

宇宙航空研究開発機構特別資料  
JAXA Special Publication

第43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2011 論文集

**Proceedings of 43rd Fluid Dynamics Conference/  
Aerospace Numerical Simulation Symposium 2011**

開催日：平成23年7月7日(木)～8日(金)

開催場所：早稲田大学 国際会議場

7 July ~ 8 July, 2011

Waseda University, International Conference Center

2012年3月  
March 2012

宇宙航空研究開発機構  
Japan Aerospace Exploration Agency

## まえがき

今年は、3月11日に起きた東日本大震災において、科学技術の無力さを感じさせられました。また、今年度のANSSの開催自体をどうするかの議論を実行委員会の中で行ってきました。結果的に、復旧復興のため我々がすべきことは、例年通り開催することだとの判断をいたしました。

今年度のANSS2011は、例年通り、日本航空宇宙学会空気力学部門委員会による流体力学講演と合同開催という形で、早稲田大学国際会議場で開催いたしました。ANSS側、学会側からの特別企画7件、特別講演2件、一般講演117件を、1フロア5会場で進め、大変活気のあるシンポジウム、講演会となりました。特別講演としては、早稲田大学坪内博士記念博物館副館長の秋葉裕一氏から「早稲田大学の演劇博物館」、前ANSS実行委員長の宇宙航空研究開発機構中道二郎氏から「流体力学における変分法の話」の講演をいただき、貴重なお話を伺うことができました。また、パネルディスカッションとして、「先端HPCから実機開発への道」と称し、機体及びエンジンメーカーの方をパネリストとして迎え、航空機開発現場におけるHPCの活用についてご紹介いただき、ディスカッションを行いました。

非定常空気力学、騒音・音響解析、燃焼シミュレーションに関する研究発表が数多く見られました。数値シミュレーションの重要なことは、物理現象を理解してシミュレートすることであることは、誰しも理解していることだと思います。今回のシンポジウムでも、その議論がなされていることに安堵しつつ、今後も議論の場を提供していくべきだと感じました。本シンポジウムをとおして世界に認められる研究成果発信していくことを期待します。

最後に、本シンポジウムの運営に当り、日本航空宇宙学会空気力学部門委員長の川添博光鳥取大学教授をはじめ同部門委員の方々のご努力に感謝するとともに、本シンポジウムの開催に当り、資金的な支援をいただいた早稲田大学に謝意を表します。

平成24年2月吉日

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS)

委員長

大貫 武

ANSS運営委員会委員

大貫武（委員長）、村上桂一（幹事）、相曽秀昭、阿部浩幸、池田友明、齋藤健一、佐藤茂、嶋英志、清水太郎、中村孝、野崎理、長谷川進、藤田直行、牧野好和、松尾裕一、松山新吾、村山光宏、山根敬、吉田正廣

# 目 次

|  |    |
|--|----|
| 1. ハイブリッド有限要素-波動ベース法に基づいたフェアリング内音響振動予測 .....                                 | 1  |
| 高橋孝（宇宙航空研究開発機構／研究開発本部），金田英和，岩永則城（計算力学研究センター），<br>堤誠司（宇宙航空研究開発機構／情報・計算工学センター） |    |
| 2. データ同化における衛星熱解析のGPGPUによる高速化試行 .....  | 7  |
| 高木亮治（宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所/情報・計算工学センター），<br>秋田剛（宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センター）           |    |
| 3. 低ソニックブーム設計概念実証落下試験（D-SEND#1）のソニックブーム推算 .....                              | 15 |
| 石川敬掲（三向ソフトウェア開発株式会社），牧本卓也，大平啓介（株式会社菱友システムズ），<br>牧野好和，橋本敦（宇宙航空研究開発機構）         |    |
| 4. 低ソニックブーム設計概念実証落下試験（D-SEND#1）の試験実施条件検討 .....                               | 21 |
| 牧野好和，冨田博史，本田雅久，橋本敦（宇宙航空研究開発機構）   |    |
| 5. 大口径平板燃焼器を伝播する円筒デトネーション波に関する研究 .....                                       | 27 |
| 棧敷和弥，寺坂昭宏，脇田督司，戸谷剛，永田晴紀（北海道大学大学院）  |    |
| 6. パルスデトネーション型マイクロ波ロケットのリード弁をもちいた吸気機構の解析 .....                               | 33 |
| 福成雅史，山口敏和，小紫公也，荒川義博（東京大学），葛山浩（山口大学）  |    |
| 7. 複雑形状飛行体に適用可能なビデオカメラによる運動解析法とグライダーへの応用 .....                               | 37 |
| 川添博光（鳥取大），三浦敬明（鳥取大・院），澤剛史（鳥取大・院），<br>上野 真（JAXA），山田剛治（鳥取大），松野 隆（鳥取大）          |    |
| 8. LESによる石井翼（ $Re=23,000$ ）の空力特性評価 .....                                     | 43 |
| 野々村拓，安養寺正之，大山聖，藤井孝藏（宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所），<br>小嶋亮次（東京大学大学院）                     |    |
| 9. 時間スケールに着目した3方程式乱流モデルの旋回流への適用 .....  | 49 |
| 松尾裕一，阿部浩幸（JAXA），吉澤徹（JAXA 客員）   |    |
| 10. LESのダイナミック壁面モデル：高レイノルズ数流れの壁面摩擦と乱流統計量の正確な予測 .....                         | 55 |
| 河合宗司（ISAS/JAXA）  |    |
| 11. 超臨界圧/遷臨界ジェットのLES解析：噴流構造と特徴的な振る舞いについて .....                               | 63 |
| 寺島洋史（JAXA，現東大），河合宗司（ISAS/JAXA），山西伸宏（JAXA）                                    |    |
| 12. 数値シミュレーションによるジェットブラストの遠方場予測 .....  | 71 |
| 石向桂一，橋本敦，松尾裕一，渡辺重哉（宇宙航空研究開発機構 研究開発本部）  |    |
| 13. パルス変調を用いたSDBDプラズマアクチュエータが誘起する流れ .....                                    | 77 |
| 柳田祥之（日大院），小森瑛（日大理工・現トヨタ自動車），大竹智久，村松旦典，本橋龍郎（日大理工）                             |    |
| 14. 低レイノルズ数におけるDBDプラズマアクチュエータが作用するNACA0012翼型まわりの流れ場の特性 .....                 | 83 |
| 築瀬祐太（日本大学大学院），大竹智久，村松旦典，本橋龍郎（日本大学理工学部）                                       |    |

|   |     |
|---|-----|
| 15. 直列二円柱周り流れ解析における遠方場騒音および近傍流れ場の検証·····  | 89  |
| 今村太郎 (JAXA/APG), 平井亨 (菱友システムズ), 榎本俊治, 山本一臣 (JAXA/APG)                           |     |
| 16. ブロック構造型直交格子とIB法を用いたLEEコード構築 ·····   | 95  |
| 福島裕馬 (東北大院), 佐々木大輔 (東北大工), 中橋和博 (東北大工)  |     |
| 17. 弱電離プラズマ流制御における印加磁場配位の影響に関する数値解析·····  | 101 |
| 永田靖典 (東京大学), 大津広敬 (龍谷大学), 山田和彦, 安部隆士 (JAXA)                                     |     |
| 18. 高エンタルピー流れと磁化された物体との相互作用におけるスケール効果·····                                      | 107 |
| 服部盛正 (早稲田大学), 牧野仁 (東海大学), 永田靖典 (東京大学),<br>高橋裕介, 山田和彦, 安部隆士 (宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所) |     |
| 19. 膨張波管内流れにおける境界層の影響に関する数値的研究·····   | 113 |
| 赤堀敬法, 牧野仁, 平岡克己 (東海大学), 永田靖典 (東京大学),<br>山田和彦, 安部隆士 (宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所)         |     |
| 20. DG法を用いた弧状衝撃波不安定性の三次元数値シミュレーション·····   | 119 |
| 佐藤陽介, 鈴木佑一郎, 大西直文 (東北大学), 保江かな子 (JAXA)  |     |
| 21. 高速CFD空間格子変形法の検討 ·····   | 125 |
| 菱田学 (株式会社菱友システムズ), 橋本敦, 保江かな子, 村上桂一 (独立行政法人宇宙航空研究開発機構)                          |     |
| 22. 圧縮性Building Cube Methodを用いた翼周りのEuler解析 ·····                                | 131 |
| 西村康孝, 佐々木大輔, 中橋和博 (東北大学 大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻)                                     |     |
| 23. 非構造格子空力シミュレーションのための第2制限関数 ·····   | 137 |
| 北村圭一, 嶋英志 (宇宙航空研究開発機構 情報・計算工学センター)  |     |
| 24. 模型変形計測データを反映したCFD表面格子修正法の検討 ·····   | 143 |
| 保江かな子, 口石茂, 橋本敦, 村上桂一, 加藤裕之, 中北和之, 渡辺重哉 (JAXA),<br>菱田学 (菱友システムズ)                |     |
| 25. EFD/CFD融合可視化に関する基礎検討 ·····  | 149 |
| 伊藤貴之, 笠松沙紀, 八反田香莉 (お茶の水女子大学),<br>渡辺重哉, 口石茂, 保江かな子 (宇宙航空研究開発機構)                  |     |
| 26. 高耐波性水上機の開発·····   | 155 |
| 田中萌生 (計算力学研究センター), 櫻井達美 (計算力学研究センター),<br>明石克人 (飛洋航空機製造開発), 永野毅 (飛洋航空機製造開発)      |     |
| 27. HexaGrid/FaSTARを用いたデジタル風洞の開発 ·····  | 159 |
| 橋本敦, 村上桂一 (JAXA), 菱田学 (菱友システムズ), ラフール パウルス (計算力学研究センター)                         |     |
| 28. 風洞多孔壁を考慮した二次元翼風洞試験流れ場のCFD解析 ·····   | 165 |
| 南部太介, 佐藤哲也 (早稲田大学), 橋本敦, 村上桂一 (宇宙航空研究開発機構)                                      |     |
| 29. FaSTARを用いた翼周りデータ同化計算の試み ·····   | 171 |
| 名古屋靖一郎, 木野由也, 平口雪乃 (アーク情報システム), 相曽秀昭 (宇宙航空研究開発機構)                               |     |



|  |     |
|--|-----|
| 30. プラズマ風洞計測における半導体レーザー吸収分光法の高感度化  | 177 |
| 野村哲史, 小紫公也 (東京大学), 高柳大樹, 藤田和央 (JAXA), 荒川義博 (東京大学)  |     |
| 31. 模型内蔵型データロガーを用いた衝撃風洞での力計測   | 181 |
| 丹野英幸, 佐藤和雄, 小室智幸, 伊藤勝宏 (宇宙航空研究開発機構 角田), 藤田和央 (宇宙航空研究開発機構 調布),<br>Stuart Laurence, Klaus Hannemann (ドイツ航空宇宙センター ゲッチンゲン) |     |
| 32. 磁力支持風洞試験データベース   | 187 |
| 杉浦裕樹 (宇宙航空研究開発機構)  |     |
| 33. ロケットフェアリング模型の遷音速風洞試験   | 189 |
| 高間良樹, 今川健太郎, 加藤裕之, 中北和之, 西沢啓, 堤誠司, 橋本敦, 渡辺重哉,<br>松尾裕一 (宇宙航空研究開発機構)   |     |
| 34. ロケットフェアリング模型の非定常PSP計測  | 195 |
| 中北和之, 今川健太郎, 高間良樹, 加藤裕之, 中島努 (宇宙航空研究開発機構)  |     |
| 35. CFDを用いた超音速機多分割前縁フラップ舵角の最適化設計   | 201 |
| 雷忠 (諏訪東京理科大学, システム工学部)   |     |
| 36. 低Re数での連結円弧翼型の空力特性における最大キャンバー位置の影響  | 209 |
| 伊丹達生 (東北大学院), 大竹智久, 村松旦典, 本橋龍郎 (日本大学理工学部)  |     |
| 37. 低レイノルズ数領域での異なるキャンバーを持つ薄円弧翼型の空力特性   | 215 |
| 大竹智久, 村松旦典, 本橋龍郎 (日本大学理工学部), 晝間洋樹 (いすゞ自動車 (株))   |     |
| 38. アーク加熱風洞におけるプラズマ流の加熱・膨張過程に関する数値解析   | 219 |
| 高橋裕介 (宇宙航空研究開発機構), 木原尚, 安倍賢一 (九州大学)  |     |
| 39. 超音速インテーク周りの衝撃波振動現象に関する研究   | 225 |
| 中山智裕, 佐藤哲也 (早稲田大学), 橋本敦, 小島孝之, 田口秀之 (JAXA)   |     |
| 40. スクラムジェットエンジンにおけるストラット後縁形状決定法に関する検討   | 231 |
| 佐藤茂 (宇宙機構角田), 渡邊孝宏 (日立東日本ソリューションズ), 福井正明 (スペースサービス),<br>宗像利彦 (日立東日本ソリューションズ)   |     |
| 41. アベックスフェンスを装備したデルタ翼の渦構造   | 237 |
| 板倉嘉哉, 小川秀介 (千葉大学教育学部)  |     |
| 42. 仮想エアロスパイクに関する極超音速風洞実験  | 243 |
| 丹羽史彰, 櫻井鷹哉 (帝京大学大学院 理工学研究科 総合工学専攻),<br>久保田弘敏 (帝京大学 理工学部 航空宇宙工学科)   |     |
| 43. レーザー推進機のビームライティング性能に関する数値解析  | 247 |
| 高橋聖幸 (東北大学), 大西直文 (東北大学)   |     |
| 44. バーガース方程式によるジェット騒音予測  | 253 |
| 岩永則城, 山本雅史 (RCCM, Inc), 橋本敦, 青山剛史, 福田紘大, 堤誠司, 高木亮治 (JAXA)  |     |

## ハイブリッド有限要素-波動ベース法に基づいたフェアリング内音響振動予測

高橋 孝

宇宙航空研究開発機構／研究開発本部

金田英和, 岩永則城

計算力学研究センター

堤 誠司

宇宙航空研究開発機構／情報・計算工学センター

## Vibroacoustic Predictions Inside a Payload Fairing Using the Hybrid Finite Element - Wave Based Approach

by

Takashi Takahashi (JAXA), Hidekazu Kaneda, Noriki Iwanaga (RCCM), and Seiji Tsutsumi (JAXA)

## ABSTRACT

This study considers the numerical prediction of sound transmission through a spacecraft payload fairing and the acoustic environment inside it. In general, a spacecraft is exposed to acoustic pressure loading on the fairing in a wide frequency range, thus numerical predictions and analyses of the acoustic environment inside the fairing are of crucial importance for reliable spacecraft developments. The authors have focused on the application of the wave based method (WBM), which is a deterministic approach and has been proposed for numerical predictions up to the mid-frequency range. In this study, a series of sound source, sound propagation and sound transmission predictions is applied to a rocket launch environment. Firstly, the sounds generated by a rocket engine are predicted by using computational fluid dynamics. Secondly, the sound propagation to a payload fairing is computed by the Ffowcs Williams and Hawkings approach. Then, thirdly, the vibroacoustic analysis of the fairing structure and an interior fairing is performed by the hybrid finite element - wave based approach, which is proposed to solve vibroacoustic problems by combining the strengths of both involved methods, namely the high computational efficiency of the WBM and the high geometrical flexibility of the finite element method. Moreover, in order to predict the fill-effect, which is recognized as the difference in the sound pressure level with and without payload, rigid payload models inside the fairing are also employed.

## 1. はじめに

ロケット打ち上げ時の轟音は、フェアリング構造を透過して、その中に搭載されている宇宙機に広い周波数成分（地上試験や設計・開発のフェーズにおいては、一般に2000[Hz]まで考慮される）を含む音圧荷重を与える。太陽電池パドルやアンテナなどの軽量で大きな面積の構造物は、比較的音響荷重に対する感度が高く、音響振動の影響は無視できない。また、宇宙機が搭載されフェアリング内の体積充填率が上がると局所的な音圧上昇が生じることが知られている（フィルエフェクト／フィルファクタ）<sup>1)</sup>。このような問題に関して、ロケット打ち上げ時の音源解析から音響伝搬、さらには、フェアリング構造の音響透過と宇宙機の音響振動といった一連の実験を行うことは不可能であり、特に、過去のフライトデータ蓄積がない新規開発ロケットに関して、数値シミュレーションによる予測手法を確立することは重要である。

従来は、打ち上げ時の音源を見積もるためには経験的な手法<sup>2)</sup>が用いられてきた。この方法は、単純な幾何形状の射場を考慮して、フライトデータや試験データに基づいているので、複雑形状の射場に直接適用することは難しい。よって近年では、数値流体力学(CFD)を利用した音源（近傍場）予測が行われてきている<sup>3),4)</sup>。しかし、フェアリング構造表面など音源位置から離れた遠方場の音響伝搬予測に関しては、非常に多くのメッシュが必要となる。そこで、流れ場には CFD、音場には FW-H(Ffowcs Williams and Hawkings)法<sup>5)</sup>やキルヒホッフ法などを利用する分離解法を

適用して、近傍場から遠方場を比較的簡易に予測することで、より高周波の音響伝搬予測が可能となることが示されている<sup>6)</sup>。

一方、音響透過や音響振動に関しては、通常、定常解析が行われる。この場合、既存の数値解析手法では、高周波側は統計的エネルギー法(SEA)などの確率統計的な手法、低周波側は有限要素法(FEM)や境界要素法(BEM)などの決定論的な要素ベース手法が適用される。ところが、その間の中間周波数帯は、上記の既存のアプローチでは精度の良い解析が困難であることが知られている。そこで、Desmet<sup>7)</sup>は、中間周波数帯までに適用可能な決定論的な波動ベース法(Wave Based Method (WBM))を提案し、定常内外部音響振動問題に対して成功裏に適用されている<sup>8)</sup>。これは間接トレフツ法に基づき、同次支配方程式の厳密解を用いて未知変数を展開する手法であり、空間を細かなメッシュに切る必要がないことから数値分散誤差がなく、要素ベース手法よりも小さな自由度で解析が可能である。

WBM を適用するには、問題領域を凸形状の部分領域に分けさえすれば良い。しかし、多くの部分領域を用いると WBM の長所である高い収束性が損なわれるため、幾何形状がそれほど複雑でない問題に適用が限定されていた。そこで、WBM の高い収束性と複雑形状へ対応可能な FEM の長所を合わせたハイブリッド有限要素(FE)-波動ベース(WB)法が提案された<sup>9)</sup>。これは、有限要素に分割する複雑形状まわりの領域は必要最小限に抑えることで、複雑形状を扱い、かつ数値分散誤差の拡大を抑えるという考え方に基づ

いている。この従来提案されているハイブリッド法は音響 FE 領域と音響 WB 領域の組み合わせであったが、著者らはそれを拡張し、構造領域の FE モデルと音響領域の WB モデル化を組み合わせたハイブリッド構造 FE-音響 WB 法の手法の定式化を行い、ハニカム・サンドイッチ・パネルを通じた音響透過解析と実験とにより検証を行ってきた<sup>10)</sup>。

本論文では、固体ロケット打ち上げ時のブルーム近傍の既存の CFD の結果<sup>11)</sup>を音響近傍場のデータとして利用し、FW-H 法によりフェアリング構造外部表面における音圧場（遠方場）を予測する。さらに、その音圧データを簡易フェアリング構造の表面に加わる荷重として用い、ハイブリッド構造 FE-音響 WB 法を用いてフェアリング内部への音響透過及び内部音響振動の連成解析を行う。フェアリング内部のフィルエフェクトに関しては、通常、SEA に基づいて円筒状の宇宙機モデルを想定した簡易式<sup>1)</sup>を用いて予測するが、SEA の性質から、中間から低周波領域では信頼性が低くなるので、その領域では経験的な手法で補っているのが現状である。そこで、上記の解析において、フェアリングに宇宙機が搭載されていない空の場合と（剛な）宇宙機が搭載されている場合の内部音圧レベル(SPL)を比較し、上記の一連の数値解析手法を用いて宇宙機の存在がフェアリング内の音場に与える影響を予測できることを示す。

## 2. 音響伝搬の数値予測手法

ロケット打ち上げ時のブルーム近傍の音源がフェアリング構造外部表面へどのように伝搬するか予測するために、CFD と FW-H 法を組み合わせた分離解法を用いる。まず、図 1 に示すように積分検査面上の流れのデータを CFD により計算しておく。次に、遠方場の観測点における音圧を、次式を用いて計算する（FW-H 法）。

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left[ \frac{1}{R} \frac{\partial \{\rho u^n\}}{\partial t'} + \frac{1}{R} \frac{\partial \{\rho u^R u^n + p' \cos \chi\}}{c \partial t'} + \frac{1}{R^2} \{\rho u^R u^n + p' \cos \chi\} \right]_{t'=t-\frac{R}{c}} dS', \quad (1)$$

ここで、 $p$  は観測点における音圧、 $S'$  は音波を放射する積分検査面、 $p'$  は積分検査面上の音圧、 $\mathbf{x}$  は観測点位置ベクトル、 $t$  は観測点における現在時間、 $\mathbf{x}'$  は音源位置ベクトル、 $t'$  は積分検査面上での時間、 $\mathbf{R} (= \mathbf{x} - \mathbf{x}')$  は放射方向ベクトル、 $R = \|\mathbf{R}\|$ 、 $\hat{\mathbf{R}} = \mathbf{R}/R = [\hat{R}_1 \ \hat{R}_2 \ \hat{R}_3]^T$  (演算子  $T$  は行列の転置を表す)、 $\hat{\mathbf{n}} = [\hat{n}_1 \ \hat{n}_2 \ \hat{n}_3]^T$  は積分検査面上の外向きの単位法線ベクトル、 $\chi$  は  $\hat{\mathbf{R}}$  と  $\hat{\mathbf{n}}$  との間の角度、 $\rho$  は空気の密度、 $c$  は音速である。また、次の関係も用いた。

$$t = t' + R/c, \quad \cos \chi = \hat{n}_i \hat{R}_i, \\ u^n = \hat{n}_i u^i, \quad u^R = \hat{R}_i u^i. \quad (2)$$

ここで、 $u^i$  ( $i=1,2,3$ ) は流体の速度成分である。

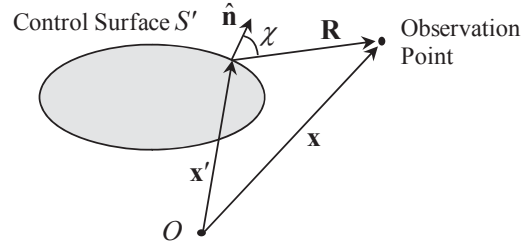


図1 積分検査面と観測点との関係

## 3. ハイブリッド有限要素-波動ベース法

次に、本論文においてフェアリング構造とフェアリング内部音場の連成解析を行うために、音響 WB 部分領域と構造ソリッド FE を用いるハイブリッド法について簡単に説明する。

### 3.1. 幾何学的な関係

音響問題領域は、簡単のために同じ種類の流体（密度 $\rho$ と音速 $c$ ）で満たされる $n_\Omega$ 個の凸な部分領域に分けられると仮定する。部分領域の凸性は、WBM の解が収束することを保証するのに十分な条件である。そして、部分領域 $\Omega^{(\alpha)}$  ( $\alpha=1,\dots,n_\Omega$ )における運動学的な関係式を記述するため、 $\Omega^{(\alpha)}$ におけるある点の絶対位置ベクトルと局所位置ベクトルを、それぞれ、 $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{r}^{(\alpha)}$  と書く（図2参照）。このとき、 $\mathbf{r}^{(\alpha)}$  から  $\mathbf{r}$  への変換を  $\mathbf{r}(\mathbf{r}^{(\alpha)})$  と表し、その逆を  $\mathbf{r}^{(\alpha)}(\mathbf{r})$  と書くことにする。各部分領域表面 $\Gamma^{(\alpha)}$ は、様々な境界面から成る。つまり、 $\Gamma^{(\alpha)} = \Gamma_p^{(\alpha)} \cup \Gamma_v^{(\alpha)} \cup \Gamma_z^{(\alpha)} \cup \Gamma_c^{(\alpha)} \cup \Gamma_{sh}^{(\alpha)}$  と表される。ここで、 $\Gamma_p^{(\alpha)}$ ,  $\Gamma_v^{(\alpha)}$ ,  $\Gamma_z^{(\alpha)}$ ,  $\Gamma_c^{(\alpha)}$ ,  $\Gamma_{sh}^{(\alpha)}$  は、それぞれ、圧力、法線方向速度、法線方向インピーダンス、WB 部分領域間のインターフェイス(I/F)、及び、ハイブリッド FE-WB の I/F である。 $\Gamma_c^{(\alpha)}$  上では、圧力と法線方向速度の連続性条件が課される。

一方、構造領域 $\Omega_s$ は、境界面 $\Gamma_s$ で囲まれた $n_{se}$ 個の構造 FE で分割されると仮定し、各 FE 領域を $\Omega_s^e$  ( $e=1,\dots,n_{se}$ ) と表す。各 FE は、 $n_s^e$  個の節点を持ち、全節点数は $n_{sn}$  個であるとする。 $\Omega_s$ 内の運動学的関係を記述するために、 $\Omega_s$ におけるある点の絶対位置ベクトルと FE 全体位置ベクトルを、それぞれ、 $\mathbf{r}$  と  $\mathbf{r}_F$  で表わす。そして、 $\mathbf{r}_F$  から  $\mathbf{r}$  への変換を  $\mathbf{r}(\mathbf{r}_F)$  と書き、その逆を  $\mathbf{r}_F(\mathbf{r})$  とする。

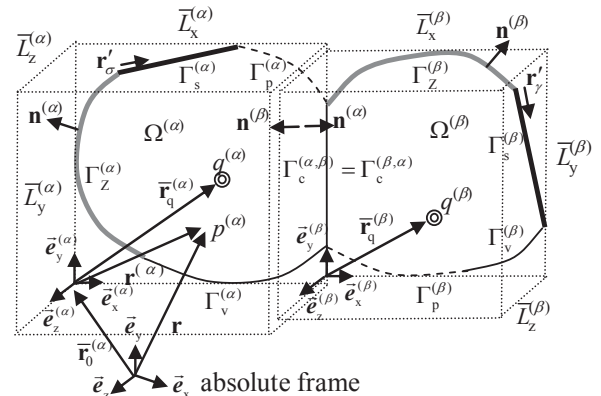


図2 3次元内部音響モデル

### 3.2. 支配方程式

WB 部分領域  $\Omega^{(a)}$  における定常音圧は、

$$\nabla^2 p^{(a)}(\mathbf{r}) + k^2 p^{(a)}(\mathbf{r}) = -j\rho\omega q^{(a)}\delta(\mathbf{r}^{(a)}, \bar{\mathbf{r}}_q^{(a)}), \quad \mathbf{r} \in \Omega^{(a)}, \quad (3)$$

で表わされるヘルムホルツ方程式によって支配される。ここで、 $\nabla$ は $[\partial/\partial x \ \partial/\partial y \ \partial/\partial z]^T$ で定義され、 $\omega$ を励振角振動数、 $k$ を音響波数、 $\delta$ をディラックのデルタ関数、 $\bar{\mathbf{r}}_q$ を単極子の位置ベクトルの絶対成分、 $q$ を単位体積あたりの体積速度、 $j$ を $\sqrt{-1}$ で定義される虚数である。

一方、一般的な構造問題の支配方程式は、次のような FE 全体位置  $\mathbf{r}_F$  における動的な釣り合い式である。

$$-\rho_s(\mathbf{r}_F)\omega^2 \mathbf{u}(\mathbf{r}_F) = \mathbf{S}^T \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{r}_F) + \mathbf{b}(\mathbf{r}_F), \quad \mathbf{r}_F \in \Omega_s, \quad (4)$$

ここで、 $\rho_s$ は構造の体積密度、 $\mathbf{u}$ は変位ベクトル、 $\mathbf{b}$ は物体力ベクトル、 $\boldsymbol{\sigma}$ は応力テンソル、 $\mathbf{S}$ は適当な微分演算子である。また、構造材料特性に依存した構成式も用いる。

### 3.3. FE-WB 間インターフェイス条件

ハイブリッド FE-WB I/F  $\Gamma_{sh}^{(a)}$  上では、構造の法線方向速度と法線方向音響速度が、次のような条件で関連づけられていなければならない。

$$\frac{j}{\rho\omega} \frac{\partial p^{(a)}(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{n}^{(a)}} = -j\omega \mathbf{n}_s(\mathbf{r}_F(\mathbf{r}))^T \mathbf{u}(\mathbf{r}_F(\mathbf{r})), \quad \mathbf{r} \in \Gamma_{sh}^{(a)}, \quad (5)$$

ここで、 $\mathbf{n}_s$ は構造表面の外向きの法線ベクトルである。

### 3.4. 変数展開

WBM では、動的な変数を、その同次支配方程式の厳密解である波動関数を用いて展開する。式(3)で支配される音響問題に対しては、WB 部分領域  $\Omega^{(a)}$  における音圧変数  $p^{(a)}$  が、次のように展開される。

$$\begin{aligned} p^{(a)}(\mathbf{r}) &\approx \hat{p}^{(a)}(\mathbf{r}) \\ &= \sum_{i=1}^{n_a^{(a)}} p_i^{(a)} \Phi_i^{(a)}(\mathbf{r}^{(a)}(\mathbf{r})) + p_q^{(a)}(\mathbf{r}^{(a)}(\mathbf{r})) \\ &= \Phi^{(a)} \mathbf{p}^{(a)} + p_q^{(a)}, \quad \mathbf{r} \in \Omega^{(a)} \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $p_q^{(a)}$ は式(3)の特解であり、 $n_a^{(a)}$ は音響波動関数の打ち切り数、 $\Phi_i^{(a)}$  ( $i=1, \dots, n_a^{(a)}$ )は既知の音響波動関数、 $p_i^{(a)}$ は未知の音響波動関数の寄与係数、 $\Phi^{(a)}$ は  $1 \times n_a^{(a)}$  の波動関数行列、 $\mathbf{p}^{(a)}$ は  $n_a^{(a)} \times 1$  の未知の寄与係数行列である。

ソリッド構造要素を用いる変位型の FEM の定式化では、要素領域  $\Omega_s^e$  ( $e=1, \dots, n_{se}$ ) 内の絶対位置  $\mathbf{r}$  における構造の定常変位ベクトル  $\mathbf{u}(\mathbf{r}_F(\mathbf{r}))$  が、局所的に定義される単純な (通常は多項式) 要素形状関数を用いて展開される。全体形式では、この変位ベクトルは、次のように展開できる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}_F) \approx \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{r}_F) = \mathbf{N}(\mathbf{r}_F) \mathbf{u}_F, \quad \mathbf{r}_F \in \Omega_s, \quad (7)$$

ここで、 $\mathbf{N}$  と  $\mathbf{u}_F$  は、それぞれ、全体形状関数と節点変位ベクトルである。

### 3.5. ハイブリッド構造 FE-音響 WB アプローチの定式化

未知の行列  $\mathbf{p}^{(a)}$  ( $a=1, \dots, n_\Omega$ ) と  $\mathbf{u}_F$  を決めるために、重み付き残差法を適用する。このとき、FEM の定式化では、支配方程式と (幾何学的拘束を除く) 境界条件(BC)の両方が弱形式を満たすように近似されるのに対して、WBM の定式化では、波動関数が支配方程式を厳密に満たすことから、BCのみが近似されるという違いに注意したい。

#### 3.5.1. 音響 WB 部分領域の重み付き残差式

まず、重み付き残差式を、 $\Omega^{(a)}$  における音響 BC に適用する。そのためにまず、 $\Gamma_p^{(a)}, \Gamma_v^{(a)}, \Gamma_z^{(a)}, \Gamma_c^{(a)}$  上の残差関数を、それぞれ、 $R_p^{(a)}, R_v^{(a)}, R_z^{(a)}, R_c^{(a)}$  と置く。また、 $\Gamma_{sh}^{(a)}$  上の残差関数  $R_{sh}^{(a)}$  は、式(5)の右辺と左辺の差によって与えられる。これらの関数は、 $n_\Omega$  個全ての WB 部分領域で定義できる。ゆえに、全ての残差関数と重み関数を適用すると、以下を得る。

$$\begin{aligned} & - \int_{\Gamma_p^{(a)}} L_v^{(a)} [\tilde{p}^{(a)}] R_p^{(a)} d\Gamma + \int_{\Gamma_v^{(a)}} \tilde{p}^{(a)} R_v^{(a)} d\Gamma \\ & + \int_{\Gamma_z^{(a)}} \tilde{p}^{(a)} R_z^{(a)} d\Gamma + \int_{\Gamma_c^{(a)}} \tilde{p}^{(a)} R_c^{(a)} d\Gamma \\ & + \int_{\Gamma_{sh}^{(a)}} \tilde{p}^{(a)} R_{sh}^{(a)} d\Gamma = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、重み関数は、 $\tilde{p}^{(a)} = \Phi^{(a)} \mathbf{p}^{(a)}$  のように Galerkin 法により定義される。

#### 3.5.2. 構造 FE 領域の重み付き残差式

次に、従来の構造 FE アプローチに従うと、式(4)から良く知られる弱形式が得られる。そして、重み関数を、Galerkin 法により  $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{N} \tilde{\mathbf{u}}_F$  のように選択する。

このとき、音圧荷重は表面力として導入され、そこで式(6)を適用する。ゆえに、表面力ベクトルの列行列である  $\mathbf{t}$  は、次のように表せる。

$$\mathbf{t} = -p \mathbf{n}_s = -\mathbf{n}_s \sum_{a=1}^{n_\Omega} \hat{p}^{(a)} = -\mathbf{n}_s \sum_{a=1}^{n_\Omega} (\Phi^{(a)} \mathbf{p}^{(a)} + p_q^{(a)}), \quad \mathbf{r} \in \Gamma_{sh}. \quad (9)$$

#### 3.5.3. 行列方程式

重み付き残差式は、それぞれ任意の  $\mathbf{p}^{(a)}$  と  $\tilde{\mathbf{u}}_F$  に対して成り立つので、FEM の定式化部分で幾何学的構造 BC に対応する行と列を削除した後で、ハイブリッド構造 FE-音響 WB 法のシステム方程式が、次のように求められる。

$$\begin{bmatrix} \mathbf{Z} & \mathbf{C}_{sh} \\ j\omega \mathbf{C}_{sh}^T & \mathbf{A}_a + \mathbf{A}_{sh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_F \\ \mathbf{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f} + \mathbf{f}_h \\ \mathbf{f}_p + \mathbf{f}_{ph} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

ここで、行列  $\mathbf{Z}$  と  $\mathbf{f}$  は、それぞれ、純粋な構造 FEM に対する動剛性行列と外力ベクトルであり、一方、行列  $\mathbf{A}_a$  と  $\mathbf{f}_p$  は、それぞれ、純粋な音響 WBM に対する係数行列と外部励振ベクトルである。他の部分は構造 FE と音響 WB 部



分領域とが連成する影響を表しており、次のように定義される。

$$\mathbf{C}_{\text{sah}} = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{\text{sah}}^{(1)} & \cdots & \mathbf{C}_{\text{sah}}^{(n_a)} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$\mathbf{C}_{\text{sah}}^{(\alpha)} = \int_{\Gamma_{\text{sa}}^{(\alpha)}} \mathbf{N}^T \mathbf{n}_s \Phi^{(\alpha)} d\Gamma \quad (12)$$

$$\mathbf{f}_h = \sum_{\alpha=1}^{n_a} \mathbf{f}_h^{(\alpha)} = - \sum_{\alpha=1}^{n_a} \int_{\Gamma_{\text{sa}}^{(\alpha)}} \mathbf{N}^T \mathbf{n}_s p_q^{(\alpha)} d\Gamma \quad (13)$$

最後に、システム方程式(10)は、疎行列部分と密行列部分に分解して、それぞれを専用のソルバを適用することにより効率的に解くことができる。

#### 4. 数値シミュレーション

フェアリング内に宇宙機が搭載されている場合とされていない場合のフェアリング内部の SPL の差であるフィルエフェクトについて調べるために、CFD による詳細な近傍場予測、FW-H によるフェアリング構造外部表面における音圧（遠方場）予測、及び、フェアリング構造を通じた音響透過とフェアリング内部音場予測を組み合わせたアプローチを適用する。

##### 4.1. フェアリングへの音響伝搬解析

音響近傍場（音源）モデルとしては、CFD により事前に数値解析された結果を用いる<sup>11)</sup>。この音源モデルは、傾斜のあるデフレクタに沿った排気ブルームの流れを囲んだ検査体積で表わされる。そして、この体積の表面を、FW-H 法によってフェアリング構造外部表面上の音響遠方場を予測するための入力（積分検査面）データとして用いる。

そして、積分検査面から約 30[m]離れたフェアリング構造外表面の音圧を予測するために FW-H 法を適用した。FW-H 法から直接得られた音圧の時系列データは、高速フーリエ変換(FFT)を利用して周波数データに変換する。この結果、フェアリング構造上の観測点において、図3に示すような SPL が得られた。図4は、参考のため、フェアリング構造外部表面の垂直な直線上の観測点列に沿ったオーバーオール SPL(OASPL)を示したものである。図4の横軸の左から右が、フェアリングの下端から上端にほぼ一直線に並べた観測点列を表しており、音源から離れるほど OASPL が下がっていく様子が理解できる。

##### 4.2. フェアリング構造モデルを用いた内部音響振動解析

次に、FW-H 法により計算された外部音場の予測値を用いて、フェアリングの内部音場を予測するために、ハイブリッド構造 FE-音響 WB アプローチを適用する。

ここで用いる簡易フェアリング構造は、図5(a)に示す。この構造の高さは約 6.36[m]、円筒分の内径が 2.5[m]、厚みは 29.6[mm]、材質はアルミ(A5052)である。今回は、一連のアプローチを組み合わせるフェアリング内部の音響環境まで予測できるかを検討する初期段階であるため、ハニカム・サンドイッチ構造や補強材等は考慮しない。そして、この構造を、29,097 個の線形アイソパラメトリック六面体

ソリッド要素と 25,600 個の節点から成る FE で離散化した。一方、フィルエフェクトについて調べるために、フェアリング内部の音響領域について、図5(b), (c), (d)に示すような3つのモデルを用意した。つまり、(1) 宇宙機のないモデル（モデル A：図5(b)）、(2) 小さな剛な宇宙機が搭載されたモデル（モデル B：図5(c)）、(3) 大きな剛な宇宙機が搭載されたモデル（モデル C：図5(d)）である。モデル B と C においては、これら上下面が正方系の直方体形状である剛な宇宙機モデルの高さは同じ 3[m]であるが、正方形の一辺の長さは、それぞれ、フェアリング体積に対する宇宙機の体積の比を 0.2 と 0.4 になるように決めた（図5参照）。フェアリング内部の音響領域は、モデル A の場合はすでに凸形状なのでこれ以上分割する必要はなく、モデル B と C に関しては図5(c)と(d)に示すように5つの凸部分領域に分割した。

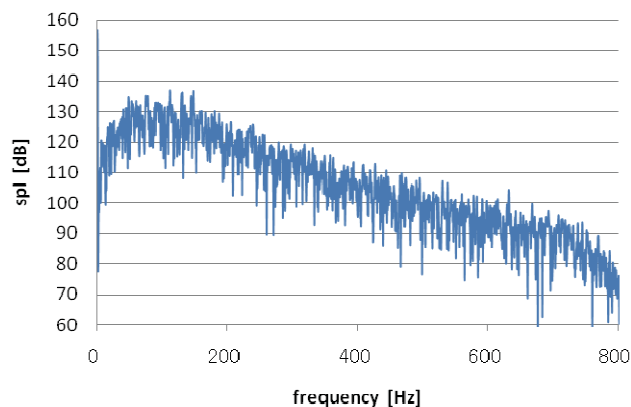


図3 フェアリング上のある観測点における SPL

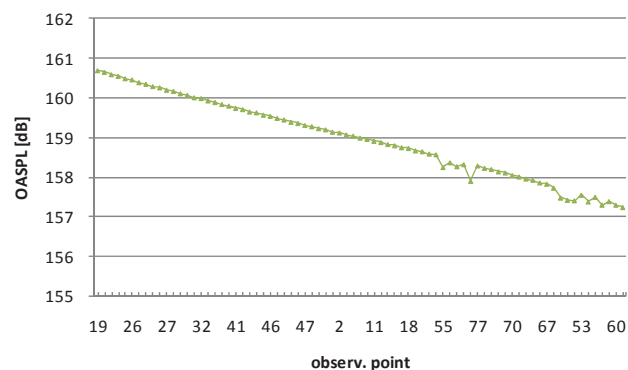


図4 フェアリング構造上の観測点における OASPL

これらの解析モデルを用いて、ハイブリッド FE-WB 法によりフェアリング構造と内部音響との連成解析を行った結果を図6と図7に示す。図6は、例として励振周波数 140[Hz]のときのフェアリング内部音圧場とフェアリング構造の変位場（変形図は分かりやすいように変位を拡大している）を示したものである。宇宙機のサイズによって、フェアリング構造の変形形状が大きく変わることが分かる。同時に、この周波数においては、宇宙機が搭載されていない空のフェアリング内の音圧よりも、宇宙機が搭載された場合のほうが局所的に音圧が上昇している様子が分かる。図7は、宇宙機とフェアリング構造に挟まれた空間における2つの観測点（図5(b), (c), (d)のそれぞれの部分領域 1

における上の赤点が観測点 1、下の赤点が観測点 2) における SPL を励振周波数に対してプロットしたものである。この例においては、励振周波数が低いほどフェアリングと衛星（剛）の表面との間の SPL に差が生じる、つまり、衛星表面とフェアリング構造間の SPL が上昇することが分かる。

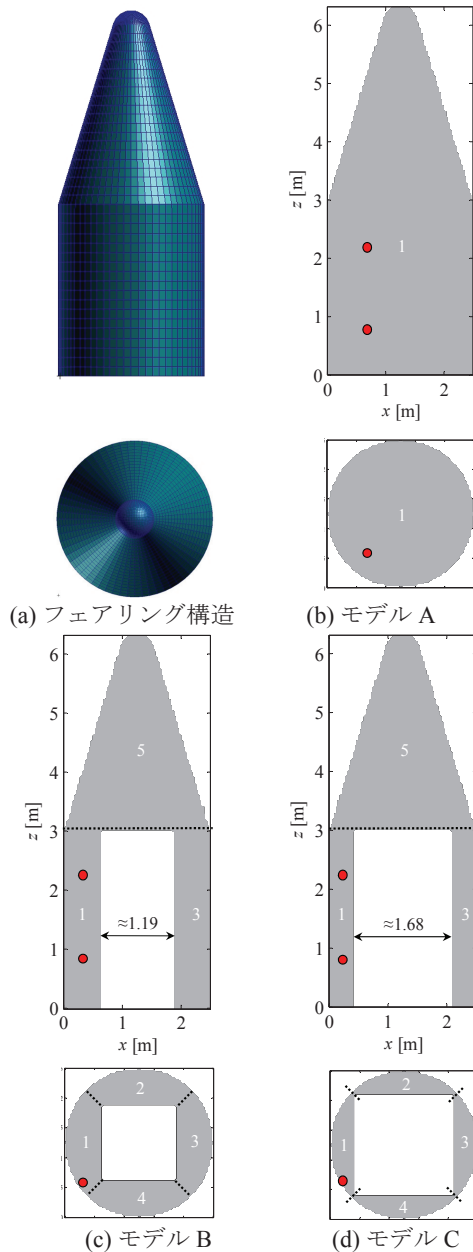


図 5 フェアリング構造と内部音響との連成解析を行うためのモデル

## 5. 結論

本論文では、音源解析、音響伝搬、及び、構造物を介した音響透過と構造物内部の音場の連成という一連の現象を予測するために、それぞれ、CFD、FW-H 法、及び、ハイブリッド構造 FE-音響 WB 法を組み合わせ、ロケット打ち上げ時の音響問題に適用した。このとき、フェアリング内部の音場予測には、簡易フェアリング構造の FE モデルと内部音響領域の WB モデルを組み合わせ、宇宙機が搭載されている場合とされていない場合のモデルをそれぞれ解

析し比較することにより、一連の解析手法を組み合わせることでフェアリング内部の音場まで予測可能であることを示した。

今後は、実機のフェアリング構造を詳細にモデル化するとともに、搭載宇宙機の弾性変形の影響も考慮した解析を行い、最終的に局所的な音圧上昇によって宇宙機構造が過度に振動することがあるのか、つまり、地上音響試験においてフィルエフェクトが考慮に値する現象なのかどうかを検討していく予定である。

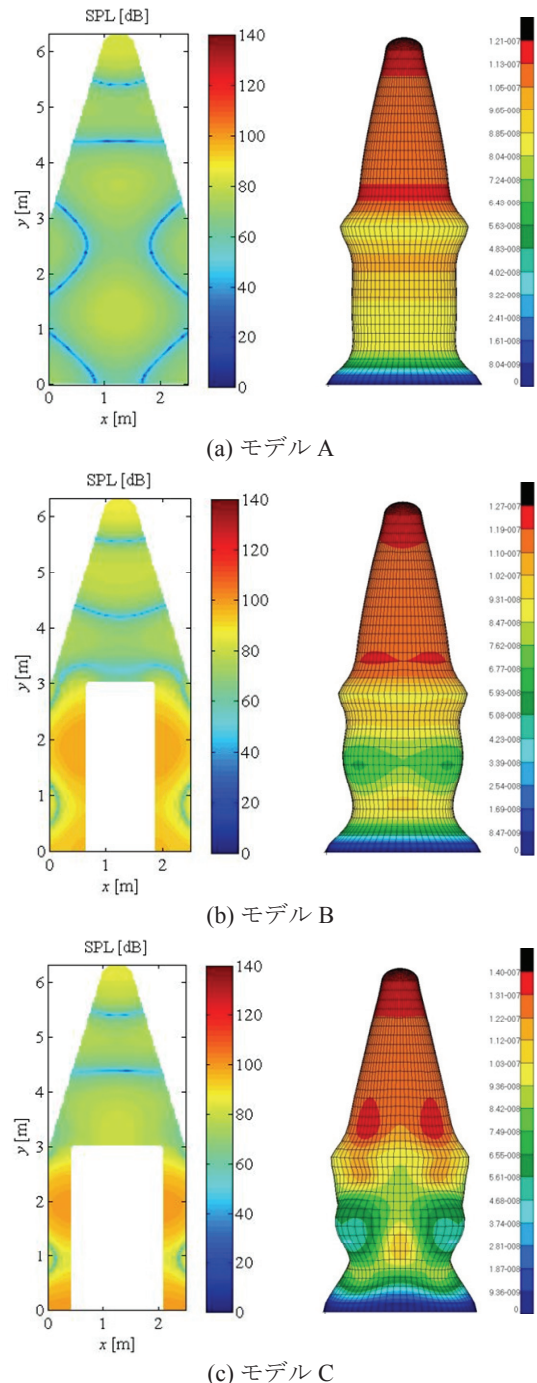


図 6 140[Hz]におけるフェアリング内 SPL (左) と構造変位場 (右)



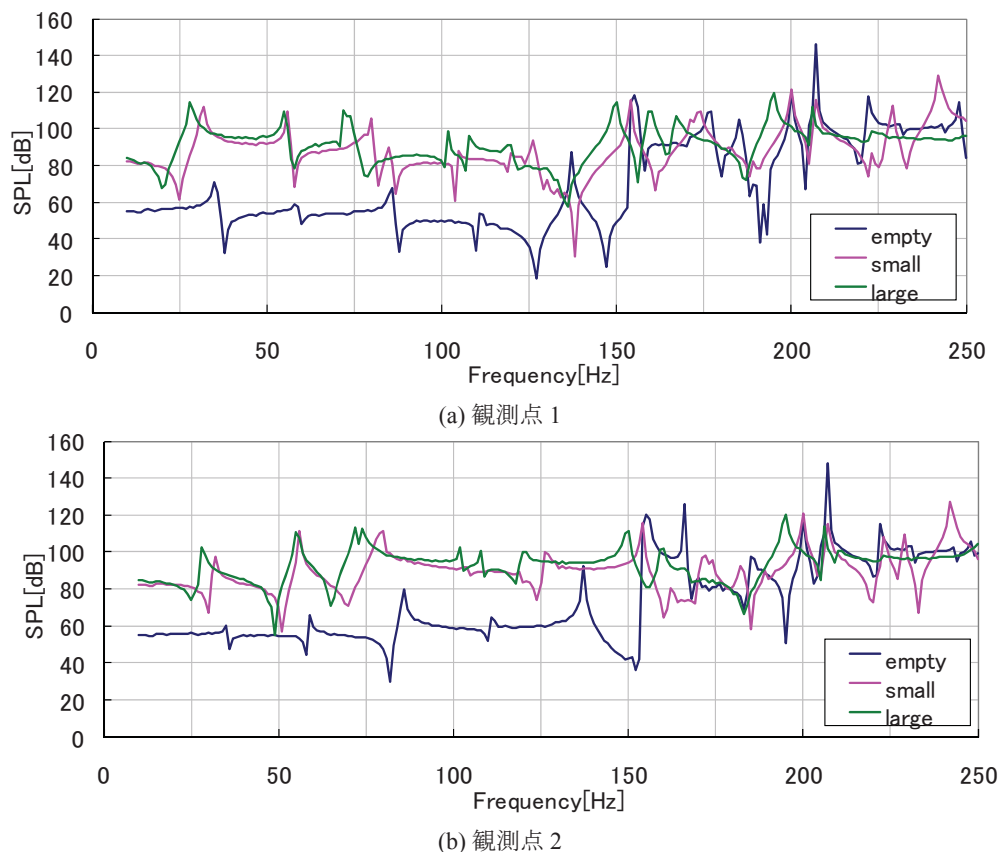


図7 搭載宇宙機の存在と大きさによる内部 SPL の違い

## 参考文献

- 1) Payload vibroacoustic test criteria, NASA-STD-7001, 1996.
- 2) Acoustic loads generated by the propulsion system, NASA SP8072, 1971.
- 3) Kitamura, K., Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., and Nakamura, Y., "High resolution CFD/CAA hybrid analysis of supersonic jet interacting with walls", AIAA-2007-3871, 2007.
- 4) Tsutsumi, S., Takaki, R., Shima, E., Fujii, K., Arita, M., "Generation and propagation of pressure waves from H-IIA launch vehicle at lift-off", AIAA-2008-390, 2008.
- 5) Ffowcs Williams, J. E., and Hawkings, D. L., "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A264, 321-342, 1969.
- 6) Iwanaga, N., Hashimoto, A., Aoyama, T., Murakami, K., Tsutsumi, S., Fukuda, K., and Shima, E., "Rocket Acoustic Prediction Code Using FW-H/Kirchhoff Method", *6th Asia Workshop on Computational Fluid Dynamics (6AWCFD)*, Tokyo, Japan, 2010.
- 7) Desmet, W., *A wave based prediction technique for coupled vibro-acoustic analysis*, Ph.D thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 1998.
- 8) Vanmaele, C., et al., "An efficient wave based prediction techniques for plate bending vibrations", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering (CMAME)*, 196 (33-34), 3178-3189, 2007.
- 9) Van Hal, B., et al., D., Hybrid finite element - wave based method for steady-state interior structural-acoustic problems, *Computers & Structures*, Vol. 83, 167-180 (2005).
- 10) Takahashi, T., Kaneda, H., Aoyama, T., Pluymers, B., and Desmet, W., "Sound transmission analysis using the hybrid finite element - wave based approach for coupled vibroacoustic problems", *ISMA2010*, Leuven, Belgium, 2010.
- 11) Tsutsumi, S., Fukuda, K., Takaki, R., Shima, E., Fujii, K. and Ui, K., "Numerical study on acoustic radiation for designing launch-pad of advanced solid rocket", AIAA-2008-5148, 2008.

# データ同化における衛星熱解析の GPGPUによる高速化試行

高木 亮治\*、秋田剛†

## Application of GPGPU to thermal analysis used in data assimilation

by

Ryoji Takaki\* and Takeshi Akita†

### Abstract

A thermal mathematical model plays an important role in operations on orbit as well as spacecraft thermal designs. The thermal mathematical model has some uncertain thermal characteristic parameters, which discourage make up efficiency and accuracy of the model. A particle filter which is one of successive data assimilation methods has been applied to construct spacecraft thermal mathematical models. This method conducts a lot of ensemble computations, which require large computational power. Recently, General Purpose computing in Graphics Processing Unit (GPGPU) has been attracted attention in high performance computing. Therefore GPGPU is applied to increase the computational speed of thermal analysis used in the particle filter. This paper shows the speed-up results by using GPGPU as well as the application method of GPGPU.

### 1. はじめに

衛星開発および運用では、適切な熱設計を行うことが重要であり、精度の高い熱数学モデルを構築する必要がある。熱数学モデルは熱伝導係数、熱容量、輻射係数など様々な物理パラメータが必要となり、これらのパラメータの値は基礎的な試験で取得された値を用いるが、接触熱抵抗のように実機の製作工程に依存するなど、値が正確に予測できないものがある。そのため、最終的には熱真空試験を行い、試験結果と熱数学モデルのコリレーションをとる。このように熱数学モデルに使われる物理的なパラメータは熱真空試験結果を用いて推定することになるが、このパラメータ推定には不確定性が強く、経験者による試行錯誤が必要となる。これらの試行錯誤には多大な労力と時間が必要とされ、衛星開発期間の短縮やコスト削減が求められるなか、より効率的で精度の高い推定方法が望まれている。

近年、物理現象に対して数学モデル（とその数値シミュレーション）および観測データを統合的に融合する手法としてデータ同化<sup>1)</sup>と呼ばれる手法が提案されている。データ同化を適用することで熱真空試験結果と熱数学モデルのコリレーションを高効率かつ高精度で行うことが可能と考えられ、衛星熱設計へのデータ同化手法の適用が試みられ、その有効性が確認されつつある<sup>2, 3, 4)</sup>。これらの試みでは、取り扱う物理が熱伝導や輻射を伴った熱現象であり非線形的な現象である。そのためデータ同化手法のうち、非線形システムを取り扱うことが可能なアンサンブルカルマンフィルターや粒子フィルター<sup>5, 6)</sup>と呼ばれる手法が使われている。これらの手法は多数の実現値（アンサンブル）を用いて統計処理を行うため、多量の解析（ここでは熱解析）を実施することになる。流体解析等と比較して熱解析は計算負荷が比較的軽い、多量のアンサンブル解析を実施するのは容易ではなく、高性能な計算環境が必要となる。

一方、高性能な計算環境として GPGPU (General Purpose computing on Graphics Processing Unit) が現在注目を集めている。GPGPU は高い演算性能を低コストで得られる新しい並列計算用ハードウェアとして注目を集めており、世界トップクラスの性能を有する

スーパーコンピュータシステムで採用されるなど、その利用が進められている。

本報告では、逐次データ同化手法である粒子フィルターを用いた衛星熱解析を実施する際に必要となる多量の熱解析を、GPGPU を用いて高速に実施することを試みたのでその結果について報告する。

### 2. 衛星の熱数学モデル

衛星の熱数学モデルは、衛星を構成部品である構体パネルや搭載機器などをいくつかの要素に分割し、各要素単位に熱特性（温度、比熱、熱伝導係数、輻射特性など）を代表する節点を設けることで構築される。太陽輻射、アルベド、地球赤外放射などの外部からの熱入力源や搭載機器からの発熱などによる内部熱入力もそれぞれ節点として考えることができ、これら節点間の熱交換を記述することで支配方程式が求められる。

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = Q_i - \sum_{j=1}^{N_n} C_{ij} (T_i - T_j) - \sum_{j=1}^{N_n} \sigma R_{ij} (T_i^4 - T_j^4) \quad (1)$$

ここで、 $C_i, T_i, Q_i$  は節点  $i$  の熱容量 [J/K]、温度 [K]、内外の熱入力 [W] である。 $C_{ij}$  は節点  $i, j$  間の熱コンダクタンス [W/K]、 $R_{ij}$  は輻射係数 [ $m^2$ ]、 $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 係数 ( $5.669 \times 10^{-8} [W/m^2/K^4]$ ) である。 $N_n$  は総節点数であり、 $N_n$  個の支配方程式を連立させて解くことで各節点での温度を求めることができる。熱コンダクタンスは節点  $i, j$  が同一物体内の場合は物体の熱伝導率で表される。一方、節点  $i, j$  が異種物体である場合は、接触熱伝達率で表される。一般に接触熱伝達率は接触圧力など衛星組み立て、運用時の様々な外的要因によって大きく変化する可能性があり、一般には実機を用いた熱真空試験データを使って値を推定する必要がある。

\*宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所/情報・計算工学センター

†宇宙航空研究開発機構 情報・計算工学センター

## 2.1 データ同化を用いた熱数学モデルのパラメータ推定手法

データ同化 (data assimilation)<sup>1)</sup> は 1990 年代中頃から気象学や海洋学の分野で発達した手法であり、物理シミュレーションモデルと実際の観測を統合する手法 (方法論) である。物理シミュレーションモデルには、モデルの不完全性や初期条件、境界条件が正確にわからないなどの不確かさが存在するため、物理シミュレーションのみでは適切に物理現象を再現できない場合がある。一方観測データは物理的、社会的制約のために得られる情報が十分でないことが多い。データ同化では物理シミュレーションモデルに実際の観測データの情報を組み込むことで、実際の現象をより良く再現する信頼性の高い物理モデルを構築することを目的とする。データ同化は、既に気象予報の精度向上などの目的で応用されているほか、更に様々な分野での応用が検討されている。

データ同化では、まず取り扱う対象を支配する変数を状態変数ベクトル  $x_t$  とし、 $x_t$  を用いてシステムモデル (一般に物理現象を表現するモデル) と観測モデル (観測される情報を表現するモデル) を以下の様に記述する。これらを状態空間モデルと呼ぶ。

$$x_t = f(x_{t-1}) + v_t \quad (2)$$

$$y_t = h(x_t) + w_t \quad (3)$$

ここで  $v_t$  はシステムノイズと呼ばれ、システムモデルの不確かさを表現する変数である。また  $w_t$  は観測ノイズと呼ばれる。実際の観測では、現象の一部が観測され、しかも観測時に非線形変換を受ける場合もある。逐次データ同化では観測値  $y_t$  を取得する度に  $x_t$  の条件付確率分布または値の推定を行う。条件付確率分布では 3 種類の分布 (予測分布、フィルター分布、平滑化分布) が重要な役割を果たし、逐次型データ同化ではこれらを時間ステップ毎に求めていく事になる。ちなみに、予測分布は  $t-1$  までのデータに基づく  $t$  の状態 (昨日までのデータに基づく今日の状態) の分布、フィルター分布は  $t$  までのデータに基づく  $t$  の状態 (今日までのデータに基づく今日の状態) の分布、平滑化分布は  $T$  までのデータを用いた  $t$  の状態 (数年後、データを全て取得したもとで振り返った今日の状態) の分布である。

逐次型のデータ同化では、これらの条件付き確率分布を求めることになるが、対象となるシステムの特性に依じて様々な手法がある。非線形システムにおいては、確率分布を多数の実現値 (アンサンブル) で近似する Ensemble Kalman Filter (EnKF) や Particle Filter (PF: 粒子フィルター) が利用される。PF は確率分布のアンサンブル近似に基づく手法の一つであるが、システム自体やシステムの状態と観測との関係に対する線形性および Gauss 分布の仮定を必要としないため、適用範囲が非常に広い。しかしながら、これらの方法は多数のアンサンブルを用いて確率分布を表現する必要があり、多量のアンサンブルの計算、つまり熱解析を行う必要がある。ここでは、多量の熱解析を高速に実施するために GPGPU を用いた並列計算を試みた。以下では GPU の概略に触れた後、熱解析の多量計算を GPGPU を用いて如何に高速化を行ったかに関して述べる。データ同化を用いた熱数学モデルのパラメータ推定手法の詳細については文献<sup>2)</sup>を参照のこと。

## 3. GPGPU による高速化

近年、高い演算性能を低コストで得られる新しい並列計算用ハードウェアとして GPU が注目を集めている。GPU はもともと画像処理用の演算装置であったが、相対的に簡単な構造を持っているため、CPU の性能向上率を上回る GPU の性能向上や Nvidia 社により GPU の開発環境 CUDA (Compute Unified Device Architecture)<sup>7)</sup> が一般に公開されるなど、GPU を一般

的な計算、特に科学技術計算に利用する GPGPU (GPU による汎用計算) が注目されるようになり、GPGPU を用いた計算科学の研究や利用技術自体に関する研究が盛んに行われている。さらに世界トップクラスの性能を有するスーパーコンピュータの多くに採用され、スーパーコンピュータのランキング Top500 (2010 年 11 月時点) ではトップ 10 のリストの中で 1 位、3 位、4 位のシステムが GPU を利用するシステムである。

### 3.1 GPU の概要

GPU を用いて計算を実施する場合、GPU の特徴を踏まえた上で利用することが必要である。CPU と比較した場合の GPU の特徴としては、まず計算コアの数が圧倒的に GPU が多い事である。Intel 社の CPU である Xeon X7560 では 8 コアが搭載されているが、Nvidia 社の GPU である Tesla C2070 では 448 CUDA コアを有する。CPU のコアと GPGPU のコア (CUDA コア) が同じ性能・機能を有するわけではなく、例えば、コアのクロック周波数を比較すると、CPU は 2GHz から 3GHz の高クロックであるのに対して GPU では 1GHz 程度と低いクロックである。また、GPU のコアは、それぞれのコアが独立に計算を行うのではなく、同じ計算 (命令) を行う SIMD (Single Instruction Multiple Data) となっている。GPU は単純なコアを沢山搭載することで演算性能を高めており、Xeon X7560 のピーク性能が 72.5Gflops であるのに対し、Tesla C2050 では 1.03Tflops (単精度)、515Gflops (倍精度) となっている。ちなみに単一コア (Xeon X7560 のコアと Tesla C2050 の CUDA コア) のピーク性能を比較すると、X7560 は 10.64Gflops に対して C2050 は 1.15Gflops となり、GPU ではより多くの並列度が必要となる。また GPU では単精度と倍精度でピーク性能が違ったり、単純で高並列な計算は得意であるが、分岐が多いなど複雑で低並列な計算は苦手であるといった特徴も有する。

メモリに関しては、GPU はグラフィック処理用に開発された高速なメモリ GDDR SDRAM を搭載しているが、搭載容量は CPU に比べて多くはなく、大規模な計算でメモリを多く必要とする場合は注意が必要となる。GPU は CPU とは独立にメモリを持っており、GPU で計算を行う場合は、計算で使うデータを CPU のメモリから GPU のメモリに移動するなど CPU と GPU の間でデータ通信を行う必要がある。計算に必要なデータを CPU から GPU に転送し、GPU で計算を実行した後、結果を GPU から CPU に書き戻す必要がある。CPU-GPU 間のデータ通信は一般的に PCI-Express バスが使われるが、GPU 内での通信性能と比較すると低い通信性能となり、頻繁に CPU と GPU でデータのやりとりを行う場合は GPU の高い演算性能を活かせない場合もある。GPU は高い演算性能を持っているが上記のような特性を持っているため、それらの特性を理解した使い方が必要となる。

### 3.2 CUDA

GPGPU のプログラミング環境としては Nvidia 社が提供する CUDA が一般に広く使われている。CUDA は C/C++ 言語をベースに、GPU を利用するために独自の拡張を行ったプログラミング言語であり、コンパイラ (nvcc)、実行時ライブラリ、数値計算ライブラリ、ドキュメントなどが提供されている。CUDA は Nvidia 社製 GPU 専用であるが、GPU への低レベルでのアクセス手段を提供することから、適切に利用することで GPU の持つ高い性能を利用することが可能である。

CUDA で記述されたプログラムは以下の特徴を持つ。まず、プログラムは CPU で実行する部分と GPU で実行する部分を明示的に記述する必要がある。CUDA では、GPU で処理を実行する単位は関数であり、これを「GPU カーネル」もしくは「カーネル関数」と呼び、`__global__` という関数指示子を記載する。通常はプログ



ラムの中で計算負荷が大きく、並列化可能な部分を関数として抽出し、GPUで実行させることで高速化を図る。カーネル関数の呼び出しは「<<<」と「>>>」を用いて記述する。なお、関数指示子には\_\_global\_\_ (CPUから呼び出されてGPU上で実行する関数)、\_\_device\_\_ (GPUから呼び出されてGPU上で実行する関数)、\_\_host\_\_ (CPUから呼び出されてCPU上で実行する関数)がある。

また、GPUはCPUとは独立したメモリを持ち、CPUからGPU上のメモリへのアクセスは制限がある。また、その逆にGPUからCPU上のメモリへはアクセスできない。すなわちCPUからGPUへはデータ転送を行う必要があり、そのためのAPI (cudaMemcpyなどのAPI関数) が用意されており、GPU上での処理を行う前後にこれらのAPI関数を用いてデータの転送を行う必要がある。

CUDAで記述されたプログラムの処理の流れは以下のようなイメージになる。

1. cudaSetDevice(0) : 使用するGPUのIDを指定する。
2. cudaMalloc() : GPU上のメモリを確保する。
3. cudaMemcpy(, cudaMemcpyHostToDevice) : CPUからGPUへデータ転送を行う
4. カーネル関数<<<, >>>() : カーネル関数を呼び出し、GPUでの処理を行う。
5. cudaMemcpy(, cudaMemcpyDeviceToHost) : GPUからCPUへデータ(計算結果)転送を行う
6. cudaFree() : 確保したGPU上のメモリの解放を行う。

### 3.3 CUDAによる並列処理

GPUを用いた計算ではGPUカーネルがGPUで実行される。その際にGPU上の多数のプロセッサ(CUDAコア)それぞれにおいて同一のGPUカーネルが実行される。CUDAコア上で実行される各インスタンスは個別のIDを持ち、そのIDを用いてそれぞれが担当するデータを特定し、GPUカーネルで記述された処理を実行することができる。

図1にNvidia社製のGPU、Tesla C2050のハードウェア構成の模式図を示す。Tesla C2050はFermiアーキテクチャを採用したGPUで、CUDAコアと呼ばれる演算器が最小単位となり、CUDAコアが16個×2を一つのまとまりとしてStreaming Multiprocessor(SM)と呼ぶ。C2050では14個のSMが実装されており、CUDAコアはトータルで448個(16×2×14=448)となる。多量のCUDAコア(C2050の場合448個)がフラットに実装されているのではなく、CUDAコア、SMといった階層構造を持っているのがGPUの特徴となっている。これは演算器だけではなく、メモリに関しても同様に階層構造が存在する。

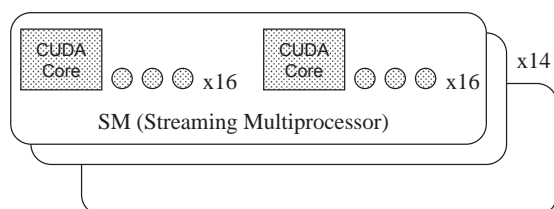


図1: Tesla C2050のハードウェア構成

CUDAコアは一つのスレッドが実行できる単位である。同じSMに存在するCUDAコアは全て同じ演算を実行するSIMDもしくはベクトル処理的な実行形態となり、通常のマルチコアCPUにおける「コア」とは異なっている。一般的なマルチコアCPUにおける「コア」に相当するものはGPUではSMとなる。CUDAコアはSIMDコアであり、複数のCUDAコアがそれぞれ異

なるデータに対して同じ演算を行うデータ並列処理がCUDAでの基本的な並列処理となる。また、CUDAコアは分岐予測器やOut of Order機能を持たないシンプルな演算単位であり、同一クロックのCPUコアと比べると演算性能が低い。GPUでは多数のCUDAコアが使える高並列度の問題でなく高い性能を発揮することができないため、その様な使い方が必要となる。

既存のマルチコアCPUの場合、コア数以上にスレッドを生成した並列処理を行うと、Time sharing実行となり、コア数以下のスレッドを用いた並列処理に比べて性能が低下する。一方、GPUでは、ハードウェアの特性として処理の切り替えが高速に実行できるため、あるスレッドがメモリアクセスで待ち状態になった場合、実行待機状態のスレッドに切り替えることでメモリレイテンシを隠蔽することが可能となり、CUDAコア数よりも多くの数のスレッドを使うことで高い演算性能が得られようになっている。CUDAにおいては図2で示すように処理の単位としてスレッド、ブロック、グリッドがある。スレッドはCUDAコアに割り付けられる処理、ブロックはSMに割り付けられる処理、グリッドはカーネルの実行単位である。図ではスレッド、ブロックとも1次元で表現しているが、ブロックは2次元空間、スレッドは3次元空間に割り付けることができる。同一グリッドでは、ブロック毎のスレッド数は同じでなくてはならない、また同一ブロック内のスレッドは全て同じSMに割り当てられるなどの制限がある。ブロック内のスレッドは32スレッドを一つの単位(Warpと呼ばれる)として割り当てられる。

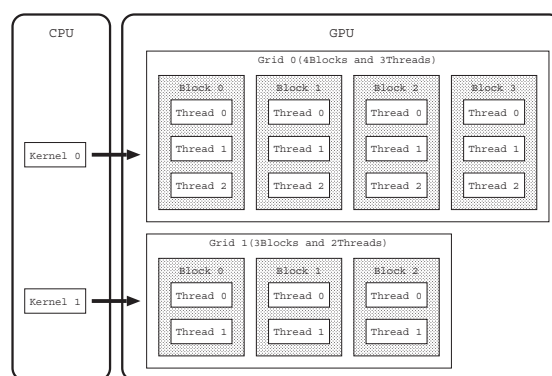


図2: CUDAにおける処理の階層構造

GPUおよびCUDAはこれまで述べてきたような特性を持っており、GPUによる高速化ではどのように対象となるプログラムの並列化を行うかが重要となる。特に、高い性能を得るためには高い並列度を確保する必要がある。ここで、GPUを用いた高速化対象としているのは粒子フィルターを衛星熱解析に適用したプログラムである。粒子フィルターでは多数のアンサンブル計算を行う必要があり、言わば大量のパラメトリック計算を行うことになる。そのため並列化手法としては二通りの手法とそれらの組み合わせが考えられる。1) 各アンサンブルの解析自体を領域分割による並列化により高速化する方法、2) 各アンサンブルの解析自体は並列化せずに、多数のアンサンブル計算をそのまま並列に実行する方法、3) 上記の二つの手法を組み合わせる各アンサンブルの計算を並列化し、さらにそれを同時にパラメトリック計算を行う方法である。大量のパラメトリック計算を実施するという粒子フィルターの特性と、プログラミングの容易さから、ここでは2)の多数のアンサンブル計算を並列実行することとした。

GPUを用いたプログラムの高速化では、プログラム中の計算負荷が高い部分(計算時間が多くかかるところ)を抽出し、その部分をGPUで実行するやり方もあるが、ここでは熱解析プログラムを全てGPU上で実行することとした。もともとFortran90/95で書かれた熱解析プログラムをCUDA3.2を用いて書き直した。も

表 1: 計算機

|       | CPU            | GPU            |
|-------|----------------|----------------|
| 計算機 A | Xeon X5650 x 2 | Tesla C2050 x1 |
| 計算機 B | Corei7 x 1     | GTS x 4        |

表 2: CPU および GPU の仕様

|             | 周波数     | コア数 | 性能          |
|-------------|---------|-----|-------------|
| Xeon X5650  | 2.66GHz | 6   | 63.84Gflops |
| Corei7      | 3.33GHz | 6   | 79.92Gflops |
| Tesla C2050 | 1.15GHz | 448 | 515.2Gflops |
| GTS450      | 1.57GHz | 192 | 301.4Gflops |

とのプログラムでは MPI および OpenMP を用いたハイブリッド並列を行っていたが、ここでは GPU の性能を評価することを目的とするため、CUDA で書き直したプログラムは MPI 並列は行っていない。また複数の GPU を利用するために OpenMP でのスレッド並列を行い、OpenMP の各スレッドがそれぞれ GPU の制御を行うようにした。なお、最新の CUDA4.0<sup>8)</sup> では複数の GPU を 1 スレッドで制御することが可能となっている。CUDA で書き直したプログラムでは、複数の GPU 上の CUDA コアおよびホスト CPU のコア (GPU の制御を担当するコアを除く) が分担して大量のアンサンブル計算を実行するような並列化を行った。計算は全て倍精度で行うこととした。

#### 4. 性能評価

文献<sup>3)</sup>で用いられている小型衛星モデルを対象とした熱解析で性能評価を行った。用いた熱数学モデルは節点数が 16 点の小さなモデルである。小型の実衛星規模 (4,000 節点程度) のデータでも代表的な性能評価を行ったが、傾向は変わらなかったため、ここでは小さなモデルでの結果について報告する。実時間 1,000 秒分の解析を実行した場合の計算時間で比較を行った。

性能評価に用いた計算機および搭載 CPU および GPU のスペックを表 1、2 にまとめる。ここでの性能評価は主に計算機 A で行った。

計算機 A では GPU が 1 個、CPU が 2 個搭載されている。問題規模を同じ (総粒子数を同じ) にして GPU を使った場合 (GPU)、CPU を 1 個使った場合 (1CPU)、2 個使った場合 (2CPU) で計算時間の比較を行った。表 3 に総粒子数が 8,928 および 16,128 の結果を示す。総粒子数は粒子フィルターの粒子数でアンサンブル計算のアンサンブル数に該当する。CPU の場合、コア数=スレッド数とし、各スレッドが複数の粒子を担当することになる。一方、GPU では総スレッド数 (=ブロック数×ブロック当たりのスレッド数) が総粒子数と同じとなるようにし、各スレッドが 1 粒子の計算をすることになる。この表からブロック数とスレッド数を適切に設定すれば GPU を用いた計算が CPU を用いるよりも 2 倍程度高速であることがわかる。なお、スレッド数およびブロック数はある程度試行錯誤的に決定した。GPU の場合、総スレッド数が CUDA コア数よりも大きな値にすることが大事で、総スレッド数が小さい場合は CPU の方が速い結果となった。

この結果を GPU と CPU の理論ピーク性能で比較してみると、GPU はピーク性能が 515Gflops に対して CPU は 64Gflops (1CPU あたり) となり、GPU と CPU のピーク性能比は 8 となる。ピーク性能比を考慮すると GPU は絶対性能としては CPU より高いが、実行効率では CPU の方が高く、その差は 4 倍程度と考えられる。GPU の実行効率が低い原因はプログラムのチューニング、特にメモリアクセスのチューニングを実施していないためと考えられる。GPU では複数の階層構造を持つメモリが搭載されており、高速性能を発揮させ

るには高速なアクセス性能を持つメモリを使うことが重要である。今回の試行では、全スレッドからアクセス可能なグローバルメモリを使っているため、メモリアクセスが高速ではなく、ここが性能ネックになっていると考えられる。高速化に向けた今後の課題と考えている。

計算機 B では GPU が 4 個、CPU が 1 個搭載されており、複数 GPU を利用した場合の性能評価を行った。総粒子数は 64,512 とした。結果を表 4 に示す。複数 GPU を使う場合でも CPU に比べて絶対性能は高いことがわかるが、ピーク性能比を考慮した場合、実行効率では CPU が良いと考えられる。

次に CPU と GPU を同時に使った場合の比較を計算機 A で行った。その結果を表 5 を示す。なお、総粒子数はそれぞれのケースで完全に一致していないが、その影響は小さいと思われる。

ケース 1 は GPU だけを用いた計算で総粒子数は 22,016 である。ケース 2 は GPU と 1CPU の両方を用いた計算である。ここで使用した計算機 A は 1CPU に 6 コアを搭載しており、OpenMP で 6 スレッドを起動し、1 スレッドが GPU の処理を制御し、残りの 5 スレッドは計算を行った。CPU と GPU では性能に差があるため、CPU、GPU で同じ計算時間となるように、それぞれに割り当てる粒子数を手動で調整した。GPU に割り当てた粒子数は 16,128、CPU に割り当てた粒子数は 5,880 となり、総粒子数は 22,008 である。割り当てられた粒子数を見ても GPU が 2 倍程度 CPU よりも高速であることがわかる。ケース 3 は 1CPU だけ (6 コアを使用) を用いた計算で総粒子数は 22,016 である。ケース A,B,C は搭載された演算器を全て利用する (CPU × 2, GPU) 条件で比較を行った。ケース A は CPU だけで、粒子数は 29,056。ケース B は GPU の粒子数が 16,128、CPU は 11 コアを使い、粒子数は 12,936 で総粒子数は 29,064 である。ケース C は CPU だけ (CPU × 2) で、粒子数は 29,064 である。当然の結果ではあるが、GPU と CPU を組み合わせる使用場合が最も速く、ケース 1,2,3 の場合は GPU だけの場合の約 1.5 倍、CPU だけの場合の 3 倍、ケース A,B,C の場合は CPU だけ、GPU だけに比べて 2 倍程度高速であることがわかる。

ケース B' はケース B と同じ粒子数 (29,056) を GPU と CPU 1 個で分担して計算した場合、ケース C' はほぼ同じ粒子数 (29,052) で CPU 1 個 (6 コア) を用いて計算した結果である。ケース C' に CPU を追加した場合がケース C になり、1.99 倍高速化されたことになる。一方ケース C' に GPU を追加した場合がケース B' になり、3.1 倍高速化されたことになる。1CPU マシンに CPU を追加するのか、GPU を追加するのかを考えた場合、今回のケースでは GPU を追加した方が良い結果となった。

#### 4.1 スレッド数、ブロック数の特性

前に述べたように、CUDA のハードウェアモデルには階層構造 (スレッド、ブロック) があり、これらの値をどの様に決めれば良いかという問題がある。一般にこれらのパラメータの最適値はアプリケーション毎に異なり、ある程度試行錯誤的に決めてやる必要がある。そのため、スレッド数およびブロック数の決め方の指針を得るため、それぞれの値を変化させた時の性能の変化について調べた。計算規模 (この場合は粒子数) を拡大するにつれて、計算リソースを増やす弱スケーリングで調査を行った。各スレッドは常に 1 粒子の計算を担当し、ブロック数、スレッド数に応じて粒子数を増減させた。このような場合、理想的な並列計算では、常に計算時間は一定となるが、実際は並列処理等のオーバーヘッドのため、スレッド数の増加にともない、計算時間は増加する。

まず、ブロック数の影響を調べた。スレッド数を 1 としてブロック数を変化させた場合を図 3 に示す。



表 3: GPU と CPU の性能比較

|      | ブロック数 | スレッド数   | 粒子数/スレッド | 総粒子数   | 計算時間 [秒] |
|------|-------|---------|----------|--------|----------|
| GPU  | 558   | 16/ブロック | 1        | 8,928  | 5.754    |
| 1CPU | -     | 6       | 1,488    | 8,928  | 13.04    |
| 2CPU | -     | 12      | 744      | 8,928  | 6.570    |
| GPU  | 1,008 | 16/ブロック | 1        | 16,128 | 10.33    |
| 1CPU | -     | 6       | 1,488    | 16,128 | 23.60    |
| 2CPU | -     | 12      | 744      | 16,128 | 11.87    |

表 4: 複数 GPU と CPU の性能比較

|     | デバイス数 | ブロック数 | スレッド数   | 粒子数/スレッド | 総粒子数   | 計算時間 [秒] |
|-----|-------|-------|---------|----------|--------|----------|
| GPU | 4     | 1,008 | 16/ブロック | 1        | 64,512 | 27.82    |
| CPU | 1     | -     | 6       | 10,752   | 64,512 | 78.41    |

表 5: GPU, GPU+CPU, CPU の性能比較

|                | ブロック数 | スレッド数   | 粒子数/スレッド | 総粒子数   | 計算時間 [秒] |
|----------------|-------|---------|----------|--------|----------|
| Case 1 GPU     | 1,376 | 16/ブロック | 1        | 22,016 | 14.57    |
| Case 2 GPU     | 1,008 | 16/ブロック | 1        | 16,128 | 10.32    |
| Case 3 CPU(1)  | -     | 5       | 1,176    | 5,880  | 10.32    |
| Case 3 CPU(1)  | -     | 6       | 3,668    | 22,008 | 32.27    |
| Case A GPU     | 1,816 | 16/ブロック | 1        | 29,056 | 19.08    |
| Case B GPU     | 1,008 | 16/ブロック | 1        | 16,128 | 10.34    |
| Case B CPU(2)  | -     | 11      | 1,176    | 12,936 | 10.36    |
| Case C CPU(2)  | -     | 12      | 2,422    | 29,064 | 21.38    |
| Case B' GPU    | 1,326 | 16/ブロック | 1        | 21,216 | 13.73    |
| Case B' CPU(1) | -     | 5       | 1,568    | 7,840  | 13.73    |
| Case C' CPU(1) | -     | 6       | 4,842    | 29,052 | 42.44    |

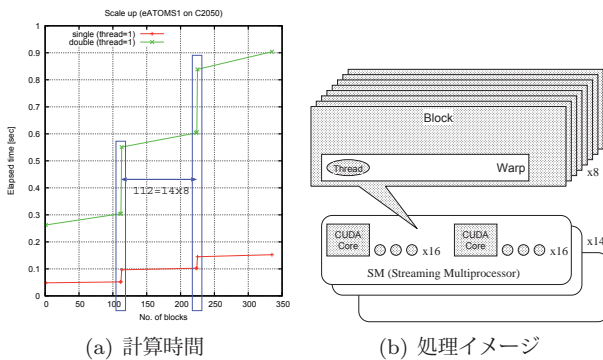


図 3: スレッド数を 1 としてブロック数を変化させた場合

表 6: C2050 のハードウェア制限

| 項目           | ハードウェア制限 |
|--------------|----------|
| Warp サイズ     | 32       |
| 最大スレッド数/ブロック | 1,024    |
| 最大スレッド数/SM   | 1,536    |
| 最大 Warp 数/SM | 48       |
| 最大ブロック数/SM   | 8        |

図では、単精度計算と倍精度計算の結果を示している。1 粒子の計算 (1 スレッド、1 ブロックとなり、CUDA コアの性能となる) で比較すると倍精度計算は単精度計算に比べて約 5.4 倍程度遅いことがわかる。また、どちらのケースでも計算時間はブロック数の変化に対して、112 ブロックを単位に計算時間が段階的に長くなるという離散的な傾向を示している。Tesla C2050 のハードウェアにはいくつかの処理単位やハードウェア制限があり、それらの値を表 6 に示す。

これらの制限と図 3(b) より、ブロック数 112 は C2050 が搭載する SM の数 (14) と SM 当たりの最大ブロック数 8 の積であることがわかる。つまり本ケースでは、1 スレッドを有する Warp が一つだけブロックに割り当てられ、そのブロックが最大で 8 ブロックまで一つの SM に割り当てられる。SM は 14 個なので、C2050 には最大で 112 ブロックでハードウェアが一杯になる。つまり、同時に計算されるのは 112 ブロックまでで、それが処理単位となりブロック数の増加に伴って 112 ブロックで段階的に計算時間が長くなる傾向を示すと考えられる。これは、SM の搭載数が異なる GPU (例えば、GTS450) の結果と比較するとより明確になる。図 4 に C2050 と GTS450 の結果を示す。C2050 では SM は 14 個搭載されているが、GTS450 では SM は 4 個搭載されている。そのため、GTS450 では  $8 \times 4 = 32$  ブロックが処理単位となっており、ブロック数の増加にともない 32 ブロックで段階的に計算時間が離散的に変化している。

C2050 において 112 ブロック (GTS450 の場合は 32 ブロック) の処理単位の中でブロック数の増加にともない、計算時間が若干増加しているのは、メモリアクセスの影響が考えられる。この図で示すように単精度と倍精度の比較では、倍精度の増加傾向が強いこと、また図 5 で示すように、固定スレッド数を増やした場合は、スレッド数が多い程増加傾向が強いことからメモリアクセスが主な原因と考えられる (「倍精度」、「スレッド数が多い」はどちらもメモリアクセスが増加するため)。

次にスレッド数の影響を調べた。今度はブロック数を 1 としてスレッド数を変化させた場合を図 6 に示す。

図には単精度計算と倍精度計算の結果を示している。どちらも同じようにスレッド数の増加とともに計算時間が増加している。また、特定のスレッド数で傾向が変化し、そのスレッド数は単精度が 32、倍精度が 16 と異なることがわかる。表 6 の制限より、図 6(b) で示すように各 SM には 1 ブロックが割り当てられ、スレ



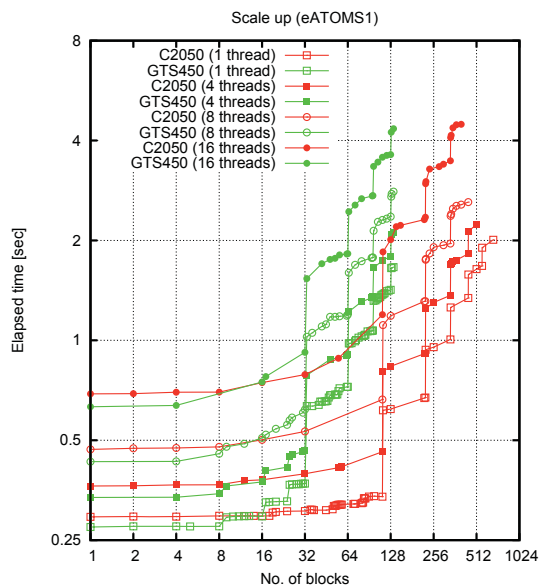


図 4: C2050 と GTS450 の比較

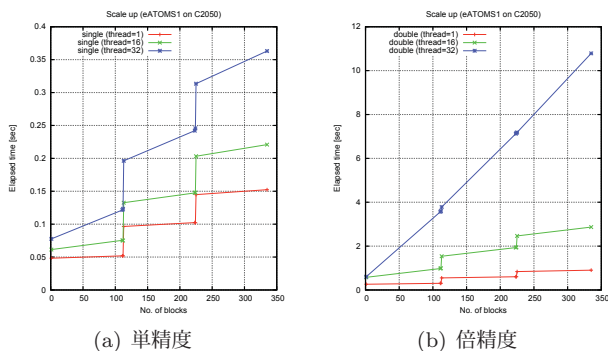


図 5: スレッド数を固定してブロック数を変化させた場合

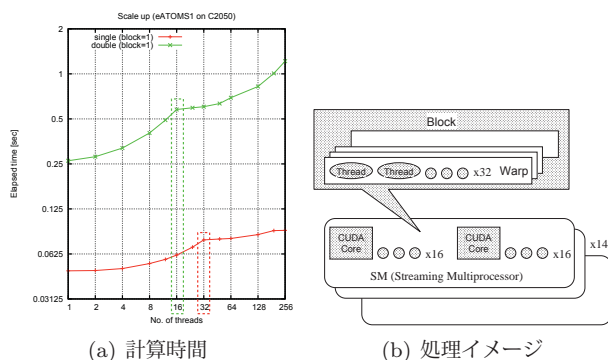


図 6: スレッド数を 1 としてブロック数を変化させた場合

ド数の増加とともに Warp 内のスレッド数が変化することとなる。SM 内の CUDA コアは全部で 32 個あり、これが単精度の場合の処理単位に相当する。倍精度の場合は、2つの CUDA コアを組み合わせる倍精度演算を行うために、実質的に 16 個となりこれが倍精度の場合の処理単位となる。スレッド数を増やしていくと、上記の理由により単精度演算では 32 スレッド、倍精度演算では 16 スレッドで SM が埋まってしまうため、図で示すような傾向を示すと考えられる。

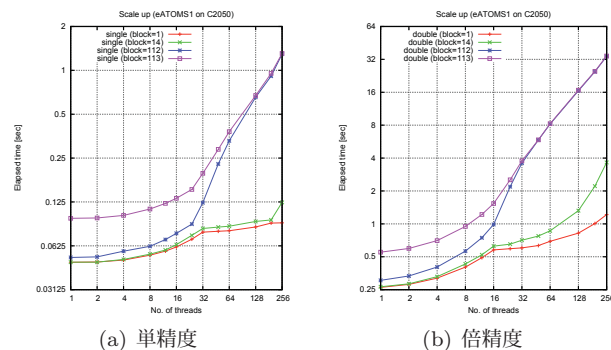


図 7: ブロック数を固定してスレッド数を変化させた場合

図 7 に固定したブロック数を増やした場合の計算時間の傾向を示す。ブロック数が異なっても同じ様に 32 スレッド (単精度)、16 スレッド (倍精度) で傾向が変化することがわかる。

## 5. おわりに

高精度衛星熱数学モデルを構築する手段として粒子フィルターの適用を試みているが、そこでは大量の解析を高速に行う必要がある。そのため、近年高性能計算機として注目を集めている GPU を用いて解析の高速化を試みた。粒子フィルターにおけるアンサンブル計算を GPU における高並列処理にマッピングすることで GPU を用いた解析を行った。GPU を用いることで CPU よりも高速な計算が行えることを確認した。特に CPU と GPU の両者を同時に用いることで、CPU だけを用いるよりも 2 倍程度高速化することができた。GPU が持つ潜在能力はまだ十分活かされていないため、高速メモリの活用など更なるチューニングが必要であり、今後の課題である。

## 参考文献

- 1) 中村和幸, 上野玄太, 樋口知之. データ同化: その概念と計算アルゴリズム. 統計数理, Vol. 53, No. 2, pp. 211-229, 2005.
- 2) 高木亮治, 秋田剛, 嶋英志. 宇宙機熱数学モデルにおけるパラメータ推定への粒子フィルターの概要. 第 42 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 2010 講演論文集, pp. 735-740, 2010.
- 3) 秋田剛, 高木亮治, 嶋英志. アンサンブルカルマンフィルタを用いた衛星熱数学モデルの接触熱伝導率推定法. 宇宙技術, Vol. 9, pp. 1-8, 2010.
- 4) 秋田剛, 高木亮治, 嶋英志, 石村康生. アンサンブルカルマンフィルタの適応型熱解析への適. 第 42 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 2010 講演論文集, pp. 729-734, 2010.
- 5) 樋口知之. 粒子フィルタ. 電子情報通信学会誌, Vol. 88, No. 12, pp. 989-994, 2005.

- 6) 中野慎也, 上野玄太, 中村和幸, 樋口知之. Merging particle filter とその特性. 統計数理, Vol. 56, No. 2, pp. 225–234, 2008.
- 7) CUDA Zone [http://www.nvidia.co.jp/object/cuda\\_home\\_new\\_jp.html](http://www.nvidia.co.jp/object/cuda_home_new_jp.html).
- 8) CUDA Toolkit 4.0 <http://developer.nvidia.com/cuda-toolkit-40>.

# 低ソニックブーム設計概念実証落下試験（D-SEND#1）の ソニックブーム推算

石川敬掲<sup>1</sup>, 牧本卓也<sup>2</sup>, 大平啓介<sup>2</sup>, 牧野好和<sup>3</sup>, 橋本敦<sup>3</sup>

<sup>1</sup>三向ソフトウェア開発株式会社, <sup>2</sup>株式会社 菱友システムズ, <sup>3</sup>宇宙航空研究開発機構

## Sonic-boom prediction of D-SEND#1 drop models

by

Hiroaki Ishikawa, Takuya Makimoto, Keisuke Ohira, Yoshikazu Makino and Atsushi Hashimoto

### ABSTRACT

JAXA is promoting a new supersonic flight test project named D-SEND(Drop test for Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed sonic boom) in order to verify the aerodynamic design technology for low sonic-boom airplane. D-SEND comprises two series of balloon drop tests(D-SEND#1 and D-SEND#2). In D-SEND#1, two axisymmetrical bodies(N-wave model and low boom model) are dropped from a balloon at an altitude of 20-30km. The sonic-booms of these bodies are measured with microphones above the ground up to an altitude of 1km. In this paper, the sonic-booms of the D-SEND#1 models are predicted by numerical simulations. The near-field pressure signatures obtained by using the unstructured/structured overset grids CFD method are extrapolated to the measurement position by the propagation tool based on Burgers equation.

### 1. はじめに

次世代の超音速旅客機の実現に向けて最も重要な課題のひとつが超音速飛行時に発生するソニックブームの低減である。宇宙航空研究開発機構（JAXA：Japan Aerospace Exploration Agency）では、このソニックブームを低減する超音速機の設計手法の確立と実証を目的とした「低ソニックブーム設計概念実証（D-SEND：Drop test for Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed sonic boom）」プロジェクト<sup>1)</sup>が進められている。このD-SENDプロジェクトはソニックブームを低減するように設計された供試体を成層圏気球を用いて高度20～30kmの上空から落下させることで超音速まで加速させ、供試体から発生したソニックブームを計測し、その効果を実証するものである。D-SENDプロジェクトは単純な軸対称の供試体を落下させる第1フェーズ(D-SEND#1)と、航空機形態の供試体をブーム計測システムの上空まで誘導・制御する第2フェーズ(D-SEND#2)からなる。本研究では、D-SEND#1のソニックブームを数値解析により推算しD-SEND#1試験の成立性を検討することを目的とし、その予測結果と成立性について報告する。

### 2. D-SEND#1 試験の概要

D-SEND#1 試験は

- ①空中ブーム計測技術の確立
- ②低ブーム波形計測可能性の確認(N波形と低ブーム波形の比較)

を目的として、軸対称の供試体を2種類作り、気球で供試体を上空まで運び、連続して落下させ発生したソニックブームを計測するものである。試験の概要を図2-1に示す。2つの供試体のうち、一方は低ソニックブーム設計を適用しないN型の圧力波形を発生する供試体(NWM: N Wave Model), もう一方は低ソニックブーム設計技術を用いてソニックブームを低減する様に設計した供試体(LBM: Low Boom Model)である(図2-2)。NWMは全長5.6m,重量700kgで、LBMは全長8.0m,重量630kgであり、両者ともに4つのフィンで方向安定をとり、フィンを含まない最大径は共に0.613mである。2つの供試体は、ほぼ同一のマッハ数履歴をたどり、斜め前方に発生したソニックブームは地上および空中のブーム計測システムにより計測される。落下中の供試体は、搭載したGPSにより位置、速度データが計測される。

発生したソニックブームは、試験場内の4箇所の計測点に設置するブーム計測システム（BMS: Boom Measurement System）により計測される。D-SEND#1 供試体を吊り下げた気球の軌道は試験日の風に依存するため、試験場内4箇所に計測点を設け、落下地点から一番近い1箇所を計測点とする。

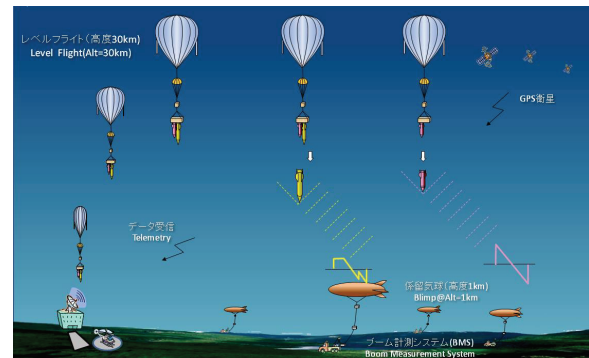


図 2-1. 試験概要

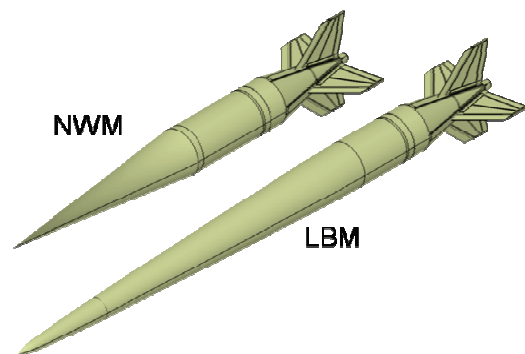


図 2-2. D-SEND#1 供試体の概要

### 3. 結果および考察

#### 3-1. 推算手法の概要

ソニックブームの推算はパネル法やCFD解析等から機体全長の数倍程度離れた近傍場での圧力波形を求め、地上などの遠方まで伝播解析を行う手法がよく用いられている。本研究でもこの方法を用いており、近傍場圧力波形の計算には「非構造／構造重合格子法」<sup>2,3)</sup>を適用した Euler CFD



解析を行い、遠方場のソニックブームは“拡張 Burgers 式”<sup>4)</sup>を利用した伝播解析手法を適用し推算した。この2つの手法について以下に詳しく説明する。

### 3-2. 非構造／構造重合格子法

地上のソニックブーム推算精度は機体近傍場の圧力分布の推算精度に依存しているが、この圧力分布はマッハ波に沿った構造的な格子を形成することで高精度な推算が期待できる。しかしながら尾翼やエンジンなどを有する航空機のような複雑形状まわりに構造的な格子を形成することは多大な労力と時間を要する。JAXA で計画されている静粛超音速研究機<sup>5)</sup>の空力設計を例に挙げると、基本設計フェーズで実施した構造格子を用いた高精度な地上ソニックブームの推算には格子生成を含めて1カ月を要した。航空機の空力設計では極力短い設計期間が要求されるため、1カ月の解析期間を設計フェーズに組み込むことは大きな制約となり現実的には困難である。このような複雑形状まわりの空気力特性を算出する場合は高効率に格子生成を可能とする非構造格子を用いた解析が多く行われており、最近ではこの非構造格子を用いた航空機の空力特性の推算には構造格子と同程度の精度であることが知られている<sup>6)</sup>。また格子生成期間は実機形態でも数日以内と短期間である。しかし非構造格子は空間格子を自動的に生成可能である半面、機体から離れた空間格子の制御が困難であり、ソニックブーム推算を目的とした近傍場圧力分布の算出には課題を有する。

そこで、本研究では構造格子および非構造格子の両者の利点を取り入れ、構造／非構造重合格子法を適用した。これは機体のごく近傍は非構造格子による CFD 解析を行い、機体から離れた空間では構造格子により CFD 解析するという2種類の CFD 解析を重合して行う手法である。本研究は高効率かつ高精度な地上ソニックブーム推算技術を確立することを目的とし、この構造／非構造重合格子法は複雑形状まわりを非構造格子で解くことで格子生成コストを大幅に削減し、ソニックブーム伝播を構造格子で解くことで高精度化を図っている。

このソニックブームの伝播には粘性の影響が少ないと考え、支配方程式は両者ともに Euler 方程式を用いている。構造／非構造重合格子法の概要を以下に記す。

非構造格子 CFD 解析は東北大学で開発され JAXA で改良された JTAS (JAXA-Tohoku university Aerodynamic Simulation)<sup>7,8)</sup>を用いた。JTAS は、非構造格子を用いセル節点有限体積法で空間離散化しており、流束の評価には近似リーマン解法を用いたスキームである HLLEW (Harten-Lax-Van Leer-Einfeldt-Wada)法を用いている。時間積分には LU-SGS (Lower- Upper Symmetric Gauss Seidel)陰解法を適用している。

次に非構造格子で計算された流れ場情報を構造格子の機体に近い側の境界面に受け渡し、その境界面の物理量を固定した状態で CFD 解析を行う。本研究において、非構造格子から構造格子への数値補間には市販の可視化ソフトウェアである“Tecplot360”の付属補間マクロを使用した。

構造格子の CFD 解析には JAXA で開発された UPACS (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)<sup>9,10)</sup>を用いた。UPACS はマルチブロック構造格子の CFD 解析ソルバで空間をセル中心有限体積法で離散化している流束の評価には AUSMDV スキームを用い MUSCL の2次精度中心差分で高次精度化を行い、計算の安定化のため minmod 制限関数を適用している。時間積分は MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel)陰解法を用い、CFL=100 で 10,000 回の計算回数で十分収束することがわかっている。構造格子による CFD 解析の計算領域には機体表面が含まれ

ていないため複雑な形状まわりに計算格子を生成する必要がなく、格子生成および空間の流れ場解析に要する計算時間を大幅に削減することができる。

図 3-1、3-2、3-3 に構造／非構造重合格子法によるソニックブーム解析の過程を示す。図 3-1 は超音速流中におかれた物体まわり流れ場を非構造格子で CFD 解析した結果の  $C_p$  (圧力係数) 分布を示している。先端からは強い衝撃波が発生し物体後方からは膨張波が発生し空間へ伝播している様子がわかる。また空間解像度は物体表面から離れるにつれて粗くなる。そこで物体表面からわずかに離れた空間に構造的に形成された格子面 (構造格子境界面) を配置し、その構造格子境界面に非構造格子の CFD 解析で得られた物理量を補間する。補間された格子面を図 3-2 に示す。この構造格子境界面は後に行う構造格子 CFD 解析の境界に相当し、物体表面に接触しないように生成されるため、円筒のような非常に単純な形状とすることが可能である。次に図 3-3 に示すような上記の構造格子境界面を境界としソニックブーム推算のための近傍場圧力分布を数値解析するための空間格子を生成する。近傍場圧力分布の推算精度を上げるために計算格子はソニックブームに沿うように配置される。ここで、構造格子 CFD 解析は非構造 CFD 解析から補間された構造格子境界面の物理量を固定する固定境界条件として計算される。ここで生成される構造格子は非常に単純な形状および構造であるため格子生成は容易で、かつ空間の制御自由度が高いためソニックブーム推算精度を向上するための格子修正も容易である。

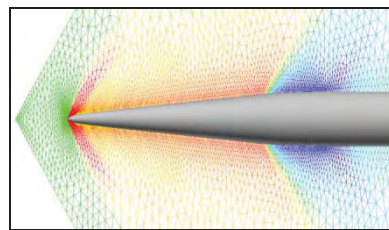


図 3-1. 非構造格子による CFD 解析例( $C_p$  分布)

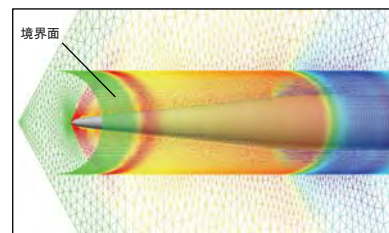


図 3-2. 構造格子境界面へ補間例

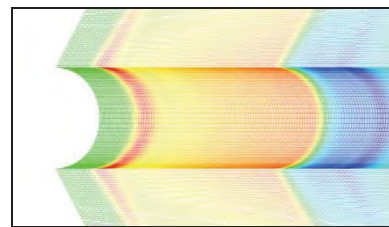


図 3-3. 構造格子による CFD 解析例( $C_p$  分布)

### 3-3. 拡張 Burgers 式による伝播解析

地上などの遠方場のソニックブームの推算する手法には Thomas による波形パラメータ法<sup>11)</sup>がよく知られている。波形パラメータ法は、幾何音響理論に等エントロピー仮定による波形の歪み効果を考慮して地上などの遠方場まで伝播させる手法である。非線形効果、幾何学的減衰効果、伝播中の環境の変化などを考慮できるが、熱粘性や分子振動緩和による減衰などは取り込まれていない。また波形パラ

メータ法において衝撃波は不連続面として取り扱われるため、現実的なソニックブームの立ち上がり時間を評価できない。本研究ではこの立ち上がり時間に関与すると思われる熱粘性減衰および分子振動緩和効果を取り扱える拡張 Burgers 式<sup>12,13)</sup>を利用した伝播解析手法を遠方場のソニックブーム推算に適用した。この Burgers 式による伝播解析は熱粘性および分子振動緩和の効果を無視した場合には波形パラメータ法の結果と一致することが確認されている<sup>14,15)</sup>。

#### 4. 数値解析結果

##### 4-1. 空気力(縦3分力)

D-SEND#1 試験では、分離(速度ゼロ)からマッハ数 2.0 近くまでの広範囲の速度域を落下するため、 $M=0.2\sim 2.0$  の範囲で Euler CFD 解析を実施した。図 4-1 にマッハ数と圧力抵抗係数  $C_{D,p}$  の関係を示す。迎角  $\alpha$  は全て 0deg である。また圧力抵抗係数を算出する際に使用した基準面積は両供試体ともに最大断面積  $0.3\text{m}^2$  を用いた。亜音速域においては両供試体に大きな差がみられないものの、遷音速域では LBM は NWM に比べて最大約 20% 圧力抵抗が低く ( $M=1.05$ )、 $M=1.1$  以上の超音速域では約 17% 低いことがわかる。

次に部位毎に分解した圧力抵抗について述べる。分解した部位を図 4-2 に示す。ここでは特に複雑な形状で形成されるフィンまわりをいくつかの部位に分解した。フィン後縁は端面を有する形状であることから、ここではフィン部の端面を除いた部分を“フィン翼面”と名付けフィン後縁部の端面を“フィン端面”と名付け分離した。“フィン翼面”にはフィンの両面および翼端を含んでいる。またフィンは L 字の金具によって固定されており、全 8 個の“L 字金具”が存在するためその影響は少なくないと考え“L 字金具”部も分解対象とした。胴体後方は 1 点に閉じた形状ではなく端面を有するが、その面積は小さく影響も無視できる程度であることが確認済みであることから、胴体後方の端面も含めて上記フィン関連以外の部分を“胴体”と定義する。一例として、 $M=1.8$  について圧力抵抗値の部位分解を行った結果を図 4-3 に示す。NWM 形態は円錐部全域に渡って圧縮領域が分布するため LBM 形態に比べて“胴体”の圧力抵抗値が高い。“胴体”を除く“フィン”、“フィン端面”、“L 字金具”においては両供試体ともに同等の圧力抵抗値である。ここで“フィン端面”に注目して見てみると全体の抵抗値の 20~30% と非常に大きな割合を占めていることがわかる。また“胴体”以外の“フィン”、“フィン端面”、“L 字金具”の抵抗値は全抵抗の 30~40% を占めている。

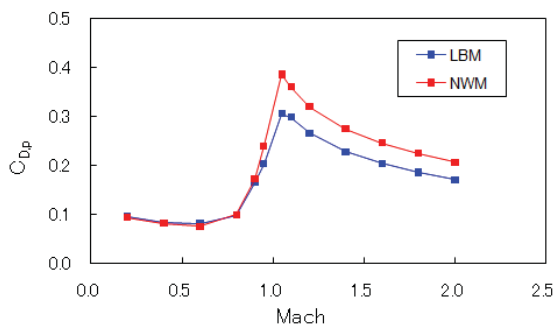


図 4-1. マッハ数と圧力抵抗の関係

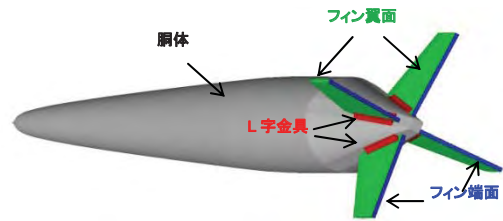


図 4-2. 部位分解図

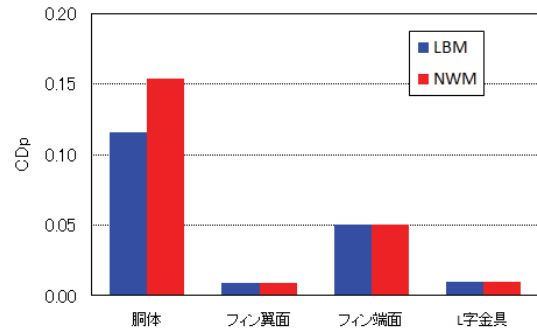


図 4-3. 圧力抵抗の部位分解

##### 4-2. 近傍場圧力分布

次に非構造／構造重合格子法により  $M=1.8$  での近傍場圧力分布を推算した。非構造／構造重合格子法を LBM に適用した概略図を図 4-4 に、NWM に適用した概略図を図 4-5 に圧力分布とともに示す。機体壁面の圧力分布は非構造格子による CFD 解析結果で、機体を筒状に取り囲んでいるメッシュ状の圧力分布が非構造格子から構造格子へ情報伝達を行う構造格子のデータ転送面であり、その外側の対称面上の圧力分布が構造格子 CFD 解析の結果である。供試体の壁面に構造格子のデータ転送境界面を極力近づける、つまり図中でメッシュ状のデータ転送面を機体壁面に近づけることで、非構造格子が密に存在する CFD 解析結果を取り込み、近傍場圧力分布の推算精度向上を図った。LBM の非構造格子は表面格子が 21 万点、空間格子を含めると 235 万点で、NWM は表面格子が 19 万点、空間格子が 170 万点で、格子作成に要した日数は約 2 日である。近傍場圧力分布を推算する構造格子は両者ともに 2,765 万点で、格子作成に要した時間は約 2 時間である。このようにソニックブームの推算では空間の衝撃波解像度が重要な要素であるため非構造・構造ともに通常の Euler 計算用の格子としては格子点数が多めである。格子密度および格子点数は“非構造／構造重合格子法”を適用した例<sup>2,3)</sup>を参考に決定した。具体的には、計算領域はマッハ円錐よりも少し広めにとることで無駄な格子点を排除し、機体後方については全長以上の計算領域を確保しつつ全長の 3 倍離れた位置の近傍場圧力分布が取得可能となっている。流れ方向には 1,200 点の格子点を等間隔に、周方向には半角(180deg)の空間を 110 点で分解している。周方向の格子密度は近傍場圧力分布を評価しない位置では  $4.2\text{deg}$  毎に格子線を配置したのに対して近傍場圧力分布を評価する位置では格子を密にして推算精度を上げるため  $0.2\text{deg}$  毎に格子線を配置した。高さ方向には全長の 3 倍までの範囲を 400 点で解像している。

以上のように非構造／構造重合格子法を適用し得られた対称面における近傍場圧力分布を図 4-6 (LBM) 及び図 4-7 (NWM) に示す。LBM 形態の先端からは強い衝撃波が発生しているが機体から離れるのに従い減衰している様子がわかる。一方、NWM は円錐部分の表面は圧力一定の錐状流の特徴を示しているが、近傍場では流れ方向に圧力上昇がみられる。ソニックブームの推算は機体全長  $L$  の 2 倍



( $H/L=2.0$ )離れた位置での近傍場圧力分布より推算する。図4-8は近傍場圧力分布を取得する位置の高さ $H$ (供試体からの距離)と供試体全長と迎角 $\alpha$ の定義を図示したものである。近傍場圧力分布を取得する線は一様流方向に平行(迎角 $\alpha=0\text{deg}$ のときは機軸にも平行)とする。次に周方向角度 $\phi$ の定義を図4-9に示す。図に示すようにある一つのフィンの翼根から翼端方向の直下を $\phi=0\text{deg}$ とし、前方から見た場合に反時計周りを正と定義する。本研究においては $\phi=0\text{deg}$ を基準として、 $\phi=45\text{deg}$ 方向についても検討した。詳細は後述する。以上のような定義のもと $M=1.8$ ,迎角 $\alpha=0\text{deg}$ における周方向角度 $\phi=0\text{deg}$ ,機体全長 $L$ の2倍( $H/L=2.0$ )離れた機軸に平行な位置での近傍場圧力分布を図4-10に示す。後端の圧力波形に有意な差が見られないものの先端の圧力波形は圧力上昇値・波形ともに大きな差がみられLBMの衝撃波がNWMに比べて小さいことがわかり、その最大圧力上昇量はNWMのその1/2以下である。LBMは先端に比較的強い衝撃波が発生するものの直後に減少がみられるのに対して、NWMは先端からの圧力上昇量は緩やかであるが、円錐形状部分まで上昇が継続され結果としてLBMの倍以上の圧力上昇値となることがわかる。

実際の落下試験においては供試体のロール角は制御できないため、ソニックブームがロール角に依存して変化しないかを確認するために異なる周方向での近傍場圧力分布を算出した。図4-4および4-5のデータ転送面の圧力分布からもわかるように機体のごく近傍ではフィン近くの周方向に圧力変化が確認できる。そこで、上述の $\phi=0\text{deg}$ の圧力分布に比べて最も大きな変化が確認できる $\phi=45\text{deg}$ を比較対象とした。図4-11に周方向角度 $\phi=0\text{deg}$ および $45\text{deg}$ の近傍場圧力分布を示す。後端部に微小な差があるものの、近傍場圧力分布はLBM,NWMともに $\phi=0\text{deg}$ と $45\text{deg}$ で有意な差は見られず、落下試験中の供試体の計測地点に対するロール角はソニックブームの計測という観点からは無視し得るものであると考えられる。

次に落下試験中に突風などなんらかの要因により迎角を有した場合についても検討を行った。はじめにマッハ数、迎角と圧力抵抗係数 $C_{Dp}$ との関係を図4-12に示す。ここで迎角は図4-8の定義に従うものとする。迎角が $2\text{deg}$ に増加した場合では、 $0\text{deg}$ のそれと大きな差異が現れないが、 $4\text{deg}$ の場合では抵抗の増加が大きいことがわかる。この結果からではこの迎角による差がソニックブームに与える影響を定量的に推測することは難しいが、迎角により何らかの影響を与える可能性は否定できない。そこで、落下試験前の事前検討では最大で $5\text{deg}$ のピッチ角が生じる可能性が指摘されたため、 $\alpha=-5,-2,0,2,5\text{deg}$ の解析を行った。迎角 $\alpha=-5,-2,0,2,5\text{deg}$ の近傍場圧力分布( $H/L=2.0$ )を図4-13

(LBM)及び図4-14(NWM)に示す。LBMでは迎角の変化による先端衝撃波の圧力上昇値はほぼ一定であるが、その後の圧力値は迎角が大きいくほど高いことがわかる。NWMでは迎角が大きくなるにつれて最大圧力値は大きく変化している。

以上の結果から本D-SEND#1モデルの近傍場圧力波形( $H/L=2.0$ )はロール角の変化による影響は少ないものの迎角の変化による影響は大きいことがわかった。これらが地上もしくは空中計測システムで観測されるソニックブームへ与える影響について定量的に検討を要することがわかる。迎角がソニックブームに与える影響については次節で述べる。

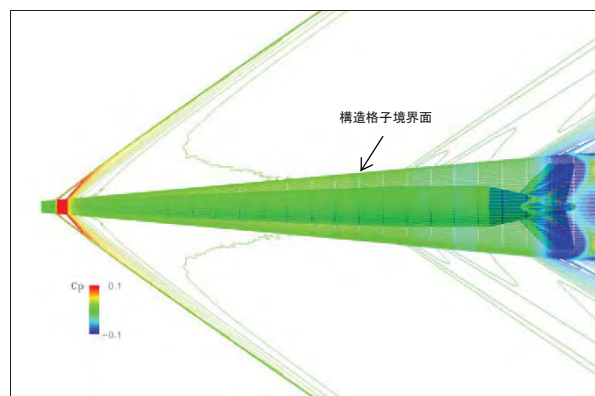


図 4-4. 非構造／構造重合格子法のLBMへの適用

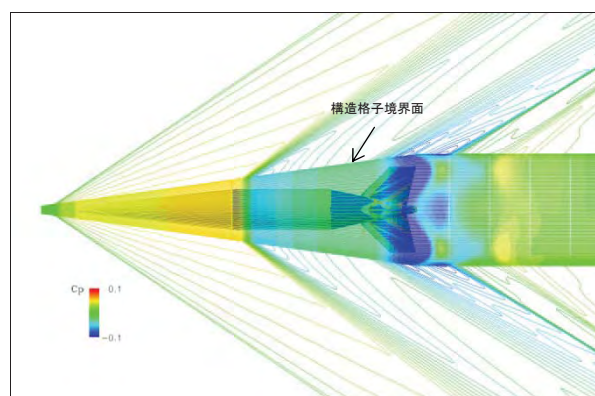


図 4-5. 非構造／構造重合格子法のNWMへの適用

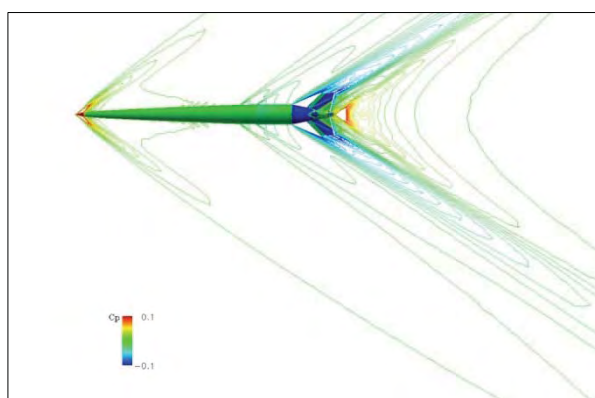


図 4-6. LBM 近傍場圧力分布

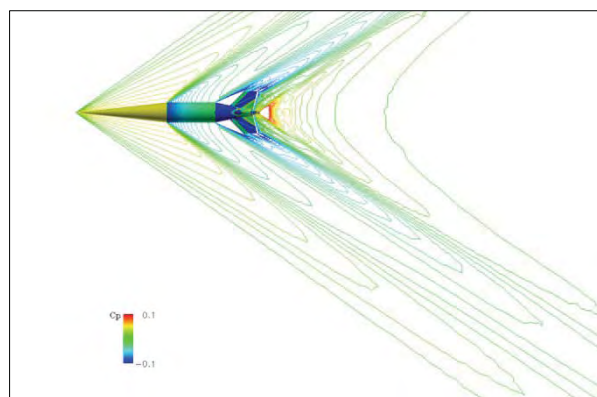


図 4-7. NWM 近傍場圧力分布



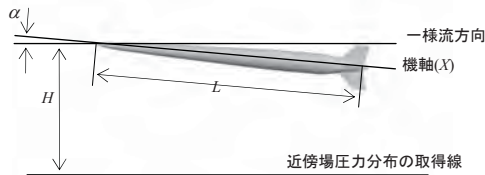
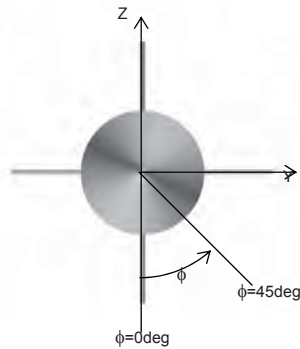
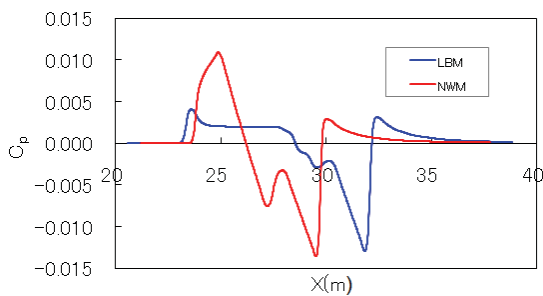
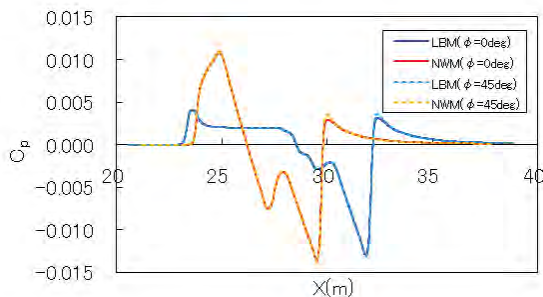
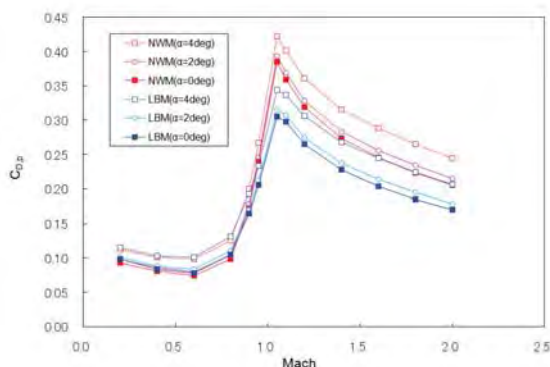
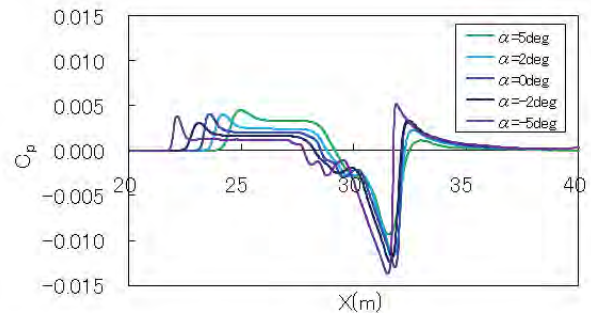
図 4-8. 高さ  $H$ , 基準長  $L$ , 迎角  $\alpha$  の定義図 4-9. 周方向角度  $\phi$  の定義 (Front view)図 4-10. 近傍場圧力分布 ( $M=1.8, \alpha=0\text{deg}, H/L=2.0$ )図 4-11. ロール角と近傍場圧力分布 ( $H/L=2.0$ )図 4-12. マッハ数, 迎角と  $C_{dp}$  の関係

図 4-13. LBM 近傍場圧力分布の迎角効果

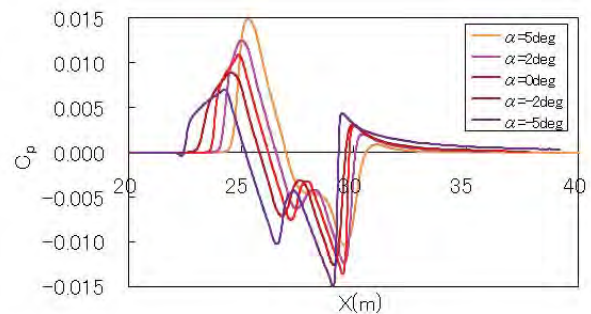


図 4-14. NWM 近傍場圧力分布の迎角効果

#### 4-3. 計測地点におけるソニックブーム波形

計測地点におけるソニックブーム波形を拡張 Burgers 式によるソニックブーム伝播解析により推算した。大気条件は実験条件を模擬するためにスウェーデンのキルナ 4 月の平均大気条件を適用した。図 4-15 は海拔高度 5.16km,  $M=1.8$  迎角  $\alpha=0\text{deg}$ , ロール角  $\phi=0\text{deg}$  で発生したソニックブームが海拔高度 1.45km (地上から 1km) の空中で計測される空中波形と海拔 0.45km の地上で計測される地上波形の推算結果である。反射係数は地上を 2.0, 空中を 1.0 とした。また供試体は鉛直落下, つまり供試体の落下方向と地上水平面とのなす角度は  $90\text{deg}$  として推算している。

NWM の波形は地上波形・空中波形ともに N 型の波形であるのに対して, 低ブーム設計された LBM は先端ブーム波形が平らになっており設計コンセプト通りの波形が計測されると推定された。またその強度も NWM の地上における先端ソニックブームは  $\Delta P=40\text{Pa}$  (0.8psf) であるのに対して LBM のそれは  $\Delta P=26\text{Pa}$  と大幅に低減されていることが確認できた。空中波形においても先端ブーム強度が NWM の  $\Delta P=24\text{Pa}$  から LBM では  $\Delta P=14\text{Pa}$  に低減されていることがわかる。

次に前節で懸念されていた迎角を有する場合の空中でのソニックブーム波形を図 4-16 (LBM) および図 4-17 (NWM) に示す。LBM 形態で迎角が変化した場合,  $\alpha=-5\sim 2\text{deg}$  までは Low-boom 波形を維持しているが  $5\text{deg}$  ではブーム波形は N 型波形に近くなっている。つまり迎角が  $5\text{deg}$  以上を有する試験環境では本落下試験の目的である低ブーム性が確認できない可能性を示唆する結果が得られた。しかし, 本供試体は横風を受けてピッチ角が  $5\text{deg}$  変化したとしてもフィンの効果で実際の迎角は  $0\text{deg}$  に近くなると考えられる。ただし, 落下中に強い回転が発生しジャイロ効果により横風を受けても現状の姿勢を維持しようとする力が過大に働く場合は迎角を有する可能性があるため過大なスピンを避けるようフィンを取り付ける必要がある。また NWM 形態に関しては迎角が変化しても波形が維持されることが図 4-17

からわかる。また図 4-18 から地上におけるブームも空中ブームと同様の傾向であることが確認できる。

以上のことから本落下試験において、2 種類の供試体から発生するソニックブームの差異は十分に観測可能であると考えられる。

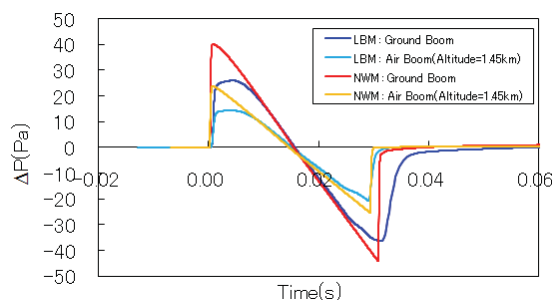


図 4-15. ソニックブーム強度推算

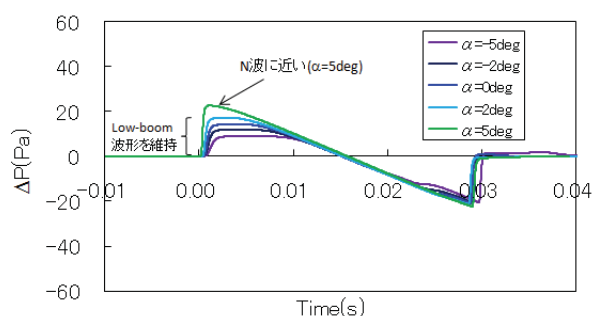


図 4-16. 迎角とブーム強度の関係(LBM, 空中:  $H=4710\text{m}$ )

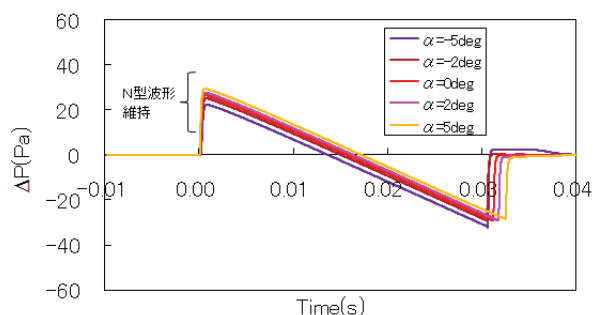
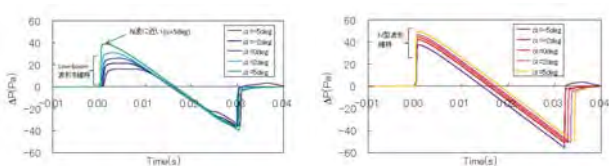


図 4-17. 迎角とブーム強度の関係(NWM, 空中:  $H=4710\text{m}$ )



(a) LBM

(b) NWM

図 4-18. 迎角とブーム強度の関係(地上:  $H=5710\text{m}$ )

## 5. まとめ

D-SEND#1 落下試験のソニックブームを数値計算により推算した。ソニックブームの推算に必要な近傍場圧力分布の取得には非構造／構造重合格子法を適用し、地上および空中の計測位置におけるソニックブームは拡張 Burgers 式を用いた伝播解析により取得した。近傍場圧力分布においては実際の落下試験で供試体がロールすることや迎角を有することを想定した解析を行い、ロールの影響はほぼないことを確認し、また迎角の影響はあるものの 2 つの供試体 (LBM, NWM) の特性を著しく損なうほどではないことを示した。また地上および空中の計測位置でのソニックブームの伝播解析より低ブーム設計された LBM, N 型のブーム

波形を有する NWM の違いが明確に現れ本落下試験の目的は十分に達成されることが確認できた。

なお、2011 年 5 月に D-SEND#1 落下試験が行われソニックブームの計測に成功した。今後は実際の落下試験と同一の条件で数値解析を行い計測されたソニックブームとの比較・検討を行う予定である。

## 参考文献

- 1) 本田雅久, 牧野好和, 富田博史, 進藤重美, “低ソニックブーム設計コンセプト確認落下試験(D-SEND)計画”, 日本航空宇宙学会 第 41 期年会講演会, D25, 2010
- 2) Ishikawa, H., Tanaka, K., Makino, Y., and Yamamoto, K., “Sonic-boom Prediction using Euler CFD Codes with Structured/Unstructured Overset Method,” Proc. 27th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Nice, France, 2010, ICAS 2010-2.4.1.
- 3) 石川敬掲, 牧野好和, 吉田憲司, 大平啓介, “構造／非構造重合格子法を用いたコンコルド模擬形状のソニックブーム解析”, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2010 (ANSS2010), 2B9, JSAS-2010-2096-F/A, 2010
- 4) 山本雅史, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 酒井武治, “Burgers 式を用いたソニックブーム伝播計算における熱粘性減衰および分子緩和効果”, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2010 (ANSS2010), 2B11, JSAS-2010-2098-F/A, 2010
- 5) Ishikawa, H., Makino, Y., Ito, T., and Kuroda, F., “Sonic Boom Prediction Using Multi-Block Structured Grids CFD Code Considering Jet-On Effects,” 27th AIAA Applied Aerodynamics Conference, San Antonio, Jun. 22-25, 2009, AIAA-2009-3508, 2009
- 6) Ishikawa, H., Kwak, D.-Y., and Yoshida, K., “Numerical Analysis on Flight-Test Results of Supersonic Experimental Airplane NEXST-1,” AIAA Journal of Aircraft, Vol.45, No.5, 2008, pp. 1505, 1513
- 7) Ito, Y., and Nakahashi, K., “Surface Triangulation for Polygonal Models Based on CAD Data,” International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.39, Issue 1, May 2002, pp.75-99.
- 8) Nakahashi, K., Ito, Y. and Togashi, F., “Some Challenge of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD,” International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.43, 2003, pp.769-783.
- 9) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., “The Development of the UPACS CFD Environment,” High Performance Computing, Proc. of ISHPC 2003, Springer, pp.307-319, 2003.
- 10) 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, 2000.12
- 11) Thomas, C. L., “Extrapolation of Sonic Boom Pressure Signatures by the Waveform Parameter Method”, NASA TN D-6832, 1972.
- 12) Cleveland, R.O., Hamilton, M.F., Blackstock, D.T., “Time-domain modeling of finite-amplitude sound in relaxing fluids,” J.Acoust.Soc.Am. 99, 3312-3318, 1996
- 13) Cleveland, R.O., Blackstock, D.T., “Waveform freezing of sonic booms revisited,” NASA CP-3335, 20-40, 1996
- 14) 橋本敦, 山本雅史, 村上桂一, 青山剛史, 牧野好和, “Burgers 方程式を適用したソニックブームの遠方場解析”, 第 47 回飛行機シンポジウム講演論文集 (CD-ROM), 2H3, JSASS-2009-5087, 2009
- 15) 山本雅史, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 石川敬掲, 牧野好和, “自動格子生成と Burgers 方程式を用いたソニックブーム解析”, 第 23 回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (CD-ROM), B6-2, 2009

## 低ソニックブーム設計概念実証落下試験 (D-SEND#1)の試験実施条件検討

牧野好和, 富田博史, 本田雅久, 橋本敦  
宇宙航空研究開発機構

### Consideration of test condition for low-boom design concept demonstration(D-SEND#1).

by

Yoshikazu Makino, Hiroshi Tomita, Masahisa Honda, and Atsushi Hashimoto

#### ABSTRACT

Test conditions for the first phase of JAXA's low-sonic-boom concept demonstration project(D-SEND#1) are considered. The purposes of the D-SEND#1 project are to validate the airborne sonic-boom measurement method and to make sure the possibility of low-sonic-boom concept demonstration with the scaled airplane model by dive maneuver in D-SEND#2 project. For these purposes, the differences of sonic-boom signatures from two D-SEND#1 models have to be observed in the sonic-boom data measured with the airborne boom measurement system. The test conditions of D-SEND#1 drop test such as required altitude and position for the model separation, and atmospheric conditions, are defined through the sonic-boom propagation analyses of two D-SEND#1 models. These conditions are revised after the first drop test of D-SEND#1 conducted in May, 2011 at Sweden.

#### 1. はじめに

宇宙航空研究開発機構では低ソニックブーム設計概念実証プロジェクト D-SEND (Drop test for Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed sonic boom) を進めており, その第1フェーズとして低ソニックブーム設計概念実証技術の確立を目的とした落下試験 (D-SEND#1) を2011年5月にスウェーデンのキルナ近郊のエスレンジ宇宙センターで実施した<sup>1)</sup>. この落下試験では一般的なN型波形のソニックブームを発生する軸対称形状 (NWM: N-Wave Model) と, 同じ最大断面積で低ソニックブーム設計された断面積分布を有する低ブーム軸対称形状 (LBM: Low Boom Model) の2種類の供試体から発生するソニックブームを空中において計測することで, D-SEND#1 に続いて計画されている3次元揚力体による低ソニックブーム設計概念実証試験 (D-SEND#2, 図1) のために「空中ブーム計測技術の確立」と「低ブーム波形計測可能性の確認」を行う。

本論文では D-SEND#1 試験に先立ち, 2種類の D-SEND#1 供試体から発生するソニックブームを数値解析により予測し, 分離高度や分離位置, 気象条件などが低ブーム波形計測可能性の確認に与える影響について調べ, 試験実施条件について検討した結果について報告する。また, 2011年5月7日に実施された第1回目の D-SEND#1 落下試験の結果を反映し, 第2回目の落下試験に向けて見直した試験実施条件の変更点についても紹介する。

#### 2. D-SEND#1 試験

D-SEND#1 試験は, 図2(a)に示す2つの軸対称供試体 (NWM 及び LBM) を図2(b)に示す様に成層圏気球から連続して落下させ, それぞれが発生するソニックブームを地上から係留気球で上空1000m程度まで持ち上げた空中ソニックブーム計測システム (ABBA システム)<sup>2)</sup> によって観測する試験である。供試体の1つである LBM は, Darden の低ブーム設計手法<sup>3)</sup> により, 台形型の低ブーム圧力波形を発生する様に設計された軸対称物体である。LBM の断面積分布は水平定常飛行を想定して Darden 法により定義した。その設計条件はマッハ数  $M=1.4$ , 飛行高度  $H=8\text{km}$ , 機体長  $L=5.6\text{m}$ , 機体重量  $W=3.0\text{ton}$  とし, 目標とする地上ソニックブーム圧力波形のパラメータは  $B=0.0$  (台形型波形),  $y_f=0.05$  (先端鈍頭度緩和係数) としている。結果として設計された LBM 形状は, 全長が  $8\text{m}$  (先端から最大断

面積位置までが設計全長  $5.6\text{m}$  となっている), 最大断面積が約  $0.3\text{m}^2$  (最大直径約  $0.6\text{m}$ ) となり, 上記設計条件にて推算される台形型圧力波形の先端圧力上昇量は約  $20\text{Pa}$  (地上反射係数  $K_R=2.0$ ) となる。一方, NWM は LBM と同じ最大断面積を有し, 全長は LBM 設計全長の  $5.6\text{m}$ , 単純な円錐と円柱で構成された軸対称物体であり, 通常の N 型ソニックブーム圧力波形を発生すると推算される供試体である。LBM と同じ条件で First-Cut 法を用いて推算される N 型波形の先端圧力上昇量は約  $37\text{Pa}$  と LBM 推算値のほぼ倍となる。

D-SEND#1 試験においては, 2つの供試体が同じ条件 (高度, マッハ数) で発生したソニックブームを観測し, 比較することが重要であるため, 落下軌道が同じになる様に, 両供試体の空力特性の差 (LBM の方が NWM よりも細長比が大きく造波抗力が小さいため, 摩擦抗力を考慮しても抗力が小さい) を考慮して供試体重量を設定した。NWM を  $700\text{kg}$ , LBM を  $630\text{kg}$  と設定して, 分離高度を  $30\text{km}$  (成層圏気球は高度約  $30\text{km}$  に到達すると上昇を抑え, 水平移動に移行する様に制御されることになっている) とした場合の落下軌道解析結果を図3に示すが, 両形状の高度とマッハ数の履歴はほぼ一致していることが分かる。

次にこの落下軌道予測データから, 供試体が発生するソニックブームの波線伝播解析<sup>4)</sup> を実施する。ソニックブーム (衝撃波) の波線は発生時の位置, 飛行方向とマッハ数, 及び伝播経路上の気象条件によって決まるため, 落下軌道がほぼ同じ NWM と LBM では同じ結果となる。本解析は高度方向の気温分布を標準大気とし, 無風状態で実施した。図4(a)に示す通りソニックブーム波線は落下軌道 (鉛直落下) を中心に同心円状に広がり, 地上における伝播領域は半径約  $25\text{km}$  に及ぶことが分かる。また, 図4(b)には地上におけるソニックブームの観測時刻と落下位置からの距離との関係を示すが, 落下地点から半径  $20\text{km}$  以内では衝撃波の発生時刻とソニックブーム観測時刻が逆転している (低空で発生したソニックブームが先に聞こえ, 高空で先に発生したブームは数秒～数十秒後に聞こえる) ことが分かる。なお, 半径  $21\text{km}$  付近においては異なる位置・時刻に発生した2つのソニックブームが同時に聞こえることになっており, フォーカシングが起こると予測される。(同じく最大半径  $26\text{km}$  付近においても波線の集中が起こるためフォーカスブームが観測されると予想される。)



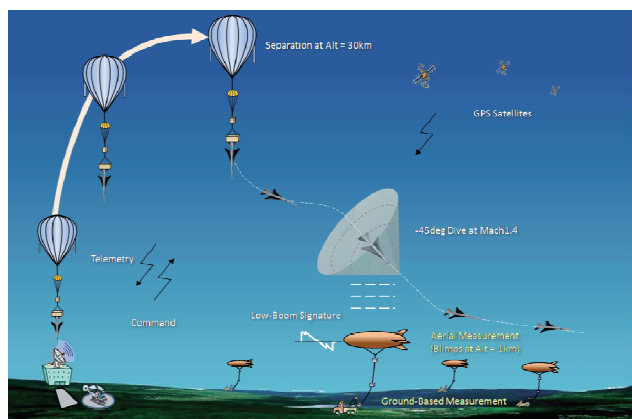
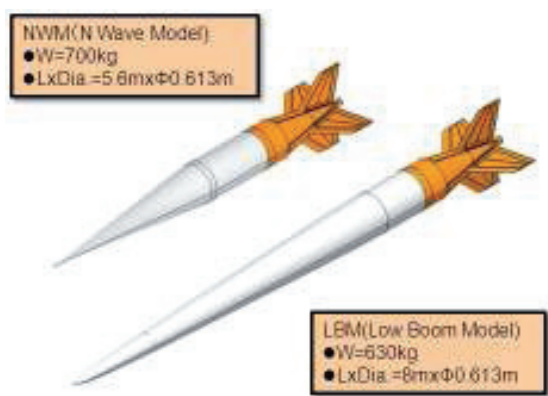


図 1 D-SEND#2 試験概要



(a) 供試体



(b) 落下試験概要

図 2 D-SEND#1 試験

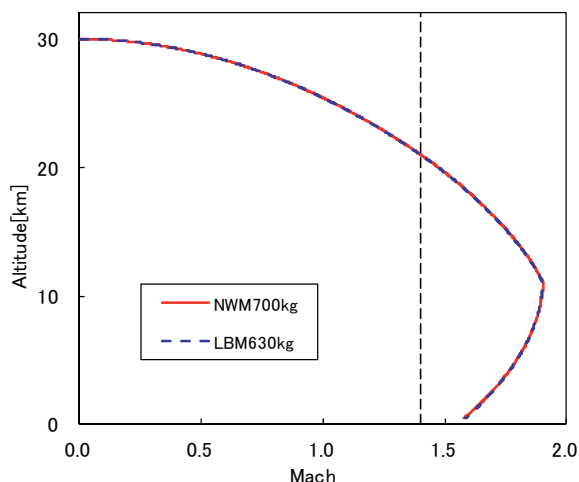
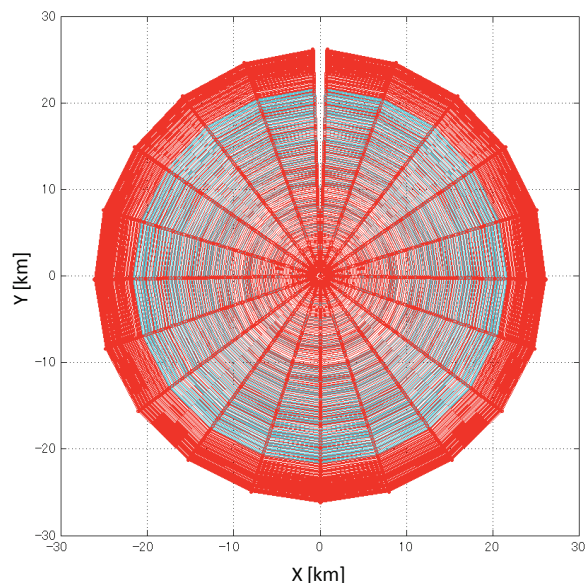
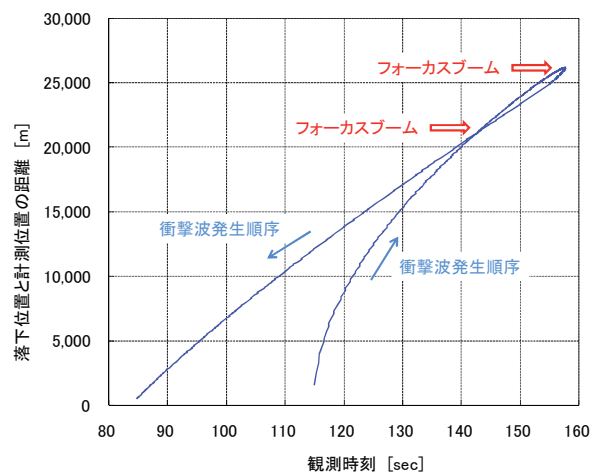


図 3 D-SEND#1 落下軌道推算結果 (30km 分離)



(a) 地上におけるブーム伝播領域



(b) 観測時刻と落下点からの距離の関係

図 4 D-SEND#1 ソニックブーム波線伝播解析結果 (30km 分離ケース)

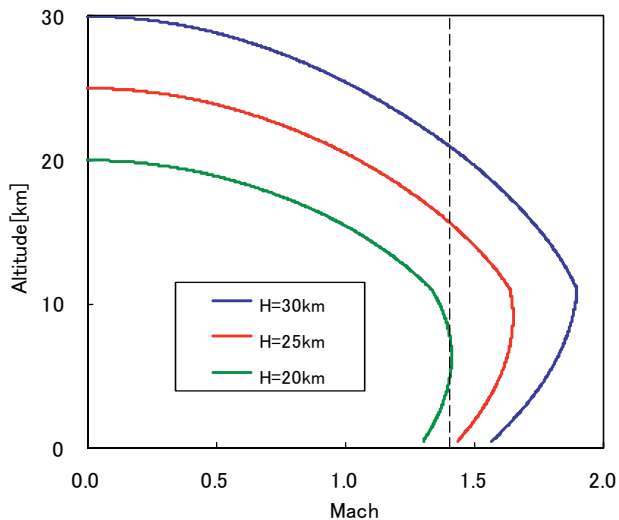
### 3. 試験条件検討

前節で解析したノミナル落下軌道でのソニックブーム伝播解析結果をベースに、D-SEND#1 試験において両供試体のソニックブームの差異を観測するために必要な試験条件について検討を行う。

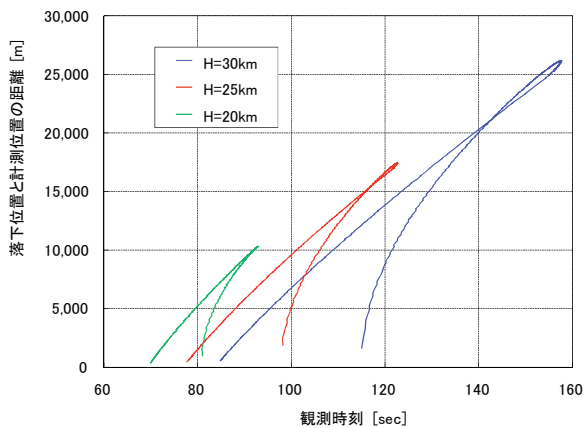
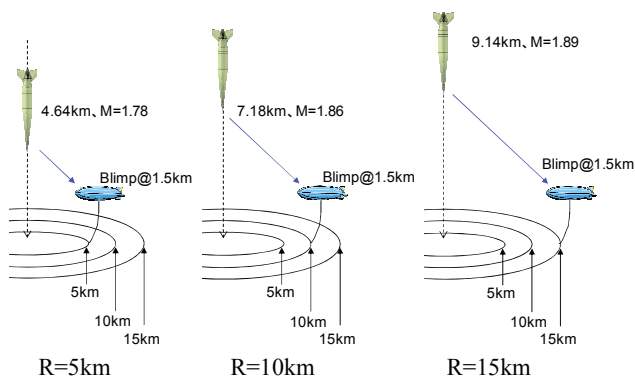
#### 3. 1 分離高度

まずはじめに、供試体分離時の成層圏気球高度の影響について検討する。図 5(a)には分離高度が 20km, 25km, 30km での予測落下軌道を示す。最大マッハ数が設計マッハ数 ( $M=1.4$ ) に到達するためには、高度 20km 以上が必要であることが分かる。それぞれの落下軌道に対するソニックブーム伝播解析結果を図 5(b)に示すが、分離高度が下がるにつれて、地上においてソニックブームが観測される領域が狭くなり、分離高度 20km では半径約 10km 以内となる。分離高度が 30km あれば、分離位置と計測点の距離が 15km あってもフォーカスブームを観測することなく 2 回のブームを観測できると考えられるが、一方で伝播距離が長くなることによって観測されるブーム強度が弱くなることが考えられる。図 6 に分離高度 30km ケースにおいて分離位置が計測位置から  $R=5\text{km}$ ,  $10\text{km}$ ,  $15\text{km}$  の場合に観測されるブーム推算波形 (地上反射係数  $K_R=1.0$ ) を示すが、距離が離

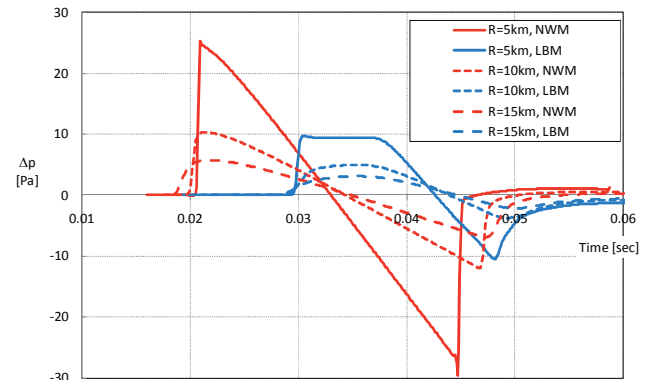
れるに従って強度が弱くなり、 $R=15\text{km}$ ではNWMとLBMの波形の違いを確認することが困難になることが予想される。一方、図7にはブーム強度の強いNWMのブーム強度が、分離位置と計測位置との距離 $R$ に従ってどう変化するか推算値（地上反射係数 $K_R=2.0$ ）を示すが、 $R=2\text{km}$ 程度でコンコルドのブーム強度レベルであり、 $R=1\text{km}$ 程度になるとコンコルドの2倍以上の強度となることが予想される。本解析結果より、分離高度については少なくとも高度 $20\text{km}$ 以上が必要で、分離許容位置は図7に示す通り計測点から $2\sim 10\text{km}$ （できれば $5\text{km}$ 以内が望ましい）と設定した。



(a) 落下軌道

(b) 観測時刻と落下点からの距離の関係  
図5 D-SEND#1 分離高度の影響

(a) 分離位置と計測位置による伝播距離の違い



(b) 推算ブーム波形

図6 分離位置と計測位置の距離によるブーム強度の減衰

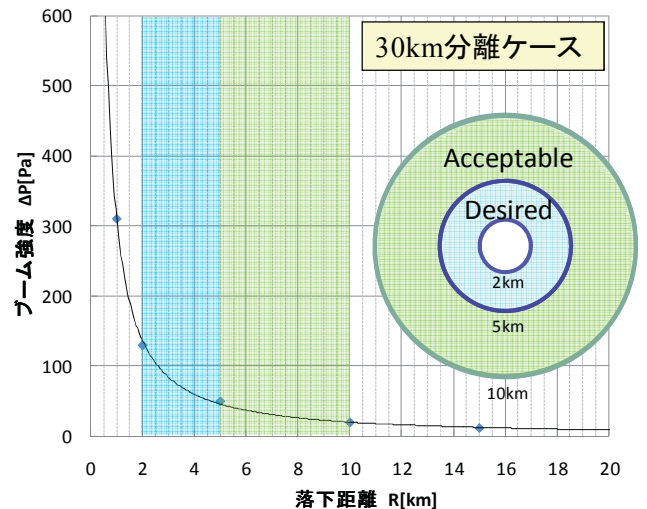


図7 NWM ブーム強度推算

### 3. 2 分離時間差

続いてNWMとLBMの分離時間差について検討する。先に落下する供試体が引き起こす圧力擾乱が、続けて落下する供試体のソニックブーム圧力波形に与える影響を最小限とするため、低ブームのLBMを先に落とすこととしているが、後に分離するNWMを何秒後に分離すれば良いかは、両供試体が発生するブームを十分に分離して観測できる程度に間を置いて分離する必要がある一方、LBM分離後に成層圏気球が上昇、あるいは風に流されて分離高度と位置が変わり、落下軌道が異なってしまうことを極力避ける様に短い時間差で分離することが求められる。

図8には、ABBAシステム（地上から $1\text{km}$ 上空）が観測する可能性のある音の伝播経路と観測時刻を示す。最も先に聞こえるのが観測ターゲットとしている低高度で発生するソニックブーム（直接波）であり、引き続き更に低高度で発生し、地面で反射して到達するブーム（反射波）が聞こえる。その後供試体の地面への衝突音、高高度で発生するブームの直接波と反射波が聞こえると考えられるが、それら3波の強度は最初の2波に比べれば十分に小さいと考えられるため、LBMとNWMの分離時間差は10秒程度あれば十分と考えられる。なお、この分離時間差10秒はそのままNWMとLBMの観測ターゲット波形の観測時間差となり、分離位置と計測位置の距離によらず一定である。分離位置と計測位置が遠くなることによる問題は、LBMの高高度発生ブームとNWMの観測ターゲット波形が重なる可能性であるが、前述の通り高高度発生ブームの強度は小さい上、元々LBMのブームがNWMの半分であることを考え

れば、万一同時に観測されたとしても問題無いものと判断した。

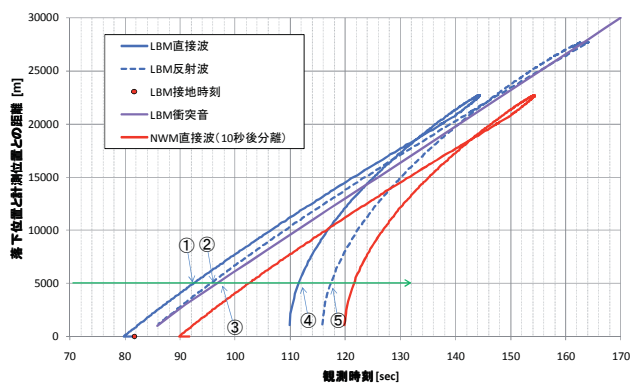
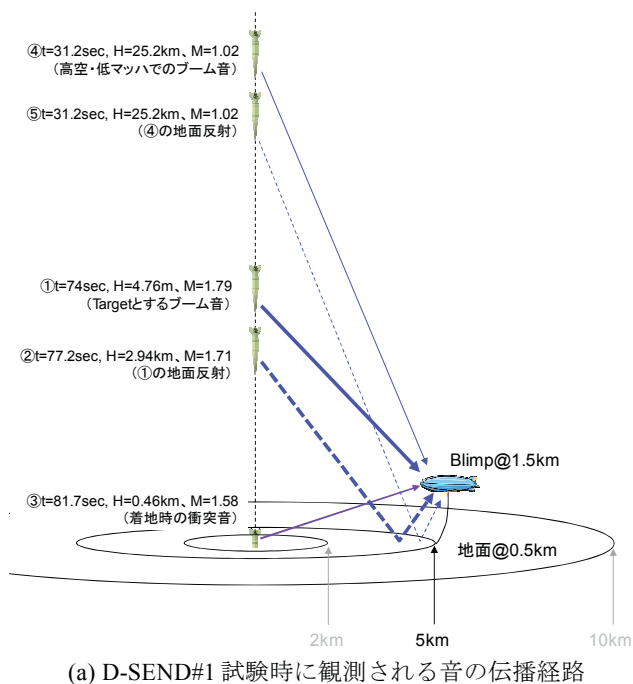
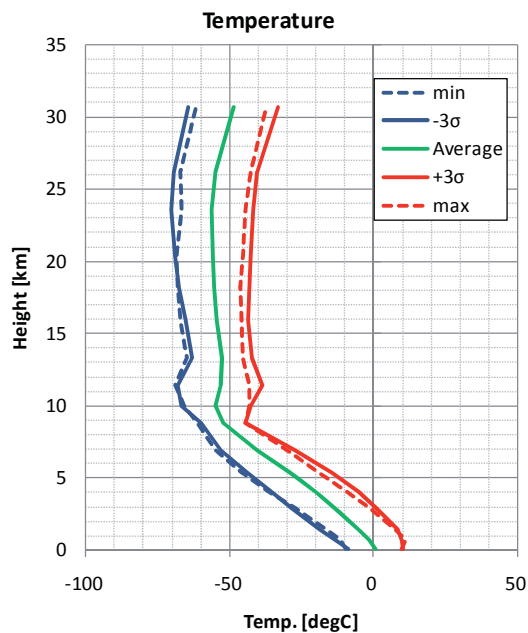


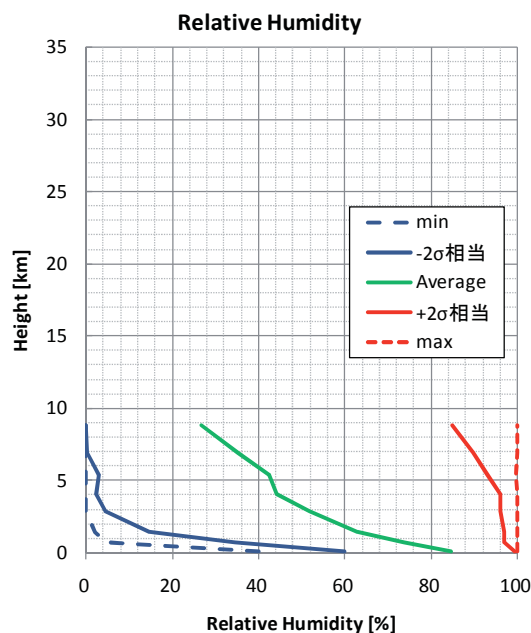
図8 D-SEND#1 空中ブーム観測予測  
(分離高度 30km のケース)

### 3. 3 気象条件

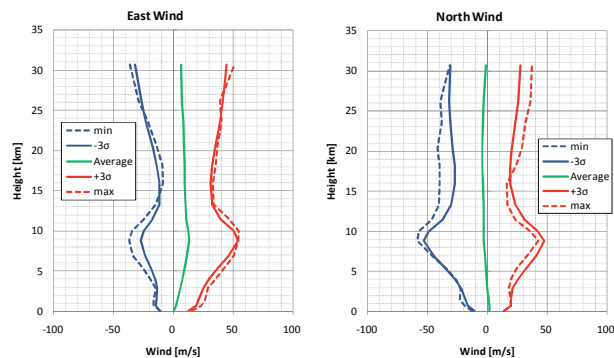
最後に、試験時の気象条件が D-SEND#1 試験目的達成に与える影響について検討した。本検討に用いる解析手法は、JAXA で開発した Burgers 方程式ベースのソニックブーム伝播解析ツール<sup>5)</sup>であり、大気温度分布、風分布、湿度分布を考慮した上でソニックブーム波形を推算することができる。なお、本解析ツールの入力データとしての両供試体の近傍場圧力波形は、パネル法推算結果に非線形補正を加えたものを用いる。図9に本検討に用いたキルナの気象データ(4月)のグラフを、図10にはそれらの条件を用いて解析した空中ブーム推算波形を示す。まず気温の影響については、低温側で波形が鈍る傾向にあるものの、その影響は許容範囲であり気温に関する制約は不要とした。一方、湿度の影響は大きく、低湿度において NWM と LBM の波形の差が不明確になる程波形が鈍る傾向が見られたため、湿度が  $-1\sigma$  相当以上であることを試験条件とした。なお、図10(c), (d)に示す様に、東西風及び南北風についてはブーム到達位置が風により流されるだけで、波形には大きな変化が見られなかったため制約は不要とした。



(a) 気温



(b) 相対湿度



(c) 東西風

(d) 南北風

図9 キルナ気象データ (4月)



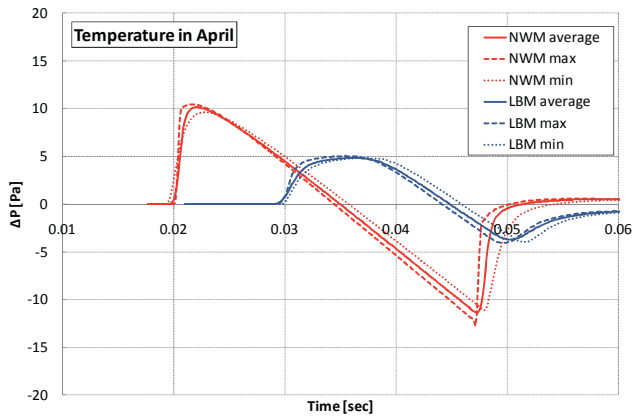
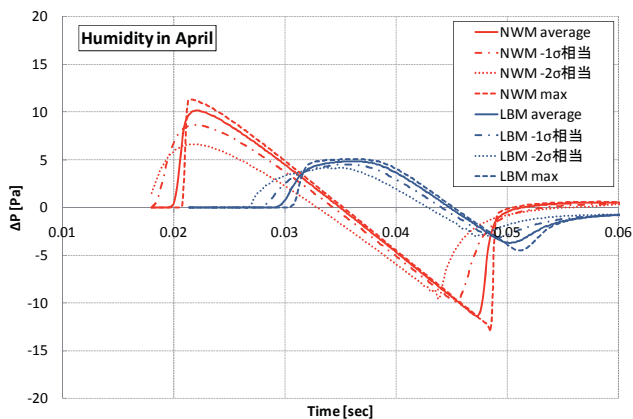
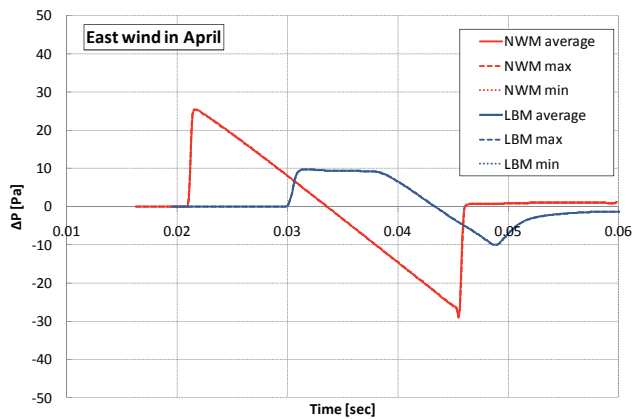
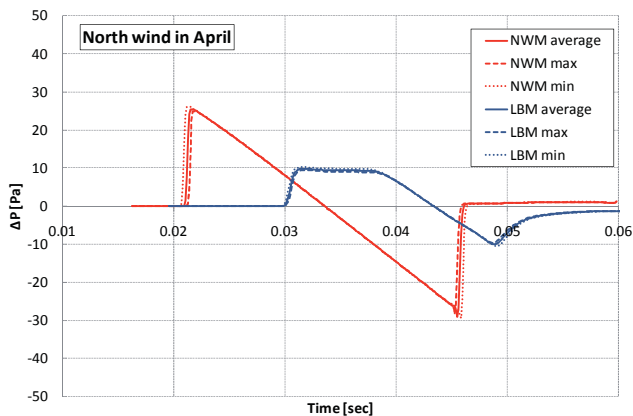
(a) 気温の影響 ( $\Delta P$ [Pa]-Time[sec],  $R=10\text{km}$ )(b) 湿度の影響 ( $\Delta P$ [Pa]-Time[sec],  $R=10\text{km}$ )(c) 東西風の影響 ( $\Delta P$ [Pa]-Time[sec],  $R=5\text{km}$ )(d) 南北風の影響 ( $\Delta P$ [Pa]-Time[sec],  $R=5\text{km}$ )

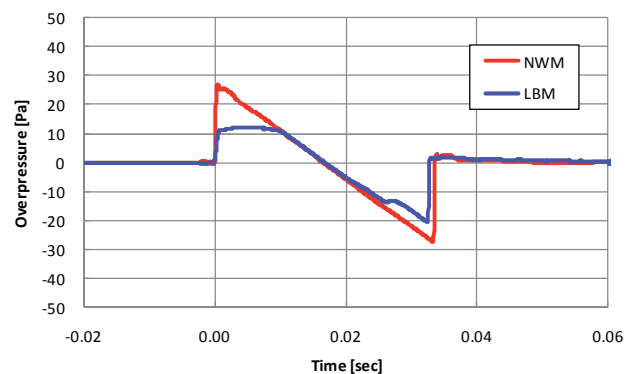
図 10 気象条件がブーム波形に与える影響

#### 4. 試験条件見直し

前章までに検討した試験実施条件で第 1 回目の D-SEND#1 落下試験に臨み、2011 年 5 月 7 日に試験を実施した<sup>6)</sup>。落下試験の様子を図 11(a)に、試験で計測された空中ブーム波形（地表から 500m 地点マイク）を図 11(b)に示す。NWM と LBM の波形の違いを明確に観測することができた。一方図 12(a)には第 1 回試験の供試体落下軌道データを示す。分離高度は約 21km であり、ノミナルと想定していた 30km よりもかなり低い高度となった。（もちろん前述の分離許容高度 20km 以上は満たしている。）最大到達マッハ数は約 1.43 であった。この落下軌道データを用いて、試験後にブーム伝播解析を実施した結果を図 12 (b)に示す。GPS データによれば、供試体落下位置と計測位置の水平距離は約 5.7km であったことから、観測されたソニックブームは、供試体が高度約 6.8km、マッハ数はほぼ最大マッハ数である  $M=1.43$  で発生した衝撃波によるものであることが分かった。ただし、本推算結果からは分離位置が計測点から 9km 以上離れていたらブームが観測されなかった危険性が示されており、また分離位置 8km 以上ではブームは観測できるものの、低高度と高高度の高度差が小さくなるため高高度で発生する第 2 波のソニックブーム強度が相対的に強くなる上に第 1 波の 0.7 秒以内に観測されることとなり、観測ターゲット波形に影響を及ぼす可能性も否定できない。そこで第 2 回落下試験に際して分離許容範囲の見直しを行った。図 13 に見直し前（第 1 回）と見直し後（第 2 回）の分離許容範囲を示す。変更点は、分離高度が低い時には分離許容位置を計測位置の 8km 以内とすること、及び第 1 回試験のブーム強度を十分な解像度で観測できる計測システムの能力が示されたことから、分離高度が高い場合には  $R=15\text{km}$  まで分離許容範囲を広げたことである。

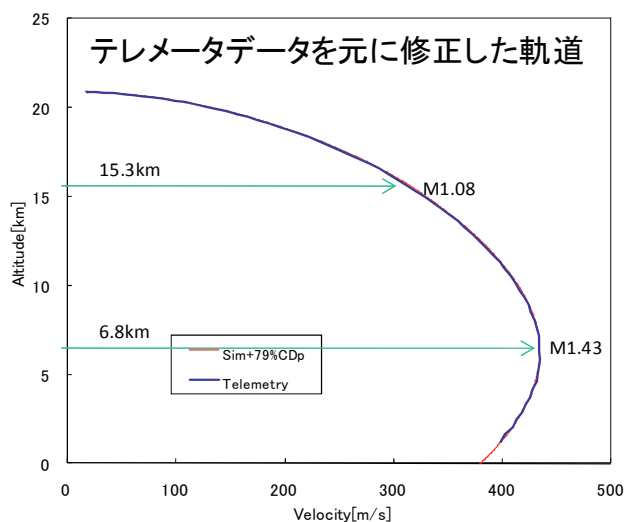


(a) 落下試験の様子

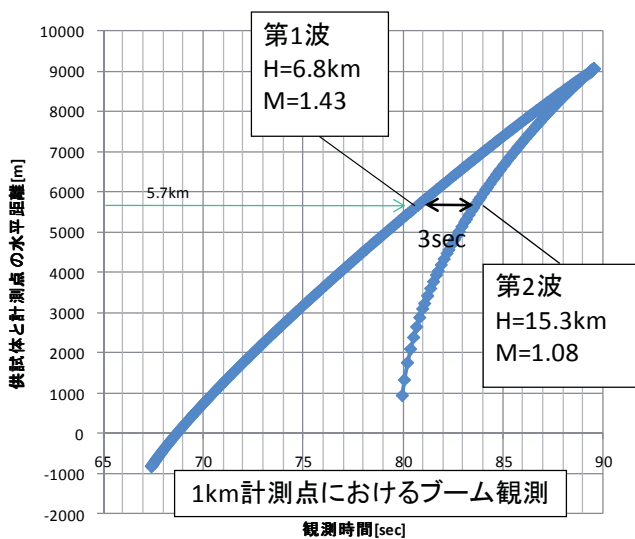


(b) 空中 500m マイク観測結果

図 11 D-SEND#1 第 1 回落下試験結果

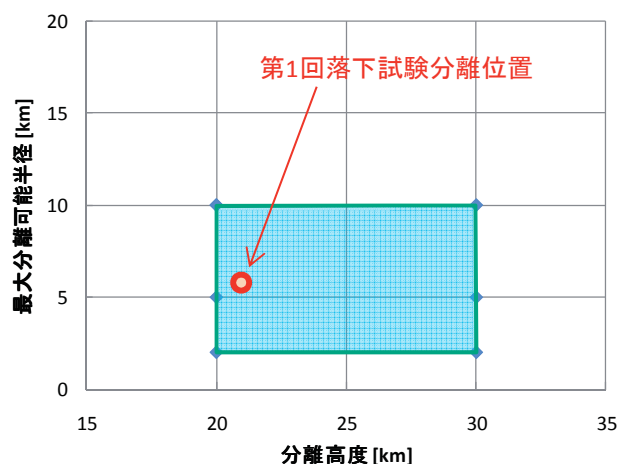


(a) 落下軌道

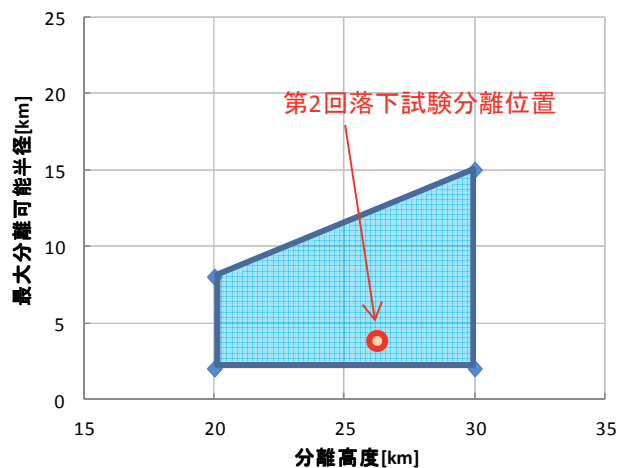


(b) ブーム伝播解析結果

図 12 D-SEND#1 第1回落下試験後ブーム伝播解析



(a) 見直し前



(b) 見直し後

図 13 分離許容範囲

## 5. まとめ

JAXA が進めている低ソニックブーム設計概念実証プロジェクト (D-SEND プロジェクト) の第 1 フェーズである軸対称供試体落下試験 (D-SEND#1 試験) の試験目的である「低ブーム波形計測可能性の確認」達成に必要な試験条件の検討を行い、以下の結果が得られた。

- ・設計マッハ数の達成には、成層圏気球からの分離高度が 20km 以上必要である。
- ・低高度で発生するソニックブームと高高度で発生するソニックブームを分離して観測するには、分離位置は観測位置の 10km 以内であることが望ましい。(分離高度に依存するため第 1 回落下試験後に見直し。)
- ・両供試体の分離時間差は 10 秒程度が適当である。
- ・気温が低いとソニックブーム圧力波形が鈍る傾向にあるものの、キルナの最低温度を想定しても両供試体の波形の差異は確認可能と考えられる。
- ・湿度が低いとソニックブーム圧力波形が鈍る傾向にあり、 $-2\sigma$  相当の湿度では両供試体の波形の差異を確認することが困難になる。

## 謝辞

本論文中に用いた気象データは JAXA 無人機・未来型航空機チームの原田賢哉氏に検討して頂いた。またブーム伝播解析の一部は、2010 年 JAXA インターンシップに参加された慶応義塾大学の富岡大河さんと早稲田大学の松本万有さんに実施して頂いた。この場を借りて御礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) 本田雅久, 他「低ソニックブーム設計コンセプト確認 落下試験 (D-SEND) 計画」日本航空宇宙学会第 41 期年会講演会講演集, pp.652-655, 2010.
- 2) 中右介, 他「空中ソニックブーム計測システム確認飛行試験 (その 1)」JAXA-RM-10-012, 2010.
- 3) Darden, C.M., "Sonic-boom Minimization with Nose-bluntness Relaxation," NASA TP-1348, Jan. 1979.
- 4) 牧野好和, 他「小型超音速実験機のソニックブーム計測」第 44 回飛行機シンポジウム講演論文集, pp.60-68, 2006.
- 5) 山本雅史, 他「Burgers 式を用いたソニックブーム伝播計算における熱粘性減衰および分子緩和効果」第 42 回流体力学講演会/ANSS2010 講演論文集, pp.549-555, 2010.
- 6) [http://www.jaxa.jp/press/2011/05/20110519\\_dsend\\_j.html](http://www.jaxa.jp/press/2011/05/20110519_dsend_j.html)

# 大口径平板燃焼器を伝播する円筒デトネーション波に関する研究

棧敷 和弥, 寺坂 昭宏, 脇田 督司, 戸谷 剛, 永田 晴紀  
北海道大学大学院

## Cylindrical exploding detonation wave propagating in large-bore plate combustor

by

Kazuya SAJIKI, Akihiro TERASAKA, Masashi WAKITA, Tsuyoshi TOTANI, Harunori NAGATA

### ABSTRACT

Detonation initiation is one of the important problems of pulse detonation engines. A reflector installed near a predetonator exit is effective to maintain detonation waves. The incident detonation wave from the predetonator transforms its shape from planar to cylindrical and cylindrical to toroidal around the reflector. To prevent the detonation wave downstream of reflector from disappearing, it is important to form a cylindrical detonation wave upstream of the reflector. In this paper, the authors used a large-bore plate combustor and varied the following parameters to find the necessary condition to form a cylindrical detonation wave: the quantity of the driver gas and time from the ball valve opening to the ignition. To evaluate the quantity of the driver gas, an overfilling distance is used. The overfilling distance is the radius of the 10 mm high cylinder whose volume is equivalent to the total amount of the driver gas used in the experiment. Results indicate that the mixing between the driver and target gases affects the ability of successful transition. When a cylindrical detonation wave is formed, an annular soot track structure appears in the vicinity of the predetonator exit. This structure and velocity of detonation waves show that the transformation of the incident detonation wave into the cylindrical detonation wave results from the twice reflection from the plates of the combustor. To form a cylindrical detonation wave, the driver gas should fill the volume much larger than the annular structure area.

### 1. 緒言

パルスデトネーションエンジン (Pulse Detonation Engine: PDE) は間欠的にデトネーション波を発生させることで推力を得る熱機関である。デトネーションは衝撃波を伴った燃焼波の伝播形態であり、一般的な燃焼波の伝播形態であるデフラグレーション波の伝播速度が音速以下であるのに対し、デトネーション波の伝播速度は1.3~3.5 km/sという超音速で伝播する。PDEでは燃焼器内をこの超音速のデトネーションが自走することにより未燃領域のガスが圧縮される。そのため、機械的な圧縮機構を必要としないので、燃焼器の構造の単純化による軽量化、低コスト化が期待できる。このようにPDEには優れた特性があるが、技術的な課題は多く、実用化に向けた様々な研究が行われている。

PDEの実用化における重要な課題の一つとして「デトネーションの開始」がある。一般にPDEではデフラグレーションからデトネーションへ遷移させるDDT (Deflagration to Detonation Transition) を用いてデトネーションを発生させる。高性能なPDEの実現にはDDTに要する距離 (DDT距離) の短縮が要求される。DDT距離の短縮には燃焼器上流に管径の細い管 (爆轟波管) を設置し、反応性の高いドライバガスを充填する方法が用いられる。しかし、この方式では管径の急拡大部でのデトネーション波の消炎や酸化剤の搭載による比推力の低下が問題となっていた<sup>1),2)</sup>。

本研究室ではMurray<sup>3)</sup>らの研究に注目し、爆轟波管出口付近に反射板や中子を配置することでデトネーションの反射を利用するPDEイニシエータを考案し、この方式により爆轟波管の必要内径及びドライバガスの使用量の削減に成功した<sup>4),5)</sup>。反射を利用したPDEイニシエータでは、爆轟波管出口と反射板の間に円筒デトネーション波が形成されれば反射板よりも下流の領域へデトネーション波を伝播させることができる。

PDEで大きな推力を実現する方法としては燃焼器を大口径化する方法と径の小さな燃焼器をクラスター状にする方法が考えられる。径の小さな燃焼器をクラスター状にする場合、冷却に必要な面積が大きくなるために冷却が困難になるという問題がある。一方、大口径のPDEであれば冷却に必要な面積を削減できる。また、ドライバガスの過供給量が一定であれば大口径であるほどドライバガスの使用割合を削減できるという利点がある。そこで、本研究では大口径の平板状の燃焼器を用いて円筒デトネーション波

の形成に必要なドライバガスの量を評価する。次に、ドライバガスとターゲットガスの混合が円筒デトネーション波の形成に与える影響を検証する。

### 2. 実験装置及び実験条件

今回使用した実験装置は各種ガスボンベ、ガスハンドリング装置、真空ポンプ、点火装置、計測機器から構成される。燃焼器の寸法をFig. 2.1に示す。燃焼器は爆轟波管と燃焼室によって構成され、爆轟波管に取り付けられたボールバルブによりドライバガス部とターゲットガス部が仕切られている。本研究ではドライバガスとして水素-酸素量論混合気を使用し、ターゲットガスには水素-酸素量論混合気を窒素希釈した混合気を使用する。空気吸い込み式PDEを想定し、ターゲットガスの窒素希釈率は水素-空気量論混合気の条件に相当する[N<sub>2</sub>]=55.6%とした。水蒸気の影響を取り除くため、爆轟波管出口付近はヒーターによって加熱される。ボールバルブ開放後、ドライバガスが燃焼室内に過供給され、スパークプラグによって点火さ

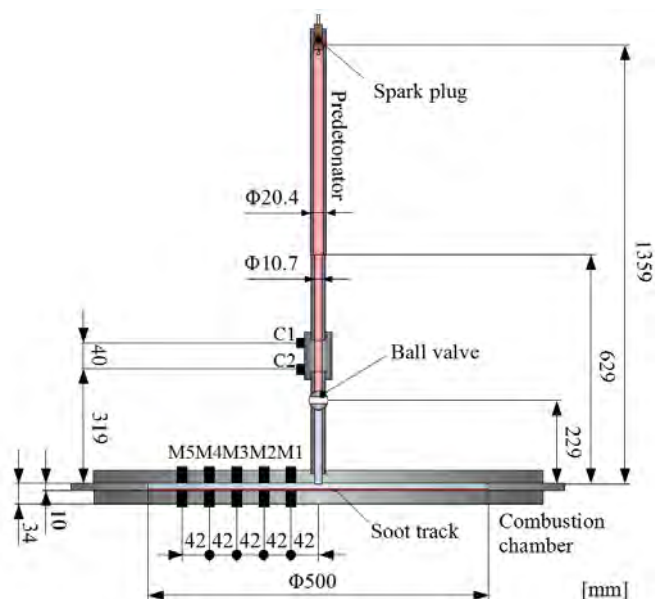


Fig. 2.1 Schematic diagram of combustion chamber.



れる。ドライバーガスの過供給は Fig. 2.2 のようにボールバルブより上流側に高圧のドライバーガスを、ボールバルブより下流側には低圧のターゲットガスを充填し、ボールバルブの開放後、両者の差圧によりドライバーガスが過供給される。ボールバルブ開放後の燃焼器内の全圧は 1 atm となる。この時、ドライバーガスが燃焼器内に円筒状に広がると仮定し、この円筒の底面の半径  $R$  をドライバーガスの過供給距離と定め、過供給量を決定した。ボールバルブ開放前のドライバーガスとターゲットガスの初期圧力を各過供給距離毎にまとめると Table. 2.1 のようになる。爆轟波管側壁の C1, C2 及び燃焼室壁面上の M1~5 には圧力計を取り付けることができ、一度の実験につき同時に 4 点の圧力履歴を得ることができる。圧力計の位置は条件により適宜変更し、得られた圧力履歴から算出したデトネーション波の伝播速度を水素 - 酸素量論混合気の C-J 速度と比較する。燃焼室を構成する燃焼器下側のフランジ上に煤膜を取り付け、煤膜の履歴からデトネーション波の伝播を判断する。煤膜を塗布する金属板には厚さ 0.1 mm のステンレス板を使用した。

Table. 2.1 Initial pressure of driver and target gas.

|         | R = 100 mm | R = 125 mm | R = 150 mm |
|---------|------------|------------|------------|
| P1[kPa] | 191        | 239        | 308        |
| P2[kPa] | 85.0       | 74.4       | 65.7       |

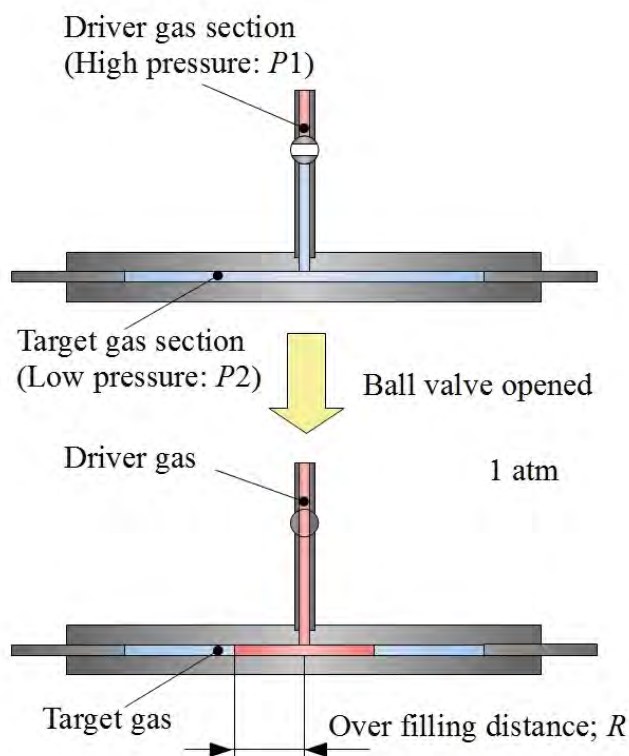


Fig. 2.2 Overfilling distance.

### 3. 実験結果, 考察

実験ではまず初期圧力を 1 atm, ボールバルブの開放後、点火するまでの時間  $t$  を 1 s に固定した。予備実験として、燃焼器内をドライバーガスで満たした条件で実験を行った。このとき得られた結果を Fig. 3.1, 3.2 及び Table. 3.1 に示す。Fig. 3.1 は得られた煤膜, Fig. 3.2 は得られた圧力波の波形を示している。波形から得られた速度は Table. 3.1 に示されている。Fig. 3.1 の煤膜から、入射したデトネーション波

は一度消炎してから再開始しており、中心から 75 mm 付近の位置でセルサイズがほぼ均等となり、安定した円筒デトネーション波となって伝播していることが分かる。また、Table. 3.1 から入射したデトネーション波はほぼ C-J 速度で伝播していることが分かる

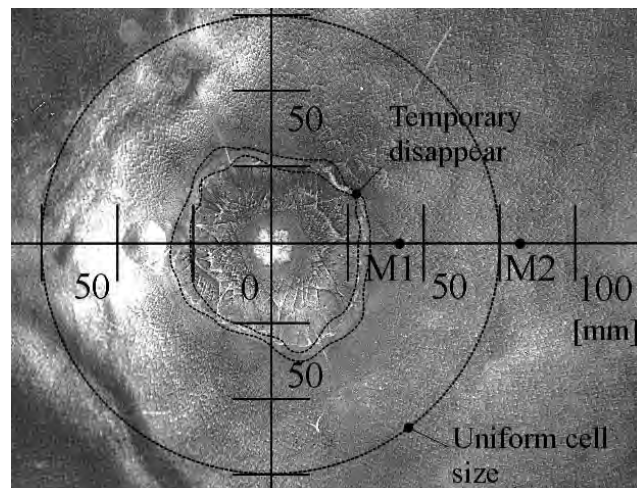


Fig. 3.1 Soot track record from back wall; filling the combustor with driver gas.

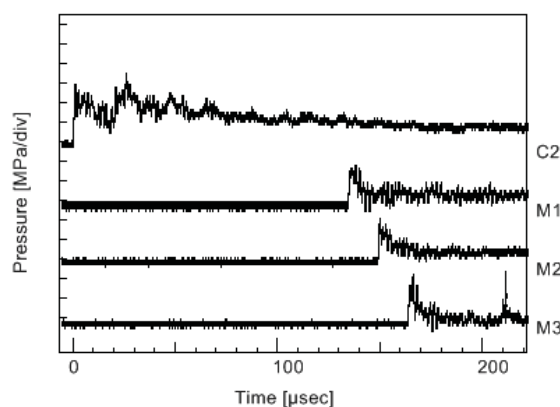


Fig. 3.2 Pressure profile; filling the combustor with driver gas.

Table. 3.1 Wave speed; filling the combustor with driver gas.

|            | C2-M1 | M1-M2 | M2-M3 |
|------------|-------|-------|-------|
| $V$ [m/s]  | 2689  | 2957  | 2838  |
| $V/V_{ci}$ | 0.95  | 1.04  | 1.00  |

予備実験からドライバーガスの過供給距離を 75 mm 以上にすることで安定した円筒デトネーション波を形成し、ターゲットガスに入射することができると考えられる。そこで、ターゲットガスの窒素希釈率を  $[N_2] = 55.6\%$  とし、ドライバーガスの過供給距離  $R$  を変化させ、実験を行った。得られた結果をまとめると Table. 3.2 のようになる。この結果から  $[N_2] = 55.6\%$  の条件では過供給距離が 125 mm 以上の条件で円筒デトネーション波の形成に成功していることが分かる。

Table. 3.2 Experimental result; 1 atm,  $t = 1$  s.

|                  | R = 100 mm | R = 125 mm | R = 150 mm |
|------------------|------------|------------|------------|
| $[N_2] = 55.6\%$ | No Go      | Go         | Go         |

$R = 150$  mm の条件で得られた結果を Fig. 3.3, 3.4 及び Table. 3.3 に示す. Fig. 3.3, 3.4 からこの条件では円筒デトネーション波が形成され, 燃焼器全体に伝播している様子が分かる.

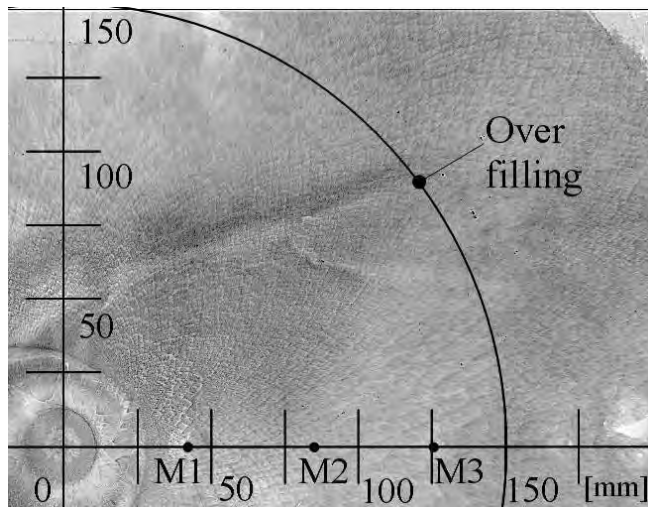


Fig. 3.3 Soot track record from back wall;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 150$  mm, Go.

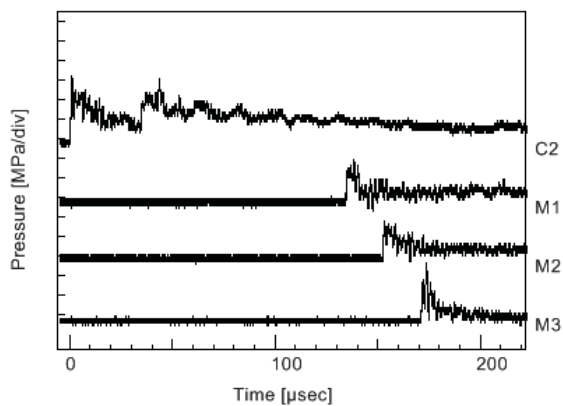


Fig. 3.4 Pressure profile;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 150$  mm, Go.

Table. 3.3 Wave speed;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 150$  mm, Go.

|            | C2-M1 | M1-M2 | M2-M3 |
|------------|-------|-------|-------|
| $V$ [m/s]  | 2699  | 2340  | 2289  |
| $V/V_{ci}$ | 0.95  | 0.82  | 0.81  |

次に,  $R = 125$  mm の条件で得られた結果を Fig. 3.5, 3.6 及び Table. 3.4 に示す. この条件では M3 付近にドライバーガスとターゲットガスの境界があるので Table. 3.4 の M3-M5 間の  $V/V_{ci}$  にはターゲットガス組成の C-J 速度と比較した値を括弧付けで載せている. Fig. 3.5, 3.6 から, この条件でも円筒デトネーション波の形成に成功している様子が分かる. また, Table. 3.4 から形成されたデトネーション波は M3-M5 間でターゲットガス組成の C-J 波となって伝播していると考えられる.

$R = 100$  mm の条件で得られた結果を Fig. 3.7, 3.8 及び Table. 3.5 に示す. Fig. 3.7, 3.8 からこの条件では轟波管出口付近で消失している. これは, 入射したデトネーション波が燃焼器下側のフランジに衝突し, 円筒デトネーション波へ遷移する際に半径方向への拡大に耐えられなかったためと考えられる.

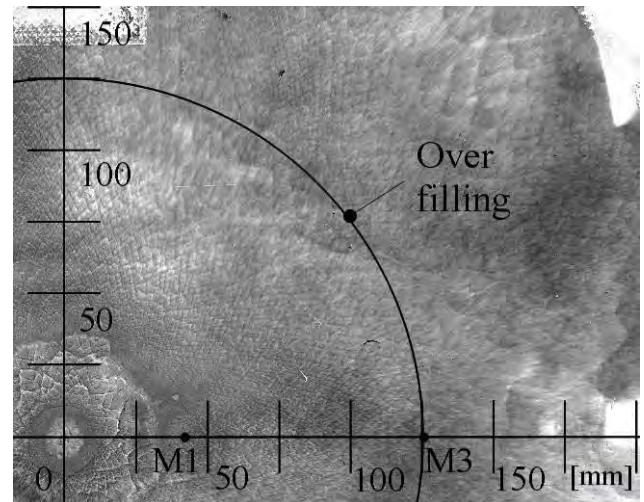


Fig. 3.5 Soot track record from back wall;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 125$  mm, Go.

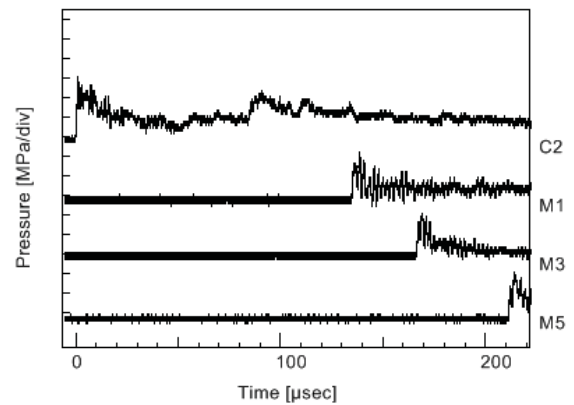


Fig. 3.6 Pressure profile;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 125$  mm, Go.

Table. 3.4 Wave speed;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 125$  mm, Go.

|            | C2-M1 | M1-M3 | M3-M5      |
|------------|-------|-------|------------|
| $V$ [m/s]  | 2697  | 2625  | 1871       |
| $V/V_{ci}$ | 0.95  | 0.93  | 0.66(0.95) |

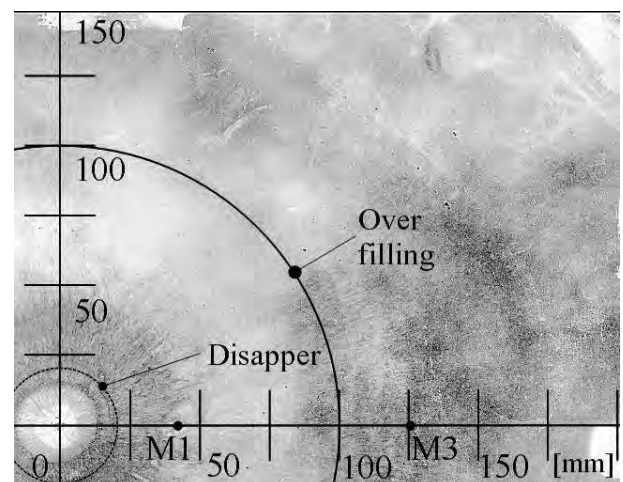
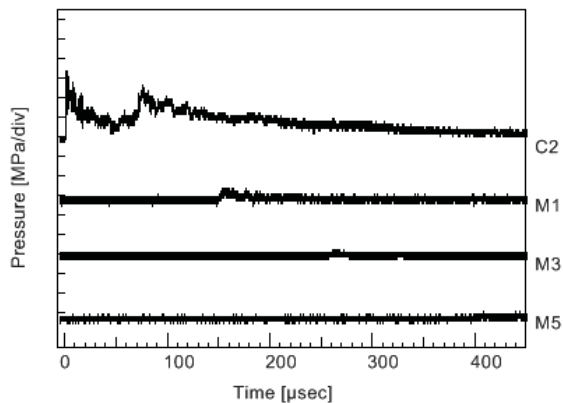


Fig. 3.7 Soot track record from back wall;  $[N_2] = 55.6\%$ ,  $R = 100$  mm, No Go.



Fig. 3.8 Pressure profile; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %, R = 100 mm, Go.Table. 3.5 Wave speed; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %, R = 100 mm, Go.

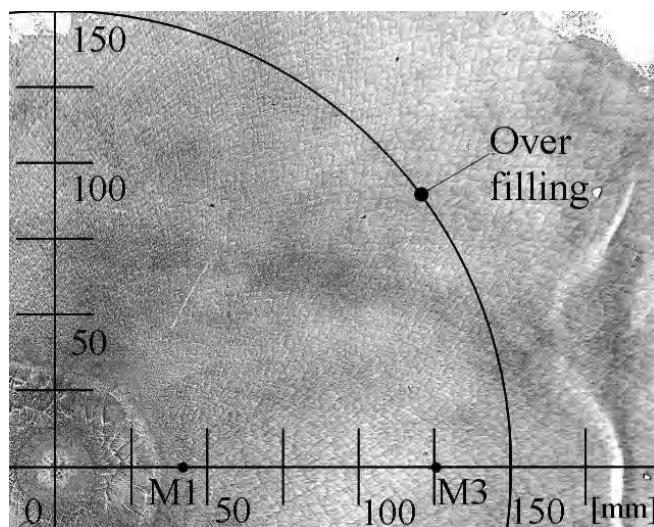
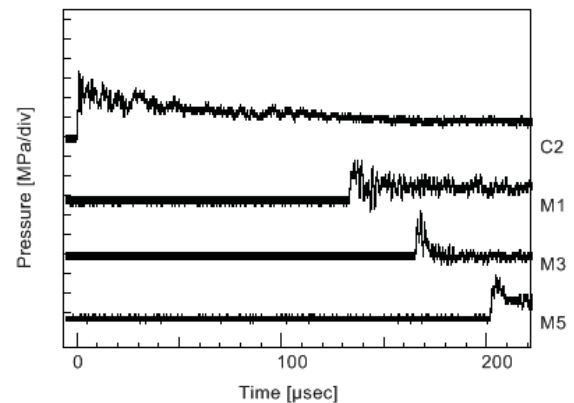
|            | C2-M1 | M1-M3 | M3-M5 |
|------------|-------|-------|-------|
| $V$ [m/s]  | 2446  | 772.8 | -     |
| $V/V_{cj}$ | 0.86  | 0.27  | -     |

ドライバーガスの過供給距離を変更する実験では  $R = 100$  mm の条件で円筒デトネーション波の形成に失敗した。この原因としてドライバーガスとターゲットガスの混合の影響が考えられた。そこで、混合が円筒デトネーション波の形成に与える影響を検証する実験として、ボールバルブが開放されてから点火するまでの時間を変更する実験を行い、時間の経過による混合の進行と円筒デトネーション波の形成の関係を考察する。実験では初期圧力を 1 atm、過供給距離を 150 mm に固定し、ボールバルブが開放されてから点火するまでの時間  $t$  を 10 s, 20 s に変更し、実験を行った。得られた結果をまとめると Table. 3.6 のようになる。

Table. 3.6 Experimental result.2

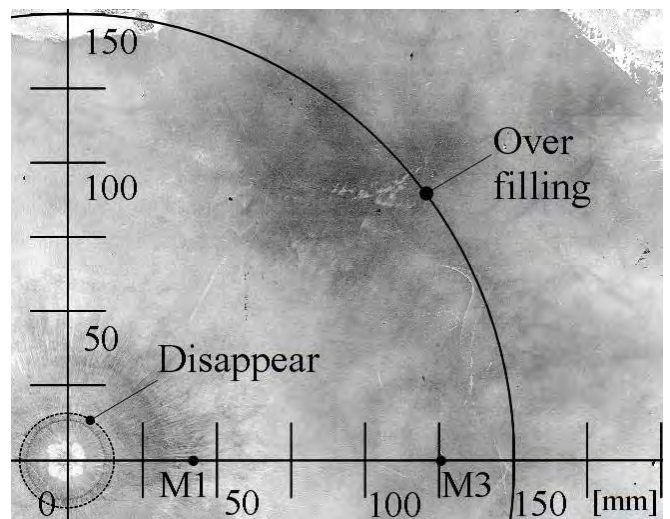
|                           | $t = 10$ s | $t = 20$ s |
|---------------------------|------------|------------|
| [N <sub>2</sub> ] = 55.6% | Go         | No Go      |

$t = 10$  s とした時の結果を Fig. 3.9, 3.10 及び Table. 3.7 に示す。この条件では円筒デトネーション波の形成に成功しており、煤膜や圧力波の波形、速度を比較しても  $R = 150$  mm,  $t = 1$  s の結果と大きな違いは見られなかった。

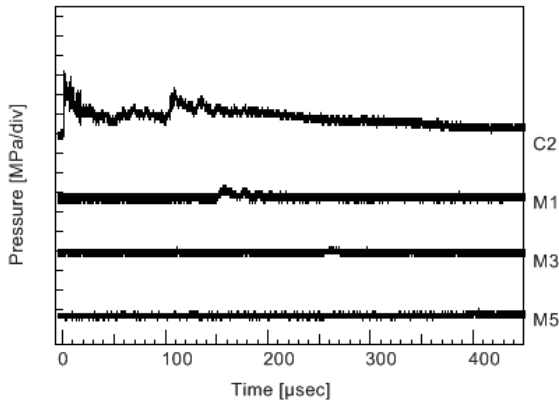
Fig. 3.9 Soot track record from back wall; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %,  $t = 10$  s, No Go.Fig. 3.10 Pressure profile; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %,  $t = 10$  s, Go.Table. 3.7 Wave speed; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %,  $t = 10$  s, Go.

|            | C2-M1 | M1-M3 | M3-M5 |
|------------|-------|-------|-------|
| $V$ [m/s]  | 2712  | 2692  | 2373  |
| $V/V_{cj}$ | 0.96  | 0.95  | 0.84  |

次に  $t = 20$  s とした条件で得られた結果を Fig. 3.11, 3.12 及び Table. 3.8 に示す。Fig. 3.11, 3.12, Table. 3.8 から、この条件では入射したデトネーション波は燃焼器に入射した後、轟波管出口付近で消失していることが分かる。煤膜上に入射したデトネーション波が燃焼器下側のフランジに衝突した跡が見られることから、過供給距離を 100 mm とした時の結果と同様に円筒デトネーション波への遷移時に半径方向への拡大に耐えられなかったために消失したと考えられる。

Fig. 3.11 Soot track record from back wall; [N<sub>2</sub>] = 55.6 %,  $t = 20$  s, No Go.



Fig. 3.12 Pressure profile; [N2] = 55.6 %,  $t = 20$  s, No Go.Table. 3.8 Wave speed; [N2] = 55.6 %,  $t = 10$  s, Go.

|            | C2-M1 | M1-M3 | M3-M5 |
|------------|-------|-------|-------|
| $V$ [m/s]  | 2425  | 816.3 | -     |
| $V/V_{Gj}$ | 0.85  | 0.29  | -     |

ボールバルブが開放されてから、点火するまでの時間を変更する実験では時間による現象の変化は  $t = 20$  s の条件でしか見ることはできなかった。そのため、混合の影響は時間の経過による混合の進行によるものではなく、ボールバルブの開放後、ドライバースガスがターゲットガスを押し込む際に現れていると考えられる。

円筒デトネーション波へ遷移が生じる際に得られる典型的な煤膜の例を Fig. 3.13 に示す。この煤膜を見ると、円筒デトネーション波が形成されるとき、煤膜上には A～C の 3 つの領域からなる二重の円構造が現れることがわかる。

また、Fig. 3.1 及び Table. 3.1 のように円筒デトネーション波が形成される条件では煤膜上に一時的に消炎している領域が存在しているが、圧力波の速度は常に C-J 速度付近で伝播している。このことから、デトネーション波の伝播メカニズムは次のように説明することができる。

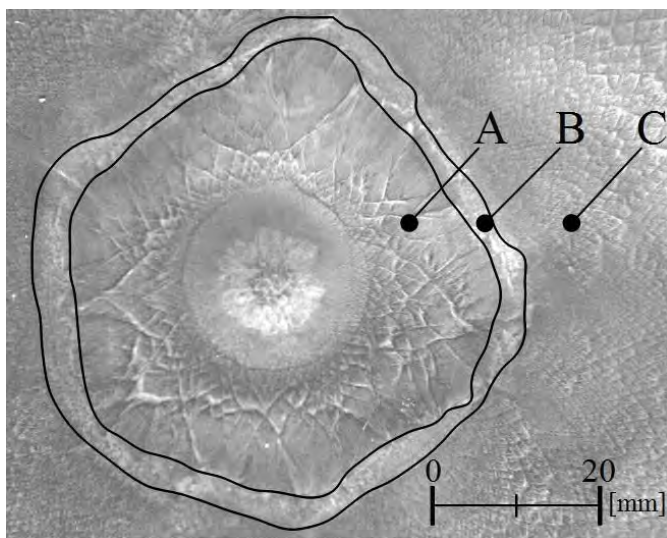


Fig. 3.13 Soot track showing successful transmission.

領域 A では入射した平面デトネーション波が燃焼室下側のフランジに衝突し、半径方向に広がっていく様子を示している。領域 B は半径方向に広がるデトネーション波が維

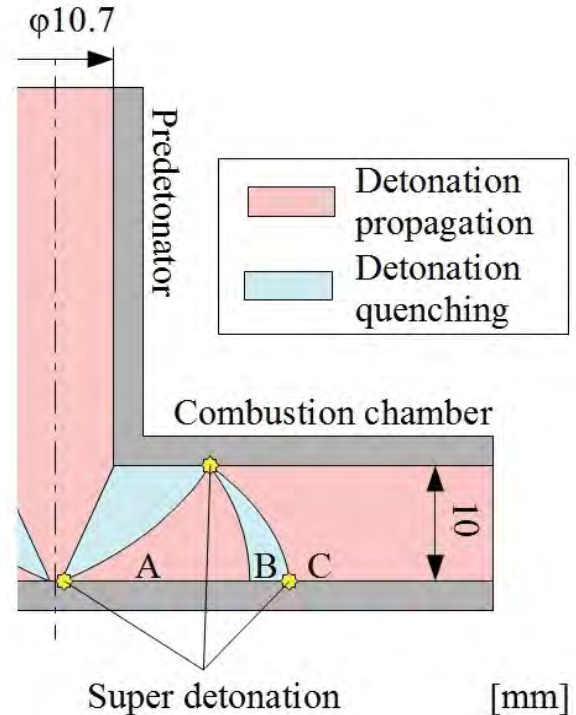


Fig. 3.14 Mechanism of detonation transition.

持できずに消炎している様子を示している。領域 C では燃焼器上側のフランジで反射によって生じたスーパーデトネーションによりデトネーション波が再開始する (Fig.3.14)。再開始したデトネーション波は円筒デトネーション波として半径方向に向かって伝播していく。入射した平面デトネーション波はこのように 2 回の反射により円筒デトネーション波へと遷移する。

実験で得られた煤膜を比較すると、円筒デトネーション波が形成される条件で見られる二重の円構造は点火までの時間や過供給量に依らず中心から 25～50 mm の位置に現れていることが分かる。過供給量を小さくした  $R = 100$  mm の条件では円筒デトネーション波への遷移が起こらなくなっていることから円筒デトネーション波への遷移には、二重の円構造に対して十分に大きな過供給距離のドライバースガスが必要となるといえる。

#### 4. 結論

本論文では爆轟波管出口付近に反射板を使用した PDE イニシエータにおける更なるドライバースガスの削減のため、大口径の平板燃焼器を用いて円筒デトネーション波の形成に必要なドライバースガスの過供給量を検証した。円筒デトネーション波が形成される条件では燃焼器下部の壁面上に爆轟波管出口の中心から 25～50 mm の位置に二重の円状の構造が現れ、中心から約 75 mm の位置で安定した円筒デトネーション波が形成される。ターゲットガスとして水素-酸素量論混合気を [N2] = 55.6 % まで窒素希釈した混合気を使用し、ドライバースガスの過供給量を変更する実験では  $R = 125$  mm 以上の条件では円筒デトネーション波の形成に成功した。しかし、 $R = 100$  mm の条件ではドライバースガスの過供給距離が安定した円筒デトネーション波の形成される領域を超えているにもかかわらず、円筒デトネーション波の形成に失敗した。これはドライバースガスとターゲットガスの混合が円筒デトネーション波の形成に影響を与えているためと考えられた。ボールバルブを開放し、点火するまで

の時間  $t$  を変更する実験から混合による影響は過供給時にドライバースガスがターゲットガスを押し込む際に現れると考えられた。そのため、ターゲットガスにデトネーション波を入射する際はドライバースガスとターゲットガスの混合を考慮し、ドライバースガスの過供給距離を二重の円構造に対し十分に大きくする必要があったと考えられた。

本論文では円筒デトネーション波の形成に必要な条件を実験的に検証し、結果、未燃混合気の混合状態が円筒デトネーション波の形成に影響を与えている可能性が考えられた。そのため、今後はドライバースガスとターゲットガスの混合による未燃混合気の状態の変化と円筒デトネーション波の形成の関係を見るために気体の混合に関する数値解析と水を利用した混合の可視化により、未燃混合気の状態を解析的、実験的に明らかにする。また、円筒デトネーション波の挙動について更なる知見を得るために円筒デトネーション波の可視化を行う。

#### 5. 謝辞

本研究は科学研究費補助金（若手研究（B） 課題番号 21760646）の助成を受けたものである

#### 参考文献

- 1) Aarnio, M. J, Hinkey, J B and Bussing, T R A , “Multiple Cycle Detonation Experiments During the Development of a Pulse Detonation Engine,” AIAA Paper 96-3263, 1996.
- 2) R. Knystautas, J. H. Lee, and C. M. Guirao, “The Critical Tube Diameter for Detonation Failure in Hydrocarbon-Air Mixtures.” Combustion and Flame, vol.48, 1982, pp. 63-83.
- 3) Murray, S. B. and Lee, J. H. S., “On the transformation of planar detonation to cylindrical detonation,” Combust Flame, vol. 52, 1983, pp. 269-289.
- 4) M. Wakita, R. Numakura, Y. Itoh, S. Sugata, T. Totani, H. Nagata, “Detonation Transition Limit at an Abrupt Area Change Using a Reflecting Board,” Journal of Propulsion and Power, 23, 2007, pp. 338-344.
- 5) M. Wakita, R. Numakura, T. Asada, M. Tamura, T. Totani, H. nagata, “Driver Gas Reduction Effect of Pulse-Detonation-Engine Initiator Using Reflecting Board,” Journal of Propulsion and Power, 27, 2011, pp-162-170

# パルスデトネーション型マイクロ波ロケットの リード弁をもちいた吸気機構の解析

福成雅史\*、山口敏和\*、葛山浩\*\*、小紫公也\*、荒川義博\*

\*東京大学、\*\*山口大学

## Analytical Study on Air-breathing Performance of Pulsed Detonation Type Microwave Rocket with Reed Valve System

by

Masafumi Fukunari, Toshikazu Yamaguchi,  
Hiroshi Katsurayama, Kimiya Komurasaki and Yoshihiro Arakawa

### ABSTRACT

An air-breathing beamed energy propulsion rocket, "Microwave Rocket" has been proposed as a low cost launch system. The rocket is driven by a microwave beam radiated from the ground. Atmospheric air is used as a propellant in the pulsed engine. In order to improve its thrust performance, an air-breathing mechanism using reed valves is under development. Ambient air is taken into the thruster through the reed valves. The air flow rate through the reed valves was computed and an air-breathing performance was evaluated in term of Partial Filling Rate, PFR. As a result, a 10 to 15-fold increase in thrust is predicted compared with the case without reed valves.

### 1. はじめに

現在、宇宙工場や太陽発電衛星(SSPS)など数多くの革新的な宇宙開発計画において、宇宙への建築資材の輸送コストが大きな障害となっている。今後の宇宙開発を支える上で、安価な輸送方法の確立は必要不可欠の前提条件である。

機体に向けて外部より照射されたマイクロ波を推進エネルギーとして飛行するマイクロ波ロケットは、その安価な宇宙輸送を実現する打ち上げ機として提案されている<sup>1)</sup>。第1図にマイクロ波ロケットの概念図を示す。

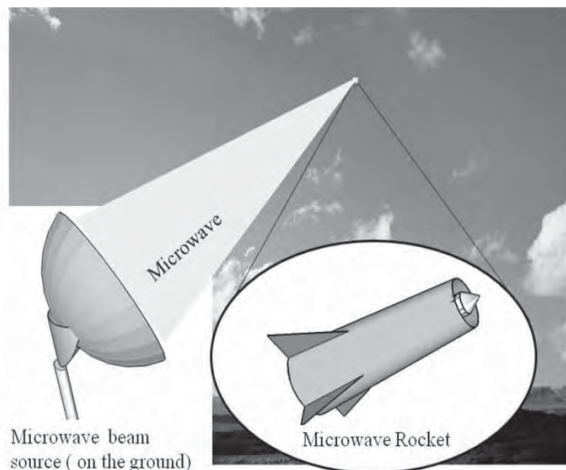


図1 マイクロ波ロケット概念図。

マイクロ波ロケットでは、エネルギーを外部から供給するためエネルギー源を推進機に内蔵する必要がない。また大気中では空気を推進剤として用いるので、推進機質量を大幅に削減でき、高いペイロード比を実現できる。さらに、燃焼器などの複雑な構造が不要であるため推進機構造を単純化でき、高いペイロード比とあわせて運送コストの低減が可能と考えられる。マイクロ波発振基地の建設費は高価だが、1度建設してしまえば後は繰り返し使用できるうえ、メンテナンスも地上にあるため容易に行える。

我々が行った過去の実験において、推進機にマイクロ波を繰り返し照射した際、2回目以降の推力が著しく低下する現象が見られた<sup>2,3)</sup>。これは一回目のマイクロ波が機体に照射され内部の空気が排気された後、機体内部に十分に

空気が充填されていない状態で二回目のマイクロ波を照射しているためと考えられる。この推進機の吸気特性を改善するため、リード弁を用いた吸気機構を提案した。

リード弁を取り付けたマイクロ波ロケットのエンジンサイクルと推進機内部の圧力履歴を第2図に示す。推進機モデルは円筒チューブ型で開放端と閉管端を持っている。閉管端は推力壁と呼ばれる。開放端から推力壁に向かって入射したマイクロ波が推力壁の集光器によって集光され、その高いエネルギーにより大気が絶縁破壊しプラズマを生じる。このプラズマが後続のマイクロ波のエネルギーを吸収し急激に加熱膨張するため衝撃波が発生し、閉管端へ伝播していく。この現象をマイクロ波支持デトネーション(MSD)という。このとき衝撃波背後の高圧によって機体は推力を得る。この過程はパルスデトネーションエンジンと類似している<sup>4,5)</sup>。衝撃波が排気されると推進機内部に膨張波が発生し機体前方に向けて伝播していく。リード弁はその膨張波とその反射波により推進機で発生した負圧で開き周辺大気が流入することで吸気が行われる。

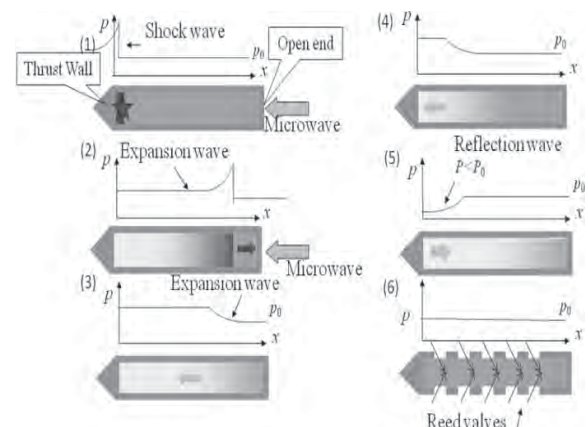


図2 エンジンサイクルと推進機内部の圧力履歴。

マイクロ波ロケットの推力は次式で表される。

$$F_{th} = C_m \Phi_{duty} W_m \quad (1)$$

ここで  $C_m$  は運動量結合係数であり入射したマイクロ波 1 MW 当たりに発生する平均推力を表す<sup>1-3)</sup>。



$$C_m = \frac{\text{Cumulative impulse}}{\text{Microwave beamed energy}} \quad (2)$$

$\Phi_{\text{duty}}$  はデューティ比を表し、エンジンサイクルの周期  $t_c$  と、マイクロ波が照射されている時間  $t_{\text{pulse}}$  との比を表す。  
 $W_m$  は入射したマイクロ波のパワーである。

マイクロ波ロケットの吸気性能は部分充填率(PFR)として評価される。PFR は推進機内部の体積とリード弁から流入した流れの体積の比として次式で定義される<sup>1,2)</sup>。

$$\text{PFR} = \frac{\text{Refreshed air volume}}{\text{Cylinder volume}} \quad (3)$$

白石らは実験によりマイクロ波ロケットの推力が  $0 < \text{PFR} < 1$  の間は増加し  $\text{PFR}=1$  以降はほとんど変化しないという傾向を明らかにした<sup>2)</sup>。第3図に白石らの実験結果より算出した PFR に対する  $C_m$  の変化を示す。

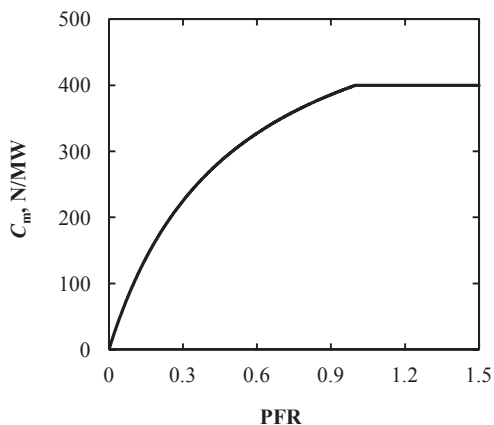


図3 PFR に対する  $C_m$  の変化。

本論文ではリード弁から推進機内部への流入を解析的に見積もった。また流入量の見積もりをオイラー方程式に組み込むことで、リード弁を取り付けたマイクロ波ロケットの推力性能の解析を行った。

## 2. リード弁からの流入流束の見積もり

リード弁で仮定したモデルを第4図に示す。 $l$ 、 $w$ 、 $y$  はリードの長さ、幅、先端の変位をそれぞれ表す。

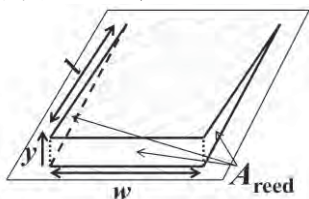


図4 リード弁モデル

リード弁の開口面積を  $A_{\text{reed}}$ 、推進機の側面積を  $A_{\text{wall}}$  としリード弁の開口面積比  $\alpha$  を次式で定義する。

$$\alpha = \frac{nA_{\text{reed}}}{A_{\text{wall}}} = \frac{ny(l+w)}{\pi DL} \quad (4)$$

ここで、推進機に取り付けたリード弁の個数を  $n$ 、推進機長を  $L$ 、直径を  $D$  とする。

圧力、温度、密度を  $P$ 、 $T$ 、 $\rho$  とおく、また添字 0、in、reed は推進機周り、推進機内部、リード弁からの流入の諸量をそれぞれ表す。リード弁の機械的な振動は無視し、リード弁の開口面積は一定で  $P_{\text{in}}/P_0 < 1$  の場合に開き、他の場合は完全に閉じていると仮定する。リード弁は推進機の側面に等方的に配置されている。また推進機周りは圧力  $P_0=1\text{atm}$ 、温度  $T_0=298.15\text{K}$  の標準大気条件とした。このと

きリード弁を通る単位面積当たりの質量流量は  $P_{\text{in}}/P_0$  の関数として以下のように表せる<sup>6)</sup>。

$$\dot{m}_u = \beta \rho_0 P_0 \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{in}}}} \quad (P_{\text{in}}/P_0 < 0.528)$$

$$\dot{m}_u = \beta \rho_0 P_0 \sqrt{\frac{T_0}{T_{\text{in}}}} \sqrt{1 - \left( \frac{P_{\text{in}}/P_0 - b}{1-b} \right)^2} \quad (\text{otherwise}) \quad (5)$$

$b$  は臨界圧力比であり 0.528 である。また  $\beta$  は次式となる。

$$\beta = \frac{C}{A_{\text{reed}}} \quad (6)$$

ここで  $C$  は音速コンダクタンスであり、 $\beta$  は実験により  $2.7 \times 10^{-3} \text{m}^3/(\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^2)$  と求められた<sup>7)</sup>。また第5図に質量流量の圧力比  $P_{\text{in}}/P_0$  に対する変化を示す。

以上の計算から流入流束  $S$  (後出(17)式参照)を求める。リード弁から流入する流れの密度と圧力は次式となる。

$$\begin{cases} \rho_{\text{reed}} = \rho_0 b^{\frac{1}{\gamma}} \\ P_{\text{reed}} = b P_0 \end{cases} \quad (P_{\text{in}}/P_0 < 0.528)$$

$$\begin{cases} \rho_{\text{reed}} = \rho_0 \left( \frac{P_{\text{in}}}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \\ P_{\text{reed}} = P_{\text{in}} \end{cases} \quad (\text{otherwise}) \quad (7)$$

これらよりリード弁からの流入流束は次式となる。

$$S = \begin{bmatrix} \dot{m}_u \\ 0 \\ \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_{\text{reed}}}{\rho_{\text{reed}}} \dot{m}_u + \frac{1}{2} \frac{\dot{m}_u^3}{\rho_{\text{reed}}^2} \end{bmatrix} \quad (8)$$

ここで比熱比  $\gamma$  とガス定数  $R$  はそれぞれ 1.4、287J/(kg K) である。

また PFR は次式で計算される。

$$\text{PFR} = \frac{\alpha \pi D \int_0^L \int_0^L \frac{\dot{m}_u}{\rho_{\text{reed}}} dx dt}{(D/2)^2 \pi L} = \frac{4\alpha \int_0^L \int_0^L \frac{\dot{m}_u}{\rho_{\text{reed}}} dx dt}{L} \quad (9)$$

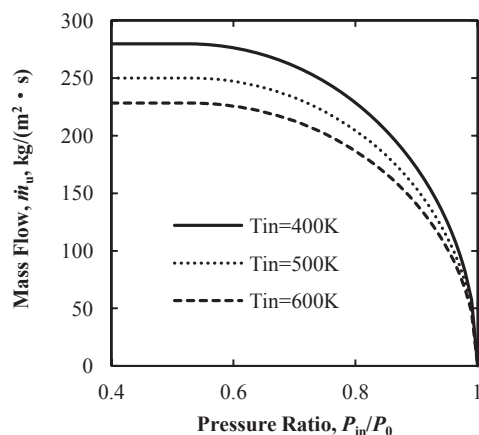


図5 リード弁を通る質量流量の圧力比  $P_{\text{in}}/P_0$  に対する変化。

## 3. 推進機内部の初期状態

背後のマッハ数が衝撃波固定座標系において 1 となり、流れが熱閉塞するデトネーションを Chapman-Jouguet デトネーションという。推進機内部の初期状態は衝撃波とプラズマが Chapman-Jouguet デトネーションの条件を満たしな

がら解放端まで伝播したと仮定し与える．このとき MSD の伝搬マッハ数  $M_{\text{msd}}$  はマイクロ波の照射パワー密度  $W_d[\text{W/m}^2]$  より次式で表される．

$$M_{\text{msd}} = \sqrt{\frac{(\gamma^2 - 1)}{2a_0^2} \frac{\eta W_d}{\rho_0 M_{\text{msd}} a_0}} + 1 + \sqrt{\frac{(\gamma^2 - 1)}{2a_0^2} \frac{\eta W_d}{\rho_0 M_{\text{msd}} a_0}} \quad (10)$$

ここで  $a$  は音速、 $\eta$  はマイクロ波の吸収係数を表す．式(8)は解析的には解けないので、ニュートン・ラプソン法によって数値的に解を求めた．

添字 1、2、c を用いて MSD 背後、膨張波背後、実験室固定座標系での値をそれぞれ表す．まず  $M_{\text{msd}}$  から MSD 背後の諸量は次式で決定される．

$$P_1 = \frac{(1 + \gamma M_{\text{msd}}^2)}{\gamma + 1} P_0 \quad (11)$$

$$\rho_1 = \frac{(1 + \gamma) M_{\text{msd}}^2}{\gamma M_{\text{msd}}^2 + 1} \rho_0 \quad (12)$$

$$M_{\text{cl}} = \frac{M_{\text{msd}}^2 - 1}{\gamma M_{\text{msd}}^2 + 1} \quad (13)$$

推力壁では流体は静止しているため MSD 背後には膨張波が付随して伝播している．膨張波は断熱的であるとし、リーマン不変量から膨張波背後の諸量は次式となる．

$$P_2 = \left[ 1 - \frac{\gamma - 1}{2} M_{\text{cl}} \right]^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} P_1 \quad (14)$$

$$\rho_2 = \left[ 1 - \frac{\gamma - 1}{2} M_{\text{cl}} \right]^{\frac{2}{\gamma - 1}} \rho_1 \quad (15)$$

マイクロ波パワーの流体への吸収係数は厳密には明らかになっていない．そこで、解析では入射したマイクロ波パワーに対して推力壁での圧力がおよそ一致するように吸収係数を  $\eta = 0.486$  と定めた．

MSD の際に発生するプラズマは推進機内部を伝搬し開放端方向に伸びる．推進機から出たプラズマは推力に寄与しないので、プラズマが推進機長と等しい長さまで伸びたときマイクロ波照射を終えるのが効率的である．そのためマイクロ波照射時間  $t_{\text{pulse}}$  を次式とおく．

$$t_{\text{pulse}} = \frac{L}{a_0 M_{\text{msd}}} \quad (16)$$

#### 4. 支配方程式と計算手法

支配方程式は 1 次元オイラー方程式にリード弁からの流入を考慮し、 $\rho$ 、 $u$ 、静圧  $P$ 、全エネルギー  $E$ 、 $x$ 、を用いて次式のように表せられる．

$$\frac{\pi D^2}{4} \left( \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} \right) = A_{\text{reed}} S \quad (17)$$

ここで、

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ E \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ (E + P)u \end{bmatrix} \quad (18)$$

$E$  は全エネルギーで、

$$E = P/(\gamma - 1) + \rho u^2/2 \quad (19)$$

また状態方程式は、

$$P = \rho R T \quad (20)$$

となる．数値流束の計算には AUSM-DV スキーム<sup>8,9)</sup>を用いた．また時間積分として 2 段階 Runge-Kutta 法を用いた．

#### 5. 計算結果と考察

第 6 図に推力壁での圧力振動履歴の実験値と計算値の比較を示す．実験での推進機形状は  $L=397.5\text{mm}$ 、 $D=60\text{mm}$  の円筒形であり、リード弁は取り付けられていない．マイクロ波の入射パワーは  $W_m=800\text{kW}$  である．計算での圧力振動は実験値とよく一致した．

第 7 図にリード弁を付けた場合の推力壁での圧力振動履歴を示す．推進機の側面積に対するリード弁の開口面積比  $\alpha$  を変化させると、 $\alpha$  の増加によってリード弁からの流入量が増え圧力振動は抑制される．

次に  $t_{\text{pulse}}$  を一定とし、吸気時間を変化させ PFR の変化を調べた．第 8 図に  $\Phi_{\text{duty}}$  に対する PFR を示す． $\Phi_{\text{duty}}$  が 0.32 付近で傾向が大きく変化する．これは開放端から伝播した膨張波が推力壁で反射し、膨張波とその反射波によって推進機内部に大きな負圧が発生し流入量が増加するためである．また PFR は  $\alpha$  によって増加し  $\alpha=0.08$  付近で一本の線に漸近していく．

#### 6. 推力の見積もり

これまでの計算結果を用いて、マイクロ波ロケットの推力を見積もった．計算結果を第 9 図に示す． $\Phi_{\text{duty}}=0.7\sim 0.6$  付近までは、開放端から伝播してくる膨張波による負圧が小さいので、リード弁からの流入はわずかであるが、 $\Phi_{\text{duty}}$  が大きいため推力も大きくなる．その後  $\Phi_{\text{duty}}$  に従って推力が減少するが  $\Phi_{\text{duty}}=0.32$  付近で先ほど述べたようにリード弁からの流入量が増大するので推力が増える．また推力は  $\Phi_{\text{duty}}=0.16$  付近で最大となった．

$\alpha=0.0003$  とすると推力の計算結果は実験値に近い値となった．これは開放端からの流入による吸気の効果を表している．

この計算結果よりリード弁を推進機に取り付けることで、取り付けない場合と比べ 10 倍程度の推力増加が期待できることが分かった．

#### 7. まとめ

リード弁からの流入量を見積もり、推進機内部の圧力振動を再現した CFD に組み込むことでリード弁を取り付けたマイクロ波ロケットの吸気特性を解析した．

リード弁を取り付けることで圧力振動は抑えられ、また開口面積比  $\alpha$  が大きくなればなるほど、圧力振動が早くおさまる．

PFR は  $\alpha$  によって増大し  $\alpha=0.08$  付近で一本の線に漸近していく．また PFR は  $\Phi_{\text{duty}}=0.32$  付近で傾向が大きく変化する．これは開放端から伝播した膨張波が推力壁で反射し、膨張波とその反射波によって推進機内部に大きな負圧が発生しリード弁からの流入量が増加するためである．

過去の実験で得られている PFR と  $C_m$  の関係式を用いてマイクロ波ロケットの推力を見積もった．推力は  $\Phi_{\text{duty}}=0.16$  付近で最大となった．また  $\alpha=0.0003$  とすると推力の計算結果は実験値に近い値となった．これが開放端からの流入による吸気の効果を表していると考えれば、これらの計算結果からリード弁を取り付けることによって、取り付けない場合と比較し 10 倍程度の推力増加が期待できる可能性がある．

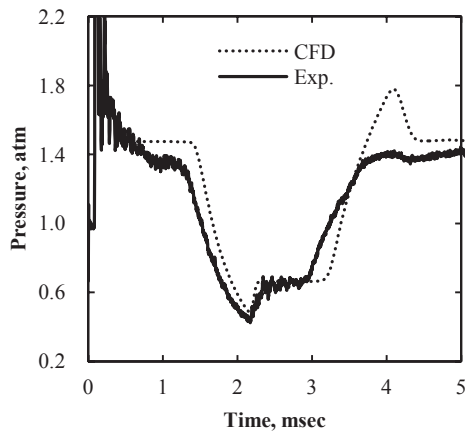


図 6 リード弁を取り付けていない推進機の推力壁での圧力履歴の計算結果と実験値の比較。

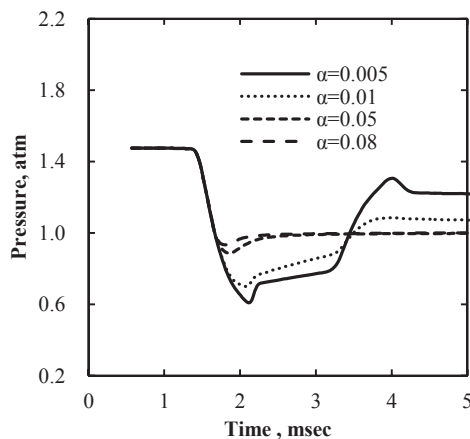


図 7 リード弁を取り付けた推進機の推力壁での圧力振動履歴。

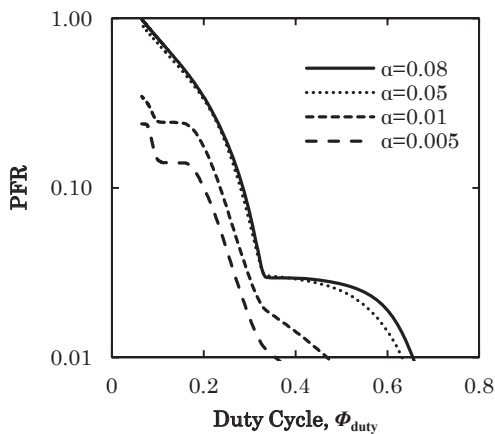


図 8 デューティー比に対する PFR.

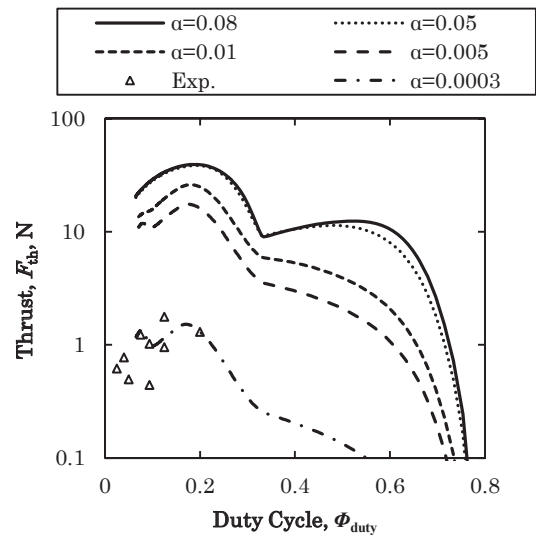


図 9  $\phi_{\text{duty}}$  に対する推力の計算結果。

#### 参考文献

- 1) Y. Oda, K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, and K. Sakamoto, "Plasma generation using high-power millimeter wave beam and its application for thrust generation", *J. Applied Physics* Vol.100, 113307 (2006).
- 2) Y. Shiraishi, Y. Oda, T. Shibata, K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, and K. Sakamoto, "Air Breathing Processes in a Repetitively Pulsed Microwave Rocket", *AIAA Paper* 2008-1085
- 3) Y. Oda, T. Shibata, K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, and K. Sakamoto, "Thrust Performance of a Microwave Rocket Under Repetitive-Pulse Operation", *J. Propulsion and Power* Vol.25, No.1, pp118-122 (2009)
- 4) T. ENDO, T. FUJIWARA, "A Simplified Analysis on a Pulse Detonation Engine Model" *Trans. Japan Soc. Space Sci.*, Vol. 44, No. 146, pp. 217-222, 2002
- 5) T. Endo, J. Kasahara, T. Fujiwara, "Pressure History at the Thrust Wall of Simplified Pulse Detonation Engine", *AIAA J.*, Vol. 42, No. 9, 2004, pp. 1921-1930.
- 6) 川嶋 健嗣、石井 幸男、舟木 達也、香川 利春、"等温化圧力容器を用いた充填法による空気圧縮器の流量特性計測法"、日本フルードパワーシステム学会論文集、第34巻、第2号、pp8-13
- 7) R. Komatsu, "Air-breathing System on Microwave Rocket with Reed Valves and Its Future Possibility", *ISTS Paper* 2011-b-41s(2011)
- 8) W. K. Anderson, J. L. Thomas, B. V. leer: "Computation of Finite Volume Flux Vector Splitting", *AIAA Paper*, Vol.24, No.9.
- 9) Y. Wada, M. S. Liou: "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities", *AIAA paper*, 94-0083, 1994



## 複雑形状飛行体に適用可能なビデオカメラによる 運動解析法とグライダーへの応用

川添博光（鳥取大），三浦敬明（鳥取大・院），澤剛史（鳥取大・院），  
上野 真（JAXA），山田剛治（鳥取大），松野 隆（鳥取大）

### Analysis Method of Motion for a Complex Shape Flight Vehicle by a Single Video Camera and its Application to Flight of a Glider

by

Hiromitsu Kawazoe, Takaaki Miura, Takeshi Sawa (Tottori University)  
Makoto Ueno (JAXA), Gouji Yamada, Takashi Matsuno (Tottori University)

#### ABSTRACT

Information of aerodynamic force and moment acting on a flying object such as airplanes, rockets, and other flight vehicles is important for developing them and a new analysis method to measure them should be desired for a free flight test and a wind tunnel experiment. In this study, a new technique is suggested to measure aerodynamic force and moment as well as temporal vehicle's behavior by a single video camera, which is valid for a complicate form of aircrafts and has a potential to measure them more precisely. Furthermore, the analysis method was applied to free flight of a glider.

#### 1. はじめに

航空機の研究開発において，その物体に働く空気力及びモーメントを知ることは非常に重要である．従来，風洞実験では被測定物体を固定し，力天秤やロードセルによる計測が行われてきた．このため模型を支える支柱が必要となり，この支柱の存在が流れ場を変えることから，風洞実験の限界を狭めるといった問題がある．

そこで，非接触な測定方法の一つであるビデオカメラによる運動解析法が提案され研究が行われてきた<sup>1),2)</sup>．しかしながら，このような方法による6自由度の運動解析には測定対象の3次元情報を取得する必要があるため，複数台のカメラが不可欠であった．さらに複数のカメラ使用はその設置場所の問題やこれらカメラ間の対応をとることが困難な場合が多いといった問題点がある．

そこで，著者らは一台のビデオカメラによる非接触状態での6自由度の運動解析法の開発を提案し，円ゲージを使用した解析法や特殊なゲージを必要とせず任意形状に適用可能な解析法の研究を行ってきた<sup>3),4)</sup>．本研究では，複雑な形状の飛行物体にも適用可能であり，測定精度の向上を目指した新たな解析法の提案を行う．また，この解析法を自由飛行するグライダーの運動解析に適用し，その力やモーメントの解析を行った．

#### 2. 測定原理および解析方法

##### 2. 1 測定方法概略

一台のビデオカメラによる運動解析では，物体の運動を一方向から撮影するため，画像面内の2次元情報しか得ることができない．ここで，被測定物体が剛体の場合を考えると，物体上に付けた複数の点（マーカー）によるパターンはその運動中も変化しないため，時刻間のこの画像パターンには相関関係が成り立つ．そこで，一方向から撮影した画像（図1のxy平面に対応する撮影画像）に写るマーカー（測定点）模様に対し，物体の運動変位を考慮して計算したマーカー（模様）との間に相関理論を適用し，物体の並進および回転を求める．一台のビデオカメラ画像を利用するため，物体（マーカー）のパターンサイズや姿勢（形状）の測定から，図1のxy面内の並進移動およびz軸まわりの回転のみならず，撮影方向への変位および撮影面内の2つの軸（図1のx, y軸）回りの回転変位についても求め，6自由度の運動解析を行う．

##### 2. 2 座標系

図1のように2つの座標系を定義する．まず，固定カメラの光軸をz軸として，カメラからある任意の距離だけ離れた点を原点Oとする静止座標系(x, y, z)である．測定対象の任意時刻における位置と姿勢は，x軸まわりに $\theta$ ，y軸まわりに $\phi$ ，z軸まわりに $\phi$ だけある基準となる位置（例えば固定座標原点）での姿勢から回転し，それをx, y, z軸方向に並進移動した状態にある．

2つめの座標系は，任意時刻*i*における機体の重心位置 $C_{gi}$  ( $x_{gi}$ ,  $y_{gi}$ ,  $z_{gi}$ ) を原点とする機体に固定した座標系( $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $Z_i$ )である．機体座標による運動解析では，時刻*i*から*i*+1に変位するとき， $X_i$ 軸まわりに $\gamma_i$ ， $Y_i$ 軸まわりに $\alpha_i$ ， $Z_i$ 軸まわりに $\beta_i$ の順に回転し，そして時刻*i*から*i*+1の位置へカメラによる画像（静止座標系）で機体重心位置が変位距離 $d_i$  ( $d_{xi}$ ,  $d_{yi}$ ,  $d_{zi}$ ) だけ並進移動したものと扱う．

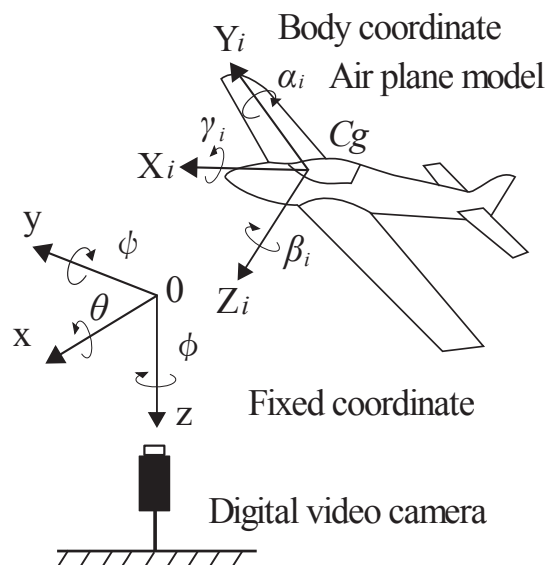


Fig.1 Definition of the two coordinate systems.

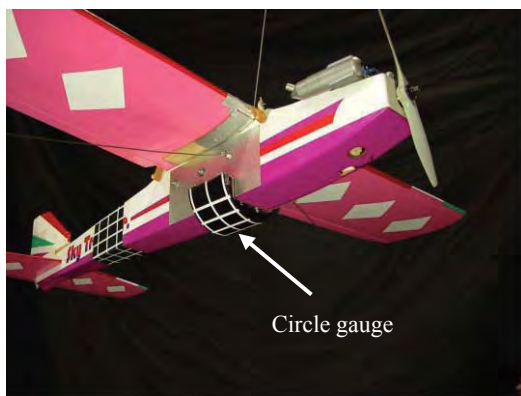


Fig. 2 The air plane model for the circle gauge method.

### 2. 3 複数組の仮想円を用いた解析法の提案

これまで著者らが行ってきた一台のビデオカメラによる飛行体の6自由度運動解析では、例えば1組のゲージ（高精度化のため複数の円ゲージで構成された円筒ゲージ、図2）を使用してきた。しかしこれら従来の方法では、ゲージそのものによる飛行体の空力特性への影響からゲージを大きくすることができず、また円筒ゲージの取り付け位置が機体の胴体のみに限られるなどといった問題があった（図2）。そこで主翼にもマーカーを取り付けるなどといったマーカーの取り付け範囲を広げ、さらに複数組の種々のゲージを用いることにより、任意形状物体にも適用可能で、かつその空力特性に影響を与えることのない、しかも測定精度の向上が期待される方法を考案する。

図3にその例を示すように、機体重心から任意に定めることができる位置ベクトルで定義される点 $g_{01}$ を定め、そこからそれぞれ $r_{A1}$ ,  $r_{B1}$ ,  $r_{C1}$ の距離にある物体表面上の点 $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$ を定義する。ただし、図3では $\angle A_1 g_{01} B_1 = \angle B_1 g_{01} C_1 = 45^\circ$ としており、下記に示す(1), (2)式もそれに対応したものとなっている。この点については、 $45^\circ$ とは限らず任意に指定した角度での設定も可能である。この場合、式(1), (2)はこれとは違ったものとなる。同様に $g_{02}$ から $r_{A2}$ ,  $r_{B2}$ ,  $r_{C2}$ の物体表面にマーカー $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$ を設置する。実際は測定対象となる飛行物体にプリントするか又はマーカーを描く。このように重心との位置関係が決まった点 $g_i$ から物体表面上にマーカーが設置できる。ここで、撮影画像のパターンと対比される（相関をもつ）計算による図3のマーカー（パターン）、例えば $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$ のパターン計算による $g_{02}$ の位置（ $x_{g02}$ ,  $y_{g02}$ ）、仮想円の半径 $r$ 、回転角 $\theta$ ,  $\phi$ は式(1)~(5)のように求めることができる。ここで、 $\lambda_{A2}$ ,  $\lambda_{B2}$ ,  $\lambda_{C2}$ は $r_{A2}$ ,  $r_{B2}$ ,  $r_{C2}$ と $r_{A2}$ との比である。なお、カメラの光軸と一致する $z$ 軸回りの回転 $\phi$ については得られた画像から直接求める。

本研究のように一方向からの撮影では、 $z$ 方向変位が直接的に測定することができない。そこで式(3)により計算から得られる半径 $r$ （仮想円ゲージ半径）を使って求める。ここでは $r$ をその $z$ 方向の規準となる位置での値（半径 $r_0$ ）で除した仮想円ゲージの収縮率 $r_t (= r/r_0)$ を利用し、あらかじめ検定した $z$ 方向の変位に対する収縮率と照らし合わせて $z$ 方向の位置を決定する（図4）。

$$x_{g02} = \frac{\sqrt{2}/2(x_{A2}\lambda_{A2} + x_{C2}\lambda_{C2}) - x_{B2}\lambda_{B2}}{\sqrt{2}/2(\lambda_{A2} + \lambda_{C2}) - \lambda_{B2}} \quad (1)$$

$$y_{g02} = \frac{\sqrt{2}/2(y_{A2}\lambda_{A2} + y_{C2}\lambda_{C2}) - y_{B2}\lambda_{B2}}{\sqrt{2}/2(\lambda_{A2} + \lambda_{C2}) - \lambda_{B2}} \quad (2)$$

$$r_{A2} = \sqrt{A+B} \quad (3)$$

$$A = \{(x_{A2} - x_{g02})\lambda_{A2} \sin \phi - (y_{A2} - y_{g02})\lambda_{A2} \cos \phi\}^2$$

$$B = \{(x_{C2} - x_{g02})\lambda_{C2} \sin \phi - (y_{C2} - y_{g02})\lambda_{C2} \cos \phi\}^2$$

$$\theta = \sin^{-1} \left[ \{(x_{A2} - x_{g02})\lambda_{A2} \sin \phi - (y_{A2} - y_{g02})\lambda_{A2} \cos \phi\} / r_{A2} \right] \quad (4)$$

$$\phi = \sin^{-1} \left[ \{(x_{A2} - x_{g02})\lambda_{A2} - r_{A2} \sin \phi \sin \theta\} / r_{A2} \cos \phi \cos \theta \right] \quad (5)$$

$$\lambda_{A2} = r_{A2} / r_{A2} = 1$$

$$\lambda_{B2} = r_{B2} / r_{A2}$$

$$\lambda_{C2} = r_{C2} / r_{A2}$$

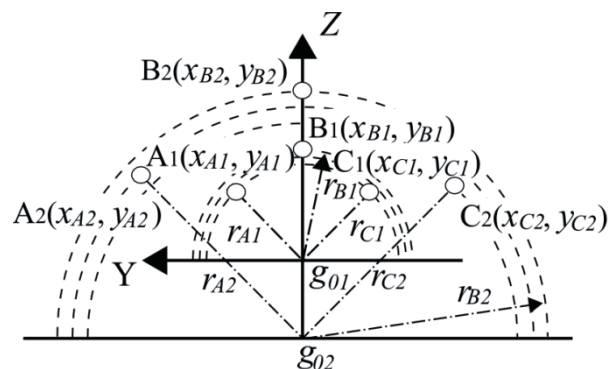


Fig.3 Example of maker setting.

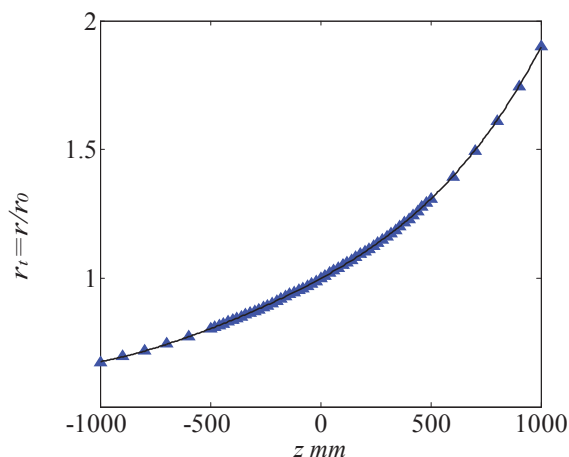


Fig.4 Relation between circle gage radius and location z.

以上のように、仮想円ゲージは $g_0$ から3点までのマーカー位置（ $r_A$ ,  $r_B$ ,  $r_C$ ）のどれか、もしくはこれら3つを使って計算される値で代表される。本稿ではA点までの距離 $r_A$ を用いた。

## 2. 4 機体座標系による力とモーメントの表現

機体に働く空気力とモーメントを求めるため、運動の記述を静止座標系ではなく機体に固定した機体座標系で表現する。ここで、空気力およびモーメントの算出にあたり、測定対象となる飛行体（後述のグライダー）にニュートンの第2法則を適用した運動方程式は式(6)～(11)となる。

$$F_X = m(\dot{V}_X + V_\alpha V_Z - V_\beta V_Y + g \sin \phi) \quad (6)$$

$$F_Y = m(\dot{V}_Y + V_\beta V_X - V_\gamma V_Z - g \cos \phi \sin \theta) \quad (7)$$

$$F_Z = m(\dot{V}_Z + V_\gamma V_Y - V_\alpha V_X - g \cos \phi \cos \theta) \quad (8)$$

$$M_\gamma = I_{xx} \dot{V}_\gamma - I_{yz} (V_\alpha^2 - V_\beta^2) - I_{zx} (\dot{V}_\beta + V_\gamma V_\alpha) - I_{xy} (\dot{V}_\alpha - V_\beta V_\gamma) - V_\alpha V_\beta (I_{yy} - I_{zz}) \quad (9)$$

$$M_\alpha = I_{yy} \dot{V}_\alpha - I_{zx} (V_\beta^2 - V_\gamma^2) - I_{xy} (\dot{V}_\gamma + V_\alpha V_\beta) - I_{yz} (\dot{V}_\beta - V_\gamma V_\alpha) - V_\beta V_\gamma (I_{zz} - I_{xx}) \quad (10)$$

$$M_\beta = I_{zz} \dot{V}_\beta - I_{xy} (V_\gamma^2 - V_\alpha^2) - I_{yz} (\dot{V}_\alpha + V_\beta V_\gamma) - I_{zx} (\dot{V}_\gamma - V_\alpha V_\beta) - V_\gamma V_\alpha (I_{xx} - I_{yy}) \quad (11)$$

式(6)～(8)の運動方程式に含まれる外力  $F_X$ ,  $F_Y$ ,  $F_Z$  には純粋な空気力のみ（グライダーの場合）を求めるために、任意の飛行姿勢での機体各軸方向に働く重力成分を差し引いてある(図5)。ここで、 $V_X$ ,  $V_Y$ ,  $V_Z$ ,  $V_\gamma$ ,  $V_\alpha$ ,  $V_\beta$  はそれぞれ機体座標系による X, Y, Z 軸方向の速度と各軸まわりの角速度である。また、 $M_\gamma$  はローリングモーメント、 $M_\alpha$  はピッチングモーメント、 $M_\beta$  はヨーイングモーメントを示している。また、 $I_{xx}$ ,  $I_{yy}$ ,  $I_{zz}$  は慣性モーメント、 $I_{xy}$ ,  $I_{yz}$ ,  $I_{zx}$  は慣性乗積を示す。実験で使用したグライダーにおけるこれらの慣性特性は2本吊り自由振動法により実験から求めた。

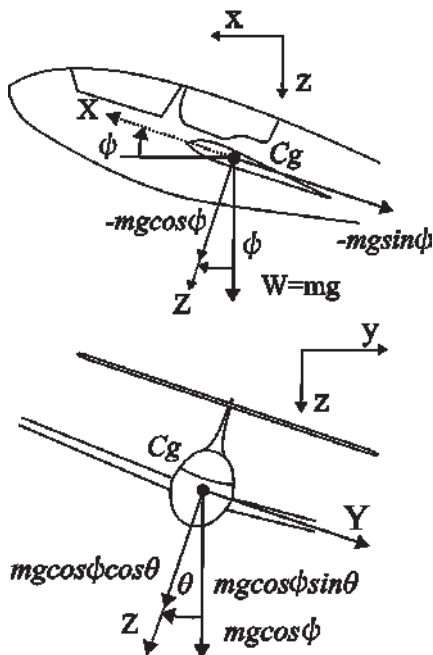


Fig.5 Components of the gravity element.

## 3. グライダーによる実験方法および結果

### 3. 1 実験方法

一台のビデオカメラによる複雑形状物体の運動解析の適用例として、グライダーを発射台(図6)から発射し、自由飛行する様子を高速カメラで撮影した。使用したグライダーはカシオペア社製 mini-ASK21 (表1) で、高速カメラは AMETEK 社製 Phantom v710を使用した。撮影条件は画像解像度が1280×600pixel、撮影速度は7500fpsである。また、2本吊り自由振動法によって求めたグライダーの慣性モーメントを表2に示す。

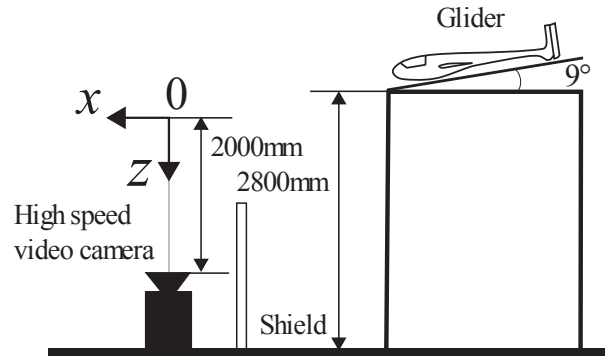


Fig.6 Experimental set-up.

Table 1 Specifications of the glider

|                 |                      |
|-----------------|----------------------|
| Fuselage length | 670 mm               |
| Wing span       | 1305 mm              |
| Wing area       | 13.7 cm <sup>2</sup> |
| Overall weight  | 0.473 kg             |

Table 2 Inertial characteristics

|                 |                          |
|-----------------|--------------------------|
| $I_{xx}$        | 0.01788 kgm <sup>2</sup> |
| $I_{yy}$        | 0.01151 kgm <sup>2</sup> |
| $I_{zz}$        | 0.02485 kgm <sup>2</sup> |
| $I_{xy}=I_{yx}$ | 0 kgm <sup>2</sup>       |
| $I_{yz}=I_{zy}$ | 0 kgm <sup>2</sup>       |
| $I_{zx}=I_{xz}$ | 0.00209 kgm <sup>2</sup> |

### 3. 2 実験結果

図7に飛行するグライダーの撮影画像を重ねて表示したものを示す。白いドットは機体と翼に付けたマーカである。図8にこの撮影画像を解析して得られた静止座標での機体の重心位置の軌跡を示す。z軸は実際の運動と対応を取りやすくするため上向きを正(z'軸(=−z))で表した。これによるとy軸方向の変位は負の方向に100mm程度、z軸方向は最初に下方へ、その後上昇方向に変位している。このことから図6で下方へ9°で発射された機体は加速度運動によって揚力が増加し、途中から上昇へと運動していることがわかる。



図9と図10に静止座標系における機体の重心位置と姿勢角の時間変化を示す。機体の $z'$ 方向の変化を詳しくみると、0.07s 付近で運動が下降から上昇方向に変化している。姿勢角は  $\phi$  がほぼ一定の値をとって、すなわちヨーイング変化がほとんどない飛行をしている。さらに、機体が $xy$ 平面上で直線的に変位していることから(図8)、機体に働くヨーイングモーメントは小さいと考えられる。 $\phi$  は $8^\circ$  から $15^\circ$  への頭上げが生じており、静止座標系では機体が迎角を大きくする方向に角度変化している。しかし一方では、機体の進行方向が下向きから上向きに変化しているため(図8, 図9)、機体座標から見ると機体に対する流れの迎角はむしろ減少していることも考えられる。そこでさらに解析を進め、流れに対する機体の実行迎角を求めた。その結果を図11に示す。機体はその後、姿勢角 $\phi$ を増加させながら上昇していくと推察されるが、これは別視点から撮影した映像の結果とも一致した。その後は速度の減少とともに揚力が減少し降下していく。

図12に機体座標系から見た速度の時間変化を、図13に機体の進行速度(速さ $\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$ )の時間変化を示す。

X軸方向の速度は最初は少し加速し、0.07s あたりから減速する。これはあたかもポテンシャルエネルギーの減少が前方方向速度の増加につながるかのよう静座標系での $z$ 方向の変位の傾向と一致している。同様に進行方向の速さ(図13)においてもこの現象がはっきりと現れている。

0.07s 以降は大きく減速しており、0.09秒間に1m/s 程度の速度低下が見られた。Y軸方向では機体は負の方向(左方向)にほぼ一定の速度で飛行しており、ヨーイング角を持った少し横滑りの状態にある。Z軸方向の速度( $V_z$ , 下向きが正)は、最初1m/s 程度の飛行から0.11s 付近ではほぼ0となり、その後上昇方向に転じている。

図14に機体に働く(機体座標から見た)空気力の変化を示す。これは重力による力の成分を差し引いており、プロペラ等の推進機構がないため機体に働く真の空気力である。X軸方向に働く空気力は、0.06s まで加速する力が働くもののその力は減少してゆき、その後、減速させる力として作用している。最後の0.16s 付近では抗力として7N程度の力が働いている。Y方向の力(横力)は-5Nから0Nへと変化しており、図8, 12におけるy軸方向の横滑りはこの力によって発生したものと考えられる。Z方向(下方が正)には0.05s まで上方向に作用する力が増加し、その後は上向きの力でゆるやかな振動を伴いながら減衰していく。これは機体の速度と迎え角の減少が揚力の低下につながったためと考えられる。

図15に機体軸まわりのモーメントを示す。 $M_x$ (ローリングモーメント)は振動し、 $M_y$ (ピッチングモーメント)は0.10s あたりで頭下げから頭上げに作用しはじめている。 $z$ 軸方向の機体の重心位置の変化を考慮すると、機体の下降時に迎え角が大きくなる。そのため、翼の特性から頭下げのモーメントが作用し、その後上昇方向に運動することに伴い実行迎角が減少して頭上げのモーメントが作用したのと考えられる。このため機体はその後、姿勢角 $\phi$ を増加する。 $M_z$ (ヨーイングモーメント)は小さな値で増減しているだけで姿勢変化への影響は小さく、図10の姿勢角に対する推察とも一致する。



Fig. 7 Sequential images of the glider at every 0.04 sec.

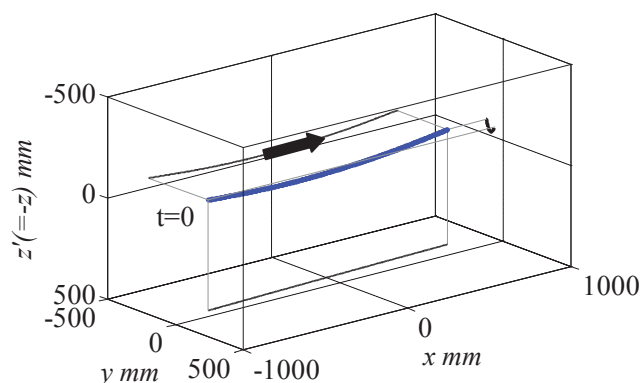


Fig. 8 Trajectory of the center of gravity of the glider.

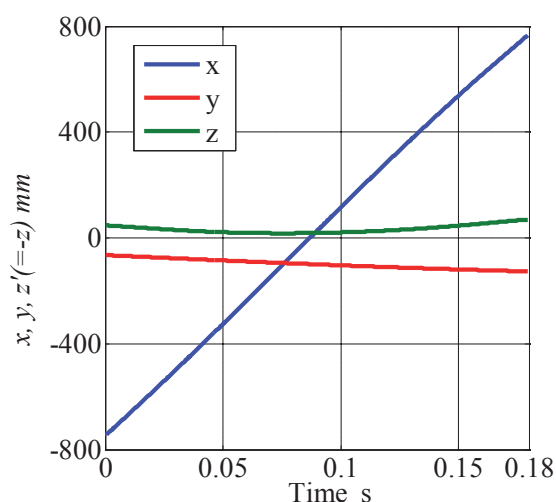


Fig. 9 Temporal variations of the glider location in the fixed coordinate system.

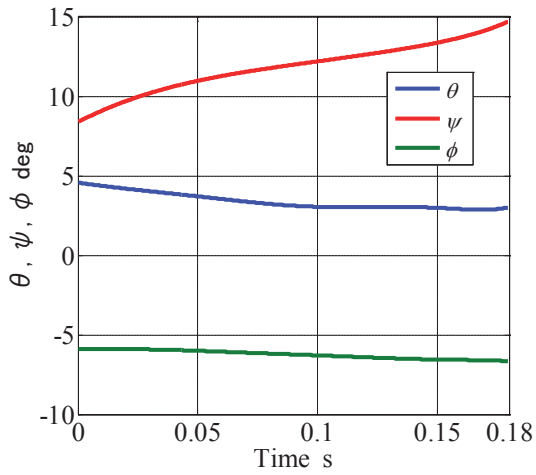


Fig. 10 Temporal variations of the glider posture in the fixed coordinate system.

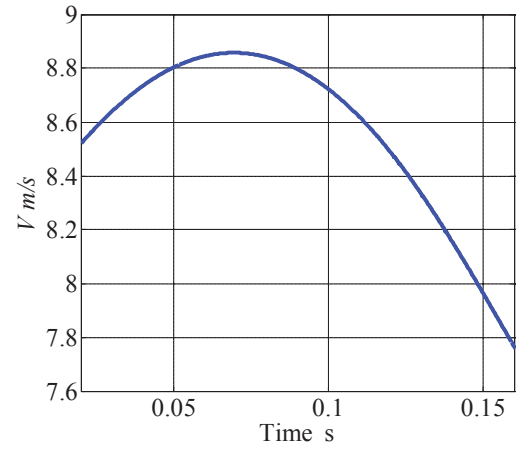


Fig. 13 Temporal variations of the glider velocity.

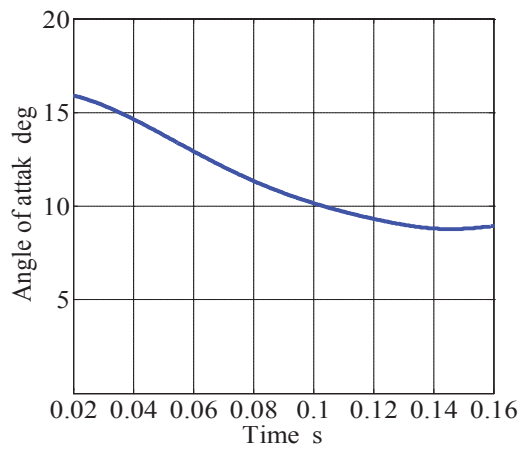


Fig. 11 Temporal variations of the effective attack angle of the glider.

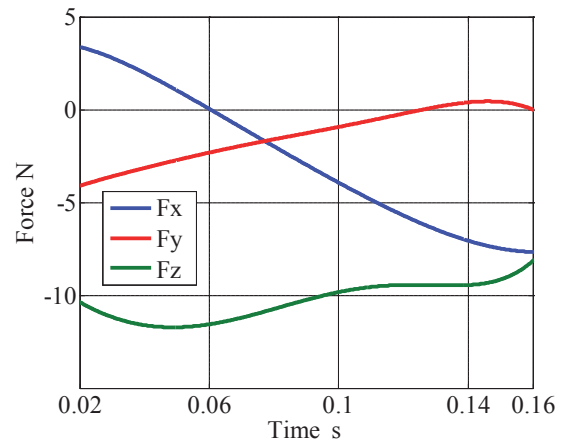


Fig. 14 Temporal variations of the aerodynamic forces of the glider.

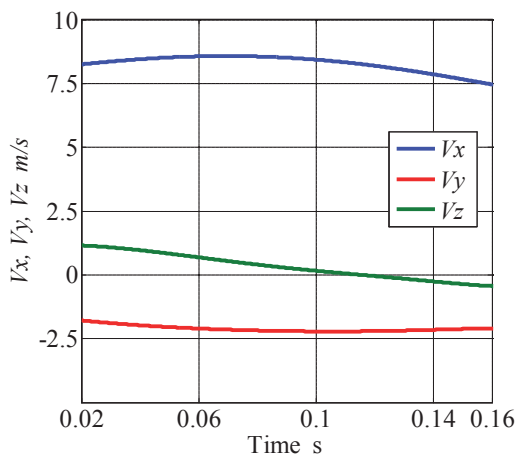


Fig. 12 Temporal variations of the glider velocity in the body coordinate systems.

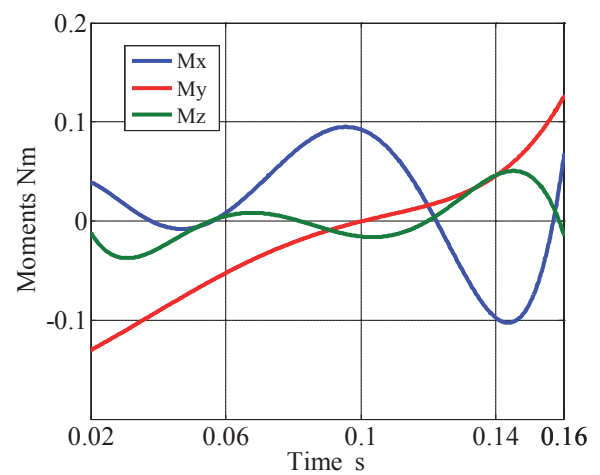


Fig. 15 Temporal variations of the moments of the glider.

#### 4. 結論

一台のみのビデオカメラ画像に基づく飛行体の6分力の新たな解析法を提案した。その特徴は、

- (1)任意形状物体に適用が可能である。
- (2)特別な測定用のゲージを取り付ける必要がない。これにより物体の形状を損なわず空力6分力への影響がない。
- (3)飛行体の広範囲にわたって任意にマーカールを付けることができるため、測定精度の向上を図ることができる。
- (4)上記(3)と関連し、飛行体の一回転運動などが許容され、その計測対象となる挙動（運動）に制限がない。

さらに、本方法をグライダーの自由飛行に適用した。測定点（マーカール）の取り付け位置を従来の胴体部のみから主翼にまでひろげて行った結果、本方法の運動解析への有用性を確認した。

#### 参考文献

- 1)鈴木一史, 榊井和典, 向山桂太, 宮寄武, 澤田秀夫: 矢の空力特性（境界層遷移に対する先端形状の影響）, ながれ, 日本流体力学会誌, 29(4), pp287-296, 2010.
- 2)谷口哲也, 宮寄武, 清水鉄也, 姫野龍太郎: 硬式野球ボールに働く空気力の測定, ながれ, 日本流体力学会誌, 25(3), pp257-264, 2006.
- 3)H.Kawazoe and K.Arima: Analysis of Forces and Moments by a Single Video Camera and Its Application to Falling Motion of a Bowl-Shaped body, AIAA 2001-2986, pp1-13, 2001.
- 4) Kawazoe, H. Morita, S. and Iwata, H. :Analysis of Free Flight Model-Airplane with Sudden Loss of the Vertical Tail by a Single Video Camera Method, AIAA paper, No.2005-4900, 2005.



## LES による石井翼 (Re=23,000) の空力特性評価

野々村拓<sup>1</sup>, 小嶋亮次<sup>2</sup>, 安養寺正之<sup>1</sup>, 大山聖<sup>1</sup>, 藤井孝蔵<sup>1</sup>

1. 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所, 2. 東京大学大学院

## Aerodynamic Characteristics of Ishii Airfoil (Re=23,000) using LES

by

Taku Nonomura, Ryoji Kojima, Masayuki Anyoji, Akira Oyama and Kozo Fujii

## ABSTRACT

In this study, aerodynamic characteristics of Ishii airfoil at Reynolds number 23,000 are evaluated by large-eddy simulation. For the computational analysis, sixth-order compact scheme for spatial differencing and second-order backward differencing for temporal integration are adopted. The results show that flow around Ishii airfoil has trailing edge separation at low angles of attack, it has leading edge separation and reattachment at medium angles of attack, and it has only leading edge separation at high angle of attack. This characteristic is almost the same as that of NACA0012 which is previously studied. However, the airfoil characteristics of Ishii airfoil are much better than those of NACA0012. This is because of both enhancement in lift by pressure side camber and reduction in drag by pressure side shape.

## 1. はじめに

現在, JAXA の研究者を中心に火星探査飛行機の成立性が議論されている。<sup>1)</sup>火星での飛行は, 密度が地球の 1/100 程度しかないことから, 低レイノルズ数条件となり, その空力設計は従来のものと大きく異なる。このため, 火星上での条件を模擬した低レイノルズ数での空力特性を把握することが重要になる。

低レイノルズ数領域での翼面上の流れ特性には, 層流剥離が起きやすいために高い迎角条件において高い揚力係数  $C_L$  を得にくいという問題がある。<sup>2-5)</sup>それに加え, その剥離流が遷移できる程の高いレイノルズ数になると, 剥離した流れが翼面上に再付着し, 結果として剥離泡を形成する場合がある。この剥離泡は, 流れの非定常性を生む原因となることや, 揚力などの空力特性に影響を与えることが広く知られている。そのため, 剥離泡が存在するレイノルズ数領域での翼型設計には, 剥離泡の挙動を含む非定常流れ場の評価は必要不可欠である<sup>2-5)</sup>。

高レイノルズ数では剥離泡は, 迎角を増すごとに剥離泡の長さ(剥離点から再付着点までの距離)が減少する"Short Bubble"と, その逆の"Long Bubble"の2種類に分別されるが, 低レイノルズ数では, これらの特徴は曖昧となる。近年, 低レイノルズ数域での前縁半径と翼厚の大きい NACA0012 や SD7003 といった翼型上の剥離泡の挙動を Direct-Numerical Simulation(DNS)や Large-Eddy Simulation(LES)を用いた解析結果が報告されている<sup>6-8)</sup>。我々のグループでも LES を用いて厚翼(NACA0012)や薄翼(NACA0002)の非定常流れ場を解析し, その空力特性を明らかにしてきた<sup>9,10)</sup>。厚翼では, 低迎角で後縁剥離, 迎角を上げていくと剥離点徐徐に前に移動し, 前縁剥離-遷移-再付着する流れ場となり, その後失速に至る。一方で薄翼では, 低迎角では付着流れであり, 迎角を上げると 3 度程度で剥離するが, 剥離点が前縁に固定され, 前縁剥離-遷移-再付着流れ場となる。この際, 剥離泡はその長さが迎角にともなって長くなり, この剥離泡のバースト後失速に至る。これら一連の研究より, 基本的な対称翼の特性が明らかになってきた。

しかしながら, 低レイノルズ数では

- 1) 前縁がとがっていること(剥離点を固定しレイノルズ数依存性を減らす)
- 2) 翼上面がフラットである(剥離領域を小さくする)
- 3) 翼下面でのキャンバが強い(翼下面での揚力を稼ぐ)

といった特性が重要であることが知られている<sup>1-2)</sup>。大山ら<sup>(11)</sup>は火星大気環境において迎角を 2[deg]に固定し, 二次元翼型周りの流れを Reynolds Averaged Navier-Stokes(RANS)方程式によって数値解析し,  $C_L$  最大, 抗力係数  $C_D$  最小を目的関数とした二次元翼型の最適化進化計算を行なった。大山らの結果からも上記の翼型形状特性の一部が低レイノルズ数で良いことが得られている<sup>11)</sup>。

このような翼型形状をもち, 低レイノルズ数で性能の良いものとして, 石井翼が挙げられる。この翼は前述の,

- 2) 翼上面がフラットである(剥離領域を小さくする)
- 3) 翼下面でのキャンバが強い(翼下面での揚力を稼ぐ)

といった形状特性をもっていると考えられる。しかしながら, これまでの実験計測では, 性能が良いことは分かっているが, 何故性能が良いのかといったことには未だ答えられておらず, 剥離泡の挙動を含めた非定常流れ場の特性も十分に明らかになっていない。

そこで本研究では, 低レイノルズ数で性能が良い火星探査飛行機の翼型として検討されている石井翼を対象に, 3次元の LES 計算を行いその非定常流れ場を明らかにするとともに, この翼型の空力性能が良い理由を明らかにしていく。

## 2. 解析対象

本研究では, 石井翼型まわりの流れ場特性を解析した。一様流速度は問題の単純化のために圧縮性を無視できる範囲内で, 計算効率を考えマッハ数 0.2 とした。レイノルズ数は, 過去の他の翼型の数値計算, 同じ翼型の実験と合わせ, 23,000 とした。迎角  $\alpha$  を 0~9[deg]まで 1[deg]おきに変化させて LES 解析を行なった。この際流れに乱れがない理想的な条件とした。本研究で用いた翼形状を図 1 に, 解析したケースおよび比較したケースの一樣流条件および迎角  $\alpha$  の条件を表 1, 2 それぞれにまとめる。

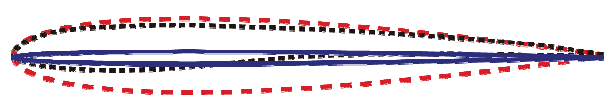


図1 翼形状. 点線: 石井翼, 破線: NACA0012, 実線 NACA0002

表 1 一様流の条件

| マッハ数 | レイノルズ数 | 一様乱れ |
|------|--------|------|
| 0.2  | 23,000 | なし   |

表 2 迎角の条件

| 翼形状 | 迎角   |
|-----|--|
| 石井翼 | 0.0, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0<br>8.0, 9.0 |

### 3. 解析手法

ISAS/JAXA で開発された流体解析ソルバー LANS3D<sup>12)</sup>を用いて、3 次元 LES 解析を行なった。以下に計算手法の詳細を示す。

3 次元定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式として解析を行った。支配方程式は、一様流速と翼のコード長  $c$  によって無次元化を行っている。空間差分には 6 次精度コンパクト差分法<sup>13)</sup>を、数値安定性のための 10 次精度 3 重対角フィルター<sup>14)</sup> (フィルター係数 0.495)と合わせて用いた。乱流解析には、この 3 重対角フィルターが最小格子幅以下での乱流のエネルギー散逸を模擬できるとし、サブグリッドスケールモデルを用いない陰的な LES を行った。また、時間積分は 2 次精度後退差分を ADI-SGS 法<sup>15)</sup>内部反復 3 回<sup>16)</sup>で収束させている。境界条件として、スパン方向は周期境界としてある。比較対象の計算結果の一部は RANS 計算であるが、この計算手法は文献を参考にされた。

計算手順は以下のようにした。2 次元流れ場を前もって計算しておき、それを 3 次元に拡張して初期解とし、十分流れを発達させるために、無次元時間幅  $\Delta t = 3.2 \times 10^{-4}$  で 10 万ステップ計算した後、さらに同じ  $\Delta t$  で 10 万ステップ計算を行った。また、後で議論する平均解は、最後の 10 万ステップの時間方向、さらにはスパン方向の平均である。

3D-iLES ケースの計算に用いた翼型周りの C トポロジーの格子を図 2 に示す。スパン方向には、コード長の 20% 長さをとっている。別途ほぼ同様の流れ場となる NACA0012 の LES 解析の際に、スパン長の影響を調べているが、20% スパン長で定性的/定量的議論が可能である<sup>10)</sup>。格子点数の詳細を表 3 に示す。また、本計算格子を用いて、 $\alpha = 6.0^\circ$  の条件で 3 次元 LES 解析を行い、その結果を時間方向、スパン方向に平均した解から算出される壁座標に基づいた、コード長方向の格子幅分布を図 3 に示す。図 3 より、本解析での計算格子は

$$\Delta \xi^+ < 25, \Delta \eta^+ < 3, \Delta \zeta^+ < 15$$

を保っており、乱流解析には十分な格子と判断する。

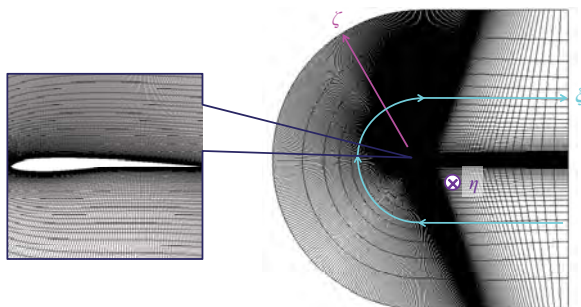


図 2 計算格子

表 3 計算格子点数

| $\xi$ | $\eta$ | $\zeta$ |
|-------|--------|---------|
| 615   | 200    | 101     |

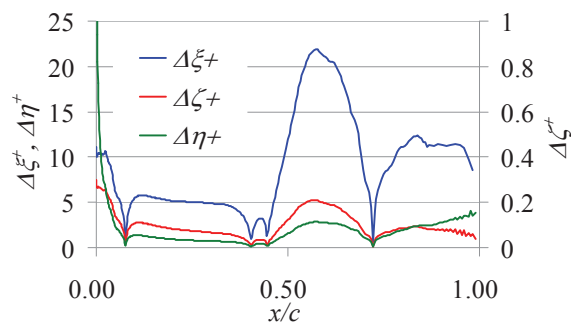


図 3 格子幅の分布

### 4. 石井翼まわりの LES 結果

#### 4.1 石井翼周りの瞬間流れ場

LES による計算結果の瞬間場における、速度勾配テンソルの第二不変量(Q 値)の等値面を  $x$  方向渦度で色付けしたものと、背景に  $x$  方向速度分布を表示した鳥瞰図を図 4 に迎角毎に示す。

図 4 の  $\alpha = 0.0 \sim 3.0[\text{deg}]$  のケースにおいて、背面の  $x$  方向速度分布および渦構造(Q 値)から、前縁付近では付着、後縁で迎角により一部剥離を起こして 2 次元渦を生成している。後縁での剥離は図からはわかりづらいが、後で平均場を用いて詳細に議論する。これらのケースでは迎角を大きくすることで後縁剥離の位置が前方に若干ながら移動している。また、上記で説明したスパン方向に軸を持つ 2 次元渦は剥離が見られる計算ケースの全てにおいて確認されるが、これは剥離せん断層内の速度勾配を起因とした Kelvin-Helmholtz Instability(K-H 不安定性)によって発生している。

次に、 $\alpha = 4.0 \sim 8.0[\text{deg}]$  では、背面の  $x$  方向速度分布から翼の最大キャンバ位置よりも前縁側で流れが剥離している。また、剥離せん断層の内側には低速の死水領域が形成されている。さらに、等値面を見ると、後縁手前にて剥離せん断層内からスパン- $z$  方向に軸を持った渦が周期的に生成、放出されている。この渦は後縁付近において崩壊し、 $+x$  と  $-x$  方向に軸を持った渦(それぞれ赤色と青色)が繋がったようなヘアピン状の渦が形成される。背面の  $x$  方向速度分布から、これらのケースではヘアピン状の渦が発生する場所付近から後縁にかけて、剥離せん断層が消滅している。これは、上記に示した 2 次元渦が周期的に発生し、結果としてヘアピン状の渦が翼面上に絶えず存在することで、剥離流が再付着していると考えられる。剥離、再付着位置に関しては次の節の平均場で詳しく述べるが、 $\alpha = 4.0 \sim 8.0[\text{deg}]$  のケースでは、剥離→遷移→再付着する流れ場となる。

最後に  $\alpha = 9.0[\text{deg}]$  のケースに関してだが、迎角の増加によって前縁からの剥離せん断層の角度が増し、翼面から離れている。低い迎角の結果と同様に、剥離せん断層の途中から発生した 2 次元渦が崩壊して縦渦を生ずるが、巻きこまれた縦渦が翼面上を移流することで剥離を抑えられた  $\alpha = 4.0 \sim 8.0[\text{deg}]$  のケースとは異なり、 $\alpha = 9.0[\text{deg}]$  のケースでは 3 次元渦が翼面から離れる方向に伸びていくと共に、翼面付近では流れ方向とは逆向きの流れが存在している。これも同様に後の平均場にて示すが、このケースでは剥離した流れが再付着しない前縁失速型の流れ場となる。

このような翼上面流れ場の遷移は、過去の研究<sup>(9-10)</sup>で NACA0012 翼で見られた流れ場パターンと全く同様である。上記では石井翼の翼下面流れ場は議論していないが、全ての迎角で付着しており、これも過去の研究で NACA0012 翼で見られた流れ場パターンと全く同様である。

#### 4.2 石井翼周りの平均流れ場

LES 解析によって得られた解を時間方向、スパン方向に平均した解((以下, 平均解)の議論および比較検討を行う。

平均解の  $x$  方向速度分布と断面内流線(黒線: 外部流, 白線: 循環流)を迎角毎に図 5 に示す。瞬間場での議論と同様,  $\alpha=0.0\sim3.0[\text{deg}]$ では後縁付近から剥離する後縁剥離流れとなっている。 $\alpha=4.0\sim8.0[\text{deg}]$ では, 崩壊して形成された 3 次元的な渦が翼面に沿って移流していたが, 平均場では結果として, 剥離流が翼面に再付着している。また, 剥離せん断層からは 2 次元的な渦が周期的に放出されるが, 平均場では剥離せん断層と再付着する流線の内側に閉じた循環領域が形成されている。これが剥離泡である。

最後に,  $\alpha=9.0[\text{deg}]$ では, 剥離した流れが再付着することなく後縁を通りすぎ, 前縁型の失速を起こしている。また剥離流の内側には翼面全体に渡って循環領域が形成され, 翼面に沿って流れが逆流している。平均場に関しても, その特性は NACA0012 のそれとほぼ同様である。剥離形態を表にまとめる。

次に平均場から得られた  $C_f$  を基に作成した剥離再付着点位置を図 6 に示す。 $\alpha=0.0 [\text{deg}]$ では付着流れとなっている。また $\alpha=1.0\sim3.0[\text{deg}]$ で後縁剥離を起こしており, 迎角が大きくなるにつれて一気に剥離点が前方に移動することがわかる。 $\alpha=4.0\sim8.0[\text{deg}]$ において剥離点が最大化キャンバ位置よりも前方に存在する前縁剥離となり, 迎角が上がるにつれて剥離点は少しずつではあるがさらに前方に移動する。剥離した流れは後縁で再付着する。再付着する点は,  $\alpha=4.0\sim5.0[\text{deg}]$ では前方に移動するが,  $\alpha=7.0\sim8.0[\text{deg}]$ では後方に移動する。このことからこの剥離泡を Short Bubble, Long Bubble に特徴づけることは難しい。最後に $\alpha=9.0[\text{deg}]$ では再付着することなく, 剥がれた流れ場となる。平均場で得られた流れ場も, 迎角が上がるに連れて, 後縁剥離, 前縁剥離再付着, 前縁剥離と変化する流れ場となっており, NACA0012 と同様の流れ場構造といえる。

#### 4.3 石井翼周りの空力係数

平均場から得られた  $C_p$  分布を図 7 に示す。 $\alpha=0.0\sim3.0[\text{deg}]$ では, 上面の圧力分布は前縁付近で負圧のピークが観察され, その後なだらかに負圧が弱まっていく。一方下面では, 後縁側で正圧が上昇している。これは後述する高迎角でも同様であり, 下面後縁側のキャンバによるものである。

一方 $\alpha=4.0\sim8.0[\text{deg}]$ では, 上面の圧力分布は前縁付近で負圧のピークが観察されるのは変わらないが, その後流れ場の考察で議論した剥離泡の部分でフラットな圧力分布が得られており, 乱流遷移, 再付着する部分で急激に負圧が小さくなる。下面の圧力分布は後縁側のキャンバ部分で正圧を稼いでおり, 低迎角と同様の特性を持っている。

$\alpha=9.0[\text{deg}]$ では, 流れ場としては失速した状態であり, 上面の圧力分布は前縁部分を除き全体的にフラットな分布となっている。

次に,  $C_L$ ,  $C_D$ , 揚抗比  $L/D$  分布を図 8, 9, 10 にそれぞれ示す。図 8 より,  $C_L$  は迎角に対しおおそ線形に増えていくが, 流れ場の特徴が変わる $\alpha=0.0\sim3.0[\text{deg}]$ において若干の傾きの変化が見られる。図 9 より,  $C_D$  は迎角に対しおおそ, 2 乗で増えており, 一般的な翼型の抵抗特性と同様である。図 10 より,  $L/D$  分布より,  $L/D$  最大は $\alpha=4.0[\text{deg}]$ で 18 程度をとっている。この値は 対称翼と比較すると非常に高い値である。一般的な高レイノルズ数流れに比べ高い迎角で  $L/D$  最大となる。これは過去の研究で議論されており, 粘性抵抗が大きいため, 高迎角を取って圧力抵抗を一部大きくなったとしても大きな揚力を取るメリットが大きいためである。

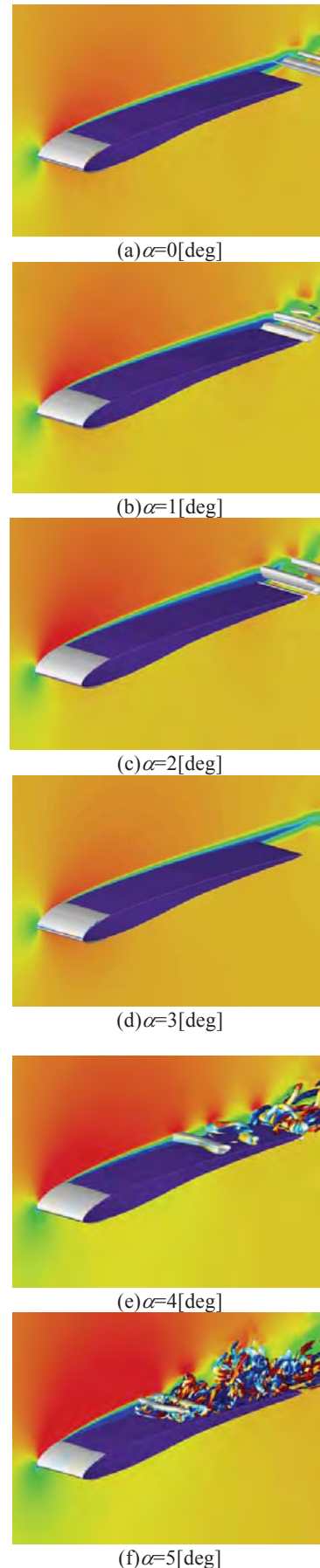


図 4 瞬間流れ場, 背景: 速度分布, 等値面: 速度勾配テンソルの第 2 不変量



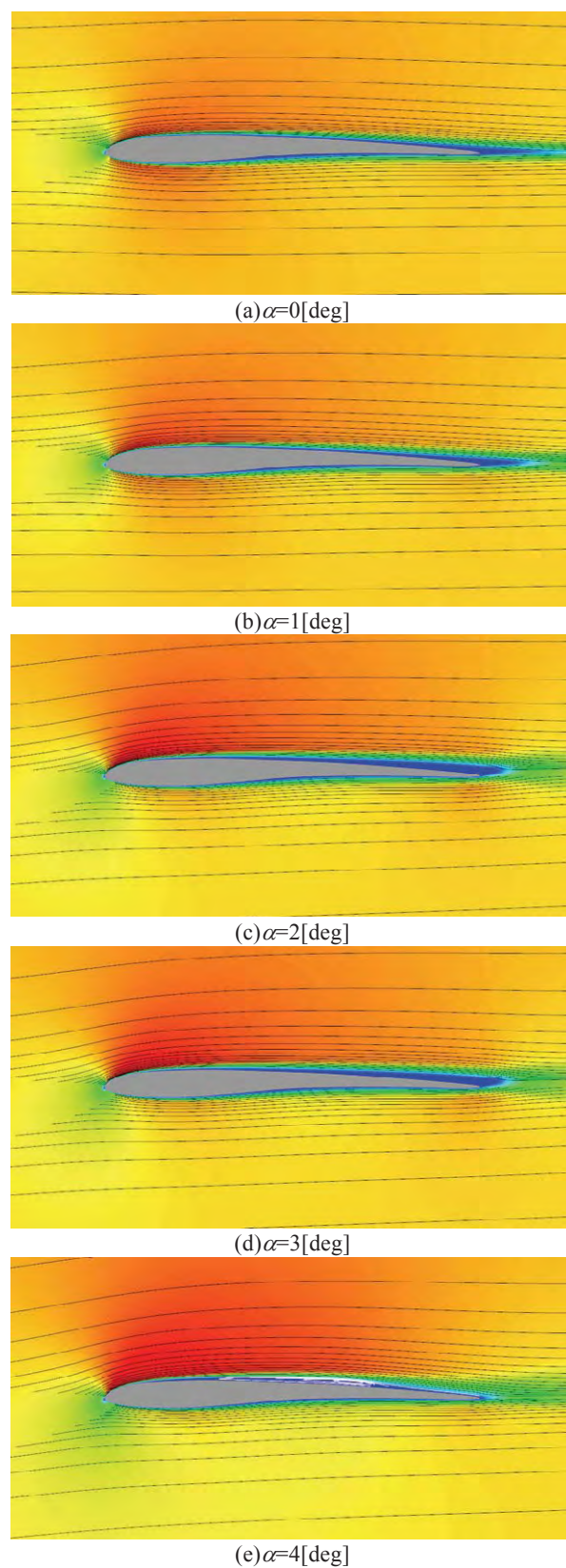
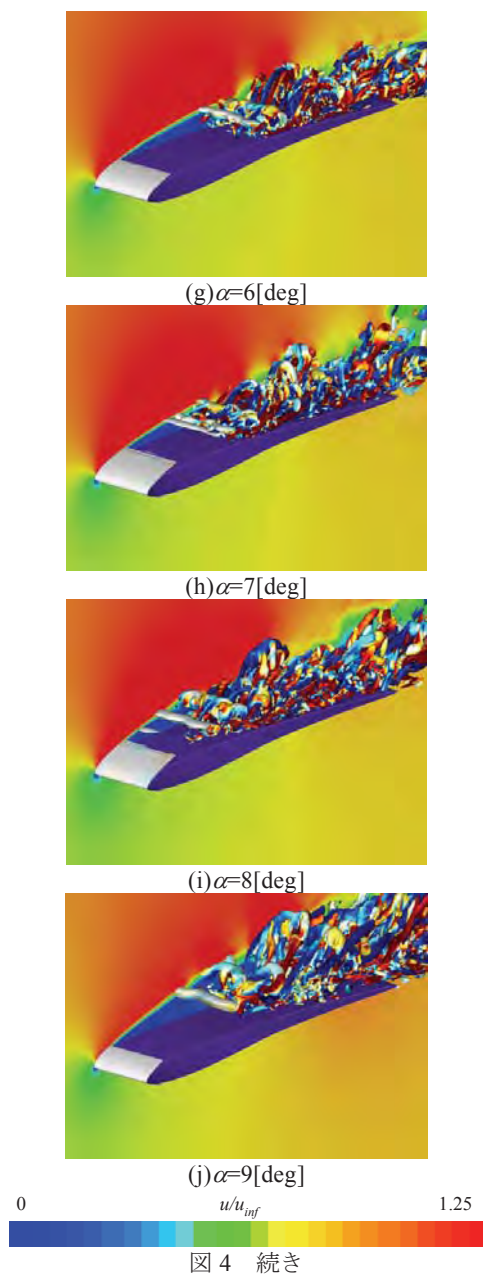


図 5 平均流れ場，背景：速度分布，黒線：付着流れの流線，白線：循環流れの流線

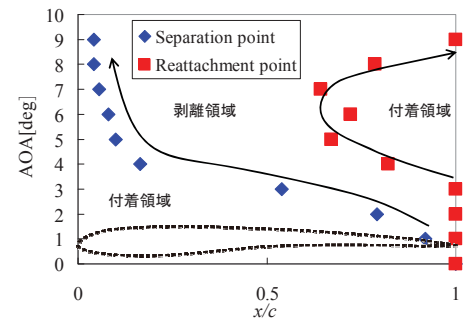
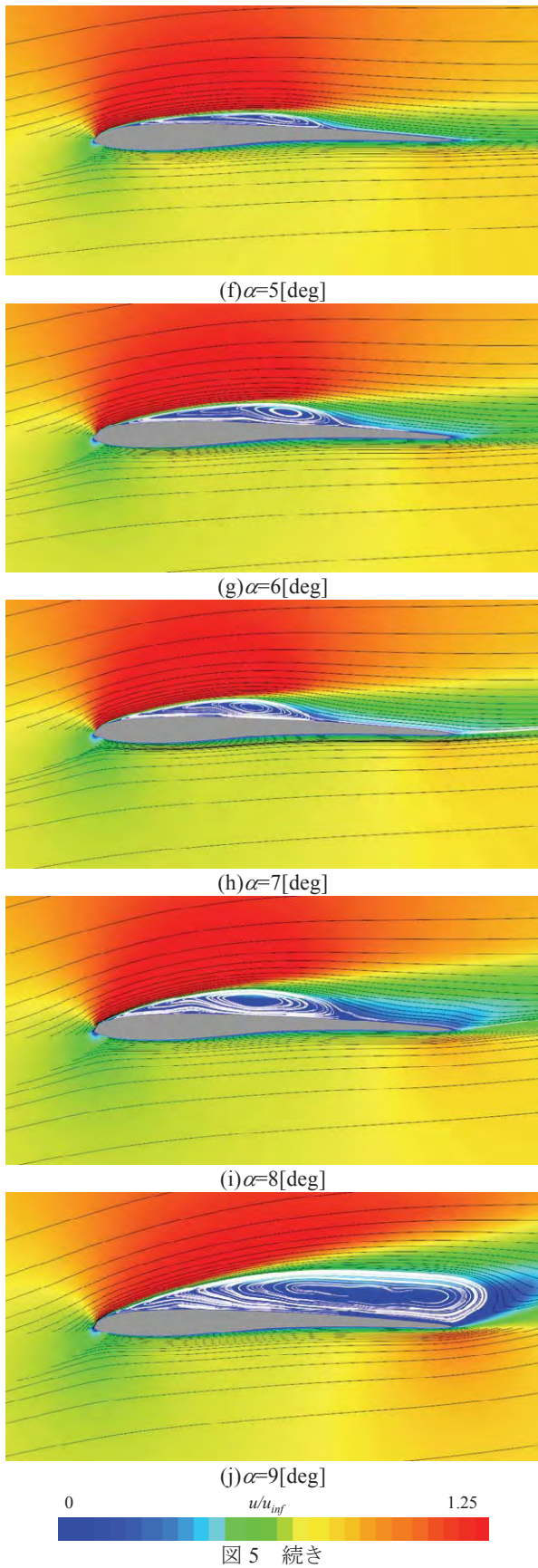


図6 石井翼まわりの流れ場の剥離点, 再付着点位置

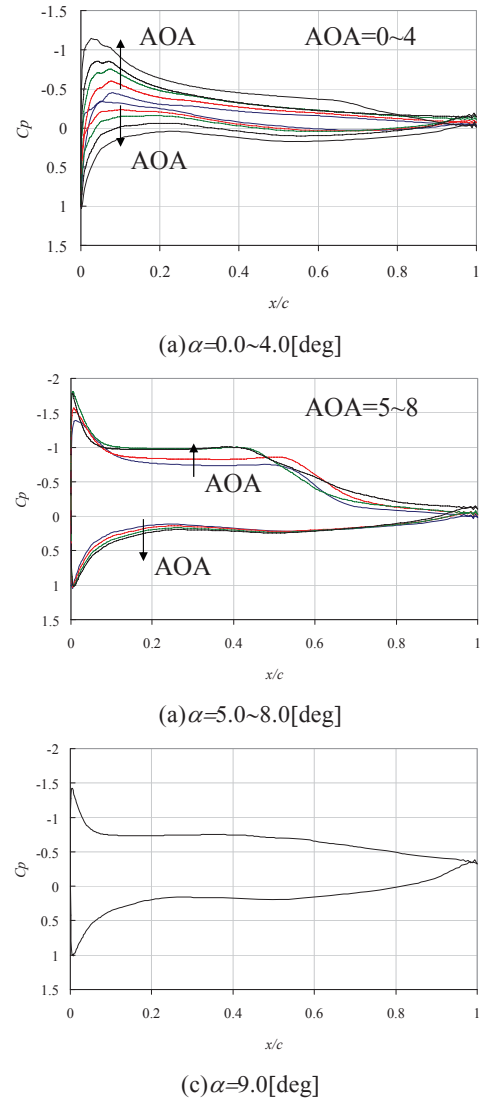


図7 石井翼周りの  $C_p$  分布

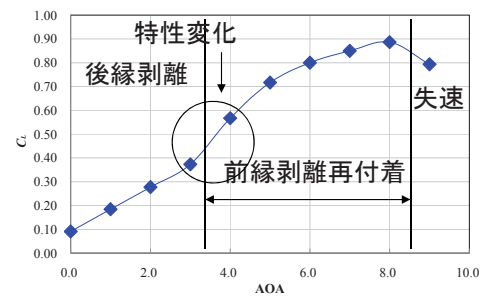
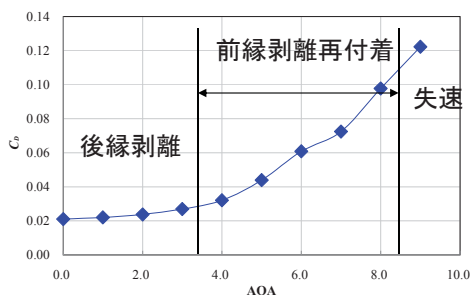
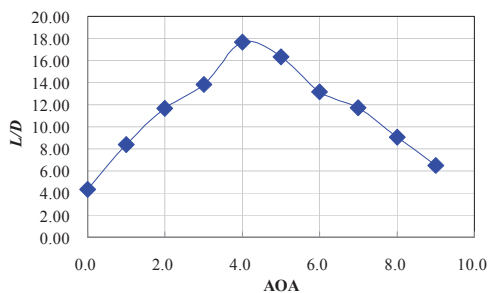


図8 石井翼の  $C_L$

図9 石井翼の  $C_L$ 図10 石井翼の  $C_L$ 

## 5. 結言

本論文では、石井翼まわりの流れの LES 解析を行い、流れ場の詳細を明らかにするとともに、その結果を他の翼型と比較してその高い空力特性の理由を議論した。

流れ場の特性は迎角を上げるに従い後縁剥離、前縁剥離再付着、前縁剥離となり、厚翼の流れ場と全く同一のものとなった。一方で、空力係数で比較すると一般的な厚翼よりも性能が非常に高いことが分かった。これは下面キャンバに起因していることが明らかになった。これらの結果は低レイノルズ数での翼型設計には、下面の形状が大きく影響を与えることを示唆している。本知見から今後最適な翼型設計の際に注意して下面の形状を選ぶ必要があることが明らかとなった。

## 謝辞

数値解析には JAXA の JSS を用いた。ここに記して謝意を表す。火星探査航空機 WG 空力班のメンバには本研究に対し貴重なコメントを頂いた。

## 参考文献

- 1) <http://flab.eng.isas.jaxa.jp/meav/>.
- 2) Schmitz, F. W., "Aerodynamics of the Model Airplane Part1," RSIC-721, 1967.
- 3) Schmitz, F. W., "The Aerodynamics of Small Reynolds Number," NASA TM-51, 1980.
- 4) 李家賢一, "翼型上に生ずる層流剥離泡" ながれ 22, 15-22, 2003.
- 5) Lissaman, P. B. S., "Low-Reynolds-number Airfoils," Annual Review in Fluid Mechanics, pp.223-239, 1983.
- 6) Shan H, Jiang L, Liu C., "Direct numerical simulation of flow separation around a NACA 0012 airfoil," Computers & Fluids 34, 1096-1114, 2005.
- 7) Galbraith, M. C., & Visbal, M. R., "Implicit Large Eddy Simulation of Low-Reynolds-Number Transitional Flow Past the SD7003 Airfoil," AIAA paper 2010-4737, 2010.
- 8) 中江雄亮, 本橋龍郎, 小紫誠子, 桑原邦郎, "低レイノルズ数領域における NACA0012 翼型周りの 3 次元流れのシミュレーション," 数理解析研究所講究録, 1539 巻, pp. 157-164, 2007.
- 9) R. Kojima, T. Nonomura, A. Oyama, and K. Fujii, "Large-Eddy Simulation of the flow over a Thin Airfoil at Low

Reynolds Number," ICCFD6, 2010.

- 10) 小嶋亮次, 野々村拓, 大山聖, 藤井孝藏, "低レイノルズ数における厚翼と薄翼周り流れの iLES 解析による特性比較," 第 24 回数値流体力学シンポジウム, 2010.
- 11) Akira Oyama, and Kozo Fujii, "A Study on Airfoil Design for Future Mars Airplane," AIAA Paper 2006-1484, 2006.
- 12) K. Fujii, and S. Obayashi, "High-resolution upwind scheme for vortical-flow simulations" Journal of Aircraft, Vol. 26, pp 1123-1129, 1989.
- 13) Lele, S.K., "Compact Finite Difference Scheme with Spectral-Like Resolution," Journal of Computational Physics, Vol. 103, pp. 16-22, 1992.
- 14) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M., "Pade Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 38, No. 11, p. 2103-2112, 2000.
- 15) 藤井孝藏, "有限体積法の最前線—高速気流計算法の最近の動向", 日本計算工学会誌, 第 3 巻, 第 3 号, p. 158-166, 1998.
- 16) Chakravarthy, S. R., "Relaxation Methods for Unfactored Implicit Upwind Schemes," AIAA Paper 84-0165, 1984.



## 時間スケールに着目した3方程式乱流モデルの旋回流への適用

松尾裕一 (JAXA), 阿部浩幸 (JAXA), 吉澤微 (JAXA 客員)

## Application of a three-equation turbulence model with emphasis on time-scale to swirling flows

by

Yuichi MATSUO, Hiroyuki ABE, and Akira YOSHIZAWA

## ABSTRACT

In this paper, we introduce a three-equation turbulence model with the characteristic time scales intrinsic to turbulent swirling flows incorporated. In addition to the conventional two equations of  $k$  and  $\varepsilon$ , another equation on the turbulent eddy viscosity is solved. We discuss pros and cons of the proposed model by applying it to the typical swirling flows, that is, a swirling flow in a straight pipe, and a flow through wingtip, and found that by using the newly proposed three-equation model we can predict the swirling flow characteristics more accurately even with the RANS approach.

## 1. はじめに

近年の実用的工学流体解析において、計算機性能の向上とともに LES/DES 等の非定常解析が徐々に使われるようになって来ている。しかし、計算時間がかかりすぎるため、乱流モデルを用いる定常 RANS 解析の（特に設計・開発段階における）有効性・有用性は依然として大きい。航空宇宙分野では、Spalart-Allmaras モデル[1]、Menter の SST モデル[2]といった実用モデルが提案されてはいるが、剥離や旋回がある場合に、過大な渦粘性のために剥離域が過小評価されたり、旋回が急消滅してしまい、予測精度が上がらない問題は、モデルの複雑さも相俟って、未だ有効な改良・改善が打てない状況にある。応力モデル等の高次モデルの使用は、原理的優位性は認められるものの、数値的取扱いの煩雑化・困難をもたらし、実用的には必ずしも有効でない。本研究は、こうした状況に対して工学的な打開策を見出すことにより、RANS 解析の適用力を拡大し有効性を少しでも向上させることを第一義的な目的としている。

前報告[3]では、剥離に密接に関係する特性時間スケールを取り入れた乱流モデリングの改良を試み、バックステップ流れや二次元翼流れに適用した結果を報告した。本報告では、その結果を踏まえ、さらに吉澤らにより新たに提案された3方程式モデル[4]を、工学的に重要である管内旋回流や翼端渦といった旋回を伴う流れの解析に適用し、モデルの有効性や課題を検証した結果を報告する。

## 2. 3方程式モデル導入の背景と意義

前報告[3]においては、剥離域に係る特性時間スケールを検討することで、標準  $K-\varepsilon$  モデルから得られる渦粘性  $\nu_T$  を修正係数により補正する改善を提案し検証した。この方法により、過大な  $K$  や  $\nu_T$  の出現は避けられるようになった。しかしながら、移流効果等は考慮されず、渦粘性の修正があくまでも局所に留まるために、剥離域の大きさの抜本的改善や翼の失速特性の予測精度の改善まではつながらなかった。剥離の場合、（状況にもよるが、）現象論的にはレイノルズ応力の非等方性や移流効果等を考慮しなければならないところを、局所的な渦粘性の大小のみで解決しようとしたところにアプローチ的に少々無理があったのかもしれない。

そこで、本報告では、吉澤により新たに提案された3方程式モデル[4]を採用し、これらの問題点の改善を試みる。吉澤の3方程式モデルは、標準  $K-\varepsilon$  モデルを発展させたこれまでの陽的代数型モデルと異なり、渦粘性  $\nu_T$  の方程式をレイノルズ応力方程式から直接導出するものである。

その主たる動機は、A) 移流効果、拡散効果、上流条件などを  $\nu_T$  に直接取り込む、B) 統計的非定常性をレイノルズ応力に効率的に取り込む、という点にある。これにより、代数的乱流粘性近似では表現できない現象を表現できる可能性があり、また、何らかの改良を行う場合にも項の付加やその評価が容易に行えるというメリットがある。ジェット等にみられる圧縮性の効果を取り込むことも容易である。このような点で本報告で採用した3方程式モデルは、応力モデル等の2次モデリングの長所を部分的に取り入れつつ、陽的代数モデリングの枠内で改善を行ったものであるといえる[4]。

## 3. 3方程式モデルの構成

渦粘性  $\nu_T$  に対するもっとも簡潔な方程式は、レイノルズ応力方程式において生成、消滅、拡散項のみを残すことにより

$$\frac{D\nu_T}{Dt} = C_{\nu p} K - C_{\nu \varepsilon} \frac{1}{\tau} \nu_T + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\nu} \right) \frac{\partial \nu_T}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

と得られる。乱流量  $K$ 、 $\varepsilon$  は、標準  $K-\varepsilon$  モデルで使われているものと同じ2方程式

$$\frac{DK}{Dt} = -R_{\nu} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \nu + \frac{\nu_{TE}}{\sigma_K} \right) \frac{\partial K}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{K} \left( -R_{\nu} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \nu + \frac{\nu_{TE}}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right)$$

を解くことで決定される。モデル定数として、

$$\sigma_K = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

を用いた。実際の計算では、さらに壁面等の補正が必要になることに注意する。

式(1)の  $\tau$  は乱流の特性時間であり、乱流モデリングで多用されるのはエネルギーカスケード時間  $\tau_E = (K/\varepsilon)$  であるが、平均流に関連する代表的時間スケールとしてその他に、歪時間スケールと回転時間スケール、すなわち

$$\tau_S = 1/\sqrt{S_{ij}^2}, \quad \tau_\Omega = 1/\sqrt{\Omega_{ij}^2} \quad (3)$$

が考えられる。ここで、

$$S_{ij} = U_{j,i} + U_{i,j}, \quad \Omega_{ij} = U_{j,i} - U_{i,j}, \quad (4)$$

と定義される。さらに、渦構造変化に関する時間スケールとして文献[5]により

$$\tau_L = 1/\sqrt{\left| \frac{D\Omega}{Dt} \right|} \quad (5)$$

が定義される．ここで、 $\Omega^2 = \Omega_{ij}^2 / 2$  に注意する．また、 $D\Omega/Dt = \partial\Omega/\partial t + U \cdot \nabla \Omega$  を意味する．

旋回流に係る乱流の特性時間  $\tau$  として、ここでは、 $\tau_E, \tau_S, \tau_\Omega, \tau_L$  の4スケールを考える．さらに、 $\tau_L$  は、 $\tau_S, \tau_\Omega$  の双方に依存する複合スケールとして、

$$\tau_{LE} = \left( \frac{\tau_L}{\tau_E} \right)^2 \tau_E \quad (6)$$

の形を考え、これらを、関係

$$\frac{1}{\tau^n} = \frac{1}{\tau_E^n} + C_S \frac{1}{\tau_S^n} + C_\Omega \frac{1}{\tau_\Omega^n} + C_{LE} \frac{1}{\tau_{LE}^n} \quad (7)$$

により統合する．ここで  $C_S$  等は正係数である．この段階では指数  $n$  として任意の正整数が可能であるが、弱い非平衡性に対する TSDIA の理論的結果との整合性より  $n=2$  となる[6]．その結果、統合された（繰りこまれた）時間スケールは、

$$\tau = \frac{K/\varepsilon}{\Gamma} \quad (8)$$

と表現される．時間スケール補正係数  $\Gamma$  は

$$\Gamma = \sqrt{1 + C_S \left( \frac{K}{\varepsilon} S_{ij} \right)^2 + C_\Omega \left( \frac{K}{\varepsilon} \Omega_{ij} \right)^2 + C_{LE} \left( \frac{K^2}{\varepsilon^2} \frac{D\Omega}{Dt} \right)^2} \quad (9)$$

と書ける．ここで、モデル定数として

$$C_S = 0.015, \quad C_\Omega = 0.02 C_S, \quad C_{LE} = 0.30$$

を採用した．この表現により、より小さな特性時間が選択される．また、式(1)の定数系として

$$C_{vp} = 4/15, \quad C_{ve} = 3.5, \quad \sigma_v = 3.0$$

を用いた[4]．

#### 4. RANS コードへの実装

流れのソルバーとして、航空宇宙での応用を視野に、一般的な圧縮性流れのもの[7]を用いた．すなわち、3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を、空間方向は、MUSCL 補間で高次精度化した Roe のリーマン解法を用いて有限体積的に離散化し、時間方向は LUADI 法を用いて陰解法により定常解を求めている．

上述の3方程式モデルを実際の旋回流解析に適用するには、まずは壁面補正が必要である．本研究では、明・笠木の低レイノルズ数型モデルの補正関数[8]を用いた．これは、既存のソルバーに既に実装されていたことに因る．この場合、式(1)は

$$\frac{Dv_i}{Dt} = C_{vp} f_v K - C_{ve} \frac{1}{\tau} \Gamma v_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left( \nu + \frac{v_i}{\sigma_v} \right) \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

となることに注意する．ここに  $f_v$  が壁面補正関数である．また、式(2)の  $\varepsilon$  方程式の右辺第2項にも壁面補正関数  $f_2$  がかかる．また、渦粘性  $\nu_t$  の方程式(10)については点陰解法により解く．ここで、式(9)においては、定常ということから  $D\Omega/Dt = U \cdot \nabla \Omega$  とおいた．さらに、数値的な安定性のために、正值性の確保や非物理的な値を防止するリミッターを入れる等の工夫を施している．

図1は、コードの検証のために行った低速 ( $M=0.3$ ) の平板境界層の計算から、Baldwin-Lomax モデル (BL)、標準  $K-\varepsilon$  モデル (SKE)、上述の3方程式モデル (3EQ) の対数速度分布を比較したものである．3モデルとも良い一致を示し、対数速度分布を良く再現しているのがわかる．

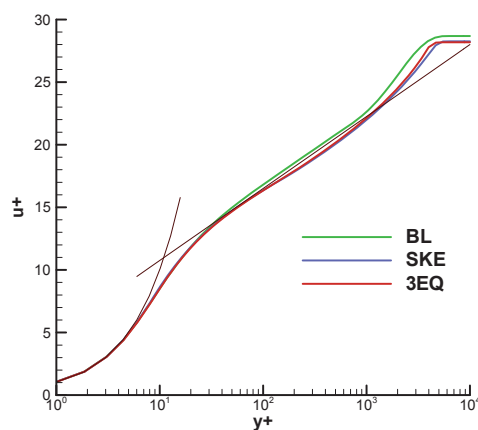


図1 低速平板境界層の対数速度分布の比較

#### 5. いくつかの旋回流への適用事例と考察

まず、Kitohによる実験[9]を模擬した直円管旋回流の解析を試みた．図2に、入口速度分布を示した．旋回強さは比較的大きく、軸流成分は管中心部で非常に小さく特異な分布となっている．

計算条件は計算結果の検証も兼ねて文献[5]と同じにした．格子サイズは、51 (軸方向)  $\times$  51 (半径方向)  $\times$  21 (周方向) とした．このうち半径方向は壁近傍でクラスタリングしている．図3に格子の概要を示す．計算領域は、軸方向に  $15R$  ( $R$  は管半径) とした．入口では、文献[5]と同じく村上らの実験[10]における  $x_0=54R$  の位置の速度分布を指定した．レイノルズ数は  $2 \times 10^4$  とした． $K, \varepsilon$  の入口条件は実験値を入れるのが難しいため人工的な設定とし

$$K = 0.05 U_m^2, \quad \varepsilon = C_v K^{2/3} / l \quad (l = 0.1R) \quad (11)$$

としている．出口は自由流出としたが、圧力は半径平衡  $\partial p / \partial r = U_\theta^2 / r$  を考慮した．また、壁面では滑りなし条件とし、 $K=0, \varepsilon = \nu \nabla^2 K$  と設定した．

図4は、補正係数=1として計算した結果であり、3方程式なので厳密には同じではないが、標準  $K-\varepsilon$  モデルによるものに等しい結果を与えているものと思われる．すなわち、速度の旋回成分は下流に行くとき急速に減衰し、強制渦的な分布になっている．一方、図5は補正係数を入れた計算結果であり、軸流成分、旋回成分ともに入口の分布が保たれている．すなわち減衰が弱められている．軸流、旋回成分ともに中心軸付近の分布が実験と合わない点は改善の余地がある．これらの結果は、文献[5]の計算結果を極めて良く一致している．

図6は、 $x/R=8$  の位置における渦粘性係数の半径方向の分布を、式 (9) における補正係数=1とした場合 (3EQ wo correc) と補正係数を活かした場合 (3EQ w correc) で比較したものである．絶対値はともかくとして、補正係数が効いている場合の渦粘性は1/10以下に減少している．このことは、旋回流の特徴的な流速分布を得るためにモデル定数を通常の1/100にする必要があったという小林ら[11]の指摘とも整合している．円管内旋回流は、本来は非等方性が強い流れではあるが、渦粘性モデルでもある程度の予測が可能となれば工学的には有用な知見である．

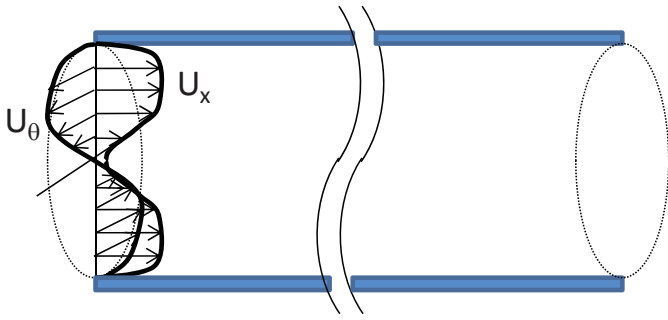


図2 直円管旋回流の入口速度分布

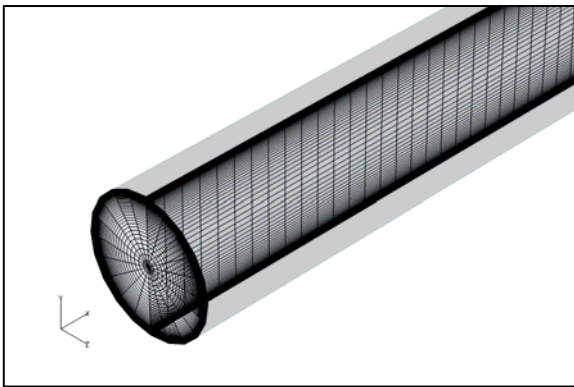


図3 直円管旋回流の計算格子

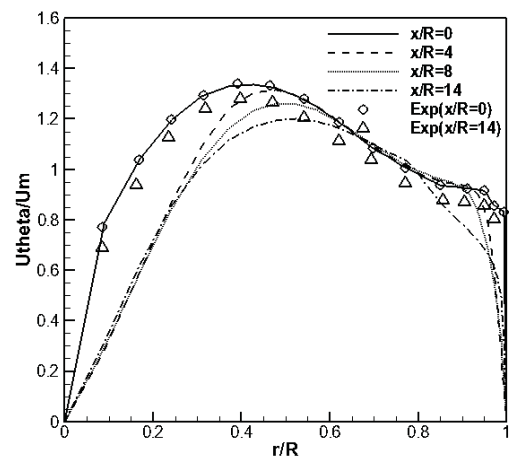
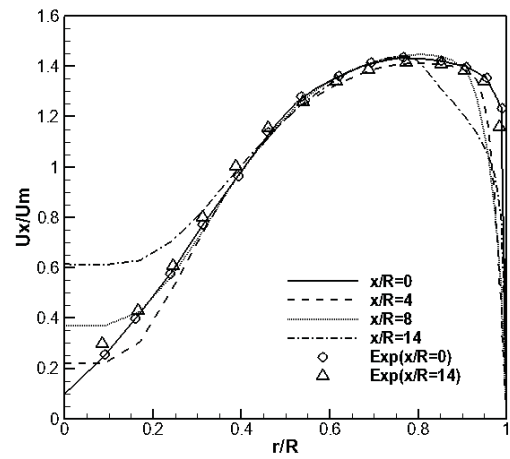


図5 3方程式モデルによる解析結果

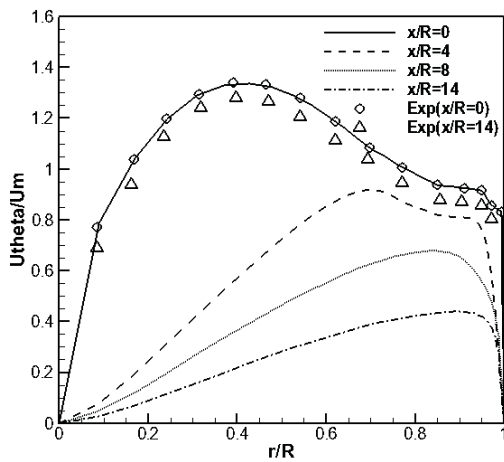
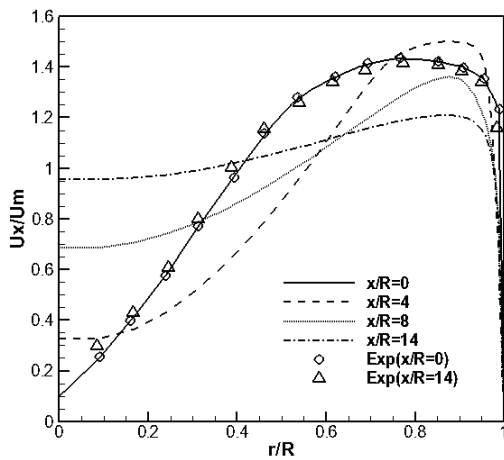


図4 3方程式モデルによる解析結果  
(式(9)における補正係数=1)

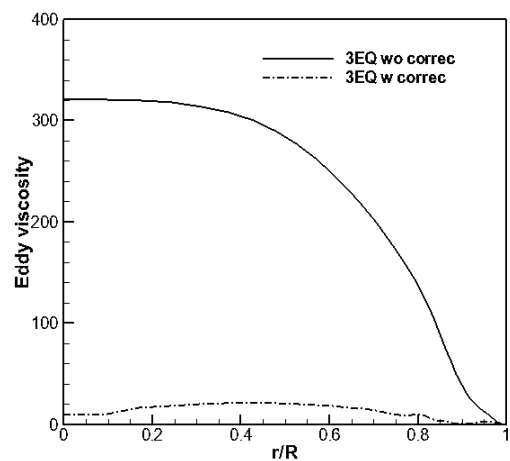


図6  $x/R=8$ における渦粘性の分布



次に、実問題への適用例として翼端渦の解析を行った。解析対象として、利用可能な格子の関係でONERA M6後退翼を選んだ。図7に格子形状を示す。格子サイズは223（翼周方向）×49（垂直方向）×33（スパン方向）であり、いわゆるC-O型のトポロジーを用いている。計算条件として、一様流マッハ数0.5、迎角5-10°、レイノルズ数 $3 \times 10^6$ とした。

図8は、迎角5°の場合の標準 $K-\varepsilon$ モデルと本3方程式モデルによる翼端渦の解析結果を比較したものである。渦形状に大きな差は見られないが、図9の渦粘性分布に示したように、標準 $K-\varepsilon$ モデルでは翼端渦にそって大きな渦粘性の分布が見られるが3方程式モデルでは、過大な渦粘性の発生は抑えられているのがわかる。

図10は、迎角10°の場合の渦度（ $|\Omega|=0.5$ ）の等値面を比較したものである。標準 $K-\varepsilon$ モデルの方が、過大な渦粘性により3方程式モデルに比べて渦が遠方場で弱められているのがわかる。本報告では、定性的な結果に留まっているが、実験データとの突き合わせを通じた定量的な検討が今後の課題として残る。

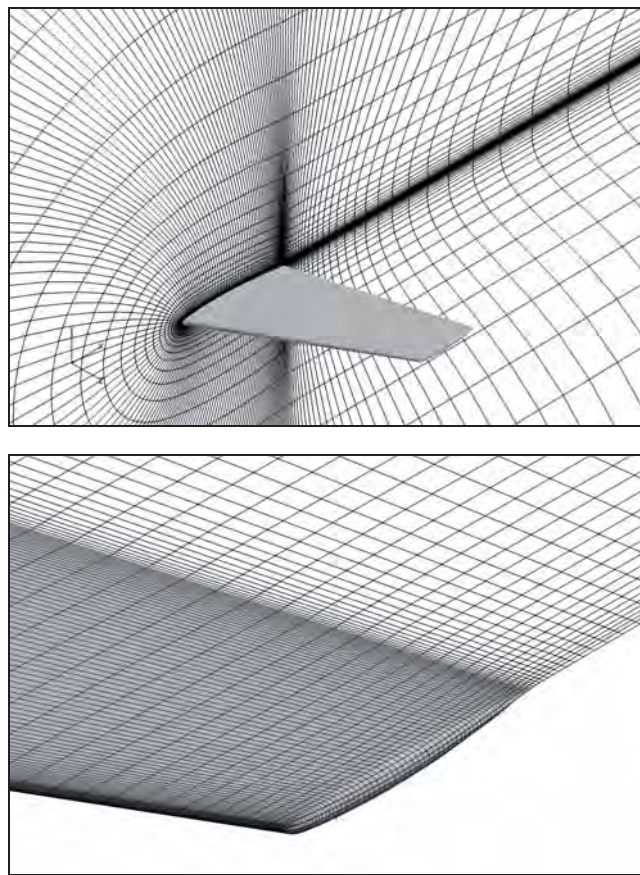


図7 翼端渦の計算格子（上：全体，下：翼端）

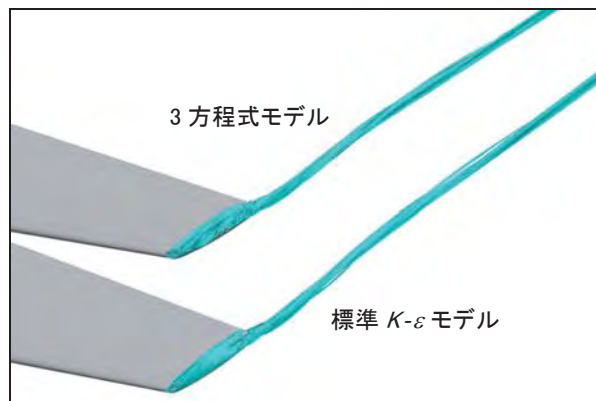


図8 ONERA M6翼の翼端渦の解析結果（ $\alpha=5^\circ$ ）

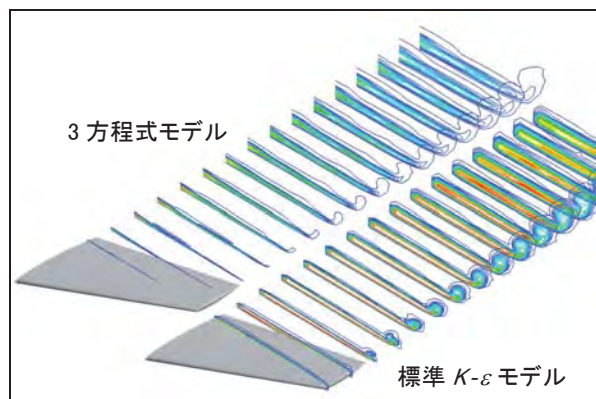


図9 渦粘性の空間分布の比較（ $\alpha=5^\circ$ ）



図10 翼端渦の遠方での減衰具合の比較（ $\alpha=10^\circ$ ）  
（渦度（ $|\Omega|=0.5$ ）の等値面を表示）

## 6. まとめ

本報告では、吉澤により新たに提案された3方程式モデルを、工学的に重要な直円管旋回流や固定翼の翼端渦といった旋回を伴う流れの解析に適用し、有効性を検証し、課題等を分析した。直円管旋回流では、渦粘性の過大な生成が抑制され、軸流成分、旋回成分の旋回流の特徴の減衰が抑えられる結果につながった。これは、Yoshizawaら[5]による計算結果の追認ではあるが、独立な方法論でほぼ同様な結果が得られている点で、モデルの基本的な特性は検証されたと判断できる。また、応用例として固定翼の翼端渦の解析を行い、遠方場における渦の減衰が抑制されることを確認した。さらに、前報告[3]における補正係数で渦粘性を補正する方法では、若干数値的な不安定が見られたが、

今回の3方程式モデルでは数値的な扱いは比較的容易であったことを付言する．これは、標準 $K-\varepsilon$ モデルの渦粘性表現 ( $\nu_t = C_\nu K^2/\varepsilon$ ) と異なり、渦粘性が  $K$  と  $\varepsilon$  の分数では表現されないことが一因と思われる．このことは工学的には重要な性質である．今後の課題として、事例を重ねること、結果の定量的な検証が挙げられる．

#### 参考文献

- [1] Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA Paper 92-0439, 1992.
- [2] Menter, F., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications," *AIAA Journal*, Vol. 32, 1994, 1598-1605.
- [3] 松尾, 阿部, 吉澤: 航空宇宙の剥離流への時間スケールに着目した乱流モデルの適用, 第42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 2010, 2010, 1B10.
- [4] 吉澤, 阿部, 藤原, 溝渕, 松尾: 乱流輸送方程式にもとづく3方程式レイノルズ平均モデリング, 日本流体力学会年会2011, 2011.
- [5] Yoshizawa, A., Abe, H., Fujiwara, H., Mizobuchi, Y., and Matsuo, Y., "Turbulent-viscosity modeling applicable to swirling flows, based on a composite time scale with mean flow helicity partially incorporated," *Journal of Turbulence*, Vol. 12, 2011, N5.
- [6] Yoshizawa, A., Nishizima, S., Shimomura, Y., Kobayashi, H., Matsuo, Y., Abe, H., and Fujiwara, H., "A new methodology for Reynolds-averaged modeling based on the amalgamation of heuristic-modeling and turbulence-theory methods," *Physics of Fluids*, **18**, 2006, 035109.
- [7] Matsuo, Y. "Computations of Three-Dimensional Viscous Flows in Turbomachinery Cascades," AIAA Paper 91-2237, 1991.
- [8] 明, 笠木:  $k-\varepsilon$ 乱流モデルに対する新たな提案とその評価 (第1報, モデルの開発), 日本機械学会論文集 (B編), 54巻, 507号, 1988, 3003-3009.
- [9] Kitoh, O., "Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe," *Journal of Fluid Mechanics*, **225**, 1991, 445-479.
- [10] 村上, 鬼頭, 片山, 飯田: 旋回を伴う管内流れの実験的研究, 日本機械学会論文集, 41巻, 346号, 1975, 1793-1801.
- [11] 小林, 依田: 直円管内旋回乱流の数値予測 (第1報, 渦粘性仮説による平均流速分布の再現), 日本機械学会論文集 (B編), 52巻, 481号, 1985, 3230-3236.



## LES のダイナミック壁面モデル：高レイノルズ数流れの壁面摩擦と乱流統計量の正確な予測

河合宗司 (ISAS/JAXA)

## A dynamic wall-modeling in large-eddy simulation: accurate prediction of skin friction and turbulence at high Reynolds numbers

Soshi Kawai (ISAS/JAXA)

## Abstract

We propose a simple yet efficient wall-modeling in large-eddy simulation at very high Reynolds numbers. The proposed wall model models wall shear stress directly and thus is different from popular hybrid LES/RANS and DES approaches. The model stems directly from considerations of how turbulence length scales behave in the logarithmic layer, and thus in other words the method is based solidly on physical reasoning. Supersonic turbulent boundary layers on a flat plate at very high and moderately high Reynolds numbers, Mach 1.69 and  $Re_\theta = 50,000$ , are simulated. The resulting method is shown to accurately predict equilibrium boundary layers, with both realistic instantaneous fields and accurate turbulent statistics. The wall-model and the arguments leading to the proposed method are presented for compressible flows, but everything extends trivially to incompressible flows.

## 1. Introduction

航空機や宇宙機を設計するに当たって、スケール効果(レイノルズ数効果)、すなわち実際の飛行条件である高レイノルズ数での正確な性能予測は、非常に重要で欠かすことのできない要素である。この高レイノルズ数壁面流れを数値シミュレーションで正確に予測するキーは、境界層の90%以上を占める外層域の乱流構造を直接LESで解像し、計算コストがレイノルズ数の約2乗で増加する境界層壁近傍10%程度の内層域の乱流を如何にしてモデル化するかであり、一般にLESの壁面モデルという重要課題として知られている。主要なものとして、2つの手法が提案されている：1) 内層域でRANSタイプの乱流渦粘性にスイッチする手法(例：DESやLES/RANSハイブリッド手法, review by Spalart[1]), 2) 壁面摩擦を直接モデル化する手法(review by Piomelli & Balaras[2])。

しかしLESの壁面モデルという課題に対し、現状で存在する手法は全て、経験的なパラメータの導入やチューニング、複雑な制御理論を用いること無しに、純粋に壁面物理モデルとして高レイノルズ数の付着乱流境界層さえも正確に予測することが困難であるのが現状である(詳細な既存研究のバックグラウンドはRefs. [1, 2, 3, 4]を参照)。

そこで本研究では、経験的なチューニングや制御理論を用いず、高レイノルズ数付着乱流境界層を正確に予測する、完全に物理ベースな壁面モデルを提案する。提案する壁面モデルは壁面摩擦を直接モデル化する手法(手法2)をベースとしており、本研究では、この手法に含まれる2つの大きなエラー要因を特定し、物理ベースな思考(log-layerにおける乱流の長さスケールがどう変化するか)から、シンプルかつ効果的なアイデアを用いて、そのエラー要因の解決法を提案する。ページ数制限のため、以下では提案する壁面モデルのポイントや

キーとなる結果のみを示す。より詳細なモデルや結果の議論については、Ref. [3, 4]を参照して頂きたい。

## 2. Wall-modeled LES framework

本研究で提案する壁面モデルは壁面摩擦を直接モデル化する手法(手法2)をベースとしている。本手法のベースとなるアイデアは、レイノルズ数依存のほとんどない境界層の90%以上を占める外層域の乱流構造はLESとして直接格子で解像し、格子で解像しない、レイノルズ数依存の大きい内層域のダイナミクスは非定常に変動する壁面摩擦や壁面熱流束としてモデル化する手法である。従って、LESで用いる格子は外層域の乱流構造を解像する格子、すなわち境界層厚さでスケールされる格子を用いる。 $\Delta x_i \approx 0.05\delta$ 。また本手法では壁面垂直方向の第一点目の格子はlog-layerに位置させ( $y_1^+ \geq 100$ )、粘性層を壁面垂直方向に解像する格子( $y_1^+ \leq 1$ )を用いて計算するDES法に代表されるような内層域でRANSタイプの乱流渦粘性にスイッチする手法とは大きく異なる格子を用いる。

本LESは、壁面近傍の内層域を解像しないため、内層域の影響は壁面摩擦や壁面熱流束としてモデル化し、LESの境界条件として用いる。本研究では、壁面摩擦や壁面熱流束のモデル化として、壁面垂直方向にのみストレッチさせた別格子を境界層内層域内でのみ用意し、そこでRANS計算をすることで、壁面摩擦や壁面熱流束を評価し、LESへとフィードバックする。具体的な計算の手順は、外層域のみを解像する格子を用いたLESを行い、各時間ステップで、1) ある壁面から位置 $y_m$ におけるLESから得られる瞬間の速度、密度、圧力をRANSモデル計算の上境界の境界条件として受け渡す、2) LESからの境界条件入力を基に、RANSモデル計算を行い壁面摩擦や壁面熱流束を見積もる、3) その上でモデル計算で見積もった壁面摩擦や壁面熱流束を



LES へ受け渡し、次時間ステップの LES の壁面境界条件 (流束として) として用いる。ここで  $y_m$  は RANS 壁面モデル計算の上境界と LES 格子が一致する位置であり、LES 格子において壁面からの格子点番号  $m$  における壁面からの距離 (すなわち  $y_0 = 0, y_1 = \Delta y_{\text{wall}}$ ) を表す。過去の研究では例外無く  $y_m = y_1$  を用いている。

## 2.1. Governing equations and numerical methods

LES およびモデル計算用 RANS の支配方程式には spatially-filtered および ensemble-averaged 圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いる。空間離散化は保存形で、6 次精度コンパクト差分法を用いている。エイリアシングエラー等を許容するため、8 次精度の low-pass フィルターを用いる ( $\alpha_f = 0.495$ )。時間積分法は、LES の計算では 4 階 4 次精度の Runge-Kutta 法をモデル計算用 RANS には 2 次精度陰解法に内部反復法を組み合わせたものを用い、双方で時間積分幅は同じにした。

## 2.2. LES: subgrid model and boundary conditions

Subgrid-scale モデルとしてダイナミック Smagorinsky モデルに Lilly の修正を用い、乱流渦粘性  $\mu_t$  および乱流プラントル数  $Pr_t$  を算出する。

LES の方程式は壁面での境界条件を必要とする。本研究では壁面での壁面垂直方向の対流項流束や粘性による流束 ( $\tau_{ij} u_i$ ) を 0 とし、壁面摩擦  $\tau_{\text{wall}}$  や壁面熱流束  $q_{\text{wall}}$  は、RANS を用いたモデル計算で得られる値を使う。

## 2.3. Auxiliary RANS: turbulence model and simplified formulation

RANS モデル計算に用いる乱流渦粘性は、mixing-length 渦粘性モデルに van Driest ダンピングを用いて評価する。

$$\mu_t = \kappa_{\text{mod}} \rho y \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} D, \quad D = [1 - \exp(-y^+/A^+)]^2, \quad (1)$$

ここで  $y^+ = \rho_{\text{wall}} y u_\tau / \mu_{\text{wall}}$  は壁からの距離の viscous ユニットで、 $A^+ = 17$ 、 $\kappa_{\text{mod}}$  は、本研究で提案するようにダイナミックに決定するか (決定の仕方は以下の章で示す)、通常の von Kármán 定数と同じ  $\kappa = 0.41$  を用いる。乱流プラントル数も同様に、ダイナミックに決定するか定数として  $Pr_t = 0.9$  を用いる。

壁面での摩擦や熱流束を LES へ受け渡すための壁面モデルの計算には、将来的に剥離流れを対象とするため対流項や圧力項の効果が入った full-RANS 方程式を内層域のみで別格子を用いて計算する。

本研究では full-RANS 方程式を用いた壁面モデルに加えて、単純化した 2 つのカップルした常微分方程式、

すなわち以下に示す平衡境界層方程式を用いた壁面モデルの計算も行う：

$$\frac{d}{dy} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{du}{dy} \right] = 0, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dy} \left[ (\mu + \mu_t) u \frac{du}{dy} + \frac{1}{\gamma - 1} \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{dc_s^2}{dy} \right] = 0. \quad (3)$$

この平衡境界層方程式は本研究のモデル開発で対象とする圧力勾配の無い付着乱流境界層では正しい答えを返すため、実験や低レイノルズ数 DNS/LES のデータと並んで検証データのの一つとして用いることができる。

## 3. Errors in LES near-wall grid points

本研究では、log-layer における乱流の長さスケールがどう変化するかに基づき、壁面摩擦を直接モデル化する手法に含まれる 2 つの大きなエラー要因を特定し、その解決法を提案する。特定した二つのエラー要因は：1) LES の壁面近傍の格子点では数値エラーが必然的に大きい、2) 壁面モデルそのもののエラー (壁面摩擦や壁面熱流束の見積もりエラー) であり、本章ではエラー要因 1 を、次章ではエラー要因 2 について議論する。

このエラー要因 1 の重要性は、ただ単に LES の壁面近傍の格子点では数値エラーが必然的に大きくなるという事のみにとどまらず、これらのエラーを含む格子点の物理情報を使って壁面モデルの計算を行う場合 (壁面モデル計算の上境界の境界条件としてエラーを含む LES のデータが使われる場合)、仮に完璧な壁面モデルを構築できたとしても、正しい壁面摩擦等を LES にフィードバックできないところにある。以下では、エラー要因 1 について解析し、その改善方法を提案し、数値実験によりその妥当性を確認する。

まず一般に知られているように、log-layer における支配的な乱流スケール  $L_i$  は壁面からの距離  $y$  に比例する [5]。またそのスケールは各方向で異なるスケールを持つとすると  $L_i = C_i y$  と表せ、 $C_i$  は定数で各方向  $i$  で異なる。今仮に  $i = 1$  と 3、すなわち流れ方向  $x$  とスパン方向  $z$  には、このスケール  $L_i$  の渦を正確に解像するだけの格子を取ったとする。その上で壁面垂直方向  $y$  について考えると、ある壁面からの距離  $y_m$  におけるスケール  $L_2$  の渦を格子で正確に解像するためには、 $L_2 = C_2 y_m \gtrsim N \Delta y$ 、すなわち

$$\frac{y_m}{\Delta y} \gtrsim \frac{N}{C_2} \quad (4)$$

が成り立つ必要がある。ここで  $N$  は用いる計算スキームで決まる定数 (格子点数何点で一波を解像するかという定数)、 $C_2$  は物理から決まる定数である。更に今  $\Delta y$  を一定とすると、ある壁面からの位置  $y_m$  は  $y_m = m \Delta y$  と表せる (ここで  $m$  は壁面からの格子点番号、 $m = 0$



は壁面上,  $m=1$  は壁面の一点上を表す) ので, これを上式に代入すると

$$\frac{y_m}{\Delta y} = m \gtrsim \frac{N}{C_2} \quad (5)$$

となり, これが成立していないとある位置  $y_m$  で支配的な渦は格子で解像できていないことになる。

ナイキスト周波数より  $N \geq 2$ , Ref. [5] より  $C_2 \lesssim 2$ , これらと式5より明らかなように, 最低でも  $m \geq 2$ , 本研究のように6次精度コンパクトスキームを用いた場合は  $N \approx 6$  なので  $m \geq 3$  でないとその位置  $y_m$  における支配的な渦を正確に解像できないことが分かる。著者の知る限り, 過去の全ての研究でLESの  $m=1$  の格子点上の物理情報が, 壁面モデルに受け渡され, 壁面摩擦を予測しLESにフィードバックされてきた。すなわち格子で正確に解像できていない不正確な情報を使って壁面摩擦を予測していることになり, 結果, いくら物理的に正しい壁面モデルを用いたとしても正確な壁面摩擦をLESにフィードバックできていないことは明らかである。

### 3.1. Proposed improvement

以上の議論より, LESの壁面近傍の格子点では数値エラーが必然的に大きく, そこからインプットを受ける壁面モデルの壁面摩擦予測エラーも無視できないことは避けられない事実である。

本研究では今までの研究方向性とは決定的に異なる, よりシンプルで効果的な改善方法を提案する。ベースとなるアイデアは, 壁面モデルに用いている方程式は乱流境界層内層域で有効であり, 何もLESの  $m=1$  の格子点上の物理情報を使う必要はないということである。すなわち過去の全ての研究の慣例,  $m=1$  の情報を壁面モデルへのインプットするのではなく, 式5を満足するように  $m \geq 2$  のLESで得られる情報, 言い換えるとLESで正確に解像できている位置  $y_m$  の物理情報を壁面モデルへのインプットとする。そうすれば, LESの壁面近傍の格子点では数値エラーが必然的に大きいという事実は避けられないが, その数値エラーの大きい領域をバイパスし, 正確なLESデータを用いて物理的に正しい壁面モデルを駆動させれば, 正確な壁面摩擦をLESにフィードバックできるはずである。

### 3.2. Numerical experiments

Mach 1.69,  $Re_\theta=50,000$  の高レイノルズ数超音速乱流境界層をターゲットにし, 壁面モデルとして圧力勾配の無い付着乱流境界層では正しい答えを返す平衡境界層方程式2.3を用いることで, 純粋にLES壁面近傍の数値エラーを評価し, 前節で提案した改善方法の妥当性

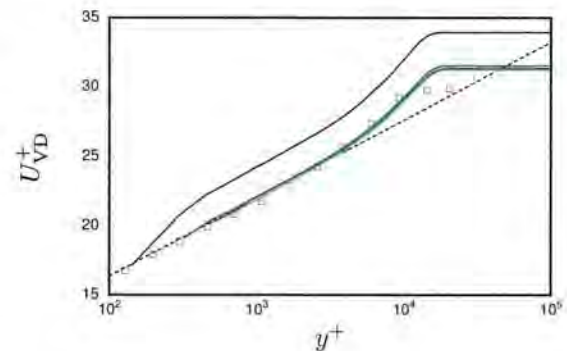


Figure 1: Mean velocity (van Driest-transformed) at  $Re_\theta = 50,000$  compared to the log-law  $\ln(y^+)/0.41 + 5.2$  (dashed line) and incompressible experiments at  $Re_\theta = 31,000$  (squares[6]). Fixed grid; varying  $m$  and  $y_m$  with:  $m=1$  (black);  $m=2$  (blue);  $m=3$  (red);  $m=4$  (green);  $m=5$  (cyan).

を検証する。用いた格子解像度は  $\Delta x = \Delta z \approx 0.042\delta$ , 壁面垂直方向には  $0 \leq y \leq y_m$  では  $\Delta y \approx 0.01\delta$ ,  $y_m \leq y \leq 1.4\delta_r$  ではスムーズに格子をストレッチさせ,  $1.4 \leq y \leq 3\delta_r$  では  $\Delta y \approx 0.025\delta$  とした。これらの格子解像度を viscous ユニットで表すと,  $\Delta x^+ = \Delta z^+ \approx 640$ ,  $\Delta y^+ \approx 160 - 385$  となり, 通常のLESと比べ各方向20倍以上荒い格子を用いていることになる。

図1は同じ格子を用いて, LESから壁面モデルに情報をインプットする位置  $m$  を1から5に変化させた際の van Driest 変換した平均速度分布である。解析から示したように  $m=1$ , すなわち数値エラーが無視できない位置での流れを壁面モデルのインプットとすると, 明らかな“log-layer mismatch”が発生する。それに対し, 位置  $m$  を2, 3... と壁面から離して行くと平均速度分布は劇的に改善し,  $m \geq 3$  でほぼ収束性解を得た。ここでは示さないが変動速度成分や, 位置  $y_m$  を固定して  $m$  を変化させた ( $y_m$  固定で  $y_m$  以下の格子点数を変化させた) 場合にも同様の傾向が見られた (詳細は Ref. [3, 4] を参照)。

図2は,  $m=5$  のケース ( $y_m/\delta = 0.055$  位置の流れデータを壁面モデルのインプットとしたケース) における, LES壁面近傍の平均速度とレイノルズ応力分布を示しており, 提案している手法の妥当性をはっきりと示している。青色の丸と点線は,  $y \leq y_m$  ( $m \leq 5$ ) のLESデータを示している。解析で示したのと同様に,  $m=1$  の点では解像しているレイノルズ応力が過小評価されており, 結果 log-layer における平均の応力バランス  $\bar{\mu}_{sgs} \partial_y \bar{u} - \overline{\rho u'' v''} = \tau_{wall}$  から急な速度勾配が形成されている。この  $m=1$  で数値エラーが大きいことは不可避であるが, 運動量を保存するスキームを用いている限り, 平均の応力バランスは保持されるため, 位置  $m$



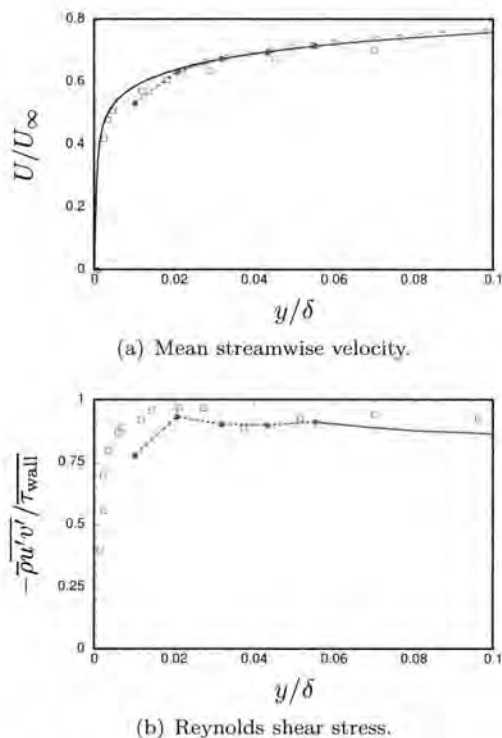


Figure 2: Computed statistics at  $Re_\theta = 50,000$  near the wall obtained by the wall-modeled LES with  $m = 5$  ( $\Delta y/\delta \approx 0.01$  and  $y_m/\delta = 0.055$ ). LES above (blue solid line) and below (blue dashed line with solid circles) the  $y_m$ . Compared to: the mean velocity computed by the wall-model (black, (a) only); corresponding experiments (circles[7]); incompressible experiments (squares[6]).

を 2, 3... と壁面から離れて行くとその数値エラーは解消され,  $m \geq 3$  では正確な値に回復している. ここでのポイントは, 壁面モデルを正しく作動させるために, 数値エラーの大きい LES のデータ点をバイパスして, 正確に解像している位置の物理データを壁面モデルのインプットとして使うことであり, 結果として  $m = 1$  に数値エラーが大きいことは不可避であるが, そのインパクトを最小限に抑えることができるということにある.

#### 4. Errors in the wall model

前章でエラー要因 1 の影響を排除する手法を確立したので, その手法を用いて本章では, 壁面モデルそのもののエラー (壁面摩擦や壁面熱流束の見積もりエラー) を露呈させ, 評価し, 新しい LES におけるダイナミック壁面モデルを提案する. 過去の研究では例外無く  $m = 1$  を使っており, エラー要因 1 と 2 が混在した状態の解析になっており, 正確な壁面モデルの評価は行っていない点を言及しておく.

ここでは壁面モデルの適用範囲を広げるため, 平衡境

界層方程式 (式 2, 3) のように付着境界層を仮定しない, full-RANS 方程式を壁面近傍の内層域で解く壁面モデルを考える. full-RANS 方程式を解く壁面モデルは, 平衡境界層方程式とは異なり, 対流項や圧力項の効果が入っており剥離流れにおいても良い予測をすると期待でき, 過去にもいくつか研究成果が報告されているが, 付着乱流境界層においても壁面摩擦の正確な予測には至っていない. ここでのキーは壁面モデルとしての full-RANS 方程式を閉じるために, mixing-length 渦粘性モデル中の  $\kappa_{mod}$  (式 1) と乱流プラントル数  $Pr_t$  を如何に定義するかである.

Full-RANS 方程式を解く壁面モデルの初期的な試みは,  $\kappa_{mod}$  に通常の RANS 解析で用いるカルマン定数  $\kappa_{mod} = \kappa = 0.41$  を用いていた (乱流プラントル数には  $Pr_t \approx 0.9$ ) [8]. しかし, これらの手法では "log-layer mismatch" が発生し, 壁面摩擦を大きく予想してしまうことが知られている. 続いて Cabot & Moin [8] が  $\kappa_{mod}$  をカルマン定数の 0.41 よりも小さくすると良い結果が得られたことに基づいて, Wang & Moin [9] はダイナミックに  $\kappa_{mod}$  を小さくする方法を提案した. ここで基本となるアイディアは, LES のデータを壁面モデルに受け渡す位置  $y_m$  において LES と壁面モデル RANS で全せん断応力  $-\overline{\rho u'v''} + (\bar{\mu} + \bar{\mu}_t)\partial\tilde{u}/\partial y$  を一致させるというものである. 位置  $y_m$  では LES と壁面モデル RANS の  $-\overline{\rho u'v''}$  成分は双方で一致する. 更に  $y_m$  で双方の速度勾配  $\partial\tilde{u}/\partial y$  が等しいと仮定すると, LES と壁面モデル RANS で全せん断応力を一致させるという条件は, 位置  $y_m$  で LES と壁面モデル RANS の乱流渦粘性を一致させることに等しくなる, すなわち  $y_m$  において  $\mu_{t,LES} = \mu_{t,RANS}$  となる. Wang & Moin [9] はこの乱流渦粘性を一致させる条件を基に  $\kappa_{mod}$  を逆算して, 各タイムステップでダイナミックに求めた. このアイディアは理にかなっており, 彼らの低レイノルズ数  $Re_\theta = 3380$  の翼型周りの流れ解析では良い結果を示した. しかし, 本研究で以下に示すように, 彼らのモデルは高レイノルズ数流れでは有効に作用しない.

##### 4.1. Proposed improved dynamic wall-model

ここで構築するダイナミック壁面モデルの目的は, RANS 壁面モデル内において, 格子で解像している乱流スケールと解像できていないスケールが壁面垂直方向に変化しており, その影響を近似的にモデルに取り込むことである. 本提案手法でも位置  $y_m$  において全せん断応力を近似的に一致させる, すなわち  $\mu_{t,LES} = \mu_{t,RANS}$  の条件を課すことで位置  $y_m$  における  $\kappa_{mod}$  をダイナミックに決定する. ここでマッチング条件に合う  $\kappa_{mod}$  と  $Pr_t$  を  $\hat{\kappa}$  および  $\hat{Pr}_t$  と定義すると, Wang & Moin [9] はマッ



チングで求めた  $\hat{\kappa}$  を境界層内層域内全てで用いたが、本研究で提案する壁面モデルでは、格子で解像しているものとしていないものの寄与分を考慮して、 $\kappa_{\text{mod}}$  の値を RANS 計算領域内壁面垂直方向で変化させる。

ここでは、full-RANS 壁面モデルを適用する境界層内層域で log-layer の流さスケールを考えることで新しいシンプルで効果的なダイナミック壁面モデルを提案し、モデルによるエラー (エラー要因 2) を排除する。まず、前章と同様にして壁面に平行な方向の log-layer における支配的な乱流スケールを  $L_{\parallel}$  と定義すると、 $L_{\parallel} = C_{\parallel} y$  と書くことが出来る。また代表的な壁面平行方向の格子幅  $\Delta_{\parallel}$  と乱流スケール  $L_{\parallel}$  の比を取ると、 $L_{\parallel}/\Delta_{\parallel} = C_{\parallel} y/\Delta_{\parallel}$  となる。ここで代表的格子幅は  $\Delta_{\parallel} = \max(\Delta x, \Delta z)$  と定義され、 $\Delta_{\parallel}$  は格子がサポートできる最も小さなスケールと考えることが出来る。すなわち  $L_{\parallel}/\Delta_{\parallel}$  がある値  $\alpha$  (スケール  $L_{\parallel}$  に対し格子が何点あるかを表す定数) よりも小さければ、格子で解像できているせん断応力  $-\overline{\rho u''v''}$  は無視できるほど少なく、通常の RANS 解析で用いられる  $\kappa_{\text{mod}} = 0.41$ ,  $Pr_t = 0.9$  を用いるべきで、逆に  $L_{\parallel}/\Delta_{\parallel} > \alpha$  ならば、解像している応力が存在するため  $\kappa_{\text{mod}}$  を位置  $y_m$  のマッチングの値  $\hat{\kappa}$  に向けて小さくしていくべきである。本研究では線形的なダンピング関数  $\mathcal{K}$  を用いて  $\kappa_{\text{mod}}$  と  $Pr_t$  を以下のように定義する。

$$\kappa_{\text{mod}} = 0.41\mathcal{K} + \hat{\kappa}(1 - \mathcal{K}), \quad (6)$$

$$Pr_t = 0.9\mathcal{K} + \widehat{Pr}_t(1 - \mathcal{K}), \quad (7)$$

ここで

$$\mathcal{K} = \min \left\{ \frac{y_{\text{top}} - y}{y_{\text{top}} - y_{\text{crit}}}, 1 \right\}, \quad (8)$$

$$y_{\text{crit}} = \frac{\alpha}{C_{\parallel}} \Delta_{\parallel} = \alpha' \Delta_{\parallel}$$

と表せる。 $\mathcal{K}$  は流れ場依存の関数ではなく、事前に決定することが出来る壁からの距離  $y$  とパラメータ  $\alpha' = \alpha/C_{\parallel}$  のみの関数であるので、導入することの困難さは皆無である。またここで  $\alpha'$  は物理から決まる定数  $C_{\parallel}$  と用いる計算スキームで決まる定数  $\alpha$  の関数である。本論文では紙面の関係上  $\alpha' = 0.48$  の結果のみを示すが、Ref. [4] に示すように、計算結果のパラメータ  $\alpha'$  依存性は少ない。また  $\alpha' = 0.48$  は、Pope[5] が示しているように  $C_{\parallel} \approx 2.5$  とすると、 $\alpha \approx 1.2$  となり妥当な値となる。

## 4.2. Results

ここでは本研究で提案する full-RANS ダイナミック壁面モデル (式 6, 7) を、壁面垂直方向に係数が変化しない Wang & Moin の full-RANS ダイナミック壁面モデル ( $\kappa_{\text{mod}} = \hat{\kappa}$ ,  $Pr_t = \widehat{Pr}_t$ )、従来の RANS としての定数を用いた full-RANS 壁面モデル ( $\kappa_{\text{mod}} = 0.41$ ,

$Pr_t = 0.9$ )、および平衡境界層方程式 (式 2, 3) を用いた壁面モデルと比較する。本章で比較する 4 つの壁面モデルを以下にまとめると: EQBL: 平衡境界層方程式壁面モデル (式 2, 3), CNST: full-RANS 壁面モデル + 固定定数 ( $\kappa_{\text{mod}} = 0.41$  and  $Pr_t = 0.9$ ), CDYN: full-RANS ダイナミック壁面モデル + 垂直方向に係数変化無し ( $\kappa_{\text{mod}} = \hat{\kappa}$  and  $Pr_t = \widehat{Pr}_t$ ), VDYN: full-RANS ダイナミック壁面モデル + 垂直方向に係数変化有り (式 6, 7)。

テストした流れ条件は、高レイノルズ数超音速乱流境界層 (Mach 1.69,  $Re_{\theta} = 50,000$ ) である。用いた計算格子は両流れ条件とも同じ格子を用い、前章の  $m = 5$  に対応する格子、 $\Delta x = \Delta z \approx 0.042\delta$ ,  $\Delta y \approx 0.01 - 0.025\delta$  を用いた。ここで用いている格子解像度は、従来の LES (内層域も直接解像する LES) と比べ高レイノルズ数のケースで、各方向 20 倍以上荒い格子 (総格子点数 280 万点程度) を用いていることを強調しておく。

各壁面モデルを用いた場合の LES 平均速度分布を図 3 に示す。本研究で提案している VDYN 壁面モデルの結果は、"log-layer mismatch" もなく  $y^+ < 3000$  で log-law と非常に良い一致を示す。VDYN で得られる壁面摩擦係数は  $C_{f, \text{VDYN}} = 2\tau_{\text{wall}}/(\rho_{\infty} U_{\infty}^2) = 1.53 \times 10^{-3}$  で、EQBL の  $C_{f, \text{EQBL}} = 1.53 \times 10^{-3}$  や対象としている実験データ [7]  $C_{f, \text{exp}} = 1.5 \times 10^{-3}$  とともに非常に良い一致を示す。一方、CNST 壁面モデルは過去の研究 [8, 9] と同様に log-law の切片を低く見積もっており、結果として壁面摩擦を高く予想してしまっている ( $C_{f, \text{CNST}} = 1.64 \times 10^{-3}$ , EQBL と比べ 7% 高い)。ここで壁面摩擦係数の算出に用いている  $\tau_{\text{wall}}$  は、実際に LES で用いている値、すなわち壁面モデル計算で得られる  $\tau_{\text{wall}}$  である。CDYN は、ここで対象としている非常に高レイノルズ数な流れでは境界層内層域全域で  $\kappa_{\text{mod}}$  を  $1/50$  にも減らしてしまい、結果、切片が約 65 となり、壁面摩擦係数も非常に低く予測してしまう ( $C_{f, \text{CDYN}} = 2.57 \times 10^{-4}$ , EQBL の約  $1/6$ )。

図 4 は LES 領域で格子で解像しているレイノルズ応力分布を示している。EQBL, CNST および VDYN はほぼ同じ分布を示しており、実験データや DNS データと良い一致を示す。ここでは示さないが、他の速度変動成分 ( $\overline{u'u'}$ ,  $\overline{v'v'}$ ,  $\overline{w'w'}$ ) も参照データと良い一致を示している (Ref. [4] を参照)。一方、CDYN は他の壁面モデルとは異なる分布を示す。これは主に非常に低い壁面摩擦の影響であり、それにより速度変動も他のモデルよりもかなり低く予想されている (図中では慣例に従いレイノルズ応力を壁面摩擦  $\overline{\tau_{\text{wall}}}$  で無次元化しているため CDYN の値が大きくなっているが、 $\overline{\tau_{\text{wall}}}_{\text{CDYN}} \approx 1/6 \overline{\tau_{\text{wall}}}_{\text{EQBL}}$  なので実際のレイノルズ応力  $-\overline{\rho u'v'}$  も他のモデルと比べ



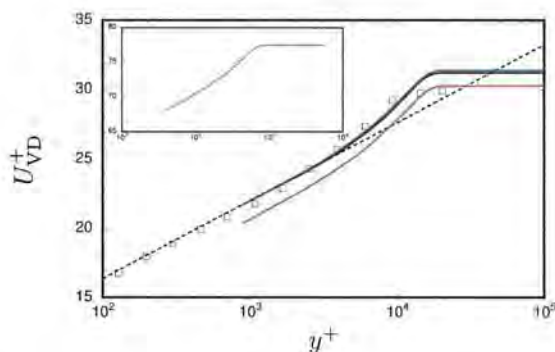


Figure 3: Mean streamwise velocity (van Driest-transformed) at  $Re_\theta = 50,000$ . EQBL (black); CNST (red); CDYN (green); VDYN with  $\alpha' = 0.48$  (blue); the log-law  $\ln(y^+)/0.41 + 5.2$  (dashed line); incompressible experiments at  $Re_\theta = 31,000$  (squares[6]).

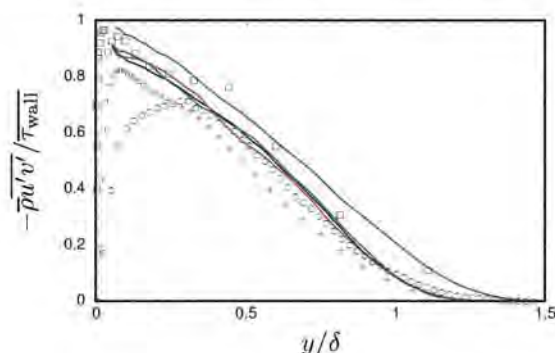


Figure 4: Resolved Reynolds shear stress at  $Re_\theta = 50,000$ . Lines as in Fig. 3. Corresponding experiments (circles[7]); incompressible experiments at  $Re_\theta = 13,000$  (squares[6]); DNS at Mach 2.28 and  $Re_\theta \approx 2,300$  (pluses[10]).

て約 1/6 程度になっている).

以上より, RANS 壁面モデル内で壁面垂直方向に格子で解像している応力成分と解像していない成分の寄与分変化の物理をきちんとモデル化することで壁面モデルそのもののエラー (エラー要因 2) を排除できることを明らかにした. 更に今度は, 壁面付近の瞬間の乱流構造が物理的であるかどうかを図 5 で見ていく. 図 5 は  $y = y_m$  ( $y^+ = 878$ ) における瞬間の速度変動成分を示している. 本壁面モデルを用いた LES では, 通常の DES や LES/RANS ハイブリッド手法で見られる非物理的な大スケールの渦 [2] が発生せず, 壁面付近でのレイノルズ応力が良く予測されていることから分かるように, より物理的な乱流構造を示している.

## 5. Conclusions

本研究では高レイノルズ数付着乱流境界層を正確に予測する, シンプルかつ完全に物理ベースなダイナミック

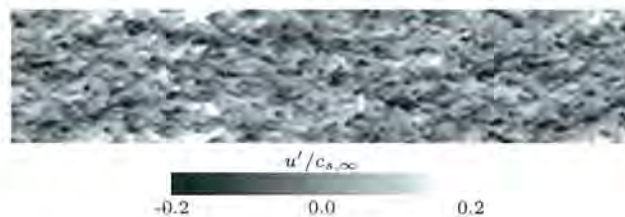


Figure 5: Instantaneous streamwise velocity fluctuation in a wall parallel plane at the matching location  $y = y_m$  (logarithmic region at  $y^+ = 878$ ) obtained by VDYN with  $\alpha' = 0.48$ .  $0 \leq x/\delta_r \leq 15$ ,  $0 \leq z/\delta_r \leq 3$ .

壁面モデルを提案した. 本壁面モデルの構築では, log-layer における乱流の長さスケールがどう変化するかに基づき, 壁面モデルに含まれる 2 つの大きなエラー要因 (LES 壁面近傍の格子点での数値エラー, 壁面モデルそのもののエラー) を特定し, そのエラーを排除する方法を提案した. 本壁面モデルは, 対流項や圧力項の効果を考慮する壁面モデルとして, 経験的なパラメータの導入やチューニング, 複雑な制御理論を用いること無しに, 高レイノルズ数付着乱流境界層を正確に予測した初めての成果である. また本壁面モデルを用いた LES では, 通常の DES や LES/RANS ハイブリッド手法で見られる log-layer での非物理的に非常に大きなスケールの渦は発生せず, より物理的な乱流構造を維持し, 結果として log-law や壁面付近でのレイノルズ応力の予測精度も高いことを示した. 本論文では, 圧縮性流体をベースとして壁面モデル構築の議論をしたが, 非圧縮流体への展開も同様の議論が適用できる.

## Acknowledgments

本研究は JAXA International Top Young Fellowship のサポートを受けている. 本研究を通して, スタンフォード大学の Larsson 博士や Lele 教授から有意義なコメントを数多く頂いた. ここに謝意を表す.

## 参考文献

- [1] P. R. Spalart, Detached-eddy simulation, Annual Review of Fluid Mechanics 41 (2009) 181–202.
- [2] U. Piomelli, E. Balaras, Wall-layer models for large-eddy simulations, Annual Review of Fluid Mechanics 34 (2002) 349–374.
- [3] S. Kawai, J. Larsson, Wall modeling in large-eddy simulation: length scales, grid resolution and accuracy, Physics of Fluids, (to appear 2012).
- [4] S. Kawai, J. Larsson, Wall modeling in large-eddy simulation: Predicting accurate skin friction at

- very high Reynolds number, AIAA Paper 2011-482, AIAA (January 2011).
- [5] S. B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000.
  - [6] D. B. DeGraaff, J. K. Eaton, Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics* 422 (2000) 319–346.
  - [7] L. J. Souverein, P. Dupont, J. F. Debieve, J. P. Dussauge, B. W. van Oudheusden, F. Scarano, Effect of interaction strength on unsteadiness in turbulent shock-wave-induced separations, *AIAA Journal* 48 (7) (2010) 1480–1493.
  - [8] W. Cabot, P. Moin, Approximate wall boundary conditions in the large-eddy simulation of high reynolds number flow, *Flow, Turbulence and Combustion* 63 (1–4) (1999) 269–291.
  - [9] M. Wang, P. Moin, Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows, *Physics of Fluids* 14 (7) (2002) 2043–2051.
  - [10] S. Pirozzoli, M. Bernardini, Direct numerical simulation database for impinging shock wave/turbulent boundary-layer interaction, *AIAA Journal* 49 (6) (2010) 1307–1312.



## 超臨界圧/遷臨界ジェット の LES 解析：噴流構造と特徴的な振る舞いについて

寺島洋史 (JAXA, 現東大), 河合宗司 (ISAS/JAXA), 山西伸宏 (JAXA)

Large-eddy simulation of trans/supercritical round jet: flow structure and its unique behavior

Hiroshi Terashima (JAXA), Soshi Kawai (ISAS/JAXA), and Nobuhiro Yamanishi (JAXA)

## Abstract

Large-eddy simulation (LES) for trans/supercritical round jet flows was conducted, using a high-resolution numerical method (LAD/compact difference scheme), in order to clarify unique characteristics of jet flows under supercritical pressure conditions. The unsteady flow structures such as vortical structure show no peculiar features due to the supercritical pressure conditions, resulting in very similar vortical structures to those of general (ideal) gas jet flows in atmospheric pressure conditions. Comparison of mean properties with a measured and an earlier computational data demonstrates the capability of the present method to fairly represent trans/supercritical jet flow behaviors. Some unique characteristics of supercritical jet flows, which were suggested in our previous study with two-dimensional planar jets, are clearly observed also in the three-dimensional round jet flows by means of LES. A series of our studies on trans/supercritical jet flows establish that the unique characteristics of supercritical jet flows appears in the transcritical injection cases as the slower increase of mean temperature in streamwise direction and the generation of smaller flow scales compared with other injection conditions, and further their appearances are simply and effectively explained by  $T$ - $\rho$  diagrams.

## 1. Introduction

液体ロケットエンジンでは、高い推力性能を得るため、燃焼圧力を高める傾向にあり、酸化剤や燃料の臨界圧力値を超える高圧環境下において、流体混合や燃焼現象が生じる [1]。超臨界圧下では、表面張力や潜熱の低下が生じ、界面近傍での現象は低圧下で見られるものと大きく異なることが知られており [2]、超臨界圧流体に特化した解析が必要となる。また、ロケットエンジンでは、酸化剤と燃料の混合過程で臨界温度を跨ぐ遷臨界噴射と呼ばれる条件で作動することがある。

これまでに、超臨界圧噴流に関連する解析は実験や計算によって、多数なされてきているが [3, 4, 5, 6, 7, 8]、超臨界圧ならではの特徴は何か、低圧（大気圧）下噴流と何がどのように異なるのか、という問いに対する答えが不明瞭であった。

我々は、これまでに、超臨界圧平面噴流の解析を通して、1) 遷臨界噴射では、密度分布には大きな変化が無い一方で、噴流温度が他の条件に比べ下流まで維持される、2) 遷臨界噴射では、レイノルズ数がほぼ同じにも関わらず、より小スケールの流れ構造が生じる、3) 状態線図がシンプルかつ効果的にそれら事象を説明する、そして、4) 遷臨界噴射以外の条件では、低圧下噴流と大きな違いは無い、という超臨界圧噴流の特徴を示してきた [9]。ただし、これらは、2次元仮定で得られた結果であり、3次元解析の必要性があった。

そこで、本研究では、我々が開発してきた高解像度数値解析法 [10] により、3次元噴流の large-eddy simulation (LES) を行うことで、これまでに得てきた超臨界圧噴流の特徴に関する議論を更に深め、流れ構造の理解を推し進めていく。

## 2. Numerical method

支配方程式は、一般曲線座標系の圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。状態方程式には、Soave-Redlich-Kwong (SRK) 状態方程式 [11] を採用した。粘性係数には Zeberg-Mikkelsen らの model [12]、熱伝導率には Vasserman and Nedostup の model [13] を用いた。方程式は、噴流の密度、音速、そして噴流直径で無次元化されている。

移流項、粘性項、また metrics は 6 次精度コンパクト差分法 [14] で評価した。時間積分は 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法 [15] で行った。時間積分の最終段では、保存量に対して 8 次精度コンパクトフィルタ [14, 16] を適用した。フィルタ係数は  $\alpha_f = 0.495$  とした。

超臨界圧低温噴流、特に臨界温度を跨ぐ遷臨界噴射では、気液界面のような大きな密度/温度勾配が噴流界面に存在するという特徴がある (Fig. 1)。そのため、中心差分法であるコンパクト差分法をそのまま適用することは、界面における虚偽の数値振動や計算不安定性につながる可能性がある。このような問題を避けるため、本研究では Localized Artificial Diffusivity (LAD) method [17, 18] を用いた。我々は、これまでに、超臨界流体解析に対する LAD の評価を詳細に行い、その有効性を示してきている [10]。ちなみに、フィルタを強めることが、必ずしも計算安定性に寄与しないことを明記しておく [10]。LAD は、各輸送係数 ( $\mu$ : viscosity,  $\beta$ : bulk viscosity,  $\kappa$ : thermal conductivity) に対して人工的輸送係数を加えるだけであり、実装が容易である。例えば、粘性係数は、 $\mu = \mu_f + \mu^*$  ( $\mu_f$  は物理粘性係数、 $\mu^*$  は人工粘性係数) と評価される。本計算では、人工粘性係数  $\mu^*$  と人工熱伝導率  $\kappa^*$  を以下の方

に導入する：

$$\mu^* = C_\mu \rho \left[ \sum_{l=1}^{n_d} \frac{\partial^r \mathbf{S}}{\partial \xi_l^r} \Delta \xi_l^r \Delta_l \right], \quad (1)$$

$$\kappa^* = C_\kappa \frac{\rho c_s^3}{T^2} \left[ \sum_{l=1}^{n_d} \frac{\partial^r T}{\partial \xi_l^r} \Delta \xi_l^r \Delta_l \right]. \quad (2)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $\mathbf{S}$  は歪み速度テンソル、 $T$  は温度、そして  $c_s$  は音速である。  $n_d = 1 \sim 3$  は次元の数である。無次元係数 ( $C_\mu$ ,  $C_\kappa$ ) は、従来の評価 [17, 18] と超臨界圧流体に対する評価 [10] に基づき、 $C_\mu = 0.002$ ,  $C_\kappa = 0.01$  と設定した。添え字  $l (= 1, 2, 3)$  は、各格子方向を表わしている。  $\Delta \xi_l$  は一般曲線座標系、 $\Delta_l$  はデカルト座標系における格子幅である。  $r = 4$  とし、陽的な 4 次精度中心差分により微分項を評価した。上付きバーはフィルタ操作であり、近似 Gaussian filter を用いた。本計算対象では、温度勾配を用いた Eq. (2) の人工熱伝導率が有効的に働くことを明記する。

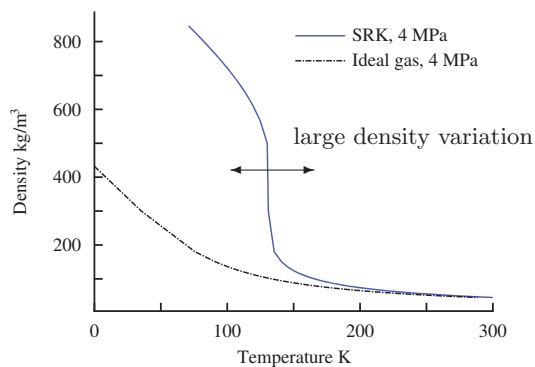


Figure 1: Thermodynamic property with comparison between the SRK and the ideal gas equations of state.

### 3. Results and Discussions

Mayer らの実験 [19] を参考に、超臨界圧における 3 次元円形室素噴流の LES 解析を行った。室素の臨界密度は  $\rho_{cr} = 313.3 \text{ kg/m}^3$ 、臨界圧力は  $p_{cr} = 3.4 \text{ MPa}$ 、臨界温度は  $T_{cr} = 126.2 \text{ K}$  である [20]。これまでに行った平面噴流解析により、超臨界圧噴流において、その特徴が現れるのは、臨界温度を跨ぐ遷臨界噴射であり、特に臨界圧力近傍でその特徴が顕著になることが示唆されてきた [9]。そのため、Mayer らの実験条件から、臨界圧近傍で遷臨界噴射となる条件と臨界温度を跨がない噴射条件の 2 つを選択した (Cases 3 and 4 in [19])。計算条件を Table. 1 に示す。これ以降、添字  $inj$  は噴流、 $\infty$  は雰囲気 (chamber) を意味する。ここで、両条件に共通な値は、圧力  $p_{inj} = p_\infty = 3.97 \text{ MPa}$ 、雰囲気

気密度  $\rho_\infty = 45.46 \text{ kg/m}^3$ 、雰囲気温度  $T_\infty = 298 \text{ K}$ 、噴流直径  $D = 2.2 \text{ mm}$  である。Case A が遷臨界噴射条件となる (Mayer らの Case 3 に相当)。

Table 1: Conditions with SRK EoS.

|   | $T_{inj}$ | $\rho_{inj}/\rho_\infty$ | $Re_{inj} (\times 10^5)$ | $Pr_{inj}$ |
|---|-----------|--------------------------|--------------------------|------------|
| A | 125.2 K   | 9.6                      | 1.35                     | 4.27       |
| B | 136.0 K   | 3.7                      | 1.23                     | 2.47       |

実験において、噴射速度は  $2 \sim 5 \text{ m/s}$  (マッハ数にすると  $0.01 \sim 0.02$  程度) と低速であるが、本計算では、圧縮性の効果は無視できると仮定し、噴射マッハ数を  $M_{inj} = 0.2$  と設定した。ただし、その他の無次元数 (レイノルズ数やプラントル数など) は噴射速度  $5 \text{ m/s}$  とした実験条件に合わせている。これにより、実験との厳密な比較はできなくなるが、低速流における方程式の解硬直性を避けることができ、また必要となる解析時間の短縮にもつながる。

計算領域は、 $400D \times 56D \times 56D$  の直方体とし (実験は円筒形)、2 つの格子解像度 (Grid1:  $211 \times 171 \times 171$  and Grid2:  $303 \times 185 \times 185$ ) を用いた。最小格子幅は、入口せん断層中心で  $\Delta s = 4.94 \times 10^{-5} \text{ m}$  である。出口境界では、圧力固定、その他の物理量は外挿した。それ以外の境界は、滑り壁条件とした。入口マッハ数分布は、上述した噴射マッハ数  $M_{inj} = 0.2$  を用いて、双曲線正接関数で与えた：

$$M_i(r_c) = \frac{M_{inj}}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[ \frac{1}{4} \frac{D}{\Theta} \left( \frac{D}{2r_c} - \frac{2r_c}{D} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

ここで、 $\Theta = D/45$  は運動量厚さであり ( $\Theta$  は任意パラメータであり、用いた格子で速度分布が適切に解像できるように設定)、 $r_c$  は噴流中心からの距離である。変動成分などは与えていない。密度など他の物理量分布は、Error 関数 ( $C_\epsilon = 3.0$  in [10]) を用いて滑らかに与えた。CFL 数は  $0.6$  とした。平均値や変動値といった統計量は、約  $8 \text{ ms}$  間のデータを処理することで得た。

#### Jet vortical structure

Figure 2 に、Case A (on Grid 2) で得られた初期過程における渦構造の発達の様子を示す。噴射直後は、Kelvin-Helmholtz 不安定性により、顕著な周期的渦輪列構造が見られ、この構造は本条件では  $x/D = 4 \sim 5$  付近で崩壊する。その後、渦度成分  $\omega_x$  が渦輪に発生していることからわかるように、渦輪が周方向に変形し、小規模な縦渦へと分裂していく。この縦渦は、渦輪に巻き付くように発生し、下流域では流れ方向に引き延ばされている様子が見られる。これらの渦構造に関

しては、低圧（大気圧）下の気体噴流で報告されている構造（例えば、[21] など）と非常に良く似ており、超臨界圧また遷臨界噴射に特徴的といえる構造は見られていない。Figure 3 に、ある程度経過した後の各ケースの渦構造を示す。Case B のほうが、より上流から不安定性が始まること、また、噴流の拡がりやや大きいことがわかる。これについては、以降で議論する。

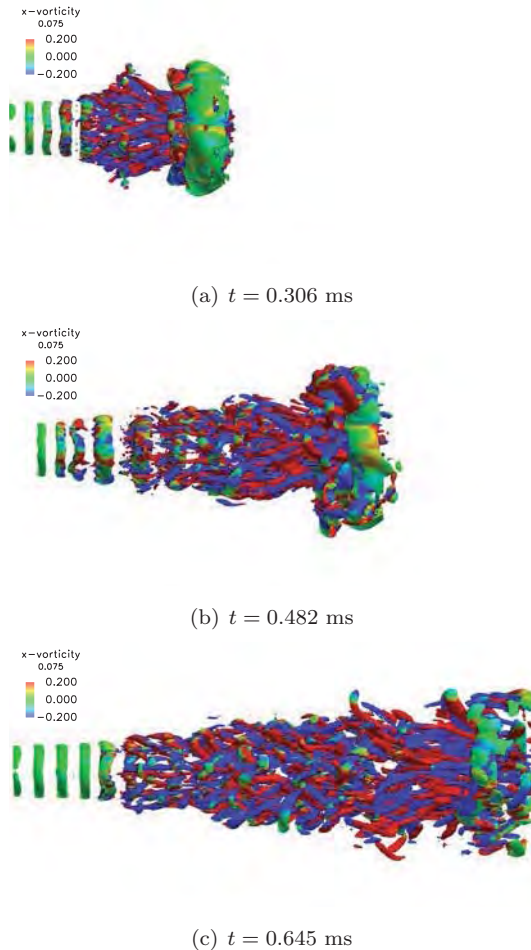


Figure 2: Instantaneous vortical structure using Q-criterion and vorticity component  $\omega_x$  at the initial stage in Case A, where  $x/D=[1.9:12.7]$ .

#### Comparison with measured and other data

Figure 4 に噴流中心軸上の平均密度分布を用いた比較を示す。Schmitt らの LES 解析（3 次精度、非構造格子）[8] を合わせてプロットした。上記したように、本解析と実験では噴射速度が異なるため、厳密に比較することはできないが、dense-core の長さや分布の傾向など、噴射条件による相対的な違いは良く再現されている。Schmitt らの計算との比較では、本解析結果のほうが、全体的に分布が下流に移動している。これには、速度設定の違いによるものと考えられる一方で、入口条

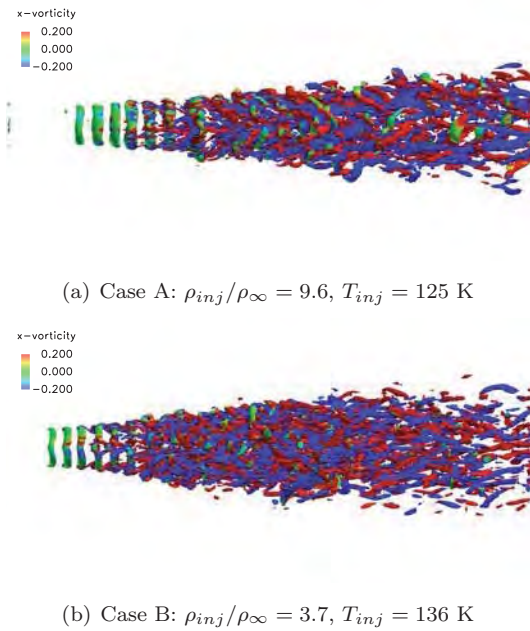


Figure 3: Comparison of instantaneous vortical structure using Q-criterion and vorticity component  $\omega_x$  between Cases A and B, where  $x/D=[0:14.6]$ .

件の依存性（乱流変動量の大きさ）も dense-core の長さなどに影響することが知られている [8]。噴流幅を表す half-width, half-maximum (HMHW)[19, 8] を Fig. 5 に示す。本解析結果は、同じ位置で比較すると、狭い噴流幅となっているが、これは、長い dense-core など、本分布が全体的に下流にずれていることに対応している。ただし、噴流幅の成長率（傾き）は、schmitt らの結果とほぼ同じである。噴流構造を代表するこれら平均値に対する本解析の格子収束性は非常に良く、今後の議論は Grid2 の結果を用いる。

#### Characteristics on mean flow fields

改めて、両ケースの解析結果の比較を Fig. 6 に示す。中心軸上の平均無次元密度と温度分布である。密度分布には、dense-core の長さ変化はあるが、変化の傾向自体に大きな違いは無い。密度比（流量）が大きくなれば、dense-core は長くなり、噴流幅も狭まる（Fig. 5 参照）という、低圧下噴流でも見られる一般的な傾向が確認できる。

温度分布には、前報 [9] ほど顕著ではないが、1) 遷臨界噴射である Case A では、噴流温度の変化が比較的緩やかであること、2) 臨界温度を超えて噴射された Case B では、線形的に減少し、より早く雰囲気温度に近づくようになること、が確認できる。これらの傾向は、Fig. 7 に示す平均温度分布からも確認できる。

このような傾向となるのは、前報同様 [9]、 $T$ - $\rho$  線図



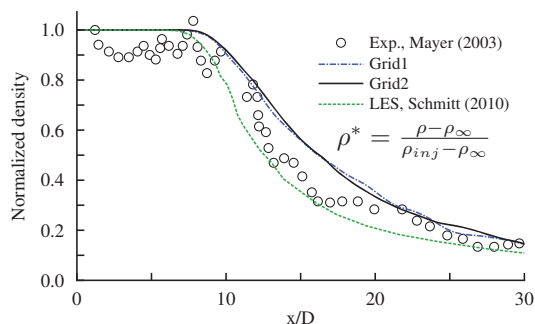
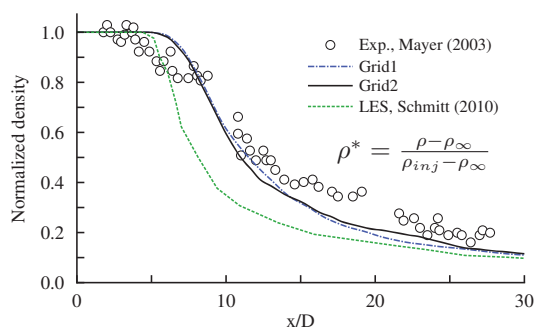
(a) Case A: density ratio  $\bar{\rho} = 9.6$ (b) Case B: density ratio  $\bar{\rho} = 3.7$ 

Figure 4: Mean density profiles on the centerline, compared with a measured data and an earlier LES simulation.

により、シンプルかつ明確に説明することができる。Figure 8に示すように、遷臨界噴射である Case A は、雰囲気温度  $T_{\infty} = 298$  K へ変化する際に、密度は変化しても、温度があまり変化しない領域を通過する (Case A の○から  $T_{\infty}$  へその経路を辿って頂きたい)。一方で、Case B では、 $T_{\infty}$  への経路において、そのような特異な変化は存在しない。故に、Case A の噴射では、温度変化が密度変化に対して鈍い領域が生成されることになり、これが Fig. 6(b) や Fig. 7 に示された温度分布の傾向に対応する。この  $T$ - $\rho$  線図を用いた説明は、これまで頻繁に用いられてきた定圧比熱がピークを持つという説明 [5, 7, 22] よりも、シンプルであり、応用が利く (異なる条件での噴流場の予測など) ものである。

#### Characteristics on fluctuations

非定常変動場における特徴を抽出するため、流れ場の幾つかの点に対してスペクトル解析を行った。ちなみに、2次元噴流場では、条件による流れスケールの違いが密度分布からもはっきりと可視化されていたが [9], 3次元場では明確な違いが見られなかった。ここでは、流れ場 2 点, P1:  $x/D = 10.0$  and  $z/D = 0.5$  と P2:  $x/D = 10.0$  and  $y/D = 0.5$  (P1 shown in Fig. 9(a))

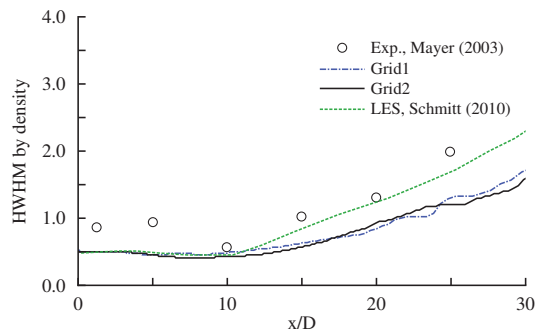
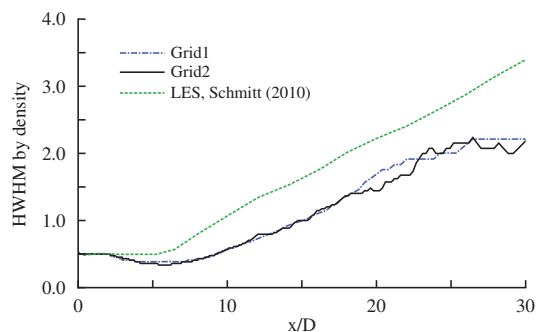
(a) Case A: density ratio  $\bar{\rho} = 9.6$ (b) Case B: density ratio  $\bar{\rho} = 3.7$ 

Figure 5: Comparison of HWHM (jet width) with a measured data and an earlier LES simulation.

における非定常データを取得し、 $z$  方向速度成分ならびに  $y$  方向速度成分をスペクトル解析した結果を Fig. 9 に示す。いずれの点においても、Case A は、高周波領域のパワースペクトルが Case B よりも大きく、小スケールの流れ構造が存在しているといえる。両ケースともレイノルズ数はほぼ同じであることから、前報で議論したように、密度比や状態変化 ( $\partial\rho/\partial T$ ) がその要因と推察される。流れ場構造 (例えば、Fig. 3 の渦構造) とスペクトルによる流れスケールとの関係の理解については、より詳細な考察が必要であり、現在追加の解析を行っているところである。

Case A は、Case B に比べ密度比が大きく、Fig. 8 にある  $T$ - $\rho$  線図からもわかるように、密度勾配を保ちやすい特性を持つ (図を 90 度回転させていただきたい)。また、密度勾配は、渦度方程式における baroclinic torque の生成に寄与し、second instability が誘起されることが知られている [23]。それゆえ、Case A のような遷臨界噴射は、高密度比かつ大きな密度勾配という要因を満たしており、流れの不安定性が誘起され易い条件と考えられる。これは、超臨界噴流、特に遷臨界噴射条件において顕著となるユニークな特性である。

#### 4. Conclusions

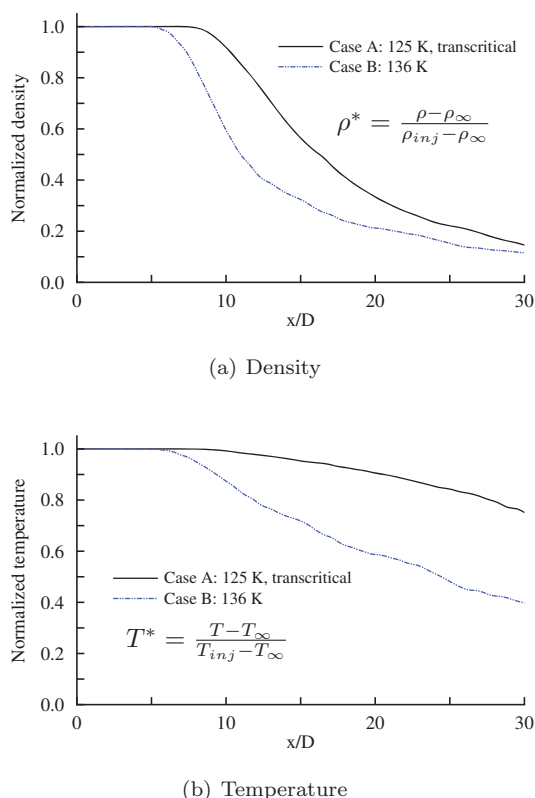


Figure 6: Mean profiles on the centerline with the effect of injection temperature.

著者らが開発した高解像度数値手法を適用し、超臨界圧における3次元円形室素噴流のLES解析を行った。まず、超臨界圧下における噴流渦構造は、低圧（大気圧）下の気体噴流で報告されている構造と非常に良く似ていることが示された。測定データとの比較により、本手法が超臨界噴流の振る舞いをよく再現できることが示された。そして、これまでに2次元平面噴流解析により得られてきた超臨界圧噴流のユニークな特徴を、3次元流れ場解析においても確認した。これらは、臨界温度を跨ぐ遷臨界噴射という条件において、低温領域である噴流温度が相対的に下流まで維持される、そして、より小スケールの流れ構造が生じる、という特徴であり、それらは、 $T$ - $\rho$ 線図によって、シンプルかつ効果的に説明できることを示した。

#### 参考文献

- [1] V. Yang, M. Habiballah, J. Hulka, M. Popp, Liquid rocket thrust chambers: aspects of modeling, analysis, and design, Progress in astronautics and aeronautics.
- [2] B. Chehroudi, D. Talley, E. Coy, Visual characteristics and initial growth rates of round cryogenic jets

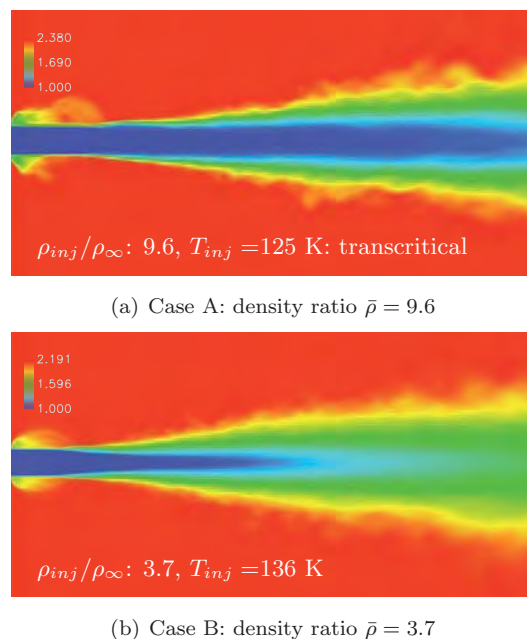
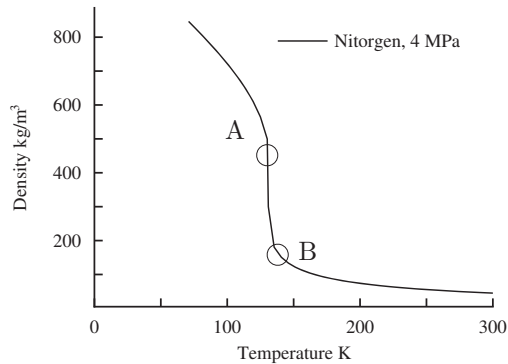


Figure 7: Mean temperature distributions on  $x$ - $z$  plane.  $x/D = [0 : 20]$  and  $z/D = [-7.1 : 7.1]$ .

at subcritical and supercritical pressures, Physics of Fluids 14 (2002) 850.

- [3] J. Oefelein, V. Yang, Modeling high-pressure mixing and combustion processes in liquid rocket engines, Journal of Propulsion and Power 14 (5) (1998) 843–857.
- [4] N. Okong'o, J. Bellan, Direct numerical simulation of a transitional supercritical binary mixing layer: heptane and nitrogen, Journal of Fluid Mechanics 464 (2002) 1–34.
- [5] R. Branam, W. Mayer, Characterization of cryogenic injection at supercritical pressure, Journal of Propulsion and power 19 (3) (2003) 342–355.
- [6] G. Cheng, R. Farmer, Real fluid modeling of multiphase flows in liquid rocket engine combustors, Journal of propulsion and power 22 (6) (2006) 1373–1381.
- [7] N. Zong, H. Meng, S. Hsieh, V. Yang, A numerical study of cryogenic fluid injection and mixing under supercritical conditions, Physics of fluids 16 (2004) 4248.
- [8] T. Schmitt, L. Selle, A. Ruiz, B. Cuenot, Large-Eddy Simulation of Supercritical-Pressure Round Jets, AIAA Journal 48 (2010) 2133–2144.
- [9] H. Terashima, S. Kawai, Some unique characteristics of trans/supercritical jet mixing flows, in preparation, or 日本航空宇宙学会北部支部 2011 年講演会論文集 (JSASS-2011-H008).
- [10] H. Terashima, S. Kawai, N. Yamanishi, A high-resolution numerical method for supercritical flows with large density variations, accepted for publication in AIAA Journal, or proceedings of ANSS2010 (JSASS-2010-2033-A).

Figure 8:  $T$ - $\rho$  diagrams.

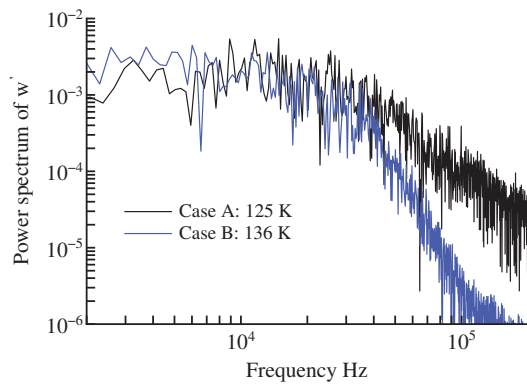
- [23] J. Reinaud, L. Joly, P. Chassaing, The baroclinic secondary instability of the two-dimensional shear layer, *Physics of Fluids* 12 (10) (2000) 2489.

- [11] G. Soave, Equilibrium constants from a modified redlich-kwong equation of state, *Chemical Engineering Science* 27 (6) (1972) 1197–1203.
- [12] C. Zeberg-Mikkelsen, S. Quinones-Cisneros, E. Stenby, Viscosity modeling of light gases at supercritical conditions using the friction theory, *Ind. Eng. Chem. Res* 40 (17) (2001) 3848–3854.
- [13] A. Vasserman, V. Nedostup, An equation for calculation of the thermal conductivity of gases and liquids, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 20 (1) (1971) 89–92.
- [14] S. Lele, Compact finite difference schemes with spectral-like resolution, *Journal of Computational Physics* 103 (1) (1992) 16–42.
- [15] S. Gottlieb, C. Shu, Total variation diminishing runge-kutta schemes, *Mathematics of Computation* 67 (221) (1998) 73–85.
- [16] D. Gaitonde, M. Visbal, Pade-Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal* 38 (2000) 2103–2112.
- [17] A. Cook, W. Cabot, A high-wavenumber viscosity for high-resolution numerical methods, *Journal of Computational Physics* 195 (2) (2004) 594–601.
- [18] S. Kawai, S. Lele, Localized artificial diffusivity scheme for discontinuity capturing on curvilinear meshes, *Journal of Computational Physics* 227 (22) (2008) 9498–9526.
- [19] W. Mayer, J. Telaar, R. Branam, G. Schneider, J. Hussong, Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure, *Heat and Mass Transfer* 39 (8) (2003) 709–719.
- [20] E. Lemmon, M. Huber, M. McLinden, NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 8.0, National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, MD.
- [21] 豊田国昭, 噴流の渦 (特集 渦), *ながれ: 日本流体力学会誌* 24 (2) (2005) 151–159.
- [22] Y. Yin, X. Lu, Effects of injection temperature on the jet evolution under supercritical conditions, *Chinese Science Bulletin* 54 (22) (2009) 4197–4204.

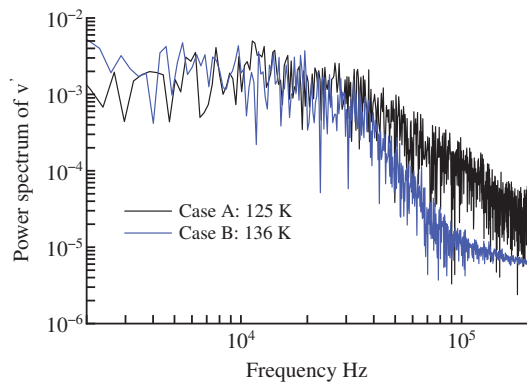




(a) Position where fluctuation data are taken. P2 is placed at  $x/D = 10$  and  $y/D = 0.5$ .  $x/D = [0 : 14.7]$ .



(b) Power spectrum of  $w'$  at P1



(c) Power spectrum of  $v'$  at P2

Figure 9: Comparison of power spectrum using velocity fluctuations.

## 数値シミュレーションによるジェットブラストの遠方場予測

石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 渡辺重哉  
宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

## Numerical Simulation of the Far-Field Jet Blast

by  
Keiichi Ishiko, Atsushi Hashimoto, Yuichi Matsuo and Shigeya Watanabe

## ABSTRACT

The runways A and B of Tokyo international airport (Haneda airport) have a cross over point. When an aircraft takes off from the runway A, it may be possible at this cross over point that the jet blast from the aircraft constitutes a hazard for another aircraft landing on the runway B. Therefore, it is required for operational safety and for improvement of capacity and efficiency of air traffic control to predict the trajectory of long-distance jet blast with high accuracy. In order to examine the far-field velocity of jet blast by computational fluid dynamics (CFD) in this research, simulation with Reynolds averaged Navier-Stokes (RANS) equation is carried out by using very large computational domain. The velocity profiles obtained by numerical simulation agree well with those obtained by experiments. Moreover, it is also found that the blast is sensitive to the cross-wind.

## 1. はじめに

羽田空港には、図1に示すようにA滑走路(RWY16R/34L)とB滑走路(RWY04/22)が互いに交差している。A滑走路から離陸する航空機の排気(ジェットブラスト)はB滑走路に着陸する航空機に対し突風となり非常に危険となる可能性があるため、安全性を考慮すると離発着の時間間隔は制限されてしまう。よって、運航効率の向上を図る上で、ジェットブラストの速度分布や軌跡を遠方まで精度良く予測する手法が求められている。

Khrivotらは壁面噴流について、広い領域における実験と非等方乱流モデルを用いたRANS方程式による数値解析を行い、ジェットの広がりや乱流の発達の様子、高温ジェットにおける浮力の影響等を調査した<sup>(1)</sup>。また、過去に行われてきた他の研究者らの実験についても言及している。しかし、壁面の有無にかかわらず、ジェットの遠方場に関する研究は、近傍場に関する研究と比較すると、実験および数値解析ともに希少である。また、ジェットに対し風の影響を取り扱った研究も存在する<sup>(2)(3)</sup>ものの、ジェットの背景風に対する運動量比が10以下の比較的低い条件下でのみ検討されており、ジェットブラストの問題に適用できるほど十分な現象の理解が成されているとは言い難い状況である。

国内では、国土交通省が主体となりジェットブラストをモデル化するために、平成22年3月羽田空港にて停留したBoeing 777-300の実機を用いたジェットブラストの速度計測が行われた。しかし、計測されたデータは離散的で計測地点が限定されてしまい、また、風の影響を大きく受けてしまった。よって、影響領域全体を把握し、風を含めた様々な影響を調査するため、CFDによるジェットブラストの解析が期待されている。

本研究では、CFD解析により羽田空港におけるジェットブラストの遠方場における速度分布を高精度で予測し、羽田空港の運用基準の改善・刷新につながる知見・データを取得することを目指す。本稿では、ジェットエンジンを二本の同軸円筒ノズルで模擬し、そのジェットブラストについてRANS方程式を数値的に解き、遠方場における流速分布を実験と比較する。また、背景風の大きさを変えて、横風が遠方における速度分布に与える影響を調べる。更に、乱流モデルのモデル係数について修正を加え、その効果について調べる。



図1 羽田空港の滑走路。

(<http://ja.wikipedia.org/wiki/東京国際空港>)

## 2. 数値計算法

## 2.1 高速流体解析ソルバ

本研究では、宇宙航空研究開発機構で開発された高速流体解析ソルバ FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR)<sup>(4)</sup>を用いて解析を行う。支配方程式は三次元圧縮性 Favre 平均 Navier-Stokes 方程式であり、非構造格子法をベースとした有限体積法により離散化を行う。本計算の対象となる速度域は広範囲におよぶため、セル界面における数値流束計算には、全音速スキームの一つである SLAU<sup>(5)</sup>を用いる。セル内の勾配を Green-Gauss 法で計算し、MUSCL 内挿により空間2次精度化する。また、流束制限関数には、Venkatakrishnan のリミッタを非構造格子用に拡張して用いる<sup>(6)</sup>。時間積分には LU-SGS 陰解法<sup>(7)</sup>を用いる。乱流モデルには Shear Stress Transport (SST) 乱流モデル<sup>(8)(9)</sup>を用いて乱流計算を行う。

## 2.2 Shear Stress Transport (SST) 乱流モデル

SST 乱流モデルには幾つかのバージョンが存在する。本研究では、Menter による 2003 年以降のモデル<sup>(9)</sup>を使用し、以下 SST-2003 と表記する。

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1)$$



$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_i} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma_{\omega} \mu_i \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1-F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2)$$

ここで、式(1)(2)中のパラメータ  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_{\omega}$  はモデル係数であり、表 1 に示すように境界層内(添え字 1)と境界層外(添え字 2)のそれぞれで与えられる係数を混合関数  $F_1$  により接合された形で表現されている。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1-F_1) \phi_2 \quad (\phi = \gamma, \beta, \sigma_k, \sigma_{\omega}) \quad (3)$$

表 1 SST-2003 モデル係数

| 境界層内                      | 境界層外                        |
|---------------------------|-----------------------------|
| $\gamma_1 = \frac{5}{9}$  | $\gamma_2 = 0.44$           |
| $\beta_1 = 0.075$         | $\beta_2 = 0.0828$          |
| $\sigma_{k1} = 0.85$      | $\sigma_{k2} = 1.0$         |
| $\sigma_{\omega 1} = 0.5$ | $\sigma_{\omega 2} = 0.856$ |

### 2. 3 SST 乱流モデルの修正

SST 乱流モデルのモデル係数の違いによる影響を調べるため、本研究ではモデル係数の修正を行った。k-ε モデルでは、標準的な Jones-Launder のモデル係数<sup>(10)</sup>の他、Chien のモデル係数<sup>(11)</sup>がしばしば使用されている<sup>(12)</sup>。一方、SST 乱流モデルの境界層外層における式は、次式で与えられる k-ε モデルを k-ω モデルと対応する形に式変形したものである。

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} = P - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \varepsilon}{\partial x_j} = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{2\varepsilon} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_i}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

ただし、 $\nu_i = C_{\mu} k^2 / \varepsilon$  である。ここで、パラメータ  $C_{\mu}$ ,  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_{\varepsilon}$  はモデル係数であり、表 2 に Jones-Launder のモデル係数と Chien のモデル係数をそれぞれ示す。

表 2 k-ε モデルのモデル係数

|                        | Jones-Launder | Chien |
|------------------------|---------------|-------|
| $C_{\mu}$              | 0.09          | 0.09  |
| $C_{1\varepsilon}$     | 1.44          | 1.35  |
| $C_{2\varepsilon}$     | 1.92          | 1.80  |
| $\sigma_k$             | 1.0           | 1.0   |
| $\sigma_{\varepsilon}$ | 1.3           | 1.3   |

k-ε モデルのモデル係数と SST 乱流モデルのモデル係数との対応は次式の関係になる。

$$\gamma_2 = C_{1\varepsilon} - 1 \quad (6)$$

$$\beta_2 = C_{\mu} (C_{2\varepsilon} - 1) \quad (7)$$

$$\sigma_{k2} = \frac{1}{\sigma_k} \quad (8)$$

$$\sigma_{\omega 2} = \frac{1}{\sigma_{\varepsilon}} \quad (9)$$

表 2 に示す係数の値を式(6)~(9)に代入し、SST-2003 のモデル係数と対応させたものを表 3 に示す。表 3 より、Jones-Launder のモデル係数は、 $\sigma_{\omega 2}$  の値に若干差があるものの、SST-2003 のモデル係数と一致する。一方、Chien のモデル係数では、 $\gamma_2$  と  $\beta_2$  の値が小さく抑えられているのが分かる。

表 3 k-ε モデルと SST-2003 のモデル係数との対応

|                            | Jones-Launder | Chien |
|----------------------------|---------------|-------|
| $\gamma_2$ ((6)式)          | 0.44          | 0.35  |
| $\beta_2$ ((7)式)           | 0.0828        | 0.072 |
| $\sigma_{k2}$ ((8)式)       | 1.0           | 1.0   |
| $\sigma_{\omega 2}$ ((9)式) | 0.769         | 0.769 |

乱流モデルの修正において、ここでは更に Sarkar の圧縮性補正を加える。この修正は k-ε モデルで良く用いられる方法で、k 方程式(4)の消滅項  $\rho \varepsilon$  を次式のように修正している。

$$\rho \varepsilon (1 + \alpha M_i^2) \quad (10)$$

ここで  $M_i$  は、乱流運動エネルギー  $k$  および音速  $a$  を用いて  $M_i = \sqrt{2k}/a$  で表される乱流マッハ数であり、パラメータ  $\alpha$  は 1.0 とする。SST-2003 においても k 方程式の消滅項に対し同様の修正を施す。Sarkar の圧縮性補正が境界層の外側でのみ効くように混合関数を用いると、式(1)の消滅項は次のように修正される。

$$\beta^* \rho \omega k \{ 1 + (1-F_1) \alpha M_i^2 \} \quad (11)$$

Chien のモデル係数を使用し、Sarkar の圧縮性補正<sup>(13)</sup>を加えた修正 SST-2003 を、以下では SSTCS-2003 と表記する。

### 3. 格子および計算条件

図 2(a)に計算領域概略、図 2(b)に全体の計算格子をそれぞれ示す。本計算では、Boeing777-300 のジェットエンジンを二本の同軸円筒ノズルで模擬する。Boeing777-300 のエンジンはターボファンであり、コアノズル直径を  $D_{core}$  とおいた時、ファンノズル直径は約  $2D_{core}$  となる。ただし、本計算では、長さ約  $30D_{core}$  の二本の円筒ノズル先端から同軸の噴流を与えるものとし、航空機本体およびエンジン形状は考慮しない。また、円筒ノズル内も計算しない。図 2(b)中の航空機の図は、ジェットエンジンの位置と同軸円筒ノズル位置を合わせた概念図である。計算領域は機軸方向に対し、ノズル先端部から上流に約  $30D_{core}$ 、下流に  $500D_{core}$  とし、地面垂直方向に  $200D_{core}$ 、スパン方向に対し、機軸より右舷側に  $100D_{core}$ 、左舷側に  $500D_{core}$  確保する。ジェットの高さはジェット中心軸が地面から  $3D_{core}$  の位置になるように設定した。図 2(c)はノズル先端部断面における格子の図である。赤で示された領域がコアノズル流の流入位置を示し、その周囲にある黄で示された領域がファンノズル流の流入位置を示す。

コアノズル流およびファンノズル流からの流入条件は、別途行ったターボファンの性能計算の結果から与える。この時、コアノズル流の流入マッハ数は  $M_{core} = u_{core} / a_{core} = 0.51$ 、ファンノズル流の流入マッハ数



は  $M_{fan} = u_{fan} / a_{fan} = 0.70$  となった。コアノズル流の方がファンノズル流よりもマッハ数が小さいのは、コアノズル流の温度がファンノズル流の温度よりも高いため、音速が大きくなったからである。コアノズル流およびファンノズル流はともに適正膨張すると仮定している。ファンノズル流の温度はほぼ大気温度と等しい。

地面は滑り無し断熱壁を仮定し、円筒ノズルの側壁には滑り境界条件を仮定する。比熱比は 1.4 で一定とする。

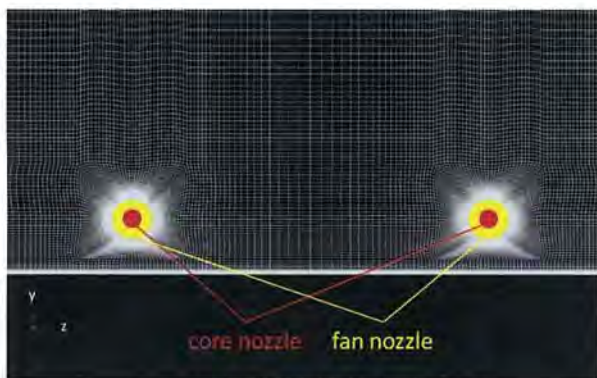
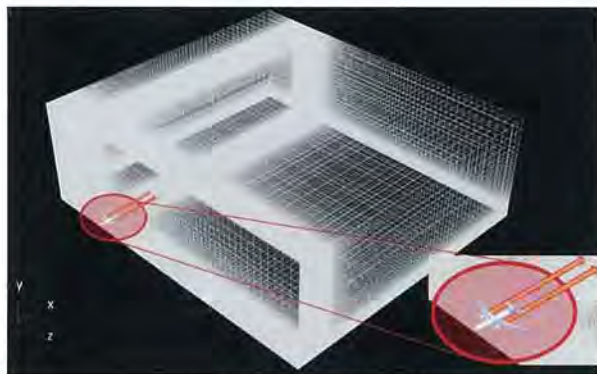
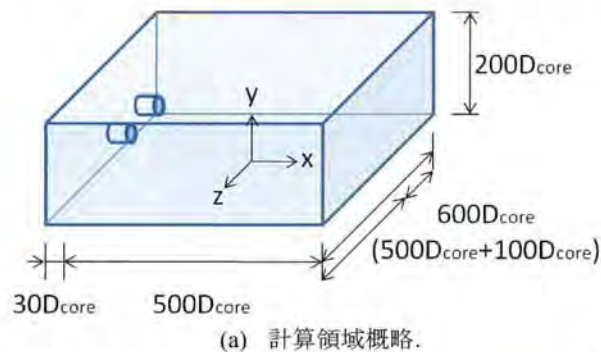


図2 計算領域および計算格子.

#### 4. ジェットブラストの遠方場速度分布実測データ

平成 22 年 3 月羽田空港にて、国土交通省が主体となり、停留中の Boeing777-300 からのジェットブラストに対する遠方場での速度計測が行われた。この時に得られたジェットブラストの速度分布を数値計算結果との比較に用いる。エンジン圧力比(EPR)は 1.186 である。風速計は図 3 に示すように、航空機機軸に対しエンジン位置を原点とし、下流約  $200D_{core}$ 、 $300D_{core}$ 、 $405D_{core}$ 、 $500D_{core}$  および  $600D_{core}$  の 5 地点に横一列に合計 54 個設置されている。図 4 に、 $200D_{core}$  から  $500D_{core}$  における風速のスパン方向分布を示す。ただし、速度はコアノズル流の音速  $a_{core}$  で無次元化し

である。図 4 から分かるように、実験当日の風環境は、非常に横風が強い状態であり、 $405D_{core}$  より下流ではジェットブラストは計測領域から機体左舷側に逸れてしまいデータを得ることができなかった。そこで速度データを得ることのできた  $200D_{core}$  および  $300D_{core}$  でのみ数値解析結果との比較を行う。

また、背景風の向きおよび大きさを把握するため、超音波風速計が設置されている。図 3 に示すように、超音波風速計の設置位置は、ジェットブラストの計測領域よりも、風上側に  $100D_{core}$  程度離れた場所である。この超音波風速計により得られた背景風は、機軸方向について機首側から機尾側の向きを正とし、スパン方向について右舷側から左舷側の向きを正とした時、それぞれ  $u_{wind} / a_{core} = -3.07 \times 10^{-3}$ 、

$w_{wind} / a_{core} = 3.41 \times 10^{-3}$  であった。図 4 の点線は、この風速の絶対値を示している。しかし、図 4 において  $x / D_{core} = 200$  および  $300$  の  $z / D_{core} < 0$  の値や、

$x / D_{core} = 405$  および  $500$  における値を図 4 中の一点鎖線で示すと、超音波風速計の値よりも大きいことが分かる。この時、背景風の機軸方向成分は超音波風速計で得られた値と同じであると仮定すると、スパン方向成分は、

$w_{wind} / a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$  となった。

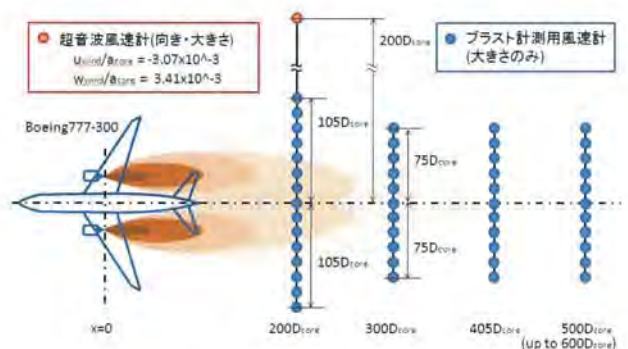


図3 風速計設置位置概略.

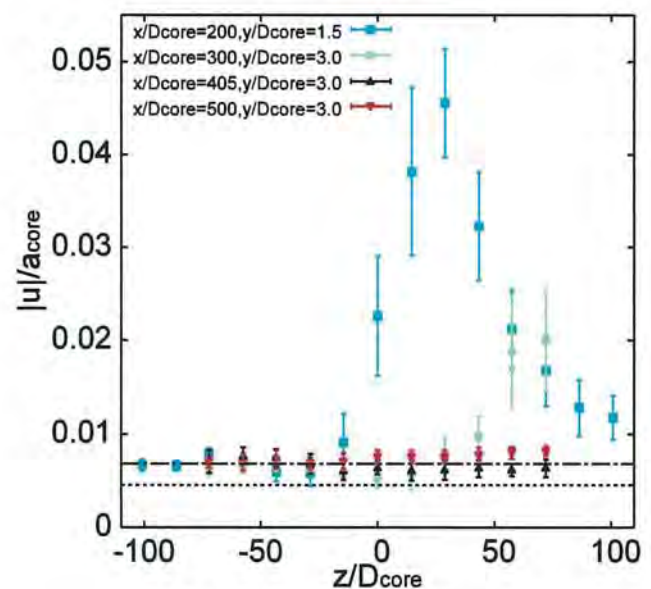


図4 風速計設置位置略図.



## 5. 結果および考察

### 5. 1 比較ケース

本研究では、背景風について機軸方向速度成分を固定値  $u_{wind}/a_{core} = -3.07 \times 10^{-3}$  で与え、スパン方向速度成分について  $w_{wind}/a_{core} = 3.41 \times 10^{-3}$  と  $w_{wind}/a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$  の二通り計算を行い、結果を比較することで、横風の影響を調べる。また、乱流モデルについて、SST-2003 とモデル係数の修正および圧縮性補正を施した SSTCS-2003 の二通りの計算結果について比較を行い、修正の有無による影響を調べる。比較ケースは表 4 にまとめる。

表 4 比較ケース

| ケース名     | 乱流モデル      | 背景風<br>( $u_{wind}/a_{core} = -3.07 \times 10^{-3}$ ) |
|----------|------------|---|
|          |            | $w_{wind}/a_{core}$                                   |
| SST-w1   | SST-2003   | $w_{wind}/a_{core} = 3.41 \times 10^{-3}$             |
| SST-w2   | SST-2003   | $w_{wind}/a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$             |
| SSTCS-w2 | SSTCS-2003 | $w_{wind}/a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$             |

### 5. 2 横風の影響

流入条件として与えた横風の影響を見るために、背景風のスパン方向成分が互いに異なる SST-w1 と SST-w2 の結果について比較する。図 5 に、コアノズル流の音速で無次元化した速度の絶対値の比較を示す。(a)は  $x/D_{core} = 200$ ,  $y/D_{core} = 1.5$ , (b)は  $x/D_{core} = 300$ ,  $y/D_{core} = 3.0$  の計測地点での結果である。図 5 より、背景風を実測値で与えた SST-w1 は、オーダーは実測値と良く一致しているもののピークの位置がずれてしまった。一方、背景風のスパン方向成分を大きく与えた SST-w2 では、ピークの位置およびオーダーともに実測と良く一致した。これは、第 4 章で議論したように、超音波風速計の値が横風の影響を過小評価していることを示している。また、横風の大きさは数 m/sec 程度の差であるが、下流でのジェット的位置が数十 m 変化しており、風の影響がジェットブラストの軌跡に与える影響が非常に大きいことが分かった。

図 6 および図 7 に、それぞれ  $M = 0.02$  および  $M = 0.03$  の等値面を示す。(a)は SST-w1, (b)は SST-w2 の結果である。また、図中の 4 つの断面は、それぞれ機軸対称面  $z/D_{core} = 0$ ,  $x/D_{core} = 200$ , 300 および 405 におけるマッハ数分布を示している。これらの図から、背景風のスパン方向成分の大きい SST-w2 の方が SST-w1 よりも、ジェットブラストが機体左舷側に大きく流されていることが分かる。特に図 6 より  $M = 0.02$  の等値面を比較すると、横風が大きい時に、その影響を受けて等値面の形状が変化することが確認された。

以上より、ジェットブラストは横風に影響を受けやすく、速度分布や軌跡をより精度良く予測するためには、背景風となる風環境についてもより高精度での予測が必要となる。

### 5. 3 乱流モデルの影響

本計算に用いた SST 乱流モデルについて、モデル係数の修正と圧縮性補正の有無による速度場への影響を調べるために、SST-w2 と SSTCS-w2 の計算結果を比較する。図 8 は、無次元化速度の絶対値の比較である。(a)は  $x/D_{core} = 200$ ,  $y/D_{core} = 1.5$ , (b)は  $x/D_{core} = 300$ ,  $y/D_{core} = 3.0$  の計測地点での結果である。図 8 より、SSTCS-w2 の結果は、モデル係数を調整して圧縮性補正を加えたことによる影響が僅かに見られるものの、SST-w2 とほとんど同様の結果を示した。

図 8(a)において、 $-100 < z/D_{core} < 100$  の範囲で実測と数値計算により得られた速度分布の形状を比較すると、実験ではピークが一つのみであったが、数値計算ではピークが二つ現れ、定性的な違いが現れた。図 9 に、 $x/D_{core} = 200$  における機軸垂直断面でのベクトル図を示す。ベクトルは速度の大きさと色付けして示した。実測データとの比較に用いた速度分布は、図 9 の白線に沿ってサンプリングされた速度であるが、図中の矢印で示すように、第二ピークの示す位置の上方に大きな渦構造が現れている。この渦構造の存在により、地表近くで外側からジェットブラスト側へ向かう流れが加速されるため、速度分布の第二ピークとして検出されたと考えられる。しかし、乱流モデルの適用限界、境界層の影響について議論できていないことから、更なる詳細な検証が必要である。

## 6. まとめ

本研究では、Boeing777-300 を模擬した二本の同軸円筒ノズルにおけるジェットブラストの数値シミュレーションを行い、遠方場における速度分布について調査を行った。その結果、背景風を流入条件に与えることで、羽田空港での実測により得られた速度データとの大まかな一致を得ることが出来た。また、ジェットブラストの軌跡は横風の影響を受けやすいため、予測精度の向上を図る上で高精度の風環境予測が必要であることが分かった。乱流モデルの影響は、遠方場速度分布にはほとんど現れなかった。ただし、数値計算結果では速度分布形状に二つのピークが現れ、実測と定性的に異なる結果となった。二つ目のピークは、数値的にはジェットブラストの風下側に渦が発生したことが原因であるが、乱流モデルの適用限界、境界層の影響を踏まえ、基礎的な実験との比較等により流れ場を詳細に調査する必要がある。

## 謝辞

本研究の遂行にあたり、平成 22 年 3 月羽田空港にて行われたジェットブラスト風速実測のデータを国土交通省より提供していただいた。また、宇宙航空研究開発機構 研究開発本部 環境適応エンジンチームの二村尚夫様には、ターボファンの性能計算結果を提供していただいた。この場を借りて謝意を表します。

## 参考文献

- 1) K. M. Khritov, D. A. Lyubimov, V. P. Maslov, B. I. Mineev, A. N. Secundov and S. F. Birch, "Three-Dimensional Wall Jets: Experiment, Theory and Application," AIAA Paper 2002-0723, 2002.
- 2) Lee, J., Birch, S. F. and Scovill, B. A., "Airport jet plume zone mapping," Journal of Aircraft, 33(4) (1996), pp. 737-742.
- 3) Keffer, J. F. and Baines, W. D., "The round turbulent jet in a cross-wind," Journal of Fluid Mechanics, 15(4) (1963), pp. 481-497.
- 4) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラッフルパウルス, 佐藤幸男, "高速流体ソルバ FaSTAR の開発," 第 42 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 2010 講演集, IC09, 2010.
- 5) E. Shima and K. Kitamura, "On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds," AIAA Paper 2009-136, 2009.
- 6) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, "非構造高速流体ソルバ FaSTAR における勾配制限関数," 第 42 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 2010 講演集, IC10, 2010.



- 7) D. Sharov and K. Nakahashi, "Reordering of hybrid unstructured grids for lower-upper Gauss-Seidel computations," AIAA Journal, Vol. 36, No. 3, 1998, pp. 484-486.
- 8) D. C. Wilcox, "Turbulence Modeling for CFD," DCW Industries, Inc., 2nd edition, 1994.
- 9) F. R. Menter, M. Kuntz and R. Langtry, "Ten years of industrial experience with the SST turbulent model," Turbulence, Heat and mass Transfer, ed: K. Hanjalic, Y. Nagano and M. Tummers, Inc., 2003, pp. 625-632.
- 10) W. P. Jones, B. E. Launder, "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence," International Journal for Heat Mass Transfer, Vol. 15, 1972, pp. 301-314.
- 11) K-Y. Chien, "Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds- Number Turbulence Model," AIAA Journal, Vol. 20, No. 1, 1982, pp. 33-38.
- 12) N. J. Georgiadis and J. R. DeBonis, "Navier-Stokes analysis methods for turbulent jet flows with application to aircraft exhaust nozzles," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 42, 2006, pp. 377-418.
- 13) S. Sarkar and L. Balakrishnan, "Application of a Reynolds stress turbulence model to the compressible shear layer," AIAA Paper 1990-1465.

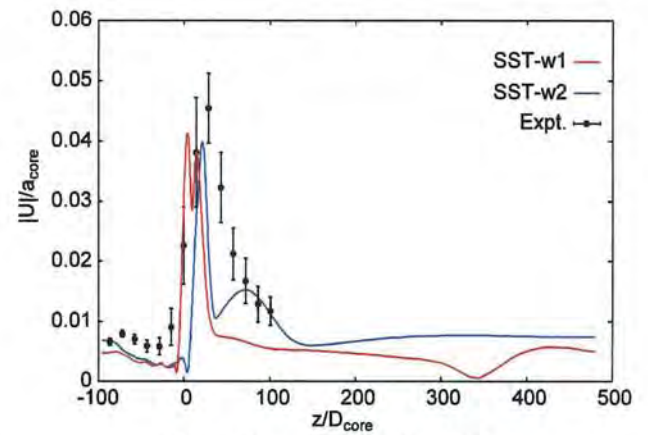
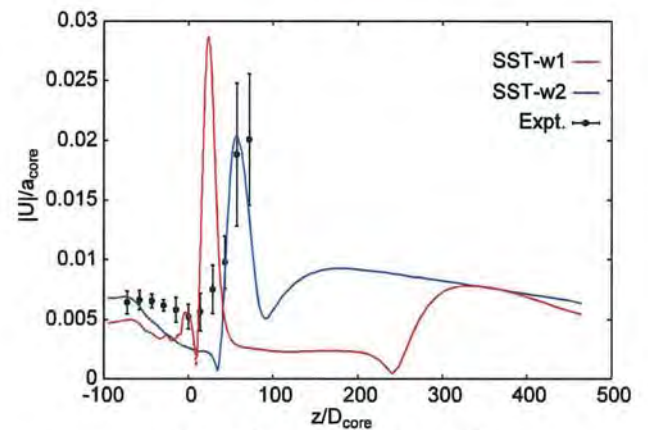
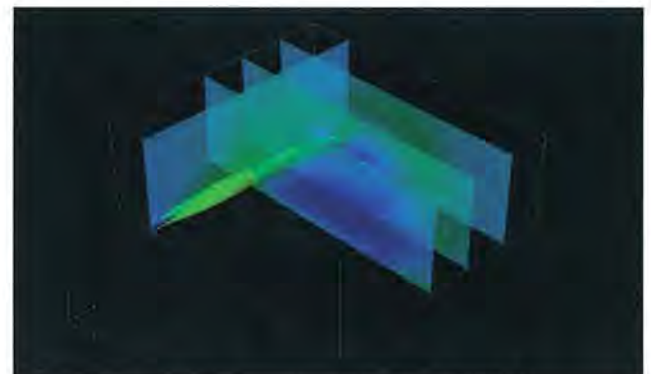
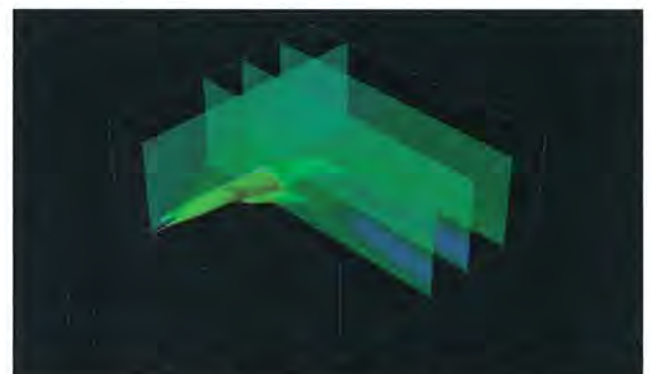
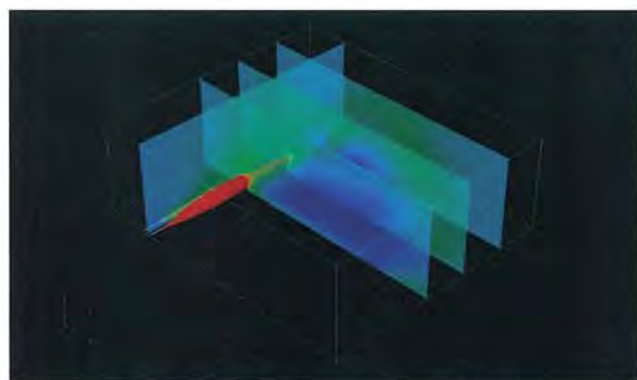
(a)  $x/D_{core} = 200, y/D_{core} = 1.5$ .(d)  $x/D_{core} = 300, y/D_{core} = 3.0$ .

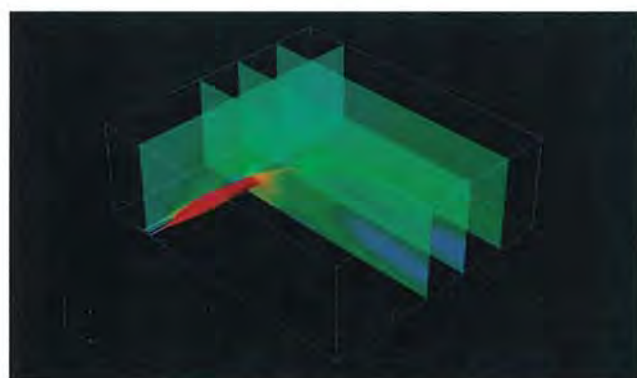
図5 速度の絶対値，横風の影響。

(a) SST-w1. ( $w_{wind}/a_{core} = 3.41 \times 10^{-3}$ )(b) SST-W2. ( $w_{wind}/a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$ )図6 マッハ数の等値面の比較， $M = 0.02$ 。





(a) SST-w1. ( $w_{wind}/a_{core} = 3.41 \times 10^{-3}$ )



(b) SST-w2. ( $w_{wind}/a_{core} = 6.03 \times 10^{-3}$ )

図7 マッハ数の等値面の比較.  $M = 0.03$ .

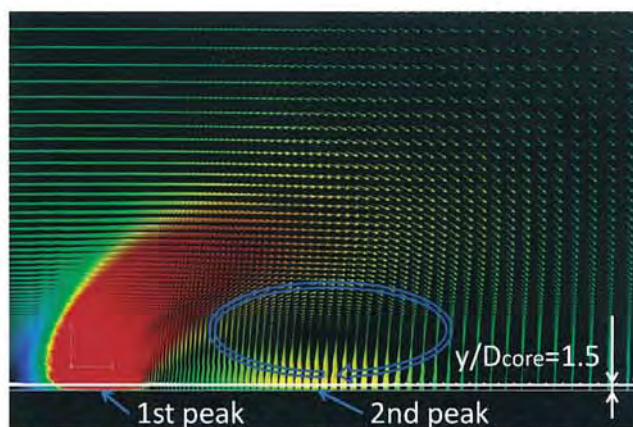
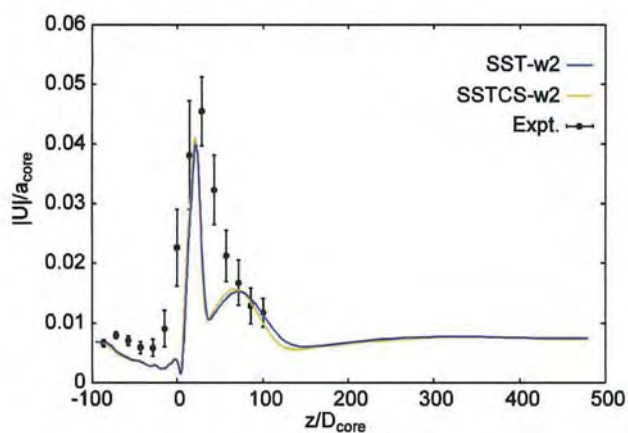
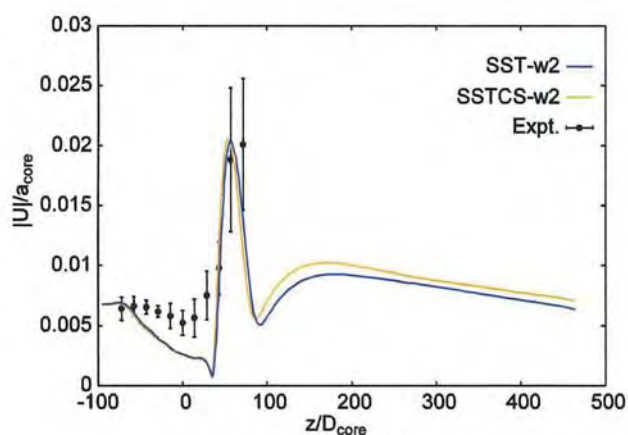


図9  $x/D_{core} = 200$  における機軸垂直断面内ベクトル図.



(a)  $x/D_{core} = 200, y/D_{core} = 1.5$ .



(b)  $x/D_{core} = 300, y/D_{core} = 3.0$ .

図8 速度の絶対値, 乱流モデルの影響.

# パルス変調を用いたSDBDプラズマアクチュエータが誘起する流れ

柳田祥之（日大院），小森瑛（日大理工・現トヨタ自動車），  
大竹智久，村松旦典，本橋龍郎（日大理工）

## A flow induced by a SDBD plasma actuator with pulse modulation

by

Shoji YANAGIDA, Akira KOMORI, Tomohisa OHTAKE, Akinori MURAMATSU and Tatsuo MOTOHASHI (Nihon Univ.)

### ABSTRACT

A SDBD plasma actuator has been proposed to use pulse modulation in order to increase the efficiency of the performance. We examined the performance of the SDBD plasma actuator by varying both duty ratio and frequency of pulse modulation. The distributions of velocity induced by the SDBD plasma actuator in the still air were measured using a hot-wire anemometer. Induced flows were visualized by Mie scattering. The induced flows depend on both the duty ratio and the modulation frequency. The flow widens vertically when the duty ratio is high and the modulation frequency is low.

### 1. はじめに

近年，流体制御デバイスとしてSDBD (Single Dielectric Discharge) プラズマアクチュエータが注目されている．これは図1に示されるように，誘電体を2枚の電極で挟んだ単純な構造であり，非常に薄いアクチュエータである．これを利用して，翼まわりの流れ場の剥離を抑制することにより空力特性が改善されることが示されている<sup>(1)</sup>．さらに，電極に印加する電圧を間欠的に変化させるパルス変調を用いることにより，翼面上の境界層の剥離を効果的に抑制できることが報告されている<sup>(2)</sup>．

本研究では，パルス変調を用いたSDBDプラズマアクチュエータが誘起する流れを調べるために，静止大気中で実験を行った．パルス変調のパラメータである変調周波数，Duty比を変えることにより流れがどの様に変化するのかを流れの可視化，速度分布の測定によって調べた．

### 2. 実験装置および方法

実験に使用したSDBDプラズマアクチュエータの断面図を図1に示す．電極には厚さ70 $\mu\text{m}$ の銅テープを，誘電体には厚さ70 $\mu\text{m}$ のポリイミドテープを5枚重ねて使用した．露出電極の幅は1mm，被覆電極は10mm，両電極間のx方向の間隔は空けていない<sup>(3)</sup>．SDBDプラズマアクチュエータの作動にはピー・エス・アイ社製の高周波数・高電圧の電源装置 (PSI-PG1040F) を使用した．

図2に電極間に印加するパルス変調された矩形波の模式図を示す．本研究ではパルス変調のパラメータを変調周波数 $f_m (= T_m^{-1})$ ，Duty比 $D (= T_{on}/T_m)$ のみとし，基本波周波数 $f_{base} (= T_{base}^{-1})$ は8kHz，印加電圧は10kV<sub>p-p</sub>とした<sup>(3)</sup>．基本波は疑似矩形波である． $D = 50\%$ で $f_m = 5 \sim 100\text{ Hz}$ の範囲， $f_m = 50\text{ Hz}$ で $D = 10 \sim 75\%$ の範囲で実験を行った．また，パルス変調を用いない連続的な基本波の印加でも同様の実験を行った．

煙発生装置，レーザシートを用いて流れの可視化を行っ

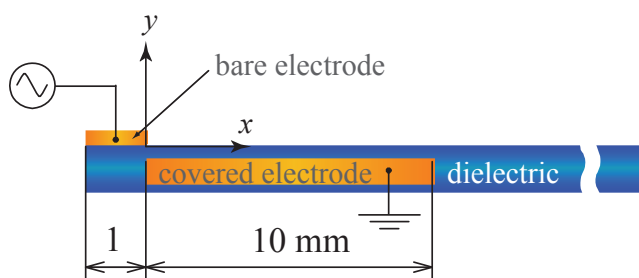


Fig.1 Schematic of the plasma actuator.

た．内寸600×294×120mmの亚克力製の測定部に煙を満たし，その中でプラズマアクチュエータを作動させてレーザシートによるミー散乱光をデジタルスチルカメラ（露光時間1/200s），高速度デジタルカメラ（フレームレート600fps）で撮影した．

速度分布の測定には，I型プローブを定温度型熱線風速計に接続して使用した．I型プローブは自作のもので，長さ1mm，直径5 $\mu\text{m}$ のタングステン線を用いた．熱線風速計からの出力信号はローパスフィルタを通過後，A/Dコンバータを介してPCに収録した．ローパスフィルタのカットオフ周波数は1kHz，A/Dコンバータのサンプリング周波数は1kHz，サンプリング時間は15sとした．また，同時に電源装置からのモニタ出力もPCに収録した．図1に示されるように，xは露出電極後端からの距離，yは壁面からの距離を表し，速度分布の測定位置は $x = 14\text{ mm}$ ，測定範囲は $y = 0.2 \sim 10\text{ mm}$ である．なお，速度の算出に当たって，温度の補償は行っていない．

### 3. 速度分布の測定結果

#### 3-1. 変調周波数の影響

はじめに，Duty比 $D = 50\%$ について，変調周波数 $f_m$ を変えた場合の誘起された流れの速度分布の測定結果を示す．図3は平均速度 $\bar{u}$ の分布図であり，図4は速度変動成分の実効値 $u'$ の分布図である．図中のcont.はパルス変調を用いない連続的な基本波の印加を表す．誘起速度 $\bar{u}$ のピーク値はcont.の場合が最大で，パルス変調を用いた場合には $f_m$ が高いほど，ピーク値も大きくなっている．

図5に流速，電源電圧の時間履歴の一例として $y = 1.6\text{ mm}$ における $f_m = 5\text{ Hz}$ ， $D = 50\%$ の場合を示す．流速の周期が印加電圧の変調周波数と同期していることが分かる．電圧印加後，流速が上がるまでの遅れがあるが，これは測定場

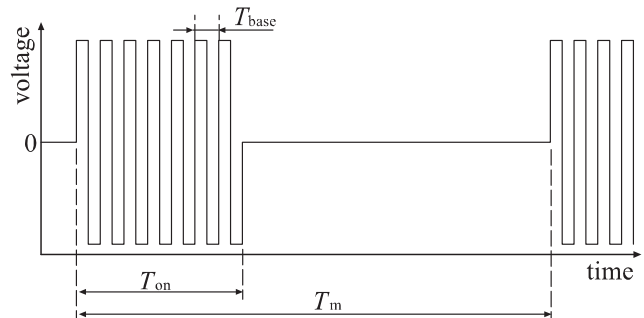


Fig.2 Explanation of pulse modulation.

所によって違い,  $x$  が小さくなると小さくなる. 入力電圧に対する流速の応答は立ち上がりは速いが, 減少する過程では遅い. したがって,  $f_m$  が高ければ速度が低下しきらないうちに次の電圧の印加が始まり速度が上昇することから,  $f_m$  が高いほど  $\bar{u}$  が大きくなることがわかる.

パルス変調を用いた場合,  $\bar{u}$  の分布のピークとなる位置は cont. の場合に比べ壁面から離れている.  $y$  方向への速度分布の広がりを見ると, cont. の場合では半値幅にしておよそ 1.5 mm である. それに対しパルス変調を用いた場合の  $f_m = 100 \text{ Hz}$  では約 3 mm,  $f_m = 50 \text{ Hz}$  では約 4.8 mm と  $f_m$  が低くなるにつれ広がりが大きくなる傾向が見られた.

誘起された速度の変動成分  $u'$  のピーク値は平均速度分とは逆に cont. の場合が一番低く,  $f_m$  が低いほどピーク値が大きくなり, エントレインメントが増大した結果, 誘起された速度分布の幅が大きくなっていると考えられる. このことは誘起される流れは脈動噴流のようにエントレインメントを増大させているのではないかと考えている<sup>(4)</sup>.

図 6 に速度分布から得られた単位幅あたりの流量, 単位時間当たりの運動量の変調周波数  $f_m$  による変化を示す. これらはそれぞれ,

$$Q = \rho \int \bar{u} dy \quad (1)$$

$$\bar{M} = \rho \int \bar{u}^2 dy, M' = \rho \int u'^2 dy, M_{\text{tot}} = \bar{M} + M' \quad (2)$$

で与えられる. ここで,  $Q$  は質量流量,  $\bar{M}, M'$  は運動量の平均成分, 変動成分であり, その合計を  $M_{\text{tot}}$  と表す. これらの値の積分範囲は測定範囲である  $y = 0 \sim 10 \text{ mm}$  として, 台形則により算出した. また, 速度は  $x$  方向成分のみと仮定した.

パルス変調を用いることにより cont. の場合に比べて, 上述のようにエントレインメントが増加し半値幅も大きくなることから流量  $Q$  が増えることがわかる.  $Q$  は  $f_m$  が低くなるに従って大きくなる. 運動量はいずれも変動速度の寄与分  $M'$  に比べ平均速度の寄与分  $\bar{M}$  のほうが大きい,  $M'$  は  $f_m$  が低いほど大きくなっている.  $\bar{M}$  は cont. の場合が一番低く,  $f_m = 50 \text{ Hz}$  で最大となっている. 2 つの成分の合計である  $M_{\text{tot}}$  を見ると 10 Hz が最大となっている.

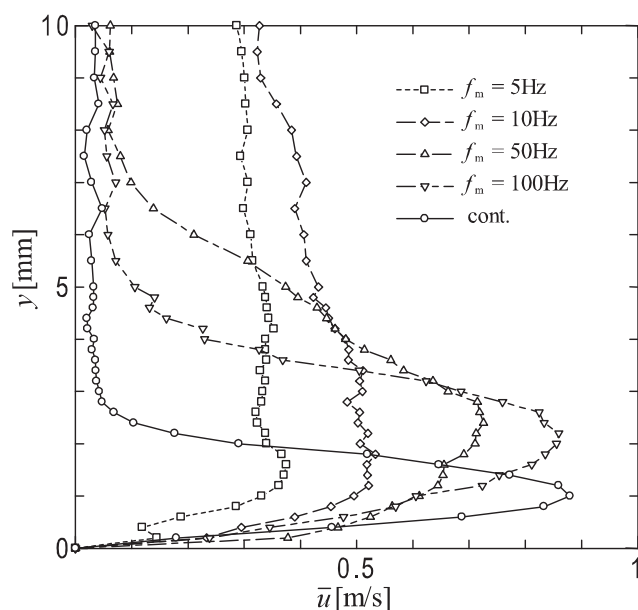


Fig.3 Profiles of mean velocity at  $D = 50 \%$  ( $x = 14 \text{ mm}$ ).

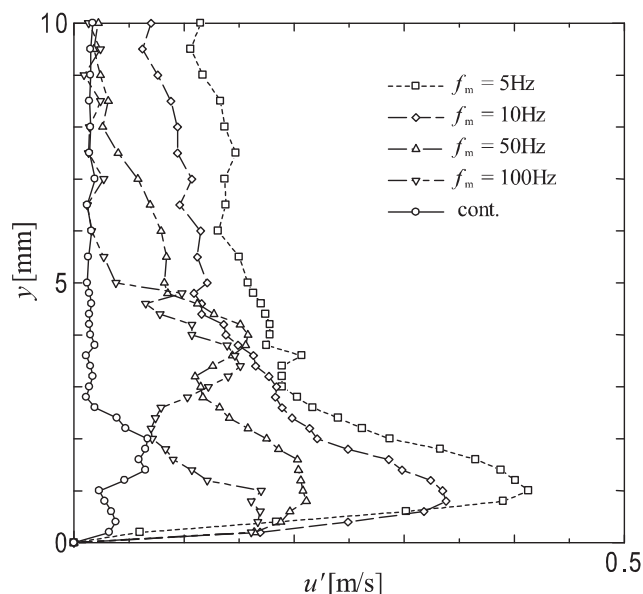


Fig.4 Profiles of turbulence intensity at  $D = 50 \%$  ( $x = 14 \text{ mm}$ ).

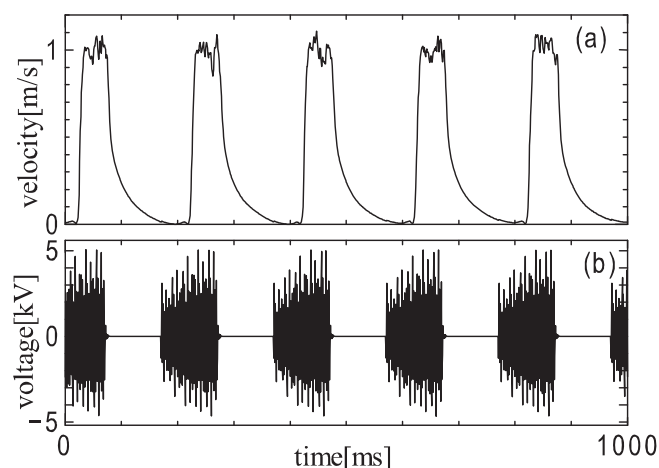


Fig.5 (a) Velocity and (b) voltage of power supply at  $f_m = 5 \text{ Hz}$ ,  $D = 50 \%$  ( $x = 14 \text{ mm}$ ,  $y = 1.6 \text{ mm}$ ).

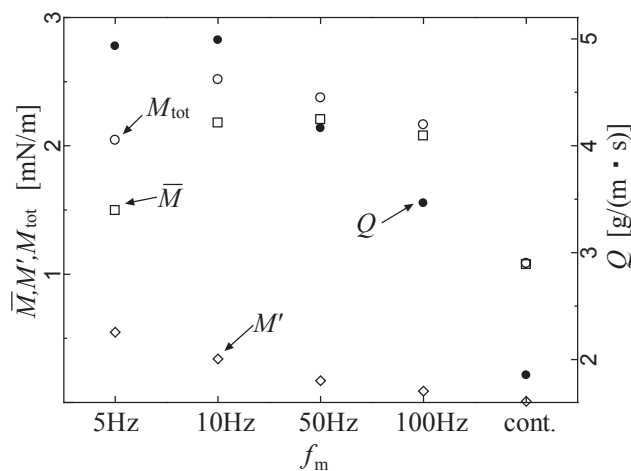


Fig.6 Mass flow rate and momentum at  $D = 50 \%$ .



### 3-2. Duty比の影響

次に、Duty比 $D$ の影響を、変調周波数 $f_m = 50$  Hz の場合について示す。図7は誘起された流れの平均速度 $\bar{u}$ の分布図であり、図8は速度変動成分の実効値 $u'$ の分布図である。 $D$ が低いほど流速が低くなっているのがわかる。 $D = 50\%$ と25%の間の流速に大きな違いが見られる。広がりもcont.の場合が一番小さく、パルス変調を用いると $D = 75\%$ が一番大きく、 $D$ が低いほど広がりも小さい。速度の変動成分 $u'$ の分布を見ると、パルス変調を用いた場合、平均速度分布と同様に $D$ が低いほど小さくなっている。広がりについても $D$ が低いほど小さく、平均速度分布同様に $D = 50\%$ と25%の間に大きな開きが見られる。電圧印加後に流速が定常になるまで10 msほど必要であることが文献(5)に示されている。 $f_m = 50$  Hzの場合 $T_m = 20$  msであるから、 $D = 50\%$ では $T_{on} = 10$  ms、 $D = 25\%$ では $T_{on} = 5$  msであるので、 $D = 25\%$ 以下では流速の増速過程が終わる前に電圧の印加を停止していると考えられる。さらに $D$ が低いほど印加停止時間が長くなり、誘起速度の低下が大きくなる。そのため誘起速度が上がらず、 $D = 25 \sim 50\%$ で平均速度、変動速度に大きな開きがあると考えられる。一例として図9に示した $y = 1.6$  mmにおける $f_m = 5$  Hz、 $D = 50\%$ の場合の速度の時間応答からも流速の減少する時間に比べ、増速する時間が短いことがわかる。

図10には式(1)、(2)より算出した、単位幅あたりの流量、単位時間当たりの運動量のDuty比 $D$ による変化を示す。 $D = 100\%$ を除きDuty比が大きいくほど流量は大きくなるが、cont.の場合では50%よりも小さくなった。流量、運動量ともに $D = 25 \sim 50\%$ で大きな開きが見られる。これは上述の速度分布と同様の理由によるものである。運動量の増減は $D = 75\%$ と100%の間で変化がある。100%は連続的な基本波の印加を表すが、電圧非印加時間が短いと、誘起速度が下がりきらずこれらの量は100%のときに近づいていくものと考えられる。つまり、変調周波数が低いほど増減の変化が表れるDuty比は高いのではないかと考えられる。

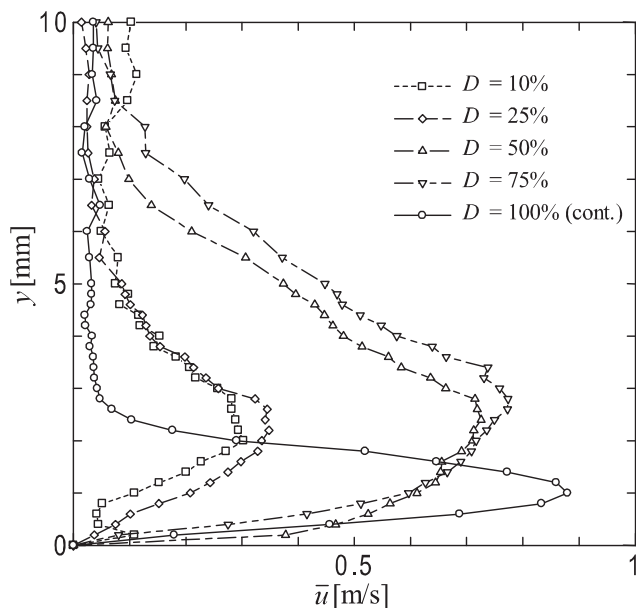


Fig.7 Profiles of mean velocity at  $f_m = 50$  Hz ( $x = 14$  mm).

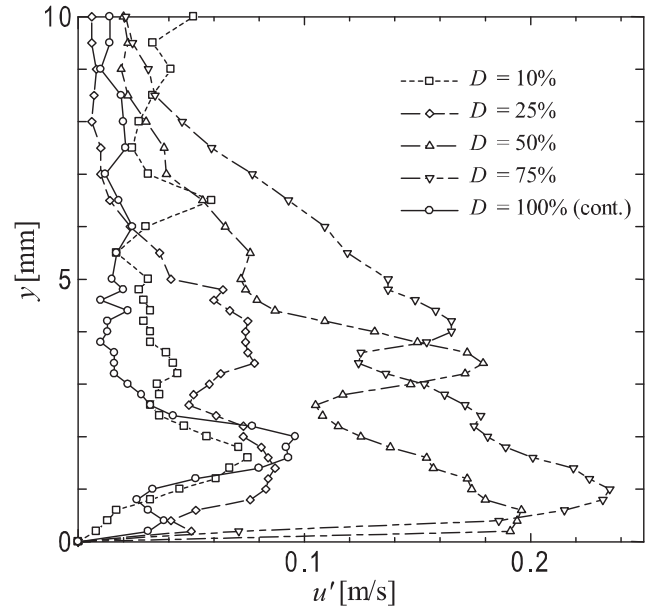


Fig.8 Profiles of turbulence intensity at  $f_m = 50$  Hz ( $x = 14$  mm).

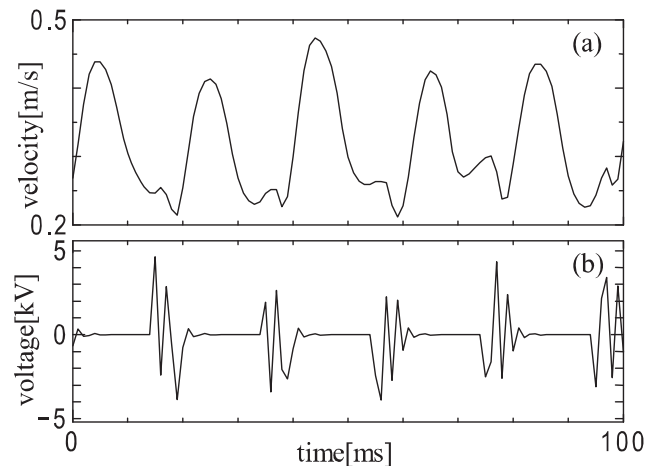


Fig.9 (a) Velocity and (b) voltage of power supply at  $f_m = 50$  Hz,  $D = 25\%$  ( $x = 14$  mm,  $y = 1.6$  mm).

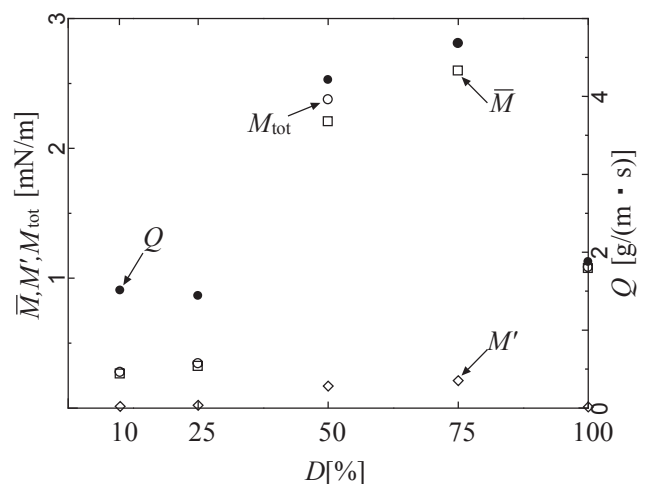


Fig.10 Mass flow rate and momentum at  $f_m = 50$  Hz.

#### 4. 流れの可視化結果および位相平均速度による分布

デジタルスチルカメラは露光時間をある程度長くすることで平均的な流れ場を鮮明に捉えるために、高速度デジタルカメラは時々刻々変化する流れ場を捉えるために用いた。位相平均速度 $\tilde{u}$ の基準周期は $T_m$ であり、電圧の印加開始時を基準位相 $\phi = 0 \text{ deg}$ とした。3-1, 3-2節と同じデータを用いているため、変調周波数により位相の分解能が異なっている。図11にcont.の場合のデジタルスチルカメラによる流れの可視化写真を示す。プラズマアクチュエータを取り付けた板を灰色、座標原点を青色の三角形で示している。壁面に沿った薄い流れが確認できる。ここには示していないが、高速度カメラで撮影したcont.の場合の過渡応答では、電圧印加開始直後、原点付近に $x$ - $y$ 平面における反時計回りの渦が発生し、電圧を印加し始めてからの時間が経過するとともに渦は $x$ 方向に移動しつつ大きくなっていく様子が観察された。この渦は、電圧印加直後に誘起された流れと周囲の静止空気の間でせん断が生じたため発生したと考えられる。渦が通過した後は図11および図3, 7に示す壁に沿った薄い流れが誘起されている。

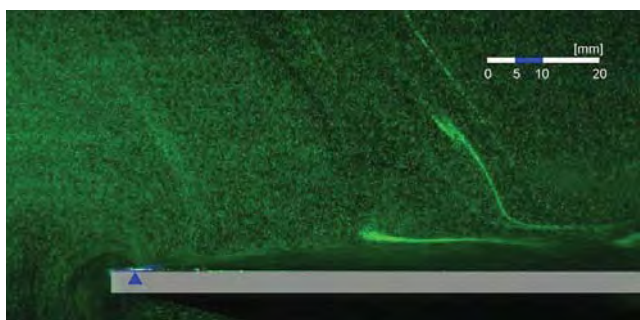


Fig.11 Photograph of continuous induced flow  
by a still camera.

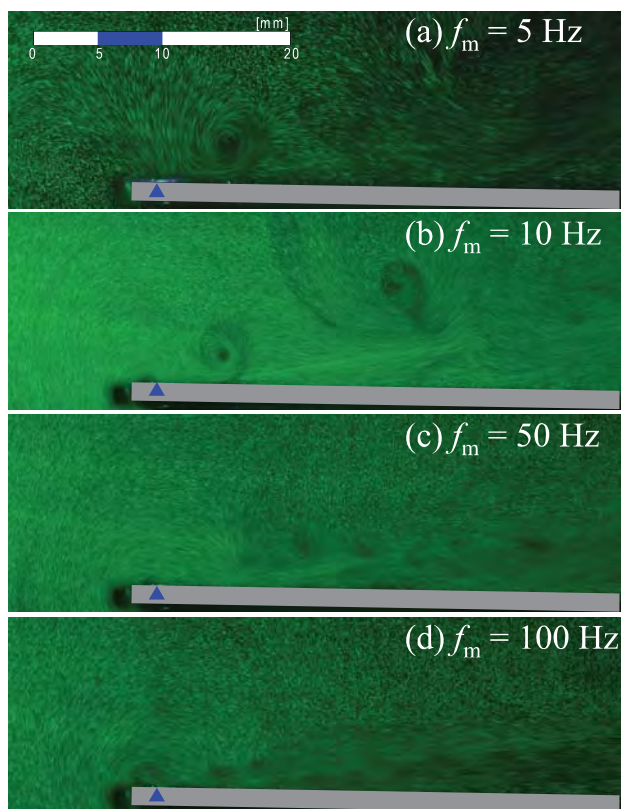


Fig.12 Photographs of pulsed induced flow at  $D = 50 \%$   
by a still camera.

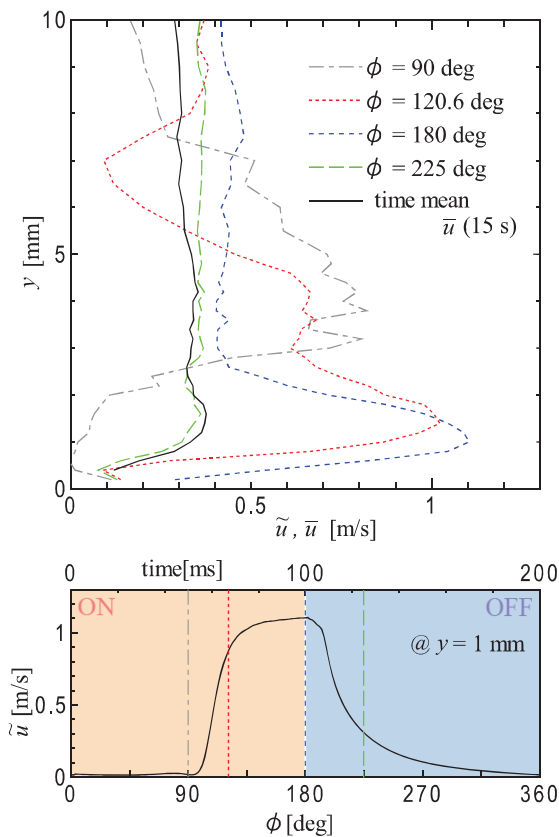


Fig.13 Profiles of phase averaged velocity  
at  $f_m = 5 \text{ Hz}$ ,  $D = 50 \%$  ( $x = 14 \text{ mm}$ ).

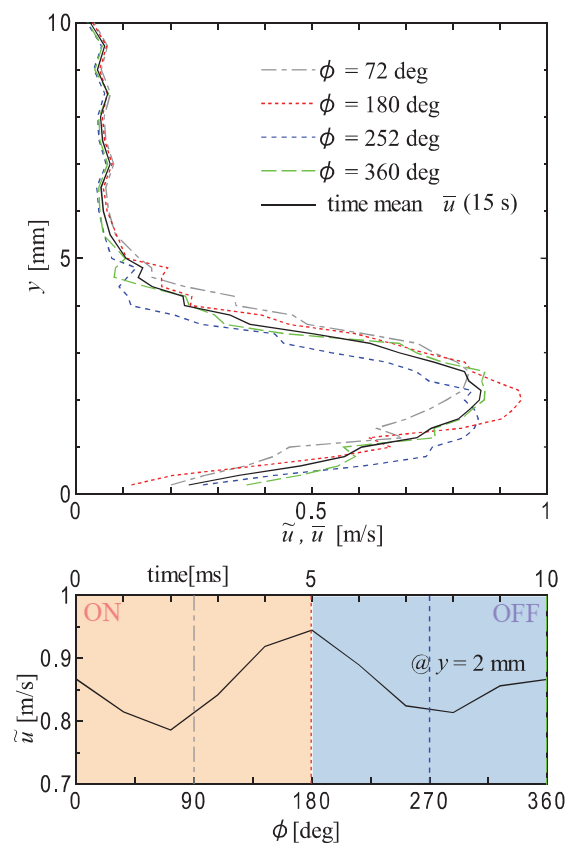


Fig.14 Profiles of phase averaged velocity  
at  $f_m = 100 \text{ Hz}$ ,  $D = 50 \%$  ( $x = 14 \text{ mm}$ ).

#### 4-1. 変調周波数の影響

高速度カメラで撮影した映像を見ると、パルス変調を用いた場合はいずれも変調周波数 $f_m$ に同期した渦が確認できた。図12に $D = 50\%$ におけるデジタルスチルカメラによる流れの可視化写真を示す。変調周波数が低いほど流れが $y$ 方向に広がっていることが分かる。高速度カメラの映像からこの広がりは変調周波数に同期した渦によるものということが分かった。変調周波数が低いほど、電圧印加時間 $T_{on}$ が長い間渦が大きくなる。

図13, 14に $D = 50\%$ での $f_m = 5, 100\text{ Hz}$ における位相平均速度分布を示した。 $f_m$ が低いほど位相による速度のピーク位置の上下移動が大きいことが分かる。また、 $f_m$ が高いほど平均速度分布と各位相における位相平均分布の差が小さくなる。これは渦の放出周期が短く、渦同士の間隔が狭いためだと考えられる。

高速度カメラの映像と同期して位相平均速度分布をみると、変調周波数が低いときは、渦が通過するときに壁面から離れた所で流速が大きくなり、渦の通過後は壁面付近で速度のピークが確認できた。図15には高速度カメラの映像から判断した、測定位置( $x = 14\text{ mm}$ )に渦の中心がある時の位相における位相平均速度と時間平均速度の差の分布を示す。この図から可視化でも見られるように反時計回りの渦が確認でき、変調周波数が低いほど渦が大きいことがわかる。また渦の移流速度は変調周波数が高いほど大きいことがわかる。

#### 4-2. Duty比の影響

図16に $f_m = 50\text{ Hz}$ におけるデジタルスチルカメラによる流れの可視化写真を示す。 $D$ が大きいほど流れが $y$ 方向に広がっている様子が分かる。高速度カメラの映像を見ると、やはり電圧印加時間の長い大きな $D$ ほど渦が大きくなっていることが分かる。また、 $D$ が大きいほど渦の移動速度が速いことが分かった。渦は下流に移動するに従い徐々に遅くなり、隣り合う渦に近づき、崩れていく様子が観察できた。

図17, 18に $f_m = 50\text{ Hz}$ での $D = 25, 50\%$ における位相平均速度分布を示した。Duty比が大きいほど位相による分布の違いが大きいことが分かる。Duty比が大きいほど渦の移動速度が速いことが分かった。 $D = 10$ と $25\%$ では位相による流速のピークの位置の上下移動は見られないが、 $D = 50$ と $75\%$ ではそれが見られる。これは渦同士の間隔が、小さな $D$ ほど狭いためだと考えられる。

図19には図15と同様に測定位置に渦の中心がある位相での $\tilde{u} - \bar{u}$ の分布を示す。渦は反時計回りでDuty比が大きいほど渦が大きく、移流速度は速いことがわかる。

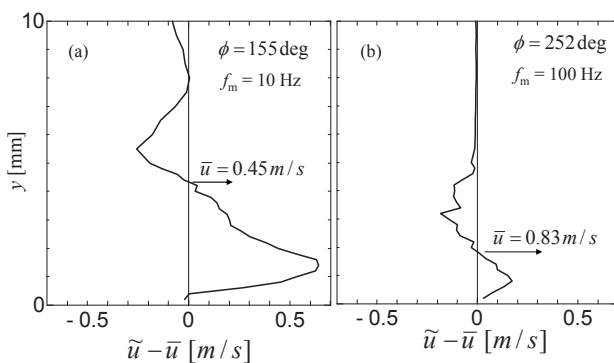


Fig.15 Profiles of difference between  $\tilde{u}$  and  $\bar{u}$  at  $D = 50\%$ , (a)  $f_m = 10\text{ Hz}$ , (b)  $f_m = 100\text{ Hz}$ .

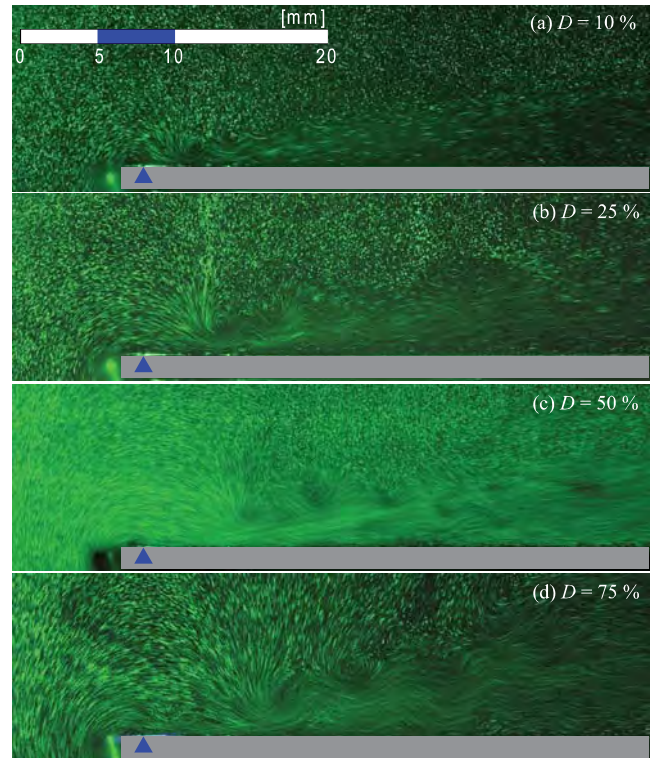


Fig.16 Photographs of pulsed induced flow at  $f_m = 50\text{ Hz}$  by a still camera.

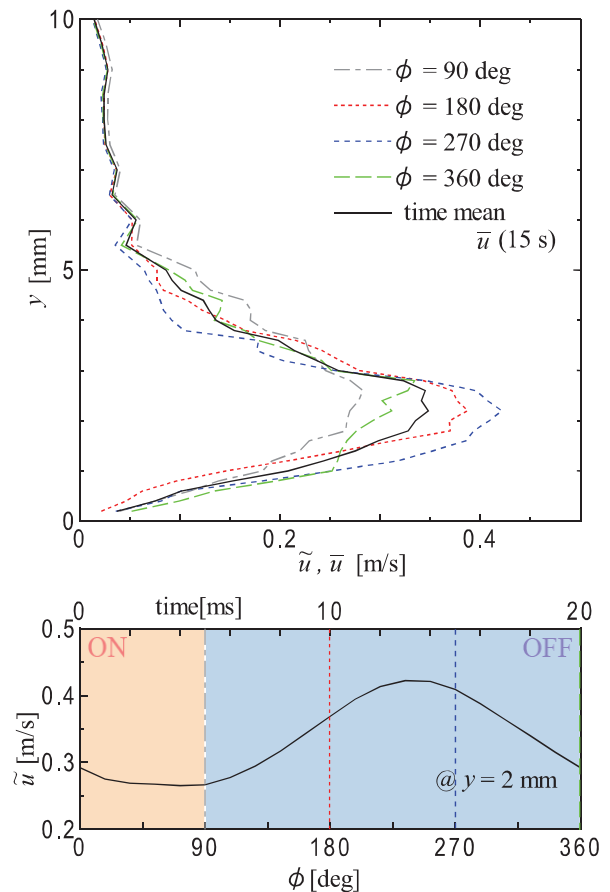


Fig.17 Profiles of phase averaged velocity at  $f_m = 50\text{ Hz}$ ,  $D = 25\%$  ( $x = 14\text{ mm}$ ).



## 5. まとめ

パルス変調を用いた SDBD プラズマアクチュエータが静止大気中で誘起する流れを調べた結果、以下のことが分かった。

- 1) パルス変調による変調周波数に同期した周期的な渦が形成される。渦によるエントレインメントにより流れが主流に直交する方向に広がる。
- 2) 変調周波数が低いほど流れが広がり、流量が増える。
- 3) Duty 比が大きいほど流速は大きくなり、流量、運動量は増える。

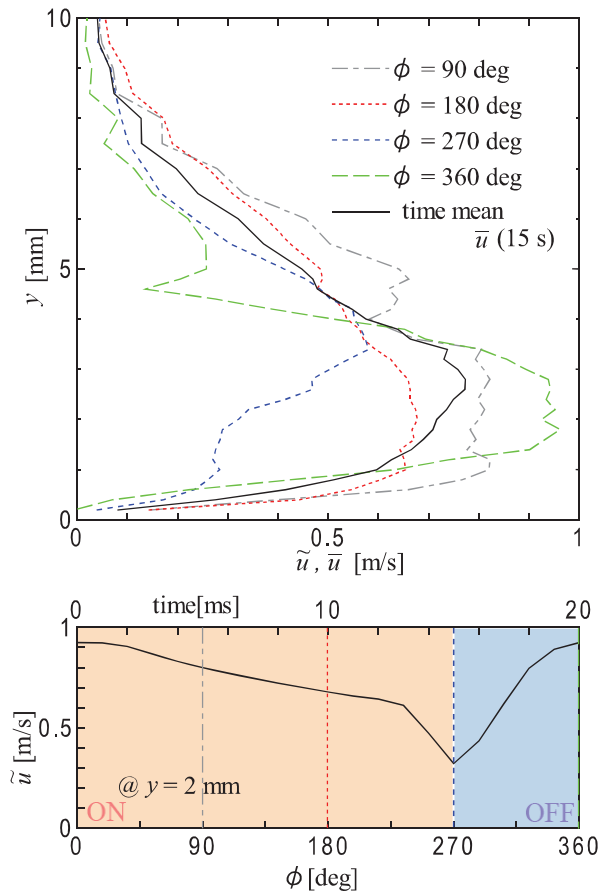


Fig.18 Profiles of phase averaged velocity  
at  $f_m = 50$  Hz,  $D = 75\%$  ( $x = 14$  mm).

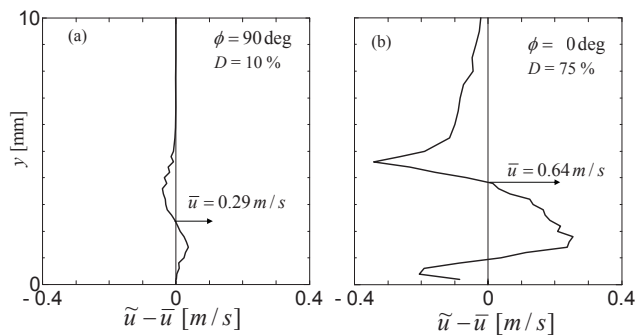


Fig.19 Profiles of difference between  $\tilde{u}$  and  $\bar{u}$  at  $f_m = 50$  Hz.  
(a)  $D = 10\%$ , (b)  $D = 75\%$

## 参考文献

- (1) Yanase et al, T.: Influence of DBD plasma actuator on aerodynamic characteristics of NACA0012 airfoil at low Reynolds numbers, Proc. Of The 3<sup>rd</sup> Int. Conf. on Jets, Wakes and Separated flows (ICJWSF-2010), Cincinnati, USA, 2010.
- (2) 松田ほか9名：非平衡プラズマによる気流制御，日本機械学会論文集（B編），Vol. 74, No. 744, pp. 1667-1672, 2008.
- (3) 鈴木ほか5名：プラズマアクチュエータの電極形状について，第46回飛行機シンポジウム，2008.
- (4) 井口・山田：脈動自由噴流の平均流特性，日本機械学会論文集(B編)，Vol. 55, No. 514, pp. 1524-1529, 1989.
- (5) Eric Moreau: Airflow control by non-thermal plasma actuators, J. Phys. D: Appl. Phys. 40, 605-636, 2007.

# 低レイノルズ数における DBD プラズマアクチュエータが作用する NACA0012 翼型まわりの流れ場の特性

築瀬祐太<sup>1)</sup>, 大竹智久<sup>2)</sup>, 村松旦典<sup>2)</sup>, 本橋龍郎<sup>2)</sup>

1) 日本大学大学院, 2) 日本大学理工学部

## Characteristics of Flow Field around NACA 0012 Airfoil with DBD Plasma Actuator at Low Reynolds Number

by

Yuta YANASE, Tomohisa OHTAKE, Akinori MURAMATSU, Tatsuo MOTOHASHI

### ABSTRACT

Aerodynamic performance of NACA0012 airfoil is enhanced with suppression of boundary layer separation due to operation of DBD plasma actuator at low Reynolds numbers. We carried out flow field measurements using hot-wire anemometer around the airfoil which applied to the actuator to investigate relationship between aerodynamics and flow field around the airfoil at Reynolds number of 10,000. Results of velocity profiles of the boundary layer show suppression of laminar separation on the airfoil at lower angle of attack. At higher angle of attack, separated boundary layer on the airfoil is reattached on the surface by large velocity fluctuations accompanied with shedding vortex by the actuator operation. These changes of the flow field due to the actuator contribute to enhance the lift coefficient of the airfoil.

### 1. はじめに

災害支援や大気観測等を目的とした超小型航空機 (MAV ; Micro Air Vehicle) や無人航空機 (UAV ; Unmanned Air Vehicle) は, 一般的な航空機よりも低速で飛行するため翼弦長を基準とするレイノルズ数は  $1.0 \times 10^4$  から  $1.0 \times 10^5$  程度の低い値をとる. このような低レイノルズ数領域では翼面上に層流剥離や剥離泡を含む流れ場が生じるため, 翼型の揚力係数の非線形的な変化および最大揚力係数の低下<sup>1)</sup>が観測されている. この様な低レイノルズ数特有の空力特性の低下を改善するため, DBD (Dielectric Barrier Discharge) プラズマアクチュエータ (Fig.1) を翼に適用することが試みられている<sup>2,3)</sup>. DBD プラズマアクチュエータは電氣的に駆動するため流れ場に対する応答性も良い. これまでに筆者らは, プラズマアクチュエータを翼面上に設置し, 翼前縁からの剥離の抑制を行うことで翼の空力特性が著しく改善できることを風洞実験から確認している (Fig.2)<sup>2,4)</sup>. 本研究では, プラズマアクチュエータを作動した場合に低レイノルズ数領域で改善される翼の空力特性と翼まわりの流れ場との関連性を調べるため, 熱線風速計を用いた翼面上の速度分布の測定とスモークワイヤ法による翼面付近の流れの可視化を行った.

### 2. 実験装置および方法

#### 2.1 風洞, 翼模型およびプラズマアクチュエータ

本研究で使用した翼模型, プラズマアクチュエータおよび回流型風洞は, 筆者らが以前に報告した空気力の測定<sup>2)</sup>に使われたものと同じである. すなわち, 風洞は吹き出し口寸法が  $0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$ , 縮流比が 13.4 である. 測定部はアクリル製の固定壁であり, 主流中の残留乱れは主流速度  $U = 5 \text{ m/s}$  において 0.1%以下である.

翼模型の翼型は NACA0012 であり, 翼弦長は  $50 \text{ mm}$ , 翼幅は  $300 \text{ mm}$ ,  $AR = 6$  である. 材質はアクリルを採用し, 模型の強度確保のため, 翼表面にはガラスエポキシ樹脂による加工を施してある. 翼模型は, ターンテーブル上に取り付けられ, その回転により翼模型の迎角を変化させることができる.

DBD プラズマアクチュエータの電極には厚さ  $70 \mu\text{m}$  の銅テープを, 誘電体には厚さ  $250 \mu\text{m}$  ( $50 \mu\text{m} \times 5$  枚重ね) のポリイミドテープを使用した. アクチュエータの大きさは上部電極幅を  $1 \text{ mm}$ , 下部電極幅を  $10 \text{ mm}$  としている. 印加電圧  $\pm 5 \text{ kV}$ , 周波数  $8 \text{ kHz}$  の疑似矩形波を連続的にア

クチュエータへ印加した. アクチュエータの取り付け位置は翼前縁からの層流剥離を抑制するため, Fig.3 に示されるように翼前縁から 5 %翼弦位置でプラズマが生成されるように配置した.

#### 2.2 流れ場の測定

主流の速度は, 翼弦長を代表長さとするレイノルズ数  $Re$  が 10,000 となる  $U = 3 \text{ m/s}$  である. 流速計測のための装置概略図を Fig.4 に示す. 流速の測定には定温度型熱線流速計 (CTA-004, ながれ研究集団製) および I 型プローブ (直径  $5 \mu\text{m}$ , 長さ  $1 \text{ mm}$  のタングステン線) を使用した. 熱線流速計からの出力信号は遮断周波数  $1 \text{ kHz}$  のローパスフィルタ (3611, NF 回路ブロック設計社製) を通し, A/D 変換器 (PCIe-6251, NI 社製) および PC を用いて計測した. 測定用プローブの移動には, 風洞測定部に設置されている 3 次元微動装置を使用した. 各軸とも最小移動量  $5 \mu\text{m}$  のコントロールが可能である. 計測位置は, Fig.5 に示されるように翼弦長の 20 %位置から後縁までを 10 %翼弦長ごとに, 翼面上から主流に対して鉛直方向に移動する.

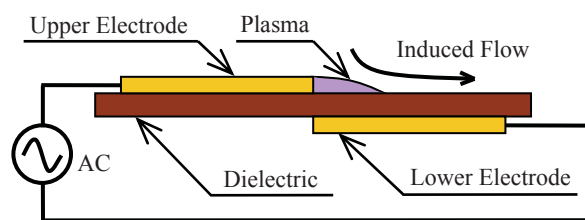


Fig. 1 Schematic diagram of DBD plasma actuator

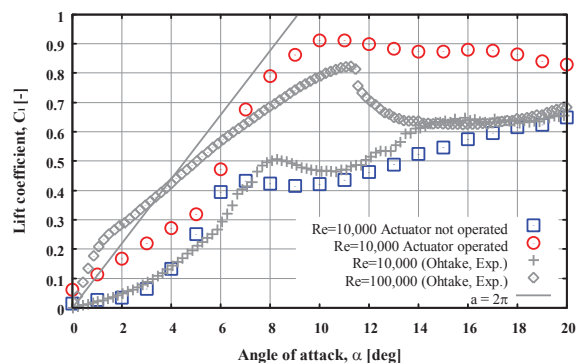


Fig. 2 Lift coefficient of NACA0012<sup>1,2)</sup>

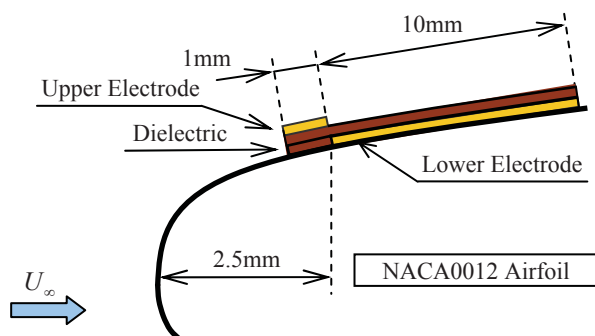


Fig. 3 Configuration of the actuator on the airfoil

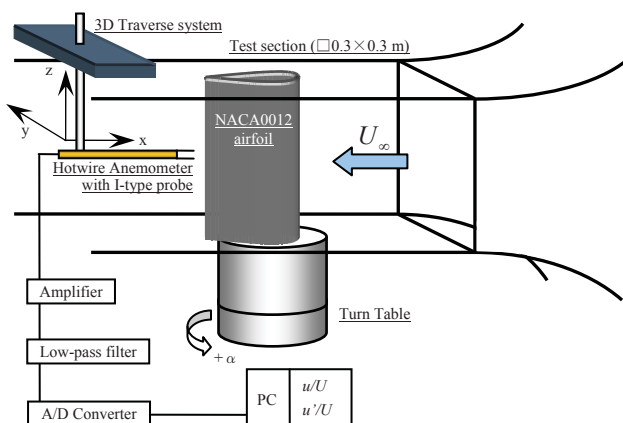


Fig. 4 Block diagram of velocity measurements system

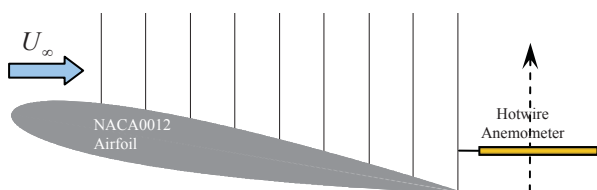


Fig. 5 Velocity measurements positions on the airfoil

### 2.3 翼面付近の流れの可視化

翼面付近の流れの可視化にはスモークワイヤ法を用いた。ワイヤはニクロム線を二重によって使用し、翼に対して水平に配置した。ニクロム線に流動パラフィン塗布して通電させることで発生する白煙をトレーサとしている。

## 3. 実験結果・考察

測定結果の代表例として迎角 3, 5, 10, 15 deg. でのアクチュエータ非作動時の平均および変動速度分布を Fig.6 に示す。Fig.7 にはアクチュエータ作動時の平均および変動速度分布を示す。さらに、平均速度分布より得られた排除厚さ  $\delta^*$  および形状係数  $H (= \delta^*/\text{運動量厚さ})$  の翼弦方向への変化を Fig.8 に示す。速度変動に関しては、各翼弦位置での速度変動最大値の翼弦方向分布を Fig.9 に示し、その最大値をとる翼面からの高さの翼弦方向分布を Fig.10 に示す。

迎角 3 deg. および 5 deg. の低迎角の範囲での空力特性は、Fig.2 に示されるようにアクチュエータの作動によって揚力係数の非線形が解消する。Fig.6(a), (b) および Fig.7(a), (b) から、アクチュエータ非作動時での翼面上の速度分布は剥離型を示し、翼弦長の 60 % 付近までは死水領域が形成されているように見える。この剥離現象は、アクチュエータの厚みによる影響と考えられるが、アクチュエータを取り付けていない場合の空気力の測定結果との差異がほとんどない

ため、流れ場の構造に与える影響は微小であると考えている。翼弦長の 80 % より下流では翼表面で主流の 10 % 程度の速度変動が生じ、特に迎角 5 deg. における後縁での速度変動の最大値は主流の約 30 % と非常に強い。

アクチュエータを作動させると境界層内で主流方向の速度が誘起され、翼面上の速度分布は剥離型から付着型へと変化する。このとき、排除厚さ  $\delta^*$  (Fig.8(a), (b) の▽印) は減少し、翼弦方向への勾配も小さくなる。形状係数  $H$  (Fig.8(a), (b) の□印) も翼弦長の 20 % から 90 % 付近の位置で減少している。形状係数は層流平板境界層上で 2.6, 層流剥離した場合は 3.5 を示す<sup>5)</sup>。したがってアクチュエータの作動によって、迎角 3 deg. では Fig.8(a) に示されるように前縁から剥離していた流れは翼面上全域に付着し、迎角 5 deg. では Fig.8(b) に示されるように翼弦長の 50 % 付近までの領域に付着する。翼面近傍の平均速度分布からも境界層が加速される様子が確認でき、速度変動の最大値をとる翼面からの高さ (Fig.10(a), (b) の緑色の□印) も各翼弦位置で減少していることから、剥離せん断層を翼面上に近づけている。迎角 5 deg. までの翼弦方向の速度変動最大値の変化は (Fig.9(a), (b) の□印)、アクチュエータの作動により翼前縁から後縁方向に減少し、特に迎角 5 deg. においては翼弦長の 50 % から 90 % にかけて著しく減少する。

迎角 10 deg. 以降の範囲での空力特性は、アクチュエータの作動によって最大揚力係数が約 2 倍に増加し、迎角の変化に対して揚力係数はほぼ一定値をとる。このときの翼面上の速度分布は Fig.6(c), (d) および Fig.7(c), (d) である。アクチュエータ非作動時では前縁から大規模な剥離が生じている。アクチュエータ作動時は剥離領域内に流れを誘起することで剥離せん断層を翼面に近づけている。迎角 5 deg. 付近までの速度分布 (Fig.7(a), (b)) のようにアクチュエータの作動が翼面全域にわたって付着型の境界層を形成しているわけではないが、翼面近傍に速度変動を伴った流れ場をもたらしている。その速度変動の翼弦方向の変化は翼弦長の 40 % から 70 % の位置にかけて大幅に増加し、最大で主流の約 30 % と非常に大きい (Fig.9(b) の青色の○印)。このときの排除厚さ  $\delta^*$  (Fig.8(c), (d) の▽印) および速度変動の最大値をとる翼面からの高さ (Fig.10(a), (b) の茶色の△印) も各翼弦位置で減少していることから、剥離領域を縮小させるとともに剥離せん断層を翼面に近づけていることがわかる。形状係数  $H$  (Fig.8(c), (d) の□印) は極大値をとる翼弦位置から翼弦方向にかけて減少し、翼弦長の 70 % 付近から後縁にかけて流れ場は再付着している。このような翼面上の流れ場は、アクチュエータが誘起する流れと主流との接線速度差によって翼面上の剥離領域内に渦を形成し、その渦が翼表面に再付着すると考えられる。したがって翼面上の速度変動は再付着する渦によるものと考えられ、圧力回復によって揚力が急激に増加すると予測される。迎角 15 deg. になると迎角 10 deg. と比べて剥離せん断層は翼面上から離れるものの、依然として形成される渦が翼面上に付着することで、高い揚力を維持していると考えられる。

可視化写真 (Fig.11) から、アクチュエータの作動によって剥離せん断層の流れ方向が変化し、境界層の剥離が抑制される様子がいずれの迎角についても確認できている。しかしながら前述の通り、アクチュエータ作動時での迎角 15 deg. の可視化写真は迎角 10 deg. と比べて剥離せん断層が翼面上から離れている (Fig.11(h))。このことから、アクチュエータを作動させたことによる剥離を抑制する効果は、アクチュエータ取り付け位置近傍における剥離せん断層の流れ方向とアクチュエータが誘起する流れの方向の相対的な関係に影響すると考えられる。



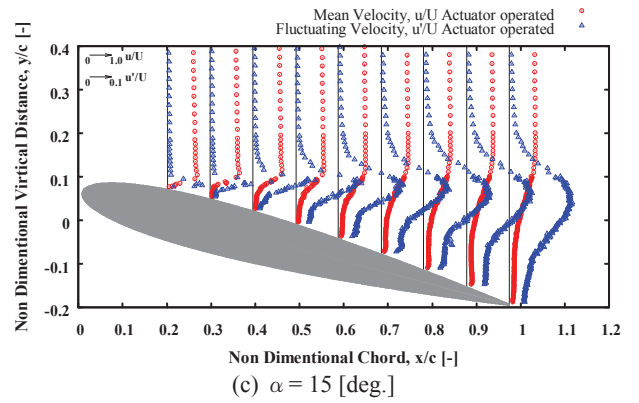
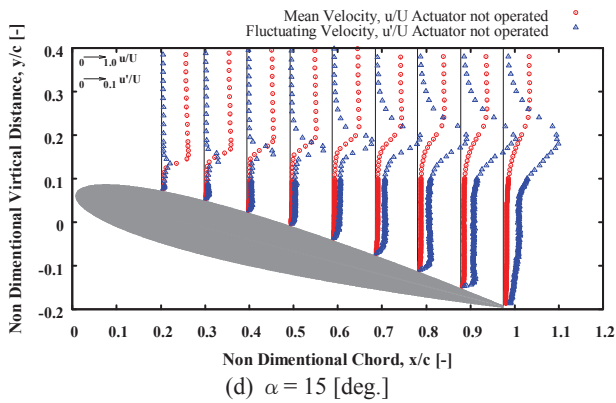
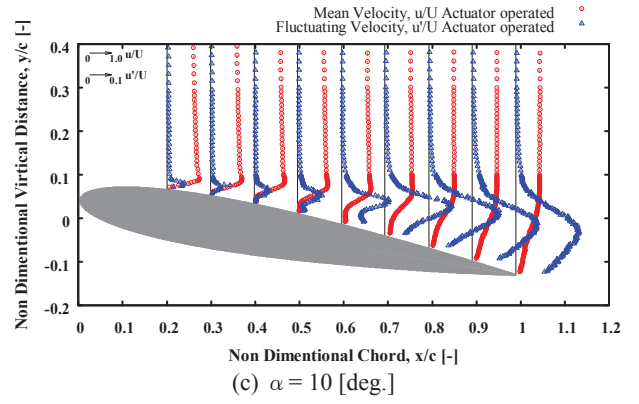
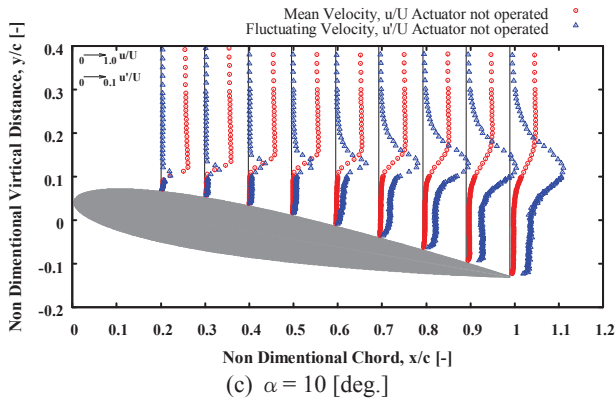
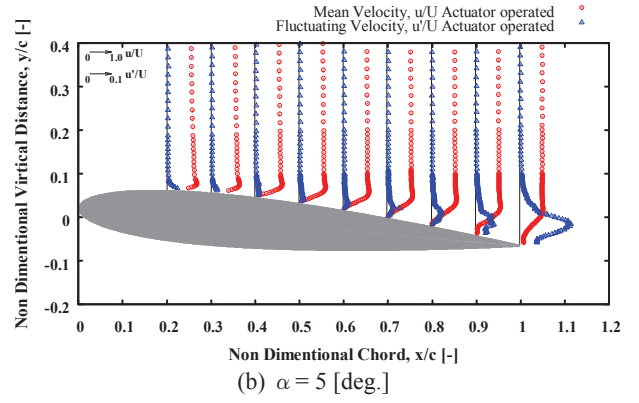
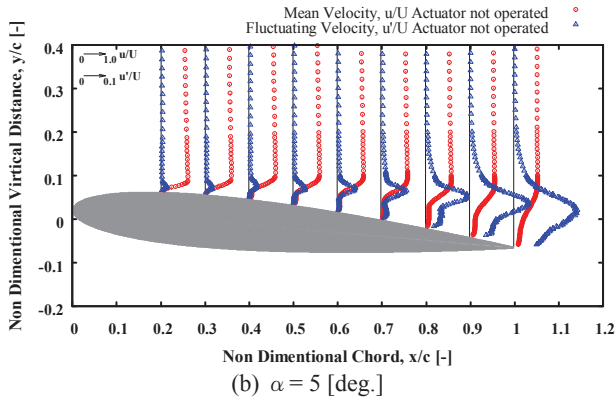
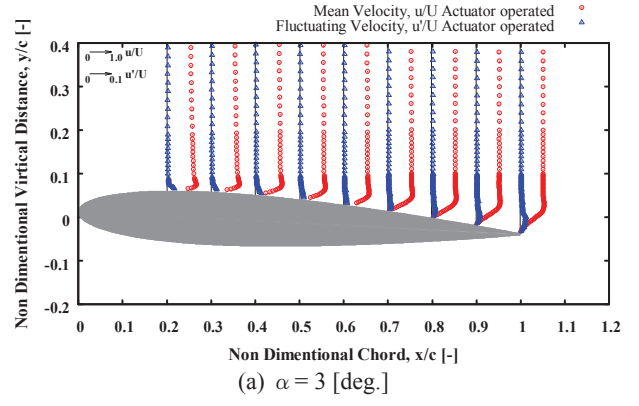
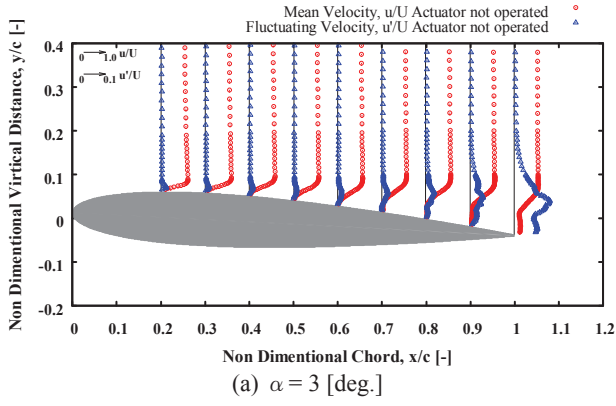


Fig. 6 Mean and fluctuating velocity distributions without the actuator operation at  $Re = 10,000$

Fig. 7 Mean and fluctuating velocity distributions with the actuator operation at  $Re = 10,000$

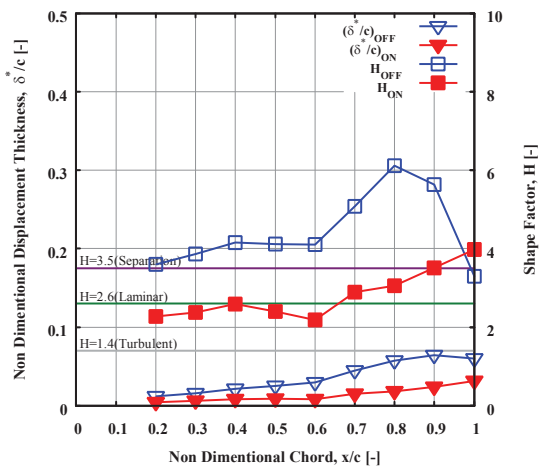
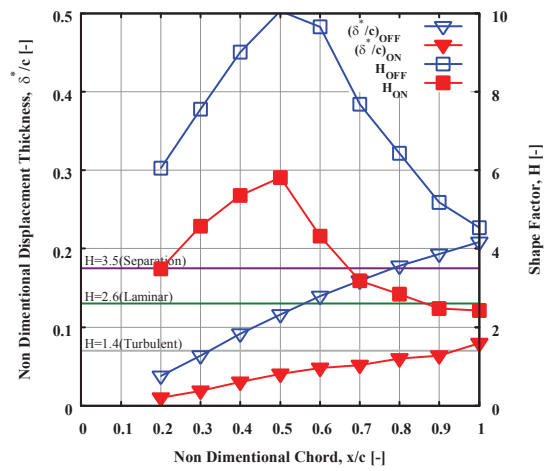
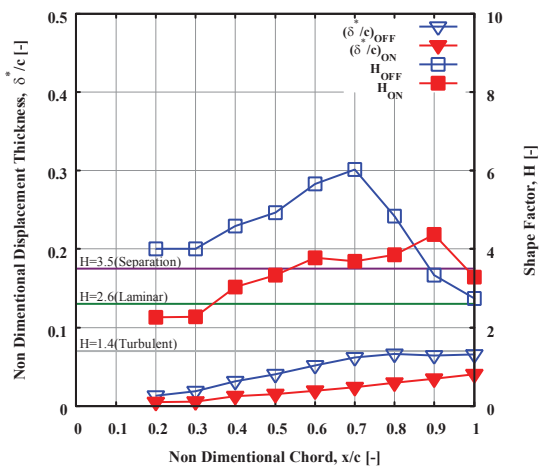
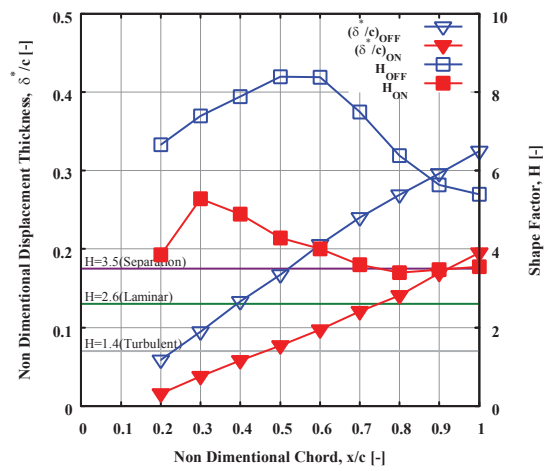
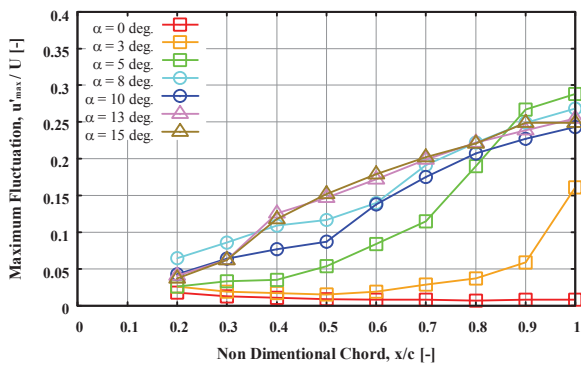
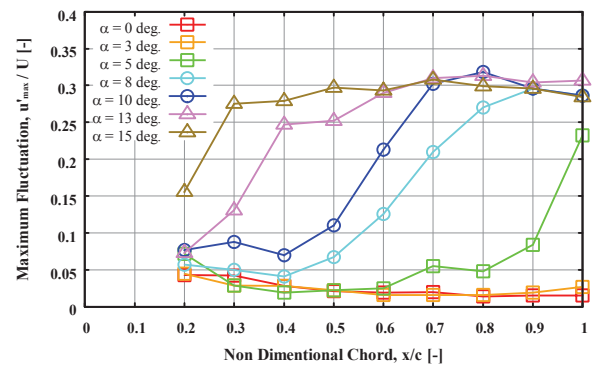
(a)  $\alpha = 3$  [deg.](c)  $\alpha = 10$  [deg.](b)  $\alpha = 5$  [deg.](d)  $\alpha = 15$  [deg.]

Fig. 8 Chordwise distributions of displacement thickness and shape factor

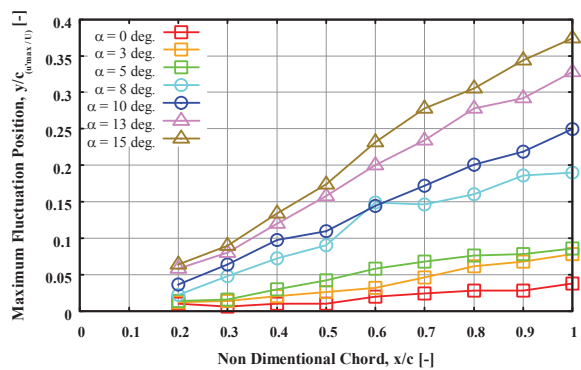


(a) Actuator not operated

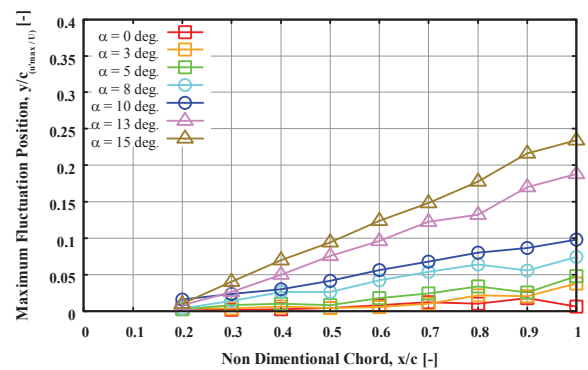


(b) Actuator operated

Fig. 9 Chordwise distributions of maximum fluctuation



(a) Actuator not operated



(b) Actuator operated

Fig. 10 Chordwise distributions of maximum fluctuation position

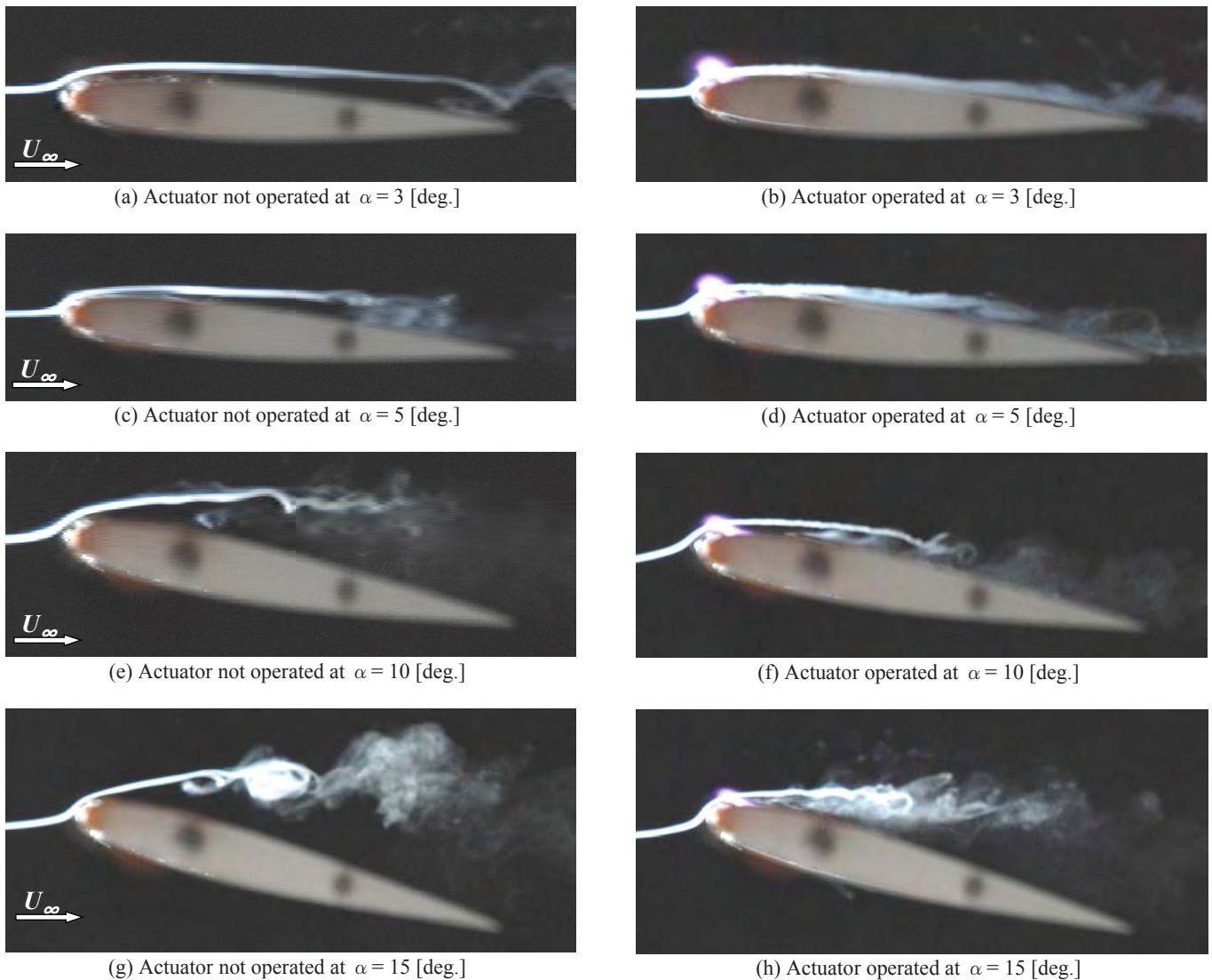


Fig. 11 Photographs of smoke wire visualization near the airfoil surface

#### 4. まとめ

プラズマアクチュエータを作動した場合に低レイノルズ数領域で改善される翼の空力特性と翼まわりの流れ場との関連性を調べるため、熱線風速計を用いた翼面上の速度分布測定とスモークワイヤ法による翼面付近の流れの可視化を行った。

1) 5 deg.付近までの低迎角では、アクチュエータの作動が翼面上の速度分布は剥離型から付着型へ変化し、翼面上の層流剥離領域を抑制することで揚力が増大し、揚力傾斜の非線形性が改善される。

2) 10 deg.以降の高迎角では、アクチュエータの作動によって前縁からの大規模な層流剥離を抑制し、翼面上では強い速度変動が確認される。翼面上の速度変動は再付着する渦によるものと予測され、圧力回復によって揚力が増加すると推測できる。

3) アクチュエータを作動させたことによる剥離を抑制する効果は、アクチュエータ取付け位置近傍における剥離せん断層の流れ方向とアクチュエータが誘起する流れの方向の相対的な関係に影響すると考えられる。

#### 参考文献

- 1) 大竹智久, 他: 低  $Re$  数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性, 日本航空宇宙学会論文集, 55 (2007), pp439-445.
- 2) 築瀬祐太, 他: DBD プラズマアクチュエータを用いた低レイノルズ数領域における NACA0012 翼の空力特性の改善, 第 42 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 2010 講演集, 2010, pp644-647.
- 3) Greenblatt, D., et al.: Dielectric Barrier Discharge Flow Control at Very Low Flight Reynolds Numbers, AIAA J., 46 (2008), pp 1528-1541.
- 4) Yanase, Y., et al, T.: Influence of DBD Plasma Actuator on Aerodynamic Characteristics of NACA0012 Airfoil at Low Reynolds Numbers, Proc. of The 3rd Int. Conf. on Jets, Wakes and Separated flows (ICJWSF-2010), Cincinnati, USA, 2010.
- 5) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, 7th ed., McGraw Hill Company, New York, 1979, pp206-212.



## 直列二円柱周り流れ解析における 遠方場騒音および近傍流れ場の検証

今村太郎 (JAXA/APG), 平井亨 (菱友システムズ), 榎本俊治, 山本一臣 (JAXA/APG)

### Far-field Noise and Near-field Flow Validation of Tandem Cylinder Flow Simulations

by

Taro Imamura (JAXA/APG), Tohru Hirai (Ryoyu Systems), Shunji Enomoto and Kazuomi Yamamoto (JAXA/APG)

#### ABSTRACT

In this paper, flow around tandem cylinder is solved using UPACS-LES code developed in JAXA. Several key issues for unsteady flow simulation are investigated by changing the parameters, such as turbulence modeling and grid density. The flow field is compared with the experiment for both far- and near-field. Current results indicate that the calculation of the boundary layer and the shear layer around the cylinders plays important role especially to the near field flow structure while it is less sensitive to the far-field noise. Using LES/RANS hybrid technique with fine grid, which consists of 70 million grid points, near-field flow structures including both steady and unsteady components, show very good agreement with the experiment. Additionally, far-field PSD shows fair agreement with the experiment.

#### 1. はじめに

航空機機体空力騒音は、航空機が空港に着陸する際の支配的な騒音源のひとつであり、降着装置はその発生箇所の一つである。近年、非定常流体音響解析を用いた騒音予測および低減が実施されるようになってきているが、形状が複雑であることからその計算結果の信頼性については十分な検証がなされていないのが現状である。このような背景から、機体空力騒音予測技術の向上を目的とした国際的な取り組みが始まっており、2010年6月には Workshop on Benchmark problems for Airframe Noise Computations (BANC) - I<sup>1)</sup>が開催されている。本ワークショップでは、4つの課題が設定され、そのうち3つが降着装置に関連した課題であり、その中の課題の1つが、流れ方向に直列配置された同サイズの二円柱周り流れ場から生じる音の解析(図1参照)であった。降着装置騒音の発生メカニズムのひとつと考えられている上流側にある物体から生じる後流と下流側物体との干渉音に着目した課題設定であり、類似の幾何形状はタイヤ周辺や支柱周囲等、現在利用されている降着装置周辺で観察できる。本課題は BANC-I 以前より NASA Langley Research Center で精力的に数値計算および風洞実験が実施されてきており<sup>2-5)</sup>、ワークショップでもっとも多く参加者が本課題に取り組んだ。本形態は幾何的には単純であるが、BANC-I では多くの研究者が最も多くの格子点を割いて計算していた問題であることから想像できるように、最も困難な課題であった。

本論文では、これまで行われてきた風洞試験、数値解析結果を踏まえ、JAXA で開発がすすめられている UPACS-LES コード<sup>6,7)</sup>を用いて解析した結果について報告する。本コードの乱流モデルのパラメータを陽に設定することにより、上流及び下流円柱の乱流境界層の取り扱いを変化させ、それが遠方場及び近傍場に与える影響について明らかにする。

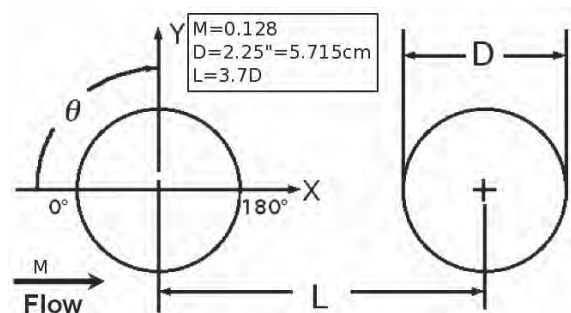


図1 直列二円柱形状

#### 2. 数値解析手法

##### 2.1 近傍場流体解析

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>8-11)</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。Roe の近似リーマン解法を MUSCL 三次精度化した数値流束を採用、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>12)</sup>にニュートン反復を組み合わせた時間二次精度計算である。

乱流モデルには LES/RANS hybrid 法を用いる。物体から離れた LES 領域では標準スモグリンスキーモデル<sup>13)</sup>( $C_s=0.2$ )とし、物体近傍は Spalart-Allmaras モデル<sup>14)</sup>を用いる。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ぐ。RANS の領域の大きさは、Spalart-Allmaras モデルを用いた RANS 解析結果を元に決定する。LES/RANS hybrid 法では RANS 領域の設定が陽にできることから、円柱毎に RANS 領域の有無を設定することも可能である。

## 2. 2 遠方場解析手法

遠方場音圧の解析には Ffowcs Williams and Hawkings (FW-H)法<sup>15,16)</sup>の formulation 1A を利用する。解析対象が低マッハ数流れであることから四重極項を無視する近似を利用することで、同式の右辺項は面積分のみからなる。FW-H 法の入力データは、CFD 解析から得られる騒音源を囲い込むような面上（音響透過面）での時系列物理量である。原理的に音響透過面は音源を内包する閉局面でなければならないが、本課題のように後流がある場合には全てを囲むことができない。そこで図2に示すように、適当な下流断面位置で打ち切る。下流側面については、流体変動に伴う余分な音圧変動を除去するため、積分対象から除外する。

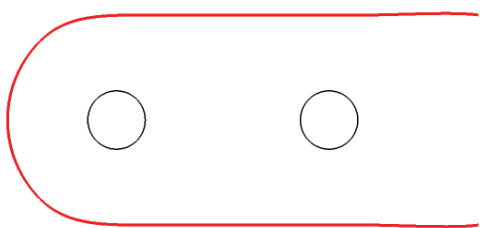


図2 FW-H 法計算に利用する音響透過面

## 3. 計算条件及び計算格子

本論文における全ての解析結果は、Jenkins らの行った風洞試験<sup>3,4)</sup>に対応し、マッハ数 0.128、円柱直径  $D$  と風速  $U$  で無次元化したレイノルズ数が  $1.66 \times 10^5$  である。またスパン方向の長さは、Lockard らの計算結果<sup>2)</sup>を踏まえ、円柱直径  $D$  の 18 倍とする。

図3に計算格子図 (Coarse grid) を示す。計算格子はマルチブロック構造格子であり、境界層領域、LES 領域、遠方場領域の3つの領域から構成されている。境界層領域は二円柱表面近傍に寄せられている格子 (図3(c), (d)参照) であり、RANS 解析を実施する時に用いられる最小格子幅、拡大比を用いて格子を作成する。その外側には、 $-1.8 < x/D < 6.3$ ,  $-1.8 < y/D < 1.8$  の範囲において LES 領域を設定する。これは図3(b)中において二円柱周囲の格子密度が高い領域に相当する。LES 領域の周囲には、遠方場格子があり、 $R/D=250$  の位置に設定した外部境界までの間を埋めている。

計算では格子依存性を確認するために、2つの異なる密度の格子を用いる。Coarse grid は 1290 万点からなる格子で、二次元断面上の格子点数は約 3.6 万点である。LES 領域の格子幅は、流れ方向、鉛直方向、スパン方向ともに約  $0.05D$  である。一方 Fine grid は 6950 万点からなる格子で、二次元断面上の格子点数は約 9.6 万点である。LES 領域の格子幅は、流れ方向、鉛直方向、スパン方向ともに Coarse grid の半分の約  $0.025D$  である。境界層領域における最小格子幅は両格子で同値とし、遠方場領域は LES 領域と接続するように作る。このように、Coarse grid は Fine grid から間引いて作るのではなく、LES 領域の格子解像度の着目して作成する。尚、図2で示した音響透過面は、LES 領域と遠方場領域の境界面に設定されている。

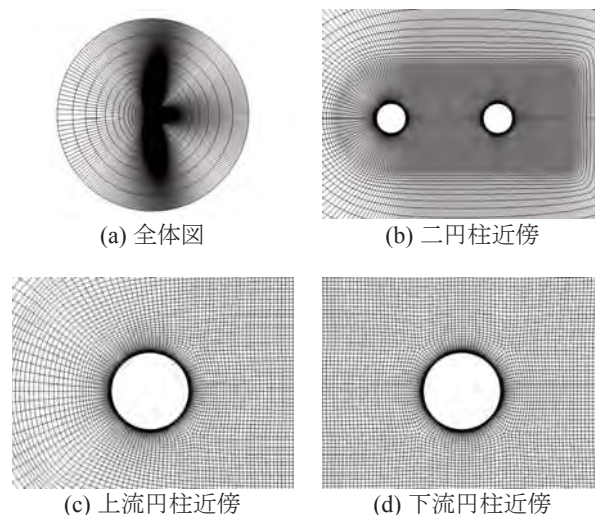


図3 計算格子図

表1が本論文で比較する計算ケースである。全部で5ケースからなり、乱流モデルの設定法および計算格子を変え、それらが遠方場音や近傍場流れに与える影響を調べる。特に、以下の点について明らかにすることを目的とする。

### 1) 乱流モデル設定法の影響 (Case 1-4)

物体表面の境界層部分の取り扱い方法について LES と LES/RANS hybrid 法の比較を行う。Case 1 は二円柱とも LES でモデル化した場合である。使用する格子の境界層部分の最小格子幅は LES の条件を満たすが、流れ方向及びスパン方向の格子幅や壁面鉛直方向の伸長比が大きすぎるため LES としては不十分であることから、厳密な乱流境界層計算はできない。この場合、遠方場や近傍場の予測精度がどのようになるのかを示すために実施する。Case 2 は二円柱とも壁近傍のみ RANS を用いる LES/RANS hybrid 法の場合である。上流円柱に関しては、その更に上流に乱れがないことから妥当な仮定と考えられるが、下流円柱は上流円柱後流との干渉が生じるため、RANS に基づくモデル化が適切か検討の余地がある。そこで、Case 3 では、上流円柱近傍のみを LES/RANS により取り扱い、下流円柱を LES として計算する。また、比較のため Case 3 とは逆に上流円柱を LES、下流円柱を LES/RANS とした Case 4 を実施する。

### 2) 格子依存性 (Case 2,5)

二円柱とも LES/RANS hybrid 法を用い乱流境界層部分をモデル化した Case 2 について、格子依存性を明らかにする。

表1 計算ケース表

| Case | Turb. model |      | Grid   | dt [sec] | Time steps run |
|------|-------------|------|--------|----------|----------------|
|      | Up          | Down |        |          |                |
| 1    | LES         | LES  | Coarse | 6.7e-6   | 35000          |
| 2    | L/R         | L/R  | Coarse | 6.7e-6   | 35000          |
| 3    | L/R         | LES  | Coarse | 6.7e-6   | 35000          |
| 4    | LES         | L/R  | Coarse | 6.7e-6   | 35000          |
| 5    | L/R         | L/R  | Fine   | 3.4e-6   | 60000          |

※L/R:LES/RANS hybrid

#### 4. 計算結果

##### 4. 1 遠方場音の比較

図4は課題で設定された遠方場の点 (Point B : (9.11D, 32.49D)) での Case 1~5 の音圧スペクトルを示す。周波数が 200Hz 弱の所に存在する狭帯域音と 200Hz 前後に山を持つ広帯域音からなり、いずれのケースでもその傾向はとらえられている。

初めに Case 1~4 の比較を行うと、上流円柱を LES として取り扱う Case 1 及び 4 では、狭帯域音のピーク周波数が実験値 (180Hz) と比較して小さい。これは後に述べる上流円柱の剥離点位置の影響のためである。また上流円柱を LES/RANS として取り扱う Case 2 及び 3 ではピーク周波数は実験と一致するものの、ピークのレベルが 10dB 近く低下している。

Case 2 について計算格子解像度を上げた Case 5 では狭帯域音のピーク周波数及びレベル、更には広帯域音のレベルも実験結果に近づく傾向がみられた。

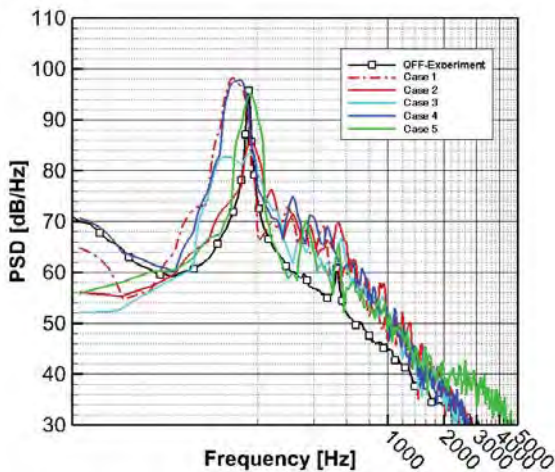


図4 遠方場における音圧比較

##### 4. 2 近傍場流れの比較

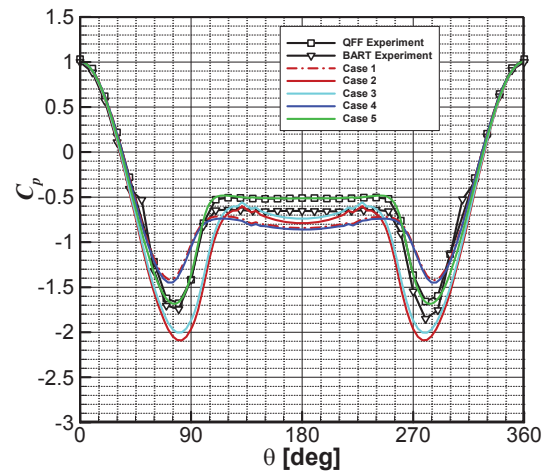
続いて近傍流れ場の検証を行う。図5は二円柱表面における時間平均圧力係数分布であり、(a), (b)はそれぞれ上下流円柱の結果を示す。尚以下に示す図では、前方よどみ点を 0 deg としている (図1参照)。

上流円柱の圧力係数分布については、実験では 75 deg 及び 285 deg 付近に負圧のピークがあり、背面側は平らな分布となっている。上流円柱を LES として取り扱っている Case 1 及び 4 については、剥離が実験より早く生じている。一方 LES/RANS を用いる Case 2 及び 3 では剥離する角度は実験より遅れ、負圧のピークも実験より大きくなっている。Case 2 について格子解像度を上げた Case 5 では負圧のピークが実験と同じ 75 deg 付近にあり、背面側の平らな圧力分布のレベルも実験結果と一致している。

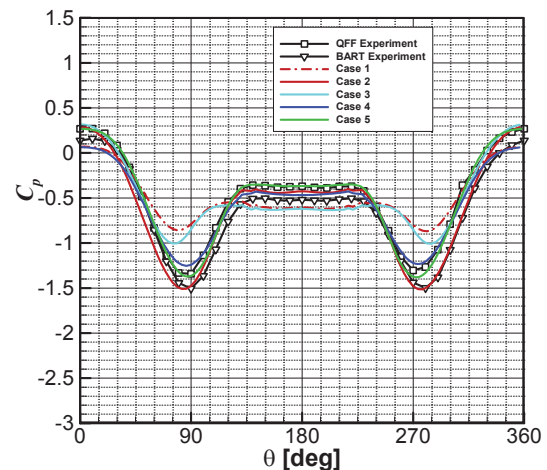
続いて下流円柱の圧力係数分布については、実験では 90 deg 及び 270 deg 付近に負圧のピークがあり、背面側は平らな分布となっている。上流円柱同様、下流円柱を LES として取り扱っている Case 1 及び 3 は、剥離が実験より早く生じている。一方 LES/RANS を利用する Case 2 及び 4 では剥離する角度は実験と一致し、負圧のピークのレベルは実験と同程度となっている。Case 2 について格子解像度を上げた Case 5 も実験結果と一致している。

以上まとめると、上流円柱だけでなく上流円柱からの後流に埋もれている下流円柱についても、LES/RANS で取り扱う方が実験結果に近い表面圧力分布が得られる。また上

流円柱に関しては Coarse grid では十分に流れ場が解像できておらず、Fine grid 以上に細かい格子が必要である。



(a) 上流円柱



(b) 下流円柱

図5 二円柱周りの時間平均圧力係数分布

次に円柱表面における圧力変動係数の二乗平均分布の結果を図6に示す。

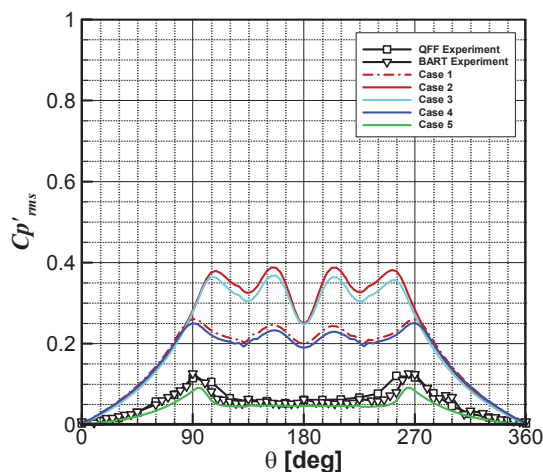
図6(a)に示すように上流円柱では、剥離点の下流側 (90deg, 270deg) でピークが観察され、背面側 (90 deg <  $\theta$  < 270 deg) では圧力変動が一定値となる分布が実験では得られている。一方 CFD の結果は Coarse grid を用いた Case 1~4 ではいずれもレベルが高くなり、背面側で圧力変動が一定値とならず 2つの小さなピークが存在する。Fine grid を用いている Case 5 の結果は実験結果と分布及びレベルが一致する。これは上流円柱後流流れ場の影響であり、詳細については後述する。

続いて下流円柱では、4つのピークが実験で観察されている。45 deg および 315 deg 近傍のピークは上流円柱後流が下流円柱に衝突するためであり、110 deg および 250 deg 近傍のピークは下流円柱表面での剥離のためである。円柱表面の乱流モデルに依存して、レベルに違いがあるものの、いずれの計算結果においても 45 deg および 315 deg 近傍のピーク位置は予測されている。一方下流円柱表面での剥離

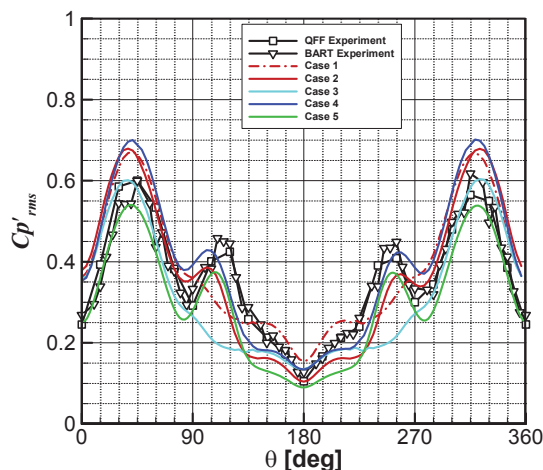


点に関係のある 110 deg および 250 deg 近傍のピークは、下流円柱を LES としている Case 1 及び 3 では明確でない。また、LES/RANS として取り扱っている Case 2 及び 4 では再現されているが、実験と比較するとピークとなる角度が 10deg 程度早くなっている。Fine grid による Case 5 の結果では、Case 2 と比較してピークがより明確になるものの、ピークとなる角度は改善しない。

尚、上流の変動と下流の変動レベルを比較すると下流円柱の方が値が大きくなっているため、下流円柱からの放射音が大きいと予想される。



(a) 上流円柱



(b) 下流円柱

図6 二円柱周りの時間平均圧力変動係数分布

二円柱間の時間平均化された流れ方向速度分布を図7に示す。グラフ下の模式図が示すように、 $x/D=0.5$  が上流円柱の後方よどみ点、 $x/D=3.2$  が下流円柱の前方よどみ点となる。実験結果の分布では、上流円柱後方には流れ方向速度が負となる再循環領域が形成されており、その大きさは  $1.2D$  程度である。Coarse grid の計算結果を観察すると、上流円柱を LES として取り扱う Case 1 及び 4 が LES/RANS とする Case 2 及び 3 より実験に近い速度分布となっている。しかし、既に示した表面圧力分布において上流円柱後方の剥離

流れが実験と異なることが明確に分かっており、流れ場全体としては実験結果を再現していないと考えられる。Case 2 について格子を細かくした Case 5 では、他の比較図と同様、実験結果に近い分布が得られることから、流れ方向速度分布に関しても、二円柱ともに LES/RANS として取り扱う方が良いと考えられる。

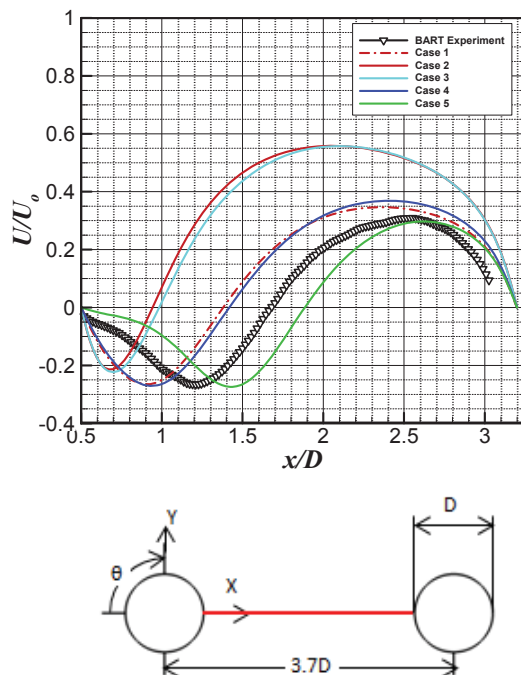


図7 二円柱間の  $x$  軸上の流れ方向速度プロファイルの比較

図8に、二円柱上に設置された非定常圧力計測点での比較結果を示す。

上流円柱上は 135deg の点であり、これは剥離後の非定常流れを観察することが目的である。Coarse grid の結果は、図6(a)で示した結果同様に全周波数域において PSD の値が高い。ピーク周波数は遠方場の結果と同様、上流円柱を LES として取り扱う Case 1 及び 4 では狭帯域音のピーク周波数が実験値 (180Hz) と比較して小さい。上流円柱を LES/RANS として取り扱う Case 2 及び 3 ではピーク周波数は実験と一致し、Fine grid の Case 5 の結果ではレベルも実験と一致した結果が得られる。

下流円柱については上流からの乱れた流れが衝突する 45deg の点で比較する。これは図6(a), (b)の中で変動が最大となる点である。ピーク周波数については、遠方場及び上流円柱と同じ傾向が得られている。上流円柱の傾向と異なる点は、狭帯域音や広帯域音の PSD レベルの格子依存性が小さい点である。

図8(a)と(b)を比較すると、PSD レベルが下流円柱の点で全周波数域にわたって高いことから、図6の結果からも予想されたように、遠方場音のレベルは下流円柱が支配していると考えられる。

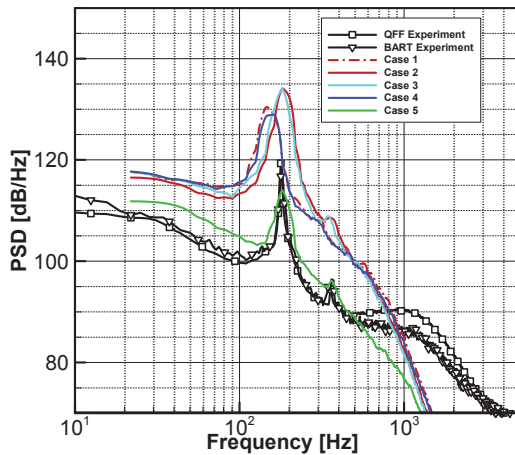
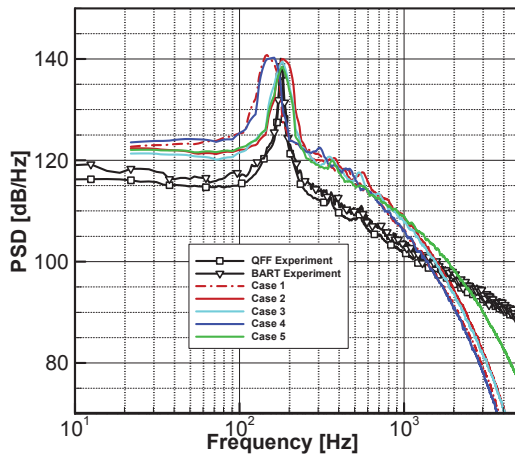
(a) 上流円柱 ( $\theta=135\text{deg}$ )(b) 下流円柱 ( $\theta=45\text{deg}$ )

図8 円柱表面上の点における PSD

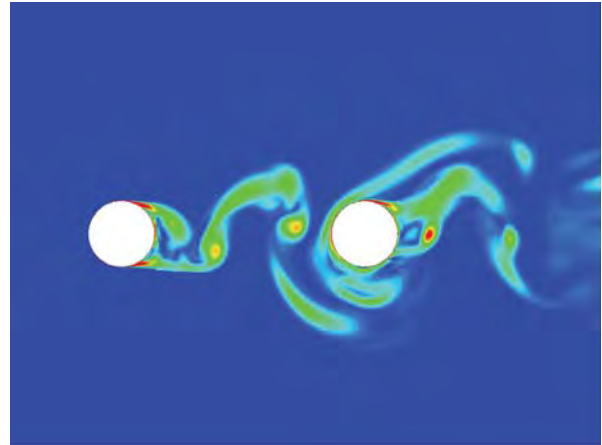
最後に断面上速度変動成分 ( $u'$ ,  $v'$ ) のみからなる乱流エネルギー分布の瞬時値 (断面は  $z/D=9$ ) を 図9に示す。図9(a)は Case 2 (Coarse grid) の結果であるが、上流円柱からの剥離せん断層が発達せず、上流円柱の直後で渦を放出している。一方 Case 5 (Fine grid) の結果である図9(b)をみると、上流円柱からの剥離せん断層が発達し、1D 程度下流側で崩壊の後、渦を放出している。図6(a)で、Coarse grid の圧力変動係数が Fine grid や実験と比べて大きい原因は、上流円柱直後での大きな流れ場の振動である。これは図7において再循環領域の大きさが Fine grid や実験と比較して Coarse grid で小さくなっている事実とも一致する。

#### 4. 3 考察

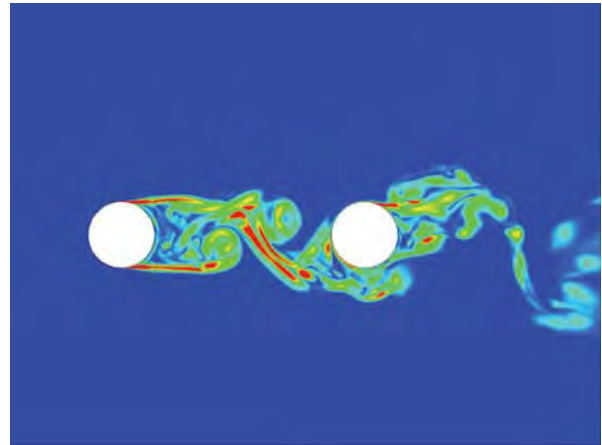
狭帯域音の周波数は上流円柱からの剥離流れが決めており、その予測のためには上流円柱境界層を LES/RANS で取り扱う必要がある。狭帯域音の音圧レベルは上流からの乱れが下流円柱に衝突することによって決定され、下流円柱境界層そのものの影響は小さい。広帯域音に関しては、今回の解析の範囲内においては大きな変化が生じていない。

近傍場はカルマン渦そのものだけでなく、物体表面の剥離位置、そこから発達する剥離せん断層をとらえることが、重要であることが明らかになった。近傍流れ場を再現する

ためには、二円柱ともに LES/RANS を用いる方が実験に近い結果が得られることが分かった。



(a) Case 2 (Coarse grid)



(b) Case 5 (Fine grid)

図9 断面上速度変動成分のみからなる乱流エネルギー分布

#### 5. まとめ

Workshop on Benchmark problems for Airframe Noise Computations (BANC) - I で課題となった直列二円柱周りの遠方場音予測を、UPACS-LES を用いて計算した。二円柱の乱流モデルの取り扱い法や格子解像度を変化させ、遠方場音や近傍場流れに与える影響を明らかにした。

遠方場音に関しては、いずれの方法でも実験でみられるような狭帯域音と広帯域音の組み合わせからなるスペクトルが観察された。ただし上流円柱を格子解像度の不足した LES とした場合には、ピーク周波数がずれることが示された。一方近傍場を確認すると、格子解像度の不足した LES 解析では剥離点が上流側へと移動し、その結果時間平均の圧力係数、圧力変動係数、速度分布が実験結果と異なることが示された。近傍場再現の観点からは二円柱ともに LES/RANS hybrid 法で設定する法が望ましい。更に近傍場においては、上流円柱からの剥離せん断層が存在し、近傍場だけでなく、遠方場にも影響を与えていることが示された。剥離せん断層は物体表面から離れたところから、格子生成の段階から注意する必要がある。Fine grid を用いた LES/RANS hybrid 解析は遠方場のみならず、近傍場において比較した様々な値が実験に近づく傾向が確認された。このようにさまざまな物理量の比較を通じ、計算結果の検証をすることの重要性が認識できた。

今後はそのほかの LES/RANS 法（例えば delayed detached-eddy simulation (DDES)）や、高次精度スキームを用いた場合について検討を進める予定である。

#### 謝辞

本研究は、日本学術振興会優秀若手海外派遣事業（常勤研究者）の支援の元、実施された。ここに感謝の意を表す。

#### 参考文献

- 1) [https://info.aiaa.org/tac/ASG/FDTC/DG/BECAN\\_files/\\_Workshop\\_June\\_2010\\_Final\\_problem\\_Statements/Contact\\_Information.pdf](https://info.aiaa.org/tac/ASG/FDTC/DG/BECAN_files/_Workshop_June_2010_Final_problem_Statements/Contact_Information.pdf)
- 2) Lockard, D. P., Khorrami, M.R., Choudhari, M.M., Hutchenson, F.V., Brooks, T.F., and Stead, D.J., "Tandem Cylinder Noise Prediction", AIAA paper 2007-3450
- 3) Jenkins, L.N., Khorrami, M.R., Choudhari, M.M. and McGinley, C.B., "Characterization of Unsteady Flow Structures around Tandem Cylinders for Component Interaction Studies in Airframe Noise", AIAA paper 2005-2812
- 4) Jenkins, L.N., Neuhart, D.H., McGinley, C.B., Choudhari, M.M., and Khorrami, M.R., "Measurements of Unsteady Wake Interference Between Tandem Cylinders", AIAA paper 2006-3202
- 5) Khorrami, M., Lockard, D., Choudhari, M., Jenkins, L., McGinley, C. and Neuhart, D., "Simulations of Bluff Body Flow Interaction for Noise Source Modeling" AIAA paper 2006-3203
- 6) Enomoto, S., Nozaki, S., Imamura, T., and Yamamoto, K., "Large-Eddy Simulation of Jet Noise using Multi-block Structured Grid", IGTC2007-ABS-148
- 7) Imamura, T., Ura, H., Yokokawa, Y., Enomoto, S., and Yamamoto, K., "Three-dimensional Unsteady Flow around Conventional Slat of High-Lift-Devices", AIAA Journal Vol. 46, Number 5, 2008, page 1045-1053
- 8) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., "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.
- 9) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S., and Mukai, J., "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.
- 10) Murayama, M., Yamamoto, K., and Kobayashi, K., "Validation of Flows on High-Lift Configurations by Structured- and Unstructured- Mesh Method", AIAA Paper 2005-1226, Jan. 2005.
- 11) Yamamoto, K., Ochi, A., Shima, E., and Takaki, R., "CFD Sensitivity of Drag Prediction on DLR-F6 Configuration by Structured Method and Unstructured Method," AIAA Paper 2004-0398, Jan. 2004.
- 12) Shima, E., "A Simple Implicit Scheme for Structured/Unstructured CFD," Proceedings of 29th Fluid Dynamics symposium, Hokkaido, Japan, 1997, pp.325-328. (in Japanese)
- 13) Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations", Mon. Weath. Rev., Vol.91, No.3, pp.99-164. (1963)
- 14) Spalart, P.R., and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 92-0439, Jan. 1992.
- 15) Ffowcs Williams, J. E., and Hawkings, D. L., "Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion," Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A, 264, 321-342.
- 16) A.S.Lyrintzis, "Surface integral methods in computational aeroacoustics - From the (CFD) near-field to the (Acoustic) far-field", Inter. J. Aeroacoustics, Vol. 2, No. 2, 2003, pp.95-128.



# ブロック構造型直交格子と IB 法を用いた LEE コード構築

福島裕馬（東北大院），佐々木大輔（東北大工），中橋和博（東北大工）

## Code Development of Linearized Euler Equation on Block-Structured Cartesian Mesh Combined with Immersed Boundary Method

by

Yuuma Fukushima, Daisuke Sasaki and Kazuhiro Nakahashi (Tohoku University)

### ABSTRACT

Recently, noise of airplane has been lowered due to the improvement of each component. However, regulations of airport noise are just the same getting stringent, and thus the attention is currently focused on noise analyses for the further noise reduction. Among them, this study focuses the acoustic analysis using the Linearized Euler Equation (LEE). LEE is often calculated on multi-block structured or unstructured mesh. However, mesh generation around complicated geometries takes time on structured mesh and cost of high order calculation gets larger on unstructured mesh. In this study, a LEE code for aeroacoustic analysis is developed on block structured Cartesian mesh of Building-Cube Method (BCM). BCM has several advantages over structured or unstructured mesh: quick mesh generation for complicated geometries, easy application of high order scheme, high efficiency in calculation, and easy parallelization of process. To make an accurate calculation, the Immersed Boundary Method is implemented for wall boundary treatment and high order Lagrange interpolation is implemented at the Cube boundary for data exchange. At outer boundary, buffer zone boundary condition is implemented. This code is validated through acoustics scattering problems around cylinders and the Root Mean Square Error (RMSE) and Maximum error of calculations are compared. In results, presented method shows high accuracy even if the objects are complicated triple cylinders and the effectivity was verified.

### 1. 背景及び目的

近年、高バイパス比エンジンの採用などによって航空機から発生する騒音は低下している。その一方で、空港付近の騒音規制は厳しくなっており、更なる低騒音化に向けた騒音解析の研究はより重要になっている。音響場の数値解法の中で、圧縮性オイラー方程式を音波成分に対して線形化した線形オイラー方程式 (Linearized Euler Equation, LEE) を用いた解析法は、広く用いられている。Curle の式を用いた解析<sup>1)</sup>と比較して、解析対象が一様な流れ場の領域に限定されず、物体近傍での回折や反射も取り入れた音波の予測に適している。

これまでの LEE を用いた実形状の解析や最適化は、主に構造格子、非構造格子によって行われている<sup>2,3)</sup>。しかし、実際の複雑形状を取り扱う際には、従来の構造格子、非構造格子を用いた手法ではそれぞれ課題がある。構造格子を用いた解析では、物体形状に沿った格子を配置するために物体適合性に優れているが、航空機全機形状やさらに複雑な形状周りに格子を配置するには膨大な時間を要し、実用的ではない。非構造格子による解析は複雑形状を扱うのに優れているが、一般に空間精度が低く、高次精度解法では格子点当たりの計算コストが大きくなってしまふ。そこで本研究では、単純な直交格子を用いた解析に着目した。直交格子による解析では、空間を直交に分割するという簡便さのために複雑形状を容易に扱うことができる。また、空間高次精度化が容易、計算効率が高いという利点もある。直交格子による解析の問題は、壁面表現が階段状となることによる誤差である。本研究では、その問題を局所細分化格子、及び境界埋め込み法 (Immersed Boundary Method, IBM) を用いて解決する。

直交格子を用いた解析は、階段状近似による影響をできるだけ小さくするために、物体近傍に細かい格子を必要とする。しかし、等間隔格子や不等間隔格子において高密度な格子を用いると、細かい格子点が不必要な遠方にまで配置される。そこで本研究では、中橋の提案したブロック型直交格子法 (Building-Cube Method, BCM)<sup>4)</sup>を参考に、Multi-size Mesh を用いた局所細分化格子による解析を行う。これにより、物体から離れた領域においては必要十分な粗さの格子を用いる一方で、物体近傍にはより細かく細分化された格子を用いることで、格子点の増加を抑えながら階段状

近似による誤差を抑制できる。また、局所細分化格子のみでは、物体近傍をどれほど細かく細分化しても、表面に関しては階段状近似の影響は残ってしまうために、より高精度な壁面の取り扱いが望ましい。加えて、陽解法による解析では最小格子幅によって time step が決定してしまう。これらのことより、精度良い解析を実用的な細かさで行う必要がある。そこで、本研究では IBM による物体表現を用いる。IBM は、直交格子において精度よく物体を表現するために提案されたもので、本研究では Ghost Cell と Image Point を用いたものを適用する。

本研究の目的は、複雑形状においても容易に解析のできる LEE コードの開発である。それを実現するために、BCM のブロック型直交格子と壁境界条件として IBM を用いる。検証計算として、曲率形状を持つ円柱周りの音波散乱問題を解析することによって格子細分化の効果とその適用範囲を確認する。また、本手法の有用性を示すために計算手法の違いによって発生する誤差を比較する。

### 2. 計算手法

#### 2.1 支配方程式

LEE の二次元での表記を式(1)～(4)に示す。実際の LEE の計算では、流れ場の平均成分  $Q_0$  と音源  $S$  を与えて、変動成分  $Q'$  の時間発展を計算する。したがって、実問題を計算する際には対象とする物体周りの流れ場を先に計算する必要がある。

$$\frac{\partial Q'}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + H = S \quad (1)$$

$$Q' = \begin{bmatrix} \rho' \\ u' \\ v' \\ p' \end{bmatrix}, Q_0 = \begin{bmatrix} \rho_0 \\ u_0 \\ v_0 \\ p_0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$E = \begin{bmatrix} \rho_0 u' + \rho' u_0 \\ u_0 u' + \frac{p'}{\rho_0} \\ u_0 v' \\ u_0 p' + \gamma p_0 u' \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho_0 v' + \rho' v_0 \\ v_0 u' \\ v_0 v' + \frac{p'}{\rho_0} \\ v_0 p' + \gamma p_0 v' \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ u' \left( \frac{\partial u_0}{\partial x} - \nabla \bar{v}_0 \right) + \frac{1}{(\rho_0)^2} \left( \rho' \frac{\partial p_0}{\partial x} + p' \frac{\partial \rho_0}{\partial x} \right) \\ v' \left( \frac{\partial v_0}{\partial y} - \nabla \bar{v}_0 \right) + \frac{1}{(\rho_0)^2} \left( \rho' \frac{\partial p_0}{\partial y} + p' \frac{\partial \rho_0}{\partial y} \right) \\ (\gamma - 1) [p' \nabla \bar{v}_0 - \bar{v}' \nabla p_0] \end{bmatrix} \quad (4)$$

この支配方程式の中で、空間微分には7つの stencil を用いる4次精度の有限差分スキームである DRP (Dispersion Relation Preserving) スキーム<sup>5)</sup>を用いた。また、後述する Cube 境界や物体境界からの非物理的な振動を取り除くために4次精度の Damper を各 iteration で適用している。時間積分には6段階4次精度の LDDRK (Low Dissipation Dispersion Runge-Kutta)<sup>6)</sup>を用いた。

## 2. 2 計算アルゴリズム

計算格子は以下の手順によって作成される。まず図1のように、計算領域は Cube と呼ばれる  $2^n$  倍の大きさの違いを持つ正方形領域で分割される。そして、それぞれの Cube は図2のように各軸方向同数の正方形 Cell (格子点) で分割され、計算は Cube ごとに行われる。この方法は、すべての Cube が同数の Cell を含んでいるので、並列計算の際の負荷に偏りがなく並列化効率に優れている。また、1つの Cube は隣り合う Cube と重なり合った Ghost Cell を3つ保持している。この Cell の存在により、7つの stencil を使う4次の DRP スキームを1つの Cube 全体に簡単に適用することができる。格子が細分化される際には、1つの Cube が4つに分割され、それぞれ分割された領域は別々の Cube として等間隔の Cell が配置される。この際、隣り合う Cube の大きさの違いが最大でも2倍になるようにスムージングされる。

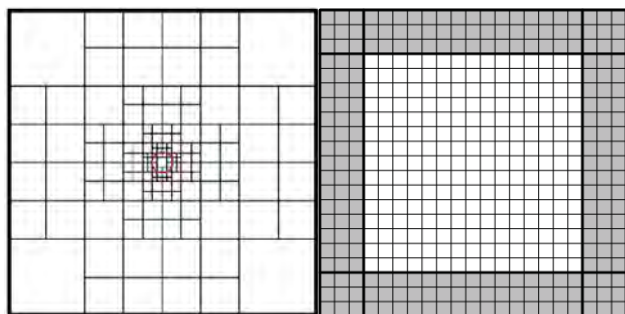


図1 計算領域

図2 Cube の構成  
(15×15Cell, 3Ghost Cell)

## 2. 3 Cube 境界

大きさの違う Cube の境界では、格子点が繋がっていないために、補間によって情報を交換する必要がある。簡単な方法として、大きい Cube から小さい Cube へ補間する際には、1つの Cell が持っている物理量をそのまま小さい Cube の Ghost Cell の物理量として用いる0次精度補間がある。また、小さい Cube から大きい Cube へ補間する際には、大きい Cube の Ghost Cell に重なる小さい Cube の Cell 4つの平均値を用いる1次精度補間がある。しかし、これら低次精度の補間では物理量分布は連続にはならないので Cube 境界において非物理的な反射や減衰が起こてしまい、音波などの比較的振幅の小さい擾乱を扱うにはこの非物理的な影響が大きくなる。これを防ぐために、本研究では高次の多項式補間法である Lagrange 補間を用いた<sup>7)</sup>。これは、式(5)~(7)に示す距離の重み関数を用いて補間を行うものである。

$$Q_{target}(x_{target}, y_{target}) = \sum_{j,k} Q_{surround}(x_j, y_k) w_j(x_{target}) w_k(y_{target}) \quad (5)$$

$$w_j(x_{target}) = \prod_{i \neq j} \frac{(x_{target} - x_i)}{(x_j - x_i)} \quad (6)$$

$$w_k(y_{target}) = \prod_{i \neq k} \frac{(y_{target} - y_i)}{(y_k - y_i)} \quad (7)$$

図3は小さい Cube から大きい Cube への補間を示している。補間を行う Ghost Cell は1列に対して3つであるが、ルンゲ現象を抑えるため、補間に用いる stencil が対称となるように Cube 境界に最も近い Cell は  $2 \times 2$  点での補間、その他2つは  $4 \times 4$  点での補間を行う。図4は大きい Cube から小さい Cube への補間を示しているが、こちらは Ghost Cell 2列分の補間点に対して大きい Cube の  $3 \times 3$  点の同じ Cell の物理量を用いた補間を行う。

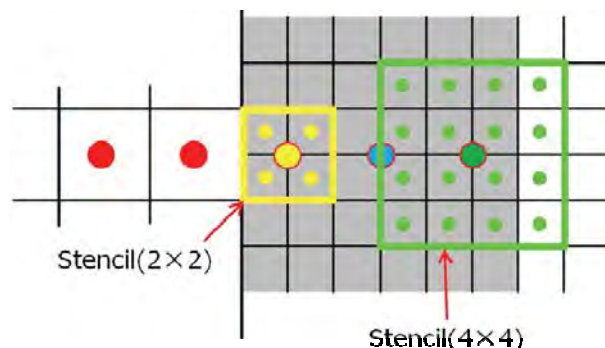


図3 小さい Cube から大きい Cube への補間

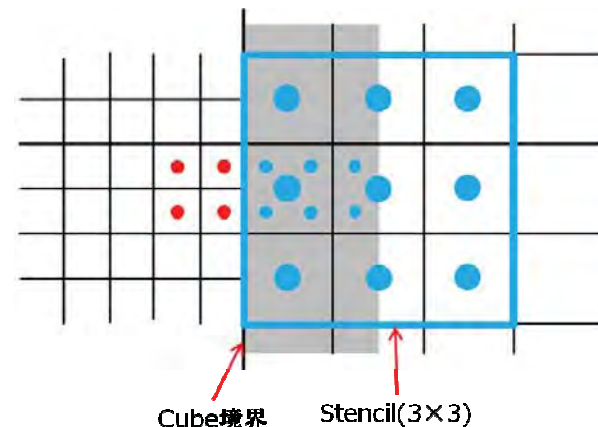


図4 大きい Cube から小さい Cube への補間

## 2. 4 吸収境界

本研究では、外部へ向かう音波の反射を防ぐために、外部境界付近に吸収領域を設定する方法を用いる。吸収境界では Buffer Zone 境界条件<sup>8)</sup>を計算解に陽的に適用する。Buffer Zone 境界条件は、計算領域の外部境界付近に吸収領域を設定し、吸収領域の長さとその内部境界からの位置情報によって振幅を特定の値に減衰させるというものである。減衰係数の最大値は最小格子幅と音速によって決定し、外部境界で最大値、吸収領域開始位置で0となる。本研究では、減衰係数の急激な変化による不必要な反射を防ぐために減衰係数を2次関数として滑らかに変化させている。吸収領域内で適用する式を式(8)~(11)に示す。

$$Q^{(n+1)} = \overline{Q}^{(n+1)} - \sigma \left( \overline{Q}^{(n+1)} - Q_{target} \right) \quad (8)$$

$$\sigma(x) = \sigma_{\max} \left| 1 - \frac{x-L}{L} \right|^\beta \quad (9)$$

$$\sigma(y) = \sigma_{\max} \left| 1 - \frac{y-L}{L} \right|^\beta \quad (10)$$

$$\sigma_{\max} = \frac{2\bar{c}}{\Delta x}, \beta=2 \quad (11)$$

ここで、 $Q^{(n+1)}$  は iteration ごとの解、 $Q^{(n+1)}$  は減衰後の解、 $Q_{\text{target}}$  は解を減衰させる目標となる値であるが、LEE の計算では 0 となる。 $\sigma(x), \sigma(y)$  はそれぞれ x 軸方向、y 軸方向の減衰係数、 $L$  は吸収領域幅、 $x, y$  は Buffer Zone の内部境界からの距離である。吸収領域の大きさを決定する際には図 5 に示すように、外部境界に接する Cube の中で最も小さい Cube の幅を基準として計算を行う。

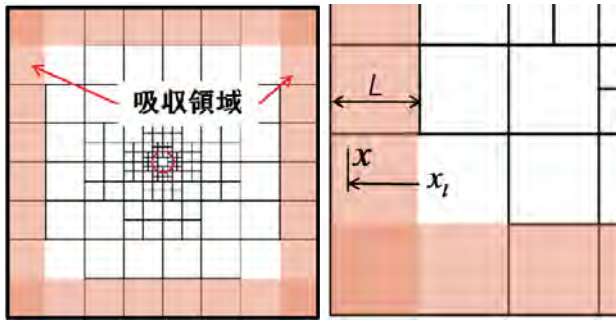


図 5 吸収境界位置と左下領域の拡大図

## 2. 5 Immersed Boundary Method

本研究において用いる IBM は Ghost Cell と Image Point を用いたもの<sup>9)</sup>である。図 6 に、Ghost Cell と Image Point、補間参照点の位置関係を示す。ここで、 $q_1 \sim q_4$  はそれぞれの参照点における物理量、 $q_{IP}$  は Image Point での物理量である。まず、物体形状を入力、各 Cell が物体の内部か外部かを判別する。この際、Cell 中心が物体の外部に位置しない Cell を内部 Cell とする。その物体内部の一つ目の Cell を Ghost Cell として用いる。そして、Ghost Cell から物体表面の法線方向の、最小 Cell の 1.5 倍の長さの位置に Image Point を定義する。ここで、Image Point を囲む 4 つの参照点からの物理量  $q_{IP}$  への補間の際に Ghost Cell 自身が補間参照点となるのを防ぐため、Cell の対角線の長さである、最小 Cell の  $\sqrt{2}$  倍以上の位置としている。最後に、物体表面垂直方向の速度ベクトルが 0 であり、圧力がノイマン条件を満たすように  $q_{IP}$  を用いて Ghost Cell の値を決定する。Image Point への補間は Image Point を囲む  $2 \times 2$  の 4 点を用いて式(12)による線形補間を行う。式(12)において、 $x, y$  は、参照点 1 を基準とした Image Point への座標方向の距離、 $a_1 \sim a_3$  は補間係数である。

$$\begin{cases} q_{IP} = q_1 + df(x, y) \\ df(x, y) = a_1x + a_2y + a_3xy \\ df^2 = q_2 - q_1 \\ df^3 = q_4 - q_1 \\ df^4 = q_4 - q_1 \end{cases} \quad (12)$$

$$\begin{bmatrix} dx & 0 & 0 \\ 0 & dy & 0 \\ dx & dy & dxdy \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} df^2 \\ df^3 \\ df^4 \end{bmatrix}$$

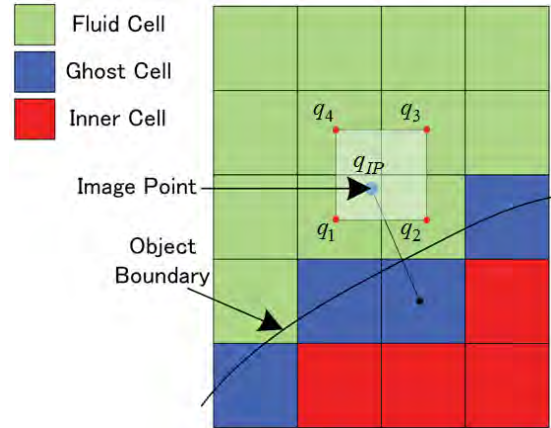


図 6 IB Method

## 3. 結果および考察

### 3. 1 一円柱による音波散乱計算

検証計算として、一円柱周りの音波散乱の計算を行った。これは Second Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems<sup>10)</sup>で取り上げられた課題である。具体的な内容は、二次元平面の原点に航空機の胴体を模擬した直径  $1D$  の円柱があり、座標  $(4D, 0)$  の位置にプロペラから発生する音を模擬した単極子音源がある。実際のプロペラ騒音は単極子音源ではないが、曲率を持つ物体による反射波の正確な計算に加えて、音源からの波と反射波の干渉が捕らえられるかを検証するのに適した問題である。本課題には放射音の指向性分布について解析解が存在し、厳密な比較を行うことができる。入力式(13)、(14)に示す単極子ガウス分布入力を圧力項に加える。

$$S = A \exp \left[ -\ln 2 \left( \frac{(x-x_s)^2 + (y-y_s)^2}{b^2} \right) \right] \sin 8\pi t \quad (13)$$

$$(x_s, y_s) = (4, 0), A=1, b=0.2 \quad (14)$$

本課題について、三種類の格子を用いた解析を行い、格子細分化の効果と適用範囲を検証した。表 1 に計算に用いた格子情報を示す。また、図 7 に基準となる Base Mesh と、物体周りに 1 回、2 回の細分化を行った Fine Mesh1, 2 の物体境界、Cube 境界、吸収領域を表示したものを示す。1 つの Cube に含まれる Cell はすべての条件において  $125 \times 125 = 15,625$  である。計算領域は円柱の直径  $D$  を基準として吸収領域も含めて  $20D \times 20D$  の領域を用いた。例として Base Mesh を見ると、計算領域は  $8 \times 8$  の同じ大きさの Cube で表現されており、総格子点数は 100 万点となっている。この格子における最小格子幅は一律に  $2.0 \times 10^{-2}D$  であり、Point Per Wavelength (PPW) = 12.5 となっているため、計算領域全体で波長  $\lambda = 0.25$  の波を解像するのに十分な格子となっている。外部境界に接している Cube は全領域で Buffer Zone 境界条件が実装されているため、125Cell の吸収領域となっている。

表 1 格子情報(一円柱)

|          | $\Delta d$ | Number of Cubes | Number of computational Cells |
|----------|------------|-----------------|-------------------------------|
| c1_Base  | 0.020D     | 64              | 1,000,000                     |
| c1_Fine1 | 0.010D     | 76              | 1,187,500                     |
| c1_Fine2 | 0.005D     | 88              | 1,375,000                     |



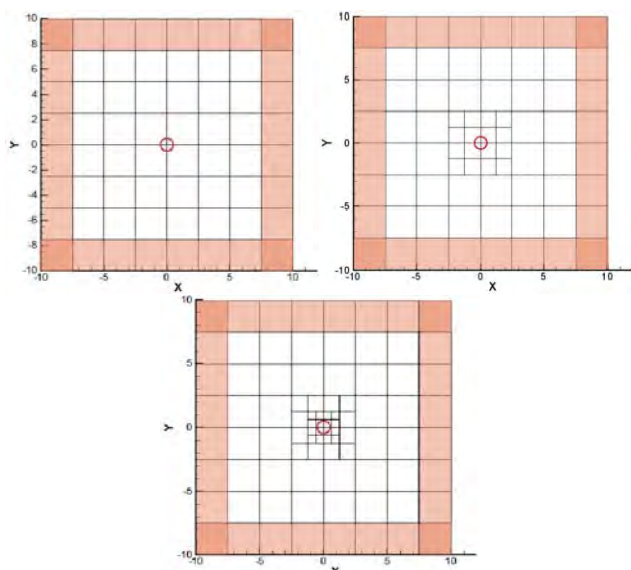


図7 一円柱周りの Cube 配置  
(左上:Base, 右上:Fine1, 下:Fine2)

計算結果として図8に一円柱周りの瞬時圧力変動分布を示す。図を見ると、音源からの音波が円柱によって散乱され、干渉波が周りに伝搬していることが分かる。また外部境界付近では、吸収領域によって音波が減衰されていることが確認できる。図中において黒線は Cube 境界を示しているが、圧力変動が境界を越えて連続的に伝搬していることも確認できる。図9には、原点から  $r=5D$  の位置での放射音強度

$$D(\theta) = r p^2 \quad (15)$$

を音源方向から反時計回りに  $90 \sim 180 \text{deg}$  の位置でサンプリングしたものを示す。圧力の二乗平均を計算する際は、120 周期分計算し、周期解の得られる最後の 4 周期分の値を積分した平均値を用いた。

図9を見ると、Base Mesh における計算では全体的に解析解に対して低い値を示しており、 $100 \text{deg}$  付近においては解析解との一致が見られるが  $130 \text{deg}$ ,  $155 \text{deg}$  付近においてはずれが顕著に見られる。このずれは円柱周りの格子を細分化するにつれて改善され、最小格子幅が  $5.0 \times 10^{-3} D$  である Fine Mesh2 による計算では解析解と一致した。この計算結果から、本計算手法では物体の代表長さに対して最小格子幅  $5.0 \times 10^{-3} D$  程度を用いれば物体を適切に表現でき、IBM による物体表現と合わせて階段状近似による誤差を極力抑えられることが分かった。

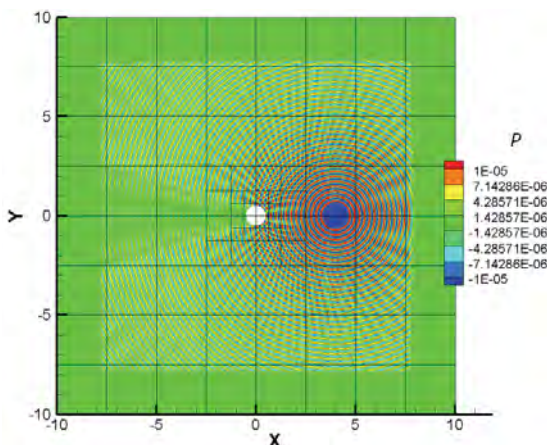


図8 一円柱周りの圧力分布(Fine2)

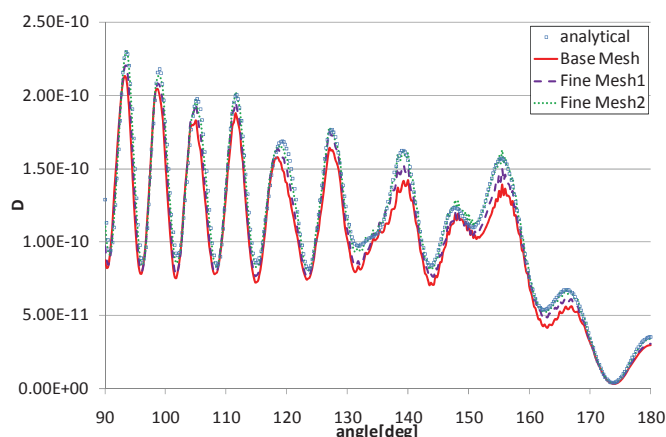


図9 一円柱周りの放射音強度分布

この結果を基にして、本研究において適用した手法の誤差に与える影響を調べる。Fine Mesh2 での解析を基準として、吸収層の厚さ、Cube 境界における Lagrange 補間の有無、物体境界における IBM の有無について計算結果の誤差を比較した。ここで、Lagrange 補間を用いない場合には 0 次精度、1 次精度の補間を行い、IBM を用いない場合には Ghost Cell 近傍の流体 Cell の物理量の平均値を用いて Ghost Cell の物理量を決定した。計算条件は検証計算における Fine Mesh2 による計算と同様であり、変更した部分とそのときの誤差を表2に示す。Lは外部境界に接する Cube の大きさを基準とした吸収層の厚さを示しており、 $L=1.0$  は外部境界に接する Cube をそのまま吸収境界としているので 125Cell の吸収層となっている。同じように、 $L=0.5$  は 64Cell、 $L=1.5$  は 190Cell の吸収層となっている。また、誤差の二乗平均平方根(Root Mean Square Error, RMSE)、最大誤差については解析解に対する百分率により表記している。表2を見ると、吸収層の厚さが増加するに従い、RMSE、最大誤差共に減少していることが分かる。これは、吸収層が大きくなることにより、外部に向かう波が吸収層内で反射を起こさずに減衰されているためである。また、Lagrange 補間を行わない場合、IBM を適用しない場合には総じて誤差が大きくなる傾向にあり、IBM を用いなかった場合には最大誤差が 40%ほどになった。図10に、Lagrange 補間を適用しなかった場合、IBM を適用しなかった場合の計算結果について、解析解との比較を示す。この図を見ると、Lagrange 補間を適用しない場合には波形は乱れないが、全体として振幅が小さくなっていることが分かる。そして、IBM を適用しない場合、解の傾向は捉えているものの、波形は大きく乱れていることが分かる。これらの結果から、本研究において適用した手法が音響解析において有用であることが確かめられた。

表2 計算手法による誤差の比較(一円柱)

| L   | Lag. | IBM | RMSE[%] | Max. Error[%] |
|-----|------|-----|---------|---------------|
| 0.5 | ○    | ○   | 7.97    | 25.35         |
| 1.0 | ○    | ○   | 3.69    | 12.36         |
| 1.5 | ○    | ○   | 3.28    | 7.35          |
| 1.0 | —    | ○   | 11.95   | 33.57         |
| 1.0 | ○    | —   | 11.84   | 40.59         |

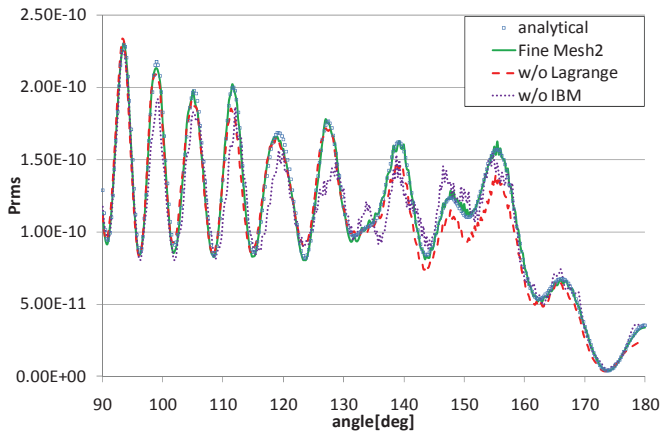


図10 異なる計算手法における解の比較

### 3. 2 三円柱による音波散乱計算

一円柱における検証計算の結果を参考に、三円柱周りの音波散乱問題を解析する。これは Fourth Computational Aeroacoustics Workshop on Benchmark Problems の課題である。音源は原点にあり、座標 $(-3D, 0)$ に直径 $1D$ の円と $(3D, 4D)$ ,  $(3D, -4D)$ の位置に直径 $0.75D$ の円がある。物体が複数存在する場合には、単体の場合に比べて反射波が複雑に干渉しあう。本研究の目的は、この問題のように複数の物体が存在する複雑な場合においても正確に解を得ることである。式(16)に入力条件を示す。

$$(x_s, y_s) = (0, 0), A = 0.4, b = 0.2 \quad (16)$$

一円柱での解析では、物体周りの格子を $5.0 \times 10^3 D$ まで細分化した格子が最も良い結果を示したので、三円柱の計算では、同様にそれぞれの円柱周りの最小格子幅を $5.0 \times 10^3 D$ とした格子を用いて、円柱表面、または計算領域内の $y$ 軸上における圧力二乗平均値を計算し、計算手法による誤差の比較を行った。二乗平均を計算する際は、120周期分計算し、周期解が得られるようになった最後の4周期分の値を用いて計算した。表3に、基準として用いた格子(Fine Mesh)の格子情報を示す。図11に用いた計算格子の物体境界、Cube境界と吸収領域を表示したものを示す。

表3 格子情報(三円柱)

|         | $\Delta d$ | Number of Cubes | Number of computational Cells |
|---------|------------|-----------------|-------------------------------|
| c3 Fine | 0.0050D    | 136             | 2,125,000                     |

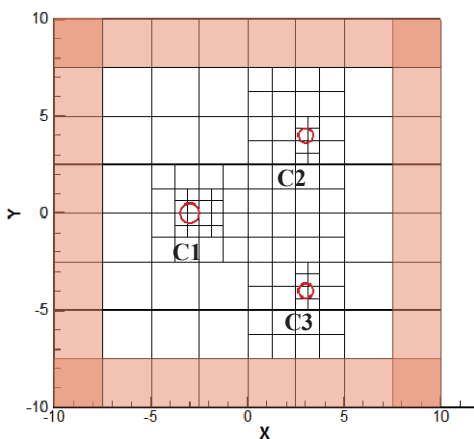


図11 3円柱周りのCube配置(Fine)

計算結果として、計算領域全体における圧力二乗平均値分布を図12に示す。図12を見ると、音源点からの音波が

三円柱によって散乱され、干渉波がより複雑になっていることが確認できる。また、このような複雑な物理量場においても Cube 境界では物理量の変動が滑らかに伝わっていることも確認できる。

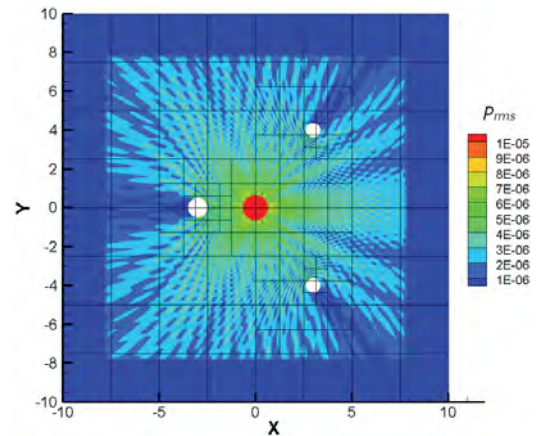


図12 三円柱周りの圧力二乗平均値分布

解析解からの誤差の比較を表4, 5に示す。ここで、C1, C2は図11におけるそれぞれの円柱表面、 $Y=0$ は計算領域内の $y$ 軸上における値である。また、図13, 14は円柱表面における計算結果、図15は $y$ 軸上の $x=-2.5 \sim -0.5$ での値を示している。図13, 14における横軸の角度は $x$ 軸正方向を0deg.として反時計回りの角度である。表4, 5を見ると、それぞれの誤差は吸収層の厚さによっては大きく変化しなかった。これは、一円柱の場合には比較的吸収層に近い位置での解をサンプリング対象としているのに対して、三円柱の場合では、比較的中心的な値を対象としているため、吸収層から反射した細かな振動が円柱表面に達するまでに Damper によって取り除かれているためと考えられる。これに対して、Lagrange 補間を用いない場合、IBM を用いない場合については明確に誤差が大きくなっている。図13を見ると、Lagrange 補間を用いない場合には、円柱表面の音源点側において圧力が小さくなっており、IB法を用いない場合にはピーク位置がずれていることが分かる。図14においても同様の傾向が見られ、Lagrange 補間を用いない場合、音源側である210deg.付近の表面圧力が明確に小さくなっている。そして、IBMを用いない場合には300deg.付近で値のずれが見られる。 $y$ 軸上での値を見ると、RMSEはそれほど高くはないが最大誤差が100%を超えて大きくなっている。これは図15の $x=-2.3$ 辺りの、干渉による大きく減衰した振幅を捉えきれていないことによる。最も誤差の小さい結果は、Lagrange 補間、IBMを用いて、吸収層の厚さ $L$ が1.0よりも大きい場合である。

表4 計算手法によるRMSEの比較(三円柱)

| $L$ | Lag. | IBM | RMSE[%] |       |       |
|-----|------|-----|---------|-------|-------|
|     |      |     | C1      | C2    | $Y=0$ |
| 0.5 | ○    | ○   | 1.59    | 2.25  | 7.01  |
| 1.0 | ○    | ○   | 1.49    | 2.00  | 7.12  |
| 1.5 | ○    | ○   | 1.53    | 1.98  | 6.99  |
| 1.0 | —    | ○   | 8.67    | 8.65  | 11.12 |
| 1.0 | ○    | —   | 13.71   | 15.23 | 16.28 |

表5 計算手法による最大誤差の比較(三円柱)

| $L$ | Lag. | IBM | Max. Error[%] |       |        |
|-----|------|-----|---------------|-------|--------|
|     |      |     | C1            | C2    | $Y=0$  |
| 0.5 | ○    | ○   | 7.59          | 21.94 | 149.77 |
| 1.0 | ○    | ○   | 7.03          | 18.55 | 165.30 |

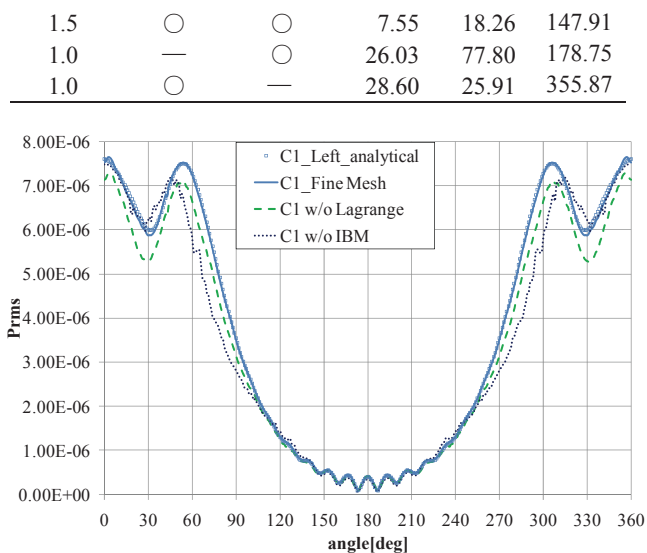


図 13 円柱 C1 表面の圧力二乗平均値分布

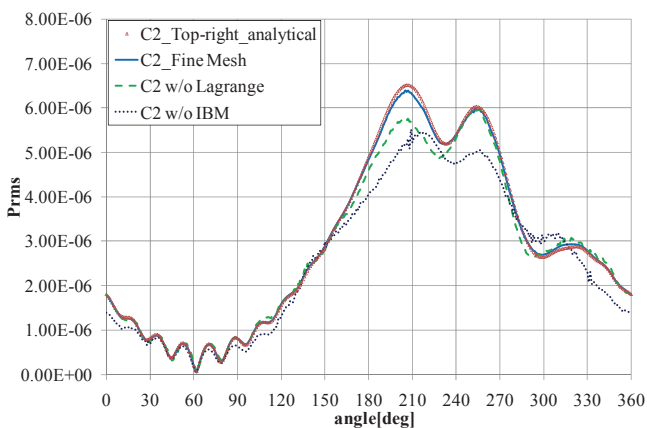


図 14 円柱 C2 表面の圧力二乗平均値分布

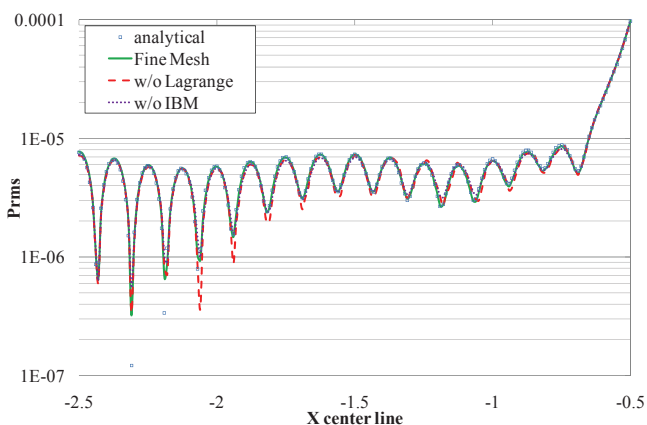


図 15 y 軸上での圧力二乗平均値分布(x=-2.5~-0.5)

#### 4. 結論

複雑形状に対しても容易に音響場を解析できるツールとして、ブロック型直交格子と IBM を組み合わせた LEE コードを構築した。物体の階段状近似による誤差を格子細分化により抑制することを目的に、局所細分化格子を用いた解析を行い、その適用範囲と計算手法による誤差の比較を行った。検証計算として行った一円柱周りの音波散乱問題では、物体付近の格子を細分化することによって、階段状近似による誤差を抑えることができ、解析解との定量的な一致が確認できた。具体的には代表長さ  $D$  に対して最小格子幅が  $5.0 \times 10^{-3}D$  程度の細かさの格子を用いれば、正確

な解が得られることが分かった。次に、本手法の有用性を検証するために、3つの境界条件についての誤差計算を行った。その結果、吸収層の厚さについては 125Cell 分以上を用いれば、外部境界からの反射の影響をほぼなくすることができることが分かった。また、本研究において用いた Lagrange 補間による Cube 境界での情報交換、IBM を用いた壁面表現の有用性を確認した。解析解との誤差が最も小さい場合、RMSE が 3.28%、最大誤差が 7.35% となった。

複雑形状周りの解析として、三円柱周りの解析を行った結果、近傍場での複雑な干渉現象や表面圧力が解析解と一致し、複雑形状での解析においても本手法の有用性が確認できた。誤差の比較においては、最も誤差の小さかった場合、円柱 C1 については RMSE が 1.49%、最大誤差が 7.03%、円柱 C2 については RMSE が 1.98%、最大誤差が 18.26%、計算領域内の y 軸上での分布に対しては RMSE が 6.99%、最大誤差が 147.91% となった。

#### 謝辞

本研究は科研費(21226018)の交付を受けたものである。また、本研究の計算は東北大学流体科学研究所未来流体情報創造センターのスカラ並列計算システムを用いて行った。

#### 参考文献

- 1) 恩田博, 佐々木大輔, 中橋和博, 村山光宏, 山本一臣, 横川謙 “Building-Cube 法を用いた JAXA 主脚モデルの詳細部品の流体解析,” 第 24 回数値流体力学シンポジウム講演論文集(USB), 横浜, 2010 年 12 月。
- 2) Chiba, K., Imamura, T., Amemiya, K. and Yamamoto, K., “Design Optimiztion of Shielding Effect for Aircraft Engine Noise,” *Journal of Environment and Engineering*, vol. 2, pp. 567-577, 2007.
- 3) Kamatsuchi, T., “Computational Aeroacoustic Analysis around an Airfoil Using Linearized Euler Equations,” *Journal of Japan Society of Fluid Mechanics*, vol. 23, pp. 285-294, 2004-08-25 2004.
- 4) Nakahashi, K. and Kim, L-S., “High-Density Mesh Flow Computations by Building-Cube Method,” *Computational Fluid Dynamics 2004*, edited by C. Groth and D.W.Zingg, Springer, pp.121-126 (2006)
- 5) Tam, C. K. W., “Recent advances in computational aeroacoustics,” *Fluid dynamics research*, vol. 38, pp. 591-615, 2006-11-01 2006.
- 6) Berland, J., Bogey, C. and Bailly, C., “Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm,” *Computers and Fluids*, vol. 35, pp. 1459-1463, 2006.
- 7) Ishida, T., Kawai, S. and Nakahashi, K., “A high-resolution method for flow simulations on block-structured Cartesian meshes,” *The Sixth International Conference on Computational Fluid Dynamics*, July 12-16, 2010. St. Petersburg, Russia.
- 8) Richards, S. K., Zhang, X., Chen, X. X. and Nelson, P. A., “The evaluation of non-reflecting boundary conditions for duct coomputation,” *Jounrnal of Sound and Vibration*, vol. 270, pp. 539-557, 2004.
- 9) Mittal, R., Dong, H., Bozkurtas, M., Najjar, F. M., Vargas, A., von Leebbecke, A., “A versatile shape interface immersed boundary method for incompressible flows with complex boundaries,” *Journal of Computational Physics*. 227(2008) 4827-4825.
- 10) Tam, C. K. W. and Hardin, J. C., (eds.): “Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems,” NASA Conference Publication 3352, 1997.



## 弱電離プラズマ流制御における印加磁場配位の影響に関する数値解析

永田 靖典 (東京大学), 大津 広敬 (龍谷大学), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA)

## Influence of Magnetic Configuration on Weakly-ionized Plasma Flow Control

by

Yasunori Nagata (University of Tokyo), Hirotaka Otsu (Ryukoku University),  
Kazuhiko Yamada and Takashi Abe (JAXA)

## Abstract

In the electrodynamic flow control, a weakly-ionized plasma flow behind the strong shock wave is controlled by the applied magnetic field around a reentry vehicle. According to the experimental measurement with an arc-jet wind tunnel, the electrodynamic effect is influenced by the magnetic configuration. In this study, the numerical MHD simulation was performed to investigate the influence of the inclination angle and the intensity of the magnetic field. The present results show that the circulation region is generated around a body when the magnetic field intensity exceeds a threshold value. The manner of the variation of the aerodynamic force associated with the magnetic field inclination strongly depends on the magnetic field intensity because the circulation region causes the drastic change of the flow field and electromagnetic field.

## 1 背景

大気突入機のような極超音速で飛行する飛行体にとって空力加熱から機体を保護することは非常に重要な問題である。現在このような加熱に対する防御法としては、耐熱タイルやアブレータ、断熱材を用いた方法が実用化されているが、これらは大気突入時の厳しい加熱環境に曝されることで破損や損耗が起き、繰り返し使用することが難しく、運用コスト増大の一因として考えられている。

極超音速で飛行する機体の空力加熱を低減させる方法として、印加磁場を用いて流れ場を変化させる方法が提案されている<sup>1)</sup>。高速で飛行する機体の前方には強い衝撃波が発生し、衝撃層内の気体が高温となることで、解離や電離反応が起こり、弱電離プラズマ状態となる。弱電離プラズマ流は導電性を持ち、機体周りに発生させた磁場と相互作用させることで電磁力が発生する。Fig. 1はその概念図であり、 $V$ がプラズマ流の速度ベクトル、 $B$ は印加される磁場ベクトル、 $J$ は導電性流体が磁場中を運動することで誘起される電流、 $J \times B$ は誘導電流と印加磁場によって流体に作用する Lorentz 力である。衝撃層内に電磁力が作用することで衝撃層が拡大し、流れ場が変化することで加熱量低減につながると期待されている。また、プラズマ流に作用する電磁力の反作用が機体に働くことで抗力が増加すると考えられている。

これまでの研究では、磁極が機軸方向を向いている場合を主な対象として研究が行われてきたが、磁極の向きを変えることで模型に作用する力や加熱量が変化することがアーク風洞を用いた実

験により近年報告されている<sup>2)</sup>。また、CFD 計算の結果として、磁極を傾けた際に機体周りに電場が発生し、この電場は印加磁場効果を弱め、機体に作用する力を見積もる上で重要であることがわかっている<sup>3,4)</sup>。

本研究では、印加磁場を用いた弱電離プラズマ流制御に関して、磁極の向きとともに磁場強度を変化させた場合について球頭円柱周りの3次元CFD計算を実施し、流れ場や電磁場、物体に作用する空気力への影響について検討を行った。

## 2 解法

## 2.1 計算モデル

印加磁場効果によって流れ場は非軸対称となるため、支配方程式として電磁場の影響を考慮した3次元 Navier-Stokes 方程式を用い、これは、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho V \\ E_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot (F + F_v) = \begin{bmatrix} 0 \\ J \times B \\ J \cdot E \end{bmatrix} \quad (1)$$

で表される。ここで、 $t$ は時間、 $\rho$ は密度、 $V$ は速度ベクトル、 $E_t$ は全エネルギー、 $F, F_v$ はそれぞれ対流項と粘性項、 $J$ は電流密度ベクトル、 $B$ は磁束密度ベクトル、 $E$ は電場ベクトルである。気体は理想気体であると仮定し、理想気体の状態方程式を用いた。

電磁場に関する Maxwell 方程式は、

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = J \quad (3)$$

$$\nabla \cdot D = \rho_c \quad (4)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (5)$$

で表される。ここで、 $H$ は磁場ベクトル、 $D$ は電束密度ベクトルであり、 $D = \epsilon E, B = \mu H$ の関係がある。なお、 $\rho_c$ は電荷密度、 $\epsilon$ は誘電率、 $\mu$ は透磁率である。本研究では、流体と電磁場の連成問題として、以下の仮定を用いた。

- 流体は電気的中性  $\rho_c = 0$
- 電磁波に代表される高周波の現象は考慮せず、変位電流による影響を無視  $\frac{\partial D}{\partial t} \approx 0$
- 磁気 Reynolds 数  $R_m$  は 1 に比べ小さく、誘導磁場による影響は無視  $\frac{\partial B}{\partial t} \approx 0$

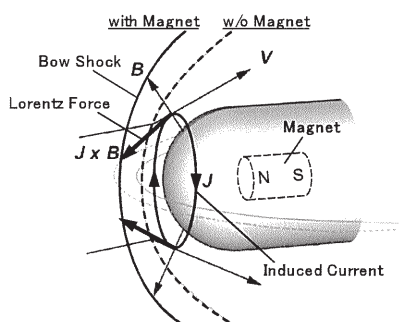


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

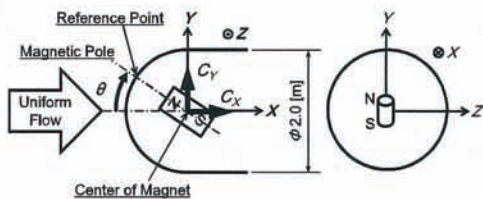


Fig. 2 Computational model.

Table 1 Numerical condition.

|                     |  |
|---------------------|--|
| Mach number         | 21.8                                       |
| Reynolds number     | $3.58 \times 10^4$                         |
| Velocity            | 6500 [m/s]                                 |
| Angle of Attack     | 0 [deg.]                                   |
| Density             | $8.60 \times 10^{-5}$ [kg/m <sup>3</sup> ] |
| Pressure            | 5.42 [Pa]                                  |
| Temperature         | 220 [K]                                    |
| Gas Constant        | 286 [J/(kg·K)]                             |
| Specific Heat Ratio | 1.41                                       |

これらの仮定を用いると、式(2)~(5)は、

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (7)$$

と簡略化される。式(7)は電流の保存式である。また、電場ベクトル  $\mathbf{E}$  は電位ポテンシャル  $\phi$  を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (8)$$

で定義される。一方、一般化された Ohm の法則は、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (9)$$

で表される。本研究では、Hall 効果およびイオン・スリップは考慮していない。ここで、 $\sigma$  は導電率であり、温度  $T$  に比例するとして次式から与えた<sup>5)</sup>。

$$\sigma = \sigma_0 \left( \frac{T}{T_{max}} \right)^2 \quad (10)$$

式(7)~(9)より、電位ポテンシャル  $\phi$  に関する Poisson 方程式

$$\nabla \cdot [\sigma(-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (11)$$

が得られる。適当な境界条件を用いてこれを解くことにより、形成される電場を見積もることができる。

## 2.2 計算手法

支配方程式の離散化には有限体積法を用いた。対流項の評価には Lax-Friedrich スキームを用い、MUSCL 法により空間 2 次精度とした。粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には Euler 陽解法を用い、定常解までの収束を早めるために局所時間刻み法を用いた。電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式には Gauss-Seidel 法を用いた。

## 2.3 計算条件

計算対象は Fig. 2 に示すような半径 1 [m] の球頭円柱物体であり、壁面境界条件には、滑り無し、等温 ( $T_w = 300$  [K])、絶縁壁 ( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0$ ) 条件を用いた。ここで、 $\mathbf{n}$  は壁に垂直な単位ベクトルである。磁場はダイポール磁場を仮定し、これは

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m}) - r^2 \mathbf{m}}{r^5} \right] \quad (12)$$

で表される。ここで、 $\mu_0$  は真空中透磁率、 $\mathbf{m}$  はダイポールモーメント、 $\mathbf{r}$  はダイポール中心を中心とした位置ベクトルである。ダイポール中心は球頭の中心点に置き、この点を原点とする。X 軸は機軸方向とし、磁極の向きを変えるためにダイポールモーメント  $\mathbf{m}$  は X-Y 平面内で回転させ、X-Y 平面に垂直方向を Z 軸とした。機軸と磁極との成す角  $\theta$  は 0~90 [deg.] の範囲で計算を行った。磁場強度は、磁極と球頭表面の交点を基準点 (reference point) とし、この点における磁場強度  $B_{ref}$  について 0~0.75 [T] の範囲で変化させた。

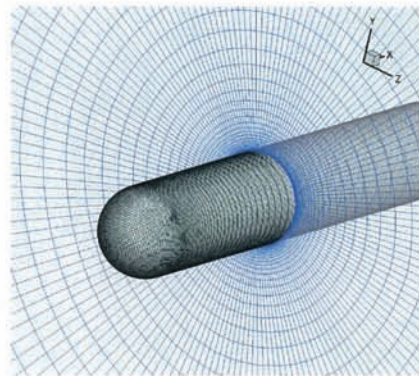


Fig. 3 Computational grid.

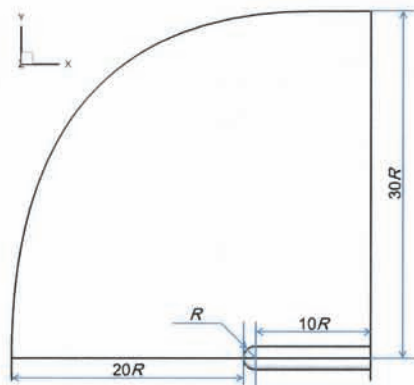


Fig. 4 Computational domain.

気流条件は高度 69 [km] において対気速度 6500 [m/s] である地球大気突入飛行を想定し、Table 1 に示す条件を用いた。この条件下での導電率の見積もりから、 $T_{max}$  を 25000 [K]、 $\sigma_0$  を 250 [S/m] とした。

Fig. 3 に使用した計算格子を示す。壁面上の格子点数は約 10700 点、壁から垂直方向には 49 点とり、総格子点数は約 52 万点である。壁近傍の最小格子間隔は物体半径の 1/1000 とした。無限遠での電位ポテンシャルは 0 [V] としており、この境界の影響が現われないよう計算領域は十分広い領域を確保する必要がある。そこで、Fig. 4 に示すように衝撃層に比べ十分広い領域を計算領域とした。

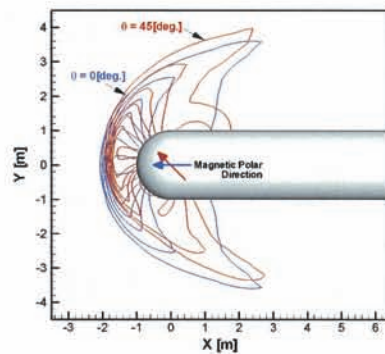
## 3 計算結果

### 3.1 衝撃層への影響

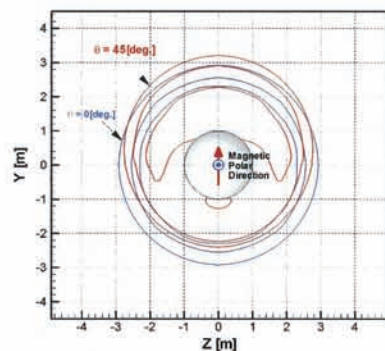
まず、磁極の向きを変えた場合の流れ場への影響について述べる。

Figs. 5, 6 は、X-Y 平面上および Y-Z 平面上 ( $X = 0$ ) の圧力分布について磁極の向き  $\theta = 0$  と 45 [deg.] の比較、 $\theta = 0$  と 90 [deg.] の比較をそれぞれ示している。磁場強度  $B_{ref}$  はともに 0.50 [T] である。 $\theta = 0$  [deg.] の場合、流れ場は X 軸に対して軸対称となる

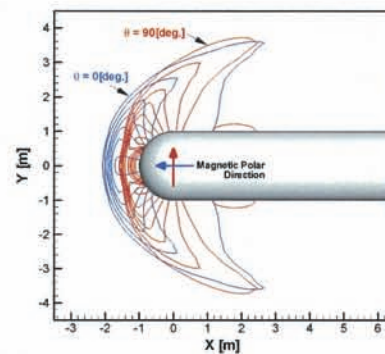




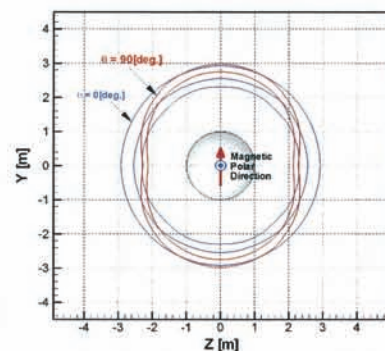
(a) X-Y plane (side view)



(b) Y-Z plane (front view)

Fig. 5 Static pressure distribution around the body in the cases of  $\theta = 0$  and  $45$  [deg.],  $B_{ref} = 0.50$  [T].

(a) X-Y plane (side view)



(b) Y-Z plane (front view)

Fig. 6 Static pressure distribution around the body in the cases of  $\theta = 0$  and  $90$  [deg.],  $B_{ref} = 0.50$  [T].

のに対して、磁極の向きを変化させると磁場分布の軸対称性が崩れるのに伴い、流れ場が非対称となる。 $\theta = 45$  [deg.] の場合には、 $X$ - $Z$  平面に対して流れ場は非対称となっており、衝撃層は  $+Y$  方向に拡大、 $-Y$  方向に縮小していることがわかる。 $\theta = 90$  [deg.] の場合には、 $X$ - $Z$  平面に対して対称であるが、衝撃波離脱距離が縮小し、衝撃層は  $Y$  軸方向に引き伸ばされた形状となっていることがわかる。すなわち、磁極の向きを変化させると、磁極方向の衝撃層への影響は少ないが、それ以外の方向については  $\theta = 0$  [deg.] の場合に比べて衝撃層が縮小する傾向にあるといえる。このことは、 $\theta = 90$  [deg.] の場合が最も顕著であり、衝撃波離脱距離が大きく減少しているとともに、 $Z$  軸方向の衝撃層も縮小している。本計算条件の場合、同じ磁場強度  $B_{ref}$  であっても、磁極の向きを変化させると物体先端での磁場強度が変化する。 $\theta = 90$  [deg.] の場合、物体先端での磁場強度は  $\theta = 0$  [deg.] の場合の  $1/2$  であり、その分、よどみ点近傍の流体に作用する Lorentz 力は弱くなる。また、磁場分布が変化したことで Lorentz 力分布も変化した結果として印加磁場による衝撃層拡大効果にも影響を与えたと考えられる。

### 3.2 循環領域の形成

Fig. 6(a) において、 $\theta = 90$  [deg.] の場合の物体先端付近の圧力は複雑な分布を示しているが、これは物体先端付近に形成される循環領域によるものである。次に、この循環領域について述べる。

Fig. 7 に、磁場強度  $B_{ref} = 0.50$  [T] で  $\theta = 90$  [deg.] の場合の  $X$ - $Y$  と  $X$ - $Z$  平面上の圧力分布および流線を示す。これより  $X$ - $Z$  平面上において、物体先端から肩にかけての領域で流れが循環する、循環領域が形成されていることがわかる。また、 $X$ - $Y$  平面上において物体後部で流れが合併しており、複雑な流れ場が形成されていることがわかる。このとき、よどみ線 ( $X$  軸) 上について、物体

先端から離れた位置で流れはよどんでおり、流速は  $0$  となっている。よどみ点の  $X$  軸上における位置と磁場強度との関係を Fig. 8 に示す。ここで、壁面とよどみ点の間の領域が循環領域に対応する。また、この図には  $X$  軸上における衝撃波の位置も示しており、温度が  $2000$  [K] となる位置を衝撃波位置とした。これより、磁場強度が  $0.25$  [T] を超えるとよどみ点位置は物体壁面から離れ、磁場強度が強いほど、壁面から遠い位置で流れがよどみ、循環領域が拡大していることがわかる。循環領域の発生・拡大とともに衝撃波位置は上流に大きく移動している。

Fig. 9 は、磁場強度  $B_{ref} = 0.50$  [T] の場合の物体近傍に形成される逆流領域の位置を  $\theta = 0, 45, 90$  [deg.] について示している。ここで、コンターは  $X$ - $Y$  平面上の  $X$  方向速度成分分布を示す。青の曲面は  $X$  方向速度成分が  $0$  となる等値面を表しており、この内部では速度ベクトルは  $-X$  方向を向いている、すなわち逆流領域であることを示している。これより、磁極の向きが変化しても逆流領域は形成されるが、その位置は磁極の向きに依存していることがわかる。

### 3.3 電磁場と循環領域の関係

Fig. 10 に、磁場強度  $B_{ref} = 0.50$  [T] で  $\theta = 90$  [deg.] の場合の  $X$ - $Z$  平面上の電位ポテンシャル分布を示す。この図に示すように磁極の向きを  $+\theta$  側に回転させると、電位は物体の  $+Z$  側が正電位、 $-Z$  側が負電位となる。それぞれの磁極の向き  $\theta$  について、磁場強度を変化させたときの電位ポテンシャルの最大値と最小値の差を Fig. 11 に示す。これより、磁場強度が  $0.2$  [T] 以下では磁場強度とともに電位差が増加しているが、 $0.2$  [T] を超えるとあまり変化しなくなることがわかる。この傾向の変化は物体肩付近の逆流領域の形成が大きく関係している。式 (11) に示すように、電位



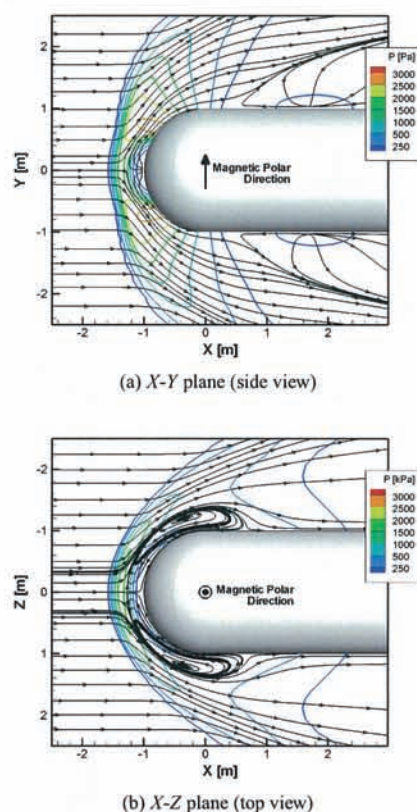


Fig. 7 Static pressure distribution and stream lines in the case of  $B_{ref} = 0.50$  [T],  $\theta = 90$  [deg.].

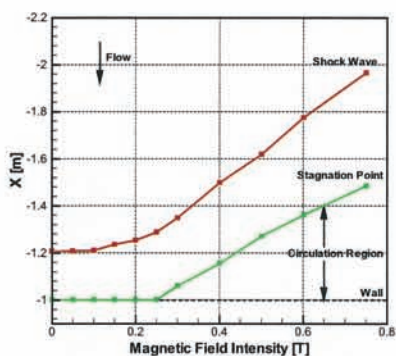


Fig. 8 Shock wave location and the stagnation point location on the X-axis vs the magnetic field intensity, in the cases of  $\theta = 90$  [deg.].

ポテンシャル分布と速度ベクトル  $V$  は密接に関係しており、電位ポテンシャルの勾配の向きは  $V$  の向きの影響を強く受ける。逆流領域が無い場合、Z 軸付近では  $V \times B$  は-Z 方向を向いている。本計算では壁境界として絶縁壁条件を課しており、物体には電流が流れ込まないため、式 (9) より、 $V \times B$  とは逆向きに電場  $E$  が形成されることが考えられ、電位ポテンシャルの勾配の向きは-Z 方向である。これより、電位ポテンシャルは壁面において最大値・最小値をとると考えられる。一方、逆流領域が形成されると、その内部では  $V \times B$  は+Z 方向を向き、電位ポテンシャルの勾配の向きも+Z 方向となる。これによって、電位ポテンシャルは逆流領域境界面において最大値・最小値をとるようになることが考えられる。実際に、Fig. 10 において、物体壁面から離れた位置で電位ポテン

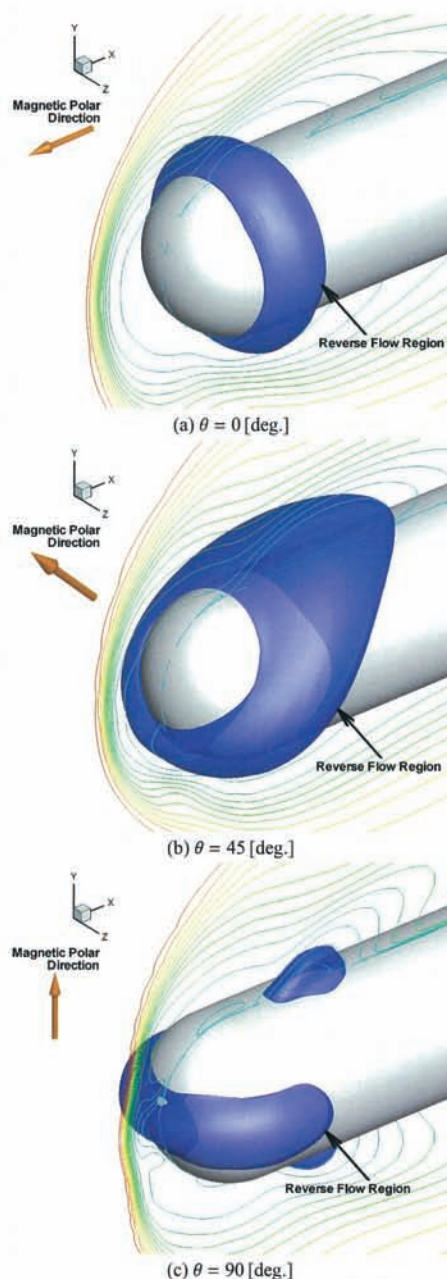


Fig. 9 Reverse flow region around the body in the cases of  $B_{ref} = 0.50$  [T].

シャルは最大値・最小値をとっている。逆流領域内では電位ポテンシャルの勾配の向きが逆向きになるため、逆流領域が形成されるとそれが無い場合に比べ電位差は小さくなると考えられる。また、磁場強度が強くなるとそれに伴い逆流領域も大きくなり、勾配が逆向きである領域が広がるため、磁場強度に対する電位差の変化は小さくなると考えられる。

逆流領域が形成されるかどうかは、一様流動圧と流体に作用する Lorentz 力の大小関係に依ると考えられる。ここでは、 $\theta = 90$  [deg.] の場合の物体先端付近の循環領域に着目して述べる。Fig. 12 に、磁場強度  $B_{ref} = 0.50$  [T] で  $\theta = 90$  [deg.] の場合の誘導電流の分布を示す。ここで、コンターは電流強度分布を示している。これより、物体先端付近では-Z 方向に電流が誘起されており、-X 方向の Lorentz 力が流体に作用していることがわかる。X 軸上に沿った



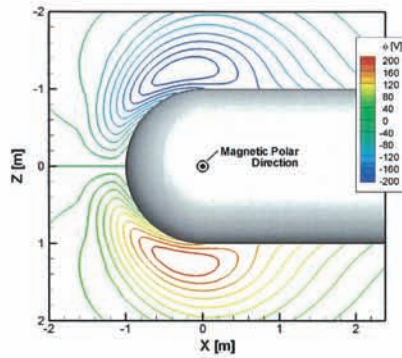


Fig. 10 Electric potential distribution on the X-Z plane (top view) in the case of  $B_{ref} = 0.50$  [T],  $\theta = 90$  [deg.].

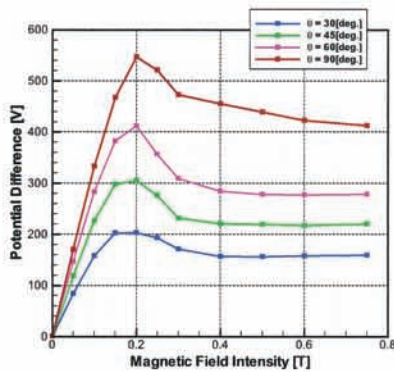


Fig. 11 Electric potential difference around the body vs the magnetic field intensity.

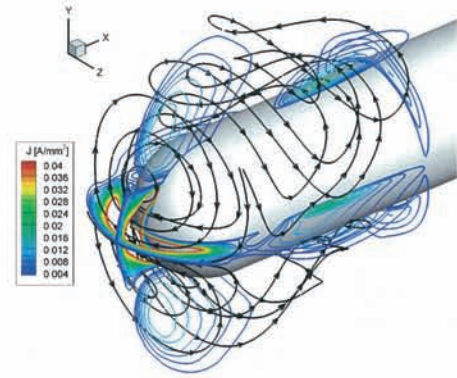


Fig. 12 Induced electric current distribution in the case of  $B_{ref} = 0.50$  [T],  $\theta = 90$  [deg.].

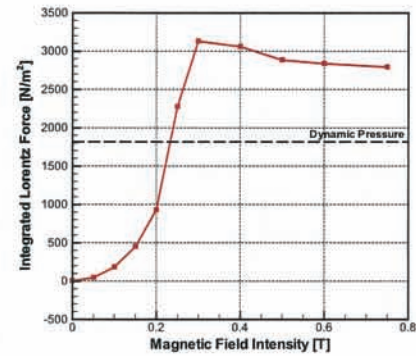


Fig. 13 Integrated Lorentz force along the stagnation line (X-axis) vs the magnetic field intensity, in the cases of  $\theta = 90$  [deg.].

Euler の運動方程式は次式で表される。

$$\rho u du = (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_X dx - \frac{\partial p}{\partial x} dx \quad (13)$$

本計算条件では静圧は動圧に比べて小さいため、右辺第2項を無視すると、よどみ線上を流れる流体は Lorentz 力を受けながら移動し、減速されることがわかる。流体が受ける総 Lorentz 力は Lorentz 力を流線に沿って線積分したものととなる。よどみ線 (X 軸) に沿った Lorentz 力の X 成分の線積分  $F_{L,X}$  を次式で定義する。

$$F_{L,X}(x_{wall}) = \int_{-\infty}^{x_{wall}} (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_X dx \quad [\text{N/m}^2] \quad (14)$$

ここで、Lorentz 力は単位体積あたりに作用する力であり、 $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_X$  の向きは -X 方向を正とする。なお、 $x_{wall}$  は物体表面の位置である。Lorentz 力の積分値が一樣流動圧を上回った場合、流れは物体壁面に到達する前によどみ、循環領域が発生すると考えられる。Fig. 13 に、磁場強度を変化させた場合の  $F_{L,X}(x_{wall})$  の変化を示す。ここで、破線は一樣流動圧の値を示している。これより、磁場強度が 0.25 [T] 付近で  $F_{L,X}(x_{wall})$  が一樣流動圧を上回っていることがわかる。Fig. 8 に示したように、磁場強度が 0.25 [T] 以上になると循環領域が形成されていることから、Lorentz 力の積分値が循環領域形成の目安となり得るといえる。また、循環領域が形成されている場合、X 軸上のよどみ点位置は Lorentz 力と一樣流動圧がつり合う位置として、

$$F_{L,X}(x) = \frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \quad (15)$$

を満たす位置  $x$  にくる。ここで、 $\rho_{\infty}$ ,  $V_{\infty}$  はそれぞれ一樣流の密度、流速である。よどみ点近傍領域では流速が小さいため、式 (9)

の右辺第2項の電流に占める割合は小さく、電場による寄与が支配的であると考えられる。

### 3.4 空気力への影響

磁場を印加した場合、物体に作用する空気力として、物体表面に作用する圧力とせん断力、および流体に作用する Lorentz 力の反作用力がある。前節までに述べてきたように、磁極の向きや磁場強度を変化させると、流れ場、電磁場ともに変化するため、物体に作用する空気力にも影響を与えることが考えられる。

抗力係数  $C_X$  と垂直力係数  $C_Y$  を、

$$C_X = \frac{F_X}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S_{ref}} \quad (16)$$

$$C_Y = \frac{F_Y}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S_{ref}} \quad (17)$$

で表す。ここで、 $F_X, F_Y$  はそれぞれ物体に作用する X, Y 軸方向の力であり、 $S_{ref}$  は代表面積として物体の投影面積を用いた。Fig. 14 に、磁場強度  $B_{ref}$  を固定し、磁極の向きを変化させた場合の抗力係数と垂直力係数を示す。これより、磁極の向きを変化させると抗力係数、垂直力係数ともに変化するが、磁場強度によってその傾向は異なっていることがわかる。抗力について、弱磁場 ( $B_{ref} = 0.20$  [T]) の場合には  $\theta = 0$  [deg.] で最大、 $\theta = 90$  [deg.] で最小となるのに対して、強磁場 ( $B_{ref} = 0.50$  [T]) の場合には  $\theta = 90$  [deg.] で最大、 $\theta = 45$  [deg.] で最小となっている。垂直力については、 $\theta = 0, 90$  [deg.] を除いて物体に垂直力が作用しており、弱磁場の場合には  $\theta = 45$  [deg.] で対称な傾向を示しているのに対して、強磁場の場合には非対称となる。

Fig. 15 に、磁極の向きを固定し、磁場強度を変化させた場合の



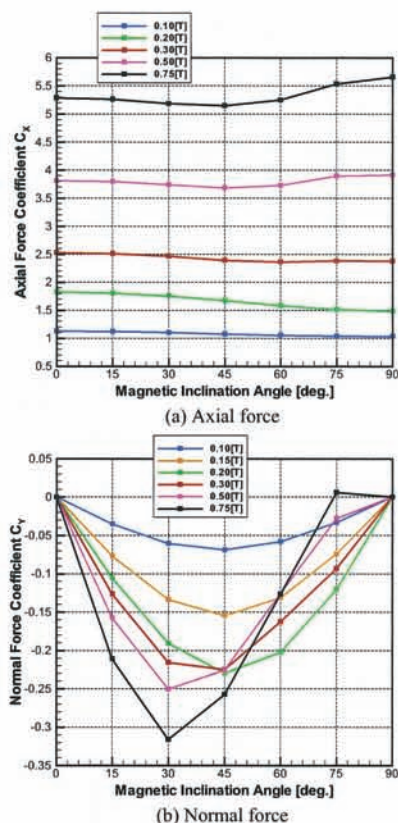


Fig. 14 Aerodynamic force exerting on the body vs the magnetic inclination angle.

抗力係数と垂直力係数を示す。また、総抗力や総垂直力に加えて、抗力については圧力とせん断力による成分を、垂直力については Lorentz 力の反作用力による成分をそれぞれ示している。これより、磁場強度が 0.2 [T] 付近で磁場強度に対する傾向が変化していることがわかる。抗力について、 $\theta = 90$  [deg.] の結果は 0.2 [T] 付近で勾配が大きく増加しており、垂直力についてはより顕著で、0.2 [T] を超えると磁場強度に対する変化が小さくなっている。抗力については、Lorentz 力の反作用力による成分が大きな割合を占めているが、垂直力については、Lorentz 力の反作用力による成分とその他の成分の大きさは同程度である。そのため、弱磁場と強磁場とでは、電磁場のみならず流れ場そのものも変化したことで、空気力の傾向に影響を与えたと考えられる。空気力の傾向は 0.2 [T] 付近で変化していることから、これは循環領域が形成されたためであると考えられる。

#### 4 まとめ

印加磁場を用いた弱電離プラズマ流制御に関して、球頭円柱周りの 3 次元 CFD 計算を実施し、磁極の向きと磁場強度による影響の定性的な評価を行った結果、以下の知見を得た。

1. 磁極の向きが機軸と一致している場合 ( $\theta = 0$  [deg.]) に比べ、機軸に垂直に配置した場合 ( $\theta = 90$  [deg.]) の方が、同じ磁場強度であっても衝撃波離脱距離は短くなり、衝撃層は磁極方向に引き伸ばされた形状になることがわかった。
2. 磁場強度を強くすると、物体周囲に循環領域が形成され、流れ場や電磁場、空気力に大きな影響を与えることがわかった。また、循環領域が形成される位置は磁極の向きに依存する。

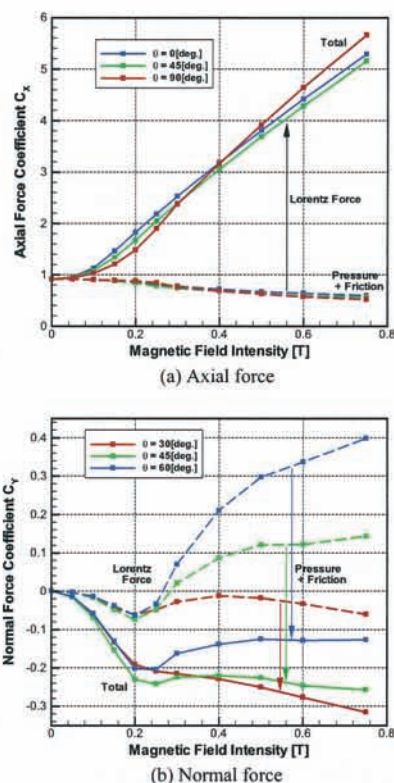


Fig. 15 Aerodynamic force exerting on the body vs the magnetic field intensity.

3.  $\theta = 90$  [deg.] の場合のよどみ線においては、Lorentz 力の積分値が一樣流動圧を上回ると循環領域が形成されることがわかった。
4. 磁極の向きや磁場強度を変化させると、流れ場および Lorentz 力分布の変化に伴い、物体に作用する空気力に変化することがわかった。特に循環領域の有無は空気力の振る舞いに大きな影響を与える。

本計算では Hall 効果が考慮されていないが、実際の飛行条件下においてその影響は大きく、今後は Hall 効果による影響について検討を行っていく。

#### 参考文献

- 1) J. Poggie and D. V. Gaitonde, "Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow," AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- 2) 河村政昭, 「弱電離プラズマ流と磁場印加型鈍頭物体との干渉効果に関する実験的研究」, 東京大学博士論文, 2011.
- 3) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「磁場を用いた極超音速プラズマ流制御における磁場配位の影響に関する数値解析」, 2010 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 2010.
- 4) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「印加磁場を用いた弱電離プラズマ流制御における磁場配位の影響」, 平成 22 年度 衝撃波シンポジウム, 2011.
- 5) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamics Heat Shield System for Reentry Vehicles," AIAA Journal, Vol. 48, No. 10, 2010, pp. 2177–2186.



## 高エンタルピー流れと磁化された物体との相互作用におけるスケール効果

服部盛正 (早稲田大学), 牧野仁 (東海大学), 永田靖典 (東京大学),  
高橋裕介, 山田和彦, 安部隆士 (宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所)

## The Scale Effect of the Interaction between a High-Enthalpy Flow and a Magnetized Body

by

Morimasa Hattori (Waseda University), Hitoshi Makino (Tokai University), Yasunori Nagata (University of Tokyo),  
Yusuke Takahashi, Kazuhiko Yamada, and Takashi Abe (ISAS/JAXA)

### ABSTRACT

For a high-enthalpy flow, it has been suggested that shock layer formed by the body in a weakly-ionized flow is enhanced as a result of the interaction between a magnetic field applied to the body and the flow. According to the theory, the scale effect of the interaction is organized by the interaction parameter defined by the ratio of the magnetic force to inertial force of the flow, which includes not only the intensity of the applied magnetic field but also the flow parameters such as density. In this study, the scale effect of the interaction is investigated experimentally, by varying not only the intensity of the applied magnetic field but also other parameters. For this purpose, the high-enthalpy flow generated in the expansion tube is employed. It was confirmed that the influence on the shock layer by the interaction is almost proportional to the interaction parameter as the theory suggests.

### 1. 序論

#### 1.1 研究背景

現在の宇宙活動における宇宙輸送システムにおいて、地球再突入時の空力加熱から宇宙飛行体を守る熱防御システムの開発は最重要課題の一つである。大気圏に再突入する宇宙往還機やカプセルなどは、再突入時の速度が8～12km/sとなり、飛行体周りに形成される衝撃波背後では非常に高温な環境となるため、高度な熱防御技術と空力加熱についての知見の重要性は高まりつつある。

現在の熱防御システムは主に、耐熱タイルやアブレーターといった機体表面に耐熱構造体を設置することにより機体外部から機体内部への熱流束を低減させるものである。しかしこのような耐熱手法では、一度の再突入飛行で少なからず耐熱材がダメージを受けてしまう。そこで将来の熱防御システムとして、電磁力を利用して空力加熱から機体を守るだけでなく、積極的に空力加熱を減らすという方法が考えられている[1][2]。

#### 1.2 弱電離プラズマ流と磁場による相互干渉効果

宇宙機などは大気圏再突入速度が8～12km/sにも達するため、機体前方に発生する衝撃波背後では気体の温度が数万Kにも達し、気体分子が解離・電離しプラズマ状

態となる。そのプラズマ流に機体前方から磁場を印加することにより機体の周方向に誘導電流を発生させる。その誘導電流を $\mathbf{J}$ とすると、一般化されたオームの法則より以下のように表される。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B})$$

ここで、 $\sigma$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{B}$  はそれぞれ導電率、電場ベクトル、速度ベクトル、磁場ベクトルである。さらに、電流 $\mathbf{J}$ と機体からの印加磁場 $\mathbf{B}$ が相互干渉し、

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

というローレンツ力 $\mathbf{F}$ が働く。これらのプラズマ流と磁場の相互干渉の原理をFig. 1.1に示す。このローレンツ力 $\mathbf{F}$ は、速度ベクトル $\mathbf{V}$ に対して逆方向に作用し、衝撃層内の流体を機体の前方に押し出すような働きをするため、機体前方の衝撃波が前方に押し出され、機体前方の衝撃層が拡大する。衝撃層が拡大することで、衝撃層内の境界層も広がり温度勾配が緩やかになるため機体へ流入する対流熱流束が低減される。したがって、磁場を印加することにより機体への空力加熱を低減させることが可能である。印加磁場効果の程度を表す指標として、電磁力と慣性力の比である相互干渉パラメータ $Q$ が以下のように定義される。

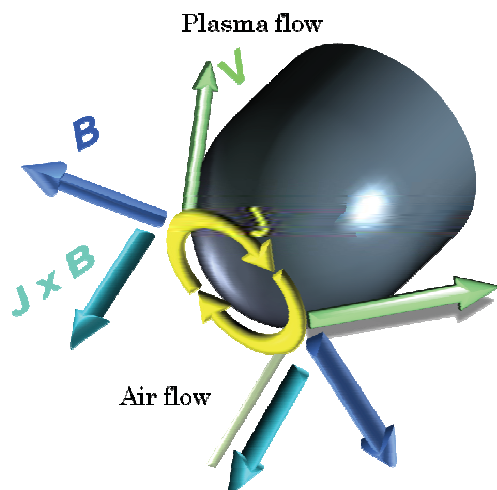


Fig. 1.1 Schematic of the interaction between plasma flow and magnetic field around the body.

$$Q = \frac{\text{Magnetic Force}}{\text{Inertial Force}} = \frac{\sigma B^2 U}{\rho \frac{U^2}{L}} = \frac{\sigma B^2 L}{\rho U}$$

ここで、 $\sigma$ 、 $\rho$ 、 $U$ 、 $B$ 、 $L$ はそれぞれ電気伝導性、気流密度、流速、磁束密度、対象物の代表長さである[2]。

### 1.3 本研究の目的

電磁力を利用した熱防御法は、数値計算により有効性が示されており[1]、さらにこの電磁力の効果は相互干渉パラメータによって整理できることが知られている[2]。本研究では、膨張波管を用いて実際の飛行環境に近い気流における印加磁場効果の実験的検証を行う。過去にも膨張波管を用いた電磁力の効果は確認されてきたが[3]、本研究においてはその膨張波管を改造することにより気流状態を変更し、それにより変化した相互干渉パラメータにおける磁場の有無による衝撃波離脱距離の変化量を計測する。そして改造前後の相互干渉パラメータによる衝撃波離脱距離の変化量を比較することで、印加磁場効果のスケール効果を確認する[4]。

## 2. 膨張波管

本研究で用いた膨張波管の波動線図を Fig. 2.1 に示す。膨張波管は、高圧部（High pressure chamber）、圧縮管（Compression tube）、中圧管（Medium pressure tube）、低圧管（Low pressure tube）及び観測部（Test chamber）から構成されている。高圧部と圧縮管は高速作動バルブ（Quick action valve）によって仕切られ、圧縮管内には

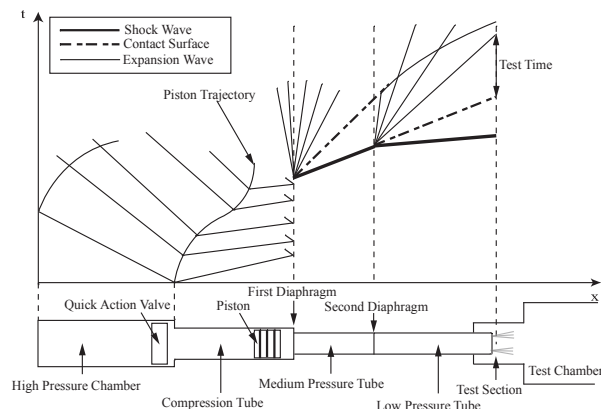


Fig. 2.1 x-t diagram of the expansion tube operation.

自由ピストン（Free piston）が設置されている。圧縮管と中圧管、中圧管と低圧管はそれぞれ第1隔膜（First diaphragm）、第2隔膜（Second diaphragm）で仕切られている。低圧管の管端に観測部があり、その先は真空層につながっている[3][4]。

膨張波管の作動原理は、高速作動バルブを解放することで高圧部内の高圧ガスがピストンを押し出し圧縮管内の気体が圧縮される。ピストンにより圧縮された圧縮管内の気体はやがて第1隔膜を破断し、中圧管内に衝撃波（Shock wave）が発生する。中圧管内を伝播する衝撃波が第2隔膜に到達すると、第2隔膜が破断し高真空に設定してある低圧管内にさらに速い衝撃波が発生する。ここで、第2隔膜には非常に薄い Lumirror の膜を用いており、衝撃波が到達するとほとんど反射させることなくすぐに破膜する。隔膜破断時には衝撃波背後に接触面（Contact surface）及び膨張波（Expansion wave）が発生する。膨張波管の実験では、衝撃波背後ではなく接触面背後の気流を試験気流としている。試験気体は中圧管内に充填されており、低圧管内の衝撃波による加速膨張によって試験気流は高速かつ低温の高エンタルピー流となる[3][4]。

### 3. 膨張波管の改造による気流の変更

過去の研究では、前章で示した膨張波管によって印加磁場効果の検証を行っていた[3]。本研究では相互干渉パラメータを増大するために、膨張波管の断面積を拡大することで気流密度  $\rho$  を減少させることにした。これまでの膨張波管の低圧管出口断面積は 35×35mm の正方形であったが、低圧管の最下流部を末広として 84×84mm

に改造を行った。この断面積の拡大は、真空層の改造まで必要なく容易に改造が行えることを考慮し決定した。改造前後の膨張波管を Fig. 3.1 に示す。この改造による低压管の断面積比は 5.76 倍である[4]。また、この拡大によってより試験模型の拡大も可能になり、過去の研究では  $\Phi 15$  の球模型を使用していたが、今回は  $\Phi 25$  の球模型を使用した。これにより相互干渉パラメータのさらなる増大が期待できる。

#### 4. 膨張波管の気流診断

膨張波管の気流状態を把握するために、数値計算による気流状態の予測と圧力、衝撃波速度計測による気流診断を行った。ここで本研究における膨張波管の設定条件を Table 4.1 に示す。まず数値計算は、準 1 次元流れを仮定し、熱化学非平衡過程を考慮した Euler 方程式を用いた。熱伝導、拡散はなく断熱流れを仮定し、空気は熱化学非平衡流れで  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $NO$ ,  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $NO^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $He$ ,  $e^-$  の 12 化学種を考慮し、反応モデルは 52 反応の Park モデルを用いた[5][6]。熱的非平衡性は、並進・回転温度と振動・電子温度を考慮した Park の 2 温度モデル、並進-振動エネルギー間の緩和は Landau-teller の緩和モデルと Millikan & White の半経験式を用いた。He は凍結流とし、圧縮管内のピストンの運動を考慮した。

気流診断は、Fig. 4.1 に示すように衝撃層の撮影、ピトー圧及び静圧、衝撃波速度の計測を行った。これらの計測結果に加え、数値計算による気流状態の予測を Table 4.2 に示す。改造前後で静圧を比較すると、改造後の静圧が改造前よりも非常に低くなっており、これは改造により気流密度が低減したためと考えられる[4]。衝

撃波速度の計算と計測結果が大きく異なっているが、これは数値計算には境界層の影響が含まれておらず、さらに隔膜の破断形状なども原因と考えられる。また、衝撃層画像の時間履歴やピトー圧履歴より試験気流時間を見積もると[7]、衝撃波速度がほぼ変わらないにも関わらず改造後のほうが早まる傾向にある。これは、拡大管の効果によって試験気流が加速しているためと考えられる。

Table 4.1 Operation condition

| Initial pressure (Filling gas)   |       |       |
|----------------------------------|-------|-------|
| High pressure chamber (Air)      | 2.77  | [MPa] |
| Compression tube (He)            | 101.3 | [kPa] |
| Medium pressure tube (Air)       | 1     | [kPa] |
| Low pressure tube (Air)          | 4     | [Pa]  |
| 1st diaphragm rupturing pressure | 49.5  | [MPa] |
| Initial temperature              | 300   | [K]   |

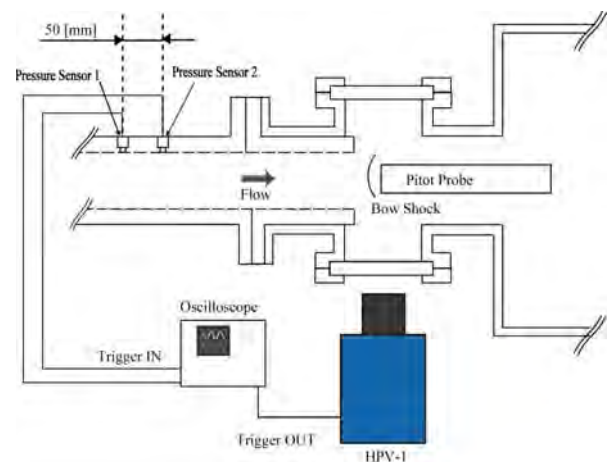


Fig. 4.1 Measurement system around the test section for measuring flow condition.

Table 4.2 Calculated and measured flow condition.

|   | Previous<br>(Straight) | Present<br>(Expand)   |
|---|------------------------|-----------------------|
| <b>Calculated test flow condition</b>                   |                        |                       |
| Density [kg/m <sup>3</sup> ]                            | $4.99 \times 10^{-3}$  | $8.81 \times 10^{-4}$ |
| Static pressure [kPa]                                   | 10.1                   | 0.695                 |
| Shock speed [km/s]                                      | 15.2                   | 9.0                   |
| Flow velocity [km/s]                                    | 13.0                   | 13.1                  |
| <b>Measured flow condition</b>                          |                        |                       |
| Static pressure<br>(Behind shock wave) [kPa]            | 5.0                    | 0.4                   |
| Shock speed [km/s]                                      | 11.8                   | 11.3                  |
| Test flow time<br>(After shock wave arrival) [ $\mu$ s] | 40 ~ 60                | 13 ~ 25               |

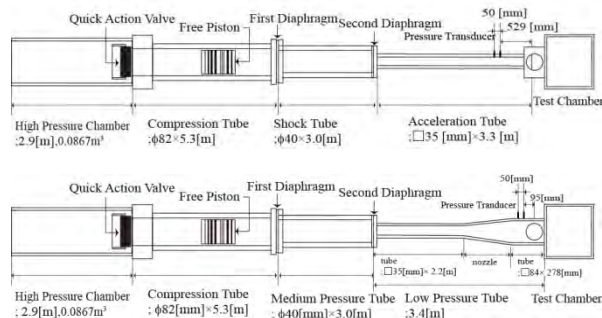


Fig. 3.1 Dimension of the previous expansion tube (upper) and the present one (lower).



## 5. 印加磁場効果の計測とスケール効果の検証

### 5.1 印加磁場効果による衝撃層拡大

膨張波管の改造により異なる気流状態をつくりだせることを確認した。過去の研究では、改造前の気流において2つの磁場強度の球模型で印加磁場効果の検証を行っている[3]。そこで本研究では、過去の2つの Case に加え改造後の気流における電磁力の効果を計測する。各 Case の試験模型と4章で得られた数値計算による気流状態を用いて見積もった相互干渉パラメータを Table 5.1 に示す。Case1 と Case2 では磁場強度のみを変化させており、改造後の Case3 では気流状態と試験模型の代表長さを変化させている。電磁力の効果の計測では、磁気を帯びている模型と帯びていない模型の周りに形成される衝撃層の様子を Fig. 5.1 のように撮影し比較を行った。各 Case の磁場の有無による比較画像を Fig. 5.2 に示す。これらは撮影画像を模型のよどみ線を境に上下に分割し、それぞれの模型のよどみ点位置を一致させるように合成したものである[4]。これらを見ると、磁場を印加することでよどみ点付近の衝撃層が拡大している様子を確認することができる。

### 5.2 よどみ線上の発光強度分布

よどみ線上の発光強度分布より衝撃波離脱距離の変化の定量化を行う。そこで、数値計算による気流状態の温度（並進、回転、振動、電子）と N と O からなる 10 化学種の数密度を用いて発光強度分布の計算を行った。こ

Table 5.1 Test Cases.

|                             | Case1                 | Case2                 | Case3                 |
|-----------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| $A/A_0$                     | 1.00                  | 1.00                  | 5.76                  |
| $\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ] | $4.99 \times 10^{-3}$ | $4.99 \times 10^{-3}$ | $8.81 \times 10^{-4}$ |
| $U$ [km/s]                  | 13.0                  | 13.0                  | 13.1                  |
| $\sigma$ [S/m]              | 4862                  | 4862                  | 1802                  |
| $L$ [mm]                    | 15                    | 15                    | 25                    |
| $B$ [T]                     | 0.35                  | 0.74                  | 0.73                  |
| $Q$                         | 0.14                  | 0.62                  | 2.08                  |

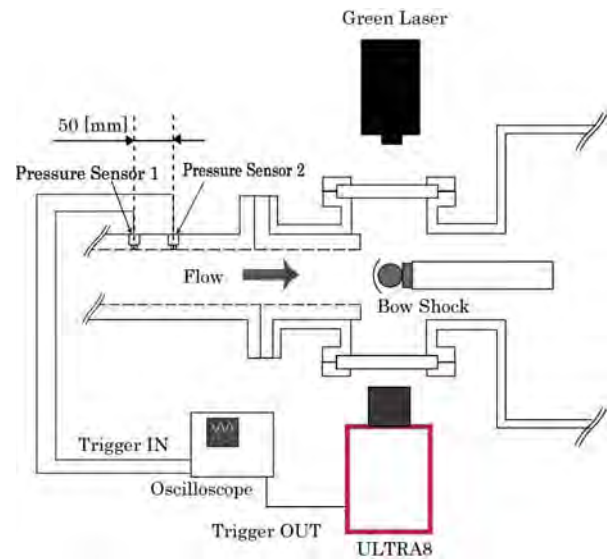


Fig. 5.1 Measurement system around the test section for measuring shock layer.

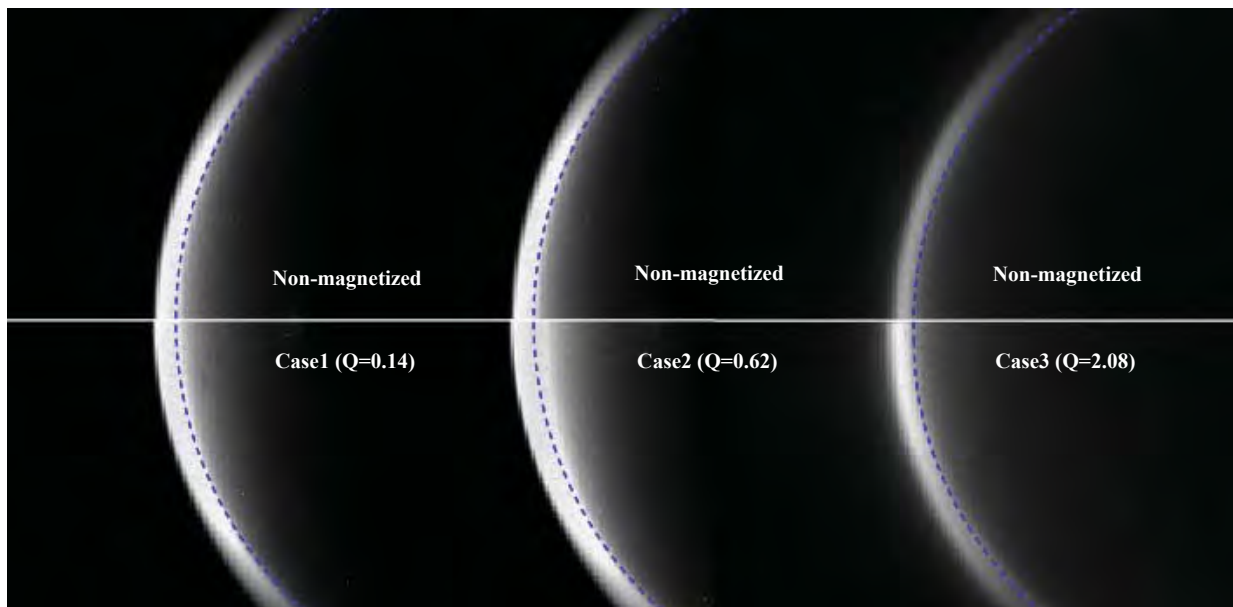


Fig. 5.2 Shock layer images for the magnetized model (lower) and the non-magnetized model (upper).

の計算は、Fig. 5.3 のように流れ場平面に対して垂直に交わる光線群を定義し、光線に沿って輻射強度分布を積分して発光を定量化した。光線上における吸収係数・黒体放射関数の分布は SPRADIAN を用いて評価した。

Case3 の磁場なしにおける発光強度分布、密度分布、圧力分布を Fig. 5.4 に示す。横軸はよどみ点位置を 0 とし模型半径で無次元化し、縦軸の発光強度は最大値を 1、最小値を 0 として規格化を行った。これを見ると、発光強度分布の立ち上がり位置などは密度や圧力とは異なり、実際の衝撃層の位置とは異なる可能性がある。しかし、実際の衝撃波離脱距離ではなく磁場の有無による変化を計測するため、今回は発光強度分布による位置の変化

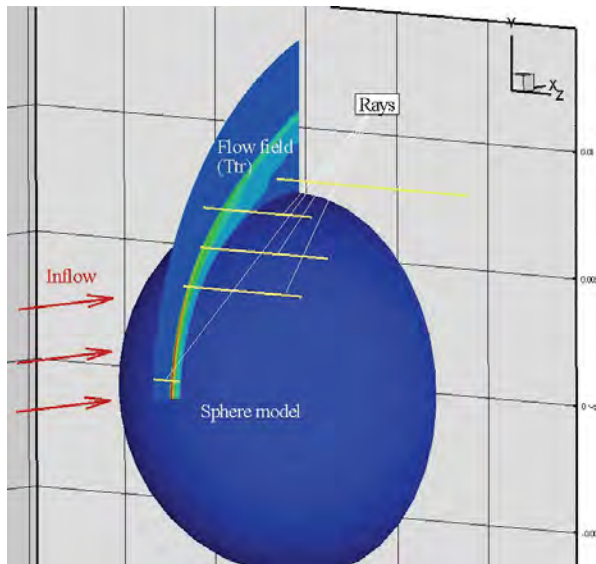


Fig. 5.3 Calculation model of the radiation intensity.

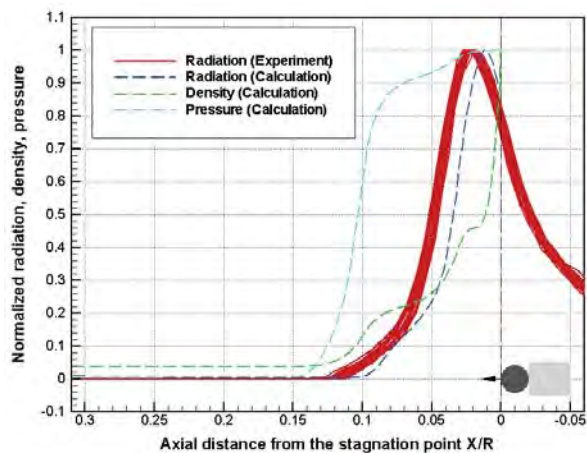


Fig. 5.4 Distribution of the radiation, density, and pressure along the stagnation line for the non-magnetized (Case3).

化を計算と比較しながら変化量を定義する。発光強度分布の計算と計測を比較すると、分布曲線の形状は似ているが、位置がずれていることがわかる。これは、発光強度の計算モデルは実際の発光に近いが、気流状態の予測が実際の気流とは異なっているためと考えられる。計算による気流速度は実際の気流よりもかなり速く見積もられているため、発光強度分布は計測よりも後方に位置している[8]。

### 5.3 相互干渉パラメータによるスケール効果

Case3 の磁場の有無におけるよどみ線上の発光強度分布の計測結果を Fig.5.5 に示す。これを見ると、磁場ありの分布曲線が前方に位置しており、印加磁場によって衝撃層が拡大していることが確認できる。この分布曲線から、発光強度が 1.0 (Peak), 0.5 (Half), 0 (Rise) の各位置における磁場の有無による差を平均し、衝撃波離脱距離変化として定量化した。また、分布曲線は一定ではないので、各撮影時間における変化量よりエラーバーを把握した。

同様にして各 Case における変化量を測定し、相互干渉パラメータとの関係を Fig. 5.6 に示す。これを見ると、理論的に指摘されているように、磁場の有無による衝撃波離脱距離の変化量は相互干渉パラメータで整理されるのが妥当である。また本実験では、相互干渉パラメータは密度にも依存していることに注意する必要がある。したがって、印加磁場効果は相互干渉パラメータによって整理できることを実験的に確認することができた。

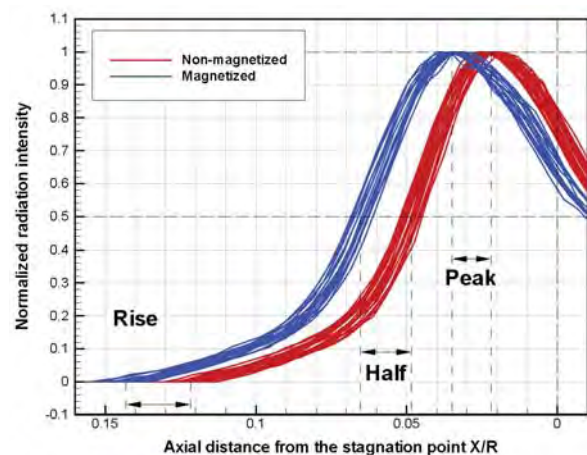


Fig. 5.5 Distribution of the radiation intensity along the stagnation line for the magnetized and non-magnetized (Case3).

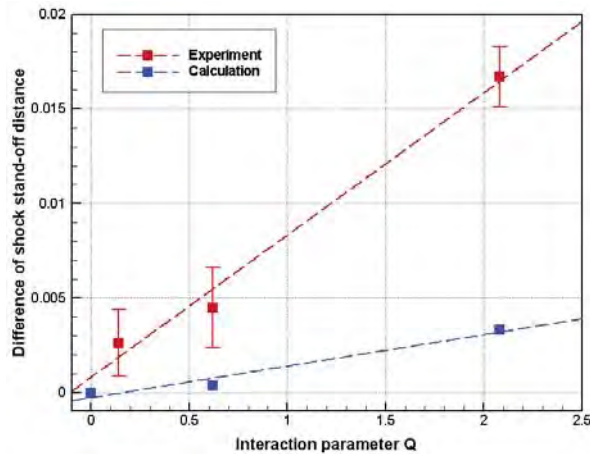


Fig. 5.6 Relationship between the difference of shock stand-off distance and the interaction parameter.

## 6. 結論

本研究では、膨張波管を用いて実際の再突入飛行環境に近い気流における印加磁場効果の検証を行った。また、膨張波管を改造することにより印加磁場効果の程度を表す相互干渉パラメータを増大させ、過去に検証された印加磁場効果との比較を行った。その結果、相互干渉パラメータと衝撃波離脱距離の変化量は相関関係にあり、印加磁場効果の磁場強度以外の物理量にも依存したパラメータによるスケール効果を実験的に確認することができた。

## 参考文献

- [1] J. Poggie, and D. V. Gaitonde, “Computational Studies of Magnetic Control in Hypersonic Flow,” AIAA Paper 2001-0196, January, 2001.
- [2] 大津広敬, 安部隆士, 『電磁力を利用した再突入飛行周りの流れ場の制御における磁場配位の影響』, 第37回流体力学講演会, 2005.
- [3] 谷藤鉄也, 『再突入飛行における印加磁場効果による衝撃層拡大現象に関する実験的研究』, 平成20年度東京工業大学修士論文.
- [4] 牧野仁, 『Expansion tube を用いた電磁力による衝撃層制御に関する研究』, 2010年度東海大学修士論文.
- [5] C. Park, “Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics”, John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [6] 永田卓, 『エキスパンションチューブ内非定常流れ場の数値解析』, 平成14年度東北大学卒業論文.
- [7] Y. Nagata, K. Wasai, H. Makino, K. Yamada, and T. Abe, “Test Flow Conditions for the Expansion Tube Experiment,” AIAA Paper 2010-4786, 2010.
- [8] Satoshi Nonaka, Hiroyasu Mizuno, Kazuyoshi Takayama, and Chul Park, “Measurement of Shock Standoff Distance for Sphere in Ballistic Range,” AIAA Journal, Vol.14, No.2, April-June 2000, pp. 225-229.



## 膨張波管内流れにおける境界層の影響に関する数値的研究

赤堀敬法<sup>1</sup>, 牧野仁<sup>1</sup>, 永田靖典<sup>2</sup>, 山田和彦<sup>3</sup>, 平岡克己<sup>1</sup>, 安部隆士<sup>3</sup>東海大学<sup>1</sup>, 東京大学<sup>2</sup>, 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所<sup>3</sup>

## Numerical Study of Boundary Layer Effects in Expansion Tube

by

Takanori Akahori<sup>1</sup>, Hitoshi Makino<sup>1</sup>, Yasunori Nagata<sup>2</sup>, Kazuhiko Yamada<sup>3</sup>, Katsumi Hiraoka<sup>1</sup>, Takashi Abe<sup>3</sup>Tokai University<sup>1</sup>, University of Tokyo<sup>2</sup>, ISAS/JAXA<sup>3</sup>

## Abstract

The effect of the boundary layer development associated with the shock wave propagating through the low pressure tube part of the expansion tube was investigated. For this purpose, the low pressure tube flow was simulated by the time-dependent axisymmetric Navier-Stokes equation with ideal gas assumption and coefficient of viscosity given by Sutherland's formula. It is found that because of the finite formulation process of the shock wave, the initial resultant shock speed exceeds the theoretical prediction but, afterwards, the shock speed keeps decreasing because of the boundary layer development initiated from the intersection of the shock wave and the tube wall. Simultaneously, the contact surface is accelerated. As a result, the region between the shock wave and the contact surface becomes narrow and the test flow arrival becomes faster than the theoretical estimations. The present simulation results agree with the experimental results at least qualitatively. However, numerical calculation models must be improved, such as real gas effects or three dimensional calculation.

## 1. 研究背景

大気圏再突入時における高エンタルピー流を再現する実験装置には衝撃波管や衝撃風洞やバリスティックレンジなどがある。これらの高エンタルピー流を作る実験装置の中で、再突入環境により近い気流を再現することのできる装置として膨張波管がある。膨張波管は二段隔膜衝撃波管における第二隔膜を衝撃波到達と同時に衝撃力と熱によって一瞬で破膜させられる膜にすることで、試験気流を淀ませることなく加速させることができる実験装置である。宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所安部研究室では膨張波管を用いて弱電離プラズマ流中における電磁力による模型周りの衝撃層拡大効果に関する検証実験<sup>(1),(2),(3)</sup>について実験を行っている。この膨張波管の試験気流は低圧管内を伝播する接触面から膨張波までの気流であり、試験時間は装置の規模や初期条件によるが、数十 $\mu$  secから数msecと非常に短い領域である。そのため試験気流は計算と比較して実験における試験気流のタイミング、物理量を見積もる必要がある。計算の方法としては単純理論<sup>(4)</sup>を用いることが多い。しかしながら実験において計測される衝撃波速度が、熱化学平衡流を仮定した単純理論による衝撃波速度よりも遅くなる。これは管内に発達する境界層の影響によって衝撃波速度が減速されたと考えられている<sup>(5)</sup>。そこで本研究は理想気体を仮定した

流れに対し、単純理論とCFDによるシミュレーションとを比較し、膨張波管の低圧管における境界層の影響を明確にすることを目的とする。

## 2. 膨張波管

膨張波管はFig.1に示す概略図のように、高圧部(High Pressure Chamber)、圧縮管(Compression Tube)、中圧管(Medium Pressure Tube)、低圧管(Low Pressure Tube)、観測部からなり、観測部の先は真空層へとつながっている。圧縮管と中圧管との間、中圧管と低圧管との間にはそれぞれ第一、第二隔膜が入っている。高圧部、圧縮管と中圧管は円であり、低圧管は正方形断面の矩形管で

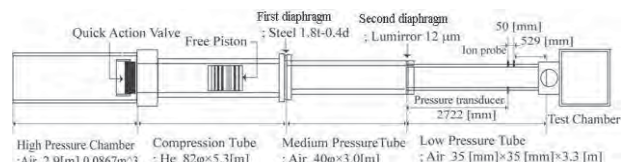


Fig.1 Schematic view of Expansion Tube.

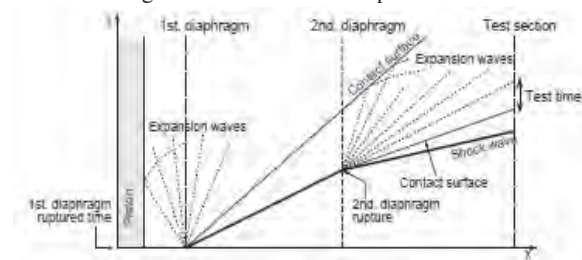


Fig.2 x-t diagram of waves propagation.

ある。本装置は高压空気を溜めた高压部を解放することで、圧縮管内の自由ピストンを駆動させ、管内の駆動ガスを断熱圧縮する。高温高压状態となった駆動ガスは鉄製の第一隔膜を破り、中圧管内を衝撃波が伝播する。第二隔膜はLumirror膜を用いており、中圧管内を伝播した衝撃波は第二隔膜で反射することなく第二隔膜を一瞬で破り低压管へ伝播する。低压管内は中圧管内よりも低い圧力に設定しており、これによって衝撃波背後の気流は第二隔膜破膜と同時に加速されて低压管へと流れる。各管における衝撃波、接触面、膨張波の伝播の時間と距離の関係はFig.2のx-t線図のようになっている。

また低压管流入口から2.7mの位置とそこから50mm下流の位置で静圧を測定しており、この静圧の立ち上がりの時間差から観測部における衝撃波速度を求める。

### 3. 単純理論<sup>(4)</sup>

#### 3.1 単純理論

ここでは衝撃波管や膨張波管内の流れを予測する際よく用いられる理論解である単純理論について述べる。理想気体を仮定した単純理論においては以下の仮定が成り立つ。

- (1) 流れは一次元流れである
- (2) 気体は実在気体効果のない理想気体であり、衝撃波前後の関係を除いて等エントロピー流れである。
- (3) 隔膜は瞬時に破膜し衝撃波は成長過程を経ず初期条件から定まる一定強さの衝撃波が形成され、管内を伝播する。

以上の仮定から、隔膜の上流、下流側の初期圧力、温度、気体の種類から次の式が成り立つ。

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{2\gamma_1 M_s^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \left\{ 1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2a_4} \left[ \frac{2a_1}{\gamma_1 + 1} \left( M_s - \frac{1}{M_s} \right) - u_4 \right] \right\}^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (1)$$

(1)式より高压、低压側における圧力比 $P_4/P_1$ を与えることで繰り返し計算によって衝撃波マッハ数 $M_s$ を求めることができる。ここで $P_h$ 、 $P_l$ はそれぞれ高压、低压側での初期圧力であり、 $a_h$ 、 $a_l$ はそれぞれ高压、低压側での初期状態における音速であり、 $\gamma_h$ 、 $\gamma_l$ はそれぞれ高压、低压側における気体の比熱比である。また $u_4$ は高压側における流速である。中圧管内の衝撃波マッハ数を見積もる場合は $u_4=0$ となるが、低压管の衝撃波マッハ数を見積もる場合、高压側の条件が中圧管の衝撃波背後の流れとなるため $u_4$ は0ではない。(1)式より求められた衝撃波マッハ数から衝撃波前後におけるRankine-Hugoniotの関係、接触面前後における圧力、流速が等しい関係、膨張波前後における等エントロピーの関係を用いることで各波前後の物理量を見積もることができる。低压管内も同様にして求めることができ

るが、初期条件は中圧管内の衝撃波背後の気流と低压管の初期状態から求めることとなる。衝撃波、接触面、膨張波伝播速度が求められると、第二隔膜破膜の瞬間からの経過時間から低压管の流入口からの衝撃波、接触面、膨張波の伝播距離を求めることができる。

$$\begin{aligned} x_{shock} &= U_l t \\ x_{contact} &= u_l t \\ x_{expansion} &= (u_l - a_l) t \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $t$ は低压管内を衝撃波が伝播した経過時間であり、 $x_{shock}$ は衝撃波伝播距離、 $x_{contact}$ は接触面到達距離、 $x_{expansion}$ は膨張波先頭の伝播距離、 $U_l$ は低压管内の衝撃波速度、 $u_l$ 、 $a_l$ はそれぞれ低压管内の衝撃波背後の気流の流速と接触面背後の音速である。

#### 3.2 計算条件

Table.1に単純理論にて中圧管、低压管内における衝撃波背後、接触面背後の物理量を求める条件を示す。気体は全領域において理想気体であると仮定する。第一隔膜破膜時の温度は圧縮管と第一隔膜破膜圧を用いて求める。中圧管内の物理量は第一隔膜破膜時の条件と中圧管の初期状態の値を用いて求める。低压管については求められた中圧管内の衝撃波背後の条件と低压管の初期条件を用いて計算する。

中圧管内の衝撃波背後物理量については後述するCFDの中圧管の初期条件にも用いる。ここでCase1,2は実験で行われた条件であるが、Case3については中圧管の初期圧をCase1とCase2の中間の気流条件を設定した。

### 4. CFD

#### 4.1 基礎方程式

ここでは低压管内の流れを解くための基礎方程式について述べる。基礎方程式は低压管内を円管であると仮定すると(3)式に示す軸対称圧縮性Navier-Stokes方程式<sup>(6)</sup>を用いることができる。

Table1 Initial Condition for Theory.

|                                    | Case1     | Case2     | Case3     |
|------------------------------------|-----------|-----------|-----------|
| <b>Compression Tube</b>            |           |           |           |
| Gas                                | He        | He        | He        |
| Static Pressure                    | 101.3 kPa | 101.3 kPa | 101.3 kPa |
| Temperature                        | 300 K     | 300 K     | 300 K     |
| <b>After 1st Diaphragm rupture</b> |           |           |           |
| Static Pressure                    | 50 MPa    | 50 MPa    | 50 MPa    |
| <b>Medium Pressure Tube</b>        |           |           |           |
| Gas                                | Air       | Air       | Air       |
| Static Pressure                    | 1 kPa     | 10 kPa    | 5 kPa     |
| Temperature                        | 300 K     | 300 K     | 300 K     |
| <b>Low Pressure Tube</b>           |           |           |           |
| Gas                                | Air       | Air       | Air       |
| Static Pressure                    | 4 Pa      | 4 Pa      | 4 Pa      |
| Temperature                        | 300 K     | 300 K     | 300 K     |

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + H = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + H_v \quad (3)$$

方程式は有限体積的に離散化し、時間積分はオイラー陽解法、対流項についてAUSM-DVスキーム<sup>(7)</sup>、粘性項について二次精度中心差分を用いて評価した。

ここで式(3)における $Q$ は保存量であり、 $E$ ,  $F$ ,  $H$ はカーテン座標系での $x, y$ 方向、周方向における対流項、 $E_v$ ,  $F_v$ ,  $H_v$ はそれぞれの方向における粘性項である。これらのベクトル内の各成分については全領域において理想気体と仮定すると次のようになる。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{bmatrix} \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e + p)u \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e + p)v \end{bmatrix} \quad H = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (\rho e + p)v \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix} \quad H_v = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ 2\mu \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y} \right) \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (5)$$

$\rho$ は密度、 $u, v$ はそれぞれの方向の流速、 $e$ は全エネルギーであり、 $\tau$ はそれぞれの方向における応力テンソルである。また $\kappa$ は熱伝導係数である。方程式中に含まれる粘性係数は(6)式に示すSutherlandの式を用いて評価を行った。

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{T_0 + C}{T + C} \right) \quad (6)$$

低压管内は理想気体の空気であるため $C=110$ とし、 $T_0=298.15\text{K}$ における粘性係数 $\mu_0=1.82 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$ を基準として評価した。

#### 4.2 計算条件

ここではCFDによる計算条件について述べる。初期条件においてはTable2に示す。全計算領域を理想気体の空気と仮定し、円管の半分のみを解く。計算領域については、Fig.3に格子の一部を示すが直径17.5mm、長さ3.5mの円管に対して、格子間隔は流れ方向に2mmの等間隔に分布させ、半径方向は壁付近で最小の $9.0^{-2} \text{mm}$ の格子間隔とし、不等間隔に分布させた。境界条件について流入条件は、単純理論を用いて求めた中圧管内における衝撃波背後の気流の物理量を一定として与える。低压管内における初期条件は実験における初期条件を用いて計算を行う。壁面条件は断熱、滑りなしとし、中心軸上は対称条件とした。計算は第二隔膜が破膜した後から始め、破膜による気流への影響はないものとする。

Table2 Initial Conditions for Simulation of Low Pressure Tube.

|  | Case1                        | Case2                        | Case3                        |
|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| <b>Behind Shock Wave in Medium Pressure Tube</b> |                              |                              |                              |
| Gas  | Air                          | Air                          | Air                          |
| Static Pressure                                  | 548.6 kPa                    | 2.92 MPa                     | 1.82 MPa                     |
| Temperature                                      | $2.77 \times 10^4 \text{ K}$ | $1.49 \times 10^4 \text{ K}$ | $1.85 \times 10^4 \text{ K}$ |
| Velocity   | 6.26 km/s                    | 4.56 km/s                    | 6.14 km/s                    |
| <b>Low Pressure Tube</b>                         |                              |                              |                              |
| Gas  | Air                          | Air                          | Air                          |
| Static Pressure                                  | 4 Pa                         | 4 Pa                         | 4 Pa                         |
| Temperature                                      | 300 K                        | 300 K                        | 300 K                        |

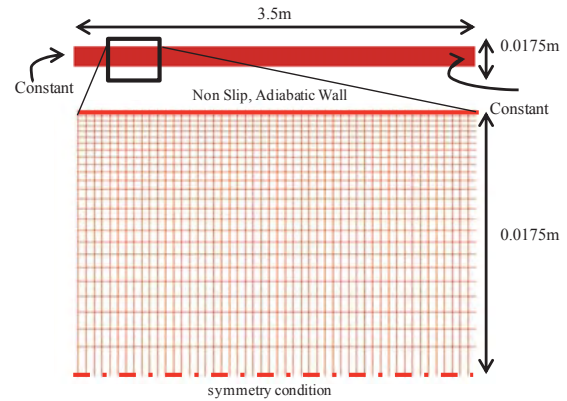


Fig.3 Grid and Boundary Conditions

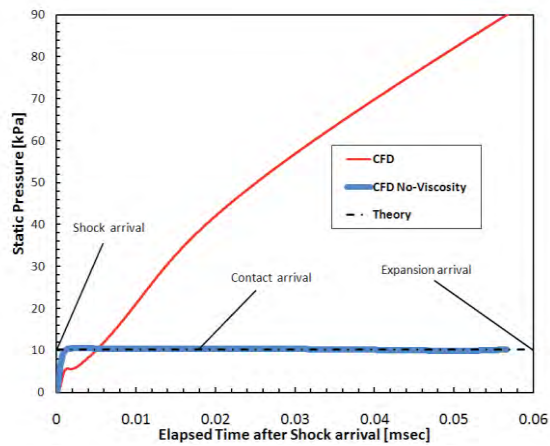
#### 5. 結果

##### 5.1 境界層の静圧履歴への影響

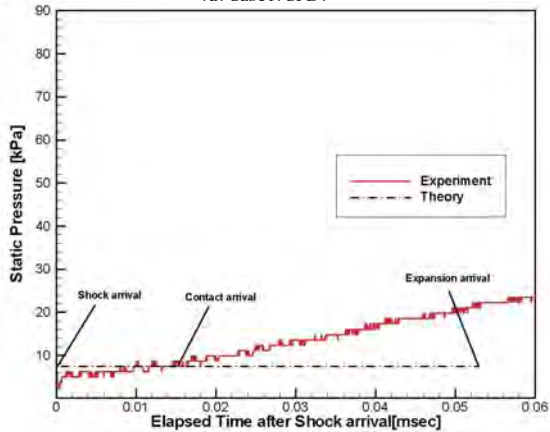
ここでは実験と計算の結果について定性的に比較する。Fig.4にCase1, 2における静圧履歴を示す。静圧履歴は計算と実験ともに低压管の隔膜から2.7mの位置において衝撃波が到達した時刻を0secとした時間履歴である。図の対応としては、(a), (c)がCFDによる圧力履歴であり、(b), (d)は実験における圧力履歴である。また(a)と(b)がCase1, (c)と(d)がCase2における静圧履歴である。なお(a)のCase1のCFDによる静圧履歴には方程式の粘性項を0とし、壁面の条件を滑り壁とした非粘性の計算結果も示す。各図の圧力履歴と共に示した理論値は(a), (c)のCFDの結果については理想気体での単純理論より、(b), (d)の実験結果については熱化学平衡流を仮定した単純理論により求めた静圧履歴を示す。

(a)では理論値と非粘性での静圧は一致しているが、境界層を考慮した場合、理論値よりも低い値を経た後に上昇していく。理論解の静圧が一定であることに對して、静圧が連続的に上昇するという傾向は一致しており、(c)と(d)のCase2結果についても同じ傾向が確認できるが、(b)については仮定している流れがCFDと異なるため、理想気体の結果と傾きに差がある。静圧は境界層の影響によって連続的に上昇していくことが分かり、境界層の静圧に対する影響は無視できない現象であると言える。

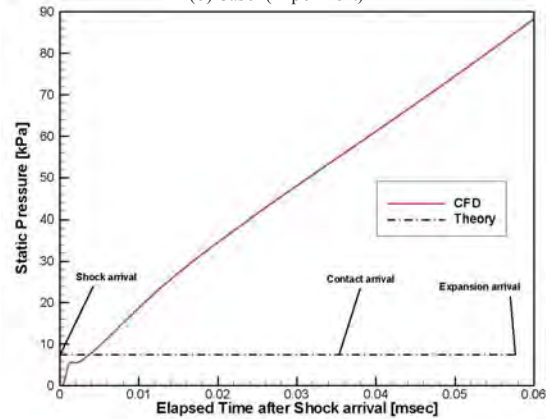




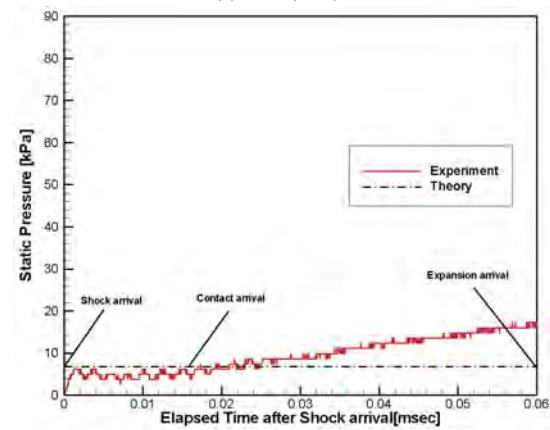
(a) Case1(CFD)



(b) Case1(Experiment)

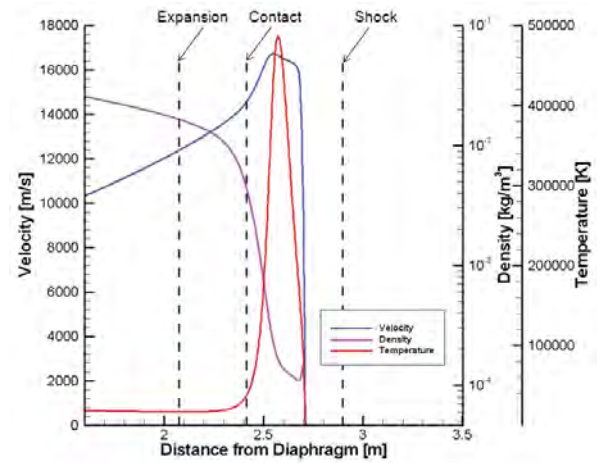


(c) Case2(CFD)

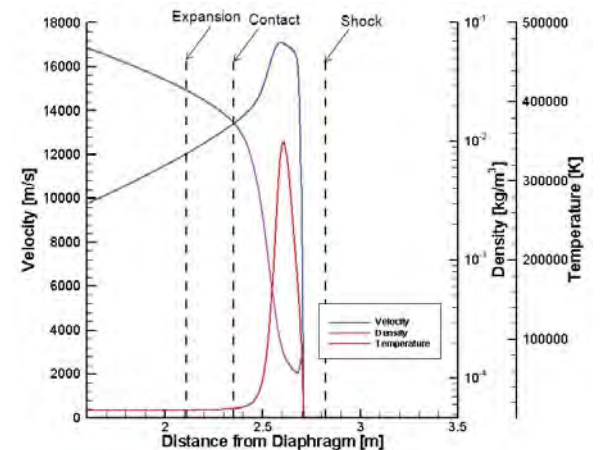


(d) Case2(Experiment)

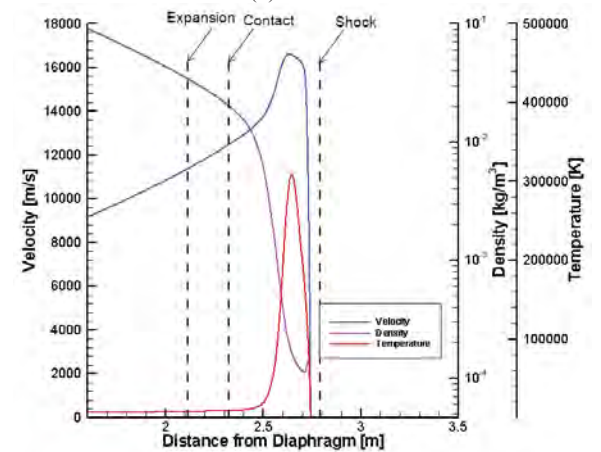
Fig. 4 Static Pressure History



(a) Case1



(b) Case3



(c) Case2

Fig.5 Compare Waves Arrival Distance with CFD and Theory

## 5.2 各波の到達位置の比較

ここでは観測される衝撃波と接触面の到達の傾向について見るため、単純理論との比較を行う。Fig.5 に CFDにおける衝撃波が低圧管の隔膜から2.7mの位置に到達した瞬間の中心軸上の速度、密度、温度の流れ方向における分布を示す。図中の破線はCFDの結果と同じ時刻における単純理論での衝撃波、接触面、膨張波それぞれの波の到達位置を示す。流れは図の左から右へ流れているとし、衝撃波と接触面が有限の厚みを持って

いるとすると、CFDにおける衝撃波の到達位置は全ての物理量の1つ目の不連続な立ち上がりとして考え、接触面の位置については密度の2回目の立ち上がりと温度における立下りとして考えられる。

単純理論における衝撃波到達位置をCFDの結果を比べると、単純理論よりも衝撃波が遅くなっていることが分かる。これに対してCFDにおける接触面の先頭は理論解における接触面到達位置を超えている。接触面が速くなる現象は、境界層による空力的な断面積変化によって加速されたと考える。これらの傾向は気流条件を変更した場合にも同じではあるが、理論解との衝撃波、接触面到達位置の差は条件によって異なる。これらのことから試験気流の到達予測の計算は境界層が発達することを考慮した上で行う必要があると考える。

### 5.3 衝撃波速度への影響

ここでは境界層の影響による衝撃波速度の変化をみるため、単純理論とCFDによる結果について比較する。Fig.6に伝播距離に伴う、衝撃波速度の変化を示す。単純理論においては境界層の影響が無い場合衝撃波速度は一定であるが、CFDにおいては低圧管流入後に上昇した後、境界層の影響によって連続的に下がる。速度が下がる現象は境界層による衝撃波速度の減衰であると考えられる。ただし、衝撃波が加速する現象は境界層の影響と切り分ける必要がある。Figs.6に距離に伴う衝撃波速度の変化を示すが、どの条件においても流入直後に衝撃波速度の上昇があり、単純理論よりも大きな衝撃波速度となる。衝撃波の加速現象は他の実験でも確認されており、初期の圧力比が $10^4$ を超える場合にこの現象が起こる<sup>(8)</sup>。この現象は衝撃波の形成過程による影響である。衝撃波の形成過程を見るため、Fig.7に非粘性の条件での中心軸上の温度の距離と時間の分布を示す。この図は波動線図として見ることができ、温度が300Kから不連続に上昇している点は衝撃波の到達を示す。一般に衝撃波到達後の気流において衝撃波の背後は温度が一定の領域があり接触面が到達すると温度は不連続に下がる。この図では100000Kを最大の温度として設定したが、0.5mの位置に衝撃波が到達したときに100000Kを超える温度分布が現れ、その後不連続に下がる事が確認できる。0.5m以前では温度は100000Kよりも低く、衝撃波到達後の不連続な現象は確認できない。0.5mより前で衝撃波が加速しながら形成している過程であることがわかる。この波動線図の構造はWhiteのモデル<sup>(9)</sup>や多段モデル<sup>(10)</sup>による過程と一致する。よってCFDの結果において衝撃波速度が単純理論よりも上昇する現象は境界層の影響ではなく連続圧縮波によって形成される衝撃波の形成過程を捉えているからであると考えられる。

次に粘性の影響を検証するため、Reynolds数を任意に

変化させたときの衝撃波速度の変化をFig.7に示す。Case2の条件において粘性係数を変更し気流Reynolds数を変化させた場合と、粘性項を0とした非粘性における衝撃波速度の変化を示す。粘性がある場合には、衝撃波速度は非粘性よりも連続的に下がる。Case2の計算条件よりもReynolds数を高くすると衝撃波速度が減少するタイミングが遅くなり、非粘性の計算結果に近づく。これより膨張波管内の衝撃波速度の減少は粘性の大きさと相関性があると言える。

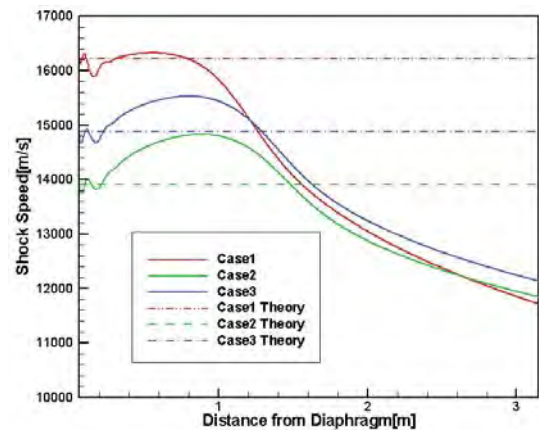


Fig.6 Propagation Distance affects Shock Speed Reduction

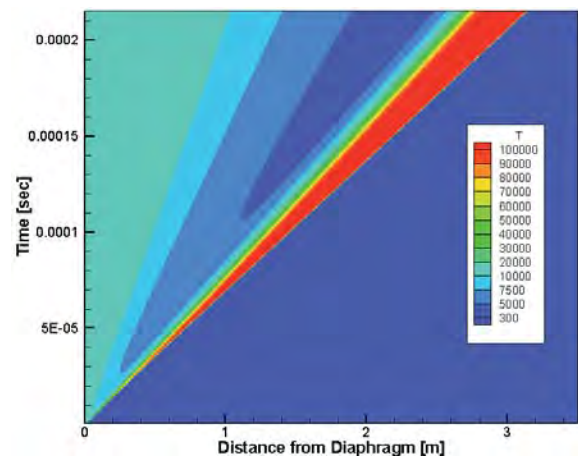


Fig.7 x-t Diagram

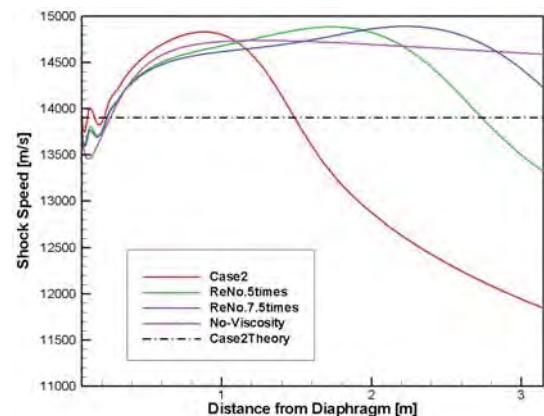


Fig.8 Shock Speed Reduction depends on Reynolds number

## 6. まとめ

本研究では膨張波管の低圧管内部に発達する境界層の影響について定性的評価を行うため、理想気体を仮定した円管内の流れに対し数値シミュレーションを行った。

CFDによる結果と実験による圧力履歴の比較から、境界層の影響によって静圧履歴は連続的に上昇する傾向があることが分かった。また衝撃波速度については衝撃波の形成過程の影響で単純理論よりも高い衝撃波速度が得られるが、その後境界層の影響を受けて連続的に遅くなる傾向にあることが分かった。衝撃波速度に対して接触面は速くなる傾向にあり、これによって試験気流の到達は単純理論の予測よりも速くなると考えられる。

これらの傾向は単純理論による見積りには現れないため、気流の見積もりは境界層の影響を考慮した上で計算する必要がある。

本研究解いた流れ場は化学反応を考慮していないため、実験における流れにそのまま当てはまるとは言えない。そのため熱化学平衡のモデルを含めたより実際に近いモデルを用いた定量的な計算を行うことが今後の課題となる。

## 参考文献

- (1) 谷藤鉄也：再突入飛行における印加磁場効果による衝撃層拡大現象に関する実験的研究，東京工業大学大学院 平成 20 年度修士論文，2009.
- (2) 和才克己：極超音速流中における 25°-55°二重円錐モデル周りの流れ制御，東海大学大学院 2009 年度修士論文，2010.
- (3) 牧野仁：Expansion tube を用いた電磁力による衝撃層制御に関する研究，東海大学大学院 2010年度修士論文，2011.
- (4) 生井武文，松尾一泰：衝撃波の力学，コロナ社，1983.
- (5) Y. Nagata, K. Wasai, H. Makino, K. Yamada, T. Abe：Test Flow Conditions for the Expansion Tube Experiment, AIAA Paper 2010-4786, 2010.
- (6) 久保田弘敏，鈴木宏二郎，糸貫忠晴：宇宙飛行体の熱気体力学，東京大学出版，pp. 251-252, 2002.
- (7) Y. Wada, M. S. Liou：A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, AIAA 94-0083, 1994.
- (8) 生井武文，松尾一泰，永井実：衝撃波管の空力特性に関する研究(第 1 報，直径が性能に及ぼす影響)，日本機械学会論文集(第 2 部)，34 巻，267 号，pp. 1961-1968, 1968.
- (9) D. R. White：Influence of diaphragm opening time on shock-tube flows, J. Fluid Mech., 4-6, 585, 1958.
- (10) 生井武文，松尾一泰，永井実：衝撃波管の空力特性に関する研究(第 2 報，衝撃波の形成について)，日本機械学会論文集(第 2 部)，34 巻，267 号，pp. 1969-1976, 1968.



## DG法を用いた弧状衝撃波不安定性の三次元数値シミュレーション

佐藤陽介<sup>1</sup>, 鈴木佑一郎<sup>1</sup>, 保江かな子<sup>2</sup>, 大西直文<sup>1</sup>  
<sup>1</sup> 東北大学, <sup>2</sup> JAXA

## Three-dimensional numerical simulation of bow-shock instability using DG method

by

Yosuke Sato (Tohoku U.), Yuichiro Suzuki (Tohoku U.), Kanako Yasue (JAXA), and Naofumi Ohnishi (Tohoku U.)

## Abstract

Three-dimensional numerical simulations were conducted using the discontinuous Galerkin (DG) finite-element method to clarify mechanism of bow-shock instability, which has been experimentally observed for a blunt body in a low- $\gamma$  gas. Shock-surface formation was computed with a blunt body in Mach 3.9 flow. A well-known numerical instability, the carbuncle phenomenon, often occurs simultaneously in such a flow condition. Sufficient resolution of stream-ward grids is required to obtain a stable solution. Spectral analysis for shock-surface deformation suggests that the observed instability is induced by numerical errors. Moreover, influence of the angles of attack was examined, but bow-shock instability was not observed. Other conditions such as a sharp surface shape and a viscous boundary layer should be examined to obtain a physically unstable flow.

## 1. 緒論

超音速飛行する鈍頭物体前方に形成される弧状衝撃波について、これまでに多くの実験や数値計算が行われてきた。一般に、一様流中に形成される弧状衝撃波は安定であることが知られている。しかしながら、弾道法における実験において、比熱比の小さな気体中では、鈍頭物体前方に形成される弧状衝撃波が不安定であることが確認されている<sup>1)</sup>。様々な条件による実験から、この不安定性はマッハ数や気体の圧力、物体の大きさ、縁の丸み、前面の曲率に依存して発生することが分かっている。図1にNASAによる実験で得られた安定な弧状衝撃波<sup>2)</sup>と、Baryshnikovらによる実験で得られた不安定な弧状衝撃波を示す。この現象の要因として、比熱比が小さいことによる衝撃波後方の力学的非平衡と、急激な温度上昇による化学的非平衡が考えられているが、実験では衝撃波後方の流れ場の構造を詳しく解析することが困難であるため、原因は解明されていない。

現在、超音速で飛行する物体の解析には数値流体力学(CFD)がよく用いられる。CFDを用いることによって、衝撃波後方の流れ場の構造を詳しく解析することができ、不安定性の原因を解明することが可能となると考えられる。一方で、強い衝撃波が形成される数値計算において、衝撃波が計算格子に平行に近い場合に、衝撃波捕獲スキームは数値的に不安定になることが知られている。この不安定性はカーバンクル現象と呼ばれる<sup>3)</sup>。カーバンクル現象は主流条件、計算格子、計算手法等の様々な要因によって生じるため、適切な計算条件を整えることが重要である。

本研究では、鈍頭物体前方に形成される弧状衝撃波不安定性のメカニズムの解明を目指し、非構造格子を用いた Discontinuous Galerkin (DG) 法<sup>4)</sup>による三次元数値流体解析を行う。その際、カーバンクル現象を生じにくいと考えられる数値流束関数を用いて計算する<sup>5)</sup>。

カーバンクル現象の存在により、発生した不安定性が物理的なものか数値的なものかの判別が難しくなる。そこで、カーバンクル現象を生じにくい計算条件を模索するため、不安定性の計算格子依存性を調べる。まず、表面解像度、主流方向の解像度を変化させたときの不安定性の挙動について解析する。不安定性の解析は、フーリエ変換により行う。また、迎え角による不安定性への影響についても調べる。

## 2. 数値計算法

弧状衝撃波の物理的不安定性を調べるために、上で述べたカーバンクル現象を防ぐ必要がある。カーバンクル現象を検

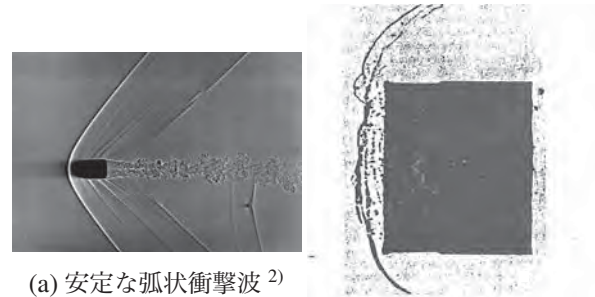


図1 安定な弧状衝撃波と不安定な弧状衝撃波。

証するに当たり、同形状の物体について、同じ主流条件と計算手法を用い、計算格子のみを変更して不安定現象を解析する。そこで、計算格子は物体の形状適合性が高く、格子の配置を比較的自由に変更できる非構造格子を用いる。計算手法としては、有限要素法の一つで、高精度を達成できる DG 法を用いて数値計算を行う。

## 2-1 Discontinuous Galerkin 法

## 基礎方程式

三次元 Euler 方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

ここで、 $Q$  は保存関数、 $E, F, G$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の流束関数であり、以下のように表される。

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho vw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{pmatrix} \quad (2)$$

$\rho$  は密度、 $u, v, w$  はデカルト座標系における速度成分、 $e$  は単位体積あたりの全エネルギーである。また、圧力  $p$  が次式で表される理想気体における状態方程式に従うことを仮定する。

$$p = (\gamma - 1) \left\{ e - \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right\} \quad (3)$$

ただし,  $\gamma$  は比熱比である.

DG 法は有限要素法の一つであるので, 次式のような弱形式にした積分方程式を解くことで解を得る.

$$\int_{\Omega} w(x, y, z) \left( \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} \right) d\Omega = 0 \quad (4)$$

$\Omega$  は計算空間での領域,  $w(x, y, z)$  はテスト関数を表す. 式 (4) に対して Gauss の発散定理を適用し, 展開すると次式を得る.

$$\int_{\Omega} \frac{\partial w Q}{\partial t} d\Omega + \int_{\partial\Omega} w (En_x + Fn_y + Gn_z) d\partial\Omega - \int_{\Omega} \left( E \frac{\partial w}{\partial x} + F \frac{\partial w}{\partial y} + G \frac{\partial w}{\partial z} \right) d\Omega = 0 \quad (5)$$

ここで,  $\partial\Omega$  は領域  $\Omega$  の境界,  $n_x, n_y, n_z$  はそれぞれ境界における  $x, y, z$  方向の法線ベクトルを表す. 有限要素法では, 次式のような自由度  $Q_j(t)$  と基底関数  $v_j(x, y, z)$  の積の線形和で表される近似関数  $Q_h(x, y, z, t)$  を用いてセル内の物理量の分布を記述する.

$$Q_h(x, y, z, t) = \sum_j Q_j(t) v_j(x, y, z) \quad (6)$$

DG 法では, テスト関数を基底関数  $v_j(x, y, z)$  とし, 式 (5) において厳密解  $Q(t)$  を式 (6) で表される近似関数  $Q_h(x, y, z, t)$  に置き換える. そして, 式 (5) に  $i$  番目の基底関数を乗じた各積分項を以下のように定義する.

$$K_1^i = \int_{\Omega} \frac{\partial v_i Q_h}{\partial t} d\Omega \quad (7)$$

$$K_2^i = \int_{\partial\Omega} v_i (E(Q_h)n_x + F(Q_h)n_y + G(Q_h)n_z) d\partial\Omega \quad (8)$$

$$K_3^i = \int_{\Omega} \left( E(Q_h) \frac{\partial v_i}{\partial x} + F(Q_h) \frac{\partial v_i}{\partial y} + G(Q_h) \frac{\partial v_i}{\partial z} \right) d\Omega \quad (9)$$

式 (6) を  $K_1^i$  に代入すると

$$K_1^i = \sum_j \frac{dQ_j}{dt} \int_{\Omega} v_i v_j d\Omega = \sum_j I_{ij} \frac{dQ_j}{dt} \quad (10)$$

となる. ここで, 基底関数の積のモーメントを  $I_{ij} = \int_{\Omega} v_i v_j d\Omega$  と表す. モーメント  $I_{ij}$  は基底関数に直交性がある場合には対角行列となる. その場合, 自由度の数だけ時間積分を独立に実行することが可能となり, 自由度ごとに解を得る.

### 直交基底関数

前述のように, 基底関数に直交性があれば, 自由度ごとに独立な時間発展の方程式が得られる. 非構造格子を用いて計算を行う場合には, 各セルの物理空間における座標  $(x, y, z)$  を基準セルの計算空間の座標  $(\xi, \eta, \zeta)$  およびテンソルセルの写像空間座標  $(r, s, t)$  に座標変換を行うことで直交性が実現される. 三次元の計算セルにおけるテンソルセル座標の直交基底関数  $\phi_{lmn}(r, s, t)$  および基準セル座標の直交基底関数  $\phi_{lmn}(\xi, \eta, \zeta)$  は Jacobi 多項式  $P_{\gamma}^{\alpha, \beta}(z)$  を用いて記述される.<sup>6)</sup> 三角柱セルの場合は次式のようになる.

$$\begin{aligned} \phi_j(r, s, t) &= P_l^{0,0}(r) P_m^{0,0}(s) (1-t)^l P_n^{2l+1,0}(t) \\ \phi_j(\xi, \eta, \zeta) &= P_l^{0,0} \left( 2 \frac{1+\xi}{1-\zeta} - 1 \right) P_m^{0,0}(\eta) (1-\zeta)^l \end{aligned} \quad (11)$$

ここで, Jacobi 多項式  $P_{\gamma}^{\alpha, \beta}(z)$  は次式で与えられる.

$$P_{\gamma}^{\alpha, \beta}(z) = \frac{(-1)^{\gamma}}{2^{\gamma} \gamma!} (1-z)^{-\alpha} (1+z)^{-\beta} \frac{d^{\gamma}}{dz^{\gamma}} [(1-z)^{\alpha+\gamma} (1+z)^{\beta+\gamma}] \quad (12)$$

式 (11) において  $j$  は自由度であり, 三次元二次精度の場合, 自由度は 4 個必要となる. また, 添字  $l, m, n$  は多項式の次数であり,  $(l, m, n)$  の組み合わせは定数項では  $(0, 0, 0)$  となり, 1 次項では  $(1, 0, 0), (0, 1, 0), (0, 0, 1)$  となる.

### 離散化

式 (1) の物理空間  $(x, y, z)$  における支配方程式を計算空間  $(\xi, \eta, \zeta)$  へ変換すると, 次式のように記述できる.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} = 0 \quad (13)$$

ここで,  $\hat{Q}$  は保存関数,  $\hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$  はそれぞれ  $\xi, \eta, \zeta$  方向の流束関数である.

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= J^{-1} Q \\ \hat{E} &= J^{-1} (\xi_x E + \xi_y E + \xi_z E) \\ \hat{F} &= J^{-1} (\eta_x F + \eta_y F + \eta_z F) \\ \hat{G} &= J^{-1} (\zeta_x G + \zeta_y G + \zeta_z G) \end{aligned} \quad (14)$$

$J^{-1}$  は座標変換におけるヤコビアンであり次式で表される.

$$J^{-1} = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\xi, \eta, \zeta)} \quad (15)$$

式 (13), (14) に対して DG 法を適用する. 弱形式にした積分方程式は次式のようになる.

$$\int_{\hat{\Omega}} w(\xi, \eta, \zeta) \left( \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta} \right) d\hat{\Omega} = 0 \quad (16)$$

$\hat{\Omega}$  は計算空間での領域,  $w(\xi, \eta, \zeta)$  はテスト関数を表す. 式 (16) に対して Gauss の発散定理を適用し, 展開すると次式を得る.

$$\begin{aligned} \int_{\hat{\Omega}} \frac{\partial w \hat{Q}}{\partial t} d\hat{\Omega} + \int_{\partial\hat{\Omega}} w (\hat{E} n_{\xi} + \hat{F} n_{\eta} + \hat{G} n_{\zeta}) d\partial\hat{\Omega} \\ - \int_{\hat{\Omega}} \left( \hat{E} \frac{\partial w}{\partial \xi} + \hat{F} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \hat{G} \frac{\partial w}{\partial \zeta} \right) d\hat{\Omega} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

$\partial\hat{\Omega}$  は計算空間領域  $\hat{\Omega}$  の境界,  $n_{\xi}, n_{\eta}, n_{\zeta}$  はそれぞれ境界における  $\xi$  方向,  $\eta$  方向,  $\zeta$  方向の法線ベクトルを表す.

ここで, 次式のような自由度  $\hat{Q}_j(t)$  と前述した直交基底関数  $\phi_j(\xi, \eta, \zeta)$  の積の線形和で表される近似関数  $\hat{Q}_h(\xi, \eta, \zeta, t)$  を用いてセル内の分布を記述する.

$$\hat{Q}_h(\xi, \eta, \zeta, t) = \sum_j \hat{Q}_j(t) \cdot \phi_j(\xi, \eta, \zeta) \quad (18)$$

式 (17) において厳密解  $\hat{Q}(t)$  を式 (18) で表される近似関数に置き換え, テスト関数を直交基底関数とする.  $i$  番目の基底関数を乗じた各積分項を以下のように定義する.

$$K_1^i = \int_{\hat{\Omega}} \frac{\partial \phi_i \hat{Q}_h}{\partial t} d\hat{\Omega} \quad (19)$$

$$K_2^i = \int_{\partial\hat{\Omega}} \phi_i (\hat{E}(Q_h) n_{\xi} + \hat{F}(Q_h) n_{\eta} + \hat{G}(Q_h) n_{\zeta}) d\partial\hat{\Omega} \quad (20)$$

$$K_3^i = \int_{\hat{\Omega}} \left( \hat{E}(Q_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \xi} + \hat{F}(Q_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \eta} + \hat{G}(Q_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \zeta} \right) d\hat{\Omega} \quad (21)$$

式 (19)–(21) より, 式 (17) は次式のように記述できる.

$$K_1^i + K_2^i - K_3^i = 0 \quad (22)$$

また, 式 (18) を式 (19) に代入すると

$$K_1^i = \sum_j \frac{dJ^{-1} Q_j}{dt} \int_{\Omega} v_i v_j d\Omega = \sum_j I_{ij} \frac{dJ^{-1} Q_j}{dt} \quad (23)$$

となる. ここで, 基底関数の積のモーメントを  $I_{ij} = \int_{\Omega} \phi_i \phi_j d\hat{\Omega}$  と表す. モーメント  $I_{ij}$  は基底関数の直交性により対角行列となるので, 以下のように表せる.

$$K_1^i = I_{ii} \frac{dJ^{-1} Q_i}{dt} \quad (24)$$

式 (22) と式 (24) より, 最終的に次式に対して時間積分を行うことで解を得る.

$$\frac{dQ_i}{dt} = -\frac{1}{J^{-1}I_{ii}}(K_2^i - K_3^i) \quad (25)$$

$K_2^i$  の評価において, DG 法では各セル毎に独立した近似関数を用いてセル内部の物理量を記述しているため, セル境界における流束関数の値は不連続となり, 直接求めることは出来ない. そのため, セル境界における流束関数を数値流束関数で置き換える必要がある. その際の流束計算には Riemann 解法を適用する.

式 (20) において, 流束関数  $(\hat{E}(\hat{Q}_h)n_\xi + \hat{F}(\hat{Q}_h)n_\eta + \hat{G}(\hat{Q}_h)n_\zeta)$  はセル内部の物理量  $Q_h^-$  と隣のセルの物理量  $Q_h^+$  を用いて表される流束関数  $\hat{h}(Q_h^-, Q_h^+)$  に置き換えられる. よって, 式 (20) は次式のように記述できる.

$$K_2^i = \int_{\partial\Omega} \phi_i \hat{h}(Q_h^-, Q_h^+) d\partial\hat{\Omega} \quad (26)$$

ここで, 流束関数  $\hat{h}(Q_h^-, Q_h^+)$  は本研究では, 流束関数  $\hat{h}(Q_h^-, Q_h^+)$  に数値流束 SLAU (Simple Low-dissipation AUSM)<sup>7)</sup>を用いる.

$K_2^i$  の積分の評価は, 各境界上に精度に見合った Gauss 点を取り, 二次元の Gauss 求積法を用いて面積分を行い  $K_2^i$  の近似を行う. また,  $K_3^i$  の評価は, セル内に精度に見合った Gauss 点を取り, 三次元の求積法を用いて体積積分により近似を行う. それにより式 (26) および式 (21) はそれぞれ次式のように置き換えられる.

$$\hat{K}_2^i = \sum_e \sum_l (\phi_i \hat{h}_l(Q_h^-, Q_h^+) \sigma_l)_e \quad (27)$$

$$\hat{K}_3^i = \sum_l \left( \hat{E}(\hat{Q}_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \xi} + \hat{F}(\hat{Q}_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \eta} + \hat{G}(\hat{Q}_h) \frac{\partial \phi_i}{\partial \zeta} \right)_l \sigma_l \quad (28)$$

ここで,  $e$  はセル境界面,  $l$  はセル境界面の Gauss 点,  $\sigma_l$  は各 Gauss 点における重みを表す. 二次精度の場合, 三角形および四角形のセル境界面の Gauss 点の数は 4 個となる.

### 2-2 勾配制限法

本研究で定義した自由度  $Q_i$  は, 二次精度の場合には  $Q_1$  がセル内の物理量の平均値,  $Q_2, Q_3$  がセル内の物理量の一階微分を表す. よって, 勾配制限は  $Q_2, Q_3$  に対して以下を行う.

$$\tilde{Q}_{2,3} = \begin{cases} \phi Q_{2,3} & , \text{ if } p_{lmax} > p_{mmax}, p_{lmin} > p_{mmin} \\ Q_{2,3} & , \text{ otherwise} \end{cases}$$

$$\phi = \min(\phi_{max}, \phi_{min})$$

$$\phi_{max} = \frac{p_{mmax} - p_n}{p_{lmax} - p_n}$$

$$\phi_{min} = \frac{p_{mmin} - p_n}{p_{lmin} - p_n}$$

ここで,  $p_n$  はセル内の圧力,  $p_{lmax}, p_{lmin}$  はそれぞれセル境界の Gauss 点における圧力の最大値および最小値,  $p_{mmax}, p_{mmin}$  はそれぞれ各面に隣接するセルの圧力の最大値および最小値を表す.

### 2-3 TVD Runge-Kutta 法

本計算で時間積分に用いた二段階 TVD Runge-Kutta 法<sup>9)</sup>は以下に示す通りである.

$$Q^{(1)} = Q^n + \Delta t R(Q^n) \quad (29)$$

$$Q^{n+1} = \frac{1}{2} \left( Q^n + Q^{(1)} + \Delta t R(Q^{(1)}) \right) \quad (30)$$

ここで,  $R$  は式 (25) の右辺を表す.

## 3. 計算結果および考察

### 3-1 表面解像度による影響

物体表面の解像度が不安定性に与える影響を調べるために, 表面解像度の異なる 3 種類の計算格子を用意して計算を行った. 各計算格子の表面セル数は, それぞれ 3984, 7592, 12810 である. 全セル数は, それぞれの表面格子に対して, 199200, 372008, 627690 とした. 図 2 に表面セル数が 3984 の場合の計算格子を示す. 衝撃波面の解析は, 図 2 に示した物体の中心を通る断面において行う. また, 図 3 に表面セル数が 3984, 12810 の場合の表面格子を示す.

主流条件は主流マッハ数を 3.9, 迎え角を 0 とした. 不安定現象を生じやすくするために, 比熱比は 1.01 とした. また, CFL 数は 0.2 または 0.5 とした. 前節で示した断面における衝撃波面の変形の時間発展を表面セル数 3984 の場合には  $t = 20 \sim 50$  について, 表面セル数 12810 の場合には  $t = 5 \sim 20$  について, それぞれ図 4, 図 5 に示す. 色は圧力の大きさを表す.

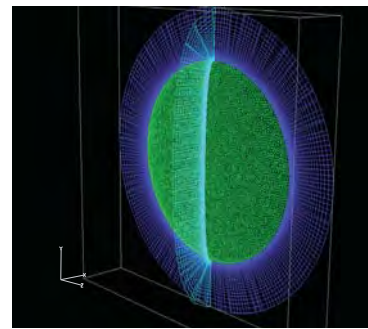
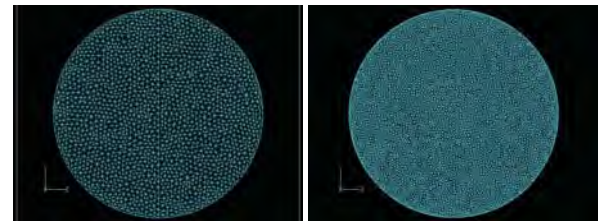


図 2 表面セル数 3984 の場合の計算格子.



(a) 表面セル数 3984 (b) 表面セル数 12810

図 3 表面セル数 3984, 12810 の物体表面の計算格子.

### 衝撃波面の变形

衝撃波面の解析は, 物体の中心を通る断面において行う. 本解析では, 衝撃波の位置の決定は密度の変化によって行う. 流入境界から物体表面に向かって各格子点における密度の値を調べ, その値が 6 以上になったときに衝撃波であると判断する. 判別する密度の値 6 が格子点をまたぐときは, 前後の格子点の密度の値および座標から線形補間を行うことによって衝撃波の位置を決定する.

各計算格子について, 前節で得られた衝撃波面の物体表面からの距離を, 表面セル数 3984 の場合には  $t = 20, 30, 40, 50$  について, 表面セル数 7592, 12810 の場合には  $t = 5, 10, 15, 20$  について図 6 に示す. 横軸は物体表面上での中心からの距離, 縦軸はその位置での衝撃波面と物体表面の距離を表す. 衝撃波面は時間発展とともに形成されていき, どの計算格子を用いて計算した場合にも衝撃波面は不安定になった. また, 不安定になる時間は, 表面セル数 3984 の場合には  $t = 30$  前後であるのに対して, 表面セル数 7592, 12810 の場合には  $t = 10 \sim 15$  と差が見られ, 表面セル数が多いほど早くなった. この原因については次節で考察する.



### フーリエ変換による解析および考察

弧状衝撃波が物理的に不安定であれば、特定の波長成分が成長することで不安定になると考えられる。フーリエ変換により衝撃波面に含まれる波の成分の中で成長するものを調べ、得られた不安定現象が物理的なものか数値的なものか判断する。前節で得られた各時間での衝撃波距離を線形補間したものをフーリエ変換する。

図7にそれぞれの計算格子を用いて計算した場合の、各波数に対する振幅の時間発展を示す。横軸は時間、縦軸は波数、カラーバーは波数0の波の振幅の大きさを規格化した振幅の大きさを表す。図7から、表面セル数によって生じている波長、またその成長の様子が異なっていることが分かる。さらに、不安定性を規定するような特徴的な波長が生じていないことが分かる。よって、この不安定性は数値的なものであると考えられる。また、表面解像度が高いほど衝撃波面が不安定になる時間が早かったのは、主流方向の解像度は同じであるため、衝撃波面付近またはそれより後方で生じた衝撃波面に平行な方向の数値振動をより解像したためと考えられる。

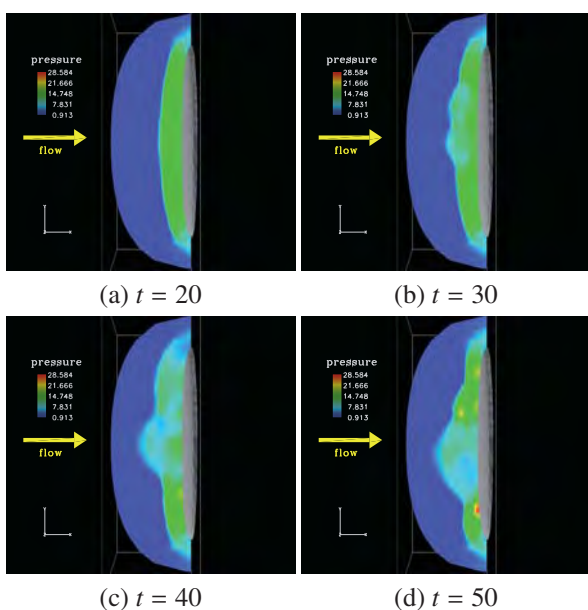


図4 表面セル数 3984 の場合の衝撃波面の時間発展。

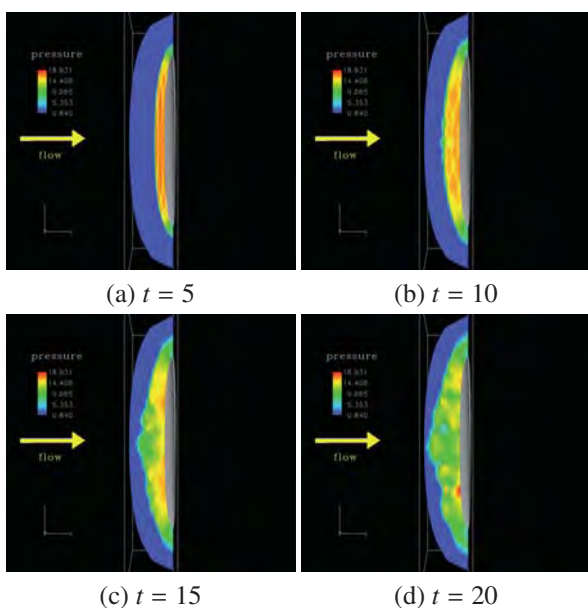


図5 表面セル数 12810 の場合の衝撃波面の時間発展。

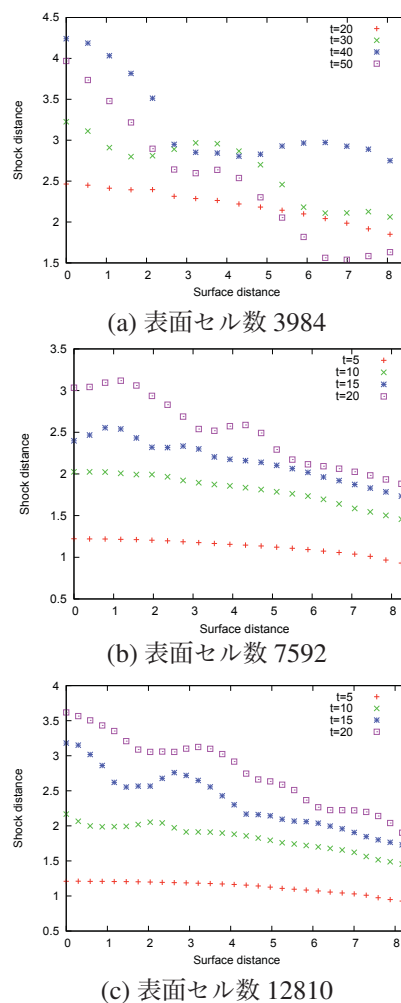


図6 各時間における衝撃波面の物体表面からの距離。

### 3-2 主流方向の解像度による影響

主流方向の解像度が不安定性に与える影響を調べるために、主流方向に解像度の異なる3種類の計算格子を用いて計算を行った。表面セル数は3984で共通とする。各計算格子の物体中心を通る断面を図8に示す。それぞれ次のように定義する。

- (A) 主流方向の分割数50, 全セル数199200, 物体表面付近の解像度が高い計算格子
- (B) 主流方向の分割数25, 全セル数99600, 主流方向に解像度が均一な計算格子
- (C) 主流方向の分割数50, 全セル数199200, 主流方向に解像度が均一な計算格子

主流条件は3-1節と同じである。計算格子(B), (C)を用いて計算したときの、物体の中心を通る断面における衝撃波面の変形の時間発展をそれぞれ図9, 図10に示す。色は圧力の大きさを表す。ただし、計算格子(A)の結果は図4である。衝撃波面は時間発展とともに形成されていき、計算格子(A), (B)では $t = 20$ 以降で衝撃波面が不安定になった。また、(C)では安定になった。

### 衝撃波面の変形

3-1節と同様に、衝撃波面の解析は物体の中心を通る断面において行う。前節で得られた $t = 20, 30, 40, 50$ における衝撃波面の物体表面からの距離を各計算格子について、図11に示す。横軸は物体表面上での中心からの距離、縦軸はその位置での衝撃波面と物体表面の距離を表す。図11(a), (b)から、計算格子(A), (B)において衝撃波面が振動していることが分かる。一方で、図11(c)から計算格子(C)において衝撃波面が時間発展とともにほぼ同じ形状になっていることが分かる。

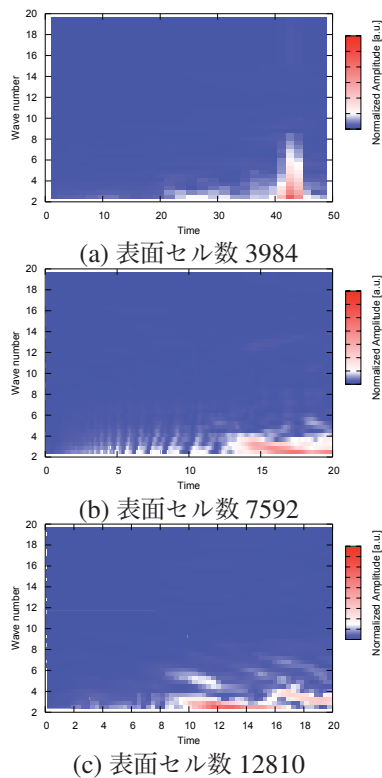


図7 各波数成分の振幅の時間発展.

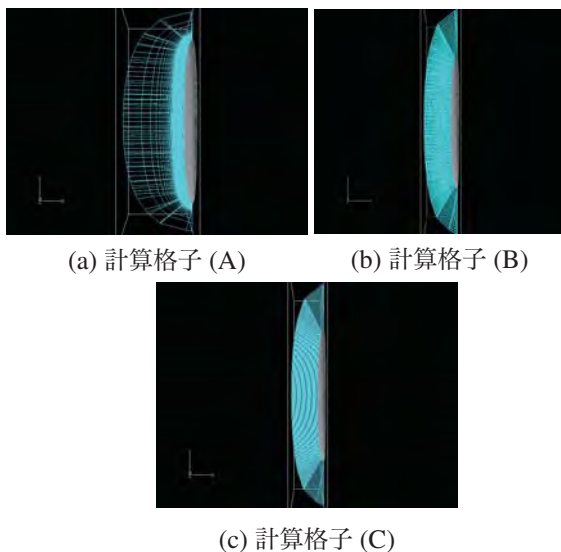


図8 各計算格子の物体中心を通る断面図.

### フーリエ変換による解析および考察

図12にそれぞれの計算格子を用いて計算した場合の各波数に対する振幅の時間発展を示す。図12(a)から、 $t = 20 \sim 30$ で波数の小さな波が生じていることが分かるが、図11(a)において $t = 20 \sim 30$ で衝撃波面が乱れていることに対応すると考えられる。これは、衝撃波面が物体表面付近にあるときは精度よく解像することができているが、衝撃波面が解像度の低い領域まで移動してしまうためであると考えられる。図12(b)から、計算時間全体に渡って各波数成分が振動していることが分かる。この振動は、計算領域全体で主流方向の解像度が低いため、移動する衝撃波面を精度よく解像することができないことが原因だと考えられる。一方で、図12(c)から、弧状衝撃波は定常状態に達していることが分かる。これは、計算領域全体に渡って主流方向の解像度が高いため、時間発展と

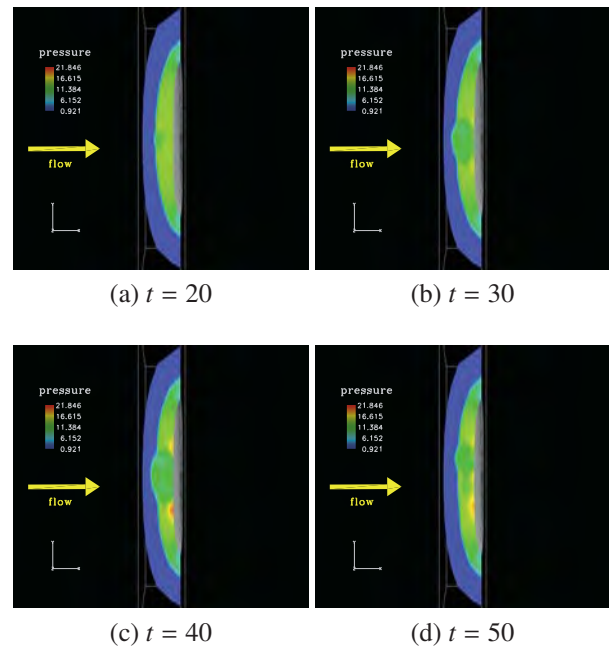


図9 計算格子(B)を用いた衝撃波面の時間発展.

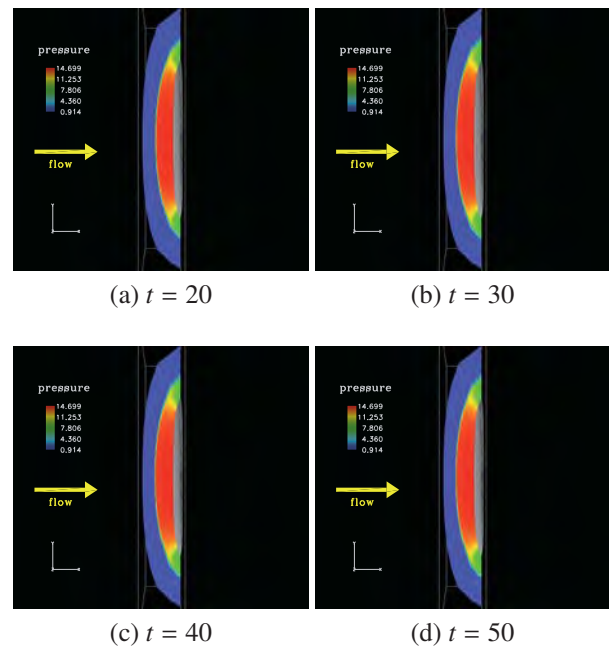


図10 計算格子(C)を用いた衝撃波面の時間発展.

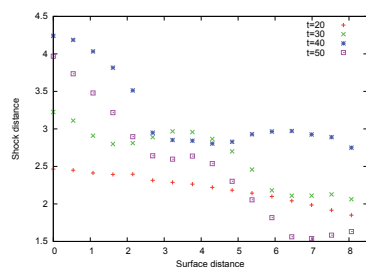
もに移動していく衝撃波面をより精度よく解像することができたためと考えられる。

以上の結果から、弧状衝撃波不安定性の解析には、移動する衝撃波面を精度よく解像するのに十分な主流方向の解像度が必要であると考えられる。よって、前節の結果と合わせて、不安定性の解析には表面解像度よりも主流方向の解像度がより重要であることが分かった。

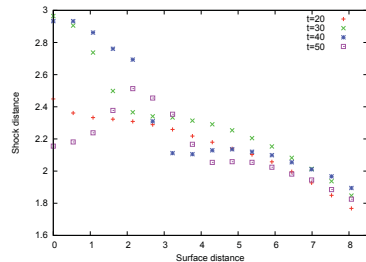
### 3-3 迎え角による影響

迎え角を変化させることで、マッハラインを含む亜音速領域の変化が不安定性に与える影響を調べる。同じ計算格子を用いて、迎え角のみを変化させる。計算格子には、前節の計算格子(C)を用いる。主流条件は主流マッハ数を3.9、迎え角を $3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ$ とした。比熱比は1.01、CFL数は0.5とした。

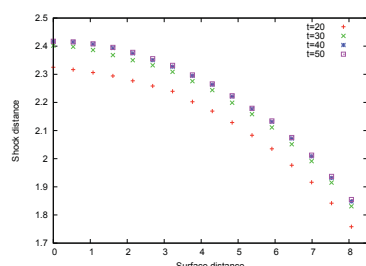
どの迎え角の場合も弧状衝撃波は安定になった。迎え角を $6^\circ$ とした場合の亜音速領域でのマッハ数分布を図13に示す。迎え角が大きい場合の方が、マッハラインが物体の端に近づいた。また、迎え角が大きい方が亜音速領域でのマッハ数分布が乱れたが、 $6^\circ$ までの範囲では衝撃波に乱れは見られなかった。



(a) 計算格子 (A)



(b) 計算格子 (B)



(c) 計算格子 (C)

図 11 各時間における衝撃波面の物体表面からの距離。

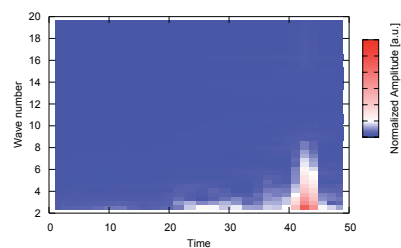
#### 4. 結論

本研究では、弧状衝撃波不安定性の力学的メカニズムを調べるために、CFD を用いて衝撃波を含む流れ場を調べた。

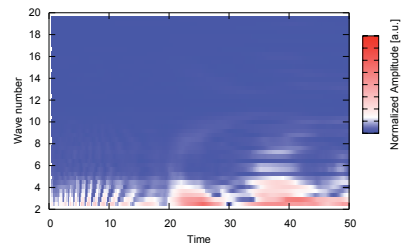
まず、物体表面の解像度による不安定性への影響を調べるため、物体表面の格子数が異なる計算格子を用いて計算を行った。その結果、どの計算格子を用いた場合にも衝撃波面は不安定になった。フーリエ変換による解析から、この不安定性は数値的であると考えられる。次に、主流方向の解像度による不安定性への影響を調べるために、主流方向の解像度が異なる計算格子を用いて計算を行った。解像度が十分大きな格子を用いて計算すると、衝撃波面は安定になった。これは、時間発展とともに移動していく衝撃波面を精度よく解像できたためと考えられる。よって、不安定性の解析には、物体表面の解像度よりも主流方向の解像度がより重要であることが分かった。また、この衝撃波面が安定になった計算格子を用いて、迎え角が不安定性に与える影響を調べた。その結果、 $6^\circ$  までの範囲では不安定性は見られなかった。しかし、亜音速領域におけるマッハ数分布の乱れは迎え角が大きくなるにつれ大きくなった。また、マッハラインは迎え角が大きくなるにつれて物体の端に近づいた。本研究では弧状衝撃波不安定性は見られなかったが、後流を含んだ計算を行うことで、物体の表面端から発生する擾乱が不安定性を引き起こす可能性や境界層の影響について調べる予定である。

#### 参考文献

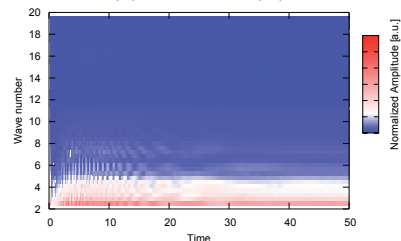
- 1) A. S. Baryshnikov, A. P. Bedin, V. G. Maslennikov and G. I. Mishin, "Stability of a bow shock," Sov. Tech. Phys. Lett., 5 (1979), pp. 113–114.
- 2) [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/galex/20070815/f.html](http://www.nasa.gov/mission_pages/galex/20070815/f.html).
- 3) J. Quirk, "A contribution to the great Riemann solver de-



(a) 計算格子 (A)

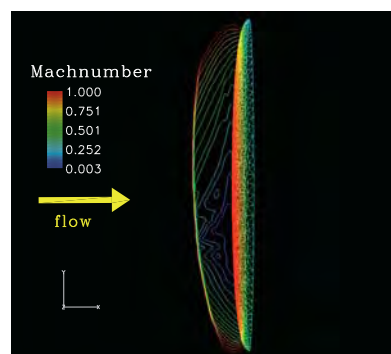


(b) 計算格子 (B)



(c) 計算格子 (C)

図 12 各波数成分の振幅の時間発展。

図 13 迎え角  $6^\circ$  のときの亜音速領域のマッハ数分布。

bate," International Journal for Numerical Methods in Fluids, 18 (1994), pp. 555–574.

- 4) B. Cockburn and C.-W. Shu, "The Runge-Kutta discontinuous Galerkin method for conservation laws V: Multidimensional systems," Journal of Computational Physics, 141 (1998), pp. 199–224.
- 5) 鈴木佑一郎, 保江かな子, 大西直文, 第 42 回流体力学講演会, (2010), 2E10.
- 6) J. Sherwin, "Hierarchical hp finite elements in hybrid domains," Finite Elements in Analysis and Design, 27 (1997), pp. 109–119.
- 7) E. Shima and K. Kitamura, "On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds," AIAA paper 2009-136 (2009).
- 8) Y. Wada and M. S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083 (1994).
- 9) S. Gottlieb and C.-W. Shu, "Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes," Mathematics of Computation, 67 (1998), pp. 73–85.



# 高速 CFD 空間格子変形法の検討

菱田学<sup>†</sup>, 橋本敦<sup>‡</sup>, 保江かな子<sup>‡</sup>, 村上桂一<sup>\*</sup>

<sup>†</sup> 株式会社 菱友システムズ, <sup>‡</sup> 独立行政法人 宇宙航空研究開発機構

## Fast grid deformation method for unstructured CFD grids

by

Manabu Hishida, Atsushi Hashimoto, Kanako Yasue and Keiichi Murakami

### ABSTRACT

Fast deformation method for unstructured grids is important in order to carry out Fluid-Structure Interaction simulation using several millions of cells in JAXA Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel system. Algebraic schemes such as Surface Influence method have better prospects because of their high parallelization ability and easier implementation. In this paper, some algebraic schemes including Surface Influence method are investigated and proposed, and applied to DLR-F6 FX2B wind tunnel model simulation with static deformation.

### 1. はじめに

JAXA で進められている「デジタル／アナログ・ハイブリッド風洞」開発プロジェクト<sup>1)</sup>では、CFD 解析と風洞実験(EFD)の融合をおこない、空力特性など風洞から得られる情報の高度化を目指している。

このような風洞における CFD と EFD の融合を考える際、両者の前提条件に多くの違いがあることを当然考慮しなければならないが、それらの中でも重要な因子として、空力による形状変形が挙げられる。加圧風洞では、高レイノルズ数条件を達成するために主流総圧を上げることになるので、航空機模型の薄い翼がそもそも変形し易いことと相まって、空弾効果は非常に大きなものとなる。したがって、CFD を設計点形状の剛体仮定でおこなうと、空力特性の解釈の誤りやデータ融合時の誤差増大につながる恐れがある。一方、実機構造設計においても、設計点以外の条件における空弾効果の見積りが重要性を増している。そこで、設計もしくは実験の段階で空弾効果を把握するために、CFD と機体構造解析を連立させる流体構造連成(FSI)解析が必要となっており、ハイブリッド風洞においてもこの FSI 解析機能の実装が進められている。

多くの研究がおこなわれている FSI 解析<sup>2,3)</sup>では、設計点形状から解析を開始し、連成により徐々に平衡状態へ変形を進めていく手法が一般的である。したがって、形状変形に伴って CFD 計算格子を変形、つまり空間中に張られたセル節点を移動させることになる。この格子変形手法についても様々な手法が提案されているが、  
(1)ばねモデル等の力学的モデルを格子変形に適用する手法  
(2)楕円型方程式によるスムージング処理法  
(3)機体表面格子の変形を代数的に空間格子へ反映する手法の三つに分類<sup>4)</sup>される。

そこで、ハイブリッド風洞における FSI 解析機能の実装に先立ち、これらの手法に対して検討をおこない、CFD 空間格子変形として(3)代数的空間格子変形法を第一候補として採用した。その理由は、手法の高速性にある。ハイブリッド風洞のデジタル風洞部には、多数の気流条件に対する応答を設計スケジュールの限られた時間内でシミュレートする高速性が要求されており、高速格子生成ソフト HexaGrid<sup>5)</sup>と高速流体ソルバ FaSTAR<sup>6)</sup>の連携システムが採用されている。検証計算のところで述べるように、HexaGrid は 850 万セル程度の非構造格子を数分で生成できる能力を持っている。非構造格子を用いた FSI 解析では、格子トポロジーの変化が計算結果に及ぼす影響を排除するため、通常、空間格子の再生成を避けて既存の格子を変形させるが、変形に要する時間が再生成に要する時間を上回っては意味が無い。つまり、本システムにおいては 700 万点以上の空間格子節点移動を最悪でも数分以内で完了させ

なければならず、この実現には高並列化の可能な代数的手法が最も有効である。また、懸架物の問題はあるものの、基本的には翼の変形が対象となるために、比較的単純で小さな変形に対応できれば良いという理由も大きい。

以上の背景から、本研究では、この代数的空間格子変形法に分類される手法について、新たな手法の提案も含め実装、検証をおこない、HexaGrid 及び FaSTAR との適合性、実行速度比較などの検討を実施した。

### 2. 代数的空間格子変形法

代数的空間格子変形法では、最初に、変形した物体（ハイブリッド風洞では風洞模型）の表面移動に関する情報が与えられるところから出発する。そして、移動させたい空間格子節点それぞれについて、その節点へ影響を及ぼす物体表面要素の集合を定める。次に、各集合に属する表面要素がそれぞれの空間格子節点に影響を及ぼす度合いを、重み係数として算出し、最後に、集合内表面要素の移動量に重み係数を乗じて加算した平均移動量を、それぞれの空間格子節点へ適用するという手順を踏む。したがって、この手法では空間格子節点同士の相互作用が入らないため、並列計算に非常に適しており劇的な高速化が可能という特長がある。逆に、相互作用が入らないということは、大規模変形時にセルがねじれたり潰れたりする可能性が高いという短所を持つことにもなる。

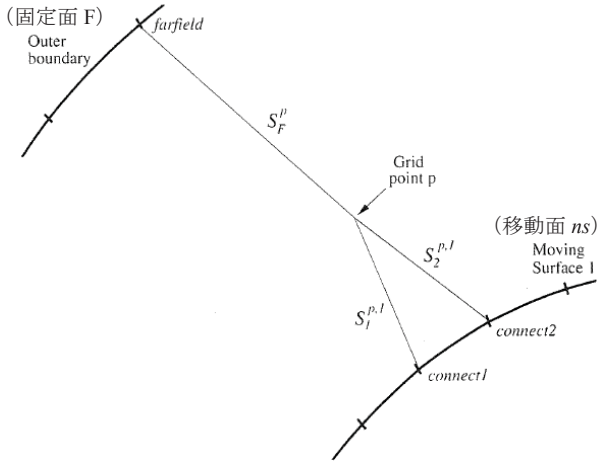
この手法の特性は、

- ・影響を及ぼす集合の選定方法
- ・移動量に対する重み係数の算出方法

に現れる。近年、集合と重み係数を決定する際に動径基底関数(RBF)を利用する研究<sup>7,8)</sup>が進められている。しかし、特に compact support RBF を用いる方法では、support radius と表面要素間距離を適切に選ばなければ、集合内表面要素数が少なすぎて RBF 線形和の重み係数の計算精度が悪化したり、逆に集合内表面要素数が多すぎて重み係数を算出するための連立一次方程式が ill-conditioned になったりするため、使い易さの面では難がある。本研究では、より簡便な手法である Surface Influence 法（ここでは Allen の提案手法を代表してこう呼ぶこととする）の実装をおこなった。

#### 2. 1. Surface Influence 法

Allen<sup>9)</sup>が提案し、Ji 等<sup>10)</sup>によって修正の施された Surface Influence 法（Ji 等は Algebraic Interpolation method と呼んでいる）では、図 1 に示されるように、変形移動する表面（移動面  $ns$ ）と計算領域外周や空間固定剛体面のような変形移動しない表面（固定面  $F$ ）を考え、空間内部の節点  $p$  の空間内移動量に対してこれらの表面がどれだけ寄与するかを評価する。影響を及ぼす集合の選定方法は、 $n_{surfaces}$  個

図1 Surface Influence 法模式図<sup>9)</sup>

の移動面に対して、各面から  $n_{\text{connect}}$  個（実装では節点  $p$  に近い 4 個）の表面要素を選ぶ方法になっている。重み係数の算出方法では、並進移動と回転移動を分解して考えることが本手法の特徴である。具体的な式は、節点  $p$  の座標を  $\mathbf{X}^p = (x, y, z)$ 、移動量を  $\Delta\mathbf{X}^p$  とおくと、

$$\Delta\mathbf{X}^p = \sum_{ns=1}^{n_{\text{surfaces}}} \phi^{p,ns} \left( \begin{array}{l} \Delta\mathbf{X}_T^{p,ns} (1 - \psi^{p,ns})^2 \\ + \Delta\mathbf{X}_R^{p,ns} (1 - \psi^{p,ns})^{sr} \end{array} \right) \quad (1)$$

で表される。ここで、 $\Delta\mathbf{X}_T^{p,ns}$ 、 $\Delta\mathbf{X}_R^{p,ns}$  はそれぞれ移動面  $ns$  における  $n_{\text{connect}}$  個の表面要素平均並進移動量、移動面  $ns$  における  $n_{\text{connect}}$  個の表面要素平均回転移動量を示す。回転移動の重みにかかる指数  $sr$  は、Ji 等の修正値である  $sr = 2^{6-\psi^{p,ns}}$  を用いた。式(1)中の  $\phi^{p,ns}$  が移動量に対する重み係数に対応し、次の式で評価される。

$$\phi^{p,ns} = \frac{S_{\text{surface}}^{p,ns}}{S_{\text{Total}}^p}, \quad S_{\text{Total}}^p = \sum_{ns=1}^{n_{\text{surface}}} (S_{\text{surface}}^{p,ns})^2 \quad (2)$$

$$S_{\text{surface}}^{p,ns} = \frac{S_{\text{min}}^p}{S_{\text{p,ns}}^p}, \quad S_{\text{p,ns}}^p = \sum_{nc=1}^{n_{\text{connect}}} S_{nc}^{p,ns} / n_{\text{connect}}$$

$$S_{\text{min}}^p = \min(S^{p,1}, S^{p,2}, S^{p,3}, \dots, S^{p,n_{\text{surfaces}}})$$

ここで  $S_{nc}^{p,ns}$  は、節点  $p$  と移動面  $ns$  上要素  $nc$  との間の距離を表す。ただし、単純形状で試解析をおこなったところ、元文献の式(2)では移動表面の位置関係によっては重み係数として不適切な値を出すことがわかったため、次の式に修正をおこなった。

$$\phi^{p,ns} = \frac{(S_{\text{surface}}^{p,ns})^2}{S_{\text{Total}}^p}, \quad S_{\text{Total}}^p = \sum_{ns=1}^{n_{\text{surface}}} (S_{\text{surface}}^{p,ns})^2 \quad (2')$$

一方、式(1)中の  $\psi^{p,ns}$  は移動面  $ns$  から遠い節点の移動量を小さくするための影響減衰率を表し、

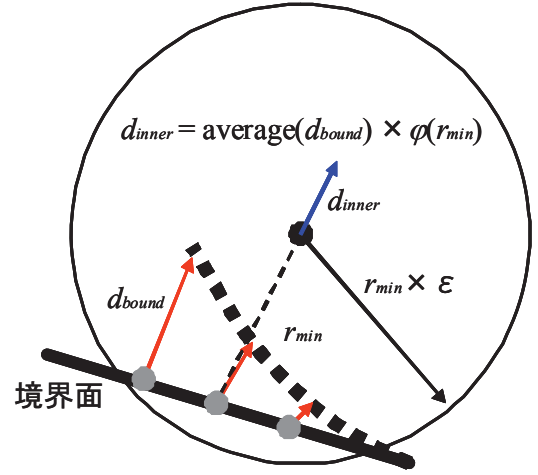


図2 提案手法の概念図

$$\psi^{p,ns} = \frac{S^{p,ns}}{S_F^p + S^{p,ns}} \quad (3)$$

で計算される。式(3)の  $S_F^p$  は、節点  $p$  と固定面  $F$  の間の最短距離を表す。

## 2. 1. 1. 回転移動量の合成

Surface Influence 法の式(1)における  $\Delta\mathbf{X}_R^{p,ns}$  を算出するためには、表面要素の回転移動を何らかの手法で平均する必要がある。Allen の提案、Ji 等の修正案では回転行列を使用することになっているが、三次元空間中の回転表現とその合成をおこなうには実装面で問題があると考えた。

そこで、表面要素の回転移動を quaternion で表現し、それらの quaternion を線形球面補間で平均することとした<sup>11)</sup>。手順としては次の通りである。

1. ある表面要素について、変形前の法線ベクトルと変形後の法線ベクトルの外積及び内積を計算することで、回転軸ベクトルと回転角度を求める。
2. 回転軸ベクトルと回転角度から、表面要素の回転を表す quaternion  $\mathbf{R}_{nc}^{p,ns}$  を求める。
3. 影響を及ぼす集合内の表面要素の quaternion に対して順番に線形球面補間を施し、合成 quaternion  $\mathbf{R}^{p,ns}$  を求める。また、その共役である  $\mathbf{Q}^{p,ns}$  を求める。
4. 集合内表面要素の座標を平均して回転原点を設定し、その原点から見た節点  $p$  の座標  $(x', y', z')$  を求める。
5. quaternion  $\mathbf{P} = (0, x', y', z')$  を生成して、quaternion 積  $\mathbf{R}^{p,ns} \mathbf{P} \mathbf{Q}^{p,ns} = (0, x'', y'', z'')$  を計算すると、最終的に  $\Delta\mathbf{X}_R^{p,ns} = (x'' - x', y'' - y', z'' - z')$  で平均回転移動量が求められる。

この方法では、法線ベクトルを軸とする回転を考慮することができないが、それは表面要素（群）の並進移動に含まれており問題無いと判断した。



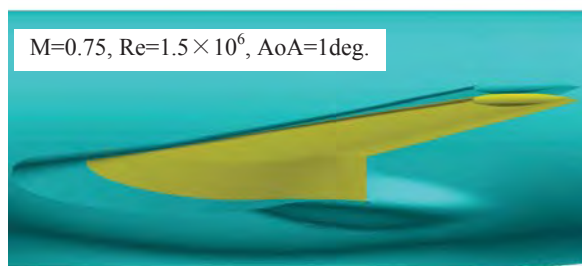


図3 DLR-F6 FX2B 風洞模型の翼面変形  
(黄色：元形状、青色：Z21 モデル<sup>12)</sup>による変形形状)

## 2. 2. 提案する空間格子変形手法

Surface Influence 法では複数の移動表面を想定できるため、複雑形状の変形後の格子品質が良くなる利点があるが、風洞模型の翼変形程度にはオーバースペックであると思われる。また、 $\psi^{p,ns}$  という減衰率が設定されているものの、原理的には空間中の全格子節点が大なり小なり移動するため、それなりの計算負荷が生じる。したがって、重み係数計算の簡略化、変形する領域の制限をおこなうことで、実行速度の高速化が図れないかと考えた。その結果として、

以下の手順で移動量を算出する手法を提案する。

### 提案手法 1

1. 図2のような状況を考え、移動させたい空間格子節点に対して、一番近い表面要素までの距離 $r_{min}$ を求める。
2. 影響係数パラメータ $\varepsilon > 1$ を用いて、節点を中心とする半径 $r_{min} \times \varepsilon$ の球を描き、その内部に含まれる表面要素を、影響を及ぼす集合に設定する。
3. 変形の影響減衰率 $\varphi$ を $r_{min}$ の関数として定義する。ここで、 $0 \leq \varphi \leq 1$ とし、 $\varphi$ が0の場合は4.の手順をおこなわず節点移動量を0とする。
4. 集合内表面要素の移動量 $d_{bound}$ を算術平均して、影響度 $\varphi$ との組み合わせをおこなうことで、節点移動量 $d_{inner}$ を求める。

本手法における変形の品質を決定するのは、影響係数パラメータ $\varepsilon$ と変形の影響減衰率 $\varphi$ である。いくつかの数値実験により、影響係数パラメータ $\varepsilon$ については、1.05 の固定値を採用した。影響減衰率 $\varphi$ は、Wendland の RBF<sup>8)</sup>

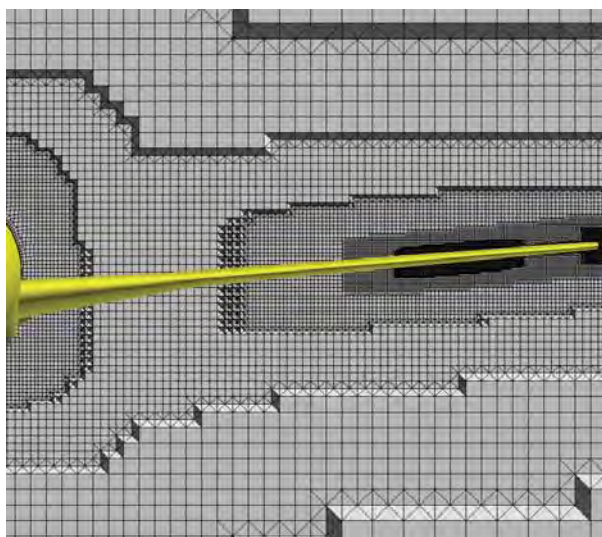


図 4.1 翼付近空間格子配置 (元形状)

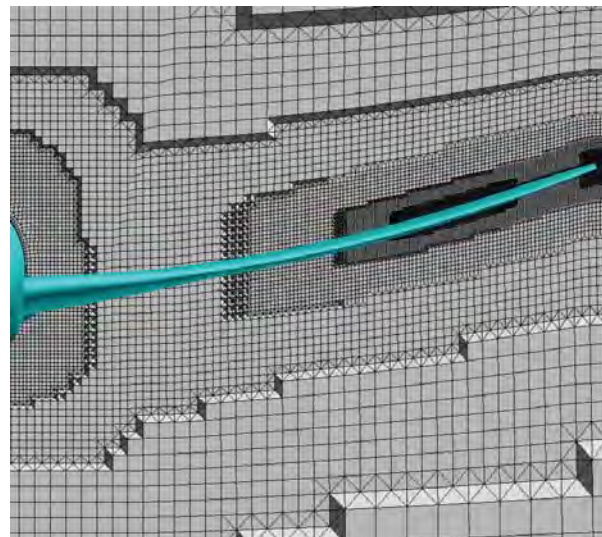


図 4.3 翼付近空間格子配置 (提案手法 1)

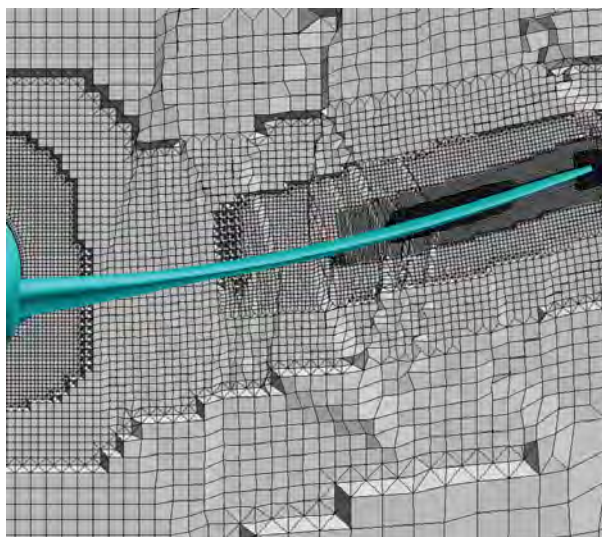


図 4.2 翼付近空間格子配置 (Surface Influence 法)

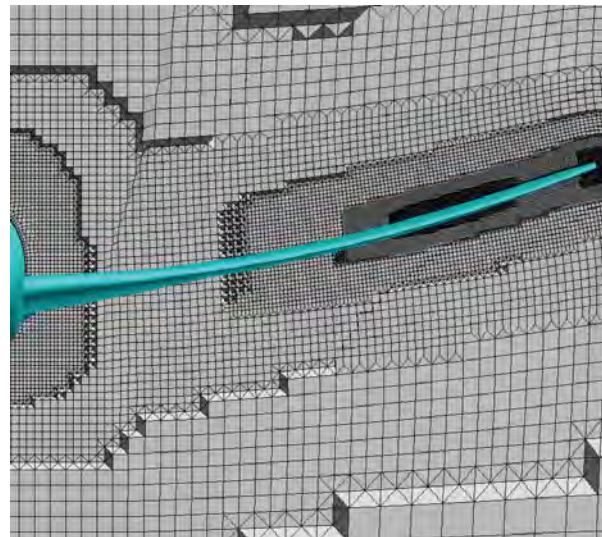


図 4.4 翼付近空間格子配置 (提案手法 2)



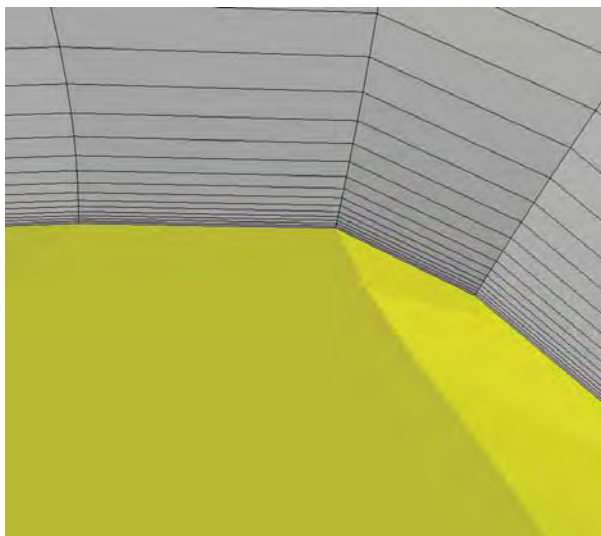


図 5.1 上面翼端付近拡大図（元形状）

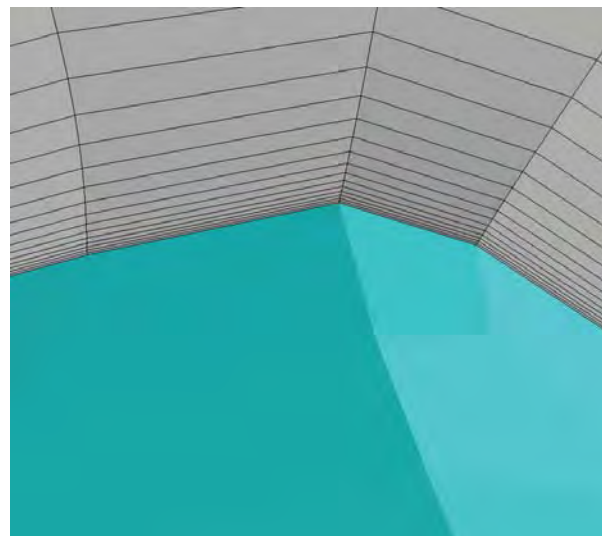


図 5.3 上面翼端付近拡大図（提案手法 1）

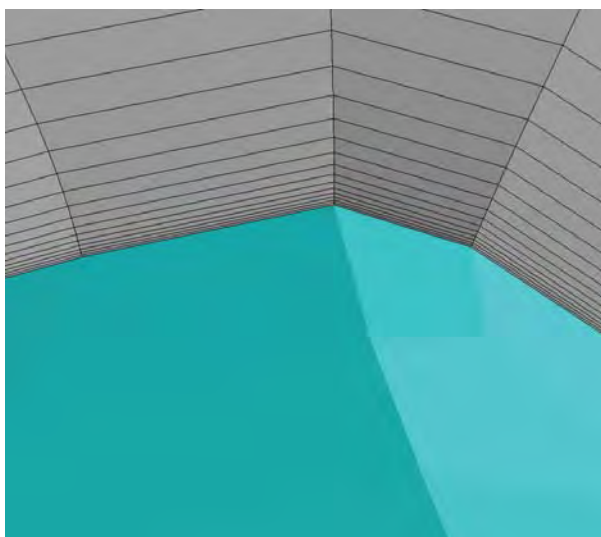


図 5.2 上面翼端付近拡大図（Surface Influence 法）

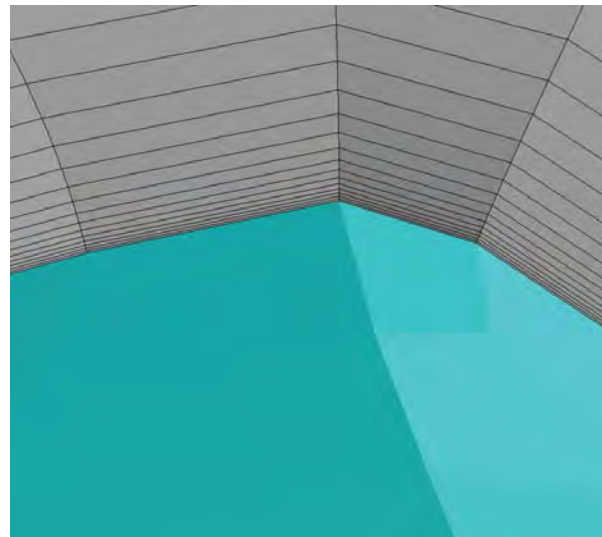


図 5.4 上面翼端付近拡大図（提案手法 2）

$$\varphi(x) = \begin{cases} \left(1 - \frac{x}{R}\right)^4 (4 \times \frac{x}{R} + 1) & \text{if } \frac{x}{R} \leq 1 \\ 0 & \text{if } \frac{x}{R} > 1 \end{cases} \quad (4)$$

で support radius  $R$  に物体特性長（風洞模型の場合は、スパン長）を用いると良好な結果を示すことがわかったため、これを採用した。

また、提案手法 1 では並進移動のみを考慮しているが、  
2. 1. 1. の合成法を用いて回転移動成分を提案手法 1 の手順 4. に追加した提案手法 2 を、比較のために実装した。

### 3. 各手法で変形した格子による検証計算

以上のように実装をおこなった空間格子変形手法に対して、HexaGrid 及び FaSTAR と組み合わせた際の評価をおこなうため、DLR-F6 FX2B 風洞模型形状を用いた検証計算を実施した。模型表面の変形については、同時に実装された、模型変形計測データを反映した CFD 表面格子修正法<sup>12)</sup>の Z21 モデルを使用し、実際の風洞試験で測定された変形量から変形をおこなった。ただし、今回の計算では、CFD 表面格子修正法のパラメータチューニングが不十分な状態で変形量を算出したため、実際の変形量と比べて大きめの変形になっている。図 3 に模型表面、特に翼の変形の様子を

表 1 各変形手法の実行時間比較

|                | Surface<br>Influence | 提案<br>手法 1 | 提案<br>手法 2 | Hexa<br>Grid |
|----------------|----------------------|------------|------------|--------------|
| 計測<br>時間(s)    | 99                   | 93         | 181        | 261          |
| CPU<br>time(s) | 718.7                | 668.4      | 1374.8     | —            |

示す。Z21 モデルによる評価では、この条件で、翼端で平均翼弦長の約 4.5%持ち上がり、0.4 度程度ねじり下げの変形が生じている。

この表面変形を用いて、HexaGrid で生成した空間格子を変形した結果を図 4、5 に示す。この空間格子は格子依存性解析では medium に分類される規模で、節点数が約 732 万点、セル数が約 850 万セル、変形する表面要素数は約 18 万個となっている。図には、翼付近の機体  $x$  軸に垂直な断面と交差する空間格子の形状分布が描かれている。なお、これらの図では変形の様子を見やすくするために、変位量を 10 倍に増幅して描画していることに注意されたい。したがって、格子品質は見た目ほど悪くはなっていない。図 4 の空間格子を見ると、Surface Influence 法を用いた場合は多少いびつな変形となっているが、これは各面から  $n_{\text{connect}}$  個の

表面要素を選ぶ方法で、個数(4個)が少ないか選び方に偏りがあるかに原因があると考えられる。個数を増やせば提案手法のような滑らかな形状になると予想されるが、これは後述するように実行時間との trade-off となる。図5の翼表面近傍の格子を見ると、いずれの手法についても、特に変形時には厳しい境界層部分の積層格子部でも格子が潰れることなく、良好に格子変形がおこなえていることがわかる。格子の直交性については、提案手法1において変形に伴い崩れてはいるものの、非構造格子ソルバでは問題にならない程度と思われる。

空間格子変形に要した実行時間比較を表1に示す。空間格子変形では、OpenMPによる並列化をおこない、Xeon X5570の8並列で実行した。比較としてHexaGridの空間格子生成時間を載せたが、こちらはXeon X5680でシリアル実行の結果である。並列化によりHexaGridよりも高速な実行が可能となっているが、提案手法では時間短縮がさほど実現できておらず、特に提案手法2で回転移動を含めると、Surface Influence法の倍近くの実行時間を費やしている。Surface Influence法では影響を及ぼす集合に属する表面要素数が元文献に従い最大4個であるのに対し、提案手法では手順2によって、物体表面近くでは剛体的に移動するように1個、ある程度離れた場所では平均的に移動するように数万個程度の表面要素が集合に含まれる設定になっている。したがって、Wendland RBFを用いて移動する空間節点数を制限した計算量削減より、集合内表面要素数の増加による計算量増加が勝ってしまったことが理由と考えられる。

次に、元形状、変形時の各手法で変形した空間格子を用いて、FaSTARによるRANS解析を実施した。流れ場の条件は、 $M=0.75$ 、 $Re=1.5 \times 10^6$ 、迎角1度で完全乱流状態を仮定した。解析手法として、乱流モデルに生成項を一部修正したSpalart-Allmarasモデルを用いた。空間離散化にはHLLW schemeを、再構成手法はGLSQ法<sup>13)</sup>、勾配制限は昨年度提案した手法<sup>14)</sup>を使用した。

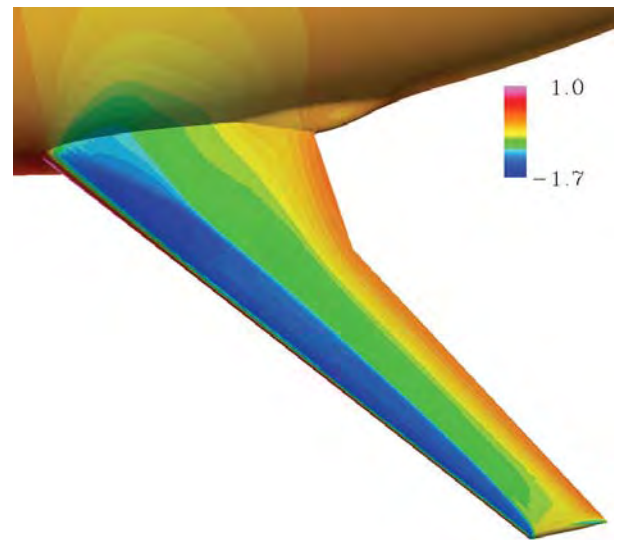
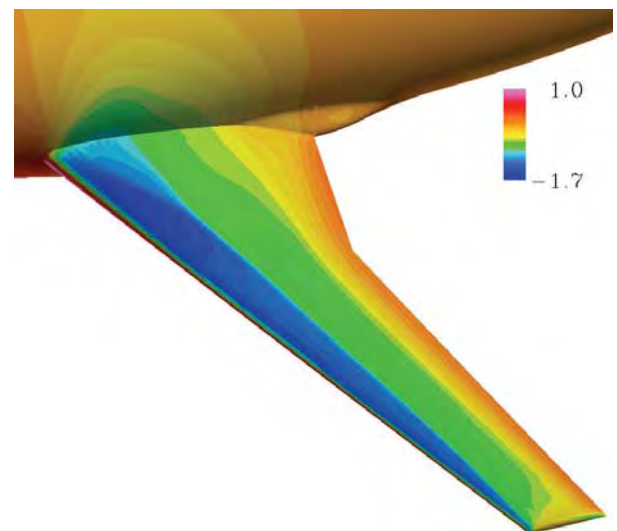
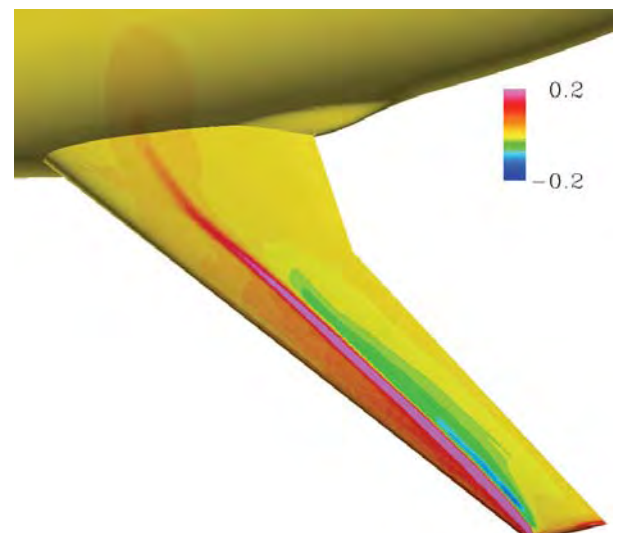
翼表面の圧力係数  $C_p$  分布について元形状と変形形状で比較した結果を図6に示す。ここでは代表として、Surface Influence法を用いて変形させた格子による結果を載せている。Surface Influence法を用いて得られた  $C_p$  分布を元形状にマッピングして、元形状  $C_p$  分布とのずれを可視化した図6.3を見ると、翼端付近の変形により翼上面の衝撃波位置が上流側へずれていることがわかる。その差は、表2に示すように、特に空力係数の翼面成分の変化に反映されている。

表2 空力係数の格子形状依存性

|                   | $C_{Dp}(Wing)$ | $C_{Dr}(Wing)$ | $C_{Dp}(Body)$ | $C_{Dr}(Body)$ |
|-------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Surface Influence | 0.01664        | 0.00581        | 0.00346        | 0.00842        |
| 提案手法1             | 0.01664        | 0.00581        | 0.00346        | 0.00842        |
| 提案手法2             | 0.01664        | 0.00581        | 0.00346        | 0.00842        |
| 元形状               | 0.01830        | 0.00573        | 0.00350        | 0.00842        |

|                   | $C_L$   | $C_m$    |
|-------------------|---------|----------|
| Surface Influence | 0.56484 | -0.11768 |
| 提案手法1             | 0.56483 | -0.11767 |
| 提案手法2             | 0.56483 | -0.11767 |
| 元形状               | 0.59311 | -0.12604 |

一方、今回の解析では、空力係数を見る限り各変形手法に対する解析結果の依存性はほとんど現れなかった。この程度の変形で十分に細かな格子を配置していれば、格子の回転移動は省略しても構わないと言える。

図6.1 翼面上  $C_p$  分布 (元形状)図6.2 翼面上  $C_p$  分布 (Surface Influence 法)図6.3  $C_p$  分布のずれ (Surface Influence 法－元形状)

#### 4. まとめ

空弾効果による物体変形に伴い空間格子を変形させる手法として、代数的空間格子変形法に着目して Surface Influence 法を含むいくつかの手法を検討、提案した。そして、HexaGrid 及び FaSTAR の解析システムと組み合わせた際の検証をおこない、空間格子変形速度で良好な結果が得られ、システムへの適合性が確認できた。

今回検証解析に用いた DLR-F6 FX2B 模型の変形では、比較的単純な形状で変形量も小さいため、変形手法の違いが解析結果へ及ぼす影響はほとんど見られなかった。今後は、懸架物がある場合の変形などへ検証範囲を広げ、実行速度と格子品質のバランスが取れる手法への改良、パラメータチューニングをおこなっていく。

#### 参考文献

- 1) 口石茂, 渡辺重哉, 加藤裕之, 青山剛史, 村上桂一, 橋本敦, 藤田直行, 松尾裕一, 船江幸弘, 荻野純, “JAXAにおけるEFD/CFD融合に向けた試み—デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞構想(第3報)—,” 第42回流力/ANSS 2010講演集 (2010)
- 2) R. Heinrich, N. Kroll, J. Neumann, B. Nagel, “Fluid-Structure Coupling for Aerodynamic Analysis and Design - A DLR Perspective,” AIAA 2008-561 (2008)
- 3) S. Keye and R. Rudnik, “Aero-Elastic Simulation of DLR's F6 Transport Aircraft Configuration and Comparison to Experimental Data,” AIAA 2009-580 (2009)
- 4) D.R. McDaniel and S.A. Morton, “Efficient Mesh Deformation for Computational Stability and Control Analyses on Unstructured Viscous Meshes,” AIAA 2009-1363 (2009)
- 5) 岩宮敏幸, P.R. Lahur, “直交格子に基づく流体および構造解析用の自動格子生成法,” 日本機械学会誌, Vol.111, No.1074, p.445 (2008)
- 6) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラフールパウルス, 佐藤幸男, “高速流体ソルバ FaSTARの開発,” 第42回流力/ANSS 2010講演集 (2010)
- 7) S. Jakobsson and O. Amoignon, “Mesh Deformation using Radial Basis Functions for Gradient-based Aerodynamic Shape Optimization,” FOI-R--1784--SE (2005)
- 8) A. de Boer, M.S. van der Schoot and H. Bijl, “Mesh deformation based on radial basis function interpolation,” Computers and Structures, 85, pp.784-795 (2007)
- 9) C.B. Allen, “Parallel universal approach to mesh motion and application to rotors in forward flight,” Int. J. Numer. Meth. Engng, 69, pp.2126-2149 (2007)
- 10) L. Ji, R. Wilson, K. Sreenivas and Daniel Hyams, “A Parallel Universal Mesh Deformation Scheme,” AIAA 2010-4938 (2010)
- 11) <http://www015.upp.so-net.ne.jp/notgeld/quaternion.html>
- 12) 保江かな子, 口石茂, 橋本敦, 村上桂一, 加藤裕之, 中北和之, 渡辺重哉, 菱田学, “模型変形計測データを反映したCFD表面格子修正法の検討,” 第43回流力/ANSS 2011講演集 (2011)
- 13) 嶋英志, 北村圭一, 葛生和人, 藤本圭一郎, “八分木格子を含む非構造有限体積法での勾配計算法について,” 第23回数値流体力学シンポジウム (2009)
- 14) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, “非構造高速流体ソルバFaSTARにおける勾配制限関数,” 第42回流力/ANSS 2010講演集 (2010)



# 圧縮性 Building Cube Method を用いた翼周りの Euler 解析

西村康孝, 佐々木大輔, 中橋和博  
東北大学 大学院 工学研究科 航空宇宙工学専攻

## Euler calculations using the compressible Building Cube Method around the airfoil and wing

by  
Yasutaka Nishimura, Daisuke Sasaki and Kazuhiro Nakahashi

### ABSTRACT

Building Cube Method (BCM) is based on the Cartesian mesh. Cartesian mesh solver has critical problem to treat wall boundary, accurately. The immersed boundary method (IBM) has been studied to treat wall boundary. The immersed boundary method is a method to give the appropriate wall boundary condition to the object surface in order to solve the flow smoothly at near the body. Thus, the objective of this study is to establish a practical, efficient IBM-based Cartesian mesh solver, which achieves low computational costs and high accuracy to solve the flow around the wing. An immersed boundary method (IBM) using ghost cell and image point is implemented into the Cartesian mesh solver for the compressible Euler equations to treat slip wall boundary condition. It is validated by computing inviscid flows around NACA0012 airfoil, RAE 2822 airfoil and ONERA M6 wing.

### 1. はじめに

近年, 航空機の空力設計において数値流体力学(CFD)を用いた空力最適化が盛んに行われている。例えば, 三菱航空機の MRJ(Mitsubishi Regional Jet)では本研究室で開発された非構造格子 CFD ソルバー(TAS-code)[1]を用い, ウイングレット等の空力最適化が行われた。非構造格子法は複雑な形状にも比較的容易に格子が生成できるので最適化等に多く用いられる手法ではあるが, いくつかの課題が残っている。例えば空間精度を一般的には, 2次程度までしか確保できない, 最適化途中の物体変形に伴う格子移動の手間, 領域分割の手間や各 CPU 当たりのロードバランスの不均衡に起因する大規模計算の困難等である。そこでこれらの欠点を解決するために中橋によって提案され, 本研究室で現在開発中の手法が Building Cube Method(BCM)である[2]。

BCM は等間隔直交格子を用いる CFD ソルバーである。図 1 のように, まず計算領域全体で格子の細分化を行うことで, cube と呼ばれる領域を設定する(太線)。その後, 各 cube に cell と呼ばれる等間隔直交格子(細線)を生成する。

この手法の利点としては,

- ①複雑形状に対しても自動で高速に格子生成可能
- ②cube 細分化が容易なので流れの局所特性に格子を適合可能
- ③全 cube は同数の cell を含むので並列計算に容易に対応可能
- ④空間高次精度を容易に確保可能
- ⑤大規模データ後処理が容易
- ⑥アルゴリズム, 計算コード構造が簡略化可能
- ⑦格子生成の単純化ならびに高速化による移動物体問題への適用の容易さ

等が挙げられる。

一方で欠点として, 直交格子法を用いることによる, 物体壁面の表現性, 境界層解像度に課題が残る。従来の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く BCM では壁面近傍に超高密度の cell を配置することでこの 2 つの問題を解決しようとした[3-4]。

しかしながら, BCM をモノづくりの現場に適用した場合, 例えば航空機の形状最適化のようなケースを考えると, そのほとんどが短時間に結果を得るために粘性を無視した Euler 計算で行われているのが実状である。そこで, 本研究で

は従来の BCM のコンセプト(超高密度格子, 大規模並列計算)から離れ, 計算負荷の軽さ, 計算時間の短縮といった部分に焦点を当て, 設計現場での使用に耐えうる実用的な圧縮性 Euler ソルバーを構築することを目的とする。直交格子 Euler ソルバーは従来の非構造格子ソルバーと比較して, 格子生成から計算, 後処理までの時間(スループット)の高速化が図れるので, 最終的には設計現場での開発コストの低減, 企業の競争力向上に貢献できる。

本研究では, 総 cell 数を抑えた比較的粗い直交格子で, 壁面に適切な境界条件を付加するために, 計算空間全体を覆った格子内に壁境界条件を埋め込む Immersed Boundary Method(IBM)を BCM に適用して, 検証計算を行った。

### 2. 解析手法

#### 2.1 BCM 圧縮性 Euler ソルバー

本研究で開発したソルバーには以下の手法を用いた。

表 1 解析手法概要

|         |                           |
|---------|---------------------------|
| 支配方程式   | 圧縮性 Euler 方程式             |
| 離散化手法   | cell 中心有限体積法              |
| 非粘性流束評価 | HLLEW [5]                 |
| 高次精度化手法 | 3 次精度 MUSCL               |
| 制限関数    | Differentiable limiter[6] |
| 時間積分法   | LUSGS 陰解法[7]              |

#### 2.2 Immersed Boundary Method での壁面境界条件

今回用いた Immersed Boundary Method は Ghost Cell(GC)と Image Point(IP)を使用する手法[8]をベースとしている。まず, 図 2 に示したように流体 cell と接している cell を Ghost Cell と名付け, 物体から法線方向に最小 cell サイズの 1.5 倍の長さにある地点に Image Point と呼ばれる点を定義する。このとき, 翼の後縁等の薄い部分で, wall cell が 1 層のみとなるような場合でも計算できるように, 多価の GC を定義する。続いて, GC を含む IP の周囲 9 点(3 次元ならば 27 点)の cell に注目する。この cell のうち流体の cell のみから距離に基づいて重み付けを行い, IP へ周囲の流体 cell より値を内挿する[9]。次は IP から GC へ内挿であるが図 3 に示すように速度に関しては slip 条件を課した。また, 圧力と密度に関しては壁面で Neumann 条件を課した。最終的な壁面の境界条件は, そして, その値をもとに壁面第 1 層目の cell 境界で陽に空間 1 次精度の流束として与えた。

### 3. 結果および考察

本手法の有効性を検証するために、2次元翼型から NACA0012, RAE2822, 3次元翼から ONERA M6 の3ケースを選び、検証計算を行った。検証手法としては、実際の航空機空力解析に使われている信頼性の高い手法である TAS-code(非構造格子 Euler ソルバー, 以下 TAS-Euler と表記)を用い、翼周りの Cp 分布, Cl, Cd 等の空力係数を比較して定量的な評価を行った。比較用の TAS-Euler 格子の node 数はそれぞれ、9,598(NACA0012), 9576(RAE2822), 176,000(ONERA M6)であり、空力係数等は格子を細かくしても変わらないことを確かめている。使用したのは本研究室保有のワークステーション(CPU: Xeon 2.93[GHz]×8, Memory: 4[GB]×16)である。また、計算は OpenMP により並列化して行った(16 Thread)。

#### 3.1 NACA0012

最小 cell サイズの異なる3ケースについて検証を行った。計算条件は以下の通りである。なおコード長を基準とした。

表2 計算条件(NACA0012)

|                       | Coarse | Medium | Fine    |
|-----------------------|--------|--------|---------|
| Mach number           | 0.8    | 0.8    | 0.8     |
| Angle of attack [deg] | 1.25   | 1.25   | 1.25    |
| Number of cubes       | 226    | 226    | 226     |
| Mesh in a cube        | 8x8    | 16x16  | 32x32   |
| Total number of cells | 14,464 | 57,856 | 231,424 |
| Minimum cell size     | 0.0073 | 0.0036 | 0.0018  |

図4の Cp 分布をみると TAS と比較して、物体壁面に高密度の格子を配置するので衝撃波をより鋭く捉えられていることが分かる。また、衝撃波位置等も適切に捉えられているといえる。Fine mesh における cube, cell, Cp コンターは図5,6に示した。コンターをみると、階段表現に起因するガタつき等は見られず、滑らかな分布が得られていることが分かる。表5には Cl, Cd の空力係数比較を示す。格子が細くなるにつれて TAS に近づく傾向を示すが、Fine 格子であっても Cl で約 6%, Cd で約 9%のずれが生じた。これは現在ボクセル上で係数を算出しているため、運動量理論に基づく算出法の導入などの改良が必要である。

#### 3.2 RAE2822

最小 cell サイズの異なる3ケースについて検証を行った。計算条件は以下の通りである。なおコード長を基準とした。

表3 計算条件(RAE2822)

|                       | Coarse | Medium | Fine    |
|-----------------------|--------|--------|---------|
| Mach number           | 0.73   | 0.73   | 0.73    |
| Angle of attack [deg] | 2.79   | 2.79   | 2.79    |
| Number of cubes       | 226    | 226    | 226     |
| Mesh in a cube        | 8x8    | 16x16  | 32x32   |
| Total number of cells | 14,464 | 57,856 | 231,424 |
| Minimum cell size     | 0.0073 | 0.0036 | 0.0018  |

図7の Cp 分布をみると TAS と比較して、衝撃波位置が medium 程度の格子解像度で適切に捉えられている。また、

このケースでは後縁が薄いために Wall cell が後縁に1層しか入っていないが、多価の GC の効果により、計算できていることが後縁の Cp 分布より分かる。cube, cell, Cp コンターは図8,9に示した。コンターをみると、滑らかな分布が得られていることが分かる。表6には Cl, Cd の空力係数比較を示す。NACA0012 のケースと同様に、格子が細くなるにつれて TAS に近づく傾向を示すが、Fine 格子であっても Cl で約 0.8%, Cd で約 9%のずれが生じた。この理由は先ほども述べたようにボクセル上で係数を算出しているため、算出法の改良が必要である。

#### 3.3 ONERA M6

計算条件は以下の通りである。なおコード長を基準として計算を行った。

表4 計算条件(ONERA M6)

|                       |            |
|-----------------------|------------|
| Mach number           | 0.84       |
| Angle of attack [deg] | 3.06       |
| Number of cubes       | 5,324      |
| Mesh in a cube        | 16x16x16   |
| Total number of cells | 21,807,104 |
| Minimum cell size     | 0.0018     |

cube, 翼表面 Cp コンターは図10,11に示した。コンターをみると、階段表現に起因するガタつき等は見られず、滑らかな分布が得られた。また、翼面上には ONERA M6 翼の特徴であるラムダ形の衝撃波を捉える事が出来た。

図12~15の各断面における Cp 分布をみるとまず、BCM, TAS の両方で衝撃波の位置を実験値より後方に捉えていることが分かる。これは、実際の流れ場では境界層が発達して排除厚さ分だけ翼断面形状が変形したようになり、これが衝撃波発生位置に大きな影響をもたらすからである。続いて、BCM と TAS の結果とを比較すると、図12~図14では2つ目の衝撃波位置は捉えられている一方で、1つ目の衝撃波位置を正確に捉えられていないことが分かる。この原因は翼前縁の格子解像度の不足が考えられる。前縁での流れの加速が1つ目の衝撃波を引き起こすと考えられ、この部分の格子解像度を上げることで解決すると考えられる。しかしながら、現時点での方法では、アルゴリズム簡素化のために壁近傍の cube については全て同じサイズにしている。そのため、それらを細かくするのでは、総 cell 数の大幅な増加は避けられない。そこで、壁近くでも局所的に Cube サイズを変えるような改良が必要である。

### 4. 結論

本研究では、Immersed Boundary Method を用いて壁境界の改善を図った BCM 圧縮性 Euler ソルバーを構築し、NACA0012, RAE2822, ONERA M6 の3ケースにおいて計算を行い、信頼性の高い TAS-code と比較することで検証を行った。

NACA0012, RAE2822 の解析では圧力コンターをみると、物体面の階段表現に起因するコンターのガタつき等は見られず、滑らかな分布が得られた。また、Cp 分布も TAS と比較して、適切な値が得られた。しかしながら、空力係数においてはまだずれが大きく、空力係数の算出法の工夫が必要である。

ONERA M6 の解析では圧力コンターをみると、階段表現に起因するガタつき等は見られず、滑らかな分布が得られ、翼面上には ONERA M6 の特徴であるラムダ形の衝撃波を

捉える事が出来た。Cp 分布では TAS と比較して、翼前縁の格子解像度の不足のため、1 つ目の衝撃波位置正確に捉えられていないことが分かる。そこで総 cell 数を抑えるためにも、局所的に cube サイズを変えるような改良が必要である。

今回直交格子を用いて、翼周りの遷音速域での空力解析を行い、従来の非構造格子法に劣らない精度を確保できた。直交格子の利点を生かし、翼のフラッタ解析等の移動物体には非常に有効なツールになるであろう。

## 5. 謝辞

本研究は科研費（21226018）の助成を受けたものである。

## 参考文献

- [1] K. Nakahashi, et al. "Some Challenges of Realistic Flow Simulations by Unstructured Grid CFD", International Journal for Numerical Method in Fluids, 2003, Vol. 43, pp. 769-783, 2003.
- [2] K. Nakahashi, and L. S. Kim, "Building-Cube Method for Large-Scale, High Resolution Flow Computations", AIAA Paper 2004-0423, 2004.
- [3] K. Nakahashi, "High-Density Mesh Flow Computations with Pre-/Post-Data Compressions", AIAA paper 2005-4876, 2005.
- [4] S. Takahashi, T. Ishida, K. Nakahashi, "Dynamic Load Balancing for Flow Simulation Using Adaptive Refinement", AIAA paper 2008-920, 2008
- [5] S. Obayashi and Y. Wada, "Practical Formulation of a Positively Conservative Scheme", AIAA Journal, Vol. 32, pp. 1093-1095, 1994
- [6] V. Venkatakrishnan, "Preconditioned Conjugate Gradient Methods for the Compressible Navier - stokes Equations", AIAA Journal, Vol. 29, No.7, pp 1092-1099, 1991
- [7] S. Yoon, and A. Jameson, "Lower-Upper Symmetric-Gauss Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, Vol. 26 No. 9, pp. 1025-1026.
- [8] R. Mittal et al., "A versatile sharp interface immersed boundary method for incompressible flows with complex boundaries", Journal of Computational. Physics. 227(2008)4827-4825
- [9] R. Franke, Scattered data interpolation: tests of some methods, Math. Comput. 38(1082) 181-200

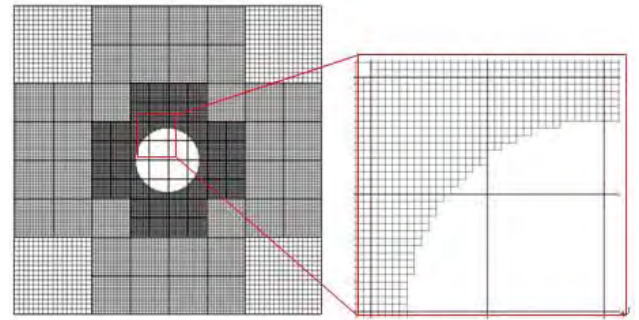


図1 2次元円柱周りに生成された cube と cell

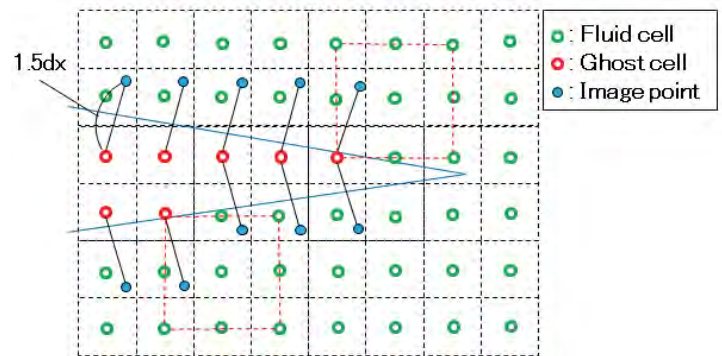


図2 Ghost cell と Image point

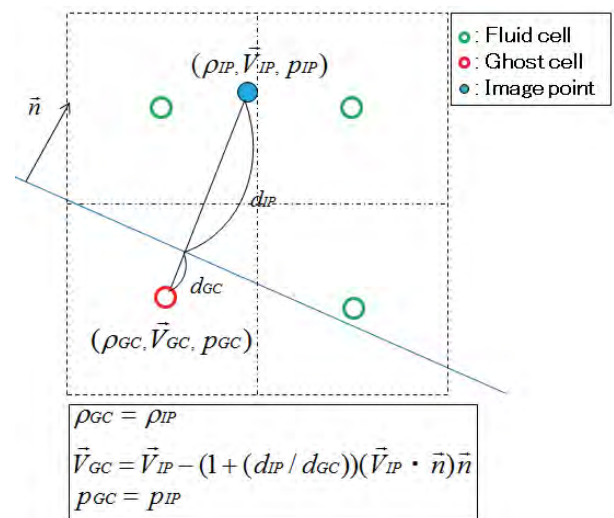


図.3 境界条件



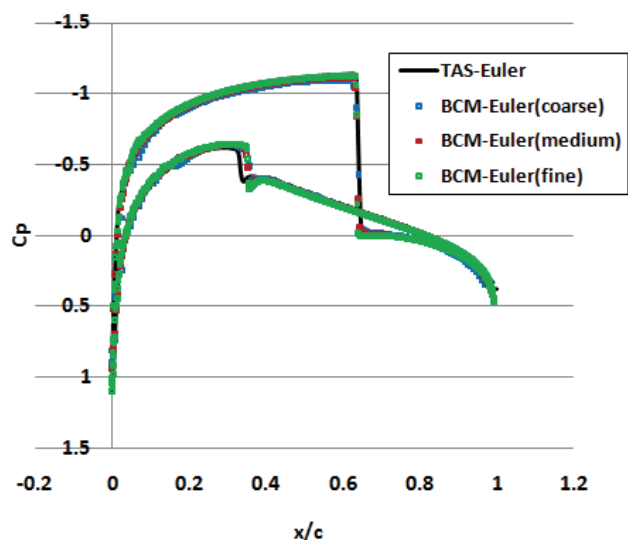
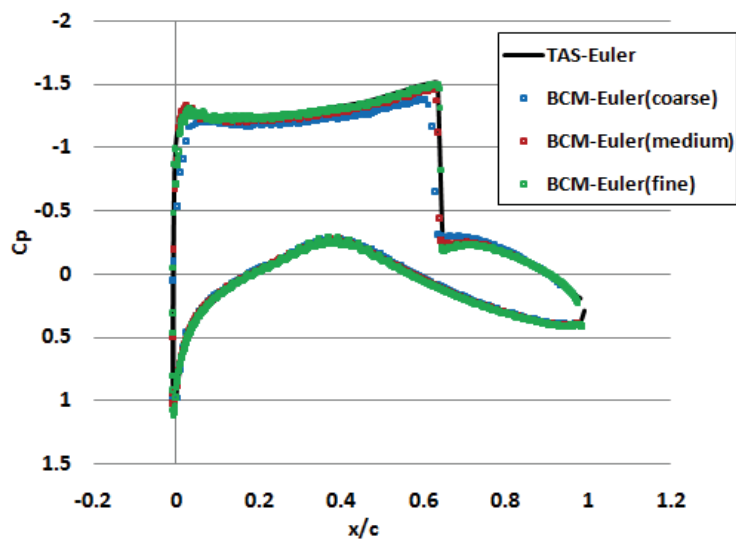
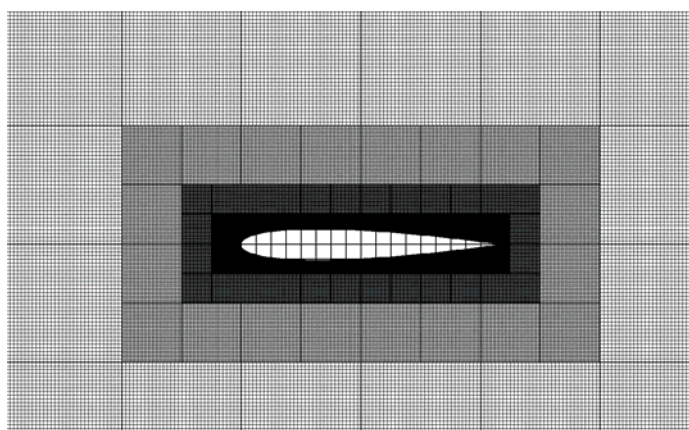
図4 NACA0012 まわりの  $C_p$  分布図7 RAE2822 まわりの  $C_p$  分布

図5 NACA0012 まわりの cube と cell (Fine mesh)

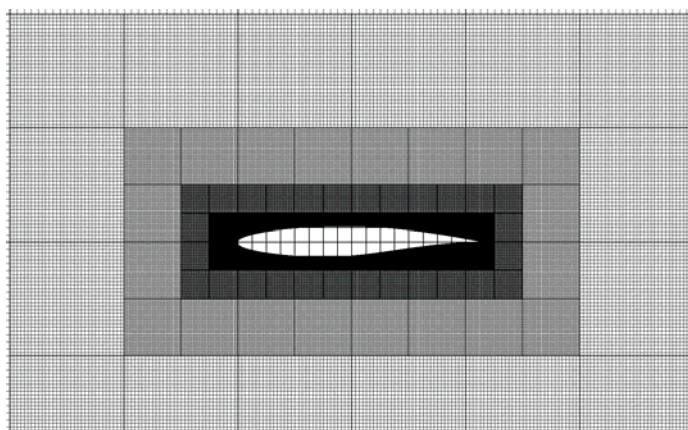


図8 RAE2822 まわりの cube と cell (Fine mesh)

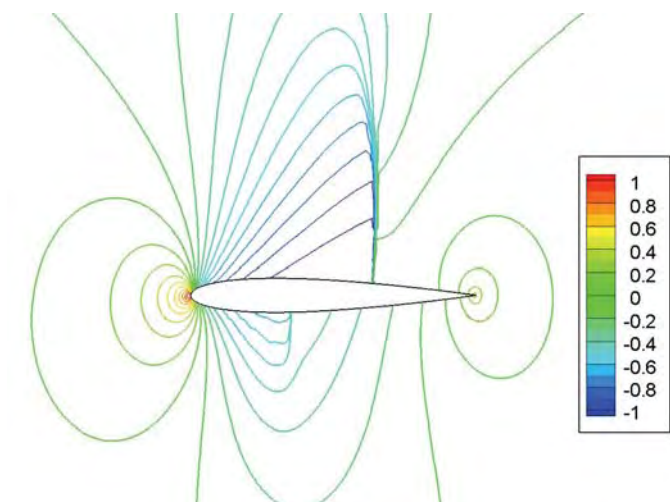
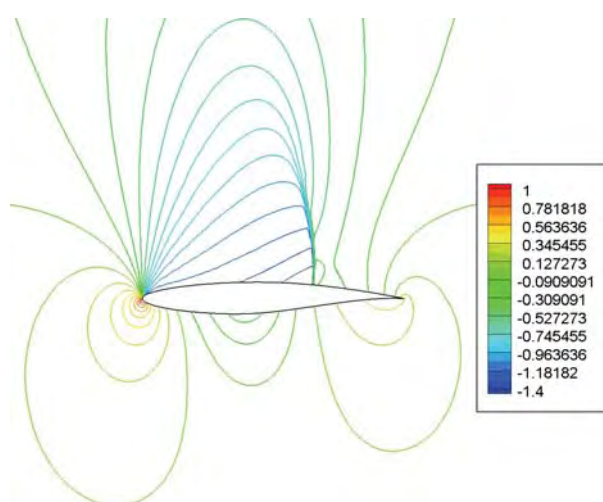
図6 NACA0012 まわりの  $C_p$  コンター(Fine mesh)図9 RAE2822 まわりの  $C_p$  コンター(Fine mesh)

表5 Aerodynamic coefficient (NACA0012)

|             | Cl     | Cd     |
|-------------|--------|--------|
| TAS         | 0.3621 | 0.0223 |
| BCM(Coarse) | 0.3273 | 0.0162 |
| BCM(Medium) | 0.3362 | 0.0171 |
| BCM(Fine)   | 0.3392 | 0.0202 |

表6 Aerodynamic coefficient (RAE2822)

|             | Cl     | Cd     |
|-------------|--------|--------|
| TAS         | 0.9973 | 0.0199 |
| BCM(Coarse) | 0.9057 | 0.0230 |
| BCM(Medium) | 0.9698 | 0.0160 |
| BCM(Fine)   | 0.9891 | 0.0181 |

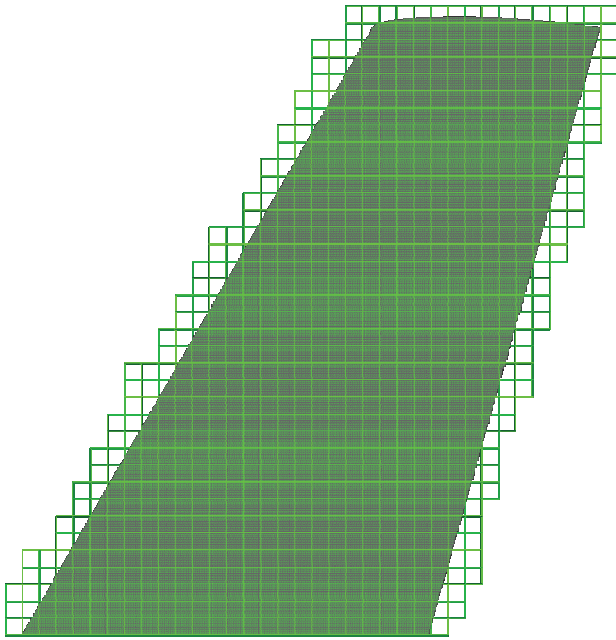


図 10. 翼付近の cube のようす

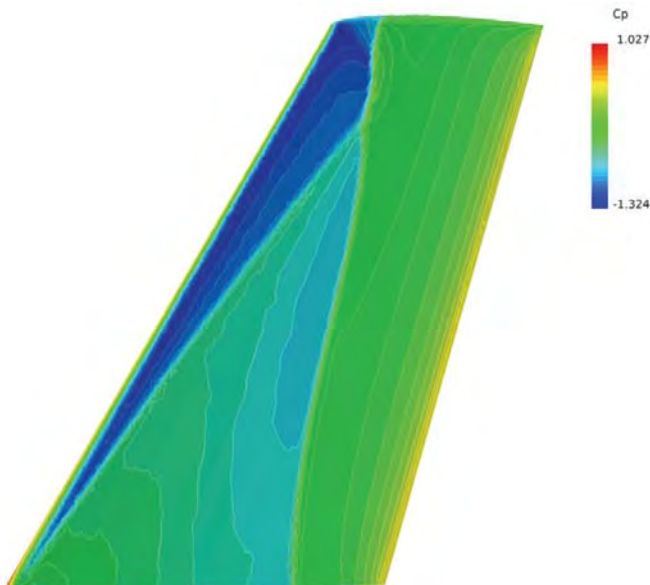


図 11 翼表面の  $C_p$  コンター

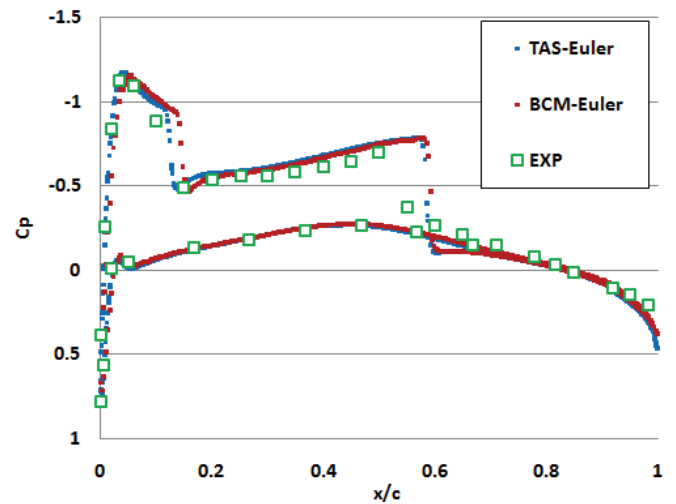


図 12 ONERA M6 周りの  $C_p$  分布  
(44% semi span)

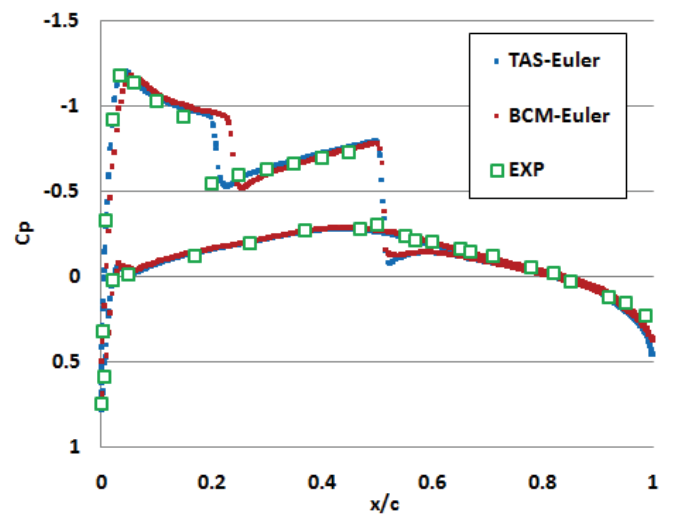


図 13 ONERA M6 周りの  $C_p$  分布  
(65% semi span)

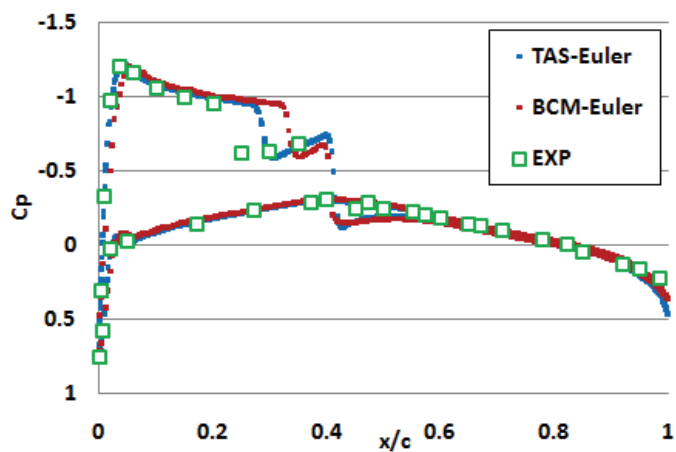


図 14 ONERA M6 周りの  $C_p$  分布  
(80% semi span)

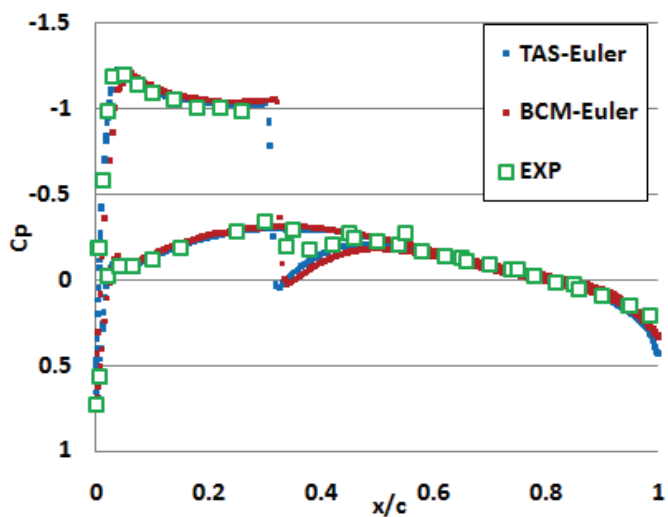


図 15 ONERA M6 周りの  $C_p$  分布  
(90% semi span)



## 非構造格子空力シミュレーションのための第2制限関数

北村圭一, 嶋英志

宇宙航空研究開発機構 情報・計算工学センター

## Simple Second Slope Limiter for Unstructured Grid Aerodynamic Simulations

by

Keiichi Kitamura and Eiji Shima  
JAXA/JEDI

## ABSTRACT

The proposed method is a simple and parameter-free second slope limiter for unstructured grids, which is designed for use after any existing (first) limiters to stabilize the solution at subsonic speeds. The present second limiting is such that the first limiter is activated near the shock and supersonic regions, while turned off elsewhere in a very smooth manner, by using only local Mach number information. Numerical results demonstrated that the proposed second limiter retains the formal second-order accuracy, and also that it dramatically improved convergence at subsonic speeds on unstructured grids. In spite of these, the proposed formulation is simpler than existing second limiters, with only 1% additional cost requirement.

## 1. はじめに

非構造格子系<sup>1-12)</sup>において圧縮性ソルバーを用いる際、(第1)勾配制限関数<sup>13,14)</sup>は亜音速域でしばしば空間的・時間的振動を引き起こしてしまうことが知られている。この原因の一つに、構造格子用の制限関数<sup>15-17)</sup>と異なり、非構造格子で利用される制限関数は周囲の全てのセル情報を必要とする事が挙げられる。このため、周囲のセルで生じるわずかな物理量やセルサイズの変化が、制限関数を不必要に機能させ、解の収束性を劣化させたり、更には解そのものを乱したりする。

こうした問題は、特に直交格子タイプの格子で起こりやすい。セルの変化が2倍(もしくはそれ以上)のサイズ比で起こるためである(後述する第5図参照)。そしてこの程度のサイズ変化は、他のタイプの非構造格子でも起こりうる。

亜音速域における振動を回避する一つの方法は、亜音速域では制限関数を用いない事である。この方法は有効であるが、亜音速である事があらかじめ分かっている領域にのみ適用可能である。予期せぬ位置で超音速となり衝撃波などの不連続面が発生すると、途端に計算は不安定となってしまう。そこで文献18)では、超音速と亜音速の状態を自動的に判別する事で(第1)制限関数の採否を切り替える方法が提案されている。こうした付加的な制限関数は第2制限関数(Second Slope Limiter)と呼ばれ、いくつかの方法が提案されている。ただし文献18)の方法は定式化が複雑である上、今のところEuler方程式においてのみ検証が行われている段階である。また、こうした方法は商用コード等<sup>19,20)</sup>ではノウハウの形で導入されているが、その有効性が十分に調べられているかどうかは疑問である。

複雑形状周りの空力シミュレーションでは依然、有限体積法(FVM)による空間2次精度の非構造格子を用いた解析が主流である<sup>21-24)</sup>。本研究ではこの枠組みの中で、幅広い問題に簡単に利用でき、ユーザ指定パラメータを要しない新しい第2制限関数を提案する。

## 2. 数値計算法

## 2.1 支配方程式

本解析における流体の支配方程式は、下記の3次元圧縮性Navier-Stokes方程式である(下添字 $k, l, m, n$ には、1, 2, 3が代入される)。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_k}{\partial x_k} = \frac{\partial \mathbf{Fv}_k}{\partial x_k} \quad (1a)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_l \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_k = \begin{bmatrix} \rho u_k \\ \rho u_l u_k + p \delta_{lk} \\ \rho u_k H \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Fv}_k = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{lk} \\ u_m \tau_{mk} + (\kappa + \kappa_l) \frac{\partial T}{\partial x_k} \end{bmatrix} \quad (1b)$$

$$\tau_{lk} = (\mu + \mu_l) \left[ \left( \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \delta_{lk} \right] \quad (1c)$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $u_i$ は速度成分( $i=1, 2, 3$ はそれぞれ $u, v, w$ に対応)、 $E$ は全エネルギー、 $p$ は圧力、 $H$ は全エンタルピ( $H = E + (p/\rho)$ )、そして $T$ は温度である。気体は完全気体の空気(比熱比 $\gamma=1.4$ )、プラントル数は $Pr=0.72$ である。分子粘性 $\mu$ は一定とし、熱伝導係数 $\kappa$ とは $\kappa=c_p \mu / Pr$ の関係がある( $c_p$ は定圧比熱)。更に、乱流粘性 $\mu_l$ と乱流プラントル数( $Pr_t=0.89$ )から $\kappa_l=c_p \mu_l / Pr_t$ の関係がある。一方で、非粘性計算(Euler方程式)の場合は $\mu_l=0$ である。

本研究では、式(1)をセル中心有限体積法(Cell-Centered FVM)で離散化する。

## 2.2 数値計算法

計算には、JAXA/JEDIの任意多面体非構造格子CFDコード“LS-FLOW”<sup>24-26)</sup>を用いる。特に断らない限り、次の方法で式(1)を解く。

空間再構築にはGreen-Gauss(G-G)法<sup>12)</sup>を採用する。勾配制限関数については次節で後述する。セル中心における物理量とその勾配を用いてセル界面の値を内挿し、これを用いて非粘性数値流束をSLAU<sup>27)</sup>、粘性項をWang<sup>28)</sup>の方法で計算し、定常問題はLU-SGS<sup>29)</sup>、非定常問題はShuの2次精度TVD Runge-Kutta法<sup>30)</sup>を用いて時間発展を行う。乱流計算を行う場合はSpalart-Allmaras(S-A)モデル<sup>31)</sup>(Tripping Term無し<sup>32)</sup>)を用いて $\mu_l$ を求める。

### 3. 非構造格子における勾配制限関数

セル中心有限体積法ではセル中心における物理量  $q_i$ , それらの勾配  $\nabla q_i$ , セル中心  $\mathbf{r}_i$  からセル界面  $\mathbf{r}_{i,j}$  までの距離, そして勾配制限関数  $\phi$  を用いてセル界面における物理量  $q_{i,j}$  を次のように求める (図 1 参照)。

$$q_{i,j} = q_i + \phi \nabla q_i \cdot (\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{r}_i) \quad (2)$$

制限関数  $\phi$  は密度  $\rho$  と圧力  $p$  について一旦それぞれ求め, これらの小さい方を全ての物理量 (基本量, すなわち三次元では  $\rho, u, v, w, p$ ) に対し適用する事で計算を安定化させる。

#### 3. 1 Barth&Jespersen の第 1 制限関数<sup>13)</sup>

Barth&Jespersen の (第 1) 制限関数<sup>13)</sup> は, Wang の表記<sup>28)</sup> で下記のように与えられる。

$$\phi_{1-BJ} = \min \left[ 1, \frac{\left( \max_j |q_j - q_i| \right)}{\left( \max_j |q_{i,j} - q_i| \right)}, \frac{\left( \min_j |q_j - q_i| \right)}{\left( \min_j |q_{i,j} - q_i| \right)} \right] \quad (3)$$

この表記は Barth&Jespersen のオリジナルの論文からやや異なるが, これは式(3)ではセル中心およびセル界面の値のみ用いるのに対し, オリジナルの Barth らの方法ではセル頂点の値も利用するためである。

この制限関数は任意形状のセルから成る非構造格子系に適用可能だが, 微分不可能であるため解が収束しにくい事が知られている。

#### 3. 2 Venkatakrishnan の第 1 制限関数<sup>14)</sup>

Venkatakrishnan<sup>14)</sup> は, Barth&Jespersen の (第 1) 制限関数に小さな正数  $\varepsilon$  を導入し, 微分可能とする事で, 構造格子系における Van Albada の制限関数<sup>16)</sup> に近い形へと改良した。

$$\phi_{1-V} = \frac{1}{\Delta_-} \left[ \frac{(\Delta_-^2 + \varepsilon^2) \Delta_- + 2 \Delta_-^2 \Delta_+}{\Delta_+^2 + 2 \Delta_-^2 + \Delta_+ \Delta_- + \varepsilon^2} \right] \quad (4a)$$

$$\Delta_- = q_{i,j} - q_i,$$

$$\Delta_+ = \begin{cases} q_{\max} - q_i & \text{if } \Delta_- > 0 \\ q_{\min} - q_i & \text{if } \Delta_- < 0 \end{cases} \quad (4b)$$

ここで  $q_{\max}$  と  $q_{\min}$  はセル  $i$  に隣接するセル  $j$  全てにおける最大値および最小値を意味する。正数  $\varepsilon$  は,

$$\varepsilon^2 = (K \Delta x)^3 \quad (4c)$$

で与えられ,  $K$  は定数であり通常 0.3,  $\Delta x$  はセルサイズである。もしくは, Wang の修正<sup>33)</sup>によれば  $\varepsilon$  は下記で与えられる。

$$\varepsilon = \varepsilon' (q^{\max} - q^{\min}) \quad (4d)$$

ここで  $\varepsilon' = 0.05$ ,  $q^{\max}$  と  $q^{\min}$  は計算領域全体における最大値および最小値である。本研究では Wang の方法を採用する。いずれにしても, この制限関数は Barth&Jespersen の制限関数に比べ一般に収束性が良い。それでも, いくつかの理由により解の収束が妨げられる事がある。例えば, 格子サイズが急激に変化する際に低速でも制限関数が働いたり, 上記の  $K$  や  $\varepsilon$  といったパラメタが適切な値に選択されていなかったりする場合である。

#### 3. 3 Michalak&Ollivier-Gooch の第 2 制限関数<sup>18)</sup>

Michalak&Ollivier-Gooch<sup>18)</sup> は (第 1) 制限関数の次のような実装方法を提案し, 収束性の改善を試みた。

$$\phi'_{2-MO} = \tilde{\sigma}_i + (1 - \tilde{\sigma}_i) \phi_{1-BJ}; \quad (5a)$$

$$\tilde{\sigma}_i = \begin{cases} 1; & (\Delta q)^2 \leq (K \Delta x)^3 \\ s \left( \frac{(\Delta q)^2 - (K \Delta x)^3}{(K \Delta x)^3} \right); & (K \Delta x)^3 < (\Delta q)^2 < 2(K \Delta x)^3 \\ 0; & (\Delta q)^2 \geq 2(K \Delta x)^3 \end{cases} \quad (5b)$$

$$\Delta q = (\Delta q)_i^{\max} - (\Delta q)_i^{\min} < (K \Delta x)^{1.5}, \quad (5c)$$

$$(\Delta q)_i^{\max} = \max(q_j - q_i),$$

$$(\Delta q)_i^{\min} = \min(q_j - q_i)$$

$$s(y) = 2y^3 - 3y^2 + 1 \quad (5d)$$

ここで,  $\phi_{1-BJ}$  は Barth&Jespersen のオリジナルの制限関数により求めた値である。

この方法は滑らかな領域で制限関数を機能させない事に成功しているが, ユーザ指定パラメタ  $K$  (Venkatakrishnan の制限関数から借用, 式 4c) が残っている。更に, 超音速の場合の淀み点を正確に捉えるために, ユーザ指定マッハ数 2 つ ( $M_1=0.8, M_2=0.85$ ) を含む下記の修正が加えられる。

$$\phi_{2-MO} = \hat{\sigma}_i + (1 - \hat{\sigma}_i) \phi'_{2-MO}; \quad (6a)$$

$$\hat{\sigma}_i = \begin{cases} 1; & M_{i,\max} \leq M_1 \\ s \left( \frac{M_{i,\max} - M_1}{M_2 - M_1} \right); & M_1 < M_{i,\max} < M_2 \\ 0; & M_{i,\max} \geq M_2 \end{cases} \quad (6b)$$

ここで  $M_{i,\max}$  は検査体積  $i$  を構成する要素点の持つ最大値としてのマッハ数である。よって最終的な制限関数の形は複雑であり, 複数のユーザ指定パラメタが含まれる。

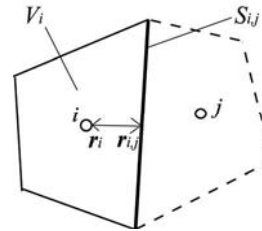


図 1 セル形状や記号の模式図

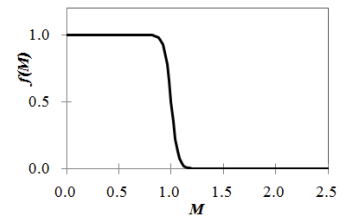


図 2 関数  $f(M)$  へのマッハ数  $M$  の影響

#### 3. 4 新しい第 2 制限関数

本研究の目的は, ユーザ指定パラメタ無しに, 衝撃波不連続でのみ制限関数を働かせ, 亜音速域では機能させない ( $\phi=1$ ) 方法の提案である。そこで, 既存の (第 1) 制限関数で求めた  $\phi$  に対し下記の修正を提案する。

$$\phi_{2-new} = \max[\phi_1, f(M_{\max})], \quad (7a)$$

$$M_{\max} = \max_j(M, M_j) \quad (7b)$$

ここで  $j$  はセル  $i$  の隣接セルであり、式(7b)はセル  $i$  でのマッハ数  $M$  と全ての隣接セル  $j$  のマッハ数のうち最大値を与える。そして関数  $f(M)$  は次の性質を満たす必要がある。

- i) 0 以上 1 以下の値を取る。
  - ii) 亜音速では 1 であり（つまり、 $\phi_1$  の代わりに  $f(M)=1$  が使われる）、それ以外ではほぼ 0（つまり、元の制限関数  $\phi_1$  が使われる）。
  - iii) ( $M=1$  においても) 連続かつ微分可能である。
- これらの要求全てを満たすために、本稿では下記の式を採用することにした。

$$f(M) = 0.5\{1 - \tanh(5\pi(M - 1))\} \quad (8)$$

この関数  $f(M)$  のマッハ数  $M$  に対する振る舞いは図 2 に示す通りである。本研究における最終的な第 1 制限関数への修正法（第 2 制限関数）は、

$$\phi_{2-new} = \max[\phi_1, 0.5\{1 - \tanh(5\pi(M_{\max} - 1))\}] \quad (9a)$$

$$M_{\max} = \max_j(M, M_j) \quad (9b)$$

となる。

この修正は、通常の（第 1）制限関数  $\phi_1$  の計算の直後に行えば良いため、既存のいかなる制限関数に対しても適用可能である。本手法は式の形が簡単であり、我々の計算コードにはわずか 10 行の追加で実装可能であった。更にユーザ指定パラメタが全く入らないため、幅広い適用性が期待される。そして後に示すように、本手法では本来の 2 次精度が保持される。

#### 4. 計算結果例

ここでは、本研究で紹介する新しい第 2 制限関数を Barth&Jespersen または Venkatakrishnan の第 1 制限関数に適用した数値計算例を示す。以降、これらをそれぞれ “Venkatakrishnan (Mod.)” および “Barth&Jespersen (Mod.)” と呼び、第 2 制限関数を用いない場合 (“Venkatakrishnan (original)” および “Barth&Jespersen (original)”) と比較する。なお、計算格子は構造格子もしくは非構造格子を用いるが、いずれもデータは非構造格子フォーマットで扱う。

##### 4. 1 精度検証：渦の保存（直交格子，非定常）

まず初めに、静止もしくは移流する渦の保存問題<sup>30,34)</sup>を解く。これは、Euler 方程式ソルバーの代表的なベンチマークテストの一つであり、空間精度の検証に用いられる。こ

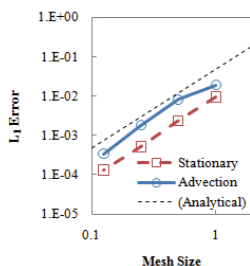


図 3 静止(stationary)および移流(advection)渦の計算結果と厳密解の差 ( $t=2.0$ )

ここでは、Euler 方程式を次の方法で解く：Venkatakrishnan の第 1 制限関数に新しい第 2 制限関数を適用し、Green-Gauss 法により空間 2 次精度再構築；SLAU（非粘性流束）；Shu の TVD Runge-Kutta 法<sup>30)</sup>による 2 次精度時間積分。計算条件は文献 34) と同一である。

- 平均流： $(\rho, u, v, w, p) = (1, U_\infty, 0, U_\infty, 1)$

ここで静止渦については  $U_\infty=0$ ，移流渦は  $U_\infty=1$ 。

- 等エントロピー渦を示す擾乱：

$$\left. \begin{aligned} (\delta u, \delta v, \delta w) &= \frac{\beta}{2\pi} e^{0.5(1-r^2)} (-z, 0, x), \\ \delta T &= -\frac{(\gamma-1)\beta^2}{8\gamma\pi^2} e^{1-r^2}, \quad \delta S = 0, \\ r^2 &= (x-x_0)^2 + (z-z_0)^2 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここで、計算領域  $[0, 10] \times [-0.5, 0.5] \times [0, 10]$  のうち渦中心の初期位置は  $(x_0, y_0, z_0) = (5, 0, 5)$  である。

渦移流の場合、渦は  $x$  および  $z$  の方向にそれぞれ  $U_\infty=1$  の速度で  $x$ - $z$  平面上を斜めに動く。

境界条件としては、厳密解を全ての仮想セルに毎ステップで課した（これは文献 34) では特性境界と呼ばれる）。等間隔の直交格子を用い、用いる格子間隔に応じて時間刻み  $\Delta t$  を変化される事で、異なるケースに対してクーラン数をほぼ一定に保つ。各ケースのセル数と時間刻み  $\Delta t$  を表 1, 2 に示す。

表 1 静止渦の Grid Refinement Study

| Grid           | $(\Delta t) \times (\text{time steps})$ | $L_1$ error | $L_1$ order |
|----------------|---|-------------|-------------|
| $10 \times 10$ | $0.2 \times 10$                         | 9.56E-03    | -           |
| $20 \times 20$ | $0.1 \times 20$                         | 2.38E-03    | 2.01        |
| $40 \times 40$ | $0.05 \times 40$                        | 5.18E-04    | 2.20        |
| $80 \times 80$ | $0.025 \times 80$                       | 1.31E-04    | 1.98        |

表 2 移流渦の Grid Refinement Study

| Grid           | $(\Delta t) \times (\text{time steps})$ | $L_1$ error | $L_1$ order |
|----------------|---|-------------|-------------|
| $10 \times 10$ | $0.2 \times 10$                         | 1.92E-02    | -           |
| $20 \times 20$ | $0.1 \times 20$                         | 8.25E-03    | 1.22        |
| $40 \times 40$ | $0.05 \times 40$                        | 1.83E-03    | 2.17        |
| $80 \times 80$ | $0.025 \times 80$                       | 3.39E-04    | 2.43        |

計算は  $t=2.0$  まで行い、このとき移流渦中心の厳密解は (7, 0, 7) となる。表 1, 2, そして図 3 には計算結果と厳密解の密度差の  $L_1$  ノルムを示す。これより、本来の精度である空間 2 次精度が達成されている事がわかる。

なお、第 2 制限関数を導入する事による計算コストの増加は高々 1% であった。これは、第 1 制限関数が占める 2% に対して少ない。



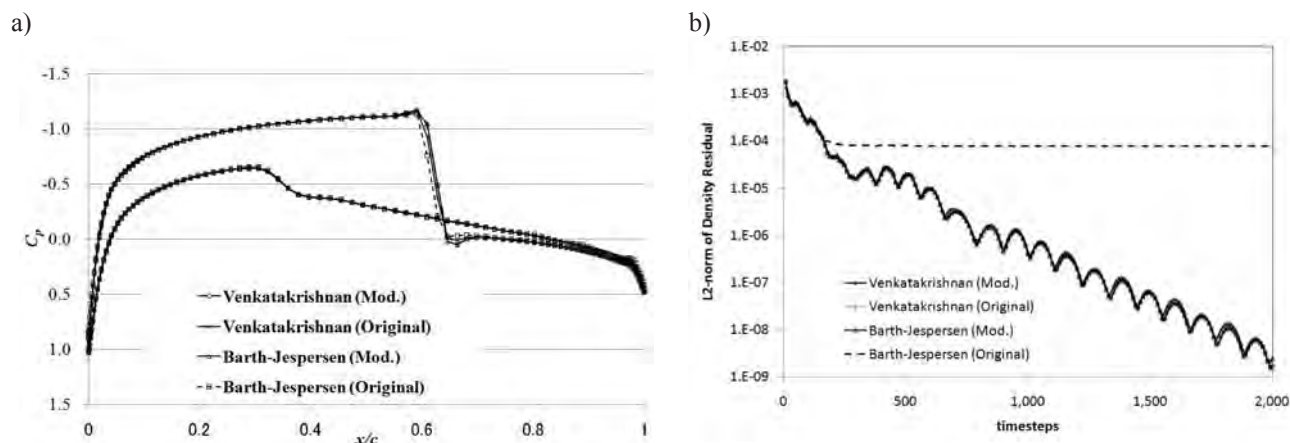


図4 NACA0012翼周りの計算結果, (a) Venkatakrishnan (Mod.)の計算結果可視化例 ( $0.28 < M < 1.24$ ), (b)  $C_p$  分布, (c) 残差履歴 (制限関数の影響)

#### 4. 2 NACA0012 翼周りの遷音速, 非粘性流れ (構造格子)

この数値例は NACA0012 翼を過ぎる遷音速, 非粘性流れ (一様流マッハ数 0.8, 迎角 1.25 度) であり, 風下側で流れはマッハ数 1.2 まで加速された後, 衝撃波を形成して減速される. この風下側の衝撃波を含むテストケースも数値計算法の性能を調べるために広く利用されている<sup>14,35,36</sup>.

計算格子は図 5 に示す 2 次元の O 型構造格子である. 200 セルが周方向, 30 セルが壁垂直方向に配置され, 最小格子幅は翼弦長の 0.01 倍である. 格子間隔は壁垂直方向に約 1.2 倍で拡がりながら, 翼弦長の 50 倍離れた位置にある遠方境界に達する. 計算はクーラン数 20 で 2,000 ステップ, 局所時間刻み法を用いて行った. 制限関数は次のいずれかを用いた: i) Venkatakrishnan (Mod.), ii) Barth&Jespersen (Mod.), iii) Venkatakrishnan (original), iv) Barth&Jespersen (original).

図 4 の計算結果によれば, 新しい第 2 制限関数は Venkatakrishnan の第 1 制限関数を用いた場合の収束性を損なわず, Barth&Jespersen の第 1 制限関数については収束性の改善も見られる. これは, 衝撃波背後の亜音速域において第 1 制限関数が無効にされたためであろう. 表 3 に示した抵抗係数  $C_d$  および揚力係数  $C_l$  によれば, 第 2 制限関数を用いる事で, 非常に細かい計算格子 (1,680 万セル) を用いた文献 36) の値にやや近づいた.

#### 4. 3 衝撃波管問題 (1 次元等間隔格子, 非定常)

表 3 NACA0012 翼周り計算の抵抗係数および揚力係数 (制限関数の影響)

| Limiter  | Drag Coefficient, $C_d$ | Lift Coefficient, $C_l$ |
|--|-------------------------|-------------------------|
| Venkatakrishnan (Mod.)                               | 0.0241                  | 0.3195                  |
| Venkatakrishnan (Original)                           | 0.0256                  | 0.3181                  |
| Barth-Jespersen (Mod.)                               | 0.0239                  | 0.3163                  |
| Barth-Jespersen (Original)                           | 0.0270                  | 0.3114                  |
| Vassberg and Jameson (Very Fine Mesh) <sup>36)</sup> | 0.0227                  | 0.3562                  |

3 つ目のケースとして, 'Sod の問題' として知られる衝撃波管問題を扱う. これは 1 次元衝撃波管の中で起こる Riemann 問題であり, 衝撃波, 接触面, 膨張波が伝播する. 計算格子は 1 次元等間隔の 100 セルから成る構造格子であり, 初期条件は文献 35) と同じく

- $(\rho_L, u_L, v_L, w_L, p_L) = (1, 0, 0, 0, 1)$  for  $i \leq 50$
- $(\rho_R, u_R, v_R, w_R, p_R) = (0.125, 0, 0, 0, 0.1)$  for  $i > 50$

である. Euler 方程式を次の方法で解く. 空間再構築は Green-Gauss 法と次のいずれかを用いる: i) Venkatakrishnan (Mod.), ii) Barth&Jespersen (Mod.), iii) Venkatakrishnan (original), iv) Barth&Jespersen (original). 非粘性流束は SLAU, 時間積分には Shu の TVD Runge-Kutta 法 (2 次精度)<sup>30)</sup>を用いる. 計算は時間刻み  $\Delta t = 0.2$  (CFL  $\approx 0.4$ ) で各ケース 100 ステップ行う.

図 5 はケース i), iii) の 100 ステップ時点の密度分布を示す. 両者はほぼ同一であり, 非定常な衝撃波, 接触面, 膨張波の伝播においても第 2 制限関数の (予期せぬ) 悪影響は見られなかったと言える. なおケース ii), iv) を比較しても同様の結果が得られたため, これらの結果は省略する.



図5 衝撃波管問題における密度分布 (100 ステップ)

#### 4. 4 球周り亜音速, 粘性流れ (物体適合・直交ハイブリッド非構造格子)

次のケースは球周りの流れ (一様流マッハ数 0.1, レイノルズ数 118, 迎角無し) である. この例も, 文献に収束解<sup>37)</sup>や実験結果<sup>38)</sup>があり, しばしばベンチマーク問題として利用されている. ここでは, 物体適合・直交ハイブリッド非構造格子 (約 16 万セル, 物体適合格子は 15 層) を JAXA/JEDI の非構造格子生成ツール "LS-GRID"<sup>39)</sup>で作成した. 近年, これに類する計算格子は複雑形状を有する機体

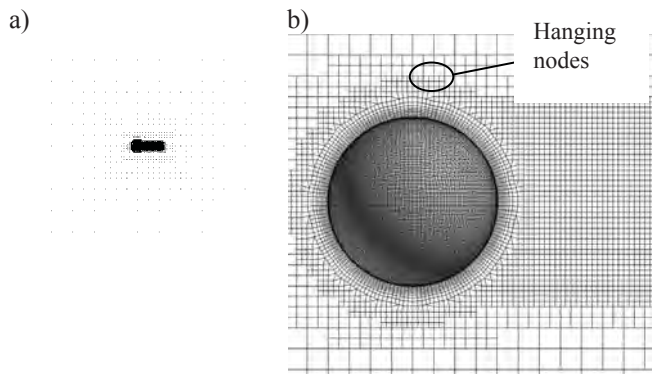


図6 球周り流れの計算格子, (a) 全体図, (b) 拡大図

の空力シミュレーションにしばしば用いられており<sup>23,11)</sup>, 我々の新しい第2制限関数の効果をこうした格子で調べる事は重要である. 計算領域は半裁とし ( $y \leq 0$ ), 球の直径を1としたときの最小格子幅は  $1.e-3$ , 壁近傍から遠方境界 (直径の20倍の位置とした) に向かい約1.3倍の比で格子幅を伸ばした (図6).

計算はクーラン数1,000で5,000ステップ (ニュートン反復3回<sup>40)</sup>) 行った. 図7に可視化結果を, 対応する実験結果<sup>38)</sup>と共に示した. これらの図より, 新しい第2制限関数を用いたケースは実験の後流の様子を良く捉えており, 球の周囲の圧力分布も滑らかである事が分かる. 一方で, 第2制限関数を用いず, Barth&Jespersenの第1制限関数のみを用いた場合 (図7c), 斑点が出るおかしな圧力分布となってしまう.

図8は密度残差および抵抗係数  $C_D$  の履歴を示す. Venkatakrishnan (Mod.), Barth&Jespersen (Mod.), そして制

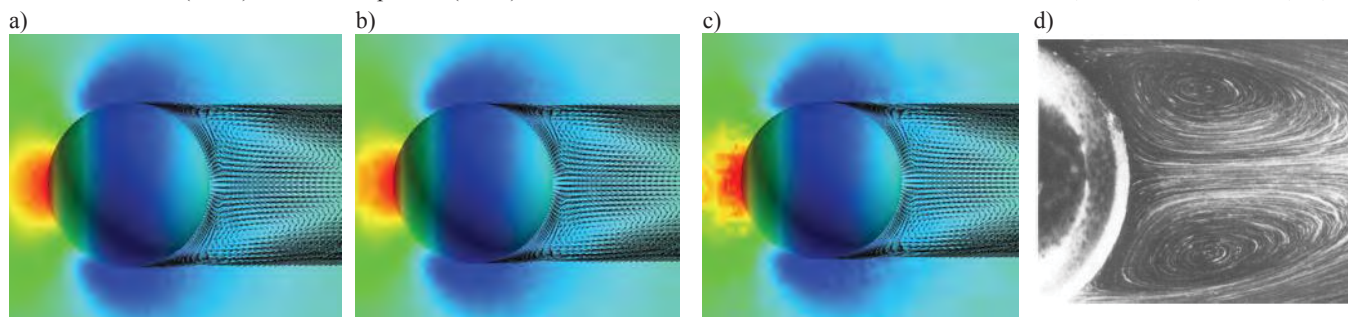
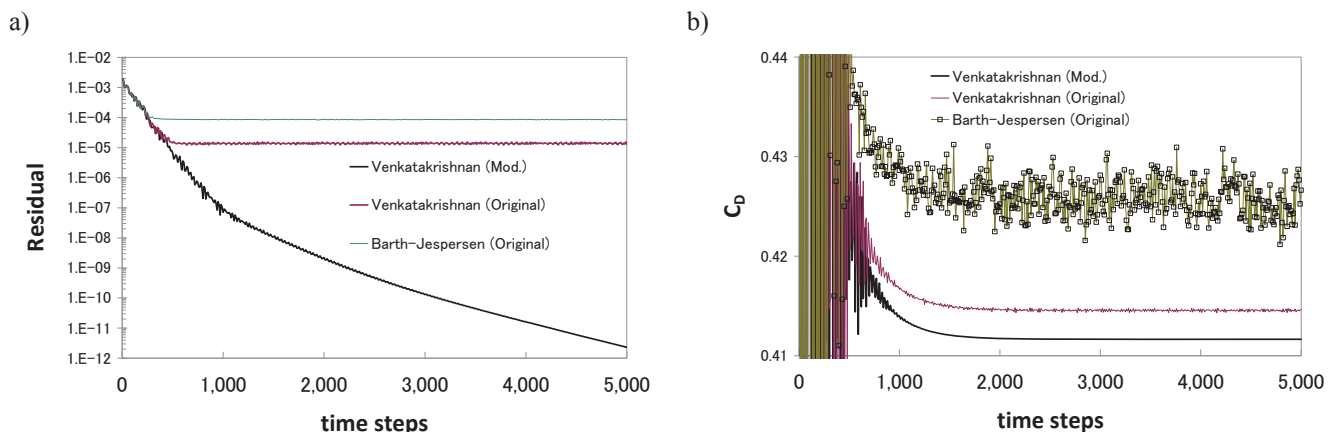
図7 球周り流れの計算結果 ( $-0.5 < C_p < 1.0$ ) (a) Venkatakrishnan (Mod.), (b) Venkatakrishnan (original), (c) Barth&Jespersen (original), (d) 実験結果 (参考)<sup>38)</sup>

図8 球周り流れの計算結果, (a) 残差履歴 (密度のL2ノルム), (b) 抵抗履歴

限関数を用いない場合 (no limiter) については違いが判別不可能であったため, Venkatakrishnan (Mod.)の結果のみ示している. 図より, これら3ケースでは  $C_D$  に振動が見られず, 残差が収束に向かって下がった事が確認できる. 一方で, オリジナルの Venkatakrishnan 制限関数では残差が4桁下がった時点でそれ以上の収束が見られず,  $C_D$  がやや振動し続けた. オリジナルの Barth&Jespersen の場合は更に悪く, 残差の低下はわずか2桁であり,  $C_D$  の振動は大きいまま残った.

これらより, 本研究の第2制限関数による亜音速域での解および収束性向上の効果が確認できた.

#### 4. 5 亜音速流れにおける平板乱流境界層 (構造格子)

最後に構造格子 (ただし格子データは非構造格子フォーマット) を用いて亜音速流れにおける平板乱流境界層を解き, 問題が生じない事を確認する.

このベンチマークテストは NASA の NPARC アーカイブスサイト<sup>41)</sup>に掲載されており, 計算条件はこれに合わせて一様流マッハ数 0.2, レイノルズ数  $6.18e+5$ , 迎角無しとした.

計算はクーラン数10で15万ステップ行い, 局所時間刻み法を用いた. 乱流モデルには Tripping Term の無い S-A モデルを用い, 制限関数については Venkatakrishnan (Mod.), Venkatakrishnan (original), 制限関数無しの3通りに変えて計算を行った.

計算格子も文献41)にて提供されているものをフォーマット変換して用いた. これは流れ方向に110セル (壁は11番目から開始), 壁垂直方向に80セルからなる2次元構造格子であり,  $-1.0 \leq x \leq 16.7$ ,  $0 \leq z \leq 3.0$  の領域を持つ. 最小格子幅は乱流領域で  $z^+ \approx 1$  を満たすように設定しており, 格子幅は壁垂直方向に1.2の比率で大きくなる.

境界条件は滑り無しの断熱壁 (bottom,  $x \geq 0$ ), 流入 (left),

流出（圧力固定）（right and top），対称（滑り壁）（bottom,  $x < 0$ ）を与えた。

図 9 は平板表面の摩擦係数  $c_f$  を局所レイノルズ数  $Re_x$  で整理したものである。3 ケースとも理論や実験<sup>42)</sup>に合致する結果を与え、今回の第 2 制限関数の有無によらず（第 1）制限関数は働かないことが分かった。従って本研究の第 2 制限関数は、構造格子系での乱流計算において悪影響を及ぼさない事が確認された。

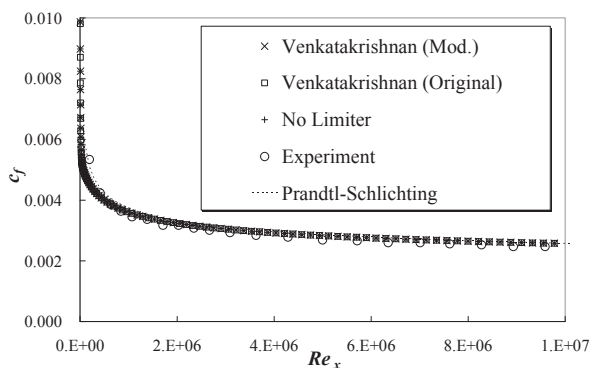


図 9 平板乱流境界層上の摩擦係数とレイノルズ数

## 5. 結論

非構造格子で利用できる新しい第 2 勾配制限関数を提案した。この方法は簡単で、ユーザ指定パラメタが無く、既存のいかなる（第 1）制限関数とも併用できる幅広い適用性を持つ。本研究で提案した第 2 制限関数は、局所マッハ数のみを指標とし、第 1 制限関数を衝撃波付近もしくは超音速域でのみ機能させ、それ以外の場所では利用しないように滑らかに切り替える。数値計算例により、本手法は空間 2 次精度を保持し、亜音速域における収束性を大きく向上させる事が分かった。更に、今回調べた範囲では構造格子／非構造格子、定常／非定常流れ、衝撃波／接触面／膨張波、非粘性流れ／粘性流れ／乱流のいずれにも問題無く利用できる。なお、この第 2 制限関数の利用によるコスト増加は高々 1% である。

## 謝辞

NASA Langley 研究所附属機関 NIA の Hiroaki Nishikawa 博士には貴重なご意見をいただいた。本研究で用いた非構造格子生成ツール LS-GRID および非構造格子ソルバー LS-FLOW は、JAXA/JEDI センターにおいて藤本圭一郎博士、葛生和人博士と著者らが共同で開発したものである。このとき、アイオワ州立大学 Z.J. Wang 教授、(株)計算力学研究センターの青野淳也氏にご協力をいただいている。Wang 教授には精度検証のご提案もいただいた。更に、本研究の一部は日本学術振興会よりご支援をいただいている。ご協力いただいた皆様に感謝の意を表する。

## 参考文献

- 1) Hirsch, C., "Numerical Computation of Internal and External Flows, Volume 1, Second Edition: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics," Butterworth-Heinemann, Burlington, 2007.
- 2) Luo, H., Spiegel, S., and Lohner, R., *AIAA J.*, Vol.48 (2010), pp. 2639-2647.
- 3) Kidron, Y., Mor-Yossef, Y., and Levy, Y., *AIAA J.*, Vol.48 (2010), pp. 1130-1140.
- 4) Spiegel, S.C. et al., *AIAA Paper* 2010-1083, 2010.
- 5) Nakahashi, K., *Computational Fluid Dynamics 2002*, Eds., Armfield, S., Morgan, R., Srinivas, K., Springer, 2003, pp.77-81.

- 6) Aftosmis, M.J., Berger, M.J., and Alonso, J.J., *AIAA Paper* 2006-0652, 2006.
- 7) Lahur, P.R., *AIAA Paper* 2004-4958, 2004.
- 8) Kamatsuchi, T., *AIAA Paper* 2007-1459, 2007.
- 9) Kallinderis, Y., Khawaja, A., and McMorris, H., *AIAA Paper* 1995-0210, 1995.
- 10) Ochi, A., Ibrahim, M.K., and Nakamura, Y., *J. Aircraft*, Vol. 47 (2010), pp. 441-449.
- 11) Wang, Z.J., and Chen, R.F., *AIAA J.*, Vol. 40 (2002), pp.1969-1978.
- 12) Mavriplis, D.J., *AIAA Paper* 2003-3986, 2003.
- 13) Barth, T.J., and Jespersen, D.C., *AIAA Paper* 89-0366, 1989.
- 14) Venkatakrishnan, V., *J. Comput. Phys.*, Vol. 118 (1995), pp.120-130.
- 15) Van Leer, B., *J. Comput. Phys.*, Vol. 32 (1979), pp.101-136.
- 16) Van Albada, G.D., Van Leer, B. and Roberts, Jr., W.W., *Astron. Astrophys.*, Vol. 108 (1982), pp.76-84.
- 17) Harten, A., *J. Comput. Phys.*, Vol. 49 (1983), pp. 357-393.
- 18) Michalak, C., and Ollivier-Gooch, C., *J. Comput. Phys.*, Vol. 228 (2009), pp. 8693-8711.
- 19) Gnoffo, P.A., *AIAA Paper* 2006-1090, 2006.
- 20) CFL3D Version 6 Home Page, <http://cfl3d.larc.nasa.gov/>, retrieved on Feb. 2011.
- 21) Gnoffo, P. et al., *AIAA Paper* 2006-3771, 2006.
- 22) Pandya, S. et al., *NAS Technical Report*, NAS-06-005, 2006.
- 23) Bigarella, E.D.V., Azevedo, J.L.F. and Scalabrin, L.C., *J. Spacecraft and Rockets*, Vol. 44 (2007), pp.52-65.
- 24) 北村圭一他, *航空宇宙技術*, Vol. 10 (2011), pp.1-10.
- 25) Kitamura, K. et al., *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, Vol. 53 (2011), pp.311-319.
- 26) Kitamura, K. et al., *Commun. Comput. Phys.*, Vol.10 (2011), pp.90-119.
- 27) Shima, E. and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-dissipation AUSM-family Scheme for All Speeds," *AIAA J.*, Vol. 49 (2011), pp.1693-1709.
- 28) Wang, Z.J., *Computers and Fluids*, Vol. 27 (1998), pp. 529-549.
- 29) Jameson, A. and Turkel, E., *Mathematics of Computation*, Vol. 37 (1981), pp. 385-397.
- 30) Shu, C.W. and Osher, S., *J. Comput. Phys.*, Vol. 77 (1988), pp. 439-471.
- 31) Spalart, P.R. and Allmaras, S.R., *AIAA Paper* 92-0439, 1992.
- 32) Rumsey, C.L., *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 28 (2007), pp. 1460-1471.
- 33) Wang, Z.J., *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 33 (2000), pp.657-680.
- 34) Wang, Z.J., Zhang, L., and Liu, Y., *J. Comput. Phys.*, Vol. 194 (2004), pp.716-741.
- 35) Park, J.S., Yoon, S.H., and Kim, C., *J. Comput. Phys.*, Vol. 229 (2010), pp.788-812.
- 36) Vassberg, J.C., and Jameson, A., *AIAA Paper* 2009-4114, 2009.
- 37) Sun, Y., Wang, Z.J. and Liu, Y., *Commun. Comput. Phys.*, Vol. 2 (2009), pp. 310-333.
- 38) Taneda, S., *J. Physical Society of Japan*, Vol. 11 (1956), pp.1104-1108.
- 39) Fujimoto, K., Fujii, K., Wang, Z.J. and Kitamura, K., *IMECE2008-67110*, ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition, Boston, MA, Nov. 2008.
- 40) Nichols, R., Tramel, R., Buning, P., *AIAA Paper* 2006-2824, 2006.
- 41) NPARC Alliance Validation Archive, Turbulent Flat Plate, <http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/fpturb/fpturb.htm>, retrieved on Oct. 2009.
- 42) Wieghardt, K. and Tillman, W., *NACA TM-1314*, 1951.



## 模型変形計測データを反映したCFD表面格子修正法の検討

保江 かな子, 口石 茂, 橋本 敦, 村上 桂一, 加藤 裕之, 中北 和之, 渡辺 重哉 (JAXA)  
菱田 学 (菱友システムズ)

## Modification of CFD Surface Mesh Based on Model Deformation Measurement

by

Kanako Yasue, Shigeru Kuchi-Ishi, Atsushi Hashimoto, Keiichi Murakami, Hiroyuki Kato,  
Kazuyuki Nakakita, Shigeya Watanabe (JAXA) and Manabu Hishida (Ryoyu Systems Co. Ltd.)

### Abstract

Modification approach of a CFD surface mesh are examined using measurement data of wind tunnel model deformation. Model deformation measurements (MDM) were successfully made at JAXA using stereo photogrammetry with markers. The model's deformation was then approximated using a deformation law which is identified by a few parameters with markers attached on the wind tunnel model. This approach was developed by Le Sant to correct the model deformation effect in pressure-sensitive paint (PSP) images. In this paper, the approach is used to rearrange the CFD surface mesh of a CFD model to conform its configuration with that of the wind tunnel test model. We duplicate the deformed configuration of the wind tunnel model using three deformation laws and examine the resulting CFD models. A high-fidelity RANS simulation of the DLR-F6 FX2B wind tunnel model is then performed considering the static deformation of the model and the effect of model deformation on the aerodynamic characteristics are also explored by performing the CFD simulation for the deformed configuration as well as the original (non-deformed) configuration.

### 1 はじめに

実機と風洞試験との間には、レイノルズ数効果や壁/支持装置の影響、空力弾性による模型変形効果など、様々な違いが存在する [1]。これらの違いの中でも模型変形効果は実機空力特性を正確に予測するために重要な課題の一つである。

実機空力特性を高精度に予測するためには、風試と実機環境とのレイノルズ数の差を出来る限り小さくするよう、高いレイノルズ数条件下で風洞試験を行うことが望まれる。一般的な加圧型風洞では、気流圧力を上げることで高レイノルズ数を達成できる。そのため模型に掛かる空力荷重の増大により風試模型が変形することが分かっており、その影響で誤ったレイノルズ数効果の推算に至ってしまう場合がある。

これまでに、模型変形効果を把握することを目的として、変形量の計測や予測に関する多くの技術が開発されてきた。風洞試験においては、風試模型の模型変形量を知ることを目的として、ステレオ写真法 [2] やモアレ干渉法 [3] など、様々な模型変形計測法が開発されてきた。また、PSP 計測画像の模型変形効果を補正するためにも、これらの技術が適応されている [4]。しかしこれらの計測法では、模型の変形量は取得できるが模型変形が流れ場に及ぼす影響を見積もることは困難である。一方、模型変形量を予測するために、FEM と CFD を用いた風試模型の静的空力弾性解析が行われており、模型の変形量予測だけでなく模型変形が空力特性に及ぼす影響も検証されている [5, 6, 7]。しかし、風試模型が平衡形状に達するまでに何度か連成解析を実施する必要があるため、複雑形状の静的空力弾性解析を実施するには非常に高い計算負荷がかかる。さらに、風試模型には、圧力配管用の溝などが存在することにより、内部構造が複雑となり、それを模擬するためにはさらなる計算負荷の増大に繋がる。また、簡単のために内部構造を無視した中実形状での流体構造連成解析が行われて

いるが、その妥当性を検証するには、風試で取得した模型変形変位計測データや空力特性と十分に比較検討する必要があると考えられる。そこで我々は、模型変形計測データを使って CFD 表面格子を変形形状に合わせて修正できれば、流体構造連成解析をすることなく簡単に変形が空力特性へ及ぼす影響を検証できると考えた。また、風試模型と同形状での CFD 解析が可能となるため、CFD コードの妥当性検証にも有用である。

本報告では模型の変形計測結果を CFD 表面格子へ反映する方法について検討する。本研究では、PSP 画像の模型変形効果を補正するために Le Sant により開発された多項式近似による簡易モデル [4] (以下、簡易多項式モデルと呼ぶ) を用いて、変形計測データを元にした CFD 表面格子の変形を試みる。この方法では主翼の  $z$  方向変位のみを考慮しているため、本報告では  $x$  方向 (前後方向) および  $y$  方向 (横方向) 変位にも対応できるよう、簡易多項式モデルの改良を行い、 $x$ ,  $y$  方向の変位を考慮する必要があるかどうかの検証も併せて行う。最後に、本手法で修正した変形後の CFD 表面格子形状に対して Reynold Averaged Navier-Stokes (RANS) 解析を実施し、初期形状の RANS 解析結果と比較することで、変形が空力特性へ及ぼす影響を検証する。

### 2 表面格子修正法

風洞試験では、通風時に模型だけでなく支持装置のたわみも生じる。そのため、本手法では、始めに胴体に取り付けられたマーカーの変位量計測結果から支持装置のたわみによる模型位置の移動・回転を算出し、その後、翼上面に取り付けられたマーカーの変位量計測データを使って空力荷重による翼の変形を算出する。Fig. 1 および Fig. 2 にそれぞれ模型移動補正および模型変形補正の流れを示す。

本報告では翼の変形を求める際に、Le Sant によって開発さ

れた方法（簡易多項式モデル）[4]を適用する。この方法は、通風前後のマーカの位置計測をすることでマーカ変位量を算出し、PSP画像の模型変形効果の補正を行うために開発されたものであり、本研究ではその方法をCFD表面格子の変形に適用する。ここでは主翼の変形をはりのたわみおよびねじりと仮定し、多項式で近似する。そして計測データを使って多項式の係数を同定することで、主翼の変形形状を定義し、CFD表面格子を修正する。しかし、簡易多項式モデルは $z$ 方向変位のみを考慮している手法であるため、このモデルを改良して $x, y, z$ 全方向の変位を考慮した手法を開発する。

## 2.1 模型の移動・回転パラメータ算出方法

まず始めに、支持装置のたわみによる模型の移動および回転を算出する方法を以下に示す。本手法では、胴体を剛体と仮定し、胴体マーカを用いて模型の移動・回転パラメータを算出する。Fig. 3のような迎角0度の模型初期取付位置での模型先端を原点とした座標系（以下、模型座標と呼ぶ）のある位置 $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ を原点周りにZYX系Euler角 $(\phi, \theta, \psi)$ で回転移動し、 $\Delta\mathbf{x} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ 平行移動した移動後の位置は次式で表される。

$$\mathbf{x} = \mathbf{T}^m(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_{rot}) + \Delta\mathbf{x} \quad (1)$$

ここで回転行列 $\mathbf{T}^m$ は、

$$\mathbf{T}^m = \begin{bmatrix} T_{11}^m & T_{12}^m & T_{13}^m \\ T_{21}^m & T_{22}^m & T_{23}^m \\ T_{31}^m & T_{32}^m & T_{33}^m \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} T_{11}^m &= \cos \theta \cos \psi \\ T_{12}^m &= \cos \theta \sin \psi \\ T_{13}^m &= -\sin \theta \\ T_{21}^m &= \sin \phi \sin \theta \cos \psi - \cos \phi \sin \psi \\ T_{22}^m &= \sin \phi \sin \theta \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \\ T_{23}^m &= \sin \phi \cos \theta \\ T_{31}^m &= \cos \phi \sin \theta \cos \psi + \sin \phi \sin \psi \\ T_{32}^m &= \cos \phi \sin \theta \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \\ T_{33}^m &= \cos \phi \cos \theta \end{aligned} \quad (3)$$

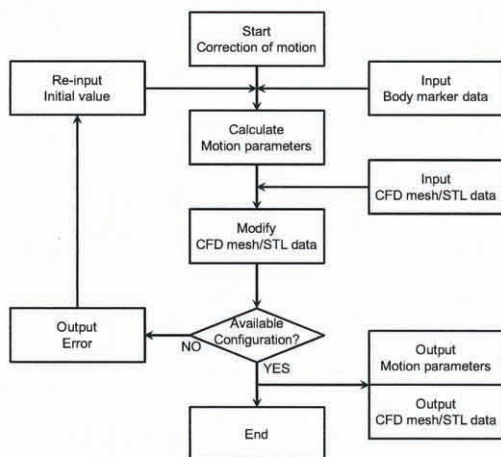


Fig. 1 Flowchart for correction of wind tunnel model motion.

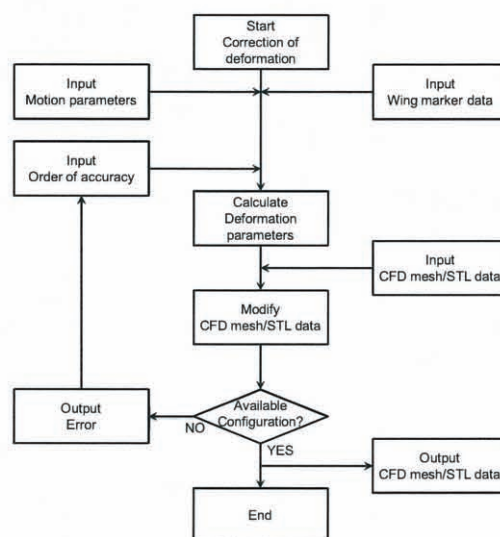


Fig. 2 Flowchart for correction of wind tunnel model deformation.

$\mathbf{x}_{rot}$ は回転中心である。ここでは座標原点を回転中心 $\mathbf{x}_{rot}$ とした。また、 $(\phi, \theta, \psi)$ はそれぞれロール角、ピッチ角、ヨー角に対応している。

本手法では最小二乗法により平行移動量 $\Delta\mathbf{x}$ および回転角 $(\phi, \theta, \psi)$ を算出することを考え、次式で表される残差二乗和を最小にするパラメータ $\mathbf{p} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z, \phi, \theta, \psi)$ をNewton反復法により求める。

$$S(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^n \omega_i F_i^2 \quad (4)$$

$n$ はマーカ点数、 $\omega_i$ は重みを表す。測定値の誤差の分散から重み $\omega_i$ を算出することで、測定誤差を考慮することが出来るが、ここでは全て $\omega_i = 1$ とする。フィッティング関数 $F_i$ は次式で定義する。

$$F_i = \sqrt{(x_i^e - x)^2 + (y_i^e - y)^2 + (z_i^e - z)^2} = \sqrt{f_i} \quad (5)$$

ここで $\mathbf{x}_i^e = (x_i^e, y_i^e, z_i^e)$ は通風時に計測されたマーカ位置である。式(4)を最小にするパラメータ $\mathbf{p}$ を求めるためには、次式を解けばよい。

$$\frac{\partial S}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (6)$$

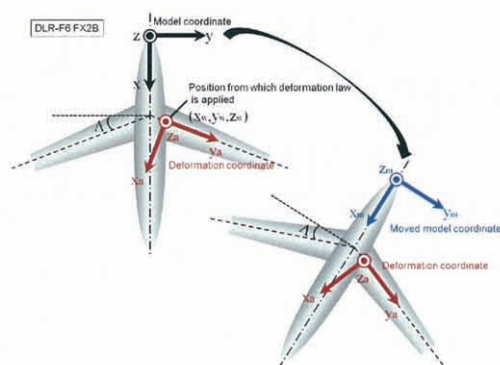


Fig. 3 Coordinates of model for calculating motion parameters and deformation parameters.



Newton 反復法では,

$$\sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 S}{\partial p_j \partial p_k} \Delta p_k = -\frac{\partial S}{\partial p_j} \quad (7)$$

を  $\Delta p$  について解くことにより, 次の近似値

$$p^{n+1} = p^n + \Delta p \quad (8)$$

が得られる. ここで,

$$\frac{\partial S}{\partial p_j} = \sum_{i=1}^n F_i \omega_i \frac{\partial F_i}{\partial p_j} \quad (9)$$

$$\frac{\partial S}{\partial p_j \partial p_k} = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial F_i}{\partial p_j} \omega_i \frac{\partial F_i}{\partial p_k} + F_i \omega_i \frac{\partial^2 F_i}{\partial p_j \partial p_k} \right] \quad (10)$$

$$\frac{\partial F_i}{\partial p_j} = \frac{1}{2}(f)^{-1/2} \frac{\partial f_i}{\partial p_j} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 F_i}{\partial p_j \partial p_k} = -\frac{1}{4}(f)^{-3/2} \frac{\partial f_i}{\partial p_j} \frac{\partial f_i}{\partial p_k} + \frac{1}{2}(f)^{-1/2} \frac{\partial^2 f_i}{\partial p_j \partial p_k} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i}{\partial p_j} &= -2(x_i^e - x) \frac{\partial x}{\partial p_j} - 2(y_i^e - y) \frac{\partial y}{\partial p_j} \\ &\quad - 2(z_i^e - z) \frac{\partial z}{\partial p_j} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f_i}{\partial p_j \partial p_k} &= 2 \frac{\partial x}{\partial p_j} \frac{\partial x}{\partial p_k} + 2 \frac{\partial y}{\partial p_j} \frac{\partial y}{\partial p_k} + 2 \frac{\partial z}{\partial p_j} \frac{\partial z}{\partial p_k} \\ &\quad - 2(x_i^e - x) \frac{\partial^2 x}{\partial p_j \partial p_k} - 2(y_i^e - y) \frac{\partial^2 y}{\partial p_j \partial p_k} \\ &\quad - 2(z_i^e - z) \frac{\partial^2 z}{\partial p_j \partial p_k} \end{aligned} \quad (14)$$

である.

## 2.2 模型の変形パラメータ算出方法

次に, 空力荷重による主翼の変形形状を算出する方法を以下に示す. Fig. 3 のように, 模型座標系  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  から変形主軸座標系  $\mathbf{x}_a = (x_a, y_a, z_a)$  への座標変換を考える. このときの変換式は以下のように表される.

$$\mathbf{x}_a = \mathbf{T}'(\mathbf{x} - \mathbf{x}_w) \quad (15)$$

$\mathbf{x}_w = (x_w, y_w, z_w)$  は変形則適用開始位置である. また回転行列  $\mathbf{T}'$  は

$$\begin{aligned} \mathbf{T}' &= \begin{bmatrix} T'_{11} & T'_{12} & T'_{13} \\ T'_{21} & T'_{22} & T'_{23} \\ T'_{31} & T'_{32} & T'_{33} \end{bmatrix} \\ T'_{11} &= \cos \Theta \cos \Lambda \\ T'_{12} &= \cos \Theta \sin \Lambda \\ T'_{13} &= -\sin \Theta \\ T'_{21} &= \sin \Gamma \sin \Theta \cos \Lambda - \cos \Gamma \sin \Lambda \\ T'_{22} &= \sin \Gamma \sin \Theta \sin \Lambda + \cos \Gamma \cos \Lambda \\ T'_{23} &= \sin \Gamma \cos \Theta \\ T'_{31} &= \cos \Gamma \sin \Theta \cos \Lambda + \sin \Gamma \sin \Lambda \\ T'_{32} &= \cos \Gamma \sin \Theta \sin \Lambda - \sin \Gamma \cos \Lambda \\ T'_{33} &= \cos \Gamma \cos \Theta \end{aligned} \quad (16)$$

であり,  $(\Gamma, \Theta, \Lambda)$  はそれぞれ上半角, 取付角, 後退角である.

また, 通風時に計測されたマール座標値には支持装置のたわみによる変位が含まれているため, 前節で求めた移動・回転パ

ラメータを用いて支持装置のたわみによる変位分を考慮して変形主軸座標系へ変換する必要がある. そこでまず模型座標系  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  から移動回転後の機体先端を原点とした移動後模型座標系  $\mathbf{x}_m = (x_m, y_m, z_m)$  へ座標変換し, さらに移動後模型座標系  $\mathbf{x}_m = (x_m, y_m, z_m)$  から変形主軸座標系  $\mathbf{x}_a = (x_a, y_a, z_a)$  へ座標変換する. 模型座標系から移動後模型座標系への変換式は,

$$\mathbf{x}_m = \mathbf{T}_v^m(\mathbf{x} - \Delta \mathbf{x}) \quad (17)$$

で表される. ここで  $\mathbf{T}_v^m$  は変換行列  $\mathbf{T}^m$  の逆行列 (転置行列) である.

### 2.2.1 z 方向の変位のみ考慮する簡易多項式モデル

簡易多項式モデルでは, まず始めに模型に適した変形モデルを考える. ここでは片持ちばりのたわみとねじりを変形モデルとして適用し, 変形主軸座標  $\mathbf{x}_a = (x_a, y_a, z_a)$  における  $z_a$  方向変位を多項式で近似する. 変形モデルを適用した際の変形主軸座標における模型の位置は以下のように表される.

$$\begin{aligned} x_d &= x_a \\ y_d &= y_a \\ z_d &= z_a + y_a^2 o2 + y_a^3 o3 + y_a^4 o4 \\ &\quad + x_a y_a t1 + x_a y_a^2 t2 + x_a y_a^3 t3 + x_a y_a^4 t4 \end{aligned} \quad (18)$$

ここで  $o2 - o4, t1 - t4$  は変形パラメータであり, 次式で表される残差二乗和が最小となるパラメータを求めることで, 主翼の変形を再現する.

$$S(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^n \omega_i F_i^2 \quad (19)$$

$n$  はマール一点数,  $\omega_i$  は重みを表し, 前述した通り  $\omega_i = 1$  とする. またフィッティング関数  $F_i$  は次式で定義する.

$$F_i = z_{a,i}^e - z_d \quad (20)$$

ここで  $z_{a,i}^e$  は変形主軸座標系に変換された通風時のマール位置である. 移動・回転パラメータの算出方法と同様に,

$$\sum_{k=1}^n \frac{\partial^2 S}{\partial p_j \partial p_k} \Delta p_k = -\frac{\partial S}{\partial p_j} \quad (21)$$

を  $\Delta p$  について解くことにより, 変形パラメータを求める. ここで,

$$\frac{\partial S}{\partial p_j} = \sum_{i=1}^n F_i \omega_i \frac{\partial F_i}{\partial p_j} \quad (22)$$

$$\frac{\partial S}{\partial p_j \partial p_k} = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial F_i}{\partial p_j} \omega_i \frac{\partial F_i}{\partial p_k} + F_i \omega_i \frac{\partial^2 F_i}{\partial p_j \partial p_k} \right] \quad (23)$$

である. また,  $F_i$  の一次導関数および二次導関数を以下に示す.

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_i}{\partial p_1} &= \frac{\partial F_i}{\partial (t1)} = -x_a y_a, & \frac{\partial F_i}{\partial p_2} &= \frac{\partial F_i}{\partial (o2)} = -y_a^2 \\ \frac{\partial F_i}{\partial p_3} &= \frac{\partial F_i}{\partial (t2)} = -x_a y_a^2, & \frac{\partial F_i}{\partial p_4} &= \frac{\partial F_i}{\partial (o3)} = -y_a^3 \\ \frac{\partial F_i}{\partial p_5} &= \frac{\partial F_i}{\partial (t3)} = -x_a y_a^3, & \frac{\partial F_i}{\partial p_6} &= \frac{\partial F_i}{\partial (o4)} = -y_a^4 \\ \frac{\partial F_i}{\partial p_7} &= \frac{\partial F_i}{\partial (t4)} = -x_a y_a^4, & & \\ \frac{\partial F_i}{\partial p_j \partial p_k} &= 0 \quad (j, k = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) \end{aligned} \quad (24)$$



### 2.2.2 $x, y, z$ 方向の全変位を考慮する改良モデル

ここでは簡易多項式モデルを改良し,  $x, y, z$  方向全ての変位を考慮することを考える. また, 簡単のためにたわみ二次, ねじり一次と仮定する.  $z$  方向変位は上述した簡易多項式モデルを適用する. 一方  $x, y$  方向変位に関しては, 以下のような変形モデルを適用する.

$$\begin{aligned} x_d &= x_a + \delta x = x_a + \frac{z_d - z_a}{y_a} dt1 \\ y_d &= y_a + \delta y = y_a + \sqrt{z_d - z_a} do2 \\ z_d &= z_a + y_a^2 o2 + x_a y_a t1 \end{aligned} \quad (25)$$

ここで  $\mathbf{p} = (t1, o2, t2, o3, t3, o4, t4)$  は変形パラメータであり, 残差二乗和を最小にするような各パラメータを求めることで, 変形状を近似する.

$$S(\mathbf{p}) = \sum_{i=1}^n \omega_i F_i^2 \quad (26)$$

フィッティング関数  $F_i$  は次式で定義する.

$$F_i = \sqrt{(x_{a,i}^e - x_d)^2 + (y_{a,i}^e - y_d)^2 + (z_{a,i}^e - z_d)^2} = \sqrt{f_i} \quad (27)$$

Newton 反復法を適用する際必要となる  $F_i$  の一次導関数および二次導関数を以下に示す.

$$\frac{\partial F_i}{\partial p_j} = \frac{1}{2}(f)^{-1/2} \frac{\partial f_i}{\partial p_j} \quad (28)$$

$$\frac{\partial^2 F_i}{\partial p_j \partial p_k} = -\frac{1}{4}(f)^{-3/2} \frac{\partial f_i}{\partial p_j} \frac{\partial f_i}{\partial p_k} + \frac{1}{2}(f)^{-1/2} \frac{\partial^2 f_i}{\partial p_j \partial p_k} \quad (29)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial p_j} = -2(x_{a,i}^e - x_d) \frac{\partial x_d}{\partial p_j} - 2(y_{a,i}^e - y_d) \frac{\partial y_d}{\partial p_j} - 2(z_{a,i}^e - z_d) \frac{\partial z_d}{\partial p_j} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 f_i}{\partial p_j \partial p_k} &= 2 \frac{\partial x_d}{\partial p_j} \frac{\partial x_d}{\partial p_k} + 2 \frac{\partial y_d}{\partial p_j} \frac{\partial y_d}{\partial p_k} + 2 \frac{\partial z_d}{\partial p_j} \frac{\partial z_d}{\partial p_k} \\ &\quad - 2(x_{a,i}^e - x_d) \frac{\partial^2 x_d}{\partial p_j \partial p_k} - 2(y_{a,i}^e - y_d) \frac{\partial^2 y_d}{\partial p_j \partial p_k} \end{aligned} \quad (31)$$

$$- 2(z_{a,i}^e - z_d) \frac{\partial^2 z_d}{\partial p_j \partial p_k} \quad (32)$$

## 3 結果および考察

### 3.1 模型変形計測を反映した表面格子修正

本報告では, JAXA2m×2m 遷音速風洞においてステレオ写真法で計測された DLR-F6 FX2B 模型の変位量計測データ [8] を用いて本手法を検証する. 胴体および翼上面に設置されたマーカー位置を Fig. 4 に示す. ステレオ写真法では, 2 台の高解像度 CCD カメラを用いて模型に貼り付けられたマーカーの三次元位置情報を計測することで, 模型の変形量を算出する方法である. 解析対象とした主流条件は,  $M = 0.75$ ,  $Re_c = 1.5 \times 10^6$ ,  $\alpha = 1.0$  [deg] である. 簡易多項式モデルを PSP 画像の模型変形補正に適用した際, 結果に大きく影響を及ぼすパラメータは曲げ二次のパラメータ  $o2$ , ねじり一次のパラメータ  $t1$  および変形則開始位置  $y_w$  と報告されている [4]. そこで, ここではたわみを二次, ねじりを一次と仮定したものを基本とし, 簡易多項式モデルを使った Z21 モデルおよび簡易多項式モデルを改良して  $x, y, z$  方向全変位を考慮した XYZ モデルを検討する. また, たわみ二次, ねじり一次の近似に

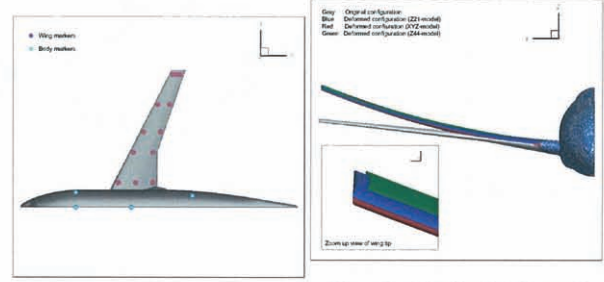


Fig. 4 Positions of markers attached to wind tunnel model.

Fig. 5 Obtained deformed configuration of wind tunnel model with original configuration ( $\times 10$  scale).

Table. 1 Error between marker position estimated by deformation models and that measured in wind tunnel test.

| 変形モデル   | たわみ量の誤差 $\epsilon$<br>(無次元距離) | ねじり量の誤差<br>[deg] |
|---------|-------------------------------|------------------|
| Z21 モデル | $6.615 \times 10^{-4}$        | 0.092            |
| XYZ モデル | $4.843 \times 10^{-4}$        | 0.067            |
| Z44 モデル | $6.468 \times 10^{-4}$        | 0.041            |

より十分な精度で変形状を再現できるかを確認するために, たわみ, ねじり共に四次で近似した高次多項式モデルである Z44 モデルでも検証を行う.

#### 3.1.1 変形計測データを用いた表面格子修正

3 種類のモデルを適用して得られた模型形状を初期形状と共に Fig. 5 に示す. ここでは変位量を 10 倍して表示している. どのモデルにおいても定性的に妥当な変形状を示している. 変形状を定量的に評価するために, 得られたたわみ量およびねじり量のスパン方向分布を, マーカーの計測結果と共に Fig. 6 および Fig. 7 に示す. たわみ量に関しては, どのモデルも計測データを良く再現していることが分かる. 一方, ねじり量を見ると, Z21 モデルおよび XYZ モデルでは, 低次多項式で近似しているため, 翼根付近では過大評価, 翼端付近では過小評価している. しかし Z44 モデルを用いて高次の多項式で変形を近似することにより, ねじり量も実験値を良く再現できることが分かる.

Table 1 に本手法により得られたマーカー変位量と計測により得られたマーカー位置との誤差を示す. ここでは, 本手法で得られたマーカーの位置 (ねじり量) と計測したマーカー位置 (ねじり量) との差の L2 ノルムを誤差とした. Z21 モデルと XYZ モデルを比較すると, たわみ量の誤差, ねじり量の誤差共に XYZ モデルの方が小さく,  $x, y, z$  全方向の変位を考慮することで, より計測値に近づき, 変形状をよく再現できることがわかる. 一方, Z21 モデルと Z44 モデルとを比較すると, たわみ量の誤差においては大きな差は得られなかったが, Z44 モデルを適用することで, ねじり量の誤差が大幅に低減した. 計測誤差が, たわみ量では無次元距離にして 0.0008 程度 ( $=0.1$  mm), ねじり量では 0.1 度程度であることを考えると, どちらのモデルも計測誤差の範囲内で変形状を再現できており, また翼根側に比べて翼端側の方が計測誤差が大きいと報告されていることから, Z44 モデルの優位性を示すためには, さらなる検証が必要である.



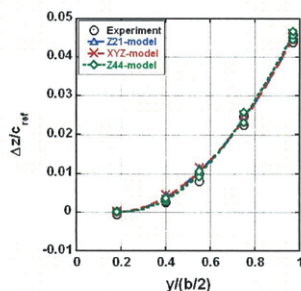


Fig. 6 Obtained wing deflection in deformation coordinates.

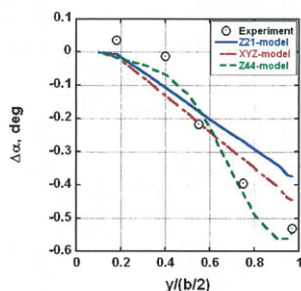


Fig. 7 Obtained wing twist change in deformation coordinates.

### 3.2 模型変形計測を反映した CFD 解析

ここでは、前節で算出した変形後の表面格子を用いて、DLR-F6 模型の RANS 解析を実施する。初期形状および 3 種類の変形モデルを適用した形状それぞれに対して解析を行い、実験結果と比較することで、変形による流れ場への影響を検証する。計算には、JAXA で開発された高速 CFD ソルバーである FaSTAR[9] を用いた。離散化には、セル中心有限体積法を用い、対流流束の計算には HLEW, 乱流モデルは Spalart-Allmaras 一方程式モデル、時間発展には LU-SGS 陰解法を適用した。

ここで、変形計測を実施した試験では、ラフネスなしの自然遷移で計測されたものであるが、本計算では全面乱流を仮定しているため、CFD 結果との比較検証のために、別の試験で取得した同条件のラフネスありの場合の力および圧力計測結果と比較する。ラフネスがある場合とない場合とで、揚力係数の値が変わり、模型の変形量も異なると考えられるが、本報告で用いた迎角 1 度以下の条件下では、ラフネスの有無に関わらず空力係数結果が概ね一致していたため、ラフネス有無の変形量の差はないものとした。

計算格子は初期形状に対しては JAXA で開発された自動格子生成ソルバー HexaGrid[10] を用いて作成した。また、変形後の形状の計算格子を、初期形状の格子のトポロジーと一致させるために、Surface Influence 法を適用し、初期形状の空間格子点を表面格子の変位量を基に修正することで、変形後の形状に対する空間格子を作成した [11, 12, 13]。

Fig. 8 に初期形状の表面格子および模型近傍のルート面の格子を示す。六面体セル、ピラミッドセル、プリズムセル、四面体セルの 4 種類のセル形状から成り、セル数は約 850 万、接点数は 732 万点である。また模型表面のセル数は約 22 万である。

まず始めに計算により得られた初期形状に対する圧力係数分布を Fig. 9 に、また各スパン断面における初期形状および変形形状の圧力係数分布を実験結果と共に Fig. 10 に示す。内翼側  $\eta = 0.150$  に関しては、変形が小さいため、初期形状に対する分布と変形を考慮した場合の分布とで大きな差はなく、実験値とも概ね良い一致を示している。一方、外翼側の  $\eta = 0.847$  では、計算で得られた衝撃波位置が実験よりも後退しているが、変形を考慮することで、大幅に衝撃波位置が前進している。さらに変形を考慮していない初期形状での計算結果では、サクションピークが実験より高くなっているが、変形を考慮することで実験値に近づいていることがわかる。翼端に近づ

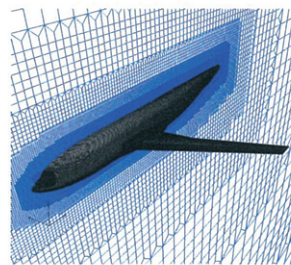


Fig. 8 Computational mesh for RANS simulation over DLR-F6 FX2B wind tunnel model.

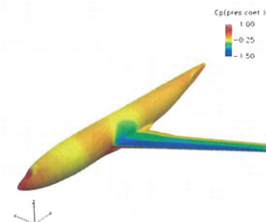
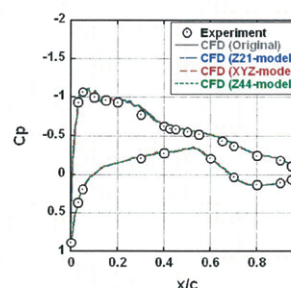
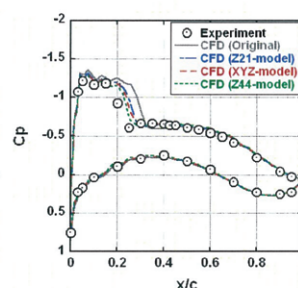


Fig. 9 Obtained pressure coefficient distributions for original (non-deformed) configuration.



(a)  $\eta = 0.150$



(c)  $\eta = 0.847$

Fig. 10 Obtained pressure coefficient ( $C_p$ ) profiles.

くにつれ衝撃波位置の前方への移動量が大きくなっているが、これは Fig. 7 にあるように、模型変形の影響により翼端に近づくにつれてねじり量が増加し翼の局所迎角が減少するためと考えられる。

一方、 $\eta = 0.847$  断面では、変形モデルの違いにより各モデルで衝撃波位置が多少異なっているが、変形モデルの違いによる圧力係数分布への大きな改善は見られなかった。

次に計算により得られた空力係数を Fig. 11 および Table 2 に、Drag polar カーブを Fig. 12 に示す。実験値と比較すると、 $C_L$  はおよび  $C_D$  は実験値よりも大きく、 $C_M$  に関しては実験値よりも小さく見積もられている。また変形を考慮した場合でも、計算結果と実験値との間に差が残るが、これは壁、支持装置の影響や、遷移位置の影響によるものと考えられる。 $C_L$  は Z21 モデルで 0.0135, XYZ モデルで 0.0173, Z44 モデルで 0.0163 減少した。これは、Fig. 7 に示したように変形によりねじり下げが生じ、局所的な有効迎角が減少したためと考えられる。この  $C_L$  の変化は  $C_L - \alpha$  カーブの傾きから算出すると迎角 0.1 度程度の減少に相当する。 $C_D$  は Z21 モデルで 8cnts, XYZ モデルで 11cnts, Z44 モデルで 10cnts 減少した (1cnt=0.0001)。これら  $C_D$  の減少は、Table 2 に示すように、圧力抵抗の減少によるものである。一方、 $C_M$  は Z21 モデルで 0.0034, XYZ モデルで 0.0044, Z44 モデルで 0.0057 増加した。また、Fig. 12 を見ると、変形を考慮しても、polar カーブの形状は変化せず、カーブ上に沿って変化していることがわかる。

次に各スパン断面の局所揚力係数と局所コード長の積で表されるスパン方向の局所揚力係数分布を Fig. 13 に示す。ここでも変形によるねじり下げの影響で実験値に近づいていることが分かる。また変形の大きい翼端だけでなく、変形量の小



Table. 2 Obtained aerodynamic coefficient.

|      | $C_L$  | $C_D$  | $C_{D,pres}$ | $C_{D,fric}$ | $C_M$   |
|------|--------|--------|--------------|--------------|---------|
| 実験値  | 0.5545 | 0.0320 | —            | —            | -0.1111 |
| 初期形状 | 0.5902 | 0.0356 | 0.0217       | 0.0139       | -0.1261 |
| Z21  | 0.5767 | 0.0348 | 0.0208       | 0.0140       | -0.1227 |
| XYZ  | 0.5726 | 0.0346 | 0.0206       | 0.0140       | -0.1204 |
| Z44  | 0.5739 | 0.0347 | 0.0207       | 0.0140       | -0.1218 |

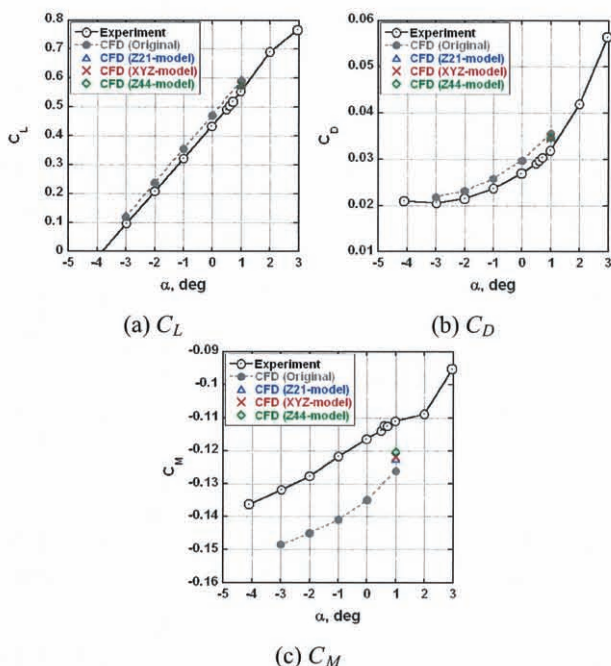


Fig. 11 Obtained aerodynamic coefficients.

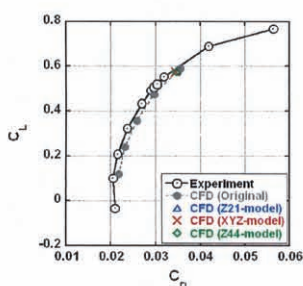


Fig. 12 Obtained drag polar curve.

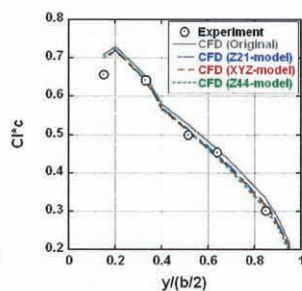


Fig. 13 Spanwise loading profiles.

さな翼根付近でも揚力の減少が見られ、これは、翼根付近でもねじり下げが生じており、さらに翼根ではコード長が長く、揚力へ寄与する割合が大きいとみられる。

#### 4 結言

模型変形による空力特性への影響を簡単に検証するために、風試模型の変形計測データを反映した CFD 表面格子修正法の検討を行った。通風時の風試模型と同形状の CFD 表面格子を作成するために、Z21 モデル、XYZ モデル、Z44 モデルの 3 種

類の多項式モデルを用いたところ、たわみ量に関しては、低次多項式近似であっても  $x$ ,  $y$ ,  $z$  全方向の変位を考慮した XYZ モデルを適用することで、誤差を大幅に低減することができ、より正確に形状を再現できた。一方、ねじり量においては、高次多項式近似を用いた Z44 モデルが実験データを最も良く再現できたが、翼端の方が計測誤差が大きいことから、Z44 モデルの有用性を示すためにはさらなる検証が必要である。

次に、修正した変形形状に対して RANS 解析を実施し、変形が空力特性へ及ぼす影響を調べた。変形を考慮することにより、衝撃波位置や空力特性に関して、風試と CFD との差異が縮小した。また、風試結果と CFD 結果との差における模型変形効果の寄与は比較的大きく、高精度な空力特性予測を実施するためには、模型変形効果の考慮が重要であり、簡単に空力特性への影響を検証できる本手法の有用性を示すことが出来た。一方で、3 種類の変形モデルの影響を検討したところ、横方向の変位を考慮することや、高次多項式近似モデルを用いることによる空力特性での大きな改善は見られなかった。これは本報告で用いた模型の変形量が小さいことが考えられるので、今後は、より高迎角条件下での変形を扱うことで、より簡単に精度よく変形形状を再現する方法を検討していく。

#### 謝辞

簡易多項式モデルを適用するにあたり、JAXA 風洞技術開発センター栗田充氏に有益な情報を頂いた。ここに感謝の意を表する。

#### 参考文献

- [1] Bushnell D. M., "Scaling: Wind tunnel to flight," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **38**(2006), 111-128.
- [2] Burner A. W., Goad W. K., Massey E. A., Goad L. R., Goodliff S. L., and Bissett O. W., AIAA paper 2008-6921, (2008).
- [3] Pallek D., Bütetisch K. A., Quest J., and Strudthoff W., *Proceedings of 20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, (2003).
- [4] Le Sant Y., *Proceedings of 20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities*, (2003).
- [5] Yasue K. and Sawada K., AIAA Paper 2009-604, (2009).
- [6] Yasue K. and Sawada K., *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences* **54**(2011).
- [7] Keye S. and Rudnik R., AIAA Paper 2009-580, (2009).
- [8] 加藤, 中北, 栗田, 中島, 山谷, 第 48 回飛行機シンポジウム, (2009).
- [9] Hashimoto A., Murakami K. and Aoyama T., *Proceedings of the 2nd Workshop on Integration of EFD and CFD*, JAXA-SP-09-003 (2003).
- [10] Hashimoto A., Murakami K., Aoyama T. and Lahur P., AIAA Paper 2009-1365, (2009).
- [11] Morton S. A., Melville R. B. and Visbal M. R., *Journal of Aircraft*, **35**(1998), 798-805.
- [12] C. B. Allen, *Int. J. Numer. Meth. Engng.*, **69**(2007), 2126-2149.
- [13] 菱田, 橋本, 保江, 村上, 第 43 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 2011, (2011).



## EFD/CFD 融合可視化に関する基礎検討

伊藤貴<sup>†</sup>, 笠松沙紀<sup>†</sup>, 八反田香莉<sup>†</sup>, 渡辺重哉<sup>‡</sup>, 口石茂<sup>‡</sup>, 保江かな子<sup>‡</sup>  
<sup>†</sup>お茶の水女子大学 <sup>‡</sup>宇宙航空研究開発機構

## Fundamental Study on EFD/CFD Integrated Visualization

Takayuki Itoh, Saki Kasamatsu, Kaori Hattanda (Ochanomizu University)  
Shigeya Watanabe, Shigeru Kuchiishi, Kanako Yasue (Japan Aerospace Exploration Agency)

### ABSTRACT

Integration of EFD and CFD is important to supplement their respective drawbacks, and enhance efficiency and reliability of aerodynamic simulations. To achieve this, visualization is an important component to help users compare EFD/CFD data. This poster proposes a unified approach on visualization for EFD/CFD integration. Two major components of our system are difference visualization, and gradient edge detection. These components make users easier to understand difference between EFD/CFD data, and also displacements of specific characteristic points between each data.

### 1. 概要

流体力学はあらゆる流体现象の研究や、工学製品の開発にも応用される、非常に重要な研究分野である。その中で、実際の流体现象を再現する主な手法として EFD (Experimental Fluid Dynamics; 実験流体力学) と CFD (Computational Fluid Dynamics; 数値流体力学) がある。特に航空・宇宙機開発においては、空力特性の予測には長年の間、風洞実験などを代表とする EFD が主に用いられてきた。しかし、近年の計算機能力や数値シミュレーション技術の飛躍的な発展に伴い、CFD の重要性が高まっている。以下、これらの特徴について考える。

EFD では、計測精度や風洞壁干渉などの誤差要因はあるものの、長い歴史によって培われた信頼性のある計測結果が得られると考えられている。しかし、実験のためのランニングコストや施設の使用可能日程の問題がある。さらに、データの計測技術にも限界がある。

一方で CFD は、複雑な流体现象をより効率的に再現・可視化することが可能なため、機械や建築物の設計など広い分野で用いられている。しかし、CFD の信頼度には必ずしも十分とは言えない場合がある。そこで、シミュレーション結果が実際の流体现象を再現できているかどうか、という妥当性を検証することが不可欠である。

これらの両者の特徴から、EFD と CFD を連携・融合し、両者の欠点を相互に補完することで、より高精度かつ効率的なシミュレーションの実現が可能と考えられている。特に、EFD データを用いた CFD 検証や、CFD データを用いた EFD 検証を行い、両データを比較することで双方の誤差を素早く発見・修正することができる。このため、EFD/CFD 融合において、EFD による実験結果と CFD におけるシミュレーション結果を比較することは非常に重要な過程であり、この比較・解析の過程をより効率化すべく、両データの可視化の重要性が高まっている。

本報告では、EFD/CFD 融合技術の一環として我々が取り組んでいる、EFD/CFD 融合可視化技術の基礎検討について報告する。我々はこの基礎検討の中で、EFD データと CFD データの比較を主たる目的とした可視化システムを開発中である。本報告では、航空機の機体表面の圧力、および機体周りの流速を題材として、本可視化システムの全体像を紹介する。また本報告では、本可視化システムにて実装中の格子統合と圧力分布表示の各機能について詳細を述べ、可視化例を示す。

### 2. 関連研究

#### 2.1 EFD/CFD 融合システム

単なる EFD/CFD データの比較検証を超えた意味での、EFD/CFD 技術の融合に関する研究は世界的にもまだ数少ない。その中で、航空・宇宙機開発の現場で部分的でも EFD/CFD 融合技術を導入している希少な例として、NASA Langley 研究所による 3 次元仮想実験診断システム (ViDi: Virtual Diagnostics Interface System) [1] が挙げられる。ViDi は、風洞実験の実施のための事前検討で、3 次元 CAD を用いることで実験の最適化及び効率化を図るシステムである。また、事前実施した CFD の計算結果と風洞試験結果を実験中にリアルタイムで厳密に比較・可視化することができる。ただし、EFD/CFD のデータフォーマットの不統一などにより、データ比較に煩雑さが残る。

一方で、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) は、データフォーマットの統一や CFD による事前解析の常時実施など、ViDi の課題を克服したデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞[2]の開発に取り組んでいる。さらにハイブリッド風洞は、風洞に対して CFD を強く連携させたコンカレントな EFD/CFD 融合システムであり、EFD/CFD の技術連携がリアルタイム比較表示に留まる ViDi よりも一歩進んだ、高精度・高信頼度なシステムを目指している。

これらの EFD/CFD 融合システムでは当然、EFD/CFD データの比較が重要な目的の一つとされる。両者を比較し誤差の検証をすることにより、実験や計算の修正・改善をし、より信頼度の高いデータを得ることができからである。例えば、EFD データを用いた CFD 検証では、最適な乱流モデルの選択やパラメータの調整が可能である。反対に、CFD データを用いた EFD 検証によって、実験における誤差要因 (風洞壁・支持柱の計測結果への干渉) の補正や、実験の事前検討ができる。このような重要性を持つ EFD/CFD データの比較を効率化するため、両データのより直感的かつ解析的な可視化手法の創出が重要となっている。前述のハイブリッド風洞では、EFD データと CFD データを統合可視化してリアルタイム比較を行っている。この統合可視化では、横に隣接する EFD/CFD データを交互に見ることで比較はできるが、両データの一致度を測る定量的な解析や、EFD/CFD 間での特徴的な箇所のズレといった定性的な解析は難しいという課題が残る。また、圧力や速度など、データの種類によって適した可視化手法により、データ比較を効率化できると考えられる。

## 2. 2 特徴に基づいた可視化

本研究において開発する可視化システムは、複数のデータに記録されたスカラ場（例えば圧力）やベクタ場（例えば流速）を比較することを目的の一つとしている。その際に有効な手段として、スカラ場やベクタ場の特徴点・特徴線に基づいた可視化手法の適用が考えられる。例えばスカラ場であれば極点などの特徴点、数値が不連続に近い状態となる急勾配線などの特徴線、などを可視化し、その位置や分布を比較することが有効であろうと考える。ベクタ場においても同様に、渦中心などの特徴点を可視化し、その位置や分布を比較することが有効であろうと考える。

圧力のスカラ場が急勾配を形成する代表的な現象に衝撃波がある。衝撃波を検出する手法の例として Liou の手法 [3] があげられる。また衝撃波に限定せずに急勾配部分を強調する可視化手法として、ボリュームレンダリングにおけるスカラ値から光学特性への伝達関数の導出に勾配を用いた Durkin らの手法 [4] があげられる。また流速などのベクタ場から渦中心を同定する手法も多く発表されている [5, 6]。これらの特徴点・特徴線検出に基づく手法は我々の EFD/CFD 融合可視化において非常に有効なものであり、これらの手法の採用が今後の課題にあげられる。

## 3. EFD/CFD 融合可視化システム

図 1 に、我々が現在開発中の EFD/CFD 融合可視化システムの例を示す。この可視化システムでは、以下の 4 種類のデータが入力されていることを仮定する。

- ・物体表面上の圧力に関する EFD/CFD データ。
- ・物体周りの流速に関する EFD/CFD データ。

また、この可視化システムでは EFD データと CFD データに対して、3 次元空間中の一平面を軸として、互いに面/線対称な形状と位置関係を有することを仮定する。図 1 に示したデータでは、画面の上半分が圧力および流速の EFD データの表示結果、下半分が CFD データの表示結果であり、互いに面/線対称な形状と位置関係を有している。

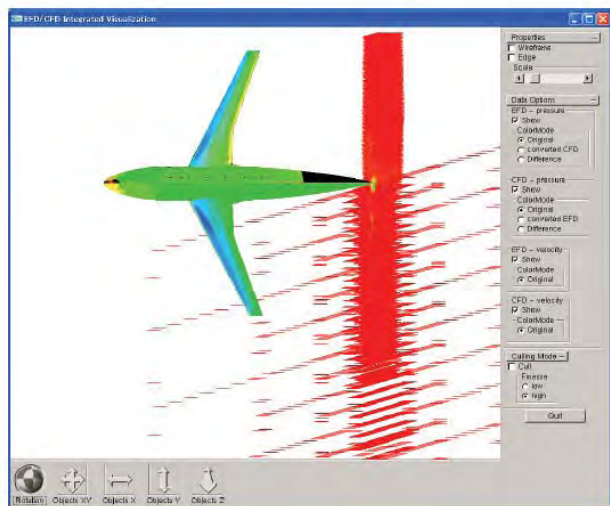


図 1 物体周りの圧力と流速を題材にした EFD/CFD 融合可視化システムによる表示例

しかしこの表示結果からは、2 章でも述べたとおり、両データの一致度の定量的な解析や、EFD/CFD 間の特徴的な箇所のズレなどを視認するのは必ずしも易しくない。そこで我々は、EFD/CFD 両データを重ねて表示することで、両者の比較を容易にする機能を開発した。本報告ではその中から、物体表面における格子統合機能と、物体表面における圧力分布表示機能を紹介する。特に後述する機体 3 次元

表面上の急勾配線の表示機能は、我々の知る限り市販の可視化ソフトには見られない機能であると考ええる。

## 4. 格子統合と圧力分布表示

### 4.1 格子統合

我々は EFD データと CFD データの圧力分布を比較するため、圧力分布を表すスカラ場から、両データの差分と、各データにおける急勾配線を求めることにした。ここで差分を求めるにあたり、EFD データと CFD データとの間で格子構造が異なることを考慮しないといけない。そこで我々は、両データの格子構造を統合する機能を開発した。

図 2 に、三角形格子の EFD データと四角形格子の CFD データを統合する例を示す。我々の実装では、EFD データの全頂点を CFD データに投影し、対応する座標値での CFD の圧力値を求めることでデータを統合する。処理手順は以下の通りである。

1. 任意の平面上に EFD/CFD データの全頂点を投影する。
2. EFD データ上の頂点  $Ve$  に対応する CFD データ上の座標値  $Ve'$  を求める。
3. 点  $Ve'$  を囲む要素  $Cc$  を求める。
4. 要素  $Cc$  を構成する頂点の圧力値から、点  $Ve'$  における圧力値を補間する。
5. 2～4. を EFD データの全頂点に対して繰り返す。

以上の処理によって本システムでは、EFD データを構成する全頂点に対して、CFD データ上の対応する位置における圧力値を求め、さらに EFD データと CFD データの圧力値の差分を求める。つまり本システムでは、EFD データを構成する各頂点は、

- 1) EFD データの圧力値
  - 2) CFD データの圧力値
  - 3) 両圧力値の差分値
- の 3 値を有することになる。

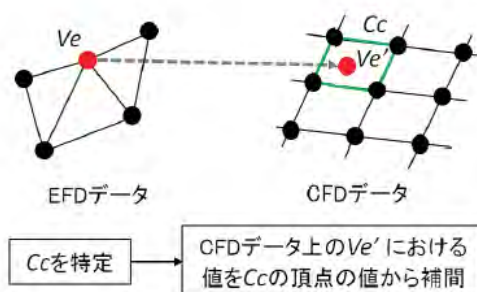


図 2 EFD/CFD データの格子統合

### 4.2 圧力分布表示

続いて本システムでは、圧力値（およびその差分値）を色に変換することで、圧力分布を表現する。圧力値を表示する際には、図 3（上）に示すカラーマップを用いる。差分値を表示する際には、図 3（下）に示すカラーマップを用いる。

さらに本システムでは、EFD/CFD の各圧力データから急勾配線を検出する。急勾配線とは前述の通り、値が急激に変化する箇所を意味しており、例えば衝撃波の周囲に見られることが多い。現時点での我々の実装では、急勾配線の検出に画像上のエッジ検出手法を適用している。この実装では、3 次元 CG ライブラリの OpenGL が確保するフレームバッファ上に機体モデルを描画した後、空間フィルタを用いて画素値が急激に変化する箇所を検出し、その集合を急勾配線として表示する。以下が処理手順である。

1. 機体モデルを描画後、画素値をフレームバッファに保持する。

2. フレームバッファから画素値を読み込み、ラプラシアンフィルタリングを適用。
3. 格子を構成する各頂点を画面上の画素に投影し、ラプラシアンフィルタリング適用後の画素値を各頂点に割り当てる。
4. フィルタリング適用後の画素値が閾値よりも高い頂点をハイライトして表示。
5. 1.～4.の処理を EFD/CFD の両データに適用する。

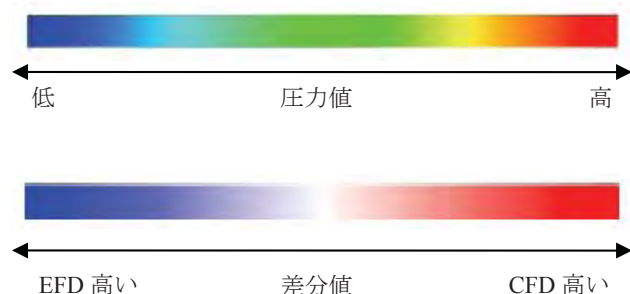


図3 (上) 圧力値のカラーマップ  
(下) 差分値のカラーマップ

## 5. 本研究で用いる EFD/CFD データ

本章では、我々が現時点で本研究に用いている EFD/CFD データについて紹介する。我々は航空機の機体を題材として、以下の合計 4 データの融合可視化を試みている。

- ・ 機体表面の圧力（スカラ場）の EFD/CFD データ
- ・ 機体周りの流速（ベクタ場）の EFD/CFD データ

なお機体形状として、機体表面の圧力データにはナセルなしの DLR-F6 形状、機体周りの流速データにはナセル付きの DLR-F6 形状におけるデータを採用している。

また、圧力および流速の主流条件は以下のとおりである。

- ・ 圧力（スカラ場）：マッハ数 0.75，迎角 1.0，レイノルズ数  $1.5 \times 10^6$
- ・ 流速（ベクタ場）：マッハ数 0.75，迎角 0.2，レイノルズ数  $1.25 \times 10^6$

また、各データの格子構造は表 1 に示すとおりである。

表 1 本研究で用いる EFD/CFD データの格子構造

|       | EFD データ               | CFD データ                    |
|-------|-----------------------|----------------------------|
| 圧力データ | 三角メッシュ<br>要素数 142,704 | 三角・四角混合メッシュ<br>要素数 124,956 |
| 流速データ | 四角形格子<br>要素数 8,880    | 四角形格子<br>要素数 19,252        |

以下に、各データの生成手段について論じる。

### 圧力の EFD データ

本研究が適用した EFD の圧力データは、PSP (Pressure-Sensitive Paint)[7]を用いて風洞実験にて計測されたものである。PSP は、周囲の圧力に応じて発光強度が変化する感圧塗料である。PSP を塗装した航空機の模型を CCD カメラで画像計測し、発光強度を圧力値に置き換えることで、圧力が計測される。これにより、従来の圧力計測手法よりも遥かに連続的かつ詳細な計測が可能のため、PSP を用いた EFD データは CFD データとの比較検証[8]に適している。

データ処理においては機体表面の格子データを作り、格子点における圧力値を画像データからマッピングする。今回のデータは三角形格子で構成され、その各頂点に圧力が割り当てられている。

### 圧力の CFD データ

本研究が適用した CFD 圧力データは、自動格子生成ツール HexaGrid 及び高速ソルバー FaSTAR[9]を用いて生成された。この場合、三角形と四角形が混合した格子の各頂点に圧力値が割り当てられる、という形で CFD データが形成される。

### 流速の EFD データ

本研究が適用した EFD の流速データは、PIV (Particle Image Velocity)[10]を用いて風洞実験にて計測されたものである。PIV は粒子画像流速測定法と呼ばれ、流体に追従する微小な粒子の動きを画像計測し、その移動量から空気の流れの空間速度分布を測定する手法である。PIV を適用することで、ある平面上の瞬時の速度分布を計測することが可能であり、CFD 流速データとの比較検証[11]に多く用いられる。

また、PIV を適用した実験では、四角形構造格子上にデータが生成される。

### 流速の CFD データ

我々が適用した CFD 流速データは、EFD データと同一の気流パラメータを用いて計算された。

CFD 流速データでは、EFD データと異なり計算点の間隔が不均一であり、特に重要な箇所（例えば、渦の発生が予測される機体翼面に近い箇所など）においては計算点が細かいことが多い。我々が適用する CFD データでは、これらの計算点が四角形格子上に配置されている。

また、実験では空間内のある切り取られた平面状の流速のみ計測できるのに対し、CFD では解析範囲に物理的な制限がないため、空間内の広範囲での解析が可能である。よって適用する CFD データは、EFD データの平面と該当する空間を切り出したものであるが、CFD データの平面の大きさは EFD データよりも大きくなっている。

## 6. 可視化例

本章では、我々の可視化システムによる可視化の例を示す。

### 6.1 圧力分布表示

図 4 は両データの圧力値を色表示した例である。この例では、機体中央より上側半分が EFD データを、下側半分が CFD データを表している。ここで、図中の EFD データ中で、機体の尾尻部分などに見られる黒い部分は、PSP 塗料が塗られず圧力が計測されなかった部分である。このように計測が行われなかった部分にはデータとして特定の値が割り当てられているので、我々の実装ではそのような部分を黒で表した。両データの可視化結果を見比べると、特に機体の胴体中心と翼の端の部分に EFD データのみに確認できる数個の斑点があることがわかる。これらの斑点は、風洞実験において機体表面上の位置と、計測したデータの位置を照らし合わせる、位置合わせに使われるマーカー点であるため、EFD 独特のものであり CFD データには見られない。さらに可視化結果から、特に翼面における両データの差が見られた。CFD データでは、翼の前半分において青色である低い圧力値が広範囲で見られるのに対し、EFD データでは、翼の前半分における圧力値は CFD に比べて高く、最小値に近い青色が見られる部分が少ないことが分かる。さらに、水色から青色までの低い値が見られる x 軸方向の範囲も、EFD データの方がより狭いことが発見できた。

図 5 の上半分は、EFD データと CFD データの圧力値の差分を表示したものである。この結果、機体の上半分が全体



的に原色の青からも赤からも遠い色で表示され、CFD データと EFD データの差分が全体的に小さいことがわかる。しかし、翼面の圧力値には多少の誤差が見られている。具体的には、翼の前縁付近に CFD データのほうが高い圧力値を示している部位があり、中央付近に EFD データのほうが高い圧力値を示している部位があるのがわかる。

図 6 の上半分は急勾配線の可視化結果である。ピンク色の点群は EFD データの、深緑色の点群は CFD データの急勾配線である。この結果から、EFD データでは位置合わせのマーカー点を除いても、点状の急勾配線が多数検出されており、小範囲での微妙な値の変化が実験では多数計測されていることが分かる。ここで、圧力データでは衝撃波などの特異点を見つけるには、特にライン状の急勾配線に注目することが有効なので、点が連なり線状になっている急勾配線を観察する。翼面に注目すると、図中の翼部拡大図で(a)の黄色の枠に囲まれた箇所(圧力値が青から緑に変化している)に急勾配線が見られ、ここでは EFD/CFD データの急勾配線の位置がほぼ一致していると言える。次に、その少し右の黄色枠(b)の箇所では、閾値の設定によっては図 6 に示すように CFD データでのみ急勾配線が検出された。ここで図中の機体下側の CFD データで該当する箇所を確認してみると、圧力値が水色から緑色に変化している箇所と一致し、上側の EFD データとは異なる値の動きであることがわかる。

## 6.2 圧力と流速の同時表示

図 7 は EFD と CFD における流速を並べて可視化した例である。両データの格子点から短い線分が伸びており、線分の向きが流速の向きを、線分の色が流速の大きさをそれぞれ表している。

図 7 に示す可視化結果では、最大速度に近い赤色のベクタが多い中で、EFD/CFD 各データが隣接する中心に急激に速度が低くなる部分が見られる。また、この部分から、曲線状に上下に伸びた黄色の領域が見られる。この曲線を EFD/CFD 間で比較すると、形状は非常に類似しているが、CFD データの曲線の方が EFD データよりも黄色に近い色をしている。このように速度が急激に変化する場所には、渦などの特徴的な現象が見られやすい。これらの箇所における両データ間の差を発見することが、EFD/CFD 融合の過程において重要である。

続いて、圧力データと流速データの可視化を統合した結果を図 8 に示す。圧力データと流速データを同時に可視化してみると、流速データ中の流れの歪みや、速度の変化が見られた箇所の意味合いを理解しやすくなる。まず流速データ中心に円状に見られる速度が低い部分は、機体胴部の後方の流れであるため、風が機体胴部によってよけられ速度が急激に低くなったことがわかる。また、図 7 にも見られた、中心から曲線状に(図 8 では左右に)伸びていく黄色の値は、翼の後方の流れだと確認できる。ここで、圧力データを見てみると、翼面上で圧力値が低くなっていることが分かる。そして、その後方の流速データでは翼の形状と等しい曲線上に速度が低くなっており、さらにベクトルの向きに歪みが見られる。圧力が低くなると、逆に揚力が強まり、揚力が強まるところでは、今度は渦が強くなる。これを考慮すると、翼面にかかる圧力が低くなったことが原因で、その後方の流速では渦が生成されたという、圧力と流速の相互作用が確認できる。

## 7. まとめと今後の課題

本報告では、我々の EFD/CFD 融合可視化のためのシステムの概要を示し、航空機の機体表面の格子統合、および統合された格子上の圧力分布可視化に関する実装を紹介した。今後の課題として、以下の 3 点をあげたい。

[スカラ場の可視化における特徴抽出の改善] 現時点の我々の実装では、圧力分布(に限らずスカラ場)から画像上での空間フィルタを用いて急勾配線を抽出しているが、本来であれば 3 次元形状上で抽出するほうが望ましいため、そのように実装を差し替えたい。また急勾配線だけでなく、例えばスカラ場の極大・極小点なども抽出し、EFD/CFD 間の比較に用いたい。

[ベクタ場における格子統合] 我々の実装による EFD/CFD 融合可視化システムは、スカラ場だけでなく、流速などのベクタ場も対象としている。しかしベクタ場における格子統合や特徴抽出は、まだ実装されていない。そこでベクタ場においても、格子統合機能を実装し、さらに渦中心などの特徴を抽出し、EFD データと CFD データの比較を実施したい。

[格子統合処理の高速化] 現段階の我々の実装による格子統合機能では、5 章で例示した 2 データの統合に数分間を要している。これでは実験や計算との並列処理によるリアルタイムな融合可視化を実現できない。本当の意味での EFD と CFD との融合を実現するためにも、格子統合処理の高速化は不可欠な課題であると考えられる。

## 参考文献

- 1) R. J. Schwartz, G. A. Fleming, Virtual Diagnostics Interface: Real Time Comparison of Experimental Data and CFD Predictions for a NASA Ares I-Like Vehicle, 22nd International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF), pp. 1-12, 2007.
- 2) S. Watanabe, S. Kuchi-ishi, T. Aoyama, A Prototype System towards EFD/CFD Integration: Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel, Proceedings of 27th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, 2010.
- 3) W. W. Liou, G. Huang, T. Shih, Turbulence Model Assessment for Shockwave/Turbulent Boundary-Layer Interaction in Transonic and Supersonic Flows, Computers & Fluids, Vol. 29, Issue 3, pp. 275-299, 2000.
- 4) J. W. Durkin, G. Kindlmann, Semi-Automatic Generation of Transfer Functions for Direct Volume Rendering, Proceedings of the 1998 IEEE Symposium on Volume Visualization, pp. 79-86, 1998.
- 5) K. Sawada, A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Centers, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 38, no. 120, pp. 102-116, 1995.
- 6) H. Miura, S. Kida, Identification of Tubular Vortices in Turbulence, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 66, pp. 1331-1334, 1997.
- 7) J. H. Bell, E. T. Schairer, L. A. Hand, R. D. Mehta, Surface Pressure Measurements Using Luminescent Coatings, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 33, pp. 155-206, 2001.
- 8) 中北, 満尾, 栗田, 渡辺, 山本, 向井, 感圧塗料計測データを用いた CFD コード検証について, JAXA-SP-04-012, pp. 184-189, 2005.
- 9) 橋本, 村上, 菱田, ラフルール, HexaGrid/FaSTAR を用いたデジタル風洞の開発, 第 43 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 2011, 2011.
- 10) R. J. Adrian, Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 23, pp. 261-304, 2001.
- 11) 渡辺, 加藤, 雷忠, 今村, 榎本, PIV (粒子画像流速測定法) を用いた CFD コード検証について, JAXA-SP-04-012, pp. 178-183, 2005.

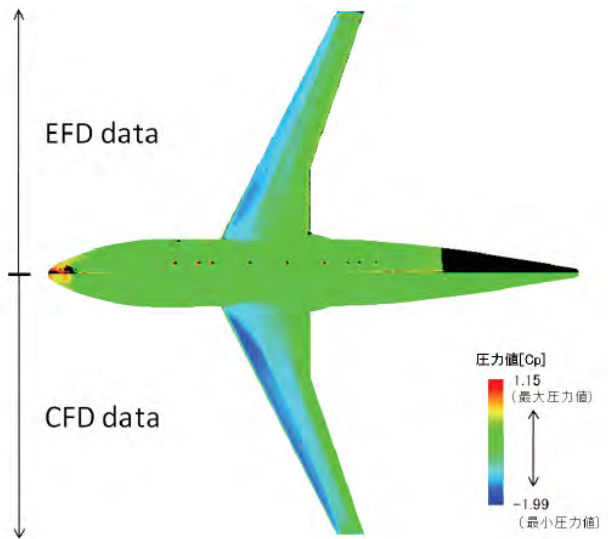


図4 EFD/CFDデータの圧力の比較表示

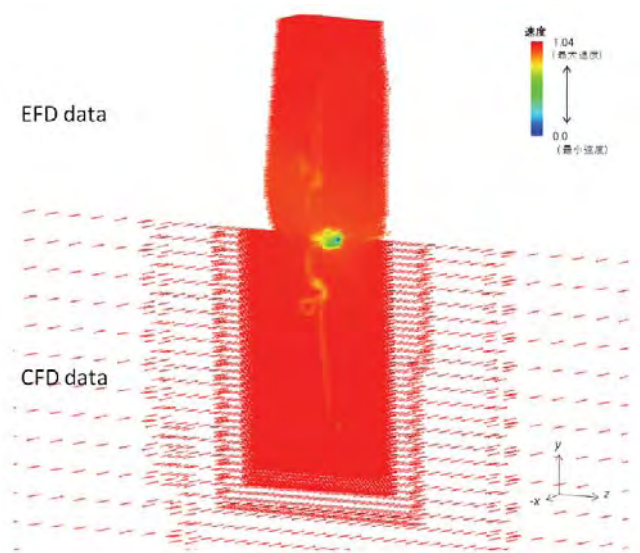


図7 流速分布の可視化

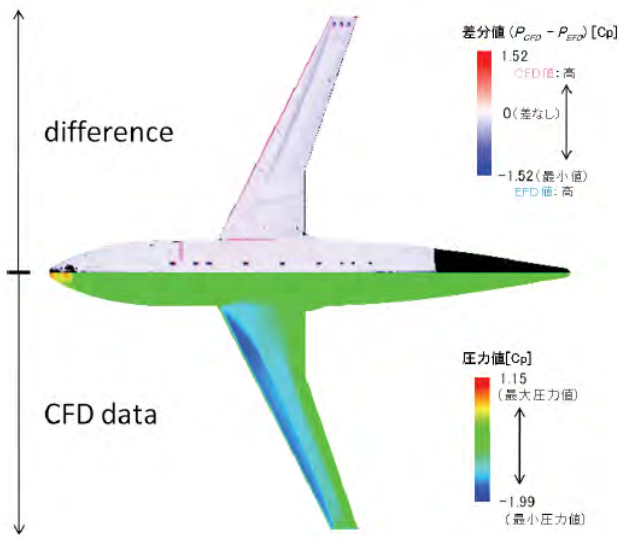


図5 EFD/CFDデータの圧力の差分表示

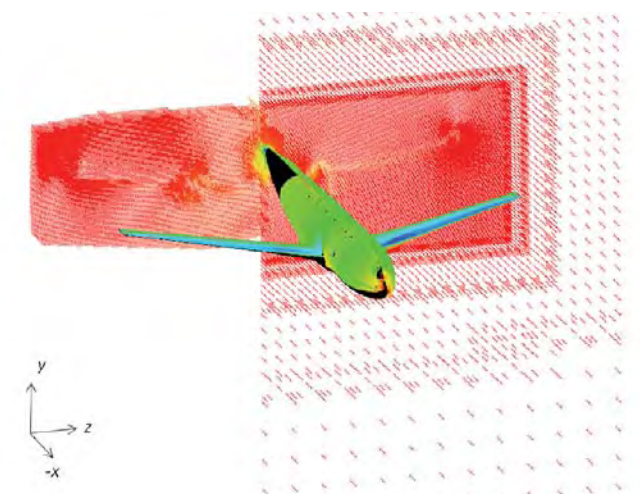


図8 圧力・流速データの統合可視化

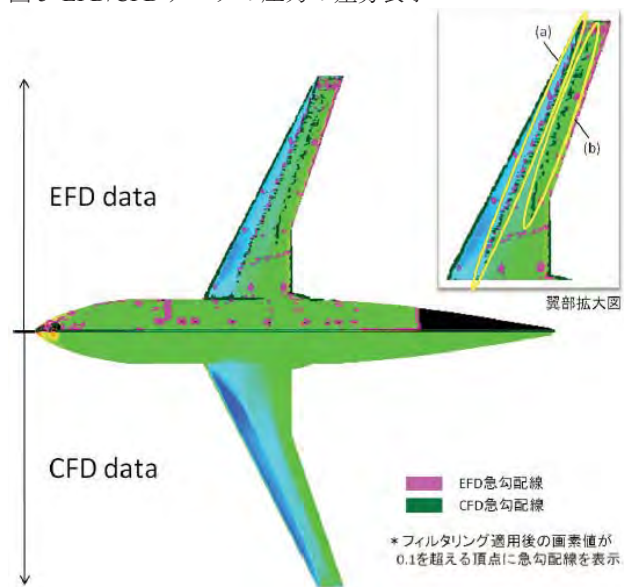


図6 EFD/CFDデータの圧力の急勾配線の表示

## 高耐波性水上機の開発

○田中萌生(計算力学研究センター), 櫻井達美(計算力学研究センター), 明石克人(飛洋航空機製造開発), 永野毅(飛洋航空機製造開発)

## High seaworthy seaplanes development

by

Moeki Tanaka (Research Center of Computational Mechanics, Inc.), Tatsumi Sakurai (Research Center of Computational Mechanics, Inc.), Katsuhito Akashi (Hiyo Aircraft Manufacturing co., Ltd.), Takeshi Nagano (Hiyo Aircraft Manufacturing co., Ltd.)

### Abstract

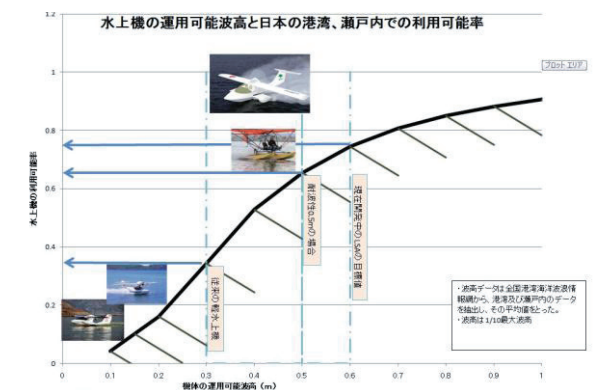
Most of the current seaplanes don't consider seaworthiness. Therefore, it is difficult to use conventional seaplanes in islands. For example many small seaplanes have seaworthiness of only 0.3 meter height wave. This level of seaworthiness realizes only 35% of operating rate. LSA class seaplane that we are developing has the seaworthiness of about 0.6-0.7meter height wave which is about 10 percent of body length. With this capability we able to achieve achieves the operating rate of about 70-75 percent. We able to fly it at almost all Fine day always can use. To meet this specification we optimize the hull shape to decrease the water running resistance and landing shock from the water impact. We have tested flexible float leg structure by FEM Simulation, water tank test on scale model and glide test of ultra-light-seaplanes.

### 1. はじめに

現状の水上飛行機、特に小型機においては機体の耐波性について考慮されておらず島嶼での運用を行おうとしても実際には運用できないことが多い。例としては現在運行されているレジャー用の小型水上機では波高30cm程度の耐波性のものがほとんどであり、港湾などでの稼働率は35%ほどしかない。我々の開発している水上機は機体全長の10%程度の波高までの波に耐えることを目標としており、LSA( Light Sport Aircraft: 小型スポーツ機のカテゴリー)クラスで0.6m～0.75mの波に耐えることができる。これにより港湾部での稼働率は70～75%ほどになり晴天時であればほぼ運用可能となる。

我々は現在LSAクラス的水上機を開発中であるが、耐波性を向上させ上記のスペックを満たすために艇体形状の最適化を行い、滑走時の抵抗と着水衝撃の減少を行った。詳細を2章に述べる。

また、耐波性の向上のためにフロート支持部をフレキシブルな構造とする方式が機体の安定性に与える影響を調べるため解析・模型・実機における試験を行った。それぞれ詳細を3章・4章・5章に述べる。



第1図 日本の港湾部における水上飛行機の利用率

### 2. フロート形状

水力特性をできる限り損なわず耐波性を向上させるためには、設計上種々のパラメータについて考慮する必要がある。これには着水衝撃・走行安定・飛沫・滑走抵抗があり、それぞれについて有効と思われる要素は以下のようなものがあげられる。

#### 1)着水衝撃に対して有効

- ・フロート支持部へのバネ・ダンパの導入  
→着水衝撃の緩和
- ・離着水速度の低下  
→STOL性能が高くないと実現不能のため通



常の機体では難しいが効果大

- ・定力艇底形状  
→着水衝撃最大値の抑制
- ・デッドライズ角大  
→安定性と滑走抵抗が悪化する

## 2) 走行安定に対して有効

- ・艇体形状  
→フロートの縦横比・ステップ位置・ステップ高さなどの最適化
- ・馬力大  
→加速性能の向上によりポーポイズが発達する前に域外に加速
- ・バネ・ダンパ  
→フロートの動揺を機体に減衰させて伝えることにより機体が安定する

## 3) 飛沫に対して有効

- ・バウ波押さえ  
→波押さえによる飛沫の防止
- ・インボードスプレーストリップ  
→採用例が多い
- ・スプレイ ダム  
→抵抗が大きい採用例が多い
- ・溝型波消し  
→効果は大きい形状が複雑かつ抵抗が大きい・コスト面で不利

## 4) 滑走抵抗

- ・デッドライズ角小  
→着水衝撃とトレードオフ

以上のアイテムのうちバネ・ダンパ、艇体形状の調整、バウ波押さえを設ける、インボードスプレーストリップ、スプレイ ダム、デッドライズ角の調整を組み合わせ耐波性の向上を図った。各要素の最適化についてはストリップセオリーを使用して計算をおこなった。

## 3. バネ・ダンパ装置

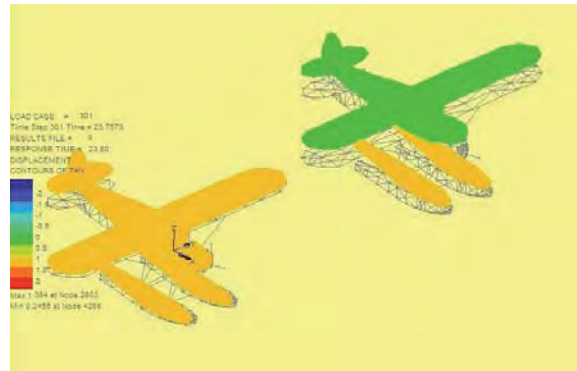
フロート支持部のフレキシブル化、バネ・ダンパの装備による耐波浪特性の変化についてFEMによる解析を行った。プログラムはLUSASを使用した。

機体のモデルを作りフロートの固定部に剛体とバネ・ダンパ要素の2種類のパラメータを適用し横浜国立大学から提供された実際の波の波高および周期の計測データを基に動解析を行った。フロートの動揺についてはバネ・ダンパ要素の有無によらず同じであったがバネ・ダンパ要素を適用した側の方が、フロートの動揺に対して機体の上下方向の動揺・迎え角の変化が少なく、走行安定性に対して有効であることが認められた。解析画像を第2図に示す。

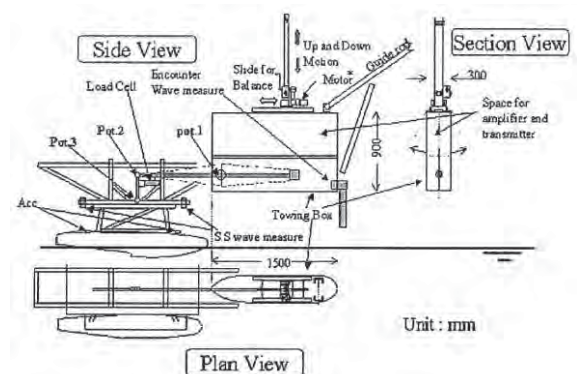
## 4. 水槽試験

模型を制作し横浜国立大学の実験水槽を使用して滑走試

験を行った。試験は1/3スケールの模型を使用し、支持部をバネ構造とした。模型は上下およびピッチング方向に自由に動くように支持して試験を行いピッチングとヒービングの測定を行った。第3図に試験装置の概略図を示す。フロートの動きに対して機体側の動きは抑えられており、波による衝撃の緩和、ポーポイズの抑制といった効果が見られた。試験の様子を第4図に示す。



第2図 解析結果



第3図 試験装置



第4図 水槽試験

## 5. 実機試験

実機によるバネ・ダンパ試験を行った。機体は霞ヶ浦にて活動している飛行クラブ3Sクラブにご協力をいただき、クラブで運用されているBirdman Chinook Plus R582LS型超軽量動力機(ULP) を改造してバネ・ダンパ装置を搭載して試

験を行った(第5図)。試験の結果、実機においてもバネ・ダンパによる波浪中の機体安定の向上が見られた。



第5図 バネ・ダンパ試験

機体の発注を受けたこともあり、試験機体をQuick Silver Sport2S型ULP (以下QS)に変更しQSに適合する製品用高耐波性フロート開発に着手した。QSでは高耐波性フロートの試験を行い、次にバネ・ダンパ装置を支持部に追加した試験を行った(図6)。



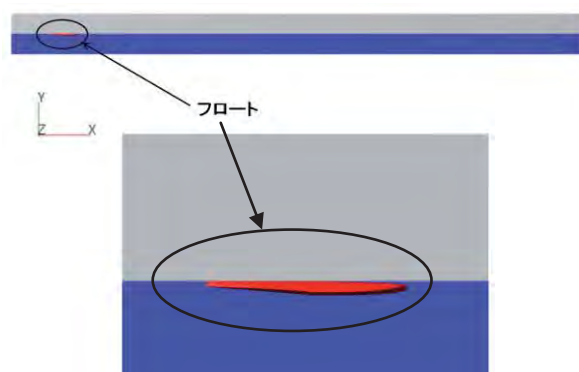
第6.高耐波性フロート実機試験 (波浪中)

フロートを高耐波性のものとしたことによりULP機での目標値である0.5mでも問題なく滑走を行うことができた。また走行性能も良好であった。この高耐波性フロートの改良したものを現在試験中である。

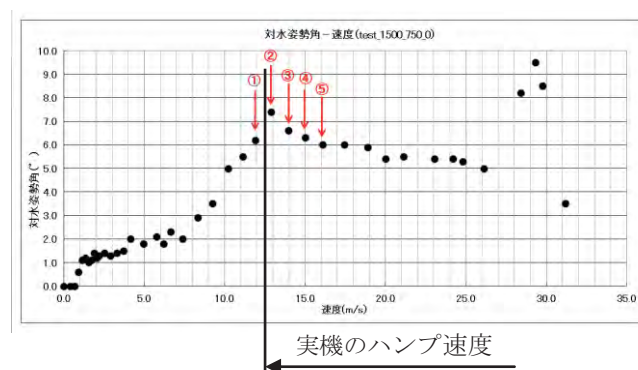
## 6.離着水シミュレーション

これらの実験・解析等について現段階では系統だって行われていなかったが、フロートの各パラメータの決定などについては実機での実験結果との関連を見る意味も含めて、FEMの活用による一括した解析が望ましい。そこでCapvidia社製CFDシミュレーションプログラム FlowVisionを使用した水上滑走の安定性解析を行っている。現在は、実体形状  
今回は水上飛行機の耐波性向上についてフロート形状と

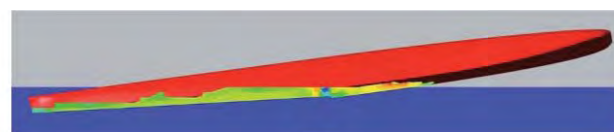
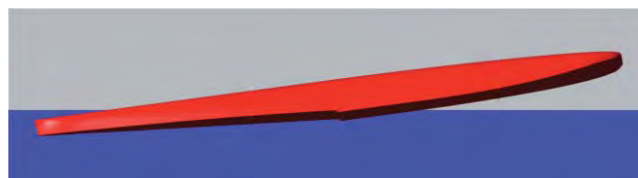
支のフロートモデルによる静止状態から離水までの水上滑走と着水時のシミュレーションを行っており(第7図)、実機との比較を行っている。



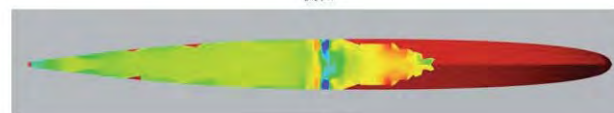
第7図 FlowVision離水解析



第8図 対水姿勢角と速度の関係

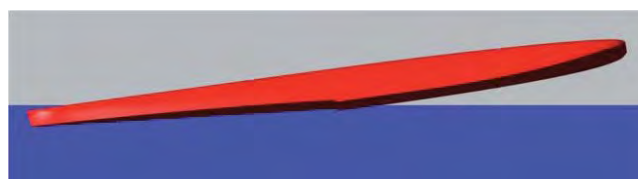


側面



下側

第9図 第1表②における姿勢角と艇底圧力分布



第10図 第1表⑤における姿勢角

第8図のとおり離水時の解析においては実機のハンプ速度 ( 造波抵抗が最大になる速度を超えて機体がブレーニングに入る速度 ) の計測値12.51 [ m/s ] に対して12.89 [ m/s ] と正確な値が出ている。このときのフロート姿勢と艇底圧力の分布を第9図に示す。また安定した滑走に入る点( 第10図 ) でのフロートの対水姿勢角6.0 [ deg ] も実機での計測値6.5 [ deg ] と近い値がでておりシミュレーション結果は活用できそうである。

## 7. まとめ

持部のフレキシブル化を挙げた。フロート形状については関連するパラメータを耐波性が向上するように最適化し、実機により効果を確認した。支持部のフレキシブル化については、波の計測データを基に動解析を行い、水槽試験並びに実機での滑走試験を行った結果、走行安定の向上が認められた。以上のことに関連して、離水動作のシミュレーションを行い、滑走中の機体姿勢についてのシミュレーションの有用性が判明した。

今後、実験を継続しながら全機モデルを使った離水シミュレーションを行う予定である。その際には、機体に発生する揚力・支持部の衝撃吸収性なども含めた解析が必要となるため、非常に長い計算時間への対応を考える必要がある。



# HexaGrid/FaSTAR を用いたデジタル風洞の開発

橋本 敦, 村上 桂一 (JAXA), 菱田 学 (菱友システムズ),  
ラフル パウルス (計算力学研究センター)

## Development of Digital Wind Tunnel with HexaGrid/FaSTAR

by

Atsushi Hashimoto, Keiichi Murakami (JAXA), Manabu Hishida (Ryoyu Systems), Paulus Lahur (RCCM)

### ABSTRACT

An automatic hexahedral grid generator, HexaGrid, and a fast flow solver, FaSTAR, are developed in the Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel project. In this paper, we mention some improvements of the HexaGrid and FaSTAR. The effects of discretization and reconstruction method on drag prediction accuracy are discussed. It is found that the cell-vertex method is more accurate than the usual cell-center method. However, the cell-center method can be improved if the reconstruction method is modified. In addition, the multigrid agglomeration method is modified so that the grid can become coarse globally. The convergence of modified grid is approximately four times faster than that of previous grid.

#### 1. はじめに

JAXA では、「デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞プロジェクト<sup>[1]</sup>」を推進しており、風洞試験を効率化するための情報システムを構築している。このシステムは、現状の風洞である「アナログ風洞」と数値シミュレーション (CFD) を用いた「デジタル風洞<sup>[2]</sup>」からなっており、両者を強く連携した EFD/CFD 融合システムである。

デジタル風洞の中核となる 2 つのソフトがある。自動六面体格子生成ソフト HexaGrid<sup>[3][4]</sup>と、高速流体解析ソルバ FaSTAR<sup>[5]</sup>である。これら 2 つのソフトを組み合わせることで、簡易かつ高速に流体解析可能なシステムの構築を目指している。

本稿では、HexaGrid と FaSTAR の高度化に向けた取り組みを述べる。具体的には、抵抗推算の精度向上のための「高精度化」、計算時間のさらなる短縮を目指した「高速化」、ユーザーニーズに応えるための「高機能化」についてそれぞれ述べる。

#### 2. 各解析ソフトの概要

##### 2-1. HexaGrid

HexaGrid<sup>[3][4]</sup>は、六面体格子自動生成ソフトであり、STL フォーマットの CAD データを入力として格子を作成する。外部領域の大きさ、物体表面上の最大・最小セルサイズ、境界層のパラメータ (第 1 層の厚みと拡大率) を入力すれば、あとはほぼ全自動で格子を作成可能である。

格子は二段階で生成される。まずは、1) 物体周りに直交格子を生成し物体近傍 (境界層厚さ程度) の格子を取り除く、その後、2) 取り除いた領域にレイヤー格子を作成する。さらに、凹形状の物体に対して、形状を正確に再現するために特徴線を自動捕獲し、特徴線上に格子を移動する。

図 1 に HexaGrid で作成した格子の例を示す。空間のほとんどは直交格子である。格子レベルが切り替わる場所では、ハンギングノードを無くすため、ピラミッドや四面体の格子になる。物体付近は物体適合の六面体レイヤー格子が作成される。

##### 2-2. FaSTAR

FaSTAR<sup>[5]</sup>は、非構造格子に対応した高速流体解析ソルバである。高速な非構造格子ソルバでは、Mavriplis が開発した NSU3D<sup>[6]</sup>が有名である。このソルバでは、1000 万点格子を用いた RANS 解析を、100CPU 使用して、約 1 時間/1 ケースの計算速度で実行することが可能である。この性能を目標として、FaSTAR の開発を開始した。

FaSTAR では、セル中心法による離散化を標準としている。計算プログラムは、効率的に計算できるように、面ベ

ースのスイープで構成されている。また、キャッシュミスを抑えるため、Cuthill-McKee の並べ替えを採用している。並列化のため、METIS による領域分割を行い、領域間の通信には MPI を使用している。

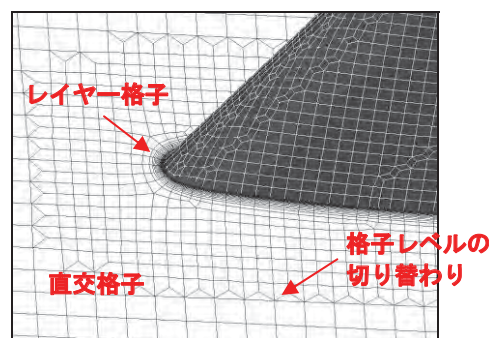


図 1 HexaGrid が作成した格子

FaSTAR では、様々な計算手法<sup>[5]</sup>を使用することが可能であるが、本計算では以下の手法を用いた。非粘性流束には HLEW を、勾配計算には Weighted Green-Gauss (WGG) を菱田らの提案している制限関数<sup>[7]</sup>と組み合わせて用いた。また、乱流モデルには、剥離領域での渦粘性の過剰生成を抑制する修正を加えた Spalart-Allmaras (SA) モデル<sup>[17]</sup>を採用した。さらに、Lower/Upper Symmetric Gauss Seidel (LU-SGS) 法を時間発展に使用した。

FaSTAR は、前処理 (Pre-Process)、ソルバ (Solver)、後処理 (Post-Process) で構成されている (図 2)。前処理では、格子データの変換、領域分割、面積・体積の計算、並び替え等を行う。ソルバで流体解析を行い、後処理で可視化用のデータを作成する。前処理部分が、通常の解析ソルバに比べ大きくなっているが、開発作業の効率化とメンテナンス性を考え、このような設計にした。非構造格子では、質の悪い格子にも対応するように、体積・面積計算アルゴリズムを工夫する必要があるため、前処理開発の負荷は大きい。

#### 3. 高精度に関する取り組み

##### 3-1. 離散化手法に対する検討

ここでは、FaSTAR の抵抗予測精度を向上するため、離散化手法 (セル中心法及びセル節点法) の妥当性について検討する。

AIAA CFD 抵抗予測ワークショップ (DPW: Drag Prediction Workshop) <sup>[18]</sup>でよく使用されている非構造格子コードを、離散化手法で分類すると表 1 のようになる。両手法ともによく使われているのがわかる。特に、DLR の

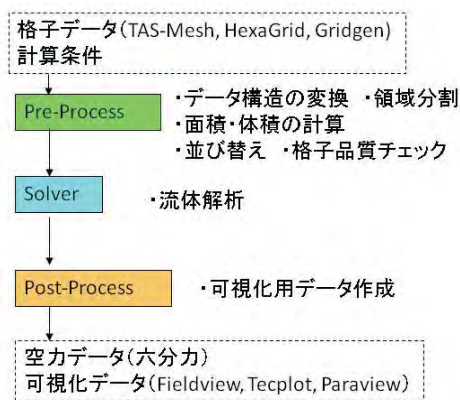


図2 FaSTARを用いた計算の流れ

TAU コードはもともとセル節点法であったが、最近になってセル中心法が採用されている。セル節点とセル中心の優劣について、これまでに議論（例えば文献[10]）はあったが、それぞれに長所と短所がある。また、四面体格子の場合には、同じ格子であっても離散化手法を変えると、定義点や面の数が大きく異なり、対等な比較ができない。それゆえ、どちらの手法が優れているのか、明確な回答は得られていない。

ここでは、離散化手法による違いを調べるため、第4回のDPW(DPW4)で採用されたNASA-CRMを対象としFaSTARで計算を行う。この模型に対して、HexaGridで作成した格子を図3と図4に示す。空間と主翼表面に格子レベルの切り替わりが存在する。六面体であれば、セル中心でもセル節点でも同じだが、その他の形状では離散化手法により定義点や面の形状が異なる。HexaGridの格子は、ほとんどが六面体で構成されているが、格子レベルの切替わりで、それ以外の形状（ピラミッド、四面体）が含まれる。そのため、手法の違いはこの切り替わり箇所に現れる。

FaSTARは図2に示されているように、前処理、ソルバ、後処理から成る。ソルバの部分は、体積や面積などの幾何学的情報と、Control Volumeを構成する面の情報などが入力されれば、セル中心でもセル節点でも計算が可能である。前処理と後処理を改良するだけで、離散化手法を切替えられるため、比較的容易に変更が可能である。

計算条件は、マッハ数  $M=0.85$ 、レイノルズ数  $Re=5.0 \times 10^6$  で、 $CL=0.5$  となる迎角でのCDを求めた。格子はcoarse、medium、fineの格子を用いた。基本的には、DPWのGridding Guidelineに沿って格子が作成されている。具体的なセル数、節点数を表2に示す。ほとんどが六面体のため大きくは変わらないが、節点数に比べ若干セル数の方が多い。セル中心法でmedium格子を用いて計算したときのCp分布を図5に示す。

図6は各格子に対して $CL=0.5$ となるCDをプロットしており、セル中心法とセル節点法を比較している。同時に、DPW4で発表された他のソルバを用いた結果（Gridgen+UPACS<sup>[19]</sup>、TAS-mesh+JTAS<sup>[19]</sup>、HexaGrid+JTAS<sup>[20]</sup>）も比較のためプロットした。縦軸は抵抗係数 $C_D$ 、横軸は $1/(\text{格子点数})^{2/3}$ で、左にいくほど格子点数が多くなる。図6より、セル節点法で計算した場合には、HexaGrid+JTASに非常に近い結果になる。今回用いた計算スキームはほとんどJTASと同じため、妥当な結果である。しかし、セル中心法で計算した場合の結果は、他の計算結果よりも大きなCD値を示している。図7と図8に、CDの圧力による成分と摩擦による成分がそれぞれ示されている。摩擦抵抗はそれほど離散化手法の影響を受けていないが、圧力抵抗は大きく変わっている。図9と図10に、

表1 解析コードの離散化手法による分類

| 離散化手法 | 解析コード  |
|-------|--|
| セル中心法 | FUN3D <sup>[8]</sup> 、TAU <sup>[9][10]</sup> 、USM3D <sup>[11][12]</sup> 、BCFD <sup>[13][14]</sup> など |
| セル節点法 | NSU3D <sup>[6]</sup> 、Edge <sup>[15]</sup> 、TAS <sup>[16][17]</sup> 、TAU <sup>[9][10]</sup> など       |

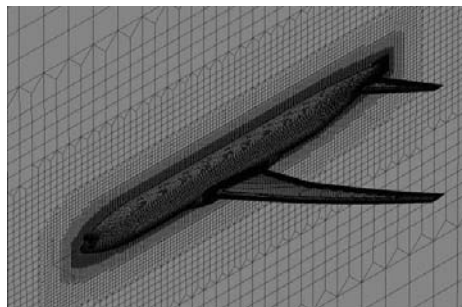


図3 NASA-CRMの格子（全体図）

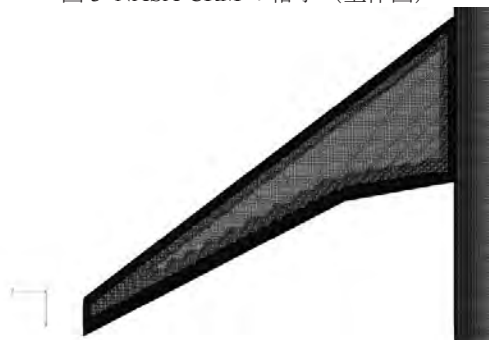


図4 NASA-CRMの格子（主翼上面）

表2 3種類の格子

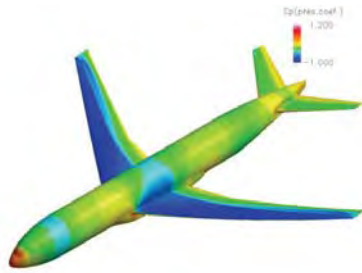
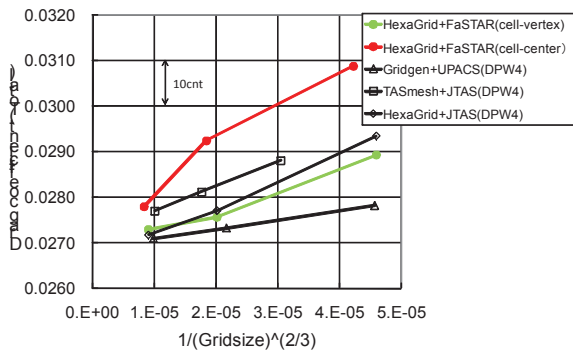
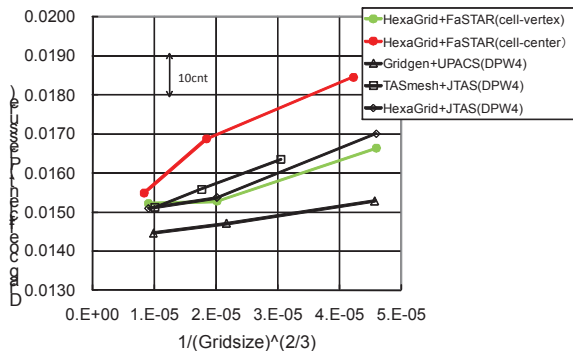
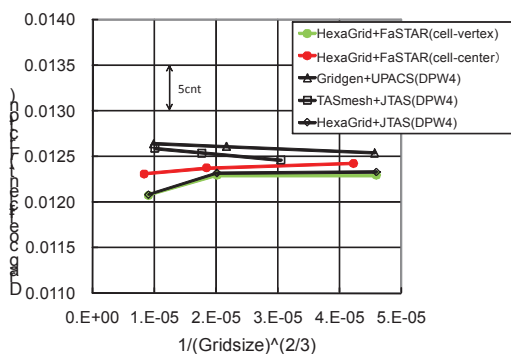
|            | coarse    | medium     | fine       |
|------------|-----------|------------|------------|
| Node count | 3,213,783 | 11,055,602 | 36,601,899 |
| Cell count | 3,644,942 | 12,654,764 | 41,630,191 |

medium格子を用いた場合の計算結果のエントロピー分布を示す。図9がセル中心の場合で、図10がセル節点の場合である。この図より、セル節点に比べてセル中心の方が格子レベルの切り替わりで大きなエントロピーを発生しているのがわかる。このエントロピーの生成が圧力抵抗増加の一因となっていると考えられる。

しかし、セル節点法を用いると、マルチグリッド用の粗い格子生成に直交格子の八分木構造データが使えなくなる。また、セル節点では一般的に後縁付近のセルが大きく曲がってしまうため、安定性が悪くなる。（この安定性の悪化については、文献[10]でも言及されている。）そのため、セル中心法を改良することで、精度向上を試みた。

### 3-2. 再構築手法に対する検討

ここでは、セル中心法の抵抗予測精度を改善するため、高精度化に関する再構築手法を見直す。FaSTARでは、WGG法によってセル内の勾配を計算し、その勾配を使って面での値を求める。当初は、安定性を考慮して、セル中心から面に垂直に射影して面の値としていた（図11(a)）。しかし、格子レベルの切り替わる場所での詳細を調べたところ、図11(a)のように異なる場所に射影してしまうため、リミタが大きく効いてしまっていることが判明した。そこで、図11(b)のように面中心の場所で求めるように改良した。さらに、JTASで使用されているU-MUSCL<sup>[21]</sup>を導入

図5 表面  $C_p$  分布図6  $CD(\text{total})$ の格子収束図7  $CD(\text{Pressure})$ の格子収束図8  $CD(\text{Friction})$ の格子収束

した。

図12に $CD$ の格子収束を示す。この修正を加えることで、全体的に $CD$ の値が小さくなっているのがわかる。 $\text{medium}$ 格子のみ $CD$ が少し大きい、 $\text{coarse}$ 格子と $\text{fine}$ 格子に関しては、他の計算結果と同程度の精度で予測ができています。図13と図14に、圧力抵抗及び摩擦抵抗の格子収束を示す。この修正により、圧力抵抗が大きく変化していることがわかった。

また図15と図16に主翼表面の $C_p$ コンターを示す。垂直射影した場合には、格子レベルの切替えがある場所で

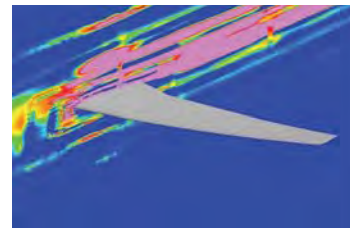


図9 エントロピー分布 (セル中心)

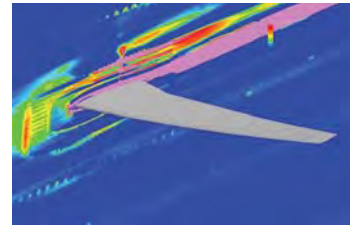


図10 エントロピー分布 (セル節点)

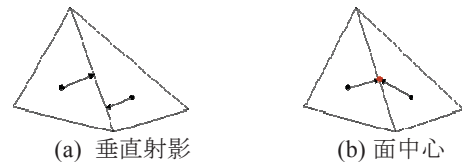
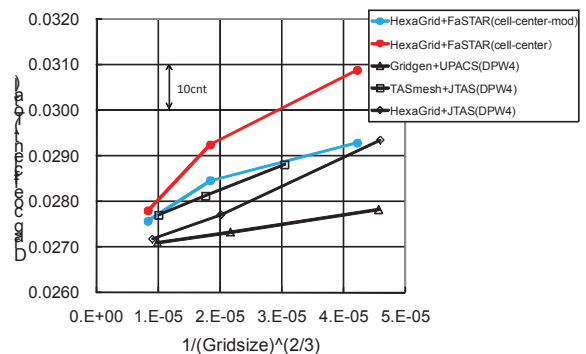


図11 再構築法

図12  $CD(\text{total})$ の格子収束

$C_p$  分布に凹凸が生じる。しかし、面中心の値に修正すると、スムーズな解になることがわかった。この違いは、図17で比較されている $z/c=1$ での $C_p$ 分布をみると明らかである。(  $z/c=1$  の位置は図16に示されている。 )

以上述べたように、セル中心でも、再構築手法を改良し、U-MUSCL法を導入することで、他の計算結果に近い結果を得ることができた。

#### 4. 高速化に関する取り組み

FaSTARでは、収束加速法を導入することで、高速に解析できるソルバを目指している。これまでに、Multigrid法<sup>[5]</sup>やGMRES<sup>[22]</sup>の検討を行ってきた。

ここでは、現在開発中のMultigrid法について述べる。まず、Multigrid法を使うためには、細かい格子に加えて粗い格子を用意する必要がある。構造格子の場合は、比較的簡単に粗い格子が作れるが、非構造格子の場合は、いくつかの格子を合体させて粗い格子を作る。このような格子を用いたMultigrid法はAgglomeration Multigrid<sup>[23]</sup>と呼ばれる。

ここでは、非線形方程式に対するMultigrid法であるFull Approximation Storage (FAS)<sup>[23]</sup>法を用いた。

保存量のRestriction (細かい格子から粗い格子へのコピー) は式(1)のように体積平均を用い、残差については式(2)



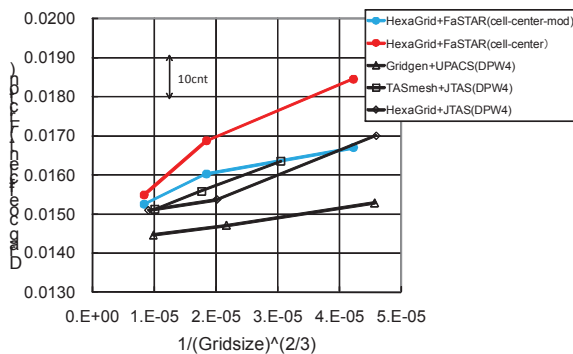


図 13 CD(Pressure)の格子収束

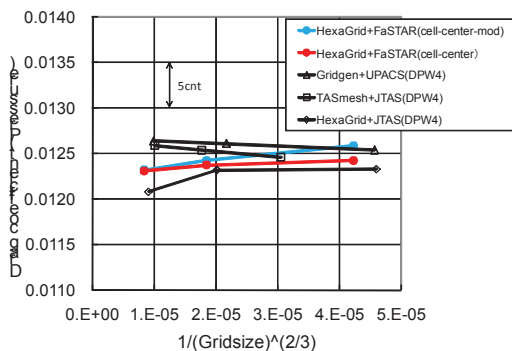


図 14 CD(Friction)の格子収束

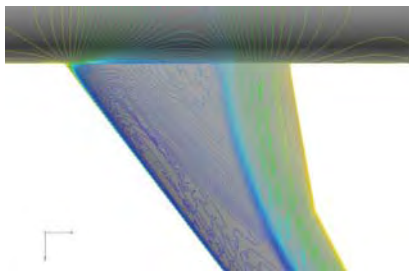


図 15 Cp 分布 (垂直射影)

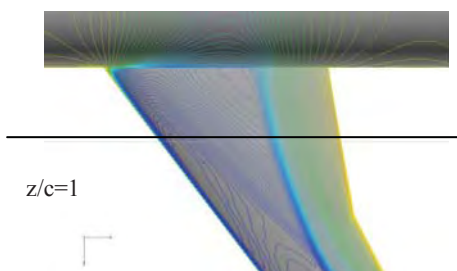


図 16 Cp 分布 (面中心)

のように総和の値を用いた。一方、Prolongation (粗い格子から細かい格子へのコピー) は、式(3)のように初期値との差を、そのまま代入する方法 (Injection) を用いた。

$$Q_i^{2h} = \sum_j Q_j^h V_j^h / V_i^{2h}, \quad V_i^{2h} = \sum_j V_j^h \quad (1)$$

$$R_i^{2h} = \sum_j R_j^h \quad (2)$$

$$Q_j^h \leftarrow (Q_{iupdate}^{2h} - Q_{i0}^{2h}) \quad (3)$$

また、最も細かい格子では勾配評価に基づく2次精度で流束の計算を行うが、粗い格子では1次精度で計算する。加

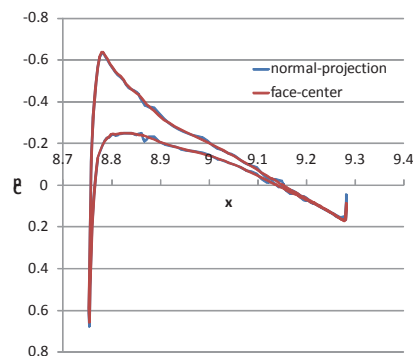


図 17 Cp 分布 (z/c=1)

えて、粗い格子では各セルを合体しているの、Level 2 では24面体、Level 3では96面体になる。よって、細かい格子の面のままで計算すると、粗い格子の計算コストが高くなる。ここでは、コストを下げるために同一のセルに隣接している面は合体させて、1つの面として扱う手法<sup>[23]</sup>を用いた。粗い格子は、HexaGridの生成過程で用いているデータ構造 (八分木構造) を利用して生成した。一方、プリズム格子の部分は、NSU3D<sup>[4]</sup>と同様に、垂直方向に合体する方法を採用した。

以前のFaSTARの開発におけるMultigrid法の報告<sup>[5]</sup>では、粗い格子を作成するアルゴリズムに問題があることを述べた。以前の粗い格子の生成法を図18の改良前に示す。壁近傍の最も細かい格子サイズを $\Delta x$ とすると、その周りに $2\Delta x$ の格子、またその周りに $4\Delta x$ の格子が存在する。以前の方法では、一つ粗い格子 (Grid Level 1) を作成するときには、最も細かい $\Delta x$ の格子だけを結合させて $2\Delta x$ の格子を作成していた。しかし、この方法では粗い格子の格子点数は余り減らず、計算コストが問題となっていた。そこで、粗い格子の生成方法を改良し、全体的に結合する手法に変更した。図18の改良後に示すように、全ての格子サイズを2倍にするよう改良を行った。改良前と改良後の格子を図19と図20に示す。遠方場の格子も含めて、全体的に粗くなっている様子がわかる。表3では、各格子レベルの格子数の比較がされている。改良することで、粗い格子の格子数が大幅に削減されていることがわかる。

次に、計算例を示す。使用した格子は約65万セルで、図19、20に示した3レベルの格子を用いて、Vサイクルで非粘性計算を行った。一樣流条件は、マッハ数 $M=0.84$ 、迎角 $\alpha=3.06^\circ$ である。得られた圧力分布の結果を図21に示す。この分布は、Multigrid法なしの結果と一致していることを確認している。図22と23には抵抗係数の収束履歴を示す。図22の横軸は反復回数で、図23の横軸はCPU時間である。図22より、局所的に粗くするよりも、全体的に粗くした方が少ない反復回数で収束することがわかる。また、図23より、以前の方法に比べると、4倍程度の速度向上が得られている。これは、粗い格子の格子数が減ったので、計算負荷が以前に比べてかなり軽くなったためである。

## 5. 高機能化に関する取り組み

HexaGridは、複数のSTLデータを入力することが可能である。したがって、CATIA等で事前にSTLデータをパーツごとに分割して別ファイルにしておけば、異なる面属性を与えることが可能である。その例を図24や図25に示す。この機能を利用して、支持装置を含めた解析ができるようになっている。そして、ハイブリッド風洞のユーザニーズに対応するため、異なる面属性を使って、各コンポーネント (主翼、尾翼、胴体、ナセル、パイロンなど) に分けた

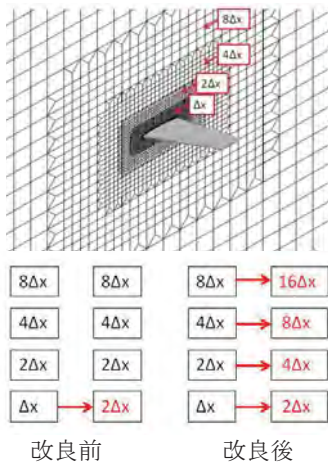
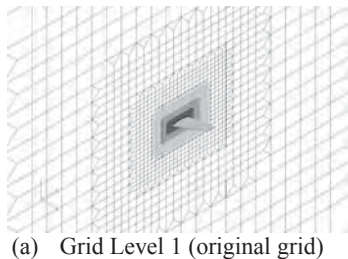
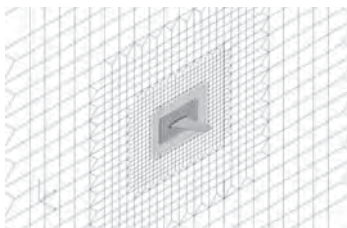


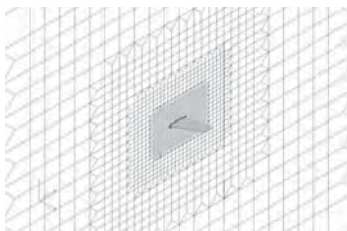
図 18 粗い格子生成法の比較



(a) Grid Level 1 (original grid)



(b) Grid Level 2



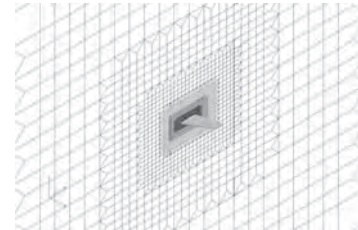
(c) Grid Level 3

図 19 粗い格子 (改良前)

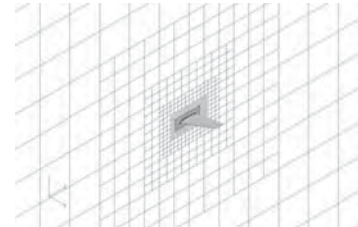
空力係数を出力できるように FaSTAR を改良した。

また、通常風洞試験では強制遷移させるため模型にラフネスを付ける。そこで、ラフネス位置で強制的に遷移させる解析を実施できるように改良を行った。事前に CATIA 等で機体表面を層流領域と乱流領域とに分けた STL データを作製しておけば、その属性を使用して遷移を考慮した解析が可能である。図 26 に遷移解析用のモデルを示す。青色の部分が層流領域で、赤色の部分が乱流領域に対応する。

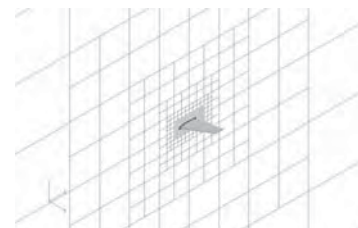
さらに、風洞試験では模型が変形するため、それを考慮した解析もできるように改良した。マーカーによる変形計測を主翼全体に補間し、その変形に応じて格子を変形させて解析することが可能である。詳細は、文献[24][25]を参照していただきたい。



(a) Grid Level 1 (original grid)



(b) Grid Level 2



(c) Grid Level 3

図 20 粗い格子 (改良後)

表 3 格子数の比較

|              | 改良前     | 改良後     |
|--------------|---------|---------|
| Grid Level 1 | 206,637 | 206,637 |
| Grid Level 2 | 116,120 | 26,876  |
| Grid Level 3 | 72,435  | 8598    |

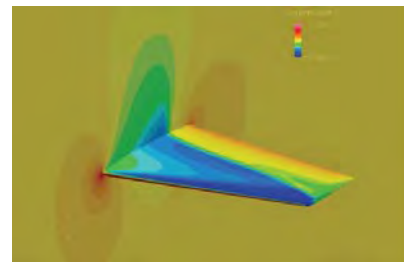


図 21 ONERA-M6 Cp 分布

## 6. まとめ

本稿では、HexaGrid と FaSTAR の高度化に向けた取り組みを述べた。

抵抗推算の精度向上のため、離散化方法や高精度化に関する再構築手法の検討を行った。セル節点法の方が、セル中心法に比べて格子レベル切替え位置での誤差は少ない。しかし、現状では様々な要因を考慮して、セル中心法を標準としているため、セル中心法のさらなる改良を行った。セル中心法でも、セル境界面の内挿方法の改良や U-MUSCL 法を導入することで、妥当な解が得られることがわかった。

Multigrid 法の粗い格子の生成方法を修正し、4 倍程度の高速化が実現できた。全体的に粗くすることで、収束を加速し、同時に計算負荷を低減することができた。

さらに、パーツごとの空力係数の算出や遷移解析ができるように、機能を拡張した。

## 参考文献

- 1) 口石茂他, “JAXA 2m×2m遷音速風洞におけるデジタル/アナログ・ハイブリッド風洞検証試験,” 第43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2011講演集, 2A09, 2011.
- 2) 青山剛史他, “ワークフローシステムと自動格子生成/高速CFD ソルバを組み合わせたデジタル風洞の開発,” 第42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2010講演集, 2A06, 2010.
- 3) Hashimoto, A., et al., “Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method,” AIAA paper 2009-1365, 2009.
- 4) Hashimoto, A., et al., “Drag Prediction on NASA CRM Using Automatic Hexahedra Grid Generation,” AIAA paper 2010-1417, 2010.
- 5) 橋本敦他, “高速流体ソルバFaSTARの開発,” 第42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2010講演集, 1C09, 2010.
- 6) Mavriplis, D., “Third Drag Prediction Workshop Results Using the NSU3D Unstructured Mesh Solver,” Journal of Aircraft, vol. 45, no. 3, 2008, pp. 750-761.
- 7) 菱田学他, “非構造高速流体解析ソルバFaSTARにおける勾配制限関数,” 第42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2010講演集, 1C10, 2010.
- 8) Anderson, W. K., et al., “An Implicit Upwind Algorithm for Computing Turbulent Flows on Unstructured Grids,” Computers Fluids, Vol. 23, No. 1, 1994, pp. 1-21.
- 9) Gerhold, T., “Overview of the Hybrid RANS Code TAU,” MEGAFLOW, Springer-Verlag, 2005, pp. 81-92.
- 10) Wang, G., et al., “Comparison and Evaluation of Cell-Centered and Cell-Vertex Discretization in the Unstructured TAU-Code for Turbulent Viscous Flows,” ECCOMAS CFD 2010, 2010.
- 11) Frink, N. T., “Recent Progress Toward a Three-Dimensional Unstructured Navier-Stokes Flow Solver,” AIAA paper 94-0061, 1994.
- 12) Pandya, M., et al., “Agglomeration Multigrid for an Unstructured Grid Flow Solver,” AIAA paper 2004-759, 2004.
- 13) Mani, M., et al., “A Structured and Hybrid Unstructured Grid Euler and Navier-Stokes Solver for General Geometry,” AIAA paper 2004-524, 2004.
- 14) Cary, A. W., “Towards accurate flow predictions using unstructured meshes,” AIAA paper 2009-3650, 2009.
- 15) Edge Theoretical formulation, FOI dnr 03-2870, 2007.
- 16) Nakahashi, K., et al., “Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD,” International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.43, 2003, pp.769-783.
- 17) Murayama, M. et al, “Comparison Study of Drag Prediction for the 3rd CFD Drag Prediction Workshop by Structured and Unstructured Mesh Method,” AIAA paper 2007-258, 2007.
- 18) AIAA CFD Drag Prediction Workshop, <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>
- 19) Yamamoto, K., et. al., “Comparison Study of Drag Prediction for the 4th CFD Drag Prediction Workshop using Structured and Unstructured Mesh Methods,” AIAA paper 2010-4222, 2010.
- 20) Hashimoto, A., et al., “Drag Prediction on NASA CRM Using Automatic Hexahedra Grid Generation,” AIAA paper 2010-1417, 2010.
- 21) Burg, C., “Higher Order Variable Extrapolation for Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers,” AIAA Paper 2005-4999, 2005.
- 22) 坂下雅秀他, “LU-SGS右前処理付きGMRES法の高速流体ソルバFaSTARへの適用,” 第42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2010講演集, 1C11, 2010.
- 23) Mavriplis, D. J., “Multigrid Techniques for Unstructured Meshes,” ICASE Report 95-27, NASA CR-195070, 1995.
- 24) 保江かな子他, “模型変形計測データを反映したCFD 表面格子修正法の検討,” 第43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2011講演集, 2A04, 2011.
- 25) 菱田学他, “高速CFD空間格子変形法の検討,” 第43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2011講演集, 2A01, 2011.

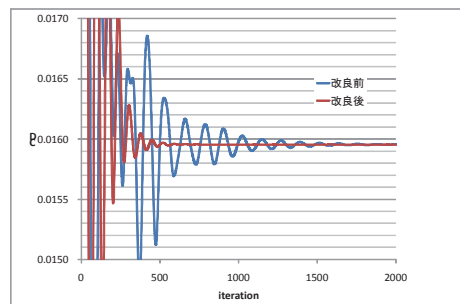


図 22 収束履歴 (Iteration)

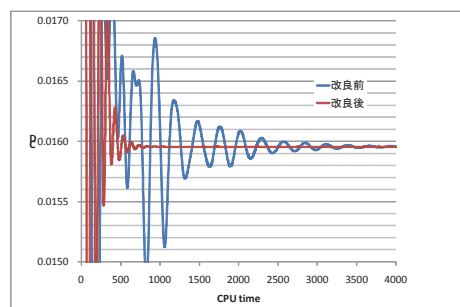


図 23 収束履歴 (CPU time)

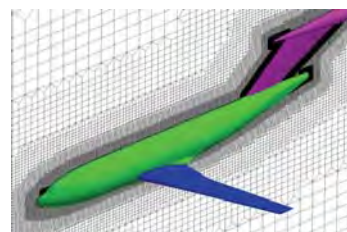


図 24 ブレード付模型

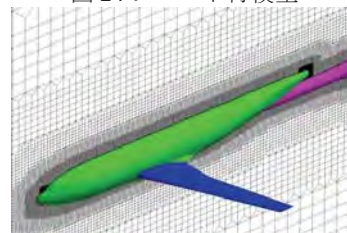


図 25 スティング付模型

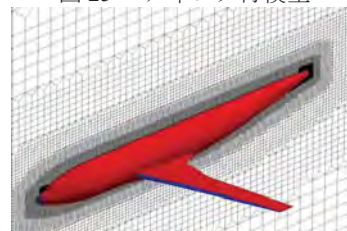


図 26 遷移解析用模型

(青：層流解析領域、赤：乱流解析領域)



# 風洞多孔壁を考慮した二次元翼風洞試験流れ場のCFD解析

南部太介, 佐藤哲也 (早稲田大学), 橋本敦, 村上桂一 (宇宙航空研究開発機構)

## CFD Analysis of Two-dimensional Airfoil with Wind Tunnel Porous Wall

by

Taisuke Nambu, Tetsuya Sato (Waseda University), Atsushi Hashimoto and Keiichi Murakami (JAXA)

### ABSTRACT

The flow of two-dimensional airfoil inside wind tunnel is analyzed by CFD method with a new porous wall model. Results of CFD analysis using porous wall model agree with experimental values, however in the case of no porous wall model, the results are different. These computations show the CFD analysis with the new porous wall model can precisely simulate the flow in wind tunnel. The wind tunnel wall affects the flow by deflecting and blockage. Flow through the porous wall changes incident angle of the airfoil, as a result, the lift coefficient becomes small. On the other hand, in the solid wall cases, the blockage effect becomes quite large and flow acceleration increases near the airfoil. Therefore lift coefficient and drag coefficient become large.

### 1. 緒言

#### 1. 1. 多孔壁モデルを用いた風洞全体解析

風洞試験の高精度化において、風洞壁の影響によって生じる実飛行状態の流れ場との差異「風洞壁干渉問題」は重要な問題である。この問題の解決のため、風洞内の流れをCFD (Computational Fluid Dynamics) によって再現し、壁（及び模型支持装置）の干渉の影響を検証する「風洞全体解析<sup>1)</sup>」が行われている。筆者らはこの風洞全体解析に関連して、遷音速風洞のテストセクションに存在する風洞多孔壁の流れ場を解析し、その多孔壁モデルを開発してきた<sup>2)</sup>。これまで、風洞多孔壁を正確に模擬するモデルは存在せず風洞全体解析の大きな障害となっていたが、本モデルを適用することで、その結果を大幅に改善することができた。

この風洞全体解析は、風洞壁を無くしたCFD結果と比較することで、壁干渉の影響を検証することができる。しかし、実際の風洞は壁だけでなく支持装置等も存在するため、これら壁・支持の相互干渉が生じ、純粋に壁干渉のみの影響を把握することは難しかった。

#### 1. 2. 二次元翼試験に対する風洞全体解析

壁干渉の影響を検証するため、本研究では二次元翼の風洞試験に対して風洞全体解析を行う。二次元翼の風洞試験は支持装置など他の干渉要素が存在しないため、純粋に風洞壁の干渉のみを検証することができる。また、ブロックージ比が三次元モデルの試験に比べて大きく、翼による圧力変動も大きいため、通常の航空機試験に比べて壁干渉の影響が顕著に現れる。

二次元翼風洞試験を対象とした壁干渉の研究は過去にも幾つかなされている。理論的なものとしてはMokryらにより微小擾乱ポテンシャル方程式による壁干渉補正法が提案された<sup>3)</sup>。また実験的なものとして沢田らによるJAXA2×2遷音速風洞(JTWT)を用いた多孔壁による壁干渉の検証が行われている<sup>4)</sup>。しかし、理論から厳密な壁干渉補正法を確立することは難しく、ポテンシャル方程式など理想化した式を用いても、その仮定のために遷音速、高迎角に適用できないなど限界があった。また実験的な手法では壁無しの場合の真の値を得ることができず、壁干渉の影響を求めることが難しかった。

壁干渉の研究において、理論的・実験的な手法には限界があった。そこで、筆者らはCFDを用いて風洞内流れ場のNavier-Stokes方程式を解き、その結果から、壁干渉の現象把握および新たな壁干渉補正法の確立を目指す。過去にもMokry<sup>5)</sup>やCastro<sup>6)</sup>らによってCFDを用いた二次元翼の壁干渉解析が行われてきた。しかし、それらは風洞壁を単純な滑り無し壁と仮定したものや、多孔壁の影響を簡易に模擬

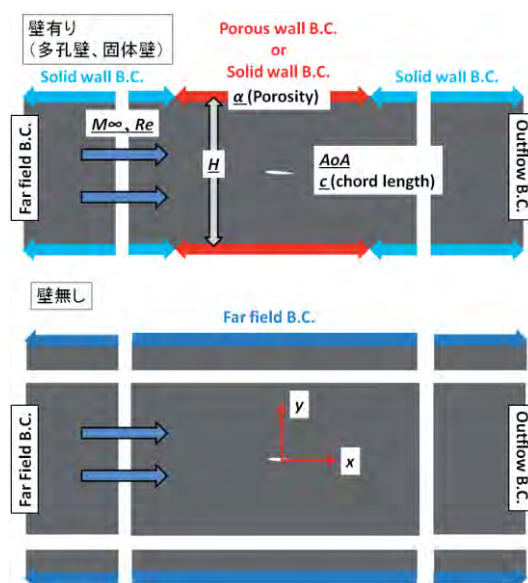


図1 計算概要

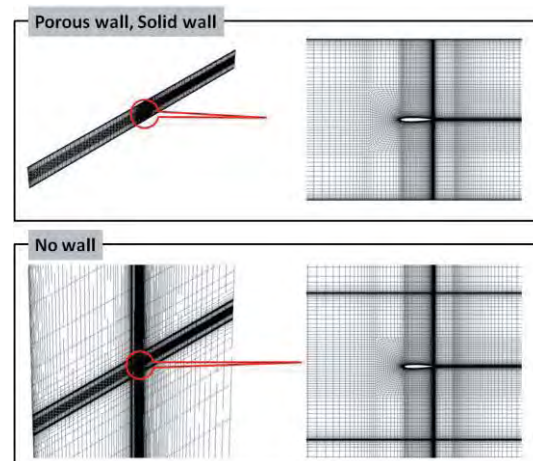


図2 計算格子

するだけであり、壁干渉の影響を十分には再現できていない。本研究では筆者らが作成した新しい多孔壁モデルを用いており、類似研究と比較して高精度な風洞内の流れ場の模擬が可能である。

#### 1. 3. 研究目的

二次元翼の風洞試験に対して風洞全体解析を行い、壁干渉の現象把握、新たな壁干渉補正法の確立を目指す。本論文では、まず、解析結果と実際の風洞試験における実験値

を比較することにより、本 CFD 解析手法と多孔壁モデルの精度検証を行う。そして、風洞壁が無い場合の CFD 結果と比較することにより、壁干渉の影響を検証したので報告する。

## 2. 二次元翼風洞試験の風洞全体解析

### 2. 1. 解析の概要

解析の概要を図 1 に示す。本解析では翼付近の上下壁に多孔壁の境界条件を与えたもの、固体壁（滑り無し壁）として計算したもの、壁を無くした実飛行状態で計算したものの三種を解析し、比較を行う。

### 2. 2. 計算手法

本解析は JAXA が開発した高速流体ソルバー FaSTAR (FAST Aerodynamics Routines)<sup>7</sup> を用いて解析を行った。解析手法として表 1 のものを用いた。

表 1 CFD 解析手法

| 項目     | 手法                          |
|--------|-----------------------------|
| 空間離散化  | セル中心有限体積法                   |
| 非粘性流束  | HLLEW                       |
| 勾配計算法  | Green-Gauss 法               |
| 再構築法   | 空間二次精度 MUSCL 法              |
| 制限関数   | Hishida の手法 <sup>8</sup>    |
| 時間積分法  | LU-SGS 法                    |
| 乱流計算手法 | RANS (Spalart-Allmaras モデル) |

本計算は二次元計算である。また全面乱流計算であり、遷移等は考慮していない。

### 2. 3. 計算格子および境界条件

本解析で用いた計算格子を図 2 に示す。多孔壁と固体壁の場合は同じ計算格子を用い境界条件だけを変化させている。壁無しの計算における計算格子は、翼周辺は多孔壁の計算の場合と同一であるが、上下壁以降の格子を追加している。また迎角の変化は翼及び翼周辺の格子を傾けることにより行っている。迎角を変化させた格子の例を図 3 に示す。

本計算における流入境界には一様流の値を与えている。また流出の境界は圧力以外を外挿で与え、圧力は固定としている。この圧力の値は翼前方での流速が壁有り・無しで一致するように調節している（壁有りでの計算では風洞壁による圧力損失があるため）。多孔壁の境界条件はモデルで計算された流速を壁垂直方向に与え、壁接線方向速度は 0 としている。固体壁の場合は壁に垂直・接線方向ともに速度を 0 としている。

### 2. 4. 多孔壁モデル

本解析で与えた多孔壁境界条件は、筆者らが開発したモデル<sup>2</sup>を用いている。本モデルは多孔壁を介した差圧から通過流量を求めることが出来る。また、孔の直径、深さ及び壁面での境界層分布も考慮した、一般性の高いモデルになっている。具体的には以下の式で与えられる

$$\frac{(\rho v)_{\text{porous}}}{(\rho u)_{\infty}} = A \cdot \alpha \cdot \Delta C_p \quad (1)$$

$$A = F_{LD} \cdot F_{BL} \quad (2)$$

$$F_{LD} = \begin{cases} 0.024 \ln(\Delta C_p) + 1.02 & (L/D = 0.5) \\ 1 & (L/D = 1) \\ -0.086 \ln(\Delta C_p) + 0.923 & (L/D = 2) \\ -0.271 \ln(\Delta C_p) + 0.821 & (L/D = 4) \\ -0.488 \ln(\Delta C_p) + 0.666 & (L/D \geq 8) \end{cases} \quad (3)$$

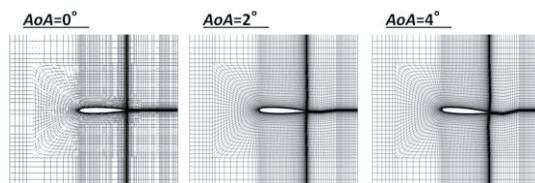


図 3 計算格子の迎角変化

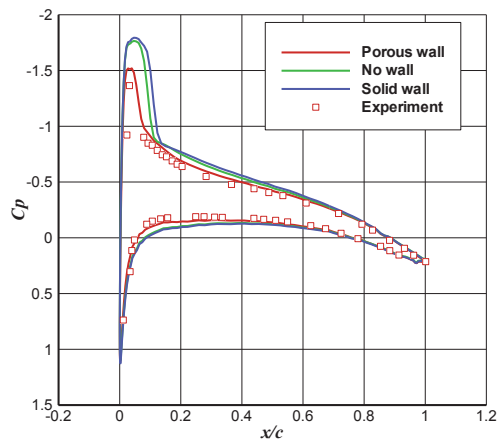


図 4 翼面圧力分布 ( $M_{\infty} = 0.65$ 、 $AoA = 3^{\circ}$ )

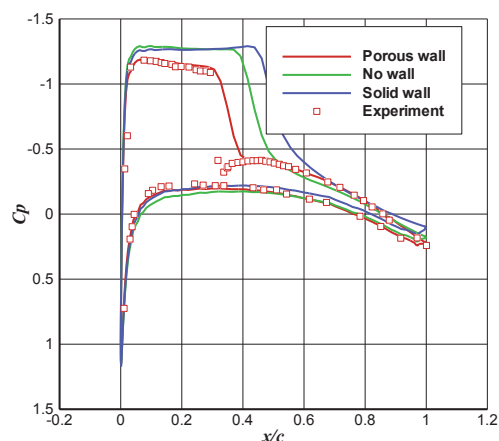


図 5 翼面圧力分布 ( $M_{\infty} = 0.75$ 、 $AoA = 3^{\circ}$ )

$$F_{BL} = 0.172 \ln\left(\frac{\delta^*}{D}\right) + 1.06 \quad (4)$$

$$\Delta C_p = \frac{p_{\text{boundary}} - p_{\text{plenum}}}{0.5 \rho_{\infty} u_{\infty}^2} \quad (5)$$

ここで  $\alpha$  は空隙率、 $(\rho v)_{\text{porous}}$  は多孔壁を通過する質量流量、 $(\rho u)_{\infty}$  は一様流質量流量、 $p_{\text{boundary}}$  と  $p_{\text{plenum}}$  はそれぞれ壁面とプレナム室（多孔壁を通過した先の領域）の圧力、 $\delta^*$  は境界層排除厚さ、 $L$  と  $D$  は孔の深さと直径である。また  $F_{LD}$  と  $F_{BL}$  は孔の直径と深さの比と境界層厚さの影響をそれぞれ表わしている。本解析においては以上の式より求められた  $v_{\text{porous}}$  を壁に垂直方向成分として与えている。また、 $p_{\text{plenum}}$  は多孔壁を通過する流量の収支が 0 となる値としている。

## 3. 実験との比較によるモデルの精度検証

本節では、まず本 CFD 解析手法と多孔壁モデルの妥当性の検証のため、沢田らによって行われた JTWT での二次元翼試験<sup>5</sup>との比較を行う。

### 3. 1. 実験概要及び計算条件

計算格子は実際に試験で用いられた風洞および翼と同一の形状となっている。風洞高さ  $H$  と翼コード長  $C$  の比は  $H/C = 5$  であり、また空隙率は  $\alpha = 0.2$  である。実際の試験では翼の後方に模型支持装置が存在するが、その影響は考慮していない。また実験で用いられた翼型は Model70811<sup>12</sup> であり翼型の厚み比は 10.4% である。 $M_\infty = 0.65, 0.75$  の二通りについて実験との比較を行い、全ての場合において  $Re = 5.5 \times 10^6$  として計算を行っている。

### 3. 2. 翼面圧力分布による比較

まず翼面圧力の分布について壁有り（多孔壁・固体壁）・壁無しの CFD 結果と実験結果の比較を行う。図 4, 5 に  $M_\infty = 0.65, 0.75$  における  $AoA = 3^\circ$  での翼面圧力の分布を示す。 $M_\infty = 0.65$  の場合、壁無しの結果は上面で実験結果と大きく異なる。特に翼前縁付近で負圧が過大に評価されている。風洞壁を固体壁とした場合も壁無しの場合と同じく上面で大きくずれている。一方、風洞壁を多孔壁とした場合は非常に良く実験値と一致した。

$M_\infty = 0.75$  の場合も、壁無しの場合と固体壁の場合は実験値と大きく異なる結果となった。特に上面の衝撃波位置が三種の解析で大きく異なっている。多孔壁の場合に比べて壁無し・固体壁の場合は衝撃波がより翼後端側に位置している。一方、多孔壁の場合は実験値に近い結果となった。若干の衝撃波位置の実験値との違いが見られるが、これは CFD における一様流マッハ数が厳密に 0.75 となっておらず実験と CFD で一様流条件に僅かな違いがみられるためである。ただし、遷音速域である  $M_\infty = 0.75$  の場合では僅かな流速の変化で衝撃波の位置が大きく変わることとを考慮すると良く実験値と一致していると言える。

### 3. 3. 風洞壁面での圧力分布の比較

風洞壁面での圧力分布を用いて、実験と CFD 結果の比較を行う。図 6 に  $M_\infty = 0.75$  における風洞壁上面での圧力係数分布を示す。図における  $x/c = 0$  が翼中心であり  $-6.625 \leq x/c \leq 4.725$  の範囲が多孔壁で、それ以外は固体壁となっている。多孔壁の場合の CFD 結果は実験値と定性的に良く一致している。風洞壁上面の圧力は翼面上に生じる負圧の影響で一様流よりも低い圧力となる。壁無しと固体壁の場合における負圧の分布は  $x/c = 0$  から対称に近い分布を取るが、多孔壁の場合の計算結果は負圧のピークが  $x/c = 1$  付近にずれ、またその変動も他の二種の解析と比較して小さい。この傾向は実験値でも同様である。

### 3. 4. 実験との比較のまとめ

多孔壁モデルを境界条件として与えた CFD 結果は実験値と良く一致した。これは本 CFD 解析手法と多孔壁モデルが精度良く風洞の流れ場を解析できていることを示している。一方、壁無しと固体壁の場合の CFD 結果は実験結果とは異なるものとなった。これは風洞の流れ場と実飛行状態に大きく差異があり、風洞試験と CFD との比較のためには多孔壁を考慮することが必要であることを示している。

## 4. 風洞壁有り・無しの違いによる流れ場の変化

次に、風洞壁有り・無しの場合の流れ場の比較から壁干渉の現象把握を行う。解析に用いた翼型は Model70811 である。また風洞高さは沢田らの実験と同様の  $H/C = 5$  とした。計算条件は  $AoA = -2^\circ \sim 4^\circ$ 、 $M_\infty = 0.65, 0.75$  であり、全ての場合において  $Re = 5.5 \times 10^6$  として計算を行った。

### 4. 1. 翼性能の変化

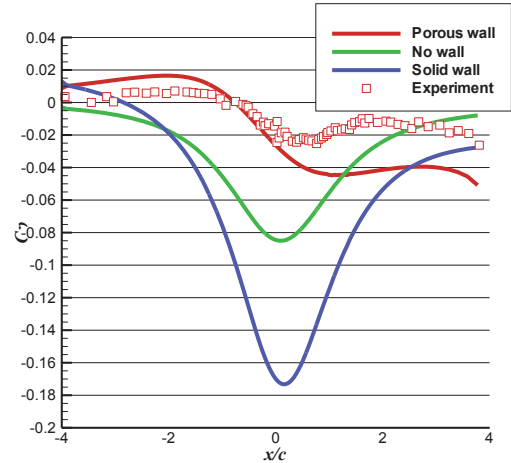


図 6 風洞壁面圧力分布 ( $M_\infty = 0.75$ 、 $AoA = 3^\circ$ )

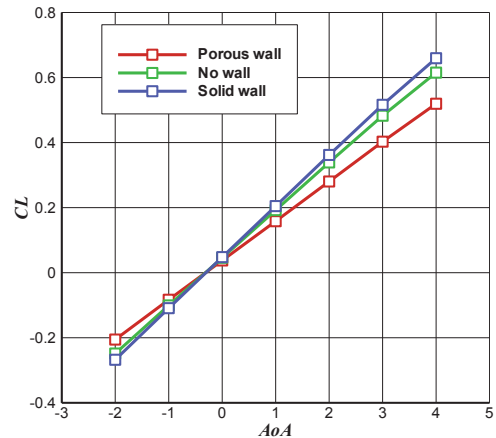


図 7 揚力曲線 ( $M_\infty = 0.65$ )

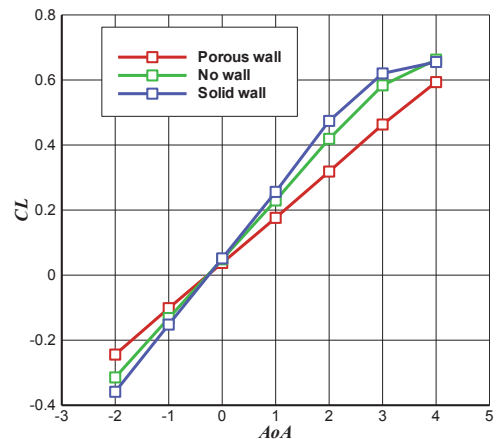


図 8 揚力曲線 ( $M_\infty = 0.75$ )

揚力係数、抗力係数  $C_L$ 、 $C_D$  に着目して検証を行う。図 7、8 に揚力曲線を示す。風洞壁有り・無しの違いにより  $C_L$  に大きな違いが見られた。揚力傾斜で比較すると  $M_\infty = 0.65, 0.75$  ともに固体壁、壁無し、多孔壁の順に大きい。実飛行状態に比べて多孔壁による壁干渉は揚力を低くし、固体壁の場合は揚力を大きくすることが分かった。次に図 9, 10 に抗力曲線を示す。 $M_\infty = 0.65$  の場合は多孔壁、固体壁ともに  $C_D$  が壁無しに比べて大きくなる。特に多孔壁



の場合はその差が顕著である。ただし、固体壁の場合も、迎角が大きくなると壁無しとの差が大きくなる。一樣流マッハ数がより大きい $M_\infty = 0.75$ の場合は、多孔壁の結果が壁無しに近い値となる一方で、固体壁の場合は壁無しより過大な値を示した。特に高迎角の場合にその差が大きくなった。

以上のように壁干渉による翼の空力係数への影響は非常に大きい。その影響は風洞壁が固体壁であるか多孔壁かであるか、また、流れが亜音速であるか、遷音速であるかによっても異なる。一般に壁干渉は、一樣流の迎角とマッハ数を修正することにより補正を行う。よって本研究でも、壁干渉による影響を以下の二点に着目して検証を行う。

- ・一樣流の偏向
- ・ブロッケージによる流れの加速

この二点から、多孔壁、固体壁がそれぞれどのような壁干渉を及ぼしているか検証を行う。また、壁有りの結果を壁無しの結果に近づけるためにどのような補正が適切か検討を行う。

#### 4. 2. 一樣流の偏向

壁干渉の影響を、壁面での速度分布で比較し検証を行う。図11に翼近傍での圧力分布及び風洞壁面での壁垂直方向速度分布の比較を示す。図における壁垂直方向速度成分は60倍に拡大して表示している。また壁無しの場合は風洞壁と同位置における速度を示している。壁垂直方向速度成分は、壁無しと多孔壁の場合ではその分布に大きな違いが見られる。壁無しでは、翼の循環によって誘起される時計回りの流れの影響が現れている。一方、多孔壁の場合は壁無しに比べて上面では流入（プレナム室→風洞流路）の流れが大きく、下面では流出（風洞流路→プレナム室）の流れが強い。この影響により壁無しの場合とは異なった一樣流の偏向が起きている。その影響を調査するため $M_\infty = 0.65$ における翼前縁から $x/c = 1, 2, 3, 4$ だけ離れた位置での、主流方向に対する流れの角度を表2に示す。

表2 主流方向に対する流れの角度[deg]

|         | AoA = 2° |      |      | AoA = 4° |      |      |
|---------|----------|------|------|----------|------|------|
|         | 壁無し      | 多孔壁  | 固体壁  | 壁無し      | 多孔壁  | 固体壁  |
| $x/c=1$ | 0.91     | 0.38 | 0.83 | 1.69     | 0.76 | 1.55 |
| $x/c=2$ | 0.49     | 0.10 | 0.33 | 0.90     | 0.21 | 0.62 |
| $x/c=3$ | 0.33     | 0.03 | 0.15 | 0.60     | 0.06 | 0.28 |
| $x/c=4$ | 0.25     | 0.01 | 0.07 | 0.45     | 0.02 | 0.13 |

迎角正の場合、翼の循環によって一樣流は僅かに正の傾きを持つ。固体壁の場合も同様に、壁無しの場合に比べ顕著な差はない。しかし、多孔壁の場合は壁無しに比べて一樣流の傾きが負の向きに偏向されている。この影響は、翼の実質的な迎角を壁無しの場合に比べて小さくする。これは、壁無しに比べて多孔壁の場合 $C_L$ が減少する原因である。図11の速度分布からも、この偏向が多孔壁に誘起されたものであることが分かる。ただし、その影響で一樣流が偏向するのであれば、迎角を適切に変化させることによって、多孔壁の場合の結果を壁無しの結果に近づけることが出来るはずである。ここで $M_\infty = 0.75$ における流れ場で、 $AoA = 2^\circ$ から $0.2^\circ$ 毎に迎角を変化させたときの壁面圧力による比較を図12に示す。 $M_\infty = 0.75$ では、同迎角における壁無しと多孔壁の圧力分布には大きな違いが見られる。しかし、迎角を増加させていくと、多孔壁の結果が壁無しの結果により近くなっていく。本計算結果では壁無しにおける $AoA = 2^\circ$ の結果に多孔壁の場合で $AoA = 2.8^\circ$ の結果がより近い値となった。

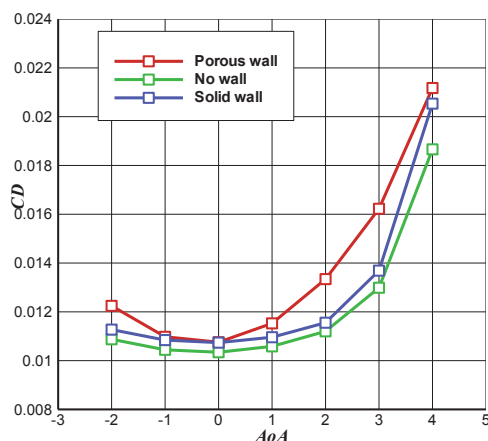


図9 抗力曲線 ( $M_\infty = 0.65$ )

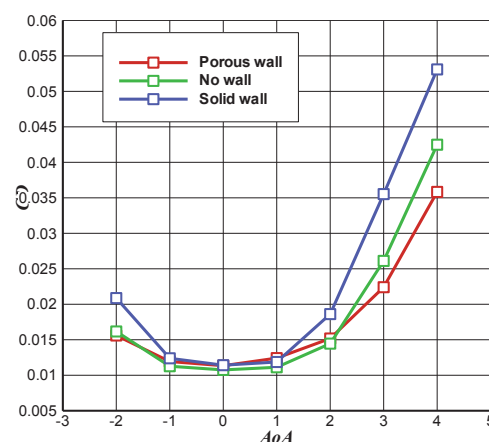


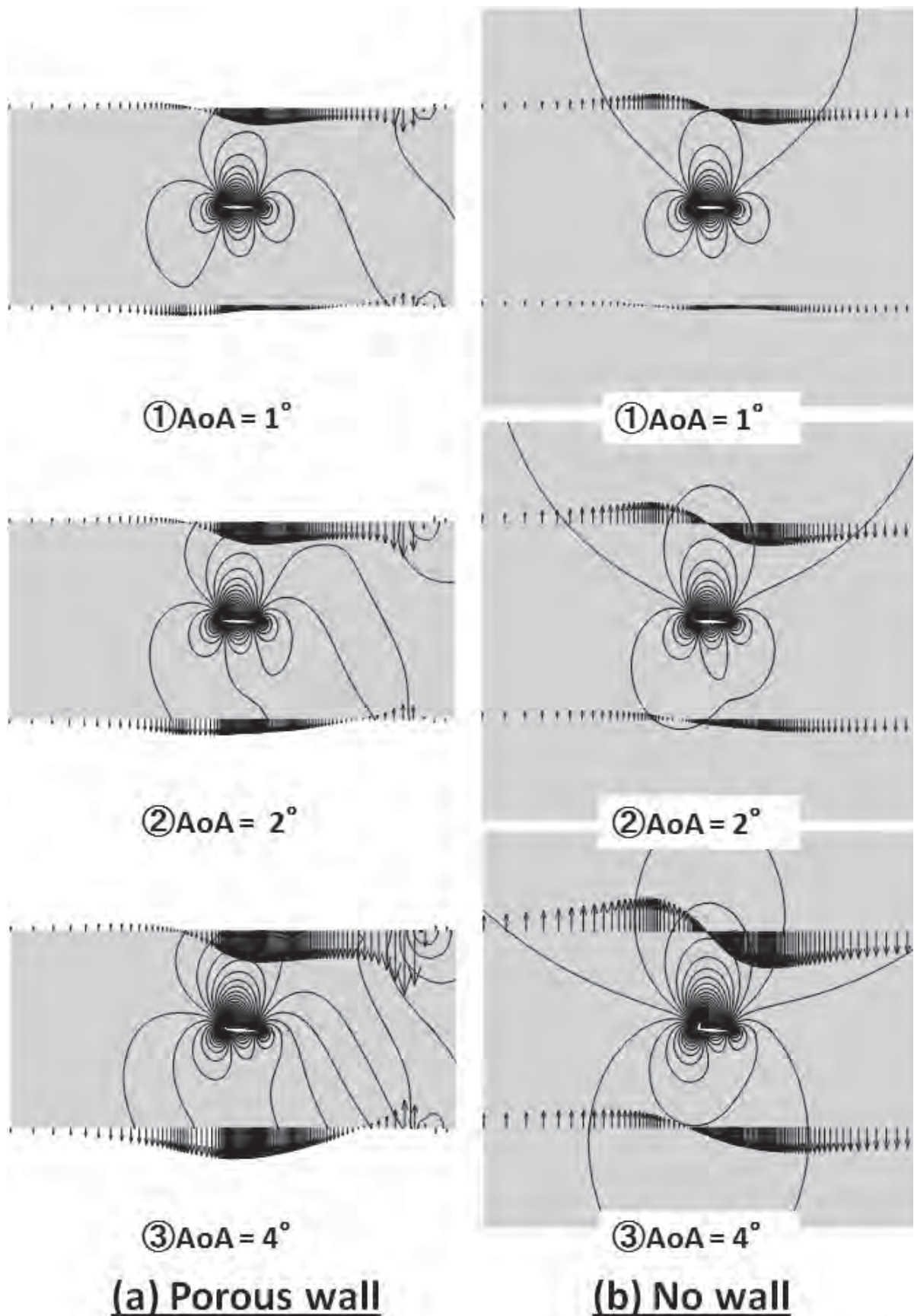
図10 抗力曲線 ( $M_\infty = 0.75$ )

以上のように、多孔壁は一樣流を偏向させることにより流れ場に影響を及ぼす。しかし、この影響は流れの偏向の影響分だけ迎角を修正するという形で、壁無しの結果に近い値に補正することが可能であると考えられる。一方、固定壁の場合は表2に示される通り、顕著な流れの偏向は見られず、その影響は小さいことが分かった。

#### 4. 3. ブロッケージによる流れの加速

一樣流の偏向は多孔壁の場合の流れ場に強い影響を及ぼした。一方、固体壁の場合にはその顕著な影響は見られなかった。しかし固体壁の場合も、 $C_L$ 、 $C_D$ がともに壁無しの結果より大きくなるなど、壁干渉の影響は大きい。特に遷音速 ( $M_\infty = 0.75$ ) において $C_D$ に強く影響している。ここで固体壁の壁干渉を検証するため、図13に翼上面付近でのマッハ数分布を示す。マッハ数分布の違いとして固体壁の場合は壁無しに比べて、主流方向のマッハ数の勾配が大きくなっている（等値線の密度が高い）。これは本来翼の影響で流れ垂直方向に迂回する流れが、固体壁の影響で閉塞してしまうためである。このために流線の密度が高まり、翼面上での流れの加速が壁無しの場合に比べて大きくなる。そのため $C_L$ 、 $C_D$ が壁無しの場合に比べて増大すると考えられる。

以上のように、固体壁による壁干渉の影響はブロッケージによる流れの加速として現れる。それならば、固体壁の場合の結果はより大きい一樣流マッハ数での壁無しの結果に近いものとなるはずである。ここで図14に固体壁の場合の結果 ( $M_\infty = 0.75$ ,  $AoA = 2^\circ$ ) と、より大きな一樣流マッハ数で計算した壁無しの場合の比較を示す。図14に

図 1.1 翼周辺の圧力分布及び壁垂直方向速度成分 ( $M_\infty = 0.65$ )

において、同一の一様流マッハ数では、壁無しと固体壁の場合で衝撃波位置に大きな違いが見られた。しかし、一様流マッハ数を増加させることで、壁無しの結果が固体壁の結

果により近づく。 $M_\infty = 0.77$ で、衝撃波位置など壁無しの結果とより近いものとなった。

以上のように、固体壁による壁干渉の影響は主に壁のブロックージとして表れる。壁のブロックージは壁無しの場合に比べ、翼付近でのより大きな加速を引き起こし、 $C_L$ 、 $C_D$ が増大する。ただし、一様流マッハ数の値を修正することで壁無しの場合により近い値に補正することができると考えられる。

## 5. まとめ

新たに開発した多孔壁モデルを適用し、二次元翼風洞試験を模擬した CFD 解析を行った。その結果以下の知見が得られた。

1. 実際の風洞試験結果と本計算結果を比較したところ、風洞多孔壁を模擬した CFD 結果は実験と良好な一致が得られた。これは本 CFD 手法と多孔壁モデルが正確に風洞内の流れを模擬できていることを示している。
2. 風洞壁を多孔壁とした場合の壁干渉は、多孔壁を通過する流れが一様流を偏向させることによる影響が大きい。このため壁無しの場合に比べて実際の迎角が小さくなる。ただし、この影響は迎角を適切に修正することで補正可能である。
3. 風洞壁を固体壁とした場合の壁干渉は、壁のブロックージによる影響が大きく、翼周辺の流れの加速が壁無しの場合に比べ大きくなる。そのため  $C_L$ 、 $C_D$  が過大に評価される。ただし、より大きな一様流マッハ数の結果とすることで壁無しの場合により近い値に補正することができる。

## 参考文献

- 1) Hashimoto, A., Aoyama, T., Kohzai, T., and Yamamoto, K.: Transonic Wind Tunnel Simulation with Porous Wall and Support Devices, AIAA Paper 2010-4201.
- 2) 南部太介: 風洞内流れ解析のための多孔壁モデルの開発, 第 49 回飛行機シンポジウム, 1C9, 静岡, 2010.
- 3) Mokry, M., Ohman, L. H.: Application of the Fast Fourier Transform to Two-Dimensional Wind Tunnel Wall Interference, Journal of Aircraft, Vol. 17 pp402-408, 1980.
- 4) 沢田秀夫, 藤田敏美, 中村正剛, 小松行夫: 壁圧を利用した揚力干渉修正法の有効性についての実験的見当, NAL TM-441.
- 5) Khalid, M., Mokry, M.: NPARC Study of a Two-Dimensional Transonic Wall Interference, Journal of Aircraft, Vol. 33 pp906-912, 1996.
- 6) Castro, B. M., Ekaterinaris, J. A., Platzer, M. F.: TRANSONIC FLUTTER COMPUTATIONS FOR THE NLR 7301 AIRFOIL INSIDE A WIND TUNNEL, AIAA Paper 2000-0984.
- 7) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラッフルパウルス, 佐藤幸男: 高速流体ソルバ FaSTAR の開発, 第 42 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, 1C9, 鳥取, 2010.
- 8) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史: 非構造高速流体ソルバ FaSTAR における勾配制限関数, 第 42 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, 1C10, 鳥取, 2010.

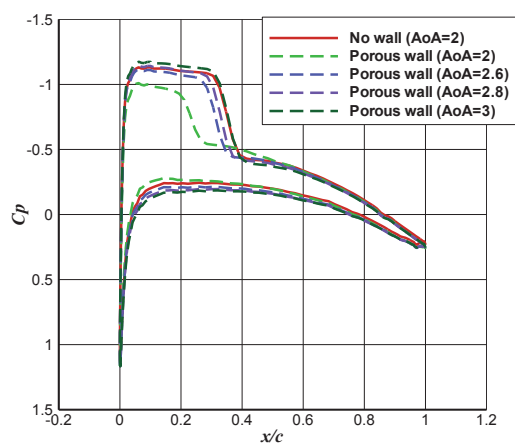


図 1-2 迎角の変化による翼面圧力の変化 ( $M_\infty = 0.75$ )

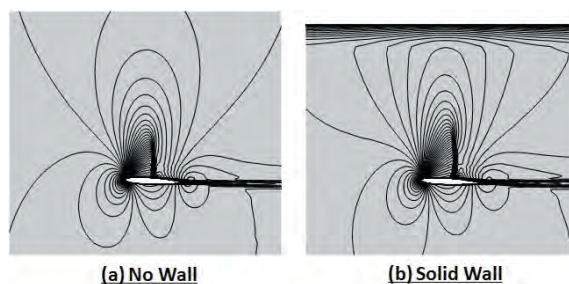


図 1-3 翼上面でのマッハ数分布 ( $M_\infty = 0.75$ )

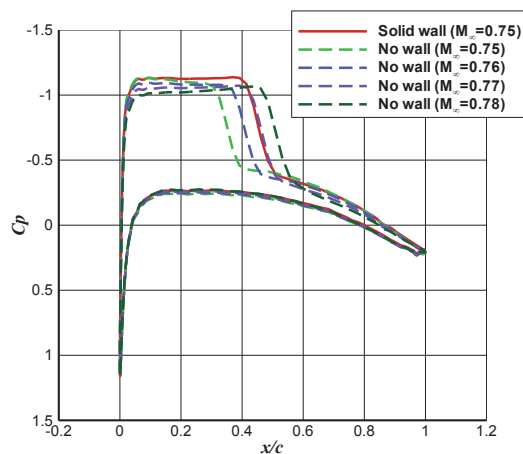


図 1-4 一様流マッハ数の変化による翼面圧力の変化 ( $AoA = 2^\circ$ )



# FaSTAR を用いた翼周りデータ同化計算の試み

名古屋靖一郎, 木野由也, 平口雪乃  
 アーク情報システム  
 相曽秀昭  
 宇宙航空研究開発機構

## Trials of Data Assimilation Calculation of Flow around Wing Using FaSTAR Code

by  
 Seiichiro Nagoya, Yuya Kino, Yukino Heiguchi (ARK), and  
 Hideaki Aiso (JAXA)

### ABSTRACT

Data assimilation techniques in the calculation around a wing are attempted using FaSTAR, fast aerodynamics solver. The particle filter is mainly used as data assimilation techniques. The adjoint problem of fluid dynamics equations in FaSTAR code is considered in this article.

### 1. はじめに

3次元翼周り計算を FaSTAR を用いて行い、データ同化手法の一つである粒子フィルタ(cf. 1))を使い、その有効性を検討した。データ同化をする利点としては、数値シミュレーションの精度の向上と、風洞実験の離散的なデータを捕捉できるという点がある。粒子フィルタでは、多数の計算を行うため、高速なソルバ FaSTAR(cf. 2))を利用した。また、風洞実験を補助できる可能性のある有力なもう一つのデータ同化手法としてアジョイント法がある。この手法についての考察も行う。

### 2. FaSTAR による実験計測代替計算

翼周りの計算として、図1に示すメッシュ系を用いて、上流境界での流速分布を与え、定常計算を行った。スパン長 1.2, コード長 0.78~0.44 の翼に対して、計算領域として、 $(-4,5) \times (0,5) \times (-4,4)$  をとり、格子点数 38126 点のメッシュを作成した。図1において格子点が密集する場所に翼がある。図2に、横軸に計算反復回数、縦軸に残差をとったグラフを示す。これによると 1000 回でほぼ定常になっていることが伺える。粒子フィルタを用いる場合の各粒子の計算反復回数は 1000 回とした。流速の上流境界に適当な分布を与え、その計算結果を実験計測代替データとした。

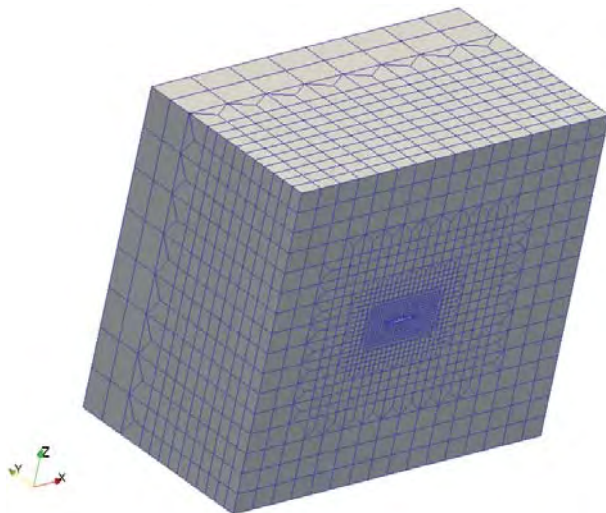


図1. 翼周りのメッシュ系

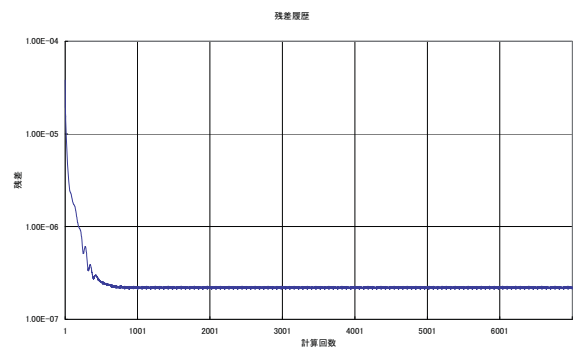


図2. 反復回数の残差

### 3. 翼面圧力によるデータ同化

#### 3. 1. 鉛直1次元分布形

上流境界での流速分布として、鉛直方向に分布形をもつ場合を同定できるかを試みた。鉛直分布としては、次の放物線形状

$$f(z) = \begin{cases} -H \frac{(z^2 - L^2)}{L^2} & -L \leq z \leq L \\ 0 & \text{その他} \end{cases}$$

を考える。 $-L \leq z \leq L$  の範囲の関数として、フーリエ展開すると、

$$f(z) = \frac{2H}{3} - \frac{4H}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k^2} \cos \frac{\pi k z}{L}$$

となる。 $L=2.25\text{m}$ ,  $H=0.04$  とし、フーリエ展開の次数  $k$  の範囲は 1~3 とし、図3に示すようにマッハ 0.8 に分布形を加えて上流境界の正解値を決めた。この分布形を粒子フィルタにより同定できるかを検討した。

粒子フィルタにより同定される変数は  $a_0 \sim a_3$  とし、次の分布形を導入した。

$$\tilde{f}(z) = a_0 + \sum_{k=1}^3 a_k \cos \frac{\pi k z}{L}$$

粒子フィルタにより同定する自由度数は 4 となる。

図4に実験計測代替データの圧力分布を示し、図5, 6にそれぞれ流速絶対値分布図と流速ベクトル図を示す。

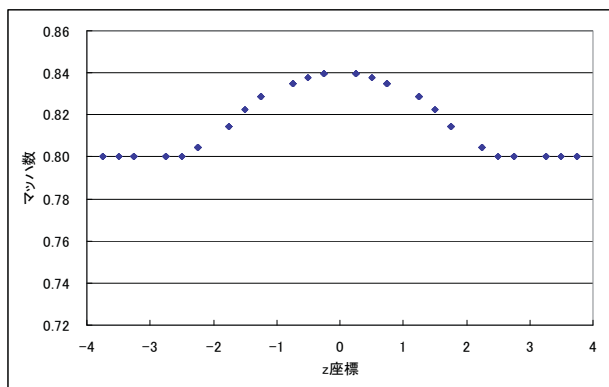


図3. 実験計測代替データの境界流速の分布形

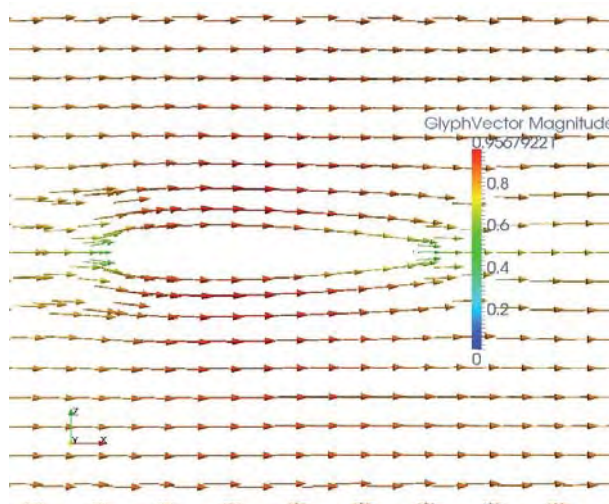


図6. 実験計測代替データの流速ベクトル図

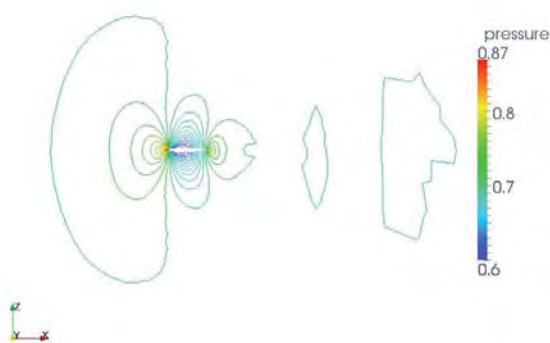


図4. 実験計測代替データの圧力分布図

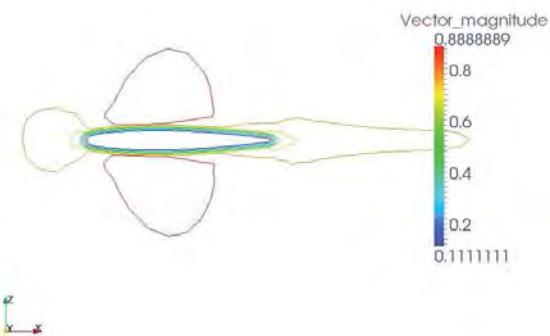


図5. 実験計測代替データの流速絶対値分布図

この実験翼面圧力が与えられているものとし、1粒子毎の尤度  $R^{\text{粒子}}$  として、次の誤差の正規分布を導入した。

$$R^{\text{粒子}} = \exp(-\|p^{\text{粒子}} - p^{\text{実験代替}}\|_{L^2}^2)$$

ただし、ノルムは翼面上での積分とする。粒子フィルタのアルゴリズムでは、この尤度の低い粒子は消滅させ、尤度の高い粒子が次の世代の粒子を生成させる。その際のフーリエ係数の変化のさせ方は、

$$a_k^{n+1} := a_k^n + r_k, \quad k = 0, 1, 2, 3$$

とした。ここで、 $a_k^n$  は  $n$  世代目の尤度が高く、選択された粒子のフーリエ係数であり、 $r_k$  は正規乱数  $N(0,1)$  に  $k$  毎の標準偏差が  $320^{-1} k^{-2}$  になるように変換して発生させた。 $k$  毎に範囲を変化させた理由は、多項式のフーリエ係数について、

$$\int_{-\pi}^{\pi} x^{2l} \cos(kx) dx \approx O(k^{-2})$$

となるからである。

粒子フィルタにより、150世代計算した。図7に粒子フィルタにより同化させた流入流速境界結果を示す。正解としているのが実験計測代替データによる結果であり、計算値が同化させた境界流速である。計算値が正解に近づいている様子が伺える。図8に、粒子フィルタの各世代での、最良の粒子の  $L^2$  誤差の推移を示す。

図9にデータ同化後の圧力の分布図を示す。図4の実験計測代替データの結果と比較してほぼ一致していることが分かる。

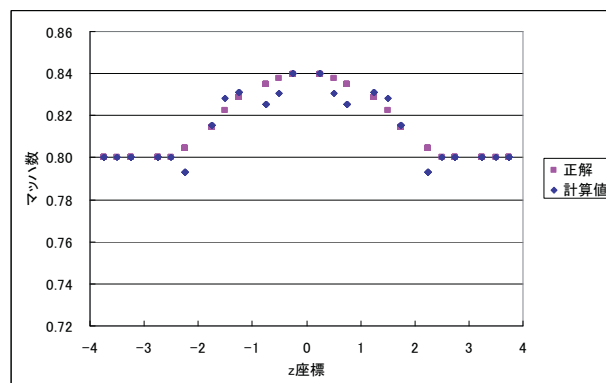


図7. 同化した流入流速

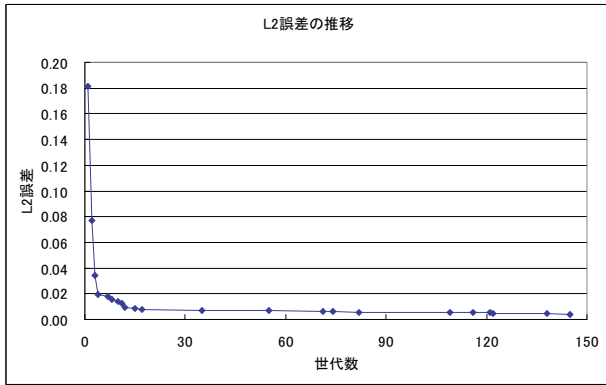


図8. 粒子フィルタの最良粒子の誤差の推移

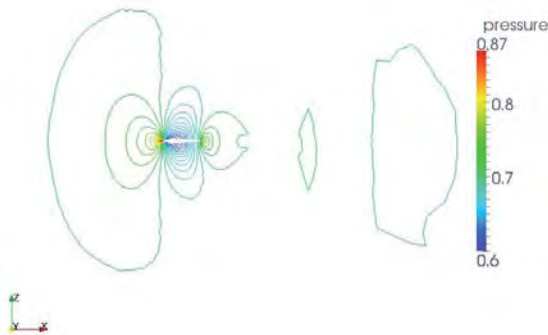


図9. データ同化後の圧力の分布

### 3. 2. 2次元分布形

上流境界での流速分布として、2次元的な分布をもつ場合のデータ同化を行ってみた。分布形としては、鉛直 $z$ 方向と翼面に沿う方向の $y$ 方向に分布をもつ次の分布形を仮定した。

$$f(y, z) = -H \frac{(y^2 - L_y^2)}{L_y^2} \frac{(z^2 - L_z^2)}{L_z^2}$$

$L_y = 2.2 \text{ m}$ ,  $L_z = 2.25 \text{ m}$ ,  $H = 0.04$  とした。この場合のフーリエ級数展開は、

$$\begin{aligned} f(y, z) = & \frac{4H}{9} - \frac{8H}{3} \left( \sum_{k_y=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k_y}}{\pi^2 k_y^2} \cos \frac{\pi k_y y}{L_y} \right. \\ & + \sum_{k_z=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k_z}}{\pi^2 k_z^2} \cos \frac{\pi k_z z}{L_z} \\ & \left. + \frac{16H}{\pi^4} \sum_{k_y=1}^{\infty} \sum_{k_z=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k_y+k_z}}{k_y^2 k_z^2} \cos \frac{\pi k_y y}{L_y} \cos \frac{\pi k_z z}{L_z} \right) \end{aligned}$$

となる。データ同化の自由度は次の関数形の

$a_0, a_1^y, a_2^y, a_1^z, a_2^z, a_{1,1}^{yz}, a_{1,2}^{yz}, a_{2,1}^{yz}, a_{2,2}^{yz}$  の9自由度となる。

$$\begin{aligned} \tilde{f}(y, z) = & a_0 + \sum_{k=1}^2 a_k^y \cos \frac{\pi k_y y}{L_y} + \sum_{k=1}^2 a_k^z \cos \frac{\pi k_z z}{L_z} \\ & + \sum_{k_y=1}^2 \sum_{k_z=1}^2 a_{k_y k_z}^{yz} \cos \frac{\pi k_y y}{L_y} \cos \frac{\pi k_z z}{L_z} \end{aligned}$$

翼面圧力の尤度計算による粒子フィルタを用いて150世代計算した。図10, 11にそれぞれ、 $z$ 方向、 $y$ 方向

の同化された流入流速分布図を示し、図12に最良粒子誤差の推移を示す。 $y$ 方向の流入流速はよく一致しているが、 $z$ 方向には中心部しか合っていない。これは翼面が $z$ 座標の中心にあり、 $y$ 方向については一様に翼面分布があるためだと思われる。また、最良粒子誤差は18世代から更新されなかった。

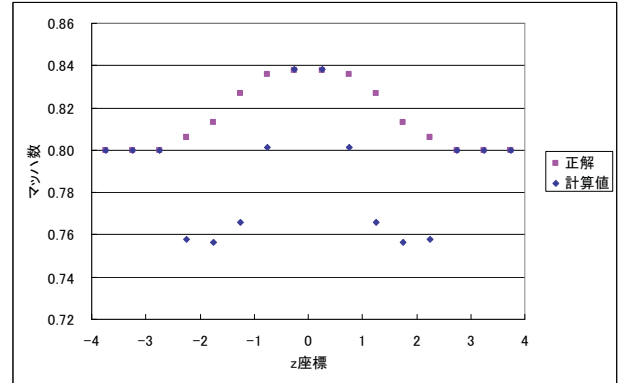
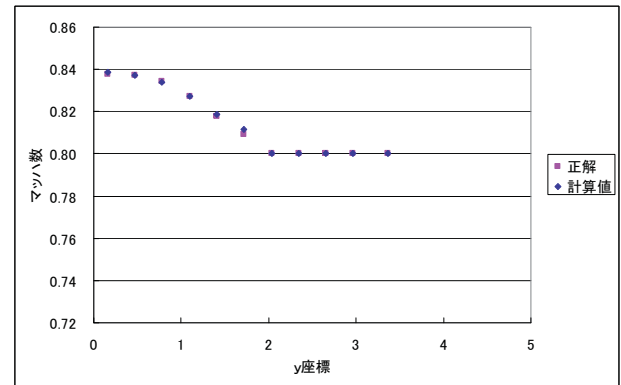
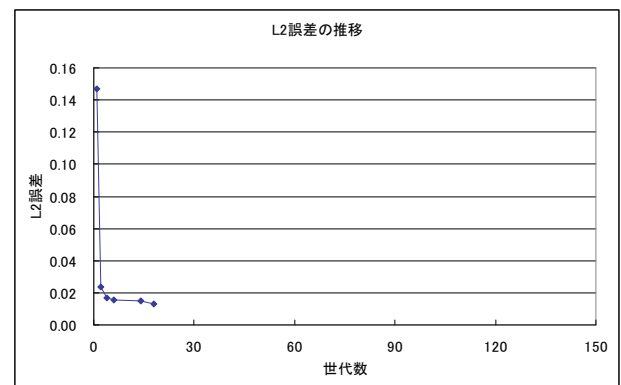
図10. 2次元同化の流入流速( $z$ 方向)図11. 2次元同化の流入流速( $y$ 方向)

図12. 2次元同化の最良粒子の誤差の推移

## 4. 実験計測データの捕捉計算

### 4. 1. 鉛直1次元分布形

実験では離散的な情報を粗い点でしか得られないが、この情報から、データ同化を用いて計算により捕捉することを考える。このような計算法の有効性について議論することを行っていきたい。その準備として、次のような計算を試みた。

データ欠落領域 $A$ を内部に含むような領域 $B$ を考え、 $B \setminus A$ の領域での流速場が与えられたとして、この流速場から尤度を計算してデータ同化を行い、領域 $A$ での流速場を捕捉できるかを試みた。



$$A = \{(x, y, z) : -0.625 \leq x \leq 0.5, 0.25 \leq z \leq 0.5\}$$

$$B = \{(x, y, z) : -1.75 \leq x \leq 1.625, 0 \leq z \leq 1\}$$

とした。図 1 3 に尤度を計算する格子点を示した。ただし、図 1 3 においては、奥行方向の格子点を重ねて描いている。なお、尤度を計算する  $L^2$  誤差においては、格子点のコントロールボリュームにおいて積分した。つまり、格子点の粗密に応じて体積の重みをつけて計算した。

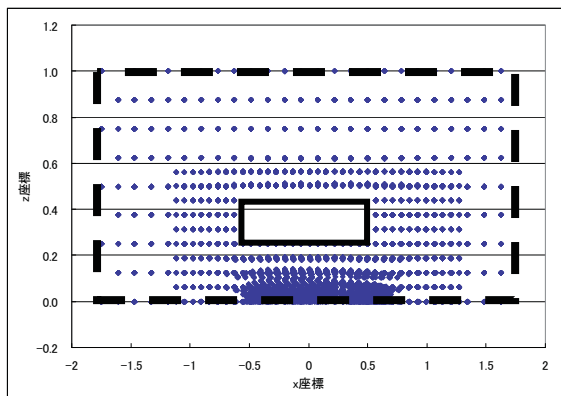


図 1 3. 尤度を計算する格子点(A:実線, B:点線)

粒子フィルタにより、300 世代計算した。図 1 4 に流入境界での流速分布図を示す。図 1 5 に最良粒子の誤差の推移を示す。図 1 6, 1 7 にそれぞれ捕捉された流速場の絶対値とベクトル図を示す。250 世代程度で誤差が下げ止まり、流入境界流速をよく捕らえている。そして、図 1 6, 1 7 をそれぞれ実験計測代替データの速度場図 5, 6 と比較して、よく一致している様子が伺える。このため、実験において抜け落ちたと仮定した図 1 3 の領域  $A$  での流速場が捕捉されることになる。

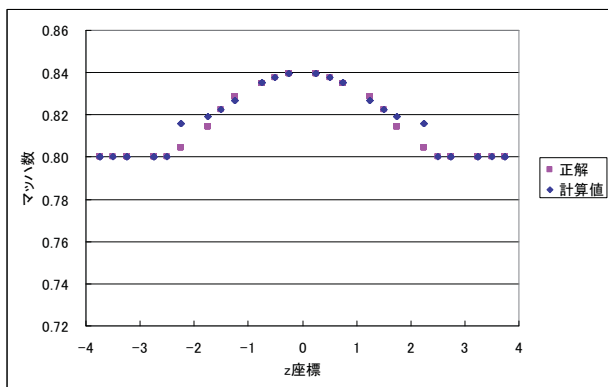


図 1 4. 流速捕捉における流入流速

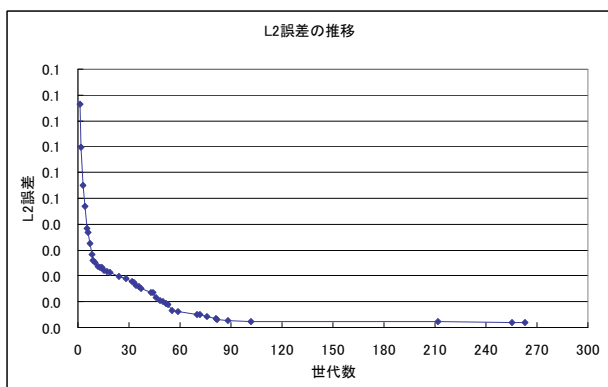


図 1 5. 流速捕捉の最良粒子誤差の推移

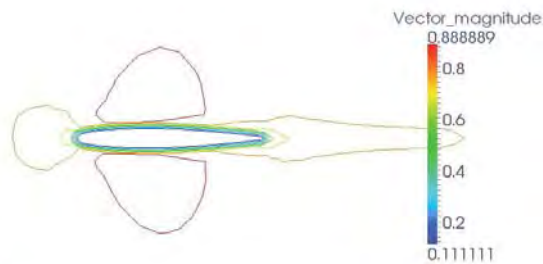


図 1 6. 流速捕捉された流速絶対値

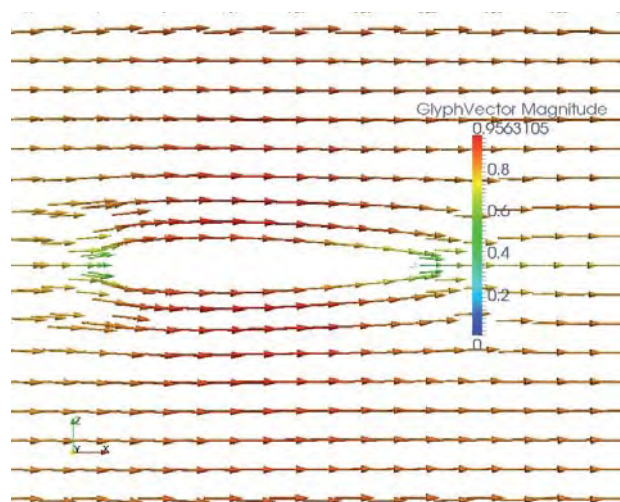


図 1 7. 流速捕捉された流速場

#### 4. 2. 2次元分布形

次に 2 次元分布形を付けた境界条件についても同様に境界流速分布の同定ができるかを確認した。図 1 8, 1 9 に同定結果、図 2 0 に誤差の推移を示す。同定結果は、翼面圧力による同定結果の図 1 0, 1 1 より良い結果が出た。これは、 $z$  方向が顕著である。これは、翼面は  $z$  方向には局所的であるが、流速分布は大域的であるためと思われる。

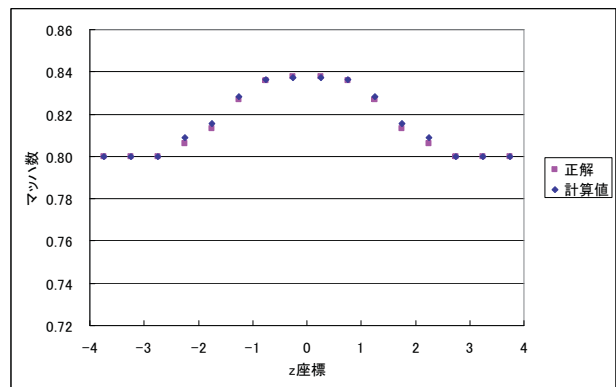


図 1 8. 2次元境界流速の場合の流入流速 ( $z$  方向)

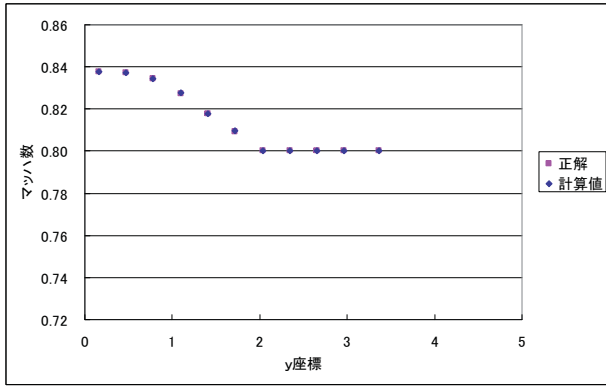


図 19. 2次元境界流速の場合の流入流速 (y方向)

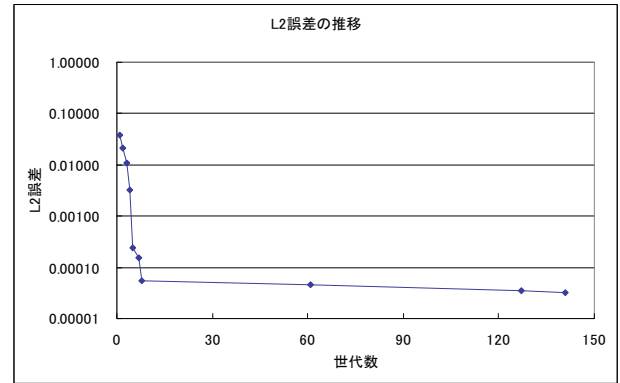


図 22. 下流圧力尤度計算における誤差の推移

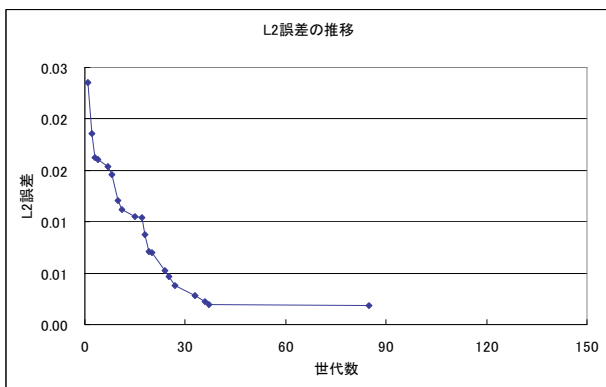


図 20. 2次元境界流速の場合の流速捕捉の誤差推移

## 5. 下流圧力境界によるデータ同化

風洞実験では支持棒により航空機模型を固定している。そのため、下流側の条件が実際の場合と異なる。これに対するデータ同化の有効性を検討するために、下流側の圧力境界条件から尤度を計算する粒子フィルタの有効性を確かめた。上流流速境界は一樣流とし、下流圧力境界条件に正解分布を決め、それが同定できるかを確かめた。10粒子150世代計算した。同定結果を図21に、最良粒子誤差の推移を図22に示す。粒子フィルタにおいては下流側の尤度計算においても、傾向を合わせることができていることが分かった。

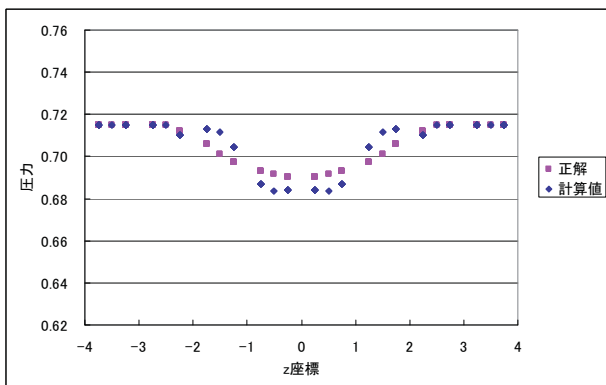


図 21. 下流圧力分布の同定結果

## 6. FaSTAR 基礎式のアジョイント方程式

FaSTAR で用いている物理量と双曲性を支配する項は、

$$Q = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e)^T,$$

$$F(Q) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix} i + \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e+p)v \end{pmatrix} j + \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix} k$$

であり、 $u, v, w$ :  $x, y, z$  方向流速、 $p$ : 圧力、 $\rho$ : 密度、 $e$ : 単位体積あたりのエネルギー、 $i, j, k$ :  $x, y, z$  方向単位ベクトルである。 $p^e$  は実験圧力とし、翼面圧力誤差を最小にするラグランジュ未定係数法を考える。

$$\begin{aligned} L = & \int (p^e - p)^2 dt dx dy dz \\ & + \int \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) \lambda^p dt dx dy dz \\ & + \int \left( \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} \right) \lambda^u dt dx dy dz \\ & + \int \left( \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} \right) \lambda^v dt dx dy dz \\ & + \int \left( \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} \right) \lambda^w dt dx dy dz \\ & + \int \left( \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial u(e+p)}{\partial x} + \frac{\partial v(e+p)}{\partial y} + \frac{\partial w(e+p)}{\partial z} \right) \lambda^e dt dx dy dz \\ & + \int \left( p - (\gamma - 1) \left( e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right) \right) \lambda^p dt dx dy dz \end{aligned}$$

に変分をとり、アジョイント方程式を求めると、

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \lambda^p}{\partial t} = & -u \left( u \frac{\partial \lambda^u}{\partial x} + v \frac{\partial \lambda^v}{\partial x} + w \frac{\partial \lambda^w}{\partial x} + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial x} \right) \\ & -v \left( u \frac{\partial \lambda^u}{\partial y} + v \frac{\partial \lambda^v}{\partial y} + w \frac{\partial \lambda^w}{\partial y} + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial y} \right) \\ & -w \left( u \frac{\partial \lambda^u}{\partial z} + v \frac{\partial \lambda^v}{\partial z} + w \frac{\partial \lambda^w}{\partial z} + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\gamma-1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \lambda^p, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial \lambda''}{\partial t} - 2u \frac{\partial \lambda''}{\partial x} - v \frac{\partial \lambda''}{\partial y} - w \frac{\partial \lambda''}{\partial z} &= \frac{\partial \lambda^p}{\partial x} + v \frac{\partial \lambda^p}{\partial x} + w \frac{\partial \lambda^p}{\partial x} \\
&\quad + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial x} - (\gamma-1)u\lambda^p, \\
-\frac{\partial \lambda''}{\partial t} - u \frac{\partial \lambda''}{\partial x} - 2v \frac{\partial \lambda''}{\partial y} - w \frac{\partial \lambda''}{\partial z} &= \frac{\partial \lambda^p}{\partial y} + w \frac{\partial \lambda^p}{\partial y} + u \frac{\partial \lambda^p}{\partial y} \\
&\quad + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial y} - (\gamma-1)v\lambda^p, \\
-\frac{\partial \lambda''}{\partial t} - u \frac{\partial \lambda''}{\partial x} - v \frac{\partial \lambda''}{\partial y} - 2w \frac{\partial \lambda''}{\partial z} &= \frac{\partial \lambda^p}{\partial z} + u \frac{\partial \lambda^p}{\partial z} + v \frac{\partial \lambda^p}{\partial z} \\
&\quad + \frac{e+p}{\rho} \frac{\partial \lambda^e}{\partial z} - (\gamma-1)w\lambda^p, \\
-\frac{\partial \lambda^e}{\partial t} - u \frac{\partial \lambda^e}{\partial x} - v \frac{\partial \lambda^e}{\partial y} - w \frac{\partial \lambda^e}{\partial z} &= (\gamma-1)\lambda^p, \\
\lambda^p &= 2(p^e - p) + \frac{\partial \lambda^e}{\partial x} + \frac{\partial \lambda^e}{\partial y} + \frac{\partial \lambda^e}{\partial z} + u \frac{\partial \lambda^e}{\partial x} + v \frac{\partial \lambda^e}{\partial y} + w \frac{\partial \lambda^e}{\partial z}.
\end{aligned}$$

## 7. 浅水波方程式での擬似アジョイント法の適用

6節においてFaSTARの3次元基礎式のアジョイント方程式を求めたが、類似の双曲型の方程式である2次元の浅水波方程式について、擬似アジョイント法を適用した結果を報告する。ここで、擬似アジョイント法とは、連続系のアジョイント方程式を求めた後に、離散化して上流情報を更新する手法と定義し、離散化方程式のアジョイント方程式を求める従来のアジョイント法とは区別する。

浅水波方程式の基礎式は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = C,$$

$$U = \begin{pmatrix} D \\ Du \\ Dv \end{pmatrix}, E = \begin{pmatrix} Du \\ Du^2 + D^2g \\ Duv \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} Dv \\ Duv \\ Dv^2 + D^2g \end{pmatrix}$$

$C$ は摩擦項、粘性項、海底勾配項である。 $u, v$ :  $x, y$ 方向流速,  $D$ : 水深,  $g$ : 重力加速度である。アジョイント方程式は、 $D^e$ を実験水深とし、

$$-\frac{\partial \lambda^D}{\partial t} - gD \left( \frac{\partial \lambda^{Du}}{\partial x} + \frac{\partial \lambda^{Dv}}{\partial y} \right) = 2(D^e - D),$$

$$-\frac{\partial \lambda^{Du}}{\partial t} - u \frac{\partial \lambda^{Du}}{\partial x} - v \frac{\partial \lambda^{Du}}{\partial y} = \frac{\partial \lambda^D}{\partial x},$$

$$-\frac{\partial \lambda^{Dv}}{\partial t} - u \frac{\partial \lambda^{Dv}}{\partial x} - v \frac{\partial \lambda^{Dv}}{\partial y} = \frac{\partial \lambda^D}{\partial y}$$

となる。ここで、線流量  $Du, Dv$  を基礎変数としたので、6節の移流項とは差が出た。

実験は図23、図24の岡部等3)を用いた。

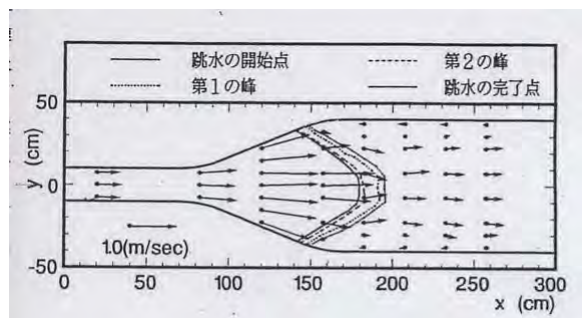


図23. 実験流場

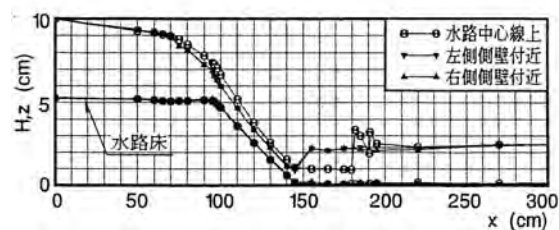


図24. 実験水位場

水路中心軸の実験値を  $D^e$  とし、擬似アジョイント法を適用した。上流境界での流速場に対して、 $\lambda^e$  を加える処理を20回繰り返した。図25にデータ同化前の結果を示し、図26にデータ同化後の結果を示す。各図の上段は水位鳥瞰図、中段は流速ベクトル図、下段は水路中心線の水位であり、黄線が実験、青線が計算である。図26では実験水位と計算値が良く合っていることが伺える。

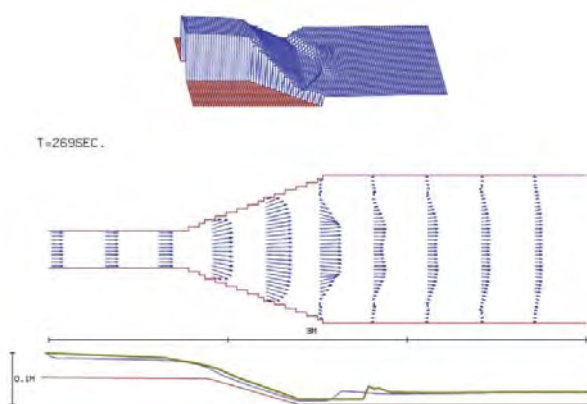


図25. 初期の流速場の中心軸の水位の差

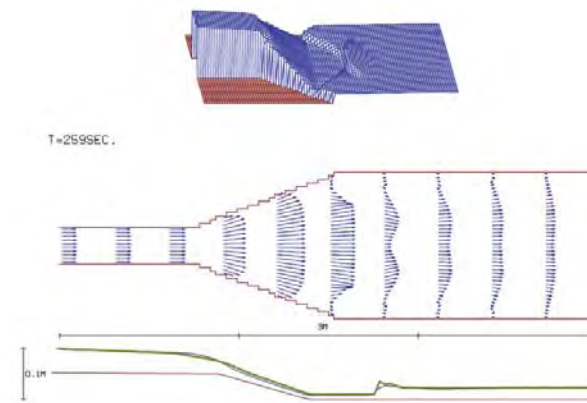


図26. データ同化後の流速場と水位場

## 8. 結論

- FaSTAR を用いたデータ同化法の一つである粒子フィルタの検討を行った。
- 下流側の圧力境界条件も、粒子フィルタによりある程度は同定できることが分かった。
- FaSTAR の擬似アジョイント方程式を導出した。
- 浅水波方程式に擬似アジョイント法を適用し、数値的に有効性を確かめた。

## 参考文献

- 1) 樋口, 粒子フィルタ, 電子情報通信学会誌, 88, pp.989-994, 2005.
- 2) 橋本等, 高速流体ソルバ FaSTAR の開発, 第42回流体力学講演会, 2010.
- 3) 岡部等, 水工学論文集, 39, pp.403-410, 1995.



# プラズマ風洞計測における半導体レーザー吸収分光法の高感度化

野村哲史, 小紫公也 (東京大学), 高柳大樹, 藤田和央 (JAXA), 荒川義博 (東京大学)

## Sensitivity Enhancement of Diode Laser Absorption Spectroscopy for Plasma Wind Tunnel Diagnosis

by

Satoshi Nomura, Kimiya Komurasaki, Hiroki Takayanagi, Kazuhisa Fujita and Yoshihiro Arakawa

### ABSTRACT

The laser absorption spectroscopy (LAS) has been applied to the high enthalpy flow at the plasma wind tunnel. However for the measurement of the arc heated air plasma it is necessary to enhance the sensitivity of LAS due to its low absorbance ( $\sim 10^{-4}$ ). Cavity enhanced absorption spectroscopy (CEAS) has been developed as a highly sensitive LAS method. First the CEAS is applied at a microwave discharge tube to measure the argon in the mixture gas of argon and oxygen. As a result the minimum detectable absorbance is reduced to  $2.8 \times 10^{-4}$ . Then the CEAS is applied at a 750kW Arc heated wind tunnel at JAXA. As a result in the shock layer the absorption of atomic oxygen is observed and the absorbance is estimated at  $5.3 \times 10^{-4}$ .

### 1. はじめに

宇宙往還機の帰還や惑星探査機の惑星大気圏突入の際、機体前方には強い衝撃波が形成され、対流加熱、輻射加熱、表面触媒性再結合反応などの複雑なメカニズムによって、機体は厳しい加熱環境に晒される。機体の熱防護材の開発等のために、加熱環境を地上で模擬する設備がプラズマ風洞である。プラズマ風洞の気流は熱的、化学的に非平衡であることが知られており、現在のところ数値計算により気流状態を正しく把握することは容易ではない。そこで、気流中と衝撃波層内のさまざまなパラメータを計測する必要がある。熱化学的に非平衡な気流を記述するためには、並進温度、回転温度、振動温度、流速、解離度など多くの変数が必要となるが、そのなかでも並進温度は特に重要な物理量であり、その計測手法の確立が重要な課題となっている。

プラズマ風洞気流計測技術の中でも、高精度な並進温度計測が期待できる非接触な計測法としてレーザー吸収分光法(Laser Absorption Spectroscopy, LAS)がある。これまで、ICP風洞の気流計測や<sup>1)3)</sup>、アーク加熱風洞の電極内部の空気プラズマ計測に適用され<sup>4)</sup>、その有用性が示されている。しかし、アーク風洞における空気気流中では、いまだどの原子の吸収も測定されておらず、並進温度計測に成功していない。それは、窒素分子の解離に多くの入力エネルギーが消費され、その解離温度以上に温度が上がらず、吸収対象である励起準位の数密度が小さく吸収量が微小であるためである。そこで、そのような微小吸収量の測定を可能にする高感度吸収分光法の適用が必要になる。

レーザー吸収分光法の高感度化には、大きく分けて、波長掃引に二次変調を加えロックインアンプで信号ノイズ比を高める、周波数変調分光法(Frequency Modulation Spectroscopy, FMS)や波長変調分光法

(Wavelength Modulation Spectroscopy, WMS)と、高反射ミラーを用いて光学的共振器を構築することにより光路長を増幅する、キャビティエンハンスド(Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy, CEAS) 法やキャビティリングダウン (Cavity Ring-Down Spectroscopy, CRDS) 法の二つがある<sup>5),6)</sup>。CRDS, CEASの開発の歴史や他分野での応用、それらから派生した様々な計測技術等については、文献7)に詳しい。ここでは、それらの中でも、簡易なシステムでありながら、風洞計測において、より高感度な計測が可能になると期待できる、CEASの風洞計測への適用に関して述べる。まず、安定なプラズマを長時間維持することが可能であるマイクロ波放電管に対して、CEASを適用し、計測技術の向上を試み、またその測定感度を推定した。次に宇宙航空研究開発機構(JAXA)の750kW級アーク加熱風洞に対して適用した。

### 2. レーザー吸収分光法の高感度化の原理

従来のLASにおいて、計測対象である媒質透過前後のレーザー強度 $I_0$ ,  $I$ , と吸収係数 $\alpha$ , 媒質中のレーザー光路長 $L$ の関係は、Beer-Lambertの法則の示すように、 $\alpha$ の分布が均一であると仮定すると、以下の式によって表される。

$$-\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \alpha L \quad (1)$$

計測感度は、透過光強度変化、 $\Delta I_{\min}=I_0-I$ の検知限界によって決まる。感度が悪化する原因としては、プラズマからの自発光やレーザー強度の揺らぎなどによるノイズが挙げられ、通常 $\Delta I_{\min}/I_0=0.01$ 程度である。

図1に示すように2枚のミラーによって共振器を作り、媒質を通過する光路長を長くすることにより吸収信号を大きくする。ミラーの反射率が $R$ であるとき、光路長はおよそ $1/(1-R)$ 倍に増幅され、それに伴って感度が向上する。

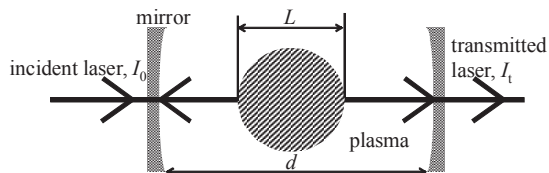


図1 光学的共振器の概略図

共振にはレーザーと共振器との空間的な位置関係によって、縦モードと横モードが存在する。自発光の強いプラズマ風洞に適用するために、比較的高い透過レーザー強度を得られるという利点を活かして、縦モードのみを利用することを考える。レーザー周波数を掃引した場合、ある周波数間隔で共振が起こり、透過レーザー強度は楕状の信号となる。レーザー透過率はエアリー関数として知られる次式で表される。

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{2\pi\nu d}{c}\right)} \quad (2)$$

ここで $d$ は共振器長である。図2に式(2)により計算される透過強度プロファイルを示す。

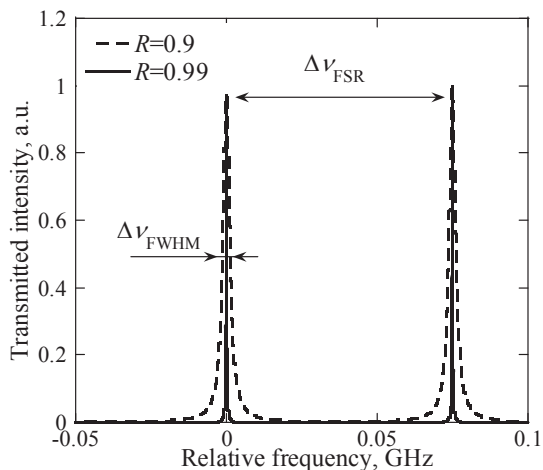


図2 透過強度プロファイル( $d=2$  m,  $R=0.9, 0.99$ .)

共振は $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ （Free Spectral Range, FSR）毎に起こり、その包絡線が吸収プロファイルを表す。次式に示すように $d$ が長いほど $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ は狭くなるので、必要十分な波長分解能で吸収プロファイルを取得することができる。

$$\Delta\nu_{\text{FSR}} = \frac{c}{2d} \quad (3)$$

また線幅 $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ は次式で表され、 $R$ 、 $d$ が大きいほど狭

線幅の信号が得られる。

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = \frac{c(1-R)}{2d\pi\sqrt{R}} \quad (4)$$

高反射ミラーを大型風洞チャンバーの外に置く場合、 $d$ は2 m程度となり、 $\Delta\nu_{\text{FSR}}$ はおよそ75 MHz、 $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ は数十kHz程度となる。レーザーの周波数掃引速度が数十GHz/s程度であれば、立ち上がり時間が数百nsのパルス波形を計測することになるので、そのピーク値を捉えることができるよう、十分に応答性の高い計測系を用意する必要がある。

CEASではLASと同様にレーザー周波数を掃引し、共振器からの透過光強度変化から吸収プロファイルを取得する。媒質がない場合の透過強度とある場合の透過強度の比、 $I_t^0/I_t$ と吸収係数の関係は以下の式によって表される。

$$\frac{I_t^0}{I_t} = \frac{1 - (R \exp(-\alpha(\nu)L))^2}{(1-R^2) \exp(-\alpha(\nu)L)} \quad (5)$$

ここで、透過強度比から吸収係数を求めるためには、 $R$ を正しく求める必要がある。リングダウン信号から $R$ を求める方法と、吸収係数がわかっているプラズマを計測することで較正を行う方法があるが、本研究では、リングダウン信号から求める方法を用いた。

### 3. 高感度吸収分光法の測定系

図3に測定系の概略図を示す。外部共振器付半導体レーザー(New Focus Inc. Velocity 6300)を光源に用いた。マイクロ波放電管測定ではアルゴンの772.42 nmにおける遷移、風洞測定では酸素の777.19 nmにおける遷移を対象としている。レーザー線幅は300 kHz程度である。ビームスプリッターによって三経路に分けられた光は、ひとつは波長計としてのFSRが0.75 GHzのエタロンに導かれ、ひとつは参照セルを計測するために用いられる。参照セルでは、測定対象と同じ原子を生成し、計測前に予めレーザー周波数を測定対象の吸収周波数に合わせておくことで計測を円滑に行うことができる。これは、長時間の作動が難しい大型プラズマ風洞での計測に際して重要である。リングダウン信号計測では、レーザーが共振器へ入射されないようリングダウン時間よりも短い時間で遮断する必要がある。ここでは、遮蔽機構としAOM (Acousto-optic modulator, ISOMET, 1205C-2)を用いた。ミラー間にあるチャンバー窓でのレーザー強度損失を最小限に抑えるため、チャンバー窓はブリュスター角で取り付けられている。そのため、ファイバーの曲げを調節することで偏光制御を行っている。光学的共振器は曲率半径1.5 mの高反射ミラー(Layertec.)を用いて構築している。表1にマイクロ波放電管、アーク加熱風洞それぞれにおける測定条件を示す。反射率はリングダウン信号計測により求めたが、アーク加熱風洞測定において反射率が低いのは、図4に示されるように、計測環境下

の機械的振動が影響を与え、縦モードのみで調節した共振器からも高次の横モードが励起されているからであると考えられる。この影響を回避するため、データ解析において、縦モードのみを抽出し、100回の掃引プロファイルを平均した。

表2にマイクロ波放電管およびアーク加熱風洞の作動条件を示す。マイクロ波放電管においては、アルゴンと酸素の混合気体を作動ガスとし、酸素の流量を調節することで、任意の微小吸収量のプラズマを生成し、アーク加熱風洞における計測環境にむけた計測法の向上を試みた。

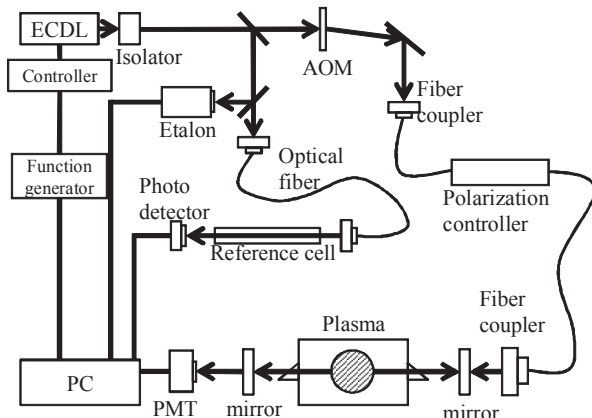


図3 高感度吸収分光法の光学系概念図

表1 マイクロ波放電管、アーク加熱風洞における計測条件

|      | マイクロ波放電管<br>測定 | アーク加熱風洞<br>測定   |
|------|----------------|-----------------|
| 共振器幅 | 1.1 m          | 1.98 m          |
| 反射率  | 0.9972         | 0.9935          |
| 掃引幅  | 15 GHz         | 36 GHz          |
| 測定対象 | Ar (772.42 nm) | O I (777.19 nm) |

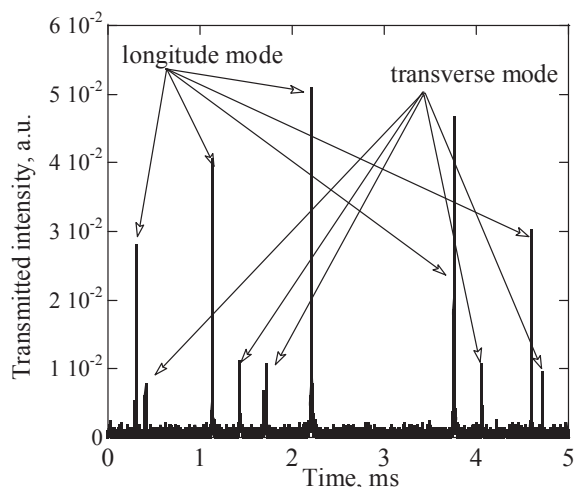


図4 機械的振動環境化での透過強度プロファイル

表2 マイクロ波放電管およびアーク加熱風洞の作動条件

|         | マイクロ波放電管                                 | アーク加熱風洞      |
|---------|--|--------------|
| 投入電力    | 0.5 kW                                   | 530 kW(700A) |
| 作動ガス    | Ar:0.077g/s,<br>O <sub>2</sub> :0.023g/s | Air:10 g/s   |
| 比エンタルピー | 5 MJ/kg                                  | 21.8 MJ/kg   |

#### 4. 結果

図5にマイクロ波放電管測定において一回の周波数掃引で取得されたアルゴン原子吸収プロファイルを示す。参照信号としてアルゴングロー放電管におけるLAS測定結果を添えている。透過レーザー強度（ピーク値）にばらつきがみられるが、数回の掃引を行ってピーク値を平均することで、図6に示すような吸収プロファイルを得ることができる。吸収がない領域の透過強度のばらつきから測定限界を求めると、 $\alpha L = 2.8 \times 10^{-4}$ と見積もられる。

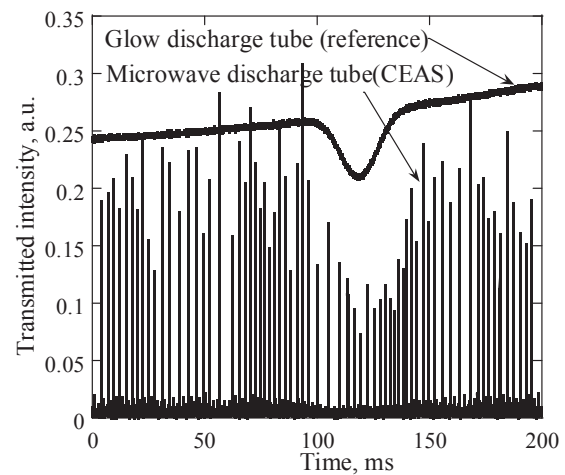


図5 CEASにより取得された吸収プロファイル

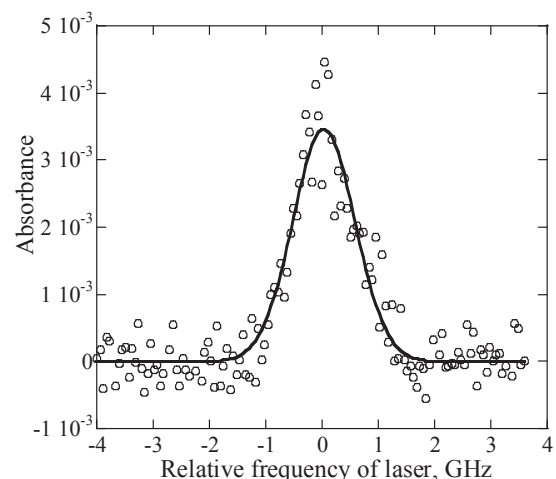


図6 平均化された吸収プロファイル(10回の周波数掃引の平均)

以上のようにして開発したCEASをアーク加熱風洞に適用した結果を図7に示す。自由流中では吸収を確認できなかったが、供試体プローブにより生成された衝撃層内において酸素の吸収を確認した。得られたデータをガウ



ス関数で近似した結果、吸収中心において $\alpha L=5.3 \times 10^{-4}$ と求められた。自由流中での吸収を確認できなかったのは、反射率が十分に高くなかったためと考えられる。反射率の低下の原因としては、ミラー間にあるチャンバー窓の影響とアーク加熱風洞においては計測環境下の機械的振動の影響が挙げられる。ミラーをチャンバー内にマウントすることにより、チャンバー窓での反射率低下を防ぐことはできるが、プラズマ気流によるミラーへのコンタミネーションを防ぐことが新たな課題となる。

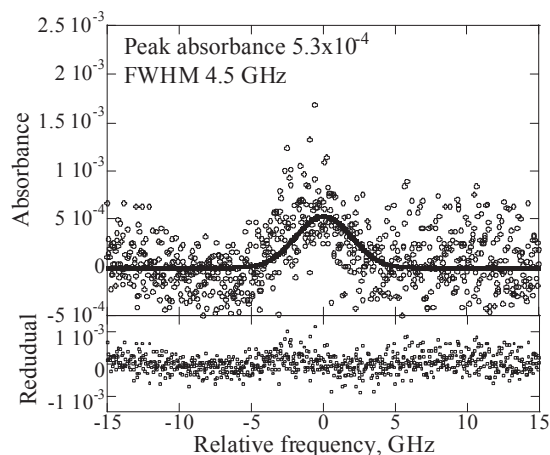


図7 アーク加熱風洞における衝撃層内の酸素吸収プロファイル

## 5. まとめ

高感度レーザー吸収分光法として、CEASをマイクロ波放電管および750kW級アーク加熱風洞の計測に適用した。その結果、マイクロ波放電管においては、アルゴンの吸収を計測し、 $\alpha L_{\min}=2.8 \times 10^{-4}$ と見積もられた。また、アーク加熱風洞計測においては、衝撃層内にて酸素の吸収を $\alpha L=5.3 \times 10^{-4}$ と確認した。

また、共振器を用いた吸収分光法においても、レーザー強度が高いと吸収飽和<sup>8)</sup>が起こることが報告されている<sup>9),10)</sup>。プラズマ風洞気流のように10~100Paのプラズマでは、吸収飽和強度が低く一般的な半導体レーザー強度で容易に吸収飽和が起こるので、正確な温度計測のために、吸収飽和強度を把握することが重要である。CEASにおける吸収飽和強度決定法に関しては、研究はいまだ十分でないので、さらなる研究が必要な課題である。

## 参考文献

- 1) Matsui, M., Komurasaki, K., Herdrich, G. and Auweter-Kurtz, M.: Enthalpy Measurement in Inductively Heated Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy, *AIAA J.*, **43** (2005), pp.2060-2064.
- 2) Matsui, M., Komurasaki, K., Arakawa, Y., Knapp, A., Herdrich, G. and Auweter-Kurtz, M.: Enthalpy Measurement of Inductively Heated Air Flow, *Journal of*

*Spacecraft and Rocket*, **45** (2008), pp. 155-157.

- 3) 松井 信, 小紫 公也, Georg Herdrich, Monika Auweter-Kurtz: レーザー吸収分光法を用いた誘導過熱風洞気流診断, *日本航空宇宙学会論文集*, **53** (2005), pp. 379-384.

- 4) Kim, S.: Development of Tunable Diode Laser Absorption Sensors for a Large-Scale Arc-Heated Plasma Wind Tunnel, Doctoral Thesis (2004), Stanford University.

- 5) Friedrichs, G.: Sensitive absorption methods for quantitative gas phase kinetic measurements. Part 2: Cavity ringdown spectroscopy, *Zeitschrift fuer Physikalische Chemie*, **222** (2008), pp.31-61.

- 6) Friedrichs, G.: Sensitive absorption methods for quantitative gas phase kinetic measurements. Part 1: Frequency modulation spectroscopy, *Zeitschrift fuer Physikalische Chemie*, **222** (2008), pp.1-30.

- 7) Mazurenka, M., Orr-Ewing, A., Peverall, R., and Ritchie, G.: 4 Cavity ring-down and cavity enhanced spectroscopy using diode lasers, *Annual Reports Section "C" (Physical Chemistry)*, **101** (2005), pp.100-142.

- 8) Matsui, M., Ogawa, S., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: Influence of Laser Intensity on Absorption Line Broadening in Laser Absorption Spectroscopy, *Journal of Applied Physics*, **100** (2006), pp.063102.

- 9) Romanini, D., Dupre, P. and Jost, R.: Non-linear effects by continuous wave cavity ringdown spectroscopy in jet-cooled NO<sub>2</sub>, **19** (1999), *Vibrational Spectroscopy*, pp.93-106.

- 10) Bucher, C.R., Lehmann K.K. and Fraser G.T.: Doppler-free nonlinear absorption in ethylene by use of continuous-wave cavity ringdown spectroscopy, *Applied Optics*, **39** (2000), pp.3154-3165.

## 模型内蔵型データロガーを用いた衝撃風洞での力計測

丹野英幸、佐藤和雄、小室智幸、伊藤勝宏（宇宙航空研究開発機構 角田）

藤田和央（宇宙航空研究開発機構 調布）

Stuart Laurence、Klaus Hannemann（ドイツ航空宇宙センター ゲッティンゲン）

## Force measurement with an onboard miniature data-logger in impulsive facilities

by

TANNO Hideyuki, SATO Kazuo, KOMURO Tomoyuki and ITOH Katsuhiko (JAXA Kakuda)

FUJITA Kazuhisa (JAXA Chofu)

Stuart Laurence and Klaus Hannemann (DLR Goettingen)

### ABSTRACT

A novel force measurement technique has been developed at the impulsive facility Hiest, in which the test model is completely non-restrained for the duration of the test, so it experiences completely free-flight conditions for a period on the order of milliseconds. This technique was demonstrated with a three-component aerodynamic force measurement with a blunted cone of total length 318 mm and a total mass of 22 kg. In the present wind tunnel test campaign, records of pressure, axial force, nominal force and pitching moment were obtained under conditions of  $H_0 = 4$  MJ/kg,  $P_0 = 14$  MPa. This demonstrated that the system worked correctly in the short test duration and harsh conditions typical of Hiest. Use of this data-logger allows the elimination of a large-diameter sting, ending concerns about the sting's interference with the base flow of the model, which could cause serious errors in measurement in wind tunnel tests.

### 1. はじめに

宇宙航空研究開発機構では、平成20年度から5年間の計画で高温衝撃風洞 Hiest<sup>1</sup>の空力計測を含む計測技術向上プログラムを実施している。Hiest 風洞試験では、他の風洞と同様に模型を支持するためのスティング（支持棒）を用いるが、数百 kPa と高い試験気流動圧のために、他風洞と比較しても頑丈な（すなわち大直径の）スティングが必要である。従って、模型後部に取り付けられる大直径スティングが後流に干渉し、模型全体の流れ場の静定時間に影響を与える可能性は他の風洞よりも高い。更に、Hiest の試験時間は他の風洞と比較して数ミリ秒オーダーと極端に短い為、気流静定時間は計測精度に著しい影響を及ぼす恐れがある。今までにスティングと模型の干渉現象は、模型背面圧力計測および数値シミュレーションによって検討が行われたが、干渉現象を観測するのに十分な数の圧力センサ・熱電対を模型もしくはスティングに設置するのは物理的に難しい場合が多く、また、極めて複雑であるスティングと模型の干渉流れを数値シミュレートすることは困難であった。当然ながらそれらの結果を基に風洞計測結果に干渉影響の補正を加えることは精度的に無理であり、支持装置干渉の影響の無い計測を実施することが、Hiest 力計測精度向上の主要研究項目の一つであった。

今回、上記の問題を解決するために従来の方法とは異なる新しい力計測法を開発した。本計測法では、スティング干渉は完全に払拭され、極めて短い時間内とはいえ、模型は風洞内部で完全に無拘束・いわゆる自由飛行と同じ状態が保証される。本試験法を実現するにあたって実施した、模型内蔵型データロガー、模型の保持・落下装置、模型捕獲装置の開発を述べると共に、予備精度評価を含めた計測結果について報告する。

### 2. 高温衝撃風洞 Hiest での空力計測

衝撃風洞での空力計測は、従来の吹き出し型極超音速風洞と比較して、前述した通り極めて短い試験時間と高よどみ点圧力・温度のために技術的なハードルは高い。しかし、大気圏再突入に代表される、いわゆる高温極超音速流れの地上実験データは、数値コードの妥当性を検証するためのベンチマークとして必須であり、1960年代から極めて多く

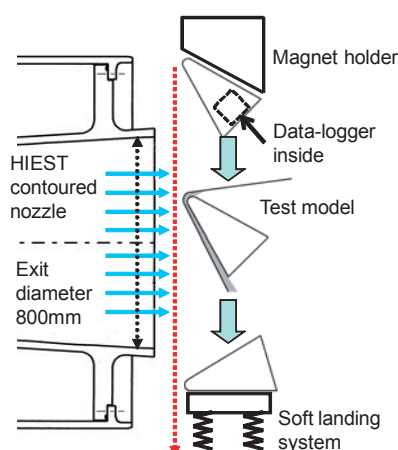


Fig.1 The 'Free-fall force measurement technique'.

の研究がなされてきた<sup>2</sup>。Hiest では 1995 年より衝撃風洞用の空力計測試験技術の開発を続けており、当初は高速応答性を確保すべく高剛性天秤を用いた空力計測を実施したが<sup>3</sup>、支持系から発生する低周波の機械的振動あるいは多分力計測への展開時の振動処理の複雑さから、いわゆるセミフリーフライト計測法（弱拘束模型支持法）による計測法に切り替えた。セミフリーフライト計測法は衝撃風洞での力計測でよく使われる方法の一つであり、過去数十年間で、各種計測に応用されている<sup>4-7</sup>。Hiest ではこれまでにデジタル信号処理法と組み合わせることで、セミフリーフライト空力計測技術を発展させ、 $330 \mu s$  の時間分解能を確保した単純形状模型の 3 分力空力計測に成功した。このとき、天秤法で用いた大直径スティングの小型化にも成功したが、模型支持ワイヤおよび模型に内蔵したセンサーの信号ケーブルを取り出すための小直径スティングによる気流の干渉が課題として残った。実際にスティング干渉によるものかどうかは議論の余地があるが、数値コードの予測値とセミフリーフライト計測値<sup>8</sup>は有意な差が確認されており、支持ワイヤおよび信号ケーブル用スティングの排除が計測精度向上のために求められていた。

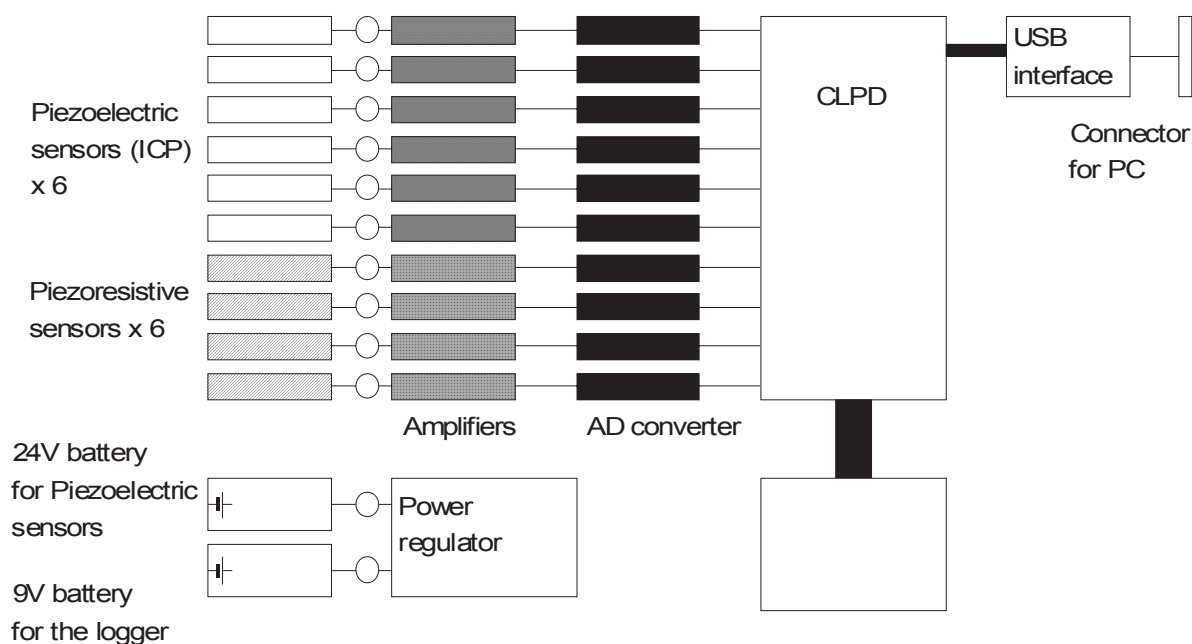


Fig.2 Block diagram of the onboard data logger

そこで今回、上記の問題を解決する新たな計測法を開発した。図 1 に本計測法の概略を示す。試験前に模型は電磁石を用いた模型保持装置によって試験部天井部に固定される。風洞始動信号をトリガーとして、電磁石は消磁され模型は落下を開始する。消磁タイミングは試験気流到達時に落下模型が風洞中心部に位置されるように調整される。試験気流が到達した際、模型は完全に自由飛行と同じ状態であり、圧力、加速度は内蔵されたセンサで受感し模型内蔵のデータロガーに記録される。模型は試験気流終了後に落下を続け、試験部床に設置されている模型捕獲装置に軟着陸する。その後模型は回収され、ホスト PC と接続し記録されたデータを回収する。模型・データロガーは再使用可能である。本計測法の実現は小型・高速・高精度のデータロガーの開発が鍵である。次に本計測法の為に開発されたデータロガーについて述べる。

### 3. 小型データロガー

HIRST での 3 分力空力計測では、通常、軸力、垂直力およびピッチングモーメント計測用としてそれぞれ 2 個、合計 6 個の加速度計が必要である。また、空力計測精度を確保するために模型先端での主流ピトー圧の計測が必須であり、他に模型周りの圧力を計測用として 2~3CH 程度が必要であるため、データロガー全体としては最低 10CH の回路が必要となる。更に HIRST の ms オーダーの短い計測時間、および使用するセンサの感度から、サンプリングレートは 500kHz、精度は 16bit が要求される。計測時間は通常数百 ms 程度は必要である。当然ながら、要求されるチャンネル数に対してそれぞれアンプが必要であり、試験準備から試験終了まで最長 2 時間の間、センサを含めた全ての回路駆動用電池が必須である。これらデータロガーの要求仕様を表 1 に示す。

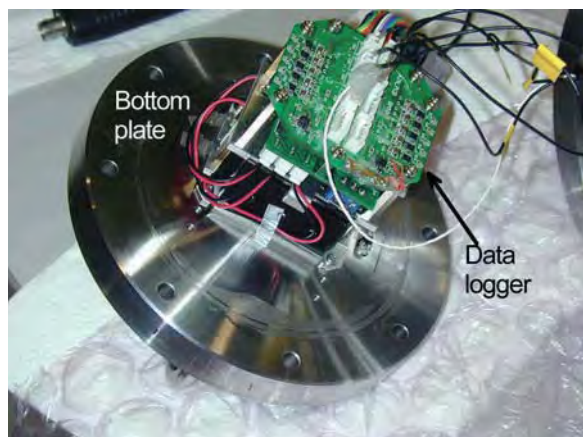


Fig.3 The miniature data-logger mounted on the bottom plate of the blunted-cone wind tunnel test model. The logger has 6-channel piezoelectric amplifiers and 4-channel piezoresistive amplifiers.

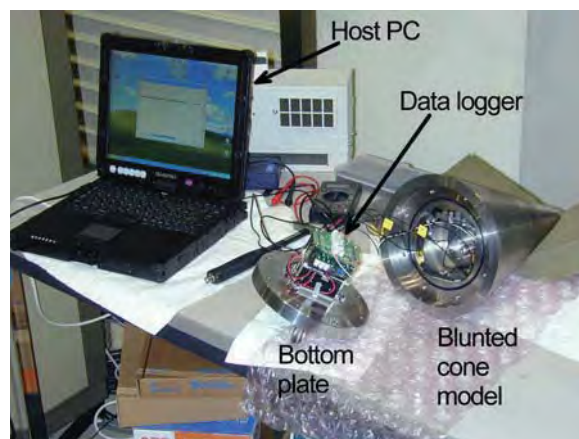
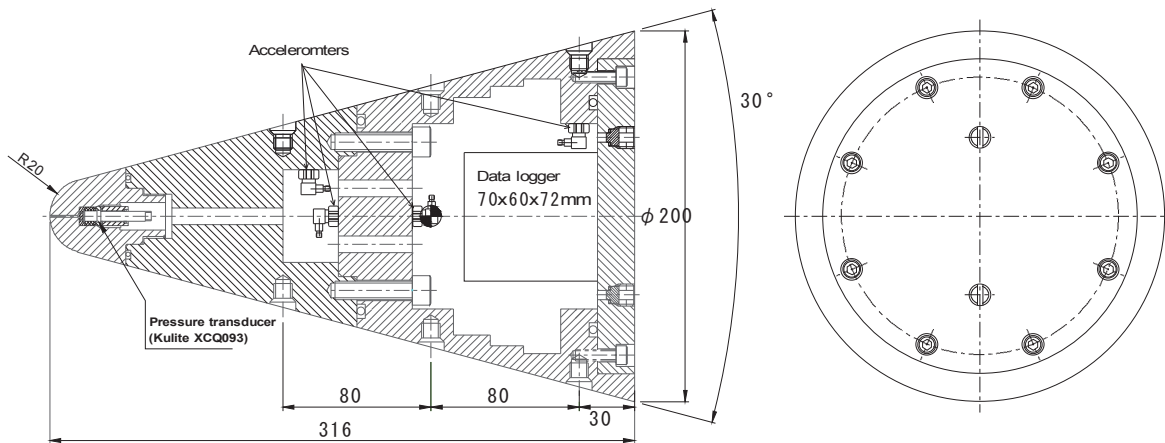


Fig.4 Measured data was transferred to the host PC via a USB interface





**Fig.5** Schematic of the blunted-cone model. The model has a cavity inside, where the miniature data-logger can be installed. Six accelerometers were instrumented inside the model. Four of the six accelerometers are shown in the figure.

この要求仕様に合致するデータロガーを市場において調査したが、仕様に合致する製品は当然ながら皆無であり入手は不可能であった。一方、近年大学等では自製データロガーによるオンボード計測の報告が散見され<sup>9</sup>、これらに応用することも検討された。大学等のロガーでは、計測データを PIC を用いてメモリへ書きこむ構成とするのが一般的である。しかし 10CH、500kHz、16bit の書き込み速度を確保するには、現在市販の PIC では能力が大幅に不足であり、実現が困難であった。そこで JAXA では独自のデータロガーの開発を行う方針を取った。データロガーの記録回路として要求される機能は、基本的に ADC 出力をメモリに書き込むだけの比較的簡単な動作であり、市販されている PIC の複雑・多機能な命令系は不必要である。今回のオンボードデータロガーでは、高速性を確保するために、PIC の代わりに、カスタムメイドの CLPD (Complex logical programmable device) を用いた。CLPD は簡単な動作しかできないが、ハードウェアロジックであるため、PIC に比較して極めて高速動作が可能である。本回路では、高速 ADC チップ出力を CPLD でメモリに直接書き込む単純な構成としている。また、実装では、高速化と同時に小型化を確保するために 4 層ボードによる構成とした。図 2 に本データロガーの回路構成図を示し、図 3 に本データロガーを供試

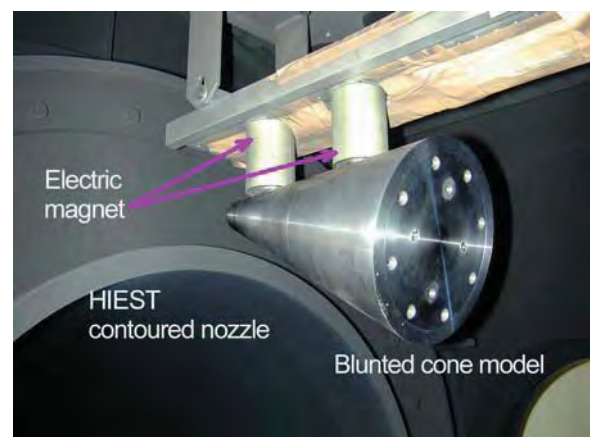
模型に取り付けた状態を示す。

図 2 に示される通り本ロガーでは、加速度計用として圧電型 (PCB piezotronics, Inc. ICP type) 6CH、半導体ひずみ型 (Kulite Semiconductor Products, Inc. XCQ-093) 4CH を接続可能である。システムはロガーボード、電源レギュレータボードおよび電池を全て含めた状態で、100mm x 100mm x 70mm のサイズである。また、ロガーはマイクロスイッチでプリトリガー時間を任意に設定可能であり、トリガー待ち状態にするために IR フォトスイッチと、ロガーのステータスを示す LED インジケータが取り付けられている。本試験では模型底面に 2 つの光学窓を設け、トリガー待ち状態の設定と状況確認ができるようにした。風洞試験後、ロガーのメモリに保存された計測データは、USB インタフェースを通してホスト PC へ転送される (図 4)。

#### 4. 模型等

##### 4.1. 供試模型

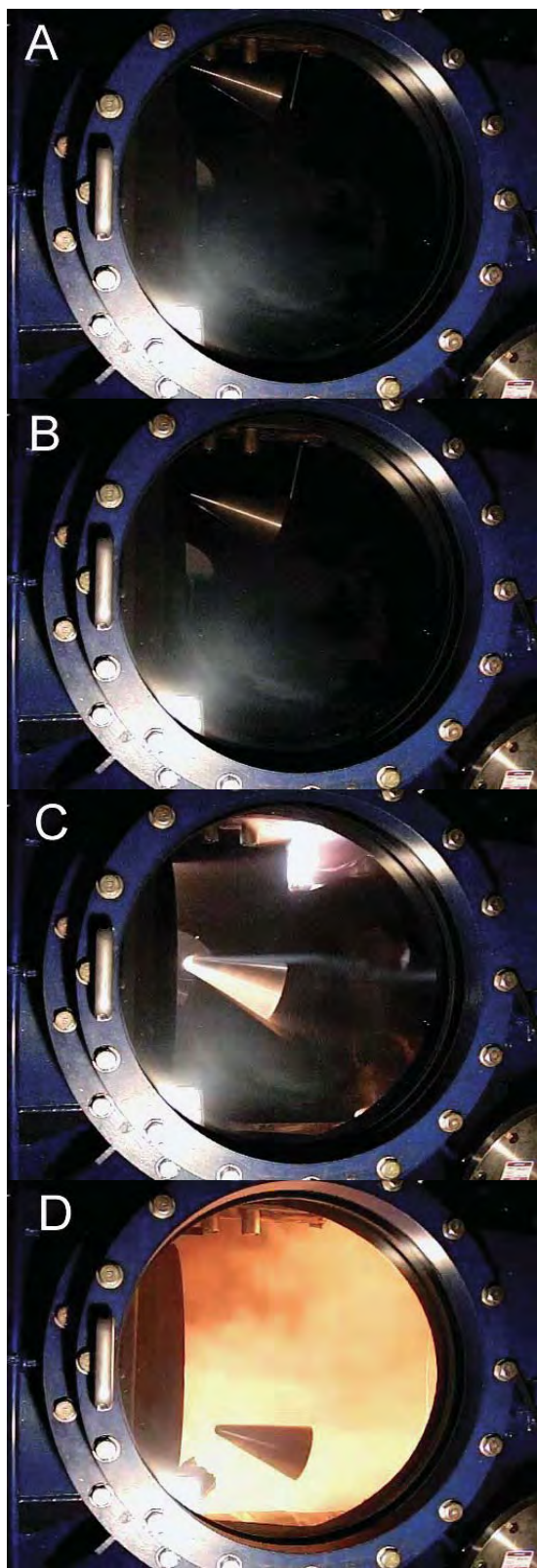
供試模型は、これまで HIEST の空力試験で用いられた形状と同一の半頂角 15 度、底面直径 200mm、先端の鈍頭曲率半径 20mm、全長 316mm の鈍頭円錐形状模型 (図 5) であ



**Fig.6** A blunted cone is installed on the ceiling in the HIEST test section, held by two electromagnets. The model will be released in synchrony with the test flow's arrival. The trigger signal for its release will come from the facility initiation signal.

**Table.1** Specifications of the miniature data-logger.

|                    |  |
|--------------------|--|
| Sensor type        | piezoelectric ICP type (PCB ) and piezoresistive (Kulite)                |
| Number of channels | 10 (six channels for piezoelectric and four channels for piezoresistive) |
| Input              | -10 V to 10V   |
| Resolution         | 16 bit   |
| Sampling rate      | 500 kHz (for each channel)   |
| Duration           | 400 ms   |
| Pre-trigger        | Adjustable from -400 ms to 0 ms with onboard micro switch                |
| Trigger arm system | IR photo-switch. (with LED indicator)                                    |
| Size               | 100 mm x 100 mm x 70 mm  |
| Battery life       | 2 hours  |
| Interface          | USB  |



**Fig.7** Sequential images of the model dropping in the HIEST test section. A. Model held by the system. B. Model released and dropping. C. Test flow (from left to right) established around the model. D. Test finished. The model fell into the catcher.

る<sup>10</sup>。模型材質は、磁性ステンレス鋼材 SUS410 を使用し、模型質量は 19.62kg である。後述するように今回の試験で



**Fig.8** The test model and the model catcher immediately after the wind tunnel shot (#1923). The blunted cone successfully soft landed on the catcher without any damage. Model and data-logger have been reused through the present test campaign.

は模型は電磁石を用いた模型保持・投下装置によって試験部上部に取り付けられる。磁性ステンレス材は、模型を磁力支持するためと共に、強力な電磁石の消磁時に発生する電磁パルスからロガーの電子機器を保護する電磁シールドの目的で用いた。

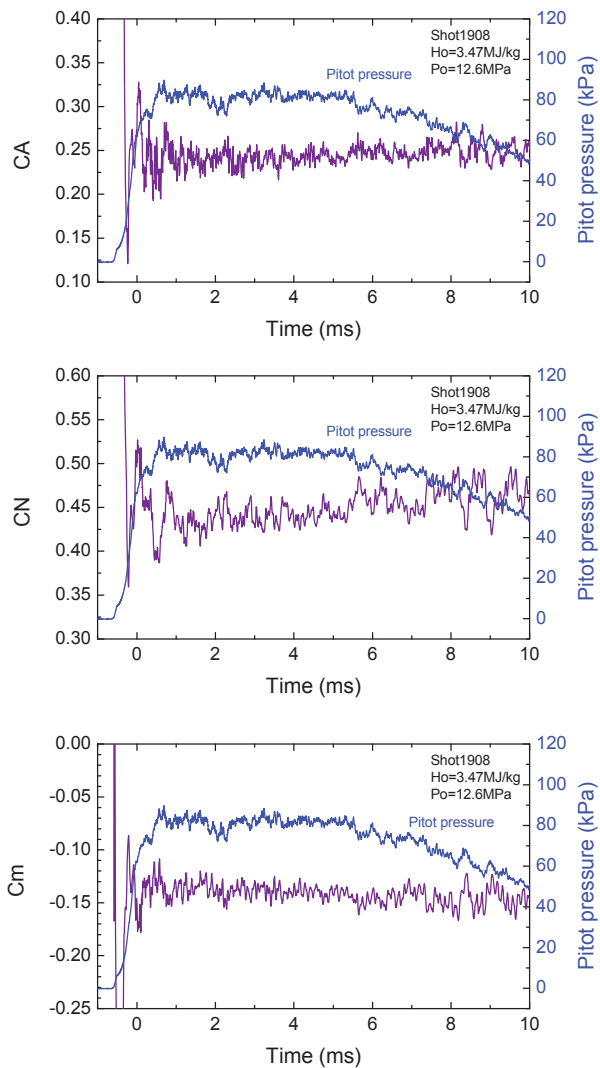
模型は、軸力・垂直力・ピッチングモーメントの 3 分力計測用として、圧電型加速度計(PCB352C65)6 個と主流 Pitot 圧力計測用として半導体ひずみ式圧力トランスデューサ(Kulite XCQ-093)1 個を内蔵している。加速度計はそれぞれ模型軸線方向、垂直方向、横方向にそれぞれ 2 個を平行に配置した。圧力トランスデューサは模型先端部に設置されており、空力係数はこのセンサーの圧力から算出した動圧より得た。ロガーには半導体ひずみ式の圧力トランスデューサ用として 3CH 残余したが、今回の試験キャンペーンでは未使用である。

試験前に HIEST テストセクションは 2Pa 以下の真空状態となることから、真空におけるデータロガー、特に電池の健全性が極めて懸念される。今回の模型では模型内部を O-ring を用いた気密構造(Air cabin)として設計し、約 2 時間の試験中 cabin 内部は大気圧力を確保した。

#### 4.2. 模型保持・投下装置

図 6 に示されるように、模型保持・投下装置には電磁石を用いた。風洞計測部外部には模型保持・投下装置のコントローラーとして、電磁石の励磁・消磁を行うシーケンサー、リレーおよびデジタル・リターダーが設置される。本試験キャンペーン中、模型保持・投下装置は傾き角 17 度に固定された為、模型のノミナル迎え角は 17 度である。電磁石は 2 個用いているが、1 個あたりつり上げ能力は 60kgf であり、今回の模型の保持には十分であった。電磁石は気流到達時間に正確に同期して電磁石を消磁すなわち模型を投下しなければならない。開発した模型投下装置はノズル中心より 400mm 上部に設置されているため、消磁は気流到達の 286ms 前に行う必要がある。今回は消磁トリガー信号は、風洞の最も上流部に位置するピストン発射装置の作動信号を用いた。消磁タイミングを微調整には、デジタル・リターダーを用いた。

#### 4.3. 模型捕獲装置



**Fig.9** Time records of aerodynamic coefficients obtained in shot #1908. Axial force coefficient  $C_A$  (top), nominal force coefficient  $C_N$  (middle) and pitching moment coefficient  $C_m$  (bottom) are shown. Pitot pressure history is also shown on each figure.

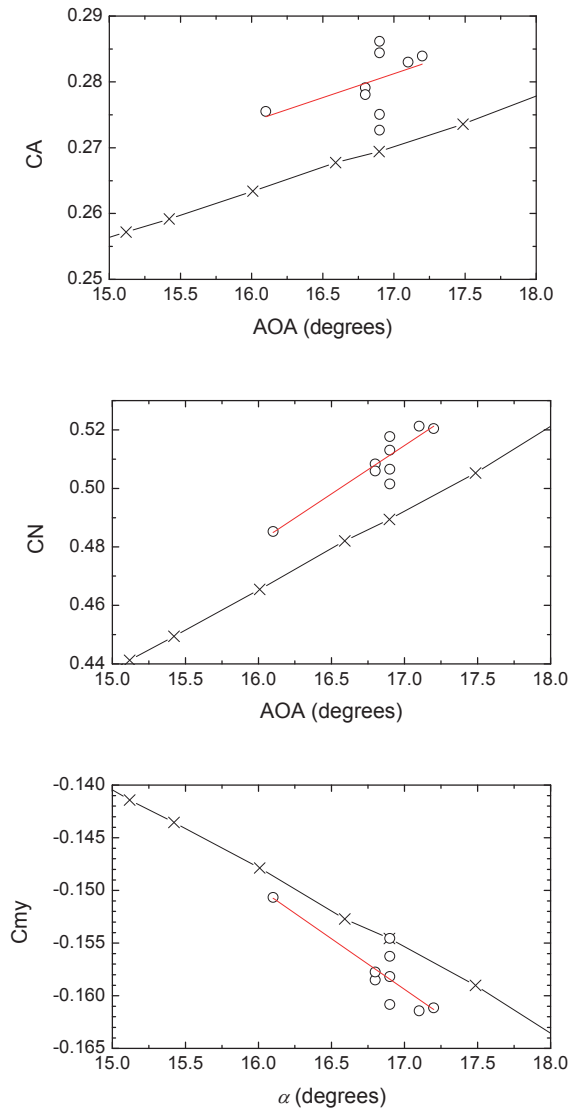
試験後、模型は約 4m/s 程度の落下速度で HIEST 測定部の床に設置された模型捕獲装置に軟着陸する。模型とデータロガーの再使用を可能とするために、模型とデータロガーに負荷される減速度はできるだけ低く抑える必要があり、模型捕獲装置は油圧式ダンパーを 4 つ使用し、落下エネルギーを吸収する。また、捕獲装置表面には更なる緩衝材として Kevlar シートを設置した。

#### 4.4. 模型迎え角

模型投下時の迎え角が保持・投下装置の設定値である 17 度であるのか検証するために、本試験キャンペーンでは、高速シュリーレンビデオ(SHIMAZU Hypervision)撮影による迎え角の計測を実施した。光学撮影による迎え角計測法は、DLR の協力を仰いだ<sup>11</sup>。光学撮影による模型の迎え角計測の解像度は 0.1 度以上であり、Shot 毎の迎え角の変化は 16.1 度～17.2 度と 1 度程度である。表 2 に本試験キャンペーンで測定された迎え角を示す。

### 5. 風洞試験結果

#### 5.1. 気流条件等



**Fig.10** Aerodynamic coefficients ( $C_A$ ,  $C_N$  and  $C_m$ ) obtained in this free-fall measurement. Open circles show the data, with the  $\times$ s providing a comparison with blow-down wind tunnel (JAXA-HWT2) results.

**Table.2** Angle of attack of the blunted cone model.

| Shot number | Angle of attack (degree) |
|-------------|--------------------------|
| #1912       | 17.1                     |
| #1913       | 16.9                     |
| #1914       | 16.9                     |
| #1915       | 16.8                     |
| #1916       | 17.2                     |
| #1917       | 16.8                     |
| #1918       | 16.9                     |
| #1919       | 16.1                     |
| #1920       | 16.9                     |

試験気体は空気を用い、ノズルは出口径 800mm、スロート径 50mm、ノズル膨張面積比 256 のコンタノズルを用いた。本試験は、本空力計測法のシステムチェックおよび精度評価を目的とした為、よどみ点圧力  $P_0$  は HIEST での最低圧力のほぼ 13MPa、よどみ点エンタルピー  $H_0$  は、最低の  $H_0=4\text{MJ/kg}$  に固定して実施した。本条件は HIEST で運用で



Table.3 Test flow conditions

| Stagnation temperature<br>$T_0(K)$ | Stagnation pressure<br>$P_0(MPa)$ | Stagnation enthalpy<br>$H_0(MJ/kg)$ | Static temperature<br>$T_e(K)$ | Static pressure<br>$p_e(kPa)$ | Free stream density<br>$\rho(kg/m^3)$ | Free stream velocity<br>$u(m/s)$ | Free stream Mach number | Viscosity | Free stream Unit Re (1/m) |
|------------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-------------------------|-----------|---------------------------|
| 3.04E+03                           | 1.27E+01                          | 3.75E+00                            | 2.88E+02                       | 1.12E+00                      | 1.36E-02                              | 2.58E+03                         | 7.57E+00                | 1.79E-05  | 1.96E+06                  |

きる最低のエンタルピ条件であり、試験時間も最低 6ms と比較的長い時間が確保できる。条件として後述する JAXA 調布の極超音速風洞 HWT2 に気流条件が最も近いことも、結果を比較する目的で考慮された。

表 3 に JAXA 内製の非平衡ノズル流計算コード<sup>12</sup>で算出した今回の試験の試験条件例を示す。

図 7 は、風洞試験時に模型が落下する連続イメージを示す。模型は、適切な時間に模型捕獲装置より解放され、試験期間中ノズル試験流のコア中心に位置していることが確認できる。風洞試験後、模型は予定通り模型捕獲装置に軟着陸した。本試験キャンペーン全試験において模型とロガーは衝撃による破損を受けなかった。図 8 は試験直後の模型と捕獲装置を示す(Shot#1923)。

## 5.2. 風洞試験結果

図 9a～c に、軸力係数  $C_A$ 、垂直力係数  $C_N$  およびピッチング・モーメント係数  $C_m$  の各空力係数の履歴を示す。係数はすべて模型先端に設置された圧力トランスデューサから得られた動圧  $q$  と模型断面積によって無次元化した。ここで動圧  $q$  を模型先端圧力  $P_t$  から算出する際、よどみ点エンタルピ  $H_0$  が 4MJ/kg の条件で、 $q=1.064 P_t$  として計算した。図 9 に示されるように、空力係数はタイムスケール(X 軸)の 1～5ms でほぼ定常であり、空力係数はこの定常区間(4ms)の平均値として得た。

図 10 は、本試験キャンペーンで得られた空力係数と 4.4 で述べた光学計測法で得られた AOA(迎え角)の関係を示す。計測された迎え角は図中○として示す。本計測法の精密度(2 $\sigma$ )は表 4 に要約した。標本数が 9 と精密度を評価するには十分なデータでは無いが、このデータから得られた精密度は $\pm 1\%$ 程度と極めて良好であった。図には、JAXA 調布極超音速風洞(JAXA-HWT2)結果も同時に図示した。誤差評価の検討は現在実施中であり、今回のグラフにはロガーの試験後校正が反映されていないため、さらなる検討が必要だが、今までの予備的比較として、計測の正確度は JAXA-HWT2 との差が 4.5%以下であり、良好な結果を示した。

Table.4 Angle of attack of the blunted cone.

|    | 2 $\sigma$   | Difference from HWT2 |
|----|--------------|----------------------|
| CA | $\pm 1.04\%$ | 4.1%                 |
| CN | $\pm 0.96\%$ | 4.5%                 |
| My | $\pm 0.45\%$ | -2.5%                |

## 6. おわりに

模型を落下させることで、模型を自由飛行と同じ完全無拘束状態として計測を行う新しい計測法の開発を行った。本計測法は、自由ピストン型高温衝撃風洞 Hiest で実証試験を行い、Hiest 極超音速気流中での鈍頭円錐模型の 3 分力空力係数(軸力、垂直力、ピッチングモーメント係数)の取得に成功した。本技術の最も重要な技術課題であった小型・高速データロガー、模型保持・投下装置、模型捕獲装置は Hiest の過酷な試験条件において全て正

常に作動した。詳細な誤差評価は現在実施中だが、予備的な精密度は $\pm 1\%$ 程度であった。また正確度評価として同じ模型で行った JAXA 調布極超音速風洞 HWT-2 との空力係数比較では、その差が最大でも 4.5%であった。

## 参考文献

- (1) Itoh, K., Ueda, S., Tanno, H., Komuro, T. and Sato, K., "Hypersonic Aerothermodynamic and Scramjet Research Using High Enthalpy Shock Tunnel," *Shock Waves*, Vol.12, 93-98, 2002.
- (2) Bernstein, L., "Force measurement in short-duration hypersonic facilities.", AGARD-AG-214, edited by R.C. Pankhurst (Technical Editing and Reproduction, London, 1975).
- (3) Tanno, H., Itoh, K., Komuro, T., Sato, K. and Ueda, S., "Design and evaluation of strain gauge force balance with short test duration", *Trans. JSASS*, Vol.48 No.159 May 2005.
- (4) Duryea, G. R. & Sheeran W. J. "Accelerometer force balance techniques", ICIASF'69 record, IEEE publication 69 C 19-AES, 1969.
- (5) Reddy, N. M., "Aerodynamic force measurements in the IISc hypersonic shock tunnel", *Proc. 14<sup>th</sup> Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes*, pp.358-362, 1983
- (6) Nauman, K.W., Ende, H., Mathieu, G., & George, A. "Millisecond Aerodynamic force measurement with side-jet model in the ISL shock tunnel.", *AIAA J.*, Vol.31., No.6. 1993
- (7) Tanno, H. et al., "Unsteady force measurement technique in shock tubes", *Rev.Sci.Inst.* Vol.75, No.2, 2004.
- (8) 佐藤和雄, 他 4 名: 高温衝撃風洞における鈍頭円錐模型の加速度計測空力試験, 平成 19 年度衝撃波シンポジウム講演論文集, pp353-356, 2008
- (9) 北川一敬, 丹野英幸: 小型・高速応答加速度センサーシステムの開発, 愛知工業大学総合技術研究所研究報告, 第 11 号, pp. 61-65, 2009.
- (10) Tanno, H., et al., "Miniature data-logger for aerodynamic force measurement in impulsive facility", *AIAA Paper No.2010-4204*, 2010
- (11) Stuart J.L. M., and S. Karl "An improved visualization-based force-measurement technique for short duration hypersonic facilities", *Experiments in Fluids*, Vol.48, 6, 2010.
- (12) Takahashi M., et al., "Influence of Thermal Non-Equilibrium on Nozzle Flow Condition of High Enthalpy Shock Tunnel Hiest", *AIAA Paper No.2009-7267*, 2009.

# 磁力支持風洞試験データベース

杉浦裕樹  
宇宙航空研究開発機構

## Online Database of MSBS Windtunnel Experiments

by  
Hiroki Sugiura (JAXA)

### ABSTRACT

Wind tunnel test model is generally sting-mounted and forces acting on the model are measured using internal force sensors. In order to avoid any interference of the support on the flow field, magnetic suspension and balance system (MSBS) suspends the model magnetically. Six components of the forces can be measured simultaneously by calculating from coil currents required for the levitation. MSBS also enables to measure unsteady forces while the model is moving dynamically in space. JAXA's Fluid Dynamics Group started MSBS research on 1986, independently developed the present system, and succeeded in the world's first full 6 degree-of-freedom (DOF) control and simultaneous 6-DOF force measurement. It has the world's largest test section and has been in practical use since 2000.

### 1. はじめに

磁力支持天秤装置（MSBS）は磁気力により非接触で模型を支持することにより、支持装置と気流の干渉を無くすことを可能にします。浮揚に用いるコイルに流す電流から模型に作用している6分力を同時計測できます。このほかMSBSには、模型を空間で運動させた状態で非定常な力を測定できるという特徴があります。JAXA 流体グループは1986年からMSBSの研究開発をスタートし、本装置を独自開発し、世界初の全6自由度制御・6分力計測に成功しました。本装置は世界最大の大きさをもち、2000年より実用的風洞試験が実施できるようになりました。磁力支持試験データベースはこれまでJAXAが実施してきたMSBS風洞試験に基づく基本形状の流体力学的特性のデータベースです。

企業や大学の流体力学関係者のみならず、社会的関心の高いスポーツ流体力学を含め、広く社会に活用できるようになることをめざしました。JAXA 磁力支持風洞で取得した、球・円柱からAGARD-B翼胴形状までの基本形状に関する流体力学的特性データを公開しています。CFD検証・抵抗推算等に有効なデータを提供しています。

表1 本ホームページのサイトマップ

| ページ名              | 内容         |
|-------------------|------------|
| HOME              | 表紙         |
| 磁力支持風洞試験データベースとは  | 磁力支持や風洞の説明 |
| 磁力支持風洞試験データ       | 本HPのメイン    |
| 6:1回転楕円体模型        |            |
| 5:1円柱模型           |            |
| 9.5°回転円錐模型        |            |
| 4:1回転楕円体          |            |
| 球模型               |            |
| 細長比4.13～8.13の円柱模型 |            |
| 細長比1.27～1.79の円柱模型 |            |
| 細長比1.58～3.79の円柱模型 |            |
| AGARD-B模型         |            |
| 非常に細長い円柱模型        |            |
| サイトマップ            | 全体構成       |
| 最新情報一覧            | 関連ニュース等    |
| お問い合わせ            | メーカーが起動    |
| メンバー登録            |            |

### 2. データベースの構成

#### 2. 1. 全体の構成

本サイトでは、これまでJAXAが取得してきた磁力支持風洞試験データの中から、流体力学的に基本形状とみなされるものを抽出して、掲載しております。具体的には、下記の10形状となります：

- ①6:1回転楕円体模型
- ②5:1円柱模型
- ③9.5°回転円錐模型
- ④4:1回転楕円体模型
- ⑤球形模型
- ⑥細長比4.13～8.13の円柱模型
- ⑦細長比1.27～1.79の円柱模型
- ⑧細長比1.58～3.79の円柱模型
- ⑨AGARD-B模型
- ⑩非常に細長い円柱模型

ホームページのサイトマップを表1に示します。そして、本サイトのHOMEを図1に示します。



図1 本サイトのHOME

## 2. 2個々の試験データの構成

以上の10の模型についての磁力支持風洞試験データが本サイトのメインとなりますが、表2に示すようなデータが掲載されております。

表2 各試験データの構成

| 項目名             | 内容   |
|-----------------|--|
| 概要              |  |
| Excel 表データ      | 実験データ(Excel 形式)                                      |
| 模型図面データ<br>(動画) | (Word 形式)<br>(模型により有る場合も)                            |
| 実験条件            |  |
| 実験データ           | グラフの画像(元になった<br>Excel データは上記で提<br>供)：係数や略語の説明を<br>付記 |
| 論文              | (PDF 形式)   |

## 3. データベース構築の狙い

本サイトは、流体関係者に広くと謳っておりますが、具体的なターゲットは少し絞って設定しております。

具体的には、「企業・大学の研究者・技術者で、CFD コードの検証に利用できる実験データをお探しの方に、質の高い風洞試験 データを望まれるような形で提供する」ということをめざしております。

## 4. 結び

磁力支持風洞試験データベース・ホームページのアドレスは

<http://jaxamsbs.jaxa.jp/>

です。本サイトに掲載されているテキスト、図版、画像、音声、映像等をご利用する場合は、

「提供：宇宙航空研究開発機構（JAXA）」のように出典元を明らかに表示していただくようお願いします。

## 謝辞

本ホームページ作成にあたり、多大なる尽力を賜りました、早大理工大学院の許斐涼様と（株）ティファナ・ドットコム殿に心より感謝申し上げます。

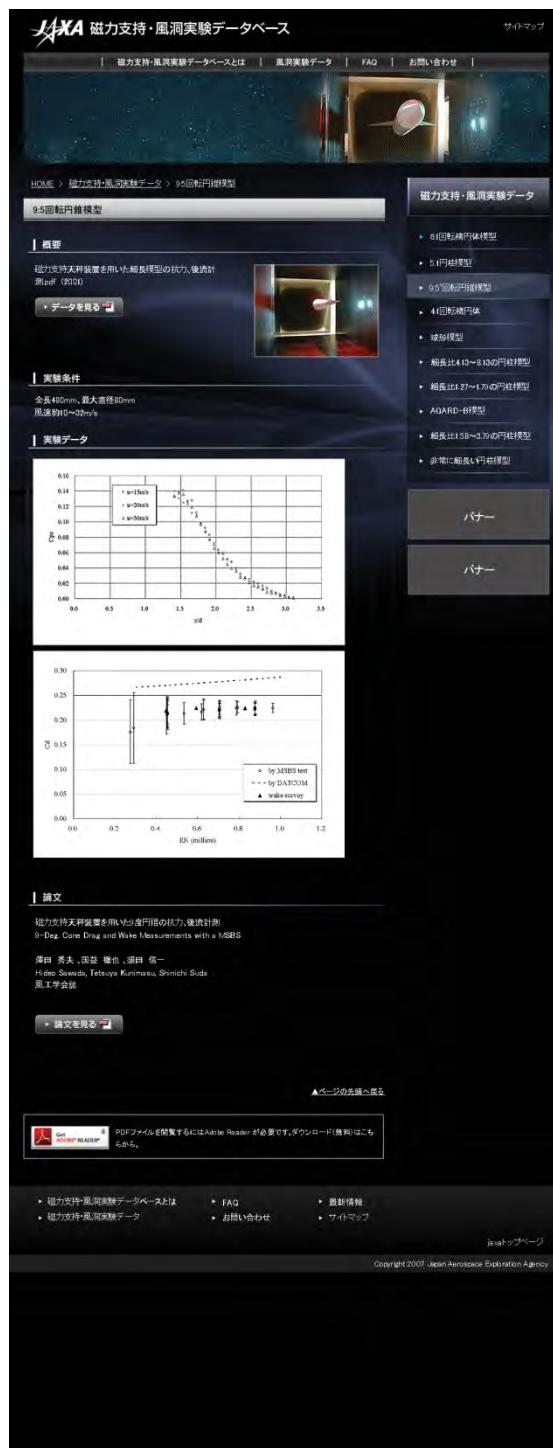


図2 各試験データページの例（9.5°円錐）



## ロケットフェアリング模型の遷音速風洞試験

高間良樹, 今川健太郎, 加藤裕之, 中北和之, 西沢啓, 堤誠司, 橋本敦, 渡辺重哉, 松尾裕一  
宇宙航空研究開発機構

## Transonic Wind Tunnel Test of Rocket Fairing Model

by

Yoshiki Takama, Kentaro Imagawa, Hiroyuki Kato, Kazuyuki Nakakita, Akira Nishizawa, Seiji Tsutsumi,  
Atsushi Hashimoto, Shigeya Watanabe and Yuichi Matsuo

### ABSTRACT

Transonic wind tunnel test of a rocket fairing model was conducted to investigate the steady and unsteady phenomena around it and to obtain the experimental data used for the validation of CFD code. This paper mainly describes the results of the steady and unsteady pressure measurement. The flowfield around the rocket fairing in transonic regime is characterized by shock wave generated downstream the expansion region near the fairing shoulder, separation caused by the shock wave, and suction region behind it. The unsteadiness was observed in the vicinity of the fairing shoulder due to the interaction between the shock wave and the boundary layer. As uniform flow Mach number was increased, the shock wave was moved downstream. In the leeward side with a small angle of attack, the shock wave was moved upstream, the suction region was enlarged, and the stronger unsteadiness was observed. Even the attachment of a tiny shoulder frame to the clean rocket fairing model significantly changed the pressure distribution because the shock wave and the suction region were highly affected. As a result of the frequency analysis, the broadband increase in the power spectrum density of pressure coefficient was observed when the flow passed through the shock wave. No peculiar frequencies relevant to the transonic unsteady phenomena were found.

### 1. はじめに

ロケットフェアリング周りの流れ場を知ることは学術的にも工学的にも重要である。特に遷音速領域では、衝撃波振動、衝撃波剥離、衝撃波/境界層干渉などの非定常現象が起こり、ロケットフェアリング周りには複雑な非定常流れ場が形成される。過去にロケットフェアリングに関する風洞試験は実施されているが<sup>1-3)</sup>、ロケットフェアリング周りの非定常流れ場については詳細に調べられていない。

また、ロケットフェアリングに限らず実際の飛行体の表面には様々な突起物がある。この表面突起物は例えば遷音速バフェットのような強い非定常現象を引き起こすことがあり、海外においては表面突起物を考慮した研究が行われている<sup>4-6)</sup>。一方、国内では表面突起物の影響について調べた例は見当たらず、今後研究を進めていく必要があると考えられる。

計算機の発達により、対象や Re 数は限られるが LES (Large Eddy Simulation) や DNS (Direct Numerical Simulation) といった非定常計算が可能になりつつある。一方、ロケットフェアリングのような実機を対象とした場合は Re 数が高いために LES や DNS を直接適用することは難しく、RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 解析と LES のハイブリッド手法を選択せざるを得ない。しかしながら、上述のように衝撃波/境界層干渉やそれに伴う剥離流れが対象となるため、この LES/RANS ハイブリッド法の適用限界などを詳しく調べる必要がある。今後、実機を対象とした非定常 CFD 解析の信頼性を向上させるためには、計算コードを検証するための乱流統計量といった実験データが必要である。

一方、非定常 PSP (Pressure Sensitive Paint) や時系列 PIV (Particle Image Velocimetry) といった先進流体計測技術の発展によって、非定常流れを実験的に調べることができるようになってきた。従来の計測技術である静圧孔や非定常圧力センサによるデータに加えて、非定常 PSP や時系列 PIV を用いることで、乱流場についてもより詳細な流れ場の情報を得ることが可能となり、非定常 CFD の検証データとしても有用である。

そこで、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) では、

- ① ロケットフェアリング周りの遷音速非定常現象の解明
- ② 遷音速非定常現象を捉える先進流体計測技術の獲得
- ③ CFD (特に非定常 CFD) の検証データの取得

を目的として H22 年度に遷音速風洞試験を実施した。本稿ではその概要と試験結果について報告する。

### 2. 風洞試験概要

風試模型は一般的なロケットフェアリングの形状とし、頭部 (半球+円錐) と円柱部から構成される。模型の全長は 1125mm、円柱部の直径は 213mm である。

頭部は 2 種類存在し、これを交換することでクリーン形状 (突起なし形状) と肩部突起付き形状という 2 形態の試験を実施する。図 1 に風試模型の外形線を示す。図 1 には肩部の拡大図も示してある。肩部突起としては、頭部の斜面のところに 0.35mm のフォワードステップ、その後方の円柱部に 0.47mm のバックステップを設けた。突起は周方向にリング状に存在する。突起の場所を肩部にした理由は、衝撃波や剥離を伴い、最も流れ場に影響が出ると予測したからである。突起サイズは事前の CFD 検討<sup>7)</sup>によって計算された排除厚と同等のサイズとした。実機の飛行においては Re 数が非常に大きいため境界層が非常に薄くなり、排除厚と同程度 (あるいはそれ以上) の表面突起は十分存在し得るであろう。

肩部に向かう流れを確実に乱流化して実機環境に近づけるため、頭部にはラフネスを貼った。ラフネスの設置場所は  $x=78.8\text{mm}$  とし、ラフネス高さは Braslow の方法<sup>8)</sup>によって  $142\mu\text{m}$  とした。

計測内容は

- ① 静圧孔
- ② 非定常圧力センサ
- ③ 非定常 PSP
- ④ 時系列 PIV

である。試験期間の制約から、H22 年度はクリーン形状の①～④、肩部突起付き形状の①、②の一部を実施した。肩部突起付き形状の①～④の詳細データについては H23 年度に実施予定である。本稿ではクリーン形状の①と②、及び肩部突起付き形状の①と②について述べる。クリーン形状の③、④については各々文献 9)、10)に譲り、本風洞試験に関連した CFD の取り組みについては文献 7)を参照されたい。

クリーン形状における静圧孔の場所を図 2 に示す。静圧孔は、頭部に 13 点、円柱部に 42 点ある。肩部突起付き形状についても頭部に 13 点静圧孔を設け、それらは肩部突起

の場所にある 2 点を除き、クリーン形状の静圧孔と同一の場所にある (図 3)。円柱部についてはクリーン形状と共通使用のため、定常圧計測場所も変わらない。静圧孔の直径は 0.5mm である。

クリーン形状における非定常圧力センサ設置場所を図 4 に示す。非定常圧センサは頭部に 1 個 (CH1)、円柱部に 21 個 (CH2~CH22) 設置した。非定常圧力センサとしては、各測定場所で予想される圧力レベルに応じて 2 種類用意し、

- ・ 肩部直下の 3 点 (CH2~CH4)
  - Kulite 社, XCQ-093-25A
- ・ その他の 19 点 (CH1, CH5~CH22)
  - Kulite 社, XCQ-093-5D

とした。肩部突起付き形状についても頭部に 1 個設置し、この場所はクリーン形状における設置場所と同一である。円柱部についてはクリーン形状と共通使用のため、非定常圧計測場所も変わらない。非定常圧センサのサンプリングレートは 20kHz で、10 秒間計測した。

図 2, 4 に示す通り、大部分の静圧孔と非定常圧センサはちょうど反対側に存在する。

### 3. 風洞試験結果

風洞試験には宇宙航空研究開発機構所有の 2m×2m 遷音速風洞を用いた。通風パラメータは、マッハ数 ( $M$ )、迎角 ( $\alpha$ )、ロール角 ( $\phi$ ) であり、CFD の検証に必要な膨大な実験データを取得することができた。円柱部直径に対する  $Re$  数は、 $M=0.8$  のとき  $2.6 \times 10^6$  である。

遷音速風洞内に取りつけられた風洞模型 (クリーン形状) を図 5 に示す。表面が黄色くなっているのは非定常 PSP 用に塗装してあるためである。

#### 3. 1 マッハ数の効果

クリーン形状、 $\alpha=0\text{deg}$  について、マッハ数を変化させたときの定常  $C_p$  分布と  $C_{pRMS}$  ( $C_p$  の変動成分の Root Mean Square) 分布を各々図 6, 7 に示す。図 6 より、肩部の膨張域で衝撃波が形成され、その後方に剥離領域が存在していることがわかる。衝撃波はマッハ数の増加とともに下流に移動していく。肩部ではラムダ衝撃波が形成されているが、このラムダ衝撃波と境界層の干渉によって衝撃波が振動して非定常性を生じる。そのため、この付近で  $C_{pRMS}$  は強いピークを持つと予想され、例えば  $M=0.75$  のときには強いピークが捉えられている。しかしながら、非定常圧センサが離散的に配置されているため、 $M=0.8$  のときはこのピークが捉えられていない<sup>9)</sup>。また、 $C_{pRMS}$  分布には 2 つのピークが捉えられており、1 つ目は上述のラムダ衝撃波の位置であるが、2 つ目は再付着位置であると予想している。

#### 3. 2 迎角の効果

迎角をとった場合、圧力分布は周方向に一樣ではなくなる。すなわち、風下側の位相では肩部での剥離が大きくなり、風上側の位相では肩部での剥離が小さくなる。従って、迎角をとった際には、模型をロールさせて定常圧及び非定常圧の周方向分布を計測した。ロール角は、肩部での剥離が最小になるときを  $\phi=0\text{deg}$  として定義した (図 8)。一例として、クリーン形状、 $M=0.8$ 、 $\alpha=2\text{deg}$  について、定常  $C_p$  分布と  $C_{pRMS}$  分布を各々図 9, 10 に示す。ロール角は  $30\text{deg}$  ピッチで変化させた。この周方向マッピング結果は CFD の検証データとしても有用であると考えている。

図 11, 12 には、剥離が最も大きくなる位相 (leeward  $\rightarrow \phi=-180\text{deg}$  に相当) と剥離が最も小さくなる位相

(windward  $\rightarrow \phi=0\text{deg}$  に相当) について、定常  $C_p$  分布と  $C_{pRMS}$  分布を各々プロットした。図 11 より、迎角とるこ

とで風下側では衝撃波が前方へ移動し、その背後の負圧領域が広がり、よりゆっくりと一様流静圧まで圧力回復していくことがわかる。図 12 より、 $4\text{deg}$  のときに非定常性をもっとも大きいことがわかるが、これは非定常 PSP の結果でも確認することができた<sup>9)</sup>。

#### 3. 3 突起の効果

$M=0.75 \sim 0.9$ 、 $\alpha=0\text{deg}$  について、クリーン形状と肩部突起付き形状の定常  $C_p$  分布と  $C_{pRMS}$  分布の比較を各々図 13, 14 に示す。図 13 より、衝撃波位置、肩部での負圧のピーク値、その後の負圧領域の長さなどが大きく変わっていることがわかる。特に  $M=0.8$  では両者の差が最も大きくなっている。図 14 より、 $M=0.9$  以外では肩部突起を付けることで、下流の非定常性が大きくなっていることがわかる。

今回付けた肩部突起は非常に小さいものであったが、それでも流れ場に与える影響は非常に大きいことがわかった。

#### 3. 4 周波数解析

FFT (Fast Fourier Transform, 高速フーリエ変換) を用いて非定常  $C_p$  データの周波数解析を行った。4096 個のデータごとに FFT 処理を行い (2048 点ずつオーバーラップあり)、それら 96 セットのアンサンブル平均をとった。窓関数にはハニング窓を用いた。

FFT 結果例を図 15 に示す。試験条件は、クリーン形状、 $M=0.8$ 、 $\alpha=0\text{deg}$  である。また、そのスペクトルに対する考察を図 16 に示す。

どの CH にも出ているピークは外乱の可能性が高い。50Hz 付近のものは商用電源のノイズと考えられる。特に CH2~CH4 で大きなピークが観察されているのは、2 章で述べた通り CH2~CH4 では非定常圧センサの種類が異なっているためであると考えている。300Hz 付近のものは送風機のブレードに起因するノイズと推定できた。これは  $M=0.8$  における送風機の回転数とブレード枚数から計算される周波数が 292~303Hz であり、FFT 結果のピークと合致したからである。なお、その他のマッハ数においても、送風機のブレードに起因するノイズが FFT 結果に表れることを確認している。7kHz 付近のブロードなピークは風洞の多孔壁から入る擾乱に起因するものではないかと考えている。これは過去に遷音速風洞で多孔壁にネットを張って行った実験があり、その際に 7kHz 付近の非定常性が減ったという結果があるからである。ただし、ネットを張ると衝撃波位置が変化するという報告があり、本実験ではネットを張ることはしなかった。

図 6, 11 の定常圧分布、及び非定常 PSP 結果<sup>9)</sup>から、 $M=0.8$ 、 $\alpha=0\text{deg}$  では衝撃波が非定常圧センサの CH3 と CH4 の間にあることはわかっている。そこで図 16 を見ると、衝撃波を通過すると低周波成分を中心に高周波成分まで非定常レベルが上昇していることがわかる。また図 15 より、衝撃波通過後は全周波数にわたって非定常レベルが徐々に低下していく様子が見える。

以上より、流体現象に起因すると思われる特異な周波数 (ピーク) は存在せず、周波数特性としてはブロードな現象であることがわかる。

外乱がピーキーな周波数特性であるのに対して流体現象がブロードな周波数特性を示していることから、外乱が流体現象に与える影響は小さいと予想されるが、今後高速シェリーレン画像の FFT 解析などを通して更に考察を深めていく予定である。

### 4. まとめ

ロケットフェアリング模型の遷音速風洞試験を行った。風洞模型形状として、クリーン形状と肩部突起付き形状の

2 種類を用意した。マッハ数，迎角，突起の効果について調べ，CFD の検証に必要な膨大なデータを得ることができた。

定常圧／非定常圧計測結果から，ロケットフェアリング周りの現象として以下のことがわかった。

- ・ マッハ数の上昇とともに肩部で発生する衝撃波が下流に移動していく。
- ・ 迎角をとると，風下側で衝撃波が前方に移動し，その背後の負圧領域は広がる。
- ・ 非常に小さいものであっても肩部突起によって衝撃波位置，負圧のピーク値，負圧領域の長さなどが大きく変わる。
- ・ 肩部付近で衝撃波と境界層の干渉により非定常性が生じる。
- ・ 流体现象に起因する特異な周波数はない。

#### 参考文献

- 1) 石田清道，近藤洋史，清水福壽，野田順一，中村正剛，馬場滋夫，田中俊輔，江藤隆夫，H-II ロケットの遷・超音速風洞成分試験，第29回宇宙科学技術連合講演会講演集，pp. 152-153, 1985
- 2) 福島幸夫，北間章司，海老原正夫，鈴木弘一，伊藤徹，木村康夫，H-II ロケット衛星フェアリング遷音速時変動圧力計測試験（その1），第30回宇宙科学技術連合講演会講演集，pp. 252-253, 1986
- 3) 石田清道，近藤洋史，野田順一，鈴木弘一，唐沢敏夫，江藤隆夫，H-II ロケット遷・超音速風洞成分試験（2次），第31回宇宙科学技術連合講演会講演集，pp. 728-729, 1987
- 4) Yang, M. Y. and Wilby, J. F., Derivation of Aero-Induced Fluctuating Pressure Environments for Ares I-X, AIAA 2008-2801, 2008
- 5) Panda, J., Martin, F. W., and Sutliff, D. L., Estimation of the Unsteady Aerodynamic Load on Space Shuttle External Tank Protuberances from a Component Wind Tunnel Test, AIAA 2008-232, 2008
- 6) Walker, B. E., Panda, J., and Sutliff, D. L., Vibration Analysis of the Space Shuttle External Tank Cable Tray Flight Data with and without PAL Ramp, AIAA 2008-312, 2008
- 7) 堤誠司，高木亮治，高間良樹，今川健太郎，加藤裕之，中北和之，ロケットフェアリング流れにおける定常・非定常CFD解析の現状，第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2011, 2B12, 2011
- 8) Braslow A. L. and Knox E. C, Simplified Method for Determination of Critical Height of Distributed Roughness Particles for Boundary-Layer Transition at Mach Numbers from 0 to 5, NACA-TN-4363, 1958
- 9) 中北和之，今川健太郎，高間良樹，加藤裕之，中島努，ロケットフェアリング模型の非定常PSP計測，第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2011, 2B15, 2011
- 10) 加藤裕之，小池俊輔，中北和之，高間良樹，今川健太郎，鈴木幸一，川端敏之，ロケットフェアリング模型の時系列PIV計測，第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2011, 2B14, 2011

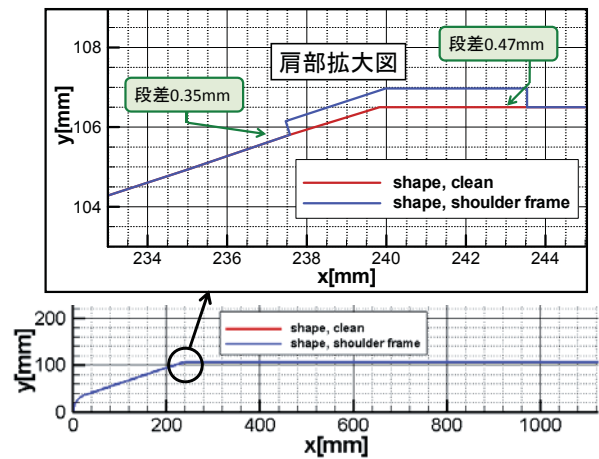


図1 風試模型外形線

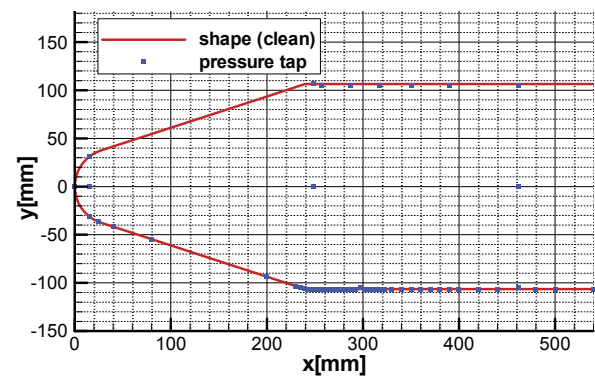


図2 クリーン形状における静圧孔の場所

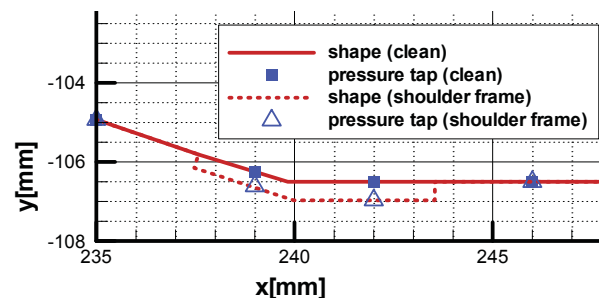


図3 クリーン形状と肩部突起付き形状の静圧孔の場所の違い

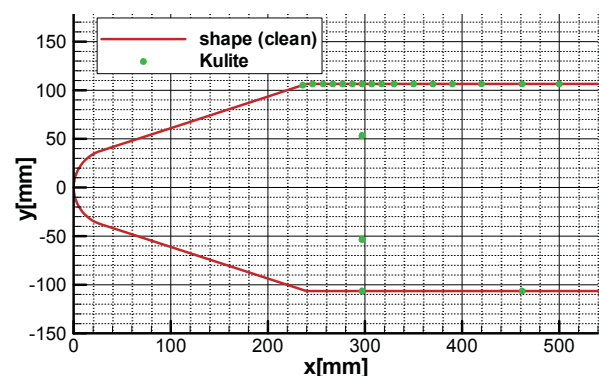


図4 クリーン形状における非定常圧力センサ設置場所



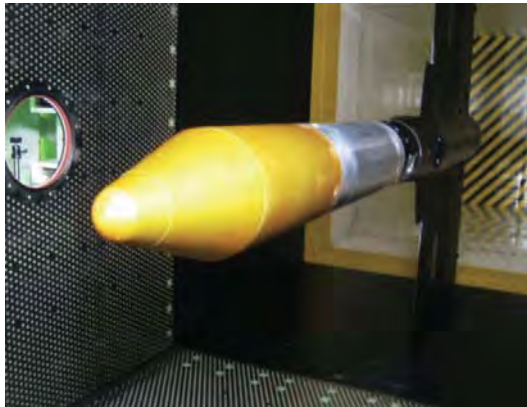


図5 遷音速風洞に取りつけられた風洞模型  
(クリーン形状)

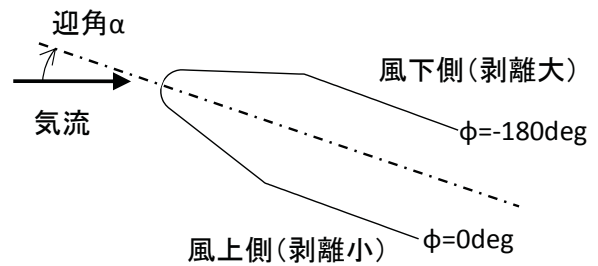


図8 ロール角の定義

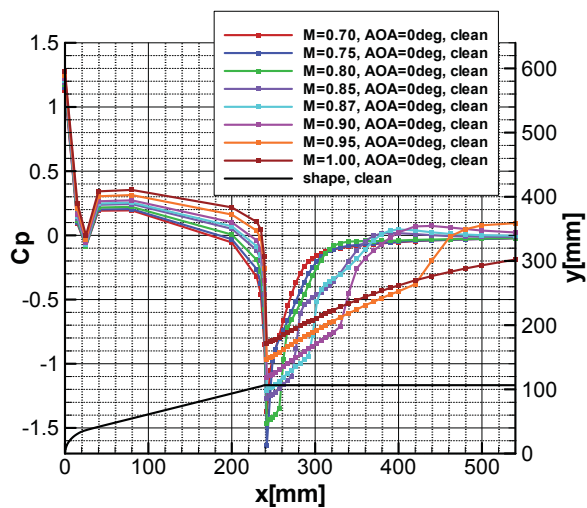


図6 マッハ数の効果 (クリーン,  $\alpha=0\text{deg}$ , 定常圧)

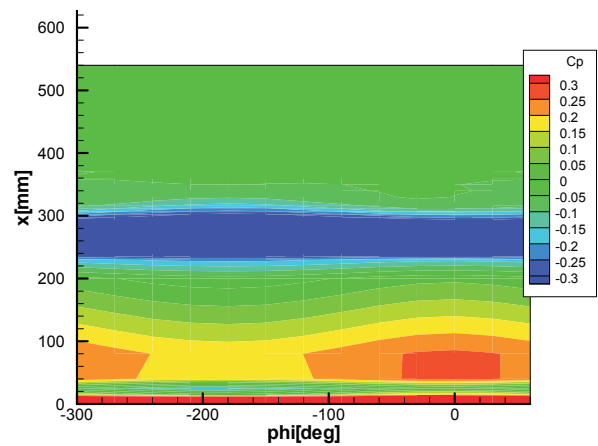


図9 迎角 2deg のときの定常 Cp の周方向分布果  
(クリーン,  $M=0.8$ )

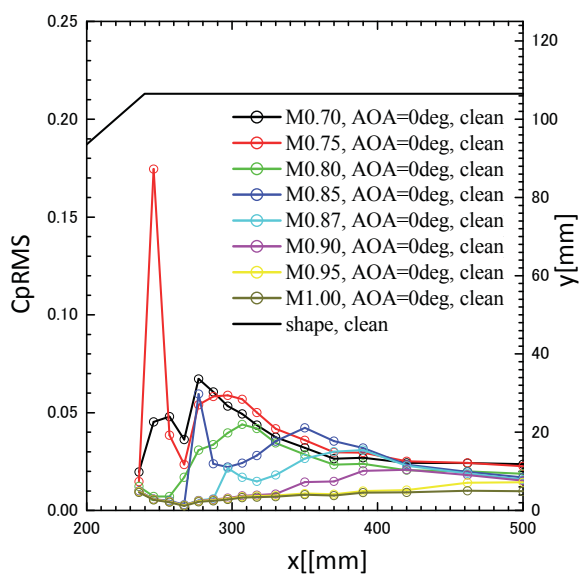


図7 マッハ数の効果 (クリーン,  $\alpha=0\text{deg}$ , 非定常圧)

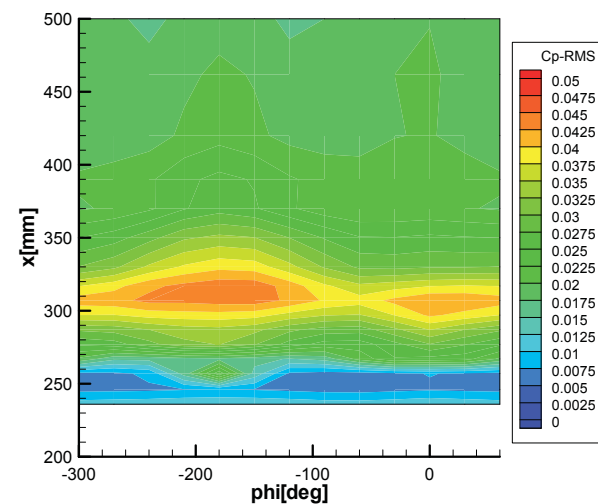
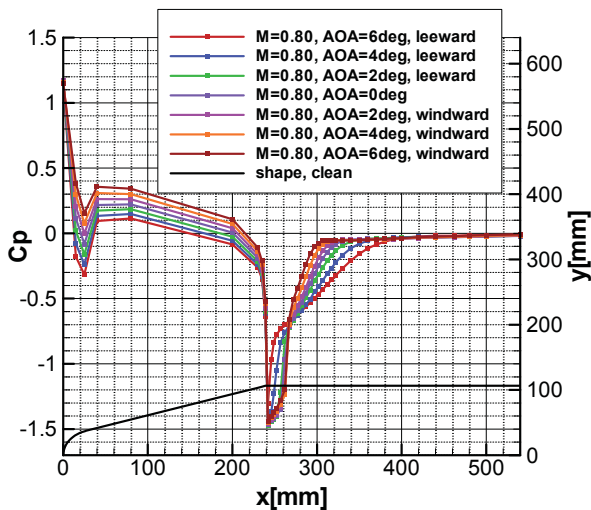
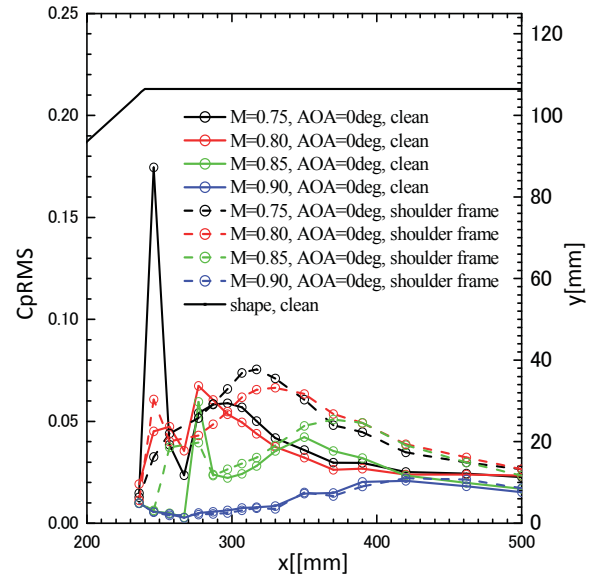
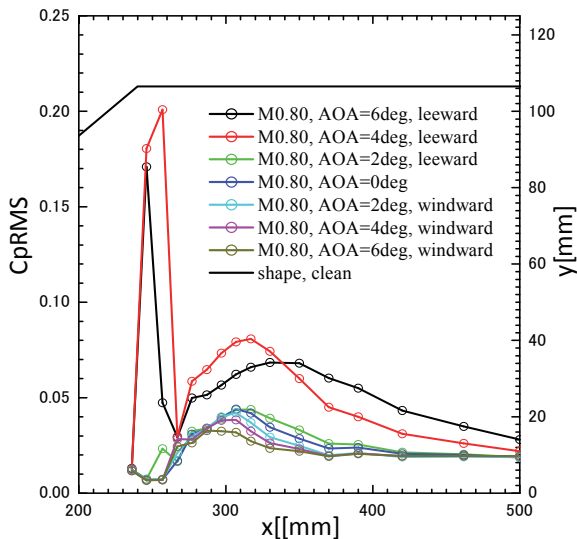
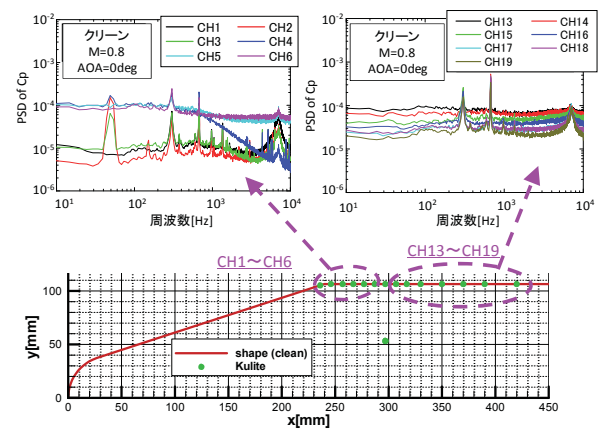
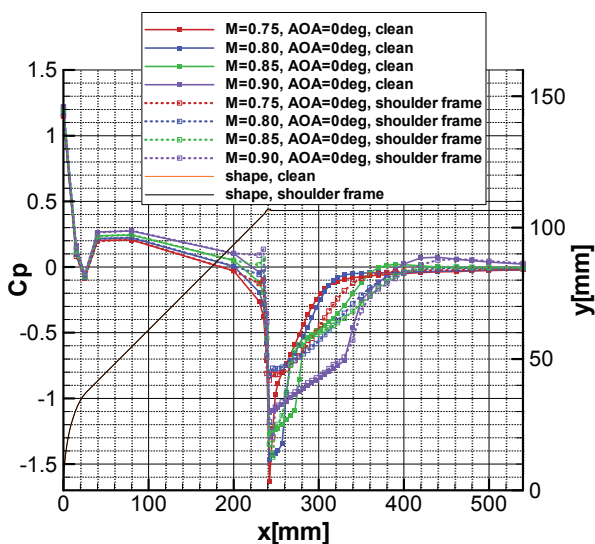
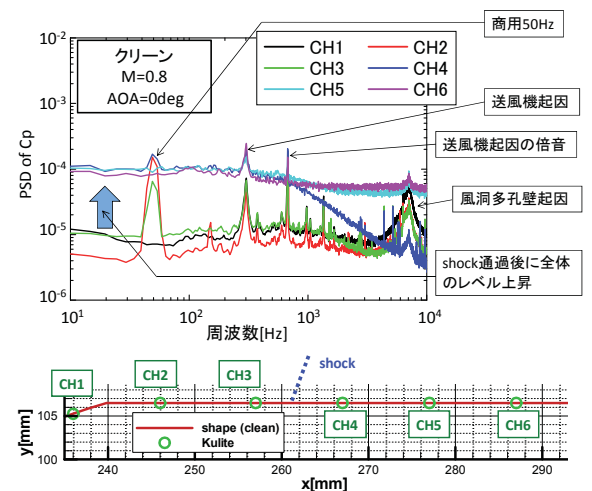


図10 迎角 2deg のときの CpRMS の周方向分布果  
(クリーン,  $M=0.8$ )

図 11 迎角の効果 (クリーン,  $M=0.8$ , 定常圧)図 14 突起の効果 ( $\alpha=0\text{deg}$ , 非定常圧)図 12 迎角の効果 (クリーン,  $M=0.8$ , 非定常圧)図 15 FFT 結果 (クリーン,  $M=0.8$ ,  $\alpha=0\text{deg}$ )図 13 突起の効果 ( $\alpha=0\text{deg}$ , 定常圧)図 16 FFT 結果の解説 (クリーン,  $M=0.8$ ,  $\alpha=0\text{deg}$ )

## ロケットフェアリング模型の非定常 PSP 計測

中北和之、今川健太郎、高間良樹、加藤裕之、中島努  
宇宙航空研究開発機構

## Unsteady PSP measurement of a Rocket Fairing Model

by

Kazuyuki Nakakita, Kentaro Imagawa, Yoshiaki Takama, Hiroyuki Kato, and Tsutomu Nakajima

## ABSTRACT

Unsteady Pressure-Sensitive Paint (PSP) measurement of a rocket fairing model was conducted at the JAXA 2m×2m Transonic Wind Tunnel as a part of the campaign to investigate the steady and unsteady flow field around it and to obtain the CFD validation data. Anodized-aluminum PSP was coated on the model surface, and it was illuminated using a high-power blue laser diode. AA-PSP luminescence was measured by a high-speed camera, whose frame rate was 5kfps. The high-speed camera images were calculated to the  $C_p$  data using in-situ PSP calibration. Unsteady PSP data captured unsteady pressure data on the rocket fairing model as time-series  $C_p$  images. The unsteady phenomena on the model were significantly varied according to the Mach number and the angle of attack. Frequency analysis was also applied to the time-series  $C_p$  data. Unsteady pressure distribution was clearly investigated from the power spectrum results.

## 1. はじめに

ロケットの先端部分であるロケットフェアリング形状は航空宇宙分野での1つの代表的な機体形状である。突起物や付加物等の微小表面構造物を無視して考えた場合、半球、円錐、円柱、オジャイブ等の基本的形状を組み合わせた軸対称の単純形状でありながら工学的な有用性が高く、かつ非定常衝撃波や剥離、衝撃波-境界層干渉、バフエットなどの複雑な現象も伴う学術的にも意義のある研究対象と言える。従来のロケットフェアリング周り流れ場の研究<sup>1)</sup>では非定常流れ場については詳細な議論の対象とはなっていない。

遷音速領域でのロケットフェアリング形状に発生する非定常流体现象を理解し、風洞試験結果と近年発達の著しい非定常CFD結果との相互検証を行うことを目的に、JAXAでは単純化したロケットフェアリング模擬形状を対象として風洞実験、CFD計算両面からの遷音速非定常流れ場計測キャンペーンを実施していることは参考文献2及び3に述べられている通りである。この一環として、JAXA研究開発本部で研究開発を進めている光学的な非定常流体計測技術である時系列粒子画像流速計測法(Particle Image Velocimetry) (以下、時系列PIV)と非定常感圧塗料計測(Pressure-Sensitive Paint) (以下、非定常PSP)についてもデータ取得を行った。本キャンペーンでの時系列PIV計測については参考文献4を参照して頂きたい。

非定常PSPは、1990年代から開発が進められ現時点では国内外で既に実用的な圧力計測技術として使われつつある一般的なPSP計測<sup>5-7)</sup>と基本的な構成は同じであるが、陽極酸化アルミPSP(AA-PSP)<sup>8,9)</sup>等の高速応答型PSPと高速度カメラなどの高速画像取得装置<sup>10-12)</sup>を用いる点が異なっている。従来の非定常圧力計測技術である非定常圧力センサと比較し、定量性では更なる性能向上の必要があるが、高速カメラの解像度相当の空間分解能で計測領域全体の非定常流れ場の圧力変動の挙動が時系列で把握できる利点がある。

本稿では、前述のキャンペーンの一環として、参考文献2に述べられている単純化したロケットフェアリング模擬形状のクリーン形状模型(以下、クリーン形状模型)に対して行った非定常PSP計測について、そのシステム構成やデータ処理手法、得られた結果について述べる。

## 2. 風洞試験及び模型

本研究で用いたクリーン形状模型を図1に示す。本模型及び風洞試験の概要については参考文献2を参照して頂きたい。ここでは非定常PSP計測に関する部分を補足する。

風洞試験ではJAXA 2m×2m 遷音速風洞(TWT1)を用いて試験を行った。計測部としては光学計測用に観測窓が充実している第4カートを用いた。図1がTWT1第4カートに設置されたクリーン形状模型である。図1で黄色に着色された領域が高速応答型PSPの1つである陽極酸化アルミPSP(Anodized Aluminum PSP; AA-PSP)がコーティングされた範囲である。PSP色素はバソフェナンスロリン・ルテニウムである。本試験で用いたAA-PSPの詳細については参考文献13を参照して頂きたい。AA-PSPはkHzオーダーの応答性を有し非定常現象への適用も可能であるが、親水性多孔質被膜であるために空気中の水分の影響を受けやすく、通常はステアリン酸等の疎水性コーティングを併用して用いられてきている。しかし、著者らの最近の研究では疎水性コーティングが低周波数領域での応答性を阻害していることを示唆するデータが得られており<sup>14,15)</sup>、本研究では水分の影響が生じたとしても、後述するようにPSP発光量と圧力の関係を別に設置された圧力センサの同時刻の計測データを用いて決定するin-situ法を採用することで対処することとし、AA-PSPの時間応答性に影響を与える可能性のある疎水性コーティングは施さなかった。

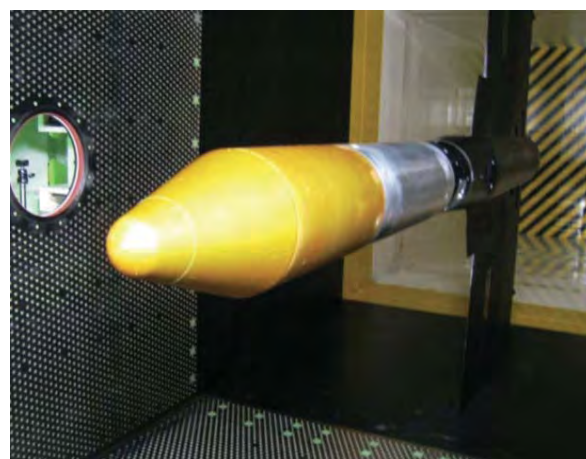


図1 TWT1第4カートに設置されたクリーン形状模型; 黄色部分がAA-PSPコーティング範囲



図2に本試験での模型ロール角の定義を示す。肩部での剥離が最小になるときを $\phi=0\text{deg}$ と定義する。クリーン形状模型での非定常PSP計測では、最も剥離が大きくなる模型風下側の模型ロール角 $\phi=-180^\circ$ 付近かつ模型肩部周辺の領域を計測した。

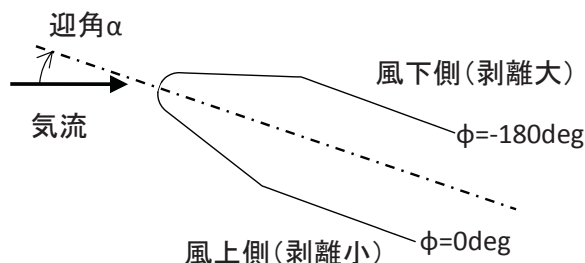


図2 ロール角の定義

### 3. 非定常PSP計測

#### 3. 1. 非定常PSP計測システム

図3にTWT1第4カート天井部に設置された非定常PSP計測システムを示す。

本研究で用いた高速度カメラはVision Research社製Phantom V7.3 (モノクロ機)であり、ISO感度4800、最大空間解像度 $800 \times 600\text{pixel}$ 、最大空間解像度での計測フレームレート6.6kfps (frame per sec)、A/D分解能は最大14bit、16GBのメモリを搭載し、計測可能画像枚数は15,000枚以上である。本試験での高速度カメラ設定は、空間解像度 $400 \times 400\text{pixel}$ 、計測フレームレートを5kfpsとした。露光時間はAA-PSP発光量を最大に取り込むるようほぼフレーム間隔に等しい $198\mu\text{s}$ とした。A/D分解能は12bitに設定した。大量の画像を取得した場合にはPCへのデータ転送時間が長くなるため、本試験では通風時間の制限から最大画像枚数を20,000枚(約6GB)とした。高速度カメラのレンズ(Nikkor 50mm F1.2)には励起光である青色レーザ光をカットし、AA-PSP発光の赤色光を透過するために、580nm以上を透過するO58フィルタを取り付けられている。

非定常PSP計測では計測周波数が高いため必然的に露光時間が短くなり、高速カメラで十分な計測カウント値を得ることが難しくなる。このため、PSPからの発光を可能な限り大きくする必要があり、高輝度PSP励起光源が必要となる。本研究でのAA-PSPを励起する励起光源としてはPSP色素であるバソフェナンスロリン・ルテニウムの吸収線に対応する青色光源としては、高出力の7W青色半導体レーザ(住友電工製BLM-5000-H08D)を用いた。発光波長450~455nmの青色半導体レーザをクラスタ化し、最大出力7W、100V商用電源で動作可能な空冷レーザである。図1のTWT1天井の非定常PSPシステム設置位置はTWT1と圧部内に位置するため、高価な7W青色半導体レーザは風洞外の大気圧環境下に設置し、そこからTWT1天井部までは15mのファイバ径800 $\mu\text{m}$ のポリマー製光ファイバを介して伝送した。この15m光ファイバ先端には市販のレーザコリメータを取り付け、模型上での照射範囲の調整と照射光の均一化を図った。

励起レーザ光はTWT1第4カート天井部に設けられた10cm角観測窓を介して下方(計測部中心)に位置されたクリーン形状模型に照射される。青色レーザ光からの反射光の高速度カメラへの入射を防ぐため、励起レーザ光と高速度カメラ計測には独立の10cm角観測窓を用いる。高速度カメラが使用する10cm角観測窓の石英ガラスには、ガラス界面での反射の影響によるゴースト像の写り込みを防止

するために赤色波長領域での反射を低減する反射防止コーティングが施されている。

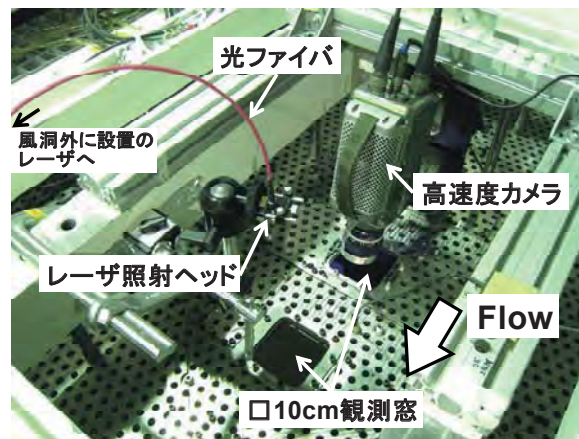


図3 TWT1第4カート天井部に設置された非定常PSP計測システム

#### 3. 2. データ処理手法

PSPの発光量と圧力の関係は既知圧力下の発光量と圧力 $I_{ref}, P_{ref}$ と通風時の光量と圧力 $I, P$ から理論的には以下のStern-Volmerの式；

$$\frac{I_{ref}}{I} = A + B \frac{P}{P_{ref}} \quad \text{----- (1)}$$

を用いて記述される。式(1)、あるいは式(1)を多項式に拡張した実験式を用いてPSP発光量は圧力値に変換される。本研究では、PSPの発光量と圧力の関係としては式(1)を採用した。

PSPの発光量と圧力の関係の較正手法としては、*a-priori*法、*in-situ*法<sup>5)</sup>、両者の利点を併用した*a-priori/in-situ hybrid*法<sup>7)</sup>などの方法があるが、本研究では、式(1)の変数A, Bを決定するためには、非定常PSP発光量と圧力の関係を模型上に設置されたKulite非定常圧力センサの同時刻の計測データを用いて決定する*in-situ*法を用いた。

非定常PSP計測データ取得の際には同時にKulite非定常圧力センサデータも取得される。本稿のように流れ場が非定常な場合には、計測データの非定常性の影響を受けないよう、非定常PSPデータとKulite非定常圧力センサデータの双方とも十分な時間を平均した平均値を用いる必要がある。本研究では、式(1)を拡張した、

$$\frac{I_{ref}}{\bar{I}} = A + B \cdot \bar{C}_{P, Kulite} \quad \text{----- (2)}$$

$\bar{I}$  : 通風時の非定常PSP発光データの時間平均値

$\bar{C}_{P, Kulite}$  : 通風時のCp値でのKulite非定常圧力センサデータの時間平均値

を用いて係数A, Bを較正する。

非定常PSP計測でのデータ処理では、式(2)を時刻 $t$ での値を用いる表現とした、

$$\frac{I_{ref}}{I(t)} = A + B \cdot C_p(t) \quad \text{----- (3)}$$

$I(t)$  : 通風時の時刻 $t$ での非定常PSP発光データ

$C_p(t)$  : 通風時の時刻 $t$ でのCpデータ

を用いて、時系列の非定常PSP発光データを時系列のCpデータに変換する。

#### 4. 実験結果及び考察

##### 4. 1. 非定常 PSP 計測部位

図4にクリーン形状模型に青色半導体レーザ光を照射した様子を示す。図4では写真撮影用にレーザ光強度を絞っているため、試験時のレーザ光強度の1/10程度の強度での様子である。図5が $M=0.8$ 、 $\alpha=0^\circ$ での非定常PSP計測画像を別に撮影した高速度カメラ画像に重ね合わせた図である。 $\phi=-180^\circ$ 付近かつ模型肩部周辺の領域を計測した結果である。本研究での非定常PSP計測範囲(=青色レーザ照射範囲)はおおよそ $\phi 150\text{mm}$ である。

非定常PSPでの計測範囲は、レーザ照射範囲で高速度カメラによって捉えられる非定常PSP発光のカウント値が計測に十分な値となるか否かによって決定される。計測カウント値が十分に大きな値とならない場合には、S/Nを確保するためには非定常PSP励起光である青色レーザ光をさらに集光しレーザ光密度を大きくすることでPSP発光量を増大させるか、高速度カメラの露光時間を長くすることで計測光量を大きくするかを選択となる。(カメラレンズの絞りが開放でない場合にはこれを大きくする選択肢も取り得る。)レーザ光密度を大きくすることでPSP発光量を増大させる場合には、非定常PSPの劣化

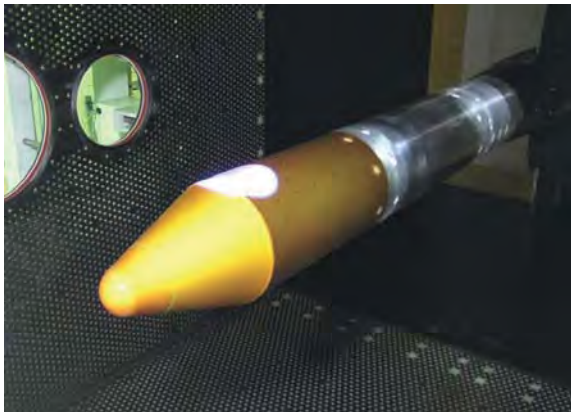


図4 クリーン形状模型への青色半導体レーザ照射

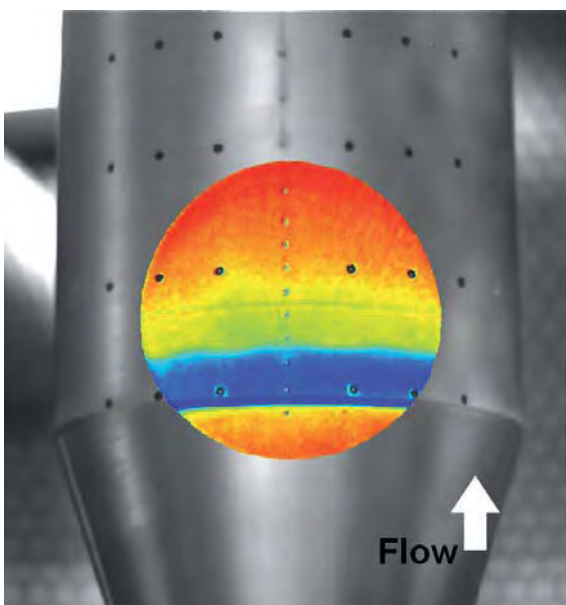


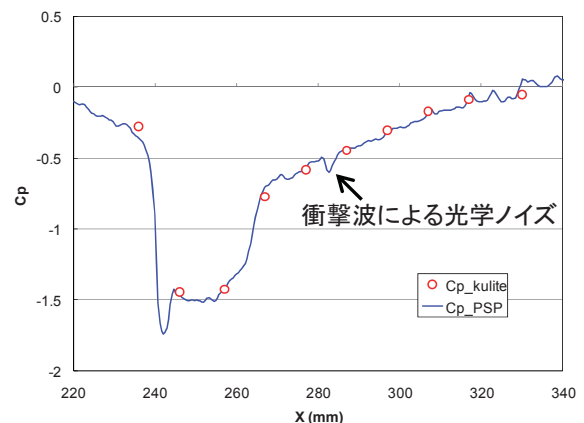
図5 模型と非定常PSP計測範囲の位置関係  
模型画像に $M=0.8$ 、 $\alpha=0^\circ$ での瞬時非定常PSP計測画像を重ね合わせ

による発光量現象が許容範囲かどうかには注意しなければならない。本研究では、非定常PSP計測フレームレート5kfpsを優先し、図4のようにクリーン形状模型の肩部周辺に青色レーザ光を集光したセットアップを採用した。レーザ光の密度としては劣化を完全には無視できない程度のある程度強い励起光密度になったが、データ処理に*in-situ*手法を採用しているため、各非定常PSPケースでの較正係数に劣化の影響も含まれた形で圧力データへの変換を行うことができる。青色レーザ光照射にはレーザコリメータを用いて照射範囲内での均一化を図るよう対処しているが、その上での模型上の局所間でのレーザ密度の違いなどは誤差要因となり得る。

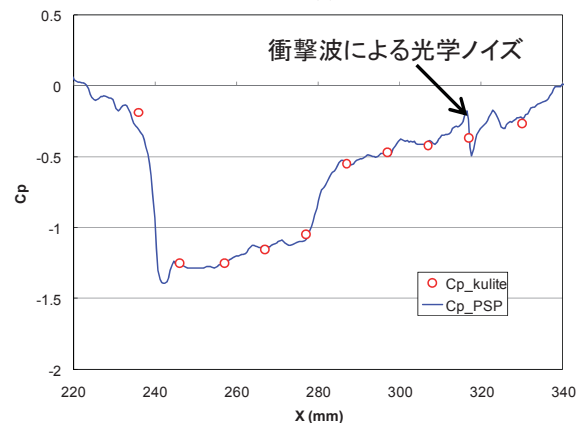
図5で、非定常PSP計測領域の中心軸に小さな黒丸が並んでいるものが直径約2.5mmの10点のKulite非定常圧力センサ、模型周方向に見られる直径4mmの黒丸が画像からの位置同定用マーカである。

##### 4. 2. *in-situ* 較正及び定常圧力分布比較

非定常PSPデータの処理には、式(2)を使って決定されたそれぞれのケースに対応する係数 $A, B$ を入力した式(3)を用いる。図6は $M=0.8$ での $\alpha=0^\circ$ 及び $\alpha=+4^\circ$ での非定常PSPデータとKulite非定常圧力センサデータのそれぞれの時間平均値のデータ比較である。図6、及び式(2)を用いた較正の際ともに、図5に示された画像中の非定常PSP領域に含まれる10点のKulite非定常圧力センサを、それぞれに対応するセンサ近傍の非定常PSP計測データと比較している。



(a)



(b)

図6 非定常PSPデータの時間平均値の定性比較  
(a)  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$ , (b)  $M=0.8$ ,  $\alpha=+4^\circ$



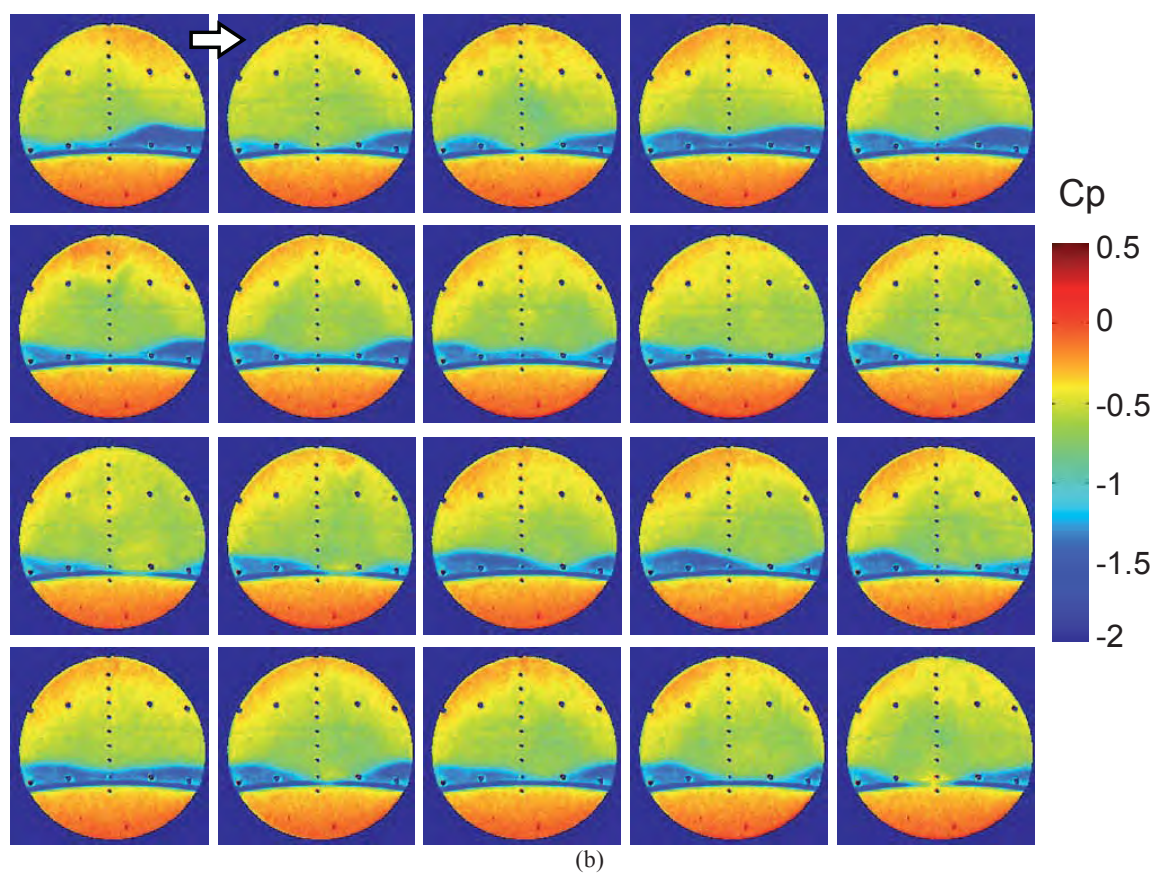
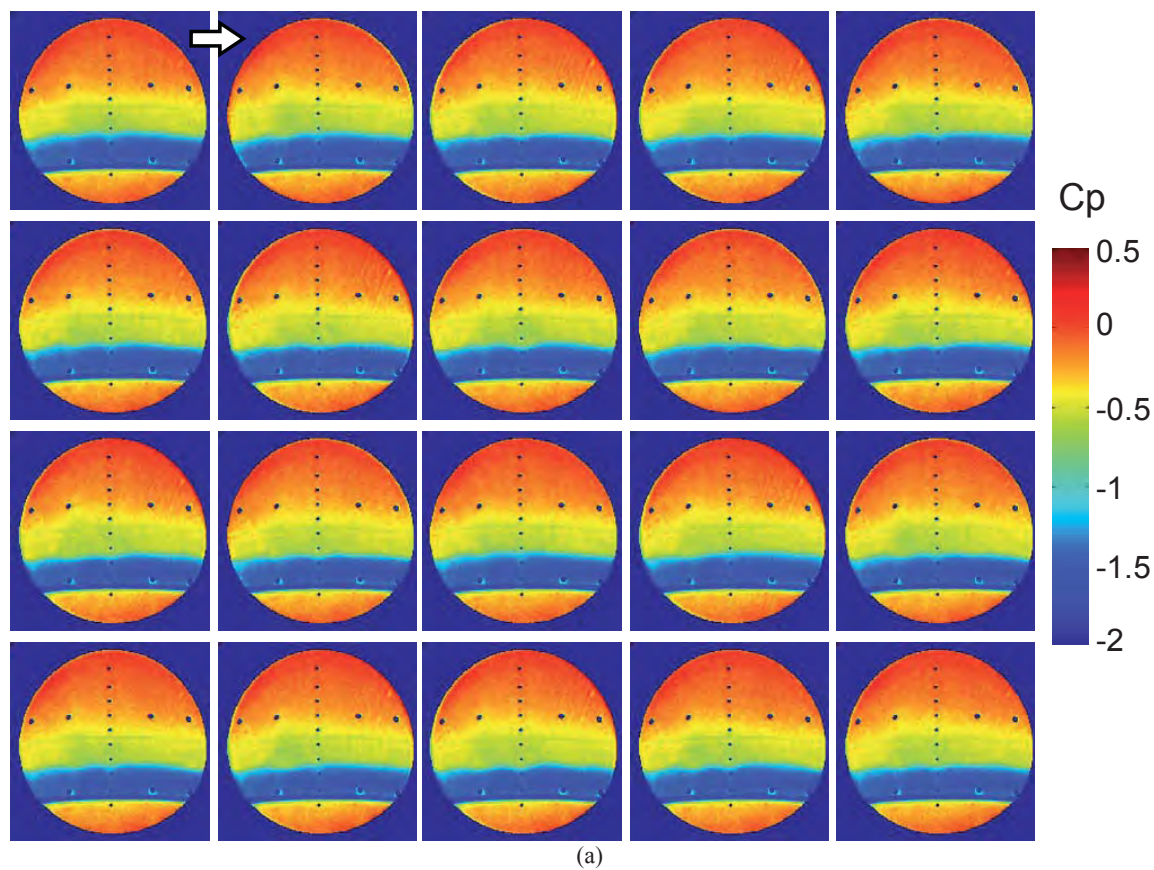


図7 非定常 PSP によるクリーン形状模型肩部付近の非定常圧力変動計測結果  
 (a)  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$ , (b)  $M=0.8$ ,  $\alpha=+4^\circ$   
 計測レート: 5kfps, 表示画像は左上から横方向に順に 1ms 間隔での計測結果



図6では、時間平均データとしての観点であるが、*in-situ*法を用いることで定量的に妥当な値を取っていることが確認できる。青線の非定常 PSP データには図6(a)で  $x=285\text{mm}$  付近、(b)で  $x=315\text{mm}$  付近に模型に照射した励起レーザ光が衝撃波を通過することによる光学ノイズが発生している。光学計測である PSP では衝撃波による励起光の屈折は避けることができず、このような流れ場では PSP データの利用の際には注意が必要となる。

#### 4. 3. 非定常 PSP による圧力変動計測

図7に非定常 PSP によるクリーン形状模型肩部付近の非定常圧力変動の計測結果を示す。図6(a)が  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$ 、(b)が  $M=0.8$ ,  $\alpha=+4^\circ$  の結果である。模型上の計測位置は図5と同じ  $\varphi=-180^\circ$  付近かつ模型肩部周辺の領域の計測である。高速度カメラの計測レートは  $5\text{kfps}$  であるが、図7での表示画像は左上から横方向に順に  $1\text{ms}$  間隔での計測結果を表示している。

図6(a)では、青色と緑色の界面が模型上に形成されるラムダ衝撃波の上流側が境界層と干渉する部分に相当し、この衝撃波の非定常挙動によって変動距離としては小さい量であるが、圧力分布が時間的に変動している現象が捉えられている。図6(b)では、この衝撃波の非定常な挙動がさらに大きくなり、非定常 PSP による圧力分布の計測結果でもはっきりと圧力変動が確認できる。

本稿では、非定常 PSP 計測結果の代表的なケースとして  $M=0.8$  での  $\alpha=0^\circ$  と  $\alpha=+4^\circ$  について紹介するが、非定常 PSP 計測はマッハ数方向に  $M=0.75, 0.8, 0.85$ 、迎角としては  $\alpha=-2^\circ, 0^\circ, +2^\circ, +4^\circ$  についてのデータを取得しており、マッハ数や迎角の組み合わせによって模型表面上の圧力分布や非定常圧力変動の大小、圧力変動領域の位置などが大きく変化している結果が得られている。

#### 4. 4. 周波数解析結果

図8は、図7で示した  $M=0.8$  での  $\alpha=0^\circ$  及び  $\alpha=+4^\circ$  の非定常 PSP 計測結果に対し、 $C_p$  のパワー分布を画像化したものである。図7に示された非定常 PSP 結果はそれぞれ  $20,000$  枚の計測画像の一部であり、これらを  $1,024$  枚ベースの FFT 処理を  $1/2$  overlap しつつ  $19$  セットのアンサンブル平均を行った結果である。図8(a)が  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$ 、(b)が  $M=0.8$ ,  $\alpha=+4^\circ$  の結果である。それぞれ  $300 \pm 20\text{Hz}$ 、 $500 \pm 20\text{Hz}$ 、 $680 \pm 20\text{Hz}$ 、 $1350 \pm 20\text{Hz}$  での平均値を図示した。図8での各ピクセルは完全なパワースペクトルデータを持っており、個々のピクセルでの議論も可能である。

図8(a)の  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$  のケースでは、図7(a)での結果からも言及したが、非定常圧力変動の影響範囲が小さく、パワースペクトル画像でも大きなパワーを持っているのはラムダ衝撃波の上流側が境界層と干渉するごく狭い領域であることが確認できる。この領域の下流側にパワーの大きな線が見られるのは5.2節でも述べた通り、励起レーザ光が衝撃波を通過することによって起こる屈折の影響である。

図8(a)で、画像中心軸上に Kulite 非定常圧力センサの設置されていることが分かるが、このケースでは、衝撃波の非定常挙動による圧力変動の大きな領域は画像上で上流側より2番目と3番目の Kulite 非定常圧力センサの設置位置の間に位置し、参考文献2でも記述があるが、離散的な Kulite 非定常圧力センサではこのような狭い領域での現象は捉える事ができていないことを確認できる。

図8(b)では図7(b)とも対応するように、図8(a)と比較して衝撃波の非定常挙動が大きく、それに連れて圧力変動領域も大きくなるため、大きなパワーを持つ領域も図8(a)に比べて大きくなる。このパワーの大きな領域の形

状であるが、Kulite 非定常圧力センサの設置位置である  $\varphi=-180^\circ$  位置が最も非定常現象による流れ方向の圧力変動領域が大きくなり、その左右では圧力変動領域の範囲が小さくなっていることも分かる。

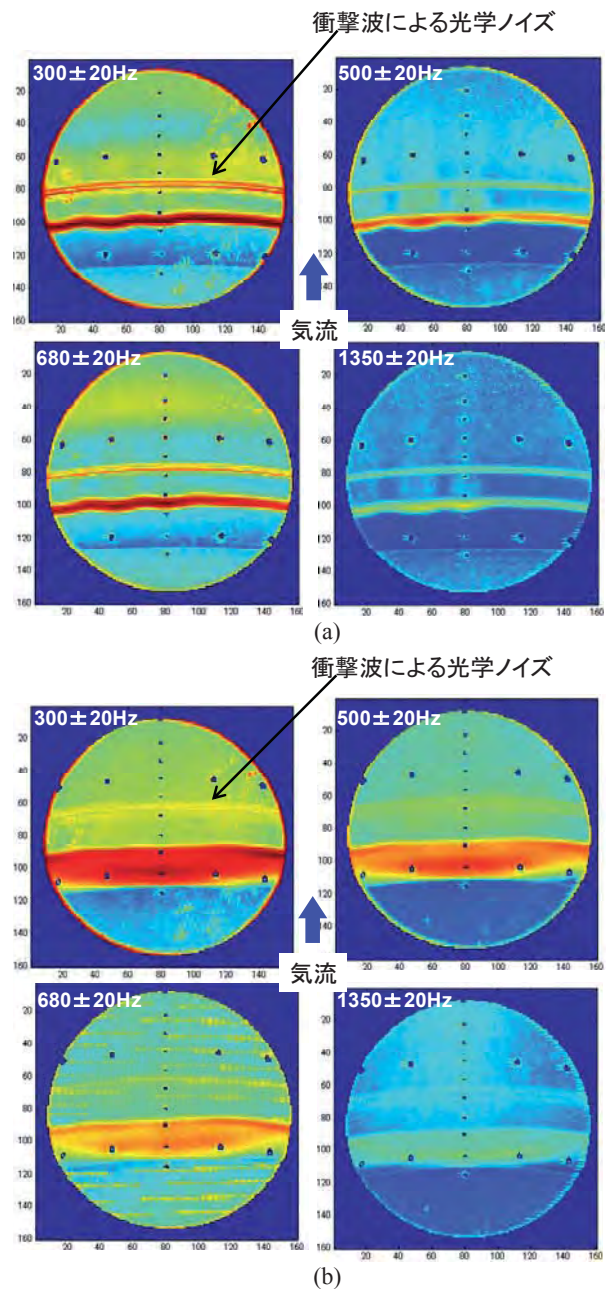


図8 非定常 PSP による時系列  $C_p$  データのパワースペクトル解析結果

(a)  $M=0.8$ ,  $\alpha=0^\circ$ 、(b)  $M=0.8$ ,  $\alpha=+4^\circ$

#### 5. まとめ

単純化したロケットフェアリング模擬形状を対象として風洞実験、CFD 計算両面からの遷音速非定常流れ場計測キャンペーンの一環として、クリーン形状模型を対象とした非定常 PSP 計測を行い、非定常 PSP 計測によって得られた時系列  $C_p$  データや、それを用いた周波数解析の結果を紹介した。非定常 PSP を用いることによって、定量的な  $C_p$  値として現象を時間分解しての把握が可能となり、さらに周波数解析を施してのデータ処理にも対応可能である。離散的な非定常圧力センサでは把握できないような

狭い領域で発生する非定常現象に対しても漏らすことなく現象を把握できる。

詳細かつ大量の情報量を持つ非定常 PSP は現象理解と、非定常 CFD との相互比較の両面にわたって有用なツールとなることを確認した。

## 謝辞

本研究での TWT1 風洞試験に際しては、試験計画から準備、風洞運転、撤収にわたって JAXA 風洞センター遷音速風洞セクション諸氏の全面的な協力を頂いた。この場を借りて謝意を表する。

## 参考文献

- 1) 福島幸夫, 北間章司, 海老原正夫, 鈴木弘一, 伊藤徹, 木村康夫, H-II ロケット衛星フェアリング遷音速時変動圧力計測試験 (その1), 第30回宇宙科学技術連合講演会講演集, pp. 252-253, 1986
- 2) 高間良樹, 今川健太郎, 加藤裕之, 中北和之, 西沢啓, 堤誠司, 橋本敦, 渡辺重哉, 松尾裕一, “ロケットフェアリング模型の遷音速風洞試験”, 第43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, 2B13, 2011.
- 3) 堤誠司, 高木亮治, 高間良樹, 今川健太郎, 加藤裕之, 中北和之, ロケットフェアリング流れにおける定常・非定常CFD解析の現状, 第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2011, 2B12, 2011.
- 4) 加藤裕之, 小池俊輔, 中北和之, 高間良樹, 今川健太郎, 鈴木幸一, 川端敏之, ロケットフェアリング模型の時系列PIV計測, 第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2011, 2B14, 2011.
- 5) J. H. Bell, E. T. Schairer, L. A. Hand and R. D. Mehta, “Surface Pressure Measurements Using Luminescent Coatings,” Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 33, 2001.
- 6) 中北, 栗田, 満尾, 渡辺, 真保, “国産小型航空機開発への感圧塗料技術の適用”, 平成16年度飛行機シンポジウム講演論文集, 1A1, 2004.
- 7) K. Nakakita, M. Kurita, K. Mitsuo and S. Watanabe, “Practical Pressure-Sensitive Paint Measurement System for Industrial Wind Tunnels at JAXA”, Meas. Sci. Technol. 17, 2005, pp. 359-366.
- 8) K. Asai, H. Kanda, C. T. Cunningham, R. Erausquin, and J. P. Sullivan, “Surface Pressure Measurement in a cryogenic wind tunnel by using luminescent coating,” International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities '97 Record, 1997, pp.105-114.
- 9) H. Sakaue, J. P. Sullivan, K. Asai, Y. Iijima, and T. Kunimasu, “Anodized Aluminum Pressure Sensitive Paint in a Cryogenic Wind Tunnel,” ISA Proceedings of the 45th International Instrum. Sym., 1999, pp. 345-354.
- 10) M. Kameda, T. Tabei, K. Nakakita, H. Sakaue and K. Asai, “Image measurements of unsteady pressure fluctuation by a pressure-sensitive coating on porous anodized aluminium,” Meas. Sci. Technol. Vol.16, No.12, 2005, pp.2517-2524.
- 11) K. Nakakita, J. Osawa, N. Hori, and M. Kameda, “Unsteady Pressure-Sensitive Paint Measurement for Oscillating Shock Wave in Supersonic Nozzle,” AIAA-2008-6580, 2008.
- 12) K. Nakakita and H. Arizono, “Visualization of Unsteady Pressure Behavior of Transonic Flutter Using Pressure-Sensitive Paint Measurement,” AIAA-2009-3847, 2009.
- 13) K. Nakakita, “Unsteady Pressure Measurement on NACA0012 Model Using Global Low-Speed Unsteady PSP Technique”, AIAA-2011-3901, 2011.
- 14) 中北和之, 低速非定常PSPによるNACA0012翼の非定常圧力分布計測, 第42回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム2010, 2C7, 2010.
- 15) K. Nakakita, “Scanning Unsteady PSP Technique for High-Frequency and Small-Pressure Fluctuation in Low-Speed”, AIAA-2010-4920, 2010.

# CFD を用いた超音速機多分割前縁フラップ舵角の最適化設計

雷忠

諏訪東京理科大学、システム工学部

## Optimization of Deflection Angles of Multi-Segmented Leading-Edge Flap of Supersonic Aircraft Using CFD

by

Zhong Lei (Tokyo University of Science, Suwa)

### ABSTRACT

An optimization design methodology for multi-segmented flaps of a supersonic wing has been developed to improve aerodynamic performance at taking-off and landing conditions. The geometric shape and computational mesh modification was conducted automatically by a newly-developed tool. Flow field around the configuration was simulated and aerodynamic forces were calculated by solving the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations with MPI parallel programming. In the design space, a response surface method was applied to approximately estimate aerodynamic force and largely reduce the number of sampling cases needed. It was confirmed that aerodynamic performance was improved by the optimization design, and the design method was highly efficient to reduce design cost.

### 1. はじめに

超音速旅客機の実現に向けて、先進設計技術の研究開発を先行的に行う必要がある。超音速機研究開発のコストを削減するため、離着陸特性に直接関係する高性能高揚力装置の設計システムを構築することが重要な課題として挙げられる[1]。離着陸時の揚抗比を改善することは航空機設計において大きな空力課題として古くから取り組まれてきた。表1に過去に行われた超音速旅客機形態の高揚力装置に関連した研究開発を示す。従来、高揚力装置の開発が風洞試験の繰り返しと線形設計手法の併用より行われてきた。しかし、これらの手法はコストが高く、開発期間も長い。近年、計算機性能の飛躍的な進捗により CFD 解析と最適化手法を組み合わせることによって形状を最適設計することが実用的になりつつある。

CFD を用いた最適化設計システムは、図1に示すように、前処理(形状生成と計算格子生成)と性能評価(CFD 解析)、最適化プロセスにより構成される。非線形性を織り込んだ CFD 解析によって、より高いレベルの最適化を実現できると考えられる。この手法は従来の風洞試験を中心とする手法に対して時間、経費を大幅に短縮、削減することが可能な技術である。表2に実施項目を示す。高揚力装置の設計に対して、複雑な形状に対応可能、かつ高い精度を持つ高度な CFD 解析技術が要求される。しかしながら、現状では、高揚力装置の流れを解析するには依然多くの計算時間がかかる。また、形態変更の際に形状作成、計算格子の生成などの前処理に多大な労力を要する。これらは実機設計に適用する CFD 最適化設計にとって、大きな障害になっている。高揚力装置の設計期間を短縮し、コストを低減するために、より高性能な計算機と計算手法の改善が要求され、それと同時に形状作成と格子生成を自動化することが不可欠である。さらに、設計パラメータが多くなると、設計に必要な情報を引き出すために、設計パラメータを組み合わせた多くの形態を解析することが必要となる。最適化設計法として逆問題設計や、勾配法や、遺伝的アルゴリズムや、応答曲面法などがよく用いられている。目的関数の評価は CFD を用いた直接法が多い。表3に性能比較を示す。効率的な最適化設計法を導入しない限り、短期間で実機設計を行うことができない。そこで、あらかじめ目的関数を多項式などで近似する応答曲面法(Response Surface Method)により、近似曲面の上で最適解を探索するという最適手法として適用することが考えられる。

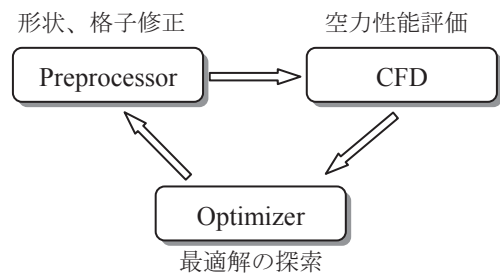


図1. 最適化設計ループ

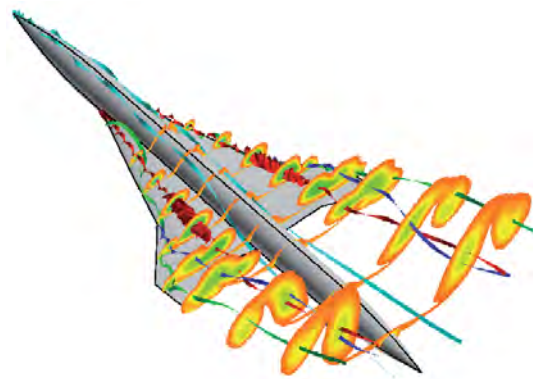


図2. 低速大迎角超音速機形態の流れ

超音速機には低アスペクト比と大後退角を有する主翼がよく利用される。離着陸時に揚力傾斜が小さいため、低速で大きな迎角をとる必要があり、翼上面に前縁から剥離渦(図2)が形成され、それによって翼に働く揚力の増加に伴い、抵抗も増加する。揚力に比べ、抵抗増加の割合が大きいため、高い揚抗比(L/D)が得るのが困難である。離着陸の空力性能を改善するには高揚力装置が不可欠である。超音速旅客機の高揚力装置に関して、米国 NASA の High Speed Research Program (HSRP) [2]や欧州の European Project for Improvement of Supersonic Transport Low Speed Efficiency (EPISTLE) [3]プロジェクト、などで研究開発が行われてきた。宇宙航空研究開発機構において次世代超音速旅客機に関する研究開発プロジェクト[4]の要素研究の一環として、空力設計において離着陸空力性能の改善を盛り込むため、風洞試験[5]と数値解



表1. 超音速機高揚力装置の研究開発

|             | 対象       | 高揚力装置 | 設計法                       | 性能評価                  | 実施機関                               | 期間                |
|-------------|----------|-------|---------------------------|-----------------------|------------------------------------|-------------------|
| 第1世代<br>SST | Concorde | —     | —                         | 風洞試験                  | UK, France                         | 1960s             |
|             | Tu-144   | —     | —                         | 風洞試験                  | Soviet Union                       | 1960s             |
|             | U.S. SST | —     | —                         | 風洞試験                  | Boeing                             | 1960s             |
| 次世代<br>SST  | AST/SCR  | ○     | 線形理論                      | 風洞試験                  | NASA, Lockheed,<br>Boeing, Douglas | 1970s<br>~1980s   |
|             | HSCT     | ○     | 線形理論 (Panel法、<br>VLM法、など) | 風洞試験<br>線形理論<br>CFD解析 | NASA, Boeing,<br>Douglas           | 1980s後半<br>~1990s |
|             | EPISTLE  | ○     | CFDによる感度解<br>析など          | 風洞試験<br>CFD解析         | DLR, ONERAなど                       | 2000s             |
|             | NEXST    | ○     | 線形理論 (VLM法)、<br>CFD最適化設計  | 風洞試験<br>線形理論<br>CFD解析 | JAXA, 東京大学                         | 2000s             |

表2. CFDによる最適化設計の状況

|       | 現状  | 10年後  | 備考          |
|-------|-----|-------|-------------|
| 計算機   | ○   | ◎     | 高速、大容量      |
| 解析ツール | ○   | ○     | RANS、精度     |
| 最適化手法 | ◎   | ◎     | GA, RSM, GD |
| 形状生成  | △   | ○     | 形状自動生成      |
| 格子生成  | △   | ○     | 格子自動生成      |
| 風洞試験  | ○   | ○     | 低速、高Re      |
| 設計知識  | △   | ○     | 空力、経験       |
| 設計時間  | 3ヶ月 | 1ヶ月以内 | 著者より        |

表3. 最適化設計法のパフォーマンス

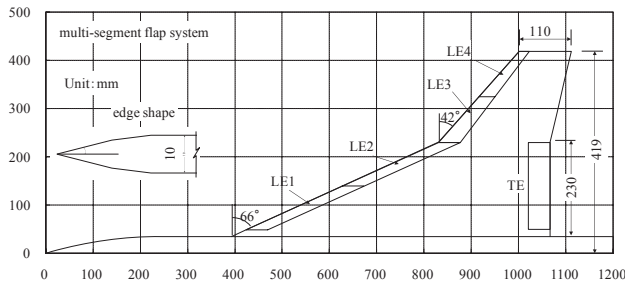
| 最適化手法          | 目的関数評価               | 多目的 | 多峰性 | 精度 | コスト |
|----------------|----------------------|-----|-----|----|-----|
| 遺伝的アルゴリズム (GA) | 直接法                  | ◎   | ◎   | ◎  | 高   |
|                | 応答曲面法 (RSM)<br>+ 直接法 | ◎   | ○   | ○  | 中   |
| 勾配法 (GM)       | 直接法                  | △   | ×   | ◎  | 低   |

析[6]を用いて、高揚力装置の研究が行われた。

これまで行われた研究では、高揚力装置形態の解析技術を確認し、超音速機体の高揚力流れの特性に関する知見が得られた。フラップによる空力性能向上の効果はフラップの形状と折り曲げる舵角に大きく依存する。本研究は超音速機離着陸の低速時における空力性能を改善するため、CFDを用いた多分割前縁フラップの舵角を最適化設計することを目的とする。高精度のCFD解析と自動格子生成と応答曲面法を用いて最適化設計システムを構築し、設計効率の改善と空力性能の向上を試み、その結果を報告する。

## 2. 設計対象

本研究で用いた超音速機形状の基本形態は、JAXAの研究開発で設計した超音速実験機[7]の翼胴模型を8%に縮小したものである。図3に高揚力形態の翼胴風洞試験模型を示す。模型緒元は、模型全長 1.36m、翼幅  $b=0.419\text{m} \times 2$ 、翼面積  $S_w=0.292\text{m}^2$ 、主翼のアスペクト比 (AR)=2.42、平均空力コード長  $=0.459\text{m}$  である。基本形態の主翼は平板クランクト・アロー翼であり、高揚力装置として内翼前縁、外翼前縁及び内翼後縁にそれぞれに舵角が異なるフラップを取り付ける。主翼の平面形は、超音速巡航時 (M=1.7) で設計した結果と



(a) 平面形とフラップ



(a) 前縁フラップ操舵

(b) 後縁フラップ操舵

図3. 超音速機の高揚力形態

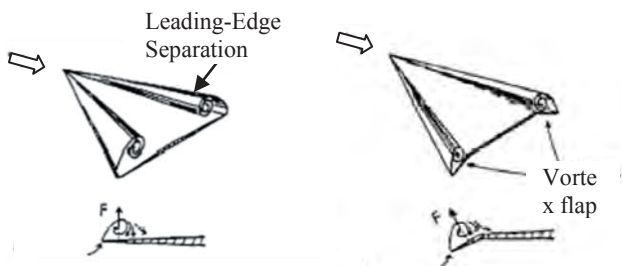


図4. 前縁ボルテックス・フラップ [10]

して、Arrow 型を採用し、内翼が後退角  $\lambda=66^\circ$  を持つ亜音速前縁であり、低速と遷音速性能の改善を考慮して外翼が後退角  $\lambda=42^\circ$  を持つ形状である。機体軸から翼端方向に semi-span の 55% キンク位置で内翼と外翼が繋がる。模型の前縁、後縁および翼端は頂角  $30^\circ$  で尖らせたものである。胴体ノーズは ogive cone 形状、胴体中間部は直径 70mm 円柱、翼の前縁・後縁は取り換え可能な部品で構成される。

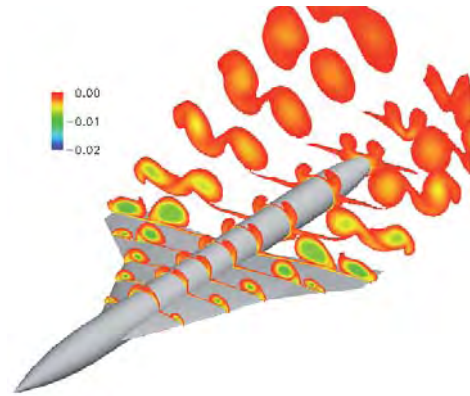
### 3. 高揚力装置

離着陸時における超音速機の空力性能を改善する方法として、様々なものが考案された。通常、亜音速機で用いられている複雑な機構で駆動する高揚力装置は、現実的に薄い超音速翼への適用が現実的に困難なため、本研究では比較的簡単、且つ有効な前縁ボルテックス・フラップ (Leading Edge Vortex Flap) [8] [9] を対象とする。

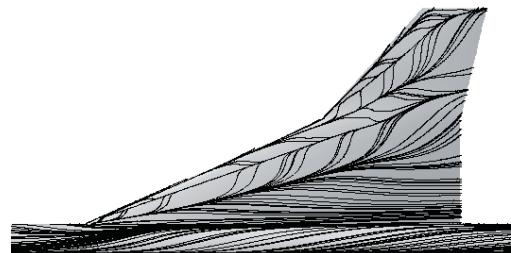
図4に示すように、前縁ボルテックス・フラップとは、翼前縁の一部を下方へ折り曲げることによって、前縁剥離の形成を大きく抑制しながら、剥離渦をフラップ上面に再付着させる装置である。フラップ上に生じた剥離渦が翼前縁の斜め前方に吸引力を生み出して、翼に働く抵抗力を低減させる。その結果、抵抗が減少し、揚抗比が改善される。

後縁フラップは単に内翼後縁付近に翼の一部だけをヒンジラインから下方へ折り曲げることで、揚力を増加させ、離着陸時に必要な揚力を得る装置である。前・後縁フラップの使用によって、揚力が増加、抵抗が減少し、揚抗比が改善される。

本研究では、前縁ボルテックス・フラップと後縁フラップを組み合わせることで利用した超音速機の翼胴模型を設計対象とする。各フラップはフラップの平面形状を固定し、単にヒンジラインまわりに下方に折り曲げる簡素な構造である。内翼前縁、外翼前縁にそれぞれ2枚、内翼後縁に1枚、計5枚の



(a) 総圧損失分布



(b) 上面側の表面流線

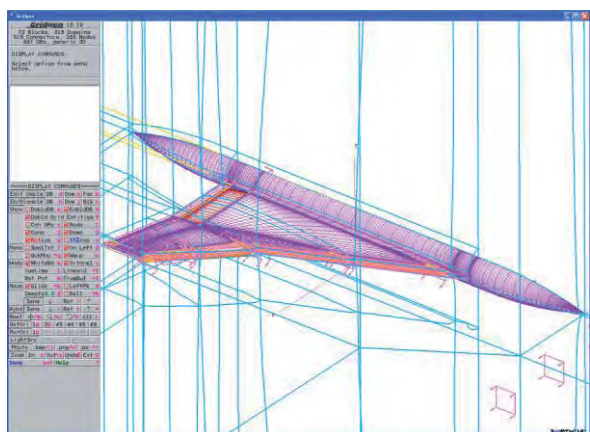
図5. 超音速機高揚力装置形態のCFD解析結果 (迎角  $12^\circ$ )

フラップを取り付ける。構造的な制限より、分割数が制限されて、内翼と外翼の前縁フラップはセグメント2枚ずつで均等に分割される。それぞれのフラップセグメントに個別に舵角を設定する。内翼前縁フラップの弦長はスパン方向全ての翼断面において機軸方向で 10% MAC、ヒンジライン (回転軸) は前縁に対して平行し、後退角は前縁と同じ  $66[\text{deg}]$  をとっている。外翼前縁フラップの弦長は各翼断面において局所翼弦長の 20%、結果としてヒンジラインは前縁と異なる後退角  $37.7[\text{deg}]$  となる。前縁フラップの舵角は前縁を下方へ操舵する場合、正とする。後縁フラップは内翼のみに取り付け、弦長が 10% MAC を持つ。後縁フラップの舵角は後縁を下方へ操舵する場合、正とする。実際にエンジンを主翼の下に搭載する際には、離着陸条件を満たすように後縁フラップの操舵角は決定される場合が多いので、本研究では内翼後縁フラップの舵角は  $20^\circ$  に固定し、つまり、主翼前縁フラップの舵角を設計変数とした。

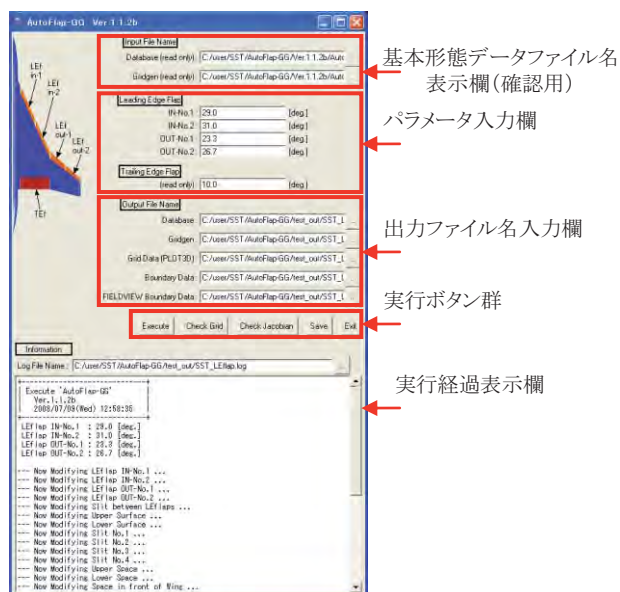
### 4. CFD 解析

離着陸時の低速大迎角においては、形状の複雑さに加えて、翼の前縁から剥離渦が形成されるため、境界層の剥離や再付着、剥離渦の挙動など複雑な現象が生じる。このような複雑な物理現象を解明するには、風洞実験だけでは十分ではない。CFD 解析は風洞試験に比べて、より詳細な流れ場を提供できるため、流れの物理現象の解明や航空機の性能予測や設計などに有効な手段として現在では不可欠となっている。超音速機の高揚力装置の開発にも、CFD による低速性能の予測と設計技術が大きく期待されている。著者ら[11] はこれまで複雑な形態に対応できるマルチ・ブロック構造格子を用いた CFD 解析コード ADCS (AeroDynamic Computation System) を開発した。領域分割法に基づいた MPI (Message Passing Interface) 並列化を施すことにより、大規模計算に対応させるとともに、計算の高速化と汎用化を図った。

超音速実験機の基本形態と高揚力形態流れの解析を実施し、試験結果との比較により CFD 解析コードの検証を行っ



(a) 形状修正と格子生成の作業ウィンドウ



(b) 自動化制御パネル

図6. AutoFlap-GG: an automatic tool of shape and mesh modification for SST high-lift configuration.

た[6]。その結果、CFD 解析結果は風洞試験と良好に一致し、妥当性が確認された。よって、離着陸時における超音速旅客機機体まわりの流れを解析する技術を確立し、高揚力装置設計のための解析ツールを備えた。

ADCS ソルバーは流れ場の支配方程式としてレイノルズ平均ナビエ・ストクス方程式を解析する。非粘性流束の評価には Chakravarthy-Osher スキームを用いて風上化し、その高次精度化には 3 次精度の MUSCL 補間法を適用した。粘性項の評価には 2 次精度の中心差分を用いた。時間積分には対流項と粘性項とソース項を含めて LU-ADI 陰解法を適用した。計算条件は風洞試験に合わせて、マッハ数 0.088 とし、定常、Menter's  $k-\omega$  乱流モデルを適用して、全域乱流を仮定した計算を行なった。解析にマルチ・ブロック構造格子を用いて、総格子点数は約 430 万、最小格子幅  $\Delta s_{\min} = 0.01/\sqrt{\text{Re}} = 1.0 \times 10^{-5}$  (即ち、 $y^+ = 0.9$ ) とした。

例として、図 5 にフラップを操舵しない基本形態が迎角  $12^\circ$  における流れの解析結果を示す。内、外翼の前縁から大きな剥離渦が発生することが分かる。

## 5. 形状及び解析格子修正の自動化

フラップ効果を最大限に得るためには、設計パラメータ

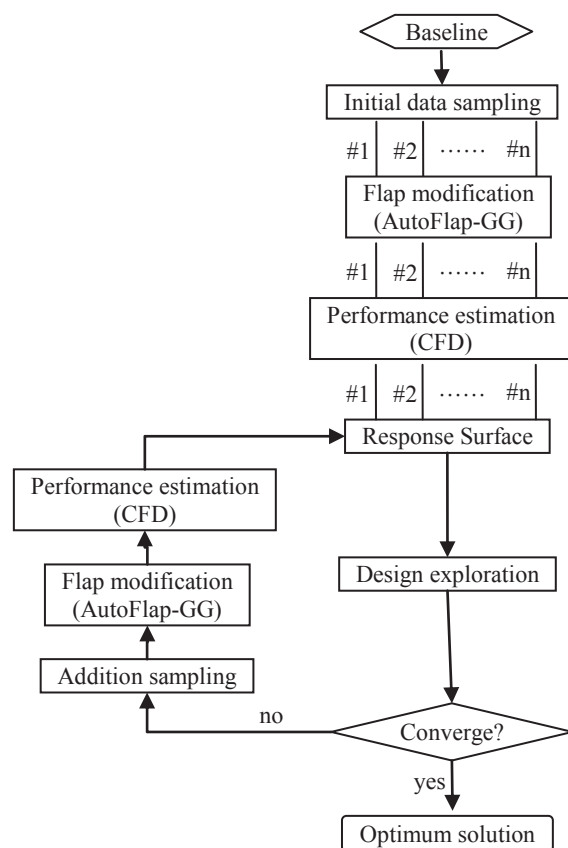


図7. 超音速機高揚力装置の設計フローチャート

を組み合わせた多くの解析が必要となる。パラメータを変更すると、機体形状と CFD 計算に必要な計算格子の修正を行わなければならない。多数の形状について計算を行う必要があるため、従来の手作業による格子生成では非常に多くの時間が割かれることになる。

形状変更と格子生成に要する時間の短縮および手作業の労力削減のために、主翼の前・後縁にフラップを有する超音速機形態まわりの自動形状変更・格子生成ツール AutoFlap-GG (Automatic deflecting Flap-Grid Generator) を開発した[12]。AutoFlap-GG (図 6) は、フラップを有する超音速機高揚力形態について、フラップ操舵後の形状と計算格子の自動生成を行うツールである。格子はマルチ・ブロック構造格子を対象とする。本ツールは、米国 POINTWISE 社が開発した市販格子生成ソフト Gridgen V15.10 [13] を用いて、あらかじめ作成されたフラップ操舵前の形態(基本形態)の形状・格子に対して、形状と格子の修正を行うことでフラップ操舵後の形状・格子を自動生成する。フラップ操舵に伴う形状・格子の修正については Gridgen 独自のスクリプト言語である Glyph を用いて作業を自動化した。Gridgen は格子生成が主な機能であるが、形状データを編集する機能もいくつか搭載しており、それらを用いて形状修正を行っている。作成した格子にさらに境界条件などを設定した後、格子データ、境界条件データを出力して、ソルバーに渡すことになる。出力される格子データは、並列 CFD 解析ソルバーにそのまま入力できるようにブロックを適当に分割した状態で出力される。

この格子を用いた CFD 解析が現在約 1 日かかることに対して、従来の Gridgen を用いた手作業による格子生成では 1 ケースで約 1 週間程度の期間を要する。本ツールならば、形状と格子の修正が自動的に数分で完了するため、1 日で 1 ケース、さらに数ケースを並行して解析することも可能となる。



このように自動化することによって、フラップ操舵後の形状と格子生成時間は非常に短縮することができた。また、バッチ処理を行うこともできるため、最適化設計ループに組み込むことも可能となっている。

## 6. 応答曲面最適化設計法

航空機のような複雑な形態の場合では、1 ケースの CFD 解析に時間と手間が掛かるため、実機設計にとって、解析ケースの数が増えると、大きな障害になる。設計期間を短縮し、コストを低減するためには、より高性能な計算機と計算手法の改善、形状作成と格子生成の自動化、それと同時に評価ケースの数が少ない効率的な探索手法が要求される。表3に示したように、設計コストは最適化設計法に大きく依存している。過去の経験・知識などに基づいて、設計対象及び設計目的に応じた合理的な設計法を選択することが重要である。勾配法は設計空間において設計変数に対する目的関数の勾配を用いて局所的最小・最大値を求め、速く解を見つけることができるが、高い CFD 解析精度も要求される。しかし、超音速機の高揚力装置においては、複雑な流れ現象が絡む、CFD 解析の収束性や格子依存性などの問題により、正確な勾配情報を求めることが困難である。一方、遺伝的アルゴリズム法は大域的最適解を探索する利点があるものの、多くの評価計算が必要となるため、1 ケースの性能評価に時間の掛かる CFD にとっては実用的性に問題がある。これらの問題の解決策として、対象の設計問題を近似することが考えられる。応答曲面法は、少ない数の CFD 解析を行い、設計変数と目的関数の関係を近似した設計空間において、さらに勾配法や遺伝的アルゴリズムなどによる探索を行う手法である。また、応答曲面を反復で更新することにより、近似された目的関数の評価精度を向上させることが可能である。

図7に応答曲面法による最適化設計フローチャートを示す。まず、設計空間において、設計パラメータを変更させたサンプリング点で CFD 解析を実施し、設計データベースを構築する。次に、設計データベースに基づいて設計目的関数を近似する応答曲面を求める。それから、応答曲面上で最適な近似解を探索する。さらに、CFD を用いて最適な近似解を追加解析し、目的関数を評価する。それと同時に設計データベースに CFD 解析結果を追加し、応答曲面の精度を高める。このように繰り返しながら、最後に設計パラメータの最適な組み合わせが求められる。

本研究では、初期データベースの構築には最適ラテン超方格実験法[8]より設計空間において設計パラメータの16組を均等にサンプリングした。過去の経験に基づいて設計パラメータの変化範囲を絞って、次のように機体の迎角と前縁フラップの舵角を設定した。

迎角： $8^{\circ} \leq \alpha \leq 12^{\circ}$

LE1 の舵角： $15^{\circ} \leq \delta_{LE1} \leq 45^{\circ}$

LE2 の舵角： $15^{\circ} \leq \delta_{LE2} \leq 45^{\circ}$

LE3 の舵角： $10^{\circ} \leq \delta_{LE3} \leq 35^{\circ}$

LE4 の舵角： $10^{\circ} \leq \delta_{LE4} \leq 35^{\circ}$

内翼前縁の後退角が大きいので、前縁フラップは大きく操舵できる。それに比べ、外翼前縁フラップの操舵角範囲は小さく設定した。

最適な解の探索をより速く収束させるように、精度の高い近似法で応答曲面を構成することが好ましい。超音速機の高揚力装置の設計目標は、揚力を一定とし、抵抗を最小化することにより、揚抗比を最大化することである。前述のように迎え角と前縁フラップの舵角変化範囲を絞れば、揚力と抵抗の変化も小さくなる。また、過去の経験より空力性能が前縁フラップの舵角に対して連続的に変化することが考えられたため、この範囲内において最も高い空力性

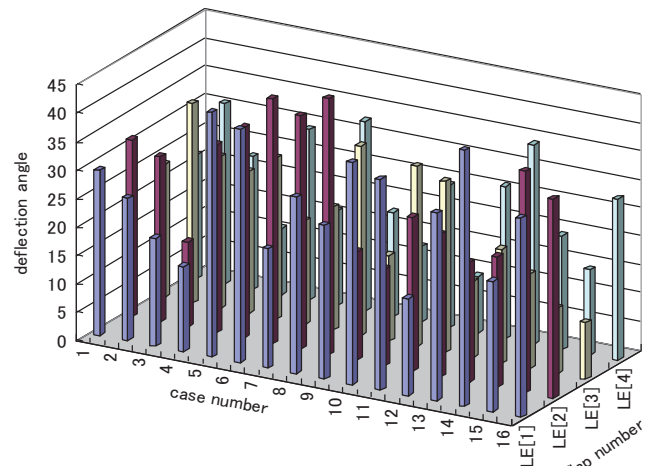


図8. 初期データベースを構築する設計パラメータのサンプリング

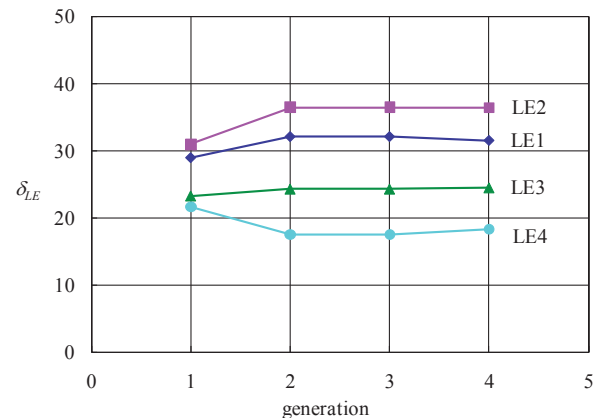


図9. 前縁フラップ舵角の収束履歴：揚力係数  $C_L=0.5$

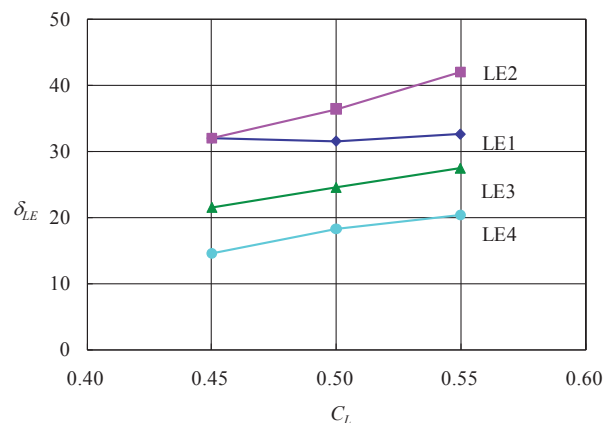


図10. 前縁フラップの最適な舵角と設計揚力係数の依存性

能となる舵角の組み合わせを頂点とし、次のように多項式で揚力係数と抵抗係数を近似した。

$$f = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i x_i + \sum_{i=1}^n a_{ii} x_i x_i + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n a_{ij} x_i x_j + \varepsilon$$

構造的な制限より設計パラメータの数が限られるため、高次の多項式が必要なく、ここで2次の多項式を採用した。

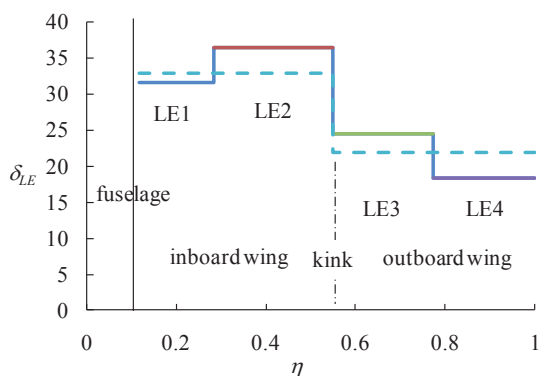


図 11. 揚力係数  $C_L=0.5$  における最適な前縁フラップ舵角の組み合わせ。実線：内翼前縁フラップ 2 枚、外翼前縁フラップ 2 枚；破線：内翼前縁フラップ 1 枚、外翼前縁フラップ 1 枚。

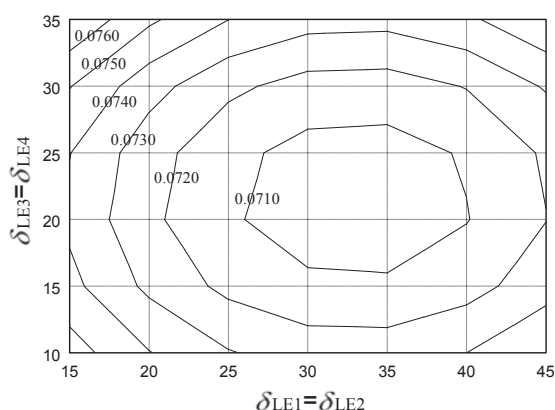


図 12. 内翼前縁フラップ 1 枚、外翼前縁フラップ 1 枚としたときに抵抗係数の変化

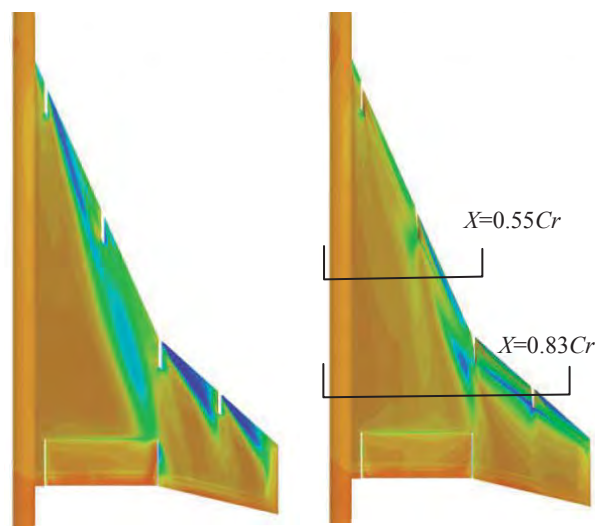
さらに、最適な解の探索が進むにつれ、CFD 解析で求められたケースを追加し、応答曲面の精度を向上させた。最終的に、合計 25 形態の舵角組み合わせとなって、設計が最適な解に収束した。

## 7. 結果及び考察

本研究は風洞試験による最適な解を検証する目的で、風洞試験に合わせて、設計の流れ条件を設定した。平均空力弦長 (MAC) と一様流風速に基づいた  $Re$  数は  $0.945 \times 10^6$  にした。また、応答曲面法より、設計点の付近においても空力性能の評価ができるため、ここで、揚力係数  $C_L=0.4, 0.5, 0.6$  に関して同時に最適な解を求め、設計揚力係数に対する最適な舵角の変化について考察する。最適化設計システムの利用により大幅に時間を短縮できたため、本最適化設計は約 1 ヶ月で完了した。

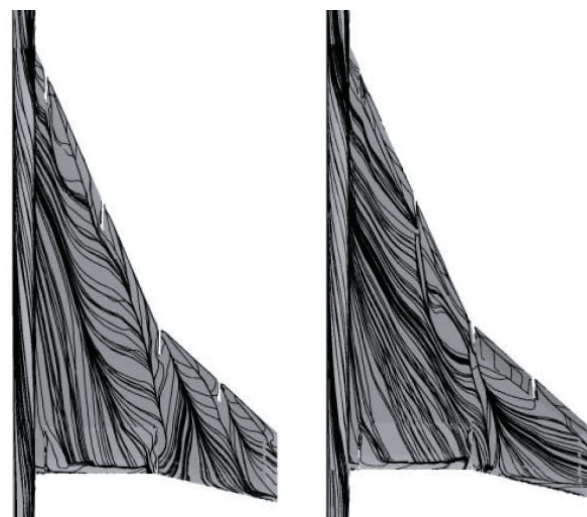
図 9 に設計揚力係数  $CL=0.5$  における最適化設計による前縁フラップ舵角の収束履歴を示す。前縁フラップ舵角が第一世代 (即ち、初期データベース) から速く収束していることが分かった。第二世代から前縁フラップ舵角があまり大きく変化しなかった。最適な舵角に合わせ、そのときに求められた最適な舵角における迎角は  $9.74^\circ$  となった。図 10 に揚力係数  $C_L=0.4, 0.5, 0.6$  における最適な舵角を比較する。設計揚力係数が大きくなるにつれ、前縁フラップを大きく操舵することが分かる。

図 11 に示すように、揚力係数  $C_L=0.5$  において、内翼の前縁フラップセグメント LE2 がセグメント LE1 より大きく



(a) 操舵無し (b) 操舵有り (最適な解)

図 13. 模型上面の圧力分布の比較。(迎角  $10^\circ$ )



(a) 操舵無し (b) 操舵有り (最適な解)

図 14. 模型上面の流れパターンの比較。(迎角  $10^\circ$ )

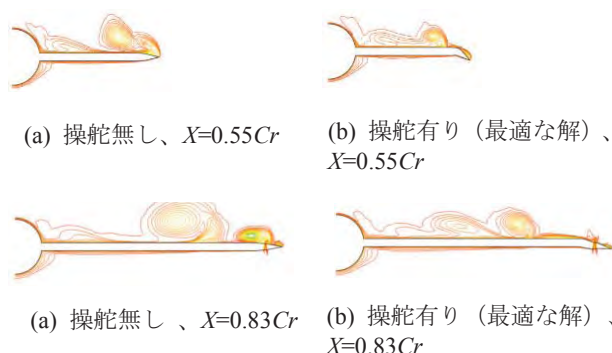


図 15. 総圧分布の比較 (迎角  $10^\circ$ )

操舵される。これは前縁フラップを操舵しない場合は、胴体側から外翼にいくほど前縁剥離渦が強くなるため、セグメント LE2 を大きく操舵して剥離を抑制することが必要と考えられる。また、前縁フラップ舵角が胴体側から 2 番目の内翼前縁フラップセグメントが最も大きく操舵され、翼端にいくにつれ、外翼前縁フラップの舵角が減少する傾向が示されている。また、最適な舵角が前縁フラップを 4 分

割した場合の最適な解は、内翼の前縁フラップセグメント LE1 と LE2 を同じ舵角、内翼の前縁フラップセグメント LE3 と LE4 を同じ舵角としたときに得られる解とは異なり、抵抗係数はさらにやく 3 カウントを減少した。

図 12 に同じ設計揚力係数  $C_L=0.5$  において舵角の変化による抵抗係数の変化を示す。内翼前縁フラップ 1 枚、外翼前縁フラップ 1 枚としたときに抵抗係数最小値、即ち、最適な舵角の組み合わせが求められる。これより、内翼前縁フラップに比べて、外翼前縁フラップによる抵抗係数の変化が大きいことが分かる。この原因としては、外翼前縁後退角が内翼より小さく、また、内翼の下流側に置かれた外翼の前縁フラップ舵角の変化により、内翼からの流れにも変化を与えていることが考えられる。

前縁フラップを操舵した形態と操舵しない形態に関して、図 13、図 14、図 15 に CFD 解析結果を示す。前縁フラップを操舵しない場合、内、外前縁から大きな剥離が発生したことが分かる。それに比べ、前縁フラップを最適な舵角で操舵した場合は、前縁剥離が大きく抑制されて、前縁フラップ上面に留まり、ボルテックス・フラップとして働いていると考えられる。また、前縁フラップの操舵に伴い、急激な形状変化により、内翼セグメント LE2 と外翼セグメント LE3 のヒンジライン下流側に剥離が生じていることが分かる。

## 8. まとめ

本研究は超音速機離着陸の低速時における空力性能を改善するため、CFD を用いた多分割前縁フラップの舵角を最適化設計するシステムを構築し、超音速機に適用することで最適舵角を求めた。最適設計システムの特徴としては下記が挙げられる。

- ・ 空力性能の評価には複雑な形態に対応するマルチ・ブロック構造格子法を採用し、MPI 並列化により計算の高速化を図った。
- ・ フラップ操舵による形状変更に関して、自動形状修正と格子修正のツールを開発し、従来の手作業に比べて、非常に時間を短縮した。
- ・ さらに、応答曲面法を用いて最適化設計に必要な解析ケース数が大幅に減少した。

よって、本設計システムにより、超音速機高揚力装置の設計効率を大幅に改善するとともに、空力性能を向上させることができた。

## 謝辞

著者は JAXA 航空プログラムグループに勤務した期間に、各方面から本研究に多大なご協力、ご支援をいただきました。この場をお借りいたしまして関係者の皆様に御礼を申し上げます。また、本研究の計算は宇宙航空研究開発機構の情報・計算工学センターの計算機を利用したものであり、関係者のご支援に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) Antani, D.L. and Morgenstern, J.M. HSCT high-lift aerodynamic technology requirements. AIAA paper 92-4228.
- 2) 1998 NASA High speed research program aerodynamic performance workshop. NASA CP-1999-209682.
- 3) Herrmann, U. Low-speed high-lift performance improvements obtained and validated by the EC-project EPISTLE, 24th International Congress of the Aeronautical Sciences, ICASE-2004-411, August 29 – September 3, Yokohama, Japan.
- 4) 坂田, “超音速実験機について —NAL 次世代超音速機技術の研究開発—,” 第 26 回飛行機シンポジウム講演集, 1998.
- 5) 郭, 他, “超音速航空機 (SST) 形態の高揚力装置に関する実験的研究,” NAL TR-1450, 2002.
- 6) 雷, “超音速機高揚力装置に関する数値解析及び考察”, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-07-050.
- 7) Yoshida K and Makino Y. Aerodynamic design of unmanned and scaled experimental airplane in Japan.
- 8) Rao, D.M. Exploratory subsonic investigation of vortex flap concept on arrow-wing configuration. Supersonic Cruise Research'79, Part I, NASA CP-2108, 1980.
- 9) Rao, D. M., Segmented vortex flaps. AIAA 83-0424, January 1983.
- 10) Rinoie, K. Experimental studies of vortex flaps and vortex plates, Part 1 0.53m span 60° delta wing. NAL TR-1140T, published by National Aerospace Laboratory of Japan, March 1992.
- 11) 雷, 永田, “CFD 解析ソルバー ADCS の開発,” 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RR-09-006, 2010.
- 12) 永田, 雷, “超音速機形態のフラップ舵角変更に対する自動格子生成ツール AutoFlap-GG,” 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, JAXA-RM-09-003, 2009.
- 13) Pointwise inc., Gridgen User Manual, Version 15, 2006.
- 14) Lei, Z., and Kwak, D. “Numerical Optimization of Leading-Edge Deflection Angles for an SST Configuration at Low Speed,” the 27th International Congress of Aeronautical Sciences 2010, ICAS2010-2.3.1, September 19-24, Nice, France.
- 15) Mckay, M.D., Beckman and R.J., 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.



低  $Re$  数での連結円弧翼型の空力特性における最大キャンバー位置の影響伊丹達生<sup>1)</sup>, 大竹智久<sup>2)</sup>, 村松旦典<sup>2)</sup>, 本橋龍郎<sup>2)</sup>

1) 東北大学院, 2) 日本大学理工学部

## Influence of Maximum Camber Position on the Aerodynamic Characteristics of Contact Circular Arc Airfoil at Low Reynolds Number

by

Tatsuo Itami, Tomohisa Ohtake, Akinori Muramatsu and Tatsuo Motohashi

## ABSTRACT

A contact circular arc airfoil was shaped from two circular arc airfoils with different radius of curvature. We carried out two-dimensional numerical simulation in order to clarify influences of maximum camber position on aerodynamic characteristics of the airfoil at Reynolds number of 40,000. The move of the maximum camber position brought about a change of flow field with vortices structure around the airfoil, and changes of the aerodynamic characteristics of the airfoil were observed with this flow field changing. Maximum lift to drag ratio also show a maximum value when the maximum camber position has a near by 30% chord length of the airfoil.

## 1. はじめに

昨今, 災害現場の映像収集や環境観測などを目的とした MAV (Micro Air Vehicles) が注目されている. このクラスの航空機は, 翼弦長  $c$  を基準とするレイノルズ数が一般の航空機と比べて小さくなるため, 概ね  $10^4 \sim 10^5$  のオーダー程の低いレイノルズ数領域で飛行することになる. このような低いレイノルズ数領域で使用する翼の設計・製作を行う場合, 翼型の空力特性データが高いレイノルズ数領域でのデータに比べて少ないことが問題となる.

岡本<sup>1)</sup>は翼弦長を基準としたレイノルズ数  $Re = 1,600$  から  $10,000$  における低いレイノルズ数領域において様々な翼型を用いた風洞実験を行い, 薄翼の中でも特に円弧翼型が他の翼型に比べて良好な空力特性が得られることを報告している. この点に着目し晝間ら<sup>2,3)</sup>は, 翼弦長が  $150 \text{ mm}$ , 飛行速度が約  $4 \text{ m/s}$  の MAV の製作を想定した  $Re = 40,000$  における円弧翼型 (翼厚比  $t/c = 1\%$ ) におけるキャンバー強さと空力特性の関連性について2次元数値計算を用いて調査した. また, 大山ら<sup>4)</sup>は, 低いレイノルズ数領域で使用する翼型について揚抗比の最大化を目的とした最適化を行った結果, その翼型は前縁から 30% 翼弦付近に最大キャンバー位置を持つ翼厚比が薄い翼型となる事を示している. したがって, 円弧翼型においても最大キャンバー位置を変化させることで揚抗比が向上すると予測できる.

以上のような背景から, 本研究では円弧翼型の最大キャンバー位置を翼弦方向に変化させた際の空力特性の変化を調査するため, 2つの円弧を最大キャンバー位置で連結させた連結円弧翼型を定義し, その翼型まわりの2次元数値計算を行った. その結果により得られた翼型まわりの流れ場から, 最大キャンバー位置と空力特性の関連性について考察したので報告する.

## 2. 解析対象翼型

Fig.1 に連結円弧翼型の断面形状の概略図を示す. この翼型は, 曲率半径  $R_1, R_2$  をもつ2つの円弧を最大キャンバー位置 MCP (Maximum Camber Position) で接するように連結させている. 翼厚比は翼弦長の 1% とし, 最大キャンバーは翼弦長の 6% とした. なお, 前縁・後縁部は半円形状である.

## 3. 計算手法

## 3-1) 支配方程式

支配方程式は, 無次元化された連続の式と2次元非圧縮性 NS 方程式である.

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

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

解法には MAC 法を採用し, 時間項の積分には二次精度ルンゲ・クッタ法, 移流項には3次精度 K-K スキーム, その他の項には中心差分を用いた.

## 3-2) 計算格子

Fig.2 に計算格子の概略図を示す. 格子のトポロジーには O 型格子を適用した. 翼表面から外部境界までの距離は翼弦長の 10 倍であり, 格子数は周方向に 360 点, 放射方向に 100 点とした. 翼表面付近の最小格子幅は, 境界層による影響を考慮するため周方向・放射方向ともに  $10^{-4}$  のオーダー<sup>5)</sup>となるように設定した.

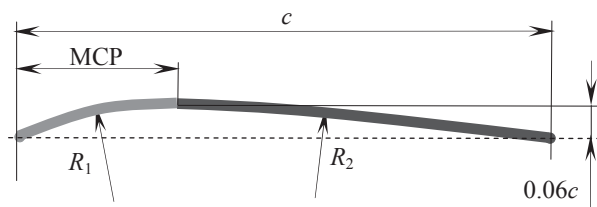


Fig.1 Schematic diagram of Contact Circular Arc Airfoil.

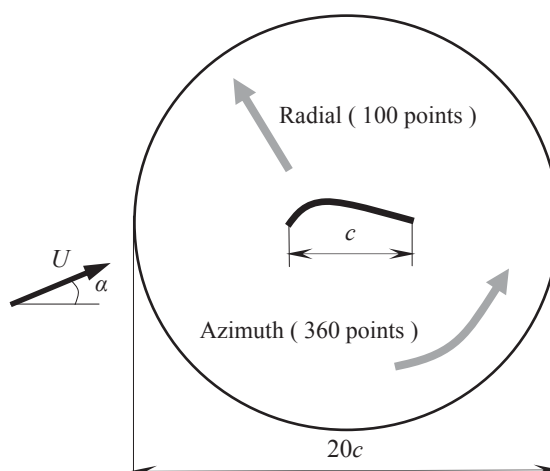


Fig.2 Computational domain.

### 3-3) 計算条件

計算に用いたレイノルズ数は、晝間らの計算結果と比較するため  $Re = 40,000$  とした。最大キャンバー位置は  $MCP = 0.2c$  から  $0.8c$  まで  $0.1c$  刻みで変化、迎え角  $\alpha$  は  $-5.0 \text{ deg}$  から  $15.0 \text{ deg}$  まで変化させた。

各境界での境界条件は、速度に関しては内部境界（翼面上）ではすべりなし条件、外部境界では流入面に対して一様流条件、流出面に対して 0 次外挿である。圧力に関しては内部・外部境界ともにノイマン条件である。

## 4. 結果・考察

Fig.3 に本研究の計算により得られた最大キャンバー位置ごとの揚力係数、抗力係数、縦揺れモーメント係数、揚抗比および極曲線の変化を示す。それぞれの値は、流れ場が安定したと判断できる無次元時間 30 から 60 での時間平均値である。翼型まわりの流れ場に対する 2 次元数値計算を行う際には、翼面上に大規模な剥離を伴う流れ場が現れるような高い迎え角の場合、翼面上の渦構造が実際の流れ場よりも強く評価されてしまう傾向がある。そのため、計算結果から求められる空力特性は、同一条件での実験結果と比べて大幅に乖離してしまう<sup>3,6)</sup>。円弧翼型を用いた風洞実験結果と数値計算結果との比較<sup>3)</sup>では、迎え角がおおよそ  $-5.0 \text{ deg}$  から  $10.0 \text{ deg}$  の範囲で数値計算結果と実験結果が良い一致を示すことで計算の妥当性が確認されているため、本報告でも同様の迎え角範囲において妥当な計算結果が得られていると判断した。

### 4-1) 最大キャンバー位置と空力特性の関連性

最大キャンバー位置  $MCP$  による揚力係数  $C_l$  の違いは他の空力特性の計算結果と比べてあまり観察されない。迎え角  $-2 \text{ deg}$  付近から  $7 \text{ deg}$  までの範囲に着目すると、最大キャンバー位置の違いにより揚力係数の値が変化している様子が観察できる。このときの揚力係数の増加量は、 $MCP = 0.2c$  に対して  $MCP = 0.8c$  で最大約 0.2 となる。また、この迎え角範囲では局所的に揚力傾斜が増加することで揚力曲線が不連続となり、最大キャンバー位置の違いにより不連続箇所が現れる迎え角および揚力傾斜の増加量が変化していることも観察できる。

抗力係数  $C_d$  については、最大キャンバー位置によらず迎え角  $-5.0 \text{ deg}$  から  $0.0 \text{ deg}$  ではほぼ同じ値を示している。 $MCP = 0.8c$  の場合には迎え角  $-0.4 \text{ deg}$  付近で最小抗力係数  $C_{d \min}$  を示し、 $MCP < 0.8c$ （最大キャンバー位置が前縁側へ移動）の範囲では  $MCP$  の減少に伴い  $C_{d \min}$  の減少および  $C_{d \min}$  となる迎え角  $\alpha_{C_{d \min}}$  の増加が確認でき、最大キャンバー位置が最も前縁側となる  $MCP = 0.2c$  では、 $C_{d \min} = 0.0261$ 、 $\alpha_{C_{d \min}} = 1.0 \text{ deg}$  となる。それぞれの最大キャンバー位置での抗力係数の変化は、迎え角が  $\alpha_{C_{d \min}}$  より大きくなると放物線状の増加を示すが、 $MCP = 0.2c$  の場合についてはこの関係に当てはまらず、迎え角  $7 \text{ deg}$  付近で迎え角に対して不連続な抗力係数の増加を示す特異な変化が現れている。

縦揺れモーメント係数  $C_{m \text{ c/4}}$  は、最大キャンバー位置や迎え角の変化によらず常に頭下げの特性を示している。最大キャンバー位置が前縁に近いほど縦揺れモーメント係数は小さくなり、一定値に近づく（ $MCP = 0.2c$  では  $C_{m \text{ c/4}} = -0.09$ ）。それに対して、最大キャンバー位置が後縁に近づくほど迎え角の変化に対して縦揺れモーメント係数が下に凸形状の変化となり、 $MCP = 0.8c$  のとき迎え角  $1 \text{ deg}$  で  $C_{m \text{ c/4}} = -0.20$  を示す。

揚抗比に関しては最大キャンバー位置が前縁に近づくほど、より高い揚抗比が得られるわけではないことがわかる。Fig.4 に最大キャンバー位置に対する最大揚抗比の変化を示す。 $MCP = 0.0c$  および  $1.0c$  は、連結円弧翼型の形状の

定義から、翼型を平板翼として数値計算を行った際の最大揚抗比である。この結果から、 $MCP = 0.3c$  のときに最大揚抗比の変化はピーク値を示し、その値は 28.4 となる。また、最大キャンバー位置と最大揚抗比の関係は、おおよそ図中に示した曲線で近似できることが分かる。

### 4-2) 流れ場・圧力分布の変化

最大キャンバー位置の違いが流れ場に与える影響を考察するため、翼型まわりおよび翼面上の圧力分布の変化を議論する。Fig.5 に翼型まわりの圧力コンター図（瞬時値）を、Fig.6 に翼面上の圧力分布（時間平均値）を示す。各図とも  $MCP = 0.5c$  を基準として最大キャンバー位置が前縁側に位置する場合および後縁側に位置する場合の代表例を示している。

翼型まわりの圧力場（Fig.5）を見てみると、最大キャンバー位置の違いにより異なった渦構造を持つ流れ場が翼面上に現れることが分かる。迎え角  $3 \text{ deg}$  を例にとると、 $MCP = 0.2c$  では渦が翼の上下両面に現れるが、 $MCP = 0.5c$  では後縁付近の後流内でのみ渦が観察でき、 $MCP = 0.8c$  になると翼上面の前縁付近で剥離泡に伴う弱い渦、後縁付近で比較的強い渦の発生が観察できる。

翼面上の圧力分布（Fig.6 左図）は、最大キャンバー位置を変化させても大きく変化しない。圧力分布の変化から翼上面における剥離泡の形成が考えられる領域（Fig.6 中の斜線部で示した領域）は最大キャンバー位置の変化に依存して大きさを変えるが、翼面上の圧力分布形状を極端に変化させてはいない。最大キャンバー位置が変化しても翼型の上・下面の圧力分布の総和が大きく変化しないため、揚力係数も大きく変化していないと考えられる。Fig.6 の右図から、最大キャンバー位置が前縁側に位置すると圧力に起因した局所的な空気が、より強く推力方向に作用することが分かる。そのため、最大キャンバー位置の変化に伴い抗力係数が増減していると考えられる。

### 4-3) 翼面上の剥離泡の挙動

Fig.7 に、各最大キャンバー位置における翼面上で観察される剥離泡の挙動を示す。各図中の縦軸は前縁からの翼弦位置を示しており、プラス側が上面側、マイナス側が下面側での剥離点および再付着点を表している。基準となる  $MCP = 0.5c$  では、迎え角が  $2 \text{ deg}$  から  $3 \text{ deg}$  にかけて翼の上下面ともに剥離泡が存在していないことが分かる。このような翼面上に剥離泡が存在しない迎え角の範囲は、 $MCP = 0.2c$  以外の計算結果で確認できる。また、この迎え角の範囲の大きさは、最大キャンバー位置が前縁方向へ移動すると広く、後縁側へ移動すると狭くなる変化を示している。しかし  $MCP = 0.2c$  では、翼面上に剥離泡が存在しない迎え角が無くなり、常にどちらかの翼面上に剥離泡が形成され、迎え角  $4 \text{ deg}$  から  $5 \text{ deg}$  の範囲では翼の上下面に同時に剥離泡が形成されている。また、迎え角  $4 \text{ deg}$  から  $8 \text{ deg}$  の範囲で、翼上面側での剥離点がほぼ 20%翼弦位置に現れている、つまり最大キャンバー位置の直後で境界層の剥離が発生していることも他のケースと異なっている。

剥離泡の大きさの変化について見てみると、 $MCP = 0.3c$  と  $0.5c$  では、翼上面側の再付着点が迎え角の増加とともにほぼ線形的に後縁側へと移動し、 $MCP = 0.5c$  では迎え角  $10 \text{ deg}$  で翼弦の 60%ほどの大きさを持つ剥離泡が形成されていることが確認できる。同様に  $MCP = 0.8c$  でも再付着点が線形的に増加していくが、迎え角が約  $6 \text{ deg}$  付近でその増加は頭打ちとなり、その後迎え角  $9 \text{ deg}$  に至るまで再付着点が 10%ほど減少する傾向が現れる。また、このときの翼面上での再付着点は、最大キャンバー位置（ $MCP = 0.8c$ ）の手前となっている。それに対し  $MCP = 0.3c$  と  $0.5c$

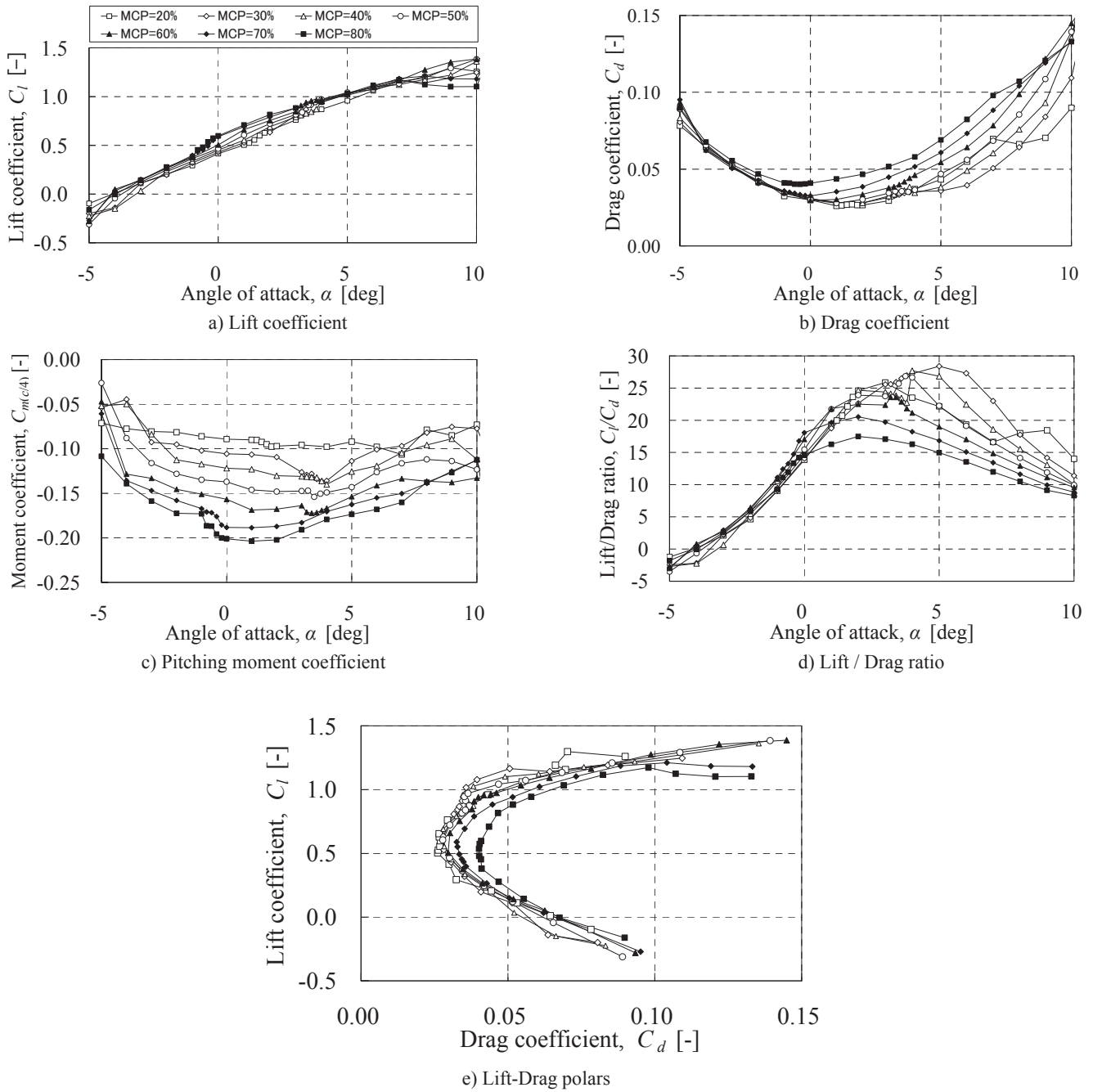


Fig.3 Aerodynamic characteristics of the airfoil at  $Re = 40,000$ .

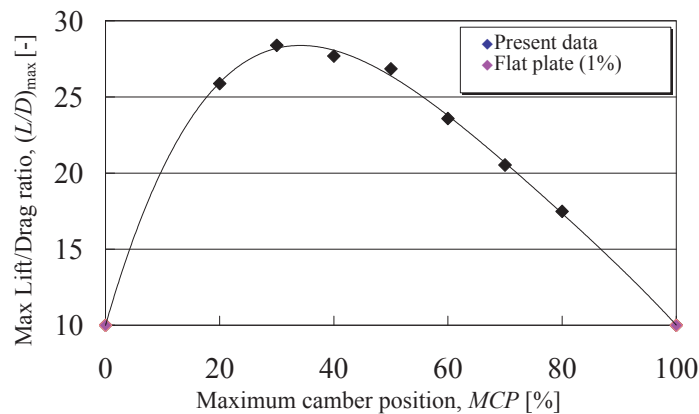
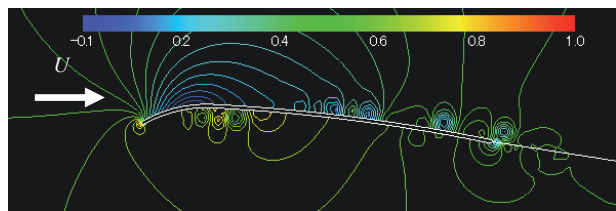
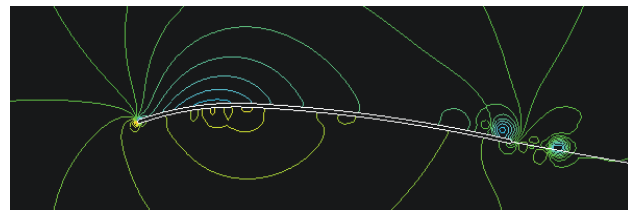


Fig.4 Distribution of  $(L/D)_{\max}$  varied maximum camber position.

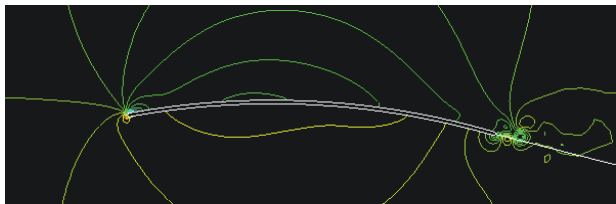




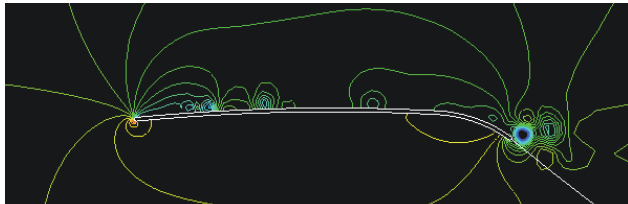
a) MCP = 0.2c



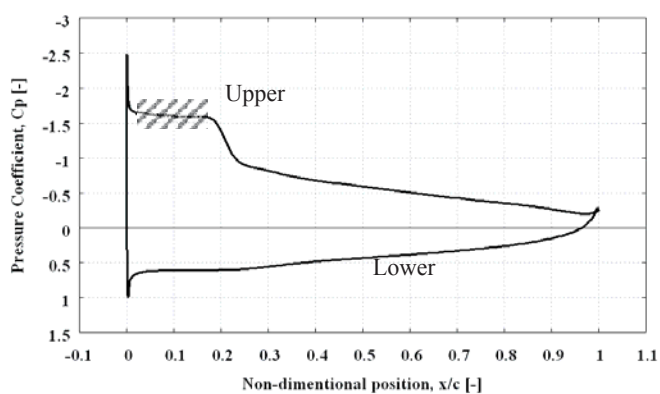
b) MCP = 0.3c



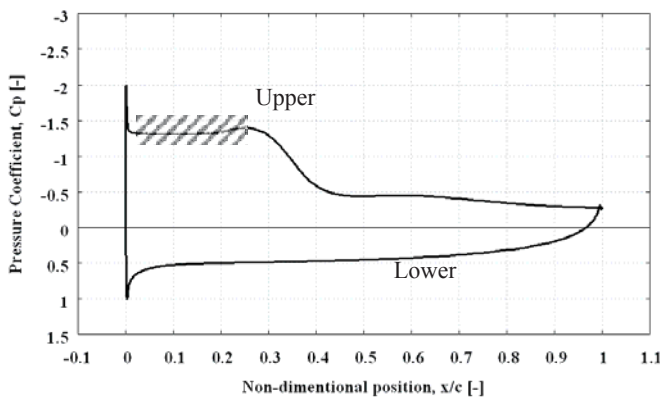
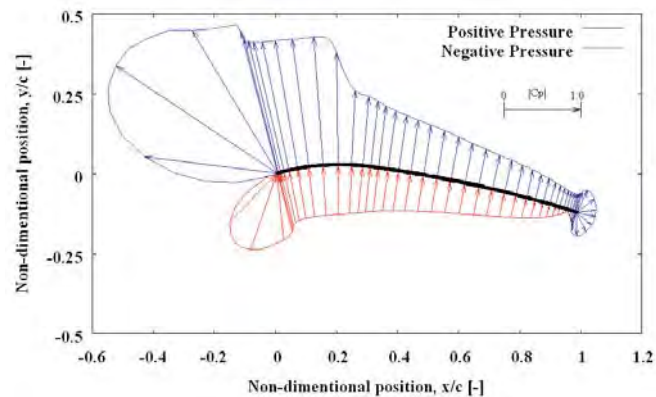
c) MCP = 0.5c



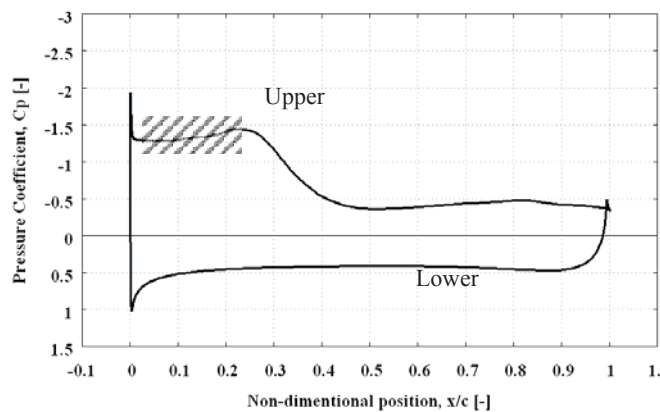
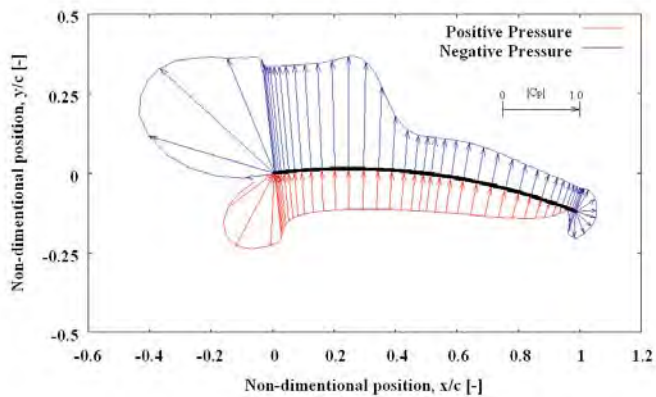
d) MCP = 0.8c

Fig.5 Instantaneous pressure contours around the airfoil ( $\alpha = 3.0$  deg,  $Re = 40,000$ ).

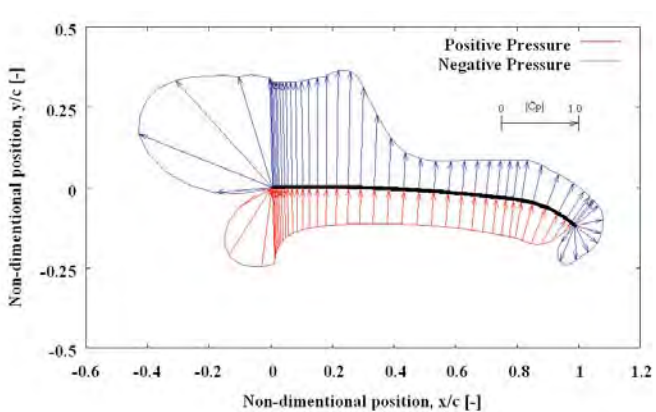
a) MCP = 0.3c

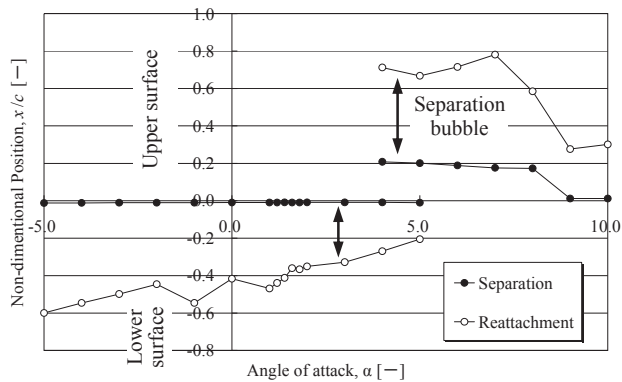


b) MCP = 0.5c

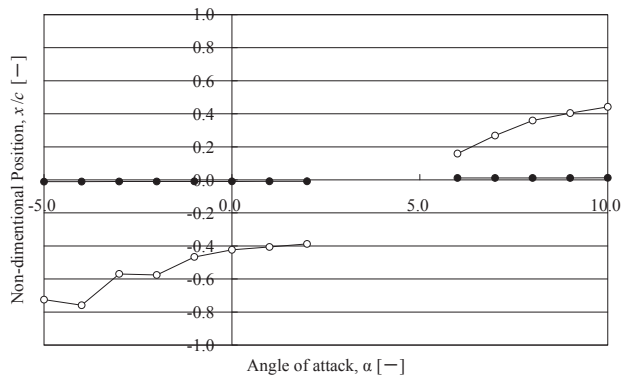


c) MCP = 0.8c

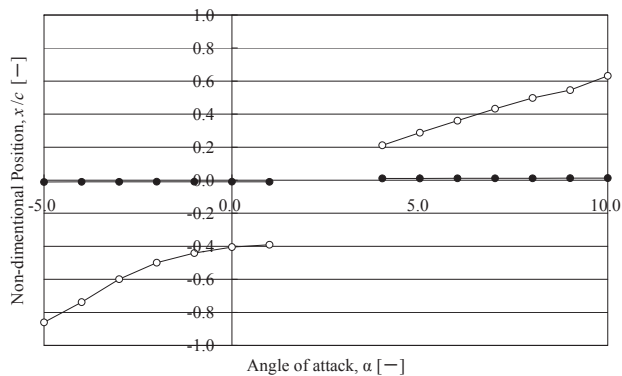
Fig.6 Time averaged pressure distributions on the airfoil ( $\alpha = 7.0$  deg,  $Re = 40,000$ ).



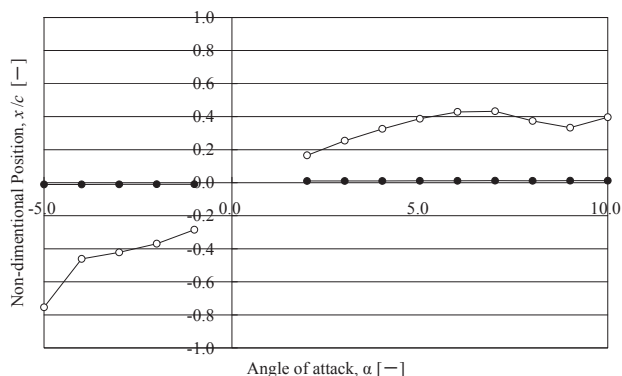
a) MCP = 0.2c



b) MCP = 0.3c



c) MCP = 0.5c



d) MCP = 0.8c

Fig.7 Distribution of separation bubble on the airfoil varied maximum camber position ( $Re = 40,000$ ).

の場合では、迎え角の増加に伴い再付着点が最大キャンバー位置を超える流れ場となっている。一方、 $MCP = 0.2c$  の場合では、翼面上での剥離泡の大きさは迎え角の増加とともに翼弦の 50%から 60%の大きさを維持したのち、再付着点が急速に前縁側へと移動したことにより迎え角 9 deg では剥離泡の大きさが翼弦の約 30%程度まで縮小する。このような迎え角の変化に対する剥離泡の大きさ・発生位置の急激な変化が、 $MCP = 0.2c$  のときに観察された特異な抗力係数の変化に影響を与えていたと考えられる。

このように最大キャンバー位置の変化は、流れ場内の渦構造にも影響を与えるだけではなく、翼面上の剥離泡の発生位置や大きさの変化にも影響を与えていることが分かる。

## 5. むすび

本研究では低いレイノルズ数領域での代表例として、 $Re = 40,000$  における連結円弧翼型の最大キャンバー位置が空力特性に与える影響を調査するため2次元数値計算を行い、以下のような知見を得ることができた。

- ・ 最大キャンバー位置を前縁側に移動すると空力特性が向上し、後縁側に移動すると悪化する。
- ・  $MCP = 0.3c$ 付近で最も高い最大揚抗比が得られ、その値は約28となる。
- ・ 最大キャンバー位置の違いにより翼型まわりの流れ場には特徴的な渦構造を持つ変化が現れる。

## 参考文献

- 1) 岡本正人：“低レイノルズ数における定常・非定常翼型空力特性の実験的研究”，日本大学博士論文（2005）。
- 2) 晝間洋樹，大竹智久，本橋龍郎：“低レイノルズ数における円弧翼型の空力特性の解析”，第43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），pp.51-54.
- 3) 晝間洋樹，大竹智久，本橋龍郎：“6%円弧翼型を用いた低い  $Re$  数での空力特性と流れ場について”，第47回飛行機シンポジウム（2009），pp.194-198.
- 4) 大山聖，藤井孝蔵：“低レイノルズ数翼型の設計最適化”，日本流体力学会年会2004講演論文集（2004）。
- 5) 吉場裕一，大竹智久，本橋龍郎：“低  $Re$  数領域での翼特性と計算格子の関連性”，第21回数値流体力学シンポジウム（2007）。
- 6) 中江雄亮，大竹智久，村松旦典，本橋龍郎：“低レイノルズ数領域における翼の空力特性シミュレーション”，第42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（2010），pp.753-758.

# 低レイノルズ数領域での異なるキャンバーを持つ薄円弧翼型の空力特性

大竹智久<sup>1)</sup>, 晝間洋樹<sup>2)</sup>, 村松旦典<sup>1)</sup>, 本橋龍郎<sup>1)</sup>

1) 日本大学理工学部, 2) いすゞ自動車 (株)

## Aerodynamic Characteristics of Thin Circular Arc Airfoil with Different Camber Ratio at Low Reynolds Numbers

by

Tomohisa Ohtake, Hiroki Hiruma, Akinori Muramatsu and Tatsuo Motohashi

### ABSTRACT

We carried out aerodynamic forces measurements of thin circular arc airfoils in order to clarify influence of camber ratio of the airfoil into aerodynamic characteristics at low Reynolds numbers. The measurements were performed with three cases of chord based Reynolds number of 30,000, 40,000 and 50,000, and two types of wing model which applied 6% and 12% cambered thin circular arc airfoils to cross section of the wing model were used. The results of aerodynamic characteristics of 6% cambered airfoil show a small discontinuity in lift and pitching moment characteristics at all Reynolds numbers, and dependency of Reynolds number changing could not confirm in the aerodynamic characteristics. The aerodynamics of 12% cambered airfoil, in contrast, show remarkable discontinuity and hysteresis which result from abrupt increases in lift characteristics and abrupt decreases in drag and pitching moment characteristics. Magnitude of this discontinuity in lift coefficient shows about from 0.4 to 0.5, in drag coefficient shows about 0.05, and pitching moment coefficient shows about from 0.01 to 0.03 with increasing of Reynolds number from 30,000 to 50,000. And, range of angle of attack in which the hysteresis of aerodynamics appeared also changes with Reynolds numbers too. These changes of aerodynamic characteristics might be come from flow field around the airfoil, laminar separation of boundary layer or separation bubble, due to change of camber ratio of the airfoil.

### 1. はじめに

多用途を目的とする超小型航空機 (MAV ; Micro Air Vehicles) では, 翼弦長を基準とするレイノルズ数が  $10^4$  から  $10^5$  のオーダーとなる. このような低レイノルズ数領域では, 一般的な航空機で用いられるような比較的翼厚が厚い翼型の空力特性が低下することが知られている<sup>1)</sup>. 例えば大竹ら<sup>2)</sup>は, NACA0012 翼型について風洞実験を行い, レイノルズ数の低下に伴い迎え角  $\alpha$  が 0 deg 付近の低い範囲において, 揚力係数の変化に強い非線形性が現れることや, 最大揚力係数・揚抗比も低下することを示している. また, 岡本<sup>3)</sup>は  $10^3$  から  $10^4$  のオーダーにおける様々な翼型についての風洞実験結果から, 低レイノルズ数領域では翼厚の薄い翼型の方が厚翼よりも良好な揚抗比が得られることを示している. その中でも薄い平板にキャンバーを付けた薄円弧翼型の空力性能は, 翼厚の薄い翼型の中で良好な部類に入っているが, 空力特性の変化に対するキャンバーの依存性については明らかにされていない.

このような低レイノルズ数領域における翼型の空力特性の変化には, 翼面上に現れる層流剥離や剥離泡などの特徴的な流れ場が影響を与えていると考えられるが, その詳細に関しては未だ不明瞭な点が多い. 薄円弧翼型まわりの流れ場と空力特性の関連性を調査する一環として晝間ら<sup>4)</sup>は, 過去に 2次元数値計算を用いた  $Re = 40,000$  における薄円弧翼型まわりの流れ場の解析を行った. その計算結果からは, 薄円弧翼型のキャンバーの変化に伴い揚力係数および抗力係数の特性に不連続な変化が現れることが確認された. しかし, 翼型まわりの 2次元数値計算を行う場合には, 高い迎え角で翼面上に大規模な境界層の剥離が生じた場合, 計算結果と実験結果のそれぞれから得られる空力特性の値に大きな差異が現れてしまう<sup>5)</sup>. 本研究では, 晝間らの数値計算結果において確認された薄円弧翼型の空力特性について, キャンバーの変化に伴い現れた特徴的な変化が実際の流れ場においても現れるかどうかを確かめることと, 薄円弧翼型の空力特性に対してキャンバーがどのような影響を与えるかを確かめるため, 風洞実験により空気力の直接測定を行った. その結果から得られた空力特性の変化について報告する.

### 2. 実験装置. 方法

Fig.1 に本研究に用いた薄円弧翼型の概略図を示す. 翼型のキャンバーは  $h/c$  で表され, 6%および 12%の2種類のキャンバーを持つ翼型を使用した. 前縁部と後縁部は半円形状としている. 翼模型はそれぞれ翼弦長  $c = 120$  mm, 翼幅  $b = 300$  mm となるように, アルミ合金製の薄板 ( $t = 1.2$  mm, 翼厚比  $t/c$  は 1%) を円弧状に曲げ加工している. これらの翼模型は, 本学科が所有する  $0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$  の吹き出し口寸法を持つ回流型風洞 (Fig.2) の固定壁測定部内に設置された3分力天秤に取り付け, 翼模型に作用する空気力を測定する. 計測システムの概略図を Fig.3 に示す. 測定レイノルズ数は晝間ら<sup>4)</sup>の計算結果である  $Re = 40,000$  を基準とし, レイノルズ数の依存性を確認するため  $Re = 30,000$  および  $50,000$  でも測定を行った. 迎え角  $\alpha$  の範囲は, 各レイノルズ数とも  $-20 \text{ deg}$  から  $20 \text{ deg}$  である.

### 3. 結果・考察

#### 3-1) 6%円弧翼型の空力特性

Fig.4 に, 6%キャンバーでの  $Re = 40,000$  における揚力係数, 抗力係数, 縦揺れモーメント係数および揚抗比の変化を示す. 測定では, 迎え角をマイナスからプラス方向へ  $0.2 \text{ deg}$  ごとに变化させた場合 (正方向), 同じく迎え角をプラスからマイナス方向へ变化させた場合 (負方向) の静特性の測定を行った. その結果, 6%キャンバーでは正方向と負方向の各測定結果に大きな差異が確認されなかったため, 迎え角を正方向へ变化させた際の結果を示している. 揚力係数は, 迎え角  $3 \text{ deg}$  付近で揚力傾斜が増加し, 揚力曲線に不連続な変化が現れることが観察できる. この現象は, 翼面上に形成された剥離泡がその位置を翼型の下面側から上面側へとシフトすることに伴い現れる空力特性の変化であると予測され<sup>4)</sup>, 円弧翼型特有の空力特性の変化だと考えられる. それ以外の箇所では, 揚力傾斜がほぼ一定値を示し, 迎え角が  $-5 \text{ deg}$  付近と  $10 \text{ deg}$  付近から揚力傾斜が緩やかに減少していることから, 後縁失速が起こっていると考えられる. 抗力係数は全般的に下に凸となる放物線状の変化を示している. 最小抗力係数  $C_{d \min}$  は迎え角  $2 \text{ deg}$  で  $0.0276$  となる. 揚力係数で不連続性が現れた迎え角付近では, 抗力曲線中に大きな変化は現



れていないが、3.5 deg 付近で微小な抗力係数の減少が確認できる。縦揺れモーメント係数は迎え角-7 deg 付近から常にマイナスの値を示し、迎え角 20 deg に至るまで緩やかな増減を繰り返している。なお、縦揺れモーメント係数においては、迎え角 3.2 deg 付近で明確な不連続性の出現が観察できる。

風洞実験結果から得られた揚抗比は、迎え角約 3.6 deg で最大揚抗比 30.8 を示す。これは、大竹ら<sup>2)</sup>による NACA0012 の風洞実験結果において  $Re = 40,000$  での結果から得られる最大揚抗比 13.0 の約 2.4 倍となり、低レイノルズ数領域で薄円弧翼型が良好な空力特性となることを裏付けている。

### 3-2) 12%円弧翼型の空力特性

Fig.5 に、12%キャンバーでの  $Re = 40,000$  における空力特性の変化を示す。図中に示した凡例の違いは、◆が迎え角を正方向に変化させた場合、■が迎え角を負方向に変化させた場合の測定結果を示している。

揚力係数の変化からは、正方向に迎え角を変化させた場合、迎え角が 9 deg 付近で揚力係数が 0.4 ほど急峻に増加し揚力

曲線が不連続となることが確認できる。不連続性の出現は 6%キャンバーにも確認できるが、12%キャンバーでは迎え角の変化に対して揚力係数の増加量がより大きく現れ、揚力係数の不連続性がより顕著に現れている。また、負方向に迎え角を変化させた場合にも迎え角 7 deg 付近で急峻な揚力係数の減少が現れることが確認できる。このことから、12%キャンバーでは数度ほどの迎え角の範囲で揚力係数の変化にヒステリシスが生じていることが分かる。

次に抗力係数の変化を見てみると、揚力係数と同様に迎え角 7 deg 付近から 8 deg 付近の範囲で抗力係数の変化に不連続な変化を伴うヒステリシスが生じていることが確認できる。特筆すべき点は、抗力係数が大幅に減少することである。正方向に迎え角を変化させた際には、迎え角 8.6 deg で抗力係数は約 0.05 減少し  $C_{d\min} = 0.0732$  を示す。このときの抗力係数の減少率は約 43%となる。その後、迎え角の増加とともに抗力係数は放物線状の増加を示す。負方向に迎え角を変化させた際には、抗力係数は迎え角の低下とともに減少し、その減少は迎え角が約 7 deg に至るまで継続することで  $C_{d\min} = 0.0686$  を示す。その後、抗力係数が急増することにより抗力係数のヒステリシスが解消する。このときの抗力係数の増加量は約 0.04 となり、ヒステリシス解消後の抗力係数の値に対する割合は約 38%となる。

縦揺れモーメント係数の測定結果からは、6%キャンバーでの測定結果と比較して迎え角の変化に対する縦揺れモーメント係数の変化幅が大きく現れていることが分かる。このことは、キャンバーを変化させたことにより翼型まわりの流れ場が変化し、翼面上に形成される剥離泡の大きさや位置などの特性が変化したためだと考えられる。また、揚力係数および抗力係数と同様に、縦揺れモーメント係数の変化に不連続性およびヒステリシスを確認できる。最後に揚抗比の変化であるが、6%キャンバーでは迎え角が-2 deg 付近から線形的な増加を示しているが、12%キャンバーでは迎え角 5 deg 付近で一度ピーク値 10.4 をとる曲線的な変化が現れる。その後、揚力係数曲線および抗力係数曲線に現れる不連続性を原因とした急峻な揚抗比の増加が現れ、 $Re = 40,000$  では最大揚抗比 20.8 に至る。

### 3-3) レイノルズ数の依存性

12%キャンバーの場合に確認された各空力特性についての不連続性やヒステリシスが、レイノルズ数の変化に伴いどのような変化を示すのか興味深い点である。Fig.6 にレイノルズ数に対する空力特性の変化を示す。これらの結果から、空力特性に与えるレイノルズ数の影響は、それほど大きな効果は観察されないが、ヒステリシスが現れる迎え角の範囲や不連続性の変化幅、また最大揚抗比の変化に強い影響を与えていることが確認できる。

### 3-4) 剥離点・再付着点の変化

円弧翼型のキャンバーの違いは、翼面上の剥離泡の挙動や翼型まわりの流れ場に対しても密接な関わりを持つと予測できる。その影響は、翼型の空力特性の変化だけではなく、空力特性の不連続性やヒステリシスの発生にも強く関連していると考えられる。Fig.7 に数値計算により得られた 6%および 12%キャンバーにおける翼面上の剥離点および再付着点の変化を示す。各キャンバーとも剥離点は迎え角の変化によらずほぼ前縁付近であるが、上面側・下面側に現れる再付着点はキャンバーの違いにより変化している。また、翼面上に剥離泡が存在しない領域が存在し、この領域の前後で剥離泡の形成位置が翼型の下面側から上面側へと切り替わっていることが確認できる。このときの迎え角は、6%および 12%キャンバーの空力特性に確認された不連続な変化が現れる迎え角と近いので、この様な剥離泡の挙動を伴う流れ場の変化が空力特性に強い影響を与えていることが予測できる。

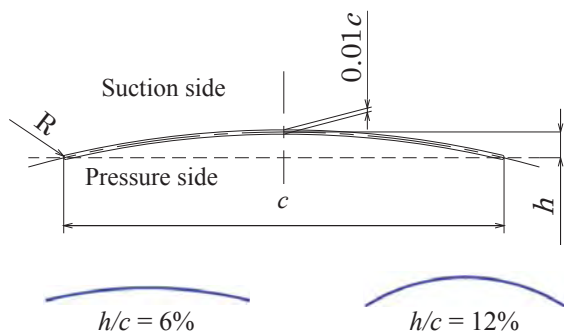


Fig.1 Schematic diagram of thin circular arc airfoil.

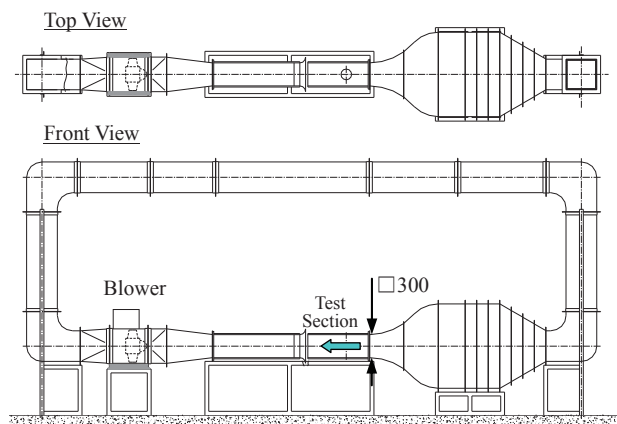


Fig.2 0.3 x 0.3 m small wind tunnel.

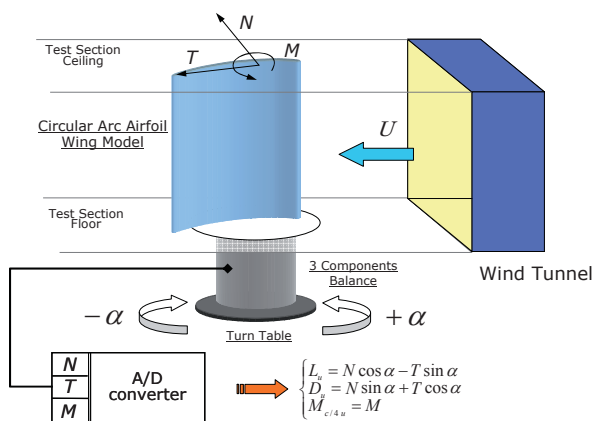
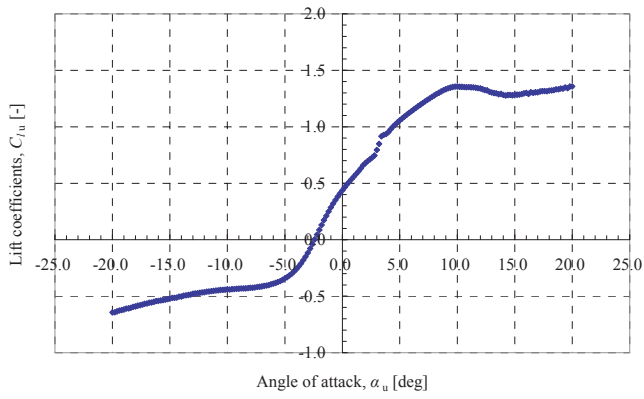
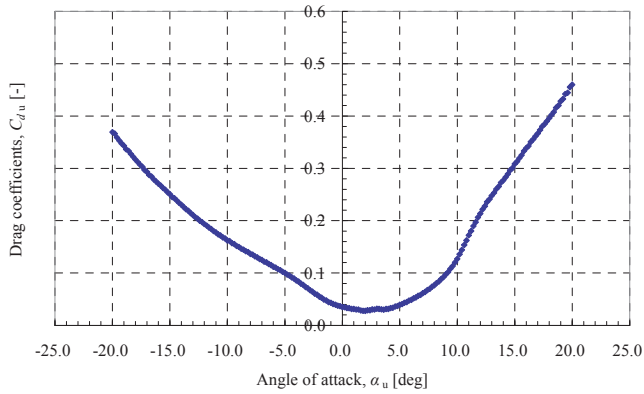


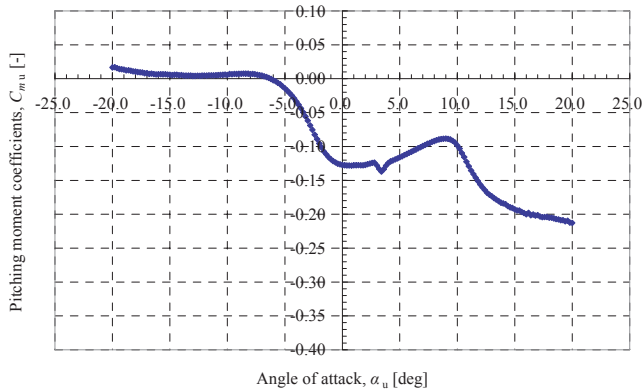
Fig.3 Aerodynamic forces measurements system.



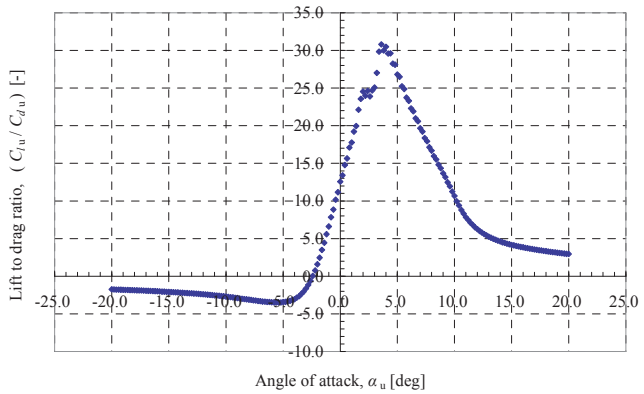
a) Lift coefficient



b) Drag coefficient

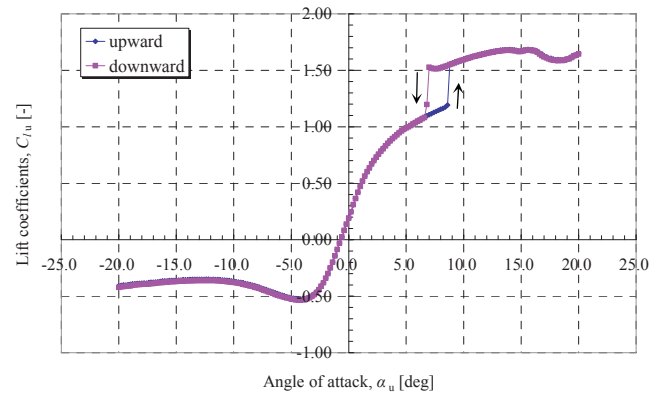


c) Pitching moment coefficient

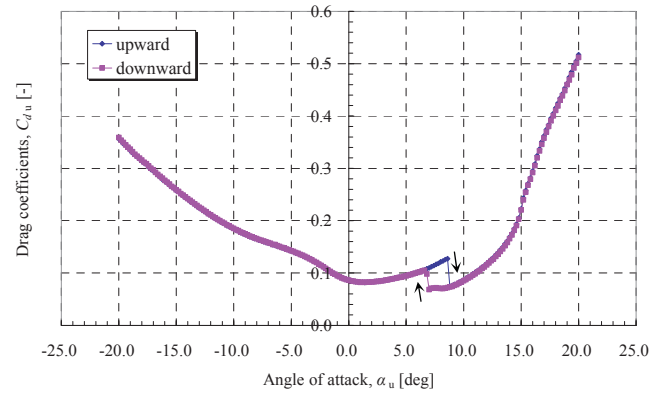


d) Lift to drag ratio

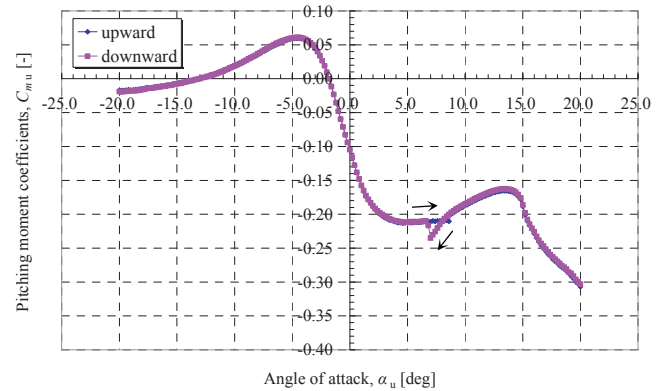
Fig.4 Aerodynamic characteristics of 6% cambered thin circular arc airfoil at  $Re = 40,000$ .



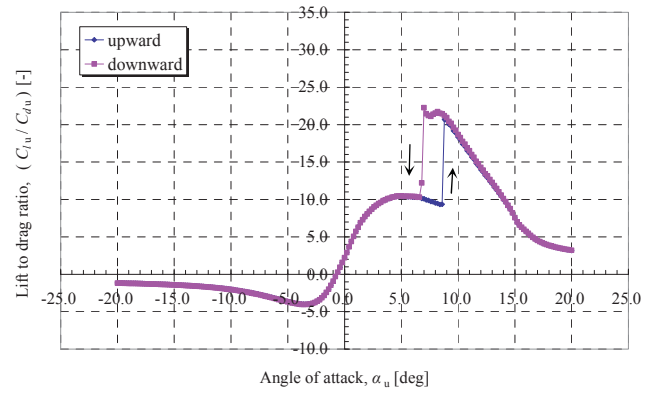
a) Lift coefficient



b) Drag coefficient



c) Pitching moment coefficient



d) Lift to drag ratio

Fig.5 Aerodynamic characteristics of 12% cambered thin circular arc airfoil at  $Re = 40,000$ .

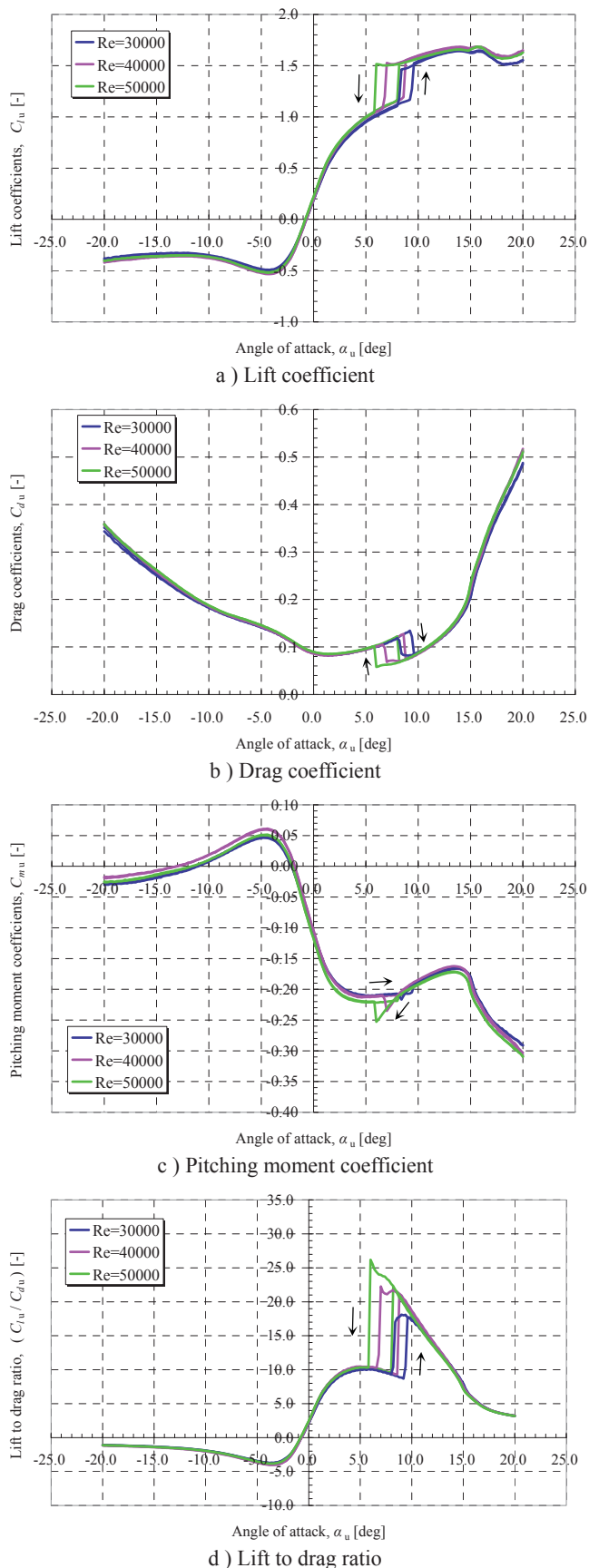


Fig.6 Dependence of aerodynamic characteristics on Reynolds numbers (12% cambered airfoil).

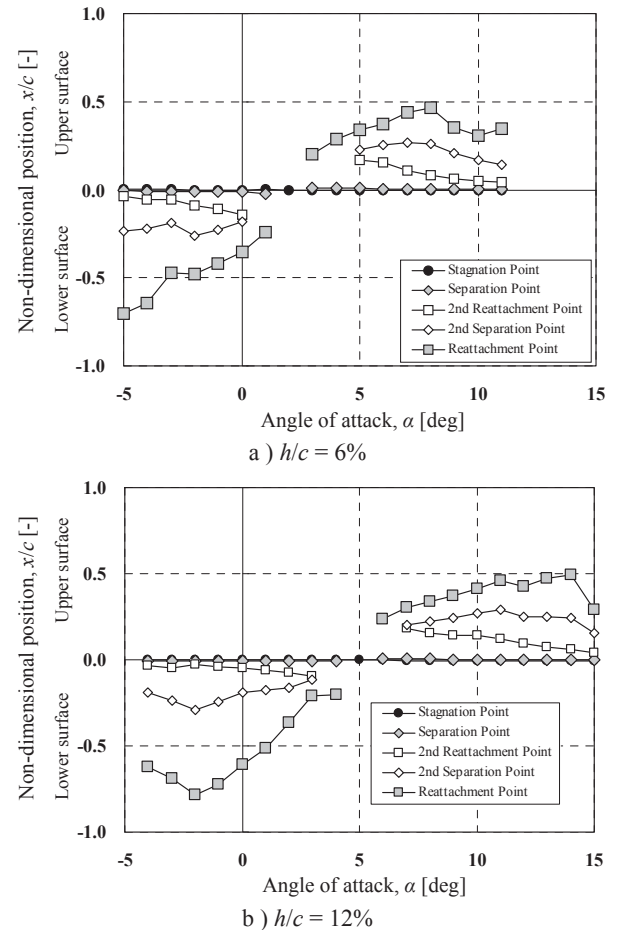


Fig.7 Distributions of separation and reattachment point on the airfoil at  $Re = 40,000$  by 2D-CFD.

#### 4. むすび

本研究では、低レイノルズ数領域で良好な空力特性が得られる薄円弧翼型について、6%と12%の2種類のキャンバーを持つ翼型模型を用いた空気力の測定を  $Re = 30,000$ ,  $40,000$  および  $50,000$  について行った。その結果、キャンバーの増加により空力特性が大きく変わり、不連続性やヒステリシスなどの特徴的な変化が顕著に現れることが確認された。また、それらの変化はレイノルズ数の影響を強く受け、その特性を変えていくことも確認された。

今後は、空力特性の変化と翼面上の剥離泡および剥離泡を含む流れ場との関連性を明らかにするため調査を行う。

#### 参考文献

- 1) Mueller, T. J.: Fixed and Flapping Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications, Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 195, AIAA, 2001.
- 2) 大竹智久, 中江雄亮, 本橋龍郎: “低  $Re$  数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 55 (2007), pp.439-445.
- 3) 岡本正人: 低  $Re$  数における定常・非定常翼型空力特性の実験的研究, 日本大学大学院博士論文 (2005).
- 4) 晝間洋樹, 大竹智久, 本橋龍郎: “6%円弧翼を用いた低い  $Re$  数での空力特性と流れ場について”, 第47回飛行機シンポジウム (2009), pp.194-198.
- 5) 中江雄亮, 大竹智久, 村松旦典, 本橋龍郎: “低レイノルズ数領域における翼の空力特性シミュレーション”, 第42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 (2010), pp.753-758.



## アーク加熱風洞におけるプラズマ流の加熱・膨張過程に関する数値解析

高橋裕介<sup>1</sup>, 木原尚<sup>2</sup>, 安倍賢一<sup>2</sup><sup>1</sup> 宇宙航空研究開発機構, <sup>2</sup> 九州大学Numerical simulation of heat and expansion process of plasma flows  
in arc-heated wind tunnels

by

Yusuke Takahashi, Hisashi Kihara and Ken-ichi Abe

## Abstract

Turbulent plasma flows in the Kyushu University 20 kW and the JAXA 750 kW arc-heated wind tunnels are numerically investigated for various operation conditions. These simulations are tightly coupled with calculations of the electric field and the radiation field. The flow fields in the arc-heating facilities are assumed to be in thermochemical nonequilibrium. To express thermal nonequilibrium accurately, a four-temperature model is applied in the present analysis model. The effects of radiation and turbulent transport are investigated using some recently developed models such as the three-band radiation model and the AKN low-Reynolds number  $k$ - $\varepsilon$  model. The fundamental characteristics of the high-enthalpy flows (e.g., arc column and supersonic expansion) are reproduced and detailed distributions of the flow-field properties are obtained. It is quantitatively clarified that radiation and turbulence phenomena are very important in transferring heat and momentum from the high-temperature flow near the core to the cold gas region near the facility wall. By introducing a cathode sheath model, potential drop and electric currents in sheath layer are detailedly evaluated.

## 1. 緒言

アーク加熱風洞は再突入時におけるアブレータ等の熱防護システム試験やその開発に対して、これまで大きな役割を果たしてきた。アーク加熱風洞を用いた諸試験を行なうにあたって、対象としているノズル気流諸量分布を正確に理解することが、質の高い試験データを取得する上で重要な課題である。加えて、新しいアーク加熱風洞の設計を行なう際においても、風洞内部の気流の挙動を定量的に評価する必要がある。しかし、これまでその諸量分布を同定することが難しいという問題があった。なぜならば、アーク加熱風洞はコンストリクタ加熱部におけるアーク放電や、ノズル膨張部における超音速膨張等の複雑な現象を内包することから、風洞気流の計測手法が厳しく制限されるためである。その問題を解決すべく、これまで広くアーク加熱気流解析が行われてきた。しかし、個々のアークヒータの特性に合わせた解析モデルが導入されつつあるものの、統一的なモデルの提案は十分とは言えない状況であった。数値解析結果の信頼性を確保する上でも、個々の対象に対する特別なチューニングを極力排し、統一的なモデルを提案することは意義があるものと考えられる。したがって本研究の目的を、様々なアーク加熱風洞の気流に対して、数値解析を用いて詳細で信頼できる風洞気流諸量分布を明らかにすることと設定した。

本研究においては、九州大学 20kW (KUWT) 及び

JAXA 750kW アーク加熱風洞 (JXWT) を解析対象とし、流れ場の物理モデル及び解析モデルの導入・構築を行う。これらアーク加熱風洞はサイズや投入電力が大きく異なるため、内部流れ場の特性も大きく異なる。比較的小型の20kW KUWTでは、コンストリクタ加熱部における高温気体による輻射熱輸送が卓越することに加え、ノズル膨張部における化学反応や内部エネルギーモード（熱化学的非平衡性）の挙動が風洞気流の形成に対して大きな影響を与えると考えられる。また大型の750kW JXWTでは、加熱部における輻射熱輸送に加えて、乱流による熱輸送が風洞気流の挙動に大きな影響を与えると推察される。したがって、信頼できる風洞気流諸量分布を得る上で、ノズル膨張部における熱化学的非平衡性のモデル化を正確に行う必要があることに加え、コンストリクタ加熱部において精緻な輻射モデル及び乱流モデルの導入が必要である。

さらに、プラズマ粒子の非平衡的な挙動（両極性拡散）により電極壁面近傍にシースと呼ばれる薄い層が形成される。このシースは電圧降下を引き起こす。電圧降下に伴うシース内電流の発生とともに、エネルギー流束が電極壁面に入力される。結果として、その電圧降下分が流体に直接エネルギーが入らないエネルギーロスとなり得る。したがって風洞の正確なパフォーマンスを評価する上でも、シースによる電圧降下を正しく見積もることは重要であると考えられる。

## 2. 物理モデル

図 1 にコンストリクタ型・セグメント型アークヒータの概略図を示す。アークヒータの主な構成は、流入部、陰極、コンストリクタ、陽極、ノズルである。流入部から流れ込む試験気体は、電極間に形成されるアーク放電により加熱を受ける。流れはノズルにおいて超音速膨張し、測定室に高エンタルピ気流を形成する。

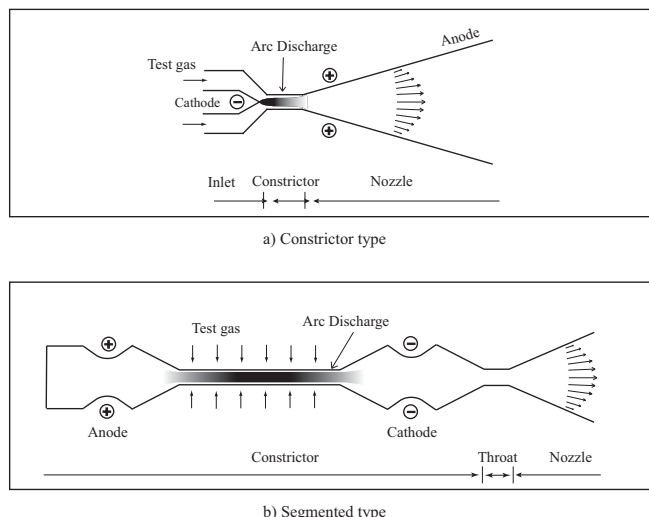


図 1: アークヒータの概略図

### 2-1. 流れ場・電場

流れ場のモデル化にあたって以下の仮定を導入する：I) 流れは定常、連続および軸対称流とする；II) 化学的非平衡流とする；III) 熱的非平衡流とし、温度を並進 ( $T_{tr}$ )、回転 ( $T_{rot}$ )、振動 ( $T_{vib}$ )、電子 (=電子励起) ( $T_e$ ) 温度の 4 温度に分離する；IV) 試験気体は窒素及び空気とする；V) 磁場の影響は無視する；VI) 輻射を考慮し、流れ場を乱流とする。

流れ場は熱化学的非平衡流に拡張した Navier-Stokes (NS) 方程式と状態方程式により記述される。NS 方程式の構成は全質量、運動量、全エネルギー、化学種質量、回転エネルギー、振動エネルギーおよび電子エネルギー保存則である。一方、電場方程式は、磁場の影響が十分小さいとし時間微分項を無視したときの Maxwell 方程式と、一般化された Ohm の法則より導かれる。ジュール加熱率は電場ベクトルと電流密度ベクトルの内積で表現され、全エネルギー及び電子エネルギー保存則に生成項として加えることで流れ場方程式との結合が行われる。

乱流の振る舞いを NS 方程式中に渦粘性モデルを導入して表す。ここでは低レイノルズ数型乱流モデルの一つである AKN モデル<sup>(1)</sup>を用いる。また、輻射輸送方程式は円筒座標系において離散化し、輻射強度および輻射熱流束を計算する。輻射輸送方程式中に現れる吸収係数および黒体放射関数は、Sakai<sup>(2)</sup>らによって開発された 3-band モデルを用いて評価する。

### 2-2. 非平衡モデル

気体の化学組成は、試験気体に窒素を用いるときは、5 化学種 ( $N_2, N_2^+, N, N^+, e^-$ )、8 化学反応を考慮する。また試験気体に空気を用いる際は、11 化学種 ( $N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+, N, O, N^+, O^+, e^-$ )、49 化学反応を考慮する。反応速度定数として、Park<sup>(3)</sup>のモデルを採用した。

内部エネルギー交換として、ここで考慮するすべてのエネルギーモード間に対してエネルギー交換モデルを導入する。さらに、重粒子衝突反応に伴う回転・振動エネルギー損失を非選択的解離モデルにより評価する。また電子衝突解離反応および電離反応による電子エネルギー損失を考慮する。なお、ここで用いたエネルギー交換モデルの参考文献は、Takahashi らの文献<sup>(4)</sup>でまとめられたものと同じである。

粘性係数、熱伝導係数および拡散係数は、一次 Chapman-Enskog 展開に基づき多成分・多温度に拡張した Yos の近似モデルから求める。化学種間の衝突断面積は文献<sup>(5,6)</sup>より得た。なおイオン種、電子に関しては両極性拡散を考慮している。

### 2-3. 陰極シース

本研究では陰極表面からの電子放出として、プラズマ領域からの電子流束、イオン流束、壁面から放出される熱電子、イオン種の壁面衝突により発生する二次電子、壁面に強い電場をかけたときにトンネル効果によって生じる電場電子放出を考慮した。これらの電流密度の総和が放電場の電流密度と等しいとした上で流束保存則を構成した。さらに、シース層におけるエネルギー流束バランスから電子温度を求めた。ここでは、陰極表面に到達した電子及びイオンはすべて吸収されるものと仮定している。また陰極材料の溶融、内部への熱伝導は無視をした。考慮したエネルギー流束は、電子、イオンによって輸送されるエネルギー、熱電子、二次電子、電場電子放出によって陰極表面を冷却するエネルギーとした。さらに表面からの輻射及び、プラズマ領域からの対流熱輸送とした。

## 3. 結果と考察

20kW KUWT (試験気体：窒素) において入力電流 120 A、質量流量 0.833 g/sec とし、750kW JXWT (試験気体：空気) に対しては入力電流 500 A、質量流量 12.0 g/sec の条件をベースラインケースとして設定した。

### 3-1. 実験結果との比較

20kW KUWT における風洞気流のピトー圧  $p_0$  および熱流束  $q_0$  の計算結果と実験結果<sup>(7)</sup>の比較を図 2, 3 にそれぞれ表す。また、大型アーク加熱風洞 750kW JXWT のノズル出口における質量平均エンタルピの計算結果と

実験結果<sup>(8)</sup>を図4に示す．ここで質量平均エンタルピは次で定義される： $h_{av} = \int_0^R \rho u h r dr / \int_0^R \rho u r dr$ ．

それぞれの風洞において，幅広い作動条件に対して解析値と実験値がおおむね良い一致を示す傾向にあることが示されている．したがって，本解析モデルでは風洞気流を適切に予測しているものと考えられる．

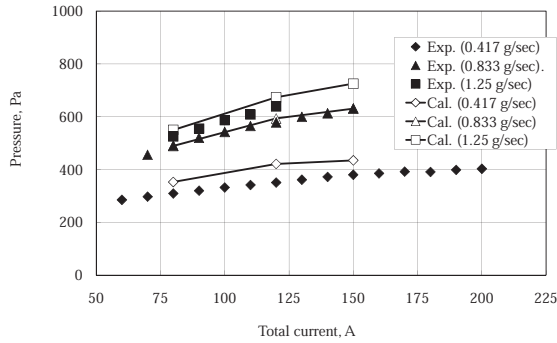


図 2: Comparison with Pitot pressure of the experimental data for 20 kW KUWT

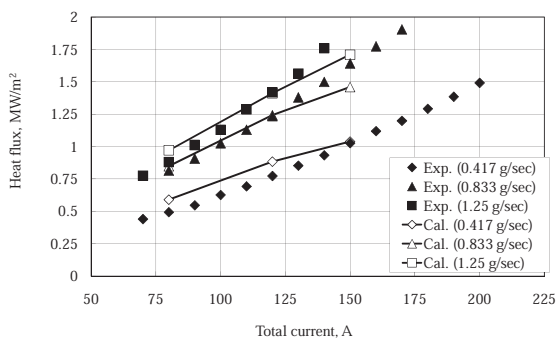


図 3: Comparison with heat flux of the experimental data for 20 kW KUWT

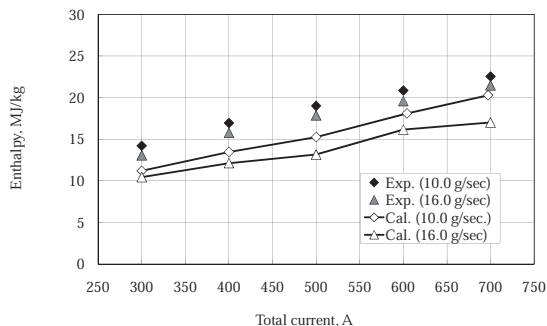


図 4: Comparison with mass-averaged enthalpy of the experimental data for 750 kW JXWT

### 3-2. 流れ場

図5, 6にそれぞれ20kW KUWTおよび750kW JXWTにおける並進温度分布を示す．いずれもコンストリクタ部において軸近傍の高温（アークコラム）領域と，その

周囲を取り巻く壁近傍のコールドガス領域が現れている．また，ノズル部では気流は膨張とともに並進温度が低下することが示されている．ただし，20kW KUWTのコンストリクタ出口付近において，一旦並進温度が増加する領域（ $x = 30 \sim 40$  mm）が現れる．これはコンストリクタ部で電離したイオン種がこの領域において速やかに再結合反応を生じ，それに伴って化学エネルギーが熱エネルギーに解放されるためである．

750kW JXWTでは，コンストリクタ出口（ $x = -200$  mm）付近において並進温度分布の半径方向の勾配は大きい，スロート部入口（ $x = 0$  mm）においては半径方向分布が平滑化されていることが示されている．これは主にカソードチャンバにおいて発達した乱流の影響によるものであり，この領域においてアークコラムとコールドガスの混合が強く促進されることが，大型風洞の特徴的な点であると思われる．

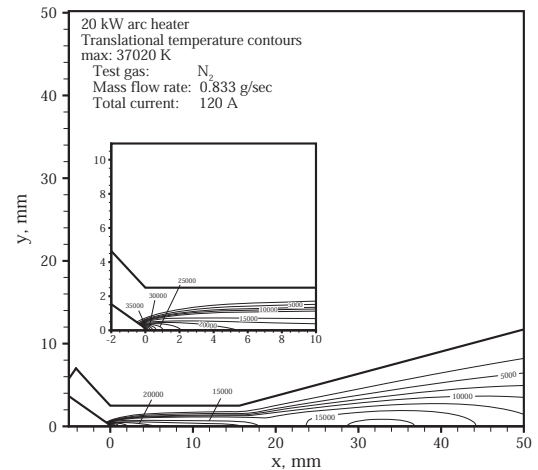


図 5: Translational temperature contours in 20 kW KUWT for the baseline case

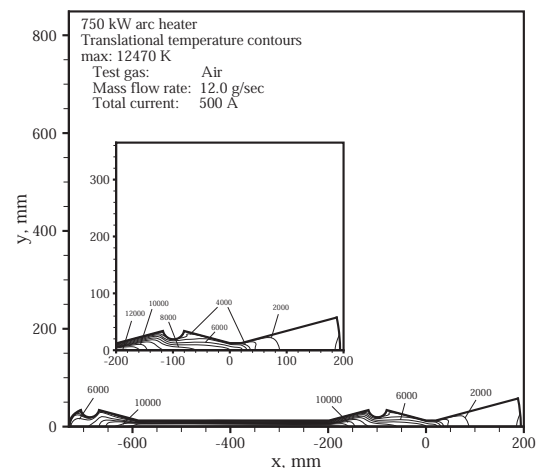


図 6: Translational temperature contours in 750 kW JXWT for the baseline case



図7, 8にそれぞれ20kW KUWTおよび750kW JXWTの中心軸上における化学種モル分率分布を示す. 20 kW KUWTのコンストリクタ加熱部において激しい解離・電離反応が生じており、化学種組成の大部分が $N^+$ ,  $e^-$ で占められている. しかし、ノズル部において緩やかな再結合反応が進み、ノズル出口における主な化学組成は $N_2$ や $N$ などの分子、解離原子となっている.

それに対して、750kW JXWTにおける加熱部では、20kW KUWTほど激しい電離反応は生じておらず、原子種とイオン種および電子が混合したアークコラムになっている. カソード近傍( $x \approx -100$  mm)より下流において、アーク放電による加熱がほぼ終了するとともに再結合反応が速やかに進む. 一方、ノズル膨張部では再結合反応がほとんど見られない. すなわち、20kW KUWTの気流に比べて、750kW JXWTにおけるノズル流は化学的凍結流の傾向となっていることが示される.

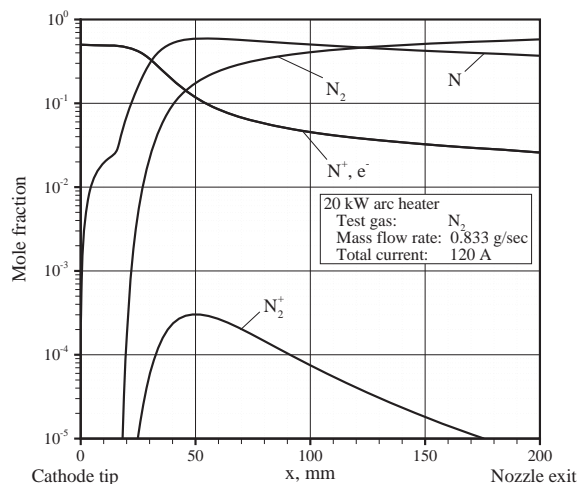


図7: Axial profile of mole fraction along the center axis in 20 kW KUWT

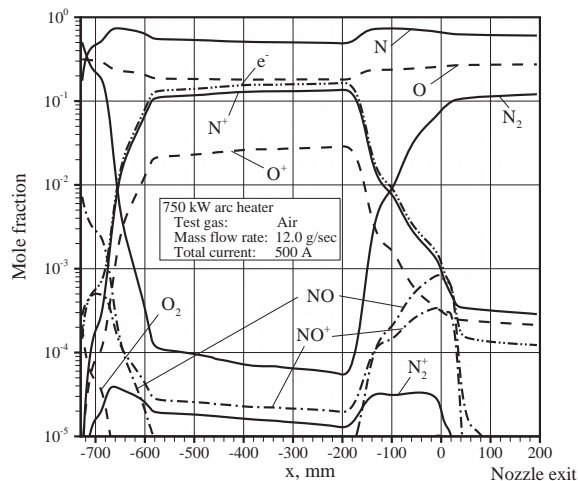


図8: Axial profile of mole fraction along the center axis in 750 kW JXWT

20kW KUWT および 750kW JXWT のノズル出口における半径方向温度分布およびエンタルピー分布を図9, 10に示す. 20kW KUWT では、各温度がノズル出口においてそれぞれ明確に分離しており、強い熱的非平衡性が現れている. 化学的凍結流を仮定したAbeら<sup>(9)</sup>による同風洞ノズル部の解析結果と比べると、本解析ではノズル出口における並進および回転温度が大きく評価される傾向にある. 前述の通り、ノズル部において再結合反応が進むことで化学エネルギーから熱エネルギーへの変換が生じる. したがって、膨張過程においても再結合反応が進むような20kW KUWT のケースでは、ノズル部でも流れが比較的高い温度を維持することが可能であると考えられる. 一方、750kW JXWT のノズル流では再結合反応があまり生じないために、膨張に伴う温度低下は凍結流膨張のものと同様になっている. これらのことから、アーク加熱気流の形成に対して、ノズル部における化学反応の果たす役割は大きく、無視できないことが示される.

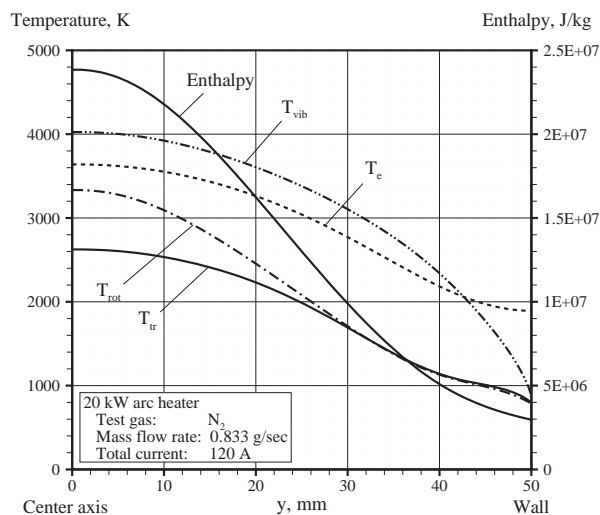


図9: Radial profile of temperatures and enthalpy at the nozzle exit in 20 kW KUWT

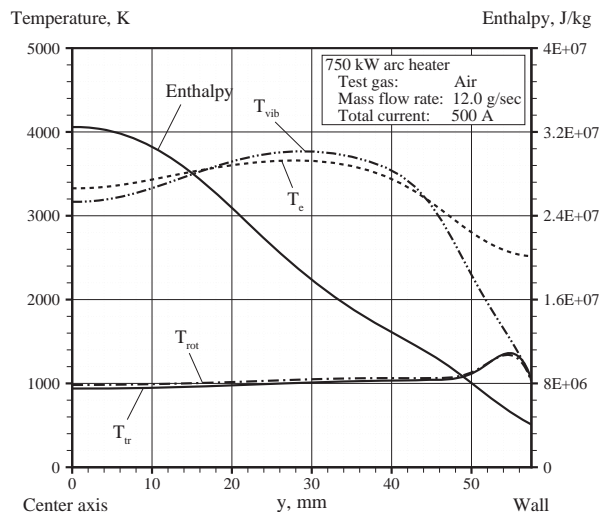


図10: Radial profile of temperatures and enthalpy at the nozzle exit in 750 kW JXWT

### 3-3. 輻射・乱流熱輸送

図11は20kW KUWTにおける輻射熱流束の分布である。コンストリクタ部のアークコラム領域からコールドガス及び壁面へのエネルギー輸送が、極めて強い輻射によって担われることが示されている。なお、ここでは図示していないが、20kW KUWTは比較的に小型であることからレイノルズ数が小さく、乱流の役割は弱い。

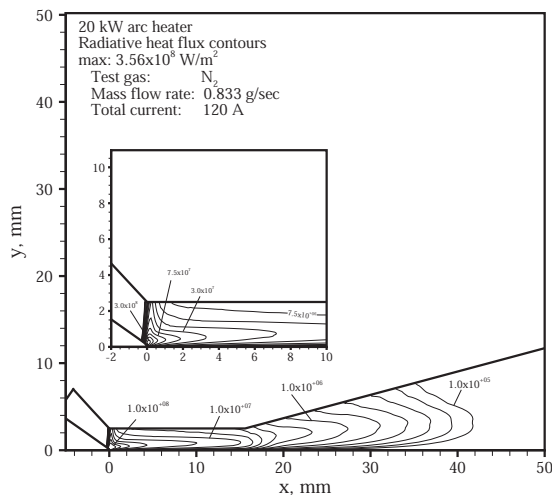


図11: Radiative heat flux contours in 20 kW KUWT for the baseline case

750kW アーク加熱風洞のコンストリクタ出口およびスロート入口における熱流束と並進温度の半径方向分布を図12および図13に示す。高温領域の存在するコンストリクタ出口において輻射熱流束は大きく、対流熱流束とおおよそ同じ高さのピークを持っている。一方で、気体の温度が10000Kを下回るにつれて輻射の影響が小さくなるため、スロート入口において輻射熱流束は小さくなっている。したがって、この領域の熱輸送はほぼ対流熱流束が大部分を担っていると言える、その中でも乱流熱流束の影響が大きいことが確認できる。

### 3-4. 陰極シースによる電圧降下

図14に20kW KUWTにおけるアーク電圧の実験値および解析値(シースモデルを考慮したケース・していないケース)の比較を示す。ここで、アーク電圧は陰極と陽極間の電位差で定義している。シースモデル無しのケースでは、15-20V程アーク電圧の実験値を過少予測していたが、シースモデルを導入することで様々な運転条件に対して実験結果との一致が改善されていることが示されている。次に750kW JXWTにおけるアーク電圧の実験値および解析値のシースモデル有り・無しの比較を図15に示す。20kW KUWTのケースと同様にシースモデルの導入によって、アーク電圧予測値の改善が図られ、実験値と良い一致を示す。ただし、入力電流( $I$ )が低く、流入質

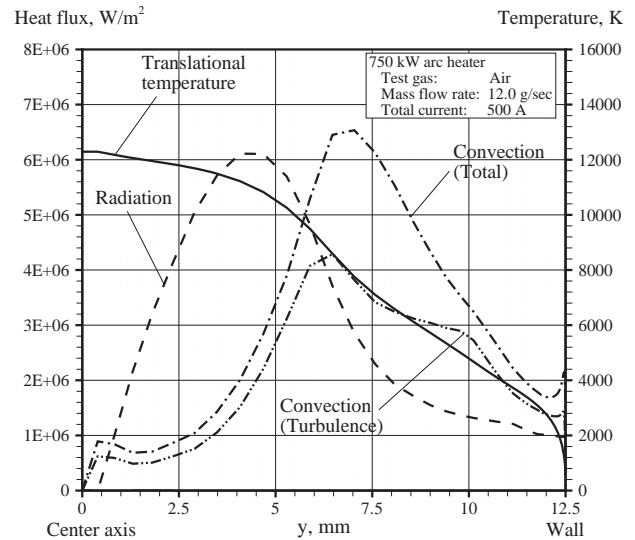


図12: Radial profiles of heat fluxes and temperature in 750 kW JXWT for the baseline case at the constriction exit ( $x = -200$  mm)

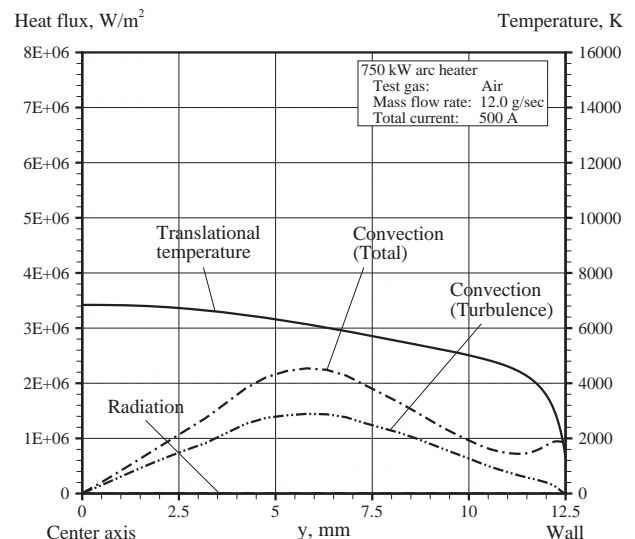


図13: Radial profiles of heat fluxes and temperature in 750 kW JXWT for the baseline case at the throat inlet ( $x = 0$  mm)

量流量( $\dot{m}$ )が大きいケースでは実験値とのずれが大きい。電極上のアーク付着点における放電の三次元的挙動も含めて、さらなる調査が必要であるものと推察される。

## 4. 結論

九州大学20kW (KUWT) 及びJAXA 750kW (JXWT) アーク加熱風洞を対象に、熱化学的非平衡流と電場を連成させた数値解析コードを開発した。さらに、高精度の輻射モデル・乱流モデルを導入し、アーク加熱気流における輻射・乱流による熱輸送の詳細な調査・検討を行い、解析モデルの高精度化を行った。

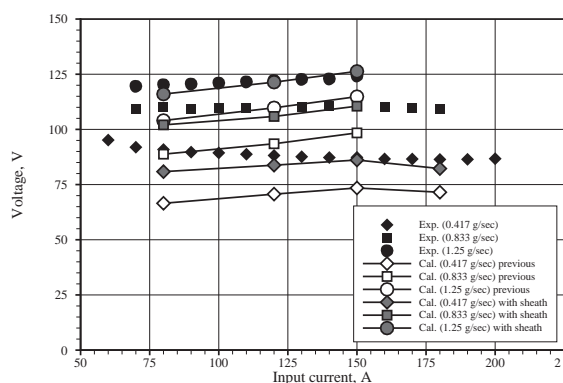


図 14: Comparison of arc voltage for 20 kW KUWT

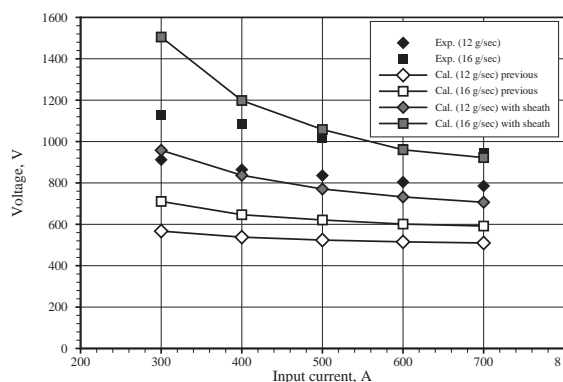


図 15: Comparison of arc voltage for 750 kW JXWT

各風洞のコンストリクタ部において、強い加熱とともに解離・電離反応が速やかに進むとともに、中心軸近傍に高温領域が生じ、その周囲を取り巻く比較的低温のコールドガス領域が形成されることが確認された。ノズル部においては超音速膨張とともに各温度が低下し、加熱部において解離・電離した化学種の再結合反応が進むことを明らかにした。特に20kW KUWTでは、ノズル膨張部において原子種やイオン種の再結合反応が非常に重要な役割を担うことがわかった。

20kW KUWTの加熱部において、風洞加熱部における輻射の役割を定量的に明らかにした。輻射による熱輸送はコンストリクタ放電部において非常に大きく、一方でノズル膨張部において膨張による温度低下と共に急激に減衰することが示された。また、750kW JXWTのような大型アーク加熱風洞内部における乱流熱輸送と輻射熱輸送の挙動を明らかにした。コンストリクタ放電部において輻射と乱流による熱輸送が大きな役割を担うことが示された。さらに、温度が低下し輻射の影響が小さくなるスロート部において、乱流が支配的な役割を担うことを示した。したがって、風洞における熱損失や熱効率や正確に見積もる上で、輻射や乱流を適切に予測する必要があることが明らかになった。

さらに、それぞれのアーク加熱風洞に対して陰極壁面

近傍におけるシースモデルを構築し、その電圧降下を評価した。アーク電圧の実験値と解析値の比較において、本研究におけるシースモデルを導入することで、幅広い作動条件に対して良い一致を示す傾向になることが明らかになった。

## 謝辞

本研究は日本学術振興会特別研究員奨励費の助成を受けてなされたものである。また本研究では主に九州大学情報基盤研究開発センターの研究用計算機システムを利用した。

## 参考文献

- (1) K. Abe, T. Kondoh, and Y. Nagano. "A New Turbulence Model for Predicting Fluid Flow and Heat Transfer in Separating and Reattaching Flows - I. Flow Field Calculations". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, No. 1, pp. 139-151, 1994.
- (2) T. Sakai. "Computational Simulation of High-Enthalpy Arc Heater Flows". *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21, No. 1, pp. 77-85, Jan.-Mar. 2007.
- (3) C. Park. *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. Wiley, New York, 1990.
- (4) Y. Takahashi, H. Kihara, and K. Abe. "Turbulence and Radiation Behaviours in Large-Scale Arc Heaters". *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 44, No. 8, p. 085203, 2011.
- (5) R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson, and K.-P. Lee. "A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K". *NASA RP-1232*, Aug. 1990.
- (6) M. Fertig, A. Dohr, and H.-H. Frühauf. "Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows". *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 15, No. 2, pp. 148-156, April-June 2001.
- (7) Y. Watanabe, K. Ishida, and H. Shirai. "Spectroscopic Analysis of NO Band Emissions from Arc-Heated Air Flows in a 750 kW Arc-Heated Wind Tunnel". NAL TR-1417, National Aerospace Laboratory, Chofu, Japan, 2000.
- (8) T. Matsuzaki, K. Ishida, Y. Watanabe, K. Miho, H. Itagaki, and T. Yoshinaka. "Constructions and Characteristics of the 750 kW Arc Heated Wind Tunnel". NAL TM-760, National Aerospace Laboratory, Chofu, Japan, 2001.
- (9) K. Abe, T. Kameyama, H. Kihara, M. Nishida, K. Ito, and H. Tanno. "Computation and Experiment of Nonequilibrium Nozzle Flow of Arc-heated Air". *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 19, No. 4, pp. 428-434, 2005.



# 超音速インテーク周りの衝撃波振動現象に関する研究

○中山智裕, 佐藤哲也 (早稲田大学)  
橋本敦, 小島孝之, 田口秀之 (JAXA)

## Study of the Shock Oscillation in Supersonic Inlets

by

Tomohiro Nakayama, Tetsuya Sato (Waseda University)  
Atsushi Hashimoto, Takayuki Kojima, and Hideyuki Taguchi (JAXA)

### ABSTRACT

Inlet buzz, a shock oscillation phenomenon in supersonic air inlets was studied both numerically and experimentally. Following a supersonic wind tunnel test, a computational analysis was implemented on the supersonic air inlet of the 'S-engine' which is a sub-scaled pre-cooled turbo jet engine. The experiment was performed at JAXA's Sagami-hara campus. The free stream Mach number was 2.0 and the Reynolds number was  $9.193 \times 10^5$ . Shock oscillation, known as 'Dailey type inlet buzz', was observed when the outlet nozzle area gradually reduced from its initial full throttling and the mass-flow was limited. The numerical simulation was conducted under the condition of the outlet nozzle contraction ratio  $A_e/A_t$  (exit area/inlet throat area) = 0.7. The CFD analysis showed a good agreement with the experiment. It was indicated that a flow field with subcritical shock configuration and supercritical mass capture characteristics appeared when the free stream Mach number was significantly lower than the inlet's design point. It was also observed that the inlet buzz was not triggered when the volume of the aft duct was smaller than a certain value.

### 記号

|                  |             |
|------------------|-------------|
| $M$              | マッハ数        |
| $M_\infty$       | 主流マッハ数      |
| $Re$             | レイノルズ数      |
| $\gamma$         | 比熱比         |
| $R$              | ガス定数        |
| $T_T$            | 全温度         |
| $T_\infty$       | 主流静温度       |
| $P_T$            | 全圧          |
| $P_{T_\infty}$   | 主流全圧        |
| $P_{S_\infty}$   | 主流静圧        |
| $A^*$            | 臨界面積        |
| $A_\infty$       | インテーク前面投影面積 |
| $A_T$            | インテークスロート面積 |
| $A_e$            | インテーク出口面積   |
| $V$              | 体積          |
| $L$              | 長さ          |
| $\dot{m}$        | 質量流量        |
| $\dot{m}_\infty$ | 主流質量流量      |
| $\rho$           | 密度          |
| $u$              | 水平方向流速      |
| MCR              | 流量捕獲率       |
| TPR              | 全圧回復率       |
| $\alpha$         | 係数          |

### 1. はじめに

超音速空気吸い込み式エンジンでは、空気取り入れ口 (inlet) で吸いこみ空気の減速・圧縮が行われる。空気の減速・圧縮は、通常数段の衝撃波列で行われ、その形態から外部圧縮、内部圧縮、そしてその二つの特徴を兼ね備えた混合圧縮インテークに分類される。外部圧縮インテークでは、インテーク外部に衝撃波を発生させることにより圧縮が行われる。内部圧縮インテークでは、衝撃波はすべてインテーク内部で発生し、混合圧縮型インテークでは、インテークの内部と外部の両方で圧縮が行われる。

混合圧縮インテークでは、低流量時に衝撃波の振動現象が発生する。これは、インテークバズと呼ばれ、発生原因

により、Ferri 型バズと Dailey 型バズの二種類に大別される。Ferri 型は、衝撃波の三重点より発生するせん断層がインテークカウルに接触することによる剥離が原因であると考えられている。一方、Dailey 型バズ<sup>1</sup>では、ランプ面での剥離により不安定現象が発生するとされている。

インテークバズが発生すると、急激な圧力変動により、エンジンの構造破壊の他、圧縮機のサージなどの流体不安定現象も引き起こす。また、インテークの最高性能点近くで発生するため、圧縮機のサージと同様、インテークの性能向上の妨げになっている。

本研究は、現在 JAXA で研究開発が行われている極超音速予冷ターボジェットエンジンのインテークを対象とする超音速風洞実験と数値流体力学(CFD)による分析を行うことで、インテークバズ現象を解析することを目的としている。

混合圧縮インテークには、超臨界(supercritical operation)と亜臨界(subcritical operation)の主に二つの運転モードがある。インテーク背圧が十分低く、かつ、スロート開度が十分大きい時、図 1 のようにインテークに空気が超音速で取り込まれる。この状態を超臨界状態と呼び、背圧の上昇に対しても流量が変わらない。

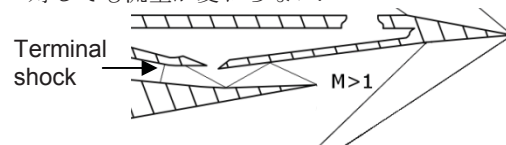


図 1 超臨界状態

超臨界状態から、背圧が上がると、終端衝撃波(terminal shock)がスロートに近づく。通常、終端衝撃波がスロートにあるときに全圧回復が最も高くなり、最も高い性能が得られる。このときの運転状態を臨界状態(critical operation)と呼ぶ。

臨界状態からなおインテークの背圧が上昇すると、図 1 ではインテーク内部にあった終端衝撃波が図 2 のようにインテークの外に吐き出される。この運転状態を亜臨界状態(不始動)と呼ぶ。インテークに取り込まれる空気は、外部の衝撃波によって亜音速に減速され、一部は偏向されるため、流量捕獲量が減少する。

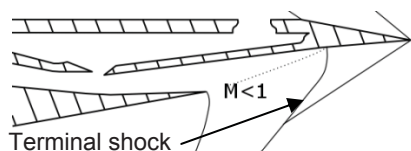


図2 亜臨界状態

Dailey 型バズとは、インテークが超臨界状態と亜臨界状態を行き来する振動現象である。Dailey<sup>1</sup>によれば、インテークが亜臨界状態にあるときに、何らかの原因により、背圧が上昇した際、インテークに流入する流量を下げるために、ランプ上の衝撃波が前進することが、Dailey 型インテークバズの引き金になる。図3中の(a)から、背圧上昇に伴い(b)のようにランプ上の衝撃波が移動することで、衝撃波の根元より発生する剥離した領域がインテークにより多く流入するようになる。(a)→(b)→(c)と衝撃波が前進するに従い、インテーク開口部に占める剥離域の割合が大きくなり、インテークに流入する空気流量が少なくなっていく。一方このとき、エンジンの中の空気は、慣性の効果でノズルから排出され続ける。すると、エンジン内の圧力が下がり、衝撃波の背圧が下がる。衝撃波は(d)→(e)と後退し、超臨界状態(始動状態)になると、インテークに流入する空気流量が増える。流量が増えたことにより、再び背圧が上昇し、衝撃波が前進し、亜臨界状態(f)になる。(f)から、さらに(a)→(b)と背圧に応じて衝撃波が移動し、圧力振動が繰り返される。

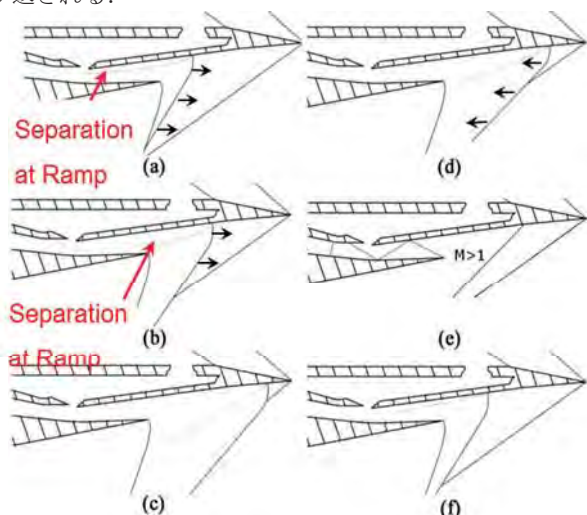


図3 Dailey型インテークバズ

近年の数値解析技術の進歩に伴い、CFDによるバズの研究も行われてきている。Newsome<sup>2</sup>は、長島が行った実験の再現をRANS計算で行い、インテーク後ろ側を完全に閉じたときのみバズの再現に成功した。Lu<sup>3</sup>らはRANS計算でDaileyの実験を再現し、実験で得られた25[Hz]に対し、数値計算で28[Hz]という結果を得た。近年では、西沢<sup>4</sup>がFerri型バズに関し計算を行い、非粘性の場合でも振動が起ることが確認された。Trapier<sup>5</sup>はDDES(Delayed Detached Eddy Simulation)計算を行い、実験の18[Hz]に対し、CFDで17[Hz]と、Dailey型バズに関し精度の高い計算を実現した。そのほか、Ferri型、Dailey型それぞれについて、いくつかの数値解析を用いたアプローチがなされているが、Dailey型インテークバズの発生限界の予想手法などの開発には至っていない。

## 2. 解法

数値計算は、JAXAで開発中の高速流体ソルバーのFaSTARを用い、計算を行った。空間離散化は有限体積法のセル中心法で行われている。流速評価には、HLLW法

を用い、時間積分には、dual time-stepping法とLU-SGS法を用いた。乱流モデルはSA(Spalart-Allmaras)モデルを使用した。

格子は、2010年に行われた実験で用いた風洞模型を模した形状の構造格子を製作し、流れの奥行き方向が1セルの2次元計算を行った。実験供試体同様、格子も第1, 2, 3ランプ、スロートのスリットと抽気孔の間にあるプレナム室からなるインテーク部と、その背後に続くダクトから構成されている。実験供試体のフロープラグは、計算格子では、仮想スロートで代用した。図4と図5に風洞模型概略図を、表1に風洞実験条件を示す。

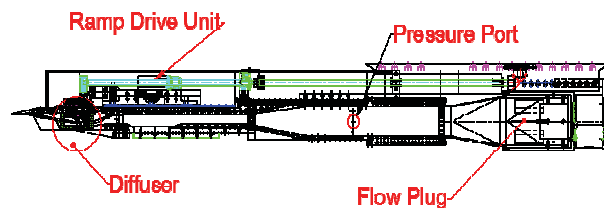


図4 風洞模型

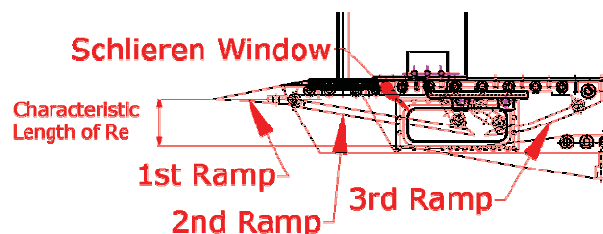


図5 風洞模型(インテーク部拡大図)

表1 実験条件

|                   |                     |
|-------------------|---------------------|
| $M_\infty$        | 2                   |
| $Re$              | $9.193 \times 10^6$ |
| $T_T$ K           | 296                 |
| $T_\infty$ K      | 164.4               |
| $P_{T\infty}$ kPa | 210                 |
| $P_{S\infty}$ kPa | 26.84               |

インテークスロート付近は、流れ方向の格子間隔を0.5[mm]に設定した。壁面付近の乱流境界層厚さを正確に見積もるため、壁面法線方向格子間隔は $y^+ \cong 1$ となるように決定された。

インテークバズは、特性曲線が右上がりになる領域で生じるなど、圧縮機のサージと似た特徴を有する。圧縮機のサージは、ボリューム要素の存在が発生の必要条件となっている。そこで、インテークバズにおいても、後方のボリューム要素がインテークバズに与える影響を調査するため、インテークの後ろのダクトの体積を小さくした計算を行なった。この格子においても、フロープラグによるスロットリング(後方仮想スロートの面積)やインテークスロートの開度などは、実験形状を模した計算と全く同じである。格子Ⅰを、実験供試体を模したものとし、格子Ⅱをダクト短縮型格子とした。それぞれの概略図を図6と図7に示す。図8は、表2にある各変数の定義を図で表している。体積 $V$ は、インテークスロートから仮想スロートまでのインテーク部とダクトの体積である。ダクト長さ $L$ はインテークスロートから仮想スロートまでの距離である。スロート面積 $A_t$ は、スロート高さ $h_t$ と奥行き $d$ の積で表され、 $A_t = h_t d$ 。

$\times d$ である．仮想スロート面積 $A_e$ は仮想スロート高さ $h_e$ を使って $A_e=h_e \times d$ で表される．同様に，インテーク全面投影面積は， $A_\infty=h_\infty \times d$ である．奥行き $d$ は100[mm]である．Plane 1はインテーク入口断面を表しており，Plane 2は実験にて圧力計測を行った断面に対応する格子上の断面を表す．

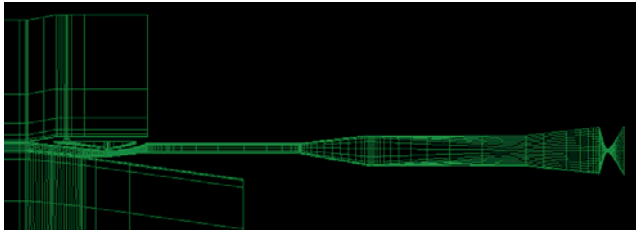


図6 I型格子(実験形状)

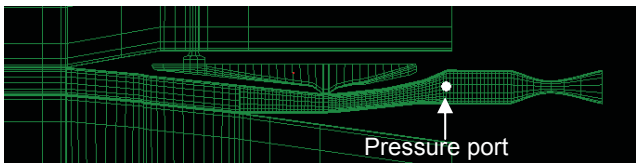


図7 II型格子(ダクト縮小)

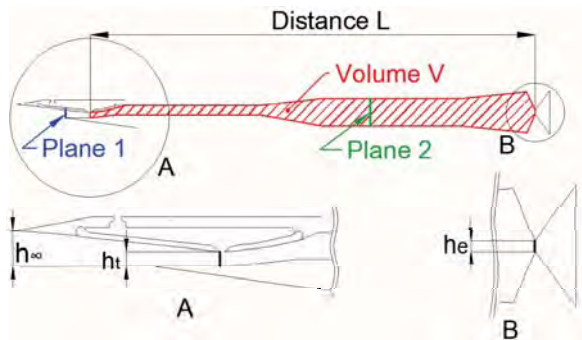


図8 計算格子横断面図

表2 格子諸元

|                         | model               |                     |
|-------------------------|---------------------|---------------------|
|                         | I                   | II                  |
| $A_\infty \text{ mm}^2$ | 3525                |                     |
| $A_t \text{ mm}^2$      | 1467                |                     |
| $A_e \text{ mm}^2$      | 1032                |                     |
| $V \text{ mm}^3$        | $6.735 \times 10^6$ | $3.379 \times 10^5$ |
| $L \text{ mm}$          | 1233                | 127.3               |

FaSTARにおいては，構造格子をブロック分割する際，分割がランダムになされるので，計算経過に合わせて，格子の形状（スロットリングなど）を変化させることができない．そこで，計算は，格子の形状を変更せずに，つまりインテークスロートや仮想スロートの形状は固定したまま，主流 Mach 数を段階的に目的の値まで上げることで行われた．

しかしながら，2010年に実施された実験においては，計測系の不備により，十分なデータの取得がなされなかったため，ランプ形状が異なる2009年に行われた実験の結果との比較を行った．

### 3. 結果および考察

#### 3. 1 実験との比較

図9および表3に計算結果を，実験結果とともに示す．図9中の，「EFD」は実験結果であり，「CFD(I)」は，I型格子の計算結果の図4のPressure Portでの圧力をプロ

ットしたものである．II型格子での計算結果である「CFD(II)」の圧力は図7に示したPressure Portの位置で計測した．図9にあるa)からi)の記号は，後に出てくる図11，図13，図14と対応している．図9からわかるように，I型格子では実験同様に，圧力振動（インテークバズ）が発生したのに対し，II型格子では，インテーク部の形状が全く同じであるのにもかかわらず，振動が発生せず，定常状態でインテークが運転されているという興味深い結果が得られた．

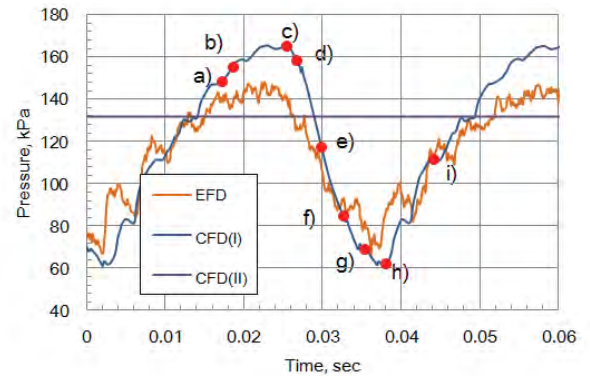


図9 Pressure Portでの圧力の時間履歴

実験では，圧力データの取得はフロープラグが動作している間に行われた．フロープラグ開度が刻々と変化しているので，計算と同一のスロットリングでの圧力計測のデータ点数が不足したため，高速フーリエ変換を行うことができなかった．そのため，実験では，支配周波数の測定を，圧力振動の上限値と下限値を記録する時間の間隔を平均したものから算出した．数値計算についても，実験に合わせ，同様の算出方法とした．

表3 圧力計測結果(その1)

|   | CFD(I)               | EFD                 |
|---|----------------------|---------------------|
| Frequency Hz                            | 23.37                | 26.24               |
| Sampling Frequency Hz                   | $5.8463 \times 10^3$ | $1.000 \times 10^4$ |
| Amplitude kPa                           | 104.0                | 74.85               |
| Upper Limit of Pressure Fluctuation kPa | 164.7                | 144.4               |
| Lower Limit of Pressure Fluctuation kPa | 60.74                | 69.55               |

実験と計算は周波数，振幅共に定性的に一致した．インテークの3次元効果による流量損失が渡辺ら<sup>7)</sup>により指摘されており，2次元計算が本質的に風洞実験との誤差をはらんでいるが，そのほかにも誤差の原因が挙げられる．

CFDの結果と実験による圧力計測値には，振幅に比較的大きな違いが見受けられる．CFDと実験では，圧力振動の上限値と下限値がそれぞれおよそ9[kPa]と20[kPa]違うが，上限値における誤差の要因として，第3ランプの形状が違うことが挙げられる．S-engineのインテークは， $M=5.0$ が設計点であるが，実験は $M=2.0$ で行われている．2009年に使用した実験供試体では，設計点よりも飛行速度が著しく低い非設計点において，ランプを駆動するリンク機構の設計上の問題により，第3ランプ先端が第2ランプ先端に比べ，大幅に高い位置にある．第3ランプの先端位置が高いことにより，スロート面積が大きくなることで，臨界状態での背圧が低くなってしまい，実験データの圧力変動の上



限値が低くなってしまうと考えられる。CFDでは、第3ランプ先端の高さを第2ランプに近づける改良をした2010年に行った供試体をもとに格子を作成したため、CFDの圧力の上限値が実験に比べ高くなったと推測される。

### 3. 2 擬似的な超臨界状態

CFDによる計算結果のうち、Mach数コンターを図10(I型格子)と図12(II型格子)に示す。図10は、図9などにあるa)と同じタイミングのものである。次節にある、図14を見るとわかるが、i)→a)→b)の間は、インテークのスロート上流の流れ場は変化せず、一定であった。図中のM1.5などの文字は、それぞれの等Mach数線のMach数を示している。流量捕獲率(Mass Capture Ratio)の時間履歴を図11に示す。

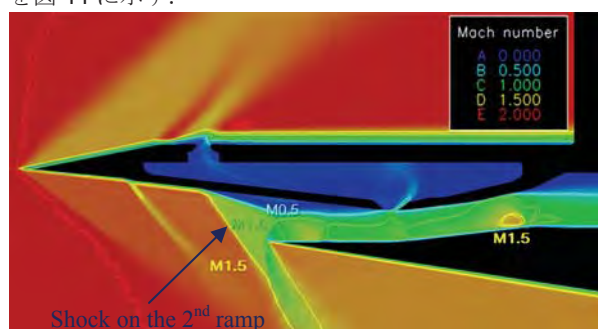


図10 Mach数コンター (I型格子 a))

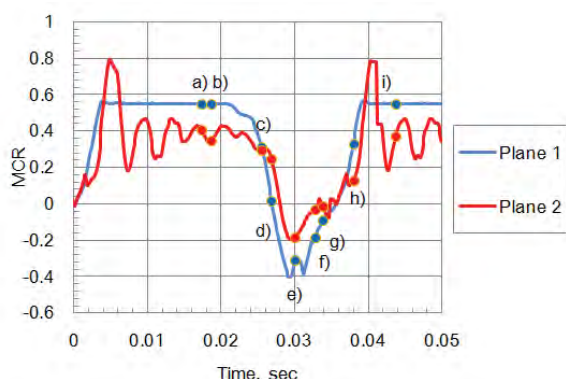


図11 流量捕獲率の時間履歴 (CFD I)

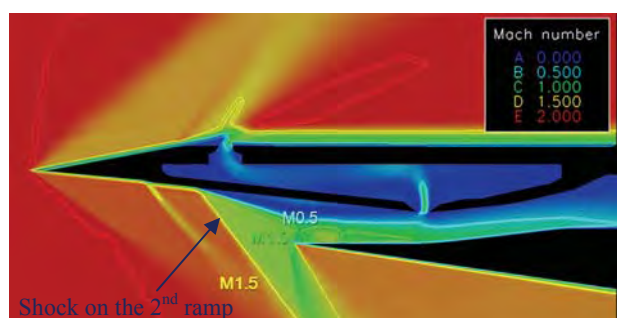


図12 Mach数コンター (II型格子)

流量捕獲率は、インテーク前面を流れる空気をどれほどインテークが捕獲できているかを示す指標である。全圧回復率(Total Pressure recovery Ratio)は、主流全圧に対する捕獲された空気的全圧の比である。以下に計算式を示す。

$$\text{MCR} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\infty}} = \frac{\int_A \rho u dA}{\int_A \rho_{\infty} u_{\infty} dA} \quad (1)$$

$$\text{TPR} = \frac{P_t}{P_{t\infty}} = \frac{\int_A P_t \rho u dA}{\int_A P_{t\infty} \rho_{\infty} u_{\infty} dA} \quad (2)$$

先述のように、同じインテーク形状でありながら、インテークバズが発生したケース(I型格子)と、しなかったケース(II型格子)が存在したが、まずは実験形状と同じ、ダクト体積が大きなI型格子での計算結果に注目する。図11は、バズサイクル中の、数値計算により得られたPlane 1とPlane 2を流れる流量の時間履歴である。Plane 2の流量がPlane 1に比べ低い値になっているのは、Plane 1とPlane 2の間で、抽気により、空気が排出されているためである。Plane 1の流量は0.01~0.025 [sec]にかけて一定の値をとっているが、Plane 2の流量はその間も変動している様子が捉えられている。この間、Plane 2の流量変動はPlane 1に伝達されていない。したがって、Plane 1の面では流れが超音速になっており、Plane 2では亜音速になっていることが考えられる。1章で述べたように、一般に背圧(全圧回復率)の変化に対して、流量が常に一定になるとき、インテークは超臨界状態で運転されている。従って、i)→a)→b)の間、インテークは超臨界状態で運転していることが推測される。

しかしながら、I型格子でのa)の状態のMach数コンター(図10)を見ると、第2ランプ上に衝撃波が発生していることがわかる。このように、ランプ面に衝撃波ができて、その後方が亜音速になっている状態は、亜臨界状態の特徴である。S-engineのインテークは、設計点Mach数が5.0であり、本計算で扱っているMach 2.0においては、インテークスロートが入口断面積に対し小さすぎるため、始動できないと考えられており、過去の実験においても、背圧が低い時においても不始動となっている<sup>7)</sup>。

流量捕獲率と全圧回復率の関係から言えば超臨界状態であるのに、衝撃波の配置から言えば亜臨界状態と考えられる。超臨界・亜臨界状態双方の特徴をもった流れが現れている。ここでは、このような流れ場を、便宜的に「擬似超臨界状態」と呼ぶこととする。

亜臨界状態では、ランプ面の衝撃波は背圧(全圧回復)に応じて動くことで、インテークに取り込まれる空気の流量が規定される。しかし、i)→a)→b)と全圧回復率が上昇しても、インテークに取り込まれる空気の流量は全く変化しない。実際、次節で示す図14(CFDの結果を水平方向絶対流速について可視化した画像)では、i)→a)→b)でランプ上に吐き出された衝撃波の位置は、常に変わらない。

ここで、ダクトが小さい場合(II型格子)でのMach数コンター(図12)とI型格子でのMach数コンター(図10)を比較すると、ランプ面の衝撃波の位置が異なっていることに気がつく。図10と図12を比較すると、第2ランプ上の衝撃波の位置が、II型格子の計算結果(図12)のほうがよりランプ付け根寄りになっており、インテークからの溢流(spillage)が増えることで、インテークに流入する空気の流量が少なくなっていることが視覚的にわかる。圧力の振動が見られず、ランプ面での衝撃波の位置が適切に調整され、安定的に運転がなされているため、II型格子では定常亜臨界状態が維持されていると考えられる。

I型格子の擬似超臨界状態とII型格子の定常亜臨界状態は見た目の上では似ているが、インテーク内部の流れ場には違いがみられる。I型格子でのMach数コンター(図10)とII型格子のMach数コンター(図12)とを比較すると、インテークのスロート下流の第三ランプ下の流路が、擬似超臨界状態(I型格子=図10)では超音速であるのに対し、定常亜臨界状態(II型格子=図12)では亜音速になっている。このI型格子の結果に現れた超音速の部分の存在が、背圧の変化がランプ面の衝撃波に伝わるのを阻むことで、全圧回復率に関わらず流入流量が常に一定になっていると考えられる。

インテークの後ろのダクトの体積により、定常亜臨界状態になる解（Ⅱ型格子）と、亜臨界状態になれず、振動する解（Ⅰ型格子）の二つが存在することを、計算結果は示唆している。この二つの主な違いはダクト体積の大きさであるので、インテークの第一スロートからフローラグのスロートまでの部分の体積  $V$  も、バズが発生する条件に関わっていることが予想される。

### 3. 3 インテークバズサイクル

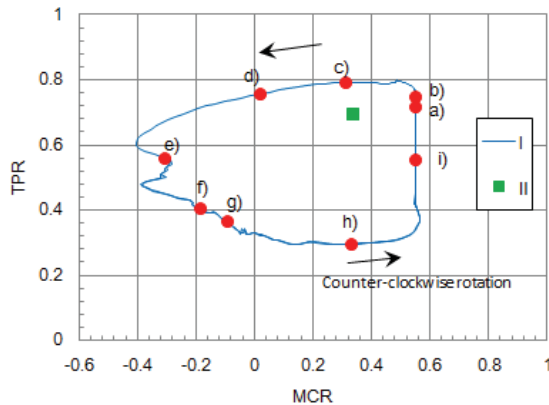


図 13 CFD I の性能曲線 (MCR:Plane 1, TPR:Plane 2)

CFD により求めた圧力振動中の性能曲線を図 13 に示す。図中の「Ⅰ」がⅠ型格子での計算結果を示し、「Ⅱ」がⅡ型格子での計算結果を示している。これまでの図と同様に、a)から i)の記号は、図 9, 図 11, 図 14 と対応している。

インテークバズが発生している間、性能曲線は反時計回りの曲線を描く。流量捕獲率が負になる領域では、逆流が生じている。流量捕獲率は、図 8 に示した Plane 1 で示した断面を通過する流量から算出したもの、つまりインテーク入口断面を通過する流量にあたる。全圧回復率については、Plane 2 を通過する空気で計算したものである。

図 14 は、CFD の結果を水平方向絶対流速  $u$  について可視化している。a)を見ると、インテークカウル前に衝撃波が吐き出されており、一見亜臨界状態であるかのように見える。しかし、第 2 ランプの下にショックトレインが見えることからわかるように、部分的に超音速流れが生じており、擬似的な超臨界状態にある。a)の状態から、ダクトに空気がたまり圧力上昇が起きることで、b)の状態に終端衝撃波が前進する様子が描かれている。

仮想スロートから排出される空気の流量は、仮想スロートで流れがチョークしているとする、実験によって求まる係数  $\alpha$  と仮想スロート面積  $A^*$  を用いて、

$$\dot{m} = \alpha P_0 A^* \sqrt{\frac{\gamma}{RT_t} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3)$$

と表される。通常、仮想スロートの面積、全温度は一定であるので、流量は全圧に比例する。衝撃波のスロートへの移動に伴う全圧回復の上昇により、仮想スロートからの流出流量も上昇する。一方で、インテークが超臨界状態であるか、擬似超臨界状態であると、流入流量は一定に保たれる。衝撃波がスロートに到達して b) のような状態になると、全圧回復が擬似超臨界状態の中で最大になる（臨界状態）。もし、この時に仮想スロートからの流出流量が、捕獲流量に追いつかない場合、擬似超臨界状態の崩壊が始まり c) のようになる。この時、カウル先端からスロートにかけての流れ場が、a), b) では、下流の影響を受けずに不変であったが、c) では第 2 ランプ上の衝撃波の移動に伴い変化が生じている。

第 2 ランプ上の衝撃はさらに前進し、d) の図のようにインテークにほとんど空気が流入しなくなる。さらに衝撃波

が前進し、第 1 ランプ先端まで到達すると、逆流が発生する (図 e))。

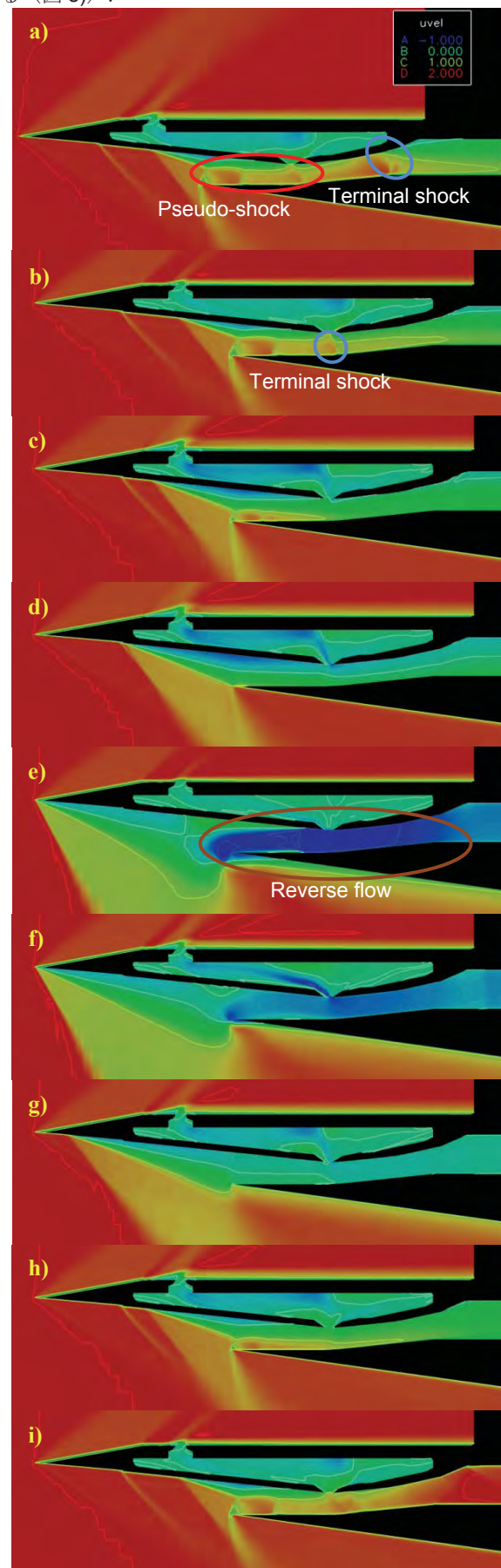


図 14 インテークバズサイクル (CFD)

逆流により、ダクト内の圧力が十分下がった後、第1ランプ先端まで移動していた衝撃波は、g)にあるように後退し始める。インテークに空気が流入し始め(図h)、衝撃波が十分後退すると、i)にあるように再び疑似超臨界状態に戻る。

一般的なインテークバズでは、図3d)のように衝撃波が吹き出されて亜臨界状態になったとしても、流量捕獲量が減るだけであると考えられていた。衝撃波が吹き出された結果、逆流が生じているということが本計算で明らかになった。

CFDの結果より、衝撃波の三叉点により生じるせん断層が、インテークに流入していることは認められなかった。したがって、本実験で計測されたインテークバズは、Ferri型バズとは明らかに原因が異なるため、Dailey型バズと考えられる。

#### 4. 結論

超音速インテークにおけるCFD解析を行い、Dailey型インテークバズが数値的に再現された。インテークバズサイクル中の圧力、流量などが得られ、以下の結論を得た。

1. 超音速風洞実験で得られた支配周波数**26.24[Hz]**、圧力振幅**74.85[kPa]**に対し、数値解析では**23.37[Hz]**、圧力振幅**104.0[kPa]**が得られた。
2. インテークバズサイクル中で、逆流が発生している様子が捕らえられた。
3. 亜臨界状態の衝撃波の配置でありながら、インテーク内に超音速で空気が取り込まれ、背圧の変化に関わらず、流入空気流量が一定になる状態(疑似超臨界状態)があることがわかった。
4. インテーク後ろのダクトの体積の値が十分小さいとき、体積が大きい場合はインテークバズが発生するスロットリングでも、バズが発生しないことがわかった。そのとき、ダクトの体積が大きい場合と小さい場合で、衝撃波の配置が異なるモードがあることも判明した。

#### 参考文献

- (1) Dailey, C.L., "Supersonic Diffuser Instability", Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1954
- (2) Newsome, R. W., "Numerical Simulation of Near-Critical and Unsteady, Subcritical Flow", AIAA Journal, Vol.22, No.10, 1984, pp.1375-1379
- (3) Lu, P.-J., and Jain, L.-T., "Numerical Investigation of Inlet Buzz Flow", Journal of Propulsion and Power, Vol. 14, No.1, Jan. Feb. 1998, pp.90-100
- (4) 西沢宇一ほか, "外部圧縮型インテーク周りにおける衝撃波の振動現象", 日本航空宇宙学会第37回流体力学講演会(2005-9, 千葉大学, 千葉)
- (5) Trapier, S., et al., "Delayed Detached Eddy Simulation and Analysis of Supersonic Inlet Buzz", AIAA Journal, Vol.45, No.9, 2007, pp2273-2284
- (6) Fujita, K., et al., "Aerodynamics of Pre-Cooled Turbojet Engine Demonstrator Using High-Altitude Balloon", 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-08-009, 2008
- (7) Nakayama, T. et al., "An Experimental Study on Inlet Buzz Characteristics", AJCPP2010-027, 2010
- (8) Watanabe, T., "Effect of Sidewall Configuration on Aerodynamic Performance of Supersonic Air-intake", JAXA Research and Development Report JAXA-RR-03-009, 2004



# スクラムジェットエンジンにおけるストラット後縁形状 決定法に関する検討

佐藤 茂（宇宙機構角田）、渡邊孝宏（日立東日本ソリューションズ）、福井正明（スペースサービス）  
宗像利彦（日立東日本ソリューションズ）

## Consideration on Defining Strut Tail Shape in a Scramjet Engine

by

Shigeru Sato (JAXA Kakuda), Takahiro Watanabe (Hitachi East Japan), Masaaki Fukui (Space Service)  
and Toshihiko Munakata (Hitachi East Japan)

### ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using Ram Jet Engine Test Facility (RJTF) et al. The engine performance tested at the flight condition of Mach 6 in RJTF showed very important characteristics depending on internal geometry. The authors found in the result of CFD research that there was a hot area caused by 3-dimensional interaction of the shock wave from cowl leading edge and the shock wave from strut leading edge and that the area “hot triangle” contributes to intensive combustion transition. Two engine configurations are compared to the engine configuration with 5/5 height strut that showed good thrust performance in the engine test. One is a configuration with tail-tapered strut (5/5 height) that are intended to reduce the engine inflow drag first, and the other one is a configuration with boat-tail strut (5/5 height) that has a finite width at its tail edge to produce fuel residence time in the recirculation region after itself. CFD is carried out in the case of the two configurations to solve the inner air flow, and the drag and the residence time are made clear. It is found that the configuration with boat-tail strut not only can reduce the drag but also produce the finite residence time in the recirculation region.

### 1. 始めに

宇宙航空機（スペースプレーン）実現の要とされているのが空気吸い込み型超音速燃焼エンジン（スクラムジェットエンジン）であり、欧米を始めロシア、豪州、中国、韓国等で基礎的研究から試験飛行まで幅広い研究が進められている。我が国でも広範に研究が進められており、特に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の時代から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>。過去にも諸国によるストラットの空力的効果の研究を踏まえCFDによる部分的検討を行い衝撃波等の構造を調べた<sup>(11)</sup>。また、中村らはスクラムジェットエンジン内部流に於ける衝撃波と保炎の関係を指摘している<sup>(12)</sup>。佐藤らは角田宇宙センターにて実施されて来た飛行マッハ6条件のスクラムジェットエンジン試験結果を基にCFD援用にてエンジン内の流れの精査を進める過程で

高温三角域の概念を立てた<sup>(13)</sup>。

高温三角域とは、スクラムジェットエンジンに於いて発生推力の小さな弱燃焼から発生推力の大きな強燃焼への円滑な移行を促進する効果を発揮するエンジン内部流の温度分布である。これはスクラムジェットエンジンの矩形断面を構成する部材の一つであるカウルと、エンジン内部に取り付けられるストラットの各々の前縁から生ずる衝撃波の三次元的重合によって形成される。詳細は文献<sup>(14)</sup>に示す。このカウルとストラットの内ストラット側の位置や形状を工夫することにより、エンジン内の抗力増加を抑えつつ高温三角域の効果を引き出し得る。今日までも何通りかの形状を考案し、エンジン試験結果とCFD結果とを対比しながら、より適切な形状とその決め方を追求している<sup>(15)~(20)</sup>。ストラットの後縁の形状を工夫し、高温三角形を維持し且つエンジン内部抗力を下げると共に燃料の滞在時間を確保する形状を考案することが必要である。

佐藤らはストラット前縁位置の決定には高温三角域の形成が必要条件と考える。これがストラット前縁位置の決定法になり得る。前縁位置の決定法が定まれば、次は後縁の位置と形状の決定法が必要である。その決定法を

定めるべく検討を進めているが、その過程で一定の案が形成できたので今回提示する。

## 2. 計算対象及び計算方法

### 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。これは当機構角田ラムジェット試験設備 (RJTF) にてエンジン試験に供した形態<sup>(1)</sup>である。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。矩形断面は両側板、天板、カウルの4枚より成る。分離部の出口には側板及び天板に後ろ向きの段差があり、側板の段差の下流32mmの所が燃料噴射孔12本の並ぶ位置に当たる。ストラットはインレットから燃焼器拡大部に掛けて装着する。その高さは側板と同じであり『5/5高さ』と記す。飛行条件はマッハ6相当 (エンジン入口マッハ数5.3)、総温1500K、機体下面境界層込み等とした。これら条件は当宇宙機構角田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。

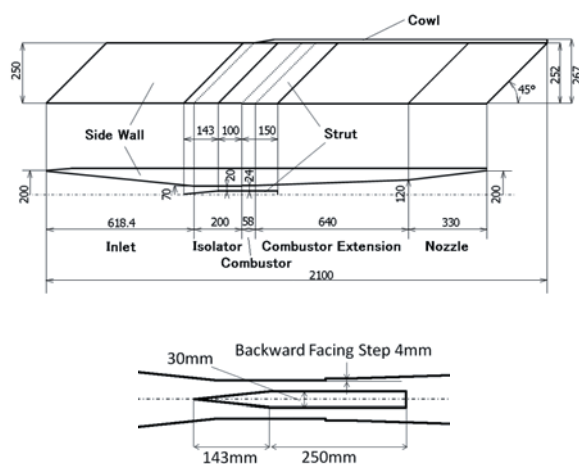


Fig.1 Scramjet engine configuration for experiment and CFD and horizontal cut of the strut.

### 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截を対象とし、格子数は最大408×113×95 (約438万)、対流項評価の数値流束はAUSM-DV-EF法、制限関数は最高三次精度、時間積分は陰的解法、乱流モデルはBaldwin - Lomaxである。エンジン側の条件は、燃料流量0g/s、等温壁 (275K : 主流温度) 仮定とした。図2に計算領域及び格子を示す。

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』 (平成20年度運用終了)、及び同機構の統合スーパーコンピュータ『JSS』 (平成21年度から本格稼働) を用いた。

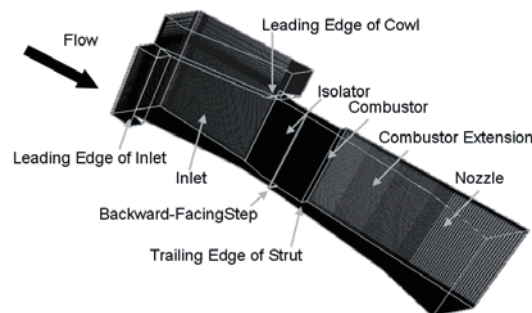


Fig.2 Engine model and computational grids.

## 3. 計算結果

上記5/5高さストラット形態<M6S43試験>の気流条件CFD結果を示す。尚、エンジン試験結果とCFDの対比は既に文献<sup>(13)</sup>で述べており、良好な一致が得られていることを確認済である。

図3に気流条件下の高温三角域の鳥瞰図を示す。図に於いて気流は左上から右下の方向に向かう。下が天板、上がカウルである。天地逆に置いたエンジンを後上から見た姿である。カウル前縁から発生する衝撃波とカウルに挟まれた領域に高温部分が赤い三角形に生じている様子が分かる。これが高温三角域である。また、この高温三角域が、側板段差下流に設置されている燃料噴射孔列のカウル寄りの数本を覆っていることも見て取れる。

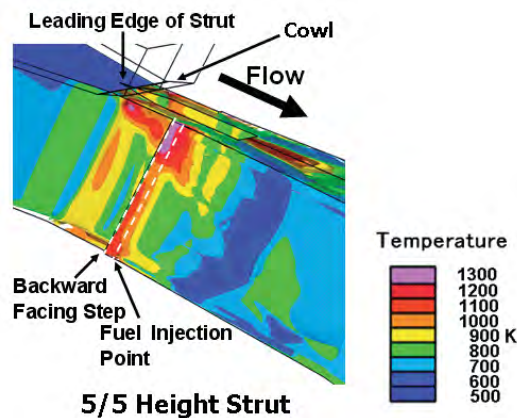


Fig.3 The hot triangle in the configuration with 5/5-height strut in bird's eye view.

次の図4に側板段差下流再循環域に於ける燃料の滞在時間の分布図を示す。カウル寄りの箇所で長い滞在時間となっている。

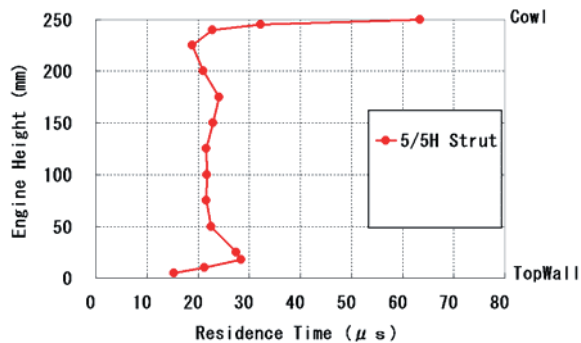


Fig.4 Residence time in the engine with 5/5-height strut.

#### 4. 比較形状

上記のM6S43試験のエンジン形態を比較対象の基準とし、CFDにて二形態：①後部テーパ付きストラット形態、②後部ボートテイルストラット形態を用意し得失を検討する。

##### 4-1 後部テーパ付きストラット形態

図5にストラットの後部を完全な楔形とした『後部テーパ付きストラット形態』を示す。M6S43試験のストラットの後端を完全な楔形とし、圧力抗力の低減を第一としたものである<sup>(18)</sup>。抗力削減の見地からは望ましいが、ストラット後縁下流域で燃料の滞在時間を確保するには必ずしも適切な形態ではない。比較検討の一過程と位置付ける。ストラット後部の形状以外は上のM6S43と同一である。

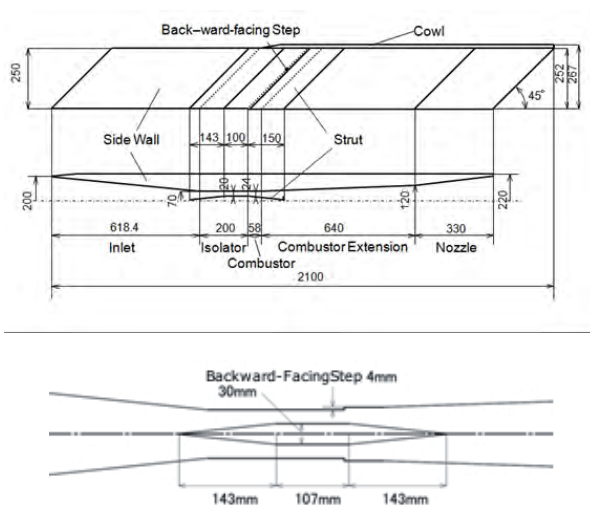


Fig.5 Engine configuration with tapered tail strut and horizontal cut of the strut.

この形態の高温三角域を図6に示す。M6S43試験とほぼ同等のものが形成されている。また図7に側板段差再循環領域に於ける燃料の滞在時間を示す。先のM6S43試験のものと同等である。

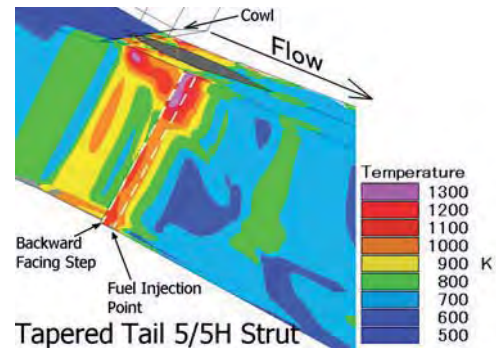


Fig.6 The hot triangle in the configuration with tapered-tail strut in bird's eye view.

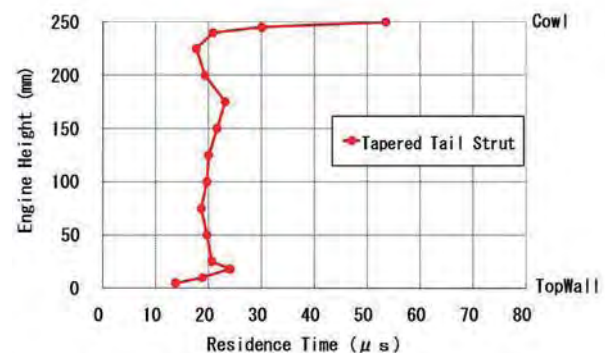


Fig.7 Residence time in the engine with tapered-tail strut

表1に各形態の抗力を示す。この後部テーパ形ストラット形態では、後部形状を楔形としたことで、ストラット部分の圧力抗力が下がり、一方でストラットが長くなったことで、摩擦抗力が若干増えるが、差し引き合計でエンジン全体の抗力がM6S43試験のエンジン形態に対して86%となり14%の減となる。後縁部分の形に起因して発生する抗力の減少を図るとすると、この水準まで下げ得る。

しかし、この後部形状のままではストラット後流に於ける燃料の滞在時間が確保できないので、後部の楔をテーパの途中位置で切り取る必要が有る。その形態が次の4-2節に示すものである。



Table 1 Comparison of drags between the proposed configurations with struts; 5/5 Height(M6S43), Tapered Tail and Boat Tail.

|                                | 5/5H Strut (M6S43) |                  | 5/5H Tapered Tail strut |                  | 5/5H Boat Tail strut |                  |
|--------------------------------|--------------------|------------------|-------------------------|------------------|----------------------|------------------|
|                                | Pressure Drag[N]   | Fraction Drag[N] | Pressure Drag[N]        | Fraction Drag[N] | Pressure Drag[N]     | Fraction Drag[N] |
| Inlet                          | -457.57            | -117.35          | -460.32                 | -117.24          | -460.28              | -113.88          |
| Step                           | 48.67              | -0.02            | 47.36                   | -0.02            | 47.24                | -0.02            |
| Strut                          | -324.31            | -15.98           | -162.64                 | -16.82           | -201.7               | -13.31           |
| Combustor Extension and Nozzle | 420.23             | -130.22          | 353.5                   | -129.52          | 365.32               | -128.33          |
| Outside of Side Wall           | -54.1              | -6.38            | -54.74                  | -6.34            | -54.73               | -6.35            |
| Outside of Cowl                | -24.63             | -1.09            | -25.04                  | -1.04            | -24.99               | -1.06            |
| Sub Total                      | -391.71            | -271.04          | -301.88                 | -270.98          | -329.14              | -262.95          |
| Total                          |                    | -662.74 (100)    |                         | -572.86 (86)     |                      | -592.09 (89)     |

#### 4-2 後部ボートテイル形ストラット形態

上の後部テーパ形の改良型である。図8に示す。後部テーパ付きストラットの後部を一定位置で切り取り、ストラット後縁下流域に燃料滞在時間の確保を図ったもので、ストラット後部を船尾形（ボートテイル形）にしたストラット形態である。尚、後縁の半値幅は約10mmである。

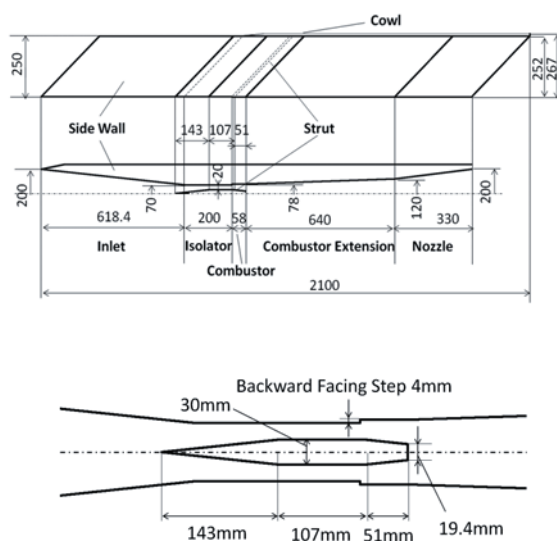


Fig.8 Engine configuration with boat-tail strut and horizontal cut of the strut.

まず、高温三角域を図9に示す。M6S43試験の形態と同等のものが形成されていることが確認できる。

また、側板段差下流の再循環領域内の滞在時間を図10に示す。これもM6S43と同等のものが確認できる。強燃焼移行も円滑であることが期待できる。

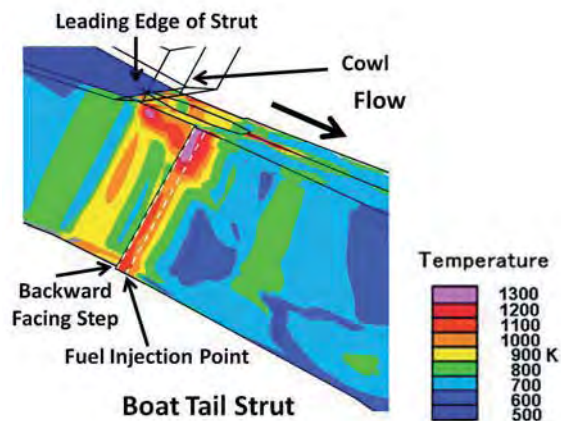


Fig.9 The hot triangle in the configuration with boat - tail strut in bird's eye view.

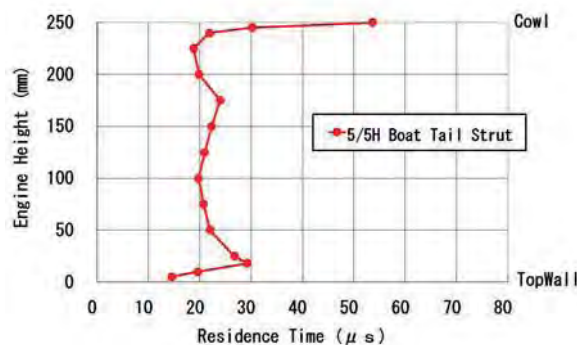


Fig.10 Residence time in the engine with boat-tail strut

この後部ボートテイル形ストラット形態各部の各抗力を先の表1に併せ示す。上述の後部テーパ形に比べ、ストラット部分の圧力抗力が若干増えたが、摩擦抗力が少し減り、全体の抗力は微増となった。しかし、比較対象基準のM6S43試験エンジン形態に比すれば、全体の抗力が89%となり、後部を完全に楔形としたものの程は抵抗減とはならないものの、ストラット後流に一定の再循環域を形成しつつ、全体の抗力は11%の減となる。この分はそのまま正味推力の増となる。

次の図11には、後部ボートテイル形ストラットの後流域に於ける燃料滞在時間を示す。縦軸は天板からカウルまでの距離、横軸は滞在時間である。再循環域に於ける滞在時間は概ね100 μ secから200 μ sec程度であり、側板段差下流の再循環域のそれと同等か上回る値である。着火及び保炎等に有利な環境が期待できる。

滞在時間の値はカウル寄りで大きくなると予想していたが、CFDから算出した結果は途中部分が突出した分布であった。何故ここだけ突出するのかこの流れ場の構造を更に詳しく調べる必要が有る。

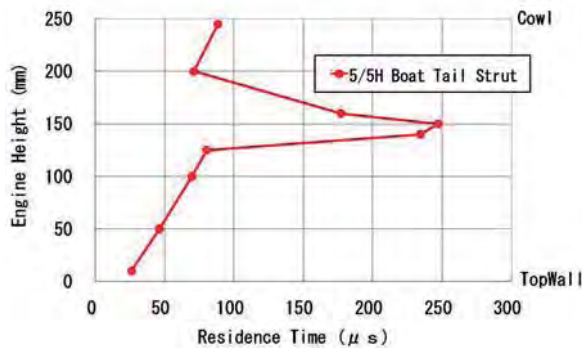


Fig.11 Residence time behind the boat-tail strut.

次の図12に5/5高さストラット後縁域に於ける滞在時間を示す。図11のボートテイルストラット形態のものに比して全体的に低く平たい分布であり、滞在時間が100  $\mu$  secには届いていない。

こうした違いは、この5/5高さストラットは全長が長く、後縁位置がボートテイルストラットよりも92mm下流にあり（図1及び図8参照）、後縁の流れ場に於ける衝撃波の構造等が異なっていること、特に再付着位置までの距離差から来るものである。

十分な滞在時間を確保するという見地からは先のボートテイルストラット形態の方が有利であると考え。

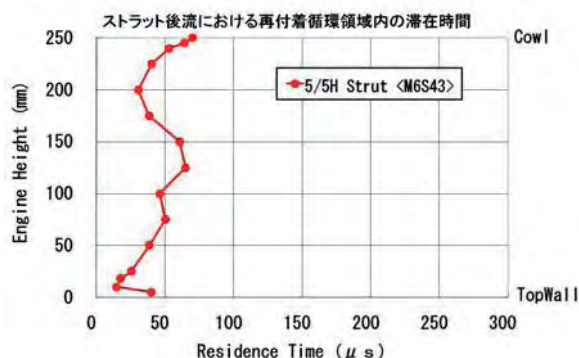


Fig.12 Residence time behind the 5/5-height strut.

## 5. 検討

このボートテイルストラット形態では何が改善されているのか次に整理する。

### 5-1 高温三角域の確認

上述の図9から高温三角域の形成はM6S43試験のものと同等ものが形成されていることが確認されている。エンジンの前半分が共通であるので当然のことではあるが、強燃焼への円滑な移行を担保する観点から重要である。

### 5-2 滞在時間の確保及び抵抗の最小化

滞在時間に就いては、側板段差下流再循環域に於ける

滞在時間を図10にて確認する。これもM6S43試験のそれと同等である。

それに加えて今回の提案形状はストラット後流域でどの程度の滞在時間が確保できるかが重要である。図11に示した通り、CFDから算出した値では100  $\mu$  secから200  $\mu$  sec程度に及ぶものである。側板段差の下流再循環域とはほぼ同等かそれ以上の滞在時間となっている。ストラットの後端をどこで切り取るかは、この領域での燃料滞在時間を判断材料として決めることとなる。

次に抗力であるが、表1での比較により後部テーパ付きよりも増えたものの、5/5高さストラット形態よりは小さい。抵抗の抑制が図られている。

ストラットの後縁形状の決め方の一案として本件の様に一定後流滞在時間の確保の上で形状を抗力の最小となる様に定めるものが示せる。

### 5-3 ボートテイル形状としたことに依る利点

高温三角域はM6S43試験と同等のものが形成されていることから、強燃焼移行性は確保されているものと判断できる。

抗力については、後縁全体を楔形の『後部テーパ付き』とした所、全体の抗力は86%に下がった。その後縁の楔を切り取り有限の後縁幅を設けた所、全体の抗力は若干増えて89%となった。しかし、元のM6S43試験エンジン形状に比して89%であるから、約10%の内部抵抗減であり、その分は正味推力の向上に貢献する。

### 5-4 ストラット後縁の位置の決め方

エンジン自身の表面摩擦を押さえるには、言う迄もなくストラットの長さは可能な限り短い方がよい。部材の長さを短く出来れば、エンジン自重の低減にも資する。その為には最低限まで詰め得る位置の取り方を概念化する必要が有る。

今回の試みでは、ボートテイルストラット形状としたことでストラットの後流域に十分な滞在時間を確保し得ることが分かった。衝撃波構造と滞在時間の関係を更に精査する必要が有る。

一方で、エンジンの発生推力を増進するには、強燃焼条件下でエンジン後半（燃焼器平行部・燃焼器拡大部・ノズル部）の圧力分布を高く取る必要があるが、しかし一定の圧力値<sup>(1)</sup>以上になると天板壁面で流れの剥離を誘発し、エンジンが不始動に陥り、発生推力が0となる。エンジンの作動域を高当量比まで拡大するには、この不始動を回避するか抑制する必要が有る。

エンジン後半の圧力上昇を抑制するには、燃焼器平行部辺りから圧力上昇を緩和する仕組み、例えば流路形状の拡大や膨張波の入射と言った方策が有効と考えられる。

例えば、ストラット後縁から膨張波が発生するので、その膨張波が強燃焼による圧力上昇を緩和する方向に作用する様に、ストラット後縁とエンジン燃焼器拡大部起点との相対的位置関係を考える必要が有る。

ストラット後縁から生ずる膨張波の先頭波がどこに入射するかを検討することでストラットの後縁位置を定め、これを出発点として考え方を深化させる必要が有る。

## 6. 終わりに

発生推力の大きな強燃焼への移行が円滑なエンジン形態を対象としてストラットの後縁形状の決定法について検討した。今回はストラット後縁下流域の滞在時間、抗力の観点から検討を進めた。

- 1) 単にストラット抗力を最小化するには後縁も楔形とするのが良いのは自明であるが、燃料の滞在時間を確保するには一定の断面位置で切り落とす必要が有る。今回提案した形状では後縁半値幅が約10mmで同後流における滞在時間は最大200  $\mu$  sec程度であった。
- 2) 楔形後縁を一定位置で切り落としたので、完全な楔形とするよりはエンジン全体の抗力は増加したが、単純矩形後縁のM6S43試験エンジン形態よりは小さく押さえることが出来、合計の抗力で89%に押さえ得る。

この形状であれば、M6S43試験と同等の推力性能を発揮し且つエンジン抗力が低下することが期待でき、正味推力の増大の可能性が有る。今後この形態を基に性能計算を進める。

## 謝辞

角田から調布の統合スーパーコンピュータJSS (JAXA Supercomputer System) の遠隔利用には角田計算センター高橋正晴氏の支援を得た。紙面を借り謝辞申し上げる。

## 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：M8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誌，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) Hasegawa, S. et al. : Aerodynamic Analysis of Scramjet Engines under the Fight Condition of Mach 6, AIAA Paper 2002-5128, 2002.
- 12) 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.
- 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) Sato, S. et al. : Investigation on 3-Dimensional Effect of Shock Waves caused by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA Paper 2010-7037, 2010.
- 15) 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20年度衝撃波シンポジウム，平成21年3月.
- 16) 佐藤茂他：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，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論文集，平成22年2月，pp. 33—38.
- 17) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジンにおけるストラットの活用と抵抗軽減に関する検討，日本航空宇宙学会北部支部講演会，平成22年3月.
- 18) 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ストラット形状の検討，平成21年度衝撃波シンポジウム，平成22年3月.
- 19) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン内に形成される衝撃波の効果に関する考察，第42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2010論文集，平成23年2月，pp. 125—130.
- 20) Sato, S. et al. : Applications of 3-Dimensional Effect of Shock Waves caused by a Strut-Cowl System in a Scramjet Engine, AIAA Paper 2011-2314, 2011.



# アベックスフェンスを装備したデルタ翼の渦構造

板倉嘉哉<sup>†</sup>, 小川秀介  
千葉大学教育学部

## Flow-field Structure of Delta Wing with Slotted Apex Fence

by  
Yoshiya ITAKURA<sup>†</sup> and Syusuke OGAWA (Chiba University, Faculty of Education)

### ABSTRACT

Slotted apex fences are applied to improve low-speed aerodynamic characteristics of 60 deg. delta wing model. The longitudinal forces and moment acting on the thin delta wing with apex fences (Apex fences are hinged to the delta wing upper surfaces along the leading edges at angles of 45, 90 and 135 degrees.) are measured by using universal multi-component sensor and static pressure distribution on the upper surface is also measured by using pressure transducer with pressure scanner. Smoke flow visualization and the light sheet technique are being used to obtain cross sectional views of the fence induced vortices. Combination of pressure distribution maps and image of vortices provide information on the three-dimensional nature of the flow field structure induced by slotted apex fences.

### 主な記号

$C_A$  : Axial force coefficient (Body axis)  
 $C_N$  : Normal force coefficient (Body axis)  
 $C_p$  : Static pressure coefficient  
 $S_f$  : Fence area,  $m^2$   
 $S_w$  : Main wing area,  $m^2$   
 $\Delta C_A$  : Axial force increment ( $\Delta C_A = C_A - C_{A, \text{Fence off}}$ )  
 $\Delta C_N$  : Normal force increment ( $\Delta C_N = C_N - C_{N, \text{Fence off}}$ )  
 $\alpha$  : Angle of attack, degrees  
 $\delta_f$  : Fence deflection angle, degrees

### 1. 緒論

長距離旅客需要が増大することが予想され、これに対処し得る高速大量輸送手段として次世代超音速輸送機開発の機運が世界的に高まりつつある。その実現に向けて克服すべき技術的課題は多々あるが、その一つとして、低速域での空力特性を改善する高揚力装置の開発が挙げられる。超音速輸送機に採用されるアスペクト比の小さいデルタ翼は、衝撃波による造波抵抗を低減できるため、超音速巡航に有利であるが、離着陸等の低速飛行時の空力特性には揚力傾斜小さい等の問題点がある。そのため、低速域における空力特性の改善を目的に、様々な高揚力装置が考案されており、我国においても、宇宙航空研究開発機構(JAXA)と東京大学の共同研究<sup>1)</sup>としてボルテックスフラップの有効性が検証されており、実用化へ向けて成果を上げている。

デルタ翼用高揚力装置としては、低迎角時に如何にして翼面上に強い渦を形成させるかが鍵となるが、その一つの試みとしてアベックスフェンス<sup>2)</sup>がある。アベックスフェンスとは Fig. 1 のようにデルタ翼頂点領域の前縁近傍に、三角形の小翼(フェンス)を装着するものであり、フェンスの存在により強力な渦対が誘起され、翼上面頂点領域に強い負圧を生じさせる働きがある。この負圧領域の発生により、低迎角域においても揚力の増大のみならず大きな機首上げモーメントが発生し、離着陸時における後縁フラップ展開による機首下げモーメントをトリムできる可能性もある。また、大迎角ではフェンスに誘起される渦は弱まり負圧も減少し、機首上げモーメントは小さくなる。このような空力特性は、飛行の安定という観点からも望ましいと考えられている<sup>3)</sup>。しかし、フェンス装着により主流方向への投影面積が増大し、抵抗の著しい増加<sup>4)</sup>が確認されており、アベックスフェンスの実用化には、抵抗の増加を抑え、いかにして揚抗比を改善するかが課題となる。そこで、筆者らはアベックスフェンス最大の欠点である投影面積の増大に起因する抵抗増加を抑えるべく、従来のフェン

スに改良を加えたスロットッドアベックスフェンス<sup>5)</sup>を提案し、その空力特性を解明してきた。スロットッドアベックスフェンスとは、フェンスに隙間(スロット)を設けることにより抵抗の増加を極力抑えることを期待するものである。しかし、スロットを通過する流れとフェンス渦が干渉し、空気力の測定だけでは十分に説明できない現象が確認されており<sup>6)</sup>、スロット貫流がフェンス渦の構造に与える影響等について詳細に検討する必要がある。

そこで、本報告ではこのスロットッドアベックスフェンスを装備したデルタ翼を対象として、フェンスの有効性、スロットの有無、フェンス形状及び取り付け角の変化が翼面上の静圧分布及び渦構造に与える影響に着目して風洞実験を実施し、これまでに得られた空力特性を、翼面上の静圧分布及び渦構造の視点から検証することを目的とした。

### 2. 風洞試験の概要

空気力測定に使用した主翼模型を Fig. 2 示す。模型は全アルミニウム製で、最大翼弦長 130 mm, 最大翼幅 150 mm, 翼厚 3 mm, 後退角 60°, アスペクト比 2.3 で、前縁は 45°のエッジ形状になっている。翼上面頂点領域には Fig. 3 に示すフェンスが装備されており、スロット無し形態 Type-IA, スロット付き Type-IB (スロット面積比 25%) 及び Type-IC (同 50%) と Type-I 系列の底辺を 2 倍、高さを 1/2 倍とした Type-II 系列フェンスも用意し、合計 6 形態のフェンスを実験に使用したが、代表的な結果のみを報告する。各フェンスの寸法を Table 1 に示す。また、フェンスの取り付け角の影響を見るために、フェンスを主翼に対し 45°, 90°及び 135°に装着した。縦三分力試験では、主流風速は 23m/s (最大翼弦長基準で  $Re=2.04 \times 10^5$ ) に設定し、迎角を -5°~40°に変化させて力測定を実施した。

Table 1 Fence configuration.

| Type | Dimensions   | Area ratio, $S_f/S_w$ (%) |
|------|--|---------------------------|
| IA   | Width, $W=40\text{mm}$ ,<br>Height, $H=15\text{mm}$  | 6.0                       |
| IB   |  | 4.5                       |
| IC   |  | 3.0                       |
| IIA  | Width, $W=80\text{mm}$ ,<br>Height, $H=7.5\text{mm}$ | 6.0                       |
| IIB  |  | 4.5                       |
| IIC  |  | 3.0                       |

模型は翼後端に接続した十分な剛性を有する長さ 300mm, 直径 10mm の SUS 製支柱により風洞内でスティング支持され、その後端に接続された汎用 6 軸力覚センサー(ニッタ株式会社, IFS-20E12A15-I25-EX)により空気力を計測した。

<sup>†</sup> E-mail: y\_ita@faculty.chiba-u.jp

得られた空力データから空力係数算出においては、座標軸に機体軸系( $C_N$ ,  $C_A$ )を採用し整理した。これは、機体軸系を採用することにより、フェンス取り付け角が  $90^\circ$  の場合、法線力は翼面上の静圧分布の積分値に、軸力は主にフェンスに作用する圧力抵抗に依存することになり、その発生源を分離することが可能となるからである。

デルタ翼上面における縦渦発達の様子を調べるための渦断面の可視化では、風洞吹き出し口近傍に流動パラフィン塗布したニクロム線を設置し、スモークワイヤ発生装置(菅原製作所, MS-405)により線状煙を発生させ、主翼に対して垂直に照射したレーザーシート光により渦断面を可視化し、高速度カメラ(Ditect 社, HAS-220)で記録した。なお、可視化実験では、主流風速を  $3\text{m/s}$  (最大翼弦長基準で  $Re=2.7 \times 10^4$ ) に設定した。

翼面上の静圧分布測定では、Fig. 2 と同一外形をした主翼模型に SUS パイプ (外径  $0.8\text{mm}$ , 内径  $0.5\text{mm}$ ) 209 個を主翼に埋設し、各圧力孔からビニールチューブで導かれた静圧を圧力スキャナ (SCANIVALVE 社) で切り替え、圧力センサー、歪増幅器及び A/D 変換器を介してパーソナルコンピュータに取り込み、データ処理され静圧係数分布としてコンピュータグラフィックスにより可視化した。

### 3. 結果及び考察

#### 3.1 スロットの影響

##### 3.1.1 軸力特性

Fig. 4 に Type-I 系列フェンスを  $90^\circ$  に取り付けけた場合の、法線及び軸力の特性を示す。フェンス無し形態の場合、軸力は翼表面上の粘性による摩擦力によるものが支配的となるが、フェンスを装着すると、投影面積の増大に伴い、エアブレイキと同様な作用による圧力抵抗が支配的となる。Fig. 6-A の 25%C における可視化結果からも、フェンス背後に強い渦が誘起されており、渦の負圧が軸力の増大をもたらしていることがわかる。一方スロット付きである Type-IB 及び IC の軸力増加は全迎角範囲で著しく抑えられており、スロット無し形態に対して Type-IB で約 70%, IC では約 60%に軸力が低下している。スロットによる軸力増加抑制の有効性が確認できる。

##### 3.1.2 法線力特性

まず Fig. 4 の  $C_N$ - $\alpha$  曲線により、スロットの存在が法線力特性に与える影響を概観する。 $15^\circ$  以下の低迎角領域でも、フェンスにより誘起された渦により法線力は増大しており、高揚力装置としての効果を確認することができる。しかし、迎角が上昇し  $16^\circ$  以上になるとフェンス無し形態の方が法線力は増大することになる。これは、迎角の増加とともに、フェンスが主流に対して主翼後方に位置するようになり、誘起されるフェンス渦が徐々に弱まるからである。また、図からは判別しにくい、Type-IB フェンスでは迎角  $15^\circ$  近傍で迎角に対して平坦な法線力特性を示しており、スロットを貫く流れがフェンス渦と干渉していることが考えられるが、この様な特性となる原因を空気力の測定から説明することはできない。さらに迎角を増していくと  $30^\circ$  近傍で失速を迎えるが、フェンス付全形態で失速角がフェンス無しよりも低下する傾向が観察され、フェンスの存在が翼面上に形成される渦の崩壊を促進するものと考えられる。

次に、スロットによる法線力増大効果の詳細を比較するために、フェンス無し形態からの増分を示したものが Fig. 5 である。迎角  $15^\circ$  以下において Type-IA 及び IC フェンスでは法線力の増大効果を確認することができるが、スロット面積の小さい Type-IB ではフェンス無し形態と同程度の法線力しか得られていないのがわかる。また、迎角の増加に伴っては、Type-IA 及び IC では緩やかに増分が低下していくのに対し、Type-IB では迎角が  $15^\circ$  を越えると法線力の増

分は急激に低下しているが、これは前述の平坦な法線力変化部に対応しており、法線力そのものが低下しているのではない。スロット面積の小さい Type-IB フェンスで法線力増大効果が低いのは、フェンス渦の可視化画像及び翼面上の静圧分布から検証することができる。フェンス無し形態では、迎角の上昇に伴い前縁剥離渦は強くなり、主翼頂点領域の負圧は強まる性質があり、迎角  $20^\circ$  における静圧分布である Fig. 9-B-I からも、静圧のピーク値は  $-3.27$  となっている。それに対し、Fig. 6-A の Type-IA フェンス背後では  $-2.0$  まで上昇しており、フェンス無し形態よりも法線力は低下し、迎角  $16^\circ$  以上で大小関係が逆転すると考えられる。また、Type-IB フェンスでは Type-IA に見られるようなフェンス背後で負圧領域が広範囲に形成されることはなく、フェンス先端背後の小範囲で強い負圧領域が観察されるだけである。Fig. 6-B の 25%C 断面での可視化画像より、フェンス上端及びスロット下端から渦が誘起されているのがわかるが、50%C 断面では Type-IA で見られるような明確な渦中心を確認することはできず、下流へ向けて両渦が融合しながら成長する様子を見ることもできない。また、圧力分布からも、渦による負圧領域との境界が不鮮明になっており、渦は存在するものの、かなり乱れた状態であると考えられる。Type-IB フェンスではスロット面積が小さく、そこを貫く流れは絞られ加速し、フェンスにより誘起される渦と干渉するため、下流へ向けての渦の成長を阻害することになり、法線力の増大効果を得ることができないと考えられるが、その詳細な流れ場の解明は今後の課題である。

#### 3.2 フェンス取り付け角の影響

##### 3.2.1 法線力特性

Fig. 7 に Type-IA フェンスにおける法線力増分に与えるフェンス取り付け角の影響を示す。迎角  $10^\circ$  以下においては、フェンス取り付け角によらず、法線力の増加が観察されており、フェンス渦の存在により渦揚力が作用しているのがわかる。また、その大小関係はフェンス取り付け角が  $90^\circ$  で最大の増分を示している。法線力の増加はフェンスにより誘起される渦の強さに依存しており、フェンスが主流に対して直角に近い迎角を持つとき、翼面上に強いフェンス渦が誘起されるからであり、翼面上の静圧分布からも検証することができる。Fig. 9-A-III のフェンス取り付け角  $90^\circ$  の静圧分布では、迎角  $5^\circ$  においてもフェンス背後に低圧領域が形成されており、フェンス渦が誘起されているのがわかる。一方、Fig. 9-A-IV のフェンス取り付け角  $135^\circ$  においては、翼面上に負圧領域は形成されているが、そのピーク値は取り付け角  $90^\circ$  よりも上昇している。主翼頂点領域の圧力分布に着目してみると、フェンス取り付け角が  $90^\circ$  の場合、フェンス渦はフェンス背後の主翼上に誘起され、強い負圧領域を形成しているが、取り付け角  $135^\circ$  ではフェンス上に渦が誘起され、主にフェンス面に負圧領域が形成されていると考えられる。その結果、翼面上の静圧は取り付け角  $90^\circ$  ほどには低下しないのだと考えられる。また、取り付け角  $135^\circ$  においては、フェンスに作用する法線方向分力とフェンス下流の主翼面上に形成される負圧により法線力が増大することになるが、誘起される渦の中心位置はフェンス側面にあるため、フェンスに作用する法線力成分は傾き、 $90^\circ$  ほど法線力の増大には結びつかないと考えられる。

迎角の増加に伴っては、取り付け角  $45^\circ$  では迎角  $10^\circ$  で、取り付け角  $90^\circ$  では迎角  $20^\circ$  で法線力の増大効果は消失している。フェンス取り付け角が  $90^\circ$  以下では、フェンスが主流に対し主翼背後に隠れる迎角域が存在し、それ以上の迎角ではフェンスによる強い渦を誘起できなくためであり、迎角  $10^\circ$  および  $20^\circ$  はそれぞれの限界迎角に対応している。しかし、取り付け角  $135^\circ$  では、迎角に関係なくフェンスが



主流にさらされるため、Fig. 9-B-IV の可視化結果が示すように高迎角においても強力な渦がフェンス面上に誘起され、法線力の増大効果が期待できる。

### 3.2.2 軸力特性

Type-IA フェンスにおける、軸力増加に与えるフェンス取り付け角の影響を Fig. 8 に示す。取り付け角  $90^\circ$  以上で、軸力は著しく増大することになるが、特に  $135^\circ$  でその傾向が強く、迎角  $30^\circ$  以上においてもフェンス無し形態の軸力を上回っている。これは Fig. 9-B-IV からわかるように、取り付け角  $135^\circ$  ではフェンス面上に渦が誘起され、フェンス面に対して垂直方向に力が作用するが、その力は機体軸方向の分力を有するため軸力の増大をもたらす事になる。一方、取り付け角  $45^\circ$  では Fig. 9-A-II 及び 9-B-II の渦構造が示すように、フェンス上面側に渦が誘起され、フェンスに作用する力は推力成分を有することになり、軸力を減少させることになる。この軸力の減少はボルテックスフラップによる推力成分発生と同じ原理によるものと考えられる。

## 3.3 フェンス形状の影響

### 3.3.1 軸力特性

Fig. 10 は取り付け角  $90^\circ$  におけるフェンス形状が軸力の増分に与える影響を示した物である。なお、両フェンスともスロット無し形態である。Type-IA ではエアブレイキ効果が強く、軸力は著しく増大するが、Type-IIA では軸力の増加は抑えられ、スロットを有する Type-IC と同程度になっている。Type-IA と IIA の主翼に対するフェンスの面積比は同じ 6% であるが、フェンス背後の渦構造が軸力の増加に差を生じさせていると考えられる。Fig. 12-A から、両フェンスとも翼面上における静圧の最低値は約 -1.9 とほぼ同程度であるが、フェンス背後の渦捕捉位置が異なっているのがわかる。Type-IA の 25%C 断面では、フェンス直後に渦が捕捉されているのに対し、Type-IIA では渦中心が主翼中心線方向に移動しており、フェンスと主翼の接合部角には二次渦も形成されているのがわかる。その結果、Type-IA のフェンス背面には渦による強い負圧が作用し軸力の増大をもたらすが、Type-IIA では渦がフェンス背面から離れた位置に存在するため負圧も弱まり、Type-IA ほど軸力は増大しないと考えられる。しかし、その確認にはフェンス背面の静圧分布の計測が必要になるが、流れ場の構造を乱すことなく静圧孔を埋設することは難しく、PSP や CFD 等により検証しなければならない。

### 3.3.2 法線力特性

Fig. 11 の法線力増分では、迎角  $10^\circ$  以下で両フェンスとも同程度に法線力は増加しており、高揚力装置としての効果を確認することができる。フェンス形状の違いにより、Fig. 12-A で示される翼面上の静圧分布は異なるが、その積分値

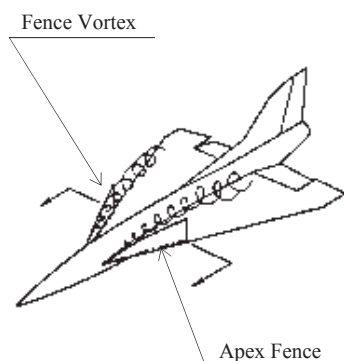


Fig. 1 Apex fence concept.

として得られる法線力は同程度の値となる。しかし迎角の上昇に伴っては、Type-IA では迎角約  $15^\circ$  で、Type-IIA では約  $25^\circ$  でその効果は消失する。前述したように、取り付け角  $90^\circ$  ではフェンスが主流に対し主翼背後に隠れる迎角域が存在し、フェンスに誘起される渦は弱くなる。事実、フェンス無し形態の迎角  $20^\circ$  における静圧分布 Fig. 9-B-I では静圧のピーク値は -3.27 であるのに対し、Fig. 12-B の Type-IA のフェンス背後では -2.0 まで上昇しており、渦強度は低下しフェンス無し形態よりも法線力は低下することになる。一方、Type-IIA フェンスでは、迎角  $20^\circ$  においても母翼頂点領域に非常に強い負圧領域が発生しており、フェンス先端で強い渦が誘起されているのがわかる。Type-II 系列のフェンス先端形状は Type-I 系列よりも鋭く、フェンス渦を弱める作用は低くなるため、高迎角域においても法線力の増大効果が得られるのだと考えられる。

## 4. 結論

抵抗増加を抑え、揚力増大効果を有するスロテッドアベックスフェンスを装備したデルタ翼における、翼面上の静圧分布及び渦構造を風洞実験により明らかにした。その結果を基に、これまでに得られているスロット面積、フェンスの形状及び取り付け角が空力特性に与える影響について、フェンスにより誘起される渦の位置や状態及び翼面上の静圧分布の視点から検証した。

## 参考文献

- 1) 郭東潤, 宮田勝弘, 野口正芳, 李家賢一, 超音速機形態の前縁・後縁フラップの複合効果による揚抗比の改善について, 日本航空宇宙学会論文集第 51 巻, 第 597 号, 2003 年。
- 2) Hoffler, K. D., Rao, D. M. and Frassenelli, M. C., "Basic Studies on Delta Wing Flow Modification by Means of Apex Fence", NASA CP-2416, Oct 1985.
- 3) 石原剛, 綿貫忠晴, 久保田弘敏 他, アベックスフェンス付きデルタ翼の低速大迎角空力特性, 昭和 63 年度科学研究費総合研究(A)回収型宇宙飛行体の低速空気力学総合研究班報告書, 1989 年。
- 4) 板倉嘉哉, 塩家正和, 渦フェンス付きデルタ翼における低速空力特性, 第 32 回流体力学講演会, 2000 年。
- 5) 板倉嘉哉, 曾原恵, 抵抗増加を抑えたアベックスフェンス付きデルタ翼の低速空力特性, 第 34 回流体力学講演会, 2002 年。
- 6) 板倉嘉哉, 宮谷剛史, Slotted Apex Fence 付きデルタ翼の大迎角低速空力特性, 航空宇宙における空力研究シンポジウム, 2004 年。

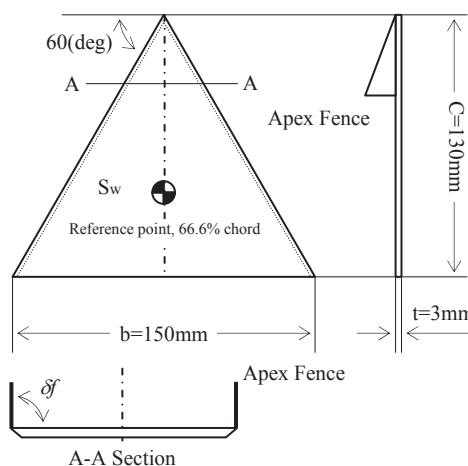


Fig. 2 60-deg delta wing model with apex fence.



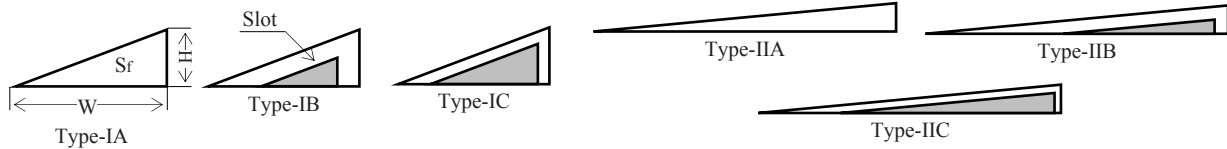
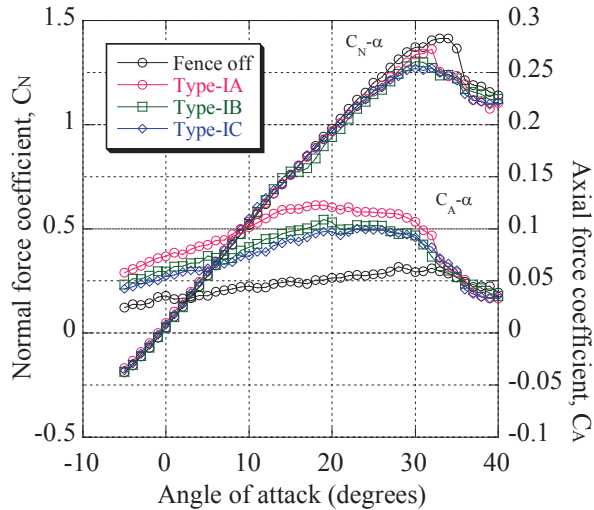
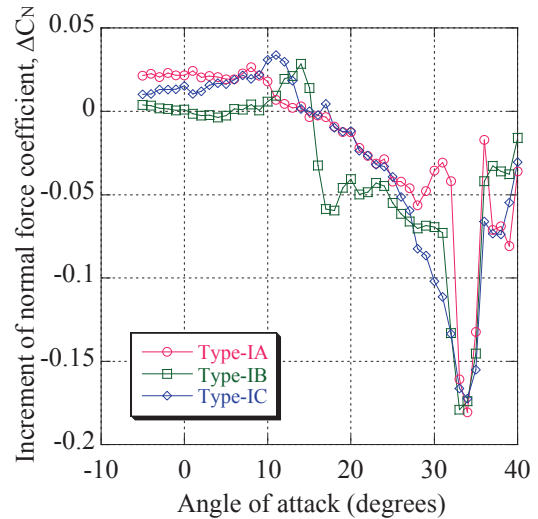
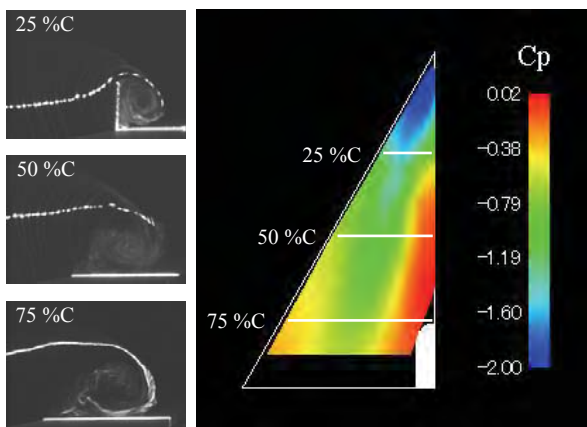
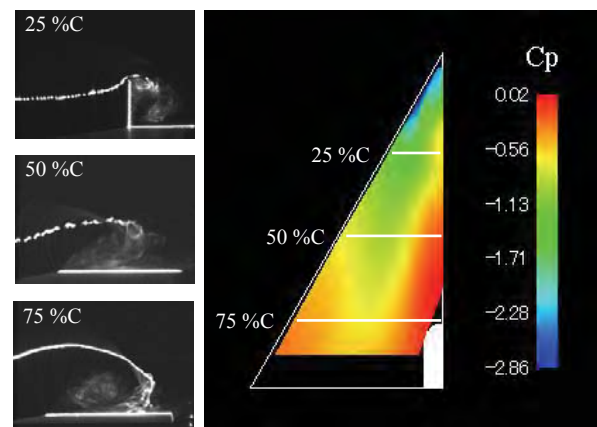


Fig. 3 Fence shapes.

Fig. 4 Slot area effect on normal and axial force coefficients ( $\delta f=90^\circ$ ).Fig. 5 Slot area effect on normal force increments ( $\delta f=90^\circ$ ).

(6-A) Type-IA



(6-B) Type-IB

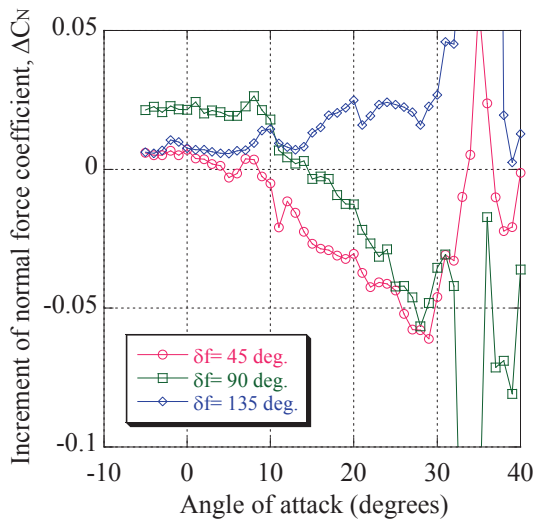
Fig. 6 Upper surface static pressure distributions and vortex structure ( $\alpha=20^\circ$ ,  $\delta f=90^\circ$ ).

Fig. 7 Fence deflection angle effect on normal force increments (Type-IA).

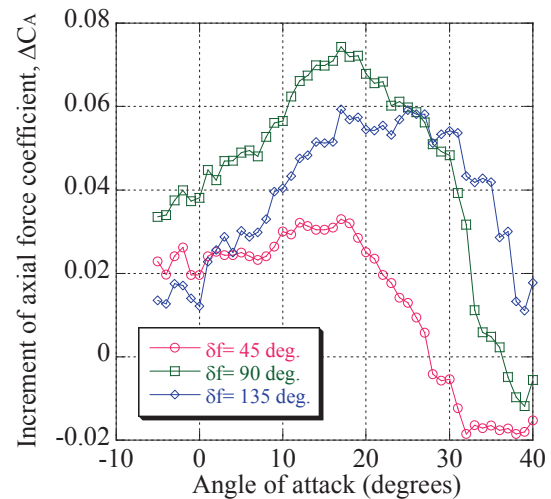


Fig. 8 Fence deflection angle effect on axial force increments (Type-IA).

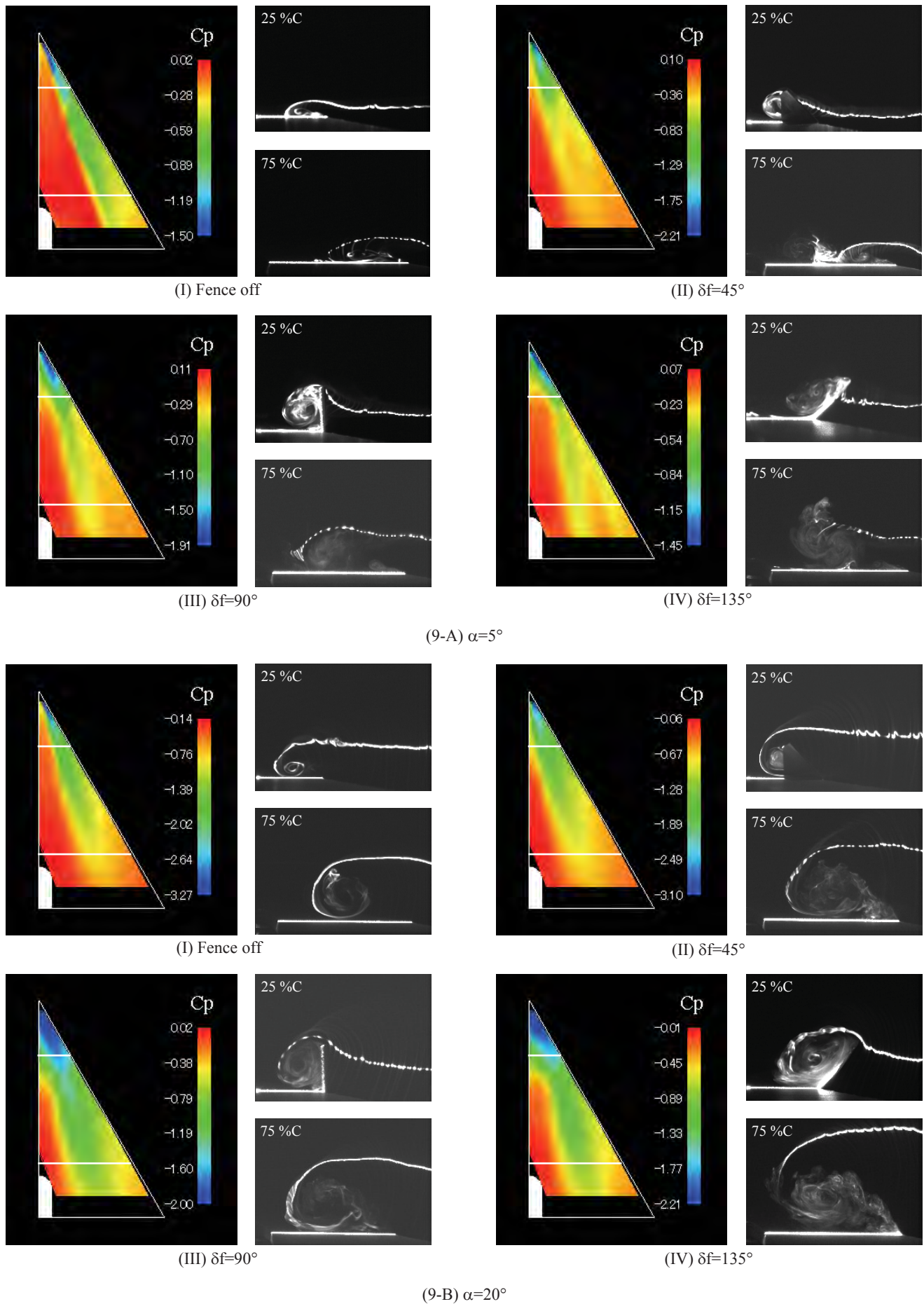


Fig. 9 Upper surface static pressure distributions and vortex structure (Type-IA).

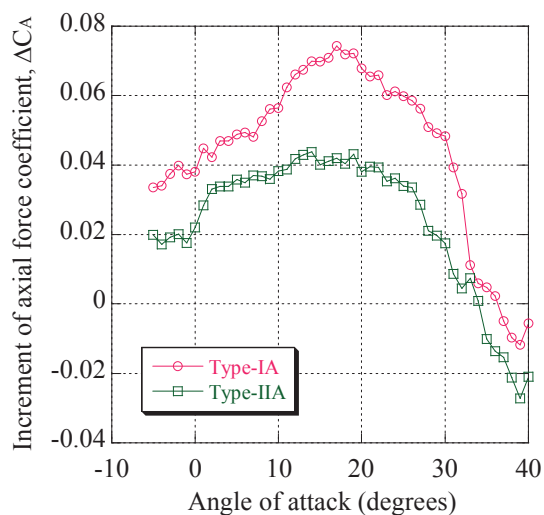


Fig. 10 Fence shape effect on axial force increments ( $\delta f=90^\circ$ ).

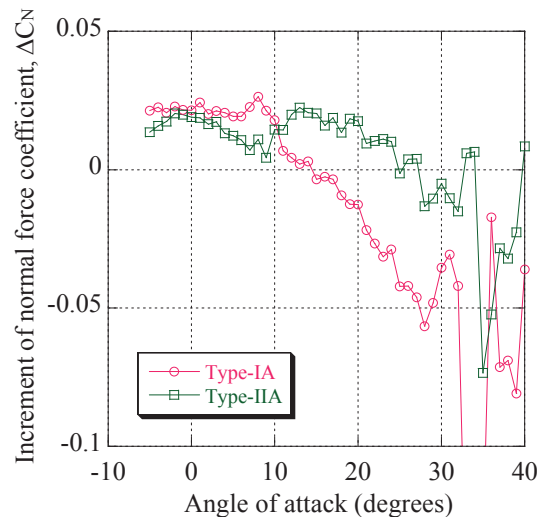


Fig. 11 Fence shape effect on normal force increments ( $\delta f=90^\circ$ ).

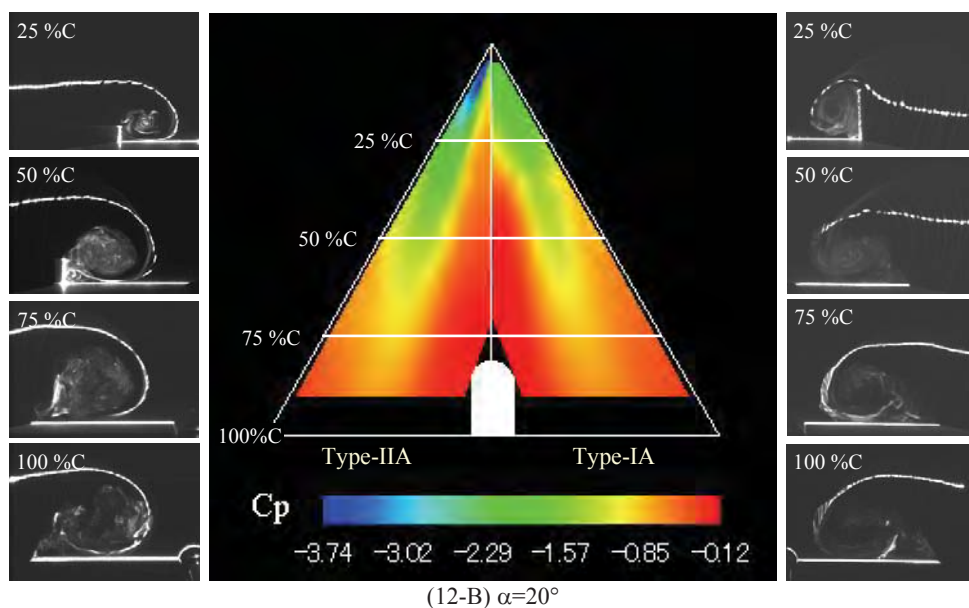
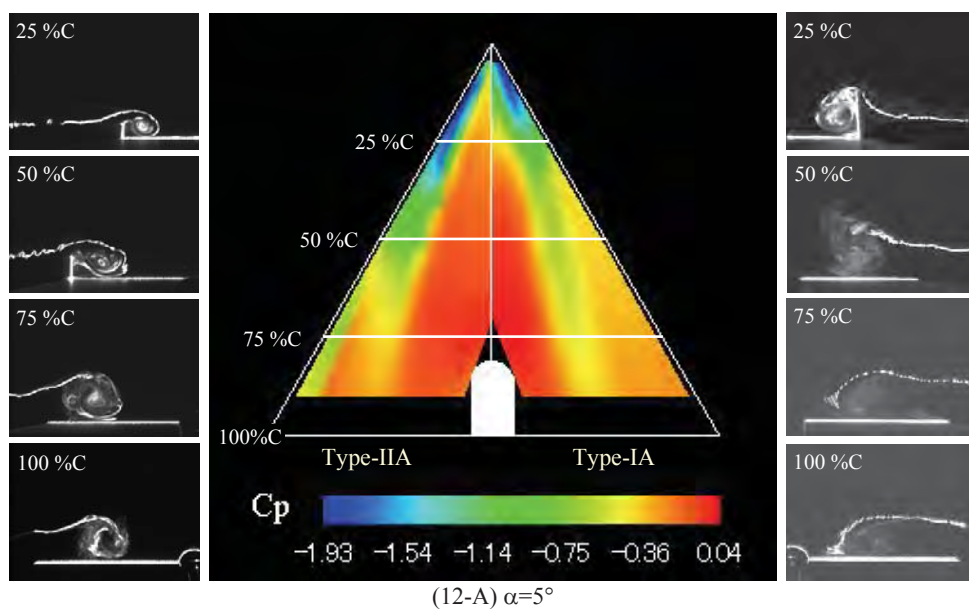


Fig. 12 Upper surface static pressure distributions and vortex structure ( $\delta f=90^\circ$ ).



# 仮想エアロスパイクに関する極超音速風洞実験

丹羽史彰<sup>\*1</sup>, 櫻井鷹哉<sup>\*1</sup>, 久保田弘敏<sup>\*2</sup>

<sup>\*1</sup> 帝京大学大学院 理工学研究科 総合工学専攻, <sup>\*2</sup> 帝京大学 理工学部 航空宇宙工学科

## Hypersonic Wind Tunnel Experiments for a Virtual Aerospike

by

Fumiaki Niwa, Takaya Sakurai, Hirotohi Kubota (Teikyo Univ.)

### Abstract

For accomplishment of the future space plane, it is necessary to reduce both of aerodynamic drag and heating in the ascent flight especially the reduction of aerodynamic drag is focused in this study. For the purpose of such requirement, the concept of Directed Energy Air Spike (DEAS), which makes a virtual spike by applying a heat source in front of the vehicle with use of high power laser, is applied. The experiment with aerodynamics force measurement and flow visualization using a hypersonic wind tunnel of Mach 7 of Graduate School of the Frontier Science the University of Tokyo is conducted to study the effect of reduction of aerodynamic drag by DEAS, which aims to compare the results of the above mentioned effects by DEAS with actual aerospike.

### 1. はじめに

スペースシャトルが引退を迎えるにあたり, 将来の宇宙輸送方法として宇宙往還機の必要性がより高まっている. 宇宙往還機実現のためには, 空力抵抗や空力加熱を減らす必要がある. その方法としてエアロスパイクを使用する方法などが提案されているが, その中でもレーザーを用い, 鈍頭物体前方に熱源を作ることによって仮想スパイクを作るとすることにより流れ場を変え, 空力抵抗, 空力加熱を減少させる方法(DEAS:Directed Energy Air Spike)という方法<sup>1)2)</sup>が有効と考えられる.

本研究は, DEAS を用い, 極超音速気流中における空力抵抗値の計測や流れの可視化の技術確立をすることで, 宇宙往還機の実現に貢献することを目的とする.

### 2. DEAS とは

エアロスパイクを適用することにより, 空力抵抗は劇的に減少するが, 鋭い先端部での熱負荷や大迎角時のピッチングモーメント増大を考えると極超音

速飛行において用いることには問題もある. DEAS は, レーザーを用い熱源を生成することで, それがエアロスパイクの先端の役割となる言わば仮想エアロスパイクであるために, 前述したような問題はない. これはエアロスパイクの難点を克服しつつ, 空力抵抗と空力加熱を低減するものである. このときの流れ場は図 1 に示すようであり, 熱源によって衝撃波を生成し, その後方の流れはエアロスパイクによる流れと類似のものになる. DEAS に対して数値計算を行った結果によれば, 最適条件では, 空力抵抗と空力加熱が, 同時にそれぞれ, 37%及び 80%まで減少し得ることが知られている<sup>3)</sup>.

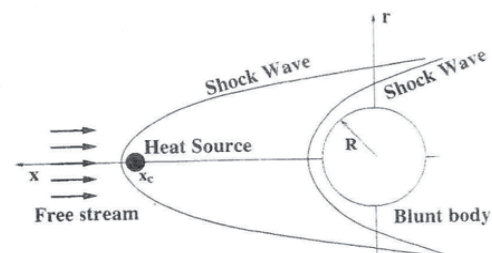


図 1 流れの模式図<sup>3)</sup>

DEAS を用いるためには、物体前方に熱源を置く必要があり、その方法の一つとして本実験ではレーザーを使用する。レーザーが集光されることにより絶縁破壊によってプラズマが生成され、その後もレーザーをプラズマに照射し続けると、レーザーは主にプラズマ内の電子の逆制動放射によって吸収される。これをブレイクダウン(break down)と呼ぶ。したがって、DEAS の効果を発揮させるためには、レーザーのブレイクダウンを実現させることが必要である。

レーザーエネルギーが吸収される過程は、LSD、LSC と呼ばれる 2 つの過程がある<sup>4)</sup>。レーザー強度が十分に大きい場合、レーザーエネルギーを吸収したプラズマは周辺の大気を加熱・圧縮し、衝撃波を伴いながらレーザーの上流側へと膨張していく。この状態を Laser Supposed Detonation(LSD)という。このときプラズマから衝撃波へとエネルギーが伝達するため、LSD の領域がエネルギー変換効率に影響してくる。また、時間が経ちレーザー強度が小さくなってくると、プラズマ前縁は衝撃波から離れた状態で爆風波は膨張していく。この状態を Laser Supposed Combustion(LSC)という。この領域ではプラズマから衝撃波へエネルギーが伝達されず、エネルギー変換効率には影響しない。衝撃波はエネルギーを受け取らないため断熱膨張すると考えられる。

### 3. 実験方法

東京大学新領域創成科学研究科の極超音速風洞を使用し、マッハ数 7 の極超音速気流中に宇宙往還機のノーズ先端を模した直径 40mm の半球の実験模型を置き、レーザー誘起によって仮想スパイクとなるプラズマ(熱源)を実験模型の前方に生成する。

使用するレーザーは EOR 社製の Q スイッチ付き Nd:YAG レーザーである。出力エネルギーは最大 2[J]で、波長は 1064[mm]、ビーム径は 10[mm]である。パルスレーザーであり、復帰に 1 分程度を要するため、風洞通風中に一回のみ照射を行う。

図 2 のように実験模型に作用する軸力( $F_A$ )、垂直力( $F_N$ )、横力( $F_Y$ )、および天秤の基準点まわりのピッチングモーメント( $M_P$ )、ローリングモーメント( $M_R$ )、ヨーイングモーメント( $M_Y$ )、を計測する。また、ハイスピードカメラを用いシュリーレン法による流れの可視化を行う。ハイスピードカメラの撮影速度は

2.5  $\mu$  秒(40 万コマ/秒)で、ストロボ光源とハイスピードカメラとレーザーの同期を行い 120 枚の画像を撮影した。レーザー照射経路、シュリーレン系の模式図を図 3、4 に示す。また、各機器の連携図を図 5 に示す。

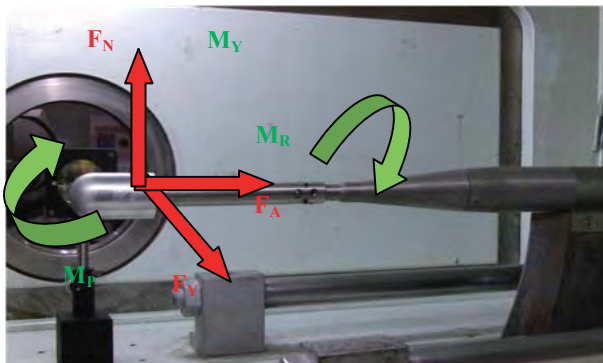


図 2 各空力特性値模式図

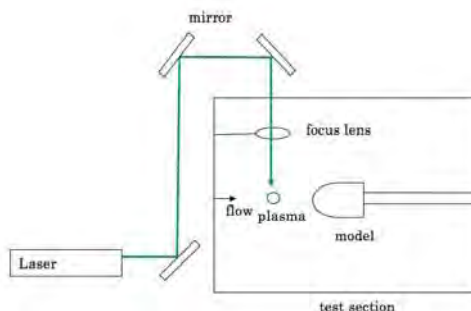


図 3 レーザー照射経路 (模式図)

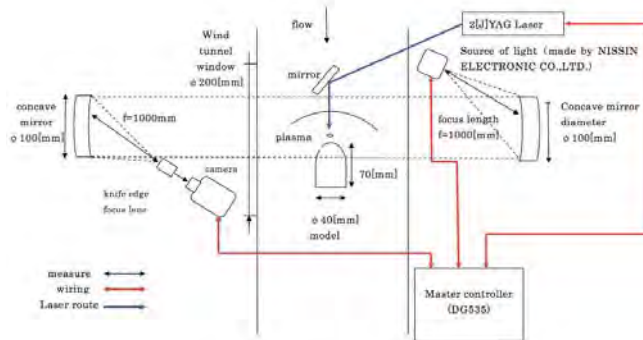


図 4 シュリーレン系

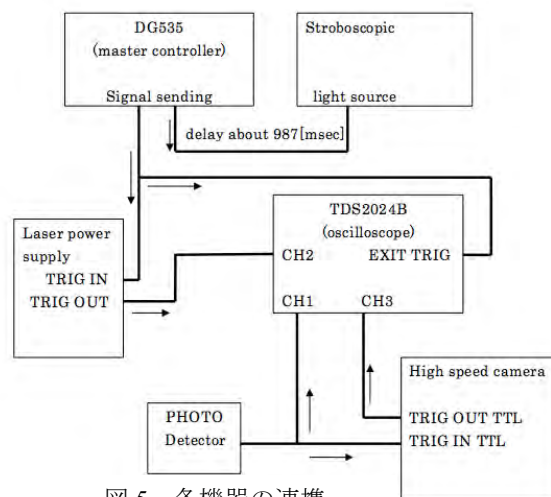


図 5 各機器の連携

物体前方から熱源（ブレイクダウン位置）までの距離を変え、計12回の空気力測定を行ったが、レーザーのブレイクダウン（レーザー誘起プラズマの生成）の前後で測定した値にはばらつきがあり、ブレイクダウン位置による測定値の傾向や有意な測定値を確認することはできなかった。原因として、計測に用いた天秤はマイクロ秒オーダーの応答性を持つが、レーザーのブレイクダウンの時定数はナノ秒オーダーであるので、天秤の応答がレーザーのブレイクダウンに追従できず、有意なデータが得られなかったということは十分に考えられる<sup>5)6)</sup>。また、プラズマ生成による電氣的ノイズも発生していると推測でき、その影響を受けないような空気力の測定方法を検討する必要がある。軸力の測定結果を図6に示す。

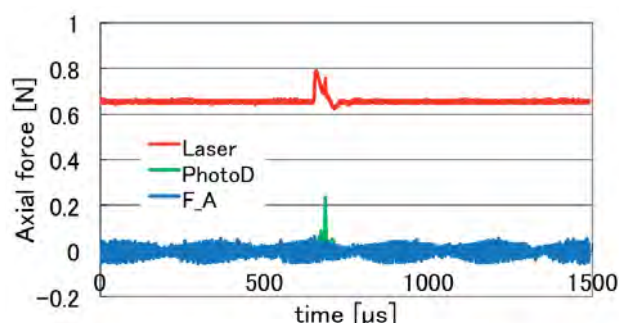


図6 軸力の測定結果

また、模型先端から、下-5mm、横-10mmの位置でブレイクダウンを起こし、モーメントの発生の可能性も調べたが、他の実験との違いは確認できなかった。同じ集光距離で実験をしていても、毎回同じ位置でレーザーのブレイクダウンが起こっていない可能性もあり、ブレイクダウン位置を十分に確認する必要がある。また、連続発振レーザーもしくは高繰り返しのできるパルスレーザーを使用することで、熱源が維持されることにより現象の時間が長くなる。これにより、天秤等の既存の測定装置を用いた空力抵抗値の測定が可能になると考えられる。

#### 4. 可視化実験

レーザーブレイクダウンによる流れの変化を観察するために、計7回の可視化実験を行った<sup>7)8)</sup>。図7は風洞運転中のシュリーレン写真で、衝撃波の生成が認められる。しかし、風洞運転中はレーザー誘起プラズマが生成されず、プラズマと物体の衝撃波干

渉を捉えることは出来なかった。他の実験も全て同様の結果であった。

原因として考えられる事由を以下に列挙する。初期の実験では空気力測定に重点を置き、流れの可視化を行わなかったため、レーザー光を風洞側面の観測窓から入射させることができず、反射ミラーを置かず、集光レンズ1枚のみのシステムを構成できたためレーザーのパワーロスが少なく、レーザーブレイクダウンが実現できた。本実験ではレーザー入射系とシュリーレン光学系を両立させるため、レーザー入射は風洞上方の観測窓から行うこととしたので、反射ミラー3枚、集光レンズ1枚を使用せざるを得なくなり、レーザー光学系が複雑になったため、レーザーのパワーロスが起きたと考えられる。また、設置した反射ミラー、集光レンズが風洞起動時の振動を受けており、それによりレーザー光学系がずれた可能性も考えられる。レーザーブレイクダウンが起きなかった原因は複合的な問題であり、今後これらを詳しく検証していく必要がある。さらに、副次的要因として200[Pa]という低圧状態では気流密度が小さいため、レーザーブレイクダウンが起こりにくくなっており、かつレーザーのパワーロスや光学系のずれがより影響を及ぼしている可能性がある。そのため、低圧状態におけるプラズマが生成されるレーザーエネルギーの閾値等を調べる必要がある。

図8は風洞を運転していない状態でのシュリーレン写真で、レーザー誘起プラズマが生成され現象を捉えることに成功し、実験模型との干渉を確認することができた。ブレイクダウンにより中央にプラズマが生成され、時間経過とともに膨張し、ブレイクダウンから32.5μ秒後に捉えたシュリーレン写真である。また、表1にレーザーエネルギーの計測結果を示す。

表1 レーザーエネルギー

| Exp.  | HV[kV] | energy[J] |
|-------|--------|-----------|
| exp.1 | 2.2    | 1.52      |
| exp.2 | 2.2    | 1.46      |
| exp.3 | 2.3    | 1.71      |
| exp.4 | 2.3    | 1.63      |
| exp.5 | 2.1    | 1.07      |
| exp.6 | 2.4    | 2.00      |
| exp.7 | 2.5    | 2.20      |



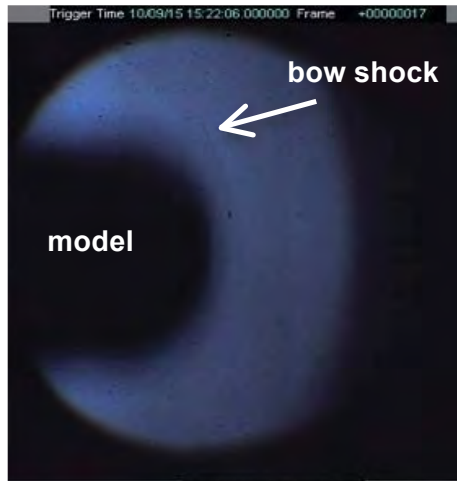


図7 模型前方の弓型衝撃波

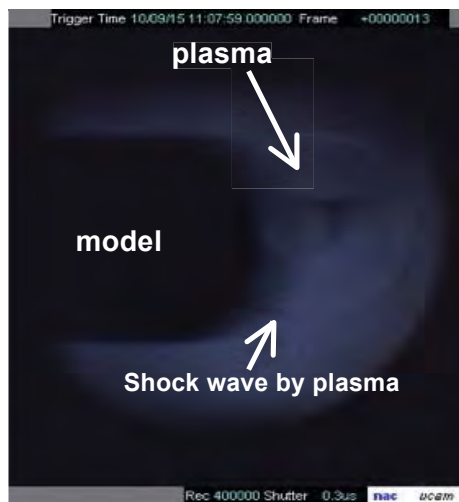


図8 プラズマ生成による衝撃波

## 5. 結論

- 1) 大気中におけるレーザーのプラズマと実験模型の衝撃波干渉を確認することができ、DEASの可能性を予測することができた。
- 2) ハイスピードカメラの撮影速度は  $2.5 \mu$  秒(40万コマ/秒)で上記の衝撃波干渉を捉えられることがわかった。
- 3) 各空力特性を測定することはできたが、ノイズである可能性が高い。よって、今後  $\mu$  秒オーダーの現象が捉えられるような測定装置の開発、もしくは連続発振レーザーが高繰り返しパルス発振のできるレーザーを使用する必要がある。
- 4) 空気力測定の実験では、レーザー誘起プラズマの生成が確認できたが、可視化実験では生成されなかった。原因としては、空力測定実験は、

集光レンズ1枚のみだったが、可視化実験では、レーザー入射系とシュリーレン光学系を両立させるため、レーザー入射は風洞上方の観測窓から行うこととしたので、反射ミラー3枚、集光レンズ1枚を使用せざるを得なくなり、レーザー光学系が複雑になったため、パワーロスが起きプラズマが生成されなかったと考えられる。

- 5) また、上記 4)の副次的要因として 200[Pa]という低圧状態では気流密度が小さいため、レーザーブレイクダウンが起こりにくくなっており、かつレーザーのパワーロスや光学系のずれがより影響を及ぼしている可能性がある。そのため、低圧状態におけるプラズマが生成されるレーザーエネルギーの閾値等を調べる必要がある。

## 6. 今後の展望

現在のところ、DEASの可能性は見いだせているが、実験が成功したとは言えず、実験で見つかった課題を詳細に検証し風洞運転中にレーザー誘起プラズマを確実に生成する方法を考えなければならない。今後は、そのような課題を解決していくとともに、DEASに関する数値解析を行い、実験と数値解析の両方から比較を行いたい。

## 参考文献

- 1) Myrabo, L. N, Raizer, Y. P : Laser-Induced Air Spike for Advanced Transatmospheric Vehicles, AIAA Paper 94-2451, 1994
- 2) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴: 宇宙飛行体の熱力学, 東京大学出版会, 2002
- 3) 高木亮治: Directed Energy Air Spikeによる空力加熱率減少のシミュレーション, 日本航空宇宙学会論文集 vol. 50, No.578, pp. 123-128, 2002
- 4) 畑井啓吾: レーザー支持爆轟波の加熱構造とその維持条件, 東京大学大学院理工学研究科航空宇宙工学専攻平成20年度修士論文, 2009
- 5) 丹羽史彰: Directed Energy Air Spikeに関する極超音速風洞実験, 帝京大学理工学部航空宇宙工学科卒業論文, 2010
- 6) 丹羽史彰, 久保田弘敏: 極超音速流における仮想エアロスパイク(DEAS)適用の試み, 第4回ハイパーソニックフォーラム, 2010
- 7) 丹羽史彰, 櫻井鷹哉: Directed Energy Air Spike(DEAS)による空力抵抗軽減効果, 大学コンソーシアムとちぎ 第7回学生&企業研究発表会, 2010
- 8) 櫻井鷹哉: 仮想スパイク(DEAS)に関する極超音速風洞可視化実験, 帝京大学理工学部航空宇宙工学科卒業論文, 2011

## レーザー推進機のビームライディング性能に関する数値解析

高橋 聖幸 (東北大学), 大西 直文 (東北大学)

## Numerical Analysis of Beam Riding Performance for Laser Propulsion Vehicle

Masayuki Takahashi (Tohoku U.) and Naofumi Ohnishi (Tohoku U.)

## Abstract

A beam riding performance is very important for a stable flight of a laser propulsion vehicle. We have developed a three-dimensional hydrodynamics code coupling with six-degree-of-freedom equation of motion of the laser propulsion vehicle for analyzing beam riding performance through numerical simulations of flowfield interacting with unsteady motion of the vehicle. An asymmetric energy distribution was initially added around the focal spot (ring) in order to estimate the beam riding performance against laser offset and laser oblique incidence. The centering performance of the vehicle is good with the initial laser offset due to an asymmetric blast wave. However, the Euler angle grows and never returns to zero in a time scale of laser pulse. It is necessary that the tipping performance of the vehicle is improved against the laser offset. Also, when the laser is irradiated to the vehicle with initial tipping angle, we found that the vehicle can obtain restoring moments to cancel the initial angular offset. The tipping performance is promising with the laser oblique incidence, though the vehicle cannot get sufficient restoring force in particular angle. Finally, we showed that a precessional motion due to a gyro spin improves the tipping performance of the vehicle.

## 1. はじめに

レーザー推進は1970年代にKantrowitzによって提唱され[1],以降様々な研究が続けられてきた[2-4]. 気体駆動型のレーザー推進では,地上基地から高強度パルスレーザーを機体を持つ放物型のミラーに向かって照射する. ミラーによってレーザーは集光され,大気の絶縁破壊が生じ集光点付近にプラズマを生成する. プラズマがレーザーエネルギーをさらに吸収することによってブラスト波が形成され,機体はそれを受け止めることで推力を獲得する.

機体が連続的に推力を獲得するためには,機体のビームライディング性能が重要である[4]. レーザーが理想的な照射位置からずれ,オフセットを持って入射した場合に,機体はそのオフセットを打ち消すような復元力を得る必要がある(センタリング性能). また,機体軸が傾き角を持っている場合にも,傾き角が小さくなる方向に運動しなければ機体の姿勢は安定しない(ティッピング性能). レーザーオフセットや機体の傾きが拡大するような機体形状をしていると,レーザーの光路から離脱し推力を獲得出来なくなるため,より優れたビームライディング性能を持つ機体の模索が行われている.

現在のレーザー推進機体の中でもビームライディング性能に優れた機体としてLightcraftが提案されている[2]. Lightcraftは3種類の部品からなる機体であり,前部胴体,カウル,後部胴体から構成される. 後部胴体に向かってレーザーを照射すると,後部胴体の放物型のミラーによってカウル内側へと集光され,トーラス状のブラスト波を生成する. Lightcraftの形状の中でもType-200が特に優れた飛行性能を示している. MyraboらはLightcraft Type-200の飛行実験において,50gの機体を71mの高度まで打ち上げることに成功している[2].

これまでの研究においては,Lightcraftの形状に対してレーザーにオフセットを持たせた場合の機体軸に対して垂直方向,角度方向インパルスの測定が行われている[4]. また,インパルスの実験値を用いて軌道解析も行われている[3]. ジャイロ回転を加えた場合の飛行実験も行われ,ジャイロ回転はビームライディング性能向上に大きく寄与することが分かっている[2].

しかし,レーザーオフセットを持たせた場合とレーザーを斜めに入射する場合にオフセットや傾き角がどの程度の値になるかという定量的な議論は行われていない. 特にレー

ザーを斜めに入射する場合の,センタリング,ティッピング性能の評価は十分ではない. ジャイロ回転がビームライディング性能改善にどの程度寄与するかという議論も十分ではない.

本研究ではレーザーにオフセットを持たせた場合の推力,モーメントの計算を行い,それらを外力として6自由度運動方程式を解くことで,Lightcraftのオフセットと傾き角の時間変化を計算する. 軌道解析の際に,機体の速度や角速度を機体周りの流れ場に加えることで,機体の運動によって誘起される流れをモデル化する. さらに,機体軸に対してレーザーが傾きを持って入射する場合に,機体がどのような運動をするかを解析する. シングルパルスに対するセンタリング性能,ティッピング性能を調べ,より優れたビームライディング性能を持つ機体を模索する.

## 2. 数値計算法

## 2-1 流れ場の数値計算法

Lightcraftに生ずる力を計算するために流れ場の数値計算を行う. Lightcraft周りの流れ場は衝撃波を伴うため,物体と流れ場との相互作用を数値流体力学を用いて計算する必要がある. 以下で流れ場の数値計算法について記述する.

## 流れ場の支配方程式

Lightcraft周りの流れ場の計算には,以下に示すNavier-Stokes方程式を用いる.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{E} - \tilde{\mathbf{E}}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{F} - \tilde{\mathbf{F}}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{G} - \tilde{\mathbf{G}}) = \mathbf{0}. \quad (1)$$

ここで,保存量ベクトル $\mathbf{Q}$ ,非粘性流束ベクトル $\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}$ ,粘性流束ベクトル $\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{F}}, \tilde{\mathbf{G}}$ はそれぞれ以下のように与えられる.

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e+p)u \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho vv \\ (e+p)v \end{pmatrix}, \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ (e+p)w \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \tau_{xz}w + \kappa T_x \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\tilde{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \tau_{yz}w + \kappa T_y \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{zx}u + \tau_{zy}v + \tau_{zz}w + \kappa T_z \end{pmatrix}. \quad (6)$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $u$  は速度の  $x$  方向成分、 $v$  は速度の  $y$  方向成分、 $w$  は速度の  $z$  方向成分、 $e$  は単位体積あたりのエネルギー、 $p$  は圧力である。  $\tau_{ij}$  は応力テンソルの  $i, j$  成分、 $\kappa$  は熱伝導係数、 $T$  は温度である。

機体にジャイロ回転を加えた場合は Navier-Stokes 計算を行うが、計算負荷を考慮し、ジャイロ回転を加えていない場合は Euler 計算を行う。

#### 離散化手法

対流項の離散化にはセル中心有限体積法を用いる [5]。一般曲線座標を取り扱う場合、一般曲線座標系で表される数値流束を用いるべきである。しかし、局所座標回転を用いることで一般曲線座標で表される数値流束を用いずに、直交座標系で表されるスキームが適用可能となる [6]。直交座標系で示される物理量に対し、局所回転行列を作用して速度ベクトルを面の法線方向成分、接線方向成分に分解する。そこに直交座標系の Riemann 解法スキームを適用し局所回転座標系における数値流束を求め、それを局所回転逆行行列を作用することで一般座標方向の流束を評価する。

本研究では数値流束の計算には、MUSCL 法によって空間 2 次精度に高次精度化された AUSM-DV 風上スキームを用いる [7, 8]。

粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用いる。一般座標方向の面の面積ベクトルから算出されるメトリックスを用いて、速度ベクトルの空間微分値を求める [9]。支配方程式を体積積分する際には、保存則を保つために flux form に変形した粘性項を用いる。粘性係数の導出には Sutherland の式を用いる。

時間積分は 1 次精度 Euler 陽解法を用いる。非定常問題においては時間積分が得られる解に大きく影響する場合があるが、4 段階 Runge-Kutta 法による時間積分も行ってみた結果、計算結果に大きな変化は見られないため、本研究では、1 次精度で十分であると判断した。

#### 2-2 軌道の数値計算法

数値流体力学によって機体にかかる力を求め、それを外力と考えることで機体の軌道計算を行うことが出来る。軌道計算によって機体の傾き角やレーザーオフセットの時間変化を計算し、機体のセンタリング性能、ティッピング性能を評価する。以下に軌道の数値計算法を示す。

#### 支配方程式

機体速度、機体角速度は 6 自由度運動方程式を数値的に積分することで計算する [10]。以下に 6 自由度運動方程式を示す。

$$m(\dot{U} + QW - RV) = X_g + X_a, \quad (7)$$

$$m(\dot{V} + RU - PW) = Y_g + Y_a, \quad (8)$$

$$m(\dot{W} + PV - QU) = Z_g + Z_a, \quad (9)$$

$$I_{xx}P + (I_{zz} - I_{yy})QR = L_g + L_a, \quad (10)$$

$$I_{yy}Q + (I_{xx} - I_{zz})RP = M_g + M_a, \quad (11)$$

$$I_{zz}R + (I_{yy} - I_{xx})PR = N_g + N_a. \quad (12)$$

ここで  $m$  は機体質量、 $U, V, W$  は機体速度、 $P, Q, R$  は機体角速度の機体固定座標系における  $X, Y, Z$  方向成分である。さらに  $I_{xx}, I_{yy}, I_{zz}$  は機体固定座標系  $X, Y, Z$  軸に関する慣性率、 $X_a, Y_a, Z_a$  は機体に作用する空気力、 $X_g, Y_g, Z_g$  は機体に作用する重力の機体固定座標系の  $X, Y, Z$  方向成分、 $L_g, M_g, N_g$  は重力傾斜トルク、 $L_a, M_a, N_a$  は空力モーメントの機体固定座標系の  $X, Y, Z$  方向成分である。なお機体の対称性により慣性乗積  $I_{ij}(i \neq j)$  は全て 0 となる。

#### 外力項

外力としては空気力、空力モーメント、重力、重力傾斜トルクを考慮する。

空気力の機体固定座標系における成分  $X_a, Y_a, Z_a$  は、流体計算から求める機体表面の圧力を機体表面で積分することによって求める。

空力モーメントの機体固定座標系における成分  $L_a, M_a, N_a$  は、機体表面の微小部分に生じる力に、重心の位置ベクトルと微小要素の位置ベクトルとの距離ベクトルを外積を機体表面で面積分して求める。粘性計算時は応力の表面積分値も加える。

重力は、地面固定座標系における成分に変換行列を作用し機体固定座標系における成分  $X_g, Y_g, Z_g$  に変換する。

$$X_g = -mg(\cos \Theta \cos \Psi), \quad (13)$$

$$Y_g = -mg(\sin \Phi \sin \Theta \cos \Psi - \cos \Theta \sin \Psi), \quad (14)$$

$$Z_g = -mg(\cos \Phi \sin \Theta \cos \Psi + \sin \Theta \sin \Psi). \quad (15)$$

ここで  $g$  は重力加速度であり、 $9.8 \text{ m/s}^2$  である。また  $(\Phi, \Theta, \Psi)$  は地面固定座標系  $X_E Y_E Z_E$  系と機体固定座標系  $XYZ$  系との間のオイラー角である。

さらに、重力が復元力として働く重力傾斜トルクも作用する [11]。これは地球中心から機体の微小要素までの距離が異なることによって生ずるモーメントである。地球の中心から距離  $R$  の位置の質量  $dm$  の質点に働く重力  $d\mathbf{F}$  は

$$d\mathbf{F} = -\mu \frac{dm}{R^3} \mathbf{R}, \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \mathbf{r}. \quad (16)$$

$\mathbf{R}_0$  は地球の中心から機体の質量中心までの距離ベクトル、 $\mathbf{r}$  は機体の質量中心から微小質量要素  $dm$  までの距離ベクトル、 $\mu$  は地球重力定数である。地球重力定数は地球質量  $6.0 \times 10^{24} \text{ kg}$  に万有引力定数  $6.7 \times 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{s}$  をかけたものである。本研究では、機体飛行高度は地球中心から機体の質量中心までの距離に比べて十分小さいため、地球中心から機体の質量中心までの距離は地球の半径に近似する。すなわち、 $|\mathbf{R}_0| = 6400 \text{ m}$  で固定する。したがって、重力  $d\mathbf{F}$  によって生ずる微小なトルク  $d\mathbf{M}$  は

$$d\mathbf{M} = \mathbf{r} \times d\mathbf{F} = -\mu \frac{dm}{R^3} \mathbf{r} \times \mathbf{R} \approx -\mu \frac{dm}{R^3} \mathbf{r} \times \mathbf{R}_0, \quad (17)$$

と求められる。これを機体表面で面積分したものが重力傾斜トルクであり、オイラー角を用いて機体座標系へ変換する。

#### 機体の重心位置、姿勢

オフセットと傾き角を評価するために、機体の重心の座標とオイラー角についての微分方程式を時間積分する。地面固定座標系に対する機体の重心座標を  $(x_e, y_e, z_e)$  とし、以下の方程式より求める [10]。

$$\begin{aligned} \frac{dx_e}{dt} &= U \cos \Theta \cos \Psi \\ &+ V(\sin \Phi \sin \Theta \cos \Psi - \cos \Phi \sin \Psi) \\ &+ W(\cos \Phi \sin \Theta \cos \Psi + \sin \Phi \sin \Psi), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_e}{dt} &= U \cos \Theta \sin \Psi \\ &+ V(\sin \Phi \sin \Theta \sin \Psi + \cos \Phi \cos \Psi) \\ &+ W(\cos \Phi \sin \Theta \sin \Psi - \sin \Phi \cos \Psi), \end{aligned} \quad (19)$$



$$\frac{dz_e}{dt} = -U \sin \Theta + V \sin \Phi \cos \Theta + W \cos \Phi \cos \Theta. \quad (20)$$

一方、オイラー角の時間変化と機体角速度の関係は次の通りである。

$$\dot{\Phi} = P + Q \sin \Phi \tan \Theta + R \cos \Phi \tan \Theta, \quad (21)$$

$$\dot{\Theta} = Q \cos \Phi - R \sin \Phi, \quad (22)$$

$$\dot{\Psi} = Q \sin \Phi \sec \Theta + R \cos \Phi \sec \Theta. \quad (23)$$

機体の重心位置  $x_e, y_e, z_e$  とオイラー角  $\Phi, \Theta, \Psi$  は6個の1階微分方程式であるので、6個の未知変数に対する初期条件と、 $U, V, W, P, Q, R$  の時間履歴が与えられれば数値的に積分することが出来る。それによって、地面固定座標系に対する機体の重心位置と姿勢が決定される。時間積分には4段階Runge-Kutta法を用いる。

#### 流体計算と軌道計算の結合

流体計算は機体固定座標系で行うが、この系において機体の移動をモデル化するために流体計算と軌道計算の結合を行う。軌道計算によって得られた機体座標系における機体速度  $\mathbf{U} = (U, V, W)^T$  の時間変化、角速度  $\boldsymbol{\Omega} = (P, Q, R)^T$  の時間変化を流体計算にフィードバックする。まず、機体の速度の時間変化を  $\Delta \mathbf{U} = (\Delta U, \Delta V, \Delta W)^T$  とすると

$$\Delta \mathbf{U}^n = \mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{n-1}, \quad (24)$$

より求め、流体計算における場の速度ベクトル  $\mathbf{u} = [u, v, w]^T$  から時間変化分を引く。すなわち、

$$\mathbf{u}_{new}^n = \mathbf{u}^n - \Delta \mathbf{U}^n, \quad (25)$$

とする。また、角速度の時間変化を  $\Delta \boldsymbol{\Omega} = (\Delta P, \Delta Q, \Delta R)^T$  とすると時間変化は以下のように求められる。

$$\Delta \boldsymbol{\Omega}^n = \boldsymbol{\Omega}^n - \boldsymbol{\Omega}^{n-1}. \quad (26)$$

次にセル中心の位置ベクトル  $\mathbf{r}_c$  を六面体セルを作る8格子点の平均値より求めて、セル中心と機体重心の距離ベクトル  $\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_g$  との外積をとったものを速度として流体計算における速度ベクトルから引く。すなわち

$$\mathbf{u}_{new}^n = \mathbf{u}^n - \Delta \boldsymbol{\Omega}^n \times (\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_g), \quad (27)$$

と更新される。そして、この場の速度ベクトルを用いて、保存量ベクトル  $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e)^T$  を計算することで機体移動をモデル化する。

#### 2-3 光線追跡法

機体に向けてレーザー光線を入射する際、ミラーで反射されたレーザーはどこに集光されるか、どの程度のエネルギーを持って集光されるのかを評価する必要がある。機体に対して何のオフセットも持たずに入射する場合はレーザーは解析的な焦点に全て集光されるため、光線追跡を行う必要はない。一方でオフセットを持たせて入射すると、レーザーの集光点は解析的な位置から変化はしないが、どのようなエネルギー分布となるかは光線追跡を用いないと計算できない。またレーザーを機体軸に対して斜めに入射する場合は、レーザーは解析的な位置に集光され無いため光線追跡は不可欠である。本研究ではレーザーにオフセットを持たせて入射した場合、斜めに入射した場合についての機体性能を評価するため、光線追跡法を導入する [12, 13]。

本研究ではガウシアンレーザーを約 10,000 本に分割して機体に入射する。3次元格子の機体軸周方向平面において、エネルギー強度が最大となる箇所を集光位置と判断する。入射レーザーの時間履歴は無視し、ブレイクダウンの過程は集光点のみで瞬時に終わると仮定する。プラズマによるレーザーエネルギー吸収率は 40 % とする [14]。

### 3. 計算条件

#### 3-1 計算格子

計算格子生成にはマルチブロック法を用いる。マルチブロック法では計算領域を複数のブロックに分割して計算格子生成を行う。この手法を用いた計算格子の利点は、境界条件の設定が容易であるという点である。マルチブロック法を用いて2次元的に生成された計算格子を軸周りに5度刻みで回転することによって、3次元格子を生成する。

#### 3-2 初期条件

初期条件は海拔 0 m での大気圧力、密度の値を用いる。また、2原子分子を仮定し、比熱比  $\gamma$  は 1.4 とする。軌道計算における初期条件としては、地面固定座標系と機体固定座標系は位置、姿勢共に一致させ角速度は与えない。また初期条件として 420-J のガウシアンレーザーを機体に入射する。レーザーは 2.3-cm FWHM の空間強度分布を与える。

#### 3-3 境界条件

壁面はすべて有り壁面条件とする。ジャイロ回転を加える場合は回転壁面条件を課し、定常流を得た後にレーザーを照射することで回転流れをモデル化する。

遠方境界は全て保存量を0次外挿する。遠方境界では亜音速流出と超音速流出が混在しており、亜音速流出時には非物理的な反射波が生じてしまう。反射波の影響を取り除くために、計算領域を十分広く取り、反射波が機体に到達する前に計算を終了する。

また、機体から離れた領域では格子間隔が大きくなるように不等間隔格子を用いる。遠方境界付近において格子幅が大きくなることで、波を鈍らせ、反射波の強さを抑えることも期待出来る。粘性計算を行う場合には、Re 数から境界層解像に必要な最小格子幅を求め、それを用いて格子生成を行う。

軸周はプリズム格子が生成され特異点となる。このような特異点では格子が密集するために数値的な不安定が大きくなる。非物理的な不安定を抑えるために、軸周りの格子において保存量を平均化した。

### 4. 計算結果および考察

#### 4-1 ビームライディング性能

オフセット 5 mm を持たせレーザーを入射する。レーザーオフセットは初期値 5 mm から時間経過に従って減少しており、センタリング性能は優れている (図 1(a))。一方、図 1(b) より、傾き角は時間経過に従って増大していることが分かる。傾き角は時間が経過したとしても 0° であることが理想的であるため、ティッピング性能は改善の必要があると考えられる。また、次のレーザーパルス入射時におけるオフセットと傾き角の値を求めるために、プラスト波と機体との相互作用が十分に弱くなった後の機体の重心位置、オイラー角、時間を初期値として6自由度運動方程式を解く。計算結果より、25 Hz のパルスレーザーを仮定した場合では、次のパルス入射時にはレーザーオフセットは -2.0 mm まで減少し、傾き角は 7.0° まで増大すると予測出来る。

#### 4-2 ティッピングモーメントの時間変化

ティッピングモーメントは 15  $\mu$ s で最大値を持ち、このピークモーメントが傾き角増大の主要原因である (図 2(a))。この最大のモーメントを減らすことが出来れば、ティッピング性能は向上すると考えられる。図 2(b) において、強いプラスト波がカウルの接続部に到達した時に最大のモーメントが生じることが分かる。また、時間発展初期の値は Sedov による相似解と一致することが確かめられた [15]。圧力分布より、ピークモーメントを減らすために2つの案が考えられる。一つは集光点をカウル接続部から離すという案である。プラスト波はカウル接続部に到達する時には減衰し、モーメントは減少すると予測出来る。もう一つは Airbreathing Mode に見られる様に、カウル接続部を取り除

くという案である。接続部を取り除くことでプラスト波と接触する面積が小さくなるため、モーメントは減少する。

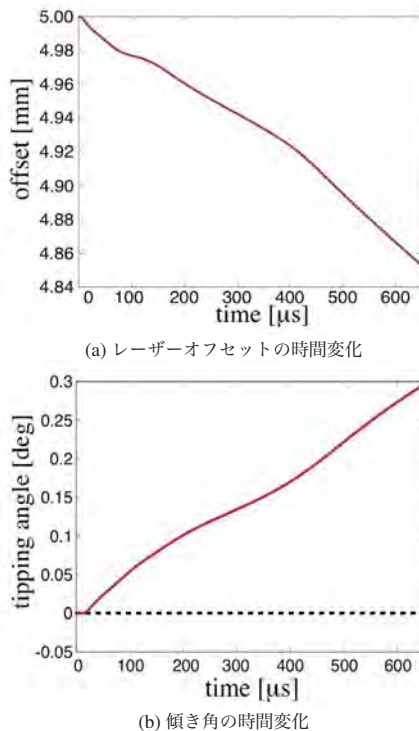


図1 5 mm のオフセットを持たせてレーザーを入射した場合のレーザーオフセット、傾き角の時間変化。

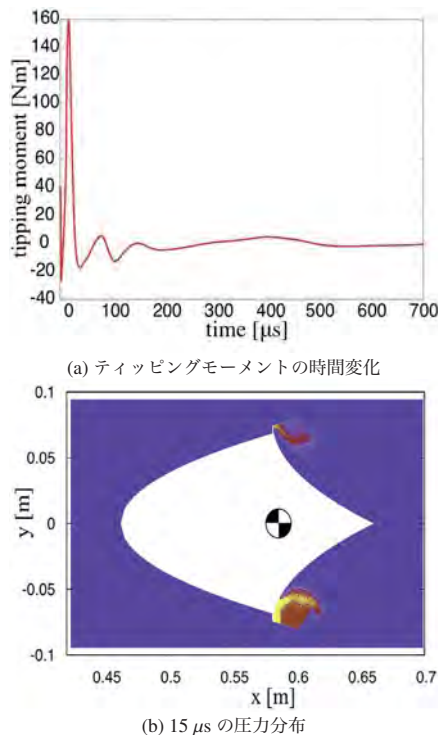


図2 ティッピングモーメントの時間変化と圧力分布。

#### 4-3 焦点位置依存性

焦点位置によるティッピング性能の変化を見るためにカウル接続部から焦点位置までの距離が 20, 25, 30 mm という 3 種類の機体を用意する (図 3)。

3 種類の機体で固定するパラメータは機体全長、機体径、また重心からカウル接続部までの腕の長さである。図 4 は初期レーザーオフセットが 5 mm の場合の傾き角の時間変化を示している。カウル接続部から焦点までの距離を離すことで、傾き角の増大を抑えることが出来ることが分かる。また、3 者でセンタリング性能に関して大きな変化はなかった。

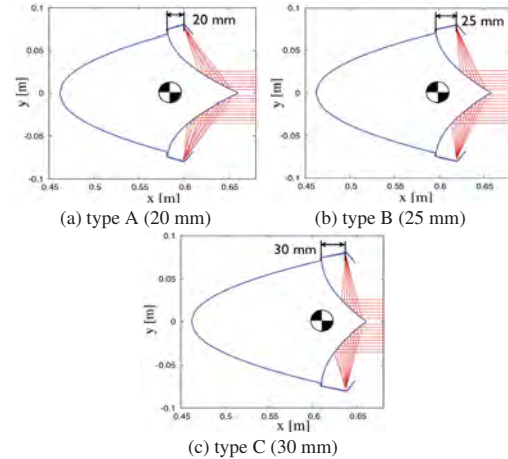


図3 異なる焦点位置を持つ 3 種類の機体形状。

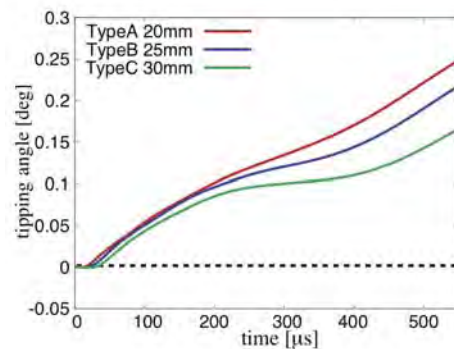


図4 焦点位置を変えた場合の傾き角の時間変化。

#### 4-4 Airbreathing Mode との比較

カウル接続部が存在する機体 (Conventional Vehicle) と Airbreathing Mode I (AB I), そしてより長いカウルを持つ Airbreathing Mode II (AB II) を用意する (図 5)。カウル接続部を除くことで時間発展初期に発生するピークモーメントを減少させることが出来るため、Airbreathing Mode のティッピング性能は接続部が存在する場合に比べて向上した (図 6)。また、Airbreathing Mode II においては、センタリング性能が Airbreathing Mode I に比べて改善されることが分かった。より大きいカウルによって、プラスト波とカウルが相互作用している時間が長くなることでより大きなセンタリングの復元力が得られると考えられる。

#### 4-5 レーザー斜め入射の場合

図 7 は機体が  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  の傾き角を持つ時にレーザーが入射した場合の光線追跡結果を示している。オフセットはいずれの場合も 0 mm である。全ての場合で、レーザーは設計された場所には集光されておらず、特に傾き角が  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  の場合はカウルの外側で集光されることが分かる。図 8 はレーザー光軸と機体軸が成す角度  $\alpha$  の時間変化を示している。初期傾き角が  $5^\circ$  の場合、集光位置がカウルの内側に存在しており、機体下部のプラスト波の強度が上部に比べて

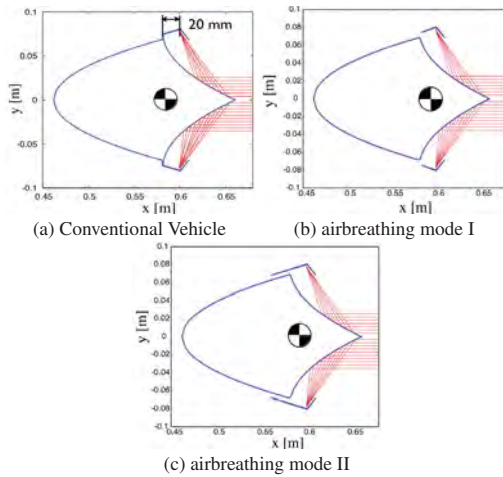


図5 Airbreathing Mode との比較のための機体形状.

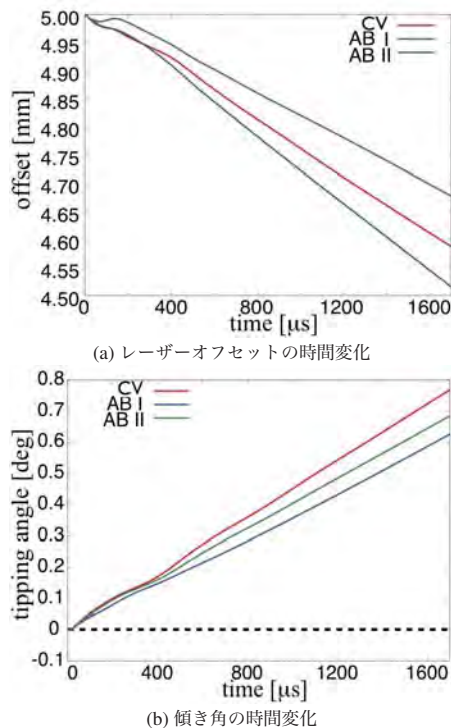


図6 レーザーオフセットと傾き角の時間変化の Airbreathing Mode との比較.

高いので傾き角は減少する。一方  $10^\circ$  の場合は傾き角が減少しないが、これは傾き角の増大へ寄与する機体上部の圧力が、下部に比べて高いからである。 $15^\circ$  の場合は、 $10^\circ$  の場合と同様に集光点はカウルの外側だが、機体下部の圧力が上部に比べて非常に高いために傾き角が減少する。機体下部を強いブラスト波が伝搬することによって十分な復元力を得ることが出来る。

#### 4-6 ジャイロ回転による影響

Lightcraft に 10,000 rpm のジャイロ回転を与え粘性計算を行った結果、無回転の場合に比べて傾き角増大が抑えられた(図9)。これはジャイロ回転による歳差運動と、旋回流がカウル内側へ巻き込まれることによる復元モーメントによるものである。さらに長時間に渡って飛行軌道を追跡すると、歳差運動により傾き角が振動する(図10)。ジャイロ回転を加えない場合、傾き角は単調に増加するが、ジャイロ回

転を加えると単調増加が妨げられるためティッピング性能が大幅に改善される。飛行を続けると粘性によってジャイロ回転速度は減衰するため、ジャイロ回転を長時間維持出来る機構の実装が有効である。

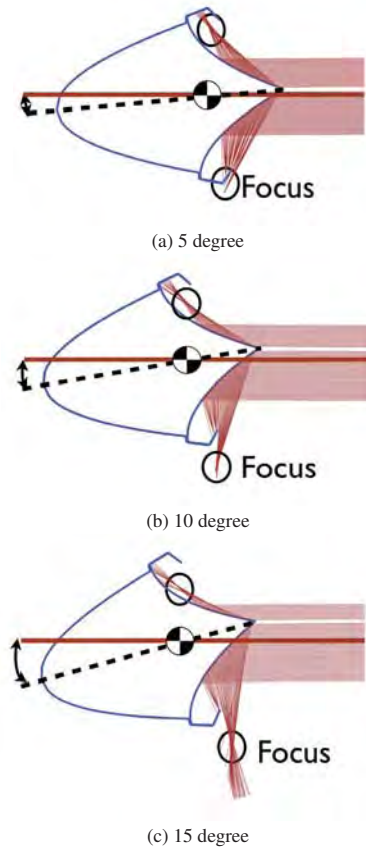


図7 初期角度による集光位置の変化.

## 5. まとめ

本研究では流体計算、軌道計算、光線追跡コードの開発を行い、Lightcraft のセンタリング、ティッピング性能の評価を行った。

レーザーオフセット 5 mm を与えてレーザーを入射した場合、優れたセンタリング性能を示すことが確認出来た。一方、傾き角が増大していくことからティッピング性能には改善の余地があることが分かった。ブラスト波伝播の初期において発生するモーメントが最も大きく、このモーメントを小さくすることでティッピング性能が向上する。レーザーオフセット入射時のティッピング性能を向上させる方法として後部胴体から焦点位置までの距離を大きくする、Airbreathing Mode を用いることが有効であるということが分かった。

次に、レーザーが機体軸に対して斜めに入射した場合のセンタリング、ティッピング性能を調べた。レーザー傾斜角が存在する場合、生成されるブラスト波に偏りが生じることで、機体にオフセットと傾き角を誘起するということが分かった。また、大きな角度においても角度方向に復元力が得られることが分かった。

さらに、ジャイロ回転によるビームライディング性能への影響を調べた。ジャイロ回転によって歳差運動が生じティッピング性能が大幅に改善された。

今後はレーザー斜め入射に対するジャイロ回転の影響を検証する。また第2宇宙速度への加速を想定し、超音速飛行時のビームライディング性能も調べる必要がある。より



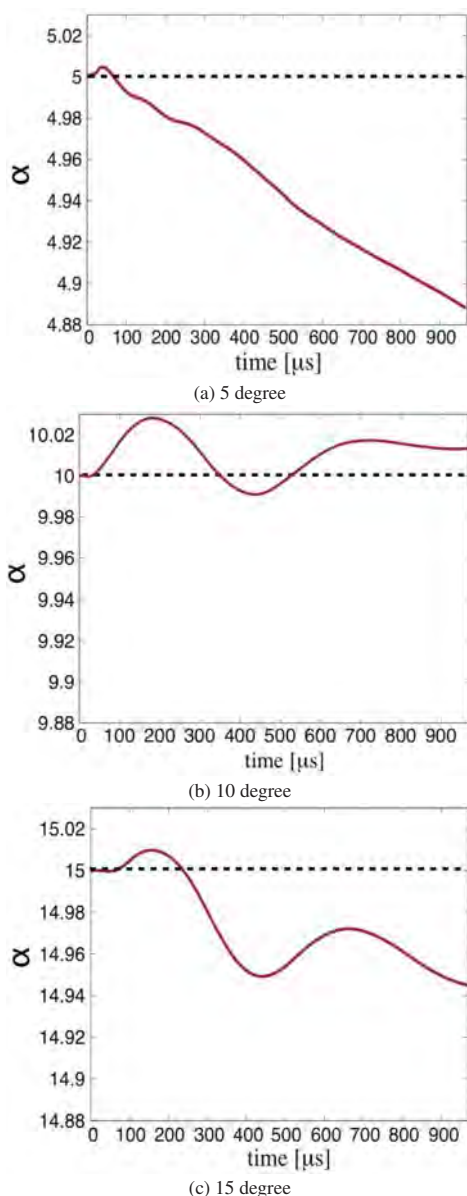
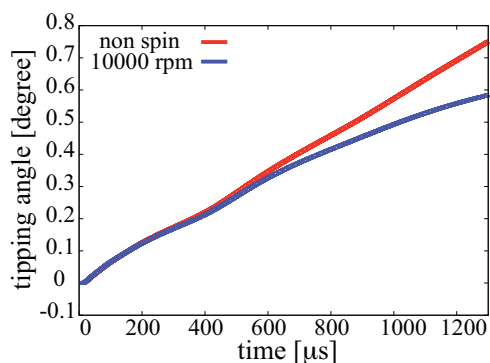
図8 レーザー斜め入射の場合の  $\alpha$  の変化.

図9 ジャイロ回転の有無による傾き角の時間変化の比較.

良いビームライディング性能を持つ機体を模索するため、複数回レーザーパルスを用いて長時間の飛行に対しての性能評価も必要である。

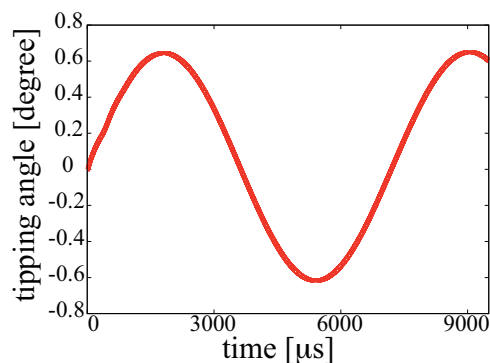


図10 ジャイロ回転が誘起する歳差運動による傾き角の振動.

#### 参考文献

- 1) A. Kantrowitz, "Propulsion to Orbit by Ground Based Lasers," *Astronautics and Aeronautics*, Vol. 10, No. 5, pp.74-76, (1972).
- 2) L. N. Myrabo, "World Record Flights of Beam-Riding Rocket Lightcraft: Demonstration of 'Disruptive' Propulsion Technology," *AIAA Paper 2001-3798*, (2001).
- 3) D. A. Kenoyer, K. S. Anderson and L. N. Myrabo, "Calibration and Validation of a 6-DOF Laser Propelled Lightcraft Flight Dynamics Model vs. Experimental Data," *Beamed Energy Propulsion*, A. V. Pakhomov, pp. 325-337, (2008).
- 4) M. Libeau and L. N. Myrabo, "Off-Axis and Angular Impulse Measurements on a Lightcraft Engine," *Beamed Energy Propulsion*, A. V. Pakhomov et al., pp. 166-177, (2005).
- 5) E. F. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 3th edition, Springer Press, (2010).
- 6) 高木 亮治, 極超音速非平衡流れの数値解析, 航空宇宙技術研究所報告, 第 1407 号, pp. 1-16, (2000).
- 7) Y. Wada and M. S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," *AIAA Paper 2006-1358*, (2006).
- 8) Van Leer, B., "Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme V, A Second-Order Sequel to Godunov's Method," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 5, No.3, pp.257-265, (1991).
- 9) 藤井 孝蔵, 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会, (2004).
- 10) 加藤 一郎, 大屋 昭男, 柄沢 研治, 航空機力学入門, 東京大学出版会, (2009).
- 11) 茂原 正道, 宇宙工学入門 衛星とロケットの誘導・制御, 培風館, (2000).
- 12) N. Ohnishi, Y. Ogino, K. Sawada, T. Ohtani, K. Mori and A. Sasoh, "Numerical Simulation of Laser-Driven In-Tube Accelerator Operation," *Beamed Energy Propulsion*, K. Komurasaki et al, pp.191-198, (2006).
- 13) マックス・ボルン, エミール・ウォルフ, 光学の原理 I, 東海大学出版会, (2002).
- 14) T. S. Wang, Y. S. Chen, J. Liu, L. N. Myrabo and F. B. Mead, Jr., "Advanced Performance Modeling of Experimental Laser Lightcrafts," *AIAA Paper 2001-0648*, (2001).
- 15) L. I. Sedov, *Similarity and dimensional methods in mechanics*, 10th edition, CRC Press, (1993).

# バーガース方程式によるジェット騒音予測

○岩永則城, 山本雅史 (RCCM, Inc)  
橋本敦, 青山剛史, 福田紘大, 堤誠司, 高木亮治 (JAXA)

## Jet Noise Prediction using Burgers Equation

Noriki Iwanaga, Masafumi Yamamoto (RCCM, Inc)  
Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama, Kota Fukuda, Seiji Tsutsumi, Ryoji Takaki(JAXA)

### Abstract

Nonlinear effect, as well as geometrically decreasing effect, in jet noise is examined by Burgers equation. A captive firing test conducted in JAXA is used. The resulting facts are that (1) propagation mode changes from cylindrical type to spherical one as the longitudinal coverage becomes longer due to reflection from the ground and so on, (2) nonlinearity distributes acoustic energy around peak frequency to waves with higher frequency. Especially, what is important for the purpose of rocket launch is that, the increase of sound pressure level in higher frequency region resulting from the energy distribution stated above is in 130~2000Hz, and the maximum value is likely to be about 6dB.

### 1. はじめに

強い音波の伝搬過程では、非線形効果（例えば波の突っ立ち）や分散、散逸効果が現れる。ロケット排気ジェットから出る爆音予測をはじめとして、航空機の衝撃波音予測などにとっても、これらの効果を調べることは重要である。

ここでは特に非線形効果に着目する。既往研究<sup>[1]</sup>によると、非線形効果を考慮する場合、Convective Mach Numberが大きくなると影響周波数（線形伝搬計算による音圧プロットと非線形計算によるプロットの交差周波数）が低周波側に移動する、伝搬距離が長くなると高周波側での音圧が上昇する、等が判明している。本論文では、Burgers方程式<sup>[2]</sup>を用いて、地上燃焼試験の騒音予測を行い、非線形効果を検討する。

ロケットのフェアリングが受ける音圧の周波数帯としては、10~2000Hz帯がターゲットとなる。この周波数帯において非線形効果を考慮した方がよい周波数帯が存在するか、するとすればどの程度の音圧変化が起こるのかを調べる。

### 2. 解析手法

#### 2. 1 Burgers方程式

当目的においては、音波の伝播過程における非線形効果の影響を考慮できる手法を使う必要がある。しかしながら、従来の経験的手法<sup>[3]</sup>やハイブリッド手法（CFD+積分面手法）<sup>[4][5]</sup>では、伝搬中の非線形効果が考慮されていない。そこで、それが考慮されているBurgers方程式を採用する。これは、「音源抽出と

音響擾乱伝搬を分離し、後者は音源に影響を与えない」とする分離型解法の一つである。利点としては、非線形性を考慮できるという点の他に、“実測”で得た音響情報をもとに音響擾乱の伝搬が計算できる、計算時間は非常に短くて済む、という点が挙げられる。

採用するBurgers方程式は空間1次元の圧力に関する方程式である：

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial p^2}{\partial t} - \frac{m}{x} p + \frac{1}{2\rho_0 c_0} \frac{\partial(\rho_0 c_0)}{\partial x} p$$

+熱粘性項+緩和吸収項

ここで、 $p=p(x,t)$ は音圧、 $x$ は伝搬距離、 $m$ は幾何学的減衰係数（平面波：0.0、円筒波：0.5、球面波：1.0）、

$t' = t - \int_0^x (1/c_0) dx$  は遅延時間、 $c_0$ は音速、 $\rho_0$ は周

囲密度、 $\beta$ は非線形係数（線形：0.0、非線形：1.2）である。右辺各項は順に①非線形、②幾何学的減衰、③大気インピーダンス $\rho_0 c_0$ の非一様効果、④熱粘性、⑤緩和吸収効果を示す。Burgers方程式は、音源近傍の1点から移動開始する音響擾乱の圧力が、到達位置の前進につれて物理効果①～⑤によりどう変わっていくかを教示する。この方程式の離散化式を評価することにより、最終到達点である観測点での音圧時系列予測が可能となる。

本研究では、この方程式に基づいて開発した非線形音響伝播コードXnoise<sup>[6][7]</sup>を用いる。これまでに、①～③の効果については、ソニックブームの伝播解

析を実施し、波形パラメータ法との比較により検証を行った<sup>[6]</sup>。また、④と⑤の効果については、振動エネルギーの非平衡を考慮したCFD解析との比較による検証を行っている<sup>[7]</sup>。

解析上、音波は真の音源から放射され、一次元方程式に記述される形で周囲に進むと仮定する。幾何学的減衰係数 $m=0.0$ ならば平面波として測定点方向へ直進するとみなす。また、 $m=0.5$ ならば円筒波状、 $m=1.0$ ならば球面波状に広がり、波面のどこかが測定点を通るものとする。この仮定を導入することで、真の音源から少し離れた測定点での音圧履歴データを計算用音源とし、そこから離れた位置にある測定点での音圧履歴を求めることが可能となる。

## 2. 2 DFT (離散フーリエ変換)

Burgers方程式を使って得た観測点での音圧時刻歴データに、DFTをかけることによって、周波数特性を調べる。ところで、線形問題を解く場合、得られた時刻歴データの時間間隔は一樣となり、そのままDFTをかけることができる。一方、Poisson解を使用して非線形問題を解く場合<sup>[6]</sup>は、伝搬中の音波の形が歪んでしまうために、波形解像用のサンプリング時間間隔を非一樣にせざるをえなくなる。しかしながら、非一樣間隔の時刻歴データにDFTをかけるのは困難なので、線形補間を用いて一樣な時間間隔の時刻歴データに直した後に、DFTをかけるという手順を踏むことにする。

## 3. 解析対象

Fig. 1 にM24地上燃焼試験の音響測定概要を示す。ノズル中心軸から測って60degの直線上に3個の測定用マイク(M3near, M3, M3far)を置いている。各マイクは、ノズル出口ノズル直径をDe[m]とした時に、出口ノズルから距離23.3 De, 46.5De, 62.0Deの位置にある。

解析対象となる音波経路は、(i)M3near⇒M3 (ii)M3⇒M3farの2つである。(i)ではM3nearが音波の出発点であり、M3が到達点である。(ii)ではM3が出发点、M3farが到達点となる。

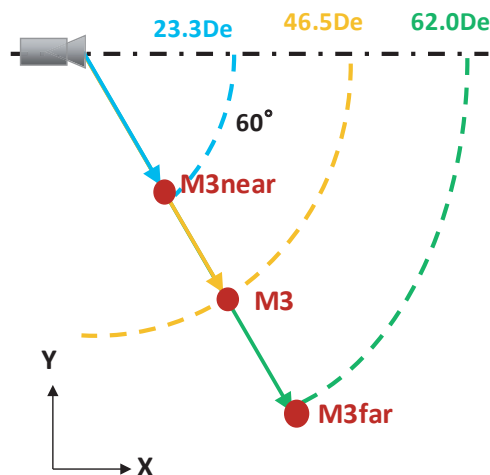


Fig.1 Location of Microphones

Fig.2にノズル内圧の時間履歴を示す。点線で囲んだ範囲は圧力変動が少ないので、この時間帯の一部分(3.0s)を解析対象時間とする。

各測定点で得られている時刻歴データのサンプリング時間は $8.2e-5s$ である。周波数特性グラフ(音圧v.s. 周波数グラフ)作成時の周波数上限値は約6000Hzとなる。

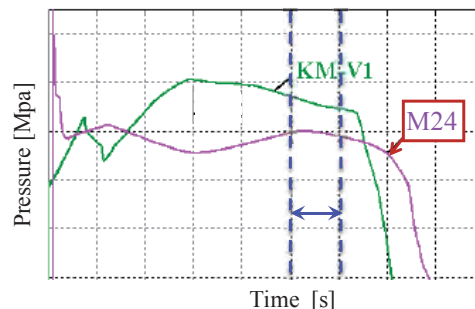


Fig.2 Pressure History in the nozzle and duration available for the analysis

## 4. 解析手順

まず音波の出发点と到達点における音圧履歴データにDFTをかけることにより、両点における音圧v.s. 周波数データを取得する。次に、出发点の音圧時刻歴データを入力とし、離散化されたBurgers方程式によって音波の逐次到達点とそこでの音圧を更新していき、最終的な到達点となるマイク位置での音圧時刻歴データを取得する。この時刻歴データに離散フーリエ変換DFTをかけることにより、最終到達点で予測される周波数特性データを取得する。最後に、試験データならびに計算から得られた周波数特性データを同時グラフ化して比較検討する。



## 5. 結果

### 5. 1 幾何学的減衰特性

Xnoiseでは、幾何学的減衰係数を変えることにより、音源から放射された音波が平面波として伝搬するのか、円筒波としてなのか、あるいは球面波としてなのかを指定することができる。どれを選択するかは現象ごとに選択する必要がある。地上燃焼試験のように、超音速JETの周囲に発生する主要音波は、マッハ波なので、円筒波オプションを使って計算するのが自然である。しかしながら、周囲の形状や物理特性のために、マッハ波の理想的な伝搬状況は実現されていないと考えられる。例えば、地上反射等の影響が考えられる。従って、どの幾何学的減衰オプションが妥当かを調べる必要がある。

経路(i)をみる。Fig.3に、マイク位置M3における実験結果と、各種幾何学的減衰オプションによる非線形オプションを用いた計算結果とを、1/3オクターブバンド幅で示す。70Hzまでは円筒波オプション(cylindrical)による計算結果が最も実測値に近いが、70Hz以降ではいずれのオプションの結果も実測値から離れてしまっている。あえて選択すれば、球面波オプション(spherical)の方が近い。70Hz以上の高周波帯では、地上からの反射波等の影響が大きくなるなど、幾何学的減衰特性以外の影響が効き、円筒波としての伝搬形態が大きく崩れていると考えられる。

経路(ii)をみる。Fig.4に、マイク位置M3farにおける実験結果と、各種幾何学的減衰オプションに対応する非線形計算結果とを、1/3オクターブバンド幅で示す。6000Hzまでの周波数全体において、いずれのオプションも実測値とは合わなかった。強いて挙げれば、球面波オプションが実測値に近い。

経路(i)(ii)の結果を総合すると、円筒波として伝搬していた音波は、周波数帯ならびに伝搬距離に依存して、地上からの反射波等、幾何学的減衰効果以外の影響が効いてくる、といえる。

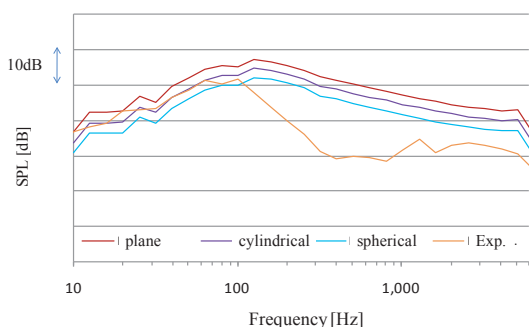


Fig.3 Sound Pressure level v.s. Frequency at the M3 location along the path (i) using the nonlinear option

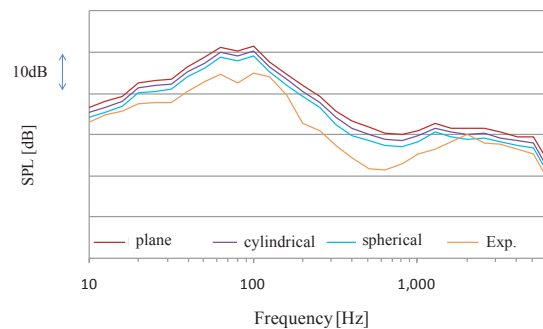


Fig.4 Sound Pressure level v.s. Frequency at the M3far location along the path (ii) using the nonlinear option

### 5. 2 非線形特性

ロケットの排気ジェットから出る強い音波は、伝播中の非線形効果によって波形が歪みながら伝搬する。そのため、観測点における周波数特性は、非線形効果を入れない場合とは異なる傾向を示す。Xnoiseでは、非線形係数 $\beta$ を1.2に設定することにより、非線形効果を取り入れることが可能となる。この効果を2つの経路で評価する。

経路(i)をみる。Fig.5に、マイク位置M3における実験結果と円筒波オプションによる線形計算(linear)及び非線形計算(nonlinear)の結果を、1/3オクターブバンド幅で示す。60Hzまでは線形計算と非線形計算の差は見られないが、60~300Hz範囲において線形計算値が非線形計算値を超えた後、300~2000において今度は非線形計算値の方が線形計算値を最大6dBほど超えている。これは、非線形計算値のピーク値が下がって高周波側への音響エネルギー分配が行われていることを示しており、既往研究[1]にも挙げた効果と符合している。

経路(ii)をみる。Fig.6に、マイク位置M3farにおける実験結果と円筒波オプションによる線形・非線形計算結果を、1/3オクターブバンド幅で示す。130Hzまでは線形計算と非線形計算の差は見られないが、130~1000Hz範囲において非線形計算値が線形計算値を最大5dBほど凌駕している。更に1000~6000Hzでは両者が入れ替わっている。

経路(i)(ii)の結果を総合すると、伝搬中の音波は、非線形効果により音響エネルギーが高周波側(具体的には130~2000Hz)に分配され、この周波数帯では最大6dBほど音圧が上昇する、といえる。

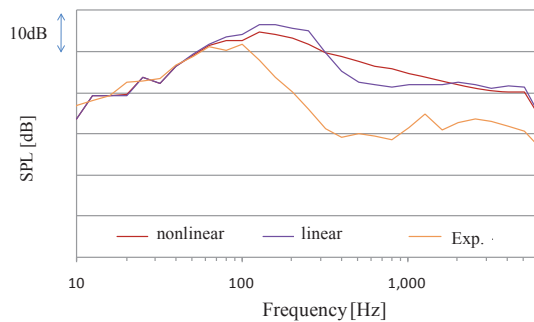


Fig.5 Sound Pressure level v.s. Frequency at the M3 location along the path (i) using the cylindrical and nonlinear option

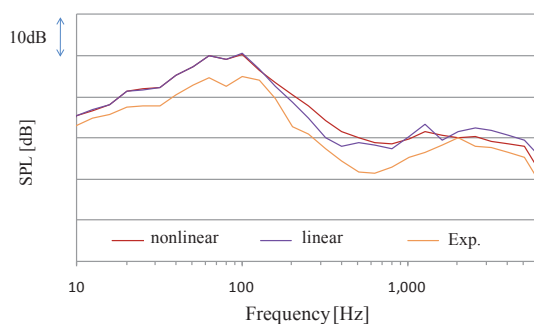


Fig.6 Sound Pressure level v.s. Frequency at the M3far location along the path (ii) using the cylindrical and nonlinear option

## 6. 結論

地上燃焼試験を対象とし、Burgers方程式をベースとする非線形音響コード“Xnoise”を用いて、音響擾乱が観測点まで伝搬する過程を計算した。観測点音圧の周波数特性を通して、幾何学的減衰特性と非線形性の影響を調べ、以下のことが分かった：

- ・円筒波として伝搬していた音波は、周波数帯ならびに伝搬距離に依存して、地上からの反射波等、幾何学的減衰効果以外の影響が効いてくる。

- ・伝搬中の音波は、非線形効果により音響エネルギーが高周波側(具体的には130~2000Hz)に分配され、この周波数帯では最大6dBほど音圧が上昇する。

ロケットのフェアリングが受ける音圧の周波数帯としては、10~2000Hz帯が重要である。この周波数帯中に非線形効果を考慮した方がよい周波数帯が存在し、そこでの音圧変化が最大で6dBに達し得るという結果は、地上燃焼試験や打ち上げ時の音響環境分析にとって重要な知見となる。

## 7. 参考文献

- [1] Saxena, *et al.*, AIAA -2008-2934, 2008.
- [2] Cleveland, R.O., *et al.*, J.Acoust.Soc.Am. 99, 1996.
- [3] NASA SP8072, JUNE 1971
- [4] Tsutsumi, S., *et al.*, 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 21-23 July 2008, Hartford, CT
- [5] N. Iwanaga, *et al.*, 6AWCFD, AW6-25, 2010
- [6] 山本雅史, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 石川敬掲, 牧野好和, 自動格子生成と Burgers 方程式を用いたソニックブーム解析, 第 23 回数値流体力学シンポジウム, B6-2, 2009.
- [7] 山本雅史, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 酒井武治, Burgers 式を用いたソニックブーム伝播計算における熱粘性減衰および分子緩和効果, 第 42 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 2010, 2B11.