



ISSN 1349-113X
JAXA-SP-13-011

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第45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2013 論文集

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム運営委員会

2014年3月

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

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第 45 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 2013 論文集

**Proceedings of 45th Fluid Dynamics Conference /
Aerospace Numerical Simulation Symposium 2013**

開催日：平成 25 年 7 月 4 日（木）～ 5 日（金）

開催場所：タワーホール船堀

4 July ~ 5 July, 2013

Tower Hall Funabori

2014 年 3 月

March 2014

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

今年度の ANSS2013 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会との合同開催という形で、タワーホール船堀（東京都・江戸川区）にて開催いたしました。本年は、ANSS 側、学会側からの特別企画 8 テーマ及び一般講演について 122 件の発表があり、5 会場を用いて講演を進め、活発な議論を行うことができました。また特別講演につきましては、JAXA 航空本部・中橋和博氏より「ペタフロップス計算機時代における CFD」、日建設計の小西厚夫氏より「東京スカイツリーの構造設計」、スタンフォード大学 Gianluca Iaccarino 教授より「Progress in Quantification of Uncertainties in Fluid Flow Simulations」との題目でご講演をいただくとともに、新たな試みとして、パネルディスカッション「航空教育支援フォーラム：空力教育の共通プラットフォーム構築に向けて」を実施し、239 名の参加登録人数を数えることができました。

特別企画としては、EFD/CFD 融合技術、民間超音速機実現のための空力技術、非定常空力と空力音響技術、先進流体計測技術、デトネーションエンジン、航空宇宙における HPC 利用技術、宇宙輸送及び推進系技術などに関するセッションを設け、関連分野の情報交流の活性化を試みました。また一般発表では、低レイノルズ数翼型の性能・特性、プラズマ関連の研究発表が多くみられ、数値シミュレーションのみならず、実験・計測との対応などについて活発な議論がなされました。「航空教育支援フォーラム：空力教育の共通プラットフォーム構築に向けて」と題したパネルディスカッションでは、空力教育に CFD プログラムを共通プラットフォームとして持ち込み、CFD を空力教育の新たなツールとする進め方に関する議論がなされました。私ども実行委員会の責務として、学会活動の一環としてこのような新しい技術をいち早く教育の現場へ浸透させるための議論の場を提供し続けていくべきであるとの感を強くしました。

最後に、本シンポジウムの運営に当たり、日本航空宇宙学会空気力学部門委員長の佐宗章弘名古屋大学教授をはじめ同部門委員の方々のご努力に謝意を表します。

平成 25 年 12 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

越岡 康弘

ANSS 運営委員会委員

越岡康弘（委員長）、新城淳史（幹事）、相曾秀昭、青山剛史、池田友明、榎本俊治、齋藤健一、佐藤茂、嶋英志、清水太郎、長谷川進、藤田直行、牧野好和、松尾裕一、松山新吾、村上桂一、村山光宏、山根敬、吉田正廣

目 次

1. 回転翼空力弾性解析コードの風車への適用.....	1
田辺安忠, 杉浦正彦 (宇宙航空研究開発機構 航空本部 機体システム研究グループ) 菅原瑛明 (菱友システムズ)	
2. 構造格子 CFD コード UPACS-LES による四輪型簡易脚形状 RLG の空力音響予測の検証.....	7
田中健太郎 (菱友システムズ), 村山光宏, 山本一臣, 池田友明, 榎本俊治 (宇宙航空研究開発機構) 雨宮和久 (エイ・エス・アイ総研)	
3. Multipole Analysis による超音速飛翔体の近傍場波形の改善.....	13
金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和 (宇宙航空研究開発機構) 石川敬掲 (三向ソフトウェア開発), 山本雅史 (計算力学研究センター), 飯村拓哉 (菱友システムズ)	
4. 非線形 Tricomi 方程式解析を用いたフォーカスブームにおける低ブーム波形の効果推算.....	19
金森正史, 橋本敦, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構), 山本雅史 (計算力学研究センター)	
5. リード弁式吸気機構によるマイクロ波ロケットの推力性能改善.....	25
福成雅史, 山口敏和, 齋藤翔平, 浅井健太, 栗田哲志, 小紫公也 (東京大学), 小田靖久, 梶原健, 高橋幸司, 坂本慶司 (日本原子力研究開発機構)	
6. ローテーションゲトネーションエンジンの数値解析: 厚み方向の影響とスケール効果.....	29
岡斉健太, 桜澤歩, 朝原誠, 山田英助, 林光一 (青山学院大学大学院 理工学研究科 理工学専攻 機械創造コース) 坪井伸幸 (九州工業大学大学院工学研究院)	
7. 高次精度非構造格子法の比較に関する研究.....	35
澤木悠太 (東北大), 芳賀臣紀, 保江かな子 (JAXA), 澤田恵介 (東北大)	
8. 高迎角剥離流の非定常解析に向けて.....	41
橋本敦, 石田崇, 石向桂一, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構)	
9. 極超音速希薄風洞流れ場の粒子計算解析.....	47
小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央 (宇宙航空研究開発機構)	
10. 磁気シールドに対する印加磁場配位の効果について.....	53
永田靖典 (JAXA/ISAS), 里深優, 渡辺理成 (早稲田大学), 山田和彦, 安部隆士 (JAXA/ISAS)	
11. 回転翼のホバリング飛行解析への CFD / 規定後流モデルハイブリッド手法の適用.....	59
武田茂 (首都大学東京), 田辺安忠, 杉浦正彦, 張替正敏 (宇宙航空研究開発機構) 菅原瑛明 (菱友システムズ)	
12. ヘリコプタの BVI 騒音予測に向けた CFD と規定後流モデルのハイブリッド手法の改良.....	65
杉浦正彦, 田辺安忠 (宇宙航空研究開発機構), 菅原瑛明 (菱友システムズ)	

13. 非線形渦粘性モデルを用いたジェットブラストの数値解析	71
石向桂一, 橋本敦, 青山剛史, 松尾裕一, 吉澤徹 (宇宙航空研究開発機構)	
頓所和之 (菱友システムズ)	
14. 遷音速流における翼後流 PIV 計測による圧力推定	77
松島紀佐, 泉知宏 (富山大学・工), 加藤裕之 (JAXA)	
15. 縮約モデルと粒子フィルタを用いたリアルタイムデータ同化計算	83
菊地亮太, 三坂孝志, 大林茂 (東北大学 流体科学研究所)	
16. 超音速領域における PIV 計測データの補正方法に関する研究 - MTV データとの比較 -	89
三井克仁, 半田太郎 (九州大学), 中野葵 (川崎重工業), 小池俊輔 (宇宙航空研究開発機構)	
17. 吸収飽和誘起蛍光法による光学的に厚いプラズマ流中の温度分布計測	95
伊藤彦, 金子剛, 小紫公也 (東京大学大学院 新領域創成科学研究科), 野村哲史 (宇宙航空研究開発機構)	
SCHÖNHERR Tony, 小泉宏之 (東京大学大学院 工学系研究科)	
18. 実在気体気流条件での空力係数の計測	99
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 角田宇宙センター)	
藤田和央 (宇宙航空研究開発機構 調布航空宇宙センター)	
19. 観測ロケット実験における柔軟構造飛翔体の空力解析について	103
高橋裕介, 河東顯 (北海道大学 大学院工学研究院 / 工学院)	
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)	
鈴木宏二郎 (東京大学 大学院新領域創成科学研究科)	
20. 大迎角細長物体の横力制御における DBD プラズマアクチュエータ設置位置の検討	109
佐藤雅幸, 西田浩之, 松原暁良 (東京農工大学), 野々村拓 (JAXA)	
21. OpenFOAM を用いた NACA0012 翼型まわりの準二次元解析	115
中谷淳, 村澤杏樹 (岐阜工業高等専門学校)	
22. 低 Re 数における Ishii 翼型まわりの流れ場	121
大竹智久, 村松旦典, 本橋龍郎 (日本大学理工学部), 互井梨絵 (JAXA), 神田翔 (ケーヒン)	
23. 低 Re 数領域における NACA0012 翼面上の圧力分布	127
山口裕太 (日本大学大学院), 大竹智久, 村松旦典 (日本大学理工学部)	
24. AMR 法による高揚力装置流れの高解像度数値解析	131
松尾裕一 (JAXA), 富塚孝之, 中森一郎 (アドバンスソフト)	
25. マルチブロック構造格子における NURBS Volume を利用した自動細分化ツールの開発	139
松村洋祐 (みずほ情報総研), 堤誠司, 高木亮治, 山本一臣 (宇宙航空研究開発機構)	
伊藤浩之, 竹川国之 (菱友システムズ)	

26. 軸対称型スクラムジェットエンジンの Busemann 形状空気吸込み口の
軸方向短縮過程におけるマッハ反射形態のヒステリシスの数値解析..... 145
小川秀朗 (ロイヤルメルボルン工科大学), モルダー・サンヌ (Ryerson 大学)
27. スクラムジェットエンジン燃料最適化分布に向けた検討 - 質量流率との対比..... 151
佐藤茂 (宇宙航空研究開発機構角田), 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)

回転翼空力弾性解析コードの風車への適用

田辺安忠、杉浦正彦

宇宙航空研究開発機構 航空本部 機体システム研究グループ

菅原瑛明

菱友システムズ

Application of a Rotorcraft Aeroelastic Analysis Code to Wind Turbines

by

Yasutada Tanabe, Masahiko Sugiura (JAXA)
and Hideaki Sugawara (Ryoyu Systems, Co., Ltd)

ABSTRACT

Application of the CFD/CSD coupling analysis code *rFlow3D* which was originally developed for rotorcraft to the wind turbines is described in this paper. NREL Phase VI wind turbine is selected as the test case to validate the accuracy of the analyses. It is found that even with a relative coarse resolution blade grid, the Euler solver can predict the performance of the wind turbine quite satisfactory when the wind turbine is operated in attached flow or deep stall conditions, but the discrepancies in the incipient stall flow region are remarkable where the highest power is generated. With a Navier-Stokes solver, the prediction accuracy is improved with the refinement of the blade grid and the highest power can be predicted satisfactorily.

1. はじめに

クリーンエネルギーの代表として、風力発電が注目されており、近年設置台数が急激に増加している。設置環境も陸上から洋上へと多様化が進んでいる。風力発電の効率化を目指して、風車の大型化に伴い、ブレードの弾性変形が無視できないレベルにある。日本のような風環境が急変しやすい中、風車の破損も目立っており、荷重の状況を正しく予測し、設計に反映することが求められている。

JAXA においては、ヘリコプタの空力弾性騒音を解析するために、CFD/CSD 連成解析技術に基づく統合解析ツール *rFlow3D* を開発してきた[1-3]。主にヘリコプタの騒音低減を目指して、種々のアクティブ・デバイスの作動によるロータ・ブレードの弾性変形、空力騒音変化の評価に用いられてきており、実験結果による検証でも良好な結果が得られている。この解析ツールの同じ回転翼でもある水平軸風車への適用は、自然な解析技術の応用と思われる。しかしながら、ヘリコプタは基本的に流れの剥離が起こらない範囲内で運航されることに対し、風車は自然の風の風速変化から完全に流れが剥離している範囲まで考える必要があり、流体力学的にはより複雑である。そのため、CFD 手法についても、ヘリコプタでは Euler 方程式に基づくソルバーでもほとんどの場合かなり精度の高い結果が得られるが、風車のケースでは、流れ場の剥離のシミュレーション精度がそのまま結果に大きく反映されるため、Navier-Stokes 方程式に基づくソルバーであることが前提であるように思われる。今回は *rFlow3D* の粘性計算を基本に、NREL の Phase VI の風車[4]を検証対象として、ソルバーの種類や境界条件、計算格子の影響などについて、検証を行ったので、その結果について報告する。

2. 計算手法

ヘリコプタや風車のロータ・ブレードは非常に細長い形状をしており、荷重に応じて弾性変形が生じやすい。近年海上での風力発電が増加傾向にあり、6 MW 級の風車では直径が 120m 以上にもなる。アスペクト比がヘリコプタよりも大きくなる場合が多く、弾性変形の影響が在来のロータ・ブレードよりも更に重要になっている。ブレードの弾性変形解析を含む回転翼の空力性能や騒音を予測するためには、図 1 に示す流れで計算を進める必要がある。

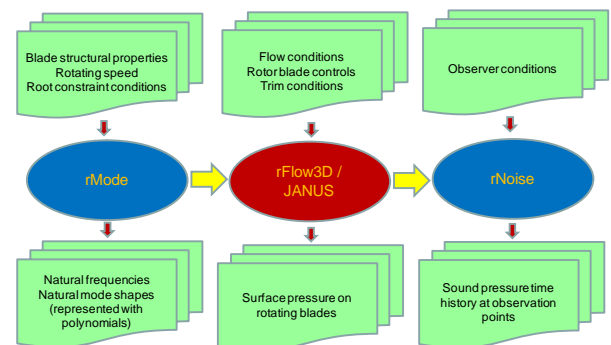


図 1 回転翼統合解析ツールチェーン

JAXA で開発されている回転翼向けの統合解析ツール[1-3]は、3 つのコードで構成されている：まずはロータ・ブレードの固有周波数と固有モードを計算する *rMode* というコードである。ブレードの弾性振動の支配方程式は Houbolt & Brooks の方程式 [5] に基づいており、非均一のねじれのあるビームを仮定している。ブレードの構造物性値とロータの回転数に基づいて、ブレードのフラップ、ラグ、ねじりの 3 方向の連成固有振動周波数と振動モードの形を Holzer-Myklestad 法[6]を用いて計算する。ここでの出力は次の段階の CFD/CSD 連成解析コードの入力となると同時に、ロータ回転数と固有周波数の関係を示す Fan-plot はロータブレードの回転時の安定解析にも使われる。

解析の中心である CFD/CSD/TRIM の連成解析コード *rFlow3D* の計算手法は移動重合格子法である[7]。ロータブレードの枚数分の内部格子をブレード周りに形成し、ブレードの回転や弾性変形に合わせて移動・変形を続ける。また、ヘリコプタの胴体は複雑な形状をしている場合が多く、胴体周りの格子は非構造格子も採用できるように拡張されている。胴体周りが非構造格子の場合は TAS-Code をベースにしたソルバーを使用しており、JAXA と東北大学との共同開発で、*JANUS* というコード名で呼ばれる[8]。背景格子は直交格子を 2 層まで用いることができ、ブレードの回転領域や後流領域では密な格子を採用して、翼端渦を精度よく捉えられるようにしている。各格子間のデータの受け渡しは 2 次精度の Tri-Linear 補間法で行っている。内部格子では移動格子に対応した完全非定常 Euler/Navier-Stokes 方程式を 4 次精度の SLAU+FCMT スキーム[9,10]で離散化し、ヘリコプタのような低速から遷音速領域が共存

する流れ場に対応している。また、ブレードの弾性変形は CFD で求めた空気力に基づいて、構造解析との弱連成手法で計算される。さらに目標となるロータ推力やモーメントと一致するように、ブレードの制御入力を変更し、トリムを取りながら、現実の飛行条件を再現できるようにしている。

また、回転翼からの騒音計算は FW-H 方程式に基づく Farassat 定式 1 [11] に従い一周分のブレード表面圧力から積分で求めており、*rNoise* という後処理ツール[2]で行うようになっている。

以上の解析ツールチェーンはアクティブ制御によるヘリコプタの騒音低減の実験結果と比較検証[3]をしてきており、良好な一致を得ている。しかしながら、ヘリコプタの場合は、ブレード周りの流れ場は付着している場合がほとんどで、非粘性の Euler 解でも良好な結果が期待できるが、風車への適用に当たっては、ブレード周りの流れ場が非常に幅広い迎え角範囲を有する 경우가多く、粘性効果が無視できないレベルにある。そのため、CFD の支配方程式は以下のような Thin-Layer 形式[12]の粘性項を追加した。

$$\partial_\tau \hat{q} + \partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} = \frac{1}{Re} \partial_\zeta \hat{S} \quad (1)$$

粘性項の離散化については、FVM 法で用いるメトリクスと差分法の Jacobian との対応関係を用いて、中心差分となるように定式化した。また、今回の解析対象の風車のレイノルズ数が低く、乱流モデルを採用しなかった。

さらに、固定壁面上の圧力の与え方について、内側のセルの値からの外挿の精度について、ゼロ次外挿は壁面に隣接するセルの圧力をそのまま使い、

$$p_{i,j,w} = p_{i,j,l} \quad (2)$$

で、2次外挿はさらに一個上のセルの値も入れて、

$$p_{i,j,w} = (7p_{i,j,l} - p_{i,j,2})/6 \quad (3)$$

である。壁面上の運動量を満足する圧力解[12]は差分法的に書くと、以下ようになる：

$$\begin{aligned} & (\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) p_\xi + (\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) p_\eta \\ & = -(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) p_\zeta \\ & + \rho [\partial_\tau \zeta_\tau + u \partial_\tau \zeta_x + v \partial_\tau \zeta_y + w \partial_\tau \zeta_z] \\ & - \rho U (\zeta_x u_\xi + \zeta_y v_\xi + \zeta_z w_\xi) \\ & - \rho V (\zeta_x u_\eta + \zeta_y v_\eta + \zeta_z w_\eta) \end{aligned} \quad (4)$$

式 (4) はブレードの周方向については循環型 3 列対角マトリクス、スパン方向については通常の 3 列対角マトリクスを解くことで、壁面上の圧力を得ることができる。

3. 水平軸風車検証計算例

NREL が NASA-Ames の 40ftx80ft の大型風洞を使って Phase VI という水平軸風車の風洞試験を実施しており、風洞試験と同時に、各種解析手法の予測結果の比較が行われた[13]。この実験データはその後も広く解析コードの検証例として利用されてきた[14-17]。風車の半径は 5.029m で、試験回転数は 72RPM である。このとき、ブレード先端の回転速度マッハ数は 0.11 である。ヘリコプタの場合は通常 0.6 ぐらいで、圧縮性の解析コードをこのような低いマッハ数の流れ場に適用できるか、SLAU 全速度スキームを採用しているとは言え、十分な確認が必要である。

図 2 に rFlow3D で使用される重合格子系を示す。今回の解析では、外部背景格子は 3 方向に 101 点の等間隔直交格子で、風車の回転中心から、3 方向 ±20m の範囲をカバー

した。前方上流境界面が一樣流条件に固定し、その他の境界面はゼロ次外挿の流出境界とした。

内部背景格子はブレードの後流を捉えるために細かく分割しており、各辺 14m の立方体を 151 点で分割している。

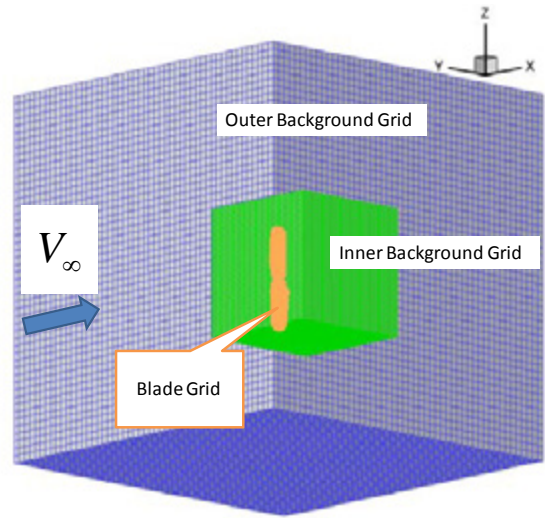


図 2 風車の重合計算格子

図 3 に NREL Phase VI のブレードのモデル形状を示す。回転中心からのブレードの半径は 5.029m で、翼型は s809、ルート部から 25%R の位置から翼型となっており、そこで翼弦は 0.737m で、先端での翼弦長は 0.356m で、線形的なテーパ形状となっている。また、この部分から先端に向けて、振り上げ角が約 20 度である。ブレードの形状と風洞試験の詳細は文献[12]を参照されたい。

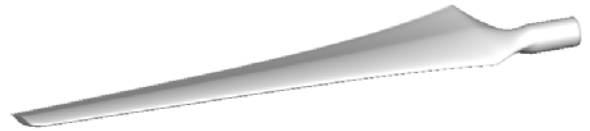


図 3 NREL Phase VI のブレード形状

表 1 ブレード計算格子

Blade Grid	Points (IxJxK)	Δh_{\min} [m]
EU	81x81x21	5e-3
NS2	81x81x61	5e-5
NS3I	161x81x61	5e-5
NS3J	81x161x61	5e-5
NS4	161x161x61	5e-5

表 1 に解像度による依存性を調べるために使用した 5 種類ブレード格子の格子点やブレード表面に接する層の代表高さを示す。EU というオイラーソルバー用の格子は図 4 に示すように、比較的粗くブレード周りを覆うようにしており、効率的な CFD 解析が可能である。一方、粘性計算では、特に表面に隣接するセルの高さが粘性境界層を捉えるのに重要なため、今回は代表高さが 0.05mm とし、これは代表レイノルズ数において、 $y^+ \approx 5$ に相当し、層流境界層を捉えるには十分である。半径方向と周方向の分解能の影響をみるため、NS2 から NS4 まで 4 段階の格子を用いた。NS4 の格子の様子も図 4 に示す。

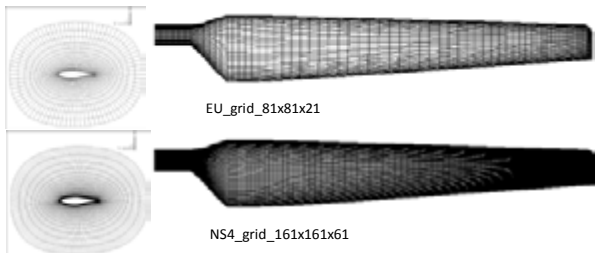


図 4 ブレード計算格子の様子

オイラー計算においては、壁面境界条件の影響を調べるため、表 2 に示す 3 種類を行った。粘性計算については、境界条件を 2 次外挿による壁面圧力のみにし、格子の影響について調べた。

風車の運転条件については、実験ではブレードにコーニング角を付れたり、ヨー角のある場合の計測も含まれているが、今回の検証計算では、コーニング角無し、ヨー角も無い、ピッチ角を 3 度に固定した、風速のみ変化させたケースと、風速を 15m/s に固定し、ピッチ角を変化させたケースの 2 ケースを選んだ。この 2 ケースはこれまでに多くの解析結果との比較に使われてきた[13-17]。

表 2 計算条件

Abbr.	Solver	Blade Grid	Boundary Condition
EU00	Euler	EU	Zeroth Interpolation
EU01	Euler	EU	2nd Interpolation
EU10	Euler	EU	Wall momentum eqn
NS2TL01	TL NS	NS2	2nd Interpolation
NS3ITL01	TLNS	NS3I	2nd Interpolation
NS3JTL01	TLNS	NS3J	2nd Interpolation
NS4TL01	TLNS	NS4	2nd Interpolation

風車のピッチを 3 度に固定し、風速を 5, 7, 10, 15, 20, 25m/s の 6 つに変化させたときの流れ場の様子を図 5 に示す。5m/s と 7m/s の流れ場は非常に滑らかで、後流渦も若干広がりながら、はっきりとしたらせん状渦を形成している。10m/s 以上の風速ではブレードまわりの流れが剥離して、後流がかなり乱れているのが分かる。計算条件によって、特に 10m/s 以降では若干の違いが見られるが、定性的には同じである。

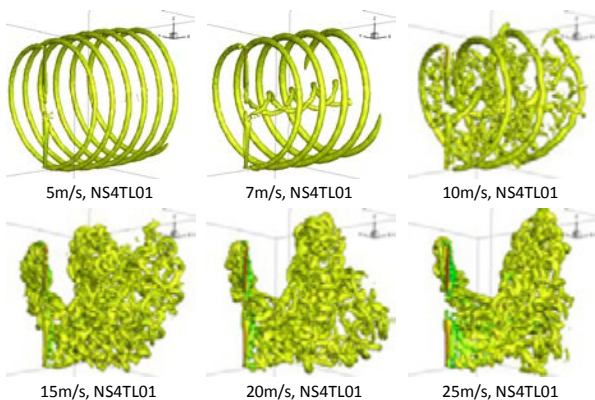


図 5 風速変化による風車の後流の変化

オイラーソルバーの解析能力をみるため、敢えて流れが大きく剥離している条件でもそのまま計算した。図 6 の推力変化をみると、若干計算値が大きくなっているが、風速

による推力のほぼ直線的な変化を正しく捉えており、また、境界条件による差がほとんど見られない。しかしながら、図 7 に示す回転軸周りの空力トルクから計算した発電量は、壁面圧力を 0 次または 2 次外挿で決める境界条件の EU00 と EU01 は 7m/s までは実験値とも一致しているが、7~15m/s の間は発電量を顕著に低く予測していた。偶然かもしれないが、15m/s 以降の流れが大きく剥離する条件では、また実験値とよく一致した。普段オイラー計算の非粘性解は流れ場の剥離をかなり遅く予測する傾向にあることが知られており、壁面圧力を単純外挿で決める境界条件では、却って早期剥離が起こったものと考えられる。一方、壁面上の運動量方程式を満足する EU10 の境界条件では、風速 15m/s までは非常に実験値と一致する結果が得られ、理想的なオイラー解であると思われる。それ以降は実験値よりも大きく発電量を見積もった。

流れ場が付着している状態から大きく剥離する条件まで全領域にわたって風車の性能を正確に予測できるか、粘性計算を実施した。5m/s における計算格子を変更した場合の発電量の予測値を図 8 に示す。総じて実験値より若干大きくなっているが、計算値同士の差がほとんどない。なお、粘性計算においても、トルクの計算は表面圧力の積分のみを考慮し、摩擦成分による寄与を無視している。これは実験値自体がブレード表面の圧力分布から計算されたものであるからである。なお、参考文献 [17] にあるように、この場合、摩擦成分の寄与が圧力成分と比較すると無視できるレベルである。

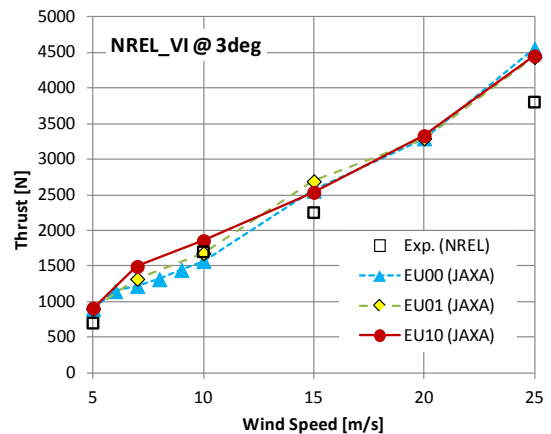


図 6 境界条件による推力の変化

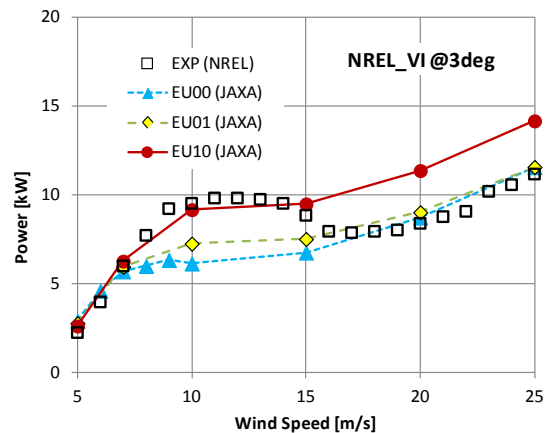


図 7 境界条件による発電量の変化

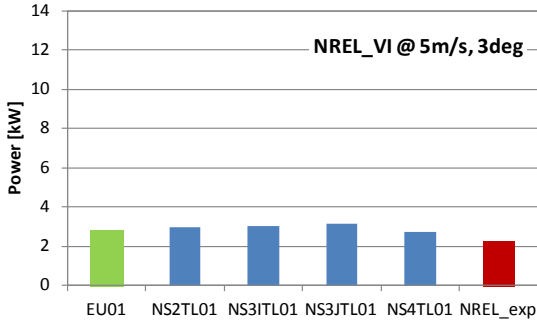


図8 風速 5m/s における各種計算手法の予測結果

流れ場が初期剥離状態にある 10m/s における発電量の予測値を図 9 に示す。このときの流れ場は計算格子の分解能に非常に敏感であり、格子が密になるとともに、計算値が実験値に近づいた。なお、格子点数では NS3I と NS3J は同じであるが、周方向を細分した NS3J のほうが実験値に近かった。

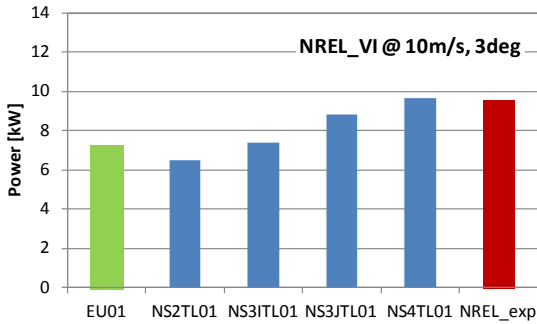


図9 風速 10m/s における各種計算手法の予測結果

大剥離状態にある 25m/s における発電量の計算手法による変化を図 10 に示すが、粘性計算値が総じて実験とオイラー計算値より低かった。さらに格子が密になる改善効果が見られなかった。おそらくこの速度では、もはや流れが層流である仮定が成り立っておらず、何らかの乱流モデルの採用が必要だったかもしれない。乱流モデルの採用による予測については今後の課題としたい。

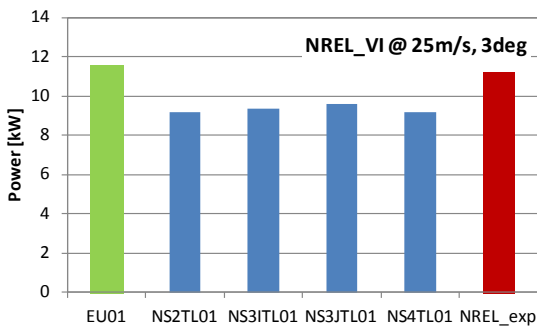


図10 風速 25m/s における各種計算手法の予測結果

推力について、NS4 の粘性解と同じ境界条件のオイラー解と計測値との比較を図 11 に示す。ほとんどの場合、粘性解のほうが若干推力を大きく予測する傾向にあった。

風車の発電量については、図 12 に実験値との比較を示すが、剥離が顕著な領域では若干低く予測しているが、性能に重要なピーク発電の予測値が計測値とよく一致しており、実用上、十分な精度の性能予測ができると考えている。

風速 15m/s において、ピッチ角を -15 度から 40 度まで大きく変化させたときの推力の変化を図 13 に示す。EU00 条件の計算結果が実験値とよく一致していた。

図 14 に発電量の変化を示す。全体的な傾向が概ね一致しているが、ピッチ角 15 度時にピーク発電量があり、EU00 の予測値が 25% も低く見積もっていた。今後は粘性解による解析も進めていく予定である。

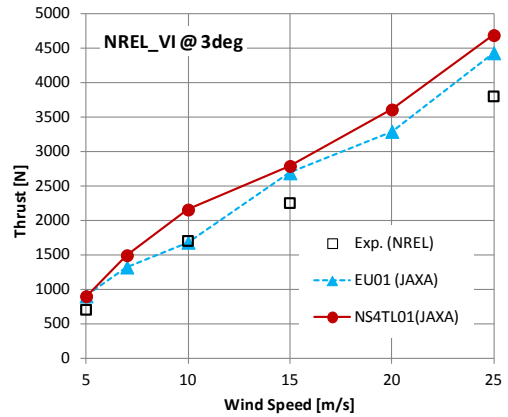


図11 風車推力の粘性解

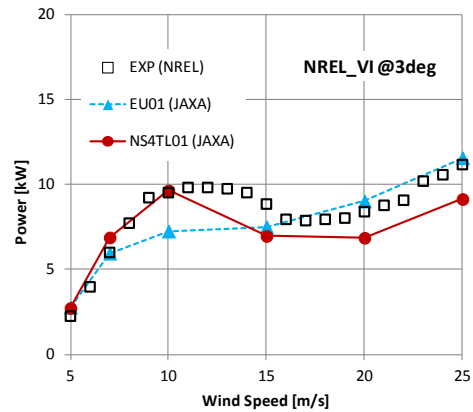


図12 風車発電量の粘性解

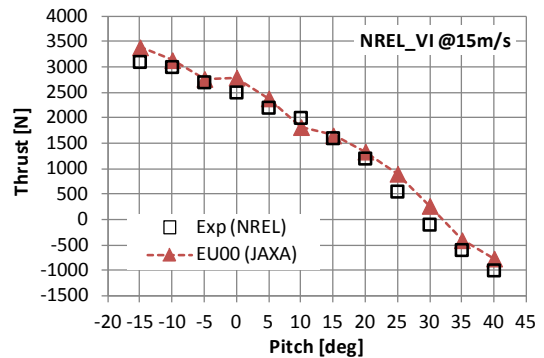


図13 風車のピッチ角による推力変化

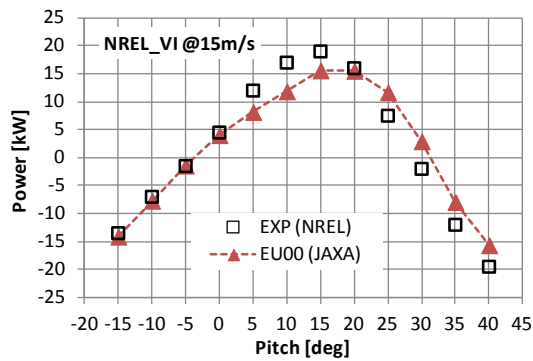


図 14 風車のピッチ角による発電量変化

なお、以上の試験計算は風車のブレードを完全に剛として、弾性変形しないと仮定している。今後は弾性変形も含めて解析を進め、風車性能への影響を把握していきたい。

4. まとめ

回転翼航空機用に開発した統合解析ツール *rFlow3D* を水平軸風車に適用し、幅広い試験条件下での空力荷重と発電量のテスト計算を行った。

NREL の Phase VI の風洞試験データに基づいて、特にピッチ角 3 度固定で、風速を変化させた試験例に対して、境界条件の影響や、格子の解像度の影響について詳細に調べた。

風車の受ける空力荷重となる推力は、格子の解像度の影響をあまり受けず、どのケースも概ね実験値と良い一致を示した。

初期剥離状態（風速 10m/s）においては、壁面上の圧力を単純外挿した Euler 解には、流れ場の早期剥離現象が見られ、最大発電量を低く予測する傾向があった。壁面上の圧力を運動量保存方程式を満足するように与えた場合は、Deep Stall となる風速 15m/s までは Euler 法でもかなり精度よく性能を予測でき、それ以降の速度領域では発電量をかなり大きく予測した。

計算格子を密にした粘性計算の結果は全体的に実験値と一致したが、Deep Stall 域では若干発電量を低く見積もる傾向にあった。

これまでの試験計算の結果、回転翼用の統合解析ツールの CFD ソルバーは風車の荷重や性能予測に十分使えることが分かった。今後はさらに弾性変形や騒音の予測などの計算機能についても、検証を進めていきたい。また、これまでは全領域を CFD で解いたが、計算の効率化と精度の両立を図るため、風車の後流を渦モデルで表現し、ブレードの周りのみを CFD で解く Hybrid Method の開発を進めており、風車の計算例での検証を進めていく予定である。

参考文献

- 1) 田辺：回転翼の空力弾性計算手法の考察、第 50 回飛行機シンポジウム、新潟市、2012 年 11 月 5~7 日。
- 2) 田辺：回転翼機の空力騒音予測ツールの構築について、第 44 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 2012、富山市、2012 年 7 月 5~6 日。
- 3) Tanabe, Y., Saito, S. and Sugawara, H., "Construction and Validation of an Analysis Tool Chain for Rotorcraft Active Noise Reduction," 38th European Rotorcraft Forum, Amsterdam, NL, September 4-6, 2012.
- 4) Hand, M., Simms, D., Fingersh, L. J., Jager, D., Larwood, S., Cotrell, J., and Schreck, S., "Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns," NREL/TP-500-29955, 2001.

- 5) Houbolt, J.C. and Brooks, G.W., "Differential Equations of Motion for Combined Flapwise Bending, Chordwise Bending, and Torsion of Twisted Nonuniform Rotor Blades," NASA TN-3905, 1957.
- 6) Isakson, G. and Eisley, G.J., "Natural Frequencies in coupled bending and torsion of twisted rotating and non-rotating blades," NASA CR-65, 1964.
- 7) Tanabe, Y. and Saito, S., "Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulations," The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, Nanjing, China. October, 2009.
- 8) Tanabe, Y., Saito, S., Takayama, O., Sasaki, D. and Nakahashi, K., A New Hybrid Method of Overlapping Structured Grids Combined with Unstructured Fuselage Grids for Rotorcraft Analysis, 36th European Rotorcraft Forum, Paris, France, September 9-11, 2010.
- 9) Shima, E., and Kitamura, K., "On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds," 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FA, January 5-8 2009, AIAA Paper 2009-136.
- 10) Yamamoto, S. & Daiguji, H., "Higher- Order- Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations," Computers & Fluids, Vol.22, No.2/3, pp.259-270, 1993.
- 11) Farassat, F., "Derivation of Formulation 1 and 1A of Farassat," NASA TM-2007-214853, 2007.
- 12) Pulliam, T. H. and Steger, J. L., "Implicit Finite-Difference Simulations of Three-Dimensional Compressible Flow", AIAA J., Vol. 18, No. 2, Feb. 1980, pp. 159-167.
- 13) Simms, D., Schreck, S., Hand, M., Fingersh, L. J., "NREL Unsteady Aerodynamics Experiment in the NASA-Ames Wind Tunnel: A Comparison of Prediction to Measurements," NREL/TP-500-29494, 2001.
- 14) Duque, E. P. N., Burklund, M. D., and Johnson, W., "Navier-Stokes and Comprehensive Analysis Performance Predictions of the NREL Phase VI Experiment," AIAA-2003-355, January 6-9, 2003.
- 15) Schmitz, S., and Chattot, J. J., "Application of a 'Parallelized Coupled Navier-Stokes/Vortex-Panel Solver' to the NREL Phase VI Rotor," AIAA-2005-593, January 10-13, 2005.
- 16) Yu, D. O., Kwon, H. I., and Kwon, O. J., "Performance Enhancement of HAWT Rotor Blades by Aerodynamic Shape Optimization," AIAA-2012-1292, January 9-12, 2012.
- 17) Li, Y., Paik, K. J., Xing, T., and Carrica, P. M., "Dynamic Overset CFD Simulations of Wind Turbine Aerodynamics," Renewable Energy 37 (2012), pp.285-298.

構造格子 CFD コード UPACS-LES による四輪型簡易脚形状 RLG の 空力音響予測の検証

田中健太郎¹, 村山光宏², 山本一臣², 雨宮和久³, 池田友明², 榎本俊治²
¹菱友システムズ, ²宇宙航空研究開発機構, ³エイ・エス・アイ総研

Validation Study of Aeroacoustics Analysis of Rudimentary Landing Gear Using Structured Grid CFD-code UPACS-LES

by

Kentaro Tanaka, Mitsuhiro Murayama, Kazuomi Yamamoto, Kazuhisa Amemiya, Tomoaki Ikeda and Shunji Enomoto

ABSTRACT

In this paper, a validation study of aeroacoustics analysis of Rudimentary Landing Gear is conducted using a multi-block structured grid CFD-code, UPACS-LES, developed in JAXA. Sensitivities of the numerical schemes to solve the convective term and the order of the scheme to the flowfield and near-field unsteady pressure are investigated. Improved effects on the result to capture finer vortical structures and to predict far-field noise prediction are shown by the 3rd-order low dissipation SLAU scheme for low-Mach number flow as well as the 6th-order Compact scheme, compared with the 3rd-order Roe scheme. Influence of sound reflection on the floor on the far-field noise prediction is evaluated by Ffowcs Williams and Hawkings code using permeable surface data set in space. In addition, sensitivities of the placement of wake plane of the permeable surface on the far-field noise prediction are investigated with a method to suppress spurious noise due to vortex passing through the wake plane.

1. はじめに

近年, 航空機のエンジン騒音の大幅な低減に伴い, 特にエンジン出力を抑えた着陸時には高揚力装置や脚を主要な騒音源とする機体空力騒音がエンジン騒音を上回る例も見られる⁽¹⁾. そのため今後の旅客機開発においては将来更に厳しくなると予測される騒音規制値に対応するため, 機体空力騒音の予測技術の精度向上と低騒音化技術の確立は重要な課題である.

脚騒音は, 数多くの単純な断面形をした構造部材の後流や乱流せん断層, 干渉によって構造物周辺で発生する広域帯騒音が主である⁽²⁾. 最近では非定常流体音響解析による騒音予測が実施されるようになってきているが, 形状や現象の複雑性からその結果の信頼性について十分な検証が必要であり, 機体空力騒音の予測技術向上を目指した国際ワークショップ BANC (Workshop on Benchmark problems for Airframe Noise Computations)-I, -II⁽³⁾が 2010 年, 2012 年に開催されるなど, 国際的な取り組みも始められている.

JAXA では構造格子 CFD コード UPACS-LES^(4,5)を用いて, BANC での脚騒音に関する課題の中で最も単純化された直列 2 円柱問題に対して, 格子解像度や乱流モデルの影響等を調べてきた⁽⁶⁾. 本研究ではより複雑な問題として, BANC の課題の中から四輪型脚の簡易形状である RLG (Rudimentary Landing Gear) に対して空力音響予測を行う.

低マッハ数流れとなる着陸時条件の解析に圧縮性 CFD コードを用いる場合, 過大な数値散逸による解像度の低下や移流速度と音速の大きな差によるステイフネスが問題となるが, 嶋らはパラメータ調整なしに低マッハ数流れにおいても過大な数値散逸を低減する SLAU スキーム⁽⁷⁾を提案している. 本稿では 3 次精度 Roe と SLAU スキームおよび 6 次精度 Compact スキームを用いた Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)解析を行い, 対流項スキームの違いによる流れ場への影響について報告する.

遠方場騒音を分離解法にて予測する際に Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) 法⁽⁸⁾が多く用いられる^(3,9). 物体から発生した主要な音源を取り囲む閉曲面 (音響面) を定義し, 面上での時間履歴の値を用いて遠方場圧力変動を予測する. FW-H 法では通例, 計算コストの観点から体積分項を省略しているが, 渦が音響面を通過する際に非物理的な音 (偽

音) が発生する原因となるため, 音響面の取り方には注意を要する. 本稿では FW-H 法における床面での音波の反射の影響を調べると共に, 音響面の取り方による遠方場予測値への影響と, 複数の音響面の平均を取る事で偽音の影響を緩和させる Shur らの手法⁽¹⁰⁾の適用効果についても報告する.

2. 解析対象

航空機の四輪型脚の簡易形状である RLG は, BANC の課題の一つとされた形状である. 四つの車輪を繋ぐ車軸・支柱などは全て単純な角柱で構成されており, 風洞試験と CFD との間で境界層遷移の影響差も小さく, 基礎的な検証問題として提供されている. 本研究ではインドの NAL にて実施された風洞試験^(11,12)の模型形状を用い, 車輪直径 $D=0.4064\text{m}$ とした. この模型形状は設計形状に対してわずかに形状差を有するが, 差分は模型スケールで 2mm 程度である.

3. 解析手法

空力音響予測の解析手順として, まず音源となる流れ場解析を行い, そこで得られた近傍場データを用いて遠方場騒音を予測する分離解法を用いる.

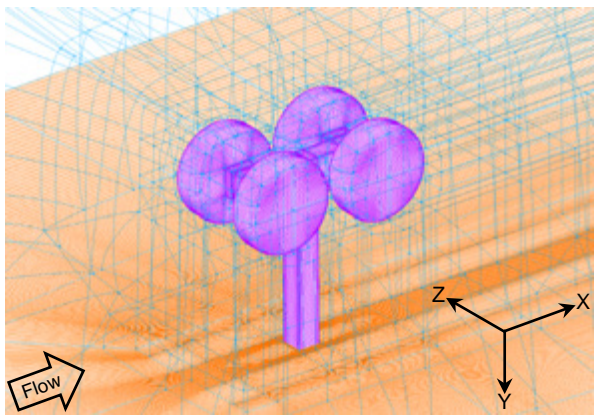
3. 1. 流れ場解析と計算格子

流れ場の解析には, JAXA 航空本部で開発されている UPACS-LES^(4,6)を用いる. ベースとなる UPACS⁽¹³⁾はマルチブロック構造格子に対応したセル中心型有限体積法による 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式ソルバーで, MPI を用いて並列化されている. UPACS-LES は非定常解析に特化したバージョンで, LES, DES を扱える様に拡張されている.

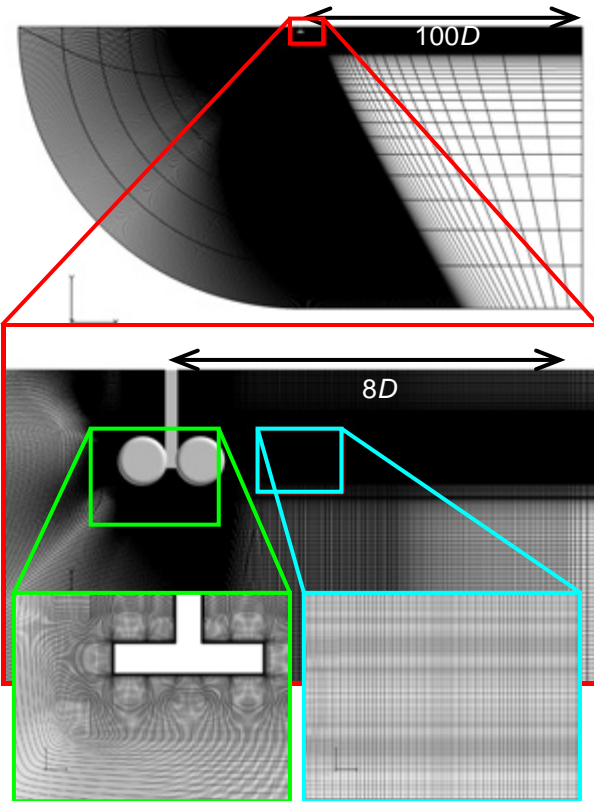
乱流モデルとして Spalart-Allmaras 1 方程式モデル (SAnoft2)を用いた DDES 解析を行う. ただし生成項では渦度の代わりに至み速度を用いる. 対流項スキームの違いによる結果の比較を行うため, 3 次精度 Roe スキームと, 数値粘性の小さい 3 次精度 SLAU スキーム⁽⁷⁾, 高次精度スキームである 6 次精度 Compact スキームの 3 種類を用いる. Compact スキームでは境界層内での計算の安定化のため, 物体近傍領域に Roe スキームを用いるハイブリッド法 (以降 Compact/Roe スキームと呼ぶ) とする. ここで Compact と Roe の切り替えには簡易的に物体表面からの距離 d を関

値とし、本研究では $d/D=0.01$ を用いる。Compact スキームの領域には振動を抑えるため最大 14 次精度の空間フィルターを用いる。粘性項には 2 次精度中心差分を用いる。時間積分には MFGS 陰解法を用い、時間ステップ毎にニュートン法による内部反復を 5 回行う事で時間精度を維持する。

図 1 に示すマルチブロック構造格子は Gridgen を用いて生成している。格子解像度は Spalart ら⁽¹⁴⁾の計算に用いられた重合型構造格子と同程度となる様にしている。ただし粘性壁での最小格子幅はやや粗く $\Delta y/D=3.36 \times 10^{-5}$ で、これは $y^+=1.4$ 程度に相当する。格子点数は約 3370 万点、並列計算時の負荷バランス平滑化のため 592 ブロックに分割している。外部境界は音波を減衰させるバッファ域を設け、 $100D$ で一様流条件を与える。床面はすべり壁面を想定し対称境界条件を与える。ブロック間接続のデータ転送幅（以降袖幅と呼ぶ）は、Roe および SLAU スキームでは 2 セル、高次精度の Compact/Roe スキームでは 8 セルを用いる。また Compact/Roe で 2 セルとした時の影響も調査する。



(a) RLG 表面格子とワイヤーフレーム



(b) 空間断面格子 ($z/D=0$)
図 1 マルチブロック構造格子

3. 2. 解析条件

解析条件は、一様流流速 $U=40\text{m/s}$ (マッハ数 0.115)、車輪直径基準のレイノルズ数は 1×10^6 、一様流静温度は 288.15K とする。迎角および横滑り角は共に 0° である。空力係数を算出する際の基準面積は D^2 を用いる。

流れ場解析の手順として、まず局所時間刻みによる RANS 解析にて定常流れ場を求める。続いて時間刻み幅 Δt を固定した DDES 解析に切り替え、非定常流れ場を発達させるため、一様流流速 U と車輪直径 D とで規格化された時間 $TU/D=10$ 程度 (約 0.1sec に相当) 計算を進める。境界層付近を除き $CFL < 1$ となる様に、時間刻み幅 $\Delta t U/D=3.45 \times 10^{-4}$ とする。その後、統計量データ (平均流れおよび変動成分) と音響解析用データを取得するための計算へ移行する。

統計量および音響解析用データの取得時間は、Roe, SLAU, Compact/Roe スキームでそれぞれ $TU/D=44, 28, 16$ 程度である。データの取得は 20step 毎に行い、サンプリング周波数は $fD/U(=St)=140$ 程度 (約 14kHz に相当) である。

計算にはノード間通信が InfiniBand 化された PC クラスタ (Intel Xeon X5690 $\times 2$ CPU $\times 16$ ノード, 全 192 コア) の 128 コアを用いる。統計量および音響解析用データの取得には、 $TU/D=14$ につき Roe と SLAU スキームでは約 4 日、袖幅に 8 セルを用いた Compact/Roe スキームでは約 5 日を要する。

3. 3. 遠方場音響解析

遠方場騒音の予測には FW-H 法を用いる。RLG およびその後流など主要な音源となる非定常渦が生成する領域を取り囲む閉曲面 (音響面) を定義し、その面上でサンプリングした時系列の値を用いて遠方場圧力変動を予測する。図 2 には本解析に用いる音響面を示す。水色の面が設定した音響面を表す。解析対象の RLG は床面により支持されている形態であるため、閉曲面を半分に分った形となる。音響面が物体に近過ぎると、音響面を通過する渦に起因した偽音の影響を大きく受け、また物体から遠過ぎると格子粗さや数値粘性により音波が減衰してしまう事を考慮して領域の大きさを決める。偽音の影響の緩和には複数の音響面から得た圧力変動値の平均を取る手法 (Shur らの手法⁽¹⁰⁾) を用いる。Shur らの手法を適用出来る様に、後流側には $x/D=2 \sim 8$ の間に間隔 $\Delta x/D=1$ で面を配置する。

図 4 には床面での音波の反射の補正法について示す。無限遠まで存在する床面で音波は全反射すると仮定し、床面に対称な鏡像を考える。実像音響面の時系列データから求める実像観測点と鏡像観測点の圧力変動を時系列に重ね合わせる事により反射の影響を考慮する。

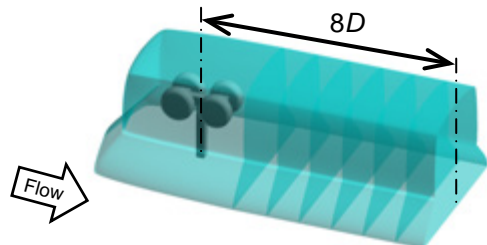


図 2 FW-H 法データ取得用音響面

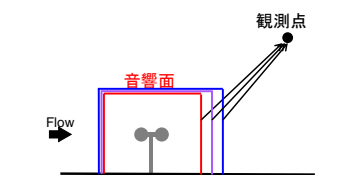


図 3 Shur らの手法⁽¹⁰⁾の概略図

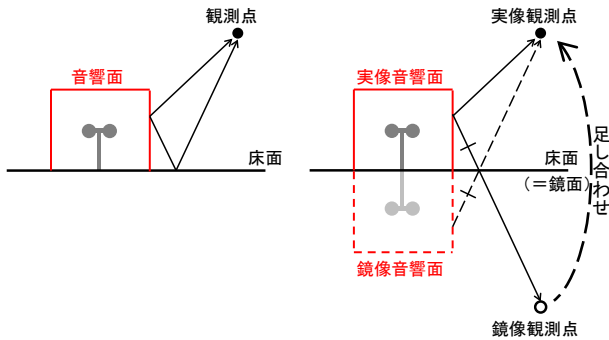


図 4 床面での音波の反射の補正法の概略図

FW-H 法で得られる遠方場圧力変動のスペクトルは、実験値と比較するため観測点の距離 $r=D$ となる様、パワースペクトル密度 PSD に次式の距離補正を施す。

$$PSD_{r=D} = PSD (r/D)^2$$

また単位ストローハル (St) 数あたりの PSD に換算するため、次式の補正を併せて施す。

$$PSD_{r=D,1St} = PSD_{r=D} U/D$$

そして次式より音圧レベル SPL を算出する。

$$SPL_{r=D,1St} = 10 \log_{10}(PSD_{r=D,1St} / P_{ref}^2)$$

ここで $P_{ref} = 20 \times 10^{-6} \text{Pa}$ である。

4. 解析結果

4. 1. 平均および非定常流れ場

表 1 には RLG 全体に働く空力係数の平均値および変動値を示す。床面に刺さり面が抜けている支柱断面には、空力係数の算出時に基準静圧 ($C_p=0$) を与えて C_y の力をバランスさせている。表 2 に示す Winkler ら⁽¹⁵⁾ の計算結果とよく一致した値を示している。

非定常流れ場における渦構造の様子を観察するため、図 5 にはある時刻における速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q ($=(\Omega_{ij}\Omega_{ij}-S_{ij}S_{ij})/2$, Ω : 渦度, S : 歪み速度) の等値面を示す。スキームにより渦構造の細かさが異なる結果を示し、Roe スキームによる結果が最も粗く、Compact/Roe スキームによる結果が最も細かい渦構造である事がわかる。

Compact/Roe スキームにて計算コストと通信負荷の軽減を目的にブロック間接続の袖幅を 2 セルに減らした時の影響を検証するため、図 6 には速度ベクトルの発散 $\text{div } \mathbf{u}$ の断面分布を示す。袖幅を 2 セルに減らした結果ではブロック接続部で変動成分が急に減衰する不自然な不連続が見られる。これは非物理的な数値解法上の問題であると考えられる。現段階では原因の特定には至っていないが、本研究において Compact/Roe スキームを用いる場合に袖幅は 2 セルでは不足している事を示している。また時間ステップ毎の内部反復においてその回数によらず Compact/Roe スキームでは袖幅に 8 セルを用いても残差があまり収束しておらず、今後改善が必要な点である。

図 7 には平均流れ場における車輪後流側での表面流線を示す。実験のオイルフローと比較して定性的には同様な流れ場を示している。タイヤのショルダー付近の流線パターンにやや異なる様子が見られるが、これは今村ら⁽¹⁷⁾ が指摘している様にショルダー付近の格子解像度の不足が原因と考えられる。

図 8 には表面平均圧力分布を示す。各スキーム間での差は小さいが、実験値はややレベルがシフトしている。これは Reger ら⁽¹⁶⁾ も指摘している様に実験値は風洞壁によるブロッケージの影響を受けていると考えられる。また図 9 に車輪の各断面における表面平均圧力プロットを示す。タイヤのショルダー付近で剥離を生じる前輪 $\theta=180^\circ$ の $\varphi=75^\circ$ や

後輪 $\theta=180^\circ$ の $\varphi=100^\circ$ 付近では差は見られるものの、スキーム間における差は大きくない結果を示している。

図 10 に表面圧力の変動成分の RMS から求めた音圧レベルの分布を示す。実験値と比較して定性的に良く一致した結果を示している。実験値に比べて上流側の音圧レベルが低いのは、全域乱流を仮定した RANS 領域であるため流れ場の変動が小さいと考えられる。ただし実験値においても上流側での音圧レベルは低いため、遠方場騒音への差は小さいと考えられる。また車輪底面では局所的に音圧レベルの高い領域が存在するが、その様子も Winkler ら⁽¹⁵⁾ や Kurbatskii ら⁽¹⁸⁾ の計算結果と良く一致している。また SLAU スキームの場合、図 11 の空間断面を見ると角の付近でわずかに振動が見られる。これは角の格子が比較的粗いためと考えられ、Roe スキームでは数値粘性により減衰しているものと考えられる。

図 12 には実験⁽¹¹⁾での非定常圧力センサー位置に対応した、表面圧力変動のナローバンドスペクトル (バンド幅 1Hz) を示す。FFT 処理はデータ長さ 1024 で Hanning の窓関数を用い、50% Overlap にて行う。定性的には Kurbatskii ら⁽¹⁸⁾ の計算結果と良く一致しており、音圧レベルは実験値と比べて $St=3$ 付近で 10~20dB 程度低くなる傾向を示している。計測点 2,3 では Roe スキームの結果が SLAU や Compact/Roe スキームの結果に比べて音圧レベルが低くなる傾向を示している。この差はスキームによる数値粘性の差と考えられ、SLAU や Compact/Roe スキームは変動成分をより詳細に解像出来ているためと考えられる。

4. 2. 遠方場騒音

図 13 には音波が床面に反射する影響の指向性について比較するため、FW-H 法により求めた遠方場観測点での全音圧レベルを示す。比較には SLAU スキームの結果を用い、音響面の最も狭い $x/D=2$ と最も広い $x/D=8$ の結果を示す。観測点の位置は Kurbatskii ら⁽¹⁸⁾ に合わせ、RLG の中心面 ($z/D=0$) で $r=24.6D$ の円弧上 $\theta=30 \sim 150^\circ$ の範囲に、およそ $\Delta\theta=10^\circ$ の間隔で配置している。またスペクトルを求める際の FFT は前節の非定常圧力の処理と同一の設定とする。 θ が 90° に近い観測点では音響面の広さに因らず床面反射の影響は小さい傾向を示す。これは音響面より内側の床面による反射の影響は既に音響面のサンプリングデータに含まれているためである。角度が浅くない (θ が 90° から離れる) に従い、床面反射の補正をしない場合には音圧レベルが低くなる事がわかる。音響面の範囲が広い $x/D=8$ では後流側 (θ が 90° より大きい) 観測点でも反射の影響が小さいのは、 $\theta=90^\circ$ 付近と同様に既にサンプリングデータに含まれているためである。以降の比較には床面反射の補正を施した値を用いる。

図 14 には音響面の大きさの違いによる遠方場音圧スペクトルを Shur らの手法を施した結果と併せて示す。Shur らの手法には 3 種類の設定を行い、間隔 $\Delta x/D=1$ で $x/D=2 \sim 6$, $3 \sim 7$, $4 \sim 8$ のそれぞれ 5 つの音響面による遠方場圧力変動を図 3 に示す様に平均化する。比較には SLAU スキームの結果を用いる。音響面の最も狭い $x/D=2$ の結果がやや離れる傾向が見られる。これは後流側の音響面が物体に近過ぎ、主要な音源となる渦変動を覆い切れていない事と、その渦が後流側の音響面を通過する事による偽音の影響を強く受けている事が考えられる。音響面の範囲が最も広い $x/D=8$ の結果が最もこの影響が小さいと考えられるが、計算格子の高解像度領域を広くとる必要があるため計算コストの面では不利となる。一方 Shur らの手法による平均化処理を施した 3 つの結果はほぼ重なっている。これは $x/D=2 \sim 6$ のデータを用いればそれより下流側のデータを必要としない事を意味し、計算コストの面で有利である事を示している。

また St が 1 以下の低周波数域では $x/D=8$ の結果より音圧レベルが低下している。これより $x/D=8$ においてもなお後流の影響を排除できていないと考えられ、Shur らの手法により偽音の影響が軽減された可能性を示している。

図 15 には Shur らの手法を適用した音圧スペクトルにてスキーム間の差を示す。 $\theta=85^\circ$ で $St=3$ 付近のピークを見ても Roe スキームの結果は数 dB 低下している。 Compact/Roe の結果では St が 4 以上の周波数域でも音圧レベルの低下が少なく、実験⁽⁶⁾に最も近い値を示しているが、前節に述べた様に内部反復の収束が悪く時間精度の問題が残る。 SLAU スキームの結果は Compact/Roe と同程度の音圧レベルを示しており、本研究において最も良好な結果を示すと考えられる。

5. まとめ

航空機の前輪型脚の簡易形状である RLG に対して DDES 計算を行い、対流項スキームによる流れ場の違いについて調べた。平均流れ場においてはスキーム間の違いは小さいが、非定常流れ場においては Roe スキームの結果は SLAU や Compact/Roe スキームの結果に比べて変動レベルが低くなる傾向を示した。この差はスキームによる数値粘性の差と考えられ、SLAU や Compact/Roe スキームは散逸が小さく変動成分をより詳細に解像出来ている様子が示された。

FW-H 法による遠方騒音の予測を行い、床面での反射の影響について調べた。反射の影響量の指向性を示し、観測点と床面の角度が浅くなる程この反射の影響が大きい事を示した。また後流音響面の位置を変える事により、音響面の取り方による音圧レベルへの影響量を示した。音響面の範囲が最も広い $x/D=8$ の結果では偽音の影響が小さい事が示されたが、音響面を広くとる事は計算コストの面からは不利である。 $x/D=2\sim 6$ のデータに Shur らの手法を適用する事により St が 1 以下の低周波数域では $x/D=8$ より低い音圧レベルの結果が得られ、Shur らの手法により偽音の影響が軽減された可能性が示された。

今後は、

- ・ より高周波の変動成分を解像出来る様に物体近傍から後流部付近の格子解像度を高める
- ・ 固体壁音響面による FW-H 法を適用し、今回用いた透過性音響面による FW-H 法との比較を通して、航空機脚騒音への適用性を検証する
- ・ Compact スキームの計算法の改良、Compact/SLAU スキームの適用

などが必要と考えられる。

参考文献

- 1) Astley, J., "Predicting and Treating Fan and Turbomachinery Noise Current Technology, Research & Facilities", UK-Japan Bilateral Workshop (Aircraft Emissions and Noise), Tokyo, 2006.
- 2) Dobrzynski, W., "Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve?", J. Aircraft, Vol. 47, No. 2, pp. 353-367, 2010.
- 3) https://info.aiaa.org/tac/ASG/FDTC/DG/BECAN_files/_BA NCII.htm (2013年5月閲覧)
- 4) Enomoto, S., Yamamoto, K., Yamashita, K., Tanaka, N., Oba, Y. and Oishi, T., "Large-Eddy Simulation of High-Subsonic Jet flow with Microjet Injection", AIAA Paper 2011-2883, 2011.
- 5) 今村太郎, 平井亨, 雨宮和久, 横川謙, 榎本俊治, 山本一臣, "簡素化した航空機主脚周りの非定常流体解析", 第23回数値流体力学シンポジウム論文集(CD-ROM), D1-5, 2009.

- 6) Imamura, T., Hirai, T., Enomoto, S. and Yamamoto, K., "Tandem Cylinder Flow Simulations Using Sixth Order Compact Scheme", AIAA Paper 2011-2943, 2011.
- 7) Shima, E. and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds", AIAA J., Vol. 49, No. 8, pp. 1693-1709, 2011.
- 8) Ffowcs Williams, J. E. and Hawkings, D. L., "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion", Phi. Trans. Roy. Soc. A, Vol. 264, No. 1151, pp.321-342, 1969.
- 9) Ikeda, T., Enomoto, S., Yamamoto, K. and Amemiya, K., "Quadrupole Effects in the Ffowcs Williams-Hawkings Equation Using Permeable Control Surface", AIAA Paper 2012-2069, 2012.
- 10) Shur, M. L., Spalart, P. R. and Strelets, M. Kh., "Noise prediction for increasingly complex jets. Part I: Methods and tests", Int. J. Aeroacoustics, Vol. 4, No. 3&4, pp. 213-246, 2005.
- 11) Venkatakrisnan, L. and Karthikeyan, N., "Experimental Studies on a Rudimentary Four Wheel Landing Gear", AIAA Paper 2011-354, 2011.
- 12) Spalart, P. R. and Mejia, K. M., "Analysis of Experimental and Numerical Studies of the Rudimentary Landing Gear", AIAA Paper 2011-355, 2011.
- 13) 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.
- 14) Spalart, P. R., Shur, M. L., Strelets, M. Kh. and Travin, A. K., "Initial noise predictions for rudimentary landing gear", J. Sound and Vibration, Vol. 330, pp. 4180-4195, 2011.
- 15) Winkler, C. M., Dorgan, A. J., Mani, M., Larssen, J. V. and Langtry, R., "Grid Sensitivity of the Rudimentary Landing Gear Using Unstructured Finite Volume Methods", AIAA paper 2012-2288, 2012.
- 16) Reger, R., Liu, F. and Cattafesta, L., "An Experimental Study of the Rudimentary Landing Gear", AIAA Paper 2013-464, 2013.
- 17) 今村太郎, 平井亨, 横川謙, 村山光宏, 山本一臣, "主脚騒音計測用模型周りの定常流れ場の数値解析", 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 671, pp. 493-498, 2009.
- 18) Kurbatskii, K. A., Viti, V., Menter, F., Egorov, Y. and Schuetze, J., "Rudimentary Landing Gear Noise Predictions using Scale-Resolving Simulations: Part 1 - Incompressible Approach", AIAA Paper 2013-463, 2013.

表 1 計算時間と空力係数

スキーム	乱流モデル	$\Delta t U/D$	TU/D	C_x	C_y	C_z	C_x'	C_y'	C_z'
Roe	SA-DDES	3.45×10^{-4}	44	1.42	-0.219	-0.001	0.0448	0.0482	0.0539
SLAU	SA-DDES	3.45×10^{-4}	28	1.41	-0.212	0.002	0.0393	0.0548	0.0604
Compact/Roe	SA-DDES	3.45×10^{-4}	16	1.39	-0.201	0.005	0.0315	0.0411	0.0499

表 2 Winkler ら⁽¹⁵⁾の計算結果より抜粋

Code	Turb Model	Grid	$\Delta t U/D$	TU/D	C_x	C_y	C_z	C_x'	C_y'	C_z'
BCFD Coarse	SA-DDES	Unstruct.	5×10^{-3}	76	1.42	-0.254	—	0.0423	0.0406	0.0539
NTS	SA-DDES	Struct.	5×10^{-3}	80	1.39	-0.224	—	0.04	0.048	0.06

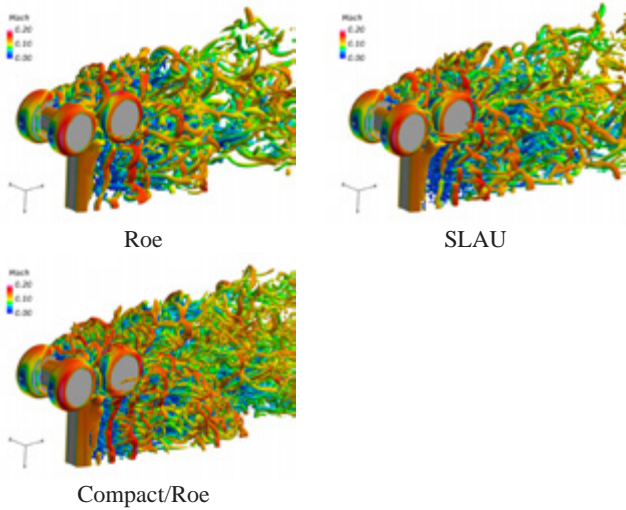


図 5 瞬時場での Q 値

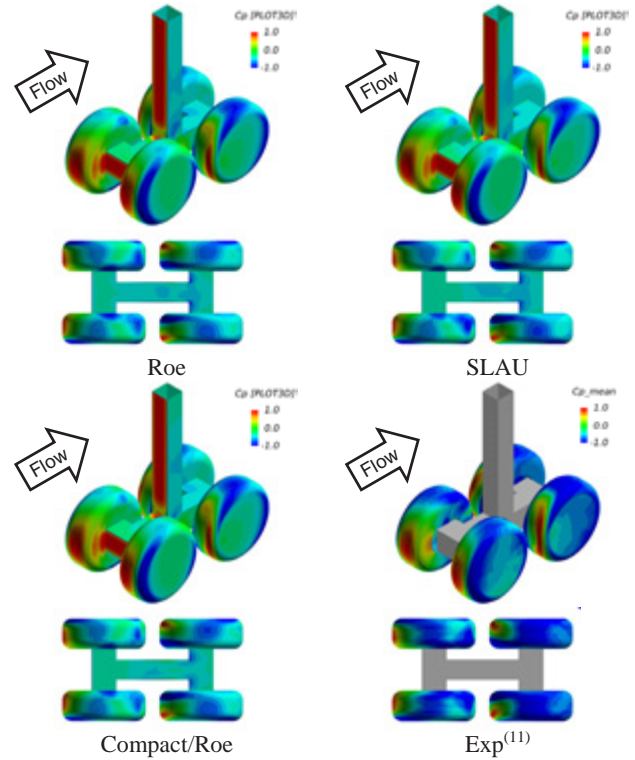


図 8 表面平均圧力分布

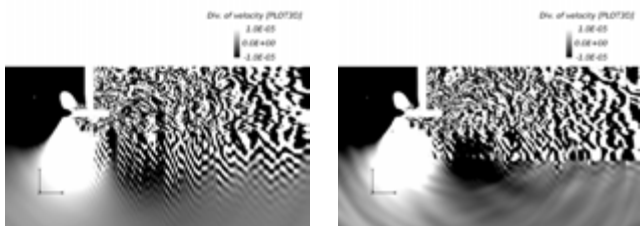


図 6 瞬時場での $\text{div } u$ ($z/D=0.1$, Compact/Roe スキーム)

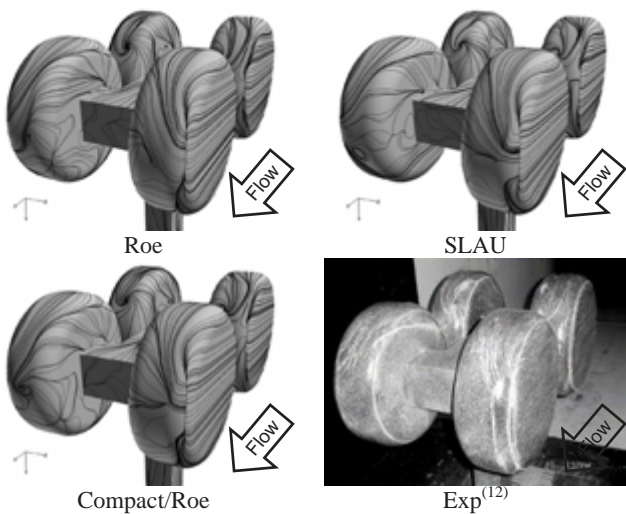


図 7 表面平均流線

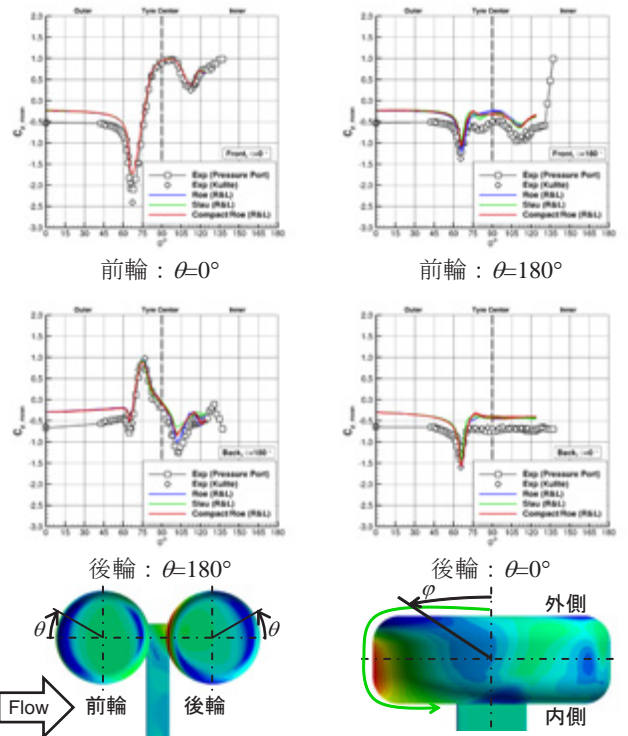


図 9 表面平均圧力プロット

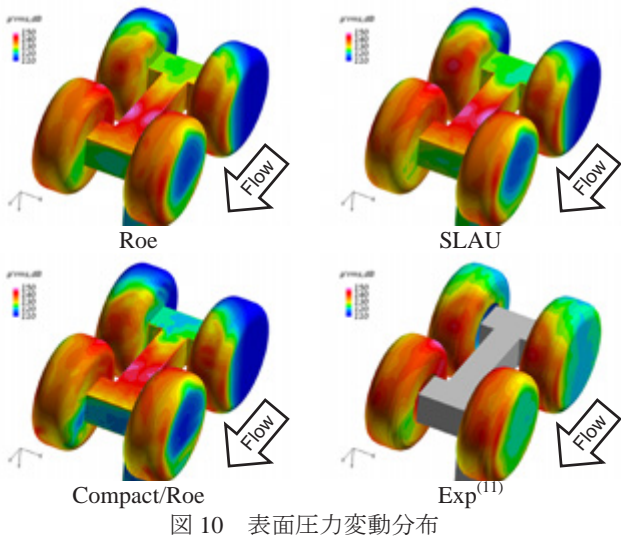


図 10 表面圧力変動分布

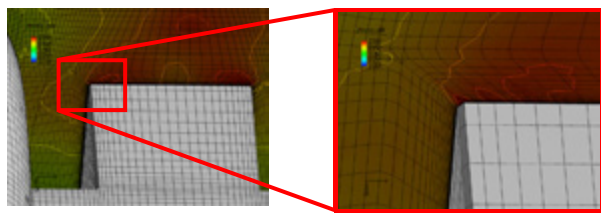


図 11 車軸床面の断面圧力変動分布 (SLAU スキーム) (セル中心点を繋いで表示)

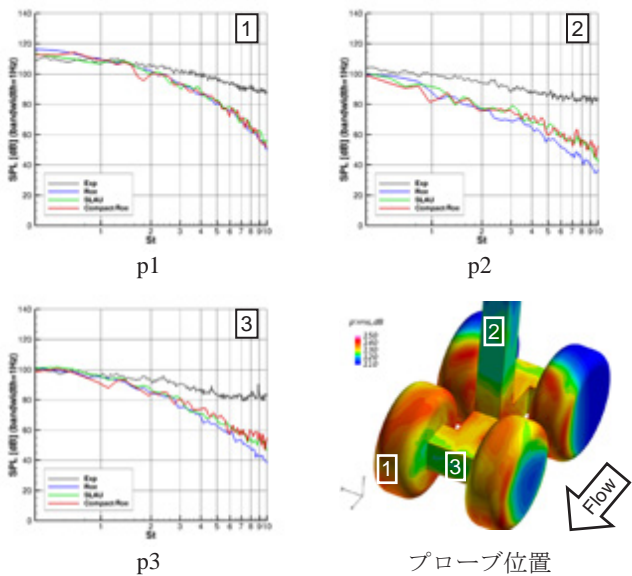


図 12 表面圧力変動スペクトルの比較 (バンド幅=1Hz)

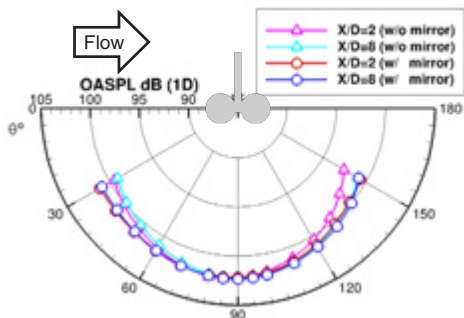


図 13 全音圧レベルの指向性における床面反射の影響 (SLAU スキーム)

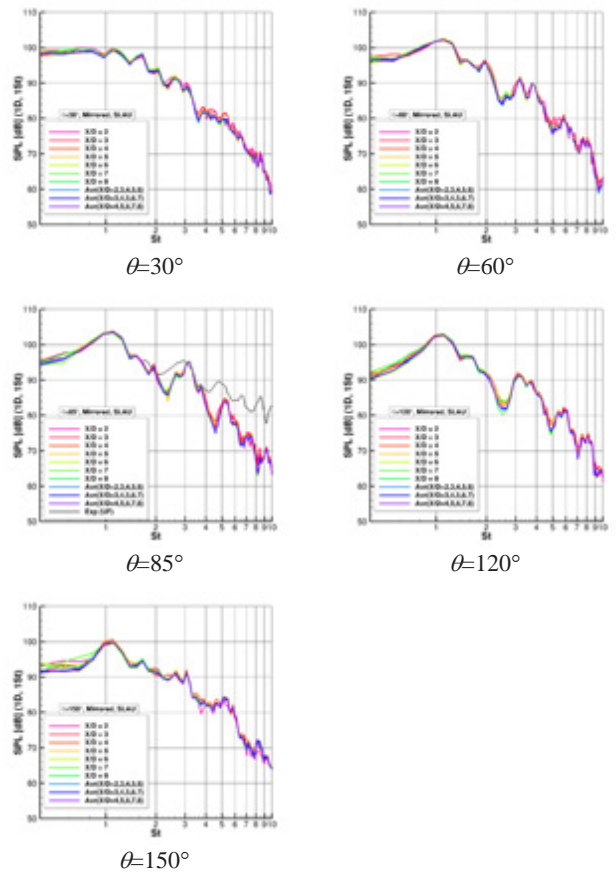


図 14 各音響面とその平均による遠方場スペクトルの比較 (SLAU スキーム)

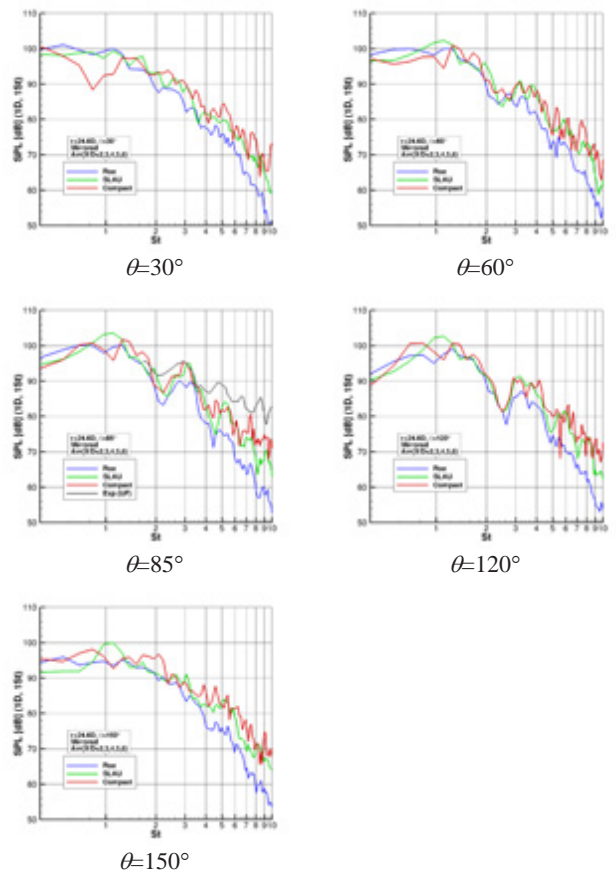


図 15 各スキームによる遠方場スペクトルの比較 (x/D=2~6で Shur らの手法を適用)

Multipole Analysis による超音速飛翔体の近傍場波形の改善

金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和 (宇宙航空研究開発機構),
石川敬掲 (三向ソフトウェア開発), 山本雅史 (計算力学研究センター), 飯村拓哉 (菱友システムズ)

Improvement of near-field waveform from supersonic vehicle using multipole analysis

Masashi Kanamori, Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama, Yoshikazu Makino(JAXA),
Hiroaki Ishikawa(Sanko Software), Masafumi Yamamoto(RCCM) and Takuya Iimura(Ryoyu systems)

Abstract

The method for predicting sonic boom consists basically on the combination of the computational fluid dynamics(CFD) analyses on the near-field and waveform propagation analyses on the far-field. It is, however, a tough work to conduct CFD analyses in order to obtain accurate initial conditions for estimating far-field waveform. For a vehicle with complex geometry, several lengths of the vehicle must be calculated with CFD analysis, which is unfavorable from a view point of computational costs. The multipole analysis technique is one of the solutions of this problem. In the analysis, near-field waveforms are modified so as to attenuate only in the circumferential direction, which is available by introducing the distributions of multipoles. As a result, a far-field waveform becomes independent of the location where the initial condition is obtained.

1 はじめに

近年, 世界各国で超音速旅客機 (SST) の実現を目指した研究開発が行われているが, その実現に当たり環境適合性が大きな壁となっている. 実際, 2003 年に退役したコンコルドは, 非常に大きなソニックブームを発生させるために, 超音速飛行は洋上に限られていた. そのため, 今後の SST 開発に当たっては, ソニックブームをいかに低減するかが最重要課題といっても過言ではない. 我が国では, 静粛超音速旅客機の実現に向けて, ソニックブームを半減させるための先進的設計概念及び手法を実証・評価するためのプロジェクトとして D-SEND(Drop test for Simplified Evaluation of Non-symmetrically Distributed sonic boom) プロジェクトが進められている^{1, 2)}. このプロジェクトは 2 つのステップからなり, それぞれ D-SEND#1 及び D-SEND#2 と名付けられている. 2011 年に行われた D-SEND#1 では, 軸対称供試体の落下に伴って発生するソニックブームを空中で計測するための技術の習得に成功しただけでなく³⁾, 拡張 Burgers 方程式による予測結果が, 立ち上がり時間を含む波形全体で実験値と良く一致した⁴⁾. 今年度予定されている D-SEND#2 は, 非軸対称の供試体を落下させ, 先端及び後端の低ブーム設計効果を定性的に実証するだけでなく, 低ブーム波形取得技術の確立及び波形伝播解析技術の検証を目的としている.

現在, ソニックブームの遠方場波形を推算する方法として一般的なものが, CFD と音響伝播方程式とのカップリングである. その概念図を Fig.1 に示す. すなわち, 物体付近の近傍場を CFD で詳細に解析し, そこで得られた近傍場波形を, 波形パラメータ法や拡張 Burgers 方程式に代表される音響伝播に関する方程式によって解析する. 注意すべき点は, 遠方場への音響伝播方程式は, あくまで機体から放射する方向に対する 1 次元的な伝播を考えるものであり, 物体軸を中心に考えたとき回折や非線形効果によって生じる周方向成分の変動は, CFD 解析によって取り扱う必要がある, という点である. 飛翔体が軸対称やそれに近い形状であれば, 周方向の変動成分は小さいと考えられるが, 一般的な SST 形状は, 主翼を中心として非軸対称成分が大きい. この点は, D-SEND#2 供試体である S3CM(S-Cube Concept Model) についても同様である. 従って, そのような現実的な飛翔体に対してソニックブームの波形を予測するためには, 近傍場の CFD 解析に対して周方向の変動を十分に減衰させることのできる解析領域を考えることが必要であり, その結果計算負荷が大きくなる.

これを解決する方法として Multipole Analysis⁵⁾ が知られている. Multipole とは, 湧き出しや 2 重湧き出しといったポテン

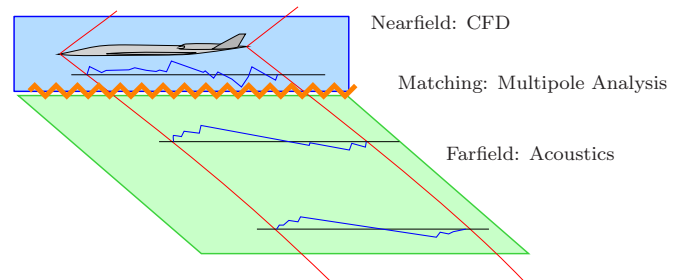


Fig.1 Processes for predicting far-field sonic boom waveform

シャル流の基本解であり, 物体と等価な Multipole 分布を推算することによって, 周方向の整理・統合の効果を近傍場で加えることができる方法である. この方法は, 多くの研究者によって実装され実際に利用されているが^{6, 7, 8)}, 我が国ではソニックブームの推算に対して適用した例はこれまでにない.

そこで本稿は, Multipole Analysis が地上波形に及ぼす影響を調べ, CFD 解析との親和性について議論を行うことを目的とする. また, Multipole Analysis が周方向の圧力分布を用いることから, 飛翔体直下だけでなく, 多方向へのソニックブーム伝播解析技術についても触れる.

2 Multipole Analysis による近傍場波形の改善

本節では, Multipole Analysis の手法についてレビューする.

物体から発生した衝撃波はマッハ円錐に沿って放射状に広がりながら, 減衰や整理・統合が起こる. それらの作用は, 半径方向及び周方向に同時に発生するため, 本来は各方向の作用を分離することはできない. そのため, Burgers 方程式解析や波形パラメータ法によって半径方向のみの伝播を考える場合, その初期値は十分に大きな半径を取った CFD 解析を行うことによって, 周方向の減衰や整理・統合を加味する必要がある. このような周方向の減衰及び整理・統合を, 近傍場の情報のみで行うことを可能にするのが Multipole Analysis である.

2.1 Multipole Analysis の原理

Multipole Analysis とは, Fig.2 に示すように, 半径 H の円筒面上の近傍場圧力分布から, それを発生させた物体と等価な Multipole 分布を求め, 近傍場波形を改善する手法である. Fig.2 は Multipole Analysis の一連の操作をまとめたものであり, 3 つのステップからなっている.

まず, (1) 円筒面の軸に対する断面における圧力分布を F 関数⁹⁾ へと変換し, それを分解することで各 pole の強度を求め

る。 F 関数を θ 方向に Fourier 余弦級数展開した際の各係数が 0 次, 1 次, …の各 pole の強度に対応する。この操作が, 機体形状を Multipole 分布に置き換えることに相当する。なお, 0 次及び 1 次 pole はそれぞれ, 機体の体積寄与及び揚力寄与を表す成分である。これらはそれぞれ, 機体が流体を押しよけることによる効果及び揚力の発生に伴って流れが下方へと誘起されることによる効果を表す。また, 2 次以上の pole は機体の非軸対称性を表す成分に相当する。次に, (2) 各 pole に対応する圧力分布の強度を減衰させる。Fig.2 にもあるように, 0 次 pole は軸対称な圧力分布を与えるものであり, 軸対称な物体に対しては 0 次 pole のみが現れるということに注意されたい。各 pole に応じて減衰率は理論的に示されているが, 一般に pole の次数に応じて減衰率は大きくなる。高次 pole は圧力分布の非軸対称成分に対応するという点に注意すると, この減衰操作は周方向の減衰を考えると相当すると言える。ただし, 考えている円筒面の半径は H のままであり, 半径方向への伝播による減衰は加味されない。最後に, (3) 減衰させた各圧力分布の強度を重ね合わせ, 機体断面における圧力分布を再構成する。

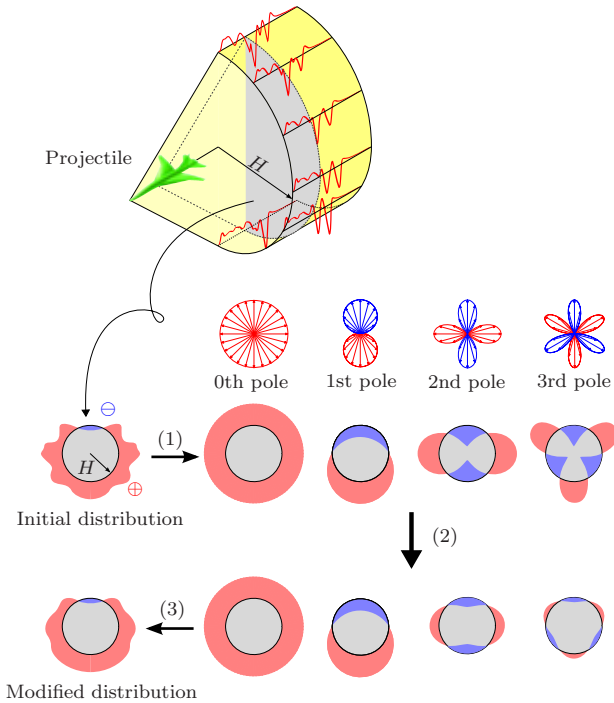


Fig.2 Schematic of the principles of multipole analysis

2.2 アルゴリズム

前節で述べた原理を具体的な数式を用いて表すと, 次のようなアルゴリズムにまとめられる。

1. 半径 H の円筒面上の近傍場圧力波形 $p(\tau, \theta, H)$ を用いて, F 関数の Fourier 成分 $F_n(\tau, H)$ を求める

$$F_n(\tau, H) = \frac{\sqrt{2\beta H}}{\pi\gamma M_\infty^2} \int_0^\pi p(\tau, \theta, H) \cos n\theta d\theta \quad (1)$$

ここで n は Fourier 級数の次数を表し, これが pole の次数に相当する。 τ, θ は円筒面のそれぞれ高さ方向及び周方向の座標を表す。また $\beta = \sqrt{M_\infty^2 - 1}$ である。余弦級数の係数のみを考えるのは, 機体及び流れ場が左右対称であることを仮定しているためである。

2. F 関数の Fourier 成分から, 物体と等価な Multipole 分布 $A_n(\xi)$ を求める

$$F_n(\tau, H) = \int_0^\tau \frac{A_n(\xi)}{\sqrt{\tau - \xi}} G_n(\tau - \xi, H) d\xi \quad (2)$$

ここで G_n が, 各 pole の減衰率に対応する項であり, pole の次数 n が上がるにつれて大きく減衰する。

3. Multipole 分布から, 無限遠方における F 関数の Fourier 成分 $F_n^\infty(\tau)$ を求める

$$F_n^\infty(\tau) = \lim_{H \rightarrow \infty} F_n(\tau, H) = \int_0^\tau \frac{A_n(\xi)}{\sqrt{\tau - \xi}} d\xi \quad (3)$$

4. Fourier 成分から, 無限遠方における F 関数 $F^\infty(\tau, \theta)$ を求める

$$F^\infty(\tau, \theta) = \sum_{n=0}^N F_n^\infty(\tau) \cos n\theta \quad (4)$$

上記の手順 3 において, 半径が無限大の極限をとることによって無限遠方の F 関数成分を出したが, この時減衰を表す項 ($G_n(\tau - \xi, H)$) は周方向の整理・統合を表し, 半径方向, すなわち主に伝播していく方向の減衰は考慮していない。従って, Multipole Analysis によって得られる, 修正された近傍場波形は, 周方向の整理・統合のみを無限遠点まで考慮した, 物理的には意味のないものとなるが, これを Burgers 方程式解析や波形パラメータ法によって遠方場へ伝播させることによって, 半径方向及び周方向のいずれも考慮した波形が得られる。このことは, 異なる半径 H において得られた波形であっても, Multipole Analysis で処理することで, 遠方場の波形は原理的に H に依存しない, ということの意味する。そのため, H を小さくする, すなわち CFD 解析領域を小さくすることが可能になるのである。しかし, 実際に Multipole Analysis を導入したものとしていないものとを比較し, その効果を検証した例は我が国ではほとんどない。これを行うのが, 本稿の目的の一つである。

3 解析例

本節では, 前節で述べた Multipole Analysis を, D-SEND#1 及び#2 の供試体である LBM(Low Boom Model) 及び S3CM の 2 つに適用した結果を示す。LBM はほぼ軸対称であり, Multipole Analysis を用いた結果は用いないものと比較してほとんど違いがないと考えられる。逆に, そのような結果が得られるかどうかを確認することで, 本法の妥当性を検証する。それを基に, 本題である S3CM の Multipole Analysis の効果を調べる。

いずれも $H/L < 5$ 程度の近傍場を CFD 解析によって求め, その解析で得られた近傍場波形を JAXA で開発中の拡張 Burgers 方程式解析プログラム Xnoise^{10, 11, 12, 13, 14}) によって遠方場に伝播させる。ここで H/L は, 機体長 L に対する円筒面半径 H の割合である。CFD 解析は, 非構造格子による解析と構造格子による解析を組み合わせて実施している。すなわち, 物体表面近傍を JTAS^{15, 16}) で非構造的に解析することによって, 複雑な物体形状周りの流れを再現することが可能になる。そして, $H/L > 0.2$ 程度から遠方の部分を UPACS¹⁷) による構造格子の解析で行うことで, 機体から発生した衝撃波を減衰させることなく解析することが可能になる。以降の解析例で用いた LBM 及び S3CM の飛行条件及び解析条件を Table 1 に示す。

以上の CFD 解析を行った後, 流れ方向を軸に持つ半径 H/L の円筒面を定義し, その面上における圧力分布を求める。本稿では, 円筒面の定義及び圧力値の補間を行う専用の Python スクリプトを, 可視化ソフトウェアの FieldView で読み出し, Multipole Analysis への入力データを作成した。LBM 及び S3CM のいずれも, 機体先端を原点に設定し, 主流方向に軸を設定して円筒面を定義した。流れ方向及び周方向の分割数はそれぞれ 451 点及び 91 点に設定した。周方向の分割数には注意が必要である。実際, 周方向へ Fourier 展開をしているため, ナイキスト周波数とその分割数に依存する。本解析は左右対称を仮定しているため, 半周の分割数を $n - 1$ 点とすると, 理論上 n 次 pole まで考慮す

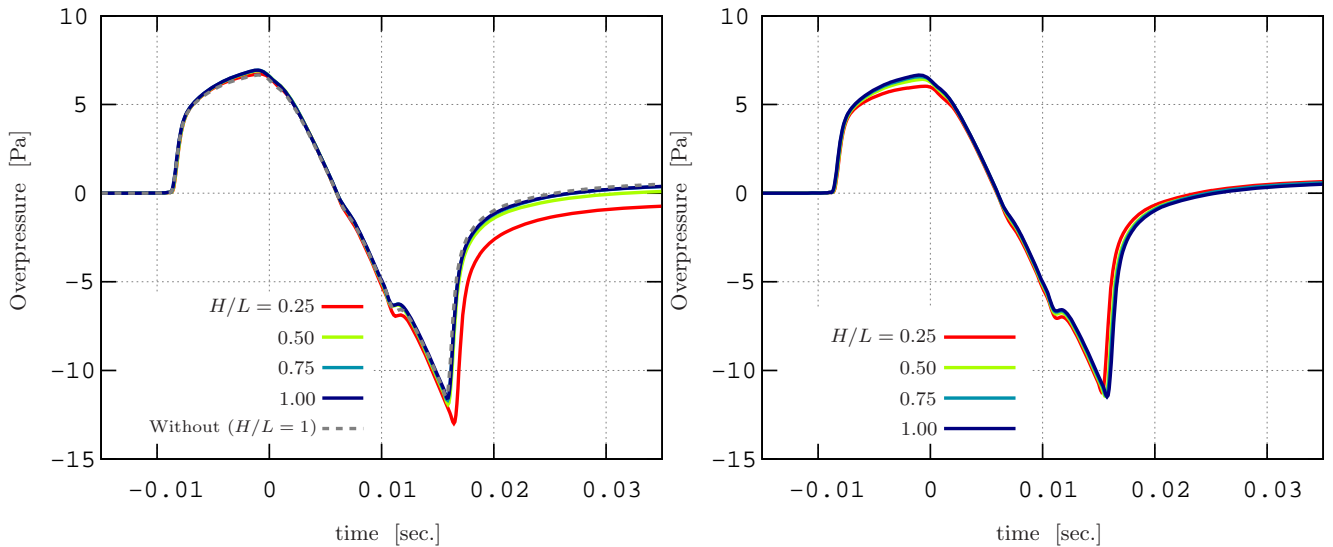


Fig.3 Far-field waveforms for LBM with (left) and without (right) Multipole analysis

Table 1 Specs and flight conditions for LBM and S3CM

	LBM		S3CM
Specification			
length	m	8	7.68
span	m	0.31	3.51
flight Mach number	-	1.7	1.3
lift coefficient	-	0	0.12
angle of attack	deg	0	4.45
Flight condition			
flight-path angle	deg	-90	-50
altitude of			
flight vehicle	km	4.64	7.8
measurement point	km	1 (max.)	1.3
Calculation condition			
maximum H/L	-	3.1	10.5
number of blocks	-	15	15
grid points on each block		[200,400,23]	[600,400,23]
total #		27.6million	82.8million

ることができる。すなわち、上記の条件では理論上 90 次 pole まで考慮することが可能である。なお、各方向に更に分割数を増やして解析を行ったが、結果に大きな差異が無いことを確認済みである。

3.1 LBM への適用結果

D-SEND#1 供試体である LBM に対して、上記の CFD 解析を行い、Multipole Analysis により処理したものをを用いて、遠方場波形を推算した結果を Fig.3 に示す。また、このときに得られた Multipole 分布を Fig.4 に示す。Fig.3 を見ると、修正の前後で波形がほぼ変化していないことが分かる。ただし、Multipole Analysis により処理した結果で $H/L = 0.25$ の結果を見ると、波形後端の部分で差異が生じていることが分かる。これは、こ

の半径では物体に近すぎるため、その結果 Multipole Analysis では正しく処理できないほどの非線形性が現れたためであると考えられる。このように、Multipole Analysis を用いたとしても、物体のごく近傍の Multipole Analysis で扱えない領域では CFD 解析を行うことが必要不可欠であり、適切な半径における圧力波形の取得が必要であることが分かる。

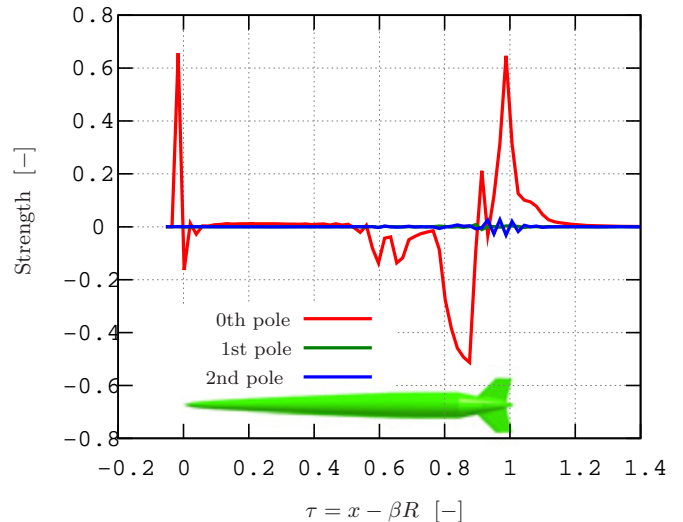


Fig.4 Distribution of the strength of multipoles for LBM

また、Fig.4 を見ても、0 次 pole のみが顕著に現れ、それ以外の成分は機体後方にある安定板近傍で現れるのみで、ほとんどがゼロとなっていることが分かる。これは、予め考察していたように、LBM がほぼ軸対称な形状をしているため、軸対称の効果、すなわち 0 次 pole のみはその効果として現れ、それ以外がほとんど効果を示さないということを意味する。このことは逆に、Multipole Analysis が適切に物体の効果を再現できているということを意味している。なお、機体長に対して Multipole 分布が前後に伸びているのは、ソニックブーム波形が伝播の過程で伸長するためである。

3.2 S3CM への適用結果

次に、S3CM に対する適用結果を示す。S3CM は前述の LBM と比較して、より SST を意識した形状となっており、それゆ

えに圧力波形の非軸対称性が強く現れる．そのため，Multipole Analysis を利用せずに CFD 解析のみで周方向の整理・統合を扱おうとする場合，LBM の場合に比べて H/L を大きくとる必要があると考えられる．また，Multipole Analysis を行うに当たって，より高次の pole まで考慮して機体の非軸対称性を表現することが必要になると考えられる．実際，S3CM の目指している波形のような低ブーム波形の場合，高次の pole までを考慮することが重要である，という報告がなされている⁶⁾．そこで， H/L 及び pole の数 N_{pole} に対してパラメトリックスタディを行うことで，それらの効果を検証した．

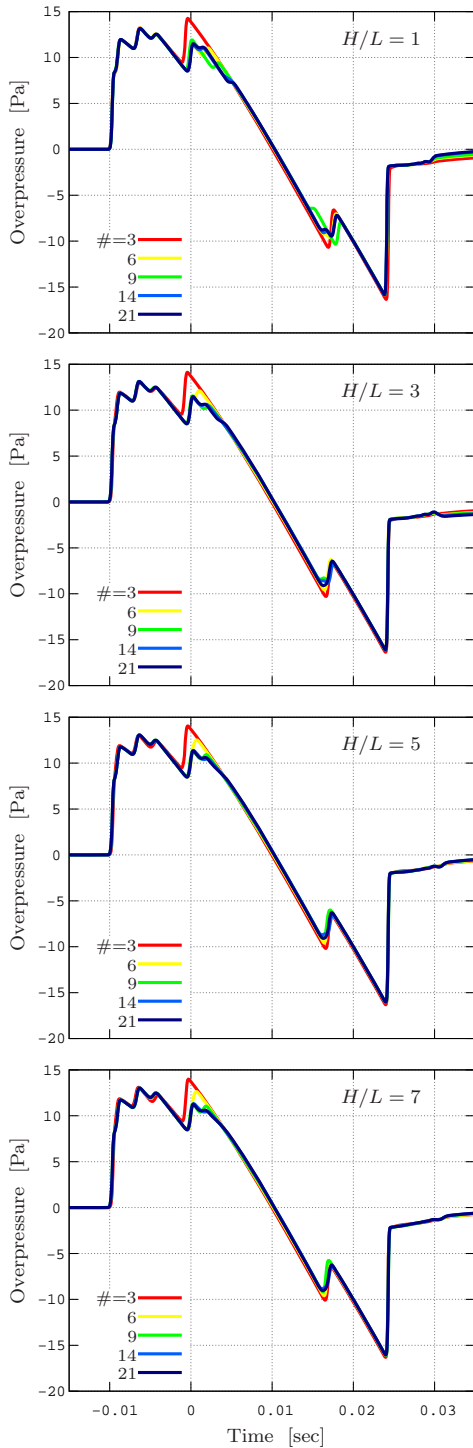


Fig.5 Effects of the number of multipoles on the far-field waveform for S3CM

まず N_{pole} の効果について Fig.5 に示す．Fig.5 は，機体直下における遠方場波形であり，事前の予測通り N_{pole} を増やすことによって波形が変化し， N_{pole} が 9 を超える辺りで収束していることが分かる．また，近傍場波形を取得した半径 H/L を変更した場合でも， N_{pole} が大きくなるにつれて遠方場波形は収束していることが分かる．このことから，非軸対称な物体の場合高次の pole まで考慮することが必要になると同時に，物体の複雑さに応じて pole の数にある程度の上限があることが示唆される．このことは，Fig.6 に示した Multipole の強度分布からも確認できる．前述の LBM とは対照的に，0 次以上の 1 次から 5 次までの高次 pole の影響が非常に大きい．実際，Fig.6 の 6 次以上の pole を見ると，主に主翼と尾翼付近に高次 pole が分布しているということが分かる．そのため，以降では N_{pole} を 12 に設定して解析を行った．

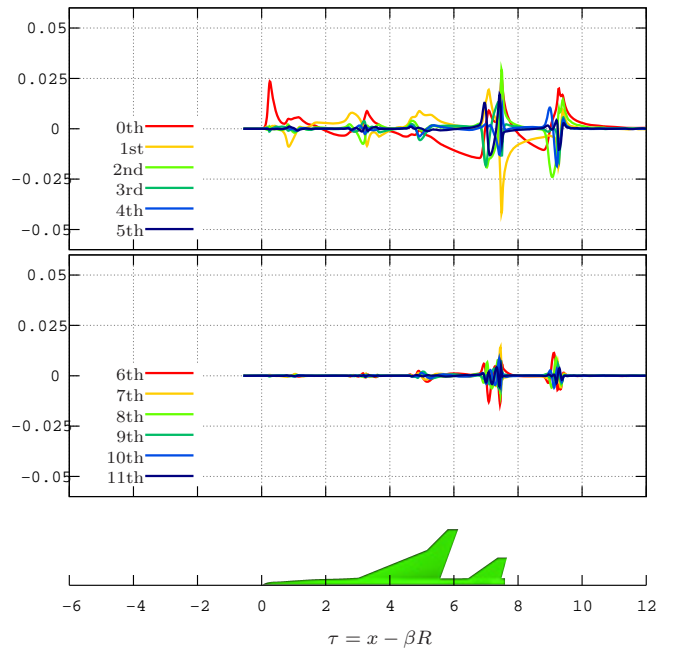


Fig.6 Distribution of the strength of multipoles for S3CM

次に， H/L の効果を検証した．前述のように，Multipole Analysis を導入すれば，最終的に得られる遠方場波形は H/L に依存しない形になるはずである．そこで，Multipole Analysis 処理を行った場合と行っていない場合の遠方場波形をまとめて Fig.7 に示す．これを見ると，Multipole Analysis で処理をしていない結果は，近傍場波形を取得した H/L に応じて遠方場波形もまた変化しており， $H/L = 8$ 程度でようやく遠方場が収束しているということが分かる． $H/L = 8$ までの計算領域を確保するには大きな計算領域が必要であり，それに合わせて Table 1 に示したように格子点数も増大することになる．その結果格子生成及び CFD 解析の負荷は高くならざるを得ない．一方で，Multipole Analysis を適用した結果は，適用しない結果と比較して H/L に対する依存性が非常に小さいということが分かる．これは，Multipole Analysis によって周方向成分の整理・統合を適切に扱うことができたためであると考えられる．

前述のように，Multipole Analysis を適用した結果は H/L にほぼ依存しないが，その結果が実際の地上波形と一致するかどうかを確認する必要がある．そのため，Fig.7 には Multipole Analysis を適用した結果を適用していない結果とを合わせて描画している．特に Fig.7 の左図中にある点線で描かれた波形に注目する．この波形は $H/L = 8$ の結果から Multipole Analysis を適用せずに抽出した近傍場波形を遠方へ伝播させた結果であるが，Fig.7 の右図からも明らかのように，遠方場は十分に収

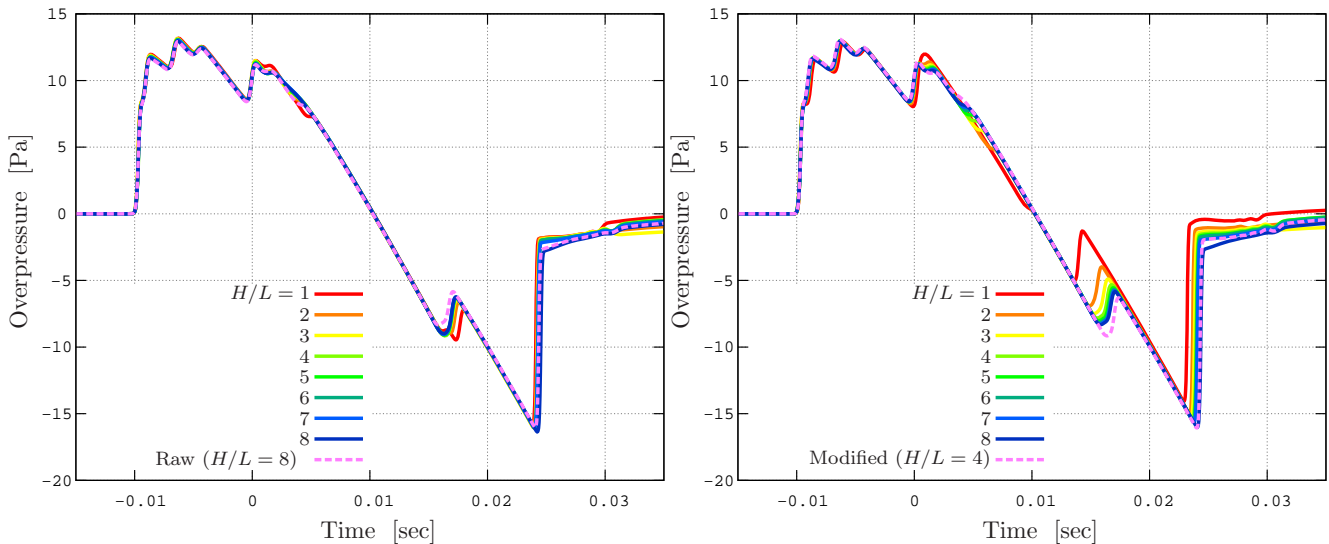


Fig.7 Far-field waveforms for S3CM with (left) and without (right) Multipole analysis

束している、すなわち、この H/L であれば十分に整理・統合がなされているとみなせる。この波形と Multipole Analysis を適用して得られた結果とを比較すると、 $H/L = 3$ 程度の結果からほとんど一致しているということが分かる。このことは、Multipole Analysis を用いて得られる遠方場波形が、それを用いず得られた波形と同等の結果を示す、ということだけではなく、Multipole Analysis を用いることで、 H/L を小さく抑えることができ、その結果 CFD 解析の負荷を軽減することができることを示している。

実際、D-SEND#2 の解析結果から簡易的に推算を行った結果を示す。本稿では $H/L = 8$ 程度までを精度良く解析できる格子を用いて解析を行ったが、Multipole Analysis の結果から $H/L = 2$ 程度までを精度良く解析できれば良いと仮定すれば、半径方向の格子点数はおよそ $2/3$ に削減できる。(ここで H/L の比から $1/4$ とならないのは、機体から離れるに従って格子間隔が伸長されているためである。) その結果、全体の格子点数も $2/3$ に削減できると考えられる。それだけでなく、衝撃波を解像するための格子生成の手間の削減にもつながるという点を強調したい。近傍場波形を精度良く捉えるためには、機体先端や後端から発生する波動だけでなく、主翼や尾翼等、機体各部から発生する波動もまた、精度良く捉えることが必須である。このような波動は、一般に先端衝撃波の頂角とは異なる方向に波面を作るため、一様流のマッハ角に合わせた格子だけでは正しい近傍場波形の推算を行うことはできない。そのため、解適合のような処理がある程度必要になると考えられるが、解適合を行う場合には予備計算を行って参照解を用意する必要があるため、解析領域はできるだけ小さいほうが良いと言える。

4 地上のソニックブーム騒音マップ

著者は、本稿で解説した Multipole Analysis のプログラムと、拡張 Burgers 方程式の解析プログラム Xnoise をシームレスに運用し、ソニックブームの地上における騒音マップを作成するツールを開発した。このツールは、近傍場における CFD 解析結果を入力とし、飛行高度等の条件を入力することによって容易に地上における騒音マップを予測することが可能である。その一例を Fig.8 に示す。これは S3CM の高度 20km における巡航状態を仮定して解析した例であり、飛翔体は Y 軸をマイナス方向に定常飛行している状況を仮定している。予測結果は、PLOT3D 形式で出力されるため、TecPlot を始め、一般的な流体解析用の可視化ツールで容易に可視化することができる。本

稿では主に機体直下の影響について考察したが、それ以外の方向に対する波形についても、Multipole Analysis の効果を確認している。その結果、CFD 解析領域を大きくとらなくても、Fig.8 に示すような、多方向に対する波形の伝播を精度良く予測することが可能になる。実際、機体直下 ($X = 0$) から離れるにつれて、波動が弱まっている様子が確認できる。

また、このツールによってソニックブームが観測される領域の縁を見つけることができる。このような縁の部分では、地上へと伝播してきたソニックブームの波線が地面をかすめて再び上空へと伝播していくことになるが、その際に地上では通常よりも強いソニックブームが観測される。このような現象はフォーカスブームと呼ばれるが、一般に加速やマニューバ等の非定常運動時に発生しやすい。しかし、上述のように定常飛行においても、ソニックブームが観測される領域の縁でフォーカスブームは発生するため、それが発生する場所を特定することは、将来的に超音速旅客機を運用する際には極めて重要になる。フォーカスブームそのものの強度予測には別途予測ツールが必要であり、著者はそれらの開発も進めているが^{18, 19)}、本稿で述べたツールとの組み合わせにより、ソニックブームだけでなくフォーカスブームのような派生現象の予測も行うことができるという点を付記しておきたい。

5 まとめ

ソニックブームの遠方場波形を低コストで精度良く推算するため、Multipole Analysis と呼ばれる近傍場波形の改善手法を導入し、CFD 解析との親和性を検証した。Multipole Analysis では、流れ方向を軸に持つ円筒面上の近傍場圧力波形から、その波形をもたらす Multipole の分布を求め、その分布から近傍場波形を修正することによって、周方向の波動の整理・統合を近傍場で行うことができる。その結果、負荷の高い CFD 解析を狭い領域に限ることができ、ソニックブームの予測をより短い時間で行うことができるようになる。

本稿では、様々な半径 H/L における近傍場波形を求め、それを入力として地上波形を解析し、それらの比較を行った。その結果、Multipole Analysis で処理した結果は、半径に対する依存性が非常に小さいということが確認できた。このことは、解析領域を物体に対して広くとらなくても、得られる遠方場波形がほぼ同じになるということを示しており、当初の目的であった CFD の計算コストの低減を実現可能である。

最後に、ソニックブームの地上における騒音マップ作成ツール

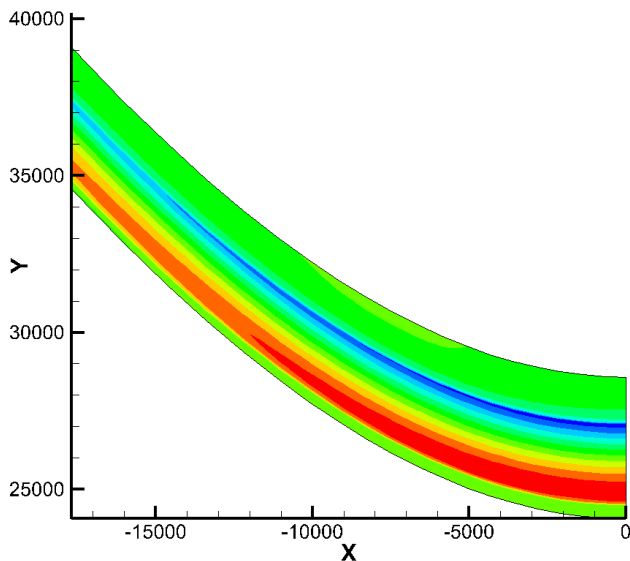


Fig.8 Prediction of the boom carpet (color map indicates the overpressure due to sonic boom. unit [m])

を紹介した。これは、本稿で述べた Multipole Analysis プログラムと Xnoise をシームレスに活用することによって、CFD 解析結果から容易にマップを得ることができるツールである。ソニックブームに関する従来の研究の多くが、機体直下に対する波形についてのみ言及するものであったが、このツールを通して、多方向に対する伝播についても研究が深まることが期待される。

参考文献

- 1) D-SEND プロジェクトチーム. JAXA D-SEND プロジェクト 研究紹介 web ページ. <http://www.apg.jaxa.jp/research/d-send/ds-project.html>.
- 2) D-SEND プロジェクトチーム. JAXA D-SEND データベース. <http://d-send.jaxa.jp/>.
- 3) Naka Y. Sonic boom data from D-SEND#1. *JAXA-RM-11-010E*, 2012.
- 4) 中右介, 牧野好和, 橋本敦, 山本雅史, 山下博, 内田貴也, 大林茂. D-send#1 データを用いたソニックブーム解析手法検証. 第 44 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 2012 講演論文集, No. 2A03, 2012.
- 5) Page J. A. and Plotkin K. J. An efficient method for incorporating computational fluid dynamics into sonic boom prediction. *AIAA Paper 91-3275*, 1991.
- 6) Rallabhandi S. K. and Mavris N. New computational procedure for incorporating computational fluid dynamics into sonic boom prediction. *Journal of Aircraft*, Vol. 44, No. 6, pp. 1964–1971, 2007.
- 7) Lyman V. and Morgenstern J. M. Calculated and Measured Pressure Fields for an Aircraft Designed for Sonic-boom Alleviation. *AIAA Paper 2004-4846*, 2004.
- 8) Morgenstern J. M., Buonanno M., and Nordstrud N. N+2 Low Boom Wind Tunnel Model Design and Validation. *AIAA Paper 2012-3217*, 2012.
- 9) Whitham G. B. The flow pattern of a supersonic projectile. *Communications in Pure and Applied Mathematics*, Vol. 5, pp. 301–348, 1952.
- 10) 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, No. 2H3, JSASS-2009-5087, 2009.
- 11) 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, No. B6-2, 2009.
- 12) 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及び分子振動緩和効果. 第 42 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム 2010 講演論文集, No. 2B11, 2010.
- 13) Yamamoto M., Hashimoto A., Takahashi T., Kamakura T., and Sakai T. Long-range sonic boom prediction considering atmospheric effects. In *inter-noise 2011, Osaka, Japan, Papers on Disc*, 2011.
- 14) Yamamoto M., Hashimoto A., Takahashi T., Kamakura T., and Sakai T. Numerical simulation for sonic boom propagation through an inhomogeneous atmosphere with winds. In *19th International Symposium on Nonlinear Acoustics*, 2012.
- 15) 牧野好和, 野口正芳, 村上桂一, 石川敬掲, 牧本卓也, 大林茂, 今泉貴博, 鈴木角栄, 豊田篤, 佐宗章弘. D-SEND#1 形状に対する機体近傍場圧力波形推算手法検証. 第 44 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 2012 講演論文集, No. 2A02, 2012.
- 16) 石川敬掲, 牧本卓也, 大平啓介, 牧野好和, 橋本敦. 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. 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 2011 講演論文集, No. 1A06, 2011.
- 17) Takaki R., Yamamoto K., Yamane K., Enomoto S., and Mukai J. The development of the upacs cfd environment. In *High Performance Computing, Proc. of ISHPC 2003*, pp. 307–319, 2003.
- 18) 金森正史, 橋本敦, 青山剛史. Nonlinear tricomi equation によるフォーカスブーム解析. 2013 年度超音波研究会 (US), 2013.
- 19) 金森正史, 橋本敦, 青山剛史, 牧野好和, 石川敬掲, 山本雅史. 非線形 tricomi 方程式解析を用いたフォーカスブームにおける低ブーム波形の効果推算. 第 45 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 2013, No. 1B09, 2013.

非線形 Tricomi 方程式解析を用いたフォーカスブームにおける低ブーム波形の効果推算

金森正史, 橋本敦, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構), 山本雅史 (計算力学研究センター)

Effect of low-boom waveform on focus boom using nonlinear Tricomi equation analysis

Masashi Kanamori, Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama (JAXA) and Masafumi Yamamoto(RCCM)

Abstract

Focus boom occurs when a flight vehicle accelerates or maneuvers at supersonic speed and its overpressure increases with a factor of three in comparison with an ordinary sonic boom. As a result, upcoming supersonic transport(SST) will be likely to be restricted its flight conditions. This paper presents the effects of several sonic boom waveforms and flight conditions on the peak overpressure of the focus boom. The authors have developed a focus boom prediction program named FFnoise, which combines a splitting scheme and multi-grid like acceleration, resulting in a remarkable speed of solving nonlinear Tricomi equation with sufficient accuracy. The predictions by FFnoise show the competitiveness of the low-boom waveform not only on steady but also on unsteady flight conditions.

1 はじめに

超音速旅客機の実現に向けて、ソニックブーム低減の必要性が叫ばれるようになって久しいが、超音速飛行中の加速やマニューバによって発生する、より強いソニックブームの存在もまた、一部の研究者により主張されてきた。このように通常より強いソニックブームは特にフォーカスブームと呼ばれている。フォーカスブームの波形は、定常飛行時のソニックブーム波形に依存するが、一般に非対称性のある U 字型となり、実際に観測されたデータによると、ピーク圧力は通常のソニックブームの 3 倍程度まで増大することが知られている。フォーカスブームは本質的に飛翔体の非定常運動から発生し、一般に急激な運動をすればするほど、ピーク圧力は増大する。ICAO(International Civil Aviation Organization) では、今後開発されるであろう超音速旅客機のソニックブームに対する制約を設定する動きがあるが、更に強度の高いフォーカスブームに関しても、そのような制約が課せられることは明らかであろう。その結果、超音速旅客機は今後、定常飛行状態はもちろんのこと、加速やマニューバ等の運用面でもまた制約を課せられることになる。そのため、ソニックブーム波形及び飛行条件に対するフォーカスブームの感度をすることは、将来の超音速旅客機実現に向けて極めて重要になる。

以上の要求から、JAXA ではこれまでにフォーカスブームの適切な予測手法の開発を進めてきた。フォーカスブーム予測に関する研究は、モデル方程式である非線形 Tricomi 方程式の導出に始まり^{1, 2)}、簡単な解析的手法³⁾を経て、現在では数値解析による方法^{4, 5, 6, 7)}が主流となっている。著者らはこれまでに、非線形 Tricomi 方程式の解析プログラムを構築し、それによってフォーカスブームが再現されることを確認した⁸⁾。また、そのプログラムを発展させ、高速で精度良くフォーカスブームを予測するプログラム FFnoise を開発し、予測結果が実験と良く一致することを確認した⁹⁾。

そこで本稿では、まず FFnoise によるフォーカスブームの予測精度を示す。その後、FFnoise を用いて様々な入力波形及び飛行条件に対するフォーカスブーム波形を取得し、入力波形及び飛行条件がフォーカスブーム波形に及ぼす影響について考察する。特に、JAXA で進行中の D-SEND プロジェクト^{10, 11)}の供試体が作り出す低ブーム波形の、フォーカスブームに対する影響について議論することを目的とする。

2 フォーカスブームとその発生メカニズム

2.1 フォーカスブームとは

前節で述べたように、フォーカスブームは飛翔体の非定常運動によって生じるものであり、そのため、地上に固定された座標系でこれを議論するのが便利である。この座標系において、

飛翔体から発生する波動の伝わる経路である波線を考える。定常飛行の場合、各時刻で発生する波線は互いに交わることはない。しかし、加速やマニューバを行う場合にはそれらが衝突を起こす場合がある。このときに発生する波線の包絡線を焦線(Caustic)と呼び、その近傍では定常飛行時の数倍と言われるピーク圧を持つソニックブームが発生するということが知られている。Fig.1 にその様子を示す。これは Pushover と呼ばれるマニューバで、水平飛行状態から操縦桿を押し倒し、機首を下げた状態でパワーダイブする飛行であり、その際に発生するフォーカスブームを示しているが、水平加速飛行時にも同様の現象が発生する。焦線近傍では、飛翔体から発生した波線が集積し非常に強い U 字波が発生しているのに対して、焦線より左側 ($Z > 0$ に対応する領域) では、先に到達した N 波のあとから、焦線近傍で回折した U 字波が観測される。一方で、焦線より右側の領域では evanescent wave と呼ばれる低周波の波動が現れる。

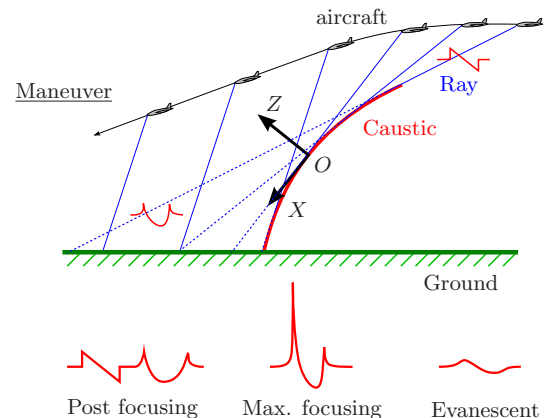


Fig.1 Ray and caustic geometry of a pushover focus

2.2 フォーカスブームのモデル方程式

Fig.1 に示すように、焦線上に原点を置いた局所的な座標系を考える。すなわち、焦線に対して接線方向に X 、法線方向に Z 、それに対して右手系をなすように Y をそれぞれとる。本解析では、 XZ 平面内で起こるフォーカスを、後述する遅延時間 τ と無次元化した座標系 z の空間内で議論するこの空間において圧力場は以下に示す非線形 Tricomi 方程式 (Nonlinear Tricomi Equation, 以降 NTE) を満たす^{1, 2)}。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - z \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} + \frac{\mu}{2} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2} = 0 \quad (1)$$

ここで p は、一様流圧力 P_0 からの変動値を入力波形の最大振幅 P_{ac} で無次元化したものである。また、遅延時間 τ 及び座標 z は

次のように定義される。

$$\tau = (t - X(1 - Z/R_{\text{sec}})/c_0)/T_{\text{ac}} \quad (2)$$

$$z = Z/\delta = Z/(2/c_0^2 T_{\text{ac}}^2 R_{\text{cau}})^{-1/3} \quad (3)$$

ここで R_{sec} , R_{cau} 及び c_0 はそれぞれ原点における焦線の曲率半径、波線に対する焦線の曲率半径及び一様流の音速である。 T_{ac} は特性持続時間 (characteristic duration) と呼ばれる。 δ は回折境界層 (diffraction boundary layer) と呼ばれる、回折効果が支配的となる領域の厚みである¹²⁾。 μ は回折に対する非線形効果の度合いを表すパラメータであり、次のように評価される。

$$\mu = 2\beta M_{\text{ac}} [R_{\text{cau}}/(2c_0 T_{\text{ac}})]^{2/3} \quad (4)$$

ここで $\beta = (1 + \gamma)/2$, $M_{\text{ac}} = P_{\text{ac}}/(\rho_0 c_0^2)$ はそれぞれ、媒質の非線形パラメータ、音響マッハ数である。 γ は比熱比であり、下添え字 0 は媒質の状態量を表す。 P_{ac} は後述する入力波形の最大振幅である。飛行条件に応じて R_{cau} が大きく変化することから、 μ が NTE に対して飛行条件を与えるパラメータとなる。その効果については、次節以降で詳説する。

この解析における入力は、Fig.2 中の Incoming wave である $F(\tau)$ であり、この境界における境界条件は次式で与えられる。

$$z^{1/4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + z^{-1/4} \frac{\partial p}{\partial z} = 2 \frac{dF}{d\tau} \left(\tau + \frac{2}{3} z^{3/2} \right) \quad (5)$$

この方程式の解の模式図を Fig.2 に示す。この図における入力波形は N 波であり、これが焦線近傍へと伝播していくと次第に振幅が大きくなり、かつ波形は U 字形へと変形する。

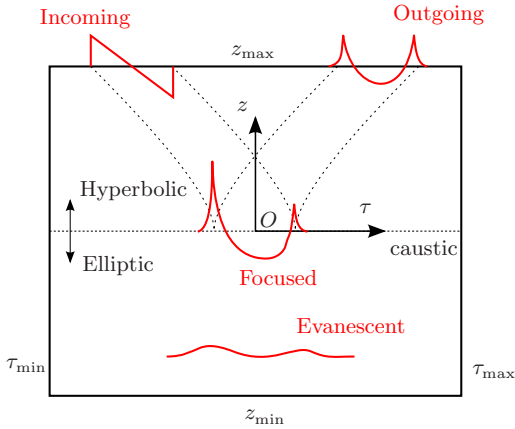


Fig.2 Waves and signatures near and at a caustic on $z-\tau$ space

(1) 式の特徴速度は $\sqrt{z - \mu p}$ であり、 $z - \mu p$ の符号に応じて楕円型から双曲型へと変わるため、数値的にこの方程式を解くのは困難が伴う。そこで本稿では、(1) 式を線形 Tricomi 方程式と Burgers 方程式に分ける分離解法^{4, 5, 6)}を採用している。これについては次節にて詳説する。

一方で、(1) 式に対して減衰作用を加えた Lossy NTE と呼ばれるモデルも提案されている¹³⁾。Lossy NTE は、(1) 式に熱粘性及び分子振動緩和効果を加えたものであるが、本稿ではこれを扱わず、(1) 式を解析して実験結果と比較し、減衰作用の必要性について論じる。

3 非線形 Tricomi 方程式解析プログラム FFnoise の詳細

本節では、NTE 解析プログラム FFnoise の解析アルゴリズムを詳説し、検証結果を紹介する。

3.1 FFnoise の解析アルゴリズム

前節で述べたとおり、FFnoise は (1) 式を 2 つの方程式に分離し、別々に解析する分離解法⁶⁾を採用した。以降では、その手法について紹介する。(1) 式に擬似的な時間発展項 $\partial/\partial t$ を導入し、更に次のような圧力のポテンシャルを導入する。

$$p = \frac{\partial \phi}{\partial \tau} \Leftrightarrow \phi = \int_{-\infty}^{\tau} p(\xi) d\xi \quad (6)$$

その結果、(1) 式及び境界条件 (5) 式は次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau \partial t} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - z \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} + \frac{\mu}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right)^2 \right] \quad (7)$$

$$z^{1/4} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} + z^{-1/4} \frac{\partial \phi}{\partial z} = 2F \left(\tau + \frac{1}{3} z^{3/2} \right) \quad (8)$$

本解法では、(7) 式を以下の 2 つの方程式に分離する。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau \partial t} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - z \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\mu}{2} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial \tau} \right)^2 \right] \quad (10)$$

(9) 式及び (10) 式はそれぞれ線形 Tricomi 方程式及び Burgers 方程式であり、前者は周波数領域で、後者は時間領域でそれぞれ解く。(9) 式は周波数空間上で次のような偏微分方程式となる。

$$i\omega \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + z\omega^2 \Phi \quad (11)$$

z 方向に 2 次精度中心差分で、 t 方向に 1 次精度後退差分で離散化することで、陰的に解く。これによって得られた解を逆変換することによって時間領域の解を得る。

次に (10) 式を解く。この方程式は、 p に対する Burgers 方程式となっている。Burgers 方程式の解法は、Poisson solution による解法¹⁴⁾ や差分法によって直接解析する方法¹⁵⁾ などが知られているが、本稿では Burgers Hayes 法¹⁶⁾ と呼ばれる、ポテンシャルを利用した解法を導入した。この方法では、圧力の Burgers 方程式を解く代わりに、圧力のポテンシャルである ϕ の方程式 (10) を扱う。その手順は以下のとおりである。

1. 前時間ステップの波形 $p_0(\tau)$ 及びポテンシャル $\phi_0(\tau)$ に対して、次式に従って波形を伝播させる。

$$\tau = \theta - \mu t p_0(\theta) \quad (12)$$

$$\phi(t, \tau) = \phi_0(\theta) - \frac{\mu t}{2} p_0(\theta)^2 \quad (13)$$

θ は波形歪を適用後の新しい座標系に対応するダミー変数である。

2. 不等間隔となった座標系を等間隔のものにサンプリングしなおす。その際、 $\phi(t, \tau)$ は次のように最大のものを取る。

$$\phi(t, \tau) = \max \left\{ \phi_0(\theta) - \frac{\mu t}{2} p_0(\theta)^2 \right\} \quad (14)$$

以上の操作によって得られたポテンシャル ϕ を中心差分で評価することで圧力 p が得られ、かつその結果は Area balancing を行った結果と同一のものとなる。このように、Burgers Hayes 法は Area balancing の複雑な処理を、簡潔かつ高速に行うことを可能にする。

更に FFnoise では、Multigrid 法に似たアルゴリズムを採用することによって収束を速めている。すなわち、最終的な格子

に対して粗い格子を数段階にわたって用意し、粗い格子における計算を収束させてから、1 段階細かい格子へと補間して再計算を行っている。のちの例で示すように、フォーカスブームを正しく推算するためには、非常に多くの格子点数が必要になるが、このような手法を用いることによって、従来の解析手法と比較して、10 倍程度の高速化が可能になった。なお、前述の分離解法による結果は初期条件に依存しないことが確認されているため⁶⁾、格子間の補間による問題は発生しない。

3.2 検証結果

ここでは、前述の解析プログラムの結果を、2008 年に米国内の砂漠で行われた SCAMP と呼ばれる大規模実験の実験結果¹⁷⁾と比較する。この実験では、地上にマイクアレイを配置し、マニュアルした F-18B 戦闘機の作るフォーカスブームを計測した。その際に得られた各種条件を Table 1 にまとめた。入力波形は文献¹³⁾に示されたものを用いた。

Table 1 Calculating conditions

P_{ac}	91300	Pa
T_0	284	K
ρ_0	1.12	kg/m ³
P_{ac}	57	Pa
M_{ac}	4.46×10^{-4}	-
$f_{ac} = 1/T_{ac}$	8.17	Hz
R_{cau}	4.88×10^4	m
μ	0.0878	-

以上の条件を導入し、解析を行った結果を Fig.3 に示す。Fig.3 において、赤、青、緑がそれぞれ実験結果、Lossy NTE による解析結果、そして本稿で述べた NTE 解析プログラムによる結果である。なお、格子点数や時間ステップなどの計算条件は、すべて Lossy NTE のものに合わせてある。

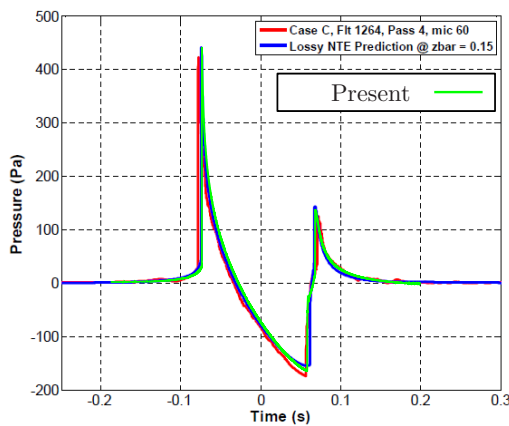


Fig.3 Comparison of the measurement from SCAMP¹³⁾ with two predicted results(lossless and lossy NTE)

Fig.3 を見ると、FFnoise の結果と Lossy NTE の結果とを比較して、最大ピーク圧力値についてはほぼ同じ値であることが分かる。ここで、FFnoise と Lossy NTE は物理モデルが異なるという点に注意されたい。すなわち、Lossy NTE は物理的な減衰構造を加味しているが、FFnoise はそれを加えていない。そのため、解法が同じであればこれらの結果は異なってくると考えられる。実際、FFnoise と Lossy NTE は、Burgers 方程式の解析手法に違いがある。文献¹³⁾では Poisson solution を用いているが、本稿では Burgers Hayes 法を用いて解析を行っている。

Burgers Hayes 法の場合、Aging 及び Area balancing の操作を行った後に補間を行うため、解は数値的に安定な方向に向かうと考えられるが、Poisson solution を用いた場合、ほぼ解析的な操作によって波形の歪み及び衝撃波の導入を行うため、波形の数値的不安定性が大きいことが知られている。実際、Lossy NTE の解析においては、物理的な減衰作用を付加しないと、安定に計算できないとのことである。それに対して本解析の結果は、物理的な減衰作用を加えることなく、安定にフォーカスブームを解析することができている。また、Poisson solution と比較して計算が単純であり、その結果高速に解を得られるという点も強調しておきたい。

一方、FFnoise の結果及び実験結果とを比較すると、全体的に波形が良く一致していることが確認できるが、最大ピーク圧力値については、FFnoise の結果が実験値よりも高めの予測を示している。これについては Lossy NTE の結果についても同様であるが、FFnoise に減衰作用を加えることによって、実験値を適切に再現できる可能性が示唆される。このことは、Fig.4 に示すピーク圧力値の格子依存性からも明らかである。これは、縦軸に FFnoise の解析結果におけるピーク圧力値、横軸にその時の格子点数をそれぞれ設定したグラフであるが、格子点数を増やしていくと、ピーク圧力値が上昇し続けることが分かる。同時に、フォーカスブーム解析は格子点数に対する依存性が非常に大きいことが分かる。しかし、最も重要である最大ピーク圧力値については、実験値との差異が約 5% 程度であり、これ以降はこの解像度の格子で議論を進める。

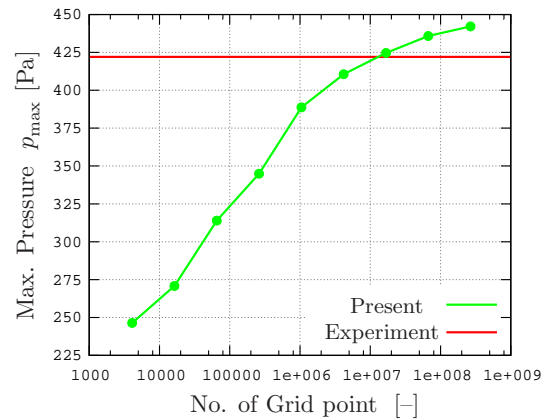


Fig.4 Grid dependence of the maximum peak pressure

4 さまざまな飛行条件におけるフォーカスブーム波形の変化

本節では、N 波や低ブーム波形のフォーカスブーム波形を、さまざまな飛行条件を仮定して推算し、その傾向について考察する。

4.1 飛行条件とパラメータ μ の関係

フォーカスブームにおける飛行条件の変化は、NTE では (4) 式で与えられるパラメータ μ によって加味される。その中で飛行条件に対応するパラメータは P_{ac} , T_{ac} , R_{cau} であり、最初の 2 変数については、Table 1 で与えられるものを典型的な例として導入した。波線に対する Caustic の相対曲率半径 R_{cau} を、本稿では次の手順で求めた。

1. 飛行体の飛行経路を設定し、その各点を出発点として下記

の方程式¹⁸⁾を解くことにより、波線 \vec{x} を求める

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = c_0 \vec{n} + \vec{V}_0, \quad \frac{d\vec{n}}{dt} = (I - \vec{n} \otimes \vec{n}) \vec{\nabla}(-c_0 - \vec{V}_0 \cdot \vec{n}) \quad (15)$$

ここで、 \vec{n} は飛行体の作るマッハ円錐の法線ベクトルであり、波線の進行方向を表す。また、 \vec{V}_0 は各高度における風速ベクトルであり、今回はこれをゼロとした。なお、定常飛行をしている場合でも、波線は直線とはならず次第に曲がっていく。これは、音速 c_0 が温度 T の関数であり、 T が高度に応じて変化するためである (Fig.5 参照)。

2. Caustic の曲率半径 R_{sec} を次の手順で求める
 - (a) 適当な高度 z を設定し、flight path 上の各点から発生させた波線と、 $z = \text{const.}$ との交点 x を求め、その中で最も小さいものを、その高度における Caustic の x 座標とする
 - (b) Caustic 上の3点を円でフィッティングし、その時の半径を Caustic の曲率半径とする
3. 波線の曲率半径 R_{ray} を、上記の方法と同様にして求める
4. 波線に対する Caustic の相対曲率半径 R_{cau} を次の手順より求める。

$$R_{\text{cau}} = ((R_{\text{ray}})^{-1} - (R_{\text{sec}})^{-1})^{-1} \quad (16)$$

上式では便宜上、 R_{cau} が R_{ray} 及び R_{sec} の差で定義されている。これは、波線と Caustic がそれぞれ下及び上に凸となるためであり、 R_{ray} 及び R_{sec} の絶対値の和を取れば良い。すなわち、

$$R_{\text{cau}} = (|R_{\text{ray}}|^{-1} + |R_{\text{sec}}|^{-1})^{-1} \quad (17)$$

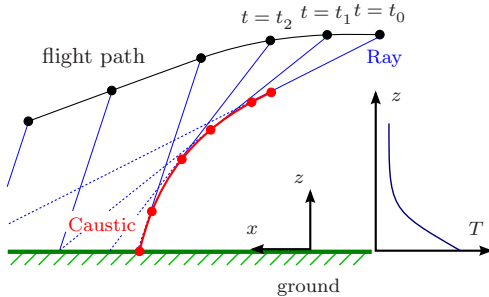


Fig.5 Procedure for calculating caustic

厳密には、Causticは波線の包絡線であり交点ではないが、波線の出発点を十分近くにとることによって、Causticを近似できるものとした。以上の方法により、水平加速を行った場合の、地上における Caustic の曲率半径及びパラメータ μ をまとめたものを Table 2 に示す。また、解析の一例として、加速度 $1[\text{m/s}^2]$ の飛行状態を模擬した場合の波線と Caustic の様子を Fig.6 に示す。Table 2 を見ると、加速度に応じて Caustic の曲率半径が次第に減少し、それに合わせてパラメータ μ も減少していることが分かる。本稿で考えるように線形加速の場合には、加速度の変化に対して μ にさほど大きな変化は無いが、その他のマニューバや、或いは加速との組み合わせによって、曲率半径は容易に小さくなりうる。そのため、本稿では μ を 0.01 から 0.2 まで 0.01 刻みで解析を行い、各種入力波形に応じてフォーカスブームの最大ピーク圧力値がどのような影響を受けるのかを考察した。

4.2 各種入力波形の選択

本稿では、入力波形として Fig.7 に示す 6 種類を選択した。これらの波形は、D-SEND#2 の地上波形を元に、フォーカスブーム

Table 2 Relation between the acceleration, the radius of curvature of the caustic and the parameter of nonlinearity

Acceleration a [m/s^2]	Radius $\times 10^{-4}$ [m]			Parameter μ [-]
	R_{ray}	R_{sec}	R_{cau}	
0.2	8.98	2940	8.95	0.101
0.4	9.09	359	8.87	0.100
0.6	9.20	158	8.69	0.0987
0.8	9.31	92.7	8.46	0.0970
1	9.41	91.2	8.53	0.0975
1.2	9.51	53.6	8.08	0.0940
1.4	9.61	67.8	8.42	0.0966
1.6	9.67	43.4	7.91	0.0927
1.8	9.79	35.8	7.69	0.0910
2	9.87	41.3	7.97	0.0931

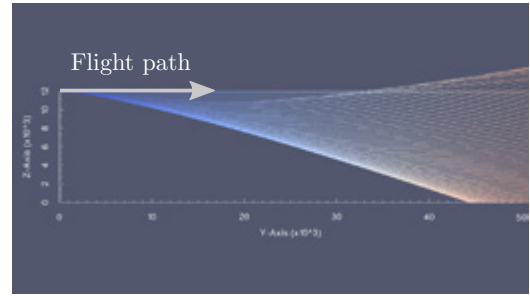


Fig.6 Example of caustic and rays emanating from supersonic vehicle accelerating at $1 [\text{m/s}^2]$

ムに対する低ブーム波形の要素の効果を調べることを目的として設定した。すなわち、Table 3 に示すように、ソニックブームとして最も基本的な N 波に対して、低ブーム波形の特徴である有限の立ち上がり時間、先頭の立ち上がり圧力の低減、先頭立ち上がり後の平滑さ (Flat top) を順次付加した波形である。いずれも、波形の持続時間及び振幅を、それぞれ波形の長さ及び最大振幅で正規化している。立ち上がり時間は、Error function によって表現し、その時間は波形全体の 10% に設定した。また、C- N wave 及び FT wave の先端立ち上がり圧力は、 N 波のもの 75% に設定した。以上の設定は、D-SEND#2 波形を参考に設定したものである。

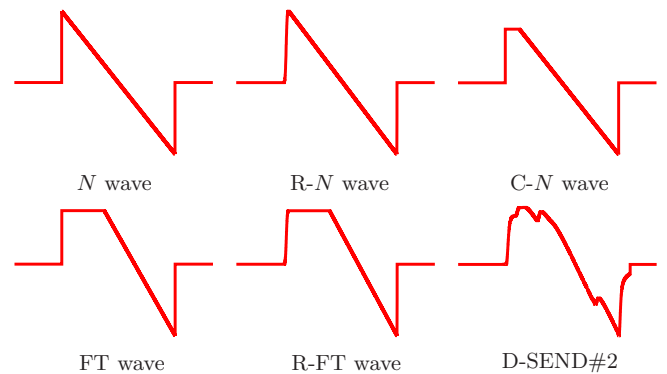


Fig.7 Six waveforms considered in this article

4.3 各種入力波形に対するフォーカスブーム波形の変化

以上の設定に基づいて、様々な入力波形に対するフォーカスブーム波形の変化を解析した結果を Fig.8 に示す。この図は、パ

Table 3 Categorization of the six waveforms with respect to the low-boom characteristics

	Rise time	Low front peak	Flattop
<i>N</i> wave			
R- <i>N</i> wave	✓		
C- <i>N</i> wave		✓	
FT wave			✓
R-FT wave	✓		✓
D-SEND#2	✓		✓

ラメータ μ に対応するフォーカスブーム波形を重ねてプロットしたものであり、青から赤になるにつれて μ が大きい波形に対応する。なお、これらの波形は各 μ に対して先端のピーク圧力値が最大になる波形を選んだものであり、後端のピーク圧力値については考慮していない点に注意されたい。これを見ると、一般に μ が大きくなるにつれてフォーカスブーム波形はピークが小さくなり、全体に穏やかな波形となることが分かる。これは、非線形効果が強く作用することによって波形の歪みが大きくなり、その後等面積則に基づいた衝撃波の導入によってピーク圧力が下がるためである。また、Fig.7 と照らし合わせてみると、低ブーム波形がフォーカスブームに及ぼす効果が確認できる。すなわち、*N* wave と R-*N* wave を比較すると、立ち上がり時間を付加することでフォーカスブーム波形先端のピーク圧力が減少していることが分かる。この傾向は FT wave と R-FT wave の比較にも表れていることから、立ち上がり時間の付加によってフォーカスブームのピーク圧力値を減少させる効果があるといえる。同様に、ピーク圧力値の低減効果を調べるために *N* wave と C-*N* wave を比較すると、先端の圧力値はやはり減少しているということが分かる。一方で、C-*N* wave と FT wave とを比較すると、ピーク圧力値の変化という意味ではほぼ同一の効果であることが分かる。従って、先端のピーク圧力値を減少させることで、フォーカスブームのピーク圧力値もまた減少するが、Flattop 部の長さはフォーカスブームに対してほとんど影響しないということが分かる。前述した通り、FT wave に対して立ち上がり時間を付加すると、より一層先端ピーク圧力値が減少することが分かる。

Table 2 に示したように、線形加速の場合にはパラメータ μ は 0.09 から 0.10 の間で変化するととどまる。このような条件時であっても、Fig.8 に示されるように D-SEND#2 波形のような低ブーム波形のフォーカシングは小さいことが分かる。このことから、定常飛行時に低ブームである D-SEND#2 波形は、加速やマニューバ時における飛行においても、*N* 波等と比較してフォーカスブームの低減が可能であるということが分かる。

次に、各フォーカスブーム波形の最大ピーク圧力値 p_{max} のパラメータ μ 依存性を議論する。Fig.9 は、各種入力波形に対して μ をパラメータとして NTE 解析を行い、そこで得られた最大ピーク圧力値をまとめたものである。Fig.9 を見ると、 μ に対する最大ピーク圧力値の依存性が大きく 2 つのパターンに分けられることが分かる。すなわち、*N* wave や C-*N* wave, FT wave に見られるように、 μ に対して単調に減少するパターンと、R-*N* wave や R-FT wave, D-SEND#2 のように、 $\mu \in [0, 0.2]$ の区間において、ピーク圧力値に極大値が発生するパターンである。後者の共通点は、いずれも有限な立ち上がり時間を有している点である。

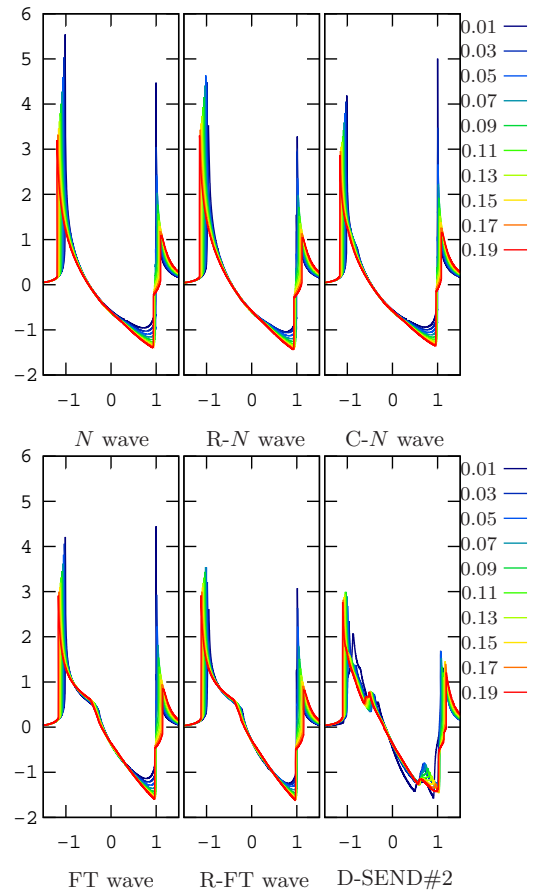


Fig.8 Variations of the focus boom waveform for six incoming waveforms (horizontal axis: τ , vertical axis: p)

このように、立ち上がり時間の有無によって極大値が発生する要因は、回折効果と非線形効果のバランスによって説明できる。回折効果は、一般に波形の勾配によって決まる。すなわち、ある波形が回折すると、その波形を微分した形の波形が得られるということが知られている。従って、立ち上がり時間の有無によって、回折波の先端ピーク圧力値は大きく変化することが分かる。実際、*N* や C-*N*, FT のフォーカスブーム波形は、それらに立ち上がり時間を付加した波形のフォーカスよりもピーク圧力値は小さくなっている。一方で、非線形効果は振幅に応じて波の伝わる速度が変わり波形が歪む効果であるが、この時衝撃波が発生すると最初の波形と比較して振幅が小さくなる。このように衝撃波の形成によって振幅が減少する効果を非線形減衰と呼ぶ¹⁹⁾。これらを総合すると、立ち上がり時間の有無に関係なく、非線形性を強くする (μ を大きくする) ことによって、ピーク圧力値は単調に減少するように思われるが、実際にはそうならない。それは、Caustic 近傍ではなく、Caustic へ向かって伝播していく過程 (Fig.2 中の $z > 0$ にあたる部分) においても非線形性が作用するためである。これを R-*N* wave を例にとって説明する。 μ が小さい場合には、Caustic へ向かって伝播する間に作用する非線形性が小さいため波形歪も小さく、その結果 Caustic 上では立ち上がり時間の差によって *N* wave の方が R-*N* wave よりも強いフォーカス波形を記録する。 μ が次第に大きくなると、Caustic に到達する前に非線形性によって立ち上がり時間が減少し、Caustic 上で *N* wave と R-*N* wave の差が無くなることで、結果的に両者のピーク圧力値は近い値を取るようになる。更に μ を大きくすると、Caustic への伝播の最中に非線形性が強く作用するため、上述の非線形減衰が強く現れる。そのため、

Caustic に到達するときには N , $R-N$ 両者ともに振幅が小さく, その結果フォーカス波形もまたピーク圧力値が小さくなる. そのため, 有限の立ち上がり時間を持つ波形のフォーカスは μ の変化に対して極大値を持つと考えられる. 以上の考察から, 有限の立ち上がり時間があり, かつ先端のピーク圧力値が小さい波形に対して, フォーカスブームは小さくできる可能性が示唆される.

Fig.9 に関して更に特筆すべきは, Table 4 にまとめたピーク圧力値の μ に対する感度である. Table 4 は, 区間 I における p_{\max} の最大値と最小値及びそれらの差, すなわち Fig.9 のグラフの振幅を示す. Table 4 を見ると, D-SEND#2 波形の変化量 Δp_{\max} は他の波形に対して半分以下と非常に小さな値となっている. μ が飛行条件に対応するパラメータであることを思い出すと, 変化量 Δp_{\max} は次のように解釈できる. すなわち, Δp_{\max} が大きいということは, 飛行条件に応じてフォーカスブームのピーク圧力値が変化しやすいということの意味する. 従って, この変化量が大きい波形は飛行条件によってフォーカスブームが大きく変化し, その結果飛行条件が限られることが予想される. それに対して, D-SEND#2 波形のような変化量の小さい波形は, 飛行条件の制約が小さい.

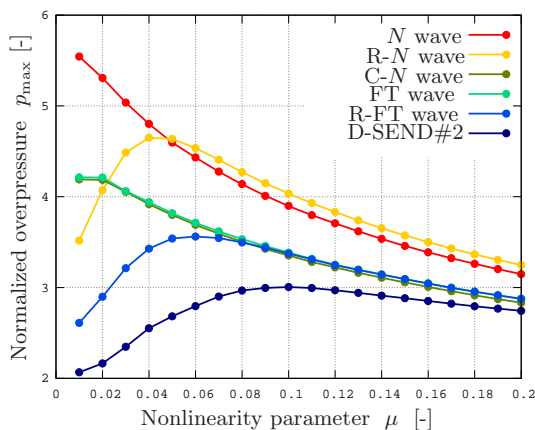


Fig.9 Variation in the maximum peak pressure against the parameter μ

Table 4 Rate of change of the peak pressure with respect to the parameter μ

	$\max_{\mu \in I} p_{\max}$	$\min_{\mu \in I} p_{\max}$	Δp_{\max}
	(1)	(2)	(1) - (2)
N wave	5.544	3.148	2.396
$R-N$ wave	4.649	3.248	1.401
$C-N$ wave	4.191	2.833	1.357
FT wave	4.213	2.876	1.337
$R-FT$ wave	3.562	2.612	0.950
D-SEND#2	3.005	2.067	0.939

5 まとめ

本稿では, 超音速機の加速やマニューバに伴って発生するフォーカスブームを解析するため, そのモデル方程式である非線形 Tricomi 方程式を解析するプログラム FFnoise を開発し, それを紹介した. FFnoise の予測結果は従来法と比較して 10 倍程度高速に得られ, かつ大規模実験によって得られた結果と良い一致を示した. 更に本稿では, N 波や低ブーム波形などを入力

波形として, さまざまな飛行条件において得られるフォーカスブームを解析した結果を示した. それらの結果を見ると, 定常飛行時に低ブームとなる波形は, フォーカスブームにおいても良い特性を示すことが明らかになった. すなわち, 有限な立ち上がり時間の付加や先端ピーク圧力値の低減などの, いわゆる低ブーム波形の特徴を付加することによって, フォーカスブームの最大ピーク圧力値を低減できることが分かった. また, このような低ブーム波形は, さまざまな飛行条件に対してフォーカスブームの最大ピーク圧力値の感度が低く, その結果, 低ブーム波形を発生させる機体はその飛行条件に対する制約が小さくなる可能性が示唆される. このことは, 今後導入されるであろうフォーカスブームの最大ピーク圧力値の制限に対して, 低ブーム波形を発生させる飛翔体が他の飛翔体に対して優位であるということの意味する. 以上の結論として, 低ブーム波形を発生させる飛翔体は, 定常飛行時の騒音はもちろんのこと, 加速或いはマニューバを行った場合の騒音もまた低減できる可能性を示唆している.

参考文献

- 1) Guiraud. *Journal de Mécanique*, Vol. 4, No. 2, pp. 215–267, 1965.
- 2) Hayes. In *Proceedings of the Sound Conference on Sonic Boom Research*, NASA SP-180, pp. 165–171, 1968.
- 3) Gill and Seebass. *AIAA Paper 73-1037*, 1973.
- 4) Kandil and Khasdeo. *AIAA Paper 2006-0415*, 2006.
- 5) Auger and Coulouvrat. *AIAA Journal*, Vol. 40, pp. 1726–1734, 2002.
- 6) Marchiano and Coulouvrat. *Journal of the Acoustic Society of America*, Vol. 114, pp. 1758–1771, 2003.
- 7) Sescu, Afjeh, and Sescu. In *Eighth Mississippi State - UAB Conference on Differential Equation and Computational Simulations*, *Electronic Journal of Differential Equations Conference 19*, pp. 235–244, 2010.
- 8) 金森, 橋本, 村上. 第 50 回飛行機シンポジウム講演論文集, No. 2C08, JSASS-2012-5131, 2012.
- 9) 金森, 橋本, 青山. 2013 年度超音波研究会 (US), 2013.
- 10) D-SEND プロジェクトチーム. <http://www.apg.jaxa.jp/research/d-send/ds-project.html>.
- 11) D-SEND プロジェクトチーム. <http://d-send.jaxa.jp/>.
- 12) Buchal and Keller. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, Vol. 13, pp. 85–114, 1960.
- 13) Salamone, Sparrow, Plotkin, and Cowart. *AIAA Paper 2013-0935*, 2013.
- 14) Blackstock. In Gray D. E., editor, *American Institute of Physics Handbook*, chapter 3n, pp. 3–183 – 3–205. McGraw-Hill, New York, 1972.
- 15) Aanonsen, Tjøtta, and Tjøtta. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 75, , 1984.
- 16) Hayes, Haefeli, and Kulsrud. *NASA CR-1299*, 1969.
- 17) Page, Plotkin, Haering, Maglieri, Cowart, Salamone, Elmer, Welge, and Ladd. *AIAA Paper 2013-0930*, 2013.
- 18) Thomas. *NASA SP-255*, 1970.
- 19) 鎌倉友男. 非線形音響学の基礎. 愛智出版, 1994.

リード弁式吸気機構によるマイクロ波ロケットの 推力性能改善

福成雅史、山口敏和、齋藤翔平、浅井健太、栗田哲志、小紫公也(東京大学)、
小田靖久、梶原健、高橋幸司、坂本慶司(日本原子力研究開発機構)

Improvement of Thrust Performance of the Microwave Rocket by Reed Air-breathing System

Masafumi Fukunari, Toshikazu Yamaguchi, Shohei Saitoh,
Kenta Asai, Satoshi Kurita, Kimiya Komurasaki(The University of Tokyo)
Yasuhisa Oda, Ken Kajiwara, Koji Takahashi, Keishi Sakamoto(JAEA)

Abstract

The reed-valve air-breathing system was developed to improve air-breathing performance of the microwave rocket. Air-breathing performance test was conducted using a gyrotron. Pressure history in the thruster was measured and plateau pressure was evaluated. Air-flow through the reed valve was estimated by using CFD model assuming Bernoulli-Euler beam as the reed valve. As a result, normalized plateau pressure and normalized plateau time under multi-pulse operation were increased at all repetitive-pulse frequency up to 200 Hz.

1. はじめに

レーザーやマイクロ波を用いたビーミング推進は、既存の化学推進を用いた場合と比べ宇宙への物資輸送費用を大幅に低減すると期待されている^{1,2)}。マイクロ波ロケットとはマイクロ波を用いたビーミング推進ロケットの一種である。図1にマイクロ波ロケットのエンジンサイクルを示す。機体外部から照射されたマイクロ波ビームにより推進器内の空気が絶縁破壊されプラズマが生じる(図1中1)。生じたプラズマが後続のマイクロ波エネルギーを吸収し、マイクロ波放電爆轟波を形成することにより高圧状態が生成・維持され推力を得る(2)。爆轟波が推進器出口より排気(3)された後、膨脹波が推進器内を伝播し、内部に負圧を生じる(4)。これにより周辺大気が吸気され、再びマイクロ波照射を迎える(1)。このサイクルを繰り返すことで時間平均推力を得る。

マイクロ波ロケットの利点として以下が挙げられる。まず地上からの遠隔エネルギー供給と大気吸込みにより推進剤消費が無いことから、高いペイロード比が期待できる。次にマイクロ波放電爆轟波により昇圧するためターボポンプ等が不要であり、簡素で信頼性の高い機体製作が可能である。また主要設備であるマイクロ波発振源ジャイロトロンは地上に設置され、その繰り返し使用により大量物資輸送時1回あたりの打上げコストの削減効果が非常に大きい。さらにジャイロトロンはレーザー発振機に比べ

単位出力当たりの製造費が二桁程度安い³⁻⁷⁾。

2003年に中川らはシングルパルスでの試験を行い2mの飛翔に成功した³⁾。マルチパルスでの推力性能は小田らによって計測された。マイクロ波の照射繰返周波数を10-60 Hzとし運動量結合係数 C_m にて評価を行ったところ、推進器内部に残留する熱く希薄なガスのため2回目の照射時から C_m が急激に低下することが分かった⁶⁾。

そのため本稿ではエンジンサイクル間の吸気性能を改善するためリード弁を用いた吸気機構を開発した。また実際にジャイロトロンを用いて試験を行い推進器内の圧力波形を計測し吸気の効果について評価した。CFDにより推進器内部の圧力振動を再現し、リード弁のモデルとしてベルヌーイ・オイラー梁を仮定することでリード弁からの吸気量の解析を行った。

2. リード弁からの吸気量の解析モデル

2.1 リード弁式吸気機構の解析モデル

リード弁は推進器内部の圧力振動に対して受動的に開閉し吸気を行う。アクチュエータや制御系が不要であり非常に軽くシンプルであり、パルスデトネーションエンジン^{8,9)}や2ストロークエンジン^{10,11)}の他にコンプレッサー^{12,13)}など様々な分野で使用されている。リードの素材として金属や複合材が用いられているが、樹脂を用いた複合材は大電力マイクロ波照射の際、着火する危険があるため、本研究ではバネ

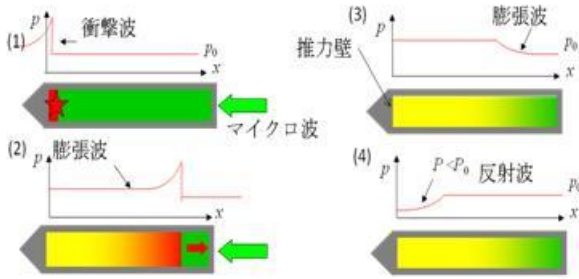


図1 エンジンサイクル

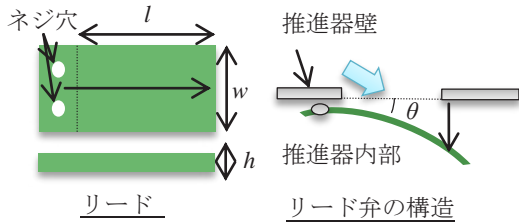


図2 リード弁の模式図



図3 リード弁式吸気機構搭載型推進器

用ステンレス鋼帯であるSUS304CSPを用いた。そのヤング率 Y 、及び密度 ρ_{reed} はそれぞれ200GPa、7.8 kg/m³である。図2にリード弁の模式図を示す。リードの長さ l と幅 w はそれぞれ20mm、12mmとした。リードの固有振動数が圧力振動の周波数の2倍以下の場合、高压時のリードの応答が間に合わず漏れが発生し、リードの固有振動数が圧力振動の周波数の4倍以上の場合、負圧時にもリードが閉じる。リードの固有振動数は次式により求まる。

$$\omega = \frac{\lambda^2}{l^2} \sqrt{\frac{YI}{\rho_{\text{reed}}A}} \quad (1)$$

ここで A 、 I はリードの断面積、断面2次モーメントを表す。圧力振動は推進器長が500mmのとき170~200Hzであるため、リードの厚み h を0.3mmとした。このときリードの固有振動数は613Hzとなる。図3にリード弁式吸気機構を搭載した推進器を示す。推進器は長さ500 mm、内径56 mmの円筒形をしており、リード弁取り付け具によりリード弁を円筒型の推進器に搭載している。リード弁取り付け具には6個ずつリード弁が取り付けられており取り付け具の数を変えリード弁の搭載数を変えることができる。

推進器内部の圧力振動に対するリードの変位 y 、及

び吸気量をベルヌーイ・オイラー梁の理論を用いて解析した。リードの振動は次式の微分方程式で表される。

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{YI}{\rho_{\text{reed}}A} \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = F \quad (2)$$

ここで A 、 I はリードの断面積、断面2次モーメントを表し、 F は圧力差によってリードに加わる外力である。

この式の解は時間の関数 $q(t)$ と位置の関数 $\Phi(x)$ に分けてモードごとに展開できる。

$$y = \sum_{i=1}^{\infty} \phi_i(x) q_i(t) \quad (3)$$

簡単のため1次のモードのみを考える。リードは一方の端が固定端、他方が自由端であるため $\Phi(x)$ は

$$\phi(x) = \cosh\left(\frac{\lambda}{l}x\right) - \cos\left(\frac{\lambda}{l}x\right) - \quad (4)$$

$$\sigma \left[\sinh\left(\frac{\lambda}{l}x\right) - \sin\left(\frac{\lambda}{l}x\right) \right]$$

$$\sigma = \frac{\sinh(\lambda) - \sin(\lambda)}{\cosh(\lambda) + \cos(\lambda)} \quad (5)$$

となる。 λ はモードごとの固有値で1.875である。このとき $q(t)$ は次式で表される。

$$\ddot{q}(t) + \omega^2 q(t) = \frac{\int_0^l F \phi(x) dx}{\rho_{\text{reed}} A \int_0^l \phi^2(x) dx} \quad (6)$$

ω はリードの固有角振動数である。ルンゲクッタ法を用いて式(6)を解いた。

2.2 推進器内部の圧力変化モデル

推進器内部の圧力振動をCFDにより再現した。本モデルは計算コストが非常に低く、一般的なパソコンを用いて計算できる。支配方程式は1次元オイラー方程式にリードバルブからの流入を考慮し、 ρ 、 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。

$$\frac{\pi D^2}{4} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} \right) = A_{\text{reed}} S \quad (7)$$

ここで、

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ E \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ (E + P)u \end{bmatrix}, \quad (8)$$

となる。数値流束の計算にはAUSM-DVスキーム^{7,8)}を、また時間積分として2段階Runge-Kutta法を用いた。リード弁からの質量流入はリードの変位ごとの開口面積 $A_{\text{reed}}(y)$ を用いて次式で表される。

$$\dot{m} = \frac{A_{\text{reed}}(y) P_{\text{out}}}{\sqrt{RT_{\text{out}}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left\{ \left(\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}} \right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right\}} \quad (9)$$

R 、 γ は空気のガス定数、比熱である。 P_{out} 、 T_{out} は推進

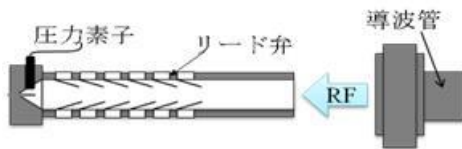


図4 吸気背脳試験系の概要

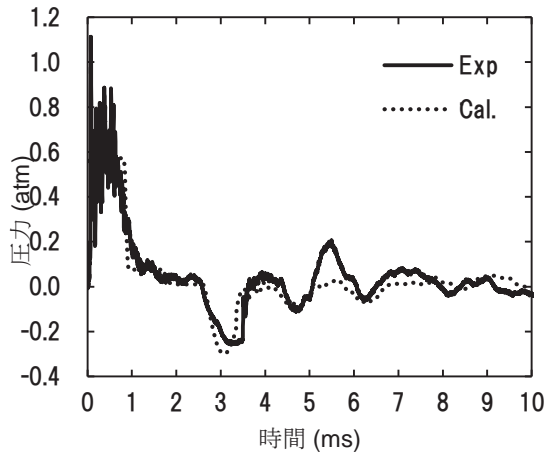


図5 圧力振動の試験結果と実験結果の比較

器周りの圧力、温度でありそれぞれ1 atm、298.15 Kとした。全体の吸気量は吸気流量体積と推進器体積の比である部分充填率(PFR)で評価した。マイクロ波支持デトネーションの再現には柴田らの解析モデルを用いた⁹⁾。

3. 吸気性能試験

ジャイロトロンを用いて、プラズマを着火し推進器内部の圧力履歴の計測を行い、リード弁式吸気機構の有無で比較を行った。図4に実験系の概略を示す。大電力マイクロ波発信源として、日本原子力研究開発機構にて開発されているジャイロトロンを使用した¹⁴⁾¹⁶⁾。ジャイロトロンからのマイクロ波を導波管により推進器まで導き、サファイヤ窓を通して推進器に照射している。入射するマイクロ波の照射繰り返し周波数を50-200Hzの間で変化させた。推進器内部の圧力波形は推力壁に搭載した圧力素子で計測した。

4. 試験結果

圧力振動の試験結果と実験結果の比較を図5に示す。マイクロ波パワーは570 kW、パルス幅は0.5msであり、リード弁は3段搭載した。実験結果と計算結果は良い一致を見せた。この時のPFRは計算結果より0.14程度である。

推進器内部を伝播する衝撃波背後の高压をプラトー圧、推進器内部がプラトー圧に保たれている時間をプラトー圧継続時間と言う。マイクロ波ロケットの時間平均推力はプラトー圧とプラトー圧継続時間

に比例する。マルチパルス運転ではから2～5回目のエンジンサイクルの間にプラトー圧、プラトー圧継続時間が低下し推力が現象する。その後ほとんど推力の変化が無い定常状態となる。定常状態のプラトー圧を一回目のエンジンサイクルでのプラトー圧で規格化しリード弁の有無で比較した。図6にマイクロ波照射間隔ごとの結果を示す。リード弁の搭載数は36個とし、照射マイクロ波パワーは650 kWとした。またこの時のPFRの計算結果を図7に示す。マイクロ波照射から5 msで吸気の効果が見られ、規格化プラトー圧が2倍程度高い値となる。その後リード弁が閉じ吸気量がほぼ変化しないので規格化プラトー圧もほぼ等しい値となる。10msでのPFRは0.21と見積もられ、18個のリード弁を搭載した場合にくらべ1.5倍の吸気量となった。

図8にパルスカウントごとの規格化プラトー圧継続時間を示す。リード弁を搭載していない場合、パルスカウントごとに低下していくが、搭載した場合は一回目の照射時の80%程度に保たれる。これはリード弁からの吸気によって推進器内部が冷却され推進器内部の音速の上昇が抑えられえたためと考えられる。

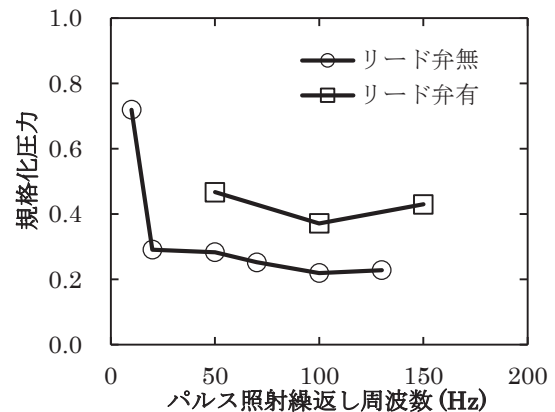


図6 マイクロ波照射間隔ごとの規格化プラトー圧のリード弁の有無による比較

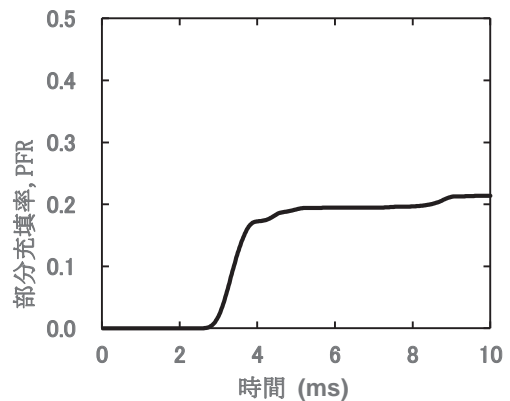


図7 時間ごとのPFRの計算結果

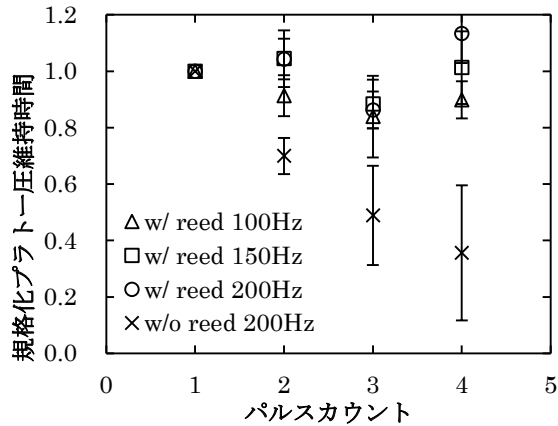


図8 規格化プラトー圧維持時間のリード弁の有無による比較(マイクロ波照射繰返し周波数100-200Hz)

5. まとめ

マイクロ波ロケットのリード弁式吸気機構の開発を行った。吸気の効果についてジャイロトロンを用いた試験とベルヌーイ・オイラー梁を仮定したリード弁からの吸気モデルにより評価した。推進器内部の圧力振動の解析結果は実験結果と良く一致し、実験結果を再現できている。この時18個リード弁を搭載したマイクロ波ロケットのPFRは0.14と見積もられる。次にリード弁の数を36個とし、ジャイロトロンを用いてリード弁を搭載したマイクロ波ロケットの試験を行い推進器内部の圧力を計測した。定常状態での規格化プラトー圧はリード弁を搭載することで比べ2倍程度高く、一回目のエンジンサイクルの40%程度に保てた。この時のPFRは計算結果より0.21となる。さらに規格化プラトー圧継続時間は一回目の80%程度まで保つことができた。

謝辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構戦略的開発研究費、科研費基盤研究(A)No.23246145の助成を受けた。

参考文献

- 1) L. N. Myrabo, "World Record Flights of beam-Riding Rocket Lightcraft: Demonstration of "Disruptive" Propulsion Technology", in 37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Salt Lake City, 2001, AIAA paper 2001-3798.
- 2) H.Katsurayama, M.Ushio, K.Komurasaki, Y.Arakawa, "Analytical study on flight performance of an air breathing RP laser launcher", in 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, 2004, AIAA paper 2004-2565.
- 3) Tatsuo Nakagawa, Yorichika Mihara, Kimiya Komurasaki, Kouji Takahashi, Keishi Sakamoto, Tsuyoshi Imai, "Propulsive Impulse Measurement of a Microwave-Boosted Vehicle in the Atmosphere", Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 41, No. 1, pp.151-153, 2004.
- 4) Y. Oda., K. Komurasaki, K. Takahashi, A. Kasugai, and K. Sakamoto; "Plasma Generation using High-power Millimeter Wave bBeam and its Application for Thrust Generation", J. App. Phys., Vol. 100, 113307, 2006
- 5) Yasuhisa Oda, Ken Kajiwara, Koji Takahashi, Atsushi Kasugai, Keishi Sakamoto, and Kimiya Komurasaki, "In-Tube Shock Wave Driven by Atmospheric Millimeter-Wave Plasma", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 48, 116001 2009.
- 6) 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, 2009, pp118-122.
- 7) Yasuhisa Oda, Toshikazu Yamaguchi, Yuya Shiraiishi, Kimiya, Komurasaki, Ken Kajiwara, Koji Takahashi, Atsushi Kasugai and Keishi Sakamoto, "A One-Dimensional Propagation of Shock Wave Supported by Atmospheric Millimeter-Wave Plasma", J Infrared Milli Terahz Waves, Vol.32, No. 6, pp.877-882, 2011.
- 8) Paul J. Litke, Frederick R. Schauer, Daniel E. Paxson, Royce P. Bradley and John L. Hoke," Assessment of the Performance of a Pulsejet and Comparison with a Pulsed-Detonation Engine" 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2005-0228
- 9) Daniel E. Paxson, "A Performance Map for Ideal Air Breathing Pulse Detonation Engines" NASA/TM—2001-211085, AIAA-2001-3465
- 10) R. Fleck, A. Cartwright, D. Thornhill, "Mathematical Modeling of Reed Valve Behavior in High Speed Two-Stroke Engines", SAE Technical Paper 972738, 1997.
- 11) Wladyslaw Mitaniec, Andrzej Bogusz, "Theoretical and Experimental Study of Gas Flow Through Reed Valve in a Two-Stroke Engine", SAE Technical paper series, no.961802,1996
- 12) E.Pereira Parreira, J.R.Parise, "Performance Analysis of Capacity Control for Heat Pump Reciprocating Compressor", Heat Recovery System & CHP, 13(5),pp451-461
- 13) Noriaki Ishii, Hiroshi Matsunaga, Michio Yamamura, Shigeru Muramatsu,Masafumi Fukushima, "Flow-Induced vibration of reed valve in Refrigerant Compressors", The Japan Society of Mechanical Engineers, 57(538),No90-1371B
- 14) Keishi Sakamoto, Atsushi Kasugai, Ken Kajiwara, Koji Takahashi, Yasuhisa Oda, Kazuo Hayashi and Noriyuki Kobayashi, "Progress of high power 170 GHz gyrotron in JAEA", Nucl. Fusion, Vol. 49, No. 9, 2009, 095019 (6pp)
- 15) Ken Kajiwara, Kazuo Hayashi, Yasuhisa Oda, Koji Takahashi, Atsushi Kasugai, Keishi Sakamoto, "5kHz Modulation of 170 GHz Gyrotron with Anode-Cathode Short-Circuited Switch", in Fusion Engineering (SOFE), 2011 IEEE/NPSS 24th Symposium, 2011.
- 16) K. Sakamoto, A. Kasugai, K. Takahashi, R. Minami, N. Kobayashi and K. Kajiwara,"Achievement of robust high-efficiency 1MW oscillation in the hard-self-excitation region by a 170GHz continuous-wave gyrotron", Nature Physics, Vol.3, No.6, pp.411-414, 2007.

ローターティングデトネーションエンジンの数値解析: 厚み方向の影響とスケール効果

図齊健太¹、桜澤歩¹、朝原誠¹、山田英助¹、林光一¹、坪井伸幸²

¹ 青山学院大学大学院 理工学研究科 理工学専攻 機械創造コース
² 九州工業大学大学院工学研究院

Numerical Analysis of Rotating Detonation Engine: Effect of Thickness direction and Scale effect

Kenta ZUSAI, Ayumu SAKURAZAWA, Makoto ASAHARA, Eisuke YAMADA, A.Koichi HAYASHI, Nobuyuki Tsuboi

ABSTRACT

The study about the detonation engine which is a high-performance pusher using a characteristic of the detonation is performed with many institutes. RDE is one of the detonation engines where detonation propagates to circumferential direction in annular combustion chamber. RDE can get a continuous thrust and can continue transmitting a detonation. However, there are many problems that should solve sustaining of the propagation. In this study, we consider detonation propagation mechanism of RDE, and the transverse wave dynamics and its radial direction mechanism are important to control detonation propagation. We focus on the transverse wave occurrence and propagation, and its detail of mechanism of radial direction by 3-D numerical analysis. We report the influence of a scale effect provided using a scale based on the actual machine size of the device of a past experiment.

1. はじめに

デトネーションとは、衝撃波と燃焼波が相互に干渉しながら超音速で伝播する燃焼形態で、この特性を利用した高性能の推進器であるデトネーションエンジンに関する研究が、ここ15年程多くの機関で行われている[1-6]。その中でも特に注目されているものは、管状の燃焼器の軸方向にデトネーションを伝播させて推力を得る Pulse Detonation Engine(PDE)と、二重円環状燃焼器の周方向にデトネーションを伝播させ、軸方向の衝撃波から推力を得る Rotating Detonation Engine(RDE)の2つである。

RDEは、1960年代にNichollsら[7]によって構想から実現に向けた研究が行われたが、多くの技術的な問題を抱え、当時はデトネーションの推進機関への応用が非現実的であると判断されていた。特に問題視されていた点は、推力の断続的供給である。その後、精力的なPDEの研究が行われ、アメリカで飛行試験が行われるまでに至っている。一方、RDEは、1回の点火でデトネーションの伝播が維持できるため、連続的に推力を得ることができるという利点がある。また、高周波数で運転する際の効率がPDEよりも良く、現実的なデトネーションの推進機関として期待されている。しかし、RDEは未だデトネーションを一方方向に伝播させる制御が困難であり、安定して伝播を維持する条件や燃料の供給方法などの問題があり、実験や数値解析によって解決すべき問題が多い。

これまでに著者らは、2次元数値解析によるRDEの性能や、曲管を伝播するデトネーションの波面構造に関する数値解析を行い、RDEの詳細な伝播機構に関して多くの知見を得ている。本研究では、3次元RDEの数値解析を行い、2次元では見られない燃焼器半径方向の伝播構造に注目して、デトネーション伝播性能への影響を調査することを目的とした。さらに、過去に行われた実験装置の実機サイズに基づいて1/5、1/10、1/15の3つのスケールで2次元数値計算を行い、スケール効果について比較し、その性能への影響についても報告する。

2. 数値計算法および計算条件

2.1 方程式と数値解析法

支配方程式に圧縮性 Euler 方程式と H_2 , O_2 , O , H , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O , N_2 の9化学種の質量保存式を用いた。数値解法は生成項に Point implicit method, 対流項に AUSMDV scheme, 時間積分に Strang-type fractional step method を用いた。化学反応モデルには、Petersen と Hanson [8]による9化学種18素反応の詳細反応機構を用いた。

2.2 初期条件とモデリング

Fig.1は左が3次元、右が2次元の計算モデルである。2次元は半径方向の厚さを無視した、軸方向に切り開いた状態を計算対象とし、上下の境界を周期境界条件として計算することによって円筒であることを再現した。左端に混合気流入孔があり、流入側には着火前にデトネーションを伝播させる方向に赤色の領域に予め混合気が充填され、残りの青色の領域は空気が充填されている。着火源として図中水色の箇所に1次元のデトネーション計算結果を挿入し、壁面は断熱壁とした。本解析では、3次元の二重円環状燃焼器の計算モデルに、流入と流出に関しての Zhdan ら[9]によって提唱された壁面条件が用いられた。

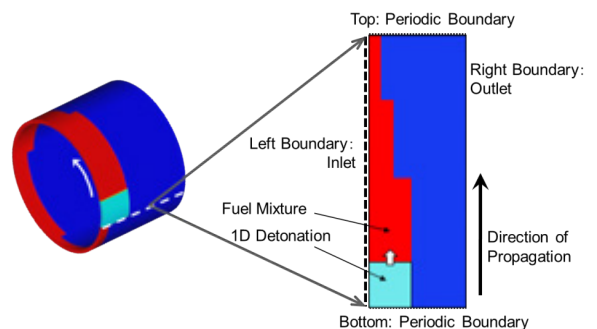


Fig.1 RDE modeling

3. スケール効果の影響 結果と考察

3. 1 スケール効果 圧力履歴の比較

過去に行われた Wolanski らの実験[1]の装置に従い、実機サイズの 1/5, 1/10, 1/15 サイズの 3 パターンを用いて、2 次元 RDE の計算を行った。燃料混合気に H₂/O₂ を用いた。Table 1 に実験条件、Table 2 に計算条件を示す。

Table 1 Condition of experiment

	Experimental value
Gas mixture	H ₂ /O ₂
Outer radius : d_z	46 mm
Inner radius : d_w	38 mm
Length : L	30 mm
Initial temperature	298 K
Initial pressure	0.1 MPa

Table 2 Condition of 2D numerical simulation

Scale	1/5	1/10	1/15
Gas mixture	H ₂ /O ₂		
Grid number θ -z	1501×751	301×151	151×101
Grid size θ -z	10×100 μ m		
Manifold pressure	2.0 MPa		
Manifold temperature	298 K		
Micro nozzle area ratio	0.3		
Stoichiometric ratio	1.0		

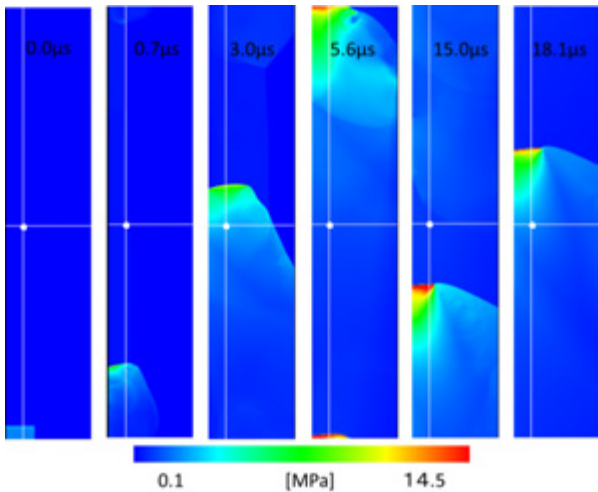


Fig.2 Pressure distribution of 1/10 scale

Fig.2は 1/10 スケールの圧力分布図である。図の白線はグリッドの線であり、その交点を測定点としている。図左側の初期段階ではデトネーション波は形状が定まっておらず、定常にはなっておらず、形状や圧力は安定していない。しかし、時間が経過するにつれ、デトネーションが定常になってきている事が確認できる。

Fig.3に 1/5 スケール、Fig.4に 1/10 スケール、Fig.5に 1/15 スケールの圧力履歴を示す。測定点は Fig.2 で示した位置で、スケールが異なっても位置はほぼ変わらないように測定を行うとした。縦軸をデトネーション圧力、横軸を時間としている。各スケールの場合を調べると、周期は異なるが同様の波形を描いている事が確認できる。また、初期段階では圧力のピークに乱れがある。これは、Fig.2でも述べたように、デトネーションが安定しておらず、このような波形になった。今回比較を行う際に用いた波形は、デトネーションが定常になっている箇所での波形が安定している 50 μ s 以降のデータで比較されている。

Fig.6に各スケールの圧力履歴を比較する為、横軸に時間 t を周期 t_{cycle} で割った値、縦軸にデトネーション圧力 P をデトネーションになる手前の圧力 P_n で割った無次元の値を用いており、1/5, 1/10, 1/15 スケールと実験値が比較されている。Fig.6 から分かるように、スケール別ではほぼ値に差は生じておらず、1/5 スケールを基準に差をとると、最大 3%の差となる。この事から、スケールが変化しても圧力履歴に影響は確認出来なかった。また実験値との比較では、波形のピーク位置が異なるが、ピーク時の値の差は 5%程度と小さい値となった。波形のピーク位置などが異なった原因として、今回の数値計算では実験を厳密に模擬出来ていないことがあげられる。実験装置では酸素と水素を別々に流入しているが、計算では予混合としているためである。今回、厳密な模擬を行わなかったのは実験との比較をメインとしているのではなく、スケール効果をメインとしているためである。

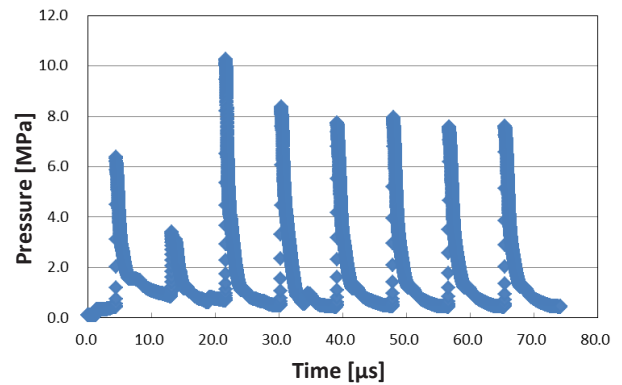


Fig.3 Pressure history of 1/5 scale

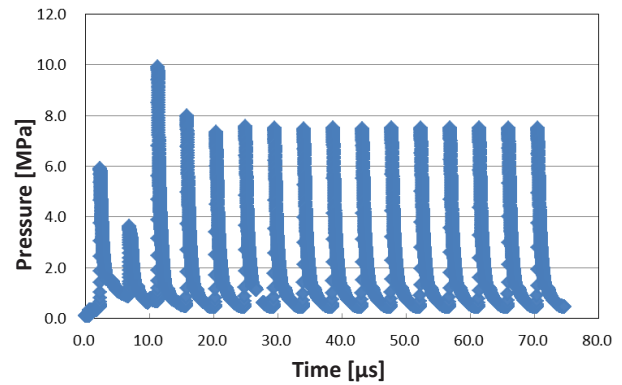


Fig.4 Pressure history of 1/10 scale

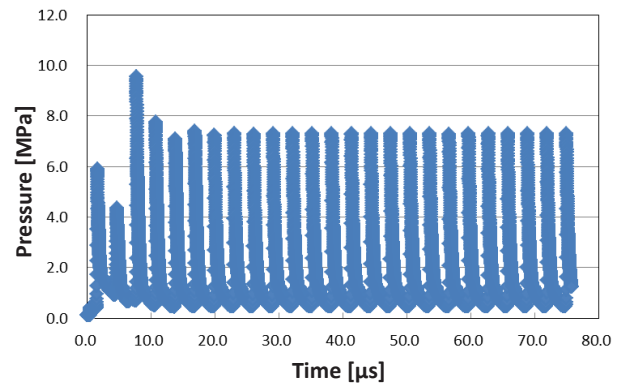


Fig.5 Pressure history of 1/15 scale

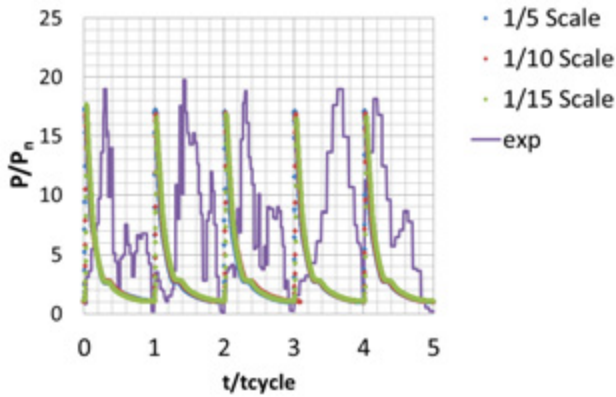


Fig.6 Pressure history

3. 2 スケール効果 デトネーション速度の比較

Fig.7にスケール別のデトネーション速度と C-J 速度、実験でのデトネーション速度を示す。図は縦軸を速度 V、横軸は時間 t を周期 t_{cycle} で無次元化した値を用いた。実験値の幅が広いのは、実験データは一定値ではなく、図の広い範囲でデータが出力されている為、このようになった。図からも分るように、デトネーション速度はスケール効果で変化していない。また、値もほぼ一定であり、定常になっていると見なす事が出来る。

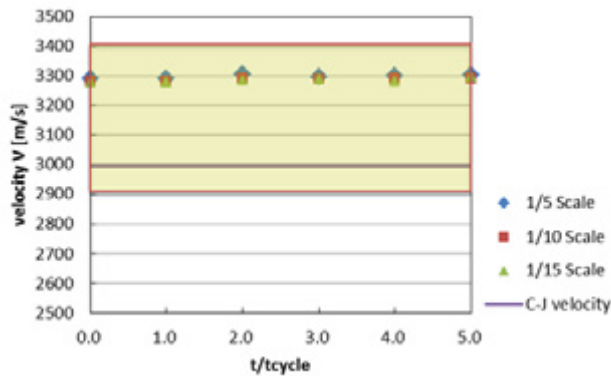


Fig.7 Detonation velocity [m/s]

ここで、実験での速度及び C-J 速度との比較を行う。まず実験値だが、実験値の最大が 3400m/s であり、最小が 2900m/s 程度である。今回の計算は 3300m/s 付近となり、実験値ともほぼ一致した。次に C-J 速度だが、今回の計算による C-J 速度と実験の C-J 速度は一致をせず、約 9% の差を生じた。この理由として、実験値を厳密に模擬出来なかった結果ではないかと考えられる。実験では最小 2900m/s 程度となっており、C-J 速度と近い値が出ている。しかしながら、実験データからも平均 3000m/s 以上のオーバードリブン状態の結果もあり、計算値もそれに近い値を出した為、本計算を妥当だと判断した。

3. 3 スケール効果 推力性能の比較

本研究室では H₂/O₂ の数値計算において、比推力の計算も行われている。そこで、スケールを変更して、比推力の変化の傾向を調べた。計算条件は Table 2 と同様である。その結果を Figs.8, 9, 10 に示す。左から、1/15, 1/10, 1/5 スケールに対する比推力となっている。Fig.8 は燃料ベースの比推力で、Fig.9 は混合気ベースの比推力である。

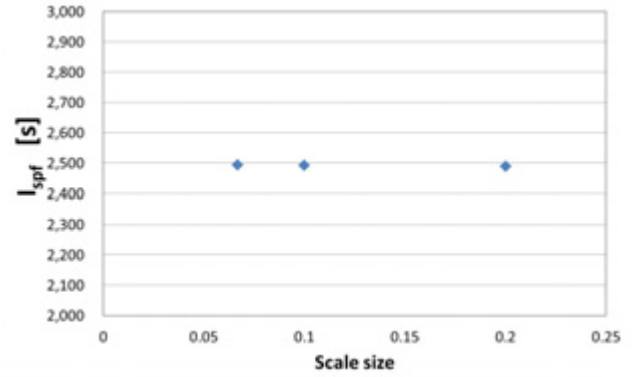


Fig.8 Fuel based specific impulse [s]

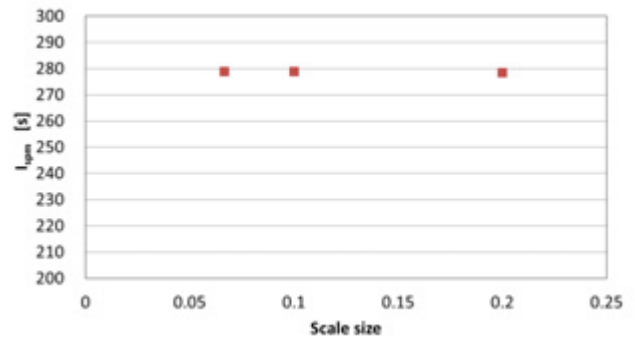


Fig.9 Mixture based specific impulse [s]

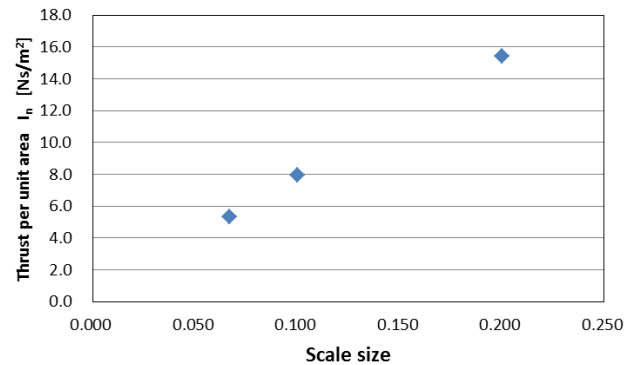


Fig.10 Thrust per unit area I_n [Ns/m²]

Figs.8,9 から分かるように、スケールが変化してもほぼ差は生じていない。また、差が生じている箇所に関しても 0.1% と小さく、スケール効果はないと考えられる。比推力は推進剤 1 kg で 1N の力を維持できる時間を示している。ここでスケールが大きくなるにつれ、推力が変化しているのかを確認してみる為、Fig.10 に単位面積当たりの推力を示した。これにより、スケールが大きくなると得られる推力は高くなる事が分かる。つまり、燃焼器が大きいほど得られる推力も大きくなるという事である。

この事から、スケールが大きくなるにつれ得られる推力は大きくなる、しかしながら、燃料の量も増える為、比推力は変化しない。つまり、スケールが異なっても、1 kg で得られる推力は同じという事であり、スケール効果の影響は悪い方向には生じていない。

4. 3次元計算による厚み方向への影響 結果と考察

RDEのデトネーション波面構造は、2次元数値計算の詳細な結果[3]において、デトネーション波面で横波が伝播し、衝突、反射を繰り返すことにより安定することが分かっている。そのため、3次元計算結果を表したFig.11に見られる厚み方向に対しても、同様に横波の干渉が見られることが考えられ、Table3の条件で行った3次元数値解析により横波の挙動について考察する。

Table 3. Condition of 3D numerical simulation

Gas mixture		H ₂ /O ₂	
Inner radius	Outer radius	0.4 [mm]	0.45 [mm]
Grid number r - θ - z		21 × 1201 × 301	
Grid size r - θ - z		2.5 × 2 × 2 [μm]	
Manifold pressure		7.0 [MPa]	
Manifold temperature		300 [K]	
Micro nozzle area ratio		0.0657	
Stoichiometric ratio		1.0	

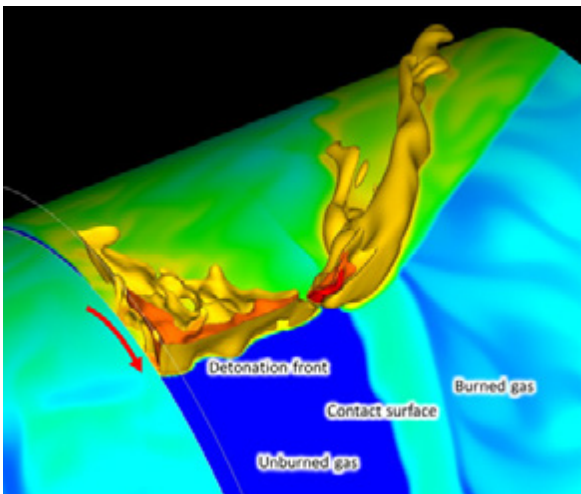


Fig.11 3D structure of detonation front

所が見られ、局所爆発によるものだと考えられる。局所爆発は横波同士の衝突により発生し、波面を右へ移動する横波と、デトネーション波面と接触面の接する点で衝突している。そして Fig.12(b-c)より、時間経過とともに外径側へ、熱放出の高い箇所が移動していることが分かる。このため、内径壁面で Fig.12の画面右方向へ先行した横波の存在があることになる。

4. 1 未燃ガスポケットの発生

未燃ガスポケットは、RDEでは2次元の詳細な解析により、未燃ガスと既燃ガスの接触面とデトネーション波面の干渉する領域で、周期的に発生することが分かっている。そして、RDEにおけるデトネーション伝播維持に重要な役割を果たしていることから、その3次元構造を詳しく解析する必要がある。

Fig.13では、未燃ガスポケットの構造について3次元計算の結果から内径壁面を2次元的に示した。OH質量分率で燃焼器内径壁面を、白線で圧力の等高線を、左の白い縦線で燃料流入壁面を示した。図では、黒い点線で示したデトネーション波面と、白い点線で示した既燃ガスと未燃ガスの接触面が干渉する領域で、赤い点線で示した箇所斜め衝撃波が発生する。そして斜め衝撃波後方に未燃ガスが流れ込み、水色の点線で示した溝が生成される。

Fig.14には、(a)内径壁面と(b)外径壁面での未燃ガスポケットの生成サイクルを、OHの質量分率を用いて表している。Fig.14(2)で横波がデトネーション波面から、斜め衝撃波に沿って図面右へ未燃ガスの溝を通過する。そして、Fig.14(3)で横波が通過する際に溝が閉じられ未燃ガスポケットが発生する。この際、未燃ガスポケットの発生と共に横波が発生し、デトネーション波面へ伝播することでデトネーションを安定に維持出来ていると考えられる。

外径壁面で生成される未燃ガスの溝は小さく、内径壁面では大きい。これは、外径壁面で圧力が高いため、斜め衝撃波が強くなり未燃ガスが燃焼して溝が大きくなるためであると考えられる。そのため、外径壁面は横波の通過により溝が消え、未燃ガスポケットが確認されない。

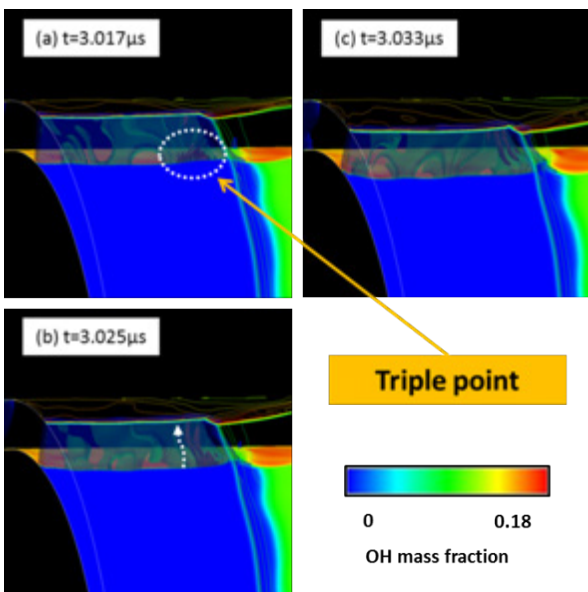


Fig.12 Propagation of transverse waves

Fig.12は、OHの質量分率で内径壁面を、熱放出係数の等値面でデトネーション波面を表している。Fig.12(a)では、内径壁面付近の白い点線で囲まれた所に、熱放出が高い箇

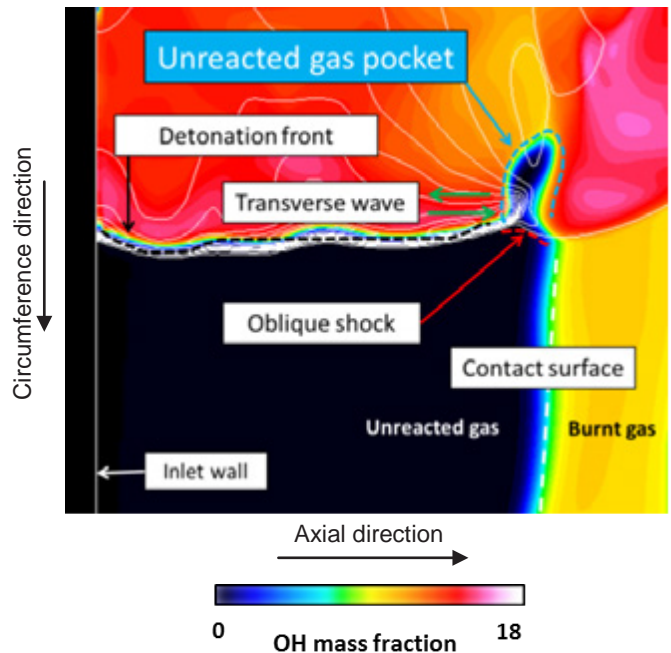


Fig.13 Unreacted gas pocket

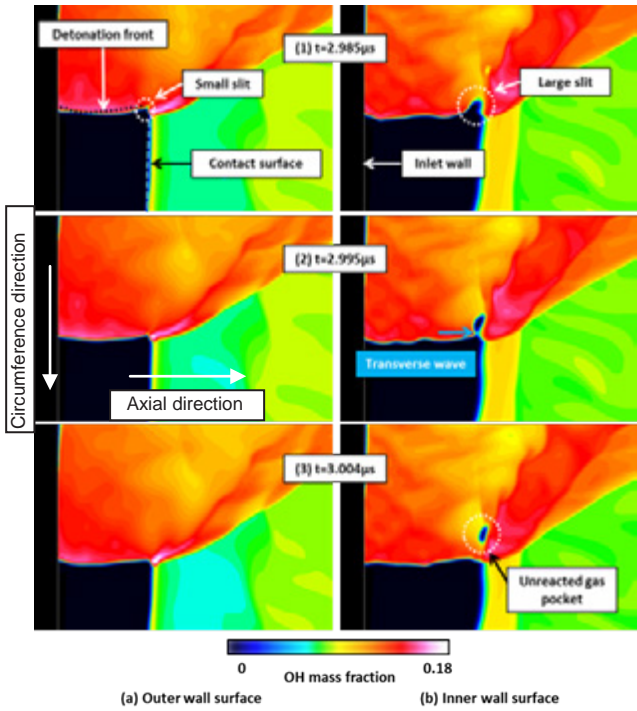


Fig.14 Unreacted gas pocket at outer and inner wall

Fig.15 では、OH の質量分率で内径壁面とデトネーション波面を表して、(a)~(e)で時間経過に従い 3 次元の未燃ガスポケット生成サイクルになっている。Fig.15 (a)では、デトネーション波面と接触面の干渉する水色の点線で囲んだ領域で、Fig.15 (b)においては内径壁面から外径壁面にかけて、連続的に溝が発生していることが分かる。Fig.15 (c-d)で、横波が矢印方向へ伝播して溝を閉じることで未燃ガスポケットが生成される。Fig.15 (e)では波面後方に内径壁面に接した形の未燃ガスポケットが確認できる。この一連のサイクルは 2 次元的に表した Fig.14 と似ているが、異なる点として溝の傾きが見られる。内径と外径で半径方向に傾いていることにより、発生する横波の形状に影響を与える可能性があると考えられる（3次元効果）。

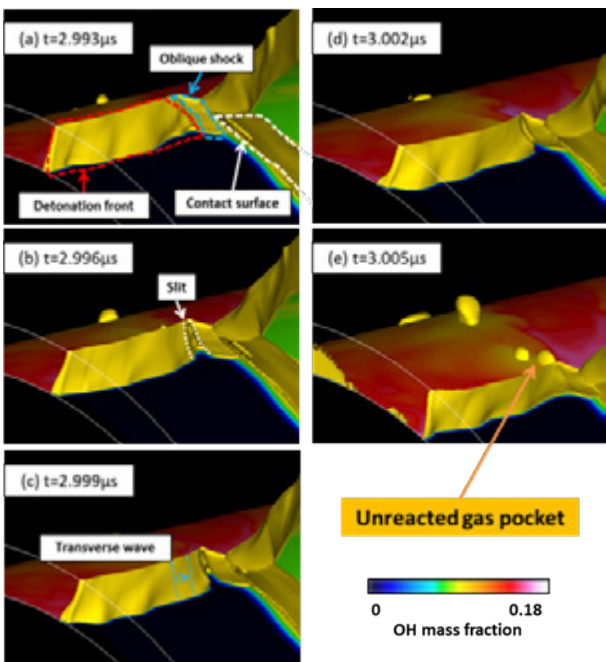


Fig.15 Generation cycle of 3D unreacted gas pocket

4. 2 横波の発生と伝播

斜め衝撃波後方で未燃ガスの溝が閉じられる際、局所爆発が発生し横波が生成されることが 2 次元の詳細な計算により分かっている。3 次元における局所爆発の挙動または強さを見るため、斜め衝撃波近傍の衝撃波強さを求め、比較を行った。

デトネーション波面の衝撃波強さ S は Fig.16 に示される衝撃波前方の圧力 P_0 と後方の圧力 P_1 により式(1)のように表す。

$$S = \frac{P_1 - P_0}{P_0} \quad (1)$$

同様に、斜め衝撃波の強さ S' と既燃ガス領域の衝撃波強さ S'' も求め、Fig.17, 18, 19 で内径、中心径、外径の時間履歴で、局所爆発による衝撃波強さの上昇を表した。圧力の数値計測点は内径、中心径、外径で斜め衝撃波などの波面構造の位置が異なるため、それぞれ軸方向にずらして数値計測を行った。

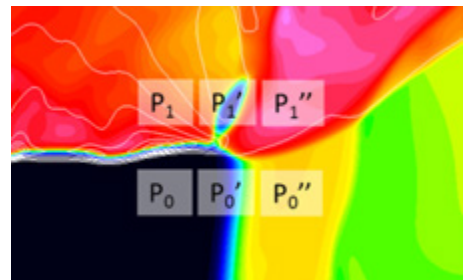


Fig.16 Measure points of pressure

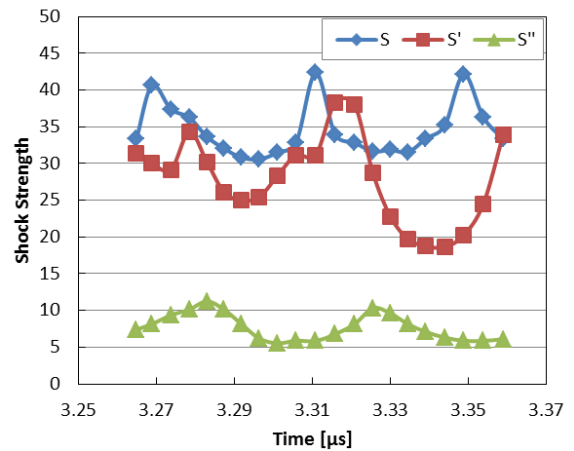


Fig.17 Shock strength at inner wall

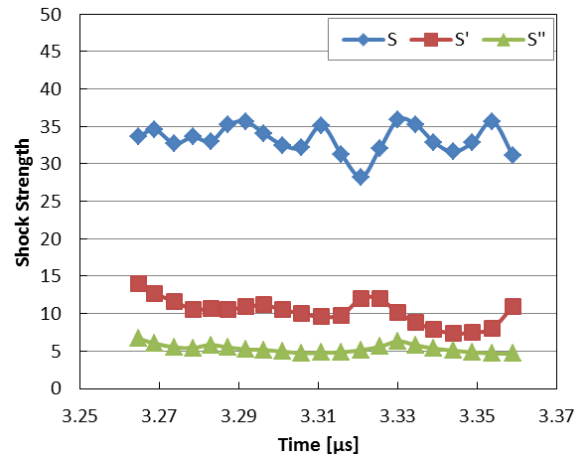


Fig.18 Shock strength at central (middle)

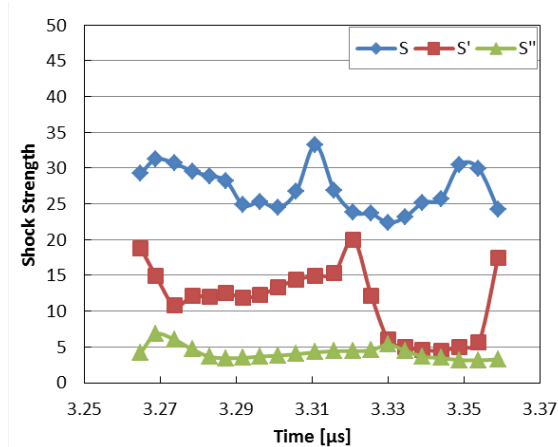


Fig.19 Shock strength at outer wall

Fig.17, 18, 19を比較すると、局所爆発により衝撃波強さの急上昇が見られ、図の中心付近の $t=3.311[\mu\text{s}]$ の時点では3つのグラフのデトネーション波面の衝撃波強さで急上昇が同時に確認できる。また、未燃ガスの溝を通過するように伝播する横波は、それぞれの計測点をずらして計測しているので、同様に半径方向に傾いた形状で伝播していることが考えられる。また衝撃波強さの上昇がほぼ同時であることから、局所爆発は半径方向ではどこでも同時に発生していることが分かる。 $t=3.316[\mu\text{s}]$ 、 $3.330[\mu\text{s}]$ で斜め衝撃波と既燃ガス領域に局所爆発から発生した衝撃波の影響も確認できる。この局所爆発から発生した衝撃波は、排気側へ移動し既燃ガスの衝撃波強さを強めている。

衝撃波強さは内径では比較的弱く、外径では強くなっている。斜め衝撃波強さでは、外径では局所爆発後の衝撃波強さの急下降後も20以上と大きい値であることが原因で、未燃ガスが入り込みにくい状態が維持されるため、外径側で未燃ガスの溝があまり発生しないことが分かる。また、局所爆発の影響がデトネーション波面の衝撃波強さで一番早く表れていることから、未燃ガスの溝からデトネーション波面に近い箇所での局所爆発の発生が考えられる。

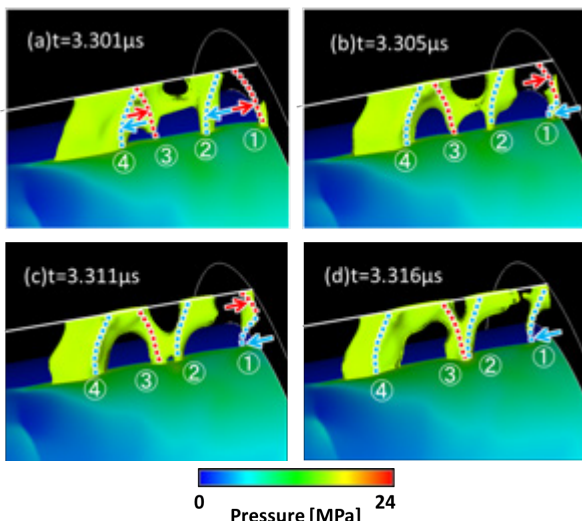


Fig.20 Transverse wave propagation mechanism

横波の形状を見るため、Fig.20にデトネーション波面の圧力分布を後方から示した場合が描かれている。(a)から(d)へ時間が経過して、図には4つの横波が確認でき、赤が右へ、青が左へ伝播する。形状は半径方向に傾いて湾曲している。また横波①に注目すると燃料流入孔のある壁で反射し、反対方向へ伝播する横波になることが確認できる。

5. 結論

スケール効果の影響

- スケールサイズが小さくなるほど I_{spm} は高くなっており、1/15スケールで、 $I_{\text{spm}}=343[\text{s}]$ である。
- スケールサイズが小さくなるほど、 I_{spf} は高くなっており、1/15スケールで $I_{\text{spf}}=3033[\text{s}]$ である。
- 実機サイズに近くなるほど、単位面積当たりの推力は高くなり、1/5スケールで $I_n=15.4[\text{Ns}/\text{m}^2]$ となる。
- スケールサイズにより圧力履歴や比推力はほぼ変化していないため、スケール効果の影響はない

厚み方向の影響

- 未燃ガスポケットは内径側のみ発生が確認できた。
- 横波も未燃ガスの溝と同様に傾いていると考えられる。
- 斜め衝撃波強さは外径側では常に強いいため未燃ガスが後方へ入り込みにくい状態になっている。

2次元と3次元の比較

- 2次元で得られた未燃ガスポケット生成過程は3次元の内径壁面付近と類似している。
- 3次元だけに見られる特徴として、横波の湾曲が確認でき、横波発生構造への影響が考えられる。

謝辞

本研究は大阪大学サイバーメディアセンターの大規模計算機システムを利用して行われました。ここに記して、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) J. Kindracki, P. Wolanski, Z.Gut, "Experimental Research on the Rotating Detonation in Gaseous Fuels-Oxygen Mixtures", Shock Waves, Vol.21, (2011), 75-84
- 2) E.M.Braun, N.L.Dunn, and F.K.Lu, "Testing of a continuous Detonation Wave Engine with Swirled Injection", 48th AIAA2010 - 146, (2010) This is a simple example of the paper format for ANSS 2013
- 3) Y.Uemura, A.K Hayashi, M.Asahara, N.Tsuboi and E.Yamada, "Transverse wave generation mechanism in rotating detonation" 34th International Symposium on Combustion, Warsaw, (2012)
- 4) P.Wolanski, "Development of the continuous rotating detonation engines", 6th Int. On Pulsed and Continuous Detonations, Moscow, (2008)
- 5) M.Hishida, T.Fujiwara, P.Wolanski, "Fundamental of rotating detonations", Shock Waves, Vol.19, (2009), 1-10
- 6) D.Schwer, K.Kailasanath, "Numerical Investigation of the Physics of Rotating Detonation Engines", Proc. Combust. Inst, Vol.33, (2011)
- 7) J.A. Nicholls, R.E. Cullen, K.W. Ragland, Journal of Spacecraft and Rockets 3, 6 (1966) 893-898.
- 8) E.L.Petersen, and Hanson, R.K., "Reduced Kinetics Mechanism for Ram Accelerator Combustion" Journal of Propulsion and Power, Vol. 15, No.3, (1999), 591-600
- 9) S.A. Zhdan, A.M. Mardashev, V.V. Mitrofanov, Combustion, Explosion, and Shock Waves 26 (1990) 210-214.

高次精度非構造格子法の比較に関する研究

澤木悠太 (東北大), 芳賀臣紀, 保江かな子 (JAXA), 澤田恵介 (東北大)

Comparison Study of High-Order Unstructured Grid Methods

by

Yuta Sawaki(Tohoku Univ.), Takanori Haga,
Kanako Yasue(JAXA), and Keisuke Sawada(Tohoku Univ.)

Abstract

The inviscid flows over ONERA-M6 wing computed by the spectral volume (SV) and discontinuous Galerkin (DG) methods are compared with that given by the conventional cell-vertex finite volume scheme using the same unstructured tetrahedral grid. In comparison, solution accuracy, and computational cost are critically examined. It is shown that both SV and DG schemes can yield highly resolved shocked flows but their computational costs are substantially higher than that of the conventional finite volume scheme. Laminar boundary layer flow and turbulent flow over 3D flat plate are also computed. In particular, v velocity in laminar flow obtained by DG scheme using hybrid cell grid agree well with the Blasius solution even with less grid resolution.

1 緒言

航空機全機周りのような, 3次元複雑形状周りの流れの数値シミュレーションでは, 形状適合性に優れている非構造格子法が多用されている. 従来手法では, 各セル内の局所解の分布を近傍セルのデータを参照して多項式関数で再構築することにより空間の高次精度化を図る. より高次の近似多項式を用いるほど, ステンシルを周囲に拡大しなければならないが, 非構造格子ではステンシルの選び方が自明でなく, 高次精度化が困難となる. それに対し, ステンシルを周囲に拡大させずに高次精度を達成する計算手法として, Spectral Volume (SV) 法¹⁾ や Discontinuous Galerkin (DG) 法²⁾ が注目され, 研究が行われている. SV 法と DG 法の重要な共通の特徴はセル内に自由度を導入することである. 高次精度化のためには, セル内の自由度の数を増やすことを考えればよい. この自由度を使ってセル内部の物理量分布を記述することにより局所解を高次に再構築できる. これにより非構造格子上であっても, 定式上の精度を達成することが期待できる. 加えて, 再構築にセル周囲のデータを参照しないコンパクトな性質により, 高い並列化効率が期待できる. しかし, 従来手法と比べると, 計算コストが著しく高いと言われている.

本研究では, 高次精度手法における精度やコンパクトな再構築方法に関するメリットと計算時間に関するデメリットが実際にどの程度であるかを検証することを目的とする. そのために芳賀らが構築した SV 法コード, 保江らが構築した DG 法コードおよび東北大中橋研究室で開発された, セル節点型有限体積法である TAS コード³⁾ を用いて圧縮性非粘性流れ場および粘性流れ場の解析を行い, それぞれの結果の正確さと計算コストを比較する.

2 数値計算法

2.1 SV(Spectral Volume) 法

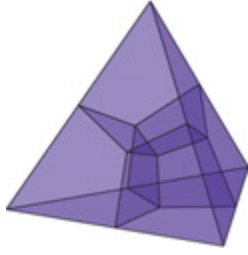
SV 法はセル中心型の有限体積法であるが, 局所解の再構築の方法が従来手法と異なる. まず, SV 法では, 3次元の場合, 計算領域を四面体セルに分割し, これらのセルを Spectral Volume(SV) と呼ぶ. そして, それらをすべて同じ方法でさらに構造的に分割し, サブセルを生成する. これらのサブセルは Control Volume(CV) と呼ばれ, 各 SV 内の解の分布を高次多項式で再構築するためのステンシルとして機能する. 分割法が定めれば各 CV に対して次式で定義される形状関数 $L(p$ 次の多項式) が与えられる.

$$\frac{1}{V_j} \int_{CV_j} L_l(\vec{r}) dV = \delta_{j,l} \quad (j, l = 1, \dots, m). \quad (1)$$

$\delta_{j,l}$ はクロネッカーのデルタ関数である. i 番目の SV における再構築解 \tilde{Q}_i は, CV 毎のセル平均値 $\bar{Q}_{i,j}$ ($j = 1, \dots, m$) と形状関数 L の積の総和として表される.

$$\tilde{Q}_i(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^m L_j(\vec{r}) \bar{Q}_{i,j}(t). \quad (2)$$

ここで L は位置のみの関数であり, 物理空間の SV セルを基準空間の四面体に線形写像することで常に同じものを用いることができる. SV 法における自由度とは形状関数に対する展開係数を意味する. 本研究では, 空間 2 次精度の SV 法を構築するため, 図 1 に示すように四面体 SV の各辺の midpoint とそれを共有する面の重心を結び, さらに各面の重心と四面体の重心を結んで 4 個の六面体 CV に分割する⁵⁾. 数値流束の評価に関しては, 対流項には SLAU 法⁴⁾, 粘性項には BR2 法⁶⁾ を用いる. 一方, SV の内部の CV 境界では流束は流束関数から解析的に求められる. 時間積分は LU-SGS 陰解法¹⁾ で行う.

図 1: Liu の四面体 SV の線形分割⁵⁾

2.2 DG(Discontinuous Galerkin) 法

DG 法はセル中心型の有限要素法であり、セル内部に自由度を与えて物理量の分布を近似することで、解の再構築を行う。支配方程式の面積分や体積積分の計算を行う際、座標変換を行い、変換後の空間に直交基底関数を導入する必要があるため、物理座標系 (x, y, z) を、参照座標系 (ξ, η, ζ) およびテンソル座標系 (r, s, t) に変換することを考える。図 2 には左から順に、物理座標系、参照座標系、テンソル座標系を示す。DG 法では、参照座標系に変換された保存変数 \bar{Q} は次のように表される。

$$\bar{Q}(\xi, \eta, \zeta, t) = \sum_j \bar{Q}_j(t) \phi_j(\xi, \eta, \zeta). \quad (3)$$

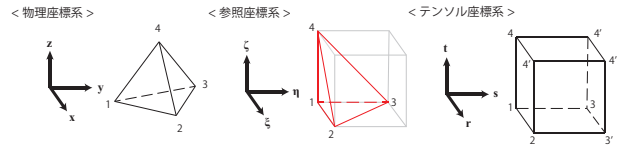
\bar{Q}_j は自由度、 ϕ_j は基底関数を表す。DG 法における自由度とは、基底関数に対する展開係数を意味する。数値流束の評価に関しては、対流項には SLAU 法⁴⁾、粘性項には BR2 法⁶⁾を用いる。時間積分はセル緩和型陰解法²⁾で行う。

2.3 TAS(Tohoku University Aerodynamic Simulation) コード

TAS コードでは、セル節点型の有限体積法を用いている。検査体積は、各節点の周りに構成された非重合二重格子 (non-overlapping dual cell) である。数値流束の計算には近似 Riemann 解法を利用し、本研究では、SLAU 法を用いる。高次精度化のため、節点 i 周りの検査体積内の基本変数 q を、その勾配 Δq_i を用いて次のように区分的 1 次関数で再構築し、空間 2 次精度にしている。

$$q(r) = q_i + \Phi_i \Delta q_i \cdot (r - r_i). \quad (4)$$

ここで、 r は位置ベクトルで、 i は節点番号である。 Φ には Venkatakrishnan の制限関数⁷⁾を用いた。時間積分は LU-SGS 陰解法³⁾で行う。

図 2: DG 法における座標変換²⁾

3 非粘性流れ場解析による比較

計算対象は ONERA-M6 翼である。計算には、セル数の異なる 2 つの格子を用い、それぞれ、セル数の少ない方から順に Grid1, Grid2 とする。2 つの格子のデータを表 1 に、表面格子図を図 3 示す。これらは四面体のみで構成された格子である。本研究では、比較の際、自由度の総数ではなくセル数を統一して解析を行った。支配方程式は 3 次元圧縮性 Euler 方程式で、数値流束の評価には、3 手法とも共通で、SLAU 法⁴⁾を用いた。空間離散化は前述の通りであり、3 手法とも空間精度は 2 次精度である。時間積分は陰解法で、最大 CFL 数を 10^6 とした。主流マッハ数を 0.84、迎角を $3.06[\text{deg}]$ に設定して流れ場解析を行った。

表 1: ONERA-M6 翼格子データ

格子	セル数	ノード数
Grid1	393,979	75,085
Grid2	1,039,280	198,712

図 4 に翼根からの距離が半スパン長 (S) の 65 % の位置の断面圧力係数分布図を実験値⁸⁾とともに格子別に示す。Grid1 では、非粘性計算のため、衝撃波位置が後退しているが、SV と DG は実験値との一致は良好である。一方、TAS に関しては、翼上面で散逸誤差が見られる。Grid2 になると、どの手法も、シャープに不連続をとらえている。TAS に関しては、最初の衝撃波面では、まだ拡散的であるが、第二の衝撃波面では SV や DG に近い分布を得られている。以上から、セル内に自由度を設ける SV 法、DG 法を用いた場合、近傍セルの情報を使用する TAS を用いた場合に比べて、衝撃波をよりシャープにとらえられることが示された。

計算コストに関して、表 2 に示す。計算には Xeon E5-2687W (動作周波数 3.10GHz) を使用した。表 2 中の () 内は各格子別に、TAS の 1 ステップあたりの CPU time を 1 としたときの比である。

表 2: 計算コストの比較 (CPU time/step [s])

コード	Grid1	Grid2
SV	8.84 (3.3)	26.04(3.3)
DG	15.18(5.7)	43.80(5.5)
TAS	2.67 (1)	7.95 (1)

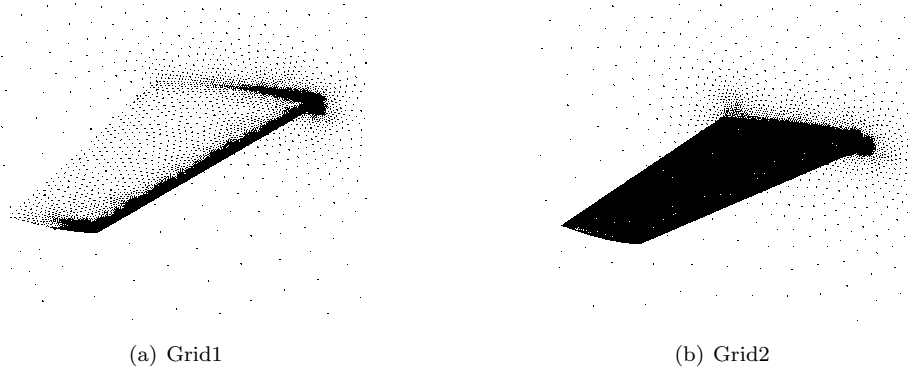


図 3: ONERA-M6 翼の表面格子

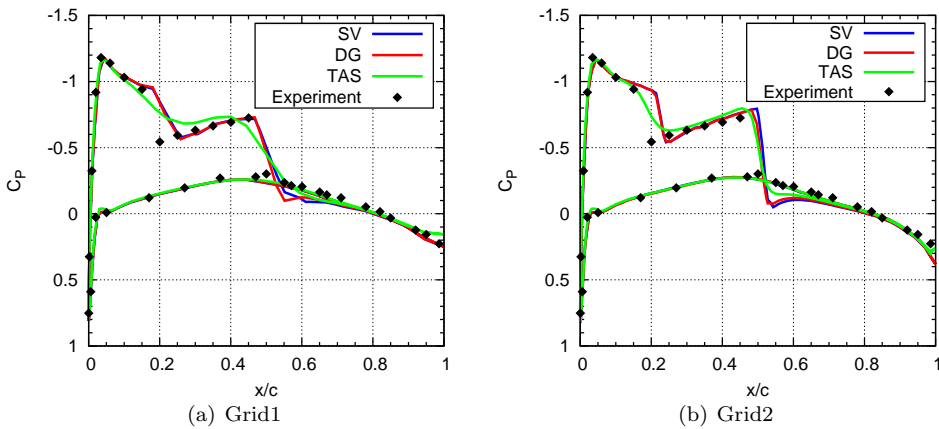


図 4: 圧力係数分布 ($y=0.65S$)

4 平板層流境界層解析

SV 法, DG 法は自由度を各セルに導入することで, 境界層内の非等方的なプリズムセルや四面体セルの数を少なくできると期待される. そこで, 本節では平板層流境界層解析を行い, 境界層内のセルの積層数を減らした場合に, 解析結果がどの程度になるのかを調べる.

主流条件は, マッハ数を 0.3, 平板長さ $L=1$ に基づくレイノルズ数 Re を 10^5 とした. 平板後縁の境界層厚さ δ は $\delta = 5L/\sqrt{Re}$ によって見積もった. 計算領域は以下のように定めた.

$$-2.0 \leq x \leq 1.0, 0 \leq y \leq 5.0, 0 \leq z \leq 0.2. \quad (5)$$

流入境界面 ($x = -2.0$) には主流条件, 流出境界面 ($x = 1.0$) と上部境界面 ($y = 5.0$) には静圧一定の条件を課した. 下部境界面の $-2.0 \leq x \leq 0$ は滑り壁とし, $0 \leq x \leq 1.0$ は滑りなしとした. 両側面は対称境界とした. 計算格子には, 境界層内にプリズムセルを適用したハイブリッド格子 (Fine, Coarse の 2 種類) と, そのハイブリッド格子のプリズムセル全てを 3つの四面体セルに分割してできる四面体みの格子 (Fine, Coarse の 2 種類) を使用した. 格子データを表 3 に示す. プリズムセルは壁面 ($y = 0$) から 5δ を超えるまで押し出し,

滑り壁上は x 方向に 41 点 (前縁に hyperbolic tangent stretching), z 方向に 11 点とっている. y 方向への押し出しが終了したところから上部境界面までは等方的な四面体セルを配置している.

計算には, SV 法では四面体格子を, DG 法ではハイブリッド格子と四面体格子両方を使用した. また, TAS に関しては, 境界層に四面体セルを用いた場合, 計算の途中で解が発散したり解の精度が保たれないため, ハイブリッド格子を使うことが必須である. 計算により得られた x 方向速度分布を図 5 に示す. データは $x = 0.9$ の位置の値をプロットしている. 図 5 に関して, 3 手法の結果に大差は見られず, Blasius 解と良い一致を示している. 次にハイブリッド格子および四面体格子による計算で得られた y 方向速度分布をそれぞれ図 6, 7 に示す. 図 6 に関して, どちらの格子も TAS よりも DG の方が x 方向の位置によるデータのばらつき方が小さい. 図 7 について, Fine では DG, SV とともに Blasius 解に良い一致を示している. Coarse では両手法ともデータのばらつきがあり, Blasius 解からずれているが, 少なくとも定性的には y 方向の速度分布を表現している. DG に関してハイブリッド格子および四面体格子を用いた結果を比較すると, x 方向速度分布は同等である. それに対し, y 方向速度分布は Fine

では同等であるが, Coarse に関してはハイブリッド格子の結果の方がばらつきが少なく, Blasius 解により近い分布となった。

表 3: ハイブリッド格子データ (層流境界層)

	Fine	Coarse
プリズム	36,000	18,000
四面体	5,440	5,788
最小格子幅	1×10^{-4}	3×10^{-4}
	($=\delta/150$)	($=\delta/50$)
Growth Rate	1.2	1.4
境界層内点数	20	11

5 平板乱流境界層解析

主流条件は, マッハ数を 0.3, 平板長さ $L=1$ に基づくレイノルズ数 Re を 10^7 とした. 平板後縁の境界層厚さ δ は $\delta = 0.37L/\sqrt[3]{Re}$ によって見積もった. 計算領域は以下のように定めた.

$$-0.5 \leq x \leq 1.0, \quad 0 \leq y \leq 5.0, \quad 0 \leq z \leq 0.05. \quad (6)$$

境界条件と格子の種類は層流のケースと同じである. 格子データを表 4 に示す. プリズムセルは壁面 ($y = 0$)

表 4: ハイブリッド格子データ (乱流境界層)

	Fine	Coarse
プリズム	11,520	7,360
四面体	3,038	3,191
最小格子幅	3×10^{-6}	6×10^{-5}
	($y^+ = 1$)	($y^+ = 2.5$)
Growth Rate	1.25	1.4
粘性低層内点数	4	2

から 2δ を超えるまで押し出し, 滑り壁上は x 方向に 51 点 (前縁に hyperbolic tangent stretching), z 方向に 3 点とっている. y 方向への押し出しが終了したところから上部境界面までは等方的な四面体セルを配置している.

計算では DG, TAS はハイブリッド格子を, SV は四面体格子を用いた. 計算により得られた乱流速度分布を図 8 に示す. 3 手法とも Fine, Coarse 両格子で漸近解に良い一致を示している. 特に Coarse 格子では粘性低層内に 1, 2 点という少ない格子点数であっても乱流速度分布を再現できている. なお, 層流境界層の x 方向速度分布同様, SV および DG による結果と TAS の結果に大きな差異は現れなかった. 表 5 には Fine 格子を用いた層流および乱流境界層解析のときの 1 ステップあたりの計算コストを示す. 計算には Xeon E5-2687W (動作周波数 3.10GHz) を使用した. () 内はハイブリッド格子による TAS の計算コストを 1 としたときの比を表す.

表 5: 計算コストの比較 (CPU time/step [s])

	層流	乱流
SV(tetra)	6.22(35.1)	2.78(43.7)
DG(tetra)	15.6(88.0)	5.87(92.3)
DG(hybrid)	6.96(39.3)	2.64(41.4)
TAS(hybrid)	0.177(1)	0.0636(1)

6 結言

ONERA-M6 翼周りの非粘性解析において SV 法と DG 法では, TAS よりも衝撃波を鋭くとらえることが示された. 平板層流境界層解析では x 方向速度分布に関しては 3 手法とも Fine, Coarse 格子で Blasius 解に良い一致を示した. y 方向速度分布について, Fine 格子では TAS よりも SV, DG の方がばらつきが少なく, Blasius 解に近い結果となった. Coarse 格子では, SV, TAS および DG (四面体のみ) では分布にばらつきが出ているが, DG のハイブリッド格子に限っては良い一致を示した. 乱流境界層解析においては Fine および Coarse 格子ともに 3 手法による結果の違いは見られなかった. 計算コストに関しては, セル節点法で内部に自由度を持たない TAS が SV, DG を圧倒した. 2 次精度の範疇では使い方を間違わない限り TAS に分があると言えよう.

参考文献

- [1] 芳賀臣紀, 平成 20 年度博士論文, 東北大学, 2009
- [2] 保江かな子, 平成 21 年度博士論文, 東北大学, 2010
- [3] Sharov, D. and Nakahashi, K., *AIAA J.*, Vol.36, No.3, pp.484-486, 1998
- [4] Shima, E. and Kitamura, K., *AIAA Paper* 2009-136, 2009
- [5] Liu, Y., Vinokur, M. and Wang, Z.J., *Journal of Computational Physics*, Vol.212, pp.454-472, 2006
- [6] Bassi, F. and Rebay, S., *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, pp.197-207, 2002
- [7] Venkatakrisnan, V., *Journal of Computational Physics*, Vol.118, pp.120-130, 1995
- [8] Schmitt, V. and Charpin, F., AR138, AGARD, 1979

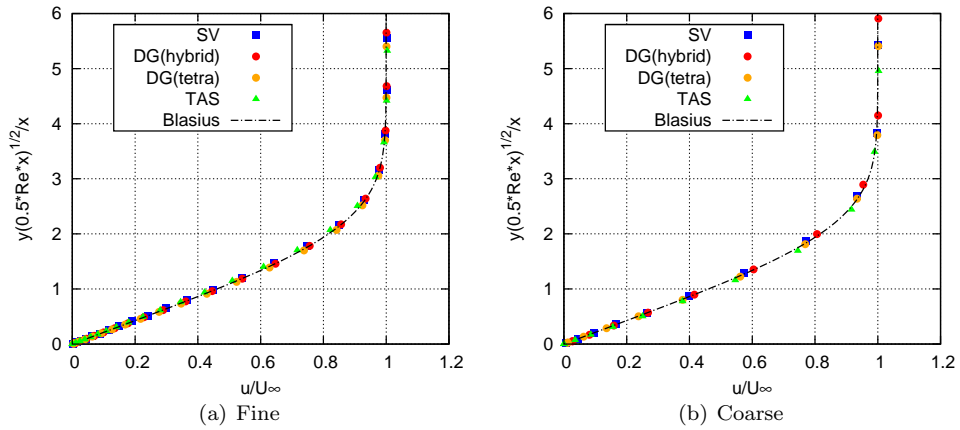


図 5: 層流境界層 x 方向の速度分布 ($x = 0.9$)

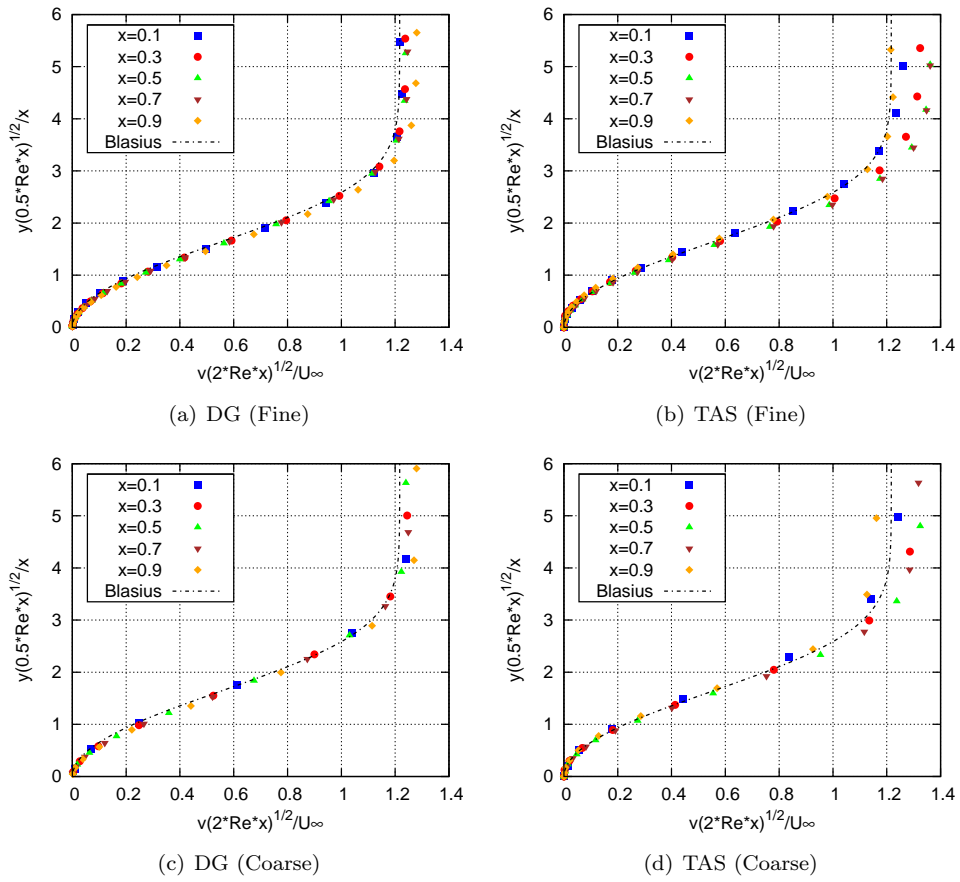


図 6: 層流境界層 y 方向の速度分布 (ハイブリッド格子)

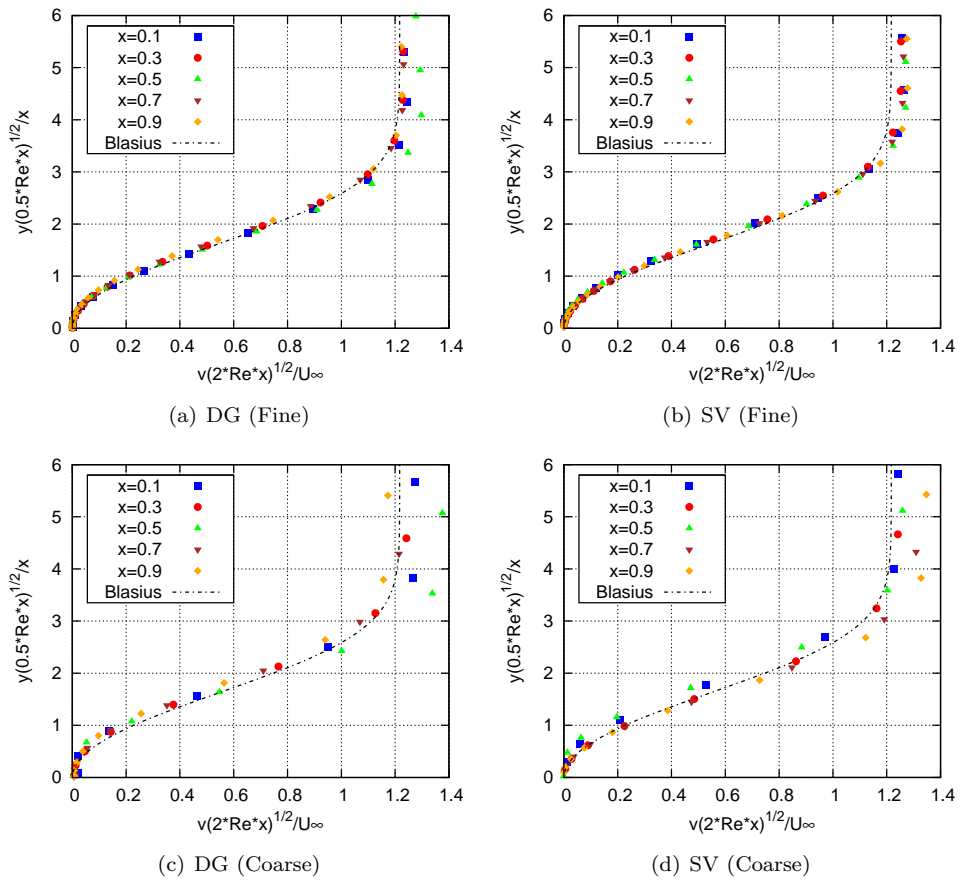


図 7: 層流境界層 y 方向の速度分布 (四面体格子)

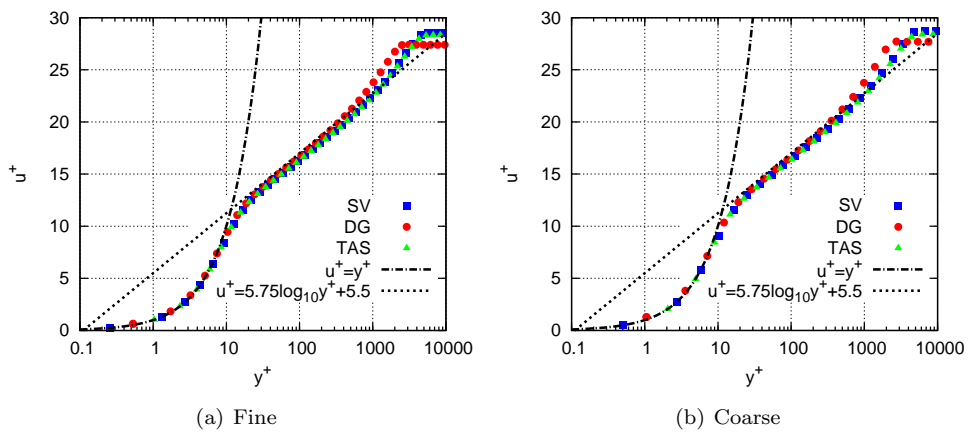


図 8: 乱流境界層 x 方向の速度分布 ($x = 0.9$)

高迎角剥離流の非定常解析に向けて

橋本 敦, 石田 崇, 石向 桂一, 青山 剛史
宇宙航空研究開発機構 (JAXA)

Toward Unsteady Analysis of High Attack Angle Separated Flow

by

Atsushi Hashimoto, Takashi Ishida, Keiichi Ishiko, Takashi Aoyama (JAXA)

ABSTRACT

We show a research plan toward unsteady analysis of high-attack-angle separated flow. Although the separated flow is still a challenging problem for CFD, prediction technology of separation is necessary to improve CFD capability and expand applications in the flight envelope. Our research plan consists of (1) parallel automatic grid generation and (2) highly-accurate unsteady flow analysis with unstructured grid. In this paper, we also review buffet analyses using URANS or RANS/LES hybrid methods and show the current problems to be solved. In addition, the NASA-CRM with high attack angle is computed with steady RANS analysis to know the overall flow field and RANS limitations.

1. はじめに

これまでに、筆者らは CFD ユーザに対するハードルを下げ、効率的に解析できるツールを目指して、自動格子生成ツール HexaGrid¹ 及び高速流体解析ソルバ FaSTAR² の開発を行ってきた。AIAA の抵抗予測ワークショップ (DPW: Drag Prediction Workshop) 等で空力特性の予測精度を検証しており、巡航状態に限れば信頼性の高い結果が容易に得られるようになった。しかし、バフエットや剥離などの非定常現象が発生する巡航以外の飛行条件では状況が全く異なり、CFD の信頼性が大幅に下がる。第 5 回の抵抗予測ワークショップ (DPW5)³ では、高迎角の条件で各国・各機関の計算結果が比較されたが、巡航状態と比べ、結果に非常に大きなばらつきがあることが明らかとなった。

これまでの CFD は主に巡航状態に使われてきたが、今後はフライトエンベロープ内のより大きな範囲を解析できるようにすべきである。しかし、エンベロープやバフエット境界の近くでは必然的に剥離を含む流れとなり⁴、そのような流れを解析できる技術が必要である。剥離を含む解析は、依然 CFD にとって大きな課題となっており、信頼性向上に向けた研究が必要である。

また、大局的に CFD の課題を考えると、主にデータ生産性 (効率) と信頼性 (精度) の 2 つだと思われる。現在、風洞試験では、一日に約 200 ケースの空力データが取得できるが、CFD では一日に約 20 ケース (定常計算, 約 1 時間/ケースを想定) に限られる。しかし、ムーアの法則によれば 5 年で計算速度が 10 倍になるので、近いうちにデータ生産性に関しては風洞と同程度になるとと思われる。しかし、信頼性 (主に剥離を含む流れ) については、大きな課題となっており、剥離流に有効な DES や LES 等非定常解析の実用化が高く望まれている。

DPW5 に関連して、NASA-CRM 模型を用いた高迎角非定常データの計測がいくつか実施されている。遷音速の高迎角流では衝撃波が振動しバフエットが生じる。NTF と NASA Ames の風洞試験⁵ では、翼根の歪ゲージと主翼スパン方向約 70% の位置につけられた非定常圧力センサのデータからバフエットについて考察されている。JAXA でも試験を実施し⁶、NTF の結果に近い結果が得られている。さらに、ETW では後流の PIV 計測が予定されている⁷。世界的に高迎角の流れに注目が移っており、非定常解析の検証に必要な実験データも揃いつつある。

そこで、本研究では、高迎角剥離流の非定常解析の実用化を目指す。汎用的に様々な形状の解析に使える非構造格子のメリットを活かしつつ、非定常解析に必要な解像度を向上するための技術を構築する。本研究で取り組む課題は大きく分けて 2 つあり、1) 並列計算による大規模自動格

子生成と 2) 非構造格子を用いた高精度非定常解析である。本稿では、バフエット解析の現状を述べて、非定常解析に向けた今後の研究計画について述べる。さらに、定常解析で高迎角時の流れ場を予備解析し課題を把握する。

2. バフエット解析の現状

高迎角時に発生するバフエットの予測は、静的風洞試験あるいは定常解析の特性から onset となる迎角を予測する手法⁸に始まり、最近では URANS 解析⁹⁻¹⁴、LES 解析^{15,16}へと発展している。

2 次元翼型バフエットの代表的な実験として、McDevitt¹⁷ が行った NACA0012 翼型の試験と Benoit¹⁸ が行った RA16SC1 翼型の試験がある。NACA0012 に対する URANS 解析⁹⁻¹³ では、Buffet onset となる迎角を実験と比較した場合、どの解析結果も良く一致している。乱流モデルに関しては、SA を使っている例が多いが、モデルの優劣に関しては評価が分かれている。一方、RA16SC1 に対する URANS 解析^{12,14} では、実験と振動周波数及び振幅を比較しているが、高迎角での一致はあまり良くない。SST モデルに対する評価は、文献 12 と 14 で異なっており、こちらの解析に対しても統一的な見解を導くことが難しい。

また、ONERA ではスーパークリティカル翼の OAT15A 翼型とそれを 3 次元化した CAT3D モデルの風洞試験を実施している^{19,20}。Deck¹⁵ は OAT15A に対する URANS 解析と Zonal-DES 解析を行った。両者ともに周期的な振動を再現することができるが、URANS の方は迎角を大きくする必要があると述べている。Brunet¹⁶ は CAT3D の解析を Zonal-DES 解析し、RANS 解析よりもより良く剥離領域を再現できている。また、一連の試験及び解析の結果を基に、2 次元翼型ではある特定の周波数で振動するが、3 次元翼ではブロードバンドになると主張している。JAXA の NASA-CRM の風洞試験⁶ では、3 次元翼でも特定の周波数での振動が計測されており、主張が異なる。さらなる調査が必要である。

また、乱流モデルに関して、巡航状態の付着している迎角に対しては RANS、大剥離している迎角に対しては DES あるいは LES が適しているが、その中間の迎角ではどちらのモデル化も困難な領域が存在する²¹。DES などの RANS/LES のハイブリッド手法が有望であるが、課題は多い。この領域では、衝撃波背後で薄い剥離が生じており、それが解析を難しくしている。ハイブリッド手法を用いると、一般的に境界層を RANS と LES で解くことになる。しかし、上流側の付着している乱流境界層を LES を含めて解くのは困難なので、RANS で十分な渦粘性を生成することが必要である²²。しかし、剥離したら、そこで LES に切り

替えて渦粘性を抑制し、擾乱を発達させる必要がある。さらに、衝撃波と境界層が干渉する領域の取り扱いも課題である²³。これらの RANS と LES の切り替えに関する問題に対して、いくつかの対策が提案されている。手動で RANS と LES の領域を切り替える Zonal-DES 法^{15,16}や、衝撃波の上流で rescaling を用いて乱れを発達させる方法²⁴や、shape factor を用いて切り替える方法²⁵などが提案されている。この分野はまだ発展途上なので、今後も調査検討を継続し、適した手法を採用する予定である。

上記で述べたように、URANS 解析ではモデルの依存性が大きく、翼型等の計算条件によっても挙動が異なり、信頼性に課題がある。一方、RANS/LES ハイブリッド法も完璧ではないが、現在発展途上であり、いくつか RANS を上回る成果が出ている。そこで、本研究では、RANS/LES ハイブリッド法を採用し、バフエット解析の予測精度向上を狙う予定である。さらに、3次元翼バフエット現象に関しては、実験・計算ともに実例が少ないため、理解が乏しい。現象理解という面でも、今後さらなる発展が期待される。

3. 今後の研究計画

3-1. 並列自動格子生成

図1に DPW³で用いられた格子規模の推移を示すが、ムーアの法則と同じように増加しており、既に1億点を超える規模の計算格子が用いられている。今後も増え続ける傾向にあり、特に非構造格子の生成は大きな課題となっている。本研究で目指す高迎角剥離流の非定常解析の実現にあたっては、大規模な計算格子が必要とされている。従ってデータ生産性の観点からすると、流体解析ソルバだけでなく、格子生成の効率化も求められる。そのため格子生成においても並列化・自動化が重要なテーマになる。格子生成の並列化に関しては、直交格子法の一つとして提案されている Building-Cube Method(BCM)^{26,27}に着目している。

これまで開発を行ってきた HexaGrid¹は、直交格子から物体に格子点を投影しボトムダウン的に非構造格子生成する手法であるため、BCMの並列化フレームワークに乗りやすい手法であると言える。今後はBCMの並列化フレームワークをベースに、特徴線捕獲精度向上やロバスト性の高い並列自動格子生成ツールの構築を行っていく予定である(図2)。

3-2. 高精度非定常解析

非定常流解析に関しては、汎用性を維持するため非構造格子コードの FaSTAR²を非定常に拡張し、さらに高精度化する。

バフエット解析では、衝撃波背後の剥離領域の非定常現象を解像する必要がある。そのため解像度を向上する必要がある。非構造格子では、多くのステンシルを使用するような高精度スキームは相性が悪いので、Roeスキームなどの散逸項に係数をつけ、散逸項を減らせる所では減らして、2次中心差分に近づけるスキームを使用する^{28,29}。

$$F = \frac{1}{2}(F_R + F_L) - \frac{1}{2}\gamma|A|(Q_R - Q_L) \quad (1)$$

上式で $\gamma=1$ であれば通常の Roeスキームであるが、 $\gamma=0$ であれば2次中心差分スキームとなり、解像度が向上する。 γ は衝撃波センサ、格子品質、wiggleセンサなどで決定する方法が提案されている^{28,29}。また、バフエットで衝撃波が振動する時間スケールは、剥離領域の変動の時間スケールよりもずっと大きいので、精度を保ちつつ時間刻みを大きくとれる手法が期待されている。これには、収束加速法の Multigrid法と組み合わせた高次精度陰的 Runge-Kutta法³⁰を採用することを検討している。これまでに、6段4次

陰的 Runge-Kutta法を用いることで、効率良く計算できることが示されている³⁰。

また、乱流モデルに関しては、すでに SA の DES, DDES, IDDES が FaSTAR に導入されているので³¹、これをベースに、2節で述べたバフエット特有の修正を加える予定である。

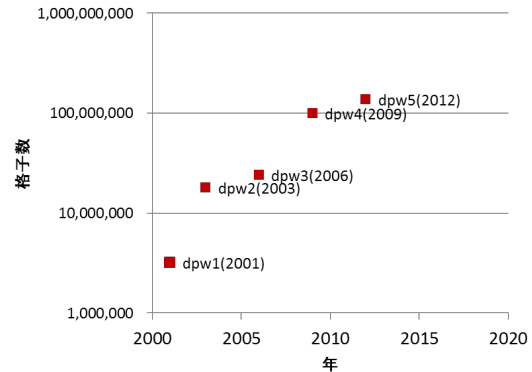


図1 DPWで使用された格子数

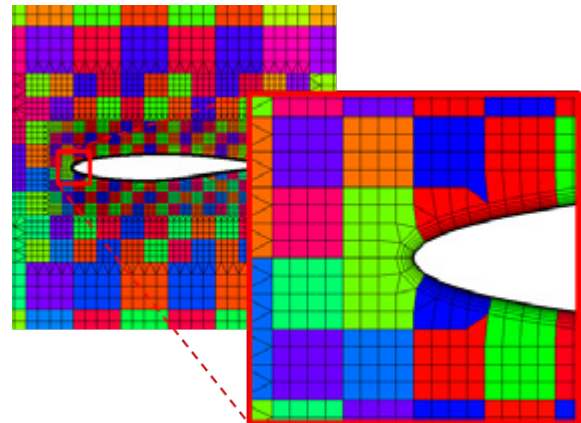


図2 BCMフレームを用いた非構造格子生成例

4. 予備解析による課題把握

最後に、今後検証に使用する予定である NASA-CRM に対して、高迎角における定常解析を実施し、課題を把握する。

計算条件は、DPW5^{3,33}の Buffet study と同様にマッハ数 $M=0.85$ 、レイノルズ数 $Re=5.0 \times 10^6$ である。迎角は $\alpha=3^\circ \sim 6^\circ$ を 1° 刻みで計算した。

用いた格子は、DPW5用に HexaGridで作成した medium格子 (L3) で約680万セルである³²。FaSTARの計算では、セル中心法を用いる。非粘性流束を HLLW で解き、GLSQ法により勾配を計算し、Hishidaの勾配制限関数を用いた。時間発展は、LU-SGSで local time stepping法を用いて計算した。乱流モデルは SA(具体的には、SA-noft2-R)を使用した。基本的には、係数0.5を用いた U-MUSCL法で高次精度化するが、迎角 6° の場合だけ不安定になったため、通常の MUSCL法で計算を行った。この原因は明らかではないが、質の悪い格子がある場所に衝撃波が移動したためだと思われる。

図3~図5に CL-alpha, CL-CD, CL-Cmを示す。定常解析 CFD と NASA-Ames 及び NTF の風洞試験³⁴と比較する。NTFの試験の場合は、模型変形と支持干渉の補正データ³⁵も示す。CL-CDのポーラ曲線では、一般的に変形の影響が小さいので、補正なしのデータと計算値が良く合っている。また、CLに関しては補正した NTFデータと良く合ってい

る。Cm に関しては、補正しても実験との差が見られるが、実験とほぼ同様の傾向を示している。今回の計算では、実験と合いやすい比較的粗い格子を用いたが、格子依存性は大きく、格子を細かくすると実験では現れない剥離泡が翼根で発生し問題となる³²。

次に各迎角での表面 Cp 分布を比較する。図 7～図 10 に各断面(図 6)での Cp 分布を示す。全体的に、翼根付近では良く合っているが、翼端に向けておよそ 60% 辺りから実験との差が目立つ。これには、変形を考慮していないこと、翼端付近の前縁の格子が粗いこと、RANS モデルの予測精度などが考えられ、今後検討を進める予定である。また、機体上面の表面 Cp 分布を図 11 に示す。およそスパコン位置 60%～70%あたりで衝撃波が他のスパン位置に比べて上流側にある。実験との比較では、この衝撃波位置の予測ができていないので、その予測精度の向上が今後の課題である。

加えて、まだ計算時間が不十分であるが、迎角 4° で SA-DES で計算した結果を図 12 に示す。DES では LES の領域で渦粘性の生成が抑制されるので、衝撃波が上流側に移動し、衝撃波背後の剥離している領域も大きくなる。背後で多少変動が見られるが、まだ不十分である。今後は、衝撃波干渉位置での渦粘性の評価や、衝撃波背後の非定常な変動の解像度など検討を進める予定である。

5. まとめ

高迎角剥離流の非定常解析の実用化に向けた研究計画について述べた。非構造格子を用いて汎用性を維持しつつ、非定常解析に必要な解像度を向上するための技術を構築する。本研究で取り組む課題は大きく分けて 2 つあり、1) 並列計算による大規模自動格子生成と 2) 非構造格子を用いた高精度非定常解析である。

さらに、パフエット解析の現状を述べて、URANS 解析及び RANS/LES ハイブリッド解析の課題について述べた。一方、定常解析で高迎角時の流れ場の把握及び RANS の限界等の課題について調べた。

謝辞

NASA-CRM の定常解析では、(株)菱友システムズの林謙司氏にご支援いただいた。ここに感謝の意を表する。

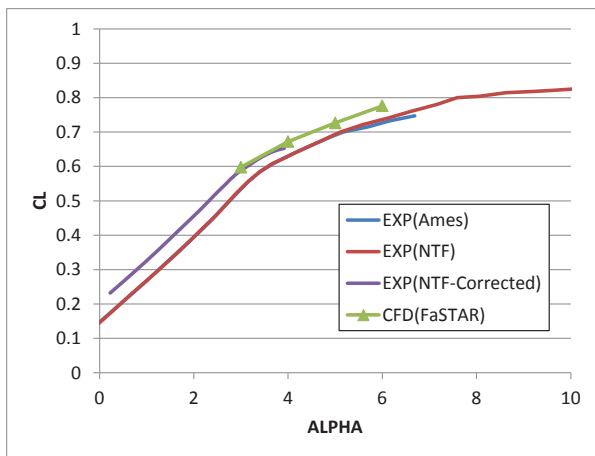


図 3 CL-alpha

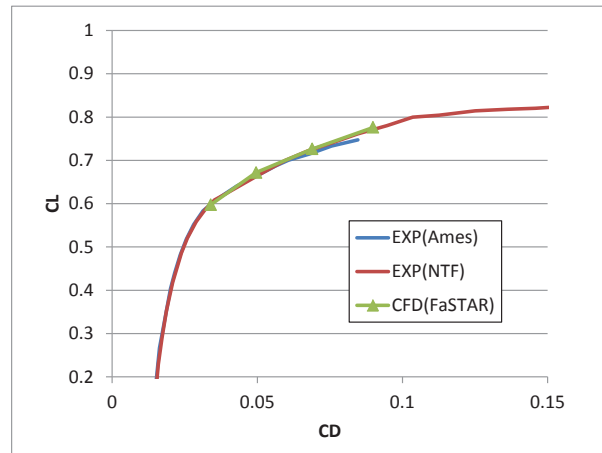


図 4 CL-CD

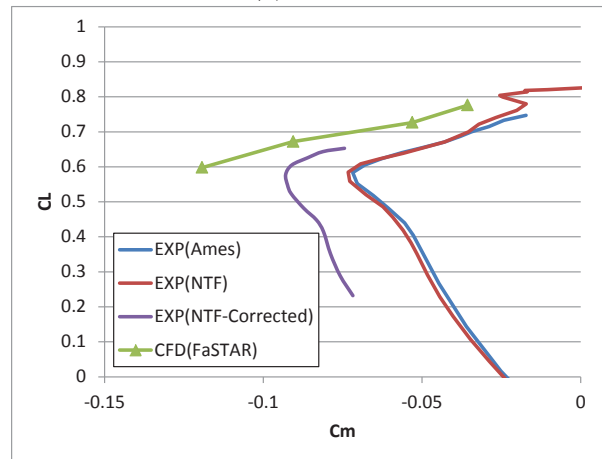


図 5 CL-Cm

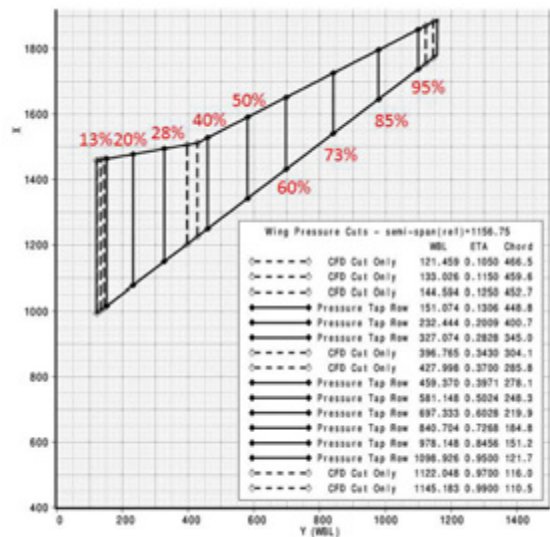


図 6 試験で圧力計測されたスパン方向位置

参考文献

[1] Hashimoto A., et al., "Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method," AIAA paper 2009-1365, 2009.
 [2] Hashimoto et al., "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," AIAA paper 2012-1075, 2012.
 [3] Levy D. W., et al., "Summary of Data from the fifth AIAA CFD Drag Prediction Workshop," AIAA paper 2013-0046, 2013.

- [4] Abbas-Bayoumi A., et al., “An Industrial View on Numerical Simulation for Aircraft Aerodynamic Design,” *Journal of Mathematics in Industry*, 1, 2011.
- [5] Balakrishna S., et al., “Analysis of NASA Common Research Model Dynamic Data,” AIAA paper 2011-1127, 2011.
- [6] Koga S., et al., “Analysis of NASA Common Research Model Dynamic Data in JAXA Wind Tunnel Tests,” AIAA paper 2013-0495, 2013.
- [7] Lutz T., et al., “Going for Experimental and Numerical Unsteady Wake Analyses Combined with Wall Interference Assessment by Using the NASA CM Model in ETW,” AIAA paper 2013-0871, 2013.
- [8] Chung I., et al., “Prediction of Transonic Buffet Onset for an Airfoil with Shock Induced Separation Bubble Using Steady Navier-Stokes Solver,” AIAA paper 2002-2934, 2002.
- [9] Barakos G., “Numerical Simulation of Transonic Buffet Flows Using Various Turbulence closures,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21, 2000, pp. 620-626.
- [10] Lee B. H. K., “Self-sustained Shock Oscillations on Airfoils at Transonic Speeds,” *Progress in Aerospace Sciences*, 37, 2001, pp. 147-196.
- [11] Crouch J. D., et al., “Origin and Structure of Transonic Buffet on Airfoils,” AIAA paper 2008-4233, 2008.
- [12] Iovnovich M., “Reynolds-Averaged Navier-Stokes Study of the Shock-Buffet Instability Mechanism,” *AIAA Journal*, 50(4), 2012, pp.880-890.
- [13] 前田ら, “2次元翼周りの遷音速バフェット現象の数値解析,” 第26回数値流体シンポジウム, 2012.
- [14] Goncalves, E., et al., “Turbulence Model and Numerical Scheme Assessment for Buffet Computations,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 46, 2004, pp. 1127-1152.
- [15] Deck S., “Numerical Simulation of Transonic Buffet over a Supercritical Airfoil,” *AIAA Journal*, 43(7), 2005, pp. 1556-1566.
- [16] Brunet V., et al., “Zonal-Detached Eddy Simulation of Transonic Buffeting on a Civil Aircraft Type Configuration,” AIAA paper 2008-4152, 2008.
- [17] McDevitt, J. B., et al., “Static and Dynamic Pressure Measurements on a NACA 0012 Airfoil in the Ames high Reynolds Number Facility,” NASA Technical Paper 2485, 1985.
- [18] Benoit B., et al., “Buffeting Prediction for Transport Aircraft Applications Based on Unsteady Pressure Measurements,” AIAA paper 87-49073, 1987.
- [19] Caruana D., et al., “Buffeting Active Control in Transonic Flow,” AIAA paper 2003-3667, 2003.
- [20] Molton P., et al., “Control of Buffet Phenomenon on a Transonic Swept Wing,” *AIAA Journal*, 51(4), 2013, pp. 761-772.
- [21] Kroll N., et al., “Digital-X: DLR’s Way Towards the Virtual Aircraft,” NIA CFD Research, 2012.
- [22] Rupesh B. K.-A., et al., “Prediction of the Flow over an Airfoil at Maximum Lift,” AIAA paper 2004-259, 2004.
- [23] Fan T. C., et al., “Hybrid LES/RANS Simulation of a Shock Wave/ Boundary Layer Interaction,” AIAA paper 2002-0431, 2002.
- [24] Tsutsumi S., et al., “Hybrid LES/RANS Simulations of Transonic Flowfield around a Rocket Fairing,” AIAA paper 2012-2900, 2012.
- [25] Probst, A, et al., “Detached-Eddy Simulation of Aerodynamic Flows Using a Reynolds-Stress Background Model and Algebraic RANS/LES Sensors,” AIAA paper 2011-3206, 2011.
- [26] Nakahashi, K., “Building-Cube Method for Flow Problems with Broadband Characteristic Length,” *Proceedings of ICCFD2, Computational Fluid Dynamics 2002*, Springer, pp. 77-81, 2003.
- [27] Nakahashi, K., “High-Density Mesh Flow Computations with Pre-/Post-Data Compressions,” AIAA paper 2005-4876, 2005.
- [28] Khalighi Y., et al., “Unstructured Large Eddy Simulation for Prediction of Noise Issued from Turbulent Jets in Various Configurations,” AIAA paper 2011-2886, 2011.
- [29] Winkler C. M. et al., “A Reduced Dissipation Approach for Unsteady Flow on Unstructured Grids,” AIAA 2012-0570, 2012.
- [30] Yang Z., et al., “Higher-order Time-Integration Schemes for Aeroelastic Applications on Unstructured Meshes,” *AIAA Journal*, 45(1), 2007, pp. 138-150.
- [31] 瀧井ら, “亜音速領域における再突入カプセルの非定常流解析,” 第26回数値流体力学シンポジウム, 2013.
- [32] Murayama M., et al., “Summary of JAXA Studies for the Fifth AIAA CFD Drag Prediction workshop Using UPACS and FaSTAR,” AIAA 2013-0049, 2013.
- [33] <http://aaac.larc.nasa.gov/tsab/cfdlarc/aiaa-dpw/>
- [34] <http://commonresearchmodel.larc.nasa.gov/>
- [35] Rivers M., et al., “Further Investigation of the Support System Effects and Wing Twist on the NASA Common Research Model,” AIAA paper 2012-3209

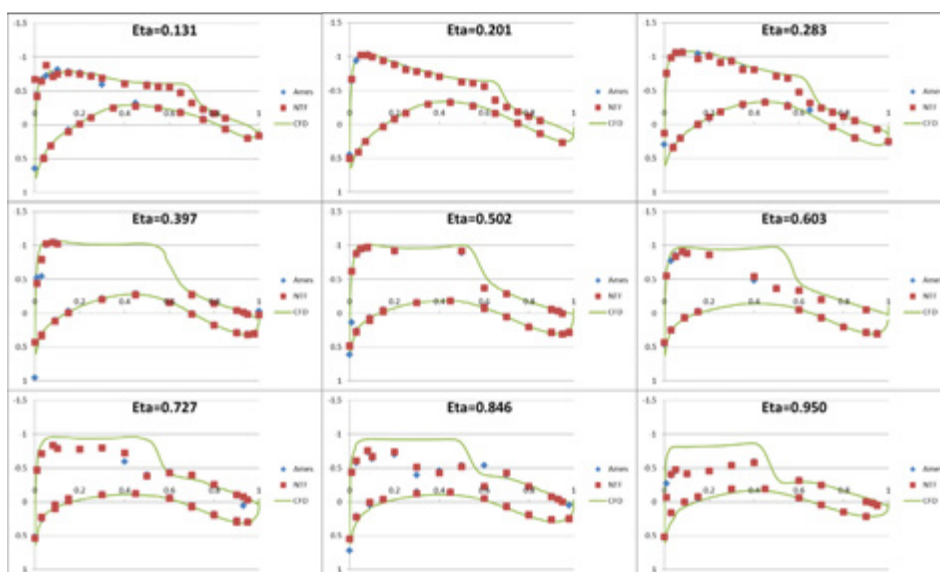


図7 圧力分布の比較 ($\alpha = 3^\circ$)

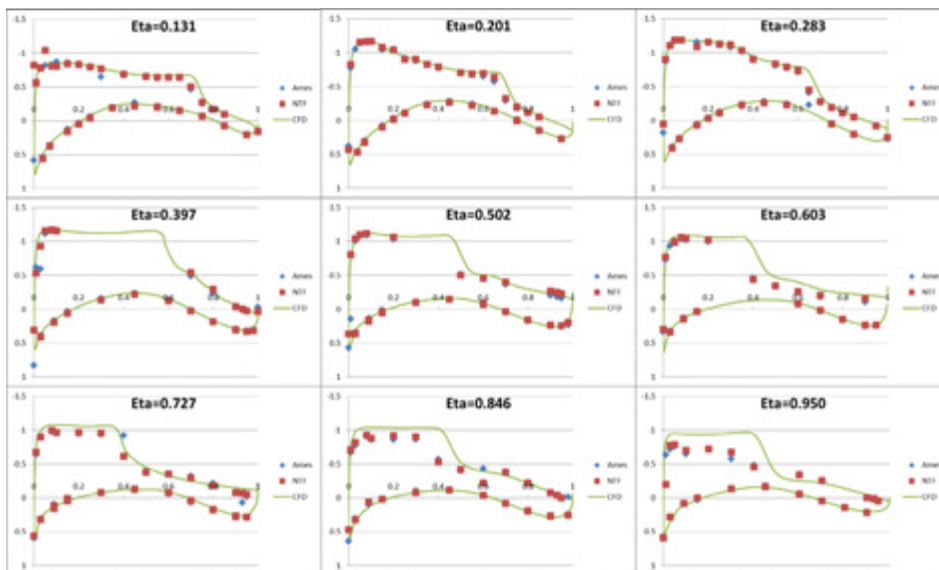


図 8 圧力分布の比較 ($\alpha = 4^\circ$)

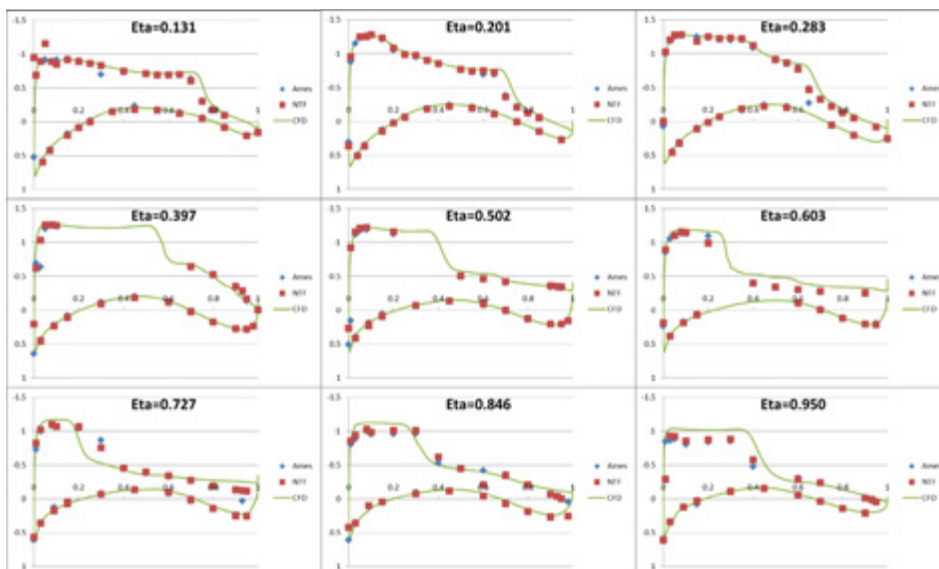


図 9 圧力分布の比較 ($\alpha = 5^\circ$)

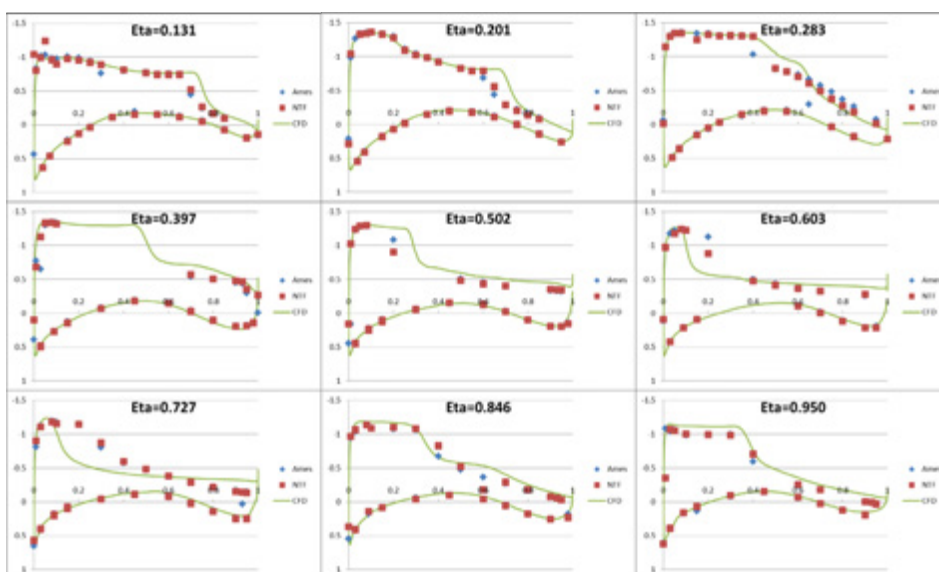


図 10 圧力分布の比較 ($\alpha = 6^\circ$)

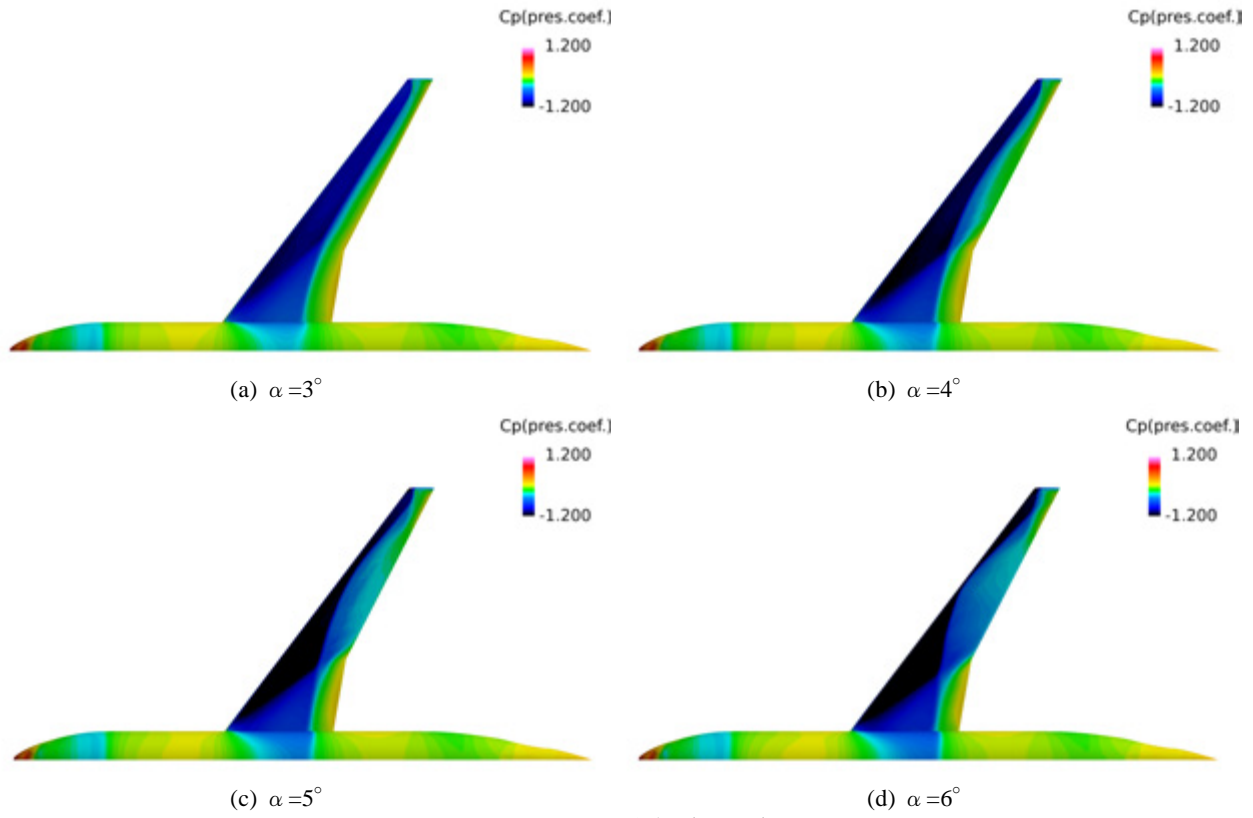


図 1.1 表面 Cp 分布 (RANS)

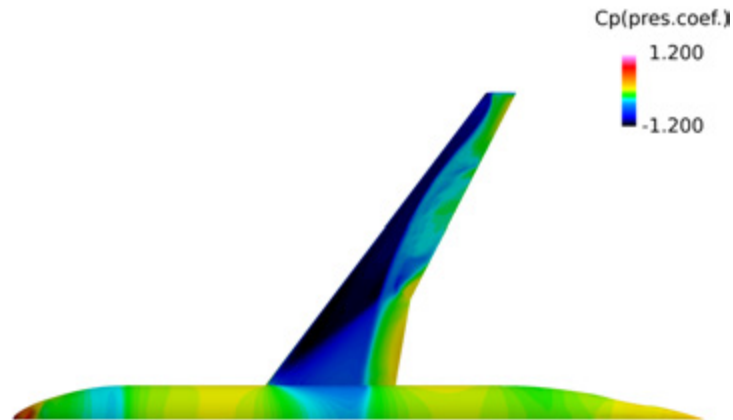


図 1.2 表面 Cp 分布 ($\alpha = 4^\circ$, DES)

極超音速希薄風洞流れ場の粒子計算解析

小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Flow Analysis in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel by direct simulation Monte Carlo

by
Takashi Ozawa, Toshiyuki Suzuki, and Kazuhisa Fujita (JAXA)

ABSTRACT

At Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), a hypersonic rarefied wind tunnel (HRWT) has been developed, and its flow characteristics have been investigated experimentally and numerically. This wind tunnel is capable of producing a 25-mm hypersonic rarefied core flow with a Mach number greater than 10 and a Knudsen number greater than 0.1. However, the temperature of nitrogen gas becomes lower than 50 K in the test section. Hence, in this work we first investigate the effect of N₂ condensation in HRWT so as to find out the necessity of a heater activation. Secondly, we discuss development of a measurement system for surface accommodation parameters by measuring the displacement of a pendulous model.

1. はじめに

大気圏再突入宇宙機, 惑星探査機, 超低高度衛星 (Super Low Altitude Test Satellite: SLATS)等, 様々なミッションにおいて極超音速空力特性の高精度評価が重要な課題となっている。これまで連続流領域においては, 風洞試験と数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics: CFD)による双方の空力評価が可能であり, その評価技術手法が確立されてきた。また, 自由分子流領域においては, 理論と自由分子流計算により空力評価が可能である。一方, その中間である遷移領域においては, 現在モンテカルロ直接 (direct simulation Monte Carlo: DSMC)¹⁾法等による粒子数値計算に依存しており, 解析精度の評価が困難である。特に最近では超低高度衛星²⁾の開発にともなって極超音速希薄流領域における機体の空力特性評価の高精度化が重要となっており, 希薄空力検証システムの開発が熱望されている。このような背景のもと, JAXA では極超音速希薄風洞 (Hypersonic Rarefied Wind Tunnel: HRWT)³⁾を開発し, 極超音速希薄空力の直接計測システムの確立を目指している。

これまで JAXA では, HRWT における極超音速希薄流の特性を実験と数値計算により総合的に評価してきた。風洞試験によって得られる気流情報は限定的であるため, 数値解析により気流情報を補填し, マッハ数, クヌーセン数等の気流環境を特定する。希薄風洞試験では, 吊り下げ式球模型を用いた動圧計測, ピトー管を用いた圧力分布計測⁴⁾を実施し, CFD/DSMC 連成数値計算による気流評価⁵⁾と融合することにより HRWT 気流検定精度を向上させてきた。その結果, 45 度コニカルノズルを使用することによって HRWT 計測部の気流条件は, コア直径 25 mm, マッハ数 10 以上, クヌーセン数 0.1 以上を達成していることが判明した。しかし, 計測部における窒素ガスの気流温度が 50 K 以下となるため凝縮の可能性があり, 空力計測への影響が懸念される。そこで本研究ではまず, 気流膨張にともなう窒素ガス凝縮問題について検証し, HRWT 計測部における空力計測への影響を評価する。

他方, 希薄領域における空力は文献(6)や文献(7)で見られるように, 表面熱適応係数に依存する。ミッションの実現に向けて空力予測誤差は 10%以下が望ましいが, 希薄空力では表面熱適応係数依存性のため, 数値計算のみでは誤差評価が困難である。そこで本研究では, 流れ場解析と球・平板模型の計測データを融合することにより,

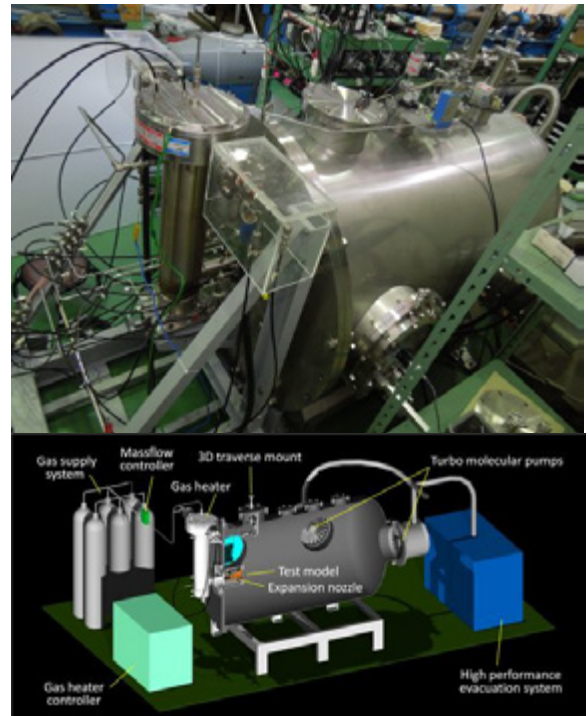


図 1: JAXA100mm 極超音速希薄風洞の写真(上)とその概要(下)。

表面熱適応係数計測システムの確立を目指す。希薄風洞では従来 1 自由度変位(流れ方向変位)のみを計測し, 数値解析結果と比較することにより気流検定を行ってきた。しかし, 表面熱適応係数測定という観点では, 1 自由度のみの計測では比較パラメータも精度も不十分であると考えられる。そこで本稿では計測・計算融合手法を拡張し, 球模型計測では 2 自由度(軸力, 横力)を, 平板模型では 3 自由度(軸力, 横力, 偏揺れモーメント)を比較することにより, 表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

2. HRWT 計測手法

JAXA に設置されている HRWT の基本構成(図 1 参照)は, 真空チャンバー, 真空排気系, 気流供給系, 気流加熱装置, ノズル部, 模型支持部, 計測装置である。試験気流は流量計を通った後にタングステンメッシュヒーター一気流加熱装置内に流れ込み, その後ノズル部通過時に

加速・膨張し、左右と下部に観測窓が設置された直径 1 m、長さ 1.5 m の真空チャンバー内に流れる。HRWT の真空排気系は 3 台のターボ分子ポンプ(ULVAC UTM-3303FH, 排気速度 1 台当り 3,300 L/s)と 1 台のドライ真空ポンプ(ULVAC LR300, 排気速度 6,000 L/min)から構成されている。ノズル部はスロート径 1.632 mm、出口径 100 mm (開口比 3755) の銅製コンカルノズルである。ノズル半頂角は数値解析結果をもとに 45 度に設計された。ノズルスロート上流の淀み部において気流の全温度と全圧を K 型熱電対とキャパシタンスマノメータを用いてそれぞれ計測するとともにノズル壁面近傍の冷却水温度を K 型熱電対で計測する。ノズル壁面温度についてはノズル材質が熱伝導率の高い銅製であるため、本研究では冷却水温度と同程度と推定する。HRWT の試験条件は、質量流量と全温度を設定する事により決定される。本研究では、窒素ガスのみを使用し、質量流量 0.08 g/s、全温度 280~800 K の条件で気流検定を行った。

また、本研究では吊り下げ式球模型、平板模型を用いた変位計測とピトー管を用いた圧力計測を行う。模型は直径 5 mm のステンレス球および断面積 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ 厚さ 3 mm のアルミニウム平板を使用する。模型は真空チャンバー上方の自動ステージから直径 20 μm 、長さ 220 mm のステンレス製細糸で吊り下げられており、3 軸制御が可能である。また、球模型は 1 本の糸で吊り下げるが、平板模型は 2 本の糸で吊り下げる。本研究では吊り下げ糸の接点間隔は 10 mm、支点は 1 点支持の吊り下げ方法を用いる。ピトー管は、外径 1.6 mm、内径 1.0 mm、長さ 30 mm の表面フラット形状円筒型ステンレス管を使用し、気流動圧計測を行い希薄効果を評価する。ピトー管は球模型と同様に自動ステージに接続して動圧分布を計測する。真空チャンバーの右側と下側の観測窓には CCD カメラが設置されており、画像処理により模型の 3 方向(x,y,z)の変位量及び平板模型の回転角度を測定することができる。

3. 数値解析手法

HRWT における気流は、ノズル膨張部において希薄化が進むことにより連続流から非連続流へと遷移するため、本研究では連続流領域は数値流体力学(CFD)コードを使用し、希薄流領域ではモンテカルロ直接法(DSMC)に基づく解析コードを使用する。CFD-DSMC 連成計算を行う。CFD 計算は現在 JAXA で開発中の JAXA' s Optimized Nonequilibrium Aerothermodynamic Analysis (JONATHAN)コードを用い、DSMC 計算⁹⁾は Modeling of Transitional-Ionized Flows (MOTIF)コードを使用する。両解析コードの詳細については文献(9)に与えられているため本稿では省略する。

CFD-DSMC 連成計算の計算領域の一例を図 2 に示す。まず、CFD ノズル流計算を行い、非連続領域において DSMC 計算を行う。CFD 計算における試験ガス流量、全圧、全温度などの流入境界条件は計測値を使用し、DSMC 流入境界条件は収束した CFD 解析結果をもとに与えられる。図 2 に見られるように、CFD-DSMC 境界は、ノズルスロート部からわずかに下流で、ノズル拡張部におけるクヌーゼン数が 0.01 付近に設定し、結果が境界に依存しないような境界を選定する。本稿の数値解析では、気流は窒素ガス 100%とし、窒素の回転・振動モードは考慮する。しかし、化学反応や電子励起等は気流温度が 1,000 度以下であるためその影響は無視でき、本稿では考慮しない。CFD 計算では、ノンスリップ拡散反射モデルをノズル壁面に用い、DSMC 計算では、Maxwell 完全拡散反射モデルを気体とノズル表面の相互

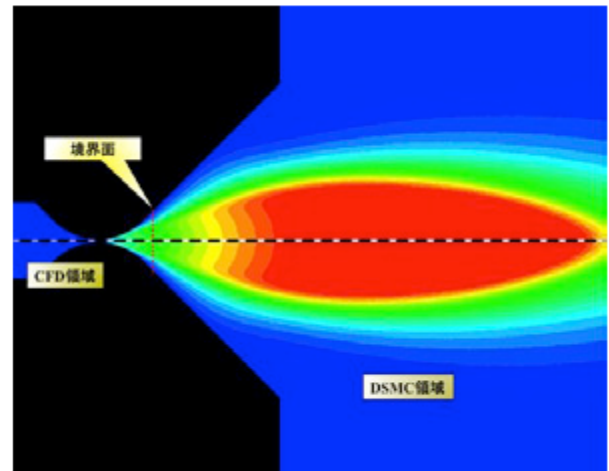


図 2: CFD-DSMC 連成計算領域。

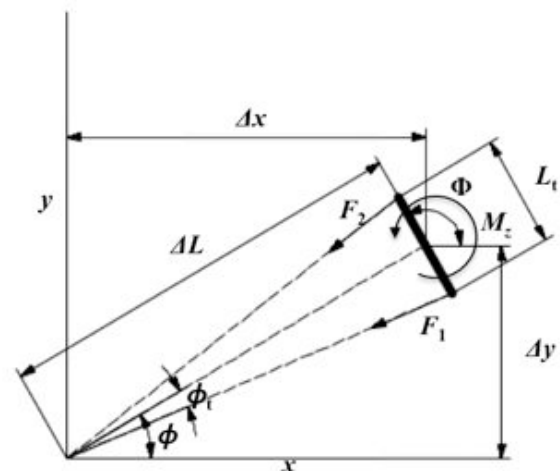
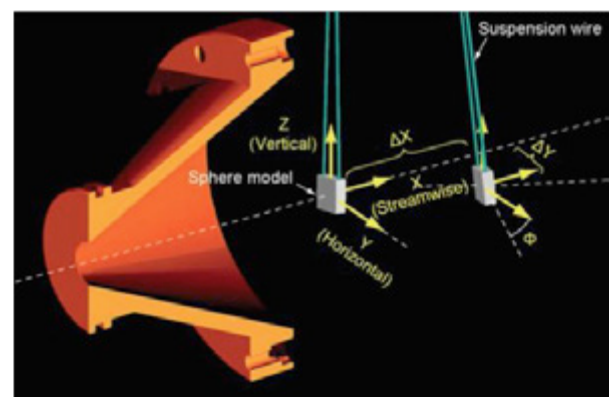


図 3: HRWT 平板模型 3 自由度計測: イメージ図(上)、模型上面図(下)。

作用に用いる。DSMC 計算では R-T(Rotation-Translation), V-T (Vibration-Translation)エネルギー遷移は、BL(Borgnakke-Larsen)モデル¹⁰⁾で考慮し、温度依存の回転、振動衝突数を用いる。

これまで希薄風洞では 1 自由度変位(流れ方向変位)を計測し、数値解析結果と HRWT 計測データの融合により気流検定を行ってきた(DSMC 計算における 1 自由度球模型計測データ融合手法については文献(9)を参照)。その結果、DSMC-球模型融合により気流検定精度を向上させることに成功したが、表面熱適応係数計測という観点では、1 自由度のみの計測では決定精度が不十分であることが判明した。そこで本稿では計測・計算融合手法を拡張し、球模型計測では 2 自由度($\Delta x, \Delta y$)を、平板模型

では 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)を比較することにより、表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

球・平板模型は、中心線から横(y)方向に 5-10 mm 程度ずらした位置に設置し、上下(z)方向には模型の対称性を維持する。平板模型の吊り下げイメージ図と平板模型上面図を図 3 に示す。平板模型はノズルに正対するように設定し、平板の初期角度 Φ_0 は 90 度である。まず、DSMC 計算においてサンプリングタイム Δt における模型への空力を各 DSMC 粒子衝突による運動量輸送の総和として式(1)で計算する。

$$F = \sum_p [(m\mathbf{v}_p^{pre} - m\mathbf{v}_p^{post})F_{num,p}] / \Delta t \quad (1)$$

また平板模型では模型に及ぼすモーメントも同様に式(2)で計算する。

$$\mathbf{M} = \sum_p m_p F_{num,p} [(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_c) \times (\mathbf{v}_p^{pre} - \mathbf{v}_p^{post})] / \Delta t \quad (2)$$

ここで p は粒子、 \mathbf{r}_c は模型の重心位置である。式(1)で求めた空力と吊り下げ糸の張力との釣り合いから模型の初期変位を計算する。

$$\theta = \tan^{-1}(F/mg), \Delta L = L_{st} \sin \theta$$

$$\phi = \tan^{-1}(F_y/F_x), \phi_t = \tan^{-1} \left[\frac{L_t}{2\Delta L} \right] \quad (3)$$

次に、平板模型の場合は模型にかかる偏揺れモーメント(M_z)の影響を以下の 3 式を考慮し、反復アルゴリズムを用いて平板の釣り合い角度 ϕ を求める。

$$\begin{aligned} F_x &= F_1 \cos(\phi - \phi_t) + F_2 \cos(\phi + \phi_t) \\ F_y &= F_1 \sin(\phi - \phi_t) + F_2 \sin(\phi + \phi_t) \\ M_z + \frac{L_t}{2} F_2 \cos \phi_t &= \frac{L_t}{2} F_1 \cos \phi_t \end{aligned} \quad (4)$$

最後に平板模型重心位置の変位を以下の式で計算する。

$$\Delta x = \Delta L \cos \phi, \Delta y = \Delta L \sin \phi \quad (5)$$

気体と模型表面の相互作用には CLL(Cercignani-Lampis-Lord)¹¹⁾反射モデルを用い、本稿では法線運動量適応係数、接線運動量適応係数、熱適応係数は同一と仮定して、表面熱適応係数を α とし、1 変数 α の依存性を評価する。また、模型表面温度は 290 K と仮定する。さらに、衝突セルに関しては多階層構造を導入し、本稿では 2 階層で計算を行う。マクロパラメータのサンプリングは定常状態に達したタイムステップから開始する。タイムステップ、セル幅、ドメインサイズ、粒子数は、計算結果がこれらのパラメータに依存しないような適した値を用いた。

4. 結果と考察

4. 1. HRWT 気流評価と凝縮検討

まず、質量流量を 0.08 g/s に設定し、ヒーター加熱無しの場合の球模型の変位を半径方向に 5 mm 間隔で動圧計測を行った。その結果、ノズル出口から 17 mm 下流の HRWT 計測部における直径 25 mm の気流コア内部では球模型の変位はほぼ一定であることが判明した。コアの外側では基本的に変位は単調減少するが、ノズル中心から半径 20 mm 程度のところに変位の増加が見られる。この特性は数値解析結果でも一致しており、この現象はコアの成長と境界層の成長の相互作用により生じる。CFD-DSMC 連成計算による模型の変位予測と計測結果は良い一致が得られ、数値解析により HRWT 気流評価が可能であることが判明した。

次に、表面フラット形状円筒型ピトー管を使用し、ノズル出口から 17mm 下流の計測部においてノズル半径方向のピトー圧分布計測を行った。ピトー圧計測は模型に

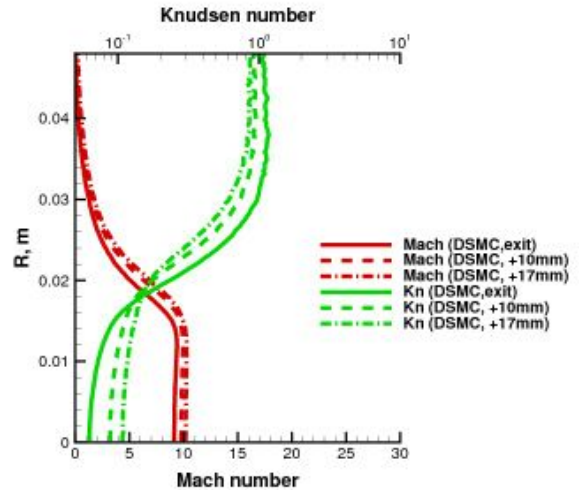


図 4: HRWT 計測部におけるマッハ数とクヌーセン数の分布。

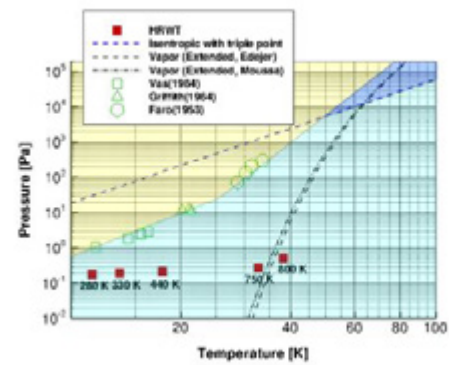


図 5: HRWT 計測部の圧力・温度分布比較：過飽和領域との比較。

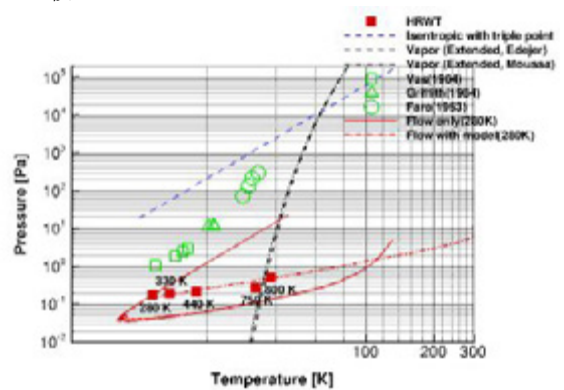


図 6: HRWT 計測部の圧力・温度分布：ノズル中心線上の流れ場の変化(実線)及び模型による影響(破線)。

よる動圧計測と比べて計測効率が良いという利点があるが、希薄領域では希薄効果¹²⁾¹³⁾が生じるため希薄効果補正¹⁴⁾が必要となる。本研究では、まずピトー管周りの DSMC 解析を行い、ピトー管の希薄効果特性を検証した。その後、希薄効果補正モデル⁵⁾を適用してピトー圧分布を比較した。その結果、数値解析によるピトー圧値は計測値と良い一致が得られた。従って、球模型変位解析とピトー圧解析の結果、CFD-DSMC 連成数値解析により HRWT 計測部の流れ場特性が正しく評価されていることが判明した。図 4 にノズル出口、出口から 10 mm 下流、出口から 17 mm 下流の HRWT 計測部のマッハ数、クヌ

一セン数分布を示す。図に見られるように気流膨張のため下流に行くほどクヌーセン数は高くなり、出口から 17 mm の計測部では、一様なコア直径は約 25 mm、マッハ数 10 以上、クヌーセン数 0.1 以上を達成していることがわかる。

さらに、HRWT 計測部における窒素ガス凝縮検証を行った。計測部における窒素ガスの気流温度は 50 K を下回るため凝縮の可能性があり、空力計測への影響の懸念がある。窒素ガスの三重点は約 12 kPa において 63.15 K であるため、このポイントより低温・低圧領域では凝縮が起こる可能性を否定できないが、HRWT 気流は非常に低圧であるため過飽和現象を考慮する必要がある。窒素ガスの過飽和現象については、過去に窒素ガスピトー圧特性変化等の計測結果から Faro¹⁵⁾, Vas¹⁶⁾, Griffith¹⁷⁾等が検討しており、また Daum¹⁸⁾はこれらのデータと 20 K よりも低温且つ 0.1 Pa より低圧な領域において空気の凝縮曲線を比較検証している。これらの凝縮データと HRWT 計測部における気流条件を図 5 に比較する。図ではさらに、三重点を通る等エントロピー曲線、Antoine 式を用いた Edejer¹⁹⁾と Moussa²⁰⁾の飽和蒸気圧曲線の延長線を比較している。HRWT の気流データは、ヒーター加熱無しの場合の全温度 280 K の場合に加え、ヒーターを使用した場合の全温度 330 K, 440 K, 750 K, 800 K の合計 5 点を比較している。これらの気流データは、前述の気流検定法(球模型変位検定, ピトー圧検定)で気流検定を行った結果、数値解析との融合により得られたノズル出口から 17 mm 下流のノズル中心における圧力と温度の値である。ヒーターで加熱した場合、HRWT 計測部の気流温度は上昇するが、圧力の変化は比較的小さい。ヒーターで加熱すると温度とともに流速も高くなるため、気流の密

度が低下し、圧力の上昇は相殺される傾向にある。まず、図に見られるように Faro, Vas, Griffith 等のデータは飽和蒸気圧曲線の延長線と比べて低温側へシフトしており、低温低圧領域において過飽和現象が起きていることがわかる。この現象は、希薄領域では衝突数が少ないため凝縮の seed ができにくいことに起因する。この過飽和現象による凝縮曲線は以下の式で近似される。

$$\log P = 4.059 \log T - 4.281 \text{ for } T \leq 26 \text{ K},$$

$$\log P = 8.132 \log T - 10.04 \text{ for } T > 26 \text{ K}. \quad (6)$$

この近似された過飽和凝縮曲線と HRWT 気流データを比較すると HRWT の気流領域はヒーターによる加熱無しの場合でも気相領域であり、窒素ガス凝縮による影響は無視できると考えられる。また、ヒーターで加熱した場合、HRWT 計測部の気流温度は上昇するが、圧力の変化は小さいため、加熱するほど凝縮曲線からより離れた気相領域となる。ただし、図 5 の気流条件は、模型による気流の変化を考慮していない。模型を挿入した場合、模型前方において粒子の滞在時間が長くなるため、その領域における温度・圧力変化の検証が必要である。図 6 において加熱無しの場合($T_0=280$ K)のノズル中心線に沿った圧力・温度変化と 5 mm 球模型を挿入した場合の流れ場を比較する。まず、ノズル中心線に沿ったノズル気流の変化を実線(赤)で示す。この線は、等エントロピー線とほぼ平行に気相領域を変化し、気流膨張に伴い温度が低下していく。計測部の 12 K 程度をさらに通過し、10 K 以下まで低下した後に真空チャンバー後方においてマッハディスクや背圧の影響で圧力・温度が回復する。図では、模型を挿入した場合の淀み線に沿った流れ場の変化を破線(赤)と比較する。この線は、模型近傍まではノズル気流の変化と同一であるが、模型前方において温度、圧力ともに上昇し、圧力は約 10 Pa, 温度は約 300 K まで高くなる。この圧力・温度変化はヒーター加熱した場合の変化とほぼ同様の結果を示しており、本試験で用いる模型の前方に生じる弱い衝撃層内では凝縮の影響は無視できることが判明した。

4. 2. 模型変位計測による表面係数評価検討

2 方向 CCD 画像処理法により球模型 2 自由度($\Delta x, \Delta y$)変位計測および平板模型 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)変位計測を行った。平板は、断面積 10×10 mm², 厚さ 3 mm のアルミニウム平板を使用した。本稿では模型中心の横(y)方向の初期位置 y_0 は 5 mm もしくは 10 mm とし、ヒーター

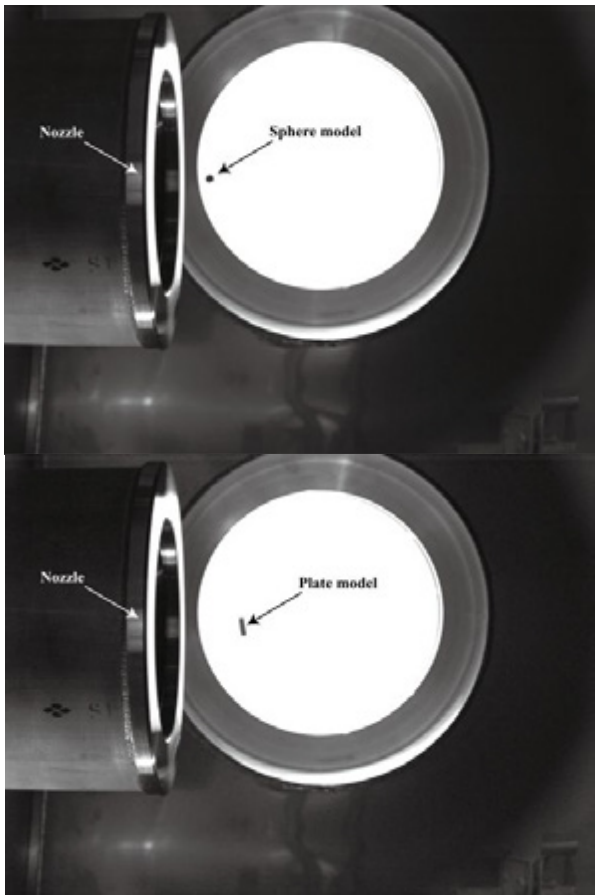


図 7: HRWT 計測写真: 5mm-SUS 球模型(上), 10mm-Al 平板模型(下)。

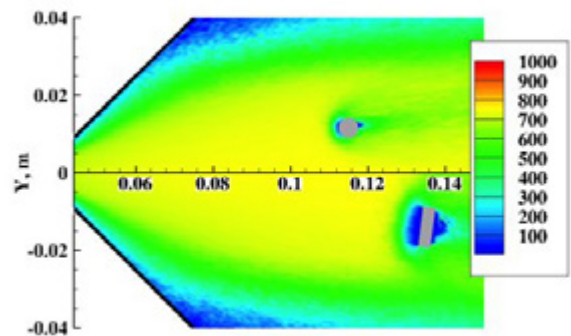


図 8: 模型の計測データを融合した DSMC 希薄風洞流れの流速等高線図: 5mm-SUS 球模型(上), 10mm-Al 平板模型(下)。

加熱無しで質量流量を 0.08 g/s に設定して変位計測を行った。平板模型は 2 本の糸で 1 点支持に近い形で吊り下げ、平板の初期角度は流れに正対するように設置した。図 7 に 5mm-SUS 球模型と 10mm-Al 平板模型の計測写真を示し、表 1 に球模型の変位結果を、表 2 に平板模型の変位結果をそれぞれ示す。図に見られるように Al 平板模型の方が SUS 球模型より変位が大きく、流れ方向に約 34 mm, 横方向に 2~4 mm, 平板の回転は 3~7°であった。

表 1: 球模型の変位比較

Case	Δx [mm]	Δy [mm]
HRWT ($y_0=5\text{mm}$)	14.6	1.35
DSMC ($y_0=5\text{mm}$)	12.2~14.6	1.0~1.33
HRWT ($y_0=10\text{mm}$)	13.9	2.3
DSMC ($y_0=10\text{mm}$)	11.6~14.0	1.8~2.2

表 2: Al 平板模型の変位比較

Case	Δx [mm]	Δy [mm]	ϕ [deg]
HRWT ($y_0=5\text{mm}$)	34	2.2	4.2
DSMC ($y_0=5\text{mm}$)	34.2~34.9	2.3~3.0	3.6~4.8
HRWT ($y_0=10\text{mm}$)	34	3.9	7.0
DSMC ($y_0=10\text{mm}$)	33.8~34.8	2.2~4.4	3.4~7.0

数値解析では、模型の計測データを融合した DSMC 計算を行い、2 自由度($\Delta x, \Delta y$)および 3 自由度($\Delta x, \Delta y, \phi$)の表面熱適応係数 α 依存性を評価した。DSMC 数値解析では 1 点支持で模型計測データを融合し、計算効率を高めるため z 方向の対称性を仮定して計算領域をハーフノズル、もしくはクォーターノズルとして計算した。図 8 に 5mm-SUS 球模型と 10mm-Al 平板模型の計測データを融合した DSMC 希薄風洞流れの流速等高線図の比較を示す。図に見られるように 10 mm 平板の方が変位が大きく、また模型による気流変化の領域が拡大しており、計測データとの融合がより重要となっている。球模型では、鏡面反射($\alpha=0$)から拡散反射($\alpha=1$)に変化するにつれて流れ方向の変位が単調増加するのに対して、平板模型では平板が回転する影響が加わるため、 Δx にはほとんど表面熱適応係数依存性が見られない。他方、 Δy と ϕ に関しては、 α が 0 から 1 に変化するにつれて Δy で 2 mm 程度、 ϕ で 4°程度の依存性が確認できる。表 1, 表 2 に $y_0=5, 10$ mm の球模型と平板模型の数値解析結果と計測結果の比較を示しているが、数値解析による変位の範囲は、表面熱適応係数依存性による変位差を表す。比較の結果、すべてのケースにおいて数値解析結果は計測結果と良い一致を示していることがわかる。球模型の場合、表面熱適応係数依存性による変位差が $\Delta x, \Delta y$ においてそれぞれ 2.4 mm, 0.4 mm 程度ある。これらの変位量は α の変化に伴いほぼ単調に増加(図 9 参照)しているため、計測結果は $\alpha=0.75\sim 1.0$ の場合と良く一致していることがわかる。

次に、平板($y_0=10$ mm)の場合の $\Delta y, \phi$ の α 依存性を図 10 に示す。図にみられるように、平板模型においても表面熱適応係数が 0 から 1 に変化するにつれて $\Delta y, \phi$ ともに大きくなっていることがわかる。しかし、その変化は

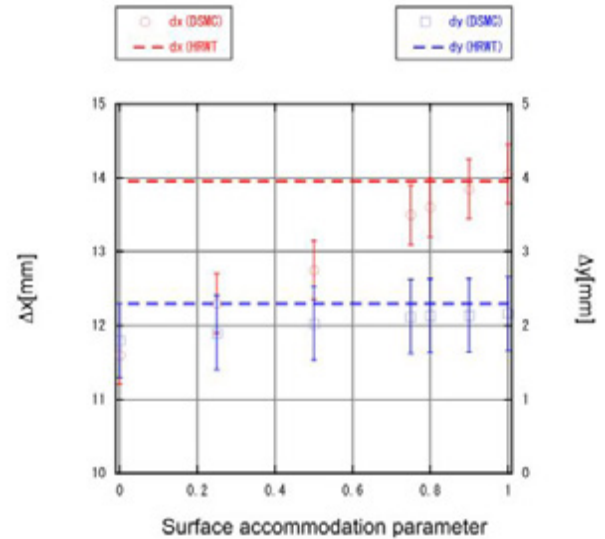


図 9: 球模型変位($\Delta x, \Delta y$)の表面熱適応係数依存性 ($y_0=10$ mm).

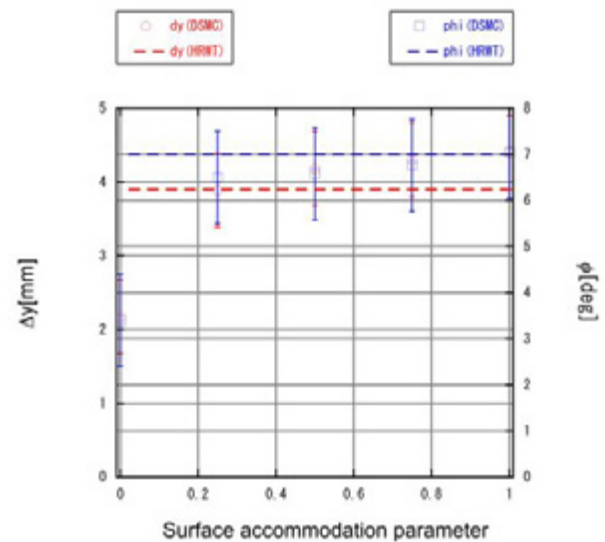


図 10: Al 平板模型変位($\Delta y, \phi$)の表面熱適応係数依存性 ($y_0=10$ mm).

$\alpha=0\sim 0.25$ の範囲において大きく、表面熱適応係数が拡散反射に近い場合は α の特定が困難となる。本研究では、平板模型計測の場合、変位の表面熱適応係数依存性が単純な傾向ではなく、流れ場との融合により複雑な依存性を示すことが判明した。従って、今後は模型吊り下げ方法・位置の最適化、模型回転の支持点吊り下げ方法依存性の評価、平板・くさび型模型の不安定性、計測誤差評価を行うことにより、表面熱適応係数の決定精度を向上させる必要がある。

5. おわりに

本研究では、まず実験結果と数値解析を融合することにより極超音速希薄風洞の性能および気流評価を行った。その結果、45 度コニカルノズルを使用し、マッハ数 10 以上、クヌーセン数 0.1 以上の極超音速希薄流の再現が可能であることが判明した。次に、気流膨張に伴う窒素ガス凝縮問題について検証した結果、HRWT 計測部における凝縮による空力計測への影響は無視できる事がわかった。最後に、2 自由度以上の模型変位計測を実施し、表面熱適応係数計測システム検討を行った。その結果、吊り下げ式模型を使った変位計測において、計測手法に

依存するが表面熱適応係数の特定が可能である事が判明した。今後は3自由度計測手法の最適化を図るとともに、数値解析融合精度を向上させることにより、表面熱適応係数決定手法の確立を目指す。

謝辞

本研究は科研費(25820414)の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon, Oxford, England, U.K., 1994.
- 2) Fujita, K. and Noda, A., "Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite," *AIAA Paper* 2009-3606, 2009.
- 3) Fujita, K., Suzuki, T. and Ozawa, T., "Development of a Pilot Model of Hypersonic Rarefied Wind-Tunnel," *27th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (AIP Conference Proceedings)*, Vol. 1333, pp. 407-412, 2011.
- 4) Suzuki, T., Ozawa, T., and Fujita, K., "Coupling Particle Simulation with Aerodynamic Measurement in Hypersonic Rarefied Wind Tunnel in JAXA," *28th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (AIP Conference Proceedings)*, Vol. 1501, pp. 1213-1219, 2012.
- 5) Ozawa, T., Suzuki, T., and Fujita, K., "Analysis of Rarefaction Effects in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel," *AIAA Paper* 2013-0192, 2013.
- 6) Fujita, K., Inatani, Y., and Hiraki, K., "Attitude Stability of Blunt-Body Capsules in Hypersonic Rarefied Regime," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 41, No. 6, 2004, pp. 925-931.
- 7) Ozawa, T., Takayanagi, H., Suzuki, T., and Fujita, K., "Analysis of Rarefied Aerodynamic Effects for Mars Entry Missions," *AIAA Paper* 2012-3101, 43rd *AIAA Thermophysics Conference*, New Orleans, Louisiana, June 25-28, 2012.
- 8) Ozawa, T., Zhong, J., Levin, D. A., Boger, D. and Wright, M., "Modeling of the Stardust Reentry Flows with Ionization in DSMC," *AIAA Paper* 2007-611, 45th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007.
- 9) Ozawa, T., Suzuki, T. and Fujita, K., "Experimental and Numerical Studies of Hypersonic Flows in the Rarefied Wind Tunnel," *AIAA Paper* 2010-4513, 10th *AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*, Chicago, Illinois, June 28- July 1, 2010.
- 10) Borgnakke, C. and Larsen, P. S., "Statistical Collision Model for Monte Carlo Simulation of Polyatomic Gas Mixture," *Journal of Computational Physics*, Vol. 18, No. 4, 1975, pp. 405-420.
- 11) Hedahl, M. O. and Wilmoth, R. G., "Comparison of the Maxwell and CLL Gas/Surface Interaction Models Using DSMC," *NASA TM-110205*, Dec. 1995.
- 12) Rogers, K. W., Wainwright, J. B., and Touryan, K. J., "Impact and Static Pressure Measurements in High Speed Flows with Transitional Knudsen Numbers," *4th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, edited by J. H. deLeeuw, Vol. 2, Academic Press, New York, 1966, pp. 151-174.
- 13) Wainwright, J. B. and Rogers, K. W., "Impact Pressure Probe Response Characteristics in High Speed Flows with Transitional Knudsen Numbers," *NASA CR-61119*, Feb. 1966.
- 14) Boyd, I. D., Penko, P. F., Meissner, D. L., and DeWitt, K. J., "Experimental and Numerical Investigations of Low-Density Nozzle and Plume Flows of Nitrogen," *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 10, 1992, pp. 2453-2461.
- 15) Faro, L., Small, T. R., and Hill, F. K., "The Supersaturation of Nitrogen in a Hypersonic Wind Tunnel," *Journal of Applied Physics*, Vol. 23, No. 3, 1953, pp. 40-43.
- 16) Vas, L. E. and Koppenwallner, G., "The Princeton University High Pressure Hypersonic Nitrogen Tunnel N-3," Rept. 690, Princeton Univ., Gas Dynamics Laboratory, Princeton, NJ, July 1964.
- 17) Griffith, B. J., Deskins, H. E., and Little, H. R., "Condensation Studies in Hotshot Tunnels," *AIAA Journal*, Vol. 2, No. 9, 1964, pp. 1645-1647.
- 18) Daum, F. L. and Gyarmathy, G., "Condensation of Air and Nitrogen in Hypersonic Wind Tunnel," *AIAA Journal*, Vol. 6, No. 3, 1968, pp. 458-465.
- 19) Edejer, M. P. and Thodos, G., "Vapor Pressures of Liquid Nitrogen Between the Triple and Critical Points," *J. Chem. Eng. Data*, Vol. 12, No. 2, 1967, pp. 206-209.
- 20) Moussa, M. R., Muijlwijk, R., and van Dijk, H., "The Vapour Pressure of Liquid Nitrogen," *Physica (Amsterdam)*, Vol. 32, No. 5, 1966, pp. 900-912.

磁気シールドに対する印加磁場配位の効果について

永田 靖典 (JAXA/ISAS), 里深 優, 渡辺 理成 (早稲田大学), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA/ISAS)

Effect of Magnetic-Field Configuration on Electrodynamic Heat Shield

by

Yasunori Nagata (JAXA/ISAS), Yu Satofuka, Yoshinari Watanabe (Waseda University),
Kazuhiro Yamada, and Takashi Abe (JAXA/ISAS)

Abstract

In the electrodynamic flow control, a weakly-ionized plasma flow behind the strong shock wave could be controlled by the applied magnetic field around a reentry vehicle. The magnetic field configuration is a controllable parameter, and then, the magnetic field can be inclined to the body axis to generate the asymmetric field. Recently, the influence of the inclined magnetic field was experimentally and numerically investigated. However, they didn't agree qualitatively about the in-plane component of the side force based on the plane defined by the body axis and the magnetic pole. Meanwhile, when the magnetic field is inclined, the out-plane component of the side force acts on the body due to the Hall effect according to the MHD simulation, but it was not yet confirmed experimentally. Then, in this study, the side force acting on the magnetized body was investigated using the arcjet wind tunnel and the MHD simulation. As a result, we confirmed that the out-plane force is clearly measured and its direction agrees with the MHD simulation. The inclination angle dependency of the magnetic field on the in-plane force is significantly affected by the plume size. The experimental result is similar to the MHD simulation in which the finite plume size is considered like the experiment.

1 はじめに

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¹⁾。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。Figure 1 はその概念図であり、 \mathbf{V} がプラズマ流の速度ベクトル、 \mathbf{B} は印加される磁場ベクトル、 \mathbf{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、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 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ことを期待されている。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空力特性を変化させることができ、空力制御デバイスとしてエアロ・ブレーキなどへの応用も期待されている^{2,3)}。

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試験模型に作用する力や加熱量が変わることがアーク加熱風洞を用いた実験により近年報告されている^{4,5)}。一方、大気突入飛行を想定した MHD (Magnetohydrodynamics) 計算により、磁極を

傾けた際の影響が検討されている^{6,7)}。これまでの実験では、抗力および磁極回転面内方向の横力 (面内力, In-plane force) に対する影響が計測されているが、面内力については実験と MHD 計算とで磁極傾斜角に対する傾向が大きく異なっており、定性的にも一致していない。また、MHD 計算結果によると、Hall 効果の影響によって磁極回転面外方向の横力 (面外力, Out-plane force) も作用することが示唆されているが、実験的には確認されていない。アーク加熱風洞では Hall 効果が顕著に現れるため、面外力についても実験的に計測できる可能性があると考えられる。

そこで本研究では、実験計測と MHD 計算との整合性を確認するため、磁場印加型模型に作用する横力に関して検討を行った。具体的には、アーク加熱風洞を用いて、試験模型に作用する横力について面内力と面外力の両成分の計測を行い、磁極傾斜角と横力の関係を明らかにする。また、実験に合わせた MHD 計算を実施し、実験と MHD 計算との差異について考察を行う。

2 実験概要

2.1 気流条件

実験は、円錐ノズル半頂角が 25 [deg.]、ノズル出口直径が 30 [mm] である小型のアーク加熱風洞を用いて行った。本実験におけるプラズマ気流特性を Table 1 に示す⁸⁾。ここではノズル出口から 110 [mm] の位置で計測された気流条件を示している。このときのアルゴンガス流量は 8 [l/sec]、投入電力は 1.5 [kW] である。

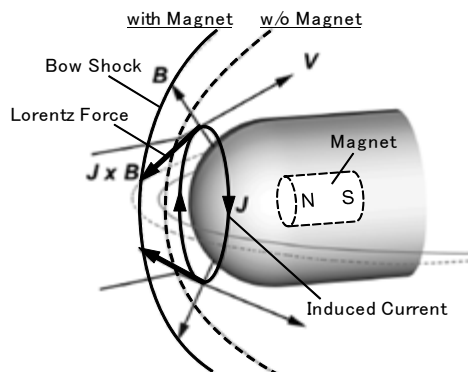


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

Table 1 Test flow condition⁸⁾.

Test gas	Argon
Mach number	1.7
Max total enthalpy, MJ/kg	1.1 *
Pitot pressure, Pa	160 *
Static pressure, Pa	34 *
Flow velocity, m/s	1097 *
Heavy particle temperature, K	1200 *
Electron temperature, K	~ 6100 *
Neutral particle number density, m ⁻³	2.05 × 10 ²¹
Electron number density, m ⁻³	~ 1 × 10 ¹⁹ *
Ionization degree	~ 0.5 %
Electric conductivity, S/m	731

* Measured.

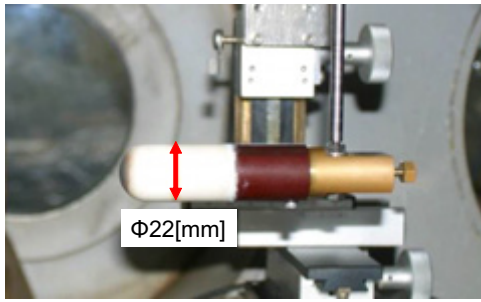


Fig. 2 Experimental model.

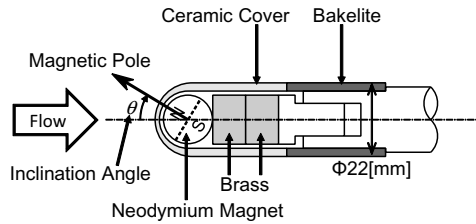


Fig. 3 Internal configuration of the experimental model.

2.2 模型概要

本実験では、永久磁石を内蔵した球頭円柱模型を用いて実験を行った。試験模型の外観を Fig. 2 に、内部構造を Fig. 3 にそれぞれ示す。模型周りに磁場を印加するためにネオジム製の $\phi 15$ [mm] 球形永久磁石を使用し、この外側に頭部がマコール製の $\phi 22$ [mm] 球頭円柱形カバーを取り付けている。なお、加熱による熱減磁を避けるために、磁石とカバーとの間には約 1 [mm] の隙間を設けている。磁石は真鍮製治具の先端に、中心軸が一致するように接着剤によって固定されている。模型は磁極傾斜角 θ 毎に、 $\theta=0, 30, 45, 60, 90, 120, 135, 150, 180$ [deg.] の計 9 個製作した。このとき、各模型に使用した磁石は、磁石表面での最大磁束密度が同じものを選択した。また、マコール製カバーは各模型で共通のものを使用した。なお、比較のため、消磁させた磁石を用いた磁場無しの模型も製作し、計測を行った。

試験模型表面における最大磁束密度は 0.38 [T] であり、ノズル出口から 110 [mm] の位置に模型先端がくるように配置して計測を行った。印加磁場効果を表すパラメータとして、相互作用パラメータ Q があり、これは次式で見積もられる。

$$Q = \frac{\sigma B_{ref}^2 L_{ref}}{\rho_{\infty} V_{\infty}} \quad (1)$$

ここで、 σ は導電率、 B_{ref} は磁場強度、 L_{ref} は代表長、 $\rho_{\infty}, V_{\infty}$ はそれぞれ気流密度と流速である。最大磁束密度と模型直径を用いて相互作用パラメータを見積もると $Q=15$ となり、十分大きな値であるため、本実験において印加磁場効果が発現することが期待される。また、Hall パラメータは次式で見積もられる。

$$C_H = \frac{\sigma B_{ref}}{N_e e} \quad (2)$$

ここで、 N_e は電子数密度、 e は電気素量である。本実験について Hall パラメータを見積もると $C_H=173$ となり、十分に大きな Hall 効果が発現することが期待される。

2.3 横力計測方法

磁極を気流に対して傾けることで試験模型には模型中心軸に対して垂直方向の力（横力）が発生する。ここで、模型、磁極回転面、力の方向の関係を Fig. 4 のように定義する。すなわち、磁極

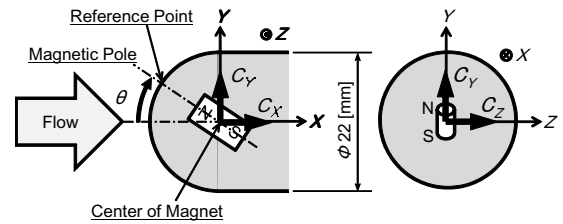


Fig. 4 Definition of the direction of force.

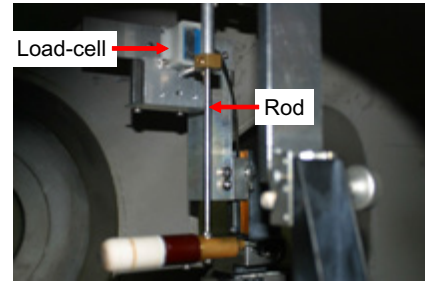
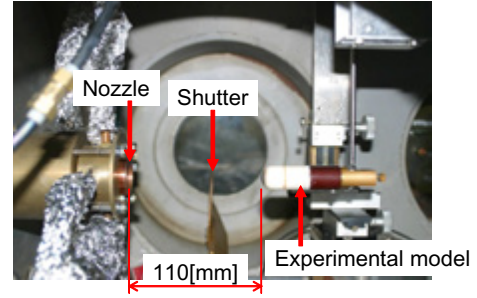


Fig. 5 Experimental setup and measurement system for the side force.

回転面内方向の横力を面内力 C_Y 、回転面外方向の横力を面外力 C_Z と呼ぶこととする。これまでの実験計測において、面内力の発生は確認されている⁴⁾。一方、面外力については MHD 計算により発生することが示唆されているが、計測は行われていない。

本実験では、磁極傾斜角の異なる各試験模型に対し、模型に作用する横力の計測を行った。計測手法としては河村らによって提案された振り子システムを用いた⁴⁾。この計測システムを用いたセットアップの様子を Fig. 5 に示す。このシステムでは、試験模型はロッドを介して回転軸に接続されており、この回転軸周りに動かせるようになっている。ロッドは途中で垂直に分岐しており、その先端がロードセルにつながっている。ロードセルはプラズマ気流から十分遠い位置にあり、プラズマ気流による影響が出力に現れないように配置されている。回転軸は模型中心軸と平行に設置されており、試験模型に横力が作用することで生じる微小変位をロードセルが検知することで横力が計測される。磁石を模型中心軸周りに 90 [deg.] 回転させることで面内力と面外力とをそれぞれ計測することができる。ロードセルには共和電業製の微小荷重用ロードセル LVS-50GA を使い、シグナルコンディショナには共和電業製 CDV-700A を用いた。なお、迎角は 0 [deg.] であり、模型中心軸とノズル中心軸を合わせている。

試験模型とノズルとの間にはシャッターが設置されており、プラズマ気流が生成され安定した後にシャッターを開けることで、試験模型が気流にさらされる前後でのロードセル出力電圧を取得した。Figure 6 は取得したロードセル出力電圧の典型例を示している。取得された電圧データには真空ポンプ等の振動によるノイズが含まれているため、ローパスフィルタを数値的に適用することで 5 [Hz] 以上の周波数成分を除去した。さらに、シャッター開

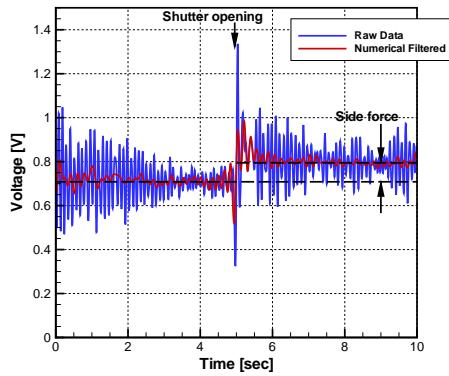


Fig. 6 Typical output voltage from the load-cell before and after the shutter opening.

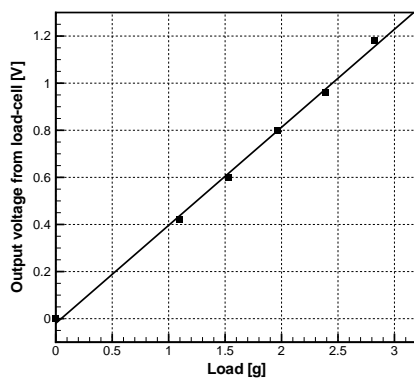


Fig. 7 Side force vs. output voltage from the load-cell.

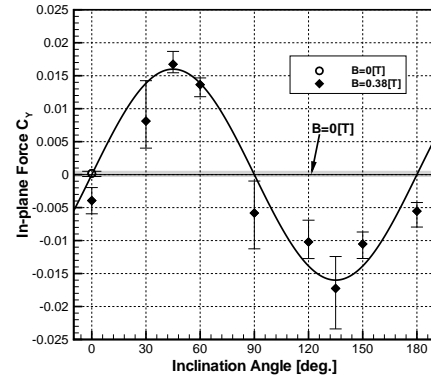
前後それぞれについて 2 秒間程度の時間平均を算出することで、試験模型が気流にさらされたことによる生じる電圧差を取得した。電圧と横力との関係は錘を用いたキャリブレーションにより求められており、Fig. 7 に示すように電圧と横力の大きさは比例関係にある。なお、試験模型設置時にロードセルには初期荷重が作用するように設置されているため、正負どちらの向きの横力も計測が可能となっている。

3 実験結果

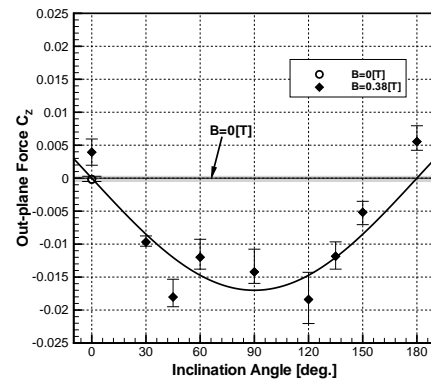
Figure 8 に横力の計測結果を示す。計測は各模型についてそれぞれ 5 回行われ、この内の最大と最小を除いた 3 回について平均値を求めた結果をここでは示しており、エラーバーは 3 回の中の最大と最小で規定している。また、横力は無次元量で表しており、動圧と正面投影面積を用いて無次元化されている。なお、図中の実線は MHD 計算結果を参考にプロットした参考曲線である。

まず、磁場無し模型についてはエラーバーの範囲内で横力が 0 であり、試験模型が気流にさらされただけでは横力は発生していないことがわかる。一方、磁場有り模型については磁場無し模型に比べて大きな横力が計測されており、明確に横力が発生していることがわかる。磁極傾斜角 $\theta=0, 180$ [deg.] の場合、理想的には横力は発生しないと考えられるが、計測結果は 0 とはなっていない。これは模型製作時の磁極傾斜角の設定誤差によるものと考えられ、実際に $\theta=0$ [deg.] の模型は磁極傾斜角が 4 [deg.] 程度ずれていることが確認されている。

面内力 C_Y に関しては、 $\theta=0\sim 90$ [deg.] の範囲では正、 $\theta=90\sim 180$ [deg.] の範囲では負となっている。また、 $\theta=45$,



(a) In-plane force C_Y



(b) Out-plane force C_Z

Fig. 8 Result of the measurement of the side force.

135 [deg.] 付近では磁極傾斜角に対する面内力の変化が比較的緩やかであることがわかる。面外力 C_Z に関しては、 $\theta=0\sim 180$ [deg.] の範囲で負となっていることがわかる。また、 $\theta=45\sim 135$ [deg.] の範囲では面外力の変化が比較的少ないことがわかる。MHD 計算において、面外力は Hall 効果の影響により生じることが示唆されており⁷⁾、本実験条件では Hall 効果が強く働くため、Hall 効果によって面外力が生じることを実験的に確認できたといえる。

4 数値解析概要

磁極傾斜角と横力との関係は、地球大気突入を想定した MHD 計算によってこれまでに検討されているが、その結果によると $\theta=0\sim 90$ [deg.] の範囲では面内力と面外力は共に負になるとされている^{6,7)}。また、電磁場の対称性から、 $\theta=90\sim 180$ [deg.] については、面内力は正、面外力は負になると考えられる。一方、Fig. 8 に示したように、実験計測と比較すると面外力については MHD 計算と定性的に一致するが、面内力については方向が反対であり、定性的にも一致していない。そこで、アーク加熱風洞を模擬した MHD 計算を実施し、その原因について検討を行った。

4.1 計算モデル

本研究では、磁極傾斜角の影響を検討するために、支配方程式として電磁場の影響を考慮した 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用いる。ここで対象としているアークジェット気流は Knudsen 数が 0.05 の中間流であるが、流体的に取り扱ったとしても概ね現象をうまく予測できることが報告されている⁸⁾。また、化学反応と温度緩和に関する特性時間がともに流れの特性時間に比べて長いため、熱的・化学的に凍結に近い状態である。ここでは簡易的に、熱的には凍結の仮定を用い、電子温度を一定として取り扱った。

よって、支配方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho_s \\ \rho \mathbf{V} \\ \mathbf{E}_t \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \mathbf{S} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで、 t は時間、 ρ は密度、 ρ_s は化学種 s の密度、 \mathbf{V} は速度ベクトル、 \mathbf{E}_t は全エネルギー、 \mathbf{F} 、 \mathbf{F}_v はそれぞれ対流項と粘性項、 \mathbf{S} は生成項、 \mathbf{J} は電流密度ベクトル、 \mathbf{B} は磁束密度ベクトル、 \mathbf{E} は電場ベクトルである。化学種としては Ar 、 Ar^+ 、 e^- を考慮し、化学反応モデルは Hoffert らのモデル^{9,10)} を用いた。各化学種の熱力学的特性は NASA Glenn のデータ¹¹⁾ を使用した。混合ガスの輸送係数は Gupta らの mixing rule¹²⁾ を用いて見積もり、衝突積分について、中性粒子との衝突は Laricchiuta らのデータ¹³⁾ を用い、荷電粒子間の衝突は Coulomb 衝突を仮定して見積もった¹⁴⁾。

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 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \approx 0$
- 磁気 Reynolds 数 $R_m = 2.2 \times 10^{-2}$ は 1 に比べ小さく、誘導磁場による影響は無視 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \approx 0$

ここで、 ρ_c は電荷密度、 \mathbf{D} は電束密度ベクトルであり、磁気 Reynolds 数 R_m は次式で見積もられる。

$$R_m = \mu_0 \sigma V_\infty L_{ref} \quad (4)$$

μ_0 は真空中透磁率である。これらの仮定を用いると、電磁場に関する Maxwell 方程式は、

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (6)$$

と簡略化される。式 (6) 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 ϕ を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (7)$$

で定義される。一方、一般化された Ohm の法則は Hall 効果を考慮すると、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - C_H(\mathbf{J} \times \mathbf{b}) \quad (8)$$

で表される。ここで、 $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ であり、ion-slip 効果は考慮していない。導電率 σ と Hall パラメータ C_H は以下のように表される¹⁵⁾。

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{k_B T_e \sum_{j \neq e} n_j \Delta_{e,j}^{(1,1)}} \quad (9)$$

$$C_H = \frac{e|\mathbf{B}|}{k_B T_e \sum_{j \neq e} n_j \Delta_{e,j}^{(1,1)}} \quad (10)$$

ここで、 k_B は Boltzmann 定数、 n_i は数密度、 T_e は電子温度、 $\Delta_{i,j}^{(1,1)}$ は衝突積分である。

式 (6), (7), (8) を用いると、

$$\nabla \cdot [\bar{\sigma}(-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (11)$$

が得られる¹⁶⁾。なお、Hall 効果による項は $\bar{\sigma}$ に含まれているとする。この式は電位ポテンシャル ϕ に関するポアソン方程式であり、適当な境界条件を用いて解くことによって形成される電場を見積もることができる。

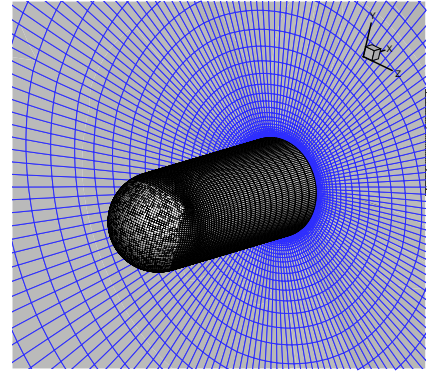


Fig. 9 Computational grid.

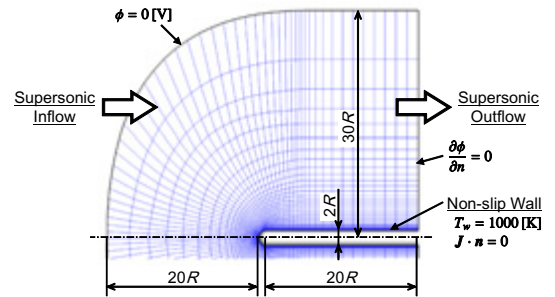


Fig. 10 Computational Region and boundary conditions.

4.2 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 AUSM-DV スキーム¹⁷⁾ 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 MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 近似陰解法¹⁸⁾ 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。化学反応計算には対角点陰解法¹⁹⁾ を用いた。電位ポテンシャルに関するポアソン方程式には前処理法を組み合わせた ILU(0)-BiCGstab 法^{20,21)} を用いた。なお、電位ポテンシャルに関するポアソン方程式は、流体計算 100 ステップ毎に解くようにした。

4.3 計算条件

計算対象は、実験で使用した試験模型形状と同じ半径 11 [mm] の球頭円柱物体であり、壁面境界条件には、滑り無し、等温 ($T_w = 1000$ [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。磁場分布はダイポール磁場を仮定し、磁場の中心は実験に合わせてよどみ点から 9.5 [mm] の位置に置いた。磁極傾斜角 θ は 0~90 [deg.] の範囲で 15 [deg.] 毎に変化させて計算を行った。磁場強度については、 $\theta=0$ [deg.] の場合によどみ点における磁場強度が実験に合わせて 0.38 [T] となるようにした。

気流条件は Table 1 に示す条件を一様流として用い、電子温度については計算領域内で一定とした。Figure 9 に使用した計算格子を示す。壁面上の格子点数は約 12,000 点、壁から垂直方向には 49 点とり、総格子点数は約 60 万点である。無限遠での電位ポテンシャルは 0[V] とし、この境界の影響が現れないよう計算領域は十分に広い領域を確保する必要がある。そこで、Fig. 10 に示すように衝撃層に比べ十分に広い領域を計算領域とした。なお、格子点数を 1/4 にしたとしても物体に作用する力の差異は、磁場の有無にかかわらず 1% 程度である。CFL 数は 0.35 とし、定常解を得るまでに 40,000 ステップを要した。

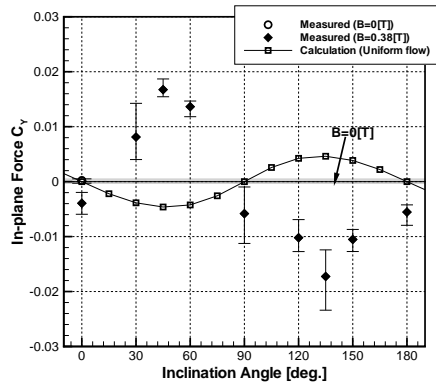
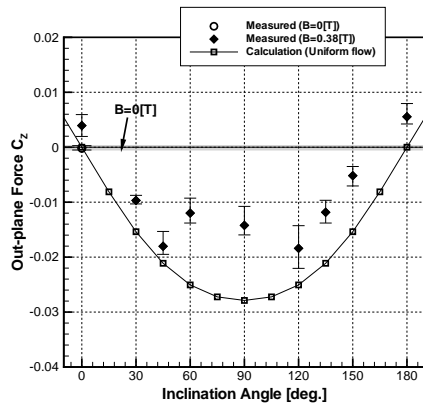
(a) In-plane force C_Y (b) Out-plane force C_Z

Fig. 11 Comparison of the side force between the experiment and the simulation assuming the uniform flow.

5 数値解析結果

Figure 11 に計算結果と実験による計測結果との比較を示す。面内力 C_Y に関しては、計算結果と計測結果とで正負が逆であり、定性的にも一致していないことがわかる。一方、面外力 C_Z に関しては、計算結果と計測結果とが定性的に一致しており、大きさとしても近い値を示していることがわかる。これら面内力、面外力の作用する方向は地球大気突入飛行を想定した MHD 計算結果⁷⁾と同じであり、アークジェット気流で見られるように衝撃波上流においてもプラズマ状態であり、導電性を持っていたとしても定性的な傾向は変わらないが、計測結果とは差異がある。

実験に使用したアーク加熱風洞のブルームサイズは試験模型サイズに比べて大きいとはいえない。Figure 12 は、ノズル出口から 110 [mm] の位置で計測されたピトー圧の半径方向分布を示しているが、これより、一様な気流が試験模型にさらされているとはいえないことがわかる。葛山らによる数値解析によって、このようなプラズマ気流の非一様性は印加磁場効果に多大な影響を与えることがわかっている^{15, 23)}。すなわち、ブルーム境界が絶縁境界として作用することで電流分布に影響を与え、このことは衝撃層拡大効果や抗力増大効果に影響を与える。そのため、印加磁場効果によって発現している横力についても、同様にブルームサイズによる影響を受けることが考えられる。そこで本研究では、ブルームの外部で導電率が低くなることを簡易的に模擬するために、意図的に導電率を抑えることでブルームサイズによる影響について検討した。具体的には、気流条件としては一様流をそのまま仮定するが、中心軸から一定距離 (ブルーム半径 R_i) より外側の領域については導電率を微小な値に設定して計算を行った。ブルーム

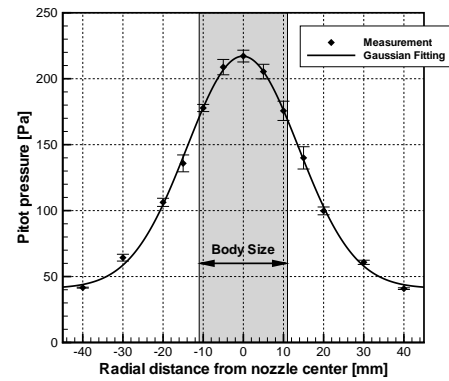


Fig. 12 Radial distribution of the pitot pressure at 110 [mm] from the nozzle exit.

半径 R_i を D , $1.5D$, $2D$ とした場合について計算を実施した。ここで、 D は物体直径である。

Figure 13 に、ブルーム半径による横力への影響を示す。ブルーム径が変わることで面内力の磁極傾斜角に対する傾向が大きく変化していることがわかる。物体サイズに対してブルーム径が小さくなっていくと、面内力が減少し、やがて面内力の作用する方向が反転し、実験結果に近くなることがわかる。また、ブルーム径がさらに小さくなると面内力は大きくなっている。ブルーム径が小さくなると、電流の流れる領域が狭くなることで、狭い領域に多くの誘導電流が流れるようになり、印加磁場効果が大きくなる傾向にあるため、面内力が増大したと考えられる。さらに、このことは電流分布や電流の向きにも影響を与え、これが面内力の作用する向きに影響したと考えられる。一方、面外力についてもブルーム径による影響が見られるが、作用方向が変化することはないことがわかる。ブルーム径が小さくなっていくと、徐々に面外力は増加しているが、 $R_i = D$ のケースでは逆に面外力は減少している。これらのことから、ブルーム径が小さくなると、印加磁場効果が大きくなるだけでなく、電流分布が変化することでその特性にも影響を与えたと考えられる。

6 結論

磁場印加型模型に作用する横力に関して、実験計測と MHD 計算との整合性を確認するため、アーク加熱風洞を用いた横力計測、および実験に合わせた MHD 計算を行った。以下に、本研究で得られた知見をまとめる。

1. 磁極を傾けた試験模型に作用する横力を計測した結果、面内力 C_Y だけでなく、面外力 C_Z も作用していることを確認した。また、面内力は磁極傾斜角 $\theta=45, 135$ [deg.] 付近で、面外力は $\theta=45 \sim 135$ [deg.] の範囲で変化が緩やかとなる。
2. アーク加熱風洞実験に合わせた MHD 計算を実施し、一様流の条件下では面内力と面外力の磁極傾斜角に対する傾向は、地球大気突入飛行を想定した MHD 計算の結果と同じである。
3. アーク加熱風洞実験におけるブルームサイズによる影響を模擬するために、絶縁境界を設けて MHD 計算を実施したところ、ブルーム径が小さくなると面内力の作用方向が反転することが確認された。一方、面外力の作用方向についてはブルーム径によって反転することはない、横力について実験結果と定性的に一致する結果が得られた。

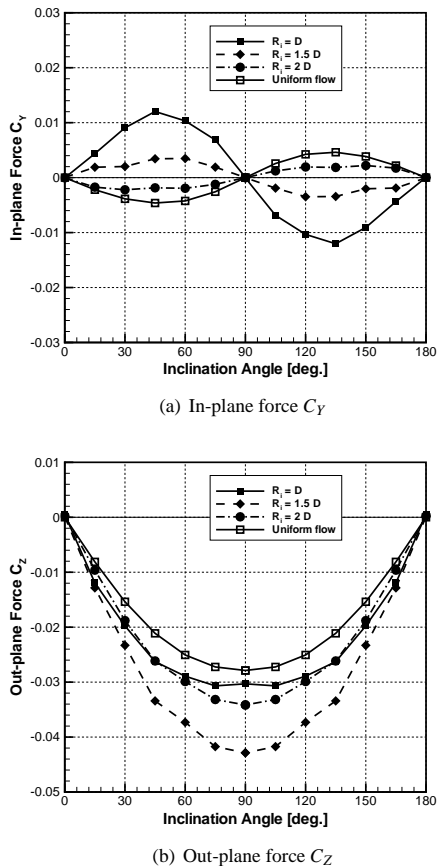


Fig. 13 Influence of the plume size on the side force.

今後の予定として、より定量的な議論を行えるよう計算手法の改善を図るとともに、プルーム径による力への影響について詳細を検討する。

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) H. Katsurayama, T. Abe, and D. Konigorski, "DSMC Simulation of Electrodynamic Aerobraking on a Reentry Capsule in a Hypersonic Rarefied Regime," AIAA Paper 2011-3467, 2011.
- 3) H. Otsu, H. Katsurayama, D. Konigorski, T. Abe, "Impact of the Lift Force by Electromagnetic Flow Control on the Reentry Trajectory," AIAA Paper 2011-3466, 2011.
- 4) 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.
- 5) M. Kawamura, H. Katsurayama, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Magnetic-Field Configuration Effect on Aerodynamic Heating of a Magnetized Body," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 49, No. 2, pp. 207–211, 2012.
- 6) Y. Nagata, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Influence of the Magnetic Configuration on the Electrodynamic Flow Control for the Weakly Ionized Flow," AIAA Paper 2011-3743, 2011.
- 7) Y. Nagata, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Flow Control for Weakly Ionized Flow," AIAA Paper 2012-2734, 2012.
- 8) H. Katsurayama, M. Kawamura, A. Matsuda, and T. Abe, "Ki-

netic and Continuum Simulations of Electromagnetic Control of a Simulated Reentry Flow," Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 45, No. 2, pp. 248–254, 2008.

- 9) M. I. Hoffert and H. Lien, "Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon," The Physics of Fluid, Vol. 10, No. 8, pp. 1769–1777, 1967.
- 10) T. G. Owano, C. H. Kruger, and R. A. Beddini, "Electron-Ion Three-Body Recombination Coefficient of Argon," AIAA Journal, Vol. 31, No. 1, pp. 75–82, 1993.
- 11) Bonnie J. McBride, Michael J. Zehe, and Sanford Gordon, "NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species," NASA/TP-2002-211556, 2002.
- 12) 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 30000K," NASA RP-1232, 1990.
- 13) A. Laricchiuta, D. Bruno, M. Capitelli, C. Catalfamo, R. Celiberto, G. Colonna, P. Diomede, D. Giordano, C. Gorse, S. Longo, D. Pagano, and F. Pirani, "High temperature Mars atmosphere. Part I: transport cross sections," Eur. Phys. J. D, Vol. 54, pp. 607–612, 2009.
- 14) Michael J. Wright, Deepak Bose, Grant E. Palmer, and Eugene Levin, "Recommended Collision Integrals for Transport Property Computations, Part 1: Air Species," AIAA Journal, Vol. 43, No. 12, pp. 2558–2564, 2005.
- 15) H. Katsurayama, D. Konigorski, and T. Abe, "Numerical Simulation of Electromagnetic Flow Control in an Arcjet Plume," AIAA Paper 2008-1392, 2008.
- 16) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamic Heat Shield System for Reentry Vehicles," AIAA Journal, Vol. 48, No. 10, 2010, pp. 2177–2186.
- 17) Y. Wada and M.-S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, 1994.
- 18) 嶋英志, 「構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法」, 第 29 回 流体力学講演会, 1997.
- 19) S. Eberhardt and S. Imlay, "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite-Rate Chemistry," AIAA Paper 90-1577, 1990.
- 20) H. A. van der Vorst, "Bi-CGSTAB: A Fast and Smoothly Converging Variant of Bi-CG for the Solution of Nonsymmetric Linear Systems," SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, Vol 13, 1992, pp. 631–644.
- 21) 関本幹, 藤野清次, 「ILU(0) 前処理つき IDR(s)-R2 法と同 BiCG 法系統の収束性比較」, 九州大学大学院システム情報科学紀要, 第 16 巻, 第 1 号, 2011, pp. 11–16.
- 22) 吉野智之, 榊原諒, 藤野貴康, 石川本雄, 「鈍頭物体周りにおけるプラズマ流れの MHD Flow Control に及ぼすイオンスリップ効果の影響」, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 57, No. 666, pp. 280–286, 2009.
- 23) H. Katsurayama, D. Konigorski, and T. Abe, "Numerical Simulation of Electromagnetic Flow Control in a One-Kilowatt Class Argon Arcjet Windtunnel," AIAA Paper 2008-4016, 2008.

回転翼のホバリング飛行解析への CFD / 規定後流モデルハイブリッド手法の適用

武田 茂
首都大学東京

田辺 安忠, 杉浦 正彦, 張替 正敏
宇宙航空研究開発機構

菅原 瑛明
(株) 菱友システムズ

Evaluation of a Hybrid Method of CFD/Prescribed Wake Model for Rotary Wings in Hover

by

Shigeru Takeda, Yasutada Tanabe, Masahiko Sugiura, Masatoshi Harigae and Hideaki Sugawara

ABSTRACT

This paper evaluates computational accuracy of a hybrid method coupled CFD and prescribed vortex wake model to analyze rotary wings in hovering flight. In this study, a single tip vortex wake model and multi-trailer vortex model are used for the hybrid method. Caradonna's experiment data is utilized to verify the computational accuracy of this method. Spanwise airload distribution and sectional pressure distribution of multi-trailer model are close to those of full CFD and experiment. Rotor performance estimated by the hybrid method with multi-trailer agrees better with full CFD than that with single vortex. Computational cost of the proposed hybrid method is reduced to one-fifteenth of that of the full CFD.

1. はじめに

現在、ヘリコプタは空の輸送手段の一角を担い、防災、救難、報道やビジネス、軍事など幅広く使用されている。山などの傾斜地が多く、さらには自然災害にも頻繁に見舞われる日本にとって非常に重要であり、今後さらに需要が見込まれている。ヘリコプタのロータ等の回転翼を設計する際には主にロータ性能、操舵量推定、構造設計の 3 つの要素を重視するが、これらを推定するにはホバリング条件での推力、トルク、ブレード上の圧力分布等を算出しなければならない。それを可能にする計算手法には表 1 のようなものが挙げられる。

表 1 各手法の特徴

計算手法	ロータ空力性能	操舵量推定	構造計算のための翼面圧力分布の計算	計算時間
Full CFD	◎	◎	◎	×
翼素理論	△	△	-	◎
渦理論	○	○	-	◎
ハイブリッド手法	○	○	○	○

◎:優 ○:良 △:可 ×:劣 - :不可

翼素理論や渦理論は CFD に比べ計算時間が短い、計算精度は劣り、ブレード上の圧力分布も求めることは出来ない。対して CFD は高精度の計算が可能だが、膨大な計算時間が必要である。そこで、JAXA では CFD と規定後流モデルを組み合わせた CFD/規定後流ハイブリッド手法を開発した。この手法は CFD と渦モデルを組み合わせたものである。通常 CFD では広範囲に格子を配置するが、ハイブリッド手法ではブレード周りの格子のみ使用し、それより外側の格子は不要になる。代わりに渦モデルを配置して、これより得られた誘導速度を CFD の境界条件として流れ場を解析する。このようにして計算量を大幅に削減することで CFD より短時間で解析が可能となり、計算時間と計算精度の両立が出来ること期待されている。このハイブリッド手法の解析性能の検証は HART II の国際ワークショップデータを用いて既に行われており、ある程度の計算性能を有していることが報告されている [1]。しかし、解析されているのは前進飛行のみで、ホバ

リング飛行解析の計算性能評価はまだ行われていない。そこで本研究では CFD/規定後流ハイブリッド手法をホバリング飛行解析に適用し、過去の実験にもとづいた解析を行うことで、ロータ性能・操舵量の推定・構造設計のための荷重分布を評価できる計算精度を有しているかを評価する。

2. 解析手法

2.1. CFD コード

2.1.1. 支配方程式

支配方程式は 3 次元圧縮性オイラー方程式を用いている。

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

ここで、 $V(t)$ は移動するコントロールボリューム、 $S(t)$ はコントロールボリューム境界面の面積である。 \mathbf{n} は境界面上の法線ベクトルである。このとき保存変数ベクトル \mathbf{U} と物理流束ベクトル \mathbf{F} は以下の式で表される。

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ \rho e \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho \mathbf{v} + p \mathbf{n} \\ (\mathbf{v} - \dot{\mathbf{x}}) \cdot \mathbf{n} \rho e + p \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}, \quad \dot{\mathbf{x}} = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} \quad (4), (5)$$

ここで \mathbf{v} は流れの速度、 $\dot{\mathbf{x}}$ は移動格子の速度である。 ρ は大気

密度、 p は圧力、 e は全エネルギーである。完全流体のとき、圧力は状態方程式と全エネルギーの定義を用いて $p = (\gamma - 1)\rho(e - \frac{1}{2}\mathbf{v} \cdot \mathbf{v})$ で求められ、比熱比は $\gamma = 1.4$ である。また音速は以下の式で表される。

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \quad (6)$$

2.1.2. 数値解法

ブレード周りの流れ場を解析する手法として、有限体積法で空間の離散化を行い、移動重合格子法を使用している。ブレードは常に動いているため、支配方程式は非定常非線形方程式となり、時間積分には非定常陰解法として Dual time stepping 法を用い、擬似時間内での時間積分に LU-SGS(Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel)法[2]または DP-LUR(Data-Parallel Lower-Upper Relaxation)法[3]を使用している。また、数値流束の解法としては全速度型 SLAU (Simple Low-dissipation AUSM)スキーム[4,5]を採用し、移動重合格子法適用するために修正した Modified SLAU スキームを使用している。また、空間分解精度を上げるために空間 4 次精度の FCMT (Fourth-order Compact MUSCL TVD)法[6]を用いて値の再構築を行っている。

2.2. 規定後流モデル

上述のように CFD 部分の境界条件には規定後流モデルによる誘導速度を与える。

2.2.1. ビオ・サバールの法則

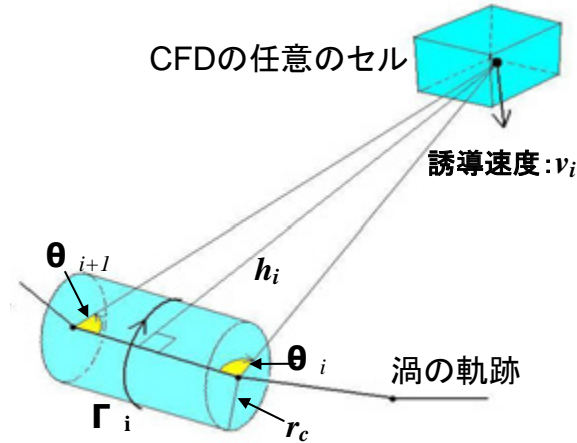


図 1 任意の点と渦の関係

任意の位置の誘導速度はビオ・サバールの法則によって求められる。

$$v_i = \frac{\Gamma_i}{4\pi} \frac{h_i}{\sqrt{r_c^4 + h_i^4}} (\cos \theta_i - \cos \theta_{i+1}) \quad (7)$$

$$r_c(t) = \sqrt{r_{c0}^2 + 4\alpha\delta vt} \quad (8)$$

上式は Vatistas の提案したモデル[7]を使用している。 r_c は渦のコア半径、 r_{c0} は渦のコア半径の初期値である。 α は Oseen parameter と呼ばれるレイノルズ数で決まる値である。また δ は渦粘性係

数、 ν は動粘性係数、 t は時間である。上式は図 1 のような、ある区間の渦から誘導される速度である。したがって、任意のセルに与えられる誘導速度は渦糸すべての区間についての総和になるので

$$\mathbf{v} = \sum_i^{i_{\max}} \mathbf{v}_i \quad (9)$$

となる。

2.2.2. 規定後流モデルの軌跡

本研究で用いられる規定後流の軌跡は以下の式で与えられる。

$$x_v = r \cos \Psi_v \quad (10)$$

$$y_v = r \sin \Psi_v \quad (11)$$

$$z_{v_i} = v_0 \frac{\Delta \Psi}{\Omega} \quad (12)$$

$$v_0 = R\Omega \sqrt{\frac{C_T}{2}} \quad (13)$$

$$\Delta \Psi = \Psi_b - \Psi_v \quad (\Delta \Psi < 0) \quad (14)$$

$$r = R[\kappa + (1 - \kappa)\exp(g\Delta \Psi)] \quad (15)$$

$$\kappa = 0.78 \quad (16)$$

$$g = 0.145 + 27C_T \quad (17)$$

ここで x_v, y_v, z_v は渦の座標を表す。また r は渦の半径、 Ψ_v は翼端渦放出時のブレードの回転角、 Ψ_b は計算時のブレードの回転角、 v_0 はロータ・ディスクへの吹き降ろしであるが、推力係数 C_T によって決まる。 R はロータ・ディスク半径、 Ω は回転数、 κ は収縮係数、 g はダンピング係数を表している。式(13), (14), (15) は Landgrebe が提案したモデル[8]であるが、これらはブレードのスパン方向に対する収縮の仕方を表したもので、経験的に作られている。

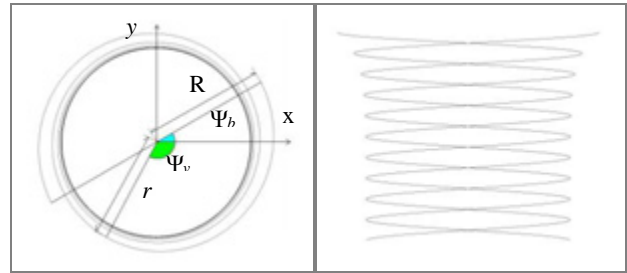


図 2 翼端渦のみの規定後流モデルの形状

2.2.3. 循環強度

循環の強さ Γ_0 は一定で、Beddoes によって経験的に求められた式[9]を使用している。

$$\Gamma_0 = \frac{2.4cR\Omega C_T}{\sigma} \quad (18)$$

$$\sigma = \frac{N_b c}{\pi R} \quad (19)$$

ここで、 c はブレード翼弦長、 R はブレード半径、 Ω はブレードの角速度である。また C_T は推力係数、 σ はソリディティ(ロータ・ディスク面積とブレード翼面積の比)、 N_b はブレード枚数である。

2.3. 規定後流モデルの修正

本研究では 2.2.2 に示された規定後流モデルの修正を行った。従来までは翼端渦のみのモデルであったが、揚力線理論に基づき、新たに渦をブレードのスパン方向に等分布となるよう複数追加、マルチトレーラとした。また、各渦に与える循環強度についても分割した翼素の循環を、運動量理論を満足するように調整した。

2.3.1. 規定後流の複数追加

上述のように、揚力線理論に基づいて、ブレードをスパン方向に分割し、各分割点から渦モデルを放出するようにした(図 3)。渦の軌跡は 2.2.2 で示したものと同じ式を用いている。

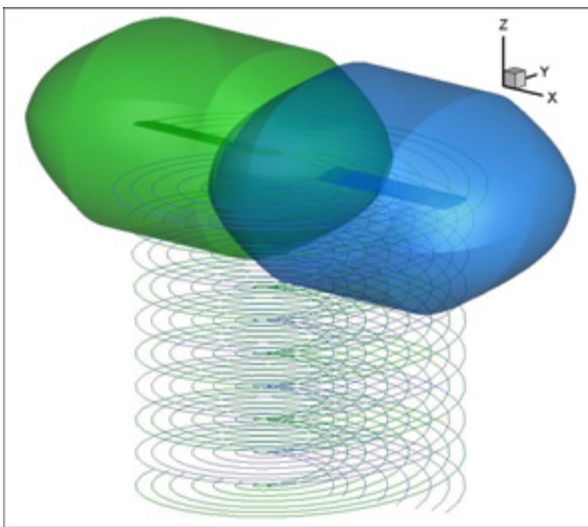


図 3 修正規定後流モデルを適用したハイブリッド手法の可視化図

2.3.2. 循環強度の修正

ロータ・ディスクを分割し、この与えられた規定後流渦よりそれぞれの場所での誘導速度を計算する。このとき、各渦の循環強度は CFD 部分で計算された渦度を翼素ごとに積分したものを使用している。

$$T_i = 2\dot{m}_i v_i = 2\rho v_i^2 \quad (20)$$

ロータ・ディスク全体で足し合わせて

$$T_{MT} = \sum_{i=1}^{i_{max}} T_i \quad (21)$$

を得る。これより推力係数 $C_{T_{MT}}$ を以下のように求める。

$$C_{T_{MT}} = \frac{T_{MT}}{\rho\pi R^2 (R\Omega)^2} \quad (22)$$

添え字の MT は Momentum Theory の略である。また、CFD 部分の計算で圧力分布等が求められ、ここから推力 T_{CFD} が得られるので、同様に推力係数 $C_{T_{CFD}}$ が

$$C_{T_{CFD}} = \frac{T_{CFD}}{\rho\pi R^2 (R\Omega)^2} \quad (23)$$

で求まる。この運動量理論による推力係数と CFD 部分による推

力係数は本来なら一致しなければならないが、誘導速度が正しくないと両者に誤差が発生する。そこで以下のようにして循環強度を修正する。

$$\Gamma^{j+1} = \Gamma^j \sqrt{\frac{C_{T_{CFD}}}{C_{T_{MT}}}} \quad (24)$$

ここで、 j は繰り返し数である。循環の修正はブレードが 1 周するごとに行っている。式(20)~(22)、(24)を何回か繰り返して新しい循環の値が収束すれば次の周回に進むことが出来る。

3. 計算条件

3.1. Caradonna の実験

Caradonna の実験[10]は NASA で行われたホバリング実験で、回転翼の数値解析ツール開発のための精度検証データベースとなるものである。表 2 に実験に使用されたブレードの条件について示す。ブレードは 2 枚で振り下げもない単純な構造となっている。また弾性変形の考慮をしなくても良いように非常に強固な作りになっており、ハブもヒンジが無いリジッドタイプである。

表 2 ブレード諸元

Airfoil	NACA0012
Number of blades	2
Blade radius [m]	1.143
Chord [m]	0.1905
Aspect ratio	6
Wash out [deg]	0
Root cut	0.2

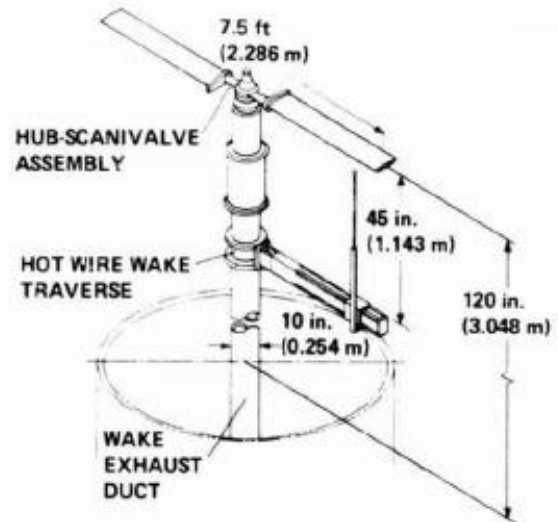


Figure 1.- The model and experimental set-up.

図 4 実験ブレードのモデル図

3.2. 計算条件

計算ケースを図 5 のように決めた。これはコレクティブ・ピッチ角に対する推力の推移と、様々な速度域で精度が保たれているかを見るためである。

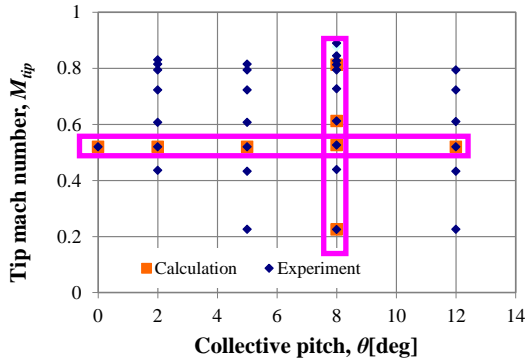
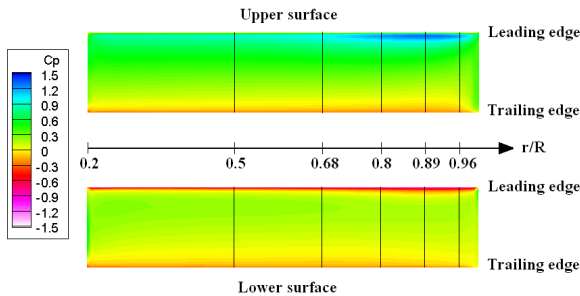
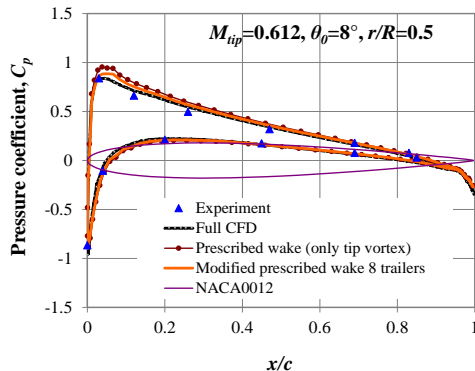


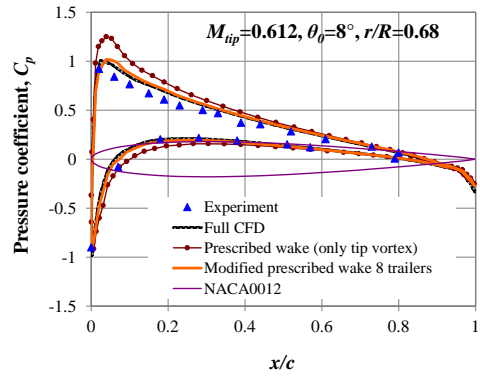
図 5 全実験ケースと使用した計算ケース

4. 解析結果

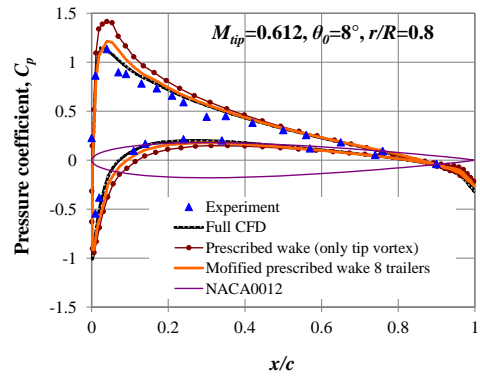
図 6 に、翼端マッハ数 0.612、コレクティブ・ピッチ角 8° における修正規定後流モデル(ブレード 1 枚辺り 8 本の渦糸)を適用した場合のブレードの圧力分布を示す。翼弦方向を走っている 5 本の線は断面圧力分布の計測位置であり、実験に依り $r/R=0.5, 0.68, 0.8, 0.89, 0.96$ となっている。同図より、ブレードの上面の前縁側、 $r/R=0.8\sim 0.96$ 付近で強い負圧を受けていることがわかる。図 7(a)~(e) に翼端マッハ数 0.612、コレクティブ・ピッチ角 8° における断面圧力分布の比較を示す。オレンジ線が修正規定後流モデル(ブレード 1 枚辺り 8 本の渦糸)を適用したハイブリッド手法、茶線が翼端渦のみの規定後流モデルを適用したハイブリッド手法である。また黒の網線が full CFD、青の三角点が実験値である。full CFD とは過去に行われた CFD による同実験に対する解析の結果[11]である。ハイブリッド手法において、翼端渦のみの規定後流モデルを用いた場合には全体的に過大評価を示しているが、モデルの修正を加えることによって大きく改善され、full CFD や実験値とおおむね一致しているのが見て取れる。

図 6 修正規定後流モデルを適用した場合の翼端マッハ数 0.612、コレクティブ・ピッチ角 8° におけるブレードの圧力分布

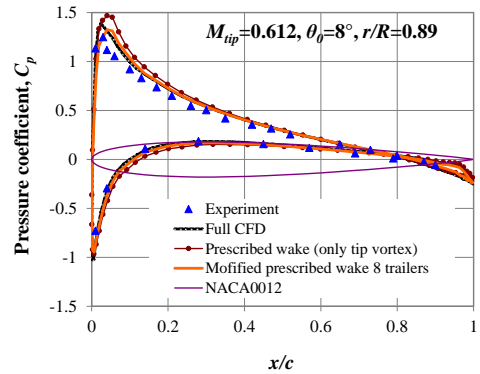
(a)



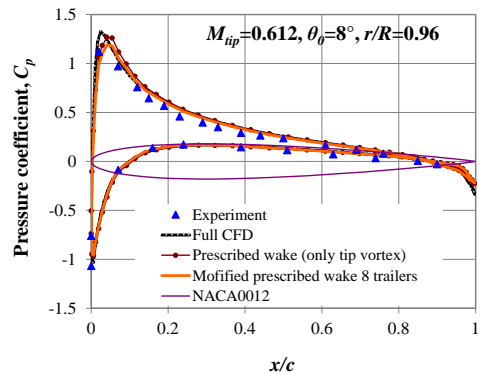
(b)



(c)



(d)



(e)

図 7(a)~(e) 翼端マッハ数 0.612、コレクティブ・ピッチ角 8° における断面圧力分布の比較

ここで図 8 にスパン方向に対しての空力荷重分布の比較を示す。

翼端渦のみのモデルでは $r/R=0.5$ 以上において full CFD に対し過大評価しているが、修正モデルを適用することで大幅な改善が見られた。しかし、まだ全体的に過大評価になっており、改善の余地はある。

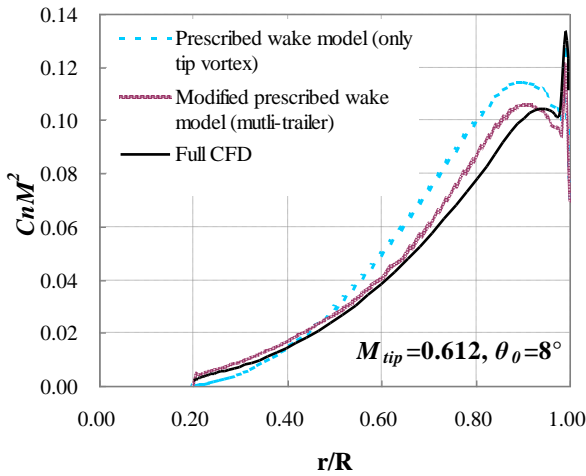


図 8 スパン方向に対しての空力荷重分布の比較

図 9 にロータ性能曲線図を示す。翼端渦のみの後流モデルでも良い一致を示しているが、修正モデルではさらに full CFD に近づいている。このことから、本ハイブリッド手法はロータ性能について十分な精度で予測出来ると言える。

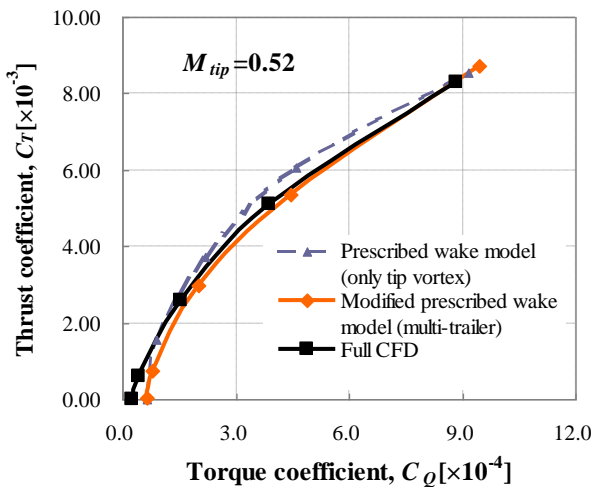


図 9 翼端マッハ数 0.520 でのロータ性能曲線の比較

図 10 に翼端マッハ数 0.520 でのコレクティブ・ピッチ角に対する推力係数の推移を示す。翼端渦のみのモデルでは大きな誤差があるが修正モデルでは曲線の形状は full CFD におおむね一致している。図 11 に図 10 のコレクティブ・ピッチ 8° について拡大したものを示す。翼端渦のみのモデルでは角度の誤差は約 1.2° で、許容とされる誤差の 1° を上回っていたが、修正モデルでは約 0.3° に収まっている。よって今回の規定後流モデルの修正で操舵量の推定が可能な精度まで改善できたと言える。

また、今回使用した計算資源では 1 ケースあたり 2 日かかっている。同じ資源で full CFD による計算を行うと 1 ヶ月程度かかるので、15 倍の計算効率となる。

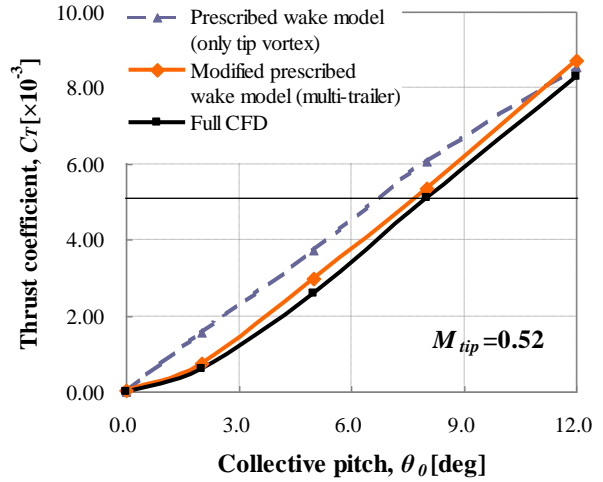


図 10 翼端マッハ数 0.520 でのコレクティブ・ピッチ角に対する推力係数の推移

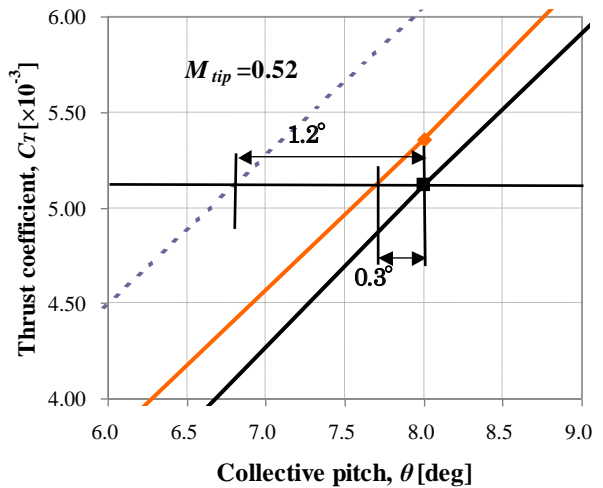


図 11 コレクティブ・ピッチ角に対する推力係数の誤差

5. おわりに

本研究では回転翼設計のためのホバリング飛行解析に対し、翼端渦のみの規定後流モデル及びマルチトレーラ化した修正規定後流モデルを適用した規定後流モデル/CFD ハイブリッド手法を用いて計算を行った。その結果以下のようなことが判明した。

1. 翼端渦のみのモデルからマルチトレーラにすることにより、空力荷重分布・圧力分布は実験値や full CFD に大きく近づいた。
2. ロータ性能曲線は翼端渦のみのモデルでも full CFD と良い一致を示したが、修正モデルでは full CFD とほぼ一致した。
3. 操舵量推定についてはコレクティブ・ピッチ 8°において、翼端渦のみのモデルでの計算では誤差 1.2°であったのが修正モデルでは 0.3°まで改善された。
4. 計算時間は full CFD の約 1/15 まで短縮した。

以上のことから短時間でロータ性能・操舵量・荷重分布の推定が可能となり、効率良く回転翼の設計が出来るようになった。しかし、荷重分布にはまだ若干の改善の余地がある。今後は規定後流モデルの軌跡にも着目し計算精度をさらに向上していく予定である。

参考文献

- 1) 杉浦正彦, 田辺安忠, “ヘリコプタの BVI 騒音予測に向けた規定後流モデルと CFD のハイブリッド手法の構築”, 第 50 回飛行機シンポジウム, 2012.
- 2) Zhang, L.P. & Wang, Z.J., “A Block LU-SGS Implicit Dual Time-Stepping Algorithm for Hybrid Dynamic Meshes,” *Computers & Fluids*, Vol.33, pp.891-916, 2004.
- 3) Wright, M.J., Candler, G.V. & Prampolini, M., “Data-Parallel Lower-Upper Relaxation Method for the Navier-Stokes Equations,” *AIAA Journal*, Vol.34, No.7, July 1996, pp.1371-1377.
- 4) 嶋英志, 低マッハ数で誤差の小さい圧縮性 CFD 手法について, 第 40 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (2008).
- 5) 嶋英志, AUSM 族全速度スキームと前処理付き陰解法, 第 22 回数値流体力学シンポジウム (2008).
- 6) Yamamoto, S. & Daiguji, H., “Higher-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations,” *Computers & Fluids*, Vol.22, No.2/3, pp.259-270, 1993.
- 7) Vatisas, G. H., Kozel, V., and Mih, W. C., “A Simpler Model for Concentrated Vortices”, *Experiments in Fluids*, 1991.
- 8) Landgrebe, A. J. “An Analytical and Experimental Investigation of Helicopter Rotor Hover Performance and Wake Geometry Characteristics,” USAAMRDL TR 71-24.
- 9) Beddoes, T. S., “A Wake Model for High Resolution Airloads”, 2nd International Conference on Basic Rotorcraft Research, 1985.
- 10) Caradonna F.X. and Tung C., *Experimental and Analytical Studies of a Model Helicopter Rotor in Hover*, NASA TM-81232, 1981.
- 11) 田辺安忠, 齊藤茂, 菅原瑛明, “ロータ周りの流れ場の高解像度 CFD 解析と検証”, 第 47 回飛行機シンポジウム, 2009.

ヘリコプタの BVI 騒音予測に向けた CFD と規定後流モデルのハイブリッド手法の改良

杉浦 正彦, 田辺 安忠
宇宙航空研究開発機構

菅原 瑛明
(株) 菱友システムズ

Improvements in the Hybrid Method of CFD and Prescribed Wake Model for Helicopter BVI Noise Prediction

by

Masahiko Sugiura, Yasutada Tanabe and Hideaki Sugawara

ABSTRACT

This paper describes a hybrid method of CFD and prescribed wake model developed at Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA). The base CFD code herein assumed is a three-dimensional compressible solver, <rFlow3D>, which has intensively been developed for helicopter applications at JAXA. The rFlow3D is a highly versatile CFD code that can numerically simulate flows around helicopter in a wide range of flow conditions, considering trimming and blade elastic deformation. In this study, the hybrid method is improved by introducing multi-trailers. Computational precision of the hybrid method is verified by comparing the computational results with the experimental data of HART-II (Higher harmonic control Aeroacoustics Rotor Test). Airload coefficient and BVI noise distribution approach to the experiment. And it is also found that computational time reduces about half to one-third of CFD/CSD (computational structural dynamics) coupling if CFD is conducted after the hybrid method is utilized since the hybrid method reflects periodic induced velocity of the prescribed wake model and a faster convergence in elastic deformation can be obtained.

1. はじめに

ヘリコプタの騒音, 特に, BVI (Blade Vortex Interaction) 騒音は, ヘリポート周辺の住民にとって環境問題のひとつとなっている. この BVI 騒音を減らすために, 近年, ブレード翼型の開発や翼端形状の改善など様々な改良がされてきた. 一方, ある飛行条件では, ミス・ディスタンスというブレードと翼端渦の垂直距離を制御できるので, ロータの能動制御は BVI 騒音を低減できると期待されている. BVI とは, 先行するブレードから発生した翼端渦が後続のブレードと干渉する現象であるので, BVI 騒音を理解するには, 翼端渦の挙動を正確に予測することが重要である.

高精度な CFD から簡易手法まで, 様々な BVI 騒音予測手法が精力的に世界中で開発されている[1-7]. CFD は詳細解析に適しているが, 計算時間が長いので, 実用的な計算精度と計算コストを目標として, 様々なハイブリッド手法が提案されている. ハイブリッド手法では, ブレード周りの領域を詳細に計算し, 後流域をラフに計算する. 例えば, ブレード周りの領域を CFD (ナビエ・ストークス方程式, または, オイラー方程式) で計算し, 後流域はラグランジュ法, 渦粒子法, パネル法, 規定後流モデルなどで計算する.

本研究では, オイラー方程式で十分計算精度があることが過去の研究で明らかになり[8], ナビエ・ストークス方程式よりも計算コストが低いので, ブレード周りの領域にはオイラー方程式を採用した. また, 経験的に翼端渦の軌跡を定義することで計算コストが劇的に減少するので, 後流域には規定後流モデルを採用した. 過去の研究では, CFD と規定後流モデルのハイブリッド手法が, 空力荷重を推定する上で実用的であることがわかったので[9], 本研究では, ロータ面の誘導速度分布の精度を向上させることで, 空力荷重の計算精度を上げることを目的とする.

2. 数値解析手法

2.1 規定後流モデル

翼端渦モデルにはいくつかあるが, 本研究では, 実験値とよく合う Vatistas $n=2$ モデル[10]を採用した. Lamb-Oseen モデル, Rankine モデルとともに, Vatistas モデルを図 1 に示す. 任意の点における流速はビオ・サバールの法則により求め, 時間が経つにつれ渦のコア半径は増加し周速が減衰する.

ブレードから放出された翼端渦は, 螺旋状に後方へ流れていく. この過程で翼端渦はロータの吹き下ろしを受けて徐々に下方へ移動し, 進行方向に対して傾斜を持つ配置となる(図 2). このような 3 次元的な渦の形状を表現するために, 規定後流モデルとして, modified Beddoes モデル[12]を採用する. modified Beddoes モデルは翼端渦の巻き上が

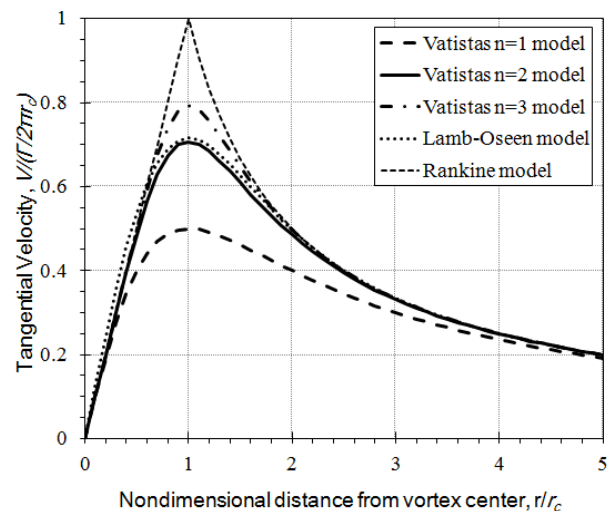


図 1 翼端渦モデルの周速の比較[11]

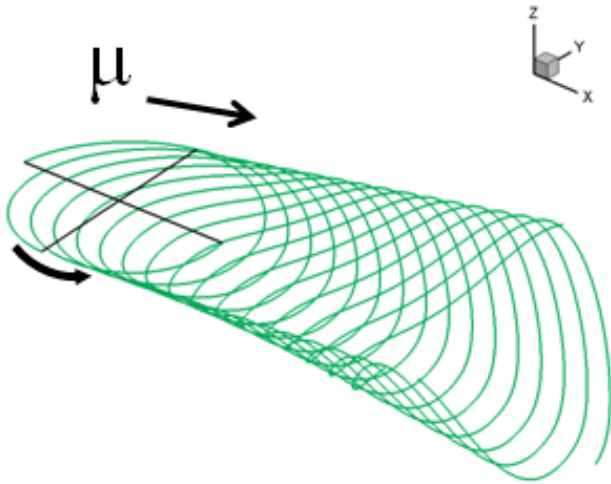


図2 規定後流 (modified Beddoes) モデルによる翼端渦の軌跡

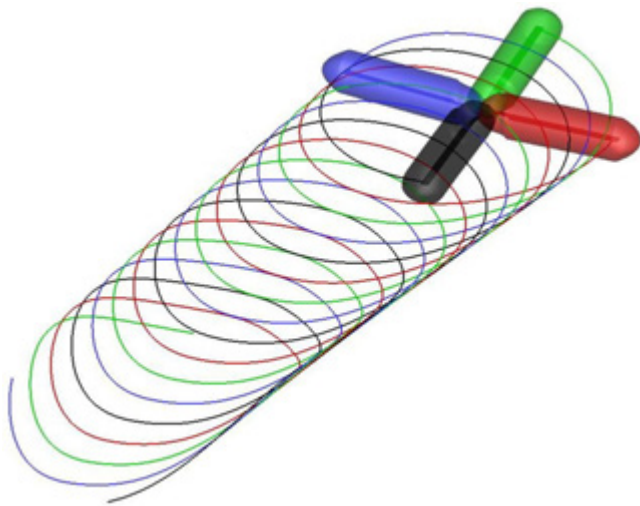


図3 CFD 計算格子と規定後流モデルのハイブリッドの様子の左右方向の非対称性を表現しているモデルで、過去の研究から実験値に最も近かった[9].

2. 2 CFD

CFD の支配方程式は3次元圧縮性オイラー方程式である。数値解法は、有限体積法で離散化を行い、移動重合格子法を使用している。数値流束には、全速度型 SLAU (Simple Low-dissipation AUSM) スキームを移動重合格子法に適用するため修正した mSLAU (modified SLAU) [13]を使用し、物理量の値の再構築に空間4次精度の FCMT (Fourth-order Compact MUSCL TVD) 法[14]を用いている。時間積分は、背景直交格子では4段階のルンゲ・クッタ法を、ブレード格子と胴体格子には dual-time stepping 法[15]で非定常陰解法を構築し、疑似時間の時間積分に LU-SGS/DP-LUR を使用している。各格子間の値の受け渡しは Tri-Linear 補間法を用いている。

2. 3 規定後流モデルと CFD のハイブリッド手法

本ハイブリッド手法は、CFD でブレード周りのみを計算し、後流域についてはポテンシャル領域とみなし、規定後流モデルで代用することで、計算コストを削減している。規定後流モデルによる誘導速度を CFD に与え、流れの密度、

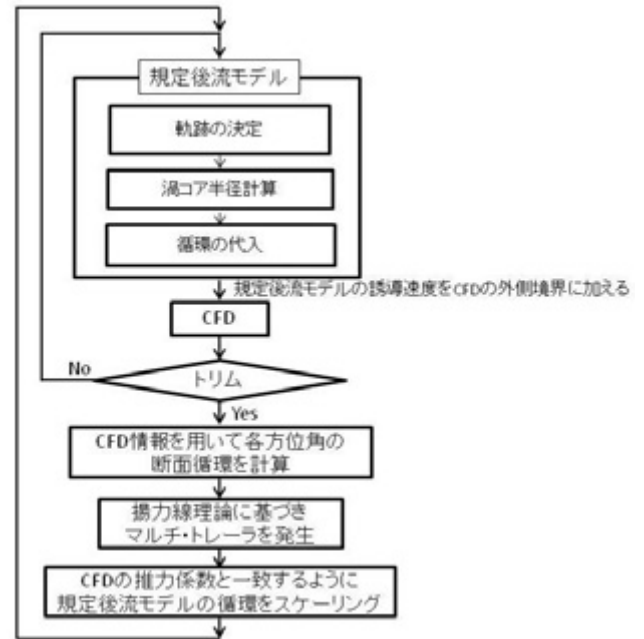


図4 ハイブリッド手法の計算手順フローチャート

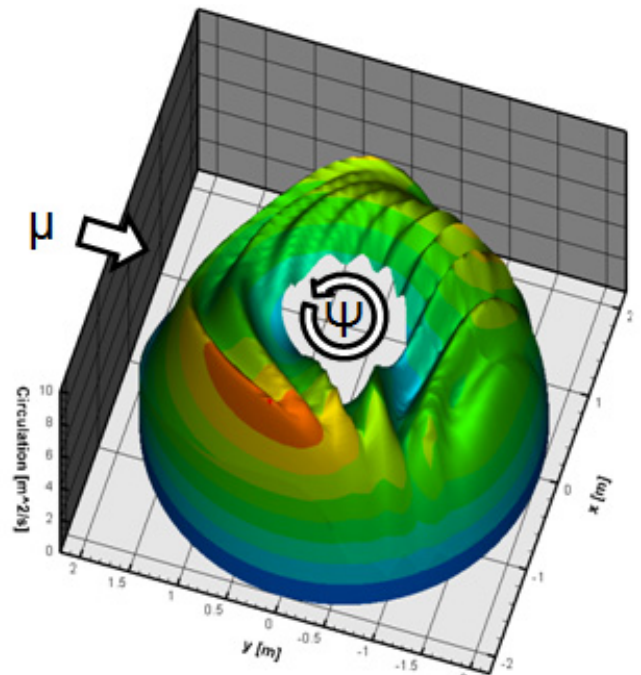


図5 ブレード上の循環分布

運動量、エネルギーを算出する。圧縮性の影響を考慮して、質量保存の法則を満たすように格子の外周3層までに規定後流モデルの誘導速度を CFD に加えている[16]。CFD 計算格子と規定後流モデルのハイブリッドの様子を図3に示す。

図4にハイブリッド手法の計算手順フローチャートを示す。トリムを取るたびに(例えば、4枚ブレードならば、180度ごとに)、次のステップが行われる:

- 1) CFD の情報を利用して、各方位角のブレード断面循環を計算する。
- 2) 揚力線理論に基づきブレード・スパン方向にマルチトレラを発生させる。
- 3) CFD の推力係数と一致するように規定後流モデルの循環をスケールリングする。

方位角によってブレード上の循環は大きく変動するが(図

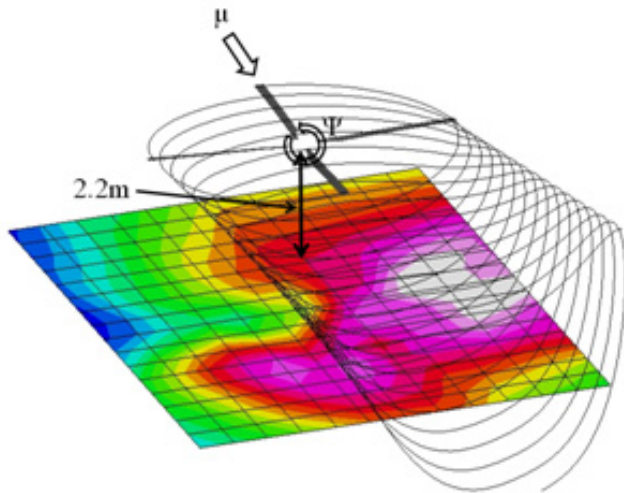


図 6 ロータと騒音計測面の位置関係

表 1 ブレード諸元

ブレード枚数	4
ロータ半径	2.0 m
ブレード翼型	NACA23012
翼弦長	0.121 m
捻り下げ	8.0 deg
ルートカット	0.44 m

表 2 標準条件

M_∞	0.09628
M_{tip}	0.6387
μ	0.1508
C_T	4.63E-03
C_{MX}	2.81E-05
C_{MY}	-2.81E-05
θ_0	3.800 deg
θ_{1c}	1.916 deg
θ_{1s}	-1.342 deg

5) , この変動は規定後流モデルの循環として位相毎に反映される。

2. 4 音響解析

本研究では, Lighthill の音響アナログに基づく音の波動方程式の解である Ffowcs Williams and Hawkins の Farassat の Formulation 1[17]と呼ばれる式を用いて音響解析を行う。

3. 数値解析条件

ロータ騒音に関する国際共同プロジェクトの HART-II (Higher harmonic control Aeroacoustics Rotor Test) の実験データ[18, 19]と比較することで, ハイブリッド手法の計算精度を検証する。HART -II では, ロータの高調波制御により騒音あるいは振動を軽減できることが示された。実験の様子を図 6 に示す。騒音の計測面はロータ中心より 2.2m 下の平面とした。以下に, 数値解析に使用した HART-II の残りの実験条件を示す。

ロータ・ブレードは 4 枚で, 諸元は表 1 のようになる。

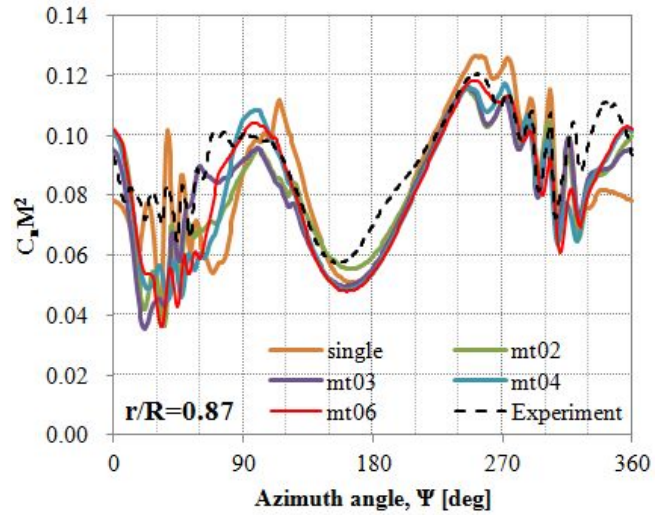


図 7 ブレード上の空力荷重係数

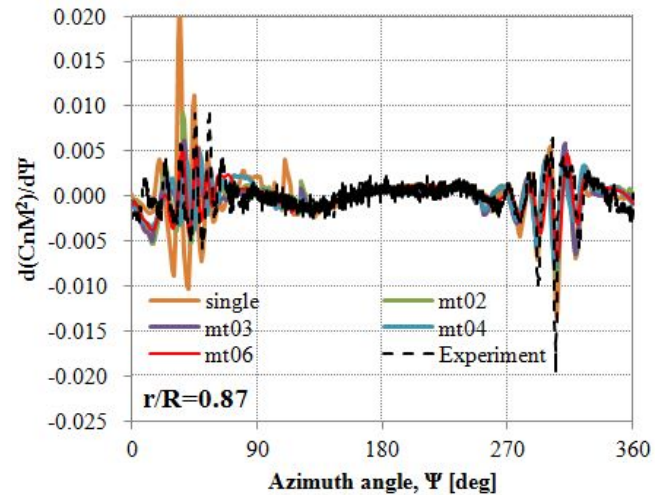


図 8 ブレード上の空力荷重係数の時間微分

計測実験には, 標準条件, 最小騒音条件, 最小振動条件とあるが, このうち標準条件を採用した(表 2) . M_∞ は一様流のマッハ数, M_{tip} はブレード翼端のマッハ数, μ は前進率, C_T はロータ推力係数, C_{MX} はロータ・ハブ・ローリング・モーメント係数, C_{MY} はロータ・ハブ・ピッチング・モーメント係数, θ はブレードのピッチ角を表しており, 次のように 1 次の調和振動で表される。

$$\theta(\Psi) = \theta_0 + \theta_{1c} \cos \Psi + \theta_{1s} \sin \Psi$$

ここで, Ψ はブレードの方位角, θ_0 はコレクティブ・ピッチ角, θ_{1c} は横サイクリック・ピッチ角, θ_{1s} は縦サイクリック・ピッチ角である。

ブレードの弾性変形は, 4 枚のブレードの変形量の平均値を取り, ブレードのスパン方向の距離, 方位角の関数として与える。

4. 数値解析結果

4. 1 Prescribed Motion

渦の本数を 1 本から 6 本まで増やした場合のハイブリッド手法による 87% スパン位置のブレード空力荷重係数 ($C_n M^2$) とその時間変動をそれぞれ図 7, 8 に示す。図より, マルチトレーラを導入することで空力荷重の振幅が前進側・後退側ともに減少し, 特に前進側でその減少が顕著であることがわかる。また, トレーラの本数を増やすにつれて振幅は減少し, 6 本の場合に一番実験値に近い。

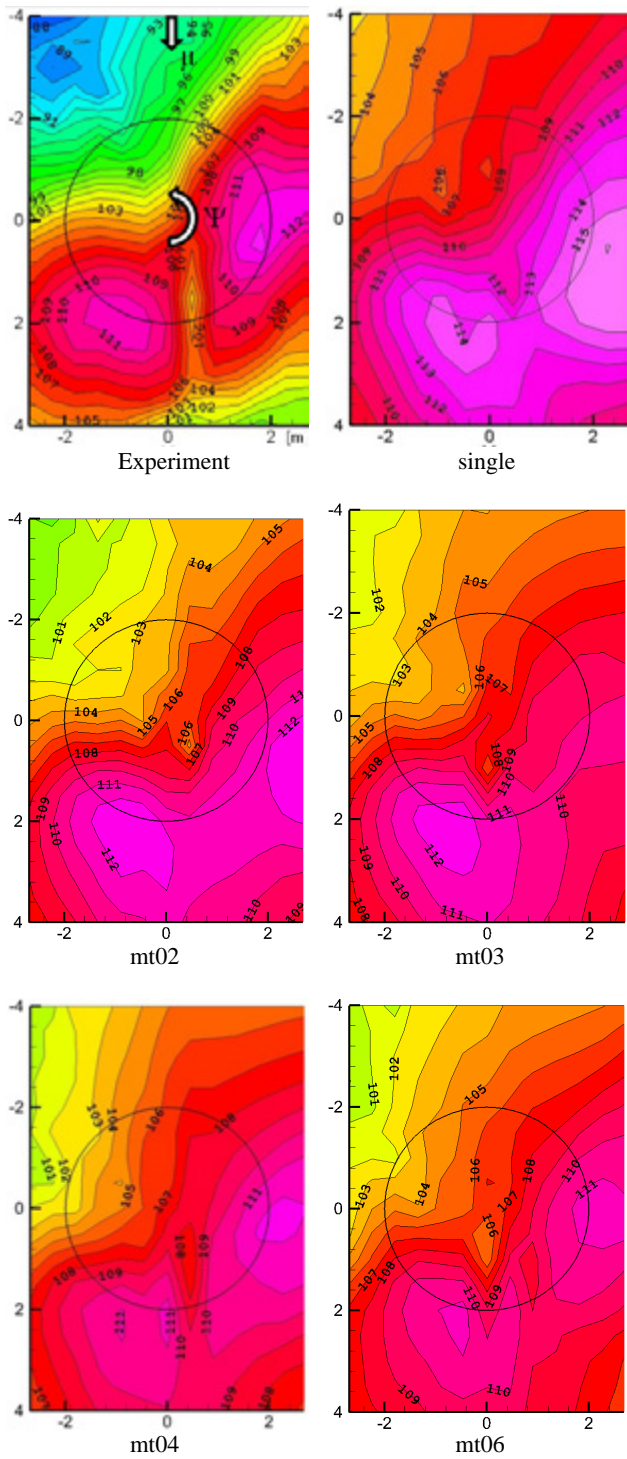


図9 BVI騒音分布の比較

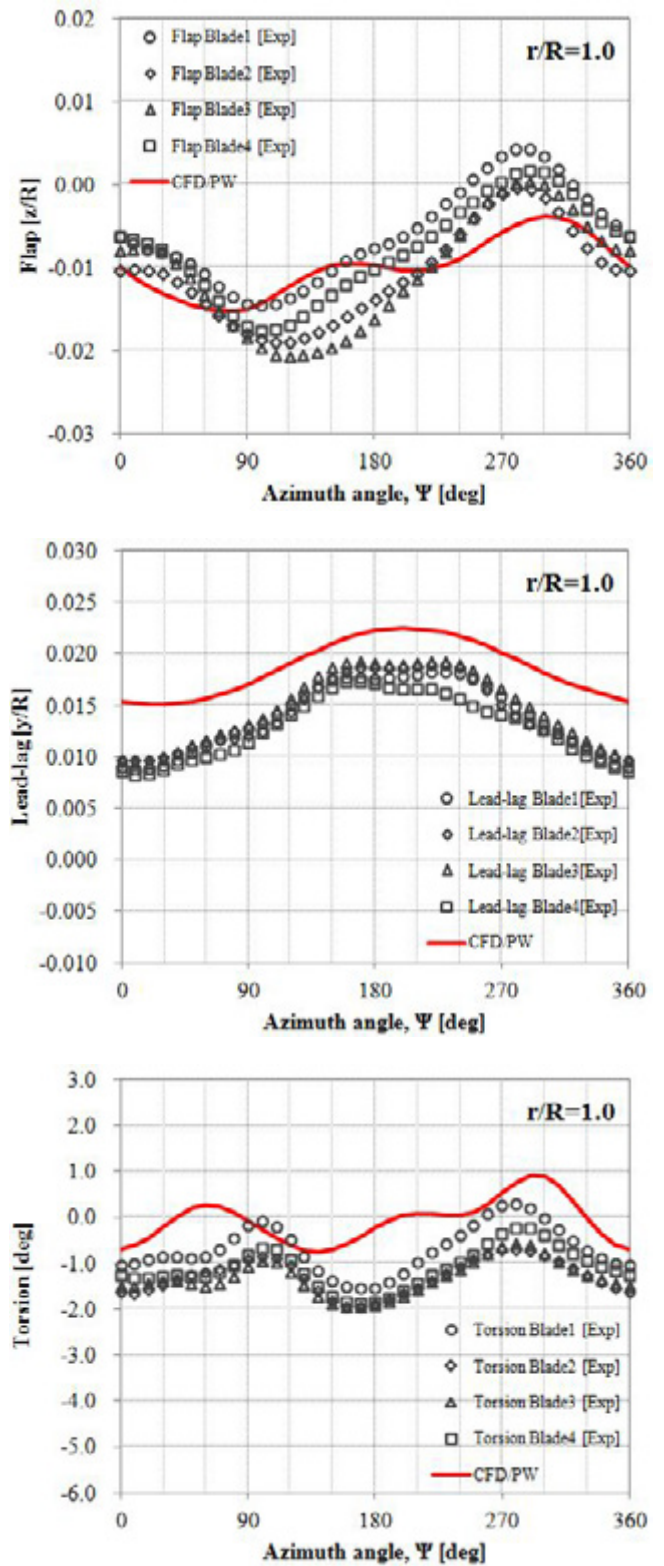


図10 ブレード弾性変形の比較

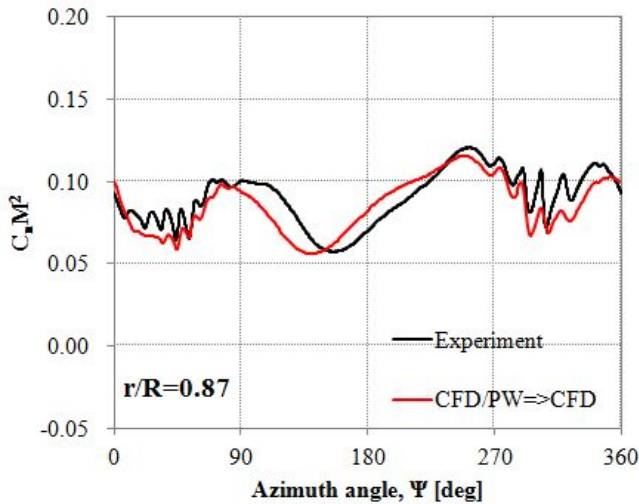


図 11 ブレード上の空力荷重係数

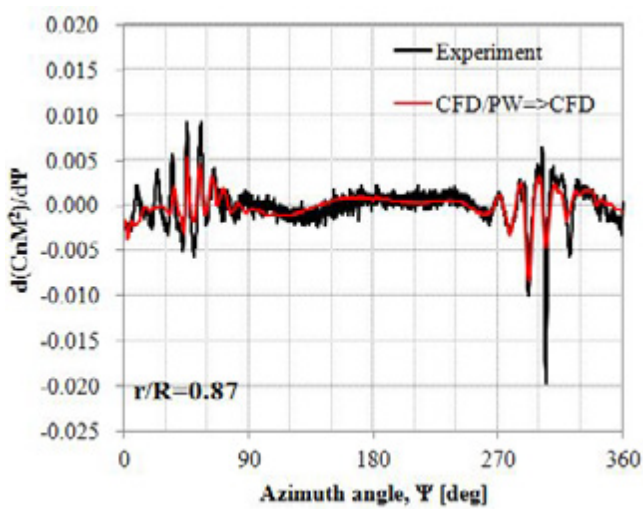


図 12 ブレード上の空力荷重係数の時間微分

また、図 9 に BVI 騒音分布を示す。図より 4 本あるいは 6 本のトレーラにの時に、BVI 騒音分布は最も計算精度が高いことがわかる。トレーラが 1 本の場合には BVI 騒音が過大評価され、2 本の場合だけ前進側のピーク位置が右側に寄っている。これは、トレーラの 1 本の場合に運動量理論に基づく循環のスケーリングを行っていないこと、および、2 本の場合にはトリム角の計算精度が他の場合よりも低いために、誘導速度の方向の計算精度も低くなっているためであると考えられる。

4. 2 弾性変形

前節のように事前にブレードの弾性変形量を知ることは難しい。JAXA では CFD と CSD (computational structural dynamics) の弱連成コードを開発している[20]。しかし、空気力と弾性変形が連成するので、計算が収束するのに時間がかかる。ハイブリッド手法は、規定後流モデルの周期的な誘導速度を反映するので、弾性変形を安定して解析でき、計算時間を短くすることができる。HART-II の実験条件の場合、計算時間は CFD/CSD カップリングの場合の 2 分の 1 から 3 分の 1 に減少した。

図 10 にハイブリッド手法で計算した弾性変形 (図中”CFD/PW”) と HART-II の実験値を示す。図より、ハイブリッド手法の結果が実験値の傾向を捉えていることがわかる。

また、空力荷重係数の比較を図 11, 12 に示す。ハイブリッド手法を用いた後に CFD 計算を行うと (図中”CFD/PW

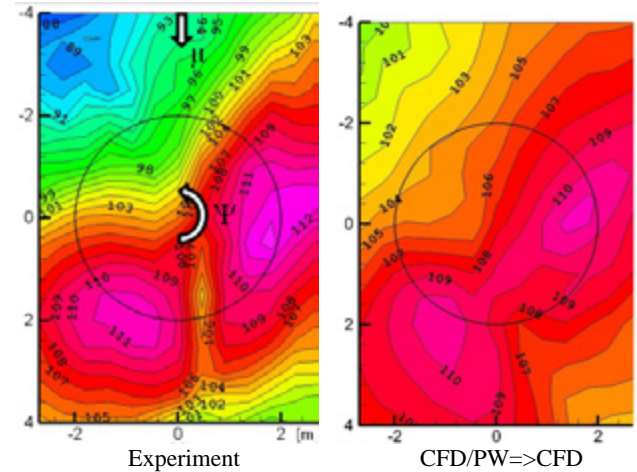


図 13 BVI 騒音分布の比較

=>CFD”)、空力荷重係数は実験値に近づく。これは、弾性変形が実験値とよく一致しているからである。

最後に、図 13 に BVI 騒音分布を示す。空力荷重係数の計算結果と同様に、”CFD/PW=>CFD”の結果が実験値に非常に近いことがわかる。

5. おわりに

本論文では、CFD と規定後流モデルのハイブリッド手法にマルチトレーラを導入することで、以前のハイブリッド手法よりも計算精度を改善した。また、ハイブリッド手法では規定後流モデルによる周期的な誘導速度を反映できるので、弾性変形をより速く収束させることができ、ハイブリッド手法を用いた後に CFD 計算を行うと、CFD/CSD カップリング計算を行った場合の 2 分の 1 から 3 分の 1 の計算時間に短縮できることがわかった。

今後は、このハイブリッド手法を用いて、ブレード形状の最適化、プロペラ、風車への応用等を行う予定である。

参考文献

- 1) Boyd, Jr., D.D., “HART-II Acoustic Predictions using a Coupled CFD/CSD Method,” 65th Annual Forum of the AHS, 2009.
- 2) Yongjie, S., Qijun, Z. and Guohua, X., “Single-blade based Hybrid CFD Method for Rotor Aerodynamics and Aeroacoustics Prediction,” 1st Asian Australian Rotorcraft Forum and Exhibition 2012, 2012.
- 3) Zhao, J. and He, C., “Coupled CSD/CFD and Viscous Vortex Particle Method for Rotorcraft Comprehensive Analysis,” American Helicopter Society 68th Annual Forum, 2012.
- 4) Park, S. H. and Lee, D.-J., “Development of a Coupled 2-D Panel / Euler Solver for Numerical Analysis of Transonic Flow,” 1st Asian Australian Rotorcraft Forum and Exhibition 2012, 2012.
- 5) Duque, E. P. N., et. al., “A Hybrid Vortex-Particle Method for Rotorcraft Applications,” 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, 2012.
- 6) Inada, Y. et. al., “Efficient Prediction of BVI Noise Using Euler Solver with Wake Model,” 1st International Forum on Rotorcraft Multidisciplinary Technology, 2007.
- 7) Lee, J. et. al., “BVI Prediction Using CFD-Wake Coupling Method,” 1st Asian Australian Rotorcraft Forum and Exhibition 2012, 2012.
- 8) Tanabe, Y., Saito, S., and Sugawara, H., “Evaluation of Rotor Noise Reduction by Active Devices Using a CFD/CSD Coupling Analysis Tool Chain”, 1st Asian Australian Rotorcraft Forum and Exhibition 2012, 2012.

- 9) Sugiura, M., et. al., "Hybrid Method of CFD and Prescribed Wake Model for Rotorcraft Aeroacoustics and Aerodynamics Prediction," 38th European Rotorcraft Forum, 2012.
- 10) Vatistas, G. H., Kozel, V., and Mih, W. C., "A Simpler Model for Concentrated Vortices", Experiments in Fluids, 1991.
- 11) Leishman, J. G., "Principles of Helicopter Aerodynamics (second edition)", Cambridge University Press, 2006.
- 12) van der Wall, B. G., "The Effect of HHC on the Vortex Convection in the Wake of a Helicopter Rotor", Aerospace Science and Technology, 2000.
- 13) Tanabe, Y. and Saito, S., "Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulation", The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, 2009.
- 14) Yamamoto, S. and Daiguji, H., "High-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations, Computers & Fluids ,Vol.22, No2/3, pp.259-270, 1993.
- 15) Zhang, L. P. and Wang, Z. J., "A block LU-SGS implicit dual time-stepping algorithm for hybrid dynamic meshes", Computers & Fluids, Vol.33, pp.891-916, 2004.
- 16) Yang, Z., Sankar, L. N., Smith, M. J., and Bauchau, O., "Recent Improvements to a Hybrid Method for Rotors in Forward Flight", Journal of Aircraft, 2002.
- 17) Farassat, F., "Derivation of Formulations 1 and 1A of Farassat", NASA/TM-2007-214853, 2007.
- 18) Boyd, Jr., D. D., "HART-II Acoustic Predictions using a Coupled CFD/CSD Method", 65th Annual Forum of the AHS, 2009.
- 19) van der Wall, B. G., and Burley, C. L., "2nd HHC Aeroacoustics Rotor Test (HART II) -Part II: Representative Results -", DLR 1 B 111-2005/3, 2005.
- 20) Tanabe, Y., et. al., "Construction and Validation of An Analysis Tool Chain for Rotorcraft Active Noise Reduction," 38th European Rotorcraft Forum, 2012.

非線形渦粘性モデルを用いたジェットブラストの数値解析

石向桂一¹, 頓所 和之², 橋本敦¹, 青山剛史¹, 松尾裕一¹, 吉澤徹¹

¹(独)宇宙航空研究開発機構,

²株式会社菱友システムズ

Numerical simulations of jet blast using a non-linear eddy viscosity model

by

Keiichi Ishiko (JAXA), Kazuyuki Tonsho (Ryoyu Systems Co., Ltd.),
Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama, Yuichi Matsuo and Akira Yoshizawa (JAXA)

ABSTRACT

In order to predict the flowfield of three-dimensional wall jets, an extended non-linear constitutive relation of the Reynolds stress is incorporated into the Shear Stress Transport turbulence model. The JAXA-developed FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR) is used as a compressible-flow solver. In this study, computations of three-dimensional wall jets are performed by the proposed turbulence model and its quantitative success is shown. Then, we examine the sensitivities of maximum velocity and velocity half-widths to the Reynolds number and Mach number, respectively.

1. はじめに

利用人口の多い空港では、運航密度を増大させるために、航空機の離発着時間間隔が重要となる。通常、翼端渦の滞留時間などが指標となるが、羽田空港のように交差滑走路を保有する空港では、互いの滑走路上の航空機運用を考慮しなければならず、状況がより複雑化する。特に、一方の滑走路から離陸する航空機のエンジン排気は、他方の滑走路への着陸機に対して横からの急激な風速変化となり、着陸制御を難しくする¹⁾。この離陸機のエンジン排気はジェットブラストと呼ばれ、実際に羽田空港では、ジェットブラストの影響を受けないとされる十分な離発着間隔が確保されている。羽田空港以外にも、米国の J. F. ケネディ空港などで航空機離発着時間間隔短縮を妨げる主要因として懸念されている²⁾が、幸いジェットブラストが原因で大事故に至った事例は報告されていないため、翼端渦に比べあまり精力的な研究が行われておらず不明瞭な点が多い。今後の更なる運航過密化に向けて、ジェットブラストの振る舞いを理解することで、離発着間隔を最適化し、安全性の向上や空港容量の拡大を図ることが可能となるため、国土交通省でも羽田空港でジェットブラストの観測を行うなど、運用基準の改定に向けた検討を進めている。

実機によるジェットブラスト計測は、空港運用を一時的に中断しなければならず、非常に大掛かりでコストがかかる。その上、風の影響など不確定要素が多く、頻繁に行うことができない。よって、実験室レベルの小型の噴流装置と CFD を活用して、ジェットブラスト流のモデリングを行うことが望ましい。JAXA ではこれまでに、国土交通省の協力依頼を受けて、ジェットブラストの数値解析を行い、風の影響等について調査を行ってきた³⁾⁻⁵⁾。また、実験研究では、名古屋大学と協力し壁面噴流と横風との干渉についての研究報告を行っている⁶⁾。

ジェットブラストは、基礎乱流場に簡略化すると、地面に平行な乱流噴流すなわち三次元壁面乱流噴流となる。三次元壁面乱流噴流では、壁の影響によりレイノルズ応力の垂直応力成分に強い非等方性が生じ、ジェット軸断面内の速度分布が壁に沿って横方向に広がり扁平な形になることが知られている⁷⁾。CFD による流れ場の再現を試みる際、航空分野で多用される Spalart-Allmaras (SA) 乱流モデル⁸⁾や Shear Stress Transport (SST) 乱流モデル⁹⁾などを用いると、線形渦粘性表現を仮定しているため三次元壁面乱流噴流の特徴的な流れ場を再現できない。そこで三次元壁面乱流噴流を数値解析により予測するために Birch らが提案したレイノルズ応力の非線形構成関係式^{10), 11)}に着目した。しかし、彼らの提案する非線形 SA モデルは速度分布の広がりを過

小評価するため¹²⁾、我々はさらに、非線形 SST 乱流モデルの構築を検討した¹³⁾。

小型の噴流装置を用いた実験はレイノルズ数が低く、実機に対しスケール効果による違いが現れると予想される。また、噴流マッハ数の影響も明らかではない。例えば Maslov ら¹⁴⁾は、推力が等価な非圧縮性流れ換算の噴流速度 $U_{ref} = 60, 120, 300\text{m/s}$ で実験を行っているが、この噴流速度の違いによる影響には言及されていない。一方、名古屋大学のマッハ数 $M=1.0$ における壁面噴流の実験結果は、他者の亜音速の実験結果に比べ、速度分布の縦横比が若干大きく見積もられているが、その原因が測定誤差なのか、またはマッハ数やレイノルズ数の影響なのか不明である。よって、CFD を用い、マッハ数やレイノルズ数の影響についてあらかじめ検討しておくことは、今後の実験やスケール効果の検討に対し有益と言えよう。

よって本稿では、これまでに構築した非線形 SST 乱流モデルを用いて三次元壁面乱流噴流の数値計算を行い、レイノルズ数および噴流マッハ数の影響について調べることを目的とする。まずレイノルズ応力の非線形構成関係式について説明し、非線形乱流モデルによる三次元壁面乱流噴流の数値計算結果と実験結果との比較を行った後に、レイノルズ数および噴流マッハ数の断面内最大速度および速度半値幅に対する影響を調査し報告する。

2. レイノルズ応力の非線形構成関係式

本研究では、Menter の SST 乱流モデルについて 2003 年以降のバージョン⁹⁾に、Birch らの提案するレイノルズ応力の非線形構成関係式を組み込む。非線形構成関係式は、線形渦粘性表現に非線形項および壁に垂直単位ベクトル $n_i = d_i / d$ を導入し、次式のように評価する^{10), 11)}。

$$\begin{aligned}
 & -\rho \langle u_i' u_j' \rangle + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\rho \nu_t \left(S_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \\
 & + \rho C_1 \phi \left(n_i n_j - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \left(\frac{v_t}{d} \right)^2 \quad \dots(i) \\
 & + 2\rho C_2 \phi_2 \nu_t \left\{ \left(S_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3} S_{kk} \right) \right. \\
 & \quad \left. - \frac{1}{2} n_i n_m P_{jm} - \frac{1}{2} n_j n_m P_{im} + \frac{\delta_{ij}}{3} n_k n_m P_{km} \right\} \quad \dots(ii) \\
 & + 8\rho C_3 \phi_3 \nu_t \frac{S_{ik} \Omega_{kj} + S_{jk} \Omega_{ki}}{(S^2 + \Omega^2)^{1/2}} \quad \dots(iii)
 \end{aligned} \tag{6}$$

ここで、 $\tau_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ はレイノルズ応力、 d は壁からの距離である。 ρ は密度、 ν_t は渦粘性、 $P_{ij} = S_{ij} + \Omega_{ij}$ は速度勾配テンソル、 S_{ij} および Ω_{ij} は次式で定義される歪み速度テンソルおよび渦度テンソルである。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (7)$$

また、 S_{ij} 、 Ω_{ij} の大きさは、それぞれ $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ 、 $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ である。

本稿の計算では、壁に垂直な単位ベクトルを全て $n_i = (0,1,0)$ とする。式(6)の ϕ_1 、 ϕ_2 および ϕ_3 は、修正関数で、以下の式で与えられる。

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi = \left(\frac{L}{d} \right)^3, \quad \phi_3 = 1.6(1 - \phi)^3 - 0.6 \quad (8)$$

ここで、 L は長さスケールであり、次式で評価する¹³⁾。

$$\frac{L}{d} = \min \left(1.0, \frac{2.6\nu_t}{d((\nu_t + \nu)G)^{1/2}}, 1.6 \frac{\nu_t}{N_1 d} \right) \quad (9)$$

$$G = \frac{1}{2} (S^2 + \Omega^2)^{1/2}, \quad N_1^2 = \left(\frac{\partial \nu_t}{\partial x_k} \right)^2 \quad (10)$$

Birch らが提案するモデル係数は、それぞれ

$$C_1 = 3.0, \quad C_2 = 7.0, \quad C_3 = -0.5 \quad (11)$$

で与えられているが、本研究では、パラメトリック・スタディにより得られた、次のモデル係数を用いる。

$$C_1 = 0.5, \quad C_2 = 1.0, \quad C_3 = -\frac{0.5}{\sqrt{2}} \quad (12)$$

式(6)の第二項(i)は、レイノルズ応力の対角項にのみ寄与し、乱流運動エネルギーを等方的に分配するのではなく、壁に垂直な方向の乱れを減らして壁に平行な方向への乱れを増やすように、非等方的に再分配する。第三項(ii)は、レイノルズ応力の非対角項のうち、壁面摩擦に寄与する項である。第四項(iii)は、二次の非線形項のうち、二次流れを誘起する働きをする。式(8)の修正関数により、第二項(i)及び第三項(ii)は、壁近傍でのみ有効となるが、第四項(iii)は、モデル係数が壁近傍で正值、壁から離れたところで負値になるように設計されている。モデル係数の符号が正負逆転するのは本来望ましくないが、今回は Birch らの設計指針に従うものとする。詳細は Birch らの文献^{10), 11)}を参照されたい。

3. 計算手法および計算条件

本研究では、JAXA で開発した非構造格子用高速流体ソルバ FaST Aerodynamic Routines (FaSTAR)¹⁵⁾を用いて数値計算を行う。レイノルズ平均圧縮性 Navier-Stokes を支配方程式とし、セル中心有限体積法により離散化する。流束計算には SLAU¹⁶⁾を用い、MUSCLにより2次精度化する。勾配の再構築には GLSQ¹⁷⁾、流束制限関数には van Leer 型の Hishida リミッタ¹⁸⁾を用いる。時間積分として、低速度用の前処理法^{19), 20)}を適用した LU-SGS 陰解法²¹⁾を局所時間刻み

にて計算する。理想気体を仮定しており、比熱比は $\gamma = 1.4$ とする。

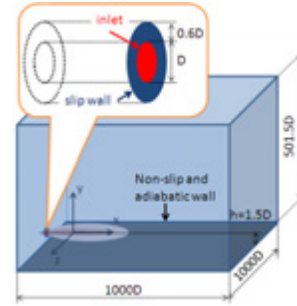


図1. 三次元壁面噴流の概略図。

名古屋大学で行われた実験のマッハ数およびノズル直径基準のレイノルズ数はそれぞれ $M=1.0$ および $Re=1.55 \times 10^5$ であり、適正膨張を仮定している。本数値計算では、実験を模擬するものとし、マッハ数 $M=1.0$ 、大気温度および大気圧はそれぞれ $T_{amb} = 300\text{K}$ 、 $P_{amb} = 10^5\text{Pa}$ とし、適正膨張を仮定する。また、大気温度は総温と等しいと仮定すると、レイノルズ数は $Re=1.425 \times 10^5$ となり、実験とほぼ同等の値となる。計算領域の概略を図1に示す。直径 D のジェットノズルを、地面から高さ $y/D = 1.5$ に設置し、ジェット軸方向とスパン方向に $1000D$ 、地面に垂直な方向に $501.5D$ の直方体を計算領域とする。地面の座標を $y=0$ 、ノズル中心軸の座標を $y=1.5D$ および $z=0$ とする。全体の格子点数は1218万点である。ジェットノズル出口の周りには、 $0.6D$ の縁を滑り壁で与える。噴流境界条件は、総温・総圧を固定し、境界に隣接したセルの静圧を境界セルに外挿して与える。噴流の速度分布は、ノズル中心から半径方向の距離を r 、ノズル出口速度の最大値を U_0 とおき次式で与え、円管内の境界層分布を疑似的に表現する²²⁾。

$$u(r) = \frac{U_0}{2} \left\{ 1 + \tanh \left[\frac{25}{4} \left(\frac{R}{r} - \frac{r}{R} \right) \right] \right\} \quad (13)$$

ここで、ノズル半径 $R = D/2$ である。また、温度境界層分布は Crocco-Busemann の式で与える。

4. 三次元壁面噴流の数値解析

4-1 乱流モデルの比較

乱流モデルの比較を表1に示す。非線形 SST により計算した結果を SST-EN-new と表記し、噴流用の修正を加えた非線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R-Jet-EN と表記)、噴流用の修正のみ加えた線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R-Jet)、線形 SA 乱流モデル(以降、SA-R)および線形 SST 乱流モデル(以降、SST)による計算も行い比較する。SA 乱流モデルに加えた噴流用の修正は、自由噴流と壁面噴流を統一的に解くために導入された修正であり、詳細は文献¹⁰⁾⁻¹³⁾を参照されたい。また、文献¹⁴⁾から、推力が等価な非圧縮性噴流速度 $U_{ref} = 60, 120, 300\text{m/s}$ における結果を参照し比較する。

U_{ref} は次式で定義され、以降、推力等価速度と表記する。

$$U_{ref}^2 = \frac{T}{\rho_\infty A_{exit}} = \frac{2\pi \int_0^R \rho u(r)^2 r dr}{\rho_\infty R^2 \pi} \quad (14)$$

図 2 に、断面内最大速度分布を示す。図中の黒のシンボルは、名古屋大学の実験結果と文献¹⁴⁾から読み取った実験値である。断面内最大速度 U_{max} は、推力等価速度 U_{ref} で規格化し、逆数で表す。この図から、線形な乱流モデルである SST, SA-R および SA-R-Jet を用いた場合、速度は実験値を過大評価するが、非線形乱流モデルである SST-EN-new および SA-R-Jet-EN は実験に近い分布を示し、特に SST-EN-new の結果は、文献値と非常に良い一致を示す。

表 1. 乱流モデルの比較

Turbulence models	Model coefficients for extended non-linear terms			Modification for jet flows
	C_1	C_2	C_3	
SST-EN-new	0.5	1.0	$-0.5/\sqrt{2}$	×
SA-R-Jet-EN	3.0	7.0	-0.5	○
SST	0	0	0	×
SA-R-Jet	0	0	0	○
SA-R	0	0	0	×

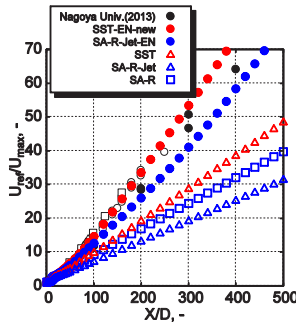


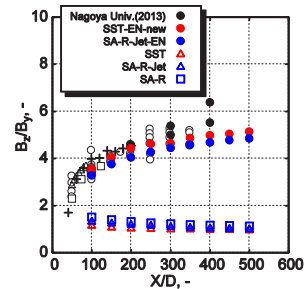
図 2. 断面内最大速度分布.

(実験値¹⁴⁾ ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai.)

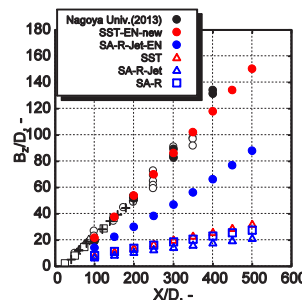
運動量保存の観点から、最大速度を精度良く予測するためには、断面内の速度分布の広がりも精度良く予測する必要がある。そこで、ジェット軸垂直断面内の速度分布の広がりを定量的に評価するために、速度半値幅を比較する。速度半値幅は、断面内最大速度 U_{max} となる位置から壁水平方向に $0.5U_{max}$ となる位置までの距離として B_z 、壁垂直方向に $0.5U_{max}$ となる位置までの距離として B_y と定義する。

図 3 は、それぞれの乱流モデルで得られた(a)壁水平方向の速度半値幅 B_z と壁垂直方向の速度半値幅 B_y の比、(b)壁平行方向の速度半値幅 B_z および(c)壁垂直方向の速度半値幅 B_y の分布である。また、図中の黒のシンボルは、名古屋大学の実験値と文献¹⁴⁾による実験値である。図 3(a)より半値幅比を比較すると、線形乱流モデルの結果はほぼ 1 となり、実験からの逸脱が大きい。非線形乱流モデルは、SST-EN-new, SA-R-Jet-EN とともに実験と良い一致を示す。図 3(b)より、壁水平方向の半値幅を比較すると、非線形性を考慮することにより半値幅は大きく成長する。しかし、SA-R-Jet-EN は実験結果を過小評価した。SST-EN-new の結果は、SA-R-Jet-EN と比較して、より実験と良く一致した。一方、図 3(c)より、壁垂直方向の速度半値幅を比較すると、水平方向に比べて、非線形性を考慮したことによる差は小さいが、SST, SA とともに、非線形性を考慮することで壁垂直方向へ半値幅の成長は小さくなる傾向にある。また、SST-EN-new と SA-R-Jet-EN を比較すると、SA-R-Jet-EN は実験結果を過小評価するが、SST-EN-new は実験との良い一致を示す。また、壁垂直方向の半値幅では、SST と SA との間に傾向の違いが確認できる。線形 SA 乱流モデルでは実

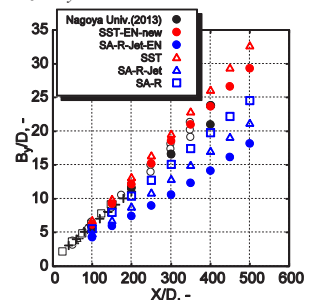
験値をわずかに過小評価し、非線形性を考慮することでさらに実験結果から逸脱する方向に変化するため、三次元壁面乱流噴流に対し SA 乱流モデルは、たとえ非線形性を考慮したとしてもその適用範囲を超えている可能性がある。



(a) 速度半値幅比 B_z/B_y の分布



(b) 速度半値幅 B_z の分布.



(c) 速度半値幅 B_y の分布.

図 3. 速度半値幅の比較.

(実験値¹⁴⁾ ○: Maslov et al., △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

また、壁水平方向の速度半値幅 B_z および垂直方向の速度半値幅 B_y は、図 4 に示すようにそれぞれ線形に成長し、成長率は直線の傾きで与えられる。壁水平方向と垂直方向の成長率の比は、半値幅比の漸近値 \dot{B}_z/\dot{B}_y を意味し、完全に発達した乱流場における断面内速度分布の縦横比を与える。それぞれの乱流モデルで得られた半値幅の成長率および半値幅比の漸近値を実験値とともに表 2 にまとめる。SST-EN-new により得られた結果は、実験値を定量的に良く再現していることが確認される。また、名古屋大学の噴流マッハ数 $M=1.0$ における実験結果は、文献による亜音速の実験値に比べ若干過大である。

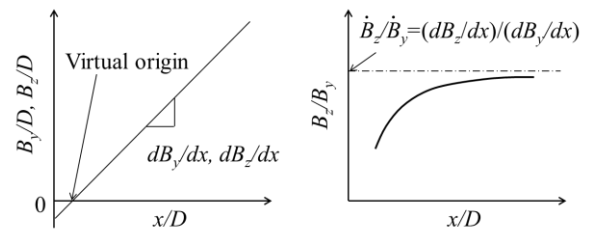


図 4. 半値幅の成長率と半値幅比の漸近値の定義.

表 2. 半値幅の成長率と半値幅比の漸近値

	dB_z/dx	dB_y/dx	\dot{B}_z/\dot{B}_y
SST-EN-new	0.3207	0.0578	5.54
SA-R-Jet-EN	0.1832	0.0343	5.34
SST	0.0604	0.0647	0.934
SA-R-Jet	0.0370	0.0410	0.902
SA-R	0.0477	0.0474	1.01
Nagoya Univ.	0.38	0.068	5.6
Expt. ¹⁴⁾	0.25~0.32	0.052~0.064	5.0~5.4

4-2 レイノルズ数および噴流マッハ数の影響

構築した非線形 SST 乱流モデルを用いて、レイノルズ数および噴流マッハ数の影響を調べるため、これらをパラメータとして、三次元壁面乱流噴流の数値計算を行い、速度半値幅の結果を比較した。比較ケースを表 3 にまとめる。

表 3. 比較ケース

M	Re	D, mm	U_{ref} , m/s
1.00	2.8500×10^5	10.0	328
1.00	1.4250×10^5	5.00	328
1.00	9.6869×10^4	3.40	328
1.00	5.9957×10^4	2.10	328
0.75	1.4250×10^5	7.36	247
0.75	9.6869×10^4	5.00	247
0.50	1.4250×10^5	11.9	165
0.50	5.9957×10^4	5.00	165

噴流マッハ数を固定した場合

まず、噴流マッハ数を $M=1.0$ で固定し、レイノルズ数を $Re=5.9957 \times 10^4$, 9.6869×10^4 , 1.4250×10^5 , 2.8500×10^5 と変化させたとき、速度半値幅比 B_z/B_y のレイノルズ数依存性について調べる。図 5 に示す速度半値幅比の分布から、特に遠方領域でレイノルズ数による違いが確認でき、レイノルズ数が増加するにつれて半値幅比も増加することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 4 にまとめる。成長率および漸近値の下の括弧内には、比較したケースの平均値からのずれをパーセントで示している。半値幅比の漸近値を比較すると、レイノルズ数が増加するにつれて半値幅比の漸近値も増加し、平均値に対し数パーセントの変化が確認できる。壁水平方向について速度半値幅の成長率を比較すると、レイノルズ数の増加に伴い、わずかに増加傾向を示すものの、今回のレイノルズ数の範囲では大きくても平均値から 1.5% 未満の変化となり影響は小さい。壁垂直方向半値幅については、レイノルズ数の増加に伴い値が減少し、平均値から数パーセント変化する。よって、半値幅比の漸近値の変化は、壁垂直方向における半値幅の成長率がレイノルズ数の影響を受けるために生じる。

壁垂直方向速度半値幅の成長率が変化する理由を考察するため、図 6 に、次式で定義する壁面摩擦応力の面積分 F_{12} の分布を示す。

$$F_{12} \equiv \int_{X-\frac{\Delta X}{2}}^{X+\frac{\Delta X}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \tau_{wx} dZ dX \quad (15)$$

ここで、 τ_{wx} は壁面摩擦応力のジェット軸成分であり、 $X=x/D$, $Z=z/D$ である。また、本稿では $\Delta X=50$ とする。壁面摩擦応力の面積分は、ノズル出口におけるジェット軸方向の総運動量 M_{x0} および ΔX で規格化して示す。図 6 より、レイノルズ数が増加するに従い、壁面摩擦の影響が小さくなることを確認できる。これは、レイノルズ数が増加すると粘性の影響が小さくなることに起因し、その結果、境界層が薄くなり壁垂直方向の速度半値幅の成長が抑えられる。一方、半値幅比の定義より、壁水平方向速度半値幅の仮想原点は、半値幅比の曲線が x 軸と交わる点と一致するため、ノズル出口近傍領域における半値幅比の分布は、壁水平方向速度半値幅の仮想原点位置に影響すると考えられる。しかし、表 4 より、壁水平方向における半値幅の仮想原点は、ほぼ同じ値を示す。よって近傍場では、レイノルズ数による影響は顕著ではない。以上より、レイノ

ルズ数の違いは、壁垂直方向半値幅の成長率に影響し、遠方領域における半値幅比の漸近値を変化させることが分かった。

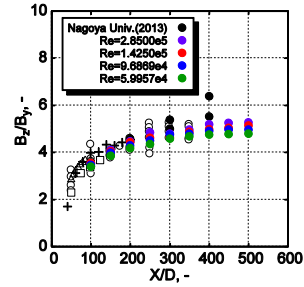


図 5. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($M=1.0$).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

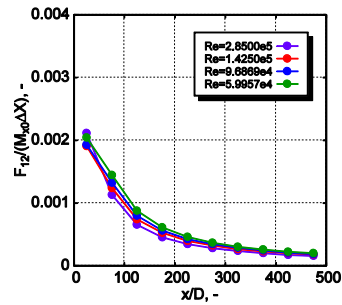


図 6. 壁面摩擦応力の面積分。

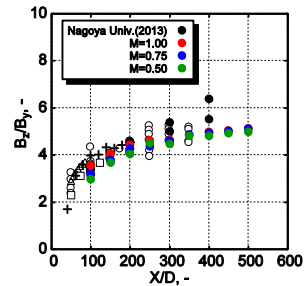


図 7. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($Re=1.4250 \times 10^5$).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

レイノルズ数を固定した場合

レイノルズ数を $Re=1.4250 \times 10^5$ で固定し、噴流マッハ数を $M=0.50$, 0.75 および 1.0 と変化させたとき、速度半値幅比 B_z/B_y のマッハ数依存性について調べる。図 7 に速度半値幅比の分布を示す。この図から、ノズル出口近傍の領域で噴流マッハ数の違いによる分布の違いが確認でき、噴流マッハ数が減少するとともに半値幅比も減少することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 5 にまとめる。半値幅比の漸近値を比較すると、噴流マッハ数の変化に伴う傾向は確認されなかった。速度半値幅の成長率も壁水平方向、壁垂直方向ともに、噴流マッハ数の変化による傾向は現れなかった。一方、表 5 より、噴流マッハ数が増加するに従い、壁水平方向における半値幅の仮想原点は $x/D=0$ へと近づく。その結果、半値幅比の曲線が x 軸と交わる位置も $x/D=0$ へと近づくため、図 7 のノズル出口近傍において、噴流マッハ数が減少するに従い半値幅比の値は急激に減少するような分布となる。以上より、噴流マッハ数の違いは、壁水平方向半値幅の仮想原点位置に影響し、ノズル出口近傍における半値

幅比を変化させることが分かった。ただし、本研究では、超音速噴流に必要な圧縮性補正が組み込まれていないため、非圧縮性噴流の延長線上の議論であることを述べておく。超音速噴流のように、圧縮性効果が顕著となり、せん断層の発達が抑制される場合には、更なる調査が必要である。

ノズル直径を固定した場合

ノズル直径を 5.0 mm で固定して噴流条件を変化させる場合を考える。噴流マッハ数を $M=0.50, 0.75$ および 1.0 と変化させたとき、レイノルズ数は噴流マッハ数の増加に伴い $Re=5.9957 \times 10^4, 9.6869 \times 10^4, 1.4250 \times 10^5$ と大きくなる。図 8 に速度半値幅比の分布を示す。この図から、噴流マッハ数およびレイノルズ数が増加すると、全体にわたり半値幅比の値が増加することが分かる。得られた速度半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値を表 6 にまとめる。半値幅比の漸近値を比較すると、今回比較した噴流条件の範囲では、噴流マッハ数およびレイノルズ数が増加するにつれて半値幅比の漸近値も増加し、平均値に対し数パーセントの変化が確認できる。各方向の速度半値幅の成長率を比較すると、壁水平方向については 1% 未満の変化となり噴流条件の影響を受けていないが、壁垂直方向については平均値から数パーセント変化しており、レイノルズ数の増加に伴う半値幅の増加が確認できる。一方、表 6 より、壁水平方向における半値幅の仮想原点は、噴流マッハ数の増加に伴い減少し、 $x/D=0$ へと近づく。以上のことから、半値幅比は、ノズル出口近傍では噴流マッハ数の影響を受け、遠方ではレイノルズ数の影響を受けており、それらが合わさって全体的に変化することが確認できる。

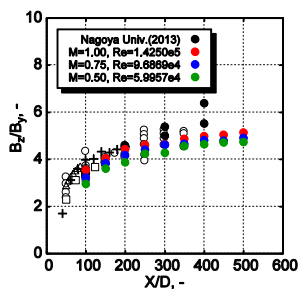


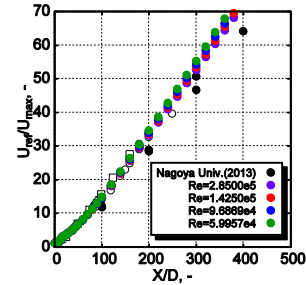
図 8. 速度半値幅比 B_z/B_y の比較 ($D=5.0$ mm).

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai, +: Newman et al..)

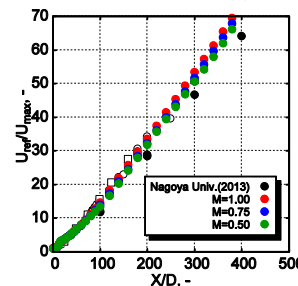
断面内最大速度分布に対する影響

最後に、断面内最大速度分布のレイノルズ数および噴流マッハ数に対する影響について述べる。図 9 に断面内最大速度分布を示す。図 9 は、(a)噴流マッハ数を $M=1.0$ で固定してレイノルズ数を変化させた場合、(b)レイノルズ数を $Re=1.4250 \times 10^5$ で固定してマッハ数を変化させた場合、(c)ノズル直径を $D=5.0$ mm で固定した場合の結果である。比較ケースはそれぞれ表 4, 5 および 6 に従う。図 9(a)より、噴流マッハ数を固定した場合、レイノルズ数が増加するに従い推力等価速度で規格化した断面内最大速度は速くなり、スケール効果が存在する。ただし、今回は実験室レベルでのレイノルズ数の範囲に条件を合わせたため、その影響も小さい。実機レイノルズ数を検討する場合には、レイノルズ数の桁が更に増加するため、より詳細な調査が必要である。一方、図 9(b)より、レイノルズ数を固定すると、噴流マッハ数の増加に伴い、規格化した最大速度は遅くなる。レイノルズ数と噴流マッハ数それぞれの影響は互いに逆傾向を示すため、ノズル直径を固定させた場合には、それらの影響が相殺されることが、図 9(c)から確認できる。断面

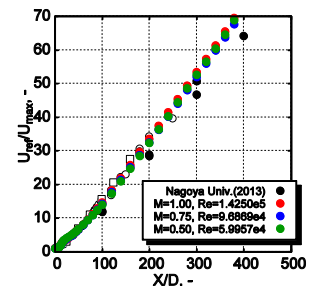
内最大速度分布は、式(14)の推力等価速度 U_{ref} を用いて規格化されているため、あるノズル直径において壁面噴流の速度減衰のデータが 1 ケース存在すれば、同じノズル直径の壁面噴流については、噴流マッハ数およびレイノルズ数にかかわらず、他の推力での速度減衰の分布も予測可能であることを示している。



(a) $M=1.0$ で固定



(b) $Re=1.425 \times 10^5$ で固定



(c) ノズル直径 $D=5.0$ mm で固定

図 9. 断面内最大速度分布。

(実験値¹⁴) ○: Maslov, △: Abrahamsson, □: Fujisawa and Shirai.)

5. まとめ

本研究では、JAXA で開発した非構造格子用高速流体解析ソルバ FaSTAR に非線形 SST 乱流モデルを導入した。まず、三次元壁面乱流噴流の数値計算結果について非線形 SA 乱流モデルや線形乱流モデルの結果および実験結果との比較を行った。非線形 SA 乱流モデルは、レイノルズ応力の非線形性を考慮したことで壁垂直方向に対する水平方向の速度分布の広がりや定性的に再現するものの実験との定量的な一致は得られなかったが、非線形 SST 乱流モデルは、断面内速度分布や、壁垂直方向および壁水平方向の速度分布の広がりについて、実験結果と定量的な一致を得ることができた。次に、三次元壁面乱流噴流についてレイノルズ数および噴流マッハ数の影響を調査したところ、レイノルズ数の違いは、壁垂直方向の速度分布の広がり方に影響することが分かった。また、噴流マッハ数の違いは、ノズル出口近傍での速度分布の縦横比に影響することが分かった。一方、断面内最大速度は、ノズル直径を固定して噴流条件を変化させた場合、レイノルズ数および噴流マッハ数それぞれの影響が相殺され、ある壁面噴流の速度減衰のデータが 1 ケース存在すれば、同じノズル直径の壁面噴流については、噴流マッハ数およびレイノルズ数にかかわらず、他の推力での速度減衰の分布も予測可能であることが分かった。ただし、実機レイノルズ数や超音速での影響については、更なる調査が必要である。

謝辞

本計算の検証のため、名古屋大学中村研究室仙波直樹氏より三次元壁面乱流噴流の実験データを取得していただきました。ここに記して感謝の意を表します。

表 4. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 ($M=1.0$ 固定)

Re	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
2.8500×10^5	0.3238 (+1.19)	32.98	0.0557 (-4.30)	-15.26	5.81 (+5.64)
1.4250×10^5	0.3207 (+0.22)	32.09	0.0578 (-0.69)	-11.59	5.54 (+0.72)
9.6869×10^4	0.3199 (-0.03)	32.04	0.0589 (+1.20)	-9.508	5.43 (-1.27)
5.9957×10^4	0.3155 (-1.41)	31.41	0.0603 (+3.60)	-8.955	5.23 (-4.90)
Average	0.3200		0.0582		5.50

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

表 5. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 ($Re=1.4250 \times 10^5$ 固定)

M	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
1.00	0.3207 (-0.90)	32.09	0.0578 (-0.00)	-11.59	5.54 (-0.89)
0.75	0.3262 (+0.80)	40.96	0.0575 (-0.52)	-12.70	5.67 (+1.43)
0.50	0.3238 (+0.06)	44.44	0.0582 (+0.69)	-9.278	5.56 (-0.53)
Average	0.3236		0.0578		5.59

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

表 6. 半値幅の成長率と仮想原点および半値幅比の漸近値 (ζ 径 $D=5.0$ mm 固定)

M	Re	dB_z / dx	VO for B_z	dB_y / dx	VO for B_y	\dot{B}_z / \dot{B}_y
1.00	1.4250×10^5	0.3207 (+0.34)	32.09	0.0578 (-2.53)	-11.59	5.54 (+2.97)
0.75	9.6869×10^4	0.3185 (-0.34)	38.02	0.0596 (+0.51)	-5.872	5.34 (-0.74)
0.50	5.9957×10^4	0.3195 (-0.03)	43.69	0.0606 (+2.19)	-7.261	5.27 (-2.04)
Average		0.3196		0.0593		5.38

(VO: 仮想原点 $x/D @ B_{y(z)}/D = 0$, 数字の右の括弧内は, 平均値との差(%))

参考文献

- 1) Y. Zhang, R. P. Rudis, F. Y. Wang and E. A. Spitzer, "Simulation of jet blast effect on landing aircraft," Air Traffic Control Quarterly, Vol. 9, No. 3, 2001, pp. 211-227.
- 2) P. E. Slaboch, "An Operational Model for the Prediction of Jet Blast," AIAA Paper 2012-1229, 2012.
- 3) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 渡辺重哉, "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," 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, JSASS-2011-2037, 2011.
- 4) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and S. Watanabe, "Numerical examination of the effect of cross-wind on jet blast," AIAA Paper 2012-862, 2012.
- 5) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and S. Watanabe, "Numerical study of the effects of cross-wind on the jet blast deformation," Proceedings of the 28th International Congress of the Aeronautical Sciences ICAS, 2012.
- 6) 西山祐輔, 野津亮汰, 森浩一, 中村佳朗, "ジェットブラストを模擬したジェットと平板との干渉に関する実験," 第44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 2012 講演集, JSASS-2012-2018, 2012.
- 7) B. E. Launder and W. Rodi, "The turbulent wall jet – Measurements and modeling," Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 15, 1983, pp. 429-459.
- 8) P. R. Spalart and S. R. Allmaras, "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows," La Recherche Aeronautique, Vol. 1, 1994, pp. 5-21.
- 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) S. F. Birch, A. B. Lebedev, D. A. Lyubimov and A. N. Sekundov, "Modeling of three-dimensional turbulent jet and boundary-layer flows," Fluid Dyn., Vol. 36, No. 5, 2001, pp. 712-725.
- 11) 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.
- 12) 石向桂一, 橋本敦, 松尾裕一, 吉澤徹, "非等方性を考慮した乱流モデルによる壁面噴流の数値解析," 第44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 2012 講演集, JSASS-2012-2019, 2012.
- 13) K. Ishiko, A. Hashimoto, Y. Matsuo and A. Yoshizawa, "Numerical analysis of three-dimensional wall jet using anisotropic turbulence mode," AIAA Paper 2013-268, 2013.
- 14) V. P. Maslov, B. I. Mineev, A. N. Secundov, A. N. Vorobiev and S. F. Birch, "An experimental study of three-dimensional wall jets," AIAA Paper 2001-0449, 2001.
- 15) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita and P. Lahur, "Development of fast unstructured CFD code FaSTAR," Proceedings of the 28th International Congress of the Aeronautical Sciences ICAS, 2012.
- 16) E. Shima and K. Kitamura, "On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds," AIAA Paper 2009-136, 2009.
- 17) 嶋英志, "勾配計算法の再検討と新手法について," 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, 1D09, 2009.
- 18) 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, JSASS-2010-2043-A, 2010.
- 19) K. Kitamura, K. Fujimoto, E. Shima and Z. J. Wang, "Performance of low-dissipation Euler fluxes and preconditioned implicit schemes in low speeds," AIAA Paper 2010-1272, 2010.
- 20) K. Kitamura, E. Shima, K. Fujimoto and Z. J. Wang, "Performance of low-dissipation Euler fluxes and preconditioned LU-SGS at low speeds," Commun. Comput. Phys., Vol 10, No. 1, 2011, pp. 90-119.
- 21) 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.
- 22) A. Hashimoto, I. Men'shov and Y. Nakamura, "Sound Emission from the Helical Mode of Supersonic jet," AIAA Paper 2004-2656, 2004.

遷音速流における翼後流 PIV 計測による圧力推定

松島紀佐, 泉 知宏* (富山大学・工, *現在は東北大・院), 加藤裕之 (JAXA)

Pressure Estimation using PIV Measurement at Wing Wakes in Transonic Flows

by

Kisa Matsushima, Tomohiro Izumi and Hiroyuki Kato

ABSTRACT

A pressure estimation system using velocity data measured by PIV experiment has been developed and validated. The pressure estimation particularly aims to predict pressure distribution on a wake plane behind a wing. The system uses numerical computations of fluid dynamic equations called a 2.5-Dimensional model. The model has been implemented to recover three dimensional flow patterns from limited data on two-dimensional stereo-PIV measurements. For pressure estimation with the 2.5D model, three PIV measurement planes are used. In this article, the 2.5D model estimation is applied to wing wake of compressible flows. Instead of PIV experiment, three-dimensional CFD simulation is conducted about a rectangular wing. It provides velocity data on several wake planes. In addition to it, it gives pressure values which should be standard to evaluate the accuracy of pressures estimation. The free stream speed of the flow is transonic and shock waves are generated on a wing surface. The estimation results by 2.5D model has been evaluated by being compared with accurate pressure distributions as well as the estimation by a commonly used existing model. It has been found that 2.5D one works well for a plane normal to the free stream direction in wing wake flows. The accuracy of its estimation is less than 0.5%. In addition, through this research, an effective way to impose boundary conditions for pressure estimation has been found.

1. はじめに

近年、PIV (Particle Image Velocimetry) 実験手法は急速に進歩を遂げ、非接触計測法の強みを生かして流体の詳細な速度計測法として、信頼性および汎用性を獲得しつつある。例えば、初期には高速気流に対して PIV 計測は精度良く対応出来なかったが、現在では、低速から超音速、更には極超音速流に至るまで計測出来るようになってきている。一方、PIV 計測と空気力学量を導出し設計ツールとして役立つ研究も行われている。PIV 計測された流速を用いて数値計算で圧力などの空力諸元を推定する研究であるが、30 年前に端緒につき、その後いろいろな成果が発表され、最近では圧力推定の Review Paper [1,2]も出版されている。このように、PIV 計測をベースとした圧力推定は活発に行われているが、著者らが研究対象としている主流に垂直な断面内の PIV 計測や圧力推定に関しては、著者らが知る限りまだ研究例が少ない。

これまで著者らは、翼の後流を対象に Stereo-PIV の特徴を踏まえ、非圧縮性流れ場の速度データから圧力を推定する手法に対し検討を重ねて来た [3-7]。その検討により主流に垂直な断面内の圧力推定には、速度の主流に沿った勾配 - 3 次元速度成分それぞれの面外の勾配 - が重要な役割を果たすことが分かった。この知見により、ある断面の圧力推定する場合には、圧力推定すべき断面に加えて、2 つの補助断面の Stereo-PIV 計測を行い、これらの 3 断面を用いる圧力推定式を提案した。この提案した手法を適用すると単独の断面を用いる一般的に行われている圧力推定に比べて、精度が格段に向上することを示した[6,7]。本論文では、この複数断面 Stereo-PIV 計測を用いた翼の後流断面内圧力推定手法の遷音速流 (圧縮性を待った流れ場) への適用を検討する。また、等エントロピーを仮定した圧力式の境界条件への適用や、Delft 大学の Prof. Oudheusden らが提案している圧縮性の圧力推定手法[8,9]と著者らの提案手法との比較を行う。

2. 圧力推定の検証方法と圧縮性流体場の準備

2.1 対象としている PIV 計測

対象としている PIV 計測は、図1に示すように主流 (x 方向) に垂直な平面 (y-z 平面) 内の格子点に対し行われる。後流積分による空気力学量算出を意図しているからである。ちなみに、これまで論文や発表が数多くなされている一般的な PIV 計測は主流方向を含む面 (x-z 平面) に対し行われている。

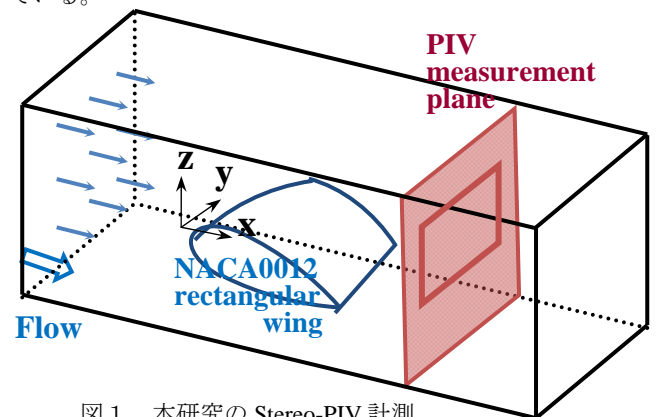


図1 本研究の Stereo-PIV 計測

翼はNACA0012の断面を持つ矩形翼である。矩形翼の翼端は円形状にしてある。翼Chord長 (Cと表記する) を基準長さとして無次元化した。スパン長は5C。JAXAで実施されているPIV計測基礎実験と同様の仕様である。本研究における圧力推定手法では推定対象とする平面に加えてその平面近傍の2つのy-z平面の速度計測も必要である。

2.2 圧力推定精度検証方法

PIVデータの代替としてCFDシミュレーションの結果を用いる。図2に示すように翼周りNavier-Stokes Simulation により代替流れ場を作成し、速度データ 3断面分を抽出。

それらの速度データをPIV計測データとして、圧力推定計算を行う。一方、Navier-Stokes Simulationからは速度データの他に、対応する圧力値が得られる。その圧力値を正解（基準圧力）とし、提案手法で推定した圧力と比較することで、検証が行えるわけである。本研究では圧縮流での適用を考え、手始めにマッハ数0.7の翼周りの流れを扱う。

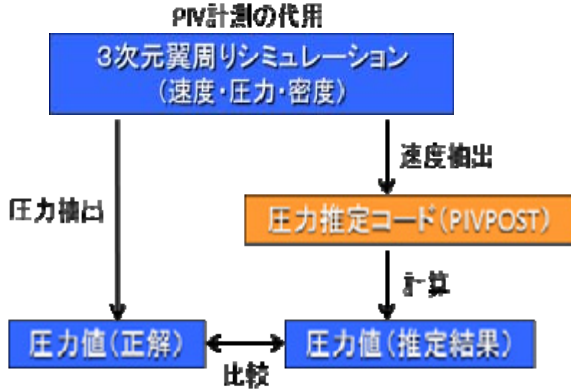


図2 検証方法

2.3 PIV実験代替翼周り流れ場シミュレーション

2 翼周り 3次元 Reynolds 平均 Navier-Stokes シミュレーションを行った。Mach 数 0.7、Reynolds 数 9.0 million とし、全面乱流として計算した。本稿では 4 章で迎角(α)=4.86°、5 章で 3.86° の結果を用いて議論する。図 3 が計算に用いた格子分布である。翼周りに C 型格、スパン方向が H 型格子で、翼のスパン中心断面を流れ場の対称面として、半スパン翼周りに格子を生成した。格子点数は Chord 方向 201 点 (翼面上に 121 点)、スパン方向に 58 点 (翼面上に 37 点)、翼から離れる空間方向に 49 点とした。計算手法は圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎とする有限体積法(TCATコード)である[10,11]。乱流モデルは Baldwin-Lomax モデル。Mach0.7 は、遷音速としては比較的遅い流れではあるが、迎角 3.86° や 4.86° では、明確に衝撃波が認められる。大きな剥離は無く、定常状態の結果が得られた。計算結果の信頼性は、翼中央の対称面位置における表面 C_p 分布を NASA の 2 次元翼型風洞実験データと比較し確認した[12]。

図 4 に PIV 計測代替速度データを抽出する後流断面の格子点分布を示す。この平面上の格子点の圧力値を、計測された速度データを利用して推定するわけである。z=0 付近の赤の実線は半スパン翼位置と対応している。断面は、翼後縁から 0.2C 下流の位置である。抽出する断面サイズ(z 座標の最大最小、y 座標の最大)は、圧力推定における境界条件設定と関連して、推定された圧力の精度に影響するので、注意が必要である。

図 5 に対象流れ場の翼面上の衝撃波の状況(密度分布)を、図 6 に翼後縁から 0.2C 下流の位置(x=1.2C)の y-z 断面における密度分布図を示す。これらの流れ場は、Mach 0.7 迎角 4.86° Re 数 9.0 million である。一様流の密度を 1.0 と正規化している。

3. 圧力推定手法

MAC 法の定式化に倣い 3 次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を変形すると 3 次元 Poisson 方程式が得られる。

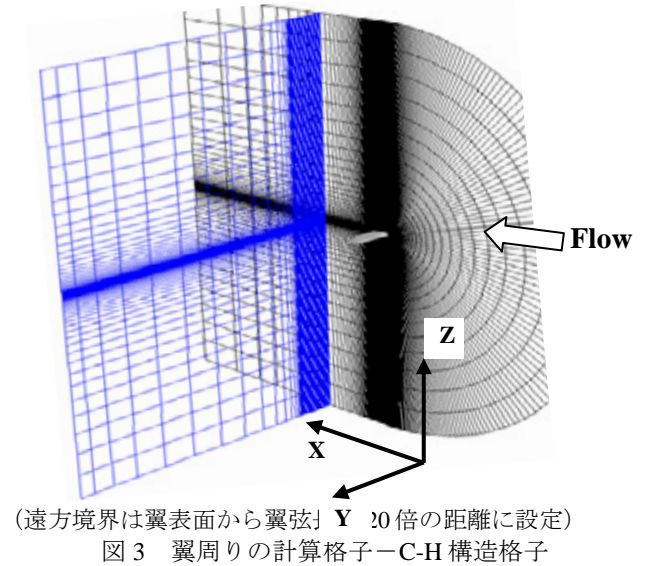


図3 翼周りの計算格子-C-H 構造格子

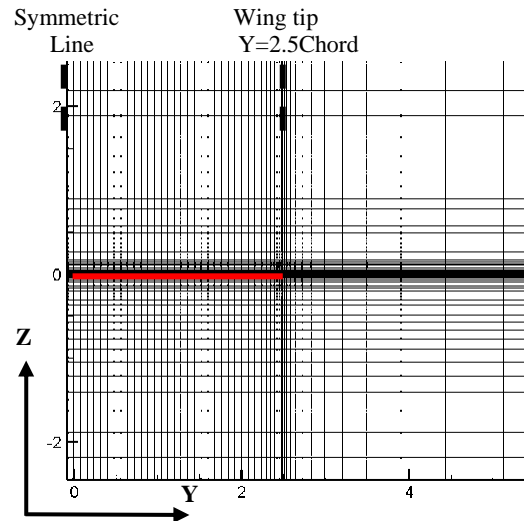


図4 計測面(PIV 代替)の格子分布 (X 軸のマイナス方向から見た Y-Z 平面)

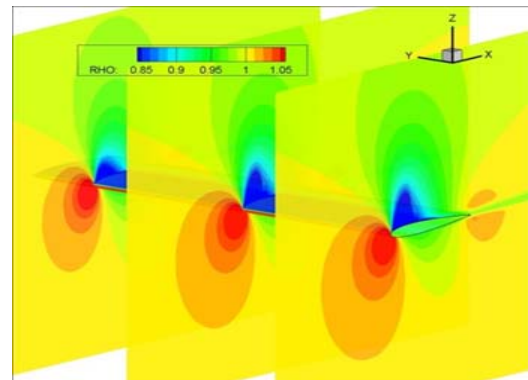


図5 圧力推定対象の圧縮性流れ場(密度分布) (Mach 0.7, AoA=4.86°, Reynolds No.=9million) 翼とスパン断面(X-Z 平面)

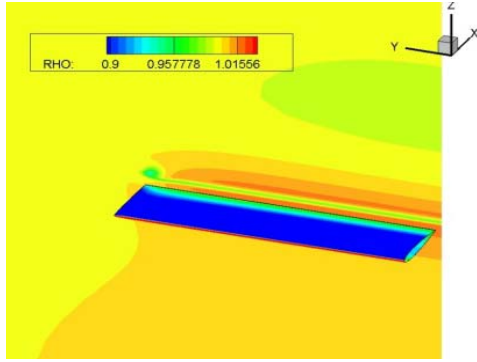


図6 圧力推定対象の圧縮性流れ場(密度分布)
(Mach 0.7, AoA=4.86°, Reynolds No.=9million)
翼表面と後流 Y-Z 平面

3次元 Poisson 方程式において、図1に示す x 軸を主流方向とし、この式の主流方向の物理量変化を 0 とすると一般的な 2次元平面内の圧力推定式となり、PIV 計測データは 1断面あれば計算できるようになる。しかし、本研究の対象である、主流に垂直な断面においては、主流方向の速度変化(3次元性)を無視すると精度の良い圧力推定が行えない事が以前の研究で分かっている[6,7]。一方で、3次元 Poisson 方程式をそのまま数値的に解くことを考えると、圧力を x,y,z の 3方向に離散化する必要があり、x 方向の両端境界 y-z 面に境界条件を設定しなければならない。この境界条件を PIV のデータから精度良く設定することは困難である。そこで、筆者らは、2次元の境界条件で 3次元性が考慮できる圧力推算 2.5D モデルを提案し、非圧縮性流体と見なせる低マッハ数の流れで、其の正当性を確認した[6,7]。以下に圧力推算 2.5D モデル方程式を示す。ここで、 p は圧力、 (u, v, w) は速度ベクトル \mathbf{U} の成分である。

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = - \left\{ \begin{aligned} & \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + 2 \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ & + u \frac{\partial E}{\partial x} + v \frac{\partial E}{\partial y} + w \frac{\partial E}{\partial z} \end{aligned} \right\} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right) \quad \text{Eq. (1)}$$

$$\text{ただし、} E = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} .$$

もともとこの式は非圧縮流を仮定し導き出した式であるので、圧縮性では考慮すべき項が省略されている。しかしながら、後流に限って考えると、圧縮性の影響である密度変化は小さいと考えられる事(図6参照)、また、通常は非圧縮性の条件から消去される $\text{div} \mathbf{U}$ の一部を E として敢えて Poisson 方程式に残していることから、密度の場所による変化が小さい領域での圧縮性流れの圧力推算には利用することができるのではないかと類推し検討を行う。

4. 圧力推定結果と検証

圧力推定は、図4に示した $x=1.2C$ の y-z 平面上で行う。この面を計測面と呼び、計測面をシミュレーション結果から切り出す。また同時に補助面 $x=1.1C$ と $1.3C$ の y-z 平面も切り出す。切り出す長方形は、y 方向領域として $y=0 \sim 8C$ 、z 方向の領域は $z=-1.7C \sim 1.7C$ の $8C \times 3.4C$ の領域(領域I)である。Y座標に関して、 $y=0$ がスパン中心位置であり $y=2.5$ が

翼端である。翼前縁は高さ $z=0$ に置かれている。 $x=1.1C, 1.2C, 1.3C$ の3断面のPIV代替速度データを用いた圧力推定結果と実際の3次元Navier-Stokesシミュレーション結果(正解)の基準圧力分布を比較する。流れ場は図5に示した NACA0012翼周りの Mach0.7、迎角4.86°、Re数9.0 million である。本研究の主目的は、非圧縮性に適用してきた2.5D モデル手法が圧縮性流体後流にも有効であるかを調査することであるが、等エントロピー性の考察やEq.(1)を数値計算によって解く際に必要となる境界条件についても検討する。

4.1 圧縮性流体翼後流の等エントロピー性について

速度から圧力を求めることが出来る、等エントロピー関係式を適用して、圧力推定を試みる。もちろん衝撃波や渦現象などの不可逆的な変化、粘性に支配される領域では、等エントロピー性は成り立たないのは自明であるが、翼の後流においての等エントロピー性の検証を行うため、以下にEq.(2)による圧力推定を行う。

$$\frac{P}{P_\infty} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \left(1 - \frac{U^2}{U_\infty^2} \right) \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad \text{Eq.(2)}$$

ここで、 γ (比熱比) = 1.4、 ∞ の下付き文字は一樣流の値であることを示す。また、 U^2 は $u^2 + v^2 + w^2$ の意味である。Eq.(2)により求めた推定圧力は、基準圧力分布(正解圧力値)および2.5Dモデルの結果と比較する。

圧力推定対象の流れ場は、一樣流Mach数0.7、翼迎角3.86° Reynolds数9.0MillionのNACA0012矩形翼周りの流れである。正解の圧力分布を図7に、Eq.(1)を用いる2.5Dモデルによる推定圧力分布を図8に、Eq.(2)を境界と全ての内点にも適用した結果を図9に示す。これらの圧力値は、一樣流の密度×一樣流音速の2乗で正規化してある。つまり、一樣流の圧力が $1/\gamma=0.714285\dots$ となる。

2.5Dモデルによる推定では、基準圧力との良い一致が見られる。一方、予測され得る結果ではあるが、等エントロピー仮定の下での推定結果は翼の境界層に対応する流域と翼端渦の領域で定性的に間違った状況になっている。本来、翼端渦の中心付近はエントロピーが増加しており、低圧であるべきであるが、図14においては、一樣流圧力よりもかなり高い圧力となっている。また、等エントロピー条件のもとでは、翼周囲の境界層に対応する領域における圧力値を非常に高く推定している。比較が分かりやすいように、図14では、圧力の最大値を0.737としているが、翼の後流に対応する領域の圧力(0.737以上は全て濃い赤色)の実際の圧力値は、非常に高い。つまり、等エントロピー式は、渦や粘性現象に対してエントロピー生成を許さないため、上手く働かない。しかし、それ以外の領域に対しては、良い精度で圧力を推定出来る。つまり、渦や粘性現象が特徴的な主流に垂直な後流断面領域全体に対しての圧力推定には適していないものの、翼から離れた流れの穏やかな流域の圧力推定には利用できる。

4.2 翼後流における2.5Dモデル圧力推定の検討

圧縮性流れ場に対する本圧力推定手法の検討を行う。対象はNACA0012翼周りのMach0.7、迎角4.86°の流れ場の後流断面である。図10に、正解となる基準圧力係数分布を示す。図の横軸と縦軸の目盛は、翼断面コード長Cで正規化された距離を示している。計測領域つまり、圧力推定対象領域は図7に示された領域より広く、横軸は8C、縦軸は3.4Cである。図7は、物理現象の変化が顕著の認められる部

分として、横軸については3.2Cまでの領域を示した。

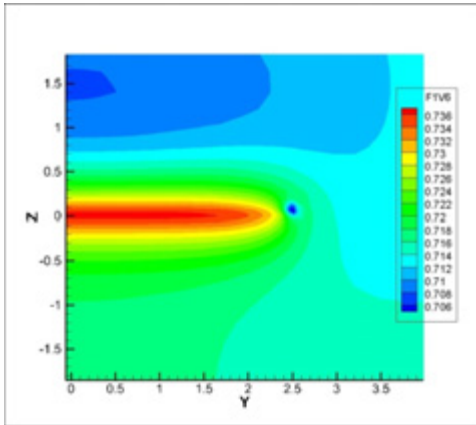


図7 基準圧力(正解)分布

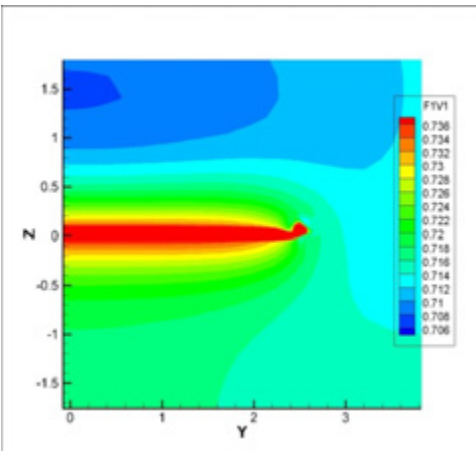


図8 等エントロピー仮定による推定圧力

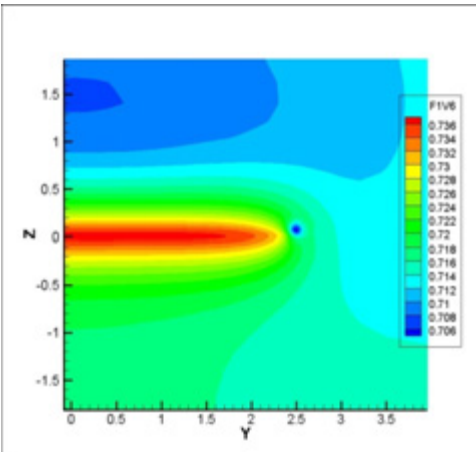


図9 2.5Dモデルによる圧力推定結果

図 10 において翼と翼の周囲の境界層の後流にあたる部分では C_p が高い(赤色~黄色)値を示している。翼端渦は、 C_p 値が低い青色~淡青色の円形部分として捉えられている。

4. 2. 1 圧力推定計算に用いる境界条件

推定対象である速度計測領域は、現状では、長方形領域である。Eq.(1)は楕円型偏微分方程式であるので、数値的に解(圧力 p の値)を求めるためには、長方形の 4 つの辺に境界条件を設定する必要がある。各辺をその位置で“右、

上、左、下”と呼ぶことにする。右は翼のスパン方向の左右対称の中心線である。

境界条件①では、右境界には正解の圧力値を与え、残る 3 つの上・左・下境界は Neumann 境界条件として、境界辺の垂直方向には圧力勾配=0 という条件を与えた。

境界条件②では、右境界に境界辺の垂直方向には圧力勾配=0 という条件を与え、残りの 3 つの境界には、等エントロピーを仮定して、速度成分を与えて Eq.(2)で計算される圧力値 P を設定する。本来、PIV 計測は、速度成分を計測するので、圧力値のデータを与えることはしない。しかし、圧力推定の計算のためには、境界上の少なくとも一部分での圧力を与えることが必要である。その圧力を決める方法として、物体から離れた境界では Eq.(2)が活用できるはずである。なぜなら、4.1 の結果から、粘性や渦の影響の少ない場所では、流れを等エントロピーと仮定しても精度が保てることが確認されたからである。

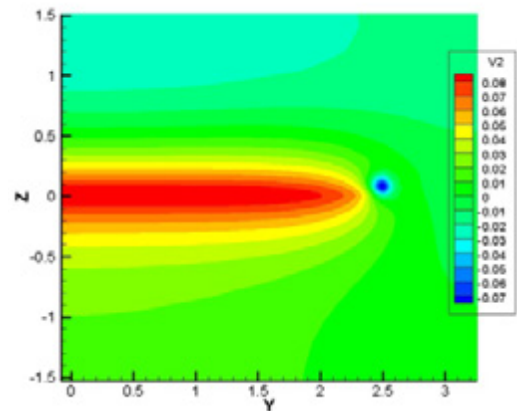


図10 基準 C_p 分布(翼後縁より0.2C下流断面)

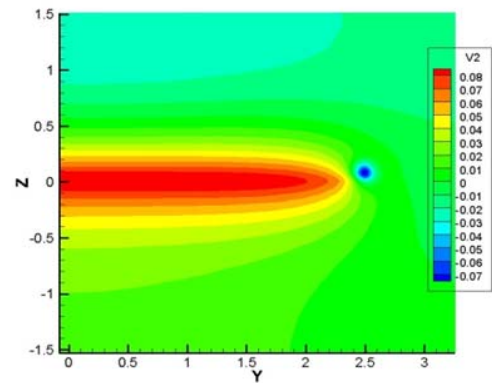


図 11 境界条件①を用いた推定 C_p 分布

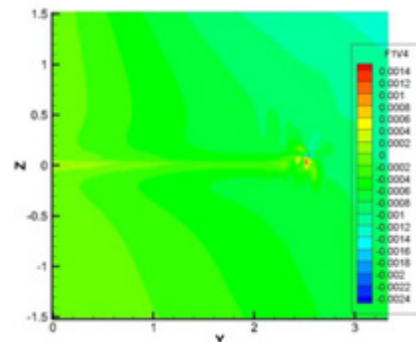


図12 境界条件①の推定結果誤差

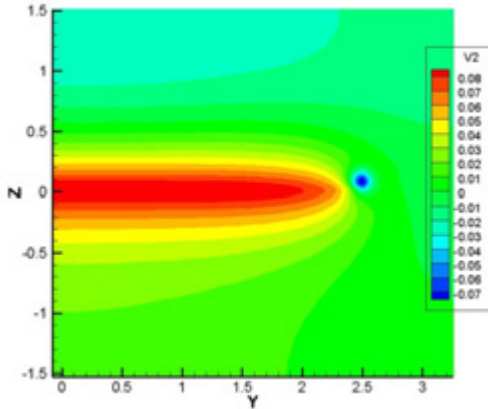


図13 境界条件②を用いた推定Cp分布

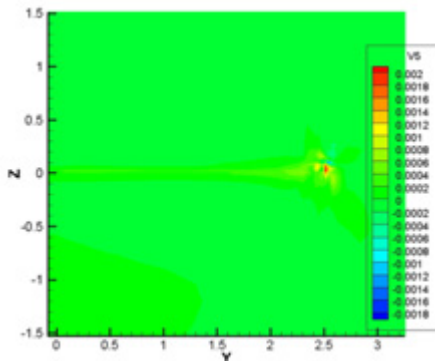


図 14 境界条件②の推定結果誤差

4.2.2 2.5D モデル圧力推定結果と検討

Eq.(1)による圧力推定を行った結果を示す。図 11 は境界条件①を用いて推定した結果の Cp 分布、図 12 は、各格子点で図 10 と図 11 の圧力値(Cp でないことに注意)の差を計算し可視化したものである。同様に図 13 は境界条件②を用いて推定した Cp 分布、図 14 は図 10 と図 13 の圧力値の差の分布図である。境界条件の設定法の違いにより、誤差の現れ方に違いはあるが、どちらの推定結果も、計測対象のほとんどの領域で有意な誤差はなく、翼端渦のあたりの誤差が最大である。一様流の正規化圧力値が 0.714 であることを考えると相対誤差は 0.3%以下となる。この結果により、流速 Mach0.7 程度の翼周遷音速流れ場の後流における圧力推定に対し本手法は有効であるという見通しが得られた。また、PIV 計測をベースにした圧力推定であるので、境界条件②のように計測された速度から境界条件とすべき圧力値が導出できることが望ましく、境界条件②が有効であることが分かったことも有意義な成果である。

今後は、より Mach 数の高い流れ場の後流への適用性や計測領域をどこまで狭く出来るかの検討を行うことが必要である。更に、PIV 代替の流れ場シミュレーション精度を上げるために Mesh 分割を細分化した計算結果を用いて、圧力推定を行う予定である。特に後流域での解像度を上げることによって実現象により近いデータとなるからである。

5. 他の手法との比較

PIV 結果からの圧力推定の基礎方程式は大きく 2 つに分けられる [2]。1 つは Poisson 方程式を解く方法 (A)、他は Navier-Stokes 方程式の各座標軸方向の運動量保存式を変形して得られる圧力の各座標軸方向の勾配を積分していく方

法 (B) である。圧縮性流体 PIV に対しては、筆者らの知る限りで、文献数はまだ多くないが全て B の方法が採用されている [2, 8, 9]。ここでは、圧縮性流れ場の後流域において、主流に垂直な断面に B の方法と 2.5D モデルを適用し、其の結果を検討する。圧力推定対象とした流れ場は、一様流 Mach 数 0.7、翼迎角 3.86° の NACA0012 翼周りの流れである

5.1 文献[8,9]の方法 -- 方法 B --

この方法は Eq.(3) または Eq.(4) の右辺に速度を代入して圧力の各座標軸方向の勾配を求め、その勾配の値を用いて、各方向に積分していくことで、実際の圧力値が算出されるというものである。

y座標軸方向 :

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial \ln(p/p_\infty)}{\partial y} = -\frac{1}{RT} \left(v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad \text{Eq.(3)}$$

z座標軸方向 :

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \ln(p/p_\infty)}{\partial z} = -\frac{1}{RT} \left(v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad \text{Eq.(4)}$$

where

$$\frac{1}{RT} = \frac{\gamma M_\infty^2}{U_\infty^2 + (\gamma - 1) M_\infty^2 (U_\infty^2 - U^2) / 2}$$

上記の方法 B は、主流を含んだ断面つまり図 1 や図 3 の x-z 断面を対象にした PIV 計測に連携した圧力推定法であり、本稿で対象としている後流断面での圧力推定を意図して開発されているわけではなく、粘性項や面外勾配成分(3次元性)についての考慮はなされていない。

5.2 圧力推定結果の比較

方法 B と 2.5D モデルの後流断面における圧力推定精度の比較は、次のように行う。比較する物理量は圧力値ではなく圧力勾配をその場所の圧力で割ったものである。各方向への積分法によって誤差が変わってくることを考え、Eq.(3) または Eq.(4) の値を比較する事とした。方法 B については、Eq.(3) または Eq.(4) の右辺の値を求める。一方、基準圧力(正解)と 2.5D モデルは、既に得られた圧力値を用い Eq.(3) または Eq.(4) の左辺を計算した。

図15-17にEq.(4)に相当する、z座標軸方向の勾配分布を示す。図15は基準圧力から算出し、図16は2.5Dモデルで推定した圧力から算出した。図17はBの方法に基づくものである。図15と図16は良い一致を示しているが、図17は他に比べ、翼端渦近辺および翼周辺の後流にあたるz=0の線付近の状況に明確な差異がみられる。これら差異の原因は、① 3次元性(面外の勾配成分)を考慮するかしないか、② 粘性の影響を考慮するかしないか、であると考えられる。方法Bはもともと衝撃波現象のある主流を含む面の圧力を求めるものであり、境界層の後流域や翼端渦の影響を表現するには不向きだったと言える。よって、圧力推定を行う場合、後流面であれば、本手法、主流を含む面に対しては、文献の手法といった使い分けが必要である。つまり、圧力推定流れ場の特徴によって現象をモデル化する際の主要項(対流項と粘性項の比率や面外勾配成分の寄与の大きさなど)が変わってくるので、圧力推定対象の流れ場によって手法を選択しなければならないことが分かった。

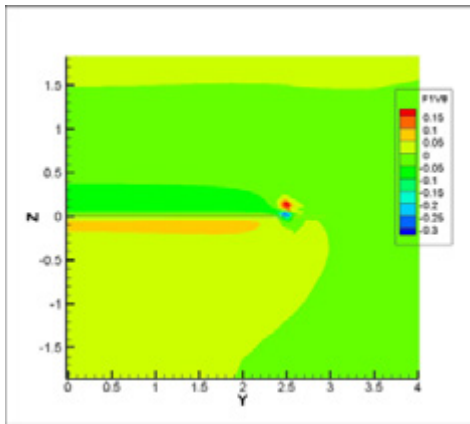


図15 基準Z方向圧力勾配

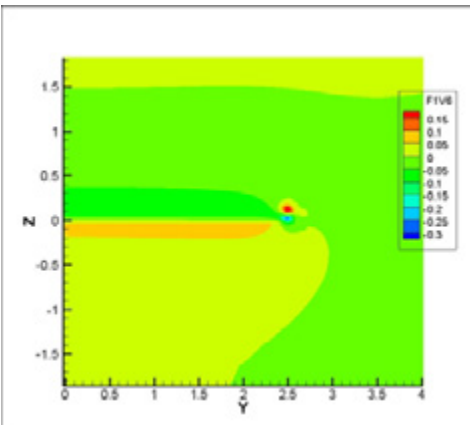


図16 2.5DモデルZ方向圧力勾配

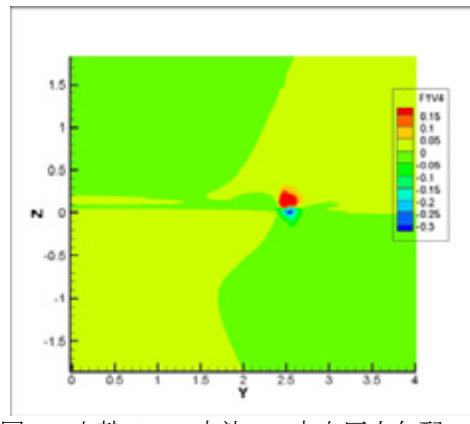


図17 文献[8,9]の方法 Z方向圧力勾配

6. 結論

圧縮性流れ場の速度データから圧力を推定する手法を提案し検討を行った。流れ場の対象は翼の後流である。検討方法は、正解が分かっている問題に対し、PIV計測速度データを抽出し、2.5Dモデルで圧力を未知数とする方程式を解き、得られた圧力と正解を比較する方法である。本稿でのPIV計測速度データは翼周りCFDシミュレーション結果で代替した。

2.5Dモデルは、翼面上には強い衝撃波がある遷音速流れの後流に対しても精度良く圧力が推定できることが分かった。同時に、Mach数0.7では、翼面上衝撃波が生じるといえども、後流断面においては空間的な密度変化は1~2%以下に抑えられることを確認した。また、推定計算を行う際に必要な境界条件について考察し、境界値として計測され

た速度成分を用いて等エントロピー条件で算出した圧力値と、勾配ゼロのNeumann条件を組み合わせることで、圧力計測を行わなくても境界条件の設定が出来ることを示した。

次に、粘性や3次元性を考慮しない別の基礎方程式に基づく圧縮性を考慮した圧力推定手法と比較し精度の検討を行った。後流においては、2.5Dモデルが非常に良い精度で圧力を推定出来ることを示した。つまり、翼の後流においては、粘性や3次元性を考慮する必要性が高いことが確認された。また、PIV計測を利用した圧力推定手法は、流れ場の違いによって手法を選択すべきである事がわかった。

参考文献

- 1) Charonko, J. J., King, C. V. et al. : Assessment of pressure field calculations from particle image velocimetry measurement: : Measurement Science and Technology, Vol. 21, 105401(15pp), 2010.
- 2) van Oudheusden, B W. : PIV-Based pressure measurement (Topical Review), Measurement Science and Technology, Vol. 24 , 032001 (32pp), 2013.
- 3) Aso, T., Matsushima, K. , Nakahashi, K : CFD Pressure Estimation using PIV Data, KSAS-JSSAS joint international symposium, Busan, Korea, pp. 156-163, Nov. 2006.
- 4) Kato, H., Matsushima, K., Ueno, M., Koike, S., Watanabe, S. : Drag and Lift Prediction Based on Wake Integration Method Using Stereo PIV, 8th International Symposium on PIV, Melbourne, Australia, PIV09-0073, , pp.1-8, Aug. 2009.
- 5) 加藤裕之,松島紀佐,上野真,小池俊輔,渡辺重哉 : 多断面ステレオPIVデータを用いた後流積分法による揚力・抗力推定, 第43回流体力学講演会/ANSS 2011講演集, 2A08, July 2011.
- 6) 松島紀佐,喜多良樹,加藤宏太,加藤裕之,小池俊輔, 渡辺重哉 : 翼後流 PIV 計測高度化のための CFD, 飛行機シンポジウム第49回講演会, 1G7, Oct. 2011.
- 7) Matsushima, K., Yonezawa, M., Ogawa, A. : Inverse Aerodynamic Analysis of Vehicle Wakes using PIV and CFD, Proc. 8th International Conference on Flow Dynamics, Sendai, Japan, OS6-4, Nov. 2011.
- 8) van Oudheusden, B W. : Principles and Application of Velocimetry-based Planar Pressure Imaging in Compressible Flows with Shocks, Exp. Fluids, Vol. 45: pp. 657-674, 2008.
- 9) Ragni, D., Ashok, A., van Oudheusden B W. and Scarano, F. : Surface Pressure and Aerodynamic Loads Determination of a Transonic Airfoil Based on Particle Image Velocimetry, Measurement Science and technology. Vol. 20, 074005 (14pp), 2009.
- 10) Fujii, K. and Obayashi, S.: Navier-Stokes Simulation of Transonic Flows over a Practical Wing Configuration, AIAA Journal, Vol. 25, No.3, pp.369-370, 1987.
- 11) Obayashi, S. and Guruswamy, G. P. : Convergence Acceleration of an Aero elastic Navier-Stokes Solver, AIAA Journal, Vol.33, No.6, pp.1134-1141, 1995.
- 12) Harris, D. C.: Two-dimensional Aerodynamic Characteristics of the NACA0012 Airfoil in the Langley 8-Foot Transonic Pressure Tunnel, NASA T. M. 81976, April 1981.

縮約モデルと粒子フィルタを用いたリアルタイムデータ同化計算

菊地亮太, 三坂孝志, 大林茂
東北大学 流体科学研究所

Real-Time Data Assimilation Using Particle Filter and Reduced Order Model

by
Ryota Kikuchi, Takashi Misaka, and Shigeru Obayashi

ABSTRACT

In this research, aiming at real-time data assimilation, a reduced order model (ROM) and a particle filter (PF) are applied to predict the Karman vortex around a circular cylinder. The ROM is an efficient tool to calculate a flow field in real-time because the ROM consumes extremely less computational time than the original numerical model. The PF is employed to estimate coefficients of the ROM by using observed velocity components in the wake of the circular cylinder. Comparing the result of the ROM and that of the numerical analysis by Building Cube Methods (BCM), the phase difference of the Karman vortex between the ROM and the observations was corrected. The proposed method could estimate the flow field accurately in real-time even though the observation contained artificial measurement errors.

1. はじめに

航空旅客輸送量は世界的に拡大傾向にあり、航空機運航の効率化が求められる。運航の効率化においては気象の影響が大きく、特に空港周辺で発生する低層風擾乱による着陸復行や代替地着陸は、運航定時性の確保を困難にする。一方で、航空旅客の拡大に伴い、旅客機事故全体に対する乱気流事故の割合が高まっている。低層風擾乱の解析・予測は運航効率の観点のみならず航空機の安全向上においても非常に重要である[1]。

現在の気象予測で用いられている気象予測モデルは、大規模気象・メソスケール気象以上の現象を対象にしている。そのため、気象予測モデル単独では空間分解能・地表面の再現性が問題となり、低層風擾乱の評価に適さない。そこで、気象予測モデルとラージエディシミュレーション (Large Eddy Simulation, LES) を組み合わせた手法が提案されている[2-4]。しかし、気象予測モデルでは大規模気象からのダウンスケーリング[5]、LES では高解像度の計算が必要となることから計算負荷が大きくなる。したがって、現状の計算資源ではリアルタイムに低層風擾乱を予測することは困難である。

本研究では、リアルタイム低層風擾乱予測システムを目指して、固有直交分解を用いた縮約モデルとデータ同化手法である粒子フィルタを組み合わせた手法の構築を行っている。大規模データから主成分を抽出するのに有効な固有直交分解 (Proper Orthogonal Decomposition, POD) [6-8] を流れ場に適用し、流れ場の特徴的な構造を有する主成分から縮約モデル[6,9]を定義する。縮約モデルにより、流れ場を適切に低次元の常微分方程式によって表現することにより、流れ場の計算時間を LES と比較して大幅に削減することができる。さらに、縮約モデルを構成する係数の決定に逐次データ同化手法である粒子フィルタを用いることで、観測値を取り入れる[10-12]。これにより、観測データから縮約モデルの係数を推定し、リアルタイムに流れ場の計算を行う。

本稿では、検証問題としてレイノルズ数 $Re=100$ の円柱後流に発生するカルマン渦列を対象としての計算を行い、その結果から縮約モデルを構築する。一方で、計算結果に対して実観測を模擬した誤差を加えることにより、疑似観測を作成する。疑似観測と縮約モデルにデータ同化を適用することで、観測に則した流れ場を推定できるか検証する。また、疑似観測に含まれる誤差およびデータ同化を行う際に用いるシステムノイズの大きさを変化させた場合、流れ場の推定精度の評価を行う。

2. 解析手法

2. 1 数値解法

本研究では、円柱周りの流れの非定常解析を実施した。流体計算手法として Building Cube Methods (BCM) を用いる[13-15]。BCM においては、流れ場を“Cube”と呼ばれる立方体領域に分割し、各 Cube 内に“Cell”と呼ばれる等間隔直交格子を生成して、流体計算を行う。基礎方程式には、3次元非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる。数値解法は以下の通りである。対流項には 3 次精度河村・桑原スキーム、粘性項には 2 次精度中心差分を適用し、時間積分は 4 次精度ルンゲクッタ法を用いた。物体境界には Immersed boundary 法を用いて、曲面の再現性を向上させた。低レイノルズ数での解析であるため、壁面モデルや乱流サブグリッドスケールモデルは用いていない。表 1 に計算条件、図 1 に計算格子を示す。円柱直径 1.0[m]、一様流速 1.0[m/s]、粘性係数 $1.2 \times 10^{-2} [m^2/s]$ として計算を行った。

表 1 BCM の計算条件

Number of Cube	592
Cells in a cube	$16 \times 16 \times 16$
Total number of cells	2,424,832
Minimum cell size	0.039063
Reynolds number	100
Time step	0.004

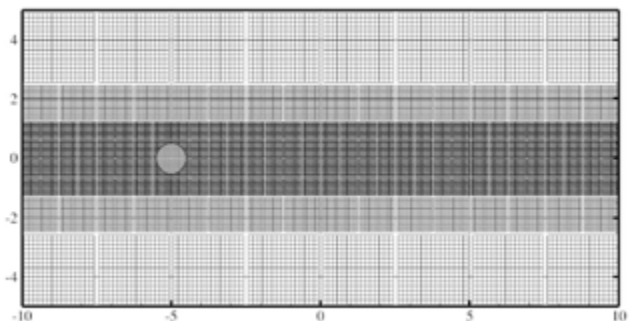


図 1 円柱周りの計算格子

2. 2 固有直交分解を用いた縮約モデル

2. 2. 1 固有直交分解

POD を流れ場に適用することで、流れ場の特徴的な構造を抽出し、縮約モデルの構築を行う。LES の計算結果に対して、POD を適用する場合、大規模の固有値問題を解く必要があるため、計算負荷の観点で現実的ではない。そこで

瞬時の流れ場をもとに、小規模の固有値問題に帰着させる Snapshot POD を用いる[16].

ある瞬間の流れ場の風速成分を \mathbf{U}_i とする. このとき, i は時間を表しており, 離散化した時間 t_1, \dots, t_k における瞬時場を用いる. k は Snapshot POD に用いる瞬時場の数である. Snapshot POD で用いる流れ場の平均値 $\bar{\mathbf{U}}$ および瞬時場から平均値を引いた擾乱成分 \mathbf{V}_i は式(1)および(2)のように定義される.

$$\bar{\mathbf{U}} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K \mathbf{U}_i \quad (1)$$

$$\mathbf{V}_i = \mathbf{U}_i - \bar{\mathbf{U}} \quad (2)$$

擾乱成分 \mathbf{V}_i を, 縦ベクトルとして並び替え, 式(3)に示す通り, 行列 \mathbf{X} に格納する. そして, 式(4)に示した $k \times k$ 次元の固有値問題を解く.

$$\mathbf{X} = (\mathbf{V}_1, \dots, \mathbf{V}_k) \quad (3)$$

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^T \mathbf{u}_i = \lambda_i \mathbf{u}_i \quad (4)$$

\mathbf{u}_i は共分散行列 $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$ の固有ベクトル, λ_i は固有値である. 特徴的な構造を表す POD 基底ベクトル ϕ_i は式(5)で定義される. また, 式(6)に示す通り, 擾乱成分 \mathbf{V} は POD 基底ベクトルの線形結合によって表すことができる. このとき, a_i は時間発展を表す係数である.

$$\phi_i = \mathbf{X}\mathbf{u}_i / \sqrt{\lambda_i} \quad (5)$$

$$\mathbf{V}(x, t) = \sum_{i=0}^r a_i(t) \phi_i(x, t) \quad (6)$$

2. 2. 2 縮約モデル

Snapshot POD によって計算された POD 基底ベクトル ϕ を利用して, 縮約モデルの構築を行う. 非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を直接 POD 基底ベクトルに射影することにより, POD によって流れ場を展開する際の係数である a_i から成る縮約モデルを構築できる. 流体計算で必要とされる格子数の計算を行うことなく, 主要な POD 基底ベクトルにかかる展開係数の計算のみで, 流れ場を解析することが可能である.

非圧縮性ナビエ・ストークス方程式と POD 基底ベクトルの内積を式(7)に示した. 式(6)を式(7)に代入して, 内積の計算を行うことで, 式(8)に変換される. ここで ρ は大気密度, p は圧力, μ は粘性係数である.

$$\left\langle \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \phi_i \right\rangle = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^r \frac{da_j}{dt} \langle \phi_i, \phi_j \rangle + \sum_{i=0}^r \sum_{j=0}^r a_i a_j \langle \phi_k, (\phi_i \cdot \nabla) \phi_j \rangle \\ = \frac{\mu}{\rho} \sum_{i=0}^r a_i \langle \phi_i, \nabla^2 \phi_j \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

このとき, それぞれの POD 基底ベクトルは非圧縮条件を満たしている. また POD 基底ベクトルは互いに正規直交しているため, $\langle \phi_i, \phi_j \rangle$ は δ_{ij} (Dirac のデルタ関数) になる. これより, 式(8)は以下に示す式(9)のように変換できる. 式(9)が非圧縮性ナビエ・ストークス方程式を POD 基底ベクトルに射影した縮約モデルである. a_i を時間発展形で記述することにより, 流れ場の時間発展を表すことができる. また, 初期条件は速度場を POD 基底に射影することで得られる.

$$\begin{aligned} \frac{da_i}{dt} &= \sum_{i=0}^r \sum_{j=0}^r F_{ijk} a_j a_k + \sum_{j=0}^r G_{ij} a_j \\ F_{ijk} &= -\langle \phi_i, \phi_j \cdot \nabla \phi_k \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

$$G_{ij} = \frac{\mu}{\rho} \langle \phi_i, \nabla^2 \phi_j \rangle$$

$$\text{subject to } a_i(t_0) = \langle \mathbf{u}(x, t_0) - \bar{\mathbf{u}}(x), \phi_i \rangle$$

2. 3 粒子フィルタ

疑似観測値を粒子フィルタにより, 縮約モデルに取り込み, データ同化計算を行う. 粒子フィルタは, 非線形・非ガウス型に関わらず, あらゆる状態空間モデルに適用できるデータ同化手法である. 粒子フィルタは, 状態量の確率分布を多数の粒子の実現値によって近似的に表現する手法である. 各粒子について計算を行う予測ステップと, リサンプリングに基づくフィルタリングのステップを交互に繰り返すことで状態推定を行う.

非線形・非ガウス型の状態空間モデルを式(10)に示す. \mathbf{x}_t は時刻 t の k 次元の状態ベクトル, \mathbf{y}_t は時刻 t の 1 次元の観測ベクトル, \mathbf{v}_t と \mathbf{w}_t はそれぞれシステムノイズと観測ノイズである.

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_t &= f_t(\mathbf{x}_{t-1}, \mathbf{v}_t) \\ \mathbf{y}_t &= h_t(\mathbf{x}_t, \mathbf{w}_t) \end{aligned} \quad (10)$$

粒子フィルタの一期先予測分布は, 各粒子について計算して得られる予測粒子によって式(11)のように近似される.

δ は, Dirac のデルタ関数とし, $x_{t|t-1}^{(i)}$ は時刻 t における各粒子の予測分布を表わしている.

$$p(x_t | y_{1:t-1}) \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta(x_t - x_{t|t-1}^{(i)}) \quad (11)$$

ここでは, N は全粒子数である. 本研究では, N は 250 個を用いた. 観測値 y_t が与えられた時の粒子ごとの尤度 $\lambda_t^{(i)}$ を規格化した重み $\beta_t^{(i)}$ を式(12)に示した. さらにフィルタ分布は重み $\beta_t^{(i)}$ を用いて式(13)のように表わされる.

$$\beta_t^{(i)} = \frac{\lambda_t^{(i)}}{\sum_{j=1}^N \lambda_t^{(j)}} \quad (12)$$

$$p(x_t | y_{1:t}) \cong \sum_{i=1}^N \beta_t^{(i)} \delta(x_t - x_{t|t-1}^{(i)}) \quad (13)$$

ここで各粒子が重み $\beta_t^{(i)}$ に比例する割合で抽出されるようにリサンプリングを行い、計 N 個の粒子を復元抽出する。これよりフィルタ分布は式(14)のように変形することができる。

$$p(x_t | y_{1:t}) \cong \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta(x_t - x_t^{(i)}) \quad (14)$$

本研究では、縮約モデルを構成する a_i に対して、粒子フィルタを用いて観測値を取り込み、係数の逐次推定を行う。

2. 4 検証問題の条件

本研究では、上記手法の検証問題として BCM により計算を行った $Re=100$ の円柱後流に発生するカルマン渦列を用いる。瞬時場の水平流速成分 U および垂直速度成分 V を図 2 および 3 に示した。計算結果に実観測を模擬した誤差を含めた疑似観測を作成する。正規分布乱数を粒子フィルタで用いる粒子数だけ発生させ、BCM による計算結果に足し合わせることで、疑似観測を作成した。観測点は円柱の後流に 3 点設定し (図 2 および 3 中の黒丸印で示した $obs1, obs2, obs3$)、 U および V を観測値として用いる。疑似観測を作成する正規分布乱数は、 $N(0,0)$, $N(0,0.05)$, $N(0,0.1)$, $N(0,0.2)$, $N(0,0.5)$ の 5 種類を用いて、検証を行った。

データ同化を行う間隔は、0.4 秒毎とし、40 秒間の流れ場の推定において、100 回のデータ同化処理を行った。初期分布を近似する粒子は、縮約モデルを構成する係数 a_i の初期値に対して、粒子数だけ発生させた正規分布乱数 $N(1,1)$ の値を掛け合わせることで、初期粒子を作成した。また、リサンプリング後に各粒子の係数 a_i に対して、正規分布乱数を掛け合わせた。これは、粒子フィルタによるリサンプリングを行うごとに、特定粒子の重みが大きくなってしまいうのに対して、粒子の多様性を確保するためである。リサンプリング後に発生させるシステムノイズは正規分布乱数 $N(1,0)$, $N(1,0.05)$, $N(1,0.1)$, $N(1,0.2)$, $N(1,0.5)$ の 5 種類を用いて、検証を行った。

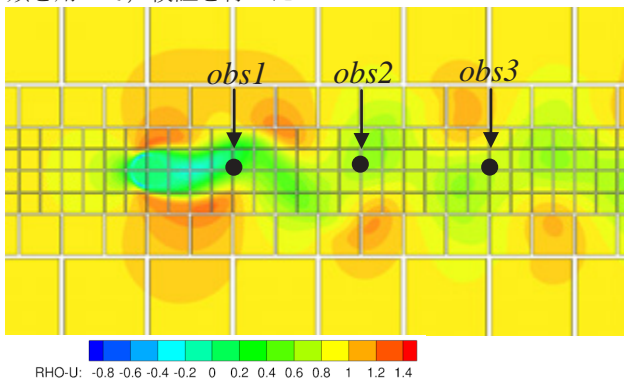


図 2 カルマン渦の計算結果 (風速 U)

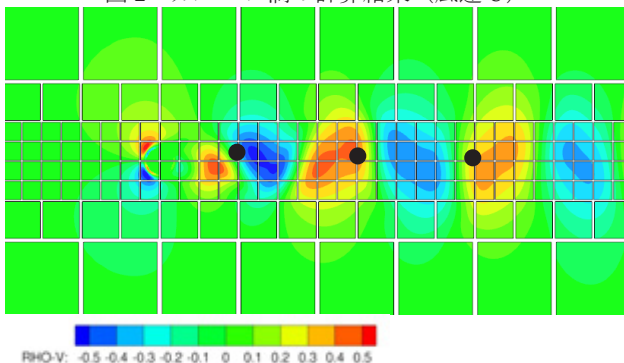


図 3 カルマン渦の計算結果 (風速 V)

3. 結果および考察

3. 1 縮約モデルによる計算

BCM の計算結果から 0.04 秒ごと 600 個の瞬時場を用いて、Snapshot POD を適用した。図 4 に各 Mode のエネルギー比率を示した。Mode1 および Mode2 が支配的であり、合わせて約 96.0% を占めている。また、エネルギー比率においても、POD 基底ベクトルと同様に 2 個ずつ対になっており、エネルギー比率がほぼ同じ値を持つことが見て取れる。これらの 8 つの POD 基底ベクトルを用いて、縮約モデルの構築を行った。なお、Mode1 から Mode8 までで全体のエネルギーの 99% 以上を占めている。

U および V の POD 基底ベクトルを Mode1 から 8 まで図 5 および 6 に示した。Mode1 と Mode2 は対になっており、空間的に位相が 90 度ずれた形で表現されている。また Mode3 と Mode4、それ以降の Mode も同様に対をなしている。

図 7 に、図 2 中で示した観測点 $obs1$ における U の BCM による計算値、疑似観測値 (正規分布乱数 $N(0,0.1)$)、縮約モデルの計算値をそれぞれ示した。この時、縮約モデルの計算値は、BCM による計算値に対して、カルマン渦の時間変化に対する水平風速の位相を意図的に約 180 度ずらしてある。また、BCM の計算値に正規分布乱数を発生させた疑似観測が作成できていることが確認できる。

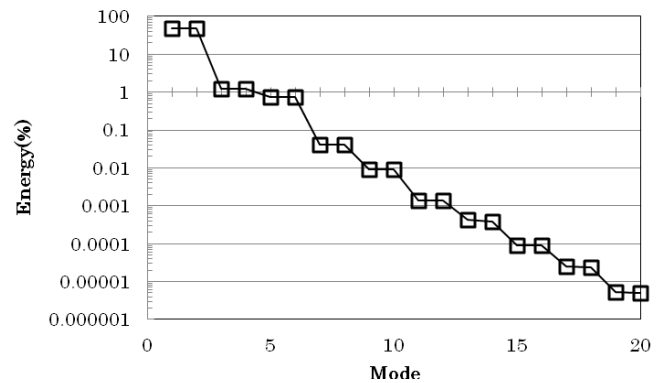


図 4 Mode ごとのエネルギー比率

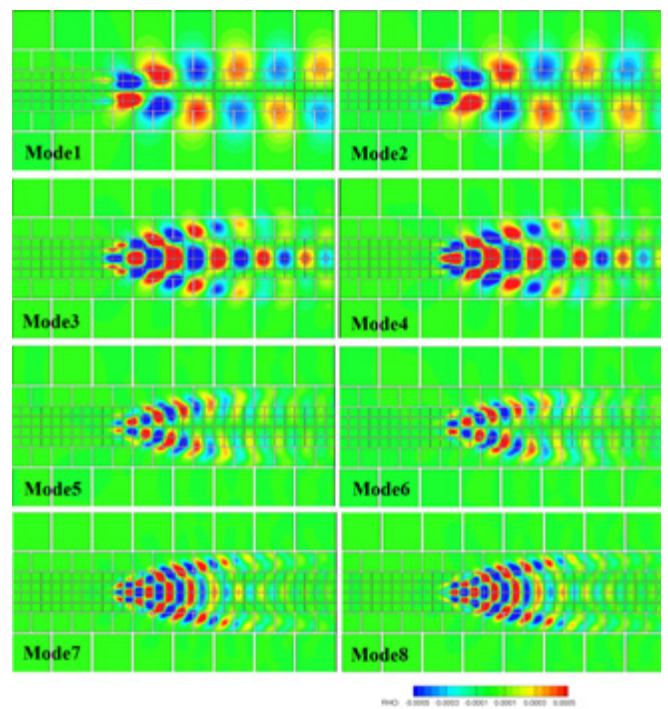


図 5 Mode1 から 8 の POD 基底ベクトル (風速 U)

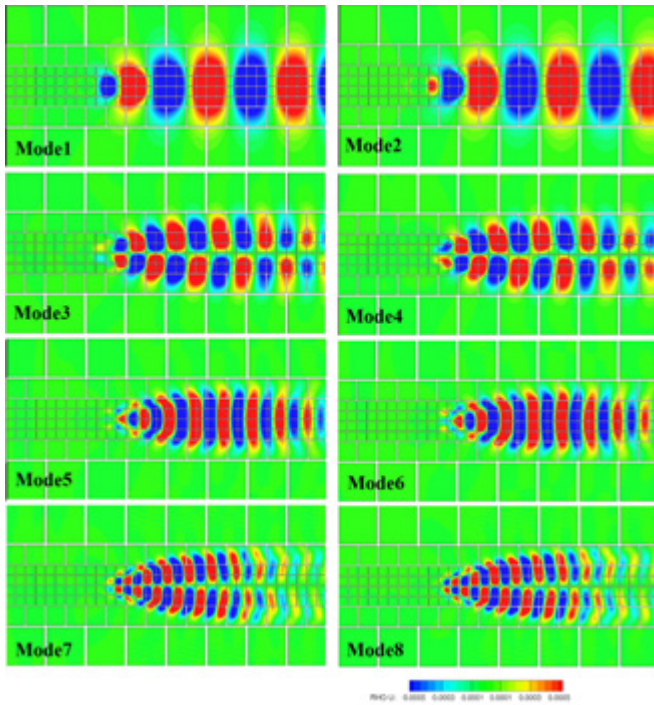


図6 Mode1から8のPOD基底ベクトル(風速 U)

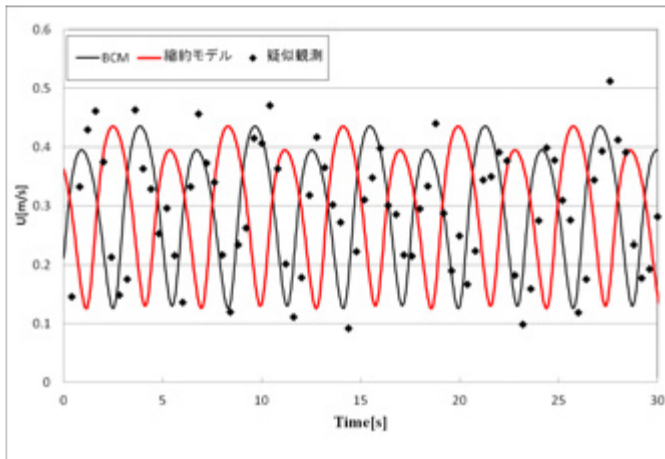


図7 $obs1$ における水平風速 U の時間発展

3. 2データ同化計算

粒子フィルタを用いて、疑似観測値と縮約モデルを組み合わせたデータ同化計算を行った。この時、リサンプリング後のシステムノイズは $N(1,0.1)$ を用いた。図8はデータ同化計算を40秒間実施した際の風速 U の分布を示した。図8中の黒丸印の $obs1$ における同化計算、BCM、疑似観測の風速 U の時間履歴を図9に示した。図7では縮約モデルと疑似観測値の間の位相に約180度の差があったが、データ同化計算を4秒程度行ったところで、疑似観測値とデータ同化計算の風速 U の時間変化に対する位相が概ね一致した。観測値を縮約モデルに取り込むことで、カルマン渦の時間変化に対する位相ずれを修正することができた。また、4秒後以降は、位相に関する変化はほとんど見られない。これは粒子フィルタのリサンプリングによって位相が観測に近い粒子を複製、位相が遠い粒子を排除したことによる結果である。図10に $obs1$ における風速 U の疑似観測値と同化計算結果の真値に対する誤差の時間履歴を示した。位相を修正している4秒程度までは疑似観測値と比較して同化計算の誤差が大きくなる。位相を修正した4秒後以降では、同化計算の誤差が急激に小さくなる。疑似観測では $obs1$ の

風速 U における40秒間の平均誤差は 0.086m/s であるが、データ同化計算では 0.044m/s の誤差となった。同化計算によって誤差があるような観測においても、BCMで計算した元の流れ場に近い値を推定することができた。以上より、カルマン渦の位相が違う場合および観測に誤差が含まれている場合の両方において、逐次流れ場の計算を修正できることを確認した。

計算機には、CPUにIntel Xeon X7560を搭載した東北大学流体科学研究所所有の計算機SGI Altix UV1000を用いた。BCMの計算では、OpenMPによって32CPUによる並列化演算を実施した。また本手法では、同計算機において4CPUによる並列化演算を実施した。それぞれ40秒間の流れ場の計算を行うのに、BCMでは約4時間、本手法では約20秒を要した。以上より、本手法を用いることで、リアルタイムにデータ同化を実行できることを確認した。

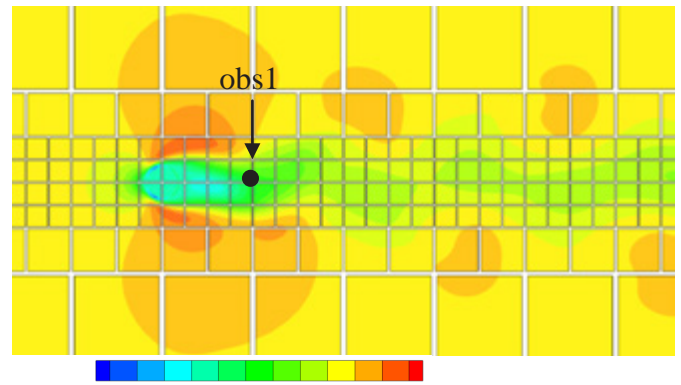


図8 データ同化計算結果(風速 U)

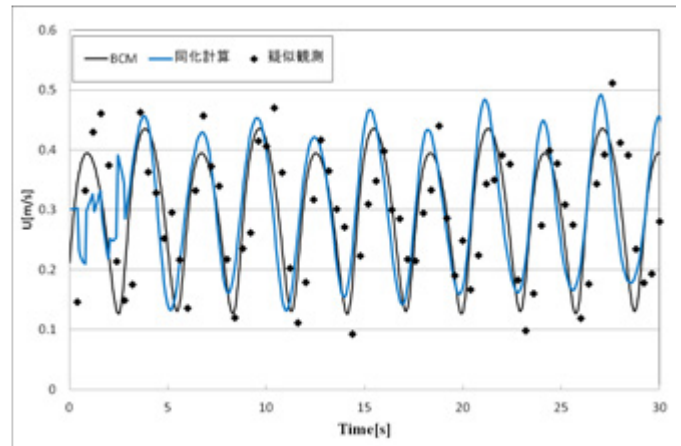


図9 $obs1$ における風速 U の時間発展

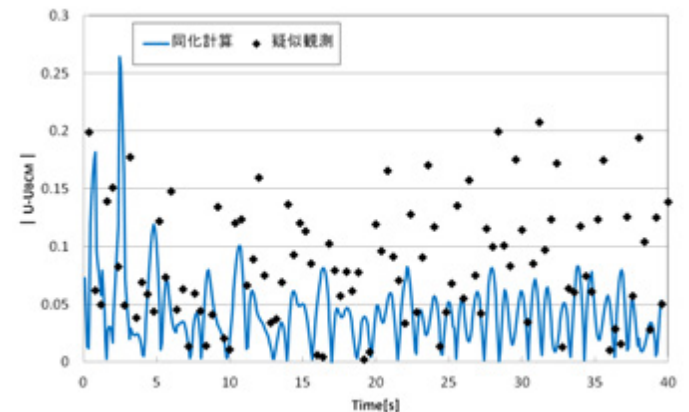


図10 $obs1$ における風速 U の誤差の時間発展

3. 3 観測誤差に対する評価

疑似観測に含まれる観測誤差を、正規分布乱数 $N(0,0)$, $N(0,0.05)$, $N(0,0.1)$, $N(0,0.2)$, $N(0,0.5)$ として、それぞれデータ同化計算を行った。この際、その他の条件は 3.1 および 3.2 と同様である。図 11 はデータ同化計算により推定した風速および疑似観測と同時刻の BCM の値の二乗平均平方根誤差(RMSE)を示した。図 9 において、観測誤差が含まれていても、その情報を用いて流れ場の推定を行うことができることを確認した。図 11 において、観測誤差の標準偏差が大きくなるにつれ、RMSE が大きくなるが、疑似観測に含まれる誤差を取り除いた流れ場の推定を行えることが確認できた。この時、観測誤差が含まれない $N(0,0)$ の場合においてのみ、同化計算における RMSE が大きくなっていることがわかる。これは、同化計算を行う際、縮約モデルにシステムノイズを与えて、粒子ごとの結果に対して多様性を与えていることが原因であると考えられる。

3. 4 システムノイズに対する評価

縮約モデルに含まれるシステムノイズを、正規分布乱数 $N(0,0)$, $N(0,0.05)$, $N(0,0.1)$, $N(0,0.2)$, $N(0,0.5)$ として、それぞれデータ同化計算を行った。この際、その他の条件は 3.1 および 3.2 における条件と同様であり、初期のシステムノイズはそれぞれのケースにおいて同様の正規分布乱数を用いた。図 12 はデータ同化計算を行い、推定した風速および疑似観測と同時刻の BCM の値の RMSE を示した。図 12 において、システムノイズが大きくなるにつれ、RMSE が大きくなるが、疑似観測に含まれる観測誤差と比較すると RMSE は小さいことが分かる。この時、観測誤差が含まれない $N(0,0)$ の場合においてのみ、同化計算における RMSE が大きくなっていることがわかる。これは、システムノイズがないことで、粒子の多様性が失われ、流れ場の推定を行えなくなったことに起因する。また、システムノイズ $N(0,0.05)$ の場合に、RMSE の分布が最小になっており、システムにおける多様性の幅に最適値があることを示唆している。

4. 結論

本研究では、リアルタイム低層風擾乱予測システムの実現を目指して、固有直交分解を用いた縮約モデルと粒子フィルタを組み合わせた手法の構築を行い、その検証計算を行った。まず、BCM を用いて、レイノルズ数 $Re=100$ の円柱後流に発生するカルマン渦列の計算を行い、計算結果を元に縮約モデルの構築および疑似観測の作成を行った。次に、粒子フィルタを用いて、疑似観測と縮約モデルのデータ同化計算を行い、縮約モデルを構成する係数の推定を行った。これより、縮約モデルの初期値におけるカルマン渦の位相と、観測によって得られる実際のカルマン渦の位相に差がある場合においても、粒子フィルタによって係数を推定することで、位相ずれを修正することが出来た。さらに、観測誤差およびシステムノイズの大きさによる流れ場推定精度の評価を行った。観測誤差およびシステムノイズの大きさを変化させた場合においても、誤差を取り除いた流れ場の推定を行えることが示された。ここでシステムノイズを与えない計算においては、流れ場の推定が正しく行えていないことが確認できた。また、システムノイズ $N(0,0.05)$ において、RMSE が最小値を取ることから、システムにおける多様性に最適値がある可能性があることがわかった。本手法を適用した場合、40 秒間の流れ場推定を約 20 秒で実施しており、リアルタイムデータ同化の可能性が確認できた。

現在、実験流体力学(EFD)と数値流体力学(CFD)の融合技術に注目が集まっている。例えば、宇宙航空研究開発機構(JAXA)において、EFD/CFD 融合技術として、デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞(DAHWIN)の研究開発が行われている。本研究手法を用いることで、このような EFD/CFD 融合技術のリアルタイム化の側面を強く推し進めることができると考えられる。本研究においては、 $Re=100$ におけるカルマン渦の計算により検証を行ったが、今後はさらに非定常性の強い乱流現象に適用することで本手法の実用性の検証を進める。

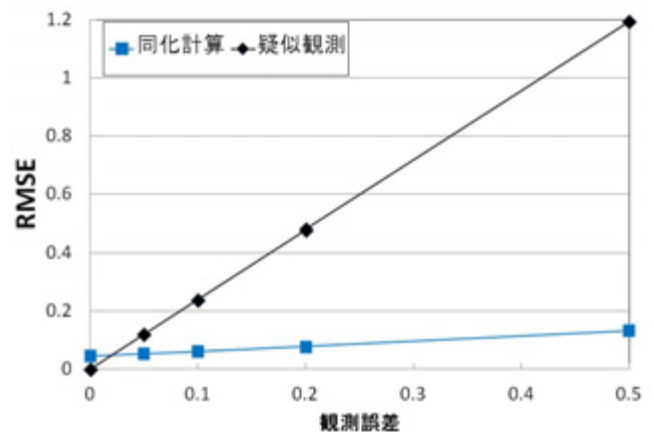


図 11 観測誤差を変化させた場合の RMSE

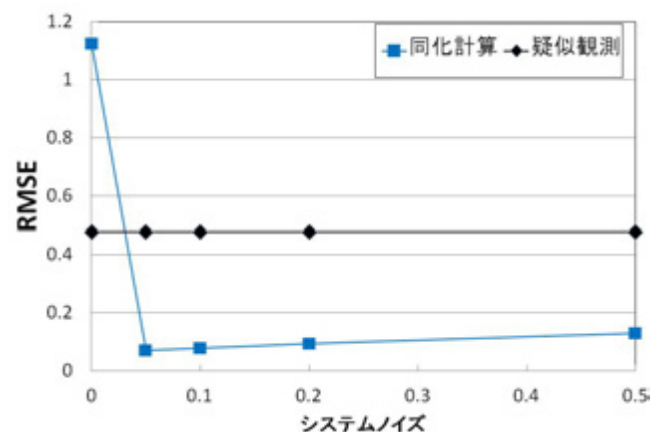


図 12 システムノイズを変化させた場合の RMSE

参考文献

- [1] 又吉直樹, 杉浦正彦, 吉川栄一, 吉田智, 森本健志, 牛尾知雄, 河崎善一郎, “庄内空港での低層風擾乱の解析,” 日本航空宇宙学会第 41 期年会講演会, (2010), D10.
- [2] 榎本康太, 小野佳之, 大塚清敏, “気象モデルと LES 解析に基づく複雑地形上の多地点強風予測,” *ながれ*, **31**, 2(2012), pp.157-163.
- [3] K. Shimoyama, H. Nakanomyo, and S. Obayashi, “Simulations of the Wind Environment at Shonai Airport Integrated with Weather Prediction Data,” *ICCFD7*, (2012), Paper No. 4503.
- [4] 菊地亮太, 三坂孝志, 大林茂, 牛尾知雄, 嶋村重治, 又吉直樹 “空港周辺で発生する低層風擾乱の気象モデルと LES による融合解析,” 日本航空宇宙学会論文集, 印刷中.
- [5] M. Sawada, T. Iwasaki, W. Sha, T. Yamazaki, H. Iwai, S. Ishii, K. Mizutani, T. Itabe, and I. Yamada, “Transient Downslope Winds under the Influence of Stationary Lee Waves from the Zao Mountain Range,” *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **90**, 1(2012), pp.79-100.

- [6] 平邦彦, “固有直交分解による流体解析:1.基礎,” *ながれ*, **30**, 2(2011), pp.115–123.
- [7] T. D. Nguyen, T. X. Dinh, J. C. Wells, P. Mokhasi and D. Rempfer, “Pod-Based Estimation of the Flow Field from Free-Surface Velocity in the Backward-Facing Step,” *Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, (2011), 6D2P.
- [8] A. Oyama, P. C. Verburg, T. Nonomura, H. W. M. Hoeijmakers, and K. Fujii, “Flow field data mining of Pareto-optimal airfoils using proper orthogonal decomposition,” (2010), AIAA Paper 2010-1140.
- [9] K. Kunisch, and S. Volkwein, “Galerkin proper orthogonal decomposition methods for a general equation in fluid dynamics,” *SIAM J. NUMER. ANAL.*, **40**, 2(2002), pp.492-515.
- [10] 樋口知之, “粒子フィルタ,” *電子情報通信学会誌*, **88**, 12(2005), pp.989-994, 2005.
- [11] K. Nakamura, T. Higuchi, and N. Hirose, “Application of Particle Filter to identification of Tsunami simulation model,” *SCIS&ISIS 2006*, (2006), pp.1890-1895.
- [12] S. Nakano, G. Ueno, and T. Higuchi, “Merging particle filter for sequential data assimilation,” *Nonlinear Processes in Geophysics*, **14**, 4(2007), pp.395-408.
- [13] K. Nakahashi, L-S. Kim, “Building-Cube Method for Large-Scale, *High Resolution Flow Computations*, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, (2004), AIAA 2004-434.
- [14] K. Nakahashi, “High-Density Mesh Flow Computations with Pre-/Post-Data Compressions, 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, (2005), AIAA 2005-4876.
- [15] A. Deguchi, D. Sasaki, K. Nakahashi, “Aeroacoustic Simulations of JAXA Landing Gear by Building-Cube Method and Non-compact Curle’s Equation,” 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, (2012), AIAA 2012-0388.
- [16] L. Sirovich, “Turbulence and the dynamics of coherent structures,” *Parts I–III. Q. Appl. Math. XLV*, (1987), pp.561–590.

超音速領域における PIV 計測データの補正方法に関する研究 - MTV データとの比較 -

三井克仁, 中野葵, 小池俊輔, 半田太郎

九州大学, 川崎重工業, 宇宙航空研究開発機構, 九州大学

Study on the Correction Method of PIV Data Measured in a Supersonic Region -Comparison with MTV Data-

by

Katsuhito Mii, Aoi Nakano, Shunsuke Koike, and Taro Handa

ABSTRACT

Particle image velocimetry (PIV) has become a powerful tool for the measurements of flow velocities in wind tunnel testing. However, it is generally difficult to apply the PIV to a supersonic flow because of unreliable particle traceability. In the present study, the method for correcting the PIV data measured in a supersonic flow is discussed. The tested flow is an underexpanded jet issuing from an orifice, the diameter of which is 6.0 mm. The jet has a region in which the gas is accelerated in a short distance (11 mm) from a sonic speed to a supersonic speed corresponding to Mach 3.7. The jet also has a normal shock wave called Mach disk across which the gas is decelerated rapidly from a supersonic speed to a subsonic speed. The PIV data is corrected by using the Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) equation based on the assumption that the Stokes' law is satisfied. The corrected PIV data is compared with the data measured by the molecular tagging velocimetry (MTV). The PIV data are reasonably improved in the entire measurement region. Especially, the corrected PIV data agree well with the MTV data downstream of the Mach disk.

1. 諸言

流れの速度を計測する手法は、ピトー管や熱線流速計などのプローブを流れに挿入して計測する手法と、レーザー光を流れに照射して非接触で計測する手法に大別される。超音速流れの速度を計測する場合、プローブを用いる手法では、プローブが流れを乱してしまい、正しい速度データを計測できない恐れがある。しかし、レーザー光を用いて非接触で計測すれば流れを乱さずに正確な計測ができる。このような非接触計測法には PIV (Particle Image Velocimetry)¹⁾ や MTV (Molecular Tagging Velocimetry)²⁾ がある。いずれも流れに混入したトレーサを追跡する“time-of-flight”法であるが、PIV では流れに混入した粒子を追跡し、MTV では分子を追跡して流れの速度を計測する。MTV では急激な加減速のある超音速流れにおいてもトレーサの追従性は問題とならないが、PIV では粒子の追従性が問題となり^{3), 4)}、粒子サイズを約 0.1 μm まで小さくしても超音速流れでは粒子が流れに追従しないこと⁴⁾が報告されている。PIV では面計測が可能なので、大型風洞に適した非接触計測法であり、超音速流れへ適用するための補正法が研究されている³⁾。しかしながら、補正した結果を検証するための実験データがなく、補正法の妥当性が十分に検証されていないのが現状である。

そこで本研究では、急激な流れの加減速が存在する不足膨張自由噴流を PIV で計測し、得られた PIV データを過去に提案された手法³⁾により補正する。この補正データを MTV によって計測されたデータと比較することで、補正法の妥当性を検証する。

2. PIV について

本研究で用いた PIV システムの模式図を Fig.1 の(1)-(7)に示す。光源として、ダブルパルス Nd:YAG レーザー (Quantel, CFR400) (1) の 2 倍高調波 (波長 532nm) を用いた。レーザービームはビームスプリッター(2)を介して、シリンダカルレンズ系(3)によりシート状にした。フォトディテクタ(4)によりレーザー光を検出し、高速 A/D 変換器でデジタル信号に変換した後、パーソナルコンピュータ(7)に記録した。このようにしてレーザーパル

ス間隔を計測した。レーザーシートはシート面が噴流の中心面を通るように流れ方向に対して垂直に照射した。粒子の散乱光画像をレーザーシート面に対して直角方向から、レンズ (Nikon, f/200mm) を介して CCD カメラ (Lavision, Imager Pro Plus 4M) (5) により取得した。画像の 1 ピクセルは物理面の 5.53 μm \times 5.53 μm に相当する。レーザー発振と画像取得のタイミングは Programmable Timing Unit (Lavision) (6) を用いて設定した。画像対間の時間間隔にあたるレーザー発振間隔 Δt はフォトディテクタを用いて計測した。レーザー発振間隔 Δt は 110ns である。得られた粒子画像は、パーソナルコンピュータ(7)に記録される。画像対のサンプリングレートは 4Hz であり、1 回の実験で 250 画像対を取得し、この実験を 8 回繰り返した。

トレーサ粒子には、ラスキンノズルで霧化した DOS (セバシン酸ジオクチル) 粒子を用いた。霧化に際しては、作動気体である窒素ガス (水分含有量 5ppm 以下) を使用した。DOS 粒子の直径は約 1 μm である⁵⁾。トレーサとして気流に混入させるために、よどみ室上流のバルーン(11)に DOS 粒子を作動気体とともにあらかじめ充填した。

粒子移動量の算出には、PIV 解析ソフト (Lavision, Davis 7.2) を使用した。本ソフトは FFT 相互相関法^{1), 6)}により粒子の移動量を算出する。相関領域は 32 \times 32 ピクセルであり、流速ベクトルは 50% オーバーラップで算出した。計算においては再帰的アルゴリズムを用いた。

また、画像を処理する際に検査領域の過不足により、実際のベクトルとは異なる、大きな誤差を持ったベクトルが発生することがある。このベクトルを誤ベクトルと呼び、この誤ベクトルの発生を抑え、正確な速度ベクトルを求める必要がある。誤ベクトルを除去する手法には、統計に基づく手法と流体の物理法則などを用いた解析的な手法とがある¹⁾。本研究では、前者を用いる。すなわち、取得したベクトルのヒストグラムを求め、このヒストグラムから標準偏差を計算し、標準偏差の 5 倍以上のベクトルを誤ベクトルとして除去する。なお、この処理を 3 回繰り返す。誤ベクトルを除去することによる影響

は、画像を平均することで無視できるので、本研究ではベクトルの補間を行わない。

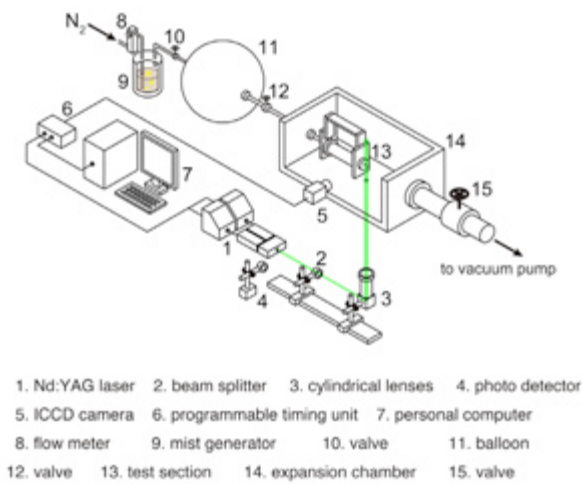


Fig.1 Measurement system and experimental setup for PIV

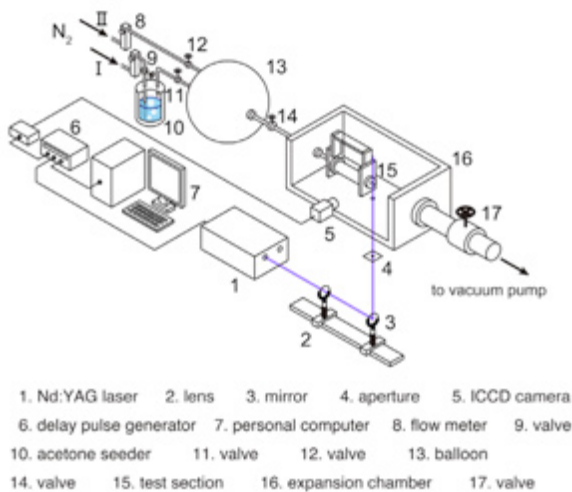


Fig.2 Measurement system and experimental setup for MTV

3. MTVについて

本研究で用いた MTV システムの模式図を Fig.2 の(1)-(7)に示す。光源として、Nd:YAG レーザー (Spectra Physics, 170-10) (1)の 4 倍高調波 (波長 266nm) を用いた。レーザーを、レンズ(2)によりビーム状にした後にピンホール(4)を介して、噴流の中心面を通るように流れ方向に対して垂直に照射し、流れに混入したアセトン分子を励起した。レーザーによって誘起されたアセトンの蛍光をイメージインテンシファイア付きの CCD カメラ (Hamamatsu, C7772S) (5)により撮像した。

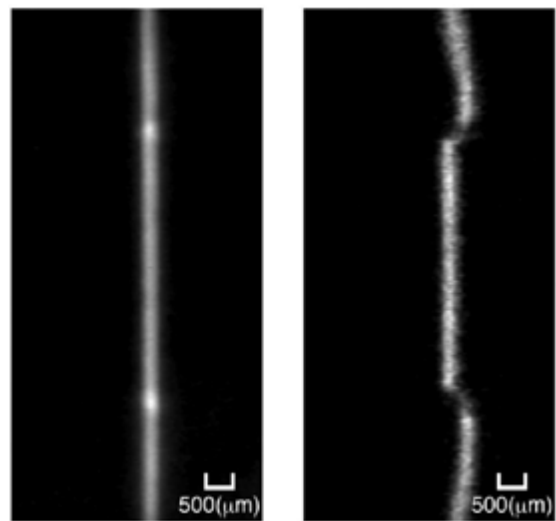
蛍光画像は、レーザーが照射されてから、ある遅れ時間後に取得した。遅れ時間は遅延パルス発生装置 (Stanford Research Systems, DG645) (6)を用いて設定した。遅れ時間は計測位置によって異なるが 400–800ns の間で設定した。また、イメージインテンシファイアのゲート開放時間は 20–30ns の間で設定した。1 回の実験で 100 枚の蛍光画像を取得し平均した。この実験を 8 回繰り返

した。なお、画像の 1 ピクセルは物理面の $20.0\mu\text{m} \times 20.0\mu\text{m}$ に相当する。

作動気体として微量のアセトンを混入した窒素を使用した。以下に述べる方法でアセトンのシーディング比を調節した。弁(9), (11)を開け、弁(12)を閉じ、流路 I に窒素を指定の流量でアセトンシーダ(10)に流入させる。アセトンシーダ内でアセトンは蒸気圧に応じて気化し、窒素に混入する。アセトンを含む窒素はバルーン(13)に貯められる。このときのバルーン内のアセトン濃度はアセトンシーダ内の圧力とアセトンの飽和蒸気圧から計算することができる。次に弁(9), (11)を閉じ、弁(12)を開け、流路 II を介して窒素をバルーンに流入させる。なお、流路 II の窒素の流量は、流路 I の場合と同じ値に設定する。それぞれの流路において窒素を流す時間を調節することでアセトンのシーディング比を調節できる。本研究においてアセトンのシーディング比は約 0.6% であり、この場合、アセトンをシードしたことによる作動気体の比熱比の低下は約 0.5% である。なお、アセトンシーダ内のアセトン飽和蒸気圧 p_{sat} は Lozano ら⁷⁾により温度 T の関数として以下の経験式で与えられている。

$$\log_{10} p_{sat} = 7.125267 - \frac{1214.208}{230.002 + T} \quad (1)$$

本実験では、上式を用いてアセトンシーダ内におけるアセトン濃度を計算した。



(a) $\tau=0$

(b) $\tau=800\text{ns}$

Fig.3 Fluorescence images

実験で取得した画像の一例を Fig.3 に示す。Fig.3(a), (b)はノズル出口から 12.6mm 下流の位置における画像で、それぞれ遅れ時間 $\tau=0$, $\tau=800\text{ns}$ で取得されたものである。また、Fig.4 は Fig.3 における噴流中心軸上の蛍光強度分布を示したものである。本研究では、Fig.4 のように遅れ時間の異なる 2 枚の画像の流れ方向蛍光強度分布を、最小自乗法によりガウス分布でフィッティングして求め、フィッティングにより求めたそれぞれのガウス分布のピーク位置の差 Δx をアセトン分子の移動量として定義する。すなわち、流速 u は次式で求められる。

$$u = \Delta x / \Delta \tau \quad (2)$$

ここで、 $\Delta \tau$ は 2 枚の画像の遅れ時間の差である。

4. 測定対象

PIV を超音速・遷音速流れに適用する場合、PIV 粒子が最も流れに追従しないと考えられるのは粒子が垂直衝撃波を通過する場合である。垂直衝撃波を通過する流れは超音速から亜音速まで急激に減速され、流れを連続体とみなすと流速の変化は不連続なものとして扱われる。このような不連続的な流れの減速に対しての PIV 粒子の追従性は極めて悪くなると考えられる。

衝撃波を通過する粒子の追従性を正確に評価するためには、衝撃波が定在している（振動していない）必要がある。内部流れに発生する垂直衝撃波は一般に流れ方向に振動する⁸⁾ので、定在衝撃波は内部流れでは実現しづらい。そこで本研究では直径 6.0mm のオリフィスから不

足膨張自由噴流を発生させることにより定在する垂直衝撃波を作り出し、測定対象とした。Fig. 1 の(13)と Fig. 2 の(15)のように膨張室内にオリフィスの付いたよどみ室が設置されており、バルーン内の作動気体がよどみ室に流入した後、オリフィスから膨張室に噴出し、不足膨張噴流を形成する。上流よどみ室および膨張室の圧力をそれぞれ 81.0kPa, 10.1kPa に設定する。また、上流よどみ室の温度は 293.5K±1.5K である。これらの条件で不足膨張噴流を発生させると、オリフィスからマッハディスクまでの距離は 11mm, マッハディスク直前のマッハ数は 3.7 となる⁹⁾。

5. PIV データの補正方法

粒子の運動は一般に式(1)で表される Basset-Boussinesq-Oseen (BBO)¹⁰⁾方程式により記述される。

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{3}d_p^3\rho_p \frac{D\mathbf{u}_p}{Dt} &= \frac{4\pi}{3}d_p^3\rho_p F(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \\ &\quad - \frac{4\pi}{3}d_p^3 \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{4\pi}{3}d_p^3\rho_f \frac{D}{Dt}(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \\ &\quad + 3d_p^2\sqrt{\pi\rho_f\mu_f} \\ &\quad \times \int_{t_0}^t \frac{(D/D\tau)(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \\ &\quad + \frac{1}{8}F_e \end{aligned} \tag{3}$$

ここで、 D/Dt は実質微分、 d_p は粒子の直径(m)、 ρ は密度 (g/m^3)、 \mathbf{x} は位置ベクトル、 \mathbf{u} は速度ベクトル(m/s)、 p は圧力(Pa)、 t は時間(s)、 τ は緩和時間(s)、 μ は粘性係数、 F_e は外力のベクトルを表す。また、添え字 f と p はそれぞれ流体と粒子の物理量を表す。上式の右辺の項は粒子に作用する力を表し、それぞれ第一項から順に、流体と粒子の間の速度差に起因する抗力の項、圧力勾配項、付加質量項、バセット項、外力項である。また、 F は以下の式で表される。

$$F = \frac{3}{4}C_d \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{d_p} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| \tag{4}$$

ここで、 C_d は抗力係数である。

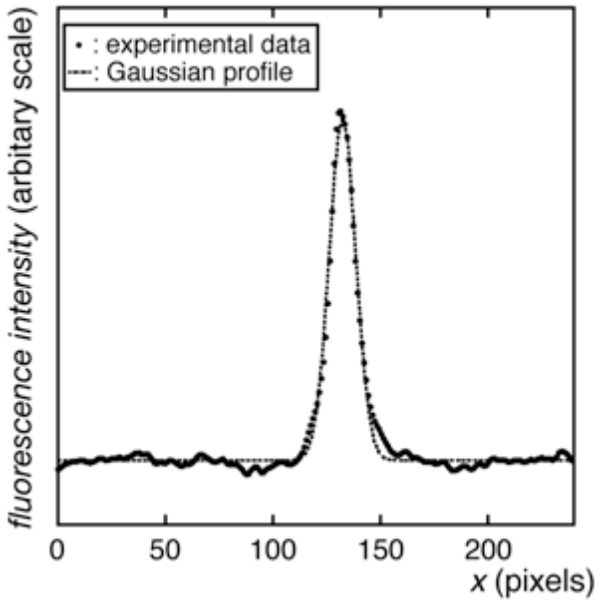
遷音速および超音速流れに PIV を適用する場合、衝撃波などによって発生する急激な流れの加減速により粒子が追従せず、計測された流れの速度は実際の速度と異なる。したがって、以下の方法³⁾により PIV で計測した流れの速度を補正する。

気体流れでは流れの密度は粒子の密度に比べて十分低い（本研究では約 1/1000 以下）ので、流れの速度と粒子速度によって発生する抗力が他の力に比べて支配的になる。すなわち、右辺では第一項のみが残り、流れを定常状態と仮定すると、式(3)は次式のように書ける。

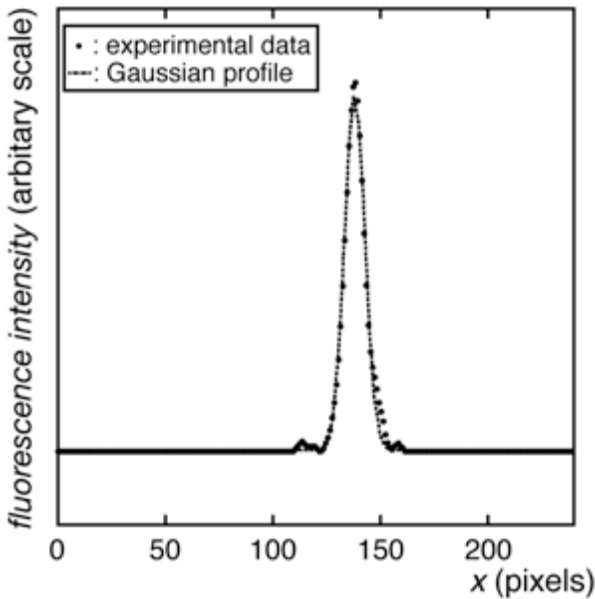
$$u_{pj} \frac{\partial u_{pi}}{\partial x_j} = \frac{3}{4}C_d \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{d_p} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (u_{fi} - u_{pi}) \tag{5}$$

上式において、 α と β_i をそれぞれ次式

$$\frac{1}{\alpha} \equiv \frac{3}{4}C_d \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{d_p} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| \tag{6}$$

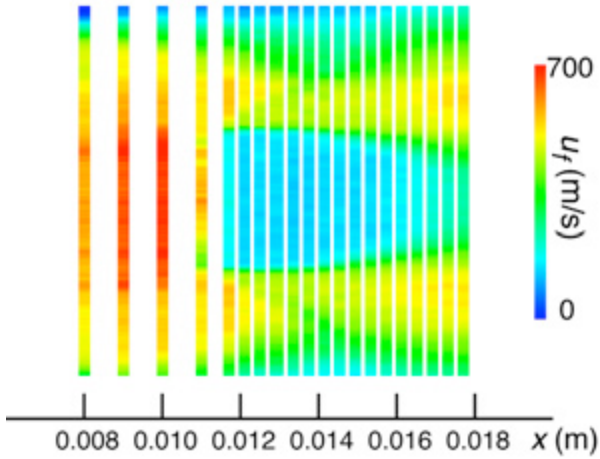


(a) $\tau=0$

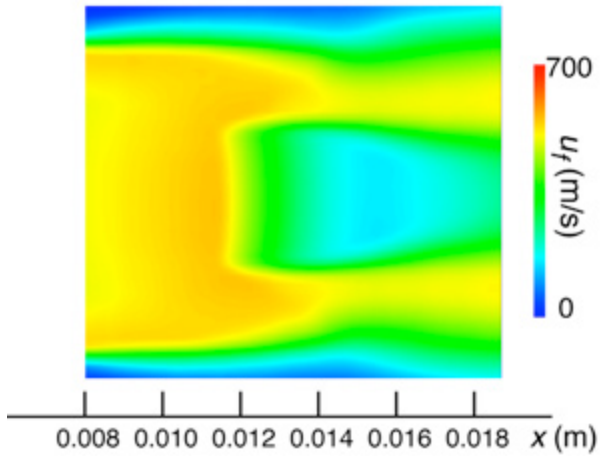


(b) $\tau=800\text{ns}$

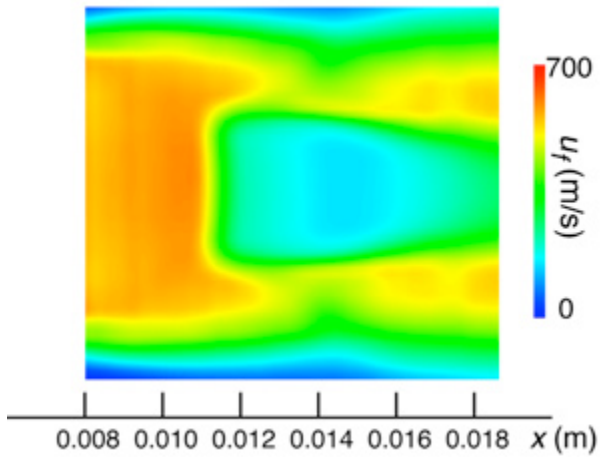
Fig.4 Fluorescence intensity distributions along the central axis of the jet



(a) MTV data



(b) PIV data

(c) Corrected PIV data
Fig.5 Velocity maps

$$\beta_i = u_{pj} \frac{\partial u_{pi}}{\partial x_j} \quad (7)$$

のように定義すると、流れの速度の i 方向成分は、次式のように表される。

$$u_{fi} = u_{pi} + \alpha \beta_i \quad (8)$$

式(8)を用いることにより粒子速度から流れの速度を求めることができる。ただし、 β_i は粒子の速度分布から計算できるが、 α は流れの速度の関数である。以下に α の求め方について述べる。

一般に抗力係数 C_d は相対レイノルズ数 Re_{fp} ($=\rho_f|\mathbf{u}_f-\mathbf{u}_p|d_p/\mu_f$)、相対マッハ数 M_{fp} ($=|\mathbf{u}_f-\mathbf{u}_p|/a_f$) およびクヌッセン数 Kn ($=\lambda/d_p$: λ は分子の平均自由行程) の関数であるが、本研究では簡単に C_d を Stokes の抗力係数 $C_d=24/Re_{fp}$ で表す。この場合、 α は次式、

$$\alpha = \frac{d_p^2 \rho_p}{18 \mu_f} \quad (9)$$

で表され、流れの密度 ρ_f はキャンセルされる。流れの状態変化を断熱変化と仮定すると式(9)は、

$$\alpha = \frac{d_p^2 \rho_p T_s^{3/2}}{18(T_s + S)\mu_s} \left[T_{0f} - \frac{\gamma-1}{2\gamma R} |\mathbf{u}_f|^2 \right]^{-3/2} \times \left[T_{0f} + S - \frac{\gamma-1}{2\gamma R} |\mathbf{u}_f|^2 \right] \quad (10)$$

と表せる。ここで、

$$|\mathbf{u}_f|^2 = \beta_i \beta_i \alpha^2 + 2\beta_i u_{pi} \alpha + u_{pi} u_{pi} \quad (11)$$

である。式(10)において、 R は気体定数、 γ は比熱比、 T_{0f} は気流の全温度であり、 μ_s 、 T_s 、 S は粘性係数 μ_f を計算するための Sutherland 式の中の定数である。式(10)では α 以外は既知なので解くことができ、得られた α を式(8)に適用することで流れの速度を得られる。

上述のように、本補正式では、定常流れの仮定と最も単純な抗力係数モデルである Stokes の抗力係数を採用する。これらの仮定のため、厳密な適用範囲は著しく限定される。しかしながら、PIV で測定した粒子流速値と気流の全温度だけから補正値を得られることと、対象とする計測点とその周囲の局所的な PIV の計測値から簡単な計算により補正解を得られることから、補正方法を確立していく第一段階として上記の補正式を検証した。

6. 実験結果および考察

実験結果を Fig.5 に示す。Fig.5(a) は MTV、Fig.5(b) は PIV の速度データである。Fig.5(c) は Stokes の抗力係数を用いて Fig.5(b) の速度データを補正して求めた速度データである。図中の $x(m)$ はオリフィス出口からの距離を表す。

Fig.6 はオリフィスから発生する不足膨張噴流の模式図である。不足膨張噴流では、一般にオリフィス出口で急激に流れが膨張するので、オリフィス出口部で多数の膨張波が発生する。膨張波は噴流境界で圧縮波として反射し、複数の反射圧縮波が集まってバレル衝撃波 (barrel shock wave) と呼ばれる斜め衝撃波を形成する。バレル衝撃波は噴流中心軸上で交差するが、この交差は本実験条件のような高い圧力比ではいわゆる“マッハ反射 (Mach reflection)” の形態を取り、マッハディスク (Mach disk) を形成する。反射衝撃波 (reflected shock wave) 下流の流速とマッハディスク下流の流速は大きく異なるので、反射衝撃波とマッハディスクの交点から不連続面であるすべり面 (slip line) が発生する。

Fig.5(a) の MTV データでは、バレル衝撃波とマッハディスクで囲まれた高速流れが存在する等エントロピー膨

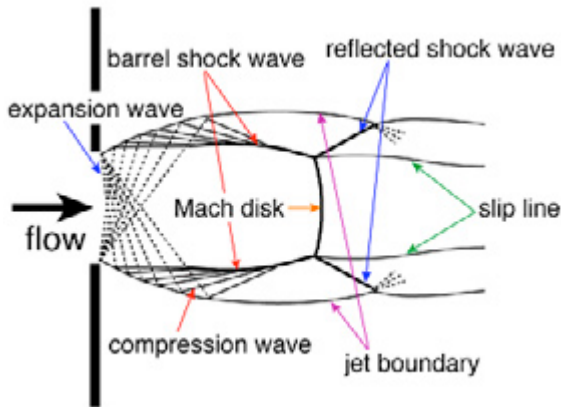


Fig.6 Schematic diagram of an underexpanded free jet

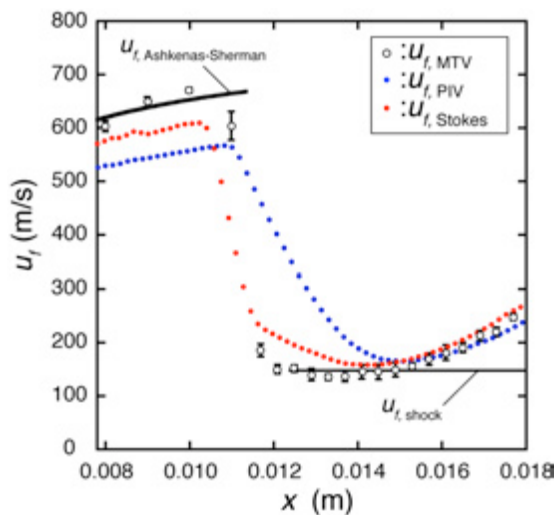


Fig.7 Streamwise velocity distributions along the central axis of the jet

張領域や、マッハディスクや反射衝撃波による急激な流れの減速が観測される。いっぽう、Fig.5(b)の PIV データでは、膨張領域の速度増分は Fig.5(a)に比べて著しく低く、反射衝撃波は観察できない。また、Fig.5(b)ではマッハディスクも不鮮明である。PIV データにおけるこれらの結果は、流れの急激な加減速に粒子が追従していないためであると推測される。

Stokes の抗力係数を用いて PIV データを補正した結果、Fig.5(c)のようにマッハディスクによる急激な減速過程が鮮明に見られるようになった。いっぽう、反射衝撃波による急激な減速過程は補正後も不鮮明であった。これは、PIV の空間分解能の不足により反射衝撃波をとらえられなかったためと推測される。すべり面 (slip line) の形状に着目すると、Fig.5(b)で観測されるすべり面の形状は Fig.5(a)と異なっているが、Fig.5(c)では Fig.5(a)と似た形状となっており、補正の効果を確かめる。

PIV データと MTV データを定量的に比較できるように、Fig.5(a)-(c)の噴流中心軸上のデータをプロットした。その結果を Fig.7 に示す。図より MTV で計測された速度データ $u_{f, MTV}$ は等エントロピー膨張領域において Ashkenas-Sherman の経験式⁹⁾と良く一致し、マッハディスク前後の $u_{f, MTV}$ の変化も垂直衝撃波前後の関係式¹¹⁾から計算された $u_{f, shock}$ と良く一致する。PIV で計測された

速度データ $u_{f, PIV}$ はマッハディスク上流の等エントロピー領域において $u_{f, MTV}$ に比べて 100m/s 程度低い値となっている。これはオリフィスから噴出した粒子が流れの速度まで加速しなかったためと考えられる。さらに、 $u_{f, PIV}$ はマッハディスク下流の長さ約 4mm の範囲で緩やかに低下し、実際の流れと明らかに異なる分布となっている。これもマッハディスクによる急激な流れの減速に粒子が追従できなかったためと考えられる。これらの粒子の追従遅れは直径が約 0.1 μ m の粒子を用いた Huffman らの不足膨張噴流を対象とした実験⁴⁾においても観測されている。Fig.7 や Huffman らの実験結果は、超音速流れにおける PIV 計測値を考察する際は、粒子の追従性を十分に考慮すべきであることをあらためて示している。

Stokes の抗力係数を用いて補正された速度データ $u_{f, Stokes}$ に着目すると、マッハディスク上流では、 $u_{f, Stokes}$ は $u_{f, PIV}$ よりも $u_{f, MTV}$ に近づく。両者の差異は最大で約 50m/s と補正前に比べて明らかに改善されており、補正効果を確かめる。マッハディスク下流においても良好な補正の効果がみられ、 $u_{f, Stokes}$ は衝撃波下流の不連続な減速過程を補正前に比べて正しくとらえている。マッハディスク下流の加速領域においては、 $u_{f, PIV}$ と $u_{f, MTV}$ の差異は小さい。これは粒子が流れに追従していることを意味している。当然ながら、この領域では $u_{f, Stokes}$ と $u_{f, MTV}$ の差異も小さい。Fig.7 で示された噴流中心軸上では、流れを定常とする仮定は十分妥当であるが、 $u_{f, Stokes}$ においても垂直衝撃波背後では $u_{f, MTV}$ に比べて若干緩やかな分布となっている。これも反射衝撃波の場合と同様に PIV の計測値の空間分解能の不足によるものと考えられる。また、等エントロピー膨張領域とマッハディスクから 2mm 下流の領域においては、 $u_{f, Stokes}$ と $u_{f, MTV}$ の差異が若干ある。これらのわずかな差異は Stokes の抗力係数の適応範囲からの逸脱が主原因であると推察される。

7. まとめ

PIV (Particle Image Velocimetry) の超音速流れへの適用を可能とするために、トレーサ粒子の追従遅れに起因する誤差を算出しかつ計測値を補正する補正式の検証を行った。

PIV および MTV (Molecular Tagging Velocimetry) を用いてオリフィスから発生する不足膨張噴流の速度を計測した。その PIV 速度データを用いて流れの速度が求まるように補正した。補正の際に必要な抗力係数には Stokes の抗力係数を用いた。

補正された PIV 速度データを、MTV を用いて計測された速度データと比較し、補正法の妥当性を評価した。その結果、オリフィス出口からマッハディスクまでの等エントロピー膨張領域とマッハディスク下流の両領域において本補正法が有効であることを確認した。とくに、マッハディスク下流の領域においては、マッハディスクによる急激な減速過程や減速後見られる緩やかな加速過程など、MTV でとらえられた実際の流速場に近づくことを確認できた。等エントロピー膨張領域やマッハディスク背後におけるわずかな MTV との差異は、Stokes の抗力係数の適応範囲からの逸脱と PIV の空間分解能の不足によるものと考えられる。今後、より高精度な補正方法の確立を進めたい。

参考文献

- 1) 可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 森北出版 (2002).
- 2) 半田太郎, 水田倉右, 今村幸平, MTV による気体流れの速度計測 - 超音速マイクロ噴流の速度計測を例

- として-, 可視化情報, Vol. 32, No. 125 (2012), pp. 26-31.
- 3) Koike, S., Takahashi, H., Tanaka, K., Hirota, M., Takita, K., and Masuya, G., Correction method for particle velocimetry data base on the Stokes drag law, *AIAA Journal*, Vol. 45, No. 11 (2007), pp. 2770-2777.
 - 4) Huffman, R. E. and Elliott, G. S., An experimental investigation of accurate particle tracking in supersonic, rarefied axisymmetric jets, *AIAA Paper 2009-1265*, (2009).
 - 5) Kähler, C. J., Sammler, B., and Kompenhans, J., Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air, *Experiments in Fluids*, Vol. 33, No. 6 (2002), pp. 736-742.
 - 6) Willert, C.E. and Gharib, M., Digital particle image velocimetry, *Experiments in Fluids*, Vol. 10, No. 4 (1991), pp. 181-193.
 - 7) A. Lozano, B. Yip, and R.K. Hanson (1992). Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, Vol. 13, No. 6 (1992), pp. 369-376.
 - 8) Handa, T., Masuda, M., and Matsuo, K., Mechanism of shock wave oscillation in transonic diffusers, *AIAA Journal*, Vol. 41, No. 1 (2003), pp. 64-70.
 - 9) Ashkenas, H. and Sherman, F. S., The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels, *Rarefied Gas Dynamics*, Vol. 2 (1966), pp. 84-105.
 - 10) Soo, S. L., *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*, BLAISDELL PUBLISHING COMPANY, 1967, pp. 31-33.
 - 11) Liepmann and Roshko, *Elements of Gasdynamics*, Dover Publication Inc., (1956).

吸収飽和誘起蛍光法による光学的に厚いプラズマ流中の温度分布計測

伊藤彦, 金子剛, 野村哲史*, 小紫公也, SCHÖNHERR Tony**, 小泉宏之**

東京大学大学院 新領域創成科学研究科 (〒277-8561 千葉県柏市柏の葉 5-1-5)

*独立行政法人 宇宙航空研究開発機構 (〒182-8522 東京都調布市深大寺東町 7-44-1)

**東京大学大学院 工学系研究科 (〒277-8561 東京都文京区本郷 7-3-1)

Temperature Measurement in Optically Thick Plasma Flows by a Laser Induced Fluorescence Combined with Laser Absorption Spectroscopy

by

Gen ITO, Tsuyoshi KANEKO, Satoshi NOMURA, Kimiya KOMURASAKI Tony SCHÖNHERR, and Hiroyuki KOIZUMI

ABSTRACT

Laser Induced Fluorescence (LIF) method is not applicable to optically thick plasma flow because its fluorescence profile is distorted by three effects; absorption of laser, re-absorption of fluorescence and absorption saturation. In this study, LIF was combined with Laser Absorption Spectroscopy (LAS) to measure spatially resolved translational temperature in an optically thick argon plume. By utilizing absorption data of a probe laser beam through the plume, distortion of LIF profile was corrected, and accurate translational temperature was obtained. This measurement method was applied to optically thick argon plasma flow in various conditions such as changing input power and measurement points. These results show good agreement with Abel-inversed LAS, and the validation of this method was established. The translational temperature without correction was up to a fifth of corrected one. Due to distorted fluorescence profile, it is considered that measured translational temperature by LIF was overestimated. It is revealed that with increasing optical thickness of plasma, the effects of absorption and re-absorption have more impact on fluorescence profile than absorption saturation. Indeed, axial distribution of translational temperature was obtained easily and quickly. The measurement time of this method is about one tenth of that using Abel inversion. LIF combined with LAS is an effective method to obtain axial distribution of translational temperature of optically thick plasma flow made by wind tunnel facilities such that operation time is limited.

1. はじめに

近年, サンプルリターンなどの大気圏突入を伴うミッションが増加している. 大気圏突入の際, 機体表面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生じる厳しい加熱環境にさらされる. 大気圏突入時の激しい空力加熱から機体を守る手段として, 熱防御システムの研究開発が重要視されている¹⁾. その開発および的確な設計にはプラズマ風洞が用いられており^{2,3)}, 熱防御システムを正しく評価するためにはその気流状態を正確に把握する必要がある. 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のみで気流状態を正確に把握することは容易ではない. そのためプラズマ風洞気流について様々なパラメータを計測する必要がある.

プラズマ気流の計測法は, ビーター管や熱流速計測, ラングミュア・プローブなどのプローブ計測と, 発光分光, ラマン分光, レーザー吸収分光 (LAS), レーザー誘起蛍光法 (LIF) などの分光計測に大別することができる. 前者は古くから確立された手法として用いられているが, プラズマの内部励起状態に関する情報を得ることは難しく, プラズマの熱非平衡性を議論するには分光計測が必要となる.

中でも LAS と LIF は熱的非平衡性を議論する際に重要なパラメータとなる並進温度を計測することができる有力なツールであるが, それぞれ一長一短がある. LAS と LIF の比較を Table 1 に示す. 分光計測で温度を求めるには, ピコメートルオーダーの原子吸収線幅を計測する必要があるが, 線幅の狭い半導体レーザー分光が有効である. 半導体レーザー誘起蛍光法 (DLIF) は優れているが, 光学的に厚いプラズマ流には適用できない.

そこで我々は DLIF と DLAS を組み合わせることで, 光学的に厚いプラズマ流にも適用できる吸収補正誘起蛍光法を開発した. 本研究では東大 1kW 級コンストリクティブ型アーク加熱風洞によって生成された光学的に厚いアルゴンプラズマ流に対して, 様々な気流条件での測定を行って計測法

Table 1. Comparison of LAS and LIF

	DLAS	DLIF	TALIF
Alignment	Easy	Difficult	Difficult
Major target state	meta-stable state	meta-stable state	ground state
Sensitivity, m ⁻³	10 ¹⁵	10 ¹⁵	10 ⁹ ~10 ¹³
Measurement space	Line of sight	Point	Point
Wavelength resolution, pm	0.3	0.3	1~10
Optically thick plasma	Possible	Impossible	Impossible

の妥当性を評価し, 補正と光学的厚さとの関係について調べた. またその計測法を用いて, 比較的短時間で気流の中心軸上の詳細な温度分布を求めることができたので報告する.

2. DLIF の蛍光信号に生じる歪みと補正法

2つの励起エネルギー準位間のエネルギー差に対応した波長をもつレーザーがプラズマを透過するとき, 励起子によるエネルギーの吸収と蛍光を伴う下準位への遷移が起こる. このとき計測される蛍光信号の強度 S_f は式(1)のように表される⁴⁾.

$$S_f = \left\{ \left(1 - e^{-k(v,x)D_{laser}} \right) \times \left(\frac{A}{Q+A} \right) \times \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \right\} \quad (1)$$

ここで I , k , D_{laser} , A , Q , Ω はそれぞれレーザー強度, 吸収係数, レーザー系, アインシュタインの A 係数, 無放射遷移速度定数, 立体角である. 風洞に用いられるプラズマでは, 吸収線プロファイルの広がりにはドップラー効果が支配的であるため, 並進温度 T_{tr} は式(2)から得られる⁵⁾.

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0\sqrt{\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{tr}}{m}} \quad (2)$$

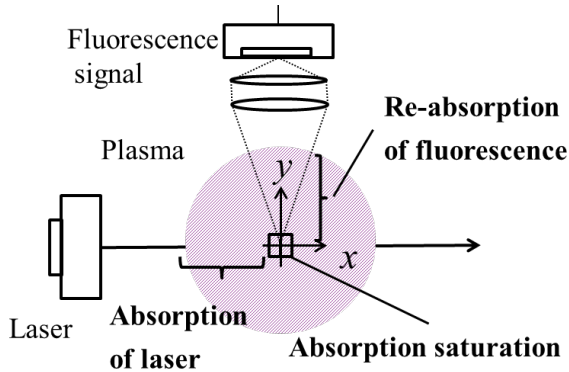


Fig. 1. Distortion effects in DLIF

ここで Δv_D , v_0 , c , k_B , m はそれぞれドップラー広がり, レーザー周波数, 光速, ボルツマン定数, 原子の質量である. 光学的に厚いプラズマの場合, S_f は Fig. 1 に示すようなレーザー吸収, 蛍光の再吸収, 吸収飽和の 3 つの影響によって歪んでいる. 光学的厚さは物質全体を透過して計測した光学的深さとして定義され, プラズマ半径 R を用いて式(3)で求められる積分吸収係数 K_0 で評価される.

$$K_0 = \int_{-R}^R k dx \quad (3)$$

本研究では K_0 が 0.8 以上のものを光学的に厚いプラズマとして取り扱っている. 以下 3 つのプロファイルの歪みについてそれぞれ補正法を説明する.

2-1. 励起レーザーの吸収

レーザーが計測点 $x=0$ に到達するまでに起こる吸収を考慮に入れた蛍光強度 S_f は式(4)のように表わされる⁶⁾.

$$S_f(v,0) = Ck_s(v,0)I_0 \exp\left(-\int_{-R}^0 k_s(v,x)dx\right) \quad (4)$$

ここで, C , I_0 , k_s はそれぞれ実験による定数, 入射レーザー強度, 飽和吸収係数, である. DLIF ではレーザー強度は非常に強く, 吸収飽和が起こる. 風洞ではプラズマ流は通常軸対象であり,

$$\int_{-R}^0 k_s(v,x)dx = \frac{1}{2} \int_{-R}^R k_s(v,x)dx \quad (5)$$

が成り立つ. Beer-Lambert の式より, 式(5)の右辺の積分は透過レーザー強度 I , および I_0 を用いて,

$$\int_{-R}^R k_s(v,x)dx = -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (6)$$

で表すことができ, I を計測することで補正が可能となる.

2-2. 蛍光の再吸収

蛍光信号の周波数は励起周波数と同様であり, S_f と再吸収の補正を加えた強度 S'_f は式(7)のように表される.

$$S_f(v,0) = S'_f(v,0) \exp\left(-\int_0^R k(v,y)dy\right) \quad (7)$$

蛍光信号は吸収飽和が起きるほどの強度はないため, 非飽和の吸収係数 k を用いた. 軸対象プラズマに対しては前述の補正と同様に, 式(8)を用いて補正ができる.

$$\int_0^R k(x)dx = -\frac{1}{2} \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) \quad (8)$$

2-3. 吸収飽和

LIF における吸収飽和の影響については色素レーザーを用いた実験による調査が行われている⁷⁾. 飽和レーザー強度は吸収中心周波数付近では低く, 吸収中心周波数から離

れたところで高いため, 吸収飽和が生じると測定されたプロファイルのドップラー広がりには真の値より大きく見積もられる. 本研究では励起光に半導体レーザーを用いており, 吸収プロファイルに対してレーザーの線幅は十分に細いため, LAS における吸収飽和の補正と同様の補正を行うことができる⁸⁾. 補正係数 α_s は吸収飽和広がり Δv_{Ds} と真のドップラー広がり Δv_D の比で表わされる

$$\alpha_s = \frac{\Delta v_{Ds}}{\Delta v_D} \quad (9)$$

3. 実験装置

本研究に用いた光学系を Fig. 2 に示す. 波長可変レーザー発振器として, 外部共振器付半導体レーザー(New Focus, Velocity 6300)を光源として用いており, アルゴンの 772.42 nm の遷移を測定対象とした. レーザー振動数は, 変調周期 1 Hz, 変調幅 36 GHz で掃引した. アイソレータは反射光が外部共振器に戻るのを防ぐために用いており, また FRS (Free spectral range) が 0.75 GHz のエタロンを相対的な波長計として用い, グロー放電管を参照セルとして用いた. 蛍光信号のノイズを除去するため, AOM (Acoustic optic modulator) を周波数 20 kHz で用いた.

プローブ光は光ファイバによって真空チャンバ窓まで導かれ, 強度は 0.9 mW である. 直径 100 mm の凸レンズ 2 枚を用いて PMT (Photo multiplier tube) へと集光された蛍光信号をフォトディテクタにより検出した. プローブ光はデジタルオシロスコープによりサンプリング周波数 20 kHz で記録した.

Table 2 にアーク加熱風洞の作動条件を, Fig. 3 に概略図を示す. 本風洞はコンストリクタ型アーク風洞であり, タングステンカソードと銅製アノードによるアーク放電からエネルギーを供給する. 気流はスロート径 2 mm, ノズル出口径 30 mm のコニカルノズルによって加速される. 設計マッハ数は 2 である. 中心軸方向の計測を可能にするため, アークヒーターは気流水平方向に移動するアクチュエータに取り付けられている. Fig. 4 に測定対象となったアルゴンプラズマ流の図を示す.

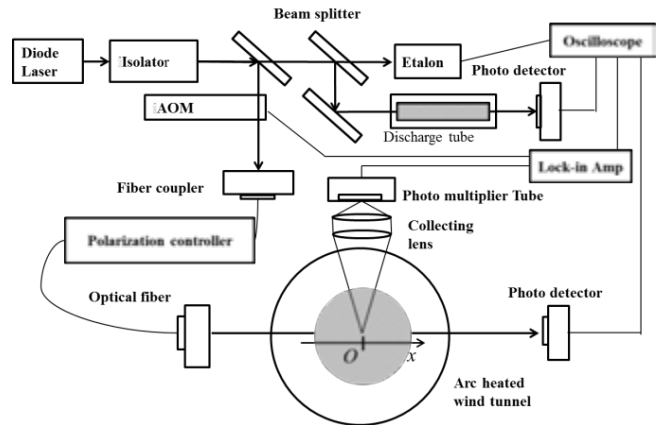


Fig. 2. Schematic view of measurement system

Table 2. Operation condition of arc-heated plasma wind tunnel

Input Power, kW	1.2
Volume flow rate of Ar, slm	4.0
Plenum pressure, kPa	50
Chamber pressure, Pa	20

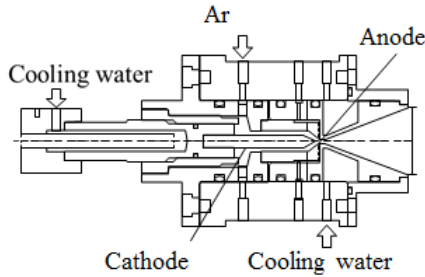


Fig. 3. Schematic of arc-heated plasma wind tunnel

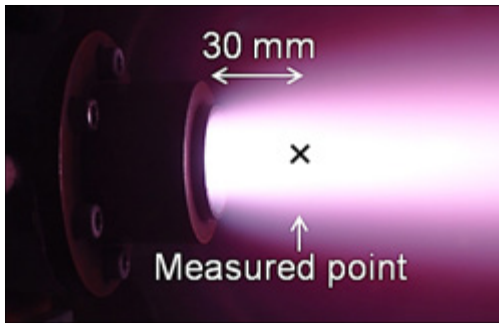


Fig. 4. Photograph of Argon plasma flow

4. 結果と考察

アーク風洞の投入電力を変化させて測定を行った。ガウスフィッティング後の測定プロファイルと各補正を加えた場合のプロファイルの変化の例を Fig. 5 に示す。吸収された励起レーザーの強度は周波数依存性を持ち、その結果中心付近の蛍光信号が弱まる。また蛍光の再吸収についても励起レーザーの吸収と同様に、測定されるはずの蛍光が再吸収によって失われ、その影響は中心付近で大きい。今回の測定では吸収飽和によるドップラー広がりのは比は 1.07 と見積もられた。よって以上 3 つの効果はすべて蛍光プロファイルの広がりを本来のそれよりも大きくしてしまっているため、補正を行うことで蛍光プロファイルの広がりは小さくなる。

次に行った測定について Table 3 に各作動条件を、Fig. 6 に結果を示す。測定点はノズル出口から 50 mm である。測定された蛍光信号により得られた並進温度はアーベル変換後の DLAS と比較して最大 50% も過剰に見積もられている。しかし、補正によって得られた並進温度は条件が異なってもアーベル変換後の DLAS と良い一致を示している。

先の 3 つの作動条件における測定結果について、光学的厚さと各補正後の吸収プロファイル半値全幅との関係を Fig. 7 に示す。条件 A, B, C と順に高エンタルピーであり、光学的厚さが増している。計測された半値全幅から励起レーザーの吸収、蛍光再吸収、吸収飽和の補正を順に適用することで正しい半値全幅となる。グラフから条件 A よりも B, C のほうが補正に占める励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収の割合が大きくなっていることがわかる。これは歪みの原因が励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収については光学的厚さであるのに対し、吸収飽和は励起レーザーの強度であることから妥当である。

Table 3. Operation conditions at various powers

Parameter, unit	A	B	C
Discharge current, A	30	60	90
Input power, W	600	1080	1620
Volume flow rate of Ar, slm	3.0	3.0	3.0
Enthalpy of flow, MJ/kg	1.45	2.44	2.79

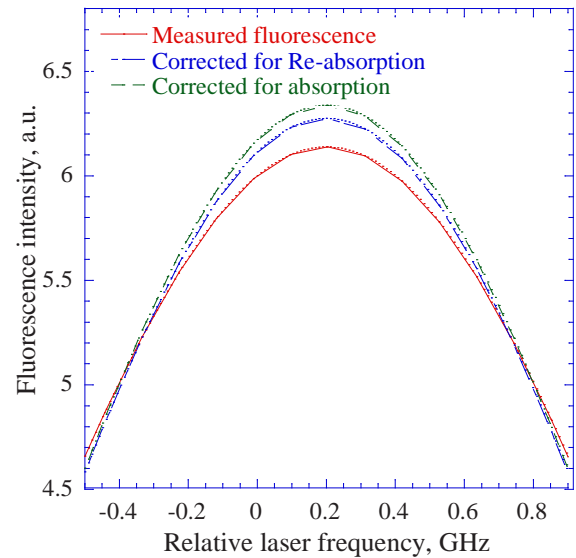


Fig. 5. Measured and corrected fluorescence profile after Gaussian fitting

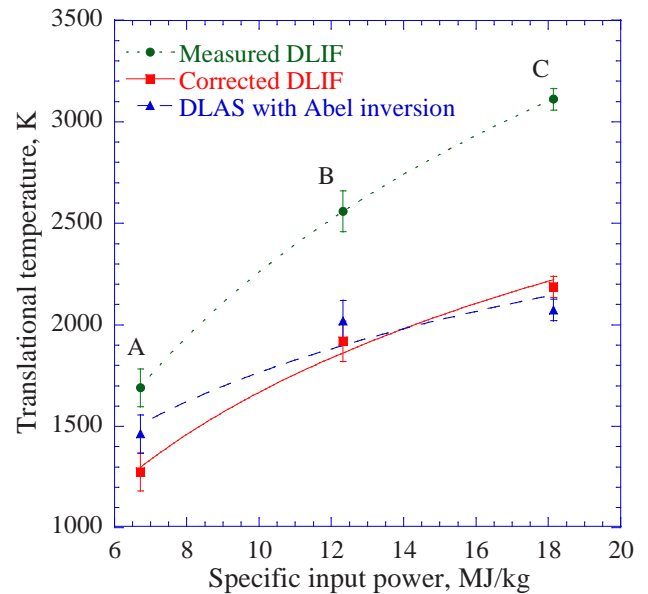


Fig. 6. Comparison of measured temperatures in various operation conditions

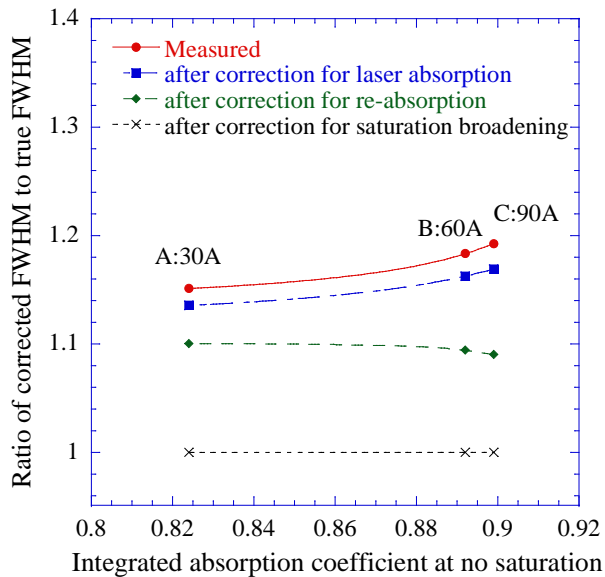


Fig. 7. Variation of the ratio of FWHM in Ar plasma flow

次に気流の中心軸上の温度分布を求めた結果を Fig. 8 に示す。風洞の作動条件は Table 3 の B と同じである。ノズル出口距離 5 ~ 75 mm まで 5 mm 間隔で測定を行った。誤差評価のために各測定につき 4 つのプロファイルを取得した。測定された温度はおおむね 2000 K 付近の単調減少直線に乗っている。直線から大きく外れた 2 点は過膨張に伴い発生する衝撃波を捉えている可能性がある。また、各測定法における必要プロファイル数を Table 4 に示す。アーベル変換に必要なプロファイル数はプラズマ気流の半径が 35 mm として見積もった。吸収補正誘起蛍光法に必要なプロファイル数は既存の DLAS に比べて 1/10 程度に短縮された。アーベル変換を用いる手法では膨大なプロファイル数の取得が求められ、測定時間が非常に長くなってしまい測定が困難である。実際に実験時間を比較したところ、吸収補正誘起蛍光法では 1/6 の実験時間で同じ数の測定点を計測することができた。

Table 4. Number of necessary profiles

DLIF combined with DLAS	180 (15×3×4)
DLAS with Abel inversion	2160 (15×35×4)

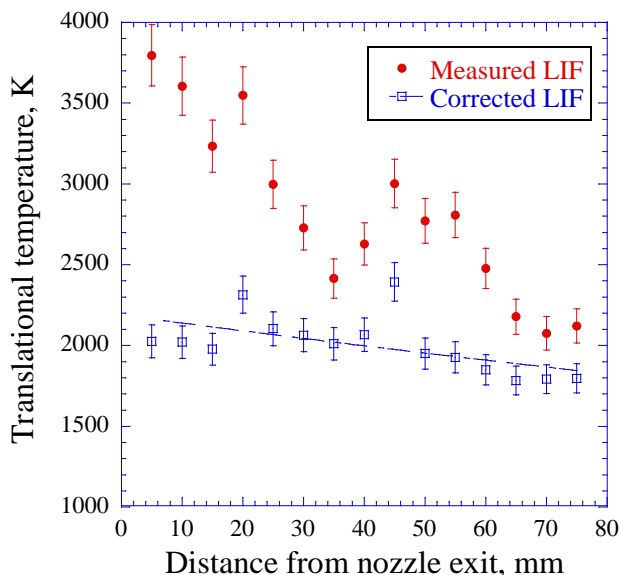


Fig. 8. Measured temperatures in various measurement points

5. 結論

DLIF と DLAS を組み合わせた、光学的に厚いプラズマ流にも適用できる吸収補正誘起蛍光法を用いて異なる気流条件での測定、および気流軸上の分布測定を行い、アーベル変換後の DLAS と比較したところ、結果はよい一致を示した。補正を行う前の DLIF で求めた並進温度は最大約 5 割過剰に見積もられていた。プラズマ流の光学的厚さが増すにつれて、吸収飽和の補正より励起レーザーの吸収と蛍光の再吸収の補正の割合が大きくなった。これはプロファイルの歪みの原因から考えても妥当である。さらに DLAS では必要プロファイル数が膨大になってしまうために困難であった気流軸上のより詳細な並進温度分布を求めた。測定に必要なプロファイル数は 1/10 に短縮され、実際の実験時間は 1/6 に短縮された。以上のことから、吸収補正誘起蛍光法は光学的に厚いプラズマ流に対して、軸中心に限定されるが短時間で正確な並進温度の点計測が可能なレーザー診断法であると言える。

参考文献

- 1) Laub, B., and E. Venkatapathy, "Thermal protection system technology and facility needs for demanding future planetary missions," Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science. 2004, pp. 6-9.
- 2) Throckmorton, D. A., "Shuttle Entry Aerothermodynamic Flight Research: The Orbiter Experiments Program," Journal of Spacecraft and Rockets, **30**, 4 (1993), pp.449-465
- 3) Auweter-Kurtz, M., "Plasma source development for the qualification of thermal protection materials for atmospheric entry vehicles at IRS," Vacuum **65**, 3-4 (2002), pp.247-261
- 4) Li, Hejie, Ronald K. Hanson, and Jay B. Jeffries, "Diode laser-induced infrared fluorescence of water vapour," Measurement Science and Technology **15**, 7 (2004), pp.1285.
- 5) 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.
- 6) Demtroeder, W., Laser Spectroscopy, Springer, 2002.
- 7) Goeckner, M. J., J. Goree, and T. E. Sheridan., "Saturation broadening of laser-induced fluorescence from plasma ions," Review of scientific instruments, **64**, 4 (1993), pp.996-1000.
- 8) M Matsui, K Komurasaki, O Satoshi, and A Yoshihiro, "Influence of laser intensity on absorption line broadening in laser absorption spectroscopy," J.App-Phy. **100** (2006), pp.063102-063102 .

実在気体気流条件での空力係数の計測

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 角田宇宙センター
 藤田和央
 宇宙航空研究開発機構 調布航空宇宙センター

Measurement of aerodynamic coefficients in high temperature real-gas flow

by

TANNO Hideyuki, SATO Kazuo, KOMURO Tomoyuki, ITOH Katsuhiko^{*1}

^{*1}Japan Aerospace Exploration Agency, Kakuda Space center, Kakuda Miyagi 981-1525
 FUJITA Kazuhisa^{*2}

^{*2}Japan Aerospace Exploration Agency, Chofu Aerospace Center, Chofu Tokyo 182-8522

ABSTRACT

High-temperature real-gas effect was experimentally studied in the free-piston shock tunnel Hiest. A wind tunnel test campaign for aerodynamic measurement with a blunted cone was performed. Free-flight aerodynamic force measurement technique, which was developed especially for Hiest was applied. In this measurement, a model-onboard miniature data recorder was instrumented on the model to store the measured acceleration and pressure records. Three-component aerodynamics coefficient were successfully obtained includes free-stream Pitot pressure at angle of attack from 14 to 32 degree. Under the low enthalpy condition, the present measurements agreed well with the measurements obtained in the conventional hypersonic wind tunnel JAXA-HWT2. It was also observed that the pressure-center of the model moved forward remarkably under the high enthalpy flow condition. It was believed that the shift of pressure-center was caused by high-temperature real-gas effect.

1. はじめに

1998 年より運用を開始した高温衝撃風洞 Hiest¹は当時我が国が開発を進めていた有翼宇宙往還機 HOPE²の高温実在気体条件での空力特性を実験的に取得する目的で建設された。高温実在気体による再突入機空力特性への最も大きな影響は、分子解離を主因とした機体周りの圧力分布変化によるトリム角の変化である³。小型機体では大型機体と比べ設計マージンが減少するため、ボディフラップ効率を含めたピッチング特性を正確に見積もることは、機体成立の絶対条件である。高温実在気体と完全気体のピッチングモーメント係数の差は、有翼機体で十数%とされているため、計測精密度は最低でも 2-3%が要求される。Hiest の高エンタルピー・高圧条件下の試験気流持続時間は他の衝撃風洞設備に比して極めて長いが、それでも数ミリ秒のオーダーであり、高精度力計測法そのものが研究開発テーマであった。そこで、Hiest 建設に前後して極短時間で空力係数特にピッチングモーメント係数の取得を可能とするための新計測の研究開発に着手した。

この報告書では、これまで Hiest で行われた高温実在気体効果計測用の高精度空力計測技術開発の履歴を記すと共

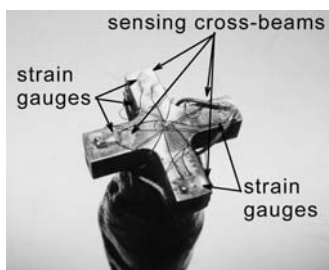


Figure.1 High-stiffness three-component aerodynamic force balance for the free-piston shock tunnel HEK.

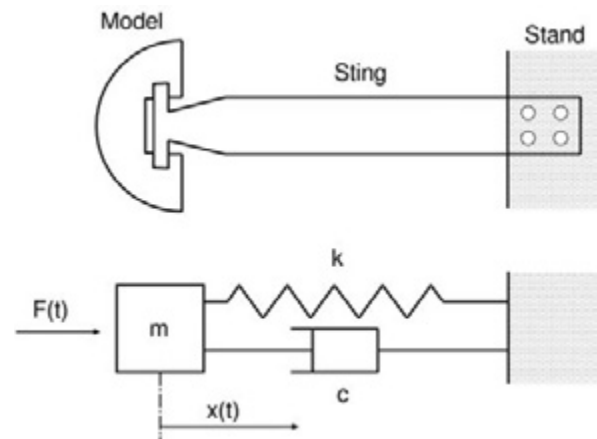


Figure.2 Mathematical model of aerodynamic force balance.

に、最近開発に成功した高精度計測法による高温実在気体効果の検出を狙った Hiest 試験結果について述べる。

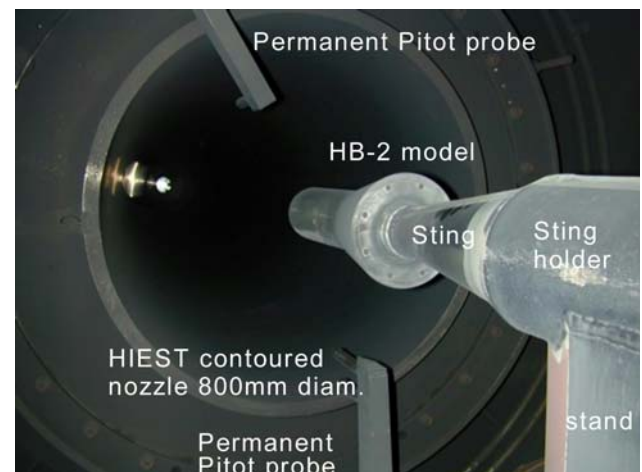


Figure.3 H2B aerodynamic model with JAXA high-stiffness three-component aerodynamic force balance.

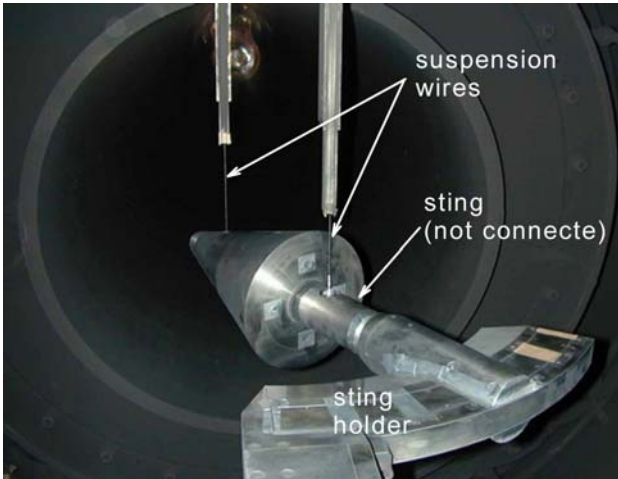


Figure.4 A photograph of the blunted cone suspended with two steel wires. Sting was not mechanically connected to the cone.

2. HIEST での極短時間空力計測法

極短時間空力計測法として、従来型計測法である空力天秤の高速応答性を 1995 年から開始した。この高速応答型空力天秤の開発試験は主に HIEST の Pilot 風洞である HEK で実施された⁴。図 1 は開発された HEK 用高剛性 3 分力空力天秤の写真である。

空力計測系は図 2 をモデルとして検討し、空力負荷を $F(t)$ とした場合、次の振動方程式で表す。

$$F(t) = m\ddot{x} + c\dot{x} + kx \quad (1)$$

式 (1) 右辺はそれぞれ、慣性項、減衰項、剛性項を示すが、ここでは減衰項は無視する。空力天秤計測では、天秤の剛性を向上させ（理想的には $kx \gg m\ddot{x}$ ）計測系の固有振動数を増加させることによって周波数応答性の改善を狙うが、天秤感度を犠牲にするほど天秤受感部剛性を向上させたところで計測系全体の固有振動数の上限は高々数 kHz に止まり、ms オーダーの極短時間計測には不十分であった。更に応答性の高速化を狙い、逆畳み込み演算による信号回復法を用いることで応答性の改善も試みた⁵。この方法は周波数応答関数を事前に取得する必要があり、ステップ応答もしくはインパルス応答を得るための打撃試験・落下試験による検定が必須である。軸力計測、即ち単分力計測ではあまり問題とはならないが、多分力に展開する際、精密

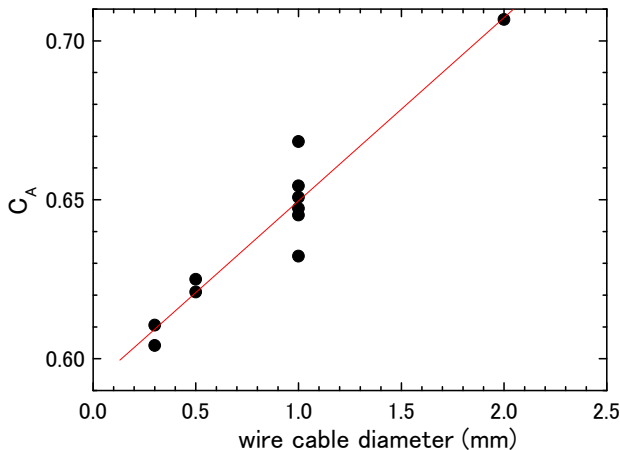


Figure.5 Relation between axial force (drag force) of a HB-2 generic model and wire cable diameter. Angle of attack of the model was 0 degree.

度を確保する打撃試験を行うことが極めて困難で、試験歩留まりが極めて悪く、計測信号処理に多大な時間を有する。この方法は HIEST で HOPE、HB-2 を含む数種類の大型空力模型(全長 30cm~50cm)の計測に適用されたが(図 3)、高温実在気体効果で見込まれるピッチングモーメント係数の有意差を検出するのに十分な計測精密度を確保することは出来なかった。

次に、空力天秤の計測原理とは全く逆の発想として、式

(1) の剛性項でなく、主に慣性項を計測する方法の開発に方針を変更した($kx \ll m\ddot{x}$)。便宜上、風洞内準自由飛行計測法 (Semi free-flight 計測法) と呼んでいるこの方法は一般的に加速度天秤計測法とも呼ばれる⁶⁻⁸。方法自体は極めて単純で、模型を重量化し、模型をワイヤ等により弱拘束で支持する。図 4 は HIEST で行われた鈍頭円錐を用いた準飛行計測法での HIEST 試験部写真である。模型は 2 本のワイヤで吊され荷重に対して数 cm 程度自由に動く。模型後部のスティングは信号ケーブル取り出し用であり、模型との機械的な結合は無い。この方法により、計測精密度は劇的に改善されたが⁹⁻¹⁰、実在機体効果検出には未だ十分ではなかった(表 1)。更に本方法による新たな問題として、模型を吊るためのワイヤ抗力の影響が無視できず、計測正確度を大きく劣化させた。図 5 に実際にこの方法で計測された軸力(抗力)に対する吊りワイヤ直径の影響を示す。図は軸力係数が比較的に小さい H2-B 模型の計測結果だが、ワイヤが発生する効力は最大 20% 以上の計測誤差を生じる。

そこで最終的に吊りワイヤを用いない JAXA 独自の計測法の開発に着手することとなった。この方法を風洞内自由落下計測法もしくは風洞内自由飛行計測法 (Free-flight 計測法) と呼ぶ。この方法は、模型を気流到達に合わせて試験気流中に落下させ、試験気流持続時間中は完全に自由飛行状態で計測する方法である¹¹。模型は内部にセンサおよび自律的に作動する小型データレコーダを搭載し、自由飛行状態となる試験時間での加速度・圧力を高精度で計測する。この方法を用いることでピッチングモーメント係数の計測精密度が改善され、高温実在気体効果を検出する目処が立った(表 1)。次節以降、鈍頭円錐を供試体として、この方法を用いた高温実在気体による空力特性への影響を HIEST 風洞試験で評価した結果を述べる。

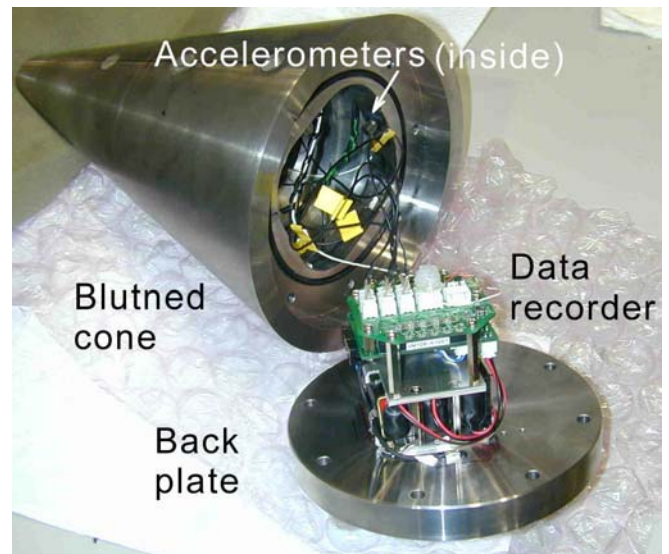


Figure.6 Miniature data-recorder mounted on the bottom plate of the blunted cone. Six piezoelectric miniature accelerometers and one piezoelectric pressure transducer were instrumented inside the blunted cone.

Table.1 Precision (σ) of the force measurement in HUEST

	High-stiffness force balance	Semi free-flight	Free-flight
CA	$\pm 8.5\%$	± 2.0	$\pm 1.1\%$
CN	N.A.	± 2.2	$\pm 1.1\%$
My	N.A.	± 2.7	$\pm 1.6\%$



Figure.7 A photograph of the blunted cone just flying in the HUEST test section. Hypersonic test flow ($V_\infty=5\text{km/s}$) came from right to left. Strong luminosity was observed during test.

3. 風洞試験

用いた模型は前報¹²と同一の鈍頭円錐模型である。図 6 に鈍頭円錐模型と共に模型内蔵型データレコーダー写真を示す。今回の HUEST 試験キャンペーンの気流条件は表 2 に示される 2 条件で行った。条件 1 は完全気体条件を模擬しており、HUEST で運転できる最も低いよどみ点温度・圧力条件である。この条件は JAXA 調布の吹き出し型極超音速風洞 HWT2 との正確度比較検証用にも用いられる。条件 2 は高温実在気体条件で、一次元熱化学非平衡ノズル流計算コード¹³⁻¹⁴による予測では、酸素分子のほぼ 95%が解離した状態となる。この二つの気流条件で比較を行い、高温実在気体効果の抽出を狙った。

自由飛行時の写真を図 7 に示す。模型迎え角は 14~32 度に変化させたが、模型解放時の電磁石消磁タイミングのずれにより試験毎に多少のばらつきが発生した。試験キャンペーン中に落下衝撃による模型およびデータロガーの不具合は発生しなかったが、模型着地時の衝撃により加速度計の接着不良が若干数発生し、歩留まり悪化の原因となった。この試験で得られた鈍頭円錐の 3 分力計測結果を図 8 に示す。表 1 に示される計測精密度は極めて良好で、 2σ の値は、 C_A 、 C_N 、 C_{my} で $\pm 2\sim 3\%$ 程度である。図中実線は JAXA 調布極超音速風洞 HWT2 の試験結果を示す。○および

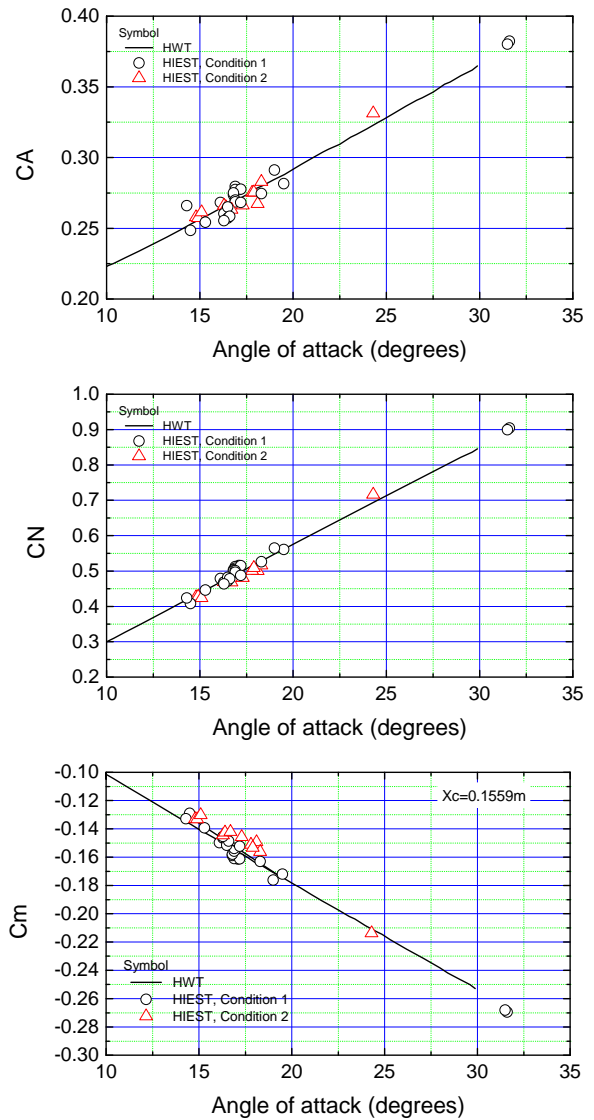


Figure.8 Aerodynamic coefficients (C_A , C_N and C_m) obtained in this free-fall measurement. Open items show the data, with the closed circles providing a comparison with blow-down wind tunnel (JAXA-HWT2) results.

び△はそれぞれ HUEST の条件 1 (完全気体)、条件 2 (高温実在気体) での試験結果である。HUEST での C_A 、 C_N 計測結果は条件に関わらず HWT2 結果と有意差が認められない。 C_{my} については、圧力中心の移動に注目し図 9 に別に表示した。条件 2 は条件 1 に比して、圧力中心が前進する傾向が確認され、計測精密度から検討して差異は有意であることが明らかである。差異が 8% 程度と小さい為、今後詳細な検討が必要だが、条件 1 と条件 2 の圧力中心のずれは高温実在気体効果の原因と説明することが、最も単純且つ妥当であると考えられる。

Table.2 Test flow conditions

	Stagnation temperature $T_0(\text{K})$	Stagnation pressure $P_0(\text{MPa})$	Stagnation enthalpy $H_0(\text{MJ/kg})$	Static temperature $e(\text{K})$	Static pressure (kPa)	Free stream density (kg/m^3)	Free stream velocity (m/s)	Free stream Mach number	Viscosity	Free stream Unit Re (1/m)
condition 1	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
condition 2	7.63E+03	1.53E+01	1.58E+01	1.33E+03	2.06E+00	4.77E-03	4.91E+03	6.24E+00	5.19E-05	4.51E+05

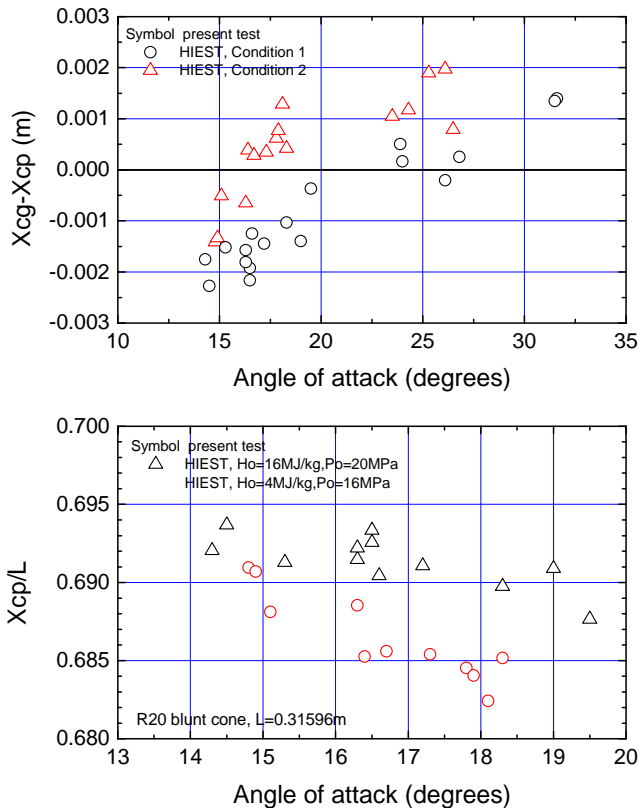


Figure.9 Pressure-center of the blunted cone under perfect gas condition and high-temperature real gas condition.

4. おわりに

本計測技術は本来、有翼再突入機の高温実在気体空力特性、特にピッチング特性の取得を狙って開発されたが、最近の火星探査カプセルにおいて揚力飛行が行われた様に、有翼形状機体のみならず単純なカプセル形状機体でも高温実在気体条件でのピッチ周り機体安定性評価の重要性が増してきている。一方で、これまでの歴史から、高温実在気体風洞試験設備によって得られた空力データは精密度・正確度が不十分であり、未だに設計データとして信頼されているとは言い難い。本計測法の開発により漸く高温実在気体効果の空力への影響を実験的に検証する目処が立ったことで、将来の革新的再突入体あるいは惑星突入体開発への可能性が高まったと自負する。

現在、本計測法は従来型風洞・飛行試験結果との比較による更なる精密度・正確度評価^{15,16}を続けると同時に、はやぶさカプセル空力計測、HTV-Rカプセル空力計測に適用され高温実在気体条件での気流特性取得を継続中である。

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) 河内山治朗他、宇宙往還技術試験機 HOPE-X 開発の現状、航空宇宙技術研究所特別資料 SP-32 HYFLEX-HOPE シンポジウム講演論文集、1996.
- 3) Bertin, JJ, "Hypersonic aerothermodynamics", AIAA Education series, 1994.

- 4) 丹野英幸他、高温衝撃風洞による極短時間空力計測、第 45 回応用力学連合講演会論文集、1995.
- 5) Tanno, H., et al., "Design and evaluation of a strain gauge force balance with a shot test duration", *Transaction of JSASS*, Vol.48, No.159, 2005.
- 6) Bernstein, L., "Force measurement in short-duration hypersonic facilities.", AGARD-AG-214, edited by R.C. Pankhurst (Technical Editing and Reproduction, London,1975.
- 7) Duryea, G. R. & Sheeran W. J. "Accelerometer force balance techniques", ICIASF'69 record, IEEE publication 69 C 19-AES,1969.
- 8) Reddy, N. M., "Aerodynamic force measurements in the IISc hypersonic shock tunnel", *Proc.14th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes*, pp.358-362.,1983.
- 9) H.Tanno, et al., "Aerodynamic force measurement technique with accelerometers in the impulsive facility Hiest", *Proc.26th Int. Symp. on Shock Waves*, pp.471-476.,2007.
- 10) H.Tanno, et al., "Experimental and numerical study to evaluate real-gas effects on generic models in the free-piston shock tunnel Hiest", *Proceedings of the 6th European symposium on aerothermodynamics for space vehicles*, 2008.
- 11) Tanno, H., et al., "Free-flight force measurement technique in shock tunnel", *AIAA Paper No.2012-1241*, 2012.
- 12) 丹野他、地上試験設備による縮尺模型の自由飛行試験、第 44 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 2012.
- 13) Lordi JA et.al, Computer program for the numerical simulation of non-equilibrium expansion of reacting gas mixtures, NASA CR-472, 1966
- 14) 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.
- 15) 丹野他、極超音速風洞でのカプセル形状模型の自由飛行空力計測、第 50 回飛行機シンポジウム講演論文集、2012.
- 16) H.Tanno, et al., "Free-flight test of HTV-R capsule shaped projectile in two-stage light ga gun HEK-G", *Proceedings of the 29th ISTS to be published*, 2013.

観測ロケット実験における柔軟構造飛翔体の空力解析について

高橋裕介¹, 河東顯¹, 山田和彦², 安部隆士², 鈴木宏二郎³

1. 北海道大学 大学院工学研究院/工学院,
2. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所,
3. 東京大学 大学院新領域創成科学研究科

Aerodynamic simulation for an inflatable vehicle during a reentry demonstration flight by S-310 sounding rocket

by

Yusuke Takahashi¹, Dongheun Ha¹, Kazuhiko Yamada², Takashi Abe² and Kojiro Suzuki³

1. Hokkaido University, 2. JAXA/ISAS, 3. The University of Tokyo

ABSTRACT

A reentry flight demonstration of an advanced reentry vehicle was carried out using JAXA S-310-41 sounding rocket. The vehicle was equipped with a flexible (membrane) aeroshell deployed by an inflatable torus structure and demonstrated deceleration at higher altitude. During the reentry flight, position, velocity and acceleration of the vehicle were measured by the global positioning system (GPS). Moreover, drag coefficient history was evaluated by the vehicle acceleration and the global reference atmospheric model (GRAM99). In the present study, flow field simulations around the reentry vehicle were conducted with numerical simulation methods. Aerodynamic force of the vehicle was investigated with the measured history through the supersonic and subsonic regions during the reentry. In the flow field simulation, it was found that the measured drag coefficient data shows a reasonable agreement with the predicted one in higher and lower altitudes. In addition, it was clarified that compressible effect in front of the vehicle appears in supersonic region, and a feature of vortex ring at the rear of the vehicle is formed in subsonic region.

1. はじめに

柔軟構造飛翔体は革新的な宇宙輸送技術の一つである。比較的軽量で大面積の柔軟エアロシェルを用いることで低弾道係数飛行を実現し、高高度で十分に減速することにより飛翔体が再突入の際に経験する厳しい空力加熱を低減することが期待されている。図1に示すように、柔軟構造飛翔体は、コンパクトにパックされた状態で軌道投入され、軌道離脱前にエアロシェルを展開し、大気再突入を行う。一般に、繊維で構成されるエアロシェルが熱防御システム、パラシュート及び、水上への着水であればフロートの役割を兼ねるために、EDL(Entry, Descend and Landing)中にクリティカルな運用がないことが利点の一つでもある⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾。

その研究は1960年代に米国でスタートし、特に近年において盛んに進められている。日本における研究開発としては、薄膜フレア型エアロシェルを有する柔軟構造飛翔体に対して、MAAC(Membrane Aeroshell for Atmospheric-entry Capsule)プロジェクトを中心に進められてきた。これまで、要素技術に関して実験的・解析的両面からの研究が行われると共に、2004年や2009年ではJAXA宇宙科学研究所の大気圏による大気圏突入実証試験⁽⁶⁾が実施されている。MAACの将来的な実利用へ向けた研究開発の一環として、地球低軌道からの再突入実証試験(TITANS)が提案されるとともに、その実現に向けた研究開発が進められている。これは柔軟エアロシェルによる大気再突入に加え、イリジウム衛星通信網を利用した位置特定システムを組み合わせることで、新しいメリットを付加するとともに、既存の再突入回収システムに新たなオプションを提供するための実証試験でもある。

このようなプロジェクトの流れにおいて、2012年8月にJAXA宇宙科学研究所S-310-41観測ロケットを用いた大気圏突入実証試験^{(7),(8)}が実施された。なお便宜上、ここではその実験機をSMAACと呼ぶ。SMAACの概略図と外観を図2, 3にそれぞれ示す。また、図4に示したのは再突入軌道(事前予測値)である。高度110 km (t=100 sec)において観測ロケットから実験機は分離をし、最高高度150 km (t=100

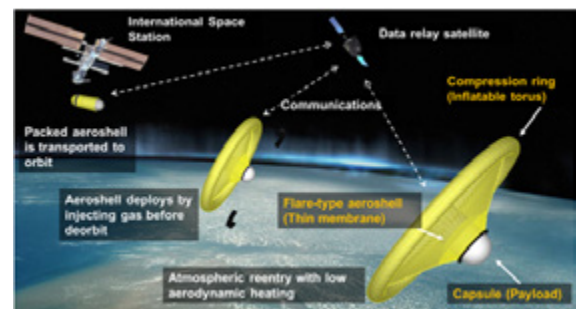


図1. 柔軟構造飛翔体の再突入概要

sec)まで到達した後に再突入を始める。動圧が特に大きくなるのは高度90 km (t=300 sec)から高度40 km (t=350 sec)の区間であり、それ以降ではほぼ一定となる。高度65kmにおいて最大突入速度を迎える。また、動圧のピークは高度50kmである。

観測ロケット実験においては、ロケット分離時から着水直前までカプセル内部温度や膜面上温度、トーラス内部圧力の履歴が取得された他、GPSによる機体の位置データや、加速度センサにより加速度履歴が取得されている⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾。これらは、実験機が再突入中に受けた空力加熱量の他、どのような空力を受け、またどのような姿勢で飛行していたのかなどの重要な情報を与えるものである。

飛行中、インフレータブルトーラスのガスはゆるやかにリークしつつも概ね一定の内圧を有することから、大気圧によってその相対的な強度が変化する。例えば、構造強度上クリティカルなのは最大動圧に達する高度付近であるが、それより低高度においても大気圧が上昇することで相対的にトーラスの強度が低下し、座屈を生じるリスクを負う。また、空気が姿勢安定に与える影響は小さくない。膜面上での衝撃波干渉を防ぐために、エアロシェルのフレア角は比較的大きく取られていることから、風圧中心が機体前方に位置する傾向にあり、ピッチングあるいはヨーイング

方向の不安定性を持ちやすいことも避けられない問題のひとつである。このような背景のもと、実験機周りに形成される流れ場を詳細に明らかにし、機体に作用する空気力を算出することは、将来的な飛翔体設計を行う際において有効なデータになる他、その解析手法は有効な設計支援ツールになると考えられる。

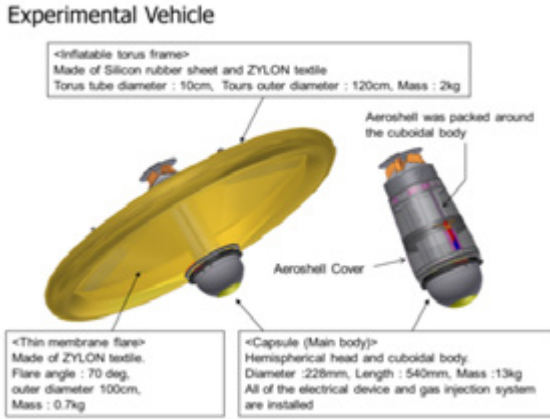


図 2. 実験機の構成



図 3. 実験機の外観（展開後）

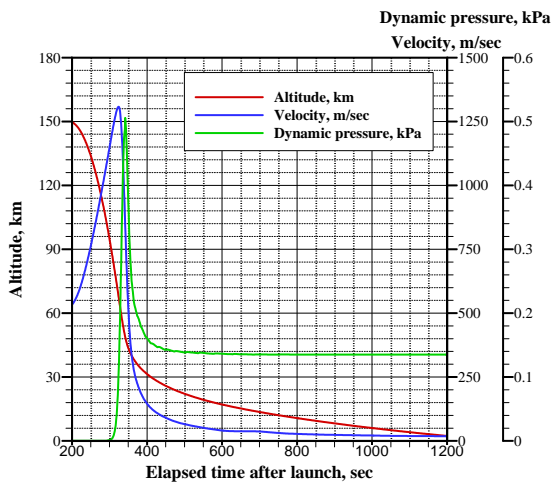


図 4. 実験機の再突入軌道（事前予測値）

これまでの研究において、JAXA 大型低速風洞における柔軟構造飛翔体の風洞試験を数値的に模擬し、試験結果と解析結果を比較することで、解析モデルの検証が実行され

た⁽¹²⁾。それらの結果は、解析モデルが飛翔体に働く空気力を良好に再現することを示している。ここではその解析モデルの構築・検証で培われた知見に基づき、実飛行時における観測ロケット実験機周りの詳細な流れ場や、実験機が受けた空気力の履歴を数値的に調査する。

2. 実験機

図 5 は観測ロケット実験機の形状を示している。カプセル部は底面直径 190 mm、曲率半径 95 mm の Sphere cone 形状であり、トーラスは内径 1000 mm、太さ 100 mm のリングで構成される。さらにフレア角 70 degree で投影直径 910 mm のエアロシェルがカプセルとトーラスを繋いでいる。展開後の全長は 1200 mm である。膜面エアロシェルは ZYLON フィラメント織物⁽¹³⁾で構成され、その厚みは約 0.15 mm となる。

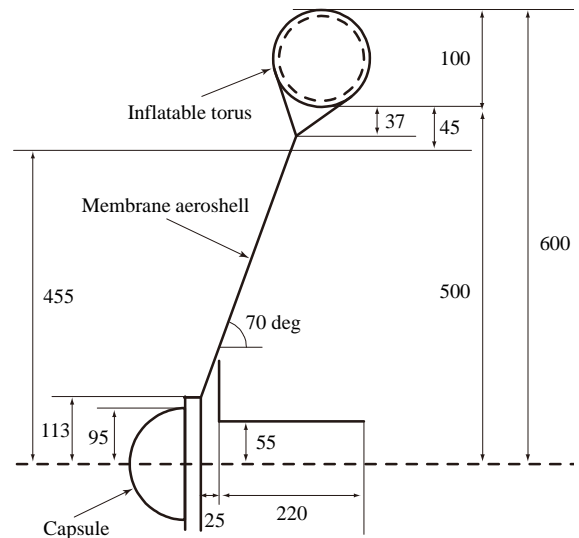


図 5. 実験機の形状

図 6 に SMAAC の抗力係数の実験値と設計値を示している。なお、抗力係数は次の式で定義されている。

$$C_D = \frac{ma}{qS}$$

ここで、 m は実験機の質量(15.6 kg)、 a は加速度、 q は動圧、 S は前方投影面積(1.23 m²)である。なお、実験機の直径はトーラス加圧時におけるエアロシェル直径の事前測定値

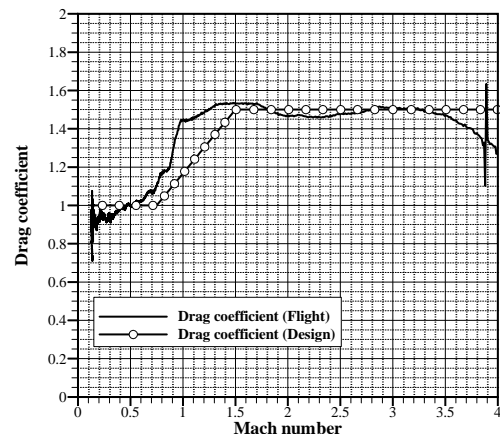


図 6. 抗力係数（実験値と設計値）

D=1.25 m を用いている。加速度および速度は、GPS で取得した位置データ（サンプリングレート 10 Hz）を移動平均（1 秒間）により平滑化し、その時間差分をとることによって得る。また、大気モデル (GRAM99, 2012/08/07 16:45(JST), N29.95, E132.12) から、動圧履歴とマッハ数履歴を算出する。

機体抗力係数の設計値は事前に行われた風洞試験より推定され、超音速域において 1.5、亜音速域において 1.0 とし、マッハ数 1.5 から 0.75 にかけてはその 2 つの値を線形に繋いでいる。一方で、実験における抗力係数は、超音速域で 1.5 の一定値をとり、遷音速域で低下する後に、亜音速域でほぼ 1.0 の一定値をとることが示されている。この傾向は設計値と定性的に合うものの、実験の遷音速付近で確認された抗力係数の急激な低下は再現されていない。

3. 数値解析

3-1. 基礎方程式

流れ場は連続、乱流とし、理想気体であると仮定する。支配方程式は Navier-Stokes 方程式及び状態方程式である。乱流モデルとしては標準 Smagorinsky モデル（低速領域）あるいは Menter SST（高速領域）を用いる。NS 式に現れる分子粘性係数は Sutherland の式で評価し、熱伝導係数はその粘性係数と定圧比熱およびプラントル数で評価する。

3-2. ソフトウェアパッケージと数値解析手法

高度 58 km ($t=332$ sec) から 1.0 km ($t=1280$ sec) の区間に対して CFD を実施する。ただし、この区間において実験機周囲の流れ場は超音速から亜音速まで幅広く変化する。一般に、圧縮性流体と非圧縮性流体向けの効率的な数値解析手法は大きく異なるため、ここでは高速域（超音速～遷音速）と低速域（亜音速）の解析に対して別々の手法を導入する。

低速域での解析ソフトウェアとして、文部科学省 IT プログラム「戦略的基盤ソフトウェアの開発」により開発された LES 解析コード FrontFlow/Red (FFR) を用いた。また、高速域でのソフトウェアとして JAXA において開発中が進められている FaSTAR を利用した。いずれも非構造格子に対応しており、対象が複雑な形状であっても比較的簡単に格子を生成することが可能である。またいずれも格子生成ソフトウェア Gridgen/Pointwise の出力形式に対応しているので、共通の格子を用いることが容易である。

FFR では、離散化は節点中心に行われる。対流項の数値流束評価として、2 次精度中心差分法 (95%) に 1 次精度風上差分法 (5%) をブレンドしたスキームを用いた。粘性項は 2 次精度中心差分 (100%) である。時間積分は SMAC 型陰解法であり、クランクニコルソン法を利用している。圧力補正式には ICCG 法を用いて、基本的に毎時間ステップごとに方程式の残差を $1.d-6$ まで減少させる。並列化には MPI 並列を用いた。乱流モデルとしては LES を適用する。

FaSTAR では、セル中心的に離散化が行われる。数値流束評価として、対流項には MUSCL 内挿の SLAU スキーム、粘性項には 2 次精度中心差分を適用している。時間発展はデルタ形式を用いて陰的に行い、収束解を求めた。時間積分法には LUSGS 法を用いている。並列化手法には MPI 並列を利用した。乱流モデルとして SST モデル⁽¹⁴⁾を適用した。

3-3. 境界条件・計算条件

流入条件として、図 4 に示す軌道解析結果と GRAM99 から得られた一様流速度・密度・温度を与える。この軌道解

析結果は実際の実験結果とよく一致していることが確認されている。なお、ここでは十分に遠方位置の全方位に対して同一の流入条件を課している。また、実験機表面温度はすべての高度において 273 K を仮定した。

エアロシェル部は柔らかい膜面で構成されており、本来であれば空気力を受けて膜面変形する⁽¹⁵⁾が、ここでは単純化のために実験機全体を剛体として取り扱う。

図 7 は低速領域における実験機近傍の計算格子である。非構造格子を用いており、格子数を節約するために実験機近傍に詳細な領域と用意している。セル数は 368 万、ノード数は 77 万点である。この図では現れないが、実験機よどみ点から半径 25m 離れた位置に球状の遠方境界面（流入条件を設定）を設置しており、その内部を計算領域としている。高速領域では高度 35km-41km 間において低速領域と同じ計算格子を利用しているが、高度 43km-58km においては、セル数は 684 万、ノード数 121 万のより密な計算格子を使用している。これは機体前方に形成される強い衝撃波面を十分に解像するためである。

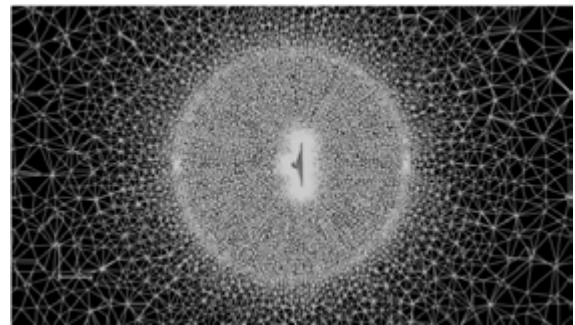


図 7. 計算格子の一例（低速領域）

4. 結果と考察

抗力係数履歴

図 8 に抗力係数と高度に対するマッハ数履歴の解析結果とフライト試験結果の比較を示している。本解析における抗力は機体表面の圧力を機軸方向に面積分して評価した。なお、亜音速領域で使用した FFR では流れ諸量の空気力の時間平均量、超音速領域から遷音速領域で使用した FaSTAR では定常空気力を用いた。

図 8 より、本解析モデルが超音速領域においておよそ抗

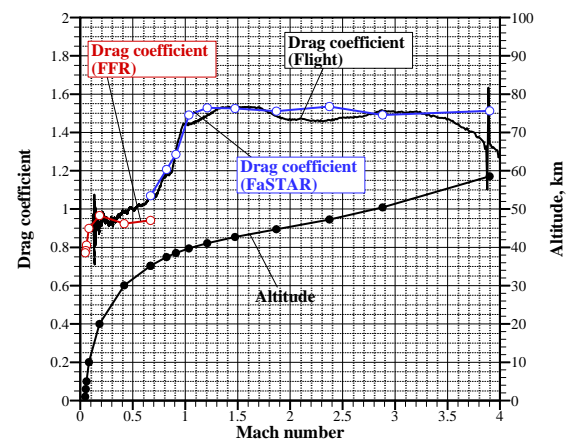


図 8. 抗力係数および高度のマッハ数履歴

力係数 $C_D=1.5$ となることを予測している他、遷音速領域における急激な抗力係数の低下を再現しており、この領域にかけて解析値は実験値とよく一致することが示されている。一方で、FFR では圧縮性効果は考慮されていないため、マッハ数 0.5-0.7 の領域において抗力係数を過小評価している。ただ、マッハ数 0.2 においては実験値と解析値はよく一致する。FFR を用いた解析結果では、マッハ数 0.2 付近からそれ以下にかけて、抗力係数が急激に低下する。これは高度において 20 km から 10 km へ低下する領域に該当する。このとき実験機周りの流れ場のレイノルズ数は、それぞれ 5×10^5 から 8×10^5 と、値が大きく変わるため、流れ場のレイノルズ数依存性が現れた可能性も考えられる。ただ、飛行実験では高度 10 km 以下より強い姿勢不安定性が現れ、縦回転運動を生じたため、抗力係数の値は大きくばらつく結果になった。そのため、解析で見られたようなマッハ数 0.2 以下での急激な抗力係数の低下が、実験でも生じたかどうかは現状では明らかではない。

高速領域

図 9、10 はそれぞれ高度 43 km における実験機周りのマッハ数分布と圧力分布・速度ベクトル分布である。この高度では解析ソフトウェアパッケージとして FaSTAR を利用した。支配方程式には RANS(SST モデル)を用いているので、これらの流れ諸量の解は時間平均化されたものである。

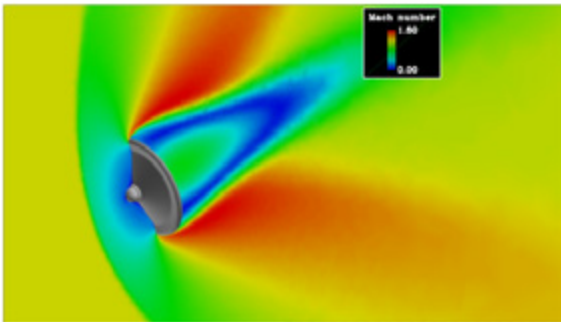


図 9. 高度 43 km における実験機周囲のマッハ数の分布

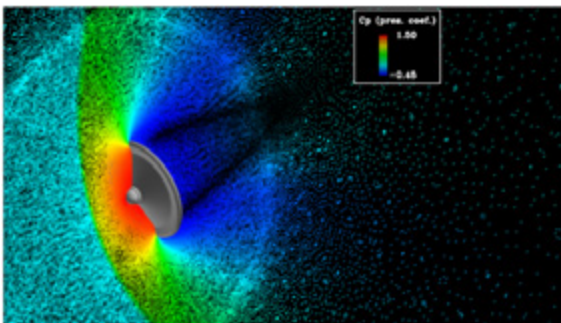


図 10. 高度 43 km における実験機周囲の圧力係数と速度ベクトルの分布

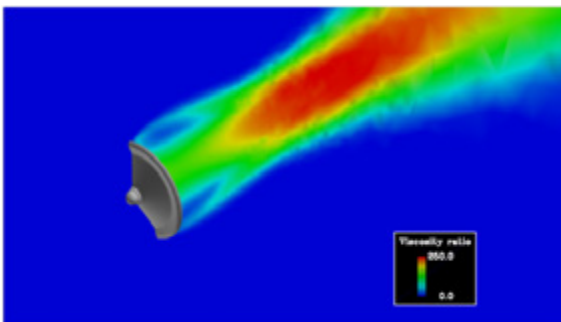


図 11. 高度 43 km における実験機周囲の粘性係数比 (乱流粘性係数/分子粘性係数)

る。

この高度において流入マッハ数はおよそ 1.5 であり、機体前方には衝撃波が形成されることが示されている。衝撃層における圧力係数はほぼ $C_p=1.5$ である。これは衝撃層内の気体の圧縮性が顕著に現れた結果である。さらに、衝撃層内で圧縮された気体は、実験機トールスを回りこんで後流に入り込む際に、強く膨張加速することが示される。後流にはその膨張流に渦輪を伴い、複雑な流れとなることを確認できる。

図 11 は高度 43 km における乱流粘性係数を分子粘性係数で割った粘性係数比の分布である。この高度では、衝撃層内にくらべ、後流において乱流の役割が非常に大きいことが示されている。これは後流の渦輪が強いせん断を生むことで、乱流エネルギーが多量に生成されるためである。

低速領域

図 12 は高度 1.0 km における実験機周りの圧力係数分布・速度ベクトル分布、および図 13 は流線である。この高度では実験機はほぼ終端速度に達しており、流れ場は亜音速である。解析ソフトウェアとしては FFR を用いており、図中の流れ諸量は時間平均量である。実験機前方のよどみ点付近において圧力係数はおよそ $C_p=1.0$ となることが示されている。実験機後方には、高度 43 km のときと同様にトールス上の渦輪が形成されるが、より実験機に近い領域に生じている。渦領域の圧力係数は $C_p=-2.5$ と小さくなっている。高度が低下すると、減速を受けて突入速度も小さくなるが、大気密度が大きくなるので実験機周りの流れ場のレイノルズ数は単調に増加する傾向にある。代表長を実験機の前前方投影直径としたとき、高度 1.0 km においておよそレイノルズ数は $Re \sim 10^6$ のオーダーであり、乱流の影響は強くなっていると言える。高高度とくらべて、渦の特性の違いもレイノルズ数の違いによるものと考えられる。

図 14 (a)-(c)にそれぞれ高度 30 km, 20 km 10km における実験機周囲の圧力係数分布と速度ベクトルを示す。なお、これらは時間平均量である。3つの高度に対して機体前方において圧力係数はほぼ $C_p=1.0$ であるが、機体後方部の渦

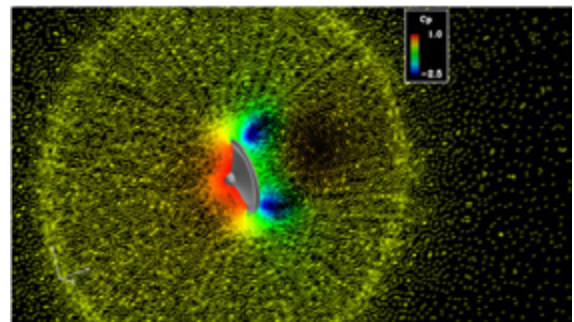


図 12. 高度 1.0km における実験機周囲の圧力係数分布と速度ベクトル

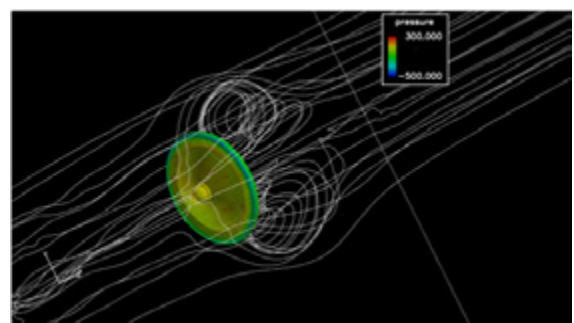
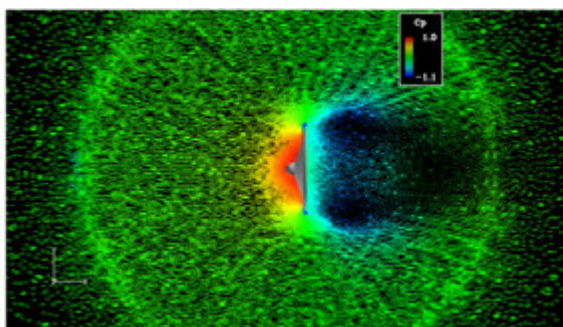


図 13. 高度 1.0km における実験機周囲の流線

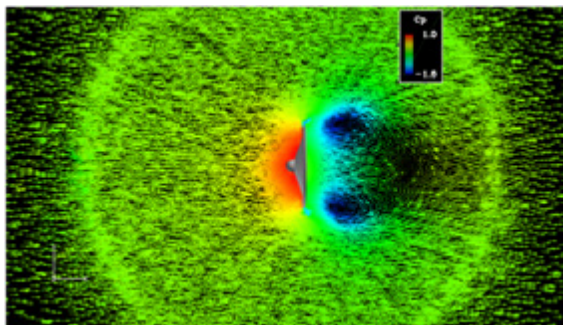
領域における C_p の値は低高度であるほど低下する。高度 30 km では比較的に大きな後流を形成するのに対し、高度 20, 10 km と低下するにしたがって、よりコンパクトな渦輪が形成されることが示される。本解析の計算条件であると、とくにそれは、高度 20 km から 10 km で顕著な違いが現れる。なお、ここでは図示していないが、瞬時値では、高度 30 km 以上では機体後方に常に 1 つの渦輪が形成されるわけではなく、トラスから定期的に小さな渦が放出されることが確認された。一方で高度 10 km 以降では 1 つの大きな渦輪が安定的に形成される。図 8 の抗力係数履歴において、高度 20 km から高度 10 km にかけて確認される抗力係数の低下（解析結果）は、このような機体後方の渦輪の特性によって生じたものと考えられる。

5. 結論

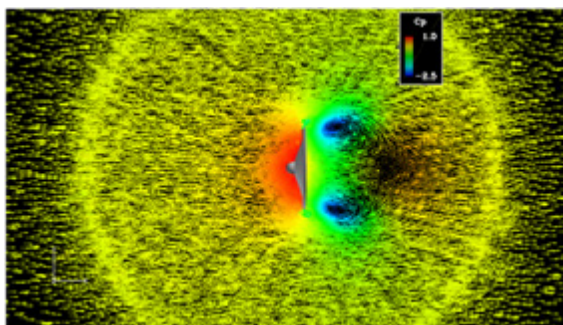
JAXA 宇宙科学研究所 S-310-41 観測ロケットを用いて柔



(a) 高度 30 km



(b) 高度 20 km



(c) 高度 10 km

図 1 4. 各高度における実験機周囲の圧力係数分布と速度ベクトル

軟構造飛行体の大気突入実験が実施された。再突入を通して、GPS によって実験機の位置や速度、加速度が計測され、大気モデルを用いて機体の抗力係数が評価された。抗力係数は超音速領域でおよそ 1.5、遷音速領域において急激に低

下した後、亜音速領域で 1.0 となることが実験値から確認された。これは風洞試験に基づいた設計値に定性的に一致するが、設計値では遷音速域の急激な抗力係数低下は再現されていないことが明らかになった。

また、再突入軌道に沿った一様流条件に基づいて実験機周りの流体解析を行った。抗力係数の解析結果と実験機の計測履歴を比較することで、飛行中の実験機が受けた空気を評価し、実験機周りの複雑な流れ場を明らかにした。実験値と解析値はよい一致を示すことが明らかになった。また、超音速域では実験機前方の気体の圧縮性が、亜音速域では実験機後方に形成される渦が、実験機に働く空気に大きな影響を与えることが示された。

謝辞

本研究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) M. Gräßlin and U. Schöttle. "Flight Performance Evaluation of the Reentry Mission IRDT-1", in Papers Presented at the 52nd International Astronautical Congress, IAF Paper 01-V305, Toulouse, France, October 1 - 5 2001.
- 2) S. J. Hughes, R. A. Dillman, B. R. Starr, R. A. Stephan, M. C. Lindell, C. J. Player, and D. F. M. Cheatwood. "Inflatable Re-entry Vehicle Experiment (IRVE) Design Overview", AIAA Paper 2005-1636, 2005.
- 3) R. R. Rohrschneider and R. D. Braun. "A Survey of Ballute Technology for Aerocapture", Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 44, No. 1, pp. 10-23, January - February 2007.
- 4) P. Reynier and D. Evans. "Postflight Analysis of Inflatable Reentry and Descent Technology Blackout During Earth Reentry". Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 46, No. 4, pp. 800-809, July-August 2009.
- 5) S. J. Hughes, D. F. M. Cheatwood, A. M. Calomino, and H. S. Wright. "Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator (HIAD) Technology Development Overview". AIAA Paper 2011-2524, 2011.
- 6) K. Yamada, T. Abe, K. Suzuki, N. Honma, M. Koyama, Y. Nagata, D. Abe, Y. Kimura, A. K. Hayashi, D. Akita, and H. Makino. "Deployment and Flight Test of Inflatable Membrane Aeroshell using Large Scientific Balloon". AIAA Paper 2011-2579, 2011.
- 7) K. Yamada, T. Abe, K. Suzuki, O. Imamura, D. Akita, M. research, and d group. "Reentry Demonstration Plan of Flare-type Membrane Aeroshell for Atmospheric Entry Vehicle using a Sounding Rocket". AIAA Paper 2011-2521, 2011
- 8) Kazuhiko Yamada and Yasunori Nagata and Naohiko Honma and Daisuke Akita and Osamu Imamura and Takashi Abe and Kojiro Suzuki, "Reentry Demonstration Deployable and Flexible Aeroshell for Atmospheric-Entry Vehicle using Sounding Rocket", Proceedings of 63th International Astronautical Congress, AC-12-D2.3.3, October 1 - 5, 2012.
- 9) Kazuhiko Yamada and Yasunori Nagata and Takashi Abe and Kojiro Suzuki and Osamu Imamura and Daisuke Akita, "Reentry Demonstration of Flare-type Membrane Aeroshell for Atmospheric Entry Vehicle using a Sounding Rocket", AIAA Paper 2013-1388, 2013.
- 10) Yasunori Nagata and Kazuhiko Yamada and Takashi Abe and Kojiro Suzuki, "Attitude Dynamics for Flare-type Membrane Aeroshell Capsule in Reentry Flight Experiment", AIAA Paper 2013-1285, 2013.
- 11) Yusuke Takahashi and Kazuhiko Yamada and Takashi Abe and Kojiro Suzuki, "Aerodynamic Heating around an

- Infatable Vehicle during a Reentry Demonstration Flight by a Sounding Rocket”, AIAA Paper 2013-1303, 2013.
- 12) D. Ha, Y. Takahashi, K. Yamada and T. Abe, “Aerodynamic Simulation of an Inflatable Re-entry Vehicle in Low-Mach-number Flight”, 29th ISTS, 2013-o-2-13, 2-9 June, 2013.
 - 13) Toyobo Corporation. “ZYLON technical data”.
<http://www.toyobo-global.com/seihin/kc/pbo/>.
 - 14) F. R. Menter, “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, AIAA Journal, Vol. 32, No.8, pp. 1598-1605, 1994.
 - 15) K. Yamada, Y. Kato, and T. Abe. “Numerical Simulation of Hypersonic Flow around Flare-Type Aeroshell with Torus Frame”. In 6th Asia Workshop on Computational Fluid Dynamics, Kashiwa, Japan, March 16 2009.

大迎角細長物体の横力制御における DBD プラズマアクチュエータ設置位置の検討

佐藤雅幸、西田浩之、松原暁良（東京農工大学）
野々村拓（JAXA）

Investigation of DBD Plasma Actuator Arrangement for Control on High-Angle-of-Attack Slender-Body Side Force

Masayuki Sato, Hiroyuki Nishida, Akira Matsubara (TUAT)
Taku Nonomura (JAXA)

ABSTRACT

We have numerically analyzed the asymmetric separation flow control over a high-angle-of-attack slender body aiming to improve the controllability of high-angle-of-attack flight. In this study, Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma actuator is used as flow control device. The Reynolds Averaged Navier Stokes/Large-Eddy Simulation hybrid method (RANS/LES) is adopted with the high-order compact spatial difference scheme for our research purpose. At the first of the characteristics of flow field were shown for various angles of attack; the asymmetry of the flow field becomes stronger with angle of attack. Next, the flow control using the plasma actuator was numerically analyzed. We considered two types of actuator setting; one is body-axial actuator which adds circumferential momentum into the flow field, and the other is circumferential actuator which adds body-axial momentum into the flow field. As a result, in the case of body-axial actuator, the side force can be continuously controlled against the actuator output power, and delay of the flow separation by the actuator generates the side force change. On the other hand, in the case of the circumferential actuator, the vortex filament separation from the body surface is delayed by plasma actuator, and large side force change can be obtained even with small actuator output power. Therefore, the side force control mechanism by the circumferential plasma actuator is the suppression of the vortex separation due to the enhancement of the axial flow by the plasma actuator.

1. 研究背景及び目的

航空機の胴体やロケットなどは円形に近い断面をもった細長物体である。この細長物体が大迎角飛行を行う際には、後流渦が機体表面から剥がれ非対称となる¹⁾。この非対称剥離渦により、機体には横力、ヨーイングモーメントが働き、姿勢安定性が著しく損なわれる。大迎角細長物体の流れ場は、物体先端頂角 θ_c と迎角 α によって、4つのタイプに大別される (Fig. 1)。それぞれの物体先端頂角と各迎角の関係は、 $\alpha_{SV} = 1.1 \sim 1.3\theta_c$ 、 $\alpha_{AV} = 2\theta_c$ 、 $\alpha_{UV} = 70 \sim 75 \text{ deg.}$ となる¹⁾。ここで、Fig. 1 (c) の流れ場が前述した機体に大きな横力、ヨーイングモーメントが働く流れ場である。また、横力が顕著となる迎角では、ラダー等の補助翼は機体後流に含まれるために、その制御効果は著しく低下する。そのため、流れの制御が有効な姿勢制御方法の一つとして期待されている。これまで、非対称剥離渦発生メカニズムを解明し、制御する研究が数多く行われてきた^{2, 3)}。特に、能動的に制御を行うことができれば姿勢制御において大きな効果が期待できるため、マイクロジェットや小型振動翼などのデバイスを大迎角細長物体へ適用する研究が行われてきたが^{4, 5)}、作動流体のタンクが必要、機械的構造が複雑であるため重量が大きい、デバイスの設置自由度が低いためにアクチュエータの出力に対する横力の線形的制御が実現していないなどの理由から実用化には至っていない。

近年、Fig. 2 に示すような DBD (Dielectric Barrier Discharge) プラズマアクチュエータと呼ばれる流体制御デバイスが注目を集めている^{6, 7)}。このデバイスは、可動部が一切なく能動的制御が行えること、構造が単純であるために設置自由度が高いこと、薄く設置による元の空力特性への影響が小さいこと、物体近傍に作用するために境界層制御に適していることなど、従来のデバイスにはない特徴を数多く備えている。そのため、DBD プラズマアクチュエータが従来の制御デバイスの欠点を払拭し、細長物体の流れ場制御に大きな効果をもたらせることが期待できる。これまで我々は、アクチュエータの出力に対する横力の比例制御を目標とし、細長物体後胴にアクチュエータを設置することによる制御効果について、数値シミュレーションと

実験的アプローチから研究を行ってきた。そして、物体後胴において左舷と右舷で別々にアクチュエータを駆動することで⁸⁾、アクチュエータの出力に対して、ある程度比例的に横力を制御できることがわかっている。しかしながら、実用レベルでの制御を行うためには、アクチュエータの出力が不十分であることも明らかになっている。今後アクチュエータの出力改善の研究とともに、駆動方法 (バースト駆動やナノパルス駆動など) および駆動位置の最適化などを行ってゆく必要がある。そこで、我々は、新たに機軸方向流れに対して順方向に誘起流を加えるアクチュエータの配置を検討している。これはアクチュエータのジェットにより非対称剥離渦を機軸方向下流に押し流すことによって、流れ場の制御を行うという考えに基づいている。

本研究では、3次元数値流体解析を用いて、物体周方向に体積力を加えるようにプラズマアクチュエータを配置した場合と機軸方向に体積力を加えるように配置した場合において、数値計算を行い、それぞれの横力制御効果とその制御メカニズムへの理解を深めることを目的とする。

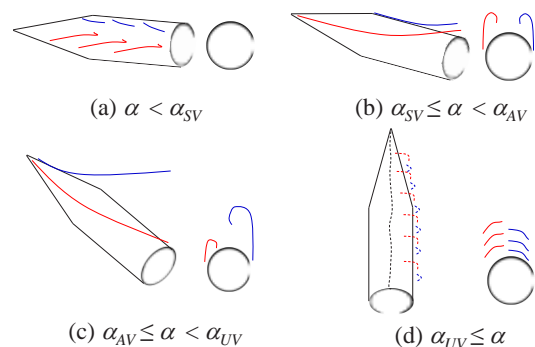


Fig. 1 Classifications of the flow around the slender body.¹⁾

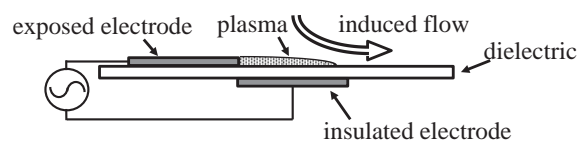


Fig. 2 DBD Plasma actuator.

2. 解析モデル

2.1. 支配方程式

支配方程式としては、一様流速及び機体底面直径 D で無次元化した 3 次元圧縮性 Navier Stokes 方程式を用いる。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + S, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial u_i \tau_{ik}}{\partial x_k} + \frac{1}{(\gamma-1)PrReM_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + S_E \quad (3)$$

また、基本的な無次元量であるレイノルズ数 Re 、プラントル数 Pr 、一様流マッハ数 M_∞ は以下のように表される。

$$Re = \frac{\rho_\infty u_\infty D}{\mu_\infty}, \quad Pr = \frac{\mu_\infty C_p}{k_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{a_\infty}. \quad (4)$$

式 (2)、(3) における右辺最終項はそれぞれアクチュエータが単位体積あたりに流体に与える体積力とエネルギーを表している。

2.2. プラズマアクチュエータのモデル化

式 (2)、(3) におけるアクチュエータの制御効果を表すソース項は以下の式で与えられる。

$$S = D_c q_c E_i, \quad S_E = D_c q_c \mu_i E_{ki}. \quad (5)$$

θ_c 及び E_i の空間分布には、Suzen ら⁹⁾ のモデルを用いている。ここで、 D_c は電磁気力に関する無次元量で次のように表される。

$$D_c = \frac{q_{c,ref} u_{ref} L}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,ref} \phi_{ref}}{\rho_\infty u_\infty^2}. \quad (6)$$

Suzen モデルから得られた体積力分布は 2 次元の分布であるため、アクチュエータが設置されている方向に対して一様に分布させることで 3 次元の体積力分布とする。また、プラズマアクチュエータの体積力の時間変動は考慮せず、常に一定の体積力が発生するものとして計算を行う。本研究においては、無次元化された単位長さあたりのアクチュエータが流れ場に与える制御力を以下の式で定義する c_ϕ により表す。

$$c_\phi = \frac{S_{ac}/L_{ac}}{\rho_\infty u_\infty^2 S_{cylinder}}. \quad (7)$$

2.3. プラズマアクチュエータの駆動条件および配置

本研究でのアクチュエータの配置を Fig. 3, 4 に示す。アクチュエータの配置は体積力が加わる方向が横断流に対して順方向となる配置 (Fig. 3) と軸流に対して順方向となる配置 (Fig. 4) の 2 ケースとした。以降では、横断流に対して順方向に駆動するケースを周方向駆動、軸流に対して順方向に駆動するケースを機軸方向駆動と称す。

周方向駆動は、細長物体後胴にアクチュエータを配置し、その周方向位置は風上方向よどみ点を基準として、 $\theta_{ac} = \pm 80 \text{deg}$. とした。アクチュエータの全長は後胴部の約 77% をカバーする長さとした。また、右舷、左舷それぞれ独立してアクチュエータを駆動させることで、物体周りの流れ場を左右非対称に変化させ、横力を制御することを試みる。

機軸方向駆動は、軸方向位置 $x/D=1.5, 4.0$ の位置にアクチュエータを配置した。アクチュエータの全長は、断面部の全周を覆う長さとした。また、前胴 ($x/D=1.5$)、後胴 ($x/D=4.0$) のどちらか一方のアクチュエータを駆動させ、機軸方向の流れを強めることで、流れ場の制御を試みる。

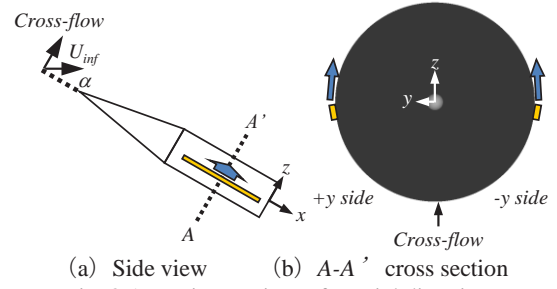


Fig. 3 Actuation to circumferential direction.

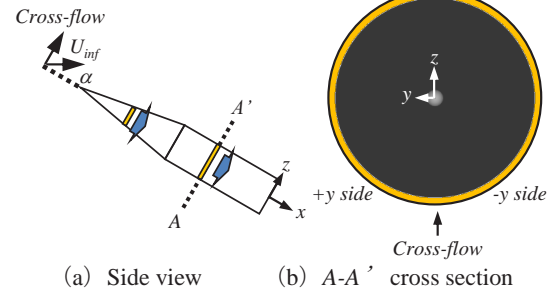


Fig. 4 Actuation to axial direction.

2.4. 計算手法

本解析では壁面近傍では RANS で計算を行い、その外側では LES で計算を行う Reynolds averaged Navier Stokes (RANS) / large-eddy simulation (LES) hybrid 手法を用いた。これは壁面近傍で流れ方向に比較的粗い格子を用いると壁に近づくにつれて乱流の積分長さとは格子幅が長くなり、乱れのスペクトルの大部分がサブグリッドスケールに入ってしまう精度が落ちるため、そのような領域では従来の RANS を用いるのがふさわしいという考えに基づいている。RANS の乱流モデルには、付着流れにおいて信頼性が高く、安定性に優れている Baldwin-Lomax モデルを用いた。LES のサブグリッドスケールモデルとしては、乱流のフィルターが担うと考え、陽的なモデルを用いない Implicit LES¹⁰⁾ を用いた。また、LES と RANS の切り替えは乱流境界層の外側になるように設定した。

対流項及び粘性項の離散化には 6 次精度の Compact 差分法を用いた。また、数値振動を抑えるために 6 次精度 3 重対角フィルターを使用した^{11, 12)}。時間差分法には 2 次精度 3 点後退差分を Alternating Direction Implicit Gauss-Seidel (ADI-SGS) 陰解法¹³⁾ により、内部反復を 3 回行った。

3. 計算条件および計算格子

3.1. 計算条件

機体底面直径基準のレイノルズ数を $Re=3.0 \times 10^4$ 、一様流マッハ数を $M_\infty=0.3$ 、プラントル数を $Pr=0.72$ とした。

3.2. 細長物体形状

計算対象とした細長物体形状は、Cone 形状と Cylinder 形状を組み合わせた Cone-Cylinder 形状である。寸法と形状を Table 1, Fig. 5 に示す。ここで、計算格子は機体底面直径 D で無次元化した長さを用いて作成した。

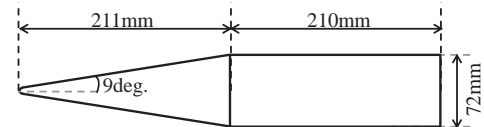


Fig. 5 Computational model.

3.3. 計算格子

計算格子は、機体底面の中心を原点として、 j (ξ) 方向を機体先端から底面に向かう方向、 k (ζ) 方向を機体円周方向、 l (η) 方向を機体面から離れていく方向として、O-

O トポロジーの構造格子とした。作成した計算格子を Fig. 6 に示す。格子点数は 219 点 (j 方向), 186 点 (k 方向), 101 点 (l 方向) の計 411 万点とした。一般に, 掃流境界層における壁面近傍の最小格子幅は 程度とる必要がある。本研究では $Re=3.0 \times 10^4$ であるため, 機体底面直径によって無次元化した長さで 1.5×10^4 とした。また, 計算格子は全体の流れ場を解くための格子 zone 1 とアクチュエータからの擾乱を解くための格子 zone 2, zone 3 からなり, 重合格子法を用いている。各格子間の物理量のやり取りには 2 次内挿を用いている。周方向駆動と機軸方向駆動それぞれの計算格子を Fig. 7, 8 に示す。

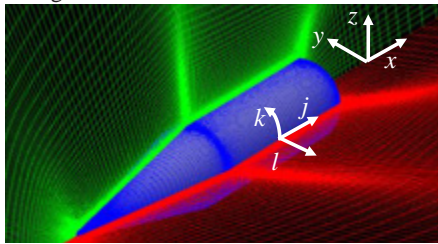


Fig. 6 Computational grid.

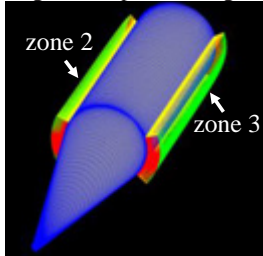


Fig. 7 Circumferential actuation computational grid.

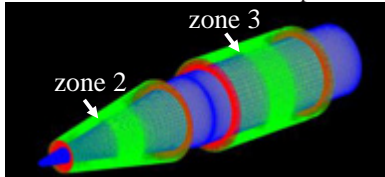


Fig. 8 Axial actuation computational grid.

3.4. 幾何学的な擾乱 (bump)

過去の研究^{14, 15)}において, 非対称剥離渦を数値シミュレーションで再現するためには, 機体先端付近に幾何学的な擾乱源 (bump) を取り付ける必要があることが知られている。この bump は, 実験や実飛行環境における機体の工作精度, 主流乱れなどのような非対称剥離渦の発達の原因となる擾乱を代表するものとして機体先端に設置している。稲葉ら¹⁶⁾の研究により, 先端に bump を設置することで, 実験で観測されているような非対称剥離渦を数値シミュレーションでよく再現できることが示されている。そこで, 本研究においても, Fig. 9 に示す bump を機体先端に設置している。

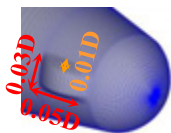


Fig. 9 Bump at the body apex.

4. 大迎角剥離流れ場の特性

本章では, アクチュエータを駆動していない状態における大迎角細長物体の流れ場の特性について示す。迎角と横力の関係を Fig. 10 に, 各迎角での表面圧力分布及び x 軸方向渦度分布を Fig. 11 に, 局所横力係数の軸方向分布を Fig. 12 に示す。

Fig. 11 より, 迎角が大きくなるにつれて, 渦の非対称性が強くなっていることがわかる。また, 迎角 40 deg. 以上においては, 渦糸が機体に沿って軸方向下流に流されてゆく過程で機体表面から剥がれ, 剥がれた側の機体側面から新たな渦糸が生成されていることが見て取れる。この新たな 3 本目の渦糸が発生する位置は迎角が大きくなるにつれて機体先端に近づく。3 本目の渦糸が発生した位置より後方では局所横力の方向が切り替わる (Fig. 12 参照)。以上のような複雑な流れ場の特性により, Fig. 10 に示されている通り迎角と横力の関係は非線形となる。

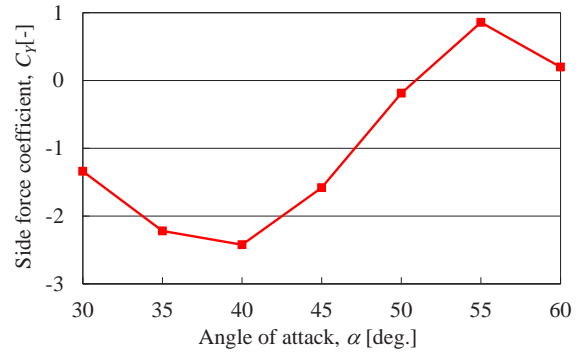


Fig. 10 Side force coefficient v.s. angle of attack.

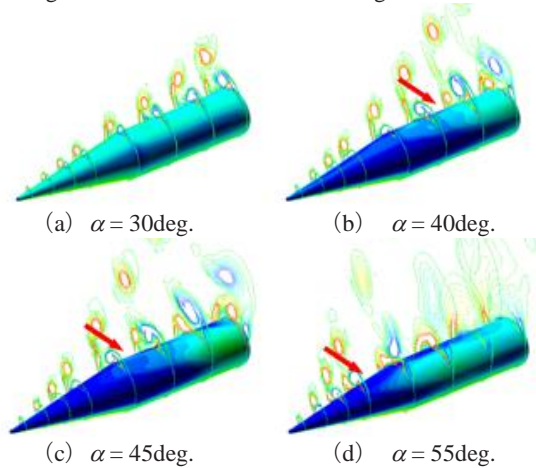


Fig. 11 Surface pressure distribution and x-directional vorticity in time averaged flow field at various angles of attack.

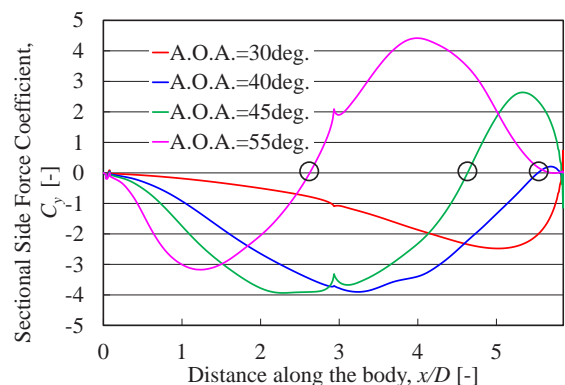


Fig. 12 Sectional side force coefficient distributions.

5. アクチュエータによる流れ場及び空力特性の変化

5.1. 周方向駆動による制御

アクチュエータの出力 c_θ に対する横力変化量を Fig. 13 に示す。ここで, 横軸正は左舷側のアクチュエータ駆動を, 負は右舷側のアクチュエータ駆動を意味している。

Fig. 13 より, 右舷側のアクチュエータを駆動すると横力は $+y$ 方向に変化し, 左舷側のアクチュエータを駆動すると横力は $-y$ 方向に変化することがわかる。また, 横力をアク

チュエータの出力に対してある程度線形的に制御できていることがわかる。

次に、アクチュエータの制御効果の流れ場の変化から議論する。迎角 45deg., $x/D=4.5, 5.5$ における x 軸方向渦度分布を Fig. 14, 15 に示す。軸方向渦度分布はアクチュエータを駆動していない時の渦度分布を黒で、アクチュエータを駆動しているときの渦度分布を赤で描き、重ねて示している。このときのアクチュエータの出力は $c_\phi=0.039$ である。

Fig. 14, 15 より、アクチュエータを駆動することによって、剥離が遅れ、駆動した側の渦が機体表面に近づく方向に動いていることがわかる。したがって、アクチュエータを駆動することによる、剥離の抑制が周方向駆動の制御メカニズムであると考えられる。

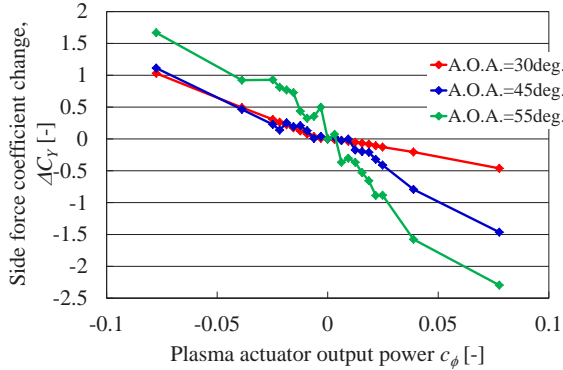


Fig. 13 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power.

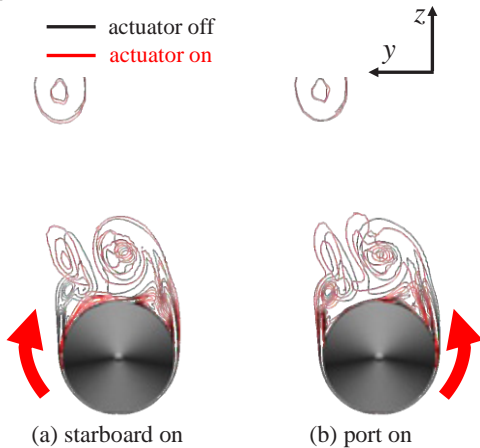


Fig. 14 x -directional vorticity variation by the plasma actuator in time averaged flow field ($c_\phi = 0.039, \alpha = 45\text{deg.}, x/D=4.5$).

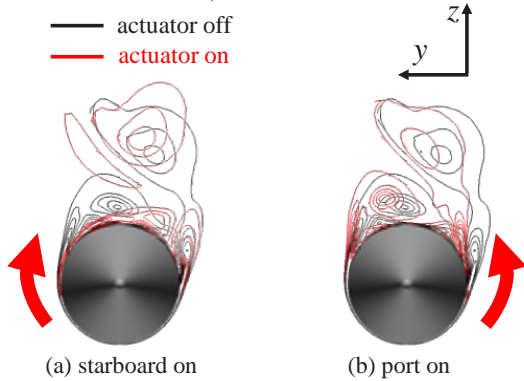


Fig. 15 x -directional vorticity variation by the plasma actuator in time averaged flow field ($c_\phi = 0.039, \alpha = 45\text{deg.}, x/D=5.5$).

5.2. 機軸方向駆動による制御

後胴位置 ($x/D=4.0$) にアクチュエータを設置した条件の計算結果を示す。アクチュエータの出力 c_ϕ に対する横力変化量を Fig. 16 に示す。

Fig. 16 より、軸方向駆動では、アクチュエータの出力に対して、線形的に横力を変化させることはできないが、迎角 55deg.の結果のように、小さなアクチュエータ出力で大きな制御効果が得られることがわかる。また、制御効果は迎角によって大きく異なる。迎角 30deg.で、横力の変化が見られていない要因としては、迎角が低いために軸方向の流れが強いことが考えられる。次に、迎角 45deg.と 55deg.で横力の変化の方向が異なる要因について、流れ場と局所横力係数の軸方向分布から考察する。

x 軸方向渦度で色付けした速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面を Fig. 17, 18 に、局所横力係数の軸方向分布を Fig. 19, 20 に示す。

Fig. 17, 18 より、迎角 45deg.では明確な流れ場の変化は見られない。一方、迎角 55deg.では、左舷側の渦糸が機体表面に近づいていることがわかる。また、Fig. 19, 20 より、アクチュエータを駆動することによって、迎角 45, 55deg.ともに局所横力の方向が切り替わる位置が機体後方へ移動していることがわかる。つまり渦糸が機体から剥がれる位置が機体後方に移動していることを示している。迎角 45deg.と 55deg.で制御メカニズムは同じであるが、元の流れ場の相違により、Fig. 16 に示した制御効果の違いが得られたと考えられる。以上のことから、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることが制御メカニズムである。

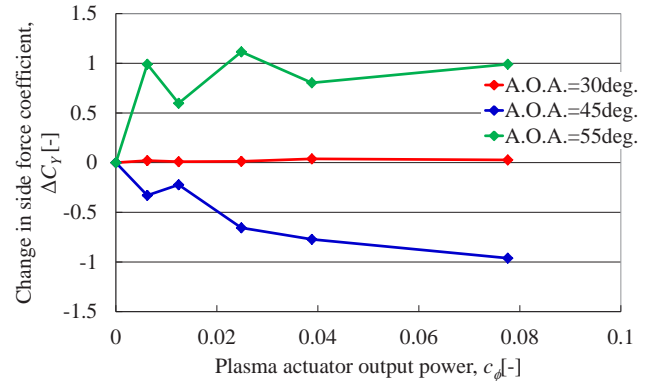


Fig. 16 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power (actuation at $x/D=4.0$).

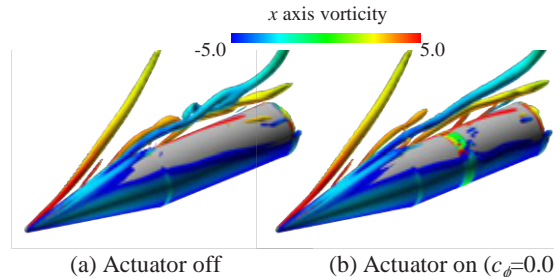


Fig. 17 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=4.0$).

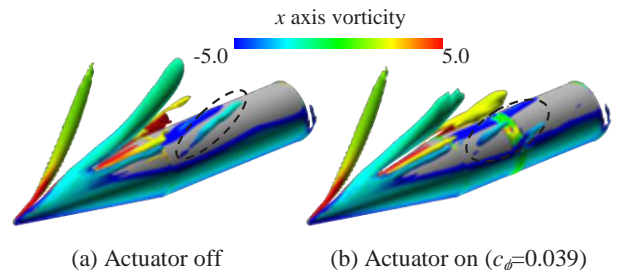


Fig. 18 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=4.0$).

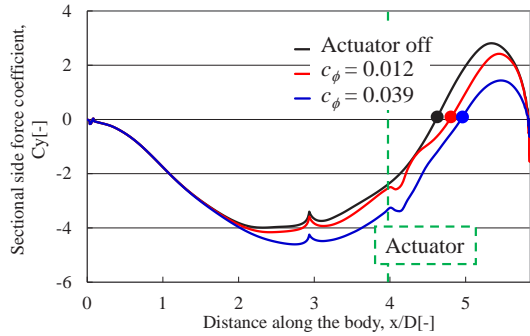


Fig. 19 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=4.0$).

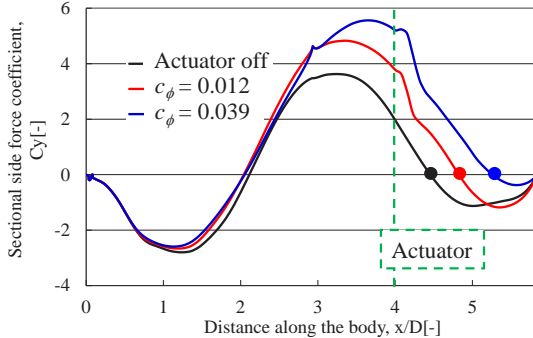


Fig. 20 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=4.0$).

次に、前胴位置 ($x/D=1.5$) にアクチュエータを設置した条件の計算結果を示す。アクチュエータの出力 c_ϕ に対する横力変化量を Fig. 21 に示す。

Fig. 21 より、後胴位置での駆動と同様、アクチュエータの出力に対して、線形的に横力を変化させることはできていない。また、迎角 45deg. と 55deg. ではアクチュエータの出力を大きくすると、横力の変化の方向が切り替わることがわかる。この制御メカニズムについて、流れ場と局所横力係数の軸方向分布から考察する。

x 軸方向渦度で色付けした速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面を Fig. 22, 23 に、局所横力係数の軸方向分布を Fig. 24, 25 に示す。

Fig. 22, 23 より、迎角 45deg. では明確な流れ場の変化は見られない。一方、迎角 55deg. では、左舷側の渦糸が機体表面に近づいていることがわかる。また、Fig. 24 より、アクチュエータを駆動することによって、迎角 45deg. では、アクチュエータの出力が小さいと局所横力の方向が切り替わる位置が機体前方へ移動し、出力を大きくすると逆に機体後方へ移動することがわかる。つまり、アクチュエータの出力が小さいと渦糸が機体から剥がれる位置が機体前方に移動し、大きくなると逆に機体後方へ移動する。出力が小さい場合に渦糸の剥がれる位置が機体前方に移動した要因としては、アクチュエータのジェットが擾乱源として働き、渦糸の発達を促進したと推測される。一方、Fig. 25 より、迎角 55deg. ではアクチュエータの出力によらず、局所横力の方向が切り替わる位置が機体後方へ移動していることがわかる。つまり、渦糸が機体から剥がれる位置が機体後方に移動する。迎角 55deg. においては、アクチュエータを駆動することによって、局所横力係数の軸方向分布が大きく変化するために、Fig. 21 に見られるようにアクチュエータの出力を大きくすると、横力の変化の方向が切り替わる。以上のことから、後胴位置の駆動と同様、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることが制御メカニズムである。

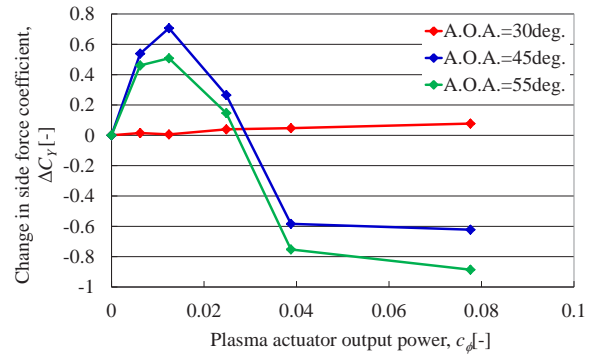


Fig. 21 Change in side force coefficient v.s. plasma actuator output power. (actuation at $x/D=1.5$)

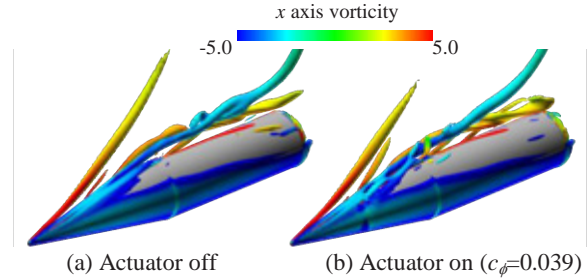


Fig. 22 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=1.5$).

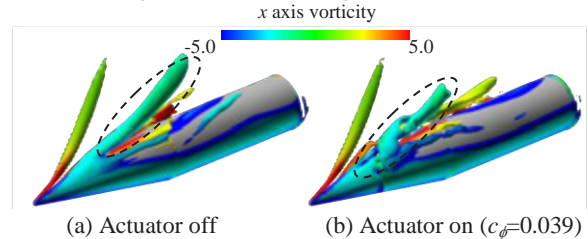


Fig. 23 Iso-surfaces of 2nd invariant of the velocity gradient tensors at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=1.5$).

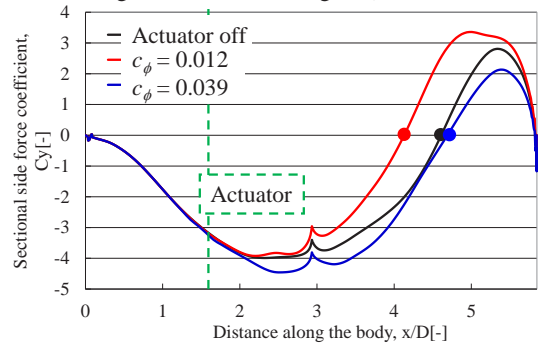


Fig. 24 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 45 degree (actuation at $x/D=1.5$).

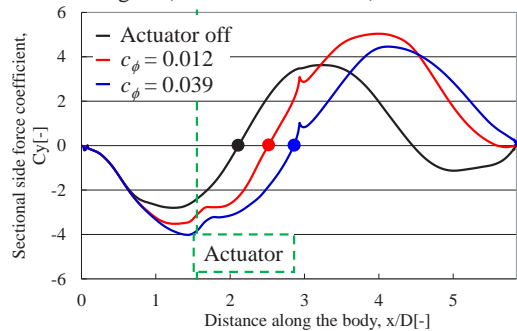


Fig. 25 Sectional side force coefficient distributions at the angle of attack of 55 degree (actuation at $x/D=1.5$).

6. 結論

周方向駆動と機軸方向駆動において、それぞれの横力制御効果とその制御メカニズムへの理解を深めることを目的とし、数値解析を3次元 RANS/LES Hybrid 手法を用いて行うことで、以下の知見が得られた。

大迎角細長物体周りの非対称剥離渦は、迎角が大きくなるとともに、非対称性が強くなり、bump を取り付けた側 (+y) から発生した渦糸が機体表面から剥がれ、剥がれた位置から3本目の渦糸が発生する。

細長物体後胴での周方向駆動では、アクチュエータの出力に対してある程度線形的に横力を制御することができる。この制御メカニズムは、アクチュエータを駆動することによって、駆動した側の剥離が遅れることであると考えられる。

機軸方向駆動では、アクチュエータの出力に対して横力を線形的に制御することはできないが、周方向駆動よりも小さな制御力で大きな制御効果が得られるケースがある。機軸方向駆動の制御メカニズムは、特殊な条件を除いて、アクチュエータのジェットによって軸方向の流れが強められ、渦糸が機軸方向下流に押し流されることによって、渦糸の発達が遅れることであると考えられる。

7. 今後の予定

今後、アクチュエータの設置の仕方を変更して、計算を行い、細長物体の流れの制御に適したアクチュエータの設置方法を検討する。

謝辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構の JAXA Supercomputer System (JSS) を使用して解析を実施した。

参考文献

- 1) Ericsson, L. E. and Reding, J. P.: Steady and Unsteady Vortex-Induced Asymmetric Loads on Slender Vehicles, *J. Spacecraft and Rockets*, 18(1981), pp.97-109.
- 2) David H. B.: The Asymmetric Vortex Wake Problem – Asking the Right Question, *AIAA Paper 2006-3553*, 2006.
- 3) Hunt, B. L.: Asymmetric Vortex Forces Wakes on Slender Bodies, *AIAA Paper 1982-1336*, 1982.
- 4) Panel, M.P., Tilmann, C.P. and Ng, T. T.: Closed-Loop Missile Yaw Control via Manipulation of Forebody Flow Asymmetries, *Journal of Spacecraft and Rockets*, 41(2004), pp.436-443.
- 5) Bernhardt, J.E. and Williams, D.R.: Proportional Control of Asymmetric Forebody Vortices, *AIAA J.*, 36 (1998), pp.2087-2093.
- 6) Tsubakino, D. and Tanaka, K.: Effective Layout of Plasma Actuators for a Flow Separation Control on a Wing, *AIAA Paper 2007-474*, 2007.
- 7) Asada, K, Fujii, K.: Computational Analysis of Unsteady Flow-field Induced by Plasma Actuator in Burst Mode, *AIAA Paper 2010-5090*, 2010.
- 8) Nishida, H.: Study on Active Flow Control of Separation Flow behind Slender Body in High Angle of Attack, *Annual Meeting of Japan Society of Fluid Mechanics*, 2010.
- 9) Suzen, Y. B., Huang, P. G., Jacob, J. D., and Ashpis, D. E.: Numerical Simulations of Plasma Based Flow Control Application, *AIAA Paper 2005-4633*, 2005.
- 10) Fujii, K.: Efficiency Improvement of Unified Implicit Relaxation/Time Integration Algorithms, *AIAA J.*, 37(1999), pp.125-128.
- 11) Gaitonde, D.V. and Visbal, M.R.: Further Development of a Navier-Stokes Solution Procedure Based on Higher-Order Formulas, *AIAA Paper 1999-0557*, 1999.
- 12) Gaitonde, D. V. and Visbal, R. M.: Pade-Type Higher-

- Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations, *AIAA J.*, 38(2000), pp.2103-2112.
- 13) Nishida, H., Nonomura, T.: ADI-SGS Schemes on Ideal Magnetohydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 228(2009), pp. 3182-3188
- 14) Degani D., Levy Y.: Asymmetric turbulent vortical flows over slender bodies, *AIAA J.*, 1992, pp.2267-73.
- 15) Levy, Y., Hesselink, L. and Degani, D.: A Systematic Study of the Correlation Between Geometrical Disturbances and Flow Asymmetries, *AIAA Paper 1995-0365*, 1995.
- 16) Inaba, R., Nishida H., Nonomura T., Asada K., and Fujii K.: Numerical Study on Control of Separation Flow over Slender Body Using DBD Plasma Actuator, *ISTS e-26*, 2011.

OpenFOAM を用いた NACA0012 翼型まわりの準二次元解析

中谷 淳, 村澤 杏樹
岐阜工業高等専門学校

Quasi-2D Flow Analysis around NACA0012 Airfoil using OpenFOAM

by
Jun NAKAYA and Anju MURASAWA

ABSTRACT

In this study, the reliability of OpenFOAM has been confirmed through the incompressible fluid analysis around the NACA0012 airfoil and comparing the result of the analysis between Ladson's experiment and Gregory's experiment. Reynolds number of the flow field is $Re = 6.0 \times 10^6$ and dimension of the analysis flow field is quasi-two-dimensional flow and two-dimensional flow. "simpleFoam", Steady-state solver for incompressible turbulent flow based on the SIMPLE method, is selected as a solver, "Spalart-Allmaras model" is selected as a turbulence model. Free stream boundary conditions of the Spalart-Allmaras model utilized to OpenFOAM are work variables \tilde{v} and turbulent kinematic viscosity ν_t . Work variables are $\tilde{v} = 1/10\nu$, 10ν and 1000ν . Analysis mesh is generated by blockMesh and snappyHexMesh for the quasi-two-dimensional analysis, and blockMesh for the two-dimensional analysis. As a result of quasi-two-dimensional analysis, lift and drag coefficient curves are not match to the experiment and stall appears with small angle of attack. The reason is because there is no boundary layer mesh in the quasi-two-dimensional model. As the result of two-dimensional analysis, NACA's mesh and blockMesh get close value to the Ladson's experiment and Gregory's experiment. Especially, pressure coefficient calculated by blockMesh model is match to the experiment result.

1. はじめに

岐阜高専・航空宇宙流体力学研究室（以後、本研究室）では、将来型の宇宙輸送システムであるスペースプレーンの機体設計、および空力研究に有限体積法に基づく流体解析ツール OpenFOAM¹⁾を積極的に活用することを目指している。

OpenFOAM は ESI group が開発、公開しているオープンソースの流体解析ツールである。オープンソースであるが故に、市販の流体解析ソフトウェアではブラックボックスとなっていることが多い解析理論は付属の User Guide, およびソースコードを読むことで理解できるようになっている。さらに、OpenFOAM は無料であるにも関わらず、商用ソフトウェア並みの機能が搭載されており、最近では企業の製品開発においても利用が拡大している。このような理由から、オープン CAE 学会、およびその関係者らの主催で OpenFOAM の勉強会²⁾も開催されており、大学の研究者や企業の技術者などが多数参加している。

一方、航空宇宙分野における流体解析では、CFD の専門チームが開発したソフトウェア、或いは商用のソフトウェアが用いられることが多く、OpenFOAM を用いた解析事例はあまり見受けられない。このため、高精度な解が要求されるスペースプレーンの機体設計、および空力研究に OpenFOAM の活用を見出すためには流体力学的視点からの詳細な検討が必要である。

以上の背景を踏まえ、本研究では目下、非圧縮性流れに限定し、航空宇宙分野で OpenFOAM がどの程度有効に利用可能であるかを評価する。

本研究では、解析対象として 1900 年代前半から半ばに掛けて多くの研究が行われ、既に理論値や実験値が既知となっている NACA 翼型の中でも特に NACA0012 翼型を採用する。そして、OpenFOAM の信頼性を評価するために、NACA 等の研究機関が過去に実施した研究データを利用し、OpenFOAM で得られた解析結果と比較することで、OpenFOAM の解析結果がどの程度信頼できるのかを検討する。具体的に比較するパラメータとして、翼型の揚力係数、抗力係数、および圧力係数の 3 つのパラメータとする。また、解析する流れ場としては、準二次元の定常非圧縮性乱流場を基本としつつ、検証のため二次元の流れ場も併せて解析する。なお、本研究における準二次元とは、翼幅方向

は考慮するが、翼の三次元効果、すなわち翼端渦や誘導抗力は考慮しない流れ場を指す。

2. 解析環境

本研究では通常のパーソナルコンピュータ (PC/AT 互換機) レベルの計算機を用いて解析を進める。ハードウェア、およびソフトウェアの仕様を表 1 に示す。なお、本計算機では OpenMPI による並列計算環境が構築されており、CPU コア毎に 1 スレッドの計算が可能となっている。

表 1 解析環境

Hardware	
CPU	Intel Core i7-870 (4 コア, 2.93GHz)
Memory	16GB
Video Memory	1GB (ATI Radeon HD 5700 Series)
HDD	1TB
Software	
CFD	OpenFOAM-2.2.0
Mesher	blockMesh snappyHexMesh
Postprocessor	ParaView

3. 解析モデル

前述のとおり、本研究では解析対象として NACA0012 翼型を採用する。NACA 翼型の形状は下記の式で定義されている³⁾。

$$\pm y = \frac{t}{0.20} (0.29690\sqrt{x} - 0.12600x - 0.35160x^2 + 0.28430x^3 - 0.10150x^4) \dots (3.1)$$

ここで、 t は最大翼厚比 (NACA0012 の場合は $t = 0.12$)、 x ($0 \leq x \leq 1$)、 y はそれぞれ x 方向 (翼弦長方向)、 y 方向 (翼厚方向) の位置 (翼弦長に対する比) である。本研究では式(3.1)をもとに翼弦長 2m の NACA0012 翼型モデルを作成した。モデルの座標系は OpenFOAM の解析座標系に適合するよう、翼弦長方向を x 軸方向に、翼幅方向を z 軸方向にとつてある。なお、データフォーマットは OpenFOAM で取り扱いが可能である ASCII 形式の STL データであり、本モデルの三角数は 1688、点数は 846 である (図 1)。



図1 翼型モデルの外観

4. プリプロセス

4.1 解析における流れ場

本研究では、既往の解析・実験等との比較を踏まえ、流れ場のレイノルズ数は $Re = 6.0 \times 10^6$ とする。流体は空気とし、その物性値は国際標準大気（海面上）の値を用いる。すなわち、密度 $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$ 、動粘性係数 $\nu = 1.4607 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ である⁴⁾。翼型の飛行速度、すなわち流速は、レイノルズの相似則に基づき $U_\infty = 43.821 \text{ m/s}$ とする。本流れ場においてマッハ数は $M_\infty = 0.13$ であり、厳密な非圧縮性の条件である $M_\infty < 0.14$ を満足している。よって、本解析の流れ場は非圧縮性流れとなる。

また、流れ場のレイノルズ数は $Re = 6.0 \times 10^6$ であり、Jeppe の論文⁵⁾によると平板における臨界レイノルズ数は $Re_{cr} = 2.8 \times 10^6$ 、完全に発達した乱流では $Re_t = 3.9 \times 10^6$ と報告されているため、本解析における翼型まわりの流れ場は乱流場と考えることができる。なお、翼型の迎角は $\alpha = 0^\circ, 4^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 15^\circ, 16^\circ$ の7通りとする。

以上の条件から、本解析の流れ場は定常非圧縮乱流となるため、ソルバとしては OpenFOAM に標準装備されている SIMPLE 法に基づく simpleFoam を用いる。

4.2 乱流モデル

本解析における乱流モデルとして航空機の解析によく用いられている Spalart-Allmaras モデル（以後、SA モデル）⁶⁾ を利用する。ただし、OpenFOAM の非圧縮性ソルバ用に用意されている SA モデルは、Christopher らの論文⁷⁾に記述されている f_{v3} 項を有する型の SA モデルである。SA モデルの輸送方程式^{7), 8)}を以下に示す。なお、 f_{v3} 項に関連する式、およびパラメータ以外はすべて標準の SA モデルと同様である。

$$v_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad \dots (4.1)$$

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu} + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2] - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad \dots (4.2)$$

$$\tilde{S} = f_{v3} \Omega + \frac{\tilde{\nu} f_{v2}}{\kappa^2 d^2} \quad \dots (4.3)$$

$$f_{v2} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\chi}{c_{v2}}\right)^3} \quad \dots (4.4)$$

$$f_{v3} = \frac{(1 + \chi f_{v1})(1 - f_{v2})}{\chi} \quad \dots (4.5)$$

$$f_w = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{\frac{1}{6}}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r),$$

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad \dots (4.6)$$

$$c_{b1} = 0.1355, \sigma = 2/3, c_{b2} = 0.622, \kappa = 0.41,$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma},$$

$$c_{w2} = 0.3, c_{w3} = 2, c_{v1} = 7.1, c_{v2} = 5 \quad \dots (4.7)$$

OpenFOAM で用いる SA モデルでは境界条件として渦動粘性に類似した作業変数 $\tilde{\nu}$ を定める必要がある。Spalart と Allmaras の論文⁶⁾、および他の資料⁹⁾によると、壁面では $\tilde{\nu} = 0$ 、自由流れでは動粘性係数の 1/10 以下とすることが望ましいと記述されている。しかしながら、自由流れにおける作業変数を動粘性係数の 1/10 以下に設定する根拠が判然としないため、本解析では前述の設定方法を含め作業変数の境界条件として $\tilde{\nu} = 1/10\nu$ 、 $\tilde{\nu} = 10\nu$ 、 $\tilde{\nu} = 1000\nu$ の3通りを与え、境界条件の違いが解析結果に与える影響を調査する。

4.3 壁関数

壁近傍における y^+ 、および u^+ の計算には、Spalding 則¹⁰⁾ を適用する。OpenFOAM における Spalding 則は以下の式で定義されている。

$$y^+ = u^+ + 0.1108 \left\{ e^{\kappa u^+} - 1 - \kappa u^+ - \frac{(\kappa u^+)^2}{2!} - \frac{(\kappa u^+)^3}{3!} \right\} \quad \dots (4.8)$$

4.4 メッシュ生成

メッシュ生成には OpenFOAM に標準装備されている blockMesh と snappyHexMesh を併用する。blockMesh では、解析空間の形状と大きさ、および境界条件を設定する。この設定に基づいて解析空間に六面体の格子を生成する。snappyHexMesh では、blockMesh で生成した格子情報、および三次元形状のまわりのメッシュと品質等の設定情報をもとに三次元の解析対象、およびその近傍に非構造格子を生成する。

本研究では、解析環境を踏まえつつ、試行錯誤を経て図 2(a) に示す解析空間、およびメッシュを生成した。セル数は約 274 万である。図 2(b)、図 2(c) はそれぞれ翼前縁付近、翼後縁を拡大したものである。解析空間の大きさは x 軸方向に翼弦長の 18 倍、 y 軸方向に翼厚の 100 倍をとっている。なお、 z 軸方向は単位長さとしている。解析空間の境界条件として、図 2(a) の上下左右の境界面はすべて freeStream（遠方境界）、紙面の前後方向の境界面は symmetryPlane（対称境界）とした。また、壁面に近い領域は解析環境が許容する限りにおいて詳細なメッシュを生成した（図 2(b)）。

翼後縁の形状について、厳密な NACA0012 翼型の場合、図 3 に示す形状となる。一方、今回作成したメッシュの後縁形状は図 2(c) に示す通り、厳密な形状と比較して相違が生じた。

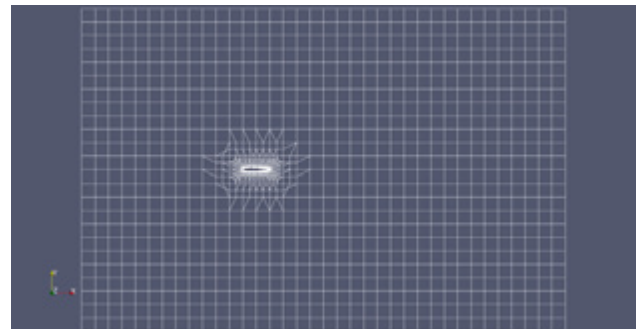


図 2(a) 解析空間全体図

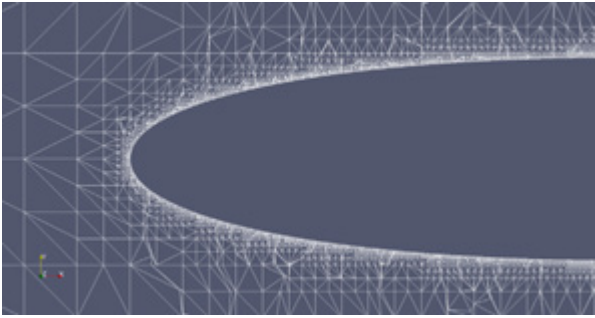


図 2(b) 翼前縁付近のメッシュ



図 2(c) 翼後縁のメッシュ

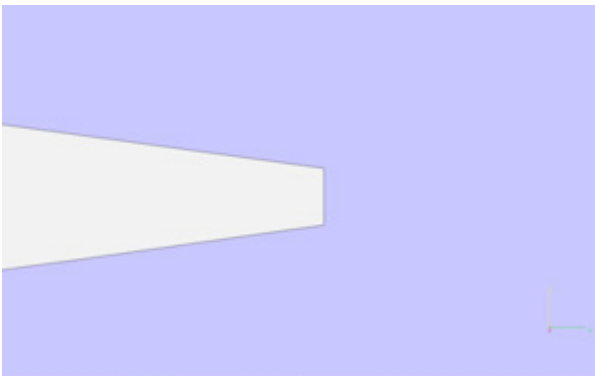


図 3 STL モデルにおける翼後縁

のケースでは実験と比較して小さな迎角で剥離が生じていることが分かる。

以上の結果から自由流れの境界条件 $\tilde{\nu} = 1/10\nu$, $\tilde{\nu} = 10\nu$, $\tilde{\nu} = 1000\nu$ のいずれの場合においても、迎角が小さいうちは実際の実験結果と同様の傾向を捉えているが、迎角が大きくなると実際の実験結果とは異なり、小さな迎角でも失速が現れた。

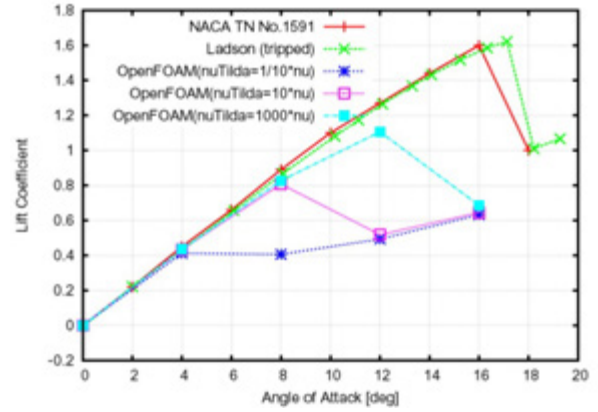


図 4(a) 揚力係数

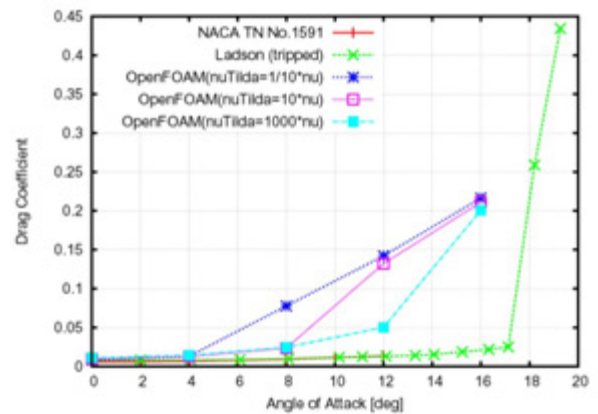


図 4(b) 抗力係数

5. 解析結果と考察

5. 1 揚力係数と抗力係数

OpenFOAM の解析で得られた揚力係数、抗力係数と文献^{11), 12)}に掲載されている揚力係数、抗力係数とを比較したものを図 4(a), (b)に示す。図に示す通り、迎角が小さい場合は、両者の傾向は比較的良く一致している。ただし、 $\tilde{\nu} = 1/10\nu$ の場合は迎角 $\alpha = 4^\circ$ を超えると、 $\tilde{\nu} = 10\nu$ の場合は迎角 $\alpha = 8^\circ$ を超えると、そして、 $\tilde{\nu} = 1000\nu$ の場合は迎角 $\alpha = 12^\circ$ を超えると両者の誤差が大きくなっているのが分かる。つまり、OpenFOAM で得られた結果は、自由流れの境界条件 $\tilde{\nu}$ に関わらず、実験で得られた結果に対し、小さな迎角で失速が現れている。この原因として、図 2(b)に示した翼前縁付近のメッシュでは、翼壁面近傍に十分な境界層メッシュが生成出来ていないことが考えられる。すなわち、境界層メッシュが生成できなかったため、翼上面の流れ場が本来の乱流境界層ではなく、層流境界層が形成されると考えられる¹³⁾。

また、実際に剥離が現れているかを確認するため、翼型まわりの流速分布を調査した。一例として $\tilde{\nu} = 1/10\nu$, 迎角 $\alpha = 8^\circ$ における流速分布と流線を図 5(a), (b)に示す。図から分かる通り、翼上面の流速が非常に低くなっている領域が存在していることが分かる。特に、図 5(b)より上面に剥離による渦が形成されていることが分かる。よって、こ

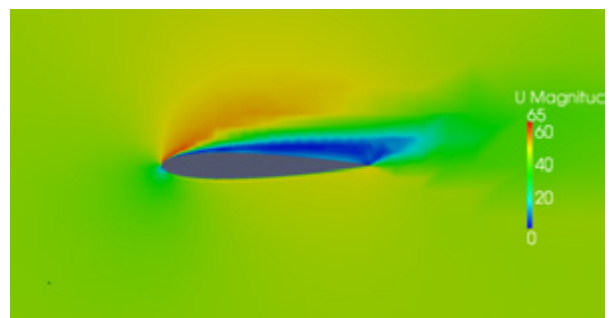


図 5(a) 翼型近傍の流速分布 ($\tilde{\nu} = 1/10\nu, \alpha = 8^\circ$)

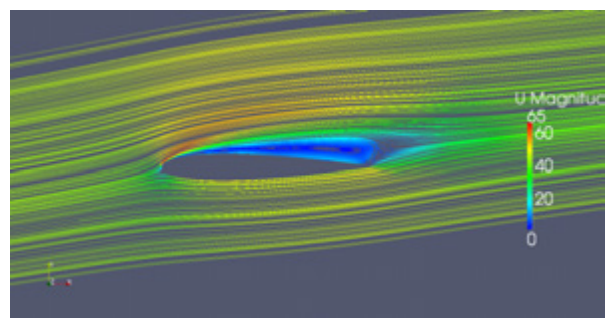


図 5(b) 翼型近傍の流線 ($\tilde{\nu} = 1/10\nu, \alpha = 8^\circ$)

5. 2 圧力係数

OpenFOAM の解析によって得られた圧力係数と文献¹⁴⁾,¹⁵⁾に掲載されている圧力係数とを比較したものを図 6(a), (b), (c)に示す. 迎角 $\alpha = 0^\circ$ の場合, 翼前縁, 翼弦長約 10%~60%の位置, そして翼後縁でその差がやや大きくなっていることが分かる (図 6(a)). 迎角 $\alpha = 10^\circ$ の場合, $\tilde{\nu} = 1/10\nu$ では既に剥離が生じているため, Ladson の結果とは一致しない. 一方, $\tilde{\nu} = 10\nu$, $\tilde{\nu} = 1000\nu$ では翼前縁, 翼後縁, そして翼上面では Ladson の結果に対して若干ずれが生じているものの, Ladson の結果と同様の傾向を捉えている (図 6(b)). 最後に迎角 $\alpha = 15^\circ$ の場合, 図 6の結果よりいずれの $\tilde{\nu}$ においても剥離が生じているため, 特に翼上面の圧力係数は Ladson の結果とは一致しない (図 6(c)).

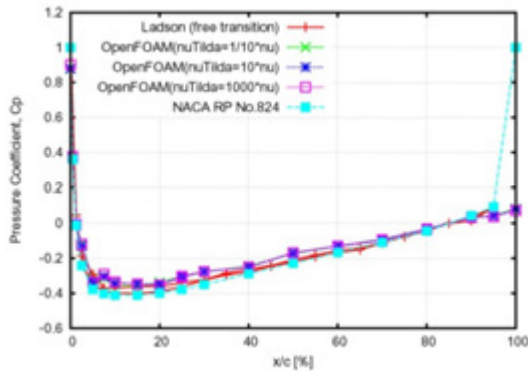


図 6(a) 圧力係数 ($\alpha = 0^\circ$)

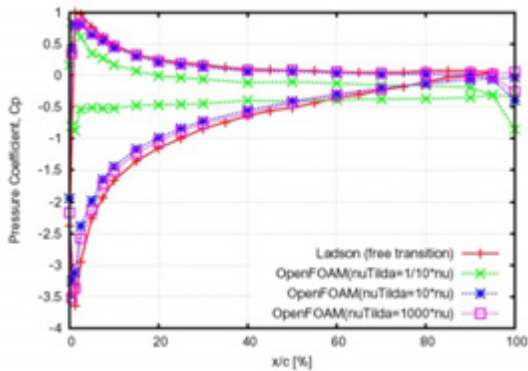


図 6(b) 圧力係数 ($\alpha = 10^\circ$)

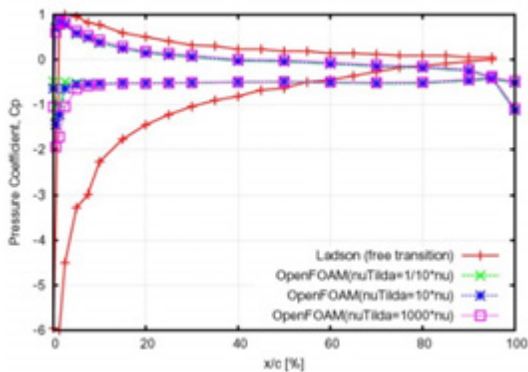


図 6(c) 圧力係数 ($\alpha = 15^\circ$)

6. 二次元解析

OpenFOAM で得られた解析解の確からしさを確認するため, メッシュとして blockMesh により作成されたメッシュ, および NASA が公開しているメッシュを用いた解析を追加で実施した. 解析では準二次元解析の条件を踏襲しつつも,

NASA の公開メッシュに合わせて一部の条件を適宜変更する.

6. 1 メッシュについて

blockMesh で生成したメッシュを図 7(a), (b)に NASA の公開メッシュを図 8(a), (b)に示す. NASA のメッシュにおいて, 翼型形状は式(6.1)で与えられており¹⁶⁾, 式(3.1)とは若干異なる.

$$y = \pm 0.594689181 [0.298222773\sqrt{x} - 0.127125232x - 0.357907906x^2 + 0.291984971x^3 - 0.105174696x^4] \dots (6.1)$$

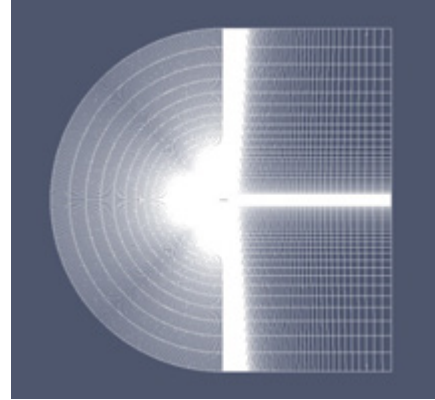


図 7(a) blockMesh で生成したメッシュ

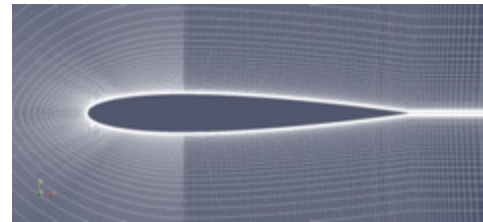


図 7(b) 翼型近傍の拡大図

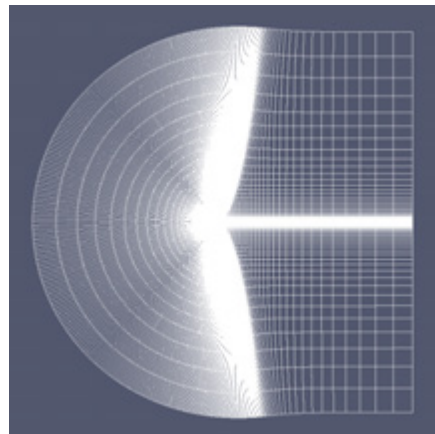


図 8(a) NASA の公開メッシュ

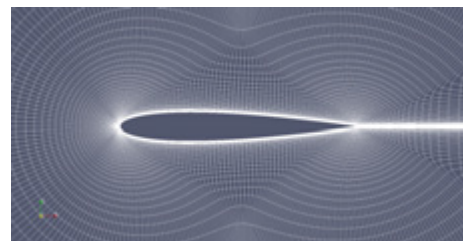


図 8(b) 翼型近傍の拡大図

6. 2 解析条件

解析条件, ソルバ, および乱流モデルは準二次元の解析条件と同様とするが, 迎角については $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 16^\circ$ の4通りとする. さらに, NASAの公開メッシュを用いた解析に対しては, レイノルズ数を $Re = 6.0 \times 10^6$, マッハ数を $M_\infty = 0.13$ に一致させるため, 空気の物性値として, 密度 $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$, および動粘性係数 $\nu = 7.3035 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ を用いる. 流速は blockMesh の解析と同様に $U_\infty = 43.821 \text{ m/s}$ とする. また, 乱流モデルの境界条件として, 作業変数は動粘度の1/10である $\tilde{\nu} = 7.3035 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, 渦動粘性係数は式(4.1)に基づき $\nu_t = 2.04059 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ とする.

6. 3 解析結果

6. 3. 1 揚力係数・抗力係数の比較

NASA が公開しているメッシュを用いて解析した揚力係数・抗力係数, および Ladson の実験による揚力係数・抗力係数をまとめたものを表 2(a), (b)に, プロットしたものを図 9(a), (b)に示す.

blockMesh, および NASA のメッシュの双方ともに一定の誤差が見られるが, 定性的には解析結果は実験結果と同様の傾向が見られる. なお, 揚力係数に関しては, blockMesh, および NASA のメッシュともに誤差は 100 カウント台となっている(表 2(a)). また, 抗力係数に関しては, blockMesh では 10~100 カウント台, NASA のメッシュでは 10 カウント以内に収まっている(表 2(b)).

6. 3. 2 圧力係数の比較

本解析より得られた迎角 $0^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ における翼上面, および下面の圧力係数, および Ladson, Gregory¹⁷⁾の実験による圧力係数をまとめたグラフをそれぞれ図 10(a)~(c)に示す. なお, Gregory の実験結果は上面のみである.

翼上面, および下面の圧力係数の傾向は blockMesh, そして NASA のメッシュともに定性的に実験結果に一致することが分かる. さらに, 翼上面, または下面における圧力係数のピーク値についても NASA のメッシュ, blockMesh

ともに実験結果の傾向を捉えていることが分かる. よって, 圧力係数のピーク値の再現度は NASA のメッシュ, および blockMesh ともに同様であることが分かった.

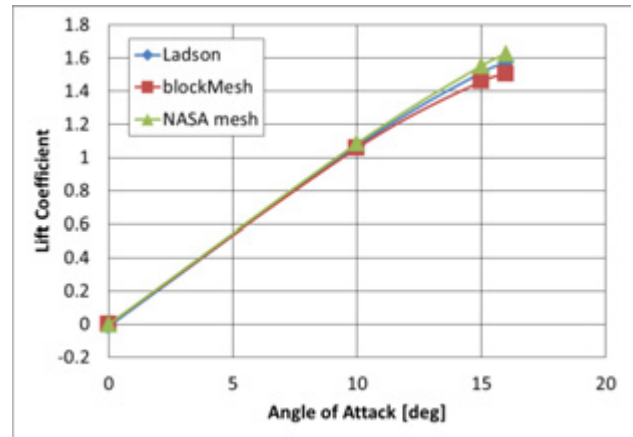


図 9(a) 揚力係数

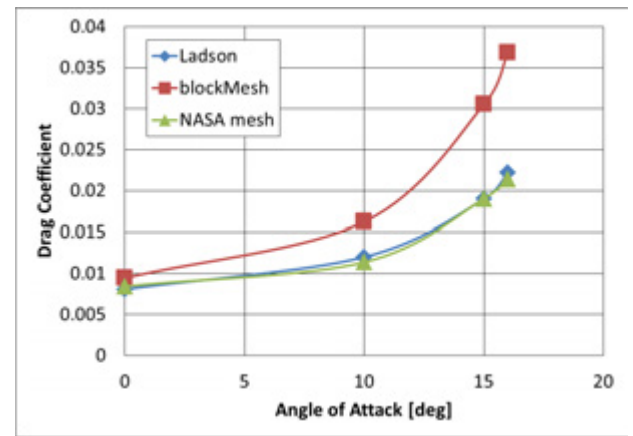


図 9(b) 抗力係数

表 2(a) 揚力係数

AoA	Ladson	blockMesh	Count Err.	NASA Mesh	Count Err.
0	-0.0126	-5.84E-06	125.94	7.19E-05	126.72
10	1.0707	1.0575	-132	1.085784	150.84
15	1.5129	1.45991	-529.9	1.553371	404.71
16	1.5739	1.5037	-702	1.626508	526.08

表 2(b) 抗力係数

AoA	Ladson	blockMesh	Count Err.	NASA Mesh	Count Err.
0	0.00809	0.00946558	13.7558	0.008448186	3.58186
10	0.01201	0.0162495	42.395	0.01138715	-6.2285
15	0.019	0.0305201	115.201	0.01902206	0.2206
16	0.02218	0.0368135	146.335	0.02138539	-7.9461

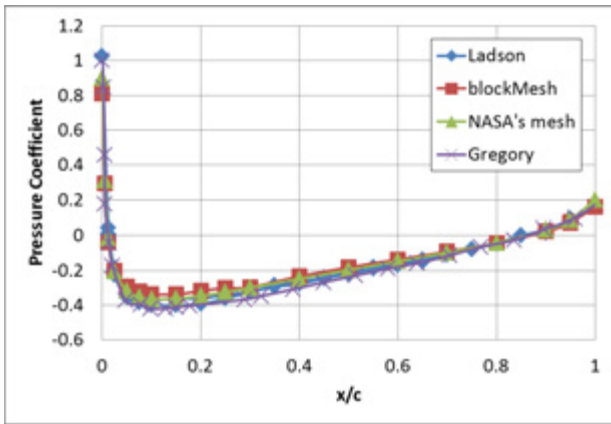


図 10(a) 圧力係数 (AoA = 0 deg)

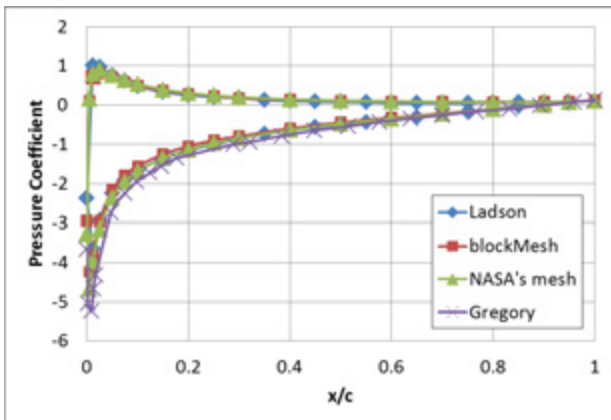


図 10(b) 圧力係数 (AoA = 10 deg)

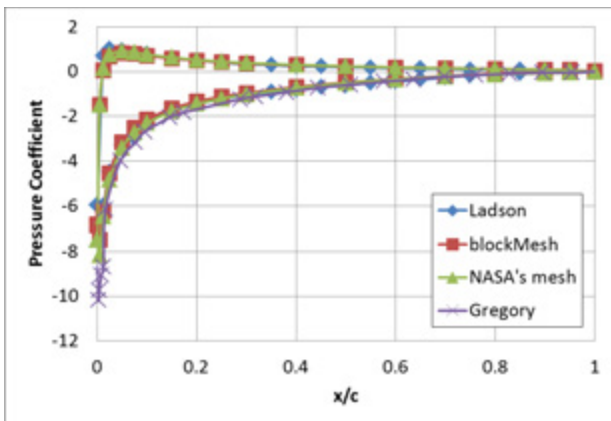


図 10(c) 圧力係数 (AoA = 15 deg)

7. おわりに

本研究では航空宇宙分野の空力研究に OpenFOAM を活用するため、流れ場を準二次元定常非圧縮乱流場、解析対象を NACA0012 翼型として、OpenFOAM の解析結果と既往の実験結果との比較を通じて、OpenFOAM の信頼性を検証した。 $Re = 6.0 \times 10^6$ の流れ場において、ソルバとして simpleFoam、乱流モデルとして Spalart-Allmaras モデル（境界条件： $\tilde{v} = 1/10v$ 、 $\tilde{v} = 10v$ 、 $\tilde{v} = 1000v$ ）を利用して解析した結果、以下の知見を得た。

- 迎角が小さい場合、揚力曲線と抗力曲線は既往の実験結果に近い傾向が得られたが、迎角が大きい場合は実験の失速角に達しない迎角で剥離を生じる。

- 翼表面に境界層レイヤが無い場合、乱流境界層ではなく、層流境界層のような振る舞いとなっていると推測される。
- 圧力係数に関しては迎角が小さい場合は、Ladson の実験結果に対して比較的良好に傾向を捉えている。また、blockMesh で生成したメッシュ、および NASA の公開メッシュを用いた二次元解析に対しては、
 - 揚力係数、および抗力係数の双方とも blockMesh で生成したメッシュと NASA のメッシュは定性的には実験結果と一致している。
 - 揚力係数については、blockMesh で生成したメッシュ、および NASA のメッシュともに 100 カウント台の誤差が生じている。
 - 抗力係数については、NASA のメッシュは 10 カウント以内、blockMesh については 10 カウント～150 カウントの誤差が生じることが分かった。
 - 圧力係数については、blockMesh、NASA のメッシュ、双方とも実験結果と定性的に一致していることが分かった。

参考文献

- 1) OpenFOAM: <http://openfoam.com/>
- 2) OpenCAE Users Wiki: <http://opencae.gifu-nct.ac.jp/pukiwiki/index.php?OpenCAE%20Users%20Wiki>
- 3) Eastman N. Jacobs, Kenneth E. Ward and Robert M. Pinkerton, "The Characteristics of 78 Related Airfoil Sections from Tests in the Variable-Density Wind Tunnel", NACA Report No. 460, 1935.
- 4) 室津義定編著, 「航空宇宙工学入門」, 森北出版, 1998.
- 5) Jeppe Johansen, "Prediction of Laminar/Turbulent Transition in Airfoil Flows", Risø-R-987, 1977.
- 6) P. R. Spalart, S. R. Allmaras, "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", AIAA Paper 92-0439, 1992.
- 7) Christopher L. Rumsey, et al., "CFD Sensitivity Analysis of a Modern Civil Transport Near Buffet-Onset Conditions", NASA/TM-2001-211263, 2001.
- 8) Spalart-Allmaras Model: <http://turbmodels.larc.nasa.gov/spalart.html#sa>
- 9) 大宮司久明, 三宅裕, 吉澤徹, 「乱流の数値流体力学モデルと計算法」, 東京大学出版会, 1998, pp.435-436.
- 10) D. B. Spalding, "A Single formula for the "Law of the Wall", Journal of Applied Mechanics, 1961, pp.455-458.
- 11) Laurence K. Loftin, Jr., and Kenneth S. Cohen, "Aerodynamic Characteristics of a Number of Modified NACA Four-Digit-series Airfoil sections", NACA TN No.1591, 1948, p.31.
- 12) Ladson, C. L., "Effects of Independent Variation of Mach and Reynolds Numbers on the Low-Speed Aerodynamic Characteristics of the NACA 0012 Airfoil Section," NASA TM 4074, 1988.
- 13) 田村善昭, "CFD 解析のコツ -問題、原因と対策-", ターボ機械 第 32 巻第 5 号, 2004, pp.257-262.
- 14) Ira H. Abbott, Albert E. von Doenhoff, and Louis S. Stivers, Jr., "Summary of Airfoil Data", NACA RP No.824, 1945, p.71.
- 15) Ladson, C. L., Hill, A. S., and Johnson, Jr., W. G., "Pressure Distributions from High Reynolds Number Transonic Tests of an NACA 0012 Airfoil in the Langley 0.3-Meter Transonic Cryogenic Tunnel", NASA TM 100526, 1987.
- 16) 2D NACA0012 Airfoil Validation Case: http://turbmodels.larc.nasa.gov/naca0012_val.html
- 17) Gregory, N. and O'Reilly, C. L., "Low-Speed Aerodynamic Characteristics of NACA 0012 Aerofoil Sections, including the Effects of Upper-Surface Roughness Simulation Hoar Frost," NASA R&M 3726, 1970.

低 Re 数における Ishii 翼型まわりの流れ場

大竹智久¹⁾, 互井梨絵²⁾, 神田 翔³⁾, 村松旦典¹⁾, 本橋龍郎¹⁾

1) 日本大学理工学部, 2) JAXA, 3) (株) ケーヒン

Flow Field Phenomena on Ishii Airfoil at Low Reynolds Numbers

by

Tomohisa Ohtake, Rie Tagai, Shou Kanda, Akinori Muramatsu and Tatsuo Motohashi

ABSTRACT

Flow visualization of Ishii airfoil was performed to clarify flow field around the airfoil at chord based Reynolds number from 20,000 to 60,000. Although oil flow technique, one of common and traditional wall tracing visualization methods, was applied to visualize flow field on the airfoil, the flow field could not be visualized clearly in these low Reynolds number region. We devised and applied a new technique of visualizing the flow field on the airfoil surface with fluorescence aqueous; we named this technique as “fluorescence liquid film technique.” This technique is possible to visualize flow field on the airfoil in low Reynolds number regions. As the results of flow visualization by fluorescence liquid film technique, we recognized flow field phenomena on the airfoil in low Reynolds number region that the positions of separation point and reattachment point and the length of separation bubble were changed on the airfoil depending on Reynolds number changing.

1. はじめに

現在 JAXA では、2020 年前半の打ち上げを目標に火星探査計画 MELOS1 の検討が進められている。そのミッションの中で、火星大気中での探査航空機の飛行実現を目標として JAXA を中心とした火星探査航空機の研究が進められている。火星探査航空機が想定しているミッションは、高度 2 ~3 km を時速約 200 km で飛行し、火星地表の写真観測と残留磁場を観測することである。概念設計検討の結果、機体の大きさの制限や CO₂ を主成分とした火星大気の大気密度が地球の 100 分の 1 となることなどから、火星大気中で火星探査航空機が運用される場合、その飛行レイノルズ数は 46,000 程度となり一般的な航空機と比べて低いレイノルズ数領域での運用となる¹⁾。

このような低いレイノルズ数領域では、一般的な航空機が運用されるような高いレイノルズ数 ($10^6 \sim 10^7$ のオーダー) で観測される翼まわりの流れ場と異なり、翼面上に層流剥離領域や層流剥離泡などが現れ、それらを含む境界層が翼面上に形成・発達するため、翼まわりに現れる流れ場はより複雑な流れ場となる。その結果、翼型の空力特性は高いレイノルズ数での場合と比較してレイノルズ数の低下とともに悪化する、さらには揚力曲線に強い非線形性が現れるなどの特徴的な変化を示すことが知られている^{2, 3)}。

これらの空力特性の変化が観測される中で、レイノルズ数が低下しても比較的良好な空力特性を示し、ハンドランチグライダーの翼型にも使用されている Ishii 翼型が、現在、火星探査航空機に使用する翼型の候補の一つとして挙げられている。

一般的に低レイノルズ数領域で空力性能が良いとされる翼型の条件は、翼厚が薄くかつ適度なキャンバーが与えられていることなどが挙げられ⁴⁾、Ishii 翼型はそれらの条件をほぼ満足している Ishii 翼型の基本的な空力特性を調査するため、火星探査航空機ワーキンググループに参加している各大学で風洞実験による様々な測定が行われているが、測定環境などが異なるためはっきりとした空力特性が得られていない。

本研究では Ishii 翼型の基本的な空力性能 (揚力, 抗力, 縦揺れモーメント) の測定結果⁵⁾ をもとに、Ishii 翼型の翼まわりの流れ場についての理解を深め、空力特性と流れ場との関連性について調査するため、流れ場の可視化実験を行った。これらの結果から、Ishii 翼型の空力特性と翼面上

の流れ場との関連性について考察・検討を行ったため報告する。

2. 実験装置・方法

本研究で行われた全ての測定は、当大学が所有する回流型小型風洞を用いて行われた。測定部断面の形状は、0.3 m × 0.3 m の正方形である。概略図を Fig. 1 に示す。

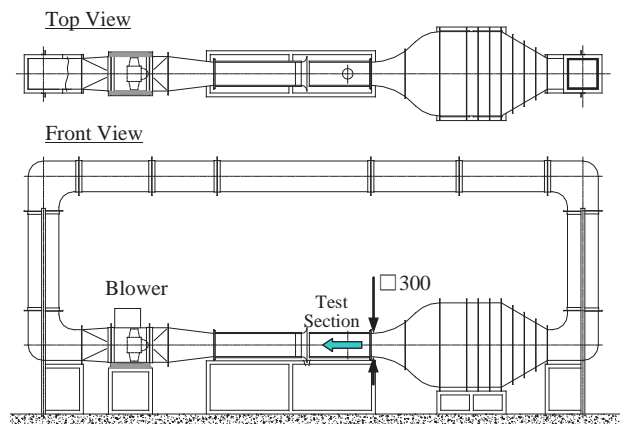


Fig.1 風洞概略図

2-1. 翼型模型

Fig. 2 に Ishii 翼型の翼型形状を示す。比較対象として描かれた NACA0012 翼型と比べると、翼厚比の低さ、前縁半径の小ささなどの形状の違いがよく分かる。翼型模型の製作には、ワイヤー放電加工によりアルミ材から翼模型の形状を切り出し、翼模型表面を平滑処理している (Fig. 3)。製作した翼型模型は、翼弦長 $c = 100$ mm, 翼幅 $b = 150$ mm の諸元を持ち、この翼型模型をスパン方向に接続することで、 $b = 300$ mm の翼型模型としても使用できる。本研究においては、 $b = 300$ mm の状態の翼型模型として使用した。

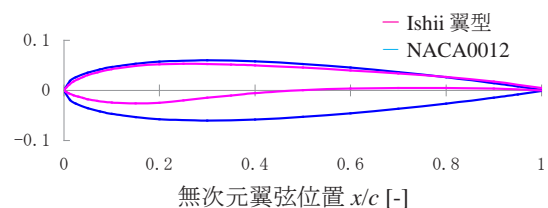


Fig. 2 Ishii 翼型

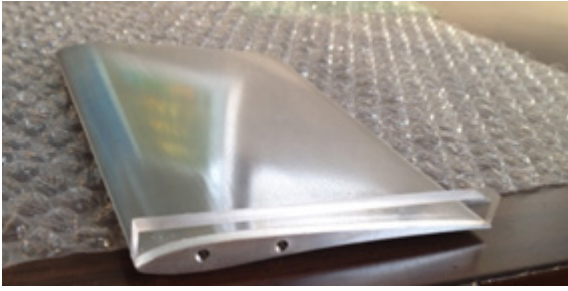


Fig. 3 翼型模型

2-2. 流れ場の可視化

低いレイノルズ数領域において翼型まわりに形成される流れ場は、翼面上に現れる層流剥離領域や層流剥離泡により強い影響を受ける。その結果、層流境界層、境界層の剥離、剥離せん断層の遷移、流れ場の乱流化といった特徴的な流体现象が複合して現れるため、高いレイノルズ数に比べてより複雑な流れ場が翼面上に形成される。本研究では、このような流れ場が翼面上でどのような振る舞いを示すのかを調査するため、壁面トレース法による流れ場の可視化を、レイノルズ数が 20,000 から 60,000 の範囲で実施した。

3. 結果および考察

3-1. Ishii 翼型の空力特性

Fig. 4 に今回の報告を行う前に測定が行われた⁵⁾レイノルズ数が 20,000 から 60,000 における Ishii 翼型の C_l - α 曲線を、Fig. 5 に極曲線を示す。各図中に示された揚力係数および抗力係数に付けられた添字 u は、両係数に風洞測定部による境界修正を施していないことを表している。これらの結果からは、Ishii 翼型はレイノルズ数が 30,000 から 60,000 の範囲において良好な空力特性を示していることが分かる。このときの揚力係数については、最大揚力係数が約 1.06 から 1.1 の範囲で現れ、迎え角の変化に対する揚力係数の変化についても NACA0012 で観察されるような強い非線形性³⁾も現れていない。極曲線からは、例えばレイノルズ数 50,000 では揚力係数が約 0.54、抗力係数が約 0.021 (迎え角は 4° 付近に該当)において最大揚抗比を示すことが確認できる。他のレイノルズ数においてもこの揚力係数付近で最大揚抗比が現れ、その値は約 25 から 26 の間で推移している。このレイノルズ数領域における空力特性に対するレイノルズ数の依存性は、最大揚力係数の変化と失速角の変化に関して現れており、失速特性が大幅に変化するような特性は観察されていない。それに対してレイノルズ数が 20,000 に低下すると、レイノルズ数が 30,000 以上での空力特性と比較して、その特性が大幅に変化することが分かる。最大揚力係数は約 0.92 まで低下し、揚力曲線から判断される失速特性についてもその特性が大きく変化していることが分かる。また、迎え角が 5° 付近においても揚力傾斜が部分的に変化し、NACA0012 翼型で観察された揚力係数の非線形性に近い揚力係数の変化を示している。

これらの空力特性の変化からは、レイノルズ数が 30,000 から 20,000 へと低下した際に、翼面上の流れ場の特性が大きく変化したものと予測される。

3-2. 翼表面上の流れ場の可視化

Ishii 翼型まわりの流れ場について理解を深めるため、一般的に壁面トレース法でよく用いられる手法である油膜法 (ベースオイルに流動パラフィンを使用) による流れ場の可視化を試みた。しかし、今回測定を行った実験条件であるレイノルズ数 20,000 から 60,000 における風洞測定部内の一様流速度は約 2 m/s から約 4 m/s と低い速度となるため、

翼面上に塗布した油膜の動きが極端に悪くなり、翼面上の流れ場の様子をうまく可視化することが困難であった。油膜の動きについては、ベースオイルに用いた流動パラフィンの粘度を調整することで若干の改善効果は得られたが、トレーサーとして用いた顔料 (二酸化チタン、カーボンブラックなど) が均一に混ざらなくなる、分離するなどの弊害も現れた。また、翼面上の流れ場を油膜法により可視化するには、得られた可視化結果 (油膜のパターン) をどのように理解・判断するのが重要な要素となる。

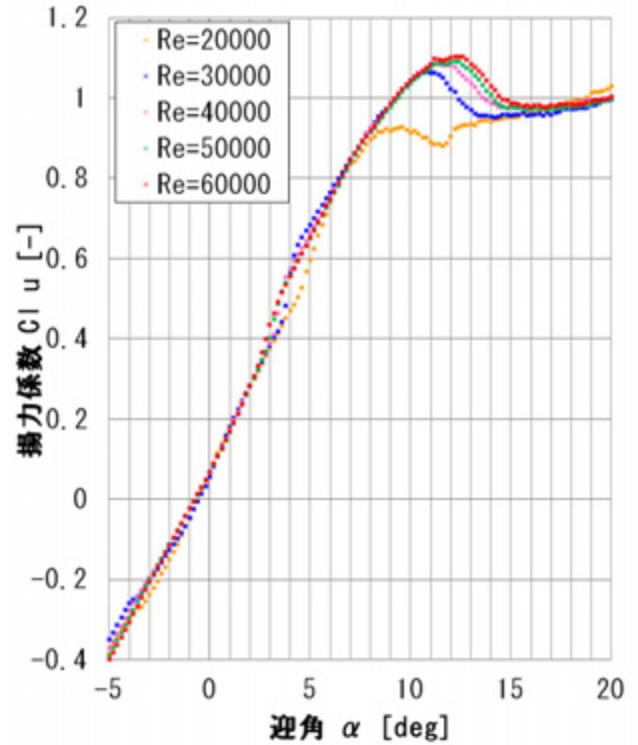
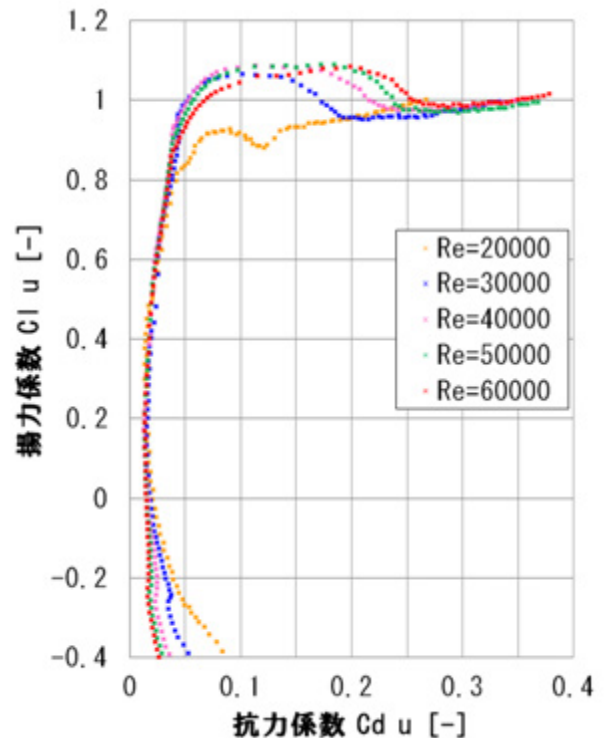
Fig. 4 Ishii 翼型の C_l - α 曲線

Fig. 5 Ishii 翼型の極曲線

特に低いレイノルズ数領域の流れ場において剥離泡を含むような流れ場が現れる場合、剥離泡の大きさやその振舞いを調査するためには、得られた流れ場のパターンから剥離した境界層の再付着位置をある程度明確に判断することが重要である。

以上の点をふまえ、本研究では低いレイノルズ数領域においても壁面トレース法により翼面上の流れ場の可視化を可能とするため、ここ数年、風洞実験で用いられている可視化手法の一つである蛍光オイルフロー法⁶⁾を参考に、より低いレイノルズ数領域で容易に翼面上の流れ場の可視化を可能とする手法を考案し、その手法を「蛍光リキッドフィルム法」と命名した。文献 6) などで行われている蛍光オイルフロー法では、ベースオイルに蛍光顔料を混ぜ合わせた油膜に紫外光を照射することにより翼面上の流れ場の可視化を行っている。本研究で用いた手法では、油膜の粘度による影響をできるだけ除外し、低いレイノルズ数、すなわち風洞実験の際に一樣流速度が低い場合でも対象となる物体壁面上のせん断応力の大きさに応じて壁面上の塗膜が動きやすくすることを目的として、蛍光能を持つ蛍光染料を混入した水溶液を作成し、その水溶液を蛍光塗膜として用いた。この蛍光塗膜に紫外光を照射することにより水溶液全体で蛍光反応が発生するため、オイルフロー法におけるトレーサの代わりとして流れ場の変化をより明確に観察することが可能となる。また、蛍光染料に使われている蛍光物質の違いにより蛍光反応が発生した際の発光色が異なるため (Fig. 6)、流れ場の可視化を行う際には翼面上に塗布する蛍光塗膜の色合いの違いも流れ場のパターンを観察する上で利用可能となる。

Fig. 7 に可視化実験で用いた実験装置の概略図を示す。2次元測定部内に翼型模型を水平に設置し、翼面上に蛍光塗膜を塗布した。蛍光塗膜には蛍光増白剤のみを混入した水溶液を使用した。このときの蛍光反応による水溶液の発光色は、Fig. 6 中の右端の発光色に該当する。



Fig. 6 蛍光物質による蛍光反応の違い

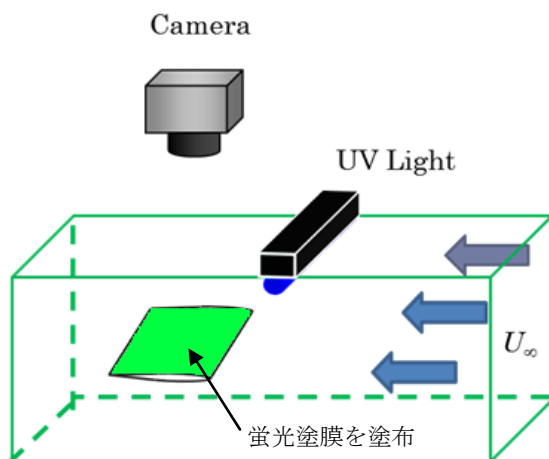


Fig. 7 可視化実験装置概略図

照射する紫外光については一般に市販されているブラックライトを使用し、約 400 nm 以下の波長となる紫外光を照射している。また、流れ場の様子は、デジタルビデオカメラを用いて塗膜が非定常的に変化していく様子を記録した。

代表例として、Fig. 8 にレイノルズ数 50,000、迎え角 8° における翼面上の流れ場の時間変化の様子を示す。これらの可視化画像は、デジタルビデオカメラにより得られた画像に階調処理および色調処理を施してある。計測を開始後、約 1.5 sec 付近から翼面上に塗布した蛍光塗膜が動き始め、翼弦線上の前縁から約 70% 付近で前縁方向と後縁方向に流れが分岐する領域が現れる様子が観察できた。境界層の剥離位置および再付着位置では、壁面せん断応力の関係から $\partial u / \partial y = 0$ となるため、剥離位置および再付着位置の前後では翼面上の流れの方向が逆転する。従って翼面上の蛍光塗膜の流れの方向が前縁方向と後縁方向へと分岐する箇所が現れば、その場所が境界層の再付着位置であると判断できる。

その後、時間経過とともに翼面上の塗膜のパターンも変化し、約 9 sec 後に蛍光塗膜のパターンは安定した状態になる。このときの翼面上に現れた蛍光塗膜のパターンからは、境界層の剥離位置と翼面上に形成された剥離泡の後端部分と考えられる箇所を判定することができる。この剥離泡後端部分では、剥離泡内の再循環領域に起因する逆流速度成分により蛍光塗膜が上流側へ移動し、塗膜のパターンが形成されていると考えられる。剥離泡後端部分から壁面せん断応力の関係から推定できる再付着位置までの領域では、剥離せん断層内の不安定性の増大により翼表面と剥離せん断層外縁との間に逆流を伴う乱れの強い領域が存在する。その結果、境界層の再付着が翼面上に明確に現れず、蛍光塗膜のパターンにも明確な変化が現れなかったと予測できる。蛍光塗膜のパターンの変化と流れ場との詳細な対応関係については、速度分布測定による定量的なデータを基にした更なる考察が必要である。

Fig. 9 に、翼面上の流れ場が安定し塗膜の状態も安定した時間におけるレイノルズ数 50,000 での迎え角の変化に対する翼面上の流れ場の可視化結果を示す。これらの可視化結果からは、迎え角が 4° 付近の低い迎え角の範囲では翼面上に剥離泡が形成されていないことが分かる。なお、蛍光塗膜のパターンでは、前縁から 60% 付近において塗膜が前縁方向へと移動する様子が観察されたため、この付近で剥離が現れていたと判断することができる。迎え角 6° 以降では、蛍光塗膜のパターンから翼面上には剥離泡が形成され、迎え角の増加とともに剥離泡の大きさと位置が変化していく様子が分かる。その後、翼が失速に至り完全に失速した状態 ($\alpha = 14 \text{ deg}$) では、翼面上の境界層は翼前縁付近から全面的に剥離するため、それまでの迎え角で見られたような明確な蛍光塗膜のパターンの変化は翼面上の可視化結果には現れなくなる。以上の可視化結果をもとに判定されたレイノルズ数 50,000 における翼面上の剥離位置、再付着位置および剥離泡後端部位置の迎え角に対する変化を Fig. 10 に示す。

最後に流れ場のレイノルズ数依存性について着目してみると (Fig. 11)、同じ迎え角において剥離位置に大きな違いは見られないが、剥離位置の下流での流れ場の様子がレイノルズ数の違いにより異なっていることが確認できる。特にレイノルズ数 20,000 と 30,000 では、剥離泡の形成が明確に判断できない状態と剥離泡が形成されている状態とに分かれる可視化結果となった。この状態から迎え角を増加させると、レイノルズ数 20,000 においても翼後縁付近での境界層の再付着が確認されるが、レイノルズ数が 30,000 以上

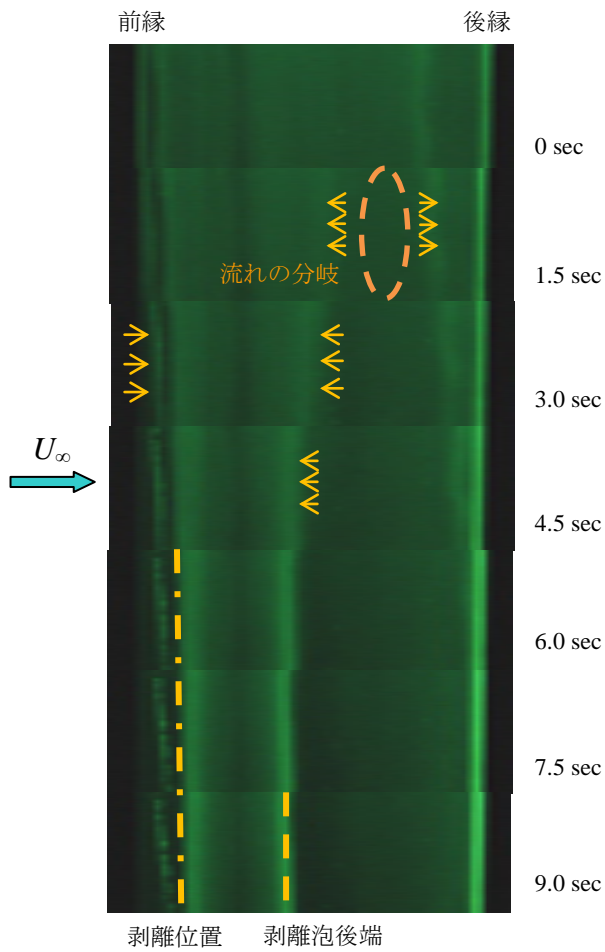


Fig. 8 流れ場の時間変化 ($Re = 50,000, \alpha = 8 \text{ deg}$)

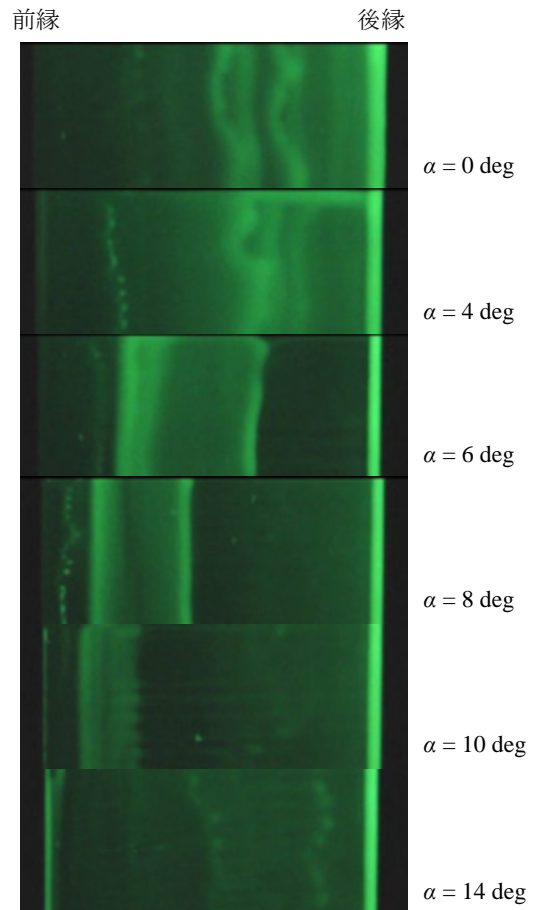


Fig. 9 迎え角に対する流れ場の変化 ($Re = 50,000$)

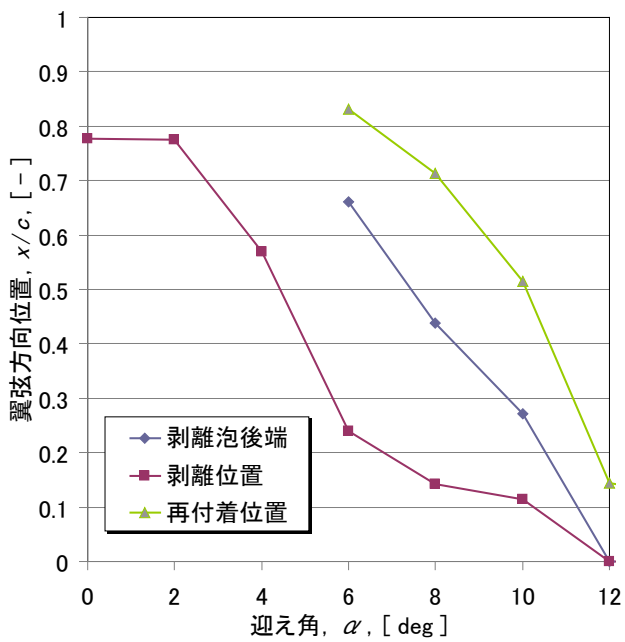


Fig. 10 翼面上の剥離位置, 剥離泡後端部, 再付着位置の変化 ($Re = 50,000$)

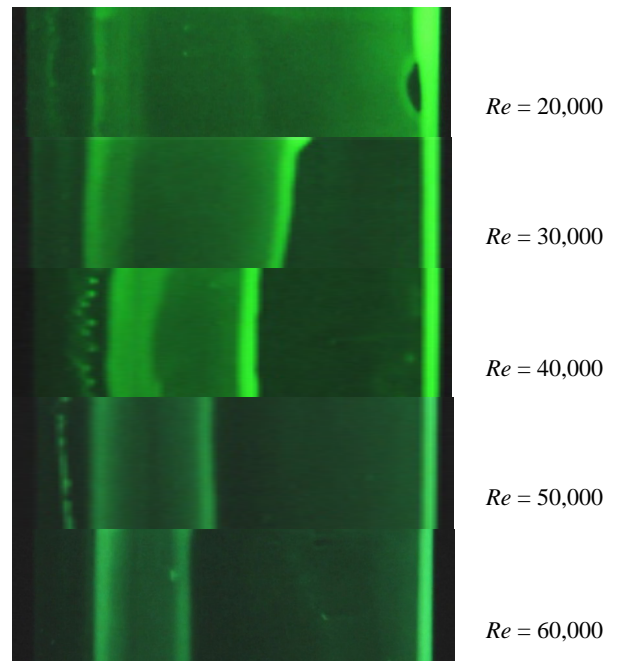


Fig. 11 流れ場の Re 数依存性 ($\alpha = 8 \text{ deg}$)

の流れ場において観察された剥離泡と同じ特性を持つ流れ場であるかを判断することは、流れ場の可視化結果からだけでは難しい。そのため、定量的な流れ場の測定データ得ることが今後の課題となる。このようなレイノルズ数に依存した流れ場の形成状態の違いにより、揚力係数などの空力特性に違いが現れたと考えられる。

4. まとめ

レイノルズ数が 10^4 のオーダーとなる低いレイノルズ数領域において良好な空力特性が得られる Ishii 翼型について、レイノルズ数 20,000 から 60,000 での流れ場の可視化を用いた調査を行うため、蛍光リキッドフィルム法を考案し翼面上の流れ場の可視化を行った。その結果から、Ishii 翼型の翼面上に形成される剥離泡の振舞いや境界層の再付着位置などの流れ場の特性について、定性的な知見を得ることができた。今後は、熱線風速計による翼面上の速度分布の測定を行い、定量的な流れ場のデータと可視化結果との対応関係を得ることにより、空力特性と流れ場との関連性についてさらに調査を進めていく。

参考文献

- 1) 大山聖：“MELOS1 にむけた火星飛行機概念検討”，第 5 4 回宇宙科学技術連合講演会（2010）。
- 2) 大竹智久ほか：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）。
- 4) 四谷智義ほか：“火星探査航空機翼型の設計探査”，日本機械学会 第 20 回設計工学・システム部門講演会（2010）。
- 5) 互井梨絵ほか：“Ishii 翼型の空力特性と流れ場について”，第 50 回飛行機シンポジウム（2012）。
- 6) 横川 譲ほか：“航空機低速風洞試験への蛍光オイルフロー法の適用”，日本機械学会流体工学部門講演会（2009）。

低 Re 数領域における NACA0012 翼面上の圧力分布

山口裕太¹⁾, 大竹智久²⁾, 村松旦典²⁾

1) 日本大学大学院, 2) 日本大学理工学部

Pressure Distribution on a NACA0012 Airfoil at Low Reynolds Numbers

by

Yuta YAMAGUCHI, Tomohisa OHATAKE, Akinori MURAMATSU

ABSTRACT

The pressure distribution on a NACA0012 airfoil was measured in order to clarify the flow field around the airfoil in the low-Reynolds-number region from 10,000 to 50,000. In the present study, a wind tunnel and a NACA0012 wing model with 70 static pressure ports were used for the measurements. The pressure on the airfoil surface was measured by a micro-pressure sensor. Based on the obtained pressure distributions, we confirmed in detail the behavior of the separation bubble and observed the change of a short bubble into a long bubble. As the angle of attack was increased, the non-linearity of the aerodynamic characteristics was affected by both changes in the separation point and the length of the separation bubble. We confirmed that the behavior of the separation bubble is affected by flow field phenomena that depend on the Reynolds number.

1. はじめに

近年、災害支援や環境観測などを目的とした MAVs (Micro Air Vehicles) や UAVs (Unmanned Aerial Vehicles) の活躍が広がっている。これらの航空機は低速を飛行するため、翼弦長を基準とするレイノルズ数が 10,000 から 100,000 程度となる。このような低レイノルズ数領域では、高レイノルズ数領域とは違う空力特性を示す。例えば、低迎角での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がある^[1]。このような低レイノルズ数特有の空力特性の低下の要因として翼面上に形成される剥離泡が知られている。剥離泡とは翼表面上の剥離点と再付着点の間の領域のことである^[2]。そして剥離泡は圧力分布から Long bubble と Short bubble の2つの種類に分類することができる (Fig. 1)^[3]。このことから、圧力分布を計測することにより剥離泡の形成と挙動を捉えることは、低レイノルズ数領域における空力特性と流れ場の関係を明らかにすることに有効である。しかし、低レイノルズ数領域では風速が小さいため、風洞実験での空気力や圧力分布を計測するのは難しい。そのため低レイノルズ数領域で実験データは高レイノルズ数領域に比べ少ないのが現状である。

本研究では低レイノルズ数領域での翼まわりの流れ場と翼の空力特性の関連性を調べるためレイノルズ数が 10,000 から 50,000 において NACA0012 翼面上の圧力分布を計測した。圧力分布の結果から、低レイノルズ数領域において剥離泡の挙動が空力特性に影響を与えることがわかった。

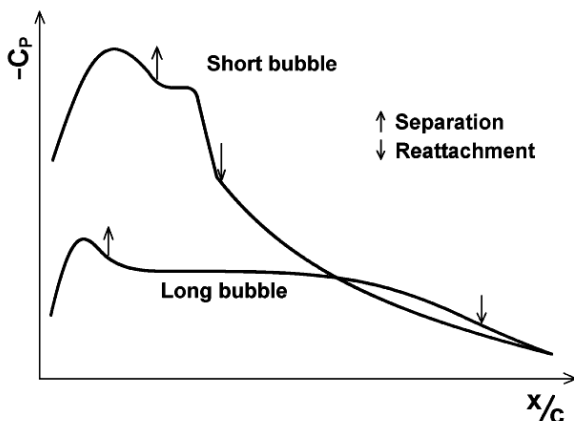


Fig. 1 Pressure distribution of short and long bubble^[3]

2. 実験装置および方法

本実験で使用した風洞は垂直回流型風洞であり、吹き出し口寸法は 0.3 m × 0.3 m、縮流比は 13.4 である。測定部はアクリル製の固定壁であり、測定部の長さは 0.8 m、主流中の残留乱れは主流速度 $U = 5$ m/s において 0.1% 以下である。レイノルズ数は 10,000 から 50,000 の間で 10,000 ずつ設定し、その時の風速は 2.0 m/s から 10.3 m/s である。迎角はターンテーブルにより 0 度から 15 度の間で 1 度ずつ変化させた。

2. 1 翼模型

NACA0012 翼模型は光造形によって作成され、圧力測定のための静圧孔が開けられている。翼弦長 75 mm、翼幅 300 mm であり、翼模型には片面 35 点、両面合わせて 70 点の静圧孔がある。静圧孔の直径は 0.5 mm で翼端から 120 mm の位置に翼弦方向に並べられている。前縁から 3 点は間隔が狭く干渉するため、翼幅方向にずらしている。測定された圧力は模型内を通り出力される (Fig. 2)。

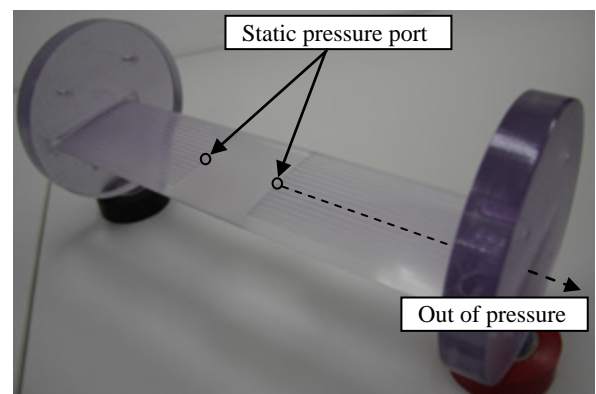


Fig. 2 NACA0012 airfoil model

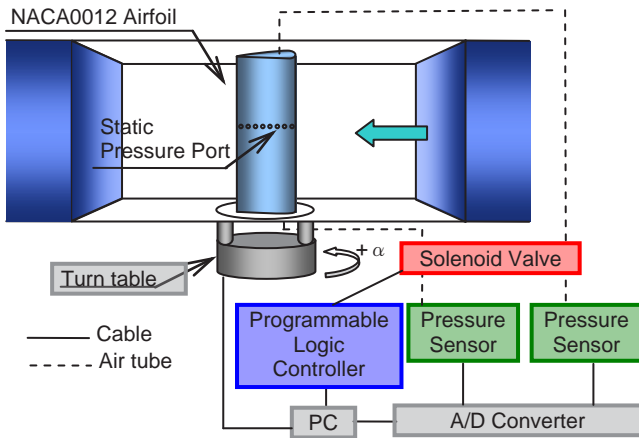


Fig. 3 Pressure measurements system

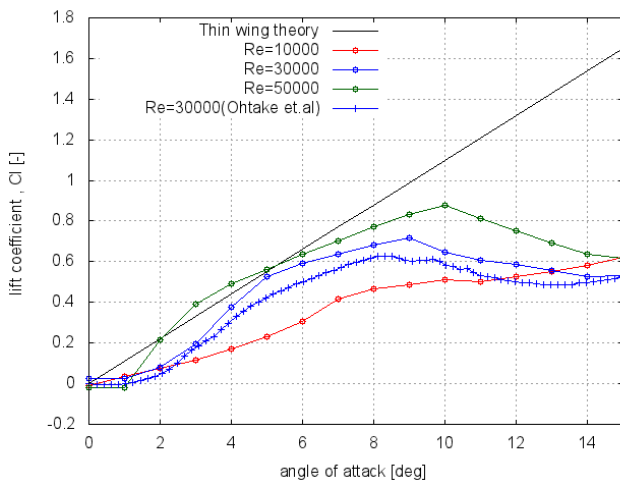


Fig. 4 Lift coefficient of NACA0012

Table. 1 Specifications of pressure sensor

Range	±125 [Pa]	Resolution	±0.14 [% F.S]
Hysteresis	0.10 [%FS]	Repeatability	±0.02 [%FS]
Linearity	±0.10 [%FS]	Output	DC±2.5 [V]

2. 2 圧力測定装置

圧力測定のための装置概略図を Fig. 3 に示す。圧力センサは Setra 社製 Model239 を使用し、諸元を Table. 1 に示した。翼模型から出力された 35 点の圧力はソレノイドバルブ (SMC 社製 070-5MC) によって任意の点に選択され圧力センサに送られる。ソレノイドバルブはプログラマブルロジックコントローラ (PLC) (OMRON 社製 CP1E-N400DR-A) によって制御されている。圧力センサから出力された電圧は A/D コンバータによって PC に記録される。サンプリング周波数は 1 kHz でサンプリング数は 30 k とした。

3. 実験結果・考察

測定の妥当性を確かめるためにレイノルズ数 10,000, 30,000, 50,000 の圧力分布から揚力曲線を求め、大竹らによる力の測定^[4]による揚力曲線と比較した。揚力曲線を Fig. 4 に示す。両者の曲線はほぼ一致し測定結果が妥当であるといえる。また、揚力傾斜の違いにより迎角を以下の領域に分類することができる。

- (1) 揚力傾斜がゼロもしくは負(0 ~ 1 deg.)
- (2) 揚力傾斜が急激に増加(2 ~ 5 deg.)
- (3) 揚力傾斜が一定(6 ~ 9 deg.)
- (4) 揚力傾斜が負(10 ~ 14 deg.)
- (5) 揚力傾斜が一定(15deg.)

レイノルズ数 30,000 の圧力分布を Fig. 5 に示し、レイノルズ数による違いを見るためにレイノルズ数 10,000, 30,000, 50,000 の圧力分布を Fig. 6 に示した。ここで圧力係数 C_p は (1) 式で表される。

$$C_p = \frac{P_i - P_s}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (1)$$

P_i は翼面上の圧力、 P_s は風洞内に設置されたピトー管による静圧である。後縁周りの圧力は静圧孔がないために翼弦長 95% 位置の圧力勾配から予想した。

レイノルズ数 10,000, 30,000, 50,000 の剥離点と再付着点を圧力勾配 (Fig. 7) から求め、Fig. 8 に示した。

3. 1 レイノルズ数 30,000 における圧力分布

低迎角領域では、2 度以下において上下面の後縁付近に層流剥離が見られ、この領域では揚力傾斜がゼロになる。迎角 3 度以上になると上面の圧力分布においてサクシオンピークの後に圧力が平坦な領域が見られた。さらに、迎角 4 度になると再付着点が確認でき、剥離点と再付着点の間に剥離泡が発生したと推測される。迎角を 5 度以上に上げていくと、剥離点と再付着点が前縁へ移動し剥離泡の長さが短く (60% から 25%) になった。これは Short bubble の特性であり、この領域では揚力傾斜が一定になった。迎角 9 度から 11 度では剥離泡の長さは変わらず、負圧が減少した。そのため揚力傾斜が負になり、失速特性が後縁失速を示したと考えられる。迎角 12 度以上で Short bubble が Long bubble へ変わり、迎角 15 度まで圧力分布はほぼ変化せず、揚力傾斜も一定となった。このように Short bubble と Long bubble の形成と挙動が揚力傾斜に影響を与えることがわかった。

3. 2 レイノルズ数による比較

レイノルズ数 10,000 では 30,000 の時と比べて剥離点が迎え角の増加と共にさらに前縁へ移動した。再付着点は後縁付近で見られたが、Short bubble は確認できなかった。しかし、Long bubble は迎角 14 度以上で確認できた。

レイノルズ数 50,000 の時は剥離点と再付着点が圧力分布から確認された。剥離点と再付着点の挙動はレイノルズ数 30,000 の時と似ているが、剥離点から再付着点までの距離が短かった。

以上より、レイノルズ数の変化が翼面上の流れ場の層流剥離と剥離泡に影響を与え、低レイノルズ数領域における揚力特性の違いに関連している。

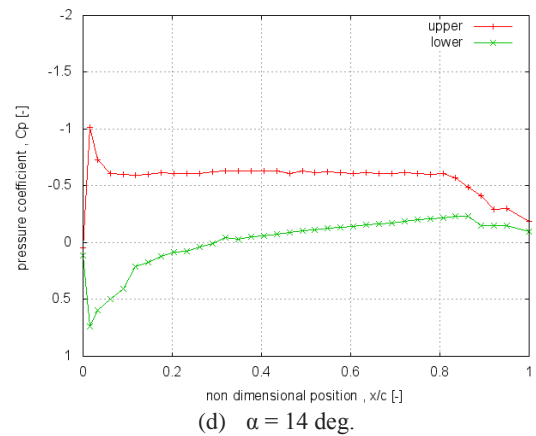
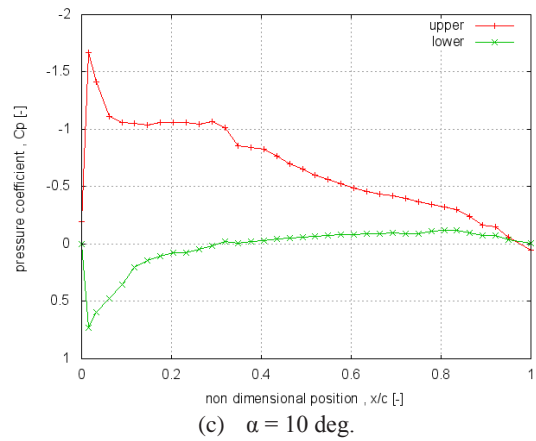
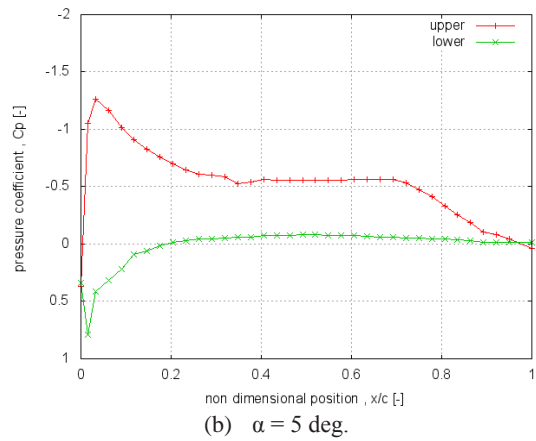
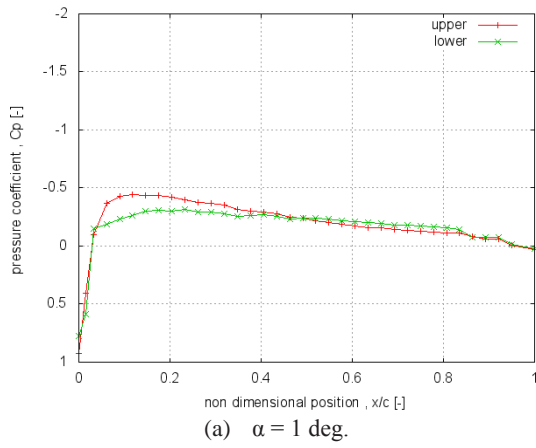


Fig. 5 Pressure distributions of the NACA0012 airfoil (Re = 30,000)

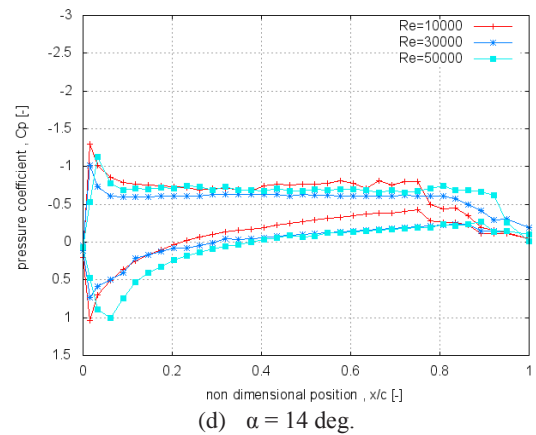
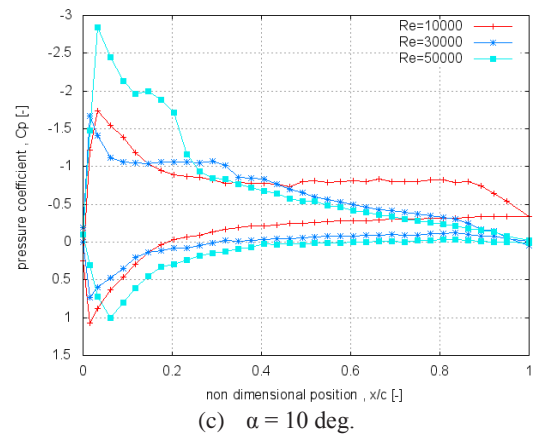
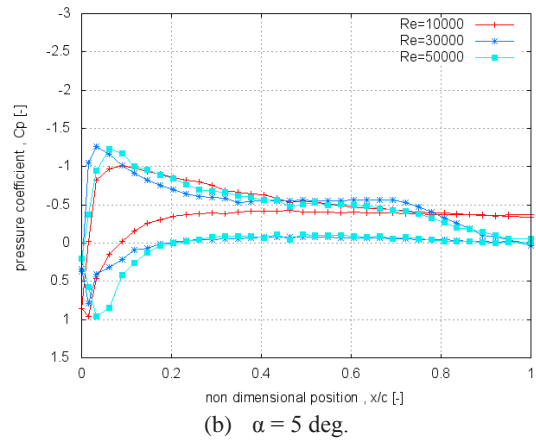
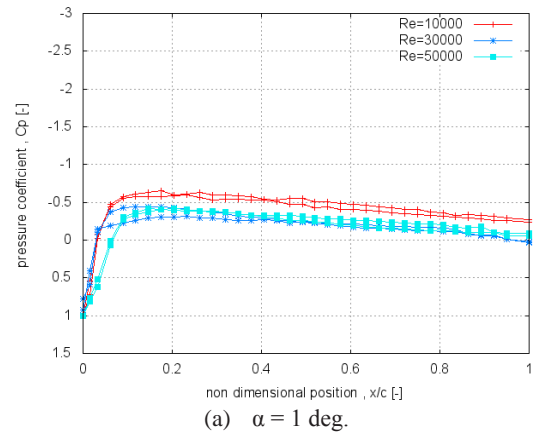
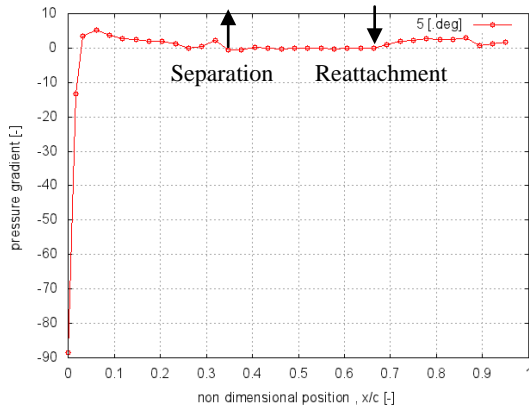
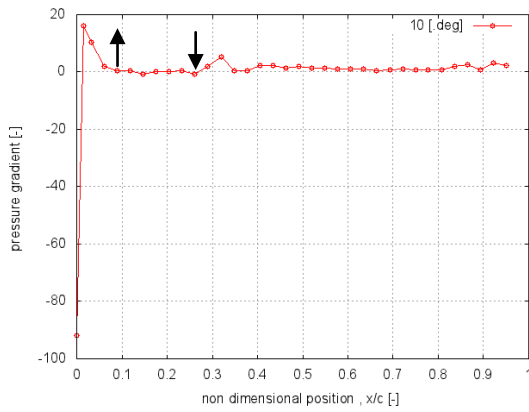


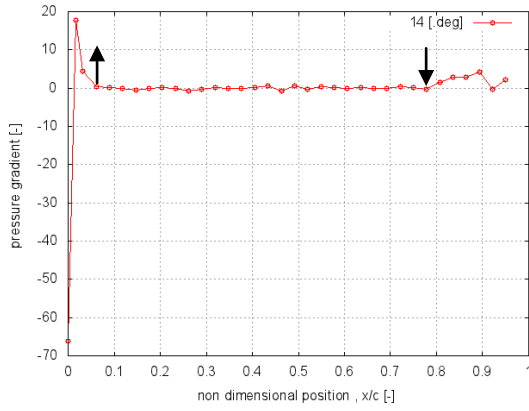
Fig. 6 Pressure distributions of the NACA0012 airfoil for various Reynolds numbers (Re = 10,000, 30,000, 50,000)



(a) $\alpha = 5$ deg.



(b) $\alpha = 10$ deg.

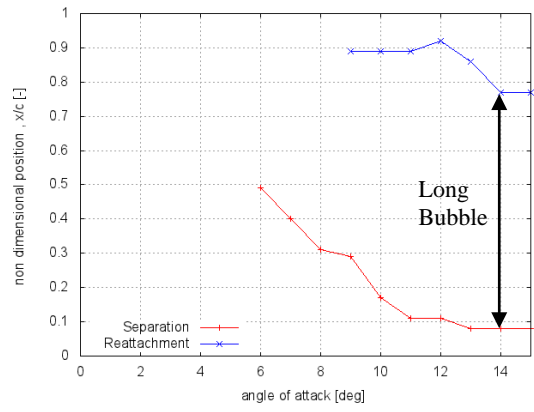


(c) $\alpha = 14$ deg.

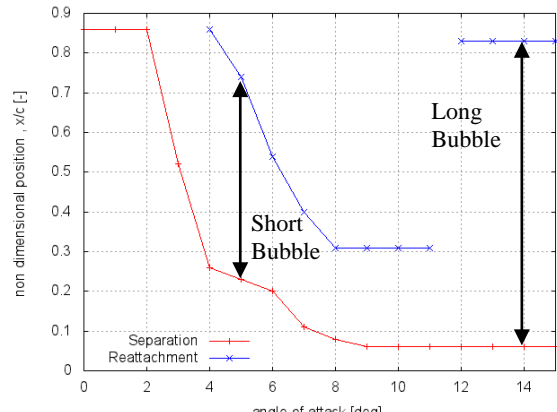
Fig.7 Pressure gradient of the NACA0012 airfoil (Re = 30,000)

4. まとめ

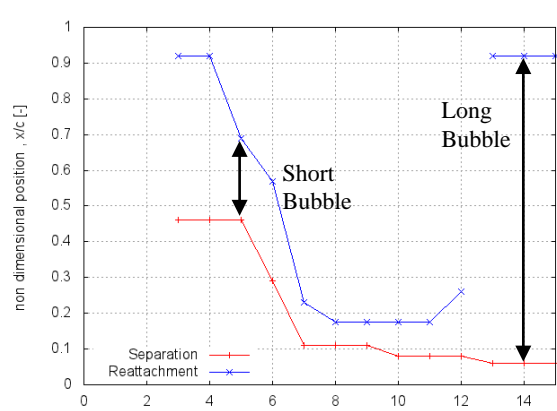
- レイノルズ数 10,000 から 50,000 について剥離泡の挙動を調べるために NACA0012 翼型面上の圧力分布を測定した。そして以下の結果が得られた。
- 低迎角では後縁付近に層流剥離が見られた。
 - レイノルズ数が 30,000 と 50,000 について失速前に Short bubble が圧力分布から確認できた。
 - レイノルズ数が 30,000 と 50,000 について失速後に Short bubble から Long bubble への変化が圧力分布から確認できた。
 - レイノルズ数 10,000 について Short bubble から Long bubble への変化は確認できなかったが、Long bubble は確認できた。



(a) Re = 10,000



(b) Re = 30,000



(c) Re = 50,000

Fig.8 Separation and reattachment point

参考文献

[1] Thomas J Mueller : “ Fixed and Flapping Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications ”, Progress in Astronautics and Aeronautics., Vol. 195, pp. 1-10. (2001)
 [2] Tani, I : “ Low-Speed Flows Involving Bubble Separations ”, Progress in Aeronautical Sciences., Vol.5, pp.70-103. (1964)
 [3] 李家賢一 : “翼型上に生ずる層流剥離泡”, 日本流体力学会誌 ながれ, 22, pp. 15-22. (2003)
 [4] 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, pp. 439-445. (2007)

AMR 法による高揚力装置流れの高解像度数値解析

松尾裕一 (JAXA), 富塚孝之, 中森一郎 (アドバンスソフト)

High resolution numerical analysis of a high-lift configuration using an AMR method

by

Yuichi MATUO, Takayuki TOMIZUKA, and Ichiro NAKAMORI

ABSTRACT

In this paper, a high-resolution numerical analysis for flow around a high-lift device with an AMR method is described. In the present approach, not only for numerical simplicity but also for practical use, a block-based AMR method is adopted where a structured mesh with a body-fitted coordinate system in the each block and a self-similar tree-based hierarchical data structure with multiple roots are used. The pros and cons are discussed to apply the present AMR approach to the complex flows around the high-lift device.

1. はじめに

実用問題の LES 解析においては, 高解像度スキームの適用が容易なことから, 構造格子がしばしば使われる. 非構造格子による LES の解析事例も最近が増えて来ているが, 精度を上げるのに工夫が要するため, 未だ発展途上にある[1]. 構造格子を用いる際, 図 1 に例示したように, 格子点が本来必要のないところに集中してしまったり, 逆に必要などころにうまく集められないといった場合がある. 特に, LES/DES では, 格子サイズ自体が Subgrid Scale (SGS) 渦粘性のパラメータとなるため, 捉えるべき現象に対し空間格子解像度をできるだけ一定に保つことが重要であると言われている[2]. また, LES/DES のような非定常解析においては, ある程度多くの計算ステップ数が要求されるため, 無用な計算時間の増加を招かないためにも格子点数は有効に使いたいところである.

他方, 格子点配置や計算時間の問題は, いずれ計算機の進歩が解決してくれるだろうという考えもある. しかし, 3 次元問題・同一の計算時間を仮定したとき, 解像度を 2 倍にするためには, 空間各方向に格子点数 2 倍, 時間刻み半分で $2^4=16$ 倍, 解像度を 4 倍にするためには $4^4=256$ 倍の性能向上が必要となる一方で, 計算機の性能の伸びは, (ムーアの法則によれば) 5 年で 10 倍, 技術改善要素を入れても 5 年でせいぜい数 10 倍程度であり, 計算機の性能向上に頼り過ぎるのは必ずしも現実的でない.

こうした場合に, 近年, 解適合格子細分化法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) と呼ばれる方法が注目されている. AMR は, 必要な領域に対してのみ格子を細分化再結合する方法である. 解適合法は一般に, r -, h -, p - の 3 種類の方法に分類される. r 法 (r -refinement) とは, 格子点を移動させる方法, h 法 (h -refinement) とは, AMR のように格子を局所的に細分化する方法, p 法 (p -refinement または p -enrichment) とは, 局所的にスキームの精度を高くする方法のことを指す. h 法と p 法を組み合わせて hp -adaptation

として使われることもある[3]. h や p は, h を格子間隔, p を空間精度とすると, 打ち切り誤差は $O(h^p)$ と表されることに由来する.

著者らはこれまで, LES 解析等において格子を有効利用するとともに, 格子点を必要な場所に動的に集めることを視野に, ブロック AMR 法を用いた並列化流体解析コードを開発してきた[4]. 八分木のブロック化アルゴリズムに基づき, MPI 並列化及び単純なマルチブロックへの適用やメモリの削減などの実応用に向けた改善に取り組んできた[5][6]. ただ, 高揚力装置のような複雑形状を含む場合のマルチブロック化は未対応であった.

ここでは, 従来開発してきた AMR コードに複雑物体形状に対するマルチブロック対応を行うとともに, MD 30P30N と呼ばれる 3 翼素の高揚力装置の解析へ適用し, AMR 法の有用性や課題を検討した結果を報告する.

2. AMR (解適合格子細分化) 法によるアプローチ

AMR 法は, 1980 年代から現在に至るまで様々な手法が提案されている. これらは主に

- (A) 直交デカルト格子系を基盤として, セル (格子) 単位で細分化する方法...セルベース AMR
 - (B) 構造格子上にブロック (領域) を定義し, ブロック単位で細分化する方法...ブロックベース AMR
- の 2 種類に大別される.

前者の AMR-(A) は, Berger と Olinger による先行研究[7]まで遡ることができ, 諸量の空間変化や時間変化に応じてセル単位で, 随時, 細分化 (Refinement) と再結合 (De-refinement または Coarsening) を繰り返すものである (図 2(a)). 主に火炎や爆轟, 噴流, 自由界面のような物理変化の激しい部分が時々刻々移り変わって行くような場合の解析に有効な手法であり, Aftosmis[8] や Wang[9] により航空宇宙分野にも応用されている. しかし, 物体壁面を含む解析には, カットセルや境界層専用格子を使うなどの工夫が必要であり, データ構造や前後処理についても独自の開発が必要となる.

一方, 後者の AMR-(B) は, AMR をセル単位ではなくブロック単位 (図 2(b)) で行うものであり, i) ブロックの中では既存の構造格子ソルバーが使える, ii) ブロック間通信は境界値のみで済む, iii) データ構造がシンプル, iv) 並列化が容易, 等, 比較的簡単に AMR のメリットを享受できる. ただし, セル単位 AMR ほどの形状適合性はない. 翼周りの遷音速非粘性流れに適用した構造格子 AMR の例として Dudek ら[10] の計算や, NS 方程式を支配方程式として翼まわりと鈍頭物体まわりの圧縮性流れを計算した Steinhilber ら[11] の例がある. 最近では, SAMRAI[12], AMROC[13] といった汎用 AMR ライブラリも開発されている.

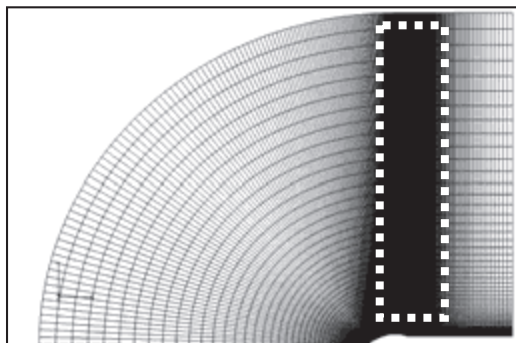


図 1 構造格子使用時に格子が遠方に集中した例

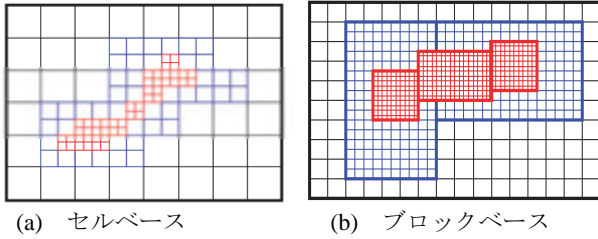


図2 AMR格子のタイプ

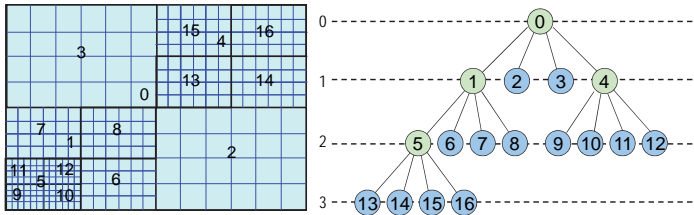


図3 2次元におけるブロックAMR格子例

ここで、AMRを適用する際によく使われる技法や一般原則について述べる[13]. AMRで利用されるデータ構造に「木構造(Tree data structure)」がある. 2次元では「四分木(Quadtree)」, 3次元では「八分木(Octree)」と呼ばれるデータ構造が良く使われる. 1つのセルの各辺を半分にすると1つの親セル(Parent)に対して, 2次元では4つの子セル(Children), 3次元では8つの子セルが生まれる. CやFortran90のポインタによる連結リスト(Linked list)を使えば木構造は容易に実装できる. 単位がセルではなくブロックの場合でも考え方は同じである. 「適切な入れ子(Proper nesting)」とは, AMR境界での精度を確保するためにAMRの格子サイズの変更は必ず1段階に留めるという原則である. AMR境界は, いわゆるハンギングノードになる. 「空間充填曲線(Space filling curve)」は, 木構造データを並列計算のために1次元配列に並べ替えるために使われ, Z曲線, Morton曲線, Hilbert曲線などがある. 「ガードセル(Guard cell)」とは, ブロックベースAMRでブロック境界のデータ交換のために設けられる数点のステンシルから成る領域を指す. AMRでは, RefinementやDe-refinementの度に親から子, 子から親への格子間のデータ補間が必要になる. このうち親(粗い格子)から子(細かい格子)への補間を「延長(Prolongation)」, その逆を「制限(Restriction)」と呼ぶことがある.

我々は, LES解析等において格子を有効利用するとともに, 格子点を必要な場所に動的に集めることを視野に, ブロックAMR法を用いた並列化コードを開発してきた[4]. 実用LES解析に適用することを目指し, 八分木のブロック化アルゴリズムに基づくAMR法を開発・検証するとともに, MPI並列化及び初期マルチブロックへの適用やメモリの削減などの実応用に向けた改善に取り組んできた[5][6].

データ構造として, 並列実行において負荷バランス維持に都合良い均等ブロック分割が可能な自己相似AMRと八分木構造(Octree)を採用した. 図3は, 2次元の自己相似木構造(四分木)を例示したものである. ここで, 例えばBlockIDという番号のブロックは,

親ブロック	Parent(BlockID)
子ブロック	Child(LocalID, BlockID), $1 \leq \text{LocalID} \leq 8$
隣接ブロック	Neigh(FaceID, BlockID), $1 \leq \text{FaceID} \leq 6$

を持ち, そのブロックが

Rlevel(BlockID)	AMR レベル
Lbtype(BlockID)	最末端かどうか
Flag_refine(BlockID)	AMRを施すかどうか

というフラグを持つようにすれば, AMRの基本アルゴリズムを構成できる. 図4は, ある状況下での配列間や番号付けの関係を示したものである. AMR適用の際には図5に示したように, ガードセル充填の作業が必要になるが, 補間に際して単調性が保持されるような工夫を施している. すなわち, 図6のような2次元のAMR境界を考えたとき,

$$Q_{i+1,j+1}^{\ell+1} = Q_{i,j}^{\ell} + 0.25\Delta_{\xi} + 0.25\Delta_{\eta}$$

$$Q_{i+1,j}^{\ell+1} = Q_{i,j}^{\ell} + 0.25\Delta_{\xi} - 0.25\Delta_{\eta}$$

$$Q_{i,j+1}^{\ell+1} = Q_{i,j}^{\ell} - 0.25\Delta_{\xi} + 0.25\Delta_{\eta}$$

$$Q_{i,j}^{\ell+1} = Q_{i,j}^{\ell} - 0.25\Delta_{\xi} - 0.25\Delta_{\eta}$$

とする. ここに,

$$\Delta_{\xi} = 0.5 \left(\text{sign}(\Delta_{\xi}^{+}) + \text{sign}(\Delta_{\xi}^{-}) \right) \min(|\Delta_{\xi}^{+}|, |\Delta_{\xi}^{-}|)$$

$$\Delta_{\eta} = 0.5 \left(\text{sign}(\Delta_{\eta}^{+}) + \text{sign}(\Delta_{\eta}^{-}) \right) \min(|\Delta_{\eta}^{+}|, |\Delta_{\eta}^{-}|)$$

$$\Delta_{\xi}^{+} = Q_{i+1,j}^{\ell} - Q_{i,j}^{\ell}, \Delta_{\xi}^{-} = Q_{i,j}^{\ell} - Q_{i-1,j}^{\ell}$$

$$\Delta_{\eta}^{+} = Q_{i,j+1}^{\ell} - Q_{i,j}^{\ell}, \Delta_{\eta}^{-} = Q_{i,j}^{\ell} - Q_{i,j-1}^{\ell}$$

であり, $Q_{i,j}^{\ell+1}$ は, $\{\ell+1\}$ AMRレベル(細かい格子)における格子点 (i,j) の物理量を, $Q_{i,j}^{\ell}$ は, $\{\ell\}$ レベル(粗い格子)における格子点 (i,j) の物理量をあらわしている.

自己相似木構造の下では, 各ブロックの格子点数は同一数になるので, 「領域分割」の考え方で並列化を行うことができる. ただし, ここでは複数ブロック→1CPUという割付を可能とするとともに, 細分化Refinementによってブロックが新たに生成される際, 各CPUの負荷バランスを一定に保つように, 各CPUにできるだけ均等に, かつ, 物理的に近いブロックを配置するZ曲線によるブロックの並べ替え(オーダリング)を行っている(図7). また, 各ブロック周囲のガードセル充填において, 各面の転送データ量は同じでなく, よってブロック毎に通信すると効率が悪いため, 面IDが1と2, 3と4, 5と6の3グループに分けて, 一度に通信を行うように効率化している.

並列化コードは, Fortran90とMPIで作成し, 流体ソルバーの部分をかセット式に交換可能なように, ソルバー部とAMR部は分離したプログラム構造としている. また, 計算性能を重視し, 木構造の構築にポインタは使わずに上述のように配列を用いている. 図8に, 並列化コードの処理の流れを示した.

さらに, 実用問題への適用を考慮し, 親格子(Root)を一個ではなくマルチブロック(Multiple Roots)とし, 必要な場所に確実にAMRが適用できるようにした. ただ, プログラムの複雑化を避けるため, 各ブロックの格子点数は同一, 扱えるのは単純接続のみとしている. 一方で, 曲線座標で定式化し, 境界層の扱いを可能とした. 時間積分は, 陽解法を基本とするが, ブロック毎に陽解法と陰解法を選

択可能とし, AMR により格子が細分化された場合や境界層で時間刻みが小さく成り過ぎるのを回避している[5].

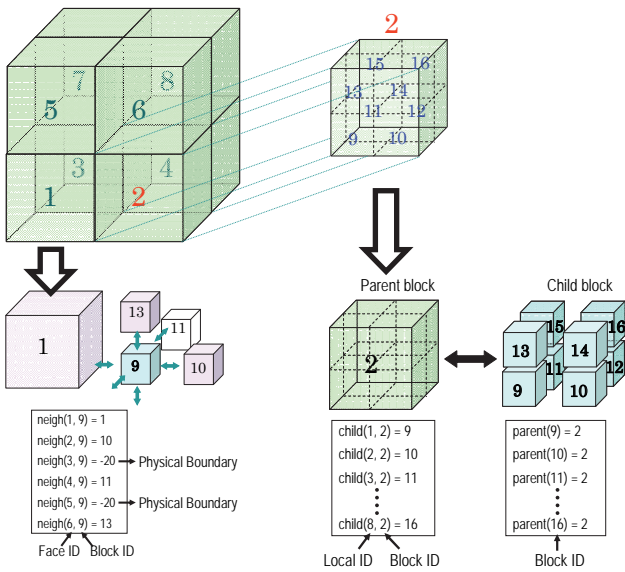


図 4 AMR に係る配列間の関係事例

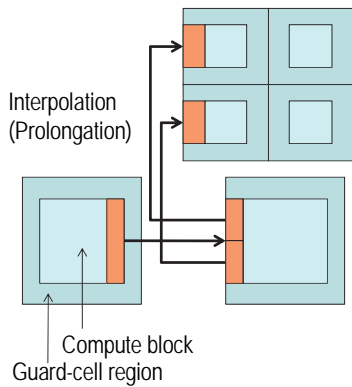


図 5 ガードセル充填のイメージ(2次元)

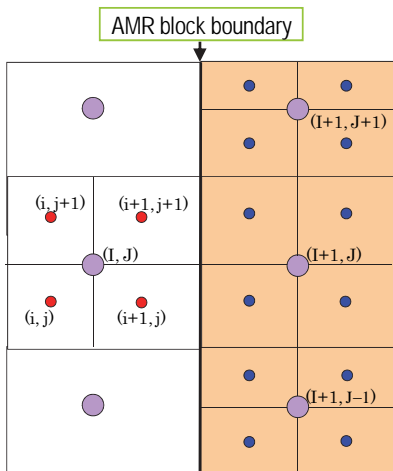


図 6 AMR 境界における格子点の関係

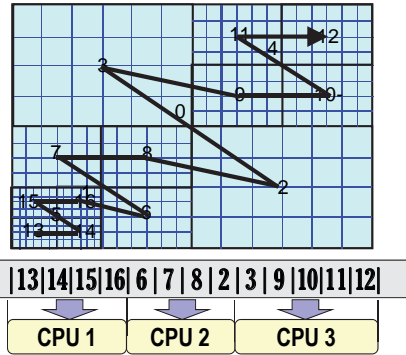


図 7 Z 曲線によるオーダリング

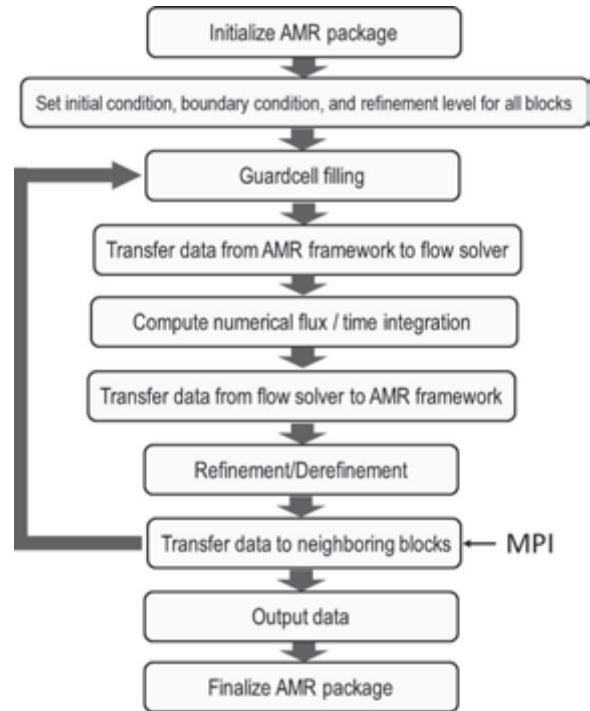


図 8 ブロックベース AMR 法のフローチャート

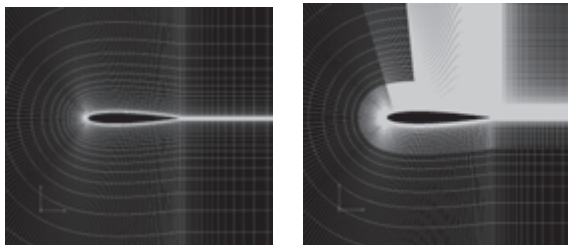
3. AMR 法の機能検証のための計算事例

図 9 は, NACA0012 翼型の高迎角剥離流を, $M_\infty = 0.3$, $\alpha = 20^\circ$, $Re = 10^6$ の条件で解いたものである. 252×64 初期格子を 14×4 のブロック (1 ブロックあたり 18×16) に分割し, 3 段階の AMR を適用しており, AMR 細分化後は 518 ブロックになっている. 図では, ある瞬間のマッハ数分布を単一格子(左側)と AMR 格子(右側)で比較しているが, AMR 格子では細かい剥離渦が鮮明に捉えられている.

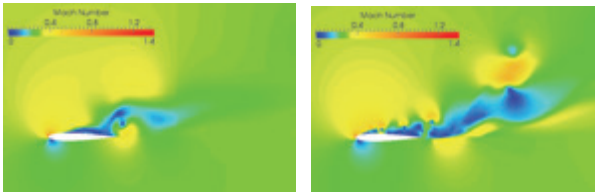
図 10 は, 大気圏再突入物体モデル(ORION CM)[14]を過ぎる遷音速流を, $M_\infty = 0.8$, $\alpha = 20^\circ$, $Re = 10^7$ の条件で解いたものである. 96 (流れ方向) $\times 60$ (半径方向) $\times 40$ (周方向) の格子を $3 \times 3 \times 2$ のブロック 1 ブロックあたり $32 \times 32 \times 20$ に分割し, 後流部分に 2 段階 AMR を適用し, トータル 1,308 ブロックを用いた. 図は, 中央断面におけるある瞬間の速度分布を単一格子(左側)と AMR 格子(右側)で比較しているが, AMR 格子では後流の細かな渦構造が捉えられている.

図 11 は、コア流 $M_\infty = 0.58$ 、ファン流 $M_\infty = 0.76$ 、単位長さ $Re = 5 \times 10^6$ のエンジンノズル出口を模擬した同軸噴流を $100D \times 30D \times 30D$ (ただし、 D はコア流の直径) の計算領域で解いたものである。128 (流れ方向) \times 40 (半径方向) \times 32 (周方向) の格子を $4 \times 2 \times 4$ のブロック (1 ブロックあたり $30 \times 20 \times 8$) に分割し、ブロックあたり $\Delta M_{max} > 0.01$ の条件下で 2 段階の動的 AMR を適用したもので、図は、中央断面における瞬間的な密度分布の時間による変化を示している。時間が進むにつれ、格子が分割 (最終的に 752 ブロック) され、噴流の細かい渦構造が捉えられている。

ここでは、AMR 法が有効な事例を幾つか示したが、無論、あらゆる場合に有効なわけではなく、同法が比較的有效なのは、剥離せん断層を含むとか、渦構造を捉えるような場合である[6]ことに注意する。音の伝播を捉えるような場合は、AMR 格子境界 (いわゆる「ハンギングノード」) から出る振動を抑える工夫が必要である。

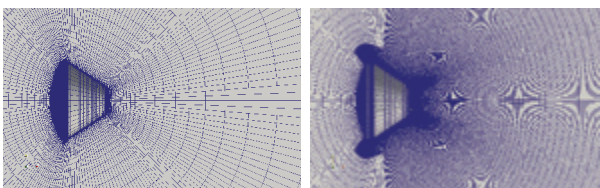


(a) 格子(左:単一格子, 右:AMR 格子)

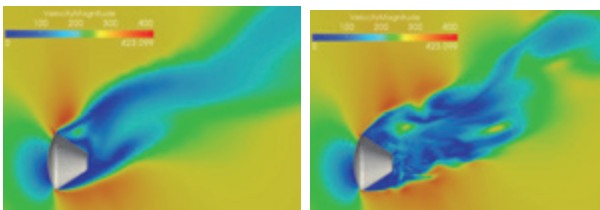


(b) 瞬間的な渦度分布(左:単一格子, 右:AMR 格子)

図 9 翼まわり剥離流れの 2次元解析結果

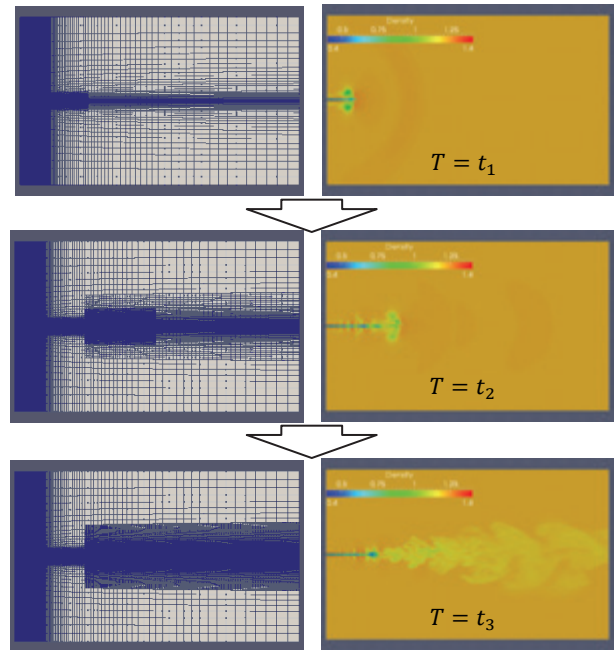


(a) 格子(左:単一格子, 右:AMR 格子)



(b) 瞬間的な速度分布(左:単一格子, 右:AMR 格子)

図 10 大気圏再突入物体の遷音速流 3次元解析結果



(a) AMR 格子の時間変化 (b)瞬間的な密度分布

図 11 同軸噴流の 3次元解析結果

4. AMR 法による高揚力装置の 3次元解析

以上のように、従来までに開発した AMR コードにより、単純な物体形状まわりの高解像度流れ解析が可能であることは示された[4-6]。しかし、高揚力装置のような(多重連結領域を含む)複雑形状には対応できていなかった。そこで、図 12 に示したように、(従来は単純なブロック分割 (左) しかできなかったところに) ブロック間の接続情報が入れられるように汎用化改良 (右) を加えた。ただし、プログラムの煩雑化を避けるため、各ブロック点数が同じでなければならない制約はそのままにしている。

この機能を検証するため、MD 30P30N と呼ばれる 3 翼素の高揚力装置に本 AMR コードの適用を試みた。図 13 に、MD 30P30N の翼断面形状を示す。この高揚力装置は、AIAA の BANC-II ワークショップ[15]でも取り上げられており、実験データ[16]もよく整備されている。流れ場に、遷移やウェーク、剥離せん断層やそれらの干渉を含むため、複雑な状況となる。

図 14 に、中心断面における格子形状の全体、図 15 に初期ブロック形状を示す。各ブロックの格子点数を 64 (流れ方向) \times 48 (垂直方向) \times 24 (スパン方向) とし、24 ブロック (スパン方向は 1 ブロック、約 177 万点) から成る。図 16 は、AMR を施していない初期状態でのスラット付近の格子を示す。本報告では、格子を細かくすべき場所が予めある程度想定できることを踏まえ、粗い初期格子で定常的な解を求めた後、自動ではなく特定のブロックに手動で AMR を施すようにした。図 17, 18 は、こうして作成した 2 段階 AMR を施したスラット及びフラップ付近の格子とマルチブロックの様子を示す。2 段階の AMR を適用しているので、格子が最も細かい部分の解像度は、一様に細かくしたとしたら 177 万点 \times 23 \times 23 = 1.13 億点の格子点と同じ解像度に相当するので、格子点数は相当に節約できていることになる。

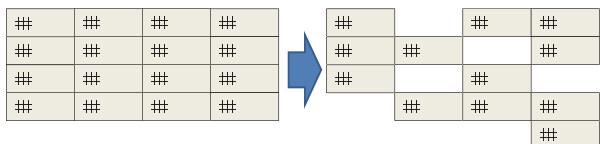


図12 マルチブロック機能への改良イメージ

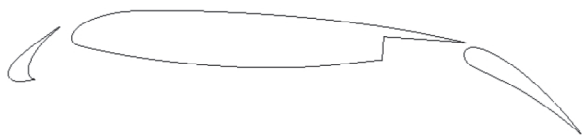


図13 30P30N高揚力装置の断面形状

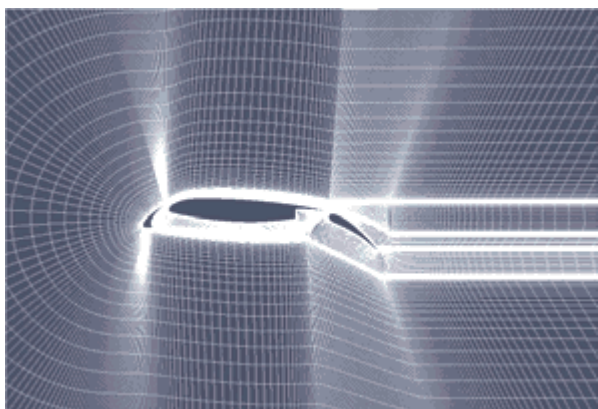


図14 格子断面形状 (全体)



図15 マルチブロックの様子 (全体)

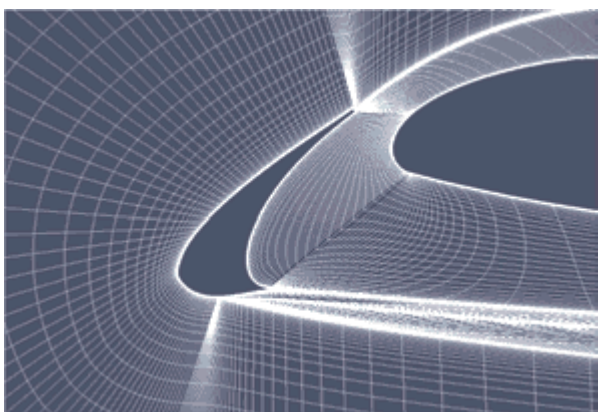


図16 スラット付近の初期格子

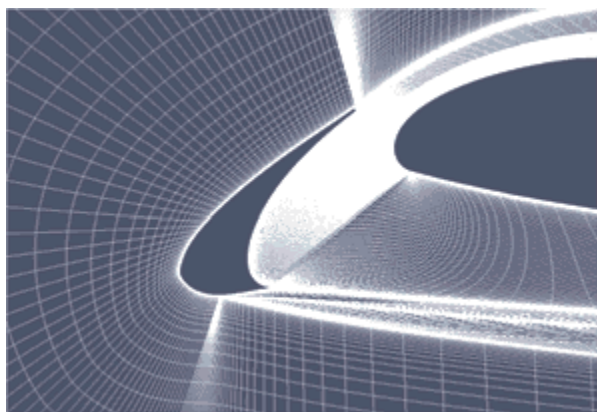
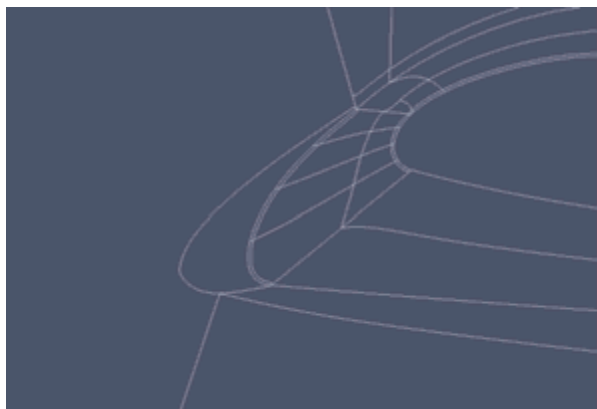


図17 2段階AMR適用後のスラット付近のマルチブロック及び格子形状

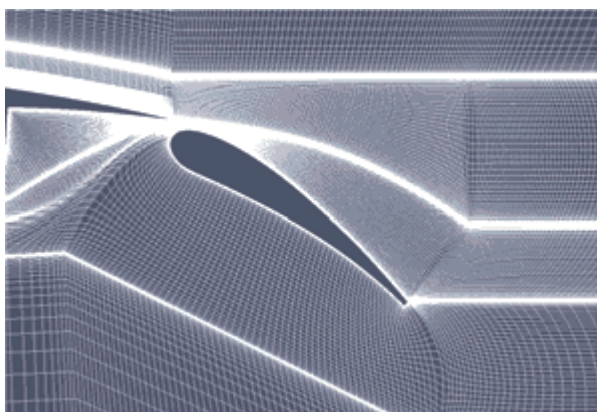
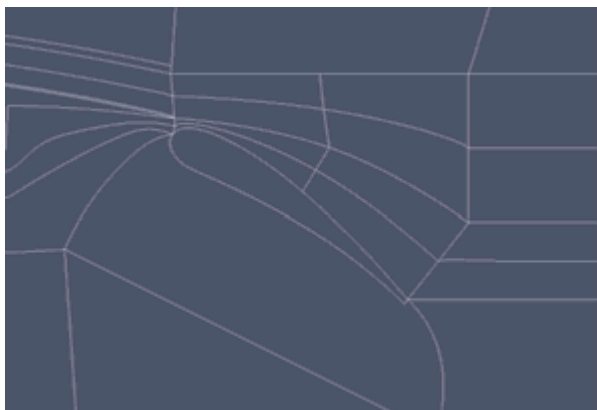


図18 2段階AMR適用後のフラップ付近のマルチブロック及び格子形状

流れの条件として、 $M_\infty = 0.17$, $\alpha = 4^\circ$, $Re = 1.7 \times 10^6$ を設定した。また、明示的なLESモデルは用いずに、 $\Delta t = 1.4 \times 10^{-5}$ (CFL=100)の陰解法で計算した。図19, 20に、130,000ステップ計算後のスラット及びフラップ付近の瞬間的な渦度分布を示す。スラット前縁や、主翼後縁からの細かい渦構造が現れ始めているのがわかる。ただし、文献[17]で見られる渦構造に比べると不十分である。これは、2段階のAMRではまだ格子解像度が足りていない、格子点分布が適切でない等が要因と思われるが、さらなる検討が必要である。図21は、時間平均した表面圧力分布を実験値[16]と比較したものであり、一致の程度は十分とはいえないが、分布の傾向は捉えられている。上述の問題はあるものの、計算自体は、10CPU程度の計算であるので、大規模並列計算を必ずしも行う必要がないのはAMRのメリットの一つである。しかしながら、現時点では、各ブロックの格子点数が同じでなければならない制約の中で、いわゆる「きれいな」格子を作るのが難しいという課題が残った。複雑形状への対応（汎用性）とコードの単純さはトレードオフ関係にあるため、AMR法の有効性及び適用範囲を踏まえた対応が今後必要である。

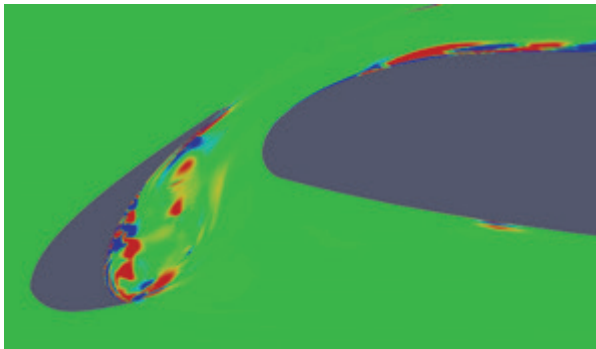


図19 スラット付近の瞬間渦度分布

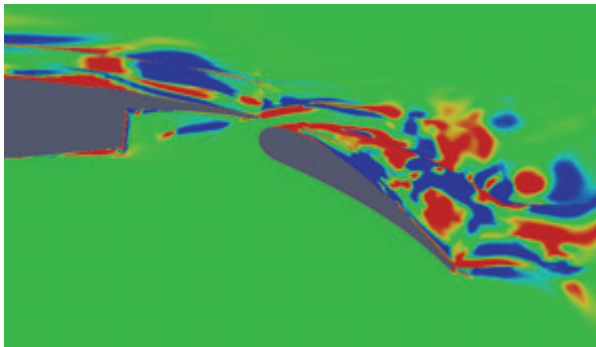


図20 フラップ付近の瞬間渦度分布

5. おわりに

本稿では、著者らが従来から開発してきたAMRコードに対して、複雑物体形状に対するマルチブロック対応を行うとともに、MD 30P30Nと呼ばれる3翼素の高揚力装置へ適用し、AMR法の有用性及課題を考察した。AMRは、剥離やせん断層、ウェークと境界層の干渉等を含む高揚力装置の複雑流れに対して、高解像度解を捉えるのに有効である（あろう）ということがわかった。しかし、今回実施した解析では、有効であると最終的に結論づけるには、格子分布やAMRの細分化に問題がある。今後は、格子分布やAMRの細分化、あるいは計算パラメータを変える等して、有効性検証を継続する予定である。

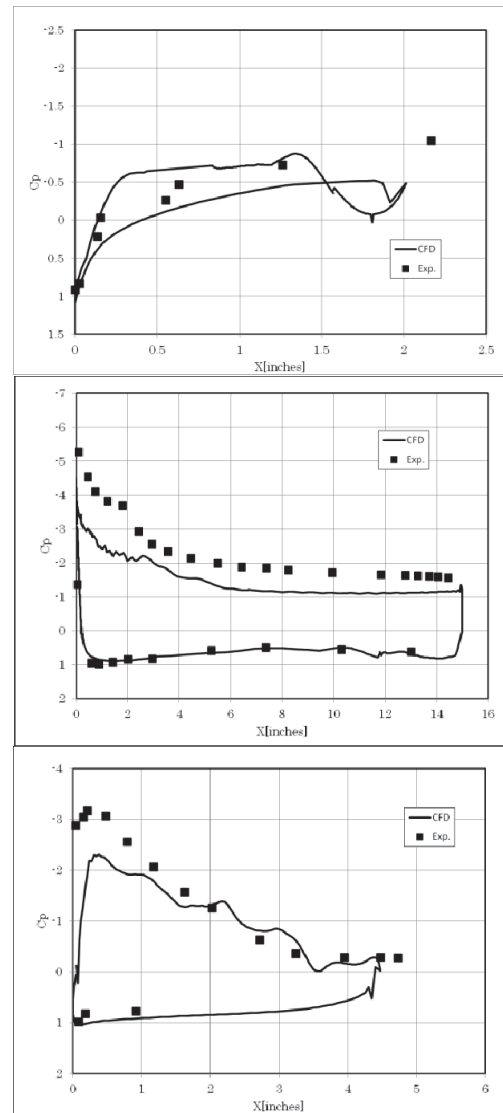


図21 AMR解析におけるCp分布の比較

参考文献

- [1] Winkler, C. M., Dorgan, A. J. and Mani, M.: A Reduced dissipation Approach for Unsteady Flows on Unstructured Grid, AIAA Paper 2012-0570, 2012.
- [2] Spalart, P. R.: Strategies for turbulence modeling and simulations, *International Journal of Heat and Fluid Flow* **21** (2000), pp.252-263.
- [3] Burgess, N. K. and Mavriplis, D. J.: An *hp*-Adaptive Discontinuous Galerkin Solver for Aerodynamic Flows on Mixed-element Meshes, AIAA Paper 2011-490, 2011.
- [4] 松尾裕一, 池知直子, 中森一郎: LES解析のための並列化BAMRコードの開発, 第21回数値流体力学シンポジウム講演集, E1-6, 2007.
- [5] 松尾裕一, 桑原匠史, 池知直子, 中森一郎: BAMR法に基づく並列LESコードにおける計算効率の改善, 第24回数値流体力学シンポジウム講演集, E4-5, 2010.
- [6] Matsuo, Y., Kuwabara, T. and Nakamori, I.: A Parallel Structured Adaptive Mesh Refinement Approach for Complex Turbulent Shear Flows, *Journal of Fluid Science and Technology* **7** (2012), pp. 345-357.
- [7] Berger, M. J. and Olinger, J.: Adaptive Mesh Refinement for Hyperbolic Partial Differential Equations, *Journal of Computational Physics* **53** (1984), pp.484-512.

- [8] Aftosmis, M. J., Berger, M. J. and Adomavicius, G.: A Parallel Multilevel Method for Adaptively Refined Cartesian Grids with Embedded Boundaries, AIAA Paper 2000-0808, 2000.
- [9] Wang, Z. J. and Chen, R. F.: Anisotropic Cartesian Grid Method for Viscous Turbulent Flow, AIAA Paper 2000-0395, 2000.
- [10] Dudek, S. A. and Colella, P.: Steady-State Solution-Adaptive Euler Computations on Structured Grids, AIAA Paper 98-0543, 1998.
- [11] Steinthorsson, E., Modiano, D. and Colella, P.: Computations of Unsteady Viscous Flows Using Solution-Adaptive Mesh Refinement in Curvilinear Body-Fitted Grid Systems, AIAA Paper 94-2330, 1994.
- [12] Wissink, A. M., Hornung, R. D., Kohn, S. R., Smith, S. S., and Elliott, N. S.: Large Scale Structured AMR Calculations Using the SAMRAI Framework, SC01 Proceedings, 2001.
- [13] Deiterding, R.: Block-Structured Adaptive Mesh Refinement - Theory, Implementation and Application, ESAIM: Proceedings, **34** (2011), pp.97-150.
- [14] Murphy, K. J., Bibb, K. L., Brauckmann, G. J., Rhode, M. N., Owens, B., Chan, D. T., Walker, E. L., Bell, J. H., and Wilson, T. M.: Orion Crew Module Aerodynamic Testing, AIAA Paper 2011-3502 (2011).
- [15] https://info.aiaa.org/tac/ASG/FDTC/DG/BECAN_files/BANCII.htm.
- [16] Jenkins, L. N., Khorrami, M. R. and Choudhari, M.: Characterization of Unsteady Flow Structures near Leading-Edge Slat: Part I., PIV measurements, AIAA Paper 2004-2801 (2004).
- [17] Lockard, D. P. and Choudhari, N. M.: Noise Radiation from a Leading-Edge Slat, AIAA Paper 2009-3101 (2009).

マルチブロック構造格子における NURBS Volume を利用した 自動細分化ツールの開発

松村洋祐¹, 堤誠司², 高木亮治², 山本一臣², 伊藤浩之³, 竹川国之³

1. みずほ情報総研株式会社, 2. 宇宙航空研究開発機構, 3. 株式会社菱友システムズ

Development of an Automatic Refinement Tool for Multiblock Structured Grids Based on NURBS Volume

by

Yosuke Matsumura, Seiji Tsutsumi, Ryoji Takaki, Kazuomi Yamamoto, Hiroyuki Ito and Kuniyuki Takekawa

ABSTRACT

In the era of petascale supercomputing, numerical simulations generally require large grids with more than one giga (1×10^9) nodes. Conventional techniques are not practical for generating such large grids, and new techniques are required. As one of such new techniques, we have been developing a tool that automatically refines multiblock structured grids based on NURBS Volume and transfinite interpolation. The current status of the tool is described in this paper.

1. はじめに

「京」等の登場により、スーパーコンピュータは、浮動小数点演算性能が 10 PFLOPS を超えて、ペタスケールの時代に突入した。JAXA においても次期スーパーコンピュータはペタスケールになることは確実であり、数値シミュレーションに使用する格子も必然的に 10 億格子点、100 億格子点を超えるような大規模なものとなる。

このような大規模の格子は、そのデータ量の大きさから、従来の GUI 機能を有するメッシュジェネレータで作成することが非常に困難となる。たとえメッシュジェネレータを並列化すること等により、メモリ上に全てのデータを格納することができたとしても、手作業で格子点を配置したり調整したりするには、膨大な作業量が必要となる。また、格子を作成することができたとしても、その格子を目視等で確認することは不可能となる。つまり、このような大規模の格子を作成するためには、従来の手法によらない、新しい格子生成手法が必要となってくる。

大規模格子の生成手法は、CAD データを読み込めばすべて自動的に格子を生成する自動格子生成手法、規模の小さい基本格子を従来の方法で予め生成し細分化のみ自動的に半自動格子生成手法の 2 種類の手法に大きく分けられる。自動格子生成手法において最大の問題点は物体壁面の取扱いをどうするかに帰着する。JAXA にて開発を行っている LS-Grid¹⁾ や HexaGrid²⁾ では、空間は等間隔直交格子、物体壁面は物体適合格子を生成する自動格子生成が可能であり、Re 数が高い航空宇宙流体において壁面境界層を精度よく計算が可能である。しかしながら、複雑な形状すべてに対して自動的に格子を生成することは非常に難しく、物体の特徴線をマニュアルで指定する作業が入ってしまう、もしくは特徴線を捉えきれず形状を正確に再現しないといった問題がある。一方、近年は領域全体に直交格子を生成し、任意形状の取り扱いにはカットセル法や Immersed Boundary 法を利用する手法が着目されており³⁾⁴⁾、非常に大規模な格子に対しても格子生成が可能である。非粘性流れ解析や比較的 Re 数の低い流れ場に関しては適用事例が多いが、高 Re 数流れの壁面境界層のモデル化に関しては依然として研究課題が多いことも事実である。

半自動格子生成は従来のメッシュジェネレータで生成可能な規模の格子を予め作成し、細分化のみバッチ処理で行うようにする手法である。現在のアプリケーションで行われている実装の多くは、非構造格子において基本格子の要素の辺を 1/2 に単純に細分化していくものであり、クラス

タリング等の細かな制御を行うことは困難である。そのため、基本格子の作成時に、最終的に生成される大規模格子の格子幅やその変化率等を想像しながら作業する必要がある、格子の作成者に新たな労力をかけさせることとなっている。

一方、NASA で開発されている in-house の構造格子作成ツールである OVERGRID⁵⁾ では物体壁面や突起物周り 1 つ 1 つに対して重合格子を生成するスクリプトファイルを作成する。膨大な時間を要するが、一旦スクリプトファイルが作成できれば、格子密度の変更等が自動で実施可能である。これらの手法では格子を細分化した際に形状の再現をするために精細な CAD データを予め持つておく必要がある。

著者らもマルチブロック構造格子を対象とした半自動格子生成手法の開発に取り組んできた。これまでは細分化のための線形補間を用いるツールを開発して用いていたが、物体境界の細分化に応じた形状を再現することができないことから、再度、CAD 形状への貼り付けと境界付近の格子点分布の修正作業を必要としていたために自動化に難があった。これを解決して境界上の格子点を精度良く再配置するために、従来の手法を発展させて、CAD で曲面を表現するために利用されている非一様有理 B スプライン (NURBS; Non-Uniform Rational B-Spline) を補間に用いることにした。これと TFI (Transfinite Interpolation) を組み合わせる事により、柔軟で自動化が可能なマルチブロック構造格子向けの細分化ツールの開発が可能になった。

本稿では、このツールのコアになる NURBS Volume と TFI、マルチブロック構造格子への適用のための手法について説明し、ツールの構成や入力パラメータ、適用事例について紹介する。

2. NURBS Volume と TFI を組み合わせた格子自動細分化手法

2. 1. NURBS Volume の作成

NURBS とは、非一様有理 B スプライン (Non-Uniform Rational B-Spline) の略で、自由曲線、曲面の数学的表現法の一つであり、多くの CAD で曲面を扱うために利用されている。NURBS Volume とは、NURBS を利用した 3 次元空間の表現手法であり、数学的には 3 次元実数ベクトル空間 \mathbb{R}^3 から射影空間 \mathbb{P}^3 への 3 変数の NURBS による連続写像となる。

NURBS Volume は、以下の式で表される⁶⁾。

$$\vec{V}(u, v, w) = \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N \bar{P}_{l,m,n} N_{l,p}(u) N_{m,q}(v) N_{n,r}(w) \quad (1)$$

$N_{l,p}(u)$ は、ノットベクトル $\tau_u = \{u_i\}_{i=0}^{N+p}$ を持つ p 階の B スプライン基底関数、 $\{\bar{P}_{l,m,n}\} = \{(x_{l,m,n}, y_{l,m,n}, z_{l,m,n}, 1)\}_{l,m,n=0}^{L,M,N}$ はコントロールポイントである。

ここで、基本格子の全ての格子点を通過する NURBS Volume を作成する。このとき、NURBS Volume が格子点を通過する際のパラメータ $(\bar{u}_i, \bar{v}_j, \bar{w}_k)$ はコード長の比として与える。ノットベクトルは、averaging method で与える⁷⁾。

これによって作成された NURBS Volume は図 1 に示すような以下の性質を持つ。

- ・格子ブロック内部の任意の座標値を、 (u, v, w) の 3 パラメータの関数であらわすことができる。また、その関数は、例えば i 方向に C^p 級連続である。
- ・パラメータ $u = \bar{u}_{i_1}$ を与えた場合に作成される曲面は、基本格子の $i = i_1$ の格子面と一致する。 v 、 w のみを変更することで、基本格子の格子面上の任意の位置に格子点を生成することができる。
- ・パラメータ $u = l/L$ を与えた場合に作成される曲面は、基本格子に対し、コード長の比が l/L の位置に作成される。

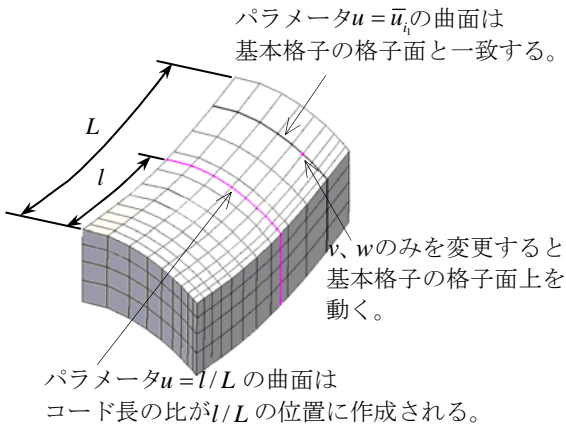
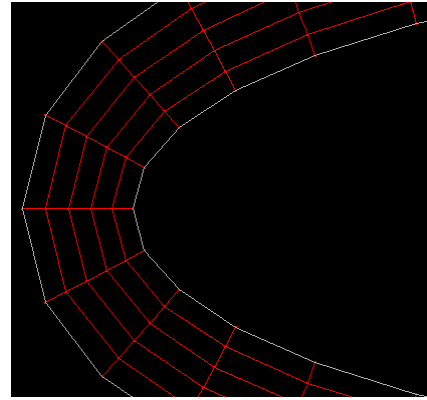


図 1 NURBS Volume の性質

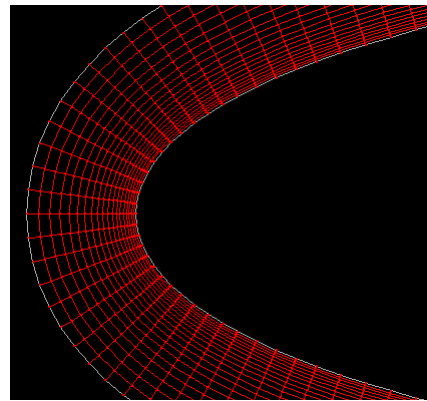
これらの性質により、作成された NURBS Volume に新しい格子点数分の新しいパラメータを与えることで、基本格子の持つ性質を生かしながら、任意の位置に格子点を生成しつつ、任意に格子点数を変化させることが可能となる。そのため、複数方向からのクラスタリングの制御等の複雑な自動細分化にも対応が可能となる。

また、格子ブロック内部が NURBS Volume であらわされているため、曲面や曲線の表現に NURBS を使用している CAD との相性が良く、細分化によって新たに生成された格子点の境界形状への適合も容易となる。

図 2 に NURBS Volume によって生成される細分化格子の例を示す。基本格子の品質を保ちながら、境界層へのクラスタリングと格子密度の変更が行われており、境界形状の曲面も復元されていることがわかる。



(A) 基本格子



(B) NURBS Volume による細分化格子

図 2 NURBS Volume による細分化格子の例

2. 2. TFI によるパラメータの算出

NURBS Volume を利用して格子の自動細分化を行う際、新しく生成する格子点全てに対応するパラメータを与えることは現実的ではない。そこで、各格子ブロックの境界にある 12 個の辺に対して、両端の格子幅や辺上の格子点数、分布方法等の直感的で最小限の入力を与えて、辺上に生成する格子点のパラメータを算出することとし、格子ブロック内部に生成する格子点のパラメータについては、TFI (Transfinite Interpolation) によって算出することとした。

格子ブロック境界の辺に対しては、以下のいずれかの手法により新しいパラメータ分布を算出する。

- ・コード長を基にした制御関数による分割 (current)

辺の格子点数を指定する。基本格子の格子点を通過するパラメータから線形補間を行い、新しく生成する格子点のパラメータの分布を求める⁸⁾。

- ・等比分割 (imax)

辺の第一格子幅と格子点数を指定する。これらから初項、公比、分割数を算出して等比分割を行い、新しく生成する格子点のパラメータを求める。

- ・Hyperbolic Tangent 分割 (tanh)

辺の両端の格子幅と格子点数を指定する。これらから Hyperbolic Tangent を利用した関数により、新しく生成する格子点のパラメータを求める⁹⁾。

これらの分割方法を組み合わせることにより、数値シミュレーションを行う際に時間刻みの制約となる最小格子幅 (ほとんどの場合壁面第一層に存在する) や細分化する意味のない外部境界付近の格子幅を制御しながら、格子を細分化することが可能となる。

格子ブロック境界の面については、面を構成する 4 辺上の格子点パラメータより Boundary-blended Control Function

で補間することにより、全ての格子点のパラメータを算出する⁸⁾。

格子ブロック内部については、格子ブロック境界の 6 面上の格子点のパラメータより Linear TFI で補間することにより、全ての格子点のパラメータを算出する⁸⁾。

また、格子ブロック境界の辺を全て指定させることも、利用者の利便性の点からは好ましくない。そこで、計算境界を指定することで、図 3 に示すように計算境界から垂直に出る全ての辺に対して入力を与えられるようにした。

入力を与えられる格子ブロック境界の辺

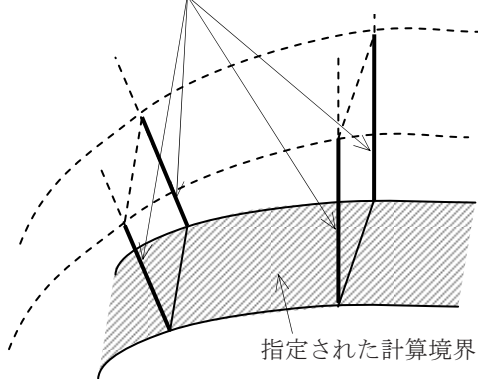


図 3 計算境界から垂直に出る辺

2. 3. マルチブロック構造格子への対応

開発したツールでは、並列化を容易にするために格子ブロックごとに自動細分化を行っている。そこで、以下のようにしてマルチブロック構造格子の格子ブロック間の接続を保証する。

格子ブロック境界で共有される辺については、基本格子の辺上の格子点より NURBS 曲線を作成する。このとき、複数の格子ブロックで共有されている辺については、図 4 に示すように必ず幾何学的に同じ向きで NURBS 曲線が作成されるようにする。これにより、異なる格子ブロック間でも同一の NURBS 曲線が生成されることが保証される。この NURBS 曲線に入力条件から新しく生成した格子点のパラメータを与える。NURBS 曲線が同一でパラメータも同一であれば、異なる格子ブロック間でも共有されている辺に関しては同じ座標位置に格子点が生成される。

格子ブロック境界で共有される面についても同様の処置を施す。

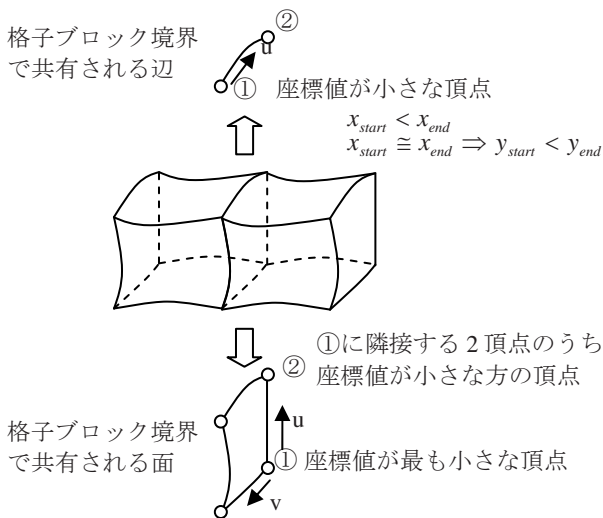


図 4 格子ブロック境界で共有される辺、面

また、多対多の格子ブロック間接続を許すマルチブロック構造格子の場合、格子ブロックごとに格子自動細分化を行うと、格子ブロック間の接続が保証されない場合がある。

このため、マルチブロック構造格子を図 5 に示すようにサブブロックに分割する。具体的には格子ブロック間の接続情報を元に、全てのサブブロックが 1 対 1 の接続関係になるよう、格子ブロックを分割する。

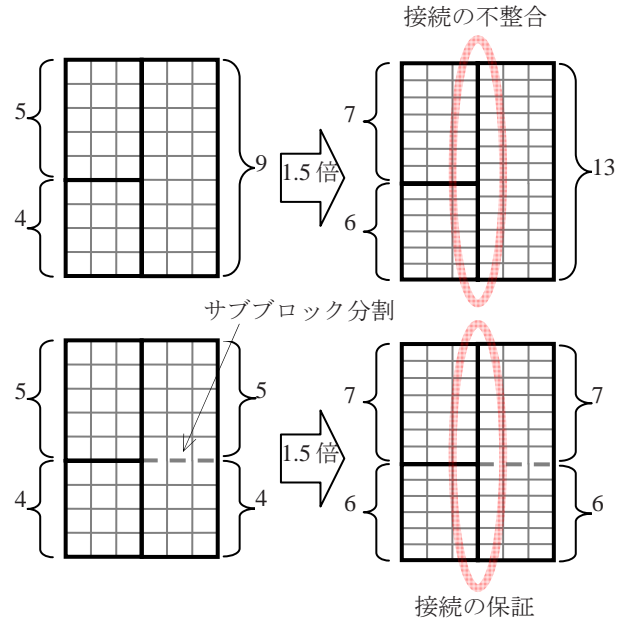


図 5 サブブロック分割

3. ツールの構成と大規模格子作成プロセス

自動細分化ツールは、JAXA 内製の圧縮性流体ソルバである upacs-LES¹⁰⁾ のフレームワーク向けに開発されている。図 6 にツール全体の構成を示す。ツール全体は、サブブロック分割ツール createSubblock、入力データ作成援用ツール subwindowEdgeControl、自動細分化ツール modifyGrid から構成されている。

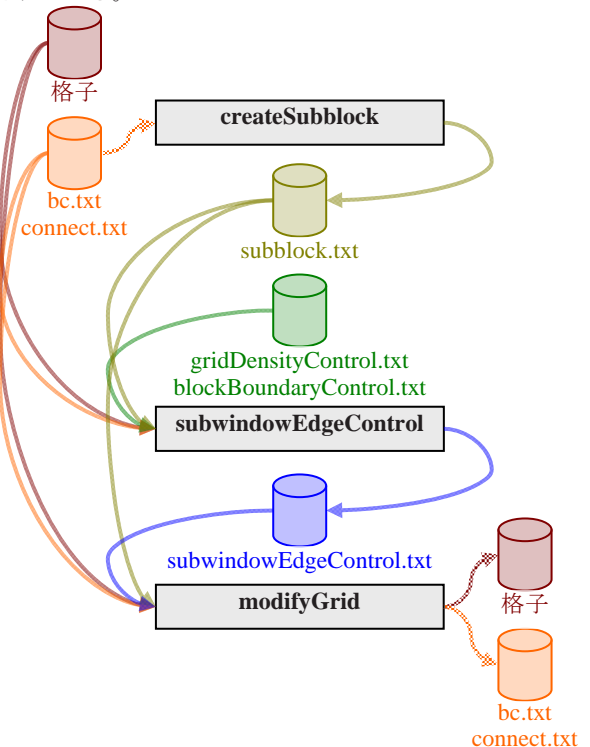


図 6 ツール全体の構成

サブブロック分割ツールcreateSubblockは、マルチブロック構造格子のサブブロック分割を行うツールである。境界条件bc.txt、接続情報connect.txtを入力として、図 7に示すsubblock.txtを出力する。createSubblockはC++で書かれたツールであり、単一プロセスで動作する。

入力データ作成援用ツールsubwindowEdgeControlは、ユーザによって設定されたパラメータから自動細分化ツールの入力データを作成するツールである。図 8に示すgridDensityControl.txtと図 9に示すblockBoundaryControl.txtを入力として、図 10に示すsubwindowEdgeControl.txtを出力する。subwindowEdgeControlはC++で書かれたツールであり、単一プロセスで動作する。

自動細分化ツール modifyGrid は、実際に自動細分化を行うツールである。格子、subwindowEdgeControl.txt、subblock.txtを入力として、細分化された格子を出力する。bc.txt や connect.txt についても、細分化された格子に合わせたものを自動的に生成して出力する。modifyGrid は Fortran 90 で書かれたツールであり、MPI によって並列化されている。

```

1 inflow
1 1 1 1 1 2 100
0 0 0 0 0 0 0
I J K
2 INTER_BLOCK
1 396 1 1 396 2 100
3 1 1 1 1 2 100
I J K
.....
1 1 1 1 1 28 2 100
2 1 28 1 1 31 2 100
.....

```

境界条件
接続情報
サブブロック情報

図 7 subblock.txt

```

#全ブロック,全方向の格子点数を2倍とする
all 2.0
#ブロック 26のI方向1.5倍,J方向2倍,K方向1倍
26 i 1.5 j 2.0 k 1.0
#ブロック 31のI方向のみ1.2倍
31 i 1.2

```

図 8 gridDensityControl.txt

```

#rocket境界で格子幅0.1から格子点数7点で
#等比分割
rocket imax 0.1 7
#farfield境界で格子幅0.1~0.6で格子点数15点で
#hyperbolic tangent分割
farfield tanh 0.1 0.6 15

```

図 9 blockBoundaryControl.txt

```

#ブロック1の(1,1,1)から(28,1,1)の辺を
#格子幅0.01から格子点数14点で等比分割
1 1 1 1 28 1 1 imax 0.01 14
1 1 1 1 1 1 25 tanh 1e-05 0.02 53
.....

```

図 10 subwindowEdgeControl.txt

この自動細分化ツールを使用した大規模格子作成プロセスは以下の通りである。

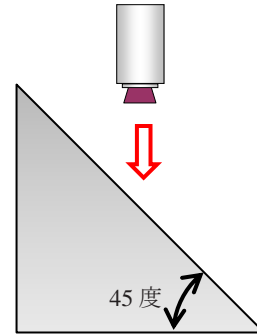
まず、従来からある商用グリッドジェネレータ Gridgen (Pointwise 社)等を用いて、1千万格子点規模の基本格子を予め作成しておく。その後、数値シミュレーションを実行する前に、スーパーコンピュータ上で基本格子を自動細分化するジョブを実行して大規模格子を生成する。数値シ

ミュレーションを行うスーパーコンピュータ上で基本格子を細分化するため、大規模格子データの転送は不要である。

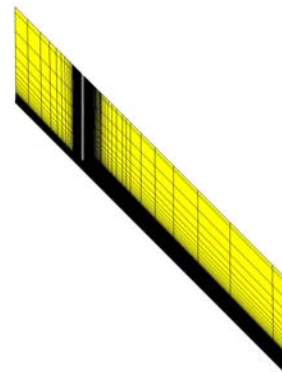
4. 適用事例

本自動細分化ツールを、45度斜め平板に衝突する超音速ジェット騒音解析用の格子に適用した。この格子では hybrid Large-Eddy Simulation (LES) / Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)解析を実施しており、斜め平板の乱流境界層を捉えるために格子をクラスタリングして、空間格子を細分化する一方で、物体壁面第一層格子幅を保つことが求められる。また、遠方境界付近のバッファ領域で格子数を増やさないような制御も求められる。

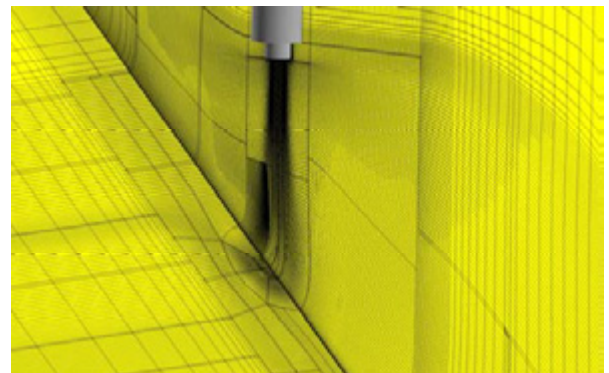
図 11に 45度斜め平板に衝突する超音速ジェット騒音解析用格子の概要を示す。図 11(B)は解析領域全体であり、超音速ジェットを排気するエンジンやその円形ノズル、また 45度斜め平板といった物体を含んでおり、形状が複雑である。更に、排気ジェットのせん断層を精度よく解像するためにせん断層に沿う方向に格子をクラスタリングしており、図 11(C)に示した対称面や衝突板から分かるように格子トポロジも複雑になっている。図 11に示した基本格子の総格子点数は 33M点で、628ブロックから構成されている。



(A) 解析対象



(B) 解析領域全体

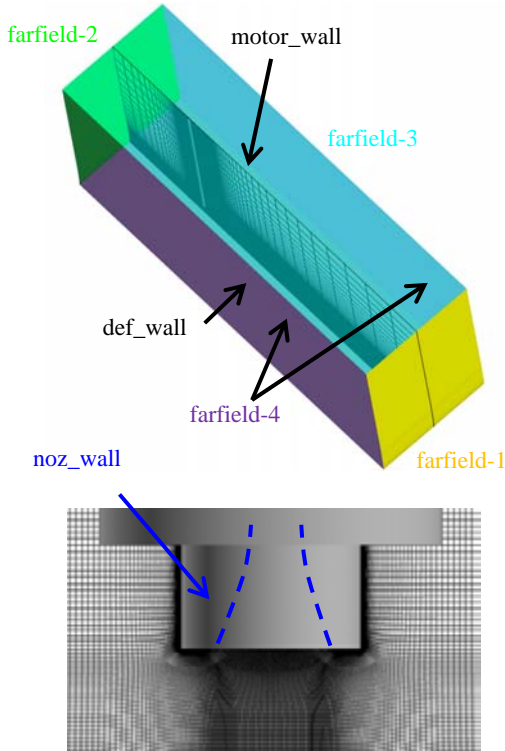


(C) 対称面格子と衝突板格子

図 11 45度斜め平板衝突ジェット解析の基本格子 (33M点)

この基本格子に対して、図 12に示すように全方向に 7.0 倍の細分化を実施した。ノズル壁面、及び斜め平板表面は壁面境界層を解像する目的で格子をクラスタリングしているため、図 13に示すようにそれぞれの壁面で第一層格子幅については基本格子と同一とし、imax関数でストレッチさせることとした。また、遠方境界(パuffa領域)で格子点数を増やさないため、tanh関数で格子点数と最大格子幅を指定することとした。

all 7.0
図 12 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における gridDensityControl.txt



boundary	function	ΔS	ΔE	n
farfield_1	tanh	20.0	0.06893	197
farfield_2	tanh	6.0	0.01367	151
farfield_3	tanh	6.0	0.142857	101
farfield_4	tanh	7.0	0.013786	141
def_wall	imax	0.0005	—	72
noz_wall	imax	0.0001	—	44

図 13 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における blockBoundaryControl.txt

細分化を実施するにあたり、JAXA JSS を用いた。530 プロセス(133 ノードの flat MPI)を利用し、使用した総メモリ量は 600GB、約 1.5 時間を要して 92 億格子点の細分化格子を作成した。出力された格子ファイルのサイズは約 210GB となった。

図 14に細分化前後のノズルリップ付近の格子分布の比較を示す。基本格子 1 セル内に対して指定通り 7 セルが生成されていることが分かる。また、NURBS Volumeの利用により、基本格子の持つ性質を生かしながら滑らかな細分化がなされていることが分かる。

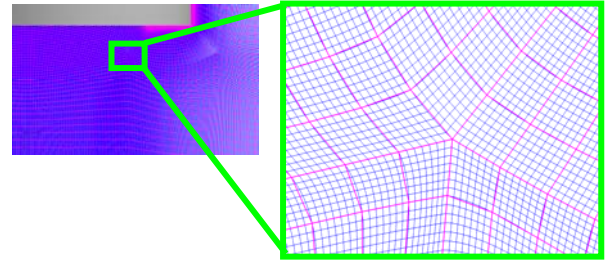


図 14 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における ノズルリップ付近の格子分布 赤:基本格子, 青:細分化格子

図 15に細分化前後のノズル断面の格子分布の比較を示す。NURBS Volumeの利用により、曲面形状に対してもスムーズに格子点の補間がなされていることが分かる。

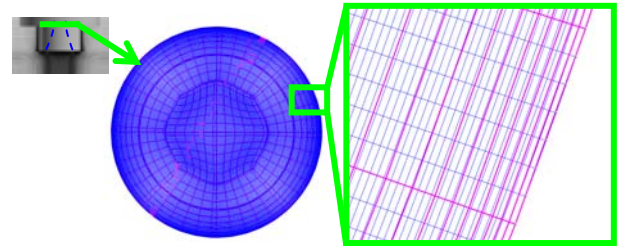


図 15 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における ノズル断面の格子分布 赤:基本格子, 青:細分化格子

図 16に細分化前後の壁面境界付近の格子分布の比較を示す。細分化前後で第一層格子幅が保持されていることが分かる。また、格子幅分布が直線であることより等比分割指定通りに行われていることが分かる。

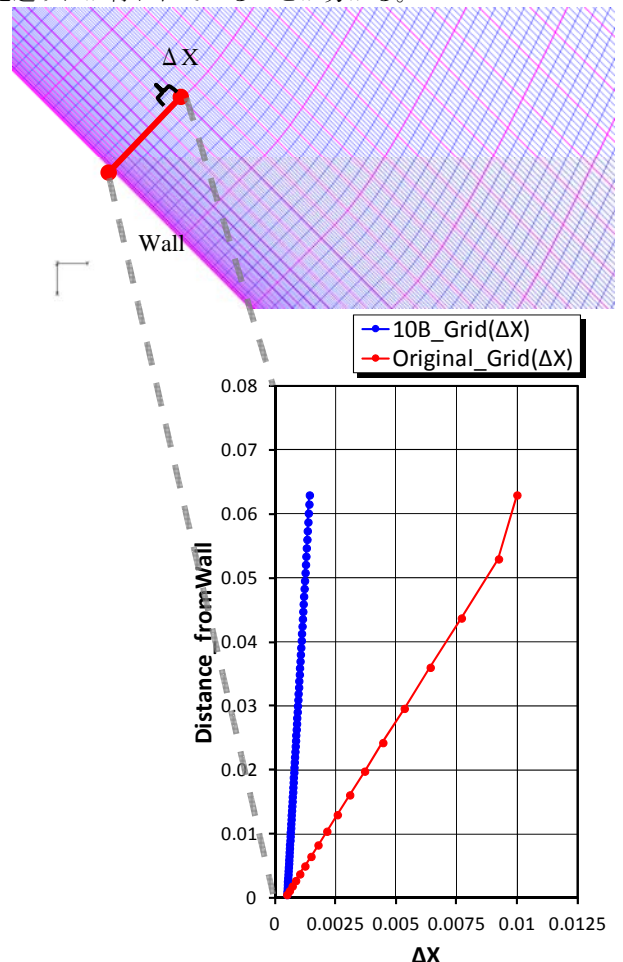


図 16 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における 壁面境界付近の格子分布 赤:基本格子, 青:細分化格子

図 17に細分化前後の遠方境界付近の格子分布の比較を示す。細分化後の最大格子幅が指定した値に固定されていることが分かる。また、格子幅が滑らかに変化していることからHyperbolic Tangent分割が指定通りに行われていることが分かる。

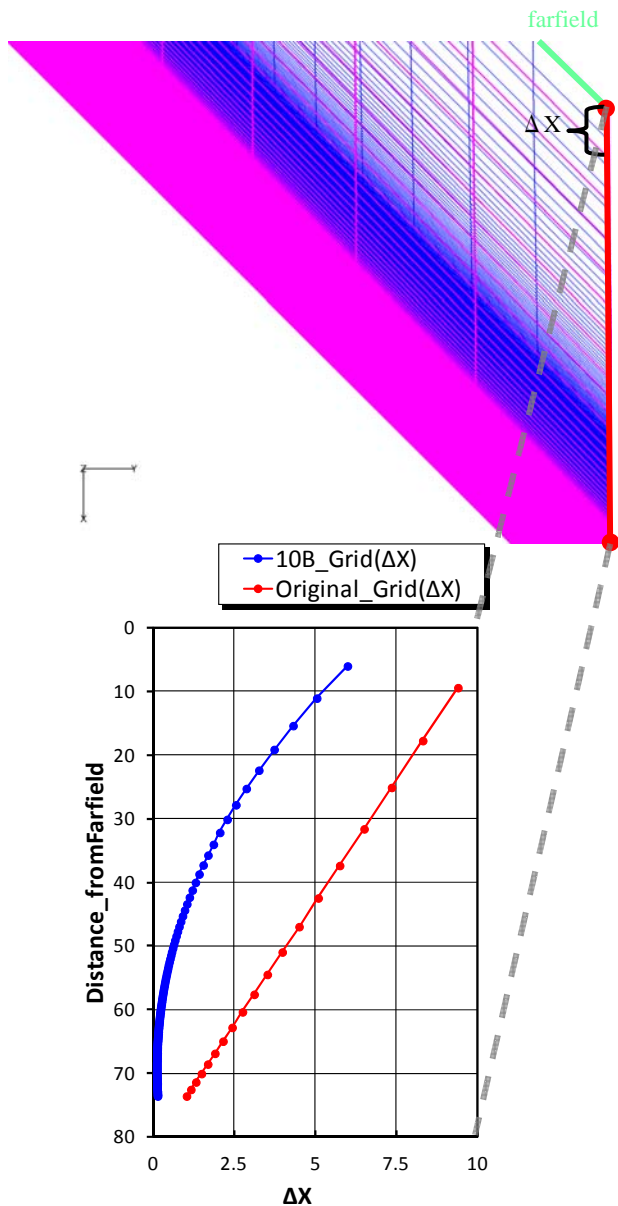


図 17 45 度斜め平板衝突ジェット解析格子における遠方境界付近の格子分布 赤:基本格子, 青:細分化格子

以上より、複雑な形状やトポロジを持つ格子に対しても、想定通りの格子生成が行われていることが確認でき、100億格子点クラスの大規模格子の生成において本手法及び本ツールが有効であることが実証された。

5. まとめ

NURBS Volume と TFI を組み合わせたマルチブロック構造格子の自動細分化手法を用いたツールの開発とその現状について紹介した。本手法及び本ツールの長所は以下の通りである。

- ・基本格子の持つ性質を生かしながら、任意の位置に格子点を生成しつつ、任意に格子点数を変化させることが可能となる。そのため、複数方向からのクラスタリングの制御等の複雑な自動細分化にも対応が可能となる。

- ・格子ブロック内部が NURBS Volume であらわされているため、曲面や曲線の表現に NURBS を使用している CAD との相性が良く、細分化によって新たに生成された格子点の境界形状への適合も容易となる。

- ・TFI を利用しているため、格子ブロックの境界边上での両端の格子幅や边上の格子点数、分布方法等の直感的で最小限の入力を与えるだけで細分化が可能である。

- ・最小格子幅等、変更したくない格子幅を保つことができる。

- ・MPI で並列化されており、スーパーコンピュータ上で数値シミュレーションのプリ処理として実行できる。そのため、大規模な格子データを手元で作って転送する必要がない。

- ・upacs-LES に必要となる境界条件、接続情報も生成できるため、利用者への負担が少ない。

また、開発した自動細分化ツールを実際の格子の細分化に適用した結果、100億格子点クラスの大規模格子の生成において、本ツールが有効であることが実証された。

今後は、実際の格子に合わせた更なる利便性の向上や高速化、「京」での性能調査とチューニング、更に大規模な格子生成への適用等を行いたいと考えている。

謝辞

本研究の一部は文部科学省「HPCI 戦略プログラム分野 4 次世代ものづくり」の支援により行われた。

参考文献

- 1) Fujimoto, K., and Fujii, K., "Study on the Automated CFD Analysis tools for Conceptual Design of Space Transportation Vehicles," Proc. 5th ASME/JSME Joint Fluid Engineering Conference, FEDSM 2007-37128, 2007.
- 2) Lahur, P, Ishida, T., Hashimoto, A., and Murakami, K., "Automatic Grid Generation of Complete Aircraft Model in Wind Tunnel Test for Navier-Stokes Simulation," AIAA Paper 2013-0555, January 2013.
- 3) 小野謙二, "設計における直交格子法の利用," ながれ 21, 2002, pp.16-25.
- 4) Nakahashi, K., and Kim, L.S., "Building-Cube Method for Large-Scale, High Resolution Flow Computations," AIAA Paper 2004-0423, January 2004.
- 5) Chan, W.M., "Developments in Strategies and Software Tools for Overset Structured Grid Generation and Connectivity," AIAA Paper 2011-3051, June, 2011.
- 6) Martin, W., & Cohen, E., "Representation and Extraction of Volumetric Attributes Using Trivariate Splines: A Mathematical Framework," Proc. 6th ACM Symp. on Solid modeling and applications, (2001) pp. 234-240.
- 7) Piegsl, L. & Tiller, W., "The NURBS Book," (Springer, 1996) pp. 364-382.
- 8) Thompson, J. F., Soni, B. K. & Weatherill, N. P., "HANDBOOK OF GRID GENERATION," (CRC PRESS 1999) pp. 3.1-3.15.
- 9) Vinokur, M., "On One-Dimensional Stretching Functions for Finite-Difference Calculations," J. Comp. Phys., 50-2 (1983) pp. 215-234.
- 10) 榎本俊治, 野崎理, 今村太郎, 山本一臣, "LES による円形ジェットの乱流混合騒音の数値予測," 第 21 回数値流体力学シンポジウム, B1-1, 2007.

軸対称型スクラムジェットエンジンのBusemann形状空気吸込み口の軸方向短縮過程におけるマッハ反射形態のヒステリシスの数値解析

小川秀朗 (ロイヤルメルボルン工科大学), モルダー・サンヌ (Ryerson大学)

Numerical Analysis of Hysteresis in Mode Transition of Centerline Mach Reflection in Stunted Busemann Intakes for Axisymmetric Scramjet Engines

Hideaki Ogawa (RMIT University) and Sannu Mölder (Ryerson University)

ABSTRACT

Hypersonic air-breathing propulsion, in particular, scramjet (supersonic combustion ramjet) engines, is a promising technology for efficient and economical access-to-space and atmospheric transport. Axisymmetric air intakes based on the Busemann geometry offer appreciable efficiency with maximum total pressure recovery and minimum shock loss, but the inherently long geometry incurs large skin friction drag and structural weight, requiring shortening by some means. Two distinctly different configurations of Mach reflection are found to exist at the centerline for identical inflow conditions and intake lengths in the course of shortening by axial contraction (stunting). Parametric studies with steady and transient numerical simulations are performed to examine the inviscid transient flowfields with variations in the shortening length and freestream Mach number. This paper presents the results and flowfields with focus on the variations of the exit Mach number and temperature as well as intake drag and discusses the hysteresis observed in the stunting and reverse (stretching) process of the Busemann intakes.

1. はじめに

空気吸込み式の極超音速推進機関は、経済的な宇宙輸送並びに高速な大陸間飛行を実現するための手段として期待されている。特にスクラムジェット（超音速燃焼ラムジェット）エンジンは、効率的かつ柔軟に物資を地球低軌道へ輸送するための有力な技術として、近年盛んに研究開発が進められている。スクラムジェットの作動は主に、インテーク（空気吸込み口）による大気中の空気の取り込みおよび圧縮、燃料噴射と混合及び燃焼、反応後の気体のノズルにおける膨張による推進力の発生という3つの過程により構成される。インテークは特に、高い全圧を保ちながら着火と燃焼に必要な高圧かつ高温の状態に流入空気を圧縮するための重要な役割を担っている。

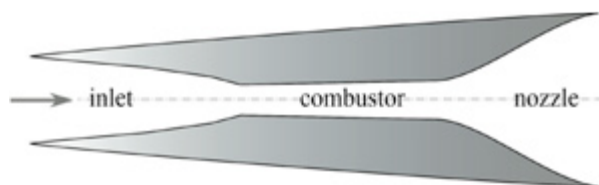


図1 スクラムジェットエンジンの構成

通常の始動状態において、スクラムジェット内の気流は全域において超音速でならねばならない。しかし、高圧縮のインテークは時として、上流に強い弓状衝撃波を

伴い内部流が亜音速となりチョークする不始動とよばれるモードに陥り、結果的に気体の流入量とエンジンの推力が劇的に低下する。このインテーク不始動は、特にSCRAMSPACEプロジェクト¹⁾で用いられているような、余剰な空気を外部に逃がす機構を持たない軸対称型内部圧縮式の形状に顕著であり、飛行中の自発的なエンジン始動の実現に向けて克服すべき大きな技術的課題である。その重要性ゆえに、余剰流体の多孔壁やスロットによる外部への排気や、ロケット形状のプラグの前方射出、薄膜の瞬間的な破断など、様々な手法が考案され、検討されてきた²⁾³⁾。

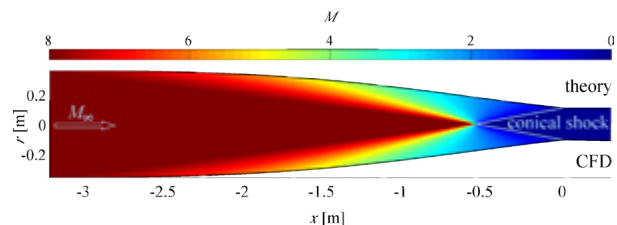


図2 Busemannインテーク内の非粘性流れ場（一様流マッハ数8、上：Taylor-Maccoll方程式解（理論）、下：Euler方程式解（数値計算））

Busemannインテーク⁴⁾ (図2) は、非粘性で収縮する流路において、円錐衝撃波による唯一のエントロピー増加を除き、97%という高い全圧回復を実現することが

できる⁵⁾。しかし、固有の非常に長い形状は、大きな構造重量を伴うだけでなく、粘性損失により全圧回復率は43%にまで低減してしまう。この問題に対処すべく、前縁切り詰め (leading-edge truncation) と軸方向の収縮 (stunting) という2つの短縮方法 (図3) をBusemannインテークに適用し、特に抵抗、圧縮効率、全圧回復といった性能評価を数値解析により行うパラメータ研究が実施された⁶⁾。

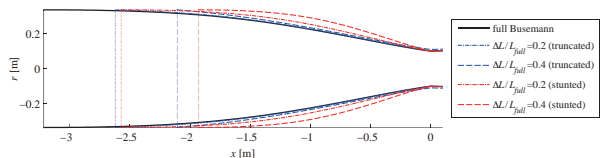


図3 前縁切り詰めと軸方向収縮により短縮されたBusemannインテークの形状 (一様流マッハ数8)

上述の研究⁶⁾では、軸方向への収縮過程において、同一の一様流マッハ数とインテーク長であっても、その長さに至る短縮行程により異なるマッハ反射の形態が存在するという現象が発見された。本論文では特に、ここで観察されたヒステリシスに関して、その発生要因やインテーク性能への影響を定常及び非定常の数値解析とパラメータ研究により考察する。

2. 解法

この研究では軸対称型スクラムジェットエンジンのインテーク内の流れに焦点を当てた解析を行う。高度30kmにおけるスクラムジェットによる飛行を想定し、静圧1197Pa、静温226.5Kの様な空気がマッハ8でインテークに流入するものとする。また境界層及びその干渉による影響を除外して、流れの圧縮と衝撃波に起因する現象に注目するため、本論文では非粘性の流れのみを扱う。Busemannインテークの形状はTaylor-Maccoll方程式を解析的に解くことにより取得する⁵⁾。軸方向収縮によるインテーク短縮の程度は、短縮された長さを元来の全長で無次元化した $\Delta L/L_{full}$ というパラメータにより表す。インテークの収縮比は11.2で一定で、出口 (スロート) 半径は0.1mである。

インテーク内の流れ場は、Metacomp社の高精度数値解析コードCFD++を用い、Euler方程式を空間2次、時間1次の精度でマルチグリッド手法を適用して陰的に解くことにより計算する。気流は完全気体の空気を仮定する。非定常流の計算では、時間刻み0.01ミリ秒ごとに内部反復を最大50回を行い、6ミリ秒間の流れ場を解析する。軸対称型インテーク内部の計算空間は、以前同様のインテーク形状の最適化に関する研究⁸⁾において行われた格子依存性の考察結果に基づき、表面に沿って276ノード、壁面に垂直な方向に201ノードの計55,000セルの二次元構造格子により表現する。

3. 結果および考察

一様流マッハ数8のBusemannインテークを軸方向収縮により徐々に ($\Delta L/L_{full} = 0.01$ ずつ) 短縮した際の流れ場を図4に示す。元々の流れ場 (図2) を含め、 $\Delta L/L_{full} = 0.33$ (図4(b)) までは、対称軸における衝撃波の反射は、正常反射に極めて類似しつつも、文献9)に証明されるように軸対称流れでは正常反射は存在せず、中心線上に微小なマッハディスクを伴う構造で、これを本論文ではマッハ反射形態Aと称する。ところが、 $\Delta L/L_{full} = 0.34$ に達した時点 (図4(c)) で突如として中央の対称軸上に顕著なマッハディスクが出現し (この状態をマッハ反射形態Bとする)、短縮を進めるにつれてその直径は増大し、 $\Delta L/L_{full} = 0.44$ (図4(d)) で最大となり、それを超えるとマッハディスクが上流に移動し始め、衝撃波構造が破綻し、インテーク内が全域亜音速となり、不始動に至る。

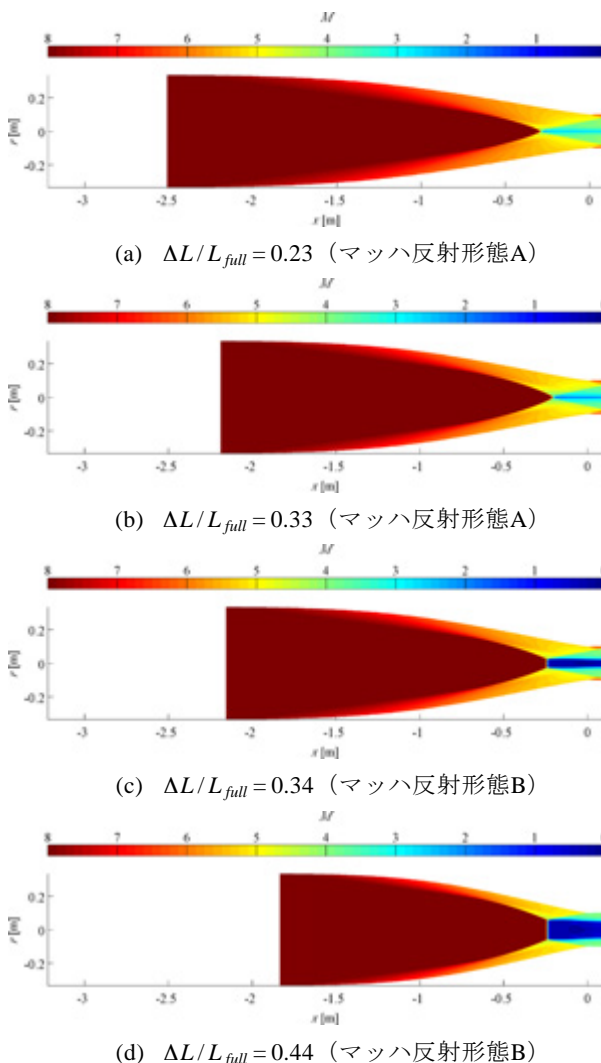


図4 Busemannインテークの軸方向収縮による短縮過程におけるマッハ反射形態の変化

このインテーク収縮過程における出口（スロート）断面での流れ場の変化を図 5 に表示する。y 軸が収縮の度合い ($\Delta L / L_{full}$) を示し、スロート位置での中心軸からの距離 r (z 軸) に対する物理量の変化が x 軸と色により表現されている。マッハ数分布 (図 5 (a)) を見ると、 $\Delta L / L_{full} = 0.33$ までは (対称軸上の特異点を除き) 断面全域で超音速であるのに対し、 $\Delta L / L_{full} = 0.34$ 以降はマッハディスクの出現に伴い、亜音速の領域が発生し、徐々にその径が拡大していく様子が確認できる。また温度分布 (図 5 (b)) を見ると、マッハディスクの発生に伴い、ほぼ垂直な衝撃波の下流で温度が局所的に急激に上昇し、インテークに続く部位である燃焼器内における性能に甚大な影響を与えることが予想される。

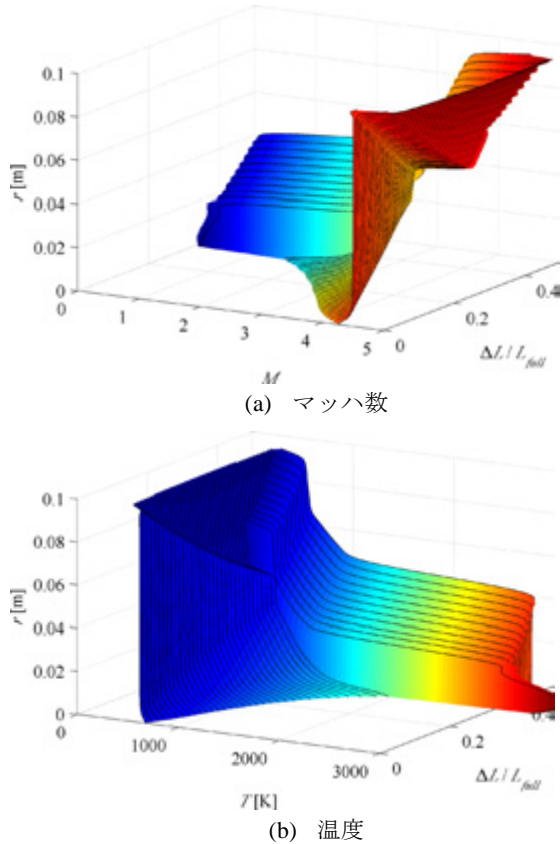
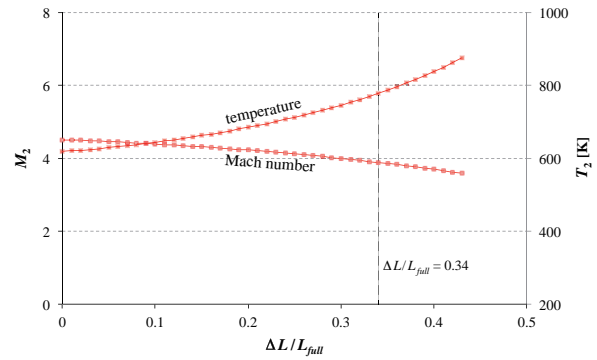
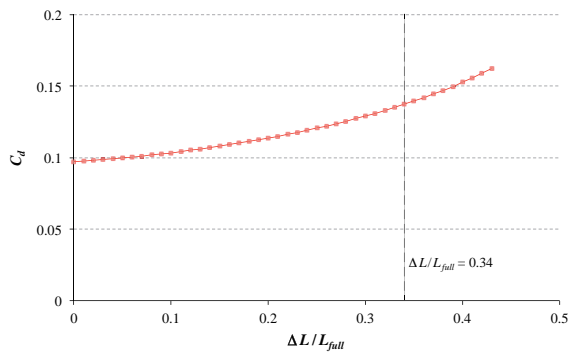


図 5 Busemann インテークの軸方向収縮による短縮過程中的スロート断面における流れ場の変化

前述の研究⁶⁾において、質量・運動流・エネルギーを保存する stream thrust に基づく手法¹⁰⁾を用い、インテーク短縮過程中的スロート断面での物理量を平均して得られたマッハ数と温度の変化を図 6 (a) に示す。ここで興味深いことは、図 4 の流れ場で $\Delta L / L_{full} = (b) 0.33$ から (c) 0.34 へ短縮した際に見られたマッハ反射形態のモード変化とマッハディスクの出現に伴う急激な流れ場の変化に係わらず、スロートでの平均のマッハ数と温度はスムーズに変化しているということである。図 6 (b) を見ると、インテークの抵抗係数もマッハ反射形態の切り替わりを経ても連続的に変化していることが分かる。

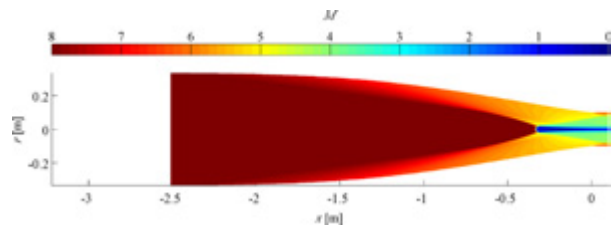


(a) スロート部の平均マッハ数と平均温度

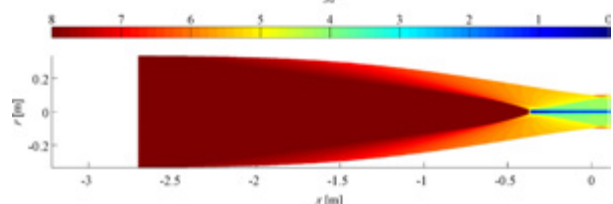


(b) インテーク抵抗係数

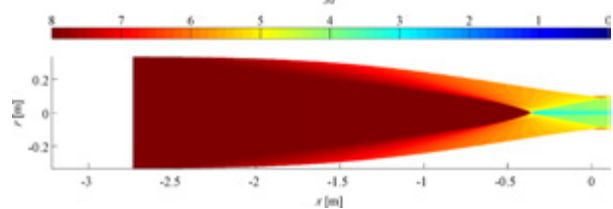
図 6 Busemann インテークの軸方向収縮による短縮過程中的スロート断面における平均マッハ数及び温度、並びにインテーク抵抗係数の変化⁶⁾



(a) $\Delta L / L_{full} = 0.23$ (マッハ反射形態 B)



(b) $\Delta L / L_{full} = 0.17$ (マッハ反射形態 B)



(c) $\Delta L / L_{full} = 0.16$ (マッハ反射形態 A)

図 7 軸方向に収縮した Busemann インテークの再伸張過程におけるマッハ反射形態の変化

図7は軸方向に収縮後に再伸張した際に見られた代表的な流れ場を示し、短縮過程とは異なるインテーク長さでマッハ反射形態の遷移が起きていることがわかる。両過程で観察されたヒステリシスをインテーク短縮の尺度 $\Delta L/L_{full}$ とマッハステムの高さ（またはマッハディスクの半径）の関係として図8に示す。マッハ反射の形態は、通常いわゆる三衝撃波理論（three-shock theory）に準じ、図9 (a)に表された三重点の下流において、剪断層の両側の流れ場は $p_{3a}=p_{3c}$ と $\theta_a=\theta_b+\theta_c$ という適合条件を同時に満たさなければならない。

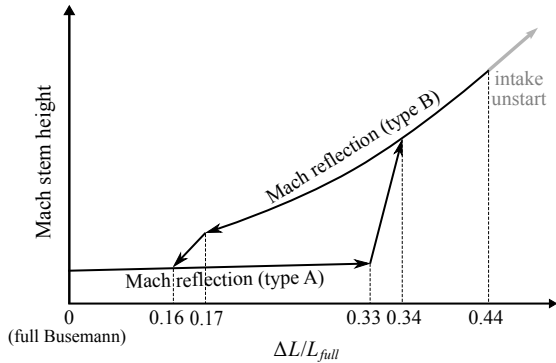


図8 Busemannインテークの軸方向伸縮過程におけるマッハ反射形態のヒステリシスの模式図

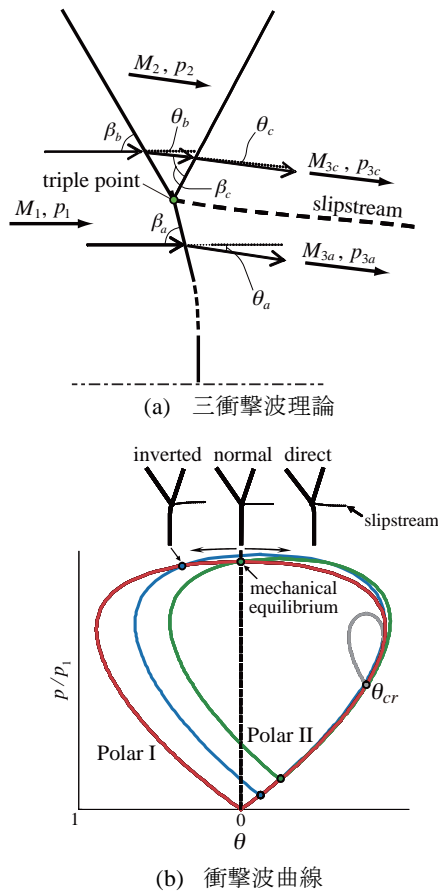


図9 三衝撃波理論における三重点周りの適合条件と衝撃波曲線に基づくマッハ反射形態の解析

マッハ反射の衝撃波構造は、転向角と圧力変化の関係に基づく衝撃波曲線により解析できる。図9 (b)においてPolar Iはマッハステム及び入射衝撃波を跨ぐ流れの変化を表し、Polar IIは反射衝撃波の前後の変化を表す。図4 (c)及び(d)のマッハ反射形態Bでは、ほぼ垂直なマッハステムと水平な剪断層が見られ、これは図9 (b)において垂直（normal）衝撃波構造に分類され、力学的平衡状態にあることが推定される。一方で図7 (a)及び(b)における衝撃波をよく見ると、マッハステムが前方に湾曲しており、また三重点下流の剪断層は上向きに屈曲しているため、図9 (b)において逆向き（inverted）衝撃波構造と分類される。これは再伸張過程において、入射衝撃波の相対的な強度が緩和されることに起因すると考えられる。

次にマッハ反射形態が切り替わる間際の2つのインテーク長さにおいて、一様流マッハ数の変化が衝撃波構造、特に対称軸における反射形態に与える影響を調べ、徐々に一様流マッハ数（インテーク作動速度）を変えながら、各マッハ数において非定常流の解析手法により定常状態に落ち着くまで計算するシミュレーションを行った。

図10に示されるのは、短縮過程においてマッハ反射形態Bの出現直後（図4 (c)）のインテーク長さ（ $\Delta L/L_{full} = 0.34$ ）で、一様流マッハ数を0.1刻みで少しずつ増加させながらマッハ12まで加速する過程で得られた流れ場である。マッハ数の増加によりマッハステムの位置は徐々に下流に移動しつつも、マッハ10（図10 (a)）とマッハ12（図10 (b)）のいずれにおいても、衝撃波構造は力学的平衡状態を保ったままのマッハ反射形態Bが維持されており、機体の加速（overspeeding）によりマッハステムを縮小しマッハ反射形態Aに戻すことは、実現が難しいことを示唆している。

これとは逆に、一様流マッハ数8でマッハ反射形態Aが保持される限界インテーク長 $\Delta L/L_{full} = 0.33$ において、一様流マッハ数を0.1刻みで徐々に減少する過程で得られた流れ場を図11に示す。図4 (a)及び(b)と比較すると、マッハ数の減少により反射衝撃波である円錐衝撃波の半頂角は徐々に大きくなるが、マッハ6（図11 (a)）は元々の衝撃波構造に類似した流れ場を呈している。さらに減速を進め、マッハ4（図11 (b)）においては、衝撃波の入射角・反射角ともに大きくなるため、下流壁面で二次的な反射が起き、中心線で2つ目のマッハ反射が生じているが、双方の反射とも、基本的には大きなマッハディスクあるいはステムを伴わないマッハ反射形態Aが持続されている。

上述の結果から、衝撃波のマッハ反射形態の切り替えには、機体の加速及び減速（あるいは一様流マッハ数の増加及び減少）がほとんど影響を与えないことが分かったが、ここで観察された物理現象の背景にあるメカニズム

ムの解明には、衝撃波理論に基づく精緻な追が必要である。特に入射衝撃波が屈曲し、三重点がその衝撃波に沿って移動し得る状況においては、図9 (b)における2本の衝撃波曲線の交点である三重点近傍の流れ場の適合条件のみに着目した三衝撃波理論 (図9 (a)) を適用した解析には特別な注意が必要である。三重点とそれに対応する反射衝撃波に関して複数の適合する解が存在し得るため、これが本研究で観察されたヒステリシスや文献(11)でも論じられている、マッハ反射並びに正常反射形態モードの唐突な変化の背景にある要因である可能性が推察される。

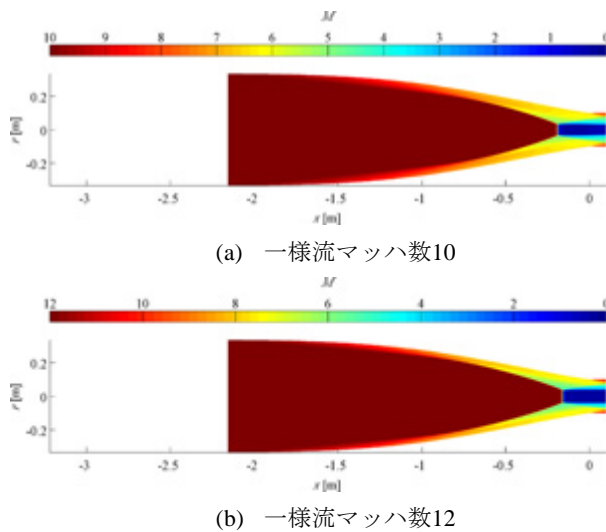


図10 マッハ反射形態Bの存在する限界長のインテークを一樣流マッハ数8から12に加速した際の流れ場の変化 ($\Delta L/L_{full} = 0.34$)

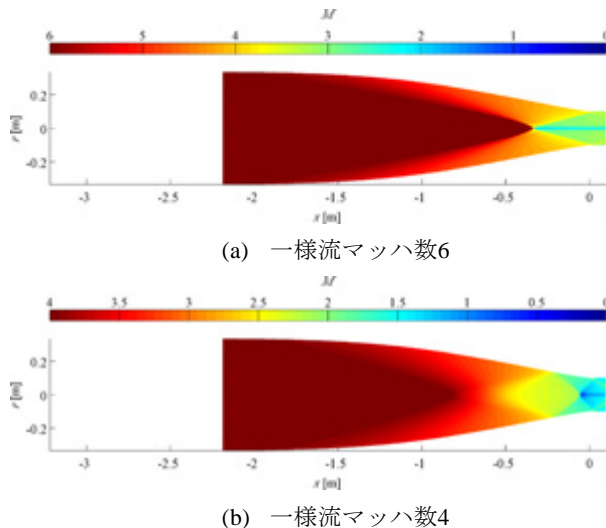


図11 マッハ反射形態Aの存在する限界長のインテークを一樣流マッハ数8から4に減速した際の流れ場の変化 ($\Delta L/L_{full} = 0.33$)

4. 結論

マッハ8の速度で作動する軸対称型内部圧縮式のスクラムジェットエンジンへの応用に向け、等エントロピー圧縮を活用して全圧損失を最小限に抑えることのできるBusemann形状の空気吸込み口 (インテーク) に関して、軸方向に収縮させた際の流れ場の変化を数値解析により検証した。気体の圧縮性と衝撃波の影響のみに注目するため非粘性を仮定し、非定常性を考慮した数値計算を用い、インテーク長の短縮の度合いや一樣流マッハ数を変化させながら、特に対称軸に発生するマッハ反射形態の変化とインテーク性能への影響に焦点を当てて考察を行った。

インテークの軸方向収縮による短縮過程において、あるインテーク長さ (全長の66%) において、中心線に特異点が存在し視認できるマッハディスクを伴わないマッハ反射形態Aから、中央に明確なマッハディスク (ステム) を伴うマッハ反射形態Bへと、突如として衝撃波構造のモード遷移が起きる現象が観察された。この急激な流れ場の変化に係わらず、スロート断面での平均マッハ数と温度、並びにインテークにかかる抵抗は、短縮過程を通じ、連続的に変化することが分かった。上述の変化が起きてから、逆にインテークの再伸張を行ったところ、当初の変化が起きた長さ (66%) を過ぎても、マッハディスク半径の縮小と前方への湾曲が進む状態が続き、インテーク長さが87%になってようやくマッハディスクが消失し、マッハ反射形態Aが回復されるという、顕著なヒステリシスが確認された。また、マッハ反射の形態が変化する間際のインテーク長さにおいて、機体の加速や減速が衝撃波構造に与える影響を調べるため、マッハ反射形態A及びBの限界インテーク長さにおいて、それぞれ一樣流マッハ数を徐々に増加または減少させながら流れ場の変化を観察した。その結果、マッハ12まで加速もしくはマッハ4まで減速してもマッハ反射の形態は変化せず、インテーク長の変化による影響とは対照的に、速度変化によるモード変化への影響は少ないことが分かった。

今回観察されたヒステリシス及びマッハ反射形態の唐突な変化の根底にある物理的要因の解明には、さらなる精査が必要で、三衝撃波理論と衝撃波曲線、非定常流れ場の数値解析を融合した複合的アプローチにより、今後も追究を続ける予定である。

5. 謝辞

本研究は筆頭著者・共著者がそれぞれ受給するDECRA (DE120102277) と Discovery (RGPIN/298232-2009) の両研究助成事業の一環で行われ、豪州政府 Research Council とカナダ政府 National Science and Engineering Research Council に謝意を表します。

参考文献

- 1) Boyce R. R., Tirtey S. C., Brown, L., Creagh, M., and Ogawa, H., “SCRAMSPACE : Scramjet-based Access-to-Space Systems”, AIAA Paper 2011-2297, 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, San Francisco, CA, 2011.
- 2) Timofeev, E., Tahir, R., and Mölder, S., “On Recent Developments Related to Flow Starting in Hypersonic Air Intakes”, AIAA Paper 2008-2512, 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Dayton, OH, 2008.
- 3) Ogawa, H., Grainger, A. L., and Boyce, R. R., “Inlet Starting of High-Contraction Axisymmetric Scramjets”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 26, No. 6, 2010, pp. 1247-1258.
- 4) Busemann, A., *Die achsensymmetrische kegelige Überschallströmung Luftfahrtforschung*, Vol. 19, 1942, pp. 137-144.
- 5) Mölder, S. and Szpiro, E. J., “Busemann Inlet for Hypersonic Speeds”, *Journal of Spacecraft*, Vol. 3, No. 8, 1966, pp. 1303-1304.
- 6) Ogawa, H., Mölder, S., and Boyce, R. R., “Effects of Leading-Edge Truncation and Stunting on Drag and Efficiency of Busemann Intakes for Axisymmetric Scramjet Engines”, *JSME Journal of Fluid Science Technology*, in press (accepted on 7th May 2013).
- 7) CFD++, *Software Package*, Ver. 8.11, Metacomp Technologies, Inc., CA, 2009.
- 8) Ogawa, H., Boyce, R. R., “Physical Insight into Scramjet Inlet Behavior via Multi-Objective Design Optimization”, *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 8, 2012, pp. 1773-1783.
- 9) Rylov, A. I., “On the impossibility of regular reflection of a steady-state shock wave from the axis of symmetry”, *Prikl Mat Mekh*, Vol. 54, 1990, pp. 200-203.
- 10) DeBonis, J. R., Trefny, C. J., and Steffen, Jr., C. J., “Inlet Development for a Rocket Based Combined Cycle, Single Stage to Orbit Vehicle Using Computational Fluid Dynamics”, AIAA Paper 99-2239, 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Los Angeles, CA, Jun 1999.
- 11) Henderson, L. F., “Structure of the Flow Associated with a Two-Dimensional Supersonic Intake”, *The Aeronautical Quarterly*, Vol. 16, 1965, pp. 123-138.

スクラムジェットエンジン燃料最適化分布に向けた検討

－質量流率との対比

佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田) 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)

Study on Optimization of Fuel Injection Distribution in a Scramjet Engine - Comparison to Mass Flux

by

Shigeru Sato (JAXA Kakuda), Takahiro Watanabe (Hitachi East Japan Solutions),
Masaaki Fukui (Space Service) and Toshihiko Munakata (Hitachi East Japan Solutions)

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 tested at the flight condition of Mach 6 in RJTF showed very important characteristics depending on internal geometry. CFD has been carried out to solve the inner air flow, and some concepts for the design method have been found by the authors. This time, mass flux (density times velocity) distributions in the engine inner flow is calculated for two engine configurations. One is an engine configuration with rectangular-tailed strut which showed the good performance in the engine test at RJTF, and the other one is a virtual engine configuration with boat-tail strut which will be an improved configuration of the former. CFD results showed that the mass flux distribution is better than that of configuration with rectangular-tailed strut. Discussion on the better fuel distribution is described based on the result of mass flux distributions in the two engine configurations in this paper.

1. 始めに

スクラムジェットエンジン (Scramjet Engine : supersonic combustion ramjet engine: 空気吸い込み型超音速燃焼エンジン) は将来の極超音速推進機関として、欧米を始め諸国にて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。最近では、米国が実施した X-51 飛行試験⁽¹⁾、及び X-51A 飛行試験、また米国が豪州と共同で進めつつある試験飛行⁽²⁾がある。我が国でも以前から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時代からラムジェットエンジン試験設備 (Ramjet engine Test Facility: 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多数行って来た^{(3)~(12)}他。

この試験の中でマッハ 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⁽³⁾。過去にも、諸国によるストラットの空力的効果の研究を概観の上 CFD による部分的検討を行い衝撃波等の構造を調べた⁽¹³⁾。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⁽¹⁴⁾。佐藤らは宇宙機構角田

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流れの精査を進める過程で高温三角域の概念を立てた⁽¹⁵⁾。

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速やかで円滑な移行に有効なエンジン内部流温度分布である。詳細は文献⁽¹⁶⁾に譲る。このカウルとストラットの組み合わせに於いて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。延いては空気圧縮行程の短縮化によりエンジンを小型化し得る。今日までも数通りの形状を考案し、エンジン試験結果と CFD 結果とを対比し、より適切な形状とその決め方を追求している^{(17)~(22)}。

ストラット後縁の形状については、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ことが必要である。先の平成 23 年度及び 24 年度の発表^(23,24)では、ボートテイル形状ストラットの後流では流体滞在時間が他エンジン形態に見られぬ凸型分布となり、燃料分布の適正化と推力性能の増進に資する可能性があることを示した。今回はエンジン内部流の質量流率 (密度×速度: ρu) の分布を踏まえ、燃料の適性分布の方法につ

いて空力的に検討を行う。質量流率 ρu 分布に着目するのは、燃料当量比分布の適正化を図る上で、燃料を質量が豊富に流れている所に拡散させることが必要と考えるからである。

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エンジン試験設備 (RJTF) にてエンジン試験に供した形態⁽³⁾である。尚、図では天秤に乗せた姿を示している。

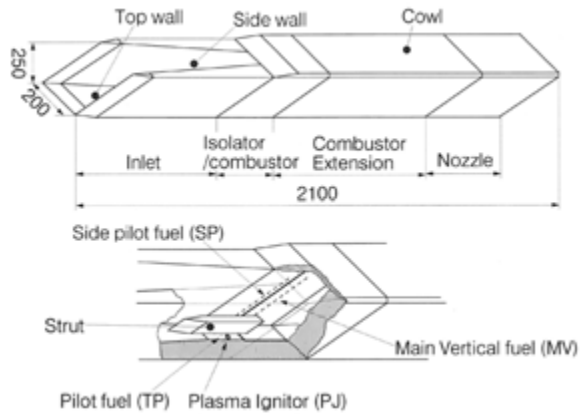
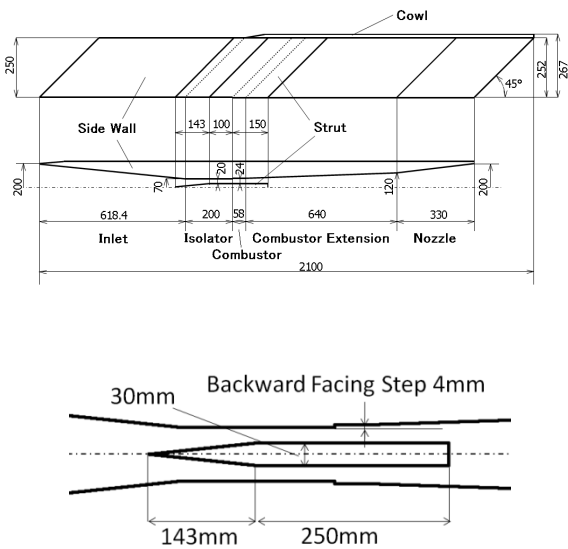


Figure 1. Outline of scramjet engine tested.⁽³⁾ The engine is set upside-down on the test bed.

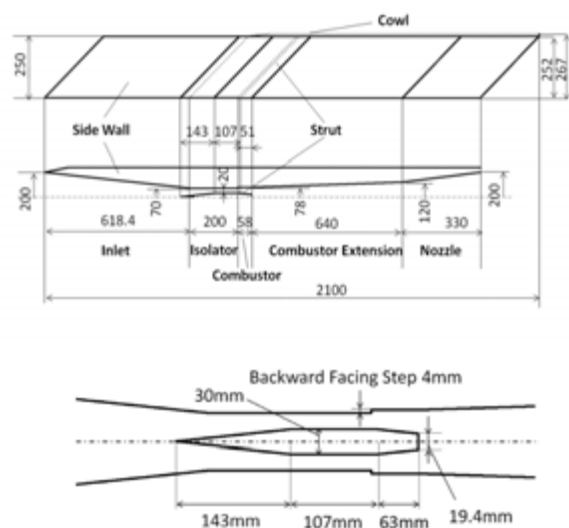
当エンジンは、インレット、分離部、燃焼器、燃焼器拡大部、ノズルより成り、正面が幅200mm、高さ250mmで全長が2100mm、側板全体に45度の後退角を有するものである。矩形断面は両側板、天板、カウルの4枚より成る。分離部の出口には側板及び天板に後ろ向きの段差があり、側板の段差の下流32mmの所が燃料噴射孔12本の並ぶ位置に当たる。ストラットはインレットから燃焼器拡大部に掛けて装着する。その高さは側板と同じであり『5/5高さ』(又は5/5H)と記す。飛行条件はマッハ6相当(エンジン入口マッハ数5.3)、総温1500K、機体下面境界層厚み等とした。これらの条件は当宇宙機構角田で実施したエンジン試験(試験番号M6S43等)に対応するものであり、この試験は、燃料を小流量側から増加すること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を得た好成绩のもの⁽³⁾である。

2-2 比較対象の形態-ボートテイル形

図2には5/5高さストラット形態とそれに対比するボートテイル形ストラット形態の詳細を示す。何れのストラットも側板と同じ高さのストラットではあるが、当論文では上の様に呼び分ける。5/5高さストラットは後縁部分が矩形であり、ボートテイル形ストラットは後縁手前で一旦絞られた形であり全長も短い。5/5高さストラットが393mm、ボートテイル形ストラットは313mmである。図2(a)及び(b)に各拡大図も示す。ボートテイル形状の主旨は、後縁を絞り長さも詰めて抗力を下げることと、後縁下流にて流体の滞在時間を確保することの両立である^(23,24)。



(a) 5/5H Strut configuration



(b) Boat-tail Strut configuration

Figure 2. Two types of struts. The 5/5H Strut configuration (left) and the Boat-tail Strut configuration (right) are compared by means of CFD.

2-3 計算方法

計算格子は構造格子で、最小格子幅はストラット前縁位置の 0.1mm である。計算ではエンジン左右中央断面を対称面とする左舷半裁を対象とし、格子数は最大 408 × 113 × 95 (約 438 万)、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 3 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統合スーパーコンピュータ『JSS』を用いた。角田からは遠隔利用である。

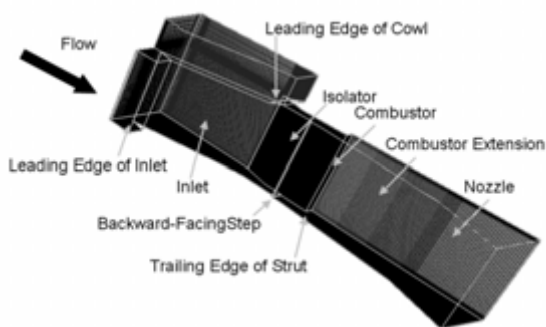


Figure 3. Engine model and computational grids.

3. 結果及び検討

3-1 エンジン各断面での質量流率分布

質量流率 ρu 分布に着目するのは、冒頭で述べた通り、燃料当量比分布の適正化を図る上で、燃料を質量が豊富に流れている所に拡散させることが必要と考えるからである。

図 4 に質量流率 ρu 分布を示す。左の列の 4 枚は 5/5 高さストラット形態のもの、右の列の 4 枚はポートテイル形ストラット形態のものである。また、個々の図に於いて左がインレット、右がエンジン出口、上がカウル、下が天板である。この図では両形態の内部流れにおける質量流率分布を主要断面位置で示したものである。上から順に①は燃焼器入口段差部、②は燃焼器平行部出口、③は燃焼器拡大部出口、④はエンジン出口部のものである。これにより、エンジン内部流の ρu 分布と、同内部流の歪みが進む過程を把握することが出来る。

この結果を概観すると、両形態とも①燃焼器入口段差部、②燃焼器平行部出口部の辺りではカウル寄りの領域に高い値を示しているが、下流の③燃焼器拡大部出口部、④エンジン出口部では天板寄りの領域に高い値が偏って来ていることが分かる。

これはカウル衝撃波によりエンジン内流れが天板側

に曲げられることによるものであり、カウル上流に流入気流の逃し口を有する当エンジン形態が故の流れ場の特性である。しかし、そうした特性の強い流れ場であっても、ポートテイル形ストラット形態の方には相対的な違いが見い出せる。

ポートテイル形ストラット形態とは、5/5 高さストラット形態を基に、ストラットの全長を短くし且つ後縁部分に絞りを設けたものである。詰まり、元の形態に対して後縁部分を改良したものである。この改良とは、高温三角域を確保しつつストラットの抗力を減ずると共に同後流域における流体の滞在時間を確保するものである⁽²⁴⁾。

この質量流率の分布を比較すると、相対的にポートテイル形ストラット形態の方が一様分布に近い。5/5 高さストラット形態で見られる天板と両側板に当量比分布が偏る分布は緩和し得る可能性がある。今後、CFD による試行を進める必要がある。

図 5 には出口における質量流率分布を拡大して示す。5/5 高さストラット形態では側板の上下方向そして天板寄りに偏っているものが、ポートテイル形ストラット形態では若干緩和され左右も均され相対的に一様分布に近づいているのが分かる。

このポートテイル形ストラット形態は抵抗減と流体滞在時間確保を企図したものであったが、副次的に質量流率分布偏りの緩和が得られている。

3-2 燃料分布の改善策

上述の質量流率分布に燃料を満遍なく拡散させる方策は何が適切か以下検討する。従来の側板垂直噴射については、噴射孔の数と位置を制御する、通称『側板固め噴射』という改善策があり、一定の有効性は確認されているが、検討対象を広くとれば、ストラット側面噴射と言う策も選択肢に入れて置く必要がある。一部は既に当機構で行ったマッハ 8 試験で少数ながら実施例が有り有効性が確認できる。筆者らは、質量が豊富に流れている所に燃料を的確に拡散させるには何に着目して考えるのが適切なのか検討を進めている^{(25)~(28)}。

質量流率 ρu 分布に着目すると、両形態ともカウル側に高い分布となっている①燃焼器入り口段差部から②燃焼器平行部出口を含んだ区間でカウル寄りの箇所にて側板及びストラットから噴射するのの一考に値する。

更に、ストラット後流利用噴射と言う策がある。筆者らが指摘している、ストラット背面のエンジン縦方向流体輸送現象⁽²⁹⁾を利用し且つ流体滞在時間の長さを利用し燃料の拡散を図るものである。今後 CFD にて具体策を試行する価値が有る。

考えられる策を列挙する。①噴射孔数を制御した側板垂直噴射、②ストラット側面の後縁寄りの箇所からの垂直噴射、③ストラット天板寄り箇所からの噴射 (ストラ

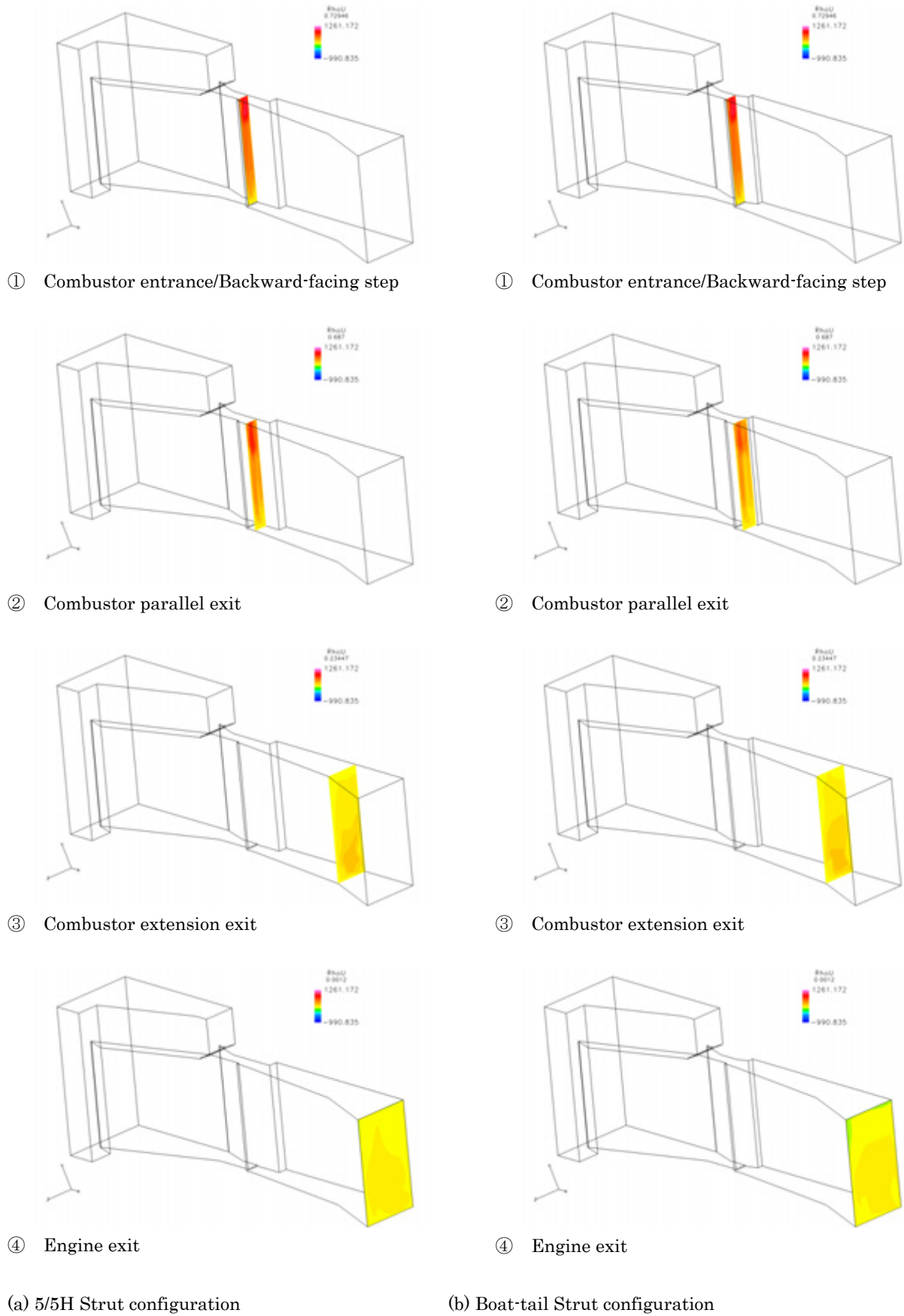


Figure 4. Mass flux distribution in sections along the engines. The 5/5H Strut configuration (left) and the Boat-tail Strut configuration (right) are compared.

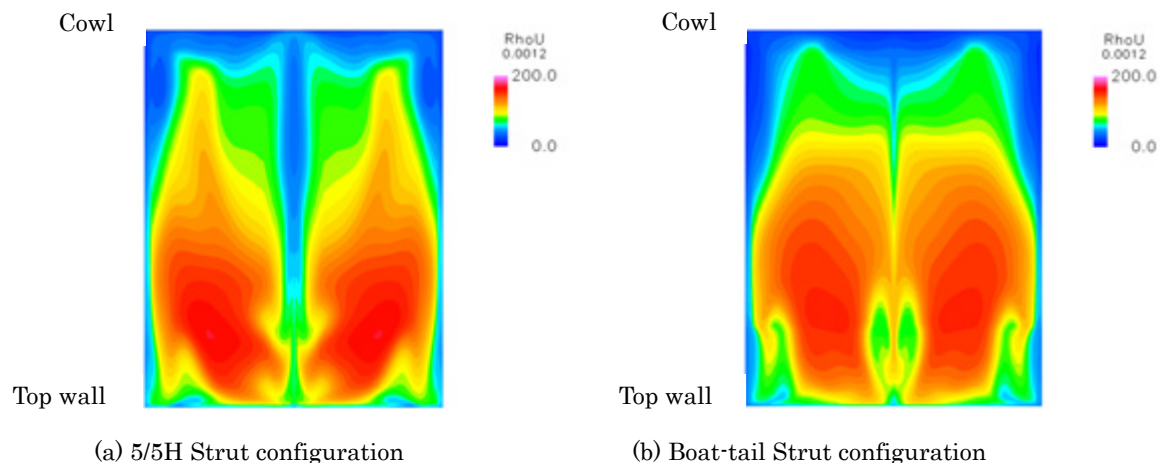


Figure 5. Mass flux distribution in the engine exit cross section. The mass flux distortion in the Boat-tail Strut configuration is better than in the 5/5H Strut configuration.

ット背面の輸送現象の利用) 何れも CFD 援用にて仮想実験は可能である。

近年電算機の性能が飛躍的に向上し続けているとは言え、若干の条件変更毎にエンジン全体の燃焼込みシミュレーションを行うのは必ずしも現実的ではない。計算負荷の軽い条件で基本特性を調べ、好特性を示す可能性のあるものを対象に絞り込むのが現実的な方法と考えている。この考えに基づき、空力的な諸量を把握した上で次の段階に進むこととする。この(密度×速度)場による評価方法も各事例に適用しながら検討して行く必要がある。

因みに、ボートテイル形ストラット形態の特徴は、高温三角域を有する、ストラット抗力が比較的小さい、ストラット後流に流体の長い滞在時間が有り又エンジン縦方向に流体輸送現象を有する、質量流率分布が比較的良好と言う点である。エンジン試験実施済みの形態との対比は有意義である。

4. 終わりに

エンジン試験結果で良好な性能を示した、側板と同じ高さのストラットで、後流域に長い滞在時間が有る 5/5 高さストラット形態エンジンと、その改良型であるボートテイル形ストラット形態エンジンの質量流率分布を CFD 援用にて比べた。

- 1) 質量流率 ρu 分布の両形態比較に於いてボートテイル形態の方が相対的に一様分布に近い。
- 2) 燃料分布の最適化には、 ρu 分布の大きな所に燃料当量比の適正值を持って行く必要が有り、ストラット周りからの噴射も検討に値する。

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) 遠隔利用や可視化図作成には角田計算センター高橋正晴氏の支援を得た。又、一部計算コードの使用には小寺正敏研究員の助言等を得た。紙面を借り謝辞申し上げる。

参考文献：

- 1) Brink, C. et al. : The X-51 Invited Session, AIAA Joint Propulsion Conference, Nashville, 2010.
- 2) Jackson, K. et al. : HIFiRE Flight 2 Project Overview and Status 2011, AIAA Paper 2011-2202, 2011.
- 3) 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.
- 4) Kobayashi, K. et al. : Supersonic Flow Ignition by Plasma Torch and H_2/O_2 Torch, J. Propulsion & Power, 20 (2004), pp. 294–301.
- 5) 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.
- 6) 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.
- 7) 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.
- 8) 植田修一：マッハ6条件における多段燃料噴射型ス

- 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。
- 9) 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。
- 10) 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。
- 11) 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。
- 12) Ueda, S. et al. : Mach 6 Tests of a Scramjet Engine with Multi-Staged Fuel Injection, AIAA Paper 2006-1027, 2006.
- 13) Hasegawa, S. et al. : Aerodynamic Analysis of Scramjet Engines under the Flight Condition of Mach 6, AIAA Paper 2002-5128, 2002.
- 14) 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.
- 15) 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。
- 16) 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.
- 17) 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。
- 18) 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，JAXA-SP-09-011，平成 22 年 2 月。
- 19) 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。
- 20) 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。
- 21) 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，JAXA-SP-10-012，平成 23 年 2 月。
- 22) 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.
- 23) 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後縁形状決定法に関する検討，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 論文集，JAXA-SP-11-015，平成 24 年 3 月。
- 24) 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後縁形状と流体滞在時間，第 44 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 2012 論文集，JAXA-SP-12-010，平成 25 年 3 月。
- 25) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン燃料最適分布に向けた検討—密度分布に対応した噴射方式，日本航空宇宙学会北部支部講演会，平成 24 年 3 月。
- 26) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン燃料最適分布に向けた検討，日本航空宇宙学会北部支部講演会，平成 23 年 3 月。
- 27) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン内流れにおける衝撃波構造と燃料当量比分布—未燃焼状態からの推論法の可能性，平成 22 年度衝撃波シンポジウム，平成 23 年 3 月。
- 28) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン内流れにおける衝撃波構造と燃料当量比分布—未燃焼状態と燃焼状態の比較，平成 23 年度衝撃波シンポジウム，平成 24 年 3 月。
- 29) 佐藤茂他：スクラムジェットエンジン内ストラット後流における流体輸送，平成 24 年度衝撃波シンポジウム，平成 25 年 3 月。

