



ISSN 1349-113X
JAXA-SP-14-010

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第46回流体力学講演会/
第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集

2015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46回流体力学講演会/ 第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集

Proceedings of the 46th Fluid Dynamics Conference /
32nd Aerospace Numerical Simulation Symposium

開催日：平成26年7月3日（木）～4日（金）
開催場所：弘前文化センター

3 July ~ 4 July, 2014
Hirosaki Bunka Center

2015年3月
March 2015

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

今年度の第32回ANSS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、弘前文化センター(青森県・弘前市)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10テーマ及び一般講演について134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、中部大学(元名古屋大学)・中村佳朗教授より「航空宇宙工学における流体力学」、弘前大学・稲村隆夫教授より「液体ロケット用燃焼器における推進薬の微粒化」、カンザス大学・Z.J.Wang 教授より「Perspective on adaptive high order CFD methods」との題目でご講演をいただくとともに、昨年につき、パネルディスカッション「航空教育支援フォーラム:航空人材育成の共通プラットフォーム構築に向けて」を実施し、219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、非定常空力技術、航空宇宙の空力音響技術、構造に関するシミュレーション・検証試験技術、先進流体計測技術、デトネーション応用、航空宇宙におけるHPCの動向、宇宙輸送及び推進系技術、に関するセッションを設け、各々の技術分野における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、再突入・高温気体、に関する研究発表が多くみられ、シミュレーション技術のみならず、実験・計測による検証により流体现象解明に向けた研究成果が報告され、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、航空分野における人材育成にCFDプログラムを教育支援ツールとして導入することで、特に地方からの航空人材育成の活性化を図ることに關し活発な議論がなされました。次世代の航空分野における研究者、技術者の育成に向け、学会活動の一環として人材育成のすそ野の強化を図るため、このような新しい試みを教育の現場へ広く普及させることの必要性を強く感じました。

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澤田恵介東北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26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)、高橋孝(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、高石武久、長谷川進、藤田直行、牧野好和、松尾裕一、松山新吾、村上桂一、山根敬

目 次

1. 超音速流れ中の円錐上境界層における γ - Re_{θ} 遷移モデルの検証	1
棟石 篤 (IHI エスキューブ), 宇賀神 裕樹 (IHI エアロスペース)	
2. 複数面ステレオ PIV 計測データを用いた翼後流圧力推定計算	7
山口 銀河, 松島 紀佐 (富山大学), 加藤 裕之 (宇宙航空研究開発機構)	
3. JAXA 相模原アーク風洞の特性評価	13
下田 孝幸, 山田 和彦 (宇宙航空研究開発機構/宇宙科学研究所), 高橋 裕介 (北海道大学)	
4. 10kW 級 Φ 75mm 大口径 ICP 加熱器の気流特性に関する研究	17
宮谷 聡 (東京大・院), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA/ISAS)	
5. MHD パラシュート効果による超軌道再突入環境下の空力加熱低減の可能性	23
下澤 雄太, 益田 克己, 藤野 貴康 (筑波大学)	
6. 3 次元磁場配位による磁気シールド効果への影響	29
永田 靖典 (岡山大学), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA/ISAS)	
7. 熱的非平衡モデルによるソニックブーム Rise time 予測に関する数値的研究	35
山下 礼 (東大院), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)	
8. 超音速流における主翼前縁および後縁の後退角の空力特性への影響の CFD 解析	41
竹内 和也, 直井 健悟, 松島 紀佐 (富山大学)	
9. 超音速航空機の離陸性能最適化を含む概念設計に向けた研究	47
李家 賢一, 豊田 広祐 (東京大学大学院工学系研究科), 郭 東潤 (宇宙航空研究開発機構)	
10. JAXA 新スパコン JSS2 の導入目的と構成概要	53
藤田 直行 (宇宙航空研究開発機構)	
11. 弱電離プラズマ流制御技術の実証に向けた強磁場源の開発と運用について	57
永田 靖典 (岡山大学), 山田 宗平 (早稲田大学), 山田 和彦, 安部 隆士 (JAXA/ISAS)	
12. 地面効果内のヘリコプタ・ロータによるダウンウォッシュの数値解析	63
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)	
13. <i>rFlow3D</i> のロータ性能予測精度の検証	69
菅原 瑛明 ((株)菱友システムズ), 田辺 安忠 (宇宙航空研究開発機構)	
14. ヒドラジン / 二酸化窒素同軸噴流の特異な二重火炎構造	75
谷 洋海 (宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センター), 寺島 洋史 (東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻), 越 光男 (横浜国立大学大学院), 大門 優 (宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センター)	

15.	RBCG エンジン搭載スペースプレーン極超音速空力性能の機体・推進統合解析	81
	船坂 百合香 (東京大学大学院), 渡邊 保真 (東京大学工学系), 鈴木 宏二郎 (東京大学新領域)	
16.	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ー燃料偏在の補正法	87
	佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田), 福井 正明 (スペースサービス), 渡邊 孝宏, 宗像 利彦 (日立ソリューションズ東日本)	
17.	有限体積法における高次精度流束積分スキームの提案	93
	玉置 義治, 今村 太郎 (東京大学大学院)	
18.	HR-SLAU2 および HR-AUSM ⁺ -up : 高解像度非定常空力シミュレーションに向けて	99
	北村 圭一 (名古屋大学・現 横浜国立大学), 橋本 敦 (JAXA)	
19.	一様等方性圧縮性乱流の音源分布	105
	寺門 大毅 (東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻), 野々村 拓, 佐藤 允, 藤井 孝藏 (宇宙科学研究所 / 宇宙航空研究開発機構)	
20.	超小型衛星の衝撃応答予測に関するシミュレーション	113
	畑村 透, 増井 博一, 趙 孟佑 (九州工大), 前野 一夫 (木更津高専)	
21.	適合壁における二次元翼非定常空力計測試験とその解析	117
	齊藤 健一, 吉本 周生 (宇宙航空研究開発機構)	
22.	ONERA-M6 風洞試験における風洞壁干渉の影響の検証	121
	南部 太介 (早稲田大学), 橋本 敦, 青山 剛史 (宇宙航空研究開発機構), 佐藤 哲也 (早稲田大学)	
23.	気流に垂直な平面と凹および凸曲面の極超音速衝撃波形状に関する研究	127
	ヴァシシュタ アシシュ (東大院), 渡邊 保真 (東大工学系), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)	
24.	極超音速希薄空力特性に及ぼす表面モデルの影響	133
	小澤 宇志, 鈴木 俊之, 藤田 和央 (宇宙航空研究開発機構)	
25.	超音速流中における凹状物体まわりの流れの高精度数値計算	139
	尾崎 彰彦, 豊里 理紗, 高倉 葉子 (東海大学大学院工学研究科機械工学専攻)	
26.	大気圏再突入時における ESA ARD 周りの高エンタルピー流に関する 非構造格子解析モデルの検証	145
	中里 玲王 (北海道大学大学院工学院), 高橋 裕介, 大島 伸行 (北海道大学大学院工学研究院), 溝渕 泰寛, 村上 桂一 (宇宙航空研究開発機構)	
27.	固気相連成問題におけるインターフェースモデルの構築と高速流解析への応用	151
	黒滝 卓司 (JAXA), 住 隆博 (鳥取大学)	
28.	超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーション	157
	河合 宗司 (宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所)	

29. $Re = 30,000$ におけるDBDプラズマアクチュエータを用いた翼面上の境界層剥離の抑制 - 変調周波数と渦の挙動の関係 - 163
丸山 央貴 (日本大学大学院),
大竹 智久, 村松 旦典 (日本大学理工学部)
30. 超低レイノルズ数におけるコルゲート翼の空力特性 169
岡本 正人, 鮫名 啓太 (金沢工業大学)
31. 反射を利用した爆轟波生成装置の連続運転条件における円筒爆轟波の生成 173
亀山 頌太, 菊地 敬太, 桧物 恒太郎, 脇田 督司, 戸谷 剛, 永田 晴紀
(北海道大学大学院)
32. 電極現象を考慮した電磁流体シミュレーションによるMPDスラスターの性能予測 179
川崎 央 (東京工業大学), 窪田 健一, 船木 一幸 (宇宙航空研究開発機構),
奥野 喜裕 (東京工業大学)

超音速流れ中の円錐上境界層における γ - Re_θ 遷移モデルの検証

棟石篤 (IHI エスキューブ), 宇賀神裕樹 (IHI エアロスペース)

Validation of γ - Re_θ Transition Model for the Supersonic Boundary-layer on Cones

by

Atsushi Muneishi (IHI Scube Co., Ltd.) and Hiroki Ugajin (IHI AEROSPACE Co., LTD.)

ABSTRACT

The γ - Re_θ Transition Model was applied to predict the supersonic boundary-layer transition on cones and the results were compared with flight experiments and wind tunnel ones. The model failed to predict important effects in high Mach number flows, i.e. higher mode instability, heat transfer and entropy layer. Although the prediction accuracy of the current γ - Re_θ Transition Model in high Mach number flows is not good, the distinctive advantages of the model such as low computation load and suitability for parallel computing are desirable and should be maintained in improvement to come. Fundamental data to make the correlation which involves the effects of Mach number, heat-transfer, entropy layer and cross-flow etc. are needed.

1. はじめに

超音速境界層が層流から乱流に遷移すると空力係数と空力加熱率が急激に変化, 特に空力加熱率は層流境界層の5倍にも達することもある¹。このため宇宙往復機などの開発においては, 超音速流中の空力と熱防御設計での層流-乱流遷移を精度良く予測することが重要である。

境界層の層流-乱流遷移は, 擾乱の受容過程, 線形的な発達から非線形的相互干渉, ブレークダウンなどを経る複雑な現象で, 長年の研究によって現象の解明は着実に進んでいる²が, 工学的実用の観点からは未だに十分とは言えない。すなわち, 設計段階における精度の高い遷移予測は非常に難しい。今後も基盤的研究が進められるとともに, これに基づく実用的な方法の確立が強く望まれる。

境界層遷移の様々な予測方法を大別すると, (1) 関連パラメータ(たとえば Re_θ)にて判定するもの, (2) e^N 法に代表される擾乱増幅を計算して閾値にて判定するもの, (3) 近年の計算機性能向上による直接計算がある。(3)は厳密かつ詳細な現象まで捉えられる³が, 計算負荷が高く, 工学的に実用できる時期はかなり先である。(2)については, 様々な流れについて定性・定量的に良い結果が報告されている⁴が, 設計に多用される所謂 RANS のCFDコードとの組み合わせは容易でない。(1)については, 幾つかの方法^{5,6,7}が提案されている。特に, Menterら^{8,9,10}の γ - Re_θ 遷移モデルについては, 境界層運動量厚さなどの積分パラメータを直接計算せず, 局所パラメータのみで遷移判定を行うため, 非構造格子および分散メモリ並列計算との相性も良いなど, 優れた特徴がある。多くの流れ場における検証にて良好な結果も示され, 市販CFDコードのFLUENT, CFXやSTAR-CCM+にも標準機能として搭載されるなど普及が進み, 改良に

ついで報告^{11,12,13}も増えている。しかし, この方法は主に低いマッハ数での相関式に基づいているため, 高マッハ数流れでの精度は高くないと懸念されるが, この点は定量的に明らかにされていない。

このような現状を踏まえ, 本報告では超音速流れにおける γ - Re_θ 遷移モデルの精度を明確にすることを目的として4つの検証を行った。

検証は超音速流れ中の円錐上境界層を対象とする。1つ目は迎角がない場合で, 流れ場は単純な2次元流れとなる。この場合, 境界層遷移はMackモードと呼ばれる高次モードに支配されると考えられており, 1次モードが支配的と言われる低マッハ数流れの遷移とは支配モードが異なる¹⁴。2つ目の検証は, 同様の円錐上境界層について壁面温度の影響を調べる。境界層と壁面との熱交換によって遷移位置が大きく変化することが報告^{4,14,15}されており, これも実用上において予測したい現象である。3つ目の検証は, 円錐先端の鈍頭度による影響である。鈍頭形状においては超音速流れ特有の現象である衝撃波が弓型となるため, 衝撃波下流の主流にはマッハ数とエントロピーなどが一様でない層(以後, エントロピー層と呼ぶ)が生じる。このような場合, 鋭い円錐の遷移位置に比べて約4倍も後方で遷移することが報告¹⁶されており, 重要な現象である。遷移位置変化のメカニズムについては, エントロピー層の呑み込みによる境界層外縁局所レイノルズ数の低下¹⁷, あるいは高次モードの安定化など¹⁸の要因が報告されているが, 特定はされていない。前者の要因であれば, γ - Re_θ 遷移モデルによる定性的な予測は期待できる。

検証の4つ目は迎角がある場合で, よく知られた横流れ(Cross Flow)不安定が支配的となる流れである。これは, 風下側(leeward ray)と風上側(windward ray)に

圧力差が生じるため流線が曲げられ、境界層が3次元のとなり、速度分布の変曲点に起因する不安定性が生じる。
検証ケースをまとめると：

2次元

- ・主流マッハ数（高次不安定モードの影響）
- ・壁面温度（境界層-壁面間熱交換の影響）
- ・先端鈍頭度（エントロピー層の影響）

3次元

- ・迎角がある場合の横流れ（横流れの影響）

また、今後の関連式の改良についてもあわせて検討を行う。

2. 解析手法

2.1 数値計算手法

計算には、非構造格子の有限体積法コードであるANSYS社の汎用熱流体解析コードFLUENTを用いた。

表1に数値計算手法を示す。

表1 数値計算手法

バージョン	13.0 & 15.0
支配方程式	圧縮性RANS
乱流モデル	γ - Re_{θ} 遷移モデル
ソルバ	密度ベース
フラックスタイプ	Roe-FDS
差分スキーム	2次精度風上

2.2 γ - Re_{θ} 遷移モデル

本報告ではMenter^{8,9,10}らによって提案された γ - Re_{θ} 遷移モデルを用いた。このモデルは、SST k - ω 方程式を間欠度と遷移運動量厚さレイノルズ数の2本の方程式と連成させる手法である。ブラジウス境界層における運動量厚さレイノルズ数 Re_{θ} と渦度レイノルズ数 Re_{ν} の最大値の間に、以下の関係式が近似的に成り立つことを利用して、境界層の積分パラメータが必要な Re_{θ} を直接計算することなく遷移予測を行うことを可能にしている。

$$Re_{\theta} = \frac{\max(Re_{\nu})}{2.193}$$

また、このモデルは主に低いマッハ数の相関式 $Re_{\theta} = f(\text{主流乱れ, 圧力勾配項})$ に基づいている。

3. 2次元解析

3.1 計算モデル

図1に計算モデルの概略図を示す。半頂角 5° の円錐で、迎角のない軸対称流れである。前縁半径については、表2のとおりとした。

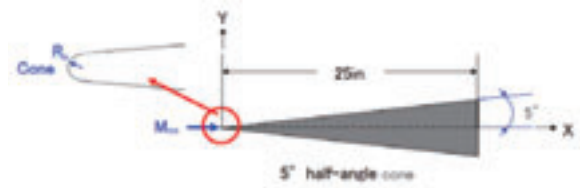


図1 計算モデル

表2 ノーズ径

	Rn[in.]
Sharp Nose	0.0001
Blunt Nose	0.0625

3.2 計算格子

計算格子を図2に示す。格子点数は約25,000点、 y^+ は0.1のオーダーである。

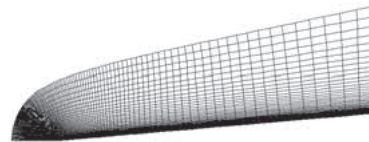


図2 計算格子

3.3 計算結果

3.3.1 主流マッハ数

Reshotko¹⁹の文献の飛行データを検証対象とした。Sharp noseにおける飛行データの遷移レイノルズ数を図3に示す。図中の赤点が検証対象の条件である。

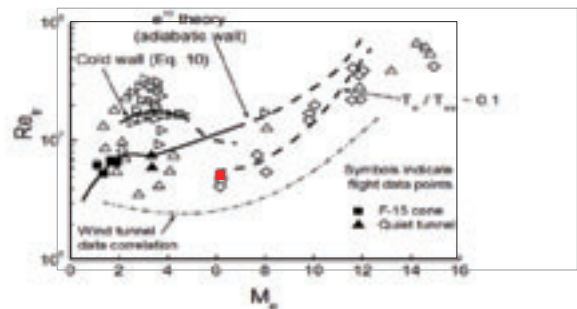


図3 飛行データの遷移レイノルズ数（Sharp nose）

これは様々な壁面温度条件におけるデータで、NASA Langley quiet tunnelでの実験結果も含んでいる。また、 e^N 法による断熱壁および冷却壁条件での計算結果も併記されている。

表3に一樣流条件を示す。壁面温度は冷却壁条件（壁面温度と断熱壁温度の比が0.1）である。

表3 一樣流条件

M_{∞}	$Re_{\infty}/ft (\times 10^6)$	Tu[%]
6.2	7.8	0.1

計算から得られた壁面の加熱率分布を図4に示す。図中の縦に示されている破線は図3の遷移レイノルズ数から算出した飛行データの遷移位置である。計算結果の遷移位置は飛行データよりも後方にあり、差は大きい。現状のモデルが主に低いマッハ数での相関式を用いていることを考えると、妥当な結果ではある。

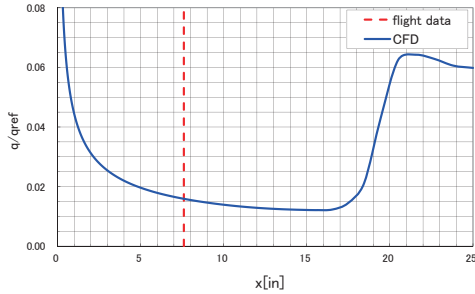


図4 主流マッハ数の影響 壁面加熱率分布

したがって、現状の相関式をそのまま高マッハ数流れに適用すると、遷移位置の予測精度としては非常に悪い。そのため、高マッハ数流れに対しては新たな相関式を構築するなどの改良が必要である。

3.3.2 壁面温度

次に壁面温度の効果について検証を行った。図3より壁面の冷却効果によって遷移レイノルズ数は小さくなり、冷却効果が小さい場合と比べて遷移位置は前方に移動する。そこで、断熱壁条件での計算を行い、定性的な検証もあわせて行った。図5に比較結果を示す。断熱条件で加熱率はプロットできないので、遷移位置のみプロット（図中ピンク線）する。図から、冷却効果のある飛行条件での計算結果は断熱条件での結果と比べて遷移位置は大きく後方にあり、定性的に一致しない。また、遷移位置は飛行データに比べて後方にあり、差も大きい。

したがって、壁面温度の影響について、現状のモデルの予測精度は定性的にも定量的にも非常に悪い。

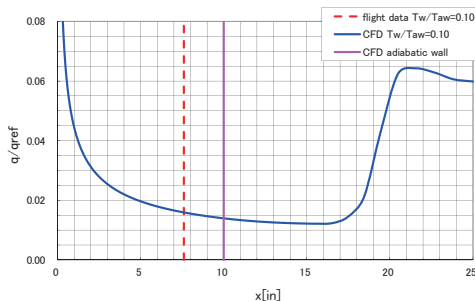


図5 壁面温度の影響 壁面加熱率分布

原因としては、先の主流マッハ数同様、現状のモデルが主に低いマッハ数での相関式を用いていることが考えられ、高マッハ数流れに対応した相関式を構築するな

どの改良が必要である。

図6に同じくReshotko¹⁹の文献にある遷移運動量厚さレイノルズ数と主流マッハ数のグラフを示す。これは、図4の遷移レイノルズ数と主流マッハ数の関係から算出されたものである。

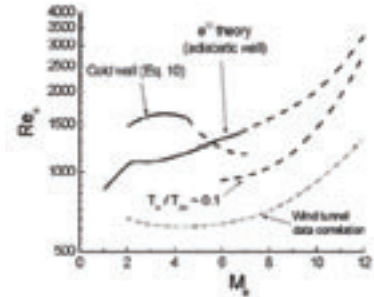


図6 遷移運動量厚さレイノルズ数と主流マッハ数

1つの改良案として、現状の乱流強度と圧力勾配項の関数になっている遷移運動量厚さレイノルズ数を図6のマッハ数と壁面温度の影響を含む相関式に置き換えてみた。以下に相関式を示す。

$$Re_{\theta} = -0.18904M_{\infty}^5 + 9.1821M_{\infty}^4 - 167.36M_{\infty}^3 + 1478.3M_{\infty}^2 - 6383.3M_{\infty} + 11461$$

図7にこの相関式を用いた計算結果を示す（図中緑色線）。元の相関式での計算結果（図中青色線）に比べて遷移位置は前方に移動し、飛行データとよく一致する。したがって、モデル化の1つの改良案を示すことができた。

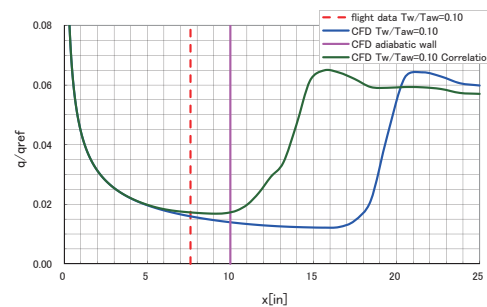


図7 新たな相関式での壁面加熱率分布

3.3.3 先端鈍頭度

Horvathらによる実験²⁰を検証対象とした。表4に一樣流条件を示す。なお、乱流強度に関しては、Sharp Noseで実験値と合わせ込んだ値（1.0%）を使用した。

表4 一樣流条件

M_{∞}	$Re_{\infty}/ft (\times 10^6)$	P_0 [psia]	T_0 [° F]	T_w/T_0
6.0	7.8	476	475	0.59

鈍頭度を変化させたときの壁面の加熱率分布を図8に示す。計算されたBlunt Noseの遷移位置はSharp Noseに比べて若干前方にあり、鈍頭度による遷移位置の変化を定性的にも定量的にもまったく捉えられていない。

図9～11にマッハ数分布、局所レイノルズ分布、運動量厚さレイノルズ数分布を示す。マッハ数分布から、Blunt Noseにて生じる弓型衝撃波の影響が、その下流でも強く見られる。局所レイノルズ数分布より、Blunt Noseでは境界層外縁の局所レイノルズ数が小さくなっていることが確認できる。しかしながら、運動量厚さレイノルズ数分布を確認すると、点線で示す計算結果の遷移位置上流から大きくなっており、遷移レイノルズ数には鈍頭度の効果が現れていないことがわかる。原因としては、境界層外縁の局所レイノルズ数低下は流速が小さくなることによるもので、遷移評価に使用する渦度レイノルズ数への影響が小さいためである。

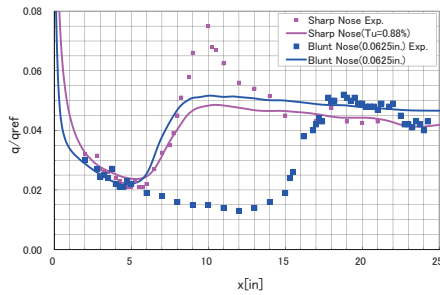


図8 鈍頭度による影響 壁面加熱率分布



図9 マッハ数分布 (a) Sharp Nose (b) Blunt Nose

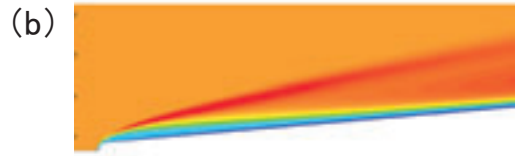


図10 局所レイノルズ数分布 (a) Sharp Nose (b) Blunt Nose



図11 運動量厚さレイノルズ数分布 (a) Sharp Nose (b) Blunt Nose

以上の結果から、現状の γ - Re_{θ} 遷移モデルは、実験値との差は大きく、定性的にも一致していない。鈍頭度の効果は、境界層外縁局所レイノルズ数低下には現れているが、遷移レイノルズ数には現れていないことが要因の1つである。局所レイノルズ数と遷移レイノルズ数を結びつけるように相関式に変更するなどの改良が必要である。

4. 3次元解析

4.1 計算モデル

Kingらによる実験²¹を検証対象とした。図12に計算モデルの概略図を示す。半頂角 5° の円錐で、マッハ数3.5、迎角 2° の流れ場である。表5に一樣流条件を示す。

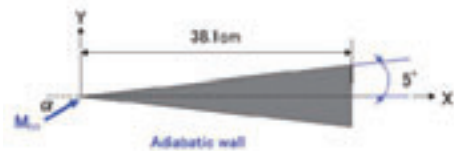


図12 計算モデル

表5 一樣流条件

α	2.0deg
M_∞	3.5
T_∞	92.3K
Re_∞	$3.47 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$
Tu	0.1%

4. 2 計算格子

計算格子を図13に示す。格子点数は約250万点、 y^+ は0.1のオーダーである。

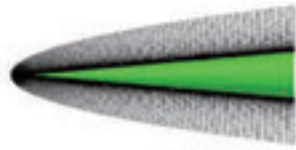


図13 計算格子

4. 3 計算結果

図14に粘性/非粘性計算の限界流線およびCf分布を示す。実線は実験結果、点線は計算結果の遷移位置を表す。非粘性計算との比較から分かるように、粘性計算の側面では、横流れ速度成分の影響により流線が曲げられている様子が確認できる。これは、図15の限界流線状における粘性と非粘性の速度ベクトルのなす角からも明らかである。遷移位置を確認すると、計算結果の遷移位置は実験結果と比べて後方にずれているだけでなく、側面が下流側に膨らむような様相をしており、傾向も大きく異なっている。

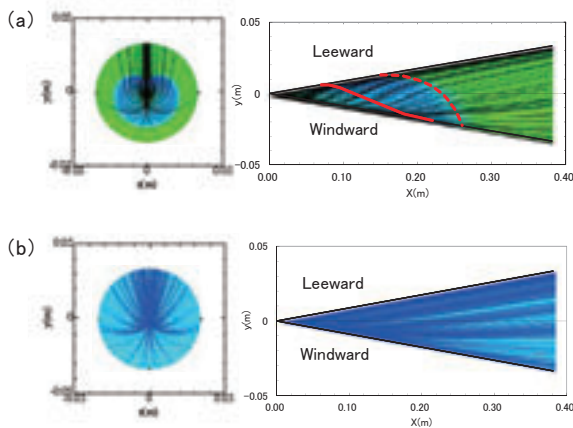


図14 限界流線およびCf分布, (a) 粘性 (b) 非粘性

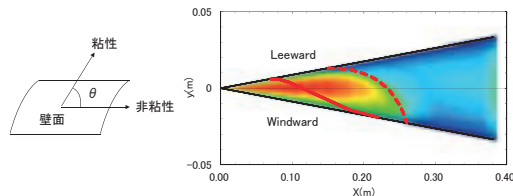


図15 限界流線における粘性と非粘性の速度ベクトルのなす角

また、最近リリースされたANSYSのV15.0には Intermittency Transition Model²²という横流れ不安定の影響を考慮できる遷移モデルが追加された。Intermittency Transition Modelは γ - Re_{θ} 遷移モデルと同じく局所パラメータで遷移判定を行うRANSモデルである。

γ - Re_{θ} 遷移モデルがSST k- ω 方程式を間欠度と遷移運動量厚さレイノルズ数の2本の方程式と連成させるに対し、間欠度のみ方程式を連成させる。横流れ不安定の影響は、横流れレイノルズ数と形状係数の実験相関式によりモデル化している。

図16にIntermittency Transition Modelにて横流れ不安定の影響を考慮した場合としない場合のCf分布を示す。なお、図17に示すとおり、2次元の計算では Intermittency Transition Modelは γ - Re_{θ} 遷移モデルに比べて遷移位置を大きく前方に予測する(図中青線)。したがって、ここでは定性的な傾向のみを確認した。考慮しない場合は γ - Re_{θ} 遷移モデルと同じく下流側に膨らむような傾向なのに対し、横流れの効果を検討すると定性的には近い傾向になっている。

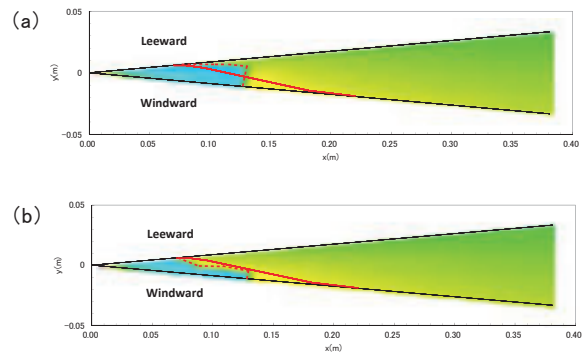


図16 Cf分布, (a) 考慮なし (b) 考慮

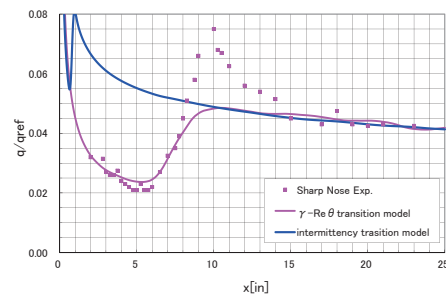


図17 2次元 Intermittency 遷移モデル 壁面加熱率分布

以上の結果から、現状の γ - Re_{θ} 遷移モデルは、実験値との差は大きく、定性的にも一致していない。横流れの効果に関するモデル化が必要である。1つのモデル化の手法としては、定性的に近い傾向が得られた Intermittency Transition Modelがあるが、遷移位置に問題があり、さらなる改良検討が必要である。

改良案としては例えば、横流れ不安定による遷移パラメータとしてよく用いられる横流れレイノルズ数を高マッハ数流れ用に改良したもの²³を用いる方法が考えられるが、積分パラメータとなるため、 γ - Re_{θ} 遷移モデルに適用するのは簡単ではない。

また最近, γ - Re_0 遷移モデルに横流れの効果として Falkner-Skan-Cooke方程式を用いる改良モデルの報告^{12,13}があるので, これらの進展にも期待したい。

5. 結論

本報告では, 超音速流れにおける γ - Re_0 遷移モデルの精度を明確にすることを目的として4つの検証を行った。

まず2次元の主流マッハ数の影響については, 飛行データに対して, 遷移位置を大きく後方に予測する。現状のモデルが主に低いマッハ数での相関式を用いていることから, 高マッハ数流れに対しては新たな相関式を構築するなどの改良が必要である。

壁面温度の影響については, 飛行データに対して, 遷移位置を大きく後方に予測する。また, 壁面冷却に関する感度についても定性的な傾向は一致しない。試行として遷移トリガーとなる遷移運動量厚さレイノルズ数に主流マッハ数と壁面温度の相関式を作成した。その結果, 遷移位置は飛行データとよく一致するようになった。したがって, 相関式に様々な効果を導入することで改良が図れることを示すことができた。しかしながら, 高マッハ流れについては, 相関式を作るための基盤データが不足しており, この点での研究が望まれる。

鈍頭度の効果については, 実験では鈍頭形状は鋭角形状に比べて遷移位置が後方になるのに対して, 計算結果ではほとんど変わらない。予測精度改善のためには, エントロピー層の影響をモデル内に取り込む必要がある。エントロピー層による流れ場の局所レイノルズ数低下は得られているので, この局所レイノルズ数と遷移レイノルズ数を関連付ける相関式とすることが1つの方向である。

3次元の横流れの影響については, 実験値に対して, 遷移位置を後方に予測するだけでなく, 遷移の様相も異なる。横流れの影響を考慮できるIntermittency Transition Modelで検証を行った。遷移位置の精度に課題はあるが, 遷移の様相には改善が見られる。

以上のように, γ - Re_0 遷移モデルの超音速流れにおける精度には課題が多い。しかし, 非構造格子および分散メモリ並列計算との相性も良いなどの利点は魅力的なので, これらの利点を保ちながらの改良が望まれる。

参考文献

¹ Reed, H., Kimmel, R., Schneider, S., Arnal, D., "Drag Prediction and Transition in Hypersonic Flow," AIAA 97-1818, June, 1997.

² "Advance in Laminar-Turbulent Transition Modelling" RTO-AVT-151, AVT/VKI Lecture Series, June, 2008.

³ Malik, M., Lin, R., Sengupta, R., "Computation of Hypersonic Boundary-Layer Response to External Disturbances," AIAA paper 1999-0411, 1999.

⁴ Arnal, D., "Laminar-Turbulent Transition Problems in Supersonic and Hypersonic Flows," AGARD-R-761, 1988.

⁵ Warren, E.S., Harris, J.E., Hassan, H.A., "Transition Model for High-Speed Flow," *AIAA JOURNAL*, Vol.13, No.8, August, 1995.

⁶ Papp, J. L., Dash, S.M., "Modeling Hypersonic Laminar to Turbulent Transitional Flows for 3D Geometries Using Two-Equation Onset and Intermittency Transport Models," AIAA 2012-0449, 2012.

⁷ Song, F., Wang, L., "RANS Modeling of High-Speed Aerodynamic Flow Transition with Consideration of Stability Theory," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol.58, 2013.

⁸ Menter, F.R., Langtry, R.B., Likki, S.R., Suzen, Y. B., Huang, P.G. and Völker, S., "A Correlation Based Transition Model Using Local Variables Part 1: Model Formulation," *Journal of Turbomachinery*, Vol.128, No.3, 2004, pp.413-422.

⁹ Menter, F.R., Langtry, R.B., Likki, S.R., Suzen, Y. B., Huang, P.G. and Völker, S., "A Correlation Based Transition Model Using Local Variables Part 2: Test Cases and Industrial Applications," *Journal of Turbomachinery*, Vol.128, No.3, 2004, pp.423-434.

¹⁰ Menter, F.R., Langtry, R.B., "Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes" *AIAA JOURNAL*, Vol.47, No.12, December 2009.

¹¹ 渡辺, 三坂, 大林, 加藤, 齋木, 有馬, 山口, " γ - Re_0 遷移モデルの検証と横流れ不安定のモデル化に関する検討", 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.

¹² Seyfert, C., Krumbein, A., "Correlation -based Transition Transport Modeling for Three- dimensional Aerodynamic Configurations," AIAA-2012-0448, AIAA 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, 09-12 January 2012.

¹³ Choi, J.H., Kwon, O.J., "Enhancement of Correlation-based Transition Turbulence Model for Simulation Crossflow Instability", AIAA-2014-1133, 52nd Aerospace Sciences Meeting, 13-17 January 2014.

¹⁴ Mack, L.M., "Boundary Layer Stability Theory," Jet Propulsion Lab., Rep.900-277, 1969. またはSchlichting, H., *Boundary Layer Theory 7th-Edition*, pp.514-525., 1979.

¹⁵ Mateer, G.G., "Effects of Wall Cooling and Angle of Attack on Boundary-Layer Transition on Sharp Cones at $M=7.4$," NASA TN D-6908, 1972.

¹⁶ Stetson, K.F., and Rushton, G.H., "Shock Tunnel Investigation of Boundary-Layer Transition at $M=5.5$ " *AIAA JOURNAL*, Vol.5, No.5, pp899-906, May 1967.

¹⁷ Hirschel, E.H., *Basics of Aerothermodynamics*, AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics 204, pp.281, 2004.

¹⁸ Malik, M.R., Spall, R.E, Chang, C.-L., "Effect of Nose Bluntness on Boundary Layer Stability and Transition," AIAA-90-0112, 1990.

¹⁹ Eli Reshotko "Transition Prediction: Supersonic and Hypersonic Flows"

²⁰ Horvath, T. J., Berry, S. A., Hollis, B. R., Chang, C.-L., Singer, B. A., "Boundary Layer Transition On Slender Cones In Conventional And Low Disturbance Mach 6 Wind Tunnels", AIAA 32nd Fluid Dynamics Conference and Exhibit, St. Louis, MO, 24-27, June, 2002.

²¹ King, R. A., "Three-Dimensional Boundary - Layer Transition on a Cone at Mach 3.5," *Experiments in Fluids*, Vol. 13, 1992, pp. 305-314.

²² ANSYS V15.0 Theory Guide, 4.7.1-4.7.4

²³ Reed, H. L., Haynes, T. S., "Transition Correlations in Three-Dimensional Boundary Layers", *AIAA JOURNAL*, Vol. 32, No.5, May 1994.

複数面ステレオ PIV 計測データを用いた翼後流圧力推定計算

山口銀河, 松島紀佐 (富山大学), 加藤裕之 (宇宙航空研究開発機構)

Computational Pressure Estimation using Multi-plane Stereo PIV Measurement in the Wake of a Wing

by

Ginga Yamaguchi, Kisa Matsushima (Toyama University) and Hiroyuki Kato (JAXA)

ABSTRACT

A pressure estimation system which uses the 2.5 Dimensional model of a Poisson equation has been developed in order to let PIV measurement more advantageous in aerodynamic design. In this article, the system is examined in the view point of its ability for practical application. First, the isentropic relation of pressure and velocity is introduced as a convenient technique to impose boundary conditions for the Poisson equation. Then, the system is examined if it is available to the variety of configurations of PIV measurement regions. The results show it has good ability for the variety of the region size, shape and the number of divided sub-regions.

1. はじめに

近年, 発展してきている風洞試験における流体の計測手法に, PIV(Particle Image Velocimetry) 計測がある. PIV 計測は非接触計測であることから, 流れに影響を及ぼすことのない計測が可能であり, 流体の速度分布の面計測が可能で, 最近では, 低速流のみならず超音速流に至るまで高精度に測定が可能となっている.

我々は PIV 計測を翼後流に用い, 後流積分法を適用することで, 航空機設計のための有用な情報を得ようとしている. 翼にかかる空気力の構成要素を, その発生要因ごとに算出できるのが後流積分法である. 後流積分法は, 翼後流断面の流速データと圧力データをもとに, 翼にかかる抗力(形状抵抗, 誘導抵抗, 二次形状抵抗)及び揚力を算出する方法である[1]. しかし, PIV 計測では圧力の測定は行わないため, PIV 計測のデータのみでは後流積分法を適用することができない.

そこで, 本研究では, PIV と後流積分法を結び付けるため, 本圧力推定手法により, 翼後流の速度データを用いた圧力推定を行う. これまでの筆者らの研究では, 圧縮性及び非圧縮性の流れ場に対して, 翼後流の流速データを用いた圧力推定手法について検討を重ねてきた[2-8]. 特に, 注目すべきは圧縮性流れに対しても翼後流では本推定手法が良い結果を与える事が分かってきた事であろう.

本稿では, PIV 計測への実装を目的とし, 圧縮性流れとされる速度域での翼後流圧力推定において等エントロピーを仮定した圧力式の境界条件への適用を行い, 等エントロピー条件の有意性を示す. また, 高速流の PIV 計測で得られる狭い領域の速度データ及び複数枚に分割された速度データに対しても, 等エントロピー条件を用いた本圧力推定手法が有用であることを示す.

2. 圧力推定の検証方法と流体場の準備

2. 1. 対象としている PIV 計測面

PIV 計測面は翼後流において主流(x方向)に垂直な平面(y-z平面)である. 筆者の知る限り, これまで発表されている PIV 計測データを用いた圧力推定は主流方向を含む面(x-z平面)に対し行われており, 主流方向に垂直な面での圧力推定はユニークである.

翼は JAXA で実施されている PIV 計測基礎実験と同様の NACA0012 の断面を持つ矩形翼とする. 翼コード長(Cと表記する)を基準長さとして無次元化した. 図 2-1 は半スパンの翼についての PIV 計測の半載モデルである. スパン長は 5C であり, 矩形翼の端を閉じさせるため翼端は半スパン長の 5%を直径とする半円形状とした. x 座標は翼前縁を 0 とした. PIV 計測面は翼後縁より 0.2C 後流の y-z 面(x

= 1.2C)を対象とし, 後流面から翼に向かって左手の面を翼対称面とする. また, 図 2-1 に示すように計測面の各辺を左辺, 上辺, 右辺, 下辺と呼ぶ.

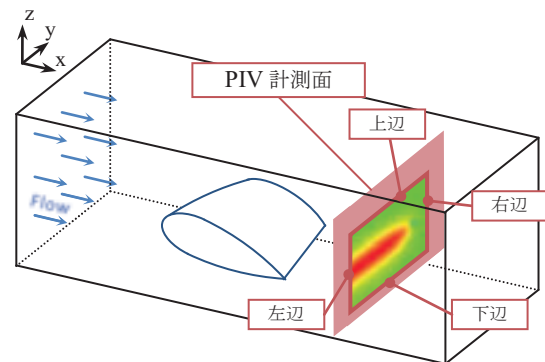


図 2-1 ステレオ PIV 半載モデル

2. 2. 圧力推定精度検証方法

圧力推定を行う際, 入力データとなる翼後流の PIV 計測データが必要となり, 精度検証を行う際には正解となる圧力値が必要である. 通常の PIV 計測では流速値のみ得られ, 対応する圧力値は得られない. この理由から, 本研究では 3 次元翼周りシミュレーションを行い, PIV 計測の代用速度データの算出, 及び精度検証を行う際に必要な正解圧力値の算出を行っている.

本研究を行う際は, 3 次元翼周りシミュレーションで得た流速データを PIV 計測データの代用データとして用いて圧力推定を行い, その結果を推定値とする. 推定結果の比較及び検証は 3 次元翼周りシミュレーションによって得られた圧力を用いて行う.

2. 3. PIV 計測代用 3 次元翼周りシミュレーション

本研究では, PIV 計測代用の流速データ算出, 及び検証用正解圧力値算出のため, 3 次元翼周りレイノルズ平均ナビエ・ストークス シミュレーションを行う. マッハ数 0.82, 迎え角 1.86°, レイノルズ数 3.0 million とし, 全面乱流として計算を行った. 図 2-2 に計算で用いた格子を示す. 翼周りに C 型格子, スパン方向に H 型格子で, 翼のスパン中心を対称面として, 半スパン翼周りに格子を生成する. 格子点数はコード方向 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. 計算手法は圧縮性ナビエ・ストークス方程式を基礎式とする有限体積法(TCAT コード)である[9,10]. 乱流モデルは Baldwin-Lomax モデルを用いる. 計算結果の信頼性

は、翼中央の対称面位置における表面 Cp 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[11].

図 2-3 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. 断面は翼後縁から 0.2C 下流の位置である. 図 2-4 に翼対称面における密度分布を, 図 2-5 に翼後縁から 0.2C 下流の位置の y-z 断面における密度分布を示す.

圧力推定は翼後縁から 0.2C 下流の位置について行う.

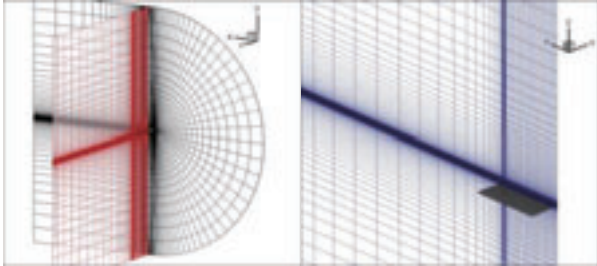


図 2-2 C-H 構造翼周り格子 図 2-3 PIV 計測面格子

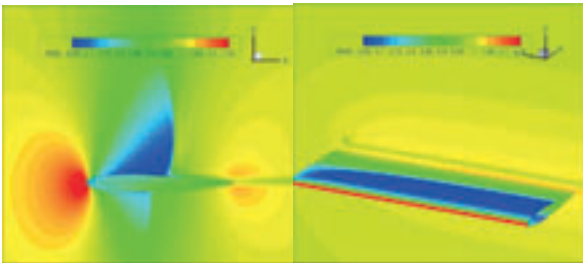


図 2-4 密度分布 (y = 0) 図 2-5 密度分布 (x = 1.2C)

3. 圧力推定手法

3. 1. 翼後流 3 断面の速度データを用いた圧力推定

3 次元非圧縮ナビエ・ストークス方程式を変形すると, 圧力についての 3 次元ポアソン方程式が得られる. この 3 次元ポアソン方程式において, x 方向の物理量変化を 0 とすると, 2 次元平面内の圧力推定式, つまり一断面 PIV 計測データを用いた圧力推定式が得られる.

しかし, 2 次元的な圧力計算では有意な結果を得られない. そこで, 我々は近傍の 3 次元性を取り入れるため主流方向の速度勾配を考慮した以下の 2.5D モデルを提案した [5,6]. なお, 圧力推定領域は, 翼の半スパン位置を対称条件とした片側のみである.

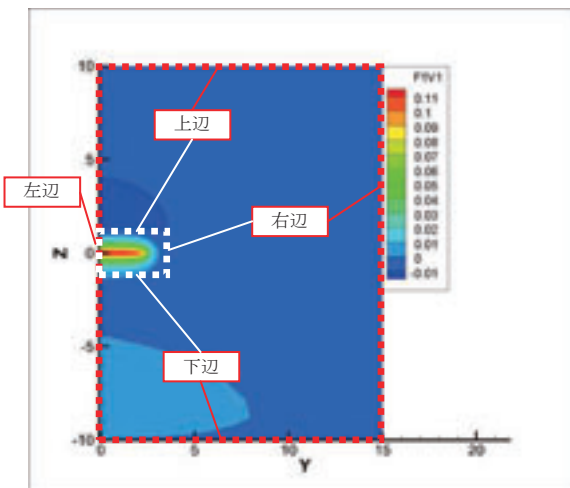


図 3-1 圧力推定領域① (赤点線), 領域② (白点線)

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \left\{ \begin{aligned} &\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \\ &+ \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + 2 \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} \\ &+ u \frac{\partial D}{\partial x} + v \frac{\partial D}{\partial y} + w \frac{\partial D}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$D = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

マッハ数 0.82 という圧縮性を考慮すべき場合においても, 非圧縮流の仮定から導かれるモデルで計算を行うのは, 図 2-5 で示すように後流においては, 圧縮性の影響(場所による密度変化)が小さいためである[7,8].

3. 2. 等エントロピー条件

式(1)の圧力のポアソン方程式を用いることで, 速度から圧力を求めることができる. この圧力のポアソン方程式を解くに際して, 境界条件の設定は非常に重要な要素となる.

本稿では, 我々がこれまでに設定していた境界条件 I (後述) に加え, 等エントロピー条件を用いた圧力推定を行う. 等エントロピー条件は, 速度から圧力が導出できるため, 流速を計測する PIV 計測と相性が良い. 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ため, 左辺の境界条件には用いない. 式(2)に等エントロピー条件関係式を示す.

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

ここで, γ (比熱比) = 1.4, ∞ の下付き文字は一様流の値である. また, U^2 は $u^2 + v^2 + w^2$ である. 圧力推定では, 対象領域の境界边上各格子点において, 式(2)の関係より求めた圧力値を等エントロピー境界条件として用いる.

3. 3. PIV 計測領域に対応した圧力推定領域

圧力推定は, 図 2-3 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, この計測面において 3 次元翼周りシミュレーション結果から流速データ及び圧力データを切り出す. また, 同時に補助平面として $x = 1.1C$ 及び $1.3C$ の y-z 平面も切り出す. 切り出す圧力推定領域のサイズとして, 2 種類の圧力推定領域①, ②を用意した.

圧力推定領域①は, y 方向領域として $y = 0 \sim 15C$, z 方向の領域は $z = -10C \sim 10C$ の $15C \times 20C$ の領域であり, 図 3-1 において赤点線で示す. 圧力推定領域②は y 方向領域として $y = 0 \sim 3.5C$, z 方向の領域は $z = -1C \sim 1C$ の $3.5C \times 2C$ の領域であり, 図 3-1 において白点線で示す. y 座標に関して, $y = 0$ がスパン中心位置(対称面)であり, $y = 2.5C$ が翼端である. 翼前縁は, $x = 0$ で高さ $z = 0$ に置かれている.

3. 4. 圧力推定に用いる境界条件

圧力推定は 3 次元翼周りシミュレーションにより得た翼後流の流速データを用いる. 計算の際, 境界条件が必要となる. 用いる境界条件は, 3.2. で示した等エントロピー条件の他に, 境界辺の垂直方向に圧力勾配が 0 というノイマン条件, 正解の圧力値を与えるという 3 つの条件を用いる. なお, 境界条件は図 3-1 に示す各辺に設定する.

境界条件 I は, 左境界に正解の圧力値を与え, その他 3 辺にノイマン条件を与える条件とする.

境界条件Ⅱは、左境界にノイマン条件を与え、その他 3 辺に等エントロピー条件を与える条件とする。

4. 圧力推定結果

(PIV 計測領域サイズと境界条件についての検討)

圧力推定は、3.3.と3.4.で述べた圧力推定領域及び境界条件について行う。図 4-1 に 3 次元翼周りシミュレーションから得た正解 C_p 分布を示す。境界条件Ⅰと圧力推定領域①を用いた C_p 分布を図 4-2 に、境界条件Ⅰと圧力推定領域②を図 4-3 に示す。図 4-4 にスケールを変更した正解 C_p 分布を示し、圧力推定領域②を青点線で示す。また、境界条件Ⅱと圧力推定領域①を用いた C_p 分布を図 4-5 に、境界条件Ⅱと圧力推定領域②を図 4-6 に示す。

[境界条件Ⅰ]

図 4-2 より、圧力推定領域①における境界条件Ⅰの計算結果は、正解 C_p 分布との相対誤差は最大でも 0.32% であり、定量的に評価してもこの条件は設定可能である。この条件の成立から、圧力推定領域①において 1 辺のみの圧力計測により精度の良い圧力推定が可能であることが分かる。

しかし、図 4-3 に示すように圧力推定領域②を用いた場合、誤差の大きい結果となった。これはノイマン条件の境界辺において、図 4-4 で示すように圧力推定領域②の境界位置で圧力の勾配を有するため、ノイマン条件の境界辺において圧力勾配が垂直方向に 0 でなくなり、ノイマン条件が不成立となったためであると考えられる。

[境界条件Ⅱ]

図 4-5 より、圧力推定領域①における境界条件Ⅱを用いた計算結果は、正解 C_p 分布との相対誤差は最大でも 0.28% であり、境界条件Ⅰを用いた場合と同様に、この条件においても設定可能であると言える。

図 4-6 に示す圧力推定領域②及び境界条件Ⅱを用いた計算結果は、正解 C_p 分布との相対誤差は最大でも 0.35% であることから、定量的に評価しても精度良く計算されており、この条件についても設定可能であると言える。

さらに、図 4-7 に圧力推定領域②における、境界条件Ⅱの境界辺上の圧力の正解値と等エントロピー条件による計算値を示す。縦軸は圧力値を示し、横軸は座標値を示しており、グラフの実線 PRE は正解圧力値、三角形プロットの P は等エントロピー条件による算出圧力値を示す。図 4-8 に図 4-7 で示す境界辺位置を示した。横軸において、境界辺の上辺及び下辺では図 4-8 における y 座標値 $0C \sim 3.5C$ であり、右辺では図 4-8 における z 座標値 $-1C \sim 1C$ である。

図 4-7 において、正解値と等エントロピー条件算出値を比較しても、誤差の最大値は 6.0×10^{-5} であることから、圧力推定領域②においても等エントロピーを設定可能である。この結果から等エントロピーを用いた場合、境界条件として圧力値を計測せず、また PIV 計測領域を狭くとした場合でも圧力推定が可能であることが分かる。

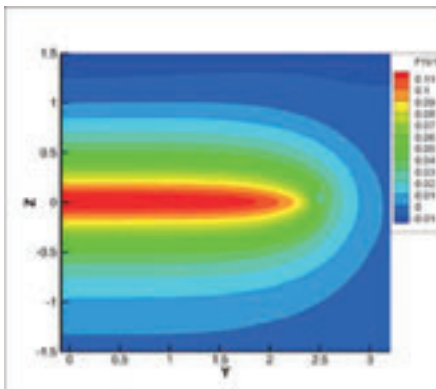


図 4-1 正解 C_p 分布

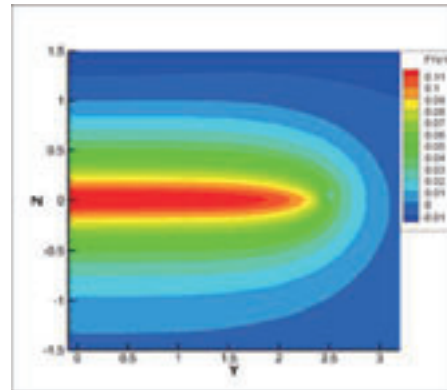


図 4-2 境界条件Ⅰ，圧力推定領域①における C_p 分布

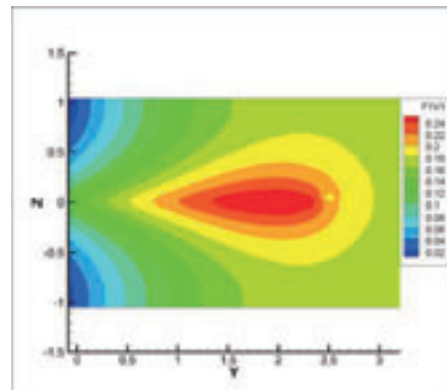


図 4-3 境界条件Ⅰ，圧力推定領域②における C_p 分布

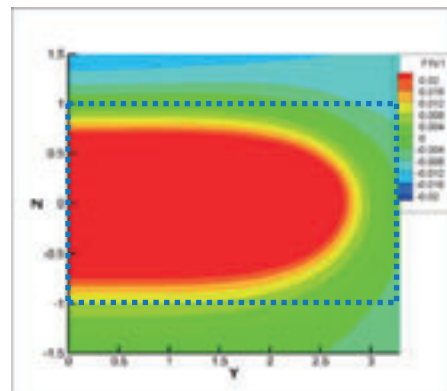


図 4-4 スケールを変更した正解 C_p 分布

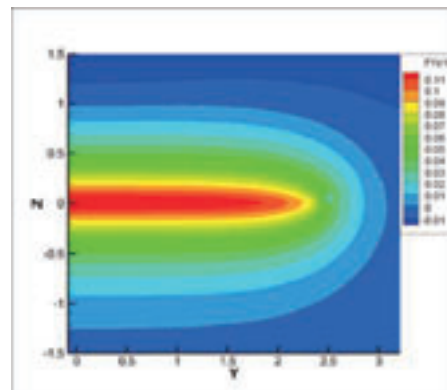


図 4-5 境界条件Ⅱ，圧力推定領域①における C_p 分布

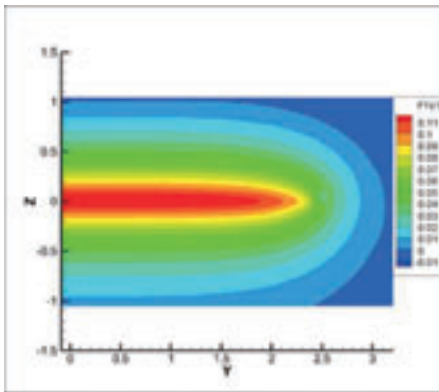


図 4-6 境界条件 II, 圧力推定領域②における Cp 分布

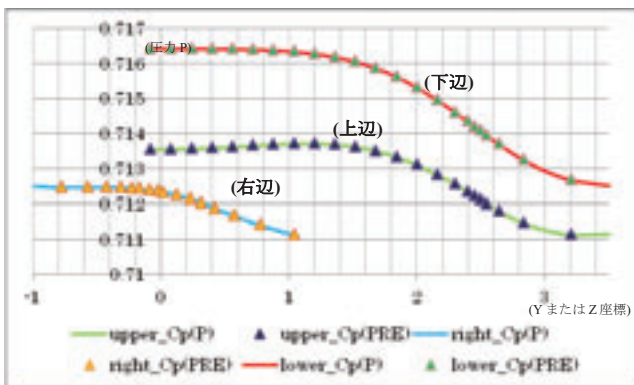


図 4-7 等エントロピー条件による境界圧力値の検討

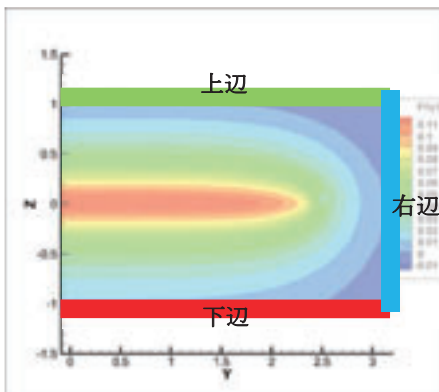


図 4-8 図 4-7 に対応する境界位置図

5. 領域分割された PIV 計測を意図した圧力推定

5. 1. PIV 計測領域と圧力推定領域

PIV 計測は対象の流速が高速の場合、一度に広い領域を精度良く計測する事が困難になり、計測対象領域を分割して複数回に分けて計測が行われる。以下に、領域が分割された PIV 予備試験での計測例を示す。

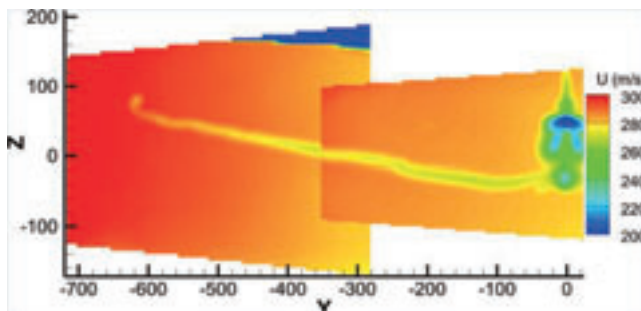


図 5-1 PIV 計測例 (主流方向速度分布)

図 5-1 は、翼の後流の一断面(y-z 面)を、翼端を含む領域と翼根や機体対称面を含む領域の 2 つに分割して計測を行った結果で、PIV 計測の領域は大小 2 つの台形で示される領域になっている。この様な計測結果から圧力を推定するには、計測データと圧力推定ソルバーの修正が必要である。図 5-1 の 2 つの台形領域を変更し、図 5-2 の一点鎖線で囲まれた 2 つの矩形で示される領域を計測領域と認識することで、PIV 計測領域がこのように複数分割された場合にも、圧力推定計算ができるようにソルバーを修正した。

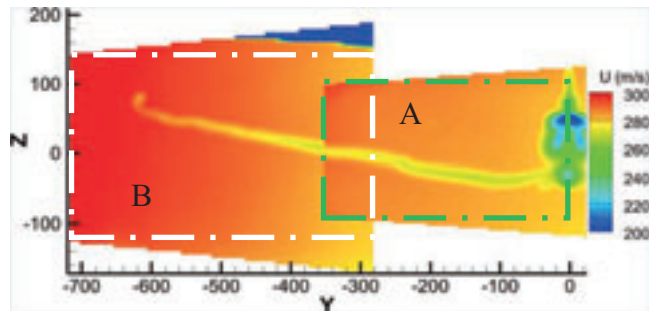


図 5-2 対応する数値計算領域

5. 2. 2 枚の代用 PIV 計測データの加工

2 枚の代用 PIV 計測データの準備については、2.3.で述べた 3 次元翼周りシミュレーションにより得た流速データを用いる。図 5-2 のような PIV 計測を意図するため領域 A, B の 2 つの矩形領域に分け、速度データの切り出しを行う。PIV 実験データ(図 5-1 と図 5-2)は y 軸マイナス側が表示されているが、シミュレーションや圧力推定の計算結果は y 軸プラス側が表示されているため、実験と計算では、圧力推定の対称となる領域が左右逆になっている事に御留意頂きたい。

図 5-3~5-5 に 2 つの矩形領域流速データ例として x=1.2 の後流断面を示す。圧力推定は 3 断面を用いるため、x=1.2 後流断面の他に x=1.1,1.3 後流断面の切り出しも行う。

矩形領域 A は 1.8C×2C の領域とし、矩形領域 B は 2.2C×3C の領域とした。速度データ切り出し領域は上記の様であるが、圧力推定ソルバーへの入力領域は、図 5-3~5-5 の示す様に、領域 A の速度データも領域 B の速度データも、4.3C×4.0C (y=0~4.2,z=-2.0C~2.0C) という(領域 A も領域 B も含んだ)広い領域の一部に有意な速度データがある入力形式にしている。速度データの得られていない矩形領域 (A,B) 以外の流速データに関しては、0 を入力している。

速度データを用いて圧力推定を行う際、2 つに分かれている PIV 計測データを結合し、一つのデータとして用いる。2 つの速度データ結合した速度データ例として、x=1.2 後流断面データを図 5-6~5-8 に示す。図 5-3~5-5 と同様に、圧力推定の際は x=1.1,1.3 後流断面の流速データも用いる。

図中の点線は PIV 計測領域 A とし、2 点鎖線は PIV 計測領域 B とする。なお、本稿は 2 つの矩形領域の流速データを用いる圧力推定の最初の試みであるため、領域 A,B の速度データは、3 次元翼周りシミュレーションの格子点での速度を用いた。そのため、流速データ結合の際に、矩形領域が重なる点における格子点のずれ修正や流速値の補間を行う必要はない。本稿で確認するのは、境界が複雑に階段状になっていても圧力推定が正しく行えるかどうかである。

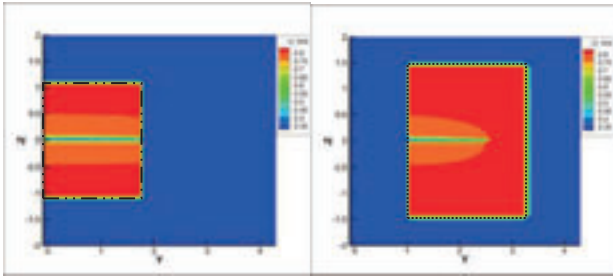


図 5-3 PIV 計測を意図した流速データ u ($x = 1.20C$)

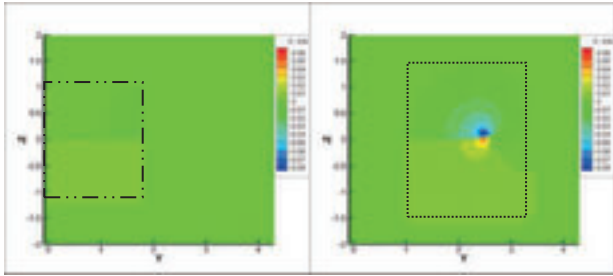


図 5-4 PIV 計測を意図した流速データ v ($x = 1.20C$)

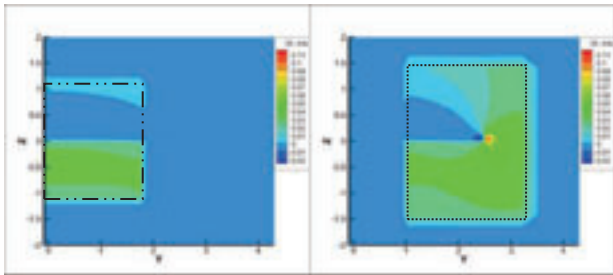


図 5-5 PIV 計測を意図した流速データ w ($x = 1.20C$)

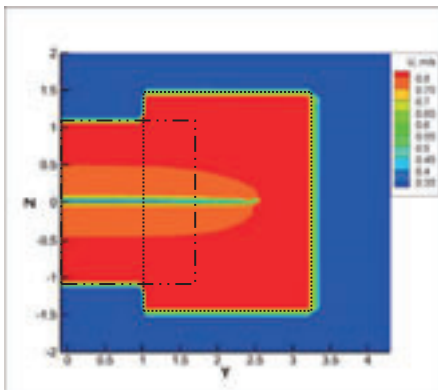


図 5-6 圧力推定用流速データ u ($x = 1.20C$)

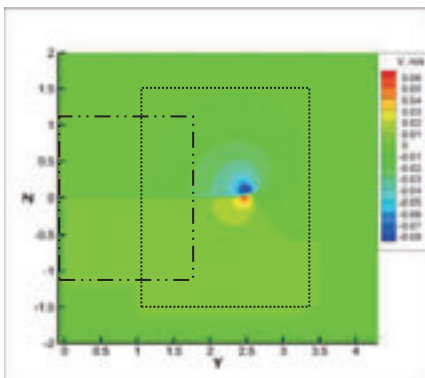


図 5-7 圧力推定用流速データ v ($x = 1.20C$)

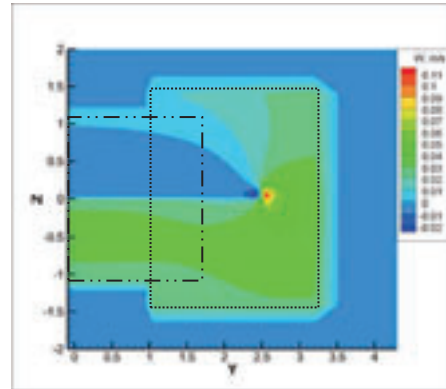


図 5-8 圧力推定用流速データ w ($x = 1.20C$)

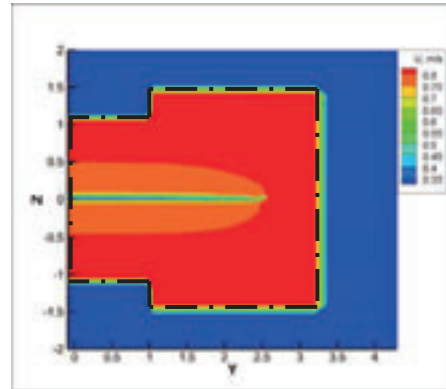


図 5-9 流速データに対する境界条件設定位置

5. 3. 複数分割の PIV 計測に対する圧力推定

5. 2. で示した方法で切り出し及び結合を行った翼後流の $x=1.1C, 1.2C, 1.3C$ 断面の速度データを基に、圧力推定を行う。圧力推定計算は 2.5D モデル式(1)を用いる。

境界条件は、図 5-9 の黒一点鎖線で示すように、流速データの外周に沿って設定する。圧力推定計算は全ての領域に対し行われるが、圧力推定領域の中に境界条件を設けることで、既存のソルバーを用いた複雑な圧力推定領域の計算を可能にした。

5. 4. 圧力推定結果

図 5-10 に分割した PIV 計測に対応する圧力推定 C_p 分布を示す。計算に用いた境界条件は境界条件Ⅱである。図 5-11 に 3 次元翼周りシミュレーションから得た正解 C_p 分布を示す。なお、図中の白色一点鎖線は図 5-10 で行われる圧力推定領域である。

図 5-10 と図 5-11 より、境界条件Ⅱにおける計算結果は、正解 C_p 分布との誤差は最大でも 0.35% となり、定量的に評価しても図 5-1 の PIV 計測例のような複数枚の分割計測された PIV 速度データが入力された場合も圧力推定可能であることがわかる。

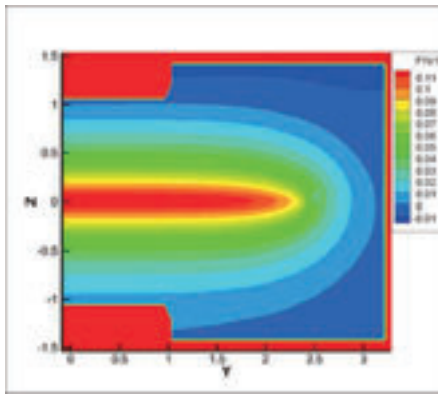


図 5-10 分割計測に対応した境界条件 II における C_p 分布

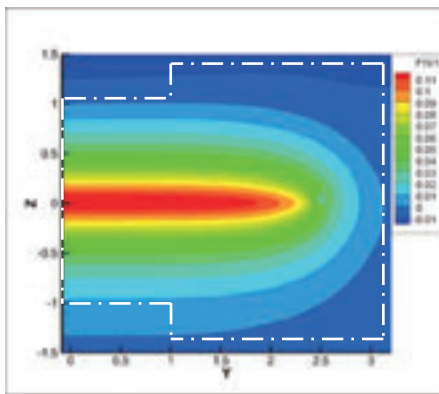


図 5-11 正解 C_p 分布

6. 結言

翼後流面上のステレオ PIV 計測結果を用いた圧力推定ソルバーに関する実際的な応用を見据えての検討を行った。PIV の代用データ及び推定結果の検証については 3 次元翼周りシミュレーションの結果を用いた。例題として、圧縮性の流れ場を取り上げ、マッハ数 0.82、レイノルズ数 3.0 million、迎え角 1.86° の翼周り流れシミュレーションを行い、翼後縁から $0.2C$ の位置の後流面における圧力推定を行った。検討項目は、圧力推定に際しての境界条件の設定法、境界位置、圧力推定領域である。

境界条件に等エントロピー条件を用いた圧力推定結果について、圧力推定領域を狭めた場合においても、設定可能であることが分かった。このことから、等エントロピー条件を用いることで、PIV 計測領域を翼面から $1C$ 程度離れた位置までの計測により、境界条件として圧力計測をしない場合においても圧力推定が可能であることが分かった。また、分割された速度データに対する圧力推定計算についても検証を行い、2 つに分割された矩形領域の流速データの入力に対しても精度良い圧力推定が可能であることを確認した。

これらの結果から、本圧力推定手法は高速流の PIV 計測で得られる狭い領域の速度データ及び複数枚に分割された速度データに対しても計算可能であると言える。

なお、本稿では 2 つの矩形領域の流速データは 3 次元翼周りシミュレーションにより得ている。そのため、矩形領域が重なる点での格子点及び流速値は同一であるので、補間等は行っていない。しかし、実際の PIV 計測においては、2 つの矩形流速データの重なる領域において格子点のずれや流速値の誤差が発生すると考えられる。今後は実際の PIV 計測の流速データを用いた圧力推定を行い、発生する問題について取り組んでいく。

参考文献

- 1) Kusunose K. : A Wake Integration Method for Airplane Drag Prediction, ISBN4-86163-015-0 C3353. Tohoku University Press, Mar. 2005
- 2) Aso T., Matsushima K., Nakahashi K. : CFD Pressure Estimation using PIV Data, KSAS-JSSAS joint international symposium, Busan, Korea, pp.156-163, Nov.2006
- 3) 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
- 4) 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 回流体講演会/ANSS 2011 講演集, 2A08, July. 2011.
- 5) 松島紀佐, 喜多良樹, 加藤裕太, 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
- 6) 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
- 7) 松島紀佐, 泉知宏, 加藤裕之 : 遷音速流における翼後流 PIV 計測による圧力推定, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム第 45 回流体力学講演会, July. 2013
- 8) Matsushima K., Yamaguchi G., Kato H. : Assessment of 2.5 Dimensional Model to Calculate Pressure Using Stereo PIV Data in Wing Wake Flows, The 12th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, Nov.2013
- 9) 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
- 10) Obayashi S. and Guruswamy G.P. : Convergence Acceleration of an Aeroelastic Navier-Stokes Solver, AIAA Journal, Vol.33, No.6, pp.1134- 1141, 1995
- 11) 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

JAXA 相模原アーク風洞の特性評価

下田孝幸^{#1}、山田和彦^{#1}、高橋裕介^{#2}

#1 宇宙航空研究開発機構/宇宙科学研究所、#2 北海道大学

Characterization of JAXA/ISAS Arc Wind Tunnel Facility

by

Takayuki Shimoda and Kazuhiko Yamada (JAXA/ISAS), Yusuke Takahashi(Hokkaido University)

ABSTRACT

JAXA Sagami Arc wind tunnel was established as 1MW high power arc tunnel in 1996. It had contributed to the development of “HAYABUSA” capsule successfully and “HAYABUSA2” which will be launched in this year. After “HAYABUSA2,” the exploration to Jupiter orbit is planned. The returned capsule of the vehicle will be exposed heat flux of over 30MW/m². Sagami Arc tunnel is preparing to update the performance to develop the highly heat resistant material for the recovery to the earth. The wind tunnel also started its activity as Inter-University Research facility in 2014. The heat flux and other physical characteristics are under re-investigation and identification for stable operation. We report the results of them so far.

1. はじめに

現在 JAXA 相模原キャンパスに設置されている相模原アーク加熱風洞（以後、アーク風洞と呼ぶ。）は、当初「はやぶさ」のカプセルの開発のために 1996 年に設置され、2010 年 6 月に幾多の試練を乗り越え地球に無事帰還し地球大気再突入に成功した「はやぶさ」カプセルの開発に貢献し、その後も様々な耐熱材料等の研究活動に使用され、実績を残してきた。2014 年秋には「はやぶさ」の後継機である「はやぶさ 2」が種子島宇宙センターから打ち上げられ、2020 年末に再び地球に帰還する予定であり、アーク風洞において開発された耐熱材が再び成果を上げるはずである。また、更なる深宇宙探査として木星軌道のトロヤ群との間を往復する探査機も計画されており、この探査機が地球大気に再突入する際には「はやぶさ 2」の 2 倍以上の加熱を受けることになる。アーク風洞はそのような高加熱率に耐える耐熱材の開発のために、半導体レーザーを併用した更なる高加熱率化をも計画している。

また、アーク風洞は 2014 年度から大学共同利用設備として幅広く研究者の利用に供せられることになり、初年度は共同利用の公募に対して多数の応募があり、9 件の研究が採択され現在ユーザの共同利用が行われているところである。

このように重要性の増した相模原アーク風洞において、改めて風洞としての様々な性能特性の再確認、安定した運用性、性能向上へ向けた活動に取り組んでいるところである。

2. 相模原アーク風洞の概要

アーク風洞は、JAXA 相模原キャンパス特殊実験棟内に設置され、耐熱実験室に設置された加熱装置及び試験室をメインとして、その付帯設備として電力供給設備、作動ガス供給設備、ガス排気設備、冷却水設備、計測設備から構成されている。作動ガスは試験の目的に応じて空気と窒素が使用可能であり、起動ガスとしてアルゴンを使用し、風洞起動時にアークの点火を行うようになっている。加熱装置はセグメント型であり、約 80 枚の独立したドーナツ状の無酸素銅製のディスクから構成されたコンストリクタの上流に位置する陽極チャンバと下流側の陰極チャンバの間に 1500V の電圧をかけてアーク電流を発生させる。各ディスクはそれぞれ独立して純水によって冷却されており、ディスク間はセラミック製の絶縁板によって絶縁されている。作動ガスはコンストリクタ壁面上の多数の小さな穴から加熱器内部に流入し、アーク電流によりジュール加熱を受けプラズマ化し、ノズルによって膨張加速され超音速流を発生する。通常アーク電流は 450A を維持し、供試体への加

熱率はノズルからの距離によって調整するが、電流を 350A～550A 程度の間で変化させ、ノズルから等しい距離にある供試体への加熱率を変化させることも可能である。相模原アーク風洞の主な性能を表 1 に、セグメント型加熱器を図 1 に、またアーク風洞サブシステムのブロック図 1) を図 2 に示す。

表 1 相模原アーク風洞の主な性能

作動電流	300-700A
作動電圧	最大 2000VDC
最大出力	1MW
質量流量比	10-30g/s
エンタルピ	3-20MJ/kg
澱点動圧	0.05-0.7kg/cm ²

セグメント型アーク風洞の安定した運用のためには数回の試験毎にメンテナンスを行う必要があり、加熱器の状態によってはディスクを分解してのメンテナンスも必要となるため試験日数に対してランの回数に限られてくる。このためアーク風洞にはガードンゲージを含む 5 個の供試体を取り付けられるようになっており、順次気流中に投入して 1 ランの間に最大 5 個の供試体を加熱することができる。ただし熱電対温度の測定ラインは 6 個であり、これを設置供試体で分けなければならない。供試体温度測定ラインは今後増設するよう検討中である。

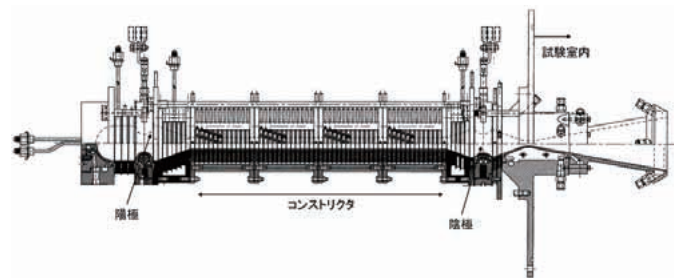


図 1 相模原アーク風洞のセグメント型加熱器

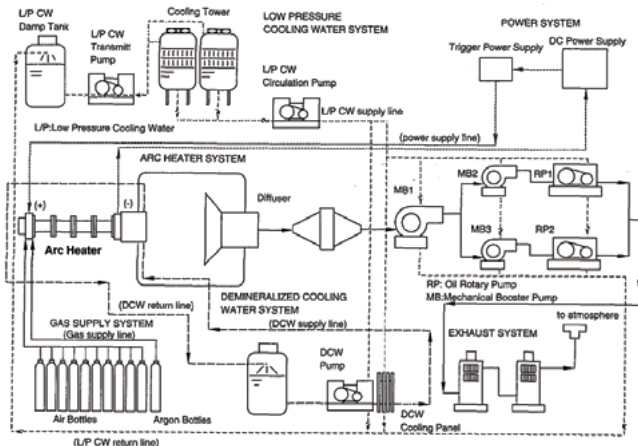


図2 相模原アーク風洞サブシステムブロック図¹⁾

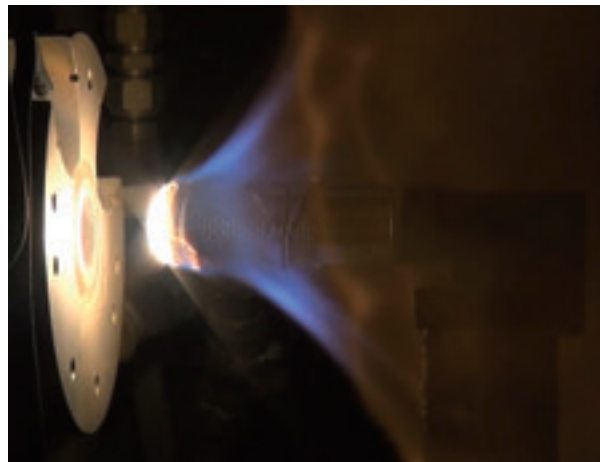


図4 25mm位置での加熱試験の様子

3. 熱流束特性

3.1 初期熱流束特性把握試験

惑星大気突入環境を正確に模擬することは、「はやぶさ」に代表される深宇宙から帰還した探査機カプセルが地球大気への再突入を経て無事地球の戻ってくるための探査機設計や、さらには今後有人化された宇宙機の地球大気圏への帰還や、火星等への大気突入を経て無事到達するための宇宙機設計のためにも非常に重要となる。

アーク風洞の特性確認に当たり、改めて 25mm φ ガードンゲージ使用時のノズルからの距離と加熱率測定値の関係を調べたのが図3中の EXP としているグラフである。

相模原アーク風洞では、通例 6MW/m² 以下の加熱率測定では 50mm φ のガードンゲージを使用し、それ以上の加熱率では 25mm φ のガードンゲージを使用していた。これは気流の大きさから 80mm 以上ノズルから離れると 50mm φ の供試体を使用でき、それより近くなると 25mm φ の供試体を推奨していたからである。今回、ノズルからの距離にかかわらず 25mm φ ガードンゲージを使用し、熱流束特性を取得した。

図4に 25mm 位置での加熱試験の様子を示す。

図3よりわかったことは、従来の想定に比較して同じ位置での加熱率が高いことである。特に 65mm より近くなると加熱率が急に上昇し、従来想定していた加熱率を大幅に超えている。一例として従来 25mm の位置では加熱率は 12MW/m² とみなしてきたが今回の測定では 15MW/m² を超えている。

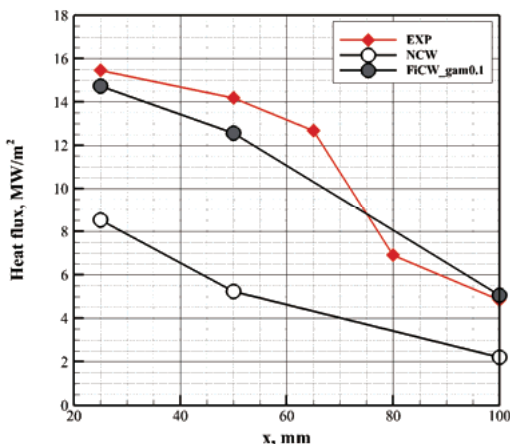


図3 ノズルからの距離と加熱率²⁾

3.2 数値計算による検証

初期熱流束特性把握試験にて得られた結果に対して、数値計算による検証を試みた。ここで用いた計算手法の詳細は、参考文献3)を参照してほしい。

図3に実験値 EXP と合わせて数値計算による解析値を載せている。実験と解析の条件の違いを表2に示す。また、今回の解析ではガードンゲージ壁面温度を 800K と仮定している。

表2 実験と解析条件の違い

	実験	解析
電流 (A)	451	451
電圧 (V)	1434.6	18
質量流量比 (g/s)	18.5	865
加熱機内圧 (Pa)	4.95x10 ⁵	5.67x10 ⁵
エンタルピ (MJ/kg)	~13.0	17.6

解析においては触媒性を考慮し、以下の式により評価しており、図3においては触媒性有り(FICW)として $\gamma=0.1$ を使用し、触媒性なし(NCW、 $\gamma=0$)と比較している。

$$k_s C_s = D_s \frac{\partial C_s}{\partial x}$$

$$\text{where, } k_s = \gamma_s \sqrt{\frac{kT_w}{\pi m_s}}$$

さらに触媒性の影響を見るために、ノズルからの距離 25mm における澁み点加熱率を、触媒性を変化させて解析した結果を図5に示す。

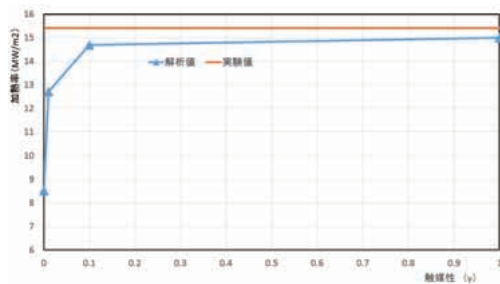


図5 解析における加熱率への触媒性の影響 (ノズルから 25mm 位置における加熱率)

図5より激み点加熱率は、ガードンゲージ壁面での触媒性に大きく影響されることがわかるが、 $\gamma=0.1$ 以上になるとほぼ原子が分子に再結合して、解析値も実験値に近くなる
ことがわかる。
これらより、一定の触媒性のもとで実験値の規模に関して解析で検証できることがわかった。
さらに加熱面における加熱率分布の解析結果を図6に示す。
これにより、直径20mmの内部では加熱率はほぼ一定に近いことがわかる。

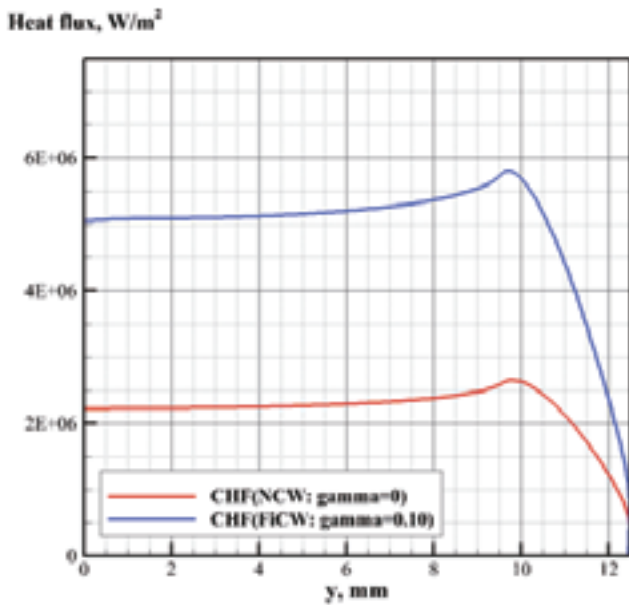
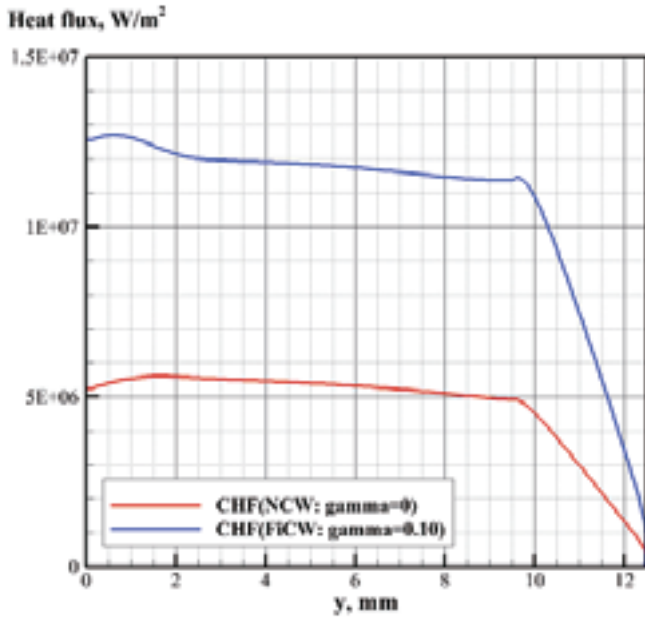


図6 ガードンゲージ表面の加熱率分布 2)
(ノズル距離からの距離: 上 50mm, 下 100mm)
(壁面温度 800K 仮定)

3.3 熱流束特性把握試験

アーク風洞の熱流束特性について、触媒性を考慮した簡易数値の結果との比較においても良く一致していることを示した。ただ計測値には線形性は無く、また簡単な近似式でも表せないカーブとなっている。これは更に実験データを積み重ねてもその傾向に変わり無く、これが相模原アーク風洞の特性だと思われる。この特性が何に由来するかは今後研究を進めていくこととする。

図7に実験データを積み重ねたアーク風洞の熱流束特性のグラフを示す。2種類のガードンゲージで測定したものであり、▲はφ25mm、■はφ50mmのガードンゲージでの計測値である。60mm以上ノズルからの距離が離れるとφ50mm供試体を用いることが出来、加熱率データは■を用いることになる。それ以上近いノズル距離ではφ50mmにおける加熱率データが無いためφ25mm供試体を用い、▲の加熱率データを用いる。

ここで、ノズルからの距離25mmにおいてデータのばらつきが大きいことがわかる。この距離においては気流中心からのガードンゲージ中心のずれが大きく影響するため、加熱試験毎にガードンゲージによる加熱率を測定することが望ましい。ただ、ノズル距離50mmにおいても14MW/m²の加熱率があり、加熱率の高さを追い求めない安定した試験を行うためには50mm位置における試験が望ましい。

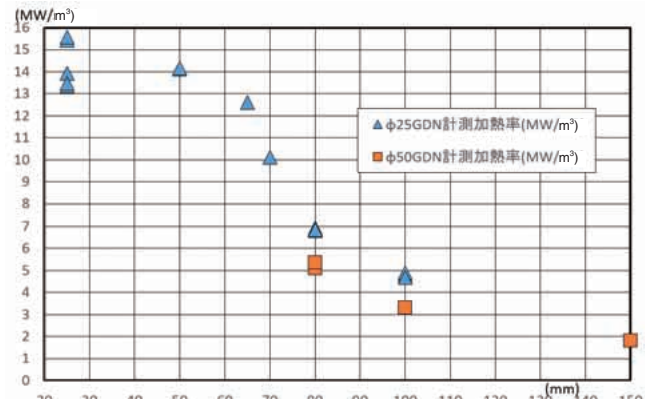


図7 ノズル距離と加熱率の関係
(電流 450A、加熱器内圧 0.5MPa)



図8 風洞出力の変化と加熱率の関係

図7における加熱率の測定は、電流 450A、加熱器内圧 0.5MPa の一定出力下で、加熱面のノズル出口からの距離のみを変化させて求めた加熱率である。一方、アーク風洞の出力を変化させたときの加熱率の変化を改めて測定した。ノズル距離が一定でも、風洞の出力を変化させることによって加熱率も変化する。その測定結果が図2である。

アーク風洞の出力は、電流を3通り（350A、450A、550A）、加熱器内圧を2通り（0.5MPa、0.6MPa）の組み合わせの6通りとし、それぞれにおいてノズルからの距離を変えた位置における加熱率を測定した。

図8から分かるように電流を上げるほど加熱率は高くなる。また加熱器内圧が高いほど加熱率は高くなるがその差はさほど大きくない。またノズル距離が近いほど加熱率が上がるのは図7と同様である。

電流が 350A では出力があまり安定せず、450A、550A においては安定した加熱を行うことが出来た。通常の運転では 450A、0.5MPa を基本とし、ユーザの要望に応じて最適な運転を行えるようにしたい。

またユーザによっては直径 10mm 程度の球体を澱点加熱率 $30\text{MW}/\text{m}^2$ 程度で試験を行う希望もあり、実際に進めている。このような試験に対してもスラグ式のカロリメータを整備する等、柔軟な対応を行っていききたい。また、単なる材料試験では無く、ある程度の構造体の試験も行えるよう、供試体インタフェースも柔軟に行えるよう不断の改良を続けていくつもりである。

4. エンタルピーの特性

出力を変化させて風洞特性を取得した際に、同時にエンタルピーの変化を改めて測定した。風洞出力とエンタルピーの関係を図9に示す。3項と同様に3つの電流と2つの加熱器内圧に対するエンタルピーの平均をグラフに示している。電流 350A においてエンタルピーは安定せず、加熱器内圧の影響も大きい。450A、550A においてエンタルピーは安定し、加熱器内圧の差も加熱率にはさほど大きく影響しない。今回の測定では最大エンタルピーが $15.8\text{MJ}/\text{kg}$ 程度であったが、このときの風洞出力はおおよそ 0.86MW 程度である。最大出力 1MW に近い時のエンタルピー、加熱率等を今後確認していき、ユーザの試験条件設定に資していききたい。

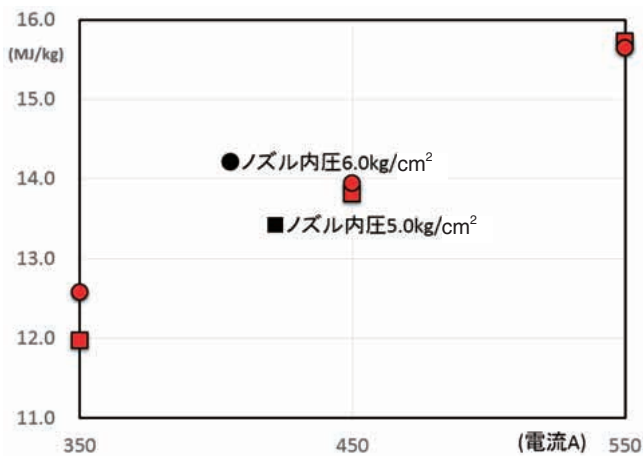


図9 風洞出力とエンタルピーの関係

5. 圧力特性の把握

アーク風洞の澱点圧力についても、今後再計測してデータを揃えようとしているところである。

現在図10のようなピトー圧プローブを準備し、特性把握試験を開始したところである。最初の数回の試験では、ほぼ従来定格としていた値に近いデータがとれている。

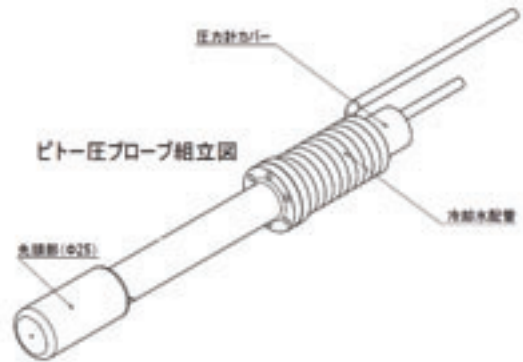


図10 アーク風洞で使用する圧力計



図11 アーク風洞の試験室内。加熱器のノズルと供試体を5個順次投入できる射出装置が分かる

6. まとめ

相模原アーク風洞の熱流束をはじめとした各特性に関する風洞特性の把握を進めている現状を報告した。大学共同利用を幅広く進めて行くに当たり、基礎的なデータを整備していく予定である。

参考文献

- 1) T. Yamada and Y. Inatani, "Arc Heating Facility and Test Technique for Planetary Entry Missions" The Institute of Space and Astronautical Science Report SP No. 17 March 2003
- 2) 高橋裕介, "ISAS 1MW アーク加熱気流の熱流束について part1, part2, part3", Presentation 2014/5
- 3) Yusuke Takahashi, Takashi Abe, Hiroki Takayanagi, Masahito Mizuno, Hisashi Kihara and Ken-ichi Abe, "Advanced Validation of Nonequilibrium Plasma Flow Simulation for Arc-Heated Wind Tunnels", Journal of Thermophysics and Heat Transfer, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Vol. 28, No.1, pp. 9-17, January-March, 2014.

10kW 級 $\Phi 75\text{mm}$ 大口径 ICP 加熱器の気流特性に関する研究

宮谷聡 (東京大・院), 山田和彦 (JAXA/ISAS), 安部隆士 (JAXA/ISAS)

The Characteristics of Plasma Flow Produced by 10 kW and $\Phi 75\text{ mm}$ Large Diameter ICP Heater

by

Satoshi Miyatani (The University of Tokyo), Kazuhiko Yamada (JAXA/ISAS) and Takashi Abe (JAXA/ISAS)

ABSTRACT

A low ballistic coefficient atmospheric re-entry system, which applies a flexible membrane aeroshell to a spacecraft, attracts attention recently as a next-generation technology for space transportation. In order to realize this innovative technology, one of the important subjects is heating resistance evaluation of the membrane material for this flexible aeroshell. Therefore, inductively coupled plasma (ICP) heater was newly developed which has the ability to simulate the heating environment of the low-ballistic-coefficient re-entry. This ICP heater has 10kW electric power supply and $\phi 75\text{mm}$ glass tube. In this paper, the operating range of ICP heater and the result of heat flux distribution and dynamic pressure of air plasma flow are introduced. It is confirmed that the plasma flow produced by this ICP heater is axisymmetric and its core flow has a diameter of 40mm. Furthermore, the heat flux is controllable from almost 100kW/m^2 to 250kW/m^2 , which is enough to evaluate the durability of the membrane material for the atmospheric entry vehicle.

1. はじめに

次世代の大気圏突入システムとして、図1に示すような展開型柔軟エアロシェルを利用した低弾道係数型大気圏突入機が注目されている¹⁾³⁾。このシステムは、大きさの割に軽量のエアロシェルによって、大気圏突入時の減速に必要な空気を効率よく得られることが重要な特徴である。

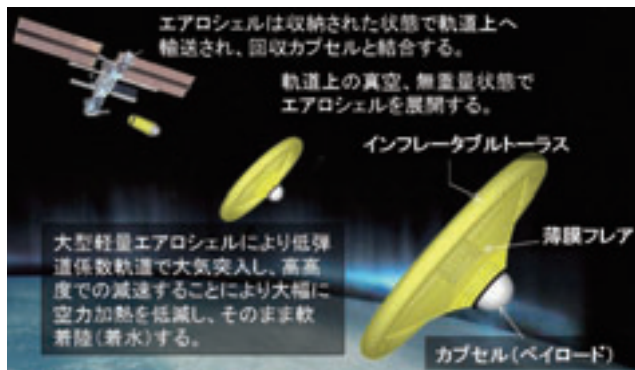


図1 展開型柔軟エアロシェルを利用した低弾道係数型大気圏突入機の例

このシステムの実用化のために克服すべき技術課題の一つとして、エアロシェルを構成する柔軟材料の耐空力加熱性能を正確に評価することが挙げられる。展開型柔軟エアロシェルを利用した大気圏突入機の特徴として、大気密度の薄い高高度で減速が行えるため、大気圏突入中に経験する空力加熱を従来型の大気圏突入機に比べ軽減できることが知られている。例えば、直径2.5mの柔軟エアロシェルを搭載した総重量15kgの再突入機の場合、地球周回軌道からの再突入時に受ける最大淀み点熱流束は約 100kW/m^2 、気流動圧は約160Paと推定している。加熱率に関しては、従来型の大気圏突入機に比べ1桁程度小さい値である。

我々の研究グループでは、これまでに、熱風器、レーザーや極超音速風洞を利用して柔軟材料の評価を行い、一定の成果を得てきた。⁴⁾⁶⁾これらの装置は、どれも約 100kW/m^2 の熱流束を再現することができるが、実飛行環境と異なる点も多い。例えば、レーザー加熱器は加熱領域が小さいことが課題であり、極超音速風洞は実環境に比べてエンタルピーが低く、加熱時間が30秒程度と短いという課題があった。

そこで、より柔軟なエアロシェルを有する大気圏突入機が経験する加熱環境に近い状況を模擬する装置として、

ICP (Inductively Coupled Plasma, 誘導結合プラズマ) 加熱器を開発した。ICP加熱器は、石英ガラス管内を流れる気体に対して、その周囲に巻いたコイルに高周波の大電流を印加することにより、非接触で高温のプラズマ気体を得ることができる。このICP加熱器を用いて空気プラズマを生成することで、高エンタルピーかつ低空力加熱の実環境に近い加熱状況を模擬できると考えている。さらに、本装置で生成した空気プラズマは広い加熱領域を持ち、加熱時間は数分から数十分と非常に長いことも利点である。

本稿では、開発したICP加熱器の作動特性、および生成される空気プラズマの気流特性について報告する。気流特性は、気流動圧計測と熱流束計測を扱い、特に材料の耐熱評価試験において重要なパラメータである熱流束については詳細に計測した。

2. ICP 加熱器

2. 1. 装置の構成

ここで開発したICP加熱装置は、1)高周波電源、自動マッチングボックス、自動点火装置、プラズマトーチからなる本体部、2)ガスボンベ、マスフローコントローラからなるガス供給系、3)真空チャンバー、電動弁、真空ポンプからなる真空排気系、4)本体部を冷却するための冷却水系からなる。図2に、今回開発したICP加熱器の写真を、図3に、ICP加熱器のシステムブロック図を示す。

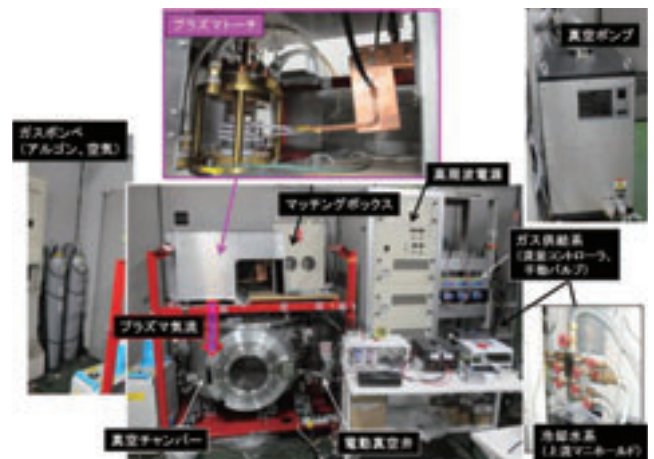


図2 開発した ICP 加熱器システム

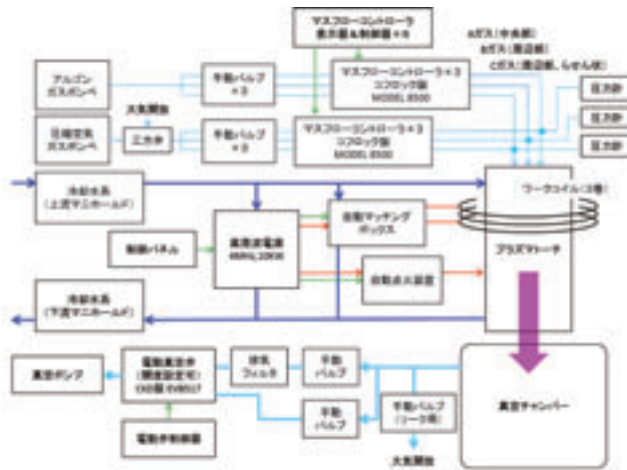


図3 ICP 加熱器システム全体ブロック図

本体部の設計製造は、JAXA 調布の 110kW の ICP 加熱風洞⁷⁾⁸⁾を参考に日本高周波 (株) が行った。プラズマトーチの仕様は、基本的に JAXA 調布のものを踏襲し、最大投入電力を 10kW とした。このプラズマトーチは、内径 75mm のガラス管、それを取り巻く 3 巻のワークコイル、そして、駆動ガス流路から構成されている。駆動ガス流路は、A ガス (中央部、軸方向)、B ガス (周辺部、軸方向)、C ガス (周辺部、らせん状) の 3 つの流路からガラス管内に導入される。また、プラズマトーチは自動マッチングボックスを介して高周波電源と接続されている。この高周波電源の周波数は 4MHz であり、最大 10kW の電力を投入できる。さらに、自動点火装置によってトーチ内部に放電火花を生成し、プラズマ点火の補助として使用できる。駆動ガスは、アルゴンガスと空気の 2 種類が用意されており、これらの気体流量はマスフローコントローラを用いて制御する。プラズマトーチに導入され、トーチ内部でプラズマ化されたガスは真空チャンバー内部へ、上から下へと流れる。材料試験に使用する場合は、この真空チャンバー内がテストセクションとなる。真空チャンバーは、内径φ90cm、高さ 60cm の SUS 製円筒形であり、排気フィルター、電動真空弁を介して、真空ポンプに接続されている。この電動真空弁は開度設定が可能であり、排気量および真空チャンバー内部の圧力を制御している。

図 4 に示すように、プラズマトーチ出口部に、オリフィスを取り付けている。このオリフィスは SUS 製の孔のある厚さ 1.5mm の薄板であり、内径 50mm、外径 110mm となっている。このオリフィスによって、プラズマジェットを直径 75mm から 50mm に絞っている。オリフィスがない状態では、加熱器の動作が不安定になってしまうが、このオリフィスを装着することで ICP 加熱器は安定に動作する。また、逆にオリフィス孔が小さすぎても加熱器は安定に動作しない。本稿では、安定に作動する条件の選定を目的としているため、この理由については今後より詳細に検討する。

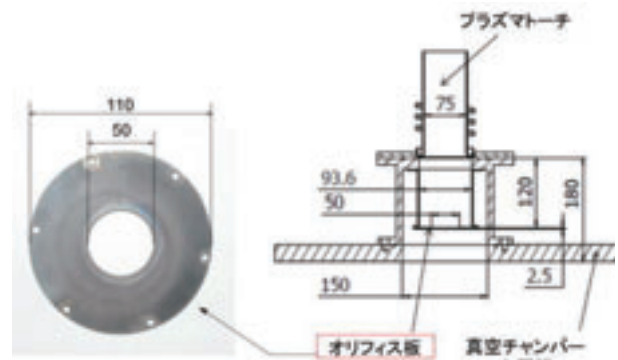


図4 オリフィス板と取付け位置(単位 : mm)

表 1 ICP 加熱器システムの仕様

本体部設計製作	日本高周波 (株)
電源周波数	4MHz±0.05%
必要電力	3 相 AC200V,24kVA
投入電力設定範囲	0~10kW (3kW×4 台)
トーチガラス管内径	φ 75mm
ワークコイル径	φ 96mm
ワークコイル巻数	3 巻
必要冷却水量	62L/min
マスフローコントローラ	コブロック製 MODEL8500
電動真空弁	CKD 製 EVB517
オリフィス孔直径	50mm

2. 2. 空気プラズマの生成

空気プラズマを生成する際は、まずアルゴンプラズマを生成し、A ガス、B ガス、C ガスの各流路をアルゴンガスから空気に置換する⁹⁾。同時に、投入電力、真空チャンバー圧力も調整を行い、最終的に生成された 100%空気プラズマは図 5 のようになる。プラズマトーチ内では紫色に発光しているが、真空チャンバー内では黄色の気流となっていることが分かる。

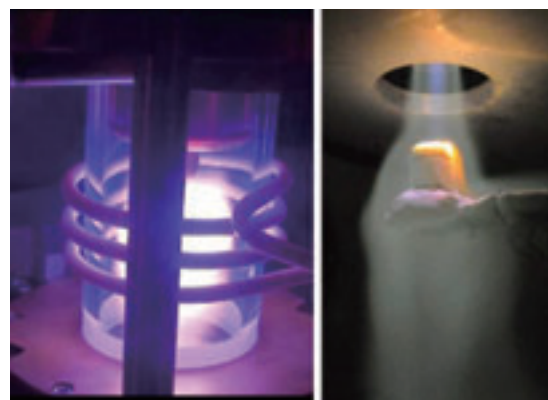


図5 本装置で生成された 100%空気プラズマの様子。左 : トーチ内, 右 : チャンバー内 (30SLM, 10kW)

3. ICP 加熱器作動特性

作動特性試験の目的は、ICP 加熱器の各パラメータを変化させ、100%空気プラズマが生成可能な作動範囲を確定させることである。本試験では、空気ガス流量と投入電力をパラメータとし、空気プラズマの生成可能範囲を調査した。なお、特性試験に際し、気流の基準条件を下記の表 2 のように定める。ここで、SLM(standard liter / min)は 1atm,

0°Cにおける1分間の流量を表し、空気 1SLM は 0.0216g/sec に相当する。

表2 基準条件

ガス流量(SLM)				投入電力	チャンバー圧力
A	B	C	合計		
6	12	12	30	10kW	3.9kPa

3. 1. ガス流量特性

駆動ガス流路は、トーチ中央部を軸方向に流れる A ガス、トーチ周辺部を軸方向に流れる B ガス、トーチ周辺部をらせん状に流れる C ガスの3つの流路からなる。ICP 加熱器で生成したプラズマは中心部分が低温、外縁部が高温の軸対称プラズマとなるため、このように気流をスワールさせることで、テストセクションで温度分布が偏ることを防いでいる。ここでは、3つの流路の内、1つの流路のみを表2の基準条件から増減させて、空気プラズマが安定して生成可能な条件を調査した。

試験結果は表3の通りである。B ガスと C ガスを 12SLM に固定した場合、A ガスが 6SLM を上回ると、空気プラズマは明滅し始め、さらに流量を増やすと消失してしまう。一方で、A ガスを 0SLM に設定してもプラズマは安定して生成できる。また、A ガスを 6SLM に固定し、B ガスまたは C ガスを 12SLM 未満に設定した場合でもプラズマが明滅し始め、さらに減少させると消失する。本装置では石英ガラスに巻いたコイルからガスへエネルギーを投入することになるが、この時、表皮効果のために磁界はトーチの中心へ行くにつれて指数関数的に減少する。したがって、中央部を流れている A ガスを増やすことは、高周波によるエネルギーをガスが吸収しにくい方向に働かせている。周辺部を流れている B ガスと C ガスを減らすことも同様である。A ガスの流量に上限があり、B ガスと C ガスの流量に下限があるのは、上記の理由によるものと考えられる。

なお、B ガスと C ガスの上限(20SLM)は使用しているコフロック(株)のマスフローメーターの最大定格流量であり、これを上回ると空気プラズマが不安定となる訳ではない。

表3 ガス流量の制御範囲

流路	最小流量	最大流量
A ガス	0SLM	6SLM (0.13g/sec)
B ガス	12SLM (0.26g/sec)	20SLM 以上 (0.43g/sec 以上)
C ガス	12SLM (0.26g/sec)	20SLM 以上 (0.43g/sec 以上)

3. 2. 投入電力特性

投入電力は 3kW 電源を 4 台使用し、最大 10kW まで出力することができる。投入電力は気流の熱流束に大きく影響を及ぼす可能性があるため、本試験では投入電力の制御可能範囲を調査した。これまでの試験から、空気ガス流量と投入電力の制御範囲に関係性があるとわかっている。そこで、空気ガス流量を表3の範囲で変化させ、投入電力の制御範囲の変化を観察した。

総ガス流量と投入電力の制御可能範囲は表4のようになった。これより、空気ガス流量が増加するほど、投入電力の制御範囲は広がるのが分かった。

表4 投入電力特性

総ガス流量	最小投入電力	最大投入電力
30SLM (A:6 B:12 C:12)	9.5kW	10kW
34SLM (A:6 B:12 C:16) (A:6 B:16 C:12)	7.0kW	10kW
38SLM (A:6 B:12 C:20) (A:6 B:20 C:12)	5.5kW	10kW

※()内は3つの流路に流れているガス量(SLM)

4. 気流動圧計測

柔軟エアロシェルで使用する材料の耐熱性能評価試験に先立ち、本装置によって、生成された 100%空気プラズマの気流特性を把握することは必要不可欠である。そこで、プラズマ気流の動圧計測を実施した。

4. 1. センサの仕様

計測には図6に示すピトープローブを用いた。プローブは直径 20mm の半球状で、先端に直径 1mm の孔が空いており、真鍮製である。また、圧力計測部は高温になるため、冷却水を流せる仕様になっている。

このピトープローブによって取得した気流総圧と真空チャンバー圧力との差圧を表6の圧力計で取得し、これを気流動圧とした。なお、ピトープローブは真空チャンバー内に設置したトラバース装置を用いて水平面内は自由に動かすことが可能であり、高さ方向はラボジャッキを用いて調整している。

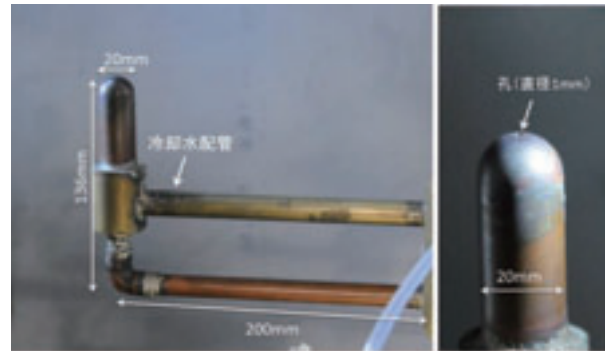


図6 水冷ピトープローブ

表5 圧力計の仕様

型式	横河電機 MT210-767321
測定方式	差圧型
測定レンジ	0-10kPa
分解能	0.1Pa

4. 2. 気流動圧分布

図4で紹介したプラズマトーチ出口部に装着したオリフィスからピトープローブ先端までの距離を鉛直方向の基準とし、水平方向はオリフィスの中心軸とトラバース装置の移動平面の交点を原点とした。鉛直方向はオリフィスからセンサまでの距離を 140mm から 50mm 刻みで 290mm まで設定し、水平方向は 10mm 刻みで分布を計測した。試験時の気流条件は、表7の通りである。

図7にオリフィス中心軸上を通る気流半径方向の動圧分布、図8に気流中心方向の動圧分布を示す。気流中心の動圧は、プラズマトーチの距離に比例して線形に減少する。また、動圧は流量に比例し、今回の気流条件では 30Pa から

50Paとチャンバー圧力に比べて非常に小さい。さらに、半径方向の動圧分布から気流は軸対称であり、コアフロー直径は約40mmである。

表6 動圧計測の試験条件

ガス流量	投入電力	真空チャンバー圧力
24SLM (A:0 B:12 C:12)	10kW	3.3kPa
30SLM (A:6 B:12 C:12)	10kW	3.9kPa
38SLM (A:6 B:12 C:20)	10kW	4.7kPa

※()内は3つの流路に流れているガス量(SLM)

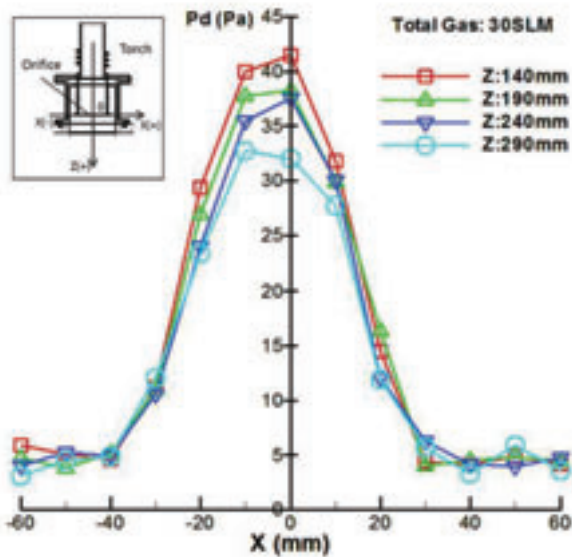


図7 気流半径方向の動圧分布

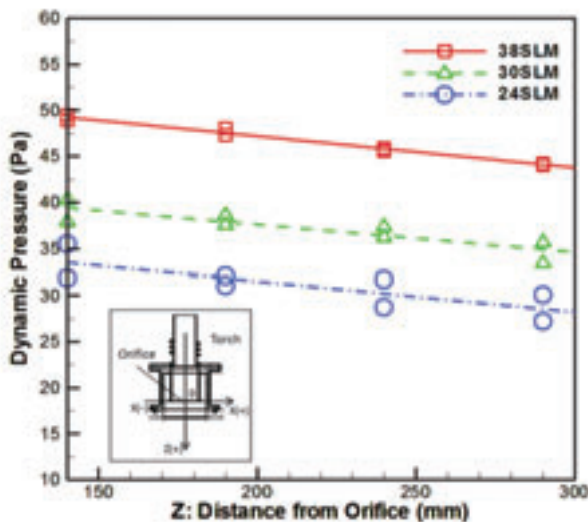


図8 気流中心方向の動圧分布

5. 熱流束計測

気流動圧に続いて、耐熱評価試験で最も重要な要素である、空気プラズマの熱流束を計測した。

5. 1. センサの仕様

使用した熱流束計の仕様を表8に示す。Medtherm社製のガードンゲージはセンサ中央と周辺部の温度差に比例した起電力を発生する。この出力電圧に感度係数を乗じること

によって、熱流束値を得ることができる。なお、周辺部は水冷されている。

表7 熱流束センサ仕様

原理	ガードン型
製造	MEDTHERM 社
型式	GTW-100-40-484
最大熱流束値	100W/cm ²
形状	センサ直径 0.62 inch (15.7mm) センサ高さ 1 inch (25.4mm)
感度係数	94.97 kW/(m ² ,mV)

熱流束センサは、図9に示すように、高さ80mm直径35mmのアルミ製円柱上面に埋め込んでいる。このアルミ円柱の下から銅管を通じて、冷却水をセンサに流している。プラズマ気流の熱流束を計測する際は、さらに断熱材を巻きつけ、直径約50mmの状態で使用している。



図9 熱流束センサのセットアップ

5. 2. 熱流束分布

動圧計測時と同様に、図4のオリフィスからセンサまでの距離を鉛直方向の基準とし、水平方向はオリフィスの中心軸とトランス装置の移動平面との交点を原点とした。センサの位置は気流動圧計測時と同様である。また、気流条件は表7に示した通りである。

図10に気流半径方向の熱流束分布を示す。熱流束分布から空気プラズマのコアは直径約40mmであることがわかる。また、プラズマトーチから離れても気流は半径方向に拡散しておらず、軸方向に対してまっすぐな流れである。

次に、図11に気流軸方向の熱流束分布を示す。気流の熱流束はオリフィスからの距離に応じて低下している。

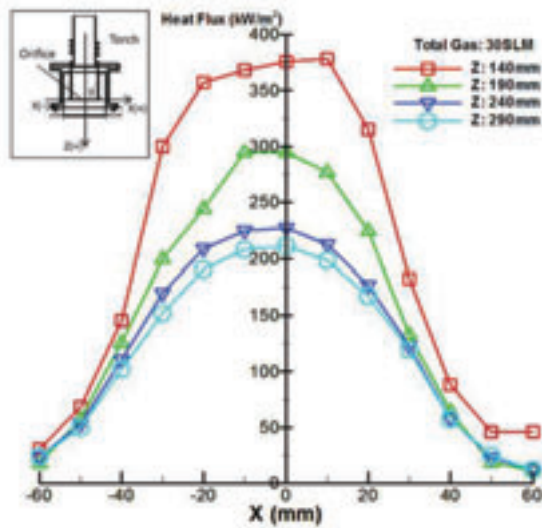


図 10 気流半径方向の熱流束分布

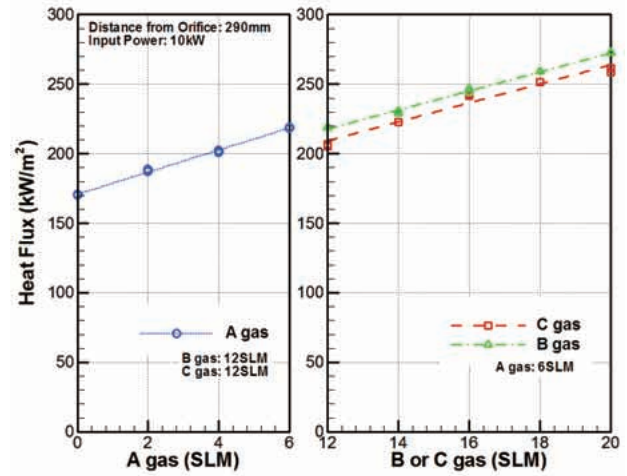


図 12 ガス流量-熱流束特性

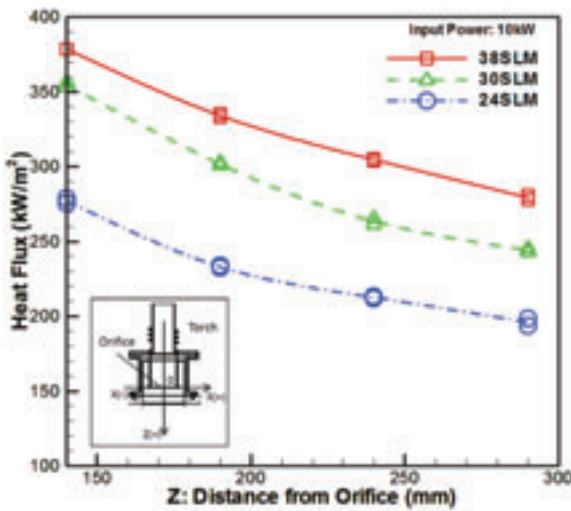


図 11 気流中心方向の熱流束分布

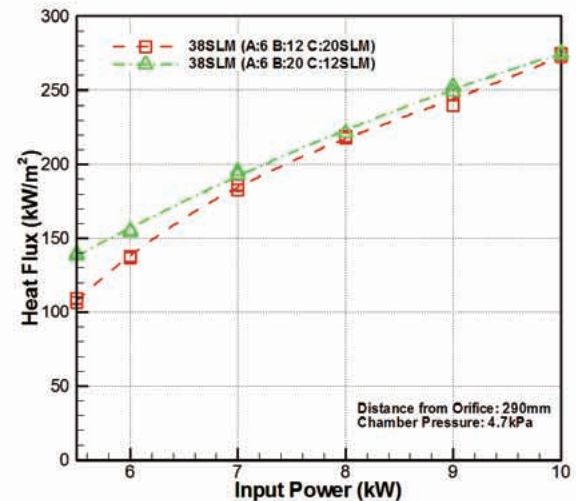


図 13 投入電力-熱流束特性

5. 3. ガス流量-熱流束特性

耐熱性能評価試験において、熱流束の制御可能範囲を把握しておくことが重要である。そこで、ガス流量を3章で示した作動範囲内で変化させ、熱流束の変化を観察した。

空気流量は、3つの流路の内、2つを固定し、残り1つを表3で示した範囲内で変化させた。また、オリフィスからセンサまでの距離は290mmに固定した。

各流路の空気ガス流量と熱流束の関係を図12に示す。これより、ガス流量と熱流束は線形の関係にあることがわかる。また、今回の条件ではガス流量のみを変化させることで、熱流束を170kW/m²から270 kW/m²まで制御できる。

5. 4. 投入電力-熱流束特性

表4より、ガス流量が多いほど、投入電力の制御範囲は大きくなる。そこで、ガス流量を38SLMに固定し、投入電力を変化させた場合の熱流束の変化を観察した。なお、オリフィスからの距離は290mmに固定している。

結果を図13に示す。図12と比較すると、空気ガス流量による熱流束の変化よりも、投入電力による変化の方が大きいことは明らかであり、熱流束を100 kW/m²から270 kW/m²まで制御することができる。

したがって、空気プラズマの熱流束を制御する場合は、空気流量を可能な範囲で最大にし、投入電力を調整した方が広範囲で制御可能である。

6. まとめ

低弾道係数型大気圏突入機に使用する柔軟エアロシェルを実現する材料の耐空力加熱試験のために開発した10kW級φ75mm大口径ICP加熱装置の作動特性を把握した。そして、生成された100%空気プラズマの気流特性を把握するために、気流動圧計測、および熱流束計測を実施した。その結果から、生成された空気プラズマは軸対称であり、軸方向の動圧変化が小さいことが分かった。また、熱流束分布から熱流束はオリフィスからの距離に比例し、気流コア直径は約40mmであることが確認された。さらに、熱流束特性調査から、プラズマ気流安定範囲内でガス流量を最大流量に固定し、投入電力を調整することで、熱流束を広範囲で制御可能なが分かった。

今後は、さらに気流の特性を理解するために、空気プラズマの発光スペクトルを取得し、スペクトルの相対強度から電子温度¹⁰⁾¹¹⁾を求め、さらにSPRADIANによるフィッティングを行い気体分子の振動温度等を算出する¹²⁾¹³⁾予定である。また、並行して気流特性を十分に把握した上で、本装置を用いて柔軟エアロシェルに使用する材料の耐熱評価試験を行える段階にすることが目標である。

参考文献

- 1) 山田和彦, 鈴木宏二郎, 安部隆士, 今村宰, 秋田大輔, 「展開型柔構造大気圏突入機 MAAC の開発と将来展望」, 日本航空宇宙学会誌, 第 59 巻, 第 695 号, 2011 年, 12 月
- 2) 山田和彦, 永田靖典, 秋田大輔, 今村宰, 安部隆士, 鈴木宏二郎 “観測ロケットによる柔軟エアロシェルの大気圏突入実証試験” 平成 24 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 2012 年 12 月
- 3) Yamada, K., Nagata Y., Abe, T., Suzuki, K., Imamura, O., Akita, D., “Reentry Demonstration of Flare-type Membrane Aeroshell for Atmospheric Entry Vehicle using a Sounding Rocket”, AIAA2013-1388.
- 4) Yamada, K., Koyama, M., Kimura, Y., Suzuki, K., Abe, T., and Hayashi, A. K., “Hypersonic Wind Tunnel Test of Flare-type Membrane Aeroshell for Atmospheric Entry Capsule”, ISTS-paper 2009-e-20, 2009.
- 5) 安部大佑, 山田和彦, 林光一, 安部隆士, “極超音速流中でのインフレータブル構造体の空力加熱環境に関する研究”, 平成 23 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 相模原, 2011 年 12 月
- 6) 土井翔平, 宮谷聡, 山田和彦, 安部隆士, “大気突入用インフレータブル膜面材料の耐熱性能評価試験”, 平成 25 年度宇宙航行の力学シンポジウム, 相模原, 2013 年 12 月
- 7) Ito, T., Ishida, K., Mizuno, M., Sumi, T., Matsuzaki, T., Nagai, J. and Murata, H., “110kW New High Enthalpy Wind Tunnel heated by Inductively Coupled Plasma”, AIAA-paper 2003-7023, 2003.
- 8) Ito, T., Kurotaki, T., Sumi, T., Fujita, K., Ishida, K., Mizuno, M., “Evaluation of Surface Catalytic Effect on TPS in 110kW ICP-heated Wind Tunnel” AIAA-paper 2005-189.
- 9) 山田和彦, 宮谷聡, 前野宏明, 石井一洋, 安部隆士, “10kW 級 ϕ 75mm 大口径 ICP 加熱器の開発”, 第 57 回宇宙科学技術連合講演会, 2013 年 10 月
- 10) Arnold, J. O., Whiting, E. E. and Lyle, G. G., “Line by Line Calculation of Spectra from Diatomic Molecules and Atoms Assuming a Voigt Line Profile”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, Vol.9, pp.775-798, Pergamon Press, 1969.
- 11) Fujita, K., Mizuno, M., Ishida, K., Ito, T. and Kurotaki, T., “Spectroscopic Measurement of ICP-heated Wind Tunnel Plasmas”, AIAA Paper, 2004-2681, 2004.
- 12) Fujita, K., Mizuno, M., Ishida, K., Ito, T., Sumi, T., and Kurotaki, T., “Spectroscopic Diagnostics of Electrically Heated High Enthalpy Wind Tunnels”, AIAA Paper, 2005-173, 2005.
- 13) Fujita, K., Mizuno, M., Ishida, K., Ito, T. and Kurotaki, T., “Spectroscopic Flow Evaluation in Inductively Coupled Plasma Wind Tunnel, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, October-December 2008.

MHD パラシュート効果による超軌道再突入環境下の空力加熱低減の可能性

下澤雄太, 益田克己, 藤野貴康
(筑波大学)

Possibility of Reduction in Aerodynamic Heating by MHD Parachute Effect in Super Orbital Reentry Flights

by

Yuta Shimosawa, Katsumi Masuda and Takayasu Fujino (University of Tsukuba)

Abstract

The MHD flow control in super orbital reentry flight is numerically analyzed with taking MHD parachute effect and radiative heating into account. We conducted a coupled numerical simulation of MHD flow and flight trajectories of a reentry body, where the initial altitude and velocity are set to 75 km and 12.4 km/s, respectively. The initial flight path angle is also set to 5 degree. In the simulation, the strength of magnetic field is varied parametrically in a range of 0 to 1.0 T. The numerical results show that the MHD flow control in super orbital reentry flight can mitigate the total heat flux, which is defined as the sum of the convective and radiative heat flux, owing to a decrease in flight velocity by MHD parachute effect. In order to reduce a peak amount of the total heat flux at stagnation point, the use of weak magnetic fields such as 0.25 T is desirable because an increase in radiative heat flux by MHD flow control at high altitudes can be suppressed. In order to reduce a time integration of wall heat load from 75 km to 45 km, however, strong magnetic fields such as 1.0 T should be used because convective and radiative wall heat load can be mitigated due to a decrease in flight velocity by strong MHD parachute effect.

1. はじめに

再突入飛行体を空力加熱から能動的に守る方法の一つとして MHD Flow Control が提案されている¹⁻³⁾。図 1 に MHD Flow Control 適用時の飛行体周りの電磁流体場の概略図を示す。大気中を極超音速で飛行する際、飛行体の前方には強い離脱衝撃波が形成され、衝撃波背後では空気の解離、電離反応が起こり、弱電離プラズマ流れが生成される。プラズマ流れに対して飛行体内部に搭載した磁石により磁場を印加すると、起電力が発生し、衝撃層内に電流が流れる。その電流と磁場の相互作用で発生するローレンツ力によって衝撃層内のプラズマ流れは減速する。境界層内では温度勾配が緩やかになり、飛行体に流入する対流熱流束が低減する。また、流れの減速に伴い衝撃波前後での質量流量を保存するように衝撃層が拡大する。MHD Flow Control では、搭載した磁石にローレンツ力の反力が作用し、飛行体の全抗力が増大する。この効果は MHD パラシュート効果と呼ばれ⁴⁻⁶⁾、空気力学的な抗力による減速が困難な高々度における飛行速度の低減とそれに起因する空力加熱の低減が期待できる。

これまで著者らは、主に再突入実験機 OREX⁷⁾ (Orbital Reentry Experiments, 1994) を対象に低周回軌道再突入環境下で MHD Flow Control の適用可能性を数値解析により調べてきた。OREX の飛行環境下では、最大 0.5 T の印加磁場条件下において MHD パラシュート効果による飛行速度の低下が対流熱流束のピーク値の低減に大きく寄与すること、飛行時間が長くなっても再突入中の壁面総加熱量は低減することなどを示した⁸⁾。

惑星間航行から地球へ帰還する場合の再突入は、超軌道再突入と称され、第二宇宙速度を有しているために飛行体は低周回軌道再突入よりも厳しい空力加熱を被る。一般に、超軌道再突入では対流熱流束と比較して放射熱流束が無視できない。大津ら⁹⁾は、MUSES-C カプセル¹⁰⁾の超軌道再突入環境下で MHD Flow Control を適用すると、0.6 T の磁場で対流熱流束を 50%程度低減でき、また全抗力は最大 2 倍程度に増加することを数値解析により報告している。吉野ら¹¹⁾は、大津の研究では無視されていた放射熱流束を考慮して超軌道再突入環境下での MHD Flow Control に関する数値解析を実施している。磁場印加により、衝撃層の拡大とプラズマ温度の上昇による放射熱流束の増加量が対流熱流束の低減量を上回り、熱防御効果を打ち消す可能性を示唆し

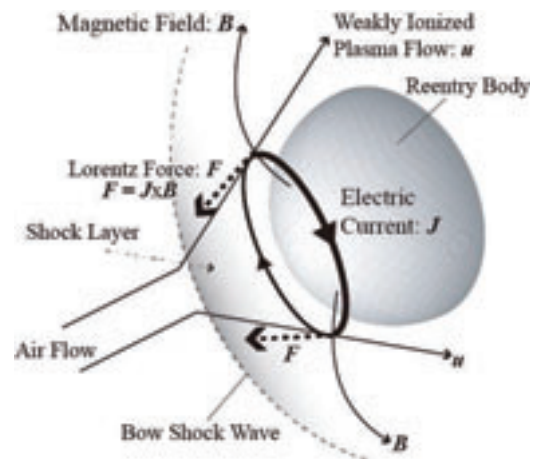


図 1 MHD Flow Control 適用時の電磁流体場の概略図

ている。ただし、大津や吉野の研究では、MUSES-C カプセルの熱流束が最も厳しかったと予想された飛行条件のみを扱っており、MHD パラシュート効果が無視されている。すなわち、磁場印加による飛行軌道の変化が考慮されていない。

そこで著者らは、超軌道再突入環境下で MHD パラシュート効果による飛行軌道の変化を考慮した数値解析を実施したが、1 T を超える強い磁場を印加しても MHD パラシュート効果は小さく、飛行速度はほとんど低下しなかった^{12,13)}。その結果を受け、飛行体形状と印加磁場分布が MHD パラシュート効果に及ぼす影響を調べ、衝撃層内のプラズマ流速を大きく維持できる飛行体形状に対して広範囲に磁場を印加することで、強い MHD パラシュート効果を得られる可能性を明らかにした¹⁴⁾。高々度では磁場印加により熱流束が増加しても飛行速度を大幅に低減できれば、熱流束のピーク値や加熱量の低減が期待できる。

本研究では、超軌道再突入環境下において MHD パラシュート効果が飛行特性や熱流束に与える影響を調べ、磁場印加による放射加熱の増加を考慮しても MHD Flow Control が熱防御システムとして有効に機能する可能性を示すとともに、適切な印加磁束密度の設定に向けた指針を示すことを目的とする。

2. 数値解析手法および解析条件

2.1 解析対象および印加磁場配位

飛行体形状は、実際に超軌道再突入をした MUSES-C カプセルと同一径を有する半径 0.2 m の球とする。飛行体周りを (r, θ, z) の円筒座標系で表し、系の対称性から $r-z$ 2次元平面を解析領域とする。解析格子の設定に際し、対流熱流束の算出に影響が生じない程度に壁面近傍の格子間隔を十分小さくとっている。また、飛行体後方の解析領域は背面の輻射熱流束を評価するのに十分遠方に設定している。

印加磁場は、飛行体内部に空心円筒磁石を搭載することを想定し、ビオ・サバルの法則を解析的、数値的に積分することで求める。磁場分布の作成に際し、磁石の線材には宇宙線観測実験 Bess-Polar プログラムで使用された薄肉ソレノイド型超伝導磁石¹⁵⁾に用いられたものを想定している。図 2 に本研究で使用する磁場分布と磁石位置を示す。飛行体表面の最大印加磁束密度 B_{\max} を 0 T~1.0 T と変化させて解析を行う。空心円筒磁石の断面積は 0.02 m^2 であり、断面積の中心位置は $(r, z) = (-0.15, 0.10)$ である。この磁石位置は、強い MHD パラシュート効果を得るために、飛行体前方の広範囲に磁場を印加することで広範囲にローレンツ力を発生させることを目的としている。安部¹⁶⁾は MUSES-C カプセルとほぼ同一形状の飛行体を対象として MHD パラシュート効果の実証実験に関する検討を行っている。その研究では、飛行体表面に 1.0 T を超える磁束密度を印加できるシステムが提案されており、飛行体総質量は約 17 kg、磁石とクライオスタットの合計質量は約 7 kg である。また、著者らが想定する磁石質量は約 2 kg と見積もられ、MHD Flow Control の効果を得るためにこの磁石を搭載することは、質量の観点では現実的であると言える。

2.2 電磁流体場の基礎方程式および解析手法

流体場に関する基礎方程式には、熱化学非平衡性を考慮した圧縮性 Navier-Stokes 方程式に MHD 相互作用に関する項を加えたものを使用する。熱的非平衡性を考慮するため Park の 2 温度モデル¹⁷⁾を用いる。化学反応に関しては以下の 11 化学種 (N, O, N₂, O₂, NO, N⁺, O⁺, N₂⁺, O₂⁺, NO⁺, e⁻) を考慮し、化学非平衡性を考慮するために Park の有限化学反応モデル¹⁸⁾を使用する。流れは全領域で層流を仮定する。並進-振動エネルギー間の緩和時間は、Millikan-White の半経験式¹⁹⁾に Park¹⁷⁾の修正項を加えたモデルを使用する。また、分子の解離の際に失われる振動エネルギーには、非選択的解離モデル²⁰⁾を使用する。

支配方程式として使用している各化学種の質量保存方程式、運動量保存方程式、全エネルギー保存方程式、振動-電子エネルギー保存方程式をまとめたものを式(1)に示す。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho Y_s \\ \rho u \\ \rho E_t \\ \rho e_{ve} \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F}_C + \mathbf{F}_D) = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_s \\ 0 \\ 0 \\ S_{ve} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ 0 \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} / \sigma \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで \mathbf{F}_C , \mathbf{F}_D はそれぞれ移流流束ベクトル、拡散流束ベクトルを表す。 ρ , Y_s , E_t および e_{ve} はそれぞれ混合質量密度、化学種 s の質量分率、単位質量当たりの全エネルギー、および単位質量当たりの振動-電子エネルギーを示す。右辺第 1 項は熱化学非平衡性に起因した生成項を表し、右辺第 2 項は MHD 相互作用に起因した生成項を表す。 $\dot{\omega}_s$, S_{ve} はそれぞれ化学種 s の生成率、振動-電子エネルギーの生成率を表す。 \mathbf{J} , \mathbf{B} および \mathbf{u} は、それぞれ電流密度、印加磁束密度、速度ベクトルを示し、 σ は電気伝導率を示す。流体場の基礎方程式に軸対称二次元近似を施し、その結果導出された方程式を一般座標空間の下で有限体積的に離散化する。対流項の数値流束には Shock-Fix 法を含む AUSM-DV スキーム²¹⁾を、粘性項

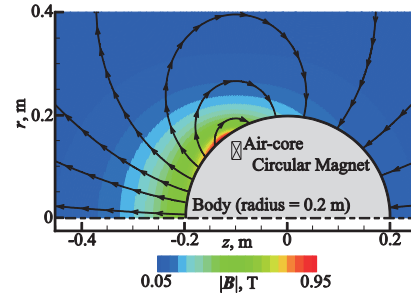


図 2 印加磁場分布 ($B_{\max}=1.0 \text{ T}$ の場合)

の評価には 2 次精度中心差分法を用いる。時間積分には Matrix-Free-Gauss-Seidel 陰的解法²²⁾を用い、各化学種の化学反応に伴う質量生成および消滅項は Diagonal-Point Implicit 法²³⁾を用いて陰的に扱う。

著者らの先行研究において、MUSES-C カプセルの超軌道再突入環境下においてはホール効果および誘導磁場の影響は小さいことが示されている¹²⁾。従って本研究ではそれらの効果は無視する。電磁場の解析には式(2)に示す一般化されたオームの式を用い、電気伝導率は式(3)で評価する。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2)$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \sum v_{eH}} \quad (3)$$

ここで n_e , e , m_e , および v_{eH} は、それぞれ電子数密度、電荷素量、電子の質量、電子と重粒子の衝突周波数を示す。なお、ホール効果は無視する場合、系の軸対称性から式(2)中の電場 \mathbf{E} はゼロとなる。

2.3 軌道解析の基礎方程式および解析手法

全抗力 D_T を圧力抗力 D_P とローレンツ力による抗力 D_L の和として以下のように定義する。

$$D_T = D_P + D_L \quad (4)$$

$$D_P = - \iint_S (pn)_z dS \quad (5)$$

$$D_L = - \iiint_V (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_z dV \quad (6)$$

ここで、 S は飛行体の表面積、 V は解析領域全体の体積、 \mathbf{n} は飛行体壁面に対する法線ベクトルを表す。式(4)~(6)を用いた電磁流体解析より得られた全抗力をもとに式(7)~(9)を用いて軌道解析を行う。

$$m v_\infty \frac{dy}{dt} = mg \cos \gamma - \frac{m v_\infty^2}{R_E + h} \cos \gamma \quad (7)$$

$$m \frac{dv_\infty}{dt} = -D_T + mg \sin \gamma \quad (8)$$

$$\frac{dh}{dt} = -v_\infty \sin \gamma \quad (9)$$

ここで、 m は飛行体質量、 v_∞ は飛行速度、 h は飛行高度、 γ は経路角、 R_E は地球半径、 g は重力加速度を示す。本解析では $m=20 \text{ kg}$ とし、初期条件は飛行高度 75 km、経路角 5° 、飛行速度 12.4 km/s、圧力 2.4 Pa、温度 208.4 K とする。軌道解析の時間刻みは 2 s とする。電磁流体解析と軌道解析を連成し、再突入軌道に沿って電磁流体解析を行う。

2.4 壁面熱流束の評価

全熱流束 q_{total} を対流熱流束 q_{conv} と輻射熱流束 q_{rad} の和として以下のように定義する。

$$q_{\text{total}} \equiv q_{\text{conv}} + q_{\text{rad}} \quad (10)$$

対流熱流束は式 (11) を用いて評価する。本研究では、壁面の境界条件として非触媒壁モデルを用いる。

$$q_{conv} = \eta_{tr} \left(\frac{\partial T_{tr}}{\partial n} \right) + \eta_{ve} \left(\frac{\partial T_{ve}}{\partial n} \right) \quad (11)$$

ここで $\partial T/\partial n$ は壁面における温度勾配、 η は熱伝導係数を示す。また、 tr は並進-回転モードを表し、 ve は振動-電子励起モードを表す。放射熱流束 q_{rad} は放射解析パッケージSPRADIAN²⁴⁾を用いて求める。ただし、壁面温度は簡単のため3000 Kとする。

3. 結果および考察

図3に各磁束密度における飛行速度の履歴を示す。磁束密度が強いほど磁場を印加しない場合と比較して飛行速度の低下量は大きい。磁束密度によらず、磁場を印加しない場合と比較したときの飛行速度の低下量は高度約52 kmで最大となる。磁場を印加しない場合と比較した際の飛行速度の低下割合は、 $B_{max}=0.25$ Tのときは約9%、 $B_{max}=0.5$ Tのときは約17%、 $B_{max}=1.0$ Tのときは約32%である。

図4に各磁束密度における圧力抗力 D_p の履歴を示す。初期飛行高度75 kmでは磁場の印加による圧力抗力の変化量はほとんどみられない。高度の低下に伴い、磁場を印加しない場合と比較して磁束密度が強いほど圧力抗力の低下量は大きくなる。これはMHDパラシュート効果により飛行速度が低下し、動圧が減少したためである。

図5に各磁束密度におけるローレンツ力による抗力 D_L の履歴を示す。磁束密度が強いほどローレンツ力による抗力は大きくなるが、高度約52 km以下では磁束密度によらずローレンツ力による抗力はほとんど得られなくなる。これは、高度の低下に伴い飛行速度が低下すると衝撃波が弱まり、その結果として衝撃層内の電気伝導率が低下することで、ローレンツ力が小さくなるためである。また磁束密度が強いほどより高々度側でローレンツ力による抗力が減少し始める。これは、後述するように、MHDパラシュート効果による飛行速度の低下が電気伝導率の低下につながるためである。

図6に各磁束密度における全抗力 D_T の履歴を示す。磁場を印加しない場合と比較して磁束密度が強いほど高々度域での全抗力の増加量が大きい。これは大きな圧力抗力を得られない高々度域において、MHDパラシュート効果が飛行速度を低下させるために有効であることを表している。また、高度の低下に伴いローレンツ力による抗力が小さくなり、いずれの磁束密度においても高度約53 kmよりも低高度域では全抗力が磁場を印加しない場合より小さくなる。ローレンツ力による抗力が小さくなるような低高度域では、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下している。その結果、磁束密度が強いほど低高度域では圧力抗力が低下し、全抗力も小さくなる。

図7から図9に $B_{max}=0$ T, 0.25 T, 1.0 Tの場合の高度約70 km, 約60 km, 約50 kmにおける振動-電子温度分布をそれぞれ示す。高度約70 kmと約60 kmにおいて、 $B_{max}=1.0$ Tの場合には $B_{max}=0.25$ Tと比較して衝撃層が大きく拡大する。より強い磁場が印加されることでローレンツ力はより強くなる。また、衝撃層の拡大に伴い電気伝導率が高い領域も拡大する。その結果、広範囲でローレンツ力が発生し、ローレンツ力による抗力が大きく得られる。一方、高度約50 kmでは、磁場印加による衝撃層の拡大は見られず、ローレンツ力により流れが減速されていないことがわかる。これは、飛行速度の低下に起因して衝撃波が弱まり、MHD Flow Controlの効果を十分に得られるほどの電気伝導率が生じないためである。また、高度約50 kmにおける飛行体前方の温度は、磁束密度が強いほど低くなることわかる。これはMHDパラシュート効果により高々度域で飛行速度が低下した結果、磁場を印加しない場合と比較して衝撃波が弱まることに起因している。

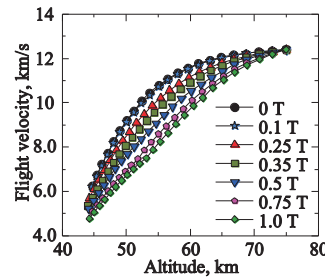


図3 飛行速度の履歴

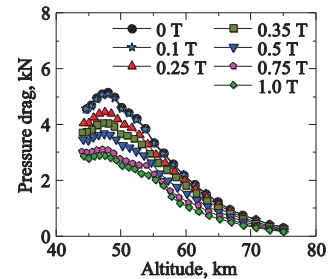


図4 圧力抗力の履歴

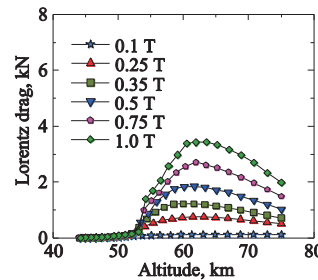


図5 ローレンツ力による抗力の履歴

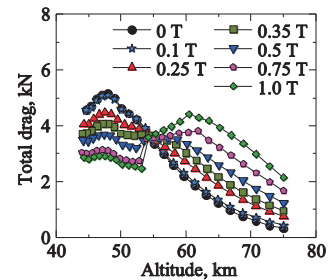


図6 全抗力の履歴

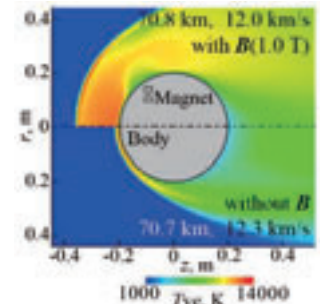
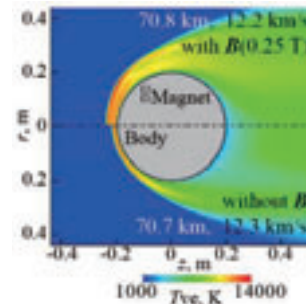


図7 高度約70 kmでの振動-電子温度分布

(左: $B_{max}=0.25$ Tと0 T, 右: $B_{max}=1.0$ Tと0 T)

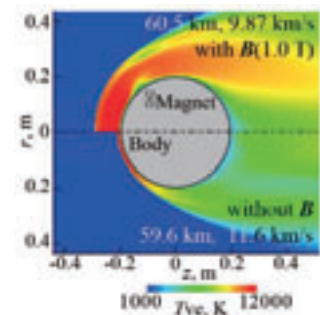
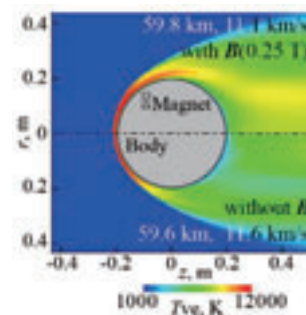


図8 高度約60 kmでの振動-電子温度分布

(左: $B_{max}=0.25$ Tと0 T, 右: $B_{max}=1.0$ Tと0 T)

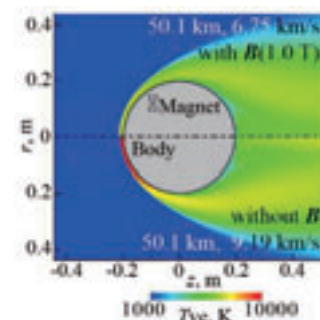
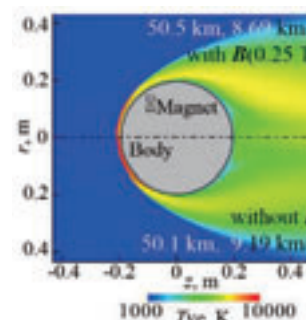


図9 高度約50 kmでの振動-電子温度分布

(左: $B_{max}=0.25$ Tと0 T, 右: $B_{max}=1.0$ Tと0 T)

図 10 に各磁束密度での淀み線上における電気伝導率の最大値の履歴を示す。初期飛行条件の高度 75 km では、磁束密度が強いほど高温領域は拡大し、衝撃層内での電離反応が促進される。また衝撃層内でのジュール加熱のため振動電子温度が上昇する。これらの結果として、磁場を印加しない場合と比較して電気伝導率がわずかに高くなる。磁束密度の強さによらず、ある程度高度が低下すると電気伝導率は急激に減少に転じるが、磁束密度が強いほど電気伝導率が減少に転じる高度が高々度側となる。これは、前述の通り、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下する効果である。この急激な電気伝導率の低下と飛行速度の低下によりMHDの相互作用が小さくなり、図5に示したようなローレンツ力による抗力の低下をもたらす。

図 11 に各磁束密度における淀み点对流熱流束の履歴を示す。磁場を印加しない場合と比較して、磁束密度が強いほど対流熱流束は低減し、その低減量には飽和傾向が見られる。磁場を印加しない場合の淀み点对流熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$ T では約 32%、 $B_{\max}=0.5$ T では約 69%、 $B_{\max}=1.0$ T では約 78%それぞれ低減する。また、対流熱流束がピーク値をとる高度は、磁場を印加しない場合は高度約 53 km であるが、 $B_{\max}=0.25$ T の場合は高度約 54 km、 $B_{\max}=0.5$ T の場合は高度約 56 km、 $B_{\max}=1.0$ T の場合は高度約 65 km である。磁束密度が強くなるにつれて対流熱流束のピーク値をとる高度が高々度側になるのは、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下したことに起因する。

図 12 に各磁束密度における淀み点輻射熱流束の履歴を示す。磁場を印加しない場合の淀み点輻射熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$ T では約 28%低減するが、 $B_{\max}=0.5$ T では約 45%、 $B_{\max}=1.0$ T では約 85%それぞれ増加する。 $B_{\max}=0.75$ T と 1.0 T では輻射熱流束の履歴はほとんど変わらず、磁場印加による輻射熱流束の増加量は飽和傾向にあると言える。輻射熱流束がピーク値をとる高度は、磁場を印加しない場合は高度約 53 km であるが、 $B_{\max}=0.25$ T の場合は高度約 58 km、 $B_{\max}=0.5$ T の場合は高度約 62 km、 $B_{\max}=1.0$ T の場合は高度約 63 km である。対流熱流束と同様に、輻射熱流束のピーク値をとる高度も、磁束密度が強いほど飛行速度の低下に起因して高々度側へと推移する。また、ある程度高度が低下すると磁場印加の有無によらず輻射熱流束が増加から減少へと転じる様子が見取れる。

それぞれの磁束密度における磁場印加による輻射熱流束の変化は、図 5 に示したローレンツ力による抗力や図 7 に示した電気伝導率に大きく依存している。すなわち、衝撃層内で大きな電気伝導率が保たれている高々度域では強いローレンツ力が発生し、衝撃層の拡大による輻射熱流束の増加と全抗力の増加が起こる。そして、電気伝導率が低下するとローレンツ力も小さくなり、衝撃層の拡大が起こらなくなるため輻射熱流束は増加しなくなる。強い磁束密度では、衝撃層の拡大量が大きいために輻射熱流束の増加量も大きい。それと同時に、強い MHD パラシュート効果による飛行速度の低下に起因して電気伝導率の低下もより

高々度側で起こる。 $B_{\max}=1.0$ T のような強い磁束密度の場合、弱い磁束密度の場合と比較して高々度側でローレンツ力が減少に転じ衝撃層の拡大が起こらなくなる。その結果、輻射熱流束が最も早く減少に転じる。一方、 $B_{\max}=0.25$ T のような弱い磁束密度では、衝撃層の拡大による輻射熱流束の増加量は小さいが、同時に MHD パラシュート効果も小さい。低高度域においてもある程度の飛行速度と電気伝導率が維持され MHD の相互作用が起こるため、低高度域においても磁場印加により輻射熱流束は増加する。 $B_{\max}=0.5$ T や $B_{\max}=1.0$ T と比較すると、 $B_{\max}=0.25$ T では高度約 50 km まで輻射熱流束を無視できない。しかし、 $B_{\max}=0.25$ T では磁場を印加しない場合と比較して輻射熱流束のピーク値は低減する。これは、MHD パラシュート効果による高々度域での飛行速度の低下に起因する。仮に、 $B_{\max}=0.25$ T といった弱い磁束密度でも MHD パラシュート効果を利用できなければ、輻射熱流束のピーク値は磁場を印加しない場合と比較して増加すると予想される。

図 13 に各磁束密度における淀み点全熱流束の履歴を示す。いずれの磁束密度においても磁場を印加しない場合と比較して全熱流束のピーク値は低減する。磁場を印加しない場合の淀み点对流熱流束のピーク値は、 $B_{\max}=0.25$ T では約 32%、 $B_{\max}=0.5$ T では約 30%、 $B_{\max}=1.0$ T では約 20%それぞれ低減する。全熱流束がピーク値をとる高度は、対流熱流束および輻射熱流束の履歴と同様、磁束密度が強くなるにつれて高々度側へと推移している。図 14 から図 16 を比較すると、磁場印加時の高々度域における淀み点全熱流束は、輻射熱流束が支配的であると言える。本研究の条件下では、 $B_{\max}=0.25$ T や $B_{\max}=0.35$ T のように、輻射熱流束の増加を抑制しつつ全熱流束のピーク値を低減できるような比較的弱い磁束密度が望ましいことが示唆される。

表 1 に、各磁束密度における高度 75 km から 45 km までの飛行時間および総加熱量を示す。総加熱量は式(12)に示すように、壁面全熱流束 q_{total} の面積積分値を飛行時間 T_{flight} にわたって積分することで求められる。

$$Q = \int_{T_{\text{flight}}} \int_{S_{\text{wall}}} q_{\text{total}} dS dt \quad (12)$$

ここで S_{wall} と T_{flight} はそれぞれ飛行体の表面積と飛行時間である。表 1 より磁束密度が強いほど飛行時間が長くなるにもかかわらず総加熱量が小さくなる傾向にあることがわかる。これは、低高度域において対流熱流束および輻射熱流束が磁場を印加しない場合と比較して低減するためである。すなわち、MHDパラシュート効果により飛行速度が低下することで、低高度域では衝撃層内の温度が低下し、対流熱流束および輻射熱流束は低減する。磁束密度の強さによらず、超軌道再突入環境下での MHD Flow Control は磁場印加による輻射熱流束の増加を考慮しても、MHDパラシュート効果を利用することで有効に機能する。そして、総加熱量をより低減するためには、強い MHD パラシュート効果を利用できる強い磁束密度が適していると言える。

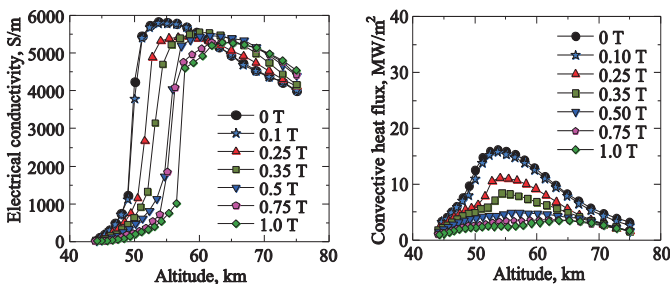


図 10 淀み線上における電気伝導率の最大値の履歴

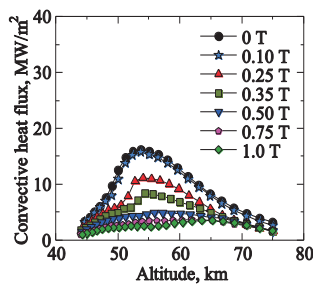


図 11 淀み点对流熱流束の履歴

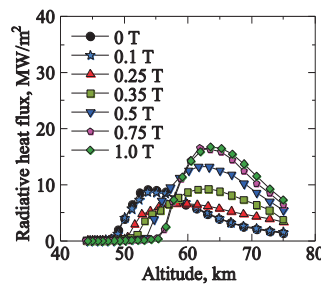


図 12 淀み点輻射熱流束の履歴

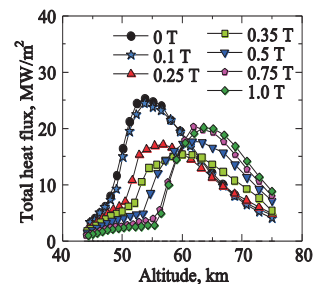


図 13 淀み点全熱流束の履歴

表 1 高度 75 km から 45 km までの飛行時間および総加熱熱量

B_{max} , T	0	0.10	0.25	0.35	0.5	0.75	1.0
Flight time, s	41.1	41.1	42.0	43.4	43.7	45.2	46.1
Total heat load, MJ	21.7	20.8	19.0	19.1	18.5	16.4	16.3

磁場印加がもたらす淀み点での各熱流束の変化量に対し、衝撃層の拡大が占める割合と、飛行速度の低下による効果が占める割合の評価を行う。これら 2 つの割合を以下の方法に従い計算する。まず、高度 75 km から 45 km における 5 km おきの代表飛行高度において、磁場印加によって飛行速度が低下した後の飛行条件を用いて磁場を印加しない解析を行う。この解析結果と、磁場を印加しない場合の飛行軌道に沿った熱流束の差を、飛行速度の低下による熱流束の低減量と定義する。そして磁場印加による熱流束の変化量から、飛行速度の低下による熱流束の低減量を差し引くことで、衝撃層内の流速の低下に起因する熱流束の変化量を算出する。

図 14-(a)に各磁束密度での代表高度における淀み点对流熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。高々度域では衝撃層の拡大が対流熱流束の変化量に支配的である。高度の低下に伴い、飛行速度の低下による効果が占める割合は大きくなり、低高度域では対流熱流束の低減量の大部分を飛行速度の低下による効果が占めるようになる。また、磁束密度が強いほど飛行速度の低下量は大きいため、飛行速度の低下に起因する対流熱流束の低減量は大きくなる。

図 14-(b)に各磁束密度での代表高度における淀み点放射熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。いずれの磁束密度においても、高々度域では衝撃層の拡大に起因して放射熱流束が増加し、磁束密度が強いほどその増加量は大きくなる。これは、磁場印加による放射熱流束の増加が避けられないことと、弱い磁束密度であれば放射熱流束の増加を抑えることができることを表している。放射熱流束の増加がみられる高度域では飛行速度の低下に起因する放射熱流束の低減量は小さい。結果として、高々度域では磁場印加により放射熱流束が増加する。しかし、ローレンツ力が小さくなる低高度域では、衝撃層の拡大による放射熱流束の増加は起こらず、飛行速度の低下に起因した放射熱流束の低減がみられる。

図 14-(c)に各磁束密度での代表高度における淀み点全熱流束の変化量に関する要因別の内訳を示す。 $B_{max}=0.25$ T の場合には、高度 75 km や高度 70 km における衝撃層の拡大による全熱流束の増加量は小さい。また、高度 65 km 以下では主に飛行速度の低下に起因して全熱流束は低下する。 $B_{max}=0.25$ T の場合の高度 55 km では衝撃層の拡大による全熱流束の低下がわずかに見られる。これは、図 14-(a)わかるように、衝撃層の拡大による対流熱流束の低減による。弱い磁束密度では、MHD パラシュート効果が弱いために、低高度域まで MHD の効果が得られる程度の電気伝導率が生じる。そのため、流れをある程度減速させられるほどのローレンツ力が発生し対流熱流束は低減する。ただし、低高度域での全熱流束の低減量に占める割合は飛行速度の低下が支配的であり、衝撃層の拡大の影響は小さいことがわかる。一方で、 $B_{max}=0.5$ T や $B_{max}=1.0$ T では、衝撃層の拡大による全熱束の増加が顕著である。しかし、低高度域では飛行速度の大幅な低下に起因する全熱流束の低減量が $B_{max}=0.25$ T の場合と比較して大きいことがわかる。この飛行速度の低下による全熱流束の低減は、表 1 に示した総加熱熱量の低減にも大きく寄与している。

図 15 に $B_{max}=1.0$ T における代表高度での淀み線上の電子移動度分布を示す。高度 75.0 km や 70.8 km では、電子移動

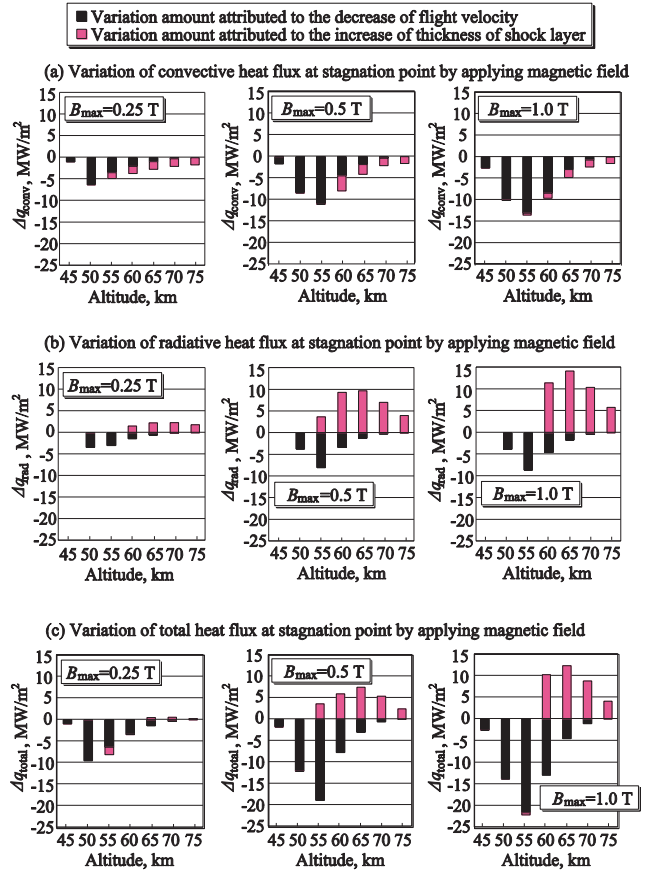


図 14 磁場印加による淀み点全熱流束の変化量に関する要因別の内訳 (a)対流熱流束の変化量, (b)放射熱流束の変化量, (c)全熱流束の変化量

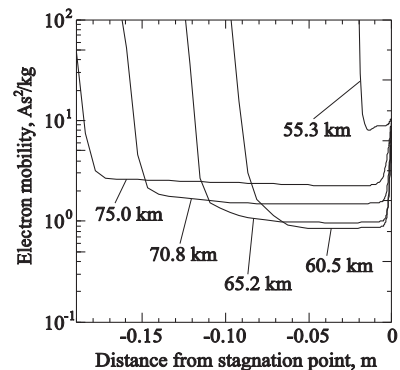


図 15 $B_{max}=1.0$ T における代表高度での淀み線上の電子移動度分布

度は衝撃層内のほとんどの領域で 1 のオーダーの値をとる。また、高度 65.2 km から 60.5 km では 1 以下と非常に小さな値をとる。これは、超軌道再突入環境下では大きな飛行速度のために強い衝撃波が形成され、衝撃層内の温度が高くなることによる。MHD の相互作用が大きくなる高々度域では電子移動度は小さく、また衝撃層内に印加される磁束密

度の強さは 1 よりも十分小さい。すなわち、電子移動度と磁束密度の積で表されるホールパラメータは小さくなる。従って、高度 60 km 以上の高々度域ではホール効果を見なくても MHD Flow Control の効果は定性的には変わらないことが予想できる。一方、高度 55.3 km では電子移動度が 10 近い値をとる。これは、飛行速度の低下に伴って衝撃波が弱まり、衝撃層内の温度が低くなる影響である。しかし、このような低高度域では電気伝導率が小さく、また飛行速度が十分低下しているために、起電力が小さい。従って、衝撃層内の流れを減速できるほどの大きなローレンツ力は発生しない。低高度域ではローレンツ力による抗力がほとんど得られないため、ホール効果の有無が MHD パラシュート効果に及ぼす影響はないと言える。

4. まとめ

本研究では超軌道再突入環境下において MHD Flow Control に関する電磁流体と飛行軌道の連成解析を実施した。初期飛行条件として高度を 75 km、飛行速度は 12.4 km/s とした。最大印加磁束密度は 0 T~1.0 T へと変化させた。それぞれの磁束密度における数値解析結果を比較検討し、MHD パラシュート効果が飛行特性や熱流束および加熱量に与える影響を調べた。その結果、MHD パラシュート効果による飛行速度の低減により、磁場印加による輻射加熱の増加を考慮しても超軌道再突入環境下での MHD Flow Control は熱防御システムとして有効であることが明らかとなった。淀み点全熱流束のピーク値を低減するには、0.25 T のような弱い磁束密度を用い、高々度域において衝撃層の拡大を抑えることが有効である。一方、強い磁場を印加すると高々度域における輻射加熱の顕著な増加は避けられないが、低高度域では磁場印加による飛行速度の低減により対流熱流束と輻射熱流束は弱まる。その結果、強い磁場を印加しても再突入中の総加熱量は低減する。総加熱量を低減するには、MHD パラシュート効果による飛行速度の大幅な低減が期待できる 1.0 T のような強い磁場を印加する必要がある。

超軌道再突入環境下で MHD Flow Control を熱防御システムとして成立させるには、飛行速度を大幅に低下させられるだけの強い MHD パラシュート効果を利用することが重要であると言える。逆に、飛行速度を低下させられない条件であれば、磁場印加による輻射熱流束の増加のために熱防御効果を損なってしまうと考えられる。本研究では、初期飛行高度 75 km での経路角が 5° と設定されている。このとき、全熱流束のピーク値を最も低減すると期待できるのは、輻射加熱の増加を抑えられる弱い磁束密度である。しかし、経路角がさらに大きい場合には減速が困難であるため、強い磁場印加による大きな MHD パラシュート効果を利用しなければ飛行速度を低減できないと予想される。その一方で、強い磁場印加により輻射加熱の増加が熱防御効果を打ち消す可能性がある。MHD Flow Control の有効性に及ぼす印加磁束密度および経路角の関係性について今後調べていきたい。

参考文献

- (1) Meyer, R. C.: On Reducing Aerodynamic Heat-Transfer Rates by Magnetohydrodynamic Techniques, *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 561-566, 572.
- (2) Bush, W. B.: Magnetohydrodynamic-Hypersonic Flow Past a Blunt Body, *J. of the Aero/Space Sciences*, **25** (1958), pp. 685-690, 728.
- (3) Ziemer, R. W.: Experimental Investigation in Magneto-Aerodynamics, *American Rocket Society J.*, **29** (1959), pp. 642-647.
- (4) Bocharov, A. N., Bityurin, V. A., Lineberry, J.: Study of MHD Interaction in Hypersonic Flows, The 15th International Conference on MHD Energy conversion, Moscow, 2005, pp. 399-416.
- (5) Bityurin, V. A., Bocharov A.N., Baranov D. and Bychkov, S.: Power Extraction Experiment with a Surface MHD Generator in Hypersonic Airflow, 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference In conjunction with the 16th International Conference.
- (6) Bityurin, V. A., Bocharov, A. N.: MHD Flow Control in Hypersonic Flight, The 15th International Conference on MHD Energy Conversion, Moscow, 24-27, May, 2005, pp. 429-433.
- (7) Yamamoto, R.: Recent comparisons of aerothermodynamic results by CFD and FEM coupling analysis with OREX flight experiments, Proceedings of the 13th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, (1995), pp. 27-39.
- (8) Fujino, T., Yoshino, T., and Ishikawa, M.: Numerical Analysis of Reentry Trajectory Coupled with MHD Flow Control, *J. of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 5, pp. 911-920, 2008.
- (9) 大津広敬, 安部隆士, 船木一幸: 電磁力による空力加熱低減法の超軌道速度飛行体への適用, 日本航空宇宙学会論文集, **54**, (2006), pp. 181-188.
- (10) Ishii, N., Hiraki, K., and Inatani, Y.: Attitude Motion and Aerodynamic Characteristics of MUSES-C Reentry Capsule, ISAS Report SP No 17, 2003.
- (11) 吉野智之, 藤野貴康, 石川本雄: 輻射加熱を考慮した MHD Heat Shield の数値シミュレーション, 日本航空宇宙学会論文集, **58**, 2010, pp. 349-356.
- (12) Fujino, T. and Ishikawa, M.: Numerical Simulation of MHD Flow Control along Super Orbital Reentry Trajectory, 44th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, California, 24-27, June, 2013, AIAA paper 2013-3000, 2013.
- (13) 益田克己, 下澤雄太, 藤野貴康: 超軌道再突入における MHD Flow Control の再突入軌道と空力加熱に及ぼす影響, 第 57 回宇宙科学技術連合会, 2H13, 2013.
- (14) 下澤雄太, 藤野貴康: MHD Flow Control の抗力増大効果に与える磁場配位と飛行体形状の影響, 平成 25 年度衝撃シンポジウム, 1B1-1, 2014.
- (15) Yamamoto, A.: A Thin Superconducting Solenoid Magnet for Astroparticle Physics, *Nuclear Physics B(Proc. Suppl.)*, **113**, Dec. 2002, pp. 299-354.
- (16) T. Abe.: Feasibility study of flight experiment for electrodynamic heatshield technology, *Acta Astronautica*, **66**(2010), pp. 929-936.
- (17) Park, C.: Assessment of Two-Temperature Kinetic Model for Ionizing Air, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 3, No. 3 (1989), pp.233-244.
- (18) Park, C.: Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 7, No. 3 (1993), pp.385-398.
- (19) Millikan, R. C., White, D. R.: Systematics of vibrational relaxation, *J. Chem. Phys.*, Vol. 39(1963), pp. 3209-3213.
- (20) Gnoffo, P. A., Gupta, R. N., and Shinn, J. L.: Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium, (1989), NASA TP-2867.
- (21) Wada, Y. and Liou, M. S.: A Flux-Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities, AIAA paper 94-0083, 1994.
- (22) 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.
- (23) Chaussee, D. S., Pulliam, T. H.: Two-Dimensional Inlet Simulation Using a Diagonal Implicit Algorithm, *AIAA Journal*, Vol. 19, No.2 (1981), pp.153-159.
- (24) 藤田和央, 安部隆士: SPRADIAN version 1.5 USERS マニュアル第 2.3 版(PL4 対応), 2000.

3次元磁場配位による磁気シールド効果への影響

○永田靖典 (岡山大学), 山田和彦, 安部隆士 (JAXA/ISAS)

Influence of 3-Dimensional Magnetic Configuration on Electrodynamical Effect

by

Yasunori Nagata (Okayama University), Kazuhiko Yamada and Takashi Abe (JAXA/ISAS)

ABSTRACT

In the electrodynamic flow control, weakly-ionized plasma flow behind the strong shock wave could be controlled by the applied magnetic field around a reentry vehicle. To control the flow field, a very strong magnetic field is required and it could be applied by the superconducting magnet. However, the superconducting magnet system, including a superconducting magnetic coil, an electrical current source, a cooling mechanism, and refrigerant, is large and heavy for a reentry capsule such as the Hayabusa capsule. Thus, in this study, to avoid the use of the superconducting magnet, the electrodynamic effect by multiple weaker magnets such as permanent magnets is numerically investigated. According to the MHD simulation, the drag force can be also enhanced by the multiple magnets and it is clearly affected by the magnet array. Especially, the aerodynamic force part is significantly affected because the wall pressure is varied near the magnet. Therefore, the multiple magnet array might be as effective as the strong single magnet for the electrodynamic flow control.

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^{1,2)}。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、 V がプラズマ流の速度ベクトル、 B は印加される磁場ベクトル、 J は導電性流体が磁場中を運動することで誘起される電流、 $J \times B$ は誘導電流と印加磁場によって流体に作用する Lorentz 力である。衝撃層内に電磁力が作用することで衝撃層が拡大し、流れ場が変化することで加熱量低減につながる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^{3,4)}。

このような現象を利用する磁気シールド技術では、弱電離プラズマ流に対して電磁力を作用させることで効果が発現するが、その電磁力の大きさは磁場強度に依存する。磁気シールド効果は、相互作用パラメータと呼ばれる無次元量が大きく関わっており、これは Lorentz 力と流体の慣性力との比を表し、次式のように表

される。

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

ここで、 σ は導電率、 B_{ref} は磁場強度、 L_{ref} は代表長、 ρ_{∞} 、 V_{∞} はそれぞれ気流密度と流速である。すなわち、磁場強度の2乗に比例して磁気シールド効果は強くなり、流れ場への影響が大きくなることを示している。また、局所的な磁場強度だけでなく、磁場の広がりも重要になり、同じ磁場強度でも広く分布している方が磁気シールド効果は大きくなる。

これまでの磁気シールドに関する研究では、単一の磁場源を配置した場合が主な対象となっているが、単一の磁場源で機体周りに広く磁場を印加させるためには非常に強力な磁場源が必要となる。そのような強力な磁場を発生させるためには、超伝導磁石の使用が容易に想定されるが、超伝導磁石を稼働させるためには電流を流すための電源と超伝導状態を維持するための冷媒が必要となる。大気突入機はペイロードを輸送するための輸送機であるため、熱防御システムに多くのリソースを割けられるとは限らない。さらに、小型の宇宙探査用カプセルの場合には、搭載スペースが限られており、搭載することがそもそも困難となることが予想される。そのため、磁気シールド技術を実際の宇宙機に应用する際には、よりシンプルで小型なシステムが必要となる。

そこで本研究では、単一の強力な磁場源を分割し、複数の磁場源を3次元的に配置した場合の磁気シールド効果への影響について検討を行う。磁場源の磁場強度としては永久磁石で達成可能なレベルとし、この配置と抗力との関係についてパラメトリック・スタディを通して考察を行う。

2 解法

2.1 計算モデル

磁気シールド効果に対する3次元的な磁場配位の影響を見積もるため、支配方程式として熱・化学非平衡性および電磁場の影響

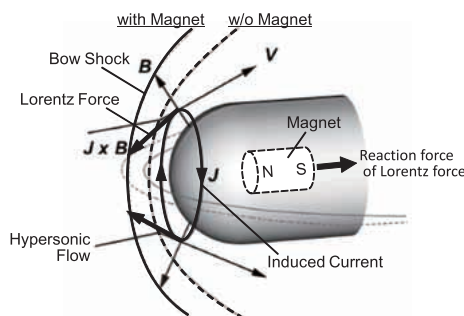


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

を考慮した 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用いた。これは、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho_s \\ \rho \mathbf{V} \\ E_t \\ E_V \end{bmatrix} + \nabla \cdot (\mathbf{F} - \mathbf{F}_v) = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_s \\ \mathbf{0} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \\ \mathbf{J} \cdot \mathbf{J} / \sigma \end{bmatrix} \quad (2)$$

で表される。ここで、 t は時間、 ρ は混合気体の密度、 \mathbf{V} は速度ベクトル、 ρ_s 、 $\dot{\omega}_s$ はそれぞれ化学種 s の密度、化学反応による生成率、 E_t は混合気体の全エネルギー、 E_V は混合気体の振動・電子エネルギー、 \mathbf{F} 、 \mathbf{F}_v はそれぞれ対流項と粘性項、 S_V は振動・電子エネルギーの生成項、 \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、 σ は導電率である。空気に関する実在気体効果として、熱非平衡性を考慮するために Park の 2 温度モデル⁵⁾を用い、振動・並進緩和には Landau-Teller の緩和モデルを用いた。緩和時間の計算には Millikan-White の半経験式を採用した。また、化学非平衡性を考慮するために空気に関する 11 化学種 (N, O, NO, N₂, O₂, N⁺, O⁺, NO⁺, N₂⁺, O₂⁺, e⁻) を考慮した。化学反応には Park モデルを使用し、反応式として計 49 種を考慮した⁵⁾。粘性係数と熱伝導係数は Wilke の mixing rule により評価した。導電率 σ は電子衝突周波数 ν を用いて、

$$\sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e \nu} \quad (3)$$

で評価した。ここで、 e は電気素量、 N_e は電子の数密度、 m_e は電子の質量である。

本研究で対象としている気流は磁気 Reynolds 数が小さく、流体と電磁場との連成問題として電磁流体力学的近似と低磁気 Reynolds 数近似を仮定すると、Maxwell 方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4)$$

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

と簡略化される。ここで、式 (4) は電流の保存式である。式 (5) より、電場ベクトル \mathbf{E} は電位ポテンシャル ϕ を用いて、

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (6)$$

で定義される。一方、電流密度ベクトル \mathbf{J} は一般化された Ohm の法則から見積もられ、

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (7)$$

で表される。ただし、本研究では複数の磁場源を配置した場合の定性的な傾向を調べることを目的としており、簡単化のため Hall 効果およびイオン・スリップ効果は考慮していない。式 (4)、(6)、(7) を用いることで、

$$\nabla \cdot [\sigma(-\nabla \phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (8)$$

が得られる⁶⁾。これは電位ポテンシャル ϕ に関する Poisson 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、磁場と導電性流体との干渉により形成される電場を見積もることができる。

2.2 計算手法

計算手法として、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⁷⁾を用い、MUSCL 法により空間 2 次精度とした。粘性項の評価には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分には Euler 陽解法を用い、定常解までの収束を早めるために局所時間刻み法を用いた。化学反応による流れの硬化を防ぐために、各化学種の生成項には対角点陰解法⁸⁾を用いた。

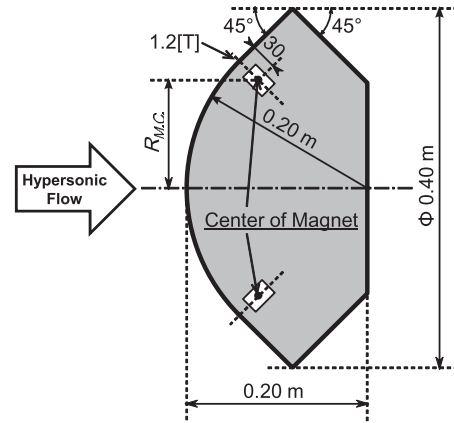


Fig. 2 Computational model.

電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式には ILU(0)-BiCGstb 法^{9,10)}を用いた。なお、電位ポテンシャルに関する Poisson 方程式の計算は、流体計算 1000 ステップ毎に約 150 回反復計算を実施するようにした。

2.3 計算条件

計算対象である機体の形状は、Fig. 2 に示す、はやぶさカプセル形状 (直径 0.4 [m]、全長 0.2 [m]) とし、この内部に磁場源を配置することを考える。永久磁石で最も強力なネオジウム磁石の場合、磁石単体での表面磁場強度は最大 500 [mT] 程度であるが、複数の磁石を特殊なハルバッハ配列で組み合わせることで、1 [T] 程度の磁場強度を達成できる可能性がある。ハルバッハ配列は、オープン型 MRI 装置など強磁場を扱う機器に広く使用されている技術である。実際にハルバッハ配列によってどのような磁場分布が得られるかは今後検討する必要があるが、本研究では、機体表面における磁場強度が 1.2 [T] となるダイポール磁場分布を採用し、磁石の配置と磁気シールド効果との定性的な関係について検討を行った。ダイポール磁場分布は

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{m}) - r^2 \mathbf{m}}{r^5} \right] \quad (9)$$

で表される。ここで、 μ_0 は真空中透磁率、 \mathbf{m} はダイポールモーメント、 \mathbf{r} はダイポール中心 (磁場中心) からの位置ベクトルである。ダイポール中心位置は機軸からの距離を $R_{M.C.}$ として設定し、機軸周りに等間隔で、壁面からは垂直方向に 30 [mm] とした。磁極は壁面に垂直方向である。磁石個数は 8 個を代表値に設定し、変化させた。また、比較のため単一磁石の場合についても計算を行ったが、8 個の場合のダイポールモーメントの大きさの総和と同じダイポールモーメントの大きさとなるよう、ダイポール中心位置はよどみ点から機軸に沿って 60 [mm] に設定し、よどみ点における磁場強度は 1.2 [T] とした。なお、この単一磁石の条件における磁石位置は、これまでに提案されているフライト実証試験において、超伝導磁石の設置される位置に対応している^{11,12)}。Figure 3 に、各計算ケースについて機体表面上および磁石中心を通る平面上での磁場分布を示す。ここで、 $R_{M.C.}$ は機体半径で無次元化されている。単一磁石ではよどみ点近傍のみ磁場が印加されているのに対し、複数磁石のケースでは磁石を設置した位置で磁場強度が強くなり、広い範囲で磁場強度の強い領域が散見される。ただし、ダイポールモーメントが小さくなった分、空間方向の広がりについては狭くなっている。また、機体の肩近傍に配置した Type 3

Table 1 Uniform flow condition.

Velocity	6500	[m/s]
Angle of Attack	0	[deg.]
Temperature	222	[K]
Pressure	6.07	[Pa]
Density	9.48×10^{-5}	[kg/m ³]

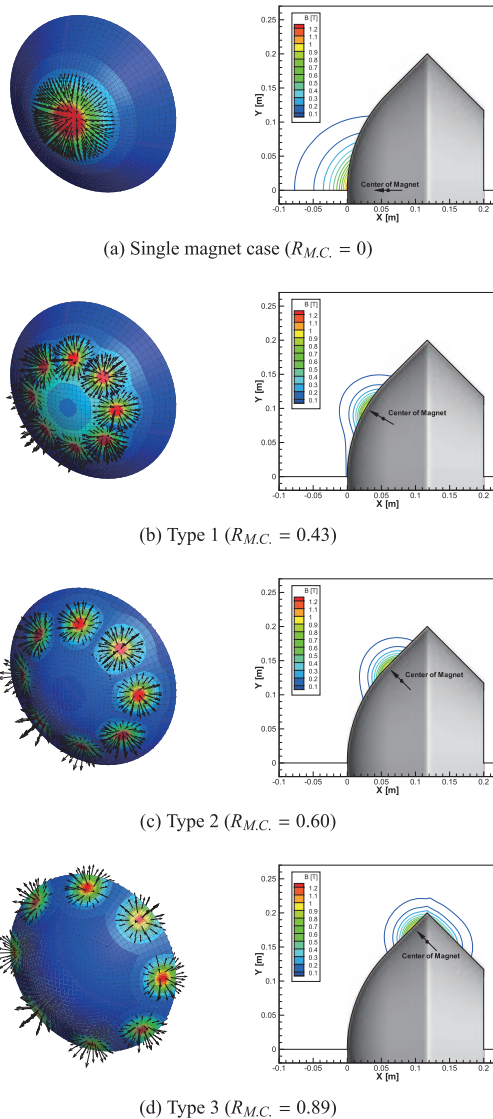


Fig. 3 Applied magnetic field intensity distributions (left; on the capsule surface, right; on the plane passing through the magnet center).

では、肩部を覆うように磁場が印加されている。

気流条件は高度 69 [km] において対気速度 6500 [m/s] である大気突入飛行を想定し、Table 1 に示す条件を用いた。迎角 α は 0 [deg.] である。Figure 4 に、使用した計算格子の例を示す。計算は機軸に対して周方向の周期性を考慮して、2 個の磁石の間の領域について計算を実施した。単一磁石のケースについては、磁石 8 個のケースと同様に頂角が 45 [deg.] の領域について計算を実施した。壁面上の格子点数は約 3000 点、壁から垂直方向には 51 点とり、総格子点数は約 150,000 点である。壁近傍の最小格子間隔はノーズ半径の 1/2000 とした。無限遠での電位ポテンシャルは

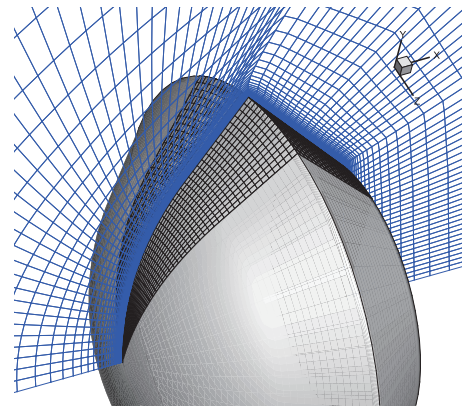


Fig. 4 Computational grid.

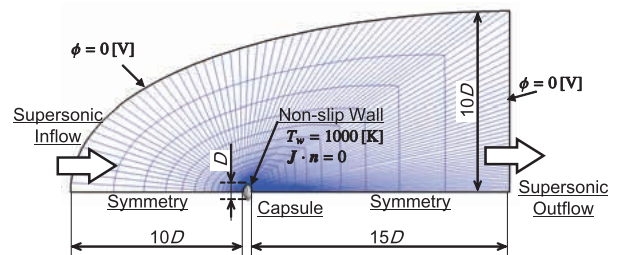


Fig. 5 Computational domain and boundary conditions.

0 [V] とし、この境界の影響が現れないよう、計算領域は Fig. 5 に示すように十分広い領域を確保した。なお、壁面境界条件には、滑り無し、等温 ($T_w=1000$ [K])、非触媒、絶縁壁 ($J \cdot n = 0$) 条件を用いた。ここで、 n は壁に垂直な単位ベクトルである。機軸に対して周方向の境界条件には周期境界条件を用いた。

3 解析結果

3.1 単一磁石と複数磁石との比較

Figure 6 に、単一磁石と複数磁石それぞれの場合の抗力係数を示す。ここで、複数磁石については磁石位置を変えた 3 ケースについて示しており、また、比較のため磁場を印加しない場合の結果も示している。磁気シールドでは、プラズマ流に作用した電磁力の反力が磁場源にも作用することになり、図中の赤棒はその Lorentz 力による抗力係数への寄与を示している。青棒は壁面に作用する空気力による成分を示している。磁場を印加することで生じる Lorentz 力の成分は抗力係数を増加させるが、単一磁石のケースでは総抗力は磁場を印加しない場合よりも小さくなっており、空気力による成分が大きく減少していることがわかる。Figure 7 は、磁石中心を通る位相上の壁面圧力分布を示しているが、単一磁石のケースではよどみ点周りで圧力が大きく低下していることがわかる。これは Fig. 3(a) に示すように、磁場がよどみ点近傍のみに印加されているために、流れに対して障害物のように作用する磁場が、エアロスパイクとして働いたためであると考えられる。磁石位置がよどみ点に近い場合にはよどみ点周囲の壁面圧力が減少することで、このように総抗力が減少する傾向にあるといえる。一方、機体全体を覆う程に強い磁場を印加した場合には、磁場によって機体サイズよりも大きな物体とみなされることで、総抗力が増大すると考えられる。

機軸から磁石までの距離を変えた複数磁石の 3 ケースについて

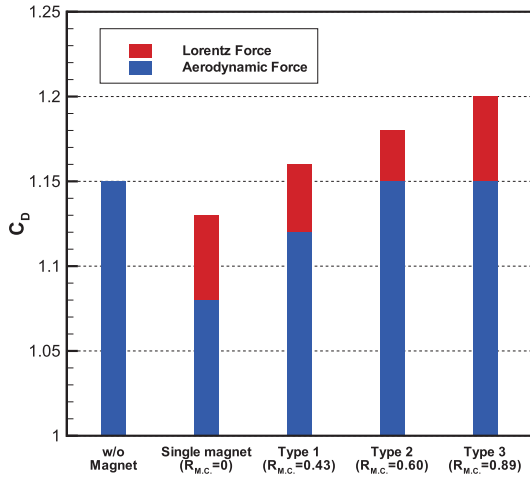


Fig. 6 Influence of the magnetic configuration on the drag coefficient.

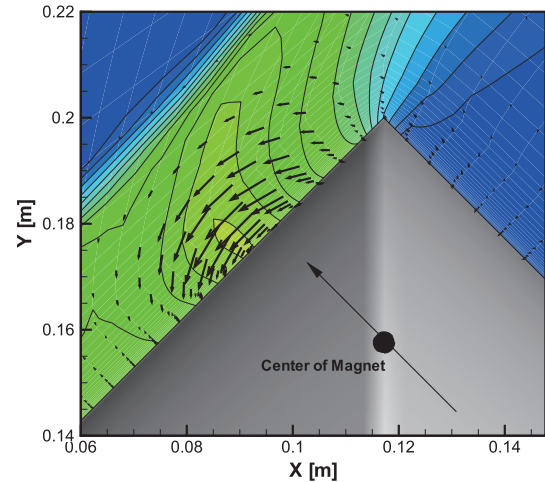


Fig. 8 Lorentz force distribution and pressure contour in the case of type 3.

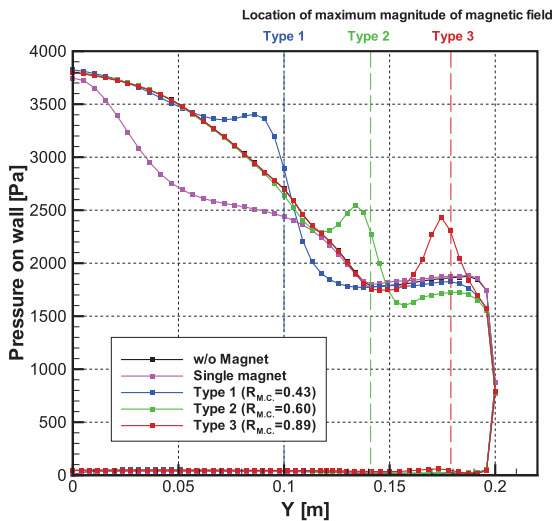


Fig. 7 Pressure profiles along the plane including the magnet center.

は、磁石位置が外側に行くにつれて、空気力の成分が増加しており、カプセルの肩付近に配置した Type 2 と Type 3 の場合では、磁場を印加しない場合とほぼ同じ大きさの空気力が作用していることがわかる。一方、Lorentz 力の成分については、Type 2 の値がやや小さいが、どのケースも同程度の値となっていることがわかる。よって、総抗力への影響は空気力の成分の変化によるものが大きい。また、Type 2 を境に Lorentz 力の成分の増減の傾向が変化している。すなわち、磁石位置を機軸から離していくと Type 2 までは Lorentz 力の成分が減少しているのに対し、Type 3 は Type 2 よりも増加している。これは、よどみ点から離れるに従って流体の導電率が低下し、Lorentz 力が小さくなったためであると考えられる。これに対して、Type 3 では磁石が肩近傍に配置されているので、Fig. 3(d) に示すように、肩よりも上流側だけでなく下流側にも磁場が印加されている。すなわち、より広範囲に磁場が印加されていることになり、それにより発生した Lorentz 力が抗力を増大させる方向に作用しているため、Type 3 では Lorentz 力による成分が増加していると考えられる。Figure 7 に示すように、磁石

を中心から離して配置すると、磁石の上流側では壁面圧力が上昇し、下流側では低下する傾向にあることがわかる。これはプラズマ流に Lorentz 力が作用した結果である。壁面圧力は Lorentz 力の作用する向きによって変化し、壁面方向に作用すると圧力は上昇、壁面と反対方向に作用すると低下する。Figure 8 は、Type 3 における磁石付近の Lorentz カベクトル分布と圧力分布を示しているが、ベクトルの向きと圧力の傾向はそのようになっていることがわかる。

単一磁石と複数磁石の結果を比較すると、機体表面における最大磁場強度やダイポールモーメントの総和を変えていないにも関わらず、単一磁石よりも複数磁石の方が総抗力は大きくなっており、磁場分布が磁気シールド効果に大きく影響していることがわかる。特に、肩近傍に磁石を配置することで総抗力が大きくなっているが、これは磁場によって見かけの投影面積が機体の投影面積よりも大きくなったためであると考えられる。

磁気シールドによる効果として、衝撃層拡大効果が知られている。Figure 9 は、各ケースについて磁場の有無による圧力分布の変化を示しており、黒線は磁場無しの結果である。単一磁石のケースではよどみ点近傍で衝撃層が顕著に拡大しているのに対して、複数磁石のケースにおいても磁石を配置した付近において圧力分布がやや変化しており、局所的に衝撃層が拡大している。よって、磁石を分割することは、空気力の制御だけでなく、電磁力による流れ制御に対しても有効であるといえる。

3.2 磁石個数と配置による影響

ここまでは複数の磁石を配置する際、各磁石の磁極の向きは Fig. 10 の左に示すように全て機体壁面が N 極になるように配置していた。これに対して、Fig. 10 の右に示すように、磁極の向きを互い違いに配置するなど、様々な配置の仕方が考えられる。ここでは、磁極の方向は壁面に垂直方向と変えずに、向きの組み合わせとして Fig. 10 に示す 2 種類を用いて、磁石個数を変えた際の影響を調べた。なお、単一の磁石によって壁面に印加される最大磁場強度は前節と同じ 1.2 [T] とした。すなわち、磁石個数を変えても個々の磁石のダイポールモーメントの大きさは変化させず、一定としている。

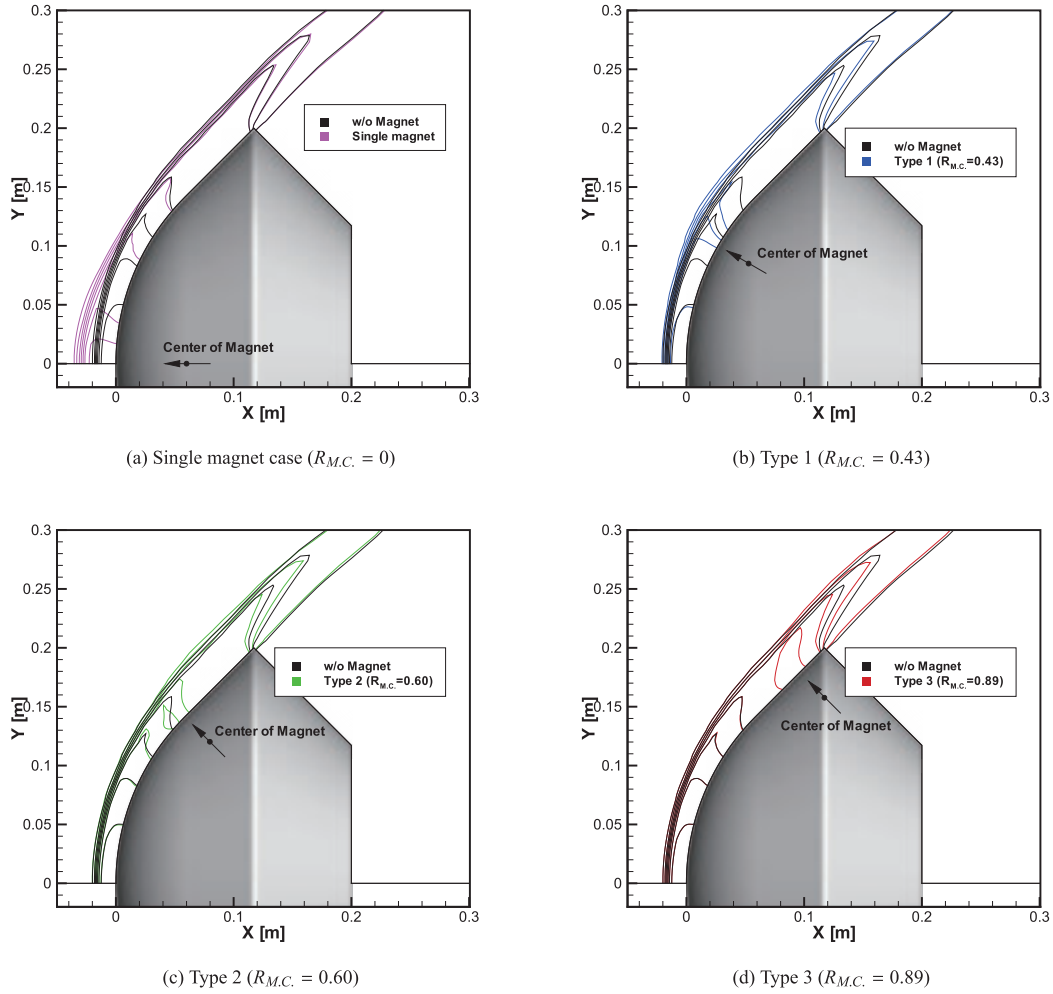


Fig. 9 Pressure contours on the plane including the magnet center.

Figure. 11 に、磁極の向きを変えた 2 種類の磁石配列について磁石個数を変化させたときの総抗力係数への影響を示す。なお、機軸からの距離は Type 3 ($R_{M.C.}=0.89$) と同じとし、比較のため磁場無しの結果を破線で示した。Type 3 の位置に周方向に均等に磁石を配置すると、磁石の個数を変えても磁場無しのケースよりも総抗力は増大することがわかる。これは前節で述べたように、空気力による成分はほとんど変化せずに、Lorentz 力の成分が増加するためである。そのため、磁石個数による変化は Lorentz 力の成分の変化に対応する。磁石を Radial Array の配置にした場合、磁石の個数が増えるほど、総抗力が増大していることがわかる。これは、磁石個数が増えることでより広い領域に磁場が印加されたためであると考えられる。一方、Staggered Array の配置では 12 個付近を境に減少に転じており、Radial Array に比べ総抗力が小さくなっている。Staggered Array の場合、隣り合う磁石の磁極の向きが反対であるため、磁石同士が接近すると遠方においては互いの磁場を弱める方向に作用する。磁石個数が増えるほど磁石間の距離が小さくなるので、その影響は顕著になり、磁場が弱められることになる。さらに、Fig. 12 は流体内を流れる電流分布を示しているが、磁場分布が変わることで、それによって誘起される電流分布も大きく変化していることがわかる。すなわち、磁束密度ベクトルの向きが反転することで、誘起される電流の向きも反転し、この結果として生じる電場によって周方向電流が弱めら

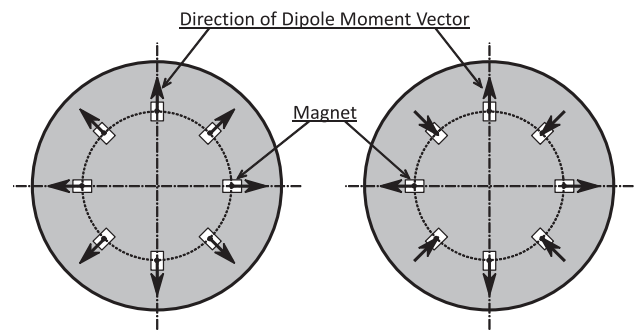


Fig. 10 Arrangement of magnet. (left; radial array, right; staggered array)

れてしまう。この周方向電流は磁気シールド効果と密接に関わっており⁶⁾、これが弱められることで総抗力が小さくなったと考えられる。Radial Array の場合には、電流は同一の周方向に誘起されるため、電流を弱める電場の発生が小さく、より大きな電流が発生する。よって、Radial Array を採用し、多くの磁石を配置することで、より大きな抗力増大効果が期待される。ただし、実際に配置できる個数の上限は物理的な磁石サイズで決まってくることになる。

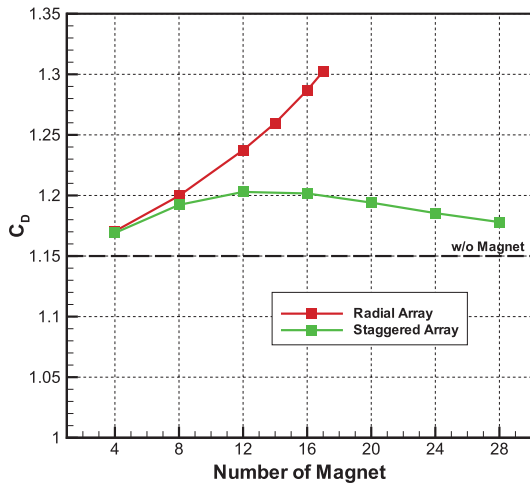


Fig. 11 Influence of the arrangement and number of magnet on the drag coefficient.

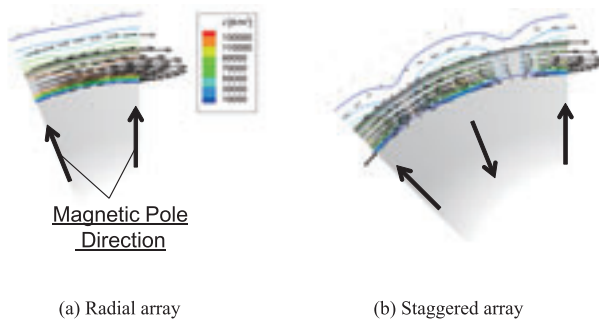


Fig. 12 Front view of spatial distributions of induced electric current.

4 まとめ

複数の磁場源を3次的に配置した場合の磁気シールド効果への影響について、MHD計算によるパラメトリック・スタディを行った。以下に、本研究で得られた知見をまとめる。

1. 最大磁場強度とダイポールモーメントの総和が同じ場合、単一磁場源を複数に分けたとしても、Lorentz力による抗力の成分は同程度であり、空気力による成分については単一磁場源で見られる抗力低下を抑えることが可能であることが分かった。
2. 磁石の配置位置によって壁面圧力分布は変化し、磁石位置の上流側では圧力が高く、下流側では低くなる傾向にあることがわかった。
3. Radial ArrayとStaggered Arrayの2種類の磁石配列を検討し、前者は磁石個数の増加に応じて総抗力が増加するが、後者については前者よりも総抗力が小さく、ある程度以上磁石個数を増やすと総抗力が低下することがわかった。

今後の予定として、今回のMHD計算で考慮していないHall効果を考慮するとともに、最適な磁石配列を模索していく。また、永久磁石のハルバッハ配列によって得られる磁場強度と分布について検討を行っていく。

参考文献

- 1) R. W. Ziemer and W. B. Bush, "Magnetic Field Effects on Bow Shock Stand-off Distance," *Physical Review Letters*, Vol. 1, No. 2, 1958, pp. 58–59.
- 2) J. Poggie and D. V. Gaitonde, "Magnetic control of flow past a blunt body: Numerical validation and exploration," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 5, 2002, pp. 1720–1731.
- 3) 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.
- 4) 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.
- 5) C. Park, "Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics," John Wiley and Sons Inc., 1989.
- 6) 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.
- 7) Y. Wada and M.-S. Liou, "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, 1994.
- 8) S. Eberhardt and S. Imlay, "A Diagonal Implicit Scheme for Computing Flows with Finite-Rate Chemistry," AIAA Paper 90-1577, 1990.
- 9) 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.
- 10) 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.
- 11) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「磁気シールド効果のフライト実証に向けた検討」, 平成25年度宇宙航行の力学シンポジウム, 2013.
- 12) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「印加磁場効果による極超音速空力特性への影響に関する数値解析」, 平成25年度衝撃波シンポジウム, 2014.

熱的非平衡モデルによるソニックブーム Rise time 予測に関する数値的研究

山下礼 (東大院), 鈴木宏二郎 (東大新領域)

Numerical Study on Rise Time Prediction of Sonic Boom with Thermal Nonequilibrium

by

Rei Yamashita and Kojiro Suzuki (The University of Tokyo)

ABSTRACT

In order to investigate a formation process of rise time in the sonic boom propagation, axi-symmetric Euler analyses with thermal nonequilibrium have been numerically conducted. In the thermal nonequilibrium model, the harmonic oscillation is assumed and the Landau-Teller relaxation model is used to take into account the effect of molecular relaxation with respect to molecules of O_2 and N_2 . The flowfield around an axi-symmetric paraboloid is solved in the computational domain extending from the near field around the body to the normal distance of 1000 times larger than its length from the body axis. The solution adaptive grid is constructed to align the grid lines to both the front and rear shock waves generated from the body. The atmospheric conditions are set as the geometric mean of the atmospheric properties at an altitude of 25 km and at the ground. The freestream Mach numbers are 2 and 5. The results show that the configuration of the shock wave is mainly changed by the effect of the attenuation with the sound absorption of N_2 . The pressure rise of the shock wave in the nonequilibrium case is lower than that in the equilibrium case. Moreover, the rise time at the far field increases in proportion to the normal distance from the body axis, though it does not change at the near field around the body. In case that the thermal nonequilibrium is assumed, the rise time depends on not the Mach number but the maximum pressure rise caused by the shock wave. Then, it is shown that the rise time at Mach 2 is longer than that at Mach 5 in the whole domain, when the radial distance from the body axis is the same in both cases.

1. はじめに

超音速飛行時に発生した衝撃波は、大気中の様々な効果を受けながら伝播し、地上では雷音に似た爆発音を発生させる。この現象はソニックブームと呼ばれ、次世代高速輸送機を導入する上で最も重要な課題の一つである。ソニックブームの Rise time は、人間が聞いた時、心理的に不快な音になるかを左右する重要なパラメータである。Rise time は、分子振動緩和により形成されると考えられているが、その形成メカニズムは十分に解明されていない¹⁾。そして現状では、適用するソニックブームの予測手法によって、Rise time が大きく異なる場合がある²⁾。

そこで本研究では、Rise time の形成メカニズムを検証するため、CFD 解析を行う。これまでに、分子振動緩和を考慮に入れた CFD 解析例は幾つか報告されているが、その対象は平面波あるいは球面波などであり、全て 1 次元、準 1 次元解析に限られていた^{3,4)}。これは 2 次元以上の多次元解析の場合、衝撃波に沿った格子を数 10 km に亘って形成した上で、膨大となる計算負荷を最小限に抑える必要があり、これが難しいためである。しかし、ソニックブームは円錐上に伝播する波動であり、多次元解析が不可欠である。そこで著者らは、2 次元軸対称、及び 3 次元 CFD 解析で長距離伝播する衝撃波を捉える手法を考案した⁵⁻⁷⁾。そのため、CFD の支配方程式に分子振動緩和モデルを組み込むことで、Rise time も予測できると考えられる。

以上を踏まえ、本研究では熱的非平衡を考慮した 2 次元軸対称解析を行い、Rise time の形成メカニズムを検証する。そして、Rise time と圧力上昇値の関係を明らかにし、マッハ数依存性も合わせて検証する。

2. 数値計算手法

2.1 計算対象とその解法

本研究では、断面積分布 $S(x)$ が式(1)で与えられる回転放物面体まわりの流れ場を解析対象とした。

$$S(x) = 4\pi D^2 \left(\frac{x}{L}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2 \quad (0 \leq x \leq L) \quad (1)$$

ここで、機体長を $L = 10$ m, 最大厚さを $D = 1$ m に設定し

た。座標系は、物体先端を原点とし、物体軸方向（流れ方向）を x , 物体軸からの距離を r とした。

支配方程式は 2 次元軸対称オイラー方程式に、熱的非平衡モデルを付加し、式(2)のように定式化した。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} + H = S_W \quad (2)$$

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ e_{vO_2} \\ e_{vN_2} \end{pmatrix}, \quad E = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \\ e_{vO_2}u \\ e_{vN_2}u \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \\ e_{vO_2}v \\ e_{vN_2}v \end{pmatrix}$$

$$H = \begin{pmatrix} \rho v / r \\ \rho uv / r \\ \rho v^2 / r \\ (e+p)v / r \\ e_{vO_2}v / r \\ e_{vN_2}v / r \end{pmatrix}, \quad S_W = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ w_{vO_2} \\ w_{vN_2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$e = \frac{\rho RT}{\gamma - 1} + e_{vO_2} + e_{vN_2} + \frac{\rho}{2}(u^2 + v^2) \quad (4)$$

ここで、 u, v は x, r 方向の速度、 ρ は密度、 p は圧力、 T は温度、 e は全エネルギー、 e_{vO_2}, e_{vN_2} は O_2, N_2 の振動エネルギー、 w_{vO_2}, w_{vN_2} は O_2, N_2 の並進-振動エネルギーの緩和項である。また、空気を想定し、気体定数は $R = 287$ J/(K·kg), 比熱比は $\gamma = 1.4$ とした。本研究では、支配方程式に粘性項を入れていないが、Rise time の形成において粘性の影響は重要である。そのため、粘性を考慮した解析へと展開していく事は今後の課題である。

分子振動は、式(5), (6)の調和振動を仮定し、並進-振動エネルギー緩和には、式(7)で表される Landau-Teller 型の緩和式を用いた。

$$e_{vs} = \frac{\epsilon_s \rho R \theta_s}{\exp(\theta_s / T_{vs}) - 1} \quad (s = O_2, N_2) \quad (5)$$

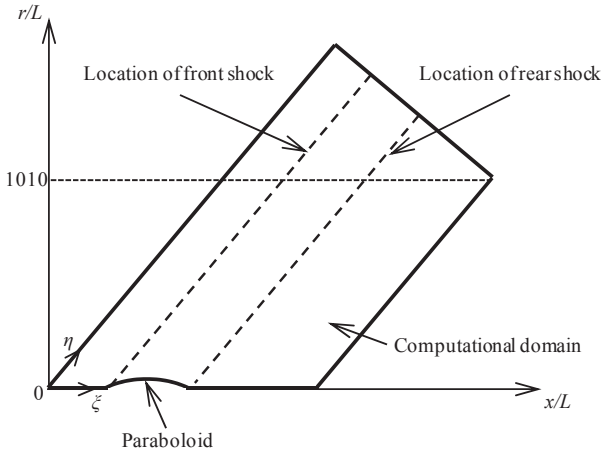


図1 計算格子の概略図

$$e_{vs}^* = \frac{\varepsilon_s \rho R \theta_s}{\exp(\theta_s/T) - 1} \quad (s = O_2, N_2) \quad (6)$$

$$w_{vs} = \frac{e_{vs}^* - e_{vs}}{\tau_s} \quad (s = O_2, N_2) \quad (7)$$

ここで、 T_v は振動温度である。また、 O_2 、 N_2 の振動特性温度は $\theta_{O_2} = 2273.0$ K、 $\theta_{N_2} = 3393.0$ K、空気 1 mol に対するモル比は $\varepsilon_{O_2} = 0.233$ 、 $\varepsilon_{N_2} = 0.767$ である。

振動緩和時間 τ [sec]は、式(8)、(9)のような音波の吸収から導出された、Bassらによる半経験式⁸⁾を用いた。

$$\frac{1}{\tau_{O_2}} = \frac{2\pi p}{p_0} \left(24 + 4.04 \times 10^4 h \frac{0.02 + h}{0.391 + h} \right) \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tau_{N_2}} = \frac{2\pi p}{p_0} \left\{ \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left[9 + 280h \right] \times \exp \left(-4.17 \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right] \right) \right\} \quad (9)$$

ここで、基準大気温度は $T_0 = 293.15$ K、基準大気圧は $p_0 = 1.013 \times 10^5$ Paである。また、 h は%表示の絶対湿度であり、相対湿度 h_r と以下のような関係にある。

$$h = h_r \frac{p_{sat}/p_0}{p/p_0} = p_0 \left(\frac{h_r}{p} \right) \left(\frac{p_{sat}}{p_0} \right) \% \quad (10)$$

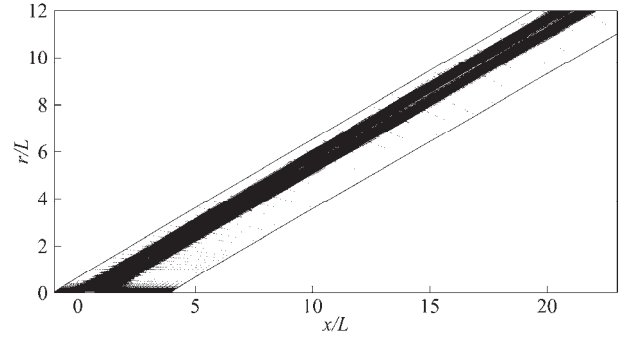
ただし、飽和蒸気圧 p_{sat} は以下の式より導出される（三重点温度は $T_{01} = 273.16$ Kである）。

$$\log_{10}(p_{sat}/p_0) = -6.8346(T_{01}/T)^{1.261} + 4.6151 \quad (11)$$

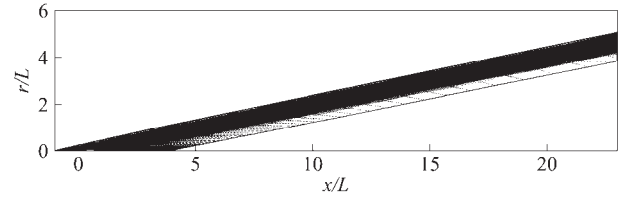
移流項の離散化は、AUSM系のスキームであるSHUS⁹⁾を、3次精度MUSCL法¹⁰⁾により高次精度化したものを用いた。ここで、制限関数はvan Albadaらのslope limiter¹¹⁾を適用した。時間発展は、MFGS陰解法¹²⁾で行い、並進-振動エネルギー緩和項の評価には、対角陰解法(diagonal implicit method)¹³⁾を適用した。

2. 2 計算条件

主流マッハ数は、マッハ2（超音速）とマッハ5（極超音速）の2ケースとし、 $r/L = 0 \sim 1000$ ($r = 10$ km)まで解析を行った。ここで、計算領域は十分遠方($r/L = 0 \sim 1010$)まで取り、遠方流出境界の影響を除外した。大気の状態は、ISOで規格化されている国際標準大気(ISA: International Standard Atmosphere)¹⁴⁾を基に、高度25 kmと地上における物理量の幾何平均とした。また、相対湿度は全領域で $h_r =$



(a) マッハ2



(b) マッハ5

図2 物体近傍の計算格子

表1 計算条件と格子数

マッハ数	計算モデル/格子	ξ 方向	η 方向	格子数
2	熱的平衡	221	1091	約24万点
	熱的非平衡/Grid(A)	221	1091	約24万点
	熱的非平衡/Grid(B)	441	1091	約48万点
	熱的非平衡/Grid(C)	221	2181	約48万点
5	熱的平衡	241	1091	約26万点
	熱的非平衡	241	1091	約26万点

50%とした。上記の同様大気条件で振動緩和時間を算出すると、酸素が $\tau_{O_2} = 0.13$ msec、窒素が $\tau_{N_2} = 9.90$ msecとなる。従って、本解析では窒素の振動緩和時間の方が2桁程度長くなっている。なお、熱的非平衡の影響を検証するため、熱的平衡を仮定した通常のオイラー解析も行った。

2. 3 計算格子

図1に計算格子の概略を示し、図2に物体近傍の計算格子を示す。計算格子は、物体から発生する先端衝撃波と後端衝撃波に沿った適合格子である。本解析では、格子数を最小限に抑えるため、予備計算を行い、2つの衝撃波部(ξ 方向の圧力勾配が極大値を取る位置)のみで格子が十分寄るように設定した。 η 方向の格子は物体近傍から徐々に格子間隔を増大させていき、 $r/L \geq 20$ では $\Delta r/L = 1$ に設定した。ここで、物体近傍の最小格子幅は、 x 方向、 r 方向共に10 mmとした。表1に、計算条件とその格子数を示す。ここで、格子収束性を確認するため、マッハ2の熱的非平衡を考慮した解析を3つの異なる格子数で実施した(結果は、3.4節参照)。なお、Grid(B)、Grid(C)は、Grid(A)の格子を基準とし、 ξ 、 η 方向に対してそれぞれ内分点を取り、形成したものである。そのため、Grid(B)の場合 x 方向の最小格子幅は5 mm、Grid(C)の場合 r 方向の最小格子幅は5 mmであり、Grid(A)の最小格子幅の1/2である。

3. 数値計算結果

評価パラメータは、ソニックブームの重要な評価指標である衝撃波による圧力上昇値 Δp とRise timeを用いて検証を行う。なお、マッハ2の熱的非平衡の解析結果は、3.4節を

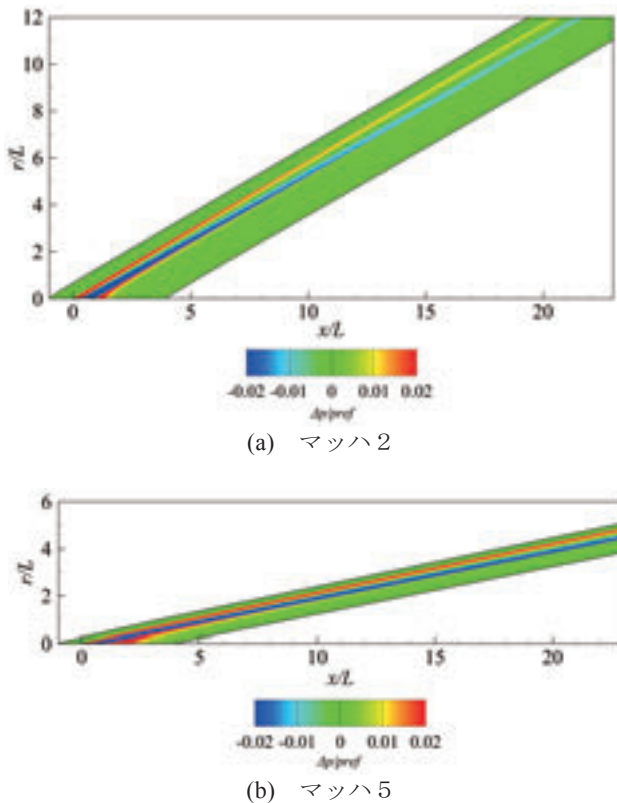


図3 物体近傍の圧力上昇値分布

除き全てGrid(A)の結果を示す。以下の図中では、熱的平衡をEquilibrium、熱的非平衡をNonequilibriumと略記する。

3. 1 圧力上昇値分布

図3に物体近傍の一樣流静圧 p_{ref} で無次元化した圧力上昇値 $\Delta p/p_{ref}$ 分布を示す。ここで、流れ場の形態は非平衡モデルの有無によらず同一である。そのため、マッハ2, 5共に熱的平衡時の解析結果を示している。図3より、回転放物面体まわりの流れ場は、物体前方及び後方から発生する衝撃波と、物体表面から生じる膨張波で形成されている。そして、マッハ5の方がマッハ2よりも衝撃波角が小さく、圧力変動は大きいことが分かる。

3. 2 圧力波形と温度波形

図4, 5に、 $r = 1, 10 \text{ km}$ ($r/L = 100, 1000$) における圧力波形をそれぞれ示す。ここで、横軸は先端衝撃波からの距離に一樣流速の逆数を掛けて導出した、時間変化 Δt である。まず、 $r = 1 \text{ km}$ から 10 km にかけての圧力波形の推移を見ると、熱的平衡、非平衡によらず、衝撃波による圧力変動は遠方にかけて小さくなり、衝撃波の間隔（持続時間）は長くなるのが分かる。次に、熱的平衡と非平衡の違いを比較すると、図4より $r = 1 \text{ km}$ では、熱的非平衡の影響はほとんどなく、圧力波形がよく一致している。一方、図5より $r = 10 \text{ km}$ の圧力波形は、熱的非平衡の影響で衝撃波による圧力上昇値が少し低下している。そして、上記の特徴はマッハ数によらず同一であることが分かる。

図6, 7に $r = 1, 10 \text{ km}$ における温度波形をそれぞれ示す。横軸は圧力波形と同様に、先端衝撃波からの距離に一樣流速の逆数を掛けて導出した、時間変化 Δt である。まず、図6, 7より並進温度の波形は圧力波形と同じ形状であることが分かる。次に、並進温度と振動温度を比較すると、 O_2 の振動緩和時間は短いため、並進温度とほとんど同じ分布

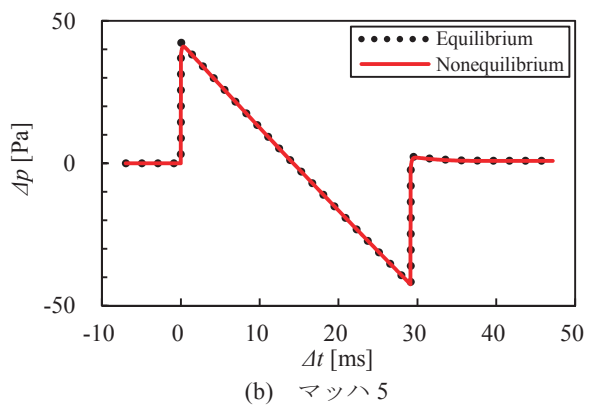
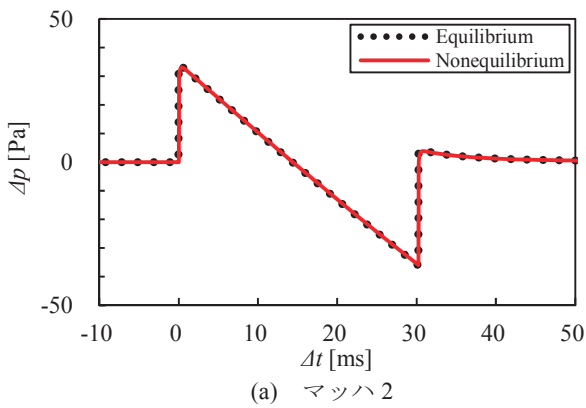


図4 $r = 1 \text{ km}$ ($r/L = 100$) における圧力波形

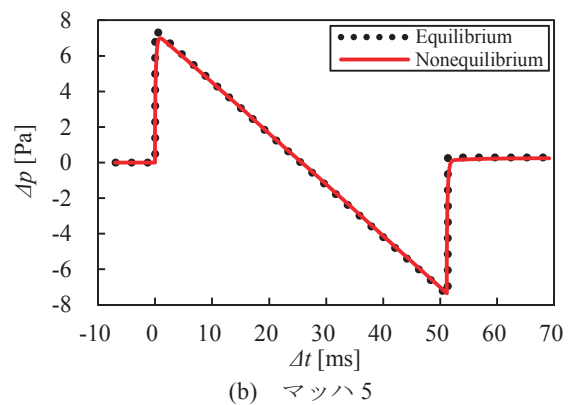
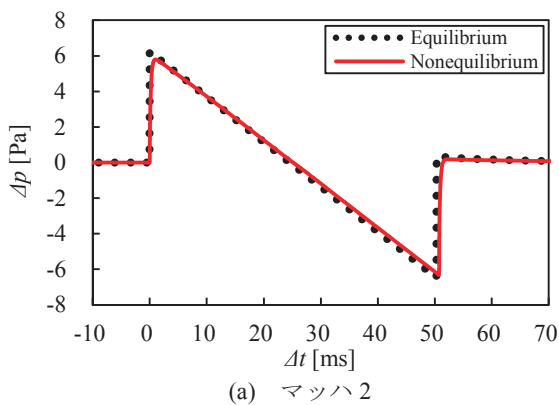


図5 $r = 10 \text{ km}$ ($r/L = 1000$) における圧力波形

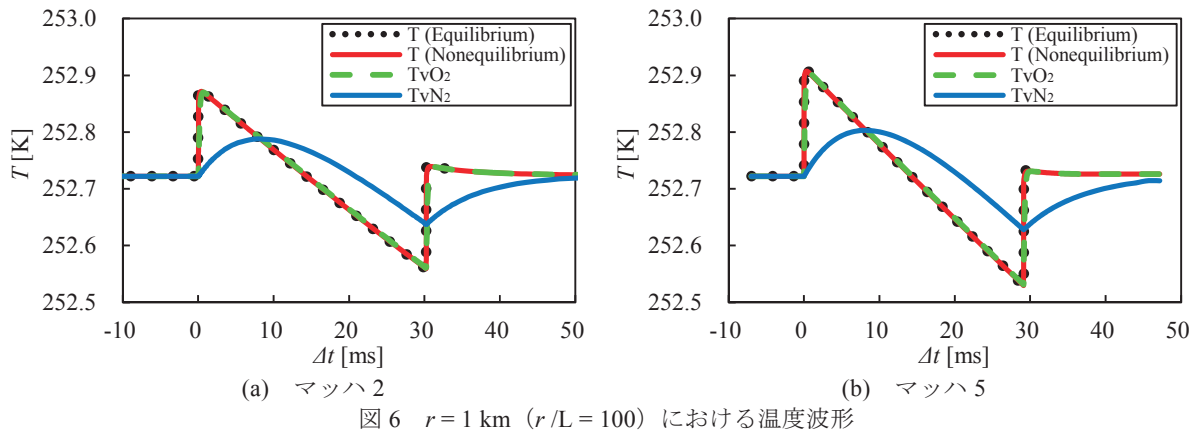
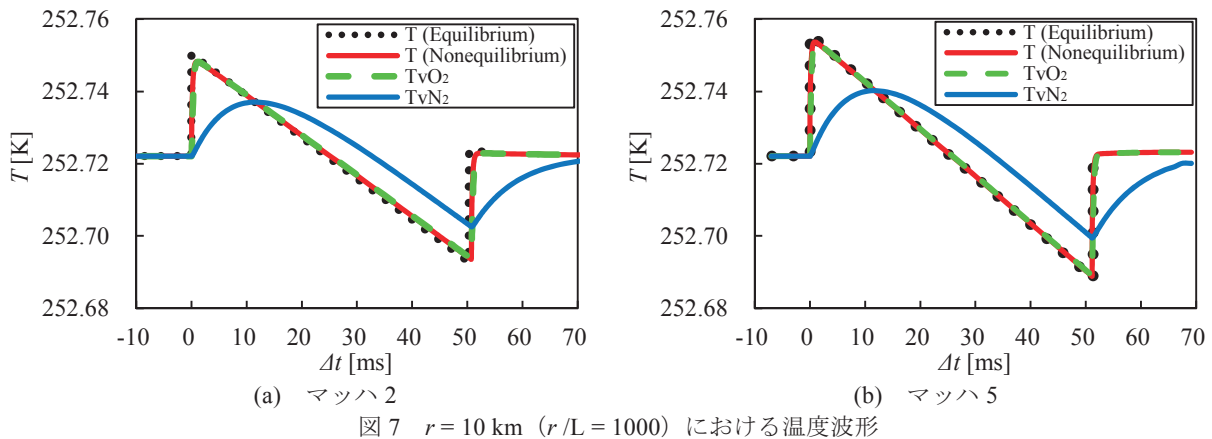
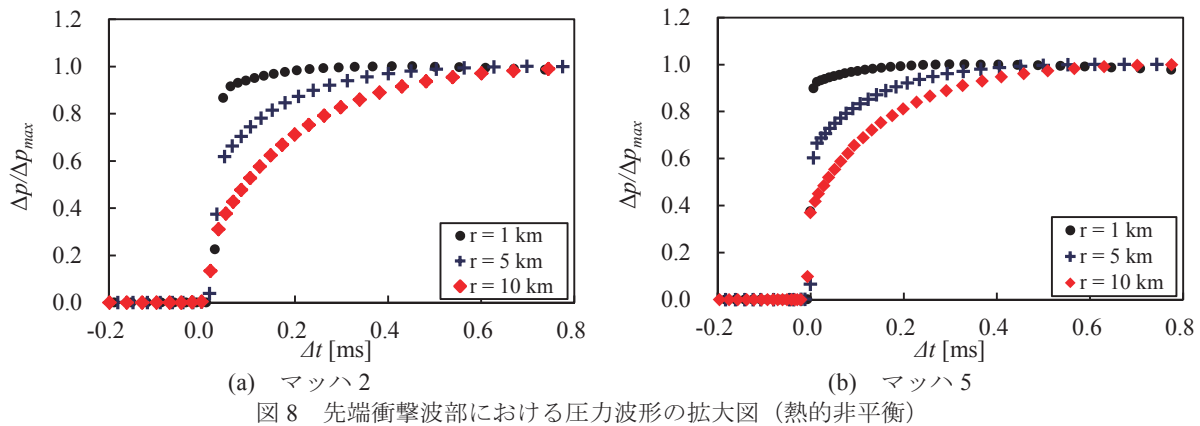
図6 $r = 1 \text{ km}$ ($r/L = 100$) における温度波形図7 $r = 10 \text{ km}$ ($r/L = 1000$) における温度波形

図8 先端衝撃波部における圧力波形の拡大図 (熱的非平衡)

を示している。一方、 N_2 の振動緩和時間は O_2 より遅く、振動温度の変化が並進温度より大幅に遅れる。そのため、主に N_2 による吸音減衰効果が作用し、衝撃波による急峻な変化を徐々に緩和していると考えられる。また、 $r = 1 \text{ km}$ と $r = 10 \text{ km}$ の結果を比較すると、 N_2 の振動温度の変化のみ遅れるという同じ傾向を示している。そして、マッハ数が異なる場合も O_2 、 N_2 の振動温度の傾向は変わらない。

ここで、衝撃波の遷移過程を詳しく検証するため、図8に先端衝撃波部における圧力波形の拡大図を示す。なお、縦軸の圧力上昇値 Δp は先端衝撃波による最大圧力上昇値 Δp_{\max} で無次元化している。まず、図8よりマッハ2, 5共に衝撃波の急峻な変化を2, 3点の格子で捉えていることが確認できる。次に、先端衝撃波の遷移過程を見ると、衝撃波による急峻な変化は、遠方にかけて滑らかな変化へと推移し、Rise timeが長くなっていく様子が確認できる。これが熱的非平衡による効果であり、ソニックブームのRise

timeを形成する重要な要因の一つである。そして、本解析結果では、図6, 7より主に N_2 による吸音減衰効果の影響で衝撃波の形状が変化していると考えられる。また、マッハ2の方がマッハ5よりもRise timeの形成が早い、変形の過程は同じことが確認できる。

3.3 圧力上昇値とRise time

図9に、先端衝撃波による最大圧力上昇値 Δp_{\max} の推移を示す。まず、物体近傍では衝撃波の減衰が早く、遠方にかけて減衰が遅くなるのが分かる。本解析で衝撃波が減衰する主な要因は、衝撃波が円錐状に伝播することで生じる拡散効果と、分子振動緩和効果の二つである。そして、物体近傍では幾何的な広がりによる拡散効果が強いので、減衰が早いと考えられる。次に、熱的平衡と非平衡の場合を比較すると、減衰傾向に大きな違いは見られない。しかし、 $r = 10 \text{ km}$ での最大圧力上昇値は、熱的非平衡の方がマッハ2で約7%、マッハ5で約6%低くなる。また、マ

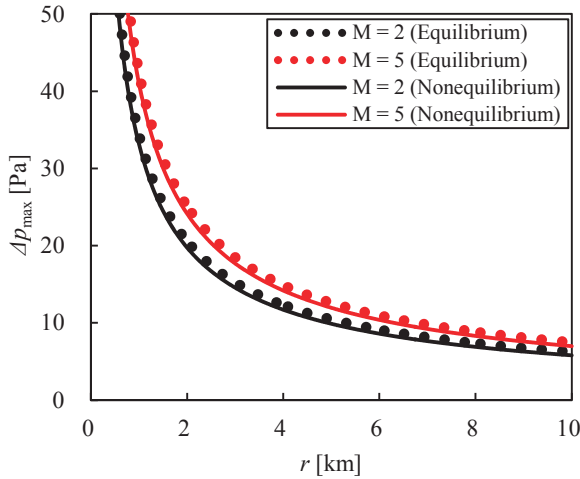


図9 先端衝撃波による最大圧力上昇値の推移

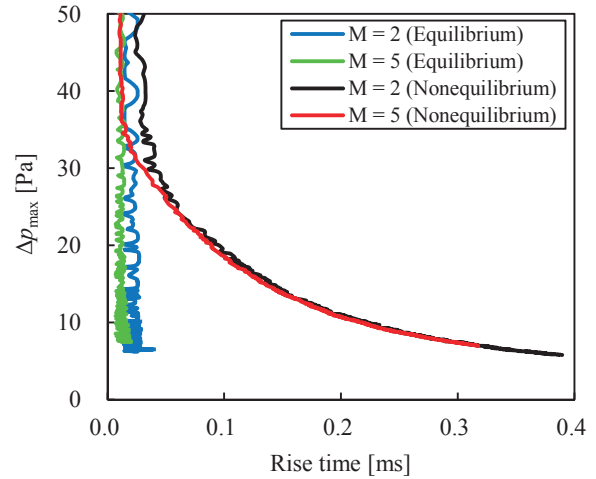


図11 先端衝撃波による最大圧力上昇値とRise timeの関係

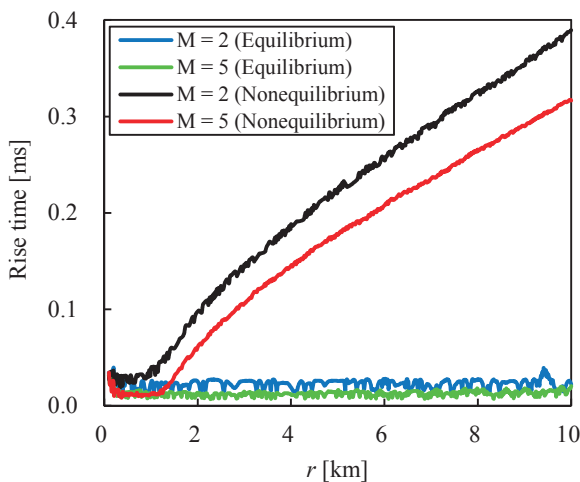


図10 先端衝撃波によるRise timeの推移

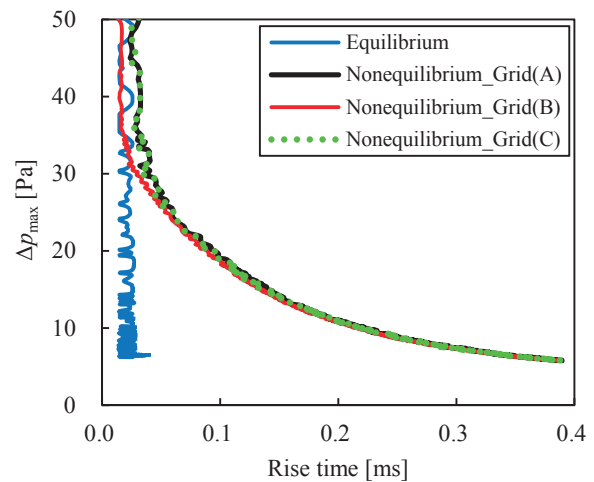


図12 格子数の違いによる先端衝撃波の最大圧力上昇値とRise timeの変化 (マッハ2)

マッハ2とマッハ5の結果を比較すると、減衰傾向はほとんど変化しないが、全ての領域でマッハ5の衝撃波の方が強いことが確認できる。そして、 $r = 10 \text{ km}$ での最大圧力上昇値を比較すると、熱的平衡、非平衡共に、マッハ5の方が約20%高くなっている。

図10に、先端衝撃波のRise timeの推移を示す。ここで、Rise timeは、圧力上昇値が Δp_{max} の10%から90%まで上昇する間にかかる時間と定義した。なお、熱的平衡を仮定した通常のオイラー解析の場合、理論的にはRise timeが零になる。しかし、CFDでは計算格子を用いて衝撃波を捉え、かつ数値粘性の影響も効いている。そのため、熱的平衡を仮定した場合も、最大で0.03 ms (マッハ2)、0.02 ms (マッハ5)程度のRise timeを持っている。なお、マッハ2, 5共に計算格子の最小格子幅は同じであるが、先端衝撃波からの距離に一樣流速の逆数をかけて時間変化 Δt に換算している。従って、一樣流速の速いマッハ5の方がRise timeの解像度が高い。また、Rise timeの数値振動は衝撃波部の格子幅に依存しており、格子幅を小さくすることで、より高精度な予測ができる(詳細は3.4節参照)。図10のように、 $r \approx 1 \text{ km}$ まではRise timeの変化がほとんど見られないが、 $r \approx 1 \text{ km}$ から遠方にかけては線形に近い形でRise timeが形成されていく。ここで、本解析で衝撃波が変形する主な要因は、波を急峻化する非線形効果と、波を平滑化する分子振動緩和効果の二つである。従って、物体近傍で衝撃波が強い時は、非線形効果の方が分

表2 Grid(A)を基準とした時の相対誤差(マッハ2, $r = 10 \text{ km}$)

	最大圧力上昇値	Rise time
Grid(A)とGrid(B)	0.03%	-0.79%
Grid(A)とGrid(C)	0.03%	0.22%

子振動緩和効果よりも卓越し、Rise timeはほとんど変化しないと考えられる。

図11に、最大圧力上昇値とRise timeの関係を示す。図11より、Rise timeは最大圧力上昇値の大きさに依存し、マッハ数に依存しないことが分かる。そして、最大圧力上昇値とRise timeには強い相関があることが確認できる。

3.4 格子収束性

図12に格子数の違いによる先端衝撃波の最大圧力上昇値とRise timeの変化を示す。なお、図12の結果は、熱的非平衡を考慮し、主流マッハ数が2の条件で解析した結果である。まず、熱的平衡を仮定した場合のRise timeは、0.014~0.03 ms程度でほとんど一定の値を示していることが分かる。従って、0.03 ms以上のRise timeは、分子振動緩和による効果であると考えられる。次に、熱的非平衡の結果より格子数の違いを比較すると、Grid(A)とGrid(C)の結果はよく一致しており、 η 方向の格子収束性は十分である。一方、Grid(A)とGrid(B)の結果は、物体近傍でRise timeに違いが見られる。これは、Grid(B)はGrid(A)を基準

の格子とし、 ξ 方向に対して内分点を取って形成した格子である。そのため、Grid(B)は ξ 方向の最小格子幅が Grid(A)の 1/2 であり、衝撃波の解像度が高い。そして、物体近傍で、Rise time が格子解像度より短い位置ではその違いが見られる。しかし、最大圧力上昇値が高い物体近傍を除き、Grid(A)と Grid(B)の曲線はよく一致している。従って、ソニックブームは物体から数 10 km 以上離れた遠方で問題となる現象であることを考慮に入れると、Grid(A)の ξ 方向の格子収束性も十分であると考えられる。

表 2 に Grid(A)の解析結果を基準とした時の $r = 10$ km での相対誤差を示す。表 2 より、先端衝撃波の圧力上昇値は全ケースで 0.1 %以下、rise time は 1 %以下である。以上から、遠方場における格子収束性は定量的にも十分である。

4. 結論

本研究では、Rise time の形成メカニズムを検証するため、熱的非平衡を考慮した 2 次元軸対称オイラー解析を実施した。その結果、主に N_2 による吸音減衰効果が作用し、衝撃波による急峻な変化が徐々に緩和していく様子を確認した。また、Rise time は、物体近傍ではほとんど変化せず、物体遠方で衝撃波が弱くなった後、物体軸からの距離に比例して増大していくことを示した。そして、最大圧力上昇値と Rise time には強い相関があること、Rise time は最大圧力上昇値の大きさに依存し、マッハ数に依存しないことを明らかにした。

今後は、分子振動緩和に加え、大気の高高度依存性（層状性）や粘性など大気中の様々な効果を含めた解析へと展開することで、数 10 km に亘って伝播する衝撃波の減衰特性をより詳細に検証できると考えられる。

参考文献

- Alonso, J. J. and Colonno, M. R. : Multidisciplinary Optimization with Applications to Sonic-Boom Minimization, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 44(2012), pp.505-526
- 中右佑, 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伝播解析手法検証, JAXA-SP-12, pp.95-99, 2012
- 本間弘樹, Glass, I. I., 積田佳満 : ランダム・チョイス法による弱い爆風の解析, 宇宙科学研究所報告特集, 3(1982), pp.121-136
- Sakai, T. : Real Gas Effects on Weak Shock Wave Propagation in an Atmosphere, AIAA paper 2010-1388, 2010
- 山下礼, 鈴木宏二郎 : 全空間シミュレーションによる極超音速飛行時のソニックブーム解析, 日本航空宇宙学会論文集, 62(2014), pp.77-84
- Yamashita, R. and Suzuki, K.: Full-Field Sonic Boom Simulation in Real Atmosphere, AIAA Paper 2014-2269, 2014
- Yamashita, R. and Suzuki, K.: Numerical Analysis of Sonic Boom Cutoff Phenomena by direct simulation in Whole Domain Extending to Ground Level [Peer-reviewed], APISAT2013, No. 02-05-3, 2013
- Bass, H. E., Sutherland, L. C., Zuckerwar, A. J., Blackstock, D. T. and Hester, D. M. : Atmospheric absorption of sound : Further developments, *J. Acoust. Soc. Am.*, 97 (1995), pp. 680-683
- Shima, E. and Jounouchi, T. : Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes -, 第 14 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, 1997, pp.7-12
- van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A New Approach to Numerical Convection, *Journal of Computational Physics*, 23(1977), pp. 276-299.
- van Albada, G. D., van Leer, B., and Roberts, Jr., W. W.: A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics, *Astronomy and Astrophysics*, 108(1982), pp. 76-84
- 嶋英志: 構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法, 第 29 回流体力学講演会論文集, 1997, pp.325-328
- Eberhardt, S. and Imlay, S. : A diagonal implicit scheme for computing flows with finite-rate chemistry, AIAA Paper 90-1577, 1990
- International Organization for Standardization : Standard Atmosphere, ISO 2533, 1975

超音速流における主翼前縁および後縁の後退角の空力特性への影響の CFD 解析

竹内和也, 直井健悟, 松島紀佐
富山大学

CFD Analysis on Sweep Angles of the Leading and Trailing Edges of a Wing in a Supersonic Flow.

by
Kazuya Takeuchi, Kengo Naoi and Kisa Matsushima (Univ. of Toyama)

ABSTRACT

To systematically investigate the aerodynamic characteristics of wings with 30, 45 and 60 degree swept-back angle, and different taper ratio, Navier-Stokes simulations for flows over a wing have been conducted. The Mach numbers of the flows are from 0.8 to 2.8. The planforms of wings are in various shapes whose half span aspect ratio is 2. The simulation and investigation has revealed new knowledge on the relation between swept-back angles and aerodynamic characteristics of a wing in a supersonic flow. Not only the swept-back angle of a leading edge but also that of a trailing edge take important role on aerodynamics of a wing.

1. はじめに

超音速航空機の主翼平面形は、前縁後退角が大きいデルタ翼類似の形状が主流である。その他の平面形状に対してはあまり注意が向けられてこなかったと思われる。そのためか、平面形については系統的な調査は線形理論若しくは薄翼理論による解析が主流であった 1960 年あたりを境に近年には行われていない。[1]

本研究を始めるに当たり著者らが興味を持ったのは、次世代型超音速機実用化に向け一歩先んじた存在である、米エアリオン社のビジネスジェット「Aerion-SSBJ」である。自然層流化を意識したという理由もあり、翼の平面形は、Concorde で採用され超音速主翼の典型となった、大きな前縁後退角の付いたデルタ翼形状ではなく、小さなテーパ比を持つ矩形翼に近い形状であった。このような翼平面形の違いに興味を持ち、我々は、この 40 年間で急速に発展した CFD シミュレーション数値手法を用い超音速における翼形状の系統的な空力性能解析を行うこととした。

最近の研究として岸によって矩形翼や後退角を持たせた翼に対する Euler シミュレーション[2]、続いて、著者らによる Navier-Stokes シミュレーションがある[3][4]。これにより、薄翼理論による予測の限界の詳細や、超音速流れにおける翼の空力特性(抵抗係数)は、前縁のみならず後縁の後退角並びに翼断面の前縁角・後縁角に依存することが明らかになった。参考文献[2][3]では、迎角 0° の揚力を持たない場合の議論が行われた。また[4]では主に前縁と後縁が平行な後退翼について揚力を持つ場合が検討された。

本稿ではこれらの成果をふまえ、6 種の翼平面形に対し超音速の CFD (Navier -Stokes) シミュレーションを行い、 C_D - M_∞ 曲線における、薄翼理論との違いや後縁後退角の影響及び重要性、揚力を持った場合の後退角の影響について考察する。

2. 翼形状

計算に用いた 6 種類の翼について Fig.1 に示す。Fig.1 の I ~ VI は X 軸を対称面とし、半スパン平面形状で半スパン長は 2.0、アスペクト比は 4.0、半裁面積は 2.0 である。I ~ III は前縁と後縁が平行(テーパなし)で、IV ~ VI はテーパつきである。前縁、後縁の後退角をそれぞれ Λ_{LE} 、 Λ_{TE} とし、Table 1 に各翼のパラメータを示す。翼型は厚み比 5% の複円弧(レンズ)翼型である。

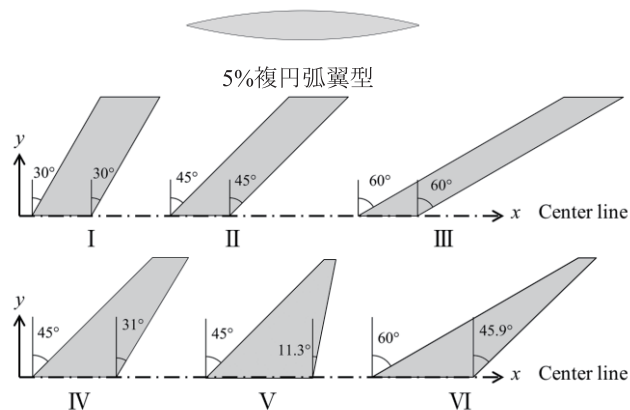


Fig.1 Section Airfoil and Planforms.

Table 1 Parameters for planforms.

	呼称	前縁の後退角 Λ_{LE}	後縁の後退角 Λ_{TE}	翼根の翼弦長	翼端の翼弦長	体積
I	30° 後退翼	30°	30°	1.0	1.0	0.667
II	45° 後退翼	45°	45°	1.0	1.0	0.667
III	60° 後退翼	60°	60°	1.0	1.0	0.667
IV	クリップドデルタ翼	45°	31.0°	1.4	0.6	0.702
V	クリップドデルタ翼	45°	11.3°	1.8	0.2	0.809
VI	クリップドデルタ翼	60°	45.9°	1.7	0.3	0.776

3. 計算手法

本研究を行うにあたり用いた支配方程式は 3 次元圧縮性薄層近似 Navier-Stokes 方程式である。空間離散化は、移流項に対しては MUSCL を用い 3 次精度とした TVD 法を適用し、粘性項に対しては 2 次精度中心差分法を用いた。時間積分は LU-SGS 法である。また、乱流モデルは Baldwin-Lomax モデルを用いた。

格子は C-H 型構造格子を用いて解析を行った。格子点数は 345 (主流方向断面翼型周り) × 58 (スパン方向) × 73 (翼面から離れる方向) で、翼面上に 185 × 42 点配置した。物理座標系は主流方向を X 軸とし、スパン方向が Y 軸、翼面から遠方境界に向かって、X, Y に垂直に Z 軸を取った。原点は翼根断面の前縁である。シミュレーションとしてはレイノルズ数 2.0×10^7 、一様流マッハ数 0.8 から 2.8 までの流れを計算した。また、本稿では薄翼理論との比較のことを考え、粘性による寄与を除いた揚力/抗力係数を C_L , C_D と記している。

4. C_D - M_∞ 曲線 (翼平面形状 I II III)

Fig.2 に前縁と後縁の後退角をそれぞれで同じ角度として
いる翼平面形状 I II III について、迎角 $\alpha=0^\circ$ の時の抵抗係数
 C_D と一様流マッハ数 M_∞ の関係を示す。図中の垂線は
CFD(N-S)計算において C_D が最大となる一様流マッハ数を
示す。このマッハ数を本論文では M_{max} と定義する。一般的
に M_{max} は前縁の後退角により変化するとされており、
Fig.2 でも確認することができる。

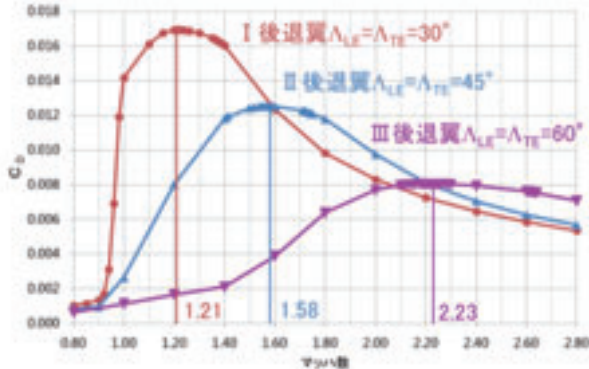


Fig.2 C_D -Mach Curves. (I II III, $\alpha=0^\circ$)

5. 薄翼理論の近似の限界

Fig.3 に Robert T.Jones らの薄翼理論の計算による C_D - M_∞
曲線[1]を示す。薄翼理論では後退角が 45° のとき、抵抗係
数が最大となる一様流マッハ数(M_∞) は 1.41 である。後退
角が 60° のときは 2.00 である。これは翼前縁に垂直な流れ
成分(Inflow マッハ数 : Fig. 4 参照) が丁度音速になる時の一
様流マッハ数である。つまり、(翼の後退角が Λ の時の
 $M_{max}) \times \cos\Lambda = 1.0$ なる関係が成り立つ。また、以降後退角に
応じて変わるこの M_{max} を M_{LE} とする。

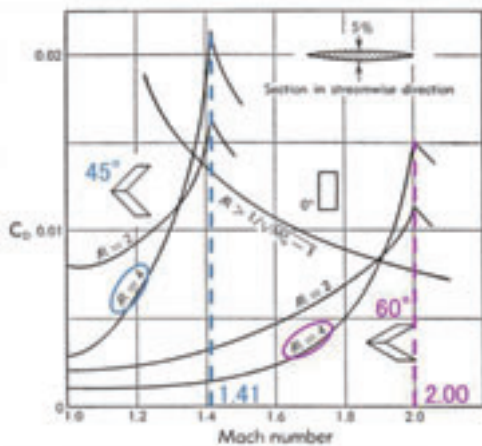


Fig.3 C_D -Mach Curves by the Thin Airfoil Theory. [1]

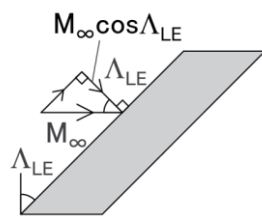


Fig.4 Inflow Mach Number.

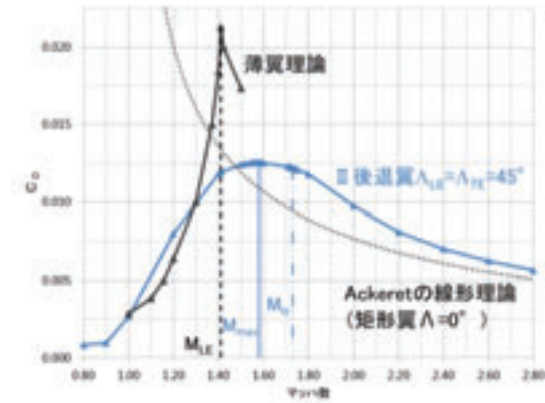


Fig.5 Comparison between N-S Simulation and the Thin Airfoil Theory in C_D -Mach Curves. (II)

Fig.5 に後退角 45° (翼平面形状 II) の Fig.3 の薄翼理論
(アスペクト比 4) (黒実線) と Navier-Stokes (N-S) 計算
結果 (青実線) による C_D - M_∞ 曲線を示す。また参考として
矩形翼の場合の Ackeret の線形理論[5] (黒点線) を表示した。
Ackeret の線形理論は Fig.3 の後退角 0° のグラフと同
じであることがわかる。次に、用いた Ackeret の線形理
論 (複円弧翼型の場合) [5] の式を示す。

$$C_D^{Ackeret} = \frac{5.33(2/3)^2 \varphi}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} \quad (1)$$

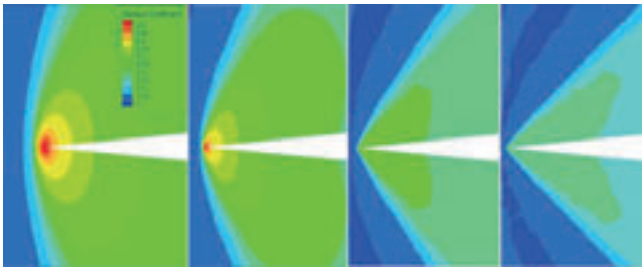
ここで、 φ は Aspect Ratio $\times \sqrt{M_\infty^2 - 1}$ の函数

薄翼理論と N-S 計算の違いは M_{max} の前後、Fig.5 では
 $M_\infty = 1.4$ から 1.75 付近で顕著である。薄翼理論では M_{max} の
1.41 辺りの前後で C_D が急激に変化している。N-S 計算では、
 M_{LE} 辺りから M_{max} にかけてかなり緩やかに C_D が大きくなり、
 M_{max} を超えて M_{tr} (後述) までかなり緩やかに C_D が減少する。
この緩やかな変化は、翼前縁に生じる衝撃波が離脱から付着衝撃波に
変化することで説明できると考えている。超音速流において前縁の
衝撃波は M_∞ を大きくすると離脱から付着へと遷移する。その遷
移過程を Fig. 6 に示す。Fig.6 は 30° 後退翼の翼根断面にお
ける前縁付近の C_p 等高線図で、 M_∞ はそれぞれ $M_\infty = M_{LE}$ 、
 M_{max} 、 M_{tr} 、 $M_\infty > M_{tr}$ である。 M_{tr} とは衝撃波が離脱から付
着へと変化する境界の M_∞ である。離脱衝撃波は、翼前縁から
衝撃波が離れており、衝撃波を通して亜音速に減速され、衝撃波
の前後で圧力比が大きくなり、抗力が大きくなる。一方、付着衝
撃波は翼前縁に衝撃波が付着しており、衝撃波後流でも超音速
であるため、離脱衝撃波よりも圧力比が小さく、抗力も小さい。
前縁衝撃波が離脱になるか付着になるかは、翼断面前縁が一様
流方向となす先端角 (θ_{LE}) と前縁に垂直な流れ成分のマッハ数
($M_1 = M_\infty \cdot \cos\Lambda_{LE}$) を与えることにより、次式で計算できる[6]。

$$\tan\theta_{LE} = \frac{2 \cot\beta (M_1^2 \sin^2\beta - 1)}{M_1^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \quad (2)$$

与えられた θ_{LE} と M_1 に対し衝撃波角 β が解を持てば付着し、
そうでなければ離脱する。この時の θ_{LE} を測る翼断面とは前縁
に垂直方向の切断面である。例えば 30° 後退翼 (翼平面形状 I)
では、 $\theta_{LE} = 6.59^\circ$ であるため、 $M_1 = 1.18$ 、これを
一様流に直すと $M_\infty = 1.18 / \cos 30^\circ = 1.37$ で、この値が M_{tr}
である。つまり、 M_∞ が M_{tr} 以上になると付着衝撃波になる。
薄翼理論では厚さは微小となるため離脱衝撃波は考慮され
ておらず $M_{max} = M_{LE}$ となる。N-S 計算では離脱衝撃波から
付着衝撃波に変移する過程があるため C_D の変化が緩やか

であると考えられる。そして C_D はその変移過程中に最大となる。



(a) $M_\infty=1.15$ (b) $M_\infty=1.22$ (c) $M_\infty=1.37$ (d) $M_\infty=1.60$
Fig. 6 Shockwaves in the Vicinity of Leading Edge. (I , $y=0.0$)

6. 後縁後退角の影響

6. 1 前縁の後退角を一定とした各種平面形

(翼平面形状 II IV V, III VI)

各種翼平面形周りの流れの N-S 計算を幾つか行った結果、後縁の後退角 Λ_{TE} の変化に伴って、 M_{max} が変化しているのではないかと推察し、系統的に計算結果を纏めてみた。

前縁の後退角 Λ_{LE} がそれぞれ 45° と 60° で等しい時の抵抗係数 C_D と一様流マッハ数 M_∞ の関係を Fig.7 と Fig.8 に示す。迎角 $\alpha=0^\circ$ であり、図中の垂線は M_{max} である。Fig.7 と Fig.8 でわかる通り、 Λ_{LE} が等しくても後縁の後退角 Λ_{TE} により M_{max} が異なることがわかる。つまり、 M_∞ は Λ_{LE} だけで決まるのではないといえる。前縁後退角は異なるが、後縁の後退角 Λ_{TE} がそれぞれ 30° と 45° にほぼ等しい Fig.9 と Fig.10 では M_{max} がほぼ等しいことがわかる。したがって、詳細には翼断面形状の影響も考慮しなければならないが、本条件の前後対称の翼断面形状の複円弧翼型では M_{max} は Λ_{LE} よりも Λ_{TE} による影響の方が大きいといえる。

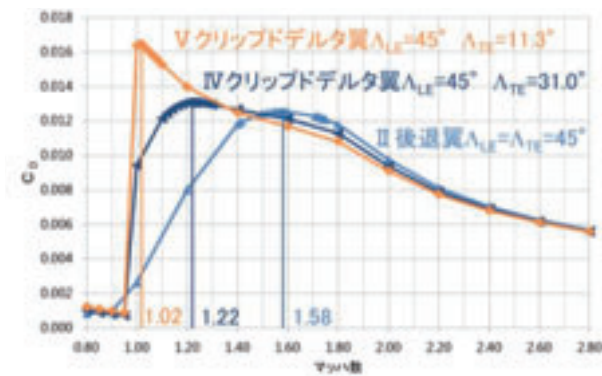


Fig.7 C_D -Mach Curves. (II IV V, $\alpha=0^\circ$)

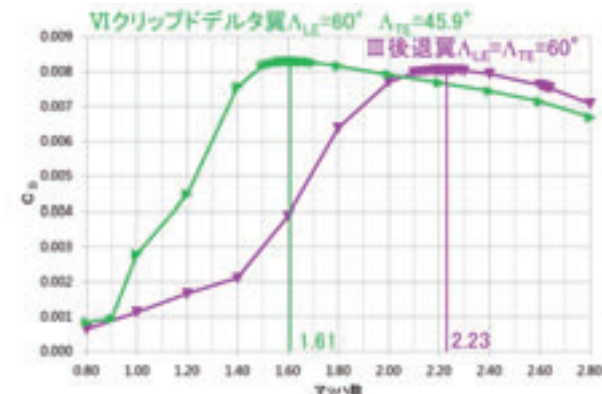


Fig.8 C_D -Mach Curves. (III VI, $\alpha=0^\circ$)

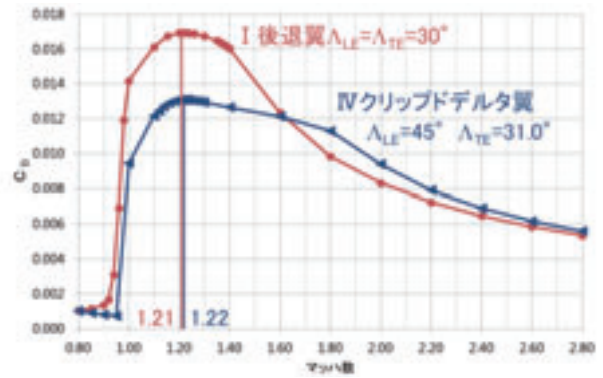


Fig.9 C_D -Mach Curves. (I IV, $\alpha=0^\circ$)

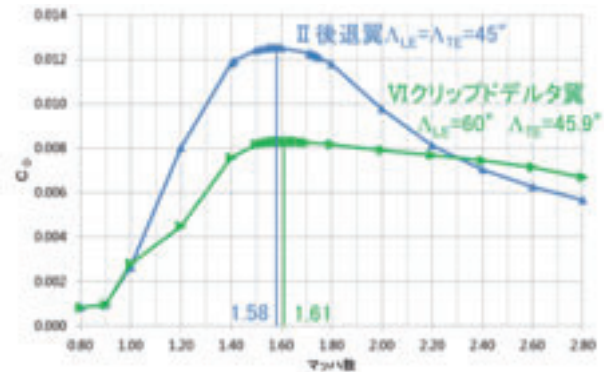


Fig.10 C_D -Mach Curves. (II VI, $\alpha=0^\circ$)

6. 2 超音速後縁と亜音速後縁と C_D 値

一様流マッハ数 $M_\infty=1.2$ の時、後縁は翼平面形状 IV V がマッハ円錐の外側である超音速後縁で、翼平面形状 II はマッハ円錐の内側である亜音速後縁である (Fig.11)。Fig.12 と Fig.13 に迎角 $\alpha=0^\circ$ 、一様流マッハ数 $M_\infty=1.20$ 、スパン方向 $y=0.90$ での翼平面形状 II IV V の C_p 分布と各翼形状の C_p コンター図を示す。Fig.12 から超音速後縁の IV V と亜音速後縁の II で C_p 分布が異なっていることがわかる。Fig.12 において前縁の C_p はほぼ一致しているが、 $x/c \geq 0.8$ の後縁では亜音速後縁の II の方が超音速後縁の IV V より C_p が高くなっている (後縁付近の C_p 値は負であることに注意)。Fig.13 のコンター図でも II の後縁部の C_p が高くなっていることがわかる。翼型のレンズ形状より、前縁の圧力は進行方向と逆向きが正であり (抗力)、後縁では、正の圧力は進行方向に加速する力 (推力) である (Fig.14)。よって、(前縁の C_p - 後縁の C_p) が抗力を表す。つまり、後縁近傍に発生する抗力は後縁付近の C_p が高い II (亜音速後縁) の方が C_p の低い IV V (超音速後縁) より小さくなる。したがって、翼全体の抗力 (C_D) は II の方が IV V より小さくなる。つまり、後縁が超音速後縁か亜音速後縁かにより、後縁の C_p 分布が変化し、翼全体の抗力 (C_D) が変わる。そのため後縁の後退角も、 C_D が最大となる一様流マッハ数 M_{max} に影響を及ぼす要因であるといえる。

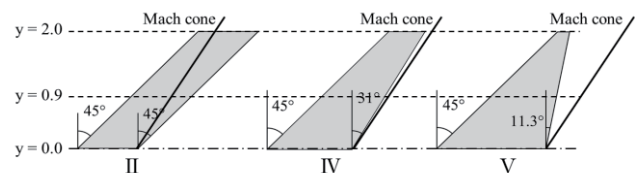


Fig.11 Trailing Edge and Mach cone. ($M_\infty=1.2$)

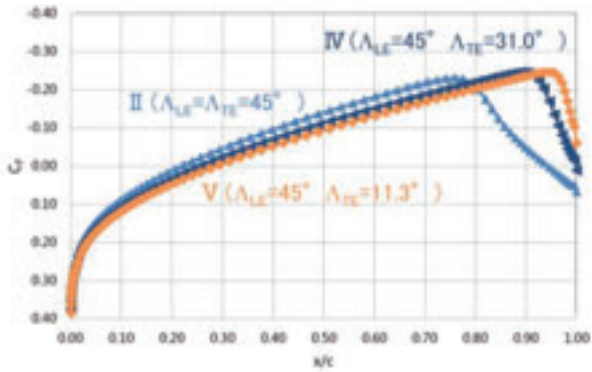


Fig.12 Cp distribution. (II IV V, α=0° , M_∞=1.20, y=0.90)

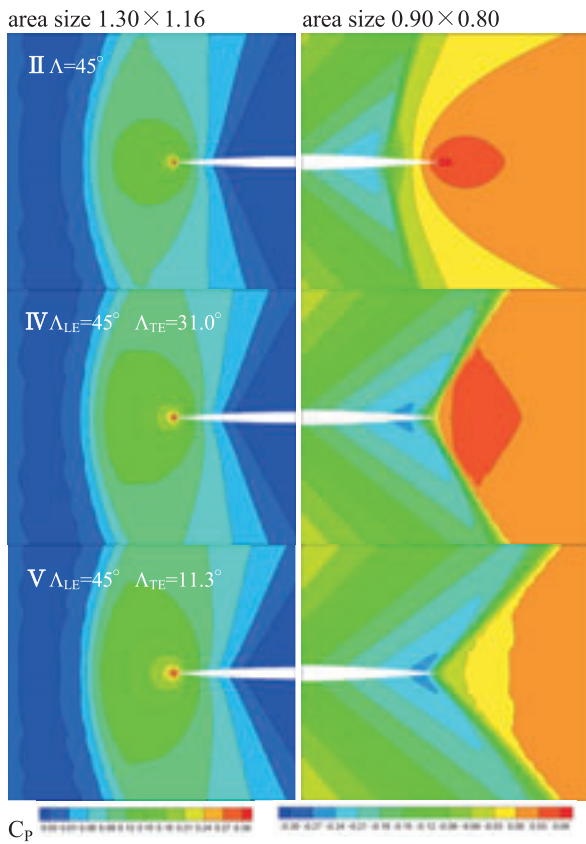


Fig.13 Cp contour map of a Leading (left) and a Trailing (right) Edge. (II IV V, α=0° , M_∞=1.20, y=0.90)

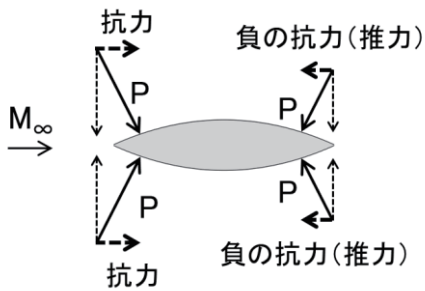


Fig.14 Decomposition of Pressure Force of Wing Section.

7. 迎角 2° (揚力を持つ場合) の C_D-M_∞曲線

迎角 α=0° (点線) と比較した各翼形状の迎角 α=2° (実線) の時の抵抗係数 C_D と一様流マッハ数 M_∞ の関係を Fig.15 から Fig.18 に示す。また、迎角 α=2°、M_∞=1.20 の翼平面形状 II IV V について、スパン方向 y=0.90 での C_p 分布を Fig.19 に示す。Fig.15 から Fig.18 に示す様に、どの翼形状についても迎角 α=2° の時の C_D は迎角 α=0° の値からほぼ一定値増加した値になっている。また、Fig.19 の C_p 分布は迎角 α=0° の時と同様に前縁ではほぼ一致し、x/c ≥ 0.8 あたりから II の方が高くなっている。したがって、迎角がついており翼の上と下面で C_p 分布は異なるが、迎角 α=2° の C_D は迎角 α=0° と同様の事がいえる。

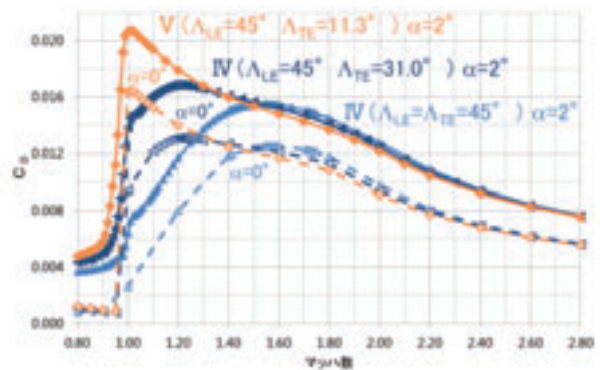


Fig.15 C_D-Mach Curves. (II IV V, α=0° vs. α=2°)

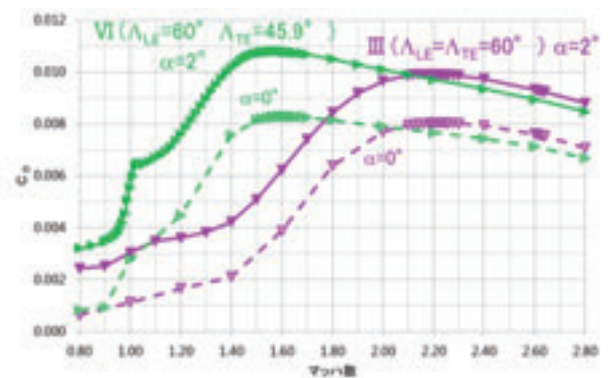


Fig.16 C_D-Mach Curves. (III VI, α=0° vs. α=2°)

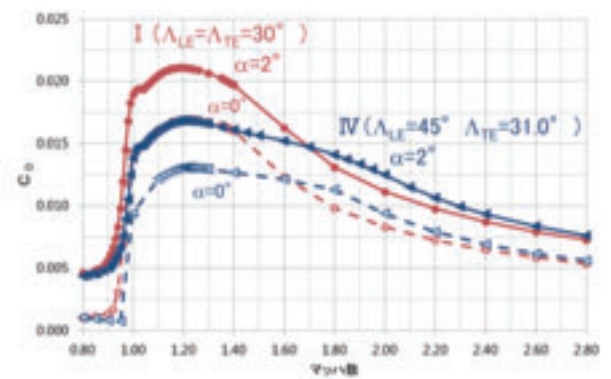


Fig.17 C_D-Mach Curves. (I IV, α=0° vs. α=2°)

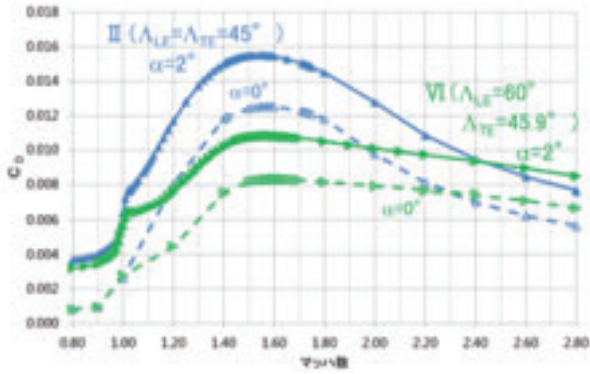


Fig.18 Cp-Mach Curves. (II VI, $\alpha=0^\circ$ vs. $\alpha=2^\circ$)

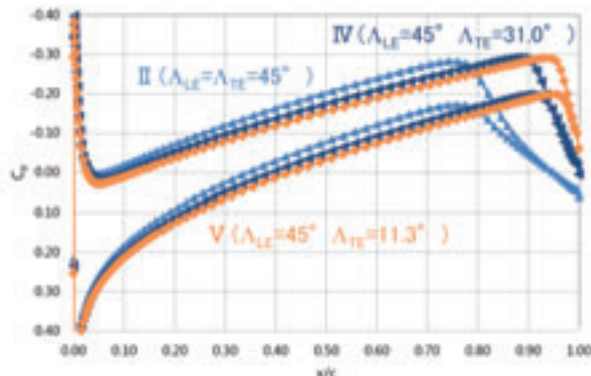


Fig.19 Cp distribution. (II IV V, $\alpha=2^\circ$, $M_\infty=1.20, y=0.90$)

迎角が0°と2°のCp値の差は迎角があることによる揚力によるものだと考えられ、矩形翼についての数理モデルは教科書[5]等に記載されており、次の式(3)で概算できる。ただし今回、後退翼に用いるため式(4)のようにマッハ数Mを翼前縁に垂直に流入するマッハ数とした。ちなみに式(3)は流入マッハ数1.0近辺の非線形効果が影響する速度領域では成立しない。

$$\Delta C_D = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{M^2-1}} \left[1 - \frac{(1-CA')}{2A\sqrt{M^2-1}} \right] \quad (3)$$

ここで、 $C = (\gamma M^4 + M^2 - 2)^2 / 2(M^2 - 1)^3$
 $A' = 2/3^{(*)} \times \text{Thickness Ratio}$
 (*) 複円弧翼型の場合の係数
 $A = \text{Aspect Ratio}$
 $M = M_\infty \cos \Lambda_{LE}$ (4)

Fig.20とFig.21に、30°後退翼(I)と45°後退翼(II)の場合の迎角 $\alpha=2^\circ$ のCpと迎角 $\alpha=0^\circ$ の値に式(2)の理論値を加えたCpのM ∞ 変化の比較を示す。マーカー付き実線/破線が迎角 $\alpha=2^\circ/0^\circ$ のCpでマーカーなし破線が $\alpha=0^\circ$ の曲線に理論値を加えたCpである。マッハ数M ∞ がI (Fig.20)では1.6 (M $\infty \cos \Lambda_{LE} = 1.39$) 辺り、II (Fig.21)では2.0 (M $\infty \cos \Lambda_{LE} = 1.41$) 辺り以上から、迎角 $\alpha=2^\circ$ と理論値の曲線の傾きはほぼ等しくなっている。ただし、両者の間に一定の差がある。この差は翼対称面位置と翼端からのマッハ円錐の影響領域の算定が上手く考慮されていない事によるものだと考えられる。式(3)は矩形翼の数理モデルであり、第一項が2次元理論のCpで、第二項がマッハ円錐の影響についてのパラメータである。今回はマッハ数を翼前縁に垂直に流入するマッハ数にしたため、Fig.22の赤色部分に示すようなマッハ円錐の影響領域の違いが考慮されず、理

論値に差が生じたと考えられる。マッハ数が大きくなるとマッハ円錐の影響領域は小さくなるため、影響領域の違いによる差も小さくなると考えられる。従って、ある程度大きい速度域 (IではM $\infty > 1.6$, IIではM $\infty > 2.0$) では一定の差はあるものの曲線の傾きはほぼ等しくなったと考えられる。また、後退角が大きくなるとマッハ円錐の影響領域も大きくなるので、この速度域での迎角 $\alpha=2^\circ$ と理論値の差がI後退角30° (Fig.20)よりII後退角45° (Fig.21)の方が大きくなっていると考えられる。

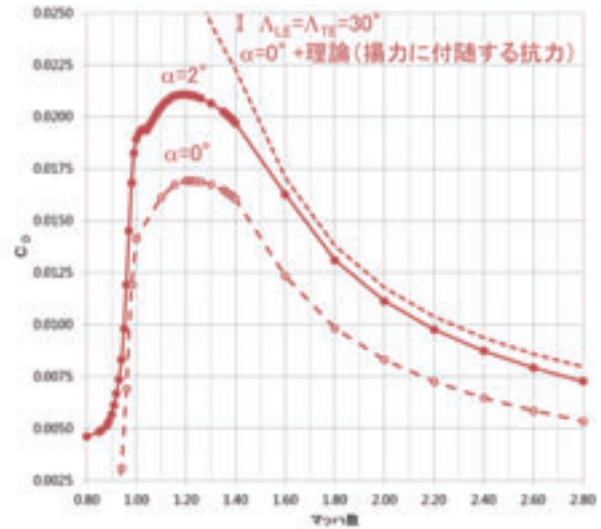


Fig.20 Cp-Mach Curves. (I, $\alpha=2^\circ$ vs. approximation)

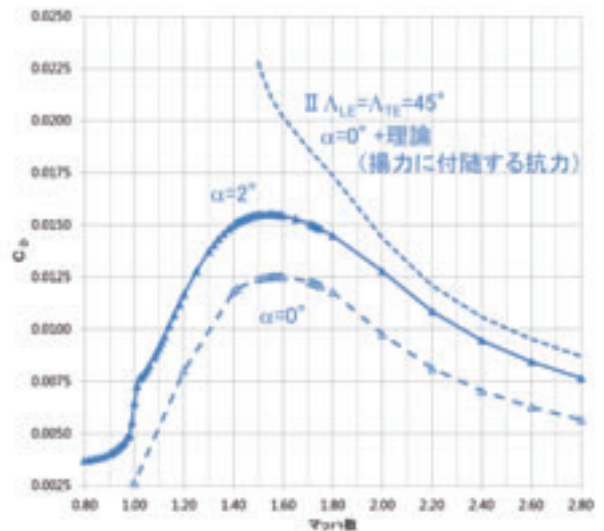
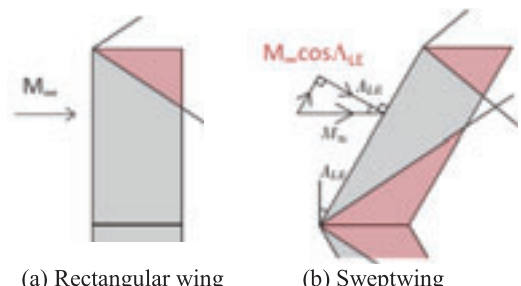


Fig.21 Cp-Mach Curves. (II, $\alpha=2^\circ$ vs. approximation)



(a) Rectangular wing (b) Sweptwing
 Fig.22 Influence region of Mach cone.

8. 結論

前後対称形状である複円弧翼型を断面形状として持つ翼の平面形の前縁や後縁の後退角が空力特性、特に C_D - M_∞ 曲線に対して与える影響について、3次元N-Sシミュレーションを用いて調べた。また、得られたいくつかの知見について、物理的要因の考察も行った。

得られた知見としては、まず、実際の物理現象を反映した C_D - M_∞ 曲線を示した事が上げられる。薄翼理論との比較において定量的・定性的に差異が出てくる M_{max} なる一様流速度近辺の C_D - M_∞ に関する非線形現象について離脱衝撃波から付着衝撃波への変移過程が要因である事を解明した。

また、これまで、超音速飛行用の翼平面形において後縁後退角は重要視されていなかったが、後縁の後退角の与える影響も大きいことを示した。少なくとも翼断面形状が前後対象、つまり最大厚み位置が0.5コードにある場合、 M_{max} は前縁の後退角 Λ_{LE} と共に、後縁の後退角 Λ_{TE} の影響を受け、 M_{max} なるマッハ数位置の決定は後縁後退角の影響が大きい。これは、超音速後縁であるか亜音速後縁であるかによって、翼にかかる力が大きく変わる事で説明できる。後縁に於いては、衝撃波の離脱から付着の変移の過程がないため、後縁後退角の影響が単独に近い場合は M_{max} 近辺での C_D - M_∞ 曲線の変化は急激である。前縁の後退角と後縁の後退角が等しいか差が小さい場合は、両方の影響が重なって、 C_D - M_∞ 曲線の形状が決まる。

迎角がある場合について、抵抗係数 C_D 値への迎角の影響はマッハ数に依らず、一定である。つまり、 C_D と一様流マッハ数 M_∞ の関係は迎角に関わらず同様で、迎角による増分値の分だけ平行移動したグラフになっている事が分かった。また、迎角による増分値 ΔC_D の数理モデル式は、薄翼理論によって矩形翼に於いては確立されており、これは、N-S計算結果とも良くあっている。しかし、後退翼の場合は、未だ確立出来ていない。モデル式確立のためには3次元性の影響を考慮するための後退翼の中央部の先端や翼端からのマッハ円錐の影響領域の特定が重要であると思われる。

参考文献

- 1) Robert T.Jones , Doris Cohen : HIGH SPEED WING THEORY : PRINCETON UNIVERSITY PRESS (1960)
- 2) 岸祐希 : 超音速主翼における多点空力性能の平面形依存性 : 第51回飛行機シンポジウム 1B08 (2013)
- 3) 直井,松島,楠瀬 : 超音速飛行の翼平面形の揚抗特性の研究 : 日本機械学会北陸信越支部第43回学生員卒業発表講演会 0104 (2014)
- 4) 松島,直井,楠瀬 : 直線翼の超音速空力特性の Navier-Stokes シミュレーションによる考察 : 日本航空宇宙学会第45期年会講演会 C10 (2014)
- 5) 比良,瀧澤 : 流体力学の基礎と演習 : 廣川書店 (1969) : § 6・3 (pp.221-236)
- 6) 松尾一泰 : 圧縮性流体力学—内部流れの理論と解析— : 理工学社 (1994) : pp.263-270

謝辞

本研究を進めるにあたり、JAXA客員研究員の楠瀬氏および首都大学東京航空宇宙システムコースの金崎先生に有益な助言を頂きました。心より感謝致しております。

超音速航空機の離陸性能最適化を含む概念設計に向けた研究

李家賢一*、豊田広祐*、郭東潤**

*東京大学大学院工学系研究科、**宇宙航空研究開発機構

Investigation on Supersonic Transport Conceptual Design towards Optimized Take-off Performance

by

Kenichi Rinoie*, Kosuke Toyoda* and Dongyoun Kwak** (*The University of Tokyo, ** JAXA)

ABSTRACT

One of the difficult design problems of supersonic transport is to improve both the low-speed and supersonic aerodynamic performance. This paper summarizes the authors' previous researches in this subject. First, a multi-point design method for preliminary design of supersonic transports to obtain a compromised solution at low speeds and at supersonic speeds is reviewed. Second, non-linear pitching moment characteristics which are observed at relatively high angle of attack at low speeds is discussed from design and aerodynamic points of view. The wind tunnel experimental results conducted by the authors are also described. Third, a simplified analytical method to estimate this non-linear pitching moment characteristics has been investigated and is summarized here. These methods are going to be integrated into a revised conceptual design method for supersonic transports.

1. はじめに

超音速航空機は超音速巡航時の飛行特性を高めるために、巡航時に性能が最大となるように機体形状が決められる。このため、離着陸時の飛行性能は必ずしも高いとは言えない。近年の環境に対する要求の高まりに起因して、超音速航空機の離着陸時の低騒音化が求められており、それを解決する策の一つとして低速飛行特性の向上が挙げられる。このためには離着陸時に主翼上に発生する前縁剥離渦の挙動に着目した低速空力特性の把握が必要である。以上を背景として著者らは、離陸性能の最適化を考えた上で超音速航空機を概念設計することを目指している。本報では、これまでに行ってきた超音速航空機概念設計手法の構築¹⁾、超音速航空機設計における低速空力特性の重要性の整理²⁾、超音速航空機主翼の非線形性を含んだ低速空力特性把握のための風洞実験³⁾、主翼の低速空力特性モデルの構築⁴⁾に関する結果を紹介した上で、今後の方針について述べる。

2. 超音速航空機概念設計法について

本章では、文献1)の低速性能を考慮した主翼形状最適化を組み入れた超音速機概念設計について以下にその概要を引用して示す。

2.1 背景と目的

SSTの主翼は超音速の造波抵抗を減らすために通常、アスペクト比が小さく後退角の大きい翼平面形が用いられる。このような翼は、低速飛行時の空力性能が悪いことが知られている。このため、低速飛行が要求される離着陸時には大きな揚力が必要になり、翼面積も大きくなる。大きな揚力を必要としない超音速飛行では大きな翼面積をもった主翼は、重量と抵抗を増やし、燃費をさらに悪化させる。したがって、SSTの主翼を設計する場合は、超音速と低速を同時に考慮した(Multi-point)設計を行う必要がある。これによって、低速の性能が改善すれば離着陸に必要な翼面積は小さくなり、超音速の性能を改善すれば必要な燃料が少なく、重量も減り、さらに必要な翼面積が小さくなるという、良いサイクルが回る。そこで、SSTの超音速巡航時の翼平面形最適化と、低速での高揚力装置設計を簡易的な手法で且つ短時間でできる概念設計ツールを開発することを目的とした。

2.2 解析手法と概念設計の流れ

低速での空力計算法には準渦格子法(QVLM: Quasi-Vortex-Lattice Method)⁵⁾とLeading-edge Suction Analogy(LESA)⁶⁾を組み合わせたもの(QVLSAとここでは呼ぶ)を使った。超音速の空力計算には超音速線形理論(超音速渦格子法)⁷⁾とCarlsonによるwarp設計法⁸⁾を用いた。この超音速線形理論をNCGA(Neighborhood Cultivation Genetic Algorithm)を用いる市販の最適化ソフト(iSIGHT-FD)に組み込むことで最適化を行った。主翼平面形の最適化を考えると、誘導抵抗と翼根部にかかる曲げモーメント及び25%平均空力翼弦長周りの振りモーメントを目的関数に設定した。

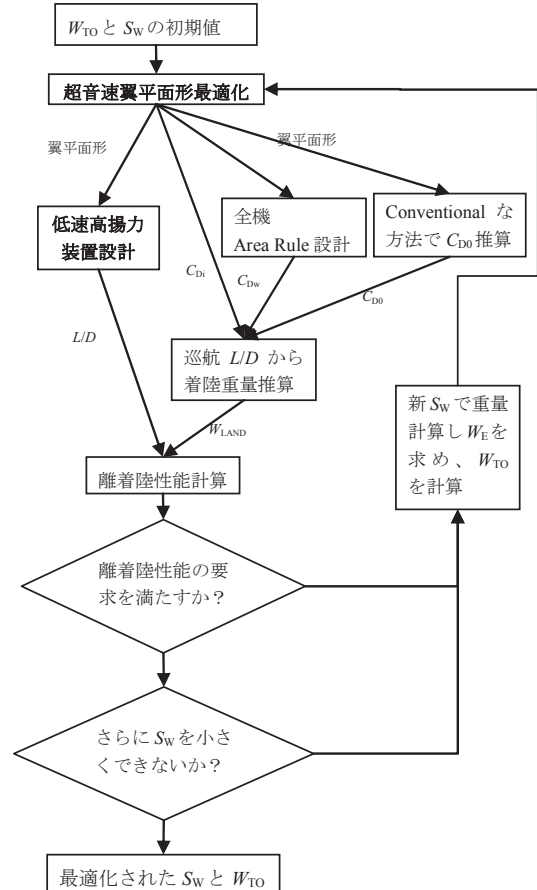


図1 Multi-point設計法¹⁾

主翼に注目した Multi-point 設計法 (図 1) を構築した。これは最適化された主翼平面形に対して低速離着陸時における高揚力装置を設計し、同時に全機の設計 (Area Rule 胴体、尾翼) を行い、離着陸性能を評価する方法である。離着陸性能が要求を満たさない場合は翼面積を大きくして、再度、翼平面形最適化を行い、翼面積が過不足なく離着陸性能要求を満たしたときを最適とした。

2.3 超音速リージョナルジェット的设计例

超音速リージョナルジェット(SSRJ)の設計例を示す。50人乗りの SSRJ⁹⁾をベースとして、離着陸距離 7,000ft、航続距離 3,500nm、マッハ数 1.6 での巡航を設計要求として与えた。最適化計算で得られたパレート解の中から抵抗最小 (形態 1) 及び曲げモーメント最小 (形態 2)、振りモーメント最小 (形態 3) の平面形を選び設計を進めた (図 2a, 2b)。高揚力装置の検討には QVLSA を用いた。構造的な考慮からフラップ面積が適度と考えられた高揚力装置の形状を選んだ。次に全機概念検討を主に尾翼と胴体について行った。Area Rule 胴体の考えから全機抵抗最小となる胴体断面積分布を得た。離陸距離はフラップ操舵なし、後縁フラップのみ操舵、前・後縁フラップを同時に操舵の 3 ケースで検討した。

最終的に、構造的に有利であった形態 2 を例にとり、最適化ループを回した。その結果得られた 2 次形状の機体図を図 3 に示す。

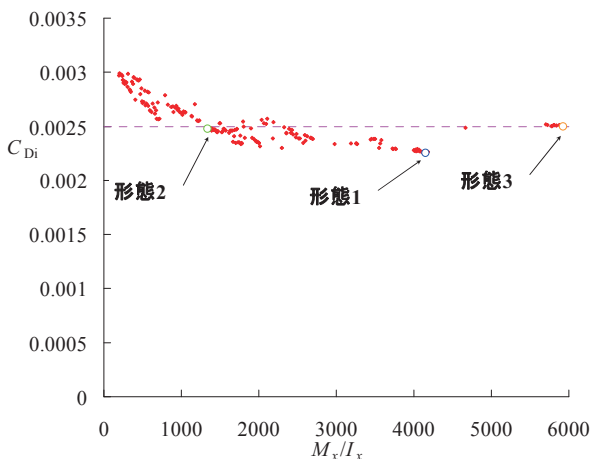


図 2a) 最適化計算の一例 (C_{Di} vs. 曲げモーメント)¹⁾

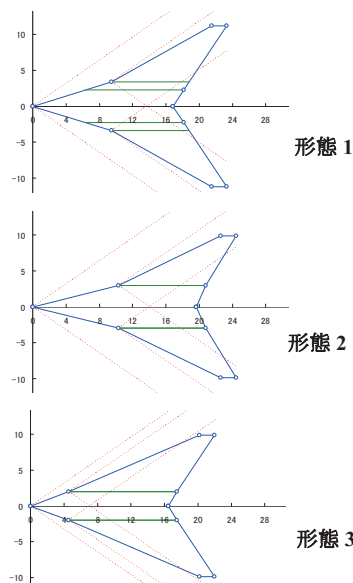


図 2b) 形態 1~3 の主翼平面形状¹⁾

3. 超音速航空機の離着陸空力性能への要求事項

本章では、超音速航空機主翼に用いられるクランクトアロー翼の低速におけるピッチングモーメント非線形特性に関連して、以下に文献 2) の概要を引用して示す。

超音速航空機は、主翼に用いられるデルタ翼形状の空力特性 (すなわち低アスペクト比であることに起因する低い揚力傾斜) に関連して、離着陸時に必要とされる揚力を得るためには、比較的高い迎角をとることが要求される。これは翼上に前縁剥離渦を形成させ、この渦生成に伴う揚力増大を活用するためである。しかし、これと同時に機体に働く抵抗は増大し、離陸上昇性能は悪化してしまう。

一方、縦の静安定の観点からは、ピッチングモーメント係数 C_m に関して、迎角あるいは揚力係数 C_L に対して非線形的な挙動、つまり $C_{m\alpha} < 0$ の傾向を弱める現象が知られている¹⁰⁾。特に離陸滑走時に機首上げをする際にこの C_m 非線形性の影響を受けやすく、これにより離陸操縦 (制御) に問題が起こる恐れがある。機体の重心位置を通常よりも前方に置くことで、この C_m 非線形性の影響を少しでも緩和することは可能であろうが、重心位置を前方に位置させることは、離陸時の機首上げに要するモーメントの更なる増大や、戻り角の制約から非現実的である。逆に、離陸時の迎角を下げることで、 C_m の非線形性を避けることは、離陸速度を上げることが必要になり、これは離陸滑走路長の増大を招いてしまう。この事態を、揚力傾斜を増大させるために高揚力装置を付加する¹¹⁾程度で解決することは困難である。

これらの理由により、デルタ翼形状の低速空力特性に関して、その C_m 非線形性を緩和することが強く求められる。そこで、このデルタ翼形状の C_m 非線形性に関して、超音速航空機の主翼として使用が想定されているクランクトアロー翼形態を取り上げ、次章以降で C_m 非線形性が生じる理由について説明した後、その C_m 特性を解析的に再現するモデル化について検討した結果を紹介していく。

4. クランクトアロー翼のピッチングモーメント非線形特性

前章で述べたピッチングモーメント C_m の非線形性は翼が大迎角をとった際に翼面上に生じる前縁剥離渦の複雑な振る舞いによって発生することが知られており、具体的な要因として 1) 翼端失速 (剥離)¹²⁾、2) 前縁剥離渦の崩壊^{13,14)}、3) 異なる渦同士の干渉^{13,14)} の 3 つの要因が考えられている。

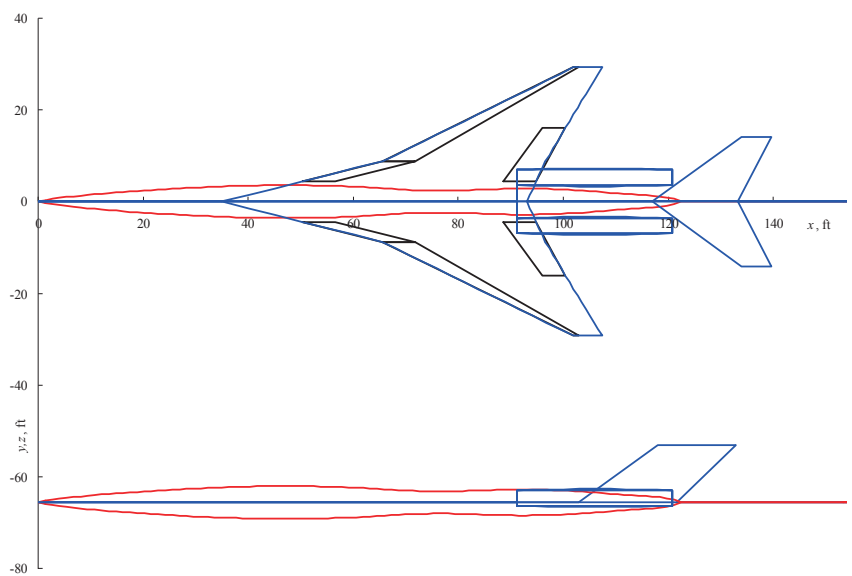


図 3 設計結果として得られた 2 次形状 (形態 2)¹⁾

そこで本章では、クランクトアロー翼において C_m が非線形的挙動を示す実例を示し、その発生要因について説明する。ここでは文献3)の結果を引用して示す。

4.1 実験方法

実験には、相似ではあるが、2種類の異なる大きさの胴体付きクランクトアロー平板翼模型を用いた。これは NAL ジェット実験機第 01 次概念形状模型と同一の翼平面形状を有する、セミスパン長 55%位置に内翼と外翼の kink を持つ模型である。内翼・外翼の前縁後退角は $66^\circ / 42^\circ$ である。風洞実験は、JAXA にある測定断面 $2m \times 2m$ の第 2 低速風洞ならびに東京大学の断面 $0.6m \times 0.6m$ 押し込み式風洞の 2 種を用いた。 $2m \times 2m$ 風洞における実験に使用した模型を図 4 に示す (以降、 $2m \times 2m$ 風洞模型と呼ぶ)。平均空力翼弦長 MAC を基準としたレイノルズ数は $Re=9.2 \times 10^5$ であり、六分力測定とオイルフローによる可視化が行われた。一方、 $0.6m \times 0.6m$ 風洞における実験では、平均空力翼弦長が $2m \times 2m$ 風洞模型の 20% の大きさの相似形態模型が用いられた (ただし胴体最大太さと翼幅の比率は $2m \times 2m$ 風洞の 1.437 倍である、以降 $0.6m \times 0.6m$ 風洞模型と呼ぶ)。平均空力翼弦長を基準としたレイノルズ数は $Re = 6.8 \times 10^4$ から 9.6×10^4 の条件下であり、力測定と煙による可視化実験が行われた。

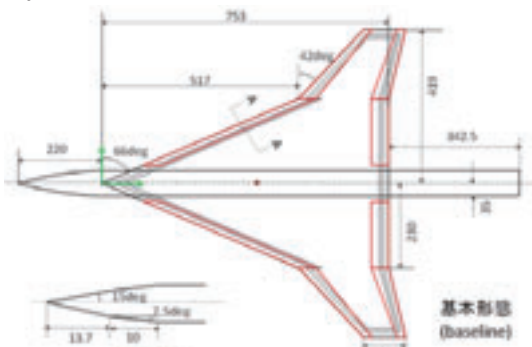


図 4 胴体付きクランクトアロー翼模型 ($2m \times 2m$ 風洞模型、単位 mm)³⁾

4.2 実験結果

図 5 に、2つの風洞で得られた C_m - α 曲線をそれぞれ示す (25%MAC に相当する 55%翼根長位置(以下翼根長を C_r と表記)におけるピッチングモーメント係数 C_m を計測、頭上げを正とする)。 $2m \times 2m$ 風洞模型の結果から分かるように、ピッチングモーメント C_m は迎角が比較的低い領域では線形性を保つが、迎角 10° から 12° 度前後で一度(i)、 13° から 14° 度前後でもう一度(ii) C_m が不安定方向、すなわち $C_m < 0$ が弱まる方向に折れ曲がっている。この C_m の非線形性は、 C_m - α 曲線のみでは明確には把握できないため、翼模型の無次元ニュートラルポイント N_0/MAC の振れ幅によっても議論することとした。ニュートラルポイントの定義は次式によって表される。

$$\frac{N_0}{MAC} = \frac{1}{4} \frac{dC_m}{dC_L}$$

図 6 に $2m \times 2m$ 風洞模型について、この N_0/MAC を求めた結果を示す。非線形性が強ければ強いほど、迎角 α を変化した際 N_0/MAC の振れ幅が大きくなることわかる。

ところで、図 5 に示した $0.6m \times 0.6m$ 風洞模型の結果の C_m - α 曲線はレイノルズ数や模型の胴体太さが違うため、 $2m \times 2m$ 風洞模型の結果と比較すると、 C_m の絶対値は違うものの、同様な傾向の非線形性が確認される。このことから C_m の非線形性の実験結果は、両風洞の結果において整合性があると判断した。

図 7 に迎角 12° と 16° におけるオイルフロー結果による模型表面流れパターン・スケッチ ($2m \times 2m$ 風洞模型) および、迎角 12° と 14° における煙の可視化写真 ($0.6m \times 0.6m$ 風洞模型) を示す。図 7(a), (c) から、 12° では外翼で外翼渦が翼面から浮き始めることで翼端側に剥離領域が形成されていることがわかる。このことは翼後方に位置する外翼上で発生していた揚力が減少することを意味し、翼の頭下げモーメントを減少させることに繋がっている。そして図 7(b), (d) より、迎角 14° から 16° では、外翼渦が更に大きく浮き上がり、かつ内翼渦が翼端方向へ近づき、渦崩壊を起こしている事がわかる。この渦崩壊に伴う翼後方部の揚力減少により、更に強い非線形性 (頭下げモーメントの減少) が示されたことがわかる。

このように C_m 非線形性は、内翼および外翼上の流れの変化によって引き起こされている。すなわち、比較的低迎角における外翼上での前縁からの剥離 (上記(i)) ならびに、ある程度高い迎角における内翼上での前縁剥離渦の渦崩壊 (上記(ii)) が、 C_m 非線形性特性の原因になっている。

一方、本章の最初で述べたように、迎角を上げていくと内翼渦と外翼渦が接近し、お互いに干渉し合って二つの渦構造が変化することがある。すなわち渦崩壊位置の変化ならびに外翼渦が翼面から浮き上がる現象である。この内翼と外翼渦の渦干渉に起因して C_m に非線形特性が観察されることは文献 10) のダブルデルタ翼の結果で述べられている。ただし、本稿でのクランクトアロー翼の場合は、翼平面形の違いにより、この渦干渉の影響よりは、前記した (i) 外翼前縁での大規模剥離と (ii) 内翼上での前縁剥離渦の崩壊の 2 点が C_m 非線形性の発生に強い影響を与えたと筆者らは考えている。

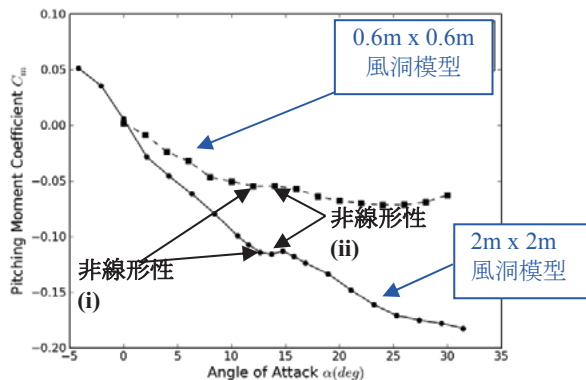


図 5 C_m - α ($2m \times 2m$ 風洞模型 vs $0.6m \times 0.6m$ 風洞模型)³⁾

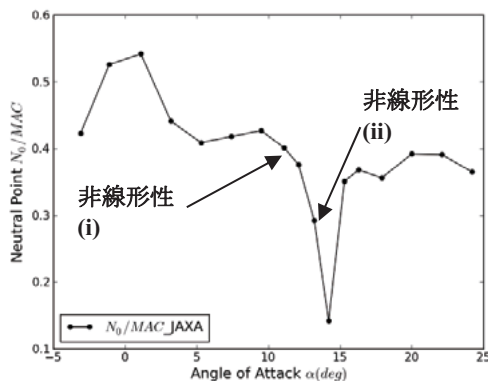


図 6 N_0/MAC ($2m \times 2m$ 風洞模型)³⁾

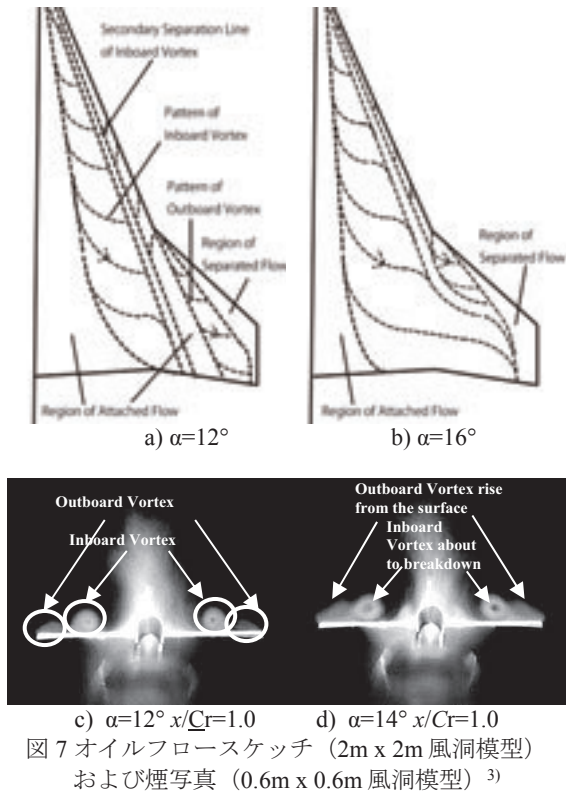


図7 オイルフロースケッチ (2m x 2m 風洞模型) および煙写真 (0.6m x 0.6m 風洞模型)³⁾

なお、文献 3)では、 C_m 非線形性を抑制するための空力デバイス各種の比較検討が行われ、非線形性と空力性能双方で評価した場合、前縁フラップが非線形性の抑制に最も効果的であると結論づけられている。

5. C_m 非線形性の推算モデルについて

5.1 推算モデルの概略

前章で示した C_m 非線形特性を推算するモデルの構築について筆者らは検討を行っている。推算モデルは、前出の QVLSA モデルに外翼剥離による揚力喪失を再現する APE(Aerodynamic Pitch up Estimation)モデル¹⁵⁾と内翼渦の崩壊による揚力喪失を推算する Traub のモデル(VBP: Vortex Breakdown Prediction)¹⁶⁾を組み合わせた推算モデル¹⁷⁾がベースになっている。ただし、APE モデルと VBP モデルが本来デルタ翼をもとに構築されたため、クランクトアロー翼では適切に推算されないことがあり、これらの点を考慮してモデルの再構築が行われた¹⁸⁾。更に、外翼剥離の発生迎角や非線形変化量について翼平面形の違いによる変化を適切に捉えること、ならびにフラップ操舵形態での空力性能推算を行えることの2点についても改良が行われた⁴⁾。ここではその結果について文献 4)の概要を引用して示す。

5.2 推算モデルの実験結果との比較

本節ではフラップを操舵しない二つの形態に関する結果を示す。

まず前出の NAL ジェット実験機第 01 次概念形状模型の実験結果¹⁹⁾ ($Re=9.45 \times 10^5$)との C_m に関する比較を図 8 に示す(第 3 章の模型と平面形は同じだが、翼断面は平板ではなくワープ設計された模型である。このため図 5 と図 8 の実験結果は異なる。第 3 章の模型(平板翼)のほうが非線形性が、より強く表れている)。実験データでは迎角 10° 程度で外翼剥離に、迎角 22° 程度で渦崩壊にそれぞれ起因すると思われる頭上げ方向への非線形的な変化が読み取れる。これに対して推算結果(図中の QVLSA+ APE+VBP、

水色の線)ではベースとなる QVLSA モデルに外翼剥離を再現する APE モデルを加える事で外翼剥離による非線形変化を再現し、さらに渦崩壊を再現する VBP モデルを加える事で渦崩壊による非線形変化も捉えることができおり、推算モデルがこれらの現象を適切に再現できていることがわかる。

図 9 は文献 20)の実験で用いられた F-16XL 模型であり、実験レイノルズ数は $Re=2.2 \times 10^6$ である。図は、迎角 25° 程度まで、今回の推算モデルによって、実験データの変化の傾向を捉えられている。

以上のように文献 4)では、平面形やレイノルズ数の異なる実験データと推算結果との比較検証を行い、再構築した推算モデルで迎角 25° 程度まで空力性能を推算できることがわかった。なお、文献 4)では、高揚力装置付きクランクトアロー翼への本推算モデルの適用妥当性を示しており、今後行う概念設計ツール構築の際に、離陸性能の見積りに使用される予定である。

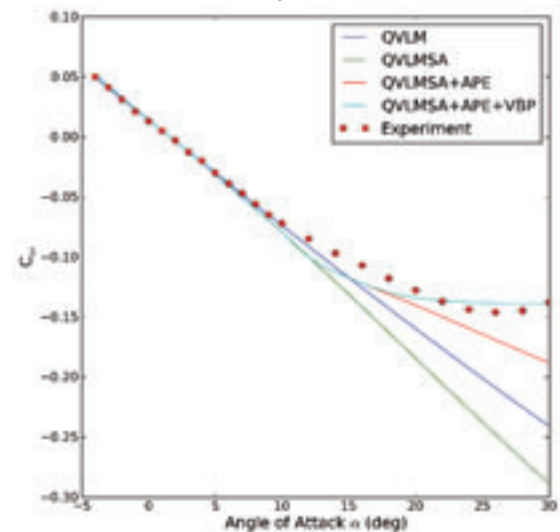


図 8 $C_m-\alpha$ 分布 (NAL Jet01 形態)⁴⁾

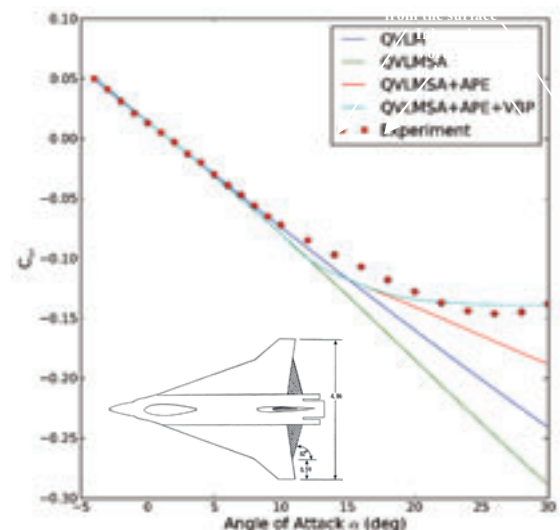


図 9 $C_m-\alpha$ 分布 (F-16XL 形態)⁴⁾

6. まとめ

本稿では、これまでに行ってきた離陸性能の最適化を考えた上で超音速航空機概念設計手法の構築を目指して行ってきた内容をまとめた。まず超音速の翼平面形最適化と低速の高揚力装置設計を統合した multi-point 設計法によって、巡航性能の良い機体が設計できることを紹介した。その上で、超音速航空機設計における離着陸時の低速空力特性の

重要性を整理した。低速飛行時に特に注意すべき非線形性を含んだ超音速機主翼のピッチングモーメント特性に着目し、その現象を把握するために行った風洞実験結果の一例も示した。その結果を受けて、超音速機主翼の非線形性も再現できる低速空力特性モデルを紹介した。

今後は、これらの各種設計手法の改良を更に継続し、それらを組み合わせることを考える。その際、超音速巡航飛行中の低ソニックブーム化も睨んだ上で、超音速機の離陸時騒音低減を実現するための離陸性能最適化を含む概念設計手法の確立を目指す。そのために、4.2節の末尾で述べたように前縁フラップを活用することで、ピッチングモーメントの非線形性緩和を実現するとともに離陸性能の向上をはかる予定である。

参考文献

- 1) 樋口謙太郎、雷忠、李家賢一、低速性能を考慮した主翼形状最適化を組み入れた超音速機概念設計について、日本航空宇宙学会第46回飛行機シンポジウム、2008年、pp.691-697.
- 2) 李家賢一、小川春陽、趙惟恒、郭東潤、クランクトアロー翼の C_m 非線形特性の緩和について、平成22年度航空宇宙空力班シンポジウム「航空宇宙工学における空気力学の挑戦2011」、P7、2011年.
- 3) 趙惟恒、郭東潤、李家賢一、クランクトアロー翼のピッチングモーメント非線形性改善に関する実験的研究第2報 改善効果の高い空力デバイスの詳細実験、第44回流体力学講演会、1A1、2012年.
- 4) 豊田広祐、李家賢一、郭東潤、クランクトアロー翼の低速空力性能推算モデルのフラップ操舵への適用について、日本航空宇宙学会第45期年会講演会、C06、2014年.
- 5) Lan, C. E., "A Quasi-Vortex-Lattice Method in Thin Wing Theory", *Journal of Aircraft*, Vol.11, No.9, pp. 518-527, 1974.
- 6) Polhamus, E. C., "A Concept of the Vortex Lift of Sharp-Edge Delta Wings Based on a Leading-Edge Suction Analogy", NASA TN D-3767, 1966.
- 7) Bertin, J. J., and Smith, M. L., *Aerodynamics for Engineers Second Edition*, Prentice Hall, 1989.
- 8) Carlson, H. W. and Miller, D. S., "Numerical Methods for the Design and Analysis of Wings at Supersonic Speeds," NASA TN D-7731, 1974.
- 9) 堀之内茂, 次世代超音速機の将来展望, *ながれ*, 25, 2006, pp. 337-344.
- 10) Brennenstuhl, U. and Hummel, D., "Vortex Formation over Double-Delta Wings," ICAS Paper 82-6.6.3, Seattle, USA, Aug. 1982, pp.1302-1309.
- 11) Rinoie, K., Miyata, K., Kwak, D.Y. and Noguchi, M., "Studies on Vortex Flaps with Rounded Leading-Edges for Supersonic Transport Configuration," *J. Aircraft*, Vol.41, No.4, pp.829-838, 2004.
- 12) Liu, M. J., Lu, Z. Y., Qiu, C. H., Su, W. H., Gao, X. K., Deng, X. Y. and Xiong, S. W.: Flow Patterns and Aerodynamic Characteristics of a Wing-Strake Configuration, *J. Aircraft*, Vol. 17, No.5, pp.332-338, 1980.
- 13) Verhaagen, N. G. and Maseland, J. E. J.: Investigation of the Vortex Flow over a 76/60-° Double Delta Wing at 20 ° Incidence, AIAA-91-3208-CP, pp.70-80, 1991.
- 14) Thompson, D. H.: A Visualization Study of the Vortex Flow around Double-Delta Wings, ARL-AERO-R-165, 1985.
- 15) Benoliel, A. M. and Mason, W. H., "Pitch-up Characteristics for HSCT Class Planforms: Survey and Estimation", AIAA-1994-1819-CP, 1994.
- 16) Traub, L. W., "Prediction of Vortex Breakdown and Longitudinal Characteristics of Swept Slender Planforms", *Journal of Aircraft*, Vol. 34, No.3, pp 353-359, 1997.
- 17) 小川春陽, 李家賢一, "クランクトアロー翼を有する機体の低速飛行性推算について 第2報 C_m 非線形特性のモデル化", 第49回飛行機シンポジウム, 1G3, 2011年.
- 18) 趙惟恒, 李家賢一, 郭東潤, "クランクト・アロー翼の低速空力非線形性推算モデルに関する研究", 第50回飛行機シンポジウム, 1F16, 2012年.
- 19) 郭東潤, 宮田勝弘, 野口正芳, 砂田保人, 李家賢一, "超音速航空機(SST)形態の高揚力装置に関する実験的研究", 航空宇宙技術研究所報告 TR-1450, 2002.
- 20) Grafton, S. B., "Low-Speed Wind-Tunnel Study of the High-Angle-of-Attack Stability and Control Characteristics of a Cranked-Arrow-Wing Fighter Configuration", NASA TM-85776, 1984.

JAXA 新スパコン JSS2 の導入目的と構成概要

藤田 直行
宇宙航空研究開発機構

A purpose of JAXA next generation supercomputer installation and its composition outlines

by
Naoyuki FUJITA (JAXA)

ABSTRACT

JSS(Jaxa Supercomputer System) is the first supercomputer system for Japan Aerospace Exploration Agency(JAXA). On JSS, fruitful numerical simulation have been calculate, for example, launch pad noise analysis, liquid fuel atomization, design of rocket engine, airplane landing gear sound analysis, shock wave on wing, and so on. Five years or more have passed since the system operation start. From that time by the present, aggressive use of numerical simulation on aerospace field is continuing. As a result, supercomputer resource became insufficient. Main requirements are (1) Increase computing power, (2) Correspondence to the analysis of an unsteady phenomenon, (3) Necessity for file system and archive system, (4) Large scale pre/post-processing realization, (5) Realization of the backup function of experimental data and/or observational data. So JAXA decided to replace supercomputer system. This shows a purpose of the installation and JSS generation 2 composition outlines.

1. はじめに

宇宙航空研究開発機構(以下、JAXA)創設後、最初のスーパーコンピュータシステムとして JSS: Jaxa Supercomputer System を導入して5年以上が経過し、数値シミュレーションの航空宇宙分野での活用促進と相まって、計算資源の慢性的な不足に悩まされている。最近では、スパコン利用分野の拡大も起こり、不足傾向に拍車がかかる事態となっている。本稿では、JAXA の新スパコン JSS2 導入の目的や、その構成概要を述べる。

2. 導入の背景・目的

JAXA は、航空宇宙技術研究所、宇宙開発事業団、宇宙科学研究所の宇宙3機関が、2003(平成15)年10月に統合し新たに発足した宇宙開発、航空技術、関連基盤技術に関する我が国唯一の総合研究開発機関である。JAXA では、ロケット・宇宙輸送システム、国際宇宙ステーション・有人宇宙活動、人工衛星・探査機、航空機・航空推進システムに係る開発プロジェクトに取り組むと共に、宇宙科学・地球科学研究や宇宙航空基盤技術強化を進めている。JAXA は、これまで、我が国初のベクトル計算機「FACOM230 -75AP」や世界初・世界最速の分散主記憶型並列ベクトル計算機「数値風洞(NWT)」等を導入し、流体力学や構造力学の数値シミュレーションに取り組んできた。2009(平成21)年4月から全システムが稼働した現有する JAXA のスパコンシステム”JSS”は、JAXA 発足時、調布事業所、角田事業所、及び相模原事業所の3カ所にあったスパコンシステムを統合し整備したものである。スパコンシステムを統合運用することにより、ユーザから見たサービス内容の向上や効率的運用が実現された。これは、JAXA 内部のユーザに留まらず、共同研究や設備貸付のユーザへの支援体制の充実にも繋がるものであった。JAXA 開発のジョブスケジューラ”JaRMAN”の採用をはじめとした運用・利用技術の高度化により、平均稼働率は95%を超えており、スパコンニーズは、今後ますます高まっていくと考えられる。計算機能力の向上と共に、非定常解析や多分野統合解析が行われるようになり、演算性能のみならず、ファイルシステム性能やアーカイバの性能が求められ、また、格子生成や可視化に代表されるプレ・ポスト処理において、大規模データを扱うた

めの能力が再び求められるようになってきている。図1に、1980年代から現在に至る代表的な数値シミュレーション事例と計算機ピーク性能の関係を示す。

JAXA のスパコンシステムには、(1)宇宙航空分野での先導的計算科学研究の推進、(2)数値シミュレーション技術や計算能力による JAXA プロジェクトへの貢献、(3)宇宙航空分野における学術的基礎研究の実施、及び(4)大学共同利用設備、という4つの大きな役割がある。分野別に見ると年度毎に多少の変動はあるものの、航空分野が5割、宇宙分野が3割、基礎研究が2割というのが、ここ5年間の JAXA スパコンシステムの利用状況である。また、近年、乱流・音響・過渡現象といった非定常現象の解析が盛んに行われるようになり、また、数値シミュレーションの対象としては、ロケットエンジンのロバスト設計・コンタミネーション低減や破壊分散予測、機体騒音、エンジン騒音、燃焼室解析、燃焼効率評価、混合比特性評価、燃焼振動評価、噴霧燃焼流解析、飛行安全、音響環境予測と低減技術、超音速混合燃焼、実機空力性能解析、超音速機離着陸時の騒音低減解析、システム動特性評価、宇宙プラズマ等が、今後実施されていくと予想される。図2、図3に、現行スパコン JSS での代表的な数値シミュレーション事例を示す。

更に、今までは、スパコン利用の大半が数値シミュレーションでの利用であったが、今後は、衛星観測データの処理や、実験データ・観測データのバックアップ機能等、今までにない機能がスパコンシステムに求められることが予想される。

以上をまとめると、(1)計算能力の慢性的不足、(2)乱流、音響、過渡現象といった非定常現象の解析の増加、(3)ファイルシステム性能、アーカイバ性能への要求の高まり、(4)大規模なプレ・ポスト処理(格子生成・可視化等)への要求の高まり、(5)数値シミュレーションに加えて、衛星観測データ処理や、実験・観測等のデータのバックアップ機能の要求、が顕在化している。これらを踏まえた上で、宇宙航空分野での先導的計算科学研究を推進し日本を牽引すると共に、スパコンによる JAXA 事業促進を目指して、4年程度の期間を目途に、数値シミュレーションを発展させるスパコンインフラを整備することとなった。

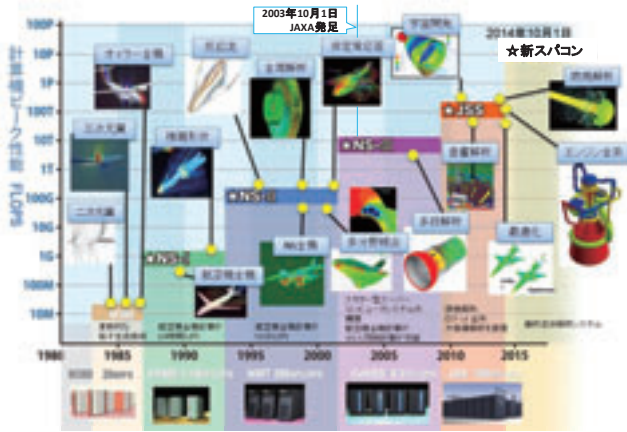
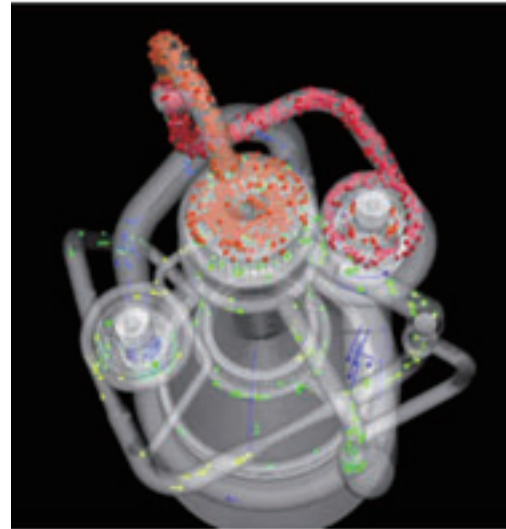
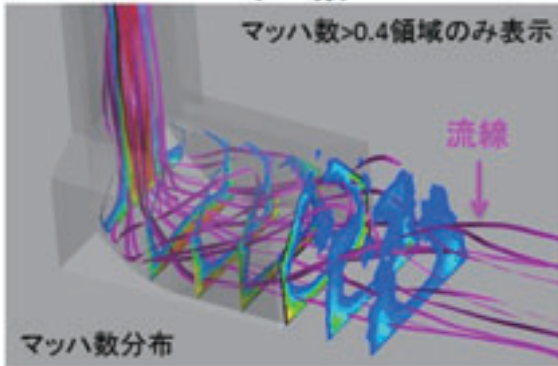


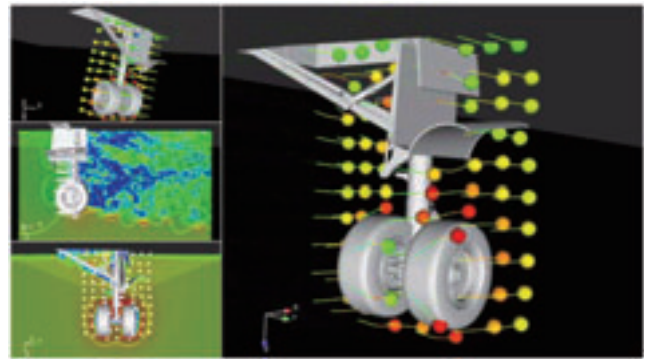
図1 代表的な数値シミュレーション事例と計算機性能



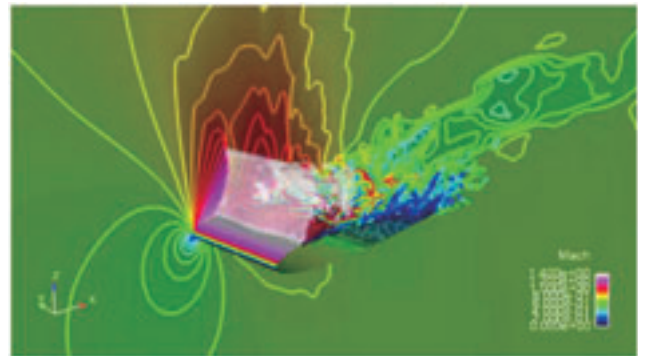
(c)ロケットエンジン設計



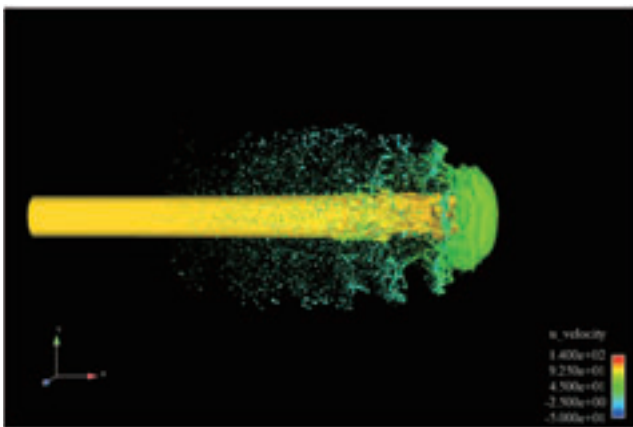
(a)イプシロンロケット射場設計



(d)航空機ランディングギア騒音



(e)翼上面衝撃波の可視化



(b)液体燃料微粒化過程

図2 現行スパコン JSS での代表的な数値シミュレーション例 (その1)

図3 現行スパコン JSS での代表的な数値シミュレーション例 (その2)

3. 構成概要

今回導入する新スパコンシステムを JSS2: Jaxa Supercomputer System generation 2 と呼ぶが、これは、計算エンジン部、ファイルシステム部、アーカイバ部、遠隔部、管理・制御部、スーパーコンピュータネットワーク及び、IO 結合スイッチ、並びに関連するハードウェアとソフトウェアからなる総合システムであり、計算エンジン部は更に、計算システム(呼称、SORA-MA)、プレポストシステム(SORA-PP)、大メモリ計算システム(SORA-LM)、ログインシステム(SORA-LI)から構成される。既出の呼称も含め、表1に呼称の由来を示す。また、図4に呼称も含めた全体の構成概要図を示す。

JSS2の導入は3段階で行い、2014年10月1日から、その第1段階である第1期JSS2が稼働開始した。第2期は2015年4月1日から、SORA-MAシステムの1PFLOPS分が追加され、第3期は2016年4月1日からSORA-MAシステム3PFLOPSが揃い、JSS2システム全系が稼働を開始する。

3.1 計算エンジン部

計算エンジン部とは、スパコンシステムにおける演算を担う部分で、演算の特性に合わせた複数のシステムから構成される。

(1) 計算システム(SORA-MA)

計算システムとは、スパコンシステムの中で最大の演算性能を持つ部分である。高度にチューニングされたプログラム資産をユーザに負担をかけることなく、例えばリコンパイル程度の移行作業で高速に実行することが必要であり、高並列で大規模にバッチ型実行するためのものである。

(2) プレポストシステム(SORA-PP)

プレポストシステムとは、格子生成、可視化アプリケーション及び、ソルバー等の市販アプリケーションをバッチ型及び会話型で実行するためのものである。

また、大規模化する可視化作業等を効率的に実施するために、計算エンジン部で行った数値シミュレーションやデータ処理の結果ファイルを他の場所にコピーすることなく直接操作する遠隔可視化機能を備える。

(3) 大メモリ計算システム(SORA-LM)

大メモリ計算システムとは、分散メモリ並列化が困難で大きなメモリを必要とするアプリケーションをバッチ型ないしは会話型で実行するためのものである。また、プレポストシステムと同様の目的で、遠隔可視化機能を備える。

3.2 ファイルシステム部(SORA-FS)

ファイルシステム部は、大規模な数値シミュレーションやデータ処理のファイル操作及び、ソースコードの保存等を行うための高速・高可用性なクラスター型のファイルシステムである。ディレクトリ単位、ユーザ単位、グループ単位でのQuotaの設定が可能である。

3.3 アーカイバ部(J-SPACE)

アーカイバ部は、階層管理型ストレージシステムとして提供され、計算エンジン部やファイルシステム部等とは独立して稼働するクラスター型のアーカイブ装置で、大規模ファイルや長期保存が必要なファイルの保管庫であり、高速なファイル入出力能力と複数のユーザインターフェースを持つ。

3.4 遠隔部(SORA-TPP,-TLI,-TFS,-SFS,-KFS)

遠隔部とは、角田事業所、つくば事業所、相模原事業所から、計算エンジン部、ファイルシステム部やアーカイバ部を効果的に利用するためのものである。

3.5 管理・制御部

管理・制御部とは、ジョブ管理、課金・統計管理、空調設備や冷却設備等の外部設備を制御する自動運転機能を提供するものである。

3.6 スーパーコンピュータネットワーク

スーパーコンピュータネットワークとは、機構既設ネットワークとスパコンシステムを相互接続するものである。SINET4のL2-VPN機能を用いて遠隔地との相互接続も実現する。

表1 呼称一覧

呼称	呼称の由来
JSS2	Jaxa Supercomputer System generation 2
SORA	Supercomputer for earth Observation, Rockets, and Aeronautics
-FS	- File System
-TFS	- Tsukuba File System
-KFS	- Kakuda File System
-SFS	- Sagamihara File System
-MA	- Main system
-PP	- Pre Post system
-TPP	- Tsukuba Pre Post system
-LM	- Large Memory
-LI	- LogIn system
-TLI	- Tsukuba LogIn system
J-SPACE	Jaxa's - Storage Platform for Archiving, Computing, and Exploring

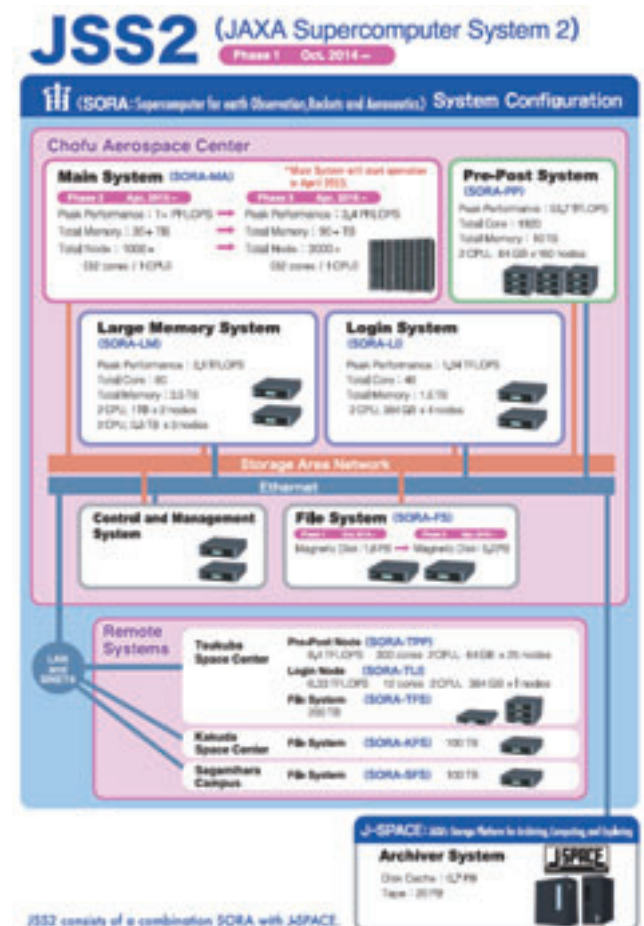


図4 JSS2全体概要図

3.7 IO結合スイッチ

IO結合スイッチとは、計算エンジン部及び管理・制御部とファイルシステム部を、高速かつ可用性を持って相互結合するためのものである。

3. 8 演算ノードの構成

SORAの演算用資源は、-MA,-PP,-TPP,-LMである。-LIも含めて、各資源のノード構成を表2に示す。

MAは、約3000ノードからなり、インターコネクトは、富士通株式会社固有のTOFU2というトーラス構造のネットワークを使用し、ノード当たりのバンド幅は100GB/sである。各ノードは32コアのSPARCアーキテクチャCPUが1台搭載されており、1ノード当たり1TFLOPS以上の演算性能を有する。

PP, TPPは、intelアーキテクチャのCPUがノード当たり2台搭載されており、ノード当たりのメモリ量は64GBのものが160ノード(PP)、ないしは25ノード(TPP)あり、フルバイセクションのInfiniBand FDR ファットツリー構造のインターコネクトで結合されている。

LMは、PP,TPPと同じくintelアーキテクチャのCPUを搭載しているが、ノード当たりのメモリ量が512GBないしは1TBと大きいのが特徴である。

LIは、ユーザがログインするためのノードで4台で構成されており、MA用クロスコンパイル環境及び、PP, TPP用コンパイル環境を提供している。また、シェル環境によるファイルシステムへのアクセスもこのノードから行う。

表2 各資源のノード構成

項目	SORA				
	-MA	-PP	-TPP	-LM	-LI
ノード数 [ノード]	約3000	160	25	2 1024GB×メモリ 3: 512GB×メモリ	4
インターコネクト	"Tofu2"	FDR-IB(*) 2段FatTree	FDR-IB 1段	(*)	(*)
CPU数 [個/ノード]	1	2	2	2	2
コア数 [コア/ノード]	32	6 ×2cpu	6 ×2cpu	8 ×2cpu	6 ×2cpu
メモリ量 [GB/ノード]		64	64	1024(2ノード) 512(3ノード)	384
演算性能 [TFLOPS/ノード]	1以上	0.168 ×2cpu	0.168 ×2cpu	0.211 ×2cpu	0.168 ×2cpu
メモリバンド幅 [GB/s/ノード]		59.7 ×2cpu	59.7 ×2cpu	59.7 ×2cpu	59.7 ×2cpu
インターコネクト 幅 [GB/s/ノード]	100	6.8	6.8	6.8 ×2本	6.8 ×2本
備考		GPU	GPU	GPU	

3. 9 利用形態

表3にSORAの利用形態を示す。ジョブキューイングシステムを使用する利用形態としてバッチジョブと会話型ジョブが、使用しない利用形態としてリモートデスクトップがある。

バッチジョブはJSSでも運用していた利用形態で、ジョブをキューイングシステムに登録することにより資源を利用する。

会話型ジョブもキューイングシステムを介して資源を利用する点はバッチジョブと同様であるが、ジョブ投入時のシェルを通じてバッチジョブとの間で会話型形式でジョブを使用することができる利用形態である。複数のノードを使用した可視化や計算処理を会話型で制御したい時の利用形態である。

リモートデスクトップも、会話型でジョブを使用するための形態であるが、1ノードのみを使用する場合に使用する。ノードの資源管理は、Webインターフェースを持つリモートデスクトップ用ノードの資源管理システムを用いるため、キューイングシステムでのノード管理の対象ではない。160ノードの何ノードをリモートデスクトップ利用形態として運用するかは、利用状況を観察しながら、適切に調整していく予定である。

表3 SORA利用形態

利用形態		ジョブ実行に必要なリソース	説明	利用可能なシステム
キューイングジョブ	バッチジョブ	・ノード (・ISVライセン)	“普通の”バッチ実行	MA PP LM
	会話型ジョブ	・ノード (・ISVライセン) ・オペレータ	開始時刻を予約できるバッチ実行	PP LM
インタラクティブジョブ	リモートデスクトップ	・ノード (・ISVライセン) ・オペレータ	キューイングシステムを使用しない実行	PP LM

3. 10 事業別集計

JSS2では、その利用状況をきめ細かく分析し、効率的運用、利便性やユーザサポートの向上に資するため、事業別集計という機能を実現している。JSS2で実行される各ジョブと予め登録された事業コード(JAXAの事業を一定の細かさで整理したもの)を関連付け、各事業でJSS2をどれくらい使用しているかを集計できるようにするものである。また、事業コードとは別の軸として、利用分類という軸での整理も行う。利用分類とは、JSSでの特別利用制度、大学共同利用や設備貸付等、利用に際して優先度や利用の仕組みの異なるジョブを分類するためのものである。表4に事業別集計の整理の例を示す。

表4 事業別集計の例

事業コード	利用分類					
	一般	優先	大学共同利用	設備貸付	運用	合計
○×技術の研究開発	100	1,000	-	-	-	1,200
△□の非定常CFD解析技術に関する研究	1,000	0	-	-	-	1,000
▽☆の遷音速動特性予測技術の研究	2,000	1,000	-	-	-	3,100
:	:	:	:	:	:	:
大学共同利用01	-	-	500	-	-	500
設備貸付01	-	-	-	1,000	-	1,000
運用管理利用	-	-	-	-	300	300
合計	3,100	2,000	500	1,000	300	7,100

4. まとめ

JAXAの新スパコンJSS2の導入目的と構成概要について述べた。

(1)計算能力の慢性的不足、(2)乱流、音響、過渡現象といった非定常現象の解析の増加、(3)ファイルシステム性能、アーカイバ性能への要求の高まり、(4)大規模なプレ・ポスト処理(格子生成・可視化等)への要求の高まり、(5)数値シミュレーションに加えて、衛星観測データ処理や、実験・観測等のデータのバックアップ機能の要求等に対応し、4年程度の期間を目途に、数値シミュレーションを進展させ、スパコンによるJAXA事業促進を目指すスパコンインフラを整備しており、一部稼働を開始した。今後、スパコンの利用実態の詳細な把握を行い、より効果的にスパコンを活用するために、稼働情報を蓄積・処理する仕組み、大規模可視化、遠隔可視化機能の実装を予定している。これらの整備については機会を改めて、初期の利用成果と共に述べたいと思う。

なお、JSS2は施設設備供用、大学共同利用等の制度を利用しJAXA外の利用も使用可能である。JSS2公開ページ<https://www.jss.jaxa.jp/how2use/>等からお問い合わせいただきたい。

弱電離プラズマ流制御技術の実証に向けた強磁場源の開発と運用について

○永田靖典（岡山大学），山田宗平（早稲田大学），山田和彦，安部隆士（JAXA/ISAS）

Development and Operation of Strong Magnetic Source to Demonstrate Electrodynamic Flow Control Technology

by

Yasunori Nagata (Okayama University), Shuhei Yamada (Waseda University),
Kazuhiko 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. It could be an innovative technology for reentry vehicle design because it will realize an aerodynamic control device without moving part. To demonstrate this technology on the flight condition, a light-weight, compact, and strong magnetic field source must be required, which must be able to be magnetized tesla order. We have developed a prototype magnetic field source which contains a superconducting bulk magnet cooled by solid nitrogen and it was applied to some experiments including HIEST wind tunnel test. However, the prototype model has some problems for the magnetizing and cooling processes, which has significant impact on the flight operation. Therefore, the next model is planned to improve and ease the operation by using a Stirling refrigerator instead of liquid refrigerant.

1 はじめに

次世代の大気突入システムとして、電磁力を利用した流体制御技術を熱防御システムに応用する、磁気シールドが提案されている¹⁾。これは極めて高速で飛行する大気突入機の前方に生じる強い衝撃波によって誘起された、高温、弱電離プラズマ化した気流に対して磁場を印加することで、磁場中を流れるプラズマに電磁力が作用する現象を利用したものである。その概念図は Fig. 1 のように示される。これまで大気突入機の設計としては、耐熱材やアブレータ等を用いて空力加熱に受動的に耐えるのみであったのに対し、この技術を利用することで、積極的に流れ場の変化を誘起し、その恩恵を受ける多様な設計が可能となる。また、遠隔力として作用する電磁力を流体制御に利用することで、機械的構造を伴わずに流れ場を変化させることが可能となる。このことは空力舵面の使用を想定した場合に比べて、その耐熱設計という困難な

課題を回避することにつながる。プラズマ流に作用する電磁力は反作用により機体側にも作用するため、これにより機械的構造を伴わない空力デバイスとしても利用できる。このように磁気シールド技術は大気突入システムの設計に多大なインパクトを与える可能性を持つ革新的技術であるといえる。

弱電離プラズマ流制御については、アーク加熱風洞^{2,3)}や膨張波管⁴⁾を用いた地上実験において、衝撃層拡大、抗力増大の効果が確認されている。一方、数値解析においてもこれらの効果が現れることが予測されている^{5,6)}。しかし、地上実験において実際の大気突入時の飛行環境を完全に模擬することはできず、フライト試験において磁気シールド効果を検証することが必要となっており、これまでにフライト実証試験の提案を行っている^{7,8)}。この提案では2段式観測ロケット SS-520 が用いられ、第2段モータを加速用に用いることで、実験機を高速で大気突入させることを想定している。ロケット側のシステムとしては、第2段モータ点火前に加速方向を決めるための姿勢制御が必要となるが、技術的には十分可能なレベルであると考えている。一方、実験機側についても、はやぶさカプセルを参考に開発することは可能であると考えている。ただし、実験機に搭載する強磁場源については、磁気シールド効果を実証する上で不可欠の要素であるが、その設計や運用の方針については未知数である。よって、実証試験に臨むにあたっては強磁場源の取り扱い方を十分に検討し、設計やフライトオペレーションに反映させる必要がある。

これまでにフライト実験機への搭載を目指し、バルク超伝導磁石を用いた小型の強磁場発生装置の試作⁹⁾を行っているが、その

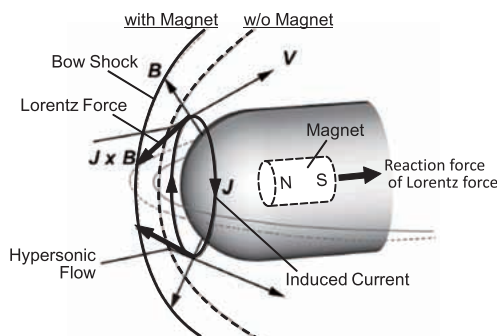


Fig. 1 Schematic view of the electrodynamic flow control.

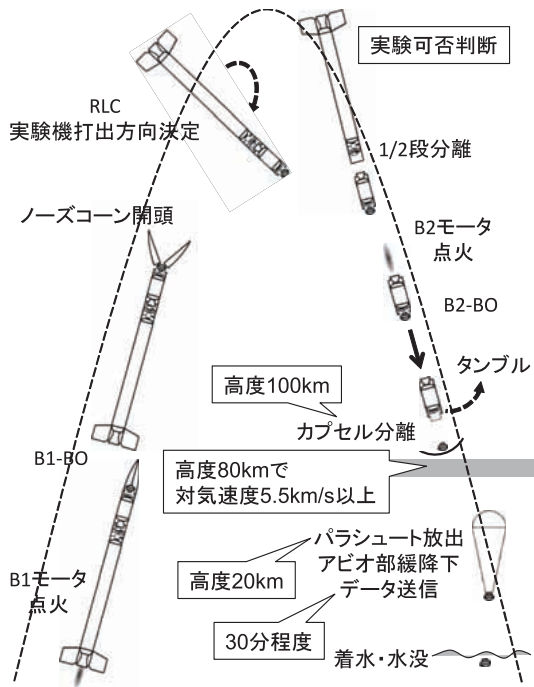


Fig. 2 Flight sequence for high flight velocity test using a sounding rocket.

着磁や風洞実験への適用を通して運用上の課題が判明している。本稿では、弱電離プラズマ流制御技術のフライト実証試験において必要となる強磁場源の開発およびその運用について、これまでに得られた知見や、課題、改善策について述べる。

2 実験機と強磁場発生装置

提案しているフライト実証試験では実験機形状として、小惑星探査機はやぶさ (MUSES-C) で使用された大気圏再突入カプセル (はやぶさカプセル) と同一形状 (鈍頭半径 0.2 [m]+45 [deg.] 円錐, 直径 0.4 [m]) を採用しており^{7,8)}, これは 2010 年 6 月に大気圏再突入が行われ、すでにフライト実績を有しているものである。本フライト実証試験では、実験機の開発コストを抑えるために開発要素を減らし、機体形状としてはすでに実証されているはやぶさカプセルを採用した。また、このカプセルは直径が 400 [mm] であり、観測ロケット SS-520 (直径 520 [mm]) に搭載可能なサイズである。観測ロケットを用いたフライト実証試験では、第 1 段モータにより高高度まで打ち上げられた後、姿勢制御により加速方向を決め、第 2 段モータにより所定の飛行速度まで加速させることで、実験機を高速飛翔させ、大気突入飛行環境を達成させることを計画している。Figure 2 は、その飛行シーケンスを示している。

実験機には、弱電離プラズマ流を制御するための強磁場源に加え、データを取得するための通信装置やコントローラといった電子機器を搭載する必要がある。また、減速装置としてパラシュートやそれを放出するための機構等を搭載する必要もある。実験機内部には限られたスペースしかなく、強磁場源としては可能な限

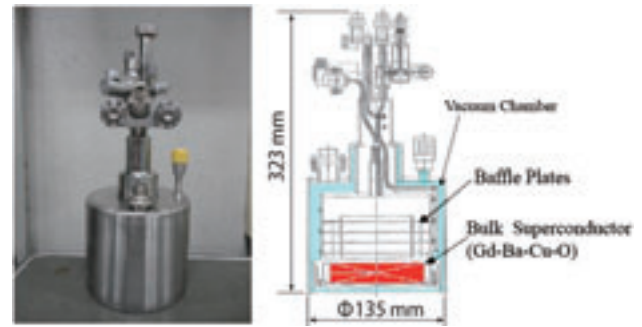


Fig. 3 Compact strong magnetic field source containing a superconducting bulk magnet.

り軽量かつ小型であることが求められる。さらに、流れ制御の効果をj得るためには数テスラにも及ぶ強力な磁場を機体周りに印加する必要がある。このような強力な磁場はネオジム磁石などの永久磁石ではj得ることができず、超伝導材を使用することが必要となる。コイル状の超伝導体に電流を流すことで、強力な磁場を安定して生成することができるが、そのためには超伝導体を少なくとも液体窒素レベルの低温に維持する必要があり、電流を流すための電源も搭載する必要が出てくる。はやぶさカプセルの搭載スペースにこれらを搭載することは困難であり、より小型の強磁場源としてバルク超伝導磁石を用いることとした。

超伝導材を磁石として用いる方法としてバルク超伝導磁石がある。これは一旦着磁させると、低温に保ち、超伝導状態を維持させておけば、磁場が保持され続け、磁場源として利用することができるものである。冷媒としては通常、液体窒素や液体ヘリウムが使用されるが、限られたスペースしかない実験機内部には多量に搭載することができないため、固体窒素を用いてその熱容量によって低温状態を維持することを考えている。液体窒素を固化させることで相変化に伴う潜熱を利用でき、これにより磁場源単体で長時間低温を維持することが可能となる。実際の観測ロケット実験では、飛行時間は数十分間程度であり、打ち上げ前の地上でのオペレーションを考慮しても 3 時間程度、磁場を保持することができればよい。ただし、着磁してから打上直前までの期間、冷却し続けることが前提となる。

以上を踏まえて、試作した強磁場発生装置を Fig. 3 に示す。これはバルク超伝導磁石を内包したクライオスタットとなっており、超伝導材としては Gd-Ba-Cu-O 系材料が使用されている。クライオスタットはバルク超伝導磁石と接する内槽と真空断熱層となる外槽とから成っており、内槽には液体窒素が充填され、その後内槽外周に液体ヘリウムを流すことによって固化される。これにより、バルク超伝導磁石は液体ヘリウムレベルの低温まで冷却される。着磁後の冷却には液体ヘリウムが使用され、固体窒素を維持することになる。

強磁場発生装置に対して着磁を行ったときの磁場分布が計測さ

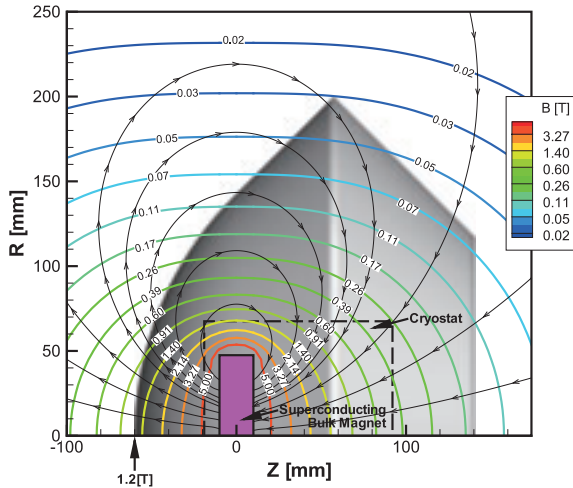


Fig. 4 Estimated magnetic field distribution around the superconducting bulk magnet.

られているが、この計測結果に合うように、実験機搭載時の磁場分布を遺伝的アルゴリズムを用いて予測した結果を Fig. 4 に示す¹⁰⁾。ここでは、バルク超伝導磁石の中心をよどみ点から 60 [mm] の位置に配置したと想定し、クライオスタットについては配管等を考慮せず、カプセル内に搭載できたものとしている。なお、磁場強度はよどみ点において 1.2 [T] と仮定している。実際に印加される磁場分布には、機体を構成する部材の透磁率が影響するが、ここでは考慮していない。よどみ点において 1.2 [T] の磁場を印加させるには、クライオスタット表面において 5 [T] 程度までバルク超伝導磁石に着磁させる必要がある。また、クライオスタット側方で 0.5 [T] 程度の強い磁場が生じており、実験機内部の機器はネオジム磁石の磁場強度と同等程度の強い磁場を受ける可能性があることがわかる。よって、実験機内部の機器には磁場の影響を受けない機器を使用する、もしくは磁気回路を構成し、磁場分布をうまく変化させるなどの対策が必要である。一方、実験機外部については、機体の肩付近で数 10 [mT] 程度と小さい値となっており、大きな影響はないと思われる。ただし、マルマンバンドなどの分離機構に対する磁場の影響については検討すべきであると考えられる。なお、機体を組み上げる際には、機体破損のリスクを避けるために、使用する工具やボルト類は非磁性のものが望ましいと考えられる。

3 着磁方法

バルク超伝導磁石では、外部から磁場を印加し、着磁させることで磁場発生源として機能することになる。そのため、バルク超伝導磁石を使用する上で着磁は重要な要素となる。バルク超伝導磁石の着磁方法にはいくつか考案されているが、試作した強磁場発生装置について以下の 2 つの方法を用いて実際に着磁を行った。

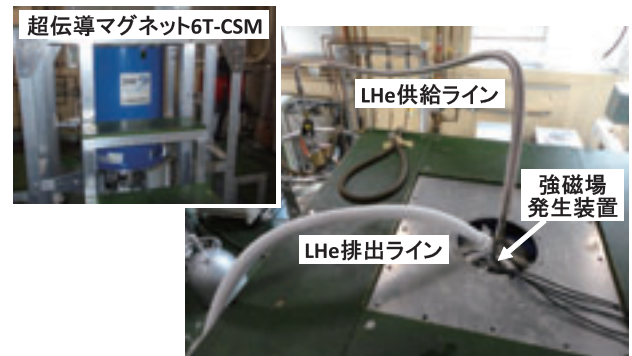


Fig. 5 Magnetization of the compact strong magnetic field source using the superconducting magnet 6T-CSM.

3.1 磁場中冷却法

磁場中冷却法は、常伝導状態のバルク超伝導体に対して外部磁場を印加し、その状態のまま冷却を行い、超伝導状態にすることで、バルク超伝導体に磁場がピン止めされ、着磁される方法である。これにより外部磁場を取り除いた後も、バルク超伝導体には磁場が捕捉された状態となる。この方法では強力な磁場を定常的に発生させることが可能な大掛かりな装置が必要となる。

これまでに東北大学強磁場超伝導材料研究センターの無冷媒型超伝導マグネット 6T-CSM を使用して、この磁場中冷却法による着磁を、試作した強磁場発生装置に対して実施している。Figure 5 はそのときの作業の様子である。超伝導マグネットでは供給する電流の大きさを徐々に変えていく運用がなされるが、バルク超伝導体に着磁後、マグネット側の磁場を取り除いていく途中では、バルク超伝導体とマグネットの間で強力な磁力が作用することになる。よって、強磁場発生装置の破損を防ぐために、バルク超伝導体はマグネットコイルの中心に配置しておく必要があり、液体窒素や液体ヘリウムの注液のための配管等もそれを考慮しておく必要がある。磁場中冷却法の結果として、強磁場発生装置表面で 2.2 [T] を着磁し、冷却停止 4 時間後においても 1.8 [T] 程度の磁場を保持できていることが確認されている⁹⁾が、より強い磁場を着磁させた場合には保持時間が短くなってしまったため、今後改善させていく必要がある。

3.2 パルス着磁法

パルス着磁法は、予め冷却され超伝導状態となったバルク超伝導体に対して外部磁場をパルス的に印加することで、バルク超伝導体に磁場を捕捉させる方法である。磁場発生コイルに短時間のみ大電流を流すため発熱が少なく、コイルおよび装置全体を小型にすることが可能となる。これにより、磁場中冷却法の場合に必要な大型装置に依存せず、運用の簡素化を図ることができると期待される。

強磁場発生装置はステンレス製のクライオスタットとなっており、このクライオスタット越しにバルク超伝導体に対して着磁を

施すことになるが、外壁が存在することでパルス的に発生させた外部磁場がステンレスの持つ反磁性のために内部まで到達せず、着磁ができない可能性がある。そこで、パルス着磁装置を試作し、強磁場発生装置の着磁特性について検討を行った。Figure 6 は試作したパルス着磁装置を示しており、主に高電圧電源と、コンデンサバンク、磁場発生用コイルで構成されている¹¹⁾。空芯時に発生する磁場強度は、コンデンサバンクの充電電圧に比例し、コイル中心で 271 [mT/kV] で、パルス幅は約 10 [msec] である。このパルス着磁装置を用いて実際に強磁場発生装置に着磁を行った。計測は、クライオスタット表面の 3 か所にホール素子 (F.W. Bell 社製 BH-200) を貼り付け、パルス発生時およびパルス発生後の磁場強度を取得した。Figures 7,8 は、パルス発生時の磁場強度のピーク値、パルス発生後の残留磁場強度をそれぞれ示している。パルス発生時の磁場強度については空芯時に比べ小さい値を示しており、バルク超伝導体の中心よりも端の方が磁場強度が大きくなっている。これは、超伝導状態のバルク超伝導体に対して外部磁場を印加しているために起こる、マイスナー効果による影響であると考えられる。これに対して、残留磁場強度 (着磁された磁場強度) は充電電圧によって変化しており、値としては 10 [mT] 以下、複数回パルスを発生させた場合には 10 [mT] 程度であり、わずかではあるがバルク超伝導体に着磁できていることが確認された。Figure 9 は、着磁後のクライオスタット周りの磁場の空間分布を示しており、クライオスタット表面に平行な平面について距離 z を変えて計測を行った。計測は、平面に垂直方向の磁場強度について行った。これより、クライオスタット近傍ではバルク超伝導磁石の端付近で磁場が強くなっているが、クライオスタットから離れると中心付近で最大値を取るようになっていく。このため、実験機に搭載した際には、よどみ点付近で磁場強度が最大になると考えられる。なお、この着磁試験を行うに際して、パルス発生時には強磁場発生装置に力が作用するため、その固定には留意する必要があった。これは磁場中冷却法とは異なる点として挙げられる特徴である。今後、テスラオーダのパルス磁場を発生させた時の着磁特性について調べ、最終的に必要な着磁を行うことのできる装置のスペックを検討していく。

4 地上実験での運用

磁気シールド効果を地上で再現できる実験装置として、JAXA 角田宇宙センターの高温衝撃風洞 (HIEST) がある。HIEST は 2 段隔膜衝撃風洞であり、ノズル出口径 800 [mm] の円錐ノズルを用いて気流を加速させている。この HIEST を用いて 2011 年 12 月に、試作した強磁場発生装置を用いて、よどみ点での磁場強度が 1.4 [T] の状態での試験が実施されている。Figure 10 はそのときの試験の様子を示している。取得したシュリーレン画像からは、磁気シールド効果による衝撃層拡大効果を明確に確認することはできなかったが、強磁場発生装置の運用における問題点について

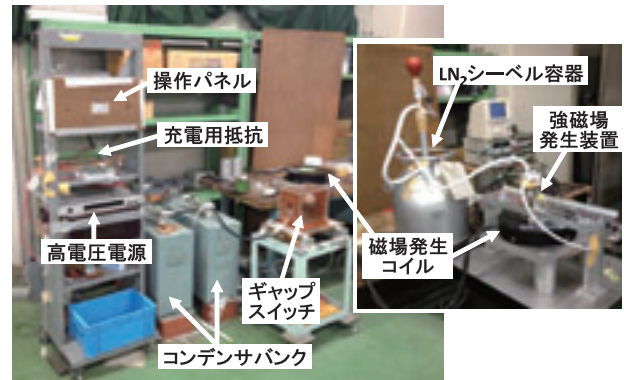


Fig. 6 Prototype pulse magnetizer.

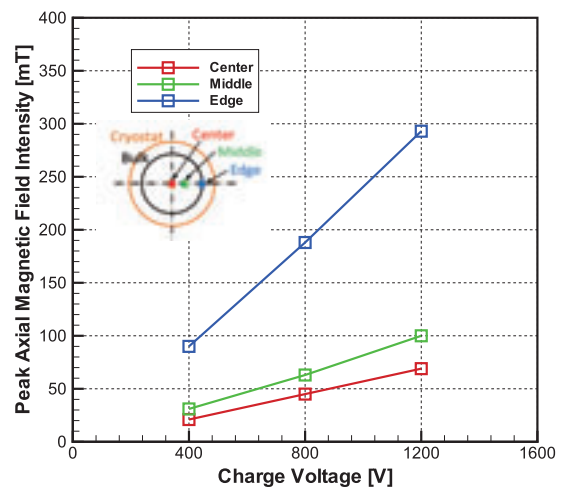


Fig. 7 Peak magnetic field intensity generated by the pulse magnetizer.

明らかになっている。

本試験自体は JAXA 角田宇宙センターで実施されたが、着磁は東北大学の 6T-CSM で行われており、この間の輸送が必要であった。輸送には車を用いて約 1 時間かかり、この間、磁場を保持した強磁場発生装置を冷却するために冷媒を流し続けた。冷却は試験実施直前まで行われたが、運用上の手間が非常に大きいことがわかった。また、液体ヘリウムによる冷却を途中で中断し、その後再開しようとしても、液体ヘリウム供給ラインが十分冷えるまでに固体窒素に熱が流入してしまい、温度が上昇してしまうことがわかった。そのため、何らかの原因で冷却を中断してしまうと消磁させざる終えず、着磁からやり直すことになる。このことは試験場所と着磁場所が離れている場合に、よりクリティカルな問題となる。これらの問題に対し、冷媒を使わないメカニカル・クーラの使用や可搬型のパルス着磁装置による現地での着磁を検討している。メカニカル・クーラの場合、ヒート・スイッチを介することで、冷却ヘッドが十分冷却されてからヒート・スイッチをつなぐことで、冷却失敗のリスクの少ない冷却の再開が可能になると考えられる。また、ヒート・スイッチによって、外部に設置さ

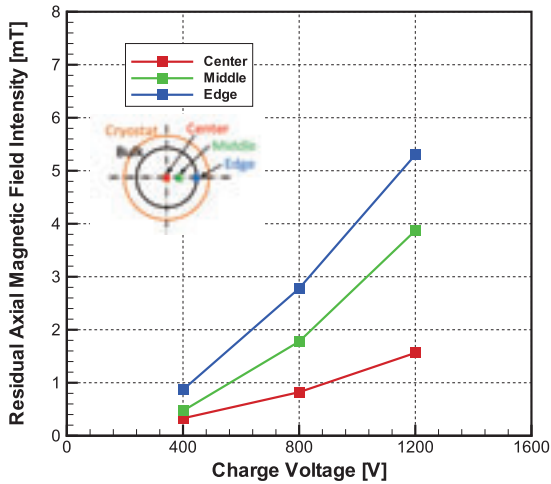


Fig. 8 Magnetic field intensity magnetized by the pulse magnetizer.

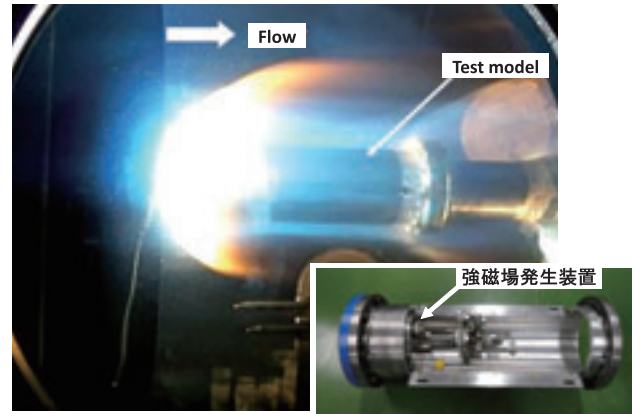


Fig. 10 Wind tunnel test using the compact strong magnetic field source at HIEST.

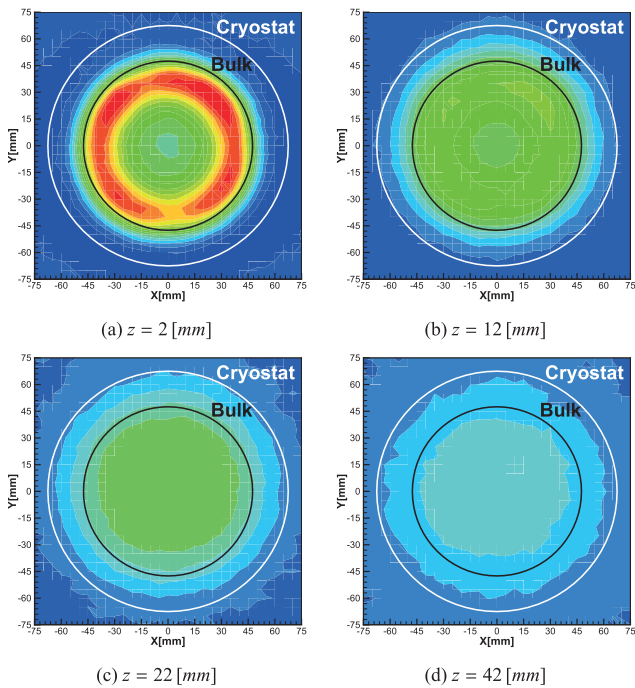


Fig. 9 Magnetic field intensity distributions on the plane normal to the axis of the strong magnetic field source.

れたメカニカル・クーラと内槽とを熱的に切り離すことで、断熱性能を確保することが可能となる。

5 フライトオペレーション

フライト実験を行う上では、打上に際してのオペレーションの流れについても十分に検討しておく必要がある。観測ロケット実験では打上までの作業として、実験機組立、頭胴部組立、ロケットモータとの結合、ランチャ上への設置があり、更に打上直前においても、ランチャの射点への移動、射角設定、各部動作チェックが行われる。打上当日の作業については、事前のリハーサルも実施される。さらには、天候等によって打上が中止になった際の

逆手順についても検討しておく必要がある。

バルク超伝導磁石を用いるため、実験機の組み立ては、着磁された状態の強磁場発生装置を用いて射場で行う必要がある。着磁も射場もしくはその近辺で行うことになる。着磁された状態は打上まで保持する必要がある。常に冷却しておくことになる。仮に消磁してしまうと、再び着磁の作業まで戻らなければならなくなる。実験機や頭胴部の組み立ての際には、強磁場発生装置の近くでは非磁性の工具を使用するなど、強力な磁石の吸引力による事故を未然に防ぐ方策が必要となる。頭胴部にフェアリングが組み付けられた後は、外部への磁場の影響は小さいと考えられ、通常通りの作業となるが、強磁場発生装置の冷却は継続されており、このための配線や配管の影響については考慮しておく必要がある。作業によっては配線や配管が干渉することも考えられるため、これらを外して冷却を停止した状態で行うことも必要となる。ランチャ上への設置後は、冷却を行いつつ、磁場や温度をモニタリングし、打上当日まで保管される。打上当日においては、ランチャを射点に移動後、射角を設定する直前で冷却を停止し、封じりの作業を行う。その後は固体窒素の熱容量で低温状態を維持することになり、維持すべき必要な時間は、動作チェックに要する時間など2~3時間程度と考えられる。なお、打上当日と同じ作業を行うリハーサルでは、消磁のリスクを減らすために、冷却は停止せずに行うことが望ましい。また、封じり後の逆手順においても、速やかに冷却を再開して、消磁しないようにする必要がある。

このように、バルク超伝導磁石を使用する上では、冷却がオペレーションに最も大きく影響し、それを行いつつ各種作業の実施や保管をする必要があるため、冷却を確実にできる仕組みを確立しておく必要があるといえる。このことは強磁場発生装置だけでなく、実験機や、観測ロケットの頭胴部、周辺環境を含めた実験システム全体として考慮すべき課題である。

6 まとめ

大気突入機の革新的技術と目される弱電離プラズマ流制御に関し、フライト実証試験において必要となる強磁場源の開発とその運用について検討を行った。観測ロケットによるフライト実験機の制約を満足しうる小型・軽量の強磁場発生装置として、バルク超伝導磁石と固体窒素による低温維持を利用した試作品を用いて各種試験を実施してきた。実際の磁場分布の計測結果をもとに、フライト実験機内部の磁場強度を予測し、強磁場を考慮した設計や機器開発が必要となることを示した。HIEST 試験を通して、この強磁場発生装置ではバルク超伝導磁石への着磁と冷却の作業がオペレーションにおいて重要となることがわかった。着磁に関しては 2 種類の方法をそれぞれ実施し、磁場中冷却法だけでなく、パルス着磁法でも着磁させることができることが示された。一方、着磁後の取り扱いに関し、フライトオペレーションにおいて冷却作業が与える影響を検討し、強磁場発生装置に求められる要求について述べた。

今後は、フライト実証試験に適用可能な強磁場発生装置の仕様について検討し、装置の改善を図っていく。

参考文献

- 1) R. W. Ziemer and W. B. Bush, "Magnetic Field Effects on Bow Shock Stand-off Distance," *Physical Review Letters*, Vol. 1, No. 2, 1958, pp. 58–59.
- 2) 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, 2012, pp. 207–211.
- 3) M. Kawamura, Y. Nagata, H. Katsurayama, H. Otsu, K. Yamada, and T. Abe, "Magnetoaerodynamic Force on a Magnetized Body in a Partially Ionized Flow," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 50, No. 2, 2013, pp. 347–351.
- 4) M. Hattori, H. Makino, Y. Takahashi, Y. Nagata, K. Yamada, A. Tezuka, and T. Abe, "Validation of the scale effect for the electrodynamic interaction of a magnetized body in a weakly-ionized flow," *AIAA Paper 2012-2738*, 2012.
- 5) J. Poggie and D. V. Gaitonde, "Magnetic control of flow past a blunt body: Numerical validation and exploration," *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 5, 2002, pp. 1720-1731.
- 6) H. Otsu, D. Konigorski, and T. Abe, "Influence of Hall Effect on Electrodynamics Heat Shield System for Reentry Vehicles," *AIAA Journal*, Vol. 48 No. 10, 2010, pp. 2177-2186.
- 7) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 高橋裕介, 「観測ロケットによる磁気シールド飛行実証実験に向けた検討」, 第 56 回 宇宙科学技術連合講演会, 2012.
- 8) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「磁気シールド効果のフライト実証に向けた検討」, 平成 25 年度 宇宙航行の力学シンポジウム, 2013.
- 9) 新倉脩平, 服部盛正, 手塚亜聖, 安部隆士, 「磁気熱防御システム飛行実験に用いる超伝導マグネットの開発」, 平成 23 年度 宇宙航行の力学シンポジウム, 2011.
- 10) 永田靖典, 山田和彦, 安部隆士, 「印加磁場効果による極超音速空力特性への影響に関する数値解析」, 平成 25 年度 衝撃波シンポジウム, 2014.
- 11) 山田宗平, 「電磁シールド効果の検証に向けたバルク超伝導体の着磁特性に関する実験的研究」, 早稲田大学修士論文, 2014.

地面効果内のヘリコプタ・ロータによるダウンウォッシュの数値解析

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

Numerical Analysis of the Downwash Caused by a Helicopter Rotor in Ground Effect

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

ABSTRACT

Helicopter downwash interferes with the ground when a helicopter takes off or lands. By encountering this highly turbulent helicopter wake, two small fixed-wing aircraft were rolled over in the United Kingdom. Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) is investigating the helicopter wake structure in ground effect, especially in taxiing. This year JAXA is going to conduct a helicopter flight test to measure the downwash. Before the flight test, the helicopter downwash is analyzed by CFD in this study to decide the measurement conditions. Firstly, viscous effect on velocity profiles of the downwash is investigated in an isolated rotor analysis. As a result of the governing equations comparison, the flow field in Navier Stokes equations is more realistic than Euler equations. Secondly, the downwash structures are investigated in a rotor-fuselage configuration by changing the taxiing speed. The differences between the downwash structures are clearly observed and the flow field leading to a brownout condition is simulated successfully.

1. はじめに

ヘリコプタが離着陸するとき、ダウンウォッシュは地面と干渉し、複雑な流れ場となり予測するのが難しい。このヘリコプタのダウンウォッシュは固定翼機の後方乱気流に比べて強く複雑であり、小型の固定翼機が横転する事故が英国で2件発生した[1]。JAXAでは、2014年10月末、飛行試験でこのダウンウォッシュを計測する予定である。本研究では、飛行試験に先立ち、計測条件を決めるために、CFDでヘリコプタのダウンウォッシュを解析する。

過去の研究で、ロータのみのダウンウォッシュは実験で計測され[2]、CFDでも数値的に解析されてきたが非粘性での解析であった[3]。本研究では、まず、ロータのみの解析で、ダウンウォッシュの速度プロファイルに粘性が与える影響を調べる。次に、ロータと胴体を組み合わせた解析で、前進率を変化させ、後流構造の違いを調べる。

2. 数値解析手法

CFDコードには、JAXAで回転翼機用に開発しているrFlow3Dを使用した[4]。rFlow3Dは、トリムやブレードの弾性変形を考慮して、広いレイノルズ数とマッハ数の範囲で回転翼機周りの流れを解析できるコードである。

3. 数値解析条件

解析のブレードにはHART-II [5]とONERA7AD1[6]を使用した。HART-IIはロータのみの解析に、ONERA7AD1はロータと胴体を組み合わせた解析にそれぞれ用いた。胴体形状のサイズと合うように、ONERA7AD1はスパン方向に延長している。なお、ブレード諸元は表1のようになる。また、胴体形状は、飛行試験を想定し、BK117 C-2に近づけた(図1)。さらに、飛行速度に関しては、ICAO基準のタキシング速度が20 ktで、実際の運航では40 kt程度であることを考慮し、タキシング速度を5 ktから40 ktまで変化させた。計算条件をまとめると表2のようになる。いずれの飛行条件でも、翼端速度は220.8 m/sである。計算格子の様子を図2、3に示す。総格子点数は約200万点である。胴体周りの複雑形状は非構造格子TAS-Code (Tohoku University Aerodynamic Simulation Code)を使用し、ロータや背景格子には構造格子を使用している(図3)。

表1 ブレード諸元

	HART-II	ONERA7AD1
ブレード枚数	4	4
ロータ半径	2.0 m	5.5 m (originally 2.1m)
翼型	NACA23012	0.41 m
コード長	0.121 m	ONERA213 (from root to 0.7R) ONERA209 (from 0.9R to the tip)

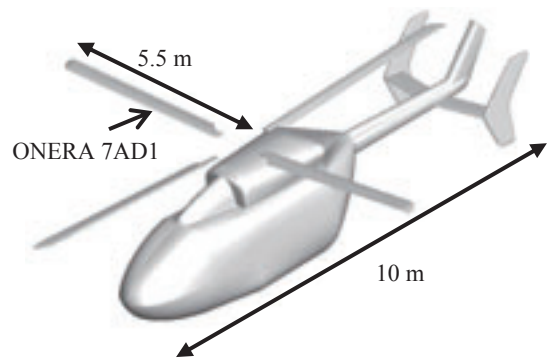


図1 ヘリコプタ・モデル

表2 計算条件

飛行条件	飛行速度 [m/s]	地面からロータ面までの高さ[m]
ホバリング	0.0	2.0
タキシング	2.57	4.1
	5.14	
	7.72	
	10.3	
	15.4	
	20.6	

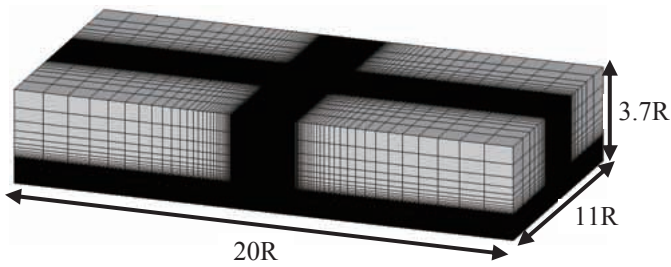


図2 CFD 計算格子サイズ

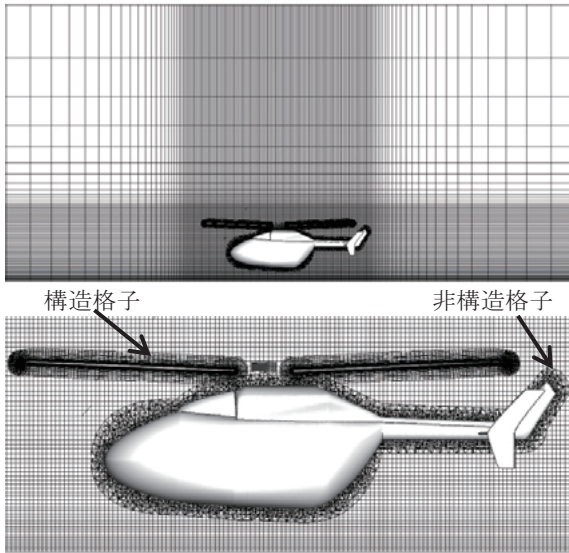


図3 CFD 計算格子 (ヘリコプタ近傍)

4. 数値解析結果

4. 1. 収束判定

まず、ロータを 40 周させたときの力とモーメントの時間履歴を図 4 ~ 7 に示す. 図 4, 5 より, 10 周で力はほぼ収束していることがわかる. 図 6, 7 からは, 15 周以降に周期的なモーメントの変動が表れていることがわかる. つぎに, トリム角の時間履歴を図 8 ~ 10 に示す. トリム角は 10 周以降にほぼ収束していることがわかる.

図 11 にはロータ 30 周後の渦度分布を示す. 図より, Starting Vortex が 3.0R (R はロータ半径) より遠くにあり, これよりロータに近い部分については Starting Vortex の影響が少ないといえる. 図 12 に, 高度ごとの無次元速度を示す. z は地面からの高さを表しロータ半径 R で無次元化され, ダウンウォッシュの速度は次式で定義される一様誘導速度 (V_{i0}) で無次元化されている.

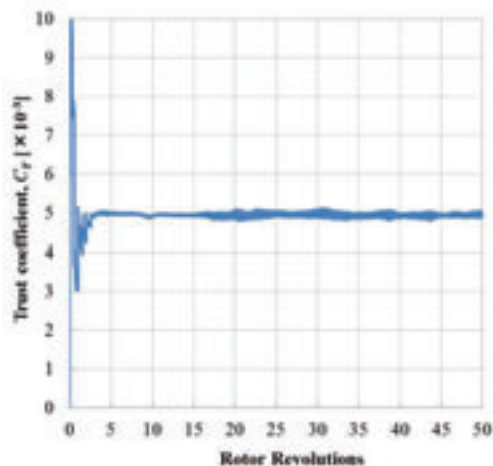


図4 推力係数の時間履歴 (N-S 方程式)

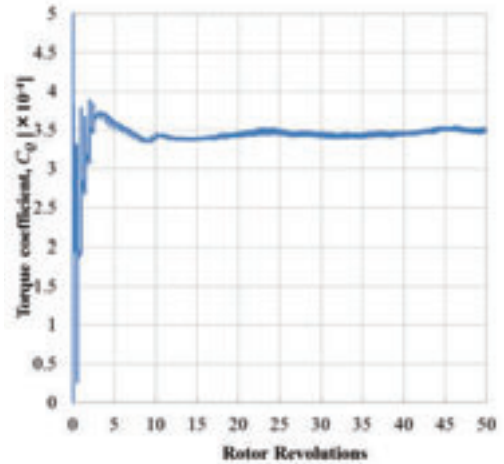


図5 トルク係数の時間履歴 (N-S 方程式)

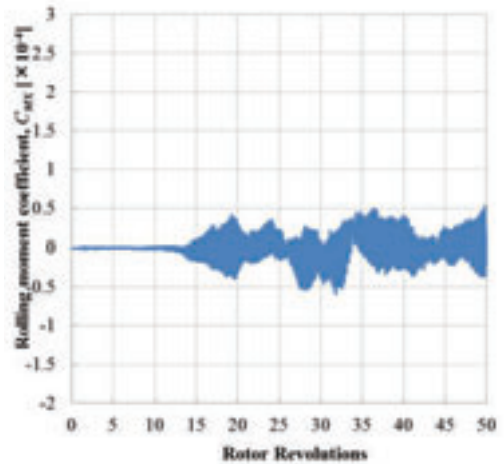


図6 ローリング・モーメント係数の時間履歴 (N-S 方程式)

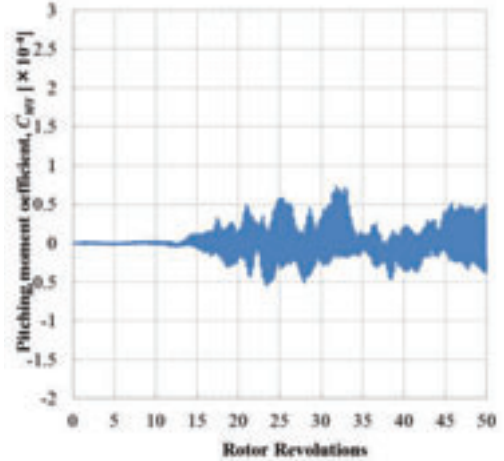


図7 ピッチング・モーメント係数の時間履歴 (N-S 方程式)

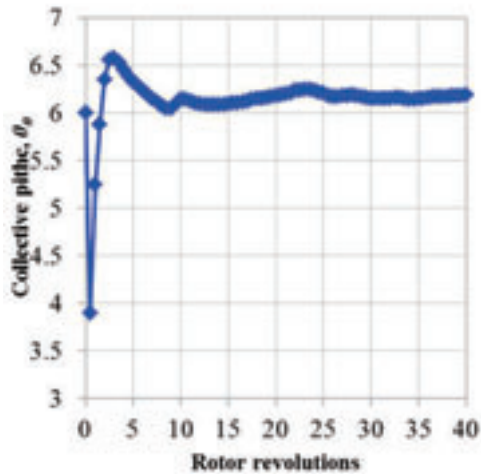


図8 コレクティブ・ピッチ角の時間履歴 (N-S 方程式)

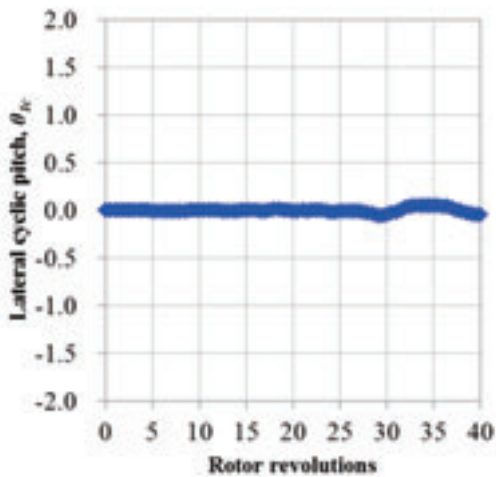


図9 横サイクリック・ピッチ角の時間履歴 (N-S 方程式)

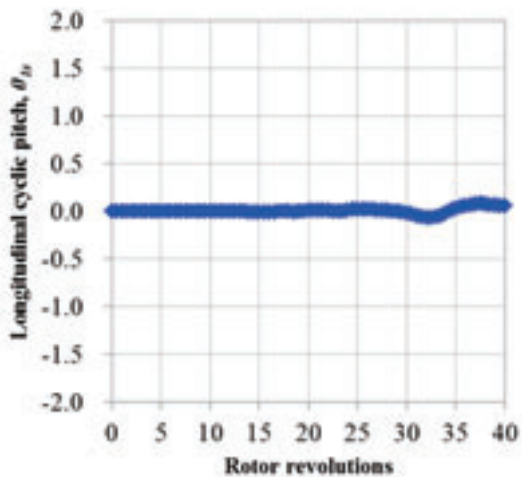


図10 縦サイクリック・ピッチ角の時間履歴 (N-S 方程式)

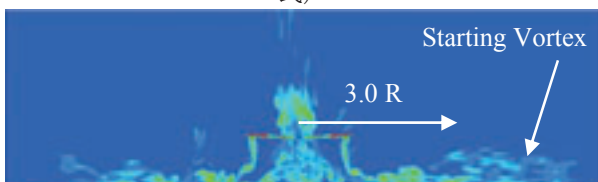


図11 ロータ30周後の渦度分布 (N-S 方程式)

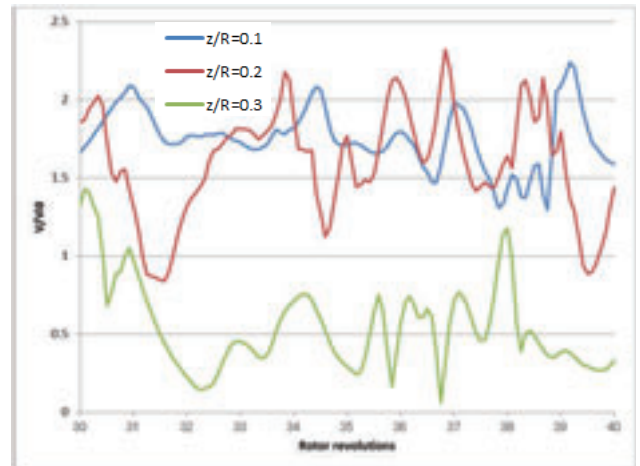


図12 高度ごとの無次元速度 (V/V_{i0}) の時間履歴 (N-S 方程式)

$$V_{i0} = \sqrt{T/2\rho A}$$

ここで、 T は推力、 ρ は空気密度、 A はロータ面積である。図12より、いずれの高度においても、速度変動に周期性はないものの、ある範囲で変動しており、大きなずれがないことがわかる。

以上より、力・モーメント、トリム角は10~15周という早い段階で収束するが、Starting Vortexの影響が少なくなるのは30周以降なので、次節で述べる速度分布の計算には、ロータ30周から40周のデータを平均化する。

4. 2. 粘性の影響

次に、ロータ後流における粘性の効果について調べる。

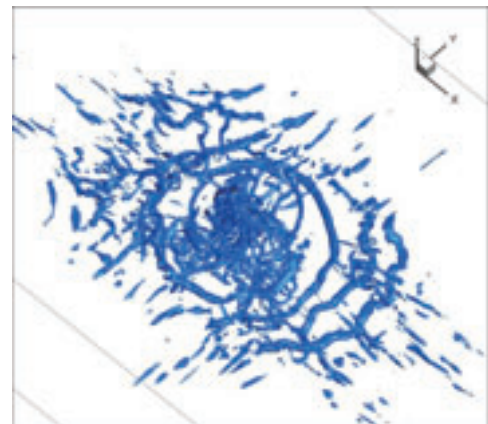


図13 ロータ40周後のQ値等値面 (オイラー方程式)

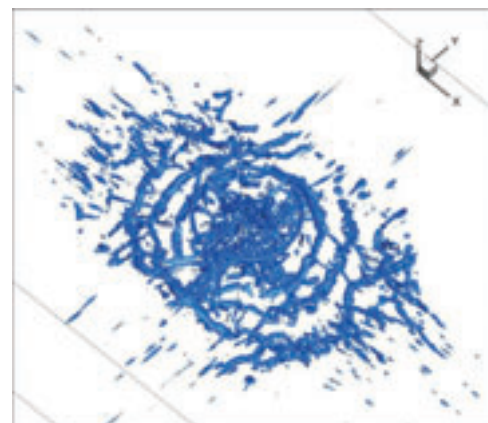


図14 ロータ40周後のQ値等値面 (N-S 方程式)

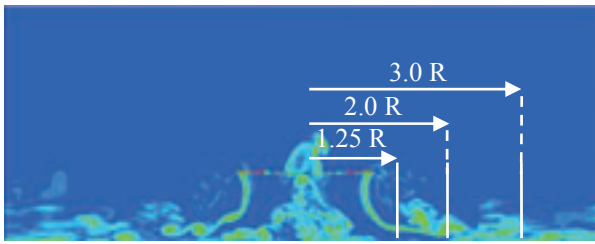


図 1 5 ロータ 40 周後の渦度分布 (オイラー方程式)

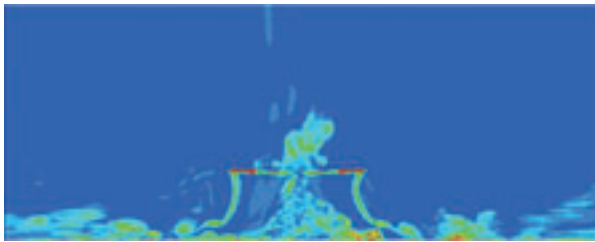
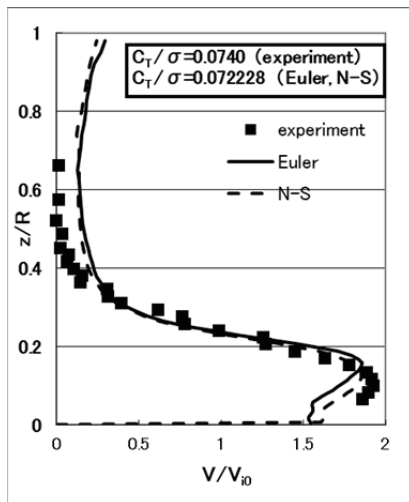
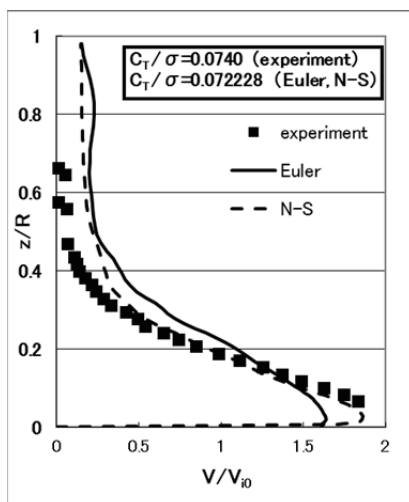
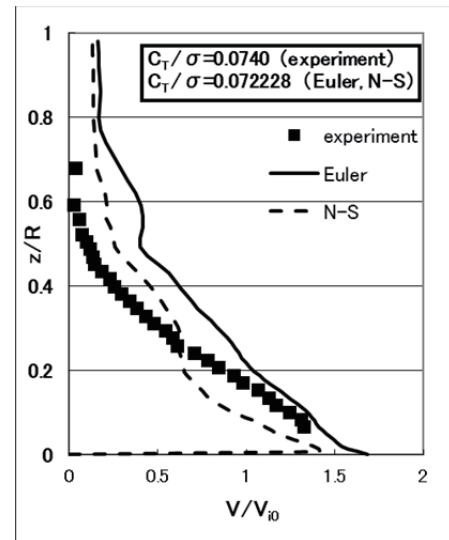


図 1 6 ロータ 40 周後の渦度分布 (N-S 方程式)

図 1 7 速度プロファイル ($x/R=1.25$)図 1 8 速度プロファイル ($x/R=2.0$)図 1 9 速度プロファイル ($x/R=3.0$)

つまり、オイラー方程式とナビエ・ストークス (N-S) 方程式で計算したダウンウォッシュを比較する。

図 1 3, 1 4 にロータ 40 周後の Q 値等値面を示す。N-S 方程式の方が渦が早く減衰している様子がわかる。

図 1 5, 1 6 にはロータが 40 周したときの渦度分布を示す。鉛直面の渦度分布に関しては、大きな差がないことがわかる。

最後に、図 1 7 ~ 1 9 にロータから 1.25R, 2.0R, 3.0R 離れた距離の鉛直面の速度プロファイルを示す。水平距離 (x) と鉛直距離 (z) はロータ半径で無次元化されている。なお、座標原点はロータ中心の地面上とし、軸方向は図 1 3, 1 4 のように取る。前節で述べたように、速度はロータ 30 周から 40 周の 10 回転のうち 30° ほどのデータを平均化している。実線と破線は、それぞれオイラー方程式と N-S 方程式を表している。実験データ [2] も四角のシンボルで合わせて示す。いずれの図においても、オイラー方程式よりも N-S 方程式の方が実験値に近いことがわかる。また、オイラー方程式では、地面上の速度がゼロとはならず現実的とはいえない。したがって、ロータと胴体を組み合わせた解析では N-S 方程式を採用する。

4. 3. 後流構造

最後に、ロータと胴体を組み合わせた解析で、タキシング速度を変化させ、後流構造の違いを調べる。図 2 0 にそれらの上面図を示す。渦構造は渦度の等値面で表し、音速で無次元化した水平面の速度で色づけされている。タキシング速度が 0 kt のとき、胴体による遮蔽効果はあるが、ほぼ同心円状に渦度分布は広がる。タキシング速度が 5 kt あるいは 10 kt のときには、渦度分布は胴体後方で縮流する。さらに、15 kt に増加すると、胴体前方に渦がたまり、渦のロータ面への再循環を確認できる。この図より、CFD でブラウンアウト条件を再現できたといえる。20 kt の場合、胴体前方に衝撃波のように渦が集中している。30 kt や 40 kt にタキシング速度が増加すると、固定翼の後方乱気流のように 2 つの渦が形成される。30 kt の場合と 40 kt の場合を比較すると、40 kt の方がタキシング速度が大きいため、機体軸方向に 2 本の渦が伸びていることがわかる。図 2 1 には、機体軸に沿った渦度分布の断面図を示す。馬蹄形渦が明瞭に示されており、40 kt の場合より 30 kt の場合の方が水平面で渦が広がっていることがわかる。

以上の渦構造についてまとめると次のようになる：1) タキシング速度が 30 kt 以上では、ヘリコプタの後流は固

定翼の後方乱気流と似た馬蹄形渦となる。2) タキシング速度が小さいほど、馬蹄形渦は水平面で広がり、固定翼の後方乱気流が地面効果を受けた場合の挙動と似ている。馬蹄形渦は直線を維持するわけではない。3) 20 kt以下では、ブラウンアウトの危険性はあるが、胴体後方に強い渦はなく、後続機への危険性は少ない。

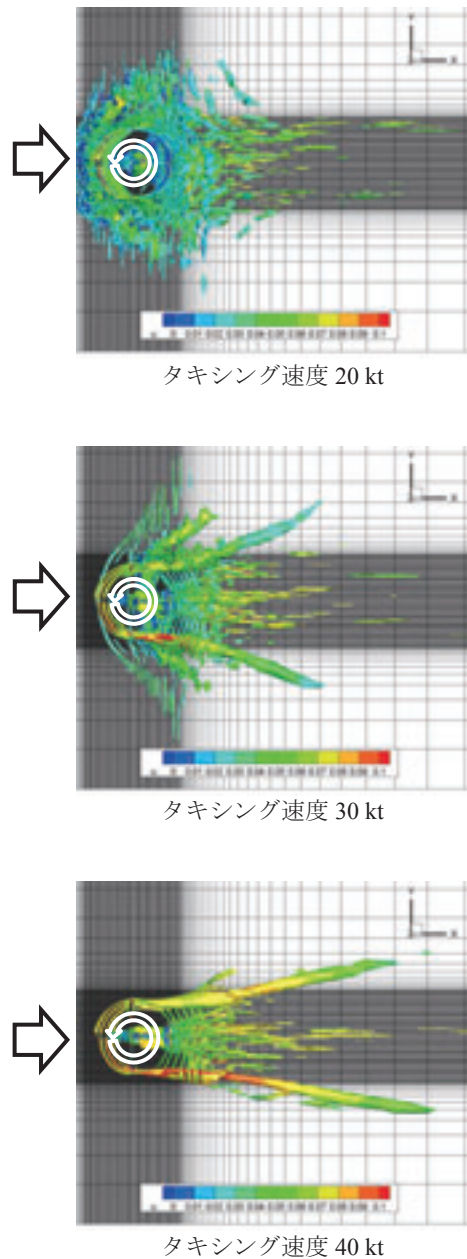
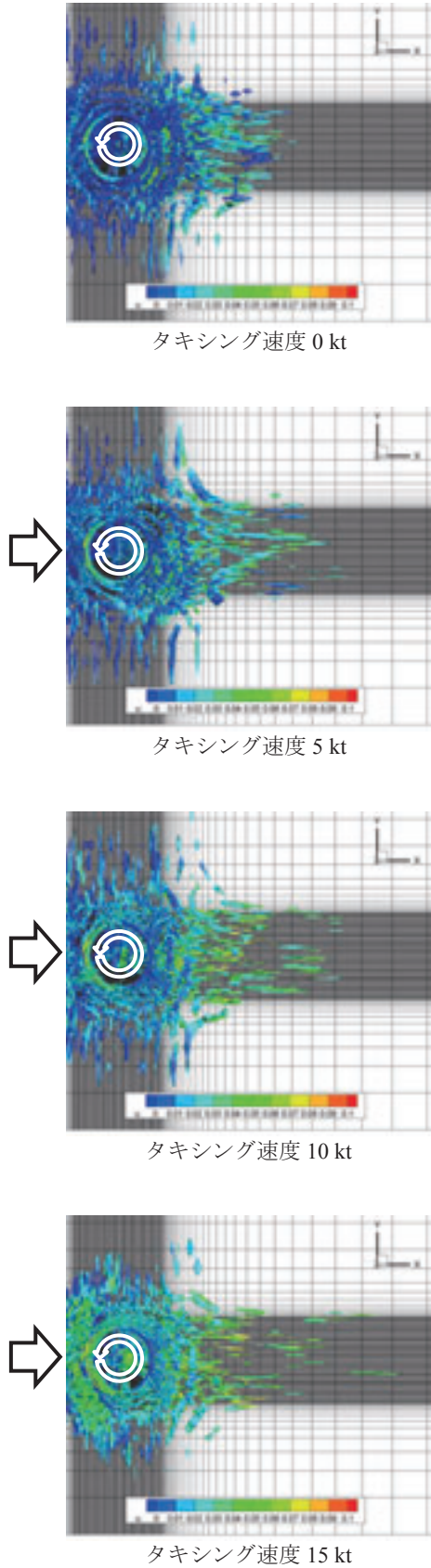
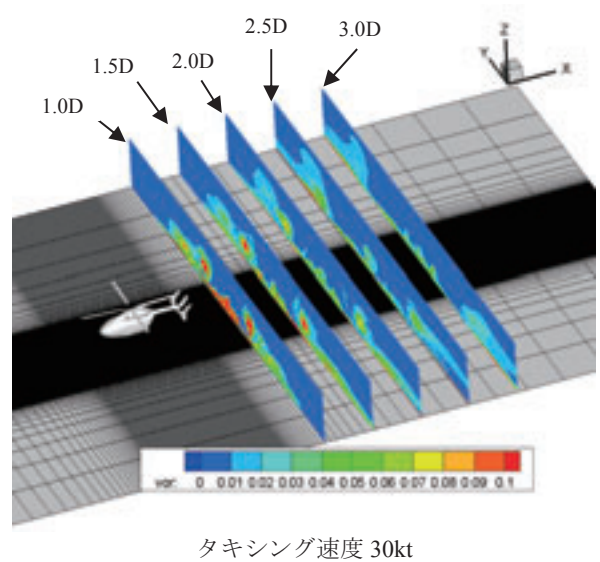
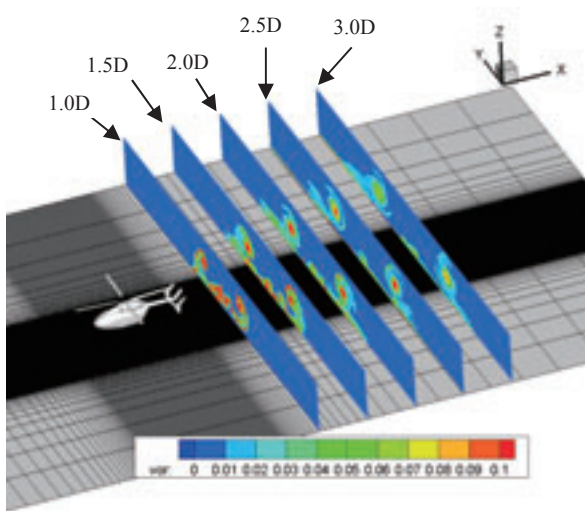


図 20 タキシング速度による後流構造の変化 (上面図)





タキシング速度 40 kt

図 2 1 機体軸方向の渦度分布断面図

5. おわりに

本研究では、地面効果内でのヘリコプタ・ロータによるダウンウォッシュを解析した。支配方程式の比較から、オイラー方程式よりも N-S 方程式の流れ場の方が現実的であることがわかった。次に、ロータと胴体を組み合わせた解析で、前進率を変化させ後流構造の違いを調べたところ、タキシング速度が大きいほど後続機への危険性が高まることがわかった。一方、タキシング速度が小さいときは、ブラウンアウトに入る危険性があるなど、後流を発生しているヘリコプタ自身が注意すべきであることもわかった。

本研究の後流分布の考察にもとづいて、飛行試験方法が決められた。2014年10月末に北海道大樹町で飛行試験が行われる予定で、今後は、本研究で示した後流の渦度分布と飛行試験の結果を比較する。

参考文献

- 1) CAA, "Aircraft accident report 1/93," Technical report, Civil Aviation Authority, 1993.
- 2) 井星正氣, 臼田裕幸, 糸賀紀晶, 「狭い空間上でホバリングするヘリコプタロータの地面効果(壁間隔に対して非対称位置にあるロータの変動荷重)」, 第45回飛行機シンポジウム, 2007.
- 3) Tanabe, Y., Saito, S., Ooyama, N., Hiraoka, K., "Study of a Downwash Caused by a Hovering Rotor in Ground Effect," 34th European Rotorcraft Forum, 2008.
- 4) 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.
- 5) 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.
- 6) Schultz, K., et. al., "A Parametric Windtunnel Test on Rotorcraft Aerodynamics and Aeroacoustics (Helishape) - Test Procedures and Representative Results," Aeronautical Journal, Vol. 101, pp. 143-154, 1997.

rFlow3D のロータ性能予測精度の検証

菅原瑛明, 田辺安忠
(株)菱友システムズ, 宇宙航空研究開発機構

Verification of the Prediction Accuracy of Rotor Performance by *rFlow3D*

by

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

ABSTRACT

This paper presents the verification of a rotorcraft analysis code *rFlow3D* which based on the Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations with the Spalart-Allmaras turbulence model. Two-dimensional flat plate and NACA0012 airfoil are selected as basic verification cases. Validation with a model rotor has also been carried out. In the flat plate case, the velocity profile and the surface skin friction coefficient are confirmed in good agreement with the theory solution and CFL3D results. In the NACA0012 airfoil case, lift and drag coefficients are also in good agreement with the experimental data and CFL3D results. And also, pressure and skin friction coefficients on the wall are obtained the good agreement with CFL3D results. In the model rotor case, the rotor performance is predicted qualitatively in good agreement with the experimental data, but a small offset of rotor torque was observed. Further validation using a finer grid is expected.

1. はじめに

JAXAでは、回転翼統合解析ツール[1]の開発を行っており、*rFlow3D*[2]は統合開発ツールのCFDツールである。*rFlow3D*は、非粘性計算でヘリコプタについての検証を行い、実験とおおよそ良い一致が得られることを示してきた[3, 4]。JAXAでは、次世代回転翼航空機の研究が始まり、CFDによる高精度なロータ性能の予測の必要が出てきた。これまでの非粘性計算では、定性的な一致はしていたものの、より定量的な予測結果を得るには、粘性を考慮し、摩擦力を評価する必要がある。また、最近では*rFlow3D*を風車に応用した例もあり[5]、応用範囲も広がっている。風車の計算では、発電量の予測が重要であるが、非粘性計算では流れが剥離するところでは、実験値とあまり良い一致は得られなかった。粘性を考慮することで発電量の傾向はおおよそ良い一致が得られたが、大剥離が起こっている条件では課題が残っている。

ヘリコプタのロータ周りの流れ場は、翼端付近では遷音速の流れ場で、ほとんどの場合乱流場であると考えられる。そのため、流れ場の支配方程式は、レイノルズ平均ナビエ・ストークス(Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS)方程式とした。乱流モデルは、多くのソルバーで採用されているSpalart-Allmarasモデル[6]をまず適用した。

本報告では、基礎的な検証として、乱流平板境界層の2次元計算とNACA0012翼型の2次元計算の検証、ロータ性能予測精度の検証では、JAXAの風洞試験[7]に基づいて検証計算を行った結果について報告する。

2. 計算手法

支配方程式は3次元圧縮性RANS方程式で有限体積法により離散化し、移動重合格子法を適用している。RANS方程式は以下のように表わされる。

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

ここで、 \mathbf{U} は保存量ベクトル、 \mathbf{F}^i は非粘性ベクトル、 \mathbf{F}^v は粘性ベクトル、 \mathbf{n} は外向きの垂直ベクトル、 dS はセル境界の面積である。 \mathbf{U} 、 \mathbf{F}^i 、 \mathbf{F}^v は以下のように表わされる。

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

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

$$\mathbf{F}^v = \begin{pmatrix} 0 \\ \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{n} \\ (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{q}) \cdot \mathbf{n} \end{pmatrix} \quad (4)$$

ρ は密度、 \mathbf{v} は速度ベクトル、 $\dot{\mathbf{x}}$ は移動格子の速度ベクトル、 e は単位体積あたりの全エネルギー、 p は圧力、 $\boldsymbol{\tau}$ は応力テンソル、 \mathbf{q} は熱流束でそれぞれレイノルズ平均が施されている。

非粘性流束の計算には、移動重合格子法に拡張した

mSLAU(Modified SLAU)[8] を使用し、高次精度化には空間4次精度のFCMT (Fourth Order Compact MUSCL TVD) 法[9]を使用している。粘性流束の計算は、2次精度中心差分で計算している。時間積分は、背景格子で4段階のルンゲクッタ法、ブレード及び胴体格子ではDual-time stepping法で非定常陰解法を構築し、擬似時間での時間積分はLU-SGS法で求めている。各格子間の補間にはTri-linear補間で値を受け渡している。rFlow3Dにおける重合格子の例を図1に示す。

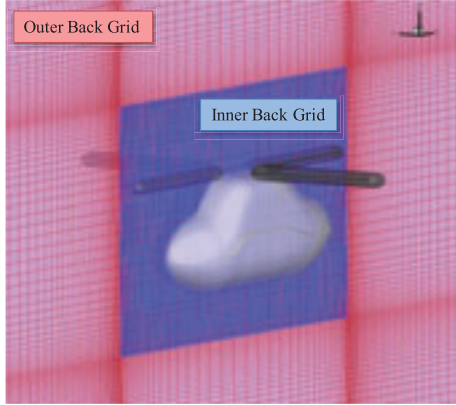


図1 計算格子の例

乱流モデルは、Spalart-Allmarasモデル[6]の f_{i2} 項を省略したSA-noft2モデルを用いた。このモデルは1方程式の渦粘性モデルで、以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \tilde{v}}{\partial x_j} \\ &= \rho c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} - \rho c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right) \\ &+ \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\mu + \rho \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} + \rho c_{b2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_i} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、

$$\tilde{S} = \Omega + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (6)$$

$$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} \quad (7)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (9)$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}} \quad (10)$$

$$\chi = \frac{\tilde{v}}{\nu} \quad (11)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (12)$$

$$g = r + c_{w2} (r^6 - r) \quad (13)$$

$$r = \min \left[\frac{\tilde{v}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}, 10 \right] \quad (14)$$

ν は動粘性係数($\nu = \mu/\rho$)である。モデル定数は、

$$c_{b1} = 0.1355, \quad \sigma = \frac{2}{3}, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \kappa = 0.41$$

$$c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad c_{v1} = 7.1$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}$$

この方程式から計算された \tilde{v} を用いて乱流渦粘性係数を以下のように求める。

$$\mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1} \quad (15)$$

また、今回の実装により、 f_{i2} 項を省略しないオリジナルのSAモデルと式(6)を修正したSA-Rモデル[10]も実装している。

3. 検証計算

検証計算は、2次元平板乱流境界層と2次元NACA0012翼型で基本的な検証を行い、ロータ性能の予測精度の検証を行った。平板乱流境界層とNACA0012翼型の検証については、NASA Langley Research Centerが公開しているWebサイト (<http://turbmodels.larc.nasa.gov/>) で検証データが入手可能である。検証データには、実験データとNASAで開発されたCFDコードCFL3Dの結果がある。これらと比較し、結果の妥当性を検証した。ロータ性能の予測精度の検証では、2008年にJAXAで行われた風洞試験[5]とCFDの結果と比較し、検証を行った。

3. 1 平板乱流境界層

2次元平板乱流境界層の計算は、主流方向の位置 $x=1$ に基づいたレイノルズ数 Re_x が 5.0×10^6 、一様流マッハ数を0.2として計算を行った。また、平板の長さは2である。図2に計算領域を示す。背景格子の大きさは、境界条件の影響が物体周辺で少なくなるよう、十分広くしている。

格子トポロジーは、背景格子では直交格子、平板格子ではO型格子を用いている。平板の表面の格子点数や格子点位置、壁面の最小格子幅はCFL3Dの格子と同じにしている。また、背景格子では非粘性計算を行い、平板格子だけRANS方程式を解いている。

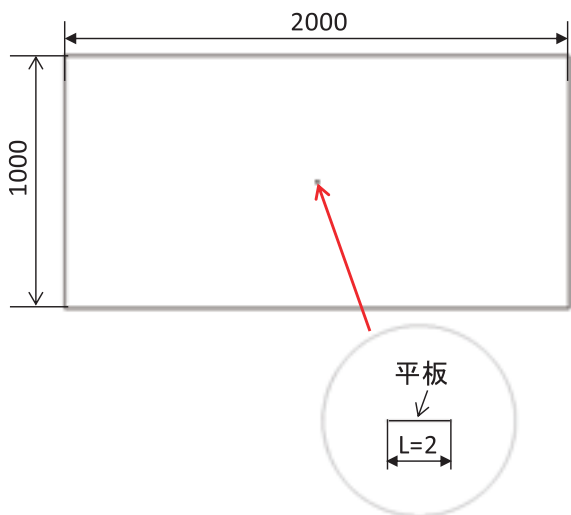


図2 平板の計算領域

図3に主流方向の位置 $x=0.97$ における乱流境界層速度分布の理論解とCFL3Dとの比較を示す。 $rFlow3D$ の結果はCFL3Dの結果と良く一致している。

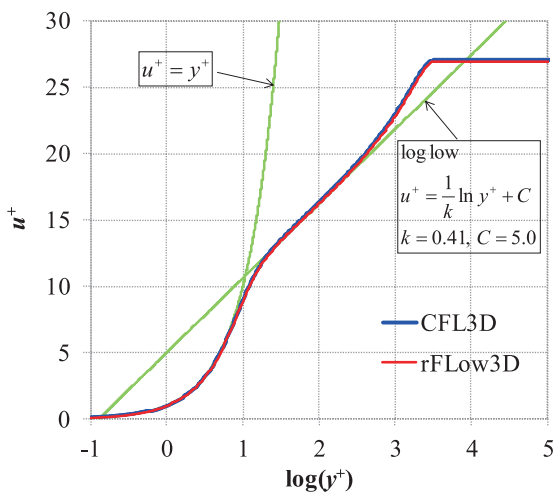


図3 $x=0.97$ における乱流境界層速度分布の比較

図4に摩擦抗力係数分布のCFL3Dとの比較を示す。 $rFlow3D$ の結果はCFL3Dとほぼ同等の結果が得られていることがわかる。 $rFlow3D$ は後縁付近で摩擦抗力係数の増加が見られるが、これはCFL3Dとの境界条件の違いによるものと考えられる。

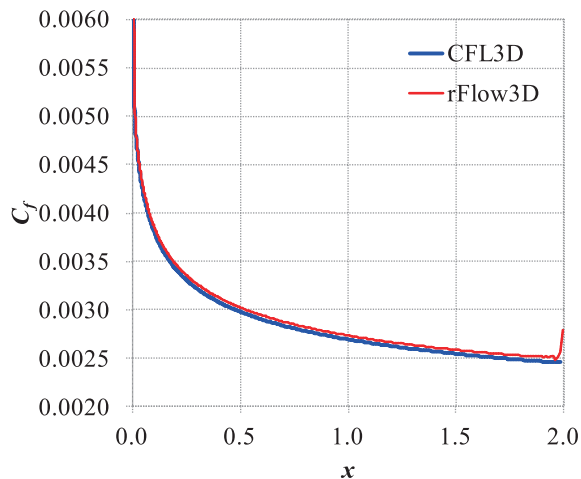


図4 摩擦抗力係数分布の比較

3. 2 NACA0012翼型

2次元NACA0012翼型の計算は、一様流マッハ数が0.15、レイノルズ数が 6.0×10^6 （翼弦長 $c=1$ ）、迎角 $\alpha=0, 10, 15$ degで計算を行った。図5に計算領域を示す。格子トポロジーは平板と同様に、背景格子は直交格子、翼型格子はO型格子である。翼型の表面の格子点数や格子点位置、壁面の最小格子幅はCFL3Dの格子と同じにしている。また、背景格子では非粘性計算を行い、翼型格子だけRANS方程式を解いている。

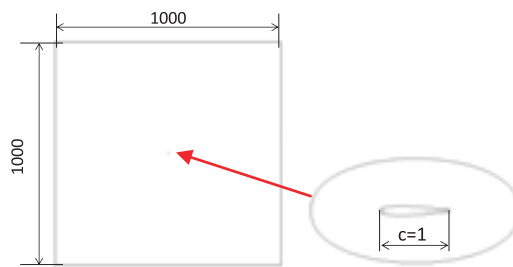
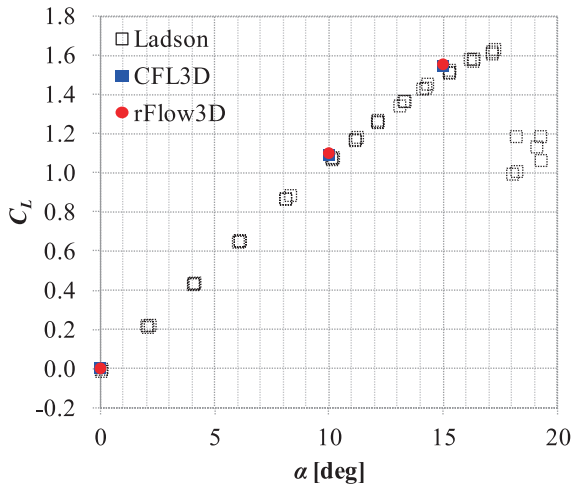
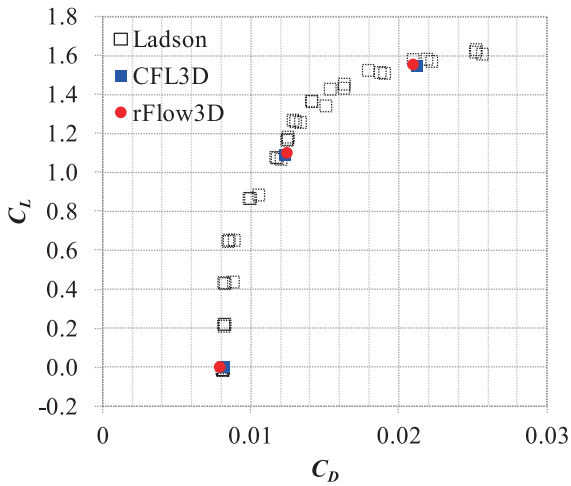


図5 NACA0012翼型の計算領域

図6に迎角 α に対する揚力係数 C_L とポラーカーブの実験データとCFL3Dとの比較を示す。実験データはNASAのWebページで入手可能である。実験の詳細内容については、参考文献[11, 12]を参考にされたい。図6(a)の迎角に対する揚力係数の比較から、 $rFlow3D$ の結果はCFL3Dの結果とほぼ一致していることがわかる。また、図6(b)のポラーカーブの比較から、抵抗係数の $rFlow3D$ の結果はCFL3Dの結果とほぼ一致していることがわかる。



(a) C_L - α の比較



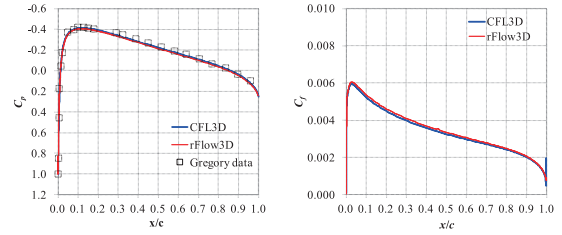
(b) C_L - C_D の比較

図6 空力係数の比較

図7に各迎角における圧力係数分布と摩擦抗力分布の実験データとCFL3Dとの比較を示す。摩擦抗力は翼上面の値を比較している。圧力係数と摩擦抗力係数は、各迎角でCFL3Dと良く一致した結果が得られた。

3. 3 ロータ性能予測

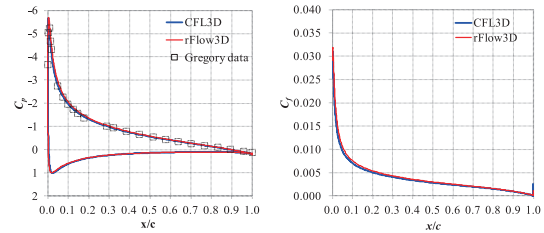
回転翼の検証計算として、2008年にJAXAで行われた風洞試験[7]に基づいて、ロータ性能の予測精度の検証を行った。この風洞試験データでは、ホバリングから前進飛行まで幅広いデータが取得されている。図8に風洞試験装置を示す。試験装置は、下からストラットで模型を支持している。ブレード枚数は4枚で、ブレードの翼型はNACA0012、ブレードの平面形は矩形、ロータ半径Rは1.021 m、ブレードコード長cは6.5 cm、翼端マッハ数は0.562である。



C_p 分布

C_f 分布

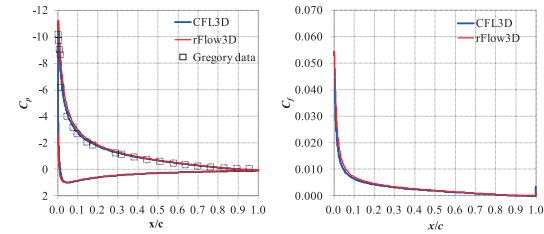
(a) $\alpha=0$ deg



C_p 分布

C_f 分布

(b) $\alpha=10$ deg



C_p 分布

C_f 分布

(c) $\alpha=15$ deg

図7 C_p と C_f の比較



図8 風洞試験装置

図9に計算領域及び計算格子の様子を示す。計算格子は、ブレード格子と内側背景格子、外側背景格子を重合させて計算を行った。今回の検証では、胴体とストラット、風洞壁は考慮していない。格子トポロジーは、各背景格子が直交格子、ブレード格子はSOH型である。内側背景

格子は等間隔に格子点を配置しており、格子間隔は $0.2c$ である。また、ブレード壁面の最小格子幅は $y^+ \leq 1$ となるように格子を作成している。今回の計算では、ブレード格子でRANS方程式を解き、背景格子はNavier-Stokes方程式を解いている。

今回の検証計算では、ホバリング条件でブレードの舵角を変更して計算を行った。また、ブレードの舵角は風洞試験で計測された値を用いた。ブレードの運動はフェザリング運動とフラッピング運動、リード・ラグ運動がある。それぞれの角度は1次の調和振動で表され、フェザリング角 θ は、

$$\theta(\Psi) = \theta_0 + \theta_{1c} \cos(\Psi) + \theta_{1s} \sin(\Psi) \quad (16)$$

θ_0 はコレクティブ・ピッチ、 θ_{1c} は横サイクリック・ピッチ、 θ_{1s} は縦サイクリック・ピッチ、 Ψ は方位角である。フラッピング角 β は、

$$\beta(\Psi) = \beta_0 + \beta_{1c} \cos(\Psi) + \beta_{1s} \sin(\Psi) \quad (17)$$

β_0 はコーニング角、 β_{1c} は前後方向の傾き角、 β_{1s} は左右方向の傾き角である。計算条件を表1に示す。

図10にコレクティブ・ピッチ角に対する推力係数 C_T とトルク係数 C_Q の比較を示す。 C_T 及び C_Q は以下のように表される。

$$C_T = \frac{T}{\rho \pi R^2 (R\Omega)^2} \quad (20)$$

$$C_Q = \frac{Q}{\rho \pi R^2 (R\Omega)^2 R} \quad (21)$$

図10(a)のコレクティブ・ピッチ角に対する推力係数は、実験と良く一致した結果が得られた。しかし、図10(b)のトルク係数については、定性的に良く一致しているものの、実験値より過大評価している。図11にロータ性能曲線の比較を示す。定性的に良く一致しているものの、図10(b)に示すようにトルク係数を過大評価しているため、一定のオフセットがある。これについては、格子依存性や胴体等のモデル化等を行い、さらに検証を行う必要がある。

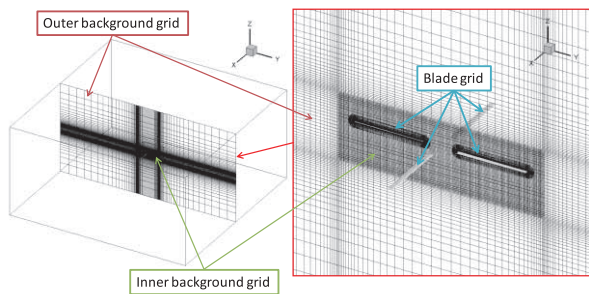
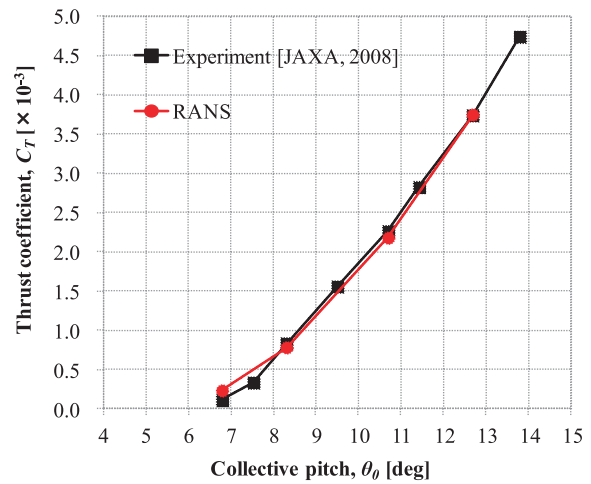


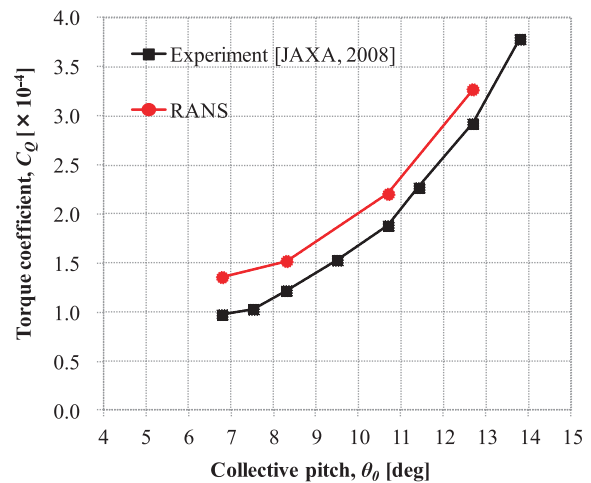
図9 計算領域と計算格子

表1 計算条件

Flight condition		Hover
Tip Mach number	M_{tip}	0.562
Rotor shaft angle	α_s	0 deg
Blade collective pitch	θ_0	6.8, 8.3, 10.7, 12.7 deg
Lateral cyclic pitch	θ_{1c}	-0.1, -0.1, 0.0, 0.0 deg
Longitudinal cyclic pitch	θ_{1s}	-0.1, -0.2, 0.0, -0.1 deg
Blade coning angle	β_0	0.0, 0.1, 0.5, 0.9 deg
Longitudinal flapping angle	β_{1c}	0.1, 0.1, 0.2, 0.1 deg
Lateral flapping angle	β_{1s}	-0.1, -0.2, 0.1, 0.0 deg



(a) C_T - θ_0 の比較



(b) C_Q - θ_0 の比較

図10 コレクティブ・ピッチ角に対する推力係数とトルク係数の比較

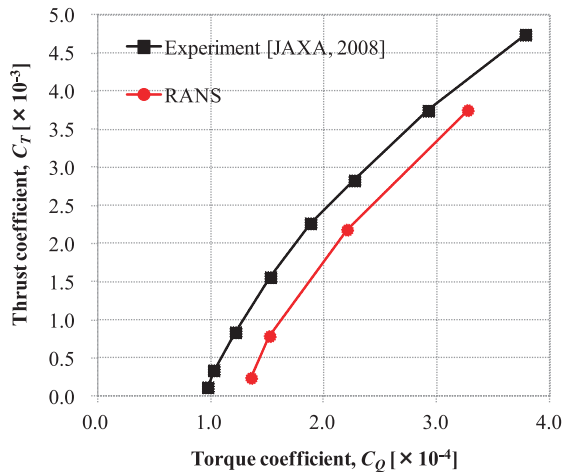


図11 ロータ性能曲線の実験値との比較

4. まとめ

回転翼CFDツール*rFlow3D*にレイノルズ平均ナビエ・ストークス(Raynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS)方程式を導入し、乱流モデルにはSpalart-Allmarasモデルを適用した。基本的な検証として、2次元乱流平板境界層とNACA0012翼型で検証を行い、理論解やCFL3Dとの比較を行い結果の妥当性を検証した。ロータ性能の予測精度の検証はJAXAの風洞試験データと結果の比較を行った。

- 2次元平板乱流境界層とNACA0012翼型での検証では、乱流境界層速度分布は理論解とCFL3Dの結果と良く一致することを確認できた。また、平板上の摩擦抗力係数やNACA0012翼型の空力係数、翼面上の圧力係数や摩擦抗力係数の比較では、実験やCFL3Dの結果と良い一致が得られることが確認できた。以上の基本的な検証から、結果の妥当性が確認できた。
- ロータ性能の予測精度の検証では、ブレードの舵角は実験値を使用して計算を行った。実験との比較の結果、コレクティブ・ピッチ角に対する推力係数は実験と良く一致した。しかし、トルク係数は、定性的には良く一致しているものの、実験値より過大評価する結果となった。これについては、格子依存性や胴体等の影響が考えられる。

今後は、格子依存性や胴体等の影響等、さらに検証を行う必要がある。

参考文献

- [1] Y. Tanabe, S. Saito, H. Sugawara, Construction and Validation of an Analysis Tool Chain for Rotorcraft Active Noise Reduction, 38th European Rotorcraft Forum, Amsterdam, Netherlands, 2012.
- [2] Y. Tanabe, S. Saito, Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulations, 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, Nanjing, China, October 14-16, 2009.
- [3] 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, JSASS-2009-5010, 2009.
- [4] 田辺安忠, 菅原瑛明, 齊藤茂, 林恭平, “ロータ模型を用いた風洞試験データベースの構築と検証”, 第42回流体力学講演会/ANSS 2010, 2010.
- [5] 田辺安忠, 杉浦正彦, 菅原瑛明, “回転翼空力弾性コードの風車への適用”, 第45回流体力学講演会/ANSS 2013, 2013.
- [6] P. R. Spalart and S. R. Allmaras, “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows”, AIAA-92-0439, 1992.
- [7] 田辺安忠, 齊藤茂, 小曳昇, 室田勝一, 林恭平, 平岡克己, 菅原瑛明, “ロータと胴体の干渉流れ場に関する実験的研究”, JAXA-RR-10-003, 2010.
- [8] 田辺安忠, 齊藤茂, 菅原瑛明, “rFlow2Dコードの低Re数流れ場における検証”, JAXA-RM-10-005, 2010.
- [9] 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.
- [10] Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P., “Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field”, AIAA Journal, Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561-1568.
- [11] 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, October 1988.
- [12] 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, Jan 1970.

ヒドラジン/二酸化窒素同軸噴流の特異な二重火炎構造

谷洋海

宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センター

寺島洋史

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

越光男

横浜国立大学大学院

大門優

宇宙航空研究開発機構情報・計算工学センター

Double flame structure of hydrazine/nitrogen dioxide coaxial jets

by

Hiroumi Tani(JAXA), Hiroshi Terashima(The University of Tokyo), Mituo Koshi(Yokohama National University)
and Yu Daimon(JAXA)

ABSTRACT

Hydrazine (N_2H_4)/nitrogen dioxide (NO_2) co-flowing plane jets were simulated to explore the flame structures in hypergolic N_2H_4 /nitrogen tetroxide (N_2O_4) bipropellant thrusters. The Navier-Stokes equations with a detailed chemical kinetics mechanism were solved in a manner of direct numerical simulation to reveal the interaction between fluid dynamics and the distinct chemical reaction, i.e. hydrogen abstraction by nitrogen dioxide (NO_2) and the thermal decomposition of N_2H_4 . The combustion flames uniquely comprised two types of flames, the diffusion flame and the decomposition flame. The diffusion flame came from the oxidization by NO_2 . The decomposition flame was caused by the heat transfer from the diffusion flame and a high rate of heat release from the thermal decomposition of N_2H_4 . Owing to the decomposition flame, the decomposition products such as NH_3 , N_2 and H_2 became the major constituents of the downstream combustion gases.

1. 序論

ヒドラジン(N_2H_4)と四酸化二窒素(N_2O_4)を燃料と酸化剤とする二液式化学スラスタは、惑星探査機や軌道上の人工衛星に至るまで多くの宇宙機に搭載され、軌道変換や姿勢制御に使用される。 N_2H_4/N_2O_4 の組み合わせが採用される理由は宇宙空間のような非常に低温低圧な環境であっても、接触・混合するだけで自着火するほど反応性が良く、点火器が不要なことが挙げられる。また、10ミリ秒オーダーで着火/消火を繰り返すパルス作動を行えることも利点である。しかし、スラスタ燃焼器内部はFig. 1に示すように液体ジェット衝突微粒化、液相反応、気相反応など直径数 cm の空間に複雑現象が複合しており、一連の着火過程や火炎構造については未解明な点が多い。そこで、越らは N_2H_4/NO_2 気相反応(気相では N_2O_4 が分解されれば NO_2 となる)の詳細化学反応機構の構築[1]から始め、低温低圧環境下の自着火には“ NO_2 による N_2H_4 の水素引き抜き反応”(以降、水素引き抜き反応と記す)が重要な役割を持つことを明らかにした。さらに、森井ら[2]によって、この詳細化学反応機構と流体計算とを効率的に連成する数値解析手法が提案された。著者らはその画期的な解析手法を用いることで N_2H_4/NO_2 から成る同軸ガスジェットの自着火過程の数値シミュレーション[3]を実現し、ジェット混合形態と着火位置・着火遅れ時間との関係を明らかにした。

本研究は、これを発展させて自着火後に形成される N_2H_4/NO_2 火炎構造の特徴について調査したものである。特徴的な水素引き抜き反応に加えて、着火後の高温環境下で

は N_2H_4 自身の発熱自己分解反応(NH_3 , N_2 , H_2 に分解)が顕著となるため、この分解反応が火炎構造へ及ぼす影響に着目した。解析対象は自着火の数値シミュレーション[3]でも引用した宮島ら[4]の N_2H_4/NO_2 同軸ガスジェットの燃焼試験とした。本研究では実スケールの燃焼場に対して 100 以上の素反応からなる大規模反応機構を直接計算しており、その観点からも画期的といえる。

2. 解析手法

支配方程式は各化学種保存式を加えた 2 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。流体と反応を分離し、時間方向に交互に解き進める時間分離法を採用した。このとき、体積と内部エネルギーが一定と仮定した反応方程式を用いた。流体方程式の数値流束評価には HLLC/HLL hybrid 法[5]を用い、時間積分には 3 次精度 TVD Runge-Kutta 法[6]を用いた。粘性係数や熱伝導率、物質拡散係数には簡易経験式を用いた。詳細は文献[3]を参照いただきたい。化学反応機構としては越ら[1]が提案した 39 化学種 261 素反応の詳細反応機構を縮退せずに採用した。反応方程式の時間積分には森井ら[2]により提案された Extended Robust Explicit Numerical Algorithm (ERENA)を用いた。ERENA は大規模反応機構を高速かつロバストに時間進行できる手法である。後述する 2 次元平行ジェットの解析では、反応方程式の強力かつ高速な陰解法の一つである VODE 法[7]を用いた場合と比較して、計算時間を 4 倍高速化することができた。

3. 解析条件

解析対象は宮島ら[4]の燃焼試験を参考にした系である。彼らの試験は内側から N_2H_4 が流れ、その周囲から NO_2 が流れる同軸ジェット(N_2H_4/NO_2 ジェットと記す)である。本解析では、これに加えて内側から NO_2 が流れ、周囲から N_2H_4 が流れるジェット(NO_2/N_2H_4 ジェットと記す)も解析対象とした。また、実際の解析は計算コストを削減するため 2 次元平行ジェットとした。同軸ジェットと比べて全体としての混合比が異なるが、噴流構造や火炎構造の差異は無いと考える。解析対象の概要を Fig. 2 に示した。噴射条件は

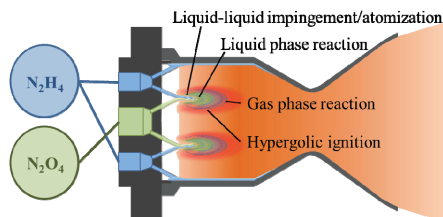


Fig. 1: Schematics of complicated multi-physics phenomena in N_2H_4/N_2O_4 bipropellant thrusters.

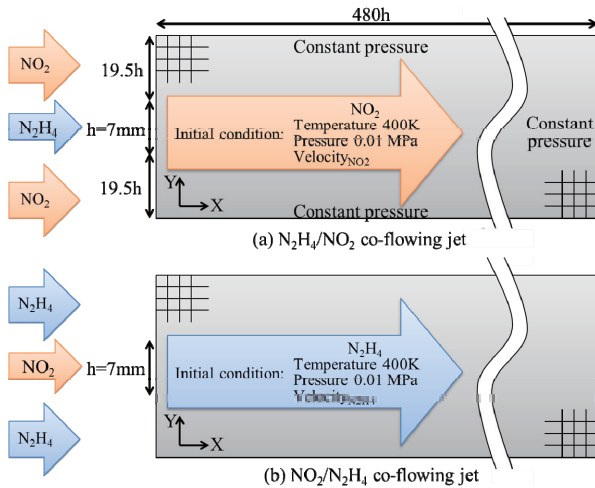


Fig. 2: Computational domain, boundary and initial conditions

Table 1: Injection conditions.

Pressure	Temperature	$V_{N_2H_4}$	V_{NO_2}	Mole fractions of NO_2 and N_2O_4
0.01 MPa	400K	50 m/s	50 m/s	0.990 : 0.010

Table 1 に示す通りで、試験にて着火することが確認された常温・低圧条件である。酸化剤はほぼ NO_2 であるが、流入境界では N_2O_4 との化学平衡状態として与えた。噴射速度は宮島ら[4]の試験と同様に燃料/酸化剤の速度差は無いものとした。噴孔高さから算出するレイノルズ数は両ジェットともに 2000-2500 程度である。空間の初期条件は Fig. 2 に示す通り、外側のジェットと同様の条件で流れている状態とした。流入境界は圧力・温度・濃度・速度固定とし、流出境界は静圧固定とした。また、計算領域上下辺も静圧固定とした。ただし、下流及び上下辺の境界は内部の流れ場に影響を与えない遠方に置いた。

計算格子は X-Y 軸方向にそれぞれ 911 点×411 点の構造格子を用いた。混合層付近の格子解像度は高めに設定しており、最小格子幅は 0.14 mm (0.02h) である。格子収束性については、格子解像度を X-Y 軸方向それぞれに $\sqrt{2}$ 倍ずつ増減させた 2 種類の格子で計算を行い、火炎構造に影響が無いことを確認した。

4. 化学反応機構

流体計算と連成させる事前検討として、 N_2H_4/NO_2 混合ガスの 0 次元着火解析を実施した。具体的には定積条件下で当量比 1 の予混合ガスの時間変化を計算した。圧力温度条件は Table 1 と合わせて 0.1 気圧、400K である。Fig. 3 上図は温度と発熱量の時間履歴である。約 1.8msec 後に自着火が起きるが、その着火前に徐々に昇温される予熱領域が見られる。Fig. 3 下図は主要成分のモル分率の時間履歴である。予熱領域で N_2H_2 、 $HONO$ の濃度が上昇することが確認できる。これは水素引き抜き反応が混合ガスを予熱していることを示す[3]。HONO の濃度が着火直前に減少するのは、HONO の濃度が上昇すると HONO 同士が反応し、 H_2O と NO が生成されるためである。もう一方の生成物である N_2H_2 は増加しつづけ、着火直後にほぼ全て消費される。 N_2H_4 は予熱中の水素引き抜き反応でほぼ消費されるため、発熱自己分解反応で生成される NH_3 はほとんど現れない。

次に N_2H_4 のみの 0 次元着火解析を実施した。圧力温度条件は 0.1 気圧、1000K である。前述の混合ガスの初期温度

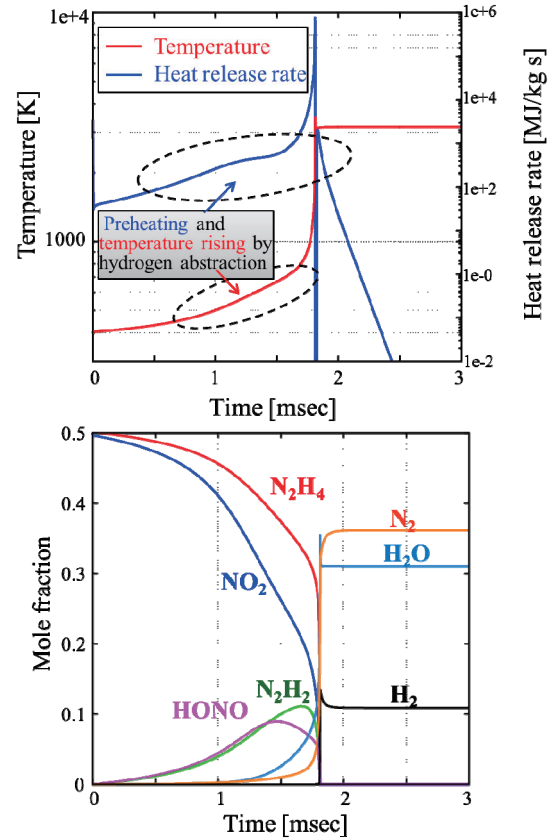


Fig. 3: Time history of the temperature, heat release rate and mole fractions of the major species of the N_2H_4/NO_2 pre-mixture ignition under the stoichiometric condition.

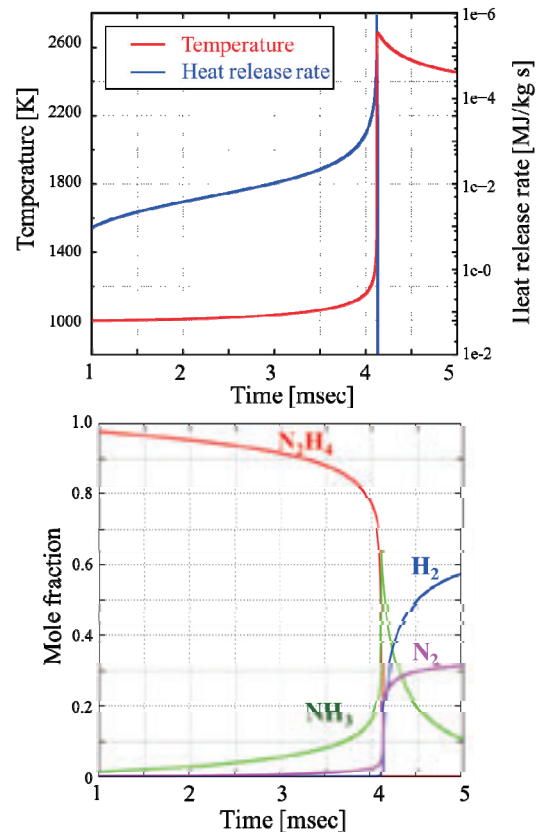


Fig. 4: Time history of the temperature, heat release rate and mole fractions of the major species of the N_2H_4 thermal decomposition.

400K よりも高温であるのは、低温では自己分解反応が進まないためである。Fig. 4 上図は温度と発熱量の時間履歴である。混合ガスの燃焼に比べると燃焼ガス温度は 2500K 前後とやや低いものの、発熱量は高いことがわかる。Fig. 4 下図は主要成分のモル分率の時間履歴である。着火前から NH_3 の増加が顕著であり着火直後にピークを迎える。その後 NH_3 と入れ替わるように N_2 と H_2 が増加する。1000K の条件下では NO_2 との混合ガスと同様に数ミリ秒オーダーの着火遅れ時間となった。

5. 解析結果

Fig. 5 は $\text{N}_2\text{H}_4/\text{NO}_2$ ジェット火炎が十分発達した後の温度および主要化学種モル分率の瞬時分布である。火炎は Y

軸に対して対称に形成され、火炎基部はほとんど動かなかった。火炎基部から 3000K 以上の高温領域が存在し、これは $\text{N}_2\text{H}_4/\text{NO}_2$ の拡散火炎と見なすことができる。拡散火炎に対応するように H_2O の高濃度領域が見られる。内側の N_2H_4 ジェットのコア領域は火炎基部を通過するとすぐに消費され、2000K 程度のやや高温領域が形成される。この高温領域内の上流側では NH_3 濃度が高いことから、 N_2H_4 の自己分解反応の発熱によって形成されていると考えられる。拡散火炎基部よりも下流に存在することから、拡散火炎からの熱伝達によって N_2H_4 ジェットコアの温度が上昇し、自己分解に至ったと考察される。0次元解析の傾向と同様に、 NH_3 の高濃度領域の下流には H_2 の高濃度領域が現れる。

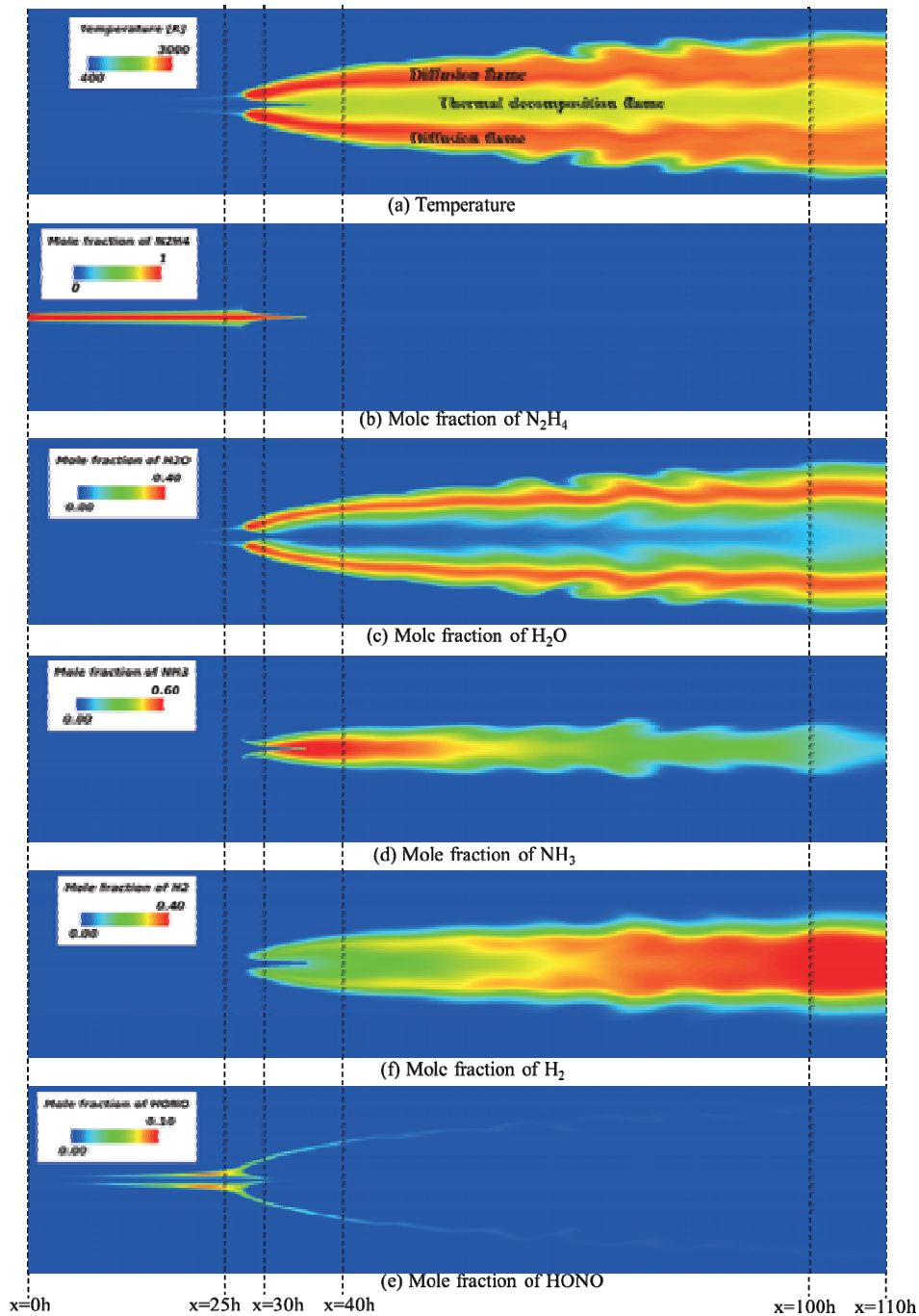


Fig. 5: Instantaneous contours of the temperature and major species of the $\text{N}_2\text{H}_4/\text{NO}_2$ co-flowing jet after the flame reached steady state.

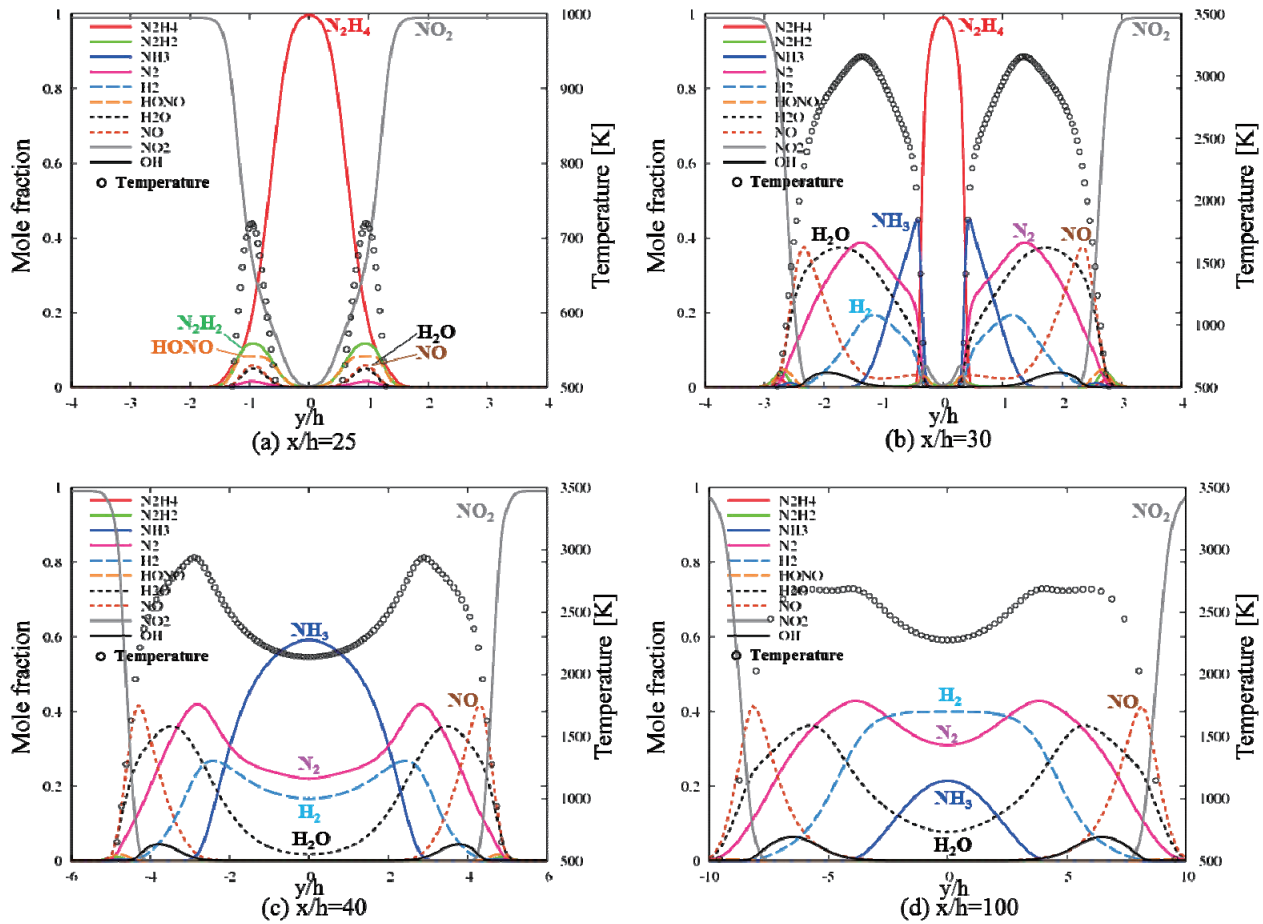


Fig. 6: Lateral profiles of the time-averaged temperature and major species of the N_2H_4/NO_2 co-flowing jet.

より詳細に火炎構造を調査するために、噴射面からの距離を変えて、主要化学種モル分率と温度の Y 方向分布を Fig. 6 にプロットした。プロット値は火炎が十分に発達した後に 4 ミリ秒間を時間平均したものである。各グラフの噴射面からの距離については Fig. 5 のグラフ上の黒色破線を参照されたい。Fig. 6(a)は火炎基部より上流のプロットである。 N_2H_4/NO_2 の混合層内では混合ガスの 0 次元解析の予熱時間帯に見られた水素引き抜き反応生成物 HONO, N_2H_2 の濃度が比較的高いことがわかる。また同時に、HONO 同士の反応によって生成される H_2O と NO も現れる。火炎基部より下流である Fig. 6(b)では HONO や N_2H_2 はほとんど消費されてしまい、中央部の N_2H_4 ジェットのコアと周囲流の NO_2 との間に拡散火炎が形成される。 N_2H_4 ジェットの左右には高濃度の NH_3 が存在していることから、一部の N_2H_4 は拡散火炎からの熱伝達によって自己分解し始めていることがわかる。Fig. 6(c)は N_2H_4 ジェットのコアよりも下流のプロットである。中央に存在していた N_2H_4 ジェットのコアは全て NH_3 に自己分解し、2000K 前後の自己分解火炎が存在する。この NH_3 と周囲流の NO_2 との間には拡散火炎で生じた 3000K 以上の高温ガスが存在する。さらに下流の Fig. 6(d)では、拡散火炎の燃焼ガスからの熱伝達によって中央部の NH_3 はさらに分解されるため、 N_2 と H_2 の濃度が高くなることがわかる。以上のように、 N_2H_4/NO_2 ジェット火炎は、一般的な同軸拡散火炎とは異なり、拡散火炎の内側に N_2H_4 の熱分解火炎が形成されるといふ 2 重火炎構造となることがわかった。

次に N_2H_4/NO_2 の噴射パターンを逆にした NO_2/N_2H_4 ジェットの結果を示す。Fig. 7 は NO_2/N_2H_4 ジェット火炎の温

度および主要化学種モル分率の瞬時分布である。 N_2H_4/NO_2 ジェットと同様に火炎基部から 3000K 以上の拡散火炎が形成されるが、特徴は周囲流 N_2H_4 の自己分解火炎である。自己分解火炎の発端は拡散火炎からの熱伝達であるが、分解反応自身の発熱によって上下に燃え広がるため、自己分解火炎の火炎帯は非常に厚くなる。また、中央部の NO_2 ジェットは火炎基部より下流でもしばらくコア領域を残し、徐々に拡散火炎に消費される。これは N_2H_4/NO_2 ジェットの短い N_2H_4 コアと対照的である。

Fig. 8 は主要化学種モル分率と温度の Y 方向分布である。プロット値は 4 ミリ秒間の時間平均値である。各グラフの噴射面からの距離については Fig. 7 上の黒色破線と対応する。火炎基部より上流の Fig. 8(a)では N_2H_4/NO_2 ジェットと同様に水素引き抜き反応の生成物(HONO, N_2H_2 , H_2O , NO)が先行していることがわかる。次に火炎基部下流の Fig. 8(b)を見ると、既に左右の N_2H_4 の発熱自己分解が開始しており、 $y/h=\pm 6$ 付近に高濃度の NH_3 が存在する。さらに、この NH_3 と中央部の NO_2 ジェットの間には拡散火炎で生じた高温ガスが流れる。したがって、 NO_2 ジェットに隣接して 3000K 近くの高温領域があり、その左右には自己分解火炎の 2000K 前後の領域が階段状に現れるという特徴的な温度分布が形成される。さらに下流の Fig. 8(c)では中央部の NO_2 ジェットコアは全て拡散及び消費されてしまい、既燃ガスとして N_2 , H_2 , H_2O が残る。また、左右の NH_3 は拡散火炎の燃焼ガスからの熱伝達がほとんど無いため、さらに N_2 と H_2 に熱分解されることなく高濃度な状態を保つ。既燃ガスの温度分布にも中央部が 3000K 近い高温となり、その周囲が 2000K 近いやや高温となる特徴が残っている。

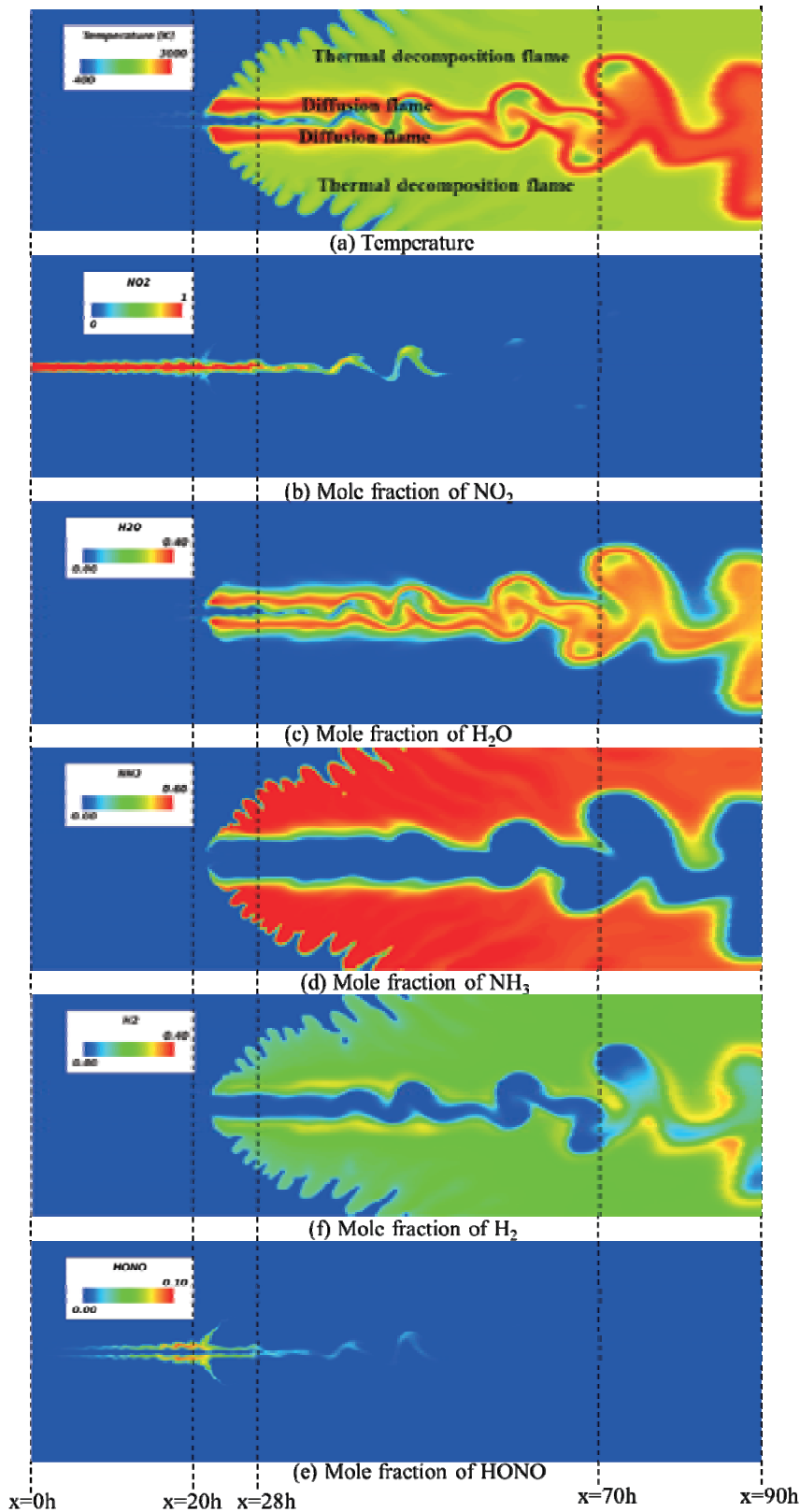


Fig. 7: Instantaneous contours of the temperature and major species of the $\text{NO}_2/\text{N}_2\text{H}_4$ co-flowing jet after the flame reached steady state.

Fig. 9 は宮島ら[4]の報告に記載されている無次元化した時間遅れのグラフに本解析結果をプロットしたものである。彼らは定常化した火炎に対して、噴射面から火炎基部までの距離を計測し、それを平均噴射速度で除した値を時間遅れと定義している。本解析結果は実験値と比較してやや低めであるものの、実験と噴射パターンが共通である

$\text{N}_2\text{H}_4/\text{NO}_2$ ジェットはばらつき内に収まっているため、解析の妥当性を確認できる。

6. 結論

$\text{N}_2\text{H}_4/\text{NO}_2$ から成る 2次元平行ジェットを対象に、数百の素反応から成る反応機構を用いた非定常反応性流体解析を実施し、火炎構造の特徴を調査した。

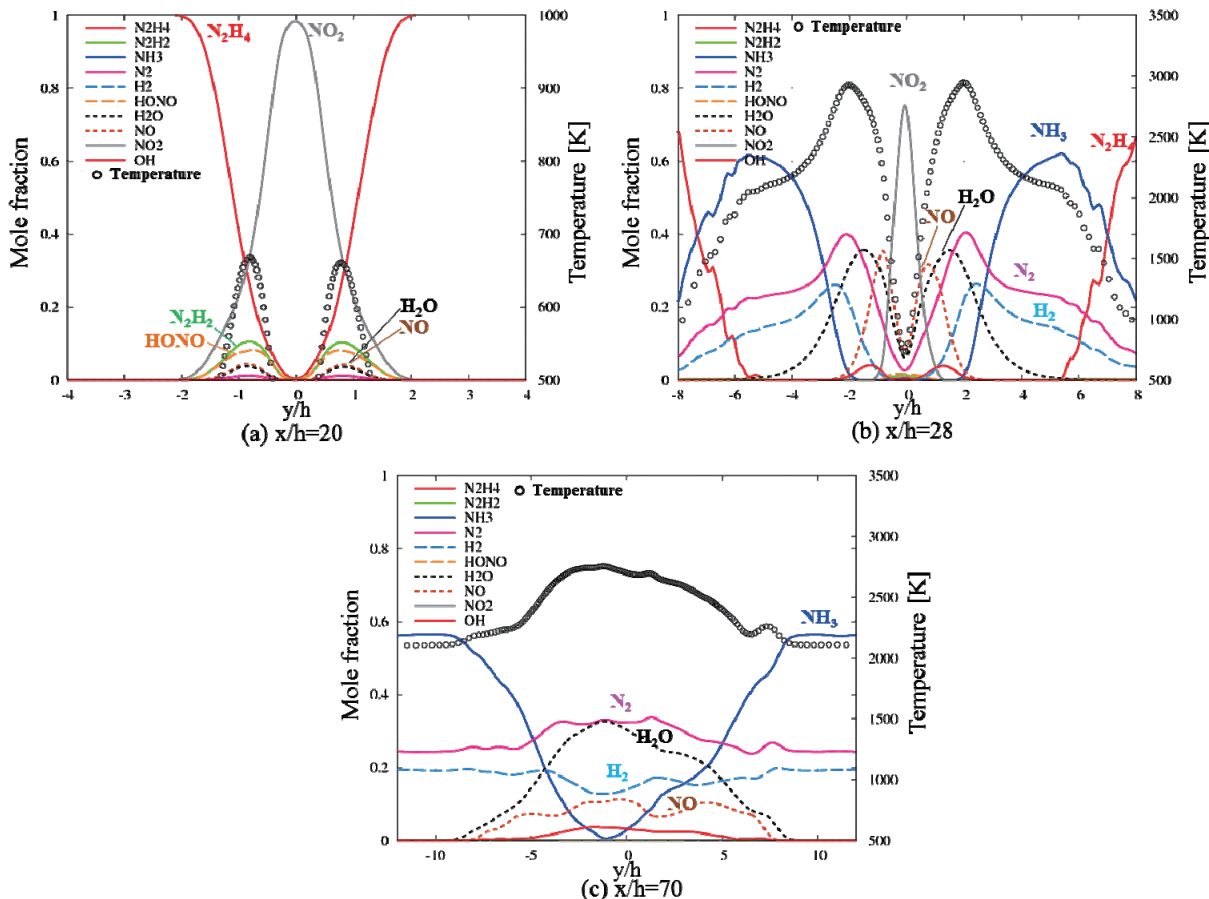


Fig. 8: Lateral profiles of the time-averaged temperature and major species of the NO₂/N₂H₄ co-flowing jet.

その結果、一般的な同軸拡散火炎に加えて N₂H₄ の発熱自己分解火炎からなる 2 重火炎構造を形成することが明らかとなった。火炎基部付近では N₂H₄ と NO₂ の拡散火炎が支配的となるが、その火炎からの熱伝達によって N₂H₄ の自己分解反応が誘起され、2000K 前後の自己分解火炎が形成された。その結果、N₂H₄ が内側のジェットの場合はジェットコアが非常に短くなり、逆に N₂H₄ が外側のジェットの場合は自己分解火炎が周囲に燃え広がり、非常に厚い火炎帯が形成された。さらに自己分解反応によって生じた高濃度の NH₃ は、下流に移行すると N₂H₄ と NO₂ 間の高濃度燃焼ガスからの熱伝達により N₂ と H₂ へ分解された。以上のように、低温着火過程とは異なり、N₂H₄ の発熱自己分解反応が火炎構造や下流の燃焼ガス分布に強く影響することが明らかとなった。

参考文献

- 1) Daimon, Y., Terashima, H., Koshi, M., (in press) Chemical Kinetics of Hypergolic Ignition in N₂H₄/N₂O₄-NO₂ Gas Mixtures, *J. Propulsion and Power*.
- 2) Morii, Y., Terashima, H., Koshi, M., Shimizu, T., (2014) Robust Explicit Time Integration Method for Stiff Chemical Kinetic ODEs, 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference.
- 3) Tani, H., Terashima, H., Daimon, Y., Koshi, M., (2014) Hypergolic Ignition Mechanism of Hydrazine/nitrogen tetroxide Co-flowing Jets at Low Temperature, 10th International Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion & Energetic Materials.
- 4) Miyajima, H., Sakamoto, H., (1973) Technical Note Gas Phase Ignition of Hydrazine with Nitrogen Dioxide, *Combust. Sci. and Tech*, 8 (4), pp.199-200.

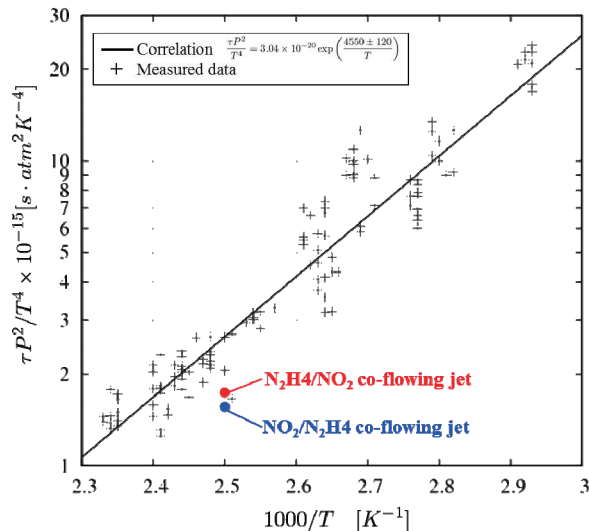


Fig. 9: The ignition delay with comparison to the experimental correlation.

- 5) Kim, S. D., Lee, B. J., Lee, H. J., Jeung, I.-S., (2009) Robust HLLC Riemann Solver with Weighted Average Flux Scheme for Strong Shock, *J. Comp. Physics*, 228 (20), pp.7634-7642.
- 6) Gottlieb, S., Shu, C. W., (1998) Total Variation Diminishing Runge-Kutta Schemes, *Comput. of the American Math. Society*, 67 (221), pp.73-85.
- 7) Brown, P. N., Byrne, G. D. and Hindmarsh, A. C., (1989) Vode: A Variable Coefficient ODE Solver, *SIAM J. on Sci. and Statistical Comput.*, 10 (5), pp.1038-1051.

RBCC エンジン搭載スペースプレーン極超音速空力性能の 機体・推進統合解析

○船坂百合香（東京大学大学院），渡邊保真（東京大学工学系），鈴木宏二郎（東京大学新領域）

Propulsion-Integrated Aerodynamic Analysis of the Spaceplane with RBCC Engine at Hypersonic Speeds

by

Yurika Funasaka, Yasumasa Watanabe and Kojiro Suzuki(The University of Tokyo)

ABSTRACT

To promote the space utilization, reusable space planes have been attracting our attention from a viewpoint of the cost reduction in transportation. Among various design concepts, in the present study, we consider the space plane with the RBCC (Rocket-Based-Combined-Cycle) engines because of its wide coverage of the operation velocity at Mach number from 0 to 10 and above. However, the flow around the vehicle significantly interferes with the flow from the core rocket. To understand the fundamental nature of the aerodynamic characteristics of the space plane with RBCC engines, the two-dimensional Euler analysis has been conducted. The thrust performance is evaluated by the effective specific impulse, considering both the thrust and the drag force. The results show that the effective specific impulse exceeds the specific impulse of the pure rocket engine at the Mach number less than 7. The effects of the cowl shape, the main body shape and so on are also investigated. Additional analysis has been conducted to clarify the influence of the cowl and the rocket jet upon the aerodynamic characteristics. As a result of this analysis, it is shown that both the drag and the lift decrease by the cowl. On the other hand, the drag decreases and the lift increases by the jet of the rocket engine. Consequently, the aerodynamic characteristics are expected by the jet flow from the rocket engine, if the engine configuration, especially the position of the cowl, is appropriately designed.

記号

I_{sp}	比推力
I_{sp_e}	有効比推力
F	ロケットエンジン推力
D	機体抗力
C_f	ロケットエンジン推力係数
C_d	抗力係数
C_l	揚力係数
C_m	ピッチングモーメント係数
\dot{m}	質量流量
ρ	密度
u	水平方向速度
v	垂直方向速度
p	圧力
E_t	単位質量あたりの全エネルギー
S	機体長さ
A	ロケットエンジンノズル出口幅

添え字

∞	一様流
$exit$	エンジンノズル出口

1. はじめに

宇宙利用を今後更に促進させるためには、打ち上げコストを低減させる必要がある。コスト削減のための策として、現行の使い捨てロケットに代わる、再使用型宇宙輸送システムの導入が挙げられる。特に、水平離着陸をする再利用可能な宇宙往還機であるスペースプレーンは、その究極のゴールと言えるであろう。

このスペースプレーンには、空気吸い込み式エンジンの搭載が検討されている。酸化剤として空気を用いるため、酸化剤の積載量を減らし、比推力を増加させることができる。中でも幅広い飛行速度に対応した RBCC (Rocket Based Combined Cycle) エンジン¹⁾が注目されている (図1参照)。RBCC エンジンは内部にロケットエンジンが内蔵されており、飛行速度によって、エジェクタージェットモード、ラムジェットモード、スクラムジェットモード、ロケ

ットモードと動作を切り替える複合サイクルエンジンである。

RBCC エンジンを搭載したスペースプレーンは、機体下面によって空気の圧縮や膨張を行うため、機体全体がエンジンの役割を果たしていると言える。そのため、エンジン部分と機体周りの空気の流れが干渉し、また機体形状によりエンジンに流入する空気の流れは影響を受ける。従ってこのスペースプレーンの性能を解析するためには、機体とエンジンを別々に捉えるのではなく、統合して解析を行う必要がある。

本研究では、エンジンと機体周りの流れの干渉が特に機体全体の性能を左右すると考えられるスクラムジェットモードに注目し、機体とエンジンを統合した基礎的な流れ場の解析を行った。また、図1に示すカウルの有無、及びコアのロケットエンジン噴射の有無による空力特性の変化を解析し、スペースプレーンの性能への寄与について考察する。

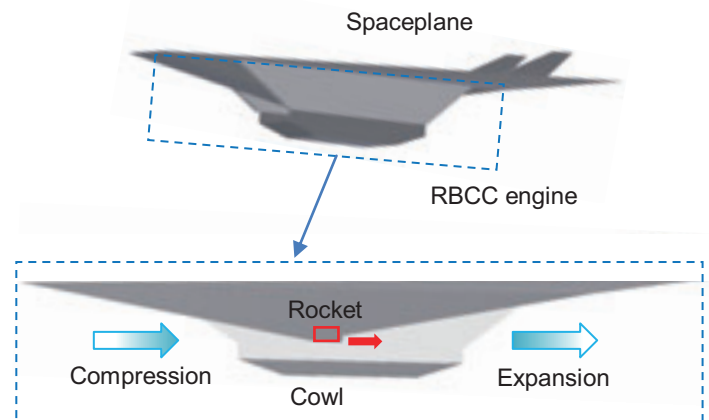


図1 RBCCエンジン概念図

2. 解法

2. 1 解析モデル

本研究では図1のようなくさび型の機体を計算対象としている。飛行体形状は、植田らの研究²⁾をもとに図2に示すように設定した。ここで考えているスペースプレーンは、その形状から機体中心線近傍で流れの二次元性が強いと考えられる。ここでは、初期解析として図3に示す格子を形成し、二次元解析を行うこととした。奥行方向は単位長さ1mと仮定している。

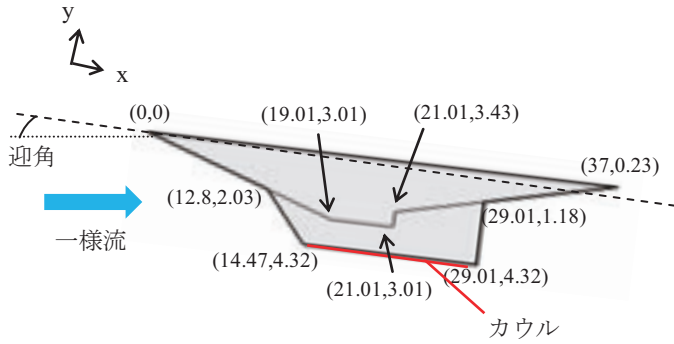


図2 中心線での二次元機体断面モデル

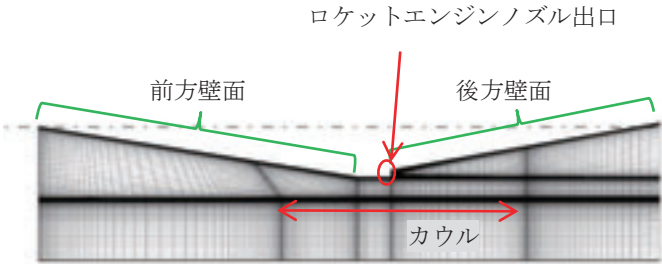


図3 計算格子 (格子数: 201×141)

2. 2 支配方程式

支配方程式として、式(1)に示す二次元のオイラー方程式を解く。今回は初期解析であるため、非粘性で化学反応は考慮せずに計算を行った。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = 0$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E_t \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E_t + p)u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E_t + p)v \end{bmatrix} \quad (1)$$

2. 3 計算方法と計算条件

一般座標系で Yee の Symmetric-TVD スキーム³⁾を用いて計算を行った。時間積分には2段階のルンゲクッタ法を用いた。

計算条件を表1に示す。飛行高度は30kmとして、一様流の圧力、温度、密度を得ている。

また、ロケットエンジンに関しては、よどみ点での圧力と温度、排気のマッハ数を設定し、準一次元等エントロピー流れを仮定してノズル出口条件を与えている。この出口

条件の値を、図3に示したロケットエンジンノズル出口部分に境界条件として、また出口の後方部分に初期値として与えている。他の部分では一様流の条件を初期値としている。

図3に示したカウル部分は厚みが無視できると仮定して、上面及び下面に分けて壁面条件を与えている。

計算格子の右端と下端は流出境界であるが、今回の計算では亜音速部が無いものとして線形外挿している。

ロケットエンジンの推力、機体抗力、揚力及びピッチングモーメントはそれぞれ式(2)、(3)、(4)、(5)より、無次元化して計算している。C_pは式(6)で定義される圧力係数である。ここで、Aはノズル出口の幅として0.42、Sは機体長さとして37を与えた。またV_∞は一様流の速度ベクトル、nは壁面の法線ベクトル、bは一様流に垂直な方向の単位ベクトルである。

$$C_f = \frac{\dot{m}u_{exit} + (p_{exit} - p_{\infty}) \times A}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2 S} \quad (2)$$

$$C_d = \frac{1}{S} \iint C_p \frac{\vec{V}_{\infty}}{|\vec{V}_{\infty}|} \cdot \vec{n} dS \quad (3)$$

$$C_l = \frac{1}{S} \iint C_p \vec{b} \cdot \vec{n} dS \quad (4)$$

$$C_m = \frac{1}{S^2} \iint C_p \vec{b} \cdot \vec{n} x dS \quad (5)$$

$$C_p = \frac{p - p_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho_{\infty} V_{\infty}^2} \quad (6)$$

表1 計算条件

高度 30km での大気条件	
圧力	1.2×10 ³ [Pa]
温度	227 [K]
密度	1.8×10 ⁻² [kg/m ³]
ロケットエンジンの条件	
よどみ点圧力	1.0×10 ⁶ [Pa]
よどみ点温度	4000 [K]
排気マッハ数	3
ガス種	空気を仮定

3. 結果および考察

3. 1 マッハ数による流れ場の変化

本研究では、全ての計算において迎角は0度としている。マッハ4,7,10で飛行した場合について、上記の条件で計算した圧力分布をそれぞれ図4~6に示す。図の等高線は圧力係数のものである。図4は0.05おき、図5は0.02おき、図6は0.01おきに等高線を引いた。機体前方で圧縮された空気がカウル先端で更に圧縮されてエンジン内に入り、ロケットエンジンの排気とともに機体後方で膨張されている。カウルの先端でエンジン内に向けて斜め衝撃波が生じているが、マッハ数の増加に伴い、衝撃波の位置がカウルの奥へとずれている。また、マッハ3付近ではロケットエンジンノズル出口から下方に出る衝撃波がほぼ垂直衝撃波のようになった。

ロケットエンジンノズル出口から生じた衝撃波とカウル先端で生じた衝撃波は干渉し、機体後方の壁面では反射している様子が見られる。この反射によって機体後方の壁面にかかる圧力は増加する。図7は機体長さ方向をx軸に取った、マッハ4,7,10における壁面圧力係数の分布を示す。このグラフより、飛行速度が低いほど後方壁面にかかる圧力が大きく、進行方向に力が働いていることがわかる。今回の計算条件では、マッハ7で前方壁面と後方壁面にかかる力が釣り合い、抗力はほぼ0となる。従ってマッハ数が7より小さいと、後方壁面にかかる力の方が前方壁面より大きくなるので抗力は負の値をとる。つまり、機体下面が外部ノズルとして機能し、全体として推力が増加することになる。

また、同様にマッハ4,7,10で計算したマッハ数の分布を図8~10に示す。圧力分布と同様に、マッハ7とマッハ10の場合は、機体先端から生じた衝撃波がカウル先端で反射して減速されている。またマッハ4ではノズル出口から下方に出た衝撃波がカウルに達しており、衝撃波後方では速度の低下が見られる。しかし、マッハ7、マッハ10ではノズル出口から出た衝撃波はカウルの先端で生じた斜め衝撃波と干渉し、カウルまで達していない。従ってエンジン内の速度分布の様相は飛行マッハ数によって変化していることがわかる。



図4 圧力分布 (マッハ4)



図5 圧力分布 (マッハ7)



図6 圧力分布 (マッハ10)

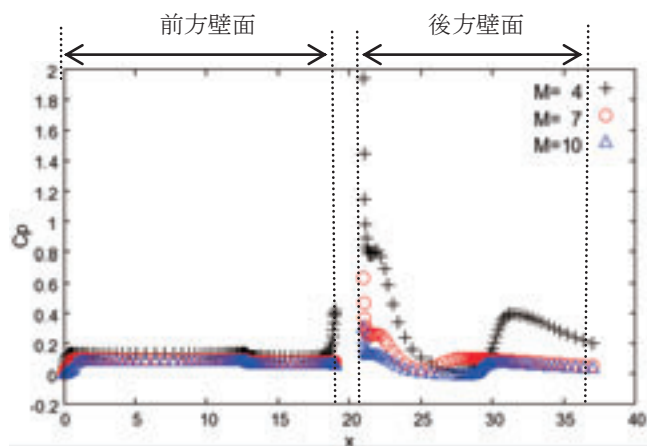


図7 壁面圧力係数の分布

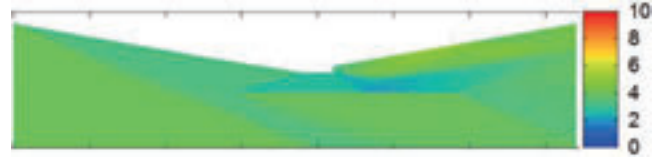


図8 マッハ数分布 (マッハ4)

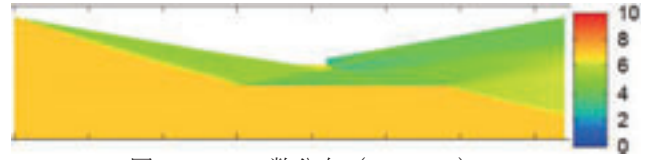


図9 マッハ数分布 (マッハ7)

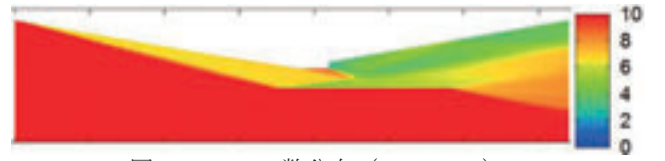


図10 マッハ数分布 (マッハ10)

3.2 カウルの長さによる流れ場の変化

次にカウルの長さを変えて行った計算結果を示す。マッハ数を4として、カウルの右端の位置を変えずに、長さを長くして計算を行った(図11参照)。また、マッハ数を7として、同様にカウルの右端の位置は変えずに、短くして計算を行った(図12参照)。ここでも圧力係数を用いて、図11は0.05おき、図12は0.02おきに等高線を引いている。それぞれの場合における前方壁面と後方壁面での抗力係数の絶対値を表2に示す。括弧内の数値は元のカウルで計算した場合の抗力係数である。機体先端からの衝撃波がカウルに当たっている方が後方壁面にかかる圧力が上昇し、機体全体の抗力は減少すると考えられる。しかし、マッハ4の場合で見られるように、斜め衝撃波の位置によっては前方壁面にかかる力が増加する。従って機体先端からの衝撃波を反射し、反射した衝撃波は機体の後方壁面で再び反射するような長さのカウルが抗力の減少には望ましいと考えられる。



図11 カウルを長くした場合の圧力分布 (マッハ4)



図12 カウルを短くした場合の圧力分布 (マッハ7)

表2 壁面の抗力係数

マッハ数	前方壁面 [$\times 10^{-3}$]	後方壁面 [$\times 10^{-3}$]
4	16.4 (10.7)	28.6 (20.9)
7	7.4 (7.5)	5.9 (7.5)

3. 3 カウル、ロケット噴射の有無による影響

3. 3. 1 流れ場の変化

次に、カウル及び、内蔵されたロケットエンジンの噴射の有無によって流れ場がどのように変化するかを比較した。図13に飛行マッハ数7の時のカウル有り・ロケット噴射有り、カウル有り・ロケット噴射無し、カウル無し・ロケット噴射有り、カウル無し・ロケット噴射無しの4パターンの圧力分布を上から順に示す。また図14に飛行マッハ数を7に固定した時の壁面圧力係数の分布を示す。図7と同様に、機体長さ方向をx軸にとっている。上図はカウル有りの場合についてカウル上面での圧力係数を、下図は機体下面の壁面圧力係数をプロットしている。

図13、14から機体前方の壁面に関してはどの場合においても同じ圧力値を示しているが、ロケット噴射が有る場合はノズル出口直後の壁面で圧力が上昇し、カウルが有る場合は衝撃波が反射するため、機体の後方壁面で圧力が上昇していることがわかる。従ってカウル有り、ロケット噴射有りの場合が最も後方壁面にかかる圧力が大きい。また、カウルが有る場合は、カウル上面にかかる圧力が大きく、つまり機体を押し下げる力が働いていることがわかる。

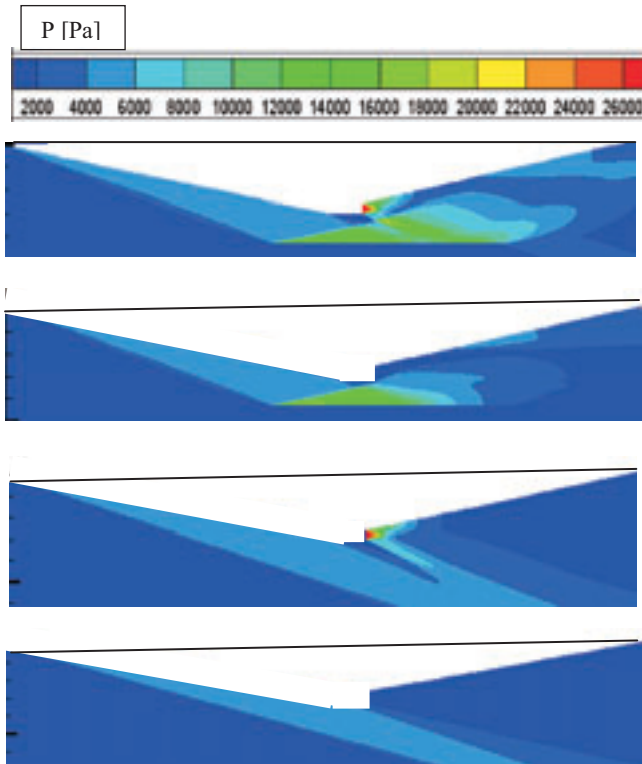


図13 飛行マッハ数7における圧力分布

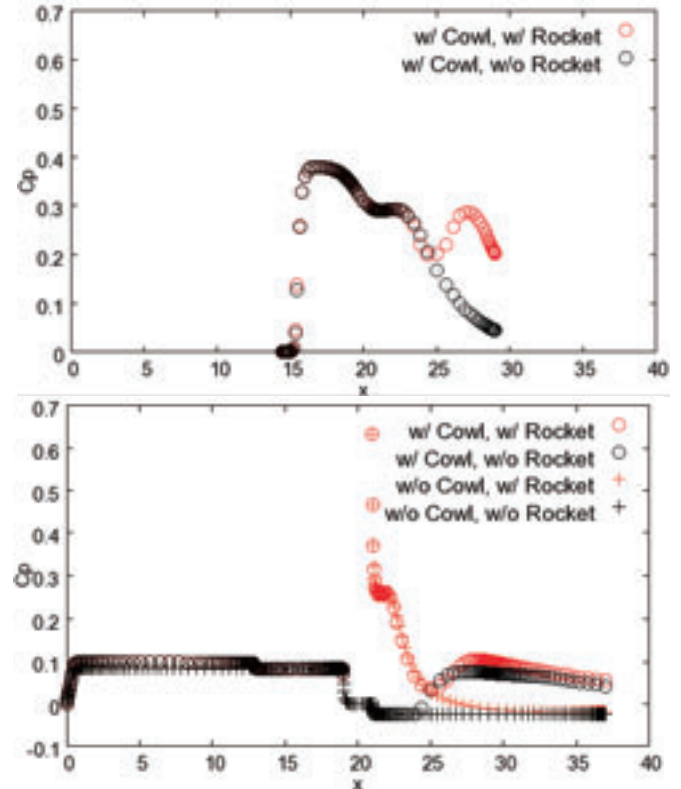


図14 カウルと機体の壁面圧力係数の分布

3. 3. 2 有効比推力

続いて、カウル及びロケット噴射の有無による、機体の推力と空力性能への影響について考察する。従来のロケットでは式(7)に示す比推力を性能の指標に用いる。しかし、スペースプレーンは機体の受ける空気力を考慮する必要がある。従ってここでは、機体の受ける抗力の項を加えた式(8)の有効比推力⁴⁾を進行方向成分の力の評価に用いた。図15にカウルが有る場合と無い場合の有効比推力を示す。比較として載せた比推力はロケットエンジンのみのもので、約250[s]である。グラフより、カウルが有る場合は飛行速度がマッハ7より低いと、有効比推力が比推力を上回っていることがわかる。図16にカウルの有無、ロケット噴射の有無による抗力係数の変化を示す。グラフより、カウル有り、ロケット有りの場合が最も抗力が低くなり、特にマッハ7以下では負の値をとる。従って、カウルによって反射された衝撃波と、ロケットエンジンの気流の干渉によって機体抗力は減少し、マッハ7以下ではロケットエンジンのみの推力を超えた推進性能を示していると言える。

また、カウルが有る場合に関して、マッハ7でロケットエンジンの推力を変化させた場合において、前方壁面と後方壁面での抗力係数の絶対値をプロットしたものを図17に示す。この時のロケットエンジンの条件は表3に示す。ロケットエンジンの推力の増加に伴い、前方壁面の抗力係数は変化しないが、後方壁面の抗力係数は増加するため、機体全体の抗力を減少させることがわかった。以上から、ロケットエンジン噴射の気流は機体抗力の減少に寄与するということがわかる。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (7)$$

$$I_{spe} = I_{sp} \times \left(1 - \frac{D}{F}\right) \quad (8)$$

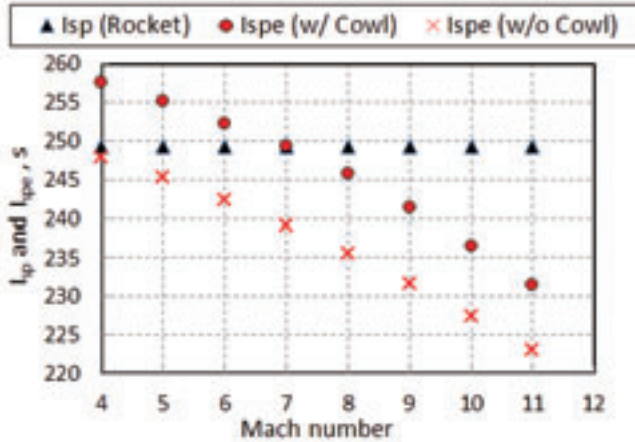


図 15 有効比推力と比推力の変化

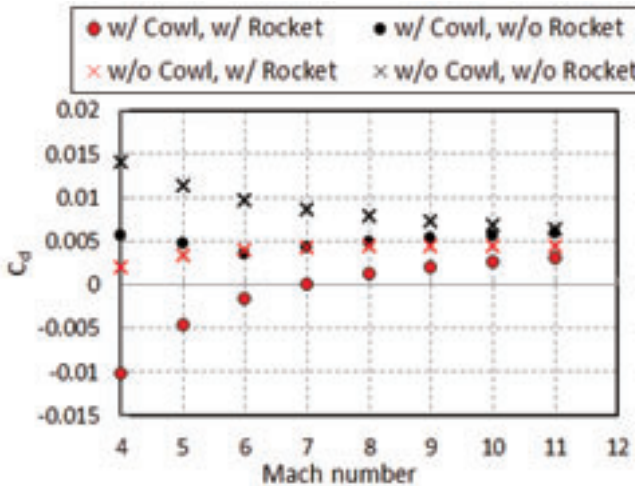


図 16 抗力係数の変化

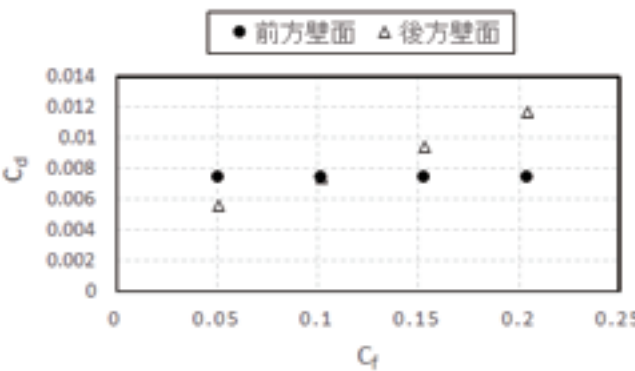


図 17 無次元推力と抗力係数の関係

表 3 ロケットエンジンの条件

無次元推力	0.05	0.10	0.15	0.20
よどみ点圧力 [MPa]	0.5	1.0	1.5	2.0
よどみ点温度 [K]	4000			
排気マッハ数	3			

3. 3. 3 空力性能の変化

3. 3. 2では進行方向の力について評価したが、ここでは他の空気力について注目する。図 18 に揚力係数の変化を示す。ピッチングモーメントの評価としては、モーメントが 0 となる点である風圧中心を用いて図 19 に示している。風圧中心は機首を 0%、機体後端を 100%として機体長さ方向の位置をプロットしている。

揚力について、カウルが有る場合は、図 13、14 に示すようにカウルにかかる圧力が大きく下向きの力が発生するため、揚力は減少する。ロケット噴射に関しては、機体の後方壁面にかかる圧力の上昇によって揚力が増加する。また、カウルが有る場合、カウルを押し下げる方向の力と、機体を持ち上げる力がほぼ同値のため偶力となり、機体の外側に風圧中心が位置する。従って揚力及びピッチングモーメントに関しては、カウルが無い方が良い空力特性を示すと言える。

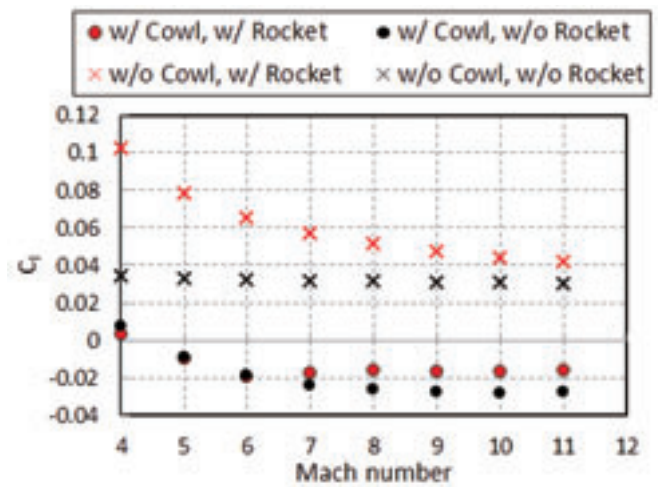


図 18 揚力係数の変化

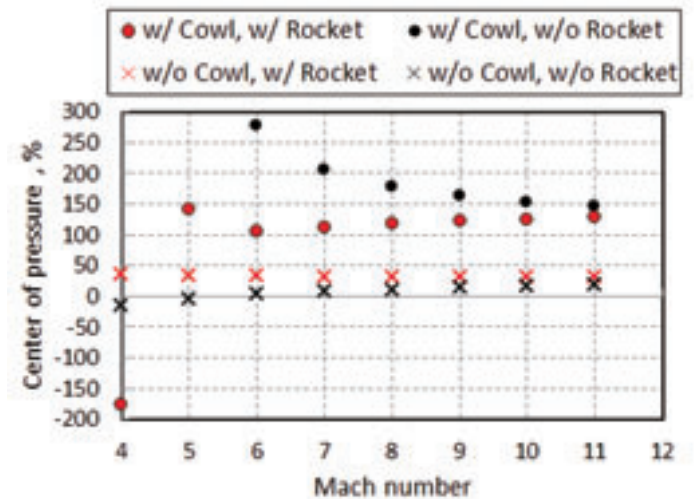


図 19 風圧中心の変化

4. 結論

本研究で行った、スペースプレーンの機体とエンジンを統合した二次元での流れ場の解析により、以下の知見を得た。

- エンジン内部では複数の衝撃波が発生し、飛行マッハ数やカウルの長さ等の条件によってそれぞれが干

渉し合っている部分がある。特に機体後方の壁面での衝撃波の反射によって、壁面圧力は上昇し、空力特性に影響を与える。

- 機体先端で生じた衝撃波をカウルで反射することのできる長さにカウルを設計すると、機体全体の抗力は減少するという結果を得たが、マッハ数とカウルの位置によっては、反射した衝撃波によって機体前方の壁面にかかる抗力が増大する可能性もあるので、更に検討する必要がある。
- 今回の計算条件では、カウルが有る場合、マッハ7以下で有効比推力が比推力を上回った。マッハ7以下では機体の下面が外部ノズルとしての効果を示し、推力を増加させていると考えられる。
- 推進方向以外の空気力に注目した場合、カウルによって、揚力の減少や機体バランスの不安定性が生じる。従って本研究で用いた機体モデルと上下を逆にし、機体の上にエンジンが有り、カウルに上向きの方が働くような配置にするといった改善が必要である。
- ロケットエンジンの排気と機体下面での空気の流れの干渉によって、推力の増加（抗力の減少）、揚力の増加に効果がある。

今後は今回の解析に粘性項を付加し、機体先端に丸みをつける、カウルの厚みを考慮した計算などを行い、機体とカウルの形状の変化が流れ場にどのような影響を与えるか、またロケット噴射の空力特性に対する有効な利用について検討する。

また、東京大学柏キャンパスにて極超音速風洞実験を行っている。図 20 に示す、ロケットエンジンを模擬したノズルを内包した模型を用いて風洞実験を行い、空気力の測定や三次元効果について検証する予定である。

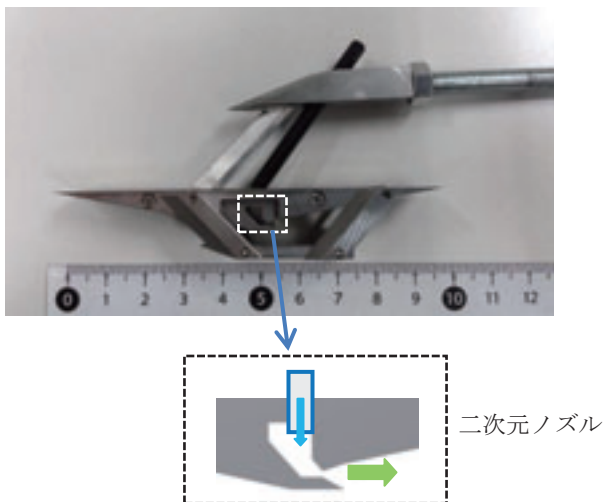


図 20 風洞用実験模型

本研究は、JAXA 共同研究「空力=推進統合によるエアブリージングエンジン搭載 TSTO ブースター機の空力設計」の支援を受けて行われた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Tomioka, S. et al. : System Analysis of a Hydrocarbon-fueled RBCC engine applied to a TSTO Launch Vehicle, ISTS, 2013-a-36, 2013.

- 2) 植田修一他：再使用型 TSTO ブースター段への適用を目指した空気利用技術の研究状況，第 56 回宇宙科学技術連合講演会講演集，3S03, 2012.
- 3) Yee, H. : Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA Technical Memorandum 89464, 1987.
- 4) 富岡定毅他：低軌道への再使用輸送系を目指した RBCC エンジンのシステム検討，平成 24 年度宇宙輸送シンポジウム講演集録，STCP-2012-036, 2013.

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 — 燃料偏在の補正法

佐藤 茂 (宇宙航空研究開発機構角田)、福井正明 (スペースサービス)、
渡邊孝宏 (日立ソリューションズ東日本)、宗像利彦 (日立ソリューションズ東日本)

Consideration for Optimization of Fuel Distribution in a Scramjet Engine — Compensation for Steep Distribution

by

Shigeru Sato (JAXA.Kakuda), Masaaki Fukui (Space Service),
Takahiro Watanabe and Toshihiko Munakata (Hitachi Solutions East Japan)

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility (RJTF) et al. The engine tested at the flight condition of Mach 6 showed very steep fuel distribution. The fuel injected from the vertical injector on the side wall stays near the side wall and the tap wall along the engine. The steep fuel distribution is an obstacle for the engine performance completion. In order to solve the problem, the authors are focusing the influence of cowl shock wave on the fuel distribution. Being based on the aerodynamic effect of strut found by authors, the strut fuel injection is proposed to improve the fuel distribution. In the result of simulation by visualizing the steam lines in CFD, it is found that the strut fuel injection might be able to spread the fuel in the engine cross section much more than the side wall injection.

1. 始めに

スクラムジェットエンジンとは、空気吸い込み式超音速燃焼エンジン (Supersonic Combustion Ramjet Engine) のことであり、将来の極超音速推進機関として、米国、西欧、ロシア、豪州、中国等で研究が進められ、基礎的研究から飛行試験まで広範に亘っている。最近では米国 NASA が実施した X51A の飛行試験が印象深い⁽¹⁾。また、他の飛行試験計画も進められつつある⁽²⁾。

当宇宙航空研究開発機構角田宇宙センター (以下『当所』と略記) では、スクラムジェットエンジンを目指し、旧航空宇宙技術研究所以来ラムジェットエンジン試験設備 (RJTF)⁽³⁾を用いサブスケールエンジンを中心として飛行条件 Mach 4、6、8 等の研究を重ねて来、多くの知見を得ている。一部を文献⁽⁴⁾⁻⁽¹⁵⁾に示す。そのエンジン試験の過程において、エンジン側壁から垂直に噴射された燃料は流路断面全体には拡がらず、側板や天板に貼り付く様な強い偏りを有することが判明している⁽⁴⁾。これがエンジン性能発揮への障害となっている。

この偏りはエンジン内の流れ場と密接不可分であ

ることから、当所で実施のスクラムジェットエンジン試験の結果を踏まえ、エンジン内に生ずる衝撃波が燃料当量比分布に与える影響を数値流体力学 (CFD) 援用にて調べている⁽¹⁶⁾他。

特に、ストラット及びカウルの組み合わせが形作る衝撃波構造がエンジン内流れの性質を決定付けており、その詳細を CFD にて解析している。その過程でストラットの効果を見出し概念化を行っている⁽¹⁷⁾⁻⁽¹⁹⁾。そこで、当報告ではストラット周りの流れ場の考察を行い、燃料当量比分布の適正化への可能性を論ずる。

2. ストラットが形成する流れ場と当量比分布

ストラットはエンジン空気吸込み圧縮過程の流路中央部に取り付けられるもので、圧縮過程を短くし得、それによりエンジンの小型化、曳いては軽量化に繋がる等の利点がある。当所の試験結果の精査によりストラットの効果として次のもの見出している。①高温三角域の形成⁽²⁰⁾、②ストラット背後の滞在時間の拡大⁽²¹⁾、③ストラット背後の流体輸送^(22,23)。概略は次の通りである。①高温三角域とはエンジン内

燃焼を強燃焼⁽¹⁴⁾に移行させるのに有効な温度分布である。②ストラット背後の流体滞在時間は、長く取ること超音速燃焼下の補炎に有効である。また、③ストラット背後の流体輸送は、噴射後の燃料の混合促進に有効である。これらの活用がエンジン性能の向上に資するものと期待出来る。

当報告では先ず気流状態の流れ場を用いて検討を行う。エンジン形態が作り出す流れの素の状態を把握することがエンジン内の現象を考察するための必要条件であり、又 CFD では非燃焼条件の方が速やかに解を得易く、設計時に形状等の修正を繰り返す際の判断に有利であることがその理由である。勿論、燃焼状態に移行すればエンジン内流れ場が大きく変化することも判明しているが、電算機の性能が飛躍的に向上した現在でも形状等を変更する度に逐一 CFD で燃焼計算を遂行するのは必ずしも現実的ではない。計算負荷の大きい燃焼状態の CFD は条件を絞り込んだものを対象とするのが適切と考えており、別途計算を進めている。

気流状態と燃焼状態との流れ場に違いに就いては佐藤らが当所のエンジン試験結果に基づき未燃焼状態のエンジン内燃料当量比分布と燃焼状態のそれとを実測値にて対比検討し、燃焼状態に移行するとエンジン内当量比分布が均されるということを示している^(24,25)。この検討結果に基づき、気流状態からの類推は定性的範囲に於いて可能と考えている。

3. エンジン形態とエンジン性能の概要

図 1 は当所で供試したエンジンで、インレット、分離部、燃焼器、燃焼器拡大部、ノズルより成り、正面断面が幅 200mm、高さ 250mm で全長が 2100mm、側板が全体に 45 度の後退角を有し、天板・両側板・カウルの 4 枚より構成される矩形断面のものである。分離部の出口には後向き段差があり、その段差の下流 32mm の所に燃料垂直噴射孔 12 本が並ぶ。また、エンジン流路中程にはストラットが装着され、当形態では天板からカウルに亘る 5/5 高さストラットが装着されている。RJTF 試験では試験番号 M6S43 等一連のものに該当する。

RJTF における試験条件は、飛行条件 Mach 6 相当 (エンジン入口 Mach 5.3)、総温 1500K、機体下面境界層込み等である。

この 5/5 高さストラットエンジン形態は、RJTF 試験 (M6S43 等) にて速やかな強燃焼移行と高い燃焼効率等を示し、比較的低い当量比で発生推力 1620N を出し、比較優位な形態であることが確認されている⁽⁴⁾。また、この好性能と流れ場の関係については佐藤らが検討し報告している^(17,26)。この好性能を示した形態でも燃料の偏りが強い。これを改善することで性能増進が期待できる。

この M6S43 の形態と試験結果を参照として以下比較検討を行う。

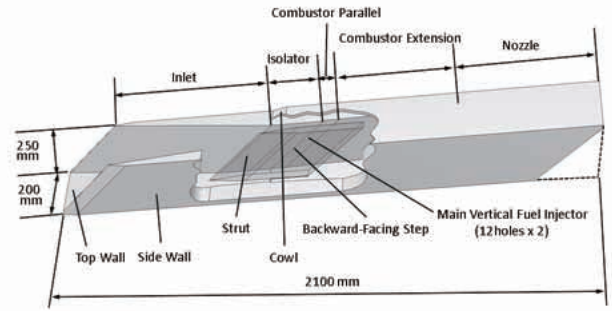
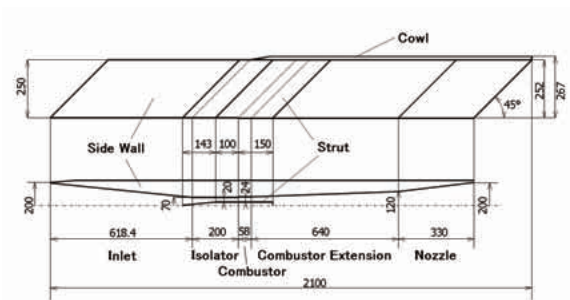
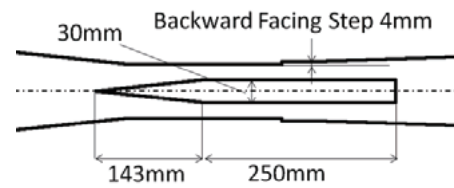


Fig. 1 Outline of scramjet engine tested in JAXA Kakuda.⁽⁴⁾ The engine is set upside-down on the test bed. (unit:mm)



a) 5/5H-Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

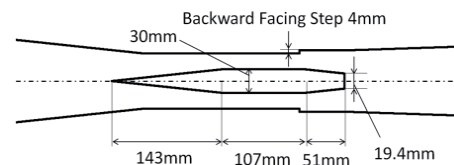
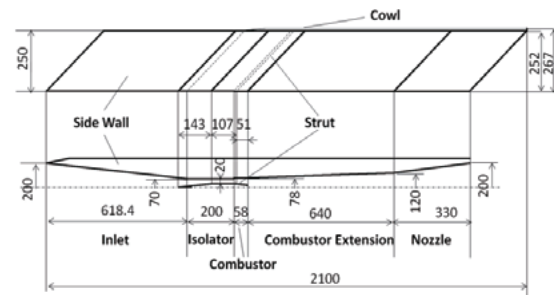


Fig. 2 Two types of struts. The 5/5H-Strut configuration and the Boat-tail Strut configuration are compared by means of CFD. (unit:mm)

4. 比較形態—試験済み形態と想定形態

4-1 計算対象

前頁図2には試験実施済みの5/5高さストラット形態とそれに対比する仮想形態の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。両者の違いは次の通りである。図2aに示す5/5高さストラットは後縁部分が矩形であり、一方図2bに示すボートテイル形ストラットは後縁手前で絞られた形であり全長も短い。5/5高さストラットが393mm(天板装着部)、ボートテイル形ストラットは301mm(同)である。このボートテイル形の狙いは後縁を絞り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⁽²¹⁾。

4-2 数値計算方法

計算には当所の非構造格子系計算コードを用いた。最小格子幅は燃料噴射孔位置の0.11mm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311万、対流項評価の数値流束はAUSM-DV-EF法、制限関数は二次精度、時間積分は陰的解法、乱流モデルはSpalart - Almarasである。等温壁(300K:主流温度)仮定とした。

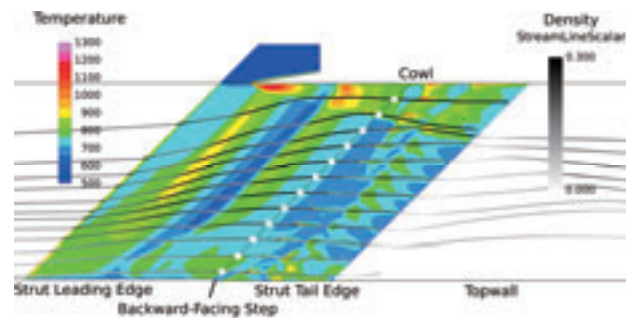
尚、数値計算には当機構の統合スーパーコンピュータ“JSS”を用いた。角田からは遠隔利用である。

5. 結果及び検討

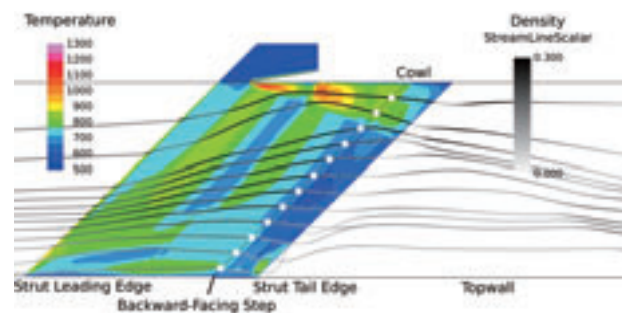
冒頭で述べた通り、両側板より垂直に噴射された燃料は、両側板と天板に貼り付くように偏り、一方でエンジン断面の中心部では希薄である。故に、この燃料当量比分布の偏りを是正する方策として、燃料希薄なエンジン断面中心部へ拡散を図るべくストラットからの燃料噴射を考える。その場合、ストラットのどの位置から噴射するのが適切なのかCFDを用いて仮想的に検討する。そこでストラット周辺位置の流体が何処へ流れて行くのか次の方法で調べた。

5-1 流線による追跡

ストラット側面に噴射想定位置を12点定める。図3に示す。その位置は、エンジン長手方向に側板の段差位置と同一で、且つ側板噴射孔と同じ高さとする。そして、その位置から噴射される燃料がどこへ向かうのかを調べるため、どのような軌跡となるかをCFDにて求めた。具体的には、ストラット表面から5mm離れた位置を通る流線を可視化した。この5mmとは、ストラット表面の境界層が4mm程度であることから、境界層の外側であり、これよりもストラット表面に近付くと、ストラット背後の後流に取り込まれる度合いが多くなるので、追跡をするには妥当な位置と考えている。併せて、噴流の貫通距離(3m~5m)⁽²⁰⁾からしても妥当と考えている。又、この12箇の点の内カウル寄りの何点かが高温三角



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

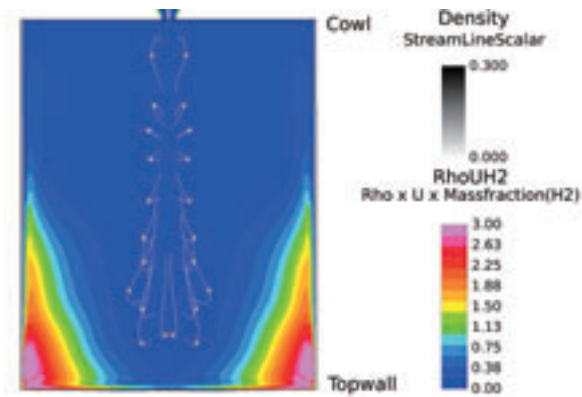
Fig. 3 Streamlines and hot triangles around the struts in each configurations. 12 tracers are set along the Backward-Facing step line on the strut side surface.

域に含まれる位置になることも、噴射孔位置として強燃焼移行を促進するのに必要な条件である。

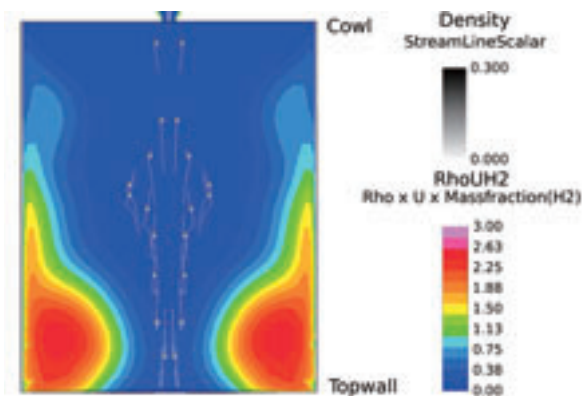
図3にはストラット側面に生ずる高温三角域も示す。色分布がそれである。流れは左から右に向かう。カウル寄りの三角形に見える高温領域、即ちカウル前縁から発達しカウルとカウル衝撃波に挟まれた三角形がそれである。図3aが5/5高さストラット、図3bがボートテイル形ストラットである。仮想の噴射孔位置に相当する12点は後ろ向き段差の位置の線上に配列されている。(図参照) 両形態とも噴射孔想定位置12点の内カウル寄りの2点がストラット側面の高温三角域に含まれているのが確認できる。

更に図3a、図3b各々には上記位置における流線の軌跡を示す。これを見ると、インレットから来た流体はストラットの有る区間で扇状に広がり、上述の12箇の点を通り、この視野においてはその後やや窄まりながらストラット下流側へと流れている傾向が共通である。

両者を比較すると、ボートテイル形ストラット形態の方がより強くその傾向を示している。特にストラットの下流で流線が窄まる傾向は、カウル衝撃波がストラット背後に亘るまで強く影響しているからと考えている。このボートテイル形ストラットは全



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 4 Streamlines and hydrogen mass fraction at the engine exit.

長も短く後端も絞りの付いた形であるが故に、カウル衝撃波は 5/5 高さストラットに比し減衰しにくいと考えている。

5-2 燃料偏在補正の可能性

図 4 にはエンジン出口における流線を示すと共に凍結水素の質量流率(気流質量流率×水素質量分率)の分布を示す。図 4 a、図 4 b とも上がカウル、下が天板である。流線はストラット表面近傍の 12 箇(両側 24 箇)の点を通る流線であり、その出口断面における通過位置である。但し、図の凍結水素の質量流率は側板垂直噴射によるものであり、ストラットからの噴射は行っていない。両者の流線を比較すると、5/5 高さストラット形態の方は相対的に天板寄りになっているのに対して、ボートテイル形ストラット形態の方が若干ながらエンジン断面中央部に寄っている。また、凍結水素の質量流率は、色分布から 5/5 高さストラット形態の方が天板と両側板の隅に集中している様子が見える。両形態共に天板寄り及び側板寄りに偏ってはいるものの、ボートテイル形ストラット形態の方が最高値は低く、また拡散範

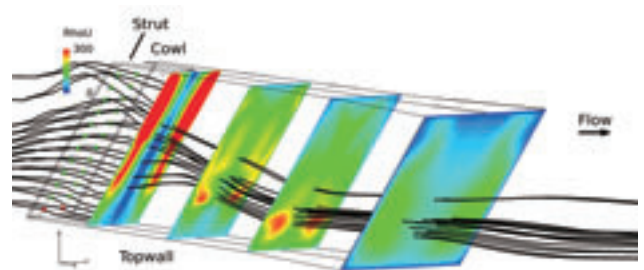
囲も広い様子が分かる。この状況に対してストラット噴射を行うことでエンジン断面中央部にも一定当量比を分布させることが可能と考えている。引き続き仮想実験を進める。

5-3 エンジン気流の高質量流率域への拡散

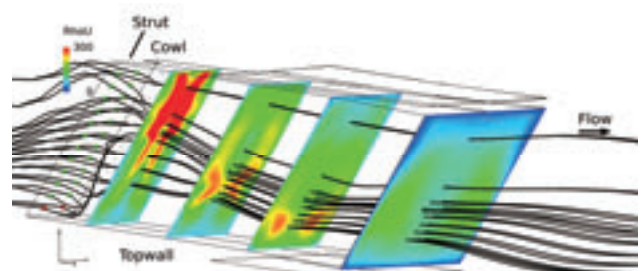
空気の流れが豊富に有る領域、即ち高密度の空気が高速で流れている領域に十分な燃料が拡散して行けば、燃焼が促進され推進力の増進に貢献し得る。そこで、エンジン内の気流の質量流率の高い領域に燃料がどれ程拡散し得るか数値計算結果から可視化を行う。エンジン内気流の質量流率も一様分布ではなくエンジン形態に依存したものとなっている^(27,28)。そうしたエンジン内気流質量流率分布に適合した噴射方式を模索している⁽²⁹⁾。質量流率の分布と上記 12 本(片側)の流線の重なり具合がどれ程なのかという見地から以下考察する。

次の図 5 にエンジン内気流の質量流率の分布とストラット発 12 本の流線の関係を示す。12 本(両側 24 本、以下同様)の流線が質量流率の高い領域に向かって入って行けば、最も望ましいということになる。

図 5 a は 5/5 高さストラット形態におけるものである。左端がストラット前縁、右端がエンジン出口、下が天板、上がカウルであり、気流は左から右へ走る。ストラット発 12 本の流線を辿ると、カウル寄りの 2 本は視野から消えている。これは流線がストラ



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 5 Streamlines from the Strut and mass fluxes in the engines.

ット後流域に取り込まれたことを示している。他の流線は天板側に引き寄せられつつエンジン内を通過し束になった形でエンジン出口へと至っている。

一方、図 5 b はボートテイル形ストラット形態のもので、同様に左端がストラット前縁であるが、ストラット全長が短いので、ストラット下流の空間が少し広い。ストラット発 12 本の流線は 12 本ともストラット後流域に取り込まれることなくエンジン内を通過しているが、カウル寄りの一本を除いて他のものは天板側に引き寄せられている。こちらも流線はエンジン内を通過しエンジン出口に向かってはいるが、上記の 5/5 高さストラット形態に比べれば、エンジン下流に向かって相対的に広がっている。両形態に見られる天板側への引き寄せはカウル衝撃波を通過することによる影響である。ボートテイル形ストラット形態では 12 本の流線の内天板最寄りのものがストラット後流でカウル側に向きを大きく変えているのが見える。これはストラット後流域における流体輸送の効果と見られる。この天板からカウルへ向かう流体輸送は両形態とも既に確認している(22,23)。

以上の両形態における流線に対してエンジン内各所断面でのエンジン内気流の質量流率分布を色分けで示したものが各図における断面分布である。エンジン内各所とは、①ストラット下流（天板先端より 1m）、②燃焼器拡大部途中（同 1.25m）、③燃焼器拡大部出口付近（同 1.5m）、④エンジン出口直前（同 1.8m）の四箇所である。

5/5 高さストラット形態ではカウル寄りの 2 本を除き質量流率分布の高い領域の近傍を通過している様子が各断面分布から見て取れる。

一方のボートテイル形ストラット形態では、ほぼ同様の傾向に見えるが、①ストラット下流断面でカウル寄りの 10 本が質量流率の高い領域を通過している様子が見える。前者 5/5 高さストラット形態のものに比べれば、相対的に気流の質量流率の高いところに流線が入り込んでいる。

これらは飽くまで気流状態における流れである。燃焼状態となれば流れ場が大きく変わり、下流域ほど変わり方が大きくなると考えられるが、ストラット噴射直後の流れ場が全体を大きく決定付けるものと想定している。特に、ストラット直後の断面分布を見ると、エンジン断面中央を流線が通り且つ気流質量流率の高いところを通過していることが分かる。いずれの形態でもストラットから噴射することでエンジン断面内の当量比希薄領域は一定程度補正し得ると予想している。

5-4 側板噴射の流線

以上はストラット面からの噴射を想定したものであるが、現に試験の行われた側板噴射では流線はどのような軌跡を辿るのか次に確認する。

図 6 は側板面に設けられた垂直噴射孔 12 本から

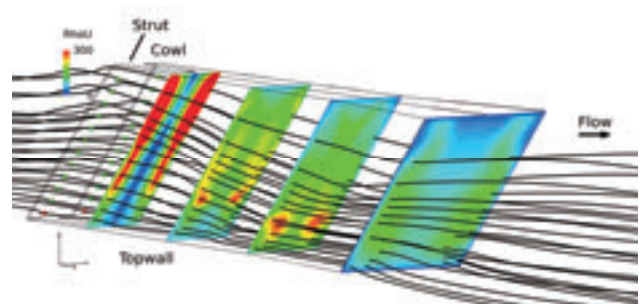
の流線を模したものである。実際のエンジン試験はこの側板垂直噴射を中心に行われた。燃焼下のガス採取結果でも燃料当量比は天板及び両側板に偏る分布であった⁽⁴⁾。

この図 6 の仮想実験は具体的には側板 12 本垂直噴射孔の近傍を通る流線がどこへ向かうかの可視化である。側板噴射孔位置から 5.5mm 離れた位置を通過する流線を辿った。この 5.5mm とは垂直噴射される噴流の貫通高さ⁽²⁰⁾から定めた。

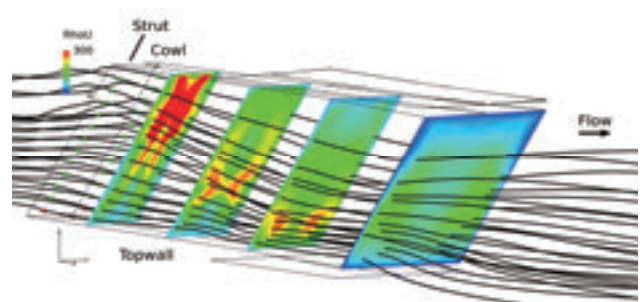
図 6 a、図 6 b ともにエンジン内各断面での質量流率分布を示している。位置は既出の図 5 と同様①ストラット下流、②燃焼器拡大部途中、③燃焼器拡大部出口付近、④エンジン出口直前の四箇所である。

両形態とも側板噴射孔位置からの流線は天板と両側板に貼り付くように走っている。相対的にはボートテイル形ストラット形態の方が若干中心部寄りに拡散している傾向はある。

しかし、側板噴射孔位置からの流線はエンジン中心部に届く傾向は見当たらない。当所のエンジン試験結果⁽⁴⁾と重ね合わせると、側板噴射には限界があることが確認できる。エンジン断面中心部に燃料を届けさせ且つ気流質量流率の高いところに燃料を分配するには、ストラット周辺からの噴射が有効であり、この噴射により燃料偏在の補正が可能となる。



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 6 Streamlines passing the points 5.5mm away from the injector exit surface and mass fluxes in the engines.

6. 終わりに

当角田宇宙センターのスクラムジェットエンジン試験結果に基づき CFD 援用でストラット燃料噴射を検討した。

- 1) ストラット周りを通る流線はエンジン断面中央寄りに向かい、且つエンジン内気流質量流量の高いところを通る。ポートテイル形ストラット形態の方が相対的により拡散している。
- 2) 側板噴射の燃料の当量比は天板側と両側板側に偏る傾向が有るものの、ポートテイル形ストラット形態の方が相対的に拡散している。
- 3) 上記状況を踏まえ、ストラット噴射により当量比分布の改善に繋がる可能性がある。相対的にポートテイル形ストラット形態が燃料拡散に有利と期待できる。

謝辞

角田から調布 JSS (JAXA Super computer System) 遠隔利用には角田計算センター高橋正晴氏の支援を得た。又、一部計算コードの使用には当機構小寺正敏博士の助言等を得た。紙面を借り謝辞申し上げる。

参考文献

- (1) Rondeau, C., and Jorris, T., 44th International/ SETP Southwest Flight Test Symposium, 2013.
- (2) Jackson, K., and Gruber, M., AIAA Paper 2011-2202, 2011.
- (3) RJTF 建設グループ NAL TR-1347, 1998 年 2 月, 航空宇宙技術研究所資料.
- (4) 佐藤茂他, 日本航空宇宙学会論文集, 47 (1999).
- (5) Kobayashi, K., et.al., J. Propul. Power, 20 (2004).
- (6) 小林完他, 日本航空宇宙学会論文誌, 51 (2003).
- (7) 三谷徹他, 航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会, 平成 11 年 3 月 (仙台).
- (8) 三谷徹他, 第 38 回燃焼シンポジウム, 平成 12 年 11 月 (福岡).
- (9) 植田修一, 宇宙航空研究開発機構平成 17 年度公開研究発表会, 平成 17 年 12 月 7 日.
- (10) 平岩徹夫他, 第 38 回航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月 (仙台).
- (11) 五十嵐康隆他, 日本航空宇宙学会北部支部 1999 年講演会, 平成 11 年 3 月 (仙台).
- (12) 小寺正敏他, 航空原動機・宇宙推進講演会, 平成 10 年 1 月 (仙台).
- (13) Ueda, S., et.al., A., AIAA Paper 2006-1027, 2006.
- (14) Kanda, T., et.al., J. Propul. Power, 13, 4 (1997).
- (15) 小寺正敏他, 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2001 (東京) 論文集, NAL SP-53, 2001 年, 航空宇宙技術研究所.
- (16) 佐藤茂他, 日本航空宇宙学会北部支部 2011 年講演会, 平成 23 年 3 月 (仙台).
- (17) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2010-7037, 2010.

- (18) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2012-5836, 2012.
- (19) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2013-3750, 2013.
- (20) 佐藤茂他, 日本航空宇宙学会北部支部 2000 年講演会, 平成 12 年 3 月 (仙台).
- (21) 佐藤茂他, 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 (東京) 論文集, JAXA-SP-11-015, 2012 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (22) 佐藤茂他, 日本航空宇宙学会北部支部 2012 年講演会, 平成 24 年 3 月 (室蘭).
- (23) 佐藤茂他, 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) 論文集, JAXA-SP-12-010, 2013 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (24) 佐藤茂他, 平成 22 年度衝撃波シンポジウム, 平成 23 年 3 月 (紙上).
- (25) 佐藤茂他, 平成 23 年度衝撃波シンポジウム, 平成 24 年 3 月 (柏).
- (26) 佐藤茂他, 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 (米子) 論文集, JAXA-SP-10-012, 2011 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (27) 佐藤茂他, 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 (東京) 論文集, JAXA-SP-13-011, 2014 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (28) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2014-2144.
- (29) 佐藤茂他, 平成 25 年度衝撃波シンポジウム, 平成 26 年 3 月 (相模原).

有限体積法における高次精度流束積分スキームの提案

玉置義治, 今村太郎
東京大学大学院

Proposal for New Higher-Order Flux Quadrature Scheme for Finite-Volume Method

by
Yoshiharu Tamaki and Taro Imamura (The University of Tokyo)

ABSTRACT

In this paper, a new higher-order flux quadrature scheme for finite-volume methods (FVM) is proposed. The scheme is especially for unstructured Cartesian grids; therefore only the information (values and its spatial gradients) of the two cells which shares the face is used to calculate the flux. On the FVM, cell-averaged values are updated in each cell. The values are interpolated onto the cell-interface to calculate numerical flux, and then the flux is integrated over the cell-interface. The spatial accuracy of the entire scheme depends on the accuracy of both the variable interpolation and the flux quadrature. In the conventional flux quadrature, the flux evaluated at one point on each face of the cell is multiplied with the area of the face, but the accuracy is only second-order. In order to enhance the accuracy of the quadrature, at first, the error terms of the conventional scheme are clarified. The error term is represented with the variables and its gradient value along the face, thus can be calculated using the value of the both cell sharing the face. Adding this error term as a modifying flux to the conventional second-order integrated flux, the accuracy of quadrature is enhanced to fourth-order. The new scheme is implemented in the verification problems on Burgers and Euler equations on the FVM framework, and the results show fourth-order convergence correctly.

1. 背景

近年、複雑形状に対する格子生成を容易にするために非構造格子法や木構造を用いた直交格子法が注目されている。これらの格子では一般的に、有限体積法による離散化および MUSCL や ENO などによる変数補間を用いた高次精度化が行われる。有限体積法では積分型の離散方程式が用いられ、高次精度化のためには変数を面上に高次精度に補間するだけでなく、補間値を用いて計算された流束を高次精度に面積分する必要がある。従来のスキームでは、方向別に変数補間を行い、面中心で求めた流束に対し単に面積を掛けるだけで面積分を行っていたが、これは 2 次精度に留まる¹⁾。

非構造格子において有限体積法以外の定式化で高次精度化を図る方法として、Spectral-Volume 法²⁾や Discontinuous-Galerkin 法³⁾が挙げられる。これらのスキームはセル内の自由度を増やすことにより、遠隔セルを参照せず、自セルと隣接セルの値のみで定式化されるという特徴がある。しかしながら、これらのスキームでは自由度の増加に伴い計算コストが大幅に増大することが知られている⁴⁾。

有限体積法において面積分の効果を正しく考慮した高次精度スキームとしては、Casper⁵⁾による有限体積法ベースの ENO や、Titarev ら⁶⁾による WENO などがある。また非構造格子におけるスキームとしては Barth ら⁷⁾による k-exact 法がある。これらのスキームは高次精度に補間した変数値を用いて流束を面上の複数点で求め、それらを用いて高次精度の面積分を行う。この方法では 4 次精度を達成するために 2 次元では 2 点、3 次元では 4 点の積分点が必要となり、計算量の大幅な増大が避けられない。Buchmüller ら⁸⁾はこの問題点を解決するため、流束計算面の周辺にある面の流束を参照して高次精度面積分を行う方法を提案している。この方法では流束計算は面あたり 1 回で良い反面、格子線が定義されることを前提としており、面から見て左右のセル以外の情報も参照することから、非構造格子への拡張は困難である。

そこで本研究では、非構造データの直交格子に対する適用を念頭において、有限体積法における高次精度面積分スキームを提案する。初めに、従来の方法における流束面積分の含む誤差項を明らかにする。次に、求めた誤差項を面の両側セルの持つ情報(変数値とその空間勾配)のみを用い

て明示的に修正することにより、4 次精度の面積分を行う方法を構築する。最後に、スキームを実装して Burgers 方程式および Euler 方程式において検証を行う。

2. 非構造直交格子における高次精度スキーム

2. 1 補間スキーム

有限体積法では積分型の支配方程式

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

が用いられる。第 1 項は保存量 \mathbf{Q} のセル内空間 V 内での体積分を、第 2 項は流束 \mathcal{F} のセル表面 S 上での面積分を表している。各セルは変数のセル平均値を持っており、体積を掛けることで第 1 項の体積分が行われる。また、セル平均値からセル表面に変数補間を行い、セル表面両側の値から流束を評価して面積分することで第 2 項が評価される。ここで空間精度は、(1)変数補間、(2)流束面積分、の 2 つの精度から決定される。

まず、1 次元問題においてスカラー関数 $\mathbf{Q} = [u(x)]$ の変数補間を考える。セル平均値は、

$$\bar{u}_i = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_i - \frac{\Delta x}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x}{2}} u(x) dx \quad (2)$$

と定義される。以下上線付きの値はセル平均値を表す。ここでセル平均値から面上の値 $u_{i+1/2}$ へ補間する式は以下のように与えられる⁹⁾。

$$u_{i+1/2} = \bar{u}_i + \frac{1}{2} \bar{u}_{x_i} \Delta x + \frac{1}{12} \bar{u}_{xx_i} \Delta x^2 + \mathcal{O}(\Delta x^4) \quad (3)$$

この表式はセル中心値を単純に Taylor 展開した式、

$$u_{i+1/2} = u_i + \frac{1}{2} u_{x_i} \Delta x + \frac{1}{8} u_{xx_i} \Delta x^2 + \frac{1}{48} u_{xxx_i} \Delta x^3 + \mathcal{O}(\Delta x^4) \quad (4)$$

とは異なり、3 階微分値の係数が消滅する。そのため、1 階微分値を 3 次精度、2 階微分値を 2 次精度で与えれば 4 次精度の補間値が得られる。また $i+1$ のセルからも同様に補間して面両側の値を与えれば(近似)Riemann ソルバーを用いた風上化が出来るが、面両側の値が 4 次精度であれば、求めた流束も 4 次精度となる。しかし、一般的には Green-Gauss や最小二乗法で求めた勾配は 2 次精度以下であるため¹⁰⁾、式(3)で表される補間式は最大 3 次精度となる。

筆者らは、非構造データの直交格子において面上に高次精度に変数補間する方法⁹⁾を提案した。この方法では一度G-GやLSQによって2次精度の勾配を

$$\bar{u}_{x_i,G} = \frac{\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_{i-1}}{2\Delta x} \quad (5)$$

のように求める。次にこの値をセルに格納した後、もう一度隣接セルの値を参照して再構成する。

$$\begin{aligned} \bar{u}_{x_i,R} = & \left\{ 1 + \frac{1}{6} \left(\frac{2\Delta x_i}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} + \frac{2\Delta x_i}{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i} \right) \right\} \bar{u}_{x_i,G} \\ & - \frac{1}{6} \left(\frac{2\Delta x_i}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} \right) \bar{u}_{x_{i+1},G} \\ & - \frac{1}{6} \left(\frac{2\Delta x_i}{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i} \right) \bar{u}_{x_{i-1},G} \end{aligned} \quad (6)$$

式(6)は等間隔部で4次精度の勾配

$$\bar{u}_{x_i} = \frac{4}{3} \left(\frac{\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_{i-1}}{2\Delta x} \right) - \frac{1}{3} \left(\frac{\bar{u}_{i+2} - \bar{u}_{i-2}}{4\Delta x} \right) \quad (7)$$

と一致する。よって式(3)に代入すると、等間隔格子では4次精度の補間値が得られる。

2. 2 面積分スキーム

式(1)の第2項は、2次元直交格子上においては以下のように与えられる。ただし F 、 G はそれぞれ流束 \mathcal{F} の x 方向、 y 方向成分を表している。

$$\begin{aligned} \iint_S \mathcal{F} \cdot \mathbf{n} dS = & \left(\tilde{F}_{i+\frac{1}{2}} - \tilde{F}_{i-\frac{1}{2}} \right) \Delta y \\ & + \left(\tilde{G}_{j+\frac{1}{2}} - \tilde{G}_{j-\frac{1}{2}} \right) \Delta x \end{aligned} \quad (8)$$

ここでチルダ付きの値は面上での平均値を表す。一般的には方向別変数補間で与えた値を用いて流束を評価し面積を掛けて積分しているが、これは2次精度に留まる。このことを次節で示し、その修正法を与える。

3. 面積分修正流束

3. 1 定義

2次元直交格子においてスカラー関数 $Q = [u(x, y)]$ の方向別補間について考える。セル平均値の定義より、

$$\begin{aligned} \bar{u} = & \frac{1}{\Delta x \Delta y} \int_{-\frac{\Delta x}{2}}^{\frac{\Delta x}{2}} \int_{-\frac{\Delta y}{2}}^{\frac{\Delta y}{2}} u(x, y) dy dx \\ = & \frac{1}{\Delta x} \int_{-\frac{\Delta x}{2}}^{\frac{\Delta x}{2}} \bar{u}(x) dx \end{aligned} \quad (9)$$

となり、変数 u の y 方向の線上での平均値 $\bar{u}(x)$ に関する1次元問題になるため(図1)、式(3)の補間式を使うことができる。ここでセル中心のpoint valueとの関係は、

$$\begin{aligned} \bar{u}(x) = & \frac{1}{\Delta y} \int_{-\frac{\Delta y}{2}}^{\frac{\Delta y}{2}} u(x, y) dy \\ = & \frac{1}{\Delta y} \int_{-\frac{\Delta y}{2}}^{\frac{\Delta y}{2}} \left\{ u(x, 0) + u_y(x, 0)y + \frac{1}{2} u_{yy}(x, 0)y^2 \right. \\ & \left. + \frac{1}{6} u_{yyy}(x, 0)y^3 + \dots \right\} dy \\ = & u(x, 0) + \frac{1}{24} u_{yy}(x, 0)\Delta y^2 + \mathcal{O}(\Delta y^4) \end{aligned} \quad (10)$$

と表せる。すなわち \bar{u} は面中心値 u に微小項 $u_{yy}\Delta y^2/24$ が加わった値である(図2)。この $\bar{u}(x)$ について1次元問題と同様に式(3)を用いて $x = \Delta x/2$ に4次精度で変数補間すると、補間値 $\bar{u}_{i+1/2}$ は面上での変数値 $\bar{u}(\Delta x/2)$ に $\mathcal{O}(\Delta x^4)$ の誤差を加えた値となる。よって式(10)の関係より

$$\bar{u}_{i+\frac{1}{2}} = \bar{u} \left(\frac{\Delta x}{2} \right) + \mathcal{O}(\Delta x^4) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} = & u \left(\frac{\Delta x}{2}, 0 \right) + \frac{1}{24} u_{yy} \left(\frac{\Delta x}{2}, 0 \right) \Delta y^2 \\ & + \mathcal{O}(\Delta y^4) + \mathcal{O}(\Delta x^4) \end{aligned}$$

となる。この値は面 $i + 1/2$ 上での変数の平均値を表す。しかし、この値を用いて流束を評価しても正しい面平均流束とはならない。以下このことを示す。

ここで流束関数を $F(u)$ とし、 \bar{u} を用いて流束を評価すると、

$$\begin{aligned} F(\bar{u}) = & F \left(u + \frac{1}{24} u_{yy} \Delta y^2 \right) \\ = & F(u) + \frac{\partial F}{\partial u} \left(\frac{1}{24} u_{yy} \Delta y^2 \right) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial u^2} \left(\frac{1}{24} u_{yy} \Delta y^2 \right)^2 + \dots \\ = & F(u) + \frac{1}{24} \frac{\partial F}{\partial u} u_{yy} \Delta y^2 + \mathcal{O}(\Delta y^4) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。

一方で式(8)の右辺第1項における面上での流束の平均値は

$$\tilde{F} = F(u) + \frac{1}{24} F_{yy}(u) \Delta y^2 + \mathcal{O}(\Delta y^4) \quad (13)$$

で表される。さらに、

$$\begin{aligned} F_{yy} = (F_y)_y = & \left(\frac{\partial F}{\partial u} u_y \right)_y \\ = & \frac{\partial F}{\partial u} u_{yy} + \left(\frac{\partial F}{\partial u} \right)_y u_y \end{aligned} \quad (14)$$

であるので最終的に、

$$\tilde{F} = F(u) + \frac{1}{24} \frac{\partial F}{\partial u} u_{yy} \Delta y^2 + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial F}{\partial u} \right)_y u_y \Delta y^2 + \mathcal{O}(\Delta y^4) \quad (15)$$

となる。式(12)と比較すると、

$$\tilde{F} = F(\bar{u}) + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial F}{\partial u} \right)_y u_y \Delta y^2 + \mathcal{O}(\Delta y^4) \quad (16)$$

という関係が得られる。これはすなわち、面平均の変数値を用いて流束評価を行っても、正しい面平均流束とならないことを示している。ただし、線形方程式では $(\partial F/\partial u) = \text{const.}$ より、式(16)において $\tilde{F} = F(\bar{u})$ となる。

面積分を空間4次精度で行うには、補正流束を

$$F_{mod} = \frac{1}{24} \left(\frac{\partial F}{\partial u} \right)_y u_y \Delta y^2 \quad (17)$$

と置き、 $F(\bar{u})$ に加えれば良い。補正流束を4次精度とするためには、面中心 $i + 1/2$ で $(\partial F/\partial u)_y$ および u_y を2次精度で与える必要がある。すなわち、

$$u_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\bar{u}_i + \bar{u}_{i+1}}{2} \quad (18)$$

として面中心の変数値を与え、さらに u_y も同様に与えて式(17)の右辺を評価すれば良い。なお、セル中心値から面中心値に補間を行い、式(13)の F_{yy} を直接評価することも可能であるが、面平均値での補間とすることで式(15)の右辺第2項が打ち消され、2階微分値が不要となるという利点がある。以下、実際の方程式において修正流束の表式について調べる。

3. 2 Burgers 方程式

2次元 Burgers 方程式 $u_t = (u^2/2)_x + (u^2/2)_y$ では x 方向流束 $F = u^2/2$ より、式(17)に代入すると、

$$F_{mod} = \frac{1}{24} (u_y)^2 \Delta y^2 \quad (19)$$

と表される。

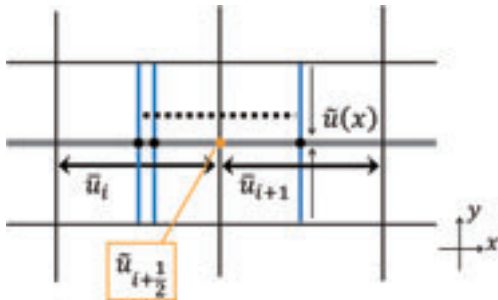
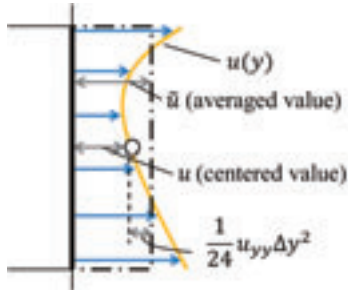

 図1 2次元直交格子における方向別変数補間(\bar{u} のセル内平均値として \bar{u} を用いて補間を行う)


図2 面平均値と面中心値の関係

3. 3 Euler 方程式 (保存量補間)

有限体積法においては時間積分によって保存量のセル平均値が更新されるが、このセル平均値をそのままセル界面へ補間する場合を考える。保存量は $\mathbf{Q} = [Q_1, Q_2, Q_3, Q_4]^T = [\rho, \rho u, \rho v, \rho E]^T$ 、 x 方向の流束ベクトルは $\mathbf{F} = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uH]^T$ で与えられる。よってスカラー関数の時と同様に修正流束を計算すると以下ようになる。

$$\mathbf{F}_{mod} = \frac{1}{24} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{Q}} \right)_y \mathbf{Q}_y \Delta y^2$$

$$= \frac{\Delta y^2}{24} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{\gamma-3}{2} a_1 - \frac{\gamma-1}{2} a_2 \\ a_3 \\ \gamma a_4 - \frac{\gamma-1}{2} a_5 \end{bmatrix} \quad (20)$$

ただし、

$$a_1 = \frac{2((Q_2)_y)^2}{Q_1} - \frac{4(Q_1)_y(Q_2)_y(Q_2)_y}{(Q_1)^2} + \frac{2((Q_1)_y)^2(Q_2)_y^2}{(Q_1)^3}$$

$$a_2 = \frac{2((Q_3)_y)^2}{Q_1} - \frac{4(Q_1)_y(Q_3)_y(Q_3)_y}{(Q_1)^2} + \frac{2((Q_1)_y)^2(Q_3)_y^2}{(Q_1)^3}$$

$$a_3 = \frac{2(Q_2)_y(Q_3)_y}{Q_1} - \frac{2(Q_1)_y(Q_2)_y(Q_3)_y + (Q_2)_y(Q_3)_y}{(Q_1)^2} + \frac{2((Q_1)_y)^2 Q_2 Q_3}{(Q_1)^3}$$

$$a_4 = \frac{2(Q_2)_y(Q_4)_y}{Q_1} - \frac{2(Q_1)_y(Q_2)_y(Q_4)_y + (Q_2)_y(Q_4)_y}{(Q_1)^2} + \frac{2((Q_1)_y)^2 Q_2 Q_4}{(Q_1)^3}$$

$$a_5 = \frac{6Q_2((Q_2)_y)^2 + 4(Q_2)_y(Q_3)_y(Q_3)_y + 2Q_2((Q_3)_y)^2}{(Q_1)^2} - \frac{4(Q_1)_y(3(Q_2)^2(Q_2)_y + 2Q_2Q_3(Q_3)_y + (Q_2)_y(Q_3)^2)}{(Q_1)^3} + \frac{6((Q_1)_y)^2((Q_2)^3 + Q_2(Q_3)^2)}{(Q_1)^4}$$

である。ここでは線形である第1行や、第2行に含まれる圧力(内部エネルギー)の項は0となる。

3. 4 Euler 方程式 (基本量補間)

MUSCL では安定性の観点から保存量を一度基本量 $\mathbf{q} = [\rho, u, v, p]^T$ に変換してから変数補間を行い、 x 方向流束 $\mathbf{F} = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uH]^T$ に変換するスキームが用いられることがある^{11), 12)}。支配方程式は保存量によって定式化されており、基本量によるものではないことに注意が必要である。ここで同様に修正流束を求めると、式(21)のようになる。

$$\mathbf{F}_{mod} = \frac{1}{24} \left(\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{q}} \right)_y \mathbf{q}_y \Delta y^2$$

$$= \frac{\Delta y^2}{24} \begin{bmatrix} 2\rho_y u_y \\ 4\rho_y u u_y + 2\rho u_y^2 \\ 2\rho_y u_y v + 2\rho_y u v_y + 2\rho u_y v_y \\ \frac{2\gamma}{\gamma-1} u_y p_y + a_6 \end{bmatrix} \quad (21)$$

ただし、

$$a_6 = 3\rho_y u^2 u_y + 2\rho_y u v v_y + \rho_y u_y v^2 + 3\rho u u_y^2 + 2\rho_y v v_y + \rho u v_y^2$$

である。

基本量補間では変換行列が単純であり、最終的な修正の項数が少なく済む利点がある。一方で保存量を基本量へ変換する際には次の注意が必要である。

保存量においてセル平均値からセル中心値への変換は以下のように書ける。

$$\mathbf{Q} = \bar{\mathbf{Q}} - \frac{1}{24} (\bar{\mathbf{Q}}_{xx} \Delta x^2 + \bar{\mathbf{Q}}_{yy} \Delta y^2) + O(\Delta x^4, \Delta y^4, \Delta x^2 \Delta y^2) \quad (22)$$

セル平均値 $\bar{\mathbf{Q}}$ に対して保存量から基本量への変換を行っても、変換が非線形であるため、

$$\bar{\mathbf{q}} \neq \mathbf{q}(\bar{\mathbf{Q}}) \quad (23)$$

であり、空間精度は2次に低下する。これは変数から流束への変換の場合と同様であり修正項

$$\mathbf{q}_{mod} = \frac{1}{24} \left(\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \mathbf{Q}} \right)_x \mathbf{Q}_x \Delta x^2 + \frac{1}{24} \left(\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial \mathbf{Q}} \right)_y \mathbf{Q}_y \Delta y^2 \quad (24)$$

を加えて修正することができる。

精度を得るためのもう一つの手法として、式(22)の関係を用いて一度セル中心値を経由する方法が挙げられる。ここで、式(22)の中の2階微分値は式(25)で近似される。

$$\bar{\mathbf{Q}}_{xx}|_{i,j} = \frac{1}{\Delta x^2} (\bar{\mathbf{Q}}_{i+1,j} - 2\bar{\mathbf{Q}}_{i,j} + \bar{\mathbf{Q}}_{i-1,j}) + O(\Delta x^4) \quad (25)$$

よって、時間積分によって求められた $\bar{\mathbf{Q}}$ は、隣接セルのみの参照によってセル中心値 \mathbf{Q} に変換できる。さらに行列によって変換された基本量の中心値 \mathbf{q} について2階微分値を求めればセル平均値 $\bar{\mathbf{q}}$ に戻ることができる。また、変数補間に用いる2階微分値については、セル中心値から平均値への変換に用いたものを用いればよい。なぜならば、セル中心値を用いて得られる値 $\mathbf{q}_{xx}|_{i,j}$ は2次精度のセル平均勾配値 $\bar{\mathbf{q}}_{xx}|_{i,j}$ とみなすことができ、式(3)では打切り誤差が4次となるからである。以下の計算ではこのセル中心値を経由した変換を用いる。以上の保存量補間および基本量補間を用いた時の計算のフローチャートを図3に示す。

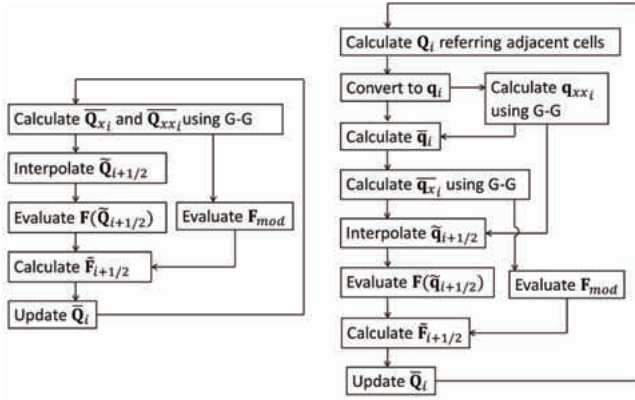


図3 計算のフローチャート
(左: 保存量補間, 右: 基本量補間)

4. 精度検証問題

4.1 Burgers 方程式

Burgers 方程式上において解析解のある問題について数値計算を行い、精度を検証する。初期値 u_0 は以下のように与える。

$$u_0 = 0.5 + 0.5\sin\{2\pi(x + y)\} \quad (26)$$

この時、衝撃波生成前の時刻 T における解析解 u_e は、

$$u_e = 0.5 + 0.5\sin\{2\pi(x + y) - 2u_e T\} \quad (27)$$

で与えられる。なお、実際には反復計算によって解を得る。計算領域は 1×1 の正方形領域であり、1方向あたり N のセルに等分割した。時間積分は4次精度 Runge-Kutta 法、空間スキームは従来の3次精度風上バイアス法(MUSCL, 流束制限なし)及び式(6)に示した勾配高次精度化による4次精度風上バイアス法を用い、式(19)の修正流束の有無による差異について調査する。なお、修正前の流束は Godnov 法による風上流束を用いる。誤差評価は全セル数を N として式(28)のようにL1 ノルムで評価する

$$(\text{Error}) = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \|u_i - u_{e,i}\| \quad (28)$$

また、空間精度 $O(\Delta x^n)$ は、一方向に N_1, N_2 のセル数を持つ格子上で誤差が E_1, E_2 であれば、

$$O(\Delta x^n) = \ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right) / \ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right) \quad (29)$$

で求められる。

計算の初期値を図4に示す。また、無次元時間で0.05経過した時点で誤差評価を行った結果を表1及び図5に示す。

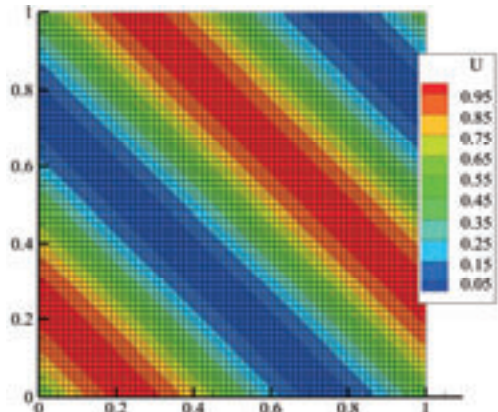


図4 検証問題(Burgers 方程式)における初期値

表1 Burgers 方程式における計算誤差

3 rd -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$O(\Delta x^n)$	Error	$O(\Delta x^n)$
8	6.021E-03	-	6.943E-03	-
16	7.000E-04	3.105	9.018E-04	2.945
32	1.061E-04	2.722	1.126E-04	3.002
64	3.439E-05	1.625	1.420E-05	2.987
128	9.859E-06	1.802	1.786E-06	2.992
256	2.625E-06	1.909	2.230E-07	3.001

4 th -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$O(\Delta x^n)$	Error	$O(\Delta x^n)$
8	2.667E-03	-	3.483E-03	-
16	4.258E-04	2.647	2.666E-04	3.708
32	1.601E-04	1.411	1.620E-05	4.041
64	4.352E-05	1.879	9.191E-07	4.139
128	1.108E-05	1.974	5.308E-08	4.114
256	2.781E-06	1.994	3.192E-09	4.055

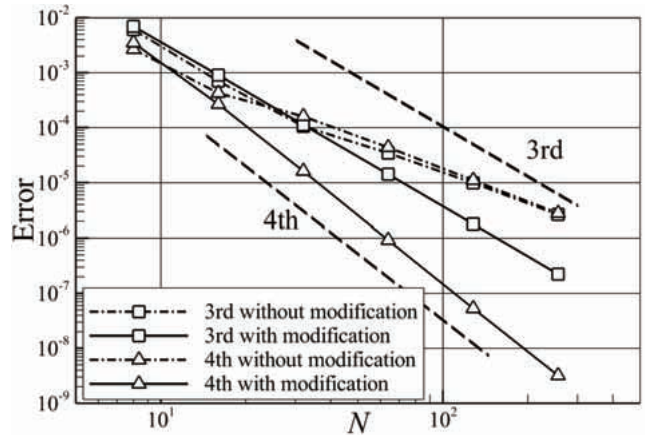


図5 Burgers 方程式における格子収束

結果より、面積分修正を行わない場合は、格子を細かくしていくに従って空間2次精度に低下していくことが分かる。これは打ち切り誤差に含まれる3次以上の項が先に収束し、面積分に含まれる2次の誤差項が支配的になってくるためである。一方で面積分修正を含めるとそれぞれほぼ3次精度、4次精度の格子収束が得られる。

4.2 Euler 方程式 (保存量補間)

Euler 方程式上で等エントロピ渦の移流について調べる。補間は保存量について行い、式(20)の修正流束を用いる。なお、解析解(添字 e)は式(30)で与えられる。

$$\begin{aligned} \rho_e &= \left[\frac{1}{S_\infty} \left(T_\infty - \frac{(\gamma - 1)\Gamma^2}{8\gamma\pi^2} e^{1-r^2} \right) \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ u_e &= u_\infty - \frac{\Gamma}{2\pi} e^{\frac{1-r^2}{2}} \bar{y} \\ v_e &= v_\infty + \frac{\Gamma}{2\pi} e^{\frac{1-r^2}{2}} \bar{x} \\ p_e &= S_\infty (\rho^0)^\gamma \end{aligned} \quad (30)$$

ただし $\gamma = 1.4, \Gamma = 5, S_\infty = 1/\gamma$ であり、また (\bar{x}, \bar{y}) は渦中心から見た座標を表し、 $r = \sqrt{\bar{x}^2 + \bar{y}^2}$ である。一様流速度は $(u_\infty, v_\infty) = (\sqrt{2}, \sqrt{2})$ とし、初期位置 $(-2, -2)$ から無次元時間2の間、 45° 方向へ移流させる。初期値を図6に示す。計算領域、空間スキーム、時間積分は Burgers 方程式の時と

同じであり、風上流束の評価は SLAU を用いる。なお、誤差は密度値で評価する。計算結果を表 2 および図 7 に示す。

Burgers 方程式の時と同様に、面積分修正を含めない場合は精度低下が見られるのに対し、面積分修正を含めるとそれぞれ 3 次、4 次精度が達成される。また、渦半径に対して格子が少ない時(図中左側)にも誤差の低減が見られる。なお、セル界面での変数値、勾配値の与え方は任意性があるため(今回は両側セルの中央値)、この点については改善の余地がある。

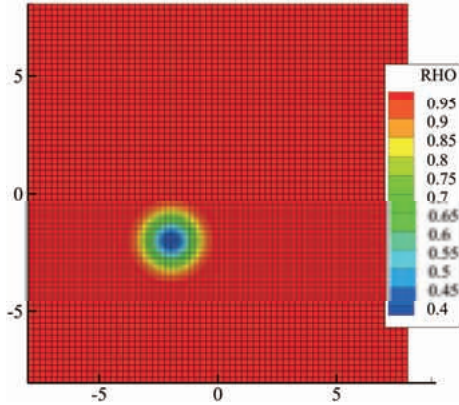


図 6 等エントロピ渦問題における密度初期値

表 2 Euler 方程式(保存量補間)における計算誤差

3 rd -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$
16	8.415E-03	-	8.353E-03	-
32	2.080E-03	2.016	1.947E-03	2.101
64	4.186E-04	2.313	3.751E-04	2.376
128	6.697E-05	2.644	5.379E-05	2.802
256	1.086E-05	2.625	6.931E-06	2.956

4 th -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$
16	6.215E-03	-	6.045E-03	-
32	9.444E-04	2.718	7.768E-04	2.960
64	1.276E-04	2.888	6.048E-05	3.683
128	2.780E-05	2.198	3.639E-06	4.055
256	6.938E-06	2.002	1.775E-07	4.358

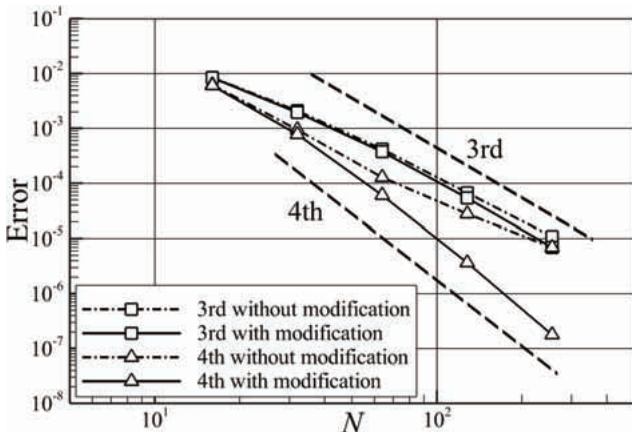


図 7 Euler 方程式(保存量補間)における格子収束

4. 3 Euler 方程式(基本量補間)

基本量補間および式(21)の修正流束を用いて、前節と同じ問題設定で解析を行う。前節と同様に誤差評価を行い、表 3 および図 8 に示す。

基本的な傾向は保存量補間の時と同じであり、誤差の絶対値もほぼ変わらない。式(22)で表されるセル中心値とセル中心値間の変換操作が入っているが、この誤差は支配的ではない。

表 3 Euler 方程式(基本量補間)における計算誤差

3 rd -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$
16	8.914E-03	-	8.868E-03	-
32	2.510E-03	1.829	2.415E-03	1.876
64	4.286E-04	2.550	3.869E-04	2.642
128	6.901E-05	2.635	5.036E-05	2.942
256	1.305E-05	2.403	6.317E-06	2.995

4 th -order upwind-biased				
	without Modification		with Modification	
N	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$	Error	$\mathcal{O}(\Delta x^n)$
16	6.876E-03	-	6.802E-03	-
32	8.330E-04	3.045	6.643E-04	3.356
64	1.668E-04	2.320	3.890E-05	4.094
128	4.157E-05	2.004	2.431E-06	4.000
256	1.037E-05	2.002	1.396E-07	4.122

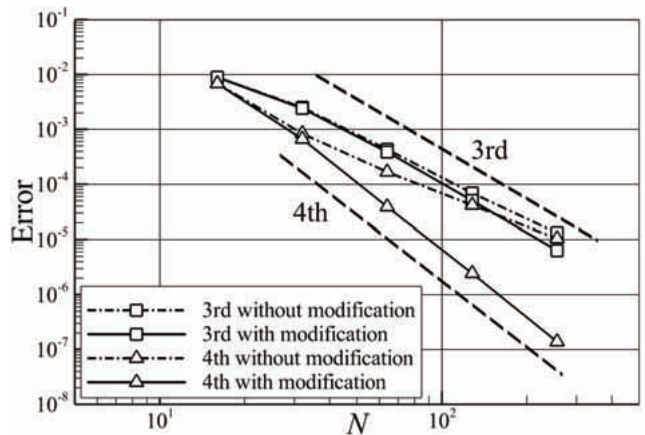


図 8 Euler 方程式(基本量補間)における格子収束

5. 結論

非構造データの直交格子に対する適用を念頭においた、有限体積法における高次精度面積分スキームを提案した。初めに、従来の方向別変数補間および 2 次精度の流束面積分の含む誤差項を明らかにした。次に、求めた誤差項を修正流束として元の流束に加えることで、4 次精度の流束面積分を行う方法を構築した。本手法は流束計算面の両側セルの値のみで定義されており、非構造直交格子への適用が容易である。またセル平均値を用いた補間を行うことで、補間および修正流束の項数を減らせることが示された。最後に、スキームを実装して Burgers 方程式および Euler 方程式において検証問題を行った結果、空間 4 次精度の格子収束が得られた。

謝辞

本研究は、科学研究費助成事業、若手研究(B)(基金)23760767に基づき実施した。

参考文献

- 1) C.-W. Shu, “High order weighted essentially nonoscillatory schemes for convection dominated problems”, *SIAM Rev.* 51 (2009), 82–126.
- 2) Z. J. Wang, “Spectral (finite) volume method for conservation laws on unstructured grids. basic formulation: Basic formulation.”, *Journal of Computational Physics* 178.1 (2002): 210-251. This is a simple example of the paper format for the 32nd ANSS
- 3) B. Cockburn, and C.-W. Shu, “The Runge–Kutta discontinuous Galerkin method for conservation laws V: multidimensional systems.”, *Journal of Computational Physics* 141.2 (1998): 199-224.
- 4) T. Haga, K. Sawada, and Z. J. Wang., “An implicit LU-SGS scheme for the spectral volume method on unstructured tetrahedral grids”, *Communications in Computational Physics* 6.5 (2009): 978-996
- 5) J. Casper, “Finite-Volume Implementation of High-Order Essentially Nonoscillatory Schemes in Two Dimensions”, *AIAA Journal* 30 (1992), 2829-2835.
- 6) V.A. Titarev, E.F. Toro, “Finite-volume WENO schemes for three-dimensional conservation laws”, *Journal of Computational Physics* 201.1 (2004) 238–260.
- 7) T. Barth, P. O. Frederickson, “Higher Order Solution of the Euler Equations on Unstructured Grids using Quadratic Reconstruction”, AIAA 1990-0013.
- 8) P. Buchmüller, C. Helzel, “Improved Accuracy of High-Order WENO Finite Volume Methods on Cartesian Grids”, *Journal of Science Computing* (2014) 1-26.
- 9) 玉置義治, 今村太郎, ”非構造直交格子における空間5次精度補間法の構築”, *ながれ*, 33.3 (2014).
- 10) E. Shima, K. Kitamura, K. Fujimoto, “New gradient Calculation Method for MUSCL Type Schemes in Arbitrary Polyhedra”, AIAA 2010-1081.
- 11) C. Berthon, “Stability of the MUSCL Schemes for the Euler Equations”, *Communications in Mathematical Sciences*, 3.2 (2005) 137-157.
- 12) Y. Khalighi, J. W. Nichols, S. K. Lele, F. Ham, P. Moin, “Unstructured Large Eddy Simulation for Prediction of Noise Issued from Turbulent Jets in Various Configurations”, AIAA 2011-2886.

HR-SLAU2 および HR-AUSM⁺-up : 高解像度非定常空カシミュレーションに向けて

北村圭一 (名古屋大学・現 横浜国立大学), 橋本敦 (JAXA)

HR-SLAU2 and HR-AUSM⁺-up towards High Resolution Unsteady Aerodynamic Simulations

by

Keiichi Kitamura (Nagoya University; currently at Yokohama National University) and Atsushi Hashimoto (JAXA)

ABSTRACT

The reduced dissipation approach has been applied to AUSM-family flux functions of SLAU2 and AUSM⁺-up towards high resolution transonic buffet simulations on unstructured grids. In this approach, the dissipation term (of the pressure flux) in each flux function is locally controlled ($0 < \gamma_{HR} < 1$, γ_{HR} : dissipation coefficient) where a cell-interface orientation angle is small (i.e., cell geometry is nearly squared) and/or where flows are smooth, and the original methods are recovered otherwise ($\gamma_{HR} = 1$). Numerical tests demonstrated that the proposed HR (High-Resolution) -SLAU2 achieved better resolution (while maintaining robustness) for a double shear layer problem (Mach 0.01) and decaying isotropic turbulence (Mach 6×10^{-4}), compared with the original counterparts ($\gamma_{HR} = 1$) or an existing method (HR-Roe), whereas HR-AUSM⁺-up showed degraded resolution due to a large cutoff Mach number required for a stability reason.

1. はじめに

圧縮性流体の数値解法は、少なくともマッハ 0.1~1.5 の領域においてはほぼ成熟しており、商用ソルバーに標準実装され、比較的信頼性の高い解を出力する。これに伴い近年の CFD 手法では、非常に小さな数値誤差までも除去し、航空機全機の抵抗をより精度良く予測する事等に興味が注がれている⁽¹⁾。しかしながら、衝撃波と乱流の干渉に代表される複雑な物理現象においては、いまだに手法による解への影響が大きい。例えば遷音速バフエット解析においては、数値流束、制限関数、再構築法、そして乱流モデルを適切に選ぶ事で、衝撃波および乱流を安定かつ精度良く捉える事が肝要である。Brunet ら⁽²⁾および Deck⁽³⁾は、Zonal DES を用いた航空機周りの 3 次元遷音速バフエット解析を行い、実験結果と良い一致を得ている。しかしこの方法では事前に剥離領域を特定しておく必要があり、汎用性に欠ける。また数値流束等、乱流モデル以外の影響については調べられていない。そして近年、航空機全機を解析対象とする場合には、非構造格子⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾を用いる事が一般的となりつつあるが、格子形状や分布が必ずしも滑らかでない非構造格子には特有の取り扱い⁽⁹⁾⁻⁽¹³⁾も必要となる。

こうした中、Winkler ら⁽¹⁴⁾は、代表的な数値流束の一つである Roe 法⁽¹⁵⁾の散逸項を流れの状態やセル形状に応じて調整する事で、非構造格子における乱流計算の精度を向上させた。

一方で、Roe 法にはいくつかの課題が指摘されており、近年の圧縮性流体解法ではより簡便かつ解への信頼性が高いとされる AUSM 族の手法 (AUSM⁺-up⁽¹⁶⁾, SLAU⁽¹⁷⁾, SLAU2⁽¹⁸⁾など) が用いられる事が多い。AUSM 族は、Roe 法に比べて下記の特長がある。

- 衝撃波において比較的堅牢⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾
- 固有値行列が不要→低コスト、複雑な状態方程式に拡張可⁽²¹⁾
- 低速流れへ (時間積分への前処理と独立して) 適用可⁽²²⁾

そこで著者らは、従来の高解像度 Roe 法⁽¹⁴⁾⁽²³⁾ (以下、“HR (High Resolution) -Roe”と呼ぶ) に替わる手法として、散逸項を制御した AUSM 族スキーム“HR-SLAU”, “HR-SLAU2”および“HR-AUSM⁺-up”を提案してきた。前々報ではその前準備として、散逸係数 γ_{HR} を定数として与え、こ

れを小さくする (散逸項を小さくする) 事で実際に数値誤差が減る事を、亜音速2次元翼周りのテストケースにおいて実証した⁽²⁵⁾。前報では次のステップとして、 γ_{HR} の値を流れの条件に依存する変数として扱い、衝撃波の現れるケースについて本手法のロバスト性を示した⁽²⁵⁾。本稿では、ダブルシアアにより生成される渦および一様等性乱流を扱い、HR-SLAU2 および HR-AUSM⁺-up の解像度を従来手法のそれと比較する。

2. 支配方程式

支配方程式は圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、下記のように書ける (3次元では下添字 k, l, m, n に 1, 2, 3 が代入される)。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_k}{\partial x_k} = \frac{\partial \mathbf{F}v_k}{\partial x_k} \quad (1a)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_l \\ \rho E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_k = \begin{bmatrix} \rho u_k \\ \rho u_l u_k + p \delta_{lk} \\ \rho u_k H \end{bmatrix}, \quad (1b)$$

$$\mathbf{F}v_k = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{lk} \\ u_m \tau_{mk} + \kappa \frac{\partial T}{\partial x_k} \end{bmatrix} \quad (1c)$$

$$\tau_{lk} = \mu \left[\frac{\partial u_l}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \delta_{lk} \quad (1c)$$

ここで、 ρ は密度、 u_i は速度成分、 E は全エネルギー、 p は圧力、 H は全エンタルピー ($H = E + (p/\rho)$) である。気体は完全気体の空気 (比熱比 $\gamma = 1.4$)、プラントル数は $Pr = 0.72$ である。分子粘性 μ は一定とし、熱伝導係数 κ とは $\kappa = c_p \mu / Pr$ の関係がある (c_p は定圧比熱)。ただし非粘性計算 (Euler 方程式) の場合は $\mu = 0$ である。これはデルタ形式で次のようになる。

$$\frac{V_i}{\Delta t} \Delta \mathbf{Q}_i + \sum_j (\mathbf{F}_{i,j} - \mathbf{F}_{v,i,j}) S_{i,j} = 0 \quad (2)$$

ここで、 V_i はセル i の体積、 Δt は時間刻み、 $\Delta \mathbf{Q}_i$ は保存量の時間変化、 \mathbf{F}_{ij} はセル i とその隣接セル j との界面 S_{ij} を通る非粘性 (数値) 流束である (図 1 を参照)。

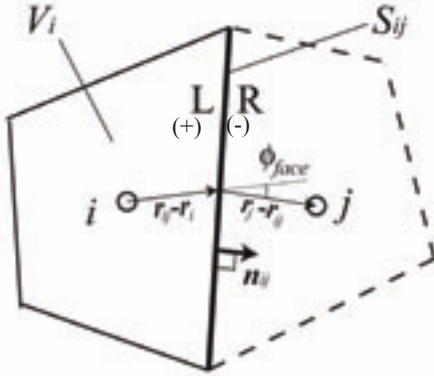


Fig. 1 Schematic of cell geometric properties.

3. 結果および考察

3-1. HR-Roe

まず、従来方法である Roe⁽¹⁵⁾および HR-Roe⁽¹⁴⁾⁽²³⁾について説明する。HR-Roe のセル境界における数値流束を \mathbf{F}_{HR-Roe} と表記すると、セル界面の左右における流束 $\mathbf{F}_{L/R}$ および保存量 $\mathbf{Q}_{L/R}$ を用いて、以下のように書ける。

$$\mathbf{F}_{HR-Roe} = \frac{1}{2} (\mathbf{F}_L + \mathbf{F}_R) - \frac{\gamma_{HR}}{2} |\hat{\mathbf{A}}| \cdot (\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L) \quad (3)$$

右辺第 1 項は中心差分項、第 2 項は散逸項である。ここで γ_{HR} は 0 から 1 の間の値であり、 $\gamma_{HR}=0$ で中心差分、 $\gamma_{HR}=1$ の時オリジナルの Roe 法に帰着する。ただし実際に $\gamma=0$ と設定すると、計算が不安定になる事が知られており、Winkler ら⁽¹⁴⁾は γ_{HR} を以下のように与えた。

$$\gamma_{HR} = \max(\gamma_{\min}, \gamma_2, \gamma_w) \quad (4a)$$

ここで $\gamma_{\min}=0.2$ とする⁽²⁵⁾。また γ_2 は、

$$\gamma_2 = \begin{cases} 1 & \phi_{face} \geq 120^\circ \\ 1 - f_d \cdot \left[\frac{2}{3} \cos(\phi_{face}) + \frac{1}{3} \right] & 0^\circ \leq \phi_{face} < 120^\circ \end{cases} \quad (4b)$$

である。 ϕ_{face} はセル中心 i 、セル境界の中心 ij 、そしてセル中心 j の 3 点で作られる角度であり、これら 3 点が一直線上に並ぶ時にゼロとなる (図 1 参照)。この時は、 $f_d=1$ ならば $\gamma_2=0$ である。 ϕ_{face} が 120 度以上の時は、常にオリジナルの Roe が用いられる。そして f_d は DDES におけるパラメータ⁽²⁶⁾であるが、本稿のような非粘性もしくは層流計算では単に 1 とする。

一方 γ_w は、以下を満たす場合に 1、そうでない場合は 0 とする。

$$[(\nabla \phi)_{ij}^L \cdot \mathbf{n}_{ij}] \cdot [(\nabla \phi)_c \cdot \mathbf{n}_{ij}] < 0 \quad (4c)$$

$$[(\nabla \phi)_{ji}^R \cdot \mathbf{n}_{ij}] \cdot [(\nabla \phi)_c \cdot \mathbf{n}_{ij}] < 0 \quad (4d)$$

ここで、 $\phi = (\rho, u, v, w, p)$ 、 $(\nabla \phi)_c \cdot \mathbf{n}_{ij} = (\phi_j - \phi_i) / |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ である。物理量 ϕ_{ij} が振動する箇所(wiggle)で $\gamma_w=1$ となる為、 γ_w は wiggle detector と呼ばれる。

以上より、セルが幾何的に整然と配置され、物理量が滑らかに分布する場合にのみ γ_{HR} が 1 より小さい値を取り、Roe 法が低散逸となる。そうでない場合にはオリジナルの Roe が使用される。なお安定性を維持する観点から、実際に $\gamma_{HR} < 1$ が適用されるのは (セル境界法線方向の) 運動量保存の式のみであり、質量保存の式およびエネルギー保存の式には修正は施されない。

なお本稿では、等方な 2 次元格子のみを対象とするため、単に $\gamma_2=0$ となる。また、式(4c)-(4d)は

$$\phi_1 \equiv (\phi_i - \phi_{i-1}) \cdot (\phi_{i+1} - \phi_i) < 0 \quad (4e)$$

$$\phi_2 \equiv (\phi_{i+2} - \phi_{i+1}) \cdot (\phi_{i+1} - \phi_i) < 0 \quad (4f)$$

と簡略化される。そして条件を整理すると、

$$\gamma_w = \frac{1 - \text{sign}(\min(\phi_1, \phi_2))}{2} \quad (4g)$$

となる。なお簡単の為、ここでは $\phi=p$ とする。

3-2. HR-SLAU および HR-SLAU2

次に Shima らによって発表され、以降、様々な空力問題、音響問題等に利用されている AUSM 族スキームである SLAU⁽¹⁷⁾とその散逸項制御について示す。SLAU の数値流束 \mathbf{F}_{SLAU} は

$$\mathbf{F}_{SLAU} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Psi^+ + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Psi^- + \tilde{p} \mathbf{N} \quad (5a)$$

$$\Psi = (1, u, v, w, H)^T, \quad \mathbf{N} = (0, n_x, n_y, n_z, 0)^T \quad (5b)$$

と書け、質量流束は

$$(\dot{m})_{SLAU} = \frac{1}{2} \left\{ \rho_L (V_{nL} + |\bar{V}_n|^+) + \rho_R (V_{nR} - |\bar{V}_n|^-) - \frac{\chi}{c} \Delta p \right\} \quad (5c)$$

$$|\bar{V}_n|^+ = (1-g) |\bar{V}_n| + g |V_{nL}|, \quad (5d)$$

$$|\bar{V}_n|^- = (1-g) |\bar{V}_n| + g |V_{nR}|$$

$$|\bar{V}_n| = \frac{\rho_L |V_{nL}| + \rho_R |V_{nR}|}{\rho_L + \rho_R} \quad (5e)$$

$$g = -\max[\min(M_L, 0), -1] \cdot \min[\max(M_R, 0), 1] \in [0, 1] \quad (5f)$$

$$\chi = (1 - \hat{M})^2 \quad (5g)$$

$$\hat{M} = \min \left(1.0, \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\mathbf{u}_L^2 + \mathbf{u}_R^2}{2}} \right) \quad (5h)$$

$$M = \frac{V_n}{c} = \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}}{c} \quad (5i)$$

$$\bar{c} = \frac{c_L + c_R}{2} \quad (5j)$$

であり、圧力流束は

$$(\tilde{p})_{SLAU} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + (1 - \chi) \left(P^+|_{\alpha=0} + P^-|_{\alpha=0} - 1 \right) \frac{p_L + p_R}{2} \quad (5k)$$

$$P^\pm|_\alpha = \begin{cases} \frac{1}{2} (1 \pm \text{sign}(M)), & \text{if } |M| \geq 1 \\ \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 (2 \mp M) \pm \alpha M (M^2 - 1)^2, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (5l)$$

である. 式(5k)右辺の第1項は中心差分項, 第2項および第3項は散逸項である. 低速流れでは第2項は $O(M^2)$, 第3項は $O(M)$ となり, 第2項は微小となる. そこで HR-SLAU では, この圧力流束の右辺第3項に γ_{HR} を乗ずる事で, 式(5k)を以下のように変更する.

$$(\tilde{p})_{HR-SLAU} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \gamma_{HR} \cdot (1 - \chi) \left(P^+|_{\alpha=0} + P^-|_{\alpha=0} - 1 \right) \frac{p_L + p_R}{2} \quad (6)$$

ここで γ_{HR} は, HR-Roe と同じく式(4a)で与える. 式(5a)から明らかであるように, 圧力流束は運動量保存の式にのみ含まれる為, HR-SLAU でも HR-Roe と同じく運動量保存の式の散逸項のみが制御される.

なお, SLAU2⁽¹⁸⁾は圧力流束の散逸項(右辺第3項)を式(5k)から以下のように変更したものである.

$$(\tilde{p})_{SLAU2} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \sqrt{\frac{\mathbf{u}_L^2 + \mathbf{u}_R^2}{2}} \cdot \left(P^+|_{\alpha=0} + P^-|_{\alpha=0} - 1 \right) \bar{\rho} \bar{c} \quad (7a)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_L + \rho_R}{2} \quad (7b)$$

これに対しても HR-SLAU と同様の改良が可能である (HR-SLAU2) .

$$(\tilde{p})_{HR-SLAU2} = \frac{p_L + p_R}{2} + \frac{P^+|_{\alpha=0} - P^-|_{\alpha=0}}{2} (p_L - p_R) + \gamma_{HR} \cdot \sqrt{\frac{\mathbf{u}_L^2 + \mathbf{u}_R^2}{2}} \cdot \left(P^+|_{\alpha=0} + P^-|_{\alpha=0} - 1 \right) \bar{\rho} \bar{c} \quad (7c)$$

散逸量は HR-SLAU の場合に比べ, 比熱比 1.4 倍になる (完全気体の場合). 前報⁽²⁵⁾より, HR-SLAU2 と HR-SLAU の振る舞いはほぼ同じだが, 衝撃波が存在する場合には HR-SLAU2 の方がやや安定である事が確認されている. 従って本稿では, HR-SLAU2 のみを取り扱う. ちなみにこれらの手法では, 一様流マッハ数 M_∞ , 参照速度 V_{ref} などの参照パラメータは依然として不要である.

3-3. HR-AUSM⁺-up

最後に, Liou によって提案された AUSM⁺-up⁽¹⁶⁾およびその数値粘性制御について述べる. AUSM⁺-up の数値流束を SLAU 等と同様に

$$\mathbf{F}_{AUSM^{+up}} = \frac{\dot{m} + |\dot{m}|}{2} \Psi^+ + \frac{\dot{m} - |\dot{m}|}{2} \Psi^- + \tilde{p} \mathbf{N} \quad (8a)$$

$$\Psi = (1, u, v, w, H)^T, \quad \mathbf{N} = (0, n_x, n_y, n_z, 0)^T \quad (8b)$$

と表現するとき, 質量流束は

$$(\dot{m})_{AUSM^{+up}} = M_{1/2} c_{1/2} \begin{cases} \rho_L & \text{if } M_{1/2} > 0 \\ \rho_R & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8c)$$

$$M_{1/2} = M^+ + M^- + M_p \quad (8d)$$

$$M^\pm = \begin{cases} \frac{1}{2} (M \pm |M|), & \text{if } |M| \geq 1 \\ \pm \frac{1}{4} (M \pm 1)^2 \pm \frac{1}{8} (M^2 - 1)^2, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (8e)$$

$$M_p = -\frac{K_p}{f_a} \max(1 - \sigma \bar{M}^2, 0) \frac{p_R - p_L}{\bar{\rho} c_{1/2}^2} \quad (8f)$$

$$\left. \begin{aligned} c_{1/2} &= \min(\tilde{c}_L, \tilde{c}_R), \\ \tilde{c}_L &= c^*/\max(c^*, V_n^+), \\ \tilde{c}_R &= c^*/\max(c^*, -V_n^-) \end{aligned} \right\} \quad (8g)$$

$$c^{*2} = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} H \quad (8h)$$

$$\alpha = \frac{3}{16} (-4 + 5f_a^2) \quad (8i)$$

$$f_a(M_o) = M_o \cdot (2 - M_o) \quad (8j)$$

となる. ここで $K_p=0.25$, $\sigma=1.0$,

$$M_o^2 = \min(1, \max(\bar{M}^2, M_{co}^2)) \quad (8k)$$

$$\bar{M}^2 = \frac{V_n^{+2} + V_n^{-2}}{2c_{1/2}^2} \quad (8l)$$

であり, カットオフ・マッハ数 M_{co} は一様流マッハ数 M_∞ 等で与えられるユーザ指定パラメータである.

そして圧力流束は,

$$(\tilde{p})_{AUSM^{+up}} = P^+|_\alpha \cdot p_L + P^-|_\alpha \cdot p_R + p_u \quad (8m)$$

$$p_u = -K_u \cdot P^+ \cdot P^- \cdot (\rho_L + \rho_R) \cdot (f_a c_{1/2}) \cdot (V_n^- - V_n^+) \quad (8n)$$

であり, $K_u=0.75$ とする.

$M_{co}=M_\infty$ とすれば (注: 以下, 特に断らない限りこの設定とする), 超音速流れでは M_∞ の大きさに依らず $f_a=1$ となる. 一方で低速流れでは, 式(8m)は次のように近似される.

$$(\tilde{p})_{AUSM^{+up}} \rightarrow \frac{p_L + p_R}{2} + O(M^2) \cdot \frac{15}{16} \cdot (M_L p_L - M_R p_R) - O(M) \cdot K_u \cdot \frac{1}{4} \cdot 2\bar{\rho} \cdot c_{1/2}^2 \cdot (M_R - M_L) \quad (8o)$$

右辺の第1項は中心差分項, 第2項および第3項は散逸項であり, 第2項は微小である. そこで HR-AUSM⁺-up でも, HR-SLAU と同様に圧力流束の右辺第3項の散逸項を制御する. すなわち,

$$(\tilde{p})_{HR-AUSM^{+up}} = P^+|_\alpha \cdot p_L + P^-|_\alpha \cdot p_R + \gamma_{HR} \cdot p_u \quad (9)$$

である.

4. 数値例

前節で述べた数値流束を用いて数値計算を行う. 本稿では散逸係数 γ_{HR} を

$$\gamma_{HR} = \max(\gamma_{\min}, \gamma_2, \gamma_w) \quad (4a)$$

で与え, $\gamma_{\min}=0.2$, $\gamma_2=0$,

$$\gamma_w = \frac{1 - \text{sign}(\min(\phi_1, \phi_2))}{2} \quad (4g)$$

である (ただし $\phi=p$) .

空間精度は 2 次とする. 非粘性項については $\kappa=1/3$ の MUSCL⁽²⁷⁾ を limiter 無しで使用. 粘性計算の場合, 粘性項は中心差分により求める. 時間積分には 4 次の Runge-Kutta 法を用いる.

4-1. ダブルシアア問題 (Double Shear Layer 問題)

この問題は E-Shu⁽²⁸⁾ が非粘性非圧縮性流体として取り扱い, その後 Ishiko ら⁽²⁹⁾ が圧縮性流体に拡張したものである. 計算を開始すると, 二つのせん断層 (shear layer) が徐々に渦を生成していく.

計算空間は周期境界条件を課した $[0, 2\pi] \times [0, 2\pi]$ とし, 128^2 セルで等間隔に分割する ($\Delta x = \Delta y = 2\pi/128$). 速度の初期条件は

$$u(x,y) = \begin{cases} U_\infty \tanh((y - \pi/2)/\delta_1), & y \leq \pi \\ U_\infty \tanh((3\pi/2 - y)/\delta_1), & y > \pi \end{cases} \quad (10a)$$

$$v(x,y) = \delta_2 \sin(x) \quad (10b)$$

であり, $U_\infty = 1.0$, $\delta_1 = \pi/15$, $\delta_2 = 0.05$ とする. Ishiko ら⁽²⁹⁾ は, この問題を (低速の) 圧縮性流体として扱う際, 初期密度および初期圧力を一定と仮定した. そして初期圧力を様々な値で与える事で, マッハ数の異なる種々の初期条件を設定した¹. これを踏まえ, ここでは密度と圧力の初期条件を次のように与える.

$$\rho = 1.0 \quad (11a)$$

$$p = 1/(\gamma M_\infty^2) \quad (11b)$$

こうする事で, 音速 $c = (\gamma p/\rho)^{0.5} = 1/M_\infty = U_\infty/M_\infty$ となる.

一様流マッハ数 M_∞ は 0.1 もしくは 0.01 とする. それぞれの場合の時間刻みは $\Delta t = 1.e-3$ (CFL ≈ 0.23) および $\Delta t = 1.e-4$ (CFL ≈ 0.21) とし, 4 次精度 Runge-Kutta 法で $t=8.0$ まで計算を行う (本稿ではマッハ 0.01 の結果のみ示す). なお 512^2 セル (Very Fine 格子) で Roe を用いた計算 ($\Delta t = 1.e-3$; CFL ≈ 0.93) も行い, この結果を参照データとする.

図 2 は HR-SLAU2, SLAU2, HR-AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$), AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$), HR-Roe, そして Roe の渦度等値面である. なお $M_{co}=M_\infty$ および $M_{co}=3M_\infty$ とした場合の HR-AUSM⁺-up および AUSM⁺-up は, 計算が発散してしまった. このため, これらの手法については $M_{co}=10M_\infty=0.1$ の場合のみの結果を示した.

HR-SLAU2 と SLAU2 は渦を精度良く捉えている. しかし HR-AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$), AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$) では, $M_\infty=0.1$ の場合と比べて渦がやや拡散している. これは $M_{co}=0.1$ という大きなカットオフ・マッハ数を用いたために, ロバスト性が確保された代償として, 散逸量が増大してしまった事に因る (この時の式(8o)の第 3 項の散逸項は, $O(M_{co})$ である). そして HR-Roe および Roe では, 更に渦が拡散している. これらの手法が低速流れ向けでなく, 散逸項が $O(1)$ である為である. これらの事は, 図 3 の $x = \pi$ 断面における速度 v の分布からも確認できる. そして図 3c, 3d より, HR (高解像度) 手法の方が, オリジナルの方法よりも実際に高解像度である (512^2 セルの場合に近い) 事も分かった.

4-2. 一様等方性乱流

一様等方性乱流の減衰を計算した. 検証には, Comte-Bellote らの格子乱流の実験データ⁽³⁰⁾を用いた. 無次元時間 $t^*=42$ を初期条件とし, $t^*=98$ におけるスペクトルを実験と比較した. 初期条件における変動速度の rms は

0.22m/s である. これをマッハ数にすると $M=6 \times 10^{-4}$ であり, 非常に遅い流れを解くことになる. 紙面の都合上, 計算条件等は文献(31)に譲る事として, ここでは結果のみを示す (図 4). 図 4a より, 保存性を考慮した中心差分法である Kinetic Energy Preserving (KEP)法が全体的に実験に良い一致を示している. Roe や AUSM⁺-up は全体的に減衰しているが, SLAU や SLAU2 は低周波において良い一致を示すことが分かった. また, AUSM⁺-up は $M_{co}=1$ まで上げないと計算ができなかった. この場合の結果は, Roe とほぼ同等となった. 図 4b に, HR-Roe と HR-SLAU2 の効果を示す. 先ほどのダブルシアア問題と同様, HR-SLAU2 が最も KEP に近く, 次いで SLAU2 となり, いずれも HR-Roe, Roe よりも良い結果が得られた. なお, HR-SLAU2 は $\gamma_{HR}=0.2$ を採用したが, HR-Roe では $\gamma_{HR}=0.2$ で計算ができなかったため, $\gamma_{HR}=0.5$ の結果を示している.

5. 結論

散逸項を制御する事で, 数値誤差の少ない AUSM 族流束関数 (HR-SLAU2 および HR-AUSM⁺-up) を提案し, ダブルシアア問題でオリジナルの AUSM 族手法や既存の散逸項制御 Roe (HR-Roe) との比較を行った.

- HR-SLAU2 は低マッハ数になるほど散逸量が減る為, 低速 (マッハ 0.01) では最も高解像度であった.
- HR-AUSM⁺-up はカットオフ・マッハ数を一様流マッハ数の 10 倍にする必要があった. その結果, 渦の解像度は中程度であった.
- HR-Roe はマッハ 0.01 では渦が拡散してしまった.
- いずれの高解像度手法もオリジナルの手法に比べて解像度の向上が見られた.

一様等方性乱流 (マッハ 6×10^{-4}) においても, ほぼ同様の結果が得られた. HR-SLAU2 では, マッハ数を下げても安定して高解像度な結果が得られた.

謝辞

JAXA 宇宙科学研究所の野々村拓助教, JAXA 情報・計算工学センターの嶋英志博士には, 圧力流束の第 2 項について貴重なご意見をいただきました. ダブルシアアについては, JAXA 航空本部の石向桂一博士に貴重なご助言を頂きました. 感謝致します.

参考文献

- 1) Mavriplis, D.J., et al.: Grid Quality and Resolution Issues from the Drag Prediction Workshop Series, *J. Aircraft*, Vol. 46, No. 3 (2009), pp. 935-950.
- 2) Brunet, V. and Deck, S.: Zonal-Detached Eddy Simulation of Transonic Buffet on a Civil Aircraft Type Configuration, *AIAA* 2008-4152, 2008.
- 3) Deck, S.: Zonal-Detached Eddy Simulation of the Flow around a High-Lift Configuration, *AIAA J.*, vol. 43, No. 11, pp 2372-2384, 2005.
- 4) Wang, Z.J.: A Quadtree-based Adaptive Cartesian/Quad Grid Flow Solver for Navier-Stokes Equations, *Computers and Fluids*, Vol. 27, 1998, pp. 529-549.
- 5) Luo, H., Spiegel, S., and Lohner, R.: Hybrid Grid Generation Method for Complex Geometries, *AIAA J.*, Vol.48 (2010), pp. 2639-2647. doi:10.2514/1.J050491
- 6) Kidron, Y., Mor-Yossef, Y., and Levy, Y.: Robust Cartesian Grid Flow Solver for High-Reynolds-Number Turbulent Flow Simulations, *AIAA J.*, Vol.48 (2010), pp. 1130-1140.
- 7) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M., and Lahur, P.: Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR,' *AIAA-2012-1075*, 2012.
- 8) Kitamura, K., Fujimoto, K., Shima, E., Kuzuu, K., and

¹ 石向桂一 (JAXA), 私信, 2014年5月9日.

- Wang, Z.J.: Validation of an Arbitrary Unstructured CFD Code for Aerodynamic Analyses, *Trans. JSASS*, Vol.53, No.182, 2011, pp.311-319.
- 9) Mavriplis, D.J.: Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured Meshes, *AIAA Paper* 2003-3986, 2003.
 - 10) Park, J.S., Yoon, S.H., and Kim, C.: Multi-dimensional Limiting Process for Hyperbolic Conservation Laws on Unstructured Grids, *J. Comput. Phys.*, Vol. 229 (2010), pp.788-812.
 - 11) Venkatakrishnan, V.: Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters, *J. Comput. Phys.*, Vol. 118, 1995, pp.120-130.
 - 12) Michalak, C., and Ollivier-Gooch, C.: Accuracy Preserving Limiter for the High-order Accurate Solution of the Euler Equations, *J. Comput. Phys.*, Vol. 228 (2009), pp. 8693-8711.
 - 13) Kitamura, K., and Shima, E.: Simple and Parameter-Free Second Slope Limiter for Unstructured Grid Aerodynamic Simulations, *AIAA J.*, Vol. 50, No. 6, 2012, pp.1415-1426.
 - 14) Winkler, C.M., Dorgany, A.J. and Mani, M.: A Reduced Dissipation Approach for Unsteady Flows on Unstructured Grids, *AIAA* 2012-0570, 2012.
 - 15) Roe, P.L.: Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, *J. Comput. Phys.*, Vol. 43, 1981, pp.357-372.
 - 16) Liou, M.S.: A Sequel to AUSM, Part II: AUSM⁺-up for All Speeds, *J. Comput. Phys.*, Vol. 214, 2006, pp. 137-170.
 - 17) Shima, E. and Kitamura, K.: Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, *AIAA J.*, Vol.49, No.8, 2011, pp.1693-1709.
 - 18) Kitamura, K. and Shima, E.: Towards shock-stable and accurate hypersonic heating computations: A new pressure flux for AUSM-family schemes, *J. Comput. Phys.*, Vol.245, 2013, pp.62-83.
 - 19) Pandolfi, M. and D'Ambrosio, D.: Numerical Instabilities in Upwind Methods: Analysis and Cures for the "Carbuncle" Phenomenon, *J. Comput. Phys.*, Vol. 166, No. 2, 2001, pp.271-301.
 - 20) Kitamura, K., Roe, P., and Ismail, F.: Evaluation of Euler Fluxes for Hypersonic Flow Computations, *AIAA J.*, Vol. 47, No.1, 2009, pp.44-53.
 - 21) Liou, M.S., Chang, C.H., Nguyen, L., and Theofanous, T.G.: How to Solve Compressible Multifluid Equations - A Simple, Robust, and Accurate Method, *AIAA J.*, Vol. 46, No.9, 2008, pp. 2345-2356.
 - 22) Kitamura, K., Shima, E., Fujimoto, K., and Wang, Z.J.: Performance of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned LU-SGS at Low Speeds, *Communi. in Comput. Phys.*, Vol.10, No.1, 2011, pp.90-119.
 - 23) Tajallipour, N., Owlam, B.B., and Paraschivoiu, M.: Self-adaptive upwinding for large eddy simulation of turbulent flows on unstructured elements. *J. Aircraft*, 46(3):915-926, 2009.
 - 24) 北村圭一, 橋本敦: 非構造格子高解像度計算に向けた流束関数の数値粘性制御, 第27回数値流体力学シンポジウム, C04-4, 2013.
 - 25) 北村圭一, 橋本敦: 流束関数の数値粘性制御と高次精度化—非構造格子高解像度計算に向けて, 平成25年度空力班シンポジウム, 2L3, 2014.
 - 26) Mohamed, K., Nadarajah, S., and Paraschivoiu, M.: Detached-eddy simulation of a wing tip vortex at dynamic stall conditions. *J. Aircraft*, 46(4):1302-1313, 2009.
 - 27) Van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second-Order Sequel to Godunov's Method, *J. Comput. Phys.*, Vol. 32, 1979, pp.101-136.

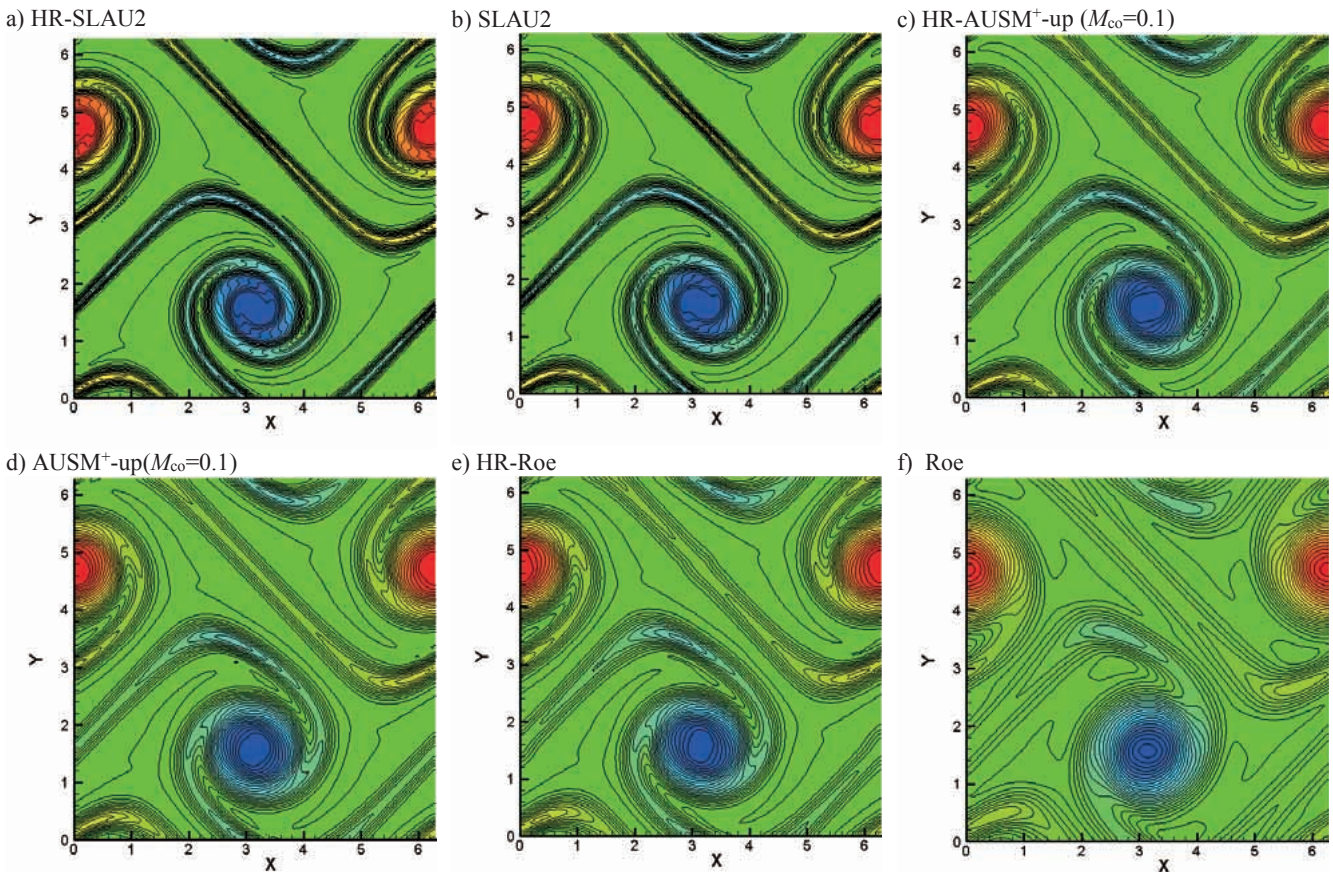


Fig. 2 Vorticity contours at $t=8$ of $M=0.01$ double shear layer cases (a) HR-SLAU2, (b) SLAU2, (c) HR-AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$), (d) AUSM⁺-up ($M_{co}=0.1$), (e) HR-Roe, (f) Roe.

- 28) E. W. and Shu, C.W.: A Numerical Resolution Study of High Order Essentially Non-oscillatory Schemes Applied to Incompressible Flow, *J. Comput. Phys.*, Vol. 110 (1994), pp. 39-46.
- 29) Ishiko, K., Ohnishi, N., and Sawada, K.: Implicit LES for Two-Dimensional Turbulence Using Shock Capturing Monotone Scheme, AIAA 2006-703, 2006.
- 30) Comte-Bellot, G., and Corrsin, S.: Simple Eulerian Time Correlation of Full- and Narrow-band Velocity Signal in

Grid-Generated ‘Isotropic’ Turbulence, *J. Fluid Mech*, 48, 1971, pp. 273-337.

- 31) 橋本敦, 石向桂一, 石田崇, 青山剛史, 竹川国之, 菅原瑛明, 林謙司: 遷音速高迎角領域における定常/非定常空力解析, 第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2A08, 2014.

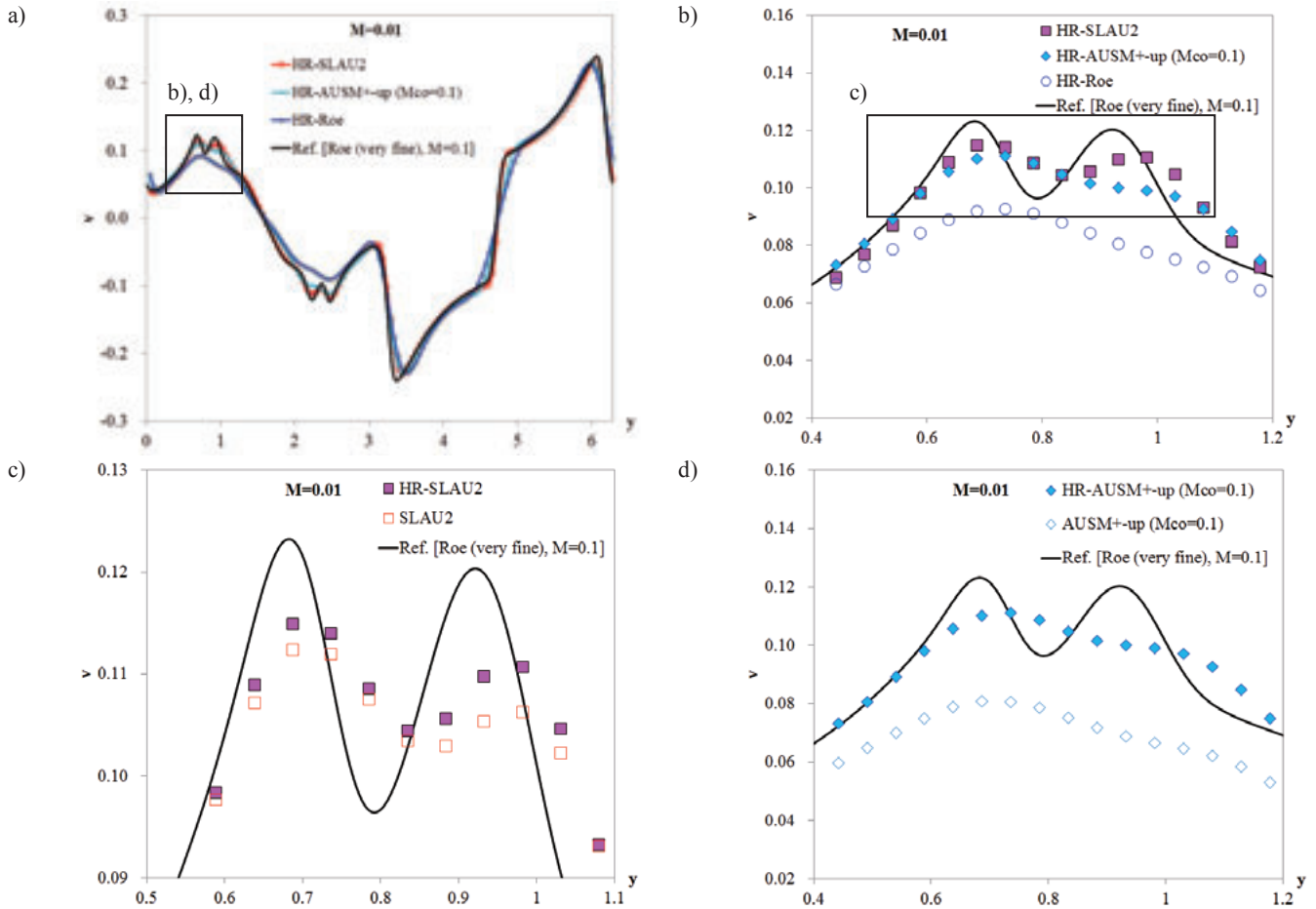


Fig. 3 Velocity v profiles along $x = \pi$ at $t=8$ of $M=0.01$ double shear layer cases (a) HR schemes, (b) HR schemes (close-up), (c) HR-SLAU2, (d) HR-AUSM⁺-up.

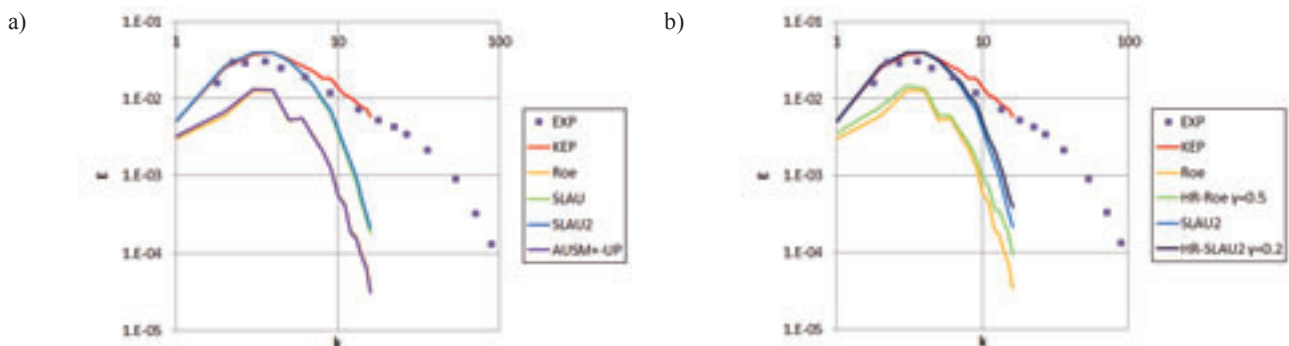


Fig. 4 Isotropic turbulence results

一様等方性圧縮性乱流の音源分布

寺門大毅

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

野々村拓, 佐藤允, 藤井孝藏

宇宙科学研究所 / 宇宙航空研究開発機構

Sound source distributions in isotropic compressible turbulence

by

Daiki Terakado(The University of Tokyo), Taku Nonomura, Makoto Sato and Kozo Fujii(ISAS, JAXA)

ABSTRACT

We investigate the effects of compressibility on sound source distributions using direct numerical simulations of isotropic decaying compressible turbulence at various turbulent Mach numbers. The sound source is obtained numerically from the Lighthill equation. As a first step, we study the sound source from the Reynolds stress, which is the dominant source in flows at low Mach numbers. We find that, as the Mach number is increased, overall sound source levels are weakened by the compressibility; however, once the supersonic region appears, sound generation associated with shocklets occurs. This sound generation strengthens the overall sound source levels in the high Mach number turbulence.

1. はじめに

ロケットから排出される高温高速の超音速排気ジェット(ロケットプルーム)から発生する騒音レベルは190dB(航空機のエンジン音(140dB)の100倍以上)と非常に大きいためロケットに搭載されるペイロードを加振し、故障の原因となる。これにより、人工衛星開発では、音響波による厳しい音響環境に耐えるための音響試験に多大な時間と費用を要する。そこで、近年JAXAとフランス国立宇宙研究センター(CNES)の共同研究により数値解析を用いてこの音響波を正確に予測する取り組みが行われてきた^[1]。彼らの研究では、低周波数で顕著となる、乱流の大規模構造から発生するマッハ波を解像することで全音圧レベルにおいて5dB程度の誤差範囲で予測可能であることを示している。しかしながら、定量的予測を目指す上では実験誤差程度である2dB以内の予測を目指す必要がある。ロケットプルームから発生する音響波を正確に予測するためには、上述のマッハ波に加えて、高周波数で重要となる乱流の微細構造からの音響波^[2]を捕獲する必要があるがJAXAとCNESによる先行研究では解像度の制約のためにこれを考慮出来ていない。そのため、音圧レベル全体での誤差に加えて、予測出来る周波数範囲が低周波数に限られているという問題点がある。微細構造から発生する音響波を正確に予測するためには、詳しく知られていないその性質を整理し適切なモデリングを行う必要がある。

本研究では、乱流の微細構造から発生する音響波の生成に重要な性質を詳細に調べるため、一様等方性圧縮性乱流の直接数値シミュレーション(DNS)を行う。特にロ

ケットプルームは高いマッハ数(ノズル出口マッハ数4程度)となるので、圧縮性の影響が大きくなる。そのため、圧縮性の影響を整理することは音響波の性質を理解するために重要である。したがって、本解析では圧縮性が音響波生成に与える影響について詳しく調べる。

圧縮性が乱流場に与える影響については過去に行われたDNSによりいくつか明らかにされている。その1つは圧縮性混合層における運動量厚さの成長率の低下である^[3-5]。これは圧縮性の効果によって乱流運動が抑制されることによるもので、乱流マッハ数が増加するにつれてエンストロフィー(渦度の強さ)が低下することと等価である。ここで、エンストロフィーが低下する主因は渦の伸張の抑制であることが、低マッハ数における圧縮性乱流のDNSにより明らかにされている^[6]。さらに、もう1つ重要な圧縮性効果としてshockletが挙げられる。shockletは高い乱流マッハ数の場合に乱流変動により作られる弱い衝撃波のことで、その基本性質は衝撃波と同じである^[7]。shockletの占める領域は全体の体積に対して数パーセントである^[8,9]が、乱流場に与える影響は大きい。Lee *et al.*^[7]は一様等方性減衰圧縮性乱流のDNSを行い、shockletの周りの散逸率は非圧縮条件の10倍以上であることを示した。さらに、shockletの存在する流れ場ではshockletの存在しない流れ場に比べてエンストロフィーの低下が大きくなる^[9,10]。また、運動エネルギーにおける圧縮性成分の割合が非圧縮性成分に比べて十分大きい場合、shockletの影響によって運動エネルギーの圧縮性成分スペクトルの指数が-2を示すことが報告されている^[11-13]。しかしながら、以上の報告は圧縮性

が流れ場に与える影響についてのみ議論しており、音源となる現象とどのように関連しているかについては調べられていない。

そこで、本研究の目的は一樣等方性圧縮性乱流のDNSを用いて圧縮性が音源となる現象に与える影響を明らかにすることである。得られたDNSの結果からLighthill方程式を用いて実際に音源分布を数値的に計算することで、これまで報告されている圧縮性の効果が音源に与える影響について詳しく議論する。本講演では特に、その第一歩として、低マッハ数の流れ場において支配的で、高マッハ数でも重要であると考えられるReynolds応力項について詳細な解析を行った。

2. 問題設定と手法

支配方程式は理想気体を仮定した3次元圧縮性Navier-Stokes方程式であり、比熱比 γ は1.4とする。ここで粘性係数 μ はSutherlandの式を用いて計算し、Prandtl数Prは0.72に設定する。計算領域は長さ 2π の立方体領域で、解像度は $N=128^3$ である。また、境界条件は周期境界条件とした。以上の問題設定により一樣等方性減衰圧縮性乱流のDNSを行う。本研究ではshockletが存在する乱流場を扱う必要がある。そのため、高精度を保ちながらshockletを捕獲するために以下のハイブリッド法を用いて空間離散化を行なった。まず、流れ場全体に対して6次精度skew-symmetric splitting スキーム^[14]を適用する。さらに、shockletが生じる領域には6次精度weighted non-oscillatory central upwind (WENO6)スキーム^[15]の散逸項^[16]を追加することでshockletを捕獲する。ここで、shockletが存在する領域と存在しない領域の判定はDucros sensor^[17]を用いて行った。また、時間発展には4次精度Runge-Kutta法を用いた。

初期速度場は非圧縮性とし、以下のエネルギースペクトルにより決定する。

$$E(k) = Ak^5 \exp(-2k^2 / k_0^2). \quad (1)$$

ここで、 k は波数、 k_0 は定数で値を $\sqrt{10}$ とし、振幅 A は初期における乱流マッハ数 $M_f = \langle u_i^2 \rangle^{1/2} / \langle c \rangle$ に応じて調整する。ここで $\langle \rangle$ は平均値、 c は音速を表す。また、初期の圧力と密度は非圧縮性及び等エントロピーの仮定のもとに運動量の式の発散を取ることにより導かれた以下のPoisson方程式により決定する。

$$\nabla^2 \left(\frac{p}{\rho} \right) = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad \frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{1}{\gamma}. \quad (2)$$

ここで、粘性項は無視した。また、最も高い乱流マッハ数の計算ケース $M_0=1.0$ では負の圧力を回避するためにリミターを用いて振幅を調整した。そのため、このケースの圧力と密度は厳密に(3)に従うわけではない。しかし、

リミターは等エントロピーを保った上で使用し、値も小さく抑えたため、流れ場への影響は最小限である。本研究において初期条件に非圧縮性及び等エントロピー流れを仮定するのは以下の2つの理由に基づく。

(i)初期の乱流マッハ数 M_0 のみを圧縮性の指標として用いる。これは、初期の速度場が非圧縮性でない場合、他の指標、例えば速度場における圧縮性成分の非圧縮性成分に対する割合が圧縮性の指標になり得る^[9, 11-13, 18]ことから、それを除いて考えるためである。

(ii)一般的に、亜音速ジェットなどの低マッハ数流れを考えると、等エントロピーを仮定することで、Lighthill方程式の音源項を単純化^[19]して考察を行う。

以上より、非圧縮性かつ等エントロピーの初期流れ場を用いることですでに理論的考察が得られている低マッハ数流れと十分な知見のない高マッハ数流れの違いを明らかにする。

Tab. 1 Parameters used in the direct numerical simulations. Values for M_0 and $R_{\lambda 0}$ are the initial values; values for the resolution parameter $k_{\max}\eta$ are those at $t/\tau=1.56$.

Case	M_0	$R_{\lambda 0}$	$k_{\max}\eta$
A	0.1	72	2.19
B	0.2	72	2.15
C	0.3	72	2.12
D	0.4	72	2.10
E	0.5	72	2.08
F	0.6	72	2.06
G	0.7	72	2.04
H	0.8	72	2.03
I	0.9	72	2.02
J	1.0	72	2.02

3. 結果と考察

本計算では、初期の乱流マッハ数 M_0 を0.1-1.0に設定し、初期のTaylor長に基づくReynolds数 $R_\lambda = \langle \rho \rangle \langle u_i^2 \rangle / 3 \lambda \langle \mu \rangle$ は全ての計算ケースにおいて72とする (Tab. 1)。ここで、 λ はTaylor長 $\lambda = \langle u_i^2 \rangle / 3 \langle \partial u_i / \partial x_j \rangle^2 / 3 \rangle^{1/2}$ である。本解析では異なるマッハ数の比較を行うため、初期の積分長に基づくlarge-eddy turn-over time τ を用いて時間の規格化を行う。ここで、本シミュレーションでは、エネルギースペクトルが無次元時間 $t/\tau=1.56$ で定常状態に達すること、また、 $t/\tau=1.56$ までにエンストロフィーがピークを迎えることから $t/\tau=1.56$ を統計的平衡状態として結果の比較を行った。Tab. 1に統計的平衡状態における解像度パラメータ $k_{\max}\eta$ を示す。ここで k_{\max} は最大波数で η はKolmogorov長である。全ての計算ケースにおいて $k_{\max}\eta > 2$ であることより、乱流の最小スケールを良く解像出来ている。本計算では、初期のマッハ数が0.5を越える流れでは局所的な超音速領域が現れるため、これらの計算ケースではshockletが

出現していると予想される。

3.1 音源強さ

音源分布はLighthill方程式^[19]を用いて計算する。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (3)$$

ここで c_0 は静止状態での音速であり、 T_{ij} は以下のLighthillの乱流応力テンソルである。

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij}(p - c_0^2 \rho) - \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right). \quad (4)$$

以下は、一般的な亜音速ジェットを考える場合に用いられる仮定である。流れ場が低マッハ数かつ高Reynolds数の流れ場では、右辺第二項、第三項は無視出来る。したがって、第一項のReynolds応力項のみ残り(3), (4)は

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho &= S, \\ S &= \frac{\partial^2 (\rho u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned} \quad (5)$$

となる。本解析では圧縮性が音源分布に与える影響解明の第一歩として、この低マッハ数で支配的なReynolds応力による音源項 S に注目し、解析を行う。低マッハ数流れでは、密度はほぼ一定 $\rho \sim \rho_0$ と考えられるため、音源項 S は $S \sim \rho_0 \partial^2 (u_i u_j) / \partial x_i \partial x_j \propto u_{rms}^2$ となる。ここに、 $u_{rms} = \langle u_i^2 \rangle^{1/2}$ は速度のrms値を表す。したがって、音源強さを S^2 と定義すれば、低マッハ数流れにおける音源強さのrms値 $S_{rms}^2 = \langle S^2 \rangle^{1/2}$ は $S_{rms}^2 \propto u_{rms}^4$ となることが予想される。ここで、この予測はLighthillが亜音速ジェットについて導いた U_j^8 則の議論^[19]と本質的に同じであることに注意する。

$t/\tau=1.56$ における音源強度の速度依存性をFig. 1に示す。ここで、横軸は初期の二乗平均速度 $u_{rms}(0)$ である。低マッハ数($M_0 < 0.4$)においては $S_{rms}^2 \propto u_{rms}^4$ の関係が成立しているが、高マッハ数($M_0 > 0.7$)では指数が4から6.2に変わり $S_{rms}^2 \propto u_{rms}^{6.2}$ となる。この指数の変化は局所的な超音速領域が出現するかどうかによって依存している。これは後で示すように高マッハ数においては音源となるshockletの影響が大きくなり全体の音源強度が強められるためである。また、中間のマッハ数では($M_0=0.4-0.6$)では渦運動が弱められることによる音源強度の低下が大きいので、指数は4よりも小さくなる。

参考のため、本研究の背景にある超音速ジェットにおける遠方場の音響パワーについての過去の理論的予測について簡単に述べる。Williams^[20]は超音速ジェットにおける音源は超音速で移動する大規模構造から発生するマッハ波が支配的であるという考察から音響パワーがジェット速度の3乗(U_j^3)に比例するという結論を導いた。今回の解析では、大規模構造から発生するマッハ波

を扱うWilliamsの予測とは異なり、乱流の微細構造からの音響波に関わる乱流変動自体を考えている。そのため、Williamsの U_j^3 則とは直接的な関係がない。超音速ジェットにおいて、乱流変動による音源は微細構造からの音響波と関連している。そのため、今回の解析結果は微細構造から発生する音響パワーの速度依存性が高マッハ数において変化することを示唆している。

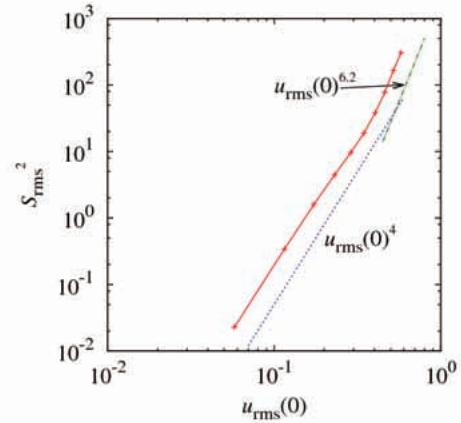


Fig. 1 Dependence of rms sound source strength S_{rms}^2 on the initial velocity rms $u_{rms}(0)$ for $M_0=0.1-1.0$ at $t/\tau=1.56$.

3.2 音源と速度勾配テンソルの第二不変量

この章では音源 S と速度勾配テンソルの第二不変量 Q の類似性に着目して議論する。速度勾配テンソルの第二不変量 Q は以下のように定義される。

$$Q = \xi_1 \xi_2 + \xi_2 \xi_3 + \xi_3 \xi_1 = \frac{1}{2} (P^2 - F_{ij} F_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}) \quad (6)$$

$P = -(\xi_1 + \xi_2 + \xi_3) = -\partial u_i / \partial x_i = -\theta$, $F_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$, 及び $\Omega_{ij} = 1/2 (\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i)$ はそれぞれ速度勾配テンソルの第一不変量、歪み率、回転率で、 ξ_i は速度勾配テンソルの3つの固有値を表す。非圧縮性に近い流れでは速度勾配テンソルの第一不変量 P は無視できる。したがって、低マッハ数流れでは(6)は以下のように書くことが出来る。

$$Q = \frac{1}{2} (-F_{ij} F_{ij} + \Omega_{ij} \Omega_{ij}) = \frac{1}{2} \frac{\partial u_i}{\partial u_j} \frac{\partial u_i}{\partial u_j}. \quad (7)$$

したがって、式(5)と比較すれば、低マッハ数において S と Q は分布が同じで値が逆であると予想される。以下ではこの予想に基づき S と Q を比較することで高マッハ数と低マッハ数の違いを明らかにする。Fig. 2に $z/2\pi=0.5$ における自身のrms値で規格化された負の速度勾配テンソルの第二不変量 $-Q/Q_{rms}$ と規格化された音源 S/S_{rms} のスナップショットを示す。上の予測のように、低マッハ数($M_0=0.2$)の場合、 $-Q/Q_{rms}$ と S/S_{rms} は同様の分布となる。一方、高マッハ数($M_0=1.0$)では、低マッハ数の場合と比較して Q と S の相関は小さくなる。ここで、Fig. 2の $M_0=1.0$ のケースにおいて音源 S は次の3つの特徴を示す。

- (i) S の分布が Q の分布とほとんど等しい.
- (ii) 強い音源 S が Q の大きい領域に挟まれて現れる.
- (iii) Q がほとんど存在しないところに音源 S が出現する.

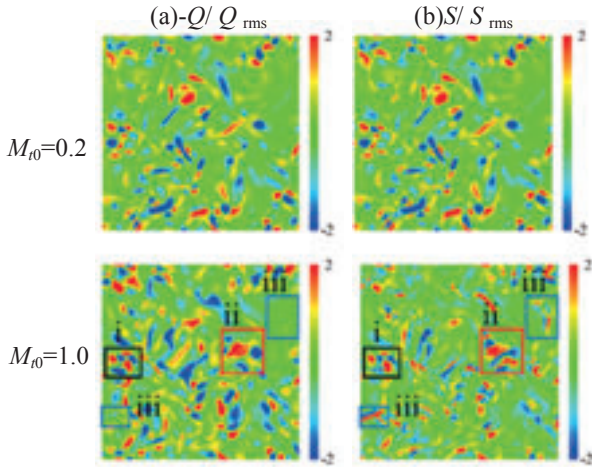


Fig. 2 Snapshots of instantaneous fields at $z/2\pi=0.5$ for (a) normalized negative second invariant of the velocity gradient tensor $-Q/Q_{rms}$ and (b) normalized sound source S/S_{rms} for $M_0=0.2$ and $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

Fig. 3に音源 S と速度勾配テンソルの第二不変量 Q の結合確率密度関数を示す。これらの値は先ほどと同様にそれぞれのrms値で規格化した。Fig. 3においても $M_0=0.2$ では、 S と Q は高い相関を示す。したがって、低マッハ数においては回転とせん断が本質的な音源となる。他方、 $M_0=1.0$ を見ると、 $M_0=0.2$ の場合と同様な S と Q の強い相関を示す線(Fig. 3-b-i)に加えて、強い音源 S が $Q=0$ の付近で発生する(Fig. 3-b-ii)。したがって、高マッハ数では音源に関して、低マッハ数と異なるもう1つの性質を有する。

3.3 Dilatationによる音源の条件付き抽出

高マッハ数における低マッハ数と異なる性質を調べるために音源に対してdilatation θ による条件付き抽出を行う。Lee *et al.* [21] と Wang *et al.* [22] は局所的なdilatation levelと統計的性質の関係を調べるためにdilatationによる条件付き抽出を行った。本章での解析は彼らの方法を音源分布に適用する。Tab. 2に $M_0=1.0$ の計算ケースにおける全体の音源強度 S^2 を100%とし、様々なdilatation levelに対してどのくらいの割合を占めるかを示す。全体の音源強さに対して最も貢献があるのは強い圧縮領域($[-\infty, -2]$)である。一方、膨張領域($[1, \infty]$)からの音源強度への貢献は10%と小さい。ここで、もう一度これまで見てきた速度勾配テンソルの第二不変量 Q と音源 S の関係について整理する。Fig. 3-(b)より $M_0=1.0$ の Q と S の結合確率密度関数には2つの特徴を持つ。1つは S と Q の強い相関を示す線 (Fig. 3-b-i) で、もう1つは $Q=0$ 付近で強い音源を伴う線 (Fig. 3-b-ii) である。どの dilatation level においてこれら2つの特徴的な線が現れるかを調べるため

に、dilatationによる条件付き抽出を $M_0=1.0$ の S と Q の結合確率密度関数に対して行った結果をFig. 4に示す。ここで、圧縮領域 ($[1, \infty]$)からの音源強度への貢献はTab. 2で見たように小さいのでこれらの図は省略する。 S と Q の強い相関を示す線 (Fig. 3-b-i)はdilatation levelにほとんど依存せずに出現する。他方、 $Q=0$ 付近で強い音源を伴う線(Fig. 3-b-ii) は最も高い圧縮領域 (θ/θ_{rms})で強く表れる。Fig. 5に $M_0=1.0$ の音源 S で面塗りされたdilatationの $\theta=-3\theta_{rms}$ (強い圧縮領域) と $\theta=\theta_{rms}$ (弱い膨張領域) における等値面を示す。 $\theta=-3\theta_{rms}$ のdilatationの等値面はWang *et al.* [22] が報告したものと類似した薄い衝撃波のような構造を持つのにに対し、 $\theta=\theta_{rms}$ の等値面はごつごつした岩のような構造を持つことが分かる。さらに、 $\theta=-3\theta_{rms}$ の等値面には一様に強い音源が分布する。したがって、高マッハ数 ($M_0=1.0$) の計算ケースの強い圧縮領域ではshockletが存在し、それが強い音源となることが確認された。

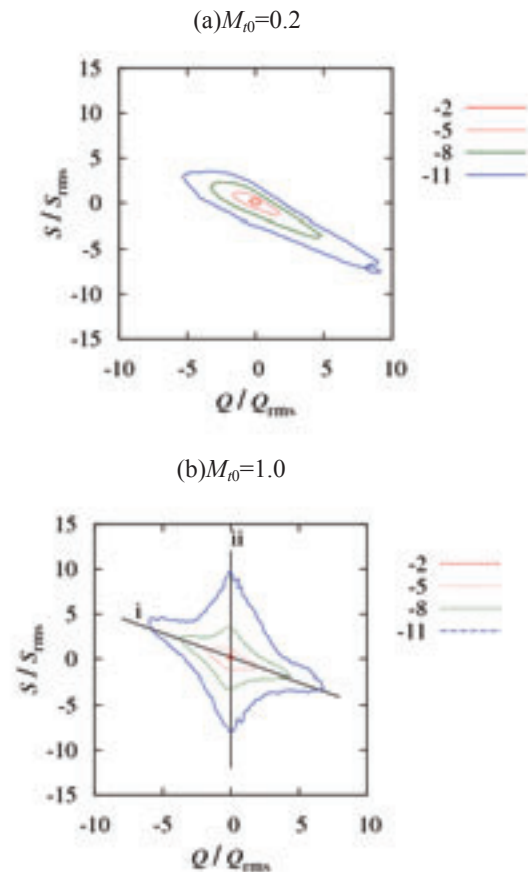


Fig. 3 Iso-contour lines of $\log_{10}\text{PDF}(S/S_{rms}, Q/Q_{rms})$ at $t/\tau=1.56$ for (a) $M_0=0.2$ and (b) $M_0=1.0$.

Tab. 2 Percentage of sound source strength S^2 in flow regions with various dilation levels for $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

θ/θ_{rms}	$[-\infty, -2]$	$[-2, -1]$	$[-1, 0]$	$[0, 1]$	$[1, 2]$	$[2, \infty]$
-----------------------	-----------------	------------	-----------	----------	----------	---------------

%	29.8	14.5	23.1	23.4	6.8	2.4
---	------	------	------	------	-----	-----

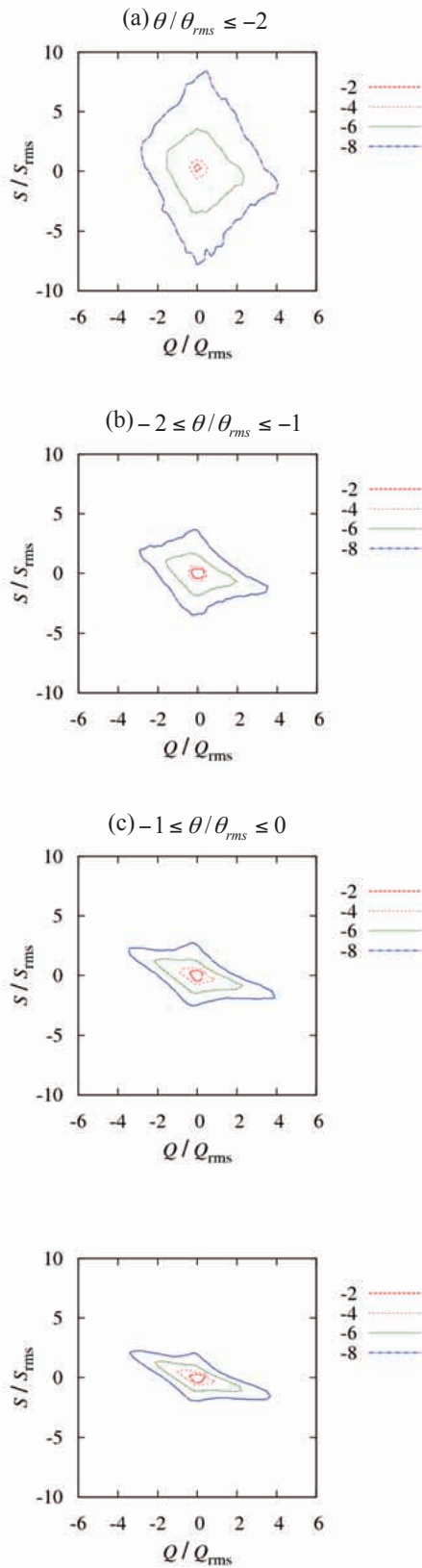


Fig. 4 Iso-contour lines of $\log_{10}\text{PDF}(S/S_{rms}, Q/Q_{rms})$ at various dilatation levels for $M_0=1.0$ $t/\tau=1.56$.

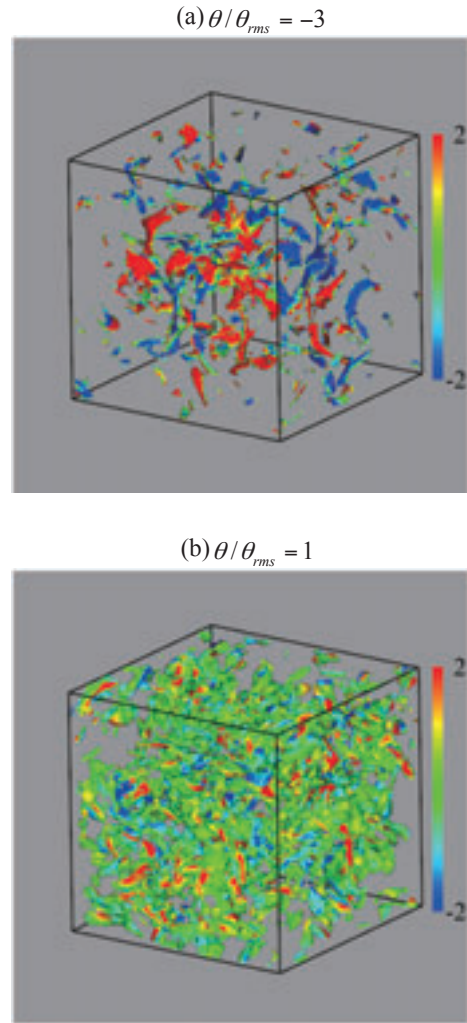


Fig. 5 Iso-surface of dilatation θ color-coded for sound sources S at (a) $\theta/\theta_{rms}=-3$ and (b) $\theta/\theta_{rms}=1$ for $M_0=1.0$ at $t/\tau=1.56$.

4. 結論

圧縮性効果が音源分布に与える影響について、一様等方性減衰圧縮性乱流の直接数値シミュレーションを様々なマッハ数範囲で行うことにより調べた。音源分布はDNSの結果からLighthill方程式を数値的に解くことにより算出し、特に本論文では音源全体に与える影響を解明する第一歩として、低マッハ数で支配的と考えられ、高マッハ数でも重要と考えられるReynolds応力による音源について詳しく調べた。得られた結果により、圧縮性は渦運動を弱めることにより音源を小さくする方向に働くが、乱流マッハ数が大きくなるとshockletが発生し、音源となることで全体の音源強度を強めることが分かった。結果として、低マッハ数において音源強度は速度の4乗に比例するが、高マッハ数ではこの指数がおおよそ6乗に変化する。高いマッハ数において、shockletが強い音源となることは以下に示す根拠により裏付けを行った。

(a)強い圧縮領域($[-\infty, -2]$)において強い音源の生成があり, 全体の音源レベルへの貢献が最も大きい.

(b)dilatation $\theta=-3\theta_{rms}$ の等値面は薄い衝撃波のような構造を持ち, その上に一様に強い音源が分布する.

最後に, 本解析は圧縮性効果が音源に与える影響について圧縮性乱流のDNSにより初めて調べた結果である. この独自のアプローチにより更に解析を進め, 新たな知見を得ることで空力音響学に関わる様々な問題に役立っていききたい.

5. 謝辞

本研究の一部はJSPS科研費(25709009)の助成を受けたものである. また, ISAS/JAXAの青野光博士と河合宗司博士には解析結果に関して貴重なご意見をいただいた. ここに記して感謝を表する.

6. 参考文献

- [1]Nonomura, T., Morizawa, S. Obayashi, S. and Fujii, K. (2014), Computational prediction of acoustic waves from a subscale rocket motor, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, Vol. 12, pp.11-17.
- [2]Tam, C. K. W, Golebiowski, M. and Seiner, J. M. (1996), On the two componets of turbulent mixing noise from supersonic jets, *AIAA paper*, Vol. 96-1716, pp.1-17.
- [3]Blasidell, G. A., Mansour, N. N. and Reynolds, W. C. (1993), Compressibility effects on the growth and structure of homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 256, pp.443-485.
- [4]Sarkar, S. (1995), The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 282, pp.163-258.
- [5]Pantano, C. and Sarkar, S. (2002), A study of compressibility effects in the high-speed turbulent shear layer using direct simulation, *J. Fluid Mech.*, Vol. 451, pp.329-371.
- [6]Miura, H. (2004), Excitation of vortex waves in weakly compressible isotropic turbulence, *J. Turbul.*, Vol. 5, pp.1-22.
- [7]Lee, S., Lele, S.K. and Moin, P. (1992), Eddy shocklets decaying compressible turbulence, *Phys. Fluids A.*, Vol. 3, pp.657-664.
- [8]Samtaney, R., Pullin, D. I., and Kosovic, B. (2001), Direct numerical simulation of decaying compressible turbulence and shoclet statistics, *Phys. Fluids.*, Vol.13,pp.1415-1430.
- [9]Pirozzoli, S., Grasso, F. (2004), Direct numerical simulations of isotropic compressible turbulence: Influence of compressibility on dynamics and structures, *Phys. Fluids.*, Vol. 16, pp. 4386- 4407.
- [10]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2011), Effect of shocklets on the velocity gradients in highly compressible isotropic turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 23, pp. 125103-1 - 125103-14.
- [11]Kida, S., Orzag, S. A. (1990), Energy and spectral dynamics in forced compressible turbulence, *J. Sci. Compt.*, Vol. 5(2), pp. 85- 125.
- [12]Kida, S., Orzag, S. A. (1992), Energy and spectral dynamics in decaying compressible turbulence, *J. Sci. Compt.*, Vol. 7(1), pp. 1- 34.
- [13]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2013), Cascade of kinetic energy in three-dimensional compressible turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110(21), pp. 21405.
- [14]Pirozzoli, S. (2011), Stabilized non-dissipative approximations of Euler equations in generalized curvilinear coordinates, *J. Compt. Phys.*, Vol. 230, pp. 2997- 3014.
- [15]Hu, X. Y., Wang, Q., and Adams, N. A. (2010), An adaptive central-upwind weighted essentially non-oscillatory scheme, *J. Compt. Phys.*, Vol.229, pp.8952-8965.
- [16]Nonomura, T., Terakado, D., Abe, Y. and Fujii, K.(2014), A new technique for freestream preservation of finite-difference WENO on curvilinear grid, to appear in *Compt. Fluids*.
- [17]Ducros, F., Ferrand, V., Nicoud, F., Weber, C. and Darracq, D, Gacherieu, C. and Poinot, T. (1999), Large-eddy simulation of the shock/turbulence interaction, *J. Compt. Phys.*, Vol.152, pp.517-549.
- [18]Terakado, D. and Hattori, Y. (2014), Density distributions in two-dimensional weakly compressible turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 26, pp. 085105-1 - 085105-15.
- [19]Lighthill, M. J. (1952), On sound generated aerodynamically. I. General theory, *Proc. R. Soc.*, Vol. 211, pp.564-587.
- [20]Williams, J. E. E. (1963), The noise from turbulence convected at high speed, *Proc. R. Soc. A*, Vol. 255(1061), pp.469-503.

[21]Lee, J., Girimaji, S. S. and Kerimo, J (2009), Effect of compressibility on turbulent velocity gradient and small-scale structure, *J. Turbul.*, Vol. 10(9), pp.1-18.

[22]Wang, J., Shi, Y., Wang, L.-P., Xiao, Z., He, X. and Chen, S. (2012), Effect of compressibility on the small-scale structures in isotropic turbulence, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 713, pp. 588-631.

超小型衛星の衝撃応答予測に関するシミュレーション

畑村透, 増井博一, 趙孟佑 (九州工大)
前野一夫 (木更津高専)

The simulation about adjustment method of shock level of Nano satellites

by
Toru Hatamura, Hirokazu Masui, Mengu Cho (KIT)
Kazuo Maeno (KNCT)

ABSTRACT

Development of small satellites (50kg or less) is undergoing all over the world. Regardless its size, any satellite has to be tested for space environment. Various environment tests, such as vibration, vacuum, low and high temperature are necessary. Especially, shock test is one of the most difficult tests. The shock test satisfies the SRS (shock response spectrum) requirement imposed by the launcher. If the SRS obtained in the test does not exceed the imposed SRS level, the test is invalid. At the same time, the SRS level as low as possible while satisfying the requirement is desired to protect the satellite from the overstress. SRS obtained by an air-gun type shock machine was analyzed using LS-DYNA to investigate the SRS at low frequencies, 100 to 300Hz, which is very difficult to control in the actual test. The analysis showed that controlling the friction of the slide table is effective to change the slope of SRS at the low frequencies, the lower the friction, the higher slope is obtained.

1. はじめに

近年、世界各地で超小型衛星（50 kg以下）の開発が盛んに行なわれている。人工衛星が宇宙に飛び立つまでには、振動や真空、高温・低温といった様々な試験を行い、宇宙環境に十分に耐え得るものであるか確認する必要がある。その中でも衝撃試験は、開発サイド、試験実施サイドが共に、頭を悩ませている試験である。

我々は、超小型衛星の衝撃試験を請け負っている数少ない機関の一つであるが、ある重要な課題を抱えている。衝撃試験は、ロケット打ち上げサイドがある基準レベルを設け、衛星開発サイドに試験実施を課している。衛星開発サイドは、その基準レベルに対し、必要最小限の負荷となるような試験を望む傾向にある。つまり我々は、過負荷となるような試験は極力避けなければならない。

具体的な問題解決には、①試験機の再現性を高めることと、②試験レベルの調整を高度にコントロールすること、ができるようにならなければならない。試験機の再現性は、ここ数年で大きく改善してきているが、それでも50 kgクラスの衛星で高周波側（例：2600Hz）の狙い値付近で最大20%、低周波側（例：100Hz）の狙い値付近で最大35%程度の誤差が発生する。よって衝撃試験はこの誤差を鑑みて、セッティング、強度を考える必要がある。ちなみに、低周波側、高周波側の2種類の試験を行うわけではなく、一度の衝撃印加でロケットサイドが提示しているSRS加速度レベルを超える試験を行わなければならない。SRSとはShock Response Spectrumの略称で、ある供試体（この場合人工衛星）が受けた衝撃に対し、そのダメージポテンシャルを評価するための解析手法である。この再現性の問題については、地道な努力を続け、少しずつ改善を重ねていく以外に無いと思われる。

もう一つの問題点については、上記に比べると急務を要する。試験時の衝撃レベルに対する評価の例を図1に示す。クリアしなければならない低周波側の衝撃レベルは、ロケット打ち上げサイド毎に差が大きくついており、数十倍の差にもなる。それに比べ、高周波側で要求される衝撃レベルの差は小さく、問題にはならない。さらに、低周波側のレベルは高周波側に比べて、調整できる手立てが少なく、試験の際には苦労が絶えない。高周波側は、被衝撃対象と

なる物体の前に、ゴムシートやアルミプレートを含み込みことによる減衰効果も大きく、調整は比較的容易である。

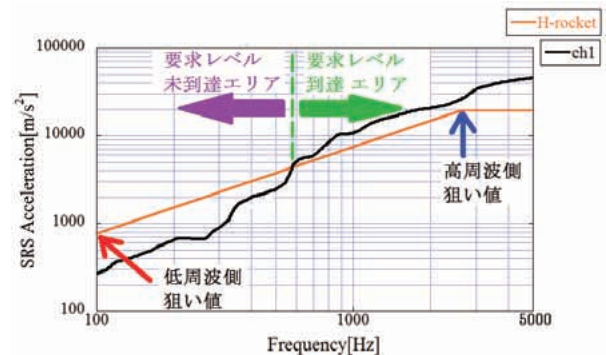


図1 衝撃レベルに対する評価例

以上の内容から、過去の試験では、低周波側（200～300Hz以下）で基準レベルを達成できなかったことが多い。

また、超小型衛星の試験シミュレーション技術に関して、衝撃解析は、熱・振動解析に比べると大幅に遅れを取っていると考えられる。当センターに試験を訪れる衛星開発機関でも、事前に衝撃解析をしたという話はあまり聞かない。しかし、衛星試験全般に言えることだが、コンポーネント単体でも試験を行うことがある。その際、衝撃レベルの予測を行うことができず、衛星本体と同じ試験規格で、衝撃試験を行うことがある。しかし、衛星内部で衝撃レベルは減衰するため、ほぼ間違いなく過負荷な試験となってしまう。これでは損傷が起ったとしても、本当に修繕が必要かどうか判断できない。これらの内容は、衝撃解析の必要性を示唆するものが、我々は試験実施サイドとしての観点から、通常の衛星内部の応答予測とは、少し違った見方で検討を行った。衛星実機での衝撃試験で、レベル未達成によるやり直しは、可能な限り避けなければならない。よって、衝撃が印加されたかどうかの判断基準になる計測位置で、その応答がどうであるかを最も重視することにした。

今回我々は、独自に製作したMOバルブ型衝撃試験装置を利用し、比較的単純な構成でダミー衛星の衝撃実験を行った。また、その際の試験構成を模擬したCAEモデルを作成し、実験結果との比較を行った。

2. 研究目的

この研究の目的は、衝撃試験において、調整の難しい低周波側の衝撃レベルを、うまくコントロールする方法を見つけることである。また、その手段の一つとして CAE 解析を用いるため、実験データとの相関を確認する。

3. 検証方法

実験データと CAE 解析データから、それぞれ加速度の時系列データを取得し、SRS 解析を行う。それによって SRS 加速度と周波数のデータに変換される。そのデータを元に実験値と CAE 解析値の比較を行う。特にレベル達成が難しい、300Hz 以下の周波数域において、重点的に確認する。その結果妥当であれば、試験機の改善に影響する可能性のあるパラメータを入れ、その影響について考察する。

SRS は打ち上げ機関によって規定されており、いくつかのパターンがあるが、今回は参考までに国内のロケットに対応した SRS 値を、グラフデータ(図 5~8)に記載する。

4. 衝撃試験機

使用する試験機は、所謂空気銃方式で、水平方向へ打てるようセッティングしてある。我々は MO バルブ式衝撃試験機と呼んでいる(図 2)。まず、コンプレッサーでタンクに圧力空気を充填させる。発砲時のトリガー機能としては、タンク内部に MO バルブと呼ばれる機構を使っており、すばやい圧力開放ができる特徴がある。計測方法は、図 2 にも示したように、ダミー衛星(50cm 角)を載せている治具へ向かって弾丸を打ち込み、電荷を加速度ピックアップで読み取り、チャージアンプで増幅した後で、PC で電圧データとして読み込み、加速度へ変換する。

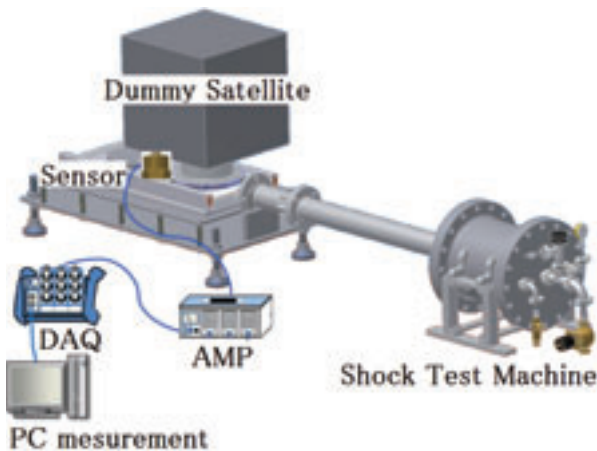


図2 MOバルブ式衝撃試験機

5. CAE解析

モデリングは、圧力容器や銃頭部等、解析に影響の薄い箇所は極力省略した。図3に各部品的位置と名称を示す。弾丸から受けた運動量によりスライド治具がレール上を移動し、その際の摩擦でストップする。

メッシュサイズ・質量は表1の通り。曲率も考慮し、ボルトの穴周辺やフィレット部分は、きめ細かいメッシュとした。最も重視している固定治具は、この中では最も小さいメッシュサイズ 8mm とした。総節点数は 44450 個、総要素数 171743 個である。

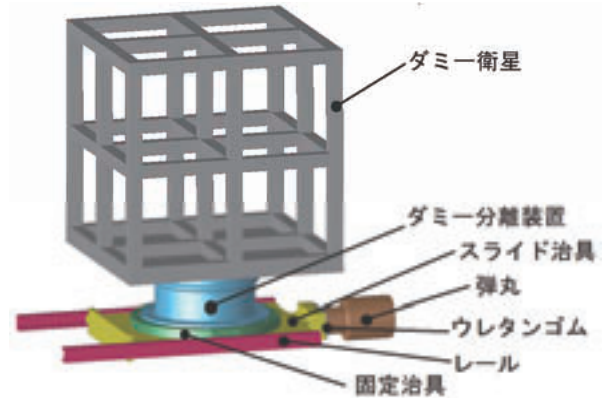


図3 各部の位置と名称

表1 メッシュサイズ

部品名 (材質)	最大メッシュ サイズ(mm)	質量 kg
ダミー衛星 (A5083)	15mm	35.62
ダミー分離装置 (A2017-T4)	12mm	2.77
固定治具 (A2017-T4)	8mm	2.88
スライド治具 (A2017-T4)	15mm	9.91
弾丸 (MC ナイロン)	12mm	1
レール (MC ナイロン)	20mm	-
ウレタンゴム	5mm	0.03

境界条件の設定は、LS-DYNA のプリポストプロセッサ JVISION を使用した。表2のようなセッティングを行った。これらの条件で、LS-DYNA の非線形陽解析を行った。

表2 境界条件

項目	条件
Sampling rate	100000 point/sec
データ長	30 msec
減衰係数	0.15
レール摩擦係数	静止摩擦 0.5、動摩擦 0.4.
弾丸速度	25m/sec (実測値)
重力定義	全体に 1G
ボルト拘束	剛体拘束

6. センサーポジション

センサーポジションは、図4の位置で、実験、CAE 解析ともに加速度を取得した。この試験セッティングは、水平衝撃試験用である。最も重視すべきポイントは、衛星分離装置直下にある固定治具上のポイント、CH1 (X) である。この CH1 の値が評価基準になる値である。

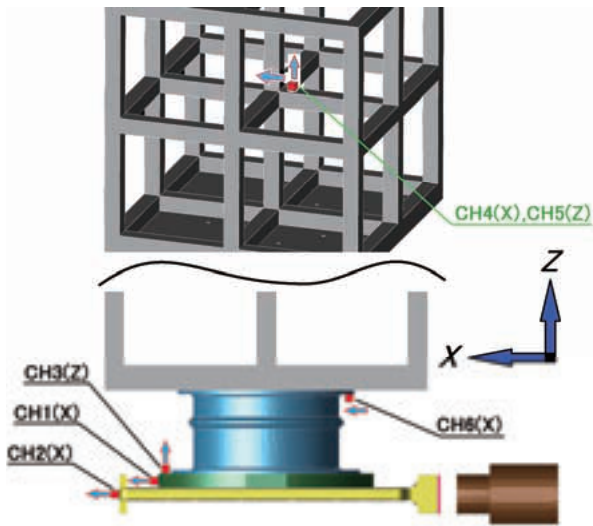


図4 センサーポジション

7. 実験・解析結果

最初に全体の傾向を知るために 100Hz~10000Hz での比較を行った。図5が実験結果、図6が CAE 解析結果である。参考にロケットサイドの要求値となる SRS も記載する。要求値-10%の値まで OK とされている。

実験値と解析値を比較すると、周波数上昇に沿った SRS 値の推移の仕方は、全体的に似た傾向にある。

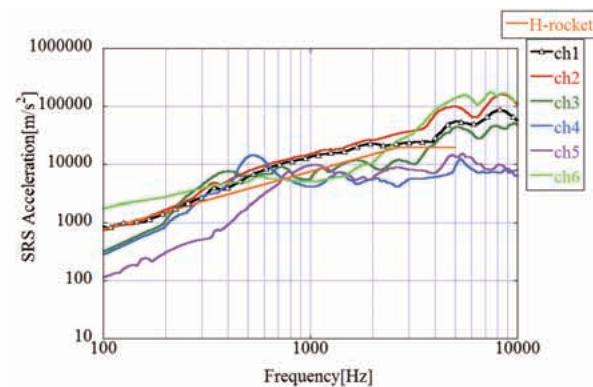


図5 実験結果SRS(100~10000Hz)

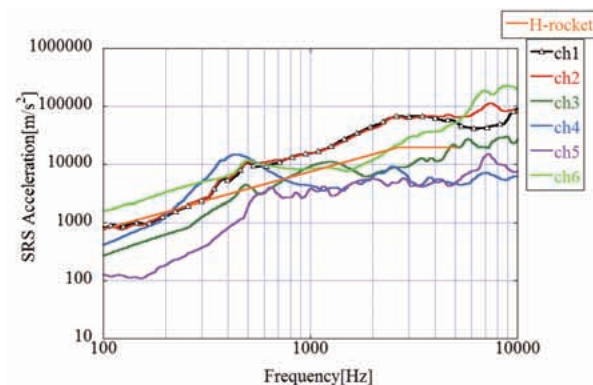


図6 CAE解析結果SRS(100~10000Hz)

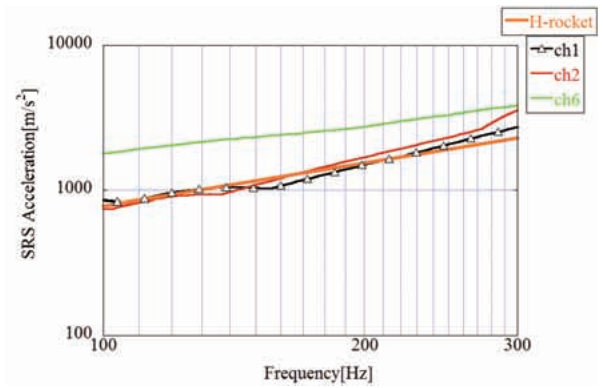


図7 実験結果SRS(100~300Hz)

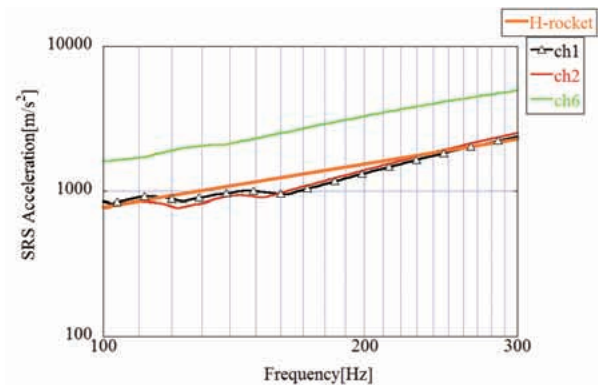


図8 解析結果SRS(100~300Hz)

今回特に確認したかった、100~300HzでのX軸方向のCHをしたものが、図7と図8である。このグラフからCH1は波形や強度がほぼ一致していることがわかる。さらに、解析値の実験値に対する倍率を表3に示す。50Hz間での平均を取った値で比較している。

表3 解析値の実験値に対する倍率

レール摩擦係数	Frequency[Hz]	ch1(X)	ch2(X)	ch6(X)
	100-150(ave.)	0.959	0.947	0.930
静止摩擦0.5	150-200(ave.)	0.892	0.813	1.105
動摩擦0.4	200-250(ave.)	0.899	0.840	1.233
	250-300(ave.)	0.889	0.804	1.275

CH1に関しては、実験値に対し最大約11%の誤差である。実験自体の計測誤差が最大5%程、再現性の誤差もあることを考えると、悪くない精度である。

さらに、スライド部分の動摩擦係数を0.4から0.2, 0.1に変更してCAE解析を行った。図9は、CH1の低周波数域で、レールの摩擦係数とSRSの関係を示すグラフである。以下、便宜的に動摩擦のみ記載しているが、静止摩擦も0.5から0.25, 0.125と修正している。

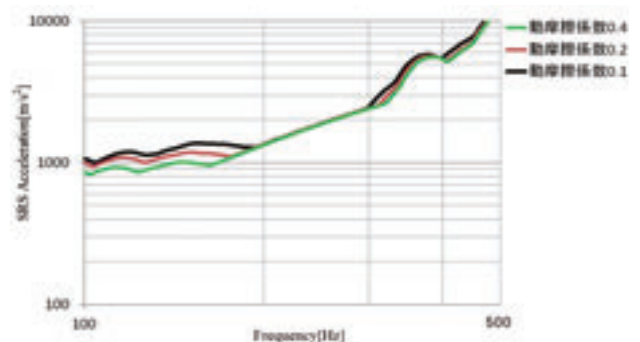


図9 摩擦係数違いによるSRS値比較(CH1)

200Hz以下で、SRSに違いが出ていることがわかる。動摩擦係数を0.4から0.2や0.1に変化させた場合、具体的にSRSの倍率がどう変化するか、先程と同様に50Hz間で平均を取った値を使って表4に示す。初期値である0.4のデータを基準値とする。

表4 摩擦係数変化によるSRS値の変化(CH1)

Frequency[Hz]	動摩擦係数0.4	動摩擦係数0.2	動摩擦係数0.1
100-150(ave.)	1.0	1.151	1.474
150-200(ave.)	1.0	1.095	1.243
200-250(ave.)	1.0	1.012	1.014
250-300(ave.)	1.0	1.012	1.014

動摩擦係数0.2や0.1の場合、特に100～150Hzの間でSRSが大きくなっていることが確認できる。上記についてさらに検証するため、振動解析で構造体の共振周波数を調べるために、広く使用されているPSD解析を行った(図10)。PSD値は、特に300Hz以下で明らかな差が生じていることがわかる。これらのことは、摩擦係数の差により低周波側の衝撃レベルに、強い加速度が与えられたことを示している。また、高周波側については、目立った差は生じていなかった。

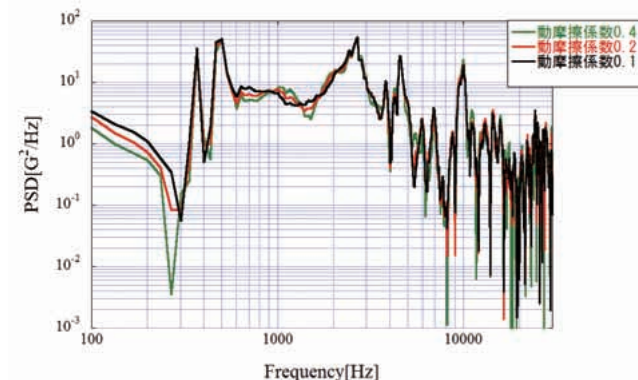


図10 摩擦係数違いによるPSD値比較(CH1)

8. 結論

実験結果とCAE解析結果の比較を行った結果、100～300Hzの周波数域においてよく一致した。さらに、衝撃試験における低周波側のレベル調整の手段の一つとして、衛星を設置する治具が持つ摩擦係数に着目し、CAE解析を行った。その結果、摩擦係数と低周波側の衝撃レベルに関係性があることがわかった。また、高周波側は殆ど変化が無いことから、低周波側の調整弁として使い勝手が良いと考えられる。

今回のCAE解析により、経験的に行ってきたことが間違いでないことが確認できた。また、製作してからでないかわからなかったことを事前に予測することができるため、高性能な衝撃試験設備構築へ向けて、コスト削減に繋げていけるものとする。

謝辞

本研究の一部は、総合科学技術会議により制度設計された最先端研究開発支援プログラムにより、日本学術振興会を通じて助成されたものです。

参考文献

- 1) T. Hatamura, S. Kimoto, H. Masui, M. Cho, :Development of a shock test method suitable for Nano-satellites; Basic Study, Proceedings of 29th International Symposium on Space Technology and Science, 2013

- 2) T. Hatamura, S. Kimoto, H. Masui, M. Cho, :Development of a shock test method suitable for Nano-satellites; Performance evaluation, 5nd Nano-Satellite Symposium, Tokyo, Japan, Nov. 2013.
- 3) K. Maeno, T. Ohno, H. Honma : A Study of Hypersonic Shock Tunnel with a Diaphragmless Driver Section, Proc. 21st International Symposium on Shock Waves (21st ISSW), Panther Publ. & Print., Vol.2 (1997), pp.1379-1384.

適合壁における二次元翼非定常空気力計測試験とその解析

齊藤健一, 吉本周生
宇宙航空研究開発機構

Measurement of unsteady aerodynamics of a two dimensional wing in adaptive wall wind-tunnel and its analysis

by
Kenichi Saitoh and Norio Yoshimoto (JAXA)

Abstract

A validation of a CFD code for transonic unsteady flow is important to the aeroelastic design of an aircraft. The wind-tunnel test was performed at the Transonic Wind-tunnel Göttingen to measure the unsteady pressure distributions in the DLR - JAXA cooperative frame work. A two-dimensional wing which has NLR-7301 profile was excited in pitching and flap motion. The test results measured in the adaptive wall test cart were compared with the NS analysis with free stream boundary condition. Higher harmonic component of the pressure distributions were also compared in this paper.

Key Words : Transonic Flow, Unsteady Flow

1. はじめに

フラッタは翼などの構造振動系が気流からのエネルギー流入過多となって振幅の増大を招く不安定現象であり、遷音速領域では非定常空気力の非線形性により、フラッタ動圧の低下や、リミットサイクル現象を引き起こす。また非定常空気力は振幅に比例せず、振動モードごとに求めた空気力の重ね合わせも効かない。これらはCFDにより解析可能となってきているが、その精度の検証には試験データとの比較が欠かせない。このため我々はDLRと共同研究により後縁舵面付きNLR-7301二次元翼模型による非定常空気力計測試験を行った(図1)。非定常圧力分布計測のためにはセンサの埋め込みや、十分な剛性が必要となることから、模型はある程度の大きさが必要となる。DLRで過去に行われた二次元翼によるフラッタ試験¹⁾ではブロックージ比5.0%、翼弦長 c と風洞高さ H の比は $H/c=3.33$ となっており、また我々がJAXA遷音速フラッタ風洞で行った同様の二次元翼フラッタ試験²⁾ではブロックージ比4.8%、 $H/c=2.40$ となっている。これらの試験は、DLRでは開口比6%、傾き 60° 、フラッタ風洞では開口比23.2%、垂直孔の多孔壁で行っているが、いずれも圧力分布を解析値と比較する際、風洞壁の影響を考慮する必要があった。今回DLRで行った風洞試験はブロックージ比、 H/c は文献1)と同等の試験であるが、ゲッチング遷音速風洞が有する適合壁カートを用いて行われた。これらの計測値が、自由流を仮定した解析と一致するか等、報告する。

2. 風洞試験

風洞試験はDNWゲッチング遷音速風洞で行った。風洞試験部断面は $1\text{m}\times 1\text{m}$ で、模型はスパン 0.998m 、コード長 $c=0.30\text{m}$ である。75% c をヒンジ位置とする後縁舵面を有する。模型はピッチ加振のため軽量化の必要があり、高剛性型の炭素繊維複合材を用いた。ピッチング、舵面ともに風洞壁外両側に配置する油圧アクチュエータで駆動し、舵面駆動用アクチュエータは模型と一緒にピッチング運動するバーの上に配置されている。試験の詳細は文献3)に記す。揚力およびピッチングモーメント(ピッチ回転中心25% c 周り)は圧力分布を積分して求めた値を用いた。データは加振振動数に対し128倍のサンプリング周期でデジタル収録された。適合壁の壁面形状は上下壁付近の圧力分布計測値を用い、コーシーの積分公式に基づく1段アルゴリズムによって変更される⁴⁾。



図1 風洞試験

3. 解析

解析には二次元CFDコードを用いた。コードの概要は以下の通り。

支配方程式	二次元薄層近似NS方程式
差分法	TVD法
積分法	ADI法
構造積分法	Wilsonのimplicit θ 法
乱流モデル	Baldwin-Lomax

自由流解析としてコード長の20倍の領域をとったC型構造格子を用いた(図2)。C型部は流入境界条件として速度および密度を与え、後流は流出境界条件として圧力を与えた。また適合壁に対する解析として上下壁を試験時の形状に合わせ、壁面部にslip条件を課した解析を行う予定であったが、パラメータの設定ミスにより、計算領域は風洞壁形状に対応しているが、上下面で多孔壁相当となる計算となった(図3)。すなわち、上下壁面流入部ではプレナム室圧 P_{plenum} との差圧により主流垂直方向の運動量を得ている。

$$U_y = \frac{P - P_{plenum}}{\rho_\infty U_\infty^2} U_\infty$$

ただしこの結果も参考のため掲載するものとし、以下多孔壁解析と呼ぶこととする。いずれも格子サイズは 313×79 で翼面上に247点配置した。

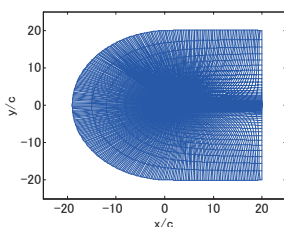


図2 自由流解析用格子

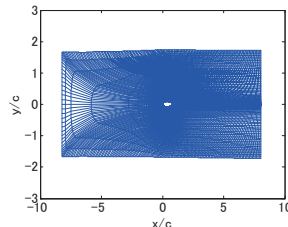


図3 多孔壁解析用格子

4. 非定常空気力の比較

後縁舵面舵角は、舵角ゲージを用いて 0° 調整し、翼端アクチュエータ部に設置した制御用ポテンシオメータ、および翼中央部付近にホールセンサを配置し計測した。通風時には両者に差がみられ、空気力による舵面のねじれが生じていると考えられる。このため試験はホールセンサの出力を見ながら中心舵角、舵面加振振幅の設定を行った。しかし風洞試験設定条件を基に求めたCFD解析による圧力分布は、試験計測値との差異がみられたため、まず風洞試験の定常圧力分布に対してCFDによる圧力分布の差異が最も小さくなるよう、解析用の気流条件を求めた。この際、Mach数は風洞試験値とし、迎角 α および舵角 β をそれぞれ 0.1° 、 0.5° 刻みに解析を行い、それらのうち風洞試験圧力分布との差異の面積が最小となるものを選んだ。さらにその

条件付近で迎角 0.05° 、舵角 0.1° 刻みの解析を行い、最終的な解析条件を求めた。この結果、ピッチ加振試験時の基準定常試験条件 Mach 0.741、 $\alpha=0.76^\circ$ 、 $\beta=0.99^\circ$ に対し、自由流解析では $\alpha=0.60^\circ$ 、 $\beta=-1.8^\circ$ 多孔壁解析では $\alpha=1.50^\circ$ 、 $\beta=-2.2^\circ$ が最小となった(図6)。この舵角を中心に、ピッチ角振幅 0.71° 、振動数 30Hz で行った試験に対する非定常解析を行った。この時、無次元振動数は0.11(半翼弦長基準)、レイノルズ数は 1.86×10^6 (翼弦長基準)である。試験時には模型上下面7% c 位置にラフネスを貼り付けており、解析も遷移点を7% c とした。 C_l 、 C_m の応答を図4、5に示す。図中の青線は計測値データを、水色はその平均値を表し、黒、赤色の線はそれぞれ自由流、多孔壁解析値を示している。また図中の横軸 α はレーザ変位計で計測したピッチ角を表しており、中心ピッチ角は 0.79° である。迎角は適合壁の補正残差を除いた値で、その差は 0.03° となっている。解析値のピッチ角は風洞試験と対応するよう中心値を 0.79° に修正して示している。適合壁は定常状態で壁形状の調整を行い、非定常計測時は一定の形状となっている。

C_l は解析より風洞試験で位相遅れがやや大きくなっている。 C_m は25% c まわりのため値が小さいが、解析のほうがやや変動が大きい。ただし、試験値では計測できなかった点があり、精度が不十分と考えられる。そのため C_l 、 C_m は参考とし、圧力分布を比較する。3次までの調和振動成分を図8に示す。CFDの調和振動成分は、応答の時間履歴を数値的に積分して求めた。試験値は励起振動(ここではピッチング)から圧力応答への伝達関数を求め、励起振動数における値の分布を示している。伝達関数 T_f は離散フーリエ変換を基に、 $T_f = W_{xy}(f)/W_{xx}(f)$ として求めた。ウィンドウ処置は行っていない。このケースでは320周期分のデータを処理している。2次以上の調和振動成分は $T_f = W_{xy}(f_k)/W_{xx}(f_k) / \sqrt{W_{xx}(f_k)/W_{xx}(f_i)}$ として求めた。ここで W_{xx} は x のパワースペクトル、 W_{xy} は x 、 y のクロススペクトルを表し、 f_i は励起振動数、 f_k はその高調波振動数を表す。図7の0次成分は平均値を示した。図6~8において、▲は試験値上面、▼は試験値下面の値を示し、対応する実線は自由流解析値、破線は多孔壁解析値を示す。図の上面圧力分布試験値には30% c 付近にくぼみが見られ、二重衝撃波の傾向がみられる。多孔壁解析では同様にくぼみが見られるが、自由流解析では見られない。これは必ずしも自由流解析では二重衝撃波状態の解析値が得られないということの意味しているわけではないが、上下面の圧力分布が試験値と近い状態としては、このような条件が得られている。非定常計測時の平均値成分を見ると、いずれもこのようなくぼみはみられなくなっている。しかし1次調和振動成分実部では2つの解析ケースに差異がみられ、多孔壁解析は試験値と良い一

致を示している。1~3次調和振動成分は C_p の値を加振振幅(rad)で除し、単位振幅あたりの値となっている。実部は加振に対する同相成分、虚部は90°位相のずれた成分を表しているが、実部に比べ虚部は試験-解析値間の差が大きくなっている。2次および3次調和振動成分実部も多孔壁解析のほうが自由流解析より試験値と良い一致を見せている。高次成分においても虚部は実部より試験との対応が悪い。1~3次成分はすべて縦軸を同じスケールで描いているが、下面側は2次以上の成分は小さいものの、上面側では高次成分が1次に対し十分小さいわけではないことがわかる。

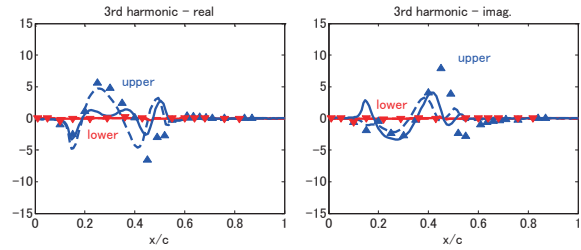


図8 つづき ピッチ加振非定常圧力分布調和振動成分 (マーカー:試験値, 実線:NS自由流, 破線:NS多孔壁)

図4, 5, 7, 8の試験値はMach 0.741, $\alpha=0.76^\circ$, $\beta=0.99^\circ$, $\Delta\alpha=\pm 0.71^\circ$, $f=30\text{Hz}$, このうち自由流解析は $\alpha=0.60^\circ$, $\beta=-1.80^\circ$, 多孔壁解析では $\alpha=1.50^\circ$, $\beta=-2.20^\circ$

次に舵面加振について比較する。ピッチ加振時と同様に定常圧力分布を基に解析基準条件を求めた。基となる定常圧力分布計測条件はMach 0.741, $\alpha=0.76^\circ$, $\beta=1.22^\circ$ に対し、自由流解析では $\alpha=0.60^\circ$, $\beta=-1.7^\circ$, 多孔壁解析では $\alpha=1.60^\circ$, $\beta=-2.2^\circ$ であった。舵角振幅 1.05° , 振動数30Hzの試験に対して非定常解析を行った。 C_l , C_m の精度はピッチ加振時と同様とは言えないが、 C_l , C_m はとも解析に対し試験の変動値(傾き)が小さくなっており、舵面の効きが実際には悪くなっているようにみられる。ピッチ加振時の解析に見られたように定常圧力分布, 加振時の平均圧力分布, 調和振動成分とも、試験値, 自由流解析値, 多孔壁解析値に同様の相互関係がみられる。垂音速域ではヒンジ付近の変動が最も大きくなるが、本試験ではそれより上流で圧力変動が大きくなっている。試験時には加振舵角自体にやや高調波成分が載っており、それに対する補正等を行っていないため、高次調和振動成分の対応が悪くなっている可能性がある。

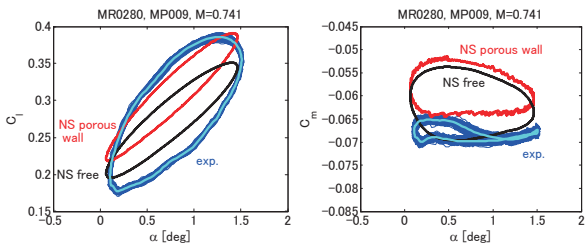


図4 ピッチ加振 C_l 応答

図5 ピッチ加振 C_m 応答

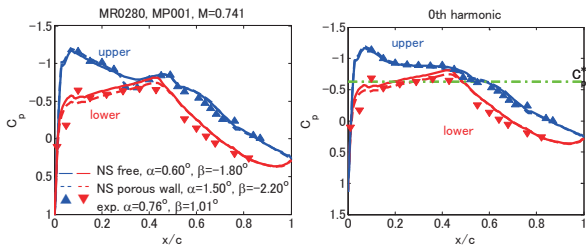


図6 定常圧力分布

図7 ピッチ加振時の平均圧力分布

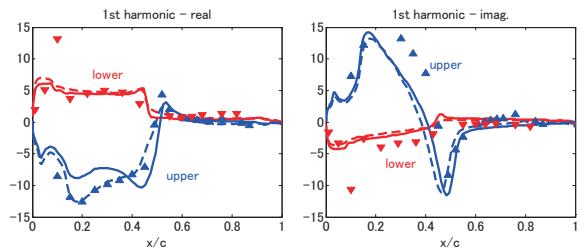


図8 ピッチ加振非定常圧力分布調和振動成分

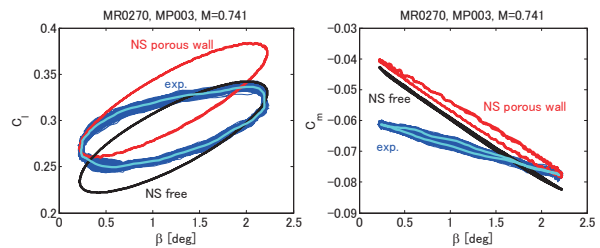


図9 舵面加振 C_l 応答

図10 舵面加振 C_m 応答

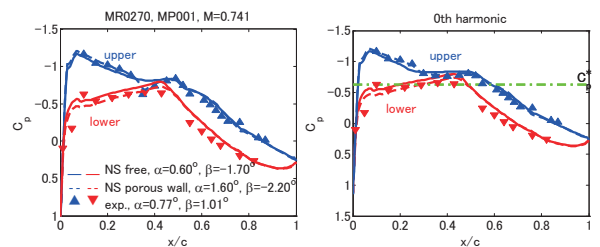


図11 定常圧力分布

図12 舵面加振時の平均圧力分布

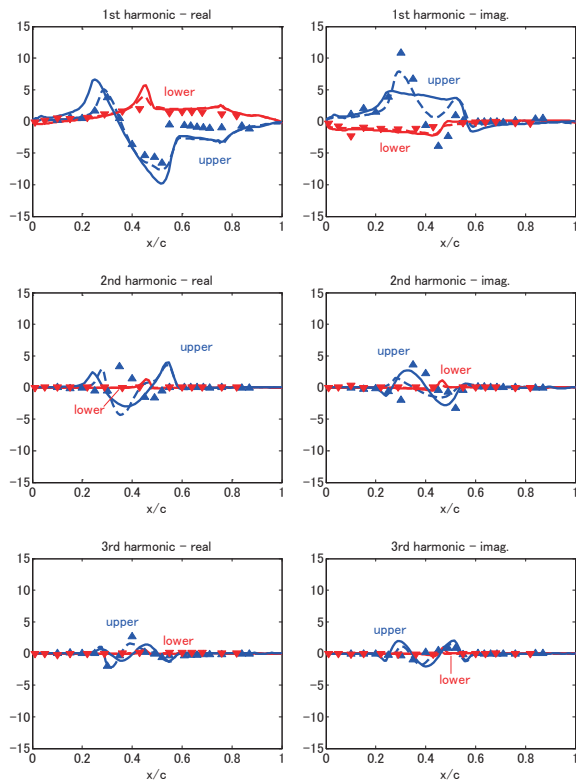


図13 舵面加振非定常圧力分布調和振動成分
(マーカー:試験値, 実線:NS自由流, 破線:NS多孔壁)

図9, 10, 12, 13の試験値はMach 0.741, $\alpha=0.76^\circ$, $\beta=1.22^\circ$, $\Delta\beta=\pm 1.05^\circ$, $f=30\text{Hz}$, このうち自由流解析は $\alpha=0.60^\circ$, $\beta=-1.70^\circ$, 多孔壁解析では $\alpha=1.60^\circ$, $\beta=-2.20^\circ$

5. おわりに

一般にフラッタ解析では一般化空気力の1次調和振動成分が重要であり, 線形解析ではそのみが考慮される. 三次元翼で一般化空気力の非定常成分を直接計測することは不可能であり, 二次元翼で計測される C_l , C_m も, 十分な精度を得るのは難しい. そのため非定常圧力分布を比較するのが最も確実と思われるが, 公開されているデータには高次調和振動成分を含む詳細なデータは少ない.

今回計測したデータの不確定な要因としては, 舵角計測値, 加振波形の高調波成分, 模型の変形, 模型の形状精度, 三次元効果, 舵面のギャップ, 左右の加振の同期性, 風洞壁の影響等が考えられる. 風洞壁の影響については, 今回の解析では多孔壁相当の境界条件であったが, 非定常圧力分布は自由流より良い対応の結果が得られた. これまでに行った多孔壁での二次元翼による風洞試験²⁾では, 自由流に対する解析値より定常揚力が小さくなる傾向, すなわち同等の揚力を得るには大きな迎角を必要とする傾向があり, 本試験に対する多孔壁相当の解析と同様の傾向がみられる. 文献²⁾では多孔壁を考慮した解析は, 多孔壁による風洞試験と良い一致を見せているから, 適合壁による試験は多孔壁より自由流に近い状態が得られていると考えられ, 適合壁を模擬した解析を行えば, 試験-解析間の迎角の差異は改善されると考えられる. 非定常成分については, 多孔壁解析と同様に適合壁を考慮した解析が, 自由流解析より改善されるか否か不明であり, 適合壁に対する解析を再度試みる. 模型の変形等は, データとして取得しており, 今回得られたデータについて今後さらに解析を進めていく.

参考文献

- 1) Schewe, G., et al., "Nonlinear Effects in Transonic Flutter with Emphasis on Manifestations of Limit Cycle Oscillations", J. Fluid and Structures, Vol. 18, Issue 1, pp. 3-22, 2003
- 2) Saitoh, K., et al., "Unsteady transonic aerodynamics during wing flutter", Central European J. Engineering, Vol. 2, Issue 3, pp. 410-417, 2012
- 3) 齊藤他, "振動翼周りの非定常空気力計測について", 第 51 回飛行機シンポジウム講演集, JSASS-2013-5005, 2013
- 4) Kraft, E. M., et al., "Direct Assessment of Well Interference in a Two-Dimensional Subsonic Wind Tunnel", AIAA82-0187, 1982.

ONERA-M6 風洞試験における風洞壁干渉の影響の検証

南部太介 (早稲田大学), 橋本敦, 青山剛史 (宇宙航空研究開発機構), 佐藤哲也 (早稲田大学)

Analysis of wall interference effect for the ONERA-M6 wind tunnel testing

by

Taisuke Nambu (Waseda university), Atsushi Hashimoto, Takashi Aoyama (JAXA) and Tetsuya Sato (Waseda university)

ABSTRACT

The wall interference effect of the ONERA-M6 wind tunnel testing is analyzed using CFD analysis. The computational domain includes the wind tunnel walls, and the effect of the porous walls, which are set at the top and bottom of the test section, are computed by the porous wall model. The computational result gets almost the same shock wave shape as the experiment, which could not be captured in the past works. The interference by the porous walls decreases the Mach number and the incidence, and the swept angle of front shock wave and the location of rear shock wave are altered. The lift and drag coefficients are also affected by the interference of the porous wall. The lift coefficient becomes small due to decrease of the incidence. The smaller Mach number decreases drag coefficient, meanwhile decrease of the attack angle causes additional drag by similar mechanism to induced drag.

1. はじめに

現在、航空機の空力解析における CFD への精度要求は非常に高く、その基準は抗力係数 $C_D = 0.0001$ (1count) である。このような高い精度要求を満たすために、CFD 解析結果の妥当性は厳密に検証される必要がある。CFD 解析の妥当性検証において、CFD 解析結果と実際の飛行試験の結果を比べることが理想である。しかし、飛行試験における空力計測は、未だ十分な精度で行うことは難しく、殆どの場合、妥当性検証には風洞試験の結果が用いられる。厳密な妥当性の検証を行うため、風洞試験の結果はできるだけ誤差を排除した、信頼性の高いものである必要があるが、通常、CFD 解析と風洞試験の流れ場の条件を厳密に一致させるのは容易ではない。その原因の1つとして、風洞壁の影響が挙げられる。風洞壁の存在は、実飛行状態と風洞試験の差異を生み、「風洞壁干渉」として古くから問題視されている。壁干渉を補正するために過去多くの研究が成されてきたが、現在でも実験値から完全に壁干渉の影響を排除することは容易ではない。

一方、CFD 技術の発展に伴い、CFD 解析に風洞壁の影響を含め、壁干渉の影響を解析するという試みが幾つか行なわれている¹⁻⁴。筆者らも CFD 解析を用いて壁干渉問題の検証に取り組んできた。しかし、航空機開発で特に重要な遷音速風洞の場合、チョークを回避するため風洞のテストセクションの壁が多孔壁のような透過性を持つ壁となっており、これまでその影響を正確に解析するのは容易ではなかった。壁干渉を解析する上で多孔壁の影響は無視できず、できるだけ正確にモデル化する必要がある。そこで、筆者らは遷音速風洞の多孔壁を模擬できる一般性の高い新たな多孔壁モデルを開発した^{5,6}。これまで、航空機の風洞試験における壁干渉解析に向けた第一段階として、二次元翼の風洞試験を対象とした CFD 解析を行い、多孔壁モデルの妥当性の検証、二次元翼における壁干渉の現象把握を行ってきた⁷。

本研究では、航空機の風洞試験における壁干渉解析に向けた第二段階として、ONERA-M6 の風洞試験⁸を対象に、三次元翼の風洞試験における壁干渉の影響を検証する。ONERA の遷音速風洞「S2MA」で行われた ONERA-M6 の風洞試験は、CFD 解析における妥当性検証のための実験値として、現在最も使われる物の一つである。翼面の圧力分布の比較では、多くの CFD 解析結果が実験値と良好な一致を示しており⁹⁻¹⁷、信頼性の高い実験値と認知されている。しかし、一部にどうしても実験値と CFD 解析に誤差が生じる部分がある。図1は $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$ の断面 (z は翼幅方向座標、 b は翼幅) における翼面圧力分布の比較を示して

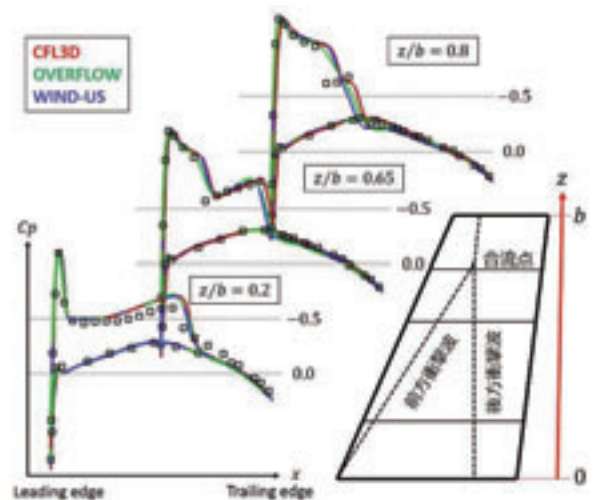


図1 CFL3D、OVERFLOW、WIND-USによる翼面上圧力分布の CFD 解析結果

($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

いる。CFD 解析の例として、実績が多く信頼性が高い CFL3D⁹、OVERFLOW¹⁰、Wind-US¹¹ による解析結果を示している。この3断面における圧力分布は実験と CFD 解析で特に誤差が目立つ。 $z/b = 0.2$ では上面において CFD 解析の圧力が実験値よりも低くなっている。また、 $z/b = 0.65, 0.8$ では衝撃波構造に CFD 解析と実験値で違いが生じている。ONERA-M6 の様な後退翼では、「ラムダ衝撃波」と言われる2段の衝撃波から成る特徴的な衝撃波構造が生じる。 $z/b = 0.65$ の結果では、その2段の衝撃波位置(前方衝撃波・後方衝撃波)が正確に捉えられていない。また、 $z/b = 0.8$ の断面において、実験値は2段の衝撃波を捉えているのに、CFD 解析では1本の衝撃波しか捉えられていない結果が多い。これは実験と CFD 解析で前方・後方衝撃波の合流点の位置が異なっていることを示している。これまで数多くの CFD 解析結果が同様の誤差を示してきた。実験と CFD 解析の誤差の原因は、CFD 側に有る場合も多い。しかし、数多くの信頼性の高い CFD 解析結果が同様の誤差を示しているということは、それが CFD 解析側の問題のみであるかどうかは疑わしい。一般に、風洞流路の大きさに対する模型サイズの比(ブロッケーージ比)が大きくなるほど壁干渉の影響は強くなる。ONERA-M6 の風洞試験の場合、風洞模型の平均空力翼弦長(MAC長)と風洞流路の高さの比は2.7であり、これは一般的な航空機の遷音速風洞の試験に比べて非常に大きく、強い壁干渉が予想される。よ

って、本試験結果における壁干渉の影響を検証することは非常に重要である。

本研究では、まず多孔壁モデルを用いて ONERA-M6 の風洞試験を再現した CFD 解析を行い、試験結果に含まれる壁干渉の影響を検証する。そしてそれらの解析結果から、三次元翼の風洞試験における壁干渉の現象把握を行う。具体的には、壁有り・壁無しの CFD 解析結果の比較から壁干渉量の定量的な評価を行い、その干渉量から、衝撃波構造、空力係数への影響を解析する。

2. 解析手法

2. 1. CFD 解析手法

本解析では、JAXA が開発した高速流体ソルバー FaSTAR (FAST Aerodynamics Routines) ¹⁸ を用いた。本解析で用いた解析手法を表 1 に示す。

表 1 CFD 解析手法

項目	手法
非粘性流束	HLLW ¹⁹
勾配計算法	重み付き Green-Gauss 法
再構築法	MUSCL 法による空間二次精度
制限関数	Hishida の制限関数 ²⁰
時間積分法	LU-SGS 法
乱流計算手法	RANS (SA-noft2-R モデル ^{21, 22})

2. 2. 計算条件

本解析の計算条件を示す。上下壁と側壁の影響をそれぞれ検証するため、「上下壁・側壁有り」、「上下壁のみ」、「側壁のみ」、「壁無し」の 4 種類の計算を行った。図 2 に「上下壁有り」の場合の計算空間と境界条件、図 3 に S2MA のテストセクションにおける風洞流路の寸法と多孔壁の範囲を示す。CFD 解析における風洞寸法、模型サイズ、多孔壁の範囲は実際の風洞試験 ⁸ と同様である。側壁は抽気がなされていないため、滑り無し壁として計算する。実際の風洞試験では翼根に境界層の影響を排除するためのダイバーターが付いている。よって、翼根が接する面 (対称面) は滑り壁境界として解析する。「上下壁のみ」、「側壁のみ」、「壁無し」の計算格子は翼周辺では「上下壁・側壁有り」の格子と同一であり、壁が無い方向には境界条件の影響を排除するために十分な大きさの空間を追加している。「上下壁・側壁有り」の解析では流入境界では総温・総圧を一定とし、流出境界では静圧を調整して、その他の解析と翼前方でのマッハ数が一致するように調節する。「上下壁のみ」、「側壁のみ」、「壁無し」の解析における流入境界は全て一様流の値で固定し、流出境界の静圧は一様流の値で固定している。図 4 は翼面の計算格子を示している。本計算では格子依存性を確認するため Coarse と Fine の 2 種類の格子で解析を行っている。Coarse 格子のセル数は翼近傍で 100×50×60 (主流方向、垂直方向、翼幅方向) であり、Fine 格子は 200×75×120 ある。迎角は、翼周辺の格子を回転させることで実現している。

2. 3. 多孔壁境界条件

多孔壁境界条件では、壁に垂直方向の速度成分を多孔壁モデル ^{5, 6} を使って計算し、その他の速度成分を 0 としている。多孔壁モデルにおいて壁の差圧と通過流量の関係は以下の式で与えられる。

$$\frac{(\rho v)_{porous}}{(\rho u)_{\infty}} = A \cdot P_o \cdot \Delta C_p \quad (1)$$

$$A = F_{LD} \cdot F_{BL} \quad (2)$$

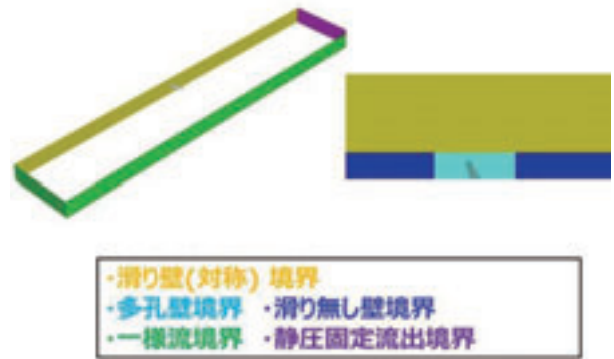


図 2 「上下壁のみ」の境界条件

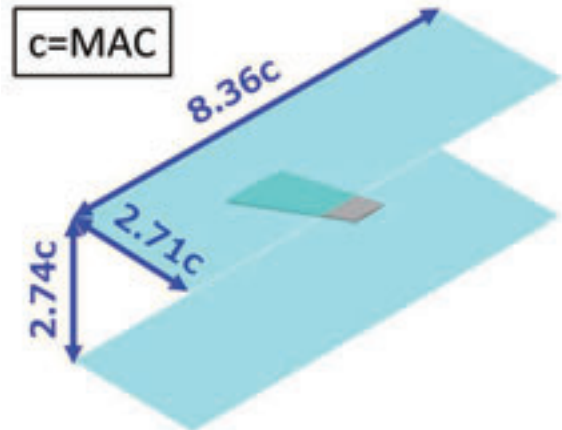


図 3 風洞寸法及び多孔壁の範囲 (水色の範囲が多孔壁)

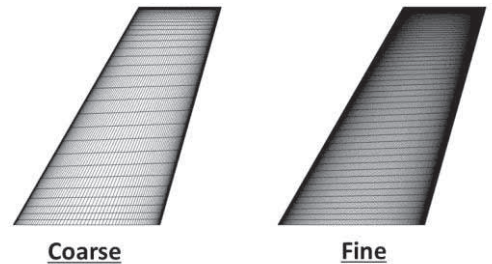


図 4 Coarse 格子と Fine 格子における翼面上の格子分布

$$F_{LD} = \begin{cases} 0.024 \ln(\Delta C_p) + 1.02 & (L/D = 0.5) \\ 1 & (L/D = 1) \\ -0.086 \ln(\Delta C_p) + 0.923 & (L/D = 2) \\ -0.271 \ln(\Delta C_p) + 0.821 & (L/D = 4) \\ -0.488 \ln(\Delta C_p) + 0.666 & (L/D \geq 8) \end{cases} \quad (3)$$

$$F_{BL} = 0.172 \ln(\delta^*/D) + 1.06 \quad (4)$$

$$\Delta C_p = \frac{p_{boundary} - p_{plenum}}{0.5 \rho_{\infty} u_{\infty}^2} \quad (5)$$

ここで P_o は空隙率 (壁と孔の面積比)、 $(\rho v)_{porous}$ は多孔壁を通過する質量流量、 $(\rho u)_{\infty}$ は一様流質量流量、 $p_{boundary}$ と p_{plenum} はそれぞれ壁面とプレナム室 (多孔壁を通過した先の領域) の圧力、 δ^* は境界層排除厚さ、 L と D は孔の深さと直径である。また F_{LD} と F_{BL} は孔の直径と深さの比と境界層厚さの影響をそれぞれ表わしている。本解析では、求めた v_{porous} を壁に垂直方向成分として与える。また、 p_{plenum} は多孔壁を通過する流量の収支が 0 となる値としている。本解析では文献 8) と 23) から $\delta^* = 15$ [mm]、 $D = 18$ [mm]、 $L/D = 1$ として計算し、 $A = 1.029$ となる。また、空隙率は $P_o = 0.06$ である。

3. 実験値との比較

3. 1. 上下壁・側壁の影響

CFD 解析結果と風洞試験の結果の比較を行った。流れ場の条件として、CFD 解析の妥当性検証に最もよく用いられる $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$ の条件で比較を行った。図 5、6、に「上下壁・側壁有り」、「上下壁のみ」、「側壁のみ」、「壁無し」の CFD 解析と実験値との比較を示す。比較断面は過去の解析結果で実験と CFD 解析の誤差が大きかった $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$ である。 $z/b = 0.8$ の断面において、実験値はラムダ衝撃波に特徴的な 2 段の衝撃波を捉えている。しかし、「壁無し」と「側壁のみ」の解析結果では実験値と同様の衝撃波構造は捉えられていない。一方、「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果は実験値と同様の 2 段の衝撃波構造を捉えることができている。 $z/b = 0.65$ の結果も同様に、「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果は他の CFD 解析結果と比べて、実験値により近い衝撃波構造を捉えられている。しかし、 $z/b = 0.2$ ではどの結果も実験値との誤差は改善されなかった。

過去の CFD 解析において、壁の影響を含めていない結果は、実験値の衝撃波構造を正確に捉えることができていなかった。しかし、本解析における「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果は実験値と同様の構造を捉えることができ、CFD 解析と実験値の誤差が壁干渉によるものであることを確認することができた。また、「上下壁・側壁有り」と「上下壁のみ」の結果はほぼ同一となった。これは上下壁による壁干渉が支配的であることを示している。よって、以下の議論では上下壁の影響に着目して解析を行う。

3. 2. 格子依存性

上下壁を含めた CFD 解析は実験値と良い一致を示したが、まだ多少の誤差が見られる。本節では、より格子密度を高めた計算格子で解析を行い、格子依存性の確認を行った。図 7、8 は Coarse と Fine 格子による $z/b = 0.2, 0.8$ 断面での翼面圧力分布を示している。流れ場の条件は前節と同じく $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$ である。 $z/b = 0.8$ の断面における Fine 格子の結果は、より衝撃波を鋭く捉え実験値に近いものとなっている。しかし、 $z/b = 0.2$ では、Fine 格子でも結果の改善が見られなかった。対称面付近の誤差の要因は壁干渉以外によるものである可能性が高い。実際の風洞試験において、翼根には境界層を排除するためのダイバーターが設置されており、CFD 解析と風洞試験では形状が厳密に一致していない。ダイバーターの影響の検証は本論文の範疇を超えるが、その影響が CFD 解析と実験値の誤差を生んでいる可能性がある。

3. 3. その他の条件での検証

その他の流れ場の条件でも、CFD 解析と実験値との比較を行った。図 9 は $M_\infty = 0.8359, \alpha = 4.08^\circ$ での比較を示している。解析は「上下壁のみ」と「壁無し」の結果を示している。この条件でも同様に、上下の多孔壁の影響を考慮した CFD 解析は実験値により近い衝撃波構造を捉えることができている。一方、対称面に近い $z/b = 0.2$ の結果は前節の結果と同様の誤差が見られた。図 10 は $M_\infty = 0.6990, \alpha = 3.06^\circ$ における結果を示している。翼面上は衝撃波が生じず亜音速である。この場合、壁有りと壁無しの結果に遷音速の場合ほど顕著な違いは見られなかった。

4. 壁干渉の影響の考察

前節の結果から、上下の多孔壁が三次元翼の流れ場に影響を与えていることが分かった。本節ではこれらの壁干渉の影響の考察を行う。まず、CFD 解析の結果と線形のポテ

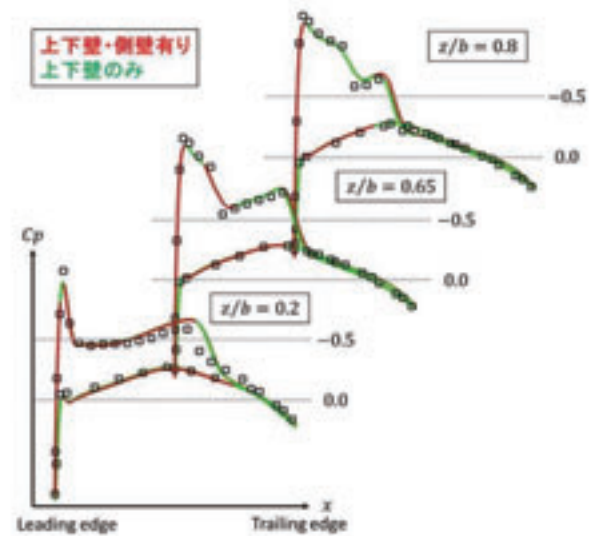


図 5 「上下壁・側壁有り」、「上下壁のみ」の翼面圧力分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

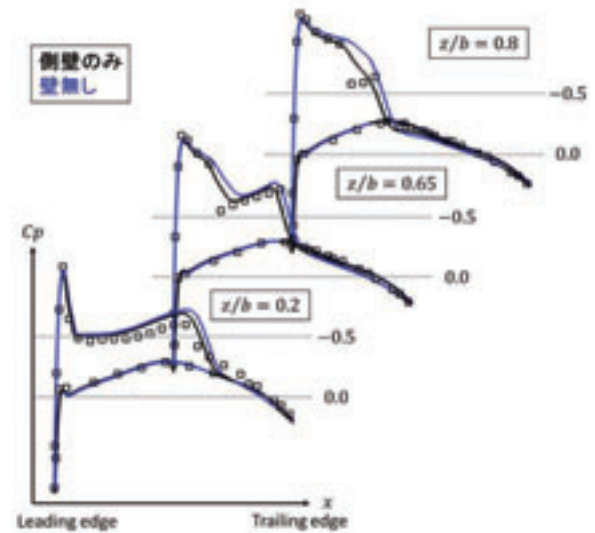


図 6 「上下壁・側壁有り」、「上下壁のみ」の翼面圧力分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

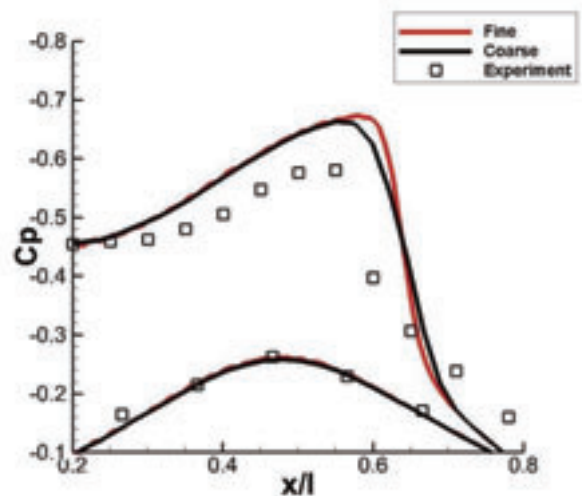


図 7 Coarse 格子と Fine 格子による翼面圧力分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ, z/b = 0.2$)

ンシャル方程式を用いて、壁干渉の定量的な評価を行う。そして、その壁干渉量から、衝撃波構造、空力係数への影響を検証する。

4. 1. 壁干渉量の評価

本節では、風洞壁干渉補正法^{24,25}の基礎式として広く使われる線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いて壁干渉量を定量的に評価する。三次元の線形ポテンシャル方程式は以下の式で表される。

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

また式中の微小擾乱速度ポテンシャル ϕ は以下のように表される。

$$\phi = \phi_{wall} - \phi_{no\ wall} \quad (6)$$

ϕ_{wall} は壁有りの流れ場における速度ポテンシャル、また $\phi_{no\ wall}$ は壁無しの流れ場における速度ポテンシャルを示している。よって、その差である ϕ は壁から生じる擾乱を表している。式(5)を x と y で微分すると以下の式が得られる。

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta u}{\partial z^2} = 0 \quad (7)$$

$$\Delta u = u_{wall} - u_{no\ wall} \quad (8)$$

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta v}{\partial z^2} = 0 \quad (9)$$

$$\Delta v = v_{wall} - v_{no\ wall} \quad (10)$$

Δu と Δv は壁干渉によって生じる擾乱速度を表す。

式(7)と式(8)は計算空間の境界値を与えることで数值的に解くことができる。本解析では境界における Δu と Δv の値を、壁有りと壁無しのCFD解析結果の差分から与える。この評価法は、単純なCFD解析の差分では評価ができない、翼位置での干渉量を求めることができる。線形のポテンシャル方程式より求めた干渉量は、遷音速で多少の誤差が生じることを確認している⁷が、本研究での検証には十分な精度である。本解析では式(7)と式(8)を図11が示す計算空間で中心差分によって離散化し、Gauss-Seidel法を用いて解を求める。計算空間は各方向100点で離散化されている。

図12、13は $z/b = 0.2, 0.65, 0.8$ 断面における翼弦に沿った前縁から後縁までの、マッハ数と流れ角度の干渉量 ΔM と $\Delta \alpha$ の分布を示している。 ΔM と $\Delta \alpha$ は Δu と Δv より以下の式で求める²⁴。

$$\Delta M = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2\right) M_\infty \frac{\Delta u}{U_\infty} \quad (11)$$

$$\Delta \alpha = \frac{\Delta v}{U_\infty} \quad (12)$$

本解析では3種の空隙率、($Po = 0.2, 0.06, 0.0$)で計算を行っている。 $Po = 0.2$ はJTWT (JAXA2×2遷音速風洞)の空隙率、 $Po = 0.06$ はS2MAの空隙率である。「抽気大」($Po = 0.2$)の場合、 ΔM 、 $\Delta \alpha$ は共に減少している。一方「抽気無し」($Po = 0.0$)の場合は、 ΔM 、 $\Delta \alpha$ 共に増加と逆の傾向を示している。「抽気小」($Po = 0.06$)の影響は他の2つの結果の間であり、比較的その影響が小さい。

4. 2. 衝撃波構造への影響

本節では、壁干渉の影響がどのように三次元翼の衝撃波構造を変化させるのかを示す。図14は $Po = 0.2, 0.06, 0.0$ における翼面圧力分布である。空隙率の違いによって、前方衝撃波の衝撃波角と後方衝撃波の位置に違いが生じている。空隙率が大きくなるほど前方衝撃波と対称面がなす角度が大きくなり、後方衝撃波の位置がより前方に位置している。図17は前方衝撃波の概略を示している。ONERA-M6の様な後退翼では、翼に流入した速度成分の内、前縁に垂直方向の成分のみが加速されるため、流線が対称面側に偏向する。しかし、流線は翼の対称面に平行である必要

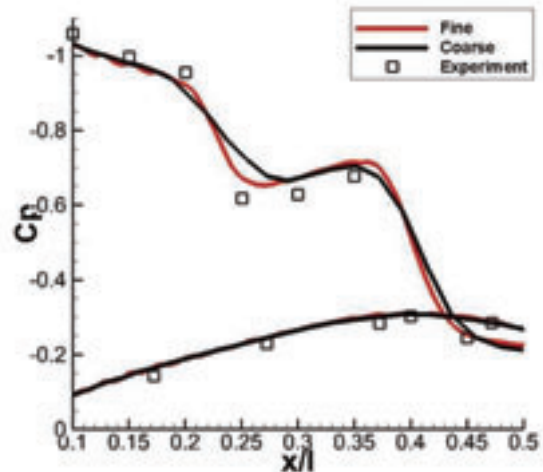


図8 Coarse格子とFine格子による翼面圧力分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ, z/b = 0.8$)

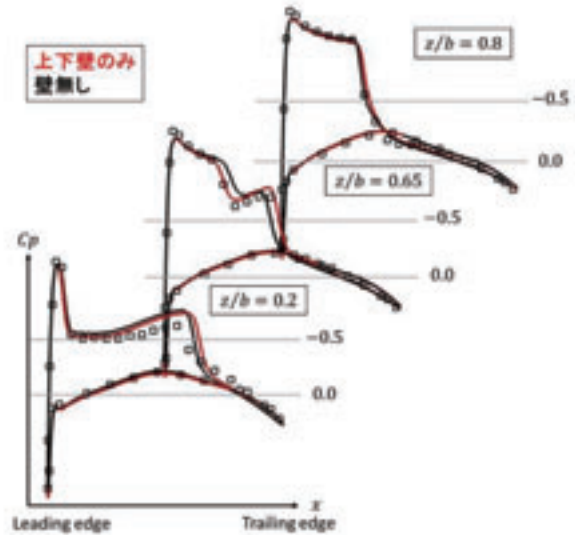


図9 翼面圧力分布の比較 ($M_\infty = 0.8359, \alpha = 4.08^\circ$)

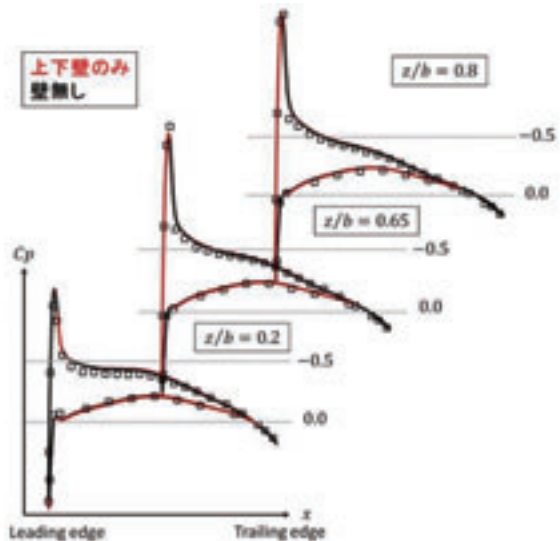


図10 翼面圧力分布の比較 ($M_\infty = 0.6990, \alpha = 3.06^\circ$)

があるため、流線の角度を更に変更するための斜め衝撃波が発生する。図14によると翼の対称面と斜め衝撃波がなす角($\beta - \theta$)は空隙率が増加するにつれて大きくなっている。

前節で示したとおり、多孔壁の壁干渉はマッハ数と迎角を小さくする。これは翼前縁での M_l が減少していることを示している。ここで M_l と斜め衝撃波の衝撃波角 β と轉向角 θ の間には以下の関係式が成り立つ²⁶。

$$\tan\theta = \frac{2\cot\beta(M_l^2\sin^2\beta - 1)}{M_l^2(\gamma + \cos 2\beta) + 2} \quad (13)$$

本計算結果では空隙率の変化による θ の違いは小さかった。その場合、 β は M_l の関数となる。弱い衝撃波（後流で超音速）の場合、 M_l が減少すると、 β は増加する。よって、翼の対称面と斜め衝撃波なす角（ $\beta - \theta$ ）が大きくなる。

前方衝撃波は弱い衝撃波であるため、超音速の範囲の終端に強い衝撃波（後流で亜音速）が生じる。一般にこの衝撃波はマッハ数が高いほど後方に移動する。図では空隙率が高いほど後方衝撃波がより後方に位置している。これは、多孔壁の壁干渉がマッハ数及び迎角を減少させる傾向と一致する。

4. 3. 空力係数への影響

三次元翼における壁干渉の空力係数への影響を検証する。表2は壁干渉による揚力・抗力係数の変化（ $\Delta = C_{wall} - C_{nowall}$ ）を示している。流れ場の条件は $M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$ である。

表2 壁干渉による揚力・抗力係数への影響

	ΔC_L	ΔC_D
$Po = 0.0$	0.04773	0.00420
$Po = 0.06$	0.00877	0.00296
$Po = 0.2$	-0.03537	-0.00065

壁無しの場合、 $C_L = 0.25772, C_D = 0.01952$ である。「抽気無し」の場合 C_L, C_D 共に増加している。これは図12, 13でも示した通り、壁干渉によってマッハ数と迎角が増加しているためである。遷音速ではわずかなマッハ数の増加でも大きな抗力の増加が起きる。また明らかに迎角の増加で揚力は増加する。「抽気大」の場合、壁干渉はマッハ数と迎角を減少させる方向に働く。抗力はマッハ数の減少によって低下するが、一方で流れ角度の減少は誘導抗力と同様の機構で抗力の増加を引き起こす。抗力の変化にはこれら2つの要因が影響している。

5. まとめ

本研究では風洞の壁干渉を含めた ONERA-M6 の流れ場の解析を行い、風洞試験結果に含まれる壁干渉の影響を調査した。また、航空機の壁干渉解析に向けて、三次元翼における壁干渉の影響の解析を行った。まず、ONERA-M6の風洞試験が行われた S2MA と同様の条件で CFD 解析を行った。これまで CFD 解析と実験値に差があった衝撃波構造を、上下の多孔壁を考慮することで、より実験値に近い形で捉えることができ、誤差の影響が壁干渉であることを示す事ができた。次に、線形の微小擾乱速度ポテンシャル方程式を用いて、壁干渉の定量的な評価を行った。多孔壁の壁干渉はマッハ数と迎角を減少させる。一方で、抽気が無い場合はマッハ数、迎角ともに増加した。この影響は翼面上に生じるラムダ衝撃波の前方衝撃波の角度と後方衝撃波の位置を変化させる。多孔壁の壁干渉の場合、対称面と衝撃波のなす角度が増加し、後方衝撃波は上流側に移動する。壁干渉の影響は揚力と抗力係数を変化させる。揚力は主に壁干渉による流れ角度の変化に影響を受ける。抗力は、遷音速においてはマッハ数の変化に強く影響を受ける。

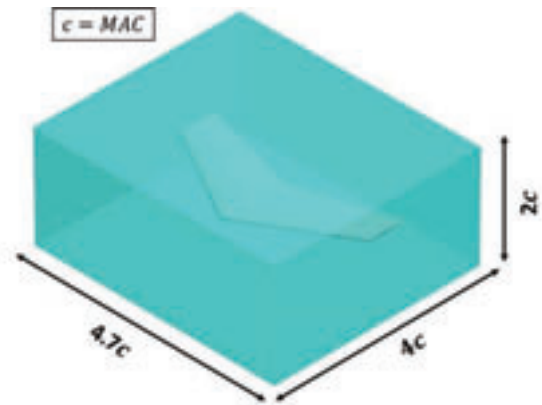


図1 1 線形ポテンシャル方程式による壁干渉量解析の計算空間

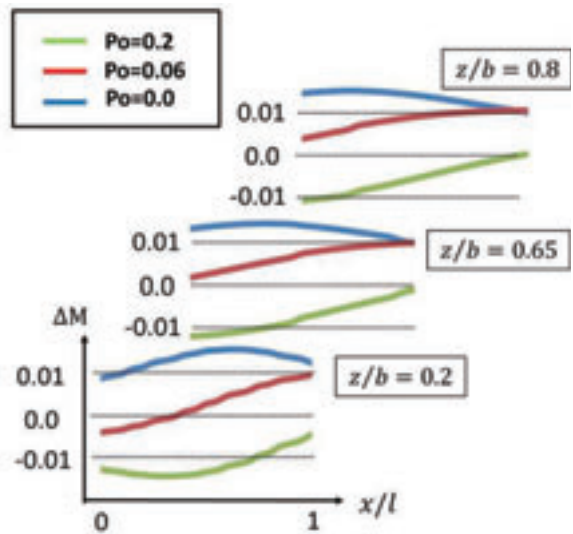


図1 2 翼弦上における ΔM の分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

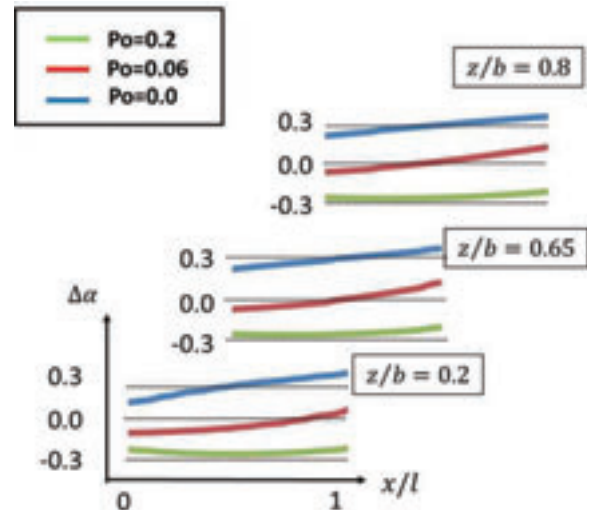


図1 3 翼弦上における $\Delta\alpha$ [deg]の分布 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

また流れ角度の変化も誘導抗力と同様の機構で抗力に影響を与える。

参考文献

1) Hashimoto, A., Aoyama, T., Kohzai, M., and Yamamoto, K.: Transonic Wind Tunnel Simulation with Porous Wall and Support Devices, AIAA paper 2010-4201.

- 2) Heidebrecht, A.: Simulation and model support correction for slotted wall transonic wind tunnels, 47th International Symposium of Applied Aerodynamics, 2a-02.
- 3) Hantrais-Gervois, J., L., Mouton, S., and Piat, J., F.: RANS simulations to compute wind tunnel wall corrections, 47th International Symposium of Applied Aerodynamics, 2a-04.
- 4) Krynytzky, A., Fleming, M., Sommerfield, D., and Li, P.: Computational Modeling of a Slotted Wall Test Section, AIAA paper, 2012-2863.
- 5) Nambu, T., Hashimoto, A., Aoyama, T. and Sato, T.: Numerical Analysis of Flow through a Hole for Modeling of Wind Tunnel Porous Wall, T. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci., 54 (2011), pp. 221-228.
- 6) Nambu, T., Hashimoto, A., Aoyama, T. and Sato, T.: Analysis and Modeling of Flow through Wind Tunnel Porous Wall, AIAA paper, 2010-4858.
- 7) Nambu, T., Hashimoto, A., Murakami, K. and Sato, T.: Numerical Analysis of Wind Tunnel Wall Interference on Two-dimensional Airfoil by New Porous Wall Model, AIAA paper, 2012-3229.
- 8) Schmitt, V. and Charpin, F.: Pressure Distributions on the ONERA-M6-Wing at Transonic Mach Numbers, AGARD AR, **138**, (1979), pp.B1-1-B1-44.
- 9) <http://cfl3d.larc.nasa.gov/>, CFL3D Test cases.
- 10) http://people.nas.nasa.gov/~pulliam/Overflow/test2.1z_html/onera_m6/HOWTO/onera_m6.html.
- 11) <http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/m6wing/m6wing01/m6wing01.html>, NPARC Alliance Validation Archive.
- 12) Bonhaus, D. and Wornom, S.: Relative efficiency and accuracy of two Navier-Stokes codes for simulating attached transonic flow over wings, AIAA paper, 1990-3078.
- 13) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T. and Lahur, P.: Lift and Drag Prediction Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method, AIAA paper, 2009-1365.
- 14) Durrani, N. and Qin, N.: Comparison of RANS, DES and DDES Results for ONERA M-6 Wing at Transonic Flow Speed Using an In-House Parallel Code, AIAA paper, 2011-190.
- 15) Collercandy, R.: An improved approach for the computation of transonic/supersonic flows with applications to aerospace configurations, AIAA paper, 1992-2613.
- 16) Yang, J., Yen, R. and Perng, Y.: Three-Dimensional Wing Flow Computations Using Implicit Weno Euler Solvers, J. of Aircraft, 39 (2002), pp.181-184.
- 17) Wild, J.: Smooth Mixed Meshes for Acceleration of RANS CFD in Aircraft Analysis and Design, AIAA paper, 2011-1267.
- 18) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Ishiko, K., Hishida, M., Sakashita, M. and Lahur, P.: Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR', AIAA paper, 2012-1075.
- 19) Obayashi, S. and Guruswamy, G P.: Convergence acceleration of a Navier-Stokes solver for efficient static aeroelastic computations, AIAA J., 33 (1995), pp.1134-1141.
- 20) 菱田学, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史: 非構造高速流体ソルバFaSTARにおける勾配制限関数、第42回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1C10, 2010
- 21) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R.: A one-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA paper, 1992-439.
- 22) Dacles-Mariani, J., Zilliac, G. G., Chow, J. S., and Bradshaw, P.: Numerical/Experimental Study of a Wingtip

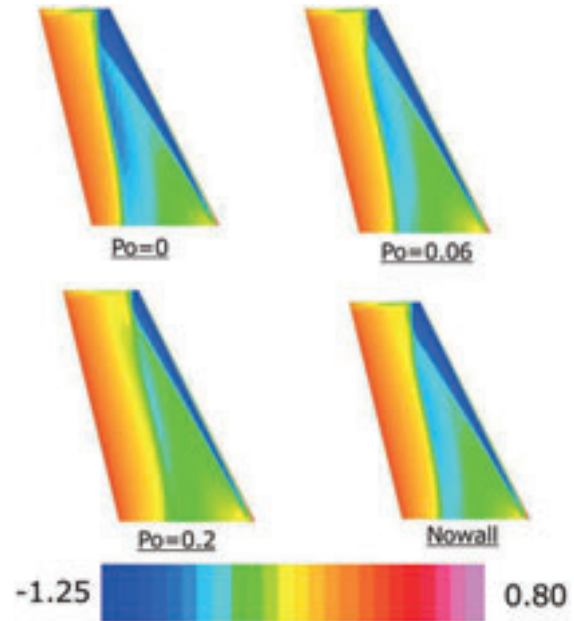


図14 空隙率の変化による翼面圧力分布の変化 ($M_\infty = 0.8395, \alpha = 3.06^\circ$)

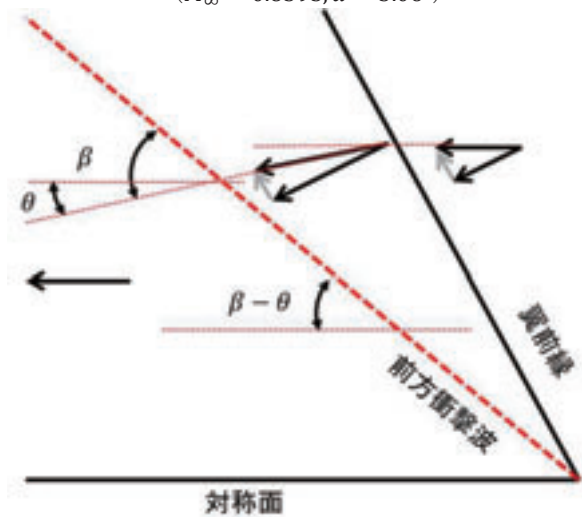


図15 前方衝撃波

Vortex in the Near Field, AIAA Journal, Vol 33, No.9, pp1561-1568, 1995

- 23) <http://windtunnel.onera.fr/s2ma-continuous-flow-wind-tunnel-variable-pressure-mach-01-mach-31>
- 24) Mokry, M. and Ohman, L. H.: Application of the fast Fourier transform to two-dimensional wind tunnel wall interference, J. of Aircraft, 17 (1980), pp.402-408.
- 25) Ulbrich, N.: The application of panel method code ANTARES to wind tunnel wall interference problems', AIAA paper, 2002-307.
- 26) Liepmann, H. W. and Roshko, A.: Elements of Gasdynamics, John Wiley & Sons Inc., New York, 1957, pp.86-88.

気流に垂直な平面と凹および凸曲面の極超音速衝撃波 形状に関する研究

ヴァシシュタ アシシュ (東大院), 渡邊 保真 (東大工学系), 鈴木 宏二郎 (東大新領域)

Study of Shock Shape in front of Concave, Convex and Flat Arc in Hypersonic Flow

by

Ashish VASHISHTHA¹⁾, Yasumasa WATANABE²⁾ and Kojiro SUZUKI³⁾

¹⁾ Doctoral Student, Department of Advanced Energy, Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo

²⁾ Assistant Professor, Department of Aeronautics & Astronautics, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo

³⁾ Professor, Department of Advanced Energy, Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo

ABSTRACT

In this study, the bow-shock shape has been studied in front of finite length semi-circular convex, concave cylindrical arc and flat plate at hypersonic Mach number 7. The experiments were carried out in hypersonic wind tunnel for drag coefficient measurement and shock visualization using Schlieren method. Further, numerical simulations were performed for the finite length concave, convex and flat plate geometries by solving three-dimensional Navier-Stokes equations for wind tunnel test-section conditions. The effect of curvature on shock envelope and drag coefficient for these three geometries is studied. It is also observed that the same reference area of concave arc can produce instabilities in shock wave, which can lead to starting problem of tunnel. Hence, the Schlieren images were captured using high-speed camera with 5000 fps. The different patterns of shock instabilities have been observed in case of concave shape cylindrical arc. Among the different instability patterns, particle induced instability pattern has been studied by numerical simulation by using static particle located upstream of concave geometry in hypersonic flow simulation.

1. Introduction

The fore-body shape of a moving object is an important parameter, which influence the flow field around it and the drag force on the body. In hypersonic flows, the total drag on a blunt body can be classified into three main components as wave drag, base drag and skin-friction drag. The fore-body shape influences the wave drag and heat transfer in hypersonic flow, because of the shock strength and shape of shock wave. To reduce the wave drag and to decrease the heat load in hypersonic flows at the fore-body, many active and passive controls has been studied. But, the main aim of all techniques is to modify the shape of the bow shock in front of fore-body.

The breathing blunt nose (BBN) concept as a passive technique in hypersonic flows has been demonstrated by Imamura et al. [1], which enables to bring bow shock closer to blunt nose by taking the flow through the nose and this concept was further investigated for lifting body configuration by Khurana et al. [2]. Similarly, the effect of forward-facing cavity on aerodynamic coefficients and heat transfer was investigated by Saravanan et al. [3].

To push the bow shock away from the lifting body configurations, the application of aero-spikes at Mach number 7 hypersonic flow, has been studied by Khurana et al. [4]. The effect of supersonic counter-flow jet at the bow shock in front of blunt body has been studied in hypersonic flows as an active technique by Bala et al. [5], which works as virtual aero-spike. Similarly, Laser induced aero-spike was also used as active technique for drag reduction [6]. The passive techniques have been advantageous over active techniques, as passive techniques do not require extra energy source. The aim of passive or active techniques is to modify the bow shock shape in front of the fore-body by bringing it closer to the blunt body or by moving it away from the blunt body.

In low subsonic speed, the effect of concave, convex arc and flat plate shapes on flow field around the geometries have been studied by Sharma et al. [7], and it is found that flow field around the body can be manipulated by these geometrical shapes as location of stagnation pressure point as well as shape of twin vortices behind the body changes because of curvature. The effect of concave shaped geometry has been studied for parachute application in supersonic flows by Keishi et al. [8].

The main aim of this study is to study the effect of different geometric shapes, convex cylindrical arc (CVA), flat plate (FP) and concave cylindrical arc (CCA) on the shock shapes to understand the flow field around these cylindrical arcs and flat

plate at hypersonic Mach number 7. The three geometries have been tested at Mach number 7 hypersonic flow experimentally and three-dimensional numerical simulation was carried out for the same standard test-section conditions. The drag coefficients for these geometries are compared experimentally and numerically. The flow visualization of shock waves is also carried out by using Schlieren method and compared with the numerical simulation. The flow visualization by using high-speed camera, with 5000 fps, reveals the shock instability for all shapes of geometry. The shock instability in the case of concave arc is more frequent than in case of convex arc or flat plate. Mizukaki et al. [9] has studied the instability characteristics of shock waves before the hemi-spherical shell in supersonic flow and found that the shock wave oscillations appear above Mach 3. It was assumed by Mizukaki et al. [9] that density disturbances in the cavity might have caused the shock oscillation at supersonic speeds. As in the present study, the instabilities have been seen with convex shape arc and flat plate also, it is understood that there might be several reasons of shock instabilities e.g. high-speed flow perturbations, structural oscillation of object in high-speed, instability of the vortices in the stagnation zone of the geometry (aerodynamic instability) or high-speed particle impact at the shock wave. From many reasons of instability it is required to identify the different pattern of instability. In this study one pattern of instability has been presented, which is assumed to be because of particle impact. A static particle at certain upstream location is assumed and shock interactions were computed numerically and compared with unstable shock shape visualized experimentally.

2. Experimental Method

2.1. Wind Tunnel

The experiments were carried out at Kashiwa Hypersonic and High-Temperature Wind Tunnel [10], at Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo. Fig.1 shows the perspective view of wind tunnel facility.

The wind-tunnel test-section is designed for uniform core of 120 mm diameter Mach number 7 flow-field with maximum stagnation pressure as 950 kPa and maximum stagnation temperature as 1000 K. The specifications of hypersonic wind tunnel are listed in Table 1. The force measurement was done by six-component force balance system. The time averaged drag force has been calculated in this experiment. Although, the stagnation pressure was remained almost constant as 957 kPa, the

stagnation temperature varies from 500 K to 600 K, during the run time for the three blows of wind tunnel.

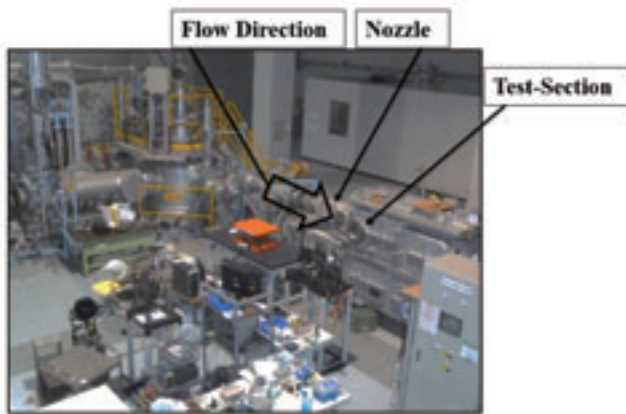


Figure 1: Kashiwa Hypersonic and High Temperature Wind Tunnel

Table1: Hypersonic Wind Tunnel Specifications [10]

Mach Number	7.0
Unit Reynolds Number	1.0×10^4 (1/cm)
Stagnation Pressure	Maximum 0.950 MPa
Stagnation Temperature	Maximum 1000 K
Mass Flow Rate	Maximum 0.39 kg/sec.
Nozzle Exit	200 mm diameter
Run Time	60 sec.

2.2. Experimental Model

In this study, three shapes of geometries have been used as shown in isometric view in Fig. 2. Initially, the convex, concave cylindrical arc and flat plate were fabricated with the same projection area of $30 \times 30 \text{ mm}^2$. During the experiment it is observed that concave arc of same projection area as other two geometries can lead to the starting problem of tunnel. In most cases, the starting problem of wind tunnel is due to blockage caused by test model. In case of concave shape cylindrical arc, which has more blunt-nosed portion compared with the other two, it may cause higher effective blockage area which makes the blockage constraint severe. Hence, it was required to reduce the size of concave shaped model. Further, the concave cylindrical arc has been fabricated for $20 \times 20 \text{ mm}^2$ projection area. All the experimental results have been compared as non-dimensional parameters for the geometries used in the experiments.

The two-dimensional projection views of experimental models are shown in Fig. 3. The experimental models were attached to force balance with $\phi 6 \text{ mm}$ screw as connecting rod in the test-section with zero angle of attack.

2.3. Flow Visualization

The flow visualization was conducted using twin mirror Schlieren system with sodium lamp as light source. A high-speed video camera, Phantom Miro eX4 was used for capturing the Schlieren video and further frames test-section extracted for the same. The frame size captured in test section was 320×240 pixels around the model. The frame rate was used as 5000 fps with exposure time of $197.5 \mu\text{sec}$. The camera was manually triggered after the flow was established in test-section to capture the shock wave in the hypersonic flow. Due to internal memory capacity limit, the video was captured for 3.6824 seconds. Further, the instabilities in the flow field have been observed with high-speed camera for flow around concave cylindrical arc as well as for flat plate and convex arc. The X-direction is assumed in the flow direction, while Y and Z- directions were assumed as shown in Fig. 2 for three geometries. The flow visualization was done in XY plane to visualize the shock waves in the plane of curvature of concave and convex arcs and XY plane of flat plate.

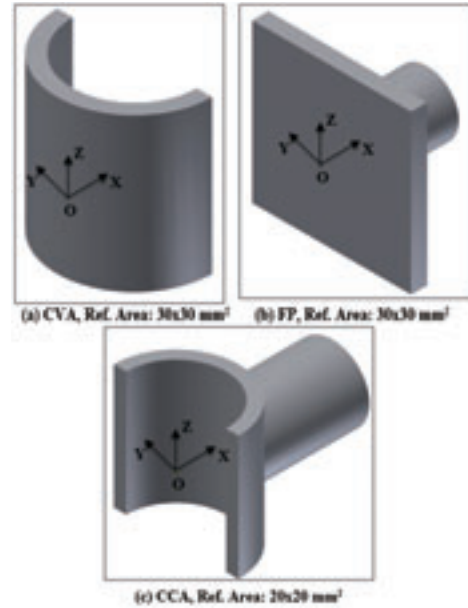


Figure 2: Isometric Views of (a) Convex Cylindrical Arc, (b) Flat Plate and (c) Concave Cylindrical Arc.

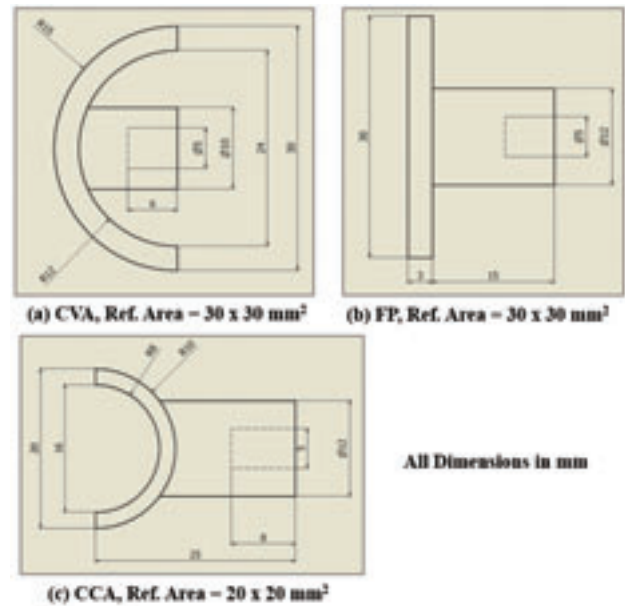


Figure 3: 2-D Views with of (a) Convex Cylindrical Arc, (b) Flat Plate and (c) Concave Cylindrical Arc

3. Numerical Method

3.1. Computational Domain

The numerical simulations were carried out for qualitative visualization of shock shape in three dimensions as well as to compare the drag coefficient for different geometries. Further, the computation was carried out to visualize the particle-induced instability pattern captured during experiment only for concave semi-circular shape finite length cylinder.

The two dimensional structured grid was generated for concave, convex arc and flat plate which is shown in Fig. 4. It is required to highly refine the domain near the arc and flat plate zone to capture the shock wave. The whole domain was filled with grid points, while during computation, the boundary conditions are given as zero velocity inside the geometry and no-slip boundary conditions at the surfaces. The grid points in three dimensions are shown in Fig. 5 for all the three geometries.

All the three geometries were considered as concave arc, convex arc as semicircle with diameter 20 mm and thickness of 2 mm, and flat plate with 20 mm reference length with 2 mm

thickness. The height of the cylindrical arcs and flat plate was considered as 20 mm. The main aim of this study is to qualitatively compare the shock shapes for these three geometries and compare the drag coefficient. Hence, the grid is much refined at the upstream of the geometry and it is coarser near the center of base, which can reduce the computation time also.

Further the flow instability has been investigated by extending the domain upstream and introducing a static particle in form of solid cell of size 0.2 mm at upstream location (-20,0,0) with no-slip boundary condition.

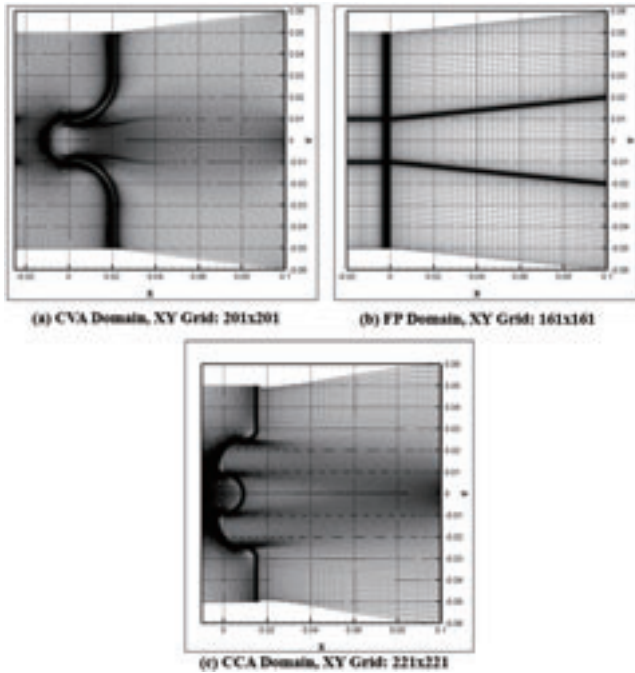


Figure 4: 2D Structured Grid for Convex, Flat Plate and Concave Cylindrical Arc.

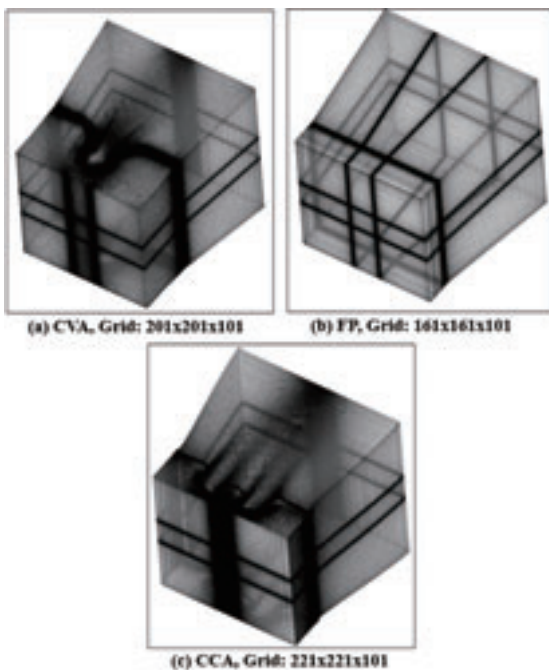


Figure 5: 3D domain for Convex, Flat Plate and Concave Cylindrical Arc.

3.2. Numerical Scheme

The numerical analysis was conducted using three-dimensional Navier-Stokes equations for unsteady laminar

compressible flows. As a spatial discretization method, second-order Yee's Symmetric TVD Scheme [11] is employed and the viscous terms are evaluated with second order central differential scheme. Third order TVD Runge-Kutta method [12] was employed as a time integration method. The boundary condition at the inlet surface is used as hypersonic wind tunnel test-section conditions, Mach no. 7, stagnation pressure as 950 kPa and stagnation temperature as 600 K. The boundary condition at the side boundaries is used as free-stream, while supersonic outlet for the outflow surface. The wall boundary is assumed to be a no-slip, and with isothermal constant temperature, as 300 K.

3.3 Grid Independence Test

The grid independence test was performed for three grid sizes for concave arc (CCA), 173x173x101 (grid 1), 221x221x101 (grid 2) and 261x261x101 (grid 3), respectively. The drag coefficient was calculated for these three grids with solution time of 100000 iterations. The calculated drag coefficient is shown in Fig. 6. The difference in drag coefficient is almost same as between grid 1 and grid 2 as the same between grid 2 and grid 3. Hence grid 2 (221x221x101) was used for numerical study for concave cylindrical arc, to reduce computation time. Similarly, for convex cylindrical arc and for flat plate grid sizes of 201x201x101 and 161x161x101 were chosen, respectively.

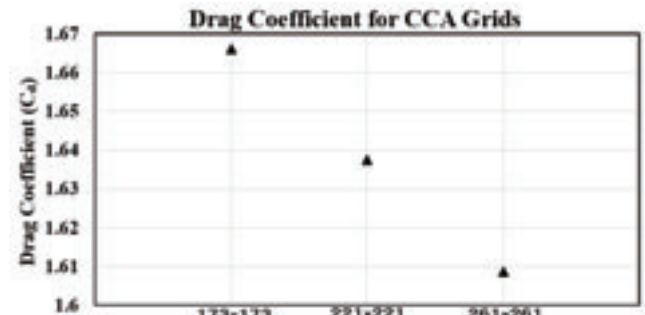


Figure 6: Drag Coefficient for three different grid sizes (in X-Y) for CCA

4. Results

It is to note that during the experiments, the reference area for concave cylindrical arc (CCA) is $20 \times 20 \text{ mm}^2$, while reference area for convex, cylindrical arc (CVA) and flat plate (FP) is $30 \times 30 \text{ mm}^2$ and for numerical simulations all the three geometries were used as $20 \times 20 \text{ mm}^2$ reference area.

4.1. Drag Coefficient

The time averaged drag force is calculated by the measured drag force for the geometric models, during steady operation of wind tunnel test-section. It is further non-dimensionalized by free-stream dynamic pressure and projection area to calculate the drag coefficient (C_d). In the experimental model, the model is connected to the balance with the connecting rod. The experimental and numerical drag force coefficients are plotted w.r.t. three geometries in Fig. 7. It is observed that the experimental drag coefficient is minimum for convex geometry (CVA) and it increases for flat plate (FP) and further increases for concave geometry (CCA). It is expected, as streamlined convex geometry should have least drag coefficient than flat plate and concave geometry. However, between flat plate and concave geometry, it is higher for concave geometry because of cavity like trapped higher stagnation area than flat plate.

The numerical drag coefficient was calculated for steady state solution and there is no connecting rod in numerical simulations. It is observed that numerical drag coefficient is lesser than experimental drag coefficient for all the geometries. It can be explained as presence of connecting rod, the viscous drag of connecting rod can contribute in experimental drag coefficient,

while its presence can also reduce or elongate the wake area, depends on the wake of geometry, hence it can also contribute towards reducing base drag. Hence, the numerical drag coefficient is lesser but comparable for experimental drag coefficient of convex cylindrical arc and flat plate. Further, the difference between concave arc of 20 mm reference length and convex arc of 30 mm reference length is more comparable area behind the base is occupied by connecting rod, which may lead to higher experimental drag coefficient than numerical drag coefficient for concave geometry.

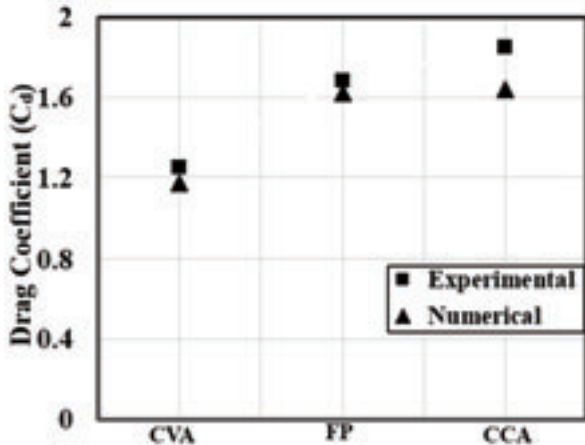


Figure 7: Experimental and Numerical Drag Coefficient w.r.t. Geometries

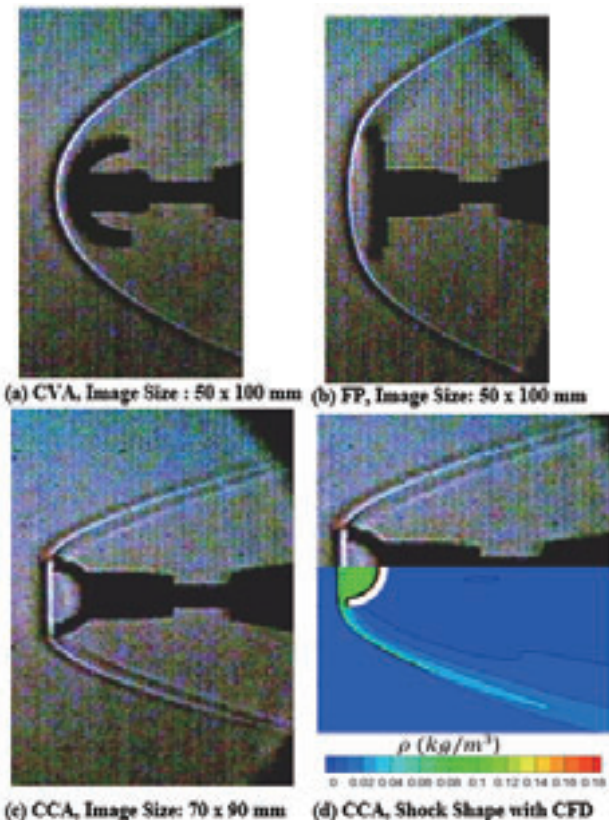


Figure 8: Schlieren images for (a) CVA, (b) FP and (c) CCA from experiments, (d) Comparison between numerical and experimental Shock Shape for CCA

4.2 Visualization of shock waves:

The shock waves were visualized using twin mirror Schlieren system. The captured Schlieren images with the actual sizes have been shown in Fig.8a, 8b and 8c. The left edge of the image is at 10 mm upstream distance from center point of convex cylindrical arc and flat plate, while for concave shaped arc, from its edges. It

can be seen from Fig. 8a and 8b that by changing the curvature from convex to flat, the central area of shock wave moves upstream and become bigger for flat plate as well as there is slight change in angle of the downstream shock for flat plate as compare to convex arc. The normal shock zone is bigger for flat plate than compare to convex geometry. This structure of shock wave in front of flat plate leads to higher drag coefficient.

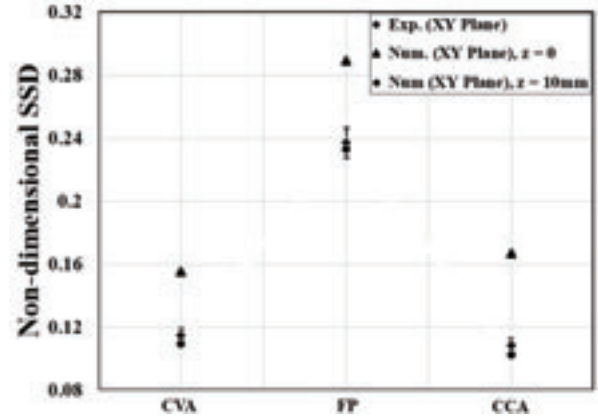


Figure 9: Non-dimensional Shock Stand-off distance for CVA, FP and CCA, experimental value and numerical values for XY plane at z =0 and z = 10 mm.

Further, by comparing the shock shape from Fig. 8a, 8b and 8c, it is clear that the shock envelop for CCA has been shrunk and elongated as the angle of the downstream shock with the horizontal line has been reduced, while the normal shock area extends and covers the whole area in front of concave arc geometry. The comparison between CCA Schlieren shock and density contour has been qualitatively done in Fig. 8d., while the quantitative force values may determine the higher drag coefficient in experimental results of concave shape than compare to numerical drag coefficient.

The shock stand-off distance has been calculated for convex geometry and flat plate as a distance from stagnation point and further non-dimensionalized by reference length, while for concave geometry, it is calculated from the edge of concave arc to the extent of shock wave at the center of arc. It is also non-dimensionalized with reference length of arc and flat plate. The non-dimensional shock stand-off distance (SSD) has been plotted for the geometrical shapes in Fig. 9. The numerical shock stand-off distance has been calculated for XY plane at the center location and at the edge (z= 10 mm) of the geometries. It is observed that the highest shock stand-off distance is for flat plate (FP), while for concave shape, the shock becomes a little closer to the geometry. As the experimental shock visualization is conducted by Schlieren system, which captured the light rays passing through the three-dimensional shock envelop. It can be seen that experimental shock stand-off distance lies between central shock stand-off distance the shock extent at the edge for concave, convex cylindrical arc and flat plate. Although, all the experimental non-dimensionalized shock stand-off distances closely match with the shock extent near the edge for numerical shock stand-off distance, It can be observed there is significant gap between numerical results of shock stand-off distance between center plane and z = 10 mm plane. This gap is minimum for convex arc, while it increases for flat plate and concave arc. This is because the shock angle at the edge changes more for concave in comparison to flat plate or convex shape arc.

The density contours has been shown in Fig. 10 as numerical results for CCA, FP and CVA. The contours have been plotted in XY and XZ central plane. In Fig.10, from the XY plane contours, it is quite visible as the minimum shock stand-off distance is for concave geometry, while the flat plate pushes the shock wave more upstream direction than concave or convex arcs. By

comparing the XZ plane density contours, it is observed that minimum shock stand-off distance is for convex shape, while concave shape shows more area of stagnation because of cavity in front of concave shape. While from the edges of concave arc, the shock stand-off distance remains lesser than convex arc or flat plate.

From the above observations, it is quite understood that, the shock stand-off distance is highest for flat plate, as well as extent of stagnation zone in front of flat plate while for concave shape the shock stand-off distance is lowest among three geometries because the cavity in front of concave arc can accommodate the stagnation zone. Further, the drag coefficient is highest for concave shape cylindrical arc as compare to flat plate and convex shape cylindrical arc.

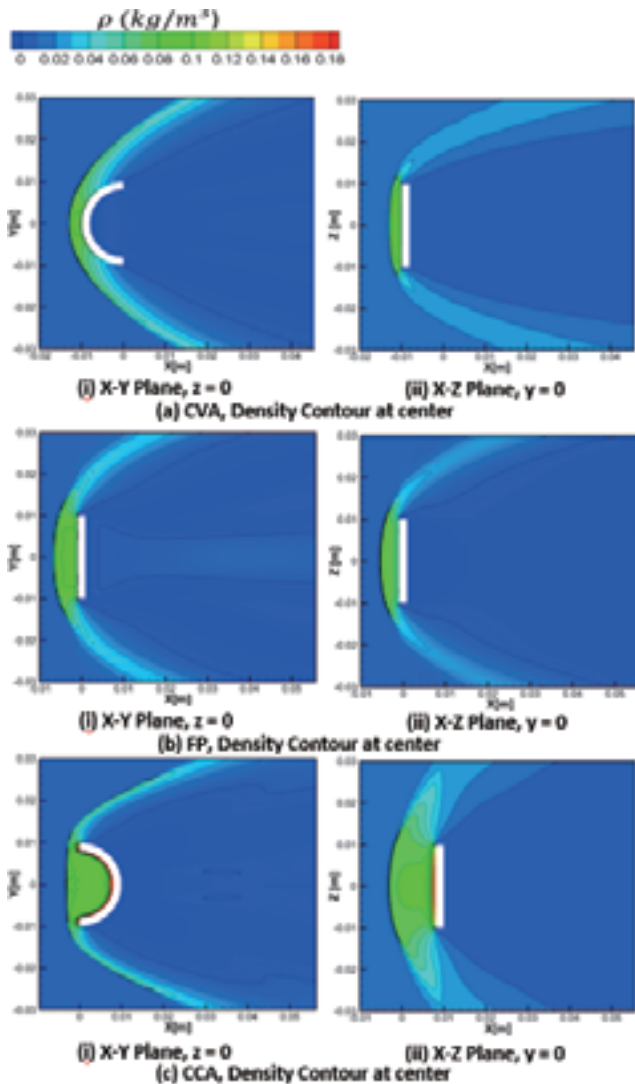


Figure 10: Density Contour for (a) CVA, (b) FP and (c) CCA from experiments, in XY and XZ planes.

4.3 Instability of shock wave shape

During the experiment of 30 mm reference length concave arc, it was observed that same reference area as flat plate and convex shaped cylindrical arc, the concave shape cylindrical arc, can produce unstable flow in the wind tunnel test-section which can lead to starting problem of tunnel. Hence, it was decided to reduce the size of concave arc to 20 mm reference length as well as to capture Schlieren images by using high-speed camera. By using 5000 fps camera, it is found that there are many pattern of instabilities in the case of concave shaped cylindrical arc. Although, small amplitude shock oscillations were also observed in case of convex shaped arc and flat plate, with very less number

of small shock instability as compare to concave shaped cylindrical arc, where the shock wave shape has completely modified.

There can be many reasons for shock instability for concave cylindrical arc as high perturbations in flow field, structural oscillation of concave edges, and instability of trapped vortices in cavity area which can leads to weakening the shock (aerodynamic instability) or impact of small particles from the stagnation chamber to the shock wave.

In the present study, the instability pattern due to particle impact has been observed and simulated by numerical simulation. Here, in numerical simulation, the motion of particle has been neglected and one particle is assumed as static at certain location. The particular location of particle can be calculated by Schlieren image of instability pattern. Although, steady state numerical simulation cannot address the complete phenomenon of particle induced instability, but this numerical simulation can help to distinguish the instability pattern induced by particle and its extent in three dimension.

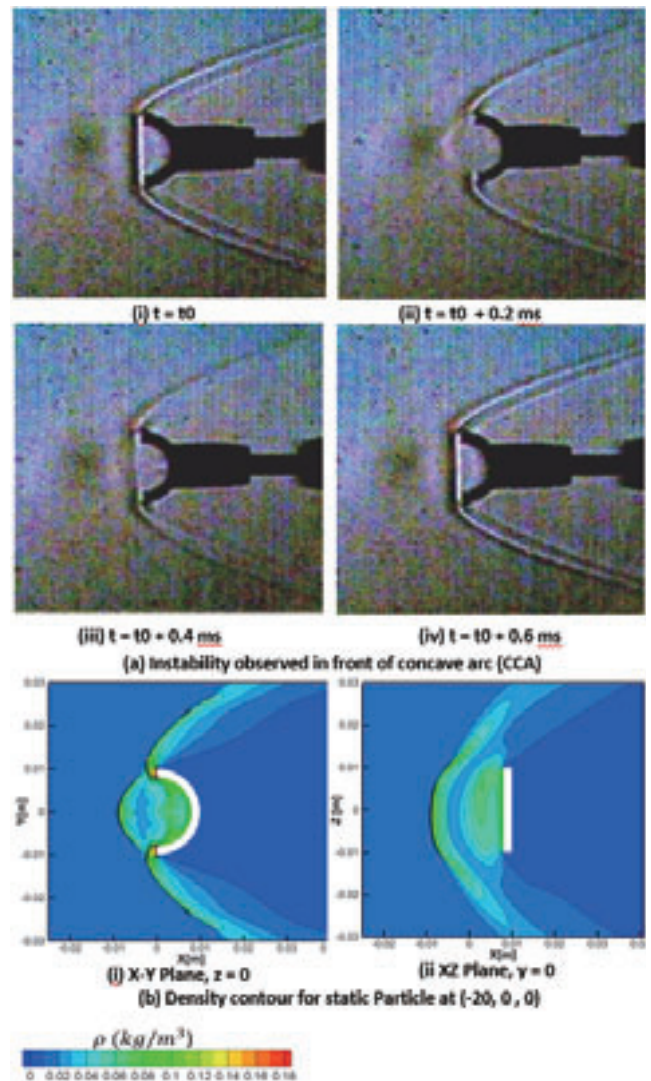


Figure 11: Schlieren image of one instability and corresponding CFD results for instability due to particle.

Figure 11a, shows the experimentally observed instability. In Fig. 11a the four frames are sequential frames with the time interval of 0.2 msec. The instability appears at time $t_0 + 0.2$ msec and disrupt the center of the shock wave and the central shock has been moved to upstream. This instability has weakened the shock wave in next frame at $t_0 + 0.4$ msec. After 0.6 msec, the shock has

been positioned at the same location. To further understand the flow physics during the instability it is required to use higher frame rate camera or use numerical simulation.

In the numerical simulation, one cell of the size 0.2 mm at the location of (-20, 0, 0) mm has been given as zero velocity and no-slip boundary condition at its wall to see the effect of its shock interaction with main shock and shock pattern through numerical simulation.

In Fig. 11b, the steady state density contour is plotted for XY plane as well as for XZ plane. It can be seen that the experimental shock pattern of Fig 11a (ii), can be compared with numerical result in Fig 11b (i). The shock generated by the particle can hit at the edges of the concave arc and produce the similar pattern as seen in experiment. From XZ density contour, it can be further seen that the shock generated by particle, does not interact with the main shock near the body as the main shock is already more inclined near the edges for without particle case.

5. Conclusion

In this study, the three different geometry shapes concave, convex and flat plate have been tested in form of finite length semi-circular cylindrical arcs in hypersonic wind tunnel. The first observation was made that the same size and projection area geometry of concave shape can produce high instabilities, which can lead to starting problem for tunnel. Further, the effect of different geometrical shapes on total drag and shock stand-off distance has been studied. It is found that the concave shape geometry is subjected to highest drag among three geometries because of bigger stagnation zone in the cavity. The shock stand-off distance can be observed maximum in flat plate, while minimum in case of concave shape. The shock envelop also can be shrunk and elongate with concave shape geometry among the three geometries studied. Further, particle induced instability pattern has been studied numerically as steady state and compared with one of the instability pattern found during the experiments with Schlieren image capturing with high-speed camera.

References

- 1) O. Imamura, T. Watanuki, K. Suzuki, E. Rathakrishnan, "Breathing Blunt Nose for drag reduction at hypersonic speeds," *Journal of Visualization*, Dec. 2008, Vol. 11, No. 4, pp 280.
- 2) Khurana S., Suzuki K., "Application of Breathing Blunt Nose Concept to Lifting Body Configuration," 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, June 2013, AIAA 2012-2659.
- 3) Saravanan S., Jagadeesh G., Reddy K.P.J., "Investigation of Missile-Shaped Body with Forward-facing Cavity at Mach 8," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 46, no. 3, 2009, pp. 571-591.
- 4) Khurana S., Suzuki K., "Application of Aerospikes for Lifting Body Configuration in Hypersonic Flow at Mach 7," 43rd AIAA Fluid Dynamics Conference, June 2013,
- 5) Bala V., Jagadeesh, G., Reddy, K.P.J., "Counter-flow drag reduction by supersonic jet for a blunt body in hypersonic flow. *Phys. Fluids*, 2006, 18, 118104
- 6) Myrabo L.N., Raizer Y.P., "Laser-Induced Air Spike for Advanced Transatmospheric Vehicles," 25th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, June 1994, AIAA 94-2451
- 7) Sharma H., Vashishtha A., Rathakrishnan E., "Twin Vortex Flow Physics," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, June, 2008 vol. 222, no. 6, pp. 783-788.
- 8) Arai N., O-Yabu Keishi, "Unsteady flow field around a freely oscillating concave body in supersonic flow," 17th AIAA Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference and Seminar, May 2003, AIAA 2003-2148.
- 9) Mizukaki T., Kawamura N., "Instability Characteristics of Shock Waves ahead of a Hemispherical Shell at Supersonic Speeds," 28th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, September 2012, ICAS 2012-11.4.2
- 10) Imamura, O., Watanuki, T., Suzuki, K. and Kashiwa Wind Tunnel Working Group (Univ. of Tokyo): "Flow characteristics of UT-Kashiwa Hypersonic Wind Tunnel," *Proceedings of 39th Fluid Dynamics Conference / Aerospace, Numerical Simulation Symposium 2007*, JAXA-SP-07-016, p50-55.
- 11) Yee, H.C., "A class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods," NASA TM 101088, 1989.
- 12) Shu, C.W., Osher S., "Efficient Implementation of Essentially Non-Oscillatory Shock-Capturing Schemes," *Journal of Computational Physics*, 1988, Vol. 77, pp. 439-471.

極超音速希薄空力特性に及ぼす表面モデルの影響

小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央
宇宙航空研究開発機構

Effects of Surface Accommodation on Hypersonic Rarefied Aerodynamics

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 for the purpose of studying rarefied gas dynamics. In accordance with our previous work, this wind tunnel is capable of producing 25-mm hypersonic rarefied core flows with a Mach number greater than 10 and a Knudsen number greater than 0.1 with a 5-mm model. In this work, we first investigate a measurement system for surface accommodation parameters by measuring the displacement of sphere pendulous models, and discuss the capability to determine surface parameters of various materials.

1. 目的および背景

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CFD(Computational Fluid Dynamics)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。しかし, 希薄度が高く, 連続流の仮定が破綻するような領域では, 基本的に空力予測は自由分子流理論やDSMC(direct simulation Monte Carlo)¹⁾法等による数値解析に依存している。そのため, 解析精度の評価方法が現状では乏しい状況である。また, 希薄度が高くなるにつれて空力特性の表面熱適応係数依存性が高くなる²⁾。しかしながら, 表面熱適応係数のデータベースも現在のところ構築されていない。一方, 最近では超低高度衛星⁴⁾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必要である。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)を開発し, 極超音速希薄空力の直接計測システムの確立および表面熱適応係数評価手法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⁵⁾, ビトー管を用いた圧力分布計測を実施し, CFD/DSMC 連成数値計算による気流評価⁶⁾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⁷⁾。

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, 希薄領域では表面熱適応係数依存性のため高精度に予測することが困難である。そのため空力予測精度を高めるためには, 表面熱適応係数の決定精度を高める必要がある。これまでの研究から球模型を用いた場合, 球形状の特性により表面は拡散反射モデルのほうが鏡面反射モデルよりも一様に変位が大きくなることが判明している。そのため, この特性を活かして変位差から熱適応係数を決定できる可能性がある。従って本稿では,

球模型計測・数値計算融合解析手法を用いることにより, 表面熱適応係数計測システムの確立を目指す。

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 1m, 長さ 1.5m 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 1.632mm, 出口径 100mm (開口比 3755), 半頂角 45 度の銅製コニカルノズルである。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

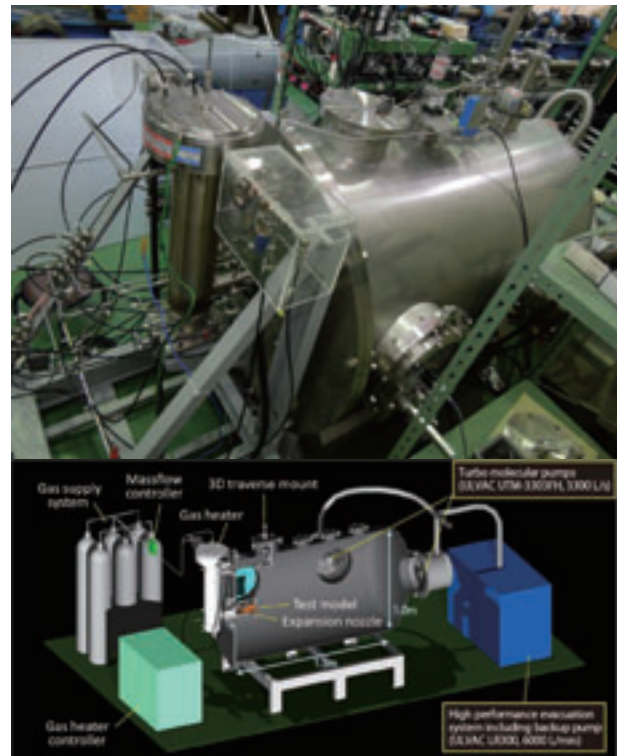


図 1: JAXA100mm 極超音速希薄風洞の写真(上)とその概要(下)。

パシタンスマノメータを用いてそれぞれ計測する。ノズル壁面温度は、ノズル壁面近傍の冷却水温度を K 型熱電対で計測することにより決定する。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。

HRWT の変位計測システムは 2 台の CCD カメラで構成される。真空チャンバーの右側と下側の観測窓にそれぞれ CCD カメラが設置されており、画像処理法により模型の 3 方向(x, y, z)の変位量及び偏揺れモーメントによる回転角度を測定することができる(図 2 参照)。本研究では図 3 のように吊り下げ方式を用い、模型は直径 5 mm の球形模型を使用する。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。球模型の変位は、図 4 に示されているように抗力と横力による Δx と Δy を計測する。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 の条件において試験を実施した。

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 CFD コードを使用し、希薄流領域では DSMC 法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 JONATHAN(JAXA's Optimized Nonequilibrium Aero-Thermodynamic ANalysis (JONATHAN)コード)を用い、DSMC 計算は MOTIF(Modeling Of Transitional-Ionized Flows)コードを使用する。両解析コードの詳細については文献 8)に与えられているため本稿では省略する。

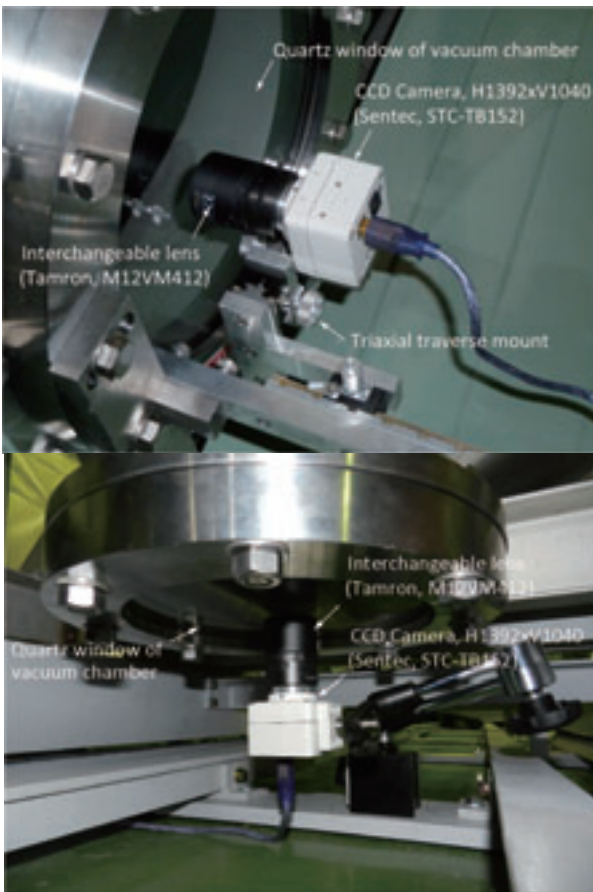


図 2: HRWT 変位計測システム：側面 CCD カメラ(上)、底面 CCD カメラ(下)。

CFD-DSMC 連成計算の計算領域の一例を図 5 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 5 に見られるように、CFD-DSMC 境界は、ノズルスロート部をわずかに過ぎたノズル拡張部のクヌーセン数が 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⁹⁾で考慮し、温度依存の回転、振動衝突数を用いる。

本研究では、球模型の変位予測精度を向上させるため、模型と極超音速ノズル流を融合した DSMC 数値解析を行う。計測・計算融合手法として球模型計測では 2 自由度($\Delta x, \Delta y$)を評価し、計測結果と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。気流方向を x 方向とし、希薄風洞の計測部は、ノズル出口から約 100 mm の領域である。計測部におけるマッハ数とクヌーセン数のノズル半径方向の分布を図 6 に示す。図に見られるようにノズル出口から 17 mm より下流ではマッハ数が 10 を超え、下流にいくほどコア内部のマッハ数が徐々に高くなっていることがわかる。コア直径は約 25 mm でクヌーセン数(代表長 5 mm)も下流にいくほど高くなり、ノズ



図 3: 吊り下げ式による 5 mm ステンレス球模型の計測写真。

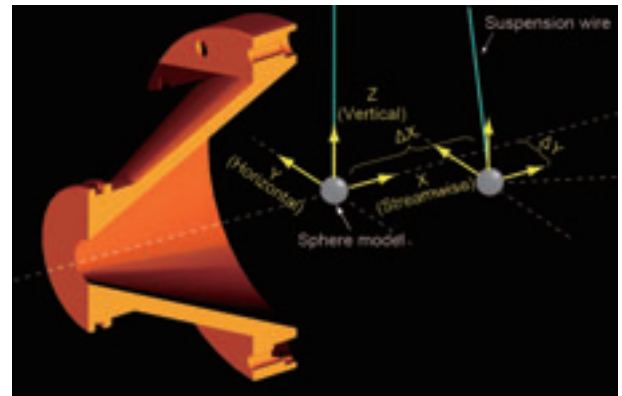


図 4: HRWT 球模型 2 自由度計測イメージ図。

ル出口から 17 mm 以上下流の領域ではクヌーセン数が 0.1 以上となっている．そこで本研究では球模型の初期位置は，ノズル出口から 17 mm とする．横方向(y)は中心線から 0-10 mm とし，上下(z)方向には模型の対称性を維持するため， $z=0$ の位置に模型を配置する．

DSMC 計算では，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．

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

ここで p は粒子をあらわす．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以下の式で計算する．

$$\theta = \tan^{-1}(F / m_s g), \Delta L = L_s \sin \theta, \quad (2)$$

$$\varphi = \tan^{-1}(F_y / F_x), \Delta x = \Delta L \cos \varphi, \Delta y = \Delta L \sin \varphi$$

模型の変位変化が収束するまで，反復アルゴリズムを用いて模型の釣り合い位置を計算する．気体と模型表面の相互作用には CLL(Cercignani-Lampis-Lord)¹⁰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，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

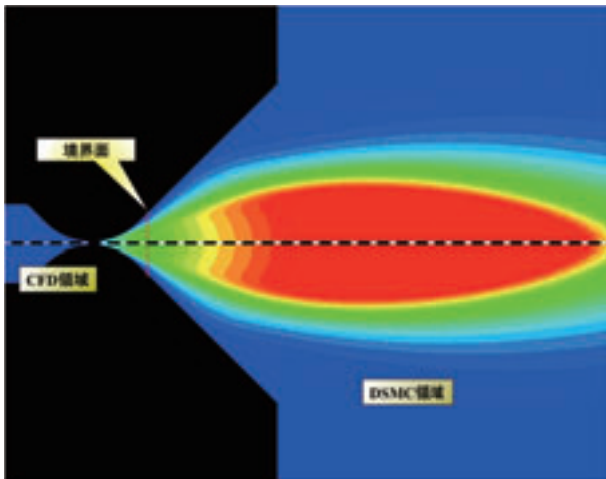


図 5: CFD-DSMC 連成計算領域.

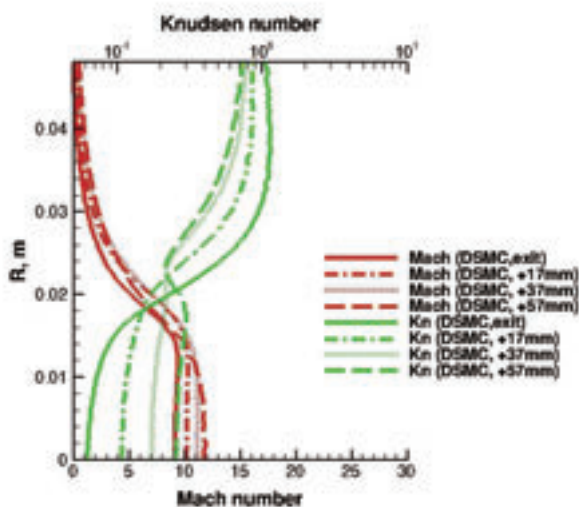


図 6: HRWT 計測部におけるマッハ数とクヌーセン数の分布.

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適した値を用いた．

また，本稿では球模型の抗力係数クヌーセン数依存性をブリッジング関数(Bridging Formula: BF)を用いて評価する．BF 関数は，下記の半経験式で評価し，正弦二乗モデルを適用する．

$$C = C_{CNT} + (C_{FM} - C_{CNT}) \sin^2 \phi, \quad (3)$$

$$\phi = \begin{cases} 0, & \text{if } Kn < 10^{-a/b} \\ \pi(a + b \log_{10} Kn), & \text{if } 10^{-a/b} \leq Kn \leq 10^{(1-2a)/2b} \\ \pi/2, & \text{if } Kn > 10^{(1-2a)/2b} \end{cases} \quad (4)$$

式中の C は空力係数であり，下付き文字の CNT, FM はそれぞれ連続流(Continuum)，自由分子流(Free-Molecular)を意味する．パラメータ a, b は通常それぞれ 3/8, 1/8 であるが，本稿では空力予測精度を高めるため，DSMC 結果に最小二乗法を用いてこれらの係数を決定する．自由分子流における球模型の鏡面反射抗力係数は以下の式で与えられる．¹¹⁾

$$C_{D,s} = 2 \left(1 + \frac{1}{s^2} - \frac{1}{4s^4} \right) \text{erf}(s) + \frac{2s^2 + 1}{\sqrt{\pi}s^3} \exp(-s^2). \quad (5)$$

式中の s は速度比である．拡散反射モデルの抗力係数は，気流温度 T_∞ の壁面温度 T_w に対する比に依存する項を追加した以下の式で与えられる．

$$C_{D,D} = C_{D,s} + \frac{2\sqrt{\pi}}{3s_w} s_w, \quad s_w = s \sqrt{\frac{T_\infty}{T_w}}. \quad (6)$$

連続流領域での球抗力係数は 0.92¹²⁾を使用する．

4. 結果と考察

4. 1. ステンレス球模型変位計測による表面係数の評価

2 方向 CCD 画像処理法によりステンレス球模型の 2 自由度変位($\Delta x, \Delta y$)計測を行った．模型の直径は 5 mm，初期位置は， $x_0=17$ mm, $y_0=10$ mm に設定した．本稿ではヒーターは使用せず，質量流量を 0.08 g/s に固定して変位計測を行った．その結果を図 7 に示す．流れ方向の変位 Δx は約 14 mm，横方向の変位 Δy は約 2.3 mm であった．数値解析では球模型を融合した DSMC 計算を行い，2 自由度変位の表面熱適応係数依存性を評価した．その結果を図 7 において計測結果と比較する．鏡面反射($\alpha=0.0$)と拡散反射($\alpha=1.0$)の結果を比較すると，ステンレス球の場合，流れ方向の変位では約 2.4 mm 程度の変位差があり，拡散反射の方が，変位が大きい．また， Δx の変位変化は α の増加とともにほぼ一様に変位が大きくなっていることがわかる．一方，横方向の変位に関しては依存性が比較的小さい．従って， Δx の変位変化と計測結果を比較することにより表面熱適応係数を決定することが可能であり，ステンレス球模型の α は 0.9 ± 0.1 であることが判明した．すなわち，ステンレス球模型の表面は拡散反射に近いことがわかる．

次に，球模型抗力係数のクヌーセン数依存性を評価する．DSMC 計算において，温度と速度は希薄風洞の計測環境と同条件の値に固定し，密度のみを変化させることにより，クヌーセン数を 0.01 から 10 の間で変化させ，抗力係数を計算する．球の直径は 5 mm，表面状態は完全鏡面反射と完全拡散反射の 2 ケースで計算を行い，それぞれブリッジング関数を求める．その結果を図 8 に示す．拡散反射モデルを用いた場合，ブリッジング関数の係数 a, b はそれぞれ 0.375, 0.125 であった．鏡面反射モデルを用いた場合，これらの係数はそれぞれ 0.41, 0.20 であった．図に見られるように，すべての領域において拡散反射モ

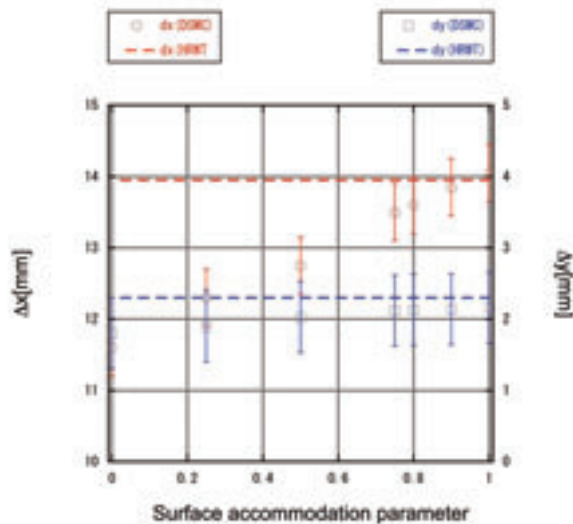


図 7 ステンレス球模型の変位($\Delta x, \Delta y$)と表面係数の相関性($\gamma_0=10$ mm).

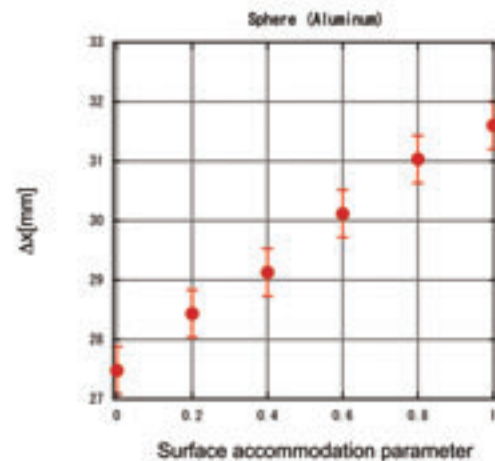


図 9 アルミニウム球模型の変位と熱適応係数の関係。

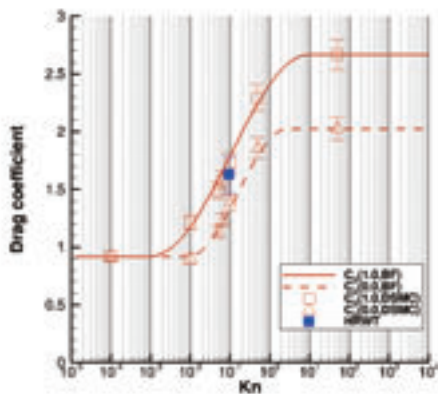


図 8 ステンレス球模型抗力係数のクヌーゼン数依存性の計測結果と解析結果の比較。

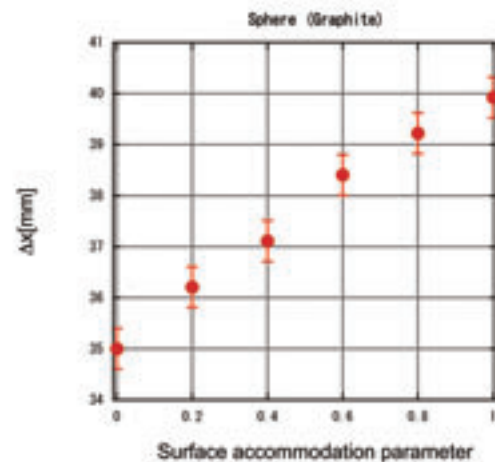


図 10 等方性黒鉛球模型の変位と熱適応係数の関係。

デルの方が鏡面反射モデルの場合より高い抗力係数を予測することがわかる。また、クヌーゼン数が高くなるほど両ケースの抗力係数の差は大きくなる。ただし、希薄度が高くなりすぎると抗力も小さくなるため、両表面モデルの変位計測における差は小さくなる。さらに、希薄風洞の計測結果は上記の検討で判明したとおり、拡散反射モデルの場合と良い一致を示している。

4. 2. 球模型による表面係数物質依存性評価

前節においてステンレス球模型による変位計測を行ったところ、表面熱適応係数の評価が可能であることが判明した。そこで本節では、模型でよく使用するアルミニウム、カーボン系の 3 素材（等方性黒鉛、SiC、複合材炭素繊維強化炭素複合材料）においても表面熱適応係数が評価可能か検討する。それぞれ直径 5 mm の球形状、模型の初期位置 x_0, y_0 はそれぞれ 17 mm, 0 mm とし、表面熱適応係数 α は 0.2 刻みで計算し、流れ方向の変位 Δx の変化を評価した。

まず、エアロシェル模型等で使用されるアルミニウム模型の結果を図 9 に示す。アルミニウム球模型のほうがステンレス球模型に比べて軽いいため、変位が全体的に大きくなっているが、ステンレスの場合と同様に熱適応係

数が増加するにつれて変位もほぼ一様に大きくなっていることがわかる。拡散反射モデルの変位が約 31.6 mm であるのに対して、鏡面反射モデルの変位は約 27.4 mm であり、変位差は 4.2 mm と大きくなっている。従って、ステンレス球の場合よりも高精度に熱適応係数が計測できる可能性がある。

次に、実際の熱防護材としてよく使用されるカーボン系素材である等方性黒鉛を用いて球模型変位計測を行った。その結果を図 10 に示す。図に見られるようにカーボン系素材に対してもほぼ同様の結果が得られた。また、黒鉛の方がアルミニウムよりも密度が低いいため、変位差も大きくなり、拡散反射モデルと鏡面反射モデルの場合で約 5 mm 程度の変位差が生じる。従って、密度が軽いほど熱適応係数の決定精度が高くなる可能性がある。さらに、図 11 に希薄風洞における拡散反射モデルと鏡面反射モデルの場合の変位差と模型密度の相関性を示す。図に見られるように密度が軽いほど表面モデルによる変位差が大きくなることがわかる。特に、C/C や黒鉛は変位差が約 5 mm と大きいいため、表面熱適応係数を決定しやすい可能性がある。しかし、金属と比べてカーボン系素材の表面加工は困難であるため、表面の粗さによる計測誤差への影響も評価すべき点である。今後は実際にそれ

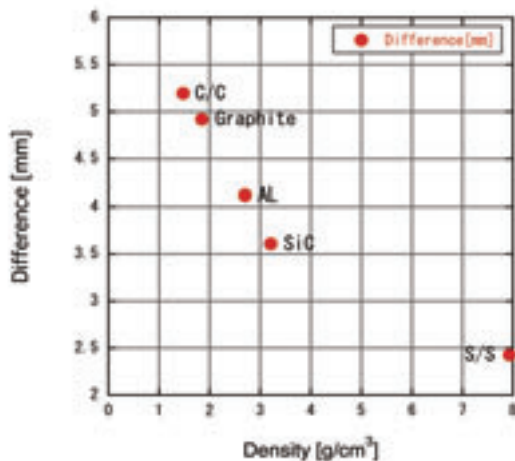


図 11 希薄風洞における拡散反射モデルと鏡面反射モデルの場合の変位差と模型密度の相関性

それぞれの素材の球模型を製作し、数値解析結果と比較検証を行い、表面熱適応係数計測精度の向上を目指す。

5. おわりに

本研究は、極超音速希薄風洞において球模型に及ぼす希薄空力変位計測を行い、球模型計測・数値計算融合解析手法を用いることにより、表面熱適応係数の決定手法を検討した。まず、ステンレス球模型変位計測と数値解析により、球形状では拡散反射モデルの方が鏡面反射モデルの場合より常に変位が大きくなる特性を活かして、表面熱適応係数の評価が可能であることを実証した。次に、アルミニウムやカーボン系素材等の球模型変位特性を解析し、表面熱適応係数計測手法の物質依存性を評価した。今後、実際にそれぞれの素材の表面熱適応係数計測を行い、解析結果との比較検証を行うことにより、表面熱適応係数計測システムの確立を目指す。

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., 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.
- 3) 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.
- 4) Fujita, K. and Noda, A., "Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite," AIAA Paper 2009-3606, 2009.
- 5) 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.

- 6) Ozawa, T., Suzuki, T., and Fujita, K., "Analysis of Rarefaction Effects in the Hypersonic Rarefied Wind Tunnel," AIAA Paper 2013-0192, 2013.
- 7) 小澤宇志, 鈴木俊之, 藤田和央, "極超音速希薄風洞流れ場の粒子計算解析," 宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-13-011, 2013, pp. 47-52.
- 8) Ozawa, T., Suzuki, T. and Fujita, K., "Experimental and Numerical Studies of Hypersonic Flows in the Rarefied Wind Tunnel," AIAA Paper 2010-4513, 2010.
- 9) 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.
- 10) Hedahl, M. O. and Wilmoth, R. G., "Comparison of the Maxwell and CLL Gas/Surface Interaction Models Using DSMC," NASA TM-110205, Dec. 1995.
- 11) Cook, G. E., "The Aerodynamic Drag of Near Earth Satellites," Aeronautical Research Council, C. P. No. 523, 1960.
- 12) Masson, D., J., Morris, D. N., and Bloxson, D. E., "Measurements of Sphere Drag from Hypersonic Continuum to Free-Molecule Flow," U.S. Air Force RM-2678, 1960.

超音速流中における凹状物体まわりの流れの高精度数値計算

尾崎 彰彦, 豊里 理紗, 高倉 葉子
東海大学大学院工学研究科機械工学専攻

Highly-accurate Computation of Supersonic Flows around a Concave Body

by

Akihiko Ozaki, Risa Toyosato and Yoko Takakura(Tokai University)

ABSTRACT

The supersonic parachute has been used to many space probes for aerodynamic deceleration at the time of the atmospheric re-entry. However, its detailed aerodynamic characteristics have not been made clear. The purpose of this study is to investigate basic flow phenomena and aerodynamic characteristics on a rectangular concave body in supersonic flows by means of high-resolution numerical computations using the WENO scheme. As results, the following characteristics have been captured: 1) in the case of quasi-stationary flows, vortices are shed from the detached bow shock wave, and especially in mean stream Mach number greater than three the vortices are to flow toward the inner portion of the concave body; 2) in time history of lift coefficients, peaks of low and high frequencies are observed in the FFT analysis, and the former and the latter oscillations are due to the outer and inner regions of the body, respectively; 3) in the transient cases when disturbances are given, pressure waves go and return in the space between the detached shock wave and the concave bottom, and vortices are shed from the center portion of the shock wave, with movements of shock location.

1. はじめに

これまで、大気圏再突入時の空力的減速法に関する研究が行われてきた。そのなかでもパラシュートは、確実に大きな抗力を得ることができる上に軽量かつコンパクトに収納できるという長所がある。そのため、今まで数多くの惑星探査機の大気圏突入時にパラシュートが用いられてきた。一方で、その空力特性についてはパラシュートの可撓性や衝撃波と渦の干渉による流れの複雑性のため明らかになっていない点も多い。超音速パラシュートの基礎的な空力特性を把握するために、可撓性を考慮しない剛体のパラシュートに関する研究がなされている。

平木らの風洞実験において、パラシュートを半円球の剛体で模したときの流れ場において、離脱衝撃波の非対称な振動が時折起こり、その振動はマッハ数が高くなるほど生じやすく、一度振動が持続しても、再び定常的な流れに戻ることが報告された^[1]。

高倉らは、パラシュートの単純モデルとして矩形凹状物体を流れに対向させて超音速流れの数値計算を行い、一様流中に擾乱を与えると渦と圧力波によるフィードバック現象が起こることを報告し、それが衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性があるとした^[2]。

また、最近になって、水書ら^[3]の風洞実験において、平木らの実験で報告された振動は、離脱衝撃波が回転しながら振動していることが示唆された。このような振動は圧力波が離脱衝撃波と凹状物体内部を数回往復した後に発生したりしなかったりし、特に超音速パラシュートに特徴的な実験的現象であろう。しかし、その詳細なメカニズムは未だ不明である。

研究[2]においては、衝撃波が格子の粗い部分に位置しており、渦放出がデフォルメされていた。そこで本研究では、離脱衝撃波の非対称な振動現象の原因解明のための手がかりを得ることを目的とし、衝撃波の解像度を良くした格子を用いて高精度衝撃波捕獲法により凹状物体まわりの流れの数値計算を行った。

2. 解法

支配方程式は Navier-Stokes 方程式を無次元化して用いた。

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \frac{\partial (\vec{E} - \text{Re}^{-1} \vec{E}_v)}{\partial x} + \frac{\partial (\vec{F} - \text{Re}^{-1} \vec{F}_v)}{\partial y} = 0$$

$$\vec{q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix},$$

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{bmatrix}, \quad \vec{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \frac{1}{\text{Pr}(\gamma-1)} (\kappa \frac{\partial a^2}{\partial x}) \end{bmatrix},$$

$$\vec{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (e + p)v \end{bmatrix}, \quad \vec{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \frac{1}{\text{Pr}(\gamma-1)} (\kappa \frac{\partial a^2}{\partial y}) \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{yy} = \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y}$$

数値計算法として、空間の離散化には有限体積法を、時間積分には3次精度のTVDルンゲクッタ法を用いた。非粘性流束の評価には、渦と衝撃波の干渉を高精度に解像するために、WENOスキーム⁴⁾(空間精度9次精度)とセル境界においてHLLC flux Riemannソルバーを用い、粘性項には2次精度中心差分、乱流モデルにはSub-Grid Scale Smagorinskyモデルを用いた。

Fig. 1に計算において用いた格子と、計算対象の物体を示す。太い線で囲まれた矩形凹状物体がパラシュートをモデル化した物体であり、物体内側のx方向の長さを基準長さ1とした。格子数は衝撃波が解像度の良い格子領域(Fig.2(a)から(d)における物体周囲の赤線内)に入るよう、流入マッハ数1.36を計算した格子はx方向に1085点、y方向に532点、流入マッハ数2の格子はそれぞれ485点、532点、マッハ数3の格子はそれぞれ385点、532点、流入マッハ数3.5の格子はそれぞれ380点、420点である。

計算領域の左側は流入境界、右側および上下の境界は流出境界とした。また、レイノルズ数は凹部流れ方向を代表長さ、一様流の音速を代表速度として、 $Re = 1.0 \times 10^5$ の流れ場を数値計算により求めた。

3. 結果および考察

3.1 定常的な流れ現象

ここでは、定常的な流れの定義として、離脱衝撃波の位置がほぼ一定となった状態の事とする。Fig.3に一様流マッハ数3のときの凹状物体まわりの定常的な流れ場を等密度線と流線により示す。この流れ場は物体上流側に生じる弓型の離脱衝撃波と物体背後の大きな亜音速領域に特徴づけられる。定常的な流れ場において、凹状物体背後の亜音速領域が周期的に振動する現象が観察された。

3.1.1 流入マッハ数の効果

計算条件として、一様流マッハ数を1.36、2、3、3.5の4通りを与えた。Fig.4にそれぞれの条件における圧力分布を示す。図から凹状物体前方に離脱した弓型衝撃波が存在していることが分かり、流入マッハ数の効果として、マッハ数が高くなるほど弓型衝撃波の離脱距離は短くなり傾斜していき、理論的には遠方でマッハ角に漸近する。

3.1.2 離脱衝撃波面上から放出される渦

マッハ数1.36、2、3、3.5のすべての計算において、定常的な流れ場において離脱衝撃波面から定常的に渦が放出さ

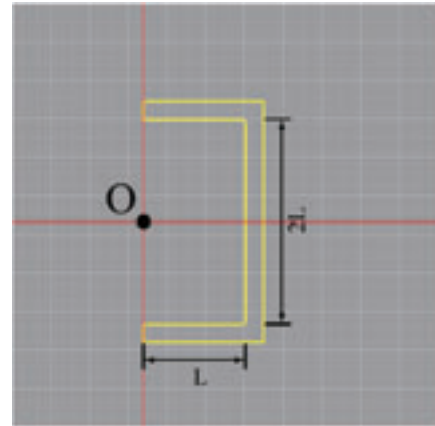


Fig. 1 Enlarged View around Concave Body

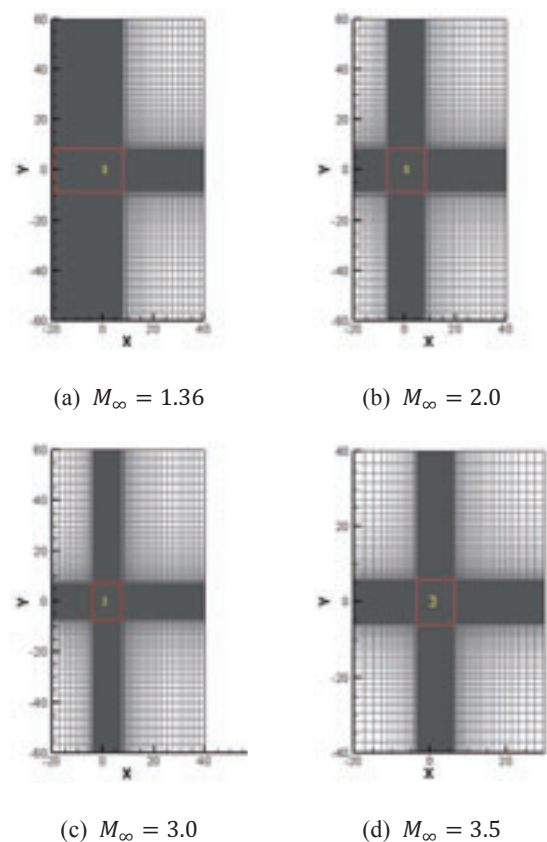


Fig. 2 Grid on Whole Domain

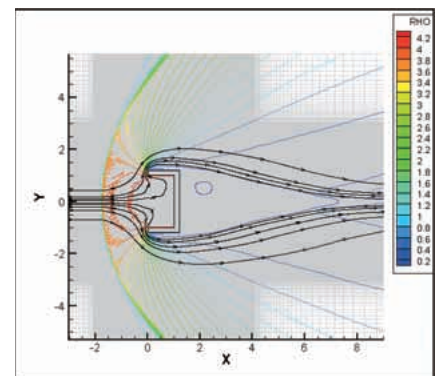
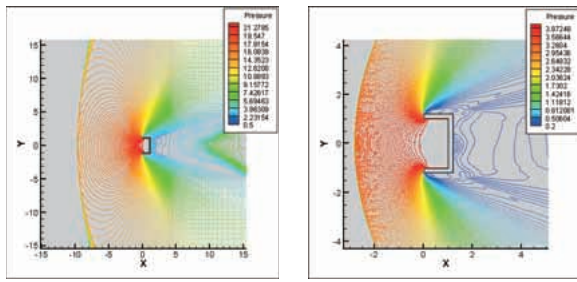
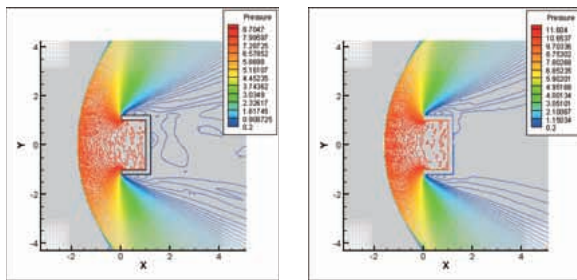


Fig. 3 Flow-flied around Concave Body ($M_\infty = 3.0$)



(a) $M_\infty = 1.36$

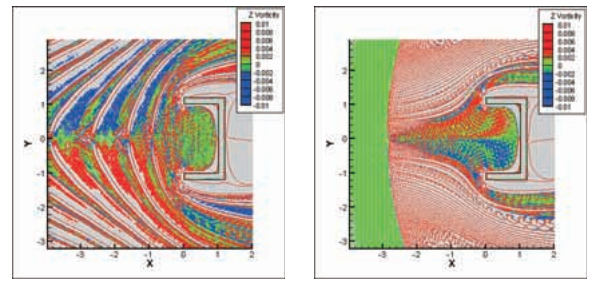
(b) $M_\infty = 2.0$



(c) $M_\infty = 3.0$

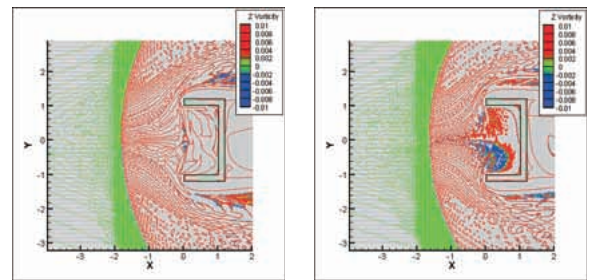
(d) $M_\infty = 3.5$

Fig. 4 Pressure Contours



(a) $M_\infty = 1.36$

(b) $M_\infty = 2.0$



(c) $M_\infty = 3.0$

(d) $M_\infty = 3.5$

Fig. 5 Vorticity Contours

れる現象がみられた。各々のマッハ数における流れ場の温度分布の図を Fig. 5 に示す。この渦の発生は、弓型衝撃波の波の角度が変化するにつれ背後の流体の物理量が変化するので、流線に垂直方向にエントロピが変化すると渦が発生するというクロッコの定理により説明される。Fig. 5 より、マッハ数 1.36 および 2 では生成された渦が凹状物体外部に流れていくが、マッハ数 3 および 3.5 では、生成された渦が凹状物体内部に入ろうとしている様子が見取れる。

3.1.3 揚力変化

一様流マッハ数 2.0 中の定常的な流れ場における凹状物体の揚力係数の時間変化を Fig.6 に示す。図より、低周波の振動の中に高周波の振動が付加されている様子が見られた。さらに、凹状物体外部の圧力に起因する揚力係数 (青い線) と内部の圧力に起因する揚力係数 (赤い線) の時間変化を Fig. 7 に示す。前者は凹状外部の圧力係数を x で積分、後者は凹状内部の圧力係数を x で積分して得られたものである。y 方向のせん断応力に起因する揚力成分は小さいので表示しなかった。これより、物体の揚力のうち、低周波の振動は物体の外側の流れに、高周波の振動は物体の内側の流れに起因することが明らかになった。

さらに、時刻 $t=13.02$ における外側と内側の物体近傍圧力分布を Fig. 8(a), (b) に、外側と内側の物体表面上の C_p 分布を(c), (d)に示す。この図において、物体内部の圧力分布は

波打っているのに対し、外部の圧力分布は滑らかであることは、低周波の振動は物体の外側に、高周波の振動は物体の内側に起因することを説明している。

次に流入マッハ数 2、および 3.5 における揚力係数の時間変化を FFT 解析した結果を Fig.9 に示す。両者とも低周波の支配的成分があり、高周波にもいくつかの支配的成分があることが分かる。高周波および低周波の FFT 解析結果と揚力係数の変化を対応させる。マッハ数 2 における低周波のピークは Fig.7(低周波成分は青線のグラフ)の周期数から求められ、無次元時間 160 の間に約 9 周期である。その為、周波数は 0.05625 となり、FFT 解析における赤線の低周波のピークに相当している。同様に高周波のピークは Fig.7 (高周波成分は赤線のグラフ) の周期数から求められ、無次元時間 20 から 40 の間で計測すると、その周期は 50 周期であった。その為周波数は 2.5 となり、FFT 解析における赤線の高周波のピークに相当する。

FFT 解析結果より、マッハ数が高くなると低周波で乱雑性が増していることが分かった。また高周波には鋭いピークが立っている。これは平木^[1]らの報告に上がっている定常状態とされる結果とほぼ傾向は一致している。

また、凹状物体後方の亜音速領域の振動数を数えてみると高周波成分のピーク振動数とほぼ同じ値を示したので、高周波の振動は物体内部からのあふれによる振動であると考えられる。

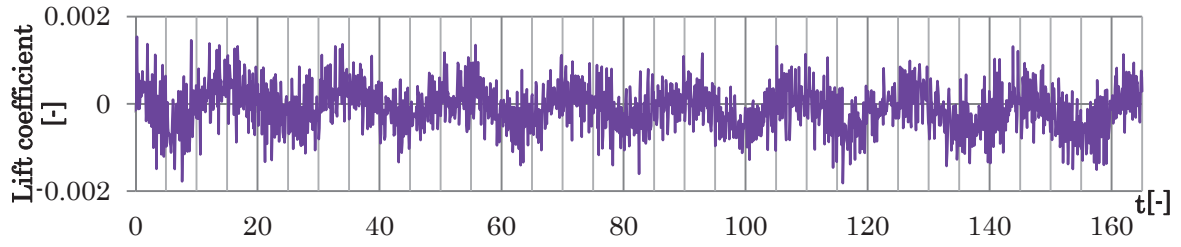


Fig.6 Time History of Lift Coefficients ($M_\infty = 2.0$)

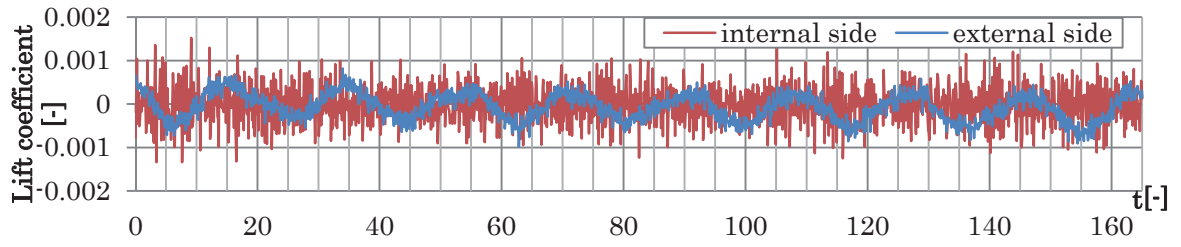
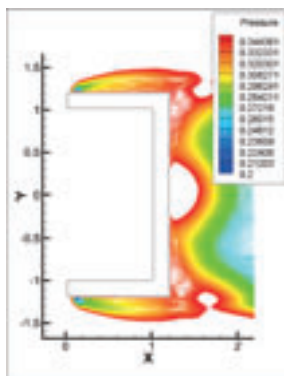
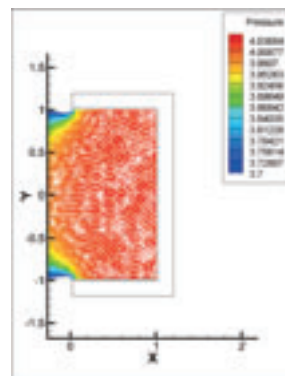


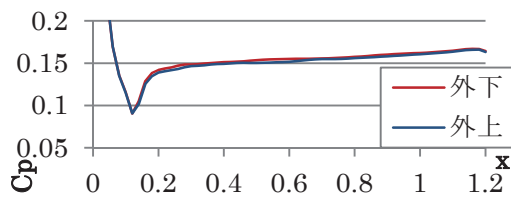
Fig.7 Time History of Lift Coefficients for internal and External Surfaces ($M_\infty = 2.0$)



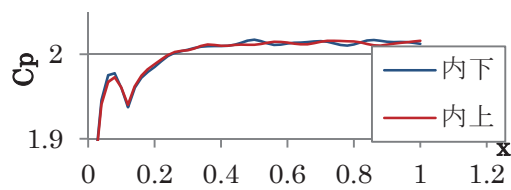
(a) Pressure contours outside body



(b) Pressure contours inside body



(c) Cp distribution along outer surface



(d) Cp distribution along inner surface

Fig. 8 Pressure and Cp Distribution about Concave Body ($M_\infty = 2.0$, $t=13.02$)

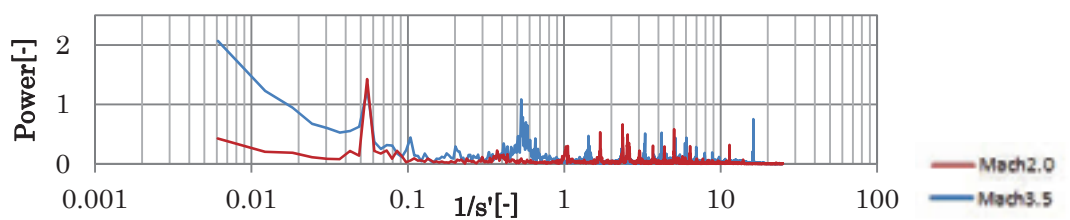


Fig. 9 FFT Analysis for Lift Coefficients

3.2 過渡的な流れ現象

定常的な流れ現象においては際立った非定常現象は生じなかったため、次に一様流マッハ数 2 の定常的な状態から、流入マッハ数に+10%の擾乱が生じたとしてマッハ数 2 ならば $2 \rightarrow 2.2$ として計算を行った。無次元時間と中央部における衝撃波位置のグラフを fig. 10 に、密度分布、圧力分布、渦度分布を Fig. 11 に示す。

擾乱を加えた結果、擾乱を加える直前 (Fig.11(a)の定常的な流れ)と比較して、擾乱を加えた後は衝撃波が下流方向(物体に近づく方向)に向かい (Fig. 11(b))、圧力波が離脱衝撃波から凹状物体内部に伝播し (Fig. 11(b))、物体内部で反射した圧力波が再び離脱衝撃波に向かう (Fig.11(c))。圧力波が離脱衝撃波に到達すると、衝撃波位置は再び上流方向に戻り、衝撃波で反射した圧力波が再び凹状物体内部に向かっていく (Fig.11(d))。こういった圧力波の往復を数回繰り返すとともに、離脱衝撃波の曲がり部から圧力波が発生し (Fig.11(e))、離脱衝撃波の 3.1.2 節で取り上げた渦 (Fig.5(b)の渦)とは異なる位置(衝撃波中央部)から渦が発生し、凹状物体の内側方向に移流する (Fig.11(f))。

この渦は、無次元時間 587 で初めて確認され、無次元時間 620 まで間欠的に発生するのが確認できたが、その後間欠的な渦の発生は確認できなかった。このことと Fig.10 より、衝撃波位置の変化に伴い渦が発生しているといえる。

ここでは流入マッハ数の擾乱を入れることにより、衝撃波位置の変化とともに圧力波の往復と渦の発生が確認された。平木^[1]らおよび水書^[3]らの風洞実験では、マッハ数 3 以上において衝撃波の振動現象が発生することが報告されており、このような高マッハ数では定常的な渦放出が凹状内部へと向かう(3.1.2 節参照)。

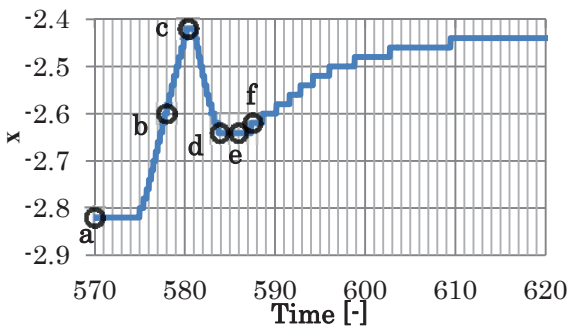


Fig. 10 Time History of Shock Location

それにより発生する擾乱が衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性がある。

4. 結論

- 1) 定常的な流れにおいて離脱衝撃波面から放出される渦は、マッハ数 1.36、2、3、および 3.5 の全ての場合に確認できた。また、マッハ数 3 以上の時は、渦が物体内部に入ろうとしている様子が見て取れた。
- 2) 揚力の高周波の振動は物体の内側の流れに、低周波の振動は物体の外側の流れに起因している。
- 3) 流入マッハ数に擾乱を与えることによって、凹状物体内部への圧力波と内部からの反射波が確認され、その後反射波と離脱衝撃波が干渉し、衝撃波の位置変化に伴い衝撃波中央部から渦が間欠的に放出される。
- 4) マッハ数が高いほど 1)の離脱衝撃波面から放出される渦が凹状内部へと向かっていくので、擾乱として作用して衝撃波の非対称な振動を引き起こす可能性がある。

謝辞

Tecplot による図の表示には、高橋俊講師 (東海大学) の助言を得た。ここに謝意を表す。

参考文献

- [1]平木 講儒 “超音速領域における半球殻の空力特性に関する実験的研究”, 東京大学修士論文, 1992.
- [2] 高倉 葉子, 平木 秀龍, 新井紀夫 “超音速流中の凹型物体まわりの流れ場について”, 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 講演集, 2009.
- [3] Takafumi KAWAMURA and Toshiharu MIZUKAKI, “Aerodynamic Vibrations Caused by a Vortex ahead of Hemisphere in Supersonic Flow,” 20th ISSW, 2011.
- [4]Chi-Wang SHU, “Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws,” ICASE Report No.97-65, 1997.

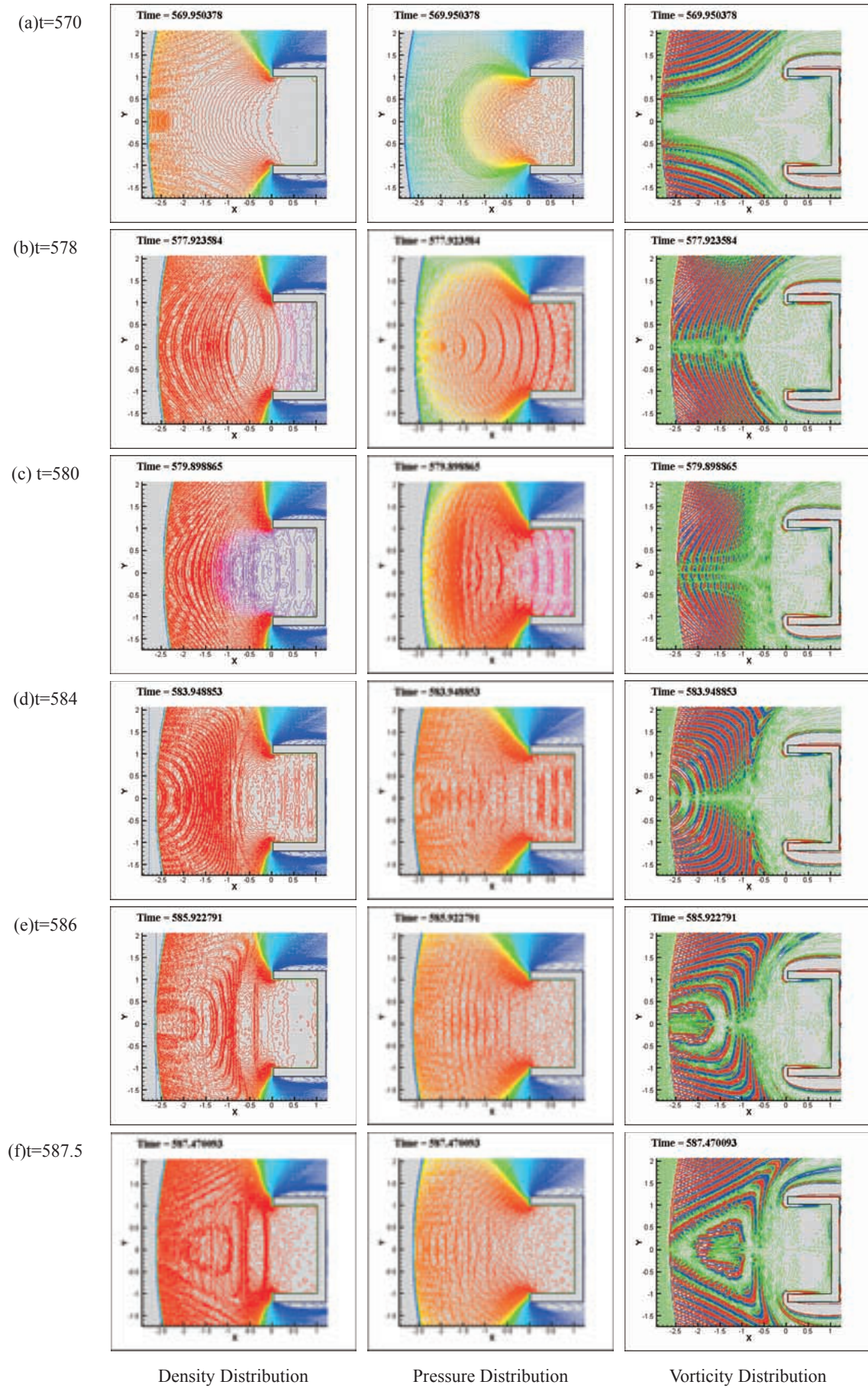


Fig. 11 Transient phenomena

大気圏再突入時における ESA ARD 周りの高エンタルピー流 に関する非構造格子解析モデルの検証

中里玲王¹, 高橋裕介², 大島伸行², 溝淵泰寛³, 村上桂一³

1. 北海道大学大学院工学院
2. 北海道大学大学院工学研究院
3. 宇宙航空研究開発機構

Validation of High-Enthalpy Flow Prediction around ESA ARD during Atmospheric Reentry with an Unstructured Grid Solver

by

Reo Nakasato(Hokkaido University), Yusuke Takahashi(Hokkaido University),
Nobuyuki Oshima, Yasuhiro Mizobuchi and Keiichi Murakami(JAXA)

ABSTRACT

When a reentry vehicle enters the planetary atmosphere, a strong shock wave is generated and the strong aerodynamic heating appears. Gas temperature in front of the vehicle exceeds 10,000K and chemical reactions (ionizations and dissociations) occur behind the shock wave. Because the reentry vehicle is damaged by the aerodynamic heating, accurate evaluation of the aerodynamic heating in high-enthalpy flow is necessary for design and development of the vehicle. In this paper, three-dimensional numerical analysis was conducted to consider an angle of attack and unstructured grids were used to make it easy to generate computational grid around the vehicle with complicated shape. We reproduced the actual flow field around ARD (Atmospheric Reentry Demonstrator) which was launched by the European Space Agency (ESA) in 1998 and revealed the aerodynamic heating and flow properties. In the solver used here, thermochemical nonequilibrium was assumed and temperature was separated into translational, rotational, vibrational and electron temperature. For chemical model, 11 chemical species and 49 reactions are considered. The computational result showed good agreement with measured pressure at the stagnation by the flight experiment.

1. はじめに

惑星大気圏突入時における再突入機近傍では、その突入速度が高速であることから様々な物理現象が生じる。再突入機前方には強い衝撃波が形成され、その機体周りには強い空力加熱が生じる。衝撃波後方では気体温度が1万Kを超え、電離や解離などの化学反応が起こるプラズマ流となる。突入時において、再突入機がこのような過酷な環境にさらされ、ダメージを受けることから、高エンタルピー流中での空力加熱をより正確に評価することは、再突入機的设计・開発において重要である。また、衝撃層のプラズマ中にある電子が電磁波を吸収・反射する性質により、電磁波の伝播が阻害される通信ブラックアウト現象が生じ得る。この通信ブラックアウトも再突入機の惑星大気圏突入問題の一つであり、通信可能時間の正確な見積もりの点でも電磁波の挙動を正しく評価することが必須である。そのためにも衝撃層内におけるプラズマ流をより正確に評価する必要がある。

再突入機周りの高エンタルピー流に関する実験方法としては、実飛行試験や極超音速風洞、衝撃風洞、衝撃波管をはじめとする各種地上設備や数値解析がある。実飛行試験では実際の現象を捉えることができる一方、多大なコストがかかることや、気流計測をすることが場合によっては困難であることが問題である。地上設備では実飛行試験よりもコストが抑えられる一方で、実際の流れ場の再現が困難であることや、風洞によっては高エンタルピー流の持続時間が極めて短く計測が難しいこと等の問題がある。近年の計算機環境の発展や計算アルゴリズムの進歩、物理モデルの精緻化に伴い、惑星大気圏突入時の環境を低コストかつ高精度で明らかにする上で数値解析が有効な手法になりつつある。

先行研究としては、欧州宇宙機関(ESA)により再突入試験が行われたARD(The Atmospheric Reentry Demonstrator)¹⁾近傍の流れ場に対して、2次元軸対称を仮定した解析が高橋ら²⁾⁾により行われ、通信ブラックアウト時の電磁波挙動に関する研究がなされているが、そこでは

迎角が考慮されていないことや、形状を簡略化していることなどにより、実際の流れ場が完全には再現できていない。

そこで本研究では、先行研究と同様のARDに対して、迎角を考慮するために3次元での数値解析を行う。複雑な形状でも格子生成を比較的容易にできる非構造格子を用いて行うことにより、実際の流れ場を再現して空力加熱や流れの物理量について明らかにし、高エンタルピー流に関する非構造格子解析モデルの検証を行う。

2. 解析対象

本研究で取り上げる大気圏再突入機ARD¹⁾は、ESAの有人飛行プログラムの一環で行われたARD計画で用いられたものである。その形状を図1に示す。1998年10月21日にARIANES5によって打ち上げられ、高度830kmに達した後、再突入飛行を行い太平洋上に着水した。ARD再突入試験では、加速度や迎角などの物理量が取得された。

ARDの形状は、Apolloコマンドモジュールの70%スケールダウンで、最大直径が2.8mである。主にfrontshield section, rear-cone section, back-cover sectionの3つで構成される。nose radiusは3.36m、円錐部のhalf-angleが33°である。



図1. ARD形状¹⁾

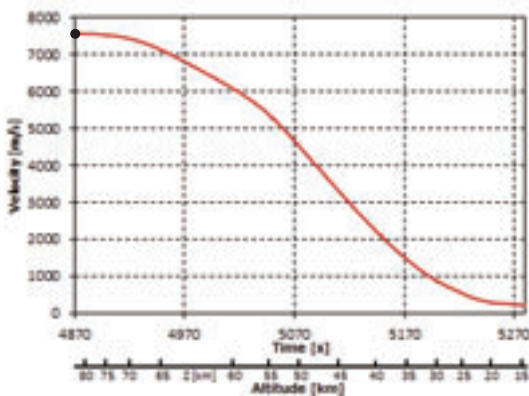


図2. ARD reentry trajectory¹⁾

本研究では、図1のARD周りにおいて高度85km(マッハ数27)条件に対しての流れ場を解析対象とする。このときの再突入速度は図2から読み取れる。なお、図2は文献¹⁾の値を読み取り作成したグラフである。

3. 数値解析モデル

3-1. 流れのモデル

流れ場は連続かつ層流とし、気体は空気であることを仮定する。

高マッハ数流れ場の熱力学状態を適切に再現するため熱化学的非平衡な実在気体条件を仮定する。すなわち、化学反応を考慮し、また温度を並進温度、回転温度、振動温度及び電子温度に分離した4温度モデルを用いて数値解析を行う。ここで、4温度はそれぞれ平衡状態であることを仮定する。

支配方程式は、化学反応及び内部エネルギーモード間のエネルギー交換を考慮した熱化学的非平衡流において用いられる、化学種ごとの質量保存則及び振動、回転、電子エネルギー保存則が付加された圧縮性 Navier-Stokes 方程式と状態方程式である。

本研究では、空气中高温領域での解離・電離などの化学反応を再現するために、11の化学種 ($N_2, O_2, NO, N_2^+, O_2^+, NO^+, N, O, N^+, O^+, e^-$) に対して49化学反応を考慮した Park のモデル⁴⁾を用いる。

内部エネルギー交換モデルについては並進、回転、振動及び電子エネルギーモード間において、すべてのエネルギーモード間のエネルギー交換を考慮する。並進-回転エネルギー交換速度は Parker のモデル⁵⁾を用いる。並進-振動、回転-振動エネルギー交換速度は Millikan のモデル⁶⁾に Park の補正⁷⁾を用いる。並進-電子エネルギー交換速度は Appleton らの電子と重粒子間弾性衝突によるエネルギー交換モデル⁸⁾を用いる。回転-電子エネルギー交換は文献⁹⁾により考慮する。電子-振動エネルギー交換速度は Lee が提案した式¹⁰⁾¹¹⁾を用いる。また、化学反応に伴う回転・振動エネルギー損失については非選択的解離反応モデル¹²⁾を用いる。

3-2. 解析手法

本研究では、3次元解析モデルの検証を実飛行試験データを用いて行う。また、分離された4つの温度や化学種モル分率の空間分布は実飛行試験では計測が困難であるために、先行研究²³⁾で用いられた2次元軸対称流体解析コードを用いて解析モデルの code-code validation を行う。

2次元軸対称解析では前述の通り先行研究で用いられた解析ソフトウェアを用い、3次元解析では JAXA (宇宙航

空研究開発機構)において開発された汎用圧縮性流体解析ソフトウェア FaSTAR (FaST Aerodynamic Routine)¹³⁾¹⁴⁾に実在気体効果を組み込んだバージョンを用いた。

数値流束の評価として、2次元軸対称解析では対流項に MUSCL (Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws)法を内挿して高次精度化を図った SLAU スキーム¹⁵⁾、3次元解析では対流項に MUSCL 法を内挿して高次精度化を図った AUSM+up スキーム¹⁵⁾を用いた。

MUSCL法は以下の式で表される。

$$\begin{cases} u_L = u_j + \frac{1}{4}\varepsilon[(1-k)\bar{\Delta}_- + (1+k)\bar{\Delta}_+]_j & (3.1) \\ u_R = u_{j+1} - \frac{1}{4}\varepsilon[(1-k)\bar{\Delta}_+ + (1+k)\bar{\Delta}_-]_{j+1} & (3.2) \end{cases}$$

ただし、

$$\bar{\Delta}_- = \min \text{mod}(\Delta_+, b\Delta_-) \quad (3.3)$$

$$\bar{\Delta}_+ = \min \text{mod}(\Delta_-, b\Delta_+) \quad (3.4)$$

$$(\bar{\Delta}_-)_j = u_j - u_{j-1}, \quad (3.5)$$

$$(\bar{\Delta}_+)_j = u_{j+1} - u_j, \quad (3.6)$$

式(3.1)、式(3.2)中の ε が、 $\varepsilon = 0$ のとき一次精度、 $\varepsilon = 1$ のとき二次精度となる。また、粘性項は2次精度の中心差分で解析を行った。

3次元解析における変数の空間勾配計算には重み付け Green-Gauss 法を用いた。

時間積分法として陰解法を用いるが、熱化学的非平衡流を扱う場合、流体の特性時間と化学反応の特性時間の違いにより、数値解析上の硬直性の問題(stiffness)が生じる。このことから、LU-SGS (Lower-Upper Symmetric Gauss Seidel)法¹⁶⁾を、化学反応の生成項のみを陰的に扱う Point-implicit 法¹⁷⁾とともに用いる。

3-3. 境界条件

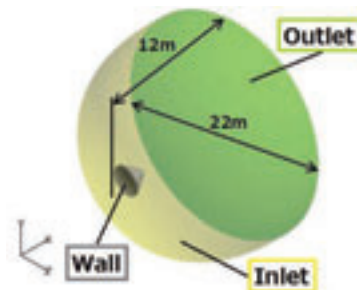


図3. 解析領域と境界条件(3次元)

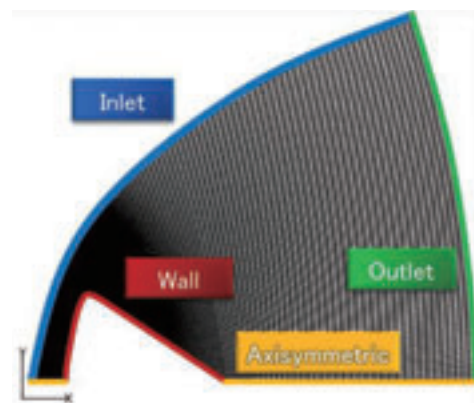


図4. 解析領域と境界条件(2次元)

3次元解析において、解析領域には図3のように流入部、流出部、壁面部の3つの境界が存在しており、それぞれ条件を与える。流入部では流入条件とし、高度85kmにおける物理量を与える。流出部ではすべての流れの物理量を0次外挿法により決定する。壁面部では壁面法線方向の

圧力勾配なし、滑りなし壁とする。また、温度は実機の表面を冷却しているものと仮定して 273K で固定、化学種質量に対しては非触媒性を仮定する。解析格子は、ARD 壁面近傍で三角柱のプリズム層を、その他の領域では四面体の非構造格子を用いた。

2次元軸対称解析において、解析領域には図4のように流入部、流出部、壁面部、軸対称部の3つの境界が存在しており、それぞれ条件を与える。流入部では流入条件とし、高度 85km における物理量を与える。流出部ではすべての流れの物理量を 0 次外挿法により決定する。壁面部では壁面法線方向の圧力勾配なし、滑りなし壁とする。また、温度は実機の表面を冷却しているものと仮定して 273K で固定、さらに電子温度断熱とし、化学種質量に対しては非触媒性を仮定する。解析格子は、図4に示す通り、構造格子のみを用いており、ARD 形状は格子生成を容易にできるように後方部分を簡略化している。また、格子は3次元解析で用いるものよりも細かく生成している。

3-4. 解析条件

解析は表1に示すように、高度 85km の条件について、2次元軸対称解析に対し1ケース、3次元解析に対し迎角が 0° と 20° の2ケースの解析を行った。

表1. 解析条件

	2D	3D (FaSTAR)	
Altitude	85 km		
Number of cells	19,575	20,852,789	13,285,755
Angle of attack	0 deg.		20 deg.
Mach number	27.4		
Free stream velocity	7,577 m/s		
Free stream temperature	191K		
Free stream density	$8.183 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3$		
Reynolds number	1.38×10^4		
Accuracy of convection term	1 st 0%, 2 nd 100%	1 st 100%, 2 nd 0%	1 st 10%, 2 nd 90%

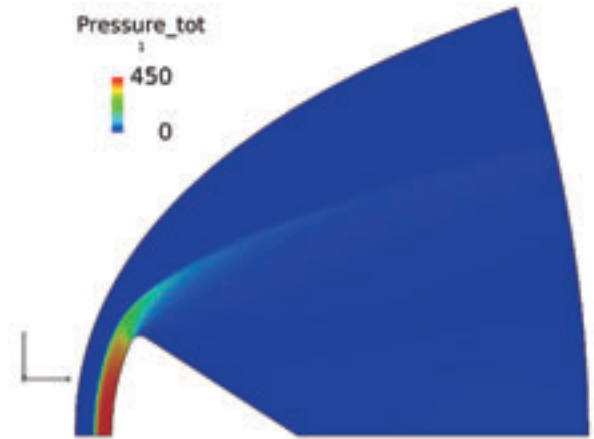


図5. 圧力分布 (2次元軸対称)

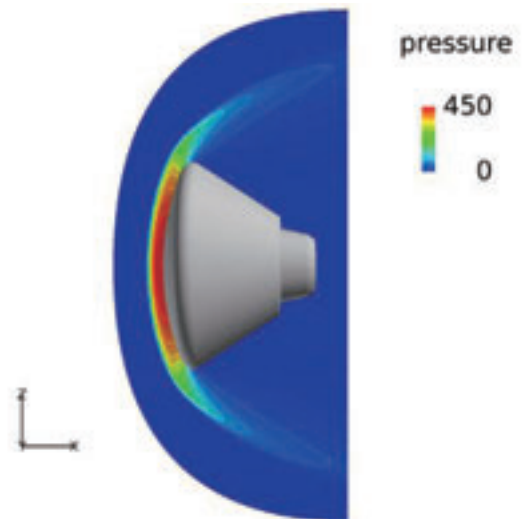


図6. 圧力分布 (3次元・迎角 0°)

4. 結果と考察

4-1. 実飛行試験との間の検証

ARD 実飛行試験で得られたよどみ点における圧力係数 (C_p 値) の比較を行った。実飛行試験の高度 85km における C_p 値は 1.91 であった。一方、本研究では高度 85km の条件におけるよどみ点 C_p 値を次の式(4.1)で求めた。

$$C_p = \frac{p_s}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (4.1)$$

ただし、 p_s は解析によって得られるよどみ点圧力であり、free stream density ρ 及び free stream velocity U_∞ は表1の値を用いた。3次元解析 (迎角 20°) により得られたよどみ点 C_p 値は 1.914 であり、実飛行試験の結果と比較すると、ほぼ一致している。

4-2. 解析コード間の検証

2次元軸対称解析における ARD 周りの圧力分布を図5に、3次元解析 (迎角 0°) における ARD 周りの圧力分布を図6に示す。また、図7に ARD の中心軸上における機体表面上流 40cm から ARD 壁面までの圧力分布を示す。

衝撃波厚さは2次元軸対称解析において 5.0cm, 3次元解析において 5.1cm である。衝撃波の形成される位置に差が見られたが、これは3次元解析で用いた非構造格子が2次元軸対称解析で用いた構造格子よりも粗いことによる格子依存性が現れたものと考えられる。

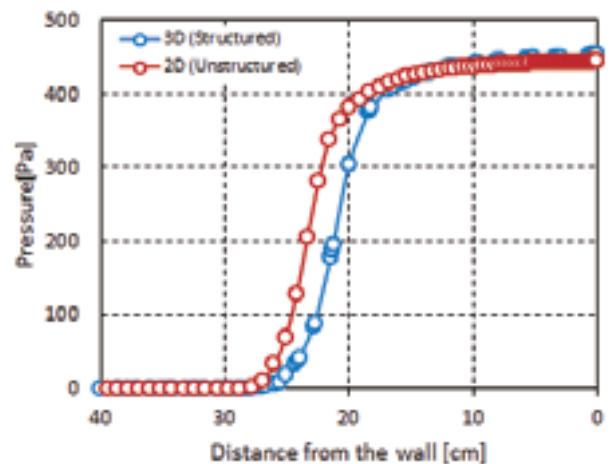


図7. 中心軸上における圧力分布

また、クヌーセン数 K_n は平均自由行程 λ と代表長さ L を用いて次の式(4.2)で評価できる。

$$K_n = \frac{\lambda}{L} \quad (4.2)$$

ここで、代表長さ L はARD直径とし、 $L = 2.8\text{m}$ である。希薄気体中で $K_n \leq 0.1$ の場合、連続流として扱うことができる¹⁸⁾。解析領域において最大値が $K_n = 8.37 \times 10^{-3}$ であることから、連続流として扱えることが確認できる。

ARDの中心軸上における機体表面上流40cmからARD壁面までの各温度分布を示す。図8は2次元軸対称解析により得られた分布、図9は3次元解析(迎角 0°)で得られた分布である。

図9より、温度が並進温度、回転温度、振動温度、電子温度の4つに分離されていることがわかる。図8、図9において、4温度のピークの温度がそれぞれよくあっているなど分布の傾向が概ね一致している。壁面での電子温度の値が異なるのは壁面の境界条件が2次元軸対称解析において断熱条件にしているためである。また、2次元軸対称解析と同様に3次元解析でも4つの温度が全て異なる熱的に非平衡な領域と、4つの温度がほぼ一致する熱的に平衡な領域に分けることができ、熱的に平衡な領域がARD壁面付近で再現されている。ここで、壁面付近で熱的に平衡な領域が生じるのは、壁面付近では気体の密度が高くなることによって粒子の衝突が多く行われて4つの温度間のエネルギー交換が盛んに行われることによるものと考えられる。

ARDの中心軸上における機体表面上流40cmからARD壁面までの11化学種に対するモル分率分布を示す。図10は2次元軸対称解析により得られた分布であり、図11は3次元解析(迎角 0°)により得られた分布である。ただし、図10、図11の縦軸は対数目盛で表わしている。2次元軸対称解析の結果である図10では、衝撃波背後において窒素原子や酸素原子が生じており、そのモル分率の高さから解離反応が支配的であることがわかる。また、電子やイオンのモル分率が0.1%のオーダーで生成されていることから、電離反応も再現されていることがわかる。このことが図11に示す3次元解析でも同様に再現されている。

5. 結論

欧州宇宙機関ARD(The Atmospheric Reentry Demonstrator)周りの高エンタルピー流を対象とした3次元解析を、非構造格子を用いて行い、その解析コード・解析

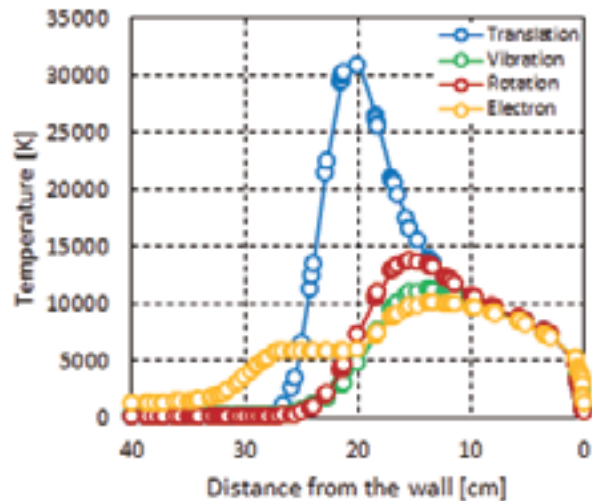


図9. 中心軸上における温度分布 (3次元・迎角 0°)

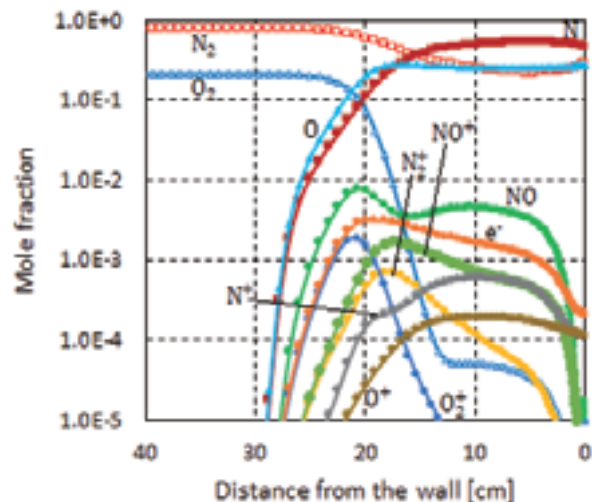


図10. 中心軸上におけるモル分率分布 (2次元軸対称)

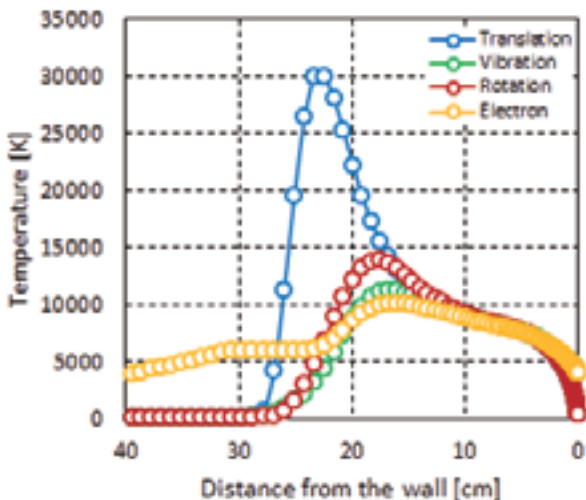


図8. 中心軸上における温度分布 (2次元軸対称)

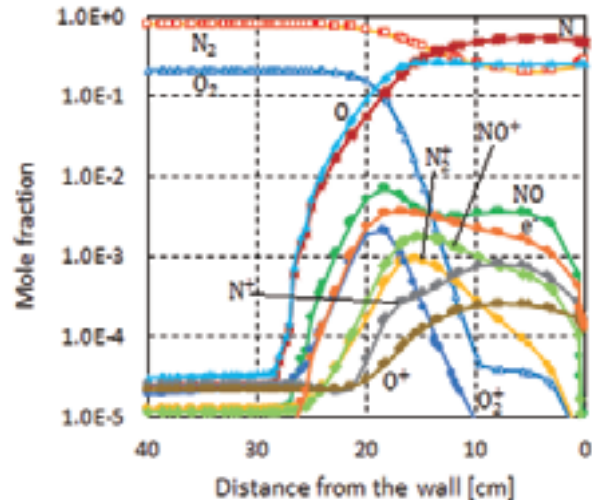


図11. 中心軸上におけるモル分率分布 (3次元・迎角 0°)

モデルの検証を行った。2つのコード間で比較をすると、3次元解析で用いた非構造格子が粗いために衝撃波の位置に差が見られた。また、温度分布やモル分率分布を比較すると、傾向や値はよく合っていた。また、実飛行試験とFaSTARとの間でよみ点圧力係数を比較するとほぼ一致していた。これらのことから、格子依存性に対する課題は残るが、物理モデルについて高エンタルピー流に関する3次元非構造格子解析モデルは有用であると言える。

謝辞

本研究はJSPS科研費26820366の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) P. Tran, J. C. Paulat and P. Boukhobza, "Re-entry Flight Experiments Lessons Learned - The Atmospheric Reentry Demonstrator ARD," *Education Notes RTO-EN-AVT-130 - Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*, Vol. 10, 2007, pp. 10-1 - 10-46.
- 2) 高橋裕介, 山田和彦, 安部隆士, "欧州 ARD の地球大気突入時における通信ブラックアウトに関する研究", 平成24年度衝撃波シンポジウム, 1A3-4, March 13-15, 2013.
- 3) Y. Takahashi, K. Yamada and T. Abe, "Prediction Performance for Radio Frequency Blackout in the Atmospheric Reentry Demonstrator (ARD) Mission," *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2014 (in press).
- 4) C. Park. "Assessment of a Two-Temperature Kinetic Model for Dissociating and Weakly Ionizing Nitrogen". *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.2, No.1, pp.8-16, Jan.-March 1988.
- 5) Parker, J. G., "Rotational and Vibrational Relaxation in Diatomic Gases," *The Physics of Fluids*, Vol. 2, No.4, July-Aug., 1959, pp. 449-462.
- 6) Millikan R. C. and White D. R., "Systematics of Vibrational Relaxation," *Journal of Chemical Physics*, Vol. 139, 1963, pp. 3209-3213.
- 7) Park C., "Rotational Relaxation of N2 Behind a Strong Shock Wave," AIAA Paper 2002-3218, 2002.
- 8) Appleton J. P. and Bray K. N. C., "The Conservation Equations for a Nonequilibrium Plasma," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 20, part 4, June 1964, pp.659-672.
- 9) Lazdinis, S. S. and Petrie S. L., "Free Electron and Vibrational Temperature Nonequilibrium in High Temperature Nitrogen," *Physics of Fluids*, Vol. 17, No. 8, Aug, 1974, pp. 1539-1546.
- 10) Lee J. -H., "Electron-Impact Vibrational Excitation Rates in the Flowfield of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles," *Thermophysical Aspects of Reentry Flows*, Vol. 103, Progress in Astronautics and Aeronautics, (Moss, J. N., and Scott, C. D. eds., AIAA, New York), 1980, pp. 197-224.
- 11) Lee J. -H., "Electron-Impact Vibrational Relaxation in High-Temperature Nitrogen," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol.7, No.3, 1993, pp. 399-405.
- 12) Gnoffo P. A., Gupta R. N. and Shinn J. L., "Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium," NASA TP-2867, Feb. 1989.
- 13) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラッフルパウルス, 佐藤幸男 "高速流体ソルバ FaSTAR の開発" 第42回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2010, JAXA-SP-10-012 pp.79-84.
- 14) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, P. Lahur, "Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR'," AIAA-2012-1075.
- 15) E. Shima and K. Kitamura, "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds," *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693-1709.
- 16) Jameson A. and Yoon S., "Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations," *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 7, 1987, pp. 929-935.
- 17) Bussing T. R. A. and Murman E. M., "A Finite Volume Method for the Calculation of Compressible Chemically Reacting Flows," AIAA Paper 85-331, 1985.
- 18) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴(2002)「宇宙飛行体の熱気体力学」東京大学出版会 p.9.

固気相連成問題におけるインターフェースモデルの構築と高速流解析への応用

黒滝 卓司, 住 隆博
JAXA, 鳥取大学

Construction of Interface model in Solid-fluid Interaction Problem and Application to High Speed Flow Analysis

by
Takuji Kurotaki (JAXA) and Takahiro Sumi (Tottori University)

ABSTRACT

A new interface model in solid-fluid interaction problem is presented. A level set function is used for the definition of shapes and flow properties are corrected within three layers of stencils around interface. This approach is very simple and robust and can capture the detail of flow structures including discontinuities such as shock waves and slip lines etc.. Some basic important 2-D Euler flow problem are solved to verify effects of this approach with WCNS (Weighted Compact Nonlinear Scheme) including a new type of compact scheme to improve robustness including the transonic flow around a 2-D airfoil, the supersonic duct flow around a prism and a circular cylinder and the moving-shock/obstacle interaction problem (Scharadin's problem). The extension of this method to the moving problem with body deformation is straightforward.

1. はじめに

流体中に粒子群を含むいわゆる固気相連成問題解析は、混相流問題の重要なカテゴリーであり、特に低速流における最近の発展は著しい⁽¹⁾。この領域では、目的に応じて、いくつかの解析アプローチが存在するが、その中でも、1個1個の粒子周りの流れを精密に解き、全体の流れを明らかにする DEM-DNS 法をはじめとする直接計算法を用いた方法論が最近注目を集めている⁽¹⁾。しかし、高速流の分野では、任意形状の粒子をオイリアンの的に捕らえ、かつ衝撃波等の不連続現象との相互作用を精密に解く必要があるためか、未だ発展途上の感がある。

一方、従来より通常行われている、例えば動かない翼等の任意物体周りの流れ解析は、固体と気体の連成問題の最もシンプルなケースとみなすことができる。現在までに、多くの IBM(Immersed boundary method)に関する手法が提案され、矩形格子を用いて任意形状周りの解析が可能になりつつある。しかし、強い衝撃波を含む高速流に対する適用は未だチャレンジングな課題であり、研究例も多くは無く⁽²⁾、依然発展の余地を残している。

本研究では、高速流を対象とした固気相連成問題に将来的に適用可能で、かつ簡便なインターフェースモデルを提案する。今回は、第一報として、シンプルな物体周りの高速流れ解析に適用し、性能の評価を試みる。本方法は、後述するように、特定の解析法を選ばない汎用的な手法であるが、本研究では、我々が提案中のロバスト性を向上させた重み付コンパクトスキーム (WCNS 法) をベースにした5次精度の高精度解法^{(3), (4)}と組み合わせさせた結果を報告する。

2. 基礎方程式

気体は理想気体を仮定し、以下のオイラー方程式系を基礎方程式とする。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \sum_{j=1}^N \frac{\partial}{\partial x_j} f_j(q) = 0 \quad (1)$$

$$q = (\rho, \rho u_1, \dots, \rho u_N, E)^T \quad (2)$$

$$f_j = (\rho u_j, \rho u_1 u_j + p \delta_{j,1}, \dots, \rho u_N u_j + p \delta_{j,N}, (E + p) u_j)^T \quad (3)$$

$$E = \rho e + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} / 2 \quad (4)$$

ここで、 N は次元数、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 u_j は j 次元目の速度成分、 p は圧力、 E は全エネルギー、 e は単位質量当たりの内部エネルギーである。

計算格子は矩形形状とし、物体形状は後述するように、レベルセット関数 ϕ を使用して定義する。ただし、本報告では、物体形状は変形しないと仮定するため、 ϕ に関する移流方程式は考慮しない。

3. 解析手法

3.1 数値解析スキームの概要

本研究では、基礎方程式 (1) 式を5次精度重み付コンパクトスキーム (Weighted Compact Nonlinear Scheme: WCNS 法) で解くことを考える^{(5), (6)}。ここでは、簡単のため、次の1次元双曲型保存方程式を考える。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} f(q) = 0 \quad (5)$$

ここでは、すべての q に対して $df(q)/dq \geq 0$ と仮定する。(5) 式は、準離散化することにより、以下の形で評価される。

$$\left. \frac{\partial q}{\partial t} \right|_i = -f' \quad (6)$$

ここで、 q はスカラー変数、 i は座標インデックスを表す。続いて、各セル間のフラックスを3種類のサブステンシルにおける3次精度ラグランジェ補間の凸結合により、非線形の5次精度補間を考える。

$$\bar{f}_{i+1/2} = \sum_{k=0}^2 \omega_k \bar{f}_{k,i+1/2} \quad (7)$$

ここで、それぞれの低次精度補間は、

$$\bar{f}_{k,i+1/2} = f_i + \frac{\Delta x}{2} \phi_{k,i}^{(1)} + \frac{(\Delta x)^2}{8} \phi_{k,i}^{(2)} \quad (8)$$

で与えられ、式中の1階微分と2階微分は、

$$\begin{bmatrix} \phi_{0,i}^{(1)} \\ \phi_{1,i}^{(1)} \\ \phi_{2,i}^{(1)} \end{bmatrix} = \frac{1}{2\Delta x} \begin{bmatrix} f_{i-2} - 4f_{i-1} + 3f_i \\ -f_{i-1} + f_{i+1} \\ -3f_i + 4f_{i+1} - f_{i+2} \end{bmatrix} + O((\Delta x)^2) \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} \phi_{0,i}^{(2)} \\ \phi_{1,i}^{(2)} \\ \phi_{2,i}^{(2)} \end{bmatrix} = \frac{1}{(\Delta x)^2} \begin{bmatrix} f_{i-2} - 2f_{i-1} + f_i \\ f_{i-1} - 2f_i + f_{i+1} \\ f_i - 2f_{i+1} + f_{i+2} \end{bmatrix} + O(\Delta x) \quad (10)$$

である。非線形重みは、以下で与えられる⁽⁵⁾。

$$\omega_k^{JS} = \frac{\alpha_k^{JS}}{\sum_{l=0}^2 \alpha_l^{JS}}, \quad \alpha_k^{JS} = \frac{\bar{\omega}_k}{(\beta_k + \epsilon)^p} \quad (11)$$

ここで、 Δx は格子間隔、係数 $(\bar{\omega}_0, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2) = (1/16, 10/16, 5/16)$ は最適重み、 p は整数（ここでは、1とした）、 ϵ は微小係数を表す。また、smoothness indicator β_k は次式で与えられる。

$$\beta_k = \sum_{l=1}^2 (\Delta x)^{2l-1} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} \left(\frac{d^l \bar{f}_k}{dx^l} \right)^2 dx = \left((\Delta x) \phi_{k,i}^{(1)} \right)^2 + \frac{13}{12} \left((\Delta x)^2 \phi_{k,i}^{(2)} \right)^2 \quad (12)$$

このように構成された(7)式を用いて、(6)式の f' は、著者らにより新しく提案された、中点の補間値とノード点を用いた以下の6次精度三重対角中心コンパクト差分スキームを用いて求められる⁽³⁾。

$$af'_{i-1} + f'_i + af'_{i+1} = \frac{1}{\Delta x} \sum_k \left[a_{2k-1} \left(\bar{f}_{i+k-\frac{1}{2}} - \bar{f}_{i-k+\frac{1}{2}} \right) + a_{2k} (f_{i+k} - f_{i-k}) \right] + O(\Delta x)^6 \quad (13)$$

$$(a_1, a_2, a_3) = \left(\frac{9-20\alpha}{6}, \frac{-9+62\alpha}{30}, \frac{1+12\alpha}{30} \right) \quad (14)$$

(13)式のコンパクトスキームにおいて、 α の実用的な値の範囲は(-1/2, 9/62)であり、従来のスキームに比べWCNS法の堅牢性が格段に向上する。

本解法のオイラー方程式への適用に際しては、原始変数を特性変数へ変換して非線形補間を行い、その後補間値を再度原始変数へ逆変換して、近似リーマン解法による数値流束を計算している。特性変数補間については例えば、文献⁽⁷⁾を参照されたい。また、時間積分スキームには3次精度 TVD ルンゲクッタ法⁽⁵⁾を用いた。

3. 2 インターフェース面近傍の取り扱い

本解析法では、レベルセット関数を用いて定義されたインターフェース面近傍において、物体に最も近い格子点群からなる1層と物体内部の2層の計3層分の物理量に対して修正を施し、物体内部も仮想的な流体として扱うことを考える。

最も基本的な2次元問題のケースとして、Fig. 1に示すような、インターフェース面 ($\phi=0$) が2次元格子点インデックス j と $j-1$ の間に存在する場合を考えると、 (i, j) 、 $(i, j-1)$ 、 $(i, j-2)$ の各格子点における物理量は以下のように修正される。

(a) (i, j) 点:

速度ベクトル $\vec{u}=(u_{i,j}, v_{i,j})$ を $\vec{u}'=(u'_{i,j}, v'_{i,j})$ に修正する。ただし、 \vec{u}' はインターフェース面における接線ベクトルでかつ $|\vec{u}|=|\vec{u}'|$ 。

(b) $(i, j-1)$ 点:

$(i, j-1)$ 点からインターフェース面に垂直方向に引いた直線と $(i-1, j)$ 、 (i, j) 、 $(i+1, j)$ の各格子点との距離 s_1, s_2, s_3 を定義し、この垂線が j 面において (i, j) 点のどちら側を横切るかによって、 s_1, s_2 あるいは s_2, s_3 を用いて物理量を j 面から外挿する。例えば、Fig. 1の場合、

$$a'_{i,j-1} = (s_1 a_{i,j} + s_2 a_{i-1,j}) / (s_1 + s_2) \quad a = \rho, p, u, v \quad (15)$$

(c) $(i, j-2)$ 点:

シンプルに $j-1$ 面から物理量を外挿する。すなわち、

$$a'_{i,j-2} = a'_{i,j-1} \quad a = \rho, p, u, v \quad (16)$$

その他、例外ケースとして、翼の後端部分のように、インターフェースの間隔が小さいため、物体に最も近い格子点群からなる1層のみが存在し、2層目の格子点群が定義

できない場合には、単純に周囲の流体部分の物理量を平均して与える。例えば、Fig. 2のような場合、

$$a'_{i,j} = (a_{i+1,j} + a_{i,j+1} + a_{i,j-1}) / 3 \quad a = \rho, p, u, v \quad (17)$$

実際には、物体内の2層目の修正((16)式)を省略したり、1層目の修正を(15)式のような重みづけ計算ではなく、直接 (i, j) 点からの外挿で与えても十分有意な結果が得られるが、上記の修正則を用いた方が若干の結果の向上が見られた。

以上の修正は、ルンゲクッタ法の各ステップ後に行う。インターフェースの法線ベクトルが簡単に定義できるレベルセット関数の特性を用いればこの修正は容易であり、解析コードの構成という観点からみると、矩形格子を想定した基本コードに、初期条件としてのレベルセット関数による物体の形状定義と、物理量の修正に関する手続きを挿入するだけで済むという簡便性を有している。

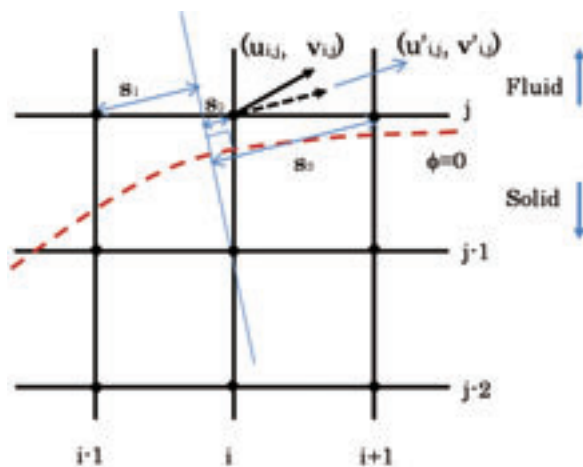


Fig. 1 Schematic image around interface (Normal condition).

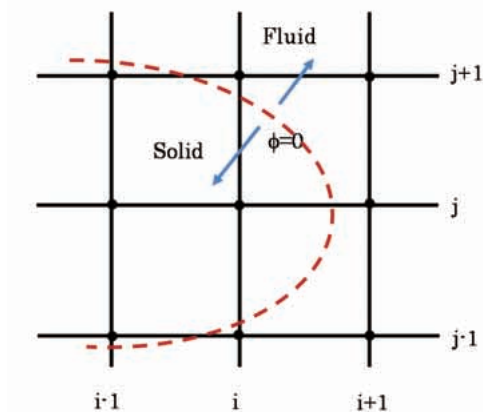


Fig. 2 Schematic image around interface (Special condition).

4. 検証解析

ここでは、本方法の性能を評価するため、いくつかの基本的な問題を検証する。なお、いずれのケースにおいても、(14)式中のコンパクトスキームに関するパラメータ α は0とした。

4. 1 2次元遷音速翼

まず、最も基本的な検証問題として、一様流マッハ数 0.8、迎角 1.25° における NACA0012 翼型周りの流れを検

討する。この流れは従来より検証例として取り上げられており(例えば文献(8))、上面の約60%コード長付近に比較的強い衝撃波、下面側約35%コード長付近に弱い衝撃波が生じることがわかっている。

本研究では、インターフェースモデルの性質の把握という性質上、どれ位少ない格子で上下面の衝撃波を正しい位置で捕らえられるかに着目し、1コード長内にそれぞれ50点($\Delta x=0.02$)及び100点($\Delta x=0.01$)の2種類で計算を行った。ただし、最大翼厚における格子点は約20点($\Delta y=0.00625$)に統一した。なお、流束の評価には Roe scheme を用い、時間刻みは CFL=0.6 である。

Fig. 3 及び Fig. 4 にそれぞれの計算格子に対するマッハ数分布を示す。1コード長内に50点程度を分布させた粗い格子ケースにおいても十分な衝撃波解像性能を有することがわかる。

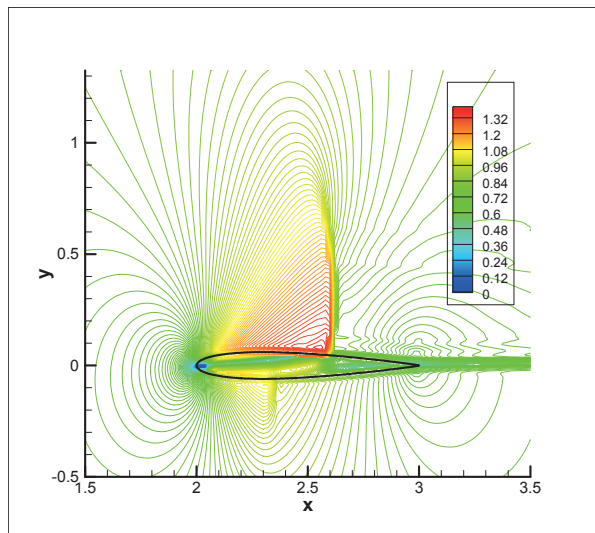


Fig. 3 Mach Contours (NACA0012, $M=0.8$, $\alpha = 1.25\text{deg}$, $\Delta x=0.02$, $\Delta y=0.00625$).

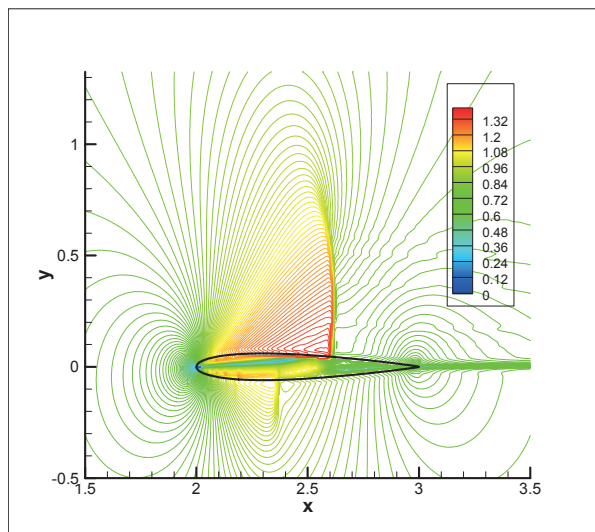


Fig. 4 Mach Contours (NACA0012, $M=0.8$, $\alpha = 1.25\text{deg}$, $\Delta x=0.01$, $\Delta y=0.00625$).

4. 2 超音速流中の物体を過ぎる流れ

次に、マッハ数3.5の超音速流に固定されたプリズム形状及び円柱形状を過ぎる流れを考える。上下面を壁面と仮定した $L_x=120\text{ mm}$, $L_y=30\text{ mm}$ のダクト内に物体を置き、初期条件は、 $(\rho, u, p) = (1, 3.5, 1/1.4)$ とする。プリズム先端部の半頂角は 20° 、長さ 11 mm 、また、円柱直径は 5 mm とし、格子数は、両者とも 1001×251 点である。流束の評価には LLF⁽⁹⁾ を使用し、CFL=0.5 とした。

Fig. 5 及び Fig. 6 にそれぞれの密度分布を示す。理論式から算出されるプリズム先端から放射される衝撃波角は 35.58° ⁽²⁾ であるのに対し、Fig. 5 から求められる衝撃波角は約 35.6° 、また、円柱前方に生じる円柱直径 D で規格化された離脱衝撃波距離 Λ_x の理論値は $\Lambda_x/D=0.293$ ⁽²⁾ であるのに対し、Fig. 6 から求められる値は、 $\Lambda_x/D=0.3$ であった。これらの検討から、本研究における手法は、超音速流中における物体近傍の衝撃波構造を含む流れ場を、かなり正確に捕らえていることが確認された。

4. 3 Moving-shock/obstacle interaction

最後に、移動する衝撃波と物体との連成問題を検証する。ここでは、移動マッハ数 $M_s=1.30$ で動く衝撃波がプリズム形状を通過するいわゆる Schardin の問題を取り上げた⁽²⁾。Fig. 7 に文献(2)より引用した設定図を示す。プリズム先端の半頂角は 30° 、高さ $b=20\text{ mm}$ 、先端部の x 座標を 54 mm とし、計算領域は $L_x=200\text{ mm}$, $L_y=150\text{ mm}$ とした。また、衝撃波より右側の低圧領域の圧力は 0.05 MPa 、温度は 300 K である。入力衝撃波の初期位置はプリズム先端とし、そこからの経過時間を t とする。計算格子数は 2001×1501 点、流束の評価には Roe scheme を用い、時間刻みは CFL=0.5 である。

Fig. 8 に経過時間 $t=138\text{ }\mu\text{sec}$ における、shadowgraph イメージを示す。入力衝撃波が物体を通過した後では、一般に反射衝撃波や渦、その他にスリッライン、マッハシステム、それらが交差する3重点等の非常に複雑な流れ場が形成されるが、いずれも鮮明に捕らえられており、位置や形状も文献(2)に示された実験結果(文献(2), Fig. 14)と非常に良く一致している。また、 $t=28$ から $178\text{ }\mu\text{sec}$ までの密度分布の時系列変化を Fig. 9 に示す。いずれの経過時間においても、流れ場の詳細を良く捕らえており、本研究におけるインターフェースの取り扱いがこの問題のような非定常問題の詳細な流れ場の解析にも適用できることが実証された。

5. まとめ

高速流を対象とした固気相連成問題に将来的に適用可能で、かつ簡便なインターフェースモデルを提案した。物体形状にはレベルセット関数を用い、本研究では、特に、著者らにより新しく提案された従来より堅牢性の向上した WCNS スキーム(重み付コンパクトスキーム)を組み合わせることにより、高速流中の衝撃波等の不連続を含む詳細な流れ場をオイリアン的に捕らえることが可能であることを、2次元遷音速翼、超音速流中の物体周りの流れ、移動する衝撃波と物体との連成問題等の検証解析により確認した。

本方法は、当然ながら WCNS スキーム以外の解析スキームによる物体周りの数値解析にも適用可能であるとともに、物体の移動、変形を伴う問題にも容易に拡張可能である。現在、これらの諸課題に対する検証を実施中である。

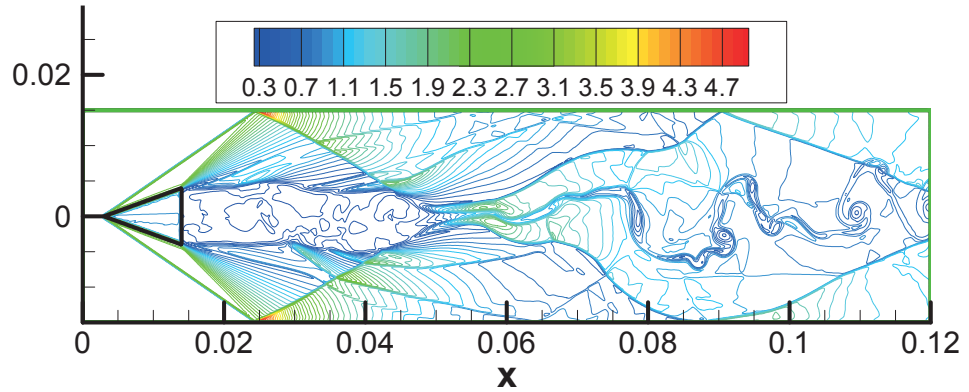


Fig.5 Density Contours (prism, M=3.5)

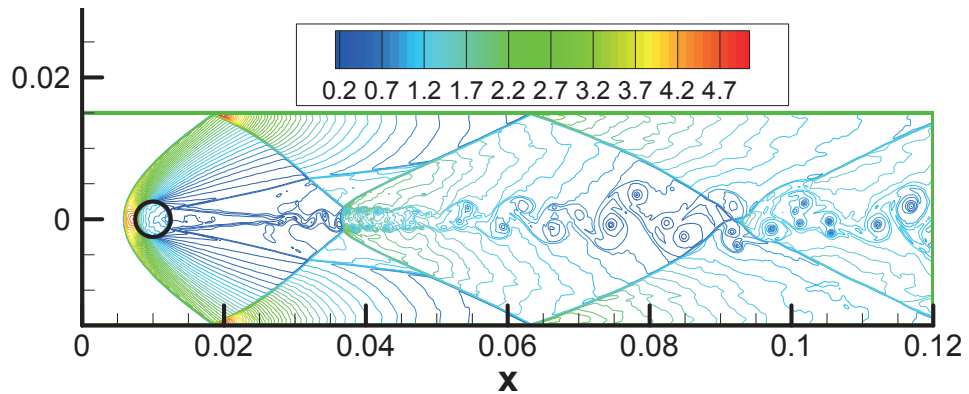


Fig.6 Density Contours (Circular cylinder, M=3.5)

参考文献

- (1) 酒井幹夫編著, “紛体の数値シミュレーション,” 丸善出版, (2012).
- (2) A. Chaudhuri, A. Hadjadj and A. Chinnayya, “On the use of immersed boundary methods for shock/obstacle interactions”, *Journal of Computational Physics*, 230, (2011), pp.1731-1748.
- (3) 住, 黒滝, “重み付きコンパクトスキームの堅牢性および解像度向上への試み,” 第27回数値流体力学シンポジウム, (2013), C03-2.
- (4) 黒滝, 住, “Anti-diffusion interface sharpening technique を応用した重み付コンパクトスキームにおける理想気体不連続接触面の解像度向上について,” 第27回数値流体力学シンポジウム, (2013), C03-3.
- (5) G. S. Jiang, C. W. Shu, “Efficient implementation of weighted ENO scheme”, *Journal of Computational Physics*, 126, (1996), pp.202-228.
- (6) X. Deng and H. Zhang, “Developing high-order weighted compact nonlinear schemes”, *Journal of Computational Physics*, 165, (2000), pp. 22-44.
- (7) T. Nonomura and K. Fujii, “Robust explicit formulation of weighted compact scheme”, *Computers & Fluids*, 85, (2013), pp. 8-18.
- (8) 飯塚, 藤井, “単調性を維持した2次精度 Residual Distribution 法について,” 第14回数値流体力学シンポジウム, (2000), E03-3.
- (9) E. F. Toro, “Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: A practical introduction (3rd edition)”, Springer, (2009).

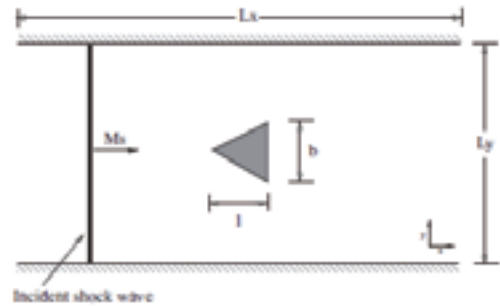


Fig. 7 Schematic diagram of Schardin's problem⁽²⁾.

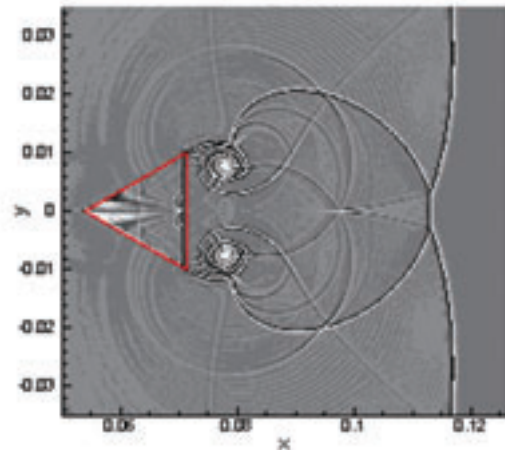


Fig. 8 Numerical shadowgraph image at t=138μsec.

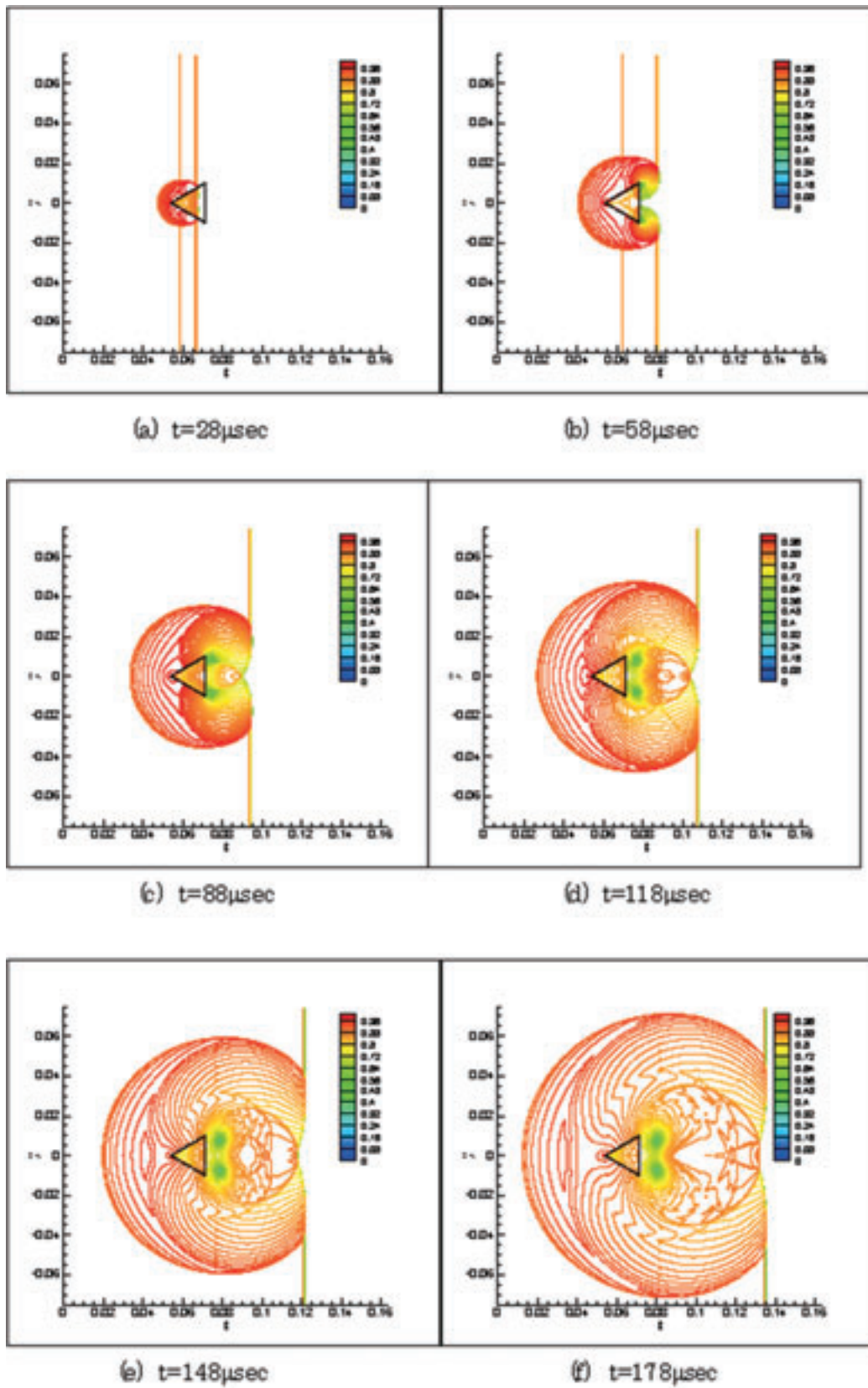


Fig.9 Snapshots of density distribution for Schardin's problem.

超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーション

河合宗司 (宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所)

High-fidelity numerical simulation of transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures

by

Soshi Kawai (ISAS/JAXA)

Abstract

This paper proposes a numerical strategy that is robust and high-order accurate for enabling to simulate transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures. The method is based on introducing artificial density diffusion in a physically-consistent manner in order to capture the transcritical thermodynamic jump robustly, while solving a pressure evolution equation to achieve pressure equilibrium. The unique thermodynamic and transport properties (real fluid effects) are tabulated by using NIST database, and the tabulated look-up table is used to estimate accurate thermodynamic and transport properties in the simulation. Direct numerical simulation of transcritical turbulent boundary layers at supercritical pressures is conducted, and unique and interesting interactions between the real fluid effects and wall turbulence and its turbulent statistics are reported.

Keywords: direct numerical simulation, supercritical flow, transcritical state, turbulent boundary layer

1. Introduction

液体ロケットエンジン開発において、燃焼室の再生冷却技術の確立やその予測技術の向上は、信頼できるエンジンを設計する上での重要課題の一つである。この再生冷却流路内の極低温水素は、超臨界圧条件下 (パラ水素の臨界圧は $p_c = 1.28377\text{MPa}$) にあり、非理想性が強い超臨界流体としての特性を持っている (図1)。また流路内は発達した乱流境界層となっており、「超臨界流体における乱流境界層」の予測技術は重要な研究テーマとなる。その他にも超臨界流体の応用例として、超臨界流体を作動流体とする高効率化を図った超臨界蒸気タービンやヒートポンプの冷媒等が挙げられ、これらについても液体ロケットエンジン同様に「超臨界流体における乱流境界層」の予測は重要なテーマとなる。

この超臨界流体の特徴的な振る舞いとして、圧力一定の条件下で定圧比熱 c_p が最大となる擬臨界温度 (T_{pc} : 図1中の赤点線) をまたいで界面流体のように熱力学物性や輸送係数が急激に変化する、すなわち理想流体から大きく逸脱することが挙げられる。この擬臨界温度をまたぐ条件を本研究では遷臨界条件と呼び、この遷臨界条件を乱流境界層内に有する境界層を遷臨界乱流境界層と呼ぶことにする (図1中の青矢印)。図2は、超臨界圧条件下におけるパラ水素の密度と c_p の温度依存性を示したものであり、この擬臨界温度をまたいで、 c_p や比熱比 γ は急激に上昇する一方、密度や熱伝導係数、動粘性係数は急激に減少する。

この「超臨界流体における乱流境界層」における工学的興味は、乱流熱伝達特性や摩擦応力特性となるが、興味深い事に、このような工学的諸量につい

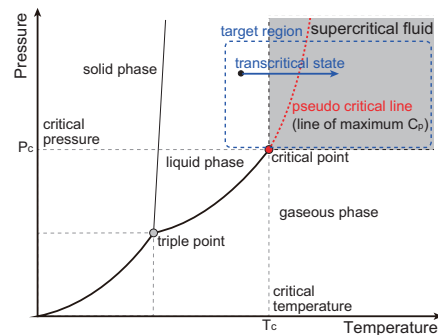


Figure 1: Pseudo-critical temperature and transcritical condition on a phase diagram.

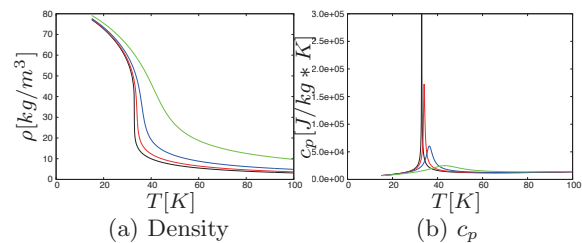


Figure 2: Variable thermophysical properties for para-hydrogen. $p = 1.2858\text{MPa}$ (Black); 1.5MPa (red); 2.0MPa (blue); 4.0MPa (green).

ても、擬臨界温度をまたいで大きく変化することが実験的に示されている。しかし、高圧環境下での実験計測では、境界層内の速度や温度、乱流統計量分布の計測は非常に困難であり、壁面での乱流熱伝達特性を流体现象として理解するためには、乱流境界層の速度や温度、乱流統計量、また非線形な振る舞いをする熱力学物性と乱流との相互干渉現象の詳細な理解が急務となる。

信頼できる境界層内の速度や温度、乱流統計量データが存在しない「超臨界流体における乱流境界層」の現状を考えると、直接数値計算 (DNS) は、

非常に魅力的である。しかし現状、「超臨界流体における乱流境界層」、その中でも乱流熱伝達特性や摩擦応力特性という観点から特に重要となる遷臨界乱流境界層について、最もシンプルな遷臨界平板乱流境界層の DNS や LES であっても、驚くことに著者の知る限り報告例は存在しない。これは遷臨界条件での急激な熱力学物性変化により、数値振動がおき計算がしばしば不安定となるからだとして本研究結果より推測する (第 3 章にその実例を示す)。

このような現状の中、本研究では超臨界流体における遷臨界平板乱流境界層をターゲットとし、高次精度空間差分法 (6 次精度コンパクト差分法) を用いた超臨界流体計算手法を確立し、圧縮性 Navier-Stokes 方程式の直接数値解析 (DNS) を実施する。本 DNS は、著者の知る限り世界で初めての遷臨界平板乱流境界層解析であり、本研究で詳細な乱流統計量を提供し、非線形な振る舞いをする熱力学物性と乱流との相互干渉現象を詳細に解析する。解析対象とする計算条件領域は、図 1 中の青点線で囲まれた、超臨界流体特有の振る舞いにより理想流体から大きく逸脱する超臨界圧条件下における擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件である。

2. Challenges in transcritical simulations

保存型の圧縮性流体方程式を用いて急激な熱力学物性変化を伴う“界面”を数値的に捕獲すると、界面の物理的条件 (速度平衡や圧力平衡) を乱す非物理的な数値振動が発生する [1]。本研究で行う遷臨界条件での超臨界流体解析でも同様の現象が発生し (後に示す)、計算の不安定化や数値振動が乱流に干渉してしまうため、この非物理的な数値振動を起こさない計算法の確立が不可欠となる。以下では、まず数値振動を起こさず、速度・圧力平衡を保つことを可能とする数値解析法について 2.1. 節および 2.2. 節で述べ、その後、非理想性が強い超臨界流体の熱力学物性や輸送係数の取り扱いを 2.3. 節で述べる。また 2.4. 節では本提案手法のまとめを記す。

2.1. Velocity equilibrium

本研究では、圧縮性 Navier-Stokes 方程式の直接数値解析 (DNS) を行う。この際、用いる密度および運動量の支配方程式は以下となる。

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \boldsymbol{\delta} - \boldsymbol{\tau}) = 0. \quad (2)$$

ここで、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソルである。

遷臨界条件では、急激な熱力学物性変化により (図 2)、わずかな温度変化により密度が 10 倍以上も急激に変化する。本研究では、この“界面”のような遷臨界条件での急激な密度変化を数値的に安定に捕獲するため、密度の式の右辺に数値的な密度拡散項、 $\nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho)$ を付加する [2, 3]。ここで、

$$\mathcal{A}_\rho = \chi_{\text{art}} \nabla \rho, \quad \chi_{\text{art}} = C_\chi \frac{c_s}{\rho} \left| \sum_{l=1}^3 \frac{\partial^4 \rho}{\partial \xi_l^4} \Delta \xi_l^4 \Delta_{l,\chi} \right|, \quad (3)$$

であり、 C_χ は無次元定数であり (詳細は第 46 回流体工学講演会論文集を参照)、他の表記に関しては Kawai [3] (Appendix B.) を参照頂きたい。本密度拡散項は、LAD 法 [4, 5] と同様に、高階微分とガウシアンフィルター (スムージング) による定式化を用いることで、本密度拡散項は密度の数値的な不連続面で自動的にアクティブになり、その他の領域では $\mathcal{A}_\rho \approx 0$ となるよう設計されている。

ここで注意すべき点は、著者等が示してきたように [2, 3]、何も考えずにこの密度拡散項を導入すると物理的な速度平衡を保てず、非物理的な振動が発生してしまうことである。簡単のため 1 次元非粘性流体を考え、 n 時間ステップ時に速度・圧力は一定とすると、 $n+1$ ステップ時の密度と運動量は以下のように求められる。

$$\rho^{n+1} = \rho^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} D^{\mathcal{L},i} [\rho u - \mathcal{A}_\rho] \quad (4)$$

$$(\rho u)^{n+1} = (\rho u)^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} u D^{\mathcal{L},i} [\rho u]. \quad (5)$$

$D^{\mathcal{L},i}$ は、任意の精度を持つ線形スキームを示している。ここで、運動量の式の右辺に $\nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho \mathbf{u})$ を付加すると、密度と運動量の式から $u^{n+1} = u^n$ を導くことができる。すなわち首尾一貫した項を運動量の式に付加することで、速度平衡を保つ事が可能なことを示している [2, 3]。本研究では密度拡散項を付加しつつ速度平衡を維持する、本手法を用いる。

2.2. Pressure equilibrium

圧力平衡の維持に関しては、代表的な手法としてエネルギーの式を解かずに、理想流体で $1/(\gamma-1)$ の移流方程式を解く方法 [1] や非保存型の質量分率を解く方法、圧力の時間発展方程式を解く方法 [6] 等が提案されている。多成分流体では γ の移流を解く方法が広く使われているが、本研究で取り扱う超臨界流体では、状態方程式の定式化が困難なため (次節でも示す)、これらの手法を用いることは困難である。そこで本研究では、より一般的な状態方程

式に対しても圧力平衡を満たすことが可能な、エネルギーの式の代わりに圧力の時間発展方程式を解く方法を用いる。

本研究で対象とする単成分流体の圧力の時間発展方程式は、圧力を一般的に $p = f(\rho, e)$ (e は内部エネルギー) と記述して、その対流微分をとることで導出できる。非粘性流れに関しては参考文献 [6, 7] に、粘性流れについては参考文献 [8] で導出されている。用いる粘性流れに対する圧力の時間発展方程式は、

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \rho c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\alpha_p}{c_v \beta_t} \left[\frac{1}{\rho} \{ \boldsymbol{\tau} : \boldsymbol{\tau} \nabla \otimes \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q} \} \right] = 0. \quad (6)$$

ここで \mathbf{q} は熱流束ベクトルである。また c_v は定積比熱、 α_p は熱膨張率、 β_t は等温圧縮率、 c_s は音速である。式 (6) から明らかなように、非粘性流体では、あるタイムステップ n において速度平衡・圧力平衡が満たされていれば、 $p^{n+1} = p^n$ となり、どのような状態方程式でも、また本研究のようにデータベース参照を行う場合であっても、圧力平衡を満足できる。ここで示した圧力の時間発展方程式 (6) と参考文献 [8] 中の圧力の式 (式 30) では、粘性拡散項の形が異なっているが、正しくは本式 (6) であることに注意されたい [9]。

2.3. Real fluid effects

超臨界流体、特に遷臨界流体では、状態方程式や熱力学物性のモデル化 (非理想性のモデル化) も数値スキームと並んで非常に重要な要素となる。液体ロケットエンジン関連では 3 次型状態方程式として知られる Soave-Redlich-Kwong (SRK) や Peng-Robinson (PR) 状態方程式モデルが良く用いられているように思われる。また粘性係数や拡散係数では、Chung *et al.* や Ely and Hanley のモデルが、現状良いモデルと見なされている。

図 3 は、圧力 4MPa 下のパラ水素における、SRK 状態方程式モデル+Chung *et al.* 輸送係数モデル、NIST データをテーブル化し、そのテーブル参照を行う方法および NIST データベースとの、熱力学物性や輸送係数の温度依存性を比較している。本研究でターゲットとしている遷臨界条件では SRK モデルや Chung *et al.* のモデルの精度がかなり悪いことが分かる。本研究では、既存モデルの擬臨界温度付近での精度の悪化を考慮し、事前にテーブル化した NIST データを計算内でテーブル参照する方法 (図

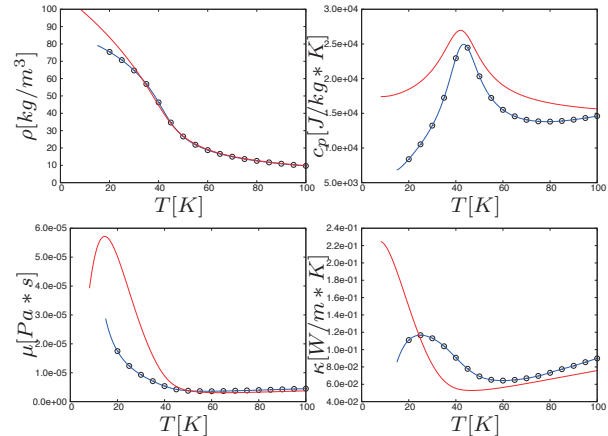


Figure 3: Variable thermophysic and transport properties for para-hydrogen at $p = 4.0\text{MPa}$. circles, NIST data; blue, tabulated look-up method; red, SRK EoS with Chung's transport coefficients.

3 中の青線の方法) を採用する。具体的には、支配方程式 (1), (6) により得られる ρ および p を引数とし、テーブル参照することで、計算中で使用する T , c_v , c_s , α_p , β_t , μ , κ 等の熱力学物性や輸送係数を算出する方法を用いる。

2.4. Summary of the proposed approach

本研究で提案する超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーションを可能とする手法は、支配方程式として、圧縮性流体に対する保存型の連続の式および運動量の式、および圧力の時間発展方程式を用い、遷臨界条件特有の大きな密度ジャンプを数値的に安定に捕獲し、かつ速度平衡を保つ 2.1. 節で示した人工密度拡散項を導入する:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \boldsymbol{\delta} - \boldsymbol{\tau}) = \nabla \cdot (\mathcal{A}_\rho \mathbf{U}). \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p + \rho c_s^2 \nabla \cdot \mathbf{u} - \frac{\alpha_p}{c_v \beta_t} \left[\frac{1}{\rho} \{ \boldsymbol{\tau} : \nabla \otimes \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q} \} \right] = 0. \quad (9)$$

また支配方程式から得られる ρ および p を元に、NIST データのテーブル参照を行い、計算で使用する T , c_v , c_s , α_p , β_t , μ , κ を算出する。

支配方程式の空間離散化には 6 次精度コンパクト差分法を用い、時間積分法には陽解法である 3 階 3 次精度の TVD Runge-Kutta 法を用いる。また計算安定化のため、8 次精度の low-pass フィルターを用いる ($\alpha_f = 0.495$)。遷臨界乱流境界層の DNS 解析における時間刻み幅は $dt * c_{s,\infty} / \delta_0 = 0.0004$ とし、最大の CFL 数はおおよそ 0.7 である。

3. Capability for transcritical flows

本章では、遷臨界乱流境界層の DNS 解析を議論する前に、遷臨界条件下での 1 次元非粘性移流問題を考え、本手法の有効性を示す。遷臨界乱流境界層解析と同様の超臨界圧パラ水素を対象とし、圧力 $p = 2\text{MPa}$ および 4MPa の 2 ケースについて、速度 $u = 0.25$ として、計算領域 $0 \leq x < 1$ に対して、密度を $0.25 \leq x \leq 0.75$ の領域では $\rho = 70[\text{kg}/\text{m}^3]$ 、その他の領域ではそれぞれ $\rho = 5$ および $10[\text{kg}/\text{m}^3]$ とする。温度はそれぞれの領域で $p = 2\text{MPa}$ では $T \approx 23.2$ および $97.4[\text{K}]$ 、 $p = 4\text{MPa}$ では $T \approx 25.6$ および $97.2[\text{K}]$ となり、擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件となる。格子点数は計算領域に対して 200 点 ($\Delta x = 0.005$) とし、周期境界条件を用いた。

図 4 は $p = 4\text{MPa}$ のケースにおける、第 2 章で示した本研究での提案手法、および圧力の時間発展方程式 (9) に代わって、エネルギーの式を解いたケース、またそれらと厳密解との比較を示している。2.2 節で述べたように、エネルギーの式を用いることにより、密度・温度界面での圧力平衡が保たず、圧力に非物理的な振動が発生する。またその影響により他の密度や温度、速度まで非物理的な振動が発生している (図 4 中赤線)。一方、本提案手法 (青線) を用いることで、遷臨界条件特有の大きな密度ジャンプを数値的に安定に捕獲し、かつ速度・圧力平衡を満たすことが可能となる。またここでは示さないが、 $p = 2\text{MPa}$ のケースでも本提案手法は同様に良い結果を示した。一方で、エネルギーの式を用いる手法では、非物理的な振動により計算が発散したことを言及しておく。このように、本手法は遷臨界条件下における超臨界流体の高精度シミュレーションに非常に有効であることが分かる。

このエネルギーの式を用いることによる圧力の非物理的な振動は、本研究対象である遷臨界乱流境界層解析でも確認されている。詳細は省略するが、図 5 は加熱壁面により加熱され、境界層内で擬臨界温度をまたぐ超臨界圧パラ水素の遷臨界乱流境界層であり、 $y^+ \approx 20$ の壁面に並行な面における圧力と温度を示している。本提案手法は、圧力振動も無く遷臨界乱流境界層を計算できているのに対し、従来のエネルギーの式を解く手法では、擬臨界温度をまたぐ遷臨界界面で比較的強い非物理的な圧力振動が発生し、またこの圧力振動により非物理的な速度擾乱が発生することも確認した。

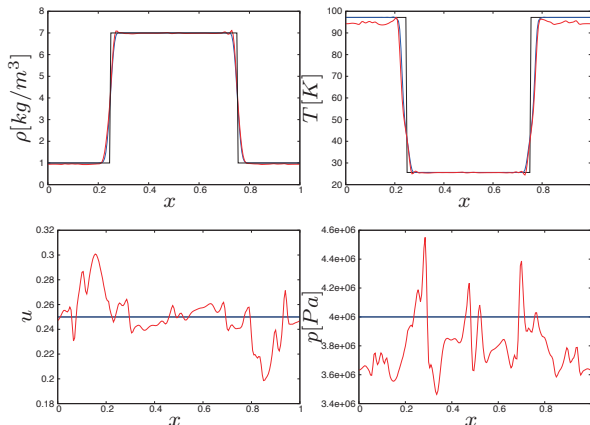
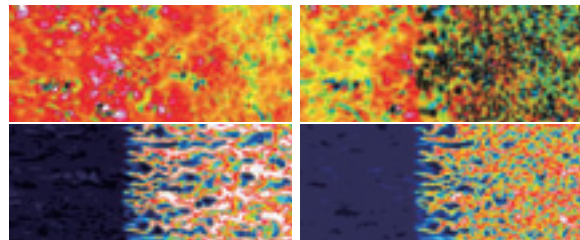


Figure 4: 1D transcritical interface advection in uniform flow at $t = 4$ with $C_x = 0.1$. Black, exact; blue, present method; red, total-energy-based method (solving Eqs. 7,8, and total energy equation with tabulated NIST look-up method).



(a) Present method (b) Energy-based solver

Figure 5: Proposed method and conventional total-energy-based solver on a heated transcritical turbulent boundary layer. Pressure contours ($3.8 \times 10^6 \leq p \leq 4.5 \times 10^6$ [MPa]) (on top) and temperature contours ($25 \leq T \leq 50$ [K]) (on bottom) in wall-parallel plane at $y^+ \approx 20$.

4. Transcritical turbulent boundary layers

本章では、以上で構築した超臨界圧条件下における遷臨界流体の高精度シミュレーションを可能とする手法 (2.4 節参照) を用いた、超臨界圧パラ水素の遷臨界乱流境界層の直接数値計算 (DNS) について議論する。計算条件は、流入の超臨界圧パラ水素の温度を $T_\infty = 25\text{K} < T_{pc}$ とし、壁面温度を $T_w = T_{heat} = 100$ および $200\text{K} > T_{pc}$ と設定する高温壁により加熱する完全発達した乱流境界層とする。 $T_\infty < T_{pc} < T_w$ 条件より、発達した乱流境界層内部で擬臨界温度をまたいだ遷臨界条件の解析となる。圧力は超臨界圧である $p = 4\text{MPa}$ および $2\text{MPa} > p_c (= 1.28377\text{MPa})$ とし、一様流マッハ数を $M_\infty = 0.3$ とした。

本 DNS では、図 6 に示すように、非加熱壁を

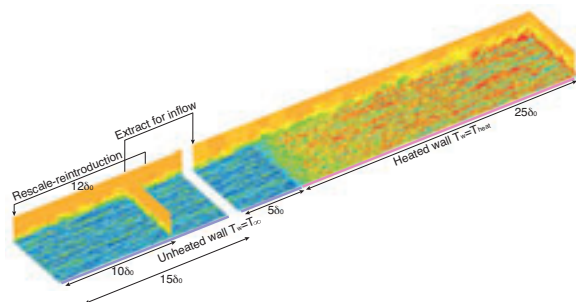


Figure 6: Direct numerical simulation of transcritical heated para-hydrogen turbulent boundary layer under supercritical pressure conditions. Mach number contours in side, cross, and wall-parallel (at $y^+ \approx 20$) planes.

持ち発達した $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ の超臨界乱流境界層を計算し、加熱壁を持つ計算領域の流入境界条件を作る領域 (図 6 左), および加熱壁 $T_w = T_{heat}$ を持つ遷臨界乱流境界層計算領域 (図 6 右), の 2 つの計算領域を並行して実施する. 加熱壁を持つ遷臨界乱流境界層の領域では, $0 \leq x/\delta_0 < 5$ では非加熱壁 $T_w = T_\infty$ とし, $5 \leq x/\delta_0$ では加熱壁条件 $T_w = T_{heat}$ とする (ここで δ_0 はおおよそ遷臨界乱流境界層 DNS 領域における流入位置での 99% 境界層厚さ). 計算領域は流れ方向 (x) に, 流入条件計算用領域では $15\delta_0$, 遷臨界乱流境界層領域では $30\delta_0$ とした (下流には大きなバッファ層を設置し, 境界からの反射を防いでいる). また両計算領域共に, 壁面垂直方向 (y) に $10\delta_0$ (そのうち y 方向遠方境界 $6.6\delta_0$ はバッファ層), スパン方向 (z) 領域は $6\delta_0$ とした. スパン方向は周期境界条件を用い, 壁面境界条件は non-slip, 壁面垂直方向に圧力勾配無し条件を課し, 壁温度を T_w に設定する.

加熱壁面を持つ計算領域の流入境界 (非加熱壁 $T_w = T_\infty$ 計算領域の $x/\delta_0 = 10$ 位置) に基づくレイノルズ数は $Re_\theta = \frac{\rho_\infty U_\infty \theta_0}{\mu_\infty} \approx 1,000$, $Re_\tau = \frac{\rho_w u_\tau \delta_0}{\mu_w} \approx 400$ である ($u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho_w}$). ここで注目すべきは, Re_θ の値に対して Re_τ が比較的高い値となることである. これは超臨界流体の非理想性のため, 擬臨界温度付近で動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ が最小となるためであり, $T_w = T_\infty < T_{pc}$ である非加熱壁条件では, 加熱壁条件 $T_w = T_{heat}$ 部よりも高レイノルズ数となる.

図 6 に示す, 超臨界圧パラ水素の加熱壁面を有する遷臨界乱流境界層の DNS では, 4.1. 節で解析した格子解像度による影響より, 本 DNS 解析で用いた格子解像度は, 最も条件の厳しい (最もレイ

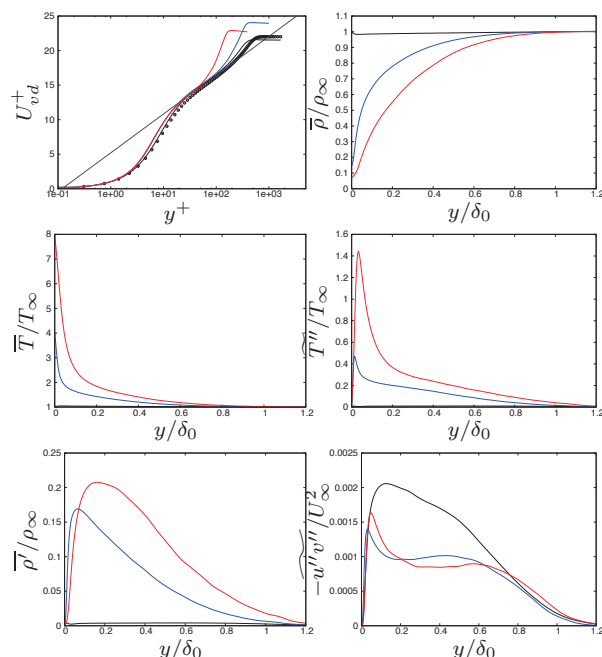


Figure 7: Turbulent statistics at $p = 4\text{MPa}$. $T_w = 25\text{K}$ (black); $T_w = 100\text{K}$ (blue); $T_w = 200\text{K}$ (red); circles in (a), incompressible ideal-fluid DNS by Spalart at $Re_\theta = 1,410$ [10]; thin gray line in (a), $U_{vd}^+ = 1/0.41 \log(y^+) + 5.2$.

ノルズ数の高い) $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ 条件において, $\Delta x^+ = \Delta z^+ \approx 7.3$, $\Delta y^+ \approx 0.23 - 7.3$ である. 流入条件計算用領域および遷臨界乱流境界層領域の格子点数は, それぞれ $(N_x, N_y, N_z) = (791, 191, 301)$ および $(1581, 191, 301)$ であり, 総格子点数は約 1 億 4 千万点となる. ページ数の制約上, 格子解像度の影響やスパン方向計算領域の影響については割愛するが, 本格子解像度で乱流統計量の格子収束性が得られており, また本研究で用いているスパン方向計算領域が十分であることは確認している (詳細は流体力学講演会論文集を参照).

圧力 $p = 4\text{MPa}$ における遷臨界乱流境界層の DNS で得られた乱流統計量を図 7 に示す. データは遷臨界乱流境界層計算領域の $x = 25\delta_0$ 位置における統計量であり, その位置において, $T_w = 100\text{K}$ のケースでは $Re_\theta \approx 1,500$, $Re_\tau \approx 365$ であり, $T_w = 200\text{K}$ のケースでは $Re_\theta \approx 1,600$, $Re_\tau \approx 150$ となっている. $T_w = T_\infty = 25\text{K}$ のデータは, 非加熱壁計算領域の $x = 10\delta_0$ 位置 ($Re_\theta \approx 1,000$, $Re_\tau \approx 400$) のデータである.

興味深いことに, 境界層内部で遷臨界条件による急激な密度変化を持つ本 DNS でも, Van Driest の密度加重変換を用いることで, 平均速度分布は同じ

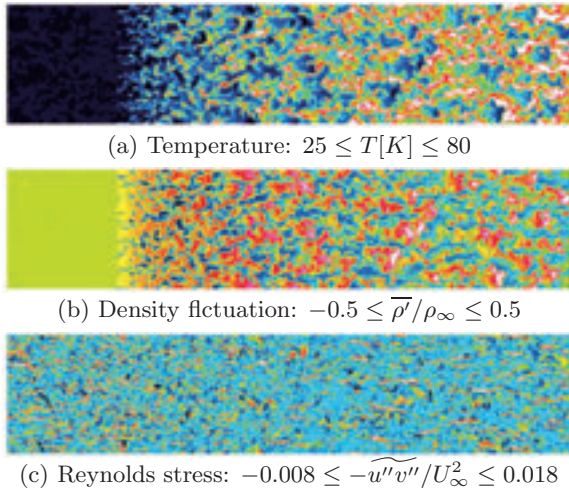


Figure 8: Instantaneous snapshots of heated transcritical boundary layers in wall-parallel plane at $y/\delta \approx 0.12$ under $p = 4\text{MPa}$ and $T_w = 200\text{K}$.

対数則にのることが分かる。また加熱壁温度の上昇に伴い、局所レイノルズ数 Re_τ が減少することから、対数域が狭くなっていく様子も見て取れる。

$\widetilde{T''}$ (ここでは示さないが $\widetilde{u''}$ も) は壁面近傍で最大値を取るのに対し、興味深いことに密度変動は壁面からやや離れた位置で最大となる。これは遷臨界流体特有の現象である。 $p = 4\text{MPa}$ における擬臨界温度は $T_{pc} \approx 43\text{K}$ であるが、 $T_w = 100\text{K}$ の加熱壁面では $y/\delta \approx 0.075$ で $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となり、 $T_w = 200\text{K}$ では $y/\delta \approx 0.24$ で $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となる。この T_{pc} を挟んで熱力学物性が急激に変化することから、おおよそ $\widetilde{T} \approx T_{pc}$ となる付近で密度変動が大きくなる。また加熱壁面を持つ境界層内の遷臨界条件付近では、全てのレイノルズ応力が急激に減少しており、その影響から $-\widetilde{u''v''}$ は通常理想流体の乱流境界層では見られない遷臨界乱流境界層特有のピークが壁面近傍に現れる点も非常に興味深い。

図 8 は、 $p = 4\text{MPa}$ 、 $T_w = 200\text{K}$ のケースにおいて、密度変動が最大となる $y/\delta \approx 0.12$ 位置での壁面に平行な断面における瞬間の流れ場である。加熱壁面により温度が T_{pc} をまたぐ流れ方向位置辺りで、瞬間の密度変動も大きくなっていることが分かる。またその付近より、瞬間のレイノルズ剪断応力も減少している様子が見て取れる。紙面の制約上、圧力 $p = 2\text{MPa}$ の DNS 結果については示さないが、定性的な傾向は $p = 4\text{MPa}$ の結果と同様である。

5. Conclusions

本研究では、超臨界圧条件下における遷臨界乱流境界層の高精度シミュレーションを可能とする手法

を提案し、遷臨界乱流境界層の DNS 解析を実施した。著者の知る限り、(LES も含めても) 本 DNS が世界で初めての遷臨界平板乱流境界層解析である。ページ数の都合上、簡単にはあるが、通常理想流体乱流境界層では見られない、遷臨界乱流境界層特有の熱力学物性と乱流との興味深い相互干渉現象や特異な乱流統計量を示した。

Acknowledgments

本研究は科研費 若手研究 (A) (26709066) のサポートを受けて行われた。本研究を通して、東京大学の寺島洋史博士、JAXA の根岸秀世氏、阿部浩幸博士および谷洋海博士から有意義な議論・コメントを頂いた。また本研究で用いている NIST テーブル参照については、根岸秀世氏より技術提供を受けた。ここに謝意を表す。

参考文献

- [1] R. Abgrall, How to prevent pressure oscillations in multicomponent flow calculations: A quasi conservative approach, *J. Comput. Phys.* 125 (1) (1996) 150–160.
- [2] H. Terashima, S. Kawai, M. Koshi, Consistent numerical diffusion terms for simulating compressible multicomponent flows, *Comput. & Fluids* 88 (2013) 484–495.
- [3] S. Kawai, Divergence-free-preserving high-order schemes for magnetohydrodynamics: An artificial magnetic resistivity method, *J. Comput. Phys.* 251 (2013) 292–318.
- [4] A. W. Cook, W. H. Cabot, Hyperviscosity for shock-turbulence interactions, *J. Comput. Phys.* 203 (2) (2005) 379–385.
- [5] S. Kawai, S. K. Shankar, S. K. Lele, Assessment of localized artificial diffusivity scheme for large-eddy simulation of compressible turbulent flows, *J. Comput. Phys.* 229 (5) (2010) 1739–1762.
- [6] S. Karni, Hybrid multifluid algorithms, *SIAM J. Sci. Comput.* 17 (5) (1996) 1019–1039.
- [7] R. Fedkiw, X. D. Liu, S. Osher, A general technique for eliminating spurious oscillations in conservative schemes for multiphase and multispecies euler equations, *Int. J. Nonlinear Sci. Num. Sim.* 3 (2) (2002) 99–106.
- [8] H. Terashima, M. Koshi, Approach for simulating gas-liquid-like flows under supercritical pressures using a high-order central differencing scheme, *J. Comput. Phys.* 231 (20) (2012) 6907–6923.
- [9] H. Terashima, Private communication (2014).
- [10] R. P. Spalart, Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_\theta=1410$, *J. Fluid Mech.* 187 (1988) 61–98.

Re = 30,000 における DBD プラズマアクチュエータを用いた 翼面上の境界層剥離の抑制

- 変調周波数と渦の挙動の関係 -

丸山央貴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

Suppression of a boundary layer separation over an airfoil surface using a pulsed DBD plasma actuator at Re = 30,000 -Relationship between modulation frequency and behavior of vortexes flow-

by

Hiroki Maruyama, Tomohisa Ohtake and Akinori Muramatsu (Nihon University)

ABSTRACT

In low Reynolds numbers region's flow, a laminar separation region and separation bubble are observed on an airfoil surface, these separation flow contribute to deterioration aerodynamics of the airfoil. We intended to improve the aerodynamics of a NACA0012 airfoil using a pulsed DBD plasma actuator as a flow control device for suppressing the separated flow. We visualized the flow field around the NACA0012 airfoil and measured aerodynamic forces of the airfoil to examine an effect of induced flow by the plasma actuator at 30,000 of Reynolds number. The actuator was only driven in a pulsed modulation wave mode which both of the duty ratio DR and non-dimensional modulation frequency F^+ . As the results, we confirmed that a maximum lift coefficient and a stall angle were changed by flow field existing vortices on the airfoil surface which depend on F^+ changing.

1. はじめに

近年、UAV や MAV と呼ばれる小型無人航空機の開発・研究が著しく進歩している。小型無人航空機は翼弦長を基準とした Re 数が主に $10^4 \sim 10^5$ の範囲で運用される。このような低い Re 数領域で飛行する航空機は、高い Re 数領域 ($10^6 \sim 10^7$) で運用される航空機と比べて、翼周りの流れ場が複雑に変化することが分かっている¹⁾。その要因として、翼面上で現れる層流剥離や、剥離泡の形成が挙げられる。翼型周りの流れは翼の空力特性と深く関係しているため、低い Re 数で観察される翼周りの流れ場の変化により、揚力傾斜が非線形な変化を示し、空力特性も変化する²⁾。低 Re 数領域での翼の空力特性を改善させる方法として、翼面上の流れ場において、剥離剪断層に対して流体制御デバイスを用いて剥離を抑制する方法が考えられている。翼面上の剥離流れを抑制する流体制御方法の一つとして DBD プラズマアクチュエータ(以下 PA とする)を適用する手法がある³⁾。

築瀬らは、NACA0012 翼型の前縁から 5% 翼弦位置に PA を設置し空力特性の測定を行った⁴⁾。その結果、PA によって誘起された流れによる翼面上の流れ場の剥離の抑制効果がみられ、 $Re = 10,000$ における NACA0012 翼型の空力特性の改善効果が得られた。さらに、Greenblatt らは、平板翼と Eppler E388 翼型を用いた実験から、PA に電圧を間欠的に印加することで連続的に印加する方法よりも、より剥離の抑制効果があり空力特性が改善することを報告している⁵⁾。また、佐藤らは、NACA0015 翼型における剥離抑制の効果と変調周波数の効果の関係性を数値計算によって検証している⁶⁾。しかしながら電圧の間欠作動の際に用いられる無次元変調周波数において、greenblatt らによる実験結果では $F^+ = 1$ が最も空力特性が改善され、一方、佐藤らの数値計算によると $F^+ = 6$ 良いと示されているなど、十分な結論を得られていない。そこで空力特性と変調周波数との関係を明確にしていく必要があると考えられる。

本研究では、間欠的に PA に電圧を印加する条件を変調周波数と DUTY 比を用いて変化させた。剥離の抑制効果に与える変調周波数の影響を調査するため、NACA0012 翼型

の翼型周りの流れ場の可視化および空気力の測定を行った。その結果から、PA による翼の境界層の剥離の抑制効果について調査した。

2. 実験装置・方法

本実験で使用した風洞は回流型低速風洞であり、吹き出し口が $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ 、縮流比 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 800 mm 、主流中の残留乱れは主流速度 $U_\infty = 5 \text{ m/s}$ において 0.1% 以下である。翼弦長を基準とした Re 数は $Re = 30,000$ に設定した。測定部に NACA0012 翼型(翼弦長 150 mm 翼幅 300 mm)を設置し、翼面上に翼弦長に対して前縁から 5% となる位置に PA を取り付けた。

PA は、2 枚の電極で誘電体を挟んだ構造で、上部電極は大気中に露出しており幅は約 1 mm 、下部電極の幅は約 10 mm で PA 全体の厚さは約 0.5 mm 程度である。両電極に高電圧・高周波数の交流電圧を印加することで作動する。PA の装置概要図を fig. 1 に示す。本実験では、PA に 5 kV 、 8 kHz の矩形交流電圧を印加した。この時の誘起速度は約 1.5 m/s である。また、PA に印加する電圧の条件は連続モードと DUTY 比 DR と無次元変調周波数 F^+ を変化させた変調モードの 2 種類の方法で行った。DUTY 比は、低い場合においても十分な剥離抑制効果があることが明らかになっているため $DR = 20\%$ のみで行った⁵⁾。無次元変調周波数 F^+ は $F^+ = 2 \sim 10$ の条件で実験を行った。 F^+ は以下の関係式で表される。

$$F^+ = X_{ic} f_m / U_\infty \quad (1)$$

X_{ic} は PA の上部電極から翼型後縁までの距離を示す。

2-1. 翼周りの流れ場の可視化

実験装置概略図を Fig. 2 に示す。流れ場の可視化にはスモークワイヤー法を用い、ハイスピードカメラ (FASTCAM SA-X2, (株)Photron 製) により迎角、 $\alpha = 1 \sim 15 \text{ deg.}$ における翼面近傍の流れをそれぞれ可視化した。ハイスピードカ

メラのフレームレートは 5,000 fps とした。煙を発生させるワイヤーには直径 0.8 mm のニクロム線を 2 本よったものを使用した。トレーサには流動パラフィンを用いた。

2-2. 空気力の測定

実験装置概略図を Fig. 3 に示す。空気力の測定は 3 分力検出器 (LMC-3501-20N, 日章電機(株)製) を使用し、迎角は、 $\alpha = 0 \sim 25 \text{ deg.}$ まで 0.5 deg. 刻みで変化させた。3 分力検出器からの出力は、A/D 変換器を介して PC に記録した。サンプリング周波数は 500 Hz, サンプル数は 15,000 とした。

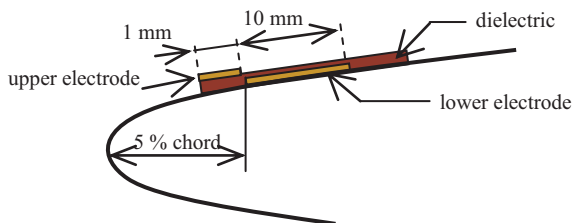


Fig. 1 Configuration of plasma actuator

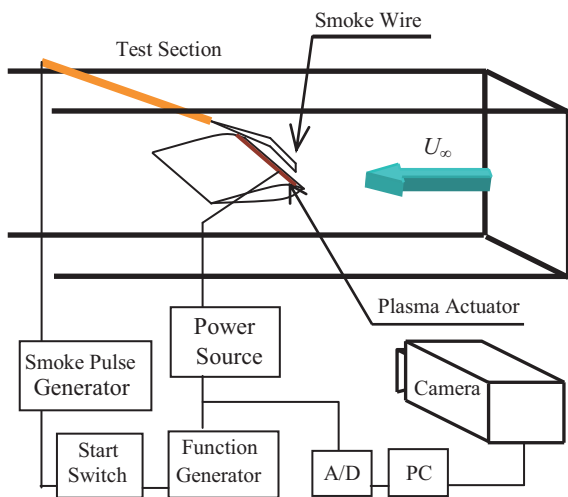


Fig. 2 Block diagram of flow visualization system

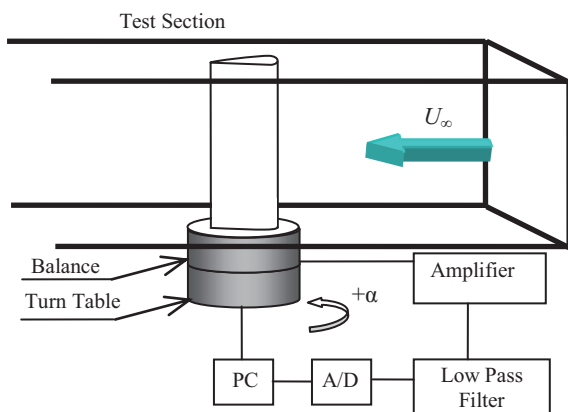


Fig. 3 Block diagram of force measurement system

3. 実験結果および考察

3-1. 翼周りの流れ場の可視化

Fig. 4 から 6 に代表例として PA 作動時の迎角 $\alpha = 1, 5, 15 \text{ deg.}$ の場合の可視化結果を示す。 $\alpha = 1 \text{ deg.}$ の場合、PA 非作動時の翼面上の流れ場は、翼後縁付近において層流剥離する (Fig. 4 - (a))。層流剥離は、迎角 $\alpha = 5 \text{ deg.}$ 程度まで起こることが過去の研究結果から明らかになっている⁷⁾。PA を変調モードで作動させた時の翼周りの流れ

場は、上部電極付近で PA 作動による誘起流れが翼面上の剥離剪断層に変調周波数に同調した周期的な乱れを与える。周期的な乱れは後縁へ移流するにしたがい翼面を沿う反時計回りの渦に発達し、層流剥離は抑制されていることが Fig. 4 - (b) ~ (d) から確認できる。また、翼面上の渦は変調周波数 f_m に同調し、前縁から 40 % 付近で形成されている。 F^+ を増加させると、渦列の間隔は狭まり構造は小さくなるが、より明確な渦が確認された。

$\alpha = 5 \text{ deg.}$ の場合、PA 非作動時の翼面上の流れ場は、前縁から剥離した流れが、翼面上で再付着し剥離泡が形成されていることが確認できる (Fig. 5 - (a))。変調モードの場合、前縁から 25 % 位置から下流において、周期的な強いかく乱により乱された翼面上を沿う流れ場が確認でき剥離泡は縮小している。この時、 $\alpha = 1 \text{ deg.}$ の場合と同様に PA 電極付近の剥離剪断層に対して、PA 作動による誘起流れが乱れを与えたため、剥離剪断層に不安定性が生じ、より前縁付近で層流が乱れた流れに遷移したため再付着点が前縁方向へ移動したと考えられる。 F^+ の違いによる流れ場の変化については、翼面上の周期的に乱された流れは f_m に同調した反時計回りの渦を伴っている。 F^+ を増加させると、1 deg. 付近の時の流れ場に対する影響と同様に、渦構造が徐々に小さくなることが確認された。

$\alpha = 15 \text{ deg.}$ の場合、PA 非作動時の流れ場は前縁付近で大規模な剥離が確認できる (Fig. 6 - (a))。翼周りの流れ場が大規模剥離している場合、翼の空力特性は失速状態となり悪化する。よって、前縁付近の大規模剥離を抑制することができれば、空力特性の改善につながると考えられる。PA を作動させた場合、どの作動条件においても PA 非作動時と比較して剥離が抑制されていることが分かる。また、 $F^+ = 2$ の場合、剥離が抑制された流れは、 f_m に同調した渦による影響から乱れた流れとなり翼面に再付着している。再付着した流れは前縁から 75 % 付近で再び剥離していることが確認できる。一方、 $F^+ = 6, 10$ の場合、誘起した流れによる渦を伴った乱れた流れが前縁付近で確認できるが、翼面上に再付着した流れは前縁から 50 % 付近で剥離していることが確認できる。以上の結果から、 F^+ に応じた渦構造が、境界層内に境界層外部の流れを巻き込み翼面付近の境界層内部に運動量を与えることで剥離が抑制されていると推測される。

3-2. 空気力の測定

Fig. 7 に PA を連続モードと変調モードのそれぞれの揚力係数と迎角の関係を示す。PA を作動させた場合、非作動時の場合と比較すると、 $\alpha = 0 \text{ deg.}$ 付近の迎角において、揚力傾斜の非線形性が改善していることが分かる。非線形性が改善した要因として、翼後縁付近の層流剥離が抑制され、後縁付近の剥離領域が縮小したためと考えられる。しかし、 $F^+ = 10$ の場合は、揚力係数は増加しているものの非線形性が確認できる。非線形な揚力傾斜が再び現れた要因は、翼面上に形成される渦の構造が小さくなり、剥離剪断層に十分なかく乱を与えることができず、剥離した流れが翼に再付着しないため、 F^+ が低い場合に比べて剥離領域が大きいために要因の一つとして考えられる。

$\alpha = 5 \text{ deg.}$ 以降では PA 非作動時の場合、失速を起し揚力係数が減少するまで線形性を保ち揚力は増加する。PA を作動させた場合、揚力係数は全ての迎角において、約 15 % 増加していることが分かる。このとき、翼面上の剥離泡領域が減少したことが揚力増加の要因となっていると考えられる。 F^+ の違いによる揚力傾斜・揚力係数の変化が少ないことについて、剥離泡が形成される迎角の領域では、翼面上の流れ場に対する F^+ の違いの依存性が少ないと考えられる。

PA 非作動時における失速角 $\alpha = 8 \text{ deg}$.以降の高迎角領域の場合、PA を作動させた時、fig. 7, 8 より、 $F^+ = 2$ で最大揚力係数と失速角は最大となることが分かる。さらに、 F^+ の増加とともに揚力係数と失速迎角は徐々に減少している。

この結果から、 F^+ に依存した渦間隔と渦構造が境界層剥離の抑制に与える影響を変化させることが分かる。仮に、 $F^+ = \infty$ とした場合、渦間隔と渦の大きさは縮小し、連続モードと同様の流れ場と空力特性になると推測される。

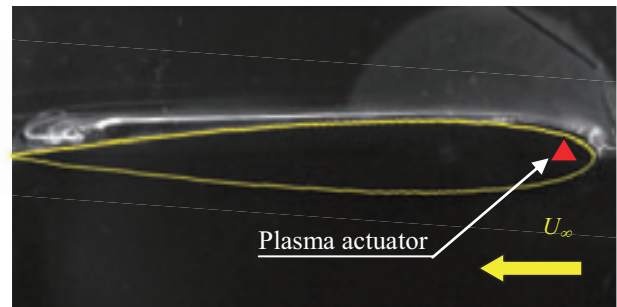
4. まとめ

$Re = 30,000$ において DBD プラズマアクチュエータを無次元変周波数 $F^+ = 2 \sim 10$ の条件で作動させた。変調周波数が翼周りの流れ場や境界層剥離の抑制効果に与える影響を調査するため、NACA0012 翼型の空気力の測定と翼周りの流れ場の可視化を行った。そして以下の結果が得られた。

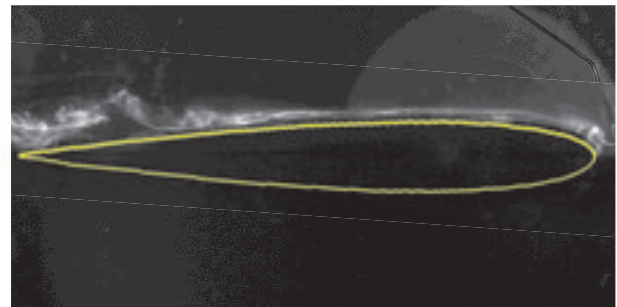
変調モードの場合、変調周波数に同調した誘起流れが翼面上の剥離剪断層に周期的な乱れを与え、反時計回りの渦が生じる。PA を変調モードで作動させると揚力係数は低迎角領域での非線形性が改善し、最大揚力係数と失速角はともに増加する。剥離流れに対する効果への F^+ の依存性は、渦間隔、渦構造に変化を与え、特に高迎角領域での空力特性に大きな違いが生じる。

参考文献

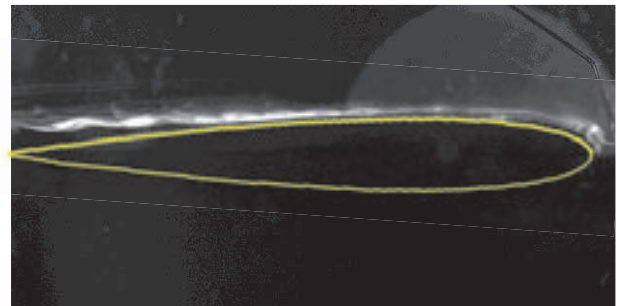
- 李家賢一：“翼型上に生ずる層流剥離泡”，ながれ，22，pp.15-22，2003
- 大竹智久，他：“低 Re 数領域での NACA0012 翼の非線形空力特性”，日本航空宇宙学会論文集，55，pp.439-445，2007
- Corke et al., Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators. AIAA JOURNAL, Vol. 42, No. 11, pp. 2177-2184, 2004
- 築瀬祐太，他：“DBD プラズマアクチュエータを用いた低レイノルズ数領域における翼の空力特性の改善”，第 42 回流体力学講演会，pp. 644-647，2010
- Greenblatt et al., Dielectric Barrier Discharge Flow Control at Very Low Flight Reynolds Numbers. AIAA JOURNAL, Vol. 46, No. 6, pp 1528-1541, 2008
- 佐藤允，他：“DBD プラズマアクチュエータを用いた翼剥離制御の大規模パラメトリックスタディ”，ながれ，32，pp145-148，2013
- 山口裕太，他：“低レイノルズ領域における NACA0012 翼面上の圧力分布”，第 46 回流体力学講演会講演集，JSASS-2013-2111-F/A



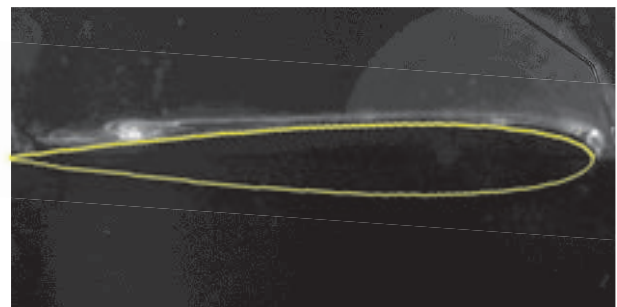
(a) Actuator not operated



(b) $F^+ = 2$

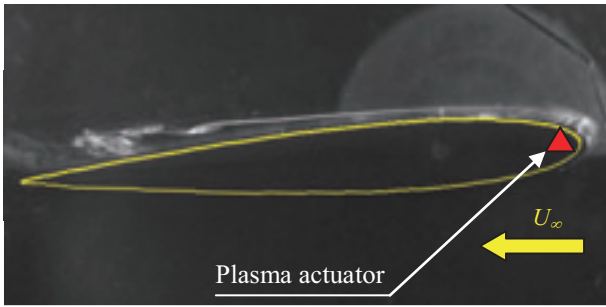


(c) $F^+ = 6$

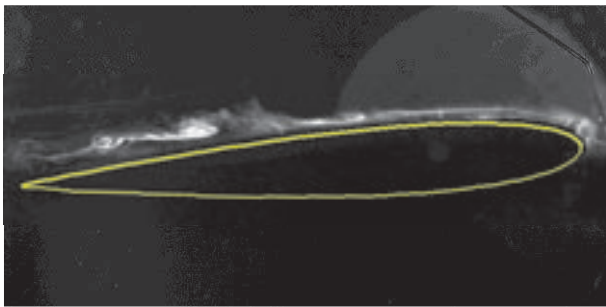


(d) $F^+ = 10$

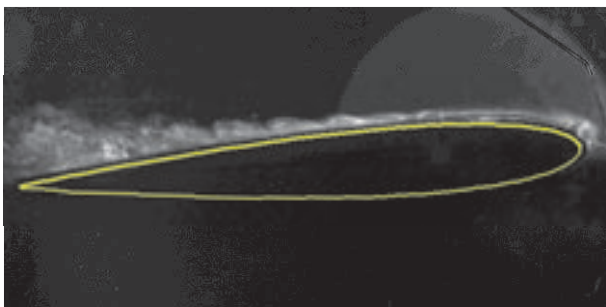
Fig. 4 Streak line with pulse modulation
($\alpha = 1 \text{ deg.}$, $Re = 30,000$)



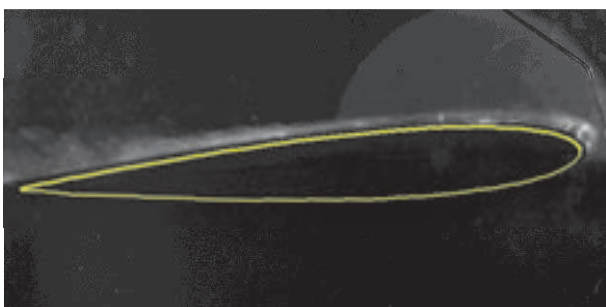
(a) Actuator not operated



(b) $F^+ = 2$

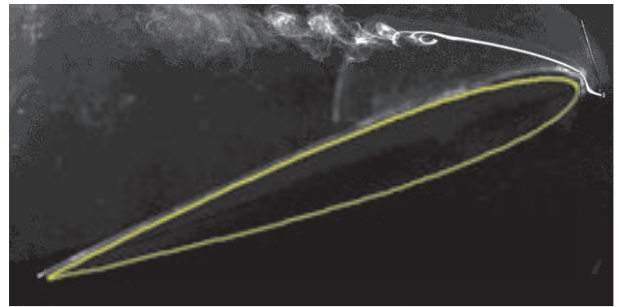


(c) $F^+ = 6$

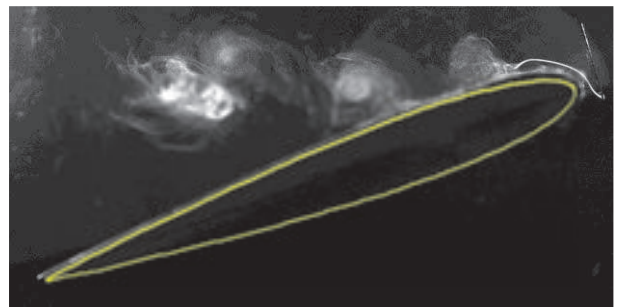


(d) $F^+ = 10$

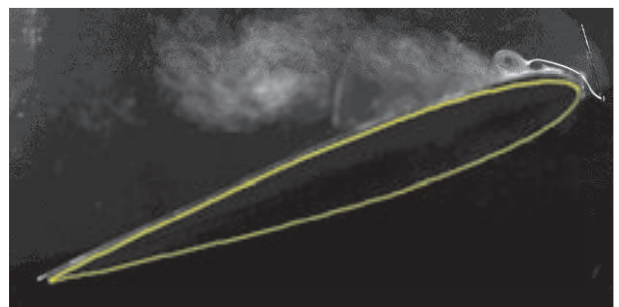
Fig. 5 Streak line with pulse modulation
($\alpha = 5$ deg., $Re = 30,000$)



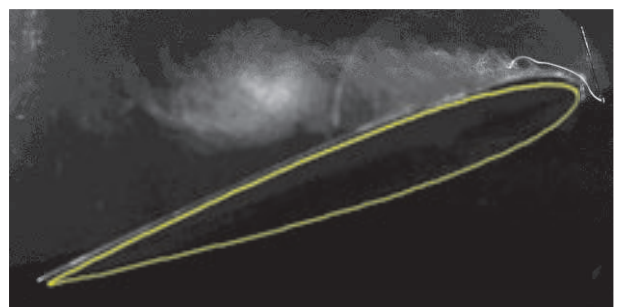
(a) Actuator not operated



(b) $F^+ = 2$



(c) $F^+ = 6$



(d) $F^+ = 10$

Fig. 6 Streak line with pulse modulation
($\alpha = 15$ deg., $Re = 30,000$)

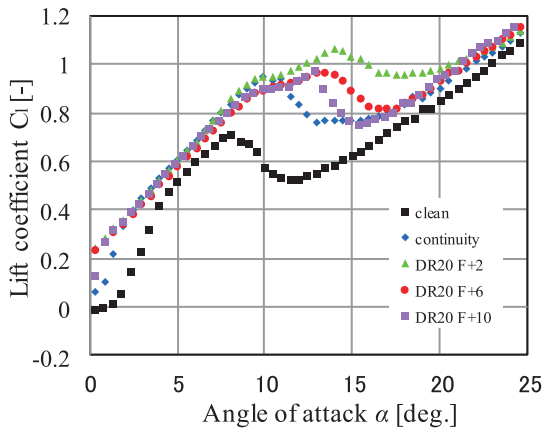


Fig. 7 Lift coefficient ($Re = 30,000$)

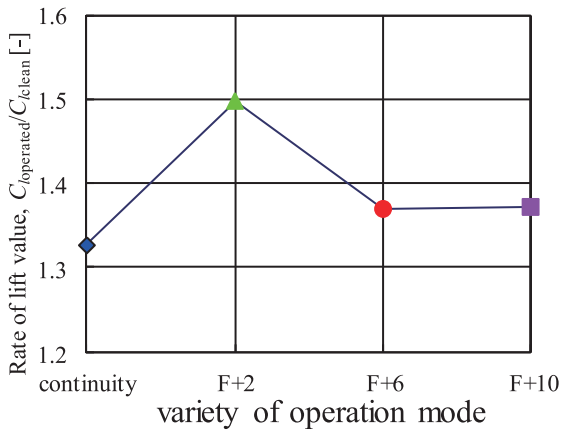


Fig. 8 Increase in maximum lift value for various operation modes ($Re = 30,000$)

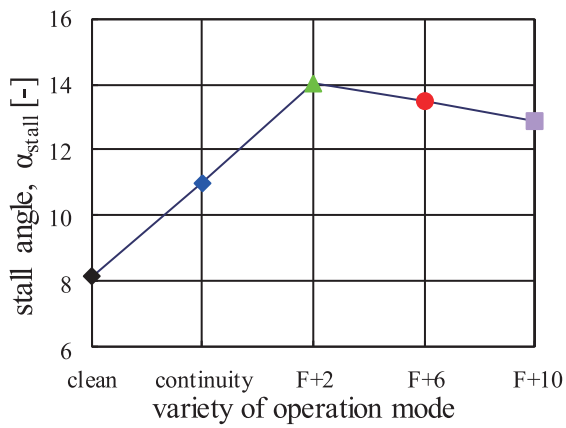


Fig. 9 stall angle for various operation modes ($Re = 30,000$)

超低レイノルズ数におけるコルゲート翼の空力特性

岡本正人, 鮎名啓太
金沢工業大学

Aerodynamic Characteristics of the Corrugated Wings at Very Low Reynolds Number

by
Masato Okamoto and Keita Ebina (Kanazawa Institute of Technology)

ABSTRACT

A dragonfly shows a good performance in its flight at very low Reynolds number. The wing section of a dragonfly is thin and corrugated profile. The purpose of the present study is to ascertain the aerodynamic characteristics of the corrugated thin airfoil at very low Reynolds numbers range provided between 1000 and 10000. The thin aluminum wing models were made in imitation of the wing section of a dragonfly for this study. The specific low pressure wind tunnel developed by authors was used for measuring the very small forces and moments acting on the wing model. The lift, drag and pitching moment coefficients of the thin corrugated airfoils were discussed by comparing with those of thin flat plate in the same Reynolds number. When the corrugation was inserted in a profile of thin airfoil at an appropriate position, the minimum drag coefficient decreased and the maximum lift-to-drag ratio increased. From these results, it has been revealed that the corrugated thin airfoil such as dragonfly wings shows a good performance in the lift coefficient and the lift-to-drag ratio at Reynolds number less than 5,000. Further, it was worthy note that the minimum drag coefficient is small in comparison with that of the thin flat plate. It was found through the flow visualization in the water tank test that the fixed vortices seen in the concaves of the airfoil are effective at very low Reynolds number.

1. はじめに

トンボの翅の断面形はギザギザしたコルゲーションを持った薄翼であるが、これらの翼の断面形状は昆虫のような低レイノルズ数領域では、揚力係数や揚抗比のような翼の性能が悪くならないことが知られている¹⁾。また、性能が悪くならないことから、羽ばたき翼のような非定常翼特性においても高い推進力が得られること²⁾や、コルゲートの効果として突風に対するロバスト性に対する可能性が指摘されている³⁾。今回は、これらの特性の中で特にコルゲート翼の定常翼特性に着目し、その空力特性を明らかにすることを目的とした。

Azuma et al.¹⁾はレイノルズ数 $Re=10,000$ で風洞実験を行い、コルゲート翼の定常翼特性においてその可能性を示した。一方、Hidaka and Okamoto⁴⁾は、 $3,000 \leq Re \leq 20,000$ において、30% c の位置で薄板を折り曲げた翼型(thin angular airfoil)とその下面を平板で塞いだ三角形翼型(triangular airfoil)の比較を行い、i) 低レイノルズ数領域では、板を折り曲げたような非流線形翼型でも性能が高いこと、ii) 下面を塞いだ厚翼より板を折り曲げた薄翼の方が最大揚力係数 $C_{l,max}$ や最大揚抗比 $(l/d)_{max}$ が大きくなること、iii) レイノルズ数が小さくなるほど最大高さ(キャンバ)が小さいほうが $(l/d)_{max}$ が大きくなることを示した。

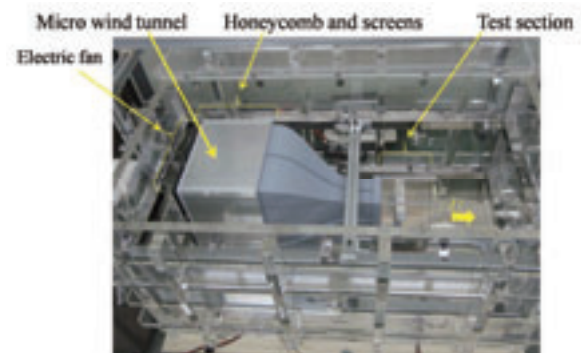
以上のことから、コルゲーションを持った薄翼(特にキャンバーの小さな外翼部)は $Re \leq 10,000$ では性能が悪くならないことが予想できる。そこで、今回の実験では Okamoto et al.⁶⁾の示したギンヤンマ後翅外翼部断面を真似た翼模型を $1,000 \leq Re \leq 10,000$ においてより詳細な実験を行った。なお、この超低レイノルズ数領域の実験を行うため、独自の低圧風洞を使用した。

なお、本稿は第46回流体力学講演会/第32回航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム(2014)における筆者らの原稿⁴⁾に加筆したものである。

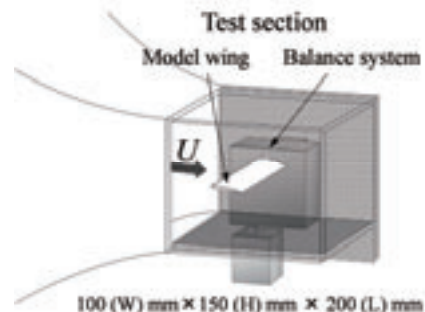
2. 実験方法

実験に使用した低圧風洞装置および測定部の構成を Fig. 1 に示す。本風洞装置は、Fig. 1(a)のように内部寸法が 640(W)mm × 600(H)mm × 1240(L)mm のアクリル製真空デシケータ内に超小型風洞設置している。真空デシケータは風洞周囲の圧力を大気圧~10kPa まで変化できる。Fig. 1(b)は

100(W)mm × 160(H)mm の長方形断面を持つ風洞測定部で、風速は $U=7\sim 10$ m/s に設定できる。風洞測定部における乱れの強さは 0.3%以下(大気圧)である。測定には、自作の三分力天秤を測定部の側面に取り付け、翼模型を両側面壁と僅かな隙間を設けて片持ち式に支持することで二次元翼として測定した。また、天秤に取り付けた超小型ステッピングモーターで迎角 α を変化させることができる。



(a) 真空デシケータ内に設置した超小型風洞



(b) 風洞測定部の模型設置方法

Fig. 1 本実験に使用した低圧風洞

3. 実験模型

今回実験した翼型を Fig. 2 に示す。Airfoil 1 は、ギンヤンマの後翅外翼部断面⁶⁾を模擬した模型である。さらにその形状による特性の効果を調べるため、Airfoil 1 の下面の凸部を無くした Airfoil 2、Airfoil 1 の上面凹部をシリコングリッドで埋めた Airfoil 3 を測定した。また、ある程度特性の分

かっている薄い平板(flat plate)および折り曲げ薄翼(airfoil 4)を比較のために加えた。模型は翼弦長 $c=20\text{mm}$ の矩形翼 ($AR=5$) で、flat plate は、 0.3mm のアルミ板、その他の模型は、 0.2mm のアルミ板製である。Airfoil 1~3 及び Airfoil 4 の最大高さは共に $5\%c$ である。なお、模型の前後縁は垂直に切り落としている。

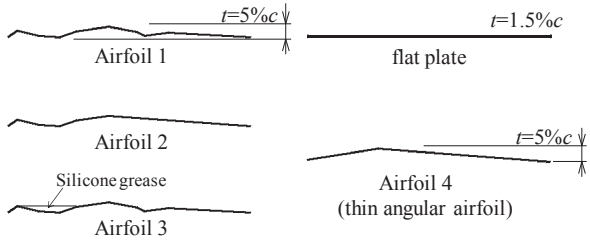


Fig. 2 実験を行った翼模型翼型

4. 実験結果と考察

4.1 薄い平板翼(flat plate)の空力特性

Fig. 3 は、 $1,000 \leq Re \leq 10,000$ のレイノルズ数で測定した薄い平板 (flat plate) の迎角 α の変化に対する揚力係数 C_l , 抗力係数 C_d , $25\%c$ まわりのピッチングモーメント係数 $C_{m,0.25c}$, 及び揚抗比 l/d である。

C_l 曲線を見ると、 $Re > 5000$ では僅かに揚力傾斜の非線形性が見られるが、 C_l は 2次元翼の理論揚力傾斜 $2\pi\alpha$ に沿って増加し、 $\alpha=8\text{deg}$ 付近から傾斜は減少し C_l はほぼ一定値となる。これが、 $Re=3000$ になると揚力傾斜はやや小さくなり、 $Re=2000$ になるとさらに揚力曲線に非線形性が目立ってくる。この揚力曲線の非線形な特徴は、 $Re=1000$ の場合にも見られ、 $Re=2000$ のときよりも $\alpha > 5\text{deg}$ で C_l は大きくなり、 $\alpha=15\text{deg}$ 付近まで増加を続ける。これは $Re=1000$ のときのみ見られる特徴で、揚力傾斜が小さくなると共に C_{lmax} も大きくなる。

C_d を見ると、 $\alpha=0\text{deg}$ の C_{dmin} はレイノルズ数の減少と共に大きくなり、 α の増加と共に $C_d=C_{d0}+C_l \tan(\alpha)$ に従うように増加する。

$C_{m,0.25c}$ は、 $\alpha=0\text{deg}$ の付近ではほぼ 0 で一定であるが、揚力傾斜が非線形に増加すると負の値に変化し、この迎角はレイノルズ数の減少と共に大きくなる。そのため、 $Re \leq 2,000$ では負に変化する迎角は、 $Re \geq 3000$ と比較して大きくなる。 $C_{m,0.25c}$ が負に変化した後さらに迎角が増加すると $C_{m,0.25c}$ は再び一定値をとり、 $\alpha=20\text{deg}$ で $C_{m,0.25c} \cong -0.1$ となる。

l/d は、 $Re \geq 5,000$ では最大揚抗比 $(l/d)_{max} \cong 0.7$ でレイノルズ数による変化は小さく、 $Re \leq 3000$ では減少する。しかしながら、後述するように薄い平板においては他の翼型と比べるとレイノルズ数依存性は小さい。

4.2 Airfoil 1 の空力特性

Fig. 4 は、Airfoil 1 の迎角 α の変化に対する $C_l, C_d, C_{m,0.25c}, l/d$ の測定結果を示している。実験レイノルズ数は平板と同様に $1,000 \leq Re \leq 10,000$ である。

$Re=10,000$ の C_l 曲線を見ると、 $0\text{deg} < \alpha < 3\text{deg}$ のやや小さい揚力傾斜は、 $\alpha > 3\text{deg}$ で非線形に増加し、その後再び傾斜が減少した後 $\alpha=7\text{deg}$ 付近で最大揚力係数 C_{lmax} に達する。さらに迎角が増加すると C_l は緩やかに減少する。揚力傾斜は、レイノルズ数の減少と共に僅かに減少するが非線形性は見られ、 $Re=5,000$ では揚力傾斜は $\alpha > 4\text{deg}$ で増加し、 $\alpha=10\text{deg}$ で C_{lmax} になる。 $Re=3,000$ ではさらに揚力傾斜は小さくなるが、 C_l 曲線の非線形性が目立ってくる。しかし、 $Re=2000$ になると $Re \geq 3000$ のような急激な C_l の増加は起こらず、 $\alpha > 5\text{deg}$ で揚力傾斜が増減を繰り返しながら $\alpha=12\text{deg}$ で C_{lmax} になる。さらに、 $Re=1,000$ になると平板と

同様に、 $\alpha=17\text{deg}$ 付近まで C_l は増加し $\alpha=18\text{deg}$ で大きな C_{lmax} をとる。

抗力係数 C_d は、それぞれのレイノルズ数で揚力傾斜が非線形に増加する迎角で増加率が大きくなる。また、 C_{dmin} はレイノルズ数の減少と共に大きくなる。

モーメント係数 $C_{m,0.25c}$ は、 $\alpha=0\text{deg}$ 付近ではキャンバ効果によって負の一定値であるが、 C_l が非線形に増加する迎角で $C_{m,0.25c}$ は負に増加する。また、レイノルズ数が小さい方が $C_{m,0.25c}$ の負の値は小さくなる。 $\alpha=20\text{deg}$ の $C_{m,0.25c}$ は薄い平板より負の値が大きくなる。

l/d を見ると、平板に比べてレイノルズ数による変化が大きく、特に $Re \geq 3,000$ でレイノルズ数減少による $(l/d)_{max}$ の減少は大きい。

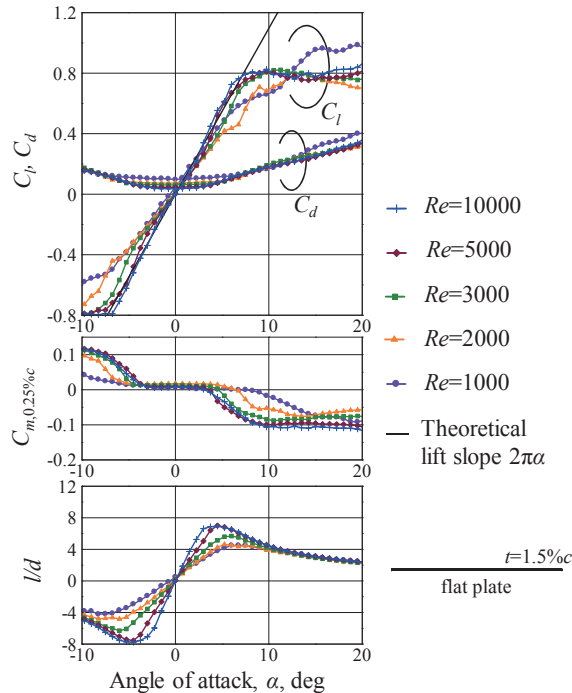


Fig. 3 薄い平板翼 (Flat plate) の特性

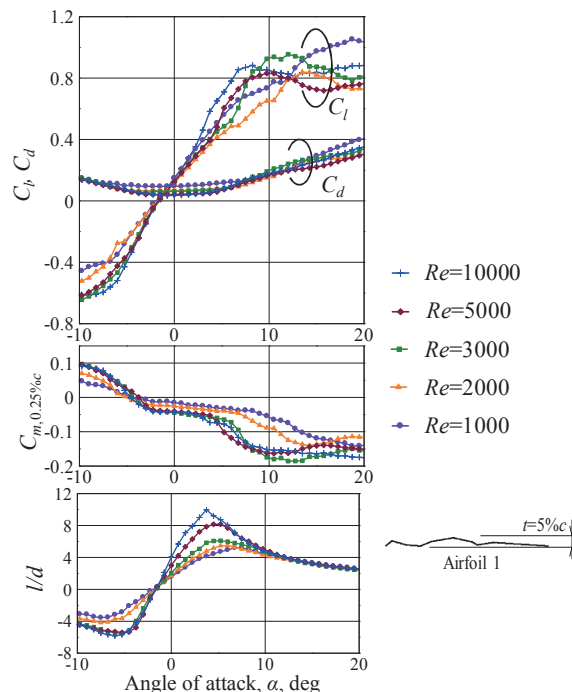


Fig. 4 トンボ翅断面 (Airfoil 1) の特性

4.3 Airfoil 1 のコルゲーションの効果

Airfoil 1 のコルゲーションの効果を確認するために、下面の凸部を無くした Airfoil 2 と上面凸部を埋めた Airfoil 3 との比較を行った。Fig. 5 は、 $Re=5,000$ における $-2\text{deg} \leq \alpha \leq 10\text{deg}$ の結果である。

C_l を比較すると、Airfoil 2 は Airfoil 1 とほぼ同じ傾斜の非線形な揚力曲線を持ち、同じ迎角における C_l は Airfoil 1 よりも増加する。また、Airfoil 1 の揚力曲線の非線形性は、Airfoil 3 では殆ど見られなくなり、 $\alpha > 5\text{deg}$ で C_l は最も小さくなる。

次に C_d を比較すると、 C_l と同様にどの迎角においても Airfoil 2 が最も大きい。また、 $\alpha < 5\text{deg}$ 付近までは Airfoil 1 が最も小さくなる。

$C_{m,0.25c}$ は C_l が大きいほど負の値は大きくなり、Airfoil 3 は、 $\alpha > 6\text{deg}$ では C_l が小さいために負の値も小さくなる。

l/d を見ると Airfoil 1 の $(l/d)_{\max}$ が最も大きく、Airfoil 2 と Airfoil 3 は同程度となる。

以上のことから、Airfoil 1 の翼は下面の凸部があることで $C_{d\min}$ が小さくなり、上面の凹部があることで僅かに C_l が大きくなり、同時に $(l/d)_{\max}$ も大きくなると考えられる。ただし、下面の凸部がない場合の方が、大きな C_l が得られた。

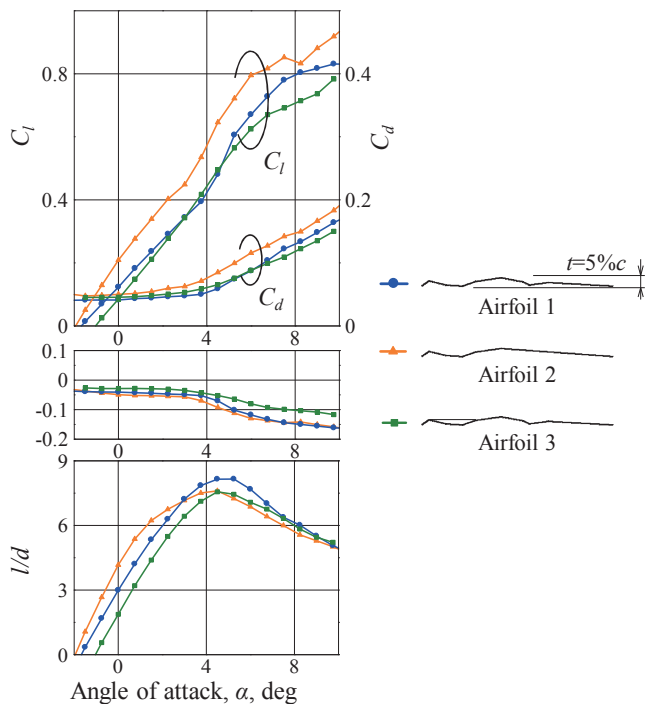


Fig. 5 トンボ翅断面とその変形翼の特性の比較

4.4 Airfoil 1 と Airfoil 4 の比較

Fig. 6 は、Airfoil 1 を、超低レイノルズ数領域において高い性能を示す折り曲げ薄翼 (Airfoil 4) と $Re=5000$ において比較したものである。

Airfoil 4 の C_l 曲線を見ると、 $\alpha \leq 10\text{deg}$ で、 α の増加と共に揚力傾斜は非線形に増加するが、Airfoil 1 と比較すると、 $\alpha \leq 4\text{deg}$ では Airfoil 4 の方が揚力傾斜は大きい。 $\alpha \geq 5\text{deg}$ で Airfoil 1 は急に揚力傾斜が大きくなり、 $\alpha \geq 8\text{deg}$ で Airfoil 4 も揚力傾斜が増加する。Airfoil 4 の非線形な揚力傾斜の増加は、前縁に発生する剥離泡によるものである⁴⁾。この剥離泡は尖った翼前縁に発生し、その再付着点が折り曲がった頂点付近を越えたときに、揚力傾斜は大きくなると考えられる。これに対し、Airfoil 1 の前縁部は下に折れ曲がっているため前縁上面には剥離泡が発生せず、後述するよう

に前縁後方の上面凹部にできた剥離泡が揚力傾斜の増加の原因になると思われる。

C_d について比較すると、 $\alpha \leq 5\text{deg}$ では Airfoil 1 の方が C_d が小さくなるが、揚力傾斜の増加と共に大きくなる。

$C_{m,0.25c}$ は、どちらの翼型も揚力傾斜が非線形に増加する迎角で、負に変化していることが分かる。

l/d を見ると、 $(l/d)_{\max}$ にはほとんど差はなく、その値は 8 程度である。 $(l/d)_{\max}$ は揚力傾斜が大きくなる直後の迎角で生じるため、Airfoil 4 の方が $(l/d)_{\max}$ をとる迎角は大きくなる。

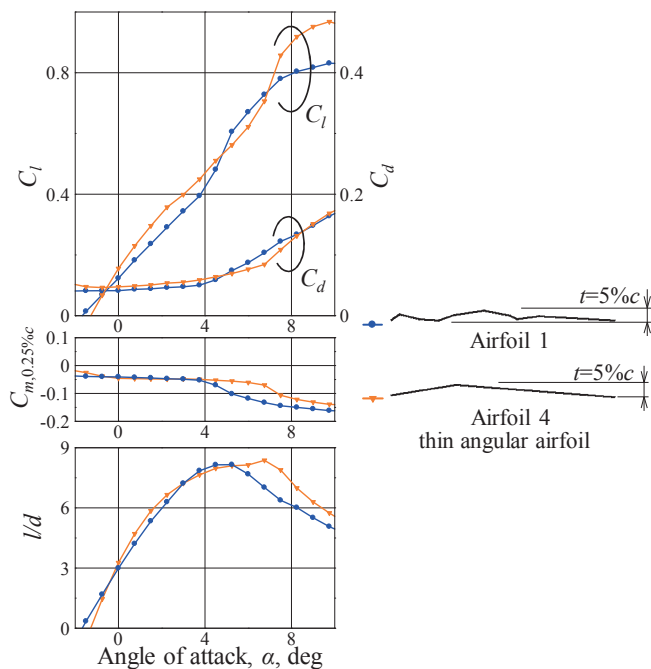


Fig. 6 トンボ翅断面と折り曲げ薄翼の比較

4.5 コルゲート翼の主要な空力特性

今回測定した全ての翼型の $-20\text{deg} \leq \alpha \leq 20\text{deg}$ の結果から、主要な空力特性である最大揚力係数 $C_{l\max}$ 、最小抗力係数 $C_{d\min}$ 、最大揚抗比 $(l/d)_{\max}$ に着目し、そのレイノルズ数変化を考察する。

$C_{l\max}$ は、レイノルズ数による差は $Re \geq 2,000$ では比較的小さいが、 $Re=1,000$ では、前述のように C_l は迎角の増加と共に増加していくため $C_{l\max}$ は大きくなる。 $Re \leq 3,000$ で $C_{l\max}$ が最も大きくなるのは Airfoil 4 で、 $Re \geq 5,000$ では翼型による差は小さい。Airfoil 1 の上面凹部を塞いだ Airfoil 3 では $Re \leq 5,000$ で $C_{l\max}$ は減少する。

$C_{d\min}$ は、どのレイノルズ数においても最も小さい値を示すのは、トンボ翼断面を模した Airfoil 1 で、最も大きいのは Airfoil 4 であるが、どの翼型も層流摩擦抵抗係数 $2C_f$ よりも大きい。

$(l/d)_{\max}$ はどの翼型においてもレイノルズ数の増加と共に大きくなるが、折り曲げ薄翼の Airfoil 4 は $Re=10,000$ において $(l/d)_{\max}$ が最も大きくなる。しかし、 $Re \leq 5,000$ では他のコルゲート翼との値の差は小さくなり、特に Airfoil 1 との差は見られなくなる。しかし、いずれの場合も薄い平板翼よりは大きい値を示している。

以上のことから、 $Re=10,000$ では、Airfoil 4 の折り曲げ薄翼の方が、 $C_{l\max}$ や $(l/d)_{\max}$ の性能が高くなるが、 $Re \leq 5000$ ではトンボ翼のようなコルゲート翼との差は無くなり、 $C_{d\min}$ においてはむしろコルゲート翼の方が小さくなることが分かる。

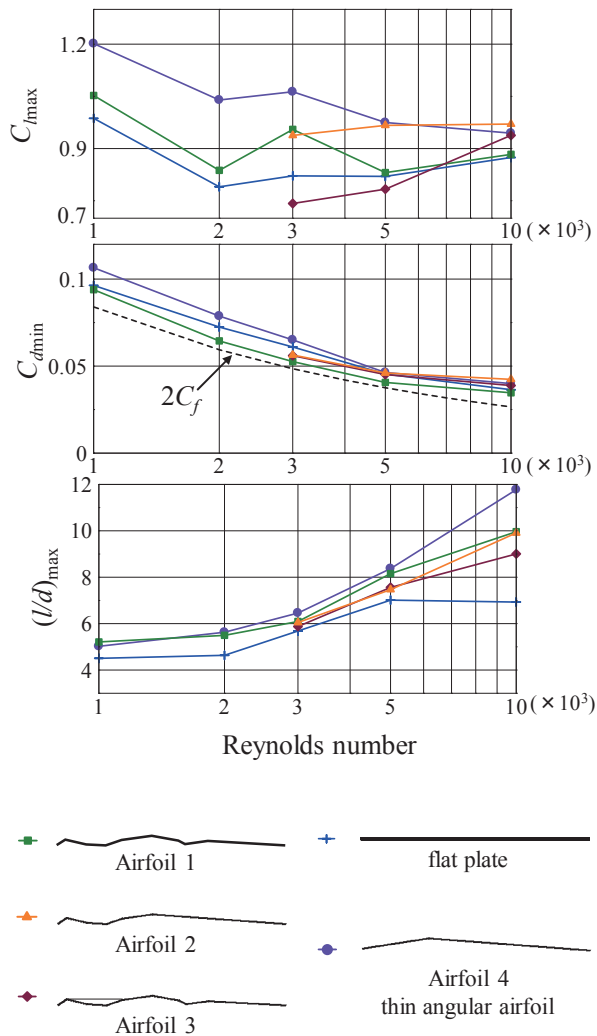


Fig. 7 実験翼型の主要空力特性のレイノルズ数変化

4.6 コルゲート翼周りの流れ

Airfoil 1 と、Airfoil 2 について流水水槽（詳細は文献 2 を参照のこと）により流れの可視化を行った。Fig. 8 は、翼の特性において C_{dmin} を示す $\alpha = -2\text{deg}$ と、 $(l/d)_{max}$ を示す $\alpha = 5\text{deg}$ のそれぞれの流脈線を比較した結果である。測定レイノルズ数は $Re = 6000$ である。

Fig. 8(a) の $\alpha = -2\text{deg}$ の翼周りの流れを見ると、上面と下面の両方の凹部に剥離渦が発生していることが分かる。上面の剥離渦はどちらの翼型もほぼ同じである。下面の凸部に注目すると、Airfoil 1 は凹部に剥離渦が留まっているのに対し、Airfoil 2 は、後縁へ向かって流れ出ているのが分かる。Airfoil 1 は Airfoil 2 と比較して C_{dmin} が小さく、翼型下面の剥離渦が留まっていることによる表面近傍の止水域が影響していると思われる。

Fig. 8(b) より、 $\alpha = 5\text{deg}$ のときの Airfoil 1, 2 の流れは共に上面の凹で発生した剥離渦から、後縁に向かって多数の小さな渦が放出されているのが分かる。上述のように、この上面凹部の剥離渦は C_l の増加に寄与しているものと思われる。下面に注目すると、下面凹部に剥離渦が発生しているが、翼の後縁付近では $\alpha = -2\text{deg}$, 5deg 共に Airfoil 2 の方が、流れが下方に押し下げられており、このことが、Fig. 5 に見られた C_l の増加につながっていると考えられる。

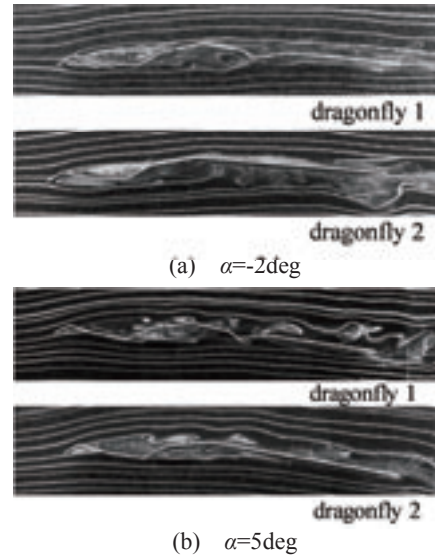


Fig. 8 流れの可視化結果（流水水槽実験による）

5. 結論

トンボの外翼部を模したコルゲート薄翼断面について、昆虫のレイノルズ数領域 $1,000 \leq Re \leq 10,000$ で風洞実験を行い、次のような結果が得られた。

- (1) トンボ翼断面 (Airfoil 1) の揚力係数 C_l は折り曲げ薄翼 (airfoil 4) と比較すると小さくなる。
- (2) Airfoil 1 は、どのレイノルズ数においても最小抗力係数 C_{dmin} が最も小さくなる。
- (3) Airfoil 1 は、 $Re \leq 5,000$ で Airfoil 4 と同程度の最大揚抗比 $(l/d)_{max}$ を示す。 $Re = 10,000$ では Airfoil 4 の方が大きい。
- (4) 前縁上面の凹部は $(l/d)_{max}$ の増加に有効で、下面の凹部と後方の突起は C_{dmin} の減少に有効である。
- (5) ただし、下面後部に突起のない翼型の方が最大揚力係数 C_{lmax} は大きくなる。
- (6) トンボの翅の断面形状は、コルゲーションにより渦を発生、固定することで性能を上げていると考えられる。

なお、本研究は科研費 25630395 の助成により行ったものである。

参考文献

- 1) Azuma, A., Okamoto, M., and Yasuda, K., "Aerodynamic Characteristics of Wing at Low Reynolds Number," Fixed and Flapping Wings Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications, edited by T. J. Mueller, Progress in Astronautics and Aeronautics, 195, AIAA, Reston, VA(2001), pp. 341-398
- 2) Kuroda, T., Okamoto, M., "Unsteady Aerodynamic Forces Measurements on Oscillating Airfoils with Heaving and Feathering Motions at Very Low Reynolds Number," The 2013 Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology, 2013
- 3) Obata, A., and Shinohara, S., "Flow Visualization Study of the Aerodynamics of Modeled Dragonfly Wings," AIAA j., Vol. 47, No. 12, December 2009
- 4) Hidaka, H, and Okamoto, M., "An Experimental Study of Triangular Airfoils for Mars Airplane," 29th International Symposium on Space Technology and Science, 2013
- 5) 鮫名啓太, 岡本正人, "超低レイノルズ数におけるコルゲート翼の空力特性," 第 46 回流体力学講演会/第 32 回航空宇宙数値シミュレーションシンポジウム, 2014
- 6) Okamoto, M., Yasuda, K., and Azuma, A., "Aerodynamic Characteristics of the Wings and Body of a Dragonfly," J. Exp. Biology, Vol. 199, pp. 281-294, 1996

反射を利用した爆轟波生成装置の連続運転条件 における円筒爆轟波の生成

亀山頌太, 菊地敬太, 桧物恒太郎, 脇田督司, 戸谷剛, 永田晴紀
北海道大学 大学院

Initiation of cylindrical detonation wave in an enhanced reflection type detonation initiator in multi-cycle operation conditions

by

Shota KAMEYAMA, Keita KIKUCHI, Tsunetaro HIMONO, Masashi WAKITA, Tsuyoshi TOTANI and Harunori NAGATA
(Hokkaido University)

ABSTRACT

To achieve practical uses of large bore Pulse Detonation Engines, the authors have proposed the enhanced reflection type detonation initiator. Here, successful transmission from a planar detonation wave in a predetonator to a self-sustainable expanding cylindrical detonation wave at a cylindrical path is a key issue. In a previous single-cycle research, the authors revealed that the necessary overfilling radius of the driver gas (stoichiometric H_2-O_2 mixture) to initiate a cylindrical wave is 75 mm. The aim of this study is to investigate the effect of multi-cycle operation condition on the transmission to a cylindrical detonation wave. The result shows that a planar detonation wave with theoretical CJ speed is formed but a cylindrical detonation wave is not formed at any overfilling radius from 50 to 175 mm. Soot track records at the cylindrical path surfaces and a mixing analysis of driver and target mixtures using ANSYS FLUENT strongly indicate that residual nitrogen gases at the exit of the predetonator have a negative effect on the transmission.

1. 序論

本研究室では、大口径パルスデトネーションエンジン (Pulse Detonation Engine : PDE) の実用化のために、爆轟波管出口に反射板を設置した独自の PDE イニシエータを提案し、反射を利用した爆轟波の伝播促進に関する研究を行ってきた⁽¹⁾。過去の研究より、爆轟波管出口と反射板の間に円筒爆轟波が形成できれば反射板よりも下流へ爆轟波を伝播できることが明らかにされている⁽²⁾。桧物ら⁽³⁾はFig.1の実験装置を利用したシングルサイクル実験により、水素-酸素量論混合気をドライバーガスとして燃焼器の半径 $R = 75$ mm以上の領域に過供給することにより、ターゲットガス (水素-空気量論混合気, 窒素濃度55.6%) に爆轟波管から入射した爆轟波を伝播させ、円筒爆轟波を形成できることが明らかにした。シングルサイクル実験で使用した実験装置 (Fig.1) では爆轟波管がボールバルブにより上流部と下流部に仕切られており、上流部に高圧のドライバーガスを、下流部にターゲットガスの充填を行う。充填後にボールバルブを開放することにより上流部と下流部の圧力差により高圧のドライバーガスが燃焼器に流れ込み、ドライバーガスを過供給できる仕組みとなっている。この時使用されるドライバーガスとターゲットガスは予混合されたものであり、点火はドライバーガスが十分に過供給されるボールバルブ開放から1秒後

に行われた。

PDEの連続運転は多くの研究室で実証試験が行われているが⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾、PDEイニシエータを利用した大口径PDEの連続運転に関する研究は十分に行われていない。PDEイニシエータを利用した大口径PDEの連続運転を実現するにあたり、連続運転条件でのドライバーガスの充填方法、混合方法が爆轟波の遷移に与える影響を明らかにすることが求められている。本研究では電磁バルブから水素、酸素を爆轟波管内に噴射、混合させ、噴射直後に点火を行う。本研究の目的は実機の連続運転に近い条件でシングルサイクル実験を行い、燃焼器に入射する爆轟波が円筒爆轟波へ遷移する際に連続運転条件が与える影響について検証することである。

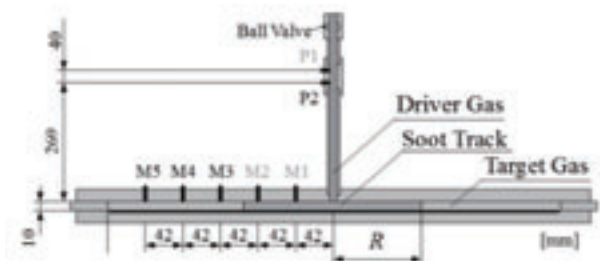


Fig.1 Over filling method⁽³⁾

2. 実験装置および実験条件

本研究で使用した実験装置の概略と寸法をFig.2に示す。実験装置は爆轟波管、燃焼器、各種ガスボンベ、点火装置、電磁バルブ、計測機器から構成される。燃焼器は内径500 mm、高さ10 mmの円筒状となっており、内径10.7 mmの爆轟波管が上部に取り付けられている。電磁バルブは燃焼器上面から414 mmの位置に垂直に取り付けられており、水素と酸素は内径4 mmのチューブを通じて爆轟波管内に供給され、各気体を対向流で衝突させ混合している。電磁バルブの直下にスパークプラグが取り付けられており、電気火花で点火される。P1, P2, およびM1~M5は圧力ポートであり、1回の実験で4箇所の圧力履歴を取得可能である。本実験では爆轟波管内でのDDTの確認および円筒爆轟波への遷移を観測するためにP1, P2, M1, およびM2で圧力の取得を行った。電磁バルブと点火装置はシーケンサ (KEYENCE KV-700) に書き込まれたプログラムに従い制御される。本研究では連続運転時の目標周波数を10 Hzとしており、吸気時間を40 ms、混合待機時間を10 msとし、点火信号送信時間に関しては、本実験ではシングルショット実験のみを行うため、200 msとして確実に点火できるシーケンスとした。プログラムのシーケンスをFig.3に示す。気体はボンベに接続されているレギュレータにより減圧された状態で電磁バルブに供給されている。ドライバーガスの過供給距離を変える場合にはバルブ開放時間は固定したまま、水素および酸素のボンベに接続されているレギュレータの2次圧力を調整することにより流入する気体体積の調節を行った。本実験で各気体は電磁バルブを通して爆轟波管に供給されるため、水上置換法により電磁バルブが40 ms駆動した際に流入する体積の量とレギュレータ2次圧力の関係をプロットし、線形近似式を得た。Fig.4に水素の測定結果を、Fig.5に酸素の測定結果を示す。縦軸がレギュレータ2次圧力、横軸が流入体積である。Fig.4, およびFig.5の測定結果より得られた水素に関する線形近似式が式(2.1)、酸素に関する線形近似式が式(2.2)であり、 x が流入体積、 y がレギュレータ2次圧力の値である。過供給距離に応じて必要な流入体積が定まるため、得られた線形近似式よりレギュレータ2次圧力の決定を行った。ターゲットガスの充填量はドライバーガス供給後の圧力が1気圧となる量とした。実験は最初に燃焼器にターゲットガスの充填を行う。ターゲットガスの充填後、シーケンサを作動させドライバーガスを供給後、点火を行う (Fig.6)。ターゲットガスは水素-酸素量論混合気を窒素希釈した予混合気である。窒素希釈率に関しては水素-空気量論混合気に相当する55.6%で行い、過供給距離は $R =$

50, 75, 100, 125, 150, および175 mm の6パターンで燃焼実験を行った。Table.1 に実験で使用した過供給距離と各レギュレータの2次圧力の関係を示す。

$$y = 1.2464x + 0.1514 \quad (2.1)$$

$$y = 4.3728x + 0.1478 \quad (2.2)$$

Table.1 Table of experiment conditions

過供給距離 R mm	水素供給圧力 MPa	酸素供給圧力 MPa
50	0.25	0.32
75	0.33	0.46
100	0.45	0.62
125	0.59	0.92
150	0.77	1.24
175	0.98	1.61

伝播判断は得られた圧力履歴より爆轟波の速度を計算し、理論速度 (CJ速度) と比較したものと、煤膜のセル構造が確認できれば爆轟波であると判断を行った。煤膜は厚さ0.1 mmのステンレス板を使用し、燃焼器下面、および上面に設置する。燃焼器内の気体分布を調べるために流体解析ソフトANSYS Fluentを利用して解析を行った。燃焼器に流入する気体の流速は熱線流速計を用いてP1の位置で測定を行った。解析ではこの流速より算出した質量流束を入口条件に適用した。解析条件は過供給距離 $R = 100$ mmの条件で窒素濃度55.6%のターゲットガスへ流入するモデルとした。

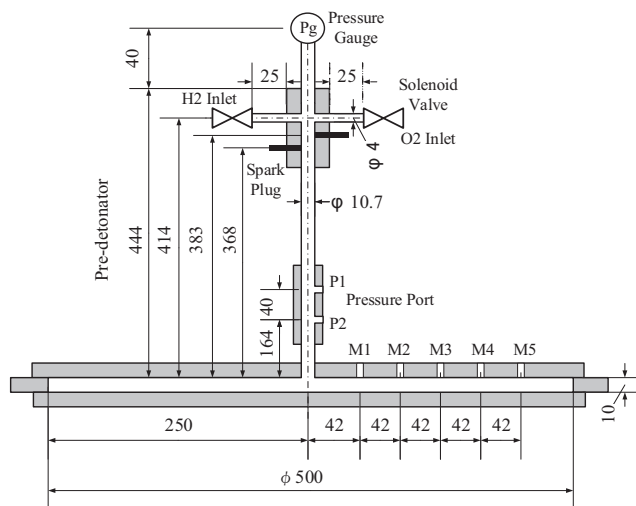


Fig.2 Schematic diagram of the experiment device

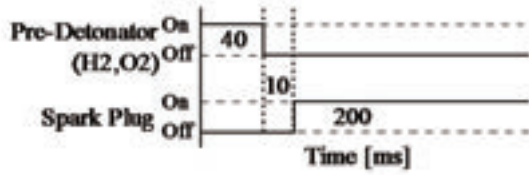


Fig.3 Ignition sequence

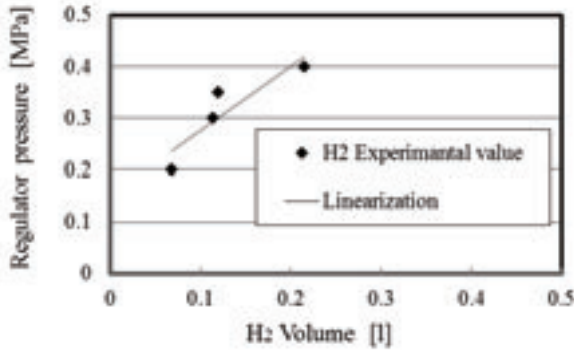


Fig.4 Influent volume of hydrogen

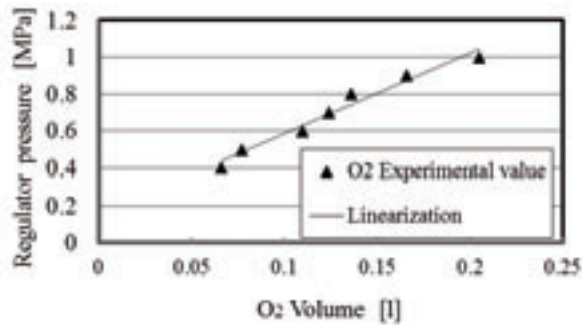


Fig.5 Influent volume of oxygen

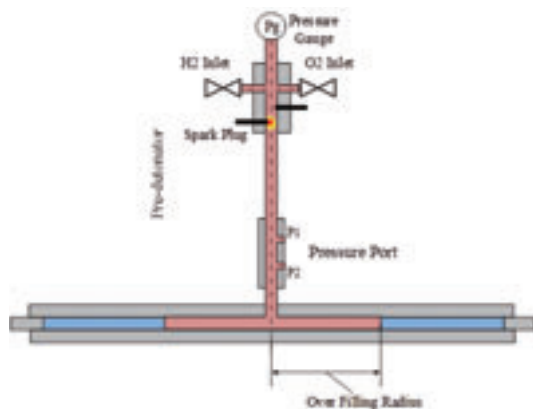


Fig.6 Schematic diagram of filling the driver gas and ignition

3. 実験結果および考察

本実験で取得された爆轟波の速度と過供給距離 R の関係グラフをFig.7 に示す. グラフは縦軸が測定された爆轟波速度であり, 横軸が過供給距離 R となっている. 各マーカーは測定時に使用した圧力ポートの場所を指している. V_{drg} はドライバーガス組成混合気の理論速度を, V_{trg} はターゲットガス組成混合気の理論速度を示している. 結果より, 過供給距離 $R = 50 \sim 100 \text{ mm}$ の条件では爆轟波管での爆轟波の速度は V_{drg} の1.2倍程度となっていることが確認された. これは圧力ポート付近で爆轟波に遷移したと考えられ, 過供給距離が小さい場合, 爆轟波管内にターゲットガスが残留し, DDT距離が長くなったためと考えられる. M1-M2 間の爆轟波速度はターゲットガスの理論速度の約0.4倍程度となっており, 得られた煤膜画像からもセル構造が確認されず円筒爆轟波に遷移できていないことが確認された. M1は爆轟波管中心から42 mmの位置にあるため, P2-M1 間は全ての過供給距離においてドライバーガスで満たされている領域であるが, 爆轟波速度は V_{drg} よりも遅い. 燃焼器に入射後の爆轟波の速度をM1-M2間の平均速度 (約800 [m/s]) と仮定するとP2-燃焼器入口速度が, P1-P2間の平均速度 (約3000 [m/s]) とほぼ一致すること, および燃焼器下面に設置された煤膜に衝突痕が存在することから爆轟波管から入射した爆轟波が壁面に衝突した後に消炎したと考えられる. 爆轟波管から入射した平面爆轟波はFig.8 に示すように, 燃焼器下面で反射後, 反射した爆轟波が燃焼器上面で再反射する過程を経て円筒爆轟波に遷移することが明らかとなっている⁽⁷⁾. 従って, 燃焼器上面と下面の煤膜画像を比較することにより, 爆轟波が消炎している場所を確認することが可能である. 燃焼器上面および下面で取得された過供給距離75 mmにおける煤膜画像をFig.9, 過供給距離150 mmにおける煤膜画像をFig.10 に示す. 過供給距離75 mmにおいて, 燃焼器上面で取得された煤膜の一部 (Fig.9 の中心軸より上方) にセル構造がついた後に消炎していることから燃焼器下面に衝突した爆轟波が上面まで維持されているが, 再衝突後消炎していることが確認された. 過供給距離を大きくした150 mm の条件では上面でのセル構造を確認できず, 燃焼器下面に衝突後上面に爆轟波が衝突するまでの間に消炎していることが確認された.

消炎の原因として, 爆轟波管内におけるドライバーガスの混合が不十分であること, 燃焼器内での拡散による混合の影響, 急拡大部における窒素の残留が考えられた. ドライバーガスの混合に関しては, 梶物らの実験では水素-酸素量論混合気を予混合

後燃焼器内に充填していたのに対して、本実験では爆轟波管内で対向流によって混合を行っているためである。混合の影響を調査するためにターゲットガスの窒素濃度を0%として燃焼実験を行った。爆轟波速度と理論速度の比と過供給距離の関係をFig.11に、燃焼器内をドライバーガスで満たした状態で点火実験を行い得られた煤膜画像をFig.12に示す。Fig.11より、全ての過供給距離でターゲットガスへ爆轟波の伝播が確認され、爆轟波管内で混合が十分に行われていることが確認された。過供給距離125 mmにおいて爆轟波管内の爆轟波速度が速く計測された。圧力波形の立ち上がりがインパルス状であったことからDDT過程ではなく、強い爆轟波が維持されていると考えられる。燃焼器内部をドライバーガスで満たした状態で点火実験を行い、燃焼器下面で取得された煤膜画像をFig.12に示す。Fig.12より、 $R \leq 15 \text{ mm}$ の領域では小さいセル構造が $R \geq 15 \text{ mm}$ の領域でセルサイズが大きくなっていることが確認された。Fig.9において、 $R \leq 15 \text{ mm}$ の領域にセル構造が確認されるものの、 $R \geq 15 \text{ mm}$ の領域においてはセルが確認され始める位置で消滅していることが確認できる。Fig.10においては衝突痕のみが確認されており、 $R = 15 \text{ mm}$ より外側の領域で完全に消えていることが確認できる。

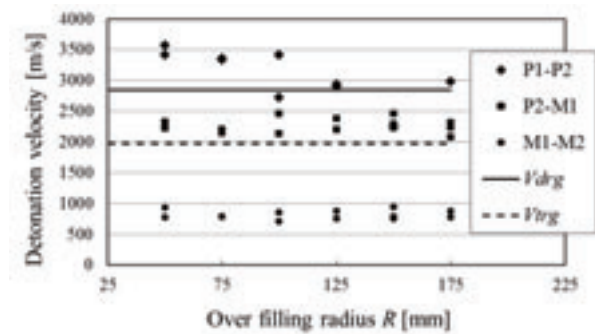


Fig.7 Relation between detonation velocity and over filling radius

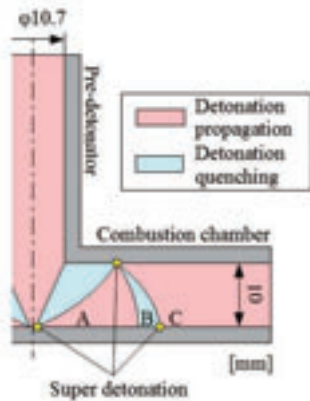


Fig.8 Mechanism of detonation transition (7)

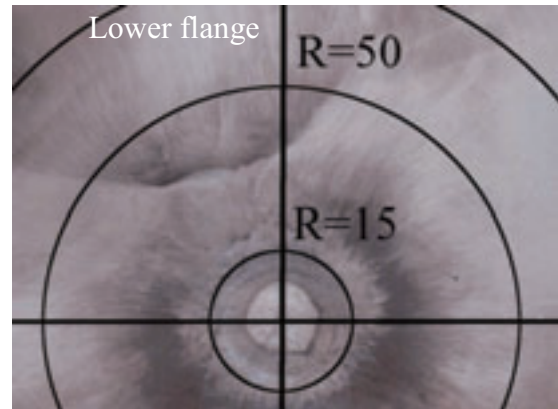
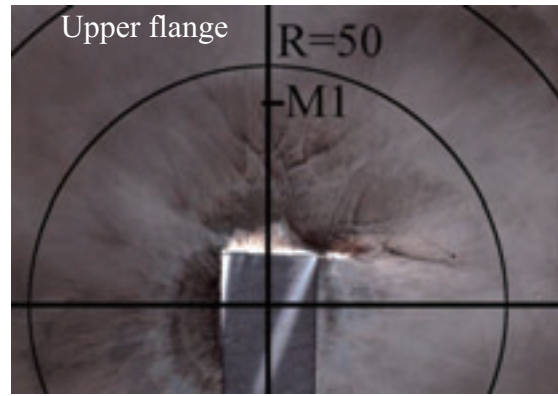


Fig.9 Soot track record at the upper flange and lower flange in case of $R = 75 \text{ mm}$

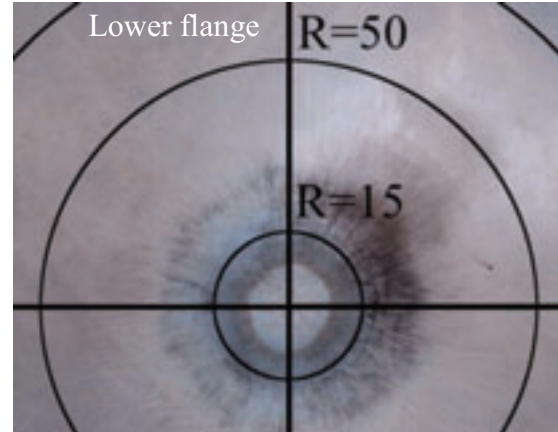
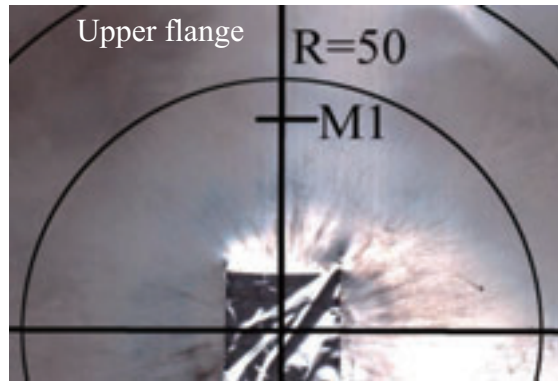


Fig.10 Soot track record at the upper flange and lower flange in case of $R = 150 \text{ mm}$

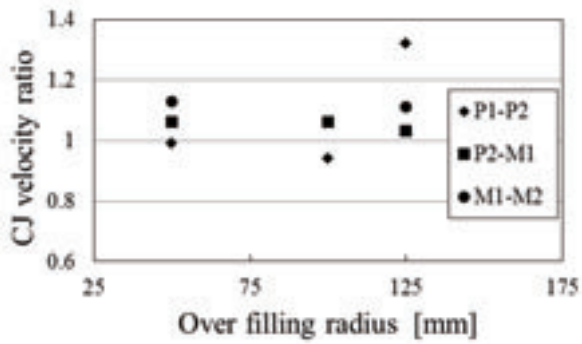


Fig.11 Relation between CJ velocity ratio and over filling radius at target gas $N_2 = 0\%$

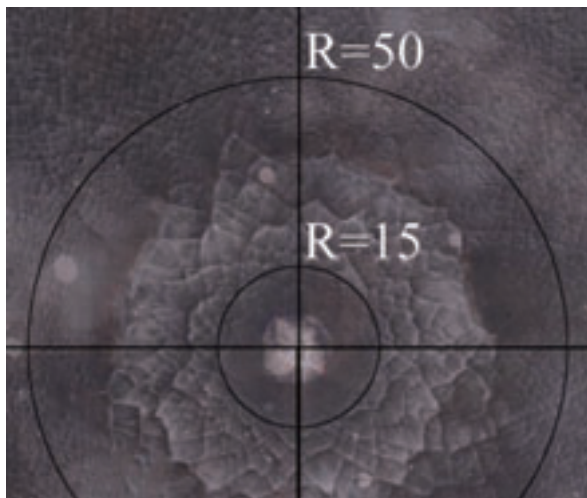


Fig.12 Soot track record at the lower flange in case of filling the driver gas

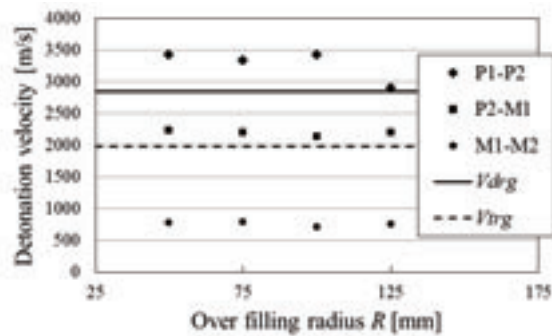


Fig.13 Relation between detonation velocity and over filling radius in the 1sec wait condition

次に、ドライバーガス充填後の燃焼器内での拡散による混合の影響を調べるために過去の実験と同様に電磁バルブ作動の1秒後に点火を行った。実験結果をFig.13 に示す。Fig.13 の縦軸は測定された爆轟波速度であり、横軸が過供給距離となっている。実験結果より、Fig.7 の結果と同様に、全ての過供給距離でターゲットガスへの伝播は確認できず、円

筒爆轟波への遷移ができていなかった。そのため、拡散による混合時間の影響はないことが明らかとなった。

これらの実験結果よりドライバーガスの充填方法の変更に伴う流速の変化が急拡大部付近のターゲットガスの残留に影響を与えたと考えられた。燃焼器内の気体濃度分布を知るために圧力ポートP1における質量流束を測定し、取得した質量流束を用いて解析を行った。解析ではFig.14 に示す燃焼器中心面（下面から5 mmの位置）における点火時の窒素モル分率を調査した。解析結果をFig.15 に示す。Fig.15 では縦軸が窒素モル分率、横軸が燃焼器の半径方向長さを示しており、実線は本実験の点火時である電磁バルブ作動後から50 ms 時点における解析結果を、点線はボールバルブを使用した過去の解析結果⁽³⁾を表しており、ボールバルブ開放から1秒後の解析結果となっている。

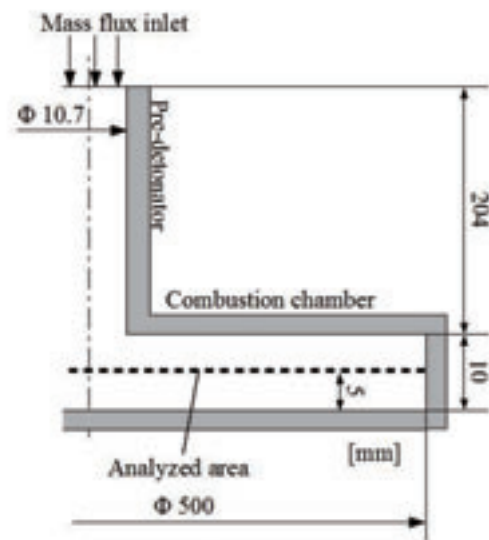


Fig.14 Schematic diagram of analysis

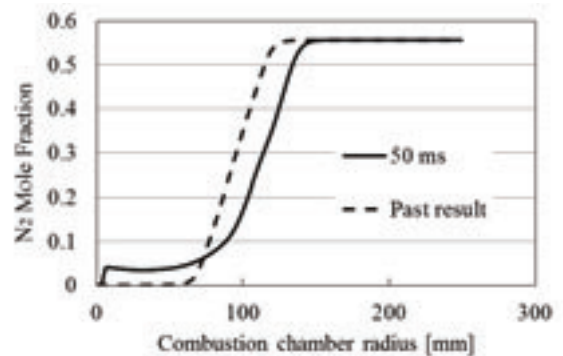


Fig.15 Relation between N_2 Mole fraction to combustion chamber radius at $R = 100$, $N_2 = 55.6\%$

解析結果より、本実験手法での点火タイミングでは爆轟波管直下から外側の領域に窒素が残留していることが確認された。一方の過去の実験ではターゲットガスに含まれる窒素を追い出しドライバーガスのみ領域ができていたことが確認できる。爆轟波管から入射する爆轟波を安定して円筒爆轟波に遷移させるためには、円筒爆轟波に遷移する領域 ($R \geq 45 \text{ mm}$) までドライバーガスで満たすことが重要である⁽³⁾。これらの結果より、本実験では残留した窒素により反射によって爆轟波が不安定になり、セルサイズが大きくなる $R \geq 15 \text{ mm}$ の領域でセル構造を維持することができず、消滅したと考えられる。連続運転条件では過供給距離を増やした条件でも円筒爆轟波に遷移できなかったことから、急拡大部には過供給距離に依存せず窒素が残留していると考えられる。

4. 結論

対向流混合によって爆轟波管内で十分に混合を行い、爆轟波を生成することが可能である。しかし、燃焼器内部では窒素が押し出されず、ドライバーガスが過供給されていない領域が存在している。残留した窒素が入射した爆轟波に影響を及ぼし、円筒爆轟波への遷移を阻害していると考えられる。

連続運転条件でターゲットガスへ爆轟波を伝播させるためには、急拡大部において窒素を残留させることなくドライバーガスを $R \geq 45 \text{ mm}$ の位置まで過供給する手法を検討する必要がある。

5. 謝辞

本研究はJSPS科研費 25870006の助成を受けたものです。

6. 参考文献

(1) 沼倉, 脇田, 伊藤, 菅田, 永田, 戸谷, 工藤, “異種混合気を回折するデトネーション波に及ぼす反射板の伝播促進効果”, 日本燃焼学会誌第48巻145号, pp.265 - 272, 2006.

(2) WAKITA, SAJIKI, HIMONO, TOTANI and NAGATA, “Influence of detonation cell size on propagation of cylindrical detonation wave”, TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN, Vol. 12, No. ists29 pp.Pa_1-Pa_7, 2014.

(3) 梶物, 寺坂, 脇田, 戸谷, 永田, “大口径パルスデトネーションエンジン用イニシエータにおける円筒デトネーション波の伝播に関する研究”, 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, pp.73 - 78, 2013.

(4) 大深, 越智, 吉永, 八房, 遠藤, 滝, 青木, 梅田 “単気筒パルスデトネーションタービンエンジンの性能”, 第43回燃焼シンポジウム講演論文集, pp.494-495, 2005

(5) 桜井, 大古, 柚木, 吉橋, 小原, 大八木, “パルスデトネーションエンジンの安定動作に関するパージ空気の噴射量および分布の影響”, 日本航空宇宙学会論文集 Vol.54, No.628, pp.204-209, 2006

(6) 中道, 松岡, 笠原, 松尾, 船木, “爆轟管同軸回転バルブを用いたパルスデトネーションエンジンの性能評価”, 航空宇宙技術 Vol.10, pp.107-112, 2011

(7) 棧敷, 寺坂, 脇田, 戸谷, 永田, “大口径平板燃焼器を伝播する円筒デトネーション波に関する研究”, 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, pp.27-32, 2012.

電極現象を考慮した電磁流体シミュレーションによる MPDスラスタの性能予測

川崎央*, 窪田健一**, 船木一幸**, 奥野喜裕*
* 東京工業大学, ** 宇宙航空研究開発機構

Performance Prediction of MPD Thruster by MHD Simulation Considering Electrode Phenomena

by
Kawasaki Akira*, Kubota Kenichi**, Funaki Ikkoh** and Okuno Yoshihiro*
(*Tokyo Institute of Technology, **JAXA)

ABSTRACT

For a steady-state self-field magnetoplasmadynamic (MPD) thruster (ZT3 thruster, which was investigated experimentally at the Institute of Space System of the University of Stuttgart), a magnetohydrodynamic (MHD) simulation of a plasma flow is conducted under consideration for electrode phenomena by incorporating a theoretical cathode sheath/presheath model into an MHD fluid model as a boundary condition. The influence of the incorporation of the cathode sheath/presheath model on numerical performance prediction is discussed for the operation in a propellant (argon) flow rate of 2.0 g/s and a discharge current of 10 kA. By incorporating the cathode sheath/presheath model, the predicted discharge voltage (21.0 V) agreed well with the experimental result (ca. 20 V). Estimated average voltage drop within the cathode sheath/presheath accounts for 31% of the discharge voltage. It was therefore confirmed by numerical simulation that the existence of the cathode sheath significantly affects the operation of the MPD thruster.

1. はじめに

近年、月、小惑星、火星等を目標とする様々な深宇宙探査ミッションが計画されており、地球軌道以遠での宇宙活動の本格化が兆している¹⁾。それらのミッションの実現には、多量のペイロードを短時間で効率よく輸送するための大型電気推進機の実用化が不可欠である。本研究の主題であるMPD (magnetoplasmadynamic) スラスタはアーク放電により駆動される電磁加速型の電気推進機であり、単機に100 kWを超える大電力の入力が可能であることから、最も大型の部類の電気推進機として期待されている^{2,3)}。

MPD スラスタには、流路形状、推進剤種、作動の連続性、外部磁場印加の有無によりいくつかの方式が存在する。それらの中でも、本研究では、同軸配置した筒状陽極と棒状陰極の間にアルゴン推進剤を供給し、定常的な直流放電の下、放電電流自身により磁場を誘起する(外部磁場を印加しない)、定常作動自己誘起磁場型MPD スラスタ(以下、単にMPD スラスタと記す。)を対象とする。図1にその概念を示す。この方式のMPD スラスタは、放電電流によるJoule加熱に起因する気体力学的推力、並びに、放電電流と磁場の相互作用によるLorentz力に起因する電磁推力を発生する。

MPD スラスタの技術成熟度は、実使用状態での性能評価に大規模な真空環境が必要となることが一因となり、概ね実験室レベルでの技術実証の段階に留まっている⁴⁾。そこで、著者らの研究グループでは、数値シミュレーションにより実験的な性能評価を代替し、スラスタの設計最適化を強力に促進することを試みている。しかしながら、既往の数値シミュレーションモデル・手法⁵⁻⁹⁾においては、後述する電極シースの影響を精度良く捉えられていないことが一

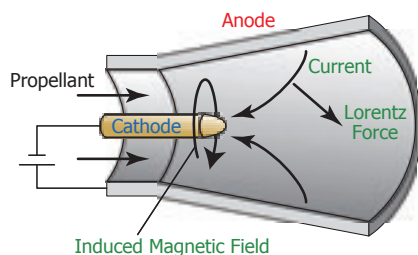


図1. MPDスラスタの作動概念.

因となり、その予測精度には少なからず改善の余地が残っている。

一般に、プラズマと壁が接する場合、その間にはプラズマ中の荷電粒子(陽イオン・電子)により、静電シースと呼ばれる、非常に薄い空間電荷層が形成される¹⁰⁾。MPDスラスタの電極表面においても静電シースは形成され(電極表面に形成される静電シースは電極シースとも呼ばれる)、プラズマと電極を行き来する荷電粒子の運動は電極シース内の電場に影響を受ける。よって、プラズマと電極の間の、電極シースを介した電気伝導および熱伝達は、プラズマ中あるいは電極中のそれらとは異なる特性を示す。特に電磁推力を支配的とするために大放電電流・低推進剤流量で駆動させる際には、陰極シースで消費される電力がスラスタ全体で消費される電力に対して無視できない割合を占めることが知られている¹¹⁾。

本研究においては、MPDスラスタの推進性能に対して特に重大な影響を与える可能性のある陰極シースを理論的なモデルにより考慮し、スラスタの電磁流体シミュレーションを行った結果について、性能予測の観点から議論する。

2. 解法

上述のように、プラズマと壁面が接する場合には、壁面の直近に電氣的に非中性な領域(以下シース領域と記す)が形成される。また、系のスケールが十分に大きい場合には、壁面から十分遠方は、シース領域の空間電荷の影響を受けない領域(以下バルクプラズマ領域と記す)となる。また、シース領域とバルクプラズマ領域との間には、それらの領域を接続する遷移領域(以下プレシース領域と記す)が形成される。シース領域は電氣的に非中性であることから、そのスケールはDebye長程度であると考えられている。また、壁面からバルクプラズマ領域までのスケールは、平均自由行程あるいは電離長程度であると考えられている。MPDスラスタ内の典型的なプラズマ条件下では、

Debye長 < 平均自由行程 < スラスタ寸法
となる。以下では、シース領域とプレシース領域の境界をシース端(SE: sheath edge)、プレシース領域とバルクプラズマ領域の境界をプラズマ境界(PB: plasma boundary)と記す。

本研究では、バルクプラズマ領域については、 r - z 2次元軸対象電磁流体モデルにより取り扱い、陰極シース・プレシース領域については、そのスケールがスラスト寸法に対して十分小さいため、1次元モデルを用い、電磁流体モデルの境界条件として取り扱った。

シミュレーション対象は、定常作動による実験が行われた代表的なスラストである Stuttgart 大学宇宙航行システム研究所 (IRS) の ZT3 スラスト¹²⁾とした。運転条件については、電磁推力の影響が十分顕著となる、推進剤流量 2.0 g/s、放電電流 10 kA とした。図2に電磁流体シミュレーションの計算格子を示す。また、表1にシミュレーションの条件をまとめた。

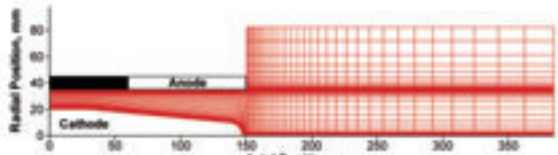


図2. 電磁流体シミュレーションの計算格子。

表1 シミュレーション条件。

スラスト形状	IRS-ZT3
陰極材料	W-ThO ₂
推進剤種	Ar
推進剤流量, g/s	2.0
放電電流, kA	10
陽極温度, K	1000
陰極温度, K	2800
入口ガス温度, K	1000

2. 1 プラズマ流れ

アルゴン推進剤のプラズマ流れについては、MHD 近似が成り立つと仮定し、 r - z 2次元軸対象電磁流体モデル^{8,9)}を用いた。同モデルは、粘性、圧縮性、熱伝導、Hall 効果、電子圧力勾配、電離非平衡（電離は1価電離のみ考慮）、重粒子と電子の熱的非平衡といった主要な実在気体効果を考慮した以下の方程からなる。

質量保存式：

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

イオン質量保存式：

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

運動量保存式：

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

重粒子エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_h}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_h + p) \mathbf{u}] \\ = p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \nabla \cdot (\lambda_h \nabla T_h) + \nabla \cdot (\bar{\boldsymbol{\tau}} \mathbf{u}) + \delta E \end{aligned} \quad (4)$$

電子エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_e}{\partial t} + \nabla \cdot (U_e \mathbf{u}) \\ = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \left(\lambda_e \nabla T_e + \frac{5 k T_e}{2 e} \mathbf{j} \right) \\ + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \frac{1}{en_e} \mathbf{j} \cdot \nabla p_e - \delta E - \dot{n}_i V_i \end{aligned} \quad (5)$$

磁場の誘導方程式：

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

ここで、重粒子エネルギー密度と電子エネルギー密度は、

$$E_h = \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + \frac{3}{2} n_h k_B T_h \quad (7)$$

$$U_e = \frac{3}{2} n_e k T_e \quad (8)$$

により定義し、電流、圧力に関しては、Ampère 則：

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (9)$$

Dalton 分圧則：

$$p = \sum_s p_s + p_e \quad (s = \text{Ar}, \text{Ar}^+) \quad (10)$$

理想気体の状態方程式：

$$p_s = n_s k_B T_s, p_e = n_e k_B T_e \quad (s = \text{Ar}, \text{Ar}^+) \quad (11)$$

の関係を仮定する。方程式系(1)-(6)を、対流項については MUSCL 法¹³⁻¹⁵⁾により2次精度化した TVD Lax-Friedrichs スキーム¹⁶⁾により、拡散項については2次精度中心差分により、有限体積的に離散化した。また、時間積分には1次精度 Euler 陽解法を用い、時間進行法により定常解を得た。

2. 2 陰極シース・プレシース

陰極シース・プレシース領域には、Prewett および Allen の1次元平面シースモデル¹⁷⁾に、0次元プレシースモデルを接続して拡張した Goodfellow のアークジェットスラスト向け陰極シース・プレシースモデル¹⁸⁾を基に、粒子流束の評価方法を MPD スラスト内のプラズマ条件に合わせて変更したモデルを適用した。同モデルでは、無衝突を仮定した電氣的に非中性なシース領域と、電離・再結合を考慮した電氣的に中性なプレシース領域とを接続し、PB でバルクプラズマの諸量を与えることで、シース領域およびプレシース領域の電位降下、ならびに PB での粒子流束およびエネルギー流束を決定する。陰極シース・プレシースの概念を図3に示す。

シース領域では、陰極から放出される熱電子、陰極へ向かう1価陽イオンおよび電子、陰極で中和されてプレシースへと戻る中性原子の4種類の粒子流束を区別している。陰極からの熱電子放出電流は、Richardson-Dashman の式で与えられる。

$$j_b = -e \Gamma_{b,SE} = -AT_w^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{eff}}{k_B T_w}\right) \quad (12)$$

ここで、Schottky 効果を考慮し、実効的な仕事関数を

$$\phi_{eff} = \phi - \sqrt{e E_{surf} / 4\pi \epsilon_0} \quad (13)$$

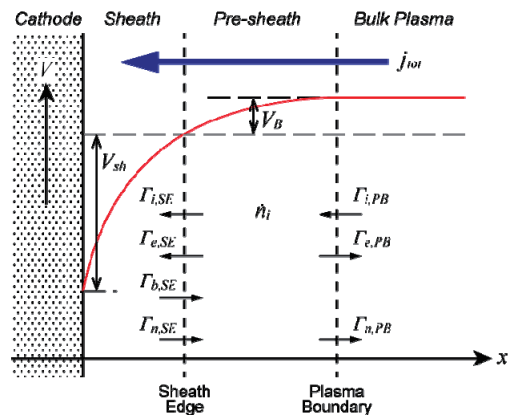


図3 陰極シース・プレシースの概念

により与えた. 陰極へ向かうイオンによる電流は, SE において, イオンが, ゼロイオン温度下の Bohm 条件の下限値により単一速度でドリフトすると仮定すると,

$$j_{i,SE} = e\Gamma_{i,SE} = -en_{i,SE}\sqrt{\frac{k_B T_{e,SE}}{m_i}} \quad (14)$$

により与えられる. また, 陰極へ向かう電子による電流は, 電子エネルギーの SE での Boltzmann 分布を仮定すると, シース領域の降下電圧 V_{sh} の分だけポテンシャル障壁を乗り越えるので,

$$j_{e,SE} = -e\Gamma_{e,SE} = \frac{1}{4}en_{e,SE}C_{e,SE}\exp\left(-\frac{eV_{sh}}{k_B T_{e,SE}}\right) \quad (15)$$

で与えられる. 陰極で中和されてプレシースへと戻る中性原子の粒子流束は, シース領域内の質量保存により,

$$\Gamma_{n,SE} = -\Gamma_{i,SE} \quad (16)$$

で与えられる. ここで, SE における熱電子の数密度は, 陰極温度と同等の初期エネルギーを有する熱電子がシース領域両端に生じる電位差 V_{sh} により加速されることを考慮すると,

$$n_{b,SE} = \Gamma_{b,SE} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{2(2k_B T_w + eV_{sh})}} \quad (17)$$

で与えられ, SE におけるイオン数密度は, SE での電荷中性の仮定により,

$$n_{i,SE} = n_{e,SE} + n_{b,SE} \quad (18)$$

で与えられる.

式(1), (3), (4), (5)により粒子流束が与えられると, シース内電位に関する Poisson 方程式により, 陰極表面での電場は以下の関係式を満たす¹⁸⁾.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{e\lambda_D E_{surf}}{k_B T_{e,SE}}\right)^2 \\ & = 4\nu_i \eta_B \left(\sqrt{1 + \eta_{sh}/\eta_B} - 1\right) \\ & \quad - 4J_b \left(\sqrt{\eta_{sh} + E_b} - \sqrt{E_b}\right) + 2\exp(-\eta_{sh}) - 2 \end{aligned} \quad (19)$$

ここで, 各無次元量は以下の様に定義する.

$$\eta_B = \frac{eV_B}{k_B T_{e,SE}} = \frac{\nu_i}{2 - J_b(\eta_c + E_b)^{-3/2}} \quad (20)$$

$$\nu_i = \frac{n_{i,SE}}{n_{e,SE}} = 1 + \frac{J_b}{\sqrt{\eta_{sh} + E_b}} \quad (21)$$

$$J_b = \frac{j_b}{en_{e,SE}} \sqrt{\frac{m_e}{2k_B T_e}} \quad (22)$$

$$\eta_{sh} = \frac{eV_{sh}}{k_B T_{e,SE}} \quad (23)$$

$$E_b = \frac{2k_B T_w}{k_B T_{e,SE}} \quad (24)$$

プレシース領域では, イオンの加速, 熱電子の熱化などの複雑な物理過程が生じているが, 電流保存とエネルギー保存を考慮すると, プレシース領域両端 (PB と SE) での電流と熱流束は以下の関係を満たす.

$$j_{e,PB} + j_{i,PB} - (j_{e,SE} + j_{i,SE} + j_b) = 0 \quad (25)$$

$$q_{e,PB} + q_{i,PB} + q_{n,PB} - (q_{e,SE} + q_{i,SE} + q_{n,SE} + q_{b,SE}) = \varepsilon_i \dot{n}_i d \quad (26)$$

ここで, PB でのイオン拡散電流¹⁹⁾は,

$$j_{i,PB} = e\Gamma_{i,PB} = en_{e,PB}U_{i,PB} \quad (27)$$

$$U_i = \frac{1}{en_e} \frac{D}{(1+D)} j_{tot} \quad (28)$$

$$D = \frac{\rho_e}{\rho} + \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\mu_n}{\mu_e} \left(1 - \frac{\nu_{ie}}{\nu_{eh}}\right) \quad (29)$$

PB での電子電流は,

$$j_{e,PB} = -e\Gamma_{e,PB} = j_{tot} - j_{i,PB} \quad (30)$$

PB での中性粒子流束は, 質量保存則より,

$$\Gamma_{n,PB} = -\Gamma_{i,PB} \quad (31)$$

と与えた. また, 熱流束は, それぞれ

$$q_{i,SE} = \Gamma_{i,SE} \cdot eV_B \quad (32)$$

$$q_{e,SE} = \Gamma_{e,SE} \cdot (2k_B T_{e,SE} + eV_{sh}) \quad (33)$$

$$q_{n,SE} = \Gamma_{n,SE} \cdot 2k_B T_w \quad (34)$$

$$q_{b,SE} = \Gamma_{b,SE} \cdot (2k_B T_w + eV_{sh}) \quad (35)$$

$$q_{i,PB} = \Gamma_{i,PB} \cdot 2k_B T_{h,PB} \quad (36)$$

$$q_{e,PB} = \Gamma_{e,PB} \cdot 2k_B T_{e,PB} \quad (37)$$

$$q_{n,PB} = \Gamma_{n,PB} \cdot 2k_B T_{h,PB} \quad (38)$$

と与えた. プレシース領域内での電離・再結合は, プレシース内の質量保存により,

$$\dot{n}_i d = \Gamma_{i,SE} - \Gamma_{i,PB} \quad (39)$$

を満たす.

非線形方程式系(19), (25), (26)は, シース領域での降下電圧 V_{sh} , SE での熱的な電子の数密度 $n_{e,SE}$, 電極表面電場 E_{surf} を未知変数として, PB での合計電流密度 j_{tot} , 電極壁温 T_w , 重粒子温度 T_h , 電子温度 T_e , 圧力 p , 電離度 α , ならびに陰極の壁温 T_w を与えることにより数値的に解ける.

シースモデルによる出力の一例として, MPD スラスタの陰極先端付近の典型的なプラズマ諸量を用いて算出した陰極シース降下電圧 (陰極シース・プレシースの合計降下電圧) の陰極壁温および電流密度依存性を図4に示す.

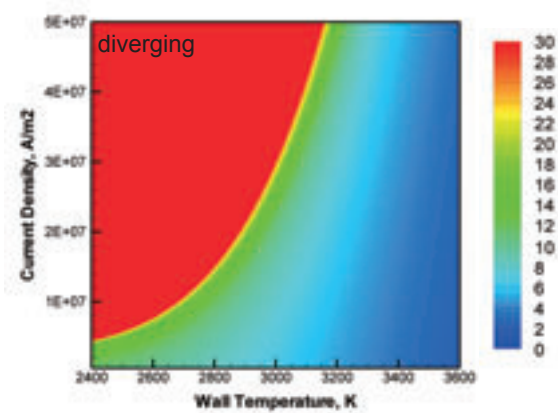


図4. 陰極シース降下電圧の陰極壁温および電流密度に対する依存性. 低壁温かつ高電流密度の条件では, 熱電子放出電流の不足により解が発散的となる²⁰⁾. [Ar, $T_{h,PB} = T_w$, $T_{e,PB} = 30000$ K, $p = 3$ kPa, Fully Ionized]

2. 3 連成手法

電磁流体モデルと陰極シース・プレシースモデルは, 電磁流体シミュレーションの計算格子の陰極壁面上で接合し, 陰極シース・プレシースモデルを電磁流体シミュレーションに組み込んだ. 陰極シース・プレシースモデルの入力パラメータとして必要となる PB でのプラズマ諸量を, 電磁流体モデルの陰極壁面上のプラズマ諸量で与えた. また, 陰極シース・プレシース電圧の分布により生じる, 陰極に沿う電場を, PB でのプラズマ諸量により決定する電場 $E_{||}$ に一致させるため, 電磁流体モデルにおける磁場の境界条件として,

$$E_{||} = -\nabla_{||}(V_{sh} + V_B) \quad (40)$$

とした.

3. 結果および考察

陰極シース降下電圧の陰極に沿う分布を図5に示す。陰極シース降下電圧は、陰極根元から先端に向かって概ね単調に増加する傾向を示した。陰極先端 ($z = 150$ mm) 付近では、およそ 10 - 20 V 程度となり、中田らにより準定常作動 MPD スラスタで測定された値¹¹⁾に準ずる結果となった。陰極シース降下電圧の分布は、陰極上での電流密度分布が陰極先端に向かって増加する傾向を持つこと(後述)、並びに、陰極近傍(PB)での電子温度分布が陰極先端に向かって増加する傾向を持つことに起因すると考えられる。

陰極シース・プレシースモデルを境界条件として適用した場合と適用しなかった場合の陰極上電流密度分布を図6に示す。陰極シース・プレシースモデルの適用の有無に関わらず、電流密度は陰極先端に向かって上昇する傾向を示したが、陰極シース・プレシースモデルを適用することにより電流密度の分布は平準化された。これは、陰極シース降下電圧が電流密度と正の相関を持つことに起因すると考えられる。即ち、陰極先端に向かって陰極シース降下電圧が上昇すると、陰極シース降下電圧の勾配を緩和する様に電流分布が変化するが、陰極シース降下電圧と電流密度が正の相関を持つ場合には、同時に電流密度分布の勾配も緩和され、電流密度分布に平準化が生じたと考えられる。

陰極シース・プレシースモデルを適用した場合と適用しなかった場合の放電電流経路を図7に示す。まず、陰極シース・プレシースモデルの適用の有無に関わらず、陽極上でも陰極上と同様に、スラスタ下流側に電流集中が見られた。これは、推進剤が流下するに従って加熱を受けること、並びに、流路内で顕著な Hall 効果が生じていることに起

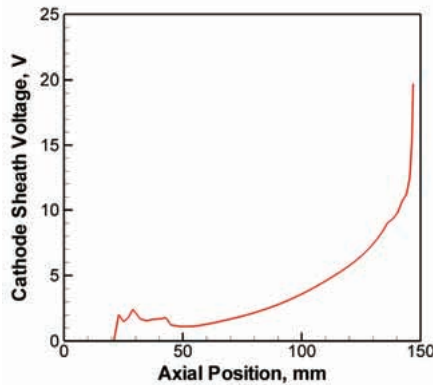


図5. 陰極降下電圧の分布. [ZT3, Ar, 2g/s, 10kA]

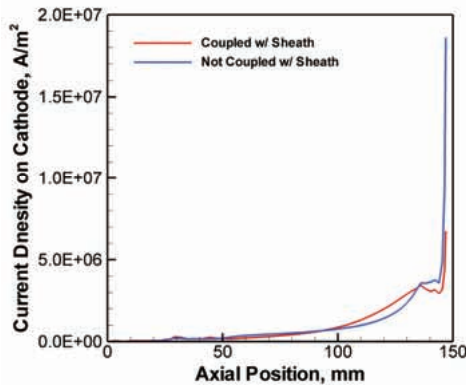


図6. 陰極上電流密度の分布. 赤線は陰極シース・プレシースモデルとの連成有りの場合、青線は陰極シース・プレシースモデルとの連成無しの場合. [ZT3, Ar, 2g/s, 10kA]

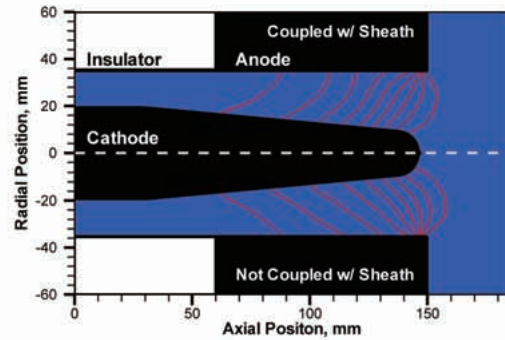


図7. 放電電流経路. 上半は陰極シース・プレシースモデルとの連成有りの場合、下半は陰極シース・プレシースモデルとの連成無しの場合. [ZT3, Ar, 2g/s, 10kA]

因すると考えられる。この傾向は、Stuttgart 大学 IRS のほぼ同形状の実験機 ZT1 スラスタで測定した電流分布の傾向²¹⁾と良く一致している。また、陰極シース・プレシースモデルを適用しない場合には、陰極先端での電流集中が、相対的に顕著となることから、電流経路も全体として、相対的に下流へシフトし、スラスタ出口 ($z = 150$ mm) 付近では、電流経路の張り出しも、相対的に顕著となっている。

陰極シース・プレシースモデルを適用した場合と、適用しなかった場合の推進性能を表2にまとめた。バルクプラズマ降下電圧および陰極シース降下電圧は、バルクプラズマ領域に投入された電力および陰極シース・プレシース領域に投入された電力を、それぞれ放電電流で除した、平均値に相当する値を示している。まず、推力については、いずれの場合にも、ほぼ同等の値を得た。これは、放電電流と電極表面上での電流分布により決定される電磁推力が全推力の9割程度を占め、電磁推力が支配的となっていることに起因すると考えられる。推力が同等であることから比推力に関しても、陰極シース・プレシースモデルの適用の有無に関わらず、ほぼ同等の値を得た。放電電圧に関しては、陰極シース・プレシースモデルとの連成によりプラズマ流れの諸量と陰極温度に基づいた陰極シース降下電圧の定量的評価が可能となったことにより、およそ陰極シース降下電圧の分だけ差異が生じた。Stuttgart 大学 IRS における実験によれば、同じ運転条件ではおよそ 20 V の放電電圧が得られている¹²⁾ので、良好な一致が確認できた。

本研究におけるスラスタ形状および運転条件では、放電電圧のうち陰極シース降下電圧の占める割合は 31%であり、陰極シースは MPD スラスタにおける主要な電力消費要因となっており、陰極シースの存在が MPD スラスタの推進性能予測に与える影響が大きいことが確認された。

表2 推進性能

	陰極シース連成	
	有り	無し
推力, N	11.4	11.2
気体力学的推力, N	1.6	1.6
電磁推力, N	9.8	9.6
比推力, s	581	572
放電電圧, V	21.0	12.6
バルクプラズマ, V	14.8	12.6
陰極シース, V	6.2	-
投入電力, kW	210	126

4. 結論

本研究では、アルゴンを推進剤とする定常作動自己誘起磁場型MPDスラスタ (Stuttgart 大学 IRS の ZT3 スラスタ) に対して、電磁推力が十分支配的となる、推進剤流量 2.0 g/s、放電電流 10 kA の運転条件下で、陰極シース・プレシースモデルを電極上の境界条件として組み込むことにより電極現象を考慮した電磁流体シミュレーションを行った。その結果として以下の結論を得た。

- 放電電圧の予測値 (21.0 V) は、Stuttgart 大学 IRS における実験結果 (約 20 V) との良好な一致を示した。
- 放電電圧のうち、陰極シース電圧の占める割合は 31% と高く、陰極シースはこの MPD スラスタの主要な電力消費要因であることが示唆される。
- 電流密度および陰極近傍の電子温度が陰極先端に向かって上昇することから、陰極シース降下電圧も陰極先端に向かって上昇することが示唆される。
- 陰極シース降下電圧の勾配により、陰極表面での電流分布は影響を受け、電流集中は平準化されることが示唆される。

本研究では、簡単のため、陰極温度を根元から先端まで 2800 K で一様と仮定して電磁流体シミュレーションを行った。しかしながら、本研究で用いた陰極シース・プレシースモデルにおいて、陰極シース降下電圧は陰極温度に強く依存している。このため、今後は、電極温度分布に対する仮定の妥当性をより詳細に検討することが必要となる。

記号

A	= Richardson 定数
B	= 磁束密度
\mathbf{B}	= 磁束密度ベクトル
C	= 熱速度
E	= エネルギー密度, 電場
e	= 電荷素量
\bar{I}	= 単位テンソル
J_d	= 放電電流
j	= 電流密度
\mathbf{j}	= 電流密度ベクトル
k_B	= Boltzmann 定数
\dot{m}	= 推進剤質量流量
n	= 数密度
p	= 圧力 (静圧)
q	= 熱流束
r	= 半径, 半径方向座標
T	= 温度 (静温)
t	= 時間
U	= 内部エネルギー密度
\mathbf{u}	= 流速ベクトル
V	= 電圧
x	= 空間座標
z	= 軸方向座標
α	= 電極形状係数
β	= Hall パラメータ
Γ	= 粒子流束
δE	= 電子から重粒子へのエネルギー緩和
λ	= 熱伝導率
λ_D	= Debye 長
μ_0	= 真空の透磁率
ρ	= 質量密度
σ	= 電気伝導度

$\bar{\tau}$	= 粘性応力テンソル
ϕ	= 仕事関数
下付き添え字	
//	: 電極に平行な方向
a	: 陽極
B	: Bohm
b	: パルクプラズマ, 熱電子
c	: 陰極
d	: 放電
e	: 電子
eff	: 実効
h	: 重粒子
i	: イオン
n	: 中性粒子
PB	: プラズマ境界
s	: 化学種
SE	: シース端
sh	: シース
$surf$: 電極表面
tot	: 合計
w	: 壁面
θ	: 方位角方向

参考文献

- 1) Martinez, R., Goodliff, K., and Whitley, R.: ISECG Global Exploration Roadmap: A Stepwise Approach to Deep Space Exploration, AIAA SPACE 2013 Conference and Exposition, AIAA 2013-5504, San Diego, CA, USA, September 2013.
- 2) 栗木恭一・荒川義博: 電気推進ロケット入門, 東京大学出版会, 東京, 2003.
- 3) Jahn, R. G.: Physics of Electric Propulsion, McGraw-Hill Inc., New York, 1968.
- 4) Sovey, J. S., and Mantenicks, M. A.: Performance and Lifetime Assessment of Magnetoplasmadynamic Arc Thruster Technology, Journal of Propulsion and Power, Vol. 7, No. 1, 1991, pp. 71-83.
- 5) Mikellides, P. G.: Modeling and Analysis of a Megawatt-class Magnetoplasmadynamic Thruster, Journal of Propulsion and Power, Vol. 20, No. 2, 2004, pp. 204-210.
- 6) Heiermann, J., and Auweter-Kurtz, M.: Numerical and Experimental Investigation of the Current Distribution in Self-field Magnetoplasmadynamic thrusters, Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 1, 2005, pp. 119-128.
- 7) Sankaran, K., Choueiri, E. Y., and Jardin, S. C.: Comparison of Simulated Magnetoplasmadynamic Thruster Flowfields to Experimental Measurements, Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 1, 2005, pp. 129-138.
- 8) Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y.: Comparison of Simulated Plasma Flow Field in a Two-Dimensional Magnetoplasmadynamic Thruster With Experimental Data, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 37, No. 12, 2009, pp. 2390-2398.
- 9) 窪田健一・佐藤博紀・船木一幸・奥野喜裕: MPD スラスタの電磁流体数値シミュレーション (<特集> 電気推進・先端推進の数値シミュレーション), 日本航空宇宙学会誌, Vol. 59, No. 695, 2011, pp. 396-401.
- 10) Riemann, K. U.: The Bohm Criterion and Sheath Formation, Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 24, no. 4, 1991, pp. 493-518.
- 11) Nakata, D., Toki, K., Funaki, I., Shimizu, Y., Kuninaka, H., and Arakawa, Y.: Experimental Measurement of Total Sheath Fall Voltage in an MPD Thruster, 44th

- AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA-2008-4635, Hartford, CT, USA, July 2008.
- 12) Winter, M., Boie, C., Auweter-Kurtz, M., and Kurtz, H. L.: Experimental and Numerical Investigation of Steady State MPD Thrusters, 2nd European Spacecraft Propulsion Conference, ESA SP-398, Noordwijk, the Netherlands, May 1997.
 - 13) van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A New Approach to Numerical Convection, *Journal of Computational Physics*. Vol. 23, 1977, pp. 276-299.
 - 14) van Leer, B.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second-Order Sequel to Godunov's Method, *Journal of Computational Physics*. Vol. 32, 1979, pp. 101-136.
 - 15) Kolgan, V. P.: Application of the Principle of Minimizing the Derivative to the Construction of Finite-Difference Schemes for Computing Discontinuous Solutions of Gas Dynamics, *Journal of Computational Physics*, Vol. 230, 2011, pp. 2384-2390.
 - 16) Tóth, G., and Odstřil, D.: Comparison of Some Flux Corrected Transport and Total Variation Diminishing Numerical Schemes for Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Problems, *Journal of Computational Physics*, Vol. 128, No. 1, 1996, pp. 82-100.
 - 17) Prewett, P. D., and Allen, J. E.: The Double Sheath Associated with a Hot Cathode, *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol. 348, No. 655, 1976, pp. 435-446.
 - 18) Goodfellow, K. D.: Theoretical Investigation of Cathode Operation in High-Power Arcjets, 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA 95-3061, San Diego, CA, USA, 1995.
 - 19) Mitchner, M., and Kruger Jr., C. H.: *Partially Ionized Gases*, John Wiley and Sons, New York, 1973.
 - 20) Kawasaki, A., Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y.: Numerical Study of Plasma Flow and Electrode Sheath in a Magnetoplasma-dynamic Thruster, Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2014, AJCPP-2014-20, Jeju, Korea, March 2014.
 - 21) Kurtz, H. L., Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Habiger, H., Merke, W., and Schrade, H. O.: Cylindrical Steady-State MPD Thruster, 20th International Electric Propulsion Conference, IEPC-88-025, Garmish-Partenkirchen, West Germany, 1988.

