

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

第53回流体力学講演会／ 第39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 53rd Fluid Dynamics Conference /
the 39th Aerospace Numerical Simulation Symposium

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム運営委員会

開催日：2021年6月30日(水) ～ 7月2日(金)

開催場所：Cisco Webex Meetingsによるオンライン会場

30 June ～ 2 July, 2021

Cisco Webex Meetings

2022年2月

February 2022

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

まえがき

第 39 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム (ANSS) は、今年も日本航空宇宙学会空力部門委員会担当の第 53 回流体力学講演会 (流力) との合同開催により 2021 年 6 月 30 日～7 月 2 日の 3 日間にわたって開催されました。新型コロナウイルス感染症の収束が見通せないため昨年に引き続きオンラインでの実施となりましたが、ワークショップを含む講演数は 162 件と昨年から大幅に増加し、参加登録人数も過去最多に迫る 302 名と大変盛会となっています。

今回は国内外の招待講演もオンラインで実施されました。海外からは 7 月 1 日朝にアメリカ西海岸から Boeing 社の Jeffrey P. Slotnick 氏より "Advancing CFD Vision 2030: Progress and Future Plans within the Aerospace Community" という題目で、同日夕にはベルギーから Cadence 社の Charles Hirsch 教授より "The Road towards Next Generation CFD Software Systems" という題目でそれぞれご講演いただいています。Slotnick 氏はご自身が委員として携わっている CFD Vision 2030 のこれまでの活動と、航空機高揚力形態の空力予測などの挑戦的課題、Certification by Analysis など幅広いテーマについてお話しくださしました。Hirsch 教授のご講演では、乱流モデリングや AI を用いた設計手法など現在の CFD の課題についてご議論いただきました。両講演とも非常に示唆に富んだ貴重なお話をいただけたものと考えています。

最終日の 7 月 2 日には国内から東北大学の浅井圭介教授と東京理科大学の松尾裕一教授にご講演いただきました。浅井教授のご講演では "「風洞屋」の流体力学" という題目で、40 年以上にわたるご自身の風洞屋としての研究生活を振り返りながら、携わった様々な研究テーマや多くの研究者との繋がりをご紹介いただきました。松尾教授のご講演は「数値風洞の過去・現在・未来」という題目で、JAXA 在職時にスパコンの導入に携わったご経験も踏まえて、CFD とその応用に関してハードウェア・ソフトウェア両面の 30 年間の進歩についてお話しくださしました。諸先輩方のご経験は後進にとって重要な知見となったに違いありません。

今回は 3 日間、5 パラレルのオンライン会場で一般並びに企画セッションが実施されました。今年で 7 回目となる "Seventh Aerodynamics Prediction Challenge (APC-7)" では昨年に引き続き NASA-CRM モデルを対象として解析結果の比較検討も行われています。その他には流力/ANSS 合同企画として「高レイノルズ数流れと空気力学」、「航空宇宙流体データ科学の新展開」、「低レイノルズ数流れ」、「革新回転翼機・eVTOL 機の空力的課題」、「空力音の予測と低減」、「民間超音速機実現のための空力設計技術」が、流力単独企画として「先進流体計測技術」、「デトネーションおよび圧縮性反応流の応用」、また ANSS 単独企画として「第 2 回直交格子 CFD ワークショップ」、「航空機開発のための多分野統合シミュレーション」、「宇宙輸送を支えるシミュレーション」、「複雑形状の実用非定常シミュレーション」が実施されました。いずれの企画も聴衆の関心が高く、質疑応答セッションでは活発な議論が交わされました。100 名近い参加者が入室しているセッションもあり、会場の収容人数に制限のないオンライン開催の恩恵とも感じています。

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 JAXA 藤田和央氏をはじめ同部門委員、並びに日本航空宇宙学会事務局の方々、またオンライン会場事務局運営にご協力いただいた東京大学柏キャンパスの方々等、関係者各位のご尽力に謝意を表します。

2021 年 10 月 26 日

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

運営委員長 伊藤 健

ANSS 運営委員会委員

伊藤 健 (委員長)、相曾 秀昭、青山 剛史、阿部 浩幸、池田 友明 (幹事)、石川 敬掲、上野 真、賀澤 順一、齊藤 健一、佐藤 茂、清水 太郎、高橋 孝、芳賀 臣紀、橋本 敦、長谷川 進、藤田 直行、松山 新吾、村上 桂一、村山 光宏、山根 敬、力武 有為子 (事務局)

目 次

Advancing CFD Vision 2030: Progress and Future Plans within the Aerospace Community	1
Jeffrey P. Slotnick (Boeing Commercial Airplanes)	
“風洞屋”の流体力学	13
浅井 圭介 (東北大学)	
数値風洞の過去・現在・未来	51
松尾 裕一 (東京理科大学)	
Over-the-Fuselage-Nacelle 形態機のエンジン-胴体間流路断面積の変化が空力性能に及ぼす影響 調査	85
新井 陽生, 荻野 翔矢, 金崎 雅博 (東京都立大学), 伊藤 靖, 村山 光宏, 山本 一臣 (JAXA)	
JSS3/TOKI 概要と大規模チャレンジ速報	95
藤田 直行 (JAXA)	
Particle-In-Cell 法を用いた太陽コロナ中の太陽風におけるプラズマと衛星表面の干渉モデルに 関する研究	101
Jorge Alberto Garcia Perez, 鈴木 宏二郎 (東京大学)	
前進飛行におけるコンパウンドヘリコプタのロータと主翼の空力干渉	109
濱本 佑典, 赤坂 剛史 (金沢工業大学), 田辺 安忠, 菅原 瑛明 (JAXA)	
An Artificial Neural Network-Assisted Genetic Algorithm with Application to Multi-Objective Transonic Airfoil Shape Optimization	115
Hariansyah Muhammad Alfiyandy, 下山 幸治 (東北大学)	
垂直風洞によるバドミントン用シャトルコックの静的空力特性の解明	125
板倉 嘉哉, 遠藤 果歩, 重田 実穂 (千葉大学)	
リージョナルジェット機 2 輪主脚に対する低騒音化設計	131
伊藤 靖, 高石 武久, 少路 宏和 (JAXA), 島田 彰久 (住友精密工業), 林 賢亮 (三菱重工業), 上野 陽亮 (川崎重工業)	

$Re_\theta = 14,000$ の超音速風洞壁に発達する乱流境界層の平均速度計測	141
貝原 涼弥, 黒瀬 章弘, 河内 俊憲 (岡山大学)	
移動重合格子ソルバを用いた火星探査ヘキサコプタ”HAMILTON”のロータ周りの空力特性調査 ...	149
岸 祐希, 金崎 雅博 (東京都立大学), 杉浦 正彦, 田辺 安忠, 大山 聖 (JAXA), 佐藤 允 (工学院大学)	
ダブルコーン型再使用ロケットの実機スケール数値解析による軸力特性の予測	157
間々下 智広 (横浜国立大学), 武藤 智太朗 (東京大学), 北村 圭一 (横浜国立大学), 野中 聡 (JAXA)	
SGS モデルなんて飾りです. ユーザーにはそれがわからんのです	167
松山 新吾 (JAXA)	
2 次元 Jet-In-Cross Flow における時間変動場抑制に向けた形状最適化問題	175
中澤 嵩 (大阪大学), 三坂 孝志 (産総研)	
甲虫羽ばたき翼周りにおける流れ場の可視化	185
野瀬 優太, 長谷川 純大, 北川 一敬 (愛知工業大学)	
スクラムジェットエンジン性能向上に関する試みー性能を左右する内部流剥離の範囲	193
佐藤 茂 (JAXA), 福井 正明 (スペースサービス), 宗像 利彦, 渡邊 孝宏, 高橋 正晴 (日立ソリューションズ東日本)	
埋め込み境界法と移動格子による Caradonna-Tung 回転翼の非定常乱流解析	201
菅谷 圭祐, 今村 太郎 (東京大学)	
簡易な強制破膜装置を援用した空気衝撃波の形成	211
田島 尚起, 石井 翔太, 船津 賢人, 中沢 信明 (群馬大学)	
CFD 構造格子プログラムの PRIMEHPC FX1000 向け高速化チューニングについて	217
高木 亮治 (JAXA)	
突起を有する細長物体の空力解析における乱流モデルの影響	225
筒井 史也, 北村 圭一 (横浜国立大学), 野中 聡 (JAXA)	
画像伝送光ファイバーを応用した 3 次元 BOS 法の原理と基礎特性	235
鵜飼 孝博 (大阪工業大学)	

乱流燃焼解析コード CHARIOT による RDRE 内部の爆轟波伝播解析 ー爆轟波伝播の 2 次元解析ー	243
王 発明, 水書 稔治 (東海大学), 松山 新吾 (JAXA)	
衝突輻射モデルと分光計測を融合した衝撃波背後のアルゴンプラズマの電子温度・電子密度決 定法	247
山田 剛治 (東海大学)	
非構造流体解析ソルバ FaSTAR-Move における移動重合格子法の研究開発	253
保江 かな子 (JAXA), 布施 亮祐, 菱田 学 (菱友システムズ), 菅原 瑛明, 田辺 安忠 (JAXA)	
Acceleration of the FaSTAR Solver on GPU with OpenACC	263
Zehner Paul, 橋本 敦 (JAXA)	
Development of an Automated Test Suite for a CFD Solver	273
Zehner Paul, 橋本 敦 (JAXA)	



Advancing CFD Vision 2030

Progress and Future Plans within the Aerospace Community

Jeffrey Slotnick

Technical Fellow, Boeing Commercial Airplanes

53rd Fluid Dynamic Conference / 39th Aerospace Numerical Simulation Symposium
30 June 2021

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

53rd Fluid Dynamic Conference / 39th Aerospace Numerical Simulation Symposium | CFD Vision 2030

Outline

- **CFD Vision 2030**
- **Current Landscape**
- **AIAA CFD2030 Integration Committee**
- **Activities**
 - Progress Towards CFD Vision 2030
 - CFD Grand Challenges
- **Community Collaboration Opportunities**
 - High Lift Common Research Model (CRM-HL) Ecosystem
 - High Lift Prediction Workshop
 - Certification by Analysis (CbA)
- **Summary**

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 2

CFD Vision 2030

- **Emphasis on physics-based, predictive modeling**

Transition, turbulence, separation, unsteady/time-accurate, chemically-reacting flows, radiation, heat transfer, acoustics and constitutive models

- **Management of errors and uncertainties**

Quantification of errors and uncertainties arising from physical models, mesh and discretization, and natural variability

- Automation in all steps of the analysis process

Geometry creation, meshing, large databases of simulation results, extraction and understanding of the vast amounts of information

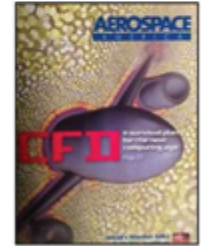
- **Harness exascale HPC architectures**

Multiple memory hierarchies, latencies, bandwidths, programming paradigms and runtime environments, etc.

- Seamless integration with multi-disciplinary analyses and optimizations

High fidelity CFD tools, interfaces, coupling approaches, the science of integration, etc.

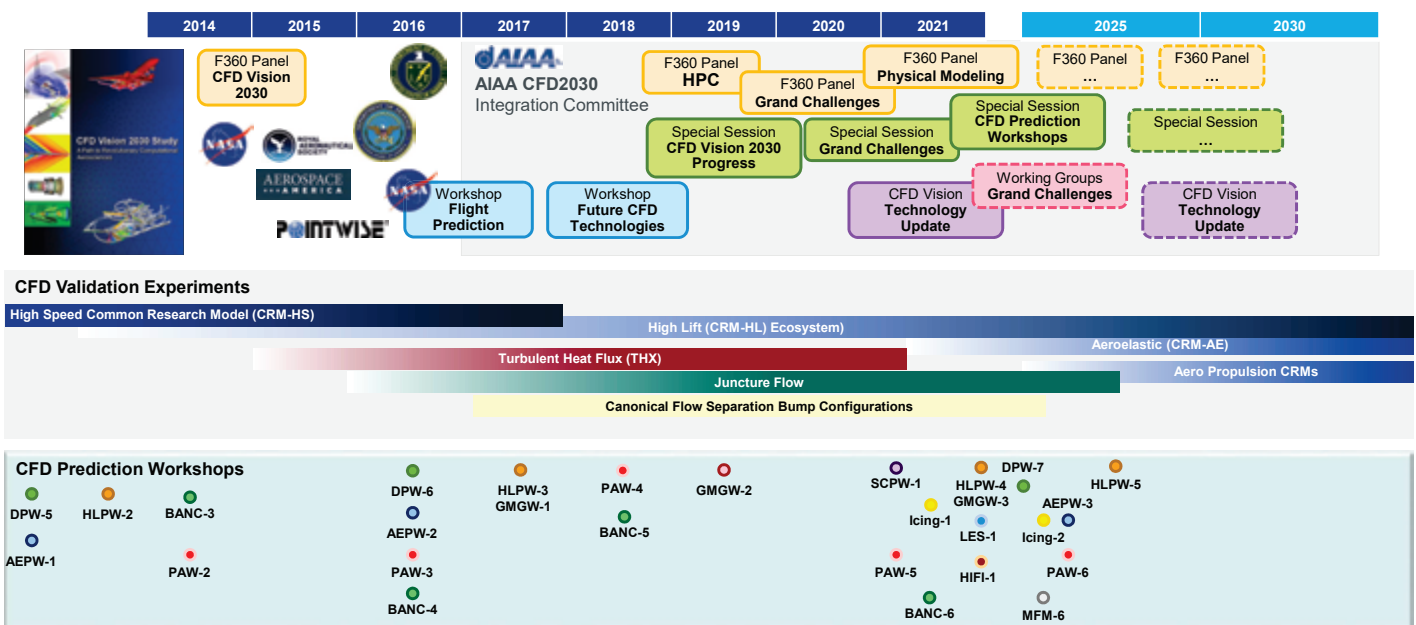
Slotnick, et al., "CFD Vision 2030 Study: A Path to Revolutionary Computational Aerosciences," NASA/CR-2014-218178, 2014



Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 3

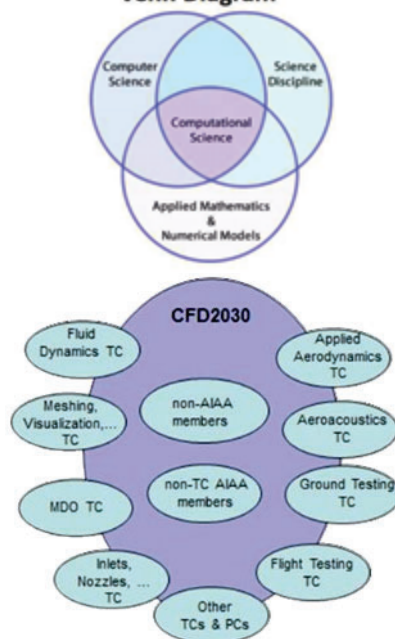
Landscape



CFD2030 Integration Committee (IC)

- Established in 2017
- Hosted by AIAA
- Paid membership in AIAA is not required for participating as a member of IC
- Objective: *Promote a **community of practice** engaged in developing methods, models, physical experiments, software, and hardware for revolutionary advances in **computational simulation technologies** for analysis, design, certification, and qualification of aerospace systems*
- <http://www.cfd2030.com/index.html>
- Chair: Dimitri Mavriplis, Univ. of Wyoming
- 44 current members (48% government, 36% industry, 16% academia)
 - All US-based, but the IC is open to international participation

Computational Science
Venn Diagram

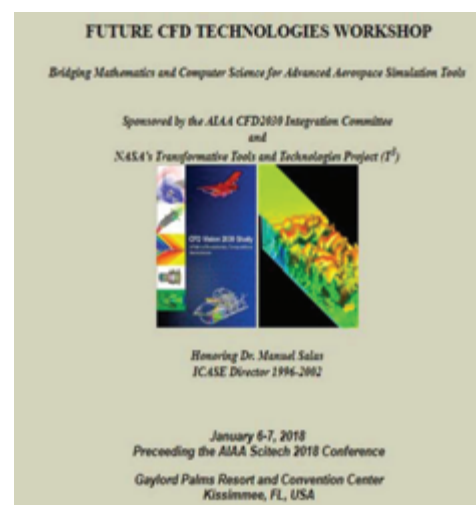


Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 5

Future CFD Technologies Workshop

- January 6-7, 2018 – Proceeded AIAA SciTech conference
 - First event hosted by CFD2030
- Objectives:
 - Bridging **fundamental disciplines** for advanced aerospace simulation tools:
 - Applied Mathematics/Computer Science/Physical Modeling
 - **Coordination/collaboration/interaction** with government agencies/professional societies/technical communities
 - Raise awareness of importance of intersecting disciplines in Aerospace community
- Multiple sessions held over 2 days:
 - Basic research
 - Application drivers
 - Math/algorithmic drivers
 - Technology drivers
 - HPC
 - Emerging Technologies



Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 6

Progress Towards CFD Vision 2030

Special Session: Progress Towards CFD Vision 2030

2019 (Aviation)

John Cavolowsky (NASA-TAC Program)
 Jeffrey Slotnick (Boeing)
 Gorazd Medic (UTRC)
 Eric Nielsen (NASA-LaRC)
 Scott Morton (CREATE-AV Program)
 Dimitri Mavriplis (Univ of Wyoming)
 John Chawner (Pointwise) / Nigel Taylor (MBDA)
 Philippe Spalart (Boeing) / Michael Strelets (NTS)

Discussion Topics

- Role of NASA Aeronautics
- Industry (airplane/propulsion) perspectives
- Importance of HPC
- Geometry and Mesh Generation
- Turbulence prediction

Forum 360: HPC

2020 (SciTech)

Jeffrey Slotnick (Boeing, Moderator)
 Roy Campbell (DoD-HPCMP)
 Doug Kothe (DoE-ECP Program)
 Eric Nielsen (NASA-LaRC)
 Scott Morton (CREATE-AV Program)

Discussion Focus

- Drivers: Virtual testing, streamlined product acquisition
- Hardware: Shift to exascale, GPUs, load/system balancing, capability vs capacity
- Software: Toolkits → stacks → apps, strategic/long-term code refactoring,
- Algorithms: Asynchronous communication, concurrency, strong scaling, mixed-precision

Forum 360: Physical Modeling

2021 (Aviation) – Planned

Brian Smith (Lockheed Martin, Moderator)
 Florian Menter (Ansys)
 Oriol Lehmkuhl (BSC)
 Meelan Choudari (NASA)
 Venkat Raman (Univ of Michigan)

Discussion Focus

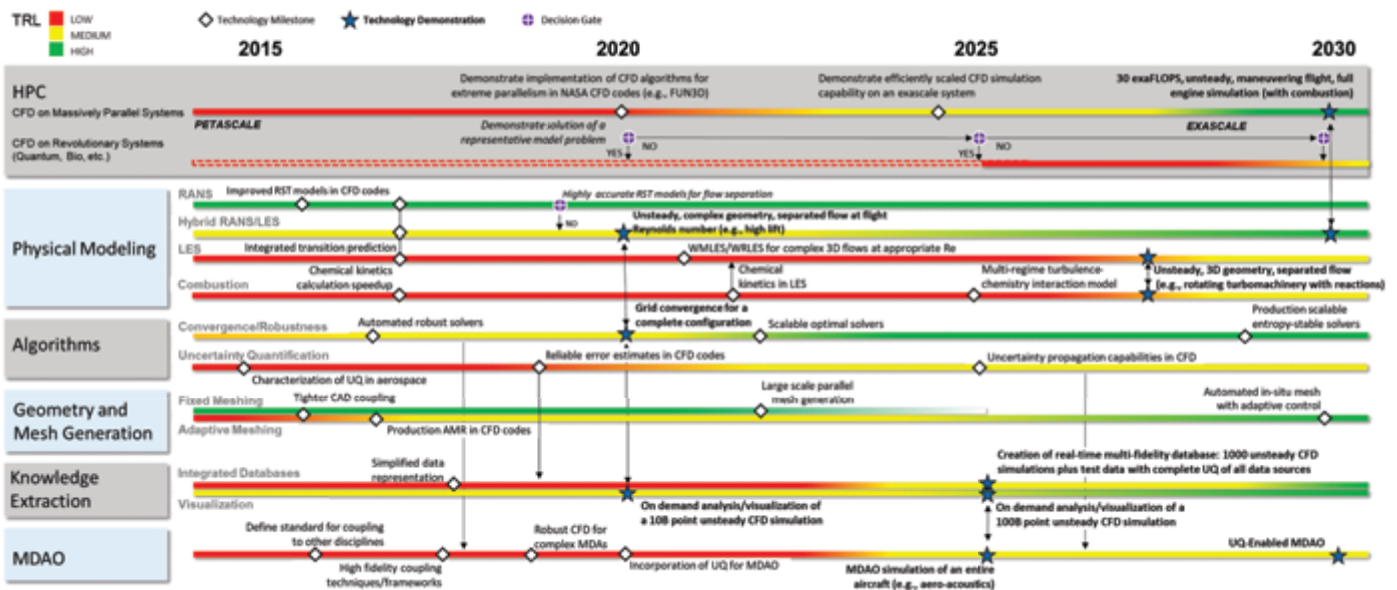
- Scale-resolving simulations and high-fidelity modeling of combustion and flow transition
- Error control and UQ
- Use of AI/ML and data fusion with limited test data
- CFD validation requirements

Roadmap Update

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 7

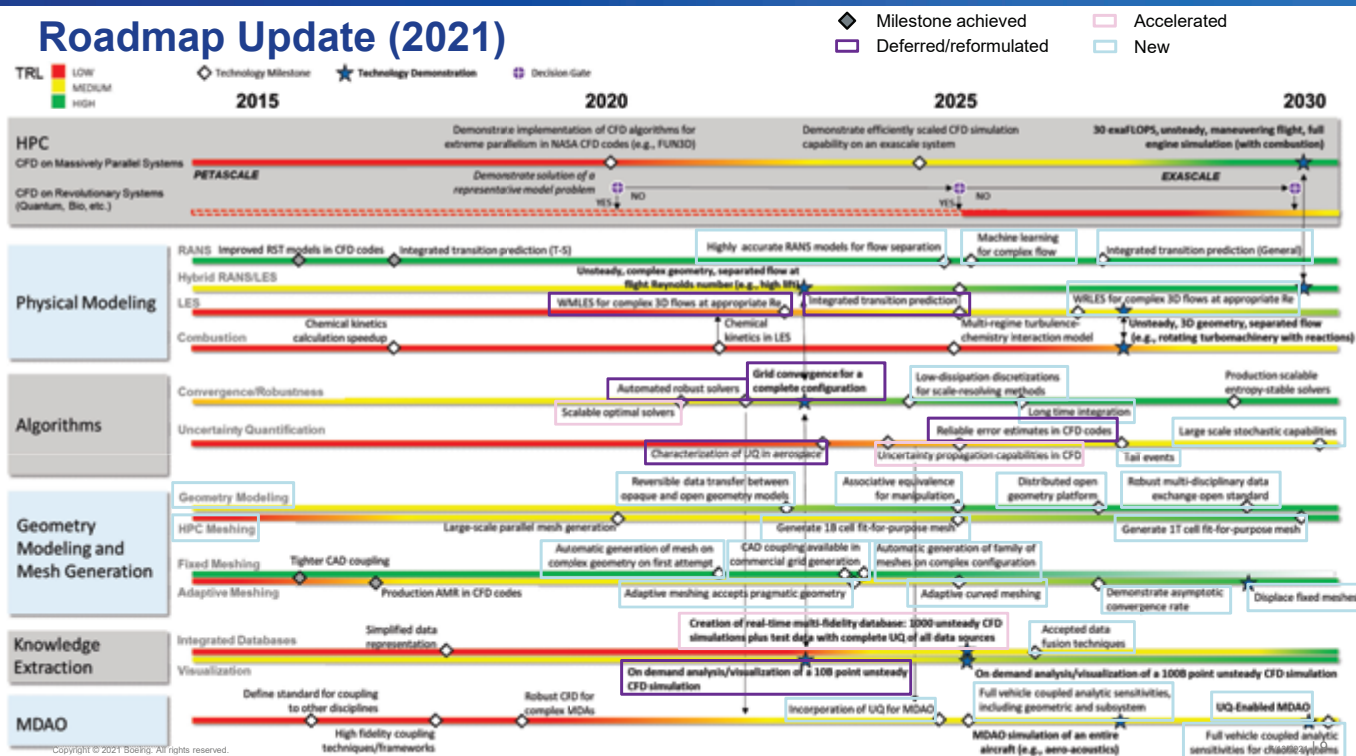
Original CFD Vision 2030 Roadmap (2014)



Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 8

Roadmap Update (2021)



CFD Grand Challenges

F360: Aerospace Grand Challenge Problems for Revolutionary CFD Capabilities

2020 (Aviation)

Juan Alonso (Stanford, Moderator)
John Cavolowsky (NASA-TAC Program)
Ray Gomez (NASA-JSC)
Micah Howard (Sandia)
Om Sharma (UTRC)
Steve Wells (Boeing)

Discussion Focus

- Need and value of Grand Challenge (GC) problems to drive technology innovation
- Overview of 4 GCs described: high-lift, full engine simulation, space access, and hypersonics
- Highlights key technical obstacles and the quantified benefit to industrial product development in overcoming those obstacles.

Special Session: CFD 2030 Grand Challenge Problems for Numerical Simulation in Aerospace Engineering

2021 (SciTech)

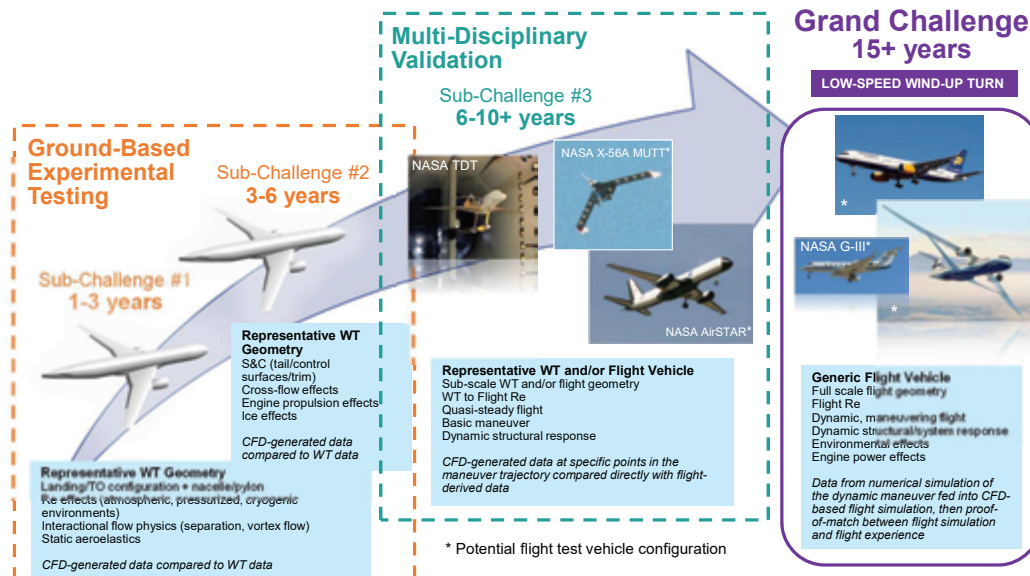
Jeffrey Slotnick (Boeing)
David Schuster (NASA-LaRC)
M. S. Anand (Rolls Royce)
Michelle Munk (NASA-LaRC)
Robert Meakin (CREATE-AV Program)
Doug Kothe (DoE-ECP Program)

Discussion Topics

- Described details of 3 GCs: high-lift, full engine simulation, and space access
- Highlighted key technical obstacles, and the quantified benefit to industrial product development in overcoming those obstacles.
- Experience with GCs within research and government labs

Working Groups
Grand Challenges

Advancing High Lift Aerodynamic Prediction Series of Technical Challenges

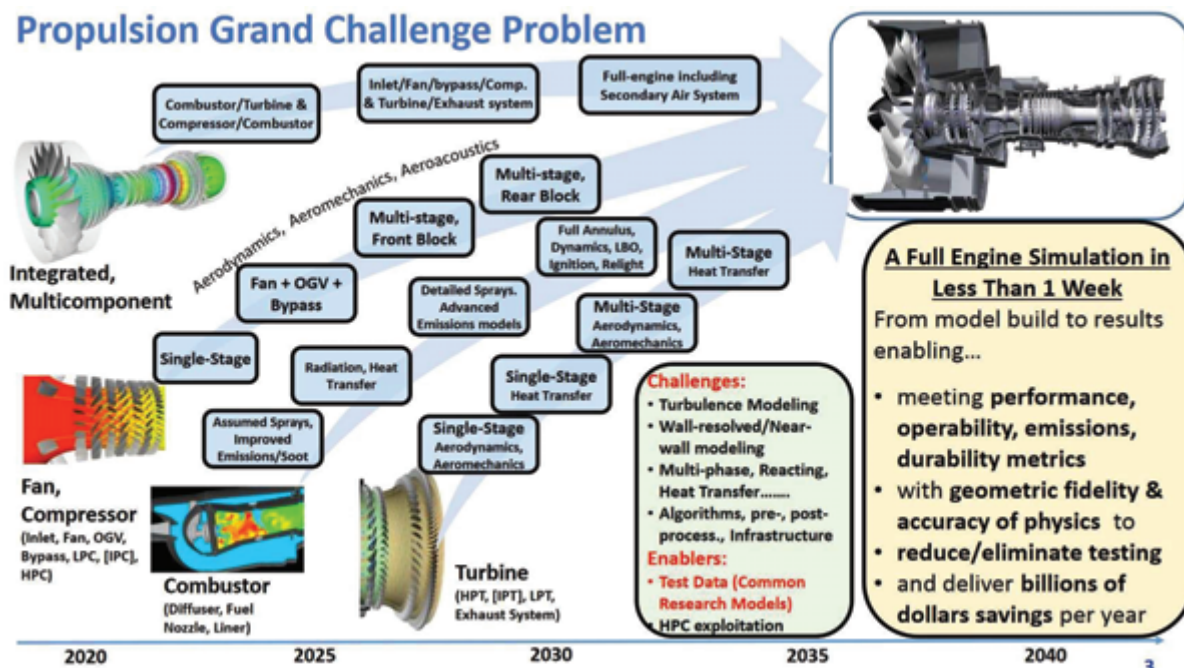


Slotnick, J., and Mavriplis, D. "A Grand Challenge for the Advancement of Numerical Prediction of High Lift Aerodynamics", AIAA 2021-0955, <https://doi.org/10.2514/6.2021-0955>

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 11

Propulsion Grand Challenge Problem



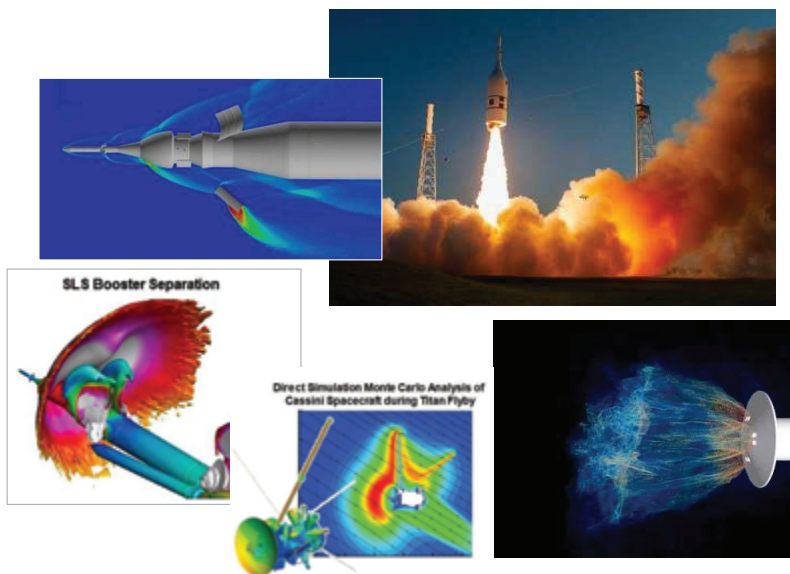
Anand, M. S., et al., "Vision 2030 Aircraft Propulsion Grand Challenge Problem: Full-engine CFD Simulations with High Geometric Fidelity and Physics Accuracy", AIAA 2021-0956, <https://doi.org/10.2514/6.2021-0956>

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 12

CFD-in-the-Loop Monte Carlo Flight Simulation for Space Vehicle Design

- Detailed analysis is required in two primary flight phases for space vehicles: **Ascent/Abort** and **Entry Descent and Landing (EDL)**.
 - Vehicles not optimized for aerodynamics.
 - Prediction of unsteady flows, plume/surface/aerodynamic interaction, shock effects, heating, and vehicle flight stability are prime requirements.
- Designers regularly deal with unsteady flow –
 - Steady CFD is prone to large variations.
 - Community increasingly turning to DES and LES-based methods for select cases.
- CFD-in-the-loop MC simulation** has potential to significantly reduce design development time and lessen the cost and schedule impact of vehicle design changes and/or block upgrades
- Challenges to realizing this capability are significant and well-aligned with the goals proposed in the CFD Vision 2030 Study.
- The grand challenge is partially scalable and could be initially **demonstrated on only a segment of a flight simulation**.
 - EDL may be a good choice for demonstrating capability; several initial efforts in free-flight CFD EDL analysis are underway.
- ROM** and **Machine Learning** techniques may be required for near-term implementation of CFD tools capable of simulating space vehicle flows of interest.



Schuster, D. "CFD 2030 Grand Challenge: CFD-in-the-Loop Monte Carlo Flight Simulation for Space Vehicle Design", AIAA 2021-0957, <https://doi.org/10.2514/6.2021-0957>

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 13

Community Collaboration Opportunities

Success requires **coordinated collaboration** within **engineering and simulation communities**



Courtesy NASA



Courtesy DLR

CFD Validation Partnerships

- Encourages pooling of critical resources (people, time, \$) to develop appropriate configurations and/or platforms (e.g. CRM-HL)
- Drives community consensus on data requirements (type, location, etc.)
- Enables joint sharing of data and lessons learned
- Establishes steering of future CFD validation activities

CFD Prediction Workshops

- Growing number within aerospace community – several (e.g. HLPW) directly address issues associated with Grand Challenges (e.g. high lift GC)
- Focuses attention on specific problems of interest
- Encourages newcomers to get involved
- Increasingly tied to the development and testing of common research models (e.g. CRM-HL)

Future Activities

- Increasing emphasis on engine/propulsion simulation technologies → CRMs, workshops
- Integration of simulation and test data to enhance/accelerate product development
- "Digital Flight" workshops focusing on multi-disciplinary coupling strategies using building block approaches
- Formation of Grand Challenge Working Groups

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 14

High Lift Common Research Model (CRM-HL) Ecosystem

- **Community-sourced** collaboration of international partners established in 2018
- **Partners fund activities** within the ecosystem (e.g. building/testing wind tunnel models, providing flow measurement technology, etc.) and **share the results** (e.g. test data, CFD results, etc.)
- Partners decide if/when to make any of the **data publicly available** (e.g. for community workshops)
- **~12 organizations** from industry, government, and academia, representing 5 countries (US, UK, France, Germany, Japan)
- Serves as an **effective example** for future community collaboration efforts

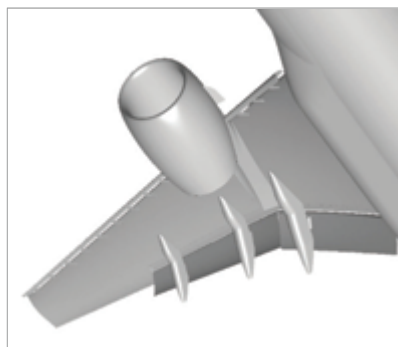


Lacy, D. and Sclafani, A. "Development of the High Lift Common Research Model: A Representative High Lift Configuration for Transonic Transports" AIAA-2016-0308, <https://doi.org/10.2514/6.2016-0308>.

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 15

High Lift Common Research Model Ecosystem – Benefits



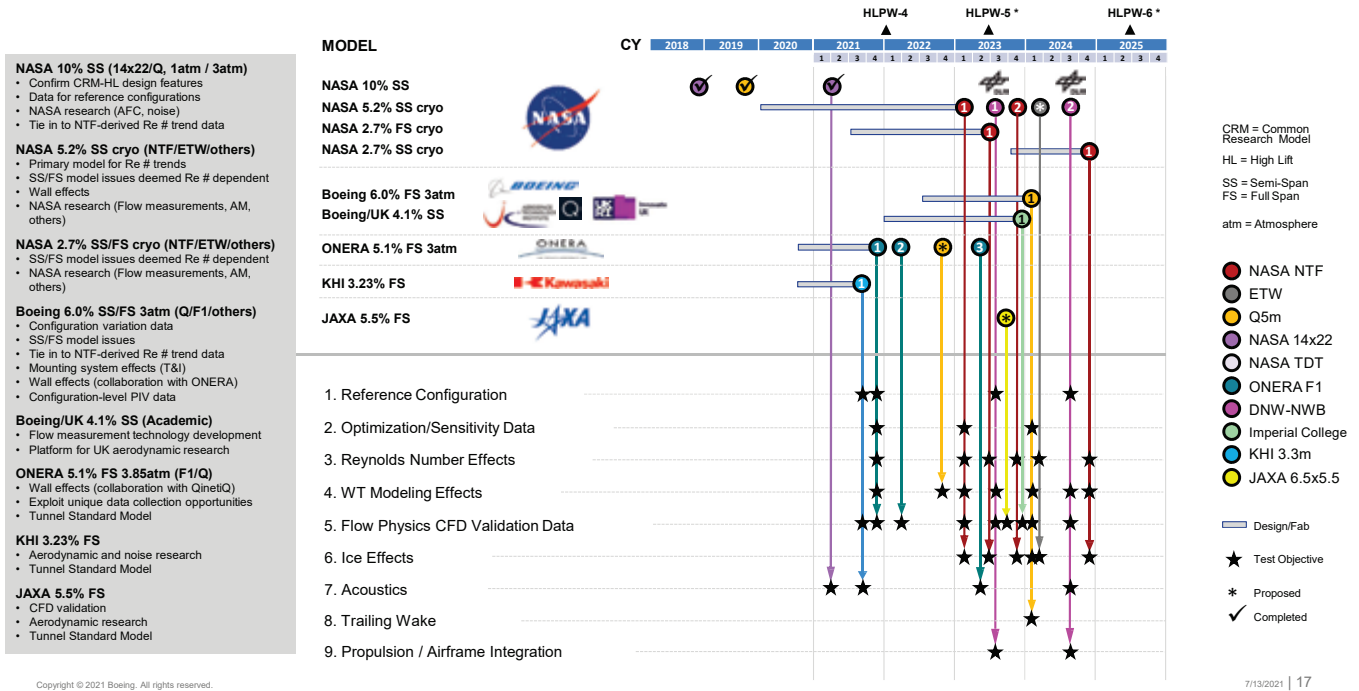
- Provides **industry-relevant** configuration(s) and consistent models.
- Enables **direct assessment and comparison** between CFD flow solvers and modelling approaches.
- Provides a **common standard** to assess the predictive capabilities of emerging computational tools.
- With proper controls, enables the design and fabrication of nearly **identical models in multiple facilities** (for data repeatability).
- Provides a challenging open-source configuration(s) to demonstrate **advanced measurement and sensing techniques**
- Provides a **freely-sharable geometry**, which enables new, and strengthens existing, partnerships to accelerate technology development.
- Provides a geometrically-relevant testing platform to jointly develop, assess, and share **pre-competitive aerodynamic technology** (e.g. Active Flow Control, noise, etc.) with external partners (e.g. NASA, etc.)
- Drives development of enabling technologies which provide indirect benefits, like improved **test facility capability/utilization** and **workforce development** (e.g. industry/university collaboration).

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 16

High Lift Common Research Model Ecosystem – Test Plan

June 2021



4th High Lift Prediction Workshop (HLPW-4)

- Closely aligned with geometry/mesh generation community (GMGW)
- First in series to utilize CRM-HL configuration data **directly from ecosystem testing**
 - NASA 10% semi-span model tested in QinetiQ in 2019
 - Test cases focus on flap effectiveness, CL_{max}
- New approach – accelerate learning through collaborative **Technology Focus Groups (TFGs)**
 - Geometry
 - Fixed Grid RANS
 - Adaptive Meshing RANS
 - Higher-order CFD
 - Hybrid RANS-LES
 - WMLES
- Emphasis on in-tunnel simulations using “more complete” WT facility CAD definitions and run procedures



4th AIAA CFD High-Lift Prediction Workshop
Sponsored by the Applied Aerodynamics Technical Committee

Co-located with the
3rd Geometry and Mesh Generation Workshop

January 2022
at the AIAA Scitech Forum and Exposition
San Diego, CA

HLPW-4 Objectives:

- Assess the statistical prediction capability (modeling, numerical, turbulence modeling, high-performance computing, programming, etc.) of current and next-generation CFD technology/codes for small, medium and high aspect ratio wings for leading/trailing edge (high-lift) configurations.
- Develop practical modeling guidelines for CFD prediction of high-lift flow fields.
- Determine the elements of high-lift flow physics that are critical for modeling to enable the development of more accurate prediction methods and tools.
- Enhance CFD prediction capability for practical high-lift aerodynamic design and optimization.

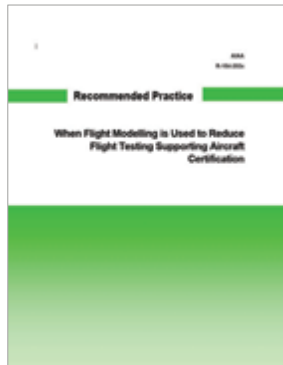
General Information:

- Participation in the high-lift prediction studies is not required to attend the workshop; everyone is welcome.
- Open, unbiased forums are indicated in the workshop to discuss the results and promote cross-application of best practices.
- Slightly modified format aimed at boosting the collaborative nature of the workshop, based on community feedback.
- The HLPW-4 test cases will utilize the High Lift Common Research Model (CRM-HL) leading configuration, and will focus on CFD prediction of the flow field (effectiveness and maximum lift, $C_{L_{max}}$). Data obtained from testing of the NASA 10% semi-span model in the QinetiQ 5-metric wind tunnel will be used for comparison.

For more information, visit the HLPW website:
<http://hlpw4.aiaa.org> or send email to: hlpw4@aiaa.org

<https://hlpw4.larc.nasa.gov>

Certification by Analysis – Recent Community Efforts



AIAA-hosted Community of Interest (CoI)

- Started in 2018
- Report published in 2021
- International participation between industry, government research labs, academia, and regulatory agencies (50+ contributors)
- 6 recommended practices identified

American Institute of Aeronautics and Astronautics, "When Flight Modeling is Used to Reduce Flight Testing Supporting Aircraft Certification," Reston, VA, R-154-2021.

Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.



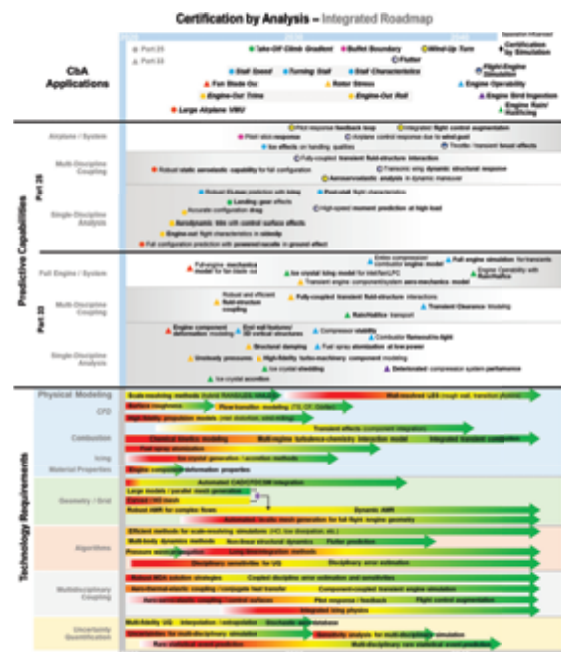
NASA Research Announcement (NRA) – "CbA2040"

- Awarded to Boeing in 2018
- Report published in 2021
- Coordination between industry, government research labs, academia, and regulatory agencies through online survey and technical workshop
- Technology roadmap developed
- 9 technical / logistical / programmatic recommendations

<https://ntrs.nasa.gov/citations/20210015404>

CbA Vision 2040

- The ability to numerically simulate the **integrated system performance and response of full-scale airplane and engine configurations** in the flight and/or ground-test environment in an accurate, robust, and computationally efficient manner.
- The development and implementation of quantified **flight and engine modeling uncertainties** to establish appropriate confidence in the use of numerical analysis for certification.
- The rigorous **validation of flight and engine modeling capabilities** against full-scale data from critical airplane and engine testing.
- The use of flight and engine modeling to enable **Certification by Simulation**.



Copyright © 2021 Boeing. All rights reserved.

7/13/2021 | 20

Summary

- An **AIAA Integration Committee (CFD2030)** has been established to promote and advance the findings and recommendations from the CFD Vision 2030 report.
- CFD2030 actively **engages the aerospace community** through **AIAA-sponsored panel discussions and special sessions** on topics directly related to CFD Vision 2030 goals.
- The CFD Vision 2030 roadmap has been **updated to reflect progress to date**.
- Several **Grand Challenges (GCs)** in key focus areas have been developed and published. Working groups to drive progress towards the GCs will be forming in the near future.
- **CFD validation** collaborations, in combination with **CFD prediction workshops** and focused **technology roadmap development (CbA)**, are being established to accelerate learnings and progress.

- The CFD2030 IC steering committee **strongly encourages international participation** to help shape and drive efforts to advance CFD simulation technology
 - Desire to leverage **specialized expertise and knowledge**
 - Desire to promote **cross-fertilization of ideas**
 - Desire to assist with **national activities (e.g. Japan CFD Vision 2040)**





第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

特別講演

“風洞屋”の流体力学

Wind-Tunnel Guy Talks about Fluid Dynamics

浅井 圭介（東北大学）

2021年7月2日

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

1

研究生活を振り返る 40+years



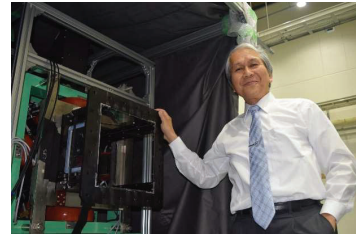
2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

2

講演内容

- 第58回飛行機シンポジウム(2020年11月)
「将来の風洞技術—大学の視点から」
- 北部支部2021年講演会ならびに第2回再使用型
宇宙輸送系シンポジウム (2021年3月)
「実験流体力学のフロンティア—北部支部の可能性」



- 第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値
シミュレーション技術シンポジウム

流体屋？ ×
空力屋, 実験屋？ ×
実験空気力学者？ ×

“風洞屋”の流体力学 !!



谷 一郎 先生



辛島 桂一 先生 (宇宙研)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

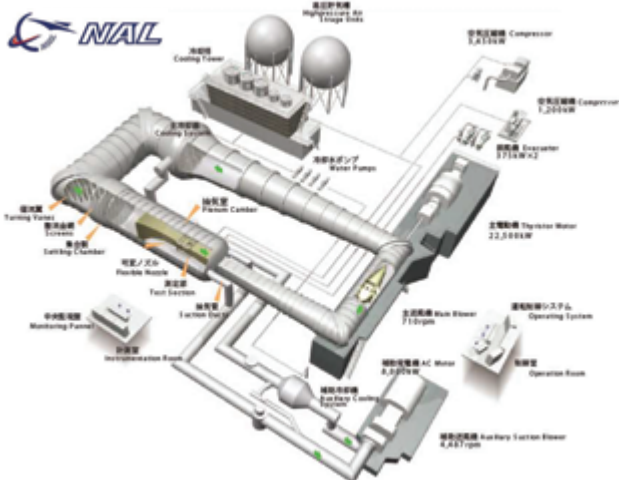
3

1980年：NAL 入所

1980年3月 京都大学工学部航空工学科卒

1980年4月 科学技術庁 航空宇宙技術研究所(NAL)入所

空気力学第2部 遷音速風洞計測室



1979年
最初の風洞実験
(学部4年生の
学生実験)



1980年 遷音速風洞測定部



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

4

1980年：NAL 入所



どんな時代か？

“Computers vs. Wind Tunnels”

for Aerodynamic Flow Simulations

Dean R. Chapman, Hans Mark, and Melvin W. Pirtle

(NASA Ames Research Center)

AIAA Aeronautics and Astronautics,

Vol. 13, No. 4 1975

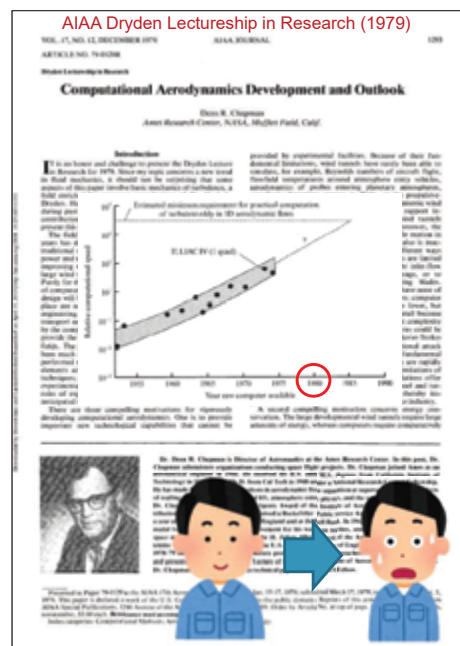


“To **displace wind tunnels** as the principal source of flow simulations for aircraft design....the required computer capability would be available in the mid-1980s.”

“...within a decade computers should begin to **supplant wind tunnels** in the aerodynamic design and testing process...”

【リーダーズ英和辞典】

supplant (他動詞)：(策略・陰謀などの手段・力で) ...に取って変わる；
取り替える；すげ替える；根こそぎにする。



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

5

1980年：NAL 入所



“Computers”



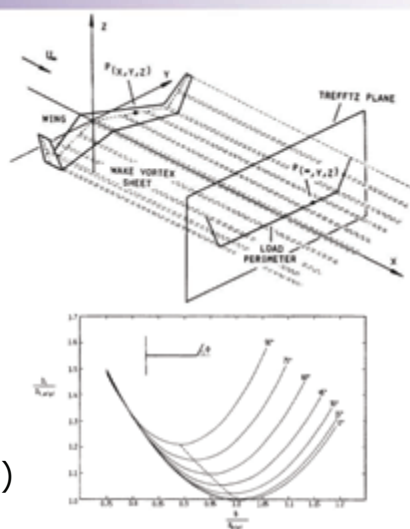
“Wind Tunnels”

遷音速風洞計測室(本務)：

- ・データ処理, プロット・・・
- ・最初の研究発表 (1982. 4)
「遷音速風洞気流再検定」

本務以外の仕事：

- ・学会マーク (1981.4)
- ・最初の外部発表 (1983.4 年会)
「非平面翼の最適設計」



<https://mtkbirdman.com> > 研究

TR-797の解説 | 人力飛行機設計日記@mtk_birdman

2019/11/24 — TR-797 “非平面翼の最適設計—揚力と翼根曲げモーメントを考えた時の最小誘導抵抗—”の解説を行う。

<https://mtkbirdman.com/tr797-explanation>

いーそーさん (@mtk_birdman) / Twitter

最初の研究報告



鳥人間たちが
使っている!!



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

6

1982年8月：米国行脚…転機



澤田秀夫さんからの誘い
(カナダNAE留学中)
計5カ所20以上の風洞を見学

Boeing

TWT, SWT, etc.



NASA Ames

UPWT 11ft TWT
14ft TWT
80x120ft NFAC, etc.



AEDC

PWT 16ft T, 16ft S
4ft TWT, etc.



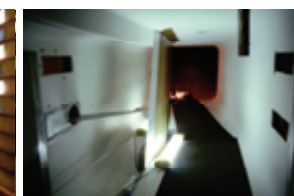
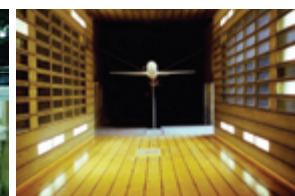
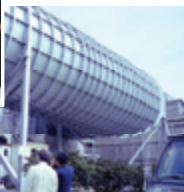
NASA Langley

NTF, 0.3-m TCT
8ft PTWT, etc.



NAE (Canada)

9m LSWT
1.5m Trisonic WT



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

7

1982年8月：米国行脚



低温風洞 (Cryogenic WT) : 実機レイノルズ数の模擬

NASA Langley Research Center

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \propto \gamma^{0.5} M p R^{-0.5} T^{-1.4} L$$

T [K]	Re	q	Power
300	1	1	1
200	1.76	1	0.82
150	2.64	1	0.71
100	4.65	1	0.58
77	6.71	1	0.51

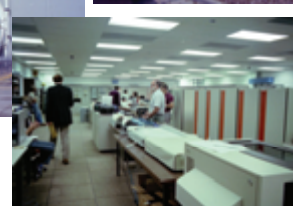
$$a = \sqrt{\gamma R T}$$

$$q = \frac{1}{2} \rho V^2 = \frac{\gamma}{2} p M^2$$

$$Power \propto \frac{1}{2} \dot{m} V^2$$

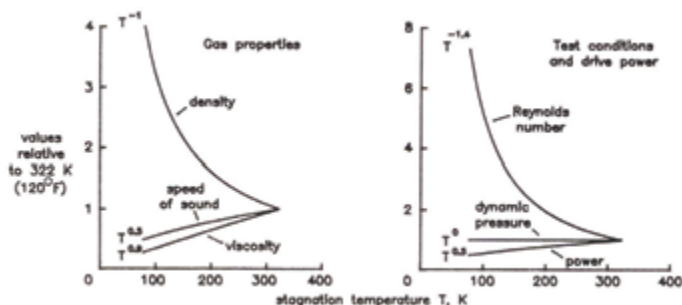
…N2の液化温度@1atm

Dr. R.A. Kilgore



National Transonic
Facility (NTF)

低温化 + 加圧(9bar) → Re=O(10⁹)



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

8

1982年8月：米国行脚

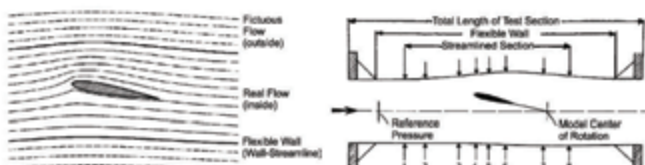


適合壁 (Adaptive Wall) : 風洞とComputerの融合

NASA Ames Research Center

W.R. Sears, R.J. Vidal, J.C. Erickson, Jr. and A. Ritter, "Interference-Free Wind-Tunnel Flows by Adaptive-Wall Technology" ICAS Paper No. 76-02

- **NASA Ames**: Slotted Wall → Segmented Plenum
- **AEDC**: Perforated Wall → Variable Porosity
- **NASA Langley**: Solid Wall → Streamlined Wall



- 模型周りの流れ：境界層, はく離, 衝撃波などを含む複雑な流れ
→ **風洞 (Analog Simulator)** で解く。
- 外部の流れ：無限遠でじょう乱がゼロになる流れ
→ **CFD (Digital Simulator)** で解く。

両者の「解」が風洞壁上で一致するまで、風洞壁の「形」を変形させる (interface matching)



Hybrid Simulation



Dr. E.M. Kraft

AEDC 4ft TWT



NASA Langley Research Center (0.3-m TCT)



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

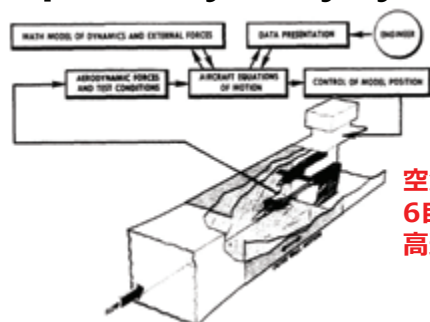
9

1982年8月：米国行脚

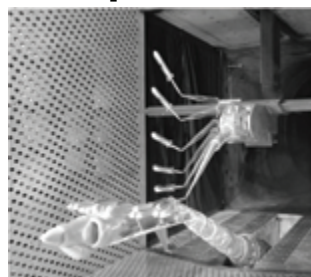


Captive Trajectory System : 風洞とComputerの融合

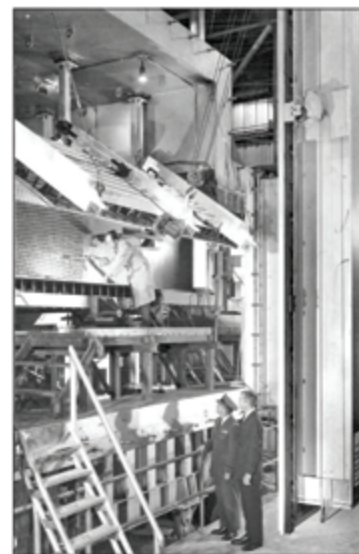
AEDC 4ft TWT



空気力計測
6自由度運動計算
高速支持装置



Dr. E.M. Kraft



- 搭載物に働く空気力：母機との干渉を受ける複雑な流れ
→ **風洞 (Analog Simulator)** で測る (天秤)。
- 搭載物の6自由度運動：空気力を入力して Δt 後の軌道を計算
→ **Computer (Digital Simulator)** で解く。

このループを「リアルタイム」で回すことで、搭載物の飛行軌道を再現する。



Hybrid Simulation

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

10

1982年：米国行脚

日本航空宇宙学会誌 1983年11月号 -解説- 最近の米国風洞事情

https://www.jstage.jst.go.jp/article/jjass1969/31/358/31_358_597/_pdf-char/ja



20

日本航空宇宙学会誌 第31巻

の層が厚いのにも驚いた。しかし、これは膨大な資源を背景にした自由競争の国アメリカでの話であり、日本と比較するにはあまりにも国情が違いすぎる。

そういう意味では、今回見学した風洞のなかで印象深いのは Boeing 社の風洞である。知恵と経験のもとに道具として使い込まれたこの風洞には、随所に職人気質が見え隠れし、見習うべき点も数多くあった。工学の本質を「技」と「理」に分けるとすれば、これは正に前者を追求した極限といえるだろう。

これに対し、NASA や AEDC の新型風洞は「理」を追求する立場にある。「理」想を実現するために物量に物言わせた 24×37 m² 実機風洞などはとても真似できるものではないが、NTF や Adaptive Wall のように、現象の物「理」を正確に把握し「理」詰めに考えることから生まれた新世代の風洞には、現代の風洞技術の一つの流れを見ることができ、とくにこれらの風洞がコンピュータを大幅に導入することによって可能になったという事実には注目すべきであろう。



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

11

風洞試験と相似則



支配方程式の無次元化

- 連続の式
- Navier-Stokes方程式
- エネルギー方程式
- 気体の状態方程式 $p = \rho RT$ (完全気体の場合)

無次元化により、以下の4つの相似パラメータが得られる。

- Mach数: V/a (運動エネルギー/内部エネルギー)
- Reynolds数: $\rho UL/\mu$ (慣性力/粘性力)
- 比熱比: $\gamma = C_p/C_v$ (分子運動の自由度)
- Prandtl数: $\mu C_p/k$ (粘性による散逸/熱拡散)

$$\begin{aligned} \text{Continuity equation} \quad & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \\ x \text{ Momentum} \quad & \rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ y \text{ Momentum} \quad & \rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \\ z \text{ Momentum} \quad & \rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \\ \text{Energy} \quad & \rho \frac{D(e + V^2/2)}{Dt} = \rho \dot{q} + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \nabla \cdot \mathbf{p} \\ & + \frac{\partial (u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (v\tau_{xy})}{\partial y} + \frac{\partial (w\tau_{xz})}{\partial z} + \frac{\partial (v\tau_{yx})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{zz})}{\partial z} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{u})}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial(\bar{\rho}\bar{v})}{\partial\bar{y}} &= 0 \\ \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}} &= -\frac{1}{\gamma M_\infty^2}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{x}} + \frac{1}{Re_\infty}\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left[\bar{\mu}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right] \\ \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{y}} &= -\frac{1}{\gamma M_\infty^2}\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{y}} + \frac{1}{Re_\infty}\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left[\bar{\mu}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right] \\ \bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{w}}{\partial\bar{y}} &= -\frac{\gamma(\gamma-1)}{2}M_\infty^2\left[\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial}{\partial\bar{x}}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2) + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial}{\partial\bar{y}}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)\right] \\ &+ \frac{\gamma}{Pr_\infty Re_\infty}\left[\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{x}}\right) + \frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{y}}\right)\right] - (\gamma-1)\left(\frac{\partial(\bar{u}\bar{p})}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial(\bar{v}\bar{p})}{\partial\bar{y}}\right) \\ &+ \gamma(\gamma-1)\frac{M_\infty^2}{Re_\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left[\bar{\mu}\bar{u}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left[\bar{\mu}\bar{v}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right\} \end{aligned}$$

無次元化された支配方程式 (2D)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

12

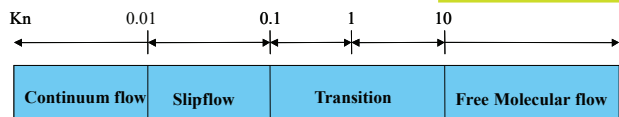
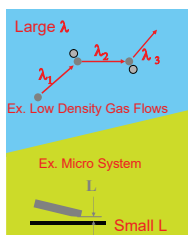
風洞試験と相似則

クヌッセン数 (Knudsen No.)

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad \lambda: \text{平均自由行程} \\ L: \text{特性長}$$

$\lambda = 68 \text{ nm}$ at $p = 101.3 \text{ kPa}$

$\lambda = 0.3 \text{ m}$ at altitude = 120 km



流れの領域：

- $Kn < 0.01$ 連続体 → NS 方程式が成立する。
 - $0.01 < Kn < 0.1$ 滑り流
 - $0.1 < Kn < 10$ 遷移領域
 - $Kn > 10$ 自由分子流
- NS方程式が成立しない
→ Boltzmann方程式

高クヌッセン流れ：

気体分子運動論より、粘性係数 (分子粘性) は以下のように表せる。

$$\mu \approx \frac{1}{2} \rho \bar{c} \lambda$$

$$\text{ここで、} \bar{c} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi}} \quad (\text{平均分子速度})$$

$$\text{これより、} Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{2\mu}{\rho \bar{c}} \cdot \frac{1}{L} = \frac{\mu}{\rho UL} \cdot \frac{2U}{\bar{c}}$$

$$\text{さらに、} \bar{c} = \sqrt{\frac{8}{\pi \gamma}} \cdot \sqrt{\gamma RT} = \sqrt{\frac{8}{\pi \gamma}} \cdot a \quad \text{であるから、}$$

$$Kn = \frac{\mu}{\rho UL} \cdot 2 \sqrt{\frac{\pi \gamma}{8}} \cdot \frac{U}{a} = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \cdot \frac{\mu}{\rho UL} \cdot \frac{U}{a}$$

$$Kn = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \cdot \frac{M}{Re} \propto \frac{M}{Re}$$

!!

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

風洞試験と相似則

「流れの相似法則」

ユーリゲン・ツィーレップ (著), 中川武夫 (訳)

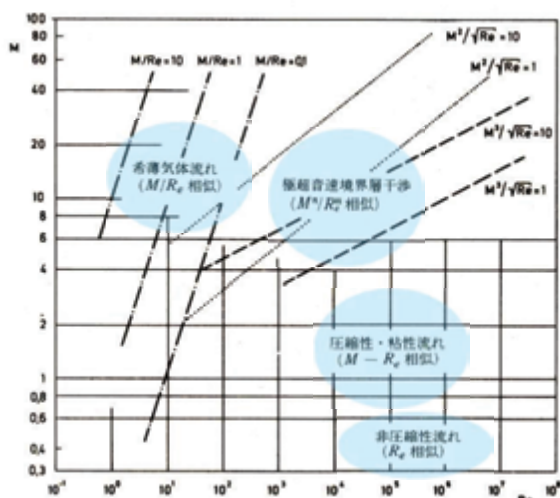
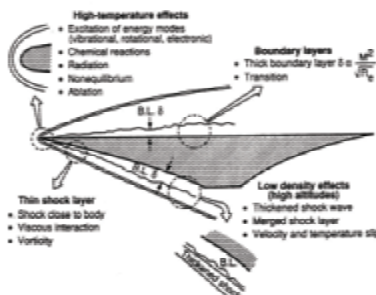


図 43 マッハ数 M 、レイノルズ数 Re 関係図上における種々の流れ領域の分類

相似パラメータは M^n/Re^m で整理できる！

- ◆ 低速： Re 相似
- ◆ 亜音速～超音速： $M-Re$ 相似
- ◆ 極超音速： M^n/Re^m 相似
- ◆ 希薄流： M/Re 相似 (= Kn 相似)



Bushnell et al (1993, NASA-TM-107730)
Reynolds number influences in aeronautics

粘性干渉パラメータ

(viscous interaction parameter)

$$\frac{\delta}{L} = \frac{M^2}{\sqrt{Re}} \quad \text{極超音速流で粘性の効果が主流と直角に及ぶ範囲の程度を表す}$$

$$M \frac{\delta}{L} = \frac{M^3}{\sqrt{Re}} \quad \text{極超音速境界層とその外側のポテンシャル流れとの干渉の程度を表す}$$

Space Shuttle の設計時に使われた相似パラメータ

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

14

国際対応風洞試験－他流試合



ONERA模型

Dr. X. Vaucheret
(ONERA, France)



Euler模型

Mr. Lars Torngren
(FFA, Sweden)



「飛鳥」模型

Mr. Alan Boone
(NASA Ames, USA)



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

15

オイラー模型の国際対応風試 (1991-93)



スウェーデン航空研究所 (FFA)

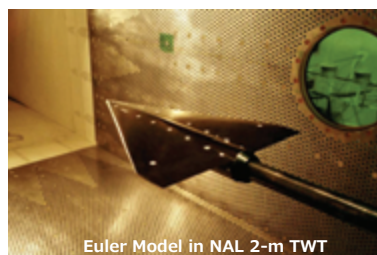
- ・新遷音速風洞「T1500」の建設
- ・Euler code検証の国際Project(*)
- “Int'l Vortex Flow Experiment”



Facility	NAL 2mTWT	FFA T1500
Type	continuous fan-driven	intermittent injection
Size (blockage)	2.0m x 2.0m (0.28%)	1.5m x 1.5m (0.50%)
Wall type	perforated	slotted
Mach number	0.3 - 1.4	0.3 - 1.2, 1.4
Total pressure	150kPa (sub) 120kPa (super)	up to 550 kPa

Model attitude	pitch & pause	sweep (5deg/s)
----------------	---------------	----------------

表1：両風洞の性能比較



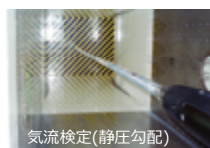
Euler Model in NAL 2-m TWT



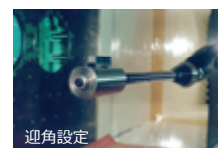
天秤比較



アンプ校正



気流検定(静圧勾配)



迎角設定

(*) http://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS1988/ICAS-88-0.5.pdf

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

16

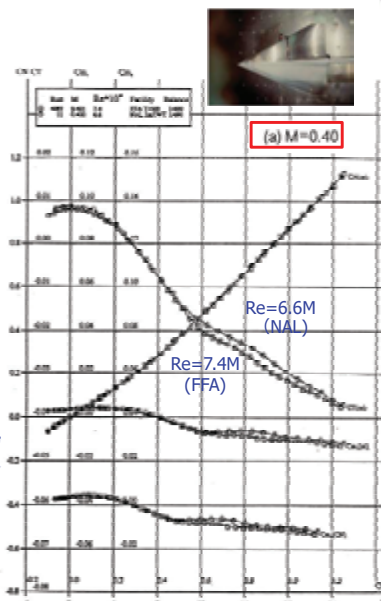
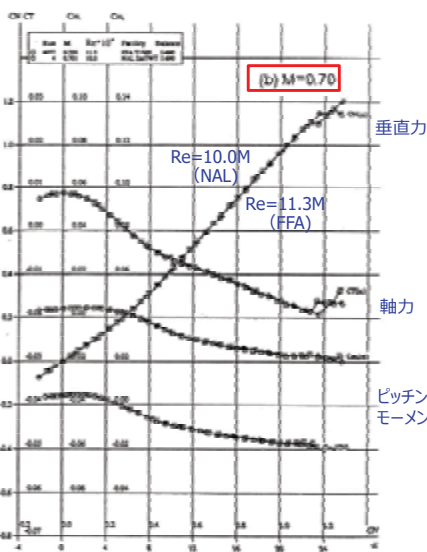
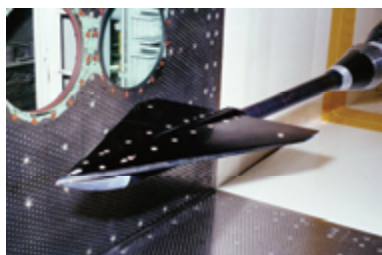
オイラー模型：NAL 2-m TWT vs FFA T-1500



Facility	NAL 2mTWT	FFA T1500
Type	continuous fan-driven	intermittent injection
Size (blockage)	2.0m x 2.0m (0.28%)	1.5m x 1.5m (0.50%)
Wall type	perforated	slotted
Mach number	0.3 - 1.4	0.3 - 1.2, 1.4
Total pressure	150kPa (sub) 120kPa (super)	up to 550 kPa

Model attitude	pitch & pause	sweep (5deg/s)
----------------	---------------	----------------

表 1：両風洞の性能比較



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

17

STOL実験機「飛鳥」の高速風洞試験 (1987-89)



NASA Amesとの国際共同プロジェクト

- (1) 飛鳥とQSRAのパイロット交換
- (2) 飛鳥模型の高速風洞試験

Upper Surface Blowing (USB)

STOL実験機「飛鳥」7%縮尺半裁模型

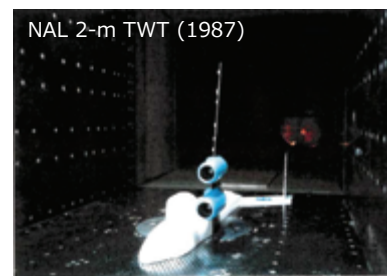
動力模擬 (Turbine Powered Simulator), 天秤 (6分力), 圧力孔 (220点), 熱電対 (12点)



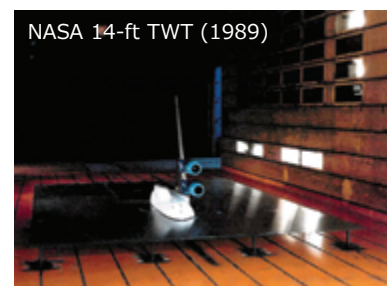
STOL実験機「飛鳥」(日本)



QSRA (米国)

(*) https://commons.wikimedia.org/wiki/NASA_QSRA

NAL 2-m TWT (1987)



NASA 14-ft TWT (1989)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

18

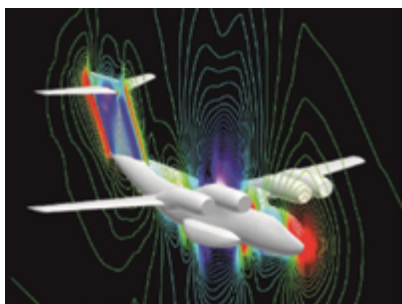
STOL実験機「飛鳥」の高速風洞試験 (1987-89)



AIAA Paper 1987-0455

澤田恵介先生 (当時KHI)
による「STOL飛鳥」の
全機Euler計算

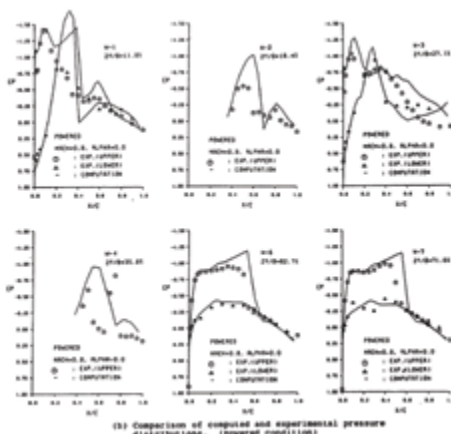
画期的！



Sawada, K. and Takanashi, S. "A numerical investigation on wing-nacelle interferences of USB configuration," AIAA Paper 87-0455, 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting (1987) <https://doi.org/10.2514/6.1987-455>



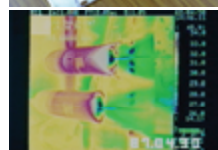
ナセル近傍が合わない！



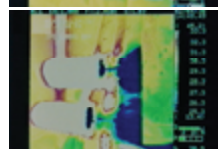
飛行試験
気流系による
流れ場観測



模擬エンジン(TPS)
空気タービン式
高圧空気(20bar)
で駆動



**赤外線画像
(windmill)**



**赤外線画像
(max power)**

相似則が満たされていない！

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

19

低温風洞を利用した高温ジェットシミュレーション



“Cryogenic Approach”

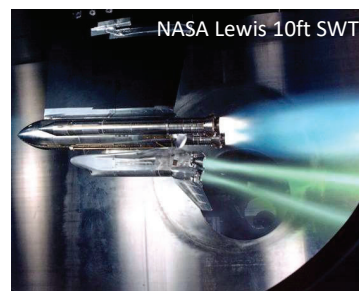
原理: 冷たい流れで熱いジェットを模擬する！

$$\frac{T_{tj}}{T_{t0}} = \frac{1000K}{300K} = \frac{333K}{100K}$$



利点：

- (1) ジェットを加熱する必要がない
(ステンレス鋼やアルミ合金で模型が作れる)
- (2) レイノルズ数を含む関係する全ての相似パラメータ
の完全な模擬が可能
- (3) 1つの模型で広範な相似パラメータがカバーできる



NASA Lewis 10ft SWT



NASA Langley NTF

Upper Figure:

NASA Lewis Research Center
10 x 10-foot Supersonic Wind Tunnel
(Ethylene/air combustion)

Lower Figure:

NASA Langley Research Center
National Transonic Facility (1% scale
model with solid plume simulator)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

20

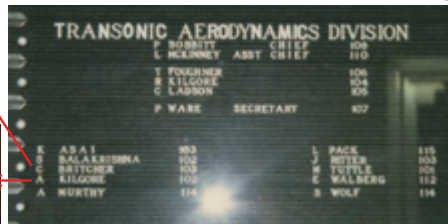
1988年：米国留学-NASAラングレー研究センター



科学技術庁長期在外研究員：
NASA Langley Research Center
Transonic Aerodynamics Division
Experimental Techniques Branch
Head: Dr. Robert A. Kilgore

3つの先進実験技術の研究：

- (1) **Cryogenic Wind Tunnel**
- (2) **Adaptive Wall**
- (3) **Magnetic Suspension and Balance System (MSBS)**



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

21

Hot-Jet Simulation in Cryogenic Wind Tunnels



Basic similarity rule

Buckingham Pi Theorem

Step1: Identify all important quantities associated with the problem.

$$F(p, l; p_\infty, V_\infty, T_\infty, Cp_\infty, Cv_\infty, \mu_\infty, k_\infty; p_j, V_j, T_j, Cp_j, Cv_j, \mu_j, k_j) = 0 \quad (n=16)$$

Here, the primary dimensions are $[M] [L] [T] [\theta] \quad (m=4)$.

Then, from the Buckingham pi theorem, the number of pi parameters is $n-m=12$.

Step2: choose $l, p_\infty, V_\infty, T_\infty$ as the base for forming each dimensionless parameter π_i

$$\pi_i = l^a p_\infty^b V_\infty^c T_\infty^d Q = [L]^a [ML^{-1}T^{-2}]^b [LT^{-1}]^c [T]^d [Q_i] \quad (i = 1-12)$$

Step3: determine the exponents so that the π_i 's are dimensionless.

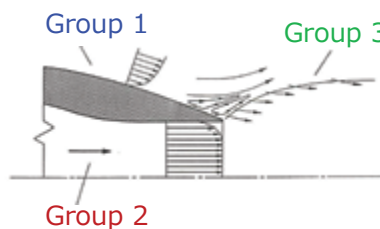
Step4: Rearrange the obtained π parameters into a more general form.

$$p/p_\infty = f(\gamma_\infty, M_\infty, Re_\infty, Pr_\infty, \gamma_j, M_j, Re_j, Pr_j, p_j/p_\infty, V_j/V_\infty, T_j/T_\infty)$$

Group 1 (simulation of external flow) : $\gamma_\infty, M_\infty, Re_\infty, Pr_\infty$

Group 2 (simulation of internal flow): $\gamma_j, M_j, Re_j, Pr_j$

Group 3 (simulation of interaction between the two) : $p_j/p_\infty, V_j/V_\infty, T_j/T_\infty$



$$\begin{aligned} \bullet Q = p &\rightarrow p/p_\infty & \bullet Q = C_{p\infty} &\rightarrow C_{p\infty} T_\infty / V_\infty^2 & \bullet Q = \mu_\infty &\rightarrow \mu_\infty V_\infty / l p_\infty \\ \bullet Q = p_j &\rightarrow p_j/p_\infty & \bullet Q = C_{pj} &\rightarrow C_{pj} T_\infty / V_\infty^2 & \bullet Q = \mu_j &\rightarrow \mu_j V_\infty / l p_\infty \\ \bullet Q = V_j &\rightarrow V_j/V_\infty & \bullet Q = C_{vj} &\rightarrow C_{vj} T_\infty / V_\infty^2 & \bullet Q = k_\infty &\rightarrow k_\infty T_\infty / l p_\infty V_\infty \\ \bullet Q = T_j &\rightarrow T_j/T_\infty & \bullet Q = C_{vj} &\rightarrow C_{vj} T_\infty / V_\infty^2 & \bullet Q = k_j &\rightarrow k_j T_\infty / l p_\infty V_\infty \end{aligned}$$

ジェットと一様流の干渉現象は
圧力比, 速度比, 温度比の
 3つの相似変数に支配される。
 一般に用いられる**ノズル圧力比**
 (NPR) や **運動量係数** ($C\mu$)などは、
 これらの変数から導出される。

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

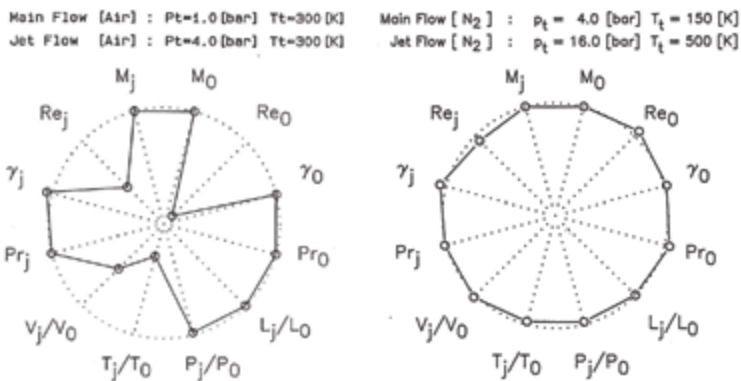
22

Hot-Jet Simulation in Cryogenic Wind Tunnels



Simulation capability: cryogenic approach

Model size: 10% of full scale

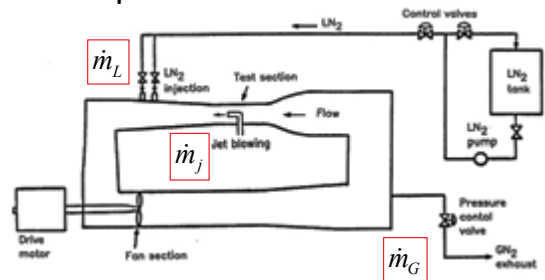


Conventional (compressed air)

Cryogenic (compressed N_2)

- ・ ヒートガン程度の加熱空気 で高温ジェットが模擬できる
- ・ ジェットに CH_4/N_2 を用いれば比熱比を含む完全模擬が可能
- ・ 低温風洞では LN_2 の噴射によって CH_4 による汚染は無視できる

Tunnel equilibrium condition:



mass conservation

$$-\dot{m}_G + \dot{m}_L + \dot{m}_j = 0$$

energy conservation

$$-\dot{m}_G h_t + \dot{m}_L h_a + \dot{m}_j h_j + Q_{FAN} + Q_{COND} = 0$$

$$\left[\frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_L} \right] = \frac{1}{h_t - h_a} \left[\dot{m}_j (h_j - h_a) + Q_{FAN} + Q_{COND} \right]$$

mass equilibrium of contaminant (CH_4)

$$x_{CH_4,0} = (\dot{m}_j / \dot{m}_G) x_{CH_4,j}$$

2021/7/2

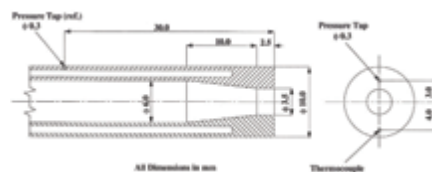
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

23

低温風洞を用いた高温ジェットシミュレーション：実証試験



NAL 0.1-m Transonic Cryogenic WT Test article (base model)



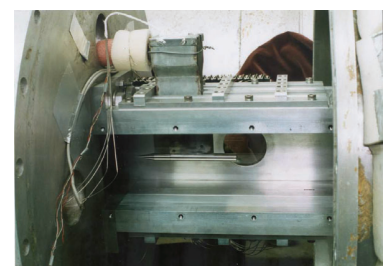
Model material ... SUS 304

Jet Flow Conditions

- Gas: N_2 , N_2/CH_4 (0-60%),
 N_2/Ar (0-60%), N_2/He (0-60%)
- NPR = off to 6.0
- $T_{tj}/T_{to} = 1.0$ to 3.6
- $R_j = 236$ to 611 [J/kg-K]
- $\gamma_j = 1.3$ to 1.53

圧力比, 温度比, 比熱比を広範囲に可変

→ ジェット流の本質的な相似パラメータを同定



Specification

Type ... Fan-driven, Closed-circuit
 Test section size ... 0.1 x 0.1 x 0.3m
 Mach range ... up to 1.02
 Pressure ... up to 200 kPa
 Temperature ... 90K to ambient

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

24

低温風洞を用いた高温ジェットシミュレーション：実証試験



$M_o = 0.814$, $P_{to} = 110$ kPa, $T_{to} = 140$ K

$P_{tj} = 288$ kPa, $T_{tj} = 138$ K

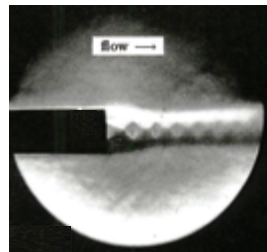
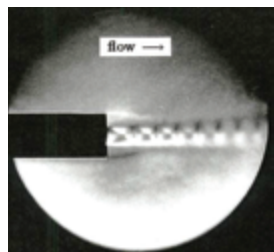
Gas = N_2

NPR = 4.04, TR = 0.98 (cold jet)

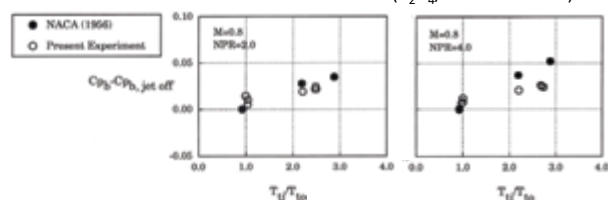
$P_{tj} = 288$ kPa, $T_{tj} = 385$ K

Gas = N_2/CH_4 (40%)

NPR = 4.03, TR = 2.75 (hot jet)



底面圧に対するジェット温度効果：燃焼試験との比較
(C_2H_4 /air combustion)



Similarity rule for jet-temperature effects

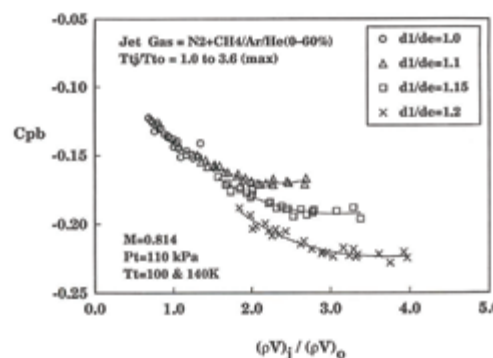
on transonic base pressure K. Asai, AIAA Journal, Vol. 33(2), Feb. 1995

Plume shape parameter

Max plume to nozzle exit diameter ratio (d_l/d_e)



$$\frac{d_l}{d_e} = \sqrt{\left(\frac{\gamma_j + 1}{2}\right)^n \cdot \left(1 + \frac{\gamma_j - 1}{2} M_1^2\right)^n} \quad n = \frac{\gamma_j + 1}{2(\gamma_j - 1)} \quad \& \quad M_1 = \sqrt{\frac{2}{\gamma_j - 1} \left(\frac{\gamma_j - 1}{NPR^{\gamma_j}} - 1 \right)}$$



ブルーム最大径と質量流量比の2つで整理できる！
(Blockage) (Entrainment)

2021/7/2

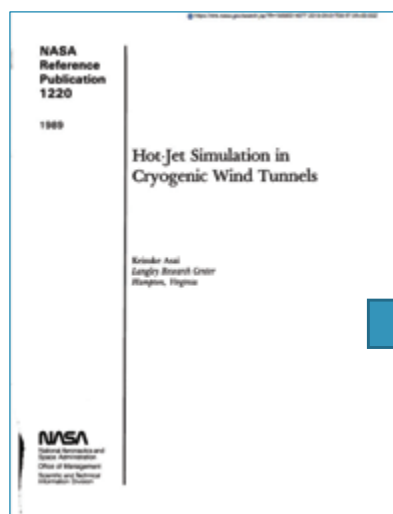
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

25

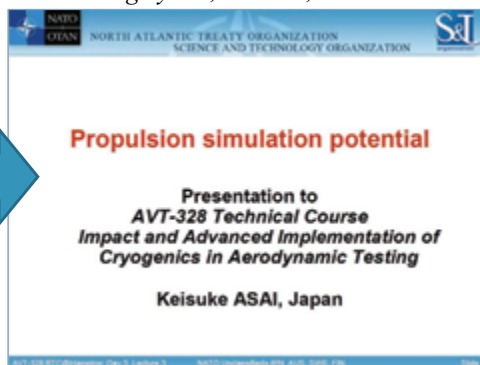
低温風洞を用いた高温ジェットシミュレーション：将来展望



Asai, K., "Hot-Jet Simulation in Cryogenic Wind Tunnels", NASA RP-1220, July 1989.



Asai, K., "Propulsion simulation potential"
NATO STO/AVT-328 Technical Course
"Impact and Advanced Implementation of
Cryogenics in Aerodynamic Testing,"
NASA Langley RC, June 26, 2019



H. K. Tanna, "An Experimental Study of Jet Noise Part I: Turbulent Mixing Noise," Journal of Sound and Vibration (1977) 50(3), 405-428

Potential applications:

- Development test
- Basic similarity research
- CFD validation

Subjects:

- Afterbody flow
- Jets in cross flow
- V/STOL, thrust reverser, thrust vectoring, reaction control, abort system, etc.
- Mixing, heat transfer, ...
- Aeroacoustics
- etc.

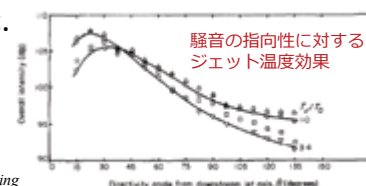


Figure 6. Effect of T_{tj}/T_{to} on directivity of overall intensity; $P_{tj}/P_{to} = 0.9$

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

26

空力センシング研究会 (1993-)



趣旨:

最近のマイクロエレクトロニクス、コンピューター、レーザーなどの技術の発展には目を見張るものがあります。それにも係わらず、風洞実験をはじめとする多くの空気力学実験はまだ1950-60年代の技術に依存しているように感じます。

近年、海外では、他分野の新しい知識が航空宇宙の空力計測に活用されるようになって来ました。また、過去において可視化にしか用いられなかった方法が、センサ技術と信号処理の発達のおかげで、2次元・3次元の定量的な測定に利用されつつあります。これらの新しい空力計測の基盤となる技術は、我が国でも民生分野において発達している分野です。これは、空力センシング技術の研究が国際的な貢献という観点でも大きなポテンシャルを持っていることを示しています。

そこで、航技研で空気力学の実験に従事する研究者で空力計測技術に関する研究会を作ることをご提案したいと思います。志は大きいのですが、当面は論文紹介を中心とする勉強会としてスタートし、その後研究的な性格を強めて行きたいと考えています。(後略)

PIV/PTV (速度場), PSP/TSP (表面圧力場/温度場)
IR (温度場), Oil Film (せん断応力場), Light
Scattering (粒径分布), PLIF (温度場, 組成分布) ...



JAXA 浜本 茂
現ユニット長

Global Measurement = 「場」の計測技術

→ 過去30年間における、流体計測技術の最大の進歩

「新しい空力センシング技術に関する研究会」の趣旨

平成5年8月4日

趣旨

最近のマイクロエレクトロニクス、コンピューター、レーザーなどの技術の発展には目を見張るものがあります。それにも係わらず、風洞実験をはじめとする多くの空気力学実験はまだ1950-60年代の技術に依存しているように感じます。

近年、海外では、他分野の新しい知識が航空宇宙の空力計測に活用されるようになって来ました。また、過去において可視化にしか用いられなかった方法が、センサ技術と信号処理の発達のおかげで、2次元・3次元の定量的な測定に利用されつつあります。これらの新しい空力計測の基盤となる技術は、我が国でも民生分野において発達している分野です。これは、空力センシング技術の研究が国際的な貢献という観点でも大きなポテンシャルを持っていることを示しています。

そこで、航技研で空気力学の実験に従事する研究者で新しい空力計測技術に関する研究会を作ることをご提案したいと思います。志は大きいのですが、当面は論文紹介を中心とする勉強会としてスタートし、その後研究的な性格を強めて行きたいと考えています。(後略)

研究会は以下のとおりです。

- (1) 研究会の目的: 新しい空力計測技術に関する研究会(内務を問わず)をメンバーに組織する。
- (2) 研究会の目的: 新しい空力計測技術の活用、及びその関係点と関連性を調査する。
- (3) 研究会の目的: 新しい空力計測技術に関する情報を収集・提供すること。

メンバーの募集は、風洞実験/計測・技術開発/飛行試験などの空力実験に関係を持っている方(航技研)の研究者で、新しい空力計測技術の研究に関心のある方です。会費の徴収はなしに1年2回を定めています。

以上の趣旨に賛同し研究会のメンバーになることを希望される方は、郵送で氏名と所属(所属機関、所属、所属部署)までご連絡ください。後日、第1回の研究会の案内をお送りいたします。

研究会長 空力実験部 部長 (内務2375)
空力分科 部長 (内務2375)

(参考) 研究会の趣旨

- (1) メンバーの募集は郵送で行います。(研究会は郵送で一括して送ります。)
- (2) 研究会は空力実験に関係する空力/計測・技術(本報に掲載)する。空力実験に直接関係する方、また、研究会のメンバーの人数の増加の観点から、空力実験に直接関係する方、また、研究会のメンバーに、空力の関係点と関連性を調査する。
- (3) 研究会は空力実験に、空力の関係点と関連性を調査する。
- (4) 研究会は、以下の趣旨に力点を置きます。

→ 空力実験の活用 → 空力実験の活用 → 空力実験の活用

- (5) 研究会の目的は「空力実験」に関することに限らないと考えています。空力実験に直接関係する方、また、研究会のメンバーに、空力の関係点と関連性を調査する。空力実験に直接関係する方、また、研究会のメンバーに、空力の関係点と関連性を調査する。空力実験に直接関係する方、また、研究会のメンバーに、空力の関係点と関連性を調査する。

2021/7/2

第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

27

感圧塗料 (Pressure-Sensitive Paint [PSP])

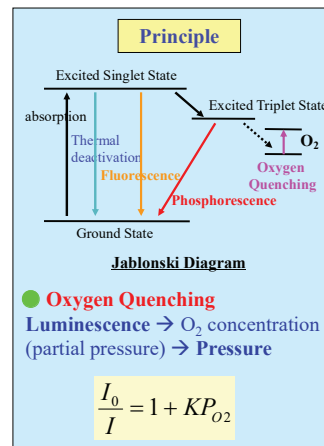
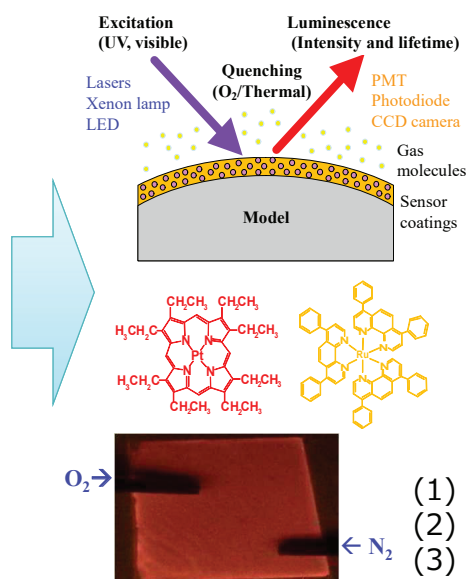


STOL実験機「飛鳥」
7%縮尺模型 (1987年)



圧力センサの数 = 220個
熱電対の数 = 12個

感圧塗料(PSP)の原理



- (1) 物理量の「面」分布が測定できる
- (2) 非接触の測定法である
- (3) 複雑な配管や配線を要さない

2021/7/2

第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

28

『感圧塗料事始』 1993-1999



第12回「学際領域における
分子イメージングフォーラム」
招待講演



ことはじめ
『感圧塗料事始』

浅井圭介
(東北大学 [元NAL])

2016年11月4日
JAXA調布航空宇宙センター

JAXAのRepositoryで閲覧できます (はず) .

【発表内容】

- ・ きっかけは頼まれ仕事
- ・ 転機はFAX送信ミスから
- ・ 合言葉は「ポルフィリン」
- ・ 拡がる仲間
- ・ MOSAIC前夜



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

29

『感圧塗料事始』 きっかけは頼まれ仕事



1990年2月

“Aviation Week and Space Technology”
誌にINTECO社（伊）の広告が載る。
TsAGI(露)が開発した感圧塗料

1991年5月, 1993年1月

INTECO社からNAL宛てにダイレクトメール
とカタログが届く。導入を検討することに。



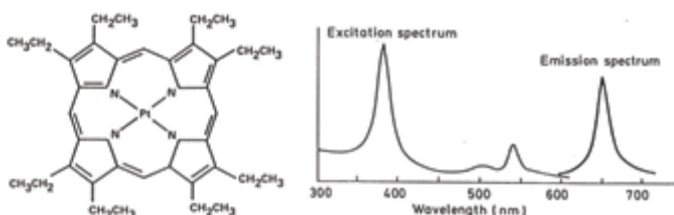
問題は塗料

唯一のよりどころ：ワシントン大学とNASA Ames（米）
が1990年に発表した論文

Kavandi J, Callis JB, Gouterman MP, Khalil G, Wright D, Green E, Burns D, McLachlan B
(1990) Luminescent barometry in wind tunnels. Rev Sci Instrum 61(11): 3340-3347

Washington大学化学科: Gouterman教授, J. Kavandi(大学院生)
NASA Ames研究センター: Blair McLachlan

色素: platinum-octaethylporphyrin (PtOEP)
酸素透過性ポリマー: GP-197 (Genesee Company)



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

30

『感圧塗料事始』 転機はFAX送信ミスから



1993年7月

日本航空宇宙学会「空気力学部門」

委員長：野村茂昭 幹事：浅井圭介

委員の東大久保田教授に送るべきFAXを
宇宙研藤井孝藏教授に送信



お久しぶり
浅井さん
今何やって
いるの？



7/30 (火) 藤井 孝藏 先生へ FAX 送信 (7/30/93)

1993年10月

「光学的圧力分布観測装置」の仕様書提出
(株) 浜松ホトニクスに発注

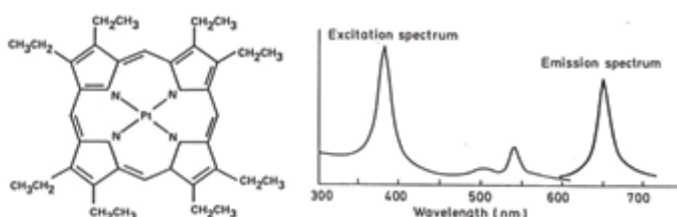
問題は塗料

唯一のよりどころ：ワシントン大学とNASA Ames (米)
が1990年に発表した論文

Kavandi J, Callis JB, Gouterman MP, Khalil G, Wright D, Green E, Burns D, McLachlan B
(1990) Luminescent barometry in wind tunnels. Rev Sci Instrum 61(11): 3340-3347

Washington大学化学科: Gouterman教授, Kavandi(大学院生)
NASA Ames研究センター: Blair McLachlan

色素: platinum-octaethylporphyrin (PtOEP)
酸素透過性ポリマー: GP-197 (Genesee Company)



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

31

『感圧塗料事始』 拡がる仲間



東工大
大倉一郎 教授

HAMAMATSU
PHOTON IS OUR BUSINESS

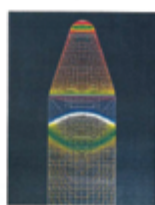
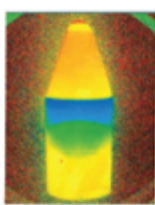
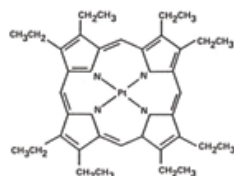
HPK
水島 廣
部長



同僚
神田宏さん(右)
飯島由美さん(左)



Pressure-Sensitive Paint Measurement on H2 Rocket Fairing Model (June 1997)
M=0.90, α=+4deg, P=80kPa, T=40deg
National Aerospace Laboratory / Mitsubishi Heavy Industries



Pressure-Sensitive Paint

Tags (Scantrax)



Prof. John P. Sullivan
(Purdue Univ.)



Mr. Tianshu Liu
(現 WMU 教授)



Mr. Hiroataka Sakae
(現 UND 准教授)



Mr. James W. Gregory
(現 OSU 教授)



天尾 豊 博士
(現 阪市大
人工光合成
研究センター長)



東京農工大
亀田正治
准教授(現教授)



三菱重工業
真保雄一さん
(現 JAXA主幹
研究開発員)



Mr. Christian Klein
(現 DLR PSP
team leader)



Dr. Rolf H. Engler
DLR



「航空宇宙のための
分子センサー研究会」
発足1997年11月

2021/7/2

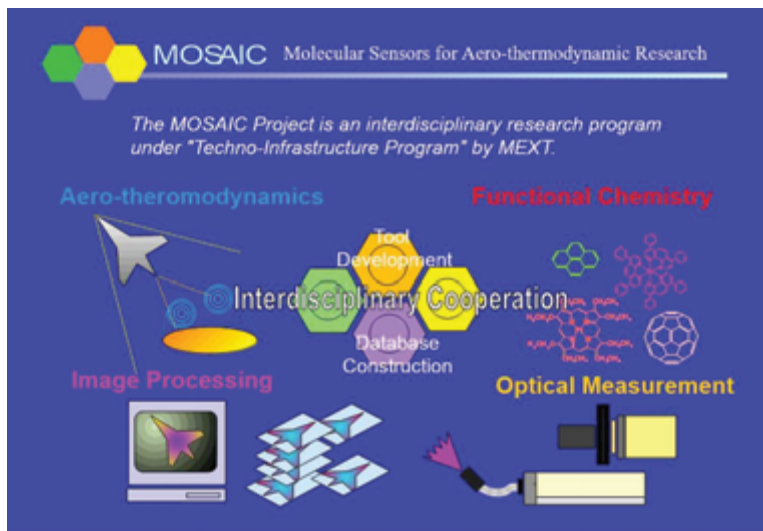
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

32

1999年：MOSAICプロジェクト発足



科学技術振興調整費「知的基盤整備推進制度」
「機能性分子による熱流体センシング技術の研究開発」



“分子の目で流れを見る，感じる，知る”

機能性化学，光計測，画像処理，熱流体の4つの異なる分野の研究者が集まり，熱流体実験を革新する新しい概念のセンサ技術を開発することを目的とした学際研究プロジェクト（産官学12機関）



発足会（1999年5月31日）

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

33

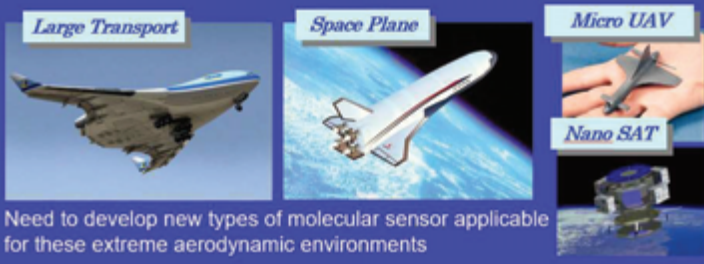
MOSAIC：熱流体グループ



科学技術振興調整費「知的基盤整備推進制度」
「機能性分子による熱流体センシング技術の研究開発」

TARGET: Development of Molecular Sensor Technology for Future Requirements in Aerodynamic Testing

- Next-Generation Transport
“Cryogenic Wind Tunnel” (High Reynolds Number)
- Reusable Space Transportation System
“Hypersonic Shock Tunnel” (High Mach Number)
- Micro UAV and nano SAT
“Micro Gas Flow (MEMS)” (High Knudsen Number)



- 化学物質のもつ機能の多様性
- 国際的な研究戦略
- 流体力学的な興味（相似則）

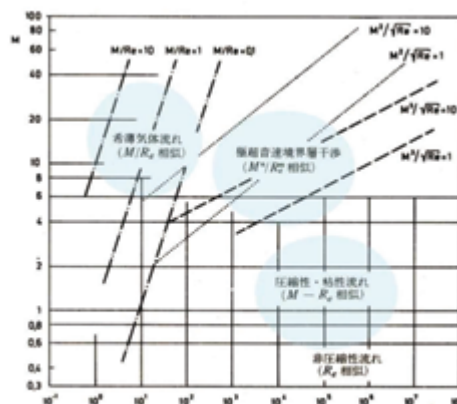


図 43 マッハ数 M 、レイノルズ数 Re 関係図上における種々の流れ領域の分類

- ◆ 亜音速～超音速： $M-Re$ 相似
- ◆ 極超音速： M^2/Re^2 相似
- ◆ 希薄流： M/Re 相似（＝ Kn 相似）

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

34

MOSAIC : 熱流体グループ



高クヌッセン数への挑戦
(名古屋大学新美研究室)

新美 智秀 教授



森 英男 (現 九大准教授)
松田 佑 (現 早大准教授)
山口 浩樹 (名大准教授)

長船 達也 PD
(現 航装研)

複合計測への挑戦
(航技研)

複合塗料, 寿命法

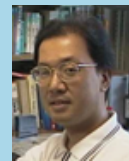


満尾 和徳
博士研究員
(現 JAXA)

高マッハ数への挑戦
(航技研/東京農工大)



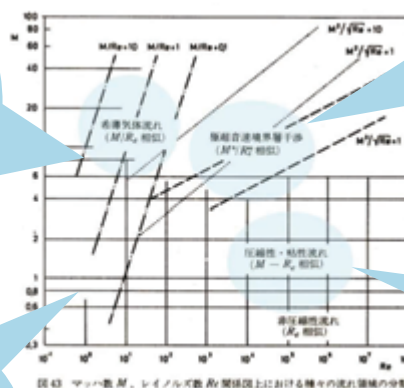
中北 和之
研究員



亀田 正治
准教授
(東京農工大)

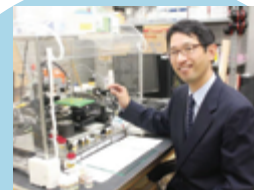


(第2期から)
坂村 芳孝
准教授
(富山県立大)



「流れの相似法則」
ユーリゲン・ツィーレップ著

高レイノルズ数への挑戦
(航技研)



江上 泰広 博士研究員
(現 愛工大教授)



飯島 由美
研究員

2021/7/2

第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

35

MOSAIC : 熱流体グループ- 高Mach数への挑戦



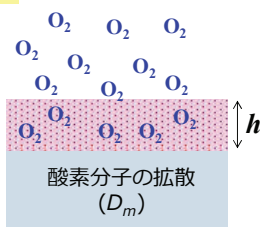
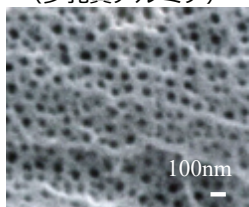
K. Nakakita, T. Yamazaki, K. Asai, N. Teduka, A. Fuji, and M. Kameda, "Pressure Sensitive Paint Measurement in a Hypersonic Shock Tunnel," AIAA Paper 2000-2523

**感圧塗料の
時間応答性**

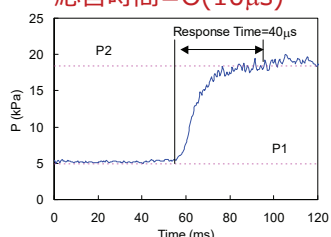
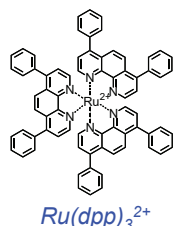
$$\tau \propto \frac{h^2}{D_m}$$

(膜内の**気体拡散**に
支配される)

陽極酸化アルミ
(多孔質アルミナ)

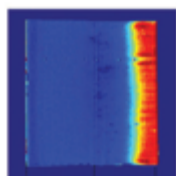
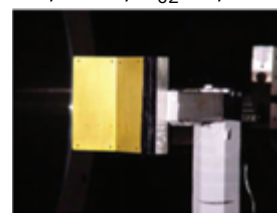


応答時間 = $O(10\mu s)$

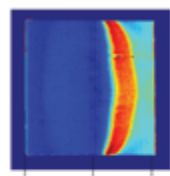


0.44m極超音速衝撃風洞@JAXA

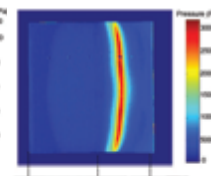
圧縮コーナー模型 ($M=10$, $T=1,200K$, $P_{02}=8,000Pa$)



$\alpha = 0deg.$



$\alpha = 10deg.$



$\alpha = 20deg.$

2021/7/2

第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

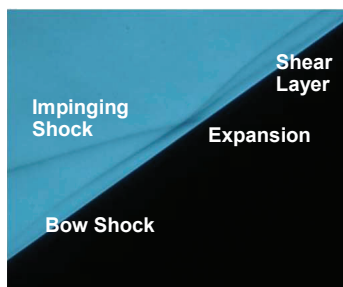
36

MOSAIC : 熱流体グループ- 高Mach数への挑戦

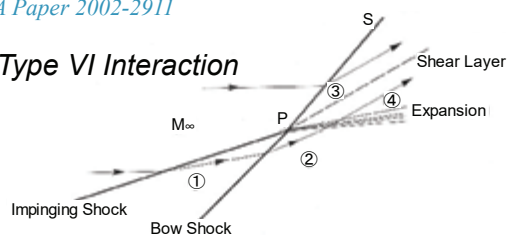


翼胴模型への適用

K. Nakakita and K. Asai, "Pressure Sensitive Paint Application to a Wing-Body Model in a Hypersonic Shock Tunnel," AIAA Paper 2002-2911



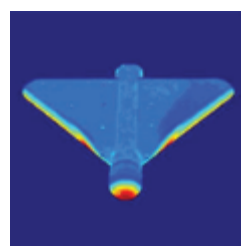
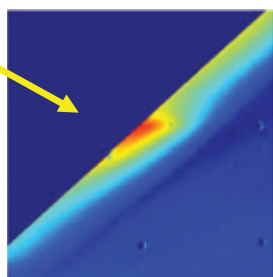
Type VI Interaction



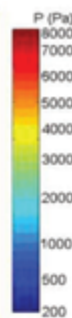
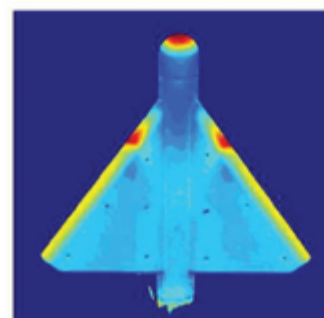
Referred by B. Edney, FFA Report 115, 1968



M=10
 $\alpha=0\text{deg.}$



$\alpha=20\text{deg.}$
Multi view
measurement



2021/7/2

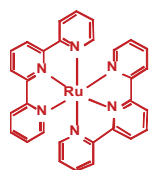
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

37

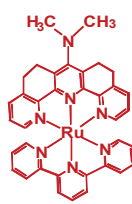
MOSAIC : 熱流体グループ- 高Reynolds数への挑戦



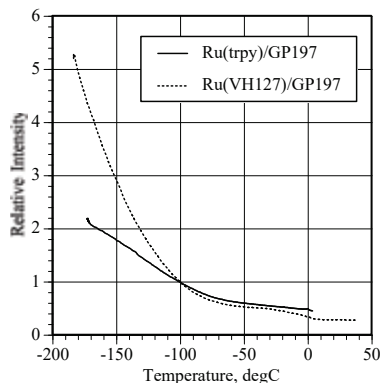
CRYOTSP



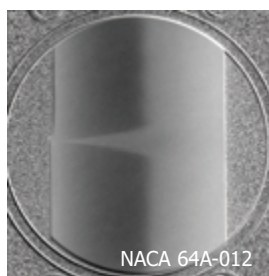
Ru(trpy)₂



Ru(VH127)



TSPを塗装した
翼型模型



NACA 64A-012

翼型模型の境界層遷移の可視化
(M=0.4, T=150K, Re=1.16M, $\alpha=-2^\circ$)



- 実用塗料の開発(国際特許)
- DLRより研究者招へい
- パッケージ化してETWに空輸



TSPのパッケージ

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

38

MOSAIC : 熱流体グループ- 高Reynolds数への挑戦



European Transonic Windtunnel GmbH (ETW)

- 英・仏・独・蘭が共同で建設した大型低温風洞
- 将来の大型航空機開発に必要とされる高Re数流れを再現できる

ETWの試験能力

測定部 : 2.4mx2.0m

マッハ数 : 0.15-1.35

淀み点圧力 : 115-450kPa

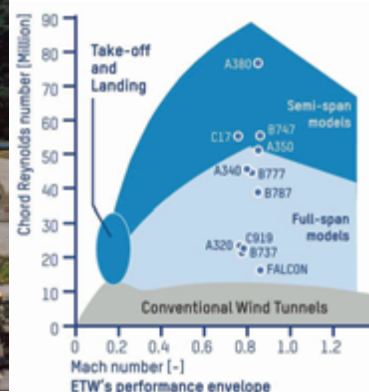
淀み点温度 : 110-310K

最高レイノルズ数 :

50x10⁶ (全機模型の場合)

85x10⁶ (半載模型の場合)

<https://www.etw.de/wind-tunnel/overview>



2021/7/2

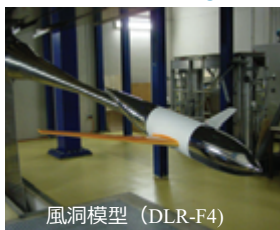
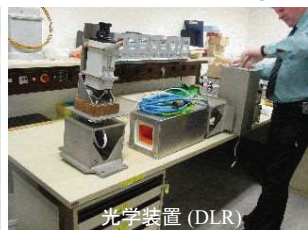
第53回流体力学講演会 / 第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

39

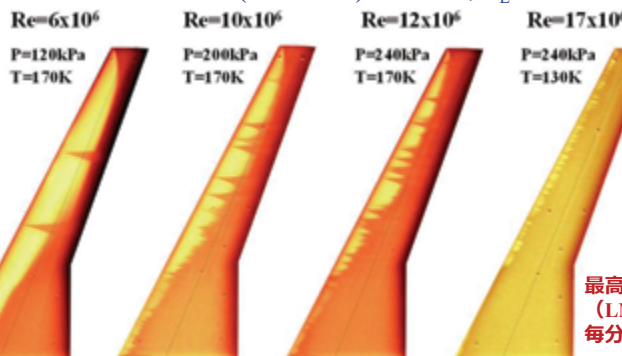
MOSAIC : 熱流体グループ- 高Reynolds数への挑戦



U. Fey, R. H. Engler, Y. Iijima, Y. Egami, K. Asai, U. Jansen, and J. Quest, 20th ICIASF, DLR, Göttingen, Germany, Aug.25, 2003.



実験結果の一例 (Re数効果) M=0.785, C_L=0.5



最高Re数条件
(LN2噴射= 毎分12,800ℓ)

2021/7/2

第53回流体力学講演会 / 第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

40

MOSAIC : 熱流体グループ- 高Knudsen数への挑戦



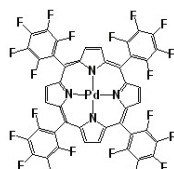
T. Niimi, M. Yoshida, Y. Oshima, H. Mori, Y. Egami, K. Asai, H. Nishide, Application of pressure sensitive paints to low-pressure range. *J. Thermophys. Heat Transf.* 19(1), 9–16 (2005)

Stern-Volmer関係:

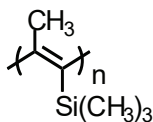
$$\frac{I_0}{I} = \frac{\tau_0}{\tau} = 1 + k_q \tau_0 [\text{O}_2]$$

消光係数:

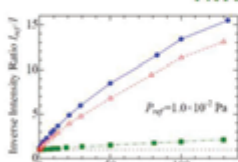
$$k_q = 4\pi R_{AB} N_0 D$$



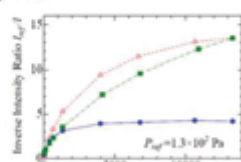
PdTFPP



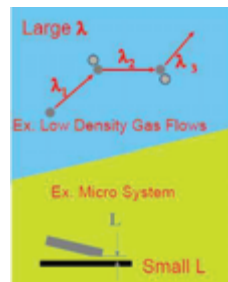
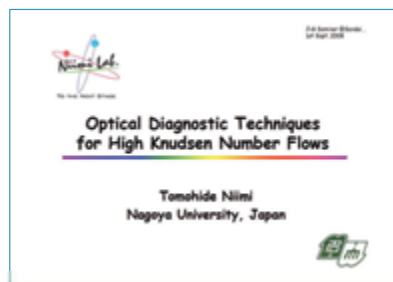
Poly(TMSP)



(a) $1.0 \times 10^{-2} - 1.3 \times 10^2$ [Pa] below 1 Torr (133.3 Pa)

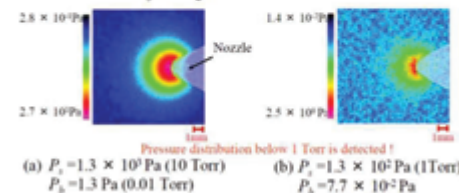


(b) $1.3 \times 10^2 - 1.3 \times 10^4$ [Pa] wide range of pressure (1 – 100 Torr)



低密度気体流との干渉による固体面上の圧力分布

+ PSP: PdOEP/poly(TMSP), test gas: oxygen
 P_s : Source Pressure
 P_b : Background Pressure



感圧塗料の空間分解能 (Matsuda他)

→ 圧力変化の空間的距離が膜厚の8.5倍以上

マイクロ流れへの展開

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

41

MOSAIC : 熱流体グループ- 高Knudsen数への挑戦

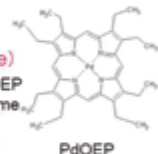


PSMF (Pressure-Sensitive Molecular Film)

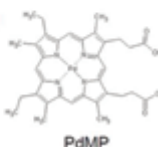


Component of PSMF

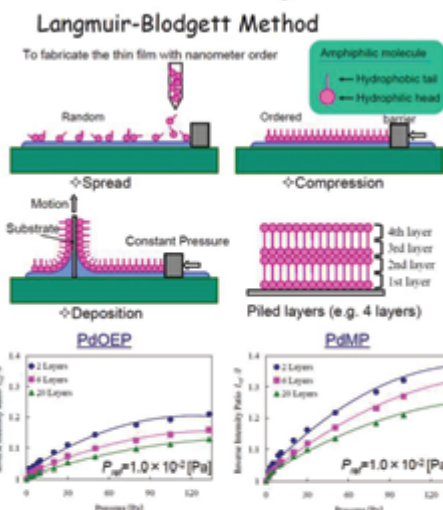
- PdOEP (Pd(II) Octaethylporphine)
 - conventional PSP composed of PdOEP
 - high sensitivity in low pressure regime
 - hydrophobic molecule
 - difficult to fabricate a stable LB film



- PdMP (Pd(II) Mesoporphyrin IX)
 - amphiphilic molecule
 - stable LB film can be obtained



prepare three types of samples
2.6 and 20 layers of PSMF to test their pressure sensitivity



PSMF composed of PdMP has higher sensitivity than that of PdOEP
The sensitivity of 2-layer PSMF is higher than the others

PSMF has sufficient sensitivity in the low pressure regime with high Knudsen number

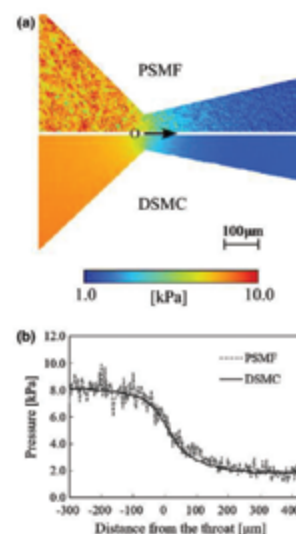


Fig. 8 Pressure distribution in a micro-nozzle measured by PSMF. Figure adapted from Matsuda et al (2014c) with kind permission from Springer Science and Business Media. (Matsuda et al. 2014c)

気体分子運動論

→ 感圧塗料は“Oxygen Flux Sensor”

2021/7/2

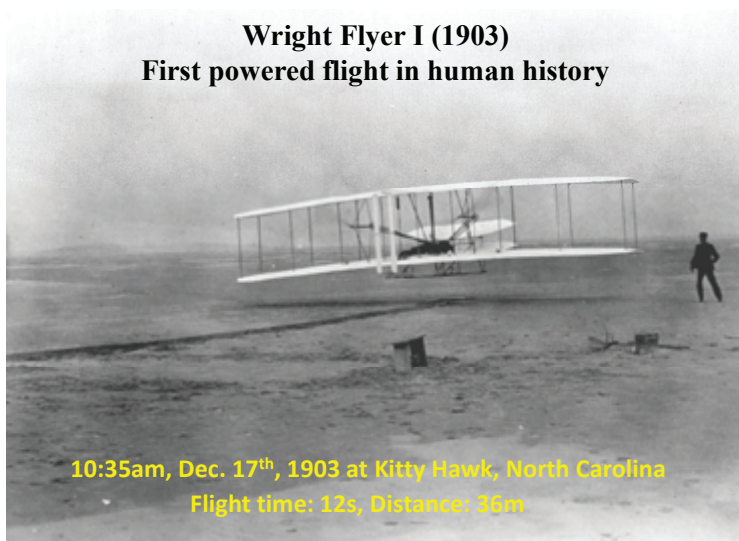
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

42

2003年: Wright Brothers' First Flight Centennial



Wright Flyer I (1903)
First powered flight in human history



10:35am, Dec. 17th, 1903 at Kitty Hawk, North Carolina
Flight time: 12s, Distance: 36m



Wilber (1867-1912)



Orville (1871-1948)



風洞を飛行機的设计に初めて利用した

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

43

2003年: 東北大学で研究室立ち上げ

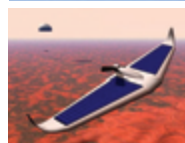
計算空気力学研究室

Experimental Aerodynamics Lab. (実験空気力学研究室)

- **Simulation of real flow conditions**
Reynolds number, Mach number, Knudsen
- **Flow diagnostics techniques (molecular-based)**
2D (surface, planar), 2D+time (unsteady)
 - ◆ high information density ◆ real time analysis
- **Integration of EFD with flight dynamics**
Dynamic wind-tunnel testing using a robotic manipulator
 - ◆ hybrid simulation ◆ parameter identification



新世紀の
航空宇宙技術



学生による3つの研究グループを作る

(1) 先進計測Group (2) 惑星大気Group (3) 動的風試Group

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

44

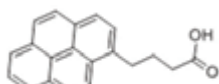
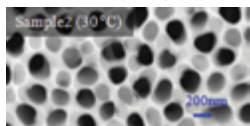
先進計測グループ：PSPによる非定常計測



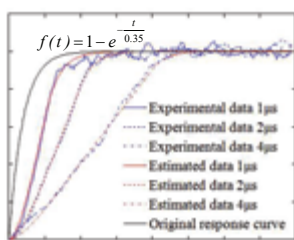
超高速応答AA-PSPの研究開発

Shota Fujii, Daiju Numata, et al AIAA Paper 2013-0485 (2013)

Daiju Numata, et al: "Ultrafast-Response Anodized-Aluminum Pressure-Sensitive Paints for Unsteady Flow Measurement", AIAA J., Vol. 55, Issue 4 (2017)



PBA



Time response curves

$$\tau = \frac{h^2}{D_m} \propto h^2$$

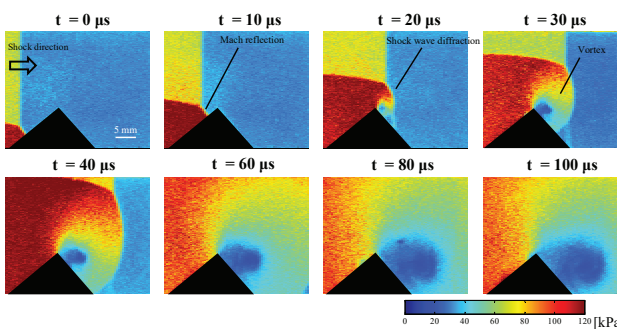
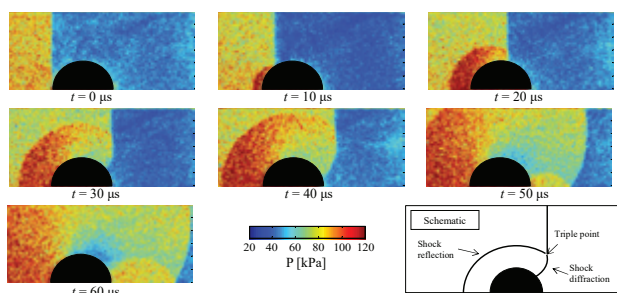
$$D = \frac{D_k D_g}{D_k + D_g} \propto d$$

D_g : 自己拡散係数

D_k : クヌッセン拡散係数

Kameda, et al, Meas. Sci. Tech. 15 (2004) 488-500.

時定数の推定値 = **0.35 μ s** 世界最速！



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

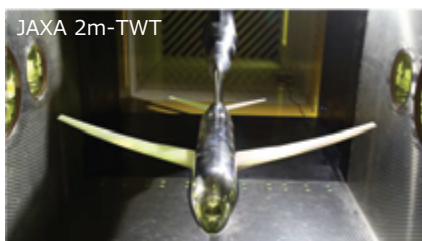
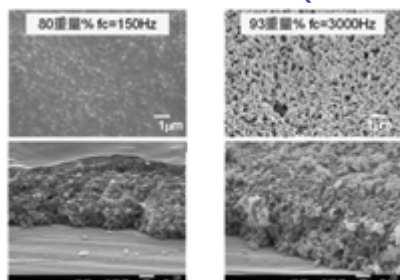
45

先進計測グループ：低粗さ高速応答PSPの開発

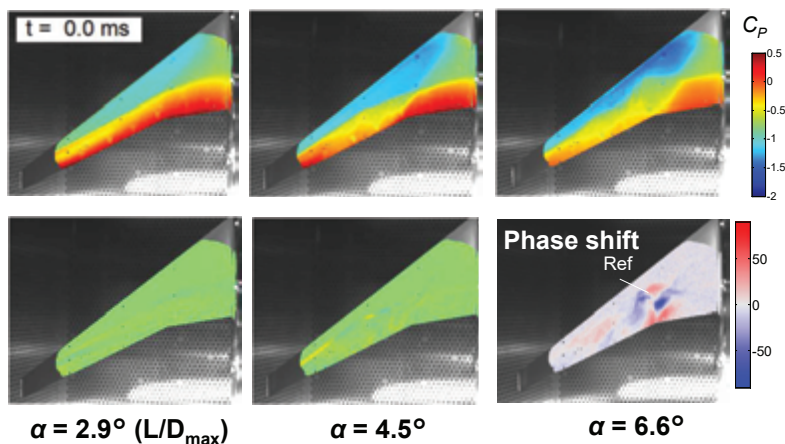


遷音速バフエット現象の解明 杉岡洋介 博士論文 (2018), Y. Sugioka, et al. (2018) AIAA Journal ほか

ポリマ／固体粒子複合型PSP (PC-PSP)



NASA CRM模型主翼上の非定常圧力分布



$\alpha = 2.9^\circ$ (L/D_{max})

$\alpha = 4.5^\circ$

$\alpha = 6.6^\circ$

Upper: C_p , Lower :RMS of AC component
($M = 0.85$, $Re_c = 1.54 \times 10^6$, $f_s = 2$ kHz)

Sugioka, et al, AIAA 2016-2018

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

46

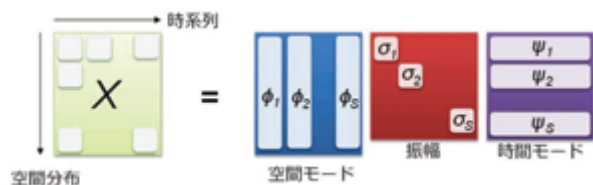
先進計測グループ：PSPによる低速非定常計測



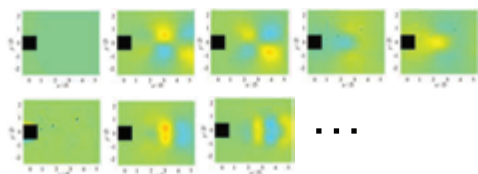
Singular Value Decomposition (SVD)

特異値分解法 (SVD) = 固有直交分解法 (POD)

M. Pastuhoff, D. Yorita, et al. Meas. Sci Tech (2013), Y. Sugioka, K. Hiura, et al (ExIF 2019)



- SVD(POD)を用いて取得した時系列画像を時間と空間のモードに分解
- 物理的に重要と思われるモードのみを抽出して圧力場を再構成 (振動によるモード、カメラなど計測系の誤差 (高次モード) を除去)
- この方法で信号雑音比を著しく向上させることが可能。



角柱後方の非定常圧力分布の測定
(風速：50m/s)

Raw images

SVD (50 modes)

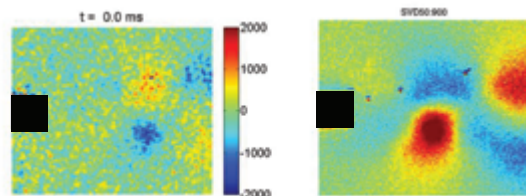


Table 8.2 Noise reduction methods

Methods	References
Conditional image (phase) averaging	McGraw et al. (2006), Yorita et al. (2010a, b), Gordeyev et al. (2014), Singh et al. (2011), Davis et al. (2015)
Pixel-by-pixel FFT	Nakakita (2007, 2011, 2013), Göfiling et al. (2020)
Singular value decomposition (SVD), proper orthogonal decomposition (POD)	Pastuhoff et al. (2013), Gordeyev et al. (2014), Peng et al. (2016b), Roozeboom et al. (2016), Crafton et al. (2017a), Hiura et al. (2017), Wen et al. (2018), Sugioka et al. (2019a)
Dynamic mode decomposition (DMD)	Ali et al. (2016), Crafton et al. (2017a), Göfiling et al. (2020)
Coherent output power (COP)	Noda et al. (2018), Nakakita & Ura (2020)
Kalman filter-based DMD (KFDMD)	Nonomura et al. (2018)
Cross spectral correlation (CSC)	Ozawa et al. (2019)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

47

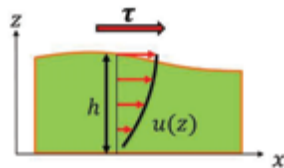
先進計測グループ：非定常せん断応力場の計測



Global Luminescent Oil-film Method (GLOF)

Taekjin Lee博士論文 (2020) ほか

角柱後方の非定常せん断応力分布の測定 (風速：30m/s)



Thin-oil-film equation

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ \frac{h^2}{2\mu} \tau - (\nabla P_o - \rho g) \frac{h^3}{3\mu} \right\} = 0$$

(for small h)

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ \frac{h^2}{2\mu} \tau \right\} = 0$$

$I = \alpha h$ Luminescent intensity is proportional to oil thickness

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \nabla \cdot \left\{ \frac{I^2}{2\alpha\mu} \tau \right\} = 0$$

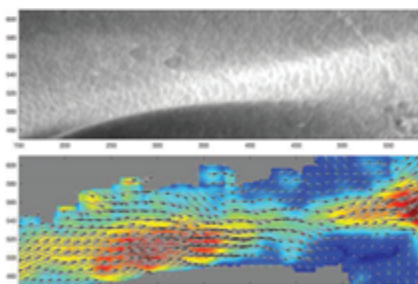
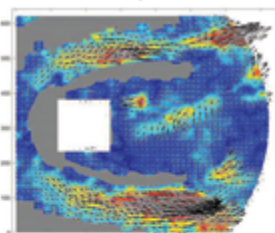
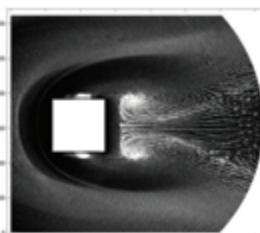
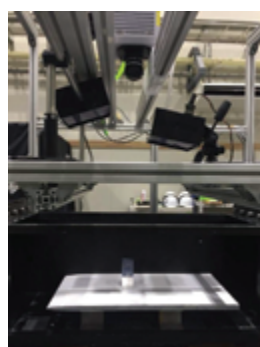
optical flow equation



T. Lee, T. Nonomura, et al, Rev. Sci. Instr. 89 (6), (2018)

$$\hat{\tau} = - \left\{ \sum_{k=1}^K \mathbf{x}_k^T \mathbf{x}_k \right\}^{-1} \sum_{k=1}^K \mathbf{x}_k^T \mathbf{f}_k$$

LLS-method (Lee, et al)



T. Lee, et al, J. Visualization, 23(5), (2020)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

48

Prof. Mark Drela (MIT)

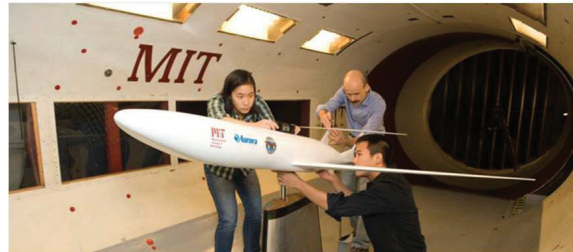
Prof. Mark Drela (Massachusetts Institute of Technology)

- MITが保有する「Wright Brothers Wind Tunnel」のDirector
- 世界中の研究者・教育者が使用している翼型解析ソフト「XFOIL」の開発者
- 飛行距離の世界記録を保有する人力飛行機「Daedalus」の設計者

Low-Reynolds Number
Aerodynamics の権威



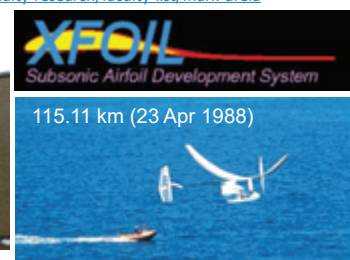
The 8th International Conference on Flow Dynamics (ICFD 2011)
Hotel Metropolitan Sendai, Sendai, Japan, Nov. 9th-11th, 2011



<https://aeroastro.mit.edu/faculty-research/faculty-list/mark-drela>



Wright Brothers Wind Tunnel



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

49

“遷音速低レイノルズ数流れ”

Altitude (70,000 to 100,000 ft)
Reynolds No. (200,000 to 700,000)
Mach number (0.5 to 0.65)
Turbulent intensity (0.02 % or less)

Mark Drela “Transonic Low-Reynolds Number Airfoil,” J. Aircraft, Vol. 29, No.6 (1992)

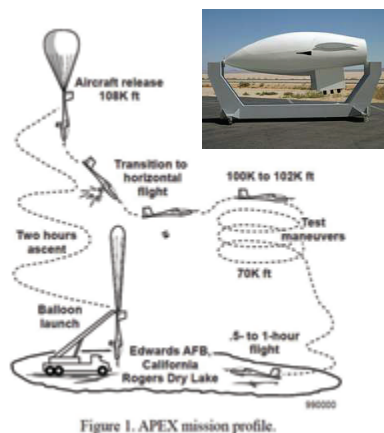


Figure 1. APEX mission profile.

Greer, Hamony, et al., Design and Predictions for a High-Altitude (Low-Reynolds-Number) Aerodynamic Flight Experiment, NASA/TM-1999-206579 (1999)

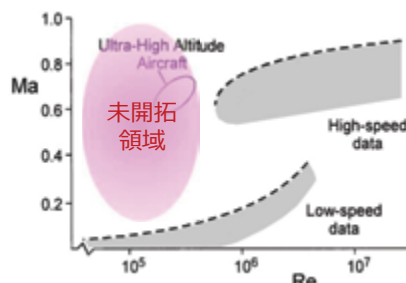
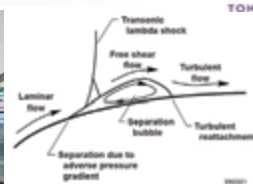
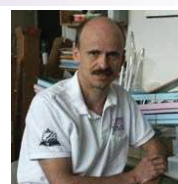
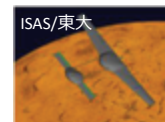


Fig. 2 Limits of available airfoil data



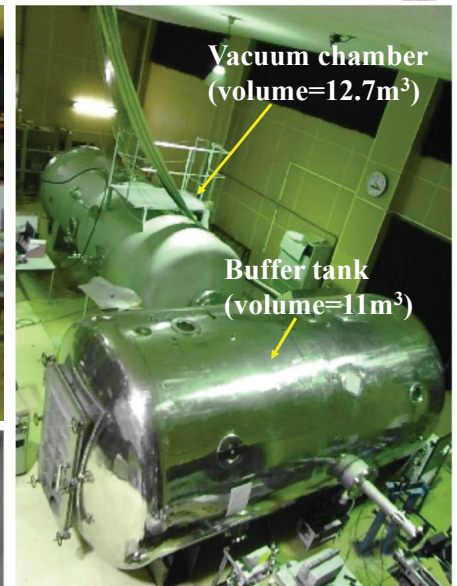
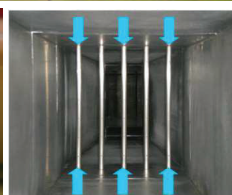
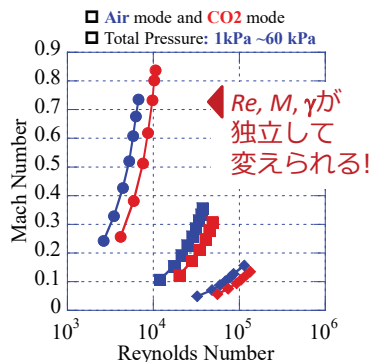
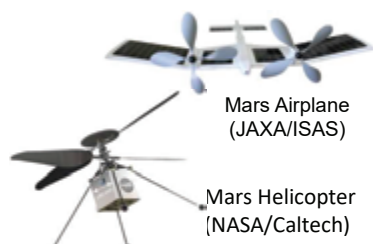
2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

50

惑星大気グループ：火星大気風洞の開発（2008）

安養寺正之 博士論文 (2011)ほか



2021/7/2

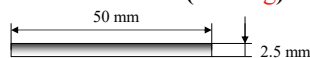
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

51

惑星大気グループ：平板翼－流れの相似則

*M. Anyoji, et al, AIAA Journal,
Vol. 53, No. 6 (2015)*

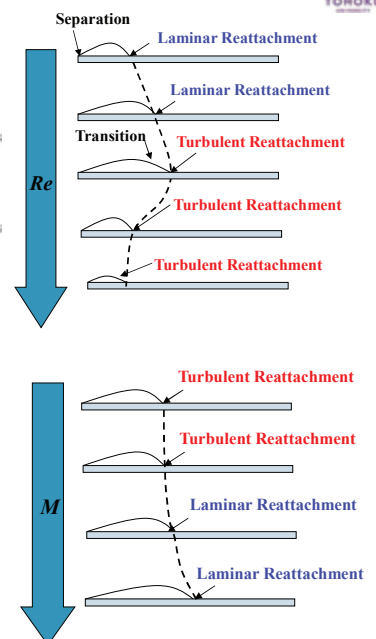
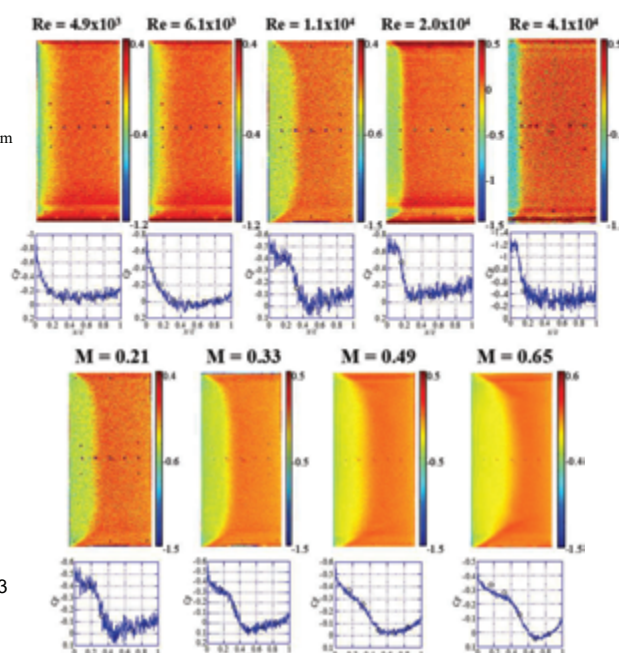
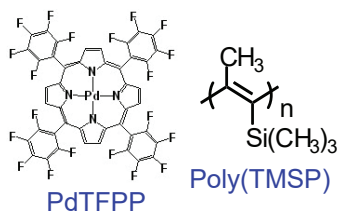
5%-thick Flat Plate ($\alpha=0\text{deg}$)



Reynolds数效果

$$M = 0.20$$
$$Re = 4.9 \times 10^3 \sim 4.1 \times 10^4$$

Mach数効果

$$M = 0.21 \sim 0.65$$
 $Re = 1.1 \times 10^4$ 

2021/7/2

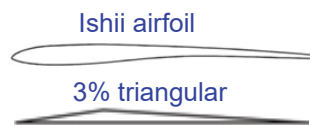
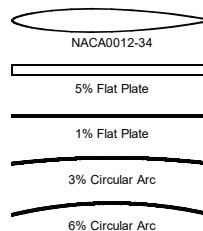
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

52

惑星大気グループ：低Reynolds数翼型



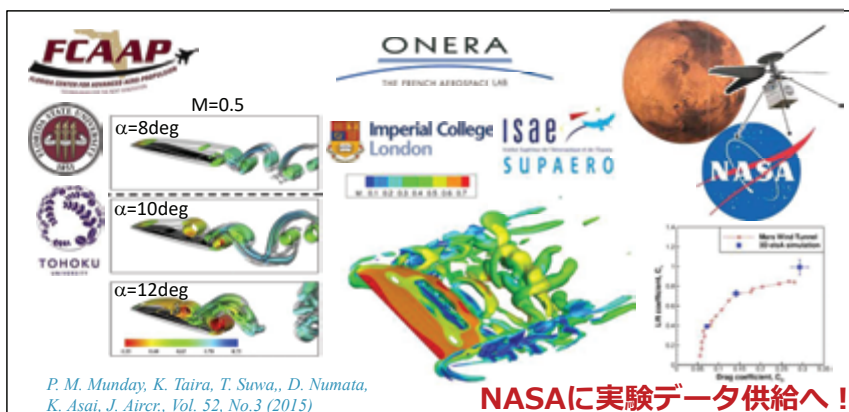
- 計測技術の開発：M. Anyoji, et al. JOV (2015) ほか
 - 空気力天秤, 感圧塗料 (PSP), 熱線流速計
- 供試体 (翼型):
 - 平板翼, キャンバ付き平板, NACA-0012翼ほか.
 - 石井翼 (主翼), 三角翼 (プロペラ)



宇宙研 大山准教授
流体所 永井教授



火星飛行機
高高度飛行試験 (2016.6)



2021/7/2

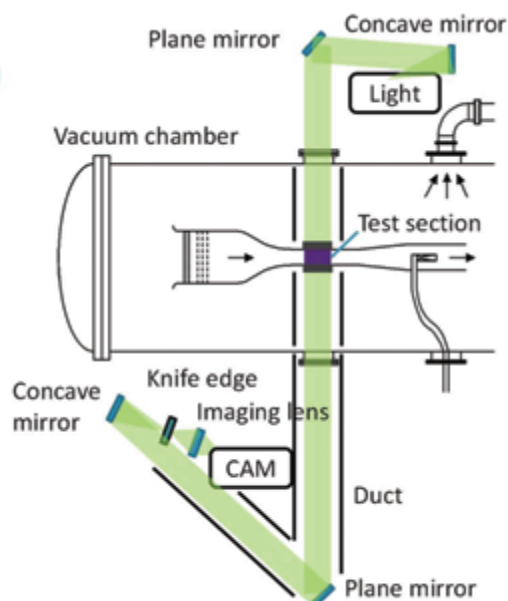
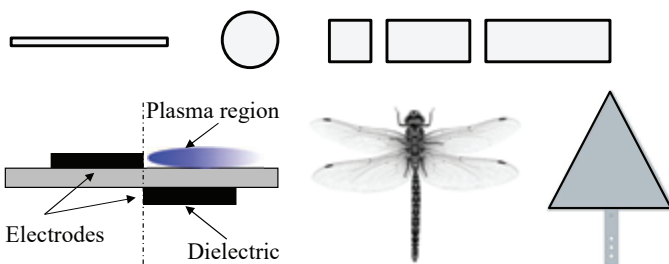
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

53

惑星大気グループ：基礎形状周りの流れ



- 計測技術の開発：
 - 非定常感圧塗料 (uPSP)
 - 高速度シュリーレン
- 研究内容：
 - Basic shape: 平板, 円柱, 角柱, デルタ翼
 - Passive flow control (Biomimetics): Serration, mini-flap, corrugation...
 - Active flow control: DBD plasma actuator



Schematic of Schlieren System

T. Nagata, A. Noguchi, et al. JFM (2020), E. Mongeol, et al. ExIF (2020), K. Kusama et al (2020), 他

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

54

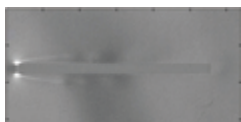
惑星大気グループ：圧縮性低Re数流れ(例)

5%平板

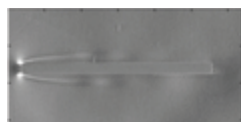
□ $Re = 10,000, M = 0.3$



□ $Re = 10,000, M = 0.45$



□ $Re = 10,000, M = 0.6$

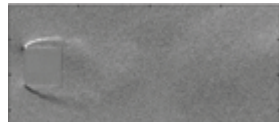


正方角柱

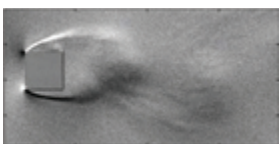
□ $Re = 1,000, M = 0.5$



□ $Re = 4,000, M = 0.1$

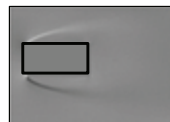
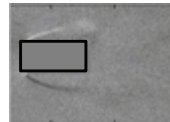


□ $Re = 4,000, M = 0.5$

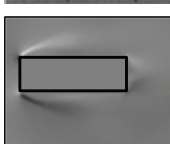
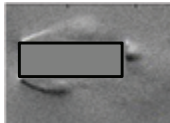


角柱(B/A=2,3)

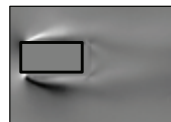
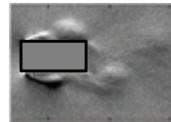
□ $Re = 2,000, M = 0.3$



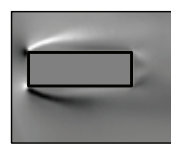
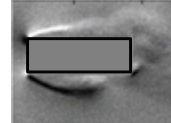
□ $Re = 4,000, M = 0.2$



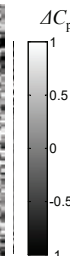
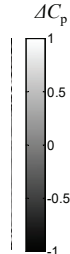
□ $Re = 5,000, M = 0.4$



□ $Re = 4,000, M = 0.5$



非定常
PSP



Nagata, T., Noguchi, A., Kusama, K., et al., *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 893, A13
Kusama, K., Nagata, T., Anyoji, M., et al., *Fluid Dynamics Research*, 2021, 53(1), 015513

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

55

圧縮性低レイノルズ数流れ

C. Pekardan and A.A. Alexeenko, "Rarefaction Effects for Transonic Airfoil Flows at Low Reynolds Numbers," *AIAA Journal* 56(2), pp. 1-14 (2017)
DOI: 10.2514/1.J056051

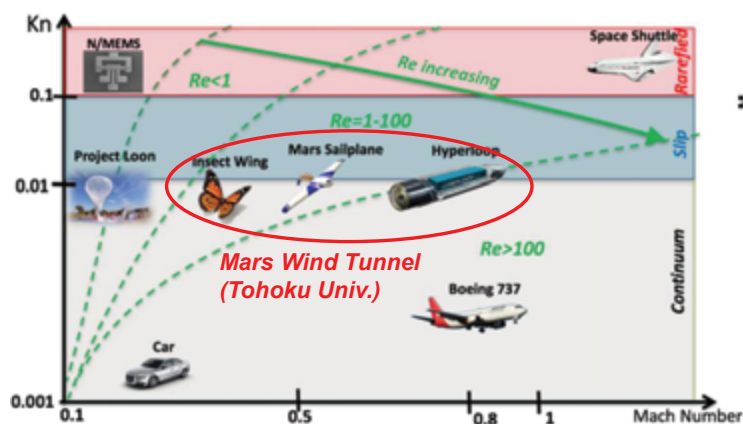


Fig. 1 Knudsen number vs Mach number chart for some applications in aerospace and transportation (N/MEMS, nano/microelectromechanical systems).

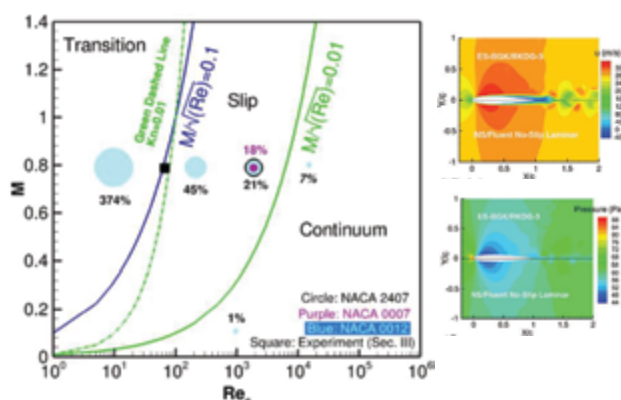


Fig. 15 Summary of the differences in drag for the NACA 0012, 0007 and 0012 and M/\sqrt{Re} = constant lines.

Knudsen layer: $t_{Kn} \approx Kn$
Boundary-layer: $t_{BL} \approx \frac{1}{\sqrt{Re}}$

$\Rightarrow \frac{t_{Kn}}{t_{BL}} \approx Kn \sqrt{Re} = \frac{M}{\sqrt{Re}} < 0.01$

相似パラメータは M^n/Re^m で整理できる！

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

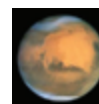
56

Planetary Locomotion-流れの相似則



浅井圭介, 永井大樹, “Planetary Locomotion—惑星探査の新しい可能性,”
日本航空宇宙学会誌 Vol. 60(11) 2012, pp. 421-426.

大気がある
惑星・衛星
(太陽系)



惑星	地球	金星	火星	タイタン
圧力 (hPa)	1,013	92,100	0.7	1,470
温度 (K)	288	740	210	94
重力加速度(m/s ²)	9.80	8.87	3.71	1.35
大気成分	N ₂ (78.1%) O ₂ (20.9%) Ar(0.93%) CO ₂ (0.03%)	CO ₂ (96.5%) N ₂ (3.5%) SO ₂ (0.015%) Ar(0.007%) H ₂ O(0.002%)	CO ₂ (95.3%) N ₂ (2.7%) Ar(1.6%) O ₂ (0.13%)	N ₂ (98.4%) CH ₄ (1.6%)
備考	水が存在	super rotation	ダストの存在	土星の衛星

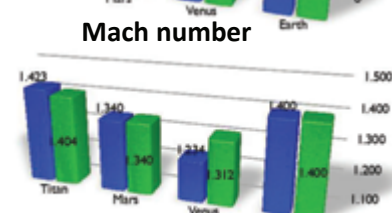
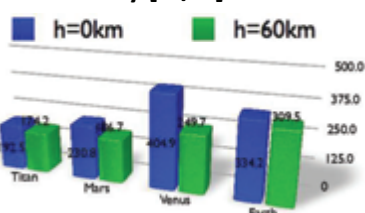
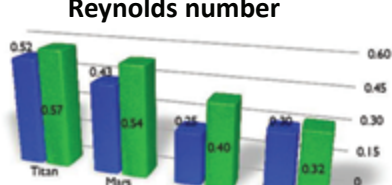
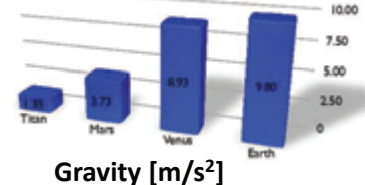
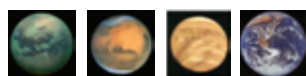
「相似則」が面白い！ 地球上で行う実験で他の天体で起こる流体现象を予測する

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

57

Planetary Locomotion-流れの相似則



JAXA/ISAS
「惑星環境風洞実験装置」

測定部：直径 1.6 m (円形開放)
内圧：0.1気圧～5気圧

大島耕一, 徳永好志, 大島裕子,
“惑星大気風洞”, 日本航空宇宙
学会誌, Vol. 31, No.351 (1983)



<http://dragonfly.jhuapl.edu/>

NASA Langleyが保有する低温風洞,
National Transonic Facility (NTF)
で実験が行われた!

2021/7/2

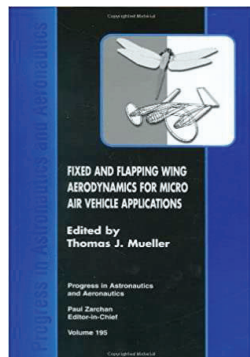
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

58

動的風試グループ：飛行運動模擬へのチャレンジ



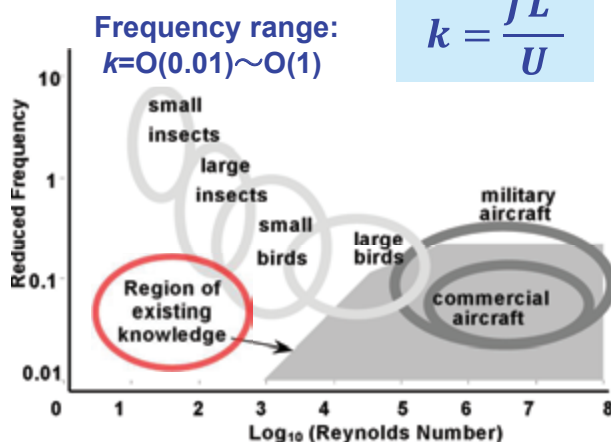
T. J. Mueller, "Fixed and Flapping Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications,"
Progress in Astronautics & Aeronautics, ALAA (2002)



流れの変動周波数に
対するスケール効果

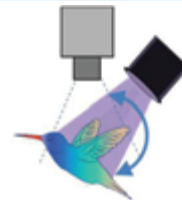
Strouhal数
(無次元周波数)

$$k = \frac{fL}{U}$$



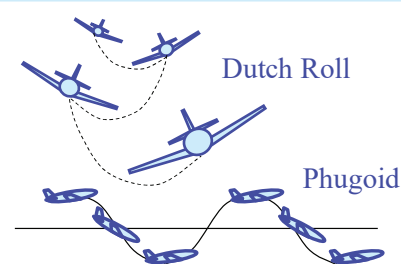
Challenge その1

羽ばたき翼表面の圧力計測



Challenge その2

風洞実験による動安定特性評価



2021/7/2

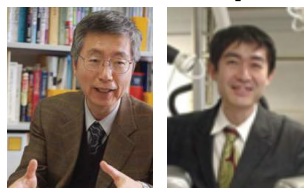
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

59

動的風試グループ：ロボットマニピュレータの開発



RoboticsのExpert



内山 勝 先生
近野 敦 先生 (現北大)

要求条件:

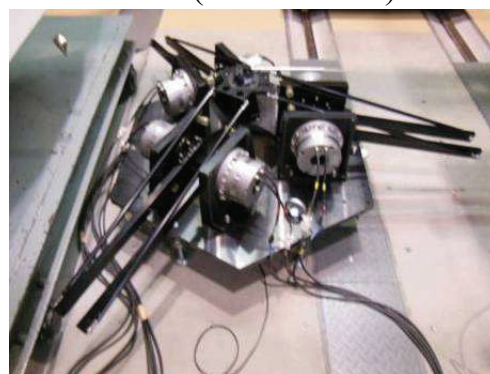
- ・ 高速
- ・ 多自由度
- ・ 高剛性

$$k = \frac{fL}{U}$$

PA10 (Serial Link)



HEXA (Parallel Link)



	PA10	HEXA
Type	Serial Link	Parallel Link
Characteristics	<ul style="list-style-type: none"> • Wide range of motion • Limited frequency performance 	<ul style="list-style-type: none"> • High frequency motion • High rigidity motion

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

60

動的風試グループ：ロボットマニピュレータの開発

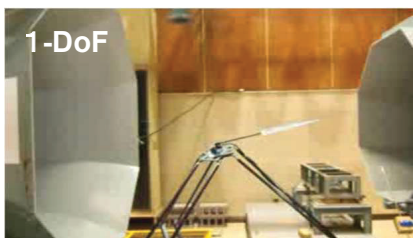


HEXA-X2 : 6-DoF Robotic Manipulator

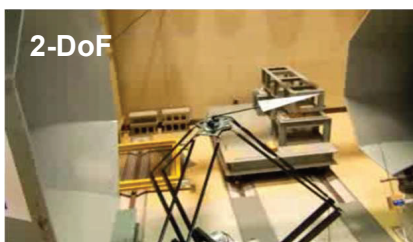


Achieved Roll Oscillation with amplitude of **10 deg** and at frequency of **4Hz**

Motor type: SHA40A51SG
(Torque **340Nm** Geared motor)
Weight (Base+motors) 158kg



2-DoF



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

61

動的風試グループ：磁力支持天秤装置 (MSBS)



Special Session: Magnetic Suspension and Balance Systems
for Wind Tunnel Testing

大林先生（招待講演）2021.1.13



Organizer:
Colin P. Britcher
Professor, ODU
(USA)

An Overview of MSBS Activities at Tohoku University

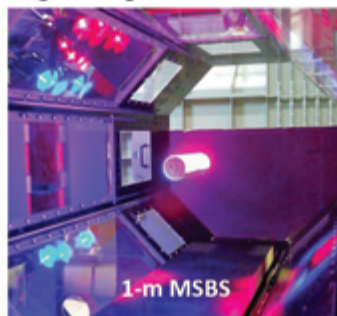
Shigeru Obayashi,¹ Taku Nonomura,² Keisuke Asai²

¹Institute of Fluid Science

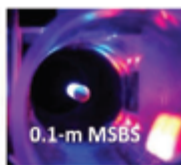
²Department of Aerospace Engineering
Tohoku University, Japan



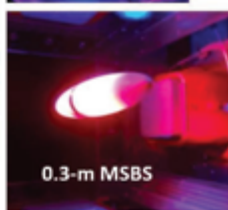
Comparison of MSBSs



1-m MSBS



0.1-m MSBS



0.3-m MSBS

Complex of Magnetic Suspension and Balance Systems (MSBSs) at Tohoku University

Copyright © by Shigeru Obayashi. Published by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., with permission.

● 0.1-m MSBS

Low-speed
Dynamic
Supersonic



● 0.3-m MSBS

Low-speed
Dynamic
Advanced
measurements



● 1.0-m MSBS

Low-speed
Dynamic / High- α
Low-turbulence



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

62

動的風試グループ：磁力支持天秤装置 (MSBS)

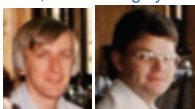
Prof. Eugene E. Covert (MIT)



Dr. R.A. Kilgore (NASA Langley)



ETB, NASA Langley RC



NASA Langley MSBSチーム

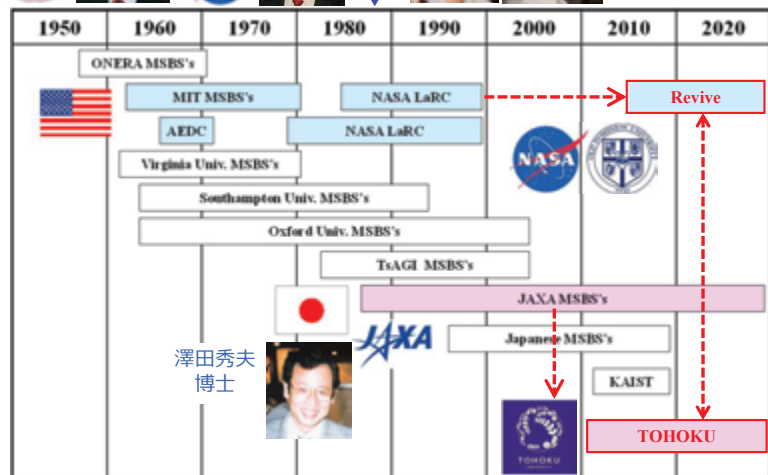
Colin P. Britcher
Professor, ODU



Mark Schoenenberger
Aerospace Engineer



W. A. Kilgore
Deputy Director



澤田秀夫
博士



▲ 2011

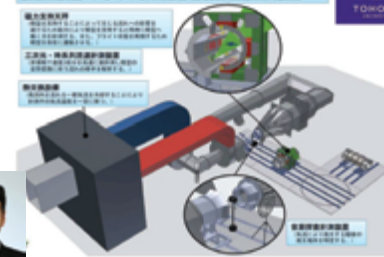
東北大学MSBSチーム



流体研 大林茂 教授 (当時所長)



設備概要図：フライト計測融合低乱流伝達風洞設備



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

63

動的風試グループ：MSBSによる模型の強制加振

Forced oscillating test ~ 1 D.O.F. ~ (0.3-m MSBS)

➤ Amplitude 1 deg (pitching)

$f = 0.6 \text{ Hz}$



$f = 2 \text{ Hz}$

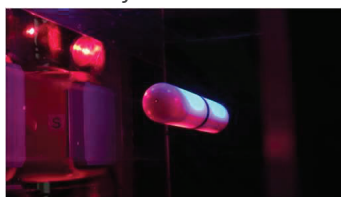


$f = 10 \text{ Hz}$



➤ Amplitude 2 deg (pitching)

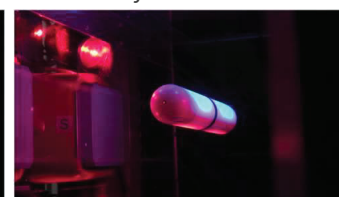
$f = 0.6 \text{ Hz}$



$f = 2 \text{ Hz}$



$f = 10 \text{ Hz}$



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

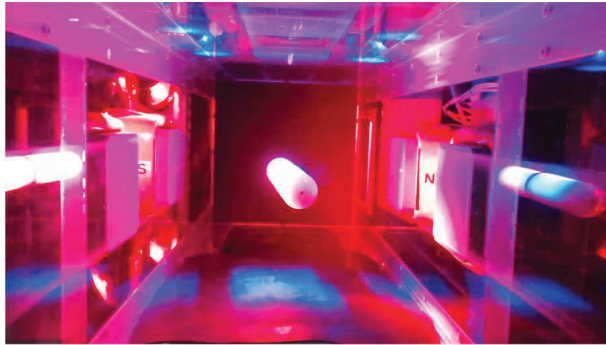
64

動的風試グループ：MSBSによる模型の強制加振



Example of Multi-DoF Motion ~ 2 D.O.F.

0.3-m MSBS



$f = 3\text{Hz}$, coning motion
(pitching+yawing)

1.0-m MSBS



$f = 5\text{Hz}$, coning motion
(pitching+yawing)

【参考】

大林茂, 大嶋龍, 澤田秀夫, “磁力支持天秤装置を用いた動的風洞試験の可能性”, 2L7, 平成 26 年度 航空宇宙空力シンポジウム, 米子(2015)
浅井圭介, 大嶋龍, 安保巧, 大林茂, 澤田秀夫, “MSBSによる非定常空気力計測の現状と課題,” 第53回飛行機シンポジウム, 松山 (2015)

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

65

動的風試グループ：Hybrid Simulationの課題



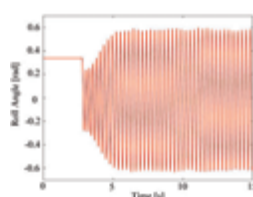
航空機の自励振動現象の再現

後退角80度デルタ翼のWing Rock現象 ($V=10\text{m/s}$, $\alpha=35^\circ$)

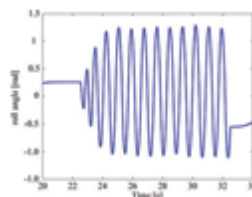
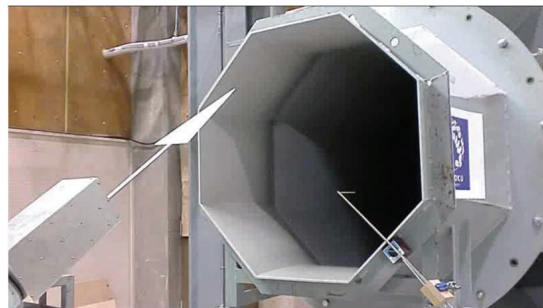
Free Roll ($f=3.22\text{ Hz}$)



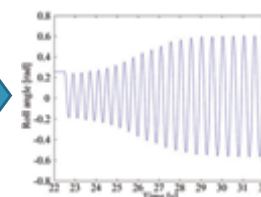
Roll
Angle



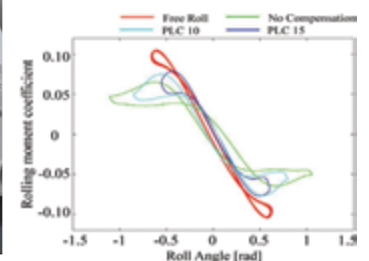
Captive ($f=1.96\text{ Hz}$) 位相補償あり



→



中田 伸大, 阿部 弘之, 伊藤 崇文, 近野 敦, 姜 欣, 安孫子 聡子, 内山 勝, 沼田 大樹, 浅井 圭介, Hybrid Motion Simulation of an Aircraft in Wind Tunnel, 第12回SICEシステムインテグレーション部門講演会論文集 2401-2404 (2011)



Hybrid Simulation
には, システム全体
のモデル化・最適化
が必要!

2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

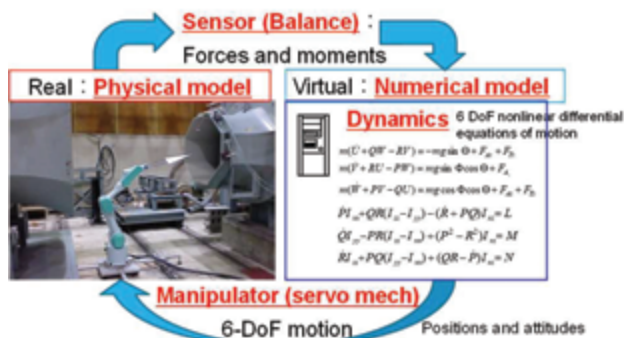
66

Hybrid Simulation: 仮想飛行試験の実現へ



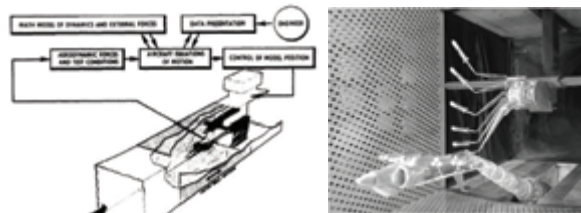
EFD + Flight Dynamics → “Flight Test in WT”

- Simulate “flow” in a wind tunnel, “motion” on a computer
- Real-time simulation of aircraft motion by closed-loop control



供試模型，風洞設備，データ処理装置がそれぞれのレベルでスマート化・ロボット化し，それがエッジコンピュータを介してネットワークで結びつく，そのようなSF的な風洞の将来像は決して絵空事ではない。→ **デジタル化の波に乗る！**

Captive Trajectory System (AEDC)



Dr. E. M. Kraft



Airframe Digital Twin Approach



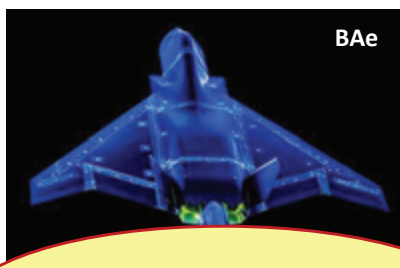
- The US Air Force **Digital Thread-Digital Twin** – Life Cycle Integration and Use of Computational and Experimental Knowledge (AIAA 2016-0897)
- Approach to the Development and Application of a **Digital Thread-Digital Twin** Authoritative Truth Source (AIAA 2018-4003)
- Transforming Ground and Flight Testing through **Digital Engineering** (AIAA 2020-1840)

2021/7/2

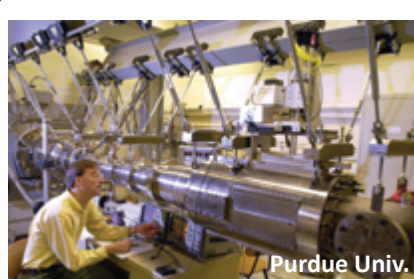
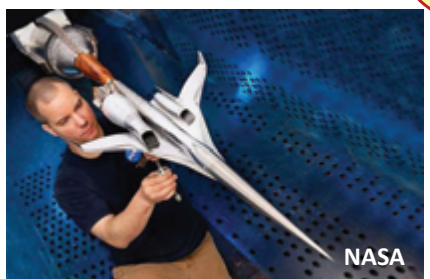
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

67

本講演の最後に



理想の風洞とは？



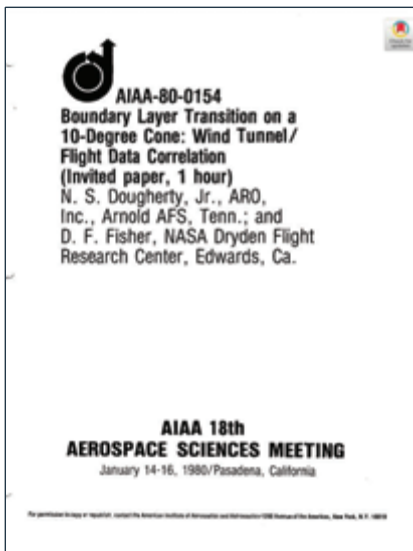
2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

68

将来: 理想の風洞とは？

Dougherty, Jr., N. S., Fisher, D. F. : Boundary layer transition on a 10-deg cone : wind tunnel/ flight correlation, AIAA Paper 80-0154 (1980).



Boundary Layer Transition Group (BLTSG) chaired by **Dr. Eli Reshotko** (NASA Ames) was formed in the late 1970 and conducted systematic experiments on boundary-layer transition including flight tests



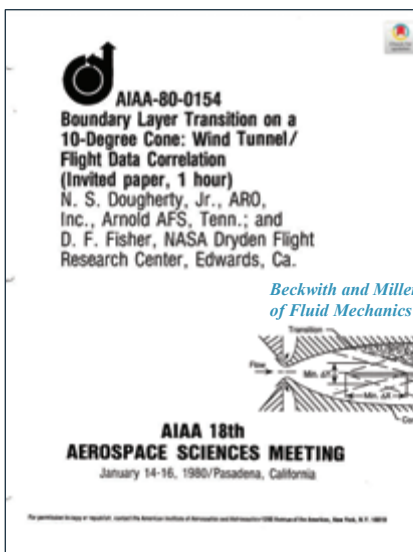
Transition detection → traversing a pitot tube along the cone surface



FIGURE 1.7 Transition cone flight experiment performed on a NASA F-15 aircraft at NASA Dryden Flight Research Center in the late 1970s. This was an example of a NASA aircraft adapted to conduct specific data collection for aerodynamic research. SOURCE: NASA Dryden Flight Research Center.

将来: 理想の風洞とは？

Dougherty, Jr., N. S., Fisher, D. F. : Boundary layer transition on a 10-deg cone : wind tunnel/ flight correlation, AIAA Paper 80-0154 (1980).



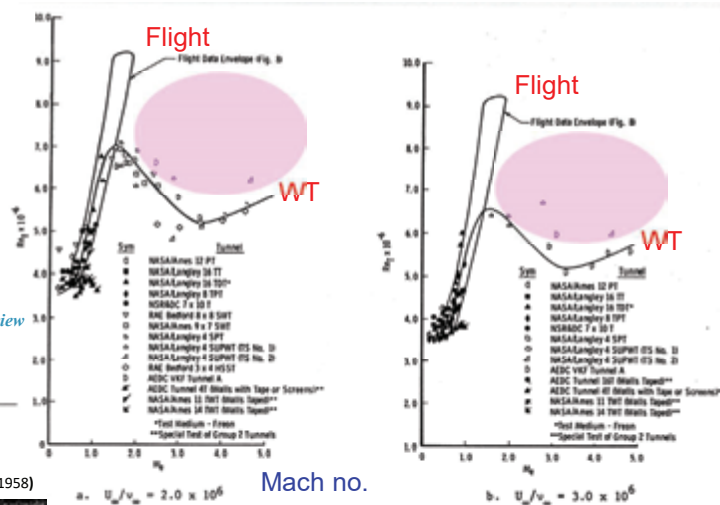
Beckwith and Miller (2000) Annual Review of Fluid Mechanics



NACA TN 4235 (1958)



10-deg Cone: Wind Tunnel vs Flight Test



風洞壁の乱流境界層から放射される擾乱が模型に入射！

理想の風洞: 超音速 + 実Re数 + “低乱れ”



Magnetic Supersonic Cryogenic Flight Tube

NASA LangleyのETBで行われていたMSBSの応用に関する議論に基づく

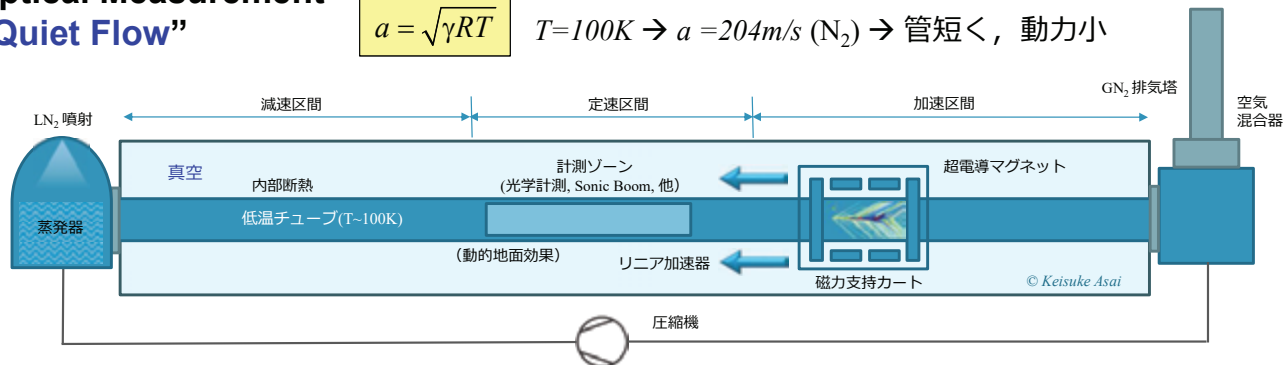
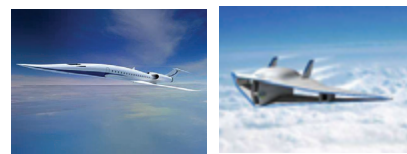
P. L. Lawing, “Magnetic Suspension — Today’s Marvel, Tomorrow’s Tool,” *High Reynolds Number Flows Using Liquid and Gaseous Helium*, pp 153-164, Springer (1991)

- Cryogenic
- Magnetic Suspension
- Optical Measurement
- “Quiet Flow”

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \propto \gamma^{0.5} M p R^{-0.5} T^{-1.4} L$$

$$a = \sqrt{\gamma R T} \quad T = 100K \rightarrow a = 204m/s (N_2) \rightarrow \text{管短く, 動力小}$$

低温化のメリット
(1) 高Re数, (2) 低音速



2021/7/2

第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

71

まとめ：“風洞屋”の流体力学

- 風洞は“人工自然”であり，“Flow Simulator”である。
- 相似則が面白い。まだまだやることがある。
- 風洞のHybrid Simulator化は時代の趨勢。デジタル化の波に乗る。
- 風洞の命題は変わらない。「継続」こそ風洞屋の使命である。

東北大学図書館工学分館



「風洞を中心とする懇談会記事」

日本航空学会誌 昭和17年3月
第9巻 第8号 (1942)

(出席者)

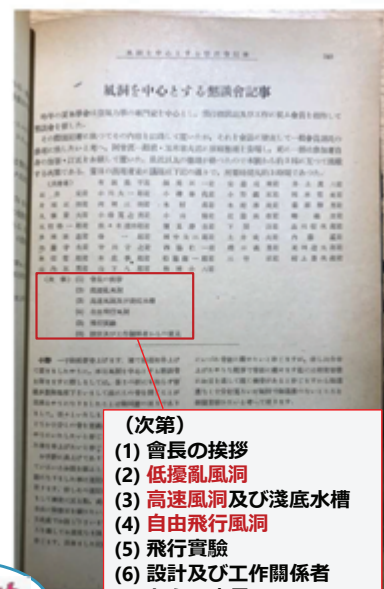
谷 一郎, 木村秀政, 小川太一郎,
山名正夫, 和田小六, 河田三治,

...

本庄季郎, 小山悌, 菊原静男,
土井武夫, 内藤子生,

...

風立ちぬ
の世界



(次第)

- (1) 会長の挨拶
- (2) 低擾乱風洞
- (3) 高速風洞及び浅底水槽
- (4) 自由飛行風洞
- (5) 飛行実験
- (6) 設計及び工作関係者からの意見

2021/7/2

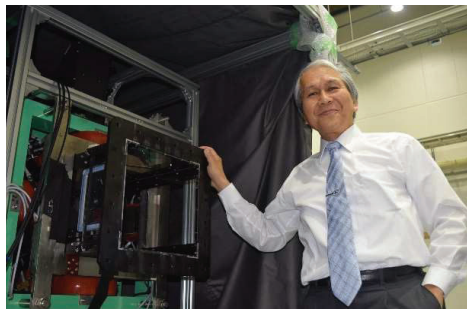
第53回流体力学講演会／第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム

72

結びの言葉 - “One for all, all for one”



風洞実験は多くの人々の支えをなくしてあり得ません。NAL在職中、大学で、そして学会等の活動を通じて、様々な形で支援を下された方々に心より感謝いたします。



有難うございました！

第53回流力講演会/第39回ANSS 招待講演#4



数値風洞の過去・現在・未来 (NUMERICAL WIND TUNNEL)

松尾裕一

東京理科大学工学部情報工学科
HEXAGON/TUSデジタルツインラボラトリ

2021年7月2日

内容

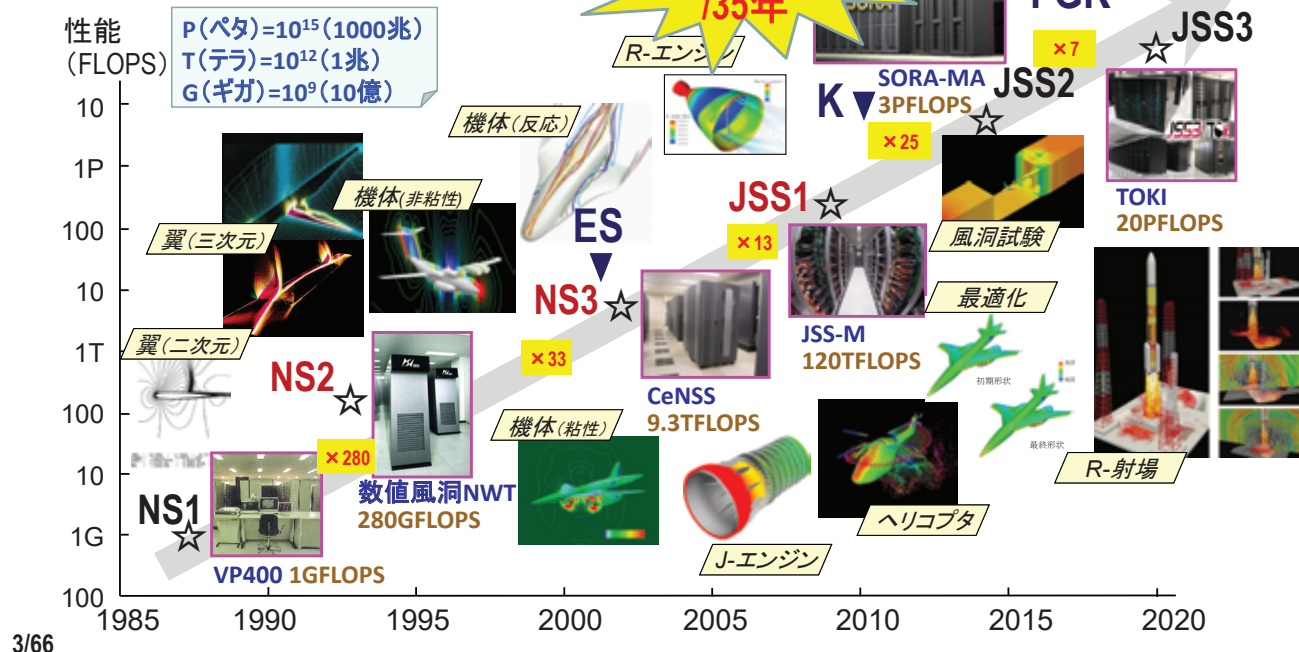


- JAXAスパコンの話(調達・運用, ベクトルからスカラーへ, FX1)
- 数値風洞の話(風洞試験をCFDで置き換える)
- これからの話(ISSAC, CbA, デジタルツイン)

JAXAスパコンの性能向上

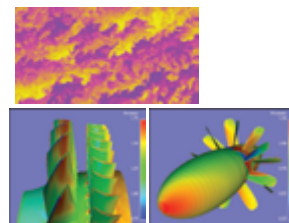
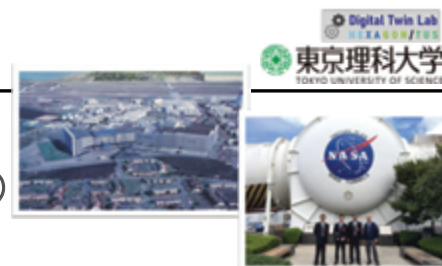


FLOPS: Floating-point Operations Per Second



私とスパコンとのかかわり

- '89.4 航空宇宙技術研究所 数理解析部入所
(三好さんのいた部署)
- '92.3~ NASA Ames研究所客員研究員
('93.2 数値風洞導入)
(主に乱流・ターボ機械の解析に従事, ユーザ)
- '98頃~ 数値風洞の運用に従事
- '00.4~ CeNSSの導入・運用に従事
('03.10 JAXA発足)
- '06.4~ JSSの導入・運用に従事
- '08.4~ 研究開発本部に異動



NS2, 数値風洞NWT (NUMERICAL WIND TUNNEL) 1993～2002

数値風洞とは、その原点

● 1980年代に旧NALの三好氏、高梨氏により提唱

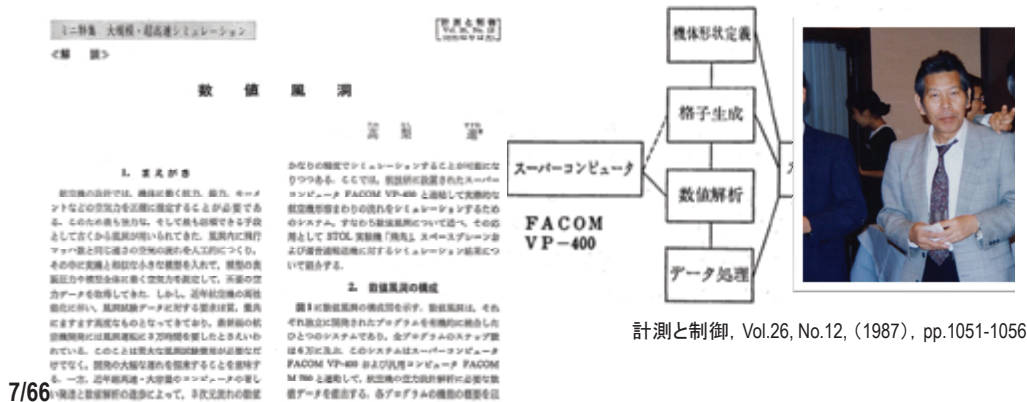
- 【三好, 1986】数値風洞というのは、**高速計算機による数値シミュレーション技術を風洞試験の代わりに使用**しようとするものである。数値風洞というのは、**実機などの形状周りの空間を細かな格子に分割し、・・・得られた差分方程式系を計算機により解く、すなわち数値風試することにより形状周りの流れ場を求め、これから実機の空力性能を推算するものである**



数値風洞とは、その原点

● 1980年代に旧NALの三好氏、高梨氏により提唱

- 【高梨, 1987】このシステムは、航空機の空力設計解析に必要な数値データを取得することを目的として・・・、数値風洞は主として**風洞試験データを補間し、あるいは形状や流れの条件をパラメトリックに変えて空力特性を推定し予備設計のための道具として活用されること**になろう、ただ現時点で確実にいえることは、**風洞試験の大部分が数値シミュレーションによって代行され、最終的な確認のために風洞が用いられるようになっていくであろう**、ということ



導入の頃の状況

● '70年代中期

- ベクトル計算機の黎明, **FACOM230-75AP**
22MFLOPS

● '80年代前半

- **数値シミュレータ(NS)計画**
➢ 「飛鳥」の開発と重なり予算取れず

● '87

- NS計画開始
➢ **NS1 (VP400) 導入**
1.1GFLOPS

● '90前後

- 日米貿易摩擦 ⇒ 米国バンダー対策に奔走



【数値シミュレータ(NS)計画】

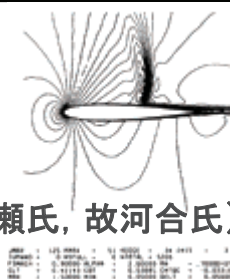
スーパーコンピュータの計算処理能力を利用して、計算流体力学(Computational Fluid Dynamics; CFD)に代表される数値シミュレーション技術の発展と普及、ならびに航空宇宙機開発における技術力の涵養と確立を目指す



導入の頃の状況(2)

● CFDの台頭

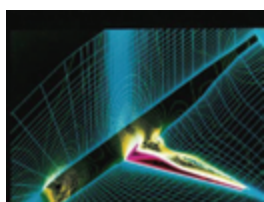
- 米国NASA Ames研究所, CRAY Y-MP (1988頃)
- 3次元遷音速逆解法(故高梨氏)
- 高Re数遷音速流翼型解析プログラムNSFOIL(廣瀬氏, 故河合氏)



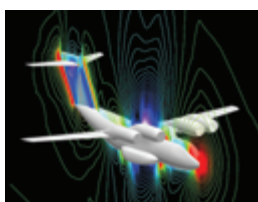
● 熱狂的ユーザの出現, 有望CFDアプリが急伸



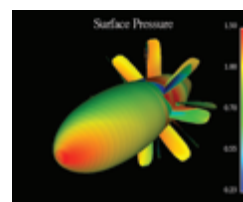
藤井氏(現東京理科大), 大林氏(現東北大流体研)によるYXX翼胴結合体のRANS解析



澤田氏(現東北大)による飛鳥のEuler解析



松尾によるCRPのRANS解析



- スパコンによる実形状のCFD解析ができることを世界で初めて示した

9/66

当時の計算機



大型電子計算機システム



入出力及び金銭処理システム



10/66

第1回航空機計算空力シンポ(1983)



目次	
シンポジウム第一日	
1-1 世界の数値流体力学研究の動向 1	2-7 三次元遷音速流れ解析各種プログラムに 199
Progress of Computational Fluid Dynamics in the World	Comparison of Computational Results Three-Dimensional Transonic Potentia
宇宙科学研究所 大島耕一 Koichi OHSHIMA	
1-2 航空宇宙技術研究所における空力ソフトウェアの開発について 7	2-8 設計における数値計算の活用について 199
Computer Software for Aerodynamic Design of Aircraft Developed within the National Aerospace Laboratory, Tokyo	The Role of Computational Fluid Dy Engineering
航空宇宙技術研究所 遠藤 浩 Hiroshi ENDO	川崎重工株式会社 Jun OKUMURA, Tadamasa
1-3 非線形発展方程式の近似理論と single conservation law 17	2-9 高アスペクト比翼の、遷音速におけるフ 207
Approximation Theory for Nonlinear Evolution Equations and Its Application to Single Conservation Laws	Numerical Simulation of Transonic FI Ratio Transport Wing
航空宇宙技術研究所 高橋茂康, 若宮敏幸 Masayasu TAKAHASHI and Toshiyuki IWAMIYA	
1-4 ベクトルプロセッサのソフトウェア技術動向 25	2-10 三次元遷音速翼の設計 199
Recent Trends in Software Technology for Large-Scale Vector Processors	A Numerical Design Method for Three-Dimensional Transonic Wings
富士通株式会社 櫻倉由行, 神谷幸男 Yoshiyuki TANAKURA and Sachio KAMIYA	航空宇宙技術研究所 高梨 進 Susumu TAKANASHI
1-5 剥離のある流れの解析 37	2-11 三次元境界層解析汎用プログラム BLAY とその応用 207
Some Numerical Analyses of Flows with Separation	Three-Dimensional Wing Boundary Layer Analysis Program BLAY and Its Application
宇宙科学研究所 桑原邦彦 Kunio KUWAHARA	航空宇宙技術研究所 松野謙一, 石黒豊美子 Kenichi MATSUNO and Tomiko ISHIGURO
1-6 二つの翼列流れの数値計算法 43	
Two Computational Methods for Cascade Flows	
東北大学 大宮司久明 Hisa-aki DAIGUJI	
1-7 航空エンジン用ファン空力設計における数値解析 55	
Numerical Analyses in Aerodynamic Design of Aero-Engine Fan	
石川島播磨重工業株式会社 永野 進 Susumu NAGANO	



航空宇宙技術研究所 磯貝 純二
Koji ISOGAI

11/66

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポ(ANSS:1998-)



1983 大島耕一 (ISAS)	2000 里深信行 (京都工繊大)
1984 M. Inouye (NASA Ames)	2001 M. Körner (DLR)
1985 S. Nakamura (Ohio State U.)	2002 B. Müller (Uppsala U.)
1986 P. Kutler (NASA Ames)	2003 F. Farassat (NASA Langley)
1988 H. Yoshihara (U. Washinton)	2004 N. Kröll (DLR)
1989 松野太郎 (東大)	2005 M. J. Aftosmis (NASA Ames)
1990 G. Bancroft (Sterling SW)	2006 E. Krause (RWTH Aachen)
1991 堀内潔 (東大生産研)	2007 E.F. Toro (U. Trento)
1992 W. Loeve (NAL, Netherland)	2008 R. G. McKinney (P&W)
1993 W. Kordulla (DLR)	2009 D. Mavriplis (U. Wyoming)
1994 A. Jameson (Princeton U.)	2010 J. Nitzsche (DLR)
1995 S. R. Chakravarthy (Metacomp)	2011 ---
1996 K. Engel (DLR)	2012 P. R. Spalart (Boeing)
1997 J.-J. Philippe (ONERA)	2013 G. Iaccarino (Stanford U.)
1998 F. Grasso (U. Roma)	2014 Z. J. Wang (U. Kansas)
1999 Y. H. Yu (NASA Ames)	2015 W. Desmet (KU Leuven)



12/66

数値風洞(NWT)計画



● 背景

- RANS CFDの急成長(差分法コード)
- 100万点のRANS解析: VP400(1GF)で10時間/ター

● 目標

- CFDを航空機・宇宙機の開発(パスタ)に使う
⇒ 100万点のクリーン全機RANS解析を10分/ターで
⇒ VP400の100倍以上の性能, 40GB以上のメモリ

● 調達・導入

- スパコン数値風洞(NWT)をNS2の中核マシンとして導入
- 富士通との共同研究(一般のスパコン調達ではなく)

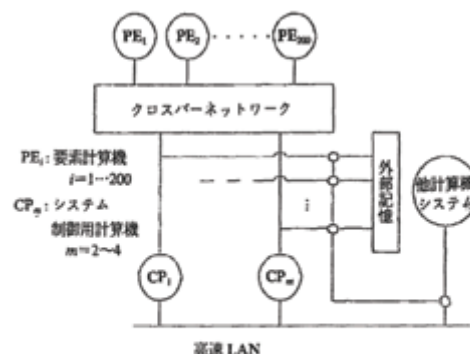


図1 NWTのブロック構成図

日本物理学会誌 Vol. 47, No. 10, 1992

13/66

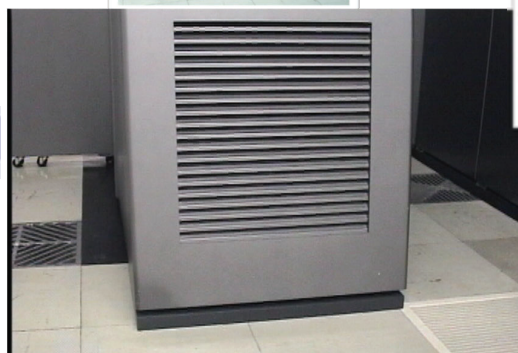
数値風洞(NWT)

- 1993年3月導入当初は140PE(238GF)
- 1996年2月に166PE(280GF)に増強

全体性能	280GFLOPS
全メモリ	44.5GB
計算ノード	166
制御ノード	2
クロック	9.5ns (105MHz)
PE性能	1.7GFLOPS (ベクトル)
PEメモリ	256MB (GaAs), B/F=8
結合ネットワーク	クロスバ(421MB/s × 2)
設置面積	368m ²
消費電力	1MW



要素計算機Processor Element; PE



14/66

利用環境・プログラミング

● 導入当初

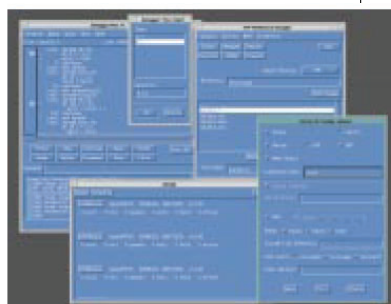
- ユーザ窓はMSP
- NWT-FORTRAN, ループ並列
- 仮想グローバルメモリ
- ツールなし, 並列化経験なし
 - ◆ 最初は悲惨だった, 涙々

● 後半

- ユーザ窓はUXP/V
- NWT-FORTRAN, PVMによるプロセス並列
- 分散メモリ
- VPPワークベンチ, Vampir

```

      :
      !XOCL PARALLEL REGION
      :
      !XOCL SPREAD DO /IPN
      do 1000 n = 1, nblock
      do 1 l = 1, lmax
      do 1 k = 1, kmax
      do 1 j = 1, jmax
      v      di      = 1./q(j,k,1,1,n)
      v      u(j,k,1) = q(j,k,1,2,n)*di
      v      :
      v      rmu(j,k,1,n) = (cc**1.5)*c2bp/(cc+c2b)
      v      turmu(j,k,1,n) = 0.
      v      1 continue
      1000 continue
      !XOCL END SPREAD DO
      :
      !XOCL END PARALLEL REGION
      :
  
```



15/66

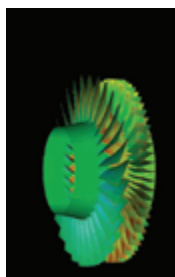
利用成果

● 初期 (1993 - 1995)

- Top500#1 1993.11 -1995.11
 - ◆ 1993 124GF/140PE (236GF)
 - ◆ 1994-5 170GF/140PE (236GF)
 - ◆ 1996 229GF/167PE (281GF)
- ゴードンベル賞
 - ◆ 1994 Honorable Mention
 - ◆ 1995 QCD 215.8GF (79.3%)
 - ◆ 1996 タービン 111.0GF (40.8%)

<https://www.top500.org>

Rank	Site	Computer	Cores	Year	R _{max}	R _{peak}
1	National Aerospace Laboratory of Japan Japan	Numerical Wind Tunnel Fujitsu	140	1993	124	235.79
2	Los Alamos National Laboratory United States	CM-5/1024			99.7	131
3	Minnesota Supercomputer Center United States				90.4	69.63
4	NCSA United States				90.4	65.54
5	National Security Agency United States				90.4	65.54
6	NEC Japan	SX-3/44R NEC	4	1990	23.2	25.6
7	Atmospheric Environment Service (AES) Canada				20	22
8	Oak Ridge National Laboratory United States				15.2	25.6



16/66

利用成果(2)

● 中期以降(1996 -)

➢ CFDアプリの発展

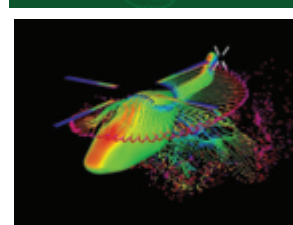
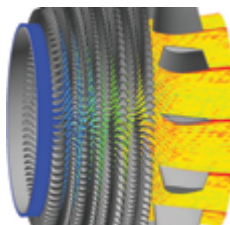
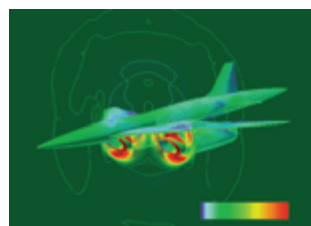
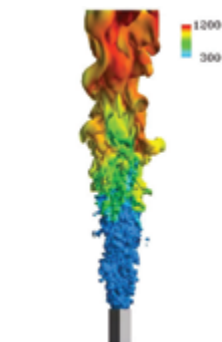
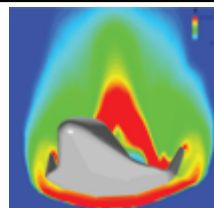
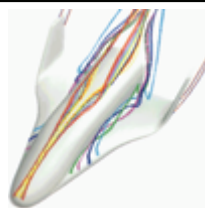
- ◆ 単純形状 ⇒ 複雑形状
- ◆ オイラー ⇒ ナビエ・ストークス
- ◆ 流体単独 ⇒ 反応・燃焼

➢ 可能性提示から実利用の始まり

- ◆ 様々な実務・プロジェクトへの貢献
 - HOPE-X, SST, エンジン, ヘリコプタ

➢ マルチブロック, 重合格子

➢ 風上・リーマン, SC・TVD



17/66

NWTが実現したもの

● 日本のスパコン技術を世界一化(世界一の効用)

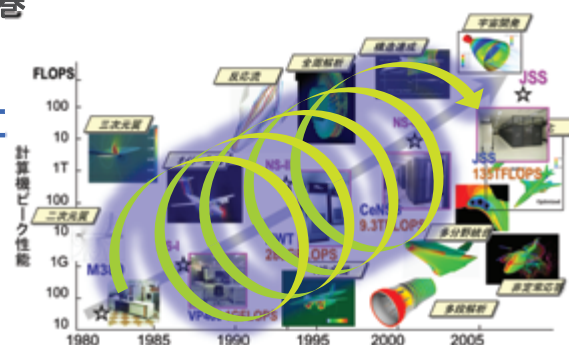
- 半導体に競争力, テクノロジドライバになれた
- 富士通商用機VPPにて欧州気象予報・産業界席卷
- 地球シミュレータに継続

● 日本の航空宇宙CFDの実力を国際的水準に

- 航空宇宙におけるRANS解析を定着
- 計算機とアプリが相補的に発展するという好循環

● 並列科学技術計算の端緒

- NWT-FORTRANの先見性の賜物
- HPC運用スタイルの始まり(マルチタスク, マルチジョブ)



18/66

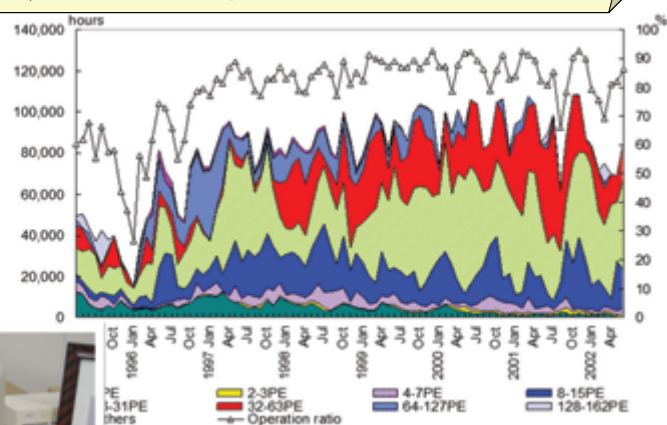
NS3, CENSS (CENTRAL NS SYSTEM) 2002～2008

NWTの停止

● 2002年7月18日運用終了



三好さん：1993年NAL退官後，ES R&Dセンター長，
2001年11月17日に亡くなられた



NWTの限界

● 一点豪華主義のツケ

- 入出力性能/ファイルまわりが脆弱（車に例えれば「エンジンは大きい足回りが弱い」）

● 並列処理, ソフトウェアの困難

- 並列処理は簡単でない（特に通信に対して拙策）
- ソフトウェアの開発・成熟には時間がかかる
- 結果の後処理・妥当性検証

● 成功体験の罠＝落ちるのは速かった

- それまでの憤懣・問題が一気に噴出...移植性がない, メモリが少ない, ディスクが少ない
- ユーザにも2系統...実力派（根性派） vs フリーライド派
- 周囲にも変化 ⇒ 次の一手を打つのが遅れた

21/66

周辺動向（2000年前後）

● CFDアプリ様態の変化

- 同じ流体・航空宇宙でも**応用幅が拡大**
 - ◆ スカラー処理の増加 ⇒ ベクトル利用率の低下
- **工学系（Capacity計算）**ニーズの増加
 - ◆ Capability（旧来） vs Capacity（新興）
- デモンストレーション（可能性提示）から**プロダクション（実利用）**
 - ◆ 性能だけあれば良いというわけではない, ツールの利用の増加
- **ボトルネック**の顕在化
 - ◆ 格子作成, 並列化, 妥当性検証

平均ベクトル利用率			
1997	1998	1999	2000
62.4%	64.0%	61.2%	59.1%

● 業界の変化

- コモディティの台頭, メジャーのベクトル機からの撤退（C,F）
- サーバの出現, ソリューション指向, Linux
- IT革命, NWコンピューティング（グリッド, ITBL）

22/66

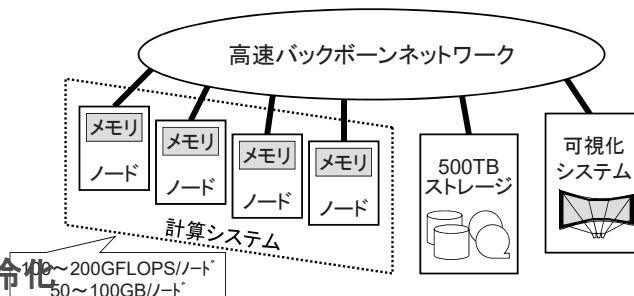
NS3の導入

● 方針

- 数値風洞の良い点は継承, 限界・課題は克服
- Capacity対応, システムとして設計 ⇒ **入出力/ストレージ, 前後処理**
- 今後の技術動向・コストを考慮 ⇒ **スカラーへ移行**
- プログラミングモデルの継続性重視 ⇒ **SMPクラスタ**

● 要件とシステムイメージ

- これからは**多分野融合・連成問題**
- **プロダクション**(1-day solution)を意識
 - ◆ **10TFLOPS**(実効1TF)
 - ◆ 5TB Mem, 50TB HDD, 500TB Tape
- **継承性, 使いやすさ**(UNIX OS), **空冷化**



23/66

NS3の導入(2)

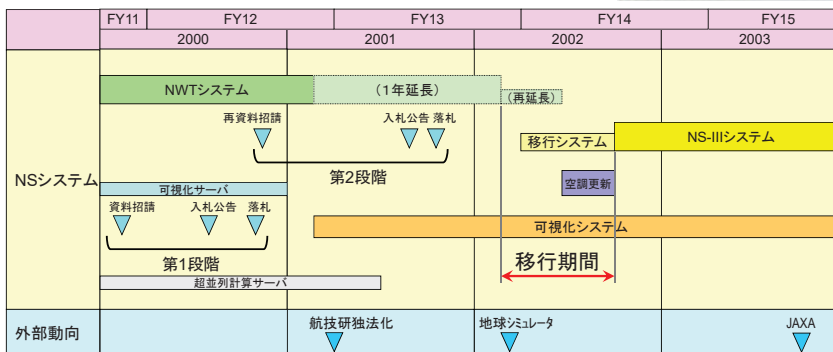
● しかし、産みの苦しみに会う

- 膨大なシステムパラメータの設定 ⇒ ひたすら調整会議
- ここには書けない課題・トラブルの続出
- 忘れられない検収日(2002.9.28)...直前に問題多発
- ほとんど運用日のない工程表



● 移行問題

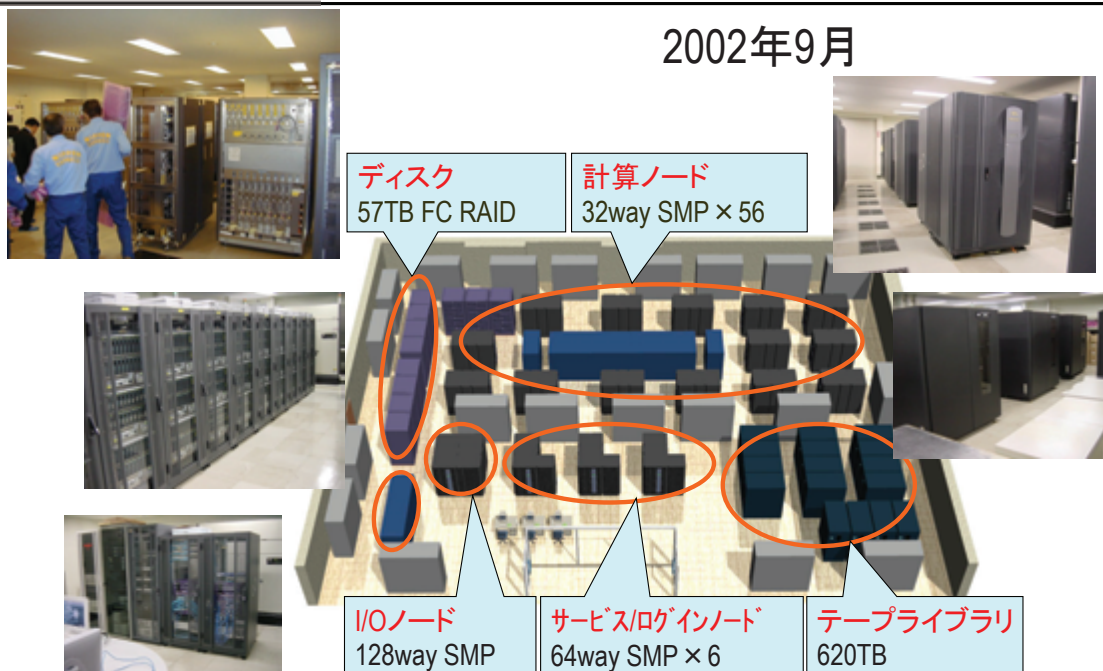
- スペース
- 空調



24/66

NS3の搬入・設置

2002年9月

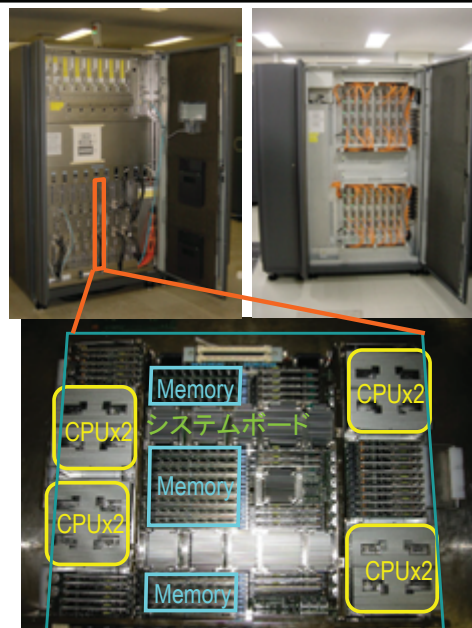


25/66

中央NSシステム: CENSS

CENSS

理論ピーク性能	9.3TFLOPS(計算部分)
総メモリ量	3.6TB
システム名	PRIMEPOWER HPC2500
CPU	SPARC64 V, 1.3GHz, 5.2GF
筐体数(CPU数)	18(2,304)
計算ノード	56 32waySMP 1,792
サービスノード	4 64waySMP 256
ログインノード	2 64waySMP 128
I/Oノード	1 128waySMP 128
ノード性能	166.4GFLOPS, 64GB
結合ネットワーク	クロスバ(4GB/秒×2)
設置面積	410m ²
電力消費量	0.8MW



26/66

プログラミング・性能

● ハイブリッド並列, ベクトルとの連続性

	NWT		CeNSS
外ループ, 領域分割	XPF, MPI	⇒	XPF, MPI
内ループ	自動ベクトル化/指示行	⇒	自動スレッド並列化/OpenMP

● LINPACK $R_{\max}=5.406\text{TF}$ (世界7位, 2003年6月)

➢ 36proc × 63thrd: $R_{\text{peak}}=11.98\text{TF} \Rightarrow$ 効率: 45.1%

● アプリ性能はイマイチ

- 同じ流体でもコードにより性能が大幅に異なる
 - ◆ メモリコスト1~7割 \Rightarrow 実効10~2%, $B/F=0.2$
 - ◆ ただし, 特定アプリで実効1TFLOPS超えを達成
- 実行時間のブレに苦悩
 - ◆ SMPのメモリコンテンション, 通信のスケジューリング問題

TOP500 List for June 2003

R_{max} and R_{peak} values are in GFlops. For more details about other fields, please click on the button "Explanation of the fields"

Rank	Manufacturer	Processor	R_{max}	Configuration	Site	System	Operating System
1	NEC	Earth-Simulation/5020	10800.00	Earth-Simulation/5020	Research	5020/5020	NEC
2	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
3	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
4	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
5	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
6	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
7	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
8	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
9	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
10	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
11	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
12	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
13	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
14	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
15	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
16	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
17	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
18	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
19	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi
20	Hitachi	Hitachi 4740	10400.00	Hitachi 4740	Research	4740/4740	Hitachi

27/66

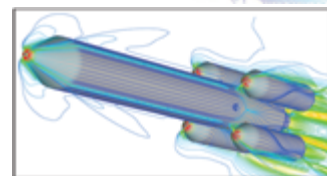
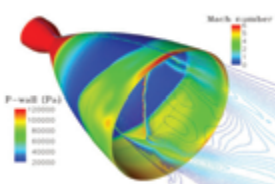
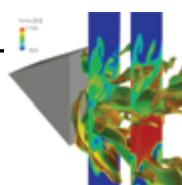
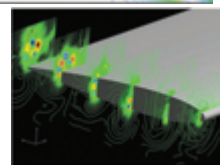
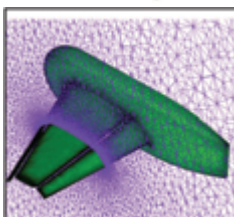
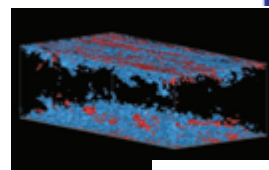
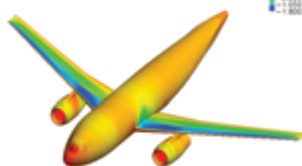
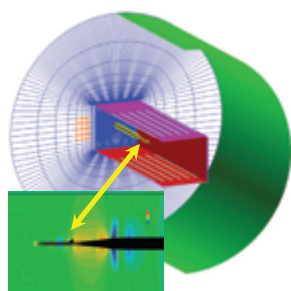
NS3の成果

● CFD実利用の前進・拡大

- RANSによるCapacity系ジョブが完全にプロダクション化
- MPIによる領域分割並列 (SPMD) の定着
- DNS, LESによる非定常解析

● 新しい芽

- F90コード (UPACS)
- 非構造格子, 最適化



28/66

NS3まとめ

- 本格的スカラーシステム

- ベクトルからの完全移行は冒険だった
- 実効性能の低さ, SMPの使いにくさに苦戦
- 使い勝手は向上(特に入出力/ファイル系, UNIX OS)

- はじめての移行

- 移行期間の設定(but半分苦し紛れ)は成功

- 学んだこと

- スカラーシステム特有の技術的困難(キャッシュ, チューニング)
- 計算機のことをよくわかった
 - ◆ 運用, スケジューラは重要
 - ◆ 可視化(UI)は難しい

29/66

JSS1, JSS-M
(JAXA SUPERCOMPUTER SYSTEM)
2008～2014

周辺動向(2005年頃)

● NS3の状況

- Capacityジョブ増加, MPI並列が6割, 実効性能, スレッド

● PCクラスタ, OSSなどの台頭

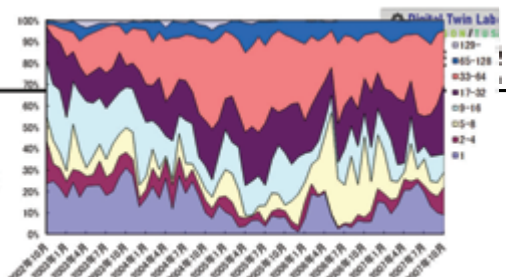
- スパコンへの敷居を低くする必要...標準化・汎用化が重要

● 国家的巨大計算機システムの登場(ES, 米国ASCI)

- 業界牽引, ピーク性能で背伸びする必要がなくなった

● 独法化, 3機関統合

- スパコンの宇宙開発への利用
 - ◆ 宇宙村とのおつき合い, 真のプロダクション利用(Capability計算には厳しい)
- 役に立つか(説明責任), 透明性, 運用コスト, 省エネなど様々な制約が増加
- スパコン統合 ⇒ ベクトルコード問題再燃



31/66

JSS1の導入

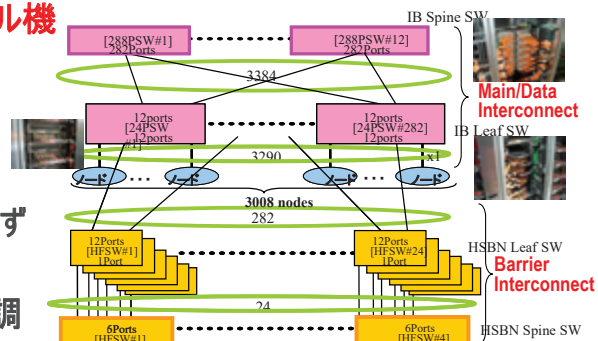


● 方針

- 実効性能, 性能ブレ対策 ⇒ **100TF, BF比=1, 1CPU/ノード**
- ノード数増加, 袖通信主 ⇒ Xbar無理, **ツリー型多段ネットワーク**
- ベクトルユーザ, レガシーコード対策 ⇒ **小型ベクトル機**
- 3スパコンの統合, **宇宙開発ニーズ**への本格対応

● しかし, 紆余曲折

- はじめの提案はIA64(Tukwila)のSMPだった
 - ◆ Intelと直接掛け合ったが, 明確な時期の回答得られず
- 結合ネットワークの設計・実装に苦労
- スペース, 電力問題が顕在化 ⇒ 新建屋, ガス空調
- ひたすら資料作り, 上への説明

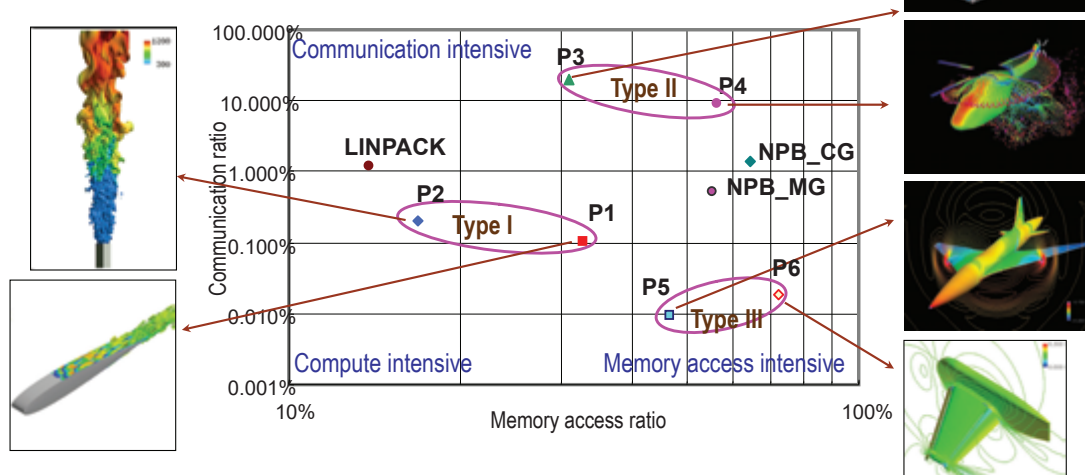


32/66

JSS1の導入

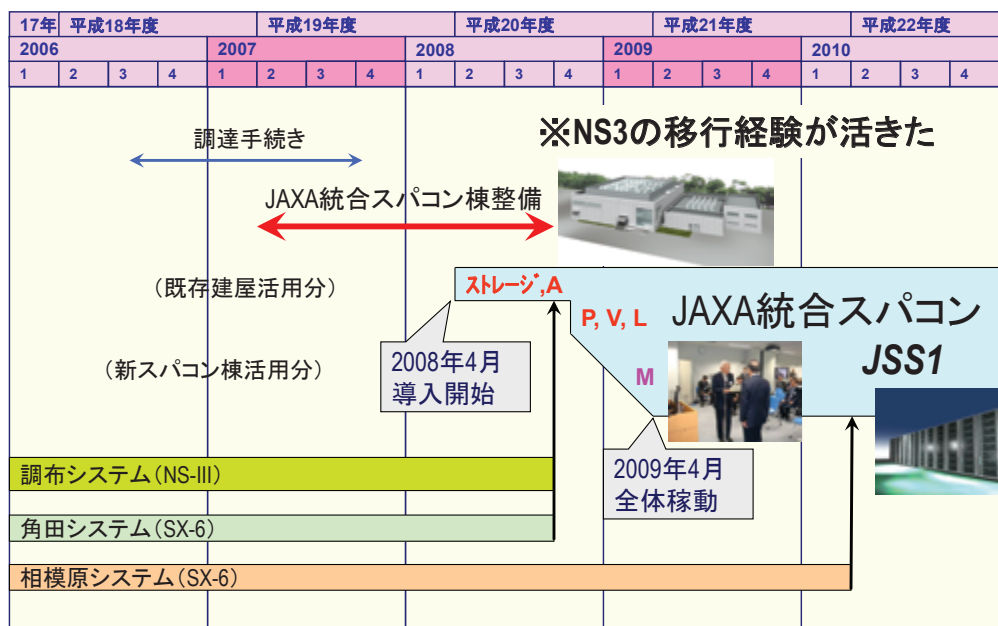


● JAXAアプリ特性の徹底調査



33/66

導入スケジュール



34/66

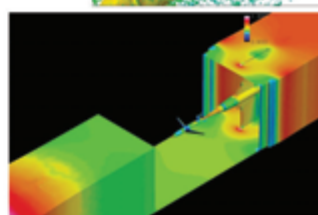
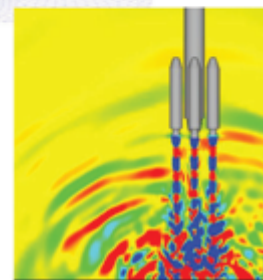
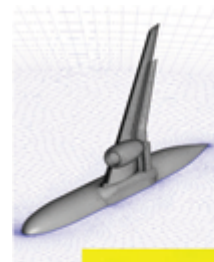
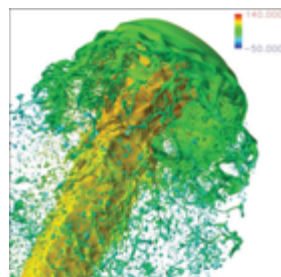
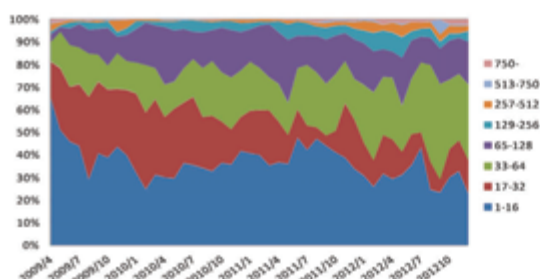
JSS-Mの性能



- LINPACK $R_{max}=110.6TF$ (世界17位, 2008年11月)
 - 3,008ノード使用: $R_{peak}=121.3TF \Rightarrow$ 効率: 91.18% (世界1位)
 - 実行時間: 60時間40分 (世界最長)

- アプリ性能はまずまず

- 大規模学術解析で早々に結果
 - ◆ 60億点, $1,440proc \times 4^{th}=5,760c$, 410hrs, 153TB
- ハイブリッド並列に加えFlat MPIも併用



37/66

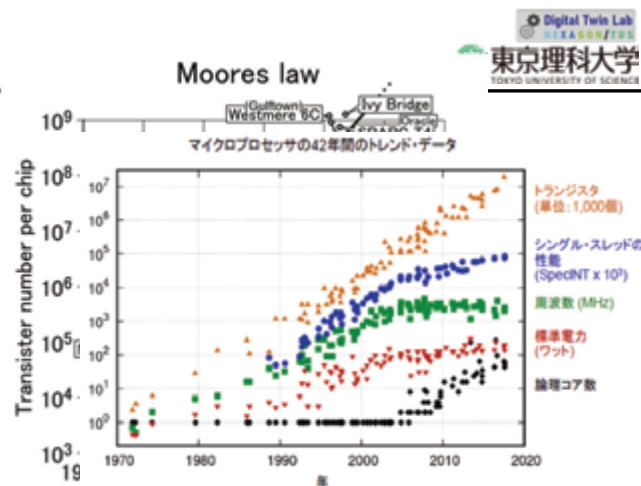
コンピュータに係る経験則

- ムーア(Moore)の法則(1965)

- CPU性能は, 18ヶ月で2倍になる
 - \Rightarrow 1年で $2^{4/6} = 1.58$ 倍
 - 3年で $2^{12/6} = 4$ 倍
 - 5年で $2^{20/6} = 10$ 倍
 - 10年で $2^{40/6} = 101$ 倍

- ポラック(Pollack)の法則(1999)

- CPU性能は, ダイサイズの平方根に比例
 - ◆ ダイサイズを2倍(電力消費も2倍)にしても性能は1.4倍



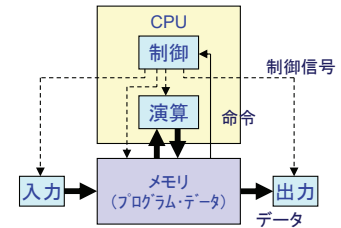
<https://www.atmarkit.co.jp/ait/articles/1805/28/news015.html>

38/66

コンピュータに係る経験則

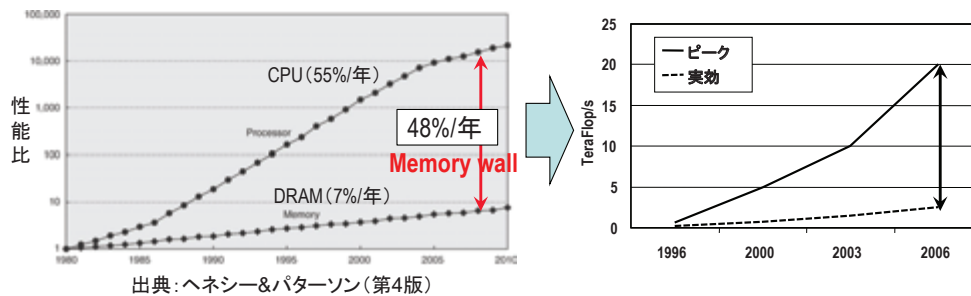
● フォン・ノイマン・ボトルネック

- ノイマン型計算機では、CPU-メモリ間性能が全体性能を律速
- CFDではB/F (Byte per Flop) 比が重要



● 発散問題 (Divergence problem) (H. Simon, NERSC, 2002)

- ピーク性能と実効性能の差がどんどん広がる、これからは通信がネック

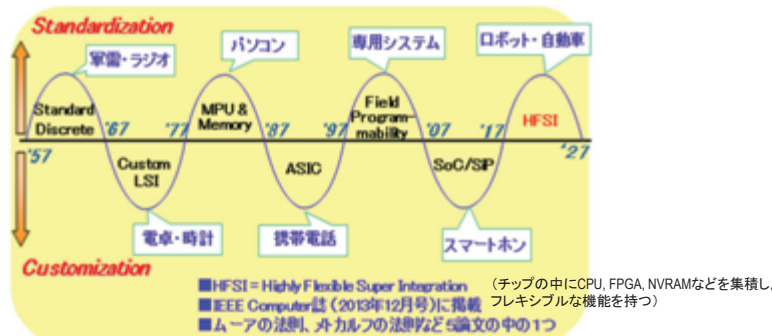


39/66

コンピュータに係る経験則

● 牧本の波 (Makimoto's wave) (1987)

- 10年ごとに半導体はカスタム化と標準化の波を繰り返す



● ギルダー (Gilder) の法則 (2000)

- ネットワーク性能は1年で2倍になる ⇒ 5年で $2^5 = 32$ 倍

40/66

コンピュータに係る経験則

● クーメイ (Koomey) の法則 (2011)

- 電力kWあたり性能は1年で1.5倍
 - ◆ Linpack 1.82倍/年
 - ◆ システムあたり電力量 1.21倍/年
- ⇒ いずれ、建物やインフラが問題になる

cf. 理論則

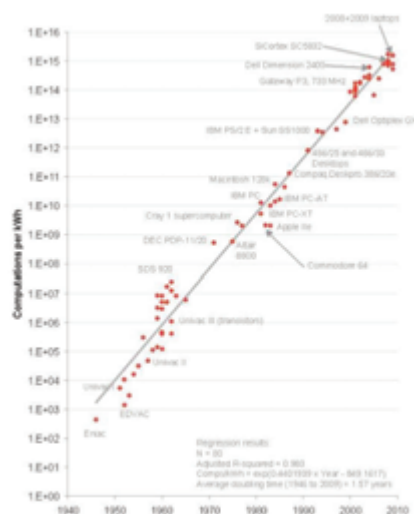
- ### ➤ アムダールの法則(強スケーリング)

$$S(n) = \frac{1}{1-r+r/n} \rightarrow \frac{1}{1-r} \quad (n \rightarrow \infty)$$

- **ガスタフソンの法則** (弱スケーリング)

$$S(n) = nr + (1 - r) \rightarrow nr \quad (n \rightarrow \infty) \quad r \text{ 並列化率}$$

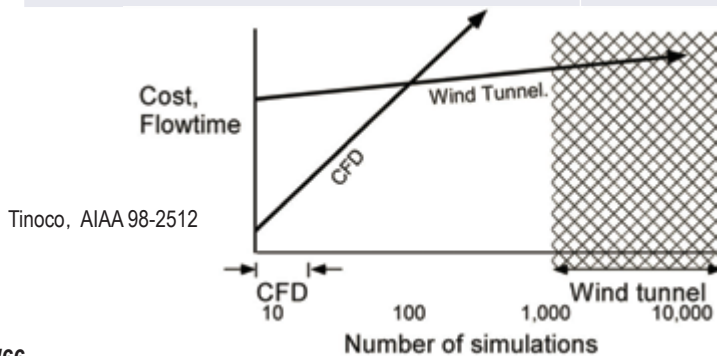
- **リトルの法則**: 通信性能 \propto バンド幅 \times レイテンシ (立ち上がり時間)



数値風洞の進展

風洞試験 VS CFD【風洞, スパコンは前提】

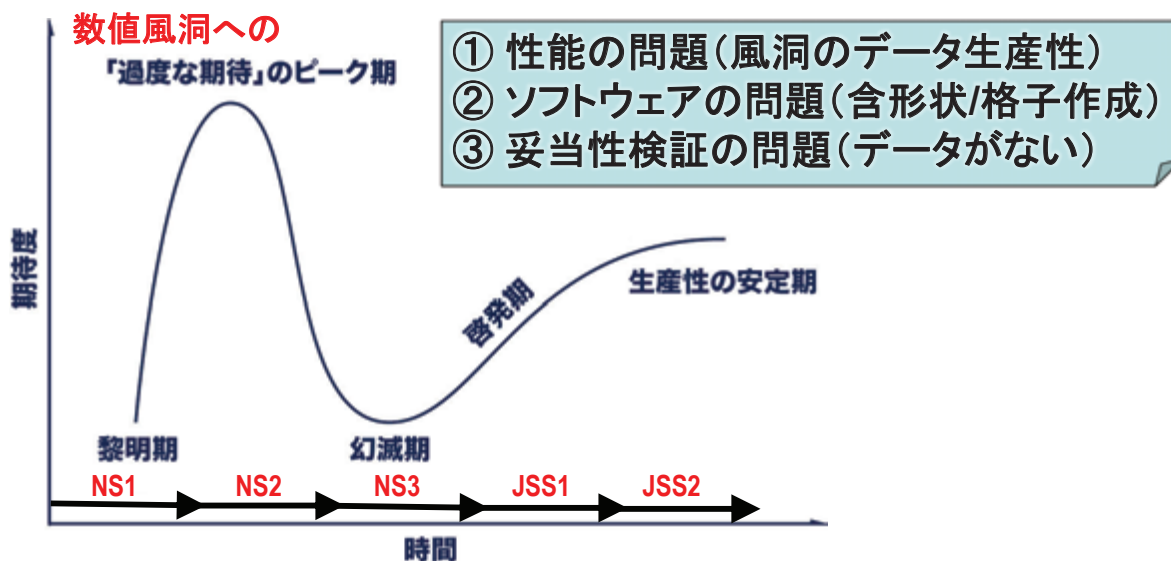
風洞試験(WTT)	CFD
<ul style="list-style-type: none"> 高データ生産性(>200発/日) 形態変更は比較的容易 模型製作の精度・時間・コスト 風洞壁・支持装置の影響 気流の質・乱れの影響 計測量・情報量の制約 	<ul style="list-style-type: none"> 低初期コスト すべての物理量取得可 格子生成に時間・ノウハウ 計算時間長(低生産性) 数値誤差や物理モデル選択 適用範囲が限定的



43/66

ハイプサイクル

● 新興技術に対する期待や普及の度合いの時間変化(ガートナー)

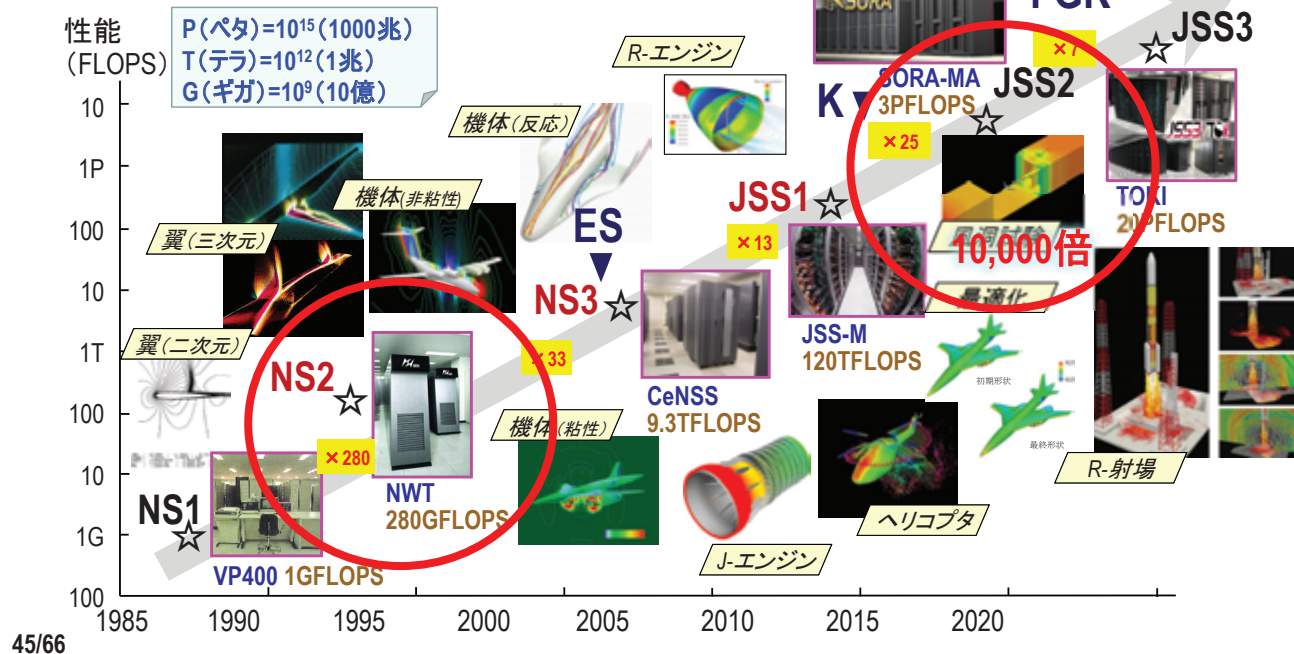


44/66

<https://www.gartner.co.jp/ja/research/methodologies/gartner-hype-cycle>

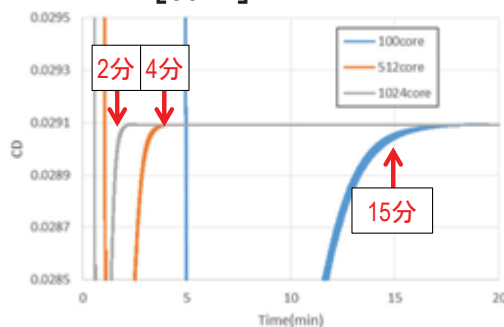
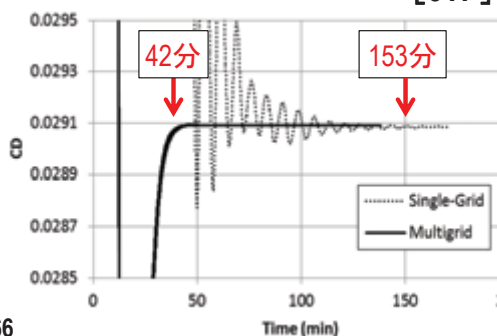
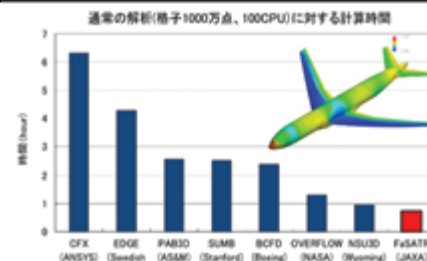
課題①対応：JAXAスパコンの性能向上

FLOPS: FLoating-point Operations Per Second

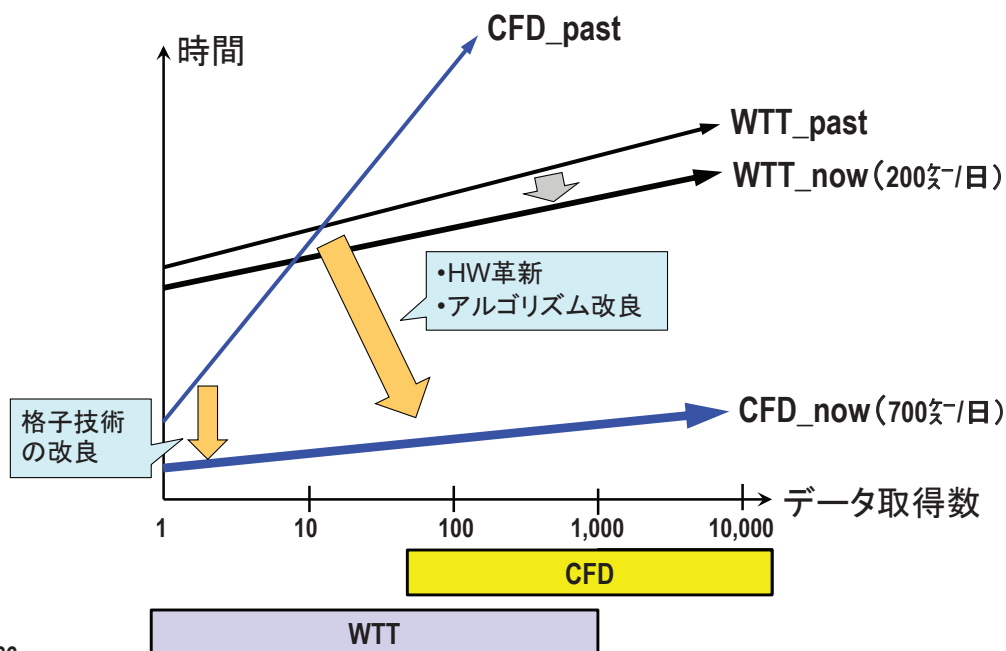


課題①対応：FASTARによる高速化

- 2009-, JSS-M(FX1), JSS1
 - 3,008ノード, 12,032コア, 120TFLOPS
 - コード洗練化, MG導入 ⇒ 10M点100コアで1時間以内/々- [1TF]
- 2015-, SORA-MA(FX100), JSS2
 - 3,240ノード, 103,680コア, 3.5PFLOPS
 - 性能チューニング ⇒ 10M点100コアで15分/々-, 1,000コア(32ノード)で2分/々- [3TF]



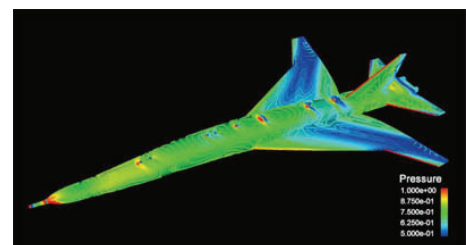
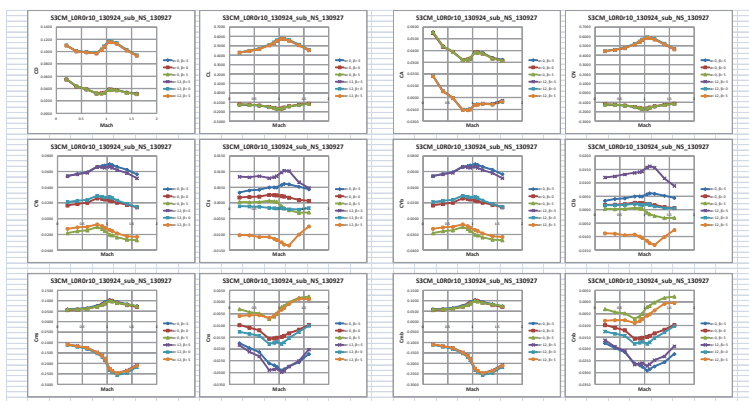
CFDデータ生産性の向上



47/66

D-SEND#2失敗の原因究明(2013年)

- 1回目試験 ⇒ 落下(8月)
- CFDによる空力モデル再構築(10月)
 - 2か月で400ケース実施(格子点数20M, 17時間/ケース) <https://www.aero.jaxa.jp/research/frontier/sst/d-send.html>
 - 空力DB作成にCFD使える⇒ 風洞試験の代わりになるデータ生産力(数値風洞!)



48/66

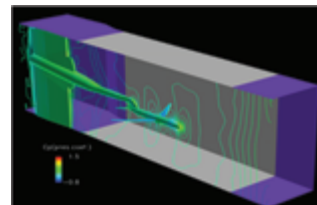
EFD/CFD融合



Watanabe, AIAA Paper 2014-0982

● デジタル/アナログ・ハイブリッド風洞 (DAHWIN)

- 2008-, JAXA情報化施策
- EFD, CFDのお互いの弱点の補完
- 融合による付加価値創出 (1+1>2)



● キー技術

- 高速自動CFD (HexaGrid, FaSTAR)
- 高速データ処理 (PIV処理にGPU)
- データ融合・データ同化



● 得られたもの (CFD側)

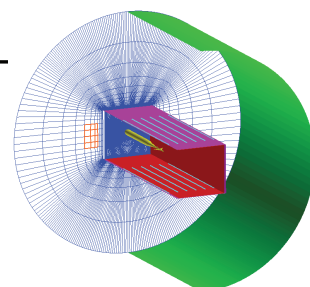
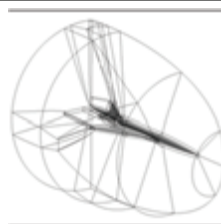
- 風洞試験の特性 (作業特性, データ処理, 不確かさ) を習得
- CFD計算に必要なデータ

49/66

課題②への対応

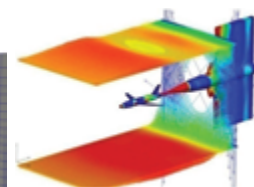
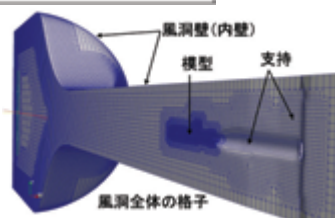
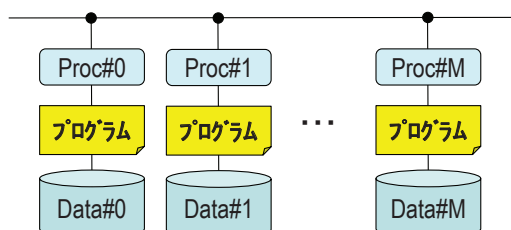
● 模型形状 (複雑形状・実形状への対応)

- 2003: マルチブロック構造格子 + UPACS
- 2008: 非構造格子 (テトラTASMesh) + TAS
- 2010: 非構造格子 (ヘキサHexaGrid) + FaSTAR



● ソフトウェア整備

- 領域分割 (袖通信) + MPIによる並列化 (SPMD)
- オープン化, 属人性からの脱却

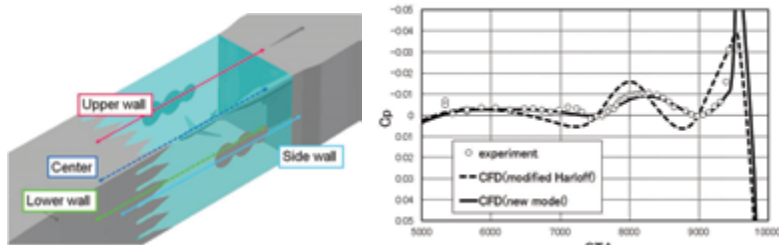


50/66

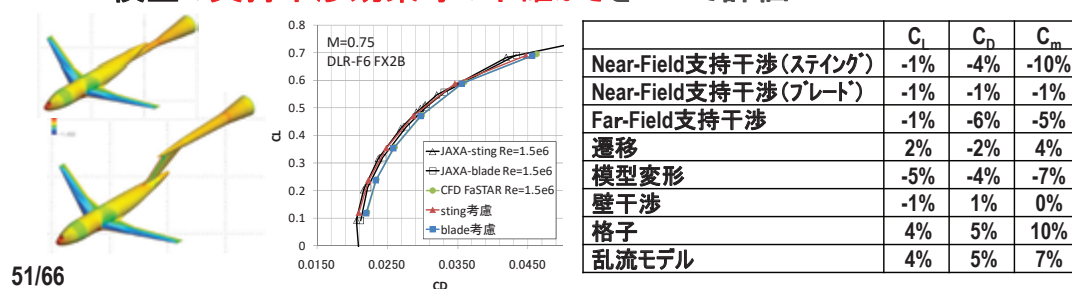
課題③への対応

● 壁干渉・支持干渉の補正, 不確かさ評価

- 遷音速風洞の**多孔壁モデル**をCFDにより構築 Nambu, J. Aircraft 52, 2015



- 模型の**支持干渉効果等の不確かさ**をCFDで評価

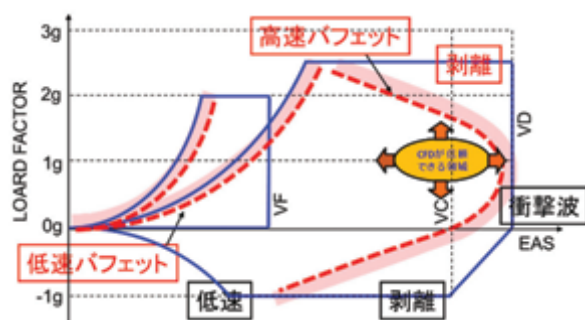
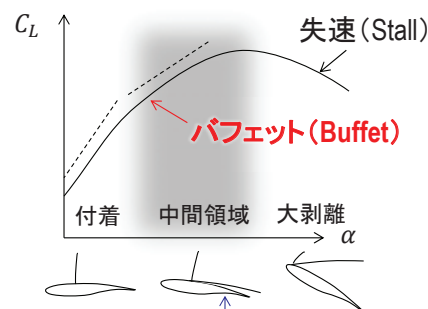


51/66

数値風洞の今後

数値風洞に残された課題

- **さらなるデータ生産性の向上**
 - 1機体の空力データベース構築には数100万点のデータ必要
- **適用範囲の拡大**
 - 現在: 巡航状態中心
 - ⇒ 今後: フライトエンベロープ全体へ(高Re数, 高迎角)
 - ⇒ 高速バフェットの解析(定常から非定常へ)



53/66

数値風洞の将来

- **CFDと風洞試験の融合(数値風洞)に目処**
- **今後は, CFDとフライト試験との融合(デジタル・フライト)**
- **更に, CFD・風洞試験・フライト試験を三位一体の「統合開発ツール」として発展**
⇒ 統合シミュレーション(ISSAC)の研究開発に着手(2018～)

航空宇宙における次世代スバコンへの期待

- 風洞試験の代わりを務めつつあるスバコン(Digital Wind Tunnel)
 - スバコンの性能向上で静かでCO₂排出の少ない航空機開発を加速
- スバコンの更なる高性能化を見込んで, スバコン内で飛行試験をするDigital Flightの研究も始まる
 - 安全な航空機や革新航空機の開発を促進
- 開発経験の少ない日本で高性能な旅客機MRJを生み出すことに, スバコンとCFDが大きな役割
- 航空宇宙の設備で欧米に遅れる日本にとって, スバコンは極めて重要な開発ツール



前JAXA航空理事 中橋先生のスライドより

54/66

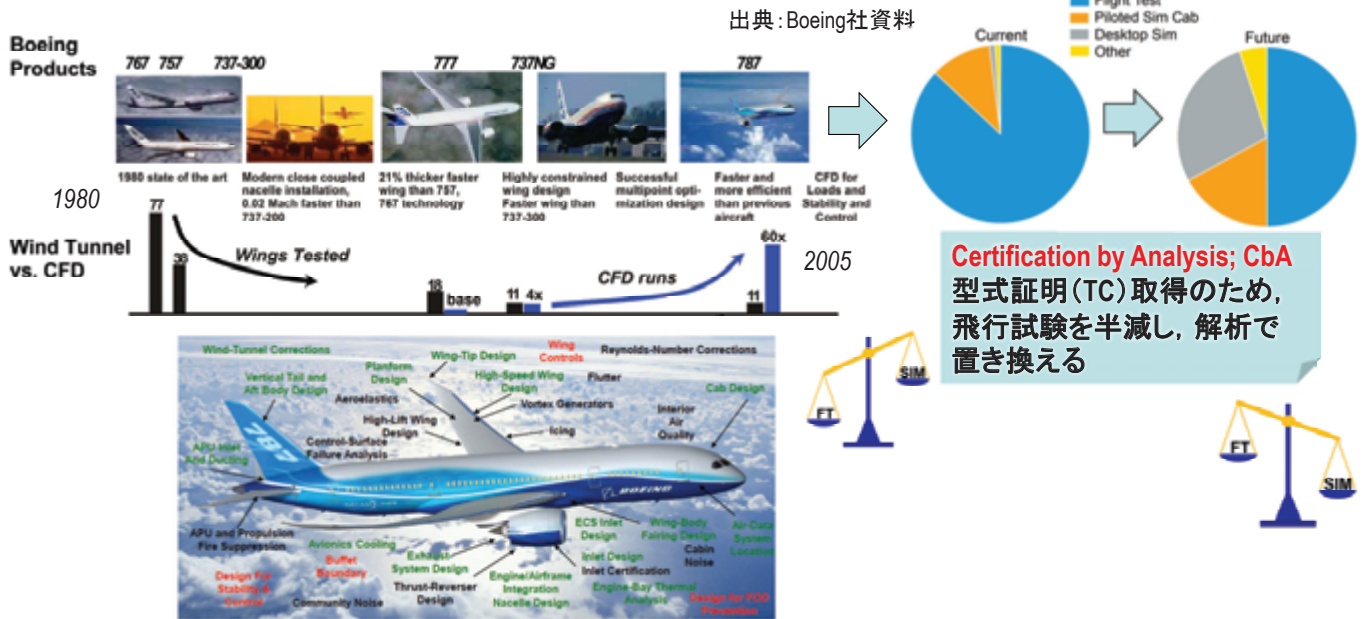
航空機開発の迅速化・効率化

Integrated Simulation System of Aerospace vehicles



※ ここで言う「シミュレーション」とは, 実フライトに
対してのシミュレーションという広い意味

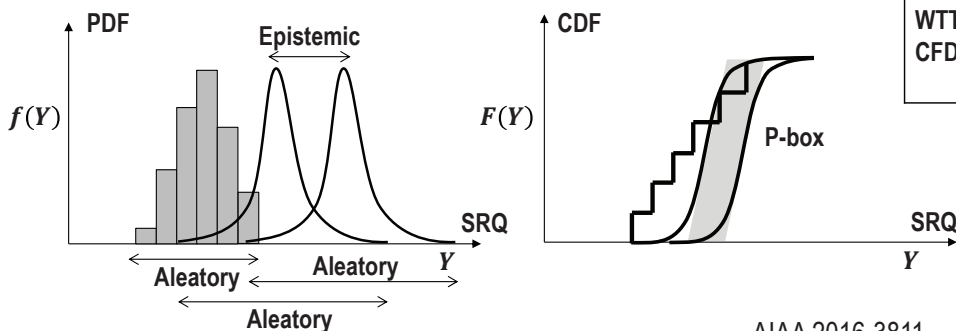
風洞試験・飛行試験の削減(BOEING)



55/66

不確かさ評価(UQ)

- 現実には2つの不確かさ『偶然(Aleatory)と知識(Epistemic)』が混在
⇒ P-boxによる判定(Kolmogorov-Smirnov検定)



AIAA 2016-3811

Area validation metric

$$d(F, S_n) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta([F_R(x), F_L(x)], [S_{nR}(x), S_{nL}(x)]) dx$$

$$\Delta(A, B) = \min_{\substack{a \in A \\ b \in B}} |a - b|$$

56/66

デジタルの波

● デジタルトランスフォーメーション



- ・【経産省】企業がビジネス環境の激しい変化に対応し, **データとデジタル技術を活用**して顧客や社会のニーズを基に, 製品やサービス, ビジネスモデルを変革するとともに, **業務そのものや組織, プロセス, 企業文化・風土を変革し, 競争上の優位性を確立**

https://www.meti.go.jp/policy/digital_transformation/index.html

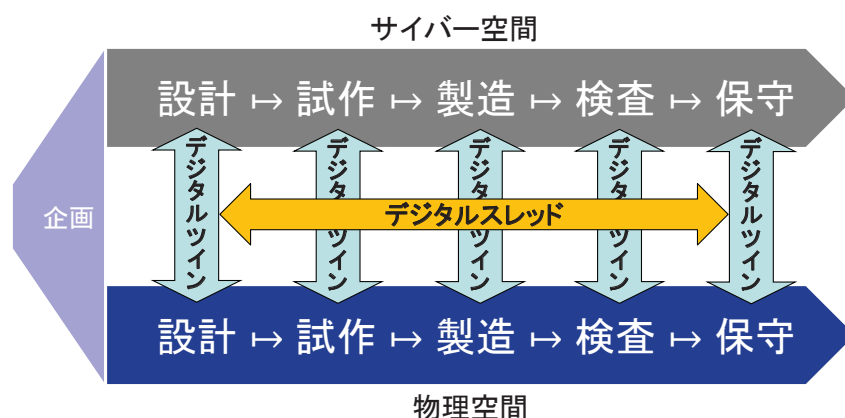
- ・TransformationをXと略す理由: trans-にはcrossの意味があり, crossをXで代用

57/66

デジタルの波

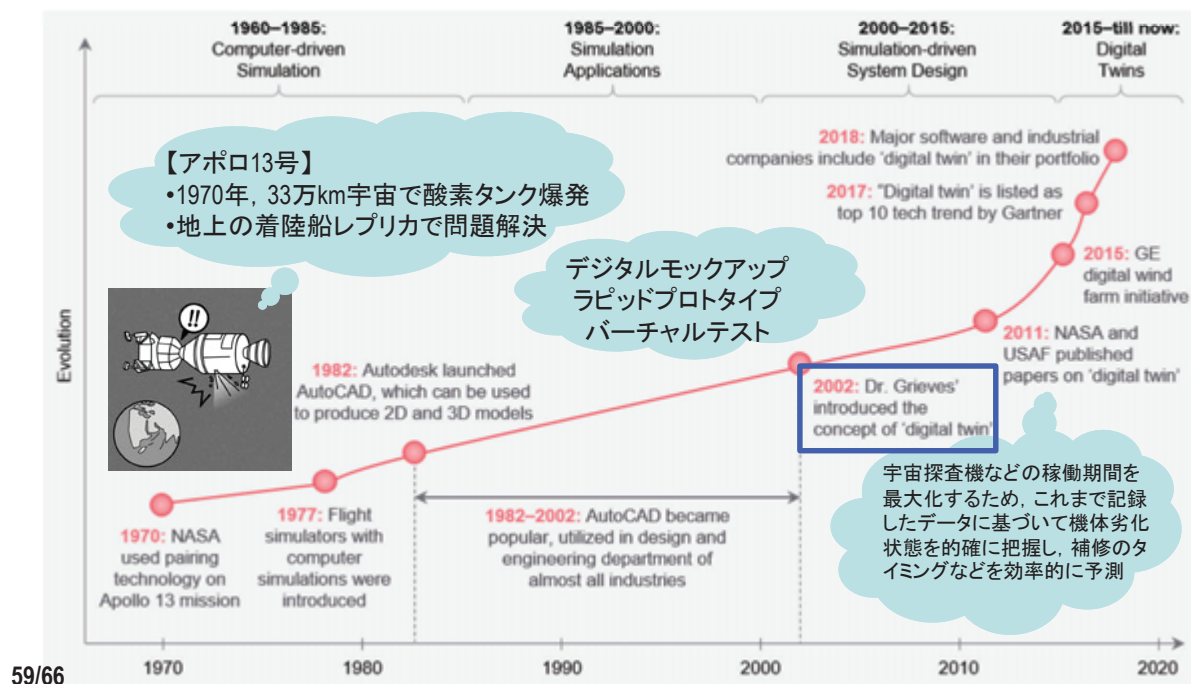
● デジタルツイン

- 【wikipedia】デジタルツインとは, さまざまな目的で利用できる**物理的資産, プロセス, 人, 場所, システム, デバイス等のデジタルコピー**
- 【Rasheed,2020】デジタルツインは, **リアルタイム予測, 最適化, 監視, 制御, 意思決定改善**のためにデータとシミュレータを通じて実現される物理的資産の仮想表現



58/66

デジタルツイン



59/66

デジタルツイン

Rasheed, IEEE Access, 2020

● 応用・利用 (産業課題, 社会課題)

その他応用: 農業, 文化財保護, 経済, 金融, アパレル

ヘルスケア	気象・防災	製造・ものづくり	教育・スポーツ	都市・輸送・エネルギー
<ul style="list-style-type: none"> ・アクチグラフ¹を使って躁うつ病のきっかけを予測 ・計算と生体組織工学を組合せ臨床成績向上 ・遠隔医療へのDTの適用 ・分子的生理的生活状況を動的に反映させる人間の計算機表現 ・生体機能チップ² (OOC, BOC)² ・「計算人間」プロジェクト³ 	<ul style="list-style-type: none"> ・スマートフォンのビッグデータ利用による予測精度向上 ・観測システムシミュレーション実験 (OSSE)⁴ ・ネイチャーラン⁵精度向上 ・DTモデルを用いた短時間データ同化によるリアルタイム気象予測 ・地球のデジタルツイン (EU) 	<ul style="list-style-type: none"> ・ビッグデータ分析, IoT, シミュレーション, AR/VR/XR, 付加製造, ロボット, クラウド, システム統合 ・故障予知診断 (PHM)⁶ ・MBE改善のためのFMI⁷ ・スマートファクトリ ・スマートマニファクチャリング 	<ul style="list-style-type: none"> ・DT使ったMOOCにより個人適応教育 (スマート教育) ・E-learningからm-(mobile), u-(ubiquitous), s-(smart) ・産業界とアカデミア間のギャップを埋める ・ワールドカップサッカー 	<ul style="list-style-type: none"> ・スマートシティ (シンガポール, ウーブンシティ) ・スマートグリッド ・運輸における燃費最適化 ・航空交通管理 ・BIM⁸システムの改善 ・コネクテッドカー

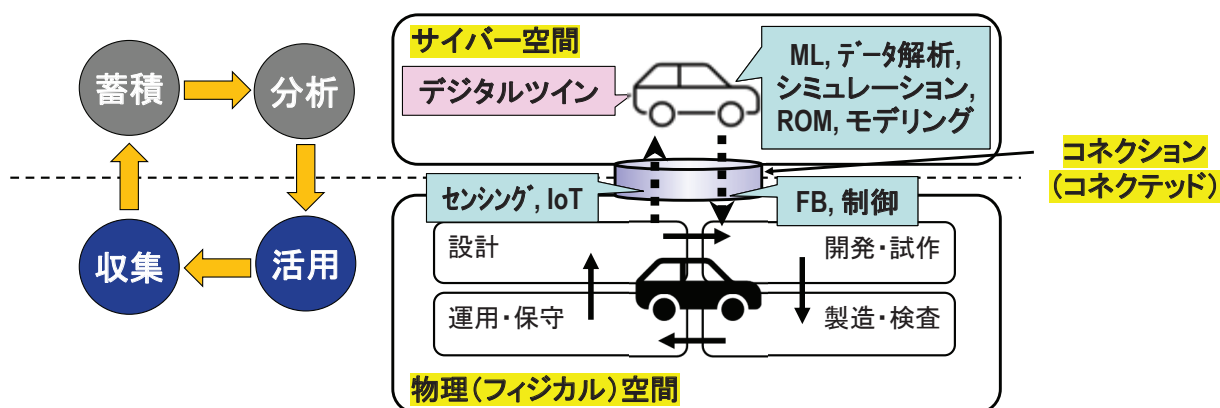
- 1 アクチグラフは、米国A.M.I社が米国国立衛生研究所 (NIH) の技術サポートを受けて開発した腕時計型小型高感度加速度センサー&ロガー
- 2 生体機能チップ (Organ-on-a-chip; OOC, Body-on-a-chip; BOC) とは、細胞をマイクロ流体デバイス上に導入することで、従来の細胞培養・実験法では困難であった組織・生理機能の再現を目指したチップ
- 3 人間の生理モデルを構築し、診療・処置・モニタリング等に役立てる
- 4 観測システムシミュレーション実験とは、実在しない観測システム (仮想観測システム) を計算機上に構築し、その振る舞いを評価する手法
- 5 OSSEで作成された仮想的な真値
- 6 Prognostics and Health Management
- 7 FMI (Functional Mockup Interface) は、様々なツール間を接続するために策定された標準インターフェース仕様
- 8 BIM (Building Information Modeling) は、コンピューター上に作成した3次元の建物のデジタルモデルに、コストや仕上げ、管理情報などの属性データを追加した建築物のデータベース

60/66

ものづくりデジタルツインの重要要素



- **三大要素**: **フィジカル**, **サイバー**, **コネクション** (⇒ サイバーフィジカルシステム; **CPS**)
 - **現実世界**と連動, **リアルタイム性**, **One-to-one**対応

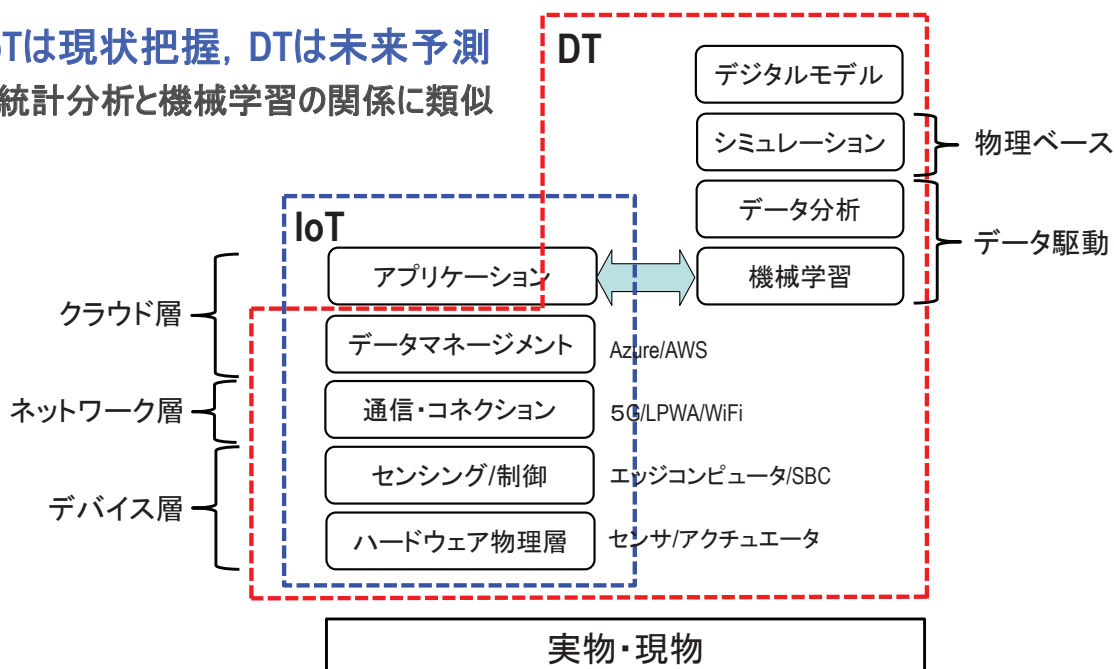


61/66

IOTとの関係



- **IoTは現状把握, DTは未来予測**
 - 統計分析と機械学習の関係に類似



62/66

シミュレーションと機械学習の融合

● シミュレーション, 物理ベースアプローチ

- 自然法則に基づく ⇒ バイアスが少ない(ただし, 人による選択バイアス)
- 課題: 形状の正確なモデル化, 計算時間, 計算の不確かさ

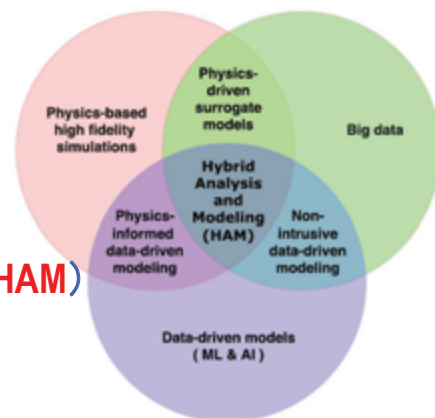
Rasheed, IEEE Access, 2020

● 機械学習, データ駆動アプローチ

- データの増大につれモデル改善
- 課題: データによるバイアス, DNNモデルの解釈

● ハイブリッドアプローチ (Hybrid Analysis and Modeling; HAM)

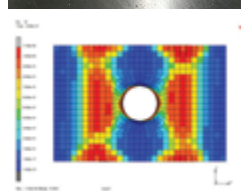
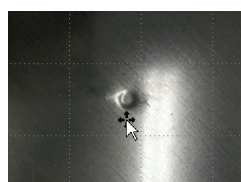
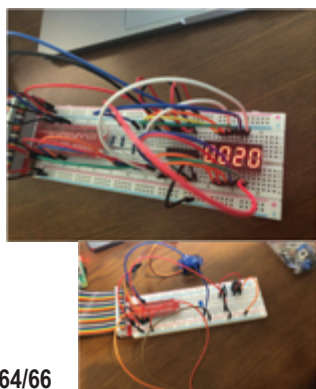
- シミュレーション(物理ベース) + 機械学習(データ駆動)
 - ◆ 解析パラメータをMLで生成, 学習DBをシミュレーションで生成
- 低次元モデル化 (Reduced Order Modeling; ROM) の活用



63/66

HEXAGON/TUSデジタルツインラボラトリ

- FY2020より社会連携講座として東京理科大情報工学科葛飾キャンパスに設置
 - 藤井孝蔵教授, 山本誠教授, 岡田裕教授, HEXAGON (MSCソフトウェア)
- 機械学習, IoT, データ科学, シミュレーション等の技術を用いたデジタルツイン, デジタルスレッドに関する基盤技術の研究開発
- SBCのIoT応用, 3D計測, オンサイトCFD, 製造シミュレーション, AR可視化



64/66

吉澤先生と乱流モデリング

● 吉澤徹先生

- 東京大学生産技術研究所教授を2000年に退官
- 専門は、統計流体理論、乱流モデリング
- 日本の流体力学理論研究の草分け的存在の一人
- 2004頃から2014までJAXA航空の客員、2018月に逝去



● モデル・モデリングの重要性を教授

- 「現象 ⇒ モデル化」の達人、時間スケールに着目
- 「さまざまな分野に乱流という形をとって現れる流れの巨視的構造を俯瞰するのに適した研究方法の一つが乱流モデリングであると考えている」
- 「筆者は実験的研究の経験がないため『畳の上の水練』が招く失敗を犯すことが少なくなかった。失敗をなるべく減らす方法として『流れるとは』という言葉思い出そうにしている」、ながれ30,2011



65/66

論点・まとめ

- **コード開発には時間がかかる、タイムスケール**
 - 効率化・評価がすべてではない、長く続けることが重要
 - 経験則の重要性
- **手段と目的、選択と決定**
 - 手段と目的の逆転に注意(スパコン、予算は手段)
 - 選択は割り切り、決定は決断
- **魔の川、死の谷を越える**
 - 簡単ではない、ステップbyステップ
 - 社会実装、ニーズ対応という言葉の呪縛
- **JAPAN CFD Vision 2040**
 - ISSAC, データ科学, One Team



66/66

Over-the-Fuselage-Nacelle 形態機の エンジン-胴体間流路断面積の変化が空力性能に及ぼす影響調査

新井 陽生, 荻野 翔矢, 金崎 雅博 (東京都立大学大学院)
伊藤 靖, 村山 光宏, 山本 一臣 (宇宙航空研究開発機構)

Investigation of the Effect of the Change in the Cross-Sectional Area of the Flow Field between the Engine and the Fuselage on the Aerodynamic Performance of an Over-the-Fuselage-Nacelle Aircraft

ARAI Haruki, OGINO Shoya and KANAZAKI Masahiro
(Tokyo Metropolitan University Graduate School),
ITO Yasushi, MURAYAMA Mitsuhiro and YAMAMOTO Kazuomi (JAXA)

ABSTRACT

The over-the-fuselage-nacelle aircraft has been expected to be a silent aircraft. In the design of this type aircraft, the aerodynamic interference between the nacelles and the fuselage should be reduced for the fuel economy. To investigate the interaction, the flow field surrounded by the nacelles and the fuselage was considered as a nozzle. The relationship between the aperture ratio and the flow separation was investigated. Numerical simulations were carried out for the aircraft with different aperture ratios by deforming the nacelle shape and the fuselage shape. As a result, it was confirmed that there was drag varied by the location of the local shock which influenced the pressure distribution. The simultaneous designs of the fuselage and nacelle were effective to minimize separation.

記号

C_D	抗力係数
C_{DP}	圧力抗力係数
C_{DV}	摩擦抗力係数
C_L	揚力係数
C_P	圧力係数
L_n	ナセルの全長
M	Mach 数
M_∞	主流 Mach 数
Re	Reynolds 数
U	風速
U_∞	主流速度
X	コード方向の機体軸座標系
y^+	壁面からの無次元距離

1. 緒言

航空需要の増加が予測されている^[1]。航空輸送量の増大による離発着回数の増加に伴い騒音の被害が増えるため、1 機あたりの騒音レベルを低減する必要がある。今後、国際民間航空機関 (International Civil Aviation Organization : ICAO) による騒音規制基準の厳格化が予想されるため、低騒音化は重要な課題である。これまでは、エンジン技術の高度化により機体の低騒音化を図ってきたが、エンジン技術のみで

は限界があり、これ以上大幅な低騒音化を図るのは難しい。

低騒音化の 1 つの方向として、エンジンを機体の上方に配置して、機体によるエンジン騒音遮蔽効果を利用するコンセプトに関する研究が行われており、ボーイングの Blended Wing Body (BWB)^[2] や Massachusetts Institute of Technology (MIT) の D8^{[3], [4]} などの概念的研究がある。宇宙航空研究開発機構 (Japan Aerospace Exploration Agency : JAXA) においては図 1 に示す機体 HELNA0 (High-Efficiency and Low-Noise Aircraft 0)^{[5], [6]} や HELNA0A^[7] が提案されている。荻野らは、概念検討に基づき作成されたフロースルー付き (ただしナセルのパイロンはない状態) の初期空力形状 HELNA0 のエンジンナセル位置を変え、ファン騒音の機体による遮蔽効果と、機体空力の評価を行った^[8]。ファン騒音伝搬の評価には、音線法と回折の評価に前川チャートを組み合わせた、幾何音響理論に基づいた手法を用いた。この検討では、機体によるファン騒音遮蔽効果を得るためにナセルを胴体側に近付けると、空力的には不利な方向になることが示された。エンジンナセルと胴体間で流れが加速することにより局所的に衝撃波が発生し、剥離を起こすことによる抗力増大が生じたが、初期空力

形状ではこのような空力面が十分考慮されていなかったため、改善の余地があった。

このような形状狭窄部での空力干渉を減らす試みとして、翼にエンジンをマウントする概念に対してナセルとパイロンの断面積分布に着目し、抗力低減を図る設計が行われた事例^[9]や、胴体にエンジンをマウントする概念に対しては、ナセルと胴体で囲まれる流路断面積の分布を考えることで抗力を低減した事例^[8]がある。

Salim らはエンジン翼下マウント機において、翼下面-ナセル間のチャンネル形状が最適化により縮小拡大管のような形状から流路幅が均一な形状になり衝撃波が低減することを報告している^[10]。このことは、対象流路の出口面積をスロート面積で除した値である拡大比を用いて再設計することで抗力が低減できる可能性を示している。

荻野らの調査では、ナセルと胴体から構成される流路領域（図 2 の水色で示される領域）を縮小拡大管とみなしたとき、その拡大比を 1.0 に近づけることで、流れの剥離を抑制できるとの仮説を立て、数値流体力学（CFD）により確かめた^[8]。この仮説は 2 章で詳説する。この調査では、エンジンナセル位置の移動による拡大比の変化と剥離による抗力の関係性の検証が 8 ケースに対し行われている。ナセル位置だけでなく、ナセル形状と胴体形状も対象とする流路形状に影響するため、これらについても詳しく検証する必要がある。

本研究では JAXA で検討されている Over-the-Fuselage-Nacelle 形態機を対象とし、文献^[8]での仮説に基づき、拡大比が巡航状態を仮定したときの空力係数に与える影響を調査することを目的とする。縮小拡大管の拡大比が低減するようにナセルや胴体尾部の形状を変更したケースに対し数値計算を行い、 C_L への影響や剥離と抗力の増減を調査する。



図 1. JAXA HELNA0 イメージ図^[6]

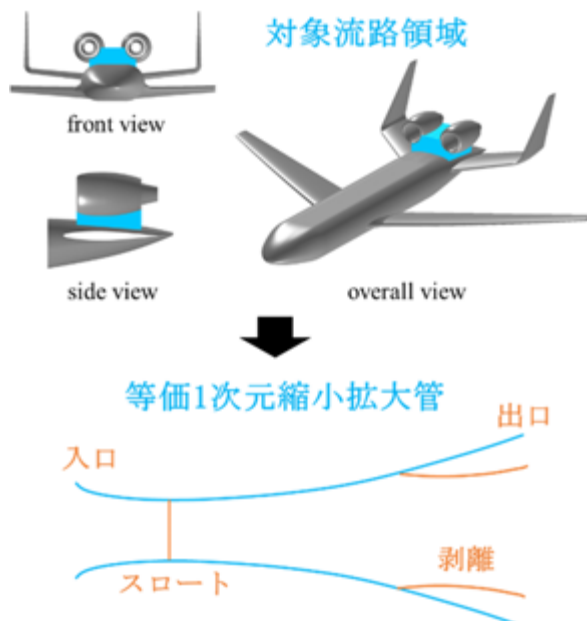


図 2. 対象の流路領域と仮定した縮小拡大管^[8]

2. 対象流路と拡大比に関する仮説

この章では、本論文で用いる文献^[8]での仮説について解説する。図 2 の「左右両方のナセル中心軸で決まる平面、各ナセル中心軸を通り先の平面と垂直な平行な面、ナセル入口面及びナセル出口面、ナセル外面と胴体上面に囲まれた流路領域」を縮小拡大管と捉える。パイロンは考慮していない状態である。縮小拡大管の入口と出口は、それぞれナセル入口面とナセル出口面と定義する。

- I. 上記の定義に基づく縮小拡大管での入口圧力と出口背圧はともに一様流の静圧に近いことで差圧が小さいが、出口面積に対して入口面積が狭いため、出口面積の大きさに対して入口での流入量が不足を起こしやすい。
- II. 上記の定義に基づく縮小拡大管では、背圧が主流の静圧に近いために途中で圧力回復する必要があり、衝撃波が生じて逆圧力勾配によって境界層が剥離しやすくなる。
- III. 上記の定義に基づく縮小拡大管では、背圧の高さから衝撃波通過後に流れが十分膨張できず、流量に応じて剥離が生じ、実質的な出口面積が低減することで流量保存が保たれる。

この仮説に基づく、縮小拡大管と見なした流路領域での剥離を抑制するためには、縮小拡大管の出口に対して十分な流量を維持できれば良いと言える。出口での流量不足を引き起こす要因としては、スロート面積に対して出口面積が大きいことであるから、縮小拡大管と見なした流路領域の拡大比を小さくするように形状設計することが有効であると期待できる。

3. 計算対象と形状定義手法

3.1. 計算対象

本稿では HELNA0A 初期空力形状をベースとし、巡航飛行時での空力評価と拡大縮流管と考えたときの仮説の検証を行う。空力計算は HELNA0A の想定巡航高度 35,000ft^[7]での大気条件^[11]の下で行う。飛行速度 U_∞ は 237 m/s (マッハ数 M_∞ , 0.80) , レイノルズ数 Re は約 4.2×10^7 (主翼空力平均翼弦長基準) とする。機体迎角は 0° とし、エンジンナセルとコアはフロースルーとする。

3.2. 形状定義手法

計算は、ナセル形状を変更した 5 ケース、胴体尾部形状を変更した 4 ケース、ナセル形状と胴体尾部を同時に変更した 3 ケースの合計 12 ケース行う。ナセルの定義手法 3.2.1 に、胴体形状の定義手法を 3.2.2 に示す。

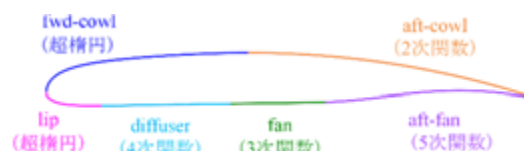
3.2.1. ナセル形状の定義

ナセルの形状は、指定した断面での厚みを変更することで容易に全体の形状を変更できるよう、HELNA0A 初期空力形状^[7]のナセル断面形状を (a) に示すように 6 つの関数 (超楕円, 2 次～5 次関数) を組み合わせて表現し、これをエンジン回転軸周りに回転させることで 3 次元形状とする。

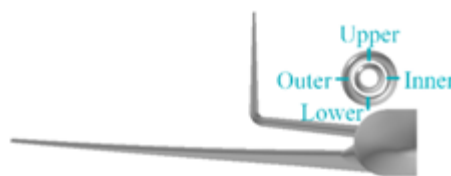
ナセルの形状定義は、(b) に示す通り、4 断面位置でのナセル断面形状を変更し、各断面間で隣り合うナセル断面形状のパラメータを 3 次関数で補間することで、ナセル外面を滑らかに変形する。4 断面位置でのナセル断面形状の変更は、(c) に示すナセルの最大外径をパラメータとして変更する。

対象とする流路形状は (a) に示すナセルの下側 (Lower) と内側 (Inner) でナセル断面形状が影響する。そのことを踏まえて、HELNA0A 初期空力形状 (以下 Base 形状と呼ぶ) に対するナセルの最大外径の比率を Lower で 0.85 倍 (Lt_0.85) と 1.15 倍 (Lt_1.15) したケース、Inner で 0.85 倍 (It_0.85) と 1.15 倍 (It_1.15) したケース、Lower 断面と Inner 断面ともに 0.85 倍 したケース (It_Lt_0.85)、計 5 ケースに対して空力評価を行う。Base 形状に対し、拡大比の大きいケースと小さいケースを調査するために、ナセルの最大外径を 1.15 倍と 0.85 倍とする。

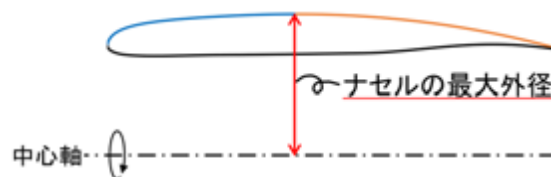
図 4 (a), (b) に各ケースでのナセル形状とケース名を示す。点線は Base 形状の外形を示している。図 5 に各ケースの対象流路の断面積分布を示す Lt_1.15 と It_1.15, Lt_0.85 と It_0.85 はそれぞれ対象流路に対するナセル体積の増減量分布が同じため、流路断面積分布が等しい。



(a) ナセル断面の領域分け

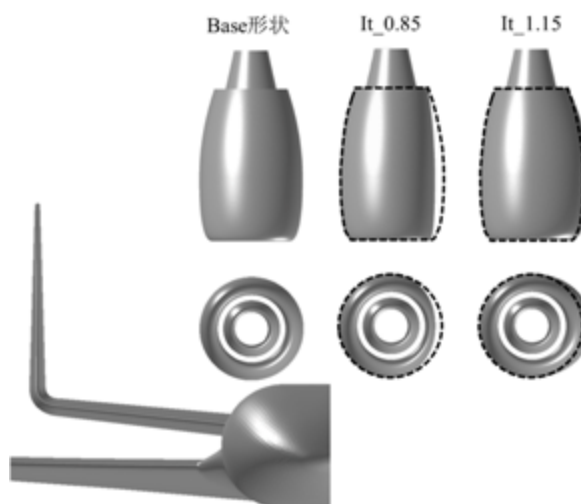


(b) ナセルの最大外径を指定する 4 断面

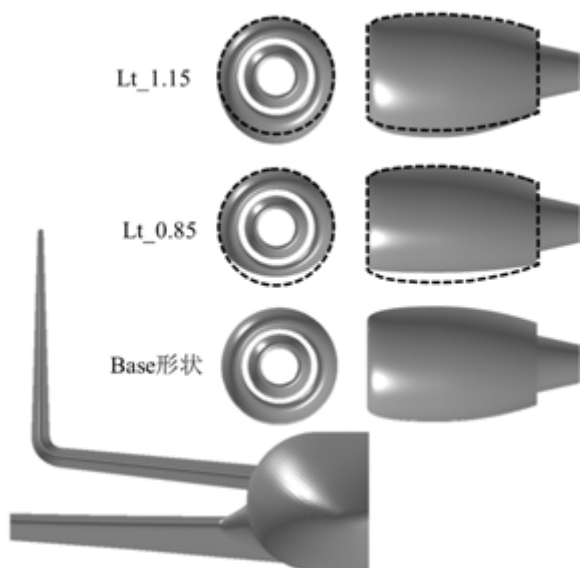


(c) ナセル外面形状変更パラメータ

図 3. ナセル外面形状の変更方法



(a) ナセル内側 (Inner) の変更



(b) ナセル下側 (Lower) の変更

図 4. ケースごとの外観とケース名

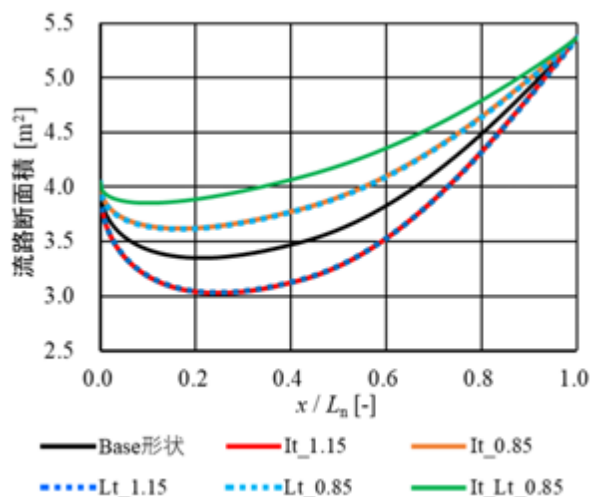


図 5. 対象流路の流路断面積分布

3.2.2. 胴体尾部の変更

胴体尾部側の形状は、ナセル形状ほど簡単に表現できないため、ベジエ曲面を用いて指定した座標系を変形する手法である Free-Form Deformation (FFD) [24]を用いた形状変更を行い、以下の 4 つの指針で 4 形状を定義した。ケース名は Er (Expansion ratio) _拡大比值, のようにした。

Er_1.49 : 対象流路の出口面積が減るように、胴体上面をナセルへ近づけるように凸面とする。

Er_1.35 : 対象流路のスロート面積を拡大するために胴体を凹面とする。

Er_1.27 : Er_1.49 と Er_1.35 を組み合わせる。

Er_1.00 : Er_1.49 と Er_1.35 を組み合わせ、拡大比が 1.0 となるまで試行錯誤的に形状の変更を行う。

図 6 に Base 形状と変形後の胴体尾部形状の外観を、図 7 に対象流路の流路断面積分布を示す。これら 4 ケースに対し、空力評価を行う。

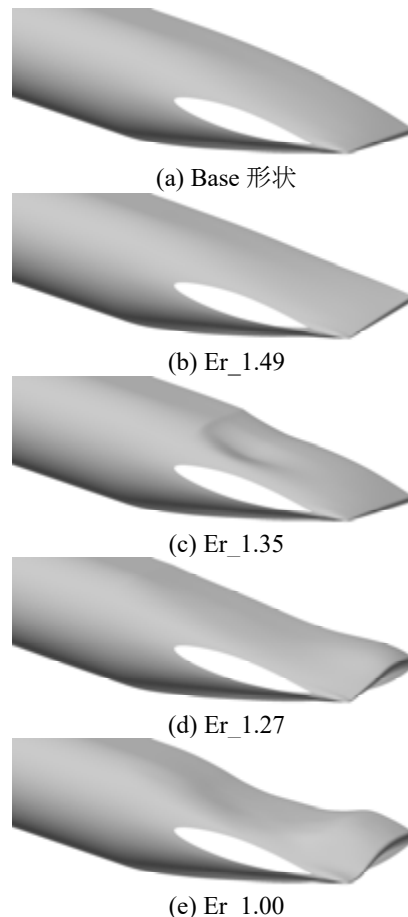


図 6. 形状変更後の胴体尾部形状外観

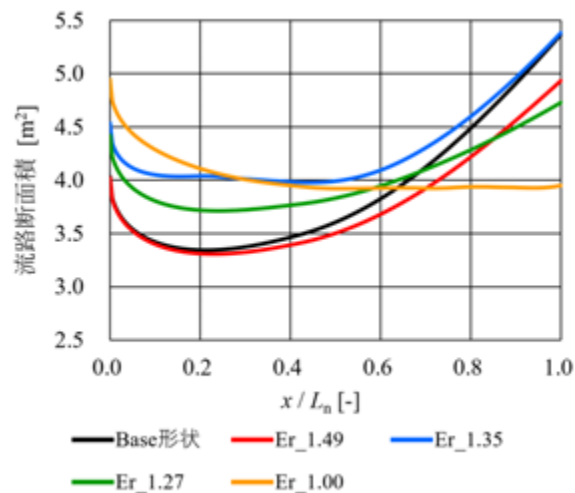


図 7. 対象流路の流路断面積分布

3.2.3. ナセルと胴体尾部の変更

胴体尾部形状は 3.2.2 節の Er_1.27 とする。胴体尾部形状を Er_1.27 とした理由は後述する。ナセル形状は、Lower 断面と Inner 断面それぞれでのナセルの最

大外径の比率を基準形状に対して 0.90 倍した Lt_0.90 と It_0.90, Lower 断面と Inner 断面ともにナセルの最大外径の比率を基準形状に対して 0.90 倍した It_Lt_0.90, 計 3 ケースに対して空力評価を行う。図 8 に各ケースの対象流路の断面積分布を示す。It_0.90 と Lt_0.90 はそれぞれ対象流路に対するナセル体積の変化量分布は同じであるため、流路断面積分布は等しい。

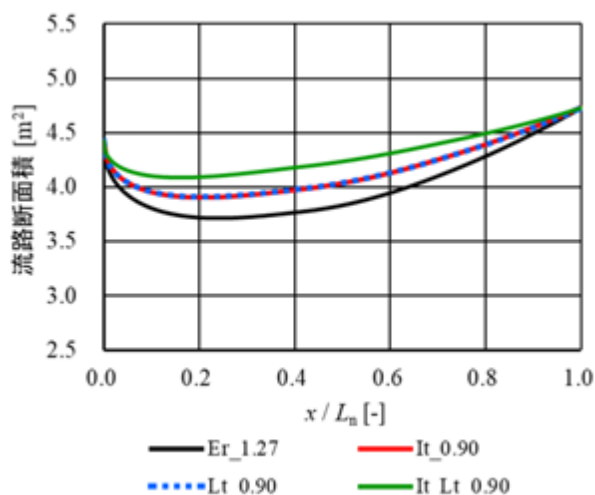


図 8. 対象流路の流路断面積分布

4. 数値計算手法

4.1. 格子生成法

複雑形状に対する融通性が高い非構造格子を用い、テトラ、プリズム、ヘキサ、ピラミッド要素からなるハイブリッド格子を用いる。図 9 に Base 形状の格子を示す。境界層の解像度を高めるために機体表面近傍にはプリズム層を生成する。機体付近の空間場については解像度を高めるため、主翼空力平均翼弦長の 10 倍を半径とする球の内部領域で格子を細分化する。外部境界は主翼空力平均翼弦長の 100 倍とし、半裁形状に対して 17×10^6 節点程度の格子とする。物体表面の第一層格子幅は、 y^+ が 1 以下となるよう、 7.94×10^{-7} [-] とする。格子生成には Mixed-Element Grid Generator in 3 Dimensions (MEGG3D) [12]・[13] を用いる。

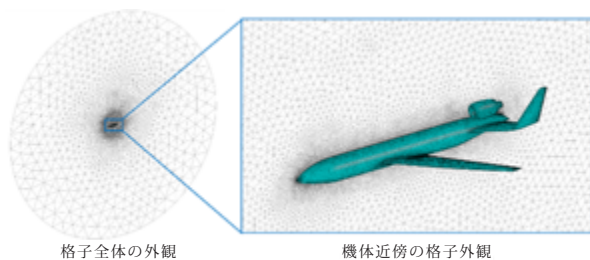


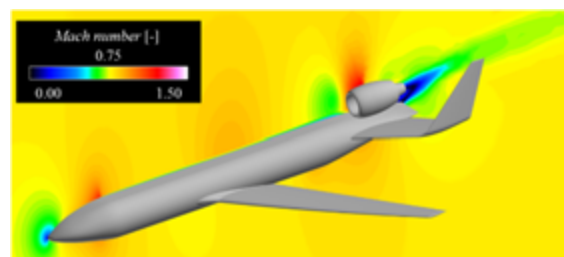
図 9. 機体近傍の格子外観 (Base 形状)

4.2. 流体ソルバ

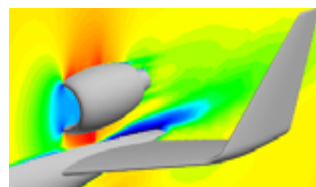
セル節点有限体積法により、3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く。数値流束は近似 Riemannian 解法による風上法である Harten-Lax-van Leer-Einfeldt-Wada (HLLEW) [14]、物理量の勾配評価法には Green-gauss based weighted-Least-Square method (GLSQ 法) [15] を用いた非構造 MUSCL 法 [16] による空間 2 次精度スキーム、時間積分は Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel (LU-SGS) 陰解法 [17] を用いた。遷音速航空機形状を対象にしている Drag Prediction Workshop の結果 [18][19] から、乱流モデルには Spalart の非等方性構成関係 (Quadratic Constitutive Relation) [20] を考慮し、渦中心領域の過大な渦粘性の生成を減らす修正を施した Spalart-Allmaras (SA) 1 方程式モデル SA-noft2-R ($C_{rot} = 1$)-QCR2000 [20]・[21] を用い、全域乱流とした。流体解析ソルバには、JAXA が開発した FaSTAR [22]・[23] を、計算機には JAXA のスーパーコンピュータ JSS2, JSS3 を用いた。

5. 結果と考察

図 10 に示す Base 形状での全機周りとナセル付近の Mach 数分布からは、胴体後方で剥離が発生している一方で、ナセルでの剥離は見られないことが分かる。



(a) Base 形状の機体半断面での流れ場



(b) ナセル縦断面での流れ場

図 10. Mach 数分布

5.1 対象流路形状の空力性能への影響

5.1.1. 揚力係数への影響

図 11 に形状毎の C_L を示す。 C_L が変化した要因を説明するにあたり、Lt_1.15 と Er_1.00 を例に挙げる。図 11 から Lt_1.15 は Base 形状と比べ全機の C_L が小さく、コンポーネントごとにみると Base 形状に比べ尾翼での負の方向に揚力が大きい。 Er_1.00 は Base

形状に比べ全機の C_L が大きく、コンポーネントごとにみると **Base** 形状に比べ胴体での揚力が大きく、尾翼での負の方向の揚力は小さい。

図 12 に **Base** 形状, **Lt_1.15**, **Er_1.00** ナセル中心縦断面での **Mach** 数分布を図 13 に胴体尾部の上面 C_p 分布を示す。図 12 を見ると, **Lt_1.15** は **Base** 形状と比べ手前で局所衝撃波が発生しており, 胴体の剥離領域は大きく, 図 13 を見ると尾翼上面での負圧領域が小さい。図 12 を見ると, **Er_1.00** は **Base** 形状に比べ局所衝撃波の発生は遅く, 胴体での剥離領域は小さく, 図 13 を見ると胴体と尾翼上面の負圧領域は大きい。このように, ナセルと胴体間で空力干渉による局所衝撃波が見られ, ケースによってその発生位置が異なる。局所衝撃波の位置が異なることで図 13 から分かるように, 負圧領域の位置や強さがケース間で変化している。また, 局所衝撃通過後の胴体での剥離の有無も後流側の C_p 分布に影響している。これらの要因が, 胴体と尾翼での C_L に影響を与えていると考えられる。

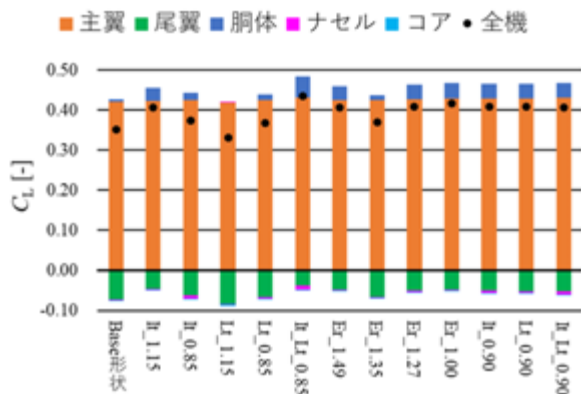


図 11. 揚力係数

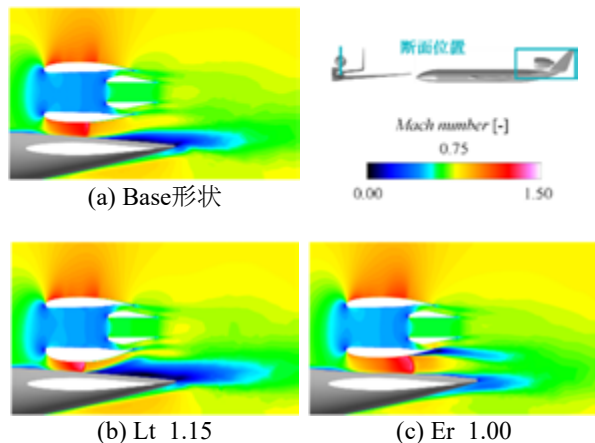


図 12. ナセル中心縦断面でのMach数分布

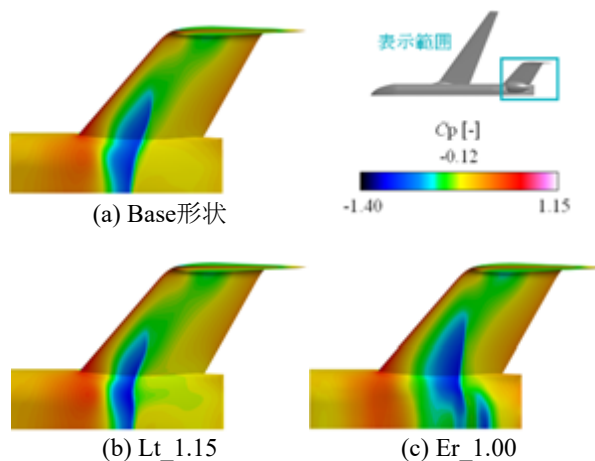


図 13. 胴体尾部の上面 C_p 分布

5.1.2. 抗力係数への影響

ナセル, 胴体尾部, ナセルと胴体尾部を変形したケースごとの C_D を図 14 に, ナセルと胴体それぞれの C_{DV} と C_{DP} を図 15 に, 対象流路の拡大比と, 胴体とナセルの C_{DP} の和の関係を図 16 に示す。図 14 から, 各コンポーネントに比べ胴体とナセルの C_D 変化が大きい。図 15 を見ると, 全ケース間で C_{DV} はほとんど変化せず, C_{DP} の変化が支配的であることが分かる。図 16 から, 全ケースを見ると対象流路の拡大比と圧力抗力 C_{DP} に正の相関があることが分かる。各形状変形を行ったケースごと (黒色: ナセル形状を変更したケース, 赤色: 胴体尾部を変更したケース, 青色: ナセル形状と胴体尾部を変更したケース) に見ると, 各々に拡大比と C_{DP} に線形的な関係があることが分かる。もっとも低い抗力となったのは, ナセルと胴体の形状を同時に変形させた **Lt_Lt_0.90** であった。縮小拡大管が定義できる最小の拡大比 1.0 の形状である **Er_1.00** は, **Base** 形状と **Er_1.49** ~ **Er_1.27** と比較するとナセルと胴体の C_{DP} は最も低い結果が得られた。

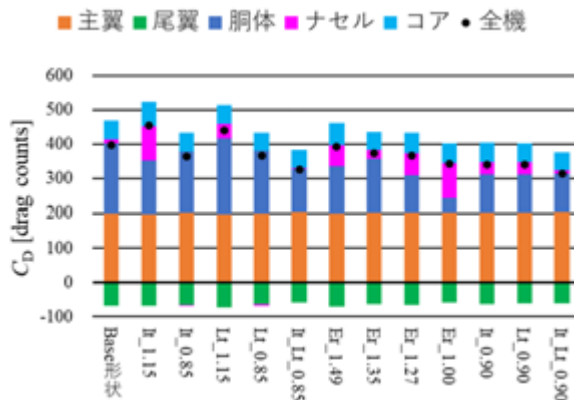


図 14. 抗力係数

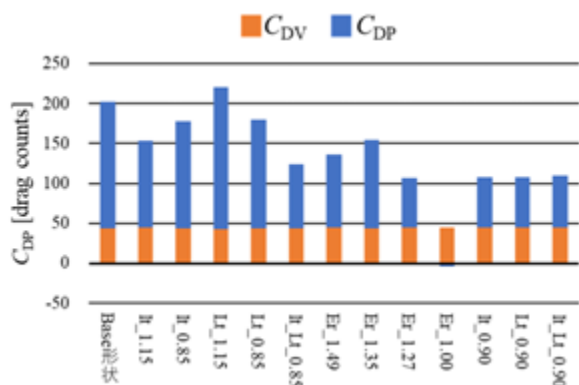
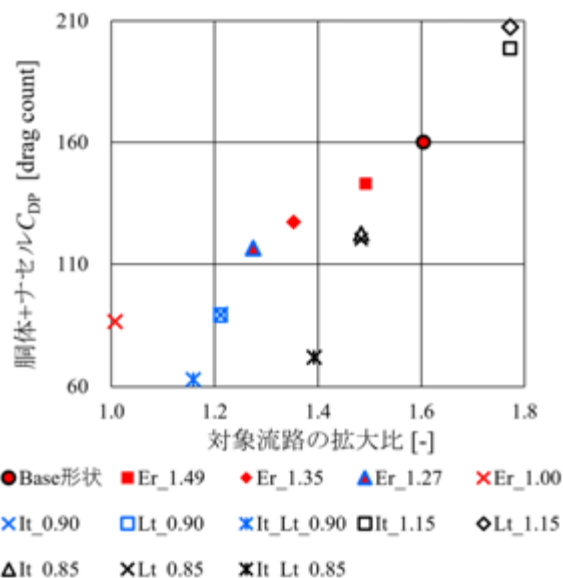
(a) 胴体での C_{DP} と C_{Dv} (b) ナセルでの C_{DP} と C_{Dv}

図 15. ナセルと胴体の抗力係数

図 16. 拡大比と C_{DP} の関係

5.2. 形状定義による流れ場への影響

5.2.1. ナセル形状ごとの流れ場

図 17 に示すナセル中心縦断面での Mach 数分布を見ると, It_1.15 は Base 形状に比べナセル側での剥離が大きく, 胴体側での剥離は小さい. Lt_1.15 はナセルでの剥離は見られないが, 胴体での剥離が Base 形状と比較して大きい. It_0.85, Lt_1.15 はどちらも

ナセルでの剥離は見られず, 胴体側で剥離が生じている. It_Lt_0.85 の胴体での剥離領域は 図 17(a)~(e) と比較して最も小さい. 図 17(a)~(f) の全体の傾向として, 拡大比が小さいケースほど剥離の規模が小さいことがわかるが, これは図 16 のナセル形状を変形したケース間の, 胴体とナセルの C_{DP} 変化で見られた相関と整合する.

この結果から, ナセル形状変更による対象流路の拡大比低減は剥離の抑制に有効であり, 巡航飛行時の C_D を低減できると言える.

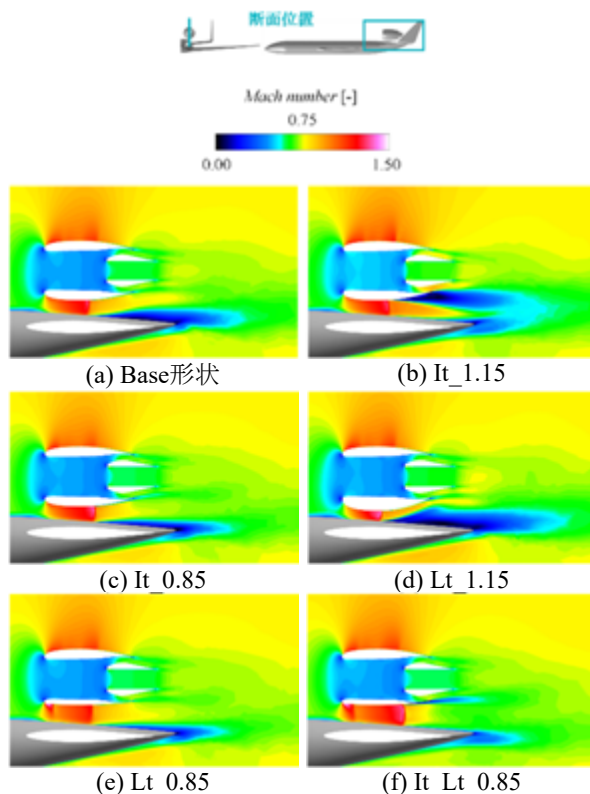


図 17. ナセル中心縦断面での Mach 数分布

5.2.2. 胴体尾部の影響

図 18 に示すナセル中心縦断面におけるマッハ数分布より, Base 形状のナセルでは剥離が見られない一方で, 胴体尾部を形状変更したケース Er_1.49 ~ Er_1.00 はナセル側で剥離が見られ, これが Er_1.49 ~ Er_1.00 のナセルでの C_{DP} 増加を招いたと考えられる. 図 15 から, Er_1.00 のナセルの C_{DP} は Er_1.49 ~ Er_1.00 に比べ最も大きい, 図 18 から分かるように, Er_1.00 のナセル側での剥離領域は Er_1.49, Er_1.27 と比べて小さい. 図 19 に示すナセル中心縦断面における空間 C_p 分布より, Er_1.00 の局所衝撃波位置は Base 形状, Er_1.49 ~ Er_1.00 に比べ後退し, これに伴い局所衝撃波発生前の負圧領域はナセルの曲率の大きい後方へ移動している. ナセル後方では, 前方に比べナセル表面の法線は機軸前後方向へ傾く. このため, Er_1.00 は負圧の機軸前後方向成分が増加

し、Er_1.49, Er_1.27 に比べナセルでの C_{DP} が増加したものと考えられる。

図 15 から、Er_1.49 ~ Er_1.00 は Base 形状に比べ胴体での C_{DP} が小さいが、これは図 20 から分かるように Base 形状に比べ胴体での剥離領域が小さいためである。特に、Er_1.00 は胴体での C_{DP} が他ケースに比べ小さい。図 20 に示す機体対称面での空間 C_p 分布の Base 形状と Er_1.00 を比較すると、Er_1.00 は胴体尾部の逆キャンパにより、胴体尾部の前方に比べ後方の胴体表面の法線は機軸前後方向成分が増加する。これにより、負圧の機軸前後方向成分が増加したため、胴体での C_{DP} が小さくなったと考えられる。

図 16 を見ると Base 形状、Er_1.49 ~ Er_1.00 の拡大比と C_{DP} の関係は線形的であり、拡大比 1.0 形状の Er_1.00 はこれらのケースに比べ最小の C_{DP} である。しかし、図 16 の全ケースと Er_1.00 を比較すると、Er_1.00 の C_{DP} が最小ではないことから、拡大比 1.0 形状は必ずしも C_{DP} を最小化するわけではないことが分かる。

以上より、Base 形状に比べ拡大比が小さい Er_1.49 ~ Er_1.00 でナセルでの剥離は顕在化した一方、胴体側の剥離は低減したことにより抗力が低減したことから胴体尾部形状変更による対象流路の拡大比低減に基づく機体設計は、剥離の抑制に有効であると言える。抗力の変化は、剥離の増減による影響だけでなく、局所衝撃波位置の移動や、胴体形状による負圧の機軸方向成分の変化からも生じている場合があることも分かった。また、拡大比が小さいと C_{DP} は小さいが、拡大比 1.0 形状の C_{DP} が必ず最小になるとはかぎらないことが分かった。

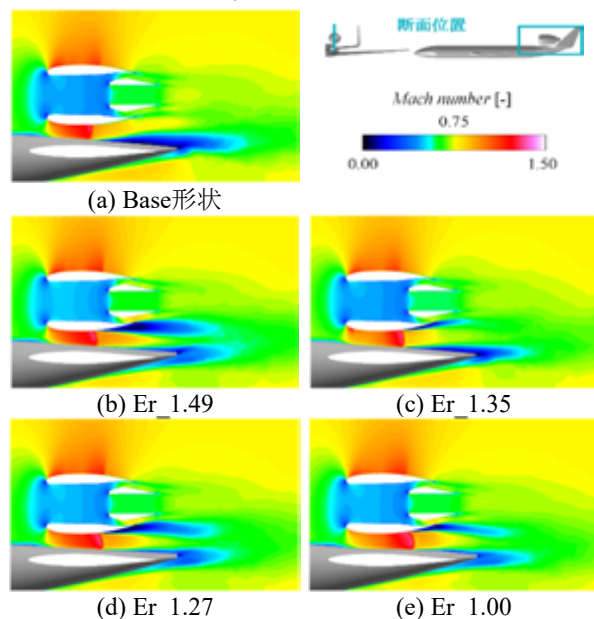


図 18. ナセル中心縦断面での Mach 数分布

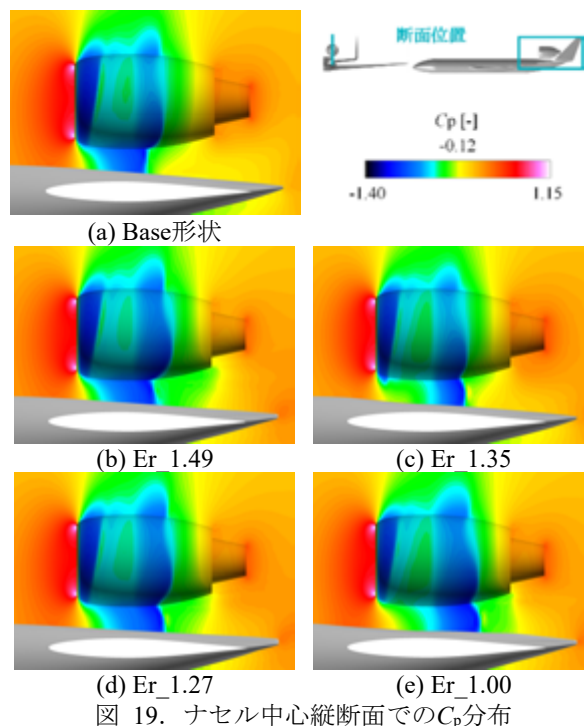


図 19. ナセル中心縦断面での C_p 分布

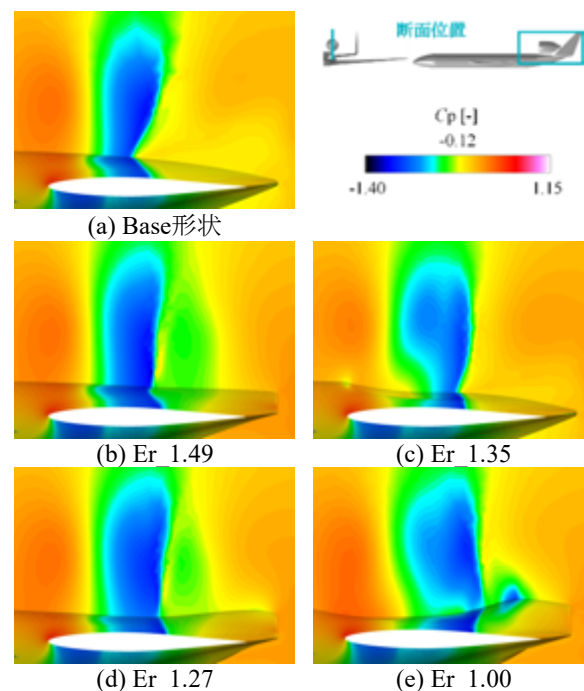


図 20. 機体対称面での C_p 分布

5.3 胴体尾部とナセル形状同時設計の効果

先述の通り胴体尾部形状は Er_1.27 とする。図 16 に示すように胴体尾部を変形したケースで抗力がなるべく小さい形状を採用している。Er_1.00 は Er_1.27 よりも抗力は小さいが、Er_1.00 でナセルの最大外径の比率を基準形状に対して 0.90 倍すると、流路断面積分布が今回仮定している縮小拡大管ではなく、縮小管となるため今回は採用していない。

図 21 と図 22 に示すナセル縦断面・横断面での Mach 数分布から、拡大比が小さいケースほど対象流路領域での剥離の規模が小さい。ナセル上の剥離は、ナセル外形を薄くした面でのみ抑制されている。剥離は主にナセル上で生じており、図 15 (b) の C_{DP} 変化の主因はナセルの剥離の影響によるものと言え、図 16 でみられた相関と整合する。よって、ナセル形状変更による対象流路の拡大比低減に基づく機体設計は、剥離による損失抑制に有効であると言える。

図 21 (c)、図 22 (c) の It_Lt_0.90 と、他ケースの図 17、図 18、図 21、図 22 を比較すると、It_Lt_0.90 の胴体の剥離は最も小さく、ナセル側での剥離は Base 形状と同程度程に小さい。これは、図 14 から分かるように、It_Lt_0.90 の C_b が他の全ケースと比較して最も小さいこと整合する。よって、胴体尾部とナセル形状を同時に変更して拡大比を減らすケースが最も剥離を抑制できることが分かった。

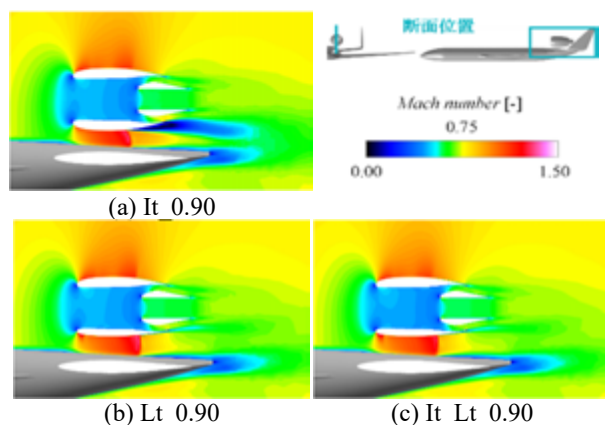


図 21. ナセル中心縦断面での Mach 数分布

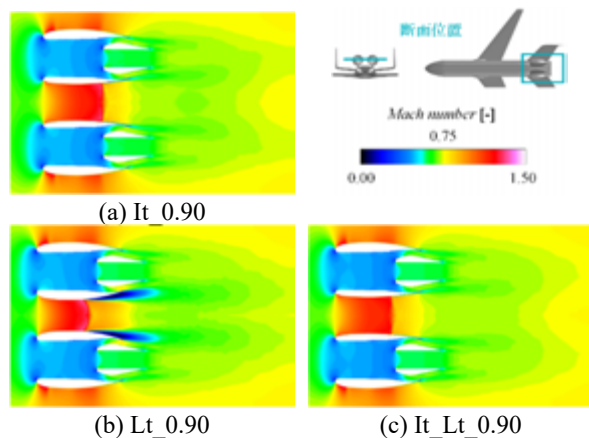


図 22. ナセル中心横断面での Mach 数分布

6. 結言

本稿では、over-the-fuselage-nacelle 形態機のナセルと胴体に囲まれた流路領域を縮小拡大管と見なし、

この流路の拡大比低減により抗力を低減するという仮説の検証を行った。

ナセルと胴体間で発生する局所衝撃波はケース間により発生位置が異なり、これが胴体尾部の負圧領域の位置や大きさに影響していることが分かった。また、局所衝撃波通過後の胴体での剥離の有無も胴体尾部上面の負圧領域に影響を与えており、これらの要因が C_L に影響を与えていることがわかった。

全ケースを見ると、対象流路の拡大比と圧力抗力 C_{DP} に正の相関があることがわかった。ナセル形状のみの変更、胴体尾部形状のみの変更、胴体尾部とナセル形状の同時変更を行ったケースごとに拡大比と C_{DP} に線形的な関係があることもわかった。拡大比が小さいと C_{DP} も小さいが、全ケースと比べると拡大比 1.0 形状の C_{DP} が必ず最小になるとはかぎらないことが分かった。 C_{DP} の変化は、剥離の増減による影響だけでなく、局所衝撃波位置の移動に伴い負圧領域が移動し、負圧の機軸前後方向成分が変化することや、胴体形状による負圧の機軸前後方向成分の変化も C_{DP} に影響を与えていることが分かった。拡大比の低減は剥離の抑制および C_{DP} の低減に有効であるが、ナセルと胴体を同時の変更により拡大比を低減することが最も有効であることが分かった。

以上の結果から、over-the-fuselage-nacelle 形態機の形状設計に際して、対象流路の拡大比は空力干渉を抑制する抗力低減のためのパラメータとして有効であることが示された。今後は、機体迎角の変更や、巡航中に想定される範囲内での横滑り角の変更による影響調査、そしてパイロンが有る状態での調査を行い、同様に拡大比と剥離の関係が成立するかを検証する。

謝辞

CFD 計算には、JAXA のスーパーコンピュータ JSS2 及び JSS3 を用いた。この場を借りて謝意を表す。

参考文献

- [1] 一般財団法人 日本航空機開発協会, “民間航空機に関する市場予測 2019-2038,” 2019.
- [2] Liebeck, R. H., “Design of the Blended Wing Body Subsonic Transport,” *Journal of Aircraft*, Vol. 41, No. 1, 2004, pp.10–25.
- [3] Greitzer, E. M. et al, “N+3 Aircraft Concept Designs and Trade Studies,” Final Report Volume 1, NASA CR-2010-216794 VOL1, 2010.
- [4] Drela, M., “Development of the D8 Transport Configuration,” AIAA Paper 2011-3970, 2011.

- [5] 野村聡幸, “ダブルバブル胴体を持つ 190 席級旅客機の概念設計,” 日本航空宇宙学会第 46 期年会講演会講演集, 2015.
- [6] Kwak, D., Nomura, T., Tokugawa, N., Kurita, M. and Murayama, M., "Introduction of research project for environmental conscious aircraft technology in JAXA", Greener Aviation 2016 Symposium, Brussels, Belgium, Oct., 2016.
- [7] 野村聡幸, “機体成立性を考慮したダブルバブル胴体旅客機の再設計,” 第 55 回飛行機シンポジウム講演集, 2017.
- [8] 荻野翔矢, “Over-the-Over-the-Fuselage-Nacelle 形態におけるナセル位置変更に伴う巡航空力と離着陸騒音への影響,” 第 57 回飛行機シンポジウム講演集, 2017.
- [9] Kutney, J. A., Piszkin, S. P., “Reduction of Drag Rise on the Convair 990 Airplane” *Journal of Aircraft*, Vol. 1, No. 1, January 1964, pp. 8-12, DOI: 10.2514/3.43551
- [10] Salim Koc, Hyoungh-Jin Kim, and Kazuhiro Nakahashi “Aerodynamic Design of Complex Configurations with Junctions” *Journal of Aircraft*, Nov. 2006, pp 1838-1844.
- [11] 日本航空宇宙学会, 「第 3 版航空宇宙工学便覧」, 丸善出版, 2005, pp.8-10.
- [12] Ito, Y. and Nakahashi, K., “Direct Surface Triangulation Using Stereolithography Data”, *AIAA Journal*, Vol. 40, 2002, pp. 490–496.
- [13] Ito, Y., Murayama, M., Yamamoto, K., Shih, A. M., and Soni, B. K., “Efficient Hybrid Surface/Volume Mesh Generation Using Suppressed Marching Direction Method,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 6, 2013, pp. 1450-1461.
- [14] S. Obayashi, Y. Wada, “Practical Formulation of a Positively Conservative Scheme,” *AIAA Journal*, Vol.32, No.5, 1994, pp.1093-1095.
- [15] Shima, E., Kitamura, K., Haga, T., “Green Gauss/Weighted Least Squares Hybrid Gradient Reconstruction for Arbitrary Polyhedra Unstructured Grids,” *AIAA Journal*, Vol. 51, No. 11, 2013, pp.2740-2747.
- [16] Burg, C. O. E., “Higher Order Variable Extrapolation for Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers,” 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, AIAA 2005-4999, 2005.
- [17] Yoon, S., Jameson, A., “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations,” *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 9, 1988, pp.1025-1026.
- [18] Yamamoto, K., Tanaka, K., and Murayama, M., "Effect of a Nonlinear Constitutive Relation for Turbulence Modeling on Predicting Flow Separation at Wing-Body Junction of Transonic Commercial Aircraft," AIAA Paper 2012-2895, 30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, LA, 2012, DOI: 10.2514/6.2012-2895.
- [19] Murayama, M., Yamamoto, K., Hashimoto, A., Ishida, T., Ueno, M., Tanaka, K., and Ito, Y., "Japan Aerospace Exploration Agency Studies for the Fifth AIAA Drag Prediction Workshop," *Journal of Aircraft*, Vol. 51, No. 4, July 2014, pp. 1244-1267, DOI: 10.2514/1.C032647.
- [20] Spalart, P. R., “Strategies for Turbulence Modeling and Simulation,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21, 2000, pp.252-263.
- [21] NASA Langley Research Center Turbulence Modeling Resource, <http://turbmodels.larc.nasa.gov/> [2021/05/19 引用]
- [22] 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 大野真司, 坂下雅秀, ラファエルパウリス, 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.
- [23] 橋本敦, 石向桂一, 石田崇, 村上桂一, 菱田学, 林謙司, “高速流体解析ソルバ FaSTAR の高機能化,” 第 50 回飛行機シンポジウム講演集, 2011.
- [24] Thomas. W. Sederberg, Scott. R. Parry, “Free-Form Deformation of solid geometric models,” *Computer Graphics*, Vol.20, No.4, 1986.

JSS3/TOKI 概要と大規模チャレンジ速報

藤田 直行（宇宙航空研究開発機構）

JSS3/TOKI Overview and Large-Scale Challenge Breaking Report

FUJITA Naoyuki (JAXA)

ABSTRACT

All systems of the third generation HPC system *JSS3* of Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) started operation on December 1st, 2020. This is an outline of *TOKI*, which is the computer infrastructure part of *JSS3*, which also has *J-SPACE* as an archiver infrastructure. In addition, the purpose and the selected challenges of Large-scale Challenge performed at a time when it is easy to secure large-scale computational resources in the early days of *TOKI* operation will be introduced.

1. Introduction

JAXA has been researching and developing numerical simulation technology and its indispensable supercomputer since the days of its predecessor organization (Figure 1). In 1977, *FACOM 230-75APU* was introduced, and in 1993, the world's fastest *Numerical Wind Tunnel* (NWT) was installed to raise Computational Fluid Dynamics (CFD) to the top level in the world. In the 2000s, numerical simulation began to be used in earnest in design, and entered the era of practical use. In 2009, the first JAXA supercomputer *JSS1*

started operation, and after *JSS2*, the third generation JAXA supercomputer *JSS3* started operation in December 2020.

The outline of *TOKI*, which is computer infrastructure part of *JSS3*, is described. *JSS3* also has *J-SPACE* as an archiver infrastructure. In addition, we will introduce the purpose and selected three challenges of the Large-scale Challenge that was implemented at the timing when it was easy to secure a relatively large-scale computing resource at the beginning of *TOKI* operation.

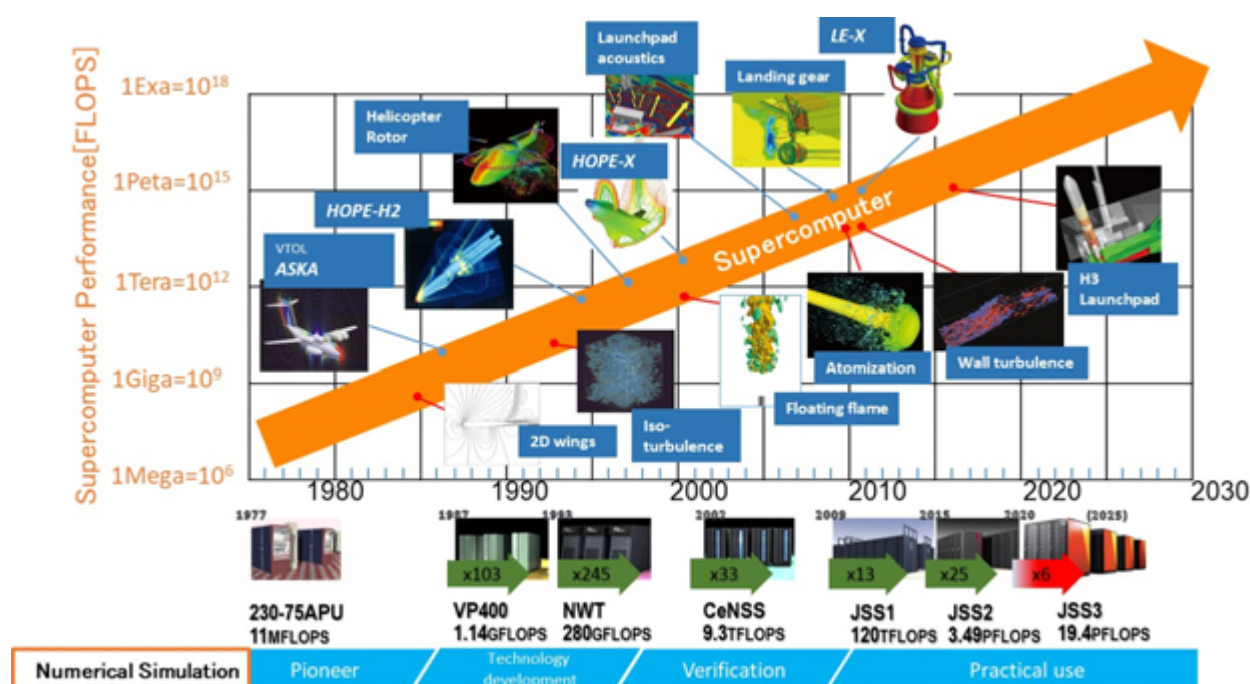


Figure 1 Numerical Simulation and Supercomputer

2. Abstract of JSS3/TOKI

JSS3 consists of *TOKI*: TOKyo and ibaraKI, which is a computer infrastructure, and *J-SPACE*: Jaxa's Storage Platform for Archiving, Computing and Exploring, which is an archiver infrastructure. *J-SPACE* is not the subject of this paper, so details are not shown, but it is a large-scale storage system that manages the disk cache 3PB and tape cartridge 70PB in a hierarchical manner using the software *HPSS*: High Performance Storage System ⁽¹⁾. It is interconnected with *TOKI* via supercomputer network named *JSSnet* with a total bandwidth of 80 Gbps.

2.1. Abstract of TOKI

As mentioned above, CFD, which has been developed together with supercomputers, has entered the era of practical use, and as usage fields of supercomputers have expanded not only to CFD but also to data processing such as earth observation data processing and machine learning. The introduction of JAXA's third generation supercomputer has been promoted as a system that plays the following three roles.

- (1) Numerical simulation implementation platform to strengthen international competitiveness in the aerospace field
- (2) Data center function as a large-scale data analysis platform
- (3) Research and development platform to meet new needs

Figure 2 shows the system configuration diagram of *TOKI* and *J-SPACE*. The meaning of each system name is as shown in Table 1.

Next, the role and features of each system will be described.

(1) TOKI-SORA

It is a system for ultra-high parallelism, long-time computation and data processing. It is a Fujitsu FX1000 with 5,760 nodes, peak computational performance 19.4PFLOPS, and total main memory capacity 180TiB. The CPU is an Arm architecture A64FX.

(2) TOKI-RURI

It is a system to calculate large-scale problems that are parallelized in a short time, run many small-scale jobs per unit time, perform processing that requires a large amount of main memory in a single job, run commercial applications, etc. There are four types of nodes (2a) to (2d) shown below,

which consists of Fujitsu's PRIMERGY with a total of 416 nodes. The CPU has an intel architecture. In addition, the system configuration is designed with consideration for cooperation with external activities and convenience of use, such as virtualization support for Singularity and VMware, login with remote desktop, etc.

(2a) TOKI-ST

A node with a standard configuration of TOKI-RURI. It has two CPUs in one node and has 192GiB DDR4 memory and one GPU board for visualization processing. The interconnect has one InfiniBand HDR100 port.

(2b) TOKI-GP

Equipped with 4 GPGPUs (NVIDIA V100⁽²⁾) per node, the main memory is 384GiB DDR4, and the interconnect has 2 InfiniBand EDR ports. It is a node responsible for computations that require medium-scale main memory and machine learning using GPGPU.

(2c) TOKI-XM

A node that uses intel's Optane DC Persistent Memory (DCPMM⁽³⁾) to achieve a 1-node main memory capacity of 6TiB. DDR4 used for the main memory cache implements 768GiB, which is 1/8 of the DCPMM capacity. This node is used for processing that requires a larger main memory capacity than computing power and processing that requires very huge amount of main memory capacity.

(2d) TOKI-LM

The role and features are the same as TOKI-XM, but it is a node with 1/4 of the main memory capacity. It is equipped with DCPMM 1.5TiB and DDR4 192GiB.

(3) TOKI-LI

It is a *TOKI* login node and there are a total of fourteen nodes. Users login with ssh to compile programs and operate the file system.

(4) TOKI-FS

Until now, JAXA's supercomputer system has been configured to provide performance with sequential access, which is often used in numerical simulations, but *TOKI*'s file system TOKI-FS has also designed as a file system with high random-access performance. SSD: Solid State Drive device has a capacity of 10PB and HDD: Hard Disk Drive device

has a capacity of 40.5PB, for a total capacity of 50.5PB. Lustre-based software FEFS: Fujitsu Exabyte File System⁽⁴⁾ manages these devices.

(5) TOKI-Txx

(1) to (4) are installed at the JAXA Chofu Aerospace Center (CAC), but similar system with a reduced scale except for (1) TOKI-SORA and (2c) TOKI-XM are installed at JAXA Tsukuba Space Center (TKSC). By installing it in TKSC, the processing capacity will be reduced compared with TOKI-RURI, non-stop supercomputer operation can be realized, even if CAC is power outage or Chofu system is under maintenance. The system installed at TKSC is called TOKI-TRURI /-TLI/-TFS.

Table 2 shows the introduction of each system introduced in Section 2.1.

Table 1 Name of each system

Name	Meaning
JSS3	Jaxa Supercomputer System generation 3
TOKI	TOkyo and ibaraKI, and Time (TOKI-SORA means time and space), Solve, Crested ibis, in Japanese
SORA	Supercomputer for earth Observation, Rockets, and Aeronautics
RURI	all-RoUnd Role Infrastructure
ST	STandard
GP	GPgpu
XM	eXtra large Memory
LM	Large Memory
FS	File System
LI	LogIn
-Txx	-Tsukuba xx
J-SPACE	Jaxa's Storage Platform for Archiving, Computing and Exploring

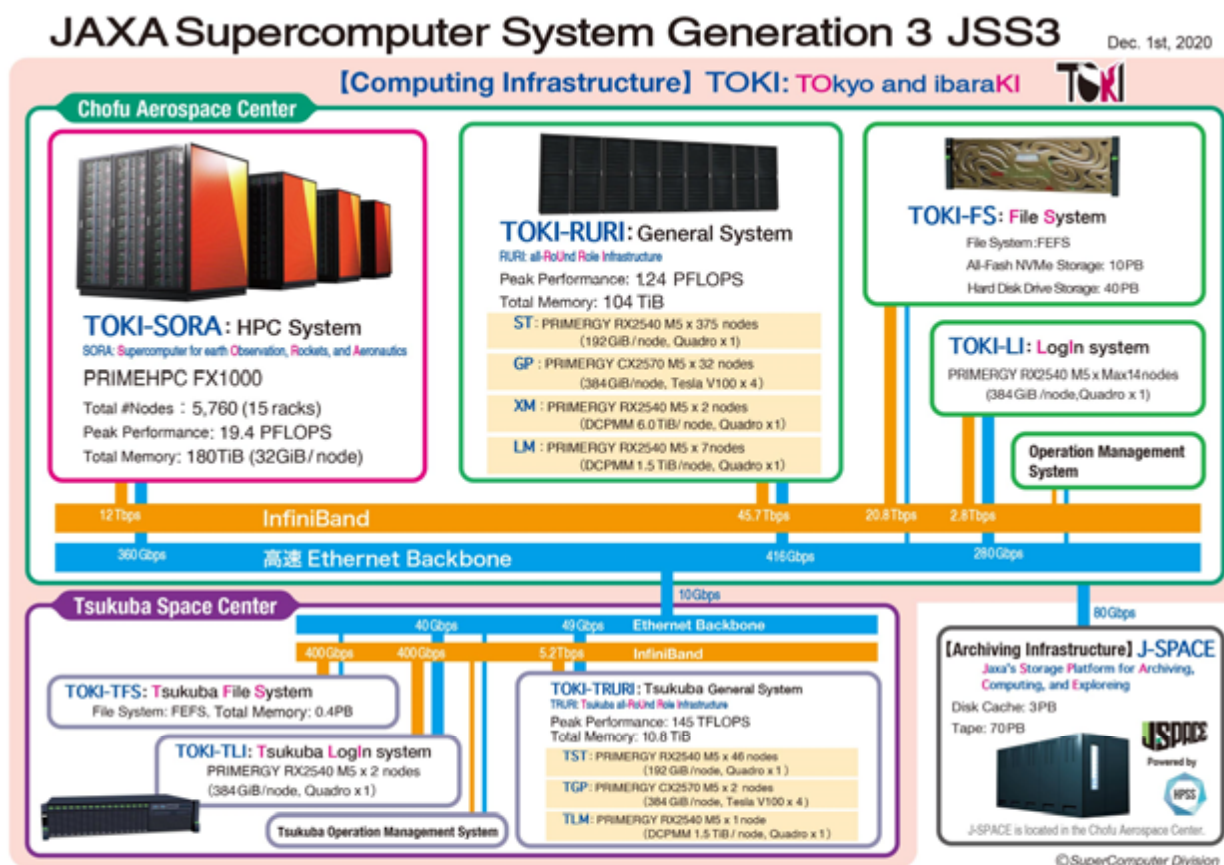


Figure 2 System configuration diagram of TOKI/J-SPACE

2.2. Usage of TOKI

Not to mention *TOKI*, JAXA supercomputers are installed and operated to contribute to the steady implementation of JAXA projects and to maximize research and development results. This contribution includes the followings; joint research and development with outside organizations, space science research activities closely related to inter-university aerospace-craft project (scientific satellites, rockets,

balloons) etc. , a system for paid use by private companies, universities, research institutes, etc. in the aerospace-related field. Table 3 summarizes the usage system. The Supercomputer Division is the contact point for inquiring to regard the use of *TOKI* (<https://www.jss.jaxa.jp/en/inquiry/>).

Table 2 Introduction to each system of TOKI

System name Introduction	TOKI-SORA	TOKI-ST [TOKI-TST]	TOKI-GP [TOKI-TGP]	TOKI-XM	TOKI-LM [TOKI-TLM]
Number of nodes	5,760	375 [46]	32 [2]	2	7 [1]
Total peak calculation performance	19.4PFLOPS	TOKI-RURI totally 1.24PFLOPS [TOKI-TRURI totally 145TFLOPS]			
Total main memory	180TiB	TOKI-RURI totally 104TiB [TOKI-TRURI totally 10.8TiB]			
Model name	PRIMEHPC FX1000	PRIMERGY RX2540 M5	PRIMERGY CX2570 M5	PRIMERGY RX2540 M5	PRIMERGY RX2540 M5
CPU	A64FX	Intel Xeon Gold 6240	Intel Xeon Gold 6240	Intel Xeon Gold 6240L	Intel Xeon Gold 6240
Number of cores/CPU	48	18			
Number of CPUs/node	1	2			
Main memory/node	32GiB	192GiB	384GiB	6.0TiB	1.5TiB
GPU	0	NVIDIA Quadro P4000 x1	NVIDIA Tesla V100(SXM2) x4	NVIDIA Quadro P4000 x1	NVIDIA Quadro P4000 x1

Table 3 TOKI usage system

Usage system name	Overview	Target users
Specified Project Use	Use on strategic themes	It can be used by companies, universities, research institutes, etc. for joint research and development related to the JAXA business.
General Use	Standard use	
Small scale Use	Experimental and sprouting use	JAXA staff only
JSS Inter-University Research	Use as Inter-University joint research	Researchers belonging to universities and national and public research institutes nationwide, or researchers equivalent thereto. Research members are limited to graduate students and those of equivalent or higher.
Facility Utilization	Paid use by aerospace-related field organizations. We prepare a trial use.	It can be used by companies, universities, research institutes, etc. based on JAXA's facility service system.

3. TOKI Large-scale Challenge

When introducing *TOKI*, we carried out Large-scale Challenge computations that cannot be performed in normal operation. The purpose is to produce impactful results for society through applications in the aerospace field. To *JSS* users, including inside and outside JAXA, we recruited the theme. As a result, the following three research have been selected and *TOKI* was being used in a truly challenging manner. The allocated computational resource was less than 967,680 [node*hours] per theme (2,880 nodes (9.7 PFLOPS), memory 90Tib, 14 days). In addition to the analysis execution period for Large-scale Challenges, a program preparation period was set about one month, and the minimum number of nodes required for debugging was allocated.

In this part, we will briefly quote from the *JSS* usage result report⁽⁵⁾ and some application materials, and introduce the challenges that each research aims for.

3.1. LES of Full-scale Liquid Rocket Engine Combustor

Focusing on the spatial distribution and time fluctuation of the wall heat flux assumed in the actual machine, by performing a complete 3D analysis of the actual shape, acquire knowledge that cannot be obtained by conventional simplified analysis (one to several injectors, cake-cut shape assuming symmetry in the circumferential direction). The analysis target is the full-scale combustor (528 injectors) of the LE-X engine. A large-scale combustion LES analysis was performed using an efficient table-referenced combustion model. There has never been an example of such analysis with more than 100 injectors. This will be possible for the first time by combining the computing performance of *JSS3* with the next-generation large-scale high-speed solver LS-FLOW-HO that has been developed so far.

3.2. Large-scale analysis of multi droplet evaporation by Interface-resolved DNS

Reduction of NOx emissions is required in aircraft engine development, and combustion with a homogenized fuel distribution is the key. However, in the spray model used for the analysis of fuel "atomization" \Rightarrow "dispersion" \Rightarrow "evaporation", it is necessary to adjust parameters by combining with experiments to obtain an analytical solution of the fuel distribution that can be compared with the current

measured values. This is one of the major reasons why the use of numerical analysis is not progressing in combustor development. In this challenge, "evaporation", which is particularly difficult to measure and is not sufficiently modeled, will be modeled from a detailed numerical analysis approach, and a spray evaporation model that can be used in the upstream stage of combustor design will be established.

3.3. 3D visualization of large-scale full-color tomography data: Break through the resolution of the human retina

Visualization technology to convert meteorites and various rocks of the earth into large-scale data has been developing, but the amount of information contained in this high-resolution data is enormous and cannot be processed by laboratory workstations. In addition, it is a size that could not be accommodated by the computing power normally available at supercomputers. Therefore, we aim to overcome this bottleneck by this Large-scale Challenge and achieve ultra-high resolution 3D visualization.

4. Conclusion

JSS3 / *TOKI*, which plays three roles, was prepared and started full-system operation in December 2020. At the beginning of operation, three challenges aiming for the world's first results have been adopted as Large-scale Challenges.

One of the roles of *JSS3* / *TOKI* is to strengthen the international competitiveness of the aerospace field. Not only will it contribute to the steady implementation of the JAXA project, but also it will continue to work with JAXA software to make it a powerful tool for the aerospace industry. We will meet demand through various system operations such as joint research, *JSS* Inter-University research, paid use. If you have any questions or concerns, please feel free to contact us ⁽⁶⁾.

Reference

- (1) High Performance Storage System, <https://www.hpss-collaboration.org/>, (Referred on 2021-09-13)
- (2) NVIDIA V100 Data Sheet, <https://images.nvidia.com/content/technologies/volta/pdf/volta-v100-datasheet-update-us-1165301-r5.pdf>, (Referred on 2021-09-13)
- (3) Intel Optane Persistent Memory, <https://www.intel.com/content/www/us/en/architecture-and-technology/optane-dc-persistent-memory.html>, (Referred on 2021-09-13)
- (4) White paper Advanced Software for the FUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX1000, P.15, <https://www.fujitsu.com/downloads/SUPER/primehpc-fx1000-soft-en.pdf>, (Referred on 2021-09-13)
- (5) JAXA Supercomputer System Annual Report (April 2020 – March 2021), <https://www.jss.jaxa.jp/en/ar/e2020/15595/>, (Referred on 2021-09-13)
- (6) JSS3 public relations page, <https://www.jss.jaxa.jp/en/inquiry/>, (Referred on 2021-09-13)

Particle-In-Cell法を用いた太陽コロナ中の太陽風における プラズマと衛星表面の干渉モデルに関する研究

ガルシア ペレス ホルヘ，鈴木 宏二郎（東京大学）

Plasma-Surface Interaction Modeling Utilizing Particle-In-Cell Code for Solar wind in the Solar Corona Region

Jorge Alberto Garcia Perez, SUZUKI Kojiro (The University of Tokyo, Japan)

ABSTRACT

With the intention of studying the heat up process in the Solar Corona, current scientific efforts involve in-situ measurements with Solar Probes, such as PSP (Parker Solar Probe) mission. In this study, a new Particle-In-Cell code, SCSI (Solar Corona-Satellite Interaction), is developed and tested, with the intention of exploring the phenomena involved in the interaction between the solar wind present in the Solar Corona and the surface of a spacecraft. SCSI is developed with an Object-Oriented approach, allowing features such as several numerical schemes in a single domain, and multigrid meshes. The present program proved successful in replicating the spatial distribution of the species involved and the electric currents present in the system, among other parameters. The floating potential calculated on the probe surface as well as the electric barrier generated around it also show similarities with previous studies on the subject.

1. Introduction

In the area of Solar Physics, one of the biggest mysteries that remains unsolved is to understand the mechanisms through which the Solar Corona, the outermost layer of the Sun before the Heliosphere, can reach up to temperatures that surpass 1 million degrees¹⁾, a phenomenon that conditions the solar wind that engulfs the Solar System and thus affects the Earth.

At the core of this mystery lies the dynamics of the Solar Magnetic field. Current research tries to understand through which mechanisms the energy that is contained in the magnetic lines in the convection zone of the Sun is liberated to the outer layers, and furthermore, how the interaction between the magnetic field and the Solar Plasma that fills the Solar Corona takes place, allowing the particles in plasma state to reach supersonic velocities and the aforementioned high temperatures¹⁾.

In order to solve these questions, current efforts are directed towards taking in-situ measurements of the parameters of the solar plasma and the magnetic field in the region of the Solar Corona. Missions such as Parker Solar Probe (PSP) and Solar Orbiter (SolO)¹⁾ are currently orbiting the Sun up close and are sending back invaluable information on the characteristics of the Solar Corona.

Under these circumstances, another question arises: which kind of effects can we expect from the interaction between a probe that is immersed in the Solar Corona, and its surrounding environment? Trying to solve this question will allow us both to understand any possible bias in the plasma measurements due to the presence of the spacecraft, and to anticipate any possible hazards that would put these missions at risk.

Table 1 shows the expected environment that the spacecraft PSP will encounter during its closest fly-bys around the Sun ($\sim 8.5R_{\odot}$)²⁾. Under these conditions the solar wind is in super-sonic regime. The protons in the plasma, being comparatively heavy, behave almost in ballistic trajectories and thus a wake without protons is formed behind the probe.

Table 1. Reference parameters for this study. In order: density of electrons, protons, electron temperature, proton temperature, solar wind velocity, magnitude of magnetic field, current density of photoelectrons.

Parameter	Value
$n_e = n_p$	$7 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$
T_e	85 eV
T_p	82 eV
v_{sw}	300 km/s
B_{mag}	2 μ T
J_{PHE}	16 mA/m ²
Distance to Sun surface	$8.5R_{\odot}$

On the other hand, the electrons respond fast to the changes in the local electromagnetic field and thence are significantly affected by the presence of the probe. Previous research³⁾ have predicted the formation of a negative floating potential in the surface of the probe, with values around -10 ~ -30 V depending on the dimensions of the probe. This negative value in the potential prevents the fraction of the electron population with the lowest energies to reach the probe, therefore already generating a bias in the temperature and velocity measurements of the plasma.

As for the fraction of electrons that reaches the probe, these electrons interact with the material of the surface and produce the so-called Secondary Emission Electrons (SEE). This new species encompasses new electrons that escape from the atoms of the material thanks to the energy deposited by the impinging electrons, together with the primary electrons that are not absorbed by the surface but still lose some of their energy (non-elastic collision).

The collision of the protons with the surface also generates electrons, but this process is considered insignificant in comparison with the other species in the environment and therefore is generally ignored in analysis²⁾.

Besides the positive and negative particles in the plasma, and the SEE, yet another new species plays a role in the interaction between the solar wind and the probe: the photoelectrons (PHE) produced in the surfaces of the spacecraft that face the incoming light of the Sun.

Whereas the protons and electrons in the solar wind have high temperatures, PHE and SEE populations are expected to have temperatures less than 10 eV²⁾, and therefore these two species are highly affected by the local electromagnetic field.

In the present study, a full-PIC simulation is built and tested, with the purpose of investigating the interaction of these four species (protons and electrons from the solar wind, PHE and SEE), the surface of the spacecraft, and the local electric field, under the physical conditions expected at the closest approaches of the PSP mission to the Sun, as listed in Table 1.

2. Simulation Description

The software developed in-house by the authors for this study, called SCSI (Solar Corona - Spacecraft Interaction), is a full-PIC, object-oriented program that aims to simulate the interaction between the Solar Corona plasma and a Spacecraft. However, the code was purposefully created to be highly modular and reusable, with the intention of increasing its application to other plasma-surface interaction set ups.

Since plasma is multi-scale by nature and might involve very different phenomena depending on parameters such as its species composition, the particular characteristics of these species, or external electromagnetic forces, it is convenient in terms of physics or computational performance to use different numerical approaches depending on the particular situation that needs to be analyzed⁴⁾.

In order to make a program that can incorporate different numerical approaches without fundamentally changing the code each time, an Object-Oriented-Programming methodology was carried out. Several key factors of a plasma simulation, such as the mesh type, the field solver, or the species treatments at the boundaries, were considered objects that are linked through class attributes and parent-child relationships in tree structures.

Through this approach, the program acquired several functionalities such as the implementation of multigrids or the possibility to host different mesh types and field solvers in a single domain.

The architecture of the program is explained in detail in the next subsection.

2.1 Code Architecture

The program SCSI is entirely written in Python, and it consists of several classes which represent each of the main components of the numerical simulation, a *System* class that contains all these previous classes, a **main.py** file that uses the *System* object to execute the program, and several auxiliary files.

The separation of the program into classes, and the design of the necessary functions for the code as class functions, help to keep generality as much as possible at the moment of writing the code, which translates into increased generality and reusability. Moreover, the use of the concepts of abstract classes and interfaces enforces a clear communication among the different classes, giving robustness and modularity to the code in overall.

As an example of the advantages of this approach, currently the program includes several implementations of electrostatic fields, including constant electric field, time dependent electric field, electric field solved with Successive-Over-Relaxation for the mesh and a Capacity Matrix Method (see 2.3.) for an internal object, among others, and each different mesh inside the domain can have several of these implementations applied to it.

The principal classes of the code are the ones that in total contain all the information necessary for the simulation to execute. These classes are: *System*, *Boundary*, *Mesh*, *PIC*, *Field*, *Motion_Solver* and *Species*. At the beginning of the execution, one or several objects of each of the classes are created, and they are stored as attributes of the object derived from *System*. Then, the calling of the functions of these classes is what executes the flow of the code.

Since some of the simulation classes are conceptually different but they are still closely linked in terms of the numerical methods, some classes contain other class instances as attributes, thus facilitating the programming of the class methods. For example, all the Particle-In-Cell functions are contained in the *PIC* class, but since the implementation of these functions depend on the mesh, *Mesh* is stored as an attribute of *PIC*. In the same order of ideas, *Mesh* objects carry one or several *Boundary* objects in a list, and *Field* objects contain a *PIC* object as attribute.

Now, in addition to the connections between classes, the code also hosts connections among objects of the same abstract class for the abstract classes *Mesh*, *PIC* and *Field*.

For two objects of the same abstract class, if one of them acts over a physical region that is contained inside the region of the other object, the two objects are said to have a parent-child relationship, where the child object cannot access the parent object but the parent have full access to the child object. This is translated into the code as a tree structure, where each object can have an arbitrary number of children, and each child in itself can be a parent of other objects.

With this additional relation among objects, an object *Field* which acts on a region 1, for example, has as attribute the *PIC* object that acts on the same region, and it also has as attribute a list of children, which are the *Field* objects acting on the smaller regions inside the region 1.

Since these relationships are dependent on the configuration of the simulation domain, they are particular of each set up. Moreover, each conceptual “region” in the domain needs to have associated its own *Mesh*, *PIC* and *Field* classes. This allows for each region to have a different numerical method, mesh style, etc., and makes the execution flow inside each region similar to a typical plasma simulation with only one mesh.

For a particular class, the added characteristic of having children objects is represented in the code by creating a new class that inherits both the old class and an abstract class that adds the “recursion” feature, forcing the new class to rewrite or add the necessary functions for the

recursion to work.

In practice, all the classes with this feature mostly operate as if they had no children, using the same numerical methods as before; the change is that now some methods are executed before or after the “core” functions in order to deal with the existence of children objects.

As an example of this methodology, let us describe the implementation of the function *computeField* for the class *Electrostatic_2D_rm_sat_cond_recursive*, which inherits from the classes *Electrostatic_2D_rm_sat_cond* and *Field_recursive*.

First, the Field object that acts as the root of the tree executes a modified version of the Capacity Matrix Method from the class *Electrostatic_2D_rm_sat_cond*, where not only the nodes of the underlying mesh but also the nodes of the children meshes in contact with the probe are taken into account. After this, the field in the nodes of the mesh is calculated through a SOR algorithm with Chebyshev Acceleration⁴⁾, identically as the case without children. In the next step, the method modifies the values of the field in the nodes of the boundaries of its children fields, through a 2D interpolation of the field values of the parent mesh. Finally, through recursion, the method *computeField* is called for each one of its children.

2.2. PIC

The program SCSI simulates the plasma through the numerical method called Particle-In-Cell (PIC)⁴⁾. In this method, the intention is to model the interactions among particles as close as possible from first principles. In this way, the method is more suitable to study new phenomena, with the drawback of being more computationally expensive.

In PIC, the species present in the plasma are modeled as individual particles that interact with each other. Due to the high number of particles involved in a simulation of this nature, particles are lumped together into “Super-particles” that move with the average velocity of the lumped particles and account for the mass of all of them. As for the interactions, there are two ways of considering the forces present in the system, either by manually summing the interaction of the rest of the particles over each individual particle, or by using Mean-field theory. In the latter, the fields are computed in the nodes of a mesh, and then an interpolation from the node values to the positions of each particle is performed.

In SCSI the second methodology is used, and its computational flow is as follows:

1. From the physical position of particles, particle moments such as density, velocity and temperature are calculated in the nodes of a mesh that overlaps the physical space.
2. The fields are solved from the quantities in the nodes. In the case of SCSI, a finite-difference Poisson solver is used to calculate the electrostatic potential.
3. From the values in the nodes, field values are calculated in the physical positions of each super particle.
4. The particles move forward with a time integrator.

2.3. Numerical schemes

The architecture of SCSI allows to easily switch among different styles of PIC implementations and Poisson solvers; nonetheless, in this section it will be explained the set of numerical schemes that were used for validation of the code, i.e. the simulation shown in sections 3 and 4.

For the time integrator, a Leap-Frog scheme was used. This method is second order accurate in space and time, and it conserves the energy of the system due to its symplectic nature⁴⁾.

As for the mesh, a 2D rectangular mesh was used, whereas for the Poisson solver a Successive-Over-Relaxation (SOR) scheme with Chebyshev acceleration was implemented⁴⁾.

Both the outer and inner borders of the mesh had a Dirichlet boundary condition, where the outer border of the mesh was kept at 0 V, and the nodes of the inner border, i.e. the surface of the satellite, were computed with the Capacity Matrix Method for conductive surface used in codes such as EMSES⁵⁾ and Ptetra⁶⁾.

In this approach, at the beginning of the simulation a capacity matrix is calculated for the nodes of the surface of the probe. In this procedure, 1 C of charge is assigned to a node and then the potential generated in the rest of the mesh is solved; the values of the potential for the rest of the nodes on the probe are recorded, and the procedure is repeated over each node of the probe.

Later, while the simulation is executed, the particles that hit the probe are deleted and their charge is stored as accumulated charge at the two closest nodes to the impact location. Then, before the Poisson solver is executed at each step, the accumulated charge and the induced charge generated by the surrounding electric potential are added, and by using the equation $\vec{\phi} = C\vec{q}$ the potential at each node is computed.

The above procedure only accounts for a dielectric surface, where each node can have a different electric potential. Because the satellite is considered conductive the same potential must be established in all the nodes and a redistribution of the accumulated charge is also necessary. This step is carried out by solving the aforementioned capacity equation under the constraint $0 = \sum_i \delta q_i$, being δq_i the change in the charge at node i . This leads to equation 1, ϕ_c being the probe floating potential.

$$\phi_c = \frac{\sum_i q_i}{\sum_i \sum_j C_{ij}} \quad (1)$$

Regarding the PIC interpolation scheme, which connects the values in the physical space to the values in the nodes of the mesh, a linear first-order first-neighbor approach was implemented. If a particle is at a position (x, y) inside the cell denoted by the corners $\{(i, j), (i + 1, j), (i, j + 1), (i + 1, j + 1)\}$, the field f in the particle is calculated with equation 2. In the equation, di and dj denote the relative position of the particle within the intervals $\{i, i + 1\}$ and $\{j, j + 1\}$, respectively. With the opposite process, where the values of the particle are distributed over the neighboring nodes, a similar weighted procedure is used.

$$f(x, y) = f_{i,j}(1 - di)(1 - dj) + f_{i+1,j}di(1 - dj) + f_{i,j+1}(1 - di)dj + f_{i+1,j+1}didj \quad (2)$$

3. Simulation setup

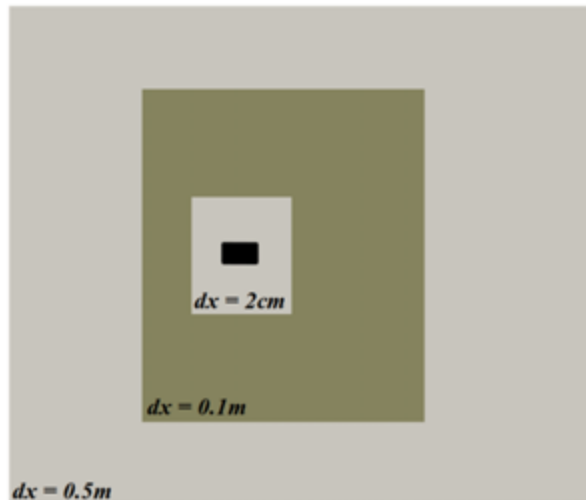


Figure 1. Domain used in the simulation. Each rectangle represents a different mesh, with the distance between nodes as indicated in the image. The probe is the black rectangle situated close to the center of the domain.

The domain used for the results shown in this paper is presented in Fig. 1. The domain is a $W \times H = 35 \text{ m} \times 30 \text{ m}$ rectangular box with a rectangular probe of dimensions $W \times H = 2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$. For the calculations of volumetric-related parameters, a depth of 1.0467 m was used in all the domain, with that value chosen to approximate the surface area and light-sided area of the satellite to the values found in the paper by *R. Marchand et al.*⁽²⁾. The Sun is located in the left side of the domain; therefore, only the left border of the satellite is illuminated (produces photoelectrons), and the Solar wind direction goes from left to right.

In this set up no magnetic field was considered in order to simplify the validation, but this effect is expected to be of minor significance as the gyroradii of the electron populations are in general larger than the dimensions of the satellite⁽⁷⁾.

Since the goal is to capture all the possible phenomena that can happen around the spacecraft, in zones where the density of PHE and SEE is predominant a small mesh size is necessary, since the Debye length for SEE and PHE have values around 3cm. On the other hand, in the regions of the domain where the principal source of electrons is that of the solar wind a coarser mesh can be used, as the Debye length for Solar wind electrons is approximately 0.8 m.

For determining the multigrid structure, a first simulation was executed, the Debye length of the three electron species was calculated, and then the mesh configuration was set up accordingly, with the result being what is displayed in Fig. 1. Besides the aforementioned coarse mesh with grid size $\Delta x = \Delta y = 0.5 \text{ m}$, two nested mesh were considered, the first one with $\Delta x = \Delta y = 0.1 \text{ m}$, and the innermost one with $\Delta x = \Delta y = 0.02 \text{ m}$.

The Solar wind in the simulation is modeled as composed by solely protons and electrons, both entering the domain with a Maxwellian distribution according to the parameters shown in Table 1. The particles are loaded into the simulation by creating a thin buffer zone, or “dummy box”, around the outer boundary; then, the particles that manage

to enter in each time step into the domain are the ones added to the simulation.

The protons, as they hit the spacecraft, are deleted from the simulation and are accounted as charge that accumulates in the surface, while the electrons have a 5% chance of simply reflecting back into the domain without energy loss.

As to the other 95% of the electrons that are absorbed by the spacecraft, they produce Secondary Emission Electrons (SEE) with a yield of 2.9 SEE per incident electron. These new electrons enter the domain from the same location where the incident electrons hit the surface, with random velocity directions that follow in magnitude a Maxwellian distribution of 2 eV of temperature.

As for the photoelectrons (PHE), they are generated uniformly along the left border of the spacecraft, with a rate that produces a flux of 16 mA/m². The particles are injected at the surface of the spacecraft, and like the SEE, with random velocity directions and a Maxwellian distribution of 3 eV. The parameters used for SEE and PHE are the same as those found in previous literature on the subject⁽²⁾, in order to make a more direct comparison of the results and thus validate the code.

4. Results and Discussion

The flow of the SCSI simulation is principally a loop that makes the system advance in time. Thus, the program is kept running and the results are continuously checked, until a stationary state is reached and maintained for some time. Therefore, the results presented here on are temporal averages of the stationary regime of the simulation.

4.1. Potential

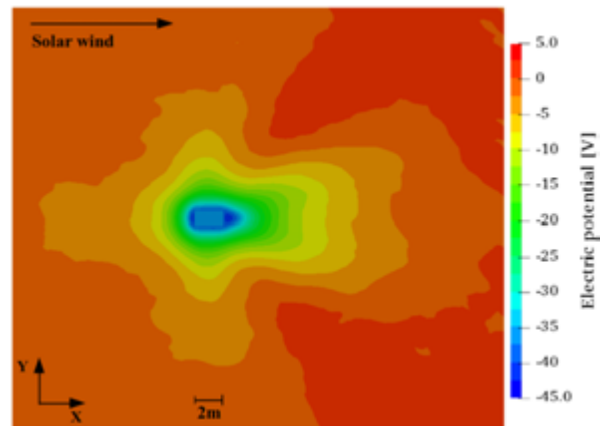


Figure 2. Contour plot of the electric potential. The probe is visible as a blue rectangle in the center, with a potential of -36.4 V.

Fig. 2 shows the distribution of the electric potential in the whole domain. Firstly, it can be observed that the electric potential drop due to the presence of the probe is almost unnoticeable at a distance of $\sim 10 \text{ m}$ from it. This indicates that the presence of the spacecraft is damped by the plasma and affects only locally, as expected. The value of the floating potential reached by the spacecraft is -36.4 V, and a region of even lower potential can be observed surrounding its surface. Both phenomena have

been previously described in literature^{2,3,7)}, albeit with different quantitative values.

For example, the potentials achieved by the simulations reported in the paper by *R. Marchand et al.*²⁾ are found in the range -7.6 V to -12.2 V. The reason for this discrepancy might be due to several differences between the set-up of the codes presented in the referenced paper and SCSI. Among those, SCSI considers only a 2D system, whereas the rest of the programs simulated a 3D environment. This implies that the particles simulated with SCSI have only two components of velocity and thus less kinetic energy in comparison with the other simulations. Additionally, although the illuminated and exposed area of the probe in SCSI are almost identical to their counterparts in the aforementioned paper, the geometry of both probes is considerably different.

Now, regarding the region surrounding the probe with lower potential, or potential barrier, this phenomenon can be seen more easily in Fig. 3 and 4, where 1D profiles of the potential are displayed.

Fig. 3 shows a section of a horizontal cut of the mesh that goes through the center of the satellite, as well two of the results found in the paper of *R. Marchand et al.*²⁾, where for ease of comparison the dimensions of that satellite were scaled to match the front and rear parts of the spacecraft modeled in SCSI.

The profile of the potential in all cases exhibits a constant floating potential in the region occupied by the satellite and a steep potential barrier both in the ram and wake regions.

As for the ram section, this phenomenon occurs due to the high concentration of electrons that are created in the front side, counting both PHE and SEE populations. In this region, the density of both populations exceeds that of the free stream Solar wind, and because of this, a net negative potential with respect of the satellite floating potential is generated. As expected, the plasma gets to screen this local effect around a couple of Debye lengths away from the barrier location. In this case, the predominant electron populations are PHE and SEE, meaning a value of $\lambda_D \approx 3$ cm, which goes in agreement with the position of the barrier around 12 cm away from the surface of the probe.

In the wake, however, a different analysis is necessary. In the rear part of the spacecraft a SEE population is also generated, but its density is not enough to generate a potential barrier as deep and wide. In this case, there is an absence of Solar wind protons due to the probe presence in the fluid. The unbalance of charges generated in the region is what creates the potential well, and as it can be seen in Fig. 5.a), the plasma potential starts to stabilize itself as soon as the proton population appears again.

On the other hand, Fig. 4 displays the electric potential for a 1D vertical cut that traverses the center of the satellite, thus showing the potential barrier generated at the sides of the probe. These potential barriers at each side of the spacecraft are almost identical and have a value of -1.4 V. In this case, the only species that contributes to the formation of the barrier is the Secondary emission electrons, which explains why the barrier at the sides have less amplitude than the ram and wake barriers.

It is interesting to notice how, despite the discrepancy of values in the floating potential between SCSI and the two references from literature, the profiles of the three simulations are reasonably similar. This suggests that the main physical processes are simulated in SCSI to a good

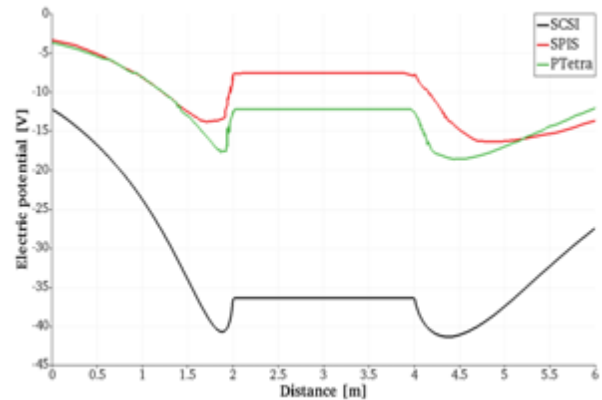


Figure 3. Zoom up of a 1D horizontal cut of the Electric potential, going through the center of the probe. The image shows the result of the potential as well as the results from the softwares SPIS and PTetra extracted from *R. Marchand et al.*²⁾. The reference potentials are rescaled to match the size of the SCSI probe.

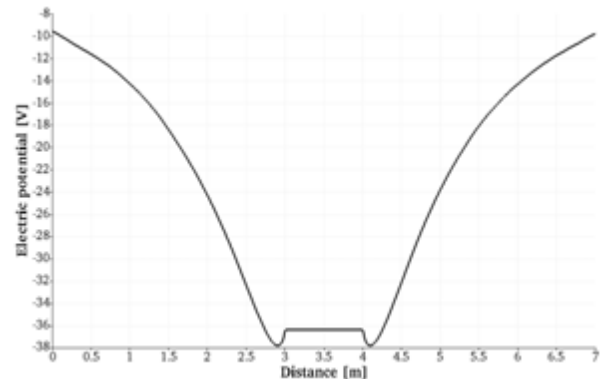


Figure 4. Electric potential for a zoom up of a 1D vertical cut through the center of the probe.

extent, and that the difference in the potential result is considerably dependent on some minor effects. This will be explored in more detail in the next subsection.

4.2. Currents

The electric currents established at the stationary state are a major indicator on how the equilibrium was achieved. This is because the stationary state is reached when the net current into and from spacecraft equals 0. Furthermore, the system behaves as a physical system reaching a minimum of energy: if the potential is more negative, the spacecraft attracts more positive charges and less negative charges, making the incoming current positive and thus charging the surface with more positive charges, which in turn generate a more positive potential. The same process happens if the potential is more positive than expected. Thus, a balance among the incoming protons and electrons from the Solar wind, and the emitted and recollected PHE and SEE populations has to be achieved in order to get a stable potential.

Table 2 shows a comparison between SCSI and SPIS results²⁾ for the incoming and outgoing currents for all the species, the recollection rate for PHE and SEE species, and the important parameters of the electric potential.

As observed, all the parameters related with the currents

are similar between the two simulations, with the biggest difference being the proton incoming current with a difference in value of 13%. This suggests that although the system is very stable and seems to always reach a stationary floating potential value, the value in itself is highly dependent on the parameters of the system; for example, the physical properties of the surface, the spacecraft's geometry, or the exposed area to the sunlight.

Table 2. Comparison of the results in current, SEE and PHE recollections, and potential parameters, for the codes SPIS²⁾ and SCSI.

Parameter	SPIS	SCSI
I_p (in) [mA]	0.62	0.54
I_e (in) [mA]	-8.4	-7.03
I_{SEE} (out) [mA]	21.2	20.4
I_{SEE} (in) [mA]	-16.2	-15.72
I_{PHE} (out) [mA]	16	16.76
I_{PHE} (in) [mA]	-13.3	-14.38
SEE in/out [%]	76.4	77.61
PHE in/out [%]	83.12	85.83
Satellite Pot. [V]	-7.6	-35.5
Ram pot. [V]	-5~-6	-4.3
Wake pot. [V]	-10	-5.1

It is also worth to notice the small effect that the variation of the probe potential had in the fraction of Solar wind electrons that reach the surface. This is because, for the distribution function of Solar wind electrons, which in literature is usually assumed to be Maxwellian²⁾, cutting off the fraction of the population with less than a certain energy produces similar results in the range 10-30 eV.

Additionally, it is also important to mention that the PHE and SEE populations are largely regulated by the potential barrier, which in itself is mostly regulated by the density of these two species. These two effects mentioned above, together with the fact that the protons are negligibly affected by the potential, is what makes the final floating potential so easy to vary without affecting the whole equilibrium of the system.

4.3. Species densities

Fig. 5 shows a series of density distributions for the 4 species included in this simulation. In order, from top to bottom: a) Protons, b) Solar wind electrons, c) Photoelectrons, and d) Secondary emission electrons. For protons and electrons, the parameter plotted is the local density over the free stream density ($n_0 = 7 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$), whereas for PHE and SEE populations the local density was divided over the maximum density found in the mesh. These values are, respectively, $1.1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ and $3.0 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. The images presented are close-ups to the vicinity of the probe.

The protons, as mentioned in the introduction, behave almost ballistically. The temperature of this species (82 eV) implies a velocity distribution with mean speed of $1.35 \times 10^5 \text{ m/s}$ that is added in random directions to the population, which already has a velocity of $3 \times 10^5 \text{ m/s}$ in the $+x$ direction due to the Solar wind. Moreover, owing to their comparatively high mass, the protons are almost negligibly affected by the potential distribution around the spacecraft. Because of this and the fact that the bulk

velocity component is higher than the temperature velocity component, this population simply creates a wake behind the spacecraft as it can be seen in the image, and the nominal value of free stream density is reached already around 10 m downstream.

The absence of protons that is observed right behind the spacecraft is what creates the local unbalance of charge in the plasma and therefore the potential barrier present in the wake region.

In the case of electrons, it is more visible the effect of the negative potential in its spatial distribution. Since electrons are lighter than protons and thus more susceptible to the electric field, and their temperature component of the velocity ($6.70 \times 10^6 \text{ m/s}$) is around 20 times bigger than the Solar wind component, the satellite basically behaves as an electrode set at a negative potential that repels the fraction of the population with insufficient energy. Actually, according to the Boltzmann model, for an electron temperature of 85 eV and a floating potential of $\phi_{sc} = -36.4 \text{ V}$, only $\exp(e\phi_{sc}/k_B T_e) \sim 0.65$ of the population will be able to reach the probe, which is in agreement to what is found in the Fig. 5.b).

Another aspect of the plasma behavior that can be verified in Fig. 5.b) is the screening of the probe potential after a couple of Debye lengths. In the $-y/+y$ sides of the spacecraft, we can observe this phenomenon happening at 3-4 meters away from the spacecraft surface, which is around 4-5 Debye lengths for the Solar wind. This effect is less clear in the front and rear sides of the spacecraft because in these regions other phenomena are involved.

Fig. 5.c) shows the density distribution for the photoelectron species. As expected, most of the particles are concentrated in the front side of the probe, and due to the presence of the potential barrier, a significant fraction of the generated particles ends up being recollected by the surface and thus the PHE population depletes quickly as we move further from the surface. Indeed, the potential barrier is located around 12 cm away from the surface, and at 20 cm, the PHE density is approximately 4% of the maximum density.

It is also interesting to notice how the PHE population extends to the sides of the probe. The reason for this effect is that although the photoelectrons injected at the surface of the probe have no negative values in the x component of the velocity, the potential barrier generated at the front reflects back the particles, and, in general, most of them end up being recollected by the probe. However, a portion of the PHE population has sufficient velocity in the component along the surface and the particles manage to escape the probe by crossing the barrier at the sides, which is significantly lower in value.

A similar effect can be observed in the distribution of the SEE species, displayed in Fig. 5.d). Since the electrons from the Solar wind are almost unaffected by the differences in the potential barrier between the front, rear, and side regions of the probe, it is reasonable to assume that all surfaces of the spacecraft receive similar amounts of electron flux; this, in turn, implies that a similar rate of SEE particles are created at all sides of the probe.

Consequently, the concentration of the SEE population at the sides of the probe obeys to the lower potential barrier that these particles need in order to cross in these regions.

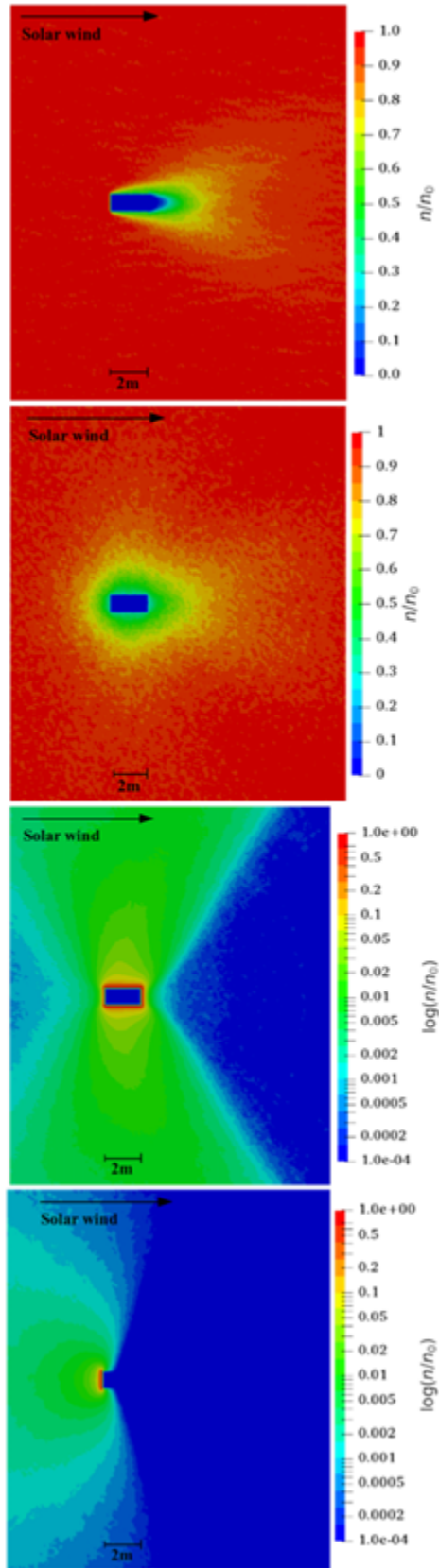


Figure 5. Close-ups of the relative density distribution of species. From top to bottom: a) protons, b) electrons, c) photoelectrons, d) secondary emission electrons.

Moreover, although the ram and wake potential barriers are similar in magnitude, the fact that the wake potential barrier extends in a greater area causes that almost no SEE

population can be found in the rear side of the probe, as opposed to the front side, where the potential barrier is mostly one-dimensional.

4.4. Cylindrical mesh set up

As mentioned in section 4.1., a possibility for the discrepancy between the satellite potential found in SCS1 and previous codes might lie on the use of a 2D mesh instead of a 3D one. In particular, considering the velocity of the particles in 2D reduces the amount of kinetic energy that they contain. In order to check the impact of this effect in the results, another simulation was performed where only the velocity was considered in a 3D fashion.

The domain was a $W \times H = 22 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ rectangular box with a rectangular probe of dimensions $W \times H = 1.2 \text{ m} \times 0.6 \text{ m}$. However, the mesh represents a system with cylindrical symmetry with the axis on the bottom border, thus transforming the actual shape of the probe to a cylinder.

For the time integrator, a modified Leapfrog scheme was implemented which could work in the 2D-3D approach mentioned above. The velocities of the particles were considered in three dimensions: (z, r, ϕ) , and the positions in two dimensions: (z, r) . At the moment of advancing the particle, as in a typical Leapfrog scheme, the velocity is modified depending on the forces acting in the particle. Despite the velocity having three components, since the mesh is considered cylindrically symmetric, there is no force acting in the $\hat{\phi}$ component, and thus only the (\hat{z}, \hat{r}) components are modified.

After the velocity update, the position is further updated by being temporarily considered in three dimensions. Let us call the position in the previous step $\vec{r}_0 = (r_z, r_r)$, the new velocity at the half-step $\vec{v}_{1/2} = (v_z, v_r, v_\phi)$, and the time step Δt . It is important to recall that the component v_ϕ of the velocity is in Cartesian coordinates, rather than angular coordinates, and therefore its units are m/s. With this, the temporary 3D position will take the form $\vec{r}^* = (r_z + v_z \Delta t, r_r + v_r \Delta t, v_\phi \Delta t) = (r_z^*, r_r^*, r_\phi^*)$. Because the mesh actually stores the information of the (z, r) components instead of the components of a Cartesian coordinate system, a transformation between these two systems is necessary, being performed as $\vec{r}_1 = (r_z^*, \sqrt{r_r^{*2} + r_\phi^{*2}}, 0)$. In this manner, the particle is moved back to the plane (z, r) depicted by the 2D mesh and this \vec{r}_1 position is the one stored in the simulation.

In a similar way, the velocity $\vec{v}_{1/2}$ is rotated by an angle $\theta = \tan^{-1}(r_\phi^*/r_r^*)$ such that v_z, v_r are contained in the (z, r) plane and v_ϕ is perpendicular to the plane. This rotated version of the velocity is the one stored in the simulation.

This modified Leapfrog method, since it still acts in time as a normal Leapfrog scheme, keeps the second order accuracy in space and time, and it conserves the energy of the system.

The results with the new simulation are shown in Fig. 6, making a comparison with the previous results presented in Fig. 2. In this case, the satellite potential reached a value of -15.4 V , suggesting that the consideration of the velocity of

the particles in 2D was the major issue for the difference in potential with the previous set up.

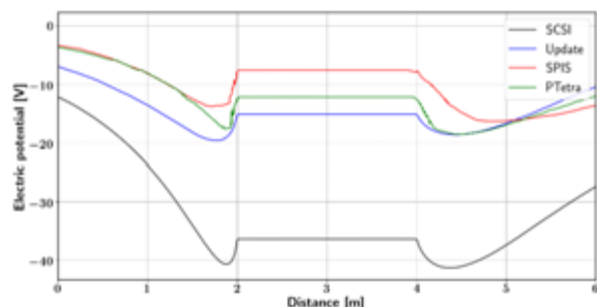


Figure 6. 1D horizontal cut of the Electric potential, going through the center of the probe. The image shows the previous results in Fig. 3, in addition to the potential achieved with the 2D cylindrical mesh simulation, indicated as “Update”.

4.5. Summary of SCSI code

A new PIC-based program called Solar Corona – Satellite Interaction (SCSI) has been built, with the intention of studying the physical processes that govern the interaction between the surface of a satellite and the solar wind in the region of the Solar Corona. The code has been developed with an Object-Oriented-Programming approach, in order to make it adaptable to different numerical schemes in Plasma Physics and thus expand its usage to include new physical phenomena and model other problems of interest that involve plasma-surface interactions.

As a benchmark problem to validate SCSI, we have modeled the scenario of a probe immersed in the Solar Corona region at a distance of $8.5 R_{\odot}$ from the surface of the Sun, inspired in the circumstances that PSP will encounter in its closest approaches to the Sun.

The results of SCSI have been mostly compared to the modeling setup described in the paper by *R. Marchand et al.*²⁾. The SCSI simulation showed good agreement with the literature in relation with the important parameters of the system, including the probe surface potential, the density distribution of the species included (protons and electrons from the solar wind, photoelectrons and secondary emission electrons), as well as the currents established in the stationary regime.

However, there was a small discrepancy in the value of the floating potential reached in the stationary state, with the SCSI value being -15.4 V and the values achieved by the softwares in *R. Marchand et al.*²⁾ in the range -7.6 V ~ -12.2 V. This difference may be attributed to dissimilarities in the geometry of the probes in both studies, as well as the fact that the SCSI code simulated the scenario in a cylindrically symmetric 2D mesh, as opposed to the 3D fashion used in *R. Marchand et al.* softwares.

5. Conclusions

The appearance of this discrepancy in the surface potential, in contrast with the similarities in the rest of the physical parameters, suggests a high dependence of the final value of the potential on the parameters of the physical situation, such as the probe’s geometry or the type

of surface material. However, SCSI proved to be capable of reproducing the main physical processes in this scenario up to current standards.

The variance in the surface potential, as well as the changes in the spatial distribution of density for the particles in the solar wind, suggests: 1. There is room for improvement in the field area of surface potential calculation, as currently many of the simulators still differ in their results²⁾, and the final value of the potential may affect the performance of the missions. 2. The existence of a floating potential as well as PHE and SEE populations may hamper the accuracy of instrument measurements; as such, these phenomena have to be taken into account when considering new space missions with the Sun as their target.

6. Future work

Current efforts are being made on including the interaction of neutral species generated by the ablation of the heat shield with the already present particles. The ionization of these neutral species may also play a role in the precision of the instruments on board, and thus it becomes relevant to study this phenomenon in more detail.

References

- (1) Viall, Nicholeen M., and Joseph E. Borovsky, Nine outstanding questions of solar wind physics, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125.7, 2020, p. e2018JA026005.
- (2) Marchand, Richard, et al, Cross-comparison of spacecraft-environment interaction model predictions applied to solar probe plus near perihelion, *Physics of Plasmas*, 21.6, 2014, p. 062901.
- (3) Ergun, R. E., et al, Spacecraft charging and ion wake formation in the near-Sun environment, *Physics of Plasmas*, 17.7, 2010, p. 072903.
- (4) Hockney, Roger W., and James W. Eastwood, *Computer simulation using particles*, crc Press, 2021, p. 20, 195.
- (5) Miyake, Yohei, and Hideyuki Usui, New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions, *Physics of Plasmas*, 16.6, 2009, p. 062904.
- (6) Marchand, Richard, PTetra, a tool to simulate low orbit satellite-plasma interaction, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 40.2, 2011, p. 217-229.
- (7) Guillemant, Stanislas, et al, Simulation study of spacecraft electrostatic sheath changes with the heliocentric distances from 0.044 to 1 AU, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 41.12, 2013, p. 3338-3348.

前進飛行におけるコンパウンドヘリコプタの ロータと主翼の空力干渉

濱本 佑典（金沢工業大学大学院），赤坂 剛史（金沢工業大学），
田辺 安忠，菅原 瑛明（宇宙航空研究開発機構）

Aerodynamic Interaction Between a Rotor and a Wing on Compound Helicopter in Forward Flights

HAMAMOTO Yusuke (Graduate School of Kanazawa Institute of Technology),
AKASAKA Takeshi (Kanazawa Institute of Technology),
TANABE Yasutada, SUGAWARA Hideaki (JAXA)

ABSTRACT

Compound helicopter based on a single main rotor has a fixed wing under the main rotor. It is known that in high advance ratio flight, aerodynamic interaction between the rotor and the wing mainly occurs under the advancing side of the main rotor. However, since the flow field around the rotor heavily depends on the flight speed, it is necessary to investigate the effect of the interaction in a wider speed range. A computational model of compound helicopter is constructed with a main rotor of UH-60A helicopter and a winged-body configuration where the fuselage is designed by JAXA and the wing form is rectangular. This paper investigates the influence on aerodynamic performance of the rotor/winged-body configuration due to change of advance ratio through numerical simulations. As a result, the total lift-drag ratio of the rotor and winged-body with aerodynamic interaction is reduced compared to that without aerodynamic interaction. At the same time, the lift share of the rotor with aerodynamic interaction increases compared to that without aerodynamic interaction. The amount of increase of the lift share by the rotor is almost constant for the advance ratios from 0.3 to 0.7.

1. はじめに

従来、ヘリコプタはホバリング能力、垂直離着陸能力を持つことから、災害救助、遭難捜索、物資・人員輸送に使用されてきた。しかし、従来のヘリコプタは、飛行速度が頭打ちになっている。これを受けて、宇宙航空研究開発機構(JAXA)では主翼両端と尾部に推進用のプロペラを付け、メインロータ下方に主翼を備えたシングルロータ型のコンパウンドヘリコプタを提案している¹⁾。しかし、このタイプのコンパウンドヘリコプタはメインロータ下方に主翼や推進ファンを備えており、相互に空力干渉が生じ、空力特性に影響を及ぼす。メインロータと主翼の空力干渉においては、メインロータの後流が主翼の揚抗比を低下する等の空気力学的な課題があり、高い飛行効率や信頼性をもつコンパウンドヘリコプタを設計するためには、空力干渉が各構成要素の空気力へ与える影響は高精度な予測が求められる。

メインロータとアンチトルク用のサイドプロペラの空力干渉については、木村らにより数値解析的に現象の解明が進められており、ホバ時ではメインロータの後流によるサイドロータのフィギュアオブメ

リットの増加や断面垂直力係数の周期的な変動の発生が確認されている²⁾。

ホバ時のメインロータと主翼の空力干渉については、多くの研究が行われており、Felkerらや中嶋らにより実験的にロータ翼間距離や主翼フラップと翼の空気力の関係が得られている³⁻⁵⁾。また、菅原らによりホバ時のメインロータと翼胴の空力干渉についての複数の文献が解析され、メインロータの推力に対する翼のダウンロードはロータ面積に対する翼や胴体の上方からの投影面積の比と翼や胴体の長さとの比で推算できることが示された⁶⁾。

低速域（前進率0.05～0.25）でのメインロータと翼胴との空力干渉についてはLeishmanらにより定常・非定常の翼面上の圧力分布と前進率の関係が実験的に観測された⁷⁾。この実験と数値解析の比較を菅原らが行っており傾向の一致が確認され、低速域で発生するロータの渦が翼に当たる場合や近くを通過する場合では格子依存性が高くなることを示した⁸⁾。

コンパウンドヘリコプタの巡航速度域である前進率0.5では田辺らによりメインロータと主翼の空力干渉について実験と数値解析が行われ、実験と数値解

析の空力特性の傾向の一致やロータの揚力分担率が揚抗比に与える影響を示している⁹⁾。また、前進率0.7では菅原らにより数値解析的にメインロータと主翼の揚力分担率や翼の翼面積による空力干渉時の空力特性について研究し、高効率なコンパウンドヘリコプタの設計についての知見を与えている¹⁰⁾。加えて、メインロータと固定翼の空力干渉において、空力干渉時の固定翼の空力特性の変化がメインロータの後流による迎角の変化であることを明示した¹¹⁾。Brouwersらは前進率を0.2~0.45程度まで変化して、機体重量一定で翼の取り付け角を変えた時の全機の揚抗比と前進率の関係を実験的に示した¹²⁾。

Airbus Helicopters社は、救急医療や捜索救難を目的として高速飛行可能なRACERというシングルロータ型のコンパウンドヘリコプタの開発を進めている。RACERはメインロータや推進およびアンチトルク用ラテラルロータ、ボックス型複葉翼、尾翼を備えている¹³⁾。この機体形状に対して、DLRなどの研究機関は空力干渉がボックス型複葉翼や水平尾翼の空力性能に与える影響について研究している¹⁴⁾。

先行研究では、巡航飛行条件やある特定の飛行速度において、ロータと固定翼の空力干渉化が空力性能に与える影響を調査し、大幅な空力性能低下が生じることが示されている。しかしながら、ロータの後流は飛行速度によって流れ場構造が大きく異なり、空力干渉が空力性能に与える影響が異なると考えられ、さらなる調査が必要である。そこで、本研究では広い前進率にわたって、メインロータと翼胴の空力干渉について数値解析を用いて調査を行い、空力干渉が全機の空力特性へ与える影響を明らかにする。

2. 計算する機体諸元

本研究ではコンパウンドヘリコプタを想定した空力干渉時のメインロータと翼胴の空力特性を調査する。

本研究で計算を実施するロータには、シコルスキー社のUH-60Aのメインロータを使用した。選定理由としては、諸元についての公開されている情報や先行研究結果が多いためである。ロータの外観を図1、ロータ諸元を表1に示す。ロータ半径は8.18 mで、ねじり下げのある4枚ブレードのロータである。ブレードの詳細な諸元は参考文献15、16に記載がある。

本研究で計算に使用した翼胴の外観を図2、諸元を表2に示す。翼胴形状は文献10と同様である。主翼の取り付け角は4.2 degであり、スパン長はロータ直径の0.7倍、ロータ回転中心からロータ半径の0.235倍下方に取り付けてある。



図1 ロータブレードの外観

表1 ロータ諸元

ロータ半径	8.18 m
ブレードコード長	0.527 m
ブレード枚数	4 枚
等価線形ねじり下げ	-16 deg
ブレード翼型	SC1095/SC1094R8
ソリディティ	0.082

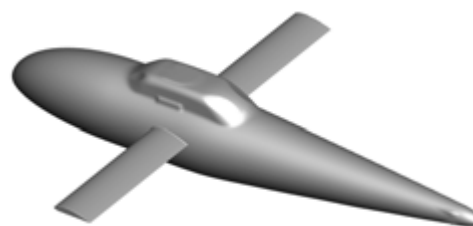


図2 翼胴モデルの外観

表2 翼胴モデルの諸元

翼面積	13.115 m ²
スパン長	11.452 m (ロータ直径の0.7倍)
アスペクト比	10
平面形	矩形
翼型	NACA4415
取り付け角	4.2 deg
取り付け位置	ロータ半径の0.235倍下方

3. 数値計算手法

数値計算には、JAXAで開発している回転翼機向けCFD解析ツールrFlow3Dを用いる¹⁷⁾。計算手法を表3に示す。移動重合格子法を用いており、計算格子は外側背景格子、内側背景格子、翼胴の物体格子、ロータブレードの移動物体格子の4種類である。外側背景格子と内側背景格子の総称が背景格子、翼胴の物体格子とロータブレードの移動物体格子の総称が物体格子である。支配方程式は3次元圧縮性Navier-Stokes方程式で、有限体積法で離散化している。時間積分は、背景格子に4段階のルンゲ・クッタ法、物体格子にDual-time stepping法で非定常陰解法を構築し、疑似時間の時間積分はLU-SGS法で求めている。非粘性流束の計算にはmSLAU、空間高次精度化にはFCMT法、粘性流束の計算には2次制度の中心差分を用いて計算している。乱流モデルはMenter k- ω SST 2003 modelを用いる。

計算格子を図3に示す。内側背景格子は等間隔の直

行格子であり、格子幅はブレード翼端翼弦長の15%である。背景格子の格子幅は、内側背景格子と重合している箇所では内側背景格子の格子幅の2倍であり、重合していない箇所では遠方になるにつれて格子幅を広くしている。物体格子の壁面最小格子幅は、 $y^+ \leq 1$ となるように作成している。計算条件により風速やロータ回転数を変化するが、すべて同じ格子を用いて計算を行っている。

表3 計算手法

	背景格子	ブレード/ 翼胴格子
支配方程式	3次元圧縮性N-S方程式	
空間離散化	セル節点 有限体積法	セル中心 有限体積法
時間積分法	4段階のR-K法	DTS/LU-SGS
数値流束関数	mSLAU	
再構築法	FCMT法	
粘性流束	2次精度 中心差分	
乱流モデル	Menter k- ω 2003 model	

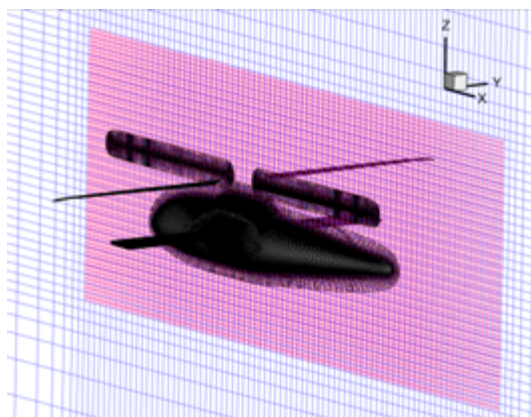


図3 計算格子の外観

4. 計算条件

本研究では、コンパウンドヘリコプタのロータの前進率におけるメインロータと翼胴の空力干渉が全機空性能へ与える影響を調査する。計算条件を表4に示す。コンパウンドヘリコプタはロータ回転面を傾けず、推進プロペラにより前進するため、シャフト角は0 degとする。使用するロータはUH-60Aのメインロータであり、機体重量はUH-60Aの最大離陸重量である97860.80 N¹⁸⁾とした。コンパウンドヘリコプタはヘリコプタよりも高速で飛行するため、ブレード前進側ではブレード上のマッハ数が音速付近に達する。そのため、メインロータの回転数を減速する必要がある。本研究では、最低回転数をホバリング回転数¹⁸⁾から75%RPMとし、図4のように飛行速度に応じて回転数が徐々に減速するとしている。

空力干渉時のロータと翼胴、全機の空力特性を単

体ロータ、単体翼胴、単体同士の足し合わせと比較するための揚力とモーメントのトリム条件を表5に示す。ロータ単体は2種類のトリム条件で計算を行い、ロータ単体のトリム条件はロータ単体と翼胴単体の足し合わせた空気力と空力干渉時の全機の空気力を比較するために計算を行った。なお、空力干渉形態とロータ単体形態において、ロータのローリングとピッチングモーメントが0になるトリムをとる。

表4 計算条件

全機揚力 (単体ロータ と単体翼胴の 計算の場合)	97860.80 N (単体のロータ推力 = 97860.80 N - 単体翼胴の揚力)
前進率	0.10, 0.15, 0.20, 0.30, 0.40, 0.50, 0.60, 0.70
ロータ回転数	回転数のスケジュールに従い変 化 (図4) 258 RPM (100%)~ 193.5RPM (75%)
一様マッハ数	前進率とロータ回転数に従い変 化 (図4) 0.01625~0.39
ロータシャフ ト角	0 deg

表5 計算する形態とトリム条件

	トリム条件	
形態	揚力	モーメント
空力干渉	ロータと翼胴の合計揚 力 = 機体重量	ロータの Mx=My=0
ロータ単 体	ロータ揚力 = 機体重 量 - 翼胴単体揚力	
翼胴単体	なし	なし

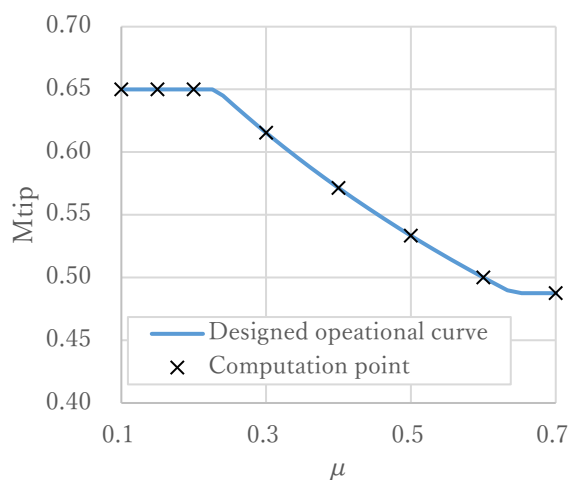


図4 計算を行うブレード端マッハ数と前進率の関係

5. 解析結果

前進率に対する空力干渉によるロータの揚力分担率を図5に示す。ロータの揚力分担率は全機揚力 C_{LT} に対するロータ揚力 C_{LR} で表し、機体重量を受け持つ全機揚力のロータ揚力が占める比率を表す。なお、全機の空力特性を示す際、空力干渉時のロータと翼胴の形態をロータ/翼胴形態とし、空力干渉を考慮しない単体のロータと翼胴の形態を単体形態とする。ロータ単体揚力と翼胴単体揚力の合計の揚力を単体形態の全機揚力としている。各揚力係数は式(1),(2)で定義している。

$$C_{LT} = \frac{L_T}{\rho \pi R^2 V_{tip}^2} \quad (1)$$

$$C_{LR} = \frac{L_R}{\rho \pi R^2 V_{tip}^2} \quad (2)$$

ここで、全機揚力を L_T 、ロータ揚力を L_R 、空気密度を ρ 、ロータ半径を R 、ロータ翼端速度を V_{tip} としている。無次元化に使用するロータ翼端速度は図4のように計算する前進率ごとに変更する。

図5より、ロータの揚力分担率は前進率0.1～0.7にかけて、干渉を考慮していない単体形態に比べて空力干渉時にロータ揚力が大きくなっていることが分かる。これは、空力干渉によって翼胴の揚力が減少し、全機揚力を満たすためのロータの必要揚力が増加しているためである。前進率0.3～0.7では、ロータの揚力分担率はほぼ一定量増加しており、その増加量は0.06～0.08程度である。また、前進率0.1～0.2では揚力分担率は1付近をとっており、翼胴の揚力が非常に小さいことが分かる。

次に、前進率に対する全機の揚抗比を図6に示す。全機の揚抗比は全機揚力 C_{LT} に対する全機の実効抗力係数 C_{DET} で表す。全機実効抗力係数は式(3)で定義している。

$$C_{DET} = C_{DT} + \frac{C_p}{\mu} \quad (3)$$

ここで、全機効力係数を C_{DT} 、ロータのパワー係数を C_p としている。

ロータ/翼胴形態と単体形態の全機揚抗比は前進率と共に増加し、単体形態では前進率0.5付近で、ロータ/翼胴形態では前進率0.4付近で最大値をとることが分かる。また、ロータ/翼胴形態の全機揚抗比は単体単体形態と比べ前進率の増加と共に減少していることが分かる。トリム条件により全機揚力は全機重量であるため、これらの傾向は全機揚抗比の変化量は全機実効抗力係数により決まる。そこで、全機実効抗力係数 C_{DET} を構成するロータ実効抗力係数と翼胴

実効抗力係数が、全機実効抗力係数の変化量 ΔC_{DET} に占める内訳を図7に示す。全機実効抗力係数の変化量 ΔC_{DET} はロータ/翼胴形態の全機実効抗力係数と単体形態の全機実効抗力係数の差である。図7より、全機実効抗力係数の増加量は前進率0.1～0.7ではロータが60%以上を占めていることが分かる。これは、空力干渉によりロータ実効抗力係数が増加したことによることと、空力干渉による翼胴の揚力減少を補うためのロータ揚力の増加が原因と考えられる。一方、翼胴で増加した抗力係数は空力干渉によるもののみであるとえられる。

前進率0.1～0.2の範囲でロータの実効抗力係数に比べ、翼胴の抗力係数の寄与は小さく、前進率0.15では負になっていることが分かる。また、前進率0.3～0.7では、翼胴の抗力係数が全機実効抗力係数の増加量の34～37%でほぼ一定の割合で占めていることが分かる。



図5 前進率と揚力分担率の関係 (Rotor/Winged-body config. : 空力干渉時の揚力分担率, Isolated config. : 翼胴単体とロータ単体の揚力分担率)

翼胴の抗力係数が増加することが図7より分かったため、翼胴の抗力係数の内、胴体部分と翼部分にかかる抗力係数を抜き出し、空力干渉により増加する翼胴の抗力係数の内訳を図8に示す。図8より空力干渉による翼胴の抗力係数は翼部分より胴体部分で増加することが分かる。これはロータブレードにねじり下げがついており、ブレード翼根側で吹きおろし速度が大きくなり、胴体周りの流れに大きく干渉していると考えられる。前進率0.1～0.2では、特に翼胴の翼部分で抗力係数が減少していることが分かる。これはロータの吹きおろしと一様流の合成速度が翼胴に斜めにあたり、特に翼部分で負の迎角が生じ、翼素では前下方向に揚力を生じていることが原因と考えられる。前進率0.3～0.7では一様流速がロータ吹きおろし

速度に対して大きく、また翼型もキャンバー翼であり取り付け角もあるため迎角が正となり、翼素の揚力は上向きに発生していると考えられる。文献11で述べられているように、ロータ吹きおろしにより翼の迎角が減少し、揚力を減少し抗力を増加させていると考える。

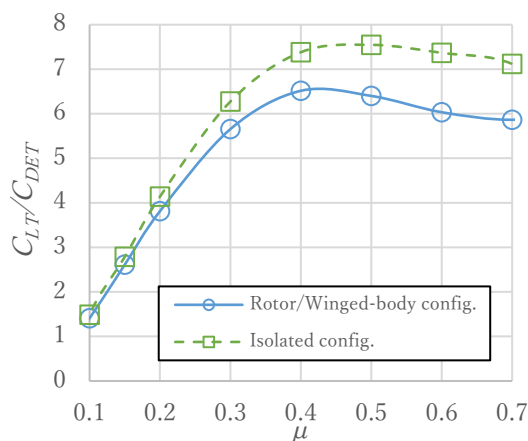


図6 前進率と全機の揚抗比の関係

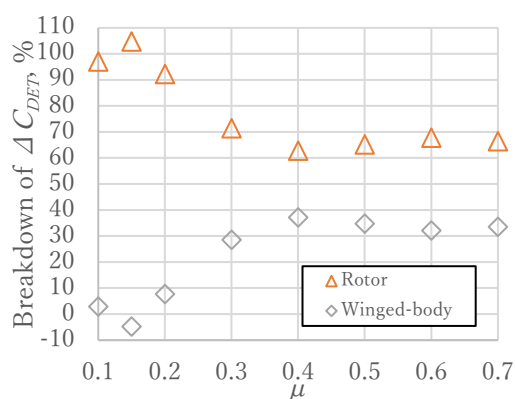


図7 全機実効抗力係数の増加量の内訳と前進率の関係

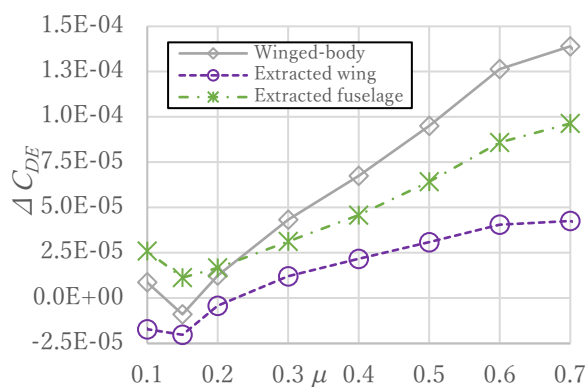


図8 翼胴の抗力係数の増加量の内訳と前進率の関係

6. まとめ

コンパウンドヘリコプタのメインロータと翼胴の空力特性の前進率による影響を数値解析によって調査した。全機揚力を一定にして、前進率は0.1～0.7まで変化し、翼胴をロータ下方に配置したロータ/翼胴形態とロータ単体、翼胴単体形態で計算を実施した。単体形態の空気を足し合わせた空気を単体形態とし、ロータ/翼胴形態と比較を行った。

数値計算の結果から、以下のことが明らかになった。

- ロータの揚力分担率は前進率0.3～0.7では、ほぼ一定量増加しており、その増加量は0.06～0.08程度である。また、前進率0.1～0.2では1に近い値となった。
- 全機揚抗比は単体形態と比較して、前進率の増加と共に減少し、最大全機揚抗比をとる前進率が小さくなった。
- 全機実効抗力係数の増加量はロータの実効抗力係数の増加が60%以上を占めており、翼胴側の抗力係数の増加は主に胴体部分で抗力係数が増加していることが分かった。また、前進率0.1～0.2では翼胴単体の抗力係数の増加量は小さく、前進率0.3～0.7では34～37%のほぼ一定の割合で占めることが分かった。

参考文献

- 1) 田辺安忠, 小曳昇, 杉浦正彦, 青山剛史, 菅原瑛明, “高速ヘリコプタのスケールダウン模型の設計について”, 第54回飛行機シンポジウム, 2016年10月.
- 2) 木村桂大, 菅原瑛明, 田辺安忠, “コンパウンドヘリコプタのメインロータとサイドプロペラの空力干渉”, 第58回飛行機シンポジウム, 2020年11月.
- 3) Felker, F. F., and Light, J. S., “Rotor/Wing Aerodynamic Interactions in Hover”, NASA TM-88255, 1986.
- 4) 中嶋鉄太, 糸賀紀晶, “有翼ヘリコプタのホバリング性能に対する主翼位置の影響”, 日本航空宇宙学会論文集, 66, 4 (2018), pp. 85-90.
- 5) 林諒也, 糸賀紀晶, 有田俊作, “有翼ヘリコプタのホバリング性能改善に向けた主翼フラップ諸元の検討”, 第58回飛行機シンポジウム, 2020年11月.
- 6) 菅原瑛明, 田辺安忠, 亀田正治, “ホバリング時のロータと固定翼の空力干渉によるダウンロード”, 日本航空宇宙学会論文集, 68, 4(2020), pp. 163-171.

- 7) Leishman, J. G. and Bi, N., “Experimental Investigation of Rotor/Lifting Surface Interactions”, *J. Aircraft*, 31, 4(1994), pp. 846-854.
- 8) Sugawara, H., and Tanabe, Y., “Numerical Investigation of Rotor/Wing Aerodynamic Interactions at High Advance Ratios”, *J. Aircraft*, 56, 6(2019), pp. 2285-2298.
- 9) Tanabe, Y., Sugawara, H., Kobiki, N., Kobayashi, W., Hayashi, H., and Satou, R., “Experimental and Numerical Investigation of Interaction Between Rotor and Wing at High Advance Ratio”, *Vertical Flight Society 76th Annual Forum*, Oct. 2020.
- 10) Sugawara H., Tanabe Y., and Kameda, M., “Effect of Lift-Share Ratio on Aerodynamic Performance of Winged Compound Helicopter”, *J. Aircraft*, published online, Mar. 2021.
- 11) Sugawara, H., and Tanabe, Y., “A Study of Rotor/Wing Aerodynamic Interaction at High Speed Flight on a Compound Helicopter”, *6th Asian/Australian Rotorcraft Forum / Heli Japan 2017*, Nov. 2017.
- 12) Brouwers, E., Fillmax, M., and Deresz, R., “Advanced AH-64 Compound Wind Tunnel Testing Overview”, *Vertical Flight Society 75th Annual Forum*, May 2019.
- 13) Blacha, M., Fink, A., Eglin, P., and Cabrit, P., “Clean Sky2: Exploring New Rotorcraft High Speed Configurations”, *43rd European Rotorcraft Forum*, Sept. 2017.
- 14) Wentrup, M., Yin, J., Kunze, P., Streit, T., Wendisch, J., Schwarz, T., Pinacho, J., Kicker, K., and Fukari, R., “An Overview of DLR Compound Rotorcraft Aerodynamics and Aeroacoustics Activities With in the CleanSky2 NACOR Project”, *American Helicopter Society 74th Annual Forum*, May 2018.
- 15) Davis, S. J., “Predesign Study for a Modern 4-Bleaded Rotor for RSRA”, *NASA Contractor Report*, 166155, 1981.
- 16) Bousman, W. G., “Aerodynamic Characteristics of SC1095 and SC1094 R8 Airfoils”, *NASA /T2003-212265, AFDD/TR-04-003*, Dec. 2003.
- 17) Tanabe, Y., Saito, S. and Sugawara, H., “Construction and validation of an Analysis Tool Chain for Rotorcraft Active Noise Reduction”, *38th European Rotorcraft Forum*, Sept. 2012.
- 18) Prouty, R. W., “Helicopter Performance, Stability, and Control”, *Krieger Publishing Company*, Malabar, Florida, 2005, pp. 698.

人工ニューラルネットワーク支援型遺伝的アルゴリズムの 多目的遷音速翼型形状最適化への応用

ハリヤンシャ ムハマド アルフィヤンディ, 下山 幸治 (東北大学)

An Artificial Neural Network-Assisted Genetic Algorithm with Application to Multi-Objective Transonic Airfoil Shape Optimization

HARIANSYAH Muhammad Alfiyandy, SHIMOYAMA Koji (Tohoku University)

ABSTRACT

Evolutionary algorithms (EAs) have been widely used in design optimization that often requires expensive evaluations (e.g., computational fluid dynamics: CFD). An artificial neural network (ANN) based surrogate model is used in the EA optimization routines to reduce the time for these expensive evaluations. The ANN can model the relationship between many design variables and objective functions in a single surrogate model, unlike other surrogate models (e.g., Kriging). In this study, a genetic algorithm (GA) coupled with a dynamically retrained ANN is proposed and applied to multi-objective transonic airfoil shape optimization where aerodynamic performances are evaluated with CFD. The proposed method is shown to converge more quickly towards the Pareto-optimal front with fewer CFD evaluations compared to a stand-alone GA, proving the efficacy of ANN as the surrogate model in the GA.

I. Introduction

Aerodynamic design of transonic wing is important since most of commercial aircrafts today cruise at transonic speeds, near the speed of sound. The aerodynamic characteristics of the wing are strongly affected by the shape of its airfoil section.¹ Aerodynamic shape optimization of transonic airfoil (ASO-TA) thus becomes a crucial task to find candidates of shapes with optimum aerodynamic performance, given the set of design variables, objective, and constraint functions. One objective of ASO-TA is drag minimization to reduce fuel consumption at cruise. However, it comes with a tradeoff with lift, for example. The induced drag increases in proportion to the square of lift. Zero induced drag means zero lift. This study includes several ASO-TA problems with two objectives: drag minimization and lift maximization.

Population based metaheuristic approaches, such as evolutionary algorithms (EAs)², have been used to solve multi-objective optimization problems (MOPs) due to their ability to find multiple tradeoff solutions. The obtained tradeoff solutions are called non-dominated solutions that approximate unknown Pareto-optimal solutions (the ideal solutions in which no other solutions in the design space are better than them in terms of all the objectives).

The discipline of aerodynamic shape optimization (ASO) has benefitted from the increasing use of multi-objective EAs (MOEAs). Among MOEAs, multi-objective genetic algorithms (MOGAs) are gaining popularity in recent years (e.g., NSGA-II algorithm³). However, MOEAs require a considerable number of objective and constraint function evaluation calls. This is a drawback if applied to ASO, where computational fluid dynamics (CFD) is used as function evaluation (often computationally expensive). Alternatively, surrogate (or meta) models are used as approximate models that analytically map inputs to outputs based on a sample dataset given. All direct calls to the expensive evaluations are replaced with the surrogate models, hence called surrogate-based optimization (SBO).⁴ To improve the accuracy of the surrogate models, they often need to be updated with additional sample datasets given by infilling criteria in a sequential process.

The use of surrogate models is nothing new in the field of engineering design optimization and exploration, especially ASO. Palar et al. pointed out several key issues concerning the applications of SBO techniques in real-world problems.⁵ Of several surrogate models, Kriging⁶ is arguably the most popular surrogate model relied in

Bayesian optimization approach.⁷ Kriging provides the function prediction along with its estimation error. Zuhail et al., for example, did the benchmarking multi-objective Bayesian global optimization for aerodynamic designs with ordinary Kriging as the surrogate model.⁸ One Kriging model, however, can only do mapping for one function. This is a pitfall in MOPs since K Kriging models must be constructed for K expensive objective functions. It gets worse when dealing with high number of design variables which translates to high number of hyperparameters to be optimized leading to longer model generation time.

Artificial neural network (ANN), on the other hand, can do mapping between many design variables (input) and multiple functions (output) in a single model. ANN thus has a great potential to be a surrogate model for optimization problems that have multiple expensive functions (e.g., MOPs) and many design variables.

In this paper, we develop an ANN-assisted NSGA-II (NN+GA) with application to several multi-objective ASO-TA problems. The objective is to investigate the efficacy of the proposed method in the field of aerospace systems that have low to moderate number of design variables. This paper describes a preliminary study before the proposed method is used in high dimensional problems. The performance metric used is hypervolume (HV) that measures both the convergence and the spread of the obtained non-dominated solutions. We also compare the results obtained using NN+GA and standard NSGA-II by tracing the history of HV values per iteration.

The remainder of this paper is structured as follows: Section II explains the basic of ANN surrogate model. Section III elaborates the flow and the techniques used in the SBO procedure. Section IV details the multi-objective ASO-TA problems. Section V presents the results along with the discussions. Finally, conclusions and future works are summarized in Section VI.

II. Artificial Neural Network

ANN is an abstract computational model of the human brain (a highly complex, nonlinear, and parallel information-processing system). ANN analytically models the relationship between the input variables $\mathbf{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}^T$, where n is the dimensionality of the design variables, and the output $\mathbf{f} = \{f_1, f_2, \dots, f_m\}^T$, where m is the number of expensive-to-evaluate functions to approximate in a single model. Unlike Kriging that interpolates data, ANN is a regression type model and thus has the potential to be inherently fault tolerant or capable of robust computation.⁹

Artificial neuron is a building block of ANN that consists of an adder and an activation function. The former acts as a linear combiner that sums the input signals while the latter allows ANN to map nonlinear functions. An externally applied bias b_k can be applied to the adder. A set of neuron makes up a layer. Each neuron is connected to other neurons via links characterized by weight values, as in Figure 1.

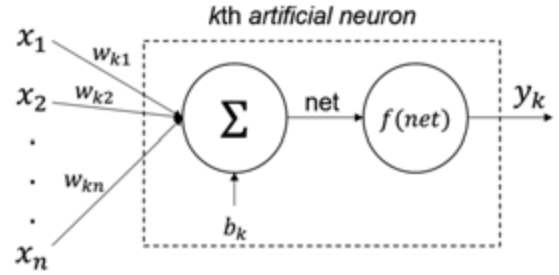


Fig. 1: A mechanism of an artificial neuron

The net of a neuron k can be represented as follows:

$$net_k = x_1 w_{k1} + x_2 w_{k2} + \dots + x_n w_{kn} + b_k$$

$$net_k = \sum_{i=1}^n x_i w_{ki} + b_k \quad (1)$$

Then the neuron computes the output y_k as a certain function f of net_k value as follows:

$$y_k = f(net_k) \quad (2)$$

The function f is called the activation function. Some popular activation functions include logistic sigmoid, hyperbolic tangent, and rectified linear unit (ReLU).

The regression model is constructed by learning a set of data samples consisting of input \mathbf{x} (design variables) and target output \mathbf{t} (in this case, CFD). A loss function is a measure of how good the model in terms of predicting the desired response. One type of loss function that works in regression tasks is mean squared error (MSE). MSE loss function is defined as follows:

$$E(\mathbf{w}) = \sum_{j=1}^J ||\mathbf{t}_j - \mathbf{y}_j||^2 \quad (3)$$

where \mathbf{y}_j is the predicted value vector, \mathbf{t}_j is the desired response vector, J is the number of samples trained in one batch (batch size), and \mathbf{w} represents the weight values of the network. Equation (3) can also be divided by J to obtain the mean value.

The learning process is conducted by minimizing the loss function by updating the weight values sequentially. The weight adjustment is conducted by error back-propagation technique¹⁰ with gradient descent method¹¹.

III. Surrogate Based Optimization using NN+GA

An MOP includes more than one objective f to be simultaneously optimized with respect to some constraints g and h , if any. The search space is done on the design space x . The formulation is generally written as follows.

$$\begin{aligned} &\text{Minimize } f_m(x), & m = 1, 2, \dots, M; \\ &\text{subject to } g_j(x) \leq 0, & j = 1, 2, \dots, J; \\ & & h_k(x) = 0, & k = 1, 2, \dots, K; \\ & & x_i^{(L)} \leq x_i \leq x_i^{(U)}, & i = 1, 2, \dots, n; \end{aligned}$$

Maximization problem can be treated the same way as minimization problem by multiplying the objective function with -1 . Many kinds of EAs have recently been introduced to solve MOPs. Deb wrote a good summary of most of the methods in his book.¹²

Many EAs guarantee the findings of global optimum, but then again, they typically require numerous calls to function evaluation, which is not favorable when the function evaluation is expensive to evaluate. It thus drives the development of SBO method to reduce the number of evaluations which translates to low computational cost.

III.A. General procedure of SBO

1. Geometry parameterization is done as the first step. The geometry is characterized by a set of design variables that determine the shape of a design.
2. Latin hypercube sampling (LHS)¹³ is done as the initial sampling in the design space. N is chosen as the number of initial LHS points. If the geometry parameterization has any inexpensive constraints, the LHS is combined with a constraint handling

technique to obtain geometrically feasible shapes.

3. The objective f , constraint g and h are evaluated using true function evaluations (e.g., CFD, etc).
4. The so-far obtained solutions are compiled in a database containing x and expensive-to-evaluate functions from f, g, h to approximate.
5. ANN based surrogate model is constructed by training using design database. An approximate model $\hat{f}(x), \hat{g}(x), \hat{h}(x)$ that can do analytical evaluation is obtained.
6. Multi-objective optimization is done using NSGA-II algorithm, coded in Python.¹⁴ Any call to expensive evaluation from f, g, h is replaced using the model $\hat{f}(x), \hat{g}(x), \hat{h}(x)$. At the end of NSGA-II procedure, a set of non-dominated solution x_{best} is obtained which correspond to \hat{f}_{best} .
7. K -means algorithm¹⁵ for clustering data is used as an infilling criterion to down-select K points from x_{best} to be used as the new design points. The clustering is done on the objective space.
8. If the computational budget is still available, proceed to Step 9. If not available, proceed to Step 10.
9. The new design points are prepared to be evaluated by the true evaluations. Step 3-8 are repeated.
10. A set of solutions x_{last_gen} which correspond to the best N non-dominated solutions from the design database are obtained. They are then sorted to find solutions that lie on the first non-dominated front to approximate the Pareto-optimal front (POF)

Figure 2 illustrates the SBO procedures applied to the multi-objective ASO-TA problems.

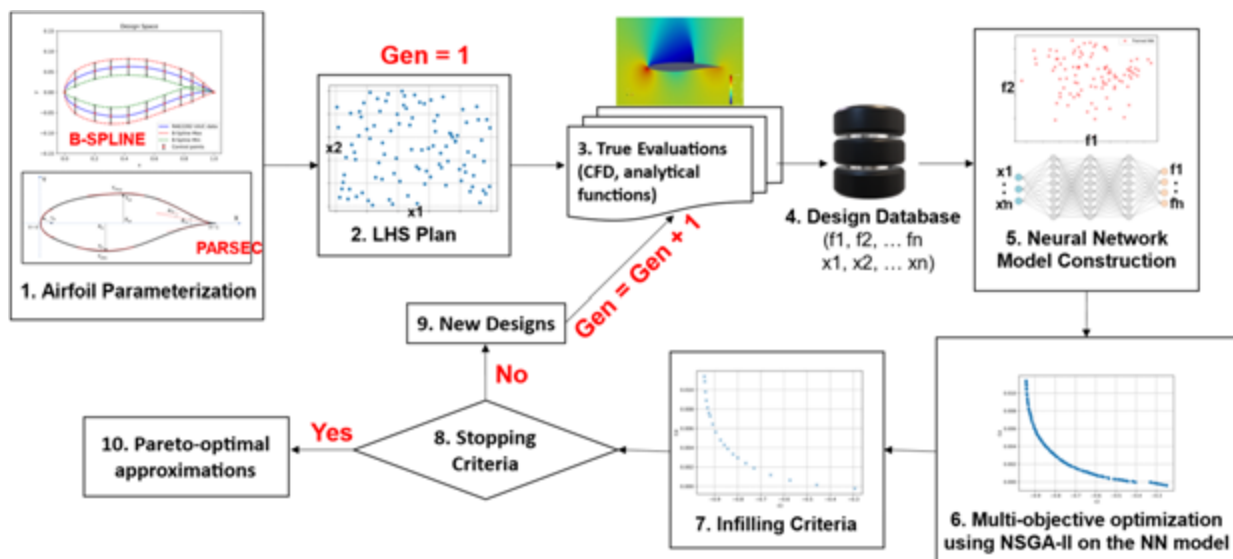


Fig. 2: Surrogate-based optimization procedure applied to multi-objective ASO-TA problems

III.B. Neural network configuration

This study uses a fully connected feedforward neural network with five layers consisting of an input layer, three hidden layers, and an output layer, shown in Fig. 3.

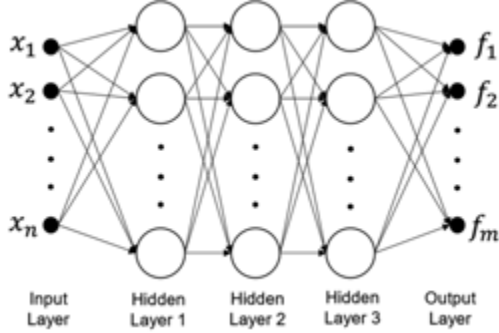


Fig. 3: Fully connected feedforward neural network

The design variables are fed into the input layer, while the expensive-to-evaluate functions are fed into the output layer. The three hidden layers play a vital role to map the input to output. It has been reported that three hidden layers of neural network are enough to map any highly non-linear function (e.g., Shen et. al.¹⁶).

This study uses LeakyReLU activation function which is the extended version of ReLU activation function. The activation functions are embedded to every layer in the hidden layers. ReLU always outputs zero in the negative range leading to saturation (also called dying ReLU problem). LeakyReLU is preferable since it avoids this saturation which often happens in a dense network. Equations 4 and 5 explain how they work.

$$\text{ReLU}(x) = \max(0, x) \quad (4)$$

$$\text{LeakyReLU}(x) = \max(0, x) + 0.01 \min(0, x) \quad (5)$$

III.C. Data treatment prior to training

Firstly, the design variable \mathbf{x} and the objective functions \mathbf{f} are normalized between 0 – 1. To do this, $\mathbf{x}^{(l)}$ and $\mathbf{x}^{(u)}$ are used as the lower and upper boundaries for \mathbf{x} , while $\min(\mathbf{f})$ and $\max(\mathbf{f})$ of the current sample dataset are the lower and upper boundary for \mathbf{f} . This process can speed up the training.¹⁷

Secondly, Euclidean distances between samples in the design variable domain are calculated. If there are two samples that have a distance < 0.001 , one of them will be deleted. Lastly, the K -means algorithm is used on the \mathbf{x} domain to cluster the samples into K clusters. The value of K is chosen using a method called gap statistics¹⁸. The samples are duplicated so that the number of samples allocated to each cluster is evenly distributed. In other words, sample points in a less dense cluster region are oversampled. Suppose N is the largest number of

training data that belongs to a cluster and n_l is the number of training data that belongs to l -cluster. Then, the sample points that belong to l -cluster are duplicated $\text{round}(N/n_l)$ times. The last two steps prevent the network from adding more weights to the crowded samples, leading to overfitting them.

III.D. Training the neural network

The design database is first divided into two sets: training set and validation set. The former is used to train the model while the latter is used to validate the model. This method is called cross-validation. In this study, the training and the validation set are chosen randomly from the design database with ratio 4:1.

The neural network model is constructed by training it using the training set. The term ‘training’ refers to the process of sequentially updating the weight values of the network so that the model can match the training data.

The training is done in two phases: feedforward and back propagation. In the feedforward phase, the training set is passed into the network. The network with initially random weight values predicts the output. In the back propagation phase, gradient descent is used to calculate the slope of the function and uses this value to update weight values using the Widrow-Hoff rule as follows,

$$w_{k,l} := w_{k,l} - \eta \frac{\partial E(\mathbf{w})}{\partial w_{k,l}} \quad (6)$$

where $w_{k,l}$ represents the weight value that connects neuron k in a layer and neuron l in the next layer, η is the learning rate, and $E(\mathbf{w})$ is the cost function. Adam¹⁹, a gradient based optimizer, is used to do the gradient descent task, which is to find a set of weight values \mathbf{w} that minimizes the cost function $E(\mathbf{w})$.

This study adopts a mini batch gradient descent method in which only a portion of the training set is used at a time to calculate the cost function. This portion is called a batch size which is set to 5% of the training set. The cost function calculation is done until all the training set has been used. The average cost function is then obtained, and the weight values are updated.

The validation process only includes the feedforward phase, where the validation set is passed into the network to calculate the cost function. As the training progresses, the cost function with respect to the training set decreases, while the cost function with respect to the validation set eventually increases. This is the sign of overfitting. The training is stopped whenever this sign is observed. If not observed, the training progresses, indicating an epoch. The maximum epoch is set to 2000.

IV. Transonic Airfoil Shape Optimization

We aim to apply our proposed algorithm (NN+GA) introduced in Section III to several ASO-TA problems. The same problems are also solved using standard NSGA-II algorithm with different configurations. The obtained results are compared to investigate the efficacy of the NN+GA as well as to show its superiority over the standard NSGA-II in this real-world problem.

IV.A. Airfoil parameterization

We use two techniques to parameterize the airfoil: PARSEC²⁰ and B-Spline, illustrated in Figure 4. All airfoils in this study have a sharp trailing edge. The nine design variables for the PARSEC airfoil are listed in Table 1. For the B-Spline airfoil, the 18 control points are selected from the coordinates of RAE2822 (the baseline) that are listed in Table 2.

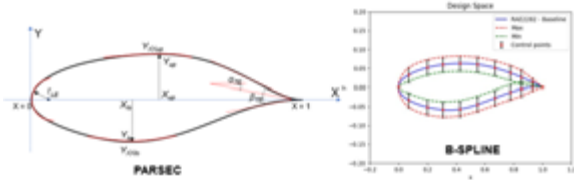


Figure 4. Airfoil parameterization

Table 1: The boundaries of PARSEC variables

No	Variables	Lower bound	Upper bound
1.	r_{LE}	0.0065	0.0092
2.	X_{up}	0.3466	0.5198
3.	Y_{up}	0.0503	0.0755
4.	Y_{XXup}	-0.5094	-0.3396
5.	X_{lo}	0.2894	0.4342
6.	Y_{lo}	-0.0707	-0.0471
7.	Y_{XXlo}	0.5655	0.8483
8.	α_{TE}	-0.1351	-0.0901
9.	β_{TE}	0.1317	0.1975

Table 2: The boundaries of B-Spline control points

No	X	Vars.	Lower bound	Upper bound
1.	0.928864	Y_1	-0.009306	0.010694
2.	0.853553	Y_2	-0.024314	0.015686
3.	0.777785	Y_3	-0.032689	0.007310
4.	0.668445	Y_4	-0.048139	-0.007814
5.	0.549009	Y_5	-0.064642	-0.024642
6.	0.426635	Y_6	-0.076979	-0.036979
7.	0.308658	Y_7	-0.078459	-0.038459
8.	0.202150	Y_8	-0.071694	-0.031694
9.	0.071136	Y_9	-0.053169	-0.013169
10.	0.071136	Y_{10}	0.012644	0.052644
11.	0.202150	Y_{11}	0.031885	0.071885
12.	0.308658	Y_{12}	0.039629	0.079629
13.	0.426635	Y_{13}	0.042779	0.082779
14.	0.549009	Y_{14}	0.040194	0.080194
15.	0.668445	Y_{15}	0.030993	0.070993
16.	0.777785	Y_{16}	0.017847	0.057847
17.	0.853553	Y_{17}	0.065540	0.046554
18.	0.928864	Y_{18}	0.037689	0.023769

IV.B. Computational fluid dynamics

We use CFD to evaluate the aerodynamic performance (i.e., C_d and C_l) of the transonic airfoil shape in a 2D inviscid flow which was solved by SU2 open-source code.²¹ Using the inviscid Euler solver is not realistic to simulate real-world aerodynamics with viscosity and thermal conductivity. Nevertheless, it is cheap and allows us to perform numerous function evaluations in the present numerical experiments to compare the efficacy between optimization algorithms.

IV.C. Problem definitions

The complexity of a problem is influenced by the dimensionality, the governing physics, the presence of constraints, etc. We define the following three multi-objective ASO-TA problems, aiming at presenting different complexities. Note that we transform the maximization of C_l to the minimization of $-C_l$.

ASO-TA1: (2 objectives, 0 constraint, 9 variables)

minimize : C_d and $-C_l$
 with respect to : PARSEC variables in Table 1
 subject to : -
 @ $\alpha = 2^\circ$, $M = 0.73$

ASO-TA2: (2 objectives, 0 constraint, 9 variables)

minimize : C_d and $-C_l$
 with respect to : PARSEC variables in Table 1
 subject to : -
 @ $\alpha = 2^\circ$, $M = 0.80$

ASO-TA3: (2 objectives, 3 constraints, 18 variables)

minimize : C_d and $-C_l$
 with respect to : B – SPLINE control points in Table 2
 subject to : $0.8 * A_{baseline} - A \leq 0$
 $Y_1 - Y_{18} \leq 0$
 $Y_2 - Y_{17} \leq 0$
 @ $\alpha = 2^\circ$, $M = 0.73$

The above problems are in an order of increasing complexity. All problems have two expensive objective functions. ASO-TA1 and ASO-TA2 have no constraint functions, but the latter has a slightly larger Mach number. This is done to present a more complex problem since the shock wave is expected to be more intense. ASO-TA3 has higher dimensionality with addition of three cheap constraints. The area constraint prevents the airfoil from going too slender compared to baseline, and the trailing edge constraints ensure geometrically feasible shapes.

V. Results and Discussions

In this section, we present the computational results. To ensure the computational accuracy, we first conduct grid convergence study (GCS). We then apply the NN+GA and NSGA-II to the three ASO-TA problems. Finally, we compare the results using the HV metric.

V.A. Grid convergence study

The CFD results are dependent on the grid resolution. Thus, we should conduct GCS to decide our mesh configuration so that our aerodynamic values of interest are grid independent. In this study, the grid independence is marked by the convergence of C_d and C_l . The GCS is done on the RAE2822 in a 2D inviscid flow condition with $\alpha = 2^\circ$, $M = 0.73$. We used a standard C-grid topology and surveyed five types of grid resolution. The GCS results are shown in Table 3 and in Figure 5.

Table 3: The results of grid convergence study

Types	Mesh size	C_d	C_l
Extra coarse	3,344	0.0093040	0.8373201
Coarse	7,714	0.0080846	0.8470053
Medium	17,688	0.0076633	0.8488699
Fine	38,016	0.0075925	0.8504628
Extra fine	89,496	0.0075496	0.8505103

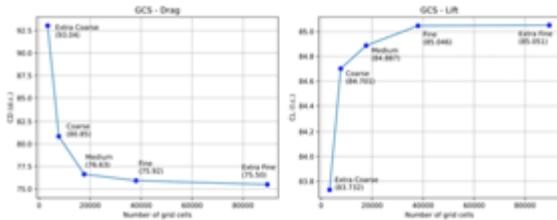


Fig. 5: Grid convergence for C_d and C_l

We can observe that C_d and C_l have converged between fine and extra fine grids. The CFD on the fine grid took about 1 minute and 10 seconds while it took about 2 minutes 47 seconds for the extra fine grid. The CFD was done on an Intel(R) Xeon(R) CPU E5-1630 v4 3.70 GHz with 4 cores. Based on this result, we decide to use the fine grid. Figure 6 shows an example of the structured grid used in this study. All the meshes are created using Pointwise, a commercial meshing software.

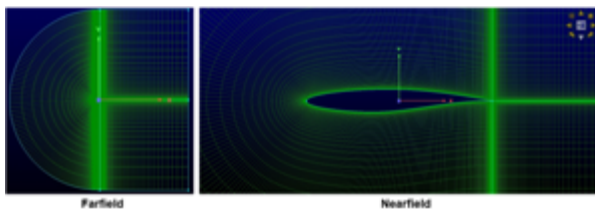


Fig. 6: An example of the fine grid used in this study.

V.B. Optimization algorithms

We use NN+GA algorithm and three different configurations of NSGA-II algorithm to approach the ASO-TA problems. The same exact initial samples found by LHS are used as the initial population for all algorithms so that we can do a fair comparison. The number of initial samples is 100.

In the NN+GA, an initial surrogate model is obtained by training the network based on these 100 initial samples. The training parameters are listed in Table 4. NSGA-II with the configuration listed in Table 5 is used with the NN model replacing all the expensive function evaluations (C_d and C_l). After obtaining 100 optimized samples predicted by the NN+GA, K -means algorithm is used to cluster these samples into $N_{infilling}$ clusters. The samples closest to the centroids are chosen as the next sample points (infilling points). For ASO-TA1 and ASO-TA2, 20 infilling points are added 5 times, while for ASO-TA3, 10 infilling points are added 30 times. Thus, if the optimization is done until n^{th} generation, the number of CFD evaluations using NN+GA can be written as follows:

$$N_{CFD} = 100 + N_{infilling} * (n_{gen} - 1) \quad (7)$$

Table 4: The training parameters

	ASO-TA1	ASO-TA2	ASO-TA3
N_{neuron} (input layer)	9	9	18
N_{neuron} (hidden layer)	128	128	2048
N_{neuron} (output layer)	2	2	2
Learning rate	0.001		
N_{epoch}	2000		
Train ratio	80% of the current database		
Batch size	5% of the training set		

Table 5: Parameter values for NSGA-II inside the NN+GA

Population size	100
Max number of generations	250
Crossover	$\eta_c = 15$, $rate = 0.9$
Mutation	$\eta_m = 15$, $rate = 1/100$

In the second algorithm, NSGA-II is used with a population size of 100 that participates in the genetic process, producing the next 100 sample points to be evaluated. Due to the budget limitation, the NSGA-II_{100pop} is run until 10th generation (1000 CFD evaluations).

In the third and fourth algorithm, NSGA-II with fewer population size is used. Now, only a population size of 20 participates in the genetic process, producing the next 20

sample points to be evaluated. Since we have to start with the same 100 initial LHS samples, the K -means algorithm is used to down-select 20 out of 100 initial LHS samples. The K -means algorithm is run on the design space \mathbf{x} for the third algorithm, and on the objective space \mathbf{f} for the fourth algorithm. The fourth algorithm is the least efficient, because the 100 LHS samples must be evaluated first. Since only 20 samples are chosen, the remaining 80 samples are redundant. For ASO-TA3 only, the population size is set to 10. Thus, if the optimization is done until n^{th} generation, the number of CFD evaluations using NSGA-II can be written as follows:

$$N_{CFD} = 100 + N_{pop} * (n_{gen} - 1) \quad (8)$$

The parameters for the second, third, and fourth algorithm are listed in Table 6.

Table 6: Parameter values for the three NSGA-II algorithms

	The second algorithm	The third algorithm	The fourth algorithm
Pop size for prob 1 & 2	100	20	20
Pop size for prob 3	100	10	10
Max n_{gen} for prob 1 & 2	10	11	11
Max n_{gen} for prob 3	10	31	31
Crossover	$\eta_c = 15$ rate = 0.9	$\eta_c = 15$ rate = 0.9	$\eta_c = 15$ rate = 0.9
Mutation	$\eta_c = 20$ $r = 1/100$	$\eta_c = 20$ $r_{1,2} = 1/20$ $r_3 = 1/10$	$\eta_c = 20$ $r_{1,2} = 1/20$ $r_3 = 1/10$
Initial pop	LHS samples	K-Means on \mathbf{x}	K-Means on \mathbf{f}

The HV indicator is used as the performance metric for each optimization. For NN+GA, the HV of current population is calculated every time the infilling points are evaluated, while for NSGA-II, it is calculated every time the new generation is evaluated. To calculate HV, two reference points, $[0.0, -1.5]$ and $[0.1, 0.0]$, in the objective space are used to normalize both C_d and C_l . Due to the stochastic nature of the algorithms, each optimization problem is solved three times with different initial populations (LHS was done three times). Thus, the HV value is averaged among three optimization runs.

V.C. Results of ASO-TA1

Figure 7 shows the average HV history for all algorithms performance in ASO-TA1. It basically shows how the HV value progresses as the number of true

evaluations increases. Since the HV values represent the proximity towards the POF and its spread, the higher the HV value is, the better.

It can be observed from Figure 7, that the proposed method (NN+GA) can achieve higher HV value with significantly fewer number of CFD evaluations compared to the standard NSGA-II without surrogate model. We defined our budget for ASO-TA1 to be: $3 \times 200 = 600$ evaluations for NN+GA; $3 \times 1000 = 3000$ evaluations for the second algorithm; and $3 \times 300 = 900$ evaluations for the third and fourth algorithm.

With only 600 CFD evaluations, the NN+GA achieves an HV value of around 0.675 while NSGA-II (2nd algo) can only achieve 0.650 with 3000 CFD evaluations. We can say that the proposed method is superior to the rest of algorithms in solving ASO-TA1.

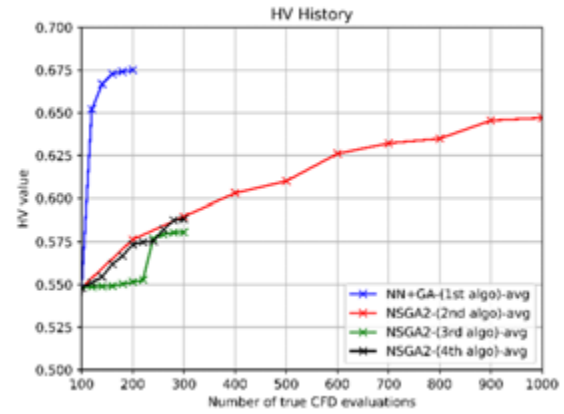


Fig. 7: Average HV history for ASO-TA1

The NSGA-II 3rd and 4th algorithms are used to eliminate the doubt that claims the superiority of NN+GA is because of lower $N_{infilling} = 20$ compared to $N_{pop} = 100$. Even with $N_{pop} = 20$, as in the third and fourth algorithm, there is no significant improvement that can make them compete with NN+GA.

These results are visualized in Figure 8 that shows the plot of all solutions found by NN+GA and NSGA-II (2nd algo) and the attainment surface of their non-dominated sets. The plot of the initial population and the non-dominated set indicates the complexity of the problem. From Figure 8(a), we can observe that most of the initial population lie on the low C_d region ($C_l = 0.4 - 0.6$). The only task of the optimizer is then to expand the search to cover the high C_l region.

The CFD results of the optimized solutions are presented in Figure 13-15. Note that the low-drag airfoils have less intense shock, shown in the pressure contours, which in turn reduces the wave drag.

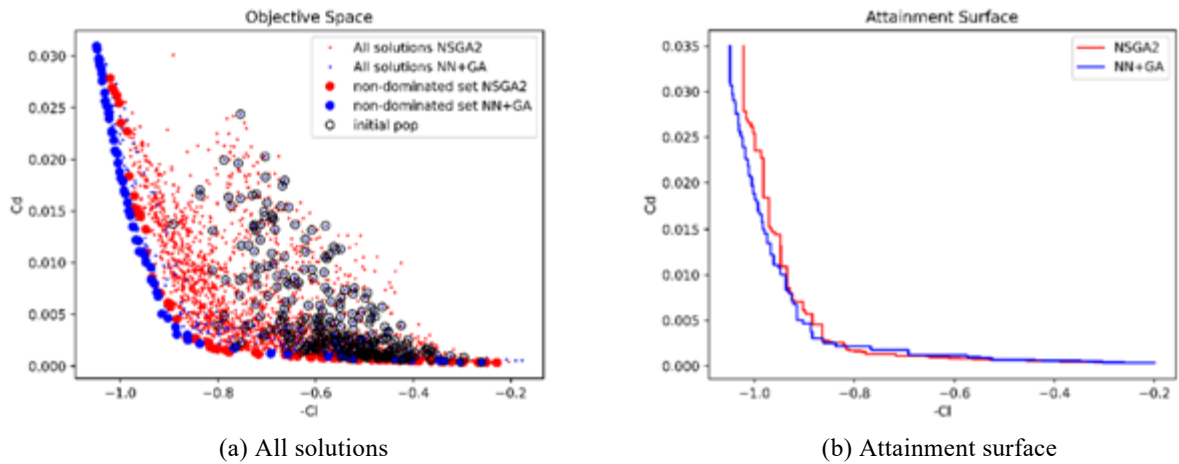


Fig. 8: Plot in the objective space for ASO-TA1 solved by NN+GA and NSGA-II (2nd algo)

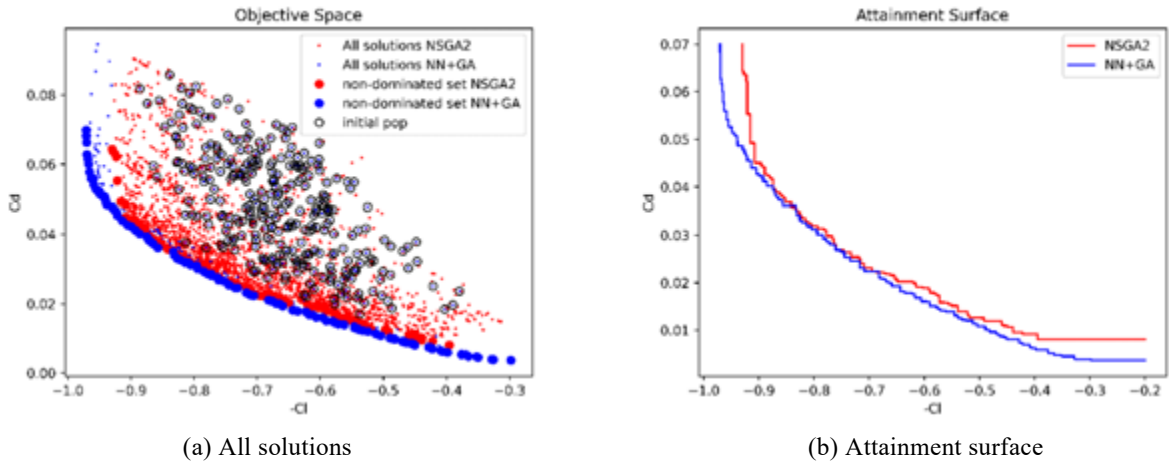


Fig. 9: Plot in the objective space for ASO-TA2 solved by NN+GA and NSGA-II (2nd algo)

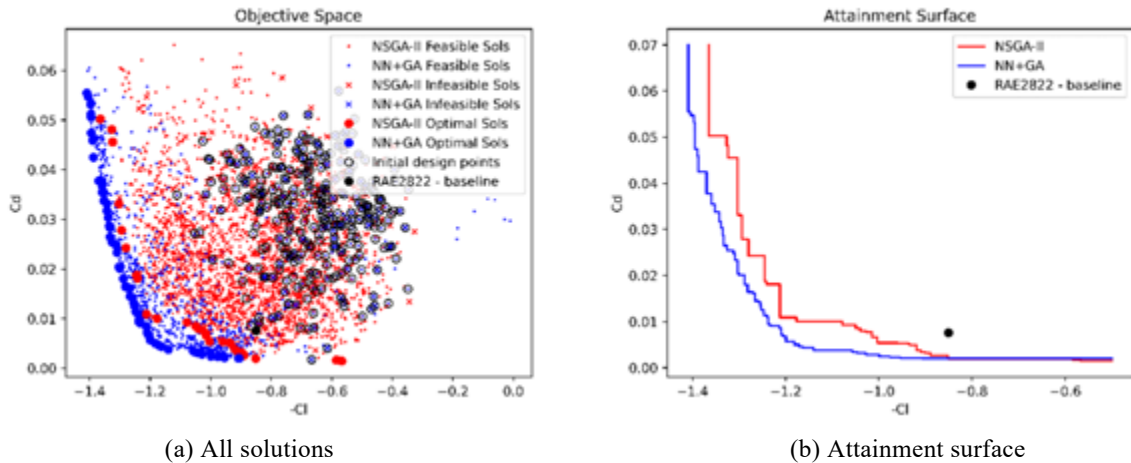


Fig 10: Plot in the objective space for ASO-TA3 solved by NN+GA and NSGA-II (2nd algo)

V.D. Results of ASO-TA2

Both ASO-TA1 and ASO-TA2 have all identical conditions, except for the slightly higher Mach number in the latter. This slight difference results in a higher complexity of the latter compared to the former. This is

indicated in the plot of the initial population and the non-dominated set (Figure 9(a)). In ASO-TA2, the optimizer's task now is to find both extreme regions. A slightly higher Mach number induces a more intense shock wave, as found from a comparison between Figure 13 and 14. This

shock wave induces higher wave drag, increasing the drag coefficient C_d . This is why the initial population in ASO-TA2 does not lie in the low C_d region as in ASO-TA1.

Figure 11, again, shows the average HV history for all algorithms' performance in solving ASO-TA2. In the same way, it shows the superiority of NN+GA over the standard NSGA-II in solving ASO-TA2. With only $3 \times 200 = 600$ CFD evaluations, the NN+GA achieves an HV value of around 0.535, while the NSGA-II (2nd algo) can only achieve 0.505 with $3 \times 1000 = 3000$ CFD evaluations. The third and fourth algorithms give a slight improvement for NSGA-II, with the same $3 \times 300 = 900$ evaluations, but are still inferior to the NN+GA.

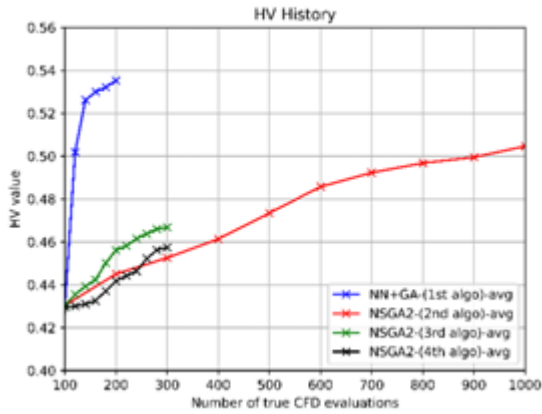


Fig. 11: Average HV history for ASO-TA2

V.E. Results of ASO-TA3

Unlike the PARSEC variables that ensure the smoothness of the airfoil, the B-Spline control points offer much more flexibility that allows the creation of rough surfaces. The existence of constraints also makes some obtained solutions infeasible. Thus, ASO-TA3 is the most complex problem among the three problems. It can be observed in Figure 10(a) that the initial population is located far away from the PO and some solutions are infeasible. It is expected to be difficult for the optimizer to find the POF. That is why we defined the budget to be: $3 \times 400 = 1200$ CFD evaluations for NN+GA, the third and fourth algorithm and $3 \times 1000 = 3000$ CFD evaluations for NSGA-II (2nd algo). Both algorithms can find better solutions than the baseline.

Figure 12 corroborates the superiority of NN+GA over standard NSGA-II even in a more complex problem. We can observe from Figure 13-15, that the shock waves seem to be not realistic and too intense. It is because of the use of Euler solver, which in its nature, is not realistic and this nature is exploited by the optimizers that have no information about the physics.

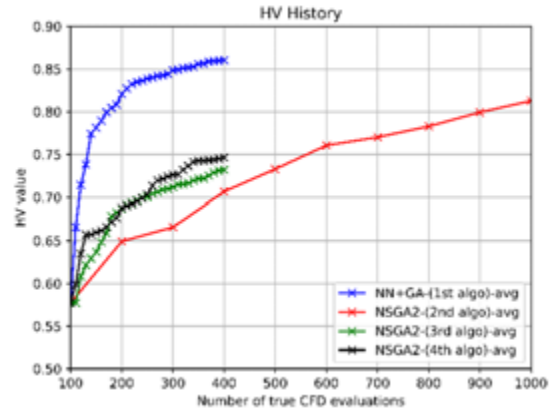


Fig. 12: Average HV history for ASO-TA3

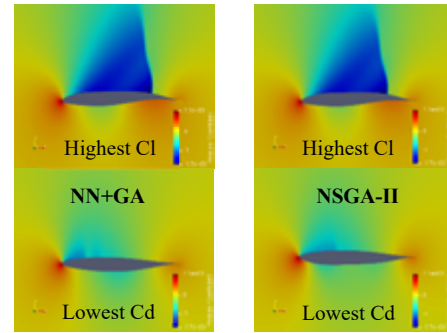


Fig. 13: Pressure contours of two extreme solutions found by NN+GA and NSGA-II on ASO-TA1

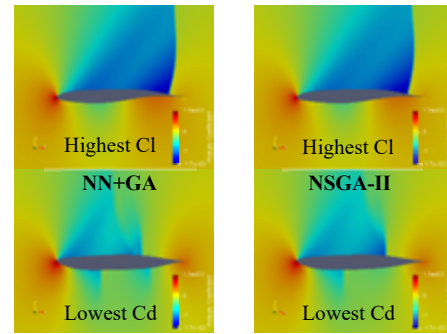


Fig. 14: Pressure contours of two extreme solutions found by NN+GA and NSGA-II on ASO-TA2

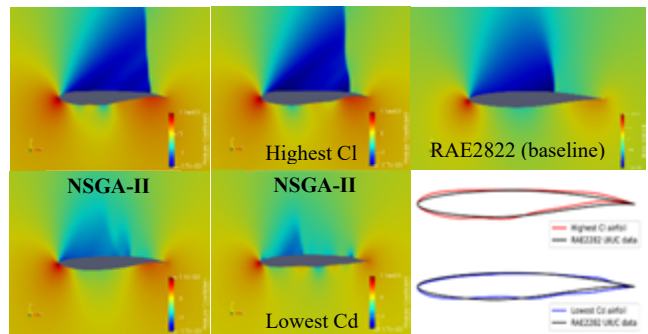


Fig. 15: Pressure contours of two extreme solutions on ASO-TA3 and the baseline with their geometries

Although this study focuses on the comparison between optimization algorithms (not on the CFD results) and only uses Euler solver, it is sufficient to say that the use of ANN makes the GA more efficient. This finding, however, must be further justified in high-fidelity CFD.

VI. Conclusion and Future Works

In this study, we proposed a state-of-the-art surrogate-based optimization methodology called NN+GA that uses an artificial neural network-assisted genetic algorithm. The NN+GA and the standard NSGA-II were applied to three multi-objective aerodynamic shape optimization of transonic airfoil problems with different complexities. The NN+GA was shown to converge more quickly towards the POF compared to the standard NSGA-II in all problems.

Although we only used problems with low (<10) and moderate (10-50) dimensionality, the NN+GA algorithm has the potential to be used in multi-objective optimization problems that have many design variables. We are planning to use the proposed method in a problem with much higher dimensionality (>100) and high-fidelity CFD.

References

- [1] Abbot, I. H. and Doenhoff, A. E. V., "Theory of Wing Sections Including a Summary of Airfoil Data," *Dover Books on Aeronautical Engineering*, 1959, p. 2.
- [2] Holland John, H., "Adaptation in Natural and Artificial Systems: An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control, and Artificial Intelligence," *USA: University of Michigan*, 1975.
- [3] Deb, K., Pratap, A., Agarwal, S., and Meyarivan, T., "A Fast and Elitist Multiobjective Genetic Algorithm: NSGA-II," *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, Vol. 6, No. 2, 2002, pp. 182-197.
- [4] Queipo, N. V., Haftka, R. T., Shyy, W., Goel, T., Vaidyanathan, R., Tucker, P. K., "Surrogate-based Analysis and Optimization," *Progress in Aerospace Sciences*, 2005.
- [5] Palar, S. P., Zuhail, L. R., Liem, R. P., Shimoyama, K., "On The Use of Surrogate Models in Engineering Design Optimization and Exploration: The Key Issues," *GECCO '19 Companion*, 2019.
- [6] Krige, D. G., "A Statistical Approach to Some Mine Valuation and Allied Problems on the Witwatersrand: By DG Krige," 1951.
- [7] Lam, R., Poloczec, M., Frazier, P., Willcox, P., "Advances in Bayesian Optimization with Applications in Aerospace Engineering," *AIAA Non-Deterministic Approaches Conference*, 2018.
- [8] Zuhail, L. R., Amalinadhi, C., Dwianto, Y. B., Palar, S. S., Shimoyama, K., "Benchmarking Multi-Objective Bayesian Global Optimization Strategies for Aerodynamic Design," *AIAA/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference*, 2018.
- [9] Kantardzic, M., "Data Mining: Concepts, Models, Methods, and Algorithms, 3rd Edition," *Wiley-IEEE Press*, 2019, p. 233.
- [10] Rumelhart, D. E., Hinton, G. E., and Williams, R. J., "Learning Representations by Back-propagating Errors," *Nature*, Vol. 323, No. 9, pp. 533-536, 1986.
- [11] Amari, S., "A Theory of Adaptive Pattern Classifiers," *IEEE Transactions on Electronic Computers*, EC-16(3), pp. 299-307, 1967.
- [12] Deb, K., "Multi-objective optimization using evolutionary algorithms," *Wiley*, Chichester, 2001.
- [13] McKay, M. D., Beckman, R. J., Conover, W. J., "A Comparison of Three Methods for Selecting Values of Input Variables in the Analysis of Output from a Computer Code," *Technometrics*, Vol. 21, No. 2, pp. 239-245, 1979.
- [14] Blank, J., and Deb, K., "Pymoo: Multi-Objective Optimization in Python," *IEEE Access*, 2020.
- [15] MacQueen, J., "Some methods for classification and analysis of multivariate observations," *Proceedings of the Fifth Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*, Vol. 1, No. 14, pp. 281-297, 1967.
- [16] Shen, Z., Yang, H., and Zhang, S., "Neural Network Approximation: Three Hidden Layers Are Enough," *Neural Networks*, Elsevier, Vol. 141, pp. 160-173, 2021.
- [17] Ioffe, S., and Szegedy, C., "Batch Normalization: Accelerating Deep Network Training by Reducing Internal Covariate Shift," *Proceedings of the 32nd International Conference on Machine Learning*, Vol. 37, pp. 448-456, 2015.
- [18] Tibishirani, R., Guenther, W., and Trevor, H., "Estimating the number of clusters in a data set via the gap statistic," *Journal of the Royal Statistical Society: Series B*, Vol. 63, pp. 411-423, 2001.
- [19] Kingma, D. P., and Ba, J. L., "Adam: A Method for Stochastic Optimization," *3rd International Conference for Learning Representations*, San Diego, 2015.
- [20] Sobieczky, H., "Parametric airfoils and wings," *Recent Development of Aerodynamic Design Methodologies*, Springer, 1999, pp. 71-87.
- [21] Economon, T. D., Palacios, F., Copeland, S. R., Lukaczyk, T. W., and Alonso, J. J., "SU2: An Open-Source Suite for Multiphysics Simulation and Design," *AIAA Journal*, Vol. 54, No. 3, 2016.

垂直風洞によるバドミントン用シャトルコックの 静的空力特性の解明

板倉 嘉哉, 遠藤 果歩, 重田 実穂 (千葉大学)

Experimental Study on Static Aerodynamic Characteristics of Badminton Shuttlecocks with Vertical Wind Tunnel

ITAKURA Yoshiya, ENDO Kaho, SHIGETA Miho (Chiba University)

ABSTRACT

According to many badminton players, there are some differences in impact feeling and flight trajectory between feather and synthetic shuttlecocks. The stiffness of the structural materials must affect the impact feeling. The difference in-flight trajectory is thought to be causally related to the Reynolds number dependency. In the present study, using the vertical wind tunnel, static axial force and rolling moment acting on shuttlecocks were measured for a range of Reynolds number $10,000 < Re < 43,000$. Typical results are as follows: (1) Axial force of the feather shuttlecock declined sharply as the Re number decreased, and differences of axial force between feather and synthetic became remarkable. (2) Contribution of wind-milling drag to the total drag was estimated. The contribution ratio of windmill drag was about 15 ~ 40 %.

1. はじめに

バドミントン競技で使用するシャトルコックには鷺鳥の羽を使用した水鳥球と、ナイロン製の樹脂球が存在する。樹脂球は安価で耐久性もあるが、日本バドミントン協会が認定する公式な試合用の検定合格球は存在せず、中学生の練習用等に使用される程度である。また、競技者からは水鳥球と樹脂球では「打球時の感覚が違う」、「飛びが違う」、特に「最後の伸びが無い」と指摘されている。「飛びの違い」は、流体力学的にシャトルコックに作用する抵抗の Re 数依存性の違いに起因するものであり、航空工学的な観点からも興味の尽きない研究対象である。

抵抗の Re 数依存性については、榎原¹⁾が風洞試験により、高 Re 数領域で樹脂球の構造的変形が抵抗を低下させることや羽根の破折や変形の影響を調べている。また、綿貫²⁾らはYONEX社からの受託研究として、水鳥球と樹脂球の空気力学的特性の相違点を明らかにしている。国外においても、水鳥球の代替となる樹脂球の開発に向けて、Cooke³⁾が風洞および水槽を使用した試験を実施し、その空気力学的特性を取得している。また、Alam⁴⁾らは高 Re 数領域での水鳥球と樹脂球の風洞試験を行い、羽根の構造的変形が抵抗特性に与える影響を明らかにしている。最近では、Hart⁵⁾らにより高 Re 数領域 (Re 数 2.7×10^5 以上)における回転する水鳥球全機周りの流れ場を数値計算することも試みられており、風洞試験では得られない詳細な流れ場の構造解明が期待されている。しかし、樹脂球における「最後の伸びが無

い」は落球直前の状態であり、その解明には低 Re 数領域での微小な抵抗測定が必要である。筆者⁶⁾らも、水平風洞により水鳥球および樹脂球の静的状態における抵抗、揚力、ローリングモーメントの迎角依存特性等を流速一定 (Re 数約40,000)の条件下で明らかにしてきたが、低 Re 数領域での微小な空気力測定を実現することは困難であった。

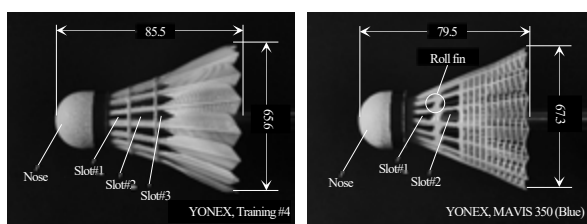
本報告では、垂直風洞内でシャトルコック模型をロードセルから吊下げて支持することにより、微小な空気力の計測が可能なシステムを構成し、 Re 数10,000~43,000程度 (流速約 6 ~ 24 m/s) における、シャトルコックに作用する静的軸力およびシャトルコックを風車のように回転させるローリングモーメントの Re 数依存性を明らかにした。また、ローリングモーメントに付随して生じる軸力 (以下Wind-milling軸力とする) を概算し、全軸力に対する寄与比率を算出した。

2. 風洞試験の概要

2.1 風洞試験用模型

風洞試験にはYONEX社製の水鳥球 (Feather) および樹脂球 (Synthetic) の実物を使用した。図1に実際に使用したTraining (#4: 適正使用温度17~23 °C) およびMAVIS 350 (Blue: 適正使用温度12~23 °C) の構造および各部の代表寸法を示す。なお、シャトルコックの羽根基部にある隙間 (以下Slotと呼ぶ) が空力特性に与える影響を検証するために、それぞれの模型に対して、Slot#1およびSlot #2 をシールで

塞いだもの (Filled) と塞がない通常形態 (Normal) についても試験を実施した。



(1-A) Feather

(1-B) Synthetic

図1 風洞試験用シャトルコック模型

2.2 微小空気力計測システム

これまでに筆者らが実施してきた風洞試験では、水平風洞を使用し、スティング先端にシャトルコック模型を取付け、6分力を計測してきた。しかし、この方法では模型の自重により、計測すべき空気力やモーメントより大きな風袋がセンサーに作用することになるため、容量の大きな力覚センサーで模型を支持する必要がある、微小な空気力を精度良く計測するには限界があった。そこで、図2に示すように、垂直風洞内で模型をスティングによりロードセルから吊下げて支持することにより、表1に示す定格容量の小さなロードセルを使用した微小な空気力（軸力および静止トルク）の計測が可能なシステムを構築した。本計測システムにより、低 Re 数領域においても精度良く軸力を計測することが可能になった。しかし、本計測システムでは、原理的に迎角0度における軸力およびローリングモーメントの計測に制約される。

表1 使用したロードセル

測定量	製造会社	型番	定格容量
軸力	TEAC	TU-UJIN-G	± 1 N
静止トルク	TEAC	TQ-NR	50 mN・m

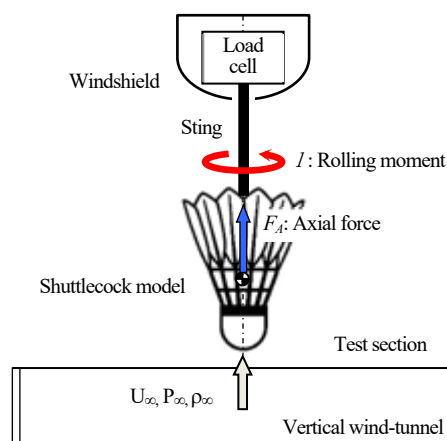
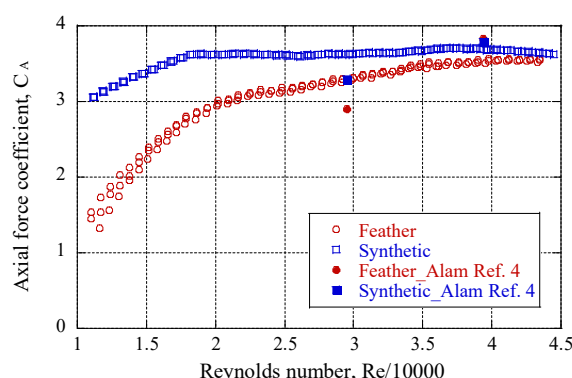


図2 垂直風洞による微小空気力計測システム

3. 結果および考察

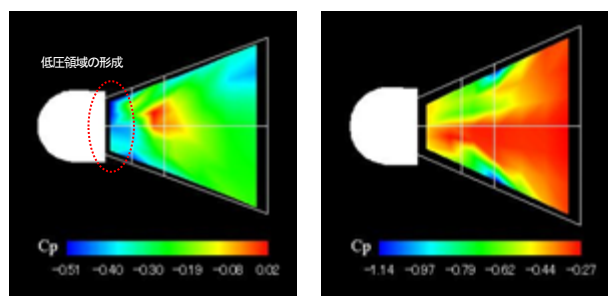
3.1 通常形態における軸力特性

図3はNormal形態における水鳥球と樹脂球の軸力係数の Re 数依存性である。樹脂球の軸力係数は Re 数約44,000~17,000では約3.7で一定であり、動圧に比例した軸力が作用しているが、 Re 数約17,000以下では緩やかに減少している。しかし水鳥球では、 Re 数約43,000で樹脂球とほぼ同じ軸力係数であるが、 Re 数の減少とともに軸力係数は低下し、特に Re 数20,000以下で軸力低下が著しい。水鳥球と樹脂球とでは軸力係数の Re 数依存性が大きく異なることが確認された。

図3 軸力係数の Re 数依存性

このような軸力係数の Re 数依存性の相違は、Nose部背後の静圧力分布に起因するのではと考えている。図4は Re 数約40,000における両シャトルコック内部正中面の静圧分布を測定した結果である⁶⁾。Nose部を過ぎた流れはSlot#1からシャトルコック内部に流入し、Nose部背後に低圧領域を形成する。その圧力係数値は水鳥球で-0.5程度、樹脂球では-0.45程度であり、この低圧領域の形成が大きな軸力の発生源として支配的であると考えられる。しかし、 Re 数が低下し20,000以下になると、Nose部における剥離点の移動などでSlot#1から流入する流れ場が大きく変化し、低圧領域の形成が阻害されるのではないかと考えられる。特に水鳥球でその影響が大きく、 Re 数20,000以下で樹脂球よりも軸力係数の低下が著しいのではと推測される。現在、低 Re 数領域における圧力分布の変化を数値解析により検証する準備を進めている。

また、図中にはAlam⁴⁾によるデータを本風洞試験の無次元化に合わせて再計算したものも載せている。Alamの結果においても水鳥球の軸力は Re 数が下がるとともに低下しており、定性的には一致しているが、その低下幅は我々の試験結果より大きい。また、使用しているシャトルコックが異なるため単純な比較はできないが、樹脂球においては、 Re 数の低下に対し軸力も低下しており、該当する Re 数領域の我々の試験結果とは異なる依存性を示している。



(4-A) Feather (4-B) Synthetic

図4 正中面における静圧分布

3.2 水鳥球と樹脂球の飛行経路

風洞試験により得られた軸力係数の Re 数依存性を多項式近似し、シャトルコックを質点と見なした運動方程式をRunge-Kutta法により数値計算した。打法としてはバドミントン競技における代表的スマッシュ (Smash) を想定し、表1に示す打球時の初期条件を与えた。

表1 初期条件

Type of stroke	Initial conditions			
	Angle (°)	Speed (m/s)	H_0 (m), x_0 (m)	
Smash	-10	47.0	3.0	1.0

図5は両シャトルコックの飛行経路の解析結果であり、コート中央6.7 mの位置には高さ1.524 m (中央高さ) のネットが描かれている。打球からネット上空までは両シャトルコックの経路に大きな変化は無く、ネット上空における水鳥球の速度は13.8 m/s, 樹脂球で11.6 m/sである。しかし、ネットを過ぎた辺りから両者の経路に差が出始め、床面に到達したときには樹脂球の方が水鳥球よりも水平到達距離で57 cm手前に着地している。水鳥球の軸力が急激に低下し始める Re 数20,000 (速度約11.4 m/s) はネット上空通過0.09 sec後に相当しており、ネット上空を過ぎた辺りから経路に大きな差が生じるものと考えられる。

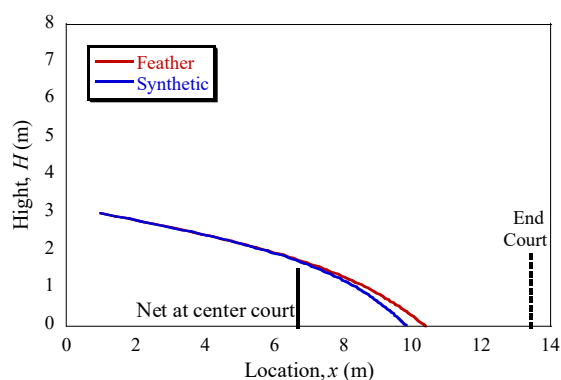
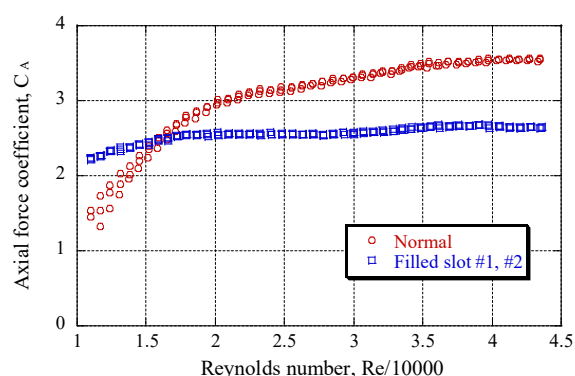


図5 スマッシュにおける水鳥球と樹脂球の飛行経路

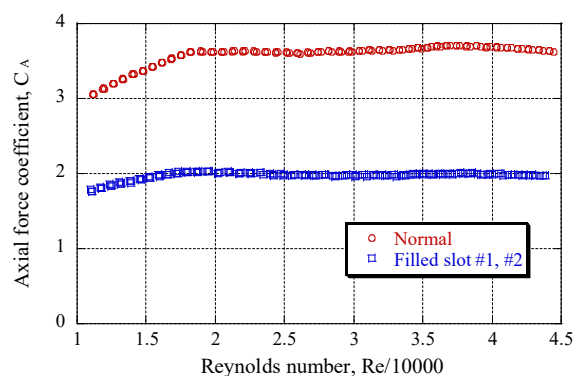
このように樹脂球の方が57 cm手前に着地することが、バドミントン競技者が言う「最後の伸びが無い」に対応するものと考えられる。しかし、数値計算に使用した軸力係数の Re 数依存性は静的状態 (非回転) で得られたものであり、現実の動的状態とは大きく異なる可能性が有る。現在、動的状態での風洞試験を実施しており、その相違を検証している。

3.3 スロット閉鎖による軸力減少

水鳥球および樹脂球のSlot#1と#2を塞いだFilled形態における軸力係数の Re 数依存性を図6に示す。3.1節で示したNormal形態と異なり、両シャトルコックFilled形態の軸力係数は Re 数17,000以下で緩やかに低下する傾向がみられるが、それ以上の Re 数領域では軸力係数は大きな変化は示さず、水鳥球で2.6, 樹脂球では2.0程度で推移している。この値は Re 数40,000において水鳥球はNormal形態の76%, 樹脂球では55%であり、Slotを閉鎖することにより軸力係数は著しく低下することになる。Slot閉鎖による軸力低下は、榊原¹⁾や綿貫²⁾の風洞試験でも確認されている。



(6-A) Feather shuttlecock

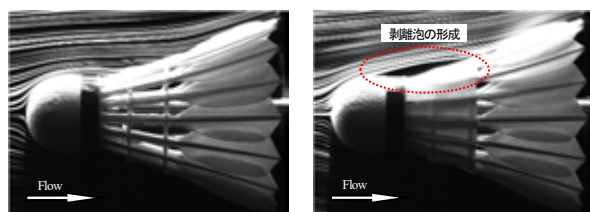


(6-B) Synthetic shuttlecock

図6 スロット閉鎖による軸力の低下

水鳥球の高 Re 数領域におけるスロット閉鎖による軸力低下は、筆者⁶⁾らによりシャトルコック周りおよび内部の可視化画像、シャトル内部正中面での静圧力分布測定から検証されている。図7は、正中面における流れ場をスモ

ークワイヤ法で可視化したものである。図(7-A)のNormal形態ではNose部近傍を過ぎた流れは剥離することなく、Slot #1および#2から吸い込まれるように内部へ流れ込んでいるのがわかる。また、それよりもNose部上方を過ぎた流れは、Slot #3から羽根内側へいくものと、外側に沿って流れるものとに分かれており、その羽根内外の圧力差により、シャトルを回転させる反時計回りのローリングモーメントを生み出している。一方、図(7-B)のFilled形態では、Nose部を過ぎる流れは肩部で剥離を起こし、分離流線はSlot #3前で再付着しており、閉鎖部上方に剥離泡を形成しているのがわかる。直感的にはスロットを閉鎖すると閉鎖部の圧力は上昇し軸力は増大すると考えられるが、閉鎖部上方には剥離泡が形成されることにより圧力は上昇することなく、Slotを閉鎖してもNormal形態以上の軸力増加には結び付かないことがわかる。

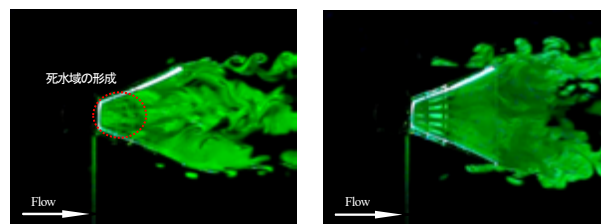


(7-A) Normal (7-B) Filled slot #1, #2

図5 シャトルコック周りの流れ場⁶⁾

正中面で切断した半裁模型（正中面は透明アクリルシートにより遮蔽）による可視化結果を図8に示す。シャトル内部の流れ場は3次元旋回流（シャトル後方から見て時計回り）となるため、このような半裁模型では実際の流れ場を忠実に再現することはできないが、Slot #3より前方の流れ場では基本的な構造に大きな差異は無いと考えられる。

図(8-A)のNormal形態では、Slot #1からの流れは中心軸方向へ引き込まれるようになり、Slot #1前端からの分離流線により、Nose部背後に三角錐状の死水域が形成されているのがわかる。Slot #2からの流れは羽根方向と中心軸方向へ向かうものに分かれるが、大きく方向を変化することは無く、下流へと流れ去っている。また、Slot #3からの流れは、Slot #2からの流れと合流するものと、羽根方向へ流れるものとに分かれ、羽根面に沿った旋回流を形成する。図(8-B)のFilled形態でも、Slot #3からシャトルコック内部へ入り込む流れは存在するが、その流れは非常に弱く、中心部へ向かうことなく羽根方向へ沿うようになる。これは、後述するシャトルの内部圧力に起因するもので、スロットを塞ぐと羽根内外の圧力差が小さくなるからであり、その結果シャトル内部の流れは全域に亘って緩慢となり、淀んでいる。



(8-A) Normal (8-B) Filled slot #1, #2

図8 シャトルコック内部正中面の流れ場⁶⁾

3.1節の図(4-A)で示したように、Normal形態ではNose部背後に低圧領域形成されることにより、シャトルコックには大きな軸力が作用することになる。しかし、Slotを閉鎖すると図9に示す静圧分布となり、Normal形態で現れたNose部背後の低圧領域と、その後方に現れる高圧領域は消失し、内部全域に亘り大きな変化の無い、平坦な圧力分布となる。また、その圧力値もNormal形態よりは高くなるため、その結果、Slotを塞ぐと通常形態よりも軸力は小さくなる。また、Slotを閉鎖すると内部の圧力は全体的にNormal形態より高くなるため、羽根内外の圧力差は減少し、ローリングモーメントの低下を招くことになる。その結果、後述するローリングモーメントに付随して発生するWind-milling軸力も低下することになる。

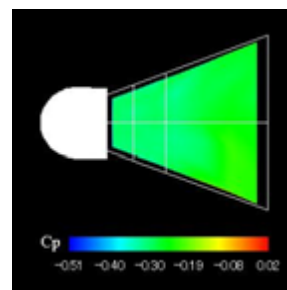


図9 水鳥球Filled形態における静圧分布⁶⁾

樹脂球においては、風洞試験を実施した Re 数全域にわたりSlot閉鎖による軸力低下が認められた。しかし、水鳥球の場合、 Re 数20,000以下でFilled形態は Re 数の減少とともに軸力は緩やかに低下するが、Normal形態では急激に低下するため、Slot閉鎖による軸力の大小関係が逆転することとなる。このような現象は初めて得られたものであり、今後の研究課題である。

3.4 ローリングモーメント特性

図10はNormal形態の水鳥球と樹脂球におけるローリングモーメント係数の Re 数依存性である。水鳥球および樹脂球ともに Re 数による変化はほとんどなく、動圧に比例したローリングモーメントが作用していることがわかる。その値は水鳥球で約0.027、樹脂球では約0.016で推移している。いずれの Re 数においても水鳥球のローリングモー

メント係数の値の方が大きい。しかし、図11に示す試験的に実施した動的試験（未公表）によれば、樹脂球の方が回転数は高くなり、その大小関係が逆転している。直感的には、静止状態における最大ローリングモーメントの大きいほうが、回転数も高くなると考えられるが、予想に反し逆であった。静的試験で再現できない、何らかの動的効果が考えられるが、現時点では未解明である。

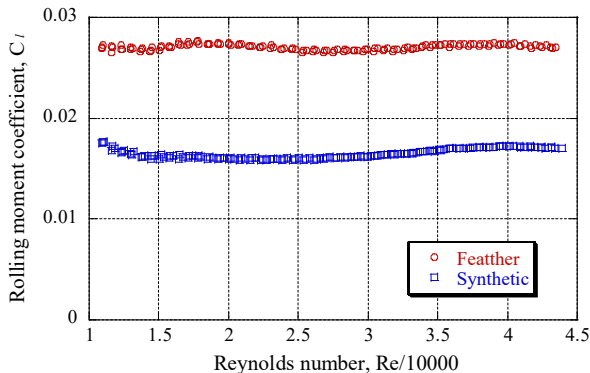


図10 ローリングモーメント係数の Re 数依存性

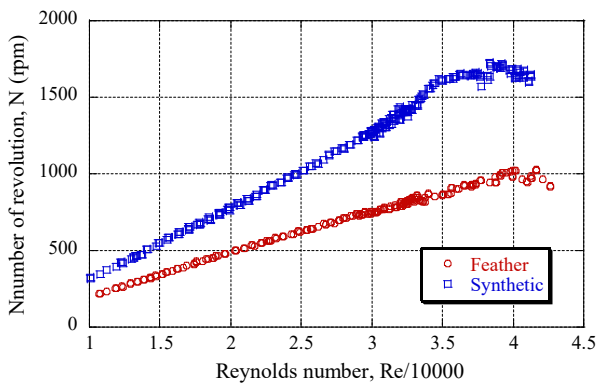


図11 回転数の Re 数依存性

3.5 羽根破折の影響

水鳥球の場合、ローリングモーメントの発生源は、振り角を与えて取り付けられた16枚の羽根毛部である。そこで、羽根破折による羽根枚数の減少がローリングモーメントに与える影響を検証するために、通風中に羽根毛部を破折する試験を実施した。

図12は Re 数30,000において、通風中に羽根毛部を人為的に破折（図中赤線部で切断）した時のローリングモーメントを計測したものである。試験前は、羽根枚数の減少とともにローリングモーメントは漸減すると予測していたが、全く異なる結果となった。羽根枚数が減少しても、残り3枚までローリングモーメント係数はほぼ影響を受けず、その値は約0.03で一定であった。2枚以下となると、ようやくローリングモーメントは低下し始め、羽根0枚でほぼ0となった。羽根が破折することにより流れ場の構造は大

きく変化し、ローリングモーメントも大きく影響を受けるはずであるが、このような特性を示す空気力学的なメカニズムに関しては、現時点では未解明である。

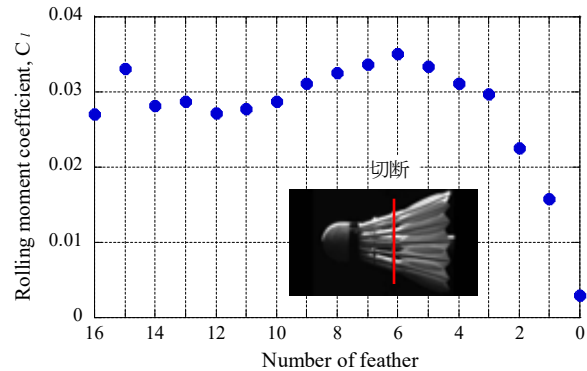


図12 羽根破折がローリングモーメントに与える影響

3.6 Wind-milling軸力特性

水鳥球を風車状態にするローリングモーメントの発生源は、羽根毛部に作用する空気力に起因するもののみである。そこで、ローリングモーメントの計測結果から羽根毛部に作用する空気力を逆算し、ローリングモーメントの発生に付随して生じるWind-milling軸力を概算した。

図13に示すように振り角 θ で取り付けられた羽根毛面に圧力差による垂直力 F が作用すると、その周方向成分である F' によりローリングモーメント $l = F'r$ が発生することになる。また、垂直力 F の中心方向への成分である F'' は、羽根が傾角 θ で取り付けられていることにより、軸方向の成分 $F_{A,wm}$ を有することになる。この $F_{A,wm}$ がローリングモーメントに付随して発生するWind-milling軸力であり、ローリングモーメントから式(1)により計算することができる。なお、ローリングモーメントの腕である r は回転軸から羽根毛部図心までの距離と仮定した。

$$F_{A,wm} = \frac{l \cos \theta_1 \sin \theta_2}{r \sin \theta_1} \quad (1)$$

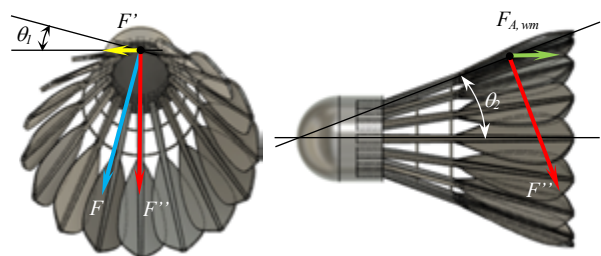


図13 Wind-milling軸力

風洞試験から得られたローリングモーメントからWind-milling軸力を推算した結果を図14に示す。ローリン

グモーメント係数が Re 数に依存せずほぼ一定であることから、風車状態によるWind-milling軸力係数 $C_{A,wm}$ もほぼ0.55で一定あり、軸力全体に占める比率は15~40%程度であることが明らかになった。

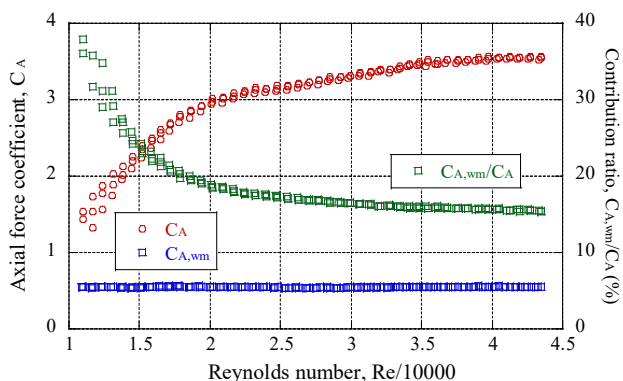


図14 Wind-milling軸力の Re 数依存性

4. おわりに

垂直風洞による微小な空気力の計測が可能なシステムを構成し、 Re 数10,000~43,000程度（流速約6~24 m/s）における、シャトルコックの静的空気力特性を明らかにした。本研究により、以下に述べる新たな知見が得られた。

- (1) 水鳥球と樹脂球の軸力係数は、 Re 数20,000以下でその依存性は大きく異なり、水鳥球の軸力係数は急激に低下する。
- (2) 低 Re 数領域における軸力係数の Re 数依存性の相違が「最後の伸びが無い」の主因と考えられる。
- (3) 水鳥球では、 Re 数20,000以下でNormal形態とFilled形態の軸力係数の大小関係が逆転する。
- (4) 水鳥球および樹脂球のローリングモーメント係数は Re 数に対しほぼ一定であり、動圧に比例したローリングモーメントが作用している。
- (5) 静的試験における水鳥球と樹脂球のローリングモーメント係数の大小関係と動的試験における回転数の大小関係は矛盾する結果となった。
- (6) 破折試験における羽根枚数とローリングモーメントの関係は単純な比例関係にはならない。
- (7) 水鳥球を風車のように回転させるローリングモーメントの発生に付随したWind-milling軸力は、全軸力に対し15~40%程度であると推測される。

今回の報告はシャトルコックが回転しない静的な空気力特性であり、実際のシャトルコック飛行時とは状況が異なっている。正確な空気力特性を把握するためには、ロール運動を伴った動的な空気力測定および可視化実験を実施する必要がある、今後の課題となる。

参考文献

- 1) 榊原芳夫, シャトルコックの空気力学的性質について, 幾徳工業大学研究報告 B-2, 1977.
- 2) 綿貫忠晴, 鈴木宏二郎, バドミントン用シャトルコックの基礎的空気特性, 第38回流体力学講演会講演論文集(日本航空宇宙学会), 2006.
- 3) Cooke, A. J., Shuttlecock Aerodynamics, Sports Engineering, 2, 1999.
- 4) F. Alam, H. Chowdhury et al., Measurements of Aerodynamic Properties of Badminton Shuttlecocks, 8th Conference of the ISEA, 2010.
- 5) John Hart, Jonathan Potts, Numerical Investigation of the Flow around a Feather Shuttlecock with Rotation, 13th Conference of the ISEA, 2020.
- 6) 板倉嘉哉, 古村文音, シャトルコックの空気特性, 宇宙航空研究開発機構特別資料, SP-10-012, 2011.

リージョナルジェット機 2 輪主脚に対する低騒音化設計

伊藤 靖, 高石 武久, 少路 宏和 (宇宙航空研究開発機構), 島田 彰久 (住友精密工業),
林 賢亮 (三菱重工業), 上野 陽亮 (川崎重工業)

Low Noise Design of Regional Jet Two-Wheel Main Landing Gear

ITO Yasushi, TKAISHI Takehisa and SHOJI Hirokazu (JAXA), SHIMADA Akihisa (SPP),
HAYASHI Kensuke (MHI) and UENO Yosuke (KHI)

ABSTRACT

Low noise design concepts have been applied to regional jet two-wheel main landing gear to reduce airframe noise during landing approach. Those concepts were initially developed for the main landing gear of the JAXA's experimental aircraft, "Hisho," based on the Cessna Citation Sovereign, and were tailored to the two-wheel main landing gear after a careful investigation of flow fields around it with computational fluid dynamics simulations, far-field noise measurements with a 10%-scale wind tunnel model and an evaluation of the structural feasibility. The initial design was then improved upon by further investigations with a 20%-scale wind tunnel model and additional computational simulations. Six types of low noise devices were prepared: a porous cover around the tire axle and the lower half part of the strut, a plate between the mid door and strut, a porous plate on the side brace, wheel holes sealed with aluminum tape, a door arm with porous plates. Significant noise reduction, 5.5 dB(A) in overall sound pressure level at a position directly below the main landing gear and 4.5 EPNdB, was achieved.

1. はじめに

JAXA は高揚力装置と脚を改造した既存機での飛行試験により、機体騒音の低減技術を実証することを狙う FQUROH (Flight Demonstration of Quiet Technology to Reduce Noise from High-Lift Configurations) プロジェクトを 2015 年に立ち上げた。本プロジェクトでは静かな旅客機の実現のために必要な低騒音化技術の確立を目指しており、最近のエンジンの低騒音化により、空港周辺騒音の航空機騒音の原因として相対的に目立っている高揚力装置と脚からの機体騒音を対象としている。先行した技術確立のため、比較的小型の機体であるビジネスジェット機 Cessna Citation Sovereign をベースとする JAXA 実験用航空機「飛翔」を用いた機体騒音低減技術の飛行実証試験を 2016 年から 2017 年にかけて実施した。

次のステップとして、リージョナルジェット (RJ) 機への適用を検討した。飛翔から RJ 機に低騒音化の実証機が変わることにより、ただ単に低騒音化技術を延長すればよいのではなく、機体の構造と大きさの違いがあるため、十分な検討が必要になる。本稿の対象外ではあるが、高揚力装置の観点からはフラップの他に主翼前縁部のスラットがもう一つの騒音源として加わった。脚の観点からは、主な機体騒音源は高揚力装置と脚であるが、一般的に機体が大きくなると脚の寄与度が大

きくなる [1]。ビジネスジェット機である飛翔主脚と RJ 機主脚では脚構造の違いがあるため、飛翔主脚で獲得した低騒音化技術の知見 [2-6] を活かしつつ、RJ 機主脚に対し、その主音源を見極めて、低騒音化デバイス形状を適合させる必要がある。機体規模が大きくなるということで、風洞試験で評価する際には模型スケールを小さくしないと試験ができず、数値流体力学 (CFD) 計算する際には計算規模が大きくなり、低騒音化設計の検討をより注意深く進める必要がある。

また飛翔から RJ 機に実証機をステップアップするにあたり、より大型の既存機に対し、後付けのデバイスを取り付けて十分な低騒音化性能を実証することに加え、主脚については、飛翔ではできていなかった収納性を維持したままで低騒音化設計を行うという目標を立てた。

本稿では RJ 機の 2 輪主脚を対象とした低騒音化設計を紹介する。CFD での騒音予測解析による低騒音化の検討と、10%スケール及び 20%スケールでの主脚単体風洞模型にて騒音計測を実施しての低騒音化の評価について述べる。また実機成立性の初期検討として、低騒音化デバイス装着が脚収納性に影響を与えないこと、また一部の低騒音化手法については鳥衝突解析を基にした構造成立性の確認を実施しており、これらについても述べる。2 章ではまず RJ 機主脚低騒音化設計の基礎とした飛翔主脚で得られた知見を簡単にまとめる。3 章

では10%スケール風洞模型を用いたRJ機主脚低騒音化の初期設計について述べる。4章ではその結果を基に20%スケール模型を製作し、低騒音化設計を改良したことについて述べる。5章では構造成立性の検討について述べる。6章はまとめである。

2. 飛翔主脚での知見

2.1 低騒音化設計のための模型スケール

飛翔は主脚タイヤ直径が0.66mであり(図1)、単体脚模型であれば、JAXAが持つ風洞で実機スケール模型の評価が可能であった[2-5]。一方で機体の空力特性・性能や高揚力装置(飛翔の場合にはフラップのみ)からの機体騒音を評価するための模型を考えた場合、飛翔の機体長は19.37m、スパン長は19.24mであるため、実機スケールでの模型製作は困難であり、18%半裁模型を選択した。

FQUROHプロジェクトでは機体騒音低減を飛行試験で実証するだけでなく、低騒音化設計で用いた風洞試験技術、CFD技術などの検証にも重点を置いていた。その一環として実機スケールの主脚に加え、取り回しが容易な小型模型により低騒音化の検討がどこまでできるかを確認するため、18%半裁模型から取り出した主脚を平面地面盤上に配置しての単体主脚風洞試験を実施した。その結果、18%スケールであっても、形状忠実度が高い主脚及び低騒音化デバイス模型を用意し、さらに地面盤上の主脚位置で境界層厚を実機とスケール比で同等になるように設定すれば、実機主脚からの機体騒音を精度よく見積もることが可能であることが分かった[4, 5]。

2.2 飛翔主脚低騒音化デバイス

飛翔主脚では4つの低騒音化デバイス(図1)を使用し、2017年の石川県能登空港での2回目の飛行実証試験において、主脚単体のEPNL(実効感覚騒音レベル)評価で4.0-4.8EPNdBの騒音低減効果を達成することに成功した[6]。ここではそれぞれのデバイスが狙っている低騒音化効果を簡単に説明する[2-6]。

- ・ポーラスカバー: 多孔板を脚の主要な騒音源である車間部上流に設置し、車間部に流入する空気の流れを抑えることで騒音を抑制する。ただし、ポーラスカバー自身も音源になり得る。多孔板の孔自体から生じる音を下げると、孔径2mm、ピッチ3mmで60°千鳥配置のもの(開口率40.3%)を使用した。
- ・ホイール穴塞ぎ: タイヤホイールの穴から出入りする流れによって発生する音を低減するためのものである。

- ・脚扉多孔質材: 主脚扉内面に貼付することで圧力変動を抑え、脚扉周りの流れを制御する目的で使用した。
- ・ディフレクター: 主脚収納部の上流側に取り付けることで、低周波騒音源となっていた主脚収納部のキャビティ及び主脚扉付け根部から気流を離れる側に曲げることで、気流とこれらの部位との干渉を緩和するためのものである。

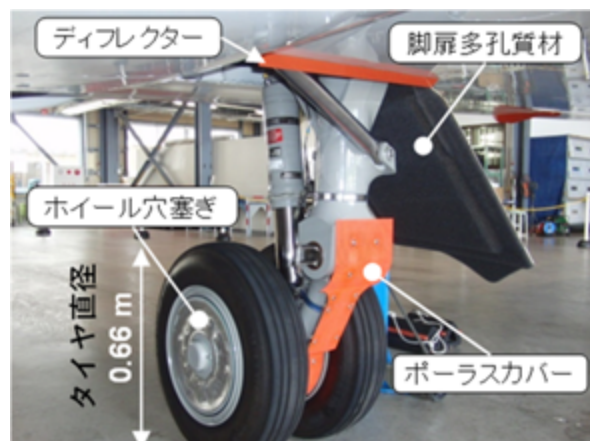


図1. 飛翔左主脚(着陸中の状態)での低騒音化デバイス

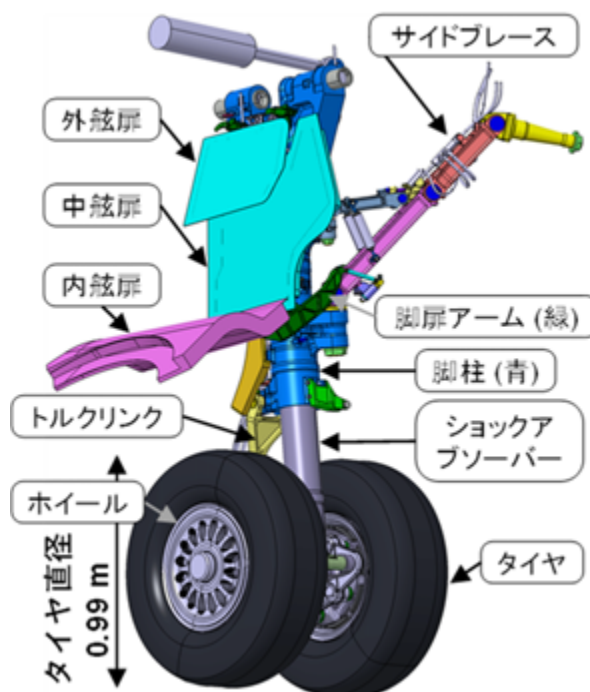


図2. RJ機右主脚模擬形状(伸長した飛行時の状態)と本稿での便宜的な部位名称(斜め上流側から見たところ)

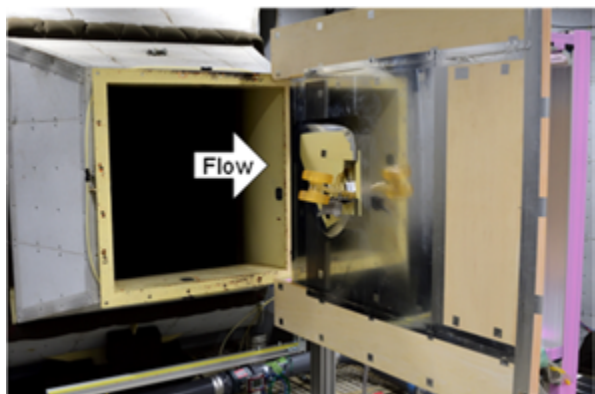


図 3. 曲面地面盤と 10%単体脚模型 (2019 年度風洞試験)



図 4. RJ 脚での低騒音化デバイス初期案と 10%単体脚模型 (2019 年度風洞試験): 青字は RJ 脚で新たに加えたデバイス

3. RJ 機主脚低騒音化初期設計

3.1 初期検討用 10%模型の製作

RJ 機主脚低騒音化設計のため、その主脚 (図 2) を模擬した騒音計測風洞試験用模型を初期検討用に 10%スケール模型で用意した (図 3, 図 4)。18%スケールの飛翔主脚単体模型で低騒音化デバイス検討が十分できるという知見から、同程度の大きさとした (ただし、機体規模の違いから同程度のスケールではない)。脚収納

部のキャビティは低周波騒音源となるため、風洞試験の際のノズルの大きさを勘案し、タイヤハウスなしで脚柱周りの脚収納部を再現した。地面盤は単純な平面ではない。内舷扉の気流に対する迎角が機体搭載時と同程度になるように脚柱を後方に傾けて設置し、脚扉を含めた主脚と地面盤の間の不自然なギャップをなくすためにふくらみを持たせたパーツを設置した (以降、曲面地面盤と呼ぶ)。

3.2 ベースライン形態での流れ場の理解

低騒音化デバイス設計の前に、どのような低騒音化手法が効果的であるかを確認するため、CFD 解析によるベースライン形態での流れ場と音源についての理解が欠かせない。格子ボルツマン法ベースの商用熱流体解析コードであるダッソー・システムズ社の PowerFLOW を用い、風速 54.4 m/s、想定実機タイヤ直径 0.99 m を基準長とした Reynolds 数 3.44×10^6 の非定常 CFD 解析を行った。なお、CFD 解析で解像できる周波数帯を広く設定するためには、高周波帯側では密な計算格子が必要となり、また低周波帯側ではサンプリング時間を増やす必要がある。どちらにしても計算時間が増え、対象脚の大きさを考えると、広い周波数帯を対象としては低騒音化設計の際に形状を変えた検討が十分行えない。そこで、このベースライン形態での解析も含め、実機スケールで主要な脚騒音を捉えることができる 100 Hz 付近から 3 kHz 付近を解像できる格子密度及び計算時間として、JAXA 所有の PC クラスターの 192 プロセスで 2 日前後の計算規模となるようにした。

図 5 から図 7 に解析結果を示す。図 5 は、脚柱付近を通る断面における速度分布を示している。上流からの流れが主脚に直接当たることで流れの加速が一部で生じている。図 6 では騒音源となり得る箇所を確認するため、脚柱付近を通る断面における 707-1,414 Hz での圧力変動を示す。主に流れの加速が生じている部分で圧力変動が大きくなり、車間部とトルクリンク周り、脚扉アームの下流付近で特に大きなことが分かる。図 7 は、斜め下流側から見た主脚表面における 707-1,414 Hz での圧力変動である。車間部とトルクリンク周りの影響を受けるタイヤ表面や、脚柱では脚扉アームの下流を含む側面で全体的に圧力変動が大きくなっていることが分かる。

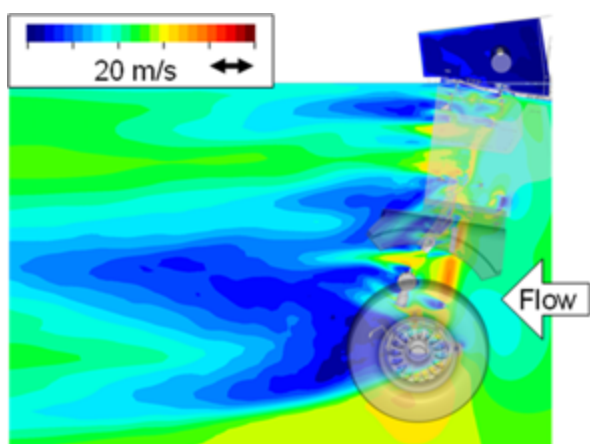


図 5. 脚柱付近を通る断面における速度分布 (ベースライン形態)

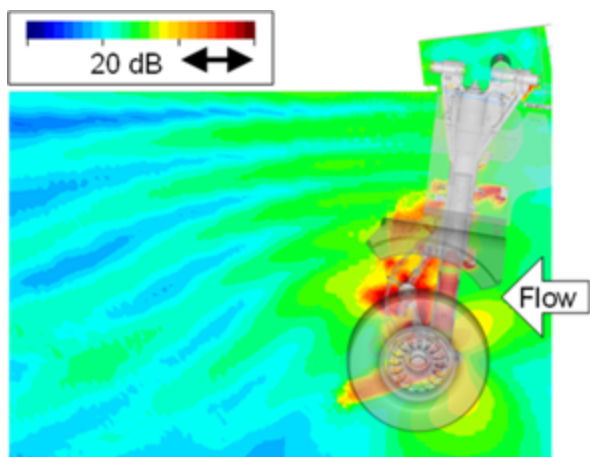


図 6. 脚柱付近を通る断面における 707-1,414 Hz での圧力変動 (ベースライン形態)

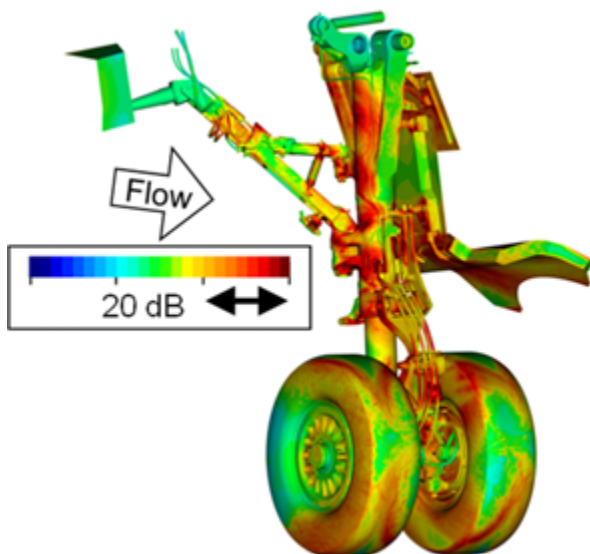


図 7. 主脚表面における 707-1,414 Hz での圧力変動 (ベースライン形態)

3.3 RJ 機初期低騒音化デバイス

ベースライン計算結果を踏まえて、CFD 解析で低騒

音化効果の検討を加えながら RJ 機向けに初期の低騒音化設計を実施した [7]。先に述べた通り、既存の機体に後付けで十分な低騒音化性能を得るだけでなく、飛翔主脚の時とは異なり、収納性を維持したままでの低騒音化デバイスの設計を考慮した。

ポーラスカバーは飛翔と同様に、CFD 解析で車間部・トルクリンク周りで圧力変動が大きかったので、RJ 機でも高い効果が期待できた。ポーラス部の大きさ、支持金具形状を決めるにあたり、飛翔主脚の場合には着陸進入時と着陸後で大きく長さが変わるショックアブソーバーが構造的な支柱の後ろに配置されており、ポーラスカバー設置は比較的容易であった。RJ 機ではショックアブソーバーが組み込まれた脚柱に対してポーラスカバーを設置する必要があるため、着陸前後でのショックアブソーバーの長さの違いに対応できるよう、ポーラス部を 3 分割しての支持構造を持っている。またポーラス部の大きさは、収納可能かつタイヤホイールとのクリアランスが十分確保できる大きさであることに加え、CFD 解析から、騒音源である車間部、トルクリンクや脚柱に対し流速を抑えた流れを供給できる必要十分な大きさとした。またポーラスカバーそれ自体が出す音として、多孔板の孔から出る音は飛翔主脚での知見から孔径を小さくすることで対処できることが分かったが (ただし 4.1 節で述べる通り 10%スケールという制約から、初期低騒音化デバイスとしては実機スケールで孔径 4 mm、ピッチ 6 mm 相当を使用している)、さらに多孔板の縁から気流の剪断層により大きな圧力変動が生じる。その圧力変動を緩和するため、上部パーツ周辺及び下端では前曲げ形状となっている [8]。

ホイール穴塞ぎは飛翔主脚の場合と同様である (ただし 4.1 節で述べる通り CFD 解析ではホイール穴塞ぎ効果が分からない結果となった)。なお、10%模型でもホイール内のブレーキ形状を再現することでホイール穴塞ぎ有無による低騒音化効果が確認できるように設計した。

脚扉多孔質材は、CFD 解析の結果、主脚展開時に内面が機体直下方向を向いている内舷扉の騒音に対する寄与が大きいと考えられたため、その部分に貼付することとした。なお、飛翔主脚では実機スケールの風洞模型、及び飛行実証試験において 10 mm 厚ブリジストン製エバーライトを用いたが、10%スケール模型では多孔質材の繊維密度が足りなくなってしまうため、2 mm 厚にした 3M 社の台所用スポンジを使用した。

ディフレクターによる低騒音化効果は CFD 解析では期待できない結果であった。

この他、飛翔主脚では試さなかった低騒音化デバイスとして 2 種類を新たに加えた。1 つ目は脚扉・脚柱間

デバイスである。これは脚扉と脚柱の間の隙間の気流を堰き止めることで低騒音化するものである。

2 つ目はサイドブレースデバイスであり、フェンス状のプレートを装着した。これはサイドブレースの上流側面で生じる剪断層をサイドブレースから遠ざけ、剪断層との干渉を減らすことで低騒音化を図るものである [9]。

図 4 は、2019 年度風洞試験でのデバイス装着例である。風洞試験でもディフレクター装着により騒音が逆に増加する結果であったため、ポーラスカバー、ホイール穴塞ぎ、脚扉多孔質材（ただし内舷扉のみ）、脚扉・脚柱間デバイス、サイドブレースデバイスの 5 つのデバイスを装着することとした。

4. RJ 機主脚低騒音化設計の改良

4.1 20%模型製作と RJ 機低騒音化デバイス改良方針

10%模型による騒音計測風洞試験で図 4 で示した低騒音デバイスの性能を評価することはできたが、以下の懸念事項が解決できなかった。

- ・ 模型の形状忠実度：風洞試験で想定される荷重と 10%スケールという大きさを考えると、模型の構造上、形状を変えざるを得なかった部分があった。例えば、外舷扉は中舷扉に対して追加の支持を加えて固定された状態であった。細い配線・配管は太くせざるを得なかった。
- ・ 多孔板の孔径：飛翔主脚の時と同じくポーラスカバーの多孔板は実機スケールで孔径 2 mm, ピッチ 3 mm 相当のものをを用いたかったが、10%スケールでは孔径 0.2 mm, ピッチ 0.3 mm となり、再現できなかった。代替として実機スケールで孔径 4 mm, ピッチ 6 mm 相当のもの（開口率は変わらず 40.3%）を選択した。
- ・ 搭載するデバイスへの制約：例えば図 5 から図 7 に CFD 解析結果として示した通り、脚扉アームで生じる剪断層は音源となっている可能性が高かったが、具体的な低騒音化デバイス装着が 10%模型では小さすぎてできない状態であった。

そこで、取り回しが容易という小型模型の長所を残しつつ、形状忠実度を上げるために 20%模型を新たに製作することとした（図 8, 図 9）。20%模型としたことで、低騒音化デバイスのさらなる改良の評価が可能となった。

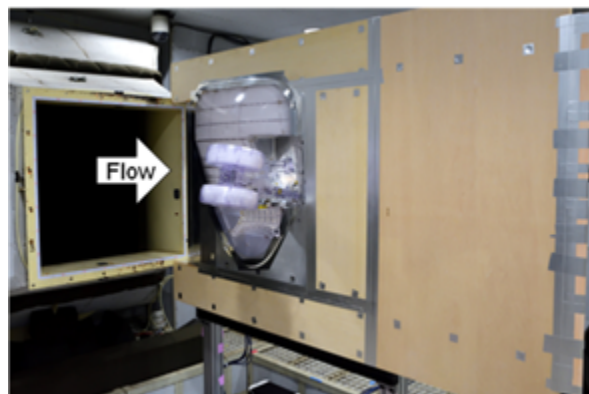


図 8. 曲面地面盤と 20%単体脚模型 (2019 年度風洞試験)

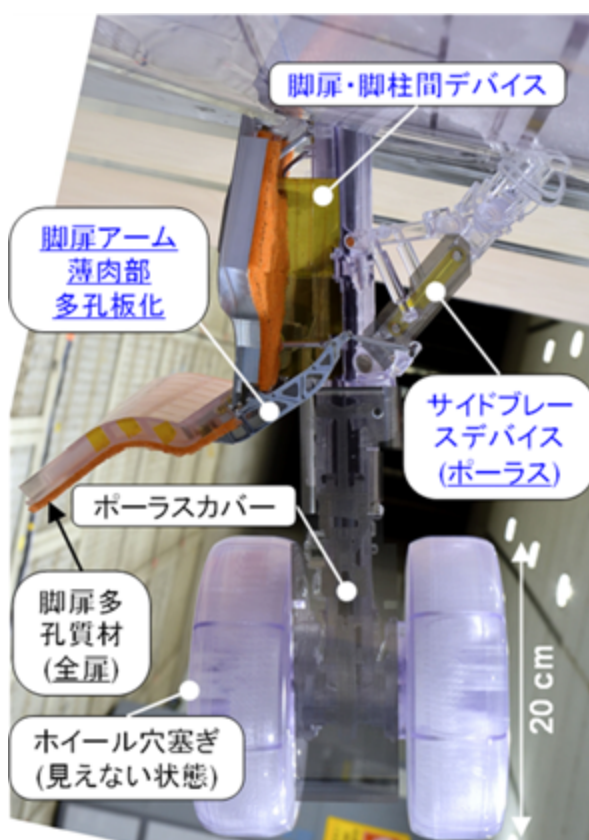


図 9. RJ 脚での低騒音化デバイス現状案と 20%単体脚模型 (2020 年度風洞試験): 青字は RJ 脚で新たに加えたデバイスであり、下線は初期設計からの変更点

低騒音化設計改良のため、CFD 解析結果を実施した。計算方法、計算条件は 3.2 節で述べた通りである。低騒音化形態での計算結果例として、図 10 から図 12 を示す。この例では低騒音化デバイスとして以下を搭載している。

- ・ ポーラスカバー
- ・ ホイール穴塞ぎ: 適用せず (適用することによりホイール内部からの共鳴音が生じ、風洞試験と異なり

騒音増となってしまったため)

- ・脚扉多孔質材: Darcy-Forchheimer 則に基づく圧力損失項を付加して評価し [10]、貼付範囲は内舷扉内面側のみ
- ・脚扉・脚柱間デバイス
- ・サイドブレースデバイス: 多孔板として
- ・脚扉アーム薄肉部多孔板化

なお、ポーラスカバーとサイドブレースデバイス、及び脚扉アーム薄肉部の多孔板は、実機での使用を意図している孔径 2 mm, ピッチ 3 mm 相当のものでなく、計算時間削減のために実機スケールで孔径 4 mm, ピッチ 6 mm 相当のものを使用している。サイドブレースデバイスと脚扉アーム薄肉部を多孔板にするのは、上流に位置する部品の縁から生じる剪断層を弱めることを意図している。図 10 の脚柱付近を通る断面における速度分布は、対応する図 5 と視点及びカラーバーの範囲を合わせている (以降の図 11 と図 12 も、ベースライン形態で対応する図 6、図 7 と、視点とカラーバーの範囲をそれぞれ揃えている)。図 10 と図 5 を比べると、低騒音化デバイスにより、主脚周りで流れが加速している部分が大きく減っていることが分かる。それに伴い、図 11 において 707-1,414 Hz での空間の圧力変動は図 6 よりも全体的に大きく下がった。図 12 の主脚表面における 707-1,414 Hz での圧力変動は図 7 と比べ、車間部で大きく下がった。

以上を基に、風洞試験で以下を評価することとした。

- ・ポーラスカバーの多孔板は孔から発生する騒音を抑えるため、実機スケールで孔径 2 mm, ピッチ 3 mm 相当のものに変え、感度を確認する
- ・サイドブレースデバイスのプレートはソリッドではなく、これも多孔板に置き換えて違いを確認する
- ・脚扉アームは、肉抜きされた板状の部分を多孔板に置き換える
- ・脚扉多孔質材は 20% 模型になり、多孔質材として同じ厚さ・同じ素材を用いると低騒音化性能が変わる可能性があったため、その評価と、貼付範囲の変更の可能性を検討する

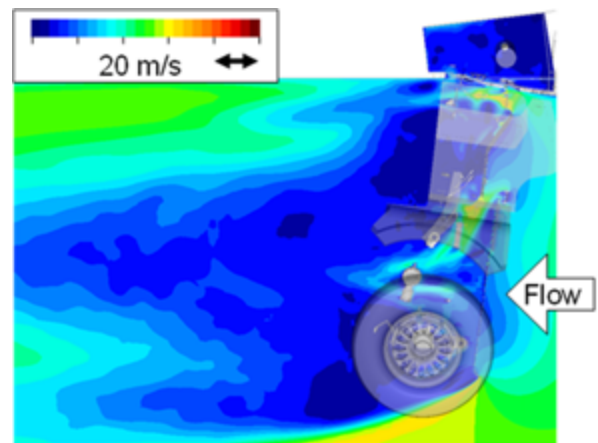


図 10. 脚柱付近を通る断面における速度分布 (低騒音化形態; 図 5 とカラーバーの範囲は同じ)

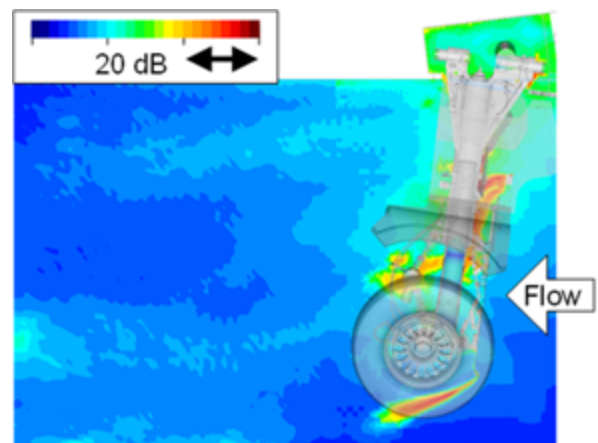


図 11 脚柱付近を通る断面における 707-1,414 Hz での圧力変動 (低騒音化形態; 図 6 とカラーバーの範囲は同じ)

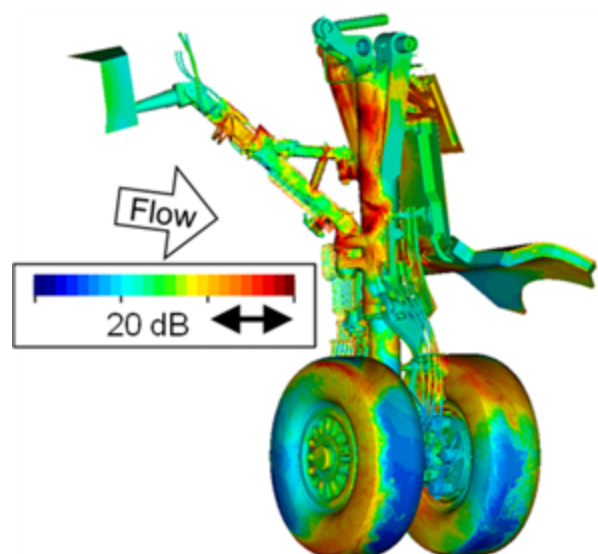


図 12. 主脚表面における 707-1,414 Hz での圧力変動 (低騒音化形態; 図 7 とカラーバーの範囲は同じ)

表 1. 初期と現状の低騒音化設計の比較

デバイス	初期	現状
ポーラスカバー	孔径 4 mm ピッチ 6 mm 相当	孔径 2 mm ピッチ 3 mm 相当
ホイール穴塞ぎ	適用	
脚扉・脚柱間デバイス	適用	
脚扉多孔質材(内舷)	適用	
脚扉多孔質材(中・外舷)	-	適用
サイドブレースデバイス	プレート	ポーラスプレート
脚扉アーム多孔板化	-	適用

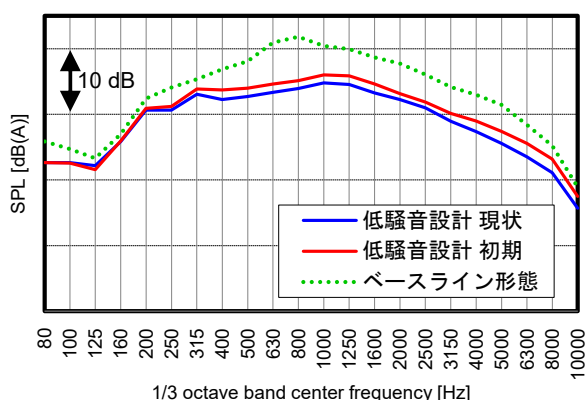


図 13. 現状・初期低騒音化設計とベースライン形態の音圧レベルの周波数分布

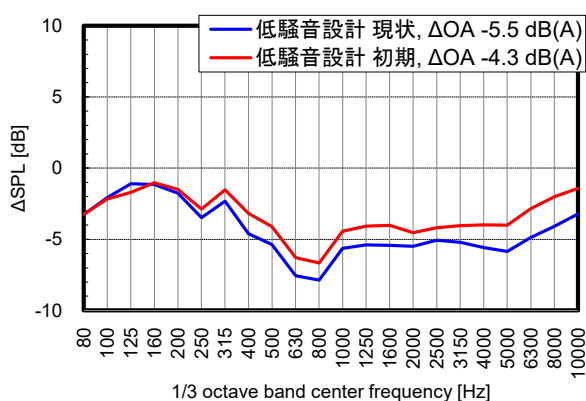


図 14. 現状・初期低騒音化設計形態の音圧レベル差分値の周波数分布

4.2 低騒音化設計確認用風洞試験結果

図 8 と図 9 で示した 20% 模型での低騒音化性能の評価を風洞試験にて実施した。低騒音化デバイスとして、ポーラスカバーの多孔板は飛翔主脚と同じく実機スケールで孔径 2 mm, ピッチ 3 mm 相当の方がよいこと、サイドブレースデバイスのプレートは多孔板とすることで低騒音化効果が向上すること (ポーラスプレートと呼ぶ)、脚扉アームの多孔板化は効果があること、脚扉多孔質材は模型スケールで 4 mm 厚とすることで同じ台所用スポンジのままで効果が見られ、内舷扉に加えて中・外舷扉の内面に貼ることでより効果的であることを確認した。表 1 に初期 (図 4) と現状 (図 9) の低騒音化設計で得られた低騒音化デバイスの比較を示す。

図 13 では、風洞試験で得られた初期と現状の低騒音化設計形態とベースライン形態での直下位置での遠方場音圧レベルを比較している。風速は CFD 解析条件と同じく 54.4 m/s である。なお、初期低騒音化設計形態は元々 10% 模型で評価し、現状の低騒音化設計形態は 20% 模型でのみ評価しているが、模型スケールが異なると補正を加えても模型の違いによる影響をすべて排除することはできないため、同じ 20% 模型で評価した結果である。騒音計測データは開放型風洞において音波が剪断層を通過する際の屈折の影響の補正、ISO 9613-1 に従った空気吸収の補正、距離減衰の補正 (脚柱中心軸と地面盤平面部の交点として定義した模型原点から 1 m 伝搬した位置での音圧レベルに換算)、実機スケールへの縮尺補正、A 特性補正を行っている [5]。図 14 では、低騒音化前のベースライン形態の結果に対する初期と現状の低騒音化設計形態の結果の差分値を比較している。また、表 2 では ICAO の計算方法 [11] に従った EPNL 値を示す。風速 54.4 m/s での一定速度で、主脚が 3 度の降下パスで飛行している状態を仮定した [6]。ベースライン形態と比べ、低騒音化形態の改良により、直下位置での音圧レベル overall 値で見ると 4.3 dB(A) から 5.5 dB(A) に低騒音化性能が向上し、また指向性も含めた評価である EPNL では -2.2 EPNdB から -4.5 EPNdB と大幅に低騒音化性能が向上していることが分かる。風洞試験での 4.5 EPNdB の騒音減は、飛行実証試験でも十分な低騒音化性能を示すことができるレベルと考えられる。

次に、各デバイスの効果を見るため、表 3 に現状の低騒音化デバイスによる低騒音化効果を示す。この低騒音化効果は、直下位置における音圧レベル overall 値を十分に低騒音化された形態からの差分としてまとめたものである。「十分に低騒音化された形態」は限られた風洞試験でまとめた都合上、全く同じ低騒音化形態

ではないが、違いとしては現状の低騒音化設計形態から中・外舷の脚扉多孔質材貼付がある（全部または一部）かないかである。この表からは、ポーラスカバーが低騒音化デバイスとして最も効果があること、次いで脚扉・脚柱間デバイスで、その他のデバイスでは小さな効果を積み重ねていることが分かる。

表 2. ベースライン形態からの現状・初期低騒音化設計形態の EPNL 差分値 [EPNdB]

形態	ΔEPNL
低騒音化設計 現状	-4.5
低騒音化設計 初期	-2.2

表 3. 現状の低騒音化デバイスによる低騒音化効果: 機体直下位置での低騒音化形態に対する差分値 [dB(A)]

デバイス	直下位置
ポーラスカバー	3.7
ホイール穴塞ぎ	0.4
脚扉・脚柱間デバイス	1.0
脚扉多孔質材 (内舷)	0.2
脚扉多孔質材 (中・外舷)	0.5
サイドブレースデバイス	0.4
脚扉アーム多孔板化	0.2

4.3 風洞試験結果と CFD 解析結果の比較

風洞試験結果 (4.2 節) と、CFD 解析結果 (3.2 節、4.1 節) から遠方場音圧レベルを比較する。風速はどちらも 54.4 m/s で評価しており、CFD 解析結果に対する補正は、4.2 節で述べた風洞試験結果の補正と同等となるようにした。注意点として、先に述べた通り CFD 解析では計算する際に課した制約などから風洞試験での現状の低騒音化設計形態とは完全に同じ形態にはなっておらず (ただし、表 3 に示した風洞試験結果からの各低騒音化デバイスの寄与度からすると、低騒音化の傾向はほぼ同じはずである)、解像可能な周波数帯は概ね 100 Hz 付近から 3 kHz 付近である。図 15 に直下位置での音圧レベルの周波数に対する分布を示す。風洞試験結果は図 14 で示した現状の低騒音化設計形態とベースライン形態の結果と同じである。図 16 は風洞試験、CFD 結果のそれぞれでベースライン形態に対する低騒音化形態の差分値を示している。

CFD 結果は、風洞試験結果と図 16 で差分値を比較すると、解像可能な周波数範囲帯では、低騒音化設計による効果の傾向を捉えていることが分かる。ただし、

CFD 結果を詳細に見ると、ベースライン形態では車間部騒音源に起因する 800 Hz 付近の狭帯域音 (本稿での説明は紙面の都合から省略した) を過大評価している。3 kHz を超えた付近で CFD 結果音圧レベルが急激に低下するのは、計算時間削減のために意図的に格子解像度を下げた影響である。低騒音化設計の中で高周波数帯をどこまで解像するかについては必要な格子解像度 (単純に 1 次元方向に 2 倍の格子密度が必要とすると $2^3 = 8$ 倍の格子要素数が必要になる) と、最小格子幅が変わるのであれば要する時間ステップ数の増加を熟慮する必要がある。

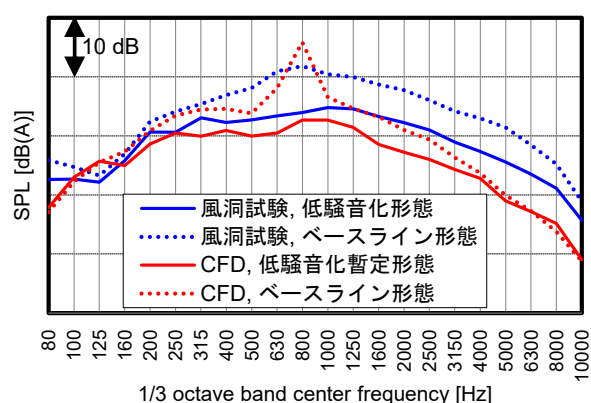


図 15. 風洞試験・CFD 結果から音圧レベルの周波数分布

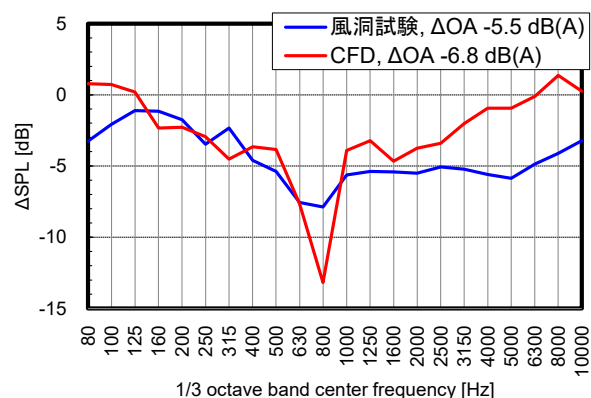


図 16. 風洞試験・CFD 結果から音圧レベル差分値の周波数分布

5. 構造成立性の観点からの改良

低騒音化デバイスの構造検討では、すべてのデバイスについて、脚に装着したまま脚の収納・展開が行えるかどうかの収納性の確認を CAD モデルで実施した。

ポーラスカバーについては、構造が大きな一方で、機体搭載時の重量増によるペナルティを可能な限り小さくできるよう、比較的簡素な構造としている。鳥衝突時の挙動を確認するため、Ansys 社の汎用非線形有限要素

法解析ソフトウェア LS-DYNA により鳥衝突解析を実施し、鳥衝突荷重に基づく構造検討を行った。鳥衝突解析結果を図 17 から図 19 に示す。

初期低騒音化設計では、多孔板を実機スケールで 1.5 mm としていた。支持金具は低騒音性能を重視し、中央部に支持を集めた形状としている。その状態で鳥を模擬した質量 1.81 kg (4 lbs) のゼラチン弾を衝突速度 108 m/s で衝突させた解析では、図 17 に示した通り、多孔板が飛散するという結果になった。解析上の問題とも考えられたが、安全を優先し、飛散しない設計に修正することとした。図 18 は、多孔板の厚さは変えず、支持金具でのサポートを増やすことで多孔板の飛散を防ごうとしたものである。しかし、この程度の補強では飛散は防げず、逆に追加したサポートごと飛散するという結果になった。

図 19 では支持金具を低騒音化重視支持金具に戻し、多孔板を 2 倍の 3 mm 厚とした結果である。この例では鳥衝突位置を 1 か所だけでなく、収納性維持のため 3 枚に分割されたポーラスカバーの上部、中央部、下部に対し、それぞれ鳥衝突解析を実施している。どの結果でも多孔板と支持金具は変形するが、飛散はしない結果となり、構造成立性に目処が付いた。なお、多孔板を 1.5 mm 厚から 3 mm 厚に変更したことに伴う重量増は、3.2 kg である。

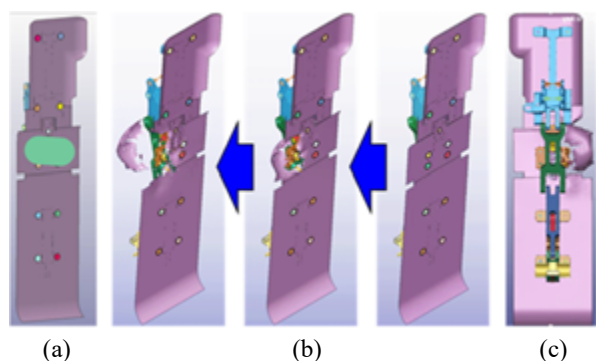


図 17. 実機スケール 1.5 mm 厚ポーラスカバー + 低騒音化重視支持金具での鳥衝突解析: (a) 衝突前の鳥相当のゼラチン弾; (b) 斜め上流側から見た鳥衝突過程 (鳥は非表示); (c) 最後の状態を下流側から見たところ

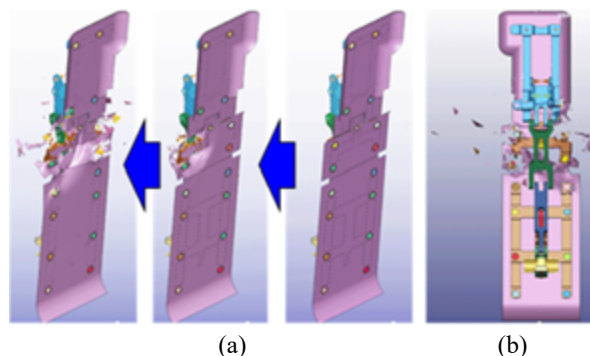


図 18. 実機スケール 1.5 mm 厚ポーラスカバー + 構造重視支持金具での鳥衝突解析: (a) 斜め上流側から見た鳥衝突過程; (b) 最後の状態を下流側から見たところ

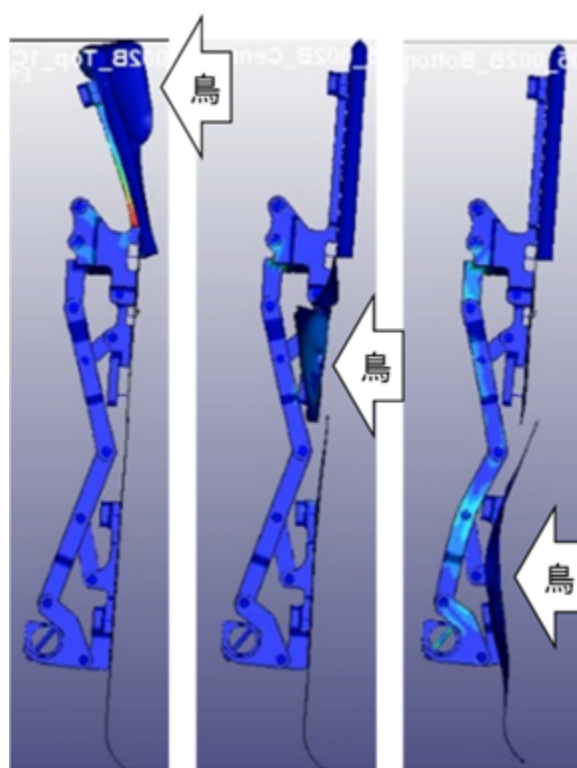


図 19. 実機スケール 3 mm 厚ポーラスカバー + 低騒音化重視支持金具での鳥衝突解析 3 ケース (横から見たところ)

6. おわりに

RJ 機の 2 輪主脚を対象とした低騒音化設計を紹介した。飛翔主脚での知見を基に CFD 解析、風洞試験を RJ 機主脚に対して実施し、初期の低騒音化設計を行った。その結果を基に再度 CFD 解析、風洞試験で検討を加えて改良を行った。現状の低騒音化デバイスとして、主騒音源である車間部に流入する気流速度を下げて低騒音化を狙うポーラスカバー、背後の部品に直接高速気流が当たるのを防ぐ脚扉・脚柱間デバイス、上流に位置する部品の縁から生じる剪断層を弱めるためのサイドブレースデバイスのポーラスプレートと脚扉アームの多

孔板化、物体表面での圧力変動を抑える脚扉多孔質材、ブレーキへの気流の流入を防ぐホイール穴塞ぎの 6 つを適用した。直下位置での音圧レベル overall 値では 5.5 dB(A)、EPNL 評価では 4.5 EPNdB の騒音減という風洞試験結果が得られた。これは飛行実証試験でも十分な低騒音化性能を示すことができるレベルと考えられる。主脚が収納可能という制約のもと、RJ 機という、より大型の機体でも飛翔主脚と同等の低騒音化性能を得ることができた。

謝辞

本研究は共同研究の枠組みの下で、JAXA、住友精密工業、三菱重工業、川崎重工業が協力して実施したものである。本稿で紹介している風洞試験は JAXA 航空技術部門推進技術研究ユニットの支援の下に行われた。JAXA 航空技術部門航空システム研究ユニット旅客機機体騒音低減技術セクションの各位からは CFD 解析と風洞試験の支援と、有益な助言をいただいた。

参考文献

1. Dobrzynski, W., “Almost 40 Years of Airframe Noise Research: What Did We Achieve?,” *Journal of Aircraft*, Vol. 47, No. 2, 2021/03/04 2010, pp. 353-367, DOI: 10.2514/1.44457.
2. Takaishi, T., Inoue, T., Lee, H.-H., Murayama, M., Yokokawa, Y., Ito, Y., Kumada, T., and Yamamoto, K., “Noise Reduction Design for Landing Gear toward FQUROH Flight Demonstration,” AIAA Paper 2017-4033, 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Denver, CO, June 2017, DOI: 10.2514/6.2017-4033.
3. Takaishi, T., Kumada, T., Yokokawa, Y., Ito, Y., Murayama, M., Sakai, R., Shimada, A., and Yamamoto, K., “Further Noise Reduction Design for Landing Gear toward FQUROH Second Flight Demonstration,” AIAA Paper 2018-3300, 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, June 2018, DOI: 10.2514/6.2018-3300.
4. Ueno, Y., Isotani, K., Hayama, K., Takaishi, T., Ito, Y., Yokokawa, Y., Murayama, M., and Yamamoto, K., “Validation of Noise Reduction Design for Landing Gear in the FQUROH Flight Demonstration Project,” AIAA Paper 2019-2506, 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Delft, the Netherlands, May 2019, DOI: 10.2514/6.2019-2506.
5. 高石武久, 横川譲, 伊藤靖, 山本一臣, 上野陽亮, 熊田俊行, “飛翔の主脚低騒音化設計の検証,” 第 50 期日本航空宇宙学会年会講演会講演集, 1A03 (JSASS-2019-1003), 東京大学生産技術研究所, 2019 年 4 月.
6. 高石武久, “飛翔の主脚低騒音化,” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 68, No. 2, 2020 年 2 月, pp. 43-49, DOI: 10.14822/kjsass.68.2_43.
7. Ito, Y., Yokokawa, Y., Takaishi, T., Yamamoto, K., Hirai, T., Ueno, Y., Isotani, K., Hayama, K., Shimada, A., Kumada, T., and Hayashi, K., “Noise Reduction of Regional Jet Two-Wheel Main Landing Gear,” AIAA Paper 2019-2481, 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Delft, the Netherlands, May 2019, DOI: 10.2514/6.2019-2481.
8. 平井亨, 村山光宏, 山本一臣, 田中健太郎, 伊藤靖, 高石武久, 横川譲, “脚騒音低減多孔板の端部形状効果,” 第 57 回飛行機シンポジウム, 2A13 (JSASS-2019-5065), 山口県下関市, 2019 年 10 月.
9. 磯谷和秀, 越智章生, 深田悟志, 葉山賢司, 熊田俊行, “航空機脚の空力騒音低減形状の研究,” 第 41 期日本航空宇宙学会年会講演会講演集, JSASS-2010-1033, 東京大学 本郷キャンパス, 2010.
10. 高石武久, 末木健之, “多孔質材貼付による空力音低減に関する数値解析,” 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 773, 2011, pp. 33-42, DOI: 10.1299/kikaib.77.33.
11. International Civil Aviation Organization (ICAO), “Annex 16 to the Convention on International Civil Aviation: Environmental Protection, Volume I - Aircraft Noise,” Eighth Edition, 2017.

$Re_\theta=14,000$ の超音速風洞壁に発達する乱流境界層の平均速度計測

貝原 涼弥（岡山大学），黒瀬 章弘（岡山大学），河内 俊憲（岡山大学）

Mean Velocity Measurements of Turbulent Boundary Layer at $Re_\theta=14,000$ Developed on a Supersonic Wind Tunnel Wall

KAIHARA Ryoya (Okayama University), KUROSE Akihiro (Okayama University),
KOUCHI Tosinori (Okayama University)

ABSTRACT

We constructed a suction-type supersonic wind tunnel to obtain accurate and high-spatial resolution data, mainly velocity data hopefully including wall shear stress, of shock-wave boundary layer interaction (SWBLI) at a high-Reynolds number condition. The wind tunnel had 50 mm-width and height at the exit of the nozzle, and the length of the test section was 800 mm. The nozzle designed Mach number was 2. One of the walls of the test section was diverging by 0.8° to cancel the displacement of the developing boundary layer on the wall. To confirm whether the wind tunnel is suitable for the SWBLI experiments at a high-Reynolds number condition, we measured the velocity data in the boundary layer at 697-mm downstream from the nozzle exit by using the Pitot pressure measurement and evaluated Reynolds number based on the momentum thickness and freestream value. The Reynolds number was about 14,000, which barely reached our target value. However, the velocity data near the wall has the problem, and we need to improve in the future.

記号の説明

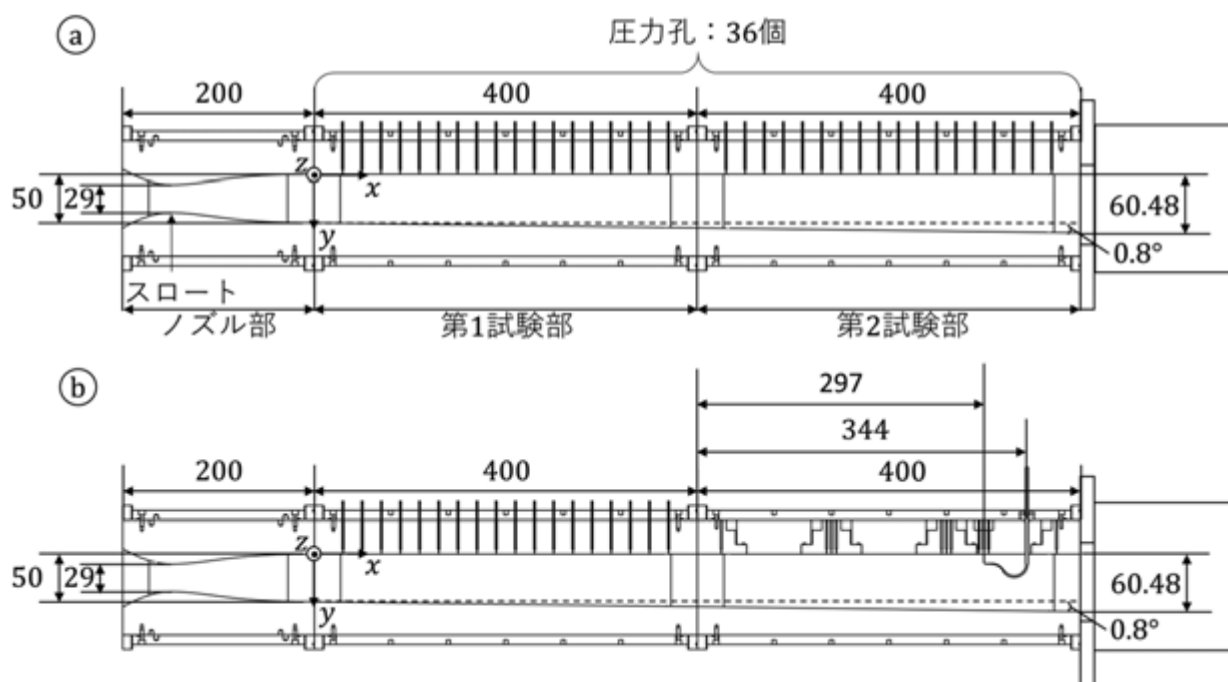
h : 試験部高さ(50mm)
 M : マッハ数
 P : 圧力
 R : 気体定数
 Re_θ : 航空機翼面流れのレイノルズ数
 T : 温度
 t : 時間
 u : 流速
 u_* : 摩擦速度
 u^+ : 無次元速度
 x : ノズル入口からの流れ方向の距離
 y : 上壁からの距離
 y^+ : 無次元距離
 z : 左側面からの距離
 γ : 比熱比
 δ : 境界層厚さ
 θ : 運動量厚さ
 κ : カルマン定数
 μ : 粘性定数
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度

下付き文字

e : 主流における値
 w : 壁面における値
 0 : 大気における値

1. はじめに

航空機などの周りの流れは高レイノルズ数条件下にあり，航空機を設計する上で高レイノルズ数乱流現象の高精度な予測が重要である．特に航空機の安定性や操縦性に大きく関わる高精度な空力予測，流れ場の予測が必要不可欠となっており，一般的に航空機の設計には風洞試験やCFD (Computational Fluid Dynamics)が用いられている．現状，実飛行レイノルズ数($\sim 10^7$)レベルの風洞試験が実施可能な設備は世界でも限られているので，風洞実験を用いて，設計初期段階でこれを用いることは困難である^{1),2)}．そのため，CFDは航空機の設計においてすでに欠かすことのできないツールとなっている．その中でも，高速巡航時の空力性能の予測には乱流モデルを用いた圧縮性RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes)方程式での解析が行われている．しかし，既存のRANS解析では，流れの剥離限界により決まる最大揚力を正確に予測できないことが知られている¹⁾．そのため，このような流れの予測に対しては，



第1図 風洞の断面図

計算の格子間隔よりも大きな渦を直接解き、それよりも小さな渦をモデル化する解像できるLES (Large-Eddy Simulation)の適用が期待されている。

しかしながら、高レイノルズ数流れでは、境界層厚さが航空機の代表スケールに比べて極めて小さくなるため、これらを正確に解こうとするとLESでも格子点数が膨大となり、解析を行うことができない。そのためLESを適用する場合でも、高レイノルズ数流れでは、壁面のごく近傍の流れに対しては何らかのモデルが必要になる。このような事情から、これらの重要課題は開発下流段階の実機フライト試験など試験機製造後でないと評価できず、重大な手戻りによる開発期間の大幅な長期化や開発リスクの原因となっている。

本研究の目的は、実験によって境界層内の流速分布に関するデータを取得し、LESの予測結果の妥当性について検討することである。そのために本研究では、設計した風洞において、航空機の翼面上の流れを再現できているのか否かピトー管による速度計測によって調査した。まず、航空機の翼面上の流れを再現するため、また高レイノルズ数流れでの詳細な実験データ取得のため、風洞を作製した。その後、壁圧計測とシュリーレン法による可視化によって、その動作検証を行った。風洞が始動した後、試験部の下壁面を拡大流路に変更し、主流マッハ数の低下を防いだ。平均速度計測はピトー管を用いて行い、風洞内壁に発達する境界層内の平均速度を計測した。また、使用した風洞が航空機の翼面上の流れを再現できているのかを確認する

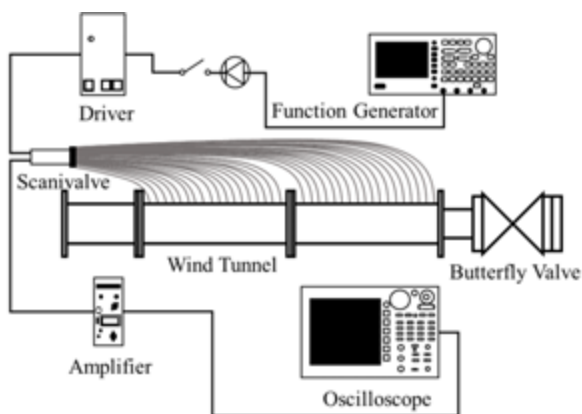
ために、平均的なデータからレイノルズ数を求めることで評価を行った。

2. 実験装置

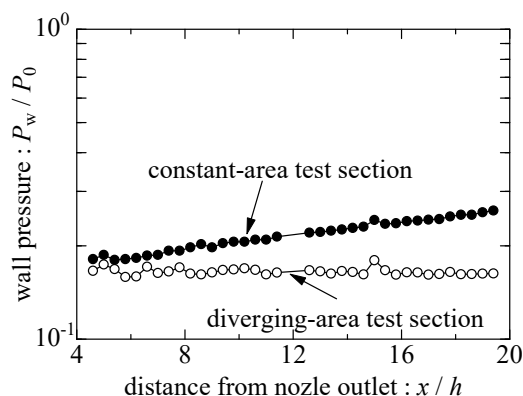
2.1. 大気吸込み式超音速風洞

第1図に本研究で用いた風洞の断面図を示す。第1図aは風洞始動を確認するために壁圧計測に用いた風洞である。第1図bはピトー圧を計測するためにaの第二試験部上壁をピトー管が取り付けられるよう改良した風洞である。bに関しては2.2のピトー圧計測で後述する。

本研究で使用した風洞は3つのブロック（ノズル部、第1試験部、第2試験部）から構成される。ノズルブロックの長さは200 mmで、このブロックにより流れはマッハは2まで加速される。流れを加速するノズルは二次元ラバル・ノズルで、スロート高さは29 mm、出口高さは50 mmである。なお、ノズル部を含め、試験部z方向長さは50 mmで一定である。第一試験部、第二試験部ともにその長さは400 mmで、下壁に着目すると0.8°の開き角が設けられており、流れに沿って流路が拡大していくように設計した。なお試験部入口と出口の流路の高さ比は約1.21である。一般的に超音速風洞で流路を拡大させない場合、風洞内壁に発達する境界層の排除効果により、主流マッハ数は下流に行くに従い減少する。本研究において設計した試験部では、このマッハ数の減少を抑制するために拡大角を設けてある。また上壁に着目すると、第一試験部、第



第2図 壁圧計測の概要

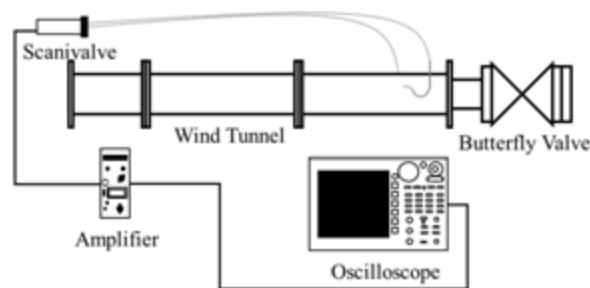


第3図 壁圧計測結果

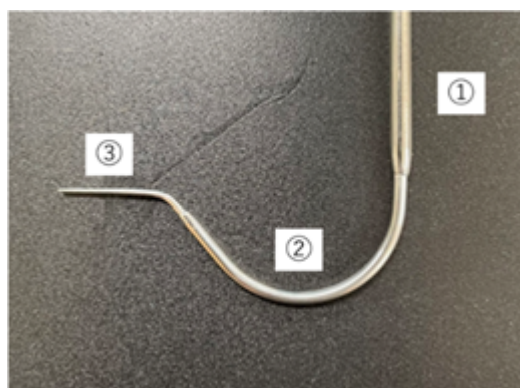
二試験部ともには16箇所の壁圧孔が設けられ、圧力計測を行う。座標系は第1図に示すとおり、原点をノズル部と第一試験部の間の上壁とし、主流方向を x 、上壁に垂直な方向を y 、紙面の奥から手前方向を z とした。

第2図に壁圧計測システムの概要を示す。試験部上壁に設けられた壁圧孔から圧力を計測する。得られた圧力はテフロンチューブを通してスキャニバルブに伝わり、内蔵されている圧力センサで電圧に変換される。その電圧のうち1つがアンプに入力され増幅された後オシロスコープで記録される。計測点の切り替えはファンクションジェネレータから出力される信号によりドライバで行われ、時間的に切り替わるようになっている。

第3図に得られた壁圧分布を示す。図の縦軸は壁圧 P_w を大気圧 P_0 で無次元化し、横軸はノズル出口からの距離 x をノズル出口の高さ h で無次元化している。なお図には、第1図に示したような下壁面を拡大させた試験部の壁圧だけでなく、流路を拡大させていない一定断面積をもつ試験部の結果も示してある。一定断面積の場合、



第4図 ピトー圧計測の概要



第5図 ピトー管

合、試験部入口での圧力はおよそ18 kPaで、 P_0 のおよそ0.18倍であり、出口で P_0 のおよそ0.26倍まで増加する。他方で拡大流路の場合、試験部入口での圧力はおよそ16 kPaで、 P_0 がおよそ0.16で一定である。このことから、下壁面に拡大角を付けることで主流に対する境界層の影響を抑制することができた。

2.2. ピトー圧計測

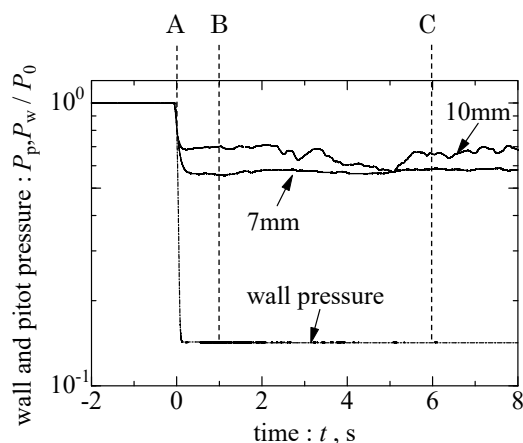
ピトー圧計測で使用する風洞については第1図のbに示す。第1図aとの違いは、ピトー管が挿入できるように、第二試験部の上壁の3箇所に交換可能なブロックを取り付け可能な設計としているところである。本実験では、ピトー管は最も下流のブロックに取り付け挿入した。ピトー管の挿入位置はノズル出口から744 mmで、先端計測位置はノズル部出口から約697 mmである。第4図に壁圧計測システムの概要を示す。まず第二試験部に挿入されたピトー管で圧力を計測し、その後ピトー管プローブの上の壁圧孔によって壁圧を計測する。

本研究で使用するピトー管はNASAで使用されていたピトー管³⁾を模擬し、径の大きさが異なる SUS 管を

エポキシ系接着剤でつなぎ合わせることで作製された。作製したピトー管の写真を第5図に示す。用いた SUS

第1表 SUS 管の内径と外径

	外径	内径
①	3 mm	2 mm
②	1.8 mm	1.2 mm
③	1.05 mm	0.65 mm



第6図 ピトー圧の時系列データ

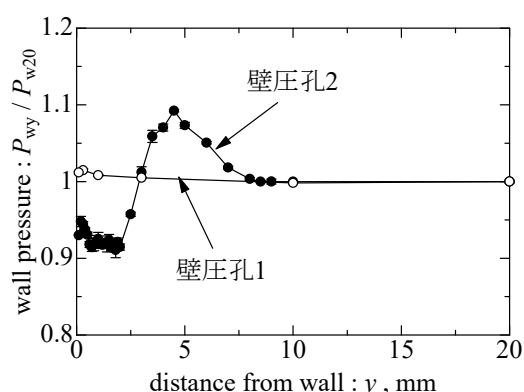
管の内径と外径を第1表に示す。ピトー圧は③の SUS 管により計測される。文献 4), 5)によれば、ピトー圧を精度よく計測するにはプローブ外径が境界層厚さ δ の3.4%以下である必要がある。本風洞の計測位置における境界層厚さは、後述するように13 mmであるので、プローブ外径がおおよそ0.45 mm以下である必要がある。第1表に示す通り、プローブ先端の SUS 管の外径は1.05 mmで、必要な条件を満たしていないため、SUS 管を幅方向に潰すことで、Stanton 管のように扁平にし、この条件を満たしている。

第6図に計測を行ったピトー圧 P_p と壁圧 P_w の一例を示す。縦軸は計測された圧力 P を大気圧 P_0 で無次元化した値、横軸は時刻 t である。ピトー圧および壁圧計測は、計測時間が8秒になるように設定した。図中の「A」は通風を開始した時刻である。その後急激に圧力が低下し一定になっている時間が約8秒間続く。「B」から「C」は圧力データがある程度定常になっている区間であり、この時間を定常状態と定義すると、計測における定常状態は約5秒間であり、本計測では8秒間のうちの5秒間の時間平均値を数回繰り返し、境界層内の平均速度を算出した。第2表にピトー圧の計測点および計測回数についてまとめる。

ピトー圧計測を行うにあたって、ピトー管が壁近傍に位置している時、ピトー管の影響により壁圧が変化する場所が存在する。第7図にピトー管の壁からの距離

第2表 計測位置と計測回数

計測位置	計測間隔	計測回数
0 mm~2 mm	0.1 mm	10
2 mm~5 mm	0.5 mm	10
5 mm~8 mm	1 mm	10
8 mm~13 mm	0.5 mm	10
13 mm~20 mm	1 mm	3



第7図 ピトー管による壁圧の影響

に対する壁圧の計測結果を示す。縦軸はピトー管がある位置における壁圧 P_{wy} をピトー管が20 mmにおける壁圧 P_{w20} で無次元化した値、横軸は壁からの距離 y を示す。白抜きのシンボルはおおよそ3 mm上流に位置する壁圧孔1、黒塗りのシンボルはピトー圧計測位置のおおよそ2 mm下流に位置する壁圧孔2で計測されたデータである。壁から約8 mm付近まで壁圧はピトー管の影響を受けていることが確認できる。それ以上壁から離れると一定の値に収束する。また、使用したデータは壁圧孔1の圧力である。

2.3. データ処理法

直接計測した値は、 P_p と P_w および気温である。その他の物理量はこれらの所領から算出した。

局所マッハ数が1以上の超音速の場合、式1上に示すレイリーのピトー管公式を用いてマッハ数 M が求められる。他方、局所マッハ数が1以下の亜音速の場合、式1下に示す等エントロピー仮定とエネルギー保存の関係式を用いてマッハ数を求められる。本研究で使用するピトー管では静圧を計測することができないため境界層近似を用いてピトー管のプローブより上流の壁圧

P_w を代入した．また式2より流速 u を求めた．

$$\frac{P_p}{P_w} = \left\{ \frac{(\gamma + 1)M^2}{2} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left\{ \frac{\gamma + 1}{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (M > 1) \quad (1)$$

$$\frac{P_p}{P_w} = \left\{ \frac{(\gamma + 1)M^2}{2} + 1 \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (M \leq 1)$$

$$u = M \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}} \quad (2)$$

本実験においては風洞内壁に発達する境界層は乱流境界層となる．計測の妥当性を検証するため，計測結果を一般的に知られている乱流境界層の対数則と比較する．対数則に用いられる wall unit で無次元化された速度 u^+ や距離 y^+ を求めるにあたって，壁面せん断応力 τ_w や摩擦速度 u_* を求める必要がある． τ_w を求めるには境界層内層における速度をピトー管により計測し，以下の式3を用いて算出される．

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3)$$

その値を算出する必要がある．また u_* は得られた τ_w を用いて

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (4)$$

となり，非圧縮性流体の場合， $u^+ = u/u_*$ ， $y^+ = u_* y/\nu$ と求まる．壁面近傍の粘性底層内では

$$u^+ = y^+ \quad (5)$$

が成り立つことが知られている．

一方，壁面から離れたレイノルズ応力が支配的な領域では，

$$\frac{1}{u_*} \sqrt{\frac{\rho(y)}{\rho_w}} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{\kappa y}$$

となり，この両辺を $y = 0$ から y まで積分すると，

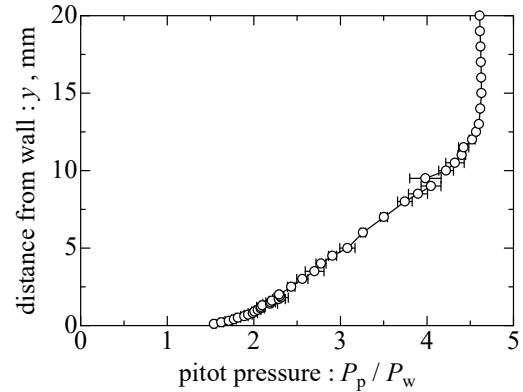
$$\frac{1}{u_*} \int_0^{u(y)} \sqrt{\frac{\rho(y)}{\rho_w}} du = \frac{1}{\kappa} \ln y + A \quad (6)$$

となる． κ はカルマン定数と呼ばれ，非圧縮性流体では $\kappa = 0.37 \sim 0.41$ となることが知られている．また A に関しても $A = 5.1 \sim 5.5$ となることが知られている．圧縮性流体では境界層内の密度変化を考慮し，式6の左辺を

$$u_{VD}(y) = \int_{u(y=0)}^{u(y)} \sqrt{\frac{\rho(y)}{\rho_w}} du(y) \quad (7)$$

として，計測で得られた速度 u を u_{VD} に変換した．なお式7は Van Driest 変換と呼ばれる．この Van Driest 変換

を行うことで，非圧縮性流体の乱流境界層の速度分布



第8図 ピトー圧分布

と同じ法則が圧縮性流体でも成り立つとされる⁹⁾．

そこで本研究では，ピトー管を用いて計測された速度から u_{VD} を算出し，式5と6を比較することで，その妥当性の確認を試みた．またこれら妥当性の検証に加え，式8より運動量厚さを，式9より運動量厚さを代表値にとったレイノルズ数を求めた．

$$\theta = \int_0^{\delta_{99}} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (8)$$

$$Re_\theta = \frac{u_e \theta}{\nu_e} \quad (9)$$

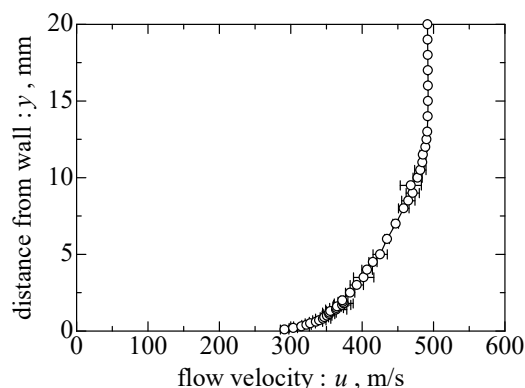
3. 実験結果および考察

3.1. 乱流境界層速度分布

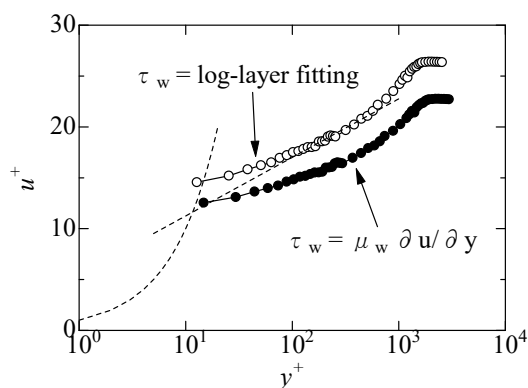
第8図に得られた境界層内のピトー圧分布を示す．縦軸は壁からの距離 y ，横軸はピトー圧 P_p を壁圧 P_w で無次元化した値である．なお壁圧の値は16.5 kPaであった．図中のエラーバーは各位置において計測を複数回行った際の平均値のバラ付き(標準偏差)を表したものである．図よりピトー圧は，壁面から離れるに従い増加し，壁面でおおよそ $P_p/P_w = 1.5$ であるのに対し，主流では $P_p/P_w = 4.5$ となっていることが分かる．また，得られた圧力データから算出した流速分布を第9図に示す．縦軸は y ，横軸は流速 u である．図9より計測に得られた主流速は $u_e = 491.6 \text{ m/s}$ であることが分かる．これはマッハ数に換算して $M = 1.9$ である．この値は，ノズル設計マッハ数，また第3図の壁圧分布から等エントロピー過程を仮定して得られるマッハ数と整合が取れている．また第9図より速度99%境界層厚さ $\delta_{99} = 13 \text{ mm}$ であることが分かった．

第10図に計測値を対数側と比較した結果を示す縦軸は無次元速度 u^+ ，横軸は無次元距離 y^+ である．なお図

には無次元化に用いる摩擦速度を二つの方法で算出し



第9図 流速分布

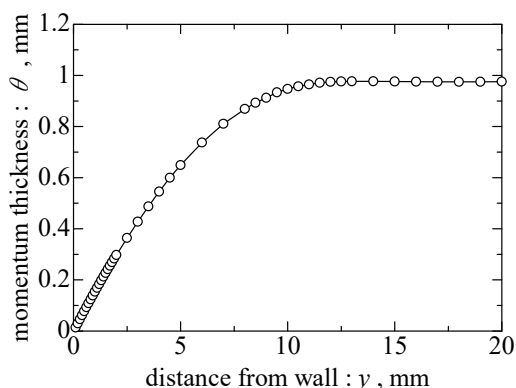


第10図 乱流速度分布

たデータを、それぞれ示してある。黒塗りのシンボルが壁面近傍の第1計測点から式3を用いて壁面せん断応力を求め、無次元化に用いる摩擦速度を算出した結果である。この結果を見ると、計測値は全般に式6よりも下に位置し、壁面からの第1点目の計測値も粘性底層内に入っていないことが分かる。したがって、現状のピトー圧計測では、粘性底層内において速度勾配を正確に計測し、精度よく u_* を算出することは難しいことが分かった。

そこで次に計算結果が式6にフィットするように壁面せん断応力を類推し、プロットし直した。その結果を第10図の白抜きのシンボルで示してある。この方法は、粘性底層内での速度計測が、ピトー圧計測同様難しいPIVなどでしばしば用いられる方法である。前者の直接計測で得られた摩擦速度は $u_* = 23.2 \text{ m/s}$ で、後者の類推で得られた摩擦速度は $u_* = 20 \text{ m/s}$ であった。割合としては15%と決して小さいものではないものの、両者の差は3 m/sで、その差を精度良く算出するのは困難であると考えている。これを改善するには、今後ピ

トー管の位置決め精度を改善したり、プレストン管や



第11図 運動量厚さと壁からの距離の関係

スタントン管を使い壁面せん断応力を算出したり、また油膜干渉法を使い壁面せん断応力の直接計測したりする必要があると考えている。

3.2. 風洞境界層レイノルズ数

本研究で作製した風洞が、目標のレイノルズ数に到達しているのかを評価するために運動量厚さを代表値にとったレイノルズ数を求め、航空機の翼面上の境界層で想定されるレイノルズ数と比較を行った。第11図に式9の積分範囲を横軸に、縦軸をその積分値としたグラフを示す。このグラフにおいて横軸が十分壁面から離れ、一定になった積分値が運動量厚さとなる。第11図から分かるように運動量厚さは約1 mmである。また、レイノルズ数を求める際の主流速 u_e は492 m/s、主流における動粘性係数 ν_e は $3.46 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ であり、主流における温度を用いて算出した。これらを用いて運動量厚さを代表値にとったレイノルズ数を算出すると、約14000となる。航空機の翼面における境界層のレイノルズ数は、 $10^4 \sim 10^6$ とされ⁷⁾、本風洞のレイノルズ数がなんとか目標に達していることを確認できた。

運動量厚さを算出する際に、第10図でみた壁面近傍の速度計測結果の不確かさが、影響を及ぼす可能性がある。最後にこれに関して検討した。第10図の摩擦速度を変更した白抜きのデータを見ると、 $y^+ < 10^2$ のデータが対数側とずれていることが分かる。これは $y \leq 0.6 \text{ mm}$ のデータに相当する。第11図を見ると、 $y \leq 0.6 \text{ mm}$ までの積分結果は0.1 mmである。従って計測の不確かさがレイノルズ数の算出結果に及ぼす影響は10% (= 0.1 mm / 1 mm)程度であるので、結論としては変わらない。

4. まとめ

本研究では、ピトー管による速度計測の妥当性、さらには研究で用いる風洞の性能評価を行った。ピトー圧計測では遷移層から外層にかけて計測ができ、ピトー圧計測の妥当性について確認した。ピトー圧計測により平均的な流れ場の計測を行い、風洞の性能の評価を行なった。運動量厚さを代表値にとったレイノルズ数が航空機翼面流れのレイノルズ数と同程度であることから、航空機の翼面上の流れを再現できることを確認できた。

今後、対数則とのずれを減らすため、ピトー管の改良やゼロ点の位置ずれを改善し、ピトー圧計測の精度向上を図る予定である。また、本研究で航空機の翼面上の流れを平均的に見ることができたので、光学計測によって速度変動強度やレイノルズ応力を計測していく予定である。

参考文献

- 1) 河合宗司：実飛行レイノルズ数・航空機全機 LES 解析に向けて，計算工学26(1)，2021，pp.4195-4199
- 2) Christina Dunker: An in-flight investigation of a turbulent boundary layer at Reynolds numbers up to $Re = 49,400$, Experiments in Fluid, 2021
- 3) Grosser, W. I: Factors Influencing Pitot Probe Centerline Displacement in a Turbulent Supersonic Boundary Layer , NASA TECHNICAL MEMORANDUM 107341, 1997
- 4) Allen, J. M.: Pitot-Probe Displacement in a Supersonic Turbulent Boundary Layer, NASA TECHNICAL NOTE D-6759, 1972
- 5) Keener, E. R. and Hopkins, E. J.: Accuracy of Pitot-Pressure Rakes for Turbulent Boundary-Layer Measurements in Supersonic Flow, NASA TECHNICAL NOTE D-6229, 1971
- 6) Andrew Trettel: Velocity Transformation for Compressible Turbulence with Heat Transfer, University of Maryland, 2015
- 7) 松尾裕一：高レイノルズ数空力研究における未解決課題と将来展望—CFDの観点から—，JAXA航空，2019

移動重合格子ソルバを用いた 火星探査ヘキサコプタ“HAMILTON”のロータ周りの空力特性調査

岸 祐希^{*1}, 金崎 雅博^{*1}, 杉浦 正彦^{*2}, 田辺 安忠^{*2}, 大山 聖^{*3}, 佐藤 允^{*4}
^{*1} 東京都立大学, ^{*2} 宇宙航空研究開発機構, ^{*3} 宇宙科学研究所, ^{*4} 工学院大学

Numerical Investigation of Aerodynamic Characteristics around Hexacopter “HAMILTON” for Martian Exploration Using Moving Overlapped Grid

KISHI Yuki, KANAZAKI Masahiro, SUGIURA Masahiko, TANABE Yasutada,
Oyama Akira, SATO Makoto

ABSTRACT

In this paper, aerodynamic characteristics around the blade of the hexacopter “HAMILTON (HexAcopter for Martian pIt crater exploraTiON)” for Mars exploration are investigated to obtain design knowledge regarding multicopter drone flying in Martian atmosphere. Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation with the moving overlapped grid was employed for aerodynamic evaluation of two cases; one is hexa-rotor case and the other is single rotor case in order to compare single rotor case and hexa-rotor case and reveal unique characteristics of multirotor case. According to computational results, in both cases, hexa-rotor and single rotor, the maximum figure of merit could be observed at higher hovering thrust conditions. It is suggested that the baseline blade geometry could generate thrust efficiently at higher thrust conditions. The flow structure around the hexa-rotor can be classified into three groups; turn-in side where the flow was drawn the inside by blades rotation, turn-out side where the flow was put out to the outside by blades rotation, and the center side which was located between the turn-in and turn-out sides. The rotors of the center side took the low figure of merit compared with the other rotors because of aerodynamic interference from the turn-in side and the turn-out side rotors. Therefore, the total figure of merit of all rotors increased when the distance among rotors is increased.

1. 序 論

火星は自転周期が地球に近いこと、地軸の傾きによって季節が存在すること、大気が存在し水が存在した可能性があることなど、地球との類似点が指摘されている。そのため火星探査やそれに関する研究は盛んに行われている。米国では NASA のジェット推進研究所 (Jet Propulsion Laboratory: JPL) が Mars 2020 と名付けた探査プログラムが実施された。2020 年 7 月 30 日に探査機を搭載したロケットが打ち上げられ、2021 年 2 月 18 日に火星に無事着陸した。このミッションではローバ “Perseverance” による地表探査に加えて、第 1 図に示すヘリコプタ “Ingenuity”¹⁾ による飛行実証試験を行った。Ingenuity は同軸反転ロータを持ったヘリコプタである。Ingenuity の初飛行は同年 4 月 19 日に実施され、垂直離陸、高度 3 m への上昇、ホバリング、降下、垂直着陸に成功した。この飛行は他惑星における人類初の動力飛行となった。

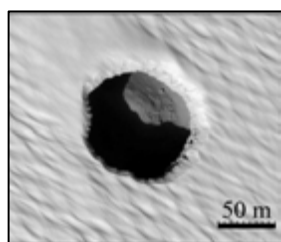
火星地表には第 2 図に示すような大きな縦穴が複数存在することが NASA の観測によって分かっている。この穴の内部は適温で地表に降り注がれる放射線も遮蔽できることから、生物が発見される可能性がある²⁾。また、将来有人探査を行う際の拠点にもなり得ることから、2030 年ごろ実施予定の火星着陸探査では日本独自の地下空洞直接探査が提案されている³⁾。縦穴や地下空洞の探査にあたっては、平面上の走行しかできないローバでは限界がある。そこで、前進、後進、ホバリング、垂直移動など立体的で複雑な飛行ができる回転翼機による探査が有望である^{4,5)}。しかしながら火星の大気密度は地球の 1.36 %、音速は地球の 72 % であり、回転翼探査機は地球より空力的に不利な環境で飛行しなければならない。したがって、探査用回転翼機の開発にあたっては、地球での設計知見をそのまま活かすことは難しい。

こういった背景から JAXA, ISAS, 東京都立大学, 工学院大学は共同で火星縦穴探査を対象に、回転翼機を用いた

ミッション達成に向けた検討を行っている⁶⁾。回転翼機はヘキサコプタ (6 ロータ) として設計され、HAMILTON (HexAcopter for Martian pIt crater exploraTiON) と名付けられている。HAMILTON のイメージ図を第 3 図に示す。各ロータ独立に制御することで転倒や突風にも十分耐えられるようにしている⁷⁾。また周囲にロータを配置することで、中央に大面積の太陽電池を取り付けられるようにしている。

マルチコプタ型の小型ドローンの空力に関する研究はこれまででもいくつか報告例がある^{8,9)}。Hwang らは重合格子法とレイノルズ平均ナビエーストックス方程式 (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation : RANS) によって、クアドコプタ型ドローンのホバリング時と前進飛行時の空力を調査した⁸⁾。ホバリング時はロータ同士の空力相互干渉によってシングルコプタ形態よりも強い吸い込みが引き起こされることが確認された。前進飛行時は、上流側のロータが引き起こす翼端渦と吹き下ろし流が下流側の流れに強く干渉することによって、推力に局所的な変動が生じることがわかった。また Shukla らによって、ふたつのロータが近接した際の空力干渉について、ステレオ PIV 法を用いた風洞試験による詳細な調査が行われた⁹⁾。実験によって、レイノルズ数が低くロータ間距離が短いとき、ロータ同士の空力干渉に伴う性能低下が発生することなどが観測された。しかしながらこれらの知見はあくまで地球での運用を想定したものであり、火星環境下におけるマルチロータ型ヘリコプタのロータ周りの空力を扱った研究例は少ない。火星探査用マルチロータ機を設計するにあたっては、火星環境下でのロータ周りの空力に関する知見が必要不可欠である。

そこで本研究では 6 ロータタイプの HAMILTON を対象として、火星環境下におけるマルチロータ型ヘリコプタのロータ周りの空力評価を移動重合格子法に基づく数値流体力学 (Computational fluid dynamics : CFD) によって行う。

第1図 NASAが開発した火星ヘリコプタ“Ingenuity”¹⁾第2図 NASAが公開した火星縦穴の様子²⁾

第3図 著者らが検討中の火星縦穴探査機“HAMILTON”

2. 空力評価手法

2.1 移動重合格子法

回転するロータブレードを模擬するため移動重合格子法を用いた。計算格子は第4図のように、ロータブレードとその周りを覆うブレード格子、ロータの回転領域を覆う内側背景格子、外部境界まで覆う外側背景格子で構成されていて、いずれも構造格子である。ブレード格子が回転して、Trilinear 補完法¹⁰⁾に基づいたデータ受け渡しを背景格子と行いながら計算が進行する。内側背景格子を細分化すると局所的に高解像度化することができ、ロータの後流やロータ同士の空力干渉を詳細に捉えることができる。したがって、本研究では内側背景格子のメッシュサイズを小さめに作成した。

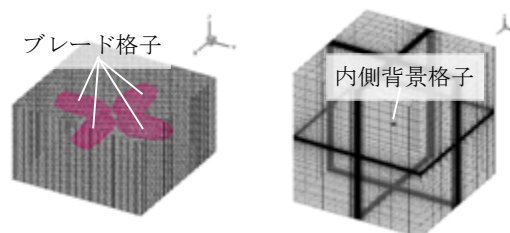
2.2 支配方程式

第1式に示す3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を解く。

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

ここで \mathbf{Q} は保存ベクトル、 \mathbf{F} は非粘性流束ベクトル、 \mathbf{G} は粘性流束ベクトル、 \mathbf{n} は法線ベクトルを表す。数値流束関数には、Simple Low-dissipative AUSM (SLAU)¹¹⁾を3次元移動重合格子に適用できるように拡張させた modified SLAU (mSLAU)¹²⁾を用いる。mSLAUは全速度スキームであるため、局所的な流速が低速から遷音速まで大きく変化する回転翼の計算に適している。空間離散化には Fourth-order Compact MUSCL TVD (FCMT)¹³⁾を用いた。時間積分法についてはブレード格子の Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel (LU-SGS) 陰解法と Dual-Time-Stepping (DTS)法¹⁴⁾を、背景格子には4

次精度の Runge-Kutta 法¹⁵⁾をそれぞれ用いた。CFD ソルバには JAXA 開発の rFlow3D^{12,16)}を用いた。rFlow3D による計算は JAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) 及び JAXA Supercomputer System Generation 3 (JSS3)で行った。

第4図 計算格子の概形
(a) 内側背景格子 (b) 外側背景格子

3. 計算対象の諸元と計算条件

3.1 計算対象の諸元

本研究では、火星縦穴の探査に向けて現在 JAXA, ISAS, 都立大, 工学院大が共同で開発を進めている HAMILTON をベースに計算を行う。HAMILTON の諸元を第1表に示す。一般に飛行高度が地表近傍でない場合、胴体からロータへの空力干渉は小さいと考えられることから、計算対象はロータブレードのみとする。HAMILTON のブレード平面形は一緒に火星へ行く探査ローバ¹⁷⁾に収納できるような形状に設計され、スパン方向の捩じり角分布はホバリング性能を向上させるべく Figure of Merit を最大化する最適設計によって決定した⁹⁾。ブレード平面形の概形と捩じり分布を第5図に示す。翼型はスパン方向に一樣で、NASA の Ingenuity も採用している CLF5605¹⁸⁾を用いた。CLF5605 の概形を第6図に示す。

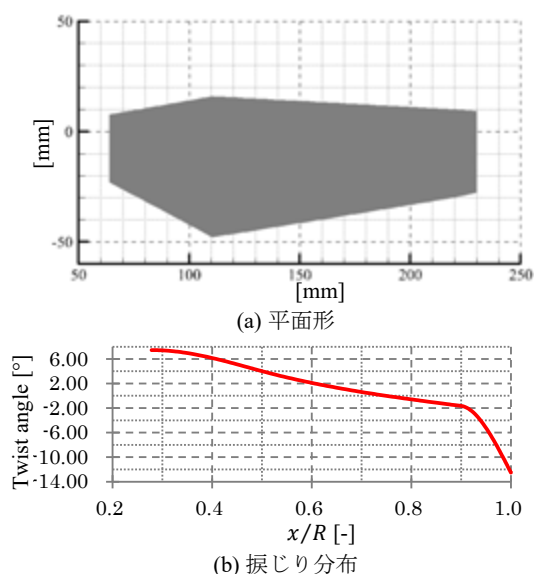
本研究ではヘキサロータ形態での評価を中心に行うが、比較のためシングルロータでの評価も行った。ヘキサコプタ形態は空力のロータ配置依存性を調査するため、Baseline 配置、Close 配置、Invert 配置、Hexagon 配置の4形態を評価した。Baseline 配置と Close 配置、Hexagon 配置のロータ配置図を第7図に示し、それぞれのロータ名を図のように定義する。Baseline 配置、Close 配置は互いのブレードが衝突しないよう、Rotor 3, 6を Rotor 1, 2, 4, 5の下方118.4 mmの位置に配置した。Invert 配置のロータ水平配置は Baseline 配置と同じで、Rotor 3, 6は Rotor 1, 2, 4, 5の上方118.4 mmの位置に配置、つまり Baseline の上下関係を反転させたものである。Hexagon 配置のロータは全て同一平面上にあり各ブレードの回転領域も重複しない。いずれの形態も各ロータは第7図のように互い違いの方向に回転させるが、初期状態は同位相である。

3.2 計算条件

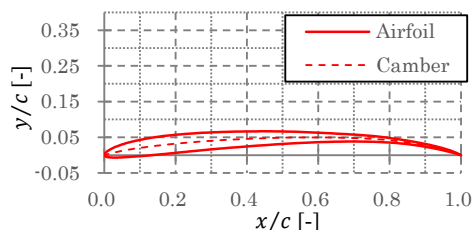
本研究で用いた火星の大気条件とホバリング時におけるブレードの運転条件を第2表、第3表にそれぞれ示す。プラントル数は計算結果を今後実施予定の風洞試験と比較するため、風洞試験の条件と同一にした。計算格子は第4表のように作成した。ヘキサコプタ形態においては、6つのロータが均等に所定の推力となるように、ブレード回転数はそのままに各ピッチ角を制御する。

第1表 HAMILTON の諸元

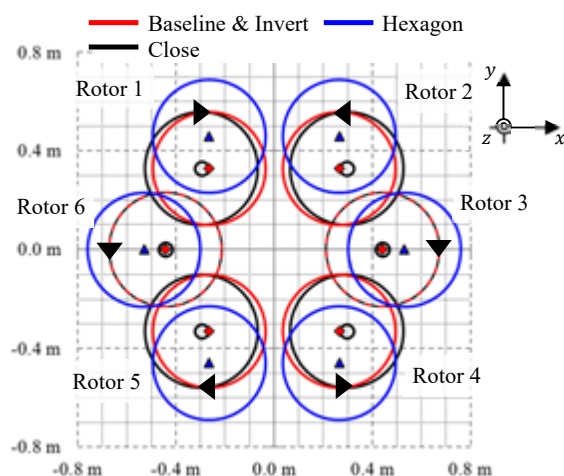
サイズ (展開時)	1344 mm × 1116.9 mm × 241.9 mm
全備重量	3.0 kg
ペイロード	1.1 kg
ロータ直径	460 mm
ブレード代表コード長	48 mm



第 5 図 HAMILTON の平面形と捩り分布の概形



第 6 図 CLF5605 翼型の概形



第 7 図 ヘキサコプタ形態のロータ配置図

第 2 表 火星の大気条件

密度	[kg/m ³]	0.017
温度	[K]	223.2
ガス定数	[J/(kg·K)]	188.9
比熱比	[-]	1.289
粘性係数	[Ns/m ²]	1.1300×10 ⁻⁵
動粘性係数	[m ² /s]	6.6471×10 ⁻⁴
静圧	[Pa]	716.6
音速	[m/s]	233.099
プラントル数	[-]	0.72

第 3 表 ブレードの運転条件 (ホバリング時)

回転数	[RPM]	7452
翼端マッハ数	[-]	0.77
Re 数 (音速基準)	[-]	3.5068×10 ⁵
推力	[N]	1.86×6

第 4 表 各ケースの格子点数

	シングルロータ	ヘキサロータ
ブレード背景格子	(105×133×65)×4	(105×133×65)×24
内側背景格子	135×135×79	353×301×105
外側背景格子	169×169×141	277×251×153
総格子点数	約 900 万点	約 4,400 万点

4. 結果と考察

4. 1 シングルロータ形態での評価

推力係数とトルク係数におけるプロペラピッチ角スイープ線図を第 8 図に示す。ホバリングに必要なトリムピッチ角は 11.2°で、その時の Figure of Merit は 0.507 であった。推力係数はピッチ角 30°付近で最大となり、このとき約 0.047 となる。一方でトルク係数はピッチ角を 30°以上大きくしても増加傾向が続くと思われる。Figure of Merit はピッチ角 16°近傍で、最大値約 0.566 をとる。

第 9 図にホバリング時と Figure of Merit 最大時におけるブレード表面 C_p 平均場、第 10 図に半径方向の局所空力係数分布を示す。第 10 図より、ホバリング時と Figure of Merit 最大時を比べるとピッチ角の違いにより空力係数の大きさは異なるものの、半径方向の係数分布傾向は両者変わらないことがわかる。翼根部分は翼中央に比べると局所揚力係数も局所抗力係数も大きい。これは第 5 図のとおり、翼根の方が捩り下げが小さくなっているためである。 $r/R = 0.9$ 近傍で局所揚力係数と局所抗力係数共に極大を取っているが、これは第 9 図の下面 $r/R = 0.9$ 近傍の後縁でみられる強い正圧によるものと思われる。

第 11 図にホバリング時と Figure of Merit 最大時それぞれにおける Q 値¹⁹⁾の等値面を示す。 Q 値は速度勾配テンソルの第二不変量を表しており、この値の等値面を見ることで渦構造を把握することができる。第 11 図(a)(b)ともに翼端渦とそれに直交する縦渦が見られる。この縦渦はロータ下方に生じる吹き下ろし流と静止した気体との速度差で生じた渦構造ではないかと思われる。翼端渦はホバリング時、下方にいくにつれ崩壊していくが、Figure of Merit 最大時は崩壊せずに残っている。これは Figure of Merit 最大時のプロペラピッチ角がホバリング時より大きく、より大きな揚力をブレードが生み出しているためである。

4. 2 ヘキサロータ形態での評価

4. 2. 1 Baseline 配置の考察

ホバリング時における Baseline 配置のブレードピッチ角及び Figure of Merit を第 12 図に示す。図中の Average は Rotor 1 から Rotor 6 までの全ロータの平均値、Single はシングルロータ形態における値である。シングルロータ形態と Baseline 配置を比べると、Baseline 配置のどのロータよりもシングルロータ形態のロータの方が、ホバリングピッチ角が小さく、Figure of Merit も大きい。Baseline 配置の平均 (図中の Average) と比較すると、シングルロータ形態はホバリングピッチが Baseline より約 1.2°小さく、Figure of Merit は約 0.034 大きい。このことから、ヘキサコプタ形態では各ロータの性能がロータ単体時の性能より低下してしまっていることがわかる。

第 12 図より、6 つのロータはブレードピッチ角や Figure of Merit の大きさから Rotor 1 と 2, Rotor 3 と 6, Rotor 4 と 5

の3つのグループに分けることができる。このことは第13図のように、ロータブレードの回転によって機体の中心に流れが入り込む Turn-in side (Rotor 1 と 2)、機体中央の Center side (Rotor 3 と 6)、機体中央から外へ流れが出ていく Turn-out side (Rotor 4 と 5) の3つに幾何的に分類できることと一致する。第14図にホバリング時におけるy軸断面の鉛直方向の鉛直方向速度場を示す。図より Turn-in side ではロータ同士に挟まれた空間に大きな擾乱が見られないが、Center side, Turn-out side と下流にいくにつれて上流のブレードが引き起こした回転流が伝わって擾乱が大きくなっていくことがわかる。第15図にホバリング時におけるx軸断面の鉛直方向の鉛直方向速度場を示す。第15図(a)より、Center side にある Rotor 3 は Rotor 4 と 5 の吹き下ろし流に晒されており、これによって規定の推力を出すためのホバリングピッチ角が Turn-in side Turn-out side のロータより高くなり、Figure of Merit も低下したことがわかる。

第16図に Baseline 配置におけるブレードピッチ角、トルク係数、Figure of Merit の推力係数スイープ曲線をそれぞれ示す。第12図と同様に図中の Average は全ロータの平均値、Single はシングルロータ形態における値である。Baseline 配置の Figure of Merit 最大値 (全ロータの平均) は約 0.518 ($C_T = 0.030$) で、シングルロータ形態の最大値より約 0.048 低い結果となった。ヘキサロータ形態もシングルロータ形態と同様にホバリング状態より高推力側に Figure of Merit のピークがあるため、ホバリング以上の推力を出しても効率よく飛行ができ、十分な推力の余裕を期待できる。第16図より各ロータを比べると、いずれの推力係数でも Center side である Rotor 3 のブレードピッチ角とトルク係数が他のロータのものより大きく、Figure of Merit は低くなっている。ブレードピッチ角とトルク係数、Figure of Merit 共に推力係数が大きくなるにつれて Average と Center side にある Rotor 3 との差は増大していく。推力係数が大きいということはブレードで生じる揚力が大きいということなので、これによって翼端渦や吹き下ろし流が強くなる。第15図(a)と(b)を見比べても、Figure of Merit 最大時の方が Center side にある Rotor 3 が受ける Rotor 2 や Rotor 4 による吹き下ろし流の速度が速くなっていることがわかる。第17図にヘキサロータ形態における Q 値の等値面を示す。ホバリング状態の Rotor 3 では第17図(a)のように、シングルコプタ形態 [第11図(a)] と同様に翼端渦に対して垂直な縦渦が見られる。Figure of Merit 最大時 [第11図(b)] においてこの縦渦は崩壊してしまっており、このことから推力係数が増えると Rotor 2 や Rotor 4 からの空力干渉が強くなることが伺える。したがって、推力係数増大時にはこの空力干渉の影響で、Center side ロータの Figure of Merit 低下が著しくなったと考えられる。

4. 2. 2 ロータ配置位置に関する考察

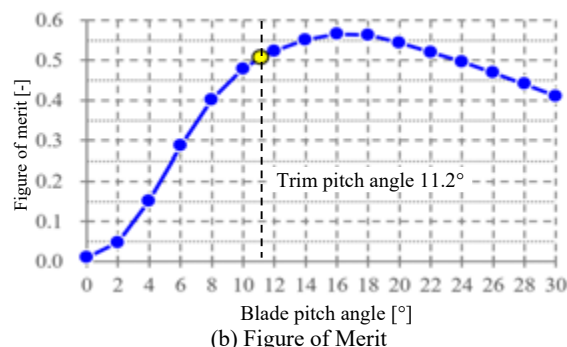
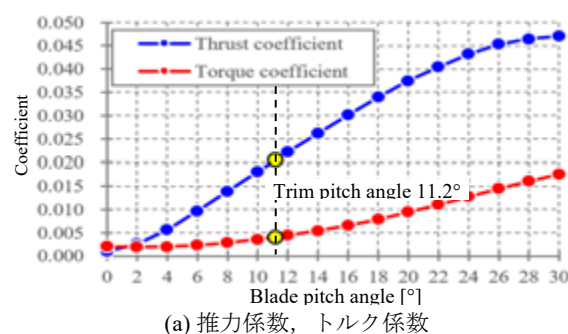
第12図(b)より、6つのロータ全体でみた Figure of Merit は Hexagon 配置、Close 配置、Baseline 配置、Invert 配置の順に大きくなっている。Hexagon 配置は上から見てロータの回転領域が重複せず、第15図(e)のように他ロータが引き起こす吹き下ろし流の影響を受けないので、ロータ同士を比べた時の Figure of Merit の差が大きいものでも 0.002 以内に留まっている。これにより各ロータで均一に性能を引き出せ、6つのロータ全体でみた Figure of Merit が最も高い配置となったと考えられる。しかしながら、Hexagon 配置は第7図のように上から見た投影面積が最も大きな配置となっており、機体のカプセル収容性に難がある。

Close 配置は第7図の通り上から見ると、下方にある Center side のロータと上方にあるロータと重複する部分の面積が Baseline 配置に比べ少ない。そのため第15図(a)(c)に

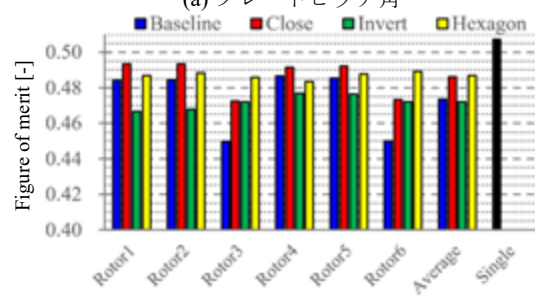
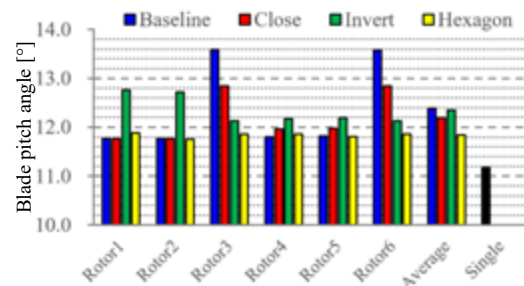
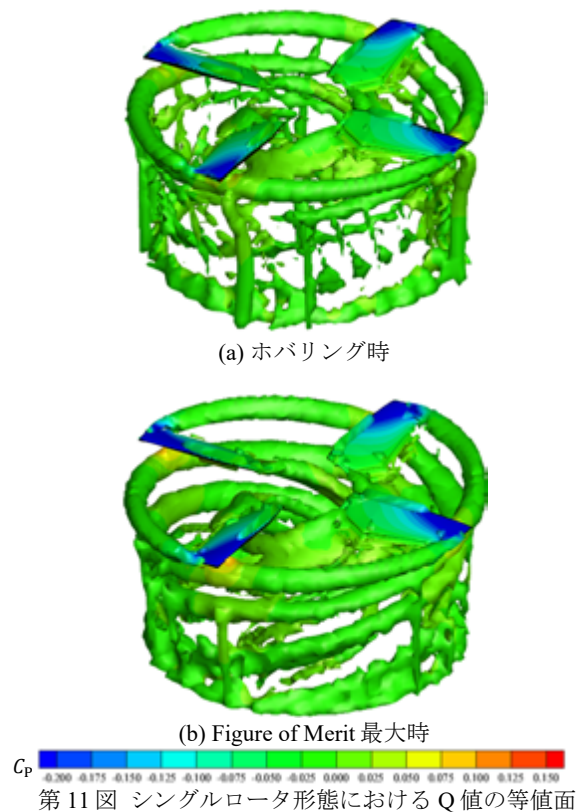
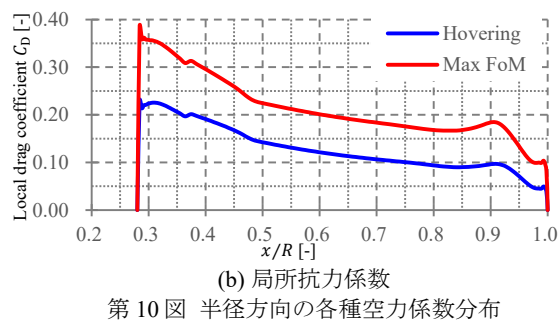
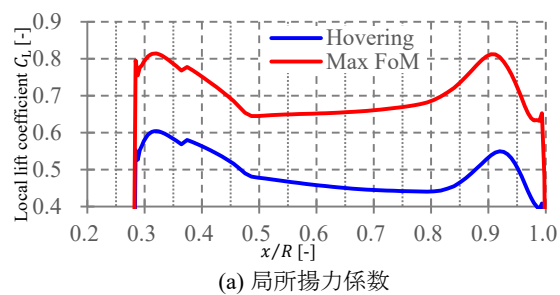
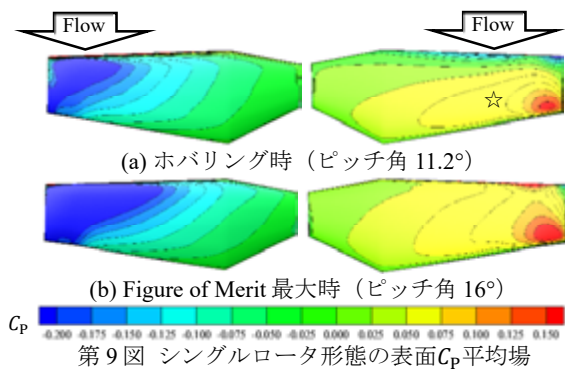
示されるように、Close 配置の Rotor 3 は Baseline 配置の Rotor 3 より Rotor 2 や Rotor 4 の吹き下ろし流の影響を受けていない。第17図(c)において Close 配置の Rotor 3 の回転で生じた翼端渦に対して垂直な縦渦が崩壊せずに残っていることから、Rotor 2 や Rotor 4 から受ける空力干渉が Baseline に比べて低減できていることがわかる。これによって Close 配置の Rotor 3 は Baseline 配置より低いブレードピッチ角でホバリング推力を発生させることができ、推力発生に必要なトルク係数が下がって Rotor 3 単体における Figure of Merit が約 0.023 大きくなった。一方で Rotor 1, 2, 4, 5 の Figure of Merit は Baseline 配置より悪化している。これは Rotor 1 と Rotor 2, Rotor 4 と Rotor 5 間の距離が Close 配置は Baseline 配置より近くなっているため、これら同士の空力干渉が強くなったことが原因とみられる。ただ Rotor 1, 2, 4, 5 の Figure of Merit 性能低下より Rotor 3, 6 の Figure of Merit 性能向上の方が大きいため、6つのロータ全体でみると Close 配置は Baseline 配置より Figure of Merit が約 0.013 大きく、Hexagon 配置に迫る性能となった。上から見た投影面積も Baseline 配置よりも小さくなっており、カプセルの収納性でも Baseline 配置より優れていると言える。

Invert 配置は Center side のロータが他の4つのロータより上方にあるため、第15図(d)のように Invert 配置の Rotor 3 は Rotor 2 や Rotor 4 の吹き下ろし流の影響を受けておらず、これによって、第12図のように Invert 配置の Rotor 3 は Baseline 配置に比べてホバリングピッチ角が約 1.45° 小さくなり、Figure of Merit が約 0.022 向上した。逆に Invert 配置の Rotor 1, 2, 4, 5 は Center side のロータの吹き下ろし流に晒されることになり、Baseline 配置に比べてホバリングピッチ角が 0.4° から 1° 程度大きくなり、Figure of Merit も 0.005 から 0.010 程度悪化した。Center side のロータの性能向上量が他のロータの性能悪化を上回ることができず、結果としてロータ全体でみた平均の Figure of Merit は Baseline 配置より約 0.001 小さくなった。

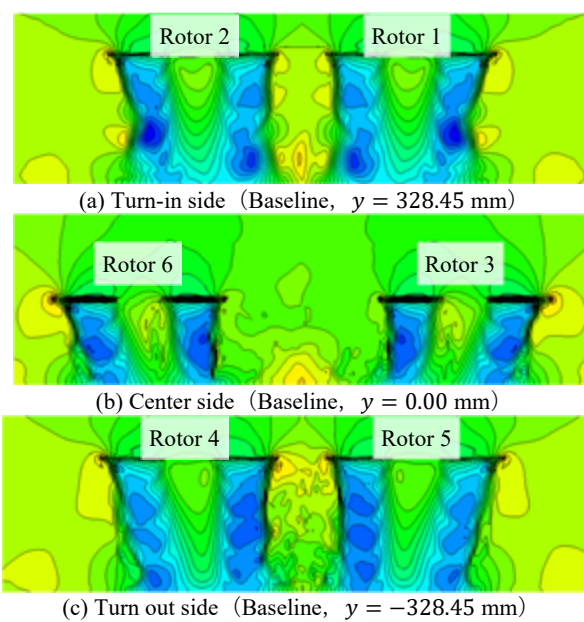
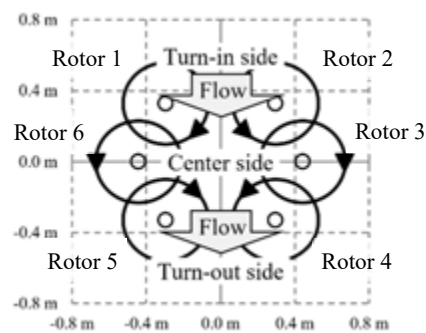
以上のことから Figure of Merit の向上を考えると、性能低下の著しい Center side のロータの配置の改善を優先すべきであるが、その際に他のロータの性能を極力悪化させないよう配慮することが重要であると言える。



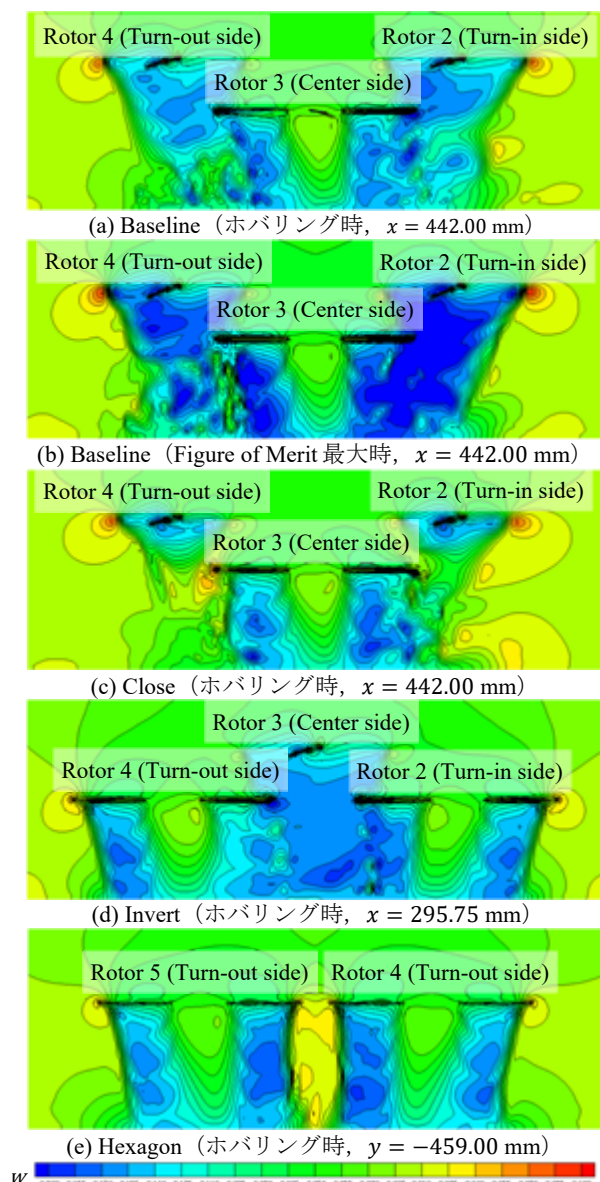
第8図 シングルロータ形態のピッチ角スイープ曲線



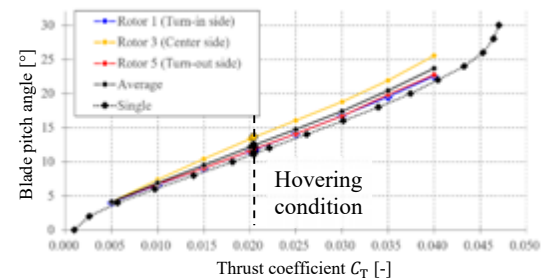
第 12 図 ヘキサコプタ形態の空力性能 (ホバリング時)



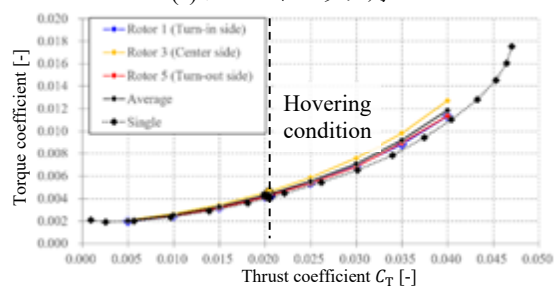
第 14 図 y 軸断面の鉛直方向速度場 (ホバリング時)



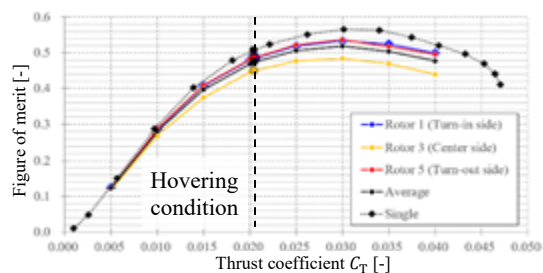
第 15 図 各配置における鉛直断面の鉛直方向速度場



(a) ブレードピッチ角

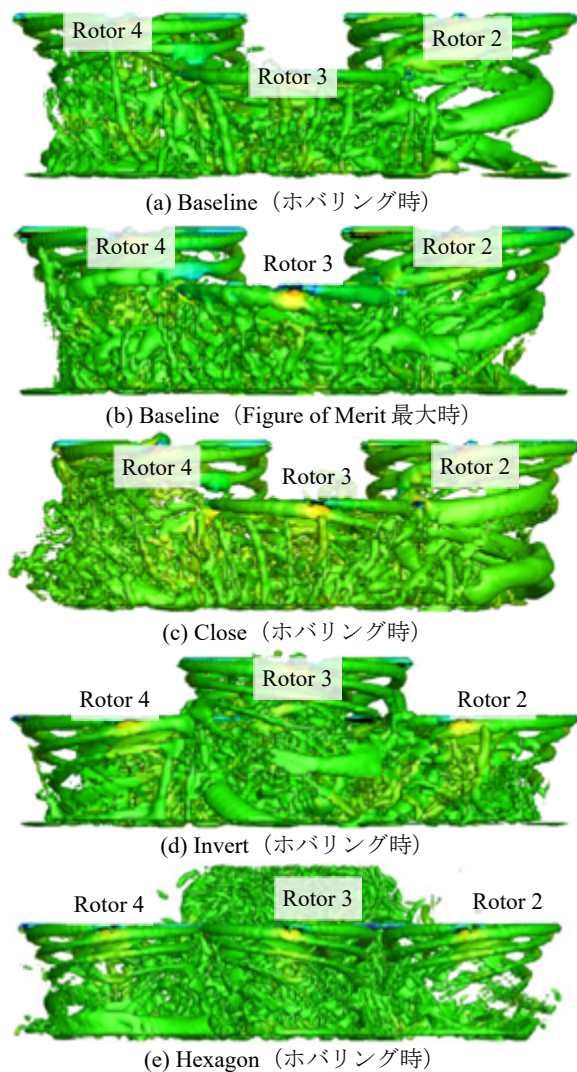


(b) トルク係数



(c) Figure of Merit

第 16 図 Baseline における推力係数スイープ曲線



第 17 図 ヘキサロータ形態における Q 値の等値面

5. 結論

JAXA, ISAS, 都立大, 工学院大で検討している火星縦穴探査ヘキサコプタ“HAMILTON”に対して移動重合格子法に基づく CFD を行い, 火星探査マルチコプタの設計に必要な火星環境下でのロータ周りの空力に関する知見を獲得した. 空力計算はシングルロータ形態とヘキサロータ形態 (Baseline 配置) それぞれ行い, マルチロータとなった時に個々のロータの流れ場や空力性能がどう変わるか考察した.

シングルロータ形態とヘキサロータ形態共にホバリング状態より高推力側に Figure of merit のピークがあることがわかった. このことはホバリング以上の推力を出しても効率

よく飛行ができることを示唆している。ヘキサロータ形態における個々のロータの Figure of merit はシングルロータ形態時に比べて低下するが、ロータの位置によってその低下具合が異なることがわかった。6 つのロータは、ロータブレードの回転によって機体の中心に流れが入り込む Turn-in side, 機体中央の Center side, 機体中央から外へ流れが出ていく Turn-out side の 3 つに分けることができ、Center side のロータの性能低下が最も著しかった。これは Turn-in side と Turn-out side のロータが、Center side のロータに対して上方にあることで、Center side のロータが Turn-in side と Turn-out side のロータが引き起こす吹き下ろし流の影響を強く受けるためである。

次に、ヘキサコプタにおける Figure of Merit の配置依存性を調査するため、Baseline 配置に加え Close 配置、Invert 配置、Hexagon 配置の 3 形態を評価し、比較を行った。同一平面の六角形の頂点位置に各ロータを配置した Hexagon 配置が、吹き下ろし流の影響を受けずに済むため最も Figure of Merit が高くなった。次に Turn-in side と Turn-out side のロータを内側に寄せて Center side との距離を離れた Close 配置が高い Figure of Merit を示しており、Baseline 配置を優越していた。これは Center side のロータが他のロータからの吹き下ろし流の影響が少なくなったことによる性能向上が主な原因とみられる。また、Close 配置はカプセルへの収納性の観点でも優れていた。Baseline 配置のロータ配置の上下を反転させた Invert 配置は、Center side のロータの性能は改善するものの、他のロータが Center side のロータによる吹き下ろし流の影響で性能が低下し、結果として全体の Figure of merit は低下してしまった。したがって、Figure of merit の向上を考えると、性能低下の著しい Center side のロータの配置の改善を優先すべきであるが、その際に他のロータの性能を極力悪化させないよう配慮する必要があることがわかった。

今後は本研究で得た知見をもとにして HAMILTON のさらなる空力性能向上を目指して、ロータ配置やロータブレード形状の最適化を実施していく予定である。

謝 辞

本研究で使用した空力ソルバ rFlow3D の実行や計算格子生成を行うにあたり、JAXA 航空技術部門 航空システム研究ユニット 高速回転翼機システムセクションの菅原瑛明氏及び木村桂大氏に多くの有益な助言を戴きました。深く感謝致します。また、rFlow3D の実行にあたっては JAXA のスーパーコンピュータである JAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) 及び JAXA Supercomputer System Generation 3 (JSS3) にて利用させていただきました。計算環境を提供してくださった JAXA 研究開発部門 第三研究ユニットの皆様はこの場を借りて御礼申し上げます。

参考文献

- Grip, H. F., Lam, J., Bayard, D. S., Conway, D. T., Singh, G., Brockers, R., Delaune, J. H., Matthies, L. H., Malpica, C., Brown, T. L., Jain, A., San Martin, A. M., and Merewather, G. B., "Flight Control System for NASA's Mars Helicopter", AIAA Paper 2019-1289, 2019.
- Cushing, G. E., Okubo, C. H. and Titus, T. N., "Atypical pit craters on Mars: New insights from THEMIS, CTX, and HiRISE observations", Journal of Geophysical Research: Planets, Vol.120, No.6, pp. 1023-1043, 2015.
- Haruyama, J., Kawano, I., Iwata, T., Nishibori, T., Yamamoto, Y., Otsuki, M., Sakurai, M., Shimada, K. and the UZUME research group, "Japan's Exploration of Holes and Caves on the Moon and Mars – UZUME Project", 2nd International Planetary Caves Conference, LPI Contribution No. 1883, p.9012, 2015.
- 青木理紗子, 大山聖, 藤田昂志, 永井大樹, 加納健佑, 井上菜生, 曾我部崇, 金崎雅博, : 火星の縦孔探索のためのヘリコプターの概念設計, 第 61 回宇宙科学技術連合講演会, 2B12, 新潟, 2017 年.
- Aoki, R., Oyama, A., Fujita, K., Nagai, H., Kanou, K., Inoue, N., Sokabe, S., Kanazaki, M., Tomisawa, K., and Uwatoko, K., "Conceptual Helicopter Design for Exploration of Pit craters and Caves on Mars", AIAA Paper 2018-5362, 2018.
- 杉浦正彦, 田辺安忠, 菅原瑛明, 竹川国之, 大山聖, 佐藤允, 金崎雅博, 岸祐希: 火星ヘリコプタ用ロータブレード平面形状の空力最適設計, 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 2020 オンライン, 2B02, オンライン, 2020 年.
- Yonezawa, K., Yoshida, N., Sugiyama, K., Tokutake, H., Tanabe, Y. and Sunada, S., "Development of a Multicopter with Ducted and Variable Pitch Rotors", 5th Asian/Australian Rotorcraft Forum, 2016.
- Hwang, J. Y., Jung M. K. and Kwon, O. J., "Numerical Study of Aerodynamic Performance of a Multirotor Unmanned-Aerial-Vehicle Configuration", Journal of Aircraft, Vol. 52, No. 3, 2014, pp.839-846.
- Shukla, D. and Komerath, N., "Multirotor Drone Aerodynamic Interaction Investigation", Drones, Vol. 2, No. 4: 43, 2018.
- Haynes, A. L. and Parnell, C. E., "A Trilinear Method for Finding Null Points in a Three-Dimensional Vector Space", Physics of Plasmas, Vol. 14, No. 8, 2007.
- Shima, E. and Kitamura, K., "Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds", AIAA Journal, Vol. 49, No. 8, 2011, pp.1693-1709.
- Tanabe, Y. and Saito, S., "Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulations", 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, Nanjing, 2009.
- Yamamoto, S. and Daiguji, H., "High-Order-Accurate Upwind Schemes for Solving the Compressive Euler and Navier-Stokes Equations", Computers & Fluids, Vol. 22, No. 2/3, 1993, pp.259-270.
- Zhang, L. P. and Wang, Z. J., "A Block LU-SGS Implicit Dual Time Stepping Algorithm for Hybrid Dynamic Meshes", Computers & Fluids, Vol. 33, No. 7, 2004, pp.891-916.
- Arnold, A., Liou, M. S., and Povinelli, L. A., "Multigrid Time-Accurate Integration of Navier-Stokes Equations", NASA TM-106373, 1993.
- Tanabe, Y. and Sugawara, H., "Aerodynamic Validation of rFlow3D Code with UH-60A Data Including High Advance Ratios", 41st European Rotorcraft Forum 2015, Munich, 2015.
- Ishigami, G., Fujita, K., Hatakenaka, R., Toyota, H., Sato, T., Takai, M. and Nonomura, T., "Mission Scope Definition and Preliminary Design Study of Mars Surface Exploration Rover", 30th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS 2015), 2015.
- Koning, W. J., Romander, E. A. and Johnson, W., "Optimization of Low Reynolds Number Airfoils for Martian Rotor Applications Using an Evolutionary Algorithm", AIAA Paper 2020-0084, 2020.
- Hunt, J. C. R., Wray, A. and Moin, P., "Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows", Proceedings of the Summer Program 1988, Center for Turbulence Research, pp. 193-208, 1988.

ダブルコーン型再使用ロケットの実機スケール数値解析による軸力特性の予測

間々下 智広 (横浜国立大学), 武藤 智太郎 (東京大学)
北村 圭一 (横浜国立大学), 野中 聡 (宇宙航空研究開発機構)

Numerical Analysis on Axial Force Characteristics of Double-Cone Reusable Launch Vehicle at Flight Condition

MAMASHITA Tomohiro (Yokohama National University), MUTO Tomotaro (Tokyo University)
KITAMURA Keiichi (Yokohama National University), NONAKA Satoshi (JAXA)

ABSTRACT

The axial force characteristics of the reusable vehicle "RV-X" was predicted using numerical flow analysis under the flight condition, in contrast with most of past related studies using only scale models. We focused on the return phase (150-180 degrees angle-of-attack), and validated our simulations by comparing the solutions against the wind tunnel test data. At 180 degrees, in particular, our results demonstrated that the absolute axial force value (i.e., drag working as aerodynamic brake) at the flight condition ($Re = 9.0 \times 10^6$) can be 87% smaller than that at the wind tunnel condition ($Re = 6.6 \times 10^5$). Its mechanism was then explained in detail using the computational flow solutions at different Reynolds numbers.

1. はじめに

微小重力実験や大気観測などを目的とした観測ロケットの需要が高まっており, ISAS/JAXA では, ロケット打ち上げのコスト削減を目的として, 再使用ロケットの開発が進められている^{1,2)}. 近年では, 再使用ロケットエンジンの実証試験が実施されており³⁾, 小型実験機"RV-X"(Reusable Vehicle-eXperiment)の飛行実証試験も計画されている⁴⁾.

再使用ロケットの実現には様々な課題があるが, その一つとして帰還飛行時の空力的課題が挙げられる. 垂直離着陸型再使用ロケットの帰還方式は大きくベースエントリー方式とノーズエントリー方式の2種類がある^{5,6)}(図1). 前者は, 機体底面を進行方向に向けて減速する方式であり, 後者は機首を進行方向に向けて減速を行った後, 180度転回して着陸を行う方式である. いずれも減速の大部分を空気抵抗によって行うため, 機体の空力特性を把握することが重要となる.

本研究では我が国の再使用ロケットの実際の運用に向けて, ノーズエントリー帰還飛行を想定した実機スケールの数値解析を実施する. また, 風洞試験及び風洞試験モデルスケール数値解析との比較を行い, 風洞試験における流れ場と実飛行条件における流れ場の違いを調査することを目的とする.

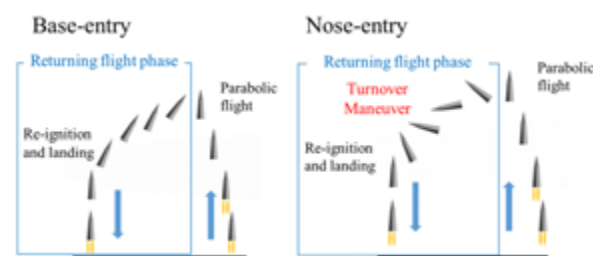


図1 再使用ロケットの帰還方式⁶⁾.

2. 研究方法

2.1. 実験方法及び条件

対応する風洞試験はISAS/JAXAの惑星環境風洞にて行われた. 風洞試験モデルは, 図2に示したRV-X実機形状のスケールを変更し, 機体全長 $L = 570 \text{ mm}$ となるようにしたものである. 図3 a, b)に示すように, ベース側で支持するモデル(順迎角モデル)と, ノーズ側で支持するモデル(逆迎角モデル)を用い, それぞれ内装式天秤を用いて, 6分力空力特性を取得した. 重心位置は, 機体先端から $0.65 L$ の位置とした. 順迎角モデルで迎角 $-105 \sim 105$ 度, 逆迎角モデルで迎角 $75 \sim 285$ 度をいずれも5度刻みで計測した(図3 c)). また機体の対称性を考慮し, 迎角 $-105 \sim -5$ 度, 迎角 $185 \sim 285$ 度の軸力係数 C_A , 法線力係数 C_N , ピッチングモーメント係数 C_m は, 対応

する迎角5~175度の係数と平均化している．一様流速は17.6 m/s，静圧は99920 Paであり，機体全長 $L = 570$ mmを代表長さとして，レイノルズ数は $Re = 6.6 \times 10^5$ となる．サンプリング周期は10 Hzとし，各迎角で10秒間データを取得し平均した．なお実機の飛行条件は後の表2にて示す．

2.2. 数値計算手法

本研究では，JAXA が開発した流体解析ソルバのFaSTAR⁷⁾を用いて計算を実施した．使用した数値計算手法を表1にまとめた．

本計算では，非定常計算を実施した．時間刻みは内部反復で密度残差が2桁低下するように設定し，模型スケールでは $\Delta t = 2.9 \times 10^{-6}$ [sec]，実機スケールでは $\Delta t = 5.8 \times 10^{-5}$ [sec]とした．内部反復回数はいずれも5回とし，計算は90000 stepまで行った．空力係数の時間履歴が周期的な場合，空力係数の取得及び流れ場の可視化には，各迎角における抗力係数 C_D の最後の1周期の平均場を用いている（模型，および実機スケールの迎角170度のケースがこれに該当する）．

2.3. 計算格子

計算格子生成には，JAXA開発のMEGG3D¹⁵⁾を使用した．図4に生成した計算格子を示す．計算領域は，機体全長 L に対して $30L$ の長さを取り，外部領域ではセルは十分に粗くした．また，実機レイノルズ数に合わせて最小格子幅が $y^+ \leq 1$ となるように作成した．模型スケール，実機スケールの両条件で共通の計算格子を用い

表1 数値計算手法．

支配方程式	3次元圧縮性Navier-Stokes方程式
空間離散化	セル節点有限体積法
高次精度化	U-MUSCL法 ⁸⁾
非粘性流束	SLAU ⁹⁾
勾配計算	Green-Gauss ¹⁰⁾
制限関数	Venkatakrishnan ¹¹⁾
時間積分	前処理付きLU-SGS陰解法 ¹²⁾
乱流モデル	SA-noft2-R($C_{rot} = 1.0$) ^{13, 14)}

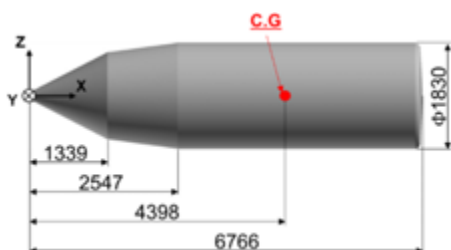


図2 実機形状（単位はmm）．

ており，格子点数は約1900万点である．

2.4. 計算条件

3.1.節及び3.2.節で使用する模型スケール及び実機スケールの計算条件を表2にまとめた．それぞれのスケールにおける条件は風洞試験及び実飛行試験の条件に基づいて決定した．重心位置は，機体先端から $0.65 L$ の位置とした．

また，後の3.3.節で行うレイノルズ数の効果の調査を目的とした数値解析では，表3の計算条件を用いた．一様流速，迎角は固定し，機体全長のみを変更することで，レイノルズ数の影響を調べた．

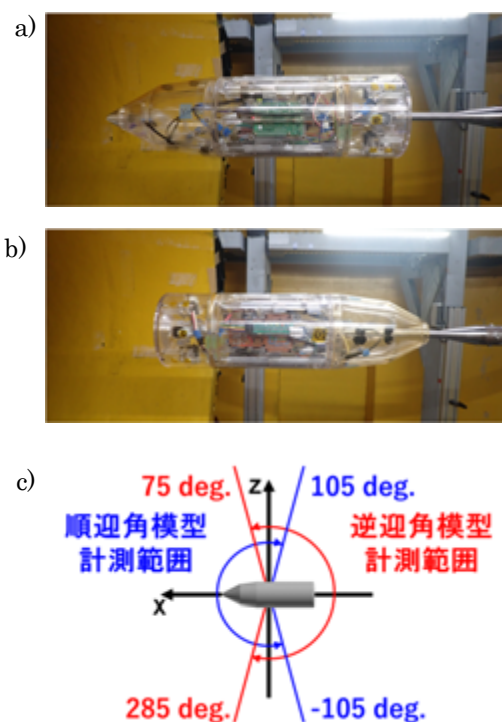


図3 模型の取り付け．a) 順迎角模型，b) 逆迎角模型，c)各模型における計測迎角．

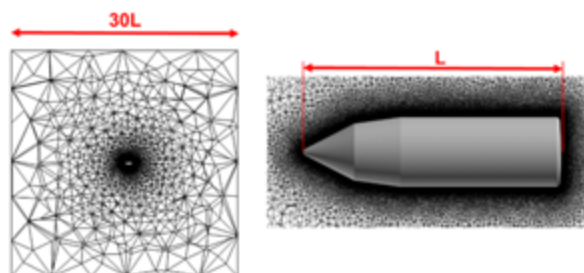


図4 計算格子．

表2 3.1.節及び3.2.節の計算条件.

	模型スケール	実機スケール
機体全長 [mm]	570	6766
一様流速 [m/s]	17.6	20.0
レイノルズ数	6.6×10^5	9.0×10^6
迎角 [deg.]	150~180 (10度刻み)	150~180 (10度刻み)

表3 3.3.節の計算条件.

機体全長 [mm]	66.8/334/570/1670/3340/5010/6766
レイノルズ数 [$\times 10^5$]	0.89/4.4/7.6/22/44/66/90
一様流速 [m/s]	20
迎角 [deg.]	180

3. 結果及び考察

3.1. 空力係数比較

最初に、風洞試験と模型スケール及び実機スケールの数値計算の軸力係数 C_A 、法線力係数 C_N 、ピッチングモーメント係数 C_m の比較を行う(図5)。この図から、迎角150~180度における模型スケール計算の C_A 、 C_N 、 C_m はいずれも、風洞試験結果と良く一致していることが分かる。一方、実機スケール計算結果に注目すると、 C_m 特性は風洞試験の傾向と大まかに類似しているが、 C_A 、 C_N は風洞試験結果と一致していない。

ベースエントリー方式による帰還飛行を想定すると、特に迎角150~180度における軸力係数 C_A は空力的な減速力として重要な意味をもつ。そこで本論文では、これらの迎角における流れ場を可視化し、模型スケールと実機スケールの C_A 不一致に関する詳細な考察を行っていく。

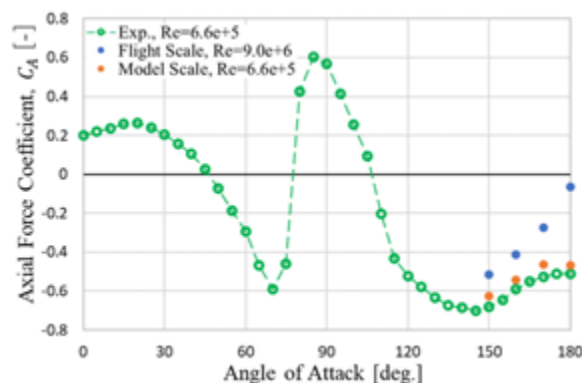
3.2. 模型/実機スケールの流れ場の比較

3.2.1. 迎角180度

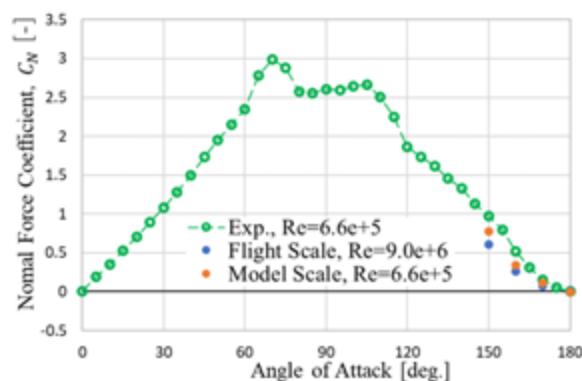
まずは、軸対称で流れ場が比較的シンプルな迎角180度のケースについて考察する。

図6に模型スケールと実機スケールの表面 C_p 分布を-Y側から見た可視化結果と局所 C_A 分布のグラフを示す。ここで局所 C_A とは、機体をX軸方向にある幅 Δx で区切り、その区間における C_A のことを指す。今回は区間の幅 Δx を、 $\Delta x/L = 0.02$ となるように決めている。この図から、実機スケールと模型スケールの局所 C_A の主な差異は機体のベース部分に集中していることが分かるため、ベース部分をより詳細に比較していく。

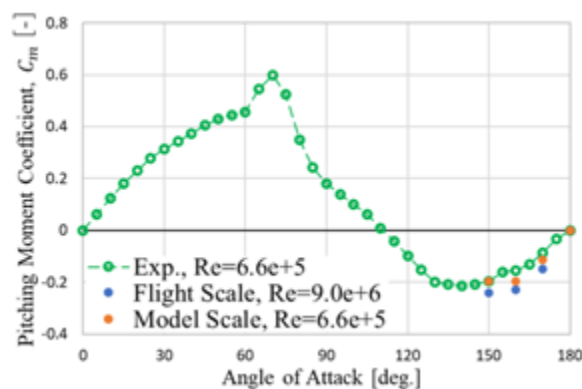
図7に+X側から見たベース面の C_p 分布を示す。また、図中の破線上の C_p 分布をグラフで表したものを同図の



a) 軸力特性比較.



b) 法線力特性比較.



c) ピッチングモーメント特性比較.

図5 空力特性比較.

右側に表示している。これらの図から、実機スケールのベースフィレット部分で、機体表面に非常に強い低圧領域が形成されており、これによって実機スケールの $|C_A|$ を小さくする方向に力が働いていることが分かる。

続いて、図8に-Y側から見た流れ場のMach数可視化結果を示す。この図から、模型スケールではベースフィレット部分で流れが大きく剥離しているのに対し、実機スケールでは剥離しない流れになっていることが分かる。また、機体近傍(位置は図示)の速度ベクトル分布を図9d, f)に表示している。この図から模型スケ

ールと実機スケールで境界層付近の速度ベクトル分布が異なることが分かる。これは模型スケールと実機スケールのレイノルズ数の違いによるものであると考えられる。

以上のことから、迎角180度における実機スケールの $|C_A|$ が、模型スケールの $|C_A|$ よりも小さくなるメカニズムは、次のように考察することができる。

- ① レイノルズ数の違いにより、境界層の速度分布にも違いが生じる。
- ② レイノルズ数が大きい実機スケールでは、模型スケールに比べて剥離しにくい流れになる（迎角180度では剥離しない）。
- ③ 剥離しない実機スケールでは、流れがベースフィレット部分を回り込む際に、強く加速・膨張する。
- ④ ③により、実機スケールではベースフィレット部分に強い低圧領域が形成される。この低圧領域によって、 $|C_A|$ が小さくなる方向に力が働く。

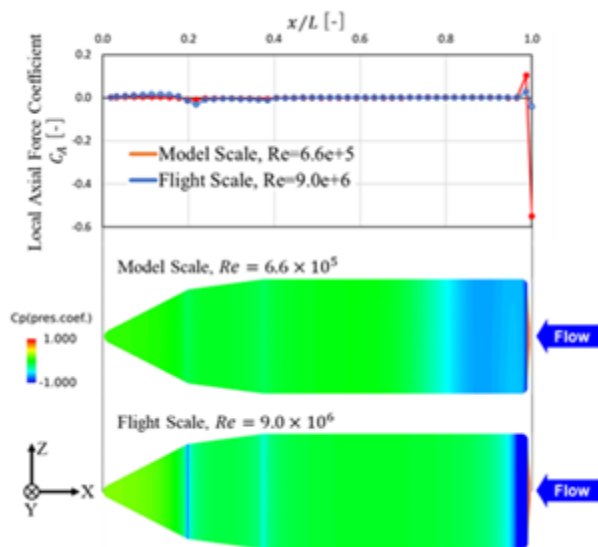


図6 表面 C_p 分布(-Y側)と局所 C_A 分布。

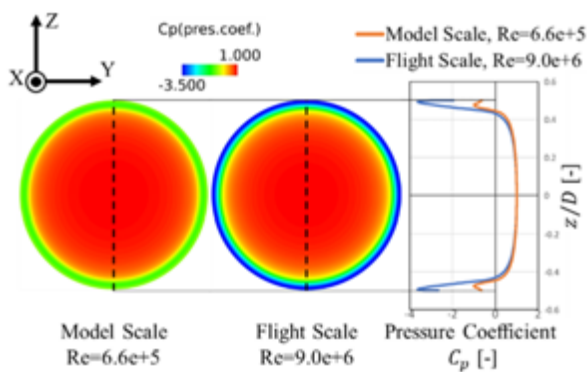


図7 ベース面の C_p 分布(+X側)。

以上のメカニズムにより、迎角180度では風洞試験で $|C_A| = 0.51$ 、実機スケール計算で $|C_A| = 0.064$ となり、約13%まで低下することになる。つまり、ベースエントリーする機体が空力ブレーキとして利用する抵抗が、風洞試験から想定していた値よりも小さくなる。これは、ベースエントリー時の墜落事故につながる恐れがある事を示唆するため、十分な注意を要する。

3.2.2. 迎角 150 - 170 度

3.2.1節における「剥離のしやすさが異なることによって、ベースフィレット部分に形成される低圧領域の強度が変わる」という説明は、迎角150～170度の流れ場に対してはまる。

図9に迎角150～170度における模型スケールと実機スケールの表面 C_p 分布を-Y側から見た可視化結果と局所 C_A 分布のグラフを示す。いずれの迎角においても、模型スケールと実機スケールの局所 C_A の主な違いはベース部分に集中していることが確認できる。

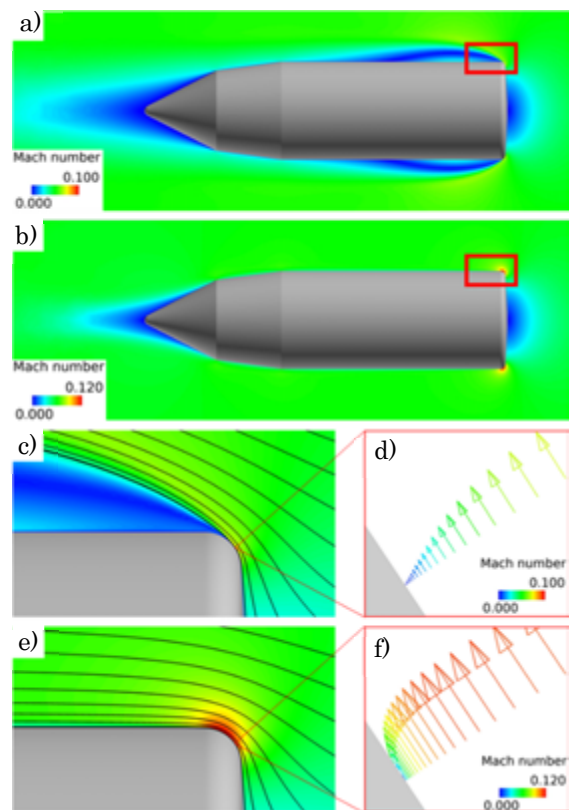
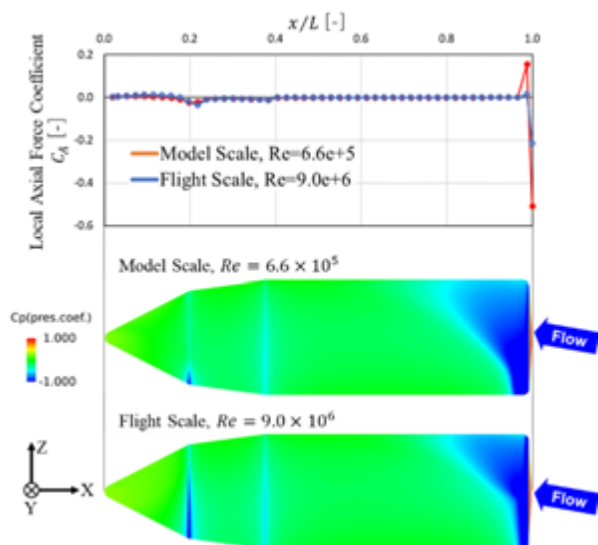
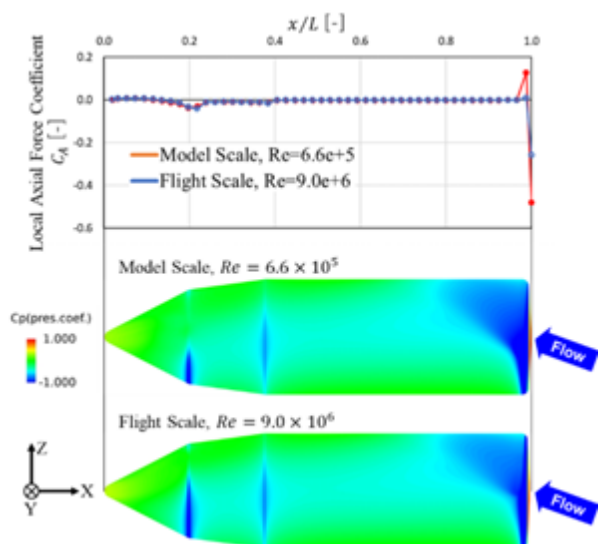


図8 流れ場のMach数分布(-Y側)：

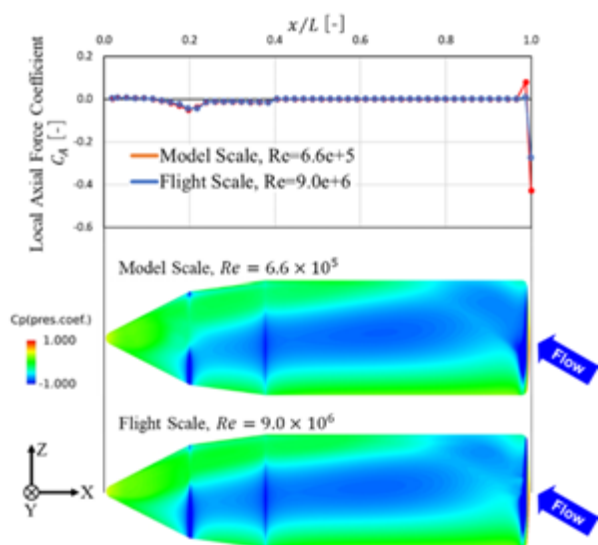
- a) 模型，全体図，b) 実機，全体図，c) 模型，赤枠拡大図，d) 模型，機体近傍の速度ベクトル分布，e) 実機，赤枠拡大図，f) 実機，機体近傍の速度ベクトル分布。c, e)には流線を表示している。



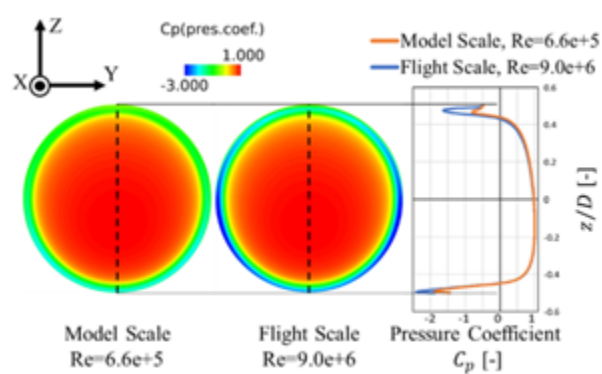
a) 迎角170度.



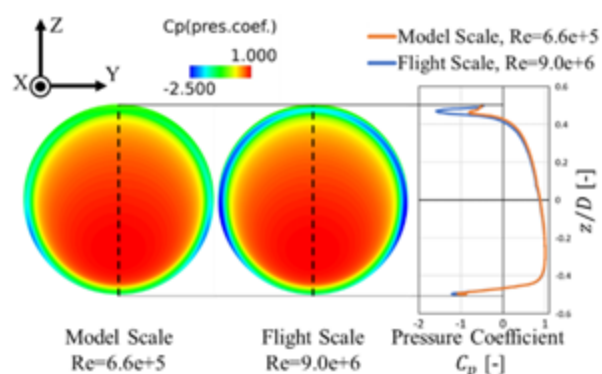
b) 迎角160度.



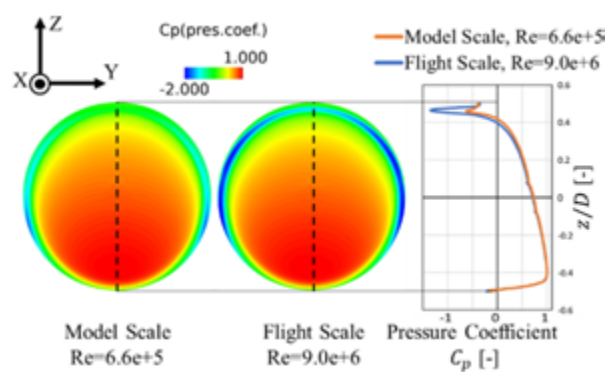
c) 迎角150度.

図9 表面 C_p 分布(-Y側)と局所 C_A 分布.

a) 迎角170度.

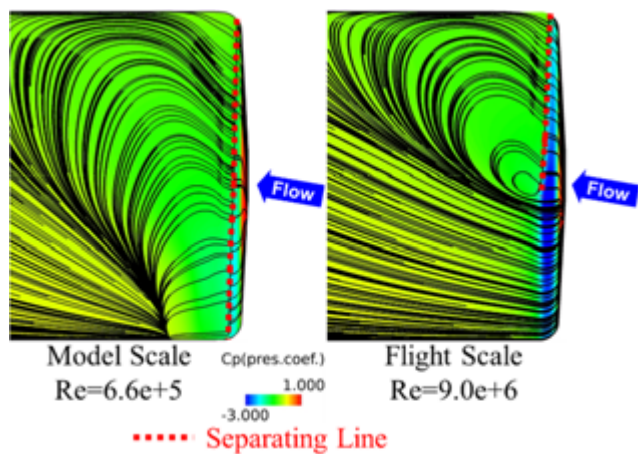


b) 迎角160度.

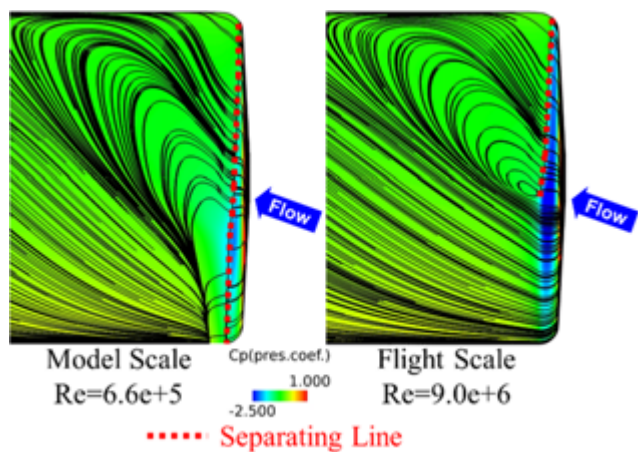


c) 迎角150度.

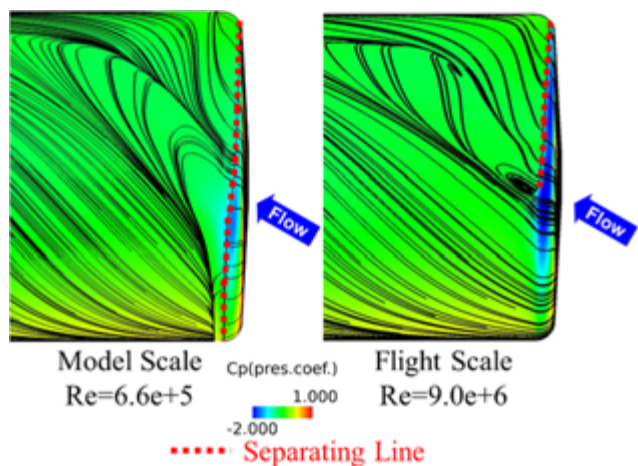
図10 ベース面の C_p 分布(+X側).



a) 迎角170度.



b) 迎角160度.

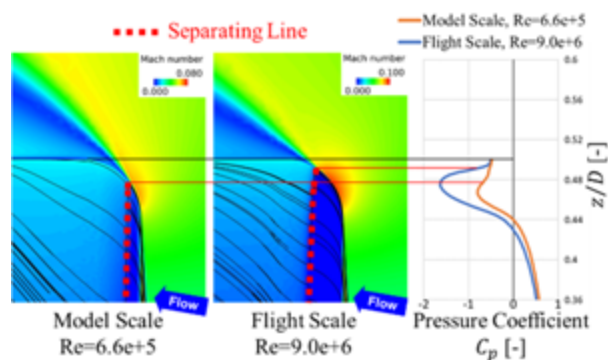


c) 迎角150度.

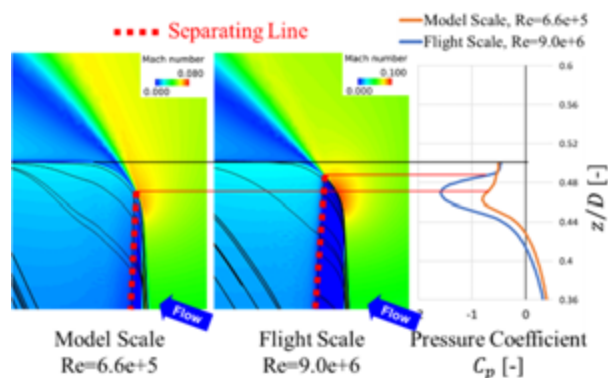
図11 ベース付近の C_p 分布と表面流線(-Y側).
赤破線はベースフィレット部分における剥離線を模式的に表示したもの.



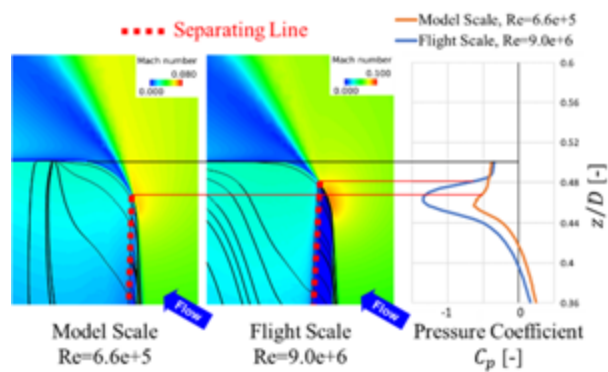
a) 可視化位置.



b) 迎角170度.



c) 迎角160度.



d) 迎角150度.

図12 風下側ベースフィレット部分の拡大図(-Y側).
機体表面: C_p 分布, 表面流線,
流れ場: Mach数分布. 赤破線は剥離線を表す.

続いて、図10に+X側から見たベース面の C_p 分布を示す。また、同図の右側に破線上の C_p 分布をプロットしたグラフを表示している。この図から、いずれの迎角においても、実機スケールの方が強い低圧領域が形成されていることが確認できる。

次に、このときの剥離の状態を比較していく。図11に-Y側から見たベース付近の C_p 分布と表面流線を示す。図中の赤破線はベースフィレット部分における剥離線を表す（著者が模式的に表示した）。この図から、模型スケールでは機体全周に渡って流れが剥離しているのに対し、実機スケールではベースフィレット部分で剥離しない領域が存在することが確認できる。剥離しない領域では、流れがフィレット部分を回り込む際に加速・膨張するため、強い低圧領域が形成されている。

また、図12に-Y側から見た風下側のベースフィレット部分の拡大図を示す（図12 a)に可視化位置を示している）。機体表面は C_p 分布と表面流線、流れ場はMach数分布を表す。また同図の右側には図11に表示していた破線上の C_p 分布のプロットを拡大したグラフを表示している。また、対称面（Y=0の面）上の剥離位置を赤い補助線によってグラフに投影している。この図から、実機スケールでは剥離する領域においても、その剥離位置は模型スケールに比べて下流側にあることが分かる。剥離位置が下流側に移行した分、実機スケールでは流れが加速・膨張し、比較的強い低圧領域が形成されている。

3.3. レイノルズ数の効果

最後に、レイノルズ数 Re の変化が C_A にどのような影響を与えるのか調査する。このために、一様流速 20 m/s、迎角 180 度を固定し、機体全長 L のみを変化させた計算を実施した。図 13 に $|C_A|$ と Re の関係を示す。このグラフから、 $Re = 7.6 \times 10^5$ よりもレイノルズ数が小さいケースでは、 $|C_A| = 0.45 \sim 0.49$ の範囲に収まり、おおそ値が一定であることが分かる。一方、それよりもレイノルズ数を大きくすると、徐々に $|C_A|$ は小さくなり、実機スケール($Re = 9.0 \times 10^6$)では $|C_A| = 0.064$ となる。これはこのレイノルズ数の範囲に臨界レイノルズ数が存在する可能性を示唆している¹⁶⁾。

また、図14には各計算ケースの-Y側から見た流れ場のMach数分布を示す（ただし、d) $Re = 2.2 \times 10^6$ 、e) $Re = 4.4 \times 10^6$ のケースでは非対称流れになる）。この図から、 $|C_A|$ がレイノルズ数に対しほぼ一定であるa) $Re = 8.9 \times 10^4$ 、b) $Re = 4.4 \times 10^5$ 、c) $Re = 7.6 \times 10^5$ のケースでは、ベースフィレット部分における剥離位置もほぼ一致していることが分かる。d) $Re = 2.2 \times 10^6$ 、

e) $Re = 4.4 \times 10^6$ のケースでは、レイノルズ数が大きくなるにつれて、剥離位置は下流側に移行する。そしてf) $Re = 6.6 \times 10^6$ 、g) $Re = 9.0 \times 10^6$ のケースでは剥離しなくなる。この2ケースでは $|C_A|$ の値がそれぞれ、0.067, 0.064となり、こちらもレイノルズ数に対しほぼ一定値をとる。

以上より、今回調査したレイノルズ数域($Re = 8.8 \times 10^4 \sim 9.0 \times 10^6$)において、レイノルズ数とベースフィレット部分における剥離位置、そして軸力係数の大きさ $|C_A|$ の関係が次のように明らかとなった。

- 風洞試験 Re ～実機スケール Re の間（図14 c～f)）で、ベースフィレット部分における剥離位置が大きく変動する。
- ベースフィレット部分における剥離位置が下流側に移行すると、 $|C_A|$ は小さくなる（前節における模型スケールと実機スケールの軸力の違いは、こうして生じていた）。

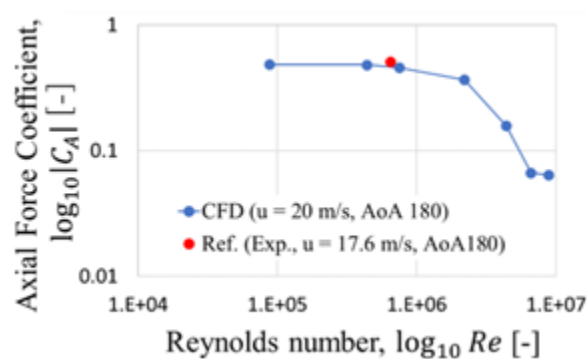


図13 レイノルズ数と軸力係数の関係。

参考値として風洞試験の結果も表示している。

4. 結論

本研究では、再使用ロケットRV-Xの形状で、風洞試験及び模型スケール、実機スケールの数値流体解析を実施し、迎角150～180度における軸力特性の比較と考察を行った。また、機体全長 L のみを変更することで、レイノルズ数と軸力係数 C_A の関係を調査した。以下に知見をまとめる。

- 迎角150～180度において風洞試験と模型スケール計算の空力特性は良好に一致したものの、実機スケール計算の空力特性はこれらと一致しないことが確認された。特に実機スケールの軸力係数は風洞試験結果に比べて、最大で約87%低下することが分かった。迎角150～180度における軸力はベース側からの帰還飛行を行う際、空気力学的な

ブレーキとして重要であるため、軸力特性に差異が生じるメカニズムを調査した。

- 模型スケールと実機スケールの局所 C_A 分布比較から、 C_A の差異の主な要因はベースフィレット部分にあることが分かった。
- ベース付近の詳細な可視化結果比較から、実機スケールの $|C_A|$ が、風洞試験及び模型スケールの $|C_A|$ より小さくなるメカニズムは以下のように説明できることが分かった。
 - ① レイノルズ数が大きい実機スケールでは、剥離しない、あるいは剥離位置が下流側に移行する。
 - ② これにより、流れがベースフィレット部分を回り込む際に加速・膨張し、強い低圧領域が形成される。
 - ③ 低圧領域によって $|C_A|$ を小さくする方向に力が働く。
- レイノルズ数と軸力係数 C_A の関係を調査したことで、風洞試験 Re ～実機スケール Re の間で、ベースフィレット部分における剥離位置が大きく変動することが確認できた。

謝辞

本研究は、JAXA のスーパーコンピュータ JSS3、及び FaSTAR、MEGG3D を用いて計算を行った。また風洞試験は ISAS/JAXA の惑星環境風洞を用いて実施した。紙面を借り謝意を表する。

参考文献

- 1) Ogawa, H., Nonaka, S., and Inatani, Y.,: A Concept and Its Aerodynamic Design of a Sub-Orbital Reusable Rocket, 34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Portland, USA, AIAA Paper 2004-2538, 2004.
- 2) Ogawa, H. *et al.*: Reusable Sounding Rocket, Int. J. Microgravity Sci. Appl., 33(3), 2016.
- 3) Kimura, T., *et al.*: Reusable Rocket Engine: Firing Tests and Lifetime Analysis of Combustion Chamber, J. Propulsion and Power. 32(5), 2016.
- 4) 野中聡: 再使用ロケット実験機の現状, 第5回宇宙太陽発電シンポジウム, 2020.
- 5) 野中聡, 中村隆宏, 稲谷芳文: 再使用ロケットの帰還飛行における空気力学, 第48回流体力学講演会/第34回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2C02, 2016.

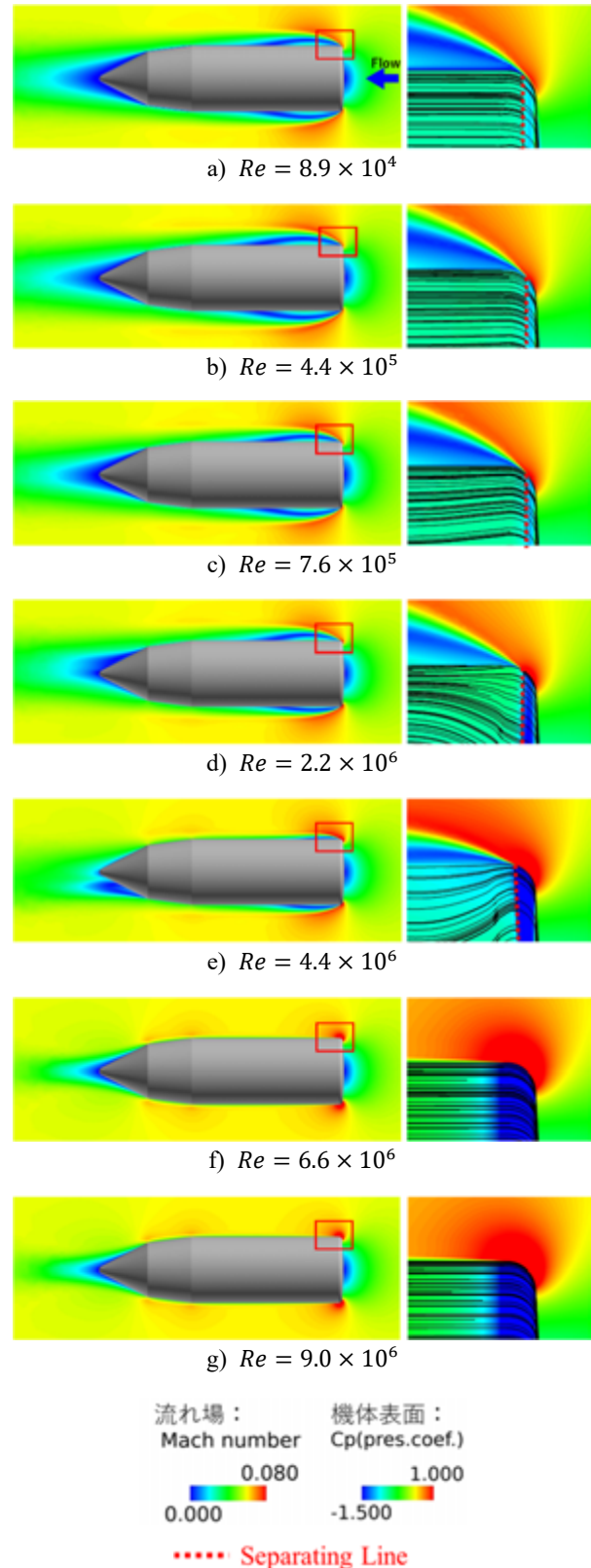


図14 流れ場のMach数分布(-Y側). 左側は機体全体の周囲の流れ場を表し、図中の赤枠部分の拡大図を右側に表示している。右側の図中の機体表面は C_p 分布を表す。赤破線はベースフィレット部分における剥離線を模式的に表示したもの。

- 6) Takagi, Y., *et al.*: Numerical Study on Aerodynamic Characteristics of Slender-bodied Reusable Rockets Using Fins and Vortex Flaps at Very High Angles of Attack, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan, 18(1), 2020.
- 7) Hashimoto, A. *et al.*: Toward the Fastest Unstructured CFD Code “FaSTAR”, AIAA Paper 2012-1075, 2012.
- 8) Burg, C. O. E.: Higher Order Variable Extrapolation for Unstructured Finite Volume RANS Flow Solvers, AIAA Paper 2005-4999, 2005.
- 9) Shima, E. and Kitamura, K.: Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, AIAA J., 49 (2011), pp.1693-1709.
- 10) Mavriplis, D. J.: Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured Meshes, AIAA Paper 2003-3986, 2003.
- 11) Venkatakrishnan, V.: Convergence to Steady State Solutions of the Euler Equations on Unstructured Grids with Limiters, J. Comput. Phys., 118(1995), pp. 120-130.
- 12) Kitamura, K., Shima, E., Fujimoto, K., and Wang, Z. J.: Performance of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned LU-SGS at Low Speeds, Comm. Comput. Phys., 10 (2011), pp. 90-119.
- 13) Dacles-Mariani, J., Kwak, D., and Zilliac, G.: On Numerical Errors and Turbulence Modeling in Tip Vortex Flow Prediction, Int. J. Numer. Meth. Fluids, 30 (1999), pp. 65-82.
- 14) Aupoix, B. and Spalart, P. R.: Extensions of the Spalart-Allmaras Turbulence Model to Account for Wall Roughness, Int. J. Heat Fluid Flow, 24 (2003), pp. 454-462.
- 15) Ito, Y., "Challenges in Unstructured Mesh Generation for Practical and Efficient Computational Fluid Dynamics Simulations," Computers & Fluids, vol. 85, pp. 47-52, 2012.
- 16) Schlichting, H., and Gersten, K., "Boundary-Layer Theory," Springer, 1955.

SGS モデルなんて飾りです．ユーザーにはそれがわからんのです

松山 新吾（宇宙航空研究開発機構）

SGS Model is Just a Decoration. Users Can't Understand It

MATSUYAMA Shingo (JAXA)

ABSTRACT

What kind of effects do you expect from the SGS model? The author feels that this is not an easy question to answer. The title of this paper is a bit of an odd one, but the author does not mean to imply that the SGS model is just a decoration and that users do not need to use it. However, after many years of experience in conducting LES, there are many situations where the SGS model seems to be nothing more than a decoration. In this paper, the author would like to explain the dilemma that the author feels about the SGS model and discuss what the SGS model should be.

1. はじめに

シャア大佐「脚が無いな」
サキオカ少尉「脚なんて飾りです．エライ人にはそれがわからんのです」

（出典）愛蔵版 機動戦士ガンダム THE ORIGIN
11巻 - ひかる宇宙編 -

これは、脚部が装着されていないジオングを前にしてシャア大佐とサキオカ少尉が交わした会話である（アニメ版ではなく、漫画版 機動戦士ガンダム THE ORIGIN より）。宇宙用としては脚部ユニットがない状態でも通常の仕様であるにも関わらず、未成品、80パーセントしか完成していない、などとエライ人から評されたことに対するやり取りなのだそうである。さて、これを LES に置き換えてみるとどうだろう。（強引ですね、すみません...）

「SGS モデルが入っていないな」

「SGS モデルなんて飾りです．ユーザー（指導教官やレビューアーの場合もあったりする）にはそれがわからんのです」

といったところだろうか。（本当に強引ですすみません．でも、SGS モデルを使用していないというだけでツッコミが殺到することもあったりしますよね...）

LES を実施しているユーザーの皆さんはどのような効果を期待して SGS モデルを使用しているだろうか．これは意外に答えることが難しい質問ではないかと著者は考える．本講演のタイトルは奇をてらったものに感じることだろうが、SGS モデルは飾りだから使

用しなくても良い、と主張をしたいわけではない．しかしながら、長年 LES を実施して経験を積んでくると、SGS モデルは飾りにしかになっていないと思える場面が非常に多い．本稿では著者が感じている SGS モデルに対するジレンマのようなものを説明しながら、SGS モデルはどうあるべきかという思索から得られた考察などを紹介したい．本稿を読んだ皆様から様々な批判や意見をいただき、より良い LES と SGS モデルの探求につながるきっかけになるならば幸いである．

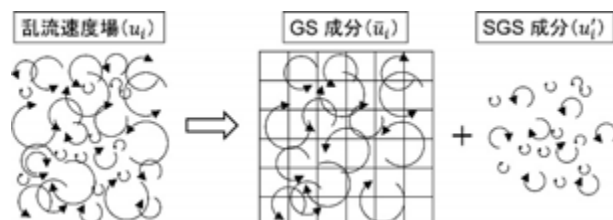


図 1 LES における空間フィルタリング

2. そもそも SGS モデルって？

まず、SGS モデルとはそもそもどんなものか、というところから始めよう．図 1 に示すように、LES では速度場 u_i は空間フィルタリングにより格子スケール (GS) 成分 \bar{u}_i とサブグリッドスケール (SGS) 成分 u'_i とに分離される．

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (1)$$

通常、分離された成分の内、SGS 成分 u'_i は捨てられてしまい解析に使用されず、格子上で直接捉えられる GS 成分 \bar{u}_i のみが解析結果として使用される．この

操作は工学的に言うとローパスフィルターであり、小さなスケール（高周波成分）を取り除くというものだが、例えて言うならば、大小の様々な粒が混在する赤玉土（赤玉土がどういうものか知らない人はググってみてください）をふるいにかけて粒の小さい赤玉土を捨ててしまうというようなことをしているのである（図 2）。小さな赤玉土を捨ててよいかどうかの議論も後ほどしたい。

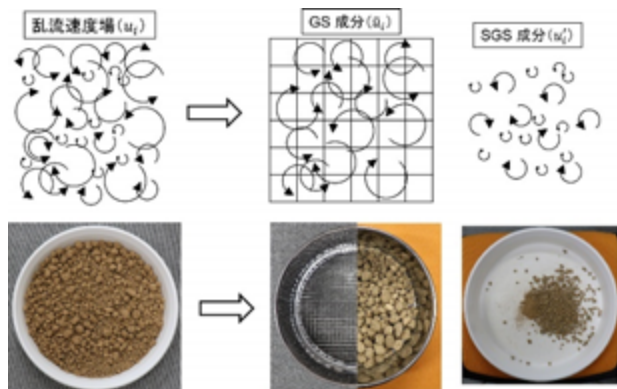


図 2 LES における空間フィルタリングは赤玉土をふるいにかけるのと似ている？

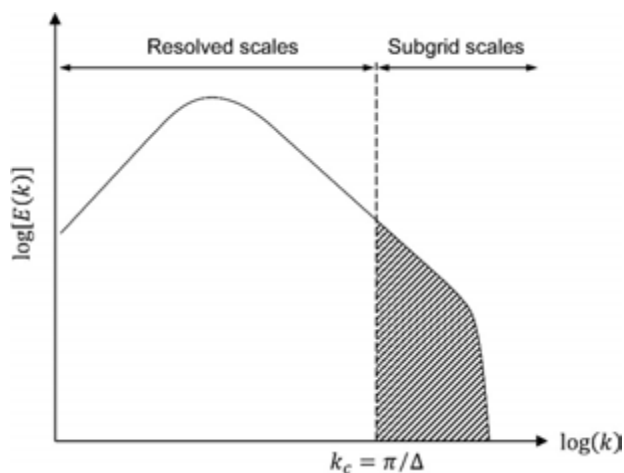


図 3 乱流エネルギースペクトルと空間フィルタリングによるスケール分離の模式図

乱流のスケール分離について、図 3 に示す波数空間での乱流エネルギースペクトルの模式図により空間フィルタリングをさらに説明すると、低波数から高波数まで分布する乱流成分からカットオフ波数 ($k_c = \pi/\Delta$) よりも高い波数の成分 (subgrid scales, 斜線で表示された部分) はフィルタリングにより除去され、 $k < k_c$ の領域の乱流成分 (resolved scales) のみが LES の解として使用される。また、スケール分離の話で注意しなければならないのは、除去されずに保持される白で表示

される resolved scales の乱流スペクトルは空間フィルタリングによって変化することはない（してはいけないと言った方が良くかもしれない）。この点はあまり意識されないことが多いので敢えて触れておきたいが、ふるいの上に残った赤玉土は元々の粒の大きさが保たれたままでなければいけないのである。

さて、前述した空間フィルタリングとは実際にどのように LES に実装されているのだろうか。著者の理解をベースにして説明をしてみよう（間違っている部分があればご指摘ください）。まず、高次の中心差分やコンパクトスキームなどを使用して LES を実施する場合、高次のフィルターを併用することで格子幅程度の微細なスケールの速度成分を除去している。この操作を LES の空間フィルタリングとはなぜか明示的に言わないようであるが、著者にはこの操作が LES の空間フィルタリングそのものになっているように見える。次に陰的 LES (ILES) の場合、風上型の補間スキームにより導入される打ち切り誤差（数値粘性）が空間フィルタリングの役割を果たしているのだと著者は考えている。気づいた読者もおられることだろうが、高次差分法による LES と ILES では SGS モデルの話が全く出てこない。これらのアプローチでは空間フィルタリングを実施するのみで、SGS モデルは使用されないにも関わらず非常に良い結果を与えることが多く、特にコンパクトスキームと高次のフィルターによる LES はある種のスタンダードとなっているように思われる。では、高次差分 LES と ILES はなぜそれで支障がないのだろうか。これらのアプローチには LES が前提としている GS 成分と SGS 成分を分離するという操作は実装されている。ただし、SGS 成分については何かケアをするわけではないので、空間フィルターサイズよりも小さなスケールの乱流成分は捨ててしまう。小さな粒の赤玉土を鉢植えには使用しないのである。この SGS 成分を切り捨てるのがけしからんかどうかという議論はひとまず置いておき、これらのアプローチで良い結果を得るための大前提を述べておくと、結局のところ GS 成分だけで結果を議論することになるので、自分がその計算で調べたいと思っている現象を支配している乱流構造は大小問わず全て GS 成分として格子上で捉えられている（図 3 の resolved scales にカバーされている）ことが必須である。したがって LES とは言うものの、自分が調べたい現象に限っては実質的に DNS になっていると言って差し支えないだろう。このようなアプローチは必然的に高解像度の計算格子を要求するため、かなり大規模な解析になりがちであるが、LES として一つの完成形であると筆者は考えている。

さて、なかなか SGS モデルが出てこないが、ここでスマゴリンスキーモデルなどを使用する通常の LES を考えてみよう。この場合、LES で解かれる支配方程式はすでに空間フィルタリング操作を施した式であり、得られる解も GS 成分 (\tilde{u}_i など) である。空間フィルタリングを施したナビエ・ストークス方程式は以下であるが (圧縮性の運動量保存式を表示) ,

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \tilde{p} \delta_{ij} - \tilde{\tau}_{ij} + \tilde{\rho} \tau_{ij}^{\text{sgs}}) = 0 \quad (2)$$

左辺に含まれる SGS 応力 $\tau_{ij}^{\text{sgs}} = \overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ をモデリングする部分でやっと SGS モデルの出番がやってくる。最もシンプルな SGS モデル (渦粘性型モデル) であるスマゴリンスキーモデルでは SGS 応力は以下のようにモデリングされる。

$$\tau_{ij}^{\text{sgs}} = -2\nu_t \tilde{S}_{ij} \quad (3)$$

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 (2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2}$$

さて、この SGS 応力はどんな働きをするのだろうか。分子粘性による粘性応力テンソル τ_{ij} は次のようになるが、

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

非対角成分 ($i \neq j$) を比べてみると明らかなように、渦粘性型モデルを SGS モデルとして導入すると、単純に動粘性係数が増えるだけのように見えてしまう。

$$\begin{aligned} -\tilde{\tau}_{ij} + \tilde{\rho} \tau_{ij}^{\text{sgs}} &= \frac{2}{3}\mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - 2\tilde{\rho} \nu \tilde{S}_{ij} - 2\tilde{\rho} \nu_t \tilde{S}_{ij} \\ &= \frac{2}{3}\mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - 2\tilde{\rho} (\nu + \nu_t) \tilde{S}_{ij} \end{aligned} \quad (5)$$

渦粘性モデルとはその程度のものではかないのかもしれないが、GS 成分と SGS 成分との間の乱流エネルギーのやり取りの観点からもう少し掘り下げてみたい。

まず、GS 成分による流体の運動エネルギー ($\tilde{k} = \tilde{u}_i \tilde{u}_i / 2$) の輸送方程式はフィルター操作を施した運動量保存則に \tilde{u}_i を乗じることで求められる¹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{k} \tilde{u}_j)}_{\text{advection}} + \underbrace{\frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{p} \tilde{u}_j)}_{\text{press. diff.}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diff.}} \\ + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{sgs diff.}} \\ = \underbrace{\tilde{u}_i \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{production}} - \underbrace{\nu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{visc. diss.}} + \underbrace{\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}}_{\text{SGS diss.}} \end{aligned} \quad (6)$$

式 (6) の左辺、第 2～5 項は運動エネルギーをある位置から別の位置へ輸送する効果を表し、右辺にまとめた 3 項の項が生成・消失項になっている。次に SGS 成分による流体の運動エネルギー ($k_{\text{sgs}} = \overline{u'_i u'_i} / 2$) の輸送方程式は通常運動量保存則からフィルター操作を施した運動量保存則を減じて、さらに u'_i を乗じることで求められる¹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{\text{sgs}}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (k_{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{advection}} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \tilde{u}_i \tilde{u}_j - \overline{u'_i u'_i} \tilde{u}_j)}_{\text{turb. transport}} \\ + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{p} \tilde{u}_j - \tilde{p} \tilde{u}_j)}_{\text{press. diff.}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k_{\text{sgs}}}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diff.}} \\ - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{u}_j)}_{\text{SGS diff.}} \\ = -\underbrace{\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{visc. diss.}} - \underbrace{\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}}_{\text{SGS diss.}} \end{aligned} \quad (7)$$

この式についても、左辺の第 2～6 項は運動エネルギーをある位置から別の位置へ輸送する効果を表し、右辺にまとめた 2 項は生成・消失項である。式 (6) と式 (7) を比較すると、右辺にある最終項 SGS dissipation 項は同じ形をしている。これはまさに格子スケール (GS) とサブグリッドスケール (SGS) 間で運動エネルギーのやり取りを担う項になっている。 $\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}$ が負であれば GS から SGS へ運動エネルギーが移動し (カスケード)、正であれば SGS から GS へ運動エネルギーが移動する (逆カスケード)。つまり、ここでの SGS モデルの役割は GS-SGS 間の運動エネルギーの交換をコントロールしているということになる。ただし、最もポピュラーなスマゴリンスキーモデルの場合²⁾、

$$\begin{aligned}\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij} &= -2\nu_t \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \\ &= -2(C_s \Delta)^2 (2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2} \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} < 0\end{aligned}\quad (8)$$

であり $\tau_{ij}^{\text{sgs}} \tilde{S}_{ij}$ は常に負となるため、スマゴリンスキーモデルがやっていることは GS から SGS へ運動エネルギーを移動させているだけ、言い換えると、SGS 成分を除去しているだけである。また、モデル係数 C_s はエネルギー移動量の大小をコントロールしていることになるが、これはちょうどローパスフィルターのフィルターサイズを調整していることにもなっている。式 (2) のフィルター操作を施したナビエ・ストークス方程式では具体的にフィルターサイズを指定する余地がないように見えるが、SGS 応力項がこの機能を担っているのである。

SGS モデルの役割に関するここまでの議論をまとめておくと、

- SGS モデルは GS-SGS 間の運動エネルギー交換の役割を担っている
- SGS モデルは空間フィルターのフィルターサイズをコントロールしている
- スマゴリンスキーモデル（ダイナミックモデルを除く）の場合、SGS モデルは SGS 成分を除去するローパスフィルターでしかない。モデル係数 C_s がローパスフィルターのサイズを調整するパラメーターになっている。

といったところになるだろうか。

さて、ここで一つ忘れてはいけない事柄を指摘しておきたい。式 (1) で示したように、LES では空間フィルターにより GS 成分と SGS 成分が分離される。高次差分 LES や ILES では GS 成分のみを取り扱って SGS 成分は捨ててしまう、と説明をした。では、SGS モデルを使用した通常の LES の場合はどうなのだろうか。当然であるがフィルタリングされた支配方程式によって格子上で解かれるのは GS 成分のみなので、高次差分 LES や ILES と何ら変わりはない。そして肝心の SGS 成分はどこにいったかであるが、やはり捨ててしまっているのだと著者は認識している。図 3 の乱流スペクトルによるスケール分離の説明でふれたように、基本的に LES では空間フィルタリングによって GS 成分（図 3 の白部分）は変化しない（してはいけない）。SGS 成分が捨てられずに計算結果に反映されるということは、格子上で捉えられる GS 成分に SGS 成分が取り込まれて GS 成分のスペクトルが変化してしまうことになるので、もはや元の乱流と

は別のものになってしまう。ダイナミックスマゴリンスキーモデルの場合、逆カスケードによってカットオフ周波数付近で乱流スペクトルの高周波成分が増加することもあるかもしれないが、本来のスペクトルよりも高いエネルギー状態になるのは不自然であると著者は考える（そのような場合、大体は計算が発散するのではないだろうか）。

ここまでの議論では SGS モデルを使用した LES であっても SGS 乱流成分は捨てられるだけ（格子上で捉えられる結果に反映されない）という主張をしてきた。この主張が正しいならば、LES では調べたい現象を支配する乱流現象は全て格子上で GS 成分として捉えなければならず、高レイノルズ数の乱流ではもはや格子解像度を上げるしか打つ手がなくなる。実際のところそうなのかもしれないが、図 3 で示した乱流スペクトルの SGS 成分（斜線部分、subgrid scales）を何らかの方法で評価することが出来れば、GS 成分（白部分、resolved scales）と合算することで全乱流成分がリカバーされ、粗い格子による計算であっても良い結果が得られるのではないかと著者は考えている。参考になる例として Le Ribault らの LES³⁾ を紹介したい。渦粘性モデルを使用したスタンダードな LES により $Re = 3000$ の平面乱流噴流に対する解析を行ったものであるが、rms 変動を計算する際に渦粘性を使用して以下のようなシンプルな修正を行っている。

$$\begin{aligned}\text{rms}(u) &= \text{rms}(\bar{u}) + 2/3 (\nu_t/C_s \Delta)^2 \\ \text{rms}(v) &= \text{rms}(\bar{v}) + 2/3 (\nu_t/C_s \Delta)^2 \\ \text{rms}(w) &= \text{rms}(\bar{w}) + 2/3 (\nu_t/C_s \Delta)^2\end{aligned}\quad (9)$$

Le Ribault らの LES の解析対象は比較的レイノルズ数の低い条件であったため、式(9)による修正がどこまで結果を改善したのかは不明であるが、SGS 乱流成分を陽的に解析結果へ取り入れようとする試みはとても興味深い。渦粘性モデルによって SGS 乱流成分を正確に表現できるかどうかはあまり期待できなさそうではあるが、SGS 乱流エネルギー k_{sgs} の輸送方程式を解く一方程式モデルや SGS 応力 τ_{ij}^{sgs} の輸送方程式を解くタイプの LES モデリング^{4,5)} ならば十分に可能性があるのではないだろうか。

3. 受け入れざるを得ない LES の限界

第 2 章において、LES では基本的に SGS 成分は捨てられて解析結果に反映されていない、ということ述べた。ここでは、それによって生じる LES の限界について著者の過去の解析事例、昨年度の流力

ANSS2020 オンラインにおいて発表した $Re = 10^4$ の平面乱流噴流に対する ILES の解析結果⁹⁾でもって説明したい。勿体を付けずにその限界とはどのようなものかを最初に述べておくと、空間解像度が十分に高い場合は DNS とほぼ同じ結果が得られる（そして SGS モデルは必要ない）が、格子が粗い・空間精度が低いなどで空間解像度が足りない場合には GS 乱流成分まで変化してしまい全く別の結果になってしまう（そして SGS モデルを導入しても改善されない）

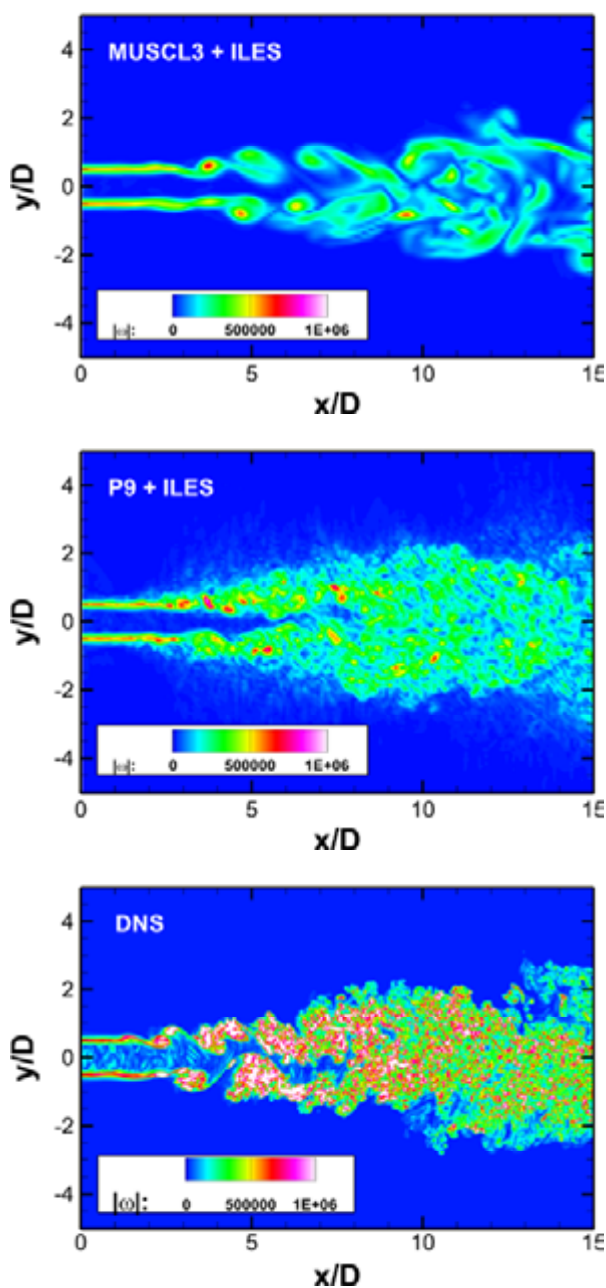


図 4 ILES (MUSCL3+ILES, P9+ILES) および DNS によって得られた x - y 断面 ($z=0$) における瞬時の渦度分布⁹⁾

というようなものである。LES は粗い格子で良い結果を与えてこそ有用だと著者は考えているのだが、現状では格子解像度と空間精度を上げて高い空間解像度を実現することでしか良い結果が得られない、そして SGS モデルにより結果を改善する効果は期待できない、ということが明らかになってしまい、軽い挫折感を感じているところである。

著者の過去の解析事例に関して、解析条件や解析手法などの詳細は昨年⁹⁾の流力 ANSS 後刷り論文集に収録されている原稿⁹⁾を参照いただきたい。ここでは必要最小限の情報だけを説明しておく、正しい解となる DNS はコルモゴロフスケールの 3 倍程度の格子幅で約 3.1 億点の格子を使用し、ILES では 6 倍粗い格子幅で約 154 万点の格子により解析を実施した。また、ILES では 3 次精度から 9 次精度まで空間高次精度スキームを変えてその影響を評価した。ILES によって得られた瞬時の渦度場と DNS による渦度場を比較した結果⁹⁾を図 4 に示す。さて、この瞬時場の比較結果を見て読者の皆さんはどのような印象を持つだろうか。まず、三次 MUSCL 法による ILES (M3+ILES) の結果は小さな渦がフィルタリングで取り除かれたというよりは小さな渦が空間平均されて大きな渦が形成されている、というように見えないだろうか。それに対して 9 次の多項式による ILES (P9+ILES) では全体的な雰囲気は DNS に近く、DNS の結果を少しぼかしたような瞬時場に見える。

瞬時場の比較はあくまでも印象でしかないので、もう少しきちんとした考察をしてみよう。まず、ILES の結果が DNS をどれだけ再現できているかであるが、図 5 に噴流の中心線 ($y=0$) に沿った平均速度分布と速度変動 rms 分布⁹⁾を示す。ILES の結果には 5 次 (P5+ILES) および 7 次多項式 (P7+ILES) による解析結果をさらに追加した。平均速度分布の結果をみると、まず、M3+ILES の結果は DNS と大きく異なっており、P5+ILES は少しだけ傾きが大きいものの DNS との一致は悪くなく、P7+ILES と P9+ILES は DNS と非常に良く一致する。rms 変動分布についても同様であり、MUSCL3+ILES は DNS とかなり食い違う結果を与えるが、P5+ILES, P7+ILES, P9+ILES は DNS の結果を非常に良く再現している。やはり、M3+ILES の結果は渦度の瞬時場 (図 4) で感じた通り、本来の乱流 (DNS の結果) とは全く異なった乱流になっているように思われる。

ここまでの比較では M3+ILES による解析は DNS と大きく異なる結果となっているが、その要因について乱流エネルギースペクトルの比較によりさらに考察

してみよう．図 6 に速度場 \tilde{u} (DNS は u) から得られた，噴流中心 $y=0$, $x/D=11$ における (スパン方向に平均操作をした) パワースペクトル密度⁶⁾を示す．図には $f^{-1.43}$ を示す直線に加え，DNS のスペクトルについてその周波数 f までのエネルギーが全体の 70, 80, 90 % となる周波数に対応した直線 (それぞれ, f_{70} , f_{80} , f_{90} とラベルをする) をプロットする．まず，DNS のパワースペクトル密度から粘性散逸領域が始まる約 200 kHz までに全体の 90 % のエネルギーが含まれていることがわかる．高次精度補間による ILES (P5+ILES ~ P9+ILES) のパワースペクトル密度は空間精度が高くなるにつれて解像度が上がり，スペクトルの減衰が始まる周波数が高周波の領域へシフトしていく．最も精度の低い P5+ILES でも全体の 80 % 程度，P9+ILES

では全体の 90 % 近くのエネルギーを含む周波数までの慣性小領域が解像されている．DNS からずれてしまう結果を与えた M3+ILES によるパワースペクトル密度は全体の 70 % のエネルギーが含まれる周波数よりもかなり低い周波数で減衰が始まるだけでなく，低周波のエネルギーもオーバーシュート気味な高い傾向を示している．この結果が示しているのは，全体の 80 % の乱流エネルギーが解像されていれば時間平均場と rms 変動場を支配する乱流が全て GS 成分として格子上で捉えられており，その場合の LES の解は十分に正確な乱流場の解とみなすことが出来，SGS 成分は捨ててしまって差し支えないということである．さらに，GS から SGS へのエネルギーカスケードのメカニズムが数値粘性 (ILES) によって実現されているので (コンパクトスキームならば高次のフィルターがそれを担う)，もはや SGS モデルの出番はないのである．一方で M3+ILES の場合はかなり低い周波数領域のスペクトルまでしかカバーされていないだけでなく，低周波のスペクトルが一様に底上げされており，元の乱流スペクトルとは異なるものとなっている．これは図 3 の説明で述べた，空間フィルタリングによって GS 乱流成分は変化してはいけないというルール (といってよいのかわかりませんが) から完全に逸脱していることになる．低周波成分が変化してしまうとはどういうことなのか，少しだけ意見を述べておきたい．ここでは結果の図示を省略するが，M3+ILES による乱流スペクトルは $Re=3000$ での DNS (9 次精度) によるスペクトルと近いものになっている．これは，空間解像度が悪すぎると実効的なレイノルズ数が低下

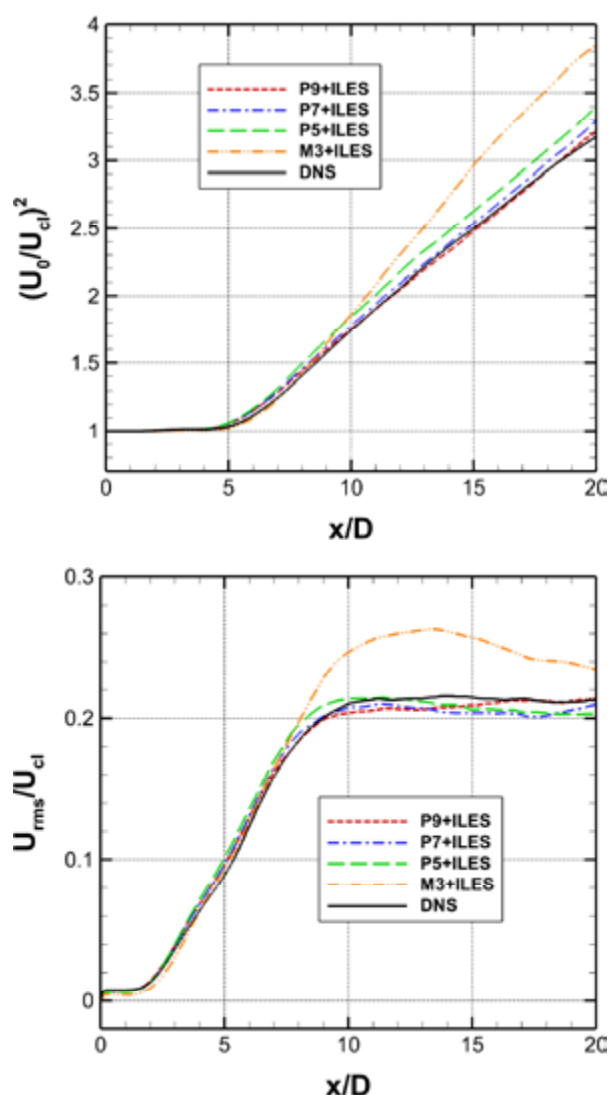


図 5 ILES と DNS の比較⁶⁾．噴流の中心線 ($y=0$) に沿った平均速度分布 (上図)，および，速度変動 rms 分布 (下図)．

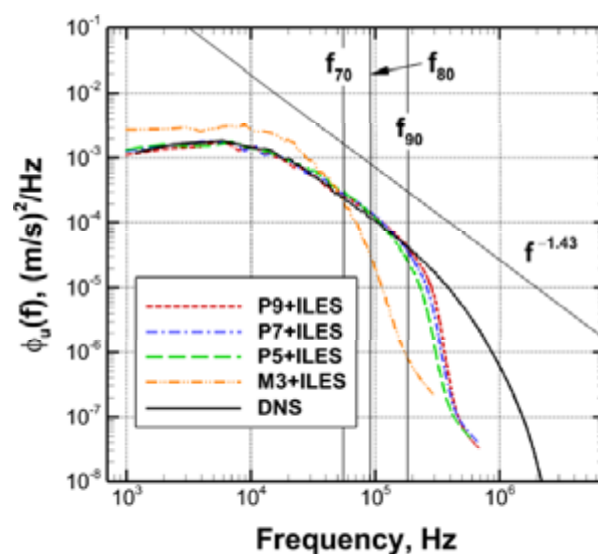


図 6 速度場 u から得られた，噴流中心 $y=0$, $x/D=11$ における (スパン方向に平均操作をした) パワースペクトル密度⁶⁾

してしまい、 $Re = 10^4$ の計算をしているはずが $Re = 3000$ の乱流と区別がつかなくなってしまう、ということを示唆している。また、M3+ILES ヘスマゴリンスキーモデルによる渦粘性を追加しても結果は改善されず、さらに悪化するということも付け加えておく（詳しくは文献 6）を参照ください）。著者はこの事実に対し挫折感を感じているが、まだギブアップしたわけではなく、次回、第 54 回流体力学講演会／第 40 回 ANSS においてこの問題について何か解決策などを議論する発表ができればと考えているところである。

4. まとめ

著者が教科書などを読んで理解した限りでは、そもそもの思想として LES ではふるい落とされた小粒の赤玉土（空間フィルタで除去された SGS 成分）を使用するつもりはなさそうである。そうであるならば、つまり GS 成分のみで結果を議論するならば、とにかく格子解像度と空間精度を上げる（空間解像度を上げる）しか手がなく、SGS モデルというものは不要ということになる。GS から SGS へのエネルギーカスケードは数値粘性（ILES）もしくはコンパクトフィルター（コンパクトスキーム）がその役割を果たすからである。これはこれで LES の一つの完成形であろうと著者は考えているが、これを受け入れてしまうと LES の手法に関する研究は、如何にして解の不安定を抑えながら空間解像度を上げるか、くらいしか取り組むことがなくなり、あとはスーパーコンピュータが高速になることを待つだけという非常に消極的なものになってしまうだろう。一方で、著者は粗い格子でも良い結果を得られるようにするというのも LES の真骨頂ではないかと感じている。何らかの方法で SGS 成分を陽的に評価し、GS 成分と SGS 成分を合算することで全ての乱流成分をリカバーするという考えはそれを実現するための一つの方策になるのではと期待しているが、既存の SGS モデルから SGS 速度成分などを評価することは難しいため、全く別のアプローチを考えないといけないだろう。SGS 乱流エネルギー（ k_{sgs} ）の輸送方程式を解く一方程式モデルや SGS 応力（ τ_{ij}^{sgs} ）の輸送方程式を解くタイプの LES モデリング^{4,5)}ならば、ふるいから落ちた赤玉土を捨てること

なくきちんと再利用できるのではないだろうか。しかしながら、本稿での議論で示されたように、空間解像度が非常に悪い（格子が粗く、空間精度も低い）場合には GS 成分が変化して実効的なレイノルズ数が低下してしまうため、もはや全く別の条件の乱流を計算していることになるということが見えてきた。この欠陥を解消できなければ、粗い格子による LES で GS 成分と SGS 成分を合算することで良い結果を与えることは不可能である。次回、第 54 回流体力学講演会／第 40 回 ANSS においてこの問題について何か解決策などを提案できればと考えているところである。

謝辞

本研究で紹介した数値計算を実行するにあたって、宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS2」および「JSS3」を用いた。ここに記して関係者各位に謝意を表す。

参考文献

- (1) Sagaut, P., Large Eddy Simulation for Incompressible Flows, Third Edition, Springer, pp.52–54, 2004.
- (2) Pope, S. B., Turbulent Flows, Cambridge University Press, pp.587, 2000.
- (3) Le Ribault, C., Sarkar, S., and Stanley, S. A., “Large eddy simulation of a plane jet,” *Physics of Fluids* 11, pp.3069-3083, 1999.
- (4) 松山, “SGS 応力輸送方程式による LES モデリング,” 第34回数値流体力学シンポジウム, A02-3, 2020.
- (5) 松山, “SGS 応力輸送方程式による LES モデリングの提案,” 第36回生研TSFDシンポジウム, 2021.
- (6) 松山, “OK, LES. 乱流噴流の答えを教えて,” 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 2020 オンライン論文集, JAXA-SP-20-008, pp.83–91, 2020.

2次元Jet-In-Cross Flowにおける時間変動場抑制に向けた形状最適化問題

中澤 嵩 (大阪大学MMDS), 三坂 孝志 (産総研)

Shape Optimization Problem for Time Fluctuation Velocity Fields of the Two-Dimensional Jet-In-Cross Flow

NAKAZAWA Takashi (MMDS, Osaka University), MISAKA Takashi (AIST)

ABSTRACT

This paper presents a versatile and Snapshot POD-based shape optimization method, to delay laminar-turbulent transition and to promote a mixing. The main problem is the nonstationary Navier-Stokes problem and eigenvalue problem for Snapshot POD, and more the eigenvalues of Snapshot POD is defined as the cost function. Based on Lagrange multiplier method, the objective cost functional is obtained, and by using Adjoint variable method main problem and adjoint problems are solved to evaluate the sensitivity. The two-dimensional Jet-In-Cross flow used as an initial domain is reshaped iteratively.

1. はじめに

現代の工学・産業界において、最適設計というかたちで発展を遂げてきた形状最適化問題は、約 100 年前から数理学の一分野として研究がされてきた。特に、数値流体力学における形状最適化問題は乱流制御という一分野を築いており、航空宇宙工学分野において重要な役割を担っている。一般的に、このような乱流制御を行う際、時間平均場を用いて目的関数を定義することが多いが、本研究では、データ科学的手法により乱流場を時間平均場と時間変動場に分解し、乱流場の特徴的な時空間構造を持つ時間変動場を用いて目的関数を定義する。それにより、時間平均場を用いて目的関数を定義する従来の手法と比べて、直接的に乱流の時空間構造を制御することが可能となる。

このような最適設計による流体制御の先駆的な研究は、フランス人応用数学者である Pironneau¹⁻²⁾が Poisson 方程式や Stokes 方程式、Navier-Stokes 方程式が定義された空間において、散逸エネルギー最小化問題に対する感度解析を行うところまで遡る。その後、Pironneau³⁾、Haslinger and Makinen⁴⁾、Moubachir and Zolesio⁵⁾、Sokolowski and Zolesio⁶⁾、Haug et. al.⁷⁾、Allaire^{8,9)}が形状最適化問題に関する数学・数値解析を行っており、特に航空工学からの要請を受けるかたちで、Mohamadi and Pironneau¹⁰⁾が乱流モデルや圧縮性 Euler 方程式、Adaptive Mesh 法等だけでなく、遺伝的アルゴリズム

や SOM (Self Organized Map)等を取り込んだ形状最適化問題を定式化し、数値的に検証している。また国内では、有限要素法の数学解析を専門とする応用数学者と最適設計を専門とする工学者が協力する中で形状最適化問題の数学的背景¹¹⁻¹⁴⁾が明らかとなってきた。上記に記述したように、形状最適化問題による流体制御に関する研究結果は、既に膨大なまでに存在するが、乱流制御を可能にする形状最適化手法は未だ発展の余地が十分に残されている。本論文では、これまで構築されてきた形状最適化問題を土台にしつつ、データ科学的手法を導入することで、乱流場の特徴的な時空間構造を持つ時間変動場の制御を実現する。

これまで、時空間に複雑な流れ場に対するメカニズムの解明を目的として線形安定性解析^{15,16)}が主な手法であった。この線形安定性解析を土台として、Nakazawa and Azegami¹⁷⁾は線形安定性解析で得られる最大固有値の実部を目的関数とすることで、直接的に流れ場の安定性を制御することに成功した。その後、Kiriya et. al.¹⁸⁾、Brewster, J., Juniper¹⁹⁾、Martinez-Cava et. al.²⁰⁾が、非圧縮性・圧縮性流体において様々な初期形状に対して適用し、その有効性を数値的に示している。ところで、当該形状最適化問題は、線形安定性解析を前提としているため、定常 Navier-Stokes 方程式を Newton-Raphson 法等で解き、定常解を求めておく必要がある。しかし、高レイノルズ数流体等の定常 Navier-

Stokes 方程式を数値的に解くことが困難であるし、時間変化する速度場が境界条件や体積力の外力として与えられた場合には、そもそも解くことができない。このような場合には、線形安定性解析が行えないため、結果的に Nakazawa and Azegami¹⁷⁾の方法は活用できないこととなった。

このような状況を鑑みて、非定常 Navier-Stokes 方程式を用いて、流れ場の複雑な時空間構造を制御する必要に迫られた。そこで、Nakazawa²¹⁾は、乱流場の特徴的な時空間構造を持つ時間変動場を効率的に制御するために主成分分析と同様のデータ解析手法である Snapshot Proper Orthogonal Decomposition (Snapshot POD) を考慮した形状最適化問題を提案した。この Snapshot POD によって、非定常流を時間平均場と時間変動場にモード分解することが可能となり、それぞれの速度場を区別して目的関数を定義することが可能となった。ところで、従来、形状最適化問題を解く場合には感度を境界積分として評価することが一般的であった。そのため、Nakazawa²¹⁾と Nakazawa and Nakajima²²⁾では粘着条件で定義された境界を設計境界としており、移流項を感度に反映することが出来なかった。また、Time Average Navier-Stokes 問題を主問題と定義していたため、時間変動成分を十分に考慮することができなかった。そこで、Nakazawa²³⁾では、Reynolds Average Navier-Stokes 問題 (RANS) を主問題と定義し、更には領域積分型で感度を評価することで移流項を感度に反映することに成功した。これによって、より時間変動成分の性質を当該形状最適化問題で用いることが可能となった。更に、境界積分型と領域積分型で感度を評価した際の目的関数を比較しており、領域積分型の方が目的関数を最小化していることを数値的に明らかにした。しかしながら、応力が特定の領域に集中している状況下（特異性の高い物理場）において感度を高い精度で評価することが困難であった。そこで、著者は破壊力学分野で研究が進められてきた一般 J 積分 (Ohtsuka²⁴⁻²⁶⁾, Ohtsuka and Khudnev^{27,28)}, Kimura²⁹⁾) を汎関数の感度評価改善に活用し、その上で Nakazawa³⁰⁻³²⁾では Newton 流体と非 Newton 流体における数値シミュレーションを通して当該形状最適化問題の妥当性を検証した。

これまで著者が構築してきた形状最適化問題を活用して、エネルギー・推進システムにおいて幅広い関連性を有する 2 次元 Jet-In-Cross flow に対して適用する。このような Jet-In-Cross flow (Fig. 1) は、流入入口が 2 カ所存在し (Γ_{in} , Γ_{D3}), 矩形境界の接合点 $\Gamma_{D4} \cap \Gamma_{D5}$ 近傍で合流するため、時空間に複雑な構造を有する流れ場が発生する。本論文では、このような流れ場に対して矩形

境界である $\Gamma_{D4} \cup \Gamma_{D5}$ を含む、

$$\begin{aligned}\Gamma_{Design} &= \Gamma_{D1} \cup \Gamma_{D2} \cup \Gamma_{D3} \cup \Gamma_{D4} \cup \Gamma_{D6}, \\ |\Gamma_{D1}| &= |\Gamma_{D2}| = |\Gamma_{D3}| = |\Gamma_{D4}| = |\Gamma_{D6}| = l = 1,\end{aligned}$$

を設計境界とした際に時間変動場の抑制が可能かどうかを数値的に検証する。

2. 主問題

2.1. The Nonstationary Navier-Stokes Problem

初めに、下記に本論文で扱う計算領域と境界を図示する。

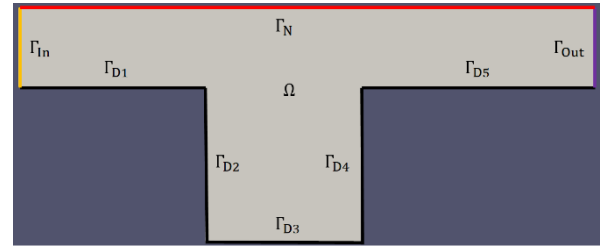


Fig. 1 Initial domain.

ここで、

$$\begin{aligned}\Omega &= \Omega_M \setminus (\overline{\Omega_{m1}} \cup \overline{\Omega_{m2}}), \\ \Omega_M &= \{\mathbf{x} = [x, y]^T \in \mathbb{R}^d; -1.2 < x < 2.5, -1 < y < 0.5\}, \\ \Omega_{m1} &= \{\mathbf{x} = [x, y]^T \in \mathbb{R}^d; -1.2 < x < 0, -1 < y < 0\}, \\ \Omega_{m2} &= \{\mathbf{x} = [x, y]^T \in \mathbb{R}^d; 1 < x < 2.5, -1 < y < 0\}\end{aligned}$$

である。次に、主問題を設定するために非定常 Navier-Stokes 方程式を準備する。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u} \text{ in } \Omega, \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \text{ in } \Omega, \quad (1b)$$

$$u = 16y^2(1 - y^2), v = 0 \text{ on } \Gamma_{in}, \quad (1c)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{0} \text{ on } \Gamma_{Design}. \quad (1d)$$

$$u = 0, v = 16x^2(1 - x^2), \text{ on } \Gamma_{D4} \quad (1e)$$

$$\left(p - \frac{1}{Re} \nabla \mathbf{u}\right) \cdot \mathbf{v} = 0 \text{ on } \Gamma_N, \quad (1f)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \text{ and } v = 0 \text{ on } \Gamma_{\text{out}} \quad (1g)$$

そこで, $\mathbf{u} = [u, v]^T, p$ は速度ベクトルと圧力であり $\mathbf{u} = \{u, v\}$ である. また, レイノルズ数 Re については L と U をそれぞれ代表速度と代表長さとし,

$$L = l, \\ U = \max_{0 \leq y \leq \frac{1}{2}} u|_{\Gamma_{\text{in}}},$$

ν を動粘性率とすることで, $\text{Re} = LU/\nu$ と定義される. 次に, 有限差分法により式(1)を時間方向に離散化を行い, 各時間ステップにおける弱形式を導出すると式(2)が得られる.

$$\int_{\Omega} G_1^n(x, \zeta_1) dx = 0, \quad (2a)$$

$$G_1^n(x, \zeta_1) \\ = \frac{D\mathbf{u}^n}{Dt} \cdot \mathbf{v}^n - (\nabla \cdot \mathbf{v}^n) p^n - (\nabla \cdot \mathbf{u}^n) q^n \\ + \frac{1}{\text{Re}} \nabla(\mathbf{u}^n)^T : \nabla(\mathbf{v}^n)^T. \quad (2b)$$

ここで, 時間ステップ $n \in [T_1, T_2]$, 時間間隔 Δt , $N_1 = \Delta t T_1, N_2 = \Delta t T_2$ を初期, 最終時間ステップ, $m = N_2 - N_1 + 1$ とする. また, $\{\mathbf{v}^n, q^n\}$ は, $\{\mathbf{u}^n, p^n\}$ に対するテスト関数 (随伴変数) であり, $\zeta_1 = \{\mathbf{u}^n, p^n, \mathbf{v}^n, q^n\}$ と記述する. 最後に, 形状最適化問題における制約関数 $L_1(\Omega, \zeta_1)$ を以下のように定義する.

$$L_1(\phi_0, \zeta_1) = \frac{1}{m} \sum_{n=N_1}^{N_2} \int_{\Omega} G_1^n(x, \zeta_1) dx. \quad (3)$$

2.2. The eigenvalue Problem for Snapshot POD

非定常 Navier-Stokes 方程式を時間積分した後, 相関係数行列 $R(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}}) \in \mathbb{R}^{m \times m}$ を構成する.

$$R(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}}) = \int_{\Omega} \tilde{\mathbf{u}}^T \tilde{\mathbf{u}} dx, \quad (4a)$$

$$\tilde{\mathbf{u}} = [(\mathbf{u}^{N_1})^T, \dots, (\mathbf{u}^n)^T, \dots, (\mathbf{u}^{N_2})^T]. \quad (4b)$$

そして, Snapshot Proper Orthogonal Decomposition

(Snapshot POD) の固有値問題は下記のように定式化される.

$$R(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}}) \hat{\mathbf{u}} = \omega \hat{\mathbf{u}}, \quad (5a)$$

$$\omega = [\omega^1, \dots, \omega^i, \dots, \omega^m], \quad (5b)$$

$$\hat{\mathbf{u}} = [\hat{\mathbf{u}}^1, \dots, \hat{\mathbf{u}}^i, \dots, \hat{\mathbf{u}}^m]. \quad (5c)$$

ここで, 固有値 $\omega \in \mathbb{R}^m$, 固有ベクトル $\hat{\mathbf{u}} \in \mathbb{R}^{m \times m}$ が数値的に求められれば, POD 基底 Φ が得られる.

$$\Phi = \omega^{-\frac{1}{2}} \tilde{\mathbf{u}} \hat{\mathbf{u}} \in \mathbb{R}^{d \times m}, \quad (6a)$$

$$\Phi = [\Phi^1, \dots, \Phi^i, \dots, \Phi^m], \quad (6b)$$

$$\Phi_{\omega}^i = \sqrt{\omega^i} \Phi^i. \quad (6c)$$

最後に, 形状最適化問題における制約関数 $L_2(\Omega, \zeta_2)$ を定義する.

$$L_2(\phi_0, \zeta_2) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m G_2(x, \zeta_2), \quad (7a)$$

$$G_2(x, \zeta_2) = \alpha [\delta_{j \rightarrow k} \{\omega \hat{\mathbf{u}} - R(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}}) \hat{\mathbf{u}}\}]. \quad (7b)$$

ここで, $\alpha \in \mathbb{R}^{m \times m}$ は $\hat{\mathbf{u}}$ に対する随伴変数, $\delta_{j \rightarrow k}$ は第 j 主成分から第 k 主成分の固有値を抽出するための重み関数, $\zeta_2 = \{\omega, \tilde{\mathbf{u}}, \hat{\mathbf{u}}, \alpha\}$ である. -

2.3. The Reynolds Average Navier-Stokes Problem

ここでは, $\bar{\zeta}_1 = \{\bar{\mathbf{u}}, \bar{p}, \bar{\mathbf{v}}, \bar{q}\}$ として形状最適化問題における制約関数 $L_1(\Omega, \bar{\zeta}_1)$ を再定義する.. 式(2)は非定常 Navier-Stokes 問題の時間変化に対する総和平均を取っているため Reynolds Average Navier-Stokes 問題を導出することと同意であり, 式(8)は Reynolds Average Navier-Stokes 問題の弱形式となっている.

$$L_1(\phi_0, \bar{\zeta}_1) = \int_{\Omega} \bar{G}_1(x, \bar{\zeta}_1) dx, \quad (8a)$$

$$\bar{G}_1(x, \bar{\zeta}_1) = \left(C + \frac{1}{\text{Re}} \nabla \bar{\mathbf{u}}^T \right) : \nabla \bar{\mathbf{v}}^T \\ - (\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}) \bar{p} - (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) \bar{q}, \quad (8b)$$

$$C = C_1 + C_2, \quad (8c)$$

$$C_1 = -\bar{\mathbf{u}}(\bar{\mathbf{u}})^T, C_2 = -\frac{1}{2} \sum_{i=2}^{\infty} \{\Phi_{\omega}^i (\Phi_{\omega}^i)^T\},$$

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{m} \sum_{n=N_1}^{N_2} \mathbf{u}^n, \bar{p} = \frac{1}{m} \sum_{n=N_1}^{N_2} p^n. \quad (8d)$$

ここで、 $\{\bar{\mathbf{u}}, \bar{p}\}$ は時間平均速度と圧力であり $\{\bar{\mathbf{v}}, \bar{q}\}$ は対応する随伴変数である。

3. 形状最適化問題

3.1. The Objective Functional

当該研究における形状最適化問題の目的関数を下記のように定義する。

$$f(\boldsymbol{\phi}, \omega) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \delta_{j \rightarrow k} \omega^i. \quad (9)$$

Lagrange 未定乗数法に基づき、目的汎関数を

$$L(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1, \zeta_2) = f(\boldsymbol{\phi}, \omega) - L_1(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1) - L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2) \quad (10)$$

と記述する。

3.2. Lagrange Multiplier Method

式(3-6)を考慮すると、式(16)の領域変分を以下のように導出することができる。

$$\dot{L}(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1, \zeta_2) = \dot{f}(\boldsymbol{\phi}, \omega) - \dot{L}_1(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1) - \dot{L}_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2). \quad (11)$$

ここで、 $f(\boldsymbol{\phi}_0, \omega)$ の物質微分 $\dot{f}(\boldsymbol{\phi}, \omega)$ は、 $\omega \in \mathbb{R}^m$ による $\nabla f(\boldsymbol{\phi}_0, \omega) = 0$ を考慮して

$$\begin{aligned} \dot{f}(\boldsymbol{\phi}, \omega) &= f(\boldsymbol{\phi}, \omega)[\boldsymbol{\phi}, \omega'] + \boldsymbol{\phi} \cdot \nabla f(\boldsymbol{\phi}_0, \omega) + o(\epsilon^2) \\ &= f(\boldsymbol{\phi}, \omega)[\boldsymbol{\phi}, \omega'] + o(\epsilon^2) \end{aligned} \quad (12)$$

となり、結果的に $\dot{f}(\boldsymbol{\phi}, \omega)[\boldsymbol{\phi}, \omega'] = f(\boldsymbol{\phi}, \omega)[\boldsymbol{\phi}, \omega'] = \sum_{i=1}^m \delta_{j \rightarrow k} (\omega^i)'$ となる。次に、 $\nabla \bar{\zeta}_1 = \{\bar{\mathbf{u}}, \bar{\mathbf{v}}\}$ から、 $L_1(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1)$ の物質微分 $\dot{L}_1(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1)$ は、

$$\begin{aligned} \dot{L}_1(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1)[\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1'] &= L_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\bar{\zeta}_1'] + L_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\boldsymbol{\phi}], \end{aligned} \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} \dot{L}_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\boldsymbol{\phi}] &= \int_{\Omega} \left[\begin{aligned} &\left\{ \left(C + \frac{1}{\text{Re}} \nabla \bar{\mathbf{u}}^T \right) : \nabla \bar{\mathbf{v}}^T \right\} (\nabla \cdot \boldsymbol{\phi}) \\ &- \left\{ \left(2\boldsymbol{\phi} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla \bar{\mathbf{u}}^T \right) \bar{\mathbf{u}}^T \right\} : \nabla \bar{\mathbf{v}}^T \\ &- \left(C + \frac{1}{\text{Re}} \nabla \bar{\mathbf{u}}^T \right) : (\nabla \boldsymbol{\phi}^T) (\nabla \bar{\mathbf{v}}^T) \\ &- \bar{q} \text{tr}[(\nabla \boldsymbol{\phi}^T) (\nabla \bar{\mathbf{u}}^T)] \\ &- \bar{p} \text{tr}[(\nabla \boldsymbol{\phi}^T) (\nabla \bar{\mathbf{v}}^T)] \end{aligned} \right] dx. \end{aligned} \quad (13b)$$

となる。次に、 $\Phi_{\omega}^i = \sqrt{\omega^i} \Phi^i$ であることを考慮して、 $L_2(\boldsymbol{\phi}_0, \zeta_2)$ の物質微分 $\dot{L}_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)$ は、

$$\dot{L}_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2) = L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\zeta_2'] + L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\boldsymbol{\phi}], \quad (14a)$$

$$\begin{aligned} L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\boldsymbol{\phi}] &= -2 \int_{\Omega} \left(\sum_{i=1}^m \delta_{j \rightarrow k} \boldsymbol{\alpha} \Phi_{\omega}^T \right) \cdot (\boldsymbol{\phi} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}) dx \end{aligned} \quad (14b)$$

$$-2 \int_{\Omega} (\nabla \cdot \boldsymbol{\phi}) \sum_{i=1}^m \delta_{j \rightarrow k} \boldsymbol{\alpha} (\Phi_{\omega}^i)^T \Phi_{\omega}^i dx,$$

となる。そして、KKT 条件を考慮すると、

$$L_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\bar{\zeta}_1'] = 0, \quad (15a)$$

$$L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\zeta_2'] = 0, \quad (15b)$$

より主問題である式(2)及び式(4)と、それに対応する随伴問題を導出することができる。そして、式(2)に対する随伴問題として

$$\begin{aligned} &(\nabla \bar{\mathbf{u}}^T) \bar{\mathbf{v}} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{v}} + \nabla \bar{q} - \frac{1}{\text{Re}} \Delta \bar{\mathbf{v}} \\ &= 2 \sum_{i=1}^m \delta_{j \rightarrow k} \boldsymbol{\alpha} \Phi_{\omega}^T \hat{\mathbf{u}} \text{ in } \Omega, \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0 \text{ in } \Omega, \quad (17b)$$

$$\bar{\mathbf{v}} = \mathbf{0} \text{ on } \partial \Omega, \quad (17c)$$

が得られる。また、式(4)は自己随伴となるため随伴問題を解く必要がない。

最後に、主変数と随伴変数を式(11)に代入することで下記のように形状感度が得られる。

$$\begin{aligned} \dot{L}(\boldsymbol{\phi}, \bar{\zeta}_1, \zeta_2)[\boldsymbol{\varphi}, \bar{\zeta}_1', \zeta_2'] \\ = L_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\boldsymbol{\varphi}] + L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\boldsymbol{\varphi}] \end{aligned} \quad (18)$$

3.3. Regularization of Sensitivity

前述したように、写像 $\boldsymbol{\phi}$ は $W^{1,\infty}(\Omega; \mathbb{R}^d)$ が仮定されているが、式(18)で得られる領域変動 $\boldsymbol{\varphi}$ が $W^{1,\infty}(\Omega; \mathbb{R}^d)$ となっている保証はない。そこで、 H^1 勾配法 (Azegami and Wu³³⁾) を活用することで形状感度の正則性を担保する。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{E}(\bar{\boldsymbol{\varphi}}) : \mathbf{E}(\boldsymbol{\varphi}) dx \\ = -L_1(\boldsymbol{\phi}_0, \bar{\zeta}_1)[\boldsymbol{\varphi}] - L_2(\boldsymbol{\phi}, \zeta_2)[\boldsymbol{\varphi}]. \end{aligned} \quad (19a)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{u}) = \frac{1}{2} \{ \nabla \mathbf{u}^T + (\nabla \mathbf{u}^T)^T \}. \quad (19b)$$

最終的に、微小パラメーター ϵ を任意に決定し、 $\boldsymbol{\phi}(\Omega) = \boldsymbol{\phi}_0(\Omega) + \epsilon \bar{\boldsymbol{\varphi}}(\Omega)$ によって領域を変動させる。このような過程を目的関数が収束するまで繰り返すことで最適形状が得られる。

4. 数値計算スキーム

本研究では、非定常 Navier-Stokes 問題が定義された領域で、Fig. 1 に図示している境界条件のもとで数値解を求めるが、Freefem++³⁴⁾を用いて数値計算を行っている。速度と圧力の空間方向に対する離散化には、P1-P1 element pair を用いた。

非定常 Navier-Stokes 方程式を計算する際には、時間方向に有限差分法を用いて離散化した。更に、Notsu and Tabata²⁵⁾を元に、特性曲線法を用いて物質微分項を数値的に近似しつつ Brezzi - Pitkaranta's Pressure Stabilization によって圧力を安定に解き、UMFPACK solver²⁶⁾を用いて各時刻の速度場を解いた。Snapshot POD の固有値問題については lapack solver を用いた。随伴問題については、主問題と同様に P1-P1 element pair を用い、UMFPACK solver²⁶⁾を用いて解を求めている。数値計算に必要なパラメーターを下記に記載している。

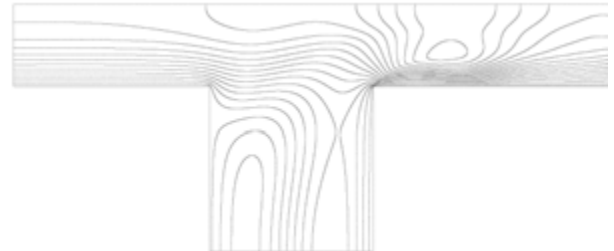
表 1 計算に用いたパラメーター

時間ステップ	$\Delta t = 0.001$
サンプリング開始・終了時刻	$T_1 = 8, T_2 = 10$
三角形の頂点数	38288
形状更新のステップサイズ	$\epsilon = 0.5$
レイノルズ数	$Re = 2500$

5. 数値計算結果

5.1. Initial domain

まず初めに、初期形状において非定常 Navier-Stokes 問題を解き、Snapshot POD を行った。Fig. 2 は、初期形状において第 1～第 5 主成分から構成した Streamline であり、固有値や POD 基底を用いて評価した形状感度を Fig. 3 に図示している。ところで、Jet-In-Cross flow は $\Gamma_{D4} \cap \Gamma_{D5}$ 近傍で応力集中が発生し、時空間に複雑な流れ場が観測される。このことを考慮すると、Fig. 3 から $\Gamma_{D4} \cap \Gamma_{D5}$ 近傍で高い形状感度が確認されており、このことが効率的に Jet-In-Cross flow の時間変動場を抑制することに繋がると考えられる。



(a) The 1st primary component.



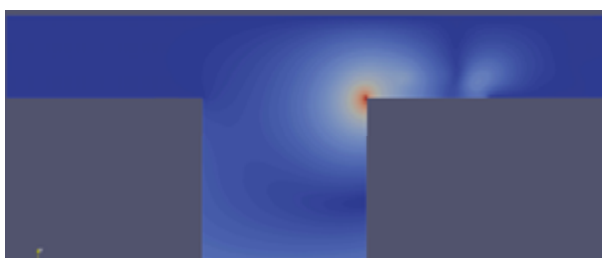
(b) The 2nd primary component.



(c) The 3rd primary component.

(d) The 4th primary component.(e) The 5th primary component.

Fig.2 Streamline in the initial domain.



(a) Wide View.



(b) Zoom View.

Fig.3 Shape sensitivity in the initial domain.

5.2. Optimal Shape

次に、当該形状最適化問題を解き、Fig. 4 に形状更新に対する目的関数を示した。そして、6 ステップ目で十分最小化したことを確認している。そして、Fig. 5 では初期形状と最適形状における運動エネルギーと固有値を比較しており、時間変動場を抑制していることがわかる。Fig. 6 は最適形状の有限要素メッシュであり、Fig. 7 は最適形状における Streamline である。Fig. 2 と比較しても渦構造が縮小していることが確認される。

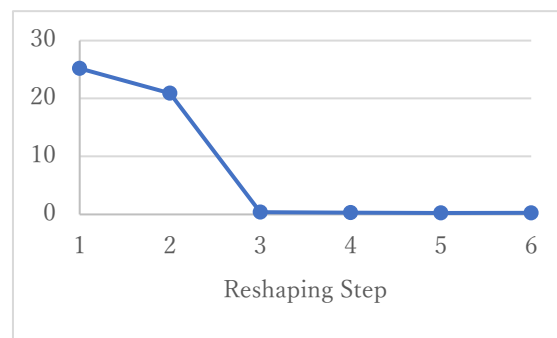
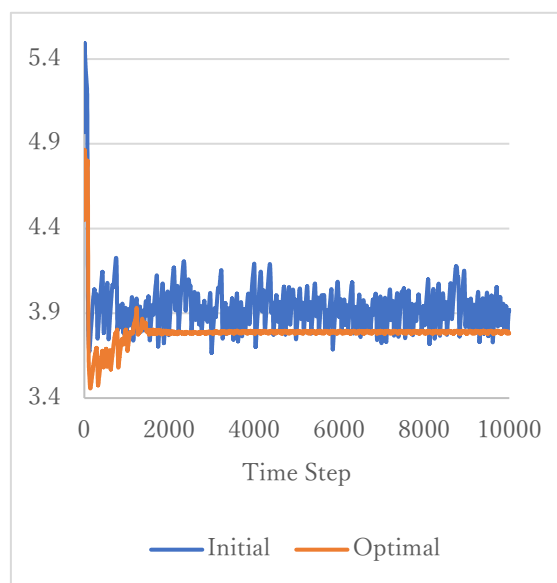
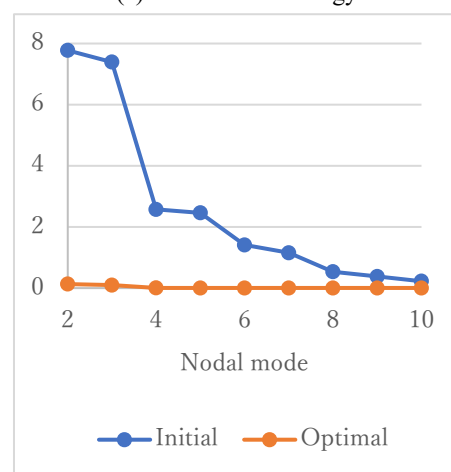


Fig.4 Cost function with reshaping step.

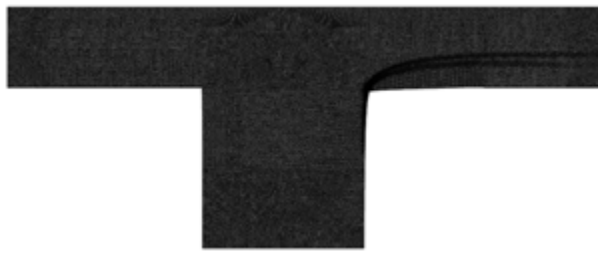


(a) Momentum energy.

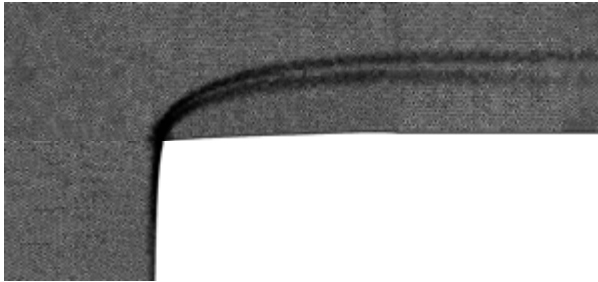


(b) Eigenvalue.

Fig.5 Comparison between the initial and the optimal domains.



(a) Wide View.



(b) Zoom view.

Fig.6 finite element mesh in the optimal domain.

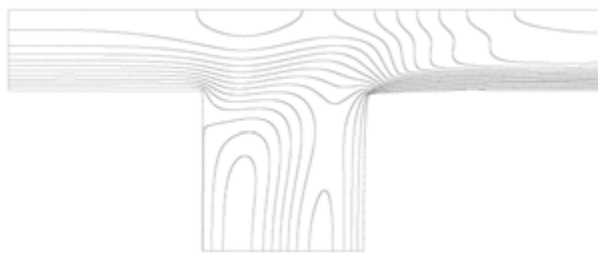
(a) The 1st primary component.(b) The 2nd primary component.(c) The 3rd primary component.(d) The 4th primary component.(e) The 5th primary component.

Fig.7 Streamline in the optimal domain.

6. 結言

本研究では、これまで著者が構築してきた形状最適化問題^{21-23,30-32)}の概要を示し、2次元 Jet-In-Cross flowに適用した。具体的な内容を下記で記述する。

まず初めに、時間変動場の効率的制御を目的として、Snapshot PODを活用した流れ場の形状最適化問題を定式化した。その際、Snapshot PODで得られた固有値を目的関数と定義し、Reynolds Average Navier-Stokes問題とSnapshot PODの固有値問題を制約関数とした。そして、Lagrange未定乗数法と有限要素法に基づき目的汎関数を設定する。次に、この目的汎関数の領域変分を取り、主問題と随伴問題を解いた後、感度を評価する。その際、感度の評価に一般J積分を利用し、正則化として H^1 勾配法を用いる。そして、目的関数が最小化するまで逐次的に領域変形を行う。最後に、この形状最適化問題を2次元Jet-In-Flowを採用したところ、時間変動場の固有値が最小化していることを確認した。

参考文献

- (1) Pironneau, O., "On optimum profiles in Stokes flow," JFM, 59 (1973), pp.117-128.
- (2) Pironneau, O., "On optimum design in fluid mechanics," JFM, 64 (1974), pp. 97-110.
- (3) Pironneau, O., "Optimal shape design for Elliptic System," Springer Series in Computational Physics, Springer-Verlag New York inc., (1984).

- (4) Haslinger, J. and Makinen R, A. E., "Introduction to Shape Optimization: Theory, Approximation, and Computation," SIAM, Philadelphia, (2003).
- (5) Moubachir, M and Zolesio, J. P., "Moving Shape Analysis and Control: Applications to Fluid Structure Interactions," Chapman and Hall / CRC Pure and Applied Mathematics. Boca Raton, (2006).
- (6) Sokolowski, J. and Zolesio, J. P., "Introduction to Shape Optimization: Shape Sensitivity Analysis," Springer Series in Computational Mathematics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, (1991).
- (7) Haung, E. J, Choi, K. K. and Komkov, V., "Design Sensitivity Analysis of Structural System," Mathematics in Science and Engineering, Academic Press Inc., 177 (1986).
- (8) Allaire, G., "Shape Optimization by the Homogenization Method," Applied Mathematical Science, Springer-Verlag New York Inc., (2002).
- (9) Allaire, G., "Numerical Analysis and Optimization," Applied Mathematical Science, Oxford University Press, (2007).
- (10) Mohammadi, B. and Pironneau, O., "Applied Shape Optimization for Fluids," Oxford University Press, (2001).
- (11) 畔上秀幸：領域最適化問題の一解法，日本機械学会論文集 (A 偏)，60, pp. 1479-1486, 1994.
- (12) 海津 聡，畔上秀幸：最適形状問題と力法について，日本応用数理解学会 論文集，16, pp. 143-156. 2006.
- (13) 海津 聡：ストークス問題における最適形状問題と感度解析を用いた有限要素法，数理解析研究所講究録，1556, pp. 158-169, 2007.
- (14) 畔上秀幸：形状最適化問題，森北出版，2016.
- (15) Theofilis, V., "Advances in global linear instability of nonparallel and three-dimensional flows," Progress in Aerospace Sciences, 39 (2003), pp. 249-315.
- (16) Theofilis, V., "Global linear instability," Annual Reviews of Fluid Mechanics, 43 (2011), pp. 319-352.
- (17) Nakazawa, T and Azegami, H., "Shape optimization of flow field improving hydrodynamic stability," Jpn. J. of Indust. And Applied Math., 33 (2016), pp. 167-181.
- (18) Kiriya, Y., Katamine, E. and Azegami, H., "Shape optimisation problem for stability of Navier–Stokes flow field," Int. J. of Comp. Fluid Dyn., 32 (2018), pp. 68-87.
- (19) Brewster, J., Junipier, P. M., "Shape sensitivity of eigenvalues in hydrodynamic stability, with physical interpretation for the flow around a cylinder," E. J. of Mechanics-B/Fluids, 80 (2020), pp. 80-91.
- (20) Martinez-Cava, A., Valero, E., Vicente, Javier de, Ferrer, E., "Sensitivity gradients of surface geometry modifications based on stability analysis of compressible flows," Phys. Rev. Fluids, 5 (2020), 063902.
- (21) Nakazawa, T., "Shape Optimization of Flow Fields Considering Proper Orthogonal Decomposition," Math.l Anal. of Cont. Mech. and Indust. Appl., 3 (2020), pp.125-145.
- (22) Nakazawa, T. and Nakajima, C., "Optimal Design by Adaptive Mesh Refinement on Shape Optimization of Flow Fields Considering Proper Orthogonal Decomposition," IIS, 25 (2019), pp.147-160.
- (23) Nakazawa, T., "Flow control by the fusion between mathematical and data science," JAXA Special Publication, (2019), JAXA-SP-18-005.
- (24) Ohtsuka, K., "Generalized J-integral and three-dimensional fracture mechanics 1," Hiroshima Math. J., 11 (1981), pp. 21-52.
- (25) Ohtsuka, K., "Generalized J-integral and its application 1-Basic theory-", Jpn. J. Appl. Math. J., 2 (1985), pp. 329-350.
- (26) Ohtsuka, K., "Generalized J-integral and three-dimensional fracture mechanics 2," Hiroshima Math. J., 6 (1986), pp. 327-352.
- (27) Ohtsuka, K and Khludnev, A., "Generalized J-integral method for sensitivity analysis of static shape design," Control and Cybernetics, 29 (2000), pp. 513-533.
- (28) Ohtsuka, K and Khludnev, A., "shape differentiability of Lagrangians and application to Stokes problem," SIAM J. Control Optim., 56 (2018), pp. 3668-3684.
- (29) Kimura, M., "Shape derivative of minimum potential energy: abstract theory and applications," Jindřich Nečas Center for Mathematical Modeling Lecture notes Volume IV, Topics in Mathematical Modeling, (2008), pp.1-38.
- (30) Nakazawa, T., "Generalized Shape Optimization with Snapshot POD," JSCAM, 75 (2019), pp.135-143.
- (31) Nakazawa, T., "Shape Optimal Problem based on the sensitivity evaluated by the Generalized J Integral considering RANS and Snapshot POD," JFST, 14(2019), page JFST0015.
- (32) Nakazawa, T., Misaka, T. and Poinard, C., "Shape Optimization for Suppressing Coherent Structure of Two-dimensional Open Cavity Flow", JFST, 16(2021), page JFST0002.

- (33) Azegami, H. and Wu, Z.: Domain Optimization Analysis in Linear Elastic Problems: Approach Using Traction Method, JSME Int. J. Ser. A 39, pp. 272–278, 1996.
- (34) Hecht, F.: New development in FreeFem++, J. of Numerical Math, 20, pp. 251-265, 2012.
- (35) Notsu, H. and Tabata, M.: Error estimates of a pressure-stabilized characteristics finite element scheme for Oseen equations, J. Sci. Comput, 65, pp. 940-955, 2015.
- (36) Davis, T.: Algorithm 832: UMFPACK, an unsymmetric-pattern multifrontal method, ACM Trans. on Math. Software, 30, 196-199, 2004.

甲虫羽ばたき翼周りにおける流れ場の可視化

野瀬 優太，長谷川 純大（愛知工業大学大学院），北川 一敬（愛知工業大学）

Visualization of Flow Field around the Flapping Wing of Beetles

NOSE Yuta and HASEGAWA Junta (Graduate School, Dept. of Mechanical Engineering,
Aichi Institute of Technology),

KITAGAWA Kazutaka (Dept. of Mechanical Engineering, Aichi Institute of Technology)

ABSTRACT

The insect flight is given by flapping flight properties necessary for micro-air-vehicle (MAV). Therefore, studies of insect flight are important to be developed MAV. This study is aimed to investigate the flapping flight properties of the scarab beetle. The velocity field around the flapping wing of the scarab beetle and the generation mechanism of vortex formation were visualized with smoke-wire method and particle-image-velocimetry (PIV). The flapping flight of the scarab beetle can be divided into 4 phases: upstroke, feathering (high angle of attack-low angle of attack), downstroke and feathering (low angle of attack-high angle of attack). Measured frequency in this experiment is of 92.4 ± 2.8 Hz. Streamlines show that the vortexes are generated during the upstroke and downstroke process. PIV shows that the velocity of downstroke process is larger than upstroke ones. These results indicate that the scarab beetle is produced substantial lift and thrust forces during the downstroke.

1. はじめに

2004年の新潟中越沖地震後に災害時の初動対応における被災地情報収集の在り方が検討され，その手段の一つとして無人機の活用が提言された¹⁾．実際に2016年熊本地震や2017年九州北部豪雨では無人飛行体による行方不明者の探索及び被害状況の確認等が行われた²⁾．この様に近年，地震や洪水等の災害現場の被害状況の確認及び被災者の探索など人間の活動が不可能な環境下において活動を行うことができる小型無人飛行体(Micro Air Vehicle : MAV)の研究開発が世界各国で行われている．MAVに必要な飛行特性は小型かつ軽量，外乱に対する安定性，ホバリング性能，急旋回等の飛行性能である．これらの飛行性能を満たす飛行方法は，鳥や昆虫などの飛翔方法が挙げられる．本研究では，コガネムシ科甲虫(92.4 ± 2.8 Hz)の羽ばたき運動による飛翔に注目した．コガネムシ科甲虫の形状は，他の昆虫と比較して，重量に対して胴体部分の容積が大きく，各種機器の搭載を目的としたMAVに適している．本稿ではシロテンハナムグリの飛行特性を調査するために，羽ばたき周波数及び翅の軌道等のデータを取得し，スモークワイヤー法及びPIVによる流れ場の可視化より，羽ばたき運動による流れ場への影響を調査した．

2. 実験装置及び実験方法

2-1 実験装置

Fig.1は，本実験で使用した吹出式エッフェル型風洞とハイスピードカメラの配置の概略図を示す．風

洞内形状は，断面150mm×150mm，全長は2,200mm，風洞の助走区間及び供試体固定位置が送風機の吹出口から1,730mm，下流部は大気開放とした．整流装置として，金属メッシュ及び昭和飛行機工業株式会社製のアルミニウムハニカムを送風機の吹出口から310mmの間に設置した．Fig.2は，スモークワイヤー発生装置を示す．スモークワイヤー発生装置は送風機の吹き出し口から下流1,550mmの位置に設置した．Fig.3は，本実験で使用したワイヤーの拡大図を示す．本実験におけるワイヤー径に対するレイノルズ数は48.1である．このワイヤーに流動パラフィン(粘度：150mm²/s)を塗布し，電流を加えることでスモークワイヤーを発生させた．風洞横からの撮影はHigh speed camera : A(以下A点)，風洞後方からの撮影はHigh speed camera : B(以下B点)の位置にカメラを設置した．A点からの撮影では羽ばたき運動時の2次元的に生じる流れ場への影響，B点からの撮影では3次元的に生じる流れ場への影響を観察することを目的とする．

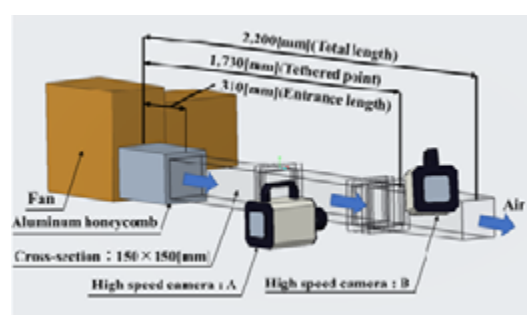


Fig.1 Low speed blow-down wind tunnel

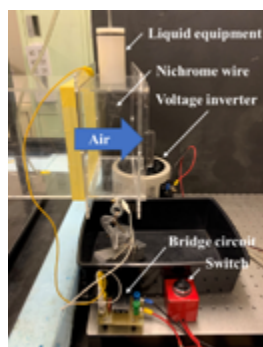


Fig.2 Photograph of smoke wire generator



Fig.3 Photograph of wire

2-2 供試体固定方法

Fig.4は、シロテンハナムグリの固定方法を示す。固定方法は、 $\phi 0.6\text{mm}$ のナイロン糸を外径 $\phi 3.0\text{mm}$ 、内径 $\phi 2.0\text{mm}$ のカーボンパイプ内に通し、供試体の胸部と腹部の間で結び、ナイロン糸を張ることで固定した。

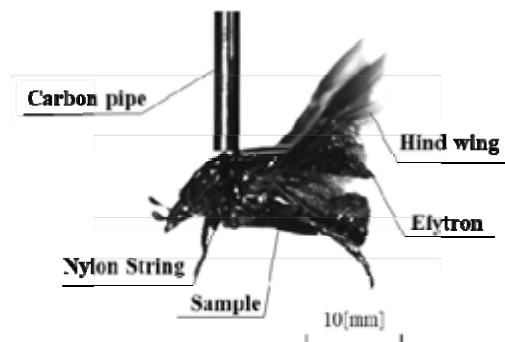


Fig.4 Tethering method of insects

2-3 実験条件

Table1は、本実験で実施したバックライト法によるモーション撮影、スモークワイヤー法及びPIVによる流れ場の可視化における実験条件及びカメラと供試体の距離を示す。本実験においてモーション撮影及びスモークワイヤー法では株式会社フォトロン製FASTCAM Mini AX100, PIVでは株式会社ナックイメージテクノロジー製MEMRECAM ACS-1 M60を使用した。

Table1 Experimental conditions

Experiment	Wing motion	Smoke wire method	PIV
Camera position	A	A, B	B
Distance[mm]	478	A: 478, B: 642	305
Frame rate[fps]	10,000	←	←
Shutter speed[sec]	1/10,000	←	←
Resolution[pixel]	768×528 (87[mm]×60[mm])	←	768×768 (67[mm]×67[mm])
Lens[mm]	60Macro	←	←
Aperture	2.8	←	←
Velocity[m/s]	No wind	2.50	1.12

2-4 迎角の定義

Fig.5は、振り上げ運動及び振り下ろし運動時にお

ける迎角の定義を示す。ストローク面と翼弦長の間の角度を迎角とする。このとき、ストローク面を基準とし、時計回りを正とする。以降、 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ を低迎角、 $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$ を高迎角とする。

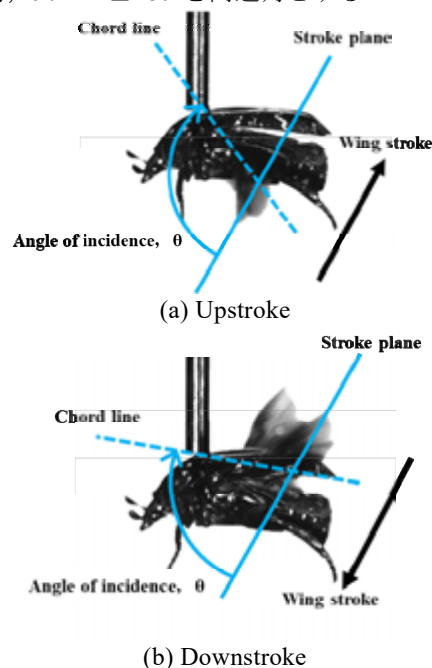


Fig.5 Definitions of angle of incidence

3. 結果及び考察

3-1 羽ばたきモーションの可視化

Fig.6は、シロテンハナムグリのバックライト法による羽ばたきモーション撮影の可視化画像を示す。このとき、シロテンハナムグリは定常羽ばたき運動状態であり、羽ばたき運動開始時の可視化画像ではない。スモークワイヤー法及びPIV共、同様である。 T^* は1周期を無次元化した値を示し $T^*=0.00, 1.00$ を下死点(Bottom Dead Center: 以下B.D.C), $T^*=0.37-0.46$ を上死点(Top Dead Center: 以下T.D.C)とする。このときの羽ばたき周波数は $89.3 \pm 0.3\text{Hz}$ である。シロテンハナムグリの翅は翅鞘(Elytron)と呼ばれる前翅と後翅(Hind wing)に分類される。同じコガネムシ科甲虫であるドウガネやカブトムシは翅鞘でも羽ばたき運動を行っているが、シロテンハナムグリやカナブンの翅鞘は羽ばたき運動を行わないのが特徴である。後翅の羽ばたき運動は、 $T^*=0.00-0.37$ の振り上げ運動(高迎角), $T^*=0.37-0.46$ のフェザリング運動(高迎角-低迎角), $T^*=0.46-0.91$ の振り下ろし運動(低迎角), $T^*=0.91-1.00$ のフェザリング運動(低迎角-高迎角)の4行程で構成されている。振り上げ運動及び振り下ろし運動は、左右に移動するリード・ラグ運動、上下に移動するフラッピング運動を合わせた運動であり、フェザリング運動は、翅先端方向への軸に対して回転する運動である。

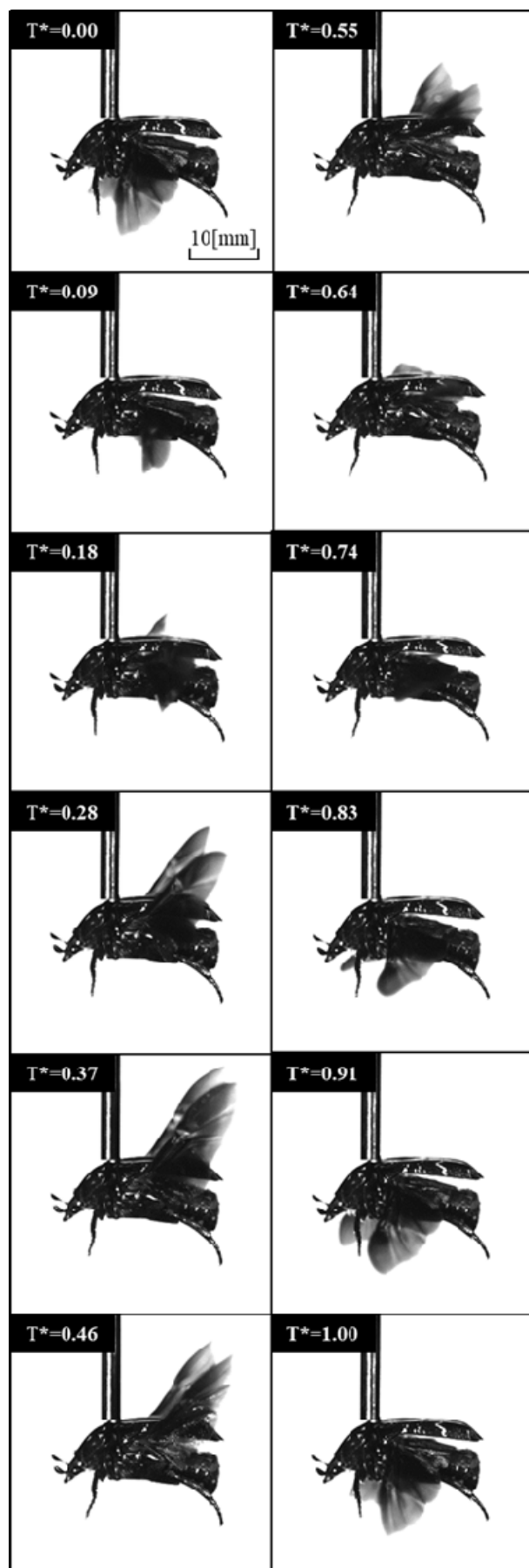


Fig.6 The wing motion of *Protalaria orientalis submarmorea*

Fig.7は、羽ばたき運動画像から得られた翼端軌道である。x方向は翼端から前方へ2mm程度、後方へ14mm程度の範囲で羽ばたき運動をし、y方向は翼根から上方へ15mm程度、下方へ13mm程度の範囲で羽ばたき運動をしている。また、同個体のシロテンハナムグリではどの周期も同じような翼端軌道を描いており、上死点付近で8の字に近い形をしていることが分かる。翅は翼根のみで支えられており、1つの支点周りの運動である。後翅の羽ばたき運動は弾性変形を伴っており、一般的に昆虫の翅の曲げ剛性は数GPa程度である³⁾。また、Fig.7におけるストローク比(Upstroke/Downstroke)は0.69である。振り下ろし運動時は低迎角であり、翅に空気抵抗を多く受けると考えられる。このため振り下ろし運動時間の方が長くなると考えられる。

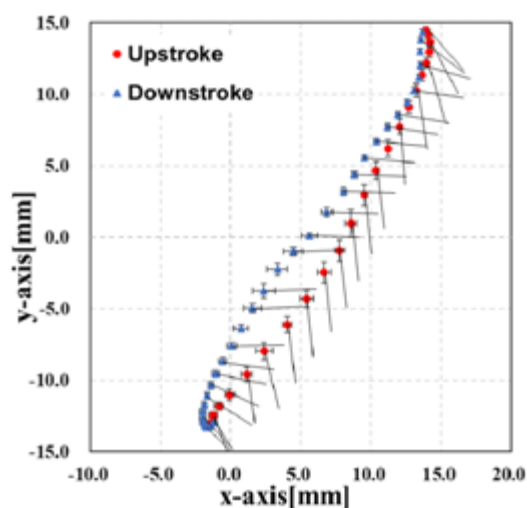
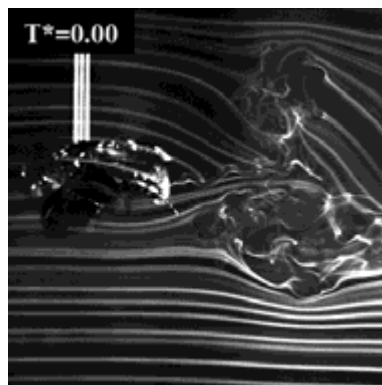


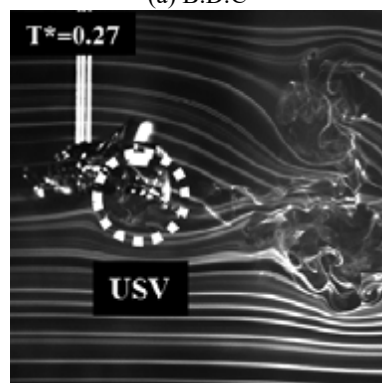
Fig.7 Trajectory of wingtip of *Protalaria orientalis submarmorea* at x-y plane

3-2 スモークワイヤー法

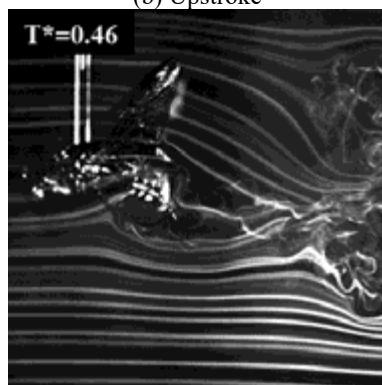
Fig.8及びFig.9は、羽ばたき運動時における流れ場の変化をA点から撮影した場合の翼中央及び翼端位置付近における可視化画像を示す。このときの羽ばたき周波数は $87.4 \pm 0.5\text{Hz}$ 、 $86.5 \pm 0.4\text{Hz}$ である。空気の流れは左から右側方向、Tip Vortex(以下TV)は反時計回りの翼端渦、Upstroke Starting Vortex(以下USV)は時計回りの渦、Leading Edge Vortex(以下LEV)は前縁剥離渦を示す。Fig.8(b)とFig.9(b)Upstroke($T^*=0.27$)においてフェザリング運動(低迎角-高迎角)により生成されたUSVが確認でき、(d)Downstroke($T^*=0.91$)においてフェザリング運動(高迎角-低迎角)により生成されたTVが確認できる。また、Fig.9(a)B.D.C($T^*=0.00$)において実線のLEVとTVの混合渦が確認できる。正面からの一様流はUSV、TV、LEVとTVの混合渦に巻き込まれ後方下向きへと変化している。



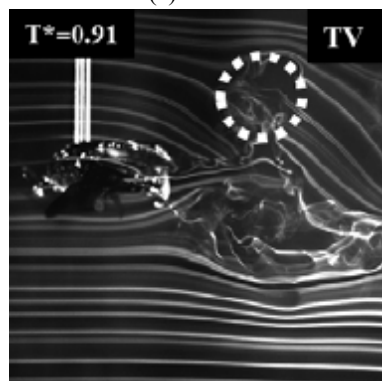
(a) B.D.C



(b) Upstroke

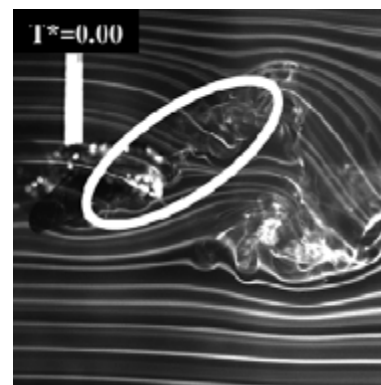


(c) T.D.C

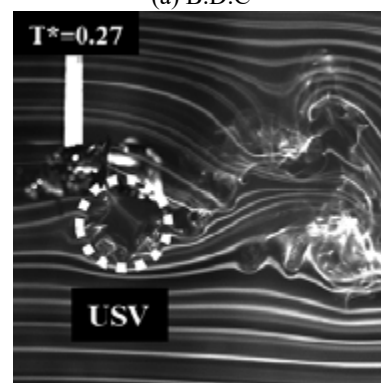


(d) Downstroke

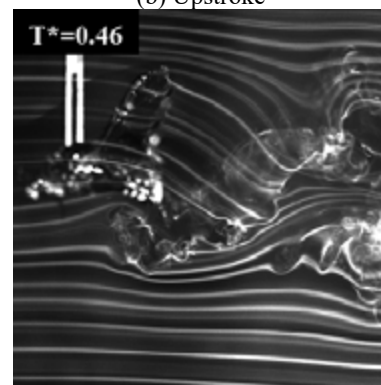
Fig.9 Smoke wire visualization of airflow around a flapping wing of *Protaeria orientalis submarmorea* at wing center



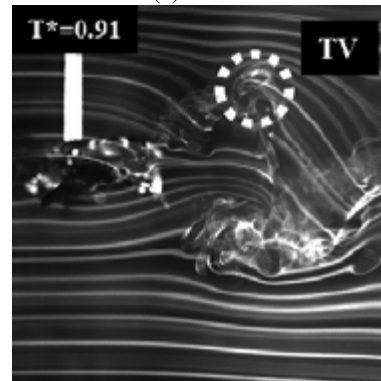
(a) B.D.C



(b) Upstroke

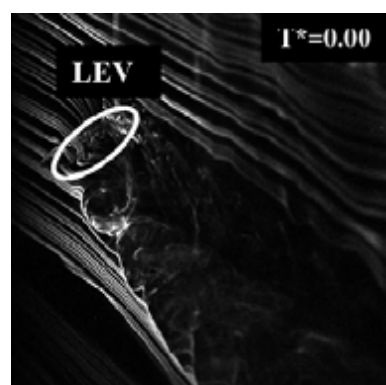


(c) T.D.C

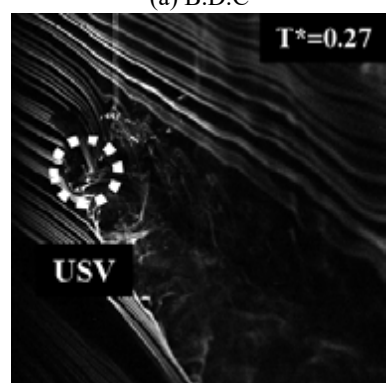


(d) Downstroke

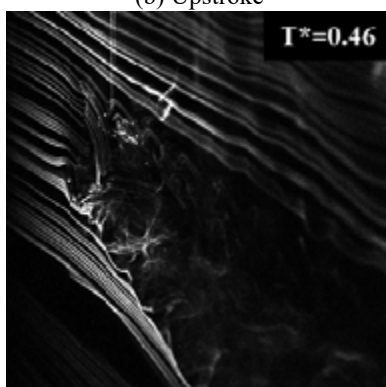
Fig.10 Smoke wire visualization of airflow around a flapping wing of *Protaeria orientalis submarmorea* at wing tip



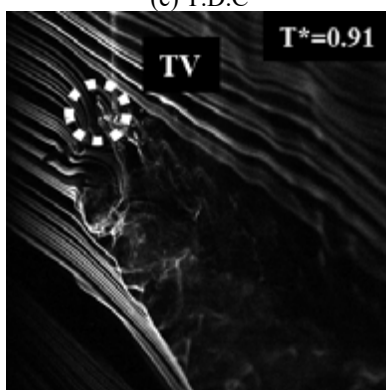
(a) B.D.C



(b) Upstroke

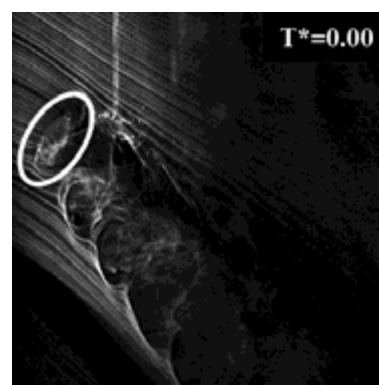


(c) T.D.C

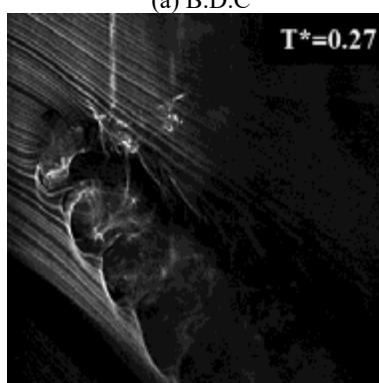


(d) Downstroke

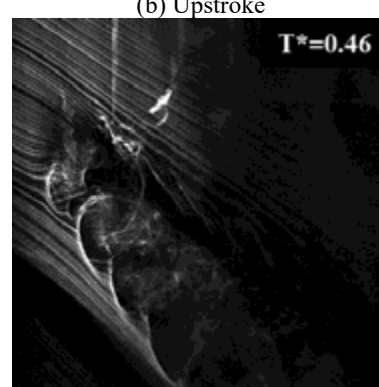
Fig.11 Smoke wire visualization of airflow around a flapping wing of *Protaeria orientalis submarmorea* at wing center



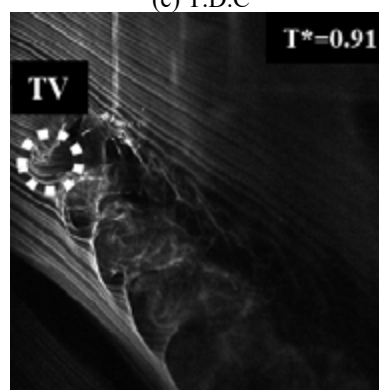
(a) B.D.C



(b) Upstroke



(c) T.D.C



(d) Downstroke

Fig.12 Smoke wire visualization of airflow around a flapping wing of *Protaeria orientalis submarmorea* at wing tip

Table2 Type and size of insects and dimensionless parameters

	<i>Agrilus convolvuli</i>	<i>Apis mellifera</i>	<i>Protaetia orientalis submarmorea</i>
Body length[mm]	37 ~ 43	15 ~ 16	19 ~ 25
Wingtip length[mm]	45 ~ 52	9.3 ~ 9.8	23 ~ 25
Mass[mg]	1800 ± 200	94.5 ± 7.35	800 ± 200
Flapping frequency [Hz]	23 ± 5	230 ± 10	92.4 ± 2.8
Stroke amplitude[deg]	113 ± 2.0	90.8 ± 8.6	90 ± 4
Reynolds number for flapping speed [-]	6,000 ± 1,000	1123 ± 81.3	3680 ± 420
Reduced frequency [-]	0.29 ± 0.02	0.25 ± 0.02	0.34 ± 0.05

Fig.10及びFig.11は、羽ばたき運動時における流れ場の変化をB点から撮影した場合の翼中央及び翼端位置付近における可視化画像を示す。このときの羽ばたき周波数は $92.7 \pm 0.5\text{Hz}$ 、 $93.2 \pm 0.4\text{Hz}$ 、空気の流れは左上から右下方向である。羽ばたき運動による流れ場の挙動はA点から撮影した場合と同様であるが、B点から撮影した場合は奥行き方向に移動する渦など3次元的に生じる流れ場への影響を観察できる。Fig.10(a)B.D.C($T^*=0.00$)においてLEVが確認できる。(b)Upstroke($T^*=0.27$)においてフェザリング運動(低迎角-高迎角)により生成されたUSVは剥離後、流れの方向を軸とし供試体後方から観察した場合、時計回りに回転している。 $T^*=0.27$ 以降は後方に移動し、崩壊している。また、(d)Downstroke($T^*=0.91$)においてフェザリング運動(高迎角-低迎角)により生成された反時計回りのTVは剥離後、流れの方向を軸とし供試体後方から観察した場合、反時計回りに回転している。 $T^*=0.91$ 以降は後方に移動し、崩壊している。このとき、一様流は生成されたLEV、USV、TVに巻き込まれ、下向きへと変化している。Fig.11(a)B.D.C($T^*=0.00$)において実線で示すLEVとTVの混合渦が確認できる。また、 $T^*=0.91$ 以降において混合渦の端は時計回りに回転し、後方へと移動している。このとき、一様流は生成された混合渦に巻き込まれ、下向きへと変化している。この様にLEV、USV、TV、LEVとTVの混合渦などの渦を発生させ、空気の流れを変化させることで揚力及び推力を発生させていると考えられる。

スズメガ(Hawkmoth : *Agrilus convolvuli*)及びミツバチ(Honeybee : *Apis mellifera*)は、羽ばたき運動時において翅の前縁から体の後方にかけて1つのドーナツ型渦輪と呼ばれる大きな渦輪を生成することがH-Liu教授[2009]とH-Aono教授[2009]によって示された⁴⁾。この渦輪は、前縁剥離渦(LEV)、翼端渦(TV)及び後縁渦(TEV)で形成されており、揚力及び推力を生み出す重要な役割を担っている。シロテンハナムグリにおいても同様にドーナツ型渦輪を発生させると仮定する。Table2は、昆虫の種類及び大きさと無次元パラメータを示す⁵⁾。シロテンハナムグリの各値はスズメガ及びミツバチの各値の間もしくは近い値である。無次元周波数の値が0.1を超えると非定常性

が現れる⁶⁾。Table2よりシロテンハナムグリ、スズメガ、ミツバチの無次元周波数は0.1を超えており、非定常性があると考えられる。また、Fig.11より前縁剥離渦(LEV)及び翼端渦(TV)は一連の渦となっている。以上のことからシロテンハナムグリはスズメガ及びミツバチと同様にドーナツ型渦輪を発生させていると考えられる。しかし、これは本実験で得た結果及び先行研究から考えられることであり実際にドーナツ型渦輪を観察していない。そのため今後は、3次元CFD解析や3CPIVを行う必要があると考えられる。

3-3 PIV

Fig.12及びFig.13は翼中央位置付近及び翼端位置付近における時間平均の速度分布結果を示す。このときの羽ばたき周波数は $92.1 \pm 1.0\text{Hz}$ 、 $93.7 \pm 0.4\text{Hz}$ である。空気の流れは左から右側方向、流速は 1.12m/s である。カラーバーは速度分布図を示し、 $0.0\text{-}5.0\text{m/s}$ の範囲で速度ベクトルの色に対応している。Fig.12(a)B.D.Cにおいて、1周期前に生成されたUSV1及びTV1、2周期前に生成されたUSV2及びTV2が存在している。また、Fig.12(b)Upstrokeにおいて、フェザリング運動(低迎角-高迎角)により生成されたUSV3が確認できる。USV3と翅間において一様流は加速され、流速は最大で3.5倍程度(約 3.91m/s)である。Fig.12(d)Downstrokeにおいて、フェザリング運動(高迎角-低迎角)により生成されたTV3が確認できる。TV3と翅間の流速は最大で一様流の4.2倍程度(約 4.74m/s)である。正面からの一様流は生成されたUSV3、TV3に巻き込まれ、振り上げ運動時に 14deg 程度、振り下ろし運動時に 39deg 程度後方下向きへと変化する。Fig.13(a)B.D.Cにおいて、1周期前に生成されたUSV1及びTV1、2周期前に生成されたTV2が存在している。また、Fig.13(b)Upstrokeにおいて、フェザリング運動(低迎角-高迎角)によりUSV3が生成され、USV3と翅間の流速は最大で一様流の3.0倍程度(約 3.38m/s)である。Fig.13(d)Downstrokeにおいて、フェザリング運動(高迎角-低迎角)により生成されたTV3が確認できる。TV3と翅間の流速は最大で一様流の3.4倍程度(約 3.86m/s)である。正面からの一様流は生成されたUSV3、TV3に巻き込まれ振り上げ運動時に 15deg 程度、振り下ろし

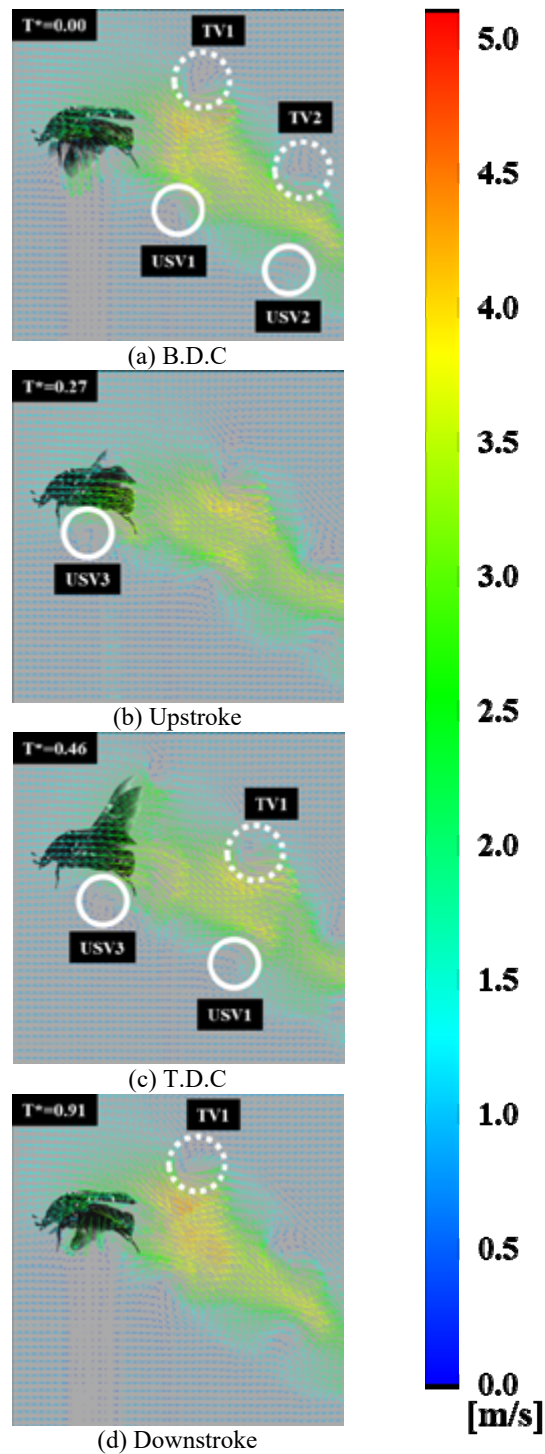


Fig.12 Velocity distribution of flow around the flapping wing of *Protalaria orientalis submarmorea* at wing center

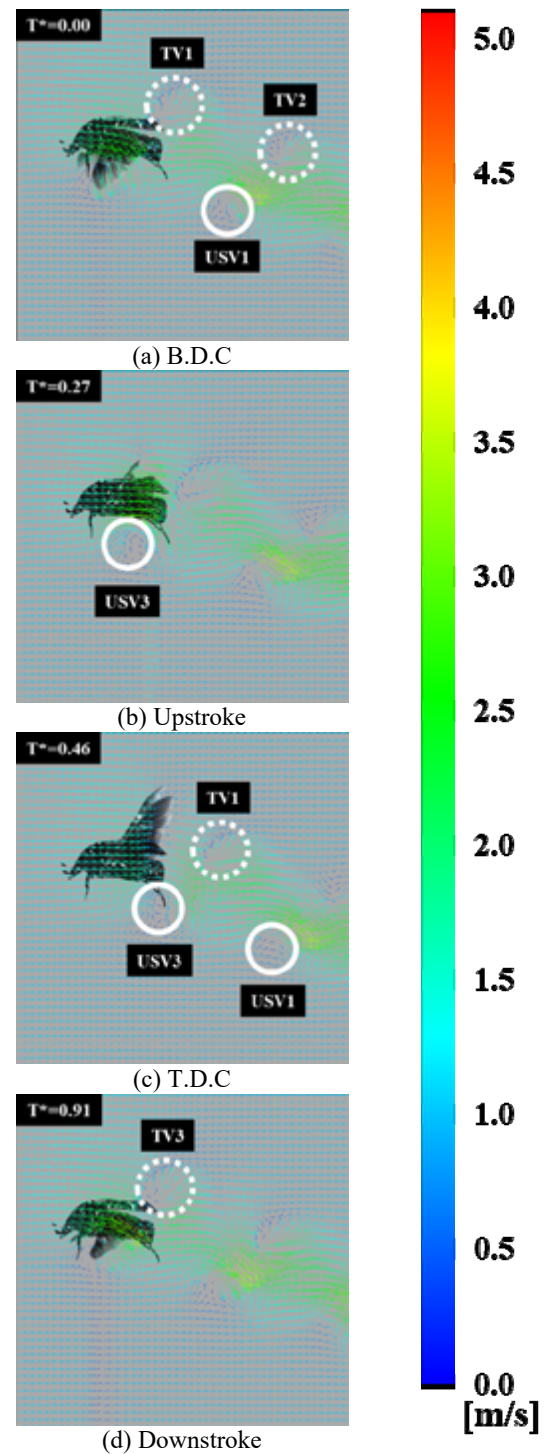


Fig.13 Velocity distribution of flow around the flapping wing of *Protalaria orientalis submarmorea* at wing tip

Table2 Result of calculation

parameter	<i>Protalaria orientalis submarmorea</i>	
	Upstroke	Downstroke
Angle of downwash[deg]	14 ± 9	39 ± 14
Downwash velocity[m/s]	2.46 ± 0.38	2.56 ± 0.81
Vertical velocity [m/s]	0.57 ± 0.39	1.62 ± 0.73
Horizontal velocity [m/s]	2.36 ± 0.39	1.91 ± 0.67

運動時に42deg程度後方下向きへと変化する。

Table2は、振り上げ運動時及び振り下ろし運動時の流速を水平方向及び垂直方向に分解した値を示す。算出するにあたって、翼中央付近でのPIV計測結果を参考にし、振り上げ運動時の各値はT.D.C($T^*=0.46$)、振り下ろし運動時の各値はB.D.C($T^*=0.00$)の結果を使用した。振り上げ運動時の流速は約2.46m/s、振り下ろし運動時の流速は約2.56m/sで振り下ろし運動時は振り上げ運動時の約1.04倍である。一様流れは振り上げ運動時の場合、14deg程度、振り下ろし運動時の場合、39deg程度後方下向きに流れている。流速は水平方向の場合、振り上げ運動時は振り下ろし運動時の1.2倍程度、垂直方向の場合、振り下ろし運動時は振り上げ運動時の2.8倍程度であった。このことからシロテンハナムグリは振り上げ運動時及び振り下ろし運動において大きな推力を発生させ、振り下ろし運動時に大きな揚力を発生させていると考えられる。

4.まとめ

本研究では、コガネムシ科甲虫であるシロテンハナムグリがどのような羽ばたき運動のメカニズムで揚力及び推力を発生させているのかを調査目的とした。ハイスピードカメラを用いた羽ばたきモーションの可視化実験、スモークワイヤー法及びPIVによる流れ場の可視化実験より以下の結果を得た。

- (1) 振り下ろし運動時は低迎角であり、翅に空気抵抗を多く受ける。このため振り下ろし運動時間の方が長くなる。
- (2) シロテンハナムグリは振り上げ運動開始時にUSV、振り下ろし運動開始時に反時計回りのTV、振り下ろし運動時にLEV及び時計回りのTV、LEVとTVの混合渦などの渦を周期的に発生させる。発生させた渦により空気の流れを変化させることで揚力及び推力を発生させている。
- (3) 正面からの一様流は振り上げ運動時に最大で3.5倍程度、振り下ろし運動時に最大で4.2倍程度まで加速される。
- (4) 加速された一様流の流速は水平方向の場合、振り上げ運動時は振り下ろし運動時の1.04倍程度、垂直方向の場合、振り下ろし運動時は振り上げ運動時の2.8倍程度であった。このことからシロテンハナムグリは振り上げ運動時及び振り下ろし運動において大きな推力を発生させ、振り下ろし運動時に大きな揚力を発生させている。

スモークワイヤー法の結果からシロテンハナムグリはスズメガ及びミツバチと同様にドーナツ型渦輪を発生させていると考えられる。しかしこれは、本実験で得た結果及び先行研究から考えられることで

あり、実際にドーナツ型渦輪を観察していない。そのため今後は、3次元CFD解析や3CPIVを行う必要があると考えられる。

謝辞

本研究で使用したハイスピードカメラであるMEMRECAM ACS-1 M60は、(株)ナックイメージテクノロジー様から惜しみなく貸していただいたものである。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) 原田賢哉 et al, “JAXAにおける小型無人機の研究開発”, 日本ロボット学会誌Vol.34 No.2, 2016, pp.86-87
- (2) 総務省消防庁, “消防防災分野における無人航空機の活用の手引き”, 消防消13号, 2018年1月30日, pp.1
- (3) S. A. Combes and T. L. Daniel, “Flexural Stiffness in Insect Wings : Effect of Wing Venation and Stiffness Distribution on Passive Bending”, American Entomologist, Vol.51, Spring 2005, pp.42-44
- (4) H Liu, H Aono, “Size effects on insect hovering aerodynamics: an integrated computational study”, Bioinspiration & Biomimetics, Vol.4, 2009, pp.7
- (5) 下澤楯夫, 針山孝彦, “昆虫ミメティックス～昆虫の設計に学ぶ～”, 株式会社エヌ・ティー・エス, 2008, pp.685-695
- (6) 東昭, “流体力学”, 株式会社朝倉書店, 2003, pp.20-21, pp.102-103, pp.167-174
- (7) 榊原光利, “コガネムシ羽ばたき翼周りの流れ”, 平成20年度愛知工業大学大学院修士論文, 2009, pp1-103
- (8) 深瀬雅央, “昆虫羽ばたき翼周りの非定常流体力計測及び流れ場の数値解析”, 平成22年度愛知工業大学大学院修士論文, 2011, pp1-102
- (9) 高木直樹, “コガネムシ科甲虫飛行時における流れ場の可視化”, 平成23年度愛知工業大学大学院修士論文, 2012, pp1-87
- (10) 北川一敬, “生物模倣技術と新材料・新製品開発への応用”, 技術情報協会, 2014, pp.58-67,
- (11) K. Kitagawa et al, “Visualization of flapping wing of the drone beetle”, J. Visualization, Vol.12, No.4, 2009, pp.393-400
- (12) M. Maeda et al, “Quantifying the dynamic wing morphing of hovering hummingbird”, R. Soc. open Sci, Vol.4, 2017, pp.9-10

スクラムジェットエンジン性能向上に関する試み —性能を左右する内部流剥離の範囲

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)

宗像 利彦, 渡邊 孝宏, 高橋 正晴 (日立ソリューションズ東日本)

Trial for Performance Improvement of Scramjet Engine —Flow Separation Domain Affecting Engine Performance

SATO Shigeru (Kakuda Space Center, Japan Aerospace Exploration Agency)

FUKUI Masaaki (Space Service)

MUNAKATA Toshihiko, WATANABE Takahiro and TAKAHASHI Masaharu
(Hitachi Solutions East Japan)

ABSTRACT

Japan Aerospace Exploration Agency has been investigating scramjet engines in Kakuda Space Center using RamJet Engine Test Facility and others. 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 top 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 and strut shock waves on the fuel distribution. In this paper the authors describe results of combustion calculation to compare with the test result. It is found that a flow separation occurs in the corner of internal flow, and that the separation causes inclined shock wave to promote the combustion.

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、インド、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。飛行試験では 2013 年 5 月に米国 NASA が実施した X51A の飛行試験がある⁽¹⁾。また、豪州等では国際共同研究が活発であり、飛行試験を志向した論文も見られる。また一部報ぜられている所ではインドでも飛行試験が行われている様子である⁽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の技術確立を目指し、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 (RamJet Engine Test Facility : RJTF)⁽³⁾を用いた 2 m 級サブスケールエンジン試験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 RJTF 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る燃料はエンジン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。

佐藤らは、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等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⁾⁻⁽²³⁾。

特に、ストラット及びピカウルの組み合わせが三次元的に形作る衝撃波構造がエンジン内流れの構造を決定付けており、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、それを概念化し応用法を検討している⁽²⁰⁾⁻⁽²³⁾。また、今日までストラット周りの流れ場の考察を行う手段として流線の可視化及び遡り法 (遡上法) を考案し、当量比分布改善に資する可能性のある流線を見出し、これを『有効流線』と位置付けた⁽²⁴⁾。

エンジン流路内で空気流量 (密度×速度: ρu) の豊富な領域に重点的に燃料を吹き込めば、発生熱量の増進に効果的であり発生推力の向上に資する可能性が有る。この見地からもストラット周囲の流れ場に注目している。以下、密度×速度: ρu を『質量流率』と呼称する。

本報告では、今日までの実績を踏まえて燃焼計算を進め

ており、今回は側板垂直噴射の燃焼計算結果を記し、エンジン試験結果との比較を行い、エンジン内に生じている剥離の状況を二次的に把握すると共に、剥離が性能に及ぼす影響を考察する。

2. ストラットが形成する流れ場の効果

ストラットはエンジン空気吸い込み圧縮過程の流路中央部に取り付けられるもので、抵抗増、重量増の元となるものの、空気力学的効果により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 RJTF 試験結果の精査により次の効果を見出している。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⁽²²⁾、③ストラット背後の流体輸送^(22, 23)の三効果である。①『高温三角域』とは、ストラット前縁からの衝撃波がカウル前縁からの衝撃波と三次元的に重なり合って形成される高温分布で、エンジン内燃焼を出力が増大する強燃焼に移行させるのに有効な温度分布である。②ストラット背後に形成される後流の存在により流体滞在時間が長く取れ保炎に有効である。③また、ストラット背後の後流中に見出される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。

ストラットの働きについては過去には当所工藤らにより小型燃焼風洞を用いた要素試験にてストラットからの燃料噴射の効果が確認されている⁽²⁵⁾。

噴射孔の設置位置の多様化にはストラットは有効な選択肢であると考ええる。

3. エンジン形態と性能

図1は当所で供試したエンジンで、インレット、分離部、燃焼器平行部、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型のものである。分離部の出口には後向きの段差があり、その段差の下流32mmの所に孔径1.5mmの燃料垂直噴射孔が12本並ぶ。また、エンジン流路中程には天板にストラットが装着され、当形態では側板と同じ高さの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。尚、このストラット呼称はストラットの高さを変える試験(1/5高さ等)を行ったことによる。尾部は、後述するボートテイル形ストラットに比し相対的に長めで矩形である。

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、良好な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^(20, 26)。

4. 比較形態—試験済み形態と仮想形態

4.1. 計算対象

図2には 5/5 高さストラット形態とそれに対比するボートテイル形ストラット形態の詳細を示す。後者は改良型提案エンジンであり当計算においては仮想形態である。両ストラットも側板と同じ高さのストラットではあるが、当論文では上の様に呼び分ける。5/5 高さストラットは後縁部分が矩形であり、ボートテイル形ストラットは後縁手前で絞られた形であり全長も短い。全長は、5/5 高さストラットが 393mm (図2a)、ボートテイル形ストラットは 301mm である(図2b)。この形状とした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⁽²⁷⁾。

4.2. 数値計算方法

計算には汎用熱流体解析ソルバ Fluent を用いた。最小格子幅はストラット前縁周辺等の 0.1mm である。計算ではエンジン左右中央断面を対称面とする右舷半裁を対象とし、格子数は 503 万、対流項評価の数値流束は AUSM⁺、制限関数は二次精度、時間積分は陽的解法、乱流モデルは $k-\omega$ である。壁面は断熱壁と仮定した。

気流条件は、流入マッハ数 5.3 等 RJTF エンジン試験条件に揃えている。機体下面境界層に相当する設備境界層も込みである。

燃焼計算に関しては、反応モデルは Petersen and Hanson の論文⁽²⁸⁾を元に水素-酸素の反応式を Fluent に読み込ませたものを用いている。燃焼モデルは Finite Rate Chemistry (有限速度反応)、反応は 9 種 20 素反応である。

尚、数値計算には当機構の統合スーパーコンピュータ“JSS2”等を用いた。

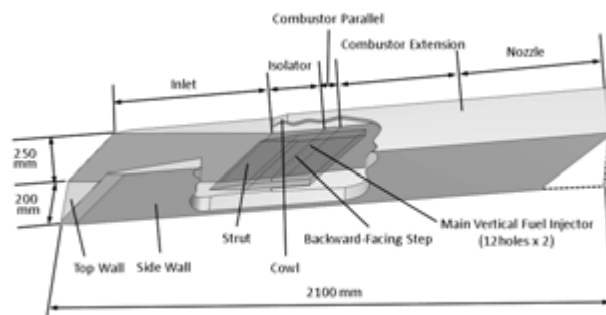


Fig. 1 Outline of scramjet engine tested.⁽⁴⁾ The engine is set upside-down on the test bed.

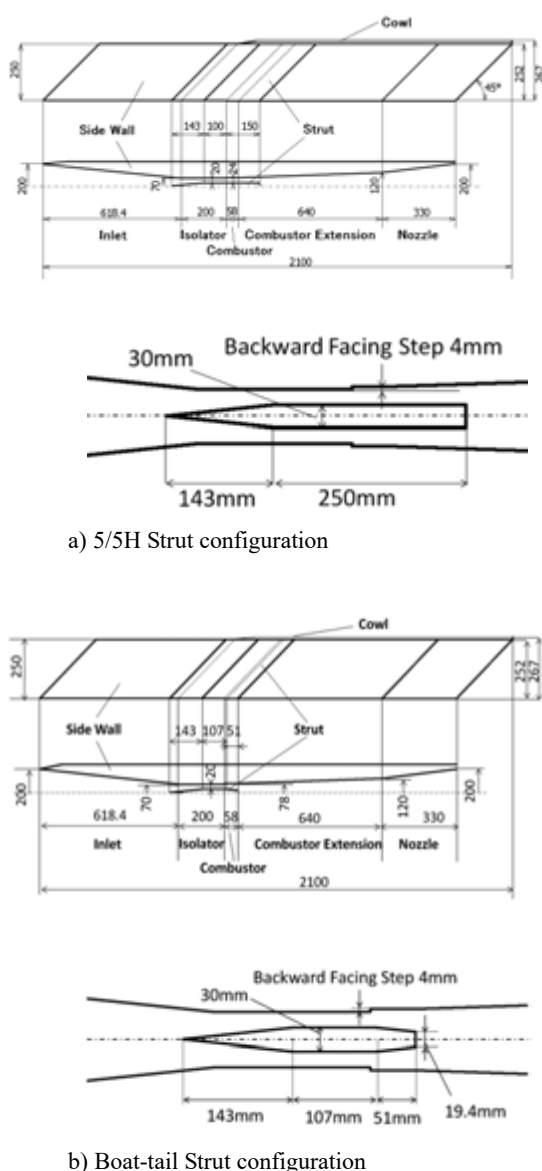


Fig. 2 Two types of struts. The 5/5H Strut (a) and the Boat-tail Strut (b) are compared by means of CFD.

5. 流れ場の歪

燃料当量比分布の偏りの原因の一つが流れ場の歪 (distortion) である。これは、前述の通りエンジン内に形成される衝撃波等が形作るものであり、この歪に就いては佐藤らが今日まで RJTF データを基に CFD 解析を進め詳細を調べて来た⁽¹⁸⁾。概要は文献⁽²⁹⁾に示す。

これら調べの結果、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且つ気流の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

周辺からの噴射を追加する必要があり⁽³⁰⁾、その噴射が巧妙に行われて初めて燃料偏在の補正が可能となる。

詰まり、側板垂直噴射には限界が有ることから、ストラット噴射をも視野に入れ噴射方式の多様化を検討する必要がある。その為にも CFD による仮想実験が必要である。

6. 燃料当量比分布の比較

次に燃焼計算の結果を示す。今日までのエンジン内流れ場の探索⁽²⁴⁾では、纏まった高質量流量領域を形成し当量比分布改善につながりそうなのは、ストラット噴射ではあるが、検討の基本条件を確保するため、先行的に燃料の側板垂直噴射の流れ場を対象として燃焼計算を行った。

計算条件は前述の通りであるが、燃料噴射の条件は次の通りである。噴射燃料は気体水素 H_2 、流量は燃料噴射孔 1 本当たり $2g/s$ 、噴射孔は片側板に 12 本、両側板では 24 本となるので、総流量は $48g/s$ である。エンジン内圧力分布等の計算結果は過去の発表^(31, 32)にて、また燃焼下の衝撃波に就いても過去の発表^(33, 34)で報告済みである。

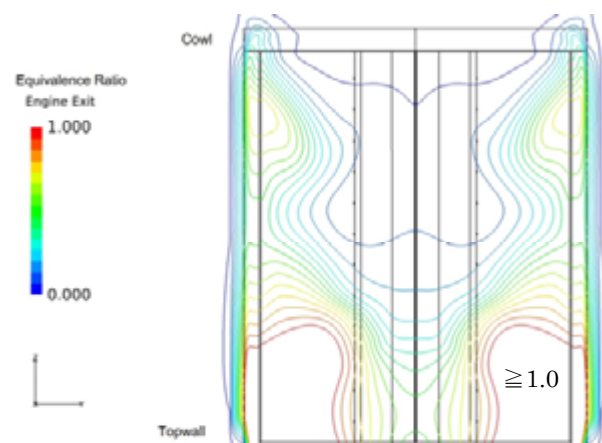
6.1. 燃料当量比分布の計算結果

図3に両形態のエンジン出口断面における燃料当量比分布の計算値を示す。図3aが5/5高さストラット形態、図3bがボートテイル形ストラット形態のものである。尚、ここでも上がカウル、下が天板である。当量比の凡例は赤が1.0、青が0.0となる配色である。詰まり、赤い方が量論混合に近く、青い方が燃料希薄であることを示している。燃料はエンジン試験と同一条件で両側板の段差下流 32mmの垂直噴射孔 12本ずつ計 24本からの一斉噴射で総流量が 48g/sである。

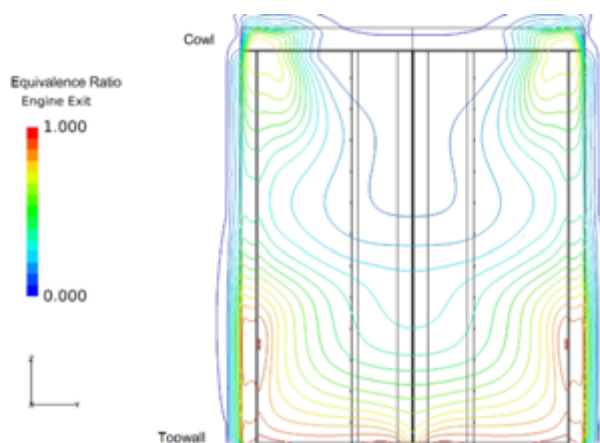
両者とも両側板沿いに天板側に向かって当量比が高くなり、一方でカウル側左右対称線に向かって低くなっている。然しながら、ポートテイル形ストラット形態の方は相対的に燃料の拡散が進んでおり、当量比が 1.0 を超す領域は小さい。こちらの形態の方に燃料当量比分布上の優位性が見出せる。この燃料を拡散させる流れ場の要因を見出すことが必要である。詰まり、空気質量流率が豊富な所に適量の燃料を吹き込める流れの構造を把握することが設計方法の確立に不可欠である。この相対的に良好な燃料分布は、偏にストラットの後部形状の違いによるもので、それは衝撃波等によって構成される流れ場が齎すものである。こうした流れ場の構造の探求を進めたい。

6.2. 当量比分布の計測結果

図4は、図2aに示した5/5高さストラット形態のエンジン出口における当量比分布の計測値である。RJTFで行った試験M6S43の試験結果であり⁽⁴⁾、上の図3aの計算結果と対応するものである。この当量比分布の計測値は、エンジン出口においてH₂、N₂、O₂のガス採取計測を行い、各組成の関係より当量比を導いたものである⁽⁴⁾。



a) 5/5-Height Strut configuration



b) Boat-tail Strut configuration

Fig. 3 Calculated equivalence ratio ϕ distribution at the engine exit in the combustion flow.

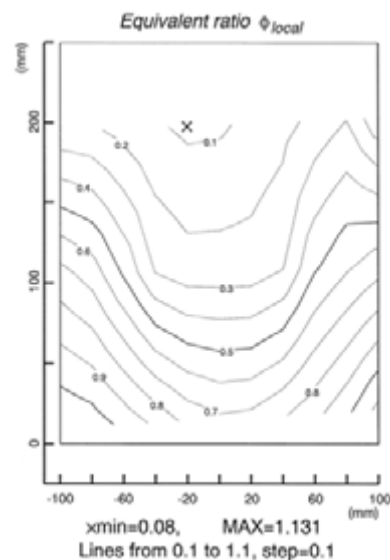
図 3 a を図 4 と対比すると、当計算では傾向は捉えているということと言える。違いは両側板天板寄りの両隅に生じている高当量比領域である。計算値の方がこの領域が大きくエンジン断面に張り出している。こうなる流れ場の状況に就いては文献^{(34)~(36)}にて報告している。更に文献^{(36)~(40)}では剥離との関連を考察した。剥離位置の特定の為に計算において衝撃波背後の流れ場をよりの的確に再現する必要がある。

7. 側板面二次元圧力分布に関わる考察

こうした流れ場の構造の探求を進める為、RJTF 試験結果 M6S43 の側板面圧力分布に就いて二次元的に考察を行う。

7.1. 側板面上の圧力分布

図 5 は試験番号 M6S43 における側板面圧力分布の計測



5/5-Height Strut configuration

Fig. 4 Measured equivalence ratio ϕ distribution at the engine exit.⁽⁴⁾ This is the test result of M6S43 and corresponds to Fig.3a.

値と、それに対応する数値計算 CFD の結果とを記したものである。燃料は側板 12 本の垂直噴射、両側で 24 本、燃料の総流量が 48g/s である。

この図 5 は 4 枚組図で、図 5 a は天板面から 45mm 高さでエンジン軸方向の分布、以下同様に図 5 b は 70mm、図 5 c は 125mm、図 5 d はカウル際の 210mm のものである。特に図 5 c はエンジン半値高さのもので、過去にも報告⁽²¹⁾を行っている。横軸はエンジン軸方向であり、インレット前縁の天板最先端を 0mm とし、縦軸は壁圧であり、気流総圧で規格化したものである。

計測値は側板の各所に圧力計測孔を配して実測したものであるが、供試体構造上必ずしも全面均等様に配することは出来ず、密なる域と疎なる域とが混在している。そうした計測値から上の 4 列を取り上げた。図中で丸〇が計測値、実線―が CFD である。

図 5 a は天板面から 45mm 位置の列で、計測値はインレット前縁より約 690mm 以降の値である。概ね分離部途中からエンジン出口に掛けての計測値である。これに対して実線は CFD の値である。計測値の起伏等の傾向を捉えている。

図 5 b は天板面から 70mm 位置の列で、計測値はインレット前縁より概ね 350mm から 920mm までで、インレット途中から燃焼器拡大部の途中までの計測値である。これに対して実線は CFD の値であり、これも計測値と良く一致している。

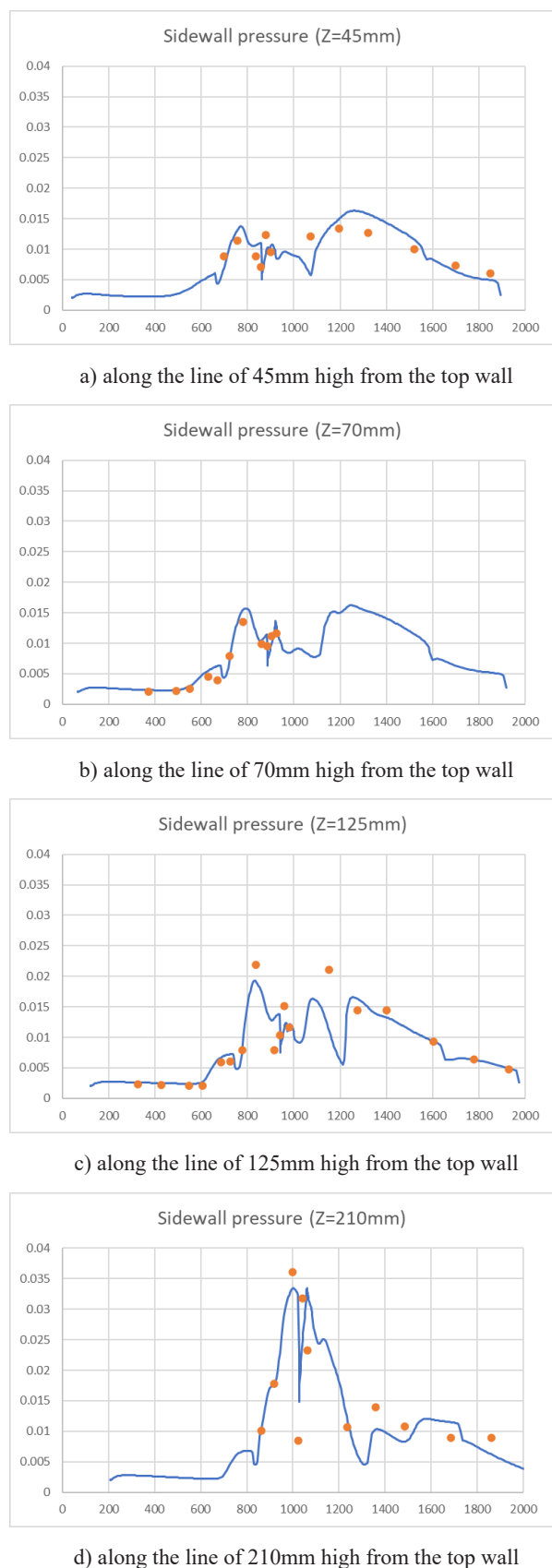


Fig. 5 Pressure distributions on the side wall in M6S43. The orange circles are of measurement, the solid lines are of CFD.

図 5 c はエンジン半値高さ 125mm 位置の列でインレットからエンジン出口までほぼ全域で計測したものである。これに対して実線は CFD の値であり、これも概ね計測値の起伏等を捉えている。

図 5 d は天板面から 210mm 位置の列で、カウル寄りの位置である。計測値はインレット前縁より 620mm 以降で、分離部中ほどからエンジン出口に掛けてのものである。これに対して実線は CFD の値で、計測値の大きな起伏を捉えている。一部に少しずれが有るが、今後の精度向上に期したい。

天板近くからカウル近くまで且つエンジンのインレットから出口までの広域を比較した。上で各々の列に就いて CFD と比較したが、概ね一致しており、当 CFD はこの燃焼条件下のエンジン内部の状況を大筋で再現していると考えている。

7.2. 側板面上の衝撃波と発熱

次の図 6 は、側板面圧力分布の CFD 結果であり、その上に剥離域を示したものである。CFD で用いた剥離条件は、速度 x 方向成分が -0.1m/s 未満の領域である^(37,38)。図 6 a は M6S43 に対応するもの、図 6 b はボートテイル形ストラット形態であり、何れも天板寄りに剥離域が確認でき、その剥離が起こす斜め衝撃波が下流圧力を上げている様子が分かる。

また、次の図 7 は温度分布の CFD 結果であり、その上に剥離域を示したものである。図 7 a は M6S43 に対応するもの、図 7 b はボートテイル形ストラット形態のものである。これを観ると、前述の図 7 で示した通り剥離により衝撃波が生じ、その衝撃波によって衝撃波下流側に発熱が誘起されている様子が分かる。

図 7 a に示す温度分布に於いて見出せることを下に記す。剥離の起点が発熱の起点となっている様子が見て取れるが、そこから直接的に側板方向へ発熱が広がっている様子は見当たらない。寧ろ、少し離れた所に発熱の始まる線がくっきりと見えている。これは、剥離泡により生じた斜め衝撃波がカウル近くまで伸び、その衝撃波の通る位置を境目として、その下流域で一斉に発熱し始めている様子を反映している。

一方、図 7 b のボートテイル形ストラット形態では、剥離の起点が発熱の起点となっており、且つ側板方面にも広がりを見せている。こちらも剥離泡により斜め衝撃波が生じカウル近くまで伸びているが、図 6 b を見ると、その斜め衝撃波が走る途中でエンジン半値高さの所にもう一つ小さな剥離泡が有り、ここからも斜め衝撃波が生じている様子がある。この形態の側板に生じている斜め衝撃波は、この大小二つの剥離泡によって生じた斜め衝撃波が重なり合ったものである。その重なり合った衝撃波が通る位置より下流で発熱が活発となっている。そして、全体的に

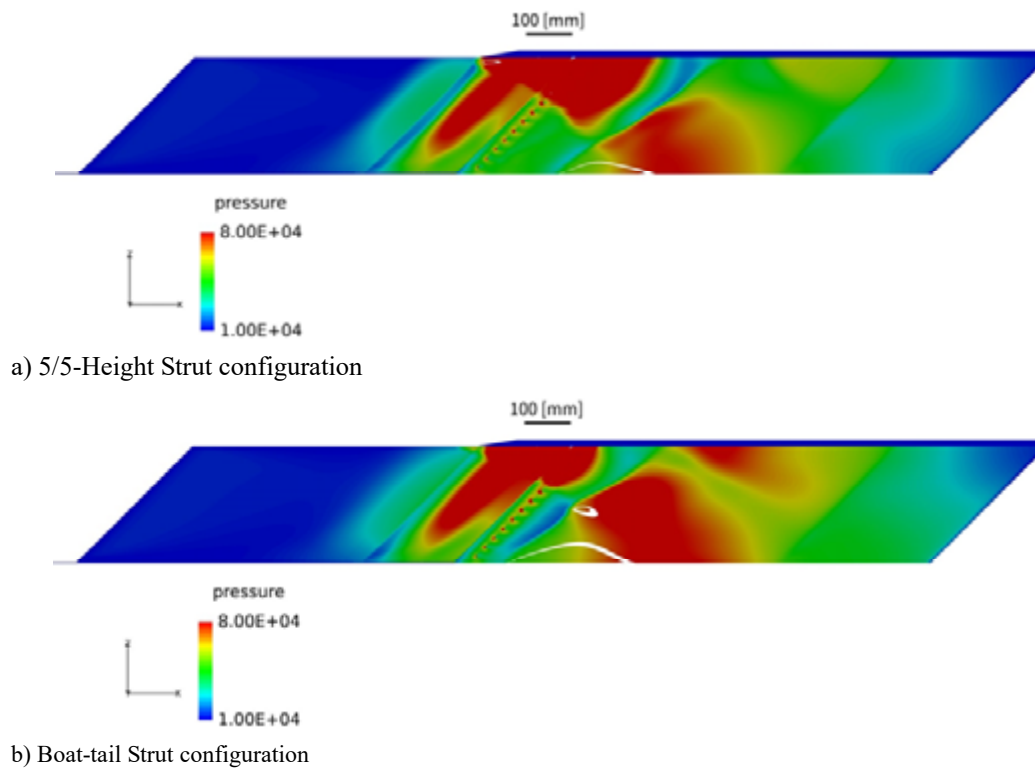


Fig. 6 Separation and pressure on the side wall. The separation shock wave runs to the cowl and promotes the combustion.

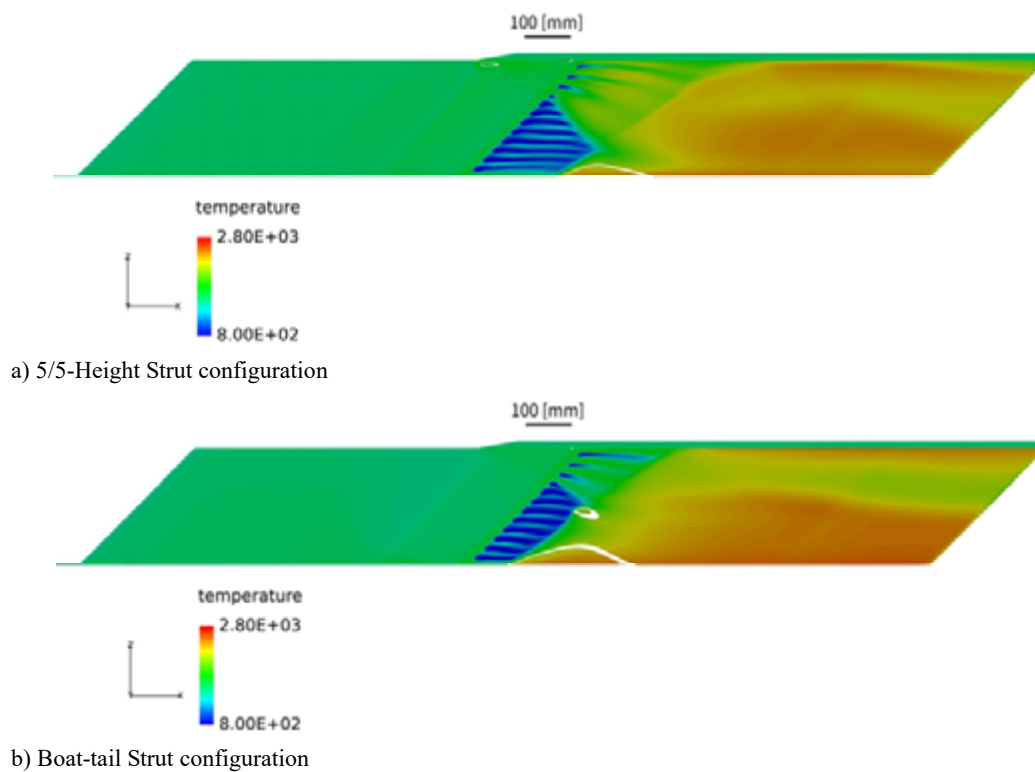


Fig. 7 Separation and temperature on the side wall. The separation shock wave runs to the cowl surface and promotes the combustion.

M6S43 に比べ赤の度合いが強く、より多く発熱を起していることが分かる。図 2 で示した両形態の CFD の結果を基にした積分推力では、5/5 高さストラット形態で 715N、ポートテイル形ストラット形態では 825N となり、ポートテイル形ストラット形態の方が 15% 程度大きな推力を発生させている⁽³⁵⁾。

先に報告した天板面での流れでは、発熱の起点は剥離の起点であったが^(37, 38)、側板では剥離の起こす斜め衝撃波が発熱の起点となっている。エンジン内に形成される剥離が衝撃波を起し、それが元で発熱状況が左右され、性能に反映される。エンジン設計の際には衝撃波の及ぶ位置と流れに与える影響を評価しながら行う必要がある。

8. 終わりに

エンジン試験実施済みのエンジン形態と改良型提案エンジン形態とに就いて、燃料側板垂直噴射条件の燃焼計算を行った。エンジン内流れ場に生ずる剥離が燃焼を促進していることが確認できた。この剥離は天板と側板の角に生じ、左右対のものであるが、天板面では剥離起点が発熱の起点となっていたのに対して、側板では剥離が起こす斜め衝撃波が発熱の起点となっている。

謝辞

計算に関しては小寺正敏主任研究開発員の助言等を得、又 Fluent の使用に際しては根岸秀世研究領域主幹の助言を頂き、図出力には当所計算センター支援技術員井上拓殿（日立ソリューションズ東日本）の協力を頂いた。紙面を借り謝辞申し上げる。

参考文献

- (1) Jorris, T., AIAA Paper 2014-2579, 2014.
- (2) Warwick, G., Aviation Week & Technology, September, 12-25, 2016.
- (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(調布)2001 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) 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).
- (18) 佐藤茂他, 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 2014(弘前)論文集, JAXA-SP-14-010, 2015 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (19) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2014-2144, 2014.
- (20) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2010-7037, 2010.
- (21) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2011-2314, 2011.
- (22) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2012-5836, 2012.
- (23) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2013-3750, 2013.
- (24) 佐藤茂他, 平成 26 年度衝撃波シンポジウム, 平成 27 年 3 月 (伊香保).
- (25) 工藤他, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, RR-04-011, 2005 年 1 月
- (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 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(早稲田)論文集, JAXA-SP-11-015, 2012 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (28) Petersen, E.L. and Hanson, R.K., Journal of Propulsion & Power, Vol. 15, No. 4, July–August 1999.
- (29) 佐藤茂他, 第 48 回流体力学講演会/第 34 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2016(金沢)論文集, JAXA-SP-16-007, 2016 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (30) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2015-3598, 2015.
- (31) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2018-0889, 2018.
- (32) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2019-0678, 2019.
- (33) 佐藤茂他, 平成 29 年度衝撃波シンポジウム, 平成 30 年 3 月 (仙台).
- (34) 佐藤茂他, 平成 30 年度衝撃波シンポジウム, 平成 31 年 3 月 (横浜).
- (35) 佐藤茂他, 第 50 回流体力学講演会/第 36 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2018(宮崎)論文集, 2018 年, 宇宙航空研究開発機構.

- (36) 佐藤茂他, 第 51 回流体力学講演会/第 37 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2019(早稲田)論文集, 2019 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (37) 佐藤茂他, 2019 年度衝撃波シンポジウム, 2020 年 3 月 (神戸開催代替誌上開催).
- (38) Sato, S., et.al., AIAA Paper 2020-2427, 2020.
- (39) 佐藤茂他, 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 2020 オンライン論文集, 2021 年 2 月, JAXA-SP-20-008, 2021 年, 宇宙航空研究開発機構.
- (40) 佐藤茂他, 2020 年度衝撃波シンポジウム, 2021 年 3 月 (オンライン開催).

埋め込み境界法と移動格子による Caradonna-Tung 回転翼の非定常乱流解析

菅谷 圭祐, 今村 太郎 (東京大学大学院)

Unsteady Turbulent Flow Simulation of Caradonna-Tung Rotor Using Immersed Boundary Method

SUGAYA Keisuke, IMAMURA Taro (The University of Tokyo)

ABSTRACT

The purpose of this study is to investigate the influence of the grid setting and the numerical scheme on the unsteady turbulent flow analysis of the Caradonna-Tung rotor using the moving Cartesian grid with the immersed boundary method. Two types of grids with locally refined regions around the rotor wake are used; the shape of the refinement of one grid is cylindrical, and that of the other is rectangular. Meanwhile, the conventional second-order scheme and the high-order scheme are used to evaluate the inviscid flux. In all simulation results, helical vortices from the blade tips appear. Furthermore, the secondary vortex that entangles two tip vortices is observed by using the high-order scheme. However, when the grid with the cylindrical refined region and the high-order method are combined, unphysical vortices are observed around the cell faces where the cell size changes. By contrast, this phenomenon is not observed in the simulation using the grid with the rectangular region and high-order scheme. Therefore, the grid with a rectangular refined region is more appropriate for the numerical simulation of rotor blades than the grid with a cylindrical refined region.

1. 序論

近年, 低環境負荷な航空機として, 電動ファンを用いるハイブリッド航空機が研究されている⁽¹⁾. また都市部での新しい交通手段として, 垂直離着陸が可能な Urban Air Mobility が注目されている. これらの革新的な航空機の空力設計では, 回転するファンや回転翼周りの非定常な流れを予測することが重要である. これまで数値流体力学は, 固定翼機の巡航状態での空力予測に広く利用されてきたが, 電動ファンや回転翼を有する航空機の空力設計に向けて, 移動物体周りの非定常流れを解析できる手法の更なる発展が重要である.

移動する物体周りの流れを解析する手法には, 計算格子を変形させる手法⁽²⁾と, 剛体とみなす手法⁽³⁻⁵⁾の二種類がある. このうち格子を剛体とみなす手法は, 物体の移動に合わせて格子も移動する手法 (以降, 移動格子と呼ぶ)^(3,4)と, 空間に固定された格子で物体の壁面だけが移動する手法⁽⁵⁾の二種類に分類される. 移動格子では, 一般的に物体適合格子が用いられる. 乱流境界層を計算するための層状の格子を利用できるが, 格子生成には手動操作が必要である⁽⁶⁾. 空間に固定された格子での解析では, はじめに物体壁面に沿わない

格子を生成し, 次にレベルセット関数などを用いて物体壁面を表現する. 物体の移動に伴い物体内部から流体領域に出現するセルに対し, 流れの情報を補間する必要があるが, 乱流境界層での非線形な流れを精度よく補間することは難しい.

筆者らは, 階段状の直交格子を用いた移動格子と, 埋め込み境界法⁽⁷⁾を組み合わせた解析手法を提案している⁽⁸⁾. この手法では階層型直交格子 (図 1) を用いるため, 複雑形状に対し自動で格子を生成できる. 階層型直交格子を用いた計算では, 局所的な格子の細分化が容易であり, また空間二次精度以上のスキーム⁽⁹⁾を利用できる. 一方, 回転翼の解析では計算格子の設定や計算手法が解析結果に大きく影響を与えることが知られている⁽¹⁰⁾. このため階層型直交格子を回転翼の解析に用いる場合, 解析精度の低下といった数値的な問題^(11,12)が生じる場合がある, 格子幅が切り替わる部分 (図 1 の Hanging node) での計算に注意が必要である. 特に格子を局所的に細分化する場合は, 細分化領域の形状が計算結果に影響を与えられと考える.

本研究の目的は, 回転する直交格子を用いた回転翼の非定常乱流解析において, 計算格子の設定と非粘性

流束評価のスキームが，空力予測に与える影響を調査することである．計算には，回転翼の後流を局所的に細分化した格子を用いる．細分化領域の形状は，円柱と直方体の二種類である．また計算手法が計算結果に与える影響を調査するため，空間二次精度のスキームと，既存の高次精度スキーム⁽⁹⁾を移動格子に拡張した手法を用い，結果を比較する．物体壁面の乱流流れは，壁関数を用いてモデル化する⁽¹³⁾．本研究には，東京大学李家・今村研究室で開発中の直交格子流体ソルバ UTCart を利用する⁽¹⁴⁾．

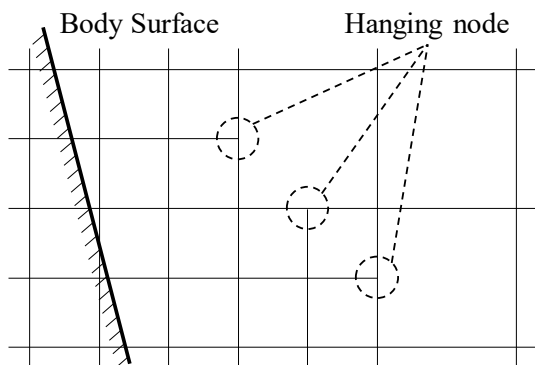


図1 階層型直交格子の例．

2. 計算対象

本研究では，二枚のブレードから構成される Caradonna-Tung 回転翼周りの流れを計算する⁽¹⁵⁾．ブレードの形状は矩形翼で，捩りとテーパーは無い．コレクティブピッチ角と角速度を変更した実験がなされており，本研究ではコレクティブピッチ角が8 [deg]，翼端でのマッハ数が0.439 の条件を計算する．また本研究では，ブレード周りの境界層が乱流境界層であることを仮定する．表1に回転翼の諸元と解析条件を示す．

表1 回転翼の諸元と計算条件．

ブレードの枚数	2
翼型	NACA0012
回転翼の半径	45 [in.]
翼弦長	7.5 [in.]
コレクティブピッチ角	8 [deg]
翼端マッハ数	0.439
翼弦長と音速を基準にしたレイノルズ数	4.4×10^6

3. 計算手法

3.1. 支配方程式

移動する格子を用いる場合，Navier-Stokes 方程式は次式である．

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{Q}_c d\Omega + \oint_{\partial\Omega} \{(\mathbf{F}(\mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n) - \mathbf{F}_v\} dS = 0 \quad (1)$$

ここで \mathbf{Q}_c は保存変数， $\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n$ は非粘性流束， \mathbf{F}_v は粘性流束である．格子が静止する場合に加え，格子の移動による流束 $\mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n$ が追加される．静止する格子に一樣流を与える解析と，一樣流の速度で移動する格子を用いる計算では，同じ結果が得られることが望ましい．そこで文献^(16,17)を参考に，非粘性流束を次式で計算する．

$$\mathbf{F}(\mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n = \mathcal{T}_c^{-1} \mathbf{F}(\mathcal{T}_c \mathbf{Q}_c, \mathbf{n}) \quad (2)$$

$$\mathcal{T}_c = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -V_x & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -V_y & 0 & 1 & 0 & 0 \\ -V_z & 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{|\mathbf{V}|^2}{2} & -V_x & -V_y & -V_z & 1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで $\mathcal{T}_c \mathbf{Q}_c$ は，格子に対する気流の相対速度から計算される保存変数である．非粘性流束をSLAU⁽¹⁸⁾などの近似リーマン解法を用いて計算する場合，セル境界を挟んだ左右の保存変数 $\mathbf{Q}_{c,L}$ ， $\mathbf{Q}_{c,R}$ を用い，次式で計算する．

$$\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c \mathbf{V}_n = \mathcal{T}_c^{-1} \mathbf{F}_{ij}(\mathcal{T}_c \mathbf{Q}_{c,L}, \mathcal{T}_c \mathbf{Q}_{c,R}, \mathbf{n}_{ij}) \quad (4)$$

ここで \mathbf{n}_{ij} はセル境界に対し法線方向の単位ベクトルである．式 (4) を用いて非粘性流束を評価することで，静止する格子に一樣流を与える計算と，一樣流の速度で格子が移動する計算で同じ結果が得られる⁽⁸⁾．

3.2. 境界条件の設定

本研究では，埋め込み境界法を用いて壁面境界条件を計算する．図2に本研究で用いる埋め込み境界法の概念図を示す．セルを，物体の内側に埋没する Body cell，物体壁面と交差する Wall cell，流体領域に存在する Fluid cell の三種類に分類する．壁面境界条件は，Wall cell と Fluid cell の Wall cell 側のセル境界中心 (Face Center, FC) に課す．FCでの基本変数は，FC を通り物体壁面から法線方向に $d_{fp} = 2\Delta x$ 離れた位置に配置される Image Point (IP) での基本変数と，壁面に隣接するセル (図2のCell k)，物体壁面での境界条件から計算する．IPの基本変数は，IPが配置されるセル (図2のCell l) の基本変数と勾配から，線形に補間される．

法線方向速度は，壁面を通した質量流束がゼロであることが境界条件である．そこで，IP と壁面の間で速度が線形に変化することを仮定する．接線方向の速度

は、静止する直交格子での解析に向けて提案された壁関数⁽¹³⁾を、移動格子での解析用に修正したものを利用し計算する．図 3 に法線方向速度の境界条件を示す．IP と壁面の間で速度勾配が線形であることを仮定し、次式で計算する．

$$u_{t,FC} = u_{t,IP} - u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y_{IP}^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+) \quad (5)$$

ここで f_{wall} は Spalart–Allmaras 壁関数⁽¹⁸⁾である． u_τ は Newton–Raphson 法を用い、次式を用いて反復計算で決定する．

$$u_\tau^{m+1} = u_\tau^m - \frac{g(u_\tau^m)}{g'(u_\tau^m)} \quad (6)$$

$$g(u_\tau) = u_\tau f_{wall}(y_{IP}^+) - (u_{t,IP} - V_{t,wall}) \quad (7)$$

$$g'(u_\tau) = f_{wall}(y_{IP}^+) + u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial u_\tau} (y_{IP}^+) \right\} \quad (8)$$

壁面の移動速度 $V_{t,wall}$ は、式(7)に表れる．埋め込み境界法を用いた境界条件の設定を表 2 に示す．

表 2 埋め込み境界法を用いた境界条件の設定．

法線方向速度 $u_{n,FC}$	$u_{n,IP} - \frac{(u_{n,IP} - V_{n,wall})}{d_{IP}} (d_{IP} - d_{FC})$
接線方向速度 $u_{t,FC}$	$u_{t,IP} - u_\tau \left\{ \frac{\partial f_{wall}}{\partial y^+} (y_{IP}^+) \right\} (y_{IP}^+ - y_{FC}^+)$
温度 T_{FC}	$T_{IP} - \frac{dT}{dy} \Big _{IP} (d_{IP} - d_{FC})$
圧力 p_{FC}	p_k

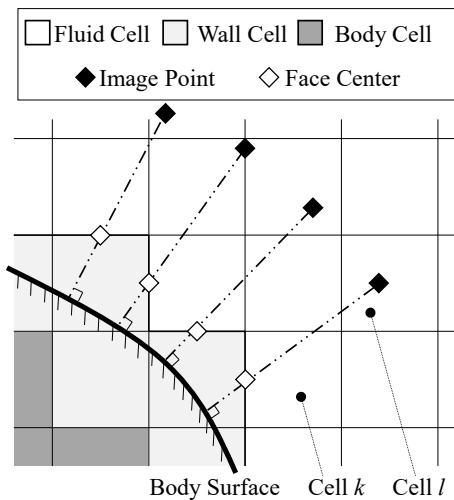


図 2 埋め込み境界法概念図．

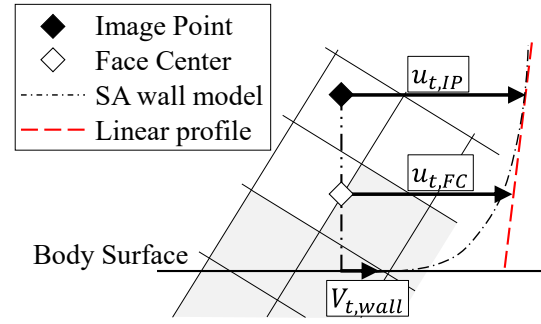


図 3 壁関数を用いた境界条件の設定．

3.3. 高次精度スキーム

回転翼後流の非定常な流れを精度良くするため、格子が等間隔に細分化された部分では空間四次精度となるスキームを利用する．本研究では、Tamaki and Imamura が静止する直交格子での計算用に構築したスキーム⁽⁹⁾を、移動格子での計算に拡張して利用する．非粘性流束を式(9)~(12)で計算する．

$$\mathbf{F} - \mathbf{Q}_c V_n = [\mathcal{T}_c^{-1} \mathbf{F}_{ij} (\mathcal{T}_c \tilde{\mathbf{Q}}_{c,L}, \mathcal{T}_c \tilde{\mathbf{Q}}_{c,R}, \mathbf{n}_{ij})]_{V=V_{FC}} \quad (9)$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_{c,L} = \bar{\mathbf{Q}}_{c,i} + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial X} \right)_i + \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{Q}_c}{\partial X^2} \right)_i \quad (10)$$

$$\tilde{\mathbf{Q}}_{c,R} = \bar{\mathbf{Q}}_{c,j} - \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial X} \right)_j + \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{Q}_c}{\partial X^2} \right)_j \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{F}'_{mod} &= \frac{\Delta x^2}{24} \left\{ \frac{\partial}{\partial Y} \left[\frac{\partial (\mathcal{T}_c^{-1} \mathbf{F}_n (\mathcal{T}_c \mathbf{Q}_c))}{\partial \mathbf{Q}_c} \right] \right\}_{V=V_{FC}} \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial Y} \right) \\ &\quad - \frac{\Delta x^2}{12} \left(\frac{\partial V_n}{\partial Y} \right) \left(\frac{\partial \mathbf{Q}_c}{\partial Y} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで $\tilde{\mathbf{Q}}_{c,L}$ はセル境界に対する保存変数の面平均値、 $\bar{\mathbf{Q}}_{c,i}$ は cell i での保存変数のセル平均値、 $(\partial \mathbf{Q}_c / \partial X)_i$ と $(\partial^2 \mathbf{Q}_c / \partial X^2)_i$ は保存変数の勾配のセル平均値である． X と Y はそれぞれセル境界に対する法線方向と接線方向である．MUSCLスキームなどを用いる二次精度の有限体積法では、セル境界を通過する流束を中点則に基づき空間二次精度で評価する．一方式(9)では、四次精度で面積分を計算するための修正項 \mathbf{F}'_{mod} が加えられている．式(12)の右辺第一項は文献⁽⁹⁾の修正項に相当し、右辺第二項は格子の移動に伴う流束の修正である．格子幅が変化する Hanging node では、保存変数の一回微分が空間一次精度で評価される．このため式(10)、(11) が空間二次精度となり、合わせて式 (9) も二次精度となる．

本研究で用いるスキームは、計算領域全体では空間

二次精度であり，格子が等間隔に細分化された部分では空間四次精度となる．以降では，式(9)で非粘性流束を評価する方法を高次精度スキームと呼ぶ．

3.4. 数値計算手法

数値計算手法を表3に示す．本研究では，Spalart-Allmaras 乱流モデル⁽¹⁹⁾を基にした Delayed Detached Eddy Simulation-protectedを用いて，非定常乱流解析を行う⁽¹⁴⁾．時間積分にはMFGS陰解法とDual Time Steppingによる二次精度後退差分を用いる^(18,20)．無次元での時間刻み幅は $\Delta t = 0.179$ であり，3600 ステップで回転翼が一回転する．また音速から計算されるクーラン数は，ブレードの後流で0.75である．

計算は以下の手順で行う．はじめに，内部反復を2回とし，MUSCLスキームを用いて，回転翼を10回転させる．この計算の目的は，計算の初期段階に生じる擾乱を，ブレード下流に移流させることである．次に，内部反復を10回に変更し，MUSCLスキームと高次精度スキームを用い，回転翼を12回転させる．10回の内部反復により，密度の内部残差は一桁以上減少する．時間平均された空力係数と表面圧力係数分布は，最終の4回転を平均して計算する．

4. 計算格子

表4と図4～6は計算格子の情報である．本研究では，回転翼後流の非定常な流れを精度良く計算するため，後流を局所的に等間隔に細分化する．このため本研究で用いる高次精度スキームは，回転翼の後流で空間四次精度である．細分化領域の形状が計算結果に与える影響を調査するため，格子幅は一定で，細分化領域の形状だけを変更した二種類の計算格子を利用し計算する．回転翼の後流を円柱状に細分化した格子をGrid 1，立方体で細分化した格子をGrid 2と呼ぶ．図4に細分化領域(Refinement Box, RB)の設定を示す．図4のRB1は後流の特にブレード近傍の流れを，RB2はブレードの下面から上面に向かう流れを計算するための細分化領域である．加えて，RB1を囲うように，RB1に対し格子幅が二倍のRB3を配置する．Grid 1のRB1の直径と，Grid 2のRB1の一边の長さは，回転翼の直径 D に対し $1.2D$ である．RB1の鉛直方向の大きさはGrid 1とGrid 2で共通であり，回転翼の半径 R と同じである(図5)この設定では，ブレード端から放出されるらせん状の翼端渦がおおよそ720 [deg]

までが，RB1に含まれる．

ブレード近傍の格子の設定は，Grid 1とGrid 2で共通である．回転翼表面の格子幅は，無次元壁面距離 y_{ip}^+ の最大値を基準に設定する．ブレードに対する気流の速度は，翼根から翼端に向けて増加する．そこでブレード中央での格子幅を基準に，翼端側では格子を細分化し，翼根側ではより大きな格子幅とする．図6はImage Pointでの無次元壁面距離 y_{ip}^+ の分布であり，格子幅が切り替わる部分の前縁側で， y_{ip}^+ はおおよそ500である．

格子のセル数は，Grid 1は64,480,684セル，Grid 2は74,954,728セルである．Grid 1に対し，Grid 2は細分化領域の体積が大きいので，格子のセル数が多い．

5. 計算資源

本研究には東京大学情報基盤センターが運営するOakbridge-CXスーパーコンピュータシステムを用いる．計算時間に要したCPU時間を表5に示す．

表3 数値計算手法.

時間積分	MFGS と Dual Time Stepping による 二次精度後退差分
非粘性流束評価	- MUSCL + SLAU - 高次精度スキーム+SLAU
粘性流束評価	二次精度中心差分

表4 格子幅の設定.

翼根 $\Delta x_{root}/c$	8.0×10^{-3}
翼中央 $\Delta x_{mid-span}/c$	4.0×10^{-3}
翼端 $\Delta x_{tip}/c$	2.0×10^{-3}
後流 $\Delta x_{wake}/c$	3.2×10^{-2}

表5 計算時間.

計算格子	スキーム	並列数	CPU 時間 [hour]
Grid 1	MUSCL	448	5.7×10^4
Grid 1	High-order	448	8.5×10^4
Grid 2	MUSCL	896	6.7×10^4
Grid 2	High-order	896	9.9×10^4

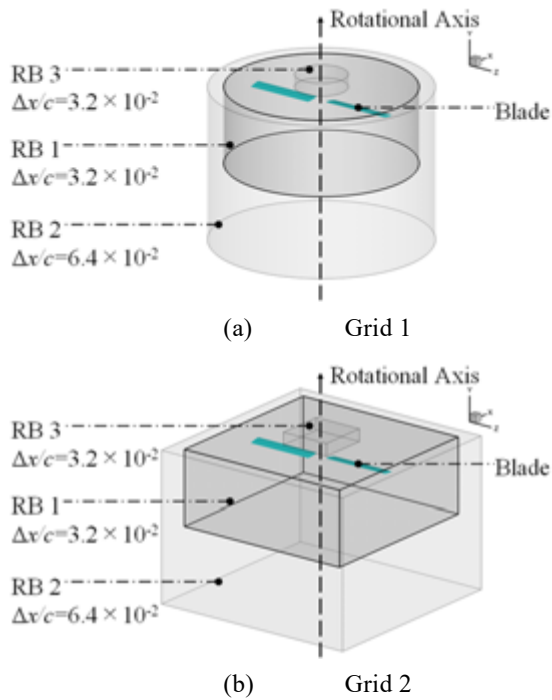


図 4 Refinement Box の配置.

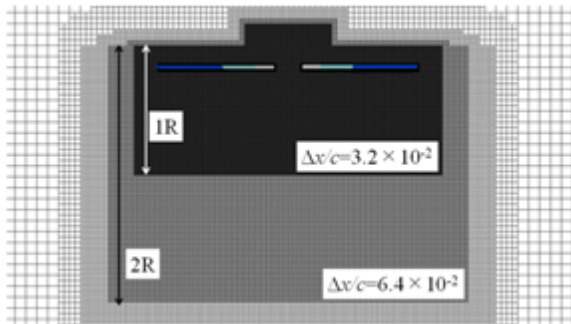
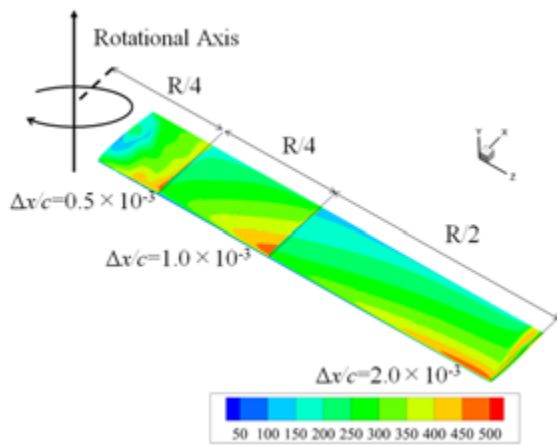


図 5 計算格子 (Grid 1, 翼弦に対し垂直な断面).

図 6 Image Point での無次元壁面距離 y_p^+ の分布 (Grid1, MUSCL).

6. 計算結果

6.1. 空力係数予測

図 7 は推力係数 C_T の履歴である. 図 7 の(1)は, MUSCLを用いた, 計算の初期に生じる擾乱を下流に移流させるための計算である. 図 7 の(2)と(3)では内部反復を増加させ, MUSCLと高次精度スキームを用いて計算している. また図 7 の(3)を利用し, 時間平均された空力係数を計算している. 図 7 より, 推力係数には回転翼の一周に対応する振動が生じている. また円柱状に後流を細分化した Grid 1 と高次精度スキームの組み合わせでは, 他の計算よりも推力係数が小さくなり, 細かな振動が観察される.

表 6 は時間平均された推力係数と Figure of Merit (FM) の比較である. Figure of Merit は, 推力に対する理想的なパワーと実際に必要なパワーの比であり, 次式で計算される.

$$FM = C_T^{3/2} / \sqrt{2} C_Q \quad (13)$$

ここで C_Q はトルク係数である. 表 6 より, MUSCLでの計算では, 後流の細分化領域の形状が変化しても, 推力係数と Figure of Merit は変化しない. また Grid 2 と高次精度スキームを用いる計算では, MUSCLと同じ空力係数が得られている. 一方, Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせると, 他の計算と比べ推力係数と Figure of Merit のどちらも過小評価される.

図 8 は時間平均された表面圧力係数分布で, 回転軸からブレード端に向かう方向の座標 r に対し, $r/R = 0.50, 0.80, 0.96$ での断面での値を比較している. Caradonna and Tung の実験ではブレードの外側でサクションピークが高く, 本研究の計算でも同様の傾向を再現できている. ただし Grid 1 と高次精度スキームの組み合わせでは, $r/R = 0.96$ でのサクションピークが他計算よりも低い (図 8 (d)).

6.2. 非定常流れの比較

図 9 は, 軸方向の速度で色付けした Q 値の等値面である. 全ての計算結果で, ブレード端で生じた翼端渦がらせん状の渦になり, 回転翼の下流側へ移流する様子が観察される. また図 9 (d)より, Grid 2 と高次精度スキームを組み合わせた計算では, らせん渦に直交する渦が計算されている. このらせん渦に直交する渦は Secondary braid structure と呼ばれ, 他研究の計算や実験でも観察されている^(10,21). 一方, 図 9 (b)の Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせた計算では, らせん渦からスパン方向に離れた位置でも細かな渦が生じている.

図 10 (a) は, Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせ

せた計算結果で、 Q 値の等値面と計算格子を重ね、鉛直上方向から可視化した図である。円柱状に細分化された格子の、格子幅が切り替わるHanging nodeの周囲で渦が観察される。これより、らせん渦から離れた位置に存在する渦は、格子幅の切り替わりにおける数値誤差の影響による非物理的な現象だと考えられる。この現象が生じる原因は、格子幅の切り替わる部分における流れの、Hanging nodeを通過する回数が影響していると考えられる。図10 (a) の格子に着目すると、格子幅が切り替わるセル境界は階段状になっている。このため格子の回転に伴い、格子幅が切り替わる部分で、流れが等間隔領域とその外側を繰り返し出入りするため、数値誤差が顕著になったと考えられる。一方、図11より Grid 2 の解析では、Grid 1のような非物理的な渦は観察されない。以上より、階層型直交格子をと移動格子による回転翼の解析で、高次精度スキームを用いる場合、後流の細分化領域の形状は円柱よりも直方体が適切である。

Grid 1と高次精度スキームを組み合わせた計算でブレード近傍の流れを観察するため、 $r/R \leq 1.1$ の範囲だけを可視化したのが図10 (b) である。図9 (d)と図10 (b) を比較すると、Grid 1を用いた計算ではSecondary braid structure がより多く観察され、らせん渦が見えにくくなっている。またGrid 1と高次精度スキームを組み合わせた解析では、Secondary braid structure がブレードのより近傍でも生じている。

図12はFigure of Merit のパワースペクトル密度 (PSD) である。Grid 1 と高次精度スキームを組み合わせた計算では、他計算よりもPSDが過大に評価される。これは Secondary braid structure がブレードの近傍でも生じていることが原因だと考えられる。Secondary braid structure の量が過剰に予測されることで Figure of Merit のPSDが増加する現象は、他研究でも報告されている⁽¹⁰⁾。

7. 結論

本研究では、回転する直交格子を用いた回転翼の非定常乱流解析において、計算格子の設定と非粘性流束評価のスキームが、空力予測に与える影響を調査した。計算格子の回転翼後流は局所的に等間隔に細分化され、細分化領域の形状は円柱と直方体であった。また空間二次精度のスキームと高次精度スキームの二種類の計算手法を用い、計算手法が解析結果に与える影響を調査した。計算結果より、全ての計算でブレードの翼端から生じたらせん状の渦が観察された。空間二次精度

の計算では、計算格子の細分化領域を変更しても、空力係数は変化しなかった。高次精度スキームでの計算は、らせん渦に直交する渦が観察された。回転翼の後流を円柱状に細分化した格子で高次精度スキームを用いて計算すると、格子幅の切り替わりで、数値誤差が原因と考えられる非物理的な渦が観察された。これは細分化領域の形状が円柱の場合、格子幅の切り替わりにおいて、流れが等間隔部分とその外側を繰り返し出入りすることで、数値的な誤差が顕著に表れたことが原因だと考えられる。一方、計算格子の細分化領域の形状が直方体の場合は、格子幅の切り替わりでは非物理的な渦は観察されなかった。以上より、階層型直交格子と移動格子を用いた回転翼の解析で、高次精度スキームを利用する場合、後流の細分化領域の形状が解析結果に影響を与えることが確かめられた。また流れ予測の観点では、細分化領域の形状は円柱よりも直方体のほうが適切であった。

謝辞

計算には東京大学情報基盤センターが所有するスーパーコンピュータ (Oakbridge-CX) を利用した。計算結果の可視化には Intelligent Light University Partner Program (UPP) の提供を受け、FieldViewを用いた。ここに感謝の意を表す。

表6 時間平均された空力係数の比較。

計算格子	スキーム	C_T	FM
Grid 1	MUSCL	0.00514	0.593
Grid 1	High-order	0.00486	0.562
Grid 2	MUSCL	0.00514	0.594
Grid 2	High-order	0.00519	0.606

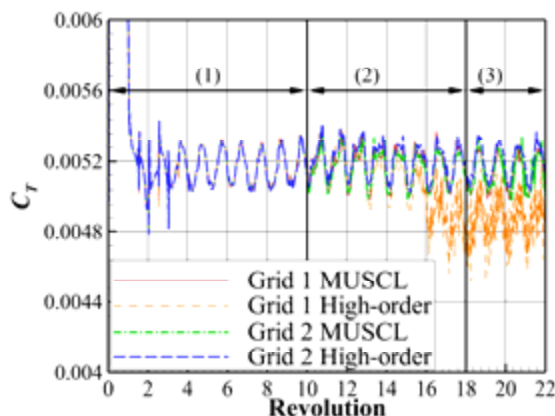


図7 推力係数の履歴。

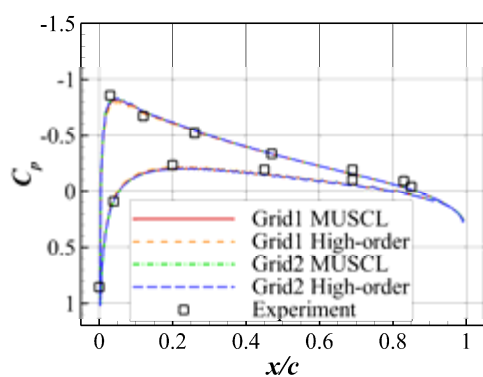
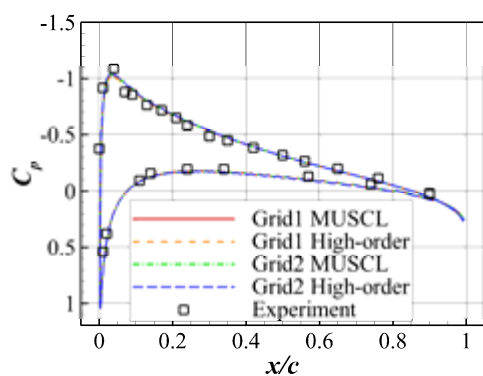
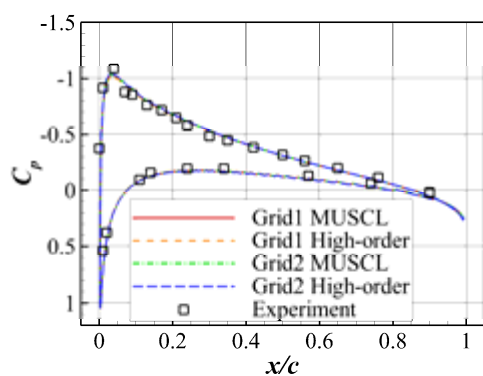
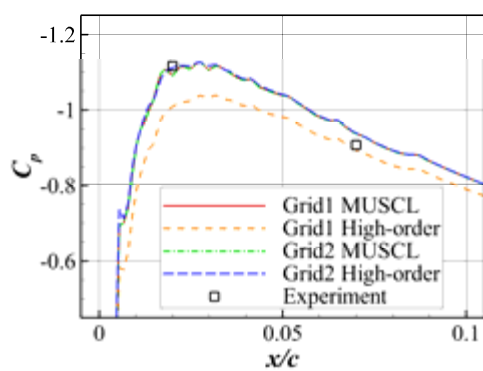
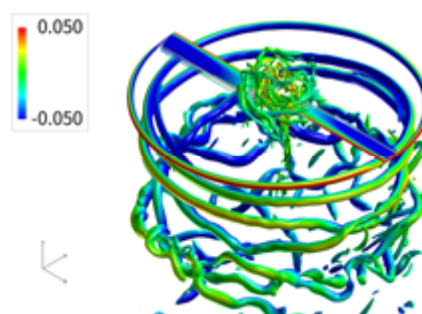
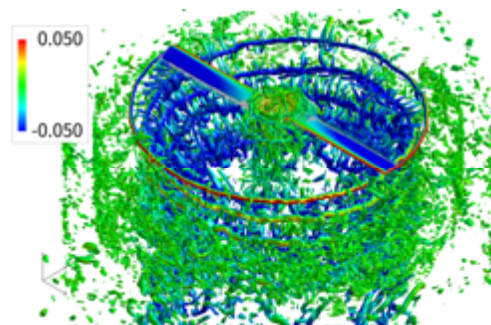
(a) $r/R = 0.50$ (b) $r/R = 0.80$ (c) $r/R = 0.96$ (d) $r/R = 0.96$, 拡大図

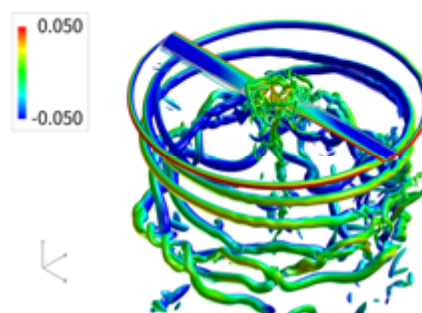
図 8 表面圧力係数分布の比較.



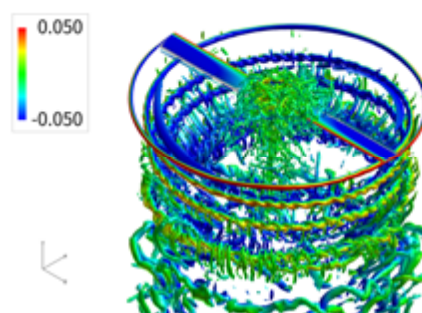
(a) Grid 1, MUSCL



(b) Grid 1, High-order

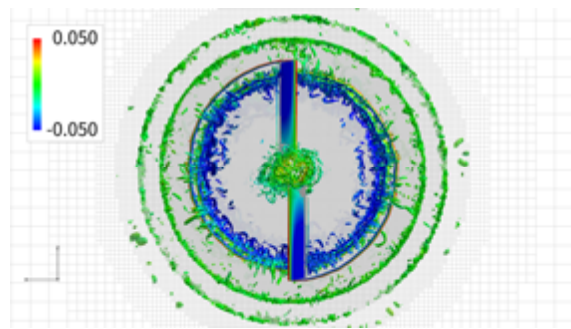


(c) Grid 2, MUSCL



(d) Grid 2, High-order

図 9 Q値の等値面 (軸方向速度で色付け).



(a) 鉛直方向からの可視化

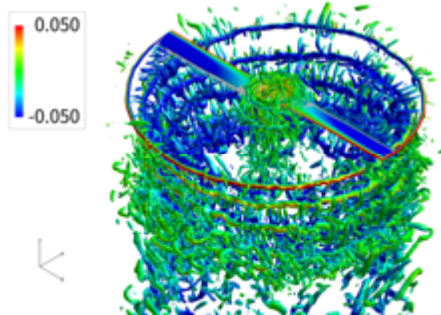
(b) $r/R \leq 1.1$ の領域を可視化

図 10 Grid 1, High-order でのQ値の等値面 (軸方向速度で色付け).

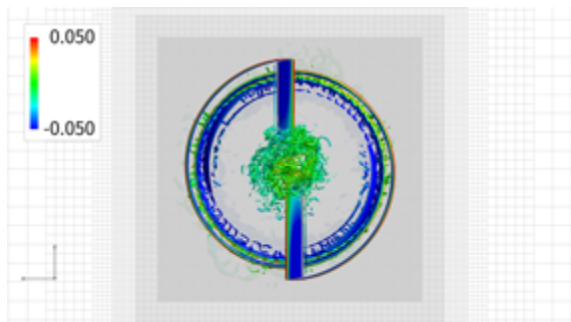


図 11 Grid 2, High-order でのQ値の等値面 (鉛直方向からの可視化, 軸方向速度で色付け).

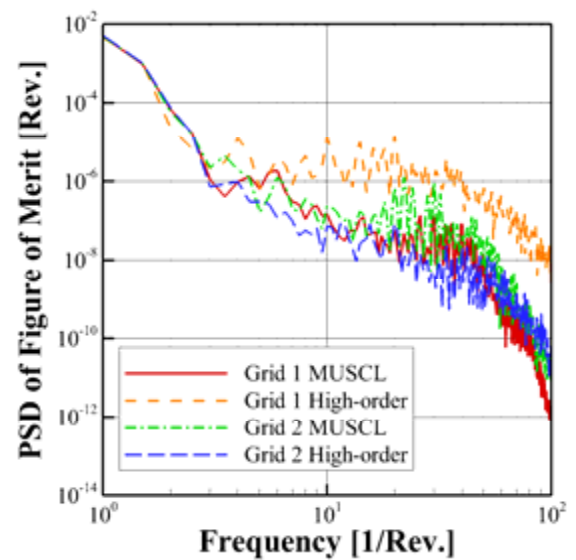


図 12 Figure of Meritのパワースペクトル密度.

参考文献

- (1) Brelje, B. J., and Martins, J. R.R.A., “Electric, hybrid, and turbo electric fixed wing aircraft: A review of concepts, models, and design approaches,” *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 104, 2019, pp. 1–19.
- (2) Donea, J., Huerta, A., Ponthot, J., and Rodríguez-Ferran, A. “Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods,” *Encyclopedia of Computational Mechanics*, Chapter 14, 2004.
- (3) Biedron, R. T., Vatsa, V. N., and Atkins, H. L., “Simulation of Unsteady Flows Using an Unstructured Navier-Stokes Solver on Moving and Stationary Grids,” 23rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, AIAA Paper 2005-5093, June 2005.
- (4) Liang, C., Ou, K., Premasathan, S., Jameson, A., and Wang, Z.J., “High-order accurate simulations of unsteady flow past plunging and pitching airfoils,” *Computers & Fluids*, Vol. 40, Issue 1, 2011, pp. 236–248.
- (5) Seo, J. H., and Mittal, R., “A sharp-interface immersed boundary method with improved mass conservation and reduced spurious pressure oscillations,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 230, Issue 19, 2011, pp. 7347–7363.
- (6) Wang, Z. J., and Srinivasan, K., “An adaptive Cartesian grid generation method for ‘Dirty’ geometry,” *International Journal for Numerical*

- Methods in Fluids*, Vol. 39, Issue 8, 2002, pp. 703–717.
- (7) Mittal, R., and Iaccarino, G., “Immersed Boundary Methods,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, No. 1, 2005, pp. 239–261.
 - (8) Sugaya, K., and Imamura, T., “Unsteady Flow Simulation using Immersed Boundary Method on Cartesian Grid with Moving Grid Technique,” AIAA Scitech 2021 Forum, AIAA Paper 2021-1549, January 2021.
 - (9) Tamaki Y., and Imamura T, “Efficient dimension-by-dimension higher order finite-volume methods for a Cartesian grid with cell-based refinement,” *Computers & Fluids*, Vol. 144, 2017, pp. 74–85.
 - (10) Hariharan, N. S., “An Overview of Wake-Breakdown in High-Fidelity Simulations of Rotor in Hover,” AIAA Scitech 2020 Forum, AIAA Paper 2020-0530, 2020.
 - (11) Sifounakis, A., Lee, S., and You, D., “A conservative finite volume method for incompressible Navier–Stokes equations on locally refined nested Cartesian grids,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 326, 2016, pp. 845–861.
 - (12) Kuya, Y., and Kawai, S., “A stable and non-dissipative kinetic energy and entropy preserving (KEEP) scheme for non-conforming block boundaries on Cartesian grids,” *Computers and Fluids*, Vol. 200, 2020.
 - (13) Tamaki, Y., Harada, M., and Imamura, T., “Near-Wall Modification of Spalart–Allmaras Turbulence Model for Immersed Boundary Method,” *AIAA Journal*, Vol. 55, No. 9, 2017, pp. 3027–3039.
 - (14) Imamura, T., and Tamaki, Y., “Unsteady Flow Simulation around Two-Wheel Main Landing Gear based on Compressible Navier-Stokes Solver with Immersed Boundary Method,” AIAA AVIATION 2020 FORUM, AIAA Paper 2020-2579, June 2020.
 - (15) Caradonna, F. X., and Tung, C., “Experimental and analytical studies of a model helicopter rotor, in hover,” NASA Technical Memorandum, NASA TM 81232, September 1981.
 - (16) Nishikawa H., “Roe Flux in Deforming Mesh,” March 30, 2019, http://ossanworld.com/cfdnotes/cfdnotes_roe_flux_deforming_mesh.pdf [Retrieved on April 1st, 2021].
 - (17) Muffo, D., Quaranta, G., Guardone, A., and Mantegazza, P., “Interface Velocity Consistency in Time-Accurate Flow Simulations on Dynamic Meshes,” Tech. Rep. Scientific Report DIA-SR 07-01, Politecnico di Milano, Italy, 2007.
 - (18) Shima, E., and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds,” *AIAA Journal*, Vol. 49, No. 8, 2011, pp. 1693–1709.
 - (19) Allmaras, S. R., Johnson, F. T., and Spalart, P. R., “Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart–Allmaras Turbulence Model,” 7th International Conference on Computational Fluid Dynamics, Paper ICCFD7-1902, 2012.
 - (20) Jameson A., “Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings,” 10th Computational Fluid Dynamics Conference, AIAA Paper 91-1596, June 1991.
 - (21) Wolf, C. C., Schwarz, C., Kaufmann, K., Gardner, A. D., Michaelis, D., Bosbach, J., Schanz, D., and Schröder, A., “Experimental study of secondary vortex structures in a rotor wake,” *Experiments in Fluids*, Vol. 60, 2019.

簡易な強制破膜装置を援用した空気衝撃波の形成

田島 尚起 (群馬大院理工), 石井 翔太 (群馬大院理工)
 船津 賢人 (群馬大院理工), 中沢 信明 (群馬大院理工)

Formations of Air Shock Waves with Simplified Forced-rupture Devices

TAJIMA Naoki, ISHII Shota, FUNATSU Masato, NAKAZAWA Nobuaki
 (Graduate School of Science and Technology, Gunma University)

ABSTRACT

In our laboratory, the characteristics of radiation behind air shock waves have been studied systematically by using a diaphragm-type shock tube. In previous studies, a simplified forced-rupture device with nichrome wire was introduced in the diaphragm-type shock tube. Shock waves were generated by the forced-rupture method. However, the rupture process of the forced-rupture method was different from the one of the natural rupture. In this study, the forced-rupture device was improved so that the diaphragms can be ruptured from one point in the center of the diaphragms. The shock waves were generated by using the improved forced-rupture device, and the pressure waveforms of the shock waves were obtained by using pressure sensors. The incident shock fronts were visualized by the Schlieren method.

1. はじめに

衝撃波は、爆発、放電、高速変形などに伴う圧力変動が伝播する際にあらわれ、音速を超えて伝播する圧力の波である。衝撃波を発生させる装置の1つに衝撃波管がある。衝撃波管は航空宇宙工学や高温物理学などの多くの分野に利用されている。衝撃波管は隔膜式衝撃波管と無隔膜式衝撃波管の2種類に大別できる¹⁾。隔膜式衝撃波管は構造が単純であり、簡単に衝撃波を発生させることができる。一方、無隔膜式衝撃波管は高速開口弁などを用いることで装置の連続駆動が可能であるが、構造が複雑で、弁を急速に開口させることが困難であるなどの課題がある²⁾。

本研究室では隔膜式衝撃波管を利用し、高圧力室圧力を高め、隔膜を自然破膜させることで衝撃波を発生させ、衝撃波背後の基礎的な放射に関する実験的研究を系統的に行っている^{3)~6)}。

以前までの研究^{7), 8)}では衝撃波発生の再現性を高める方法として強制破膜法に着目した。強制破膜法の実験を行うためにBluetoothを利用した強制破膜装置を製作した。この強制破膜装置は衝撃波管外部から操作し、加熱したニクロム線により隔膜であるPETフィルムを破膜させることができる。この強制破膜装置は既存の衝撃波管を大規模に加工することなく導入することができ、低コストであるなどの様々な利点がある。しかし、この強制破膜装置を用いて強制破膜法により衝撃波を発生させた場合、自然破膜と比較して隔膜の開口

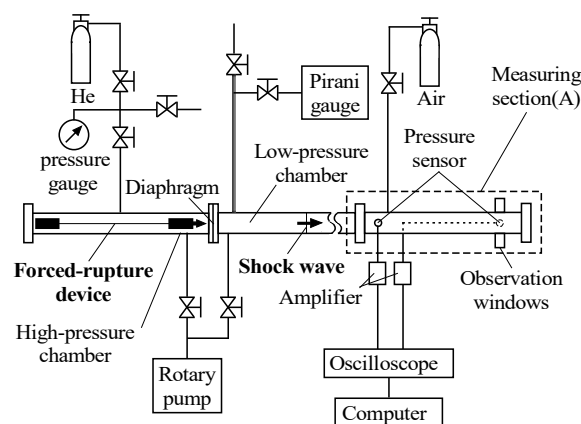


Fig. 1 Schematic view of experimental setup

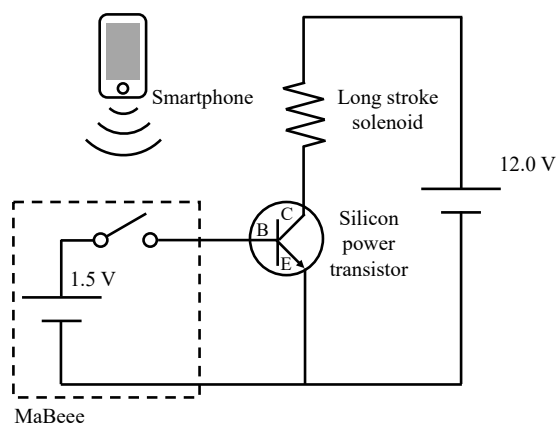


Fig. 2 Circuit diagram of forced-rupture device

過程に偏りがあり，入射衝撃波マッハ数はわずかに低かった．

そこで，本研究では隔膜の開口形状に偏りがなく，管中心の一点から隔膜を破膜できるように強制破膜装置の改良を行った．以前に製作した強制破膜装置のニクロム線をソレノイドに変更し，ソレノイドの先端に取り付けた針を押し出し，撃針により隔膜を破膜させる方法へ変更した．改良した強制破膜装置を用いて衝撃波を発生させ，発生させた衝撃波の圧力波形を圧力センサーで取得した．また発生させた衝撃波はシュリーレン法⁹⁾を用いて可視化し，入射衝撃波面を高速ビデオカメラで撮影した．これらの実験結果から改良した強制破膜装置により形成された衝撃波について考察した．

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置概略を示す．衝撃波管は内径80 mmで高圧力室(長さ1,000 mm)と低圧力室(長さ4,000 mm)からなる隔膜式衝撃波管である．駆動気体にはHeを用い，試料気体には乾燥空気(体積比率 $N_2 : O_2 = 79 : 21$)を用いた．高圧力室と低圧力室の間に隔膜としてPolyethylene Terephthalate (PET) フィルムを設置した．強制破膜法では強制破膜装置を高圧力室に設置した．この強制破膜装置はソレノイドを用いて撃針により隔膜を破膜させる装置である．ソレノイドは管中心の一点で隔膜を撃針できるように高さを調整した．強制破膜法では一定の高圧力室圧力を保持し強制破膜装置を駆動させることで衝撃波を発生させた．強制破膜装置の回路図を図2に示す．回路はスイッチ部とソレノイド駆動部で構成されている．シリコンパワートランジスタ(日本電気株式会社2SD2164)を用いてスイッチ部とソレノイド駆動部を接続する．スイッチはMaBee(ノバルス製乾電池型通信機器)を用いており，衝撃波管外部からBluetoothでスマートフォンと接続し，操作ができる．スイッチを入れることでシリコンパワートランジスタに電流が流れ，ソレノイドを駆動させる．隔膜が低圧力室と高圧力室の圧力差により膨らんだ場合にも撃針できるようにロングストロークソレノイド(タカハ機工製CH12840062)を使用しており，針を35 mm可動させることができる．発生させた衝撃波は図1の測定部(A)で測定する．図3に図1の測定部(A)を側面からみた詳細を示す．測定部には2つの圧力センサー(ジェイテクト製PMS-5M-2)を隔膜から3,560 mm位置(管端から440 mm位置)，3,900 mm位置(管端から100 mm位置)に設置し，それぞれチャンネル1 (Ch. 1)，チャンネル2 (Ch. 2)とした．これらの圧力センサーの信号はアンプを介してオシロス

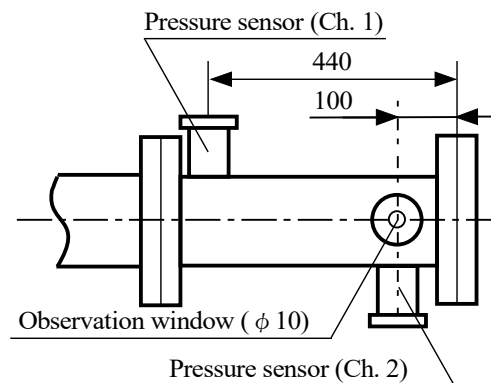


Fig. 3 Detail of measuring section (A)

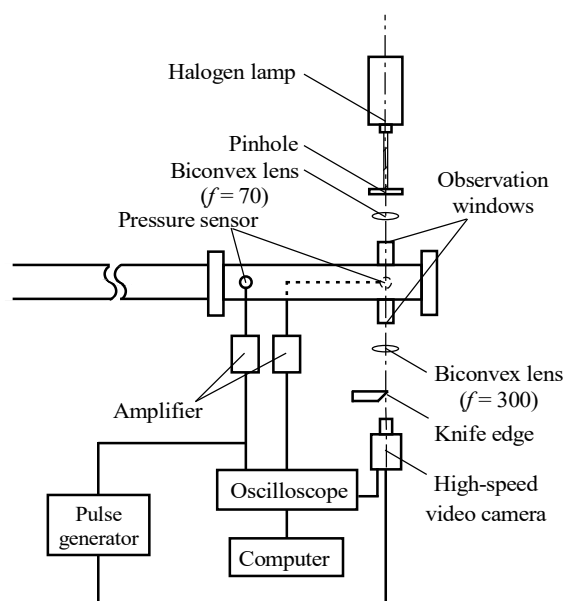


Fig. 4 Schematic view of experimental setup (Schlieren)

コブに入力し，圧力波形を取得した．

また，発生させた衝撃波はシュリーレン法を用いて可視化し，高速ビデオカメラ(ナックイメージテクノロジー製GX-3)で撮影した．図4にシュリーレン光学系の実験装置概略を示す．ハロゲンランプの光を凸レンズで平行光にして，衝撃波管側面の観察窓を通した．平行光は衝撃波管内を通ったあと，凸レンズで集光する．集光した光の一部をナイフエッジで遮り，高速ビデオカメラで撮影した．

3. 実験結果および考察

3.1 強制破膜法で発生させた衝撃波の圧力波形

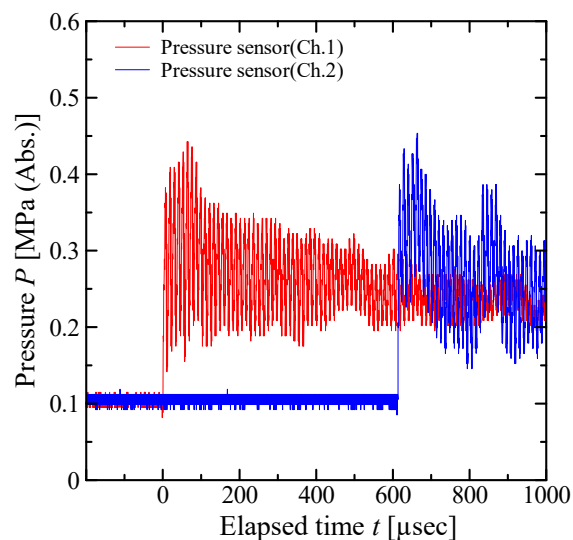
低圧力室圧力大気圧，ねらいの高圧力室圧力0.46, 0.56, 0.71 MPa(絶対圧力)とし，本研究では以下の3種類の方法で実験を行った．1つ目は改良した強制破膜装置を用いて強制破膜法により衝撃波を発生させる

方法である。2つ目はねらいの高圧力室圧力付近で隔膜を自然破膜させ、衝撃波を発生させる方法である。3つ目は強制破膜装置を高圧力室内に設置し、隔膜を自然破膜させ、衝撃波を発生させる方法である。図5に圧力センサーで取得した圧力波形の一例を示す。上の図は強制破膜法、下の図は自然破膜で取得した圧力波形をそれぞれ示している。図の横軸はCh. 1の圧力センサーが入射衝撃波を検出してからの経過時間を示しており、縦軸は圧力センサーが検出した絶対圧力を示している。図中の赤の実線はCh. 1の圧力センサー、青の実線はCh. 2の圧力センサーの測定結果をそれぞれ示している。図5より強制破膜法、自然破膜はどちらも0 μsec 、600 μsec 付近において不連続な圧力変化がみられる。また強制破膜法で得られた圧力波形は自然破膜に比べ、全体的に圧力が低いが、圧力波形の形状は同じである。このことから強制破膜装置を用いた場合でも衝撃波が発生していることがわかる。

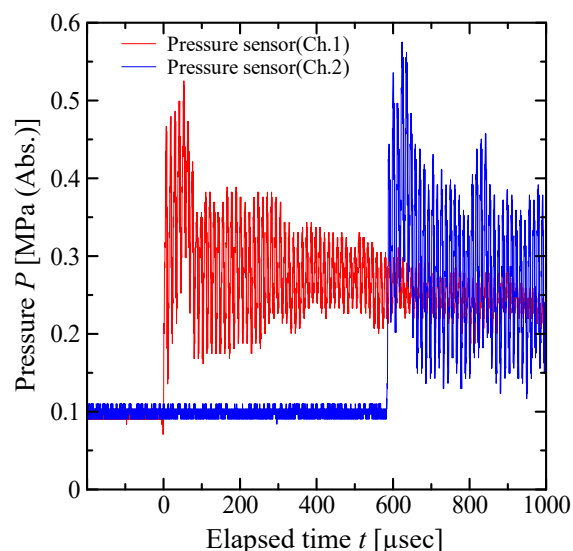
3.2 高圧力室圧力と入射衝撃波マッハ数の関係

圧力波形から発生させた衝撃波のマッハ数を取得した。図6に低圧力室圧力大気圧における高圧力室圧力と入射衝撃波マッハ数の関係を示す。図の横軸は高圧力室圧力（絶対圧力）、縦軸は入射衝撃波マッハ数を示し、図中の赤のプロットは強制破膜法の実験値、黒のプロットは自然破膜の実験値、青のプロットは高圧力室に強制破膜装置を設置し、自然破膜させた実験値を示している。また図中の黒の実線は理想気体を仮定した理論値¹⁰⁾を示している。赤と黒のプロットをみると自然破膜では高圧力室圧力にばらつきがあるのに対し、強制破膜法ではそれぞれねらいの高圧力室圧力0.46, 0.56, 0.71 MPaで制御できていることがわかる。強制破膜法で得られた入射衝撃波マッハ数は自然破膜で得られた入射衝撃波マッハ数より低く、理論との誤差は10%程度である。次に青のプロットをみると高圧力室に強制破膜装置を設置し、自然破膜させた場合で得られた衝撃波の入射衝撃波マッハ数は自然破膜よりわずかに低い。このことから低圧力室圧力大気圧の場合では、強制破膜装置を高圧力室に設置したことにより発生させた衝撃波の入射衝撃波マッハ数が低減したと考えられる。これは管の断面積に対し、ソレノイドの投影面積の占める割合が約40%と大きいと、ソレノイドが衝撃波の形成過程に影響を与えているのではないかと考えている。また高圧力室に強制破膜装置を設置し、自然破膜させた場合で得られた衝撃波の入射衝撃波マッハ数は強制破膜法より高いことがわかる。

以上より低圧力室条件大気圧の場合では強制破膜法



Forced-rupture method



Natural rupture

Fig. 5 Pressure waveforms of shock waves

と自然破膜の隔膜の開口過程に差異があると考えられる。また隔膜の開口過程の差異が入射衝撃波マッハ数の差異に影響しているのではないかと考えている。

次に低圧力室圧力760 Pa、ねらいの高圧力室圧力は0.80 MPaとして、先ほどと同様に3種類の方法で衝撃波を発生させた。図7に低圧力室圧力760 Paにおける高圧力室圧力と入射衝撃波マッハ数の関係を示す。図中の赤のプロット、黒のプロット、青のプロット、黒の実線は図6と同様である。赤と黒のプロットをみると、低圧力室圧力大気圧の場合と同様に、自然破膜では高圧力室圧力にばらつきがあるが、強制破膜法ではねらいの高圧力室圧力0.80 MPaに制御できていること

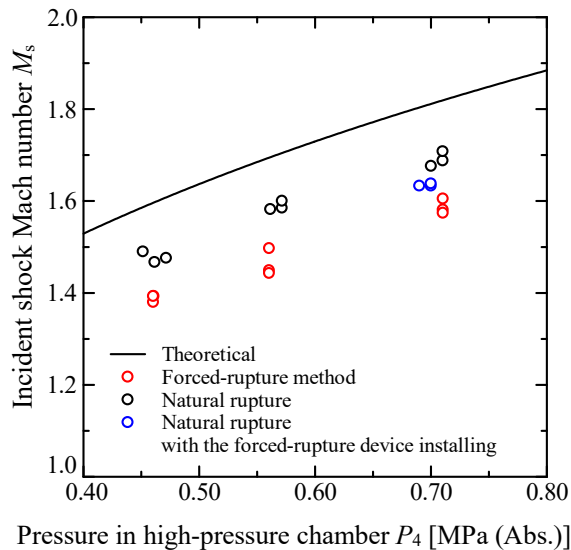


Fig. 6 Relationship between pressure in high-pressure chamber and incident shock Mach number ($P_1 = 0.1 \text{ MPa}$)

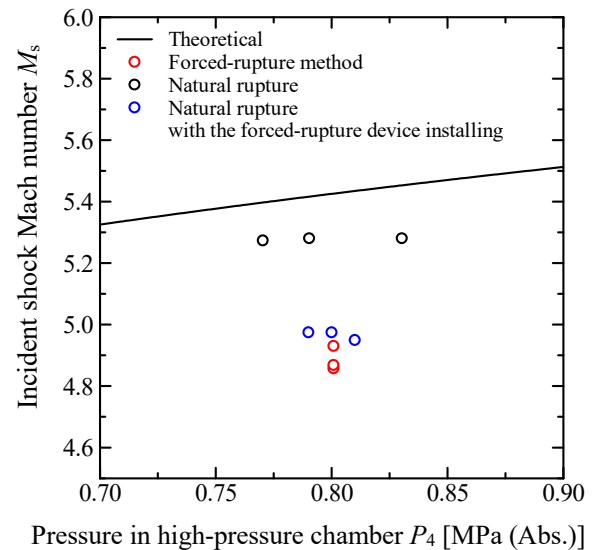


Fig. 7 Relationship between pressure in high-pressure chamber and incident shock Mach number ($P_1 = 760 \text{ Pa}$)

がわかる。また強制破膜法で得られた入射衝撃波マッハ数は自然破膜より低く、理論との誤差は10 %程度である。次に青のプロットをみると高圧力室に強制破膜装置を設置し、自然破膜させた場合で得られた衝撃波の入射衝撃波マッハ数は自然破膜より低いことがわかる。このことから低圧力室条件760 Paの場合でも低圧力室条件大気圧の場合と同様、高圧力室に強制破膜装置を設置した場合、発生させた衝撃波の入射衝撃波マッハ数が低減すると考えられる。また高圧力室に強制破膜装置を設置し自然破膜させた場合では得られた衝撃波の入射衝撃波マッハ数は強制破膜法と同程度であることがわかる。このことから強制破膜法と自然破膜で隔膜の破膜過程に差異がないと考えられる。これは低圧力室条件を760 Paにしたことにより、高圧力室と低圧力室の圧力差が大きくなったことが影響しているのではないかと考えている。

3.3 シュリーレン法による入射衝撃波面の可視化

低圧力室条件大気圧、ねらいの高圧力室圧力は0.71 MPaとし、強制破膜法で衝撃波を発生させ、シュリーレン法を用いて可視化した。可視化した入射衝撃波面を高速度ビデオカメラで撮影した。高速度ビデオカメラの撮影速度は80,000 frames/sec、露光時間は1 μsec とした。図8に入射衝撃波面のシュリーレン画像を示す。図の左は強制破膜法、右は自然破膜を示している。図の下のは、図3のCh. 1の圧力センサーが入射衝撃波を検出してからの経過時間を示している。図8より強制破膜法と自然破膜で発生させた入射衝撃波はどち

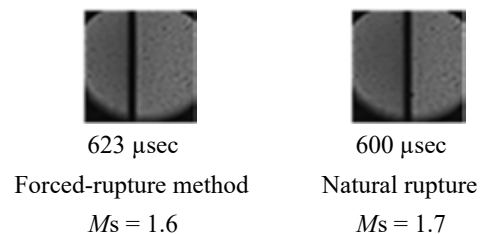


Fig. 8 Schlieren images of incident shock front

らもほぼ垂直な衝撃波が形成されていることがわかる。また入射衝撃波の厚さは衝撃波の発生方法にかかわらず、同程度である。したがって強制破膜法で衝撃波を発生させた場合でも隔膜の設置位置から測定部までの距離を十分にとることで、自然破膜と同様の厚さを持ったほぼ垂直な衝撃波が形成され则认为られる。

以上の実験結果から、今回改良した強制破膜装置では高圧力室圧力を一定に制御し、撃針により隔膜を管中心の一点から破膜させ、衝撃波を発生させることができる。しかし、高圧力室に強制破膜装置を設置することにより、入射衝撃波マッハ数が低減している可能性がある。そのため強制破膜装置をより小型にする、または高圧力室の管端付近に設置し衝撃波の形成に与える影響が少なくなるようにするなど、より改良を行う必要がある。

4. まとめ

本研究では以前に製作した強制破膜装置のニクロム

線をソレノイドに変更し、ソレノイドの先端に取り付けた針を押し出し、撃針により隔膜を破膜させる方法へ変更した。改良した強制破膜装置を用いて衝撃波を発生させ、発生させた衝撃波の圧力波形を圧力センサーで取得した。また発生させた衝撃波はシュリーレン法を用いて可視化し、入射衝撃波面を高速度ビデオカメラで撮影した。これらの実験結果から改良した強制破膜装置により形成された衝撃波について考察した。

- (1) 強制破膜装置を用いて高圧力室圧力を制御し、衝撃波を発生させることができた。
- (2) 強制破膜法で得られた圧力波形は自然破膜に比べ全体的に圧力が低い、形状はほぼ同じである。
- (3) 高圧力室に強制破膜装置を設置することにより、入射衝撃波マッハ数を低減させる可能性がある。
- (4) 入射衝撃波面は破膜方法にかかわらず、光学的測定部において、ほぼ垂直である。

参考文献

- 1) 高山和喜編,「衝撃波ハンドブック」,シュプリンガー・フェアラーク東京株式会社, 1995, pp.538-540.
- 2) 阿部晃久, 菅原和也, 山田洋平,「磁気支援型高速開口弁を有する無隔膜衝撃波管の性能評価」, 日本機械学会論文集 (B編), Vol.79, No.806, 2013, pp.99-110.
- 3) 山崎颯太, 石井翔太, 木村敦史, 船津賢人,「空気反射衝撃波の放射観察」, 平成30年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 3A3-4, 2019, 5pages.
- 4) Ishii, S., Yamazaki, S., Kimura, A., and Funatsu, M., "Observations of Radiation behind Reflected Air Shock Waves," *Proc. 32nd Int'l Sympo. Shock Waves*, P-05-0229, 2019, 7pages.
- 5) Yamazaki, S., Harasawa, A., and Funatsu, M., "Experimental Study of Radiation behind Reflected Air Shock Waves," *Proc. 31st Int'l Sympo. Shock Waves*, SBM000137, 2017, 6pages.
- 6) 木村敦史, 山崎颯太, 船津賢人,「空気反射衝撃波背後の放射に関する実験的研究ー低圧力室条件が放射強度に及ぼす影響ー」, 第50回流体力学講演会／第36回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, 1E03, 2018, 4pages.
- 7) 石井翔太, 山崎颯太, 木村敦史, 船津賢人, 中沢信明,「簡易な破膜方法を利用した衝撃波の発生試験」, 平成30年度衝撃波シンポジウム講演論文集, 1B1-1, 2019, 4pages.
- 8) 石井翔太, 山崎颯太, 船津賢人, 木村敦史,「簡易な強制破膜法を用いた衝撃波の発生」, 第51回流体力学講演会／第37回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, 1C03, 2019, 5pages.
- 9) A. J. Smits and T. T. Lim, "Flow Visualization Techniques and Examples," Imperial College Press, 2012, pp.241-244.
- 10) 生井武文, 松尾一泰,「圧縮性流体の力学」, 理工学社, 1977, pp.46-51.

CFD構造格子プログラムのPRIMEHPC FX1000向け 高速化チューニングについて

高木 亮治（宇宙航空研究開発機構）

Study on Speed-up Tuning for Structured Grid Based CFD Solver on PRIMEHPC FX1000

TAKAKI Ryoji (JAXA)

ABSTRACT

JAXA has started operation of TOKI-SORA, which is a core system of JAXA supercomputer system generation 3:JSS3. TOKI-SORA consists of FUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX1000, which is many-core based scalable parallel cluster. Each compute node has one A64FX chip which contains 48 computational cores and 2 assistant cores, and 32GiB HBM2 memory. Many-core and SIMD architecture are key features of FX1000 and it is important to utilize those features to bring out the performance on FX1000. This paper makes a study on how to increase computational speed of CFD solver, based on the structured grids on PRIMEHPC FX1000 (JSS3:TOKI-SORA).

1. はじめに

2020年12月1日からJAXAの新スーパーコンピュータシステム（JAXA Supercomputer System generation 3:JSS3）の中核となるTOKI-SORA（Tokyo and ibaraKI - Supercomputer for earth Observation, Rockets and Aeronautics）が稼働を開始した^{1,2)}。TOKI-SORAはFUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX1000³⁾（以後FX1000と呼称）で構成されており、これまでのJSS2の主計算機システムFUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX100に比べて、CPUに関してはSIMD（Single Instruction Multiple Data）長およびコア数の増加、およびHBM2（High Bandwidth Memory 2）の採用によるメモリアクセス性能の向上などによる演算性能の向上が図られている。その一方で、最適化を実施する上で重要となるレジスタ数が減少しており、これまでFX100向けに行っていた高速化チューニングの手法を大きく見直す必要がある。ここでは、構造格子を用いたCFDソルバーを対象としたFX1000向け、特にCPU単体性能の高速化チューニング手法について紹介する。

2. PRIMEHPC FX1000（TOKI-SORA）

FX1000はスーパーコンピュータ「富岳」の商用機と位置付けられるマシンである。FX1000のCPUであるA64FXはArm8.2-A命令セットアーキテクチャをHPC（High Performance Computing）向けに拡張した

SVE（Scalable Vector Engine）を実装したプロセッサで、48個の演算コアと2個のアシスタントコアを持ち、周波数が2.2GHzで理論演算性能は3.3792TFLOPSとなる。HBM2を4セット32GByte搭載することで、1.024GB/sの比較的高いメモリバンド幅を有する。各計算ノードではこのA64FXを1個搭載し、ノード間の接続にはTofuインターコネクトDが用いられている。

3. FX1000向け高速化チューニング手法

高速化チューニングの観点で、FX100とFX1000の違いについてまとめたものが表 1である。

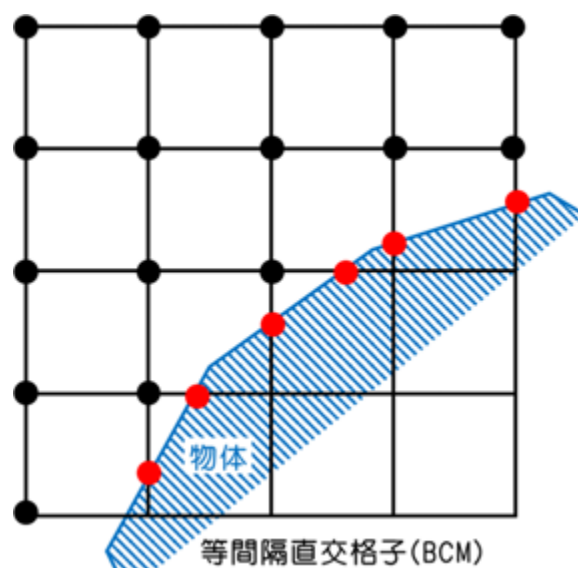
表 1 FX1000とFX100の比較

	FX100	FX1000
プロセッサ	SPARC64™XIfx	A64FX
アーキテクチャ	SPARCV9 +HPC-ACE2	Arm8.2-A
CMG（Core Memory Group）	2	4
演算コア+アシ スタントコア	32+2	48+2
倍精度理論演算 性能 (TFLOPS)	1.126	3.379
メモリバンド幅 (GB/s)	240+240	1,024
SIMD幅（bit）	256	512（,256, 128）
レジスタ数	256	32

CPUのアーキテクチャがSPARCからARMに変更されたが、命令セットの違いに関してはコンパイラが対応するレベルのものであり、一般的にはユーザーは重視しなくても良い。FX100からFX1000へは演算性能、メモリ性能が強化されているが、計算性能に大きく関係する違いとしては、コア数およびSIMD長の増加とレジスタ数の減少であるが、最適化の観点で見たときに一番大きな影響があるのがレジスタ数の減少である。レジスタ数の問題は先代のFX100の頃から少しずつ顕在化しつつあった。FX100における最適化戦略としては、最大性能を実現するためには、対象となるループに対して、スレッド並列、ソフトウェアパイプライン、SIMDを適用する必要があった。更に、FX100で使われているメモリであるHMCの特性に起因して、XFILLと呼ばれるメモリアクセス量を削減する機能も併せて適用することが必要であった^{4,5)}。しかしながら、これら全ての最適化機能を同時に適用するためには、我々が普段実装しているループ、例えば、対流項流束および粘性項流束の計算ループでは、ループボディが大き過ぎて、上記全ての最適化を適用しようとする、レジスタが不足し、全ては適用できない状態であった。FX100から大幅にレジスタ数が削減されたFX1000においては、この問題が顕著に発生すると思われる。これまでの一般的な圧縮性流体の解析プログラムの実装では、ループボディが大きい、つまりループの中で実行する演算数が多すぎるので、ループを分割することが求められる。そのため、FX1000ではコンパイラの機能として自動的にループを分割する機能や、ユーザーが分割する場所をコンパイラディレクティブで指定する機能を実現している。しかしながら、もともと1個のループを分割すると、分割されたループ間でデータの受け渡しが必要となり、分割前に比較するとメモリアクセスが増加する事になる。CFDの解析プログラムは往々にしてメモリアクセスが比較的多い傾向があるため、ループ分割はその傾向に拍車をかける。事実、単純にループ分割を行うと、分割したループに対しては、ソフトウェアパイプラインやSIMDなど最適化が適用できるようになり、高速に実行できるようになるが、メモリアクセスが増加することで、メモリアクセスの待ち時間が増大し、結果的に分割前より遅くなる事が多く見られた。

FX1000における高速化チューニングとしては、レジスタ数の減少への対応策としてループ分割を如何に活用するかが重要となる。ここでは構造格子を用いたCFDプログラムを対象として、FX1000向けの高速度チューニングを試みた。対象としたCFDプログラムは、現在開発を進めている階層型等間隔直交格子法と埋め込み境界法を用いたプログラム⁶⁾で

ある。マルチブロック構造格子法などの一般的な物体適合格子を用いた場合とは異なり、直交格子ではメトリックを扱う必要がないが、図 1aで示す様に直交格子の内部に物体が存在するため、その物体を表現する処理が必要となる。一般的なやり方としては、前もって物体（壁）がある場所を示すフラグ（例；流体なら0、物体なら1）を用意し、フラグをif文で判断しながら流体の処理、物体の処理を実施することになる。そのため、図 1bで示す様に、ループ中にif文が存在することになり、最適化の適用はそのままでは困難となる。



a) 壁の処理 (● : 流体、● : 壁)

```
do k=istart,iend
do j=istart,iend
do i=istart,iend
  流体の計算 (●)
  if( 壁がある (●) ) then
    壁の処理
  endif
enddo; enddo; enddo
```

b) ループ構造の例

図 1 等間隔直交格子+埋め込み境界法のプログラム例

一般的にループ中にif文がある場合は、①マスク処理もしくは②if文を分離することで最適化を適用することになる。

①マスク処理：

if文の真偽に応じたマスク変数（前述したフラグがほぼ等価）を用意し、計算はif文の真と偽の両方の計算を実施し、それらの結果にマスク変数をかけることで最終的な結果を得る手法である。if文の真偽両方の計算を実施するので演算量が増えるが、if文の真偽

率で演算量（性能）がブロック間で変化しない、つまり全てのブロックで演算量が等しいという長所がある。

②if文の分離：

if文の真と偽でループを分割する。ここでの例では、まず計算領域内に物体がなく、全て流体として計算を行う。その後、前もって用意した壁がある部分のリストを用いて、壁の部分だけの計算を実施する。壁のある場合は、3次元で各軸方向に対して、+方向、-方向、両側の3パターンが存在し、それぞれを分けるので全部で9個となる。この手法は、元々の実装に対してほぼ演算数は増えないが、if文の真偽率に応じて演算数（性能）がブロック間で変化するためブロック間の演算負荷バランスの観点では不利である。また、リストアクセスが発生するので性能が低下するといったデメリットがある。ここでは、対流項の計算には①マスク処理、粘性項の計算には②if文の分離を適用することで、それぞれの計算ループ内でのif文を削除した。これらより、階層型等間隔直交構造格子法と埋め込み境界法を用いたプログラムに特有のif文を含んだループを、ループ内にif文がない多重ループとすることができる。このループ構造はマルチブロック構造格子など一般的な物体適合の構造格子と同じであり、以後紹介する手法は一般の構造格子を用いたCFDプログラムに対しても汎用的に適用可能なものである。

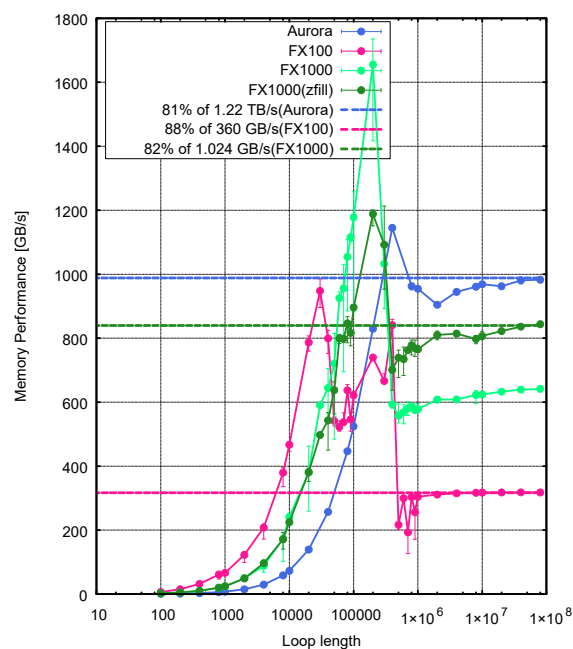
構造格子では、境界条件などを除き主要部分は多重ループ構造となるため、この多重ループの高速化チューニングについて述べる。FX1000の特性を考慮した場合、高速化の戦略としては

- (0) ループに対して、スレッド並列、ソフトウェアパイプライン、SIMDの適用
- (1) メモリアクセス性能を引き出すために、連続アクセスかつループ長の確保
- (2) レジスタ数に比べてループボディが大きいので、ループ分割の適用
- (3) ループ分割に伴うメモリアクセスの増大を避けるためにブロッキングの適用

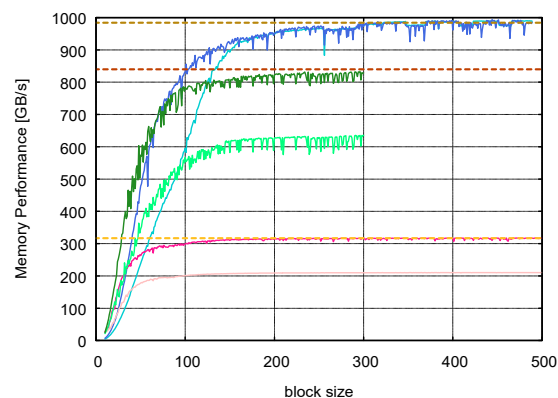
を行う。前述したループ内のif文の削除などは(0)に該当するが、主要ループに対して、OpenMPもしくは自動並列によるスレッド並列をはじめ、ソフトウェアパイプライン、SIMDの適用阻害要因をなくし、これらの最適化が適用できるようにする。

(1)に関してはFX100と同様にメモリ性能を引き出すためには連続アクセスと長いループ長が必要となる^{4,5)}。図 2aにSTREAM TRIADによるFX1000のメモリアクセス性能の実測値を示す。FX1000ではZFILL（前述のXFILLと同等の機能）の利用で理論性能の82%程度の性能が出せている。なお、ZFILLの効

果によりメモリ性能は向上しているが、その分L2キャッシュの性能は低下している。図 2bにおいて「3d」は3重ループの結果、「1d」はループを1重化し長いループ長を確保した結果である。3重ループでは、ループ長がブロックサイズ（横軸）のループが3重になっている。一方、1重化したものは（ブロックサイズ）³がループ長となる。この結果より、メモリアクセスの最大性能を出すためには、ある程度のループ長が



a) 実測値の比較（横軸はループ長、縦軸はメモリアクセス性能[GB/s]を示す）



b) 1重化の効果（横軸はブロックサイズ、縦軸はメモリアクセス性能[GB/s]を示す）

図 2 STREAM TRIADの性能

必要なことがわかる。比較的長いループ長を実現するための手段として、ここでは1次元化を用いている。

(2)に関してはコンパイラによる自動ループ分割を利用する。具体的には分割するループに対してコンパイラディレクティブで分割を指示する。(3)に関しては、ループ分割にともなって発生するループ間のデータの受け渡しはメモリアクセスではなく、L2キャッシュ等で受け渡しができるように分割したループ長を制御する。図3で示す多重ループ(3次元版のTRIAD)に対して上記の(1)~(3)を適用すると図4で示す様な実装になる。

```
real(8), dimension(:, :, :) :: a3d,b3d,c3d
```

```
!$omp parallel
!$omp do collapse(2)
do k=1,N
do j=1,N
do i=1,N
  a(i,j,k) = b(i,j,k) + S * c(i,j,k)
enddo; enddo; enddo
!$omp end do
!$omp end parallel
```

図3 多重ループの実装(チューニング前)

```
real(8), dimension(:, :, :) :: a3d,b3d,c3d
```

```
call kernel(a3d,b3d,c3d)
```

```
contains
```

```
subroutine kernel(a,b,c)
  real(8), dimension(*) :: a,b,c
  !$omp parallel
  !$omp do
  do lb=lbsrt,lbend,lbsize ←ブロックのループ
    !$ocl loop_fission_target(LS)
    !$ocl loop_fission_threshold(40)
    do l=lb,lb+lbsize-1 ←ブロックの計算
      a(l) = b(l) + S * c(l)
    enddo
  enddo
  !$omp end do
  !$omp do
  !$ocl loop_fission_target(LS)
  !$ocl loop_fission_threshold(40)
  do l=lbsrt_rest,lbend_rest ←ブロックの余り
    a(l) = b(l) + S * c(l)
  enddo
  !$omp end do
  !$end parallel
end subroutine kernel
```

図4 多重ループの実装(チューニング後)

図4のプログラムで、多次元配列であるa3d,b3d,c3dを、サブルーチンkernelで受けるときに、大きさ引継ぎ配列を用いることで、サブルーチンkernel内では1

次元配列として、長いループ長、ここでは N^3 の連続アクセスとしている(前述の(1))。lbと1の2重ループ(ブロックの計算)および後半の1の1重ループ(ブロックの余り)がブロッキングを構成するループである(前述の(3))。lbsizeがブロックサイズとなり、もとのループ長(ここでは N^3)をブロックサイズで割った余りの処理が後半の1のループで実施されている。ブロックサイズはループを分割することで発生する分割ループ間で受け渡すデータがL2キャッシュに収まるように調整する。計算部に対しては!ocl loop_fission_{target, threshold}のコンパイラ指示行を入れることでループ分割を支持している(前述の(2))。コンパイラ指示行で指定された「LS」および「40」は、分割アルゴリズムの種類と、閾値で、必要に応じて調整することが可能であるが、ここでは、デフォルト値で固定した。対象としたプログラムでは、対流項の計算は、MUSCL、SLAU、流束の差分計算を1つのループで実施しているが、このループがコンパイラの自動ループ分割では57個に分割された。粘性項に関しては、各物理量定義点で微分値を求めるループが5分割、粘性流束を求めるループが25分割、粘性流束の差分を求めるループが7分割に分割された。

図5にブロックサイズを決めるために行ったパラメトリック計算のうち、対流項および粘性項の計算結果を示す。これらの結果より、それぞれで最速となるブロックサイズとして、対流項では174、粘性項では192を採用した。ブロックサイズを最適化することで、対流項で最大25%程度、粘性項で最大20%程度の高速化効果があった。

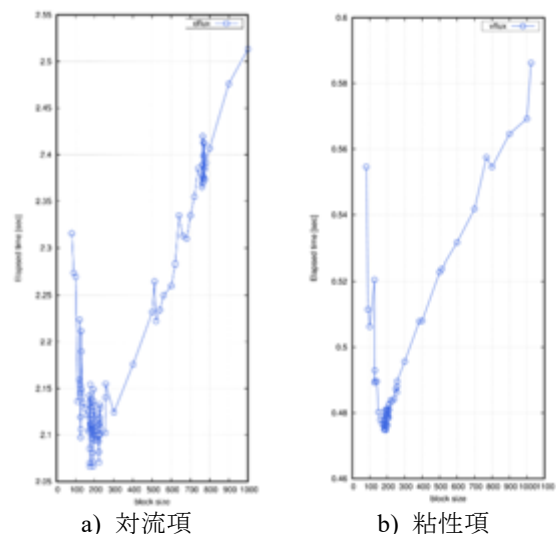


図5 ブロックサイズの調査(横軸はブロックサイズ、縦軸は経過時間[秒]を示す)

4. FX1000向け高速化チューニング結果

図 6に高速化チューニング結果を示す。計測は1ノードで実施し、4プロセス×12スレッドを用いた。64³セルのブロックが64ブロック、セル数は約1,700万で、メモリ使用量は10GBであった。ちなみに壁率は0.18%である。図ではチューニング適用前後での全体および主要要素の経過時間や、主要要素の全体に占める割合を示している。

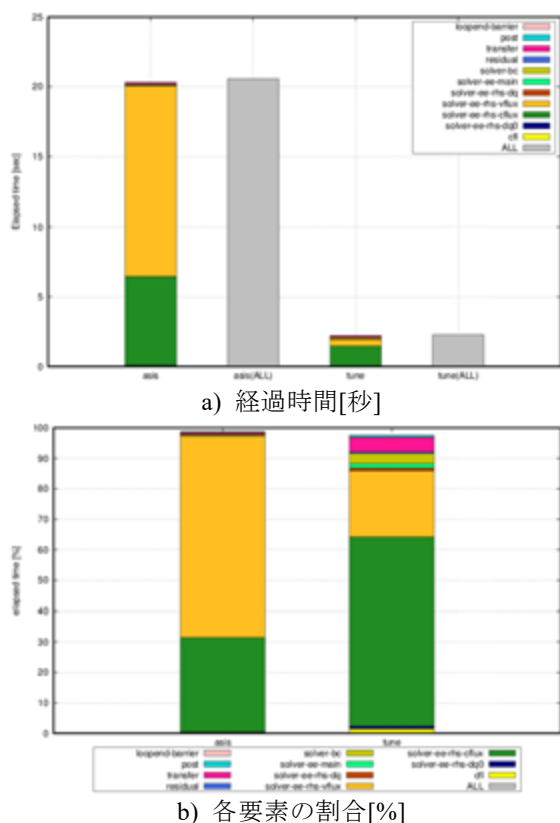
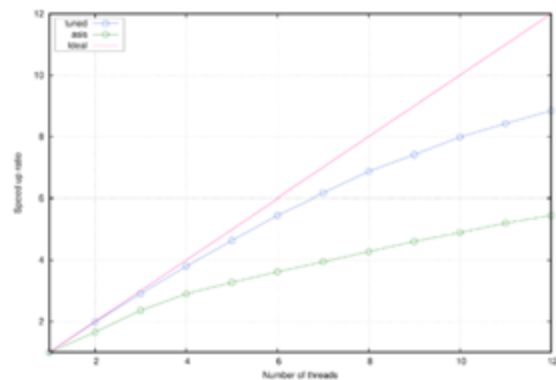
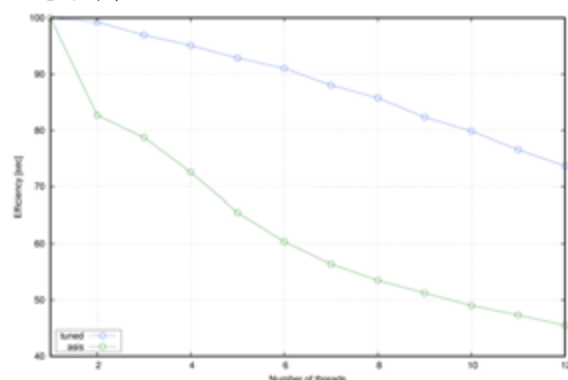


図 6 チューニング前後の比較

初期化を除いた、プログラムのカーネル部分（図中で「ALL」で示す）ではasis版が20.6秒に対して、tune版は2.27秒となり9.1倍の高速化となった。asis版では一番時間がかかる粘性項の高速化が顕著で、tune版では対流項よりも高速になった。この事は、経過時間全体に占める各要素の経過時間の割合を示す図 6 b)においても確認でき、現時点におけるtune版で一番重い処理は対流項となっている。



a) 速度向上比（横軸はノード数、縦軸は速度向上比を示す）

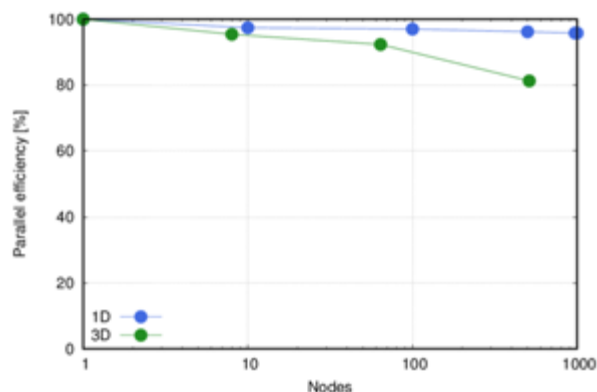


b) 並列効率（横軸はスレッド数、縦軸は並列化効率を示す）

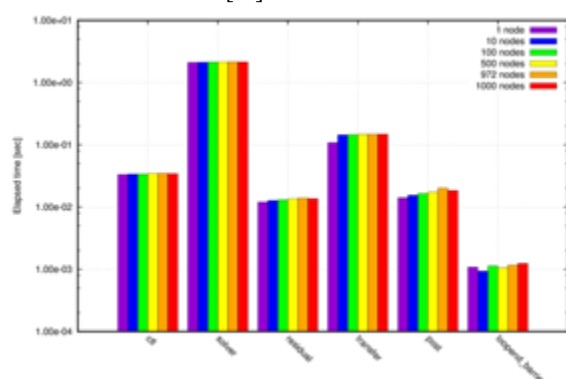
図 7 スレッド並列性能

図 7にスレッド並列性能を示す。asis版に比べてtune版は全体的にスレッド性能が向上し、スレッド並列性能の効率は12コアで72%となった。

図 8にノード間の並列性能を示す。ノード数の増加に合わせてブロックを拡張するweak scalingの結果で、「1D」は1次元方向に、「3D」は3次元方向にブロックを増やしている。多ノードにおいても良い並列性能を示していることがわかる。図 8b)に主要要素の経過時間を示す。プロセス間通信を含む処理（cfl, post, residual は allreduce、transfer は irecv/isend/waitを用いた隣接通信、loopend_barrierは時間積分ループのバリア同期）はノード数の増加に伴い経過時間が延びているが、プロセス間通信を含まない処理であるsolverはほぼ一定であることが確認できる。なお、これらの時間計測においては、プログラムなどの初期化部分は除き、時間発展のループで時間計測を行った。その際に、多ノード、具体的には500ノードを越えた辺りから、ロードモジュールのファイル読み込み性能の影響が見られたため、時間発展の1ループ目は計測を行わず、2ループ目から11ループ目までの10ループ分の計測を行った。



a) 全体性能（横軸はノード数、縦軸は並列化効率 [%]を示す）



b) 主要要素毎の経過時間（横軸は各要素、縦軸は経過時間[秒]を示す）

図 8 プロセス並列性能

5. おわりに

2020年12月から稼働したJAXAの新スーパーコンピュータシステムJSS3の中核であるTOKI-SORA (FUJITSU Supercomputer PRIMEHPC FX1000) について、高速化チューニングの観点から見た特性を紹介した。CFD構造格子プログラムを対象とした高速化チューニングに関して、埋め込み境界法特有のループ内に存在するif文への対応を行うことで、一般的な構造格子ソルバーに適用できる汎用的な手法について紹介しその効果を示した。ノード間の並列性能をweak-scalingで評価し、1,000ノードまで良い結果が得られた。今後は更なる高速化チューニングを実施したいと考えている。

参考文献

- 1) 藤田直行, 第3世代JAXAスパコンが目指すもの-"TOKI"導入の目的と初期性能評価-", <https://www.jss.jaxa.jp/mediadir/2021/02/TOKI概要.pdf>.
- 2) 藤田直行, “JSS3/TOKI概要と大規模チャレンジ速報”, 第53回流体力学講演会/第39回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム,

2C01, 2021.

- 3) FUJITSU Supercomputer PRIMEHPC, <https://www.fujitsu.com/jp/products/computing/servers/supercomputer/>
- 4) 高木亮治, 杉崎由典, 鈴木清文, “ステンシル系プログラムの低メモリバンド幅CPU向け高速化手法の検討”, 第48回流体力学講演会/第34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, pp101-106, JAXA-SP-16-007,2016.
- 5) 高木亮治, “CFDプログラムを用いたメニーコアCPUの特性評価”, 第49回流体力学講演会/第35回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2B13, 東京, 6/30, 2017.
- 6) 高木亮治, 河合宗司, 久谷雄一, 玉置義治, “階層型等間隔直交構造格子方の精度検証 一直交格子CFDワークショップ”, 第1回直交格子CFDワークショップ講演集, pp77-88, JAXA-SP-20-006, 2021.

A. 時間計測での注意点

プロセス並列性能に関して時間計測を行った際、多ノードの計測で計測結果にぶれが生じるといった問題が発生したため、原因の考察と対策を行った。結論としては従来から言われていることであるが、時間計測の注意点としてここにまとめる。

プロセス並列性能の最初に得られた結果が図 A-1である。100ノードを越えた辺りから大きな性能劣化および測定結果のばらつきが見られた。通常、プロセス並列の性能劣化の原因は、プロセス間通信のオーバーヘッドによるものが第一であるが、詳細な分析を進めた結果、プロセス間通信ではなく、プロセス間通信を含まないプロセス毎の処理にばらつきがあることが判明した。ばらつきが大きかったのは対流項および粘性項の計算で、プロセス (MPIのランク) 毎の経過時間を示したものを図 A-2に示す。例えば、`cflux`(対流項の計算)は100ノードまでは、1.5秒弱の計算で、プロセス間のばらつきは殆ど見られないが、500ノード以上では、1.5秒弱のプロセスと、それよりも遅い(経過時間が長い)プロセスが発生していることがわかる。更に、1000ノードでは、もともとの1.5秒弱のグループと、2秒強およびそれ未満の分布といったようにばらつきにもある程度の構造が見られる。多ノードでのプロセス並列性能の劣化はこの遅いプロセスが原因であることがわかる。

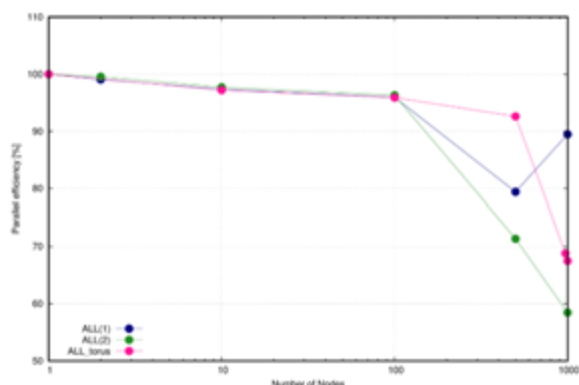


図 A-1 当初のプロセス並列性能の測定結果（横軸はノード数、縦軸は並列化効率[%]を示す）

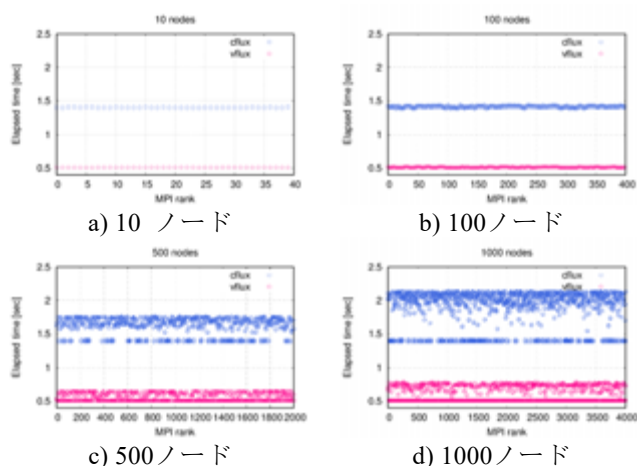


図 A-2 プロセス毎の経過時間のばらつき（横軸は MPI プロセスのランク、縦軸は経過時間[秒]を示し、青シンボルはcflux、赤シンボルはvfluxを示す）

次に500ノードで、対流項のasis版とtune版で比較を行ったのが図 A-3である。asis版は500ノードでも大きなブレは発生しておらず、また、細かく見ても通常の並列処理もしくは時間計測精度の範囲内でのばらけ方と考えられる。一方、tune版は先程と同様に固まった早いグループとばらけた遅いグループの構造が観測できる。この傾向は粘性項でも同様な傾向であった。

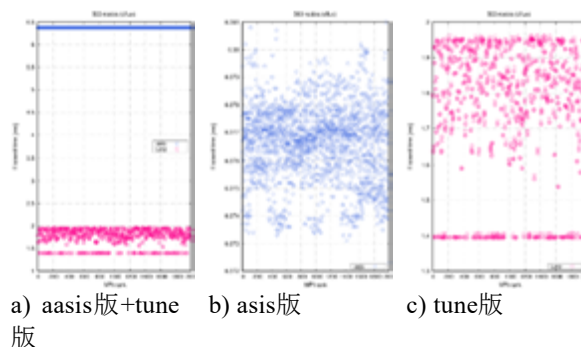


図 A-3 asis版とtune版でのばらつき情况の違い（横軸は MPI プロセスのランク、縦軸は経過時間[秒]を示し、青シンボルはasis版、赤シンボルはtune版を示す）

一方、プロファイラデータの取得の際には1ジョブの中で複数回プログラムの実行を行うが、その時の気づき事項として、1ジョブにおける複数回実行時の経過時間を表 A-1に示す。表では一例としてcfluxの経過時間を示すが、1ジョブの中で3回(1st, 2nd and 3rd) 実行した結果であり、確かに1回目は遅いが2回目以後は遅くないことがわかる。更に、ここでは結果だけ述べるが、実行時の時間積分の各ループでの時間を確認すると、1回目の実行時の1ループ目だけが遅く、2ループ目以後は遅くないことが判明した。

表 A-1 複数回実行の結果

Node #	1 st	2 nd	3 rd
1	1.418	1.398	1.398
10	1.418	1.414	1.410
100	1.426	1.409	1.410
500	1.868	1.461	1.428
1000	2.332	1.592	1.526

以上の結果より、プロセス間処理のばらつきの原因として、ロードモジュールの読み込みの際のオーバヘッドが疑われた。事実、対流項の命令列の大きさを確認すると、asis版が約10KiBに対してtune版は約210KiBとなることが判明した。FX1000のロードモジュールの読み込みは64KiB単位で実行されるので、tune版の命令列の読み込みには複数回必要であることが想像され、これがばらつきの原因と考えられる。厳密には原因として特定できていないが、本文中でも述べたように、1ループ目の計測は行わずに、2ループ目以後の時間を計測することで、本事象は回避できると考えられ、実際その様な計測を行ったところ、経過時間のブレは解消され、本文中で紹介した結果を得ることができた。

突起を有する細長物体の空力解析における 乱流モデルの影響

筒井 史也, 北村 圭一 (横浜国立大学大学院), 野中 聡 (宇宙航空研究開発機構)

Effect of Turbulence Models on Aerodynamic Characteristics of Slender Body with Protuberance

TSUTSUI Fumiya, KITAMURA Keiichi (Yokohama National University) and NONAKA Satoshi (JAXA)

ABSTRACT

A slender-bodied vehicle with asymmetrically arranged protuberance generates strong side force due to asymmetric vortices, even at a low angle-of-attack. We investigated effects of the well-known RANS turbulence models [SA-R ($C_{rot}=0.0, 1.0$, and 2.0), SST, and SST-2003] by comparing the numerically obtained side force values on supersonic slender-body, along with the flow structure. As a result, all the SA-R models showed good agreement with the experiment regardless of the C_{rot} (which controls the degree of modification from the original SA model), although a separation point on the protuberance side slightly changed depending on the C_{rot} value. On the other hand, as for the SST models, when the vorticity was used to evaluate eddy viscosity (original SST) the side force exhibit 44% deviation from the experiment, whereas SST-2003, in which the strain rate was employed instead, significantly reduced the discrepancy to 0.7%.

1. はじめに

近年、小型・超小型人工衛星の開発が盛んに行われている^{1,2)}。今後、IoT (Internet of Things) を含めた情報化技術の発展によりそのような需要は更に膨らむと予想される³⁾。これに伴い、低コストかつ高頻度な打上げ需要の増加が見込まれ、これに対応するため宇宙輸送機の小型化が進められている^{1,2)}。代表的な宇宙輸送手段であるロケットに関していえば、その小型化が進むと、内部容積の確保のために機体表面に突起物が突出する。この突起物は、機体風下側に非対称な渦構造を形成する。これにより、比較的低い迎角 ($\alpha=15^\circ$ 程度) であっても機体の進行方向に対して横方向の力である「横力」が発生することが知られている⁴⁾。この横力は、飛翔体が所望経路を飛行することを妨げる可能性がある。そのため、飛翔体の安全かつ効率的な飛行を実現するために、表面突起物とその空力特性、とりわけ横力特性に与える影響を理解することは非常に重要である。

突起を有する細長物体に作用する空気力 (特に横力) や周囲の流れ場は、突起の後流や機体からの剥離により生じる渦の振る舞いにより特徴づけられる⁴⁾。機体周囲に生じる渦の渦中心は一般的に低圧であるため、例えば突起の後流渦が機体に近接している場合、機体が

その渦に強く引っ張られる⁵⁾。一方、突起が機体の片側に装着され、その後流渦が機体後方にかけて発達し、機体から離れていくようなケースでは、機体の片側が高圧となることから、突起のある側からない側へ大きな横力が発生する⁴⁾。

このように、突起の装着位置によって異なる渦の振る舞いにより、飛翔体の空力特性は大きく異なる。そのため、飛翔体の安全な飛行を実現するためには風洞実験や数値解析を駆使し、事前に空力特性や流れ場を調査することが不可欠である。その具体例として、数値流体力学 (CFD) を用いた突起を有する飛翔体周りの流れ場や空気力の予測は、これまでも多く行われてきた^{4,6)}。それらの多くはRANS (レイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式) による数値計算を行っており、その解析結果は乱流モデルに強く依存する可能性がある。実際、細長物体のように物体の風下側に剥離渦が発生する「デルタ翼」を対象とした調査⁷⁾では、乱流モデルの種類によって前縁剥離や高迎角時の渦崩壊の予測精度に差があることが報告されている。

そこで本研究では、突起を有する細長物体の数値計算における、乱流モデルの影響について調査を行う。乱流モデルには航空宇宙分野で広く使用されている1方程式モデルのSA-Rモデル^{8,9)} (SA: Spalart-Allmaras),

および2方程式モデルであるShear Stress Transport (以下 SST) 系モデル^{10,11)}を用いて数値計算を行い、その結果を比較する。また、SA-RモデルにおけるSAモデル¹²⁾からの(曲率のある流れへの)修正パラメタ C_{rot} (2.3.1節で詳述)については、その値によって異なる解が得られると報告されている¹³⁾。しかし、本研究のように超音速流れにおいて横力をはじめとする、機体に作用する空気力の計算結果への C_{rot} 依存性については十分に調査されていなかった。そこで本研究では超音速流れにおける横力係数や機体周りの流れ場に対する、 C_{rot} 依存性に関しても調査を行う。

以上の比較・考察を行うことで、乱流モデルが突起付き細長物体周りの渦構造や空気力の予測精度に与える影響を調査する。

2. 研究方法

2.1. 計算対象

本研究の解析対象モデルについて図2-1に示す。細長物体はコーンとシリンダー部から成り、機体全長 $L=368\text{mm}$ 、機体直径 $D=41.5\text{mm}$ (細長比8.9)である。また、突起物の長さは機体全長 L の6%、突出量は機体直径 D の15%である。この突起を細長物体のノーズから22%位置、上方より 45° の左舷側(機体の風下側)に1つ装着する。

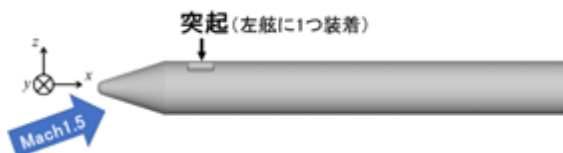


図2-1 計算対象形状

2.2. 計算手法

JAXAが開発した流体解析ソルバであるFaSTAR¹⁴⁾を用いた。支配方程式は3次元圧縮性RANSであり、セル中心有限体積法により離散化を行い空間二次精度で解いた。非粘性数値流束の計算にはAUSM系全速度計算スキームであるSLAU¹⁵⁾を用いており、Green-Gauss法¹⁶⁾により勾配を計算している。また勾配制限関数にはminmod¹⁷⁾を用いている。時間積分法にはLU-SGS法¹⁸⁾を用い、CFL数は50として定常解析を行った。

2.3. 乱流モデル

本研究では、航空宇宙分野のCFD解析で多く用いられる複数の乱流モデルを用いて数値解析を行い、それらが空力特性や機体周囲流れ場に与える影響を調査した。本研究で用いた乱流モデルはSA-noft2-Rモデル^{8,9)}(以降、単にSA-R)、Menter-SSTモデル¹⁰⁾(以降SST)、

Menter-SST-2003モデル¹¹⁾(以降SST-2003)の3種類である。

2.3.1. SA-Rモデル

SA-RモデルのベースとなるSAモデルは、次式を解く1方程式モデルである。なお、本研究ではオリジナルのモデルから f_{t2} 項を省略したSA-noft2¹⁹⁾を用いる。

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{v}}{\partial x_j} = C_{b1} \tilde{S} \tilde{v} + \frac{1}{Re} \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{Re} C_{w1} f_w \left[\frac{\tilde{v}}{d} \right]^2 + \frac{1}{Re} \frac{C_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \quad (1)$$

レイノルズ応力は次のように定義される。

$$\bar{\tau}_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} = \frac{1}{Re} \mu_t \left[\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (2)$$

乱流粘性係数 μ_t は、

$$\mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1} \quad (3)$$

であり、補助的な関数や定数は以下のように表される。

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{w1}^6}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}}$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6}$$

$$\chi = \frac{\tilde{v}}{v}, \quad g = r + C_{w2}(r^6 - r), \quad r = \frac{1}{Re} \frac{\tilde{v}}{S k^2 d^2}$$

$$\tilde{S} = \Omega + \frac{1}{Re} \frac{\tilde{v}}{k^2 d^2} f_{v2}, \quad S = (2\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2}$$

$$C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad C_{v1} = 0.71,$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{1 + C_{b2}}{\sigma}, \quad C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2.0,$$

$$\sigma = 2/3, \quad \kappa = 0.41$$

Ω_{ij} は渦度テンソル、 d は壁からの距離である。

オリジナルのSAモデルでは、本研究の解析対象のような、「曲率を有する物体壁を回り込む流れによる渦」が「乱流による渦」と区別されにくいという欠点を抱えていた。

この問題を改善するために、SA-Rモデルでは渦度 $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ の大きさ $|\Omega|$ を次のように置き換え、“乱流の効果よりも純粋な回転による効果が卓越する個所では、渦度がひずみ速度を上回ることによって乱流粘性が抑えられる”よう改良されている^{8,9)}。

$$|\Omega| \rightarrow |\Omega| + C_{rot} \min(0, |S| - |\Omega|) \quad (4)$$

ここで、 $|S|$ は歪み速度

$$|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

である。なお、式(4)に示した、SAからSA-Rへの修正度合いを司るパラメタである C_{rot} については更に議論の

余地があることから、本研究では $C_{rot}=0.0$ （オリジナルのSA¹²⁾、1.0⁷⁾、2.0²⁰⁾の3種類に関して数値計算を行う。

2.3.2. Menter SST モデル

Menter SST モデルは壁近傍において Wilcox による $k-\omega$ 方程式を解き、壁から離れた完全乱流領域においては標準的な $k-\epsilon$ モデルを用いるという 2 方程式モデルである。具体的には以下の式を解く。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{p}k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p}u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \bar{p} \omega k + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \bar{p} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{p} u_j \omega}{\partial x_j} &= \gamma \frac{1}{v_t} P_k - \beta^* \bar{p} \omega^2 \\ &+ \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ &+ 2(1 - F_1) \bar{p} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (6)$$

レイノルズ応力は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= -\bar{u}_i' \bar{u}_j' \\ &= \frac{1}{Re} \mu_t \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{2}{3} \bar{p} k \delta_{ij} \end{aligned} \quad (7)$$

乱流粘性係数は

$$\mu_t = \min \left(\frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{\Omega F_2} \right) \quad (8)$$

であり、 $k-\omega$ モデルの定数は、以下である。

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5, \quad \beta_1 = 0.075,$$

$$a_1 = 0.31, \quad \beta_1^* = 0.09, \quad \kappa_1 = 0.41$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta_1^*} - \sigma_{\omega 1} \frac{\kappa_1^2}{\sqrt{\beta_1^*}} = \frac{5}{9}$$

$k-\epsilon$ モデルの定数は、以下のようになっている。

$$\sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_2 = 0.0828,$$

$$A_2 = 0.31, \quad \beta_2^* = 0.09, \quad \kappa_2 = 0.41$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta_2^*} - \sigma_{\omega 2} \frac{\kappa_2^2}{\sqrt{\beta_2^*}} = 0.44$$

$k-\omega$ モデルと $k-\epsilon$ モデルを接続するための混合関数は、以下のように定義される。

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2),$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{1}{Re} \frac{500 v}{d^2 \omega} \right), \frac{4 \bar{p} \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right],$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega d}, \frac{1}{Re} \frac{500 v}{d^2 \omega} \right),$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2 \bar{p} \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right)$$

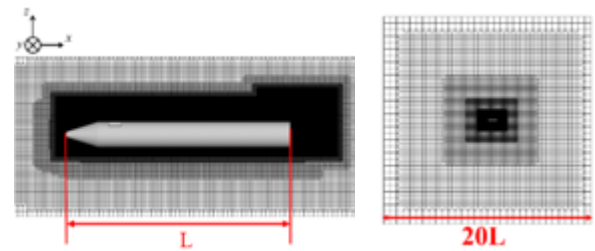
なお、オリジナルの SST モデル¹⁰⁾では式(8)のように乱流粘性係数 μ_t の評価に渦度 Ω を用いていたが、開発者である Menter は、以下のように渦度 Ω の代わりに歪み速度 S を用いるという改良を施している¹¹⁾。

$$\mu_t = \min \left(\frac{k}{\omega}, \frac{a_1 k}{SF_2} \right) \quad (9)$$

本稿ではオリジナルの SST モデルに加え、この改良版である SST-2003 を用いた数値解析も行った。

2.4. 計算格子

本計算で用いる計算格子を図 2-2 に示す。格子生成には六面体ベースの自動格子生成ツールである JAXA の HexaGrid²¹⁾を用いた。外部領域は $20L \times 20L \times 20L$ の立方体とし、この計算領域を六面体、プリズム、ピラミッド、四面体で構成している。セル数は 4400 万程度であり、壁面第一層格子幅は 1.0×10^{-3} mm ($y^+_{\max}=0.86$) とした。



(a)機体周り

(b)格子全体

図 2-2 計算格子

2.5. 計算条件

一様流マッハ数 $M_\infty = 1.5$ 、機体全長 L を基準としたレイノルズ数 $Re = 1.1 \times 10^7$ とする。いずれも風洞実験条件⁴⁾と一致させてある。また、先行研究⁴⁾で、迎 $0^\circ < \alpha < 15^\circ$ では迎角増加に伴い横力も増加、 $15^\circ < \alpha < 20^\circ$ では横力がほぼ一定となることが明らかになっている。これを踏まえ、本研究では迎角 $\alpha = 15^\circ$ を選定した。

3. 結果と考察

3.1. 流れ場の比較

図 3-1 に機体周りの流れの概要として、 Q 値等値面の可視化結果を載せる。突起側の突起後流渦が、機体後方にかけて発達している様子や、突起がない側（以降、平滑側と呼ぶ）の機体風下における剥離渦の様子が見て取れる。

流れ場の全体像を比較するために、図 3-2 に機体周りの渦度分布（左）と乱流粘性係数（右）を示す。まず SA-R モデルについては、 C_{rot} の増加とともに突起後流渦の渦度が強くなっている。また、SST 系モデルについてはオリジナルの SST モデルの両舷の渦度が弱く、機体風下側の全域にわたって強い乱流粘性が生成されている。SST-2003 については SST と比較して、両舷の渦度がより強く、乱流粘性の生成は抑制されていることが見て取れる。

3.2. 横力特性の比較

図3-3には、各乱流モデルによる横力係数 (C_Y , 突起側から平滑側への力が正) の計算結果と実験結果を載せる。これによると、SA-Rモデルについては実験と計算結果はよく一致しており (誤差1.3~1.5%程度), その中では $C_{rot}=0.0$ の横力よりも $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合の方が約3%増大するという結果となった。またSST系モデルにおいては、オリジナルのSSTの場合、実験との誤差が約44%となっているのに対し、修正版のSST-2003では約0.7%と大幅に改善している。以上のような、SA-RモデルとSST系モデルの傾向についてそれぞれ考察を行う。

3.3. SA-R モデル解析における横力の C_{rot} 依存性

本節では、オリジナルのSAモデルからSA-Rモデルへの修正パラメタである C_{rot} について、 $C_{rot}=0.0$ の場合と比較して、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合に横力が約3%増大した理由を考察する。

図3-4にはSA-Rモデルによる計算結果より得た、機体軸方向の局所横力分布を示す。これによると、突起周辺ではほぼ横力分布に差はなく、 $x/L>0.4$ の領域で $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の局所横力が $C_{rot}=0.0$ の局所横力を僅かに上回る ($C_{rot}=1.0$ と 2.0 の分布はほぼ重なっている)。

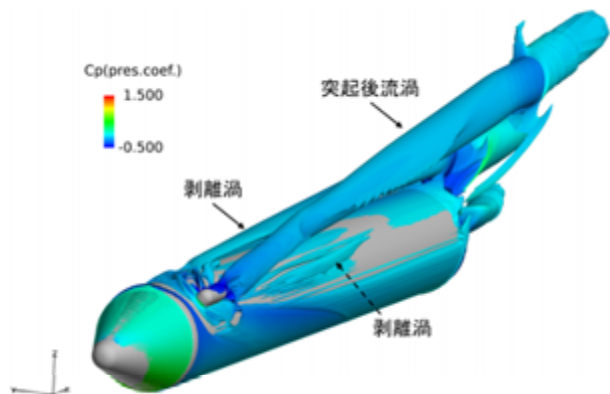


図 3-1 流れ場の概要 ($C_{rot}=1.0$ の Q 等値面)

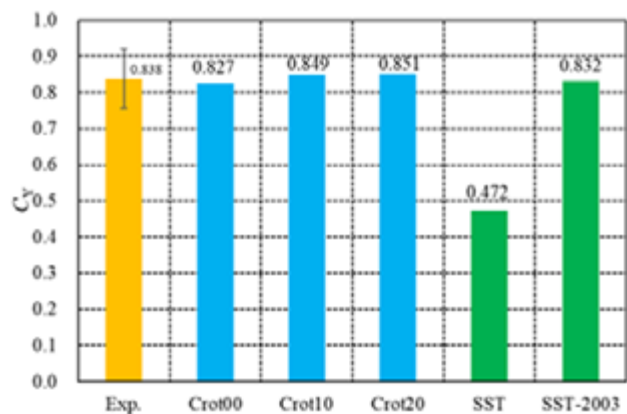
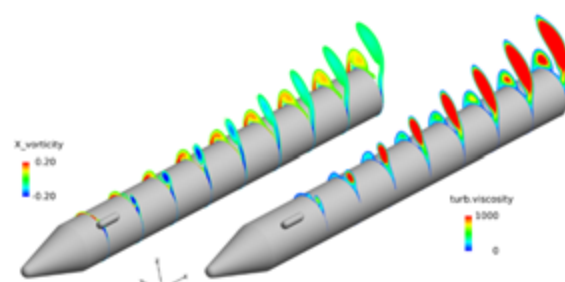
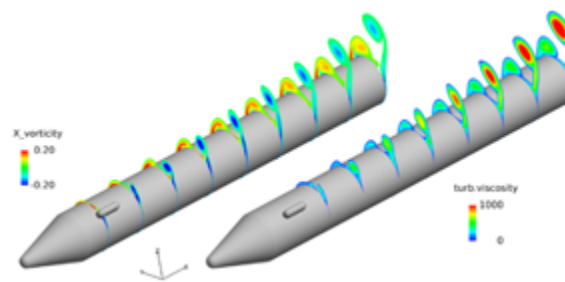


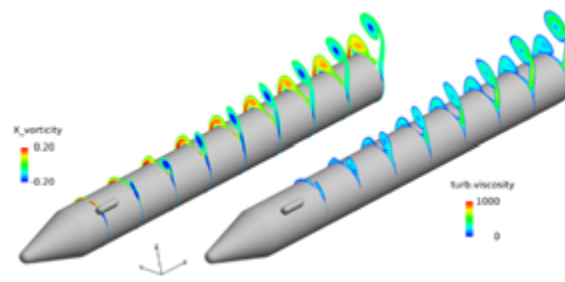
図 3-3 横力係数 C_Y (エラーバーは標準偏差)



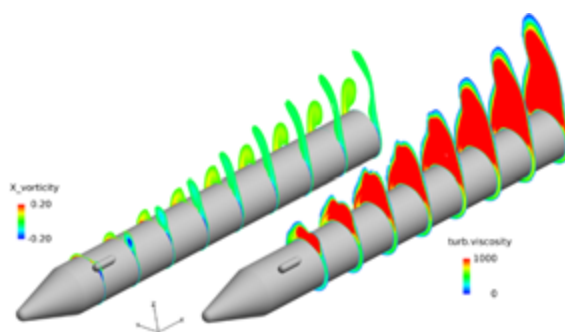
(a)SA-R ($C_{rot}=0.0$)



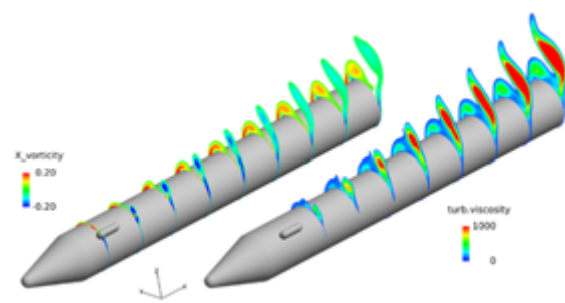
(b)SA-R ($C_{rot}=1.0$)



(c)SA-R ($C_{rot}=2.0$)



(d)SST



(e)SST-2003

図3-2 渦度 (左) と乱流粘性 (右) の可視化結果

このように C_{rot} の値によって局所横力の傾向が異なる理由を調査するため、図3-5に $x/L=0.4$ 断面における突起側の表面 C_p 分布の可視化結果を示す。これによると、機体風下側における剥離後の圧力が回復する領域で差異が生じていることが分かる。ここで、図3-6に同断面における速度ベクトルおよび C_p の等高線図を示す（ $C_{rot}=2.0$ の分布は $C_{rot}=1.0$ と類似していたため省略）。この図より、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合よりも $C_{rot}=0.0$ の方が僅かに下流側で剥離していることが分かる。 $C_{rot}=0.0$ の場合では“物体壁を回り込む流れによる強い渦度と、乱流による渦が区別されない^{8,9)}”ため、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合よりも強い乱流粘性が生成される。つまり、周囲の流体との混合作用が大きく、主流と壁面間のエネルギー輸送が活発に行われることから、境界層内の流れが減速しにくくなり、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 よりも剥離が生じにくいと考えられる。一方で、 $C_{rot}=1.0$ 及び 2.0 の場合では、曲率を有する形状を回り込む流れの乱流粘性が、式(4)の補正により抑制されているため、より上流側から「剥離後の圧力回復」が生じる。これにより突起側が $C_{rot}=0.0$ よりも高圧となり、横力が増大する一因となる（突起後流渦の成長によって、突起側では平滑側よりも大規模な剥離が生じているため、この効果が顕著に表れる）。

また、図3-7には $x/L = 0.6$ 断面における突起側の機体表面圧力係数分布のグラフを、図3-8には同断面における速度ベクトル（ C_p で色付け）の可視化結果を示す。図3-7によると先の「物体を回り込む流れの剥離位置の違い」による圧力の差異（図中で(a)と示した領域）だけでなく、機体風下側の $0.05 < z/(D/2) < 0.84$ （図中に(b)と示した領域）において $C_{rot}=1.0$ 及び $C_{rot}=2.0$ の表面圧力が $C_{rot}=0.0$ の表面圧力を上回っている。また図3-8を見ると、突起のない平滑側から回り込んできた、機体正面から見て時計回りの流れが、 $C_{rot}=0.0$ の場合は付着しているのに対し、 $C_{rot}=1.0$ 及び 2.0 の場合では剥離が生じ、高圧となっている。（なお、こちらも図3-7の領域(a)と同様、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合は乱流粘性が抑制されることから、剥離が促進されたと考えられる。）この高圧領域の形成もまた、 $C_{rot}=1.0$ 及び 2.0 の場合に横力が増大する一因となっている。

以上についてまとめると、

- SA-Rの修正パラメタ C_{rot} による横力特性の違いは、「 $C_{rot}=0.0$ 」の場合と「 $C_{rot}=1.0$ 及び 2.0 」の場合に大別できる。
- $C_{rot}=1.0$ および 2.0 では、流れが物体壁を回り込む（つまり渦度がひずみ速度を上回るような）場合、

式(4)のような補正が施される。そのため、 $C_{rot}=0.0$ と比較して乱流粘性が小さく、曲率を有する形状に由来する剥離がより上流で生じる。

- $C_{rot}=1.0$ および 2.0 の場合のみ、乱流粘性の抑制によって、平滑側から突起側へ回り込んでくる流れの剥離が誘起される。これにより突起側に $C_{rot}=0.0$ と比べ高圧の領域が生成される。
- 以上のように $C_{rot}=1.0$ および 2.0 の場合、突起側で剥離が促進されることで、 $C_{rot}=0.0$ の場合よりも高圧となる（機体を+y：正の横力の方向へ押す）ことから、機体全長の40%より後方で、 $C_{rot}=0.0$ （オリジナルのSA）の場合よりも横力が増大する。
- 以上のような結果から、 $C_{rot}=1.0$ や 2.0 の場合では、 $C_{rot}=0.0$ （オリジナルのSAモデル）の場合よりも「回り込みによる渦が乱流渦と区別されて捉えられている」といえる一方で、乱流粘性の抑制により剥離が促進されることが原因で、高圧領域が生成され、横力を過大に評価してしまう可能性があることに注意が必要である。

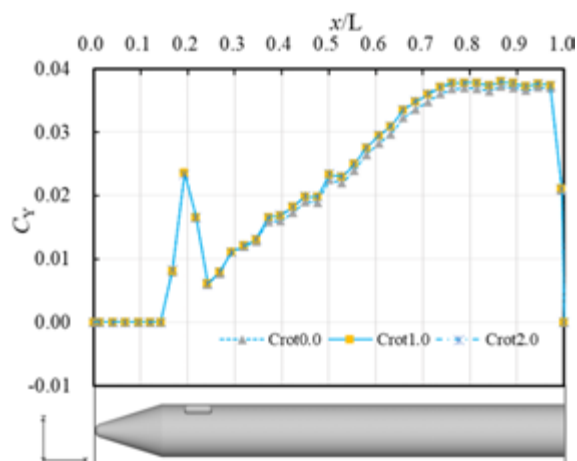


図 3-4 局所横力係数分布（SA-R モデル）

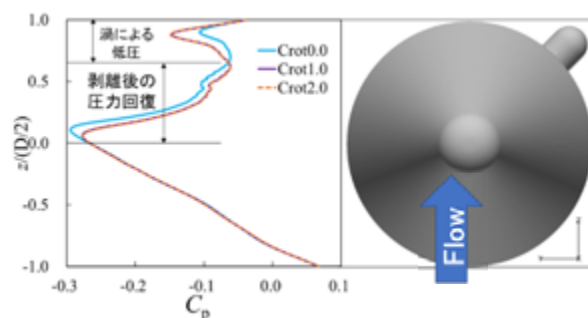
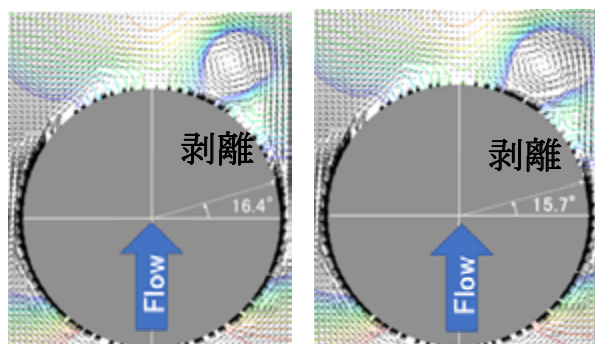


図 3-5 $x/L=0.4$ 断面の突起側 C_p 分布
($C_{rot}=1.0$ と $C_{rot}=2.0$ はほぼ重なっている)



(a) SA-R ($C_{rot}=0.0$) (b) SA-R ($C_{rot}=1.0$)

図 3-6 $x/L=0.4$ 断面での剥離位置

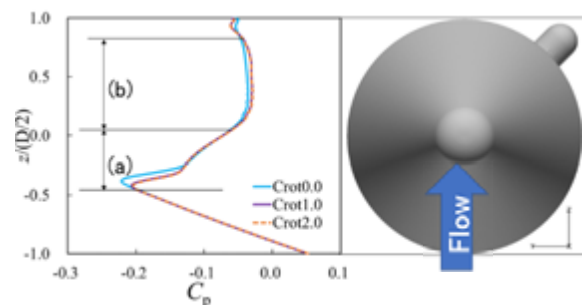
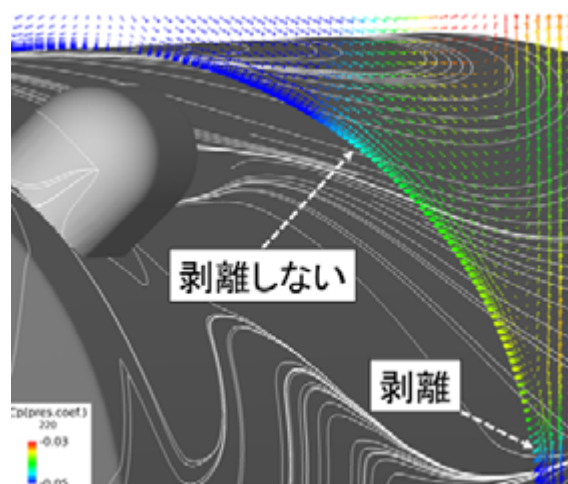


図 3-7 $x/L=0.6$ 断面の突起側 C_p 分布
($C_{rot}=1.0$ と 2.0 は重なっていることに注意)

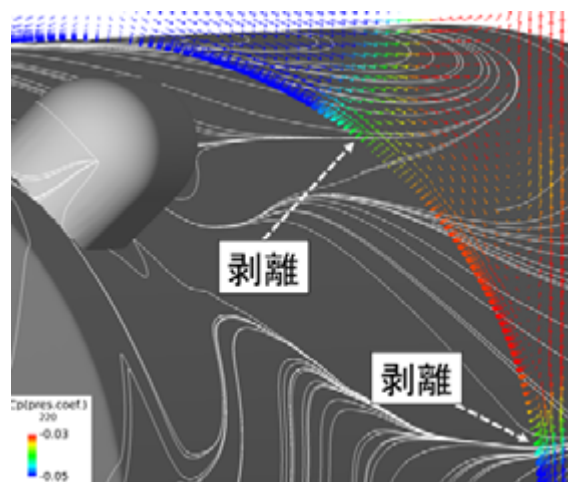
3.4. SST 系モデルによる横力特性

続いて、SA-RモデルとオリジナルのSST、SST-2003モデルの比較を行う。図3-2より、SSTでは実験結果との横力の誤差が約44%と大きくなった。一方でSST-2003の場合では実験結果との誤差が約0.7%となりよく一致していた。

図3-9にはSA-Rモデル ($C_{rot}=1.0$)、SST、SST-2003の数値計算結果より得た、局所横力係数分布を載せる。これによると、SSTモデルの突起部後方 ($x/L>0.3$) における局所横力が他モデルを大幅に下回っており、 $x/L>0.75$ においては局所横力が増加から減少に転じている。このような傾向の違いについて調査を行うため、図3-10に $x/L=0.6$ 断面における表面圧力分布を、図3-11に同断面における渦度等高線・速度ベクトル分布を載せる。図3-11よりオリジナルのSSTでは過大な乱流粘性により、突起側、平滑側ともに剥離渦が散逸してしまっている。特に、平滑側の渦は機体に近接することから、SA-RやSST-2003では表面圧力を低下させているが、オリジナルのSSTではその散逸によって表面圧力の低減効果が見られなくなっている。(これは図3-10からも確認できる。) また、図3-11より、SSTではその過剰な乱流粘性により突起側の剥離位置が他の2ケースと比べて大幅に下流側 ($z=0$ 断面から風下側に 32.6°) となっている。これによりSSTでは剥離が抑制され、流れが減速せず圧力回復が遅れることで、突起側が他の乱流モ



(a) SA-R ($C_{rot}=0.0$)



(b) SA-R ($C_{rot}=1.0$)

図 3-8 $x/L=0.6$ 断面における速度ベクトル
(C_p で色付け、機体の上流側から見ている)

デルよりも低圧となっていると分かった (図3-10突起側)。以上のようなメカニズムにより、SSTモデルではSST2003やSA-Rと比較して、平滑側では高压に、突起側で低圧となることで両舷の圧力差が小さくなり、横力を過小に評価していることが分かった。

一方で、SST-2003ではSA-Rモデルと同程度に機体両舷の圧力差を捉えている。このように、オリジナルのSSTとSST-2003の結果に大きな違いが生じるのは、乱流粘性係数 μ_t の評価方法の違いが原因だと考えられる。具体的には、SSTは μ_t の評価に渦度 Ω を、SST-2003ではひずみ速度 S を用いる (2.3.2節、式(8)、式(9)参照)。これにより、オリジナルのSSTモデルでは、式(8)において本来であれば k/ω が採用されるべき領域においても、壁面を回り込む流れが有する高い渦度によって、 ΩF_2 を含む項が不適切に採用されている可能性があり、剥

離を適切に捉えられていないと考えられる．一方で SST-2003 ではひずみ速度 S を用いることによりこれが改善し，剥離を適切に捉えることが可能になったと考えられる．

以上をまとめると，

- オリジナルの SST モデルでは乱流粘性係数の評価に（非粘性流れでも現れる剥離渦においても，大きな値となる）渦度 Ω を用いており，曲率を有する超音速流れにおいてもこの値が過剰となり，機体からの剥離渦が散逸してしまう．従って，平滑側が他の乱流モデルの場合よりも高圧となる．
- オリジナル SST モデルによる計算では上記の理由から，過剰な乱流粘性が生じる．これにより突起側の剥離が抑制される（つまり流れが減速しにくい）ため，その位置では加速膨張流れが維持され，他モデルの計算結果よりも低圧となる．以上のメカニズムによって，SST モデルでは両舷の圧力差が小さくなり，機体に作用する横力が小さくなる．
- 一方で SST-2003 では乱流粘性係数の評価に渦度 Ω ではなく歪み速度 S が用いられることで，SST と比

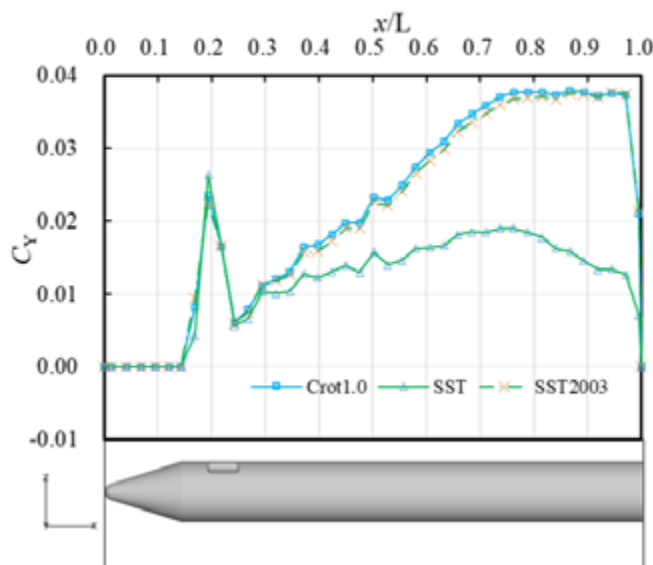


図 3-9 局所横力係数分布

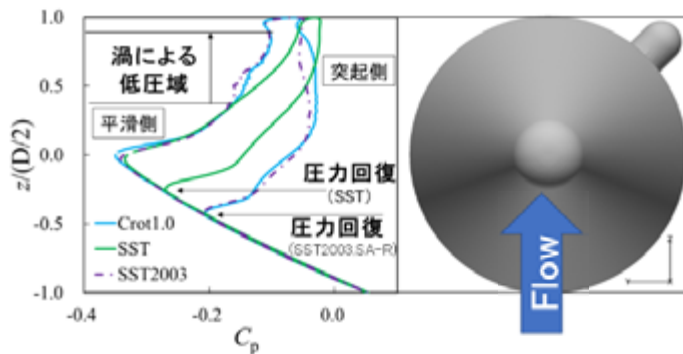
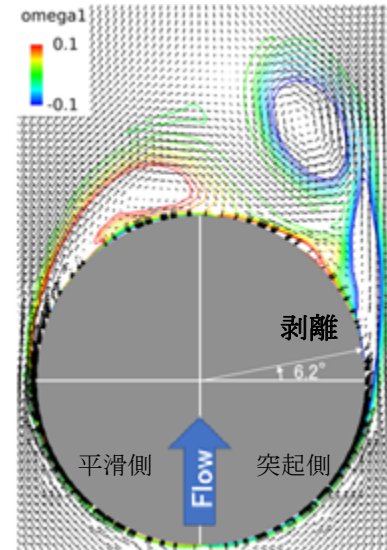
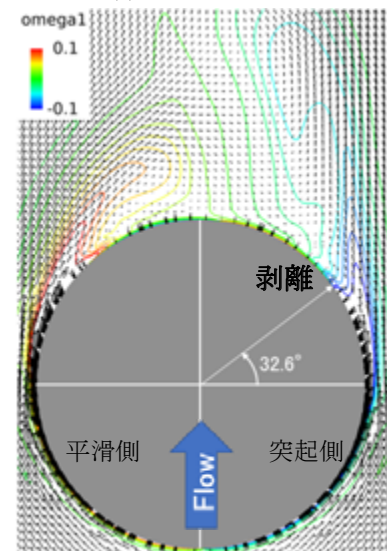


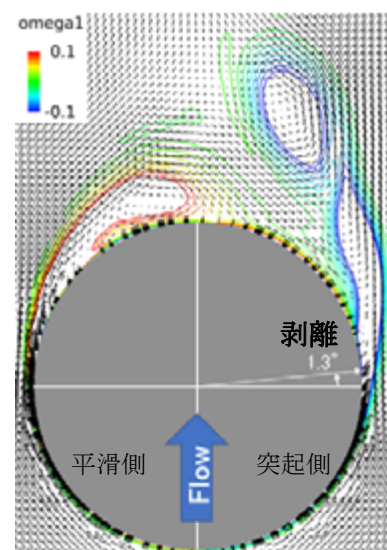
図 3-10 $x/L=0.6$ 断面における C_p 分布



(a) SA-R ($C_{rot}=1.0$)



(b) SST



(c) SST-2003

図 3-11 速度ベクトルと渦度 ($x/L=0.6$ 断面)

較するとその値が抑制される。そのため機体風下側の渦は散逸せず、加えて機体からの流れの剥離も適切に捉えることが出来る。

- 以上のメカニズムによって、SST-2003ではSA-Rモデルと同程度に機体両舷の圧力差を捉えることが出来る。結果として、超音速流れ中の細長物体にかかる横力は実験値と良好な一致を示す。

4. 結論

本研究では、一般的なロケットを模した細長物体(細長比8.9)の機体前方、風下側に1つの突起を装着して異なる乱流モデルを用いた数値計算を行った。得られた知見を以下にまとめる。

- A) SA-noft2-R乱流モデルにおけるSAモデルからのパラメタ C_{rot} による計算結果への影響。
 - SAからSA-Rへの修正パラメタ C_{rot} については、 $C_{rot}=0.0$ (オリジナルのSA)の場合と比較して $C_{rot}=1.0$ および 2.0 の場合は発生する横力が約3%増大した。($C_{rot}=1.0, 2.0$ の両ケースの横力に大きな差は見られなかった。)
 - SA-R ($C_{rot}=1.0$ および 2.0) ではSA ($C_{rot}=0.0$) と比較して乱流粘性が大きく、剥離が促進される傾向があった。そのため、突起側の剥離後の圧力回復がより上流で生じ、その位置ではSAより高圧となった。同様の理由で、SA-Rでは機体の風下側においても平滑側から突起側に回り込んできた流れの剥離が生じ、突起側に高圧領域が形成された。
 - 以上のように、SA-Rでは $C_{rot}=1.0, 2.0$ ともにその剥離のしやすさから突起側が高圧となり、発生する横力が僅かに増大した。
- B) SST系モデル (SST, SST-2003) の比較。
 - オリジナルのSSTモデルは他の乱流モデルと比較して発生する横力が大幅に小さく、実験との誤差も大きい(約44%)。一方でSST-2003は実験との誤差が約0.7%となり、結果として横力係数についてはSA-R系モデルと同程度の計算結果を得た。
 - SSTは
 - ✧ 他の乱流モデルよりも生成される乱流粘性が大きく、機体風下側の渦が散逸しまう。
 - ✧ 過剰な乱流粘性による渦の散逸によって、渦の近接による低圧効果が薄れ、平滑側の表面圧力が他の乱流モデルよりも高圧となる。
 - ✧ 突起側では過剰な乱流粘性により剥離が他のモデルよりも大幅に下流側で生じる。このため

加速膨張された流れが維持され、突起側の表面圧力が低圧となる。

- 以上のメカニズムより、SSTでは機体両舷の圧力差が過小評価され、他の乱流モデルと比較して大幅に横力が小さくなる。
- 一方SST-2003では、乱流粘性の評価に過度ではなく歪み速度を用いているため、過剰な乱流粘性が生成されず、機体風下の渦の散逸が抑えられる。また同様の理由により、SST-2003では流体が物体を回り込むことによる剥離を適切に捉えることができる。

謝辞

本研究ではJAXAのFaSTAR, HexaGrid, スーパーコンピュータJSS3を用いた。また、JAXAの金森正史氏、橋本敦氏、また元横浜国立大学大学院の高木雄哉氏、瀧本浩之氏にご協力いただいた。ここに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) Gamble, K.B. and Lightsey, E.G., “Decision Analysis Tool for Small Satellite Risk Management,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 53, No. 3, pp. 420–432, 2016.
- 2) Casalino, L., Pastrone Sutliff, D. and Masseni, F., “Optimization of Hybrid Rocket Engines for Small Satellite Launchers,” 2008 Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 2008-4926, 2008.
- 3) Kim, S. and Kim, S., “A multi-criteria approach toward discovering killer IoT application in Korea,” *Technological Forecasting and Social Change*, Vol. 102, pp. 143–155, 2016.
- 4) Kawauchi, K., Harada, T., Kitamura, K., and Nonaka, S., “Experimental and Numerical Investigations of Slender Body Side Force with Asymmetric Protuberances,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 56, No. 5, pp. 1346–1357, 2019.
- 5) 筒井史也, 高木雄哉, 瀧本浩之, 北村圭一, 野中聡, “非対称に配置された2つの突起を有する細長物体の空力解析”, 第64回 宇宙科学技術連合講演会, オンライン, 2020.
- 6) Kitamura, K., Nonaka, S., Kuzuu, K., Aono, J., Fujimoto, K., and Shima, E., “Numerical and Experimental Investigations of Epsilon Launch Vehicle Aerodynamics at Mach 1.5,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 50, No. 4.
- 7) Lei, Z., “Effect of RANS Turbulence Models on

- Computation of Vortical Flow over Wing-Body Configuration,” *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, Vol. 48, No. 161, 2005, pp. 152-160.
- 8) Dacles-Mariani, J., Kwak, D., and Zilliac, G., *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 30, 1999, pp. 65-82.
 - 9) Dacles-Mariani, J. et al., *AIAA J.*, Vol. 33, No. 9, 1995, pp. 1561-1568.
 - 10) Menter, F.R., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
 - 11) Menter, F.R., Kuntz, M. and Langtry, R., “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model,” *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, pp.625-632, 2003.
 - 12) Spalart, P. and Allmaras, S., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” *AIAA Paper* 1992-439, 1992.
 - 13) 北村圭一, 小川優, 瀧本浩之, 金森正史, 橋本敦, “高解像度DDESによる低速バフエット解析”, 第51回流体力学講演会/第37回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 2019.
 - 14) 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 菱田学, 坂下雅秀, ラフール・パウルス, “高速な非構造格子流体ソルバFaSTARの開発”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.63, No.3, pp.99-105, 2015.
 - 15) Shima, E. and Kitamura, K., “Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds”, *AIAA Journal*, Vol.49, No.8, pp.1963-1709, 2011.
 - 16) Mavriplis, D. J., “Revisiting the Least-Squares Procedure for Gradient Reconstruction on Unstructured Meshes,” 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Orlando, Florida, AIAA paper 2003-3986, 2003.
 - 17) Roe, P. L., “Characteristics-Based Schemes for the Euler Equations,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.18, pp. 337-365, 1986.
 - 18) Kitamura, K., Shima, E., Fujimoto, K. and Wang, Z. J., “Performance of Low-Dissipation Euler Fluxes and Preconditioned LU-SGS at Low Speeds,” *Commun. Comput. Phys.*, Vol.10, No.1, pp. 90-119, 2011.
 - 19) Rumsey, C. L., “Apparent transition behavior of widely used turbulence models,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, 2007, pp. 1460-1471.
 - 20) “Turbulent Modeling Resource” NASA Langley Research Center, <https://turbmodels.larc.nasa.gov>.
 - 21) Hashimoto, A., Murakami, K., Aoyama, T., Yamamoto, K., Murayama, M. and Lahur, R., “Drag Prediction on NASA CRM Using Automatic Hexahedra Grid Generation Method”, *Journal of Aircraft*, Vol.51, No.4, pp. 1244-1267, 2014.

画像伝送光ファイバーを応用した3次元BOS法の原理と基礎特性

鵜飼 孝博 (大阪工業大学)

The Principle and Characteristics of a Three-dimensional BOS Method using an Optical Image Fibre

UKAI Takahiro (Osaka Institute of Technology)

ABSTRACT

A telecentric Fibre BOS technique consisting of a telecentric optical system, several optical image fibres, and a camera is proposed in this study for reasonable time-resolved three-dimensional density measurements. The effects of the fibre's components: a core and a clad, on the estimation accuracy of a pixel displacement were experimentally investigated. The experimental results show that it is important to adjust a background-dot size based on the core size if the core size is larger than the pixel size on the image sensor. The background-dot size, which is more than twice as large as the core size, provides good estimation accuracy. Additionally, the effectiveness of the proposed telecentric Fibre BOS technique has been demonstrated for the time-resolved three-dimensional density measurement using a single high-speed camera with 5.5 kfps.

1. はじめに

2000年にDalziel *et al.*¹⁾によって提案されたBOS法 (Background Oriented Schlieren) は、簡素かつ定量計測が可能な可視化法として汎用性が高く、適応範囲の拡大と計測法の高度化が行われている。開発当初は、2次元定常計測²⁾や準3次元非定常計測^{2), 3)}が実施されていたが、ソフト・ハードウェア技術の発達と相まってFBP法 (Filtered back-projection) やART法 (Algebraic Reconstruction Technique) による3次元再構成技術が利用され始め、3次元定常計測^{4), 5)}が実施された。このような再構成技術を用いる場合は、被写体 (流れ場) 周りの様々な方向から複数のシュリーレン撮影が必要である。Ota *et al.*⁵⁾は、1つのBOS光学系を用いて、被写体を回転させて、複数枚のシュリーレン画像を撮影し、3次元定常計測を行った。しかし、このような撮影方法では、非定常計測は困難である。そこで、複数台のカメラを用いて様々な方向からシュリーレン画像を同時に撮影し、3次元非定常計測⁶⁾を達成している。この方法では、流れ場の時間履歴も計測 (時系列計測) できる点が優れている。Atcheson *et al.*⁷⁾および Nicolas *et al.*⁸⁾の実験結果から推測すると、精度良く3次元再構成するには12~16方向から同時に撮影したシュリーレン画像が必要である。つまり、高速現象の時系列3次元非定常計測を行うためには、高価な高速度カメラが数十台必要になる。そのため、現在は主に低速・中速の時系列3次元非定常計測^{6), 9)}に留まっている。また、たとえ低速・

中速の時系列3次元非定常計測であったとしても、1対の可視化窓を備えた一般的な超音速風洞装置のような環境では、カメラを設置するスペースの確保が困難となる。

そこで、本研究では、カメラの設置台数の削減によるシステムの低コスト化および光学システムの省スペース化を実現するため、医療分野で広く使われている画像伝送光ファイバーを応用したFibre BOS法を開発する。このFibre BOS法では、様々な方向から可視化した画像がファイバーを介して伝送され、1台のカメラで撮影できる。そのため、1台のカメラで時系列3次元密度場計測が達成できる点が優れている。

画像伝送光ファイバーは、主に1万本程度の束となっているコアとコア材を覆うような皮膜状のクラッドから構成されており、クラッドとコアの境界面で光が全反射し、コア内部で光が伝送できる。Fibre BOS法では、この束状の光ファイバーを用いるため、コアやクラッドによるBOS可視化精度の影響が懸念される。Liu *et al.*¹⁰⁾は、画像伝送光ファイバーを応用したBOS法を構築したが、詳細な計測原理およびコア/クラッドの影響については明らかにしていない。そこで、本研究では、画像伝送光ファイバー特有のコアとクラッドが密度場計測に及ぼす影響を明らかにする。また、Fibre BOS法を用いた時系列3次元密度場計測の実証実験を行い、実用的かつ汎用性の高い時系列3次元密度場計測手法を確立させる。

2. 手法

2.1. テレセントリック Fibre BOS 法

テレセントリックFibreBOS法は、背景、両側テレセントリック光学システム、画像伝送光ファイバー、カメラレンズおよびカメラから構成されている（図1）。画像伝送光ファイバーのコア内部で光を全反射させるためにファイバー端面への光の入射角度を浅くする必要がある。ただし、光の入射角度は、コア材とクラッド材の屈折率によって異なる。本システムでは、浅い光の入射角度を達成するため、テレセントリック光学系を用いて、平行光線を画像伝送光ファイバー端面に入射させた。

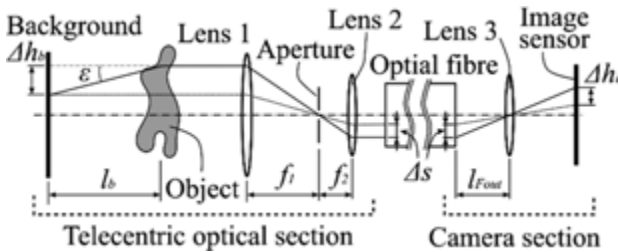


図1 テレセントリックFibre BOSにおける光路

本テレセントリックFibre BOSによる計測原理を述べる。密度場を通過したテレセントリック光学システムによって集光された平行光線は、偏向角 ε だけ偏向し、仮想的に背景が Δh_b だけ移動する。偏向角が微小であると仮定すると、仮想的な移動量は $\Delta h_b = l_b \varepsilon$ となる。この移動量がテレセントリック光学システムを介してファイバー端面に移動量 Δs として現れ、テレセントリック光学システムの拡大率 $M_{tele} = f_2 / f_1$ を用いて表すと下記の関係となる。

$$\Delta s = \frac{f_2}{f_1} l_b \varepsilon \quad (1)$$

ここで、 l_b 、 f_1 および f_2 は、背景と密度場間の距離、レンズ1および2の焦点距離をそれぞれ示す。偏向角は、密度場の屈折率 n の勾配の積分値であり、式(2)となる。

$$\varepsilon = \frac{1}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial H(X,Y)} dl \quad (2)$$

画像伝送光ファイバーにより伝送された移動量 Δs は、カメラレンズの拡大率 M_c によってカメラのイメージセンサーに結像される。つまり、イメージセンサー上に結像する移動量 Δh_i は、 $\Delta h_i = M_c \Delta s$ となる。カメラレンズを単レンズと仮定すると、カメラレンズの焦点距離 f_3 およびカメラレンズからファイバー端面までの距離 l_{Fout} を用いて、レンズの公式を基に

$$M_c = \frac{f_3}{l_{Fout} - f_3} \quad (3)$$

と表現できる。よって、式(1)～(3)を用いてイメージセンサー上での移動量は、

$$\begin{aligned} \Delta h_i &= l_b M_{tele} M_c \varepsilon \\ &= l_b \frac{f_2}{f_1} \frac{f_3}{l_{Fout} - f_3} \frac{1}{n_0} \int \frac{\partial n}{\partial H(X,Y)} dl \end{aligned} \quad (4)$$

となる。実用上、カメラレンズの拡大率を算出する必要はなく、キャリブレーションを行い、拡大率に代わる較正值を用いる。

1台のカメラで複数の視野の画像を撮影するため、画像を数ミリメートルオーダーまで光学的に縮小させ、画像伝送光ファイバーでカメラレンズまで伝送させる。そして、各視野から伝送された画像を配列させ、カメラレンズを用いて画像を適切に拡大/縮小し、イメージセンサーに記録させる。

Fibre BOS法では、従来のBOS法の光学システムに画像伝送光ファイバーおよびファイバー端面の画像をイメージセンサーに結像させる光学システムを用いているため、従来のBOS法と比較して空間解像度が悪化する可能性がある。そこで、過去のテレセントリックBOS法¹¹⁾および非テレセントリックBOS法¹²⁾における空間解像度の算出に関する説明を基に、テレセントリックFibre BOS法の空間解像度を導出し、定量的に評価できるようにする。テストセクション（図1における背景から l_b 離れた位置）における空間解像度は、背景から円錐状に放射された光および光学部品の許容錯乱円によって決定されると仮定する。まず、背景から放出された光の幾何学的な関係から密度場における空間解像度 δ_r は、テレセントリックシステムのF値（ F_{tele} ）を用いて、 $\delta_r = l_b / F_{tele}$ となる。つまり、密度場が現われるテストセクションにおいて、 δ_r だけ背景模様がぼやける。つぎに、テストセクションにおける背景をカメラのイメージセンサーにレンズ等を介して結像させる際の、光学システムによるボケ量を考慮する。入射側のファイバー端面におけるボケ量 ξ によって、背景部でボケ量 $\delta_b = \xi / M_{tele}$ のぼやけが生じる。本Fibre BOS法では、テレセントリック光学システムから構成されているため、背景のボケ量とテストセクションでのボケ量は等倍となる。よって、背景から円錐状に放射された光および光学部品の許容錯乱円の各ボケ量を基に、テストセクションでの空間解像度を導出すると式(5)となる。

$$\delta_r = \frac{l_b}{F_{tele}} + \frac{\xi}{M_{tele}} \quad (5)$$

ここで、入射側のファイバー端面におけるボケ量 ξ は、テレセントリック光学系の許容錯乱円、ファイバーの

解像力またはカメラレンズの許容錯乱円によって生じる。これらによって生じる最も悪い解像力が、入射側のファイバー端面のボケ量 δ となる。

2.2. 後処理による密度場推定

BOS法では、密度場が生じる前後の背景画像を撮影し、背景の局所的な移動量を推定する。本研究では、直接相互相関法を用いて再帰階層的^{13), 14)}に局所的な背景の移動量を推定し、Gaussian peak fitting¹⁵⁾を用いてサブピクセル補間を行い、微小な移動量を算出する。また、相関値探索の際のSN比を改善するため、CBC (Correlation Based Correction)¹⁶⁾を採用する。さらに、ラプラシアン方程式を基に誤ベクトルを検出・除去し、多項式を用いて3次精度の補間を行う。このような手法を用いて背景の移動量を推定し、式 (4) を用いて移動量から偏向角を算出する。

3次元密度場を定量可視化するため、様々な投影角度から撮影した流れ場を代数的逐次近似法であるART法を用いて、流れ場の3次元再構成を行う。3次元再構成の処理手順は下記となる。1. 三角関数を基に、各投影角度 θ で得られた投影面での X 方向の偏向角を、3次元再構成空間における x と y 方向の偏向角に変換する。一方、各投影各で得られた Y 方向の偏向角は、3次元再構成空間における z 方向の偏向角である。2. 式 (2) を基に、偏向角 ε から投影方向に沿った屈折率勾配の積分を算出する。3. 式 (6) のART法¹⁷⁾を用いて局所的な屈折率勾配 $\partial n/\partial x, \partial n/\partial y, \partial n/\partial z$ を推定する。

$$f(x, y)^k = f(x, y)^{k-1} + \alpha \frac{\{P(X, \theta) - R(X, \theta)\}C(x, y, X, \theta)}{C(x, y, X, \theta)C(x, y, X, \theta)} \quad (6)$$

ここで、 f, P, R はそれぞれ、再構成値、計測した投影値および推定した投影値である。 k は計算の繰り返し数であり、 α は計算の発散を抑えるための減衰係数である。 C は、再構成値と投影値の関係を表す係数である。

ART法によって推定した屈折率勾配は、式 (7) の3次元ポアソン方程式のソース項 (右辺の S) に用いられる。このポアソン方程式をSOR法で解き、屈折率 n を算出する。

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} = S \quad (7)$$

その後、式 (8) のグラッドストーン・デールの関係式を用いて、屈折率から密度 ρ に換算する。

$$n = G\rho + 1 \quad (8)$$

本研究では、グラッドストーン・デール定数を $G = 2.26 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ とした。

3. 実験

テレセントリックFibre BOS法におけるコア/クラッドの影響を評価するため、仮想的な密度場として長焦点レンズを用いた。この長焦点レンズを使うことで、偏向角が理論的に算出できるため、実験値の精度検証が可能となる。焦点距離 f の長焦点レンズによる算出できる偏向角は、 $\varepsilon \approx \tan \varepsilon = r/f$ である。レンズ半径 r の位置の偏向角を求め、式 (4) を基に実験的に推定した偏向角とその理論値を比較して特性を評価した。一方、時系列3次元密度場計測の実証実験では、パイプ内径4.1 mmから代替フロンガスを噴射させ、噴射直後から噴流の成長の様子を撮影した。

本実験において用いたFibre BOSの光学系は、 $f_1 = 300 \text{ mm}$ 、絞り穴の直径 $d_{\text{tele}} \approx 0.6 \text{ mm}$ および $f_2 = 12 \text{ mm}$ の両側テレセントリック光学系、ファイバー径 = 2 mm の画像伝送光ファイバー (コア径 $d_{\text{core}} \approx 14.1 \pm 0.6 \mu\text{m}$)、マクロレンズおよびデジタルカメラ (Phantom, model: T1340およびCanon, model: EOS D60) である。背景パターンにはセミランダムドットパターン⁸⁾を用いた。このセミランダムドットパターンでは、空白な背景模様が現れないように、一定間隔に分布させたドット周辺に、不規則なドットを配置している。背景ドットは、モノクロのレーザープリンタを用いてOHPフィルムに印刷した。特性評価実験では、長さ300 mmのファイバーを用いて1投影のみ撮影した。一方、実証実験では、長さ2 mのファイバーから構成される12対の光学システム (図2) を用いて、12投影の画像を撮影した。基礎特性実験では、カメラ (Canon) の露光時間を20 msとした。一方、実証実験では、カメラ (Phantom) の撮影速度・露光時間を、それぞれ5.5 kfpsおよび40 μs とした。

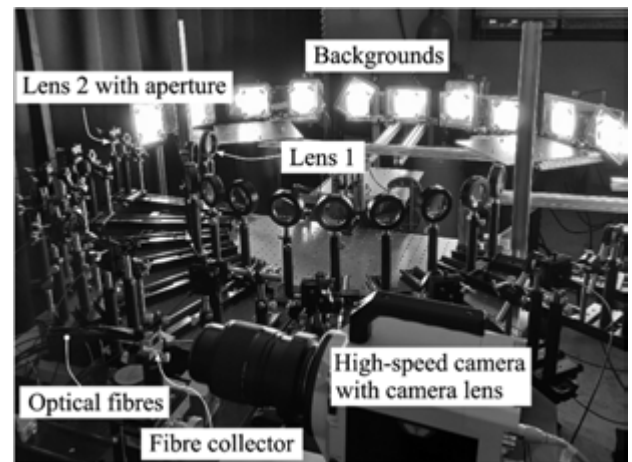
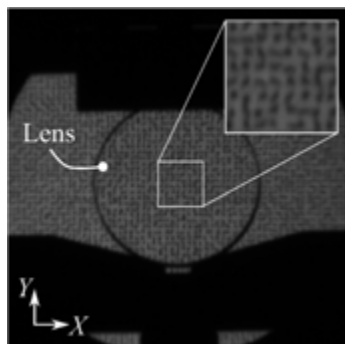


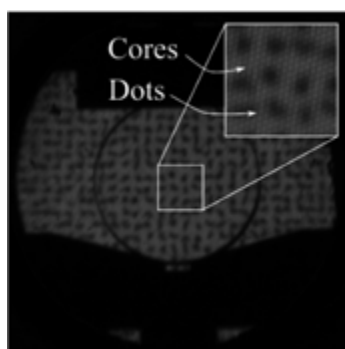
図2 実証実験で用いたFibre BOSの光学配置

4. 基礎特性

4.1. 空間解像度



(a) ファイバー無し



(b) ファイバー有り

図3 長焦点レンズと背景の撮影画像

画像伝送光ファイバーを応用した本テレセントリックFibre BOS法は、十分な解像力を備えた可視化システムである。図3にファイバー有無により撮影した画像を示す。これらの画像は、 $M_c = 2.4$ および $l_b = 420 \text{ mm}$ の条件で撮影した。ファイバーによって解像度が低下しているものの、被写体（長焦点レンズ）および背景を十分に識別できている。ここで、式(5)を基に空間解像度を推定する。まず、テレセントリック光学系の許容錯乱円、ファイバーの解像力 R またはカメラレンズの許容錯乱円によって生じるファイバー端面におけるボケ量 ξ を求める。テレセントリック光学系の許容錯乱円によるボケ量 δ_{tele} は、 $\delta_{tele} = 1.22\lambda f_2/d_{tele} \approx 13 \mu\text{m}$ となり、カメラレンズの許容錯乱円によるボケ量 δ_c は、 $\delta_s = \delta_i/M_c = 1.22\lambda F_c/M_c \approx 0.74 \mu\text{m}$ となる。光の波長 λ は、 520 nm とした。ファイバーメーカーの技術資料によると¹⁸⁾、ファイバーの解像力は、 $R = 2d_{core}$ であり、 $R \approx 28 \mu\text{m}$ となる。よって、ファイバーの解像力が最も悪いため、ファイバー端面におけるボケ量は、 $\xi = R = 28 \mu\text{m}$ となる。したがって、テレセントリックBOS（ファイバー無しの場合）とテレセントリックFibre BOSのテストセクションにおける空間解像度は、それぞれ 1.2 mm および 1.5 mm となる。ただし、カメラレンズ等の光学系より

も高い解像力を備えたファイバーを用いる場合は、従来のBOS法の空間解像度と同等になると考えられる。

従来のBOSシステムと比較して、本テレセントリックFibre BOSシステムは、十分な空間解像度を備えているが、撮影画像（図3(b)）にファイバーのクラッドによる影が現われるため、鮮明な被写体と背景の可視化を妨げている。これは、カメラのイメージセンサーに画像が結像した際、ファイバーのコア径またはクラッド材の厚みに対して、カメラ素子のサイズが小さいため（カメラの解像度が高い）、クラッドの影が識別されたと推測できる。

4.2. クラッドの影の影響

このファイバー端面のクラッドの影が、背景の移動量の推定に影響を及ぼすと考えられる。そこで、クラッドの影が識別できないように、カメラレンズの被写界深度外にファイバー端面を設置して撮影した画像（図4）と比較し、クラッドの影の影響を調べた。図5に長焦点レンズの X 方向の偏向角の推定結果を示す。図3(b)の画像から推定した偏向角（図中の破線）は、理論値（図中の実線）と一致していない。特に、 $r = 4 \text{ to } -4 \text{ mm}$ の領域において、ほとんど偏向角が発生していない。つまり、再帰階層的直接相互相関によって背景の移動量が検出できていないことを意味している。クラッドの影は、テストセクションで発生した偏向角変化とは無関係であり、クラッドの影による正方格子状に配列された輝度分布が邪魔をして、背景模様の輝度の移動量を捉えることが出来なかったと推測できる。そして、背景模様の輝度の移動量が大きくなる $r = 5 \text{ to } 6 \text{ mm}$ （および $r = -5 \text{ to } -6 \text{ mm}$ ）では、再帰階層的直接相互相関によって移動量が検出できたことで、理論値（図中の実線）に近づいたと考えられる。一方、図4の画像から推定した偏向角（図中の点線）は、理論値とおおむね一致している。

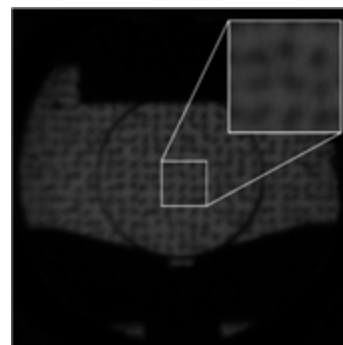


図4 クラッドの影が識別できない撮影画像
（ファイバー端面を被写界深度外に設置）

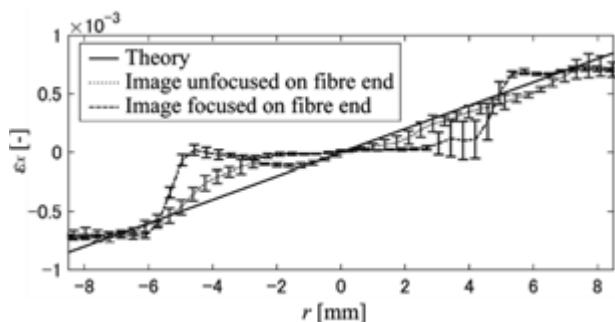


図5 長焦点レンズのX方向の偏向角分布

Fibre BOS法において、クラッドの影が識別されないようにするために、ファイバーのコア直径を単純に小さくするだけでは不十分である。なぜなら、カメラレンズの拡大率、カメラレンズの許容錯乱円およびカメラの解像度がクラッドの影の識別と関係するからである。光学部品の設定や組み合わせによって、たとえファイバー端面でクラッドの影が識別されたとしても、本実験において確認できたように、カメラレンズの焦点位置の調整により、簡単に計測精度が改善できる。今後は更なる精度向上のため、画像処理等によるクラッドの影の除去に取り組む必要がある。

4.3. コア直径の影響

BOS計測を行う際、カメラ素子サイズ（ピクセル）に対して背景のサイズの選定は重要であり、カメラの素子と同様な役割を担うファイバーのコアサイズに関しても、背景のドットサイズの関係性を明らかにする必要がある。そこで、コア直径に対して、0.7～4.1倍の背景のドットサイズを用いて、移動量の推定精度を評価した。図6に0.9 core/dotおよび2.5 core/dotの撮影画像を示す。2.5 core/dotの画像では、背景ドットが鮮明に見えるものの、0.9 core/dotの画像では背景ドットがほとんど認識できない。これは、テレセントリック光学系によりファイバー入射側端面に背景からの光が通過する際、カメラ素子の役割を担うコア径よりも背景ドットが小さくなりドットが解像できないため、背景が認識できなかったと考えられる。図7にX方向の偏向角の理論値からの誤差をRMSEで評価した結果を示す。2 core/dot以下の場合、推定精度が悪い。これは、PIV解析において問題となるピークロッキング現象と類似している。PIV解析では、移動量を識別するために、トレーシング粒子の大きさを、画像上において2～3ピクセル程度に調整するのが望ましい¹⁹⁾。一方、Fibre BOSにおいてもドットの大きさがコア径の2倍以上とすることで推定精度が向上しており（図7）、コア径が素子（ピクセル）と同様な役割を担っていることが分かる。

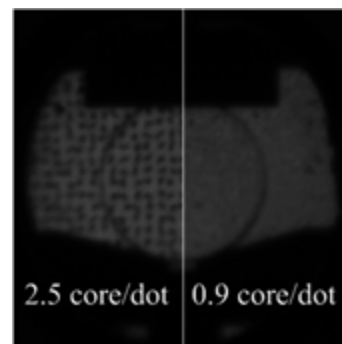


図6 背景サイズの違いによる背景ドットの見え方

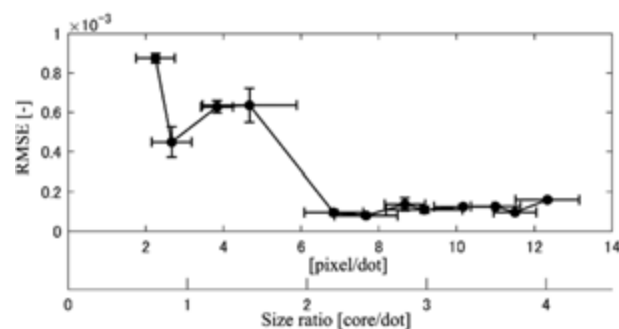


図7 コアサイズと背景ドットサイズの関係

5. 高速時系列3次元密度場計測

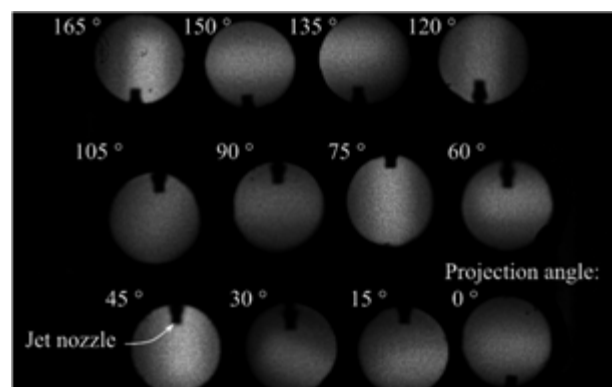


図8 12投影の同時撮影画像（画像サイズ：1200×1920 pixel（縦×横））

本テレセントリックFibre BOSを用いることで、1台のカメラで同時に12投影の画像が撮影可能である。図8に投影角度15°間隔の画像を1台のカメラで同時に撮影した画像を示す。カメラのイメージセンサーに12投影の画像が同時に結像されるように、カメラの拡大率を調整して280 pixel/投影のサイズとした。カメラの画素数は、1200×1920 pixel（縦×横）であり、テストセクションにおけるスケールファクターは、約0.19 mm/pixelである。本セットアップでは、3次元再構成に必要な投影画像以外の無駄な領域も撮影しているが、各ファイバーを隙間なく適切に配列すれば、カメラの

拡大率を上げることができ、投影あたりの空間解像度を向上することが可能である。

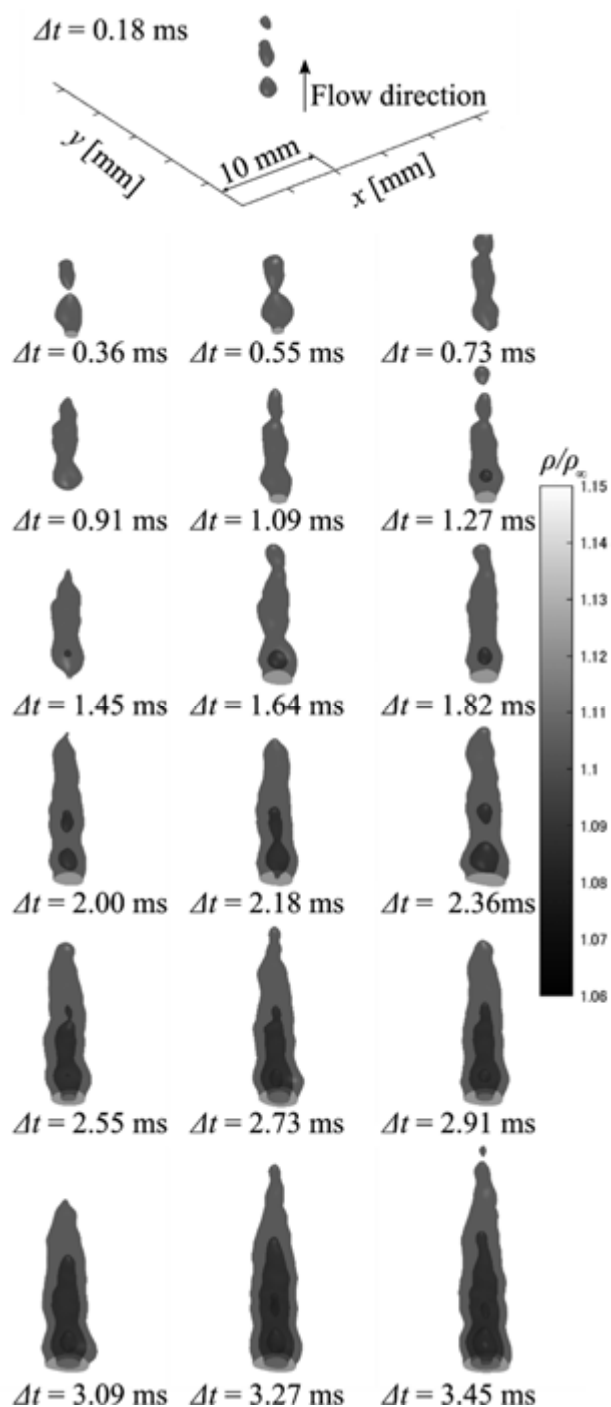


図9 代替フロンガス噴出時の時系列3次元密度場分布, $\rho/\rho_\infty = 1.06, 1.09, 1.12, 1.15$ のISO surfaceを表示。

これらの投影の画像から代替フロンガスの時間解像度の高い時系列3次元密度場を得ることができた(図9)。なお、一つの投影画像が適切に撮影できていなかったため、11投影の画像を用いて3次元再構成を行った。これは、クラッドの影を識別させないように被写界深度

外にファイバー端面を設置する際の調整不足が原因だと考えられる。

本3次元密度場計測では、時間解像度が高いため(時間間隔: 約0.18 ms)、密度場の時間変化が詳細に把握できている。また、3次元計測によって密度場の空間分布も捉えている。代替フロンガスの噴射後($\Delta t = 0.18$ ms)、ノズル出口付近で $\rho/\rho_\infty = 1.06$ の複数の小さな密度コアが生じる。その後、吹き出し量の増加とともに大きな密度コアへと成長する。 $\Delta t = 1.27$ msでは、 $\rho/\rho_\infty = 1.09$ の密度コアが噴流の軸上で生じ、噴流出口を底辺とする円錐状の密度コアへと成長する。このように、本実証実験によって、たとえ高速度カメラを1台だけ使用したとしても時系列3次元密度場計測が実現できることが確認できた。

本セットアップでは、噴流出口内径4.1 mmに対して、Fibre BOS法の理論空間解像度が1.5 mmであるため、空間解像度に改善の余地があり、計測対象に合わせた光学系の選定が必要である。これは従来法(BOS法やシュリーレン法)においても同様な検討が必要であり、Fibre BOS法に限った問題ではない。Fibre BOS法において空間解像度を向上させるためには、ファイバーの解像力の向上、テレセントリック光学系の拡大率の増加やカメラの拡大率の増加が求められる。

6. おわりに

本研究では、カメラの設置台数の削減によるシステムの低コスト化および光学システムの省スペース化を実現するため、画像伝送光ファイバーを応用したFibre BOS法を開発し、1台の高速度カメラを使って時系列3次元密度場計測の実現性を実証した。また、ファイバー特有のコア/クラッドが密度場計測に及ぼす影響を明らかにした。得られた知見を下記に示す。

1. 本テレセントリックFibre BOS法を用いて、理論値とおおむね一致する偏向角が得られ、Fibre BOS法の原理が正しいことを確認した。
2. 撮影画像内にファイバー端面のクラッドによる影が識別される場合、背景パターンの移動量の推定精度が低下した。しかし、たとえこの影が識別されたとしても、被写界深度外に背景を配置するようにカメラレンズの焦点位置を調整することで、簡単に移動量の推定精度が改善できることが分かった。
3. 画像がカメラのイメージセンサーに結像する際、ファイバーのコア径よりカメラ素子が小さい場合、カメラ素子と同様な役割を担っているコアのサイズに対して、背景ドットのサイズを適切に調整す

る必要がある。そして、ドットの大きさをコア径の2倍以上とすることで、背景の移動量の推定精度が向上することが分かった。

4. 本テレセントリックFibre BOS法において、1台の高速度カメラを使って12投影画像の撮影に成功し、代替フロンガス噴射の時系列3次元密度場計測を実現した。

このように、画像伝送光ファイバーのコア・クラッドの影響を明らかにしたことで、背景ドットの移動量の推定精度の改善方法が分かった。本研究で開発したテレセントリックFibre BOS法は、1台の高速度カメラを用いた実用的な高速時系列3次元密度場計測法であり、高時空間の詳細な計測を求めているユーザーや様々な計測対象へ普及することを期待している。

謝辞

大阪工業大学の小林将大氏、太田勝也氏、黒田拓真氏および㈱東海サンユーテクノスの酒井誉仁氏には、実験を補助して頂いた。また、㈱ノビテックの廣田俊之様より高速度カメラ (Phantom, T1340) のデモ機を提供して頂いた。ここに謝意を表する。本研究は、科研費 (20K14655) の助成を受けて実施した。

参考文献

- (1) S.B. Dalziel, G.O. Hughes, B.R. Sutherland, "Whole-field density measurements by 'synthetic schlieren'," *Exp Fluids* 28 (4):322-335 (2000).
- (2) H. Richard, M. Raffel, M. Rein, J. Kompenhans, G.E.A. Meier, "Demonstration of the applicability of a Background Oriented Schlieren (BOS) method," *Conference proceedings of Laser Techniques for Fluid Mechanics*. https://doi.org/10.1007/978-3-662-08263-8_9 (2002).
- (3) M. Raffel, H. Richard, G.E.A. Meier, "On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations," *Exp Fluids* 28:477-481 (2000).
- (4) L. Venkatakrishnan, G.E.A. Meier, "Density measurements using the Background Oriented Schlieren technique," *Exp Fluids* 37:237-247 (2004).
- (5) M. Ota, K. Hamada, H. Kato, K. Maeno, "Computed-tomographic density measurement of supersonic flow field by colored-grid background oriented schlieren (CGBOS) technique," *Measurement Science and Technology* 22, 104011 (2011).
- (6) D. Donjat, et al., "Study of a co-flowing hot jet: an application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel," *10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing* ID:223 (2015).
- (7) B. Atcheson et al., "Time-resolved 3D capture of non-stationary gas flows," *ACM Transactions on Graphics* 27 (5), 132 (2008).
- (8) F. Nicolas et al., "A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from Background Oriented Schlieren (BOS) measurements," *Exp Fluids* 57(13) (2016).
- (9) F. Nicolas et al., "3D reconstruction of a compressible flow by synchronized multi-camera BOS," *Exp Fluids* 58:46 (2017).
- (10) H. Liu, C. Shui, W. Cai, "Time-resolved three-dimensional imaging of flame refractive index via endoscopic background-oriented Schlieren tomography using one single camera," *Aerospace Science and Technology* 97, 105621 (2020).
- (11) M. Ota, F. Leopold, R. Noda, K. Maeno, "Improvement in spatial resolution of background-oriented schlieren technique by introducing a telecentric optical system and its application to supersonic flow," *Experiment in Fluids* 48, 56:48, (2015).
- (12) A.B. Gojani, B. Kamishi, S. Obayashi, "Measurement sensitivity and resolution for background oriented schlieren during image recording," *J Vis* 16:201-207 (2013).
- (13) D.P. Hart, "Super-resolution PIV by recursive local-correlation," *J Vis* 3:187-194 (2000).
- (14) Daichin, S.J. Lee, "Evaluation of recursive PIV algorithm with correlation based correction method using various flow images," *KSME International Journal* 17:409-421 (2003).
- (15) M. Raffel et al., "Particle Image Velocimetry- A practical guide, third Edition," Springer International Publishing (2018).
- (16) D.P. Hart, "PIV error correction," *Exp. in Fluids* 29:13-22 (2000).
- (17) A.C. Kak, M. Slaney, "Principle of computerized tomographic imaging," IEEE Press, New York (1988).
- (18) SCHOTT North America, "An introduction to fiber optic imaging" second edition, Technical paper published by SCHOTT North America (2007).
- (19) 榊原 潤 他 "PIV ハンドブック 第2版," 森北出版, 可視化情報学会, ISBN 978-4-627-67182-9 (2018).

乱流燃焼解析コードCHARIOTによるRDRE内部の爆轟波伝播解析 —爆轟波伝播の2次元解析—

王 発明, 水書 稔治 (東海大学), 松山 新吾 (宇宙航空研究開発機構)

Numerical analysis of detonation wave propagation inside RDRE by using turbulent combustion analysis code CHARIOT: Two-dimensional analysis of detonation wave propagation

WANG Faming, MIZUKAKI Toshiharu (Tokai University), MATSUYAMA Shingo (JAXA)

ABSTRACT

To clarify the effect of detonation propagation by incomplete fuel mixing in a rotating detonation engine (RDE), constructed a linear combustion chamber and carried out a numerical analysis of the detonation propagation in the premixed fuel of Ethylene(C_2H_4) and Oxygen(O_2). The numerical analysis results show that when the mass flow rate increases, the detonation velocity increases and approaches 92% of the Chapman-Jouguet condition.

1. はじめに

爆轟は衝撃波と燃焼波が重なり、高速・高圧・高温の燃焼現象である。従来の定圧燃焼サイクルに代わり、連続的に伝播する爆轟による瞬間的な圧力増加を利用し理論熱効率向上を可能とする航空機やロケットのエンジンが考えられている。特に、回転爆轟エンジン (Rotating Detonation Engine, RDE) は単純な構造を持ち、従来のジェットエンジンより圧縮機やタービンが減るため航空用エンジンの長さや重量を劇的に小さくすることが出来る。またそれにもかかわらず高い燃焼器圧力を発生できるため、高性能で環境負荷の少ない推進機関の実現が可能となると期待されている。

が行われ、近年、アメリカ、ロシア、中国、EUなど世界各国は実用を目指して実験を進めている。一方、数値解析については、ShenとAdamson⁽²⁾が1972年に初めて数値解析を行い、その後、多くの研究者が解析によりセル構造も含めて詳細な爆轟およびRDEの流れ場構造やその推進性能を評価している。

しかし現在に至るまでの研究で、従来の定圧燃焼における理論値に比して80-90 % 程度の比推力に留まっており、また、近年の研究におけるエンジン内現象の可視化や数値シミュレーションによって、燃料の不均一混合・燃焼室曲率・デトネーション波背後乱流・壁面損失など様々な要因のため非理想的な伝播形態が得られていることが理解されているが、各要因が性能低下に及ぼす影響の大きさとそれらの問題に対する具体的な解決策も示されていない。

本研究では、燃料の不完全混合がRDEに対する影響に着目し、直線形状のリア燃焼室を製造して燃料の噴射方式が爆轟波の伝播に与える影響について調べる。不完全混合の影響を解明するためまず完全混合状態 (予混合) 燃料での爆轟波伝播様態を把握する必要がある。本報告は、予混合燃料噴射方式の実験妥当性と予測値を検証するため、LES (Large-Eddy Simulation) による高精度燃焼解析を実施し、当量比 1.0 のエチレン(C_2H_4)-酸素(O_2)の予混合燃料を用いる線形燃焼室での爆轟波伝播の2次元解析を行った。

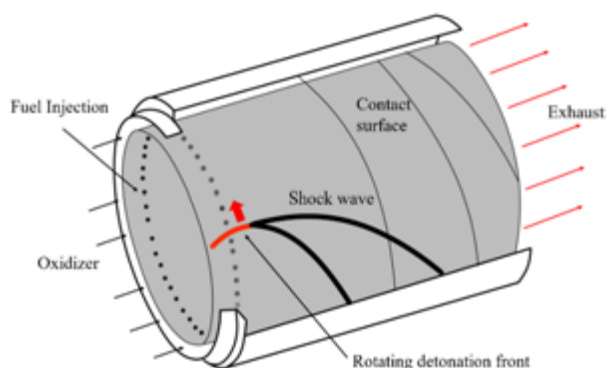


Fig. 1 Rotating Detonation Engine.

RDEはVoiseknovskii⁽¹⁾により、1959年にはじめて研究

2. 線形燃焼室

本研究で使用する線形燃焼室の略図はFig. 2に示す。線形燃焼室は湾曲なRDE燃焼室を直線形状に展開したものである。燃料と酸化剤は底部の穴から噴射し、噴射する燃料の流量が制御できる。また、パーツの交換により、点火方式、燃料の噴射方式などを変えられる。線形燃焼室の両側に光学的可視化を行うための観察窓が設置されている。

線形燃焼室を用いる利点として、爆轟の伝播は燃焼室の形状と遠心力に影響されない、そして燃焼室の壁が全部観察窓になったため、より明瞭な可視化計測ができる。

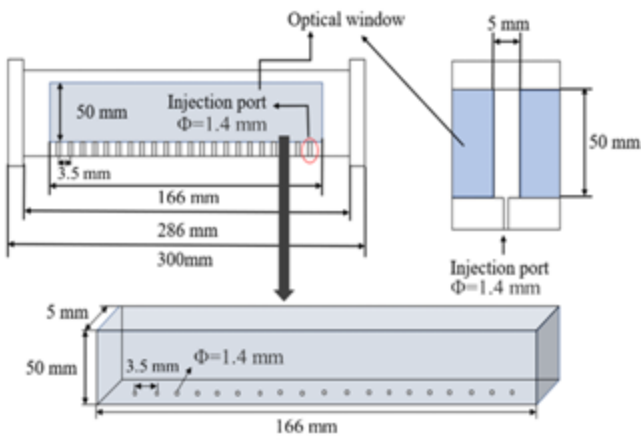


Fig. 2 Linear detonation channel.

3. 数値解析手法

3.1. 計算方法

本研究では、宇宙航空研究開発機構(JAXA) 航空技術部門において開発した乱流燃焼解析コードCHARIOTによりシミュレーションを実施する。流れ場の支配方程式として以下の圧縮性Navier-Stokes 方程式である

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \{ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} - \bar{\tau}_{ij} + \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{e} + \bar{p} \tilde{u}_i + \bar{q}_i - \tilde{u}_j \bar{\tau}_{ij} + \bar{\rho} (\tilde{e} \tilde{u}_i - \tilde{e} \tilde{u}_i) \} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k - \bar{\rho} \tilde{D}_k \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} + \bar{\rho} (\tilde{Y}_k \tilde{u}_i - \tilde{Y}_k \tilde{u}_i) \right\} = \bar{\omega}_k$$

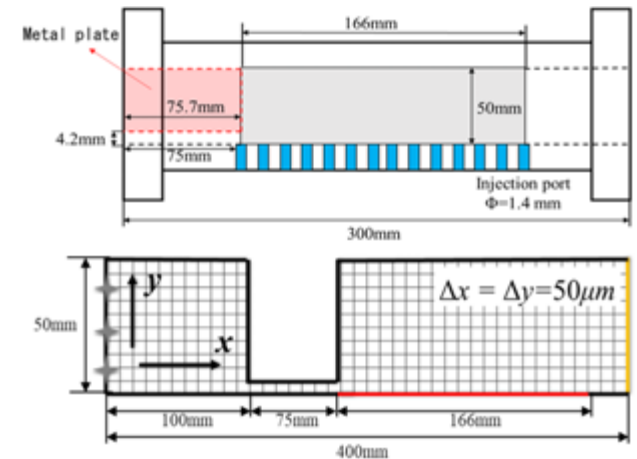
詳細反応モデルには 31 化学種 126 反応モデルを用いた。化学反応計算に伴う解の硬直性を緩和するため、化学反応による生成項はoperator-splitting法によりQuasi-Steady-State approximation (QSS) により計算を行った。輸送係数の計算には CHEMKIN データベース

を用いた。支配方程式は有限体積法により離散化、SLAUスキームにより対流流束を計算し、粘性流束は二次精度の中心差分法により求める。空間高次精度化はセル界面での原始変数を高次関数によって補間することで実現する。補間スキームについてはMUSCL 法で、速度成分は五次多項式により高次精度化する。また、低速領域における数値粘性を低減するため Thornberらによる手法を導入した。時間積分にはRalstonの 三段三次Runge-Kutta 法を用いる。

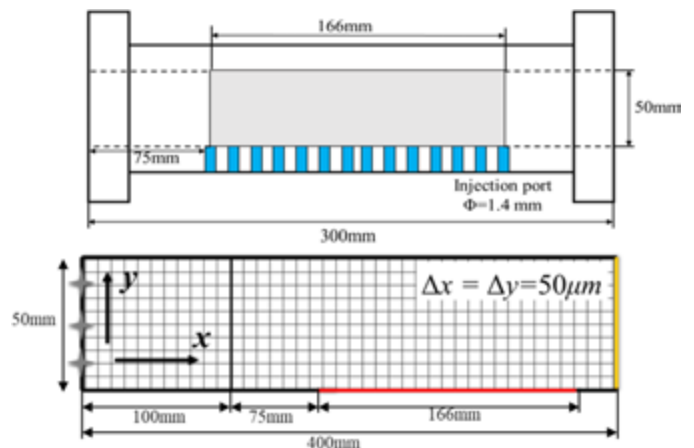
3.2. 計算条件

上述の線形燃焼室はパーツの交換によって点火の方式を変えられる。今回は、2つの点火方式を設置した、方式1は金属板を挿入して細長い流路を作り、実際のRDE点火を模擬する。方式2は他のデトネーション管を接続して直接点火する。点火方式に対応する計算模型をFig. 3に示す、それぞれ条件1と条件2とする。

計算模型の左側の星マークは点火源、黒い線の境界設定は固体壁条件、赤い線の境界設定は流入条件である。流入条件の設定は実験装置と同じ。数値解析の注入条件はTable 1に示す。



(a) Mode 1



(b) Mode 2

Fig. 2 Device mode with Numerical analysis model.

Table 1 Injection conditions.

Number of grid	8001x1001		
grid width	50 μm		
Fuel-oxidizer	Ethylene-oxygen premixture		
Equivalent ratio	1.0		
Filling pressure (detonation tube)	0.1 MPa		
Combustion flow path pressure	1.0 atm.		
Mass flow rate	30 g/s	60 g/s	90 g/s

4. 数値解析結果および考察

4.1. 条件 1

条件1の数値解析結果をTable 2およびFig. 4に示す。燃料の点火に成功し、爆轟波は維持して伝播する。しかし、予想と異なり、質量流量が増加すると、爆轟波速度が逆に低くなる。

爆轟波速度の低減の理由は、質量流量が高くなると、噴射される燃料の体積が大きくなり (Fig. 5を参照)、点火により多くのエネルギーが消費され、よって爆轟波速度が低くなる。それを検証するため、点火の爆轟初期圧力を150 kPa に上げて点火エネルギーあける、同じ条件で $\dot{m} = 90 \text{ g/s}$ の計算を実行した、その結果はFig. 6に示す。爆轟速度が大きく上昇したことが確認できた。

Table 2 Detonation velocity results for mode 1.

Mass flow rate	30 g/s	60 g/s	90 g/s
Detonation velocity	2107 m/s	1976 m/s	1833 m/s
C-J velocity	2439 m/s		

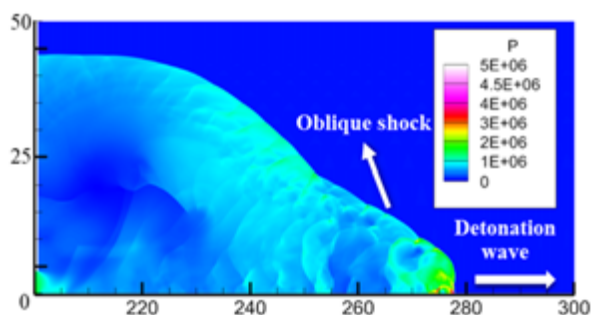
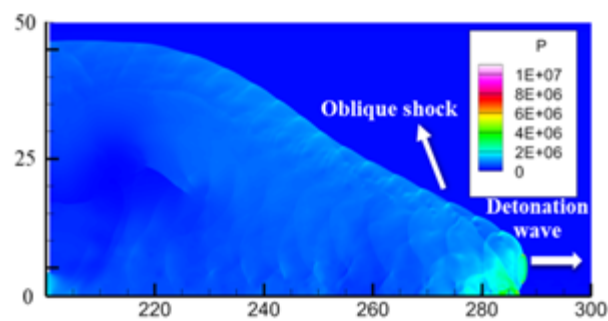
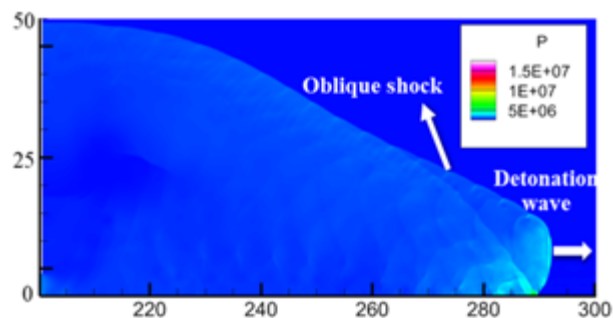
(a) Pressure distribution of $\dot{m} = 30 \text{ g/s}$ (b) Pressure distribution of $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ (c) Pressure distribution of $\dot{m} = 90 \text{ g/s}$

Fig. 4 Numerical analysis results of mode 1.

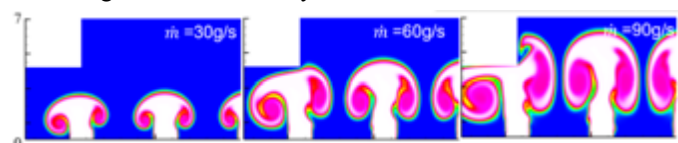
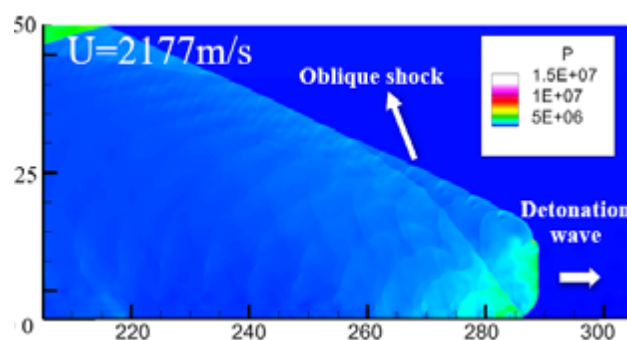


Fig. 5 Fuel injection height comparison at the same time.

Fig. 6 Pressure distribution of $\dot{m} = 90 \text{ g/s}$ of ignition pressure 150 kPa.

4.2. 条件 2

条件2の数値解析結果をTable 3およびFig. 7に示す。燃料の点火に成功し、爆轟波は維持して伝播する。質量流量の増加に伴い、爆轟波速度が増加し、C-J理論値の92%に達した。理論値より約30%低い非予混合燃料方式を用いるRDE燃焼室内の爆轟速度と比較して大幅な改善である。

Table 3 Detonation velocity results for mode 2.

Mass flow rate	30 g/s	60 g/s	90 g/s
Detonation velocity	1839 m/s	1983 m/s	2243 m/s
C-J velocity	2439 m/s		

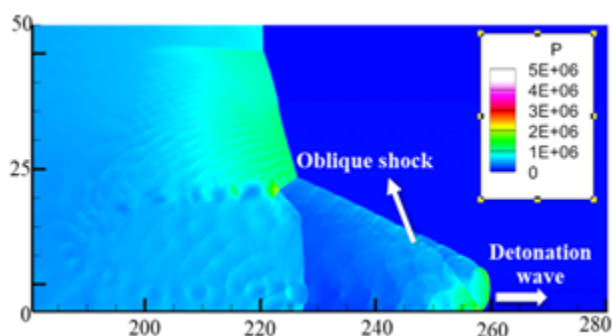
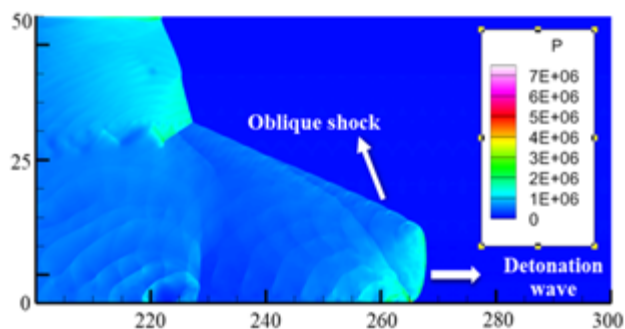
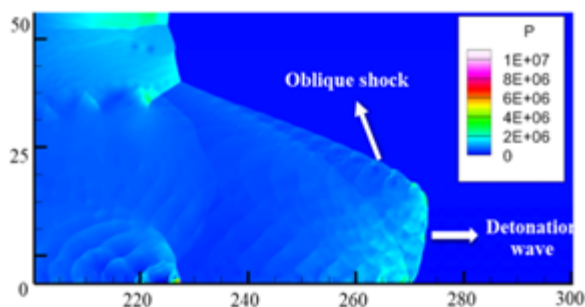
(a) Pressure distribution of $\dot{m} = 30$ g/s(b) Pressure distribution of $\dot{m} = 60$ g/s(c) Pressure distribution of $\dot{m} = 90$ g/s

Fig. 7 Numerical analysis results of mode 1.

5. まとめ

線形燃焼室内の予混合燃料噴射列での爆轟波伝播の数値解析では、燃焼室内の着火および爆轟の生成と維持は、点火源エネルギーに大きく依存する。点火エネルギーが低い場合、爆轟が生成できないもしくは予想値に到達するのに長い流路が必要。

また、質量流量が増加すると、爆轟速度は C-J 速度に近づき、理論値の 90%以上に達することができる。

爆轟伝播速度が理論値の約 70%の非予混合燃料噴射を使用する RDE と比較すると、改善は明らかである。これは、燃料が十分に混合されると、燃焼室内の爆轟の伝播速度が大幅に向上することを示している。既存の RDE の燃料噴射方式を改善して燃料混合をより十分にできると、RDE の性能改善が期待できる。

謝辞

本研究の数値解析には宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS3」を利用した。ここに記して感謝の意を表す。

参考文献

- (1) B.V. Voitsekhovskii, Doklady Akademii Nauk UzSSR: 129(6), 1254-1256(1959).
- (2) P. I. -W. Shen, T. C., Adamson Jr., Astronaut. Acta: 17, 715-728 (1972).74.
- (3) Shingo, M., Kazuya, I., Yoshio, N., Hideyuki, T., Toshiharu, M., Makoto, K., and Hideto, K., Large-Eddy Simulation of Rotating Detonation with a Non-premixed CH₄/O₂ Injection, AIAA 2020-1174.
- (4) Yungster, S., Radhakrishnan, K., and Perkins, H.D., Structure and Stability of One-Dimensional Detonations in Ethylene-Air Mixtures, AIAA Paper 2003-4248, E-14143.
- (5) Shingo, M., Development of Turbulent Combustion Analysis Code CHARIOT.
- (6) Takayuki A., Keisuke Y., Youhi M., Nobuyuki T., and A. Koichi H., Numerical Analyses on Ethylene/Oxygen Detonation with Multistep Chemical Reaction, Combustion Science and Technology, 188:3, 346-369.
- (7) Takuma, S., Stephen, V., Venkat, R., Detailed Chemical Kinetics based Simulation of Detonation-Containing Flows, Proceedings of ASME Turbo Expo 2018 Turbomachinery Technical Conference and Exposition.
- (8) Prakash, S., Fiévet, R., Raman, V., Burr, J., & Yu, K. H. (2020). Analysis of the detonation wave structure in a linearized rotating detonation engine. AIAA Journal, 58(12), 5063–5077.
- (9) Burr, J. R., & Yu, K. H. (2019). Experimental characterization of RDE combustor flowfield using linear channel. Proceedings of the Combustion Institute, 37(3), 3471–3478.

衝突輻射モデルと分光計測を融合した衝撃波背後のアルゴンプラズマの電子温度・電子密度決定法

山田 剛治 (東海大学)

The Method to Determine the Electron Temperature and Density of Argon Plasma behind a Shock Wave Using Spectroscopy and Collisional-Radiative Model

YAMADA Gouji (Tokai University)

ABSTRACT

The electron temperature and electron number density of argon plasma behind a shock wave are determined based on collisional and radiative (CR) model. Excited state population distribution of argon atoms is numerically deduced by solving rate equations with considering all elementary processes as functions of the electron temperature and electron number density. The theoretical spectra calculated using the excited state population distribution are fitted to experimental ones, giving the predicted electron temperature and electron number density of experimental spectra. The spectra are partly in good agreement with each other depending on the spectral lines. The spatial profile of the electron temperature and electron number density obtained by the CR model is compared to the calculated ones obtained by CFD simulation considering argon thermochemistry. Qualitative agreements are seen in their tendencies. There are, however discrepancies in their values which might be caused by precursor heating. None the less for the discrepancies, the present result has showed the applicability of this method to the diagnostics of argon plasma behind a shock wave.

1. はじめに

惑星探査カプセルが大気突入飛行する際には、機体表面は過酷な空力加熱環境にさらされる。そこでカプセル表面の空力加熱率を高精度に予測して適切な熱防御材料を設計開発することがミッションを成功するための重要技術課題となる。大気突入飛行時の探査カプセル前方には強い衝撃波が生成されるため、衝撃層内の空気は高温になりプラズマ流となる。そこで空力加熱率を高精度に予測するためには、プラズマ流の特性を解明する必要がある。しかしながら、プラズマ流中では、内部エネルギーの励起と緩和、化学反応及び輻射エネルギー輸送生じて、それらの特性時間が流れ場の特性時間と強い非平衡状態にあるために解明が困難である。

著者らはこれまで、衝撃波管を用いて大気突入時に生成される衝撃波を模擬して、衝撃波背後の熱化学非平衡プラズマ流の特性解明を分光計測により取り組んできた。そしてプラズマ中の発光化学種、内部エネルギー緩和過程などを明らかにしてきた^{1,2)}。現在は深宇宙からの帰還時に必要となる超高速再突入環境での空力加熱環境の特性解明に取り組んでおり、このよ

うな飛行環境では電離が支配的となり、輻射エネルギー輸送を伴う複雑な流れ場となる。そこで、空気に比べて、構造が単純な希ガスのアルゴンを用いて研究を行っており、プリカーサ輻射加熱による衝撃波前方の電離機構などを解明している³⁾。さらに電離の詳細構造を解明するためには、プラズマ中の電子温度と電子密度を取得する必要がある。しかしながら衝撃波背後の熱化学非平衡プラズマの電子温度と電子密度を発光分光で求めることは困難である。従来からよく用いられるプラズマ診断法としてはコロナ平衡や局所熱平衡を仮定した手法があるが、熱化学非平衡プラズマではこの仮定が成り立たない。電子温度と電子密度は、プラズマ中の電子衝突励起・脱励起、電子衝突電離・3体再結合、光電離・輻射再結合などの素過程の反応速度に大きく関係している。発光分光で観測される発光スペクトルは、素過程のバランスによって形成される励起状態数密度（ポピュレーション）を反映している。プラズマの巨視的な物理量である電子温度と電子密度を励起準位数密度に関係づけるモデルを衝突輻射モデル（CRモデル）と呼ぶ。CRモデルでは、すべての準位間の素過程を考慮して励起準位数密度が決

定されるため、他の手法と異なり汎用性が高く、本研究で対象とする衝撃波背後の熱化学非平衡プラズマへの適用も期待できる。そこで本研究では、CRモデルを用いた衝撃波背後のアルゴンプラズマの電子温度・電子密度の決定法について報告する。

2. 実験装置及び方法

本研究では、東海大学に設置された自由ピストン駆動衝撃波管を用いて実験を行った。本装置は、高圧空気貯気槽、ピストン圧縮管、低压管、及び真空タンクから構成されており全長約7mである。低压管は44×44mmの矩形断面となっており、不純物からの発光を低減させるためにアルミニウム合金製である。観測部は、隔膜から約2000mm下流に位置しており、直径40mmの石英観測窓が上下左右の4方向に設置されている。また本装置は、ドライポンプとターボ分子ポンプが設置されており、試験気体充填前に 10^{-2} Pa程度の高真空まで排気することが可能である。これより、不純物や水素原子からの発光を大幅に低減させることができる。図1に衝撃波管観測部に設置した光学計測システムの概要図を示す。観測部2方向からそれぞれ、極短時間イメージング分光計測と時間分解分光計測を実施した。イメージング分光では、衝撃波管内流れの中心軸からの輻射光をファイバアレイに集光レンズによって集光して、分光器により波長と空間の2次元の分光イメージに分けられICCDカメラによって極短時間で撮像する。ファイバアレイの光収集部は、ファイバアレイが流れ方向に複数配置されており、一度の計測で複数点の空間分布スペクトルの計測が可能である。時間分解分光では、衝撃波管内流れの中心軸からの輻射光を分光器入射スリットに集光して、出射スリット側に設置された光電子増光管（PMT）を用いて単一波長における時間分解計測を実施した。実験は純アルゴンを試験気体として用いて、観測部を伝播する衝撃波速度 5.0 ± 0.3 km/s, 試験気体圧力100 Paの条件で行った。

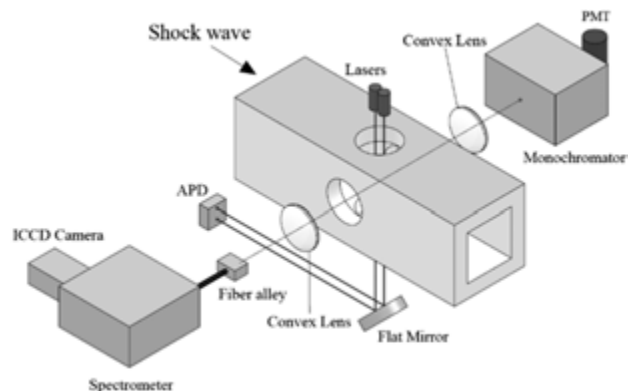


図1 計測システムの概要図

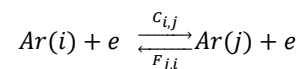
3. アルゴン衝突輻射モデル

本研究で用いるアルゴンプラズマのCRモデルは、Vlček⁴⁾により開発されたものであり、アルゴン原子の電子エネルギー構造は基底準位を含めて表1に示す65準位で構成されている。またアルゴンプラズマはアルゴン原子、電子、及び基底状態のアルゴンイオンから構成され、準中性であると仮定される。

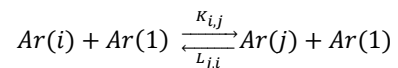
3.1. CR モデルに組み込まれる素過程

以下に本研究で用いたCRモデルに組み込まれている素過程を示す。

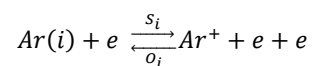
1. 電子衝突励起・電子衝突脱励起($i < j$)



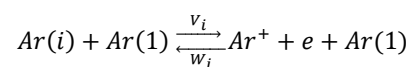
2. 原子衝突励起・原子衝突脱励起($i < j$)



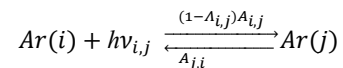
3. 電子衝突電離・電子三体再結合



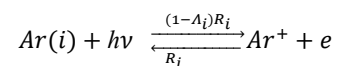
4. 原子衝突電離・原子三体再結合



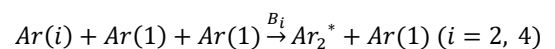
5. 放射遷移($i < j$)



6. 放射再結合



7. 準安定アルゴン分子の生成



8. 準安定状態 Ar の管壁への拡散

ここで、 C_{ij} , F_{ji} はそれぞれ、アルゴン原子の準位 i から準位 j への電子衝突励起、準位 j から i への電子衝突脱励起の速度係数であり、 K_{ij} , L_{ji} はそれぞれ、アルゴン原子の準位 i から準位 j への原子衝突励起、準位 j から i への原子衝突脱励起の速度係数であり、 S_i は準位 i からの電子衝突電離の速度係数、 Q_i は電子三体再結合の速度係数、 V_i は準位 i からの原子衝突電離の速度係数、 W_i は原子三体再結合の速度係数、 R_i は放射再結合の速度係数、 A_{ij} は準位 i から準位 j への自然放出確率、 A_{ji} , A_i はそれぞれ、準位 i から準位 j への放射遷移、放射再結合

に伴うオプティカルエスケープファクター， B_i は準安定アルゴン分子生成の速度係数である。

表 1 アルゴン原子のエネルギー準位

i	Designation	E_i , eV	g_i
1	3p ⁶	0	1
2	4s[3/2] ₂	11.548	5
3	4s[3/2] ₁	11.624	3
4	4s'[1/2] ₀	11.723	1
5	4s'[1/2] ₁	11.828	3
6	4p[1/2] ₁	12.907	3
7	4p[3/2] _{1,2} , 4p[5/2] _{2,3}	13.116	20
8	4p[1/2] ₀	13.273	1
9	4p'[3/2] _{1,2}	13.295	8
10	4p'[1/2] ₁	13.328	3
11	4p'[1/2] ₀	13.48	1
12	3d[1/2] _{0,1} , 3d[3/2] ₂	13.884	9
13	3d[7/2] _{3,4}	13.994	16
14	3d[1/2] ₁ , 3d[5/2] _{2,3} , 5s	14.09	23
15	3d'[3/2] ₂ , 3d'[5/2] _{2,3}	14.229	17
16	5s'	14.252	4
17	3d'[3/2] ₁	14.304	3
18	5p	14.509	24
19	5p'	14.69	12
20	4d, 6s	14.792	48
21	4f	14.906	56
22	4d', 6s'	14.976	24
23	6p	15.028	24
24	4f'	15.083	28
25	5d, 7s	15.153	48
26	6p'	15.205	12
27	5f, 5g	15.215	128
28	7p	15.282	24
29	5d', 7s'	15.324	24
30	6d, 8s	15.347	48
31	6f, 6g, 6h	15.382	216
32	6d', 8s'	15.393	64
33	8p	15.423	24
34	7d, 9s	15.46	48
35	7p'	15.461	12
36	7f, 7g, 7h, 7i	15.482	320
37	6d', 8s'	15.52	24
38	8d, 8f,	15.548	480
39	6f', 6g', 6h',	15.56	108
40	9p, 9d, 9f,	15.592	640
41	8p'	15.6	12
42	10s,	15.624	800
43	7d', 9s'	15.636	24
44	11s,	15.648	968
45	7f', 7g', 7h',	15.659	160
46	12s,	15.666	1152
47	13s,	15.68	1352
48	14s,	15.691	1568
49	15s,	15.7	1800
50	16s,	15.707	2048
51	17s,	15.713	2312
52	18s,	15.718	2592
53	19s,	15.722	2888
54	8d', 8f,	15.725	240

55	9p', 9d', 9f',	15.769	320
56	10s',	15.801	400
57	11s',	15.825	484
58	12s',	15.843	576
59	13s',	15.857	676
60	14s',	15.868	784
61	15s',	15.877	900
62	16s',	15.884	1024
63	17s',	15.89	1156
64	18s',	15.895	1296
65	19s',	15.899	1444

3.2. 支配方程式

励起準位 i のアルゴン原子の励起準位密度（ポピュレーション）の時間変化を表す速度方程式は以下のようにならされる⁴⁾。

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j=1}^{65} a_{j,i} n_j + \delta_i \quad (i = 2, 3, \dots, 65)$$

ここで a_{mn} , δ_i は、次式で与えられる速度係数である。

$$a_{j,i} = \begin{cases} n_e C_{j,i} + n_1 K_{j,i} & (j < i) \\ n_e F_{j,i} + n_1 L_{j,i} + \Lambda_{j,i} A_{j,i} & (j > i) \\ -(n_e S_i + n_1 V_i + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^{65} a_{i,p} + \frac{D_i}{R^2} + n_1^2 B_i) & (j = i) \end{cases}$$

$$\delta_i = n_e^2 (n_e O_i + n_1 W_i + \Lambda_i R_i)$$

ここで D_i は、準安定準位原子の半径方向への拡散係数である。励起準位の緩和時間は基底準位に比べて非常に短いため、定常とみなすことができる。これを QSS (準定常状態) 条件と呼び、以下の式になる。

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j=1}^{65} a_{j,i} n_j + \delta_i = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, 65)$$

上式に電子温度，電子密度，アルゴン原子の温度，基底準位密度，プラズマ半径 R を与えて解くことにより，励起準位密度 n_i ($i = 2, 3, \dots, 65$) が求まる。

4. 電子温度と電子密度の決定方法

励起準位密度が求まれば，準位 i から準位 j への遷移に伴う理論スペクトルの強度は以下の式で計算できる。

$$I_{i,j}^{CR} = C \frac{hc}{\lambda_{i,j}} n_i A_{i,j} \Lambda_{i,j}$$

ここで係数 C は全てのスペクトル線で同じ値となる。理論スペクトル $I_{i,j}^{CR}$ を実験スペクトル $I_{i,j}^{EXP}$ と直接比較することは困難であるため，本研究では Kirill ら⁵⁾の方法にならって相対強度を用いた。実験スペクトルと理論スペクトルの相対強度は、それぞれ以下の式

で表される。

$$I_{i,j}^{RE} = \frac{I_{i,j}^{EXP}}{\sum_{i',j'} I_{i',j'}^{EXP}}$$

$$I_{i,j}^{RC} = \frac{I_{i,j}^{CR}}{\sum_{i',j'} I_{i',j'}^{CR}}$$

ここで相対強度は、対象とするスペクトル線すべての積算強度で割ることにより導出した。実験スペクトルと理論スペクトルの相対強度の差は以下の評価関数で表される。

$$S = \sqrt{\sum_{i',j'} (I_{i',j'}^{RE} - I_{i',j'}^{RC})^2}$$

この評価関数は、電子温度、電子密度、アルゴン原子の温度、基底準位密度、及びプラズマ半径の関数である。ここでプラズマ半径は、衝撃波管観測部の視線方向距離44mmとし、アルゴン原子温度 T_a と基底準密度 n_1 については、CFD計算より推定された衝撃波背後の値を与えた。そして電子温度 T_e と電子密度 n_e をパラメーターとして、フィッティングを行い評価関数 S が最小となるときの電子温度と電子密度を導出した。

5. 結果と考察

イメージング分光の計測結果の一例を図2に示す。本計測では、ICCDカメラのゲート時間は50nsであり、衝撃波面が観測部を通過後に撮像を行うことで、10点位置（それぞれのスペクトルの間隔は1mm）の空間分布スペクトルの計測が可能である。2次元の分光イメージから衝撃波背後30.1mmの位置で取得したスペクトルを抽出したものを図3に示す。なお実験で取得した発光スペクトルに関しては、タングステンハロゲン標準光源(Newport, 63355)を用いて発光強度の相対強度較正を行っている。図3より、計測波長範囲においては多数のアルゴン原子スペクトルが確認でき、これらは全て $4p \rightarrow 4s$ の遷移に伴うスペクトルである。本研究では、これらのスペクトルの中で他のスペクトルとの重なりが少ない7本のアルゴン原子スペクトル（図中の赤字で示した線スペクトル）を用いてCRモデルによる電子温度と電子密度の評価を行った。また波長777nm付近には酸素原子スペクトルが観測されており、これは試験気体中に含まれる残留空気が要因となって生じるものである。計測したアルゴン原子スペクトルに対してボルツマンプロットを適用した結果を図4に示す。これより計測したアルゴン原子スペクトルから評価した励起

状態数密度の相対分布はボルツマン分布に従っており、計測した衝撃波背後の領域に関しては熱的非平衡状態にあることが確認できる。このため従来の熱平衡を仮定したプラズマの解析手法は、本研究で対象とするアルゴンプラズマには適用することができないことが分かった。

図5に実験スペクトルの相対強度と理論スペクトルの相対強度のフィッティング結果を示す。図より、良好に一致している波長とそうでない波長があることが分かる。この場合、電子温度11204 K、電子密度 $1.1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ と推定される。衝撃波背後の複数位置で取得した実験スペクトルにフィッティングをすることで、最終的に衝撃波背後の電子温度と電子密度の空間分布特性を取得した。得られた結果を図6, 7に示す。同じ実験条件で他の評価手法で得られた電子温度と電子密度の比較データが存在しないため、本研究ではアルゴンプラズマの熱化学反応モデル^{6,7)}を考慮したCFD計算コードの解析結果との比較を行った。本CFD計算コードを用いた衝撃波背後流れの解析結果の妥当性については、Glassらの実施した衝撃波管の実験結果⁷⁾と比較して検証済みである。図中にはCFD計算より得られた温度（並進温度と電子温度）と電子密度を実線で示している。図6より、CRモデルから得られた電子温度は、衝撃波面からの距離の増加とともに急激に上昇する傾向にあり、3500Kから11000Kの範囲に分布しているのが分かる。計算値も同様に衝撃波直後から衝撃波面からの距離の増加とともに急激に上昇しており定性的な傾向は実験値と一致している。しかしながら、実験の方が20mm後方から電子温度が急激に上昇しておりCFDよりも温度上昇の開始が遅くなっているのが分かる。また今回の計測位置においては、並進温度が電子温度よりも10000K以上高くなっており強い熱的非平衡状態にあることが分かる。図6では表示されていないが、並進温度と電子温度が等しい値になる熱的平衡状態は本条件では、衝撃波面から150mm程度となる。

図7より、電子密度に関しても電子温度と同様にCRモデルとCFDの値は衝撃波面からの距離の増加とともに上昇する傾向にあり、定性的な一致を示す。一方で、実験値は 10^{21} m^{-3} でありCFDの値より1桁高いオーダーとなっている。これらの不一致の原因としては、本研究で用いたCRモデル自体の精度の問題もあるものの、プリカーサ加熱の影響が考えられる。類似の実験条件において、プリカーサ加熱による光電離反応により衝撃波前方領域でプリカーサ電子が生成されることが明らかにされている³⁾。よって本実

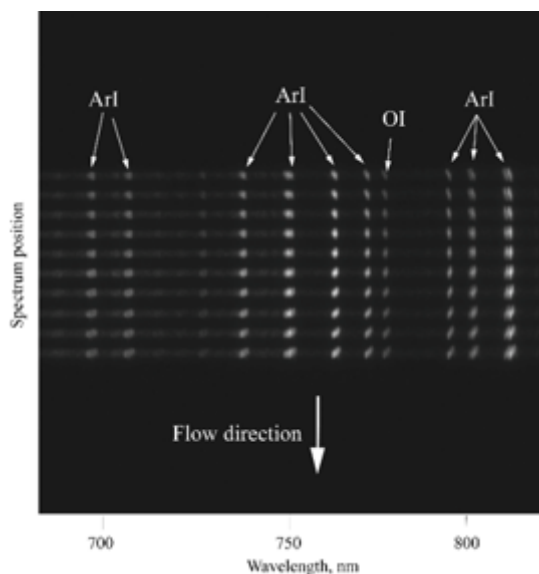


図 2 イメージング分光の計測結果

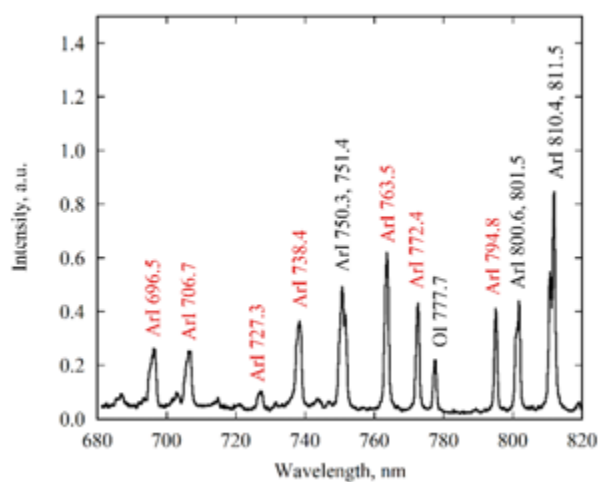


図 3 アルゴンプラズマの発光スペクトル

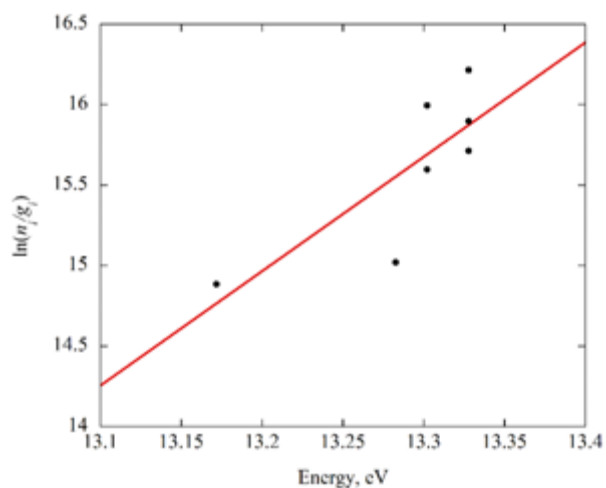


図 4 ボルツマンプロット

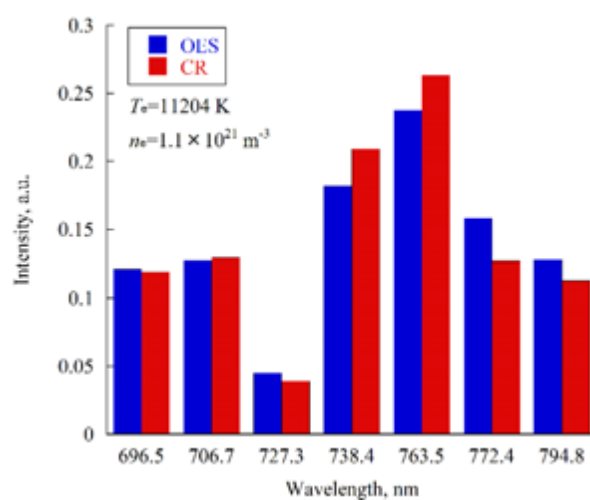
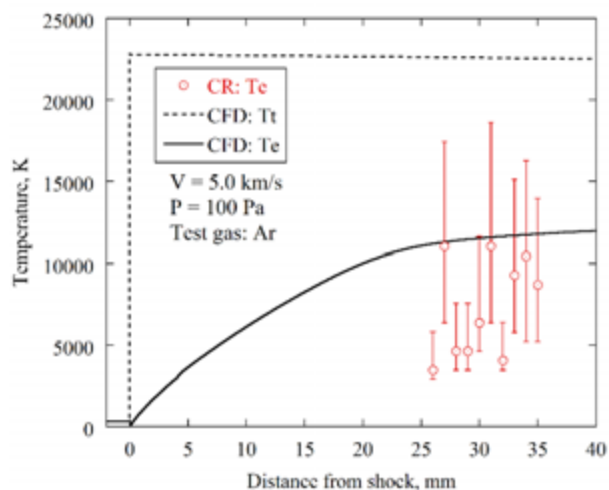
図 5 スペクトルフィッティング結果
($T_e=12000$ K, $n_i=1.6 \times 10^{23}$ m^{-3} として計算)

図 6 衝撃波背後の電子温度の空間分布特性

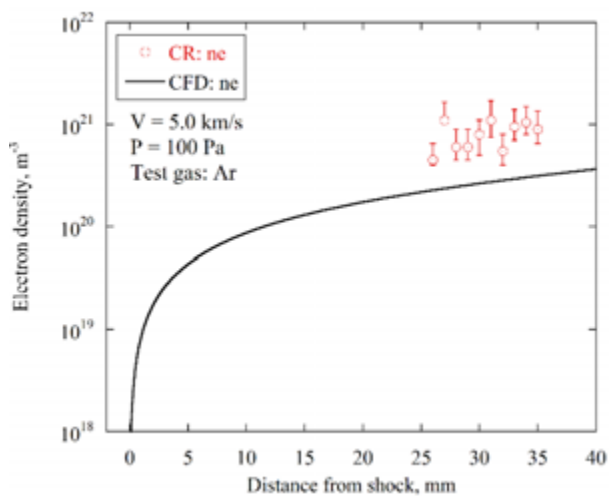


図 7 衝撃波背後の電子密度の空間分布特性

験条件においても衝撃波前方でプリカーサ電子が生成されるため、CFD よりも電子密度が高い値になったと考えられる。電子温度が CFD よりも低い理由に関しては、衝撃波直後で既に多数の電子が存在するために、電子衝突励起が原子衝突励起よりも支配的となり、電子エネルギーが CFD による予測よりも消費されるためであると考えられる。

以上の結果から、本研究で用いた手法は改良の余地はあるものの、今後改良することで衝撃波背後のアルゴンプラズマの電子温度と電子密度の推算手法として利用できる可能性があると考えられる。

6. 結論

本研究では、CRモデルを用いて衝撃波背後の非平衡アルゴンプラズマの電子温度と電子密度を推定した。衝撃波背後のアルゴンプラズマの分光計測を実施して、取得したアルゴン原子スペクトルとCRモデルを用いた理論スペクトルのフィッティングを行った。実験スペクトルと理論スペクトルは、良好に一致する波長とそうでない波長が存在しており今後改良の余地があ

るが、衝撃波背後のアルゴンプラズマの電子温度・電子密度を決定する手法としての有効性を示すことができた。

謝辞

本研究はJSPS科研費JP17KK0120の助成を受けたものである

参考文献

- (1) Yamada G et al. TJSASS, 55 (2012) 37-43
- (2) Yamada G et al. TJSASS, 55 (2012) 60-67
- (3) Yamada G et al. JFST, 14 (2014) jfst0070
- (4) Vlček J J. Phys. D: Appl. Phys. 22 (1989) 623-631
- (5) Kirill E. et al. Resource -Efficient Technologies 3 (2017) 187-192
- (6) Hoffert M. I. et al. The physics of Fluids 10 (1967) 1769-1777
- (7) Glass I. I. et al. J. Fluid Mech 84 (1978) 55-77

非構造流体解析ソルバ FaSTAR-Move における 移動重合格子法の研究開発

保江 かな子 (宇宙航空研究開発機構), 布施 亮祐, 菱田 学 (菱友システムズ),
菅原 瑛明, 田辺 安忠 (宇宙航空研究開発機構)

Research and Development of a Moving Overset Grid Method for the Unstructured Flow Solver FaSTAR-Move

YASUE Kanako (JAXA), FUSE Ryosuke, HISHIDA Manabu (Ryoyu Systems),
SUGAWARA Hideaki, TANABE Yasutada (JAXA)

ABSTRACT

Overset grid method is widely used for simulating flowfield around moving/rotating objects such as rotorcraft. However, one of disadvantages for the overset grid method is its extremely high computational costs especially in unstructured grid methods. This is because extra process is needed for constructing database which is used for hole cutting and for communicating physical quantities between multiple grids. In this study, novel approach is proposed for reducing computational costs of the hole cutting process, and implemented in FaSTAR-Move which is an unstructured CFD solver developed at JAXA. The proposed approach is applied to several typical test cases of rotorcraft analyses and the effect of reducing computational costs of this novel approach is examined.

1. はじめに

CFD (Computational Fluid Dynamics) の発展に伴い、航空機 (特に固定翼機) の設計開発初期段階において、開発コスト削減のために CFD が多用されるようになっている。しかしながら、エンジンや回転翼機のような移動・回転を伴う物体周りの解析では、解析方法の複雑さや高い計算コストにより、固定翼機に比べて設計初期段階での CFD 解析活用が遅れているのが現状である。

近年、回転翼機において、eVTOL (electric Vertical Take-Off and Landing aircraft) に関する熾烈な開発競争が繰り広げられている。現在、世界各国で提案・検討されている eVTOL の形状が多岐に渡っていることから分かるように、従来航空機に比べて eVTOL は形状に対する選択肢が非常に多い。そのため、eVTOL 開発における CFD の活用が今後益々高まっていくと考えられることから、高速かつ高精度に解析が可能な回転翼解析ツールの整備は必須であると言える。

回転翼機の CFD においては、ロータの回転運動を模擬しつつ、ロータ後流の渦を精度よく捕獲したいという要求を満たすために、移動重合格子法が多く用いら

れており、Helios¹⁾, FUN3D²⁾, OVERFLOW³⁾, elsA⁴⁾, FLOWer や TAU⁵⁾, rFlow3D⁶⁾ など、国内外の代表的なソルバにも実装されている。移動重合格子法は、複数の格子を用いて解析する方法で、物体毎に格子生成すれば良いため、複雑形状であっても比較的容易に格子生成できるというメリットがある。一方で、複数の格子を利用するために、格子間の情報授受に要する処理 (ホールカット処理) が必要となることから、単一格子で計算する方法と比べると、計算コストが非常に高くなるというデメリットがある。特に、複雑形状を忠実に模擬でき、かつ構造格子に比べて格子生成が容易な非構造格子法においては、セルがランダムに配置されるために、ホールカット処理内で実施するセルの探索に時間がかかってしまい、計算コストの問題がより顕著に現れることが知られている。

そこで本稿では、非構造ベースの移動重合格子法による回転翼解析に特化したホールカット処理削減手法を提案する。また、現在 JAXA で開発中の FaSTAR-Move⁷⁾ に提案手法を実装し、ロータ/胴体干渉解析やロータ解析を対象として、本手法の高速化効果を検証する。

2. 数値解析手法

2.1. FaSTAR-Move 概要

FaSTAR-Moveは高速流体解析ソルバ“FaSTAR⁹⁾”をベースに、移動重合格子機能や、スライディング格子機能の実装により、移動・回転・変形する物体周りの解析に適用可能な有限体積法に基づく非構造格子圧縮性流体解析ソルバである。図1に示す通り、移動重合格子機能を用いた回転翼解析モジュール、変形格子機能および空力構造連成解析に対応した構造解析モジュール、スライディング格子機能を用いたエンジン解析モジュールの3つから構成されている。

2.2. 数値計算手法

本報で用いる回転翼解析モジュールは、次節で説明する移動重合格子機能を用いて、物体の位置変化を模擬している。支配方程式はNavier-Stokes (NS) 方程式であり、以下の形で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S \left[F(Q) - \frac{1}{Re} F_v(Q) \right] \cdot ds = 0 \quad (1)$$

ここで Q は保存量ベクトル、 F は非粘性ベクトル、 FV は粘性ベクトル、 ds は面積の絶対値をもつ外向き垂直方向ベクトルである。また、レイノルズ数 Re は以下の形にて定義される。

$$Re = \frac{\rho_{\infty} a_{\infty} L}{\mu_{\infty}} \quad (2)$$

ρ は密度、 a は音速、 L は基準長さ、 μ は粘性係数であり、下付き添字 ∞ は一様流を示している。

FaSTAR-MoveはFaSTARをベースとしているため様々なスキームが実装されている。本報で実施する解析では、乱流モデルとしてSA-nof2-R¹⁰⁾を用いる。また、回転翼解析においては、ブレードの翼端と翼根、

さらに、前進側と後退側で速度域が異なることから、数値流束関数として、全速度型スキームであるSLAU¹¹⁾を適用する。また勾配計算には、Weighted-Green-Gauss (WGG) 法を使用し、空間精度は2次精度にて解析している。収束計算・時間進展法にはDual-time stepping法を用いており、疑似時間の時間積分にはLU-SGS法¹²⁾を適用する。内部反復には、CFL固定の局所時間刻みを使用し、特に明記していない場合は、CFL=50、反復回数は10回と設定している。また1ステップで、ブレードの方位角が0.1deg変化するように時間刻みを設定している。

2.3. 移動重合格子法の概要

移動重合格子法は、計算領域全体を取り囲む格子(背景格子)および物体近傍を取り囲む格子(物体格子)といった、複数の格子を用いて解析をする方法であり、高揚力装置のような一部のパーツのみ動かしたい場合や、回転翼のように一部のパーツが時々刻々変化(移動/回転)している場合に多用される方法である。パーツ毎に別の格子を作成するため複雑な形状であっても比較的格子生成がしやすいというメリットがある一方で、図2に示す解析フローにある通り、補間手法を用いて複数格子間の物理量の情報授受を行うため、厳密な保存性担保は難しいといったデメリットもある。

また、最大の課題として挙げられるのは、計算コストである。移動重合格子法では、複数格子間で物理量の授受をするために、格子同士の重なり判定や、物体内外判定、計算点/非計算点の設定を行う「ホールカット処理」が必要となる。特に、物体位置が時々刻々と変化する解析の場合、図2に示すように、ホールカット処理を毎ステップ実行する必要があるため、計算コストが非常に大きくなる。

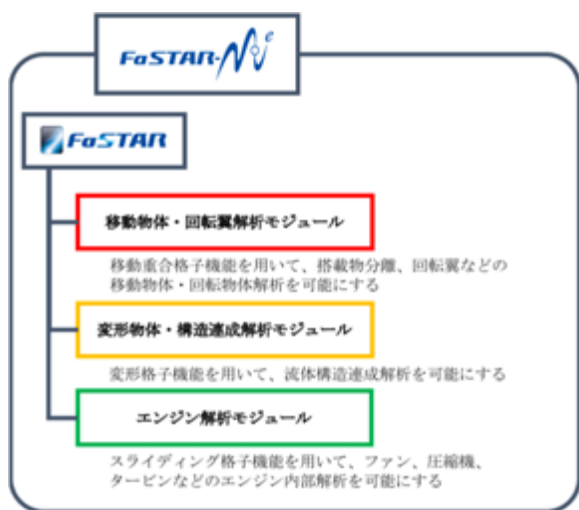


図1 FaSTAR-Move のモジュール構成

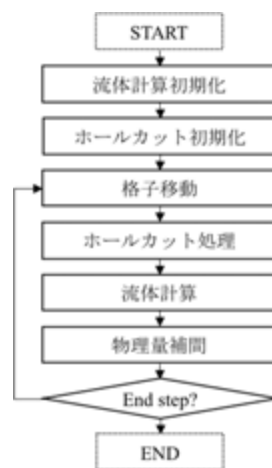


図2 FaSTAR-Move による解析フロー

2.4. ホールカット処理手順

FaSTAR-Moveでは、以下の手順に従い、図3に示すホールカット処理を実行する。

- I. 背景格子、物体格子の両方に対して、物体内外判定を実施し、各格子の物体内部にあるセルを「非計算点」に設定する。
- II. 物体格子に対して、格子同士の重なり判定を実施し、格子の重なりが存在する場合には、壁からの距離を比較し、壁距離が大きい方のセルを「非計算点」に設定する。
- III. 物体格子に対して、上記IIにおいて非計算点に設定したセルのうち、計算点に隣接しているセルを「補間点1」に設定する。また、物体格子の外部境界に接しているセルについても「補間点1」に設定すると共に、補間点1に隣接しているセルを「補間点2」に設定する。
- IV. 背景格子に対して、物体格子の非計算点と重なっているセルを「補間点」に設定し、補間相手となる物体格子のセル情報を記憶する。

- V. 背景格子に対して、物体格子の補間点と重なっている計算点を探索し、補間相手となる背景格子のセル情報を記憶する。
- VI. 背景格子に対して、補間点1と設定されているセルのうち、計算点と隣接しているセルを「補間点2」に再設定する。
- VII. 補間相手が存在しないセルを探索し、「外挿点」に設定する。

上記手順では、計算点と隣接している補間点か否かを明確化するために、計算点と隣接している補間点を「補間点2」、その他を「補間点1」としている。

FaSTAR-Moveでは、上記手順で実施する非計算点を設定する際の物体内外判定方法として、Alternating Digital Tree (ADT)、Octree、Octree + ADTの3つの手法を実装している。また、格子同士の物理量の補間には、Inverse Distance Weight Interpolation (IDW)、Tri-Linear Interpolation (TLI)、Barycentric（四面体格子に対してのみ適用）の3つを実装している。

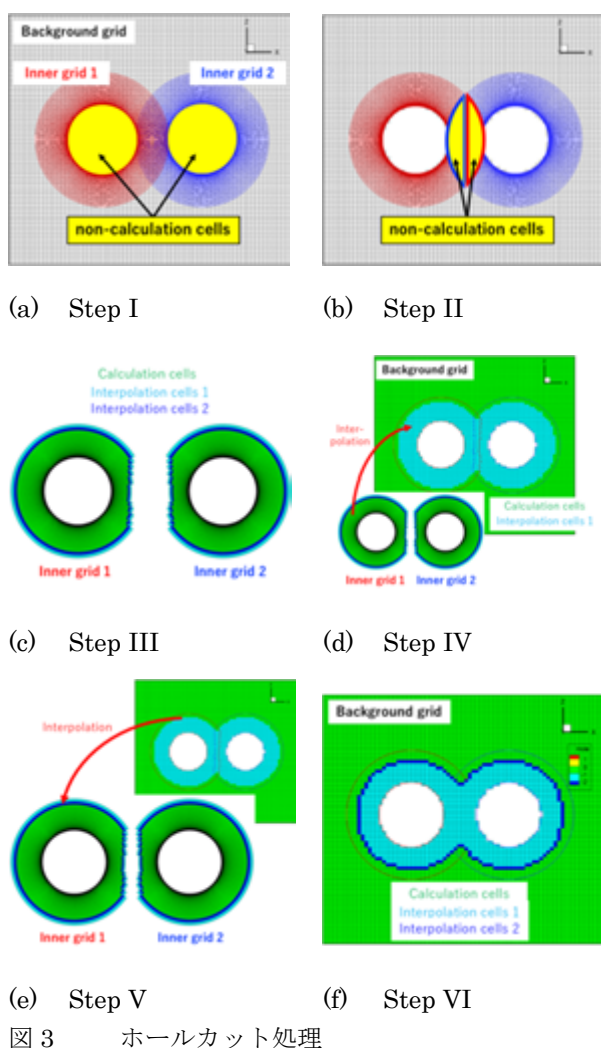
3. ホールカット処理の高速化

前述した通り、移動重合格子法の最大の課題は、ホールカット処理に係る膨大な計算コストである。格子規模にもよるが、全計算時間のうちホールカット処理は6～8割程を占めているのが現状である。そこで、本研究では2つのホールカット処理削減方法を提案、実装している。

一つは、ホールカット情報の記憶による処理削減である（以降、高速化手法Aと呼ぶ）。回転翼解析においては、回転中心周りにブレードが回転運動をしており、方位角が同じであれば常に同じ位置を回転することとなる（後述するトリム解析を除く）。そのため、1回転目のホールカット処理情報を記憶しておくことで、2回転目以降のホールカット処理を省略することが可能となり、大幅なホールカット処理削減に繋がる。

一方で、トリム解析のようにピッチ角やフラッピング角、リード・ラグ角が回転毎に変化する場合には、ホールカット情報の記憶による処理時間削減を使用することができない。そこで、前ステップのホールカット情報を活用する処理削減方法を提案し、FaSTAR-Moveに実装している（以降、高速化手法Bと呼ぶ）。これは、1ステップの格子移動量が微小である場合、ホールカット処理を必要とするセルの大部分は、前ステップのホールカット情報と同じラベリング情報になるとの仮定のもと、ホールカット処理を実行するセルを最小限にする方法である。

例えば、図3(f)の背景格子を例に、2つの円が上方向



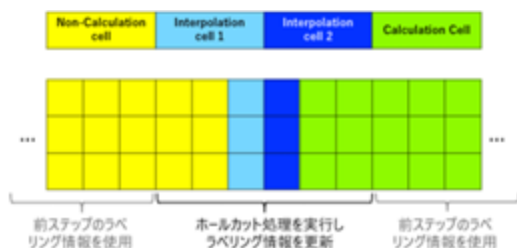


図4 前ステップホールカット情報を活用する処理削減方法

に、1ステップあたり背景格子1セル分以下の移動量で動いているとしよう。その場合、1ステップ後のホールカット情報が、前ステップと異なるセルは、補間点1,2およびその近傍のみであり、それ以外の大部分は、前ステップのホールカット情報と同じとなることが分かる。そのため、図4に示す通り、補間点に設定されているセル領域（補間領域）を中心として両側に2～4セル分（プログラム内で任意に設定）の隣接セル領域（膨張領域と呼ぶ）を毎ステップ抽出した上で、補間領域及び、膨張領域のみホールカット処理を再実行し、それ以外の領域は、前ステップのホールカット情報をそのまま利用する方法を実装している。

4. 高速化効果確認用検証解析

4.1. 胴体/ロータ干渉解析概要

初めに、CFD解析検証用データベース構築を目的にJAXAにおいて実施されたJMRTS風洞試験¹³⁾に基づき、胴体/ロータ干渉解析を実施し、高速化手法の効果を検証する。表1に、JMRTSのモデル諸元を示す。また、表2に本検証で実施する解析条件を示す。なお、JMRTSに関するホバリング、前進飛行条件における詳細な検証解析は、前報の参考文献(8)を参照されたい。

図5に解析で用いた格子を示す。本解析は、背景格子、胴体用物体格子（以降、胴体格子と呼ぶ）、ブレード用物体格子（以降、ブレード格子と呼ぶ）で構成されており、格子生成にはPointwiseを用いた。格子数は、背景格子が約7,200万セル、胴体格子が約230万セル、ブレード格子が1枚あたり約200万セル、合計約8,200万セルを用いている。背景格子については、一辺がロータ半径の200倍の立方体領域となるよう作成している。また、ブレード格子の物体近傍格子幅は、翼弦長の13%と設定した。ブレード格子及び胴体格子については、最小格子幅が $y^+=1$ となるように設定している。

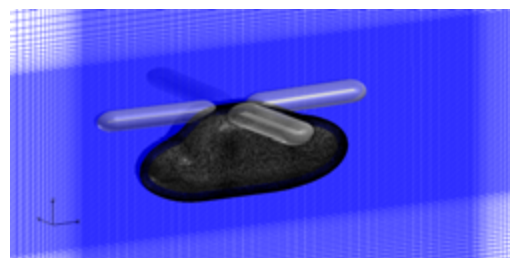
解析にはJAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) を用いており、MPI通信により1024並列にて、ロータ10周分の解析を実施している。

表1 JMRTS モデル諸元

ブレード枚数	4
翼型	NACA0012
ロータ半径, R [m]	1.021
ブレードコード長, C [m]	0.065
ねじり下げ, deg	-8.0 (線形)

表2 JMRTS 解析条件

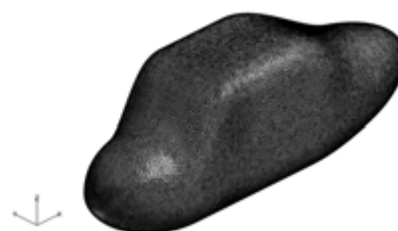
チップマッハ数, M_{tip}	0.561
主流マッハ数, M_{∞}	0.088
前進率, μ	0.16
迎角, α [deg]	-2.0
コレクティブピッチ角, θ_o [deg]	11.02
横サイクリックピッチ角, θ_{lc} [deg]	2.72
縦サイクリックピッチ角, θ_{ls} [deg]	-2.08
フラッピング角, β_o [deg]	1.29
前後方向フラッピング角, β_{lc} [deg]	0.05
左右方向フラッピング角, β_{ls} [deg]	-0.14
リード・ラグ角, ζ_o [deg]	-1.06
一次調和振動 cosine 成分, ζ_{lc} [deg]	0.05
一次調和振動 sine 成分, ζ_{ls} [deg]	-0.17



(a) 物体近傍格子（青：背景格子，黒：胴体格子，灰：ブレード格子）



(b) ブレード表面格子



(c) 胴体表面格子

図5 JMRTS 解析格子

4.2. 海外ソルバとの比較用検証解析概要

本検証解析では、AIAA SciTech 2014および2015で実施されたRotor Hover Prediction Workshop¹⁴⁻¹⁷⁾にて用いられているS-76ロータを対象とした。Balchらによって実施されたホバリング試験^{18, 19)}に基づいており、実験データおよびWorkshop参加者の解析結果と比較する。特に、計算時間については、計算時間情報が公開されているFUN3D²⁰⁾との比較を実施する。

ブレード形状は図6のようになっており、TipはSWEPT TAPERED TIP (ST) 形状を対象とした。また、表3にモデル諸元を、表4に本検証で実施する解析条件を示す。

本検証では、まず初めに妥当性検証解析として、Rotor Hover Prediction Workshopと同等規模の格子を数種類用意し、格子収束性および解析結果の妥当性検証を実施する。その後、NASAにより開発されている、非構造移動重合格子ベースの解析ソルバとして世界を牽引するFUN3Dとの比較のために、FUN3Dによる解析と同等規模の格子を別途用意し、解析時間の比較に特化した検証を行う。解析条件としては、表4のうち $\theta_0=9.0$ [deg]のケースを実施した。

図7に妥当性検証解析で用いたCoarse格子を、図8に計算時間比較用解析で用いた格子を示す。本解析は、背景格子、ブレード格子で構成されており、妥当性検証解析用の背景格子のみBOXFUN²¹⁾を用い、それ以外の格子生成にはPointwiseを用いた。また、AIAA Drag Prediction Workshopにおいて定義されているGridding Guideline²²⁾ およびRotor Hover Prediction Workshop参加者の格子数を参考に作成している。各格子のセル数は、表5に示す通りである。本解析もJSS2を用いており、2048並列にて、ロータ10周分の解析を実施している。

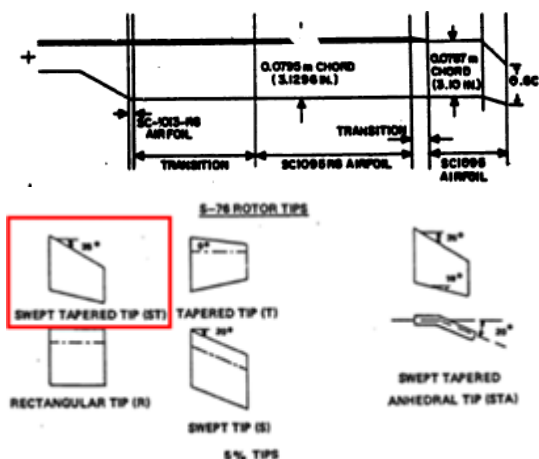


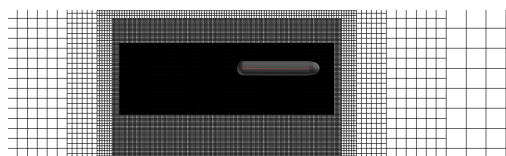
図 6 S-76 ブレード形状 (参考文献(18)Figure.9 から引用)

表 3 S-76 ロータモデル諸元

モデルスケール	1/4.71
ブレード枚数	4
翼型	SC1013R8 / SC1095 / SC1095R8
ロータ半径, R [m]	1.4234
ブレードコード長, c [m]	0.07874
ソリディティ, σ	0.0704

表 4 S-76 ロータ解析条件

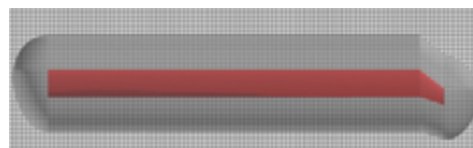
チップマッハ数, M_{tip}	0.650
主流マッハ数, M_∞	0.0
前進率, μ	0.0
迎角, α [deg]	0.0
θ_0 [deg]	8.0 / 9.0 / 10.0



(a) 物体近傍格子



(b) ブレード表面格子



(c) ブレード格子領域

図 7 S-76 ロータ解析妥当性検証用 Coarse 格子



(a) 物体近傍格子



(b) ブレード表面格子

図 8 S-76 ロータ計算時間比較用計算格子

表 5 S-76 計算格子規模

妥当性 検証用	総セル数	約 4,000 万
	背景格子	約 2,000 万
Coarse 格子	ブレード格子 (1枚あたり)	約 500 万
妥当性 検証用	総セル数	約 6,700 万
	背景格子	約 4,200 万
Standard 格子	ブレード格子 (1枚あたり)	約 640 万
妥当性 検証用	総セル数	約 1 億 3700 万
	背景格子	約 9,600 万
Fine 格子	ブレード格子 (1枚あたり)	約 1,000 万
計算時間 比較用 格子	総セル数	約 1 億
	背景格子	約 4200 万
	ブレード格子 (1枚あたり)	約 1450 万

5. 結果および考察

5.1. JMRTS 妥当性検証解析結果

本解析の妥当性検証解析結果は、前報(8)に詳しいが、本報でも簡単に紹介する。

図9に、解析により得られた Q 値等値面を示す。ブレードのTipから出る渦をよく捉えることが出来ていることが分かる。また、図10に前進率 μ に対する空力係数結果を、実験結果およびrFlow3DによるEuler解析結果と共に示す。推力係数について、FaSTAR-Moveによる解析結果はrFlow3Dの結果と良い一致を示している。なお、風洞試験ではターゲットCTとなるようにトリムを取っており、前進率によらず一定となっているが、rFlow3DおよびFaSTAR-Moveについては、トリム解析を実施していないため、風洞試験とCFDの間に差が生じている。トルク係数については、実験結果とrFlow3Dの結果と定性的な一致を示している。実験結果とFaSTAR-Moveの定量的な差は、マストやグリップなど

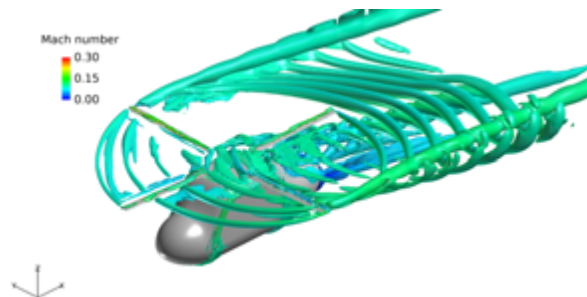
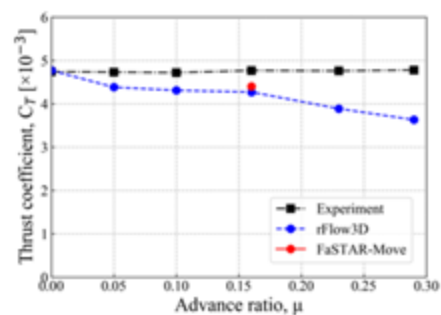
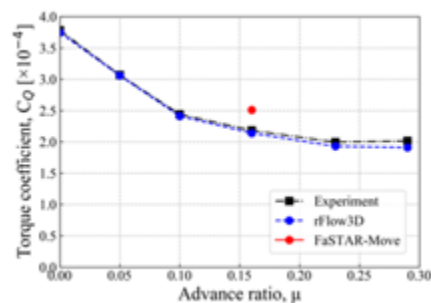
図 9 JMRTS 形状 Q 値等値面(a) 推力係数 C_T (b) トルク係数 C_Q

図 10 ロータ空力係数

ロータハブ部分をCFD解析では無視していること、またFaSTAR-Moveの解析では全面乱流を仮定しており、実際よりもブレード上の摩擦抵抗が過大に評価されていることが原因として考えられる。また、rFlow3Dは非粘性解析、FaSTAR-Moveは粘性解析であるため、両者の間に差が生じている。

5.2. JMRTS 解析計算コスト

次に、本解析における高速化手法の効果を評価するため、高速化手法を入れていない従来方法を適用した場合、高速化Aを適用した場合、高速化Bを適用した場合の計算時間比較を行う。

表6に本解析にかかった計算時間を示す。高速化Aを適用した場合、総計算時間を約半分に、また高速化Bを適用した場合でも、2割程度の計算時間削減に繋がること分かる。

表 6 JMRTS 解析計算時間比較

	10 周分の 総計算時間 [day]	計算時間 削減率 [%]
高速化 なし	16.3	—
高速化 A 適用	8.1	50.2
高速化 B 適用	13.0	20.3

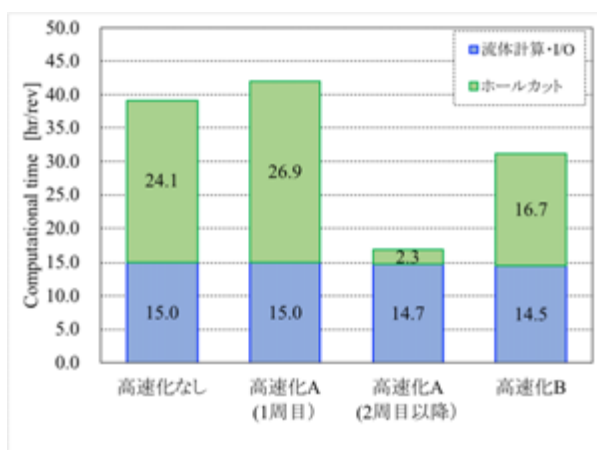


図 11 1 周あたりの計算時間比較

次に、一周あたりの計算時間の内訳を図11に示す。高速化手法を適用しない場合、ホールカット処理に係る計算時間の割合は60%以上となっている。それに対して、高速化Aを適用した場合、1周目のホールカット処理は、ホールカット情報のファイル入出力処理が追加されるために、高速化適用前よりも増加しているが、2周目以降のホールカット処理はホールカット情報のファイル入出力のみとなるために、大幅な計算時間削減を実現している。また、高速化Bについては、ホールカット処理時間を3割削減することが出来ており、これにより全体として2割程度の計算時間削減に繋がっている。

5.3. S-76 ロータ妥当性検証解析結果

次に、S-76ロータを用いて、海外ソルバとの比較による妥当性検証を実施する。図12にQ値等値面を示す。格子が細くなるにつれ、Tipから出る渦を後流まで捉えられるようになっていくことが分かる。また、図13に $CT/\sigma - CQ/\sigma$ 線図およびFigure of Merit (FM)の、実験結果および他ソルバによる結果との比較結果を示す。なお、 σ はブレード面積がロータディスク面積に占める割合であるソリディティを表し、 CT/σ および CQ/σ はそれぞれブレード面積を基準とした推力係数、トルク係数を表す。これらの結果から、実験結果および他ソルバの結果と比較的良好一致を示していることが分かり、本解析結果が妥当であることが確認できる。また、図13 (b)にある通り、格子を細かくすると僅かに実験値に近づく傾向が得られているが、Coarse, Standard, Fineにそれほど大きな差はないため、本解析についてはCoarse格子でも空力性能推算には十分な解像度となっていると言える。

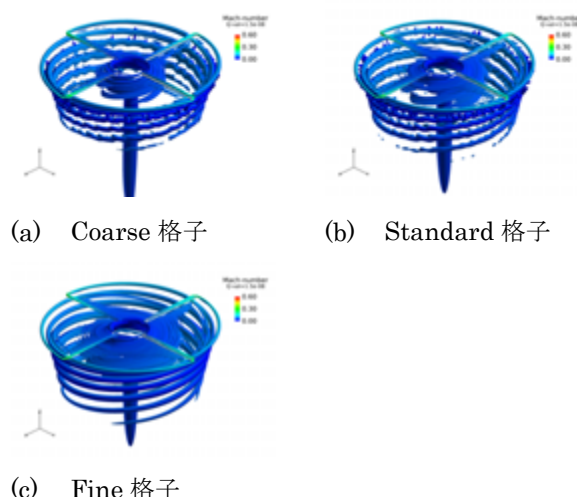


図 12 S-76 ロータ Q 値等値面

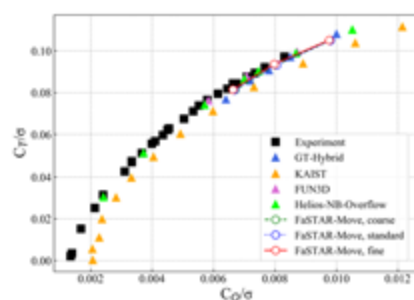
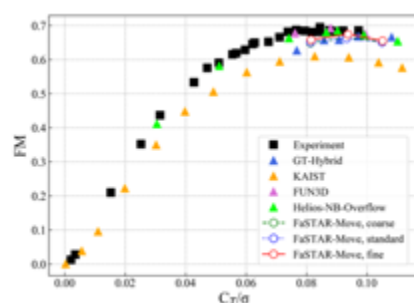
(a) $CT/\sigma - CQ/\sigma$ 線図(b) $FM - CT/\sigma$ 線図

図 13 S-76 ロータ空力特性

5.4. S-76 解析計算コスト

最後に、S-76解析に対する高速化効果の評価を行う。本検証では、計算時間が公開されているFUN3Dとの比較を行う。FUN3Dでは、SUGAR++という移動重合格子用のライブラリを用いてホールカット処理を実施している。可能な限り同じ条件にて解析を実施するため、FUN3Dでの計算規模に合わせた格子を用い、一周あたりのiteration数を360、内部反復回数を50、並列数を2048として解析を実施している。どちらもスーパーコンピュータを用いているが、クロック周波数のみ異なっ

ており、FUN3Dの解析に用いられたスーパーコンピュータ（Garnet）のクロック周波数は2.5GHz、FaSTAR-Moveの解析に用いたスーパーコンピュータ（JSS2）のクロック周波数は2.2GHzである。そのため、FaSTAR-Moveによる計算時間に対して、以下の補正式を適用している。

$$T_{corr} = T_{FM} \div \frac{f_{Garnet}}{f_{JSS2}} \quad (3)$$

ここで、 T_{corr} は補正後の計算時間、 T_{FM} は実計算時間、 f はクロック周波数を表す。

図14に計算時間の比較を示す。高速化適用前のFaSTAR-Moveでは、10周にかかる計算時間が約12日程で、FUN3Dの計算時間と同等となっている。一方で、高速化AおよびBを適用することで、計算時間を7割近く削減することができており、4日／ケースを実現している。一方で、高速化Bのみ適用した場合でも、2.8割ほどの計算時間削減ができており、トリム解析のような場合においても、約1週間／ケースにて収束解を得ることができる。

なお、JMRTS解析での高速化率とS-76解析での高速化率が異なることから分かる通り、本手法によるホールカット処理削減効果は、格子規模（特に、ホールカット処理を要するセルの総数に対する補間点および膨張領域内セルの割合）に依存する。

以上より、本研究で提案したホールカット処理削減方法を適用することで、従来2週間～1ヶ月／ケースかかっていた回転翼解析を、数日～1週間／ケースに削減することができ、回転翼機設計開発におけるCFD解析コストの大幅な削減が可能となる。

6. まとめ

本報では、移動重合格子の主要な課題であるホールカット処理の計算コスト削減のために、新たな高速化

手法を提案し、FaSTAR-Moveを用いた検証を実施した。高速化手法Aの1周目のホールカット情報を記憶する方法については、1周目のホールカット処理時間は多少増加するものの、2周目以降の処理を大幅に削減することが可能となり、10周分の総計算時間としては5～7割近く高速化することができることが分かった。一方で、トリム解析においても適用可能な高速化手法Bとして、前ステップのホールカット情報を活用する方法を実装した所、1周分のホールカット処理時間を約2～3割削減でき、10周分の総計算時間として3割近く高速化することが出来た。

これにより、計算コストが高い回転翼解析に対しても、1ケースあたり数日～2週間程度での解析を実現するため、eVTOL等の回転翼機設計開発コスト削減への貢献が期待できる。

謝辞

本報で紹介した数値シミュレーションは、JAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) を利用して実施されたものである。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- (1) A. M. Wissink, B. Jayaraman, A. Datta, J. Sitaraman, M. Potsdam, S. Kamkar, D. Mavriplis, Z. Yang, R. Jain, J. Lim and R. Strawn, Capability Enhancements in Version 3 of the Helios High-Fidelity Rotorcraft Simulation Code, AIAA Paper 2012 – 0713, 2012.
- (2) E. M. Lee-Rausch, M. Park, E. Nielsen, W. Jones and D. Hammond, Parallel Adjoint-Based Error Estimation and Anisotropic Grid Adaptation for Three-Dimensional Aerospace Applications, AIAA Paper 2005 – 4842, 2005.
- (3) D. Jespersen, T. Pulliam and P. Buning, Recent Enhancements to OVERFLOW (Navier-Stokes Code), AIAA Paper 97 – 0644, 1997.
- (4) L. Cambier, M. Gazeix, S. Heib, S. Plot, M. Poinot, J.-P. Veuillot and J.-F. Boussuge and M. Monotagnac, An Overview of the Multi-Purpose elsA Flow Solver, Aerospace Lab, Vol. 2, 2011.
- (5) N. Kroll, C. C. Rossow, D. Schwamborn, K. Becker and G. Heller, MEGAFLOW – A Numerical Flow Simulation Tool for Transport Aircraft Design, Proceedings of 23rd International Congress of Aeronautical Sciences, 2022.
- (6) 田辺安忠, 斎藤茂, 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講演集, JSASS-2009-5010, 2009.
- (7) 南部太介, 上島啓司, 布施亮祐, 林謙司, 保江かな子, 非構造格子ソルバFaSTAR-MoveにおけるSliding mesh法およびMixing plane法の研究開発, 第53回流体力学講演会/第39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, 2021.
- (8) 布施亮祐, 保江かな子, 菅原瑛明, 田辺安忠, 回転翼解析に対するFaSTAR-Moveの機能拡張, 第52回流体力学講演会/第38回航空宇宙数値シミュレ

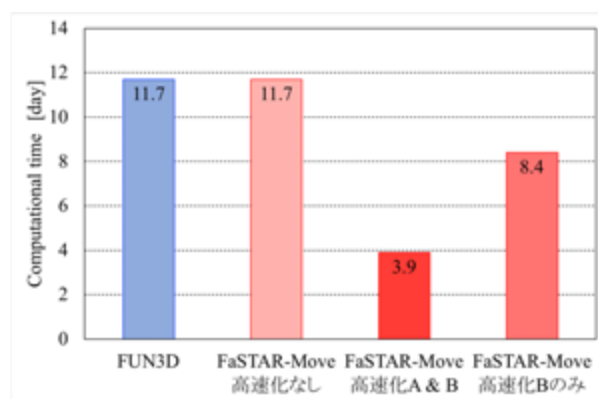


図 14 計算時間比較

- ーション技術シンポジウム論文集, 2020.
- (9) A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama, K. Ishiko, M. Hishida, M. Sakashita, and P.R. Lahur, Toward the Fastest Unstructured CFD Code 'FaSTAR', AIAA Paper 2012-1075, 2012.
 - (10) Z. Lei, Effect of RANS Turbulence Models on Computation of Vortical Flow over Wing-Body Configuration, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., Vol. 48, No. 161, pp. 152–160, 2005.
 - (11) E. Shima, K. Kitamura, Parameter-Free Simple Low-Dissipation AUSM-Family Scheme for All Speeds, AIAA Journal, Vol. 49, No. 8, pp.1693–1709, 2011.
 - (12) I. S. Men'shov and Y. Nakamura, Implementation of the LU-SGS Method for and Arbitrary Finite Volume Discretization, Proceedings of the 9th Japan Conference on CFD, 1995.
 - (13) 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.
 - (14) R. K. Jain and M. A. Potsdam, Hover Prediction on the Sikorsky S-76 Rotor using Helios, AIAA Paper 2014 - 0207, 2014.
 - (15) R. P. Marpu, L. N. Sankar, T. A. Egolf, N. Hariharan, Analysis of a Rotor in Hover using Hybrid Methodology, AIAA Paper 2014 - 210, 2014.
 - (16) M. K. Jung, J. Y. Hwang and O. J. Kwon, Assessment of Rotor Aerodynamic Performances in Hover Using an Unstructured Mixed Mesh Method, AIAA Paper 2014 – 0042, 2014.
 - (17) N. Hariharan, A. Egolf, R. Narducci, and L. Sankar, Helicopter Rotor Aerodynamic Modeling in Hover: AIAA Standardized Hover Evaluations, AIAA Paper 2015 – 1242, 2015.
 - (18) D. T. Balch and J. Lombardi, Experimental Study of Main Rotor Tip Geometry and Tail Rotor Interactions in Hover. Vol.1 –Text and Figures, NASA-CR-177336, 1985.
 - (19) D. T. Balch and J. Lombardi, Experimental Study of Main Rotor Tip Geometry and Tail Rotor Interactions in Hover. Vol.2 – Run Log and Tabulated Data, NASA-CR-177338, 1985.
 - (20) J. N. Abras, Comparison of CFD Hover Perditiions on the S-76 Rotor, AIAA Paper 2015-1711, 2015.
 - (21) 石田崇, 最新動向紹介:BOXFUN, 第49回流体力学講演会/第35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, 2017.
 - (22) J. C. Vassberg, E. N. Tinoco, M. Mani, B. Rider, T. Zickuhr, D. W. Levy, O. P. Brodersen, B. Eisfeld, S. Crippa, R. A. Wahls, J. H. Morrison, D. J Mavriplis, M. Murayama, Summary of the Forth AIAA CFD Drag Predictions Workshop, AIAA Paper 2010 – 4547, 2010.

OpenACC による GPU 向け FaSTAR ソルバーの高速化

ゼネール・ポール（宇宙航空研究開発機構）、橋本 敦（宇宙航空研究開発機構）

Acceleration of the FaSTAR Solver on GPU with OpenACC

Zehner Paul (JAXA), Hashimoto Atsushi (JAXA)

ABSTRACT

Over the past few years, GPGPU has proven to be a major hardware improvement in high performance computing, and hence to be a way to reach exascale. GPU has found an application in the domain of CFD, where it allows to run larger, more detailed, and more complex simulations at an affordable computational time. However, because GPU programming has its own paradigm, adapting an existing solver with a large source code can be quite challenging. In this aspect, a directive-based language such as OpenACC offers an interesting compromise to obtain good performances without having to alter the solver structure. In this paper, we propose to accelerate the FaSTAR solver, developed by JAXA, and make it run the NASA-CRM case on a single GPU with a speedup of 23 compared to a single CPU core execution.

1 Introduction

General-Purpose computing on Graphics Processing Unit (GPGPU) has induced a consequent change in High Performance Computing (HPC) with excellent speedups. Devices running hundred of thousand of threads on the same chip have made massive parallelization more accessible. This makes GPGPU a promising path to the exascale (10^{18} FLOP/s). Such devices are now frequently used on supercomputers^{1), 2)} and will be an important part of upcoming ones³⁾.

However, GPGPU programming requires a specific care from the programmer, as a GPU, also called *accelerator*, is not directly accessible by the program⁴⁾. Several techniques to program for GPU have emerged and are now widespread, such as CUDA⁵⁾, OpenCL or OpenACC⁶⁾.

On the other hand, Computational Fluid Dynamics (CFD) has gained from the evolution of HPC to compute larger, more detailed and more complex simulations. The benefits of GPU have been investigated for a long time, notably by NASA⁷⁾, and whilst promising, this technique requires to either adapt existing CFD codes, or to create new ones. We also studied the use of GPU⁸⁾ and concluded it is a promising technology, capable to offer better performances than OpenMP and MPI at a similar development cost.

In order to combine the advantages of CFD computations and wind tunnel experiments aimed to improve aerospace vehicle development, JAXA started its Digital/Analog Hybrid Wind Tunnel project⁹⁾ in 2010. The project required a fast solver to improve coupling of the two approaches and hence increase productivity. This led to the development of the FaSTAR solver^{10), 11), 12)} in 2012. Accelerating this solver on GPU would improve the integration with wind tunnel experiments.

This paper proposes to accelerate the JAXA CFD solver FaSTAR on GPU. We will first present the main ideas of GPU programming and select our approach in section 2, then introduce the target solver in section 3. We will present the adaptation of the solver in section 4, and benchmark its efficiency on a test case in section 5. We will conclude in section 6.

2 GPU programming

Compared to the traditional CPU, GPU presents important architectural differences⁴⁾. Featuring a large number of threads, it runs kernels, i.e. GPU subroutines, in a Single Instruction Multiple Threads (SIMT) fashion. From an hardware point of view, threads are grouped in warps, which are grouped in streaming multiprocessors, whereas from a software point of view, threads are executed in blocks, which are executed in grids. Threads are managed by the hardware directly, which improves performances. As it supports less instructions than CPU, GPU is simpler to manufacture, hence offering an interesting performance to cost ratio, as well as performance to power consumption ratio.

However, GPU comes with important limitations. It cannot run an entire program by itself, input/outputs are not possible, and exceptions support is limited. Consequently, a part of the program still requires to be executed on CPU. The most critical limitation is memory management, as GPU has its own, distinct, memory. The device is accessible for the host through the Peripheral Component Interconnect Express (PCIe) bus, which is considerably slower than the CPU-DRAM memory bus. Data exchanges through this bus should be minimized to not drop performances. A GPU has different kind of memories, ranging from a large, slow global memory, and fast, small, registers immediately accessible to the threads. Moving data between the different memories requires some care from the developer, in order to minimize its impact on performances. Last but not least, some classic programming patterns have poor performances on GPU, especially branches in loops.

Programming for GPU initially required to use graphic libraries, which was not practical. The release of CUDA⁵⁾ by NVIDIA in 2007 gave to developers a consistent GPGPU hardware and software environment, hence improving development. CUDA designates at the same time a computing platform, an API, and often any compatible programming languages. This technology is however proprietary and can only be used on NVIDIA devices. In contrary, the OpenCL standard, released in 2009, aims to cover any parallel archi-

textures (GPU, multicore CPU and FPGA), from any vendor. For the developer, both CUDA and OpenCL compatible languages (C and C++ for both, Fortran for CUDA) offer to program kernels directly, giving access to all the low-levels details. This approach gives good speedups¹³⁾, but is complex, often requires to rethink the program structure entirely, and limits compilation with compatible compilers only. Also, the CUDA approach has serious portability limitations, as a CUDA program will only run on a GPU, and especially only on a NVIDIA one.

The OpenACC standard⁶⁾ was released in 2011, and targets both GPUs and multicore CPUs. It consists in language annotations that an aware compiler will transpose into GPU pseudo-instructions, or ignore in the other case, similarly to OpenMP. OpenACC can be used on C, C++ and Fortran; most compilers currently target NVIDIA devices only however. This approach has the advantage to be more high-level than CUDA and OpenCL, hence simpler to use, and to remain CPU-compatible, resulting in the maintenance of a single codebase. Performances, however, are known to be lower than low-level approaches¹³⁾. Nevertheless, this intermediate GPGPU approach has been successfully used in several computational physics domains. McCall and Roy¹⁴⁾ accelerated the SENSEI 3D Navier-Stokes solver of 123 000 Fortran lines of code, they report speedups ranging from 3.7 to 4.2. Yamaguchi et al.¹⁵⁾ accelerated a crust-deformation equation solver and obtained speedups from 4 to 5.5. Caplan et al.¹⁶⁾ accelerated the magnetohydrodynamics solver MAS. They report that the added annotations represent 1.5 % of the 50 000 lines of code of the solver and observed speedups ranging from 3.1 to 8.

Since OpenACC is more suited for the acceleration of existing codes without having to restructure them, we will use this technique to port FaSTAR on GPU. In the next section, we will present key aspects of this solver.

3 Description of the FaSTAR code

The FaSTAR code (FAST Aerodynamic Routines) solves the compressible Navier-Stokes equations on unstructured meshes, using the finite volume method. It has different models for turbulence (RANS-SA, RANS-SST, etc., DES, LES), transition (SST), transport scheme (HLLW, HLL, Roe, etc.), time integration method (LU-SGS, RK, GMRES), gradient method (GLSQ, Green-Gauss, Least-square), slope limiter (Hishida, Venkatakrishnan, etc.), and reconstruction (MUSCL, U-MUSCL). It uses the Cuthill and McKee algorithm for cells reordering. The solver can use cell-center or vertex-center method, and uses a face-based data structure.

It has been designed for performance, with the objective to run a RANS simulation on 10 million cells with 1000 CPU cores in two minutes.¹⁰⁾ The solver is coded in Fortran and has about 80 000 lines of code. It can run sequentially or in parallel with MPI, and uses Metis for domain decomposition. It has been optimized for JAXA supercomputers JSS2 and JSS3.

The face-based data structures implies that face loops have a gather, compute, and scatter paradigm, which requires

some care for acceleration, as race conditions can occur. The LU-SGS time integration method¹⁷⁾ is a well known algorithm commonly used on CFD solvers. It is simple and efficient, as it can be applied in one step, but is known to be difficult to parallelize¹⁸⁾, due to its strong data dependency.

Now the solver is presented, we will start its acceleration on GPU in the next section.

4 Acceleration of the solver

We decided to use the free access NVIDIA HPC SDK compiler version 21.2¹⁹⁾ (formerly known as PGI compiler), as it is the most common and most mature OpenACC compiler when writing this paper.

As we could not accelerate the whole solver at once, we had to restrict our approach. We chose to accelerate subroutines called in the time integration loop, for a specific selection of models: the RANS-SA model for turbulence, no transition model, the HLLW transport scheme, the LU-SGS time integration method, the GLSQ reconstruction method, the Hishida slope limiter and the MUSCL reconstruction. Especially, the main restriction is to not handle MPI parallelization, which makes the solver run on only one device for now.

Accelerating the solver on GPU should not compromise its accuracy. To this aim, we continuously ran the solver on simple test cases and compared the results with sequential execution. To track the speedup evolution, we profiled the program with NVIDIA Nsight Systems.

4.1 Acceleration approach

As explained in section 2, data transfers between the host and the device can take a lot of time and hide the benefits of porting a program to GPU. Accelerating all the subroutines called in the integration loop was necessary to negate these transfers and gain performances. A popular approach when developing with OpenACC is to use the unified memory (also known as Unified Virtual Addressing), which lets the compiler manage memory transfers by itself. This approach is convenient, but we preferred to manage it manually using data constructs for better performances.

We accelerated functions ones by ones using the `kernels` and `loop` constructs, each time defining the memory flow, starting with the most time-consuming subroutines. At the end of this step, the program was running slower, as data were intensively transferred between kernel calls, often in un-optimized way (e.g. the same variable being copied back and forth from the device to the host between two kernels), as sketched in fig. 1a. The remaining code executed on host mainly corresponds to branches that select which subroutines to call according to the selected models.

Then, we started to rationalize memory flow with data constructs that would encapsulate the accelerated code, as illustrated in fig. 1b. Little by little, we encapsulated the different data constructs. We use the advantage that data are copied only if not already present. We eventually obtained a top-level data construct, as sketched in fig. 1c, in the time

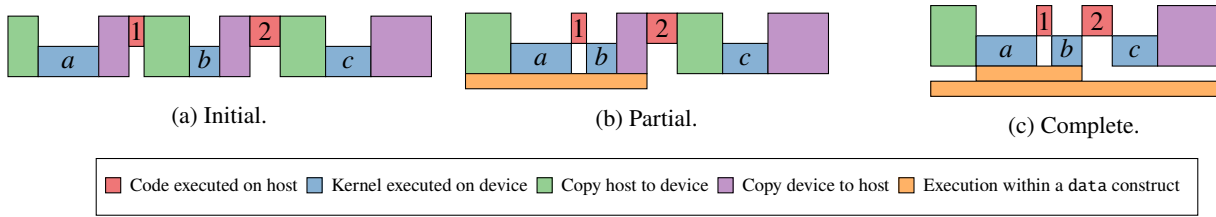


Figure 1: Reduction of memory flow with data constructs.

integration loop, at which point data stays permanently on the device memory.

The advantage of this encapsulation approach is that kernels or groups of kernels in the same data construct can still be called anywhere, their data being transferred if not present on the device. The disadvantage is that within data constructs, data are not synchronized anymore between the host and the device. This can cause a problem: by instance in fig. 1c, if subroutine 1 updates an array managed by any data construct, this modified array on host memory will not be visible for kernel *b*, which has access to the version of this array copied when entering the data construct. Symmetrically, if kernel *a* updates the same array, this modified array on device memory will not be visible by subroutine 1. This problem is solved by using update constructs, that allow to manually copy data to the host or to the device, hence keeping it synchronized. In practice, however, this is not often needed as at this point of acceleration very few subroutines/host code would interact with data.

During execution, data are initially prepared on the host, then copied on the device. The computation during the time integration loop takes place on the device exclusively. We manually copy data to the host to transfer residuals for logs and primary variables for intermediate solution files.

4.2 Technical difficulties

We faced several difficulties during the acceleration of FASTAR. Some were due to the NVIDIA HPC SDK compiler: we faced a bug when calling the internal function `matmul` for matrix-vector product in an accelerated loop, which was returning incorrect values. We solved the problem by writing the matrix-product manually, which is less efficient. We had a problem with sub-contained subroutines (i.e. a subroutine following a `contains` in a parent subroutine) we wanted to run as device subroutine, as they hold a pointer to the parent subroutine, located in the host. We found a solution by transforming them as module subroutines and passing their arguments explicitly.

Some other difficulties were due to part of the FASTAR code not compatible with acceleration. Some allocated arrays were passed with inaccurate size, which resulted in segmentation faults when trying to copy the data to the device. The problem was solved by setting accurate array sizes. An error-checking subroutine was checking the validity of computed data (especially negative values in density and pressure fields) and printing error messages accordingly. However, performing input/output operations is not possible in accelerated code. We simply split the subroutine in a pre-analysis

part on the device, where the smallest value of the fields is gathered by the accelerated code, and a detailed inspection on the host, if one of these minimal values are negative.

To finish, we also faced difficulties caused by the algorithms themselves, which is a pretty common situation when accelerating a solver. Due to the face-based data structure, we observed several cases of race conditions, that we fixed with `atomic` constructs. The data dependency in the loops of the LU-sgs time integration method makes it not trivial to parallelize¹⁸⁾. This required us to use the hyperplane coloring technique as described by Sharov and Nakahashi²⁰⁾.

4.3 Hyperplane algorithm

The Sharov and Nakahashi algorithm consists in coloring the mesh such as cells of one color do not have dependency between them and hence can be computed in any order. With this algorithm, we would loop sequentially over the colors, and loop in parallel over the cells of this color. For CPU builds, we use pre-processor macros to not use coloring as this approach is not necessary.

When we implemented it, we found out that in some cases, cells were colored in such a way that they would be updated in the incorrect order compared to serial execution. The step 4 of the algorithm, which consists in assigning a color to cells of the same hyperplane not connected to each other, has no constraints regarding already assigned colors in the same hyperplane. This leads to the situation illustrated in fig. 2a, where cells 2 and 3 are colored in reverse order. When applying the cell coloring to edges for an upward sweep (i.e. taking the largest color number of the neighboring cells as specified in step 5 of the algorithm), we see on the right of the sub-figure that edge *a* will update cell 3, then at the same time edge *b* will update cell 3 and edge *c* will update cell 4 with cell 3. The order of the two last updates is not defined and can occur in reverse order, resulting in discrepancies that we detected in test cases. Consequently, we added a constraint at the end of step 4 of the initial algorithm: “Make sure that colors are in same order as cell indexes.” With this alteration, cells are correctly ordered, as illustrated in fig. 2b. We see on the right of the sub-figure that edge *a* and edge *b* will update cell 3 at the same time, then edge *c* will update cell 4. We could reduce discrepancies to a normal value in test cases, but the trade-off was the generation of a larger number of colors, hence lowering performances. We could not find similar observations on codes using this algorithm²¹⁾, however.

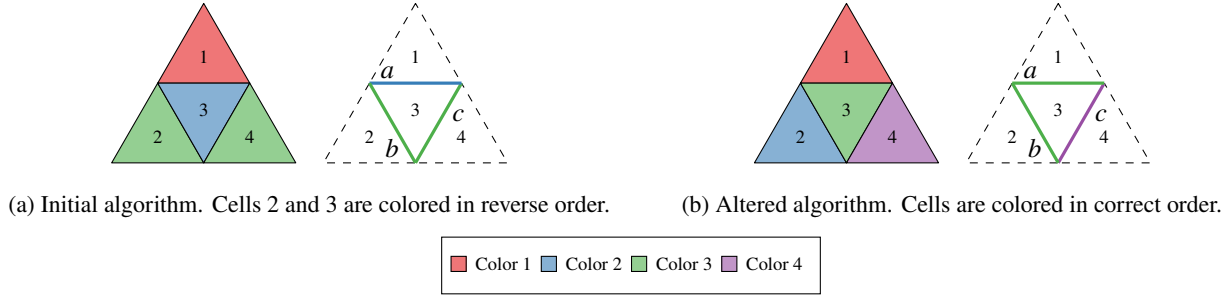


Figure 2: Hyperplane coloring problem. On the left of each sub-figure, the cell coloring, on the right, the edge coloring for an upward sweep.

4.4 Observations

As stated in OpenACC documentation and as reported in the literature, we confirm the ease of application of this technique. We had to adapt some parts of the code, but the impact remains minimal. Acceleration annotations and extra code to manage hyperplane coloring account for respectively about 0.7 % and less than 0.5 % of the number of lines of code. Accelerating the solver took about one month, with no prior experience with OpenACC. Dealing with the explained technical difficulties took a couple of days. The investigation and implementation of the hyperplane algorithm, however, took about one month and half.

We will investigate the speedup induced by such an accelerated solver in the next section.

5 Simulation of a test case

We will benchmark the solver on the NASA-CRM²²⁾ test case, as it is a well-known research model used for validating CFD codes and is representative of consequent CFD simulations.

5.1 Initialization of the simulation

We simulate a cruise flight at Mach number $M = 0.85$, angle of attack $\alpha = 2.5$ deg and Reynolds number $Re = 5 \cdot 10^6$. The upstream temperature is $T_\infty = 100$ °F and the ratio of air specific heats is $\gamma = 1.4$.

We simulate the flow with a semi-coarse unstructured mesh made with HexaGrid whose numbers of cells are detailed in table 1. The boundary layer cells have a height of $9.85 \cdot 10^{-4}$ in and the dimensionless wall distance is $y^+ = 0.665$. Cells have a minimum width of 3 in and a maximum width of 6 in.

We will perform a steady state simulation with a Courant-Friedrichs-Lewy number $CFL = 50$. As we focus on the speedup gained from GPU acceleration, the simulation will last 10 000 iterations.

We run the simulation on the JAXA Meteor workstation, which features a double Intel Xeon Gold 6150 CPU, totalizing 36 cores (72 threads), and a NVIDIA Tesla V100 GPU, totalizing 5120 CUDA cores (163 840 threads). The workstation runs on Centos Linux 7, we use the NVIDIA HPC SDK compiler version 21.2 and the OpenMPI library version 3.1.5.

We will compare the timings obtained when running the simulation on a single CPU core and on a single GPU. However, as this comparison is not very fair given the parallel nature of the solver, we will also run the simulation on all the cores of a single CPU (i.e. 18 cores) with the MPI parallelized version of the solver. Note that we can only spawn one MPI thread per physical core.

5.2 Performance analysis

We use the GNU time command to measure the execution wall clock time. The obtained timings are listed in table 2, expressed in seconds and in hours. The single GPU simulation is run 23 times faster than the single CPU core one and 1.32 times faster than the single CPU 18 cores one. During the GPU simulation, one CPU core is used. We clearly see that the GPU accelerated version of the solver has better performances than the CPU parallelized version.

We investigate the performance to cost ratio and performance to consumption power ratio in table 3. We list hardware characteristics in table 3a for the Thermal Design Power (TDP), furnished by constructor datasheet, and for the recommended price^{23), 24)}. We measured the power consumption and hardware use during simulations and reported the results on table 3b. For the CPU, power consumption was measured using the powerstat program and system load with the htop program. For the GPU, both values were measured with the NVIDIA nvidia-smi command and averaged. We observe that CPU power is higher than the TDP. We compute the performance per cost ratio as:

$$\eta_c = \frac{c_2 t_2}{c_1 t_1} \quad (1)$$

with $c_{1,2}$ the costs and $t_{1,2}$ the timings, and the performance per power consumption as:

$$\eta_P = \frac{(P_2 - P_{20})t_2}{(P_1 - P_{10})t_1} \quad (2)$$

with $P_{1,2}$ the measured powers and $P_{1,20}$ the measured idle powers. We display the performance ratios of the single GPU simulation compared to the single CPU core and single CPU 18 cores on table 3c. We see that a simulation on GPU is clearly more interesting compared to on a single CPU core in terms of cost and power. It is still more profitable compared to a single CPU 18 cores simulation, but less clearly. The

Table 1: Number of cells in the mesh.

Type of cell	Number
Tetrahedron	258 724
Pyramid	1 040 044
Prism	27 424
Hexahedron	5 260 349
Total	6 586 541

Table 2: Simulations execution time and speedup.

Simulation	Execution time		Speedup
	[s]	[h]	
CPU 1 core	158 116	43.92	1
CPU 18 cores	9034	2.51	17.50
GPU	6821	1.89	23.18

Table 3: Performance to cost and performance to power consumption.

(a) Hardware characteristics.

Model	Price [USD]	TDP [W]
Intel Xeon Gold 6150	3358	165
NVIDIA Tesla V100	7374	250

(b) Measured power consumption.

Simulation to compare to	Idle power [W]	Power [W]	Use [%]
CPU 1 core	50	113	6
CPU 18 cores	50	260	100
GPU	24	76	75

(c) Performances of single GPU simulation compared to the other ones.

Simulation to compare with	Speedup	Per cost	Per power
CPU 1 core	23.18	10.56	28.08
CPU 18 cores	1.32	0.63	5.35

speedup is closer to one and the performance per cost is not in favor of GPU. Better performances of the accelerated code and lower prices of future GPU devices will have a positive impact on performances.

5.3 Accuracy analysis

We observed the good performance of the accelerated solver, but we want to assess that it does not come at the price of accuracy. We first compare the simulations by analyzing the history of the L^2 norm of the residual of the density ρ , plotted on fig. 3. We see the residuals behave very similarly for the three computations and reach 10^{-9} at the end of the 10 000 iterations. Residuals for the simulation on one CPU core and one GPU are almost identical.

Solution files are compared cell to cell with the results of the single CPU core simulation using an absolute comparison. The simulation on the single GPU differs by $O(10^{-3})$ of the different units, and the simulation on the single CPU 18 cores by $O(10^{-2})$, which is acceptable.

We visualize the obtained aerodynamic results using the pressure coefficient C_P , as plotted on fig. 4. Figure 4a shows the field on the suction side for the simulation on GPU and is in agreement with results from the literature. Figure 4b displays the pressure coefficient at 50 % of the span (starting from the symmetry plane). Values generated from the three simulations are in perfect agreement with each other and in good agreement with reference values from the experimental campaign of Rivers and Dittberner²⁵⁾, except for one point at $x/C = 0.5$ on the suction side.

5.4 Iteration profiling

As we want to have a good understanding of the simulation execution, we profiled a short simulation on GPU using NVIDIA Nsight Systems.

The execution timeline of one iteration is displayed on fig. 5. The first row on the graph represents the activity of all kernels, then the ten most time consuming kernels are represented on the following ten rows. One iteration lasts 870.6 ms, the figure represents the second iteration. As expected from the conclusion of section 4.3, the accelerated and colored LU-SGS algorithm has poor performances and represents alone 58 % of the iteration computation time. On the figure, we clearly see the execution of each color kernel. In comparison, for the sequential code, the same subroutine represents less than 10 %. Power consumption and load measured in table 3b also indicate the GPU is not running at its full potential.

We analyzed the outcome of our implementation of the hyperplane coloring algorithm for the test case. It generated 11 041 colors and the largest color contains about 0.37 % of all cells of the mesh. This means that we parallelize the LU-SGS time integration method on relatively few cells at once. This kernels occupies at maximum only 14 % of the threads on the device. On the other hand, cells contained in small colors (i.e. containing each 10 cells or less) represent about 0.22 % of all cells. During development, we made the same observations on other smaller test cases.

On the other hand, we also notice on the figure that the kernels for writing residuals and rhs for each iteration take both 9 % of iteration time, totalizing 18 % which is not negligible. They are mostly used for logging purpose and do not take actively part in the simulation.

We conclude that the hyperplane coloring approach was interesting for CPU parallelization, as the number of threads was small, but not anymore for GPU acceleration, given the larger amount of threads available. A different time integration scheme, easier to parallel, could be used, such as the Data-Parallel Lower-Upper Relaxation method (DP-LUR)²⁶⁾. We also conclude that kernels used for logging should be optimized to reduce their impact. Running them asynchronously could be a promising approach.

6 Conclusion

We accelerated the FASTAR solver on GPU. We introduced the key points of GPU computing and selected the OpenACC technique. We identified parts of FASTAR that would require caution for acceleration: the gather, compute, and scatter paradigm, and the LU-SGS time integration method. We used the NVIDIA HPC SDK compiler and tools for development and accelerated a subset of subroutines. We used kernels constructs to accelerate code and reduced the memory flow between host and device with data constructs. We had to manage some limitations of the compiler and adapted some parts of the code not suited for acceleration. Acceleration of the LU-SGS time integration method requested to use the Sharov and Nakahashi hyperplane coloring algorithm. Our implementation required an additional constraint for its 4th step. We overall observed the ease of operation of OpenACC. We tested the performance and accuracy of the GPU-accelerated solver on the NASA-CRM case. Simulations were run on a single CPU core, on a single CPU 18 cores and on a single GPU. Simulation on GPU runs 23 times faster than on a single CPU core and has clear performance to cost and performance to power advantages. It runs 1.32 times faster than on a single CPU 18 cores and has a poor performance to cost ratio and a good performance to power ratio. Norm of the residuals for density were checked and are very close for the three simulations. Aerodynamic values were checked with the pressure coefficient at 50 % of span, data are almost identical and in good agreement with the literature. The profiling of one iteration was analyzed and reveals that the accelerated version of the LU-SGS time integration method has poor performances and represents more than half of the iteration time. Kernels that analyze data to log residuals and rhs values represent about one fifth of iteration time. Those parts of the code should be optimized in priority.

This GPU acceleration of FASTAR is promising given the performances we obtained without compromising solution accuracy for the amount of modified code. Better performances against a single CPU are however expected. The slow parts we identified in the accelerated code represent 76 % of the iteration time, we have good hope to reduce this impact. Supporting MPI commands in order to use several GPUs would also be interesting to either run larger simula-

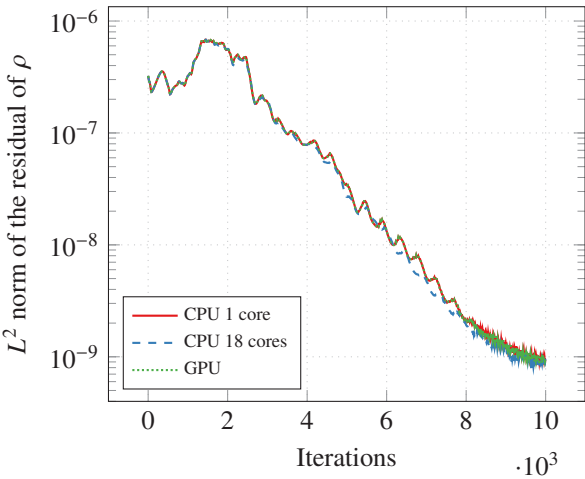


Figure 3: History of the residuals.

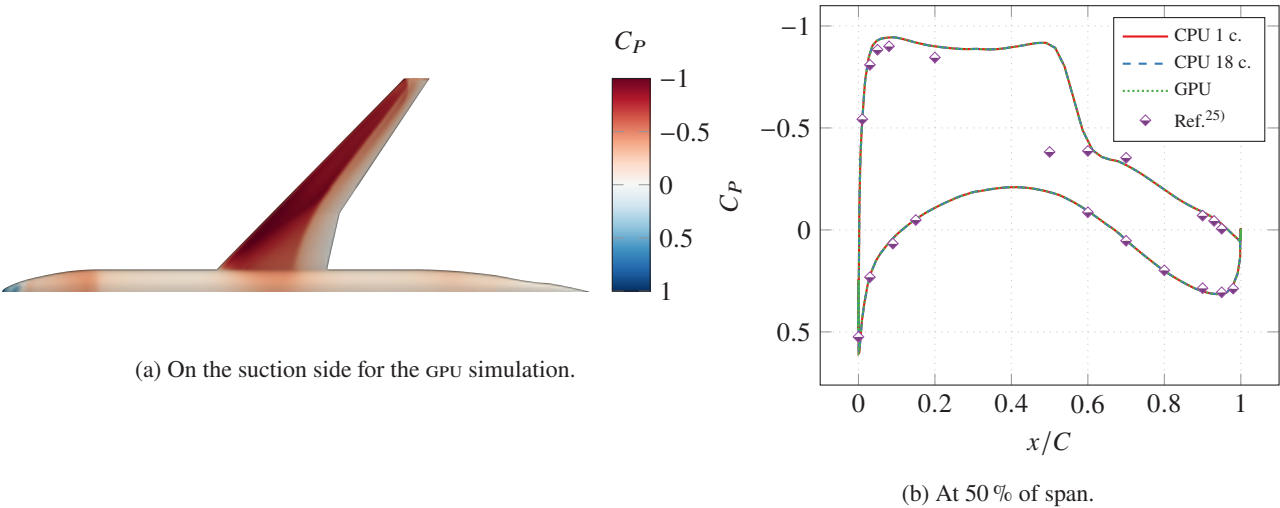


Figure 4: Analysis of the pressure coefficient.

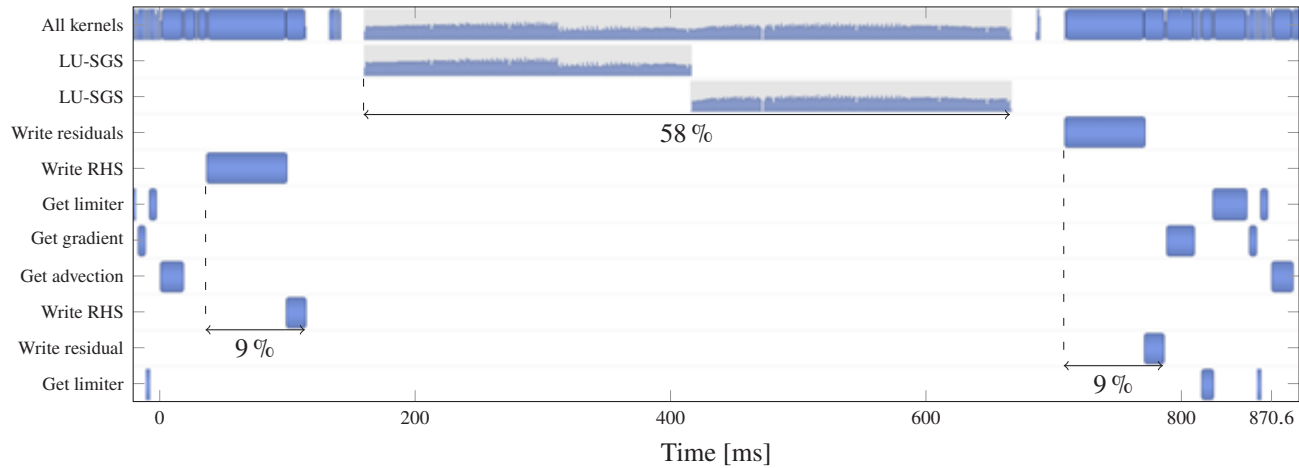


Figure 5: Execution timeline of one iteration with the ten most time consuming kernels.

tions or improve computational speed. Therefore, further development is needed to obtain better performances.

References

- (1) Hines, Jonathan. “Stepping up to Summit”. In: *Computing in Science & Engineering* 20.2 (2018-03), pp. 78–82. ISSN: 1521-9615. DOI: 10.1109/MCSE.2018.021651341.
- (2) Yang, Charlene, Kurth, Thorsten, and Williams, Samuel. “Hierarchical Roofline analysis for GPUs: Accelerating performance optimization for the NERSC9 Perlmutter system”. In: *Concurrency and Computation: Practice and Experience* 32.20 (2020-10-25). ISSN: 1532-0626, 1532-0634. DOI: 10.1002/cpe.5547.
- (3) Bryson, Kristin. *Swiss National Supercomputing Centre, Hewlett Packard Enterprise and NVIDIA Announce World’s Most Powerful AI-Capable Supercomputer*. NVIDIA Newsroom. 2021-04-12. URL: <http://nvidianews.nvidia.com/news/swiss-national-supercomputing-centre-hewlett-packard-enterprise-and-nvidia-announce-worlds-most-powerful-ai-capable-supercomputer> (visited on 2021-05-19).
- (4) Hennessy, John L. and Patterson, David A. “Chapter Four: Data-Level Parallelism in Vector, SIMD, and GPU Architectures”. In: *Computer architecture: a quantitative approach*. Sixth edition. Cambridge, Massachusetts, United States of America: Morgan Kaufmann Publishers, 2019, pp. 281–365. ISBN: 978-0-12-811905-1.
- (5) NVIDIA. *CUDA Toolkit Documentation*. NVIDIA Developer Zone. 2020-10-29. URL: <https://docs.nvidia.com/cuda/index.html> (visited on 2020-11-09).
- (6) OpenACC. *OpenACC Programming and Best Practices Guide*. 2015-06. URL: <https://www.openacc.org/resources> (visited on 2020-07-30).
- (7) Duffy, Austen C., Hammond, Dana P., and Nielsen, Eric J. *Production Level CFD Code Acceleration for Hybrid Many-Core Architectures*. NASA/TM-2012-217770, L-20136, NF1676L-14575. 2012-10-01. URL: <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20120014581> (visited on 2021-05-31).
- (8) Zehner, Paul and Hashimoto, Atsushi. *Overview of GPGPU computing for CFD*. JAXA Research and Development Memorandum JAXA-RM-20-005E. ISSN: 2433-2224. JAXA, 2021-02-05, pp. 1–38. DOI: 10.20637/00047300.
- (9) Watanabe, Shigeya, Kuchi-ishi, Shigeru, and Aoyama, Takashi. “A prototype system towards EFD/CFD integration: digital/analog-hybrid wind tunnel”. In: *Proceedings of 27th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*. Nice, France, 2010-09-19. URL: http://www.icas.org/ICAS_ARCHIVE/ICAS2010/PAPERS/244.PDF (visited on 2021-05-24).
- (10) Hashimoto, Atsushi, Ishida, Takashi, Aoyama, Takashi, Hayashi, Kenji, and Takekawa, Kuniyuki. “Fast Parallel Computing with Unstructured Grid Flow Solver (presentation)”. 28th International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics, Parallel CFD’2016. Kobe, Japan, 2016-05-09.
- (11) Hashimoto, Atsushi, Ishida, Takashi, Aoyama, Takashi, Takekawa, Kuniyuki, and Hayashi, Kenji. “Results of Three-dimensional Turbulent Flow with FaSTAR”. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016-01-04. ISBN: 978-1-62410-393-3. DOI: 10.2514/6.2016-1358.
- (12) Ito, Yasushi, Murayama, Mitsuhiro, Hashimoto, Atsushi, Ishida, Takashi, Yamamoto, Kazuomi, Aoyama, Takashi, Tanaka, Kentaro, Hayashi, Kenji, Ueshima, Keiji, Nagata, Taku, Ueno, Yosuke, and Ochi, Akio. “TAS Code, FaSTAR, and Cflow Results for the Sixth Drag Prediction Workshop”. In: *Journal of Aircraft* 55.4 (2018-07). Number: 4, pp. 1433–1457. ISSN: 0021-8669, 1533-3868. DOI: 10.2514/1.C034421.
- (13) Rueda, Antonio J., Noguera, José M., and Luque, Adrián. “A comparison of native GPU computing versus OpenACC for implementing flow-routing algorithms in hydrological applications”. In: *Computers & Geosciences* 87 (2016-02-01), pp. 91–100. ISSN: 0098-3004. DOI: 10.1016/j.cageo.2015.12.004. (Visited on 2020-07-16).
- (14) McCall, Andrew James and Roy, Christopher J. “A Multilevel Parallelism Approach with MPI and OpenACC for Complex CFD Codes”. In: 23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference. Denver, Colorado, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2017-06-05. ISBN: 978-1-62410-506-7. DOI: 10.2514/6.2017-3293.
- (15) Yamaguchi, Takuma, Fujita, Kohei, Ichimura, Tsuyoshi, Hori, Muneo, and Maddegadara, Lalith. “Acceleration of unstructured implicit low-order finite-element earthquake simulation using OpenACC on Pascal GPUs”. In: *International Journal of High Performance Computing and Networking* 13.1 (2018-12-19), pp. 3–18. ISSN: 1740-0562. DOI: 10.1504/IJHPCN.2019.097044.

- (16) Caplan, R. M., Linker, J. A., Miki, Z., Downs, C., Török, T., and Titov, V. S. “GPU Acceleration of an Established Solar MHD Code using OpenACC”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 1225 (2019-05). Publisher: IOP Publishing, p. 012012. ISSN: 1742-6596. DOI: 10.1088/1742-6596/1225/1/012012.
- (17) Yoon, Seokkwan and Jameson, Anthony. “An LU-SSOR scheme for the Euler and Navier-Stokes equations”. In: 25th AIAA Aerospace Sciences Meeting. Reno, Nevada, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1987-03-24. DOI: 10.2514/6.1987-600.
- (18) Petrov, M. N., Titarev, V. A., Utyuzhnikov, S. V., and Chikitkin, A. V. “A multithreaded OpenMP implementation of the LU-SGS method using the multilevel decomposition of the unstructured computational mesh”. In: *Computational Mathematics and Mathematical Physics* 57.11 (2017-11), pp. 1856–1865. ISSN: 0965-5425, 1555-6662. DOI: 10.1134/S0965542517110124.
- (19) NVIDIA. *NVIDIA HPC SDK*. Version 21.2. 2021-04-08. URL: <https://docs.nvidia.com/hpc-sdk/archive/21.2/index.html> (visited on 2021-05-18).
- (20) Sharov, Dmitri and Nakahashi, Kazuhiro. “Re-ordering of Hybrid Unstructured Grids for Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Computations”. In: *AIAA Journal* 36.3 (1998-03), pp. 484–486. ISSN: 0001-1452, 1533-385X. DOI: 10.2514/2.392.
- (21) Lou, Jialin, Xia, Yidong, Luo, Lixiang, Luo, Hong, Edwards, Jack R., and Mueller, Frank. “OpenACC directive-based GPU acceleration of an implicit reconstructed discontinuous Galerkin method for compressible flows on 3D unstructured grids”. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016-01-04. ISBN: 978-1-62410-393-3. DOI: 10.2514/6.2016-1815.
- (22) Vassberg, John, Dehaan, Mark, Rivers, Melissa, and Wahls, Richard. “Development of a Common Research Model for Applied CFD Validation Studies”. In: 26th AIAA Applied Aerodynamics Conference. Honolulu, Hawaii, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2008-08-18. ISBN: 978-1-60086-987-7. DOI: 10.2514/6.2008-6919.
- (23) Intel. *Intel Xeon Gold 6150 Processor Product Specifications*. 2019. URL: <https://ark.intel.com/content/www/us/en/ark/products/120490/intel-xeon-gold-6150-processor-24-75m-cache-2-70-ghz.html> (visited on 2021-05-28).
- (24) NVIDIA. *Tesla V100 PCIe GPU accelerator*. PB-08744-001_v05. 2018-03-14, pp. 1–17. URL: <https://images.nvidia.com/content/tesla/pdf/Tesla-V100-PCIe-Product-Brief.pdf> (visited on 2021-06-01).
- (25) Rivers, Melissa and Dittberner, Ashley. “Experimental Investigations of the NASA Common Research Model in the NASA Langley National Transonic Facility and NASA Ames 11-Ft Transonic Wind Tunnel (Invited)”. In: 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida, United States of America: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2011-01-04. ISBN: 978-1-60086-950-1. DOI: 10.2514/6.2011-1126.
- (26) Wright, Michael J., Candler, Graham V., and Pramolini, Marco. “Data-parallel lower-upper relaxation method for the Navier-Stokes equations”. In: *AIAA Journal* 34.7 (1996-07), pp. 1371–1377. ISSN: 0001-1452, 1533-385X. DOI: 10.2514/3.13242.

CFD ソルバー向け自動テストスイートの開発

ゼネール・ポール（宇宙航空研究開発機構）、橋本 敦（宇宙航空研究開発機構）

Development of an Automated Test Suite for a CFD Solver

Zehner Paul (JAXA), Hashimoto Atsushi (JAXA)

ABSTRACT

As CFD solvers have evolved to become more complex, they have also become more complicated to maintain. Especially, complex codes are vulnerable to regressions, where a modification in the code can involuntarily break parts of its previous behavior. Testing a solver automatically on a selection of cases helps to reduce regression risks and increases reliability. In this paper, we propose a test suite for the FastAR solver, developed by JAXA, that can be run manually by developers, or automatically in a continuous integration fashion.

1 Introduction

Computational Fluid Dynamics (CFD) solvers have evolved over the course of the sixty passed years from very specialized programs, able to solve only one hard-coded problem, to more flexible programs, managing different parameters and adapting to data input. This increase in flexibility came with an increase of features, and hence a larger number of lines of code. Modern CFD solvers typically have a couple of hundreds of thousands of lines of code, some like FUN3D have about height hundred thousands¹⁾. However, it is expected that a larger code base will be affected by more bugs.

Programming languages have evolved to offer more functionalities to the programmer²⁾. The main languages used for CFD, namely C, C++ and Fortran, have all their latest standard been published in the last three years, with respectively C17, C++20 and Fortran 2018, and have all planned upcoming standard. But as languages become more complete and complex, errors made by programmers are expected to increase.

These bugs of different origin need to be detected before the developed program is used on production. In the worst case, but the easiest to detect, they can make the program to crash. They can also introduce regressions, i.e. degradations of program precision without crashing, which are harder to detect on production. To this aim, coding practices in software development have evolved to take into account quality assurance in the form of testing³⁾, extreme programming⁴⁾, automated tests generation⁵⁾ or continuous integration⁶⁾. Alongside, tools have emerged to reduce the development cost of using such practices, the most famous being GitLab⁷⁾/GitLab ci⁸⁾ or Jenkins. The extra development required to use those tools in a project can be named as test suite development.

The development of CFD solvers, and scientific programs in general, have not always benefited from these practices and tools. Manual benchmarks remain a standard process to test the accuracy of a solver, but they are rarely systematic. It appears that more scientific programs could benefit from having an automated test suite.

This paper proposes the development of a test suite for the JAXA CFD solver FastAR^{9), 10)}. The solver is used for aero-

dynamic simulations, it is written in Fortran and can run sequentially or in parallel with MPI. We will use the already existing test cases for this solver. This paper is organized as follows: we will present an introduction to software testing in section 2, then we will explain the test suite developed in section 3 and describe the chosen storage strategy of the test cases in section 4. We will present how this test suite can be operated automatically by a continuous integration server in section 5. Then, we will conclude in section 6.

2 Testing approaches and tools

Testing a program during its development makes sure it behaves as expected³⁾. Especially, this helps to assert that new code not only runs correctly, but also does not break other functioning parts of the code, since all tests are run altogether. Tests that focus individual subroutines or functions are named *unit tests*. As illustrated in fig. 1a, they consist in executing functions ones by ones with different arguments to assert their returned value. They are typically fast to run (less than ten milliseconds) and numerous. This approach is easier to use when functions are not too long and have no side effects (e.g. pure Fortran subroutines). On the other hand, tests that consider the program as a whole are named *integration tests*. As described in fig. 1b, they run the entire program (or large parts of it) on test cases and compare the outputted results with reference values. In contrast, they are slow to run (more than a second) and usually less numerous. Other more specific testing approaches exist, but the two presented are the most common ones.

Some developer tools have been created to implement tests in a project whilst keeping the testing development effort low, we will present a few of them. Test frameworks are libraries that provide test layout and assertion functions that will make the test fail if one of them is not successful. They are more targeted for unit tests, but can also be used for integration tests. Boost.Test for C++¹¹⁾, pFunit for Fortran¹²⁾ and the standard unittest module for Python are well known frameworks. Collaborative development tools allow to run tests to validate modification proposals in a project (named

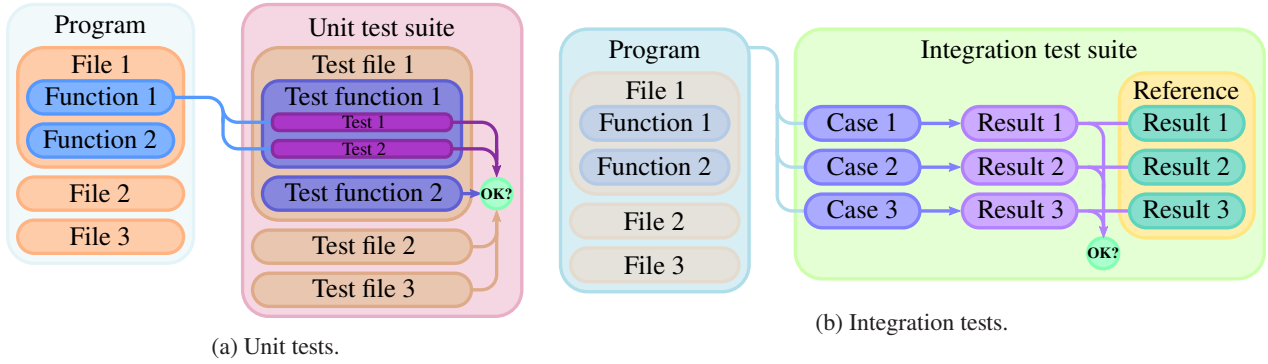


Figure 1: Description of tests.

merge requests, MR). GitLab⁷⁾ is one of the most known of them.

Execution of tests can be performed manually, but as testing can be fully integrated in collaborative development tools, it is more commonly performed automatically. This approach is named *continuous integration* (ci). GitLab provides the GitLab ci module to this aim. Alternatives, such as Jenkins, also exist.

In this paper, we chose to develop our own testing program from scratch for regression tests. The reasons are we want an *end-to-end* approach: to manipulate FASTAR from a user point of view. We also want to focus the test on numerical data comparison, such as simulation result files. We will use the existing GitLab repository of the laboratory and will use GitLab ci for automated execution of tests.

Let us first describe the developed testing program.

3 Description of the testing suite

We decided to write the testing program, named FASTEST, in Python 3, as this language is fast to develop and to deploy. This testing program is aimed to run the solver on independent test cases and to compare the simulation outcome with reference data, known to be valid. In order to analyze numerical data generated by FASTAR, either binary solution files or text log files, we will use the Pandas library¹³⁾, in addition to Numpy¹⁴⁾. We will execute the solver and the different pre/post-processing tools through processes using the Python standard Subprocess module.

Let us start by describing the expected structure of a test case directory. We use the one directory per case approach, as it allows to isolate cases and to run them individually. We wanted to not alter the usual FASTAR case structure and to avoid adding FASTEST-only configuration file, in order to ease the creation of new cases by developers. As listed in fig. 2, a case directory contains a few files. The file PARAMDAT is the FASTAR configuration file, using an internal text format. This file is mandatory to consider the parent directory as a test case. The GRID.tar* file is a tarball containing the grid file for the simulation, which has a format supported by the solver. The tarball is usually compressed to save disk space. The REFERENCE.tar.* file is a tarball containing a directory of reference files to compare. The file is also

compressed to gain disk space. Cases without grid file or reference file are ignored with a warning message. As the test data already existed before this work, we had to adapt them to the chosen structure.

```
case/
├── GRID.tar.* ..... Archive of grid file
├── PARAMDAT ..... Parameter file
└── REFERENCE.tar.* .. Archive of files to compare
```

Figure 2: Test case directory structure.

When cases have been identified by the program, they are loaded and prepared for execution. Especially, a working directory is created in each case folder, where the simulation will run in order to not pollute the case folder. The flowchart of this loading process is illustrated in fig. 3a for each case: the configuration file is first parsed, then the working directory is created, or re-created if it existed already. Required simulation files are copied to the destination. Especially, tarballs are decompressed to the working directory.

The different steps of the simulation process, namely pre-processing, computation, and post-processing, are managed by different executable files of the solver. In the testing program, they are executed through processes, inside functions that verify input arguments, check return value, and analyze standard output and standard error streams to detect error messages. This function encapsulation "Pythonifies" those external calls, i.e. it makes them behave like normal Python functions. Sequential and MPI execution of those binary files are hence handled in a safe way. Execution flowchart of the simulation process is presented in fig. 3b for each case: for each step, a FASTAR binary is called and its outcome is analyzed, any failure will prevent to move to the next step and will display an error message.

Data to compare during test execution are simulation files content and numerical values of logs files (such as residuals or intermediate values). We can compare them using a relative comparison:

$$\Delta_{\text{rel}} = \left| \frac{v_s - v_r}{v_r} \right| < \epsilon_{\text{rel}} \quad (1)$$

or an absolute comparison:

$$\Delta_{\text{abs}} = |v_s - v_r| < \epsilon_{\text{abs}} \quad (2)$$

with v_s the simulation value, v_r the reference value, ϵ_{rel} the relative tolerance and ϵ_{abs} the absolute tolerance, which has the same unit as v_r . Relative comparison has the advantage to be dimensionless, but is difficult to use for small values, whilst absolute comparison can be used for any order of magnitude, but depends on the unit. By instance, for $v_s = 10^{-6}$ and $v_r = 10^{-7}$, we have $\epsilon_{\text{rel}} = 9$ and $\epsilon_{\text{abs}} = 9 \cdot 10^{-7}$. The two comparison values differ considerably, but in our context, it is acceptable to consider v_s and v_r close: a difference of $9 \cdot 10^{-7}$ is small enough for any unit used in aerodynamics (m s^{-1} , Pa, etc.). Consequently, we chose to use an absolute comparison, with a tolerance $\epsilon = \epsilon_{\text{abs}} = 10^{-6}u$ with u the corresponding unit.

Interestingly, Pandas offers the comparison function `pandas.testing.assert_frame_equal` which uses since version 1.1.0 the two comparison approaches: absolute for small values, relative otherwise. We could not use this function during the initial development, as this version of Pandas could not be installed on some target platforms.

In case of discrepancies, a summary of over-tolerance data values, location, and ratio is printed on screen. The check flowchart is displayed in fig. 3c for each reference file of each test case: the reference file is first opened, then the result file. If this file does not exist, an error message is displayed and the test is aborted. Otherwise, data of both files are compared.

The steps of complete test execution are represented as a flowchart in fig. 3d. The process is straightforward: at first, the program is initialized (notably to detect the available MPI implementation), then test cases are detected from the path passed in arguments. Cases will be loaded and prepared. They will be run one by one, or concurrently (one case per CPU thread) if specified in the arguments and if possible. Finally, cases results will be compared with reference values. The outcome of each step for every case is printed on screen. If there was no failure in any step, the execution is successful.

To ensure the testing program behaves correctly, unit tests were written using the standard Unittest module, they are executed against Python versions 3.6 to 3.9 and cover 99% of the code. We may have to run the program in environments that forbid outgoing Internet requests, which would prevent to download dependencies for installation. In order to handle this case, we can get dependencies on another machine and deploy the program using a Python Executable (PEX) file¹⁵⁾.

Now the testing program has been introduced, we will focus on the test case data.

4 Storage of test cases

Regression test cases are listed in appendix A. As we discussed previously, test cases contain each a grid file and a reference file, that can be voluminous. Even compressed, these files can weight several hundred of megabytes: the en-

tire FASTAR test cases directory represents 1.33 GB of data. Storing these data directly in the solver Git repository would be unpractical. Not only it would slow down the pull/clone process, but also not all developers are interested in getting the test cases. Consequently, we decided to store them in a separate repository.

The different cases for FASTAR are organized in subcases, often sharing the same grid file. In order to avoid redundancy, we use the advantage of symbolic links, supported by Git, but only usable on *NIX systems.

In order to facilitate access to this repository, we connected it to the solver's as a Git submodule¹⁶⁾. A submodule is a folder in a repository pointing to another repository that can be cloned and kept synchronized if requested. This ensures that only developers who want to have access to test data (and also the ones who are allowed to) will download the files. Otherwise, the local submodule directory will remain empty.

Git was designed to handle text data, especially it uses the advantage to only keep differences when updating a file. This is not possible when manipulating binary files, that are completely re-defined when updated. This creates a problem if they are frequently modified: they accumulate in the Git history, which is critical for heavy files, as the amount of data to clone/pull can increase quickly. We consequently chose to use Git Large File Storage (LFS), which is a Git extension that will store heavy files differently¹⁶⁾. Only a pointer of the file is kept in the Git history, whilst a different repository will transparently store the binary files versions. When cloning/pulling data out of the repository, only the latest version of the files handled by Git LFS will be downloaded, saving bandwidth and time. For the FASTAR project, we decided to manage all tarballs with this mechanism.

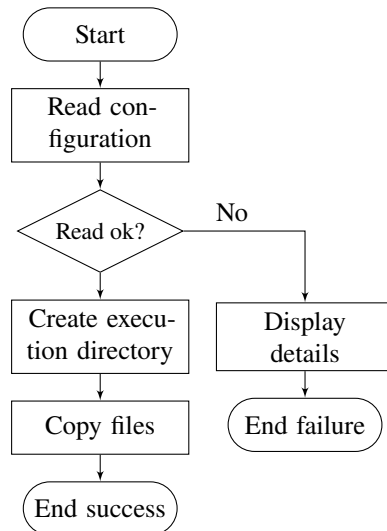
Test case data being stored, we can now use the testing program on them, either manually, which consists in calling it, or automatically, which will be discussed in the next section.

5 Automation of tests

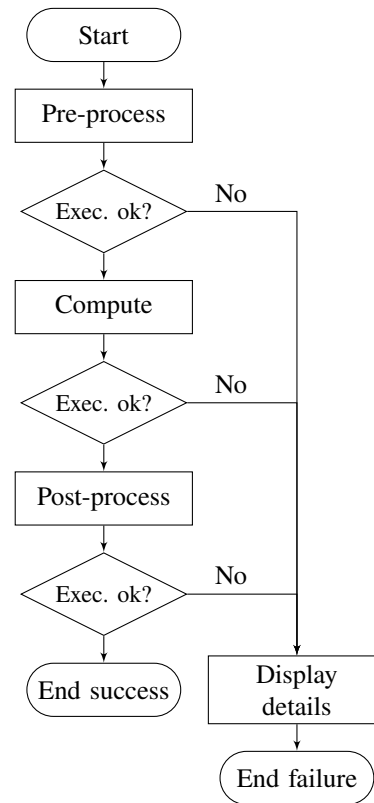
Integrating tests automatically in the development process makes sure the solver is completely tested. This is especially useful to detect side effect bugs, when the developers are focused on the feature to implement. In order to automatize test execution, we use GitLab ci, which is a GitLab module, installed on a dedicated server on Centos 7 with a Docker image. This extension allows to run commands in single-use Docker container, i.e. in a clean, isolated environment. The server is monitored using Grafana¹⁷⁾.

The testing process necessitates two steps, also called jobs: building the solver, then running the test suite. We compile FASTAR with the NVIDIA HPC SDK compiler¹⁸⁾, using its official Docker image. Running tests is done in a different container, but based on the same image, in about half an hour. The testing program is run using Python 3.8.

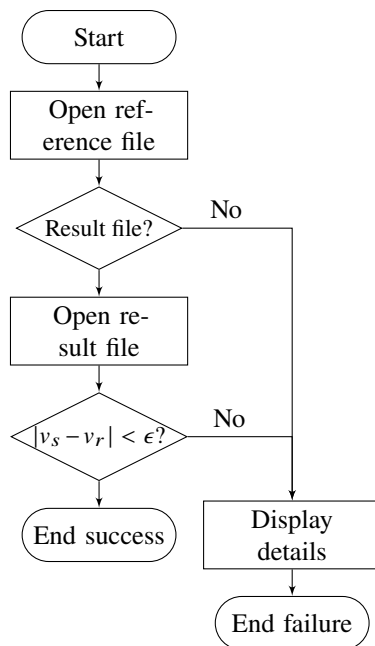
We decided to run tests when a commit is pushed to the master branch, or to a branch that has a merge request targeting the master branch, as illustrated in fig. 4 with branches



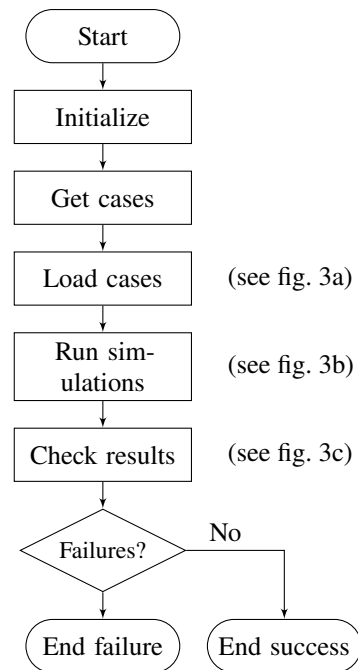
(a) Load (for each case).



(b) Run (for each case).



(c) Check (for each reference file of each case).



(d) Complete test.

Figure 3: Execution flowcharts.

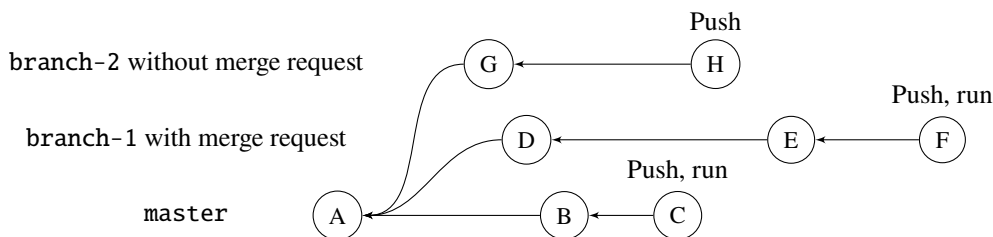


Figure 4: Example of test run selection. Each circled letter represents a commit, each row a different branch. Branches master and branch-1 will be tested when pushed, whereas branch branch-2 will not.

master and branch-1. Consequently, a branch without a merge request to the master branch, like branch-2 in the figure, will not be tested. Developers can then have an automated feedback when pushing code to GitLab.

In order to guarantee that merge requests are valid, we configured GitLab to require a successful test execution before merging.

6 Conclusion

We developed an automated test suite for the CFD solver FASTAR. We chose to run integration tests, using an existing base of test cases. We implemented our own testing program in Python 3, using third party libraries to manipulate numerical data. We defined a test case directory structure to store simulation files and reference files. The testing program loads cases, run them with FASTAR, then compare results with reference data using an absolute tolerance. It has unit tests. FASTAR test cases data are stored in a separate repository, connected as a Git submodule, that has a size of 1.33 GB. Heavy files are managed using Git LFS. We have installed a testing server running GitLab CI. During test, the solver is built with the NVIDIA HPC SDK compiler, then tested with our testing program. Total test execution is about 35 min. We defined a test execution policy, where tests are run when pushing a commit to the master branch, or to a branch having a pull request to the master branch. Merge requests to the master branch require a valid test execution.

Using such an automated test suite improves code quality and reliability. It benefits to all developers of the project, who do not have to run tests themselves, a strategy that can be named *setup and forget*. The test suite development cost, however, should be taken into consideration. It could be lowered with more generic test frameworks, that could also be used for end-to-end integration tests.

Acknowledgments

Author Zehner Paul would like to thank Ohkawa Hirofumi for his help installing the testing server.

References

- (1) Park, Mike. “Session 7: Code Development”. FUN3D v12.4 Training. 2014-03-24. URL: https://fun3d.larc.nasa.gov/session7_2014.pdf (visited on 2021-05-12).

- (2) Stroustrup, Bjarne. *A tour of C++*. 2nd edition. Boston, Massachusetts, United States of America: Addison-Wesley, 2018. ISBN: 978-0-13-499783-4.
- (3) Pezze, Mauro and Young, Michal. *Software Testing and Analysis: Process, Principles and Techniques*. Wiley, 2008. 516 pp. ISBN: 978-0-471-45593-6.
- (4) Astesiano, E., ed. *Fundamental approaches to software engineering*. Lecture notes in computer science 1382. Berlin, New York, United States of America: Springer, 1998. 329 pp. ISBN: 978-3-540-64303-6.
- (5) Fraser, Gordon and Arcuri, Andrea. “EvoSuite: automatic test suite generation for object-oriented software”. In: *Proceedings of the 19th ACM SIGSOFT symposium and the 13th European conference on Foundations of software engineering - SIGSOFT/FSE '11*. the 19th ACM SIGSOFT symposium and the 13th European conference. Szeged, Hungary: ACM Press, 2011, p. 416. ISBN: 978-1-4503-0443-6. doi: 10.1145/2025113.2025179.
- (6) Duvall, Paul M., Matyas, Steve, and Glover, Andrew. *Continuous Integration: Improving Software Quality and Reducing Risk*. Pearson Education, 2007-06-29. 313 pp. ISBN: 978-0-321-63014-8.
- (7) Hethey, Jonathan M. *GitLab Repository Management*. Packt Publishing Ltd, 2013-11-21. 158 pp. ISBN: 978-1-78328-180-0.
- (8) Fedoseev, G, Degtyarev, A, Iakushkina, O, and Korkhov, V. “A continuous integration system for MPD Root: Deployment and setup in GitLab”. In: *CEUR Workshop Proceedings*. Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education. Vol. 1787. ISSN: 1613-0073. Dubna, Russia, 2016-07, pp. 525–529. URL: <http://ceur-ws.org/Vol-1787/525-529-paper-91.pdf> (visited on 2021-05-18).
- (9) Hashimoto, Atsushi, Ishida, Takashi, Aoyama, Takashi, Takekawa, Kuniyuki, and Hayashi, Kenji. “Results of Three-dimensional Turbulent Flow with FaSTAR”. In: 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, United States of America: American Institute of Aeronautics and

- Astronautics, 2016-01-04. ISBN: 978-1-62410-393-3. DOI: 10.2514/6.2016-1358.
- (10) Ito, Yasushi, Murayama, Mitsuhiro, Hashimoto, Atsushi, Ishida, Takashi, Yamamoto, Kazuomi, Aoyama, Takashi, Tanaka, Kentaro, Hayashi, Kenji, Ueshima, Keiji, Nagata, Taku, Ueno, Yosuke, and Ochi, Akio. “TAS Code, FaSTAR, and Cflow Results for the Sixth Drag Prediction Workshop”. In: *Journal of Aircraft* 55.4 (2018-07). Number: 4, pp. 1433–1457. ISSN: 0021-8669, 1533-3868. DOI: 10.2514/1.C034421.
- (11) Rozental, Gennadiy and Enficiaud, Raffi. *Boost.Test*. Version 1.76.0. 2021-04-13. URL: https://www.boost.org/doc/libs/1_76_0/libs/test/doc/html/index.html (visited on 2021-05-14).
- (12) Clune, Tom. “Testing Fortran Software with pFunit”. Best Practices for HPC Software Developers (Webinar). 2019-04-10. URL: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/20190002519/downloads/20190002519.pdf> (visited on 2021-05-14).
- (13) McKinney, Wes. “Data Structures for Statistical Computing in Python”. In: *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*. Python in Science Conference. Vol. 445. Austin, Texas, United States of America, 2010, pp. 56–61. DOI: 10.25080/Majora-92bf1922-00a.
- (14) Harris, Charles R., Millman, K. Jarrod, Walt, Stéfan J. van der, Gommers, Ralf, Virtanen, Pauli, Cournapeau, David, Wieser, Eric, Taylor, Julian, Berg, Sebastian, Smith, Nathaniel J., Kern, Robert, Picus, Matti, Hoyer, Stephan, Kerkwijk, Marten H. van, Brett, Matthew, Haldane, Allan, Río, Jaime Fernández del, Wiebe, Mark, Peterson, Pearu, Gérard-Marchant, Pierre, Sheppard, Kevin, Reddy, Tyler, Weckesser, Warren, Abbasi, Hameer, Gohlke, Christoph, and Oliphant, Travis E. “Array programming with NumPy”. In: *Nature* 585.7825 (2020-09-17), pp. 357–362. ISSN: 0028-0836, 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-020-2649-2.
- (15) Pantsbuild. *pex*. Version 2.1.42. 2021-05-01. URL: <https://pex.readthedocs.io/en/v2.1.42/> (visited on 2021-05-17).
- (16) Abildskov, Johan. “Additional Git Features”. In: *Practical Git*. Berkeley, California, United States of America: Apress, 2020, pp. 139–161. ISBN: 978-1-4842-6269-6, 978-1-4842-6270-2. DOI: 10.1007/978-1-4842-6270-2_8.
- (17) Betke, Eugen and Kunkel, Julian. “Real-Time I/O-Monitoring of HPC Applications with SIOX, Elasticsearch, Grafana and FUSE”. In: *High Performance Computing*. Ed. by Julian M. Kunkel, Rio Yokota, Michela Taufer, and John Shalf. Vol. 10524. Series Title: Lecture Notes in Computer Science. Cham, Switzerland: Springer International Publishing, 2017, pp. 174–186. ISBN: 978-3-319-67629-6, 978-3-319-67630-2. DOI: 10.1007/978-3-319-67630-2_15.
- (18) NVIDIA. *NVIDIA HPC SDK*. Version 21.3. 2021-04-08. URL: <https://docs.nvidia.com/hpc-sdk/archive/21.3/index.html> (visited on 2021-05-18).

A List of test cases

This is the list of all regression test cases used for FastAR:

- NACA 0012
 - Default
 - Move
 - Oscillation
 - Transition
 - $\gamma-Re_t$
 - Turbulence
 - EARSM
 - Ko2005a
 - LES
 - Smagorinsky
 - WALE
 - None
 - DNS
 - Euler
 - SA
 - Noft2
 - Noft2 R DDES
 - Noft2 R DES
 - Noft2 R IDDES
 - Noft2 R QCR 2000
 - SST
 - 2003
 - 2003 SUST
 - 2003 SUST DDES
 - 2003 SUST DES
 - 2003 SUST DTSB
 - 2003 SUST IDDES
 - Default
 - SUST
 - V
 - VSUST
 - Wall treatment
 - Wall treatment
- Shock tube
 - Default
 - Flux
 - AUSM \pm up

- AUSM \pm up 2
- HLLE
- Hyper AUSM \pm up
- Hyper SLAU
- Roe
- SLAU
- SLAU 2
- Limiter
 - BJ
 - Hishida-van Albada
 - Minmod
 - Venkatakrishnan
- Precision
 - 1st
- Slope
- GG
- LSQ
- WGG
- WLSQ
- Time integration
 - GMRES
 - Runge-Kutta
- U-MUSCL
 - 0.5
- Uniform flow
 - 0 deg
 - α - β 45 deg
 - Body-axis 45 deg
 - Low quality 45 deg

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-21-008

JAXA Special Publication

第53回流体力学講演会／第39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 53rd Fluid Dynamics Conference /the 39th Aerospace Numerical
Simulation Symposium

発	行	国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA)
		〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
		URL: http://www.jaxa.jp/

発	行	日	2022年2月14日
電	子	出	版
制	作		松枝印刷株式会社

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等加工することを禁じます。

Unauthorized copying, replication and storage digital media of the contents of this publication, text and images are strictly prohibited. All Rights Reserved.

