

宇宙航空研究開発機構特別資料

JAXA Special Publication

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2006論文集

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム運営委員会

2006年12月

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

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

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2006
論文集

Proceedings of Aerospace Numerical Simulation Symposium 2006

開催日：平成18年6月23日(金)
開催場所：如水会館（東京都千代田区一ツ橋2-1-1）

23 June , 2006
JOSUIKAIKAN

2006年12月
December 2006

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

まえがき

平成 18 年 6 月 23 日、航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2006 を開催いたしました。本シンポジウムは前身の「航空機計算空気力学シンポジウム」から数えて 24 回目となり、この間、大型計算機及び高精度流れ解析技術の飛躍的進歩に伴い、CFD 技術は航空機、宇宙機、エンジン等の空力予測のみならず、構造や熱との連成解析、CFD 応用の設計技術としての逆問題・最適化技術等にも発展し、さらなる高度化に向けた研究開発が各方面で進められて参りました。また、2003 年 10 月の宇宙航空研究開発機構(JAXA)の発足以来、CFD などのシミュレーション技術が、風洞試験や飛行試験とあいまって産業界を含む JAXA 内外のシステム開発・運用の基本技術として活用されることが強く期待されるようになって来ています。

本年度のシンポジウム開催に関して、昨年秋より One-JAXA 運動の一環として、総研の大型計算機システムが情報・計算工学センターに移管されたこと、またシンポジウム発表において新鮮味にかけるとの批判等を考慮し、口頭発表はすべて招待公演とし、今後の計算科学のあり方についてパネルディスカッションを行うことと致しました。例年行われている一般公演はすべてポスターセッションにて発表していただきました。

シンポジウムのテーマは「計算科学の現状整理と今後の開発への展開」とし、午前のご講演は、現在の航空宇宙数値シミュレーション技術に関係した課題について、JAXA 宇宙科学研究本部藤井孝藏教授から「宇宙開発における数値シミュレーション利用と JAXA 情報・計算工学(JEDI)センター」、東北大中橋和博教授から「航空機開発のための CFD の現状と課題」、東北大大林茂教授から「革新的計算科学技術への展望」と題するご講演をしていただきました。いずれも最先端のご研究できわめて内容の濃いご講演でした。午後は海外研究者による招待講演として、アーヘン工科大学 Egon Krause 教授による「Vortical Flows in Technical Applications」と題するご講演をいただき、流れにおける渦の数値計算および複雑な非定常流れ解析等応用例について最新の研究成果が紹介されました。本年度の特色の一つとして、わが国の数値計算機研究、および数値シミュレーション研究に多大な功績を残された、小柳義夫先生、桑原邦夫先生にご講演いただきました。両先生のこれまでのご功績に敬意を表するとともに、今後の研究開発への取り組みについて深く考えさせられるご講演でした。

シンポジウム最後の特別企画では、「計算科学の現状と展望」についてパネルディスカッションを行いました。コーディネーターは久保田弘敏東大名誉教授にお願いし、若手からの多くの意見が提示され活発な議論がなされたと思います。一般講演はすべてポスターセッションとして、宇宙、燃焼・宇宙推進、高揚力装置、連成解析、音、格子、大規模計算等 22 件のご発表をいただきました。昼休みを挟んだ時間に行いましたが、多くの参加者を迎えることができ、有意義な意見交換がなされたと思います。

今回ははじめて都心、大手町如水会館、にて行ったためか 230 名を越える多くの方の参加を得て活発な議論ができ極めて実り多い会議となりました。主催者としてご参加いただいた皆様に心より御礼申し上げます。

本論文集は上記シンポジウムの講演内容をまとめたものですが、これを通してシンポジウムの成果をできるだけ広く活用していただければ大変幸いです。内外からご参加いただき、論文をご提出いただいた著者の方々に心より感謝申し上げますとともに、私ども JAXA 総研関係者として、今後も皆様と共に航空宇宙分野のシミュレーション技術の先導役として、技術のさらなる発展に結びつけていきたいと考えておりますので、今後とも関係各方面の方々のご協力をよろしく願いいたします。なお今後は航空宇宙学会と合同の開催を計画していますので、ご期待いただきたくお願いいたします。

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2006
運営委員会委員長 小川哲

航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2006 運営委員会委員

小川哲(委員長)、青山剛史(研究幹事)、野崎理、中村孝、吉田正廣、高木亮治、松尾裕一、相曽秀昭
山根 敬、山本一臣、佐藤 茂、小寺正敏、少路宏和、黒滝卓司、清水太郎、牧野好和、新城淳史

— 目 次 —

1. Vortical Flows in Technical Applications 1
Egon Krause 教授 (ア-ヘン工科大学 独)
2. 宇宙開発における数値シミュレーション利用と
JAXA 情報・計算工学 (JEDI) センター 7
藤井孝藏 (JAXA)
3. Current Status and Challenge of CFD for Aircraft Developments 12
Kazuhiro Nakahashi (Tohoku University)
4. 革新的計算科学技術への展望 16
大林 茂 (東北大学)
5. スーパーコンピュータの歩み 20
小柳義夫 (工学院大学)
6. Simulation of a Flow around a Bluff Body Using Cartesian Coordinates 25
○Kunio Kuwahara (iCFD)、Satoko Komurasaki (Nihon university)
Angel Bethancourt (iCFD)
7. パネルディスカッション「計算科学の現状と課題」の報告と講評 29
久保田弘敏 (東海大学総合科学技術研究所)
8. CFDによる複合サイクルエンジンのエジェクタ・モード流れの空力解析 38
○長谷川進、谷香一郎 (JAXA)
9. 高次精度重み付きコンパクト差分法 (WCNS) の解像度評価 44
○野々村拓 (東京大・院) 飯塚宣行、藤井孝藏 (JAXA)
10. 様々な迎角・マッハ数におけるデルタ翼周りの流れ場特性コード方向の流れ場変化 50
○今井源太 (東京大・院)、藤井孝藏 (JAXA)
11. PIV 風洞実験結果による CFD の圧力推定 56
○麻生智大 (東北大・院)、松島紀佐、中橋和博(東北大)
12. スラット騒音の発生機構と伝播に関する数値解析 60
○廣瀬健一、橋本敦 (名古屋大・院)、メンシヨフ イゴール、中村佳朗 (名古屋大・工)
13. 遷音速デルタ翼の大変形シミュレーションにおける構造モデルの影響 65
○寺島洋史、小野謙二 (理研)
14. Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT) の帯電解析エンジンの
概要 71
○八田真児、細田聡史、村中崇信、金正浩、趙孟佑 (九工大)
上田裕子、古賀清一、五家建夫(JAXA)

15. MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool)の3次元衛星モデリング 開発	77
○金正浩、八田真児、村中崇信、細田聡史、趙孟佑 (九工大) 上田裕子、古賀清一、五家建夫 (JAXA)	
16. Euler/LEE ハイブリッド法による超音速ジェットの音響解析	83
○北村圭一、橋本敦 (名古屋大・院) 村上桂一、青山 剛史 (JAXA)、中村佳朗 (名古屋大)	
17. プラズマアクチュエータを用いた翼周り流れの制御	89
○椿野大輔 (東京大・院)、田中義輝 (トヨタ自動車)、藤井孝蔵(JAXA)	
18. 超音速後流からの音波発生機構について	95
○滝口貴、前川博、渡辺大輔 (広島大・院)、松尾裕一 (JAXA)	
19. 複葉超音速翼空力設計の現状と課題	101
○米澤誠仁、 山下博、大林茂(東北大・流体研) 楠瀬一洋(防衛庁技術研究本部)	
20. ロケット排煙溝に関する音響解析	107
○村上桂一 (JAXA) 橋本敦、北村圭一 (名古屋大・院) 青山剛史 (JAXA) 中村佳朗 (名古屋大工)	
21. 音響によるロケットペイロードの構造振動に関する研究	113
○高橋孝、村上桂一、青山剛史、相曾秀昭 (JAXA)	
22. LES による2次元翼周りの高精度シミュレーションについて	119
○黒滝卓司、住隆博(JAXA)、桧山淳(三向ソフト)	
23. ロケットエンジン燃焼関連シミュレーション	125
○松山新吾、新城淳史、溝渕泰寛、小川哲 (JAXA)	
24. Comparison of Interpolation Methods for Numerical Analysis on Helicopter Noise ..	131
○Choongmo Yang, Paulus Lahur and Takashi Aoyama(JAXA)	
25. 平行平板間乱流熱伝達の DNS によるスカラー散逸場の構造解析	137
阿部浩幸(JAXA)	
26. 再使用型垂直離着陸ロケットの着陸前逆噴射の数値解析	139
○鈴木俊之、野中聡、稲谷芳文(JAXA)	
27. 流体計算における数値的不都合	145
相曾秀昭(JAXA)	
28. BAMR 法による LES 解析の高精度化の試み	151
○松尾裕一(JAXA)、中森一郎(アドバンスソフト)	
29. 航空機の運航に影響を与える気象の高解像度数値予報	157
○中山寛、本田有機 (気象庁)	

Vortical Flows in Technical Applications¹

by
Egon Krause
Aerodynamisches Institut, RWTH Aachen

ABSTRACT

Two examples of flows dominated by vortical structures are discussed: In the first interaction and decay of vortex structures in in-cylinder flows of automotive engines are described. Numerical studies revealed clearly identifiable vortex rings, generated during the intake stroke. The influence of compressibility on the vortex formation was studied by using Mach-Zehnder interferometry in a specially designed test stand of a towed one-cylinder engine, and with numerical solutions of the Navier-Stokes equations. In an industrial application a stable vortex ring could be generated by direct high-pressure liquid fuel injection, issuing a conical flow of evaporating droplets and stratifying the evaporated fuel to an ignitable air-fuel mixture. This concept led to a substantial reduction of fuel consumption. In the second example the state of the art of investigations aimed at finding means to destabilize tip vortices of aircraft wakes is briefly reviewed. Enforcing a more rapid decay compared to the natural one and reducing the downwash of large aircraft during take-off and landing are presently pursued in several studies. Discussed are the influence of the spanwise position of the engines, of winglets, of preset and oscillating ailerons on the vorticity distribution in the tip vortices and on their destabilization. The results are preliminary in nature. Further investigations in more detail are needed to substantiate previous findings.

Introduction

The author first met Professor Kunio Kuwahara in Aachen 1982, at the 8th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, organized by the staff of the Aerodynamisches Institut of the RWTH Aachen. The title of the paper K. Kuwahara and K. Horiuti presented was "Study of Incompressible Turbulent Channel Flow by Large-Eddy Simulation". The main concern of the authors at that time was to improve the solution technique for solving the Navier-Stokes equations and increase the accuracy of the prediction without increasing the computational effort. In the eighties, this goal was one of the essentials, since storage capacities were rather limited compared to presently available systems.

To keep the solution technique simple and yet not lose the major aspects of the flows to be analyzed was one of the criteria that led Prof. Kuwahara in computing complex flows in the years to come. This was also the reason why a long-term cooperation was initiated and maintained over many years between Prof. Kuwahara's group and members of the Aerodynamisches Institut in Aachen.

The joint studies that followed were mainly focussed on studies of flows dominated by vortical structures, as wake flows of blunt bodies and in-cylinder flows of automotive engines. In many cases the numerical simulations were supplemented by experimental investigations carried out at the Aerodynamisches Institut for boundary conditions compatible with those of the computations to enable comparison of results and validation of the numerical approach. Soon after the conference in Aachen joint publications appeared. In these Prof. Kuwahara and the author were co-authored by members of both groups, so in 1985 by B. Binninger, H. Henke, W. Limberg, and H. Weiss; in 1988 by B. Binninger, M. Jeschke, and W. Limberg; in 1989 by K. Ishii, K. Naitoh, S. Shirayama, Y. Takagi, and T. Tamura; in 1990 by K. Ishii, M. Jeschke, J. Klöcker, W. Limberg, K. Naitoh, and Y. Takagi; in 1992 by M. Jeschke, J. Klöcker, and K. Naitoh; in 1993 by H. Fechner, M. Jeschke, J. Klöcker, W. Limberg, and S. Rotteveel; in 1996 by A. Abdelfattah, H. Fechner, W. Limberg, M. Meinke, R. Ortman, S. Rotteveel, and A. Wunderlich; in 1998 by M. Meinke, and in 2003 by K. Naitoh.

Some of the investigations found recognition in Japan and Germany: In 1992 B. Barthmann, R. Neikes, W. Limberg, and the author were honored with an award of the Visualization Society of Japan, Tokyo, for experimental flow visualization studies of "Vortex Formation in a T-junction", as described in Ref. [1]. One year later, in 1993 K. Naitoh, K. Kuwahara, M. Jeschke, and the

author were awarded a medal of the Japan Society of Mechanical Engineering for their publication entitled "Numerical Simulation of the Small Vortices in the Intake and Compression Process of an Engine" [2]. In the same year the Alexander von Humboldt-Foundation and Max-Planck-Society in Bonn, Germany, elected K. Kuwahara, R. Peyret and the author for the Max-Planck-Research Award for outstanding international research performances.

Since many of the flows jointly investigated were strongly dominated by large vortex structures, this topic was chosen for this article, and two examples of flow studies are described in the following. After the introduction joint numerical and experimental investigations of in-cylinder flows of automotive engines are briefly reviewed in the first section. These studies demonstrated, that vortex rings are generated, move and interact with each other during the suction stroke. In the course of time a concept emerged, which led to "design" a vortex ring, with the aim of which the fuel-air mixing process can be enhanced and fuel consumption can substantially be reduced, even in realistic production engines. In the second section results of investigations of aircraft wake flows are described. These studies are presently being carried out in search for technical means for enhancing short or even long-wavelength (Crow) instabilities of the tip vortices of aircraft, to enforce a more rapid than their natural decay, and to reduce the downwash, particularly of large aircraft during take-off and landing. In the wake, the velocity defect of the wing, the tip-, fuselage-, and flap-edge vortices, and the engine jets interact in a complex manner in the roll-up process, which can be affected by the spanwise position of the engines, winglets, and by vortex generators, as, for example, preset or oscillating ailerons. Some of the results obtained so far are described in the following. They are still preliminary in nature and have to be substantiated by further studies. The answer to the question, as to whether or not effective alleviation of the strength of the tip-vortices is eventually possible, needs further investigation in more detail.

2. Vortical Flows in Cylinders of Automotive Engines

A profound understanding of the unsteady three-dimensional, compressible flow generated in piston engines during the intake and compression stroke is crucial for future development and improvement of piston engines with high performance and low emission rates. The main reason for this require-

¹ To Kunio Kuwahara on his retirement.

ment is that the flow at the end of the compression stroke determines the flame propagation speed in homogeneous charge spark-ignition engines and the fuel-air mixing and burning rates in Diesel engines. The flow has a major impact on the emission values and on the breathing capacity of the engine and therefore also on the maximum available power.

During the suction stroke the flow in the cylinder is strongly influenced by the formation of vortex rings and their mutual interaction. The rings can, for example, be generated by flow separation at the valve seat and head, and the strength of the vortices generated depends on seat angle, the rounding of the seat corners, the seat width, and the swirl of the flow in the intake ports. Of outmost importance is that the characteristic flow times are of the order of a few milli-seconds. Rapid transient changes occur in the flow.

At the Aerodynamisches Institut first results of studies of flows in cylinders of piston engines were obtained by H. Henke in 1986 in his dissertation [3]. He numerically integrated the Euler equations for axially symmetric compressible non-reactive air flow for a compression ratio $\varepsilon = 3.5$, and $\text{rpm} = 3000 \text{ min}^{-1}$. Lagrangian particles paths and lines of constant vorticity determined from the computed velocity distributions clearly revealed the formation of two vortex rings during the suction stroke. Since the resolution of the computation was relatively crude, experimental verification of the numerical results was urgently asked for. This problem was taken up in the dissertation of H. Weiss in 1988, who constructed a test stand with a transparent cylinder into which water could be sucked by the motion of a cylinder [4]. Fluorescent dye was injected in the open valve slot, and the light-sheet technique was employed to visualize the flow entering the cylinder. The experiment confirmed the numerical results in principle, as the flow was incompressible, but the existence of the two vortex rings, previously observed in the numerical simulation of [3], could clearly be confirmed.

In order to explore the influence of the compressibility on the formation of the vortex rings during the suction and their behavior during the compression stroke, another test stand was constructed: Cylinder and piston were designed with a rectangular cross-section to enable measurements of density contours with the Mach-Zehnder interferometry combined with high-speed photography. The motion of the piston was facilitated by towing it with an electric motor. The details of the measurements were described by B. Binninger in [5] and M. Jeschke in [6] in their dissertations. The following Fig. 1 summarizes the results.

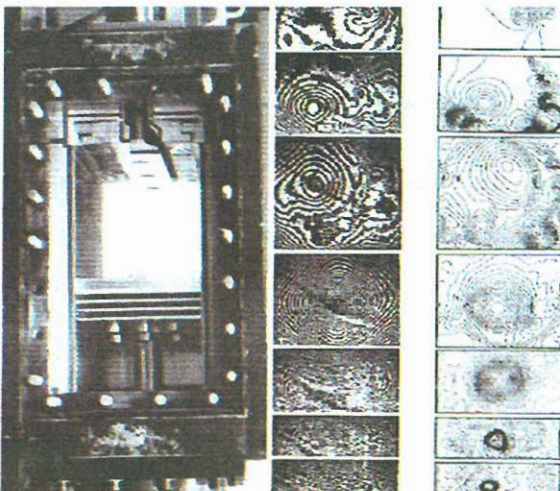


Fig. 1: Mach-Zehnder interferograms (middle), obtained in a towed engine with rectangular cross-section (left) for detecting the influence of compressibility on vortex formation during suction and compression stroke, in the dissertations of B. Binninger [5], M. Jeschke [6], and computations (right) by K. Naitoh [7].

The numerical investigations accompanying the experimental studies were carried out by K. Naitoh [7] and J. Klöcker [8] in 1992. Both authors solved the Navier-Stokes equations for time-dependent, compressible three-dimensional, laminar flow, without introducing any closure assumption for the description of the Reynolds stresses and turbulent heat transfer, expected to occur during the compression stroke. These investigations proved, that the vortex structures seen in the experimental visualizations were also recovered with good accuracy in the computations. The large vortex structure generated during the intake stroke was found to resist most of the compression stroke, and only very close to the upper dead center did it decay into small vortices, resembling those observed in turbulent flow.

When more computational power became available with the advent of supercomputers in the late eighties, realistic four-valves cylinder configurations could be considered. In passing it is mentioned that Professor Kuwahara gave a series of lectures in various institutions and universities in Germany during this time and demonstrated very successfully that supercomputers and numerical solutions were to become an indispensable tool in future analyses of complex flows.

An accurate description of the flow required the resolution of all important details of the intake and cylinder head geometry. In the numerical solution developed in Aachen a boundary-fitted block-structured moving grid system was implemented in the algorithm. The grid was refined during the opening and closing of the valve and during the up- and downward motion of the piston, such that the resolution of the flow could approximately be kept constant. Fig. 2 depicts a grid arrangement with about two million grid points [9].

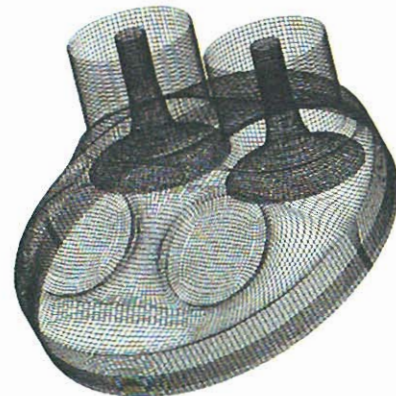


Fig. 2: Grid arrangement for flow computation in four-valves automotive engine [9].

The solution constructed by A. Abdelfattah in [9] was based on an explicit finite-volume discretization method of second-order accuracy in time and space. An example of flow computations obtained with this solution is shown in the following two Figs. 3 and 4, where the two vortex loops, generated during the intake stroke in a four-valves engine are visualized near the upper dead center (Fig. 3), and after interaction with each other, near the lower dead center (Fig. 4).

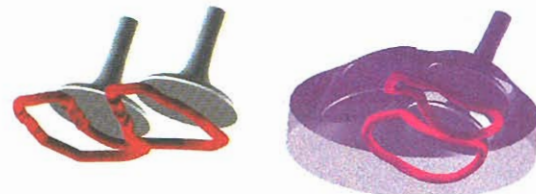


Fig. 3: Vortex loops, generated during the early intake stroke in a four-valves automotive engine near the upper dead center, computed with a solution of the Navier-Stokes equations, described in [9].



Fig. 4. Vortex loops, generated during the intake stroke in a four-valves engine near the lower dead center, after interaction with each other; computed with the solution described in [9]

The accuracy of the solution was tested by comparing the numerical data to those of experiments carried out for the same geometric configuration, with particle-laden water as working fluid, see Fig. 5. Details were documented by R. Ortmann in his dissertation [10].

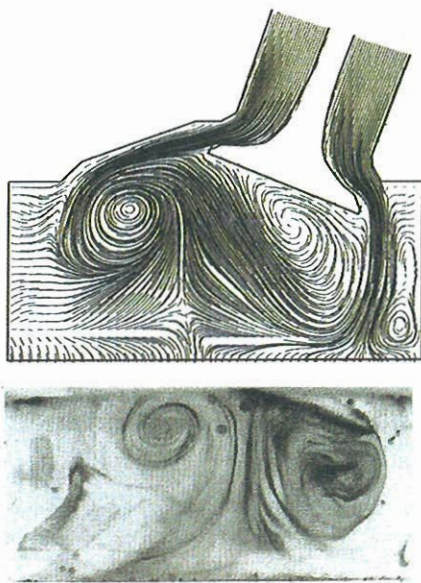


Fig. 5: Comparison of numerical results (top), obtained in [9] with an experimental visualization (bottom) of [10].

The results of these studies raised the question, whether vortex structures could be designed in such a way that they could be used to enhance the fuel-air mixing in the cylinder and reduce the fuel consumption. This goal was achieved a few years later by A. Abdelfattah et al. in an industrial application at BMW in Munich [11]. In this investigation a vortex ring was generated by directly injecting liquid fuel through a conical nozzle with high pressure. The fuel breaks up into small droplets which begin to evaporate. Downstream from the nozzle the flow of the injected fuel retains its conical shape and generates a vortex ring in a plain normal to the axis of the cone. Fig. 6 compares an experimental visualization (left), with that of an accompanying numerical simulation, described in [11].

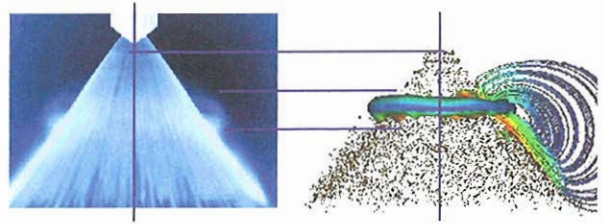


Fig. 6: Injection of liquid fuel through a conical nozzle under high pressure into the cylinder and formation of a vortex ring, after [11]. The fuel breaks up into small droplets, which begin to evaporate. The vortex ring contains an ignitable fuel-air mixture.

Ignition can be facilitated by positioning a spark plug close to the vortex ring, as shown in Fig. 7. The red colored areas show those parts in the cross-section of the vortex ring, in which the mixture is rich, the blue-shaded areas indicate the region where the mixture is lean [11].

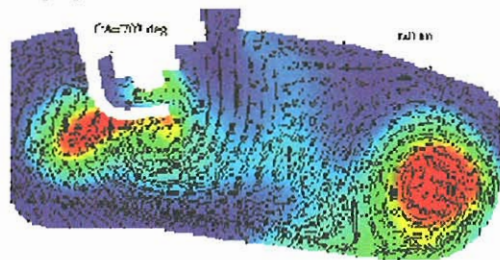


Fig. 7: Numerical simulation of vortex ring generated by direct injection of liquid fuel through a conical nozzle. Shown is a cut through the spark plug and the vortex ring close to the upper dead center [11].

In the meantime a BMW prototype engine named BMG 13ig was constructed, built, and tested. The results of various test series show that the fuel consumption can substantially be reduced with the direct fuel-injection technique proposed. In Fig. 8 of [12] the fuel consumption of the BMW 13ig prototype engine is compared with that of other automotive engines. It is seen that even the consumption of the Diesel engine (VALVETRONIC) is surpassed.

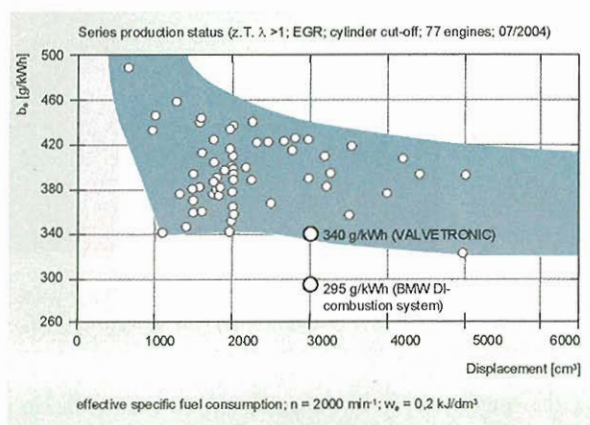


Fig. 8: Fuel consumption of automotive prototype engine BMW 13ig: Direct injection of liquid fuel and formation of a vortex ring leads to an enhanced spreading of fuel droplets and to a substantial reduction of fuel consumption [12].

These results show that vortices can be designed to serve a purpose and be incorporated in a technical system, even if the characteristic flow times are extremely short and the flow is three-dimensional in nature.

3. Vortex Structures in Aircraft Wakes

In the second part of this article some preliminary results of investigations of aircraft wake flows are reported. These studies are undertaken at the RWTH Aachen in search for technical means, by which a more rapid decay of the tip vortices can be enforced in comparison to the natural decay. In particular, the downwash generated by large aircraft during take-off and landing should be reduced, as it may endanger smaller aircraft that followed too closely.

In the near wake, the unstable shear layer downstream from the wing rolls up into the tip vortices, influenced by the fuselage and flap-edge vortices and the jet streams of the engines. The velocity defect of the wing interacts with the vortices and the engine jets in a complex manner, depicted in the following Figs. 9 and 10.

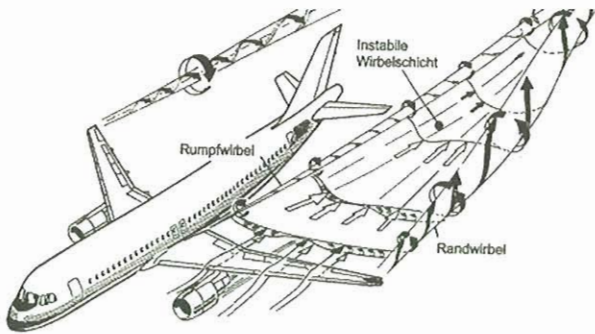


Fig. 9: Schematic of roll-up process in aircraft wake, (Courtesy of EADS).

The roll-up process is affected by the spanwise position of the engines, and by the spanwise position and size of the flaps. It can also be influenced by winglets, which belong to the most interesting changes of basic planform configurations of the last fifty years. Furthermore by vortex generators, as, for example, preset or oscillating ailerons. The photograph in Fig. 10 shows, that the near wake is completely dominated by longitudinal vortex structures.

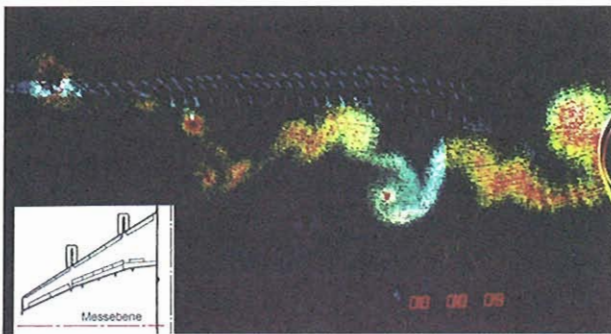


Fig. 10: In flight visualized vortex structures in the near wake of the aircraft A340 in landing configuration; the measuring plane is 1.5 m downstream from the wing tip, (Courtesy of EADS).

Research is underway to investigate possibilities of reducing the strength of the tip vortices by destabilizing them. The long-wavelength or Crow instability was investigated by Leweke et al. in [13]. Some of the experimental visualizations reported therein are depicted on Fig. 11, together with a photograph of a pair of tip vortices, destabilized in free flight (on the right). The initially straight and parallel vortices develop a waviness, which is amplified until the vortex cores touch, break up, and reconnect to form periodic vortex rings. The rings are inclined to the axes of the initial tip vortices.

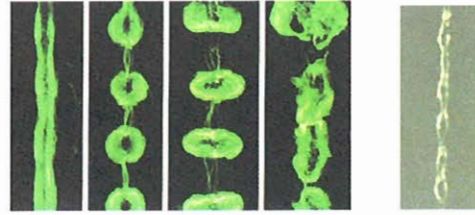


Fig. 11: Experimental long-wavelength destabilization of tip vortices (left), described in [13], compared to free-flight destabilization (right, own observation).

In addition to the long-wavelength also short-wavelength destabilization, depicted schematically in Fig. 12, of [14], is presently being investigated.

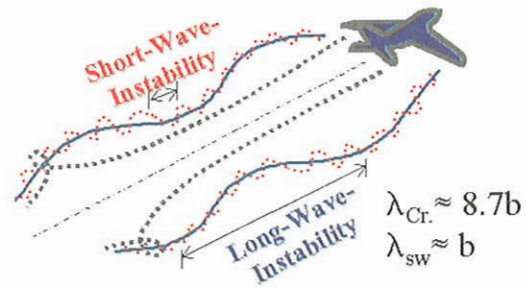


Fig. 12: Comparison of long- and short-wavelength instabilities of tip vortices; schematic sketch, taken from [14].

The short-wavelength instability as observed in free flight is shown in the photograph of Fig. 13, [14].



Fig. 13: Short-wavelength instability of tip vortices, as observed in free flight, [14].

G. Huppertz et al. investigated in [14] the possibility to enhance the short-wavelength instability by changing the spanwise position of the engine. Velocity distributions in the wake of a model of a swept flapped wing, on which a cold-blowing engine model was mounted, were measured with the particle-image velocimetry at low-speeds at a Reynolds number $Re = 2.8 \times 10^5$. The experimental arrangement is contained in Fig. 14.

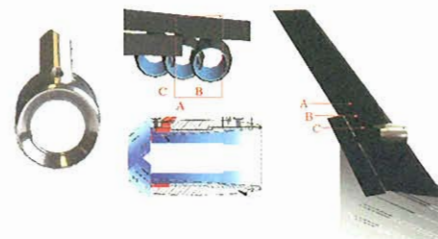


Fig. 14: Experimental arrangement for investigating the influence of engine position on destabilization of tip vortices, [14].

The measurements of [14] led to the conclusion, that an inboard change of the engine position caused a slight increase of the wan-

dering amplitudes of the tip vortex, while an outboard change increased the defect of the axial velocity in the tip vortex and the distance between the tip and the flap-edge vortex. Because of the relatively short extent of the test section of the wind tunnel in the main flow direction, the influence of the engine position on the far field of the tip vortex could not be investigated [14].

Winglets certainly have an influence on the development of the tip vortices; but the actual effectiveness is not really understood. For example, it is reported in the literature, that an increase of span can have a similar effect as winglets, as a comparison of the aerodynamic characteristics - in particular the drag coefficient - of the Boeing 777 and the A330 demonstrates. However, winglets do redistribute the spanwise vorticity component in the tip vortices in the near wake; but whether they also lead to a faster decay of the tip vortices by either short- or long-wavelength destabilization is unknown.

In order to gain some insight into this problem the flow field downstream from the tip of a rectangular wing was studied with triple hot-wire and particle image velocimetry for three winglet configurations, reported in [15]. The following Fig. 15 shows the winglet configurations, used in the experiments: The first had a winglet attached to the upper side of the model of the wing, the second had a winglet on upper and lower side with different spans, and the third with the same span.

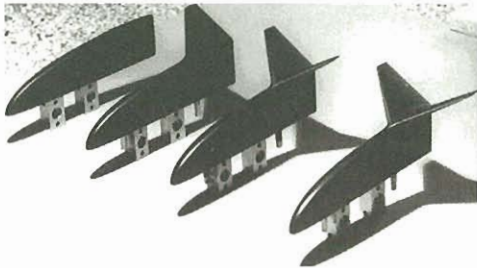


Fig. 15: Winglet configurations used in the experiments of [15]; wing tip without winglet (far left), with winglet on upper side, with winglet of different spans on upper and lower side, and with winglet with the same span on upper and lower side.

The experimental set up is sketched in Fig. 16. The half model of a rectangular wing with a Clark-Y profile was mounted on a flat plate.

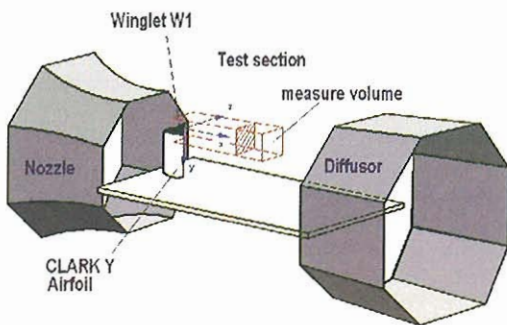


Fig. 16: Experimental set up for wind-tunnel testing of the effect of winglets on tip vortices, [15].

The velocity was measured in a rectangular volume downstream from the tip of the wing. The measurements revealed, that the changes in the velocity distribution decayed over the rather short distance in the main flow direction of about 4 chord lengths. Flow visualizations carried out in these studies showed, that the wing, when equipped with a winglet each on the upper and lower side develops three tip vortices, which interact with each other, as can be seen in Fig. 17.

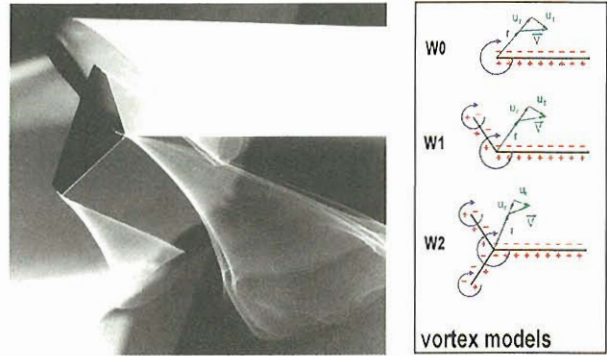


Fig. 17: Flow visualization studies (left) with wool threads, fastened to the tips, show formation of the main vortex at the wing tip and smaller vortices at tips of winglets, (white and grey triangular shaped areas), suggest vortex models for one and two winglet configurations (right), [15].

Fig. 18 summarizes results of measurements with the particle image velocimetry in a plain normal to the main flow direction. Plotted is the distribution of the vorticity component ω_x , with x being the coordinate in the main flow direction, generated by the wing (upper left), with one winglet on the upper side (upper right), two different winglets (lower left), and two the same winglets (lower right), [15], at 4 chord lengths downstream from the wing tip. Further investigations are necessary in order to explain the effects of the winglets on the vorticity distribution.

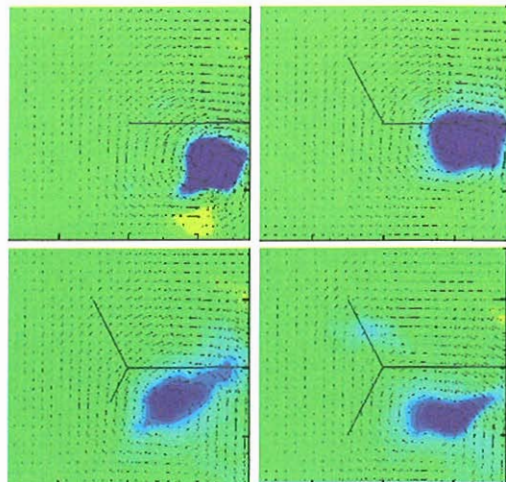


Fig. 18: Vorticity component ω_x in the main flow direction, generated by the wing (black line, upper left), with one winglet (upper right), two different winglets (lower left), and two the same winglets (lower right), [15], at 4 chord lengths downstream from the tip.

Direct destabilization of the tip vortices was attempted by R. Hörschemeyer et al. in [16], with triangular vortex generators near the wing tips, generating counter-rotating vortices, (Fig. 19).

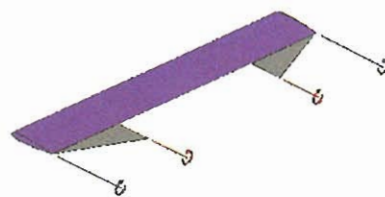


Fig. 19: Destabilization of tip vortices with counter-rotating vortices, generated by triangular vortex generators, mounted near the wing tip, after [16].

The model of the wing was towed in a water tank, followed by a second model of smaller span. By measuring the velocity distribution in the flow field the rolling-moment induced on a smaller follow-up wing model could be determined. In Fig. 20 the induced moment coefficient is plotted versus the dimensionless distance from the trailing edge. The results for the case without the vortex generator are given by the dashed line, and those with the vortex generator by the symbols. Comparison of the two curves reveals a noted reduction of the rolling-moment coefficient: The value measured in the experiment without vortex generators at $x/b = 80$ is measured in the second experiment with vortex generators at $x/b = 22$, indicating, that the induced rolling-moment of the tip vortices is substantially reduced.

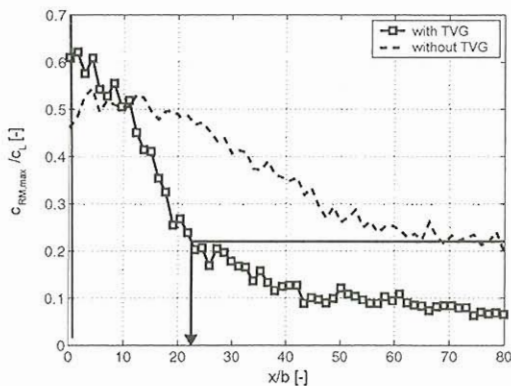


Fig. 20: Reduction of rolling-moment coefficient, induced by triangular vortex generators near the wing tips, after [16].

Hörnsemeyer et al. in [16] also investigated the problem of destabilizing the tip vortices by either preset or oscillating ailerons, mounted on the outboard trailing edge of a wing model. In Fig. 21 the two photographs confirm the destabilization of the tip vortices about 20 chord lengths downstream from the trailing edge.

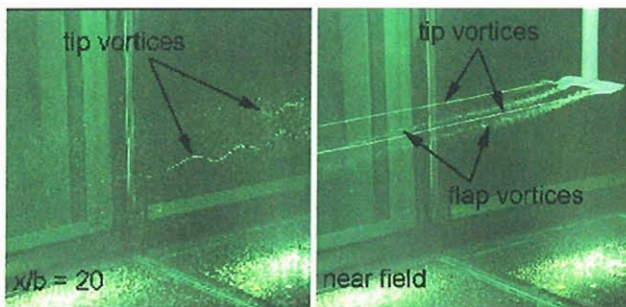


Fig. 21: Destabilization of tip vortices by preset ailerons mounted near the wing tips, [16].

Presently investigations are underway in which pairs of paraspase oscillating ailerons are used to destabilize the tip vortices. Oscillating ailerons offer the possibility to keep the lift constant, which is not the case, when preset ailerons are used.

Concluding Remarks

It was shown for two technical applications that vortical structures can be controlled and designed so that they can execute technical functions.

In the first example it is demonstrated how in automotive engines an efficient fuel stratification can be provided with a time-dependent in-cylinder vortex structure. The second example summarizes results of investigations aimed at finding means for controlling the roll-up process of wing tip vortices, governed by a complex interaction of the velocity defect of the wing, the fuse-

lage- and flap-edge-vortices, and the jet streams of the engines in the near wake. The answer to the questions, as to whether or not effective alleviation of the strength of the tip-vortices, in particular of large aircraft, is eventually possible, and whether separation times between take-offs and landings at airports can thereby be reduced, needs further investigation in more detailed studies.

Many of the results presented could only be obtained by using modern experimental and numerical techniques, the latter of which were pioneered with great success for more than a quarter of a century by Professor Kunio Kuwahara.

References

- 1) Bartmann, B., Neikes, R., Leweke, Th., Limberg, W., Krause, E.: Vortex Formation in a T-Junction, in Flow Visualization VI, Proceedings of the Sixth International Symposium on Flow Visualization, (Y. Tanida and H. Miyashiro Eds.), Oct. 5 - 9, 1992, pp. 102-106, Springer-Verlag 1992.
- 2) Naitoh, K., Kuwahara, K., Jeschke, M., Krause, E.: Numerical Simulation of the Small Vortices in the Intake and Compression Processes of an Engine, JSME International Journal, Series II, Vol. 35, No. 4, pp. 549, 1992.
- 3) Henke, H.: Lösung der Euler-Gleichungen mit der Methode der angenäherten Faktorisierung, Diss. RWTH Aachen, 1986.
- 4) Weiss, A. H.: Experimentelle Untersuchung der Verwirbelung von Strömungen im Zylinder von Kolbenmotoren, Diss. RWTH Aachen, 1988.
- 5) Binninger, B.: Untersuchung von Modellströmungen in Zylindern von Kolbenmotoren, Diss. RWTH Aachen, 1989.
- 6) Jeschke, M.: Zyklus aufgelöste Dichtefelder in einem geschleppten Modellmotor mit quaderförmigem Innenraum, Diss. RWTH Aachen, 1991.
- 7) Naitoh, K.: Numerical Simulation of the Small Vortices in the Intake and Compression Processes of an Engine. Diss. Waseda University, 1992.
- 8) Klöcker, J.: Numerische Simulation einer dreidimensionalen, kompressiblen, reibungsbehafteten Strömung im Zylinder eines Modellmotors. Diss. RWTH Aachen, 1992.
- 9) Abdelfattah, A.: Numerische Simulation von Strömungen in 2- und 4-Ventil-Motoren, Diss. RWTH Aachen, 1998.
- 10) Ortmann, R.: Untersuchung der Strömung im Zylinder eines 4-Ventil-Serienmotors mit der Particle-Image-Velocimetry, Diss. RWTH Aachen, 1997.
- 11) Abdelfattah, A., Durst, B., Huebner, W., Kern, W.: Fuel Stratification in Automotive Engines with Vortical Flow Structures: An Engineering Approach with Numerical and Experimental Methods, in Computational Fluid and Solid Mechanics 2003, (K. J. Bathe ed.), Proceedings of the Second MIT Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics, June 17-20, 2003, pp. 810-814.
- 12) Abdelfattah, A.: Private Communication, 2006.
- 13) Leweke, Th., Williamson, C. H. K.: Long-Wavelength Instability and Reconnection of a Vortex Pair in Dynamics of Slender Vortices, IUTAM Symposium on Dynamics of Slender Vortices, August 31-September 3, 1997, Proceeding, (E. Krause, K. Gersten eds.), Kluwer Academic Publishers, 1998, pp. 225-234.
- 14) Huppertz, G.: Vortex/Engine-Jet Interaction in the Near Wake of a Swept Wing, in GAMM Annual Meeting, March 27-31, 2006, Book of Abstracts, p. 564.
- 15) Krause, E., Nockemann, M., Abstiens, R.: Influence of Winglets on Near-Field of Tip Vortex, in GAMM Annual Meeting, March 27-31, 2006, Book of Abstracts, p. 564.
- 16) Hörnsemeyer, R., Kauertz, S., Haerkamp, S., Neuwerth, G.: Tip Vortex Wake Destabilization with and without Winglets in GAMM Annual Meeting, March 27-31, 2006, Book of Abstracts, p. 565.

宇宙開発における数値シミュレーション利用 と JAXA 情報・計算工学(JEDI)センター

藤井 孝藏 JAXA 情報・計算工学センター/宇宙科学研究本部宇宙輸送工学研究系

CFD in Space Development and the Role of JAXA's Engineering Digital Innovation Center by Kozo Fujii

Abstract

This article presents CFD activities required in space development and the role of JAXA's Digital Engineering Innovation (JEDI) Center recently established to initiate such activities. Former part of this article shows the background why and how this center was newly established in JAXA. First key issue here is that CFD activities in JAXA have been focused on high-speed flow simulations mostly for aircraft but space development requires flow simulations in other areas too. Second key issue is that CFD in space development has been used mostly when problems occur in the development process but such is only a small portion of CFD capability. We believe that CFD can do much more especially if CFD is used in the preliminary and main design process. JEDI center focuses on the CFD tools in such design stages in addition to the activity making CFD more useful in solving the problems in the development process. Latter part of this article shows the background CFD technology. Two examples are shown. First is how to reduce the computational cost with keeping sufficient accuracy for flow simulations. Second is how to enable CFD being useful in the preliminary design stage. These will become key CFD technologies in the JEDI activity.

1. はじめに

1970年代以降、航空宇宙分野が計算技術、応用といった面で CFD 実利用をリードしてきたことから、一般に CFD 利用に関して航空宇宙分野はその先端を進んでいると考えられている。実際、周知の通り、航空機の開発では CFD を中心とした数値シミュレーション技術は設計および開発の各段階で不可欠となっている。また、宇宙開発においても、シャトルやカプセルの再突入時の耐熱や空力設計という輸送系に絡む「機体」空力シミュレーションにおいて CFD 技術は大いに利用されてきた。衝撃波付近で生ずる非物理的な振動を除去する TVD 法は、高速流れのシミュレーション技術として定着したが、これなども 1980 年代に盛んとなった大気再突入における熱課題を解決する過程で生まれたものである。

しかし、宇宙開発における空力シミュレーションを一步広げた視野で見た場合、ロケットや再使用宇宙機の機体だけでなく、格段に広い領域での流体の数値シミュレーションが要求される。例えば、過去の打ち上げ失敗からもわかるようにロケットエンジンは輸送系の信頼性を左右する構成要素である。その中心となるターボポンプを例にとれば、インデューサではキャビテーションを含む複雑な内部流れを扱う必要が、燃焼器では、状態にもよるが液滴を含む流れに燃焼が絡むといったモデル化さえままならない複雑な流れ現象を扱う必要がある。固体モータでは、アルミナ粒子などによる壁面浸食などが問題となるが、これも混相流れで、壁面への熱的、また機械的な作用を扱うことが要求される。衛星においても、みどり II で問題になった帯電やスラスターによる衛星の汚染などの課題があり、これらはプラズマ流体や粒子系の流体シミュレーションという範疇に属するものである。さらには、衛星の熱設計、機器配置の最適化などシミュレーションを含めた計算工学の利用領域はかなり広い。

これらの応用に対しては、航空宇宙がリードしてきた CFD 技術は非力であり、むしろ機械系、原子力系、天文系といった分野の CFD 技術が必要となる。残念なことに、宇宙開発における CFD はその分野を先導してはいない。総合的に考えたとき、宇宙開発における CFD はまだまだ期待に応えられていないというのが現状であろう。

宇宙航空研究開発機構(JAXA)は、これらの点を意識して 2005 年 10 月に本部独立組織として JEDI センターを発足させた。その活動はまだ始まったばかりであるが、センターの目的、重点項目などを通じて今後の宇宙開発における CFD 技術の利用の将来像が見えるかもしれない。本稿では、センターの紹介と活動の背景となる最近の技術動向を示し、私見を述べてみたい。

2. JAXA/JEDI センターの発足

JAXA 内においては、旧航技研や宇宙研を中心として OREX, HYFLEX といった再使用宇宙機開発に向けた研究などで数々の成果をあげてきた。また、SRB のトラブルなどロケットの不具合に対しては、組織横断でグループを組織し、課題解決に向けた数値シミュレーションを行ってきた。

旧 NASDA 技術研究本部(現 JAXA 総研本部)においては、宇宙3機関統合以前から CFD 技術を利用したロケットエンジン課題への取り組みを継続してきた。小さなグループながら、これらの成果が実を結び、ここ数年輸送系プロジェクトの現場からのシミュレーション技術への期待感も高まりつつある。

このような個別の努力はそれぞれ成果を挙げてきてはいるが、宇宙開発における多岐にわたる課題を俯瞰し、将来も含めた重要項目への取り組みを開始するには、既存の枠組みから一歩踏み出した組織が必要となる。

このような背景から、多様を極める宇宙開発プロジェクトの現

場に「生きた CFD 技術」を活用することを目標の1つとして、昨年 10 月に情報・計算工学センターが発足した。このセンターは機構全体を意識した JAXA4本部と独立な理事長直轄組織であり、数値シミュレーション以外に、JAXA 統合スパコンの運営、情報化技術の JAXA 事業への展開を併せて担当するセンターである。英文名は JAXA's Engineering Digital Innovation Center, 略して JEDI センターと呼ばれる。

3. センターの重点項目と背景となる技術

センターの目的は数値シミュレーションだけではないが、シンポジウムのテーマを考え、ここでは数値シミュレーション関連の活動に関してのみ述べる。

センターでは発足時に当面解決すべき4つの目標を掲げた。現中期計画があると1.5年で終了することを考え、この4つの研究事業に関する成果の実現を目指した実作業を優先し、次期中期計画を含めた中・長期的な課題と戦略の議論は、並行して行うこととした。4つの研究事業は、JAXA 事業にとって重要な課題で、緊急度が高く、短期的にも数値シミュレーションによる効果が期待できることを考慮して以下のものを選択した。

1. ロケットエンジン関連(特にターボポンプ、燃焼器、ノズルなど)
2. プルーム音響評価
3. プラズマ流体解析
4. 概念設計用計算手法の開発

は、プロジェクトの抱える現実課題解決と中・長期的な JAXA および開発メーカーの技術力アップの必要性から選ばれている。現在の解析例を図1、図2に示す。2に関しては、当面 HIB に伴う音響環境の評価が期待されるが、HII や M-V に関しても以前から未解決課題として残っていたもので、長期的には信頼性の高い評価方法の確立を目指している。3は衛星の帯電事故、スラスタ等からのコンタミといった課題からイオンエンジン、磁気プラズマセイルなどの開発利用に関わるものであり、JAXA 長期ビジョンにおいて月・惑星探査が重点項目の1つに唱われていることに対応したものである。4は予算規模は小さいが、以後に述べるような数値シミュレーション利用の変化を先取りして概念設計レベルでの利用に的を絞った手法を世界的に先駆けて標準化していこうという試みである。これらの詳細とその成果は、今後シンポジウム等の場で順次公開されていくので、そちらを参考にさせていただきたい。

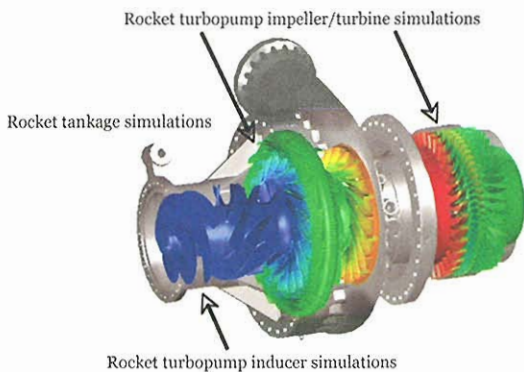


図1 ロケットエンジン供給系シミュレータの開発

4. JEDI センターと今後の CFD 技術利用

昨年公表された JAXA 長期ビジョンの重要課題を見たとき、シミュレーションを中核とした計算科学技術には、新規アイデアの創出、輸送系や衛星、探査機の信頼性向上、開発期間の短縮化、経費の削減、といった観点で十分な貢献が期待される。

一方、JAXA においては、特に航空機を中心に総合技術研究本部の各研究者が評価に値する流体数値シミュレーション技術を有している。これを踏まえ、JEDI センターの活動を下記の様に定義した。

- * 開発すべきソフトウェアと利用すべきソフトウェアの判断に関する議論によって新たな方向づけを行う。
- * 成熟した技術、現場的なシミュレーションは開発等を担う各本部が本部事業内で実施する。JEDI センターは現状未開拓と考えられているシミュレーション技術利用分野への展開および応用研究を実施する。また、JAXA プロジェクトを支える計算工学という切り口から先行的な研究や技術開発を実施する。
- * JAXA プロジェクトが抱える緊急課題に対しては、他本部と協力し、JAXA が持つ数値シミュレーション技術を結集して解決にあたる。

実際に、上記重点課題の2は総研計算科学グループと共同作業として、3は宇宙研のプラズマ系研究者や大学研究者と一体となって進めている。また、プロジェクトが抱える課題への対応は、JEDI センターに閉じず、総研メンバーも加えたレビュー会を適宜開催し、JAXA 全体の数値シミュレーション技術が有効に機能するよう工夫している。

JAXA に話題を絞って述べてきたが、宇宙開発においては JAXA、大学、企業の果たす役割が複雑に入り組んでいる。JAXA の持つ人員、技術も限られており、効率よく企業や大学と連携することが必要である。さらに、開発企業自身が実施する CFD シミュレーション、JAXA が実施する CFD シミュレーション、大学の協力に基づく CFD シミュレーションなどの進め方は、必要な利用分野、その分野での JAXA、企業、大学、さらには海外の技術力などを分析し、議論を経て進めていく必要があると考えている。今後の分析、シミュレーション実施に関して、関連企業から大学まで幅広い協力をお願いすることになるだろう。

CFD 技術は、これまでも宇宙開発のいろんな局面で利用さ

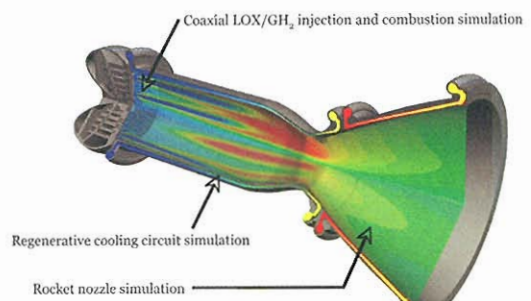


図2 ロケットエンジン燃焼系シミュレータの開発

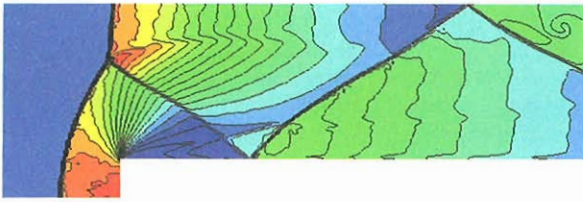


図3 7次精度 WCNS 法による計算結果の例

れてきた。しかしその多くは、開発途上もしくは実利用の途中で出てきた課題に対して「課題解決手段」の道具の1つとして利用されてきたものである。航空機のように開発プロセスに組み込まれ、風洞試験や過去の経験則から(開発の見地での)精度保証や使い方といったものが確立し、実用されているわけではない。膨大な宇宙開発の費用と時間を短縮していくには、「課題解決型」という受け身の利用から、「初期設計型」の攻めの利用へと転換を図る必要があるだろう。学会解説記事等で述べてきたように⁽¹⁻³⁾、CFD の利点が概念検討での利用にあることを考えると、さらに進んで「概念検討型」の利用により新しい概念を輸送系や感星探査に持ち込むことができれば、さらに CFD の価値は高まるものと思う。

これを実現するにはそれなりの時間が必要となる。一方で、課題解決型の利用にしても、経験や精度保証が不十分なため、担当者は多少の不安を抱えながら結果を示しているのが実情ではないだろうか。日本の宇宙開発は、目の前にたくさんの課題を抱えており、課題解決型においても CFD が果たすべ

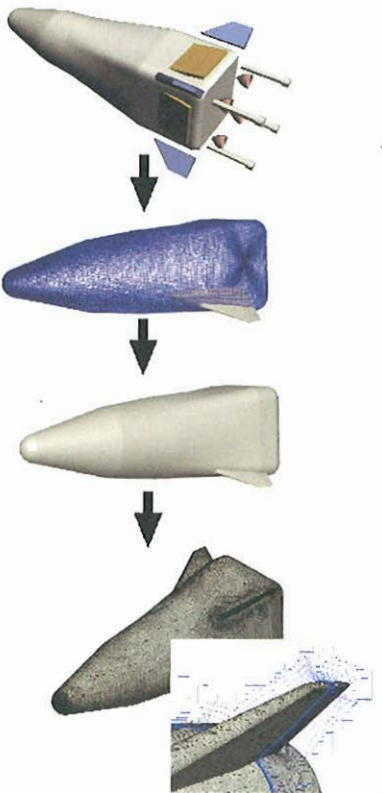


図4 直交格子+局所格子(生成 10 分)

きことが目白押しで、信頼性を確保しつつ結果を出していくことが期待されている。

JEDI センターは発足以降の半年、課題の分析に多くの時間を割いてきており、新しく立ち上げたテーマに対する成果が出るのはこれからである。今期中期計画が終わる 2007 年度末までに評価に値する成果を挙げることを目指している。また、次期中期計画に向けて、明確な目標設定を準備しているところである。

5. 背景となる技術例

以下は、JEDI センター活動の紹介ではなく、一般的な CFD の動向に関する記述である。JEDI センターの今後の技術開発にも関係する2つの話題を紹介する。

スペクトル的な解像度を有する高精度計算法

計算機の能力が向上し、PC レベルでもかなりの格子点数を扱うことが可能になってきた。一方で、航空宇宙で重要な高速流体等のシミュレーション手法は乱流モデルを利用する RANS から LES もしくは LES/RANS ハイブリッド手法へと変化してきており、例えば私たちが多くの経験を有する機体まわりのシミュレーションを想定した場合でも、かなりの計算機メモリーと計算時間が必要になる。得られるデータは非定常であり、対象となる流れ場にもよるが、経験上時間的な平均場をそれなりの精度で評価するには 10-20 万時間ステップ程度の時間積分が必要となる。

80年代後半からしばらく停滞した計算手法に関して、高精度手法が実用に利用されるようになってきている。例えば、構造格子系ではスペクトル的な手法であるコンパクト法⁽⁴⁾や WCNS 法⁽⁵⁾(図3参照、詳細は本資料の野々村らの論文を参照)が実用に供されているが、これらの手法では1つの波動周期を捉えるために必要な一方向の格子点数は既存の手法の 1/5 程度の格子点数に抑えられる。物体適合格子の影響もあるが、LES やハイブリッド的なシミュレーションでは空間内はある程度一定に近い格子幅であると考え、かなりの格子点数が節約

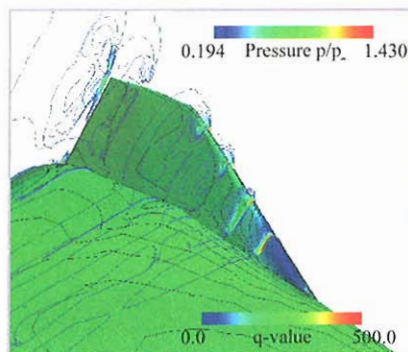
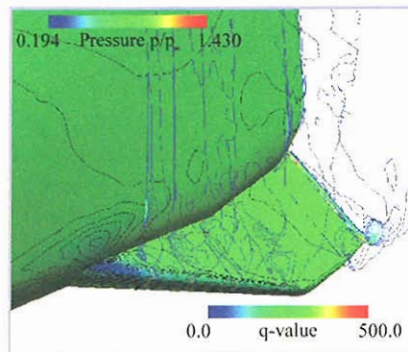


図5 計算結果の例

できる。格子幅を5倍にできると 5^3 、すなわち1/125近く格子点数を減らすことが可能である。計算格子幅が大きくなると、同時に時間刻み幅もある程度かせげるので、実際は、この比よりも更に計算時間を減らすことができる。非構造格子系は一般に構造格子に比べて実利的な意味での解像度が低く、また高次精度化が難しいと考えられてきた。しかし、非構造格子系においても、ここ1、2年 Discrete Galerkin 法、Spectral Element 法といった高次精度化手法利用の可能性が示されている^(6,7)。構造格子の典型的な例を用いて、表1にシミュレーションに必要な格子点数を記す。あくまで1つの例であり、プログラムの組み方等によって大きな差異は出ることを念頭においていただきたい。

次に計算時間を考えよう。概要は表2に示した。具体例として、相模原にあるベクトル計算機1ノード(8cpu)を利用したシミュレーションを考えよう。 10^5 程度のレイノルズ数のLESシミュレーションを既存の手法で実行すると、現状15,000時間程度がかかる。スペクトル的な手法を利用すれば1/125になり、120時間程度とかなり現実的な数字になる。相模原の計算機は1世代前のもので、数年後の計算機性能はこの10-15倍程度に向上すると想定されるので、10時間程度でMAVや火星航空機の機体まわりのシミュレーションが可能になる。レイノルズ数が一桁上がると100倍の格子解像度が必要と言われており、計算時間も100倍以上になる。従って、風洞試験レベルの 10^6 のレイノルズ数を考えると、通常的手法で1ノード(8cpu)を利用して1,500,000時間、スペクトル法でも12,000時間、すなわち1つのシミュレーションに11年程度を要する。ただし、数年後の性能ではこれが800時間程度で可能となる。

LES/RANS ハイブリッド法⁽⁸⁾では計算時間も格子点数も1/500程度さらに減らすことができるので、ハイブリッド法が利用できる諸問題に対してはかなり現実的なシミュレーションが数年後実現できるようになると思われる。

これら新しい手法が実問題で使える目処が経ったことを踏まえ、JEDIセンターの重点4分野の1つとしてブルーム音響解析をとりあげている。JAXA次期導入マシンによって、より正確な音源の探索と伝播に把握が期待でき、これに構造系のシミュレーションを加えることでペイロード衛星に与える音響振動環境を見積もることが次期中期計画の成果として可能になって欲しいと考えている。

以上は、機体まわりのクリーンな高速流体の場合であった。最初に述べたように、宇宙開発では、航空系に加えて機械系の数値シミュレーションが必要となる。これらより複雑な物理を含む流れ場に対しては、未知な点がまだまだたくさんあり、今後どのようにアプローチすべきか現在検討を続けている。

概念設計に向けたシミュレーション手法の確立

数値計算作業の負担を軽減化することはもちろん重要であるが、CADデータなど形状データからスタートして、格子生成、数値シミュレーション、結果の表示、データの解析、と進む一連の作業全体の効率化は大きな課題である。解決の1つの方法として90年代後半あたりから直交格子を利用した数値シミュレーションが再び注目を集めるようになった⁽⁹⁻¹¹⁾。すでにNASA Ames研究所のCART3Dなどはシャトルの事故における利用で注目を集めているし、国内でも理研のグループなど工学分野全般で利用が高まりつつある。CART3Dは非粘性解析を対象としたソフトウェアであるが、私たちが扱う宇宙輸送系などでは流れの剥離現象を取り扱うことが必要である。粘性流れ、それも剥離現象を直交格子のみで扱う手法としてカットセルなどの方法が提案されているが、やはり物体近くは物体適合的なプリズム的な格子を利用するのがしばらくは得策であろうと思われる。このような背景から、私たちは直交格子+局所格子というアプローチで効率的な数値シミュレーション作業手段の構築を目指してきた。開発中のプログラムは概念設計をターゲットにしているため、形状の複雑性はある程度に留ま

ると考え、胴体、主翼、尾翼、などの形状コンポーネントをさまざまに変更して数値シミュレーションを行う component-based approach をとっている⁽¹²⁾。図4は単段の繰り返し利用ロケットの概念設計の例である。物体形状がコンポーネントごとにCAD等のデータとして与えられた場合、物体形状の定義、外部の直交等間隔格子の生成、物体表面格子の生成、直交等間隔格子と物体格子との接続、など一連の作業が10分程度の時間で可能となる。似たような手法は論文等でも紹介されているが、格子生成のみが示され、実際の流れ場計算は示されないことが多い。過去の成果は、(1)あるレベルで流れ場数値計算が実現できること、(2)具体的に種々の物体形状に適用した際に起こる課題に対処できること、の2点が欠如したものが多し。(1)に関しては、図5にシミュレーション結果を示す。現在、様々なケースを対象に計算を行うことで手法の信頼性評価を進めている。(2)に関しては、これまで経験した範囲は解決済みであるが、今後広い適用において生ずる問題解決はこれからの課題である。このような手法では、必ず問題ごとに課題が出るので、現状のプロトタイプを洗練して汎用プログラムにして行く過程でケースごとの課題を解決する方法を組み込んでいく予定である。最初に述べたように、このプログラムは宇宙開発の概念設計を主な利用対象として考えているので、市販のソフトウェアのように「どんな複雑な物体形状でも計算可能」は考えていない。そう制限することで、ケースバイケースの課題も限られた範囲でおさまらるだろうと考えている。

6. まとめとお願い

宇宙開発におけるCFDとJAXA情報・計算工学センターについて述べてきた。前半部は、平成17年10月に発足したJEDIセンターに関する紹介を、後半部はJEDIセンター活動にも今後関連してくる基盤的な数値シミュレーション技術を2つ紹介した。

JAXAにおける数値シミュレーション技術は、航空分野からスタートしたこともあって高速気流を中心とした流れ解析に特化していた。宇宙開発における流体関連の数値シミュレーションには、より複雑な物理を含む流れを扱うことが要求される。また、流体以外の分野の活動も大いに進めなければならない。JAXAのみでこれを実行することは難しく、大学、企業との連携を国内だけでなく海外にまで広げて考えていくことが必要であろう。私たちとしては、1.5年を残す現中期計画期間中にこれらの道筋をつけたいと考えている。今後の議論に関して、大学や企業の方々のご協力をお願いする次第である。

なお、本原稿ではシンポジウムの性格を考慮してCFDという言葉を中心に利用してきたが、実際には計算工学全般と置き換えて読んでいただければ幸いである。

参考文献

1. 藤井孝蔵, CFDは何を変えたか?—航空宇宙CFDの30年から見るCFDの将来—第18回数値流体力学シンポジウム特別講演, 講演論文集, Dec. (2004).
2. Fujii, K., "Progress and Future Prospects of CFD in Aerospace—Wind Tunnel and Beyond," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 41, No. 6, pp. 455-470, Elsevier, (2005).
3. 藤井孝蔵, 流体シミュレーション: 過去, 現在, 未来, 計算工学, Vol. 11, No. 1, 10周年特別号, Jan. 2006.
4. Gaitonde, D. V. and Visbal, M. R., Further Development of a Navier-Stokes Solution Procedure based on Higher-order Formulas, AIAA Paper 99-0557, (1999).

5. Deng X. G., Liu, X., and Zhang, H., Investigation of Weighted Compact High-order Nonlinear Scheme and Application to Complex Flow, *ALAA Paper* 2005-5246, (2005).
6. Jaap, J. W., Vegt, v. d. and Xu, Y., Space-Time Discontinuous Galerkin Method for Large Amplitude Nonlinear Water Waves, pp. 20-21, Abstract of 4th ICCFD, Ghent, July, (2006).
7. Wang, Z. J., Sun, Y., Liang, C. and Liu, Y., Extension of the Spectral Difference Method to Viscous Flow on Unstructured Grids, pp. 129-131, Abstract of 4th ICCFD, Ghent, July, (2006).
8. Kawai S. and Fujii K., Analysis and Prediction of Thin-Airfoil Stall Phenomena with Hybrid Turbulence Methodology, *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 5, pp. 953-961 (2005).
9. 小野謙二, 設計における直交格子法の利用, *ながれ*, Vol. 21, No. 1, pp. 16-25, (2002).
10. Lahur, P.R., Hexahedra Grid Generation, 第17回数値流体力学シンポジウム講演集, F8-4, (2003).
11. Afrosmis, M. J., Berger, M. J. and Murman, S. M., Application of Space-Filling Curves to Cartesian Methods in CFD, *AIAA Paper* 2004-1232, (2004).
12. 藤本圭一郎, 藤井孝蔵, 格子生成自動化による設計CAE技術の高度化, 第18回計算力学講演会, 講演論文集, Nov. (2005).

	Re=10 ⁵ 以下 火星飛行機, 模型飛行機, MAV など	Re=10 ⁶ 風洞試験レベル	Re=10 ⁷ 以上 民間輸送機 など
通常手法格子点数 (必要メモリー)	12.5 億点 (1 TB)	1250 億点 (100 TB)	1 兆点 (10 PB)
スペクトル的手法格子点数 (必要メモリー)	1000 万点 (8GB)	100×1000 万点 0.8 TB	10 ⁴ ×1000 万点 80 TB

表 1 高度(LES)シミュレーションと必要格子点数および必要メモリー容量

	Re=10 ⁵ 以下 火星飛行機, 模型飛行機, MAV など	Re=10 ⁶ 風洞試験レベル	Re=10 ⁷ 以上 民間輸送機 など
通常手法 必要計算時間	1 ノード 8cpu で 15,000 時間 現 ISAS マシン規模で 1000 時間程度	1 ノード 8cpu で 1,500,000 時間 現 ISAS マシン規模で 100,000 時間, 11 年程度	1 ノード 8cpu で 150,000,000 時間 現 ISAS マシン規模で 1100 年程度
スペクトル的手法 必要計算時間	1 ノード 8cpu で 120 時間 現 ISAS マシン規模で 8 時間程度	1 ノード 8cpu で 12,000 時間 現 ISAS マシン規模で 800 時間程度	1 ノード 8cpu で 15,000 時間 現 ISAS マシン規模で 80,000 時間程度

表 2 高度(LES)シミュレーションと必要計算時間

Current Status and Challenge of CFD for Aircraft Developments

Kazuhiro Nakahashi
Department of Aerospace Engineering, Tohoku University

ABSTRACT

Impressive progress in computational fluid dynamics (CFD) has been made during the last three decades. Currently CFD has become an indispensable tool for analyzing and designing aircrafts. Wind tunnel testing, however, is still the central player for aircraft developments and CFD plays a subordinate part. In this article, demands for next-generation CFD are described with an expectation of near future PetaFlops computers. Then, Cartesian grid approach, as a promising candidate for next-generation CFD, is discussed by comparing it with the current unstructured grid CFD. It is concluded that the simplicity of the algorithms from grid generation to post processing of Cartesian mesh CFD will be a big advantage in the days of PetaFlops computers.

1. Will CFD take over wind tunnels?

More than 20 years ago, I heard an elderly physicist in fluid dynamics say that it was as if CFD were just surging in. Other scientists of the day said that with the development of CFD, wind tunnels would eventually become redundant.

Impressive progress in CFD has been made during the last three decades. In the early stage, one of the main targets of CFD for aeronautical fields was to compute flow around airfoils and wings accurately and quickly. Body-fitted-coordinate grids, commonly known as structured grids, were used in those days.

From the late eighty's, the target was moved to analyzing full aircraft configurations [1]. This spawned a surge of activities in the area of unstructured grids, including tetrahedral grids, prismatic grids, and tetrahedral-prismatic hybrid grids. Unstructured grids provide considerable flexibility in tackling complex geometries as shown in Figure 1 [2]. CFD has become an indispensable tool for analyzing and designing aircrafts.

The author has been studying various aircraft configurations with his students using the advantages of unstructured grid CFD as shown in Figures 2.

So, is CFD taking over the wind tunnels as predicted twenty years ago?

Today, Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) computations can accurately predict lift and drag coefficients of a full aircraft configuration. It is, however, still quantitatively not reliable for high-alpha conditions where flow separates. Boundary layer transition is another cause of inaccuracy. These are mainly due to the incompleteness of physical models used in RANS simulations.

Large Eddy Simulation (LES) and Direct Numerical Simulation (DNS) are expected to reduce the physical model dependencies. But we have to wait for the further progress of computers for the use of those large-scale computations in engineering purposes.

For the time being, the wind tunnel is the central player and CFD plays a subordinate part in aircraft developments.

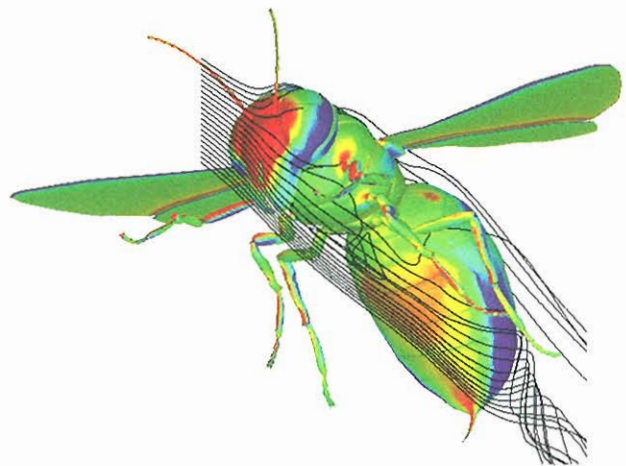
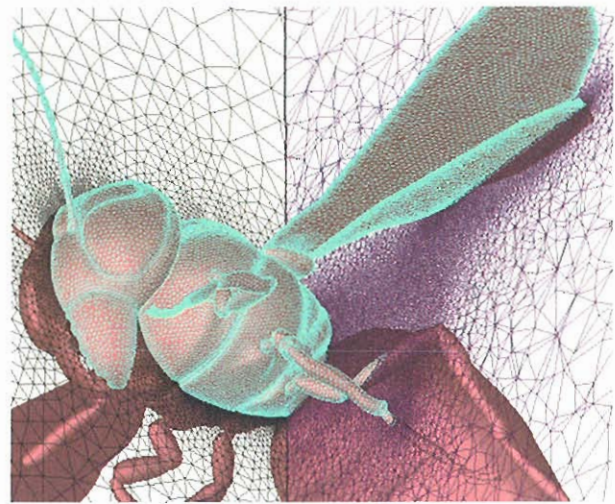


Figure 1: Flow computation around a hornet by unstructured grid CFD [2]

3D RANS computations for the aerodynamic analysis and design of entire airplanes. DNS which does not use any physical models may also be used for engineering analysis of wings.

In the not very far future, CFD could take over wind tunnels.

2. Rapid progress of computers

The past CFD progress has been highly supported by the improvements of computer performance. Moor's Law tells us that the degree of integration of a computer chip has been doubled in 18 months. This basically corresponds to a factor of 100 every 10 years. The latest Top500 Supercomputers Sites [7], on the other hand, tell us that the performance improvement of computers has reached a factor of 1000 in the last 10 years as shown in Figure 3. Increase in the number of CPUs in a system in addition to the degree of integration contributes to this rapid progress.

With a simple extrapolation of Figure 3, we can expect to use PetaFlops computers in ten years. This will accelerate the use of

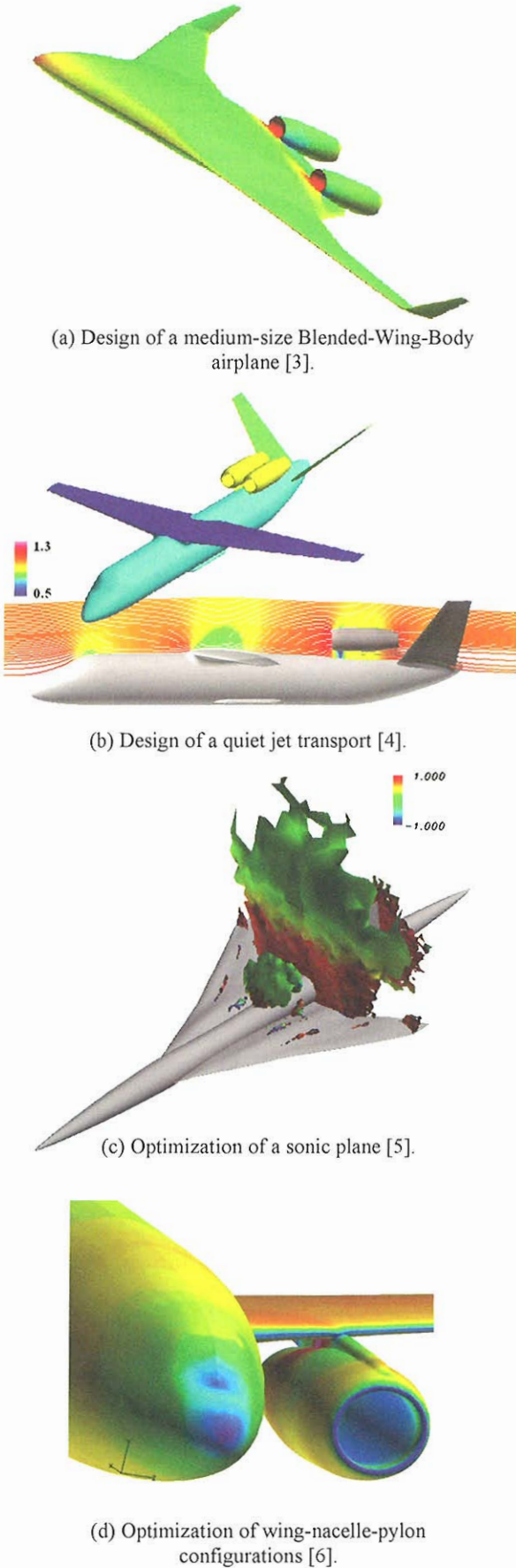


Figure 2: Applications of unstructured grid CFD to design and analysis of various airplanes studied at Tohoku University.

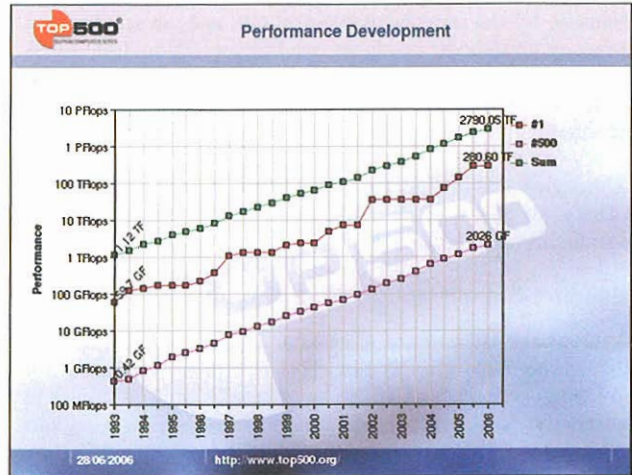


Figure3: Performance development in Top500 Super-computers [7].

3. Demands for next-generation CFD

So, is it enough for us as CFD researchers to just wait for the progress of computers? Probably it is not.

Let's consider demands for next-generation CFD on PetaFlops computers.

1. Easy and quick grid generation around complex geometries,
2. Easy adaptation of local resolution to local flow characteristic length,
3. Easy implementation of spatially higher-order schemes,
4. Easy massively-parallel computations,
5. Easy post processing for huge data output,
6. Algorithm simplicity for software maintenance and update.

Unstructured grid CFD is a qualified candidate for the demands 1 and 2 as compared to structured grid CFD. However, an implementation of higher-order schemes on unstructured grids is not easy. Post processing of huge data output may also become another bottleneck due to irregularity of the data structure.

Recently, studies of Cartesian grid method were renewed in the CFD community, because of the several advantages such as rapid grid generation, easy higher-order extension, and simple data structure for easy post processing. This is another candidate for the next-generation CFD.

Let's compare the computational cost of uniform Cartesian grid methods with that of tetrahedral unstructured grids. The most time-consuming part in compressible flow simulations is the numerical flux computations. The number of flux computations on a cell-vertex, finite volume method is proportional to the number of edges in the grid. In a tetrahedral grid, the number of edges is at least twice of that of the edges in a Cartesian grid of the same number of node points. Therefore, the computational costs on unstructured grids are at least twice as large as the costs of Cartesian grids. Moreover, computations of linear reconstructions, limiter functions, and implicit time integrations on tetrahedral grids easily doubles the total computational costs.

For higher-order spatial accuracy, the difference of computational costs between two approaches expands rapidly. In Cartesian grids, the spatial accuracy can be easily increased up to the fourth order without extra computational costs. In contrast, to increase the spatial accuracy from second to third-order on

unstructured grids can easily increase tenfold the computational cost.

Namely, for the same computational cost and the same spatial accuracy of third-order or higher, we can use 100 to 1000 times more grid points in the Cartesian grid than in unstructured grid. The increase of grid points improves the accuracy of geometrical representation in computations as well as the spatial solution accuracy.

Although the above estimate is very rough, it is apparent that the Cartesian grid CFD is a big advantage for high resolution computations required for DNS.

4. Building-Cube Method

A drawback of uniform Cartesian grid is the difficulty of changing the mesh size locally. This is critical, especially for airfoil/wing computations, where an extremely large difference in characteristic flow lengths exists between boundary layer regions and far fields. Accurate representation of curved boundaries by Cartesian meshes is another issue.

A variant of the Cartesian grid method is to use the adaptive mesh refinement [8] in space and cut cells or the immersed boundary method [9] on the wall boundaries. However, introduction of irregular subdivisions and cells into Cartesian grids complicate the algorithm for higher-order schemes. The advantages of the Cartesian mesh over the unstructured grid, such as simplicity and less memory requirement, disappear.

The present author proposes a Cartesian grid based approach, named Building-Cube method [10]. Basic strategies employed here are; (a) zoning of a flow field by cubes (squares in 2D as shown in Figure 4) of various sizes to adapt the mesh size to local flow characteristic length, (b) uniform Cartesian mesh in each cube for easy implementation of higher-order schemes, (c) same grid size in all cubes for easy parallel computations, (d) staircase representation of wall boundaries for algorithm simplicity.

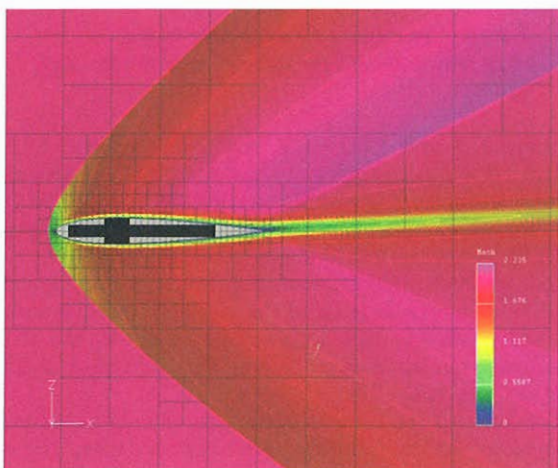


Figure 4: Computed Mach distribution around NACA0012 airfoil at $Re=5000$, $M_\infty = 2$ and $\alpha=3$ deg.

It is similar to a block-structured uniform Cartesian mesh approach [11], but unifying the block shape to a cube simplifies the domain decomposition of a computational field around complex geometry. Equality of computational cost among all cubes significantly simplifies the massively parallel computations. It also enables us to introduce data compression techniques for pre and post processing of huge data [12].

A staircase representation of curved wall boundaries requires a very small grid spacing to keep the geometrical accuracy. But the flexibility of geometrical treatments obtained by it will be a strong advantage for complex geometries and their shape

optimizations. An example is shown in Figure 5 where a tiny boundary layer transition trip attached to an airfoil is included in the computational model. Figures 6 are the computed pressure distributions which show the detailed flow features including the effect of trip wire, interactions between small vortices and the shock wave, and so on.

The result was obtained by solving the two dimensional Navier-Stokes equations. We did not use any turbulence models, but just used a high-density Cartesian mesh and a fourth-order scheme. This 2D computation may not describe the correct flow physics, since the three-dimensional flow structures are essential in the turbulent boundary layers for high-Reynolds number flows. However, the result indicates that a high-resolution computation using a high-density Cartesian mesh is very promising with a progress of computers.

5. Simplicity is essential for next-generation CFD

CFD, using a high-density Cartesian mesh, is still limited in its application due to the computational cost. The predictions about Cartesian mesh CFD and computer progress in this article may be too optimistic. However, it is probably correct to say that the simplicity of the algorithm from grid generation to post processing of Cartesian mesh CFD will be a big advantage in the days of PetaFlops computers.

6. References

- [1] A. Jameson and T. J. Baker, "Improvements to the Aircraft Euler Method," *AIAA Paper* 1987-452 (1987).
- [2] K. Nakahashi, Y. Ito, and F. Togashi, "Some challenges of realistic flow simulations by unstructured grid CFD," *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, Vol.43, pp.769-783 (2003).
- [3] T. E. Pambago, K. Nakahashi, and K. Matsushima, "An Alternate Configuration for Regional Transport Airplane," *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.45, No.148, pp.94-101 (2002), and Tjoetjoek Eko Pambago, "Application of Inverse Method to Blended-Wing-Body Airplane Design," *Doctor dissertation, Tohoku University*, February 2002.
- [4] K. Nakahashi and M. Morita, "Configuration Study of a Quiet Jet Transport Airplanes (in Japanese)," *Proc. of the 34th JSASS Annual Meeting*, pp.284-287 (2003), and M. Morita, "Study of a Quiet Jet Transport (in Japanese)," *Master dissertation, Tohoku University*, February 2004.
- [5] W. Yamazaki, K. Matsushima, and K. Nakahashi, "Drag Reduction of a Near-Sonic Airplane by using Computational Fluid Dynamics," *AIAA J.*, Vol.43, No.9, pp.1870-1877 (2005), and Wataru Yamazaki, "Aerodynamic Shape Optimization of a Sonic Plane," *Master dissertation, Tohoku University*, February 2004.
- [6] S. Koc, H. Kim and K. Nakahashi, "Aerodynamic Design of Wing-Body-Nacelle-Pylon Configuration," *AIAA-2005-4856, 17th AIAA CFD Conf.* (2005), and Salim Koc, "Aerodynamic Shape Optimization Method for Complex Aircraft Configurations," *Doctor dissertation, Tohoku University*, July 2005.
- [7] Top500 Supercomputers Sites, <http://www.top500.org/>
- [8] M. Berger and M. Olinger, "Adaptive Mesh Refinement for Hyperbolic Partial Differential Equations," *J. Comp. Physics*, Vol.53, pp.561-568 (1984).
- [9] R. Mittal and G. Iaccarino, "Immersed Boundary Methods," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, pp239-261 (2005).
- [10] K. Nakahashi, "Building-Cube Method for Flow Problems with Broadband Characteristic Length," *Computational Fluid Dynamics 2002*, edited by S. Armfield, et. al., Springer, pp.77-81 (2002).

[11] R. L. Meakin and A. M. Wissink, "Unsteady Aerodynamic Simulation of Static and Moving Bodies Using Scalable Computers," *AIAA-99-3302, Proc. AIAA 14th CFD Conf.* (1999).

[12] K. Nakahashi, "High-Density Mesh Flow Computations with Pre-/Post-Data Compressions," *AIAA 2005-4876, Proc. AIAA 17th CFD Conf.* (2005).

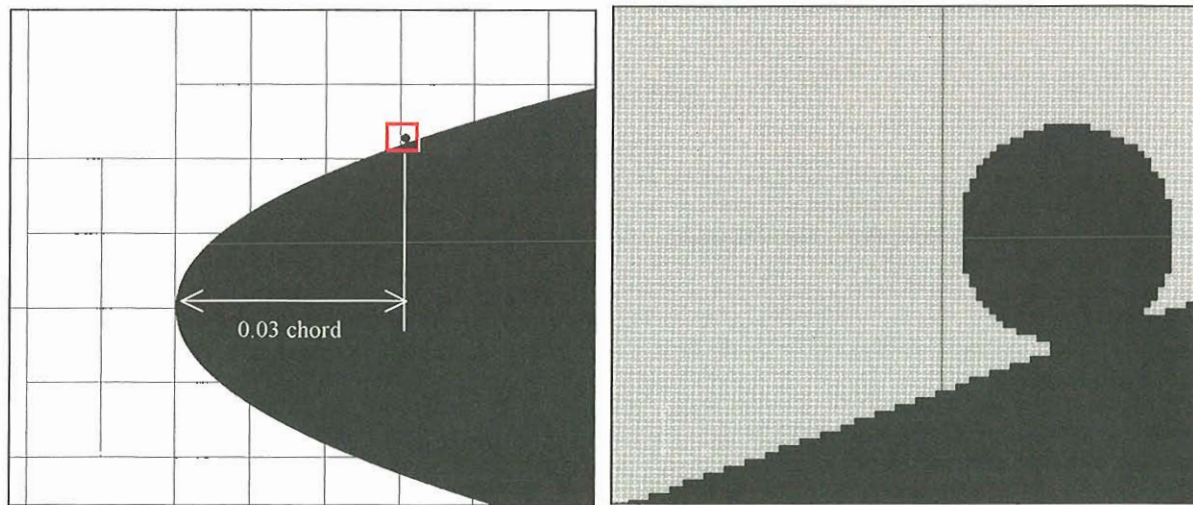


Figure 5: Cube frames around RAE2822 airfoil (left) and an enlarged view of Cartesian grid near tripping wire (right).

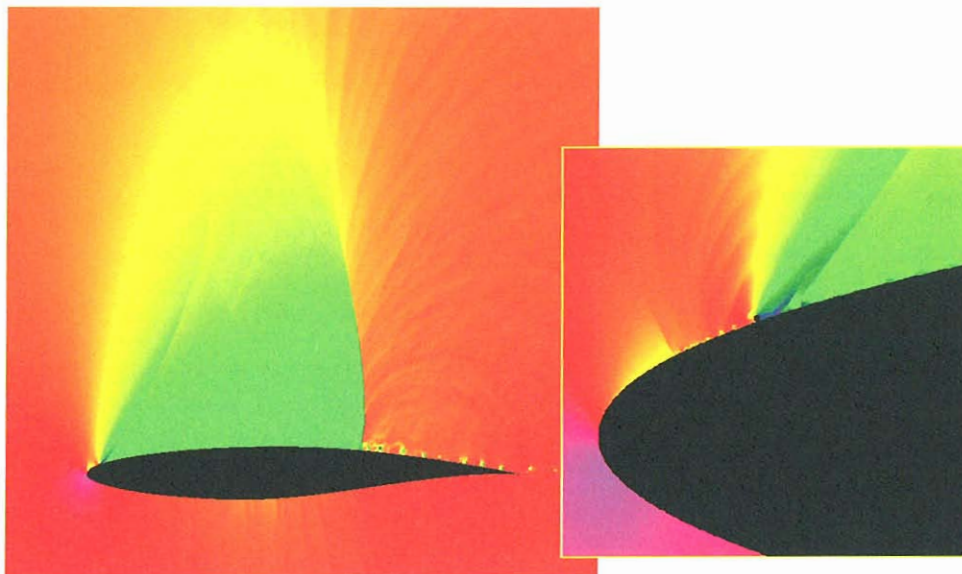


Figure 6: Computed pressure distributions around RAE2822 airfoil at $Re=6.5 \times 10^6$, $M_\infty=0.73$, $\alpha=2.68$ deg.

革新的計算科学技術への展望

大林 茂
東北大学 流体科学研究所

Future Direction of Innovative Computational Science and Technology

by
Shigeru Obayashi

ABSTRACT

This paper discusses the author's vision for future development of Computational Science and Technology related to aerospace engineering. Computational Fluid Dynamics (CFD) has been developed successfully and producing huge data every day. Now, data mining is the first key element of future Computational Science and Technology. As an example, Multi-Objective Design Exploration (MODE) for design optimization is presented. MODE reveals the structure of the design space from the trade-off information and visualizes it as a panorama for Decision Maker. The main emphasis of this approach is visual data mining. The second key element will be measurement integrated simulation. Thanks to the rapid progress in Information Technology, wide variety of measured data can be obtained easily. These data can be integrated to CFD to simulate real flow fields without assuming an ideal uniform flow. Flight-data integration is demonstrated as an example.

1. はじめに

ムーアの法則とは、半導体の集積度が1年半~2年で2倍になるというもので、指数関数的増加を示すコンピュータの進化を表す法則としてよく引き合いに出される。半導体の集積度がそのままコンピュータの性能になるわけではないが、コンピュータの性能もほぼ同様の増加を示している。このことは、世界のスパコンランキングを掲載しているTOP500の最新データからも読み取ることができる[1]。図1は、1993年からのスパコン上位500機の総計算能力、第1位の計算能力、第500位の計算能力をプロットし、その傾向を示したものである。第500位の性能変化に着目すると、1993年から2003年にかけて性能が3桁上がっており、コンピュータの性能は10年で1000倍になる。

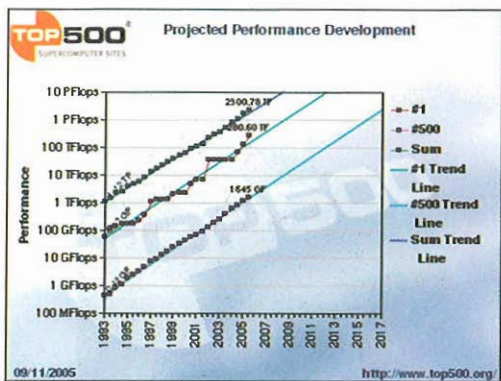


図1 世界のスパコン上位500機の性能変化[1]

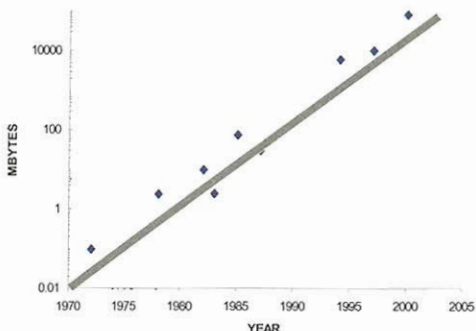


図2 イリノイ大における乱流研究博士論文データ量の変化[2]

コンピュータの性能が上がることによって、数値流体力学(CFD)の研究にも大きなインパクトがあった。文献[2]では過去の乱流研究の博士論文で取り扱われたデータ量がどのように増加したかが示されている。ハードの進化に比べれば、データ処理が人間の処理速度に制限されているせいか進化は遅いが、図2に示すように10年で100倍に増加している。

本稿では、これらの計算科学を取り巻く発展を背景に、今後の航空宇宙工学における計算科学技術では、どのような研究が必要となるかを、「データマイニング」「計測融合シミュレーション」というキーワードから考えてみたい。

2. 現象の理解から知識の発見へ

データの爆発的増加に対応するためには、データの整理・解釈のための新しいアプローチが必要である。データ数が少ないときは、既存の知識と照らし合わせてデータを分別していくことで整理ができる。しかし、このようなやり方ではデータの一面しか見ていないため、データ数が膨大にあるときには、ほとんどのデータを捨てていることになる。図3に示すように、従来のCFDがデータを作る技術だとすれば、今後はハードウェアの進歩に追いつくだけのデータを生産するとともに、データをまとめる技術が必要である。計算科学分野では、「データマイニング」がキーワードといってもよいだろう。

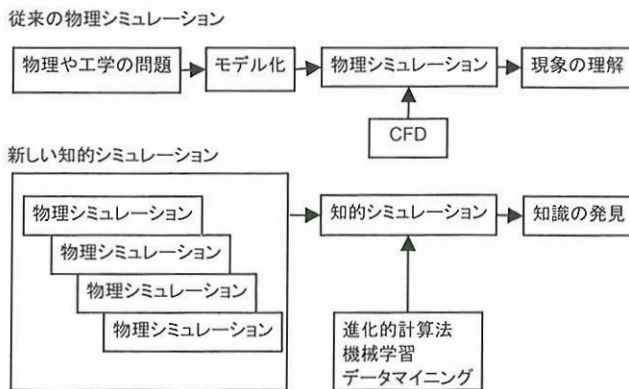


図3 新しいシミュレーション技術の枠組み

2-1. 多目的設計探索 (MODE)

単なる「最適化」では、「最適」な解を提示したところで作業が終了するように思える。しかし、設計作業としては、ただ1つの解を持っていても役に立たない。設計の各段階において、各分

野とのすり合わせで様々なトレードオフが発生するため、設計空間の中で他の設計候補を常に用意していなければならない。そこで著者らのグループでは、多目的最適化によるトレードオフ情報の効率的な提示により、設計空間の構造を俯瞰的に可視化することで、設計者がさまざまな設計候補を容易に選択できる方法を提案している。このアルゴリズムは、実験計画法、応答曲面法、多目的最適化、統計手法、データマイニング手法などからなり、図4のようにまとめることができる[3]。

従来、このように可視化までを含んだ設計知識の抽出・提示に対して、統一的な呼称はなかった。そこで本研究では、「最適化」と区別するために、このアプローチを多目的設計探査(MODE: Multi-Objective Design Exploration)と名付け、アルゴリズムの構築と応用の研究を行った。

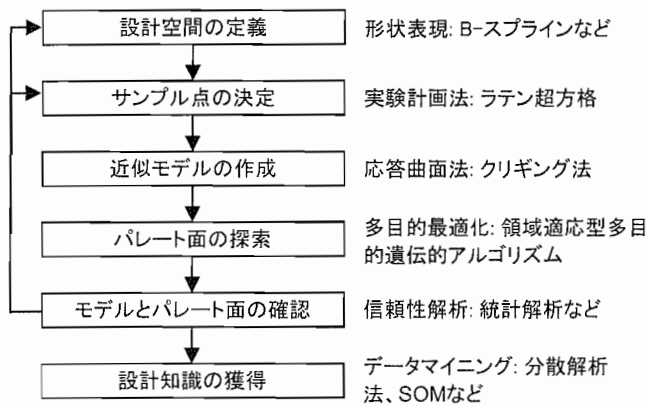


図4. 多目的設計探査(MODE)

相反する目標を含む場合、多目的最適化問題の解は単一の点としての解ではなく、「パレート最適解」と呼ばれる集合になる。「パレート最適解」とは、ある目的関数の値を改善するためには少なくとも1つの他の目的関数値を改悪せざるを得ないような最適解のことであり、目的関数間のトレードオフを示す解の集合を形成する。

実行可能解 A, B を考えよう。解 A が解 B に対して、1 つ以上の目的関数について優れており、その他の目的関数について劣っていない時、「解 A は解 B を支配する」という。そして、解の集合中で他のどの解からも支配されていない解を非劣解という。つまり、目的関数空間の実行可能領域にある非劣解の集合がパレート最適解となる。

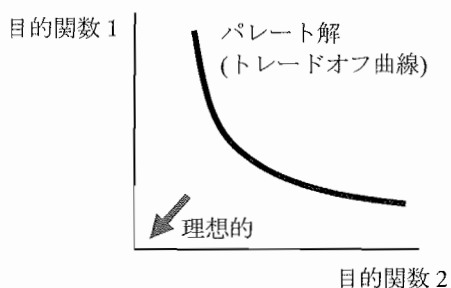


図5. 2 目的関数間のトレードオフ関係

目的関数空間ではパレート最適解の集合はトレードオフ曲面を形成する。このパレート面によって目的関数間のトレードオフに関する情報を得ることができる。ここで、目的関数が2つしかない場合目的関数空間は 2 次元となるので、たとえば一方を良くすれば他方が悪くなる、という単純なグラフが得られる(図5)。この場合、トレードオフの把握は比較的簡単である。しかし、3 目

的、4 目的と増えていくと、特に 4 次元以上ではそのままプロットすることができないので、トレードオフを一目見て分かるように可視化することは困難になる。

MODE の特徴は、トレードオフの可視化法として自己組織化マップを適用していることである。近年、三菱重工との共同研究により、リージョナルジェット機主翼形状に対して CFD と NASTRAN を適用し、空力・構造・空力弾性を考慮した多分野融合最適化システムを構築した。本稿では、この設計探査から得られたデータに基づき、設計空間の構造を自己組織化マップ(SOM: Self Organizing Map)により可視化した例を報告する[4]。

2-2. SOM によるトレードオフの可視化

SOM は、提案者の名前を取ってコホネンネットとも呼ばれ、近年脚光を浴びているデータマイニングの一手法である。SOM は、教師なし学習のアルゴリズムを用いるフィードフォワード型のニューラルネットワークモデルである[5]。

SOM は、入力層と出力層の2層からなり、隠れ層はない。第2層を構成するユニットはあらかじめ平面座標を持っている。第1層に提示された情報はすべて第2層に提示され、第2層のユニットは入力情報にどれだけ似ているかを競争する。競争の結果選ばれた勝者ユニットは、重み付けが更新されてさらに入力に近づく。また、その近傍ユニットも近さに応じて重みが更新される。こうして隣り合うユニットは似たような重みを持つようになり、第2層に新たな位相が形作られる。通常この第2層(出力層)を SOM の結果として図示する。

SOM は、我々が直感的に理解している地図とは異なる。通常の地図では、方角(座標軸)があり、距離(ユークリッド距離)が定義されている。SOM には、方向性がなくユークリッド距離も定義されていない。隣り合うユニットは類似度が高いが、 n 個離れたら類似度が $1/n$ になるわけではないし、異なるユニットはまわりのユニットに対して異なる近さを持っている。その代わりに、SOM は多次元情報を2次元に折りたたんで表現できる。すなわち、SOM を用いると多次元データの可視化ができる。

たとえば3目的最適化の近似パレート集合から目的関数空間の SOM を作る場合、各ユニットは3つの目的関数値に対応した3次元ベクトルを持っている。ユニットの類似度は、この3次元ベクトルのユークリッド距離で測られる。できあがった SOM 上で、ユニットの各成分(3つの目的関数値)について、3つの等高線図を作成することができる。その図を比較すると、トレードオフの有無などパレート面の構造が確認できる。

SOM による可視化には、さらにクラスタリングを組み合わせることができる。もともと SOM では近傍ユニットが似たもの同士になるので、SOM 上でクラスタリングを行うことは、元の多次元データからクラスタリングを行うよりはるかに容易である。クラスタの特徴は、各成分のトレードオフなどから見出すことができる。このように SOM は高次元の可視化ツールと位置づけることができる。本研究では SOM の作成に、Viscovery® SOMine 4.0 を使用した[6]。

2-3. 多分野融合最適化

新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)の援助のもと、YS-11 以来の純国産旅客機研究開発計画が 2003 年より産官学共同研究で進められている。本研究ではその 3 次元主翼形状の設計探査について可視化結果を中心に報告する[4]。

目的関数として、Block Fuel(要求飛行距離に必要な燃料量)の最小化を採択、加えて最大離陸重量及び遷音速亜音速間の抵抗値差分の最小化を考え、計 3 目的による最適化問題を解く。翼平面形・胴体を固定、翼の前後桁も一定位置とした。設計変数は翼断面・捻り・上反角とし、総計 35 設計変数で一個体の形状を表現する。さらに 5 つの制約条件を課した。各々の個体形状は、初期形状からの差分値を用いて移動格子法により生成する(図6)。詳細は文献4を参照されたい。

本システムでは、NASTRAN を用いて構造最適化を行い、荷重による変形やフラッタに関する拘束条件を考慮しつつ、CFD を用いて Block Fuel を評価する。8 個体からなる一世代の評価

に 70 回程の Euler 計算と 90 回程程度の N-S 計算を行う必要がある。最適化システムが非常に大規模なものとなったため、最適化自体よりも設計空間の探索を主目的として進化的アルゴリズムだけを適用し、すべての目的関数について初期個体よりも改善が得られた 19 世代で計算を終了した。



図 6. 翼胴形状(左)と CFD 非構造格子・CSD 構造格子(右)

図 7 にその探索により得られた設計空間の俯瞰図を示す。図の右下に 3 目的とも値が低くなるスイートスポットがあることがわかる。一方、図 8 では、同じ自己組織化マップを翼キック位置での上反角と遷音速抵抗値で色づけした。これより翼が下反角を持つと抵抗が増加するが、上反角の場合は抵抗が高い場合も低い場合もあり、あまり影響がないことがわかる。しかし、上反角を持つことは構造重量の観点からは不利である。

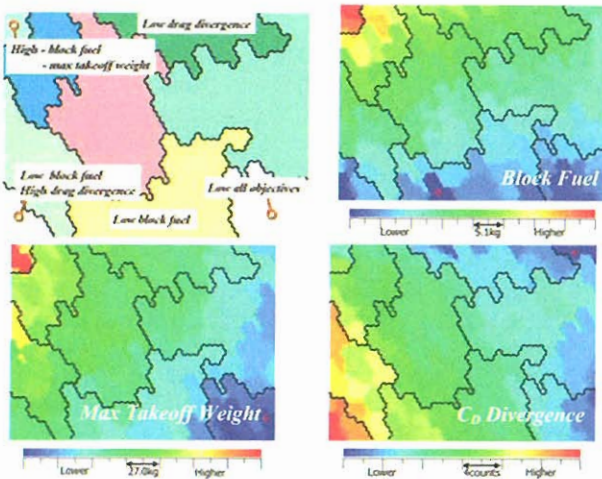


図 7. 自己組織化マップによる設計空間の可視化
(図中の ×印は各目的関数の最小値を示す)

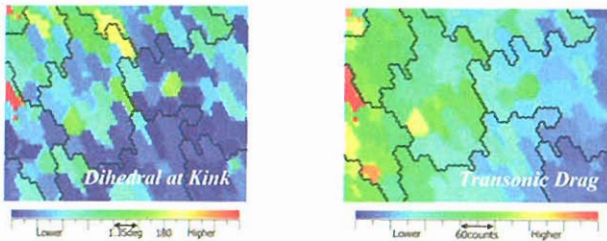


図 8. 翼上反角の遷音速抵抗への影響の可視化

19 世代が終了した時点でのトレードオフ面のほぼ中央にある個体は Block Fuel で 1%の改善しかなかった。しかし、SOM による可視化から上反角は空力性能改善に効果がないことがわかったので、この個体の上反角をゼロとして翼を作り直して評価したところ、Block Fuel で 3.6%の改善を得ることができた。この例は、比較的少数の個体評価による設計探索でも、設計空間に関する適切な知識が得られれば、よりよい設計解を見出すことができることを示している。

3. 計測融合シミュレーション

モバイル通信によるデータ転送能力も指数関数的増加を示していることが知られている。この通信能力を活かすと、実験や計測のネットワークと計算を融合させる新しいシミュレーション技術が可能になると予想される。もし飛行中のすべての航空機から気象データを受け取り、リアルタイムで気象シミュレーションができるになれば、精度の高い航空気象予測ができ、航空安全をもたらす新しい技術となることが期待される。IT の世界では「ユビキタス」がキーワードであるが、計算科学分野でもユビキタスネットワークを活用した「計測融合シミュレーション」はこれからのキーワードといえよう。

3-1. 大気中の乱流

大気中の乱流が航空機の飛行に影響を与えるのは、その渦の大きさが航空機と同程度のものであると考えられている。航空機に影響を与える乱流は特に乱気流と呼ばれているが、その影響は軽く揺れる程度のものから、墜落につながる程のものまで様々である。乱気流は原因によって幾つかの種類に分けられる。すなわち、熱対流による熱的乱気流、山岳波などの地形性乱気流、高々度の鉛直方向の風のせん断が強いところで発生する晴天乱気流、大型航空機の後流にできる後方乱気流である。低層の雲中における熱対流による乱気流は航空機に搭載されたレーダによって事前に探知され、回避または警報を出すことができる。しかしながら、晴天乱気流および後方乱気流は雲のない大気中に発生するため、その予知は現在でも困難である[7,8]。

晴天乱気流および後方乱気流への対策として、JAXA において航空機搭載型風計測ライダーの開発が進められている[9]。風計測ライダーは大気中のエアロゾルあるいは大気構成分子による散乱光のドップラーシフトを測定することにより風速測定を行うため、晴天時の測定や局所的な風速の測定が可能である。したがって、雲のない大気中の速度を計測することにより、晴天乱気流および後方乱気流の探知が期待できる。風計測ライダーではレーザ出力方向の速度成分しか得られないため、計測結果を乱気流検知に結びつける必要があり、このために晴天乱気流に関する知見の蓄積が望まれる。

気象予測は CFD の大きな応用分野の一つである。ビル風などの局所気象予測にも用いられており、航空機程度の大きさの詳細な渦構造を知る必要がある乱気流解析にも有効であると考えられる。乱気流解析の結果を用いて乱気流中の航空機の応答を解析するためには少なくとも 50m スケールで正確に流れが再現されている必要がある[10]。さらに詳細な挙動を解析する場合はより細かなスケールで流れを知る必要があると考えられる。航空機への脅威となる数十 m スケールの乱気流現象は後方乱気流を中心に LES によって解析され、実観測データとの比較検討する研究がいくつか行われている[10-12]。しかしながら、晴天乱気流に関しては実測データと比較検討された LES 解析結果は非常に少ない。

3-2. フライトデータ融合シミュレーション

ここでは晴天乱気流の予測に結びつく知見を得るための初期的な検討として、晴天乱気流に遭遇した時のフライトデータをもとに数値シミュレーションによって乱気流を再現した例を紹介する。フライトデータからではすべての初期、境界条件を決定するのは困難であることから、早瀬らによって提案された制御理論における状態観測器の概念を用いた計測融合シミュレーション手法[13]の適用可能性を検討した。この手法に基づき、本研究ではフライトデータと数値シミュレーション結果の差に基づく体積力を数値シミュレーションにフィードバックした[14]。晴天乱気流遭遇時の航空機の激しい揺れは厚さ数百メートルから水平方向に数 km に渡って広がったせん断の層を横切るときに生じるものである。このせん断の層は温度の異なる大気が速度差を持って流れ込むことによって生じる Kelvin-Helmholtz(K-H)不安定に起因する。この計算例では、計測融合シミュレーションによって、

K-H 不安定による晴天乱気流をフライトデータから再現することを試みた。

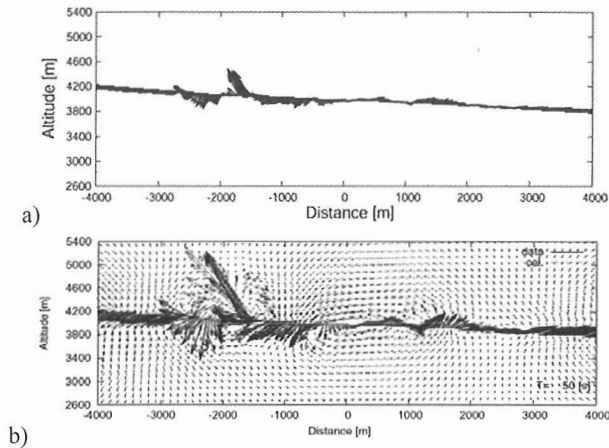


図 9 計測融合シミュレーションによる乱気流の再現; (a)フライトデータ、(b) シミュレーション結果(ベクトルは拡大)

図 9(a) にフライトデータ, 図 9 (b) にフライトデータをフィードバックして再現された流れ場の流速ベクトルを示す。太線はフライトデータから求めた飛行経路上の速度ベクトル, 細線は計算によって得られた速度ベクトルを示す。図 9 に示す結果で注目すべき点は, 飛行経路より高度の高い領域と低い領域で逆方向の速度が誘起され, 乱気流に遭遇した高度を中心にせん断層を形成していることである。フライトデータの上側では全体として左向き速度場, 下側の領域では右向き速度場が生じている。これは K-H 不安定による乱気流の発生を示唆するものである。

本計算はまだ試計算に近く, 今後さらなる高度化に向けた研究が必要である。しかし, 一様な乱れを仮定しない乱流計算, 実際の気象を取り込んだ計算, あるいは限られたデータしかない航空関連事故時の流れ場の再現など, さまざまな応用分野が予想される。

4. まとめ

本稿では, 今後の計算科学の発展の鍵となると思われる「データマイニング」・「計測融合シミュレーション」というキーワードから, 著者らのグループで行っている研究活動を紹介した。

ムーアの法則は, いずれ頭打ちになるといわれながら, いくつもの技術革新で限界を乗り越え, 法則自体はまだまだ成り立っている。今後もこの法則が成立すると期待し, より革新的な計算科学技術を目指していきたい。

CFD における計算技術自体はかなり成熟してきたといえよう。しかし, CFD の使い方が成熟してきたとはまだいえない。CFD を使ってできることには, まだ予想もしていない興味深い問題が数多くあるはずである。多様なアイデアが試され, 創造的な利用技術が生まれることを期待したい。

なお, 本稿で紹介した小型旅客機主翼形状の最適化は NEDO 援助のもとで 三菱重工との共同研究により実施した。また, 大気乱気流の融合シミュレーションは, JAXA との共同研究により実施したものである。関係者各位に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) <http://www.top500.org/> (2006 年 4 月)
- 2) R. J. Adrian, "Information and the Study of Turbulence and Complex Flow," JSME International Journal, Series B, Vol. 45, No. 1, 2002, pp. 2-8.
- 3) Obayashi, S., Jeong, S. and Chiba, K., "Multi-Objective Design Exploration for Aerodynamic Configurations,"

AIAA Paper 2005-4666, 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 6-9 June 2005, Toronto Canada.

- 4) Chiba, K., Obayashi, S., Nakahashi, K. and Morino, H., "High-Fidelity Multidisciplinary Design Optimization of Aerostructural Wing Shape for Regional Jet," AIAA Paper 2005-5080, June 2005.
- 5) コホネン, 自己組織化マップ, 改訂版, シュプリンガー・フェアラーク東京, 2005.
- 6) <http://www.mindware-jp.com/somine/index.html> (2005 年 7 月)
- 7) 加藤喜美夫, 航空と気象 ABC, 成山堂書店, (2003).
- 8) 橋本梅治, 鈴木義男, 新しい航空気象, クライム気象図書出版部, (2004).
- 9) 浅香, 藤原, 稲垣, 張替, 亀山, 安藤, 平野, 「航空機搭載型ライダー飛行試験結果について」, 第 43 回飛行機シンポジウム講演論文集, 3C9, (2005).
- 10) Hamilton, W. and Proctor, F. H., "An Aircraft Encounter with Turbulence in the Vicinity of a Thunderstone," AIAA2003-4075 (2003).
- 11) Proctor, F. H., Hamilton, W. and Bowles, R. L., "Numerical Study of a Convective Turbulence Encounter," AIAA2002-0944 (2002).
- 12) Ahmad, N., Boybeyi, Z., Lohner, R. and Sarma, A., "A Godunov-type Finite-Volume Scheme for Flows on the Meso- and Micro-scales," AIAA2005-1234 (2005).
- 13) Hayase, T., Nisugi, K. and Shirai, A., "Numerical realization for analysis of real flows by integrating computation and measurement," Int. J. Numer. Meth. Fluids, 47 (2005), 543-559.
- 14) 三坂, 大林, 遠藤, 「計測データを用いた数値シミュレーションによる流れ場の再現」, 第 19 回数値流体力学シンポジウム, PC5-1, 2005 (CD-ROM 講演集).

スーパーコンピュータの歩み

小柳義夫
工学院大学

History of Supercomputing

by
Yoshio Oyanagi

ABSTRACT

February 14, 2006 was the sixtieth anniversary of the opening of the first electronic computer ENIAC. Its computing power was 300 flops, *i.e.* it could calculate 300 floating operations per second. It was an unimaginable high speed and people said that only a couple of such machines would be sufficient for the world. After sixty years the top of the line supercomputer is 10^{12} times faster than the ENIAC. Japanese government is planning to construct a supercomputer which is 30 times more powerful than the current one. The history of supercomputers is described in terms of "generations," each of which consists of five years. Developing strategies of U.S. and Japan are compared.

1 スーパーコンピュータとは

スーパーコンピュータとは科学技術用の高速計算機のことである。どの程度の性能のものを言うかは時代によって大きく異なっている。現在のパソコンは初代のスーパーコンピュータより遙かに高速である。

コンピュータを高速化するには半導体のデバイス技術の寄与が大きいが、アーキテクチャ技術としては、ベクトル処理と並列処理が大きな寄与を与えた。初期には両者は独立の技術と考えられたが、次第に両者の技術は融合し並列ベクトル計算機が主流となった。現在では、汎用プロセッサの発達により、ベクトル処理技術は必ずしも主流ではないが、マルチコア技術と結合して別の形で再来しつつある。

スーパーコンピュータはほぼ5年を単位に新しい機種が登場しているので、便宜上5年を1世代として時代を区分することにする。いわゆるメインフレームの世代とは全く別のものであることに注意。概説的な文献を2)-9)に挙げた。日本のベクトル計算機に関する文献は9)を参照のこと。Fernbach⁴⁾は、初期のスーパーコンピュータについて、ILLIAC IV を第1世代、Star-100を第2世代、Cray-1を第3世代とする世代分けによって論じている。スーパーコンピュータに世代を導入したのはこのFernbachの書が初めてである。

2 黎明期 (1970年代頃)

2.1 アメリカの動き

科学技術用の高速計算機を作ろうという動きは1950年代末からあったが、決定的な転機はアメリカ原子力委員会

が1964年各社に根源的に新しいアーキテクチャの計算機の製作を要請したことにある。このころIBM社のSenzigらはベクトル処理を提案し¹⁾、石油探査のためIBM 2983 Array Processor (1965)がIBM360のI/Oチャンネルに接続する付加プロセッサとして開発された¹⁰⁾。乗算と加算の組合せを4つのステージに分けて実行している。おそらく最初のベクトル計算機ではないと思われる。

1970年代に入ると、ベクトル計算機 ASC (1972, Texas Instruments社、30 MFlops、7機 製作)とStar-100(1973, CDC社、50 MFlops、4機製作)、および並列計算機ILLIAC IV (1973, Burroughs社、並列度64、50 MFlops、1機製作)とBSP (1974設計開始、1980開発中止、Burroughs社、並列度16、50 MFlops)などの計算機が作られた。計算機の性能は64ビット浮動小数演算最大ピーク性能(推定)で示す。年号は原則として完成または出荷年。

ベクトル計算機の歴史は天才的技術者Seymour Crayの名なしには語るができない。Crayは、CDC (Control Data Corporation) 社において、CDC6600 (1964, 1 MFlops) および CDC7600 (1969, 5 MFlops) の設計者であったが、1972年、CDC8600 計画が社内で拒否されると同社を退社し、CRI社 (Cray Research Inc.) を設立した。CRI社は1976年160 MFlopsの性能をもつ Cray-1を出荷し、ロスアラモス研究所などに納入した。ベクトルレジスタを持つ初めてのベクトル計算機であった。わずか4ゲートのICを高密度に実装するという画期的技術でこのような性能を実現したことは驚異に値する。ソフトとしては自動ベクトル化方式を採用したが、コンパイラの性能は十分でなく、

使いこなすには技能が必要であったと言われる。当時、「このように高速な計算機は、世界に数台もあればよい。」などと言われていたが、たちどころに世界中に普及した。日本にも2台納入された。

2.2 日本の動き

日本ではどうだったかという、Cray-1が出荷された翌年富士通はFACOM 230-75 APU(1977, 22 MFlops、2機製作)を航空技術研究所に納入した。Star-100などと同じくベクトルレジスタを持たない主記憶直結のベクトル計算機であった。間接参照のベクトル演算をサポートしていた点は注目される。ベクトル記述としてはAP-FORTRANという拡張言語方式を用いている。商業的には成功とは言えないが、日本の最初のベクトル計算機であった。

他方日立は、IAP (Integrated Array Processor)というメインフレームに対する付加プロセッサとしてベクトル演算器を製造した。HITAC M-180 IAP (1978), M-200H IAP (1979, 48MFlops) および M-280H IAP (1982, 67 MFlops) である。これらはベクトルレジスタを持たず、仮想空間上のデータに対してベクトル演算を行うもので、親のメインフレームに対する性能向上はほどほど(数倍程度)であったが、高度な自動ベクトル化コンパイラを装備し、TSSでも使えるなど使い勝手がよく、多数販売された。筆者が最初に利用したベクトル計算機はM-200H IAPであった。間接参照はもちろんのこと、総和、内積、1次漸化式など当時のCray-1がまだ完全にはサポートしていなかった機能を有していたことが特徴である。M-280HIAP は、世界で初めて条件付きdo loopを自動ベクトル化できた。しかしキャッシュに頼ったベクトル演算には限界がありメインフレーム自体の高速化とともにM-680H IAPを最後に姿を消した。日本電気はACOS-1000 IAP (1982, 28 Mflops)を製作し、三菱電機もMELCOM COSMO のIAPを製造した。

3 第一世代のベクトル計算機 (1980年代前半)

3.1 アメリカの動き

本格的なベクトル計算機が登場したのは1980年に入ってからである。アメリカではCDC社が Cyber 203 (1980, 200 MFlops) と Cyber 205(1981, 400 MFLops)を、CRI社がSteve

Chenの設計により、Cray XMP-2(1982, 630 Mflops)およびXMP-4(1984, 1260MFlops)を出荷した。Cyber 203/205、XMP-2/4はそれぞれ2/4並列の並列ベクトル計算機である。Cyberはこの世代で唯一の主記憶直結のベクトル計算機である。性能は最大構成の理論ピーク性能。

3.2 日本の動き

他方日本では、日立がHITAC S-810/20 (1983, 630MFlops)、富士通がFACOM VP-200(1983,570MF)、日本電気がNEC SX-2 (1985, 1300MF) を出荷した。これらはいずれもベクトルレジスタを持つ本格的なベクトル計算機であるが、詳しく見るとアーキテクチャには種々の違いが見られる。S-810は、複数のベクトル演算器が、データ駆動計算機のように非同期に動作しチェイニングを行う。逆にVP-200は複数のパイプラインが論理的には1本のパイプラインに見えるように動作する。またSX-2は、独立なスカラ演算器を持っている。SX-2は実用プログラムから抽出したカーネル(いわゆるLivermore loop)で、世界ではじめて1 Gflopsを達成した。

3.3 日米の違い

アメリカのベクトル計算機に対して、当時の日本のベクトル計算機は以下の特徴を持つ。

- メインフレームとの互換性：メインフレーム・メーカーがメインフレームの発展としてベクトル計算機を設計したので、制御部は互換性を持つ。
- 単一プロセッサ：単一プロセッサに多くのパイプライン(6~8)を装備するアーキテクチャ。アメリカのベクトル計算機は、パイプラインは少ない(1~2)が、並列機(並列度2~4)である。
- 大容量メモリ：たとえばXMPは最大32MBなのに対し、日本機は最大256MB。メモリへのバンド幅を大きくするためのインターリーブ技術も重要。
- 大ベクトルレジスタ：例えばXMPはCPU当り2KBなのに対し、S810/20やVP-200は64KB、SX-2は80KB。
- 間接アドレスベクトル演算が可能：XMPでは途中からサポート。

上記のc)とd)の特徴は、日本のメーカーが半導体の大メーカーであり、自社で高度なチップを製造できたことで実現した。その反面、主記憶が高速であるが容量の小さいXMPなどと比較してベクトル演算の立ち上がりが遅くな

り、短いベクトルでは性能が出ないという弱点を持っていた。しかし、ベクトルレジスタも大きかったので、ループ当りの命令数の多い複雑なループ（アンローリングしたループなど）ではチェイニングが活躍した。半導体技術の面からは、のころは、各社ともメインフレーム製造のために開発した半導体技術を使ってベクトル計算機を製造していた。後にはその順序が逆転する。

なおこの他、CRI社はSeymour Crayの設計によりCray-2 (1985, 1952 MFlops)を、また、富士通はVP-400 (1985, 1140 MFlops)を出荷した。Convex社は、廉価版のベクトル計算機C1 (1985)を出荷し、IBM社はメインフレーム3090への付加型ベクトル演算機VF (Vector Facility, 1985, 108 MFlops)を製造し始めた。特筆すべきことは、この頃からアメリカで多くのベンチャーが並列計算機の製造を始めたことである。日本ではほとんど皆無であった。

4 第二世代 (1980年代後半)

4.1 アメリカでの動き

1983年にCDC社はベクトル計算機部門をETA社として独立させ、ETA社は液体窒素冷却のベクトル計算機ETA-10 (1987, 10 GFlops, 並列度8)を開発した。画期的な技術であったがほとんど安定には動作しなかったようで1989年にETA社は閉鎖された。CRI社はXMPの後継にあたるCray YMP (1988, 4 GFlops, 並列度8)を製造した。なお、1989年、Seymour CrayはCRI社を離れ、少数の技術者とともにCCC (Cray Computer Corporation)社を設立し、Cray-3, 4の開発に臨んだ。新聞では、"Seymour leaves Cray."と騒がれた。

4.2 日本での動き

日本では、日立がHITAC S-820 (1987, 3 GFlops)を、富士通がFACOM VP2600 (1989, 5GFlops, 並列度2)を、日本電気がNEC SX-3 (1990, 22 GFlops, 並列度4)を出荷した。これらはそれぞれ前の世代のアーキテクチャを継承しつつ、半導体テクノロジーの発展により高速化したものである。なお、S-820はメインフレームM-680Hのベクトル版であるが、VP-2600やSX-3のために開発されたテクノロジーはメインフレームであるM-1800 (1990)やACOS-3800 (1990)に逆に移転されている。なお、富士通と日本電気はアメリカと同様に共有メモリ並列ベクトル機に進出したが、並列度は比較的に小規模にとどまっている。

日本のスーパーコンピュータの性能向上に驚いた米国政府は、1989年、スーパー301条(Omnibus Trade and Competitiveness Act of 1988)の対日適用を決定し、スーパーコンピュータ等三品目を調査対象品目に指定した。米国の公的機関は日本製を一台も購入していないにもかかわらず、日本の政府機関に米国製の購入を迫った。

5 第三世代 (1990年代前半)

5.1 アメリカでの動き

CRI社は、Cray YMP C90 (1991, 16 GFlops, 並列度16)を出荷した。CRI社は同時に、Alpha chipを使った超並列機T3D (1993)や、FPS (Floating Point Systems)社の遺産を引き継ぐSparcベースのサーバ機CS6400 (1993)をも出荷した。CCC社は1993年、GaAs技術に基づく4プロセッサのCray-3をNCARに納入し作動させた。また1994年Cray-4を発表したが、いずれも商品としては完成せず、1995年破産した。なおSeymour Crayは1996年9月自動車事故に遭い、翌月初めこの世を去った。

この時代の大きな出来事は、並列計算機を製造していた多くのベンチャー企業が倒産するなかで、汎用プロセッサを用いた並列計算機がベクトル計算機を追い越しはじめたことである。CRI社はAlphaチップを用いた超並列機T3D (1993)を開発し、同年IBMも並列計算機SP-1を出荷しこの分野を席卷し始めた。その裏には1991年高性能コンピュータ通信法成立を受けて始まった米国のHPCC計画(1991~96)がある。このころからPC用などの汎用プロセッサの性能が急激に向上し(いわゆる「キラー・マイクロの来襲」)、これを用いたクラスタが急速に発展した。

5.2 日本での動き

さて日本では、日立がS-3800 (1993, 32 GFlops, 並列度4)を、富士通が、分散メモリ並列ベクトル機VPP-500 (1993, 1.6 GFlop/proc., 最大並列度222)を、日本電気は32まで共有メモリ可能な並列ベクトル機SX-4 (1995, 2 GFlops/proc., 最大並列度512)を出荷した。100を超える並列度では、最大構成はカタログの上だけで、実際には出荷されていないことが多くなるので、プロセッサ毎またはノード毎の性能を示す。半導体テクノロジーとしては、S-3800はバイポーラ、VPP-500はCMOSとGaAsの混合、SX-4はCMOSである。この時代に日本のベクトル機は大きく変貌

した。日立は共有メモリ並列ベクトル機を製造する一方、富士通は航空技術研究所とともに開発したNWT（数値風洞）の技術をもちいて分散メモリ高並列ベクトル計算機を商品化した。日本電気は、32プロセッサまでは共有メモリであり、それを相互接続するアーキテクチャを実現した。またOSとしてunixを採用した。

6 第四世代(1990年代後半)

6.1 アメリカでの動き

CRI社はベクトル計算機としてはC90の後継機T90(1995, 57.6GFlops, 並列度32)を出荷し、超並列としてはT3E(1996, 並列度2048)を出荷したが、1996年にSGI(Silicon Graphics Inc.)社に吸収され、そのCray部門となった。吸収後にCMOSのベクトル計算機CraySV1(1998, 38 GFlops, 並列度8)を出荷した。また、いわばT3Eの後継機として、1996年MIPSプロセッサを用いたccNUMAの超並列機Origin 2000を出荷した。

アメリカでは、1995年から原水爆の貯蔵、爆発のシミュレーションを目的にASCI計画(現在はASC)が始まり、ロードマップに従って汎用プロセッサを用いた超並列計算機を次々に設置し始めた。Intel社はSandia国立研究所にPentium Proを用いた超並列機ASCI Redを納入し(1997年, 1.8 TFlops)、次節で述べる筑波大学のcp-pacsから首位の座を奪い返した。続いてIBM社はLivermore国立研究所にPowerPC 604eを用いたASCI Blue Pacific(1998, 3.8 TFlops, 並列度5808)を、SGI社はLos Alamos国立研究所にASCI Blue Mountain(1998, 3.0 TFlops, 並列度6144)を納入した。ASCI計画で開発された計算機の多くは商用化され、米国の科学技術インフラとなった。

6.2 日本での動き

他方日本では、富士通はVPP500をCMOS化したVPP300(1995, 2.2 GFlops/proc. 並列度16)およびVPP700(1996, 2.2 GFlops, 並列度256)を出荷した。さらにその上位機VPP5000(1999, 9.6 GFlops/proc. 並列度512)を出荷した。日本電気は、SX-5(1998, 8GFlops/proc. 並列度512)を出荷した。これらは伝統的なベクトル計算機である。日立はこれを離れ1996年筑波大学とcp-pacs(614 GFlops)を共同開発してTop500の首位を取るとともに、その技術を用いた超並列計算機SR2201を商品化した。続いて後継機

SR8000(1998, 8 GFlops/node, 最大128nodes)、上位機SR8000F1(2000, 12 GFlops/node)を出荷した。なお、SR8000のノードは8個のプロセッサ(制御用を入れると9個)のSMPである。

6.3 日本とアメリカの違い

この時代、アメリカがCrayを除き汎用プロセッサの超並列機の方角に開発を進めて行くのに対し、日本では日立は超並列に移行したものの、富士通と日本電気は並列ベクトルの路線を堅持した。CrayがSGI社の一部門としてベクトル路線を継続できるのか心配する声もあった。

7 第五世代(2000年代前半)

7.1 アメリカでの動き

アメリカではASCI計画が進行した。IBM社がLivermore国立研究所にPower 3に基づくASCI White(2000, 12.3 TFlops, 並列度8192)を、DEC社を吸収したCompaq社を吸収したHP(Hewlett-Packard)社が、Los Alamos国立研究所にAlphaチップに基づくASCI Q(2002, 20TFlops, 並列度8192)を納入した。SGIは2000年、Cray部門を名前ともどもBurton SmithのTera社に売却し、Tera社はCray Inc. となった。Cray Inc. はSV1の後継機として、X1(2002, 12.8GFlops/proc., 並列度4096)を出荷した。

7.2 日本での動き

日本での最大のニュースは日本電気製の地球シミュレータ(2002, 40 TFlops, 並列度5120)が稼働し、世界最高速の計算機となったことである。ちきゅうシミュレータは2004年まで2年半の間、世界の首位を保った。日本電気は、この技術を基にベクトル計算機SX-6(2002, 8 GFlops/proc., 並列度1024)およびSX-7(2003, 8.83GFlops/proc., 並列度2048)、SX-8を出荷した。一方、これまで分散メモリ型ベクトル計算機VPPシリーズを製造してきた富士通はベクトル機を離れ、Sparc64 Vに基づく超並列計算機に移行した。最上位機種は、PRIMEPOWER HPC2500(2002, 5.2 GFlops/proc., 並列度16384)である。日立はSRの路線を継続し、SR11000(6.8 GFlops/proc. 並列度4096)を発表した。

8 まとめ

ベクトル処理は、メモリレイテンシを隠蔽し定型演算を高速に実行する優れた技術であり、多くの科学技術計算

に適している。一時は、スーパーコンピュータと言えばベクトル計算機を指した時代があった。しかし、専用のプロセッサと高バンド幅のメモリシステムを製造する必要があり、高価につく。他方、1990年代から登場した汎用プロセッサを用いた超並列処理は、プロセッサが大量生産品であるため安価であり、演算性能も驚くほど向上してきた。ネックと思われていたバンド幅も、ベクトル計算機に近付きつつある。

わが国はベクトルでは先端を走っていたが、その反面超並列処理への参入は遅かった。そのため、地球シミュレータは2年半に渡って首位を保ったが、その間上位にある日本の計算機の数は一激減した。一点豪華主義では科学技術の健全な発展は望めない。他方米国はBlueGene/Lを含むASC計画の計算機のみならず、多数のスーパーコンピュータを国内に設置しており、日米の格差は急速に広がりがつつある。

わが国でも京速計算機計画が進められているということに期待するところが大きい。過去への反省をふまえて、一点豪華主義ではない階層的なインフラの整備と、ロードマップに基づく長期的な視野をもった立案を望みたい。

参考文献

- 1) D. N. Senzig and R. V. Smith, "Computer Organization for Array Processing," AFIPS Proc. FJCC, vol. 27 (1965) pp. 117-128.
- 2) 村田健郎他著「スーパーコンピューター科学技術計算への適用」(1985年、丸善)
- 3) 富田眞治著「並列計算機構成論」(1986年、昭晃堂)
- 4) S. Fernbach著長島重夫訳「スーパーコンピュータ」(1988年、パーソナルメディア)
- 5) 長島重夫・田中義一著「スーパーコンピュータ」(1992年、オーム社)
- 6) John P. Riganati and Paul B. Schneck, "Supercomputing," IEEE Computer (October 1984) pp.97-113.
- 7) Carl S. Ledbetter, "A Historical Perspective of Scientific Computing in Japan and the United States," Supercomputing Review, November 1990, pp. 31-37 (December 1990) pp. 48-58.
- 8) Raul Mendez, "Japanese Supercomputers: An Overview,"

in High Performance Computing, Research and Practice in Japan, Raul Mendez ed., Wiley (1992) pp. 3-6.

- 9) Y. Oyanagi, "Development of Supercomputers in Japan: Hardware and Software," Parallel Computing 25 (1999) pp. 1547-1567.
- 10) J. F. Ruggiero and D. A. Coryell, "An Auxiliary Processing System for Calculations," IBM Systems Journal, Vol. 8, No. 2 (1969) pp.118-135.

Simulation of a Flow around a Bluff Body Using Cartesian Coordinates

Kunio Kuwahara

Institute of Computational Fluid Dynamics, Meguro-ku, Tokyo 152-0011, Japan

Satoko Komurasaki

Department of Mathematics, College of Science and Technology, Nihon University, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308, Japan

Angel Bethancourt

Institute of Computational Fluid Dynamics, Meguro-ku, Tokyo 152-0011, Japan

This paper introduces a computational technique to compensate for the added numerical diffusion that is generated when uniform Cartesian coordinates are used to describe the flow around bluff bodies. Because of the staircase-like representation of the surface object, it was found that the added surface "roughness" causes larger than expected separation region for some test cases (flow around a sphere, and flow around a cylindrical body). In order to control the velocity profile in the boundary layer, a new parameter *bhr* (boundary layer velocity ratio) is defined, and it is used to set the negative value of the viscosity along the surface. Extensive visualizations of flow past bluff bodies are performed using the present technique. Numerical solutions of the governing Navier-Stokes equations are carried out in a uniform Cartesian coordinates using a multi-directional finite difference scheme with a third-order upwinding. No explicit turbulence model is incorporated into the model, and the dependence of the solution on the *bhr* parameter is investigated.

Nomenclature

u	Velocity vector
p	Pressure difference from the base pressure
t	Time
δt	Time increment in numerical time integration
Re	Reynolds number based on chord length
bhr	Velocity ratio in the boundary layer
<i>Superscript</i>	
n	Time step

I. Introduction

Many simulations of a flow past streamlined body have been carried out, mostly using a finite-difference method in a body-fitted coordinate system.¹⁾ Simulations of bluff bodies are less frequent because of difficulties in solver implementation and grid generation. It is often acknowledged, that grid generation is one of the most difficult and manpower consuming parts when dealing with body-fitted coordinates. On the other hand, many important applications involve flow around a bluff body, i.e. flow around a car. The simplest way to avoid all these complications would be to employ a Cartesian coordinate system in which the body is represented by creating a masking data (voxel) on the grid coordinates.²⁾ However, this approach results in lack of resolution near the boundary of the object. If the object is visualized, it looks like a staircase structure. By using multi-directional finite

differences,^{3),4)} a smoother representation of the staircase boundary is achieved, but the resolution problem is not completely solved. In problems involving separation depending on the resolution of the boundary layer, simulations predict larger than expected areas of separation. This is due to the numerical diffusion caused by the roughness on the boundary. To resolve the behavior of the flow along the staircase boundary, we introduce a negative viscosity on the surface of the body to compensate for the numerical diffusion. In the present paper, several examples using this technique are presented.

II. Computational Method

The governing equations are the incompressible Navier-Stokes equations. In Cartesian coordinates system, they can be written as it follows,

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0, \quad (1)$$

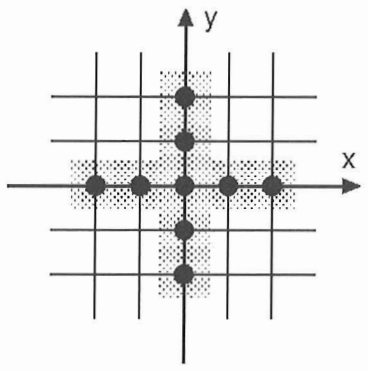
$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\}. \quad (2)$$

For high-Reynolds number flow, time-dependent computations are required owing to the strong unsteadiness. Presently, a finite-difference method is employed to discretize the basic equations and they are solved using the projection method (Chorin,⁵⁾ and Takami and Kuwahara⁶⁾). The pressure field is obtained by solving the following Poisson's equation:

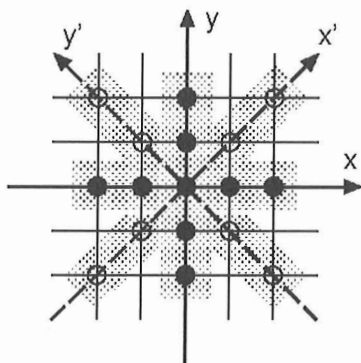
$$\Delta p = -\text{div}(u \cdot \text{grad}u) + \frac{D^n}{\delta t}, \quad D = \text{div}u \quad (3)$$

where n is the time step and δt is the time increment. D^{n+1} is assumed to be zero, but D^n is retained as a corrective term.

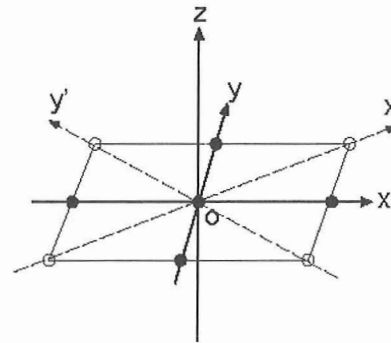
In the present paper, a multi-directional finite difference method is implemented when discretizing the governing equations. In case of 2-dimensional computations, when structured grid points are given, the black points in Fig. 1(a) are usually used to approximate the derivatives at the central point (system A). If we introduce another 45° rotated local grid system, the white points in Fig. 1(b), can be used to approximate the derivative at the central point (system B). In order to improve the derivative value at the central point, the values of both systems are combined. If a ratio A: B=2:1 is adopted, the resulting finite difference scheme for the Laplacian coincides with the well-known 9 point formula with fourth-order accuracy. This method improves the rotational invariance of the coordinate system, and then those cases where flow direction is not parallel to the grid location are better simulated. In 3 dimensions, three different grid systems are used. Each grid system is obtained by rotating a perpendicular plane 45° with respect to each coordinate axis. One of such systems is shown in Fig. 1(c).



(a) System A.



(b) System B.



(c) System Z: $x' - y' - z$.

Figure 1. System for multi-directional scheme

Space derivatives are discretized using a three-point central difference approximation with exception of the convective terms. For the convective terms, a third-order upwind scheme is used to stabilize the computation (Kawamura⁷⁾). It has been found to be the most suitable for high-Reynolds number flow computations. The second-order Crank-Nicolson implicit scheme is used for time integration. The equations are iteratively solved at each time step by SOR method. A multi-grid method is utilized to solve the Poisson's equation.

Negative viscosity

In the Cartesian coordinate system, the body is represented as a set of voxels at the grid points with their values set on/off (a binary operator) to indicate its presence. As stated before, the surface of the body resembles a staircase. After computations are carried out, larger than expected regions of separations are observed. This is due to the numerical diffusion caused by the surface roughness. Therefore, a special treatment of the boundary conditions is needed in order to properly simulate these types of flows. The present technique introduces a negative value of the viscosity on the surface of the body to compensate for the numerical diffusion. At high-Reynolds number, turbulence in the free space is simulated without using an explicit turbulence model in these computations. Viscous effects are limited only within the boundary layer. Therefore, a simple model is made for the boundary layer to account for the viscous effect.

It is important to point out that this negative viscosity has no definitive physical meaning, and how to determine its value represent a big challenge. If the absolute value is large enough, the flow near the boundary accelerates and separation is reduced. On the other hand, if the absolute value is small, the separation region becomes larger. Therefore, research in a proper way to determine this value is undertaken. The velocity profile in the boundary layer is closely related to the negative viscosity. The present paper defines a parameter bhr (boundary layer velocity ratio) that it is used to determine the proper value of the negative viscosity (See Figure 2).

The parameter bhr is the ratio of the averaged velocity between the two points nearest to the surface ($bhr = v1/v2$). If bhr is 0.5, the local flow Reynolds number is 0.0. On the other hand, if it is 1.0, a free-slip condition is imposed $bhr=v1/v2$ on the surface. Therefore, the value of the bhr parameter, as described in Figure 2, shall fall between 0.5 ~1.0. Presently, the value of the negative viscosity ratio (bhr) is a function of this parameter.

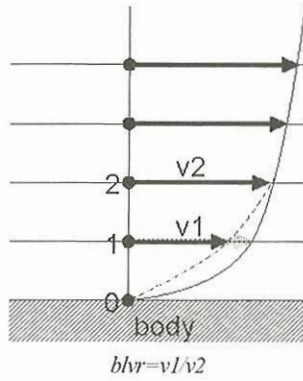


Figure 2. Boundary layer velocity ratio (bhr)

III. Computational Results

Examples of 3-dimensional simulation of flow around bluff body with using the negative viscosity are visualized.

Figure 3 shows computational grid and a body represented by a set of voxels for simulation of a flow around a sphere. Figure 4 explains the effect of the negative viscosity, and bhr in Fig. 4 (a)~(c) are 0.60, 0.70 and 0.75 respectively.

As other examples of simulation, flows past a rectangular cylinder with 33% rounded corners at $Re = 500$ and 1,000,000 are visualized in Figs. 5 and 6, respectively. Both flows are simulated with $bhr = 0.70$. From these figures, it is shown clearly that both low and high Reynolds number flows are well captured by using the present technique.

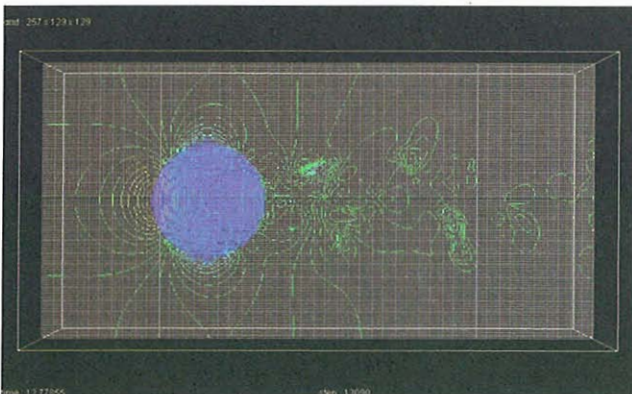
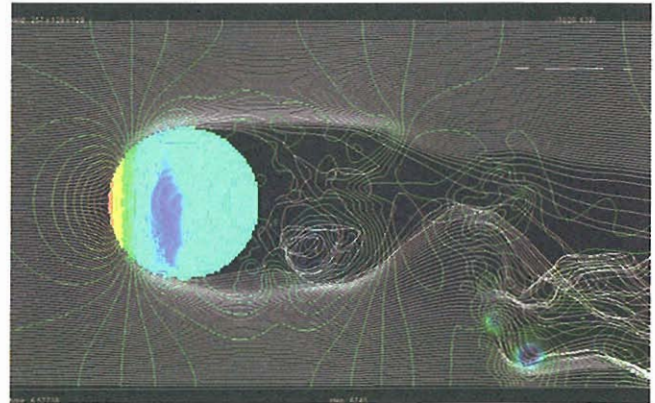
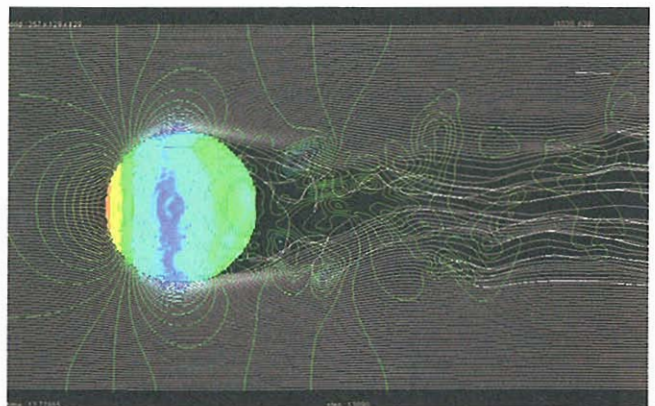


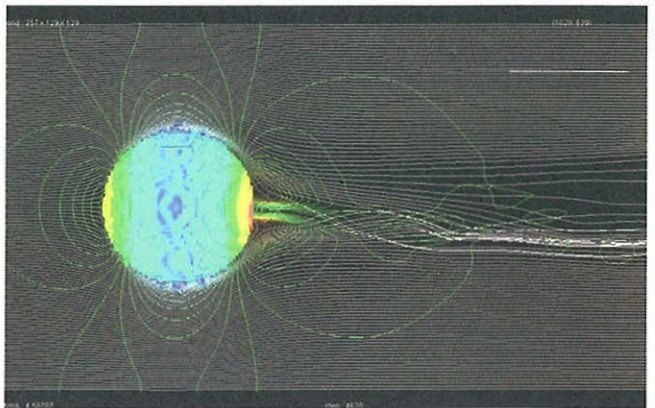
Figure 3. Computational grid for simulation of flow around a sphere



(a) $bhr = 0.60$ (larger separation areas).

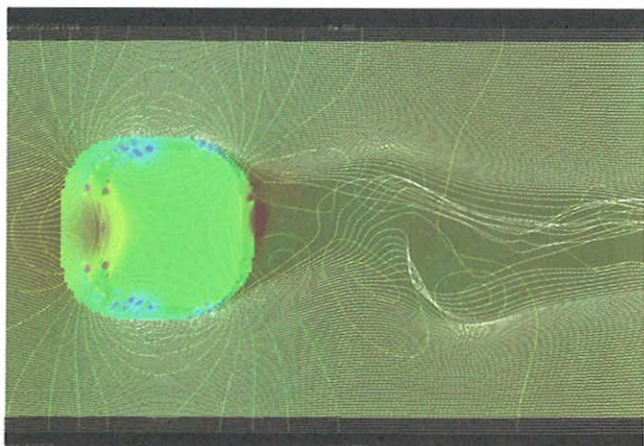


(b) $bhr = 0.70$ (occurrence of drag crisis: standard case).

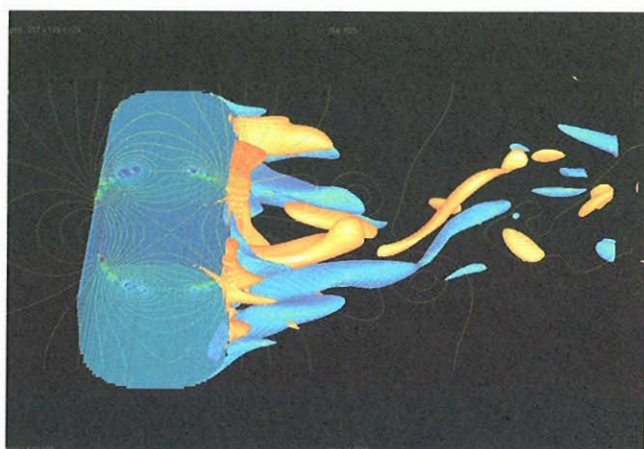


(c) $bhr = 0.75$ (too large bhr).

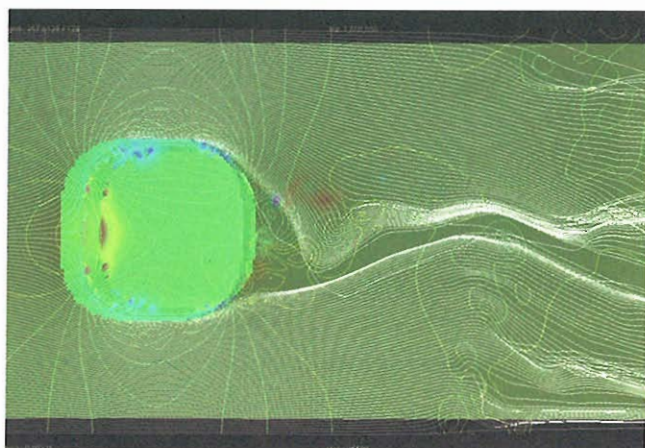
Figure 4. Flow around a sphere in each bhr ; pressure field and stream lines.



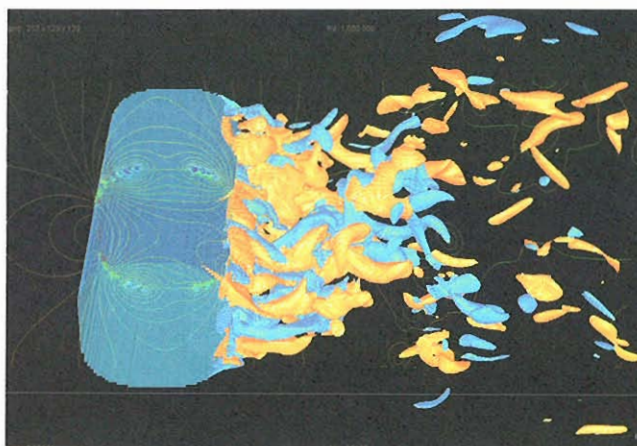
(a) Stream lines and pressure shading.



(b) Longitudinal component of vorticity.

Figure 5. Flow around a cylindrical body at $Re = 500$.

(a) Stream lines and pressure shading.



(b) Longitudinal component of vorticity.

Figure 6. Flow around a cylindrical body at $Re = 1,000,000$.

IV. Conclusion

Three dimensional flows around bluff bodies were simulated in Cartesian coordinate system. In this system, the separation was effectively reduced by using the negative viscosity. Also, flow fields were clearly captured consistently.

Extension to compressible fluid flow is easy and straightforward.

References

- 1) Komurasaki, S. and Kuwahara, K., 2004, "Implicit Large Eddy Simulation of a Subsonic Flow around NACA0012 Airfoil," AIAA Paper 2004-0594
- 2) Bethancourt, A., Kuwahara, K. and Komurasaki, S., 2003, "Grid Generation and Unsteady Flow Simulation around Bluff Bodies," AIAA Paper 2003-1129
- 3) Kuwahara, K., 1999, "Unsteady Flow Simulation and Its Visualization," AIAA Paper 99-3405
- 4) Kuwahara, K. and Komurasaki, S., 2002, "Simulation of High Reynolds Number Flows Using Multidirectional Upwind Scheme," AIAA Paper 2002-0133
- 5) Chorin, A., J., 1968, Math. Comp. 22 pp. 745
- 6) Takami, H. and Kuwahara, K., 1974, "Numerical Study of Three-Dimensional Flow within a Cubic Cavity," J. Phys. Soc. Japan, Vol. 37, No. 6
- 7) Kawamura, T. and Kuwahara, K., 1984, "Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness," AIAA Paper 84-0340.

パネルディスカッション「計算科学の現状と課題」の報告と講評

久保田弘敏（東海大学総合科学技術研究所）

2006年6月23日、如水会館において、(独)宇宙航空研究開発機構の主催により「航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2006」が開催された。その中で、同日 17:00-18:00 に標記のパネルディスカッションが行われた。以下はその報告と講評である。

1. パネルディスカッションの目的

航空宇宙分野における次世代の計算科学推進の中核を担う研究者・技術者にパネリストをお願いし、それぞれの夢を語ってもらう。その夢を実現するための方策についての議論を行うとともに、日本の計算科学および宇宙航空研究開発機構(JAXA)における計算科学の現状と課題を、計算工学も含めて討論する。

2. パネルディスカッションの内容

(1)パネリストおよびコーディネータ

①パネリスト

- 横浜国立大学大学院環境情報学研究院 宮路幸二氏
- 三菱重工業株式会社名古屋航空宇宙システム製作所 内山直樹氏
- 石川島重工業株式会社航空宇宙事業本部 土屋直木氏
- 宇宙航空研究開発機構(JAXA)情報・計算工学センター 山西伸宏氏
- 宇宙航空研究開発機構(JAXA)航空プログラムグループ 牧野好和氏
- 宇宙航空研究開発機構(JAXA)航空プログラムグループ 山根 敬氏
- 宇宙航空研究開発機構(JAXA)宇宙科学研究本部および情報・計算工学センター 高木亮治氏

②コーディネータ

- 東海大学総合科学技術研究所 久保田弘敏

(2)計算科学に関するパネリストの夢についてのプレゼンテーション

- 宮路幸二氏
圧縮性のCFDをベースにした連成問題の中で、非定常現象が重要になるよ

うな問題、特にデルタ翼のウイングロック現象や空力弾性の問題であるフラッタ等を解析している。将来的には、ロケットや飛行機の挙動を、推進系、構造系から誘導制御系までを含めた連成解析の幅をさらに広めたシミュレーションを行うことにより解明したい。また、自然科学に貢献できるように計算科学の研究が出来れば良い。

● 内山直樹氏

製品に直結する空力設計課題あるいは何か説明できないような事象がおきた時の対応の解析を行っているが、将来は、振動現象を解析できるマルチディシプリナリー問題の解決、および計算工学の技術を設計ベースに取り込んで「航空機の賢い設計」を行いたい。要素研究として乱流遷移・剥離の問題を解明することも一つの夢だが、電気分野や応用数学、数理解析の研究をしている人々とCFDをやっている人たちでインタラクションが持てたら色々な知見が得られるのではないかと思う。

● 土屋直木氏

エンジン設計に必要なCFD技術の研究開発とその応用および製品開発で起こってくる様々な問題をCFDを使って解決している。将来は、短期的にはリグ試験をシミュレーションに置き換えるバーチャルリグテストを実現することを考えており、そのため、(1)空力、構造、伝熱、音響等の複数分野を同時に解く手法である多分野統合解析、(2)エンジン内部のような複雑な形状をより手軽に扱えるようにすること、(3)計算時間の短縮、が必要である。長期的には、要素だけでなくエンジン全体をシミュレートすること、および製造も考慮した全体の最適化やコスト最小設計ができることが夢である。

● 山西伸宏氏

JAXA内のロケット系、衛星系、有人宇宙系などのプロジェクトで出てきた課題、問題などを数値シミュレーションの力を借りて解決することを仕事としており、情報・計算工学センターのプロジェクト課題対応チームでは4月発足以来14件の課題中10・11件を解決してきた。入社時は、ロケットエンジン・インデューサーのキャビテーションのシミュレーションをやっていた。将来の夢は、計算科学をロケットや有人衛星開発などの宇宙活動に役立たせることである。

● 牧野好和氏

計算技術を利用して超音速機の概念設計を行い、CADベースの形状定義ソフト等の簡単なツールを使うことで効果を確認できないかと考えている。このような研究を継続して行くことにより、次世代超音速機を実現することが将来の夢である。また、近い将来には超音速実験機を飛ばすことにより自分の空力コンセプトを実証し、低ソニックブームの技術を適用した実験機を飛

ばして世界にアピールしたい。

● 山根 敬氏

JAXA で開発した共通基盤コード UPACS を用いて、ガスタービン翼の空気冷却の効果を明らかにするための熱制御解析技術の研究を行っている。将来は、タービン翼全体について、流体と伝熱の解析を一緒にした連成解析を高速で行うことの可能性を見出したい。その連成解析は上記 UPACS をベースにして行うものであるが、UPACS は複数の人数で作って皆で共同で使うという利点があり、連成解析、LES、高次精度化等に応用範囲が広がってきているので、今後の利用体制も考慮しているところである。

● 高木亮治氏

将来の夢は、ソフトウェア開発を介して皆で仲良くやっていくことで、皆で議論して協力して出来たソフトを共有して、どんどん良い物に育てていくことを望んでいる。JAXA の存在意義および計算科学という意味ではソフト開発が必須で、できたソフトを皆で使って育てていくことにより最終的には JAXA 初の、かつ日本初の世界的なものにしてゆきたい。

(3) 討論

パネリストのプレゼンテーションに続いて、コーディネータ、パネリスト、会場聴衆の間で次のテーマについて討論が行われた。主たる議論を以下に列記する。ただし、テーマごとにまとめたので、発言順ではなく、また発言者名も、1 省略した。

① パネリストの夢と現実のギャップがあるか。あるとすればどう埋めるか

- 空力弾性の代表的なフラッタの問題では、タイムマーチングだと計算時間が莫大になってしまい、ワンケースでデモンストレーション的に示すのが精一杯である。そのために、最近ではタイムマーチングでない手法が使われているようなので、その適応範囲や正確さ等を調べる必要がある。他に連成問題で使える手段のアイデアがあれば教えていただきたい。
- 企業では、マルチディシプリナリー問題に関しては、航空機のマヌーバや空力弾性現象、あるいはロケット関係の音響振動が問題になって、対策が必要になっている。こういった非定常のマルチディシプリナリーの現象はかなり研究している人口が多くて、それなりにやり方が見えているので、後は計算機のパワーが上がればそれなりに解決できるのではないかと思われる。ただ、企業では短いタイムスケールで間違いのない判断をしないとイケないので、大規模なことにすぐ取り組むというのは難しい。したがっ

て、計算機が速くなるのを待って誰もがそういったことが出来るのを期待するというのも一つの解だが、今はその過渡期なので、企業としてはやはり JAXA や大学の力を借りるのももう一つの解である。

- メーカーとの連携では、JAXA もコンピュータを随分使っているが、計算機パワーを上げる環境を引き続き成立させていくということを JAXA でも全体の方針として進めている。マルチディシプリナリーの解析は非定常性ということもあって非常に大規模な計算が必要になるが、領域分割などの並列化だけで対処するのではなく、コンピュータそのものが速くなる必要がある。

② 計算機システムの進化の方向は何か

- 超大型の計算機を作るのか、あるいは地球シミュレータの十分の一くらいのもをパソコンにミニチュアライゼーションする技術を作って皆さんに配るくらいのことをするのかといえば、計算機の進化の観点から言えば後者が適している。そうならないのは、日本の体制がおかしいからである。生産サイド、設計サイドでそういうニーズがあるのなら、国の計算プロジェクトの中で提案すれば、例えば 200 万円位で地球シミュレータの十分の一くらいの計算機が手に入るかもしれない。
- 設計という観点から言うと地球シミュレータの十分の一くらいのシステムが 10 個ある方がふさわしい。一方で、サイエンス的要求からは大規模計算、すなわち、たくさん格子を使って細かい解析をするニーズがある。したがって、使う計算機の種類は二つある。JAXA はもちろん科学をやるが、比較的エンジニアリングの比重が大きければ、その方法に適した計算機を入れるほうが良い。
- 計算機が 2 種類あってもよいが、現状では一方に偏っている。2 種類必要だから、作ってほしいというムーブメントがないといけない。
- ケーパビリティコンピューティングとキャパシティコンピューティングの両方が必要で、東工大にも最近廉価で新しいシステムが入った。

③ 数値計算スキームは淘汰されたのか。すなわち、同じ対象に対して計算出来るコードは沢山あるが、そこで唯一のものを選ぶという方向性があるのか、場合ごとに変えていくのが良いのか

- JAXA は UPACS というソフトを出しているが、UPACS に全て統一しなさいと言っているわけではなく、こういったものがあると言っているわけで、数ある中のワンオブゼムと考えている。したがって、場合ごとに変えてよいと考える。

- 場合ごとに変えるとする、組み合わせバランスの問題を解決しないと、あっちでもこれをやりこっちでもこれをやりと、いつまで経っても解決しない。そういう状況がここ十数年続いている。いつも切磋琢磨しているといってもいいが、ある種統一したような仕組みが1個ないと進まないだろう。
- 数値計算スキームの淘汰が起こらない理由は、例えば文科省の次世代科学計算ソフトプロジェクトの中に流体があることである。すなわち、5年経ってそれができたらまた次世代のソフトを作られなければいけない。いつまで経っても、その時その時お金が付くからコードを作ろうという話になって到達しない。計算を行うのにこれで十分だとか、このコードでこういった設計ができ、こうなるということを示し、これに関してはもう要らないという所まで言わないとこのことはなくなる。これは JAXA の仕事ではなく、日本の計算科学の問題である。
- CFD コードは成熟した感じがあるという見方もある。全員がそれで十分とは決して思っていないが、取りあえず今何を欲すれば良いのかということが結論づけられていない状況にあるのではないか。空力に関しては、ある程度このコードはこんなものかと見えてくるが、それで設計ができるのかが問題だ。『今後の宇宙航空研究開発機構における計算科学の基盤研究のあり方について』の図2（後出）で、日本の今の状況で様々な課題という矢印、課題の提示がやはり一番大事だと思う。例えば多分野統合も本当にケースバイケースで主旨もみな違うし、色々なアイデアも出て来る。問題は計算の基盤的研究をやるところでそれを解決していく仕組みを作ればよい。

④ JAXA の計算科学はどうあるべきか、あるいはどうあってほしいか

- JAXA の計算科学のあり方として、ソフトの充実を図る、ソフトを共同で開発することを JAXA 主導で行う、ソフト開発を進めていく環境を整備すべき、人材をもっと集めるべき、外部との連携をもっと良くすべきではないか、との意見がある。
- JAXA 宇宙科学研究本部は、特に計算科学とは限らず全ての活動において大学と共同で研究するという環境は非常に良い。計算科学、特に JAXA に絞った形の計算科学にしても、JAXA だけが計算科学をやるわけではなく、当然各大学やメーカーと一緒に共同でやるというのが大前提である。それは例えば JAXA ではスーパーコンピュータを用いた計算ができ、大学ではアプリケーションソフトの計算、メーカーでは具体的な課題の計算を行う等の特質がある。JAXA でもロケット、衛星、航空機等の開発をやっている、現場から様々な課題、シーズ的な研究課題が上がって来て、大学で

研究をしてもらうという良い関係を作っていくのが基本だと思う。

- JAXA が色々な大学とかメーカーと連携することに別に反対はないだろうし、具体的にどうやって実現するのかという議論をすればよい。ひとつのやり方として、JAXA は UPACS というソフトウェアを外に出して使ってもらい、それを皆で共有する。そして、使ってもらおうという形を積み重ねていって密接な関係を築いていければよい。
- JAXA が当然行うべきプロジェクト、例えばロケットの打ち上げ、エンジンの開発および SST 実験機の飛行実験等を成功させるための計算科学というのはもちろんあり、と同時に、直接にはプロジェクトにタッチしないが常に実力を蓄えておかなければいけない基盤科学技術としての計算科学がある。それらがいつもバランス良く進んでいくのが JAXA のあるべき姿ではないか。
- JAXA 総合技術研究本部に設置された「計算科学の基盤研究に関する委員会」が作成した『今後の宇宙航空研究開発機構における計算科学の基盤研究のあり方について』では、JAXA の基盤科学としての計算科学はどうあるべきか議論をして、いくつかの提言を行い、第3部では、水平連携・垂直連携の推進、世界トップレベルの研究開発、人材をいかに取り入れていくか、それで外部との連携をいかに進めるか等、当面のアクションアイテムを挙げている。その中の図2（後出）では、研究開発プロジェクトと基盤研究を図式的に表している。すなわち、様々な研究開発プロジェクトが樹木であり、それに養分を与える土壌が基盤研究で、これは従って横断的になっている。樹木だけでも恐らく JAXA は成り立っていかないだろうし、土壌だけでも JAXA は成り立っていかない。この樹木と土壌とがバランス良く干渉しあって養分を与える、こういうところで JAXA が成り立っていくと考える。
- 『今後の宇宙航空研究開発機構における計算科学の基盤研究のあり方について』の図1（後出）の考え方が何か不十分な気がする。図は計算科学の方法論を示すものであり、その中の「解析対象の現象」から「現象の理解・工学的応用への知見」は一方向の矢印で表されているが、実際は逆の矢印が同時にあって、ループになって初めてフィードバックが機能し、色々な分野で計算科学が生きるのではないか。
- 『今後の宇宙航空研究開発機構における計算科学の基盤研究のあり方について』の図1（後出）は非常に工学系に偏っている。理学系のデータベースが日々出来てきていて、それを使ったバーチャルなデータリソース、データマイニング等をサポートする要求が非常に強くあるのに、その考慮がなされていない。例えばウェブを作った研究所はデータベースを持ってい

る。したがって、広い意味での計算科学では、やはりそこを避けて通ることは出来ないと思う。

(4)総括(講評)

1時間という短い時間であったが、日本の航空宇宙分野の計算科学の中核を担うパネリストにそれぞれの仕事と将来への夢を語ってもらい、その夢と現実のギャップをどう埋めるかについて議論した。各パネリストの活動分野での努力によってそのギャップは埋められつつあるようで、その将来は明るいと感じられたが、なおも多分野統合解析の取り扱いや計算機の能力等に課題があることも指摘され、JAXA、大学、企業の連携が必要なことが提言された。

さらに議論を発展させて、広く計算科学はどうあるべきかを討論した。主たるテーマは、(1)計算機システムの進化の方向は何か、および(2)数値計算スキームは淘汰されたのか、である。

(1)については、超大型の計算機を作るのか、地球シミュレータの十分の一くらいの計算機を10個作るほうがよいのかという興味ある議論がなされたが、サイエンス的要求からは超大型計算機が必要で、工学的設計の要求からは比較的小型の計算機を多数使う方が適しているので、ニーズによって使い分けるのが望ましく、したがって、2種類の計算機が必要だというユーザーからの要求を強く発信してゆかなければならない、ということを確認した。計算機システムの構築は国の施策によって強く左右されるので、そのことも認識しておく必要がある。

(2)については、CFDコードの発達は成熟段階に来ているので、一つの問題を解決するのに必要なコードは一つに淘汰されてきているのかという問題指摘がなされた。しかるに、同じ対象に対して計算出来るコードは沢山あるが、ここでは唯一のものを選ぶという方向性がいいのか、それとも場合ごとに変えていくのが良いのかということである。このことについては、場合ごとに使用コードを変えてもよいが、あまり無制限にするのではなく、ある種統一する仕組みを作るべきではないかという議論がなされた。この議論も将来の方向性を考える上で有意義であった。

さらに、JAXAの計算科学のあり方についても議論がなされた。JAXAが当然行うべきプロジェクト、例えばロケットの打ち上げ、エンジンの開発およびSST実験機の飛行実験等を成功させるための計算科学と同時に、直接にはプロジェクトにタッチしないが常に実力を蓄えておかなければいけない基盤科学技術としての計算科学をバランス良く進めて行くべきで、JAXA内部の水平連携・垂直連携の推進、世界トップレベルの研究開発、大学・企業との連携強化、人

材確保・育成等の必要性が提言された。JAXA 総合技術研究本部に設置された「計算科学の基盤研究に関する委員会」が作成した『今後の宇宙航空研究開発機構における計算科学の基盤研究のあり方について』についても、基盤研究としての計算科学のあり方、および工学系に偏らず理学系の基盤研究も重視すべきである、という意見も示された。これらの議論は、今後の JAXA の計算科学の進めかたを決める上で生かしていただきたい。

パネリストおよび聴衆の全員が計算科学のあり方に認識を有していて、強く期待しているということがわかるパネルディスカッションであった。問題点・課題は多いが、将来の計算科学を発展させるためにオールジャパンでやっていくべきで、そのためには JAXA の計算科学の方向性が非常に重要であることを確認して閉会とした。

以上

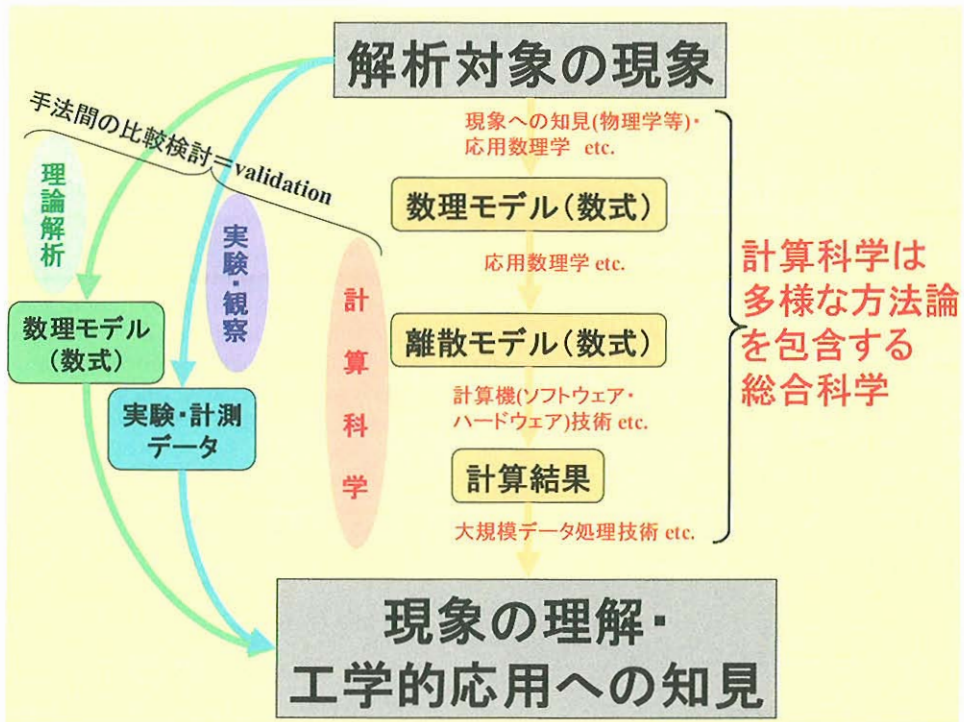


図1. 計算科学の方法論

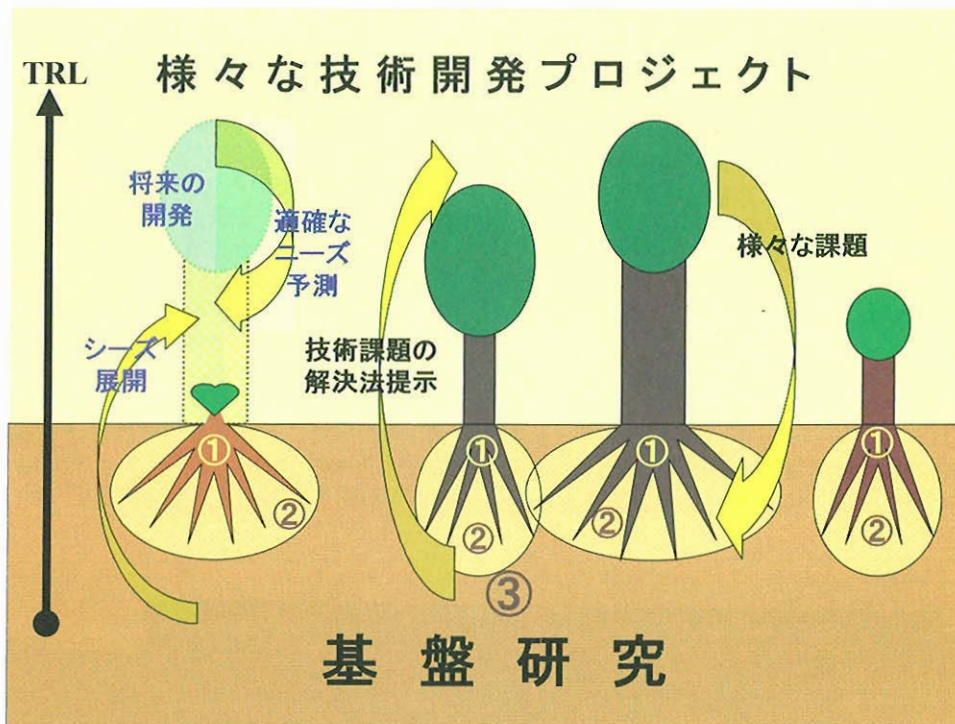


図2. 技術開発における基盤研究と開発プロジェクトの関係の模式図

CFD による複合サイクルエンジンのエジェクタ・モード流れの空力解析

長谷川進、谷香一郎
宇宙航空研究開発機構 複合推進研究グループ

Aerodynamic Analysis of the Ejector-Mode RBCC Engine by CFD

By
Susumu Hasegawa, Kouichiro Tani

ABSTRACT

Rocket Based Combined-Cycle (RBCC) engines are currently being explored as advanced propulsion for space transportation. JAXA has been conducting RBCC engine research by using various experimental facilities. In order to clarify the experimental results and contribute to the improvement of designing, the analysis of the RBCC engine in an ejector-jet mode was carried out using the CFD code developed in-house for unstructured grids. CFD replicated the basic flow structures in regard with barrel shocks and pseudo-shock waves. Two cases of Mach numbers (i.e. $M=1, 1.1$) entering to the combustor were simulated and remarkable differences were found on the subsonic areas in the flowfields. The effect of Mach number was found to be one of the important parameters for better match to the experimental data. Vorticities and mixing were investigated. In addition to the transverse vorticities, the streamwise vorticities were generated in the air flow, and they stirred and affected the nitrogen/air mixing. Furthermore, the effects of the total pressure of the rocket gas were examined.

1. 緒言

極超音速飛行システムの推進システムとして複合サイクルエンジンが有望視されており、近年、その研究が世界各国で盛んに行われている。宇宙航空研究開発機構の角田宇宙センターにおいても、スクラムジェットエンジンとロケットエンジンの技術を組み合わせた複合サイクルエンジンの研究を進めている^{1,4}。複合サイクルエンジンは、一つのエンジンでエジェクタ・モード、ラムジェット・モード、スクラムジェット・モード、ロケット・モードと作動モードを変えることによって、離陸から宇宙空間到達までの広い作動領域をカバーするものである(図1参照)。

複合サイクルエンジンにはロケットが組み込まれており、作動モードによって燃焼させる場所が変わり、低速では、ロケット排気によるエジェクタ効果で空気吸い込みを促進するエジェクタジェットエンジンとして動作する。

本研究では、角田宇宙センターで行われたエジェクタ・モード空力実験を再現するために、数値シミュレーションを行い燃焼器内の流れについて調べる。

2. 数値計算法と計算条件

当研究においては、複雑形状に対してより効率的で柔軟に対応できる非構造格子を用いた数値流体力学の技術を適用する。ここでは、ハイブリット非構造格子法を複合サイクルエンジンの燃焼器内の化学反応を伴わない流れに適用して流れ場の解析を行う。以下に、用いた数値解法を述べる⁵⁻¹⁰。

支配方程式：

レイノルズ平均三次元 Navier-Stokes 方程式
各化学種保存式

計算法：

Cell Vertex 有限体積法
非構造格子 LU-SGS
AUSM-DV スキーム
Venkatakrishnan の制限関数
MPI 並列

乱流モデル：Spalart-Allmaras (SA) の乱流モデル

また、今回計算に用いたエンジン形状を図2に示す。図2(a)は、JAXA で実験に用いられた RBCC エンジン・モデルである。ここで、XYZ 座標系を図2(a)のように設定する。図2(b)は、RBCC エンジン・モデルにおける計算領域である(表示は、図2(a)と上下が反対になっている)。計算する領域は、燃焼器、分離部、およびロケットノズルであり、ハイブリット格子を作成した。その三つの要素数は、それぞれ、テトラ：約113万セル、プリズム：約104万セル、ピラミッド：約9400セルである。

ロケットの燃焼ガスの代わりに窒素ガスを用い、エンジン下流での二次燃焼を、出口に絞りを設けて模擬した実験³を数値的に再現するために次のような条件でシミュレーションを行った。ロケット模擬に用いる窒素の総圧は 2.5MPa、総温は 300K であり、ロケットノズル出口でのマッハ数は約 2.33 で噴射されるものとして計算をした。

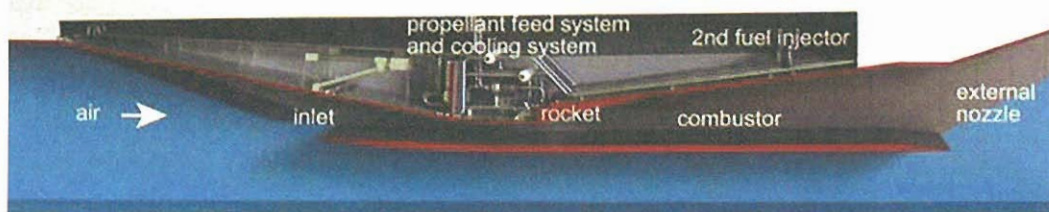


図1 RBCC エンジン・モデル

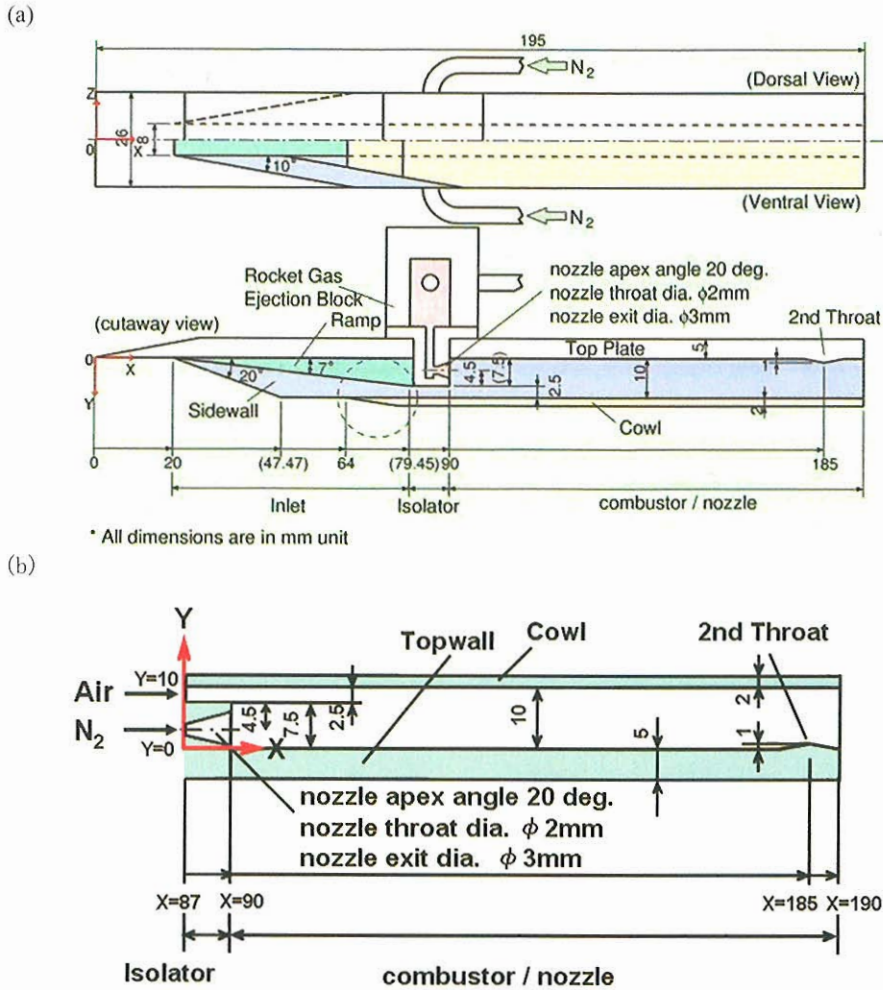


図2 (a) JAXAで実験に用いられたRBCC エンジン・モデル,
(b) RBCC エンジン・モデルにおける計算領域 (表示は、図2(a)と上下が反対になっている)

インレットから流入する空気の条件は実験と同等に設定され、その総圧は 150kPa、総温は 300K である。実験結果より、燃焼器に流入してくる気流のマッハ数は、約 1、あるいは 1 より少し大きいと判断される。よって、マッハ数の効果を評価し、実験データと比較するために、2つのマッハ数のケースを数値的な境界条件として与える。マッハ数 $M=1.0$ をケース 1、マッハ数 $M=1.1$ をケース 2 として引用する。壁面条件としては、断熱条件を与える。次のセクションでは、2つのケースについて計算をして、マッハ数の効果を調べた。

3. 数値計算結果

上記した 2つの条件のもとに計算を行い、数値計算した結果は以下で示した。ケース 1 の条件で計算したマッハ数分布と密度分布を、それぞれ図 3 (a), (b) に示す。両方の図とも、対称面から 2.5mm だけ側壁よりの面 ($Z=2.5\text{mm}$) を表しており、ロケットノズルの断面が見られる。図において、左側が上流、右側が下流である。また、下流出口の近くに 2次スロートがある。ケース 2 の条件で計算したマッハ数分布と密度分布を、それぞれ図 4 (a), (b) に示す。断面は、図 3 と同じである。

2つのケースで最も顕著な違いは、カウル側の亜音速領域の開始場所である。ケース 1 では、燃焼器入り口近くから、カウル側の亜音速領域が始まる。しかしながら、ケー

ス 2 では $X=117\text{mm}$ 付近から、カウル側の亜音速領域が始まる。

流れの構造が本質的に同等な実験のロケット下流の様子を写したシュリーレン写真を図 5 に示す。エンジンモデルの幾何学的条件、および実験条件は数値シミュレーション条件と異なるが、流れの基本的な構造は同等である。CFD は流れの基本的な構造をよく再現している。空気と窒素の 2つの流れの合流部では、両者の圧力平衡の条件を満たすように衝撃波や膨張波が生じている。さらに、多数の衝撃波で構成される擬似衝撃波が、生じていることが観察される。ロケット側の流れを比較すると、ロケット噴射口近くのパレール衝撃波の構造、および擬似衝撃波のパターンの構造が似ている。一方、気流側では、特に、衝撃波などの構造が見られない。

図 6 に、エンジン対称面の天板上の圧力分布を計算と実験で比較したグラフを示す。エンジン試験の気流条件のマッハ数 M_0 を 0.8 から 1.3 まで変化させることによって、実験結果は取得された。ケース 1 の数値計算は、 $X=93$ あたりの最初の圧力上昇を予言するが、 $X=115$ あたりの圧力下落を予言していない。ケース 2 の数値計算は、 $X=93$ あたりの最初の圧力上昇、および、 $X=115$ あたりの圧力下落を予言する。両方とも、 $X=130$ 付近以降の圧力レベルは、実験と良く一致する。流入マッハ数を増加させることにより、数値計算結果は実験により良く一致することになる。

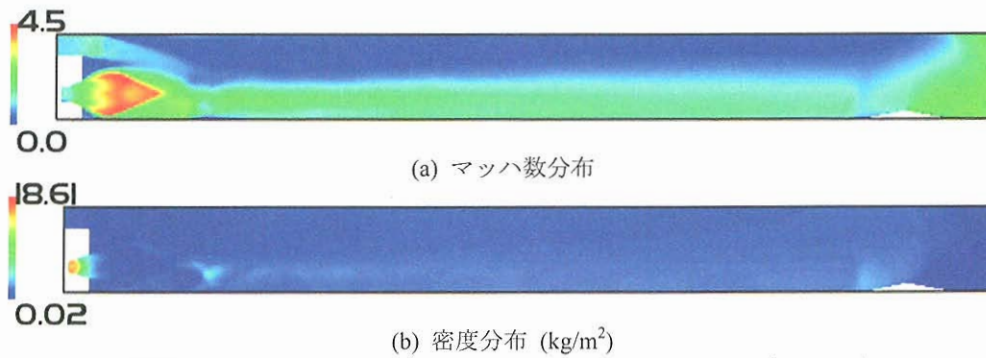


図3 数値計算結果 流入気流のマッハ数が $M=1.0$ Case 1 ($Z=2.5\text{mm}$)

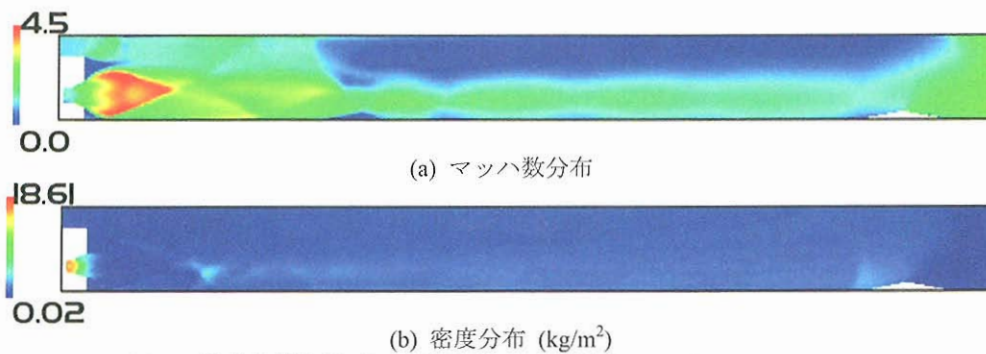


図4 数値計算結果 流入気流のマッハ数が $M=1.1$ Case 2 ($Z=2.5\text{mm}$)

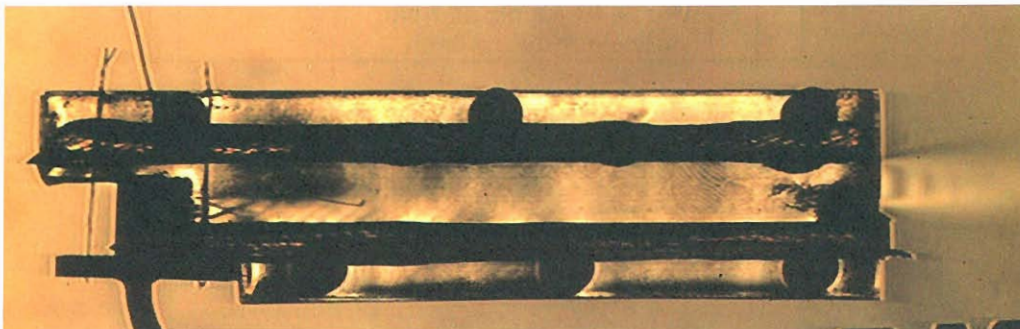


図5 シュリーレン写真 (ロケット下流の様子)

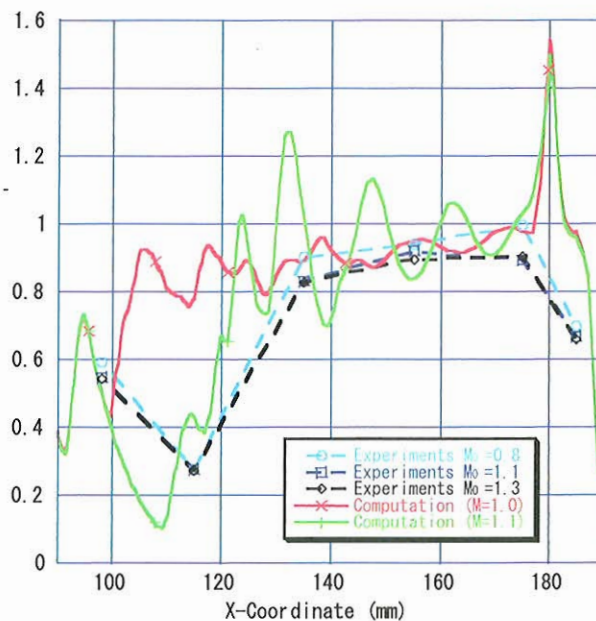


図6 天板対称面上での圧力の計算結果と実験結果の比較
実験結果は、試験マッハ数 $M_0=0.8-1.3$ まで表示されている。

4. ロケット総圧を変化させた場合の効果

燃焼器に流入する気流の総圧 150kPa、総温 300K、マッハ数を 1.1 であるとする。ロケット総圧を変えた場合に、燃焼器内の流れがどのように変化するかを調べた。ロケット噴射の総温は 300K とし、総圧を 1.5MPa から 3.5MPa まで変化させて数値計算を行った。ロケット総圧が 1.5MPa で計算したマッハ数分布と密度分布を、それぞれ図 7(a), (b)に

示す。また、ロケット総圧が 3.5MPa で計算したマッハ数分布と密度分布を、それぞれ図 8(a), (b)に示す。ロケット総圧を変化させるとカウル側に生じる亜音速領域の開始する場所が変化している。いずれの場合でも、カウル側には亜音速領域が、天板側には擬似衝撃波が生じている。次に、空気と窒素の混合を理解するために、酸素のモル分率と速度ベクトルを図 9-10 に示す。それぞれは、ロケット総圧が、1.5Ma, 3.5MPa に対応している。

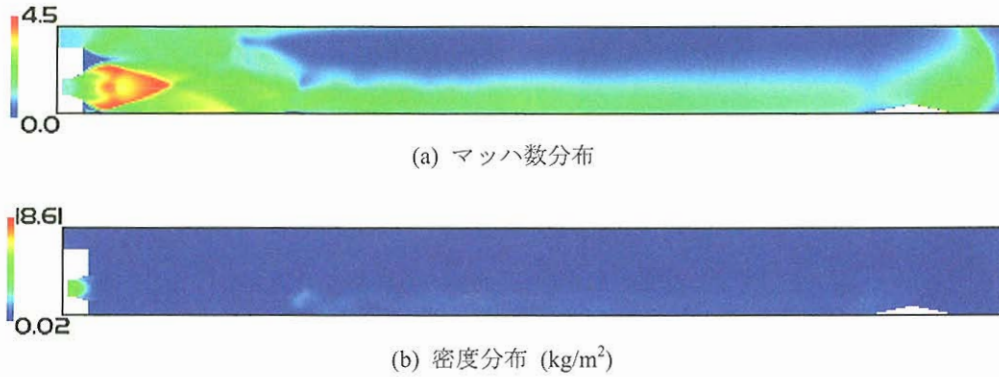


図7 数値計算結果 ロケット総圧が 1.5MPa (Z=2.5mm)

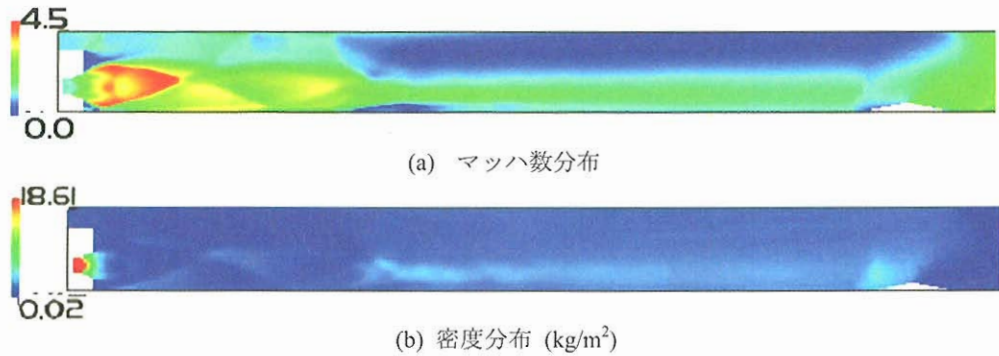


図8 数値計算結果 ロケット総圧が 3.5MPa (Z=2.5mm)

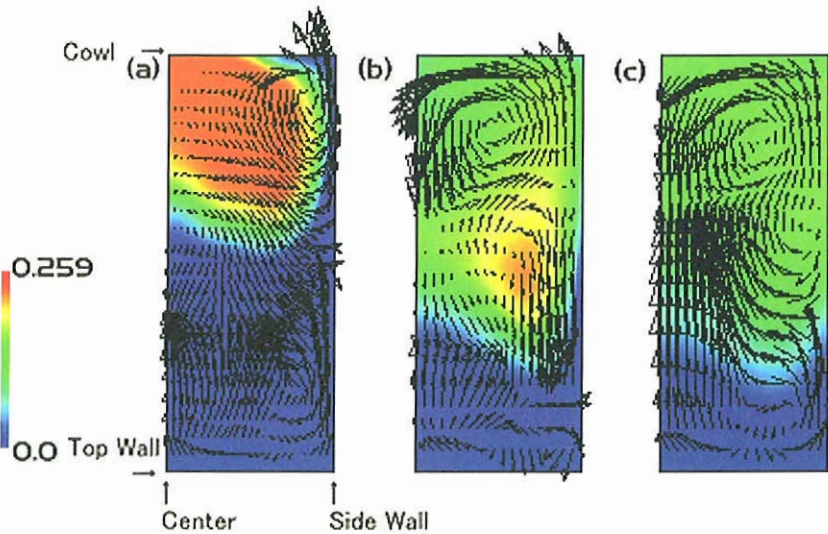


図9 酸素のモル分率 ロケット総圧が 1.5MPa
(a) X=100, (b) X=120, (c) X=140 (mm)

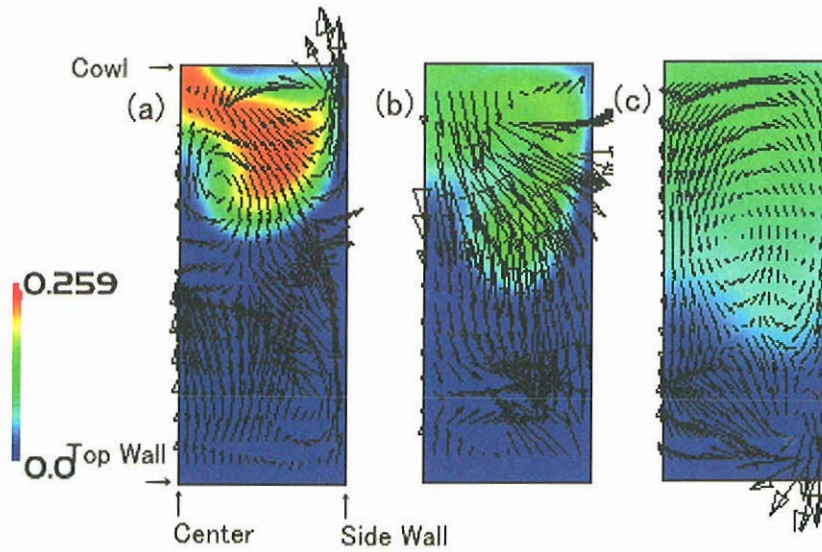


図 10 酸素のモル分率 ロケット総圧が 3.5MPa
(a) X =100, (b) X =120, (c) X =140 (mm)

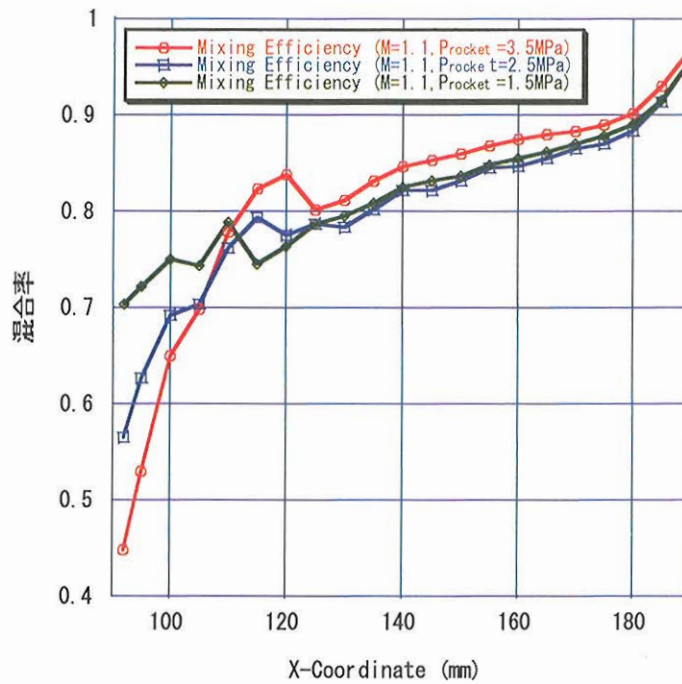


図 11 混合率の評価

図 9(a), 図 10(a)では、酸素の濃いコア領域が、空気の流れの中に見られる。しかしながら、上半面のカウル側近傍に酸素の薄い領域が現れる。なぜなら、ロケット・ノズルから噴出される窒素が、上半面の側壁に沿って運ばれカウル側に移動し、側壁側から対称面側へ移動するからである。さらに、カウル側壁近くの窒素流れにより、縦渦が生じていることがわかる。すなわち、流れ方向の剪断応力から生じる渦に加えて、縦渦が生じており、それらが攪拌し混合を起こしていることがわかる。図 10(b)では酸素濃度が濃い

領域は散逸しているが、図 9(b)では酸素濃度が濃い領域は残っている。

次に、空気と窒素の混合を調べるために、D.S. Liscinsky の論文¹¹に基づき混合率 η を定義する。 η は、酸素濃度分布の空間分散から求める量であり、必ずしも単調増加する必要はない。

$$\eta = 1 - \frac{C_{var}}{C_{avg}(1 - C_{avg})}$$

ここで、 $C_{\text{var}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{C}_i - C_{\text{avg}})^2$ = 空間濃度分散、 n =断面

面における格子数、 \bar{C}_i = 局所的な濃度、 C_{avg} = 完全混合した濃度である。

図 11 にロケットガスの総圧を変えたときの混合率を求めた。下流に行くにつれて、混合率は、上昇した後、一度下がり、その後上昇をして 0.96 に近づいている。座標 $X=130\text{mm}$ 以降の混合率はほぼ似たようなプロファイルで上昇しており、出口での混合率はほぼ一定である。

5. 結論と課題

本研究では、ハイブリット非構造格子法を用いた CFD コードを複合サイクルエンジンの燃焼器内の化学反応を伴わない流れに適用して流れ場の解析を行った。窒素の噴射により生じる、パレル衝撃波と擬似衝撃波の構造を CFD で捕らえた。流入した空気が天板側にまがり、カウル側におおきな亜音速領域が生じることがわかった。燃焼器に流入するマッハ数が 1.1 の時に、より実験値を再現することがわかった。ロケット総圧を変化させると、カウル側に生じる亜音速領域の開始する位置が変化する。上半面の側壁側に、カウル方向へ窒素のジェットが生じており、酸素濃度が小さくなっている。剪断応力による流れ方向の渦に加えて、上半面に縦渦が生じており混合に影響を与えている。ロケット総圧が異なる場合、燃焼器の入り口付近では混合率は異なるが、下流にいくにしたがってほぼ一致し、出口での混合率は約 0.96 となる。

今後の課題としては、インレット部分を含めてエンジン全体の計算をして、エジェクタ・ジェットの吸込み性能等を調べることである。

参考文献

- 1) Kanda, T., "Conceptual Studies of Combined Cycle Engine," Proc. of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2004, pp. 753-762
- 2) Kubota, S., Tani, K., and Masuya, G., "Aerodynamic Performance of Combined- Cycle Inlet," 24th International Congress of the Aeronautical Sciences Paper, ICAS 2004-6.1., Yokohama, Japan, Aug.2004.
- 3) Tani, K., Kanda, T. and Tokutome, S., "Aerodynamic Characteristics of the Combined Cycle Engine in an Ejector Jet Mode," AIAA Paper 2005-1210, Jan. 2005.
- 4) Aoki, S., Lee, J., Masuya, G., Kanda, T., and Kudo, K., "Aerodynamic Experiment on an Ejector-Jet", Journal of Propulsion and Power, Vol.21, No.3, May-June 2005, pp. 496-503.
- 5) Kodera, M., Sunami, T. and Nakahashi, K., "Numerical Analysis of Scramjet Combusting Flows by Unstructured Hybrid Grid Model," AIAA Paper 2000-0886.
- 6) Yoon, S. and Jameson, A., "Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations," AIAA Journal, Vol. 26, Sept. 1988, pp. 1025-1026.
- 7) Sharov, D. and Nakahashi, K., "Reordering of 3D hybrid unstructured grids for vectorized LU-SGS Navier-Stokes computations," in Proceedings of the 13th AIAA CFD Conference, Snowmass, CO, June 1997, pp. 131--138. AIAA Paper 97-2102-CP.
- 8) Wada, Y., and Liou, M.S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper, 94-0083, 1994.
- 9) Spalart, P.R., and Allmaras, S.R., "A one-equation turbulence model for aerodynamic flow," AIAA Paper 92-0439.
- 10) Spalart, P.R., and Allmaras, S.R., "A one-equation turbulence model for aerodynamic flow," La Recherche
- 11) Liscinsky, D.S., True, B., and Holdeman, J.D., "Effects of Initial Conditions on a Single Jet in Crossflow", AIAA Paper 95-2998

高次精度重み付きコンパクト差分法(WCNS)の解像度評価

野々村拓、飯塚宣行、藤井孝蔵
東大院、東大院(現 JAXA)、JAXA

Evaluation of Resolution of High Order Weighted Compact Non-linear Schemes

by
Taku Nonomura, Nobuyuki Iizuka and Kozo Fujii

ABSTRACT

The coefficients and the resolution of high order, seventh and ninth order Weighted Compact Nonlinear Schemes (WCNS) are investigated. The coefficients are calculated with using *MATHEMATICA*. Then Fourier analysis, one-dimensional shock-entropy interaction problem and two-dimensional duct flow problem are computed with high order WCNS. The solution of the high order WCNS have a high resolution on Fourier analysis and shock-entropy interaction problem, compared to fifth order WCNS. On the other hand, two-dimensional duct flow can not be solved with ninth order WCNS because the numerical oscillation occurs. However the problem can be solved with seventh order WCNS without numerical oscillation. The resolution of the solution of seventh order WCNS is higher than fifth order WCNS and MUSCL. Thus seventh order WCNS is a good scheme to apply engineering problems.

1. 緒言

近年乱流解析や音響解析のために DNS や LES などの大規模計算が行われるようになってきた。Balsara ら¹⁾によれば、8 次精度スキームは 2 次精度スキームの 4 倍程度解像度が高いため、たとえば 3 次元問題では各空間方向と時間方向の計 4 方向に各 4 倍少ない離散化で済み、1step あたりに計算コストが 3 倍かかったとしてもトータルとして 4⁴/3 倍(≒100 倍)のコスト削減になる。このような背景から大規模計算のために様々な高次精度(高解像度)スキームが開発されている。

また Shu²⁾が指摘しているように多次元で高次精度スキームを構築する際には、多次元的な分布を考慮して計算しなければならぬ有限体積法、有限要素法に対して、各方向の 1 次元的高次精度化のみを考慮すればよい差分法が最も低コストで計算できる(3 次元で体積法の 1/10 程度)。このため、低コスト化の観点から、差分法で高次精度化を行うことが望まれる。

近年の高次精度の差分スキームをあげると、Lele³⁾によって提案され、Gaitonde と Visbal⁴⁾によって一般座標に適應された Compact スキームや衝撃波を含む流れ場に対する差分法版の WENO^{1,2,5)}(以下 WENO と示す)、WCNS⁶⁻⁸⁾などの不連続捕獲スキームがある。

著者らは、WENO、WCNS に対して、一般座標系で定式化した場合に一樣流保持できるか否かを調べた。結果、WENO では一樣流保持が難しかったのに対し、WCNS は Gaitonde と Visbal のアイデア⁴⁾を用いることにより一樣流保持が出来ることが示された。⁹⁾また WCNS と同様の考えを用いた point flux WENO¹⁰⁾も同様の特性を持っていると考えられる。WENO、WCNS の計算コストと解像度はほとんど変わらず、WCNS は、差分法ベースの WENO では出来ない FDS、FVS、AUSM 系などの様々な流束計算法を用いることが出来る、変数補間が可能、著者らが示した一樣流保持性といった利点があるため、一般座標系での適應を考えた場合 WCNS が有効であると考えられる。

そこで著者らは、これまで 5 次精度までしか示されていなかった WCNS を 7~9 次精度に拡張した。¹¹⁾著者らは付け加えて、Deng らが 5 次精度 WCNS でしめたように⁷⁻⁸⁾、高次精度 WCNS に対してもセル境界からセル節点への差分をコンパクトで解いたものと陽的に解いたものを比べた際に、その解像度がほとんど変わらないことを明らかにして、計算コストの小さい陽的な差分を薦めている。

本研究では、改めて WCNS の計算方法、7 および 9 次精度 WCNS の係数を示し、次に精度を変えた場合の WCNS の解像度と安定性をフーリエ解析、1 次元問題及び 2 次元問題へ適応して議論する。

2. WCNS

WCNS では Lagrange 補間を用いてセル境界での流束を計算した後、セル境界からセル節点への差分を行う。本章では高次精度 WCNS において数値的に計算される Lagrange 補間スキームとセル境界からセル節点への差分スキームの係数を示す。本研究ではこの係数を *MATHEMATICA* を用いて求めた。

(1) セル境界への重み付き Lagrange 補間

WCNS の高次精度化の手法は、一般的な差分型の WENO と異なっている。WENO では差分を施した際に高次精度になる数値流束を用いて高次精度化するのに対して、WCNS は物理量をセル境界に Lagrange 補間したのち、その補間された物理量を用いて数値流束を構築することで高次精度化をはかる。このような Lagrange 補間で高次精度を得る際には補間に物理量を用いることが出来る。この数値流束の違いは著者らの発表論文⁹⁾を参考にされたい。

この数値流束を求めるための物理量の補間の際には、以下に示す WENO の重み付き平均の考え方をを用いている。数値流束 $\tilde{F}_{j+1/2}$ は MUSCL 法のように重み付き平均の物理量の左右にバイアスした補間 $\tilde{U}_{j+1/2}^L, \tilde{U}_{j+1/2}^R$ から作られる。

$\tilde{U}_{j+1/2}^L$ の構成方法を示す。2r-1 次精度の時、j+1/2 を補間する際に用いる k 番目(=1...r)のステンシル $S_{j,k}$ は以下のようになる。

$$S_{j,k} = \{j-r+k, j-r+k+1, \dots, j+k-1\} \quad (1)$$

実際の手順は以下のようになる。2r-1 次精度の物理量補間の場合、以下に示す r 次精度の r 個のステンシル $S_{j,k}$ それぞれから最大精度の U の n(=1...r-1)階微分の j での値 $\tilde{U}_{j,k}^{(n)}$ (k = 1, ..., r) を以下の差分の形で求める。

$$\tilde{U}_{j,k}^{(n)} = \left(\frac{1}{\Delta x}\right)^n \sum_{l=0}^{r-1} a_{k,l}^n U_{j-r+k+l} \quad (2)$$

7 次及び 9 次精度の上式での $a_{k,l}^n$ を表 1~7 に示す。

このように1~r-1階微分がk番目のステンシルで表される時、k番目のステンシルを用いたセルノードへの物理量の補間 $U_{j,k}$ は

$$\tilde{U}_{j+\frac{1}{2},k}^L = U_j + \sum_{n=1}^{r-1} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n \left(\frac{1}{n!}\right) \tilde{U}_{j,k}^{(n)} \quad (3)$$

となる。

すべてのステンシルで物理量の分布が滑らかな場合、それぞれのステンシルから作られた補間の線形結合として2r-1次精度の補間が構成できる。この2r-1次精度を達成する最適な重みを C_k とすると2r-1次精度の $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L$ は以下のよう示される。

$$\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L = \sum_{k=1}^r C_k \tilde{U}_{j+\frac{1}{2},k}^L \quad (4)$$

ここで用いられる7, 9次精度の C_k は表8, 9に示される。しかしながら、実際にはいくつかのステンシルが滑らかな場合がある。この時に振動を抑えるために最適な重み C_k でなくスムーズインジケータ $IS_{j,k}$ を使って滑らかなステンシルのみの結合となるような非線形な重み w_k を計算し、これを用いて重み付き平均を求める。実際には $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L$ は以下の式で表される。

$$\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L = \sum_{k=1}^r w_k \tilde{U}_{j+\frac{1}{2},k}^L \quad (5)$$

ここで重み w_k は

$$w_k = \frac{\alpha_k}{\sum_{i=1}^r \alpha_i} \quad (6)$$

であり、 α_k は以下の式で表される。

$$\alpha_k = \frac{C_k}{(IS_k + \epsilon)^p} \quad (7)$$

ここで IS_k は

$$IS_{j,k} = \sum_{n=1}^{r-1} (\tilde{U}_{j,k}^{(n)})^2 \quad (8)$$

で ϵ は 10^{-6} 、 p は2とした。このように設計することで、すべて滑らかなステンシルであった場合 w_k は C_k に近づき2r-1次精度の補間となることが出来る。 $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^R$ は $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L$ に対称に計算すればよい。

なお、実際には、変数 $\tilde{U}_{j,k}$ の補間は特性量に変換してから行っている。

表1 7次精度(r=4)WCNSの $a^1_{k,l}$

	$a^1_{k,1}$	$a^1_{k,2}$	$a^1_{k,3}$	$a^1_{k,4}$
k=1	-1/3	3/2	-3	11/6
k=2	1/6	-1	1/2	1/3
k=3	-1/3	-1/2	1	-1/6
k=4	-11/6	3	-3/2	1/3

表2 7次精度(r=4)WCNSの $a^2_{k,l}$

	$a^2_{k,1}$	$a^2_{k,2}$	$a^2_{k,3}$	$a^2_{k,4}$
k=1	-1	4	-5	2
k=2	0	1	-2	1
k=3	1	-2	1	0
k=4	2	-5	4	-1

表3 7次精度(r=4)WCNSの $a^3_{k,l}$

	$a^3_{k,1}$	$a^3_{k,2}$	$a^3_{k,3}$	$a^3_{k,4}$
k=1	-1	3	-3	1
k=2	-1	3	-3	1
k=3	-1	3	-3	1
k=4	-1	3	-3	1

表4 9次精度(r=4)WCNSの $a^1_{k,l}$

	$a^1_{k,1}$	$a^1_{k,2}$	$a^1_{k,3}$	$a^1_{k,4}$	$a^1_{k,5}$
k=1	1/4	-4/3	3	-4	25/12
k=2	-1/12	1/2	-3/2	5/6	1/4
k=3	1/12	-2/3	0	2/3	-1/12
k=4	-1/4	-5/6	3/2	-1/2	1/12
k=5	-25/12	4	-3	4/3	-1/4

表5 9次精度(r=4)WCNSの $a^2_{k,l}$

	$a^2_{k,1}$	$a^2_{k,2}$	$a^2_{k,3}$	$a^2_{k,4}$	$a^2_{k,5}$
k=1	11/12	-14/3	19/2	-26/3	35/12
k=2	-1/12	1/3	1/2	-5/3	11/12
k=3	-1/12	4/3	-5/2	4/3	-1/12
k=4	11/12	-5/3	1/2	1/3	-1/12
k=5	35/12	-26/3	19/2	-14/3	11/12

表6 9次精度(r=5)WCNSの $a^3_{k,l}$

	$a^3_{k,1}$	$a^3_{k,2}$	$a^3_{k,3}$	$a^3_{k,4}$	$a^3_{k,5}$
k=1	3/2	-7	12	-9	5/2
k=2	1/2	-3	6	-5	3/2
k=3	-1/2	1	0	-1	1/2
k=4	-3/2	5	-6	3	-1/2
k=5	-5/2	9	-12	7	-3/2

表7 9次精度(r=5)WCNSの $a^4_{k,l}$

	$a^4_{k,1}$	$a^4_{k,2}$	$a^4_{k,3}$	$a^4_{k,4}$	$a^4_{k,5}$
k=1	1	-4	6	-4	1
k=2	1	-4	6	-4	1
k=3	1	-4	6	-4	1
k=4	1	-4	6	-4	1
k=5	1	-4	6	-4	1

表8 7次精度(r=4)WCNSの C_k

	C_1	C_2	C_3	C_4
	1/64	21/64	35/64	7/64

表9 9次精度(r=5)WCNSの C_k

	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
	1/256	9/64	63/128	21/64	9/256

(2)セル境界からセル節点への差分スキーム

(1)で示した補間を行った後、 $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^L$ $\tilde{U}_{j+\frac{1}{2}}^R$ よりFDSなどの流束計算法を用いて数値流束 $\tilde{F}_{j+\frac{1}{2}}$ を決定する。この後、セル境界での数値流束を用いて、セル節点での微分を求める。この式は一般的に以下のように書かれる。

$$\begin{aligned} & \beta \tilde{F}_{j-2}^{(1)} + \alpha \tilde{F}_{j-1}^{(1)} + \tilde{F}_j^{(1)} + \alpha \tilde{F}_{j-1}^{(0)} + \beta \tilde{F}_{j-2}^{(0)} \\ &= \frac{a}{\Delta x} (\tilde{F}_{j+1/2} - \tilde{F}_{j-1/2}) + \frac{b}{\Delta x} (\tilde{F}_{j+3/2} - \tilde{F}_{j-3/2}) \quad (9) \\ &+ \frac{c}{\Delta x} (\tilde{F}_{j+5/2} - \tilde{F}_{j-5/2}) + \frac{d}{\Delta x} (\tilde{F}_{j+7/2} - \tilde{F}_{j-7/2}) \\ &+ \frac{e}{\Delta x} (\tilde{F}_{j+9/2} - \tilde{F}_{j-9/2}) \end{aligned}$$

この WCNS の精度は前節の補間の精度と上述のセル境界からセル節点への差分の精度の低いほうで決定される。本研究では、Deng らや我々が示したように 3 重対角や 5 重対角と陽的な差分の解像度の差はほとんどないと考えて、計算効率の高い陽的な差分 ($\alpha=\beta=0$) を用いている。

しかしながら、実際の適応時には、ステンシルの少ない 3 重対角や 5 重対角も境界条件の取り扱いが楽になるため問題に応じてこれらを変える必要があると考えられる。

8 次精度と 10 次精度の陽的なセル境界からセル節点への差分の係数を表 10、11 に示す。本論文では 7 次精度と 9 次精度の WCNS はそれぞれ 8 次精度、10 次精度のセル境界からセル節点への差分を用いている。

以下では、5、7 及び 9 次精度の WCNS をそれぞれ WCNS5、WCNS7 及び WCNS9 と表す。

表 10 陽的 8 次精度差分の係数 ($\alpha=\beta=0$)

a	b	c
1225/1024	-245/3072	49/5120
d	e	
-5/7168	0	

表 11 陽的 10 次精度差分の係数 ($\alpha=\beta=0$)

a	b	c
19845/16384	-735/8192	567/40960
d	e	
-405/229376	35/294912	

3. Fourier 解析

本章では高次精度 WCNS の解像度を解析的な評価を示す。解析したスキームは WCNS5、WCNS7、WCNS9 と Padé 型の線形 6 次精度コンパクト差分 (以下 Padé6 と表記) である。すべて滑らかな領域と仮定し、理想的な重みを用いたと仮定して解析を行った。解析の方法は以下のようである。

$$U_j = \exp(i w x_j) \quad (10)$$

を $\Delta x=1$ の格子上でスキームを用いて数値的に微分した時に、数値的な一階微分 U_j' は、

$$U_j' = i w^* \exp(i w x_j) \quad (11)$$

と表される。この w^* を w に対して解析的に解いた。理想的には $w^*=w$ となるのが望ましい。結果を図 1 に示す。横軸が計算前の波の波数で縦軸が微分スキームの評価した波数である。ここで、Spectral で表される直線に近いほうが、解像度が高いことを示している。厳密解や中心差分スキームでは w^* の虚数部分は表れないが、風上差分となることによって w^* の虚数部分も現れる。

図 1 より、WCNS の精度を上げることで、実部、虚部ともに、解像度が上がっていることがわかる。

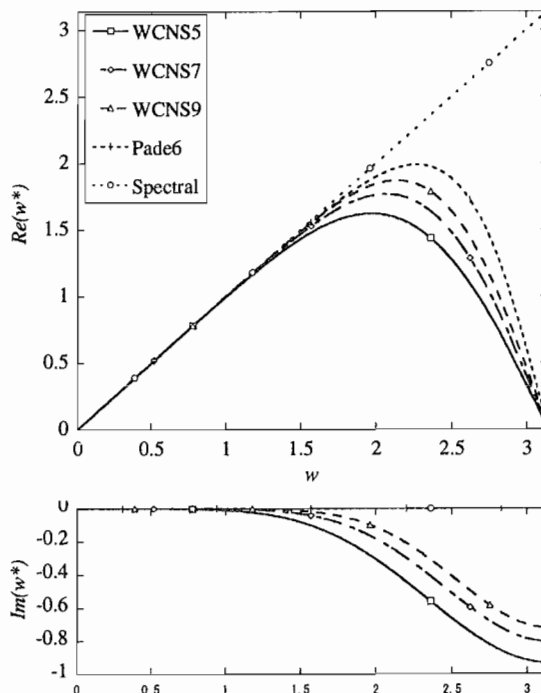


図 1 波数 w とスキームによって評価された波数 w^* の実部と虚部

4. 1 次元問題

本章では、実際に高次精度 WCNS を用いて Euler 方程式の 1 次元衝撃波-エントロピー波干渉問題を解いている。初期条件は以下の式で表される。

$$U(x, t=0) = \begin{cases} U_L & (x \leq 4) \\ U_R & (x > 4) \end{cases} \quad (10)$$

$$(\rho_L, u_L, p_L) = (3.857143, 2.629369, 10.3333)$$

$$(\rho_R, u_R, p_R) = (1 + 0.2 \sin(0.5\pi x), 0, 1)$$

時間積分には Total Variation Diminishing Runge-Kutta スキーム^(12,13)を用いた。流束評価には Lax-Friedrich Flux-Splitting を用いた。空間方向に 200 点で離散化し、CFL 条件を 0.4 として、時間 $t=2.0$ の計算結果を求めた。WCNS5、WCNS7、WCNS9 の計算結果と解析解として WCNS9 を用いて 1600 点で解いたもの (“exact” と表記) を図 2 に示す。すべてのスキームで衝撃波を振動することなく捕らえられている。さらに高次精度にすることによって衝撃波背後の波をよく捕らえられていることがわかる。

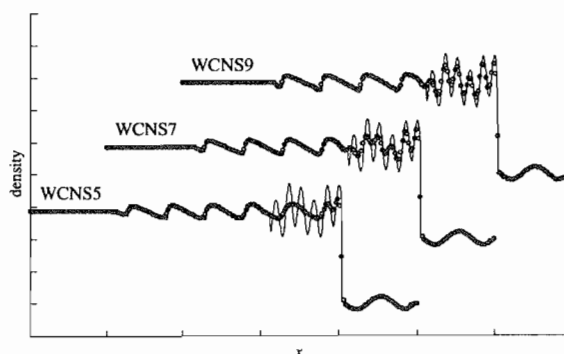


図 2 5、7、及び 9 次精度の WCNS スキームの比較 (衝撃波-エントロピー波干渉問題 ($T=2.0$))

5. 2次元問題

Woodward と Collela による Mach 数 3 のダクト流れ¹⁴⁾を計算した. 本検証問題は衝撃波を振動しないで捉えるか否か、かつ 3 重点の下流で発生する、せん断層をシャープに捕らえられるか否かをみる問題である.

計算格子点は 81×241 の直交格子を用いた. 音速とダクトの縦の長さで無次元化を施し、Mach 数 3 の流入条件を与えている.

また時間積分には TVD-RK を用いて、時間刻み $\Delta t = 0.005$ として時間 $t = 4.0$ まで計算した.

壁面境界条件には仮想セルを設け、壁面内側の物理量を速度のみ反転させて与えている. このため境界での精度低下は起きていない. しかしながら、スキームの特性などにより衝撃波の反射の様子が少しではあるが変化している. 本研究では境界の影響を調べるものではなく、内部スキームの評価をするものであるため、この点は議論しないこととする.

本問題を MUSCL、WCNS5、WCNS7、WCNS9 で計算した. 流束評価には SHUS¹⁵⁾ と van Leer¹⁶⁾ による FVS を用いた.

しかしながら WCNS9 では、境界付近で非物理的な擾乱が生まれ、計算が破綻してしまった. 非常に高い精度の重みつきスキームに関しては振動することが知られており、monotonicity preserving WENO¹⁾ のように、振動を防ぐためにリミターを入れることが考えられている. このようなアイデアを用いることで、本問題での計算の破綻は防ぐことが出来るかもしれないが、スキームが煩雑になり取り扱いにくくなることを考えて、本研究では WCNS9 の改良を行っていない. 実問題に近い形で計算する際には、WCNS9 は何らかの処置をしない限り、安定性に疑問が残ると考えられる.

次に MUSCL、WCNS5、WCNS7 の計算結果に移る.

SHUS での計算結果を図 3、4 に FVS での結果を図 5、6 に示す. 7 次精度の SHUS の結果は、若干の振動が見られるものの、十分な衝撃波捕獲性能が見られている. また計算結果から精度が上がるにつれて、せん断層がよりシャープに捕らえられている. 特に 7 次精度の計算結果では、計算領域右側に K-H 不安定性による渦が生まれていることがわかる. すなわち、精度を上げることで解像度が上がっていることがわかった.

また 7 次精度 WCNS において、流束評価が FVS の結果と SHUS の結果を比較すると、FVS のほうが数値的な振動が少なくなり、それに伴って、せん断層の解像度も下がっていることがわかる. すなわち、当然ではあるが、低次精度の MUSCL と同様に高次精度 WCNS でも流束評価法を変えることで、計算結果は変化し、流束評価法の特徴を引きずった解となることが確かめられた.



(a)MUSCL



(b)WCNS5

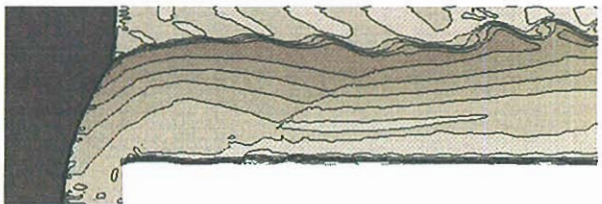


(c)WCNS 7

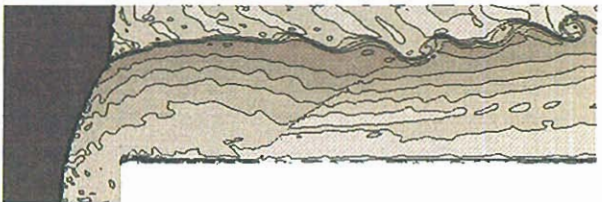
図 3 Mach3 ダクト流れ検証問題
(流束:SHUS、密度 0.5~4.5)



(a)MUSCL



(b)WCNS5



(c)WCNS 7

図 4 Mach3 ダクト流れ検証問題
(流束:SHUS、エントロピー 0.1~0.8)



(a)MUSCL

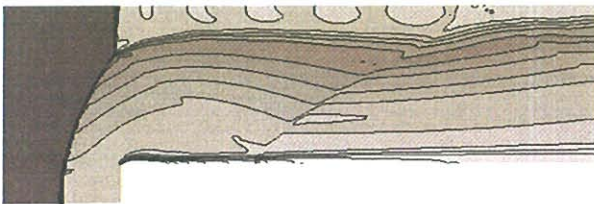


(b)WCNS5

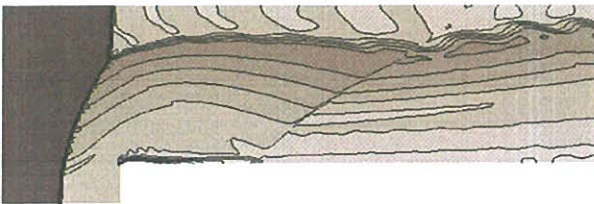


(c)WCNS 7

図 5 Mach3 ダクト流れ検証問題
(流束:FVS、密度 0.5~4.5)



(a)MUSCL



(b)WCNS5



(c)WCNS 7

図 6 Mach3 ダクト流れ検証問題
(流束:FVS、エン트로ピー0.1~0.8)

6. まとめ

7次精度、9次精度のWCNSの係数を示しフーリエ解析、1次元問題、2次元問題への適用を行った。

フーリエ解析では精度を上げることで、解像度が上がることが示された。1次元問題においても、精度を上げてWCNSは安定性を保ったまま、解像度を上げることが示された。

しかしながら2次元Mach数3、ダクト問題においては、9次精度WCNSは計算が破綻してしまった。リミターのようなものを入れることで防ぐことが出来ると考えられるが、そのままでは安定性に疑問が残ると考えられる。一方7次精度WCNSは安定に計算ができ、MUSCLや5次精度WCNSよりもせん断層をシャープに捕らえており、解像度が上がることが示された。実問題への適用には7次精度WCNSが適当と考えられる。

参考文献

- 1) Balsara, D. and Shu, C.-W. "Monotonicity preserving weighted essentially non-oscillatory schemes with increasing high order of accuracy," *J. Comput. Phys.*, **160**, pp. 405-452, 1996
- 2) Shu, C.-W. "High-order Finite Difference and Finite Volume WENO Schemes and Discontinuous Galerkin Methods for CFD," *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, **17**(2), pp. 107-118, 2003
- 3) Lele, S. K. "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution." *J. Comput. Phys.*, **103**, pp.16-44, 1992
- 4) Gaitonde, D. V. and Visbal, M. R. "Further development of a Navier-Stokes solution procedure based on higher-order formulas," *AIAA Paper 99-0557*, 1999
- 5) Jiang, G.-S. and Shu, C.-W., "Efficient implementation of weighted ENO schemes", *J. Comput. Phys.*, **126**, pp. 200-212, 1996
- 6) Deng, X. G. and Zhang, H., "Developing high-order weighted compact nonlinear schemes," *J. Comput. Phys.*, **165**, pp.22-44, 2000
- 7) Deng X. G. and Mao, M., "Studying of Weighted Compact High-order Nonlinear Scheme WCNS-E-5 for Complex Flows," *Computational Fluid Dynamics Journal*, **13**, pp.173-180, 2004
- 8) Deng X. G., Liu, X., and Zhang, H., "Investigation of Weighted Compact High-order Nonlinear Scheme and Application to Complex Flow," *AIAA Paper 2005-5246*, (2005)
- 9) 野々村拓, 飯塚宣行, 藤井孝蔵, "一般座標における高次精度不連続捕獲スキームの一樣流保持性," 第19回数値流体力学シンポジウム講演要旨集, pp.71, 2005
- 10) Kudryavtsev, A. N. and Khotyanovsky, D. V. "Application of WENO Schemes for Numerical Simulation of high-Speed Flows," presented at International Conference of Computational Fluid Dynamics 4, 2006.
- 11) 野々村拓, 飯塚宣行, 藤井孝蔵, "高次精度重み付きコンパクト差分法(WCNS)の解像度評価," 第11回計算工学講演会講演集, 2005
- 12) Shu C.-W. and Osher, S., "Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes," *J. Comput. Phys.* **77** pp.439-471, 1988
- 13) Shu C.-W. and Osher, S., "Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes II," *J. Comput. Phys.* **83**, pp.32-78, 1989
- 14) Woodward P. and Collela P., "The numerical simulation of two dimensional fluid with strong shock," *J. Comput. Phys.* **54**, pp.115-173, 1984
- 15) Van Leer, B., "Flux-vector Splitting for the Euler Equations," ICASE Report 82-293, 1982.

- 16) Shima E. and Jounouchi T., "Role of CFD in Aeronautical Engineering (No14) -AUSM type Upwind Schemes-," *Proceedings of the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, pp. 7-12., 1997.

様々な迎角・マッハ数におけるデルタ翼周りの流れ場特性 コード方向の流れ場変化

今井源太* 藤井孝藏**

*東京大・院 **宇宙航空研究開発機構

Characteristics of Flow Field around the Delta Wing at Various Angles of Attack and Mach Numbers Chordwise Transitions of Flow Field

by

Genta Imai and Kozo Fujii

ABSTRACT

Flows over a 65-degree sweep delta wing with a sharp leading edge at various angles of attack and various Mach numbers are computationally studied. Computational simulations show that there are some conditions where the flow fields transit in chordwise direction. There appear three kinds of chordwise transitions of flow fields; (I) vortex breakdown above the delta wing at high angles of attack and subsonic flow conditions, (II) shock wave normal to the chordwise direction at center of the delta wing at high angles of attack and transonic flow conditions, which often accompanies vortex breakdown, and (III) intermediate flow fields that include two different types of flow in chordwise direction in the border area between two different flow types. Computational simulations also show that there is close correlation between breakdown and normal shock wave at the center of the wing at high angles of attack and transonic flow conditions. The results also show that vortex structure and two types of shock wave are related closely each other in the intermediate flow fields in chordwise direction.

1. はじめに

デルタ翼は超音速飛行時の抵抗が小さいため、超音速旅客機や宇宙往還機に用いられる。しかしデルタ翼はアスペクト比が小さいため、低速飛行時には空力特性が悪いという特性がある。そのため離着陸時には高迎角をとる必要がある。低速、高迎角時のデルタ翼周りの流れ場は前縁から剥離した左右 2 つの逆回転の渦に特徴されるが、さらに遷・超音速、高迎角時には前縁剥離渦の他にも衝撃波や剥離といった現象を含む複雑な流れ場となり、流体力学的に非常に興味深い。また将来の宇宙往還機が帰還時に超音速・高迎角をとる可能性もあり、工学的な重要性もある。

様々な条件下における遷・超音速デルタ翼周り流れに関する研究は Stanbrook と Squire⁽¹⁾によって 1970 年代に初めて行われた。彼らは前縁に垂直なマッハ数成分 M_N と、前縁に垂直な迎角成分 α_N を用いて(図 1)、流れ場を前縁から剥離するものと付着するものの 2 種類に分類した。その後 Miller と Wood⁽²⁾はより詳細な実験により、流れ場を M_N , α_N を用いて、(I)classical vortex, (II)vortex with shock, (III)separation bubble with shock, (IV)shock-induced separation, (V)shock with no separation, (VI)separation bubble with no shock の 6 つの基本的なタイプに分類した(図 2)。また、その後も可視化技術の進歩によってより詳細な流れ場構造まで観測できるようになったため、多くの研究者⁽³⁻⁵⁾がさらに子細な流れ場分類を提案している。しかしながら、これらの流れ場分類に共通して欠如している点として、コード方向の考察が挙げられる。デルタ翼周りの流れ場は基本的に主流方向に相似でコニカルなものと考えられるため、これまでの研究ではコード方向に垂直な 1 断面内の渦形状及び衝撃波構造を見て分類を行ってきた。しかし気流条件によってはコード方向に流れ場が変化する場合も存在している。例えば低速、高迎角時には breakdown と呼ばれる翼上面で渦が崩壊する現象が起きることは広く知られている。またコード方向の流れ場変化はピッチングモーメントなどの空力特性に大きく影響すると考えられる。

そこで本研究では、従来の流れ場分類に対してコード方向の流れ場変化に関する考察を加えると共に、そのような流れ場の 3 次元構造の理解を深めることを目的として、

様々な迎角・マッハ数に対して数値解析を行い、流れ場の考察を行なう。

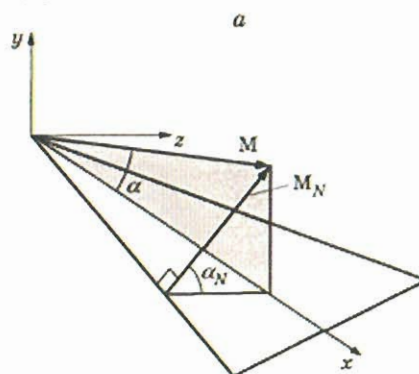


図 1 α_N , M_N の定義

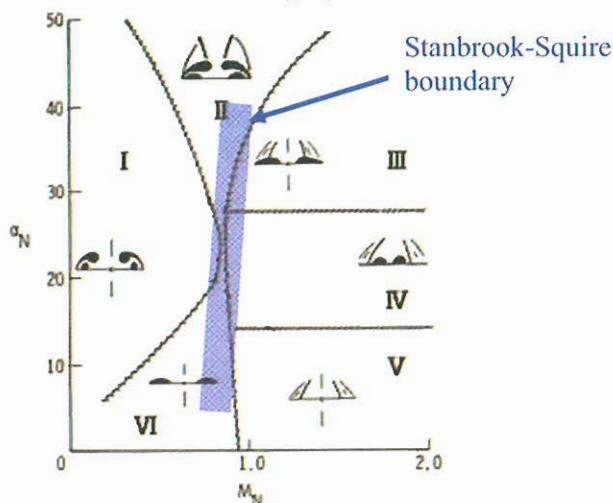


図 2 Miller と Wood による流れ場分類図

2. 計算手法

数値計算を行うにあたり用いた支配方程式は 3 次元圧縮性レイノルズ平均 Navier-Stokes 方程式である。対流項の離散化には高マッハ数でロバストな AUSM 系のスキームである AUSMDV⁽⁶⁾を用い、MUSCL 法⁽⁷⁾によって高次精度化を行った。粘性項の離散化には 2 次精度中心差分を用いた。また、流れ場の全域で乱流であると仮定して、乱流モデルには Degani-Schiff の修正を加えた Baldwin-Lomax モデル⁽⁸⁾を用いた。時間積分には LU-ADI-SGS 陰解法を用いて、計算時間を短縮するため、計算の初めには局所時間刻み法を用いてある程度解を収束させた後、物理時間刻み法により定常解に収束させた。“結果および考察”に示す流れ場の図は全て時間平均値を基にしている。

3. 計算対象と計算条件

計算対象は後退角 65°のデルタ翼とし、翼の形状や厚みの影響を少なくするために、前縁形状が鋭角で上面が平らな薄翼(翼厚 2%)とした。その形状を図 3 に示す。計算格子は、H-O トポロジーの構造格子であり、デルタ翼形状を半裁定義した。格子点数は 153×143×99 の合計約 216 万点である。計算格子を図 4 に示す。

計算条件は Miller らの分類図の全体をカバーできるように一様流マッハ数を 0.4 刻みで 0.4 から 3.2 まで、さらに各マッハ数に対して迎角を 4°刻みで 4°から 24°まで変化させて計算を行った。レイノルズ数は Miller らの実験に合わせ、どのケースも 1.3×10⁶ とした。今回の計算条件を Miller らの分類図上にプロットしたものを図 5 に示す。

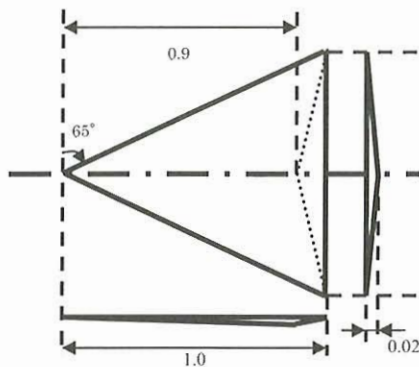


図 3 計算形状

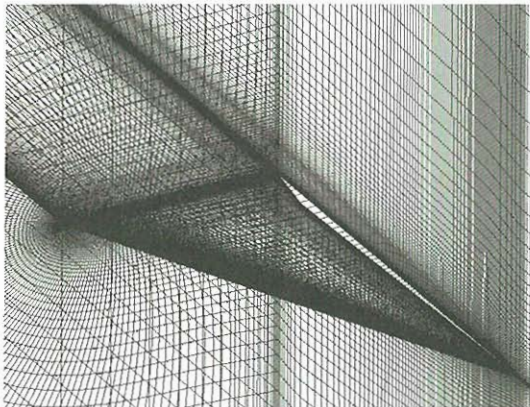


図 4 計算格子

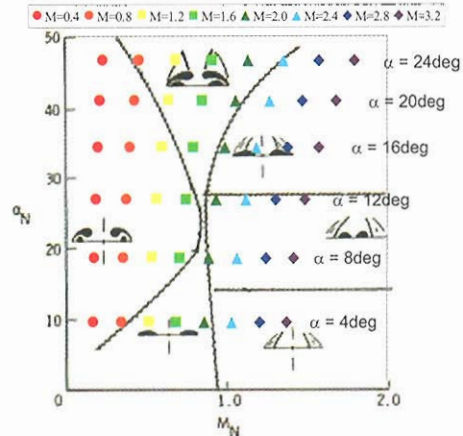


図 5 計算条件

4. 結果および考察

4. 1 流れ場の分類

今回の計算結果を Miller らの分類法に沿って分類し、Miller らの分類図上にプロットしたものを図 6 に示す。Miller らは翼後縁付近におけるコード方向に垂直な断面で渦や衝撃波の構造を見て分類を行っているが、今回の計算では条件によっては breakdown が生じるケース(領域①)もあったため、今回は 30%コード位置におけるコード方向に垂直な断面内の流れ場を見て分類を行った。分類に用いた基準は、流れが前縁から剥離しているかどうか、二次剥離しているかどうか、渦上部に衝撃波が見られるかどうか、shock-induced separationが見られるかどうかの 4 つである。

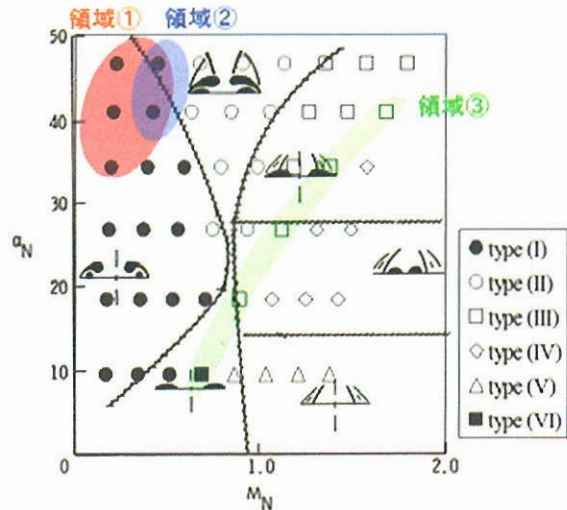


図 6 流れ場の分類図

図 6 から今回の計算結果が、各タイプ間の境界線にやや違いは見られるものの、Miller らの分類とほぼ同様の傾向で分類できることが確認できる。さらに 30%位置以外の断面の結果から、領域①～③で示した領域では流れ場はコード方向に相似なコニカルな流れではなくなっていることが明らかになっている。流れ場の詳細についてはそれぞれ後述するが、領域①は前縁剥離渦の breakdown が見られるケース、領域②は翼の対称面付近で主流方向の垂直衝撃波が見られるケース、領域③は 2 つのタイプ間の境界付近で遷移的にコード方向に 2 つのタイプが混在しているケースである。

4. 2 breakdownが生じているケース

領域①に示した breakdownが生じているケースの中から例として、図7に $M=0.4, \alpha=20\text{deg}$ ($M_N=0.21, \alpha_N=40.7\text{deg}$) における流れ場を示す。翼上面及び翼の対称面における圧力分布を示し、また圧力分布で色付けた総圧 $P_0=0.8$ の等値面で渦形状を示した。これを見ると70%コード位置付近で前縁剥離渦が breakdown を起こしており、コード方向に相似な流れ場になっていないことがわかる。また対称面の圧力分布を見ると翼上面に主流に対して逆向きの圧力勾配が生じており、前縁剥離渦はこの逆圧力勾配によって breakdown を起こしていると考えられる。亜音速における breakdown に関してはすでに多くの研究⁽⁹⁻¹⁰⁾が行われているので、ここではさらに詳細な議論は行わないことにする。

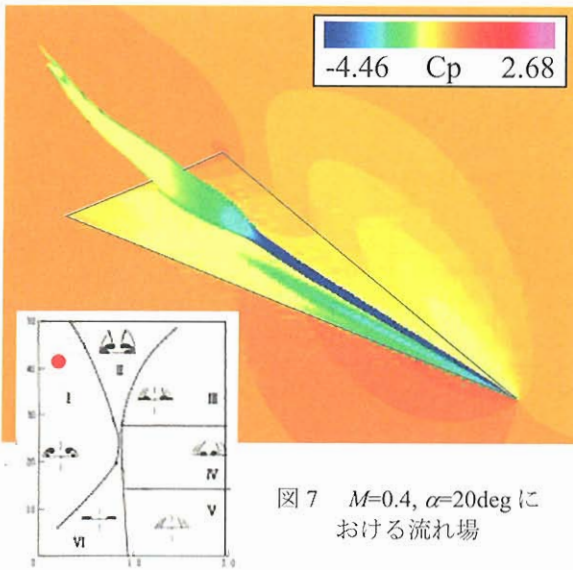


図7 $M=0.4, \alpha=20\text{deg}$ における流れ場

4. 3 コード方向の垂直衝撃波が生じているケース

領域②に示した対称面付近で主流方向の垂直衝撃波が見られるケースの中から例として、図8(a)に $M=0.8, \alpha=24\text{deg}$ ($M_N=0.45, \alpha_N=46.8\text{deg}$) における流れ場を示す。翼上面及び翼の対称面における圧力分布を示し、また圧力分布で色付けた総圧 $P_0=0.4$ の等値面で渦形状を示した。図8(b)は図8(a)をスパン方向から、図8(c)は図8(a)を翼上面に垂直な方向から見たものである。

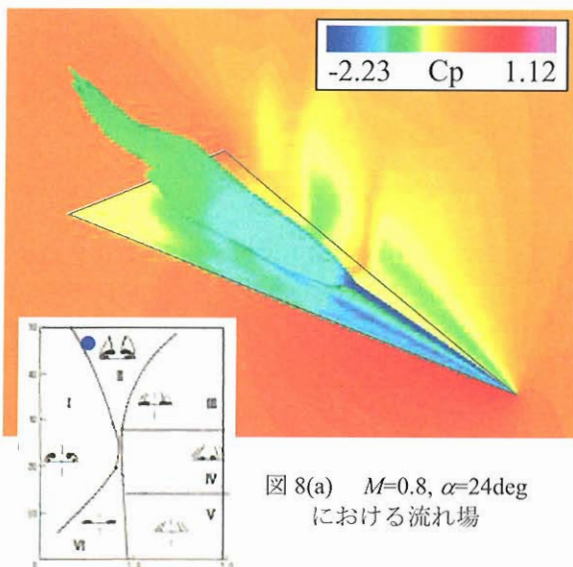


図8(a) $M=0.8, \alpha=24\text{deg}$ における流れ場

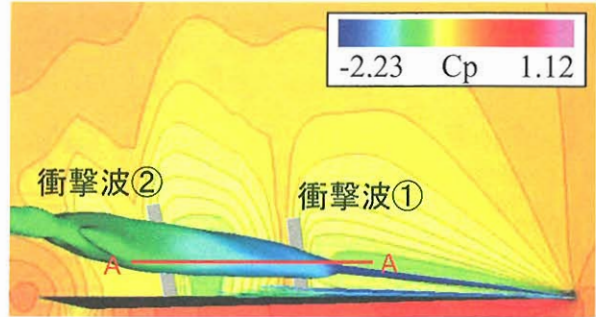


図8(b) 翼対称面における圧力分布

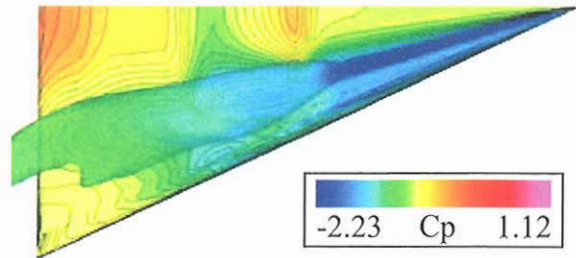


図8(c) 表面圧力分布

45%コード位置付近で前縁剥離渦が breakdown を起こしており、コード方向に相似な流れ場になっていない。図7の場合と異なるのは、翼の対称面付近で50%及び75%コード位置付近に2つの垂直衝撃波が見られることである。

図9は図8(b)のA-A断面の局所マッハ数分布及び流速ベクトルを翼上面に垂直な方向から見たものである。 $M=1.0$ の等高線を赤い線で示した。これを見ると、渦上部をスパイラル状に回りこんできた流れが breakdown による淀み点から前縁方向と翼根方向の2つの流れに分けられている。この内、翼根側に分けられた流れが翼の対称面付近に流れ込むことによって衝撃波①が生じ、減速・圧力上昇されている。さらに衝撃波①を通過した流れは1度亜音速まで減速されるが再び強い膨張によって加速され、衝撃波②によって再び亜音速まで減速されている。

このように領域②では breakdown の発生と翼の対称面付近に生じる垂直衝撃波が密接に関連していることがわかった。

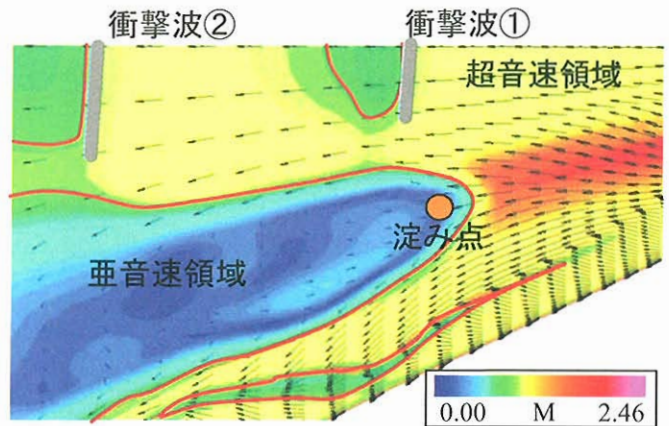


図9 breakdownと垂直衝撃波

4. 4 コード方向に 2 つのタイプの流れ場が混在しているケース

領域③に示したタイプ間の境界付近でコード方向に2つのタイプの流れ場が混在しているケースの中から例として、図10(a)に $M=2.8$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.37$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における流れ場の概観図を示す。総圧 $P_0=0.7$ の等値面を翼上面からの距離で色付けし、渦形状を示した。この条件は、type III と type IV の境界である。比較のため、 $M=2.4$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.18$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における流れ場の概観図を図10(b)に、 $M=3.2$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.57$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における流れ場を図10(c)に示す。

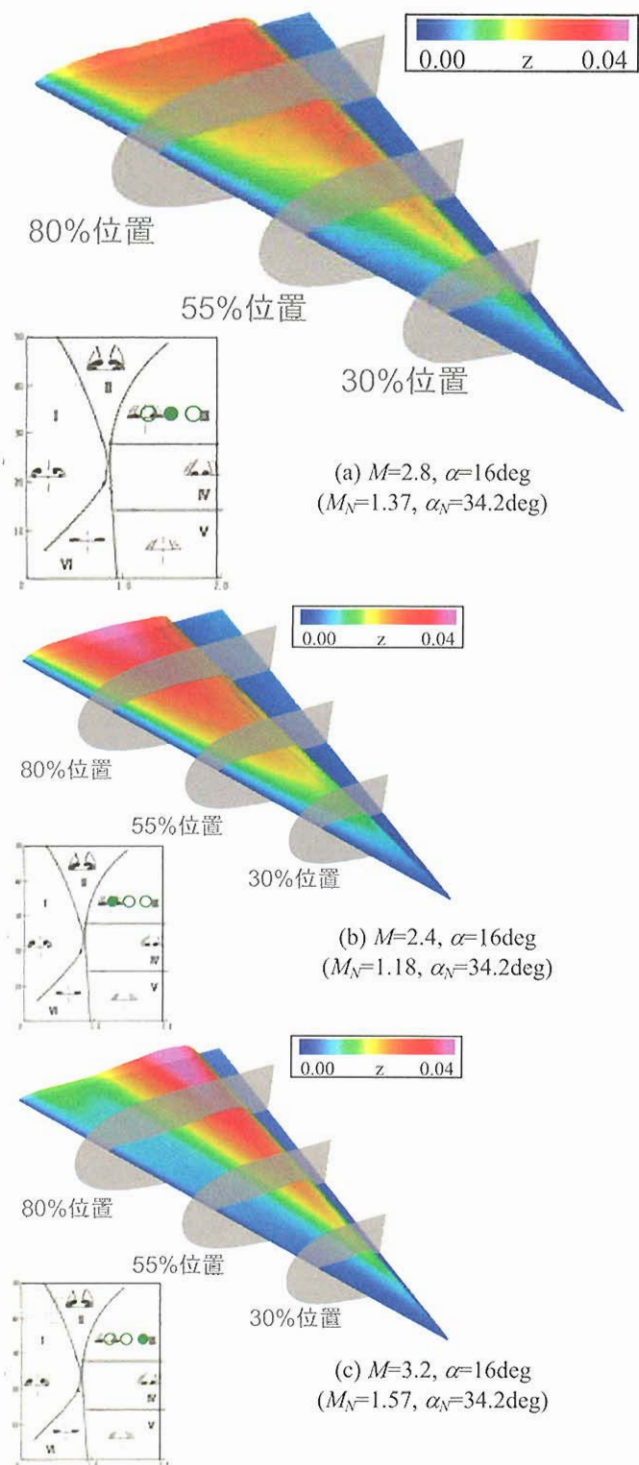


図10 流れ場の概観図

$M=2.4$ (図10(b)), $M=3.2$ (図10(c))では流れ場はコード方向に相似なコニカルな流れとなっているのに対し、 $M=2.8$ (図10(a))ではコード方向に垂直な各断面で渦形状が異なっており、コード方向に相似な流れとなっていないことがわかる。渦形状を見る限りでは、 $M=2.8$ の流れ場は、30%コード位置では $M=3.2$ の流れ場に近いが、80%コード位置では $M=2.4$ の流れ場に近いことがわかる。領域③の他のケースについても同様の傾向が見られ、コード方向に前側ではマッハ数の早い方のタイプが見られ、徐々に後ろに行くに連れてマッハ数の遅い方のタイプが見られた。

次に各断面内の渦・衝撃波の詳細構造を見るため、図11(a), (b)に $M=2.8$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.37$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における各断面内の流れ場を示す。色つきの面塗りで局所マッハ数の分布を、黒の等高線で総圧の分布を示す。また比較のため、 $M=2.4$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.18$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における流れ場を図12に、 $M=3.2$, $\alpha=16\text{deg}$ ($M_N=1.57$, $\alpha_N=34.2\text{deg}$)における流れ場を図13に示す。

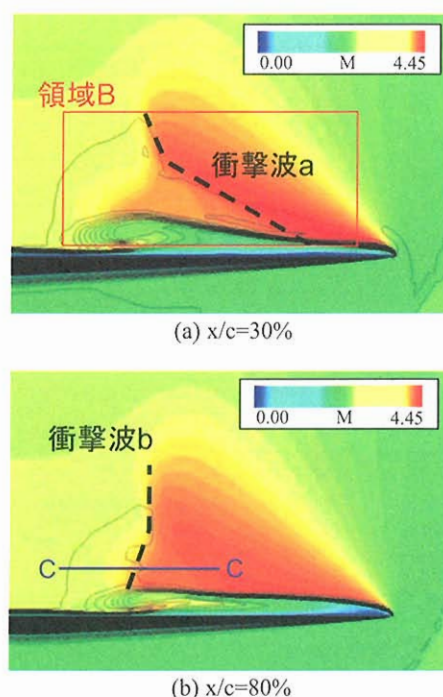


図11 $M=2.8$, $\alpha=16\text{deg}$ における流れ場の概観図

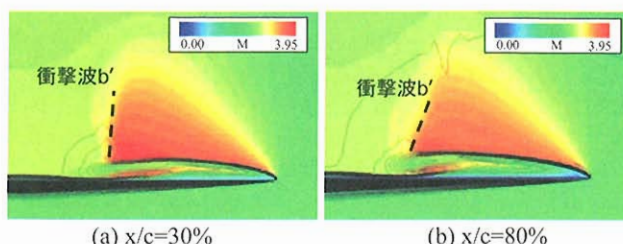


図12 $M=2.4$, $\alpha=16\text{deg}$ における流れ場の概観図

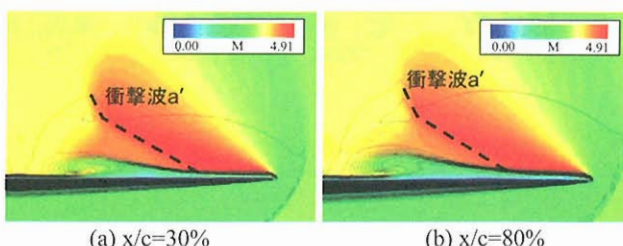


図13 $M=3.2$, $\alpha=16\text{deg}$ における流れ場の概観図

$M=2.4, 3.2$ では 30%, 80%コード位置で大きな流れ場の違いは無いが、 $M=2.8$ では 30%, 80%コード位置で大きく流れ場が変わっている。図 11(a)では、30%コード位置では翼前縁から膨張した流れが渦上面で加速され、衝撃波 a で減速されると共に、衝撃波 a による逆圧力勾配によって剥離が誘起され、渦が膨らんでいる。一方図 11(b)では、80%コード位置では翼前縁から加速された流れが衝撃波 b によって一気に減速されている。

衝撃波 a についてさらに詳しく見るため、図 11(a)の領域 B を拡大し、流速ベクトルを加えたものを図 14 に示す。これを見ると、衝撃波 a によって渦の上面に沿うように流れていた流れが翼上面から離れる方向に曲げられていることがわかる。一方、衝撃波 b について詳しく見るため、図 11(b)の C-C 断面内の局所マッハ数分布及び流速ベクトルを翼上面に垂直な方向から見たものを図 15 に示す。渦の上面を回り込んできた流れが衝撃波 b によって主流方向に曲げられていることがわかる。これらから衝撃波 a, b は全く方向性の違う衝撃波であることがわかる。

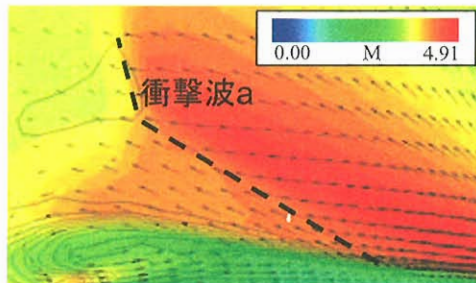


図 14 衝撃波 a

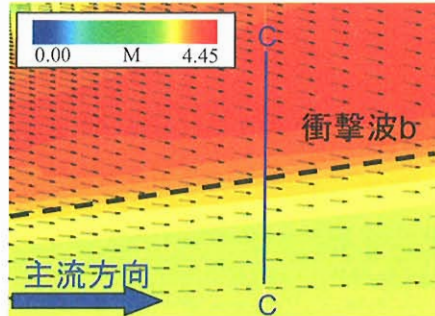


図 15 衝撃波 b

衝撃波 a, b がコード方向にどのように変化しているかを見るため、図 10 に示した総圧の等値面上(渦の上面)の圧力分布及び翼上面の表面圧力分布を、翼上面に垂直な方向から見たものを図 16 に示す。これを見ると、衝撃波 a が翼後方に行くに連れて徐々に弱くなり、それに伴い衝撃波 b が強くなっていく様子がわかる。また渦上部の衝撃波構造がコード方向に変化することによって、衝撃波後部、渦構造が影響を受けるため、表面圧力分布にもコード方向の変化が生じている。

このように領域③では、衝撃波構造と渦構造が密接に関連しあい、コード方向に変化していることがわかった。

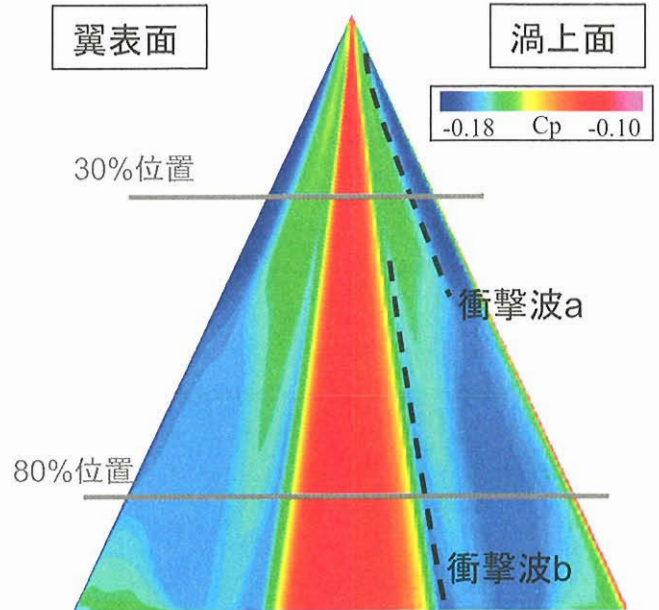


図 16 渦上面の圧力分布及び翼上面の圧力分布

5. 結論

コード方向の流れ場変化に着目して、様々な迎角・マッハ数におけるデルタ翼周りの流れについて数値計算により流れ場の考察を行った結果、以下の知見を得た。

- 気流条件によってコード方向に相似なコニカルな流れ場ではない流れ場が生じる領域があることが確認できた。
- コード方向に相似で無い流れ場は、breakdownが生じているもの、翼の対称面付近で主流に垂直な衝撃波が生じているもの、タイプ間の境界でコード方向に2つのタイプが混在しているものの3種類があることがわかった。
- 主流方向の垂直衝撃波が見られるケースでは、渦のbreakdownと垂直衝撃波に密接な関連があることがわかった。
- タイプ間の境界でコード方向に2つのタイプが混在しているケースでは、衝撃波構造と渦構造が密接に関連しあいながらコード方向の流れ場変化を生じていることがわかった。

参考文献

- 1) Stanbrook A. and Squire L. C., "Possible types of flow at swept leading edges," *Aeronautical Quarterly*, Vol.15, No. 2, pp 72-82, 1964.
- 2) Miller D. S. and Wood R. M., "Leeside Flows over delta wings at supersonic speeds," *Journal of Aircraft*, Vol. 21, No. 9, pp 680-686, 1984.
- 3) Szodruch J. G. and Peake D. J., "Leeward flow over delta wings at supersonic speeds," NASA-TM, No. 81187, 1980.
- 4) Seshadri S. N. and Narayan K. Y., "Possible types of flow on lee-surface of delta wings at supersonic speeds," *Aeronautical Journal*, No. 5, 185-199, 1988.
- 5) Brodetsky M. D., Krause E., Nikiforov S. B., Pavlov A. A., Kharitonov A. M., and Shevchenko A. M., "Evolution of vortex structures on the leeward side of a delta wing," *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, Vol. 42, No. 2, pp 242-254, 2001.
- 6) Wada Y. and Liou M. S., "A flux splitting scheme with high-resolution and robustness for discontinuities," AIAA paper, 94-0083, 1994.

- 7) Van Leer B., "Toward the ultimate conservative difference scheme. 4," *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, pp 276-299, 1977.
- 8) Baldwin B. and Lomax H., "Thin layer Approximation and algebraic model for separated turbulent flows," AIAA paper 78-257, 1978.
- 9) Sarpkaya T., "Effect of the adverse pressure gradient on vortex breakdown," *AIAA Journal*, Vol. 12, No. 5, pp 602-607, 1974.
- 10) Pagan D. and Benay R., "Vortex breakdown induced by an adverse pressure gradient," AIAA paper, 87-2478, 1987.

PIV 風洞実験結果による CFD の圧力推定

麻生 智大, 松島 紀佐, 中橋 和博
東北大学大学院工学研究科

CFD estimation pressure using PIV data

by

Tomohiro ASO, Kisa MATSUSHIMA and Kazuhiro NAKAHASHI

ABSTRACT

In this study, the pressure estimation system was developed to enhance the value of PIV (Particle Image Velocimetry) measurement technique. The system conducts CFD(Computational Fluid Dynamics) computation to estimate pressure using PIV velocity data. The Poisson equation for pressure is the basic equation for the computation. After developing the CFD, the pressure estimation system was verified by using Navier-Stokes simulation results. Instead of PIV data, the velocity data of the simulation results were used as input data, and pressure values were calculated by the system. Then, the calculated pressure values were compared with those resulted by the Navier-Stokes simulation. After the validation check, pressure estimation using experimental data was done. The experimental data came from the experiment of wake measurement of a cranked arrow wing in JAXA's low-speed wind tunnel. Moreover, the influence of the measurement error to the system was evaluated. The evaluation can predict the correlation between measurement errors in velocity data and errors in estimated pressure values. The artificially generate errors were distributed over the original input velocity data. Then, analysis was done comparing pressure values obtained without the error and those with the error. It was found that input error magnitude reduced on the calculated pressure value.

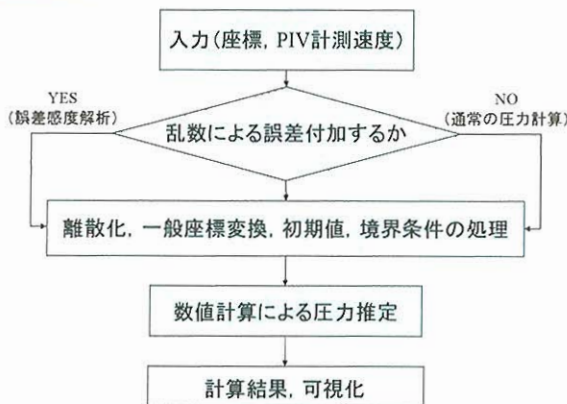
1. はじめに

近年注目されている実験計測手法に PIV(Particle Image Velocimetry)と呼ばれるレーザー利用の流速計測技術がある[1]. PIV は非接触計測, 瞬時速度場が計測できるなどの有望な特徴を持っているが, 計測できる物理量が流速のみである. 空力設計には圧力値が必要であるが, その計測ができない. PIV の速度データを用いて数値計算により圧力値を求めようとする事は双方のメリットを活かすという点で重要である[2][3]. そこで, 本研究では PIV の有用性を高めるため, 速度から圧力を推定するための CFD (Computational Fluid Dynamics) を用いた圧力推定システムの開発を行う. また, 本圧力推定システムに計測誤差の入った実験値が入力された場合の影響についても検討を行う.

2. CFD を用いた圧力推定システム

開発した圧力推定システムの内容を以下に図で示す.

開発した圧力推定システム



判断部分の乱数による誤差付加は, 後述する PIV で計測した速度の計測誤差がどの程度の感度で圧力の推定値の誤差につながるかということを解析するためであり, 通常の圧力推定の目的では誤差付加しない.

3. 解法

速度から圧力を求めるためには, 圧力推定式の右辺が全て速度の項で表されていなければならない. そこで, 圧力の Poisson 方程式を用いる.

PIV 実験を意識し二次元平面で考える. y, z の二次元平面で用いることのできる圧力の Poisson 方程式は, 三次元非圧縮 Navier-Stokes 方程式の発散をとり, 一様流 (x 軸) 方向の速度勾配を 0 と仮定し, 時間について定常とすることで(1)式の無次元化された形で得られる.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = - \left[\left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial y} + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + v \frac{\partial D}{\partial y} + w \frac{\partial D}{\partial z} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 D}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 D}{\partial z^2} \right) \quad (1)$$

$$\left(D = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

v, w はそれぞれ y, z 軸方向の速度, p は圧力, Re はレイノルズ数である.

(1)式の右辺は全て速度の項である. この方程式を差分法で解く. 全ての項は二次精度中心差分で離散化した. また, 様々な座標系に対応できるように一般座標変換

$$\begin{aligned} f_y &= \eta_y f_\eta + \zeta_y f_\zeta \\ f_z &= \eta_z f_\eta + \zeta_z f_\zeta \end{aligned} \quad (2)$$

も施した[4].

圧力の Poisson 方程式は離散化すると連立一次方程式に帰着する. したがって, 連立一次方程式を解くための具体的な数値計算法が必要となる. 本研究では SOR 反復法を用いる[5].

デカルト座標系での圧力の Poisson 方程式をあらためて書くと

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = R_Po \quad (3)$$

R_Po は(1)式の右辺の評価値. (3)式を離散化して反復法を用いるために変形すると(4)式になる.

$$p_{k,l}^{n+1} = p_{k,l}^n + \frac{1}{4} \omega \left(p_{k+1,l}^{n+1} + p_{k-1,l}^{n+1} + p_{k,l+1}^{n+1} + p_{k,l-1}^{n+1} - 4p_{k,l}^n - R_Po_{k,l}^n \right) \quad (4)$$

ただし, ω は過緩和係数で, 1.55 に設定した.

$$p_{k,l}^{n+1} = p_{k,l}^n + \omega \Delta p_{k,l}^n \quad (5)$$

ここで,

$$\Delta p_{k,l}^n = \frac{1}{4} (p_{k+1,l}^n + p_{k-1,l}^n + p_{k,l+1}^n + p_{k,l-1}^n - 4p_{k,l}^n - R_{-} Po_{k,l}^n) \quad (6)$$

(6)式の反復を Δp の絶対値が一定値以下になるまで繰り返すことで圧力を求めることができる. 今回はこの反復を6000回繰り返すか, Δp が 10^{-10} より小さくなった場合収束したとみなすことにする.

4. 圧力推定計算の検証

まず初めに, 本研究で開発した圧力推定手法を Navier-Stokes シミュレーションコードを用いて検証する. N-S シミュレーション結果の速度 u, v, w を後流計測データの代わりに与えて本圧力推定システムで圧力を算出し, その算出された圧力を N-S シミュレーションより算出された圧力と比較する.

検証対象の流れ場は翼断面 NACA0012 の矩形翼回りの流れ場で, 翼回り, スパン方向, 翼上下方向に対して $501 \times 50 \times 81$ の構造格子を用いた (図1). コード長は 1.0, スパン長は 2.0, 条件はレイノルズ数 $Re=3 \times 10^6$, 一様流マッハ数 $M_\infty=0.35$, 迎え角 $\alpha=3.2741(\text{deg})$ とした. 無次元化する場合の基準長さはコード長, 基準速度は一様流速度, 基準密度は一様流での密度としている. 計算は翼後縁から 4.5 コード長の位置の後流面で行っている. 初期値として $y-z$ 面全体に一様流での圧力 P_∞ を与えた. 境界の処理は, スパン方向最大の境界では N-S シミュレーションより算出された圧力で固定する Dirichlet 条件を与え, それ以外は境界の圧力値が一層内側と同じ値を持つ, つまり勾配=0 という同次 Neumann 条件を与えた.

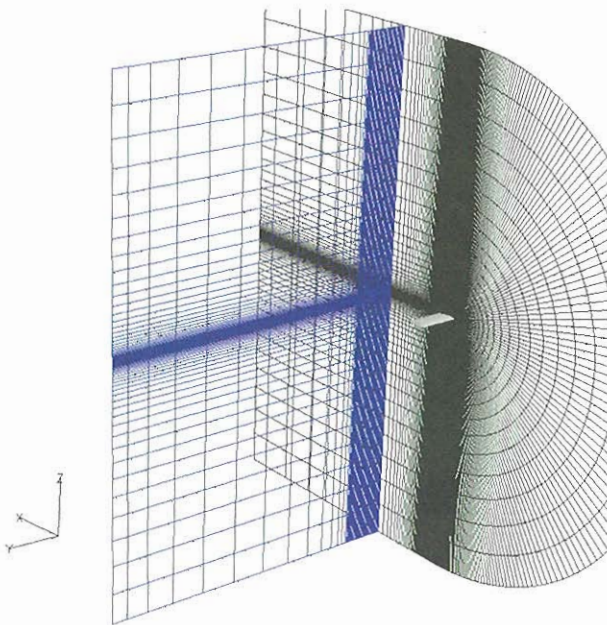


図1 構造格子図

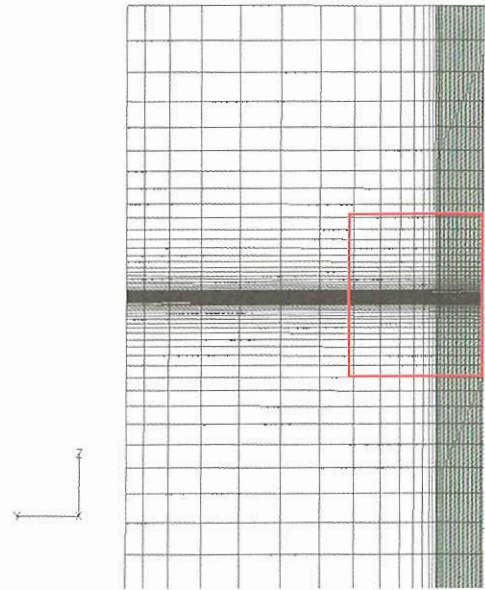


図2 後流面での格子図

図2の赤線で覆われた範囲の結果を図3と4に示す. 図3は N-S シミュレーションの結果, 図4は圧力の Poisson 方程式より算出された結果である.

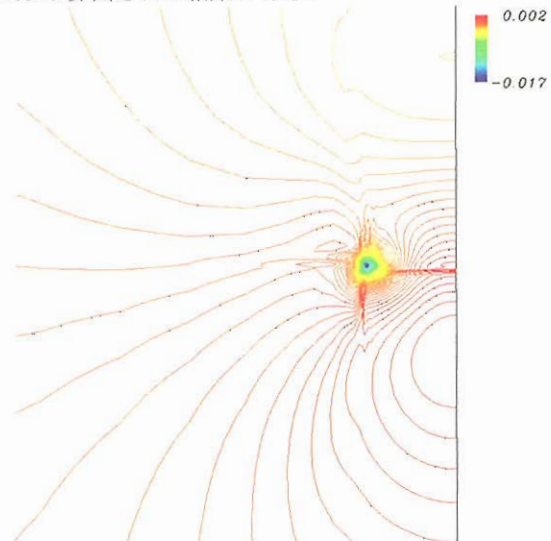


図3 圧力係数分布図 (N-S シミュレーション)

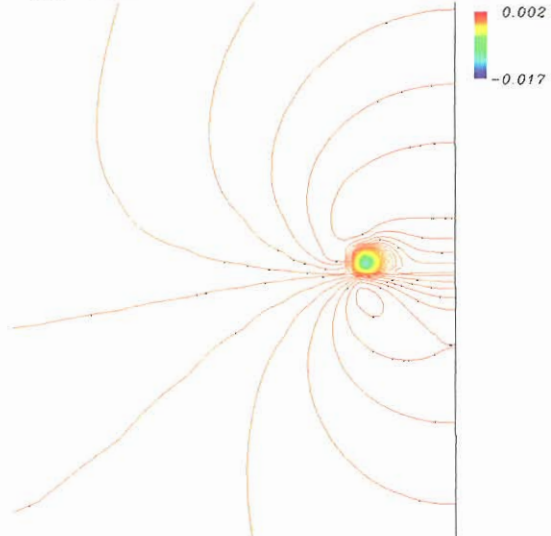


図4 圧力係数分布図 (圧力の Poisson 方程式)

圧力の Poisson 方程式を用いた圧力推定は、翼端渦の現象をはっきりと捉えており、またその位置も一致している。N-S シミュレーションの結果に対し最大の誤差は翼端渦付近で約 10%あるが、それ以外の部分では誤差は小さい。条件の一樣流マッハ数が 0.35 と一般に非圧縮性流体と仮定できる 0.3 をやや超えていること、数値計算手法より密度は一定だとしていることなどが定量的なずれの要因だと考えられる。翼端渦付近など流れが複雑な場所では、三次元性があると考えられるので、どうしてもその点が影響してくる。定量的な精度を上げるとすれば、そのような場所では三次元計測をするなどの手段を取る必要が出てくる。これらを考慮して計算推定圧力値を受け入れれば、本圧力推定システムは有効であるといえる。

5. 圧力推定システム適用の結果と考察

N-S シミュレーションとの比較で本圧力推定システムの有用性を検証できた。続いて実験による後流計測データを用いた圧力推定を行う。計測データの速度は 7 孔ピトー管で計測されたもので PIV データではないが、速度と圧力が求まっている実験値の例として圧力推定システムに適用するのにふさわしいと考えた。

後流計測データは 2m×2m 低速風洞における SST 実験機模型データである。図 5 に SST 実験機模型の図と計測面 (Measurement Plane) を示す。速度計測とともにピトー管でも圧力を計測している。一樣流流速 U_∞ は約 30m/s、迎え角 7.02deg の条件で計測されている。計測点は水平方向に 110 点、垂直方向に 59 点である。その他のデータを以下に示す。

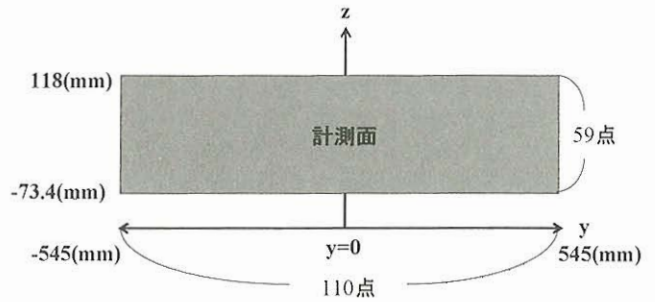
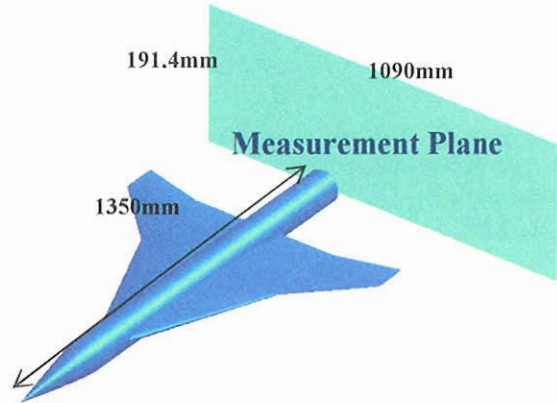


図 5 SST 実験機模型の図と計測面

後流計測範囲:

- x (一樣流方向) : 胴体後端の後方 200mm
- y (スパン方向) : -545mm~545mm
- z (上下方向) : -73.4mm~118mm

後流計測ステップ: $\Delta y=10\text{mm}$, $\Delta z=3.3\text{mm}$

$P_{t\infty}$ (Pa) : 一樣流ピトー圧

$P_{s\infty}$ (Pa) : 一樣流静圧

P_t (Pa) : 後流計測位置でのピトー圧

P_s (Pa) : 後流計測位置での静圧

u (m/s) : 風洞固定座標 x 方向速度成分

v (m/s) : 風洞固定座標 y 方向速度成分

w (m/s) : 風洞固定座標 z 方向速度成分

U_∞ , $P_{t\infty}$, $P_{s\infty}$ は風洞固定のピトー管で、 P_t , P_s は 5 孔ピトー管で計測されている。

圧力推定計算の初期値として y-z 面全体に一樣流静圧 $P_{s\infty}=101600$ (Pa) を与えた。境界条件は $y=-545\text{mm}$, $z=-73.4\text{mm}$ の点を一樣流静圧で固定し、他は全て同次 Neumann 条件にした。

計算結果を以下に示す。図 6 は後流計測位置での静圧 P_s の圧力係数分布図である。図 7 は圧力の Poisson 方程式より算出された圧力係数分布図である。

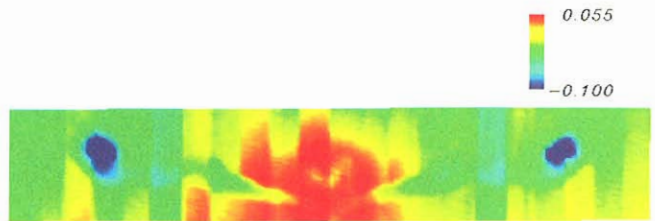


図 6 実験値の圧力係数分布図

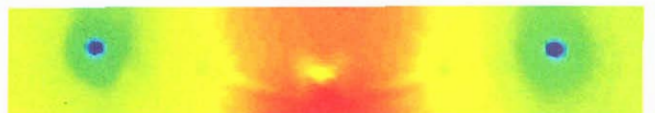
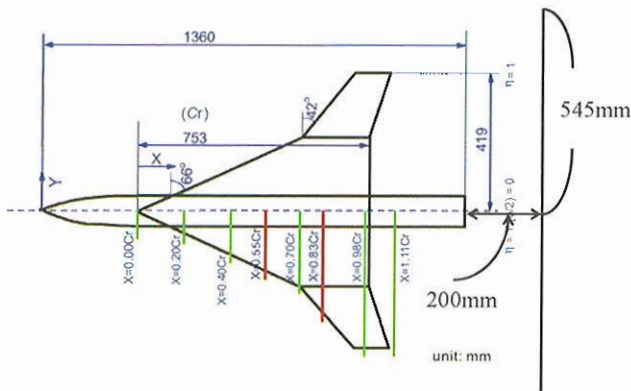


図 7 圧力の Poisson 方程式より算出された圧力係数分布図

実験値である図 6 には計測誤差が混入していることが確かめられる。そのため圧力の Poisson 方程式より算出された結果と定量的に比較することは困難である。そのため定性的な評価を行う。

計算値である図 7 と比較すると、定性的に後流での流れをよく捉えている。定性的に現象を捉えられていることと一桁程度の精度では定量的にも正しいことから、PIV 計測をして得られた瞬時速度場のデータをこの圧力推定システムに入力することにより、短時間で速度と圧力の現象の評価ができるといえる。今回、数値計算の定量的な詳細精度については議論できないが、数値計算による推定圧力の精度を上げるには境界条件の与え方の工夫が重要と思われる。



さらに、本圧力推定手法に対し、実験値の誤差混入による圧力推定への影響について調べる。

どのような実験手法でも、実験値には誤差が入る可能性がある。PIV も例外ではなく、そのため PIV で計測した速度の計測誤差がどの程度の感度で圧力の推定値の誤差につながるかということ CFD 側から調べることは有用なことだと考えられる。

圧力の Poisson 方程式より算出された圧力を真値とみなし、速度に乱数による擬似的な誤差を付加した入力データを用いて算出された圧力と真値の比較を行う。一様に誤差を付加した場合についても行った。

一様乱数列の発生方法には混合型合同法

$$x_{n+1} \equiv ax_n + c \pmod{m} \quad (7)$$

$$x_0 = b$$

を用いた[6]。a, b, c, m を前もって決めておいて、まず $ax_0 + c = ab + c$ を m で割った余りを x_1 とし、さらに $ax_1 + c$ を m で割った余りを x_2 とする。順次この方法で m 桁の一様乱数列が生成できる。

生成した乱数列は一般的な乱数列生成法であるが、生成した乱数列が乱数列の性質（等確率性、無規則性）を必ず満たしているとはいえない。そのため、生成した乱数列の当確率性、無規則性について検証しておくことが必要である。

一様乱数列の等確率性の検定には度数検定法と呼ばれるもののうち χ^2 検定法を用いた。

一様乱数列の無規則性の検定には組合わせ検定を用いた。

生成した一様乱数列から確率分布をもつ乱数列に変換する。今回は指数乱数列と正規乱数列に変換した。一様乱数列から変換した理由は、PIV 計測の精度の観点から小さな誤差も大きな誤差も一様に混入するとは考えにくく、そのためある確率分布を持った誤差が入ると考えたほうがより現実的だからである。指数乱数列は、指数分布の分布関数

$$F(y) = \int_0^y f(x)dx = \int_0^y \alpha e^{-\alpha x} dx = 1 - e^{-\alpha y} \quad (8)$$

に一様乱数列 u_n をとり、

$$u_n = F(y_n) = 1 - e^{-\alpha y_n} \quad (9)$$

なる等式を解いて

$$y_n = -\frac{1}{\alpha} \log_e(1 - u_n) \quad (10)$$

の乱数 y_n を求めるという逆関数法を用いて変換した。正規乱数列 z は、一様乱数列をまずはじめから 2 つ u_1, u_2 をとり、

$$\begin{cases} z_1 = (-2 \log_e u_1)^{\frac{1}{2}} \cos 2\pi u_2 \\ z_2 = (-2 \log_e u_1)^{\frac{1}{2}} \sin 2\pi u_2 \end{cases} \quad (11)$$

なる変換を行い、次に u_3, u_4 をとってきて

$$\begin{cases} z_3 = (-2 \log_e u_3)^{\frac{1}{2}} \cos 2\pi u_4 \\ z_4 = (-2 \log_e u_3)^{\frac{1}{2}} \sin 2\pi u_4 \end{cases} \quad (12)$$

と変換し、以下同様な手順で $z_1, z_2, z_3, z_4, z_5, z_6, \dots$ と生成していく Box and Muller の方法を用いて変換した。

指数乱数列では約 7.7~1.25×10⁻⁴%、正規乱数列では約 3.8~3.3%の誤差を速度に付加した。指数乱数列は指数的に誤差の大きさが減少するので、分布としては小さな誤差が多く入る。正規乱数列は誤差分布としてよくある分布だと言われている。

図 8 に真値として考える誤差を付加していない圧力係数分布図を示す。図 9 は計測面全体に一様に 4%、図 10 は指数乱数列、図 11 は正規乱数列による誤差を付加した速度を

もとの圧力の Poisson 方程式を解き、それより算出された圧力係数分布図である。真値と考える図 8 と比較して、あまり変化がない。一様な誤差付加では、最大約 3%、指数乱数列による誤差付加では最大約 6%、正規乱数列による誤差付加では最大約 4%となった。これらより、計測誤差が 4%程度なら混入しても本圧力推定システムにはほとんど影響しないといえる。

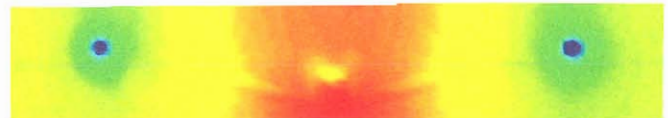
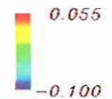


図 8 圧力係数分布図 (真値)

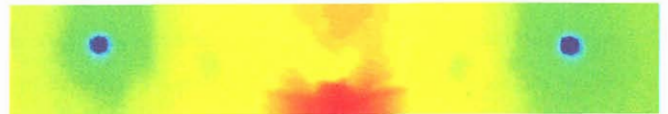


図 9 圧力係数分布図 (一様な誤差付加)

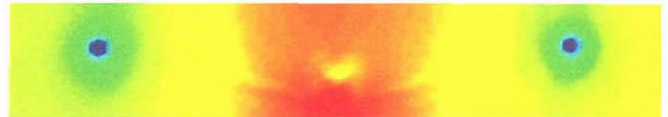


図 10 圧力係数分布図 (指数乱数列による誤差付加)

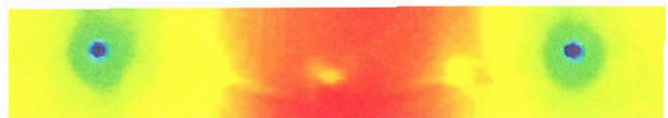


図 11 圧力係数分布図 (正規乱数列による誤差付加)

6. 結論

実験値の速度を用いて数値計算で圧力を求める圧力推定システムを開発し、その推定結果を検討して妥当な圧力分布が得られることを確認した。これにより PIV 計測結果を空力設計に有効に活かすことが可能になった。

また実験値に計測誤差が混入した場合の圧力推定計算への影響を調査し、速度変動に対し圧力変動は減衰することがわかった。速度変動を超える圧力変動にはならないということから、本圧力推定方法は計測誤差にそれほど敏感でなく、数値計算により誤差を抑えられているといえる。

実験と数値計算が互いのメリットを活かし合いより新たな見地を得ることは今後両者にとって有効なことであり、融合させていくことが重要であると考えられる。

参考文献

- 1) 渡辺重哉, “IC8 大型風洞用粒子画像流速測定 (PIV) システムの開発,” 第 41 回飛行機シンポジウム
- 2) Kensaku IMAICHI and Kazuo OHMI, “Numerical processing of flow-visualization pictures-measurement of two-dimensional vortex flow,” J.Fluid Mech. 1983, vol.129, pp.283-311
- 3) N.FUJISAWA, A.SATO, “Evaluation of three-dimensional flow and pressure fields in a cold model of combustion by plane PIV measurements,” 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry
- 4) 数値流体学編集委員会 編, “非圧縮性流体解析,” 東京大学出版会 1995.
- 5) 伊藤耿一, “大学院情報理工学 3, 計算力学,” 講談社サイエンシフィック, pp.17-18, 2000
- 6) 脇本和昌, “乱数の知識,” 森北出版株式会社, 1970

スラット騒音の発生機構と伝播に関する数値解析

廣瀬健一, 橋本敦 (名大・院), メンショフ イゴール, 中村佳朗 (名大・工)

Numerical Analysis of Slat Noise Mechanism and its Propagation

by

Kenichi HIROSE, Atsushi HASHIMOTO, Igor Men'shov and Yoshiaki NAKAMURA

ABSTRACT

Numerical analysis of a wall jet model as a simplified representation of a slat and main wing was conducted to investigate the slat noise mechanism and its propagation. The acoustic feedback mechanism in a gap region was confirmed by frequency comparison of numerical results with theory. It was found that the gap tones propagate in two ways. One is acoustic waves which propagate directly from a sound source, and the other is acoustic waves which are reflected from a wall and refracted at the outer edge of a gap flow. Moreover, it was found that the gap tones have a directivity.

1. はじめに

近年, 国際民間航空機関(ICAO)や米連邦航空局(FAA)により, 空港周辺の騒音規制が強化され, 航空機機外騒音の低減化が求められている。航空機離着陸時の機外騒音は, エンジン騒音と機体騒音に大別される。高バイパス比エンジンの登場や, chevron ノズルの採用などによりエンジンが低騒音化した結果, 航空機着陸時における機体騒音の低減化が重要な課題となっている。主な騒音源は, 脚と高揚力装置であり, 特にスラット騒音源の正確な位置, 強さ, 及び指向性の予測については, 更なる研究が必要とされる。

本研究では, 機体騒音の主たる発生源であるスラットを研究対象とし, 空力音発生機構の解明と伝播解析を研究目的とする。スラット騒音の 1 つは, スラット後縁からの渦放出によるトーンノイズである¹⁾。実際の高揚力装置の幾何学形状は図 1 に示すように複雑であるが, 本研究では単純化したモデルとして, スラットと母翼の隙間を模擬した, wall jet モデル(図 2)を用いて, ギャップトーン発生機構を解析する。

2. 数値計算法と計算条件

圧縮性 Navier-Stokes 方程式を有限体積法により数値的に解く。時間積分の計算には, 4 段階 4 次精度の Runge-Kutta 法を用い, 空間の離散化として, 各量を MUSCL 法により 3 次精度で計算し, それを用いて Roe の近似 Riemann 解法で非粘性流束を求める。また, 粘性流束は 2 次精度中心差分で評価する。

本研究における計算対象は図 2 に示す wall jet モデルである。今回用いた平板形状は, 主流方向長さ $12h$, 厚み 0 である。流

れの条件は, マッハ数 $M_1 = 0.2, M_2 = 0.1$ である。隙間内流速と隙間高さ h に基づくレイノルズ数は, $Re = 6.3 \times 10^4$ である。

図 3 に計算領域を示す。(x,y)座標系を用い, x 方向は主流方向, y 方向は壁に対して鉛直方向を表す。原点は平板後縁である。格子点数は, x 方向 AB 間に 537 点, y 方向 AD 間に 321 点である。また, 壁と平板の隙間(間隔 h)の格子点数は, 101 点である。その結果として, 2 次元平面の全格子点数は, 約 19 万点である。



図 1: 高揚力装置

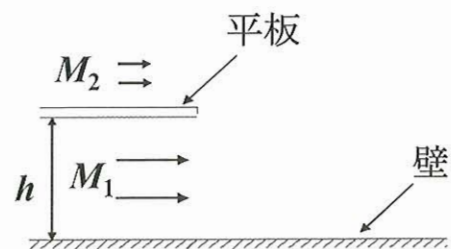


図 2: 流れのモデル化

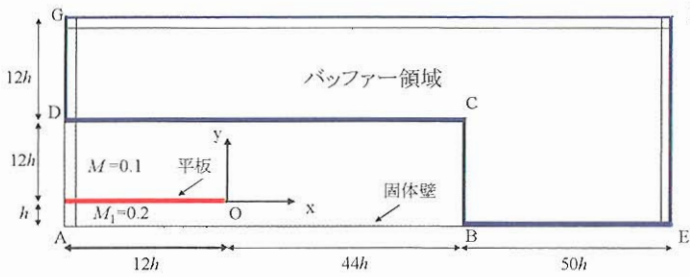


図 3: 計算領域

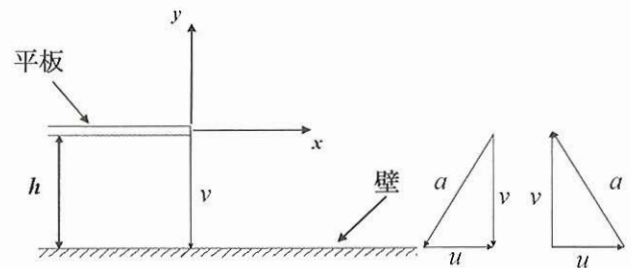


図 5: 音波伝播に関する速度ベクトル

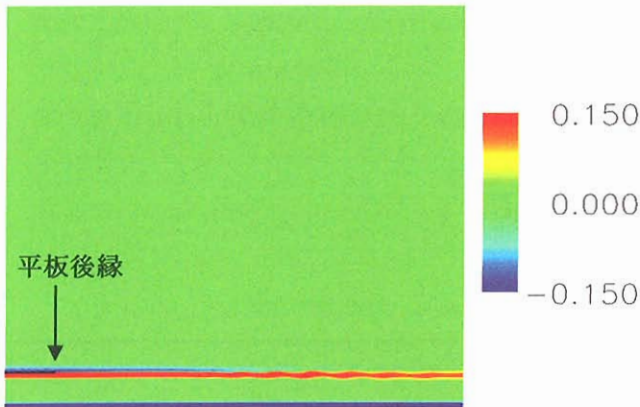


図 4: z 方向渦度成分の分布

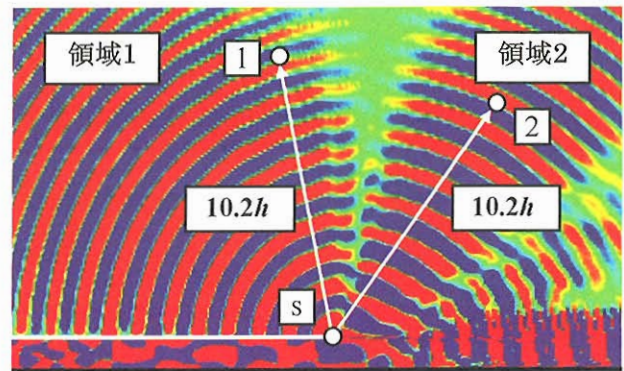


図 6: 速度発散 ($div \vec{u}$)

空力音に関する数値解析では、境界条件の与え方が問題となる。与え方によっては境界で圧力波が反射し、非物理的な現象が発生する可能性がある。これに対処する方法として、流れの外側境界にバッファ領域と呼ばれる緩衝領域を接続し、バッファ領域内で諸量を強制的に減衰させ、反射を防ぐ方法がある。以下に今回用いた境界条件を簡単に述べる。

速度に関しては、壁・平板上で滑り無し(no slip) 条件とした。流入境界条件には Riemann 変数による境界条件を用いた。流入速度分布は、流入境界でブラシウス分布を持った流れを与えた。y 方向外側境界にはバッファ領域を設け、さらに Riemann 変数による境界条件を用いた。流出境界にはバッファ領域を設け、さらにすべての保存量を 0 次外挿した。

3. 結果および考察

3.1 流れ場の考察

平板後縁における流れ場の特徴について述べる。ある時刻での瞬時における渦度分布を図 4 に示す。ここでは渦度ベクトルの z 方向成分 ω_z を示している。平板上下の異なる速度の流れが自由せん断層を形成し、後縁からシート状の渦層が下流方向に伸びている。自由せん断層を持つ Kelvin-

Helmholtz 不安定性のためにやがて渦シートは波打ち始める。

3.2 フィードバック機構

平板後縁からの渦放出過程は、フィードバックループによって決定される。後縁での渦放出により発生した音波は、隙間を通る流れを横断して壁に到達し、壁で反射する。その後、再度、隙間流れを横断して、平板後縁に到達する。その時、平板後縁でのせん断層を刺激し、その結果、新しい渦の生成を引き起こす。このような過程を繰り返すフィードバックループによって、ギャップトーンが発生し、維持される。

図 5 に音波伝播の速度ベクトルを示す。隙間流れを垂直に横断し伝播する音波の位相速度 v は、静止流体中の伝播速度 a と、一様流速 u とをベクトル的に加えたものである。隙間の間隔が h であるので、1 回のフィードバックに要する時間は $2h/v$ になる。これに基づき、Tam により導出されたギャップトーン周波数 f_s は、以下の式で与えられる²⁾。

$$f_s = \frac{n(a^2 - u^2)^{\frac{1}{2}}}{2h}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

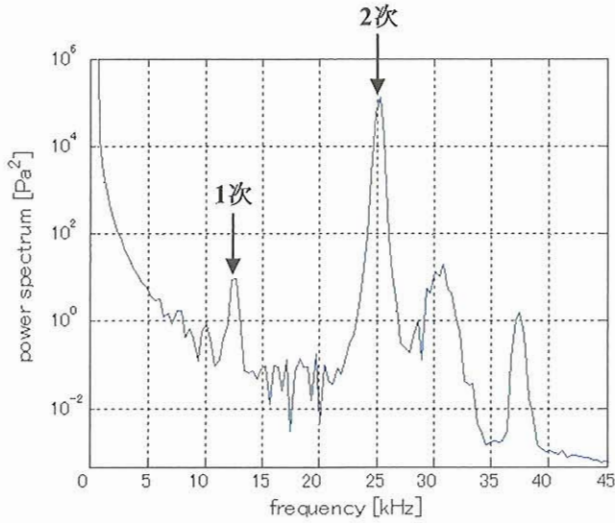


図7: 周波数解析結果 (x,y)=(0,0)

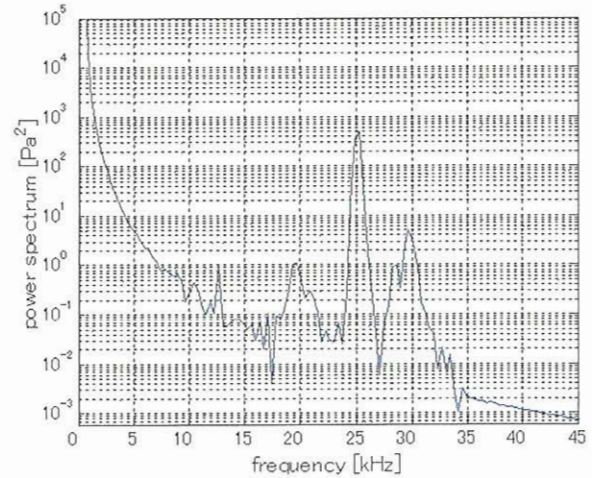


図9: 周波数解析結果 (x,y)=(-2h,10h)

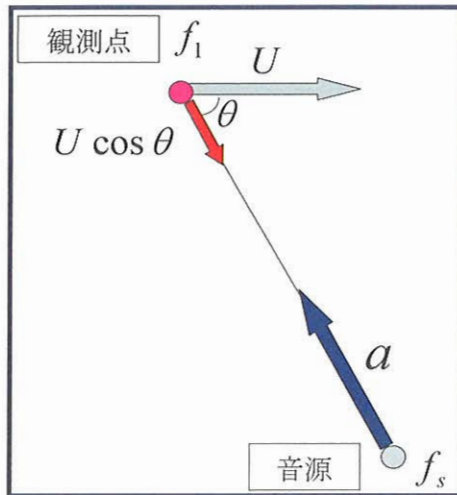


図8: ドップラー効果

瞬時における速度発散 ($\text{div } \vec{u}$) を図6に示す。図6において、平板後縁 $(x,y)=(0,0)$ (観測点 s) での圧力の時間履歴を取り、そのデータをFFTにより周波数解析した。その結果を図7に示す。2次のモードの周波数でパワースペクトルのピークが発生している。このことから、ギャップトーン周波数が、2次のモードの周波数であることが確認できる。

図6において、平板後縁から距離 $10.2h$ 離れた位置 $(x,y)=(-2h,10h)$ (観測点1) での圧力の時間履歴を取り、そのデータをFFTにより周波数解析した。観測点1は、平板後縁の音源よりも、上流側であるため、ドップラー効果により、周波数が高周波数側へ移動する。そこで、ドップラー効果を考慮し、観測点1でのギャップトーン周波数を導出する。観測点1でのギャップトーン周波数 f_1 は、平板後縁で発生するギャップトーン周波数 f_s 、静止流体中の伝播速度 a および一様流速度 U を用いて、以下の式で表される (図8参照)。

$$f_1 = \frac{a + U \cos \theta}{a} f_s \quad (2)$$

周波数の比較を表1に示す。 n はギャップトーン周波数の次数である。1次および2次のモードについて、ギャップトーン周波数 f_1 と、周波数解析結果は定量的に良く一致した。

位置 $(x,y)=(-2h,10h)$ における周波数解析結果を図9に示す。図9より、2次のモードの周波数でパワースペクトルのピークが発生している。この2次のモードは、平板後縁 $(x,y)=(0,0)$ における周波数解析結果と、スペクトルの波形が一致する。さらに図6より、伝播する音波の波長が、隙間 h とほぼ等しいため、2次モードの周波数であることが確認できる。

3.3 伝播形態および指向性

次に図6と図10を用いて、ギャップトーンの伝播形態について述べる。ギャップトーンは、周囲に2つの形態で伝播する。傾

表1: 周波数の比較 (x,y)=(-2h,10h)

n	ギャップトーン 周波数 f_s [kHz]	ギャップトーン 周波数 f_1 [kHz]	計算 [kHz]
1	12.3	12.5	12.6
2	24.6	25.1	25.2

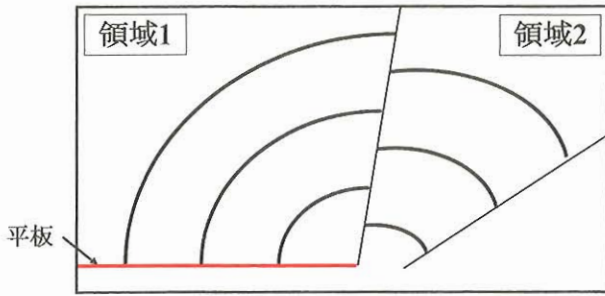


図 10: 伝播形態

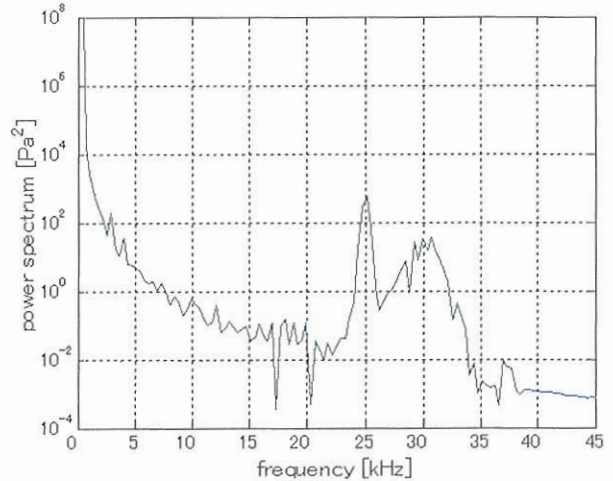


図 12: 周波数解析結果 $(x,y)=(2.56h,0)$

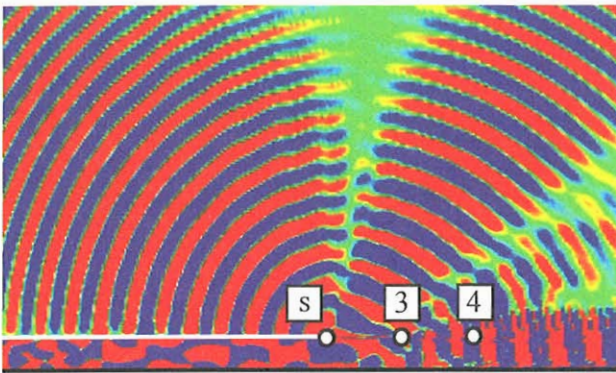


図 11: 速度発散 ($div \bar{u}$) と観測点
 $(x,y)=(0,0), (2.56h,0), (5.1h,0)$

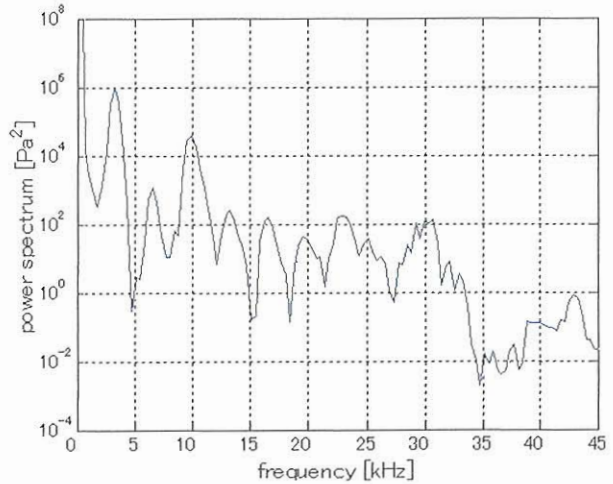


図 13: 周波数解析結果 $(x,y)=(5.1h,0)$

域 1 では、音源からの音波が直接伝播する。この領域では、壁での反射波の影響は見られない。一方、領域 2 では、隙間流からの音波が伝播する。具体的には、先ず音源からの音波が壁で固定端反射し、その後、隙間流外縁付近で屈折し、上流側に偏向して領域 2 に伝播する。領域 1 と領域 2 の間の領域では、逆位相の音波の重ね合わせにより、音が減少している。

また、図 6 において、平板後縁から距離 $10.2h$ 離れた位置での音圧レベルは、領域 1 では 92 [dB]、領域 2 では 97 [dB] である。

3.4 不安定波

瞬時における速度発散 ($div \bar{u}$) と、3 個の圧力時間履歴観測点 s, 3, 4 を図 11 に示す。観測点は、左から、 $(x,y)=(0,0)$ 、 $(2.56h,0)$ 、 $(5.1h,0)$ である。それぞれの観測点での圧力の時間履歴を取り、そのデータを FFT により周波数解析した。その結果を

図 7, 12, 13 に示す。以下で音源からの距離による、周波数の違いについて述べる。

図 7, 12 より、点 s $(x,y)=(0,0)$ 、点 3 $(2.56h,0)$ では、2 次のモードのギャップトーン周波数が確認できる。また、音源から離れるにつれ、ギャップトーンの強さが減衰することも分かる。また、 3 [kHz] 付近にパワースペクトルのピークが発生し始めているが、これはせん断層の不安定波の周波数であると考えられる。

図 13 より、点 4 $(x,y)=(5.1h,0)$ では、 3.3 [kHz] と 10 [kHz] にパワースペクトルのピークがある。これらは、せん断層の不安定波の周波数であると考えられる。図 11 から、点 4 で不安定波が存在しているのが見られる。このことから、平板後縁下流位置では、下流側に行くにつれ、ギャップトーンとは異なる、せん断層固有の周波数を持つ不安定波が支配的になると言える。

4. 結論

スラットと母翼を単純化して模擬した wall jet モデルの数値解析を行い、以下の結論を得た。

- ・理論と計算結果の周波数比較により、ギャップトーンはフィードバック現象によるものであることが確認された。
- ・ギャップトーンは、周囲に 2 つの形態で伝播する。1 つは音源からの直接伝播する音波であり、もう 1 つは壁面で一度反射し、その後、隙間流外縁で屈折する音波である。
- ・ギャップトーンには指向性があり、領域 1 よりも領域 2 の音が大きくなる。
- ・平板後縁下流位置では、下流側に行くにつれ、ギャップトーンとは異なる周波数の不安定波が支配的になる。

参考文献

- 1) M. R. Khorrani, "Understanding Slat Noise Sources," Proc. of EUROMECH Colloquium 449, Computational Aeroacoustics: From Acoustic Sources Modeling to Far-Field Radiated Noise Prediction, Chamonix, France, Dec. 2003.
- 2) C. K.W Tam and N. Pastouchenko, "Gap Tones: A Component of Airframe Noise," AIAA Paper 2000-0606, 2000.
- 3) M. M. Choudhari, D. P. Lockard, M. G. Macaraeg, B. A. Singer, and C. I. L. Streett, "Aeroacoustic Experiments in the Langley Low-Turbulence Pressure Tunnel," NASA/TM-2002-211432, 2002.
- 4) M. E. Berkman, M. R. Khorrani, M. Choudhari and S. S. Sadowski, "Investigation of High-Lift Flowfield of an Energy Efficient Transport Wing," Journal of Aircraft, Vol. 37, No. 1, 2000, pp. 45-52.

遷音速デルタ翼の大変形シミュレーションにおける構造モデルの影響

寺島洋史, 小野謙二
理化学研究所

Comparison of Structural Model on Aeroelastic Computations of a Transonic Delta Wing with Large Deformations

by
Hiroshi Terashima, Kenji Ono

ABSTRACT

Aeroelastic computations of a transonic delta wing with large deformation were performed for the investigation of behavior of structural model. The structural models used for the comparison were the linear structural models including modal analysis and the geometrically nonlinear structural models with and without higher-order terms in the strain-displacement relationship. Navier-Stokes equations were applied through all the computations. On the flutter prediction, the linear and the nonlinear structural models indicated the almost same flutter dynamic pressure. Therefore, it made sure that the linear structural model was suitable for the prediction of flutter onset in accuracy. After the flutter onset, the difference of wing response between the linear and the nonlinear structural model grew up as the wing response became larger. All the linear structural models showed the limit cycle oscillation with well large amplitudes due to the unphysical stiffness. The number of selected structural mode had little effect on the wing response even with the large amplitude. On the other hand, the nonlinear structural model produced the limit cycle oscillation with relatively smaller amplitudes, which was closer to that observed in the experiment. The higher-order terms in the strain-displacement relationship gave less significant influence for the wing response over the present range of deformation. The present results indicated that the nonlinear structural model should be applied for the aeroelastic computation of the wing response with large deformation.

1. はじめに

遷音速空力弾性解析における非線形空力モデルの重要性は、現在まで数多くの解析例を通して示されてきた。遷音速ディップにおける衝撃波の振る舞いなど、非線形空力モデルの重要性は広く認識されているといえる。¹⁾²⁾ 一方で、構造非線形性に関しては、比較的低速や2次元モデルでの解析を通して、その重要性が指摘されてきた。³⁾ フラッター解析などでは、微小振幅の仮定でフラッター判別することがほとんどであるため、空力モデルに比べると、構造モデルの非線形性に関する議論は少ないといえる。空力、構造ともに非線形性が重要になると予想される遷音速かつ大変形がともなう領域での解析例はほとんど見られない。

近年、米国 Air Force のグループ⁴⁾⁶⁾が、Shairer らが行った大振幅を伴う遷音速デルタ翼の実験⁷⁾に対して、高次物理モデルを用いた数値解析を行っている。しかし、Shairer らの実験に対する解析例が少ないこともあり、我々が遷音速かつ大変形を伴う翼解析を行う場合、どのような物理モデルを選択すべきで、そのモデルによりどのような結果が得られるのかということが不明確なままである。そこで本研究では、空力モデルは Navier-Stokes 方程式に固定し、構造モデルに焦点を当てる。Shairer らが行った大振幅を伴う遷音速デルタ翼に対する数値解析を通して、使用すべき構造モデルの基準を明確にすることが目的である。

2. 解法

2-1 流体の支配方程式と数値解法

流体の支配方程式として、以下に示す一般曲線座標系における3次元圧縮性薄層近似 Navier-Stokes 方程式を用いた。

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} = Re^{-1} \partial_\zeta \hat{S}_v \quad (1)$$

方程式中の各物理量は、主流密度、主流音速、そして代表長（翼根の翼弦長）で無次元化されている。

式(1)の時間積分は LU-SGS 陰解法⁸⁾により行い、本計算では内部反復を用いていない。対流項の離散化には AUSM 系のスキームである SHUS⁹⁾を用い、MUSCL 法で高次精度化を行った。乱流モデルには Baldwin-Lomax 代数モデル¹⁰⁾を適用した。また、幾何学保存則 (GCL) を満足するように評価したメトリクスとヤコビアン¹¹⁾を用いた。

流入境界は、指定する一様流条件で固定した。流出境界では、一様流静圧固定、その他の物理量は外挿した。壁面上では、密度は外挿、速度には計算格子の移動速度が代入される。壁面上圧力は、壁面に垂直方向の運動量方程式を解くことで求められ、その際に物体加速度運動の効果が考慮される。

2-2 構造の支配方程式と数値解法

Hamilton の原理により導かれる運動方程式を構造の支配方程式として用い、有限要素により離散化を行うと次のようになる。

$$M\ddot{u} + C\dot{u} + Q(u) = F \quad (2)$$

M は質量マトリクス、 C は減衰マトリクス、 Q は内力ベクトル、そして F は空気が代入される外力ベクトルである。 u は節点変位ベクトルであり、上付きのドット ($\dot{\cdot}$) は時間微分を表す。

本研究では、野口らが提案した有限回転増分を考慮する4節点 MITC シェル要素¹²⁾を用いた。この要素において、変位ベクトルは次のように表される。

$$\mathbf{u} = \sum_{k=1}^4 h_k(r_1, r_2) \mathbf{u}^k + \frac{r_3}{2} a \sum_{k=1}^4 h_k(r_1, r_2) (-{}^t\mathbf{V}_2^k \boldsymbol{\alpha}^k + {}^t\mathbf{V}_1^k \boldsymbol{\beta}^k) \quad (3)$$

$$+ \frac{r_3}{2} a \sum_{k=1}^4 h_k(r_1, r_2) \frac{-1}{2} \left\{ (\boldsymbol{\alpha}^k)^2 + (\boldsymbol{\beta}^k)^2 \right\} {}^t\mathbf{V}_3^k$$

ここで、 ${}^t\mathbf{V}_3^k$ は各節点で定義される時刻 t のディレクター、 ${}^t\mathbf{V}_1^k$ と ${}^t\mathbf{V}_2^k$ は正規直交ベクトルである。 $\boldsymbol{\alpha}^k$ と $\boldsymbol{\beta}^k$ は、幾何学的に ${}^t\mathbf{V}_3^k$ の ${}^t\mathbf{V}_1^k$ と ${}^t\mathbf{V}_2^k$ 周りの回転をそれぞれ表し、 h_k は形状関数、 r_i は自然座標系成分、そして a は要素の肉厚である。式(3)の右辺第3項が、有限回転増分を考慮する項となる。この要素を用いた場合、式(2)における変位ベクトルの成分は、 $\mathbf{u} = \{u \ v \ w \ \alpha \ \beta\}^T$ となる。

式(2)の時間積分には Newmark- β 法を用いた。時刻 $t + \Delta t$ での運動方程式に対して、内力ベクトルを線形化すると、 $\Delta \mathbf{u}$ を未知変数とする以下の連立方程式が得られる。

$$\left(\frac{1}{\beta \Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{\gamma}{\beta \Delta t} \mathbf{C} + {}^{t+\Delta t} \mathbf{K}^{(k-1)} \right) \Delta \mathbf{u}^{(k)}$$

$$= {}^{t+\Delta t} \mathbf{F} - {}^{t+\Delta t} \mathbf{Q}^{(k-1)} - \mathbf{M} {}^{t+\Delta t} \mathbf{u}^{(k-1)} - \mathbf{C} {}^{t+\Delta t} \dot{\mathbf{u}}^{(k-1)} \quad (4)$$

where, $\Delta \mathbf{u}^{(k)} = {}^{t+\Delta t} \mathbf{u}^{(k)} - {}^{t+\Delta t} \mathbf{u}^{(k-1)}$

右肩符号(k)は、 k 回目の反復を示しており、この式(4)に基づいて Newton-Raphson 法により反復計算を行う。本計算では、 $\gamma = 0.5$ 、 $\beta = 0.25$ とした。

剛性マトリクス \mathbf{K} の計算には、Total-Lagrange 法¹³⁾に基づき、第2Piola-Kirchhoff 応力と Green-Lagrange 歪みを用いた。また、集中質量マトリクスを使用し、減衰項は考慮しなかった。

本研究では大回転・微小歪みを仮定し、構成則として第2Piola-Kirchhoff 応力と Green-Lagrange 歪みの間に線形弾性体の構成式が成立するものとしている。

また、式(2)中の物理量を、材料密度、主流音速、そして代表長(翼根の翼弦長)により無次元化した上で計算を行った。

2-3 流体と構造の連成手法

連成手法として、流体と構造方程式を交互に解き進める Loosely Coupling 法を採用した。Loosely Coupling 法では 1step の時間誤差が生じてしまうが、これまでの翼フラッター解析の経験上、反復型連成による結果と大きな違いが無かった¹⁴⁾ので、本研究では Loosely Coupling 法を用いた。

変位の伝達には Goura らが提案した Constant Volume Tetrahedron Transformation(CVT)法¹⁵⁾を用いた。この方法は、流体格子1点とその近傍にある構造格子3点で4面体を形成し、構造格子の移動に対して、その4面体の体積が保存されるよう流体格子点を移動させるものである。CVT法では、並進運動だけでなく大変形解析で重要となる回転運動も考慮されるので、変形後の翼表面形状を精度良く再現できる。また、計算量や使用するメモリー量も少ないので、大規模非定常連成解析に有効な方法といえる。

しかし、Sadeghi ら¹⁶⁾も指摘していることだが、CVT法を使用して変位伝達を行うと、流体格子点と構造格子点の解像度が大きく異なる場合に、構造変位から伝達された流

体表面格子において滑らかさが保障されない。この問題を回避するため、Sadeghi らは、得られた構造変位をより密な構造格子に内挿し、その上で CVT 法を適用させた。本研究においても、Fig. 1 に手順を図示するように、1) 構造格子とは別に流体格子の解像度に見合った中間構造格子

(virtual mesh) を用意、2) 実際に構造解析を行った格子からこの中間構造格子に変位を補間、3) 中間構造格子と流体格子との間で CVT 法による変位伝達を行う、という手順を踏むことによって、表面格子の滑らかさを維持している。

一方、力の伝達には Bhardwaj らのマッピング法¹⁷⁾を用いた。この方法では、各表面格子を任意の2次元空間にマッピングし、その間で内挿を行い力のやり取りを行う。

空間格子の再生成には、Melville らが提案した表面の並進と回転運動を考慮した手法¹⁸⁾を用いた。各時間ステップで、データ交換や再生成を行う必要があるが、要した時間は流体解析の約5%程度である。

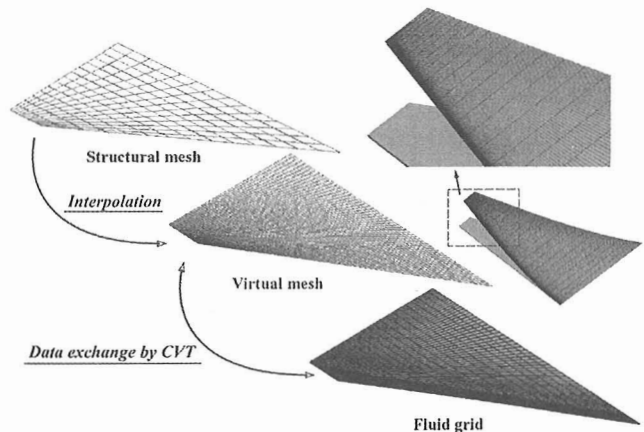


Fig. 1 Data exchange by using the virtual mesh and CVT

2-4 比較する構造モデルの設定

大振幅を伴う遷音速翼フラッター解析における構造モデルの影響を調べるため、以下に示す4種類の構造解析を試みた。

- (1). モード解析 (6, 12モード)
- (2). 全モードを考慮した線形解析
- (3). 非線形解析 (高次歪み項を無視)
- (4). 非線形解析 (幾何学非線形解析)

モード解析は、フラッター解析によく用いられ、フラッターを判別する目的に限れば、十分な近似である。式(2)をモード空間に分解するため、方程式が簡略化される。大振幅を伴う場合、適用範囲外ではあるが、どのように振振うか調べるため用いた。全モードを考慮した線形解析は、低次で打ち切るモード解析の影響を調べるため、また線形解析の限界を調べるために行った。式(2)の内力ベクトルが変位に依らず一定となる。

非線形解析では、高次歪み項の影響を調べるため、2種類の解析を行った。これには、Gordnier によって行われた von Kármán plate equation を用いた解析⁹⁾と Attar らによって行われた ANSYS による幾何学非線形解析⁶⁾で計算結果に

大きな違いが見られたことを確かめる意味もある。例えば、Green-Lagrange 歪みの関係式として、

$$\epsilon_x = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (5)$$

を挙げると、式(5)の第一項のみを考慮するのが、高次歪み項を無視した非線形解析、全て考慮するのが幾何学非線形解析とする。ちなみに、von Kármán plate equation では式(5)の第一項と第四項が考慮される。

3. 結果および考察

3-1 計算条件と格子

計算対象は、Schairer ら⁷⁾が行った遷音速流中（マッハ数 0.87 程度）に置かれた後退角 47.8(deg)のデルタ翼である。Fig. 3 にモデル形状を示す。このモデルは、厚さが 0.035 (in) (=約 0.9 (mm)) の鉄板で、実験では厚さの 2~40 倍の振幅が観察されている。主流条件は、Schairer らの条件に基づき、Table 1. のように設定した。実験では、翼の破壊が予想されたため、動圧 $q = 3.88[\text{psi}]$ 以上の条件では実施されず、それ以降の条件は Gordnier の設定⁵⁾に従っている。

流体計算の初期条件は、迎え角 0[deg]における定常解を用い、構造計算の初期条件は、1次モードに対して無次元微小速度 0.0001 を初期擾乱として与えた。また、無次元時間刻み幅は $\Delta t = 0.001$ に設定し、最大 CFL 数は約 30 である。これは、一周を 12,000 回で積分することに相当する。事前の確認計算で、設定した時間刻み幅が翼の時間応答を得るのに十分であることを確認している。

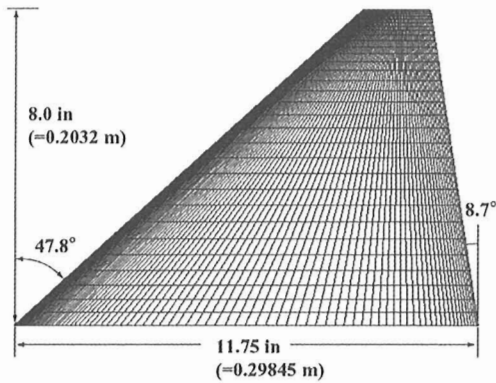
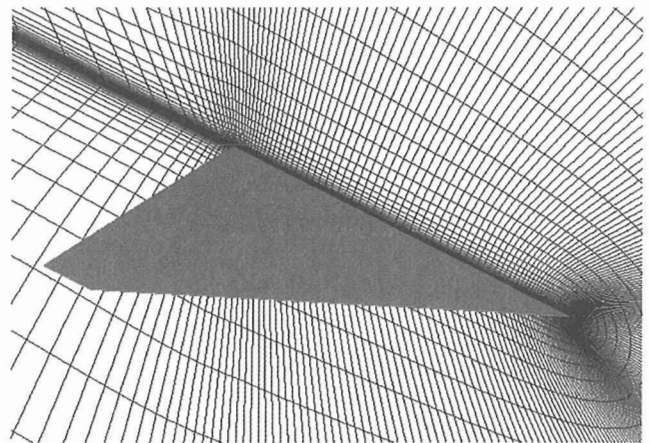


Fig. 3 Geometry of Schairer's delta wing model

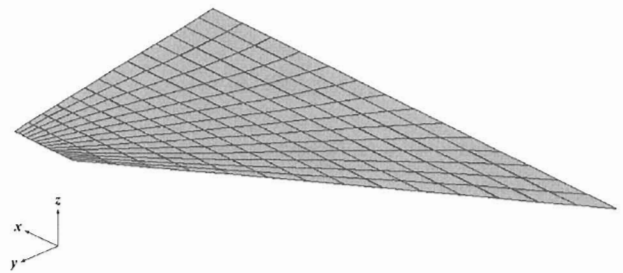
Table 1 Flow conditions^{(2),(3)}

Dynamic pressure, psi	Mach number	Density, kg/m ³	Velocity, m/s	Reynolds number × 10 ⁶
2.78	0.878	0.5486	264.35	2.531
2.98	0.874	0.5905	263.81	2.719
3.33	0.869	0.6688	262.02	3.059
3.45	0.860	0.7089	259.06	3.205
3.88		0.7973		3.605
4.41	0.860	0.9062	259.06	4.097
4.93		1.0130		4.580
5.46		1.1219		5.073

Fig. 4 (a) に示すように、流体解析で使用した格子は C-H タイプで、格子点数は 273×53×51 の約 70 万点、翼面上に 211×34 点を配置した。前縁は丸みを持ち、後縁と翼端は尖った形状である。また、Fig. 4 (b) に構造解析で使用した格子を示す。4 節点シェル要素で、要素数 196 で構成した。



(a) Fluid grid (CH-type, 273×53×51)



(b) Structure grid (MITC4, 196 elements)

Fig. 4 Computational grid

3-2 振動特性

Fig. 5 に、デルタ翼の振動特性を Schairer らの計算結果と併せて示す。この計算には、モード解析での使用、翼の振動特性確認とともに、Schairer らの文献⁷⁾では模型の材料物性値が明記されていなかったため、本計算で設定した材料物性値が妥当なものかを確認する意味もある。本計算で設定した物性値は、ヤング率 $E = 2.0 \times 10^{11} [\text{Pa}]$ 、ポアソン比 0.33、密度 $\rho_s = 7.86 \times 10^3 [\text{kg/m}^3]$ である。

振動数 f とモード形状（黒点線は変位がゼロであるノード線を表す）は Schairer らの計算結果と良く一致しており、設定した材料物性値が適当であることが確認できた。また、1次モードが1次曲げ、2次モードが1次捻り、そして3次モードが2次曲げとなっており、このデルタ翼が一般的な片持ち板と同じような振動特性を有することがわかる。

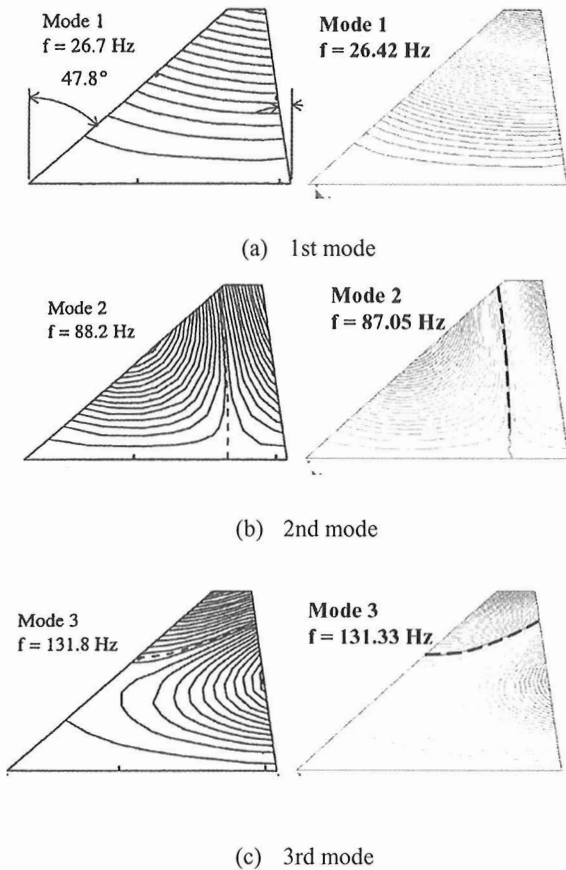


Fig. 5 Comparison of displacement contours of first three modes (left: Schairer' results ⁷⁾, right: present results)

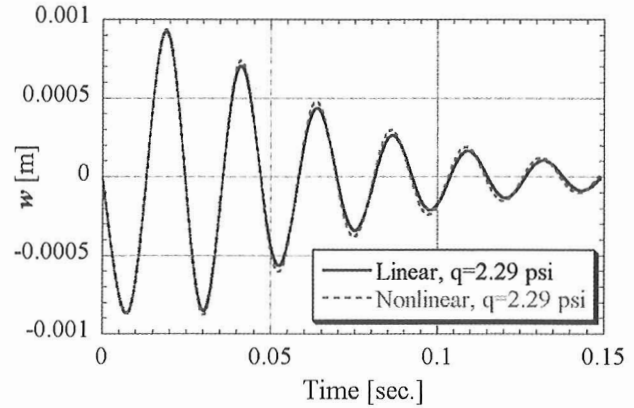
3-3 計算結果

まず、フラッター判定時における構造モデルの影響を調べた。Figure 6 (a) (b) に2つの主流動圧における翼端後縁垂直変位の時間応答を示す。2-4で説明した構造モデル全てで、計算を行ったが、選択モード数による違い、非線形解析における高次歪み項有無の違いは見られなかったため、代表として線形解析（全モード）と非線形解析（高次歪み項無し）の結果をそれぞれ1つずつプロットしている。

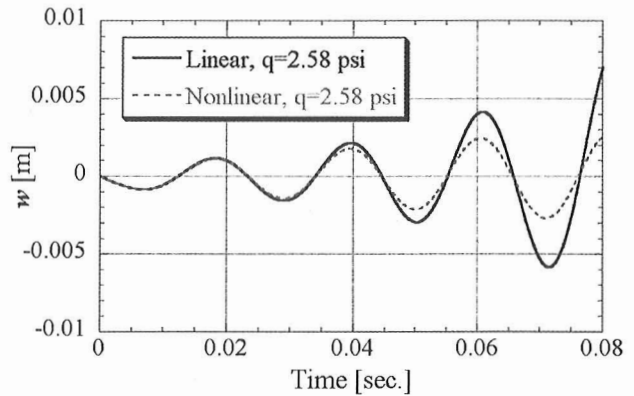
2つの図から、フラッター動圧が2.29 [psi]~2.58 [psi]の間の値をとることがわかる。実験ではフラッター動圧が2.4 [psi]と報告されており、本計算の妥当性が証明されている。フラッターの発生を調べるといふ目的に限れば、線形解析と非線形解析の違いはほとんど無い。変位が大きくなるにつれ、両者の時間応答に違いがみられるが、線形解析、特にモード解析で十分にフラッター予測が可能であることが確認された。

今述べたように、Fig. 6 (b)における時間応答を見ると、変位が大きくなるにつれて、線形解析と非線形解析の結果の間に違いが確認できる。この後の時間応答がどのようなになっているのか確認するため、Fig. 7に時間軸を伸ばした際の時間応答を示す。この図の縦軸は、翼端後縁垂直変位を半スパン長で無次元化した値となっている。また、線形解析では、大振幅を伴う場合の選択モード数の影響を調べ

るため、6次モード解析、12次モード解析、そして全モードを考慮する線形解析を行い、それぞれプロットした。非線形解析に関しては、高次歪み項無しの結果のみをプロットしている。



(a) Dynamic pressure = 2.29 [psi]



(b) Dynamic pressure = 2.58 [psi]

Fig. 6 Time responses near the flutter onset point

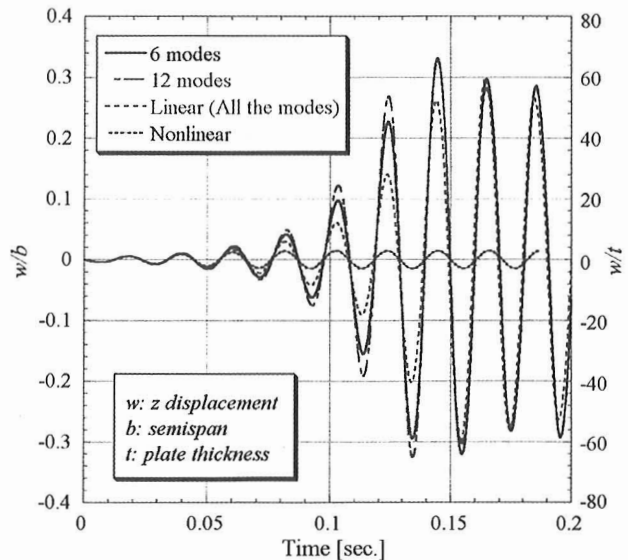


Fig. 7 Time responses with large amplitudes using various structural models at dynamic pressure = 2.58 [psi]

フラッター判別に使用する時間範囲内 (Fig. 6) では、線形解析と非線形解析の結果の間にほとんど違いが見られなかったが、その後の時間応答では大きな違いが生じていることがわかる。非線形解析では、翼の時間応答は初期段階では発散傾向を示すものの、その後振幅が一定となり、そのまま振動を維持する Limit Cycle Oscillation (LCO) となる。振幅は板厚の 5 倍弱程度である。一方で、線形解析の結果を見てみると、翼の時間応答は大きく発散し、非常に大きな振幅で LCO となる。振幅は板厚の 60 倍程度と非線形解析に比べ非常に大きい。後で示すように、線形解析で得られた LCO の振幅は、実験値に比べて遥かに大きい。また、選択モード数の影響はほとんど無く、大振幅を伴う場合、いずれの線形解析手法も非現実的な翼応答を示すことがわかった。

線形解析においても非線形解析と同様に LCO に入るが、これは、Fig. 8 に示すように、翼の大変形に伴い翼端付近で発生する渦が原因といえる。⁴⁾ 一方で、非線形解析の結果では翼の変形は非常に小さく、線形解析で見られるような渦は LCO 中不存在しない。すなわち、LCO 発生メカニズムは両解析で大きく異なり、特に線形解析を用いて LCO に関する流れ場や翼応答の議論する際には注意が必要である。

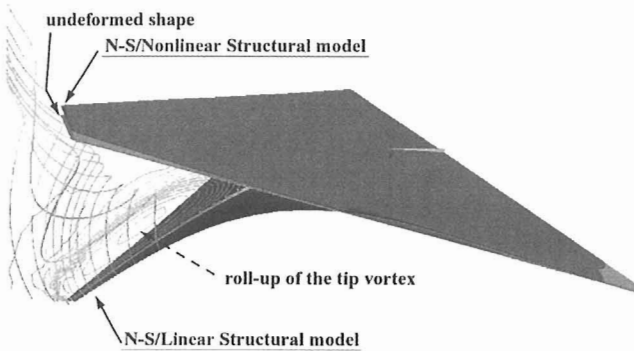


Fig. 8 Flow fields and deformed shapes using linear and nonlinear structural model (surface: pressure distributions, space: stagnation pressure contours and stream lines)

各主流動圧に対する翼端後縁垂直変位 (LCO 振幅) と LCO 中の振動数をまとめたものを Fig. 9 に示す。まず、線形解析の結果から見ていくと、同じ主流動圧における実験結果に比べ、非常に大きな振幅で LCO になっていることがわかる。振動数もやや大きめの値をとる。いずれにせよ、フラッターの発生を調べる場合には、線形解析で十分であるが、その後の発散傾向を示す翼応答を計算するには、線形解析では不十分である。また、選択モード数の影響は大振幅を伴った場合でもほとんど無いといえる。

一方、非線形解析の結果を見ると、変位に応じた適切な剛性が見積もられたことから、LCO 振幅は抑えられ、線形解析に比べ実験結果の傾向に近くなっているといえる。しかしながら、その傾向を精度良くとらえるには至っていない。LCO 振動数に関しても同様である。また、今回行った

計算の振幅範囲内 (最大で翼厚 100 倍程度) の翼変形に関しては、高次歪み項はほとんど影響していない。以上の結果から、フラッター判定後の発散傾向を示す翼応答を計算するには、少なくとも変位に応じた非線形な剛性を見積もらなければいけないが、高次歪み項は影響しないことがわかった。

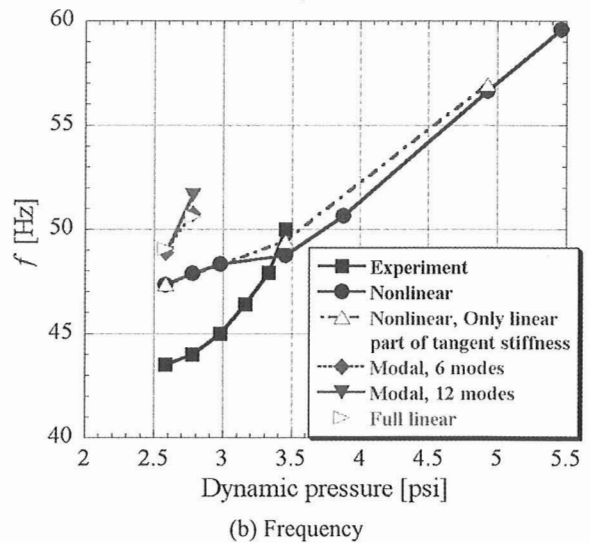
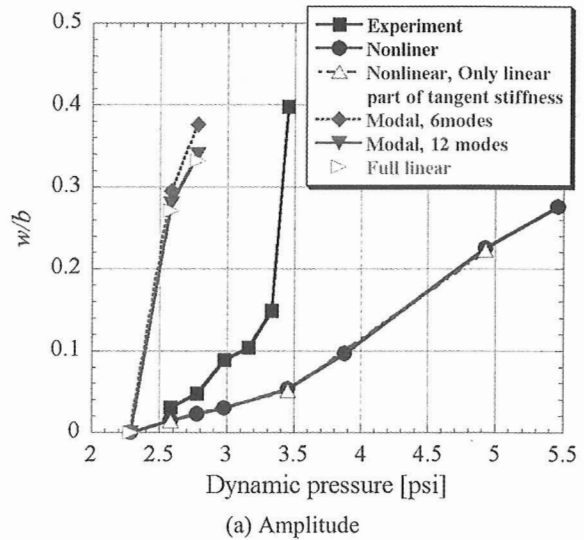


Fig. 9 Comparison of various structural models

最後に、Fig. 10 に他の計算結果との比較を示す。主流動圧値 4.0 [psi] 以下では、いずれの計算結果 (Melville の線形解析は除く) もほぼ同じ LCO 振幅を示しているが、実験の傾向を正確にとらえるには至っていない。ただし、本計算結果が、他の計算結果とほぼ同様の結果であることは、大振幅領域における本計算の妥当性を示しているといえる。主流動圧値 4.0 [psi] 以上では、LCO 振幅値にばらつきが見られるようになる。本計算で使った物理モデルは、Attar らの計算⁶⁾ とほぼ同じといえ (Euler と Navier-Stokes の違いはあるが、我々が行った空力モデルの比較計算ではそれらの結果に違いは見られなかった)、両者の違いの原因は、格子密度や連成手法にあるのではないかと考えている。ま

た、von Kármán plate equation を用いた Gordnier の結果⁵⁾との違いにおいても、本計算結果からは、歪みと変位の関係は結果に影響を及ぼさないことが示されており、この差も同様に物理モデル以外の計算要素にあると考えている。このように、大振幅を伴う場合、異なる実験に対する解析を含め、更なる検証計算が必要である。

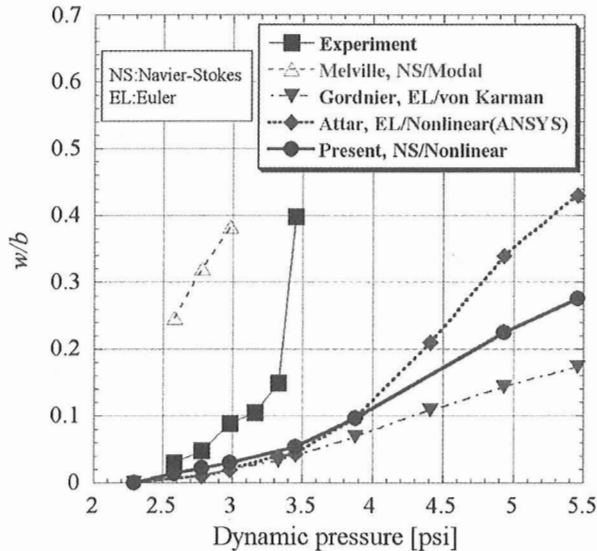


Fig. 10 Comparison of amplitude with other computed results

4. 結論

遷音速デルタ翼の大振幅 LCO シミュレーションを行い、構造モデルの影響について調べた。空力モデルは Navier-Stokes 方程式とした。モード解析を含め線形解析では非現実的な大振幅で LCO になることがわかった。線形解析でも LCO はとらえられるが、その発生メカニズムは非線形解析と異なるため、線形解析を用いた LCO の議論には注意が必要である。今回行った変形範囲（最大で翼厚 100 倍程度の翼端変位）では、変位に応じた非線形剛性を求めることが重要な点であり、高次歪み項の影響は小さい。フラッター境界の判定に関しては、構造モデルの影響はほとんどなく、線形解析で十分であることが改めて確認できた。

謝辞

研究の一部は、新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の平成 16 年度産業技術研究助成事業の補助を受けています。慶應義塾大学の野口裕久教授には、シェル要素の非線形構造解析コードと非線形有限要素法に関する有益な助言をいただきました。心より感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Isogai, K., "Numerical Study of Transonic Flutter of a Two-Dimensional Airfoil," NAL TR-617T, July 1980.
- 2) Bohbot, J. et al., "Computation of the Flutter Boundary of an Airfoil with a Parallel Navier-Stokes Solver," AIAA-Paper 2001-0572, 2001.

- 3) Sheta, E. F. et al., "Computational and Experimental Investigation of Limit Cycle Oscillations in Nonlinear Aeroelastic Systems," AIAA-Paper 2000-1399, 2000.
- 4) Melville, R. B., and Gordnier, R. E., "Numerical Simulation of Large Amplitude Aeroelastic Wing Response," AIAA-1988-2657, 1998.
- 5) Gordnier, R. E., "Computation of Limit-Cycle-Oscillation of a Delta Wing," *Journal of Aircraft*, Vol. 40, No. 6, 2003, pp. 1206-1207.
- 6) Attar, P. J. and Gordnier, R. E., "Aeroelastic Prediction of the Limit Cycle Oscillations of a Cropped Delta Wing," AIAA 2005-1915.
- 7) Schairer, E. T. and Hand, L. A., "Measurement of Unsteady Aeroelastic Model Deformation by Stereo Photogrammetry," *Journal of Aircraft*, Vol. 36, No. 6, 1999, pp. 1033-1040.
- 8) Yoon, S. and 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.
- 9) Shima, E. and Jounouchi, T., "Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) – AUSM type Upwind Schemes," *Proceedings of the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, SP-34, Jan. 1997, pp. 7-12.
- 10) Baldwin, B. S. and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA Paper 78-257, Jan. 1978.
- 11) Tamura, Y. and Fujii, K., "Conservation Law for Moving and Transformed Grids," AIAA paper 93-3365-CP, 1993.
- 12) Noguchi, H., et al., "Sensitivity Analysis in Post-Buckling Problems of Shell Structures," *Computers and Structures*, Vol. 47, No. 4/5, 1993, pp. 699-710.
- 13) Bathe, K. J., et al., "Finite Element formulations for Large Deformation Dynamic Analysis," *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 9, 1975, pp. 353-386.
- 14) Terashima, H. and Fujii, K., "Numerical Estimations of Transonic Flutter Calculation with the Fluid/Structure Coupling Method," *Proc. of the Second International Conference on Computational Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, 2002, pp. 355-360.
- 15) Goura, G. S. L., et al., "A Data Exchange Method for Fluid-Structure Interaction Problems," *The Aeronautical Journal*, Vol. 105, 2001, pp. 215-221.
- 16) Sadeghi, M., et al., "Application of Three-Dimensional Interfaces for Data Transfer in Aeroelastic Computations," AIAA Paper 2004-5376, 2004.
- 17) Bhardwaj, M.K., et al., "Computational Fluid Dynamics/Computational Structural Dynamics Interaction methodology for Aircraft Wings," *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 12, 1998, pp. 2179-2186.
- 18) Melville, R. B., et al., "Implementation of a Fully-Implicit, Aeroelastic Navier-Stokes Solver," AIAA Paper 97-2039, 1997.

Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT) の 帯電解析エンジンの概要

八田 真児⁽¹⁾、細田 聡史⁽¹⁾、村中 崇信⁽¹⁾、金正浩⁽¹⁾、趙 孟佑⁽¹⁾
上田 裕子⁽²⁾、古賀 清一⁽³⁾、五家 建夫⁽³⁾

(1) Laboratory of Spacecraft Environment Interaction Engineering (LaSEINE), Kyushu Institute of Technology
1-1 Sensui, Tobata-ku, Kitakyushu, 804-8550, JAPAN, hatta@ele.kyutech.ac.jp

(2) JAXA's Engineering Digital Innovation (JEDI) Center, JAXA

(3) Space Environment Engineering Group, Institute of Aerospace Technology (IAT), JAXA

Synoptic Report of Charging Analyzer of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)

by

Shinji Hatta⁽¹⁾, Takanobu Muranaka⁽¹⁾, Satoshi Hosoda⁽¹⁾, Jeongho Kim⁽¹⁾, Mengu Cho⁽¹⁾,
Hiroko O. Ueda⁽²⁾, Kiyokazu Koga⁽³⁾ and Tateo Goka⁽³⁾

ABSTRACT

Satellites' charging in polar orbit has become a serious problem for Japanese spacecraft engineers especially after the total power loss of ADEOS-II. Development of computation software named Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT) started in November 2004 as one of the provision. The simulation code will be used for a PEO satellite as well as for a GEO satellite or a low inclination LEO satellite. The development includes four major parts: development of the GUI, development of the solver, acceleration of computing speed, and code validation. The beta version of MUSCAT was released in March 2006 as the first integrated software. The integrated GUI tool, called "Vineyard," provides integrated development environment on local PC. The solver includes fundamental physical models necessary for charging analyses at LEO, GEO and PEO. Parallelization improved the computation speed and controlled iteration time reduced total time of computation. Experiments for the fundamental code validation were also carried out and the results showed good agreement with the numerical analysis. In the paper, development of the numerical solver is described.

1. はじめに

特に 1990 年代後半以降、人工衛星の大型化・多機能化に伴う発電電圧の高圧化が顕著であり、これに伴って宇宙機の軌道上での不具合の相当割合を帯電事故が占めるようになった。帯電事故の原因は宇宙機と宇宙機周辺のプラズマ環境との相互作用にある。特に 100V バス電圧を採用した衛星ではシリーズ化された商用衛星上でも帯電事故は頻発している。一方、国内においても 2003 年 10 月に発生した「みどり 2 号」の全損事故以降、帯電設計の重要性が再認識され、抜本的な対策を推進する機運が高まった。特に事故原因の調査の段階で認識されたことは、衛星設計エンジニアが衛星設計段階から容易に利用できる帯電解析ツールが国内に存在しないということであった[1][2]。

世界的に見れば米国で開発された NASCAP/GEO、NASCAP/LEO、NASCAP/POLAR と呼ばれるソフトウェアが存在する。これらは利用可能であるが、1970 年代から 1980 年代にかけて開発されたものであり、ユーザーにとって使い勝手が良いとはいえない。また最新版の NASCAP-2K は輸出規制品目であり米国外では利用出来ない。一方、ヨーロッパでは SPIS と呼ばれる同様のソフトウェアがオープンソースで開発中であるが、コンピュータ言語に関する高度の知識が必要とされる上に、機能に関しては目下のところ未知数である。さらに国内ではスーパーコンピュータを用いた大規模計算である Geospace Environment Simulator (GES) プロジェクトが進行中であるが、こちらはその学術的な性格上、衛星設計エンジニアが設計中に必要に応じていつでも利用することは容易ではない[3]。

以上の経過の下、JAXA は衛星設計段階で繰り返し利用可能な衛星帯電解析ツールの開発を決定した[4]。MUSCAT と名づけられたこの解析ツールの開発体制を図 1 に示す。開発の統括には総合技術研究本部宇宙環境計測グループ (IAT/SEMG) と情報・計算工学センター (JEDI) があたり、ツール本体の開発は九州工業大学 (KIT) が実施する。またデー

タベースの構築並びにユーザーフィードバックとしての支援を総合技術研究本部 (IAT)、宇宙科学研究本部 (ISAS)、衛星プロジェクトチーム、独立行政法人情報通信研究機構 (NICT) から頂いている。更に京都大学、独立行政法人国立極地研究所 (NIPR) とは GES プロジェクトとの相互検証の枠組みにおいて共同研究を進めている[4]~[6]。

開発目的は、(1) 衛星設計段階における帯電障害発生リスクの予測、(2) 地上試験における試験条件の適切な設定値の算出、(3) 帯電事故発生時の原因究明である。この開発目標の下、解析ツールに要求される内容、すなわ

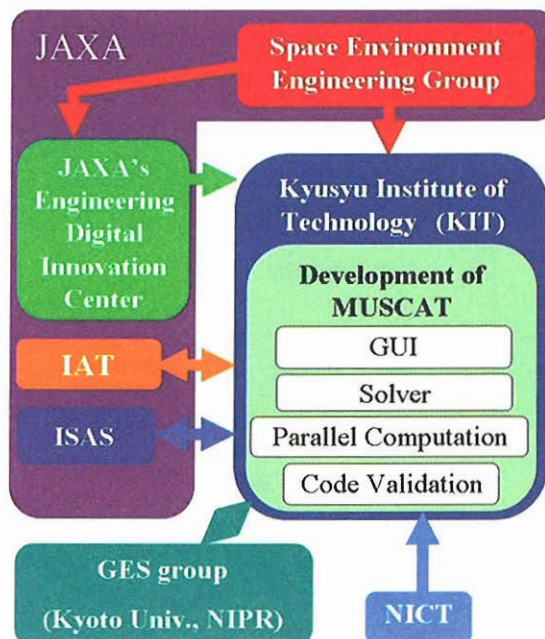


図 1 MUSCAT の開発体制

ち開発方針は大きく分けて以下の通りである。

- (1) 数値解析の専門家では無い衛星設計技術者が容易に利用可能なように、ユーザーフレンドリーな GUI とマニュアルを完備していること
- (2) 静止軌道(GEO)、地球低軌道(LEO)、極軌道(PEO) それぞれの宇宙機の帯電現象を正確に再現するに十分な、各種物理現象の計算モデル化
- (3) 衛星設計段階において繰り返し利用できるよう、汎用ワークステーション程度の計算機性能で半日程度で大型実用衛星の帯電解析が可能であること。
- (4) 帯電現象の再現実験によって得られたデータによって妥当性が担保されること。

以上の方針に従って、開発自体も4つのパートに分けて進められている。すなわち、(1)GUI の開発 (2)計算モデルの開発と解析エンジンへの導入 (3)高速化・並列化 (4)検証実験、である。開発は2004年11月に始まり、2006年3月にはベータ版が公開された。また、2006年10月にはベータ版第2版を公開し、2007年3月には最終版を公表する予定である。本稿ではベータ版段階における帯電解析エンジンの機能と帯電解析手法の概要、検証実験等との比較検討の概略を紹介する。

2. 解法

宇宙機の帯電

宇宙機の帯電は宇宙プラズマ中の荷電粒子が宇宙機に流入することによって発生するが、これは宇宙機のグランド電位の宇宙空間に対しての電位の変化と、宇宙機表面の誘電体が宇宙機のグランド電位に対して電位を生じる局所帯電に分けられる。無限遠の宇宙空間に対する宇宙機のグランド電位を衛星電位、局所帯電によって生じる、衛星電位との電位差を乖離電位と呼ぶ。

衛星電位は軌道によってはときに数10kVにも達するが、これは電子とイオンの電荷流入が平衡に達した結果であり、衛星に直接的に障害を及ぼすことは無い。しかしながら乖離電位は一定の閾値電圧を超えると放電を引き起こし、場合によっては材料の劣化や衛星の電気回路の破壊に至る。放電後は乖離電位は解消され、再び電荷の流入と帯電が進行する。全体としては帯電と放電のサイクルを繰り返すことになる[7]。

従って衛星の軌道と、帯電現象に寄与する宇宙環境のデータベースが確立されたならば、放電閾値にいたるまでの時間を数値解析ツールによって解析し、放電によって障害が発生する確率を地上試験によって調査すれば、衛星がそ

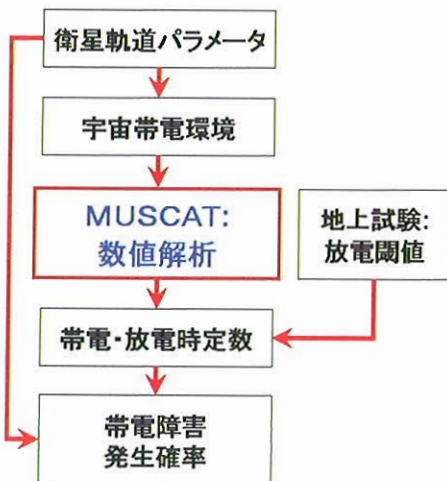


図2 MUSCAT を利用する帯電解析のデータの流れ

の運用期間中に担う帯電障害発生リスクを予測することが出来る。これを図2に模式化する。

宇宙環境と帯電

衛星の表面電位と流入電流の関係は1960年代から研究が進められており、理論的に確立されている。1次元理論解析では次式を満たす[8]。

$$-\frac{\partial Q_s}{\partial t} = I_e(V_s) - [I_i(V_s) + I_{se}(V_s) + I_{si}(V_s) + I_{be}(V_s) + I_{ph}(V_s) + I_a(V_s) + I_s(V_s)] \quad (1)$$

$$V_s = \frac{Q_s}{C_s} \quad (2)$$

である。ここで Q_s : 衛星の帯電電荷、 V_s : 衛星の表面電位、 C_s : 衛星のキャパシタンス、 I_e : 外部電子電流、 I_i : 外部イオン電流、 I_{se} : 電子衝突2次電子電流、 I_{si} : イオン衝突2次電子電流、 I_{be} : 後方散乱電子電流、 I_{ph} : 光電子電流、 I_a : 能動的放射電流、 I_s : 絶縁体表面からの漏れ電流である。これを図3に模式的に示す[7]。式(1)、(2)より衛星帯電の解析では、衛星電位 V_s の関数としての各流入電流 I_i を求め、次に I_i の関数としての表面電荷 Q_s を求めるという作業を時間進行で反復計算することによってなされることが分かる。

MUSCAT の開発目的である3次元の帯電解析は式(1)、(2)に示される物理系を詳細かつ大規模に数値解析することにほかならない。現実には衛星表面には宇宙機のグランド電位に相当する導体部分や誘電体、宇宙機のグランド電位に対してバイアス電圧を有する部分などが複雑に結合している。このため、数値解析は実際の衛星形状と周囲のプラズマ環境を詳細に模擬する必要がある。以下にその概略を記す。

数値解法

解析アルゴリズムは表面への流入電荷を積算する部分と、衛星電位を含む、空間電位構造を算出する部分に大きく分けられる。

流入電荷の積算は粒子軌道追跡法 (Particle Tracking、以下 PT 法) によって行っている。粒子軌道追跡法では、 $O(6) \sim O(12)$ [$1/m^3$]にのぼる現実の粒子の集団から代表する粒子 (超粒子) を選び、与えられた電界分布の下で運動方程式を解いて超粒子の運動を追跡する。離散化した運動方程式は次の通りであり、Leap-Frog 法を採用している [9]。

$$m \frac{\mathbf{v}_{new} - \mathbf{v}_{old}}{\Delta t} = \mathbf{F}_{old} \quad (3)$$

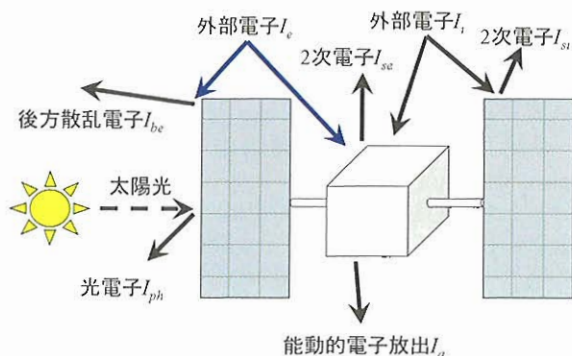


図3 宇宙機への流出入電流 (参考文献[7]より)

$$\frac{\mathbf{x}_{new} - \mathbf{x}_{old}}{\Delta t} = \mathbf{v}_{new} \quad (4)$$

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} = -q\nabla\phi(x, y, z) \quad (5)$$

ここで、 m は粒子の質量、 \mathbf{v} は速度、 \mathbf{F} は粒子に作用する外力、 \mathbf{x} は粒子の座標、 \mathbf{E} は電場、 q は粒子の電荷量、 ϕ はポテンシャルであり、添え字 *old* と *new* は反復解法における計算ステップを表す。

背景プラズマ由来の荷電粒子(外部電子、外部イオン)あるいは PEO においてはオーロラ電子が外部境界から流入することとする。背景プラズマの流入境界条件としては Drifted Maxwellian とし、かつ低温と高温の分布の重ね合わせによる Double Maxwellian 分布を必要に応じて利用できるように用意した。温度に対して極めて高いドリフトエネルギーをもって流入するオーロラ電子モデルもこれらとは別に用意した。

外部電子および外部イオンの追跡の後に衛星表面に到達したことが判明すればこれを帯電に寄与したものとみなして衛星表面の電荷量に反映させる。また、表面への到達の際には 2 次電子放出の見積もりをおこない、放出があれば放出した表面要素について電荷の変化に寄与したとみなした上で、これについても超粒子として取り扱って追跡をおこなう。追跡した 2 次電子が再度表面に衝突し 2 次電子を放出する場合も考慮し、解析に含めている。2 次電子の放出係数についてはイオン衝突 2 次電子については 0.1 の一定値とし、電子衝突 2 次電子については以下の式を用いた [8]。

$$\delta_e(E, \theta) = \delta_{e\max} \frac{E}{E_{\max}} \times \exp(2 - 2\sqrt{E/E_{\max}}) \exp(2 - 2\cos\theta) \quad (6)$$

ただし、 δ_e は 2 次電子放出係数、 $\delta_{e\max}$ は δ_e の最大値、 E は入射電子のエネルギー、 E_{\max} は $\delta_{e\max}$ の最大値を与える入射電子のエネルギー、 θ は衝突電子の入射角である。

光電子放出については、太陽光強度の絶対値は地球軌道上での一定値とし、表面に対する入射角による依存性は反映した [8]。

$$j_{ph0} = -\int_0^\infty W(E)S(E)dE \quad (7)$$

$$j_{ph} = \alpha \cdot j_{ph0} \cdot \cos\theta \quad (8)$$

ただし $W(E)$ は仕事関数、 $S(E)$ は太陽光の光子のフラックス、 E は光のエネルギー、 θ は太陽光の入射角である。光電子についても 2 次電子と同様に、光電子が表面に衝突することによって生じる 2 次電子を考慮している。

磁界については地球磁場による寄与のみを考慮し、他の要因による磁界は無視する。すなわち、ユーザーが初期条件として指定する一定の外部磁場の元で、電子やイオンがラーマー運動をおこなう。ラーマー運動や、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの再現には、Boris - Buneman ソルバーを用いている [9]。

また、プラズマからの電流流入出とは別に、導電率を有する誘電体から宇宙機のグランドへの電荷の移動もモデル化して導入している。

$$i_c = \sigma EA = (\sigma A / d)(\phi_{surf} - \phi_{sat}) \quad (9)$$

ただし、 i_c は導電電流、 σ は体積抵抗率、 A は面積、 d は誘電体の厚み、 ϕ_{surf} は誘電体表面の電位、 ϕ_{sat} は宇宙機のグランドの電位である。

太陽電池セルのカバーガラス表面のような微細構造を有している物体表面の場合には体積抵抗と表面抵抗の両者を複合して考慮した、正味の体積抵抗を利用することとする。

次に空間電位構造の算出には、GEO 環境で背景プラズマを無視する場合には単に外部境界条件と衛星表面の電荷の分布の下で Laplace 方程式を解く。

$$\nabla^2\phi(x, y, z) = 0 \quad (10)$$

これは衛星の表面電位の変化に比較して電界の変化の時定数が圧倒的に短いためである。また LEO や PEO のようなデバイ長が短く、シースの影響が無視できない場合には Particle In Cell 法(以下 PIC 法)を用いて電荷の存在を考慮する。

$$q(n_i(x, y, z) - n_e(x, y, z)) = -\nabla^2\phi \quad (11)$$

ただし、 n_i と n_e はそれぞれイオンと電子の数密度である。いずれの場合においても、等間隔直交格子系を採用している。これは高速フーリエ変換(FFT)を用いて高速に式(10)または式(11)を解くためである。FFT を用いた解法は、等間隔直交格子系でしか採用できないが、目下のところ最速の解法である。

PIC 法を導入する際には PT 法と同様にプラズマの粒子シミュレーションの 1 種であり、無数の実粒子の中から有限の代表粒子を選ぶが、PT と異なり、全ての超粒子の運動を同時に計算させることによって、粒子同士の相互作用を再現する。粒子同士の相互作用やあるいは衛星表面の電荷との相互作用を再現するために、PIC シミュレーションはその内部にも FFT による Poisson ソルバーを実装している。粒子の物理量と場の物理量との変換には Cloud In Cell 法(CIC 法)を用いた。

PIC 法では衛星電位の変化の時定数とプラズマの応答の時定数の関係を考慮しなければならない。プラズマの応答の時定数はイオンプラズマ周期 $\tau_{pi} = 2\pi/\omega_{pi}$ 程度である(ただし、 ω_{pi} はイオンプラズマ角周波数)。単位時間当たりの表面電位の変化は電流密度を j_s 、表面の誘電体の単位面積当たりキャパシタンスを C_s とすると、イオンプラズマ周期程度の時間での電位の変化は、

$$\Delta V_s = j_s / C_s \times \tau_s \quad (11)$$

であるが、これは LEO または PEO 環境では 0.01V 程度である。一方、これらの宇宙環境でのプラズマ温度は 0.1eV

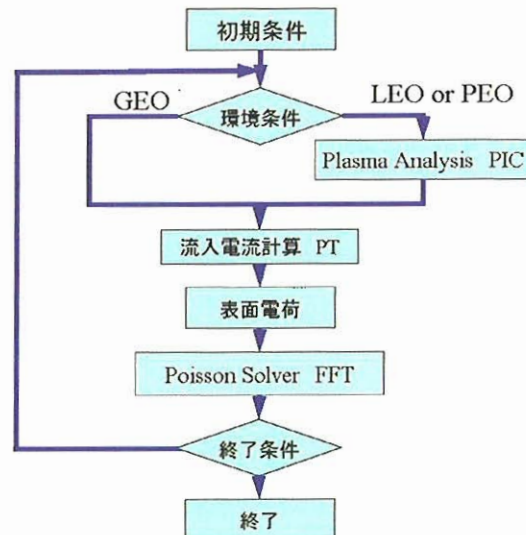


図4 MUSCAT ソルバーのブロック・ダイアグラム

の程度であるので、イオンプラズマ周期程度の時間間隔ではプラズマは十分衛星電位の変化に追従しているといえる[10]。そこで MUSCAT では上記の PT 法を用いる流入電荷計算の反復計算の 1 計算ステップにおいては十分プラズマは応答し、イオンプラズマ周期程度の時間だけ PIC 法による反復計算を組み込むことによって衛星周辺プラズマの空間構造を模擬できるものとして解析モデルを構築している。このアルゴリズムの概要を図 4 に模式的に示す。

MUSCAT では計算領域の格子数は最大で $128 \times 256 \times 128$ とし、その 1 グリッドのサイズは、LEO および PEO ではデバイ長程度 ($2\text{cm} <$) を想定することによってそれぞれの衛星周囲のプラズマ環境を計算領域に取り込むことが出来る。また GEO では軌道制限理論によってプラズマの影響を無視することで、1 格子はデバイ長よりも十分小さくなる。

3. 結果および考察

MUSCAT の解析手法の検証は(1)理論による考察、(2)地上実験による実験結果との比較、(3)他の解析コードとの比較の 3 つに負っている。本稿では(1)、(2)について記述する。

単純なテストモデルでの解析例

物理モデルの検証のために、1 辺が 0.8m の立方体形状のモデルを用いた。光電子放出は表面において電子温度

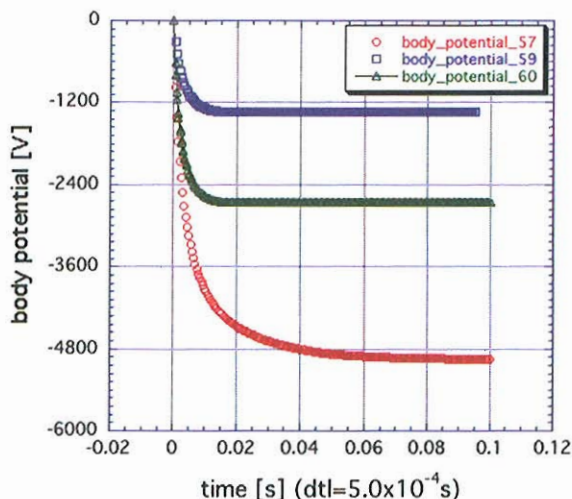


図 5a 導体立方体の帯電の相違 1

body_potential 57:外部電流のみ、body_potential59:光電子+2 次電子導入、body_potential60:光電子のみ導入

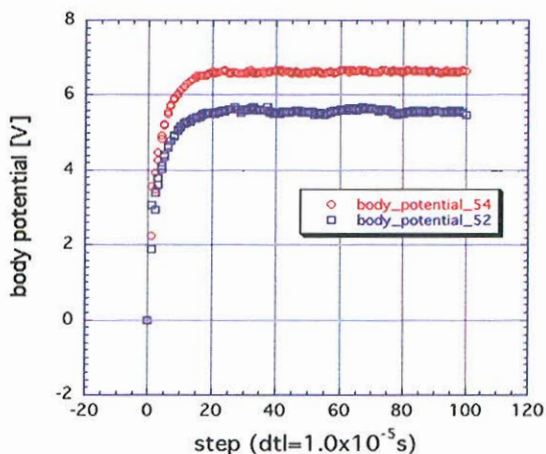


図 5b 導体立方体の帯電の相違 2

body_potential52:光電子のみ、body_potential54:光電子+2 次電子

1.5eV でコサイン則に従い、2 次電子放出は電子温度 2eV のコサイン則に従うものとした。図 5a では背景プラズマ密度 $2 \times 10^7/\text{m}^3$ 、背景電子温度 1keV と設定した場合の、衛星電位の時間推移の比較である。2 次電子、光電子の効果によって、衛星の飽和電位が明らかに上昇しているのがわかる。図 5b は背景プラズマ密度 $2 \times 10^6/\text{m}^3$ 、背景電子温度 0.1eV での解析結果である。この場合には背景プラズマに比べて光電子が卓越し、正に帯電することが分かる。この場合でも 2 次電子の効果を含む場合の方がより高く正に帯電する。

地上実験の結果との比較

地上実験として、固定電位ラングミュアプローブ(以下 LP)実験を選択し、収集電流と空間電位を比較した。図 6 に実験装置のセットアップを示す。この実験装置は九州工業大学(KIT)に設立された宇宙環境技術研究センター(Laboratory of Spacecraft Environment Interaction Engineering, LaSEINE)に設置されている。LP 実験では図中の ECR プラズマ源を用い、電子ビームは使用していない。

次に収集電流の比較結果を図 7 に示す。実験条件は背景は Xe プラズマ、プラズマ密度は $3 \times 10^{12}/\text{m}^3$ 、プラズマ温度は 2eV である。このとき、デバイ長 λ_D は 6mm 程度であるから LP は一辺 6cm の導体立方体とし、十分薄いシースとしてモデル化できる。図の横軸はプローブのプラズマに対するバイアス電圧、縦軸はプローブ電流の絶対値を対数でとっている。図から正バイアス、負バイアスともに、非常に良く一致していることがわかる。

次に図8に空間電位分布の比較結果を示す。空間電位の測定にはエミッシブ・プローブを用いた。エミッシブ・プローブの特性上、測定結果にはフィラメント印加電圧に由来する±3Vの誤差が含まれている。-20Vの固定電位を印加されたLPの中心軸を含む1/4平面上で走査をおこない、図8aには中心軸上での電位分布を横軸をLPからの距離としてプロットし、図8bには2次元プロットを示す。図8aではプローブ表面に極めて近い測定点では若干の相違が生じているが、これは空間測定精度、電位測定誤差等を考慮すると、十分誤差範囲と考えられる。総合的に見れば図8a、図8bではともに非常に良好な一致を示したといえる。

より複雑な形状の解析例

より実際的な解析の例として超高速インターネット衛星(Wideband InterNetworking engineering test and Demonstration Satellite, WINDS)の解析例を示す。WINDSは静止軌道衛星であるので、プラズマ環境もこれに合わせた。電子密度は $1.25 \times 10^6/m^3$ 、電子温度は7.5keV、イオン密度は $0.25 \times 10^6/m^3$ 、イオン温度は10keVである。2次電子、光電子はどちらも導入している。図9に帯電初期の表面電位分布を示す。太陽光は図中x軸正方向から衛星に向かっている。帯電開始から3.5秒後には衛星本体は、約-3.2kVに帯電し、カバーガラス表面は衛星本体に対して80V程正に乖離電位を生じている。これは2次電子放出係数、光電子放出係数の相違によるものである。

次に、より長時間の解析によって誘電体表面の乖離電位

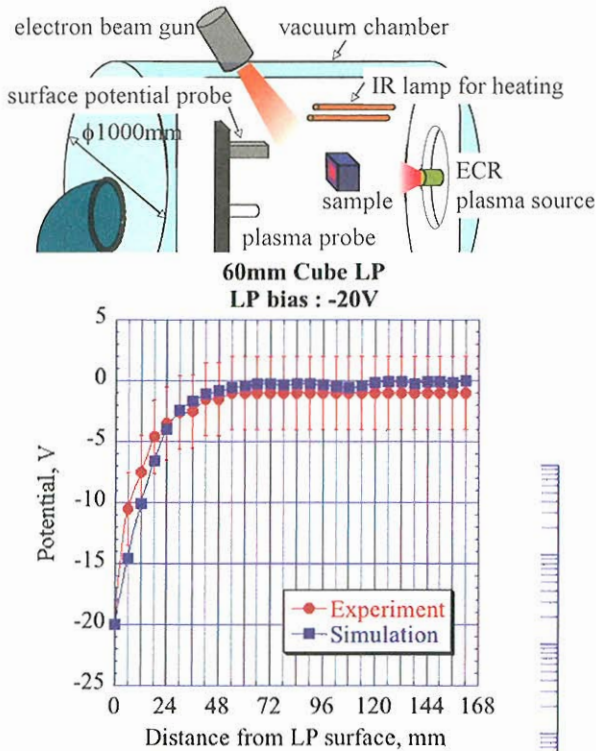


図8a 中心軸上でのLP近傍電位分布

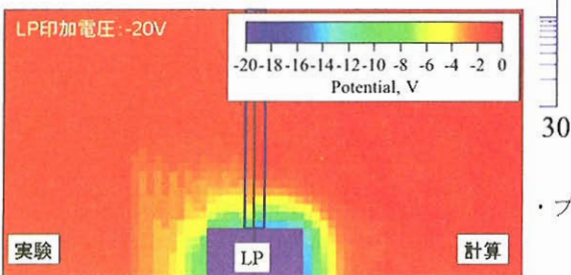


図8b LP近傍電位の2次元分布

が発達した模様を図10に示す。この解析では図中に示したように、太陽電池パドル上の2点の電位を測定している。Point1、point2ではともに、電位の推移に明らかに2箇所の屈曲点が見られている。これらの屈曲点は衛星表面と2次電子、光電子の相互作用の結果であり、1次元解析や2次元解析では再現され難い現象である。この現象の結果、衛星の誘電体表面の乖離電位の発達の時定数は理論的に期待されるものよりも短くなり、放電閾値に達する頻度が高まる可能性を示唆している。MUSCATによる3次元解析の重要性を示している。

4. 結論

MUSCATは衛星の表面帯電を3次的に解析することが出来、また衛星設計エンジニアが容易に使用できるツールとして開発が進められている。2006年3月に試用版がユーザーに公開され、ユーザー・フィードバックが開始されている。

帯電解析に必要な不可欠な物理現象は既にモデル化され、解析コードに導入されている。解析コードは更新されるたびに理論解析と比較検討可能な簡単なモデルについてテストに供され、問題点の抽出と修正が慎重かつ繰り返さされている。また、地上実験結果との比較検討によってコードの妥当性が確認されつつある。とくにLP試験とは非常

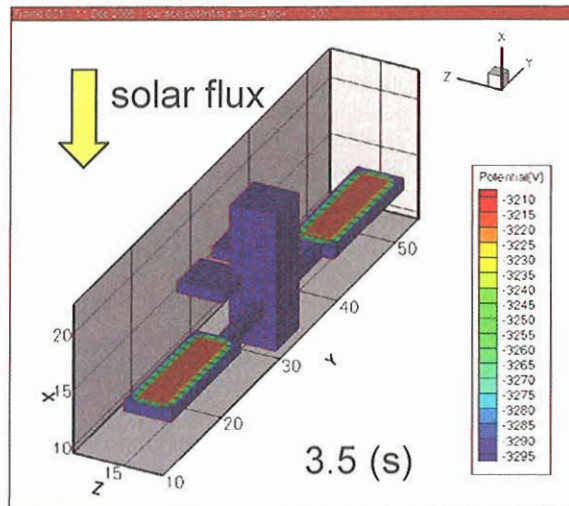


図9 WINDSの解析例

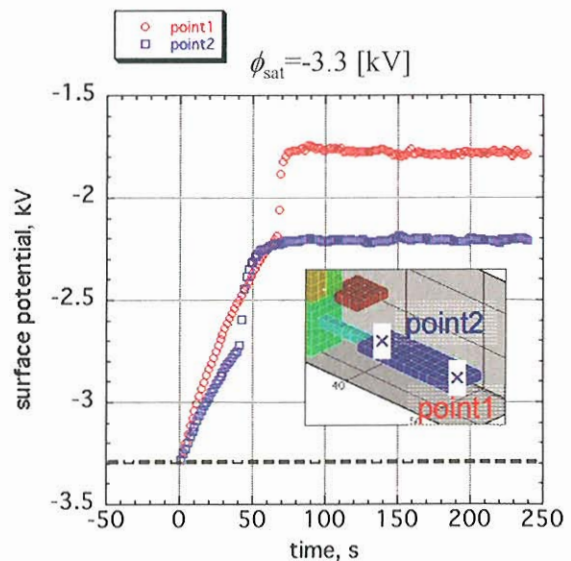


図10 誘電体表面電位(乖離電位)の時間推移

に良好な一致を示した。また、3次元の複雑な形状に関してもテスト解析が重ねられ、より高度な機能の確認をおこなっている。

MUSCATの最終版は2007年3月に公開される予定であり、開発が進められている。今後は大型衛星を模擬した大規模解析の検証と、計算負荷に耐えうる更なる高速化が課題である。また、衛星表面の複雑な形状、物性を物理的に正しく再現するための機能の付加を進める予定である。

参考文献

- [1] Nakamura, M., "Space Plasma Environment at the ADEOS-II anomaly," Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April 2005.
- [2] Kawakita, S., Kusawake, H., Takahashi, M. et al., "Investigation of Operational anomaly of ADEOS-II Satellite," Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April 2005.
- [3] Usui, H., Omura, Y., Okada, M., Ogino, T., Terada, N., Murata, T., Sugiyama, T., Ueda, H., "Development of Geospace Environment Simulator," Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April, 2005.
- [4] Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., "Multi-utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT): development overview," Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April 2005.
- [5] Kim, J., Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Cho, M., Ueda, H., Koga, K. and Goka, T., "Simulation of Spacecraft Charging by Using Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)," Proceedings of 2005 Korea-Japan Joint Symposium on Electrical Discharge and High Voltage Engineering, pp.263-266 Hanyang Univ., Ansan, Korea, Nov.03-04, 2005.
- [6] Muranaka, T., Hatta, S., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., "Recent Progress of Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)," AIAA-2006-0408, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA, 9-12 January 2006.
- [7] 趙孟佑、藤井治久「高電圧太陽電池アレイの放電現象と将来課題」、日本航空宇宙学会誌、第51巻、第592号、pp.139-145.
- [8] Hastings, D.E. and Garrett, H. Spacecraft Environmental Interactions, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1996, pp.154 ~ 167.
- [9] Birdsall, Charles K. and Langdon, A. Bruce, "Plasma Physics via Computer Simulation," McGraw-Hill, pp.7-pp.63.
- [10] Cho, M. and Hastings, D. E., "Dielectric Charging Processes and Arcing Rates of High Voltage Solar Arrays," J. Spacecraft and Rockets, Vol. 28, No.6, pp.698-706, 1991.

MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool) の 3 次元衛星モデリング開発

○金 正浩、八田 真児、村中 崇信、細田 聡史、趙 孟佑 (九州工業大学)
上田 裕子、古賀 清一、五家 建夫 (JAXA)

Development of 3 D Spacecraft Modeling of MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool)

by

○Jeongho Kim, Sinji Hatta, Takanobu Muranaka, Satoshi Hosoda, and Mengu Cho (KIT)
Hiroko O. Ueda, Kiyokazu Koga, and Tateo Goka (JAXA)

ABSTRACT

The beta version of MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool), the numerical tool for charging-arc analysis of satellite, was released at the end of March, 2006. It contains GUI (Graphical User Interface), solver, parallelization, and validation experiment. We named GUI part as 'Vineyard'. It helps users to process spacecraft modeling and calculation by one-touch menu. It also provides several functions of spacecraft modeling (modeler) on the 3D basis as well. We have developed overall GUI functions with Java, and modeler with Java3D. In order to verify the validity of MUSCAT, some real spacecrafts, such as WINDS (Wideband Inter Networking engineering test and Demonstration Satellite), OICETS (Optical Inter-orbit Communication Engineering Test Satellite), and GOSAT (Greenhouse gases Observation SATellite), are being modeled and calculated. In this paper, we introduce Vineyard as GUI part of MUSCAT, and models of real spacecrafts made by the modeler as well as the calculation result of WINDS satellite model.

1. はじめに

最近数十年間、GEO (Geosynchronous Earth Orbit)、LEO (Low Earth Orbit)及びPEO (Polar Earth Orbit)衛星の電力レベルは、搭載機器の増加に応じて急激に増加してきつつある。しかし、電力の増加に伴い電力システム事故の危険性も高まっている。2003年10月にPEO衛星のみどり2号がオーロラ帯での帯電に起因した放電によって衛星電力の大半を喪失する事故を起こした¹⁾。GEO環境では磁気圏嵐などにより比較的低エネルギーの電子が大量に発生し、これが衛星を大きく負に帯電させる。LEOやPEO環境では、周囲に存在するプラズマが電荷を中和するため、一般的には大きな電位差は生じにくい。しかしPEO衛星では、オーロラ電子などによりしばしば衛星が大きく帯電することが報告されている²⁾。このような背景から、極軌道、低軌道衛星から静止軌道衛星まで、設計段階からの帯電障害のリスク評価、運用中の衛星の不具合解析ツールとして、汎用の衛星帯電解析ソフト(Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool: MUSCAT)の開発が進められている³⁾。MUSCATは2004年11月より開発が始まり、2006年3月にbetaバージョンを発表した。MUSCAT開発は、GUI(Graphical User Interface)、ソルバー、高速化計算そして実証実験から成る。MUSCATのソルバーおよび並列化による高速化計算のコードはFortranで作られており、複雑なパラメータ入力が必要である。また3次元の衛星形状や表面情報を入力するモデラも要求されており、このような作業をユーザに任せるとは手間がかかる。MUSCATではVineyardと名づけられたGUIを開発し、計算パラメータ入力のサポートや3次元衛星モデリングにおいて、ユーザが最適な環境でMUSCATの計算を行えるようになっており、この作業がワンタッチのメニュー形式で簡単に出来るように設計されている。GUIのコード開発はJava2、Java3Dで行われた。現在、Vineyard開発の基本的な内容である材料パラメータ、環境パラメータ、計算パラメータ、3Dモデラはほとんど完成しており、最終バージョンまでにはサーバとの通信機能と計算結果や衛星モデルの変換結果を表示する機能が追加さ

れる予定である。MUSCATの最終版は2007年4月にリリースされる予定である。

本稿では、Vineyardの機能、3次元衛星モデラを用いて作られた衛星モデリングの例と衛星の3次元グリッド表示について紹介する。

2. GUIの概要

2.1 MUSCATでのGUIの役割

GUIはMUSCATを支える主に三つの役割を担っている。

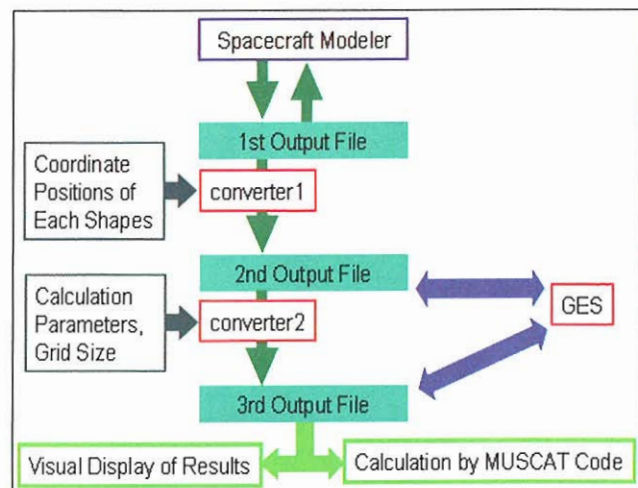


図1 MUSCATの一連の流れ

一つ目は衛星の帯電計算の流れをサポートすることである。MUSCATの計算は図1に示すように複雑な過程を経て行われている。まず衛星モデラのデータファイルはコンバータによりグリッドフォーマットのファイルに変換される。変換されたグリッドファイルは計算パラメータや環境パラメータを組み合わせ更に二次グリッドファイルに変換される。この二次グリッドファイルは'Geospace Environment Simulator (GES)'⁴⁾のフォーマットにも対応でき、最終的に

はソルバーにより取り込まれて計算が行われる。なお、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) における他の衛星計算を容易にするために二次グリッドファイルを XVL 形式へ変換する機能の開発も行われている。このすべての作業は多くの手間がかかり熟練の技術者でも慣れるまで苦勞を避けられない。Vineyard はこういった一連の流れをワンタッチベースの作業で済ませる事を目指して作られている。

二つ目の機能は実際の衛星のモデルを 3 次元で作ることである。図 2 に Vineyard の衛星モデル作成画面の一部を示す。図 2 の右 3 分の 2 を占めるパネル部分がモデラであり、精密な衛星モデルを作る事が出来る。JAVA3D を基本としたパラメータ設定は、用意された任意形状の図形を組み合わせる事で、解析する宇宙機の 3 次元モデルを作図する事が出来る。また同時に、二次電子放出係数、光電子放出係数、キャパシタンス等の計算に必要な衛星モデルの表面物性を面ごとに設定する事が出来る。

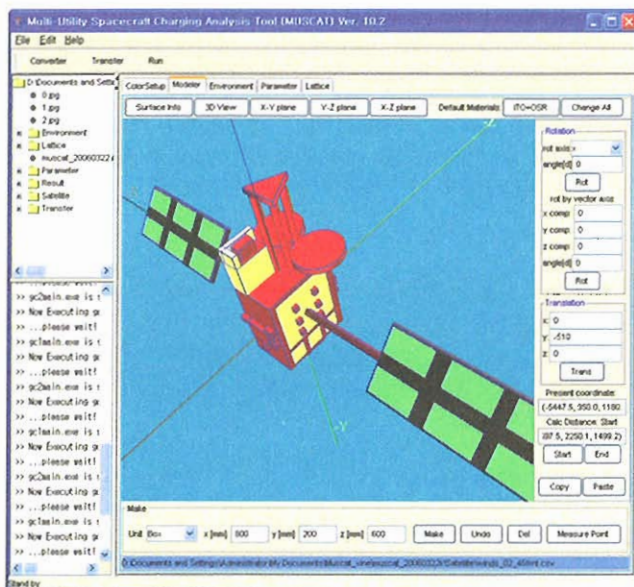


図2 WINDS衛星モデルとVineyardの概観

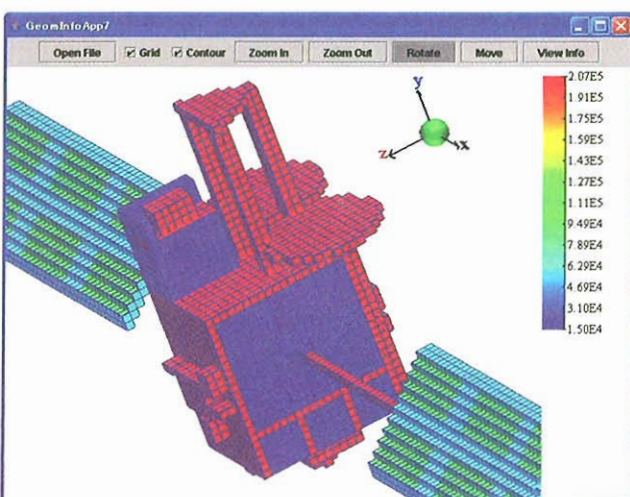


図3 WINDSの3次元グリッド表示

もう一つの機能は図 2 の 3 次元モデラのファイルをグリッドファイルに変換した 3 次元グリッドデータを表示する機能である。この機能は帯電の様子を表す表面電位分布も表示する。しかし、表面電位分布の表示はまだ開発中であり、現段階ではグリッド変換ファイルだけが表示できる。図 3 には WINDS 衛星モデルのグリッド変換ファイルを示

す。グリッド表示機能は矩形グリッドの一つの面が持っている値を色スペクトルの形で示す。色スペクトルは図 3 の右にある凡例に表れるように一番低い値は青色で、一番高い値は赤色で表れる。ユーザはグリッド表示のグリッド線表示の可否を決められる。そして、色スペクトル表示・非表示の選択も可能である。グリッド表示の図形は拡大、縮小、回転、移動が可能であり、面ごとの値を 'View Info' ボタンでチェックする。

2. 2 Vineyard

Vineyard はプロジェクトベースのシステムを採用している。材料、環境、計算パラメータファイルはインストールフォルダから 'New Project' メニューによって生成されたプロジェクトフォルダのサブフォルダにコピーされる。保存された各々のパラメータファイルは Vineyard の GUI によって編集する。図 4 には Vineyard の各パラメータ入力パネルを示す。このパネルらは図 2 に表す Vineyard の右パネルに各々パネルを選択するタブがついており、マウスで各タブをクリックすると右のパネルが切り替える仕組みになっている。

まず、材料パラメータの場合、'ColorSetup' タブのパネルで編集する。材料パラメータは衛星モデラの表面材料を設定するために用意された物である。帯電状況は表面材料の種類によって異なる。一般的に誘電体は導体より二次電子及び光電子放出係数が大きいため、表面が正に帯電する。材料パラメータの違いは表面の帯電状態に大きく影響するため、煩雑な材料パラメータの管理を要求される。Vineyard ではこの材料パラメータのデフォルトリストを用意しており、3D モデラで新たな物体を追加するとき、リストから一つの材料を選択して衛星モデラの物体表面に適用する仕組みとなっている。また材料パラメータはユーザが必要に応じて新規に追加することも可能である。材料パラメータのリストは材料の名前ごとに整列されるため、ユーザが材料パラメータを追加する際は、材料の名前を重複しないようにする必要があるが、Vineyard では異なる材料パラメータに対して、異なる物体の色を適用しておりユーザの目で材料の区別が出来る。

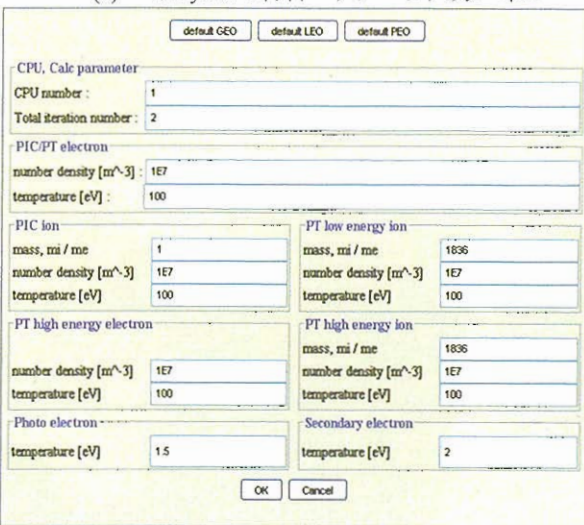
環境パラメータでは宇宙空間にある背景プラズマ電子、陽子、衛星の表面から放出される光電子、二次電子などの Atomic Mass Unit (AMU)、密度、温度などを設定する。Vineyard では PEO, LEO, GEO 環境に相当するデフォルト値が提供されており、ユーザが必要な部分を変更して使える。また計算に必要な CPU の数を記入して CPU の並列化を使うかどうかを選択する。

計算パラメータ設定は磁場ベクトル、太陽光ベクトル、衛星速度ベクトル及び様々な選択オプションを決定する。MUSCAT では計算に Particle-In-Cell (PIC) と Particle Tracking (PT)法を導入している。PIC は安定状態での衛星周りのシースを計算する。PT は表面に突入する電流量を計算し表面電位を更新する。PIC は LEO と PEO のプラズマ環境の計算に大きく関わっている。選択オプションでは、ユーザが PIC を考慮するか、double Maxwellian、光電子放出、二次電子放出、伝道電流などを考慮するかどうかを選択する。

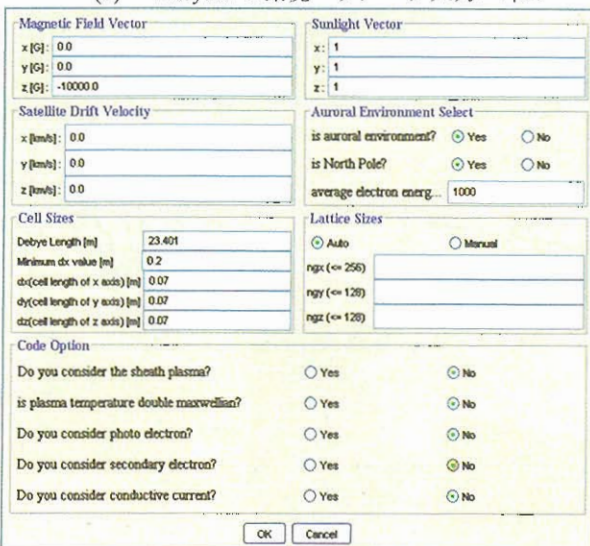
モデリング後、ユーザはコンバータボタンを押してモデルを計算機に引き渡せる形式に変換する。コンバータ機能は二つの実行ファイルを使って行う。コンバータが終わると、3次元の変換結果の表示ファイルと計算に使われるファイルが生成される。そして、計算に使用されるファイルを計算サーバに転送する機能と計算の結果を 3 次元に表示する機能も Vineyard に実装される予定である。



(a) Vineyardの材料パラメータ入力パネル



(b) Vineyardの環境パラメータ入力パネル



(c) Vineyardの計算パラメータ入力パネル

図4 Vineyardの各パラメータ入力パネル

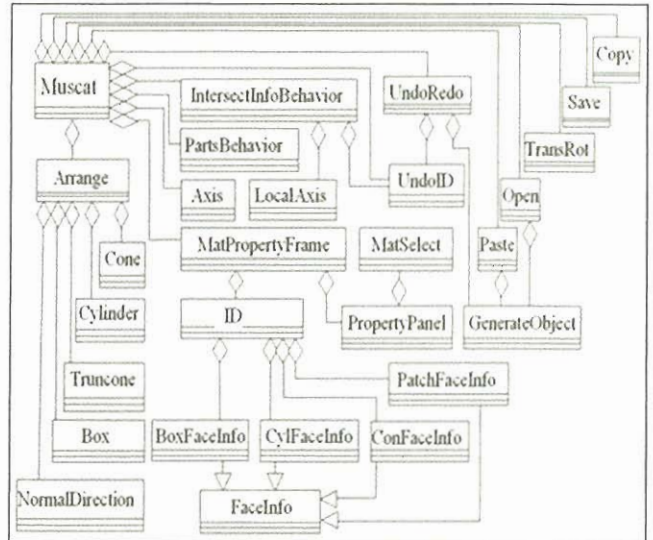


図5 3Dモデラのソースコードの構造

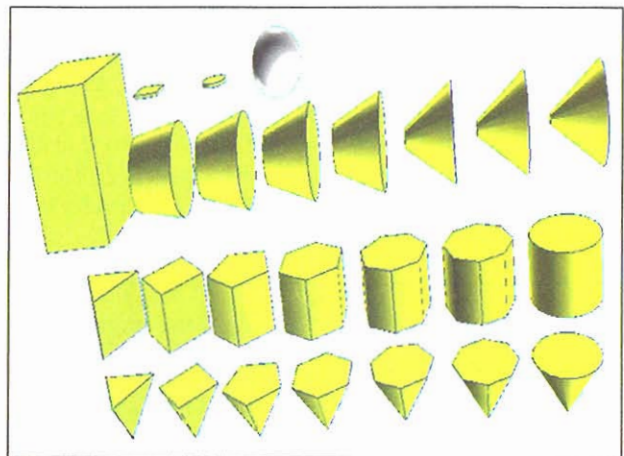


図6 モデラの基本図形一覧

Java3Dでは、一旦レンダリングが始まると、新たな図形要素を追加することが出来ない。そのために一定の数の図形を最初から作成し、スイッチをオフして図形がレンダリングされないようにする。そして、ユーザが新たな図形（例えば、箱）の生成ボタンを押すと、一番目の箱のスイッチがオンになり、画面にレンダリングされる仕組みになっている。新たな図形を生成するときは番号が1ずつ増えながら選択された図形をオンにする過程を繰り返す。生成される図形の位置は以前作られた図形表面の任意の場所でマウスをクリックして、図2のモデラの下にある Make ボタンを押すと、マウスのクリック地点から垂直方向に新たな図形が組み立てられる。

ID コードは生成された図形の全般的な情報を管理する。それらはトランスフォーム、座標点、図形、材料パラメータ、図形の番号などの情報である。Open と Save はモデラファイルのテキストでの保存と取り込みに関与する。

3Dモデラは図6に示すように箱、球、円柱、多角柱（多角は8角形まで）、円錐、多角錐、円錐台などの基本図形を提供し、x、y、z軸それぞれに対する大きさの変更により、いろいろな形の図形を組み立てられる。これらの図形要素に対して移動、回転、ズーム、結合の操作を行う事が出来る。そして、材料パラメータを面ごとに適用させると、色の違いによって材料の種類を判断できる。作図図形の保存と読み込み機能も付属していて、作られたモデルの形状と表面特性をテキストファイルで保存できる。ユーザイン

2. 3 3D衛星モデラ

衛星モデリングソフトウェア（モデラ）の機能はJava3Dで開発されている。図5にモデラのコード構造を示す。図の中の Muscat は3Dモデリングのメインコードを示す。Arrange コードは箱、円錐、円柱などの基本物体の図形生成の機能を含んでいる。

タフェイスをもっと強化するために Undo 機能とコピー、ペースト機能も組み込まれている。

2. 4 3次元グリッド表示

図3に示した3次元グリッド表示は図7順序図に従って作られている。まず、コンバータによって変換されたグリッドファイルはテキスト形式を持っている。グリッド表示はこのテキスト内容を読み込むことから始まる。読み込んだテキストからは座標点、面の値が配列に保存される。保存される前、Java3Dの3次元画面表示方法に合わせ、全体の図形が画面に入れるように座標点の値は調節する。また、画面の原点が図形の中心点になるように調節を行う。保存された座標点を用い、Java3Dの図形を面ごとに作り出す。Java3Dの図形は各々IDのオブジェクトを持っており、そのIDに保存された面の値を与える。そして、表示されたJava3Dの図形は色スペクトル表示方法に従って面ごとに色を表示する。

計算結果の場合、表面電位の表示方法は3次元グリッド表示方法とほぼ同じになっており、データをテキストファイルに書き込む時の書き方が異なるだけであるため、表面電位の表示も図7の順序図に従って作る予定である。しかし、空間電位の場合は2次元のデータ表示になっているため、別途の順序図が必要である。そして、MUSCATでは3次元衛星モデルのある特定の所に測定点をつけて、一次元の表面電位値の時間履歴をx-y座標にプロットする仕様も含まれているため、一次元プロット機能もつける予定である。このような未完成の機能は2007年のMUSCAT完成版にはつけられる予定である。

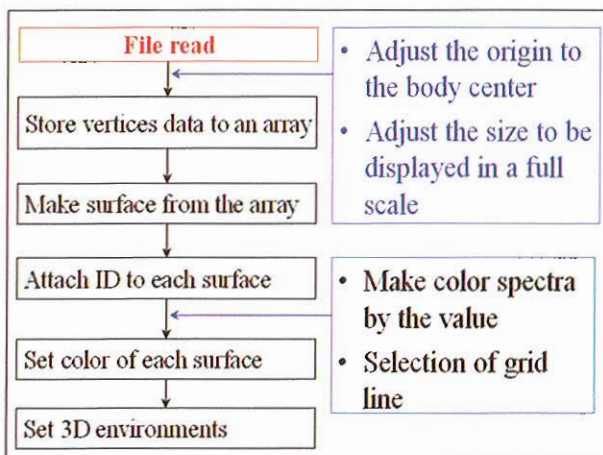


図7 3次元グリッド表示の順序図

3. Converter および計算

3. 1 コンバータによるグリッドファイルへの変換

3D モデラから生成された衛星モデルはコンバータによって矩形グリッドに変換される。グリッド変換は二つのコンバータファイルによって行われる。一つ目は converter1、二つ目は converter2 と名づけられている。

Converter1 は3D モデラファイルを用い、中間ファイルを作り出す。3D モデラの各々の図形の座標点、位置などは座標軸変換によって中間ファイルに変換される。

Converter2 は Converter1 が作った中間ファイルを用いて更なる変換を行い、最後の変換ファイルを作り出す。一連の最後の変換ファイルは二つのグループに分けられる。一つのグループは変換グリッドモデルを表示する目的で作られる。もう一つのグループはソルバーに渡され計算に使われる。ここでは図2のWINDS衛星モデルを用い、フルグ

リッドサイズ(128x128x256)に変換したグループ1のファイル中一つの3Dイメージを図8に示している。図8のイメージで分かるようにグリッドは計算速度の向上のために矩形グリッドを使用している。イメージに現れる色分けは材料の種類を表す。

コンバータ2はパラメータファイルからセル1個の寸法を読み、自動的に適切なグリッドサイズを計算する。フルグリッドサイズ(128x128x256)が必要ない場合は、converter2が自動的に小さいグリッドサイズを選択する。矩形グリッドの採用はPoisson方程式を解くのにFFT法を用いるためである。PIC法を用いた計算はスーパーコンピュータでも長い計算時間がかかるため⁵⁾、FFT法を使い計算速度の向上を図る。

図9には太陽光ベクターによる影の様子を表すグループ1のグリッドファイルを示す。太陽光ベクターは(1, 1, 1)方向から入射する。太陽光の入射角度は太陽電池パドル両翼のノーマル方向であり、太陽光フラックスはパドル全体に均一な値(0.58)を与える。そして、本体の右側はパドルと同じ色を表し、太陽光フラックスも同じく0.58の値になっている。衛星本体の左側に濃い青の影が映っているのは光がその面に届かないことを示している。この部位は太陽光フラックスの値がゼロであり、完璧に日陰の状態になっていることを示している。

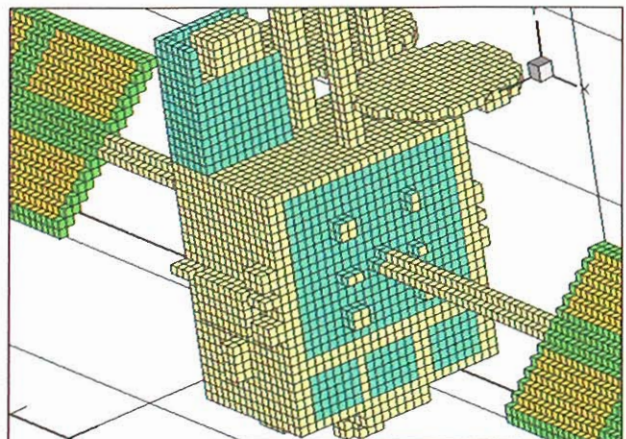


図8 128x128x256の矩形グリッドに変換されたWINDS衛星モデル

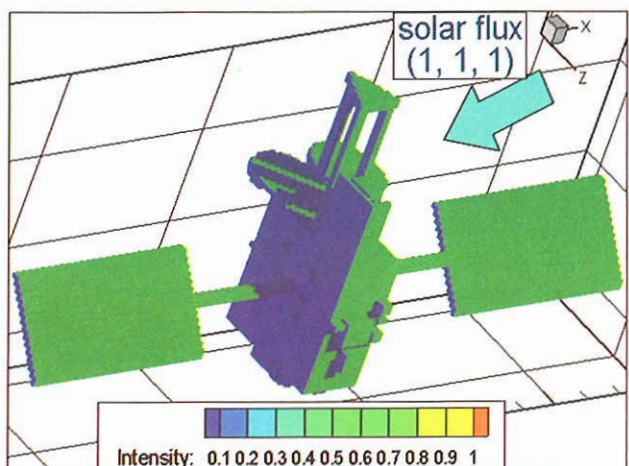


図9 太陽光フラックス値を示すWINDSモデルのグリッド変換ファイル; 太陽光ベクターは(1, 1, 1)

3. 2 WINDS 計算及びその他の衛星モデル

グリッド変換ファイルのグループ2はソルバーに渡される。このファイルらは環境パラメータと計算パラメータを

含んでいる。これらのパラメータは各々の格子点に定義されている。ある格子点が衛星モデルの表面にあるのか中にあるのかは極めて重要な点である。これは帯電現象が衛星内部ではなく、衛星表面で行われるためである。すなわち、表面だけの計算に時間を使い計算時間を短縮する必要がある。MUSCAT では格子点にこの情報も入れ計算時に中をバイパスする仕組みになっている。格子点は他にもキャパシタンスマトリクス、表面及びバルク伝導度、光電子及び二次電子放出係数などの材料パラメータも含む。

ここでは図 9 の WINDS モデルを用いて表面帯電の計算を行った。並列化による計算速度の向上が完了していないため、フルグリッドサイズの 128x128x256 の計算は丸二日間の時間が必要である。

全般的な計算パラメータは次のようになっている。まず、256x64x64 のグリッドサイズで計算が行われた。平均電子密度は 10^7 m^{-3} 、電子温度は 10 keV に設定した。そして、double Maxwellian、光電子放出、二次電子放出、伝導電流などのフルオプションを入れて計算した。選択された環境パラメータの条件は最悪の環境と同等の厳しい条件に設定した。WINDS 衛星は GEO 軌道の衛星であるため、PIC オプションは入れなかった。計算は 1 CPU と 8 CPU の両方で行われた。8 CPU の場合、1 step あたり平均 1 時間かかるため、20 step 全体を完了するには 20 時間がかかった。そして、1 CPU より 8 倍の時間が短縮されたことを確認した。

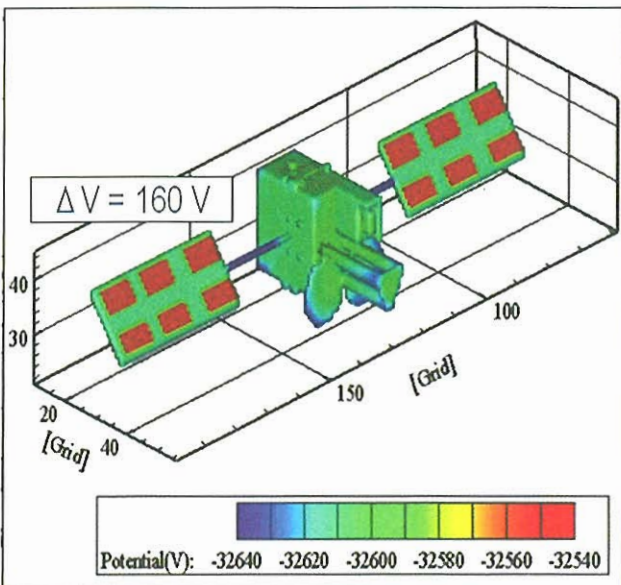
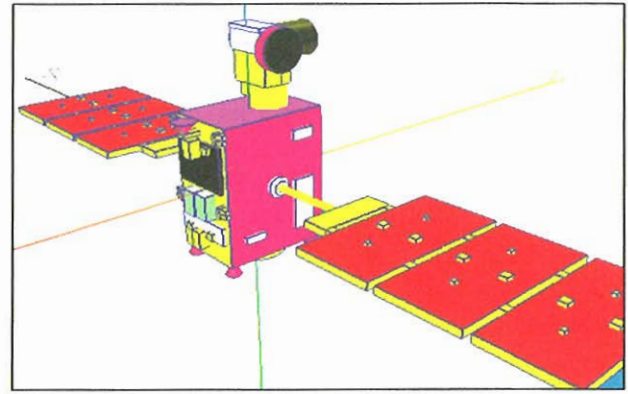


図 10 WINDS モデルの計算結果

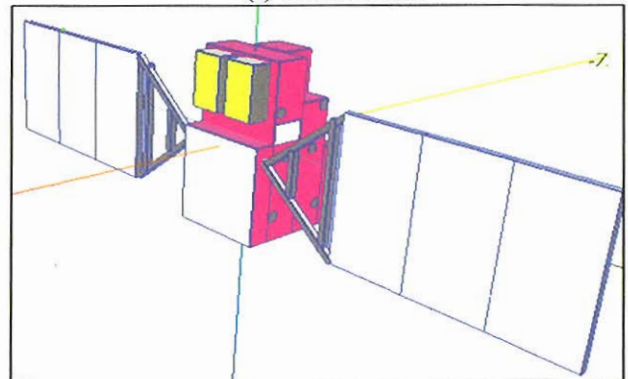
計算結果を図 10 に示す。この図によって、太陽電池のカバーガラスと太陽電池パドルの基板との間は乖離電圧が生じることが分かる。カバーガラスの材料は MgF_2 であり、絶縁材料で反射防止コーティングされている。基板は CFRP の導電性材料である。これらの材料を用い、最悪の GEO 環境条件で、乖離電圧は最大 160 V まで生成される結果になった。

図 8, 9, 10 は商用のソフトウェアを使って表示しており、まだ MUSCAT の GUI では完成していない。この機能については鋭意開発中である。

図 11 にはその他の衛星を 3 次元モデラで具現した物である。表示されているモデルは OICETS と GOSAT である。OICETS モデルは、以前により小さいグリッドサイズで計算されたことがある⁹⁾。GOSAT モデルの計算は現在 JAXA との共同研究で進行している。

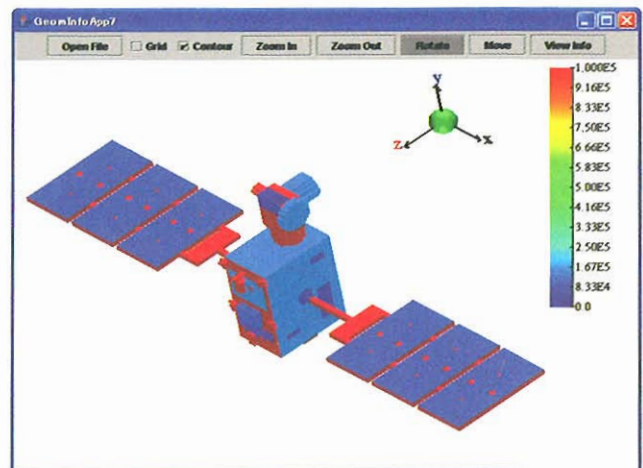


(a) OICETS model

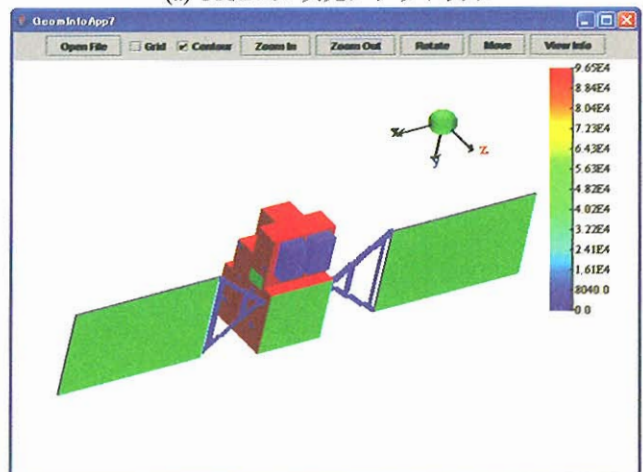


(b) GOSAT model

図 11 その他の実際の衛星のモデリングの例



(a) OICETS3 次元グリッド表示



(b) GOSAT3 次元グリッド表示

図 12 図 11 に示した衛星モデルの 3 次元グリッド表示

4. 結論

MUSCAT は三日間使い方のトレーニングを受けたエンジニアが、およそ半日程度で LEO、PEO、GEO 軌道用の衛星をモデリングし、正確な帯電解析を終えることを目標として開発されている。使いやすさは数値計算ツールとして、新たなキーポイントになっている。本研究では MUSCAT の GUI 機能を開発し、Vineyard と名づけた。そして、実際の衛星のモデルを作り、MUSCAT ソルバーによる検証を行い、計算に便利なユーザインタフェースを提供することを確認した。今後も GUI をさらに改善し続けることとともに、計算結果及びグリッド変換ファイルの表示も可能にすることを目標としている。

参考文献

- 1) S. Kawakita, H. Kusawake, M. Takahashi, H. Maejima, J. Kim, S. Hosoda, M. Cho, K. Toyoda, Y. Nozaki, "Sustained Arc between Primary Power Cables of a Satellite", 2nd International Energy Conversion Engineering Conference and Exhibition, RI, USA, August, 2004.
- 2) Cooke, D. L., "Simulation of an Auroral Charging Anomaly on the DMSP Satellite", AIAA-98-0385, 36th Aerospace Science Meeting & Exhibit, January 12-15, 1998, Reno, NV.
- 3) Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., "Multi-utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT): development overview", Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April, 2005.
- 4) Usui, H., Omura, Y., Okada, M., Ogino, T., Terada, N., Murata, T., Sugiyama, T., Ueda, H., "Development of Geospace Environment Simulator", Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April, 2005.
- 5) Birdsall, C.K. and Langdon, A.B. . Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill, New York, 1985.
- 6) Hatta, S., Muranaka, T., Hosoda, S., Kim, J., Cho, M., Ueda, H., Koga, K., Goka, T., "Development Status of Multi-utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)", Proc. 56th International Astronautical Congress, Fukuoka, Japan, 17-21 October, 2005.

Euler/LEE ハイブリッド法による超音速ジェットの音響解析

北村圭一, 橋本敦, 村上桂一, 青山 剛史, 中村佳朗
名大院, 名大院, JAXA, JAXA, 名大工

Acoustic Analysis of Supersonic Jet by Using Euler/Linearized Euler Equations

by

K. Kitamura, A. Hashimoto, K. Murakami, T. Aoyama and Y. Nakamura

ABSTRACT

A supersonic jet into complex geometry and its accompanying acoustic field have been investigated by using Euler Equation/Linearized Euler Equation (LEE) hybrid methodology here. As a first step, we have examined its performance by computing traveling sinusoidal waves. Then, we found that the hybrid methodology achieves higher accuracy than the Euler computation when combined with a 5th-order WENO scheme. Based on this knowledge, we have conducted both of fully 3rd-order Euler/LEE and 3rd-order-Euler/5th-order-LEE hybrid computations. According to the results, the computed acoustic field is mainly composed of three waves having distinct frequencies: a high frequency wave (0.5[Hz]) which seems to be caused by interferences from the wall, a medium frequency wave (2.2[Hz]) corresponding to 1st-mode eigenfrequency of the jet exit geometry, and a low frequency wave (10[Hz]). The computed pressure values are rather different between the two results, although these frequencies are not so much. This fact implies that the more we extend the region of 5th-order computation, the more the computed pressure values approach to physically correct ones in quantitative view.

1. はじめに

超音速ジェットは非線形かつ複雑な流体现象の代表的なものであり、そこから発生する音響を効率的かつ精度良く解析する手法を開発する事は、今後の音響解析において非常に重要である。

近年、数値計算による音響解析を行う上で、線形Euler方程式 (Linearized Euler Equations, LEE) によるアプローチが注目されつつある。¹⁾²⁾ここでLEEとは、物理量の変動が小さい場合に、Euler方程式の変動成分のみ線形化して得たものであり、これを数値的に解く事で微小変動を精度良く捉える事ができる。特に最近では、物理量の変動が大きい領域ではEuler方程式を、変動が小さい領域ではLEEを解くという「Euler/LEEハイブリッド計算」によってスペース・シャトル発射時の音響解析を行い、オーバー・プレッシャー時の圧力履歴を精度良く捉えた報告例がある。³⁾

また、音響場を数値シミュレーションにより再現するためには、音の波長を十分に解像する必要がある。少ない格子点数でこれを行うためには、WENO法⁶⁾やコンパクトスキームといった高次精度の計算スキームを用いる方法がある。衝撃波を伴う複雑な流れ場における音響解析の例として、WENO法を用いて超音速ジェットからの音響解析を行った例がある⁷⁾。

こうした現状を踏まえ本研究においては、Euler/LEEハイブリッド計算による超音速ジェットの音響解析をWENO法により高次精度にて行う。解析対象としては、H-IIAロケット発射時におけるプルームからの超音速ジェットと、排煙溝やロケット発射塔 (PST) などの構造物との干渉を扱い、圧力波の発生メカニズムを明らかにする。

また、検証問題として1次元正弦波の伝播現象を取り扱い、計算手法の精度について議論を行う。

2. 計算方法

流体の支配方程式の一つは、以下に示す3次元圧縮性Euler方程式である。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1a)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ e_i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}_k = \begin{bmatrix} \rho u_k \\ \rho u_i u_k + p \delta_{ik} \\ (e_i + p) u_k \end{bmatrix} \quad (1b)$$

ここで ρ は密度、 $u_i (i=1, 2, 3)$ は速度、 e_i は全エネルギーで、 p は圧力、 T は温度、内部エネルギー e は $e=p/[\rho(\gamma-1)]=T/[\gamma(\gamma-1)]$ である。流体は完全気体の空気を仮定しており、 γ は比熱比 ($\gamma=1.4$) である。

これに対する空間の離散化には、セル境界での物理量をVan Albadaの制限関数を用い、または制限関数を用いずにMUSCL法により最大3次精度、あるいはJiang&ShuのWENO法⁶⁾より最大5次精度で内挿し、Roeの近似リーマン解法によって非粘性数値流束を計算する。また、時間積分には3段階3次精度のRunge-Kutta法を用いる。

これに対し、もう一方の流体の支配方程式は三次元線形Euler方程式 (LEE) である。これを得るには、まず式(1)を次のように平均成分 ($\bar{\quad}$) と変動成分 (\prime) に分ける。

$$\mathbf{Q} = \bar{\mathbf{Q}} + \mathbf{Q}', \quad \mathbf{E} = \bar{\mathbf{E}} + \mathbf{E}'$$

ここで変動成分を線形化 (2次以上の項を微小であるとして無視) し、更に平均成分は既に式(1)を満たしているので消去すると、最終的に1次の変動成分のみが残る。よって、計算は1次の変動成分のみについて行う。実際には速度と圧力の二つの物理量に関してのみ変動量を求めればよく、セル境界においてそれぞれ

$$u'_r = \frac{c_l u'_l + c_r u'_r - (p_r - p_l)}{\bar{c}},$$

$$p'_r = \frac{c_r p'_l + c_l p'_r - c_l c_r (u_r - u_l)}{\bar{c}}, \quad (2)$$

$$\bar{c} = c_l + c_r,$$

で与えられる⁴⁾。ここで、 c は音速 ($c = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma RT}$) である。また添え字 l, r はそれぞれセル境界における左側および右側の物理量であり、セル境界に対し法線方向成分の値である。このとき、セル境界左右における物理量は制限関数を用いずにMUSCL法により最大3次精度で、あるいはWENO法により最大5次精度で内挿する。また、時間積分には3段階3次精度のRunge-Kutta法を用いる。

3. 検証問題

正弦波の伝播計算には、1次元領域を模擬した図1の格子を用いた。セル数は72×1であり、等間隔格子(1セル=17/12[m])を用いている。

計算条件は図2(a), (b)に示した通りであり、本研究における計算プログラムは3次元コードであるが、y, z方向に値を単純外挿することで1次元計算を行っている。また、線形近似された初期圧力変動は、以下の式⁸⁾により正弦波形で1波長分与える(すなわち、1波長 λ を n 個のセルで表す。セル数72が n で割り切れない場合は、セル数をわずかに増やして調整する)。

$$p'_i = \varepsilon \bar{p} \sin(2\pi i/n), \quad (3)$$

$$u'_i = p'_i / \bar{\rho} c, \quad \rho'_i = p'_i / \bar{c}^2$$

ここで、 ε は0.01, 0.001などの小さい量を表す。例えば、 $n=12$ の場合の初期圧力場は図2(c)のようになる。

本計算では、この線形波が計算領域中を右側へと7波長分伝播するまでの様子を捉える。このとき、高次精度化には3次精度MUSCL法(制限関数無し)または5次精度WENO法を用い、i) Euler計算, ii) LEE計算, iii) Euler/LEEハイブリッド計算の3通りの計算を行う。更に、 ε, n などのパラメータを変化させてその影響を議論する。なおハイブリッド計算の場合、 $i \leq 36$ でEuler計算を、 $i \geq 37$ ではLEE計算を行う。

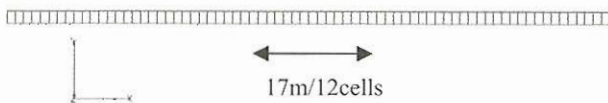
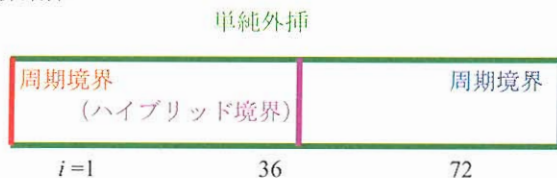
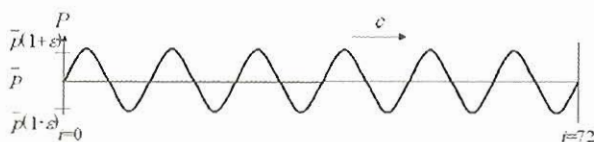


図1 正弦波の計算格子

(a) 境界条件



(b) 初期条件



(c) 初期圧力場



図2 平面波の計算条件

3.1 計算結果

WENO法を用いた計算結果の一例(Euler/LEEハイブリッド計算, $n=12, \varepsilon=0.01$)を図3に示す。ここで T は1波長分の伝播時間であり、この場合は $T=\lambda/c=17[\text{m}]/340[\text{m/s}]=0.05[\text{s}]$ (解析解)である。

このように、初期圧力変動の形状はほぼ保たれたまま伝播しており、その減衰は小さいことがわかる。また、その伝播速度は音速 c であり、これは解析解と一致する。

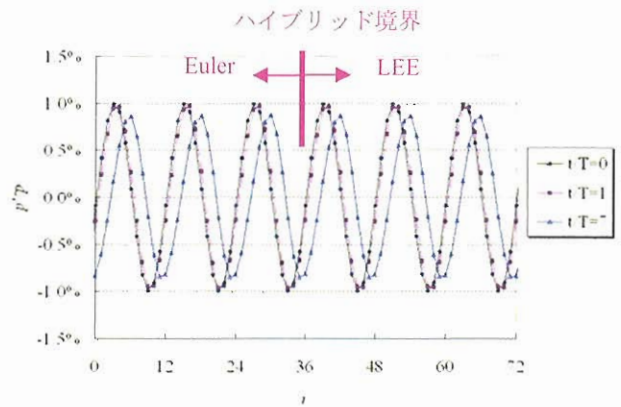
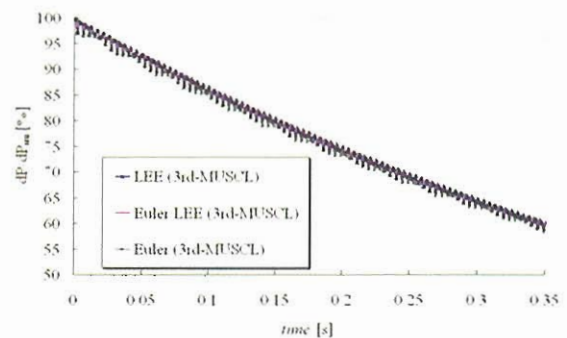


図3 平面波伝播の計算結果
(WENO, Euler/LEEハイブリッド計算, $n=12, \varepsilon=0.01$)

3.2 計算法および計算精度の影響

次に、計算法(Euler計算, LEE計算, Euler/LEEハイブリッド計算)および計算精度(3次精度MUSCLまたは5次精度WENO法)による影響を議論する。初期圧力変動における振幅が、伝播する際にどれだけ保たれているかを比較するため、図4に $n=12$ (一波長中に12点)、 $\varepsilon=0.01$ (周囲の1%の初期圧力擾乱)の場合における振幅の時間履歴を示す。縦軸は、正弦波の持つ正負二つの圧力振幅のうち小さい方を初期圧力変動の振幅で無次元化したもの、横軸は経過時間である。

(a) 3次精度MUSCL法



(b) 5次精度WENO法

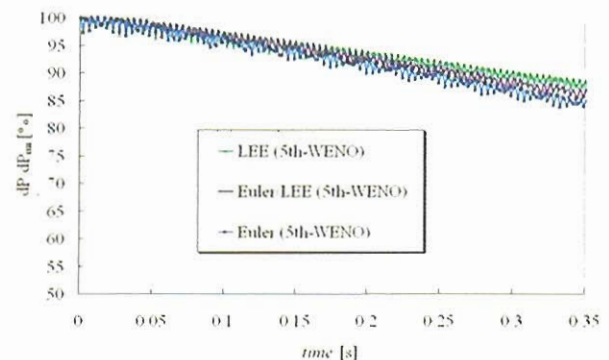


図4 計算法および計算精度による圧力変動の保存率の比較($n=12, \varepsilon=0.01$)

この図によれば7波長分伝播後($t=0.35[\text{s}]$)において、WENO法を用いたことによりいずれの計算法においても計算精度が向上したことが分かる。また、3次精度MUSCLの場合にはほとんど計算法による精度の違いが現れないものの、5次精度WENOにおいてはLEEが最も精度が良く、次いでハイブリッド、Eulerと違いが現れている。

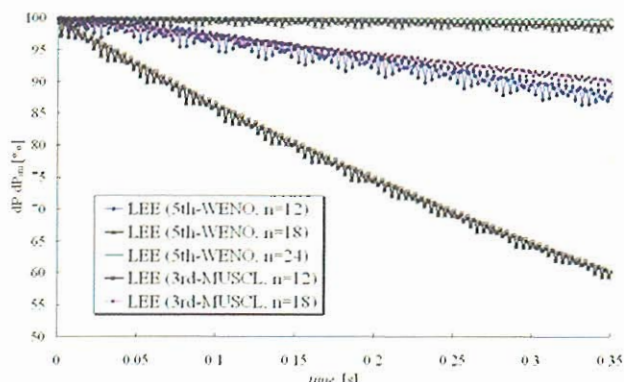
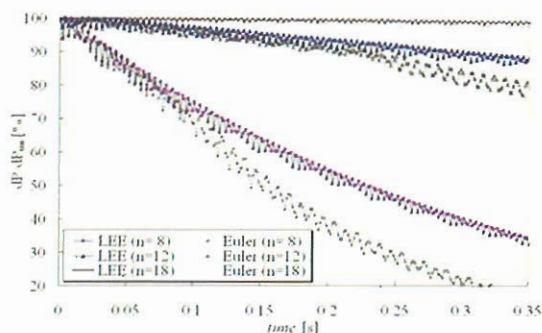


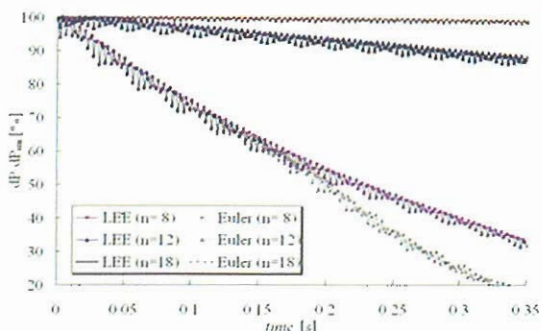
図5 格子解像度および計算精度による圧力変動の保存率の比較 ($\varepsilon=0.01$)

よってこれらの中では WENO 法と LEE の組み合わせが最も高精度であり、7 波長分伝播した正弦波の振幅を 90% 以上保ったまま再現できている。

(a) $\varepsilon=0.01$



(b) $\varepsilon=0.001$



(c) $\varepsilon=1.e-4$

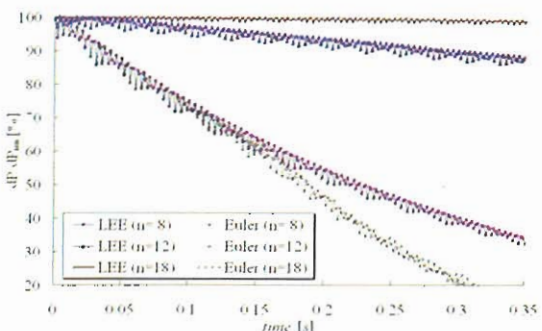


図6 初期擾乱, 格子解像度による圧力変動の保存率の比較

3.3 格子解像度の影響

今度は、パラメタ n (格子解像度) の影響を調べる。図 5 では 3 次精度 MUSCL および 5 次精度 WENO 法の LEE 計算に対し、それぞれ $n=12, 18, 24$ の場合について調べる。

この図によると、7 波長伝播後の正弦波が 90% 程度の精度を保つためには、5 次精度 WENO では $n=12$ 、3 次精度 MUSCL では $n=18$ の解像度がそれぞれ要求されることが分かる。言い換えると、WENO の場合に要求される格子点数は、MUSCL と同程度の計算精度を得るためには約 3 分の 2 で良いことになる。これは計算コストの観点から大きなメリットになる。

3.4 初期圧力擾乱の影響

最後に、初期圧力擾乱 ε の影響について調べる。ここでは、5 次精度 WENO 法を用いた計算に限って調べる。図 6 に (a) $\varepsilon=0.01$, (b) $\varepsilon=0.001$, (c) $\varepsilon=1.e-4$ の場合についてそれぞれ $n=8, 12, 18$ の LEE および Euler の結果についてまとめた。

これらの図によると、以下の事が分かる。

- 格子解像度 n が小さいほど、そして初期擾乱 ε が大きいほど LEE と Euler の精度の差が顕著に現れる。
- 精度に差がある場合、常に LEE の方が Euler よりも高精度である。

つまり、初期擾乱 ε が 1% から 0.01% の間のオーダーにある場合、WENO と LEE の組み合わせにより計算精度の向上または格子点数の節約をすることができる。

4. 超音速ジェットの数値計算

計算格子および境界条件を図 7 に示す。計算格子は 2 つの構造格子ブロック (ブロック 1: $130 \times 87 \times 208$, ブロック 2: $19 \times 19 \times 57$) からなり、総セル数は約 240 万である。ブロック 1 は PST を含む発射場の地上部を、ブロック 2 は地下部となる排煙口を模擬している。両ブロックは 1 つの境界 ($k_1=1$ および $k_2=1$) においては接続しているが、ブロック 2 の反対側の境界 ($k_2=k_{2max}$) では接続を行わず、壁条件または流入条件としての超音速ジェット ($w=-2,500$ [m/s]) が与えられている。

計算格子幅は、1 波長 (約 17[m]) 中に少なくとも 12 セルが含まれるように選んである。

また計算精度は、衝撃波の現れる Euler 領域 (: ブロック 1 の PST を含まない側およびブロック 2) では 3 次精度 (MUSCL 法, Van Albada の制限関数使用) であり、圧力変動が小さいと見られる LEE 領域 (: ブロック 1 の PST を含む側) では 3 次精度 (MUSCL 法, 制限関数無し) または 5 次精度 (WENO 法) である。

更に、この計算は MPI による並列計算コードを用い、CENSS にて 28 ノード (3 次精度) または 18 ノード (5 次精度) にて行った。

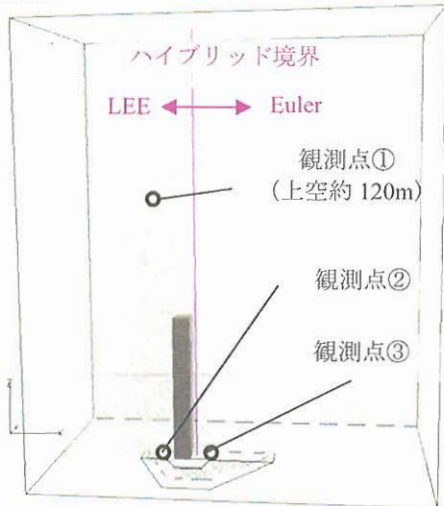
そして図 7(a)中の 3 点において圧力履歴を取得した。観測点①は発射から 8[s]経過後のロケットの位置に当たり、上空 120[m]の高さである。観測点②, ③は排煙口内部 (ブロック 2) のそれぞれジェット入口および出口 (ブロック 1 との境界) に対応する。また、これらの点は全て同一面 (図 7 にて格子が描かれている対称面) 上にある。

4.1 計算結果と考察 (3 次精度)

計算から得られた観測点①における圧力履歴を図 8 に示す。横軸はジェットを噴出してからの経過時間 [s], 縦軸は大気圧 (101.3 [kPa]) からの差 [Pa] である。この図より、本研究において遠方場に現れる圧力変動の大きさは、大気圧の約 1% のオーダー以下にある事が分かる。

圧力履歴に注目すると、時刻約 0.48[s]において比較的大きな圧力波が観測され、その後 1.0 [s]程度の間、約 0.45[s]周期 (約 2.2[Hz]) の大きな圧力変動が存在し、これが徐々

(a) Overview



(b) Close-up view

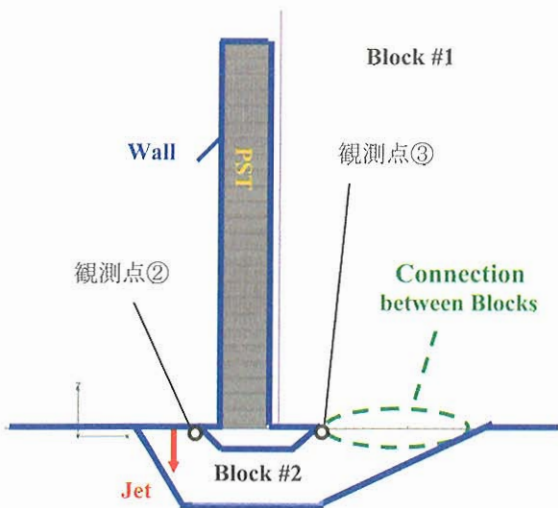


図7 超音速ジェットの計算格子と境界条件

に減衰しているのがわかる。その後は、約 2.0[s] 周期 (約 0.5[Hz]) の低周波圧力変動と、それより高周波 (約 10[Hz] など) のいくつかの圧力変動が混在した状態が続いているものと見られる。

これら二つの圧力変動の原因を特定するため、ジェット出口付近 (観測点②) とブロック接合部付近 (観測点③) の2箇所における圧力変動を図9および図10に示す。これらによれば、約 10[Hz] の圧力変動は観測点②においては現れていないものの、観測点③においては非常に顕著であることがわかる。このことから、この高周波変動の音源は観測点③付近に存在すると推測できる。

次に、図8中に示したいくつかの時刻における圧力場を図11に示す。参考として、観測点①の位置も図中に示してある。これらの結果から、Euler領域から発生した圧力波がLEE領域までスムーズに伝播し、その挙動が捉え切れている事が分かる。また図11(a)-(c)を見ると、初期の大きな圧力ピークは、ジェットが突然噴出した事により、周囲の気体が押し出され、その結果、形成されたものであると考えられる。そしてジェット噴出後 1.5[s] 程度、この初期変動の影響と見られる大きな圧力変動が残っている。この事は、この初期圧力変動の周波数である約 2.2[Hz] が、排煙口 (ブロック2) における1次モード固有振動数 $f_1 = 2.25$ [Hz] に近いことから説明できる。⁹⁾

一方、ジェット噴出から 1.5[s] を経過した後は、いくつかの小さな波が存在する一方で、場全体の平均圧力値も変化する (図11(d)-(f))。このとき、観測点①における圧力変動は約 0.5[Hz] の低周波のもの、約 10[Hz] の高周波のものを重ね合わせた形となっていることが図8からも分かる。また、ブロック1の中央付近にあるPST (塔) の壁により波の位相が大きく変化している様子が分かる。これより、観測点③付近に音源が存在すると思われる高周波変動の原因は、この塔による波の干渉の影響ではないかと考えられる。これについては、塔が無い場合の解析結果と比較して確認する必要がある。

従って、この音響場、特に上空 (観測点①) において現れる圧力変動は以下の3つにまとめることができる。

- i) 10[Hz]変動：塔の影響によるものと考えられるが、塔が無い場合の解析との比較による確認が必要。
- ii) 2.2[Hz]変動：排煙口の固有振動に対応。初期において顕著だが、徐々に減衰する。
- iii) 0.5[Hz]変動：現段階では原因不明。

4.2 計算結果と考察 (5次精度)

LEE領域を5次精度WENO法で計算した結果を、同様に図12から図15において示す。圧力履歴については、比較のため3次精度の結果も載せてある。

これらの結果によると、3次精度計算を行った4.7[s]までにおいて、圧力変動の周波数はほとんど変化しなかった。また、4.7[s]以降においても、約 0.5[Hz] および約 10[Hz] の二つの波が顕著である点は変わらない。このため、定性的な傾向としては、3次精度において十分捉え切れているものと考えられる。

しかし圧力値については、計算精度を向上させたことによる影響は初期においてはほとんど見られないものの、ジェット噴出後 1.5[s] 程度から徐々に現れていることが分かる。この事は、観測点①がLEE領域 (5次精度) にあるもののEuler領域 (3次精度) との境界の近くにある事、観測点②、③に関してはEuler領域 (3次精度) の中にある事を考えれば、大きな違いであると解釈できる。従って、Euler/LEEハイブリッド境界の位置を調整する事や、Euler領域においてもWENO法による5次精度の計算を行う事により、計算領域全体における音響場の解像度を更に向上させることができるものと考えられる (ただしこの場合、超音速ジェットに含まれる衝撃波を精度良く捉えるために、この付近の格子点数を増やす必要も生じる)。

5. 結論

検証問題として正弦波の伝播現象を取り上げ、計算法、計算精度、初期擾乱の大きさ、格子解像度を変えて計算された圧力変動を比較した。その結果、5次精度WENO法とLEEの組み合わせにより、1%から0.01%の大きさの初期擾乱を1波長につき12点の格子点数で精度良く捉えきれることが分かった。

この結果に基づき、3次精度MUSCL法および5次精度WENO法をEuler/LEEハイブリッド法と組み合わせて用い、超音速ジェットから発生する音響の解析を行った。これにより、以下の事が明らかとなった。

- Euler/LEEハイブリッド境界において圧力変動はスムーズに受け渡されている。
- ジェット噴出後、複雑形状の物体との干渉により主に3つの異なる周波数を持つ圧力変動が現れる。
 - 10[Hz]変動：塔の影響によるものと考えられるが、塔が無い場合の解析との比較による確認が必要。
 - 2.2[Hz]変動：排煙口の固有振動に対応。初期において顕著だが、徐々に減衰する。
 - 0.5[Hz]変動 (：現段階では原因不明。)

- ・ 計算精度の違いによる圧力変動への影響は小さいため、定性的な解析は3次精度で行う事ができる。しかし、定量的な解析には5次精度計算を行う必要がある。このとき、圧力変動周波数についてはFFT解析などによる検討が必要となる。

今後は、まずは「塔無し」の計算を行い、10[Hz]変動の原因について明らかにする。

また、格子点を増やし、5次精度WENO計算を行う領域を広げる事で更なる精度の向上を目指す。更に、粘性計算¹⁰⁾を行うことにより、せん断層から発生する音にも注目し、より高精度の解析を行う予定である。

謝辞

本研究は21世紀COE「計算科学フロンティア」のご支援を頂いている。ここに感謝の意を表する。

参考文献

- 1) Bailly, C., Bogey, C. and Juve, D., "Computation of flow noise using source terms in Linearized Euler's Equations,"

AIAA Paper 2000-2047 (2000).

- 2) 釜子敏裕, "Linearized Euler Equation による翼型まわりの流れと音の連成解析," ながれ, Vol. 23, (2004) 285-294.
- 3) 今村太郎, 雨宮和久, 榎本俊治, 山本一臣, "線形オイラー方程式解析コードの構築と複雑形状への適

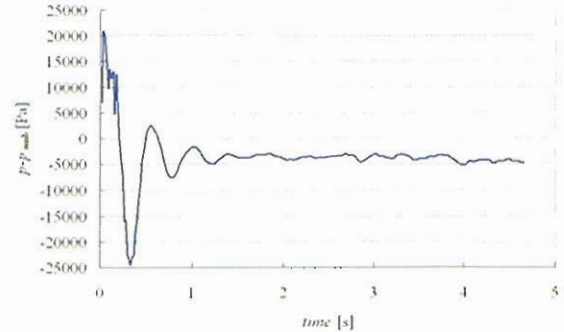


図9 観測点②における圧力履歴 (3次精度)

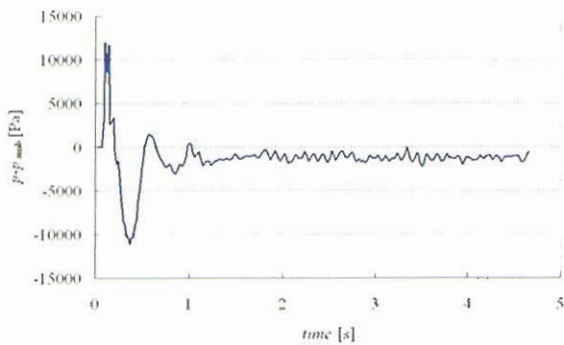


図10 観測点③における圧力履歴 (3次精度)

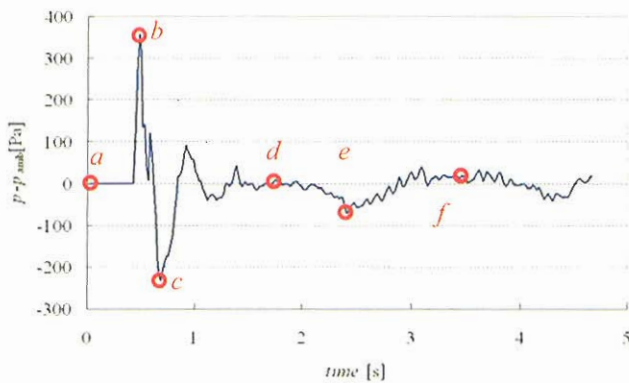


図8 観測点①における圧力履歴 (3次精度)

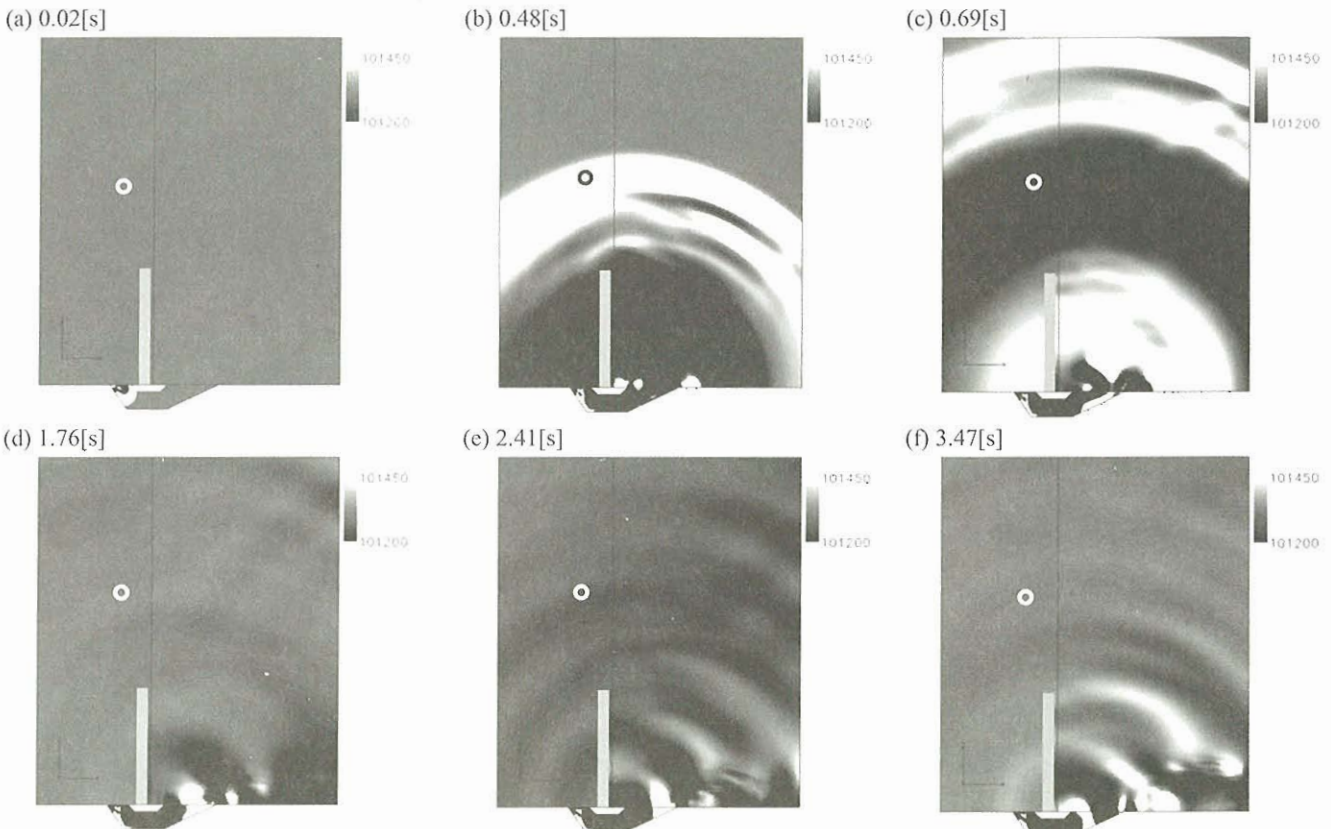


図11 瞬時圧力場 (3次精度)

- 用,” 日本航空宇宙学会論文集, 第 53 卷, 第 621 号, (2005) 452-460.
- 4) Men'shov, I. and Nakamura, Y., "Implementation of the Variational Riemann Problem Solution for Calculating Propagation of Sound Waves in Nonuniform Flow Fields," *J. of Comp. Phys.*, Vol. 182, (2002) pp. 118-148.
 - 5) Saito, T., Nakamura, T., Kaneko, M., Men'shov, I. and Nakamura, Y., "Numerical Investigation of SRB Ignition Overpressure," AIAA Paper 2004-2342 (2004).
 - 6) Jiang, G.S. and Shu, C.W., "Efficient Implementation of Weighted ENO Schemes," *J. of Comp. Phys.*, Vol. 126, (1996) pp. 202-228.
 - 7) Hashimoto, A., Men'shov, I. and Nakamura, Y., "Sound Emission from the Helical Mode of Supersonic Jet," AIAA Paper 2004-2656.
 - 8) Pierce, A.D., "ACOUSTICS -An Introduction to Its Physical Principles and Applications,-" pp. 20-22, Acoustical Society of America (1989).
 - 9) 村上桂一, 橋本敦, 北村圭一, 青山剛史, 中村佳朗, "ロケット排煙溝に関する音響解析," 航空宇宙数値

流体シンポジウム 2006 講演集 (2006).

- 10) Kaneko, M., Men'shov, I. and Nakamura, Y., "Numerical Simulation of Aerodynamic Sound by Navier-Stokes/Linearized Euler Equations Hybrid Method," AIAA Paper 2006-801 (2006).

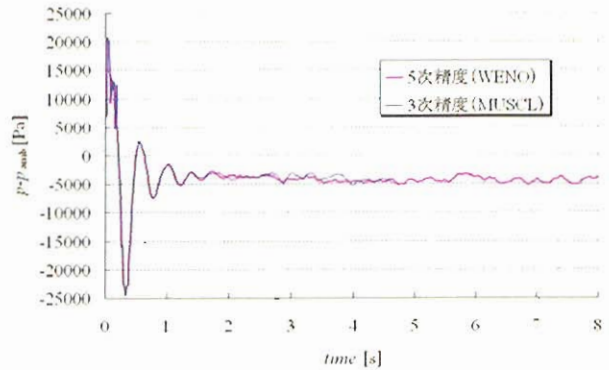


図 13 観測点②における圧力履歴 (5次精度)

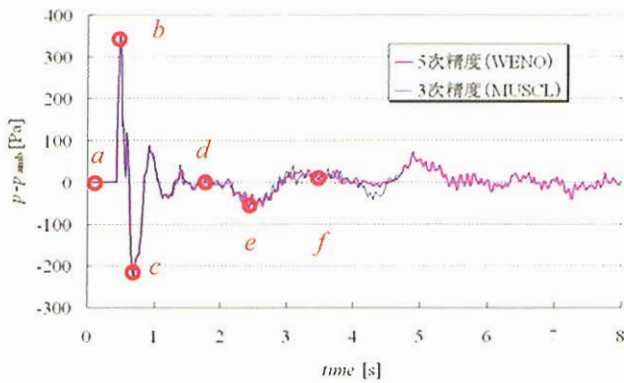


図 12 観測点①における圧力履歴 (5次精度)

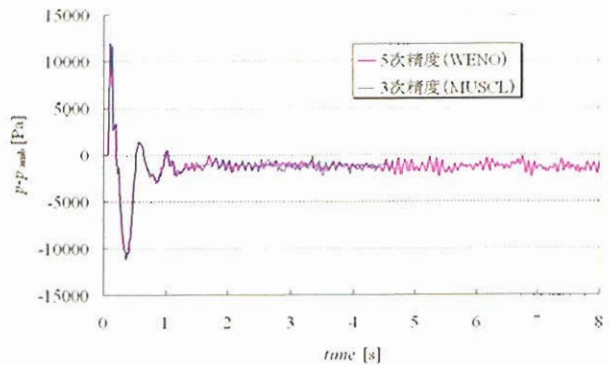


図 14 観測点③における圧力履歴 (5次精度)

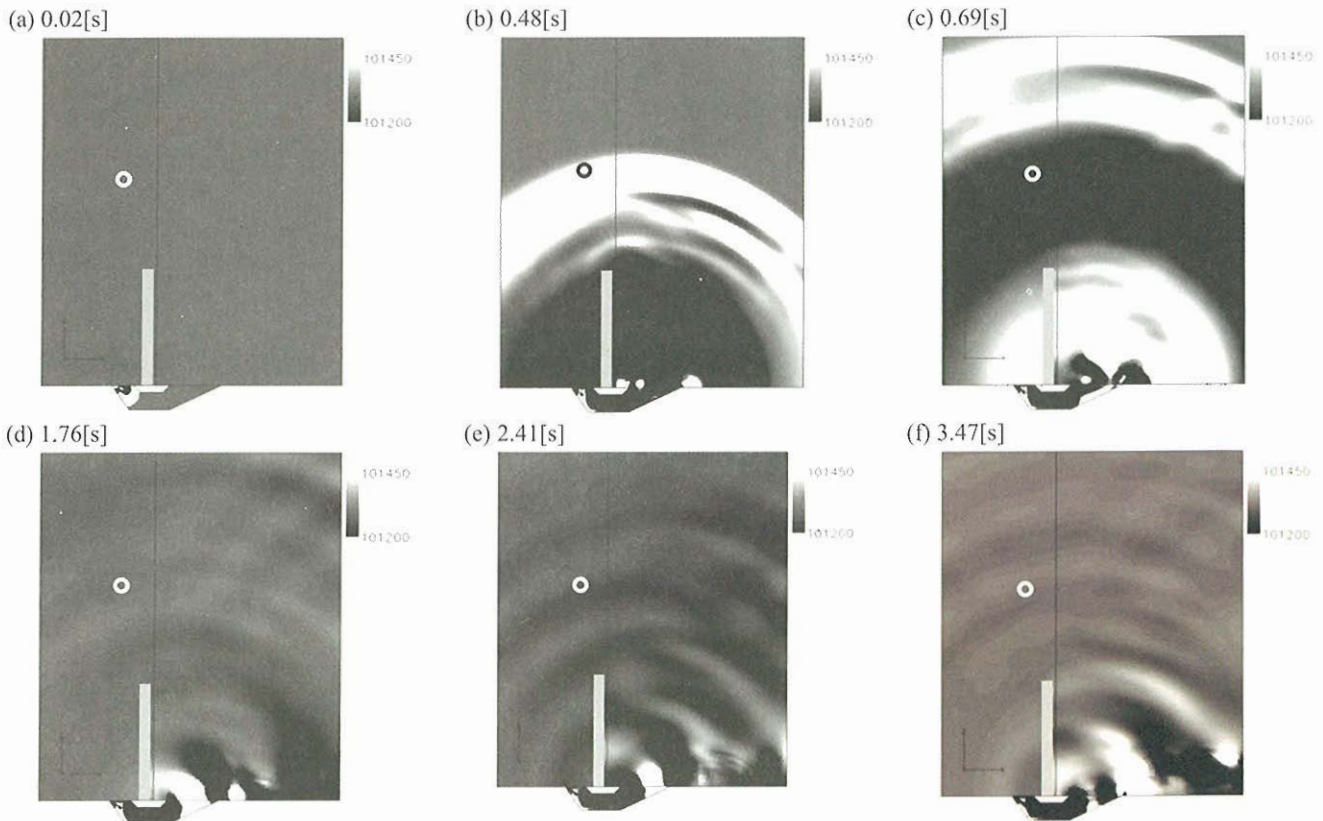


図 15 瞬時圧力場 (5次精度)

プラズマアクチュエータを用いた翼周り流れの制御

椿野大輔^{*1}, 田中義輝^{*2}, 藤井孝蔵^{*3}

^{*1} 東京大学大学院, ^{*2} 東京大学大学院 (現・トヨタ自動車), ^{*3} 宇宙科学研究本部

Simulation of Flow Control with a Plasma Actuator Applied to a Wing Section

by

Daisuke Tsubakino, Yoshiteru Tanaka and Kozo Fujii

ABSTRACT

This paper investigates effective layout of a dielectric barrier discharge plasma actuator for a flow separation control on the NACA0012 wing using computational simulations. The flow condition of low speed and low Reynold number, $M_\infty = 0.1$ and $Re = 1.0 \times 10^5$ is considered. Three cases of locations of the actuators are simulated. The actuator is placed at the 5%, 10% and 20% chord from the leading edge for each case. When the low velocity is induced by the actuator, the location has little effect on the capability to suppress the flow separation. However, if the higher velocity is induced, the actuator placed near the separation point can provide the better capability. Further increasing the angles of attack, another separation occurs from the trailing edge. Then the actuator placed near the leading edge can not suppress such separation. This is the control limitation of the single actuator. The result motivates use of the multiple plasma actuators for effective separation control.

1 はじめに

現在, 火星探査において, これまでの衛星やローバーでの探査で行なえなかったような探査を目的として, 航空機タイプの探査機が注目されている. また, 地球の航空機に対しても, UAV (Unmanned Aerial/Air Vehicle) や MAV (Micro Aerial/Air Vehicle) が盛んに研究されている. これらの航空機は, 小型であることや火星航空機であれば密度が低いことから, 現行の航空機に比べて比較的低いレイノルズ数環境で飛行しなければならない. 低レイノルズ数環境では粘性の影響が強く, 流れが剥離しやすいことが知られている. そのため失速による翼の性能低下がこれまで以上に問題となり, 必要な揚力を確保するのが難しくなる. 揚力を速度で補うにしても, 小型であるために大規模な推進装置を搭載することは困難であり, 造波抵抗による抵抗増加を防止するため, 亜音速での飛行が強いられる. つまり, 揚力確保のためには翼面上の剥離を効率よく制御し失速特性を改善できる技術が重要となると考えられる.

剥離を抑制するような流れ制御デバイスとして, 現行の航空機ではフラップやスラット等の動的機構やボルテクスジェネレータのような静的機構が用いられている. 実用を考えれば, 剥離や失速は航空機に常時生じている現象ではないので, 後者のような静機構はそのような現象が生じていない時に悪影響を及ぼす可能性があり, 必要な時のみに使用できるという点で, 前者のような動的機構が望ましいと考えられる. しかしながら, 上で述べたように小型であることや質量の制限から, 現行のフラップ等の複雑な機械機構を搭載するのは好ましくない. また, 同様な理由で, 気流の変動の影響を受けやすことから, 高い応答性が望まれる.

近年, 動的かつ簡素な動的流れ制御技術としていくつかのデバイスが提案されており, そのようなデバイスの1つにプラズマアクチュエータがある. これは, Fig. 1に示しているように, 2枚の電極で誘電体を挟みこんだだけの非常に簡単な構造をしている. この2枚の電極に数kVの交流電圧を加えることで, 電極間にバリア放電が生じ局所的に気体がプラズマ化される. 電極の非対称な構造から, 入力電圧の正方向と負方向でアンバランスな力がプラズマに生じ, 時間平均的に露出電極方向から被覆電極方向に速度が誘起されることが知られている [1].

プラズマアクチュエータで生じている現象は電磁気作用や電離・解離などの化学反応によるものであるので, 時間スケールが非常に短い. そのため非常に高い応答性をもつ. さらに入力電圧は数kVと大きいが, 流れる電流が小さいため必要電力は数Wと小さく, 構造が簡素であり, さらに電圧入力を動的に変化させることができる特性を持つ動的装置である.

プラズマアクチュエータについての研究は実験・数値シミュレーションともに多く行なわれており, 様々な応用が報告されている [2-6]. 翼面上の剥離制御はそのような応用の一つであり, 翼の失速特性を改善することができることが報告されている [2]. しかしながら, これまでの研究はその応用を示すことが多く, 有効な使用方法という点で議論が少ないように思われる. 実用を考えれば, 質量などの制約から消費電力は制限されるのが普通であり, また, ある入力電圧以降は, 速度が漸近的になっていくことが報告されているため [7], 限られた入力電圧のなかで, 効率的なアクチュエータの使用法を考えることは有効である. 例えば, アクチュエータの性能を電極と絶縁体により最適な構成を考えることや, 入力電圧の波形を変えることで, 性能を向上させることも考えられるが [2, 7], 翼面上でどのような位置に配置した時に, より性能を発揮させることができるかということを考えることもできる.

そこで本研究では, 翼面上でのアクチュエータの配置を考えることで, 効率的な使用法を考察することを目的とする. 対象とする流れとして, 前縁から生じる大規模な剥離を抑制することに主眼をおき, 翼は, 低レイノルズ数環境で前縁より大規模な剥離を起こし失速することが知られている NACA0012 翼を考える. アクチュエー

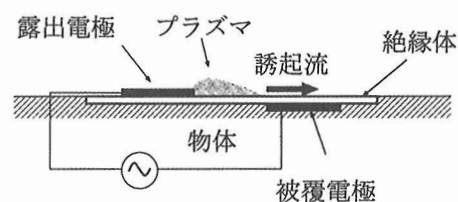


Fig. 1: Configuration of plasma actuator.

タは、前縁から 5%, 10% 及び 20% 翼弦位置に配置し、揚力係数 C_L 及び流れ場の変化から有効的な配置に関する知見を考察する。

2 数値計算法

2.1 支配方程式

支配方程式として通常の 2 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式にプラズマアクチュエータに依る効果をソース項として加えたものを用いた。それらは、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなり、一様流条件及び翼弦長で無次元化を行った形で以下のように表される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_k + p \delta_{ik})}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + Dc q_c E_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial ((e+p)u_k)}{\partial x_k} = \frac{1}{Re} \frac{\partial u_l \tau_{kl}}{\partial x_k} + \frac{1}{(\gamma-1)PrReM_\infty^2} \frac{\partial q_k}{\partial x_k} + Dc q_c u_k E_k \quad (3)$$

ここで、上式は和の規約を用いており、同一項内で繰り返される添字には 2 までの和を取る。 $u_i, q_i, \rho, p, e, \tau_{ij}, \delta_{ij}$ 及び t は、それぞれ無次元化された速度ベクトル、熱流束ベクトル、密度、圧力、単位体積あたりの全エネルギー、応力テンソル、クロネッカーのデルタ及び時間である。式 (2), (3) で、右辺最後の項はプラズマアクチュエータが単位体積あたりに流体へ与える力とエネルギーをそれぞれ表している。各項の意味や取り扱いは、2.3 節で詳しく述べる。

式中に現れている 3 つの基本的な無次元パラメータ Re, M_∞, Pr は、レイノルズ数、一様流マッハ数、プラントル数であり、以下のように定義される。

$$Re = \frac{\rho_\infty u_\infty L_{\text{chord}}}{\mu_\infty}, \quad M_\infty = \frac{u_\infty}{a_\infty}, \quad Pr = \frac{\mu_\infty c_p}{k_\infty} \quad (4)$$

ここで $\mu, L_{\text{chord}}, a, c_p$ そして k は、それぞれ粘性係数、翼弦長、音速、定圧比熱であり、添字 “ ∞ ” は、一様流状態を表している。

実際の計算中では、これらを一般座標系へと変換したものをを用い、さらに乱流モデルを Baldwin-Lomax モデルとした RANS によるシミュレーションを行っている。剥離や失速という現象は、その非定常性、3 次元性が深く関わっていることが示されており、剥離点や失速角の予測などの定量的な議論は LES/RANS ハイブリッド等を用いなければならないことが示されているが [8]、本研究では、そのような定量的な議論は行わず、大規模な剥離を伴う失速以前の付着状態をアクチュエータによって、どれほど伸ばせるかといった定性的な議論を目的にしているため、2 次元 RANS で十分であると考えている。

2.2 対流項離散化及び時間積分

対流項の離散化には、AUSM 系スキームである SHUS [9] を MUSCL 法を用いて高次精度化したものを用いた。時間積分には、使用計算機の特性を考慮し LU-ADI の各方向にスペクトル半径を用いた風上化を施した ADI-SGS 陰解法を用いた。

2.3 アクチュエータのモデル化

2.1 節において、プラズマアクチュエータの効果が、 $Dc q_c E_i$ 及び $Dc q_c u_k E_k$ という形で支配方程式に含まれることを述べた。 q_c 及び E_i は、アクチュエータが空間につくり出す電荷分布と電場ベクトルをそれぞれ表している。また Dc は、電磁力に関する無次元数で次のように表される。

$$Dc = \frac{q_{c,\text{ref}} E_{\text{ref}} L_{\text{chord}}}{\rho_\infty u_\infty^2} = \frac{q_{c,\text{ref}} \phi_{\text{ref}}}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (5)$$

ここで、添字 “ref” は参照量を表し、 ϕ は静電ポテンシャル (電圧) である。上式より、 Dc の物理的な意味は、アクチュエータから流体に加えられる電氣的なエネルギーと、流体の一様流状態における動圧のとの比である。つまり、入力電圧の大きさが大きい程 Dc の値は大きくなるため、 Dc は入力電圧の大きさを表すパラメータとして用いることができる。本研究においても入力電圧の大きさを表すのにこの Dc を用いることにする。

実際に数値計算を行うには、 q_c 及び E_i の空間の分布を知る必要がある。これらの分布を電離・解離を考慮した計算を行うことで求めることもできる [1,10-12]。しかしながら、アクチュエータのつくり出す現象の空間スケールを考えれば、電極厚さ 10^{-1} [mm] (10^{-4} [m]) 程度に対して放電が生じるため、放電構造の厚さスケールはさらに小さくなり、流体の空間スケールに対して非常に小さいことが分かる。さらに入力電圧周波は数 kHz で変動しており、電離や解離といった反応はその間のさらに細かい時間間隔で起こっているため、時間スケールとしても流体より非常に小さくなり、電離や解離を考慮したシミュレーションを行なうことは、計算コストからみても容易ではない。

これとは別に、電磁気学的な見地からアクチュエータのつくり出す現象をマクロに見た計算モデルが研究されている [13-15]。アクチュエータの周波数特性等の微細なスケールの議論を行なわない限り、それらは実用上十分なデータを与えてくれる。そこで本研究ではそれらのなかから、Suzen らによって提案されたモデルを用いることにする [13]。

Suzen らによるモデルは、電荷分布 q_c と電場分布 E_i を次の 2 つの方程式の解に帰着させる。

$$\frac{\partial E_k}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\epsilon_r \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \right) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\epsilon_r \frac{\partial q_c}{\partial x_k} \right) = \frac{q_c}{\lambda_d^2}, \quad (7)$$

ここで、 ϵ_r は物体の比誘電率、 ϕ はスカラーポテンシャルであり、 λ_d はデバイ長である。式 (6) は、Fig. 2 の境界条件のもと、式 (7) は、Fig. 3 の境界条件のもとで解く。ただし、Fig. 2 中の $\phi(t)$ は、入力電圧であり、次式で与えられるとする。

$$\phi(t) = \phi_{\text{max}} f(t) \quad (8)$$

また、Fig. 3 中で、被覆電極上の誘電体表面の境界条件 $g(x)$ は、

$$g(x') = q_{c,\text{max}} G(x') f(t) \quad (9)$$

であり、 $G(x)$ は、Suzen らに基づき、正規分布で与えている。

$$G(x') = e^{-\frac{x'^2}{2\sigma^2}} \quad (10)$$

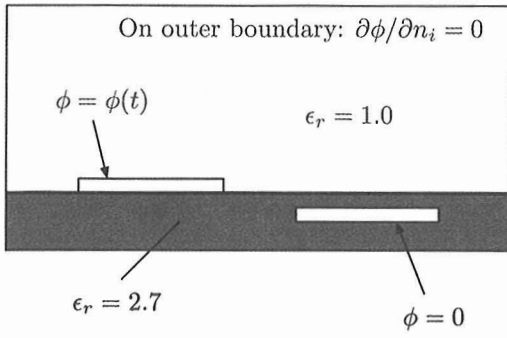


Fig. 2: Boundary conditions for Eq.(6)

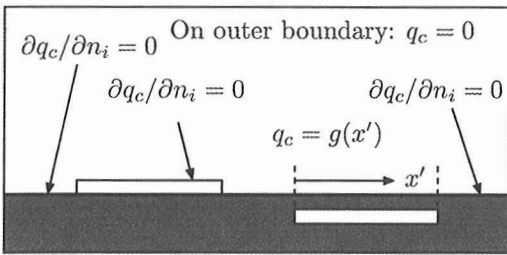


Fig. 3: Boundary conditions for Eq.(7)

ただし、 $\sigma = 0.003$ として計算を行った。このように求めた、 q_c, E_i を支配方程式に代入することで、アクチュエータの効果を取り入れている。さらに詳しい議論は、文献を参照して頂きたい [13]。

境界条件で現れた、入力電圧の式 (8) の ϕ_{max} 及び電荷密度の式 (9) の $q_{c,max}$ は、式 (5) の Dc の参照電圧、電荷密度 $\phi_{ref}, q_{c,ref}$ として用いる。実際の実験から計算で用いる適当な Dc 値を見積もることを考えた時、入力電圧から ϕ_{ref} は容易に与えることができるが、 $q_{c,ref}$ を与えるためには空間の電荷分布を計測する必要があり、その計測は極めて困難であることや、そもそも一樣流が無い場合には定義できないことから現実的に難しい。そこで、本研究では一樣流速に対して誘起速度がどれほど生じるかということから、この Dc 値の現実性を見積もることにする。検証から、一樣流マッハ数 0.1 の条件でアクチュエータによりマッハ数 0.1 程度の速度を誘起するのは現実的であり、その時の Dc は、8 程度となる。

モデルの信頼性の検証のために、一樣流マッハ数 $M_\infty = 0.2$ の中に置かれた平板に対し行った計算を行った。Figure 4 に、アクチュエータ直後 (約 $Re_x = 4.4 \times 10^3$ 位置) での速度プロファイルを示す。図中の u は平板に沿う方向の流速成分、 y は平板に垂直な方向位置、 u_∞ は一樣流速をそれぞれ表す。アクチュエータが off の時は、通常のプラシウス解の速度分布となっている。アクチュエータが作用した場合、多くの実験や計算で示されているように、境界層下部の速度誘起を再現できている。また入力電圧を表すパラメータ Dc を増やすにつれ、誘起速度が増加する傾向も確認できる。よって、このプラズマアクチュエータの数値計算モデルは、実際のアクチュエータが作り出す現象を定性的に再現できているといえる。

2.4 計算格子

計算では、アクチュエータの位置をいくつか変えて行なう作業を効率的に行なうため重合格子法を用いている。

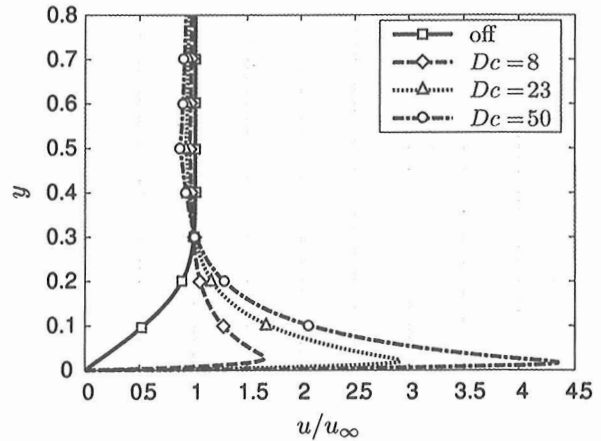


Fig. 4: u -velocity profile on the flat plate with and without actuator.

Figure 5 に、アクチュエータを前縁より 10% 位置に配置した時の計算格子を示す。翼の格子を Zone 1 (黒)、アクチュエータ用の格子を Zone 2 (白) とし、アクチュエータの効果を入挿している。格子点数は、翼格子 1023×121 点及びアクチュエータ格子 201×81 点である。他の位置に配置した場合も同様に Zone を重ねており、格子点数も同一である。

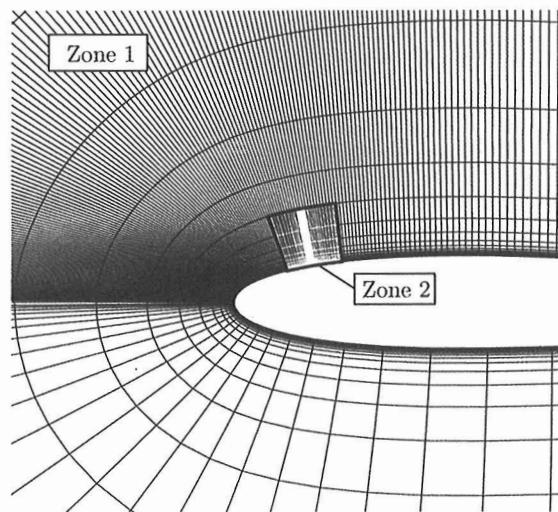


Fig. 5: Computational grids: Zone 1 (black) and Zone 2 (white).

3 数値計算条件

本研究では、火星大気中を飛行する航空機型の探査機への応用を考え、火星大気を低速で飛行するという飛行条件を考え、 $Re = 1.0 \times 10^5$, $M_\infty = 0.1$, $Pr = 0.72$ とした。また、剥離は非定常現象であるため、計算結果は全て時間平均を行ったものを用いる。そのため、アクチュエータの入力電圧波形として正弦波と実効値で一定にした場合では、時間平均値に大きな差が見らず、計算効率のため、入力電圧は全て実効値を与た。

4 結果及び考察

4.1 $Dc = 8$ の場合

まず、先程述べたマッハ数 0.1 の速度を誘起することができる $Dc = 8$ の場合を考察する。Figure 6 に、アクチュエータを作用させない場合と、アクチュエータを作用させたときの揚力係数 C_L の迎角に対する変化を各配置毎に示す。ただし迎角は 2 度おきに計算されており、8 度以前は計算を行っていない。対称翼ではあるが、アクチュエータが作用している場合はその影響で迎角 0 度でもわずかな揚力が発生することが考えられるが、今回の議論関係しないため、迎角 0 度で C_L を 0 としている。

この図により、アクチュエータを作用させない場合に比べ、5%、10%、20% のどの位置に配置した時も最大揚力が高い値まで伸びていることが見られる。また、アクチュエータが作用していない場合、今回の計算では迎角 16 度の流れ場で前縁からの大規模な剥離を確認できるが、同じ迎角でアクチュエータを $Dc = 8$ で作用させた場合の流れ場では、前縁からの大規模な剥離は確認されず、前縁で付着している流れとなっている。さらに、これらのことは、本計算が先行研究で述べられているようにプラズマアクチュエータの作用によって前縁からの大規模剥離が抑制され、失速特性が改善されることを定性的に捉えていることを表し、本計算結果が定性的な議論を行なうには十分な信頼性があるといえる。

次に、Fig. 6 における配置位置による影響を見ると、大きな違いは見られないことがわかる。実際、迎角 16 度はどの配置でも前縁からの剥離は抑制されていたが、迎角 18 度の時点では、全ての配置の流れ場において流れが前縁において大規模な剥離を起こしていることを確認された。つまり、今回対象とするようなレイノルズ数・翼型においては、 $Dc = 8$ 程度、つまり $M_\infty = 0.1$ に対してマッハ数 0.1 の速度が誘起できる程度の電圧では、前縁近傍であれば剥離制御性能にほとんど差がないと考えられる。

4.2 $Dc = 50$ の場合

ここから、より高電圧を入力した場合、つまり $Dc = 50$ の場合の性能を考察する。これは、 $M_\infty = 0.1$ の一様流に対して、マッハ数 0.3 の流速を誘起するような Dc 値である。Figure 7 は、Fig. 6 と同様に、各場合の C_L の迎角変化を表している。無入力状態と比較することで、より強い電圧を入力されたことで、 $Dc = 8$ の場合よりもはるかに最大揚力係数は上昇し、失速特性が改善されていることが分かる。さらに注目すべきなのは、先程ほとんど見れなかったアクチュエータの配置による差異が際立って現れていることである。つまり、20%、10%、5% と前縁に近づくほど失速特性がより改善される傾向を示している。

C_L の分布では剥離の有無が確認できないため、流れ場からの考察を行う。Figures 8(a)–(c) に、迎角 18 度での各アクチュエータ配置の翼弦に沿う方向の速度成分分布に流線を重ねたものを示す。20% 翼弦位置に配置した時、Fig. 7 では完全に失速状態であると考えられ、実際に Fig. 8(c) で流れが前縁より大きく剥離していることが確認できる。他の 5%、10% 位置に配置した場合での流れ場では、剥離が確認されず流れが付着していることから、より大きな電圧を入力する際のアクチュエータの剥離の制御能力は、同じ前縁近傍においても少しの配置の差によって大きく変化することが分かる。Figures 8(a),(b) だけでは、翼面上の剥離制御能力は 10% 翼弦と 5% 翼弦

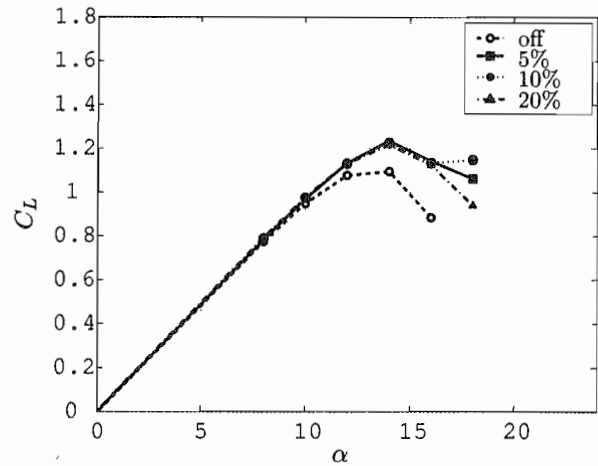


Fig. 6: C_L vs. angles of attack for each actuator location ($Dc = 8$).

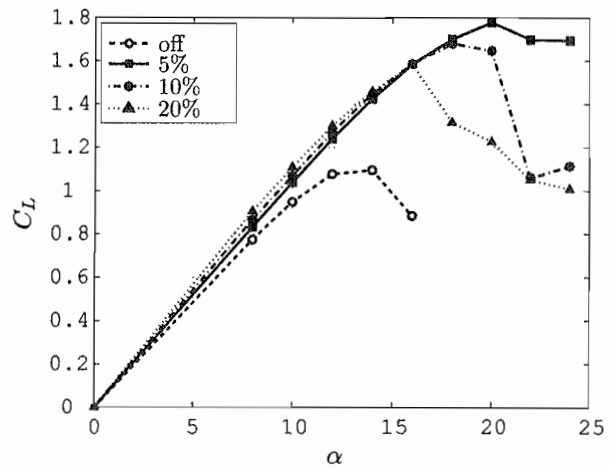


Fig. 7: C_L vs. angles of attack for each actuator location ($Dc = 50$).

位置での差はほとんどない。 C_L においても Fig. 6 からほぼ同程度の値を達成できている。 C_L では迎角 18 度以降においてそれらに差が現れ始めているため、流れ場に対して大きな差が現れた迎角 22 度における流れ場の様子を見ることにする。

迎角 22 度における、アクチュエータを 5%、10% 翼弦位置に配置した時の速度分布と流線を Fig. 9(a)–(b) に示す。ただし 20% 翼弦位置に配置した場合は、ほぼ同様なので省略する。このとき、Fig. 7 から予想できるように、10% 翼弦位置に配置した時は、流れが前縁から剥離しようとするのをアクチュエータの誘起速度が十分抑制できず、前縁から大きく剥離していることが確認できる。より注目すべき結果は、Fig. 9(a) の 5% 翼弦位置に配置したときの流れ場である。これまで確認した剥離の様子は全て前縁からによるものであったが、ここでは翼後縁からの剥離が確認できる。つまり、前縁近傍に配置されたアクチュエータによって前縁からの剥離が高迎角まで抑制されることで、流れは前縁で大きく加速される。そのため、後縁にかけて大きな圧力回復を強いられることになり、それに耐えきれず流れは後縁から剥離すると考えることができる。

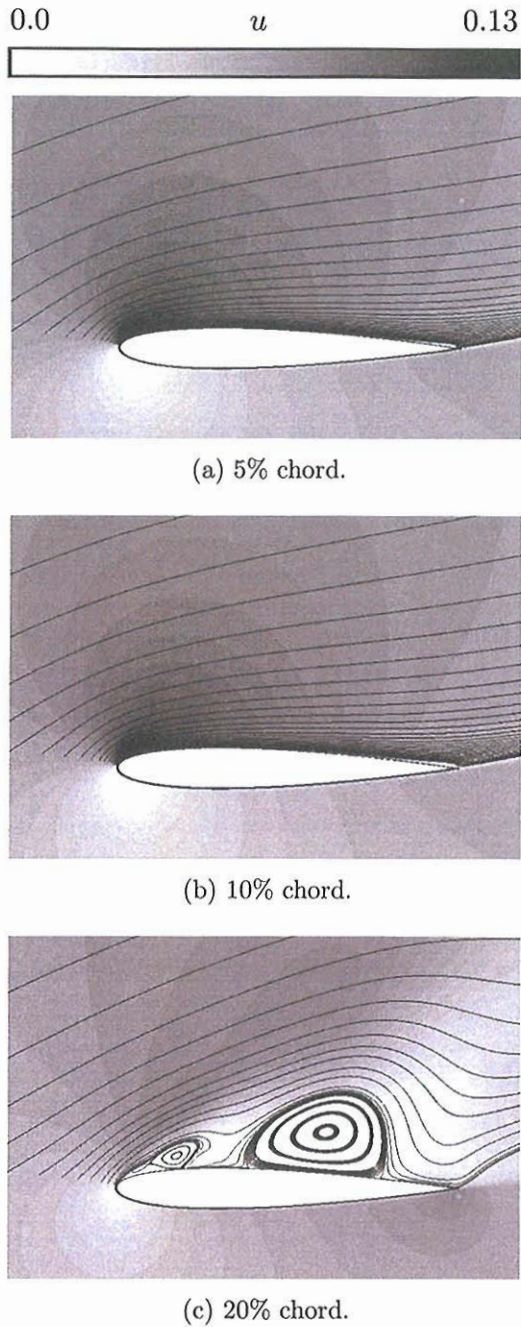


Fig. 8: Stream-lines and u -velocity contours at 18 degrees of angle of attack. ($Dc = 50$)

このことをより議論するために、Fig. 10 に 5% 翼弦位置にアクチュエータを配置した時の迎角 24 度での流れ場を示す。この図は、先程よりも後縁からの剥離が進行していることから、5% 翼弦位置に配置した時の失速特性は、典型的な後縁失速型の特徴となっていることが分かる。また、このような現象は、10% 翼弦位置に配置した時に $Dc = 23$ でも同様に見られることができ、今回の計算精度では十分な定量性を持っていうことはできないが、プラズマアクチュエータは翼の失速型を変えるような効果もある可能性を持っているのではないかと考えることもできる。また、単一のアクチュエータでは、いくら剥離点近傍に置いても他の部分からの剥離には追従

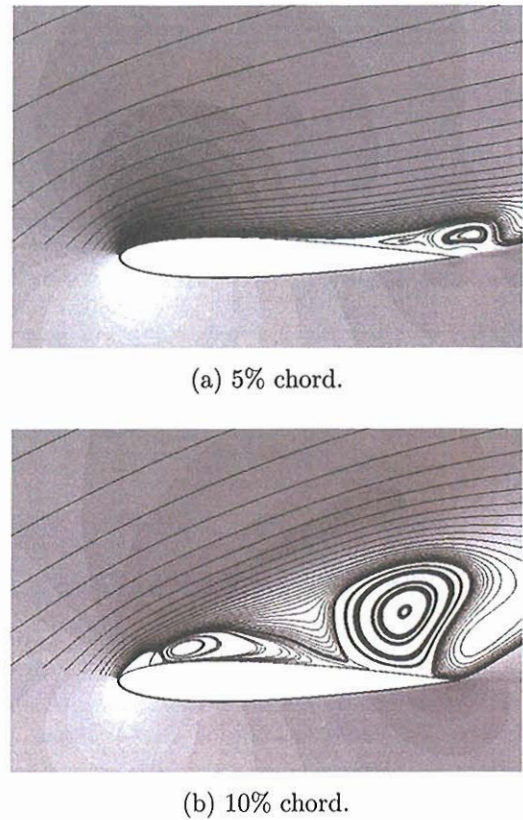


Fig. 9: Stream-lines and u -velocity contours at 22 degrees of angles of attack. ($Dc = 50$)

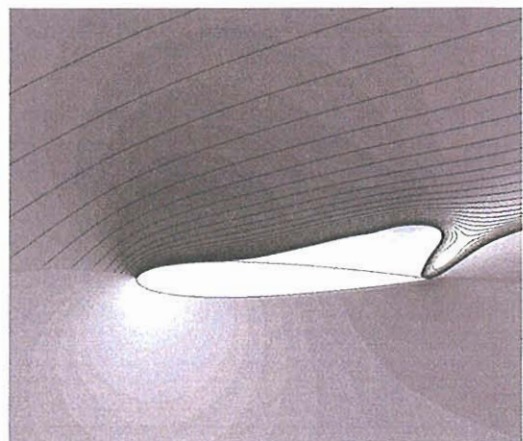


Fig. 10: Stream-lines and u -velocity contour at 24 degrees of angles of attack with the plasma actuator located at 5% chord. ($Dc = 50$)

できず、それが性能の限界であるといえる。つまり、後縁に別のアクチュエータを配置するといったことで、より高迎角まで翼面上の剥離を抑制することができ、さらに有効的な剥離制御が行える可能性を示唆している。

5 おわりに

本論文では、NACA0012 翼に対して、翼面上の流れの剥離制御におけるプラズマアクチュエータの有効的な使用法を、数値シミュレーションを用いて配置の面から考察した。単一のアクチュエータでは、入力電圧が低く比較的低速を誘起させる場合に前縁近傍でのアクチュエータ配置による差異はほとんど見られなかったが、高い電圧によって、より速い速度を誘起させる時は、剥離点近傍に配置することが最もよく性能を発揮する傾向が本計算から見られた。また、いくら剥離点近傍に配置しても、高迎角では後縁から進行する剥離による失速を避けることができず、単一アクチュエータ配置での制御性能は制限される。これは、物理的な直観とも一致しており、定性的に信頼性があると考えられる。

よって、今回の計算結果からより性能の向上には、剥離点近傍とは別に複数のアクチュエータを効率よく配置することが有効ではないかと考えることもできる。

参考文献

- [1] Font, G. I. and Morgan, W. L., "Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control," AIAA Paper 2005-4632.
- [2] Corke, T. C. and Post, M. L., "Overview of Plasma Flow Control: Concepts, Optimization, and Applications," AIAA Paper 2005-563.
- [3] Van Ness II, D. K., Corke, T. C., and Morrisz, S. C., "Turbine Tip Clearance Flow Control using Plasma Actuators," AIAA Paper 2006-21.
- [4] Samimy, M., Kastner, J., Kim, J.-H., Utkin, Y., Adamovich, I., and Brown, C., "Flow and Noise Control in High Speed and High Reynolds Number Jets Using Plasma Actuators," AIAA Paper 2006-2846.
- [5] Jukes, T. N., Choi, K.-S., Johnson, G. A., and Scott, S. J., "Turbulent Drag Reduction by Surface Plasma through Spanwise Flow Oscillation," AIAA Paper 2006-3693.
- [6] Visbal, M. R., Gaitonde, D. V., and Roy, S., "A Coupled Approach for Plasma-Based Flow Control Simulations of Wing Section," AIAA Paper 2006-1205.
- [7] Roth, J. R. and Dai, X., "Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device," AIAA Paper 2006-1203.
- [8] Kawai, S. and Fujii, K., "Analysis and Prediction of Thin-Airfoil Stall Phenomena with Hybrid Turbulence Methodology," *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 5, 2005.
- [9] Shima, E. and Jounouchi, T., "Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes -," *14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics*, 1997.
- [10] Roy, S. and Gaitonde, D. V., "Multidimensional Collisional Dielectric Barrier Discharge for Flow Separation Control at Atmospheric Pressures," AIAA Paper 2005-4631.
- [11] Roy, S., Singh, K. P., Kumar, H., Gaitonde, D. V., and Visbal, M., "Effective Discharge Dynamics for Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-374.
- [12] Singh, K. P., Roy, S., and Gaitonde, D. V., "Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator with Atmospheric Air Chemistry," AIAA Paper 2006-3381.
- [13] Suzen, Y. B. and Huang, P. G., "Simulations of Flow Separation Control using Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-877.
- [14] Shyy, W., Jayaraman, B., and Andersson, A., "Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics," *Journal of applied physics*, Vol. 92, No. 11, 2002, pp. 6434-6443.
- [15] Orlov, D. M., Corke, T. C., and Patel, M. P., "Electric Circuit Model for Aerodynamic Plasma Actuator," AIAA Paper 2006-1206.

超音速後流からの音波発生機構について

滝口貴, 前川博, 渡辺大輔, 松尾裕一
 広島大学大学院, JAXA

Acoustic wave radiation in a supersonic wake

by

Takashi Takiguchi, Hiroshi Maekawa, Daisuke Watanabe and Yuichi Matsuo

ABSTRACT

A direct numerical simulation of a supersonic wake undergoing transition to turbulence has been performed. The compressible Navier-Stokes are solved to study the acoustic generation mechanism for a Mach 2 wake. High-order upwind-biased compact schemes are used for spatial derivatives and a 4th-order Runge-Kutta scheme for time advancement. Navier-Stokes characteristic boundary conditions are employed in the vertical direction and periodic boundary conditions in the streamwise and spanwise directions for a time-developing DNS. The laminar wake was forced with a combination of the 2-D most unstable mode and a pair of oblique subharmonic unstable modes, which were obtained from linear stability theory for the viscous compressible equations. Forcing with a pair of oblique subharmonic modes yields streamwise/vertical counter rotating vortices in the saddle region of the plane wake. As streamwise/vertical counter rotating vortices evolve outside, their self-induction causes inclined braidlike structures to form in the wake, which are similar to the observations in the experimental supersonic flat plate wake transition. Acoustic waves of the plane wake are generated when two-dimensional rollup structures appear and rotate in a coherent fashion in the wake. 3-D elliptical structures play an important role for sound generation in the plane wake.

1. はじめに

2005年10月にJAXAの無推力超音速実験機NEXST-1がマッハ数2の単独飛行と一連の計測飛行が成功裏に終わったことは超音速機開発の重要なステップとなった。次世代超音速輸送機に関する重要要素技術の研究が継続的に行われている。その中でVSPプログラムにおける静かな超音速機の研究は、QSPプログラムの低ソニックブーム技術、離着陸時低騒音化技術とともに、超音速輸送機におけるあらゆる騒音源を検証し、すべての面で騒音値の低下をはかり、トータルとしての超音速輸送機の高品質化につながるものとして期待される。低騒音化技術の中で進展が遅い超音速乱流や遷移などにかかわる騒音の低減技術に対して航空宇宙数値シミュレーションの高精度化によるブレークスルーが期待されている。

静粛超音速輸送機の開発においてはエンジンからの騒音の低減は特に重要であり、SJAC, JADCを中心として様々な取り組みがなされている。超音速ジェットからの音響問題として基礎研究が積み重ねられてきており、亜音速ジェットと異なる騒音発生機構が調べられてきている。その結果、衝撃波に関連した騒音のみならず、マッハ波と呼ばれる高マッハ数ジェットにおける高せん断層（高レイノルズ数とも言われる）からの音響場の形成機構が明らかにされてきている。一方、後流は騒音のみならず翼後流の発達に伴って振動を誘起したりするため、後流の構造発達と音響場の関係が明らかにされることが期待されてきた。しかしながら、上述のジェットや超音速燃焼における重要な流れである圧縮性混合層と比較して、超音速自由せん断流の基礎的流れの一つである後流にかんする基礎的研究は従来非常に少なく、初期構造発達におけるマッハ数の影響が90年代前半に調べられ部分的にわかっているのみであり、注目度が一般に低いためその基礎研究も十分進んでいない状況である。また、最近著者らの研究において、渦構造と音響場の関係[1]の一部が明らかにされた。圧縮性後流は主流マッハ数が大きいほど線形不安定攪乱波の成長率は小さくなり、主流マッハ数2では非圧縮性後流に比べて顕著に成長率が下がる。90年代におけるDNSにおいては比較的低レイノルズ数の結果であり、粘性の影響が強い渦構造が示されていた。一方、高いレイノルズ数においては圧縮性後流の渦構造は渦度の鋭い勾配（渦度ジャンプ）をもってることが特徴であり、その構造のダイナミクスによって密

度・圧力場が攪乱を受けることが想像され、混合層のように渦の合体による音波発生機構と異なる後流固有の機構が解明されることが必要である。

近年、CFD技術のいっそうの進展に伴い、航空宇宙数値シミュレーション技術(CFD)もLESやDNSの高解像度性に関する長所を取り入れる時代に入っていると考えられる。本研究では、DNSの高解像度性(一定程度のロバスト性を含む)を使って音響のような微弱現象の高精度な再現に基づく音波発生機構の解明とその工学的対応を示す。一般に複雑な形状をもつ物体を取り扱うことが可能になる差分法を基本としてその高解像度性(高波数まで微分係数が正確)を用いて解析を行う必要がある。有限差分法においては、コンパクト差分ステンスルをもつコンパクト・スキームがある。本研究では、9次や5次精度のコンパクト・スキーム[2]を基本として用いた。5次精度コンパクト・スキームの有効波数はLeleの提案した対称6次精度コンパクト・スキームと同等以上や上回る。渦度や密度ジャンプがある構造を高解像にとらえようとすると、中心差分系では分散誤差の蓄積が構造を汚染し、陽の風上差分では散逸誤差が構造を汚染するため、グリッド点数の解像性に注意しながら流れ場をコンパクト・スキームを用いることによって汚染を極力減らすことができる。これはSGS項を付加しフィルターを用いるLESにおいては特にスキームによる影響を極力減らすことができる手法として期待される。

2. 解法

基礎方程式は非定常圧縮性ナビエ・ストークスである。シミュレーション手法は時間発展問題(グリッドをある程度十分にとることができる長所がある)と実験をより模擬しやすい空間発展問題で2つの方法を用いた。ただし、本原稿では空間発展問題の結果は2次元結果のみである。近いうちに3次元結果を発表したい。

時間発展問題の解法を簡単に記述する。初期条件に層流解とその分布に対応する線形不安定な攪乱を導入する。線形安定性理論からKelvin-Helmholtz不安定な2次元不安定波と主流に対して斜めに伝播する3次元不安定波の中から低長波モードを選択した。これは、後流は2次元低長波により混合層のように渦の合体が起こることはなく、構造の3次元化が優勢であることが非圧縮性後流の実験で調べられているためである。また、非常に少ない実験の中で、Clemmes & Smith(1998)の可視化観察[3]において、風洞壁が

乱流境界層でありノイズが影響するときはカルマン渦列の渦内部は3次元化しており、カルマン渦列とともに規則的ブレイド構造があることを示している。したがって、本研究においては、最も不安定な2次元モードの波数を α とすると、時間発展問題の流れ方向計算領域 L_1 を

$$L_1 = 2 \times 2\pi / \alpha \quad (1)$$

とし、2次元波が2波長入る。また、低長波モードの波数を $(\alpha/2, \pm\beta/2)$ とすると、スパン方向計算領域 L_3 は

$$L_3 = 2 \times 2\pi / \beta \quad (2)$$

であり、低長波攪乱が1波長入る大きさとした。ただし、波数 β は流れ方向と 45° 傾いているように低波長攪乱を選択し、一対の攪乱 $(\alpha/2, \pm\beta/2)$ を初期条件に導入した。

2次元波および3次元波の振幅を主流速度に対して1%および0.5%とした。一方、これらに垂直方向(y)は特性波解析に基づく境界条件を用い、半値半幅の20倍の長さをy方向上下にとった。すなわち、y方向計算領域は

$$-20\delta < y < 20\delta \quad (3)$$

である。グリッド点数は $150 \times 301 \times 150$ である。

一方、2次元空間発展シミュレーションにおいては、流れ方向(x)を半値半幅の425倍としy方向は時間発展シミュレーションの2倍の大きさである。計算グリッド点数は 960×101 である。空間発展シミュレーションの場合は、時間発展シミュレーションと同様に、y方向には後流中心にグリッドを集めた不等間隔グリッドを用いた。空間発展シミュレーションでは入り口に定常解と2次元不安定攪乱を与え、出口はy方向と同様に特性波解析を基礎とした境界条件を用いた。

3. 結果および考察

3.1 超音速後流の構造の発達

主流マッハ数2、半値半幅を基礎としたレイノルズ数を $Re=1000$ とした時間発展シミュレーションの渦構造をFig. 1に示す。構造の可視化に速度勾配テンソルn第二不変量

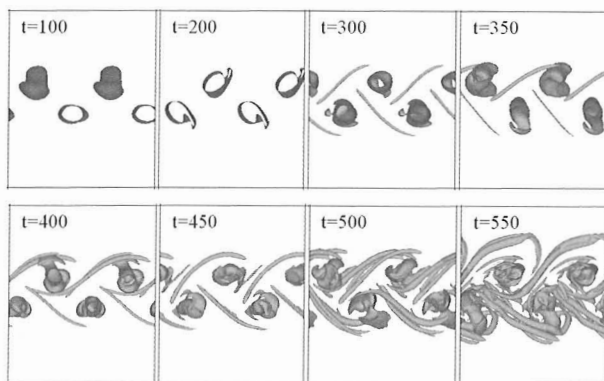


Fig. 1: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; sideview.

Q を用いた。カルマン渦列が形成された後に主渦間に縦渦が形成されていることがわかる。また、注意してみるとわかるように、上下非対称な発達を示している。これは導入した低波長モードの性質のためである。また、時刻 $t=100$ で、主渦は曲がっていることがわかり回転しながら変形発展している様子が見られる。時刻 $t=300$ 以降では主渦が大きく曲がり内部が3次元化していることがわかる。

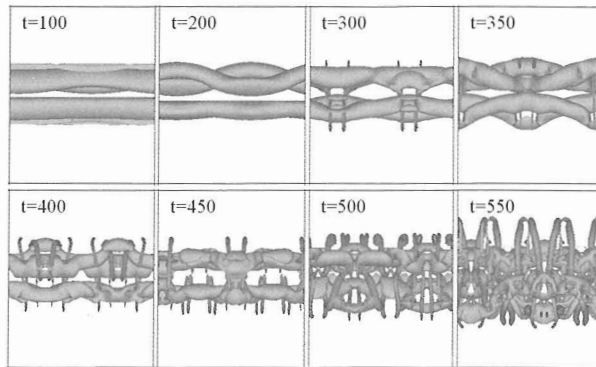


Fig. 2: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; endview.

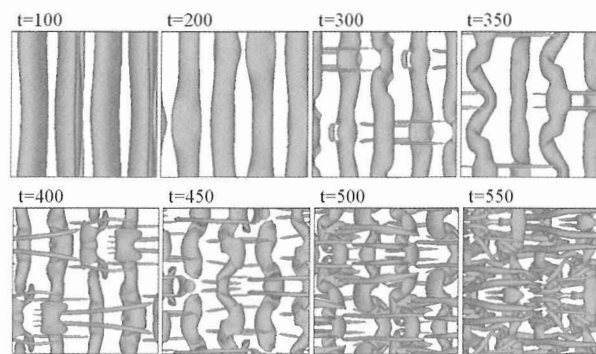


Fig. 3: Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure for $M=2$ and $Re=1000$; topview.

一方、Fig.2におけるendviewからは縦渦（ブレイド構造）が明らかである。ブレイド構造は上下非対称であり、時刻 $t=550$ において上面では大きなブレイド構造が発達している。また、Fig.3に示すように、上面図からは主渦ローラー構造の崩壊が時刻 $t=400$ 以降明らかになる。このような3次元化は、Rogers&Moserが非圧縮性混合層において示したようにモードエネルギーの変化と後流の場合もよく対応している。Fig.4はモードエネルギーの時間発展を示す。2次元Kelvin-Helmholtzモードのエネルギーが線形安定性理論の予測どおりに線形成長を行った後一旦飽和する。その間、低調波のエネルギーは上昇するが、飽和した2次元モードのエネルギーの大きさと比べると非常に小さく、 $t=500$ にいたっても10%以下である。

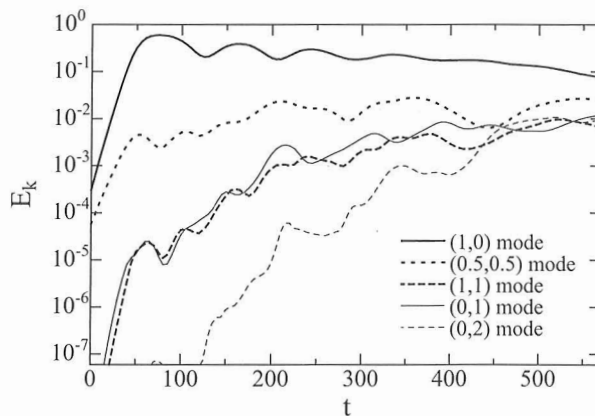


Fig.4 Time development of modal energies for the fundamental, oblique subharmonic and spanwise harmonics modes.

3次元モードのエネルギーが非常に小さいにもかかわらず Figs.1,2,3 に見られるように、構造の3次元化は顕著であることがわかる。ローラー渦の3次元化と同様にブレード構造における対の縦渦が遷移構造の発達の中心的存在である。超音速後流における観察は少ないが、Clemens&Smith が可視化して示した構造はこのような対渦によって構成されていたと想像される。対渦はお互いの距離が近づいて発達することによって、lift-up effect と呼ばれる渦同士の相互誘起速度により後流構造がより外側に拡大する働きをもっている。一方、ローラー渦は曲がり、その曲率に起因する自己誘起速度によってスパン方向の変形が著しくなる。

3.2 超音速後流における音響場の観察

後流構造の発達に関連した音響場の観察結果を示そう。まず、圧力場を構造の発達に伴う時系列的変化の様子を Fig.5 に示す。図においては、渦構造内部の圧力の絶対値は大きいので、内部の分布を示さず(図中の白抜き部分)、渦構造の外側の微小な圧力変動のみを示す。上下面においては変動の様子が少し異なることがわかる。時刻 t=80 においては渦構造がロールアップの段階であり、楕円形の渦の長軸が垂直になる状態である。時刻 t=75 から t=85 を連続的に観察すると、ローラー構造に起因した、構造間の圧力変動がローラー構造の回転に伴って、外側に圧力変動が伝播していることがわかる。そして、時刻 t=80, t=85 の微小圧力分布を観察すると、形成された変動場はほとんどそのままの分布で外側に伝播して計算領域を出て行く様子がわかる。後に示すが、この伝播速度は音速である。さらに、圧力分布に膨張項を重ねてみると、この微小圧力変動の伝播の前方は圧縮側であり、後方は膨張側に対応している。そして、t=80, t=85 の図において、そのまま外側に伝播していることを示している。上下面で圧縮側および膨張側の流れ方向分布が渦構造の相対的位置によって影響されていることがわかる。Fig.6 と Fig.7 の比較によって、上下面の圧縮側・膨張側の境界線は微小圧力等高線の極値を通過しており“歯型”のようになっていることがわかる。

一方、ローラー渦の長軸が水平状態の時間近辺を観察する。このとき、時刻は t=125 付近であり、Fig.3 の構造図よりローラー構造が曲がっている状態である。圧力変動は3次元的であり、一つの断面だけで様子が決まるわけではないが、楕円形をしたローラー渦の回転が圧力場に影響を与えていることに変わりはない。Fig.8 は t=125 付近の構造を示す。

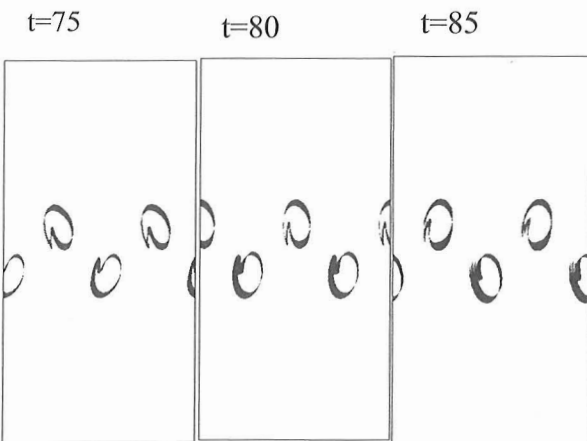


Fig.5:Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure at $t=75, 80$ and 85 .

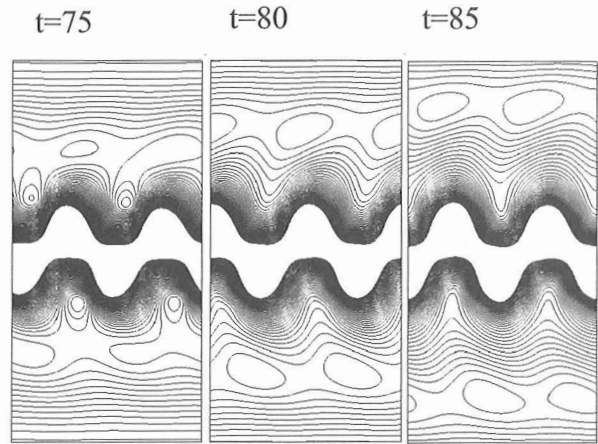


Fig.6:Time development of pressure field at $t=75, 80$ and 85 . The contour increments are 0.0005

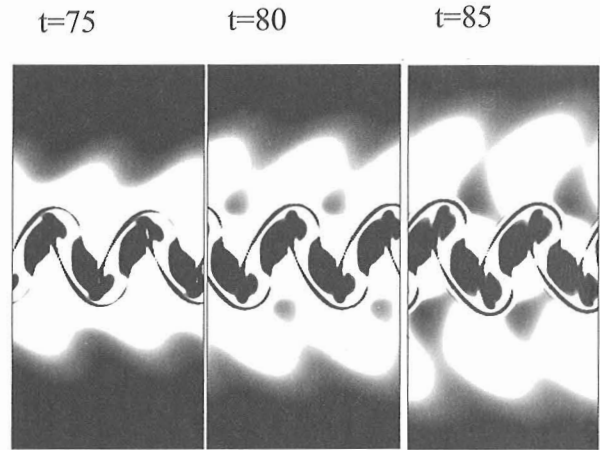


Fig.7:Time development of dilatation field at $t=75, 80$ and 85 . White & black regions indicate positive and negative divu, respectively.

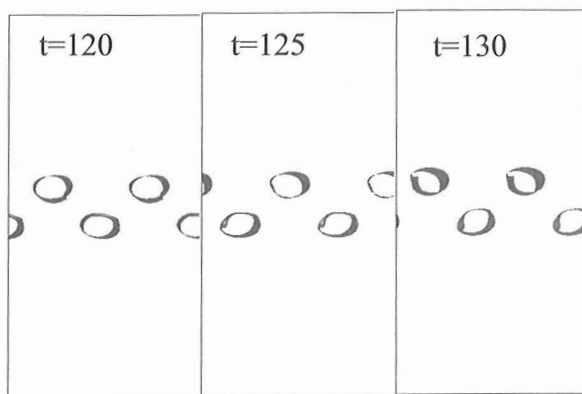


Fig.8:Time development of second invariant $Q(=0.01)$ structure at $t=120, 125$ and 130 .

2次元断面内でローラー渦の回転の様子を確認すると、Fig.8 に示すように時刻 t=120 近辺でローラー長軸が水平になり、その後、上下面でそれぞれ時計回り反時計回りに回転していることがわかる。このときの圧力場を観察すると、Fig.9 に示すようにローラー渦の外側に圧力変動の極値が現

れ、それが後流の外側に伝播している様子がわかる。Fig. 10のように膨張場を重ね合わせてみると、ローラー渦が横になった状態から起き上がることによって、膨張側から圧縮側に変化していることがわかる。ただし、同一断面内渦構造の規則性が失われていく状態においては、圧縮・膨張の領域の規則性も弱くなっていることがわかる。Fig.7の場合とは異なり伝播する圧力変動の前面に膨張側が後方に圧縮側が現れる極小圧力変動が伝播する様子を示している。

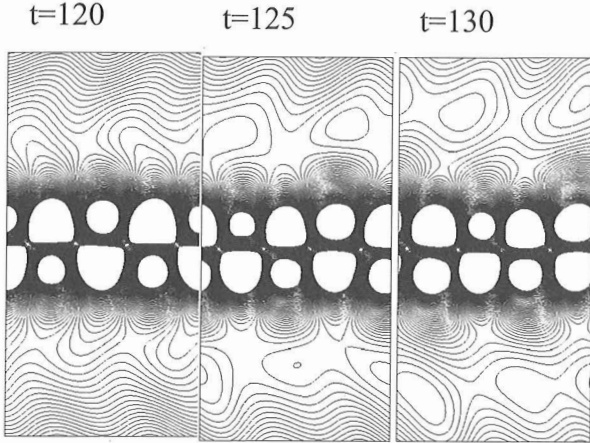


Fig.9:Time development of pressure field at $t=120,125$ and 130 : sideview. The contour increments are 0.00025 .

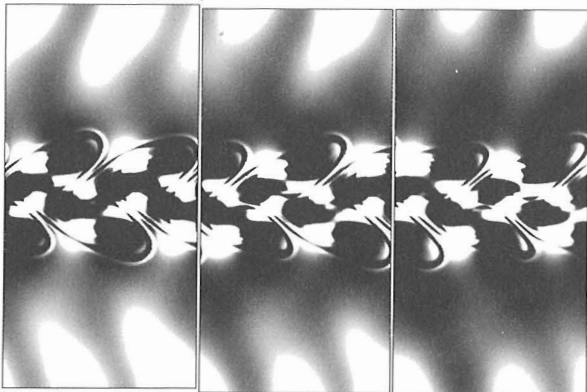


Fig.10:Time development of dilatation field at $t=120,125$ and 130 . White & black regions indicate positive and negative divu, respectively: sideview.

この様子を上面から観察すると、Fig.11に示すように、 $y=5$ は渦構造の上面がローラー構造の3次元化に伴い圧力分布も3次元性が強くなっている。そして、 $y=10$ においては圧力分布は曲がったローラー構造のわん曲面に沿って断面間圧力分布が形成されていることがわかる。一方、より時間が進んだ状態を観察すると計算領域の境界 ($y=20$)における圧力分布は、 $y=10$ で形成された圧力分布のパターンが類似の分布で圧力変動として伝播していることがわかる。時刻を5ずらして $y=10$ と $y=20$ 断面の圧力分布のパターンを解析するとわかる。一方、側面図を参照してみればわかるように、膨張項の様子は渦構造のすぐ上($y=10$)では圧縮側であり、その上の $y=20$ 断面では圧力分布に応じた Fig.12の圧縮側(黒)と膨張側が観察される。ローラー渦のすぐ上($y=5$)ではローラー渦の構造による圧縮側と膨張側が明確に区別でき構造の3次元化に対応していることがわかる。

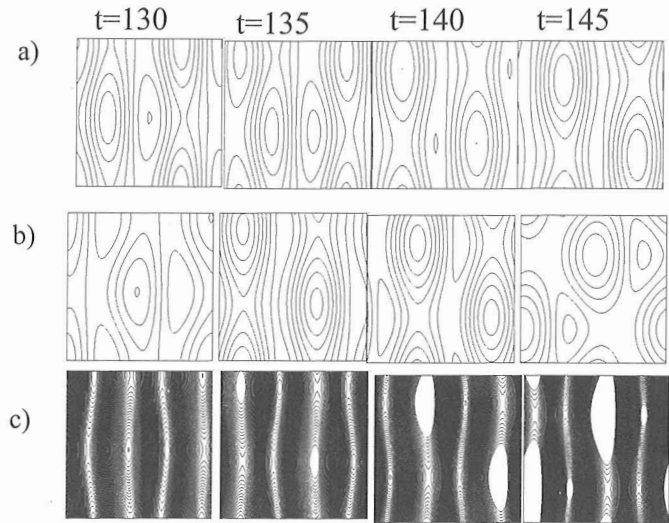


Fig.11:Time development of pressure field at $t=120,125$ and 130 : topview;(a) $y=5$, (b) $y=10$, (c) $y=20$. The contour increments are 0.00025 .

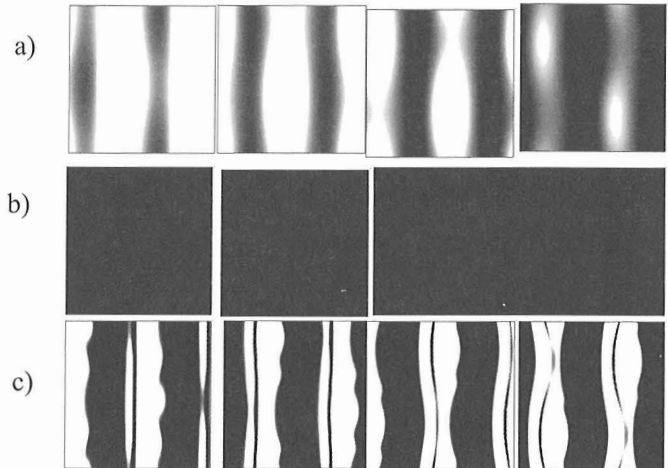


Fig.12:Time development of dilatation field at $t=130,135,140$ and 145 . White & black regions indicate positive and negative divu, respectively: topview; (a) $y=5$, (b) $y=10$, (c) $y=20$.

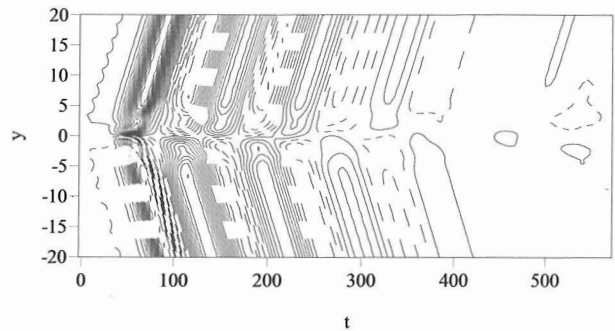


Fig.13:Time development of mean normal velocity. Solid and dotted lines indicate positive and negative normal velocities, respectively. The contour increments are 0.001

瞬間場における観察のさらなる一端を紹介すると、より下流では(例えば $t=200$ から 300 の間)、構造においては縦渦が明確になっており、ローラー渦のわん曲とともに、断

面内におけるローラー構造の対称性は失われ、楕円形をした構造の一部が現れ、上流の場合と同様に回転による構造まわりの圧力場に変動をもたらしている。主渦の回転が音波の発生に大きな影響を与えていることがわかる。

3.3 平均場における音波発生の観察

3.2節の瞬間場の観察を、平均場の解析と関係づけてみるとより理解しやすくなる。そこで、まず、これまでに解析をおってこなかった速度場とくに y 方向速度変動 v について、流れ方向とスパン方向の平均値を各時刻で調べ、時間発展プロットをするとその規則性がよくわかる。Fig.13 には、 $y>0$ 方向の速度変動を実線で表し、 $y<0$ 方向の変動を破線で表している。ローラー渦構造が形成される時刻 $t=70$ 付近からローラー渦の外側に後流中心から外側に向かう速度変動が観察される。その後、外側から後流中心に向かう速度変動が上下面で観察される。そして再び時刻 $t=120$ 付近から後流中心から外側に向かう速度変動が観察される。この現象がしばらく繰り返されて、徐々に速度変動の大きさは弱くなっていく。時刻 $t=400$ より下流では、初期の数パーセント以下に減衰している。時刻 $t=400$ より下流では Fig.1.2 および 3 に見られるように、ローラー構造の上に大きな縦渦構造が発達している。ローラー構造は部分的に見えているが、限られたスパン領域内にある。構造を立体的にみると、いわゆる前後に互い違いなスタッガード構造である。これは低速流の後流における十分下流で実験で観察された構造[4]と類似である。大きくわん曲したローラー渦面が外側に張り出して、なおもゆっくり回転している。そのため、上下面4つのローラー渦の回転による圧力変動場の形成に周期の変化が発生する。また、構造とモードエネルギーの変化に関する記述で述べたように、構造は上下非対称に発達し十分下流ではより明確になる。そのため、平均場で速度変動を計測しても、上下面非対称な結果が得られる。

最後に、流れ方向とスパン方向に対して平均した密度変動場を観察する。Fig.14 は平均密度場から一様流中の初期密度を差し引いた値を示す。したがって時刻 $t=70$ 付近までは後流中心付近を除いてその外側においては密度変動がまだ発生していないことがわかる。しかしながら、時刻 $t=70$ 以降において、最初のローラー渦の回転によって、密度変動は周囲より大きな値になっていることがわかる。これは膨張項の変化の様子（本稿では示さない）と重ねあわせると、平均場では圧縮項が優勢であるため密度上昇を示すこと

がわかる。この変動は、後流中心部では構造発達のため複雑な密度分布を形成しているが、構造の十分外側($y>7$)では極めて単純な平均密度場が形成されていることがわかる。

また、Fig.14 の中に描かれた θ_a は時間発展計算における音速で音波が伝播する方向を示す。図では理論の $\theta_a = 1/M$

を示す。密度変動の等高線が θ_a で描かれた角度にすべて平行であることから、密度変動の伝播速度は音速であることがわかる。一方、 $t=90$ 以降の時刻（下流）では、周囲より密度が小さな状態が観察される。膨張項と比較すると、膨張側が平均場として現れていることがわかる。その時刻以降に再び、密度変動が周囲より大きな状態になる。これは瞬間場で観察した時刻 $t=120$ 以降の結果に対応している。このような周期性は平均密度場が急激に小さくなるまで続いていることがわかる。ただし、すべて伝播速度は音速になっていることに注意してほしい。後流構造内部は周囲より相対的に密度が小さくなっているため、Fig.14 から中心部の破線領域が構造であることがわかり、下流に沿って、低密度領域の構造が主流にわずかに広がる時刻に同期して、相対的に大きな密度変動が音速で後流外側に伝播していることが注意深く観察するとわかる。3次元構造の発達が後流外部にあらわれるのはローラー渦と縦渦であるが、低密度の領域が多くあるのはローラー渦内部であり、自己誘起速度で変形して主流を侵食する時刻が音波発生時刻と一致していることは興味深い。時刻 $t=70$ 前後のロールアップのように主流に構造がせり出す度合いがおおきいほど密度変動が大きく、また、再び構造が主流にせり出す時刻 $t=130$ 付近においても観察することができる。このことは、大規模な後流構造が主流にせり出す様子が実験で観察されるが、その構造変化によって、マッハ数が大きな $M=5.6$ の後流でショックレットができていていることを見ると、後流が乱流状態になっていても音波発生機構に構造発達が重要にかかわっている事を想像させる。Fig.13 の速度変動と比較すると、平均速度変動は構造内部から観察することができ、これは明らかに、構造の発達によって例えば Fig.6 の $t=75$ における圧力微小変動が主渦間に現れるように、平均として縦方向速度変動にはより構造に近い部分から音波の発生があることを示唆している。

不安定波を用いた周期性攪乱を与えることによって、後流構造の発達に関連して音波発生現象が観察する事ができた。

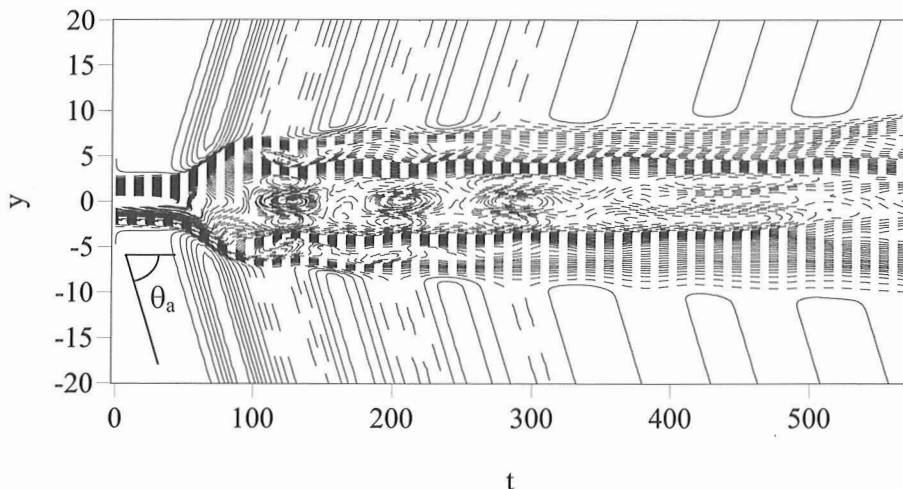


Fig.14: Time development of mean density fluctuation. Solid and dotted lines indicate density field higher or lower than, the ambient density, respectively. The contour increments are 0.005.

4. 結論

主流マッハ数2における2次元 Kelvin-Helmholtz 不安定波と一対の低調波を導入した時間発展 DNS によって後流の渦構造の発達とそれに伴う後流における音波発生機構を調べた。その結果以下のことが明らかになった。

- (1) 2次元 Kelvin-Helmholtz 不安定波の成長によって超音速後流におけるカルマン渦列が形成され、渦列を構成するローラー渦は十分レイノルズ数が高い $Re=1000$ 以上であれば、楕円形状になる。
- (2) ローラー渦の組織的な運動によって、ローラー渦間に微小圧力変動が励起され渦の上面から流れ方向にローラー渦の周期をもつ圧力変動が後流外側に伝播する様子が観察された。 $M=2$ の超音速後流においては主流に対して音速は $1/2$ であるため、圧力変動の伝播速度が主流より遅い効果が近傍場の圧力変動の詳細にも現れる。
- (3) モードエネルギーにおける低調波の成長によってローラー構造は曲がり、曲がった渦曲面の自己誘起速度によってローラー渦の大きな変形をもたらす。ただし、上下非対称に発達する。また、ブレード領域には縦渦が発達して、十分下流では流れ方向に交互に構造があらわれるスタaggerド構造が発達する。これは、低速後流の実験で観察された構造と類似である。縦渦が発達するブレード領域の形状はマッハ数3の後流構造の可視化結果と類似である。
- (4) 下流ではローラー構造が著しく3次元化するがその構造の回転運動は下流においても観察され、後流において伝播する音波の主要な発生機構になっている。
- (5) 平均場と瞬間場を比較することによって、構造の形成と発達が主流を侵食して大きくなりその結果密度攪乱が音速で伝播していることが確かめられた。

なお、空間発展 DNS の2次元計算で結論(1)(2)に対応する結果が得られたが、3次元計算の詳細は今回載せることができなかったが、近いうちに発表したい。

参考文献

- 1) Watanabe, D. and Maekawa, H., 2004. Three-dimensional evolution of structure and acoustic wave generation in a compressible plane wake. *Fluid Dynamics Research*, Vol. 34, 145-165.
- 2) Deng X, Maekawa H and Shen C. A Class of High Order Dissipative Compact Schemes. *{\it AIAA Paper}*, No. 96-1972, pp 1-11, New Orleans, LA, 1996.
- 3) Clemens, N.T. and Smith, M.F. 1998. Observations of supersonic flat plate wake transition. *AIAA J.* Vol. 36, No. 7, 1328-1330.
- 4) Cimbala, R., Nagib, H. and Roshko, A. 1988. Large structure in the far wakes of two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.* Vol. 190, 265-298.

複葉超音速翼空力設計の現状と課題

米澤 誠仁, 山下 博, 大林 茂

東北大学 流体科学研究所

楠瀬 一洋

東北大学 (現在: 防衛庁技術研究本部)

Aerodynamic Design of Supersonic Biplane: Current Status and Future Direction

Masahito Yonezawa, Hiroshi Yamashita, Shigeru Obayashi, Kazuhiro Kusunose

ABSTRACT

Nowadays, the development of Supersonic Transport (SST) is attracting international attention again. However, in supersonic flights, we face the problem of "sonic boom", which is induced by a shock wave. To alleviate the problem of sonic boom, the idea of reducing shock wave using Busemann biplane has been proposed. The interaction of shock waves between the two wings cancels out or reduces the shock waves created by individual wings. This research discusses two issues about Busemann biplane. One is the unstarted condition during acceleration. The other is the three-dimensional configuration of Busemann biplane. Unstarted condition happens due to the unsatisfied condition with Kantrowitz Donaldson Criteria. Unstarted condition is confirmed by analyzing accelerate phenomenon using Computational Fluid Dynamics (CFD) analysis. The other important issue is that the shock front should be planar to cancel out the shock waves between two wings. The caret wing induces a planar shock front. Three caret wing configurations are analyzed to examine how the planar shock front are created using CFD analysis.

1. 緒言

近年, 超音速旅客機 (SST) 開発の気運が再び高まってきている。しかしながら超音速旅客機の歴史を見ると, 1972~2003 年までコンコルドが運航されたが, 現在では運航されている機体は存在しない。これは, 超音速飛行がソニックブームによる騒音問題や低燃料消費効率による経済性の悪さなど, 様々な問題を抱えているためである。現状ではこれらの問題を解決する十分な方法が見つかっていない。

本研究では, 従来の超音速旅客機に用いられている一枚翼の形状にとらわれず, 複葉翼のコンセプトを新しく導入する。これにより, 超音速飛行に伴う強い衝撃波を, 翼間での相互干渉を利用して著しく低減させようとするものである。一般に複葉翼採用に伴う大きな欠点は, 翼面積増加による摩擦抵抗の増加である。しかし, 複葉翼による造波抵抗の減少分が摩擦抵抗の増加分より大きければ, 衝撃波による騒音問題の緩和という点で, 超音速旅客機実現の夢に一步近づける。即ち, 超音速飛行を大きく阻害している造波抵抗を出来るだけ摩擦抵抗に置き換えようと言うものである。

超音速の流れにおける薄翼理論 (2次元) [1] によると, 翼面上に発生する造波抵抗は大きく二つに分類される。一つは揚力発生に起因する造波抵抗であり, もう一つは翼の厚みによるものである。揚力のための造波抵抗は, 完全には消滅できないものの複葉翼採用により低減可能であり[2], 又翼厚による造波抵抗は, Busemann 複葉翼 [1] のアイデアに基づいた衝撃波の相互干渉を利用して, ほぼ消滅できる事は知られている[2]。Figure 1 に Busemann 複葉翼の形状を示す。

本論文の目的はこれまでの研究で明らかになったこの複葉翼のコンセプト形状に対する問題点を改めて明示すると共に, 対策案の提案を行う。一つは加速していく時に見られる不始動現象に関して。もう一つは 3次元の翼形状を考える時に重要になる衝撃波面に関して, である。なお, 本研究において CFD 計算は UPACS コード[3]と TAS-code[4]を用い, Euler 計算(非粘性)を行った。また, 設計マッハ数を $M=1.7$ として翼の設計をしている。

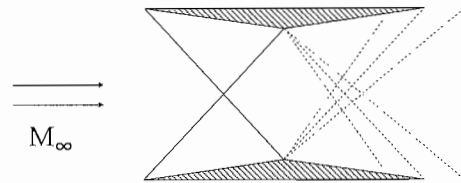


Figure 1 Busemann biplane

2. チョーク流れと不始動現象

2. 1. チョーク流れと不始動現象について

これまで CFD 計算においては定常計算を行ってきた。複葉翼は設計マッハ数より低速での速度領域において, 翼間で流れがチョークして急激に抵抗が増加する領域があることが確認されていた(Fig.2)。しかしながら, 風洞実験による加速試験での検証ではチョーク流れは設計マッハ数に達しても消えないという結果が得られた(Fig.3)[5]。これはインテークディフューザに見られる始動不可の現象と同じものであった。インテークディフューザが始動するためには Kantrowitz Donaldson 条件を満たす必要があり, この複葉翼にも同様の条件が成り立つと考えられる。Fig.4 に始動不可領域(比熱比 $\gamma=1.4$)を示す[6]。今回設計に用いている翼型は翼弦長を c とすると翼厚比 $t/c=0.05$ の三角翼を用いて, 設計マッハ数 $M=1.7$ として理論的に干渉が成立する翼間距離 $y/c \approx 0.5$ に設計している。そのため翼間の入り口断面積 A_t , 翼間の最小断面積 A_2 とすると, $A_2/A_t \approx 0.8$ となる。Fig.4 に当てはめると流入速度が $M=2$ より速い速度にならなくては始動しない。実験においては高マッハ数領域から減速していくことで $M=1.7$ における干渉は再現されている。Fig.5 に $M=1.7$ において衝撃波の干渉が起こっている様子を可視化したものを示す。そこで初期条件のマッハ数を 0.1 ずつ変えながら一つ前のマッハ数での結果を初期条件とした準非定常の 2次元計算を行い, 低マッハ数側から加速した場合に実験同様に不始動現象が起こることを検証した。同時に高マッハ数側から減速していった場合に衝撃波の干渉が起こることを確認した。

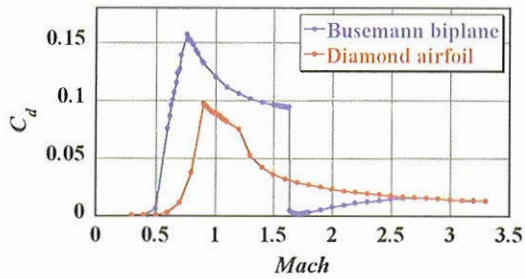


Fig.2 C_d distributions

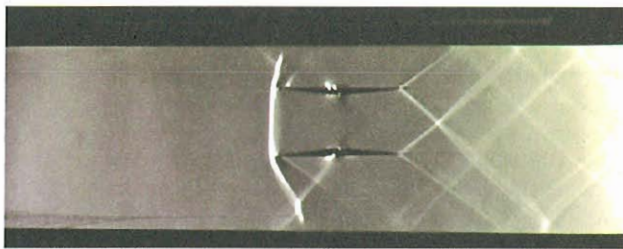


Fig.3 Schlieren photograph of unstart condition at $M=1.7$

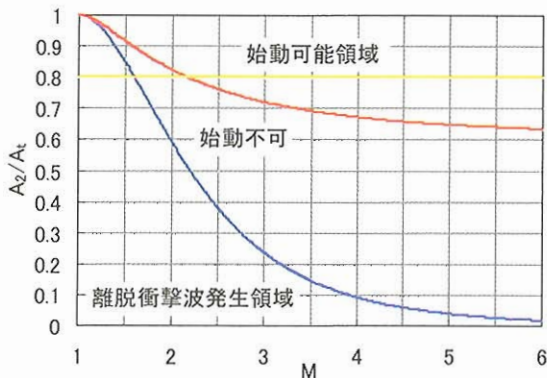


Fig.4 Operational area of the intake diffuser

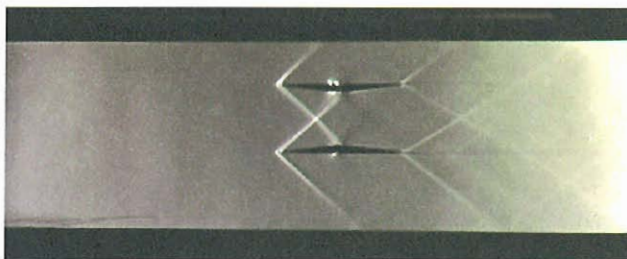


Fig.5 Schlieren photograph of ideal condition at $M=1.7$

2. 2. 計算手法と形状

不始動現象の検証は、行政法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が開発した UPACS コード[3] を用いて 2次元 Euler 計算(非粘性)を行った。Fig.6 に計算格子を示す。Busemann 複葉翼の翼先端の翼間距離は $y/c=0.5$ 、翼厚比 $t/c=0.05$ とした。

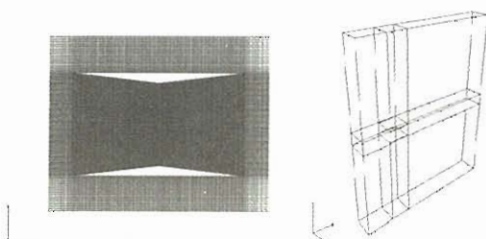
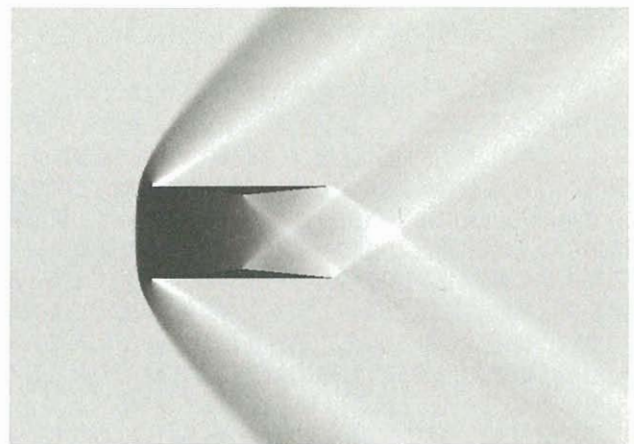


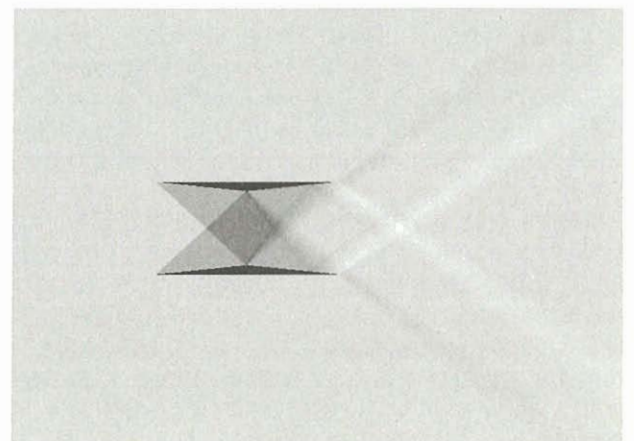
Fig.6 Structure grid of Busemann biplane

2. 3. 計算結果及び考察

Fig.7 に Figs.3,5 に示した実験の可視化図と比較しやすいように gray scale で表した計算結果を示す。Fig.7(a)を見ると、Fig.3 の実験で確認されたように低マッハ数から加速した時は翼間の流れはチョークし、設計点 ($M=1.7$) に到達しても離脱衝撃波がのみこまれないことが確認できた。逆に高マッハ数から減速していった時は、Fig.7(b)を見ると分かるように Fig.5 の可視化図と同じように衝撃波の干渉が行われていることが確かめられた。更に、加速していった時と減速していった時の抵抗係数 C_d の値をこれまでの結果 (Fig.2) に加えたものを Fig.8 に示す。また、Fig.9 には加速時における設計マッハ数 $M=1.7$ からチョークが抜ける $M=2.18$ までの複葉翼周りの圧力係数分布を示す。Fig.9(a) より加速していった時は、設計マッハ数になっても始動不可の状態にあるためチョーク流れになっている。Fig.4 より今回設定した翼形状では $A_2/At=0.8$ であるため、始動し始めるのは $M=2.2$ 付近になる。そこで、更に加速していったも Fig.9(b)-(e)から分かるようにチョークしたままであり、Fig.9(f)になって始動してチョーク流れが消えていることが確かめられた。これにより複葉翼間の不始動現象は、インテークディフューザの始動条件と同じく Kantrowitz Donaldson 条件を満たす必要があることが確かめられた。Fig.8 より、加速している時の抵抗係数の履歴を見てみると $M=1.7$ から $M=2$ を超えた速度までチョークしている間は高い値のままであることが分かる。抵抗係数の値が高い領域が広がることは好ましくないため、今後は翼形状も含めて、回避策を考える必要がある。減速時に関してはこれまでの計算結果と同じ履歴を辿っていることが確かめられた。



(a)Unstart condition



(b)Ideal condition

Fig.7 Calculated C_p distributions around Busemann biplane at $M=1.7$ (Gray scale)

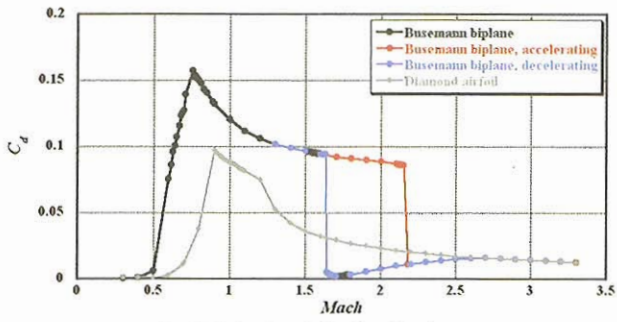
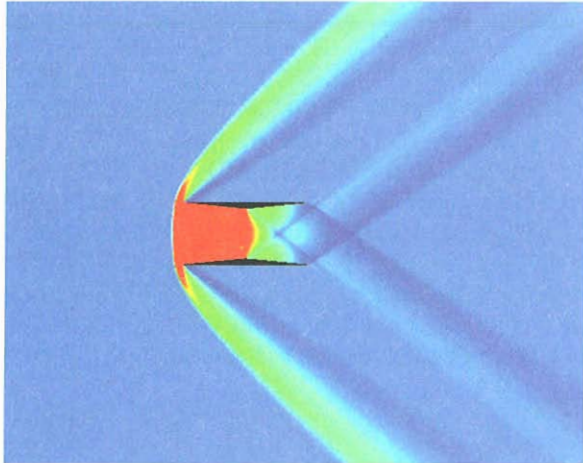
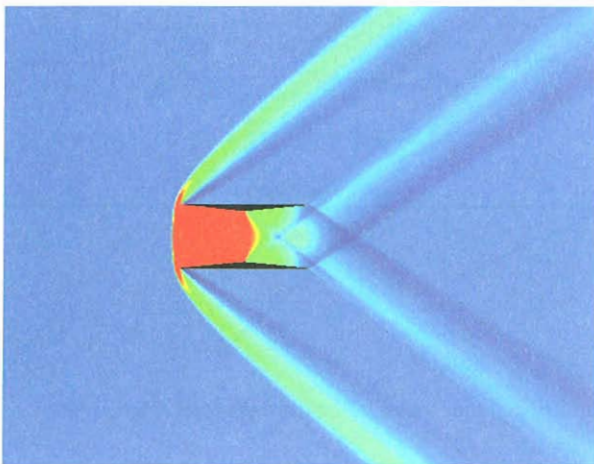


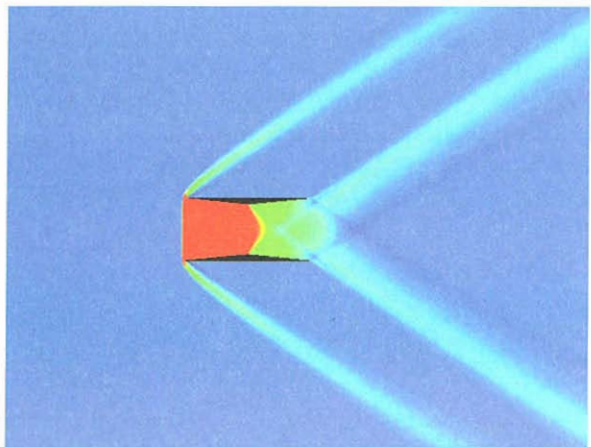
Fig.8 Calculated C_d distributions



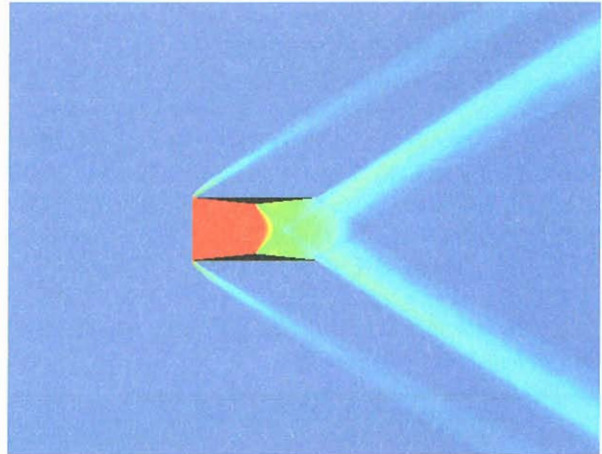
(a) $M=1.7$



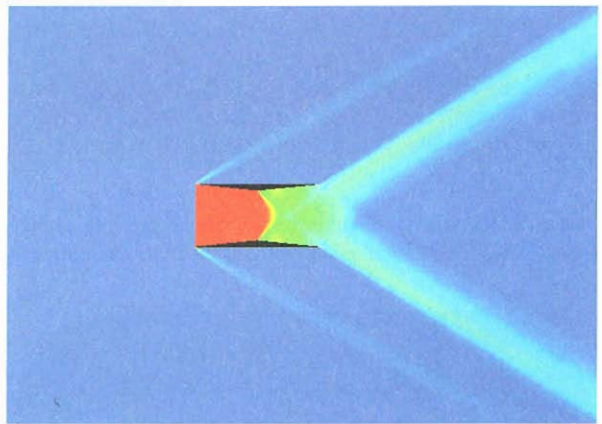
(b) $M=1.8$



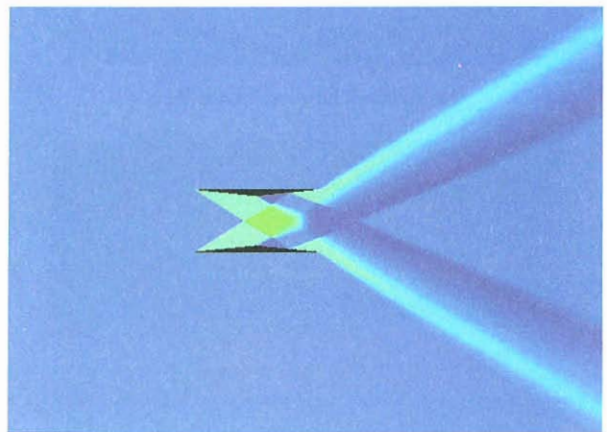
(c) $M=2.0$



(d) $M=2.1$



(e) $M=2.15$



(f) $M=2.18$

Fig.9 Calculated C_p distributions around Busemann biplane

3. 3次元翼の形成

3. 1. 3次元翼形成の上での問題点

Busemann 複葉翼の3次元的な翼を設計するに当たり、これまで問題になってきたのが翼端で発生するマッハコーンである。マッハコーンによって衝撃波の干渉が乱され翼端で大幅に抵抗が増加する。Fig.10にBusemann 複葉翼型の矩形翼における翼端でのマッハコーンによる影響を圧力分布で可視化したものを示す。また Fig.11には Fig.10と同じ矩形翼の $x/c=0.2$ での $y-z$ 面を圧力分布を用いて可視化することで衝撃波面を示すと共に、翼端でマッハコーンが形成されることで衝撃波面が崩れている様子を示す。Fig.12に各翼断面での抵抗係数の分布を示す。

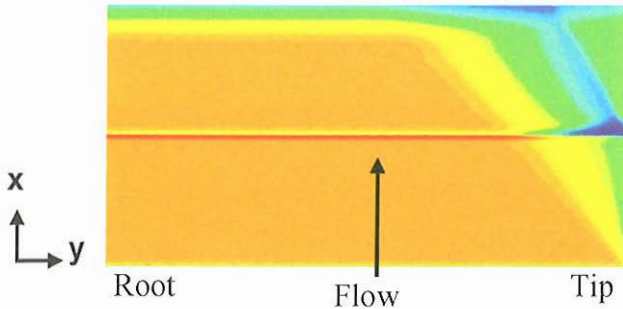


Fig. 10 Calculated C_p distributions on the surface interacting shock waves of the rectangular wing using Busemann biplane

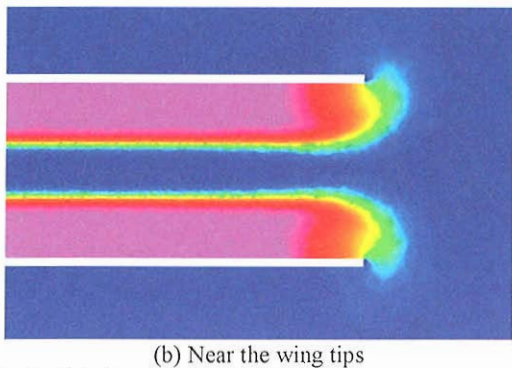


Fig. 11 Calculated C_p distributions on $y-z$ cross section at 0.2chord length around the rectangular wing

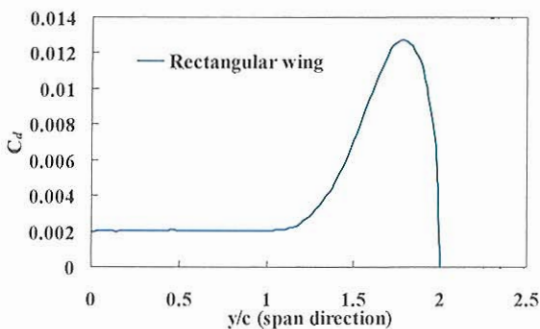


Fig. 12 Calculated C_d distributions along the span direction

3. 2. 衝撃波面と Caret wing

3次元の翼に関してはこれまで Winglet, Tapered wing を提案してきた[7]。Winglet ではどの翼断面でも2次元性を維持できる形状を提案することができた。しかしながら、Tapered wing に関してはどの翼断面でも2次元性を維持する形状を提案できていない。

こうしたこれまでの結果から2次元的な衝撃波を形成するには衝撃波面の向きが重要となる。3次元 Busemann 複葉翼の衝撃波の干渉は波面の形状に依存する衝撃波面が平面であれば2次元的な干渉が再現される。

Busemann 複葉翼と同じように衝撃波面の向きを制御するものとして極超音速旅客機の Waverider[8]の Caret wing が挙げられる。Fig.13に Caret wing の形状を示す。Caret wing は設計マッハ数において、ある物体厚みの形成する斜め衝撃波角に物体前縁が平行になるように設計する。すると物体の前縁を2辺とする三角形平面に衝撃波面を形成する。そのため側面から見ると衝撃波面と前縁が重なる。また物体を $y-z$ 面で切り取ると衝撃波面は直線的になっている。

この Caret wing を基にした Fig.14の3つの形状を使用して、 $y-z$ 断面での C_p 分布を示すことで衝撃波面の形成について得られた知見を述べる。尚、Fig.14(b)がある翼厚に対して発生する斜め衝撃波と一致する前縁を持つ本来の Caret wing であり、側面から見て斜め衝撃波角より浅い角度の前縁を持つ形状を(a)、斜め衝撃波角より深い角度を持つ形状を(c)としている。

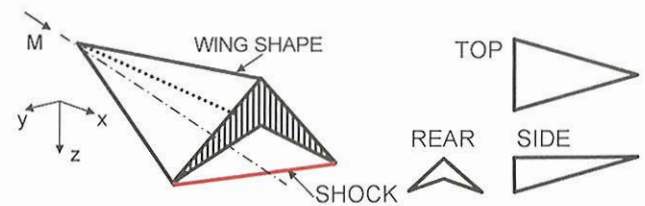


Fig. 13 Schematic views of Caret wing configuration

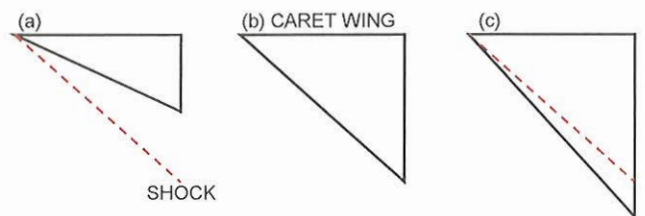


Fig. 14 Side-views of the three different Caret wings

3. 3. 計算手法と条件

3次元計算には非構造格子流体解析ソルバーの TAS-code (Tohoku Aerodynamic Simulation code)を用いて Euler 計算を行った。Fig.10に示したBusemann 複葉翼に関しては設計マッハ数を $M=1.7$ とし、翼厚 $t/c=0.05$ 、翼間距離 $y/c=0.505$ に設定した。Fig.15に計算格子を示す。

caret wing に関しても設計マッハ数を $M=1.7$ とし、翼厚 $t/c=0.05$ として設計した。尚、この時発生する斜め衝撃波の角度 β は $\beta=41.8^\circ$ であった。

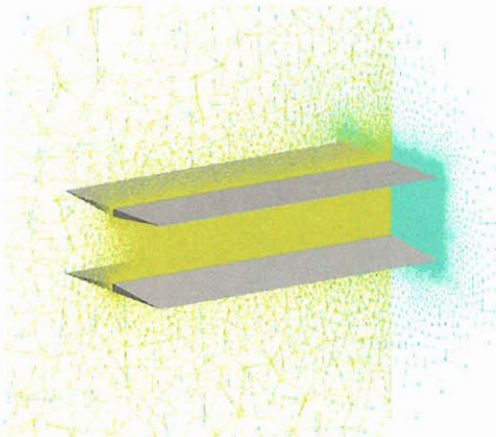


Fig. 15 Unstructure grid and shape of the rectangular wing

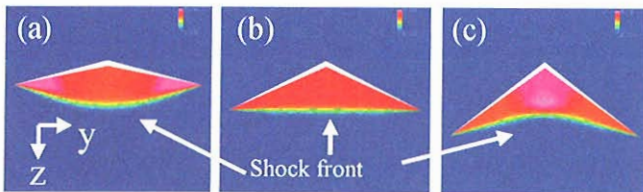
3. 4. 計算結果と得られた知見

Fig.16に Fig.14に示した3形状の $x/c=0.4$ での $y-z$ 断面の圧力係数分布を示す。Caret wing は、Fig.16(b)を見ると Fig.14(b)のように前縁を斜め衝撃波角と平行にすることで直線的な衝撃波面が形成されており、Fig.13に示した理論通りになることが確かめられた。

斜め衝撃波角より浅く翼前縁の角度を設定した Fig.14(a)のような形状では、Fig.16(a)を見ると分かるように衝撃波面は凸面を形成することが確かめられた。翼端付近では僅かながら一様な圧力領域が作られていることから、この付近では平面的な衝撃波面が形成されていると考えられる。また翼根の方は低圧な領域になっている。

斜め衝撃波角より深く翼前縁の角度を設定した Fig.14(c)のような形状では、Fig.16(c)を見ると分かるように衝撃波面は凹面を形成することが確かめられた。(a)と同じように翼端付近では僅かながら一様な圧力領域が作られていることから、この付近では平面的な衝撃波面が形成されていると考えられる。但し、翼根の方は高圧な領域になっている。

以上から Caret wing は Fig.16(b)のようにどの $y-z$ 断面を見ても一直線の衝撃波面を形成する。しかし、Busemann 複葉翼に適用するには衝撃波の位置をもう一方の翼の頂点に持ってくる必要があるため、幾何学的に作り得ない。一方、(a)では衝撃波より翼根で低圧の干渉領域が発生し、(c)では高圧の干渉領域が発生する。以前検証した Tapered wing の中に(a)、(c)に対応する形状があったので、次の節で検証する。

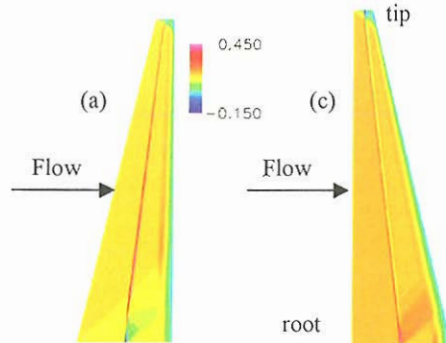
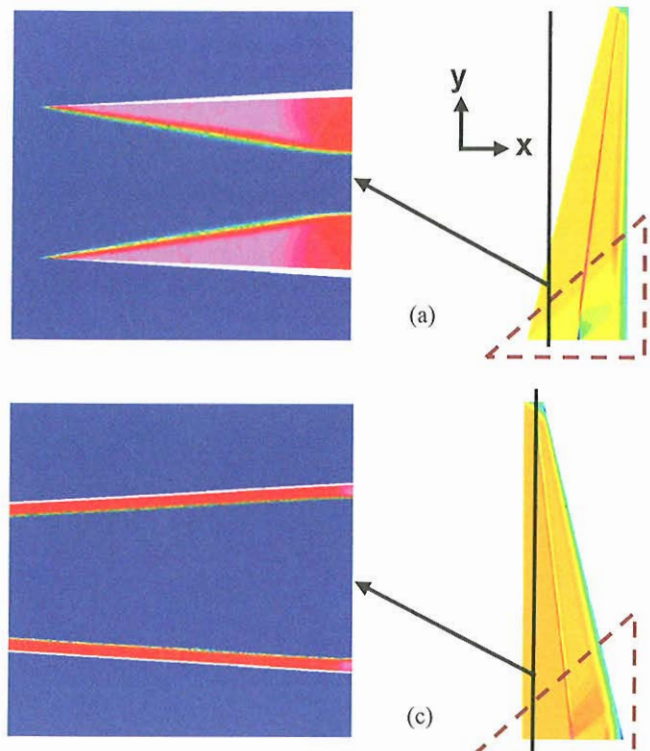
Fig. 16 C_p distributions on $y-z$ cross section at 0.4 chord length

3. 5. Tapered wing の衝撃波面

Fig.17に Fig.16(a),(c)に対応する衝撃波面を形成する Tapered wing 形状の翼表面の圧力係数分布を示す。Fig.18にそれぞれの直線で示した翼弦長位置での $y-z$ 断面の圧力係数分布を示す。また、翼根で低圧もしくは高圧の形成される領域を点線で囲んでいる。Fig.18の断面圧力係数分布を見ると、どちらも Fig.17において干渉が上手くできている領域の断面部分は直線的な衝撃波面を形成していることが確かめられた。また、Fig.16(a),(c)のように翼根では(a)は低圧領域となり、(c)は高圧領域となっていることが確かめ

られた。これにより翼根付近で上手く干渉ができていないことが確かめられた。

以上からこれまで検討してきた Tapered wing 形状は、Caret wing を変形させた Fig.14(a),(c)を翼として用いていたことが分かった。また、矩形翼形状のように衝撃波が干渉するようにするには翼に平行である必要は無いものの、どの断面での衝撃波面も一直線になっている必要があることが確かめられた。

Fig. 17 C_p distributions on Tapered wing surfacesFig. 18 C_p distributions on $y-z$ cross section

4. 結論

本論文は複葉翼のコンセプト形状に対する問題点を明示することで、対策案の提案を行った。

加速時に見られる不始動現象に関しては、インテークディフューザの始動条件と同じく Kantrowitz Donaldson 条件を満たす必要があることが確かめられた。これにより、加速する際に $A2/At$ を上手く調整することでチョーク流れを回避し、低抵抗な形状を作れると考えられる。

3次元形状に関しては衝撃波面に注目して形状について検討してきた。その結果 Fig.14(b)に示した Caret wing 形状でしか、任意 $y-z$ 断面において翼下面に一直線の衝撃波面を作ることができないことが確かめられた。これにより

Busemann 複葉翼では以前検討した winglet wing を除いて翼根から翼端までの全領域において造波抵抗の増加を伴わない形状は有りえないことが確かめられた。しかしながら、winglet wing に関しては実用性にかけるので、Tapered wing 形状に関して検討を進めていく必要がある。つまり Busemann 複葉翼においては翼単体で 2 次元性を全領域で維持するのは困難なので、(a)や(c)の形状を基にして翼を作製し、翼根での 3 次元的な干渉は胴体とのインテグレーションを利用して側壁等を考慮した上で低減を図る必要がある。

参考文献

- 1) Liepmann, H. W., Roshko, A., Elements of Gasdynamics, John Wiley & Sons, Inc., pp.107-123, 1957.
- 2) Kusunose, K., Matsushima, K., Goto, Y., Yamashita, H., Yonezawa, M., Maruyama, D., and Nakano, T., "A Fundamental study for the Development of Boomless Supersonic Transport Aircraft," AIAA Paper 2006-0654, January 2006.
- 3) Japan Aerospace eXploration Agency (JAXA), Introduction to UPACS, <http://www.ista.jaxa.jp/res/c02/upacs/index.html>.
- 4) Murayama, M. et al, "Viscous Flow Computations of Aircraft with Changing Control Surface Deflection using Unstructured Grids," AIAA Paper 2003-3660, 2003.
- 5) Furukawa, T., et al, "Experimental and Theoretical Examinations on Shock Wave Phenomena for Silent Supersonic Biplane," TFI-2006, June 2006.
- 6) 松尾一泰, 圧縮性流体力学 内部流れの理論と解析, 理工学社, pp.166, 1994.
- 7) 米澤誠仁, 山下博, 大林茂, 楠瀬一洋, "超音速流中における複葉翼の効果," 第 37 回日本航空宇宙学会年会講演集, pp.189-190,, 2006.
- 8) K., G., Bowcutt, J., D., Anderson, and D., Capriotti, "Viscous Optimized Hypersonic Waveriders," AIAA Paper 87-0272, 1987.

ロケット排煙溝に関する音響解析

村上桂一, 橋本敦, 北村圭一, 青山 剛史, 中村佳朗
JAXA, 名大院, 名大院, JAXA, 名大工

Acoustic Analysis of Rocket Frame Deflector

by

K. Murakami, A. Hashimoto, K. Kitamura, T. Aoyama and Y. Nakamura

ABSTRACT

This paper provides the results of numerical analysis on the sound radiation and frequency characteristics of a rocket frame deflector. In general, a deflector is built in a rocket launch pad (LP) in order to reduce the influences of exhaust plume on a rocket body. The rocket frame deflector is expected to be a low frequency sound source because of its large dimension. Since the low frequency sound wave is dangerous for rocket body at its natural frequency, it is necessary to make the frequency characteristics of deflector clear. The characteristic frequency analysis of a modeled rocket frame deflector is conducted using a FEM solver. It can be seen from the FEM analysis that the strong resonance occurs at low frequency in the modeled deflector. Three dimensional numerical analysis of sound radiation from deflector including rocket plume inflow is also conducted on a modeled LP using a hybrid code of an Euler flow solver and a Linearized Euler solver. From the sound radiation analysis, the characteristic sound wave from a modeled deflector has low frequency.

1. はじめに

ロケットの射場には、打上げ時の排気プルームの機体への影響を軽減するために、排煙溝（フレームデフレクタ）が設けられている。図1のように、ロケットが上昇していくときの主な音源として、（1）排気プルームそのもの、

（2）排煙溝に入らずに外に漏れたプルーム、（3）排煙溝を通して排出されるプルームが考えられる。（1）の音源から出た音は、ジェット騒音と同様にロケット後方に強い指向性を示し、それが、地面で反射してロケット軌道上へ伝播していくことが考えられる。（2）の音源から放射される音波は、地面を這うプルームの流量に依存すると考えるならば、ロケット上昇と共に強くなり、あるところでピークを向かえ、その後減少していくと考えられる。

（3）の音源では、出口から排気される噴流が音源になることと、排煙溝内部でプルームによる圧力波が開口端反射を繰り返し、特定の周波数の音が増幅されることが予測される。

プルームに起因する様々な音源から放射される音波によるロケットの音響加振は、大きく2つに分類できる。1つは、点火直後にノズル出口や排煙溝（フレームデフレクタ）出口から噴出するオーバープレッシャーによるものであり、もう1つは、打上げから数秒後に観測されるブロードバンドの音響振動である。後者は、ロケットがある程度上昇したときに最大になるとの報告¹⁾もあり、プルームと射場との様々な干渉など、射場に特有な原因が考えられる。しかし、その発生メカニズムは解明されておらず、特に、低周波音響振動の予測に問題がある。様々な低周波音源が考えられるが、そのうちの1つとして、その大きさ故に低周波音源に成り得る排煙溝に着目し、モデル化した排煙溝が有する周波数特性を数値計算によって調べた。本解析の目的は、排煙溝内で低周波音が共鳴して出口から放射されることを明らかにすることである。

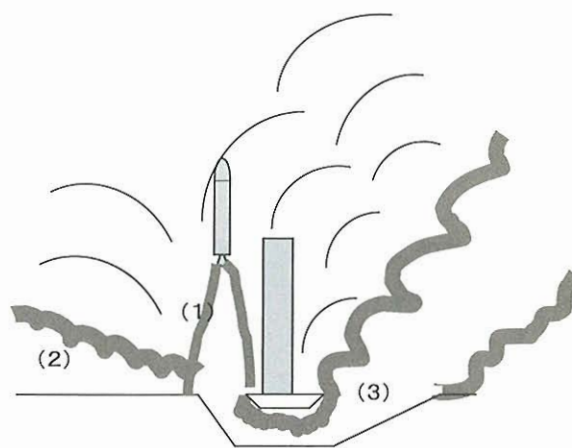


図1 ロケット排気プルームの模式図

2. 解法

2.1 解析対象のモデル化

周波数特性解析の対象である H-IIA 射場に設けられている排煙溝を図2のように簡易的にモデル化した。

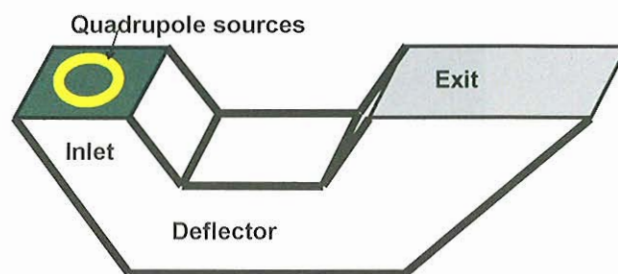


図2 簡易排煙溝モデル

2.2 周波数特性解析の手法

図2に示されるように、モデル化した排煙溝入口中央にプルームからの音の放射を模擬した4重極音源を円形状に配置したとき、排煙溝を通して出口から放射される音圧の解析に、FEMによる音響解析ソフト ACTRAN/LA (LA: Lighthill's analogy) を用いた。ACTRANの特徴は、速度ポテンシャル ϕ の時間変動部を周波数領域で解析することに

ある。内部領域の解析では反射境界条件を設定し、外部領域の解析では、近傍場に有限要素を、遠方場に Wilcox-Atkinson による無限要素を配置することによって音響解析を行う。

音響支配方程式は、連続の式

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

に、密度 ρ と速度ベクトル \mathbf{v} を平均値 (添え字 0) と音響変動 (添え字 a) に分解した式

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho_a \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_a \end{aligned} \quad (2)$$

を代入し、速度ポテンシャル ϕ_a を導入して整理すると次式のように得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\rho_0}{a_0^2} \frac{D\phi_a}{Dt} \right) + \nabla \cdot \left(\rho_0 \nabla \phi_a - \frac{\rho_0}{a_0^2} \frac{D\phi_a}{Dt} \mathbf{v}_0 \right) = 0 \quad (3)$$

ここで、式 (2) の音響場の密度変動 ρ_a は次式で表される。

$$\rho_a = -\frac{\rho_0}{a_0^2} \left(\frac{\partial \phi_a}{\partial t} + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla \phi_a \right) = -\frac{\rho_0}{a_0^2} \frac{D\phi_a}{Dt} \quad (4)$$

前述のように、ACTRAN ではポテンシャル ϕ_a を次式

$$\phi_a(\mathbf{x}; t) = \tilde{\phi}_a(\mathbf{x}) e^{i\omega t} \quad (5)$$

のように変形し、時間変動部を周波数領域で解析する。

本解析に使用した計算領域の設定を図 3 に示す。排煙溝入口及び出口外側の外部領域に無限要素境界を設定した。排煙溝内壁面に完全反射条件を、出口面に開口端反射条件を設定している。

本解析に使用した計算格子を図 4 に示す。計算格子は、50Hz の音波を解析するのに十分な間隔で配置している。

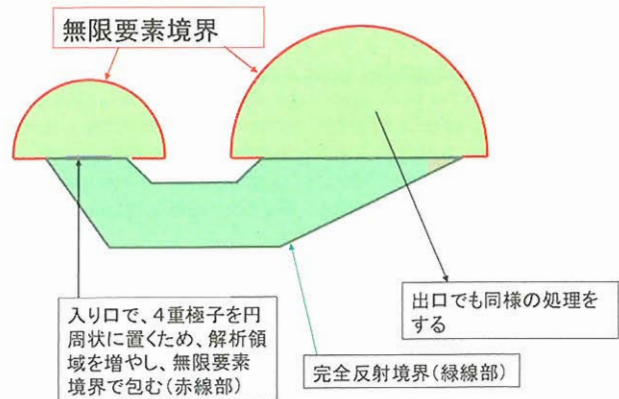


図 3 周波数特性解析の領域設定

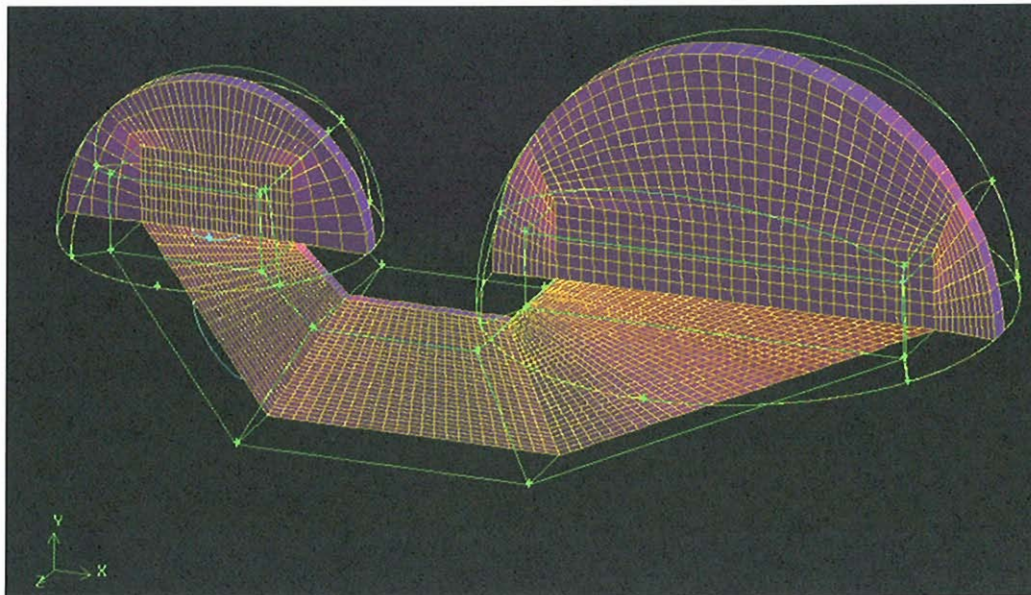


図 4 周波数特性解析用の計算格子

2. 3 モード解析の手法

解析対象が円管の場合には、特性周波数が解析的に求まる。この場合、モード次数 n 、音速 c 、円管の長さ L に対し、基本周波数を $f_1 = c/4L = F[\text{Hz}]$ とすると、特性周波数 f_n は、入口を閉、出口を開とした場合、 $f_2 = 3F$, $f_3 = 5F$, ...、両端閉または開の場合、 $f_1 = 2F$, $f_2 = 4F$, $f_3 = 6F$, ... となる。しかし、本解析対象は、折れ曲がり矩形管であるので、モード解析にも ACTRAN を用いた。

2. 4 プルーム流れ解析の手法

前述の排煙溝モデルの周波数解析及びモード解析は、排煙構内に気流は無く、排煙溝モデルそのものが持つ周波数特性を明らかにすることが目的である。すなわち、音源がどうであれ、排煙構内で増幅される特性周波数を明らかにするための解析である。しかし、実際には排煙構内にロケットプルームによる気流があるので、その影響を評価するべくプルーム流れ解析を行った。その手法については、参考文献 2) と 3) に詳しいが、Euler/LEE ハイブリッド計算コードを用いており、解析は名古屋大学との共同研究で実施している。本論文で用いた解析コードは、空間の離散化に

MUSCL 法による最大 3 次精度のセル境界での物理量の内挿を用い、Roe の近似リーマン解法によって非粘性数値流束を計算する。また、時間積分には 3 段階 3 次精度の Runge-Kutta 法を用いる。解析コードの検証及び高精度化については参考文献 4) を参照されたい。

ブルーム流れ解析用の格子を図 5, 6 に示す。両図中の垂直な赤線は、Euler 領域と LEE 領域の境界を示す。排煙溝の外部領域にある灰色の直方体は、PST (Pad Service Tower) を単純形状でモデル化したものを示す。排煙溝入口面にジェットの流れ条件を設定し、ジェット領域以外の入口面は壁面と仮定した。計算格子は 20Hz の振動を捉えるのに十分な格子間隔を設定している。

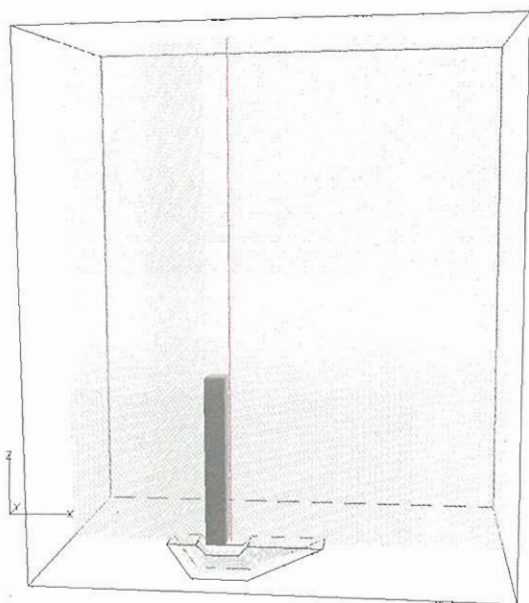


図 5 ブルーム流れ解析用格子 (全体図)

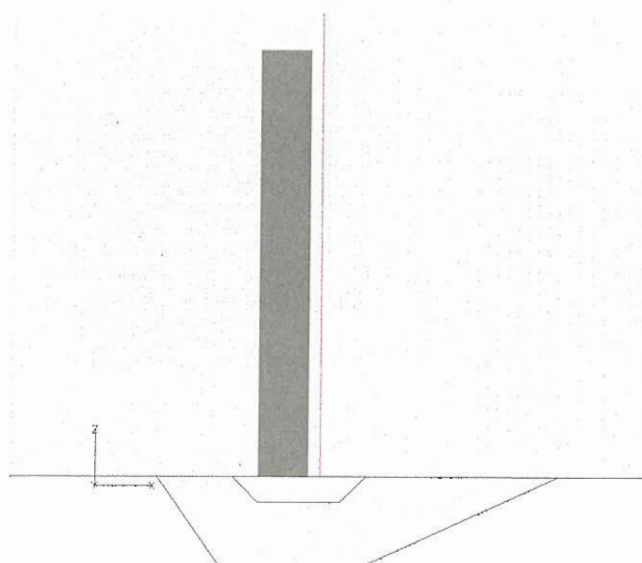


図 6 ブルーム流れ解析用格子 (排煙溝部の拡大図)

は本周波数特性解析の全解析結果を示している。図 7 c) は、入力音源 25Hz までの排煙溝出口中央 (観測点 0) での音圧を示しており、最初の特徴的なピークが 7Hz の入力に対して現れていることが分かる。図 8 に示される排煙溝内の音圧分布図から、この排煙溝モデルは明らかに 7Hz の音に共鳴しており、この時に強い音が排煙溝出口から放出されることが示されている。ここで、

- ・極めて簡易的に音源を与えている
- ・ブルームによる流れ場の影響が考慮されていない

など、本解析では様々な仮定をしているが、少なくとも排煙溝から低周波の音が発生していることは分った。また、周波数が 1Hz 刻みなので、0.1Hz 刻みにすると、7Hz 付近に更に鋭いピークが現れる可能性もある。なお、図 7 の縦軸に示される SPL は、実際の打上げ時の音圧を再現しているものではないことに注意する必要がある。これは、本解析が排煙溝そのものの周波数特性を調べることが目的であるので、ブルーム音源の強さが不明なこともあり、入力音源の強さを適当に設定しているからである。

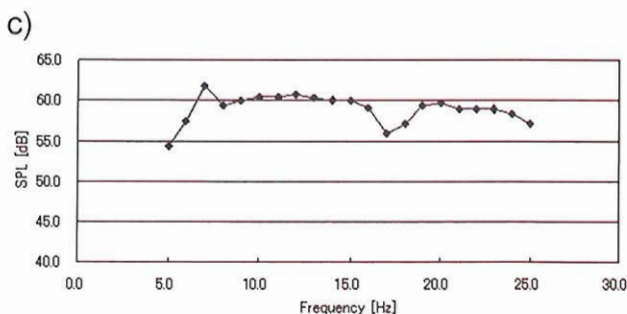
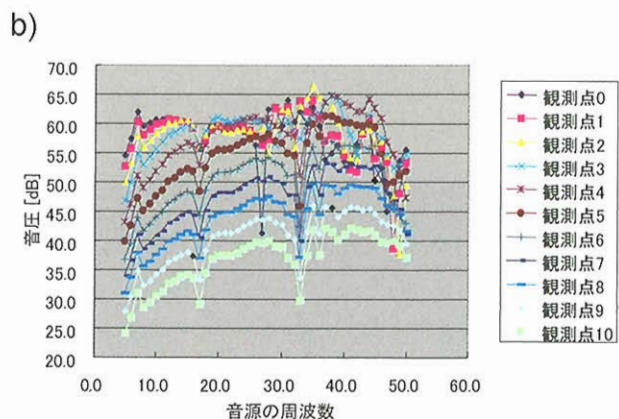
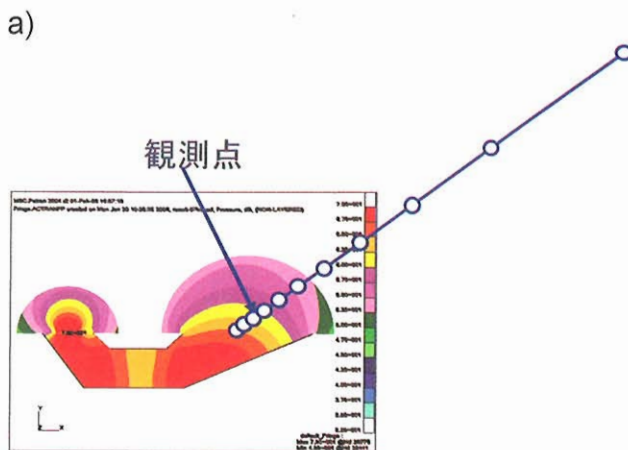


図 7 観測点での音圧 : a) 観測点位置、b) 全観測点での音圧、c) 出口中央 (観測点 0) での音圧

3. 結果および考察

3.1 周波数特性解析

音源の周波数を、5 から 50Hz まで 1Hz 刻みで入力して解析した結果を図 7 a) から c) に示す。図 7 a) は観測点の位置を示しており、出口に近いほうが観測点 0 である。図 7 b)

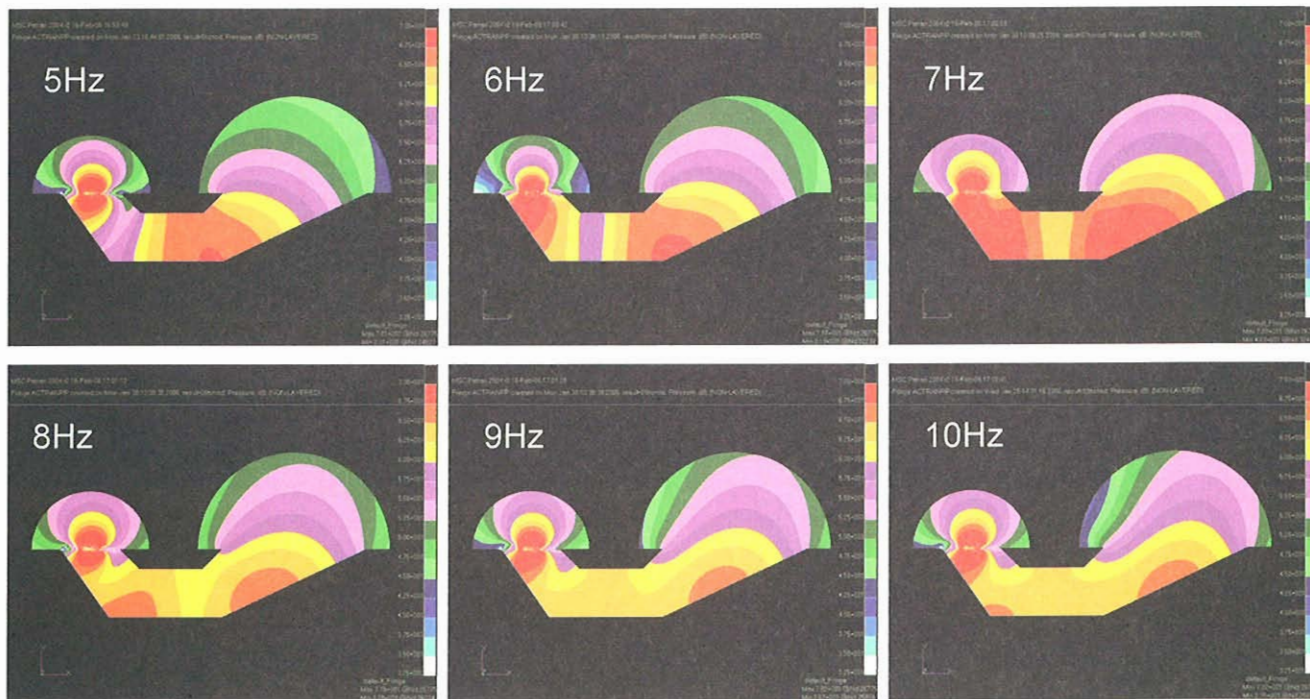


図8 排煙構内の音圧分布

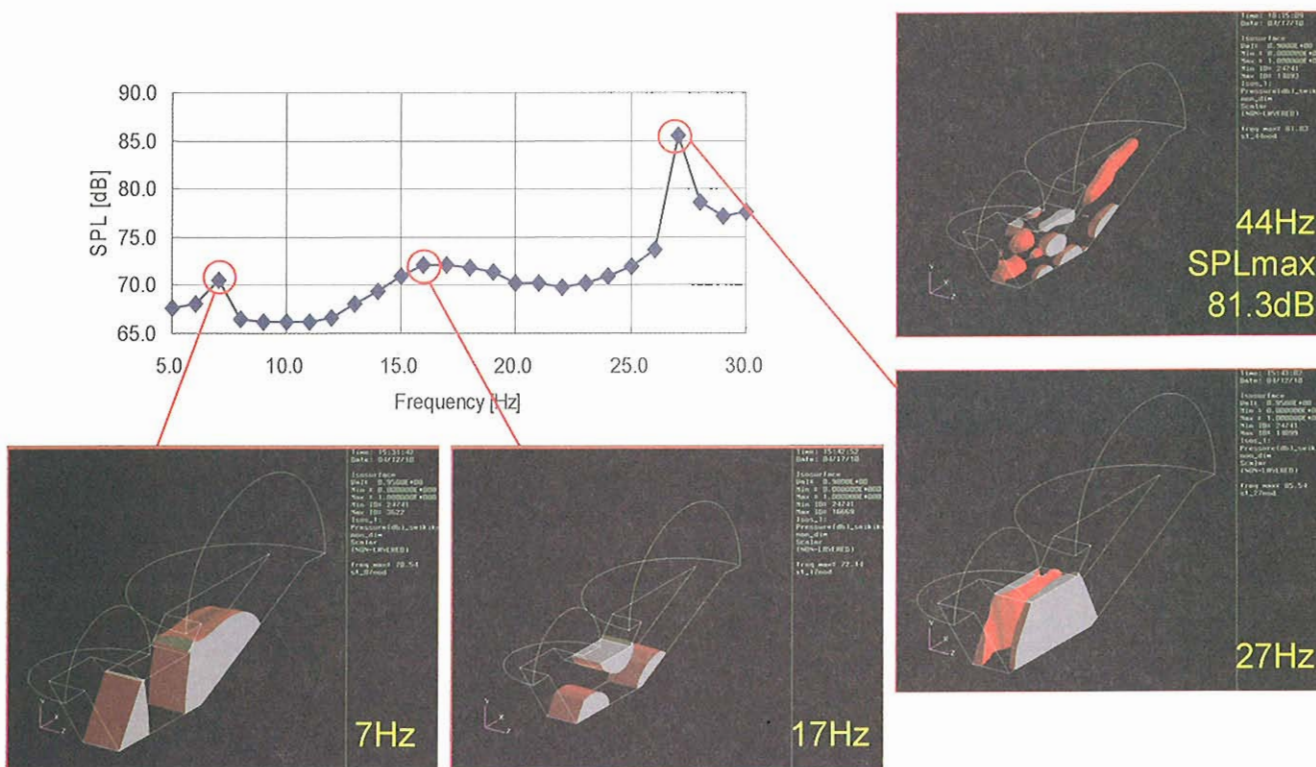


図9 排煙構内の音圧の最大値及び最大値で規格化された等音圧面

図9には、各音源周波数に対し、排煙構内音圧の最大値をプロットしたグラフと、その特徴的な周波数での等音圧面の図を示す。等音圧面は、最大値で規格化した値が0.95となる面を赤色面で表しており、この面で囲まれた領域で音圧が高いことを示す。図9内の各図を比較すると、音源周波数が高くなるにつれて、多次元の共鳴モードが励起されていくことが分かる。すなわち、7 Hzでは排煙溝の長手

方向の1次元モード、17 Hzでは、水平方向に分割された2次元モード、27 Hzでは、垂直方向に分割された2次元モードが見られる。参考までに示した44 Hzの図では更に複雑な高次モードが排煙溝中央部に見られる。これらの図から、低次モードほど排煙溝出口近くまで到達していることがわかる。

3. 2 モード解析

本ロケット排煙溝モデルのモード解析の結果を表1に示す。1次モードの周波数は、排煙溝の両端を開とした場合、3.34Hz、入口を閉、出口を開とした場合、2.25Hzとなり、本解析で用いた排煙溝モデルはかなり低い周波数特性を有しているといえる。排煙溝の長手方向の長さ、最小値（上面に沿う場合）と最大値（下面に沿う場合）があり、第2次モードはこの最大値に、第3次モードは最小値に関係している可能性がある。前述の周波数特性解析では5Hz以上の音源に対してのみ解析を行ったので、1次モードに対応する周波数の音源を入力した周波数特性解析と比較すると、興味深い結果が得られると思われる。

表1 モード解析結果一覧

端面の条件	モード周波数 [Hz]		
	1次	2次	3次
両端開	3.34	6.21	8.90
入口を閉、 出口を開	2.25	6.56	10.02

3. 3 プルーム流れ解析

排煙溝入口に H-IIA ロケットのメインエンジンである LE-7A の排気プルームを模擬したジェットを流入条件として計算した。ただし、流体は全て比熱比 1.4 の完全気体と仮定した。時間刻み幅 Δt は全領域で一定とし、 $\Delta t = 8.82 \times 10^{-5}$ 秒（音速で無次元化した無次元時間 0.03 に相当）に設定した。計算結果から得られた圧力分布を図10に示す。図10には、排煙溝出口から放射されるオーバープレッシャーに続く圧力波が見られる。PSTの高さが約68mなので、出口から波面先端まで圧力の高い赤い層が4つ見えるとすると、波長17mの圧力波が排煙溝出口から放射されていることになる。すなわち、音速を340m/sとすると、約20Hzの低周波圧力波が見られる。

図5と6に赤線で示される位置に Euler 計算領域と LEE 計算領域の境界を設けてハイブリッド計算を実行した結果から、ロケット打上げ軌道上空120mの所に設定した観測点での圧力変動履歴を、図11に示す。図11の縦軸は観測点での圧力から大気圧を引いた値を表しており、横軸は計算開始からの実時間を表している。図11に見られる初期の大きな圧力変動は、排煙溝から放出されるダクトオーバープレッシャーである。この影響は1.5秒まで続いている。ダクトオーバープレッシャーは過渡的な現象なので、排煙溝の周波数特性を表しているとはいえない。そこで、その影響を排し、2秒から8秒までの圧力変動履歴をFFT解析することによって、モデル化した排煙溝の周波数特性を調べた。その結果を図12に示す。図12から、特徴的な周波数として、0.5Hz、2Hz、7Hzを読み取ることができる。更に3Hz、9Hzにも小さなピークがみられる。これらは、本解析で使用した排煙溝モデルの特性周波数と考えられる。特に2Hzはモード解析の結果にも見られる。また、7Hzは周波数解析の結果にも見られた特性周波数であり、モード解析の結果得られた2次モードの周波数に近い。

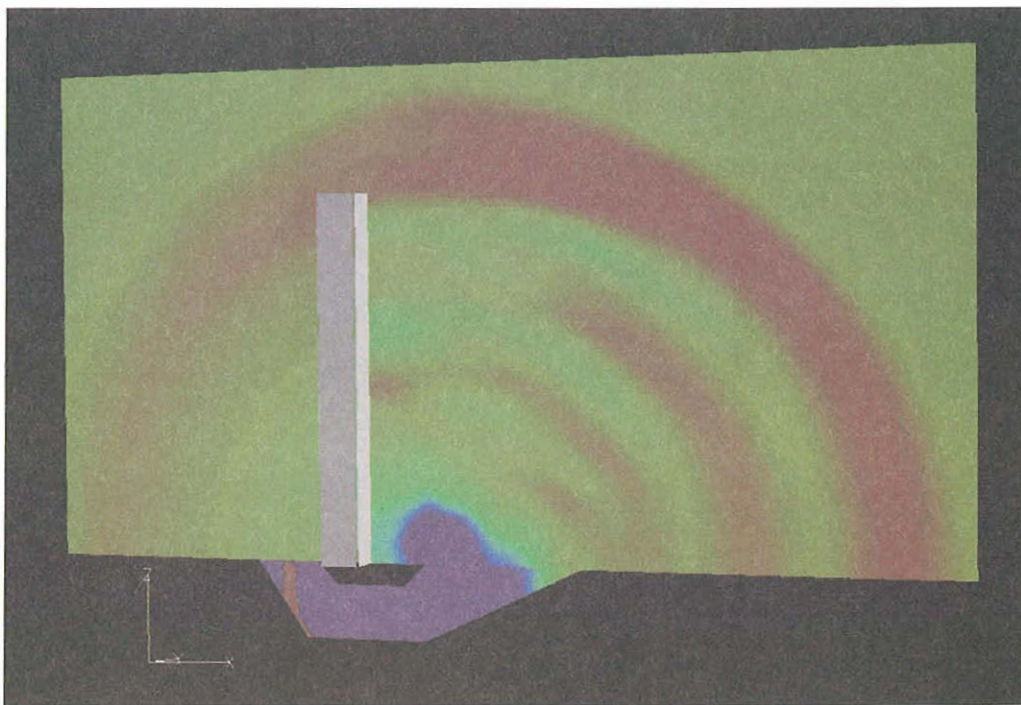


図10 プルームを考慮した Euler 計算の圧力波

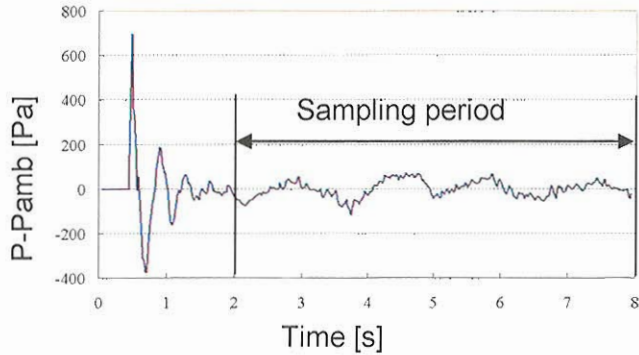


図 1.1 圧力変動履歴

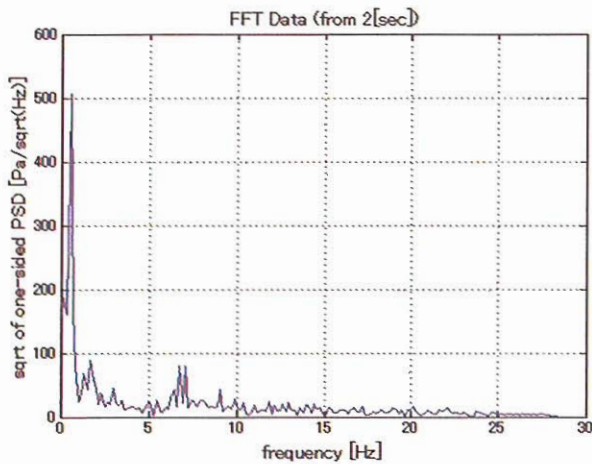


図 1.2 圧力変動履歴の FFT 解析結果

4. まとめ

H-IIA 射場に設けられている排煙溝をモデル化し、FEM を用いた周波数特性解析やモード解析、及び Euler/LEE ハイブリッドコードを用いたプルーム流れ解析を実施した結果、排煙溝簡易モデル内で低周波共鳴現象が起きることが分かった。

今後の課題として、プルーム流れ解析の高度化が挙げられる。実際の H-IIA ロケットの排気プルームは、メインエンジンである液体ロケットエンジンの既燃ガスとアルミナ粒子を含む固体ロケットブースターの既燃ガスから成るので、これらを考慮した解析をどのように行うかを検討する必要がある。また、打上げ時に排気プルームに対して散水することによる音響低減効果が知られており、これに対する解析手法の構築も課題である。

参考文献

- 1) G. Dumnov, D. Mel'nikov and V. Komarov, Acoustics Loads on Rockets During Launching, AIAA Paper 2000-3742, 2000.
- 2) I. Men'shov and Y. Nakamura, "Implementation of the Variational Riemann Problem Solution for Calculation of Propagation of Sound Waves in Nonuniform Flow Fields," Journal of Computational Physics, 182, pp.118-148, 2002.
- 3) T. Saito, T. Nakamura, M. Kaneko, I. Men'shov and Y. Nakamura, Numerical Investigation of SRB Ignition Overpressure, AIAA Paper 2004-2342, 2004.
- 4) 北村圭一, 橋本敦, 村上桂一, 青山剛史, 中村佳朗, Euler/LEE ハイブリッド法による超音速ジェットの影響解析, ANSS2006, 2006.

音響によるロケットペイロードの構造振動に関する研究

高橋 孝、村上桂一、青山剛史、相曾秀昭
宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 計算科学研究グループ

Study on Structural Vibrations of Rocket Payload by Acoustic Excitation

by

Takashi Takahashi, Keiichi Murakami, Takashi Aoyama, and Hideaki Aiso (CSRG/ IAT/ JAXA)

ABSTRACT

Spacecrafts are placed on top of launch vehicles, and are excited with mechanical (sinusoidal: 5-100Hz and random: 20-2kHz) vibrations via interfaces between spacecrafts and launch vehicles during launch. In addition to such mechanical vibrations, the spacecrafts are also exposed to acoustic pressure with wide frequency range (20-10kHz). Lightweight and large area structures, such as solar arrays and antenna dishes, and components with relatively high natural frequencies are sensitive to acoustic loads. We have studied on a series of numerical simulation techniques for searching main acoustic sources at lift-off, and analyzing acoustic wave propagation, transmission through fairing and spacecraft acoustic vibrations. In this paper, we focus on spacecraft structural vibrations by acoustic loads using finite element method (FEM), which is one of the most widely used deterministic prediction techniques other than statistical techniques such as statistical energy analysis (SEA) to obtain detailed information. Then we investigate some fundamental random vibration analysis using some simple models to check FE modeling techniques and responses by structural analysis with random acoustic loads. Finally the simple primary structure with some stiffeners of a large spacecraft is modeled with FE, and is used to solve the eigen value problem, and transient and steady-state analysis with random acoustic loads.

1. はじめに

ロケットの打ち上げ時には、ロケットの推進力、空力などによる比較的低周波な機械振動（通常、正弦波振動試験で 5~100Hz を考慮）とランダムな機械振動（通常、ランダム振動試験で 20~2kHz を考慮）がロケットとのインターフェイスを通じて搭載衛星に加わる（メカパス）。さらに、数 10kHz 以上に及ぶ広い周波数帯域（通常、音響試験で 20~2kHz を考慮）を有する音響負荷がフェアリングを透過して、衛星の外部表面に加わる（エアパス）。遷音速時にも音響振動が発生するが、通常、音圧レベル（以下、SPL）としては打ち上げ時のほうが大きい。このような衛星の打ち上げ環境を、模式的に図 1 に示す。一般に、小型、軽量で剛性の高い衛星では、ランダム機械振動と音響振動は似たような応答になり（実際、ランダム振動試験を音響試験の代替にすることもある）、剛性の比較的低い大型衛星では異なる傾向を示す。特に、固有振動数が数 100Hz と高い衛星搭載機器や、軽量で大面積の二次構造（太陽電池パドル、アンテナ等）などには、音響振動が大きな影響を与える可能性がある^{1), 2)}。音響振動による不具合モードには、次の 3 つが考えられる。一つは、構造物のパネル、補強材、電気コネクタなどに音響疲労によるクラックが入る不具合。もう一つは、音響振動による摩擦に起因してベアリングなどが金属磨耗や変形をする不具合。最後に、電気部品に対する電氣的ノイズなどの不具合である。

そこで、我々はシミュレーションによる一連の事前予測があまり進められていない音響解析に注目し、ロケット打ち上げ時の音響発生メカニズムの解明から搭載衛星の音響加振に至る、以下の評価手法の確立を目指している。

- 音源解析：射場を含む打ち上げ時の主要音源を特定するため、予測される音源を個別に解析する手法の構築。
- 伝播解析：音源からロケットフェアリングまでの音の伝播を解析し表面圧力変動履歴を評価する手法の構築。
- 透過解析：外部音圧レベルを入力とするフェアリングの透過解析手法の構築
- 振動解析：フェアリング内部（表面）の音圧レベルを入力とする衛星の音響構造振動解析手法の構築

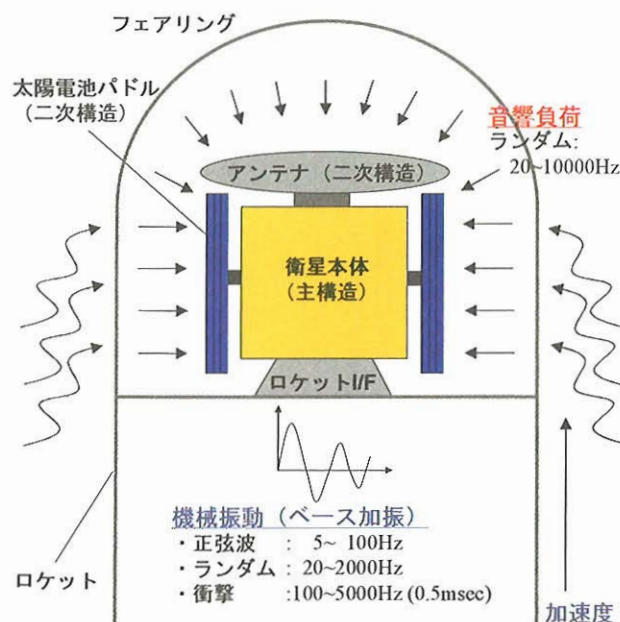


図1 衛星の打ち上げ環境

本研究では、この内の(d)、つまり、フェアリング内に伝わった音波の影響による衛星の構造振動に注目しており、それについて検討した結果と課題について述べる。

従来、衛星の音響振動に関する解析には、統計的エネルギー解析(Statistical Energy Analysis、以下 SEA)^{3), 4)}などが適用されている。モードの区別が難しく、物性値や材料寸法のばらつきに対して応答が非常に敏感になる高周波領域では、確率統計的な取り扱いが本質的となるために SEA が適している。しかしながら、SEA はあくまで統計的に大局的な応答レベルを把握するものであり、搭載機器配置などの局所的な影響を検討することは難しい。また、SEA では、その統計的な性質から、暗に高いモード密度を仮定しているため、空間的にも周波数的にもある程度大きな区間に分割する必要がある。さらに、その仮定が崩れる低周波においては精度が劣るといった特徴がある。

一方、100Hz程度以下の低周波における構造解析では、有限要素法(Finite Element Method、以下 FEM)⁹⁾が現時点で殆ど唯一の解析手法として用いられてきている。FEMは振動数が非常に高い場合はモデルが大きくなってしまいう問題はありますが、詳細な解析が可能な決定論的手法である。図2に、衛星の音響振動解析について従来行われてきた解析方法と、今後の方向性について簡単にまとめる。一般の音響振動問題においても、実際に、高周波側の解析手法(SEAなどの統計的アプローチ)と低周波側の解析手法(FEMなどの決定論的な要素ベースのアプローチ)の両方で解析が難しい中間周波数(mid-frequency)と呼ばれる領域が存在している。そして、様々な研究が、その周波数領域を埋める、あるいは、狭めるために進められているというのが現状である⁹⁾。

本研究では、従来行われていない衛星全体に関する詳細な音響構造解析を実施することを目指す。具体的には、搭載機器の固有振動数を含む少なくとも100Hz程度までの帯域に対応し、二次構造や機器レベルの局所的な応答解析まで行うことを目標とする。本論文では、その第一段階として、FEMによるモデリングやランダム応答解析などの基本的な事柄の確認を行う。さらに、簡単な衛星主構造モデルを構築し、音響負荷による構造解析を実施して振動の様子を調べる。

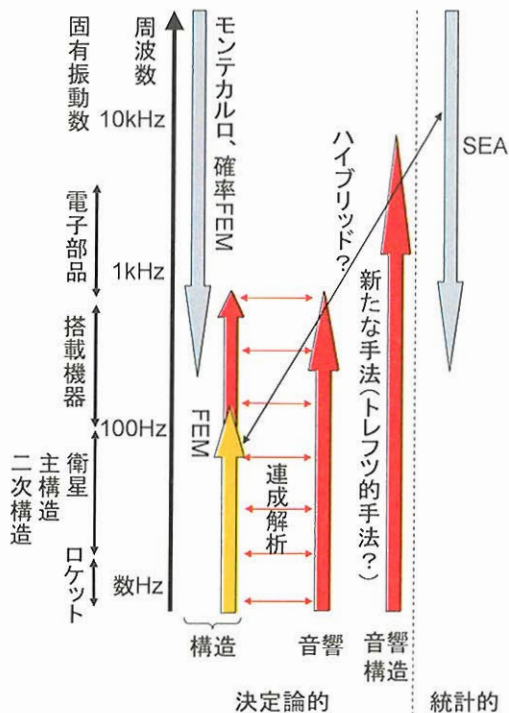


図2 従来の音響振動解析と今後の方向性

(赤：本研究で考慮しようとしている部分)

2. 有限要素法の理論的考察

まず、FEMで解析を行う上で留意すべき点と、音響振動解析で必須となるランダム応答解析についてまとめる。

2.1 誤差

ガラーキン法に基づくFEMの近似精度は、数値的な補間誤差と分散(dispersion)誤差に分けて考えることができる

^{7),8)}。以下、それぞれの誤差について述べ、解析に必要な指標を考える。

補間誤差

補間誤差は、単純な多項式形状関数を利用して応答変数を近似して記述することから生じる。補間誤差を許容範囲内に保つために、次の関係式が適用される⁷⁾。

$$\theta = \left(\frac{\tilde{k}h}{p} \right)^p = C_{\text{int}} \quad (1)$$

ここで、 p は多項式形状関数の次数、 C_{int} は定数、 L を問題寸法、 k を応答の波数、 h を要素サイズとして、無次元量 $\tilde{k} = Lk$ 、 $\tilde{h} = h/L$ と定義する。この関係を1次要素($p=1$)に $C_{\text{int}} < 1$ として適用すると、

$$h < \frac{\lambda}{2\pi}, \quad f_{\text{int}} < \frac{c}{2\pi h} \quad (2)$$

のように、応答の波長 λ につき少なくとも6個の要素に区切る必要がある。 c は応答の伝播速度である。2次要素($p=2$)では、

$$h < \frac{\lambda}{\pi}, \quad f_{\text{int}} < \frac{c}{2\pi h} \quad (3)$$

のように、波長につき少なくとも4要素が必要となる。つまり、補間誤差に関しては、応答の波長につき一定の数の要素に分割することで許容範囲内に保つことができるという単純な指標が得られる。

分散誤差

分散誤差は、数値解の波数と厳密な問題の解の波数が異なることから生じる。一般に、低周波では補間誤差が、高周波では分散誤差が支配的となる。分散誤差を許容範囲内に保つためには、次の関係式が適用される⁷⁾。

$$\tilde{k}\theta^2 = C_{\text{dis}} \quad (4)$$

ここで、 C_{dis} は定数である、 $C_{\text{dis}} < 1$ として1次と2次の要素にこの関係式を適用すると、

$$h < \sqrt{\frac{\lambda^3}{(2\pi)^3 L}}, \quad f_{\text{dis}} < \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{h^2 L}} \quad (5)$$

$$h < 2\sqrt[4]{\frac{\lambda^5}{(2\pi)^5 L}}, \quad f_{\text{dis}} < \frac{c}{2\pi} \sqrt[5]{\frac{2^4}{h^4 L}} \quad (6)$$

を得る。つまり、分散誤差は、補間誤差で用いられた単純な指標(1)では制御できない⁸⁾。

以上より、FEMで許容レベルの精度で解を得るためには、周波数が高くなるほどモデルが急激に大きくなってしまいが、式(1)だけでなく式(4)も考慮する必要がある。

2.2 ランダム応答解析

衛星の設計段階では、Milesの式⁹⁾を用いてランダム振動応答である加速度RMS値を簡単に概算することも行わ

れるが、ここでは、より一般的な複雑な構造に対して、FEMを用いた音響振動解析の理論的な考察を行う。

実際の構造物を、FEMを用いて n 個の要素に離散化したときの運動方程式は、

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{C}\dot{\mathbf{x}}(t) + \mathbf{K}\mathbf{x}(t) = \mathbf{f}(t) \quad (7)$$

の形式で書ける。ここで、 $\mathbf{M}, \mathbf{K}, \mathbf{C} \in \mathbf{R}^{n \times n}$ は、それぞれ質量行列、剛性行列、減衰行列、 $\mathbf{f}(t), \mathbf{x}(t) \in \mathbf{R}^n$ は力ベクトル、変位ベクトルである。 $\mathbf{f}(t)$ の要素 $f_a(t)$ は、

$$f_a(t) = \int_{A_a} p_a(t) dA \approx p_a(t) A_a \quad (a=1, \dots, n) \quad (8)$$

と表せる (図3参照)。 A_a は節点 a に関連する面積であり、 $p_a(t)$ は A_a に働く圧力である。解析ツールによっては、各要素に圧力を与えると自動的に節点力に割り振られる。

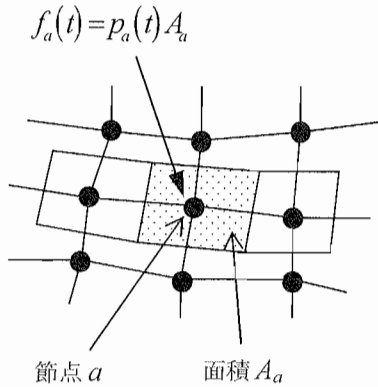


図3 節点 a に関連付けられた面積 A_a と圧力 p_a

周波数応答解析には、直接法とモーダル法があるが、ここではモーダル法についての一般的な定式化について簡単に述べる。ちなみに、直接法は、直接式(7)をフーリエ変換して解くアプローチである。モード解析¹⁰⁾を用いると、運動方程式(7)は次式のような非連成な1自由度系で表せる。

$$\ddot{\xi}_i(t) + 2\zeta_i \omega_i \dot{\xi}_i(t) + \omega_i^2 \xi_i(t) = \psi_i(t) \quad (i=1, \dots, e) \quad (9)$$

ここで、 e は採用したモード数 (一般に、 $e = n$)、 ζ_i は減衰比、 ω_i は i 次固有振動数、 ϕ_i は i 次モード形状、 $\psi_i(t) = \phi_i^T \mathbf{f}(t)/m_i$ は一般化力、 m_i は一般化質量 (正規化されれば1)である。周波数領域では、

$$\Xi_i(\omega) = \frac{1}{\omega_i^2} H_i(\omega) \Psi_i(\omega) \quad (10)$$

と表せる。ここで、 $\Xi_i(\omega)$ と $\Psi_i(\omega)$ は、それぞれ、 $\xi_i(t)$ と $\psi_i(t)$ のフーリエ変換であり、 $H_i(\omega)$ は次式で定義される。

$$H_i(\omega) = \frac{\omega_i^2}{(\omega_i^2 - \omega^2) + 2j\zeta_i \omega_i \omega} \quad (11)$$

一方、(定常)エルゴード過程における一般化力の相互パワースペクトル (以下、PSD) 関数 $S_{\psi_i \psi_j}(\omega)$ は、

$$S_{\psi_i \psi_j}(\omega) = \frac{\phi_i^T \mathbf{A} \mathbf{S}_{pp}(\omega) \mathbf{A} \phi_j}{m_i m_j} \quad (i, j=1, \dots, e) \quad (12)$$

と表せる。ここで、面積 A_a を対角成分とした対角行列を $\mathbf{A} = \langle A_a \rangle_n \in \mathbf{R}^{n \times n}$ 、第 (a, b) 要素が表面圧力の相互 PSD 関数 $S_{p_a p_b}(\omega)$ である行列を $\mathbf{S}_{pp}(\omega) \in \mathbf{R}^{n \times n}$ とした。よって、モード座標の相互 PSD 関数は、式(10)、(12)より、

$$S_{\xi_i \xi_j}(\omega) = \frac{H_i(\omega) \phi_i^T \mathbf{A} \mathbf{S}_{pp}(\omega) \mathbf{A} \phi_j H_j^*(\omega)}{m_i m_j \omega_i^2 \omega_j^2} \quad (13-a)$$

と表せる。*は共役複素数をあらわす。このとき、第 (i, j) 要素が $S_{\xi_i \xi_j}(\omega)$ である行列 $\mathbf{S}_{\xi\xi}(\omega) \in \mathbf{R}^{e \times e}$ は、以下のように行列形式で書ける。

$$\mathbf{S}_{\xi\xi}(\omega) = \left\langle \frac{H_i(\omega)}{m_i \omega_i^2} \right\rangle_e^T \mathbf{\Phi}^T \mathbf{A} \mathbf{S}_{pp}(\omega) \mathbf{A} \mathbf{\Phi} \left\langle \frac{H_i^*(\omega)}{m_i \omega_i^2} \right\rangle_e \quad (13-b)$$

以上より、物理座標である変位、速度、加速度の相互 PSD 関数行列 $\mathbf{S}_{xx}(\omega)$ 、 $\mathbf{S}_{\dot{x}\dot{x}}(\omega)$ 、 $\mathbf{S}_{\ddot{x}\ddot{x}}(\omega) \in \mathbf{R}^{n \times n}$ が、それぞれ、以下のように計算できる。

$$\mathbf{S}_{xx}(\omega) = \mathbf{\Phi} \mathbf{S}_{\xi\xi}(\omega) \mathbf{\Phi}^T \quad (14-a)$$

$$\mathbf{S}_{\dot{x}\dot{x}}(\omega) = \omega^2 \mathbf{S}_{xx}(\omega) \quad (14-b)$$

$$\mathbf{S}_{\ddot{x}\ddot{x}}(\omega) = \omega^4 \mathbf{S}_{xx}(\omega) \quad (14-c)$$

一般に、対称関数である (両側) PSD 関数 $S_{xx}(\omega)$ を周波数の正側のみで定義し、角周波数 ω [rad/sec]を周波数 f [Hz]に置き換えて定義した片側 PSD 関数 $W_{xx}(f)$ を用いることが実用上多い。このとき、 $W_{xx}(f) = 2S_{xx}(\omega)$ が成り立つ。

また、モーダル法では、十分な解析精度を得るためには出力の最大周波数の2倍程度の周波数まで考慮したモードと剰余ベクトル¹¹⁾を考慮する必要がある。当然、解析時間はモーダル法のほうが速いが、一般には、直接法のほうが高い精度を得るので用途に応じて使い分ける必要がある。

3. 単純形状のモデルを用いた検討

衛星の音響振動解析を実施する前に、まずいくつかの簡単なモデルを用いて FEM を用いたランダム応答解析を実施し、基本的な事項の確認や問題点について検討する。次章を含め、以下の FEM 解析は、解析結果の信頼性を考慮して MSC.Nastran¹²⁾を用いて実施し、モデル構築には、MSC.Patran¹³⁾を使用した。

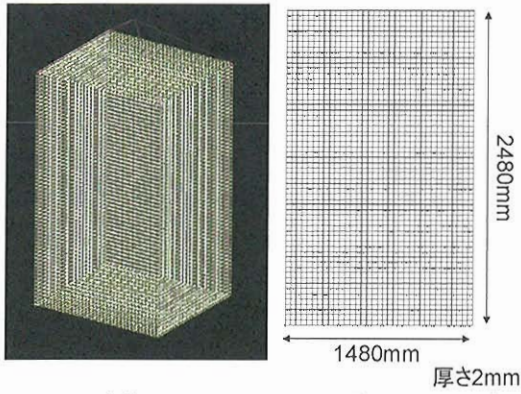
3.1 アルミボックスモデルのランダム応答

図4(a)に示すような、天井から吊るされた5052アルミ板から構成される直方体¹⁴⁾を考える。音響振動に関するランダム応答解析を Nastran 等で行う場合には、図5に示すような SPL を構造表面圧力の PSD

$$W_p(f_c) = \frac{p(f_c)^2}{\Delta f(f_c)} \quad (15)$$

に変換したものを直接入力することになる。ここで、 $p(f_c)$ は中心周波数 f_c における音圧のRMS値、 $\Delta f(f_c)$ は f_c における周波数バンド幅である。各板は異なる厚みをもっており、

解析は全体モデル(図4(a)) (シェル要素(CQuad4)、10093節点、10090要素、減衰比0.05)を用いて行った。出力は、ボックス背面のアルミ板一枚(図4(b)) (2196節点、2100要素)の加速度応答のRMS値であり、その結果と実験値を図6に示す。実験値に比べて、全体として応答加速度が小さくなっていることが分かる。この理由については、次節で考察する。



(a) 全体 (b) 背面のアルミ板
図4 アルミボックスのモデル

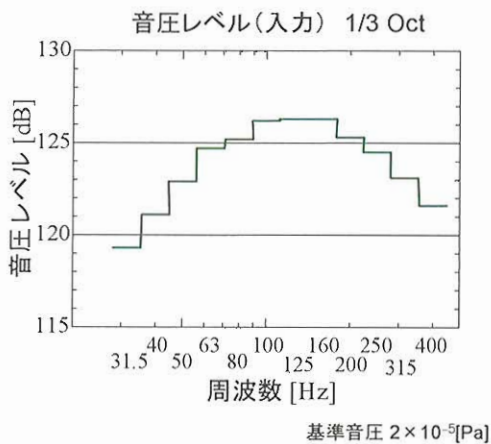


図5 アルミボックスへの入力音圧レベル

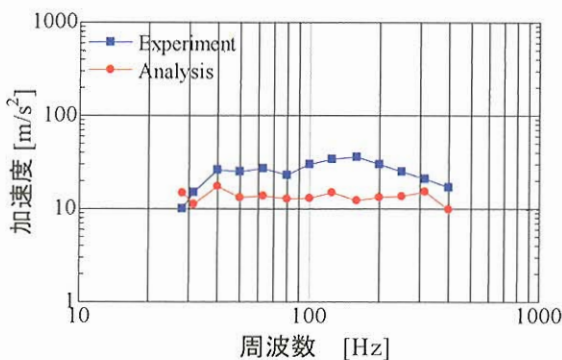


図6 アルミボックスの板の解析値と実験値との比較

3.2 音場の違いについての検討

式(13)に含まれる表面圧力の相互 PSD 関数行列 $S_{pp}(\omega)$ は、

$$S_{pp}(\omega) = \frac{W_{pp}(f)}{2} = \frac{W_p(f)C_{pp}(f)}{2} \quad (16)$$

のように表わせる。ここで、 $W_p(f)$ は、圧力の参照 PSD 関数であり、通常、構造物の周辺音場の SPL から式(15)のように与えられる。 $C_{pp}(f) \in \mathbb{R}^{n \times n}$ は、節点 a と b ($a, b=1, \dots, n$) における圧力 p_a, p_b 間の相関関数(coherence function) $C_{p_a p_b}(f) \in [-1, 1]$ を第(a, b)要素とする行列であり、圧力場によって変わってくる。圧力場の例としては、以下があげられる。

- ・ 音圧場が完全にランダムなとき、異なる要素圧力間に相関がないので、 $C_{pp}(f)$ は単位行列となる。
- ・ 表面の寸法が波長の $1/4$ よりも小さければ、平面波のように扱えて、 $C_{p_a p_b}(f) \approx 1.0 (a, b=1, \dots, n)$ である。
- ・ 拡散音場のとき、 $C_{p_a p_b}(f)$ は次式で表せる¹⁵⁾。

$$C_{p_a p_b}(f) = \frac{\sin(k|\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b|)}{k|\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b|} \quad (17)$$

ここで、 $|\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b|$ は節点 a, b 間の距離、 $k=(2\pi f)/c$ は音の波数である。

前節の図6の解析結果は、実は、節点圧力間に全く相関のない完全にランダムな場合で解析していた。つまり、要素圧力の自己 PSD 関数のみを入力した解析を行っていた。実際の地上音響試験は、拡散音場に近い状況を模擬している(実際の打ち上げ時のフェアリング内は、後述する fill effect のために不均一な音場だが、地上では安全側で試験する)ので、全要素圧力間の相関を式(17)の関係式を用いて入力する必要がある。しかし、一般に要素数の2乗のオーダー(正確には、要素数を n として $n(n+1)/2$ 個だが、要素間距離が同じものまで考慮すれば更に減らせる)の圧力 PSD の周波数テーブルを作成しなければならない。そこで、Patran 等により作成された Nastran のバルクデータの節点と要素の情報を読み込み、図5のような SPL を入力し、音場の種類を選択すれば、対応する圧力 PSD の周波数テーブルのデータを自動的に出力するプログラムを作成して、入力データ作成の効率化を図った。

まずは、図7のようなさらに簡単なアルミ板モデル(シェル要素(CQuad4)、341節点、300要素、減衰比0.05)を考え、音場の違いにより応答がどの程度違うかを確認した。事前の固有値解析の結果、20Hz までに10個の固有振動数が含まれていた。片側表面圧力のノミナル値を100[Pa]として、 $W_p(f)$ を周波数に依存せず一定とした。この条件で、完全にランダムな音場と拡散音場の場合を解析して結果を比較する。

ランダム解析により、板の加速度 PSD を計算した結果を図8に示す。事前に固有値解析によりモード形状を確認し、全てのモードが少なからず生じると考えられる節点(節点番号101:図7参照)を選んで、その場所における応答を示している。この結果、拡散音場では、想定されるモードはほぼ全て応答ピークとして表れていることが確認できる。一方、完全にランダムな音場の応答では、固有振動数近傍において共振が確認できないモードが存在し、そのため拡散音場の場合に比べて応答が全体的に小さくなっていることが分かる。図6の結果も、この傾向により応答

が小さく出たものと考えられる。全要素圧力がフル相関で $C_{pp}(f)$ が全て同じ成分のときは、式(13-a)よりモード形状が非対称であれば応答が 0 になる¹⁶⁾ということ考えられるが、ランダムな音場 ($C_{pp}(f)$ が単位行列) で共振ピークが出ないモードが存在することについてはさらに検討を要する。

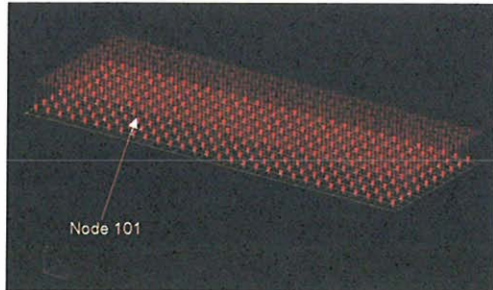


図7 単純な板のモデル

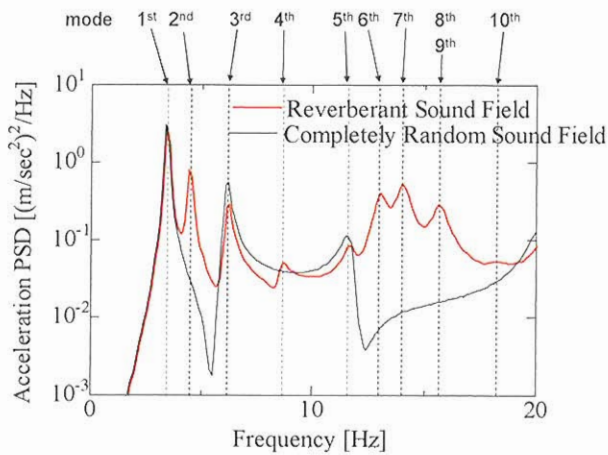


図8 異なる音場を模擬したときの応答の違い

4. 衛星の音響構造解析

4.1 簡易衛星モデルの構築

第一段階として、軌道上 3t 級の大型衛星を想定して、図 9 に示すような主構造と内部スティフナ（補強材）から構成される簡易構造モデルを構築した。比較のためアルミ平板のみのモデルとそれらをハニカムサンドイッチに置き換えたモデルの 2 種類を用意した。ただし、アルミ平板の場合は全体の質量がハニカムの場合と同等になるように質量密度を下げた。いずれもシェル要素の CQuad4 を用い、まずは 100Hz 程度の音波を想定して要素数 4652、節点数 4605 とした。減衰比は、0.05 とした。

4.2 構造解析

簡易衛星構造モデルにおいて音響振動の応答を確認するために、固有値解析や外部表面圧力を入力とした静・動解析を実施した。

固有値解析では、図 10 に示すように簡易モデルの低次モードとして主構造全体よりもスティフナの局所的な揺れが顕著に現れた。また、スティフナを入れることにより剛性が大きくなることも確認できた。

一方、フェアリング内では、フェアリングと衛星との間の隙間の広さの違いにより音圧が局所的に不均一になることが知られている(fill effect、あるいは fill factor)^{4),17)}。フ

フェアリングの中に衛星を搭載した状態で地上音響試験ができるのが理想的ではあるが、外部音場を反響室で模擬するのは性能上非常に困難であるので、その代替として数値シミュレーションを利用した効率的で正確な検討が進められるべき問題である。ただし、この点については今後の課題である。図 11 に示すように、簡単のため衛星の壁面ごとに変えた表面圧力(60~100Pa)を±5Pa の振幅の正弦波(100Hz)として入力したときの過渡解析の結果として、ある時刻における衛星主構造外部表面と主構造内部についての変位と最大主応力を表示したものを、それぞれ、図 12(a)と(b)に示す。変位は分かり易いように拡大している。衛星全体が満遍なく揺れ、さらに、主構造内部の低次モードのスティフナの揺れが励起されていることが分かる。

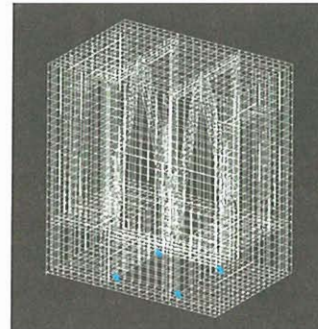
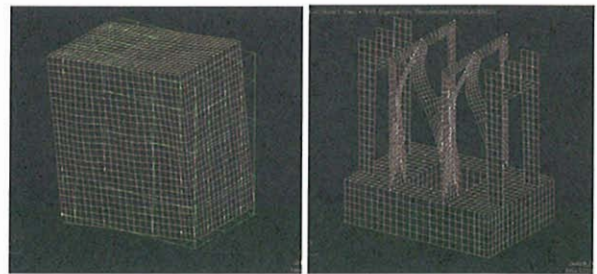
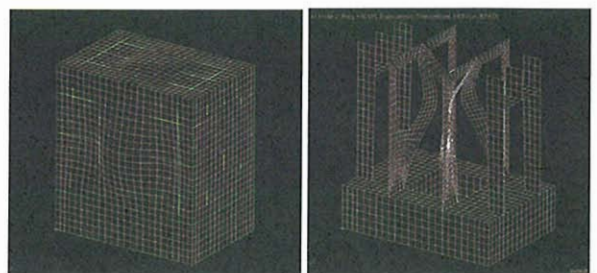


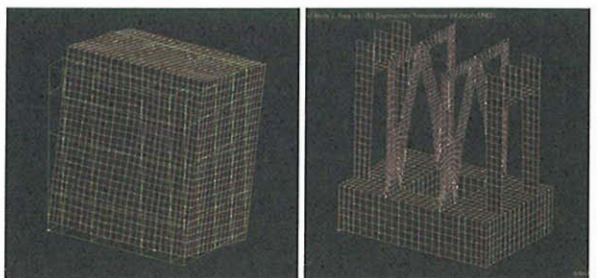
図9 簡易衛星構造モデル



(a) 1次モード



(b) 2次モード



(c) 3次モード

図10 簡易モデルのモード形状（外部表面とその内部）

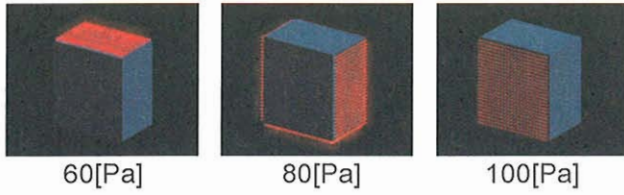
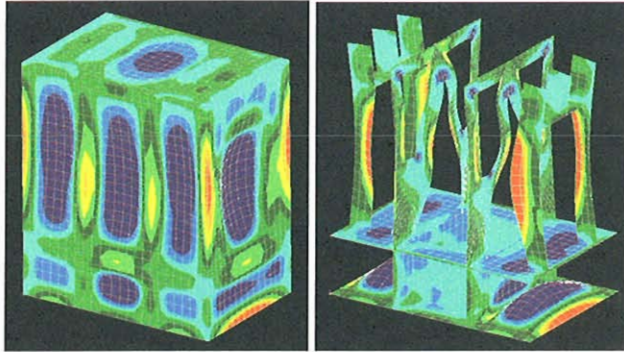


図 11 ランダム圧力の入力 (ノミナル)



(a) 衛星主構造外部表面 (b) 主構造内部
図 12 簡易モデルを用いた構造解析

さらに、定常過程においてどの程度共振が起こっているかを評価するために、図 11 と同様な表面圧力を入力したときの衛星簡易モデルの周波数解析を実施した。その結果を図 13 に示す。観測点によって、当然、共振するモードと共振しないモードはあるが、想定し得る固有振動数周辺で応答ピークが見られることが確認できる。

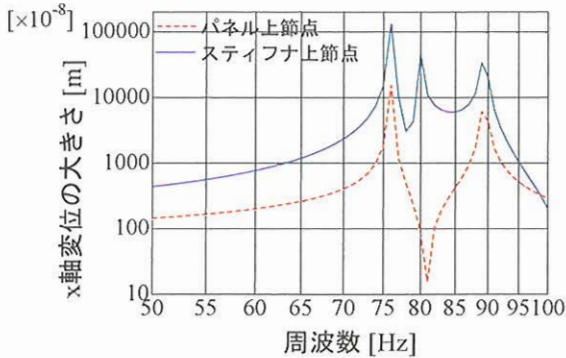


図 13 周波数応答解析の結果

5. おわりに

ロケットに搭載された衛星の音響振動解析を FEM により実施するために、まず、単純な形状のモデルをいくつか用いて、ランダム応答解析やモデリングに関する基本的な事柄の確認や問題点について検討した。表面の要素圧力間の相関を考えることで音場の種類を区別し、応答の違いについて検討した。最後に、衛星の音響振動解析の第 1 段階として、主構造の簡易構造モデルを構築し、FEM を用いて表面圧力を入力とした静・動解析を実施した。過渡解析では、表面圧力による衛星主構造の内部ステイフナを含めた全体的な揺れが確認できた。

3.2 節で検討した要素圧力間の相関により音場を模擬するやり方では、各要素圧力を独立したサブケースとして定義しなければならず、さらに、圧力 PSD の入力データも膨大になることから、計算資源や計算時間の面で問題があり、

現状では単純なモデルの解析に留まる。ただし、音場の種類により応答が大きく変わることの確認できたので、フェアリング内部の音場まで解析対象として構造との連成解析を実施する必要がある。今後は、太陽電池パドルなどの 2 次構造等もモデル化し、既存の FEM による解析を進めると同時に、連成解析で予想される更なる計算負荷の増大や予測精度の低減を克服できるように、効率的な決定論的手法についても検討していく予定である。

参考文献

- 1) Sarafin, and Larson, *Spacecraft Structures and Mechanisms – From Concept to Launch*, Kluwer Academic, 1995.
- 2) Fortescue, Stark, Swinerd, *Spacecraft Systems Engineering (3rd ed.)*, Wiley, 2003.
- 3) 吉田, 小泉, 音響加振下における多層ハニカムパネルの振動応答, 機論 C, Vol.58, No.545, pp.25-29, 1992.
- 4) 小金井, 安藤, 施, 萩原, 衛星打上げ時の音響振動解析, 機論 C, Vol.71, No.708, pp.2485-2491, 2005.
- 5) Zienkiewicz, Taylor, Zhu, and Nithiarasu, *The Finite Element Method – The three volume set (6th ed.)*, Butterworth-Heinemann, 2005.
- 6) Desmet, Mid-frequency Vibro-acoustic Modelling: Challenges and Potential Solutions, *Proceedings of the Fifth World Congress on Computational Mechanics (WCCM V)*, Vienna, Austria, July 7-12, 2002.
- 7) Ihlenburg, and Babuska, Finite Element Solution of the Helmholtz Equation with High Wave Number Part I: The h-version of the FEM, *Computers and Mathematics with Applications*, Vol.30, pp.9-37, 1995.
- 8) Bouillard, and Ihlenburg, Error Estimation and Adaptivity for the Finite Element Method in Acoustics: 2D and 3D Applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol.176, pp.147-163, 1999.
- 9) Miles, On structural fatigue under random loading, *J. of Aeronautical Sciences*, pp.753-762, November 1954.
- 10) モード解析ハンドブック編集委員会編, モード解析ハンドブック, コロナ社, 1999.
- 11) Rose, Using Residual Vectors in MSC/NASTRAN Dynamic Analysis to Improve Accuracy, MSC World User's Conference, 1991.
- 12) Komzsik, *MSC.Nastran 2001 Numerical Methods User guide*. MSC Software, 2002.
- 13) <http://www.mscsoftware.co.jp/products/patran/>
- 14) 安藤他, SEA による音響振動応答解析と実験の比較, 第 42 回構造強度に関する講演会講演集, 1B11, 2000.
- 15) Cook, Waterhouse, Berendt, Edelman, and Thompson, Jr., Measurement of correlation coefficients in reverberant sound fields, *J. of Acoustical Society of America*, Vol.27, pp.1071-1077, 1955.
- 16) 吉田, 仲尾次, 音響加振を受ける衛星搭載望遠鏡の振動応答解析 (第 1 報, 低周波数帯の解析), 機論 C, Vol.70, No.697, pp.2587-2593, 2004.
- 17) *Payload Vibroacoustic Test Criteria*, NASA-STD-7001, 1996.

LESによる2次元翼周り的高精度シミュレーションについて

黒滝卓司、住隆博
宇宙航空研究開発機構/総合技術研究本部

桧山淳
(株)三向ソフトウェア開発

LES Numerical Simulation with High Resolution around Two-dimensional Airfoil

by
Takuji Kurotaki, Takahiro Sumi and Jun Hiyama

ABSTRACT

An advanced Large Eddy Simulation (LES) technique with high accuracy and resolution is proposed. This method solves compressible 3-D Navier-Stokes equations with the Approximated Deconvolution Method approach as LES approach and has several sophisticated techniques such as highly tuned compact schemes, the generalized characteristic interface conditions, and the generalized Navier-Stokes boundary conditions. Several applications to flows around 2-D NACA0012 airfoil are presented and discussed. Numerical results show that this method can solve very complicated subsonic flow including the laminar flow separation at the leading edge region, the transition in the bubble and the reattachment. It also has capability to capture the natural laminar to turbulent transition phenomena in the order of Reynolds number of 10^6 . In order to validate the present LES technique in more detail, the results are compared with existing wind-tunnel experiments and linear stability analyses with the e^N method and discussed.

1 はじめに

近年の計算機能力の発達に伴い、数値流体力学の分野では様々な計算手法が提案され、現象の解明や予測、航空機をはじめとする設計に活用されている。しかし、その成果に比例して、数値解析技術へ要求される能力も高くなり、従来では、風洞試験や理論解析でしか定量的に扱うことのできなかった課題へ用いることが期待されている。

特に航空機設計の分野においては、翼の失速特性の定量的な把握や、乱流渦に起因するとされる空力騒音の予測及び軽減等が重要な課題となりつつある。これらの問題は、たとえ簡単な形状であっても、層流から乱流への遷移、剥離及び再付着、乱流現象等の複雑な流体现象の組み合わせであり、従来の解析手法では困難とされてきた。

我々は、これらの挑戦的課題に取り組むことを目的として、高レイノルズ数領域における複雑形状周りの流れを扱う手法を開発している。本報告では、主に2次元翼周りの基礎的な流れを中心に、成果の一部を紹介する。

2. 解析手法

本研究では、航空機の開発に必要な実用レベルでの比較的高いレイノルズ数領域において、できるだけ少ない格子点数で、乱流遷移が特別なモデル無しに捕獲でき、かつ層流剥離、乱流剥離、再付着等の現象が定量的に把握できる技術を目指している。

現時点及び近い将来の計算機性能をもってしても、複雑形状周りの乱流・遷移等の非定常現象を直接計算(DNS)のアプローチで解析することは困難と考えられるため、乱流部分はLES(Large eddy simulation)的アプローチをとり、3次元圧縮性ナビエーストークス方程式を基礎方程式として、高精度な空間微分、時間積分法を採用した。具体的には、対流項と粘性項の差分には3重対角型の6次精度最適化コンパクトスキーム^[1]、時間積分には、低容量型の2-step最適化4次精度Runge-Kuttaスキーム(LDDRK)^[2]を用いている。また、LESのモデリングとしては、ADM(Approximate Deconvolution Model)^[3]によるアプローチを採り、一般座標系に拡張された高精度境界条件であるNavier-

Stokes characteristic boundary conditions (NSCBC)^[4]を組み合わせた。

次節で取り扱う2次元翼型の解析では、C型単一格子を用いるが、一般に翼後縁部から生じる特異線周辺の取り扱いに注意を要する。本解析では、上下面の単純平均を取る代わりに、計算領域同士の境界面を通過する物理量を特性波理論的に決定する方法を構築することによって

(Generalized Characteristics Interface Conditions)、解の低精度化を避けている。この結合法は、一般に異なる計算領域を単点で結合し、かつ急峻なキックを許容するという優れた特徴を有している^[5]。

3. 解析結果及び考察

ここでは、翼型として典型的なNACA0012を例にとり、異なるレイノルズ数領域における2つの解析例を示す。

3. 1 剥離泡を含む流れのシミュレーション

図1から図3に、 $Re = 2 \times 10^5$, $U=20\text{m/s}$, $\alpha=9\text{deg}$ におけるNACA0012周りの結果を示す。格子点数は約350万点、スパンは25%コード長である。この流れは、前縁での層流剥離、剥離泡内での乱流遷移、再付着など複雑な流体现象を含むことが、実験で明らかにされている^[6]。図1は、スパン方向渦度の瞬時値であり、前縁に層流剥離泡が形成され、そこから乱流が形成される様子を示している。図2は平均 C_p 分布を表し、剥離泡の形成領域が明瞭に捕えられている。図3は、 C_p のRMS値を表す。変動量等の非定常物理量は、音響解析等で特に重要となるが、精度の良い解析値を得ることは十分な格子点が必要とされ、比較的難しいとされている。本解析例では、比較的少ない格子点数にもかかわらず実験^[6]との一致は良好である。

3. 2 境界層遷移シミュレーション

次の例は、高レイノルズ数領域における境界層遷移を含む2次元翼の解析検証結果である。図4に、 $Re = 2.2 \times 10^6$, $U=30\text{m/s}$, $\alpha=0\text{deg}$ におけるNACA0012周りの壁面近傍におけるスパン方向渦度の瞬時値を示す。格子点数は同じく約350万点、スパンは25%コード長である。この図から、前縁付近から2次元的な波、いわゆるT-S波が発達してい

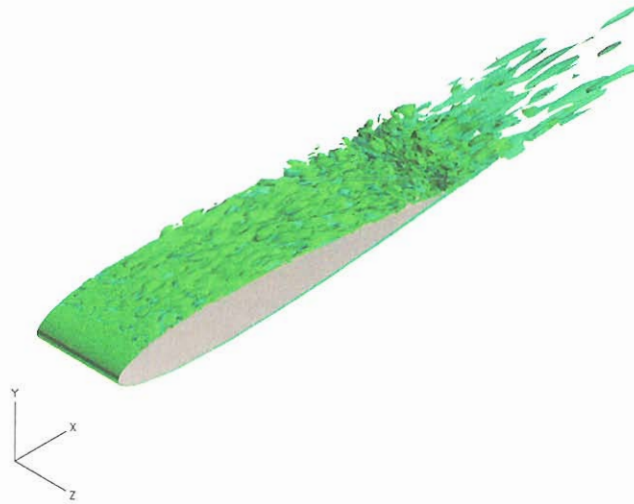


図1 Instantaneous vorticity of the spanwise component
(NACA0012, $Re = 2 \times 10^5$, $U_\infty = 20\text{m/sec}$, $\alpha = 9^\circ$).

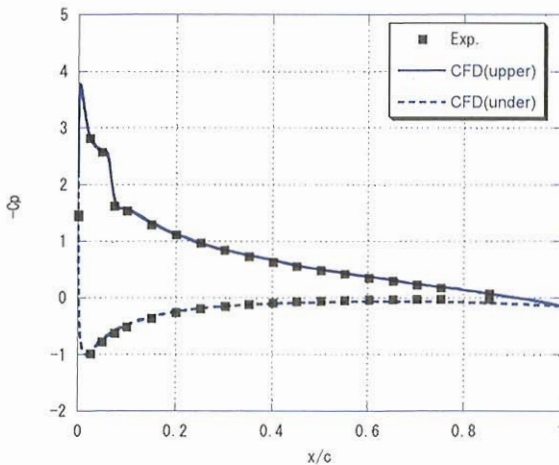


図2 Averaged C_p distribution (NACA0012,
 $Re = 2 \times 10^5$, $U_\infty = 20\text{m/sec}$, $\alpha = 9^\circ$).

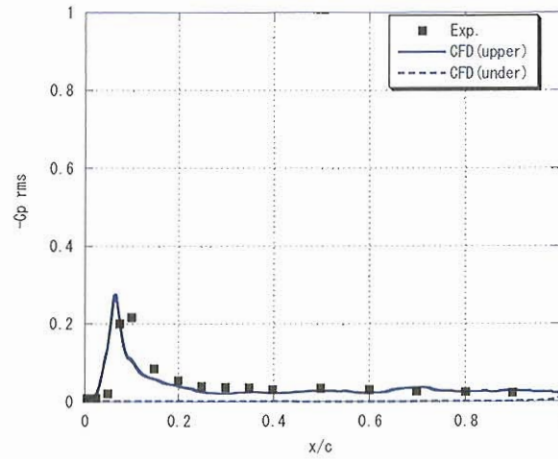


図3 RMS of C_p distribution (NACA0012,
 $Re = 2 \times 10^5$, $U_\infty = 20\text{m/sec}$, $\alpha = 9^\circ$).

ることがわかる。さらにこのT-S波は下流に伝播するにつれスパン方向に構造を持ちはじめ、中弦付近では2次元翼境界層に特徴的な斜行波の存在が見取れる。そしてさらに下流では流れ場の3次元化が進み、最終的にはこの境界層が乱流へと遷移していく様子が明確に捉えられている。

図5は上記と同じ30m/sのケースについて各コード位置における速度変動の様子を示したものである。図4の結果と整合して、およそ20%コード位置付近から正弦波的な波

動が見られ、下流方向に発達しながら伝播していることがわかる（各々の図の縦軸スケールがそれぞれ最適化されていることに注意）。50%コード位置でこの波動の振動数を見積もるとおよそ200Hz弱であり、これが境界層中を発達するT-S波の振動数であると考えられる。

引き続き、本解析によるこれらの結果が、境界層遷移という複雑な物理現象をどの程度正確に捕えているかを検証するため、まず遷移位置に関する実験結果との比較について考察を行った。

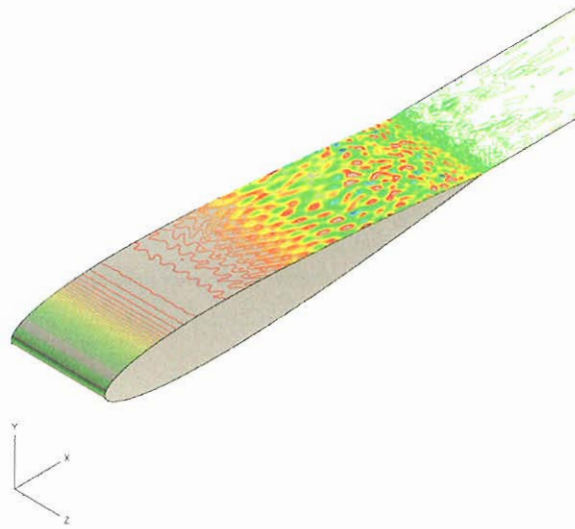


図 4 Instantaneous vorticity of the spanwise component
(NACA0012, $Re = 2 \times 10^6$, $U_\infty = 30\text{m/sec}$, $\alpha = 0^\circ$).

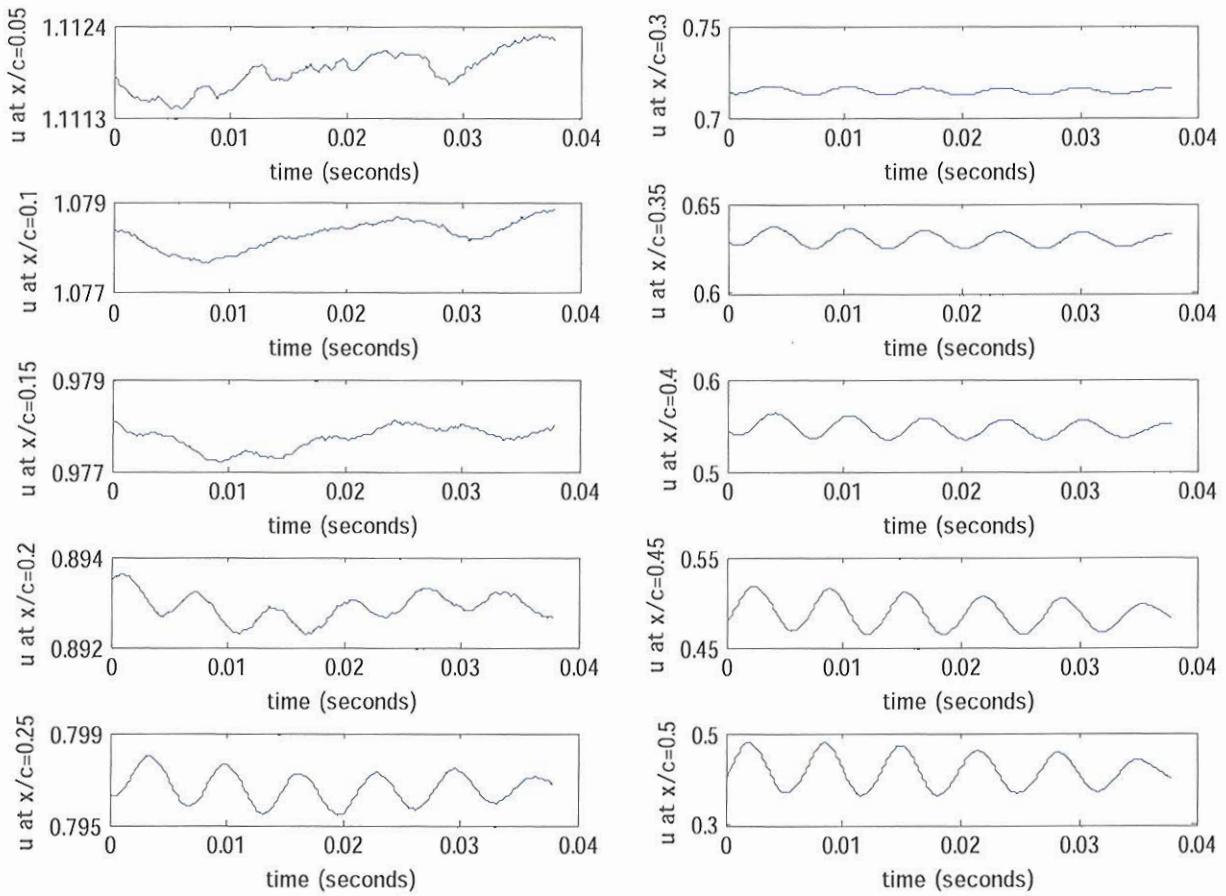


図 5 The velocity fluctuations at some streamwise at 0.8mm distant from wall surface location.

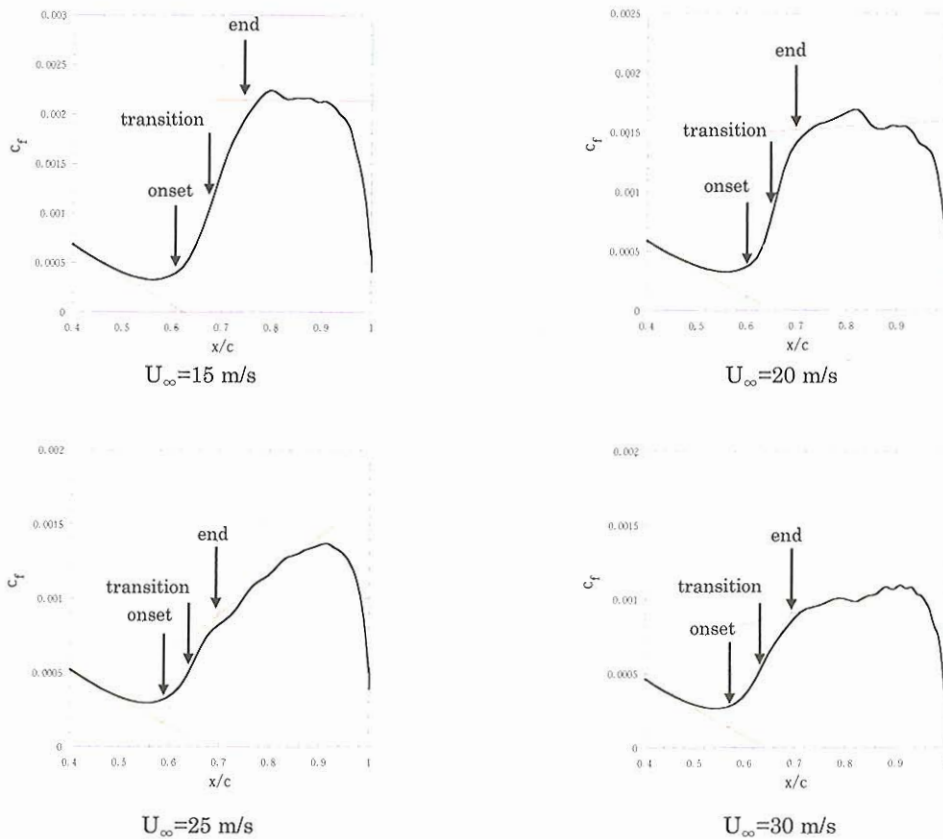


図6 The definition of the transition location.

ここで比較する実験結果は徳川ら^[7]によって得られたものを用いた。上記の30m/sのケースの他に、25, 20, 15m/sの計4ケースのデータが得られているので、全ケースについて解析を行い、レイノルズ数変化に関する傾向の変化も調べた。遷移位置の定義については、図6に示すように、 C_f 曲線を3本の直線で補間したときに現れる2つの交点の上流側を遷移のonset、下流側をendとし、その中点を遷移点とする徳川らの手法をそのまま用いた。

図7はこの方法に基づき、各々のケースについて遷移位置を特定した結果を、図4と同様な渦度の等値面図に示したものである(左から \blackrightarrow :onset, \blacktriangle : transition, \blackleftarrow : end)。この図をみると、遷移位置は主流の増加とともに上流側に移動することがわかる。一般に境界層遷移はRe数の増加(この場合主流の増加と等価)とともに早まることが知られており、この結果は十分妥当なものと言える。

これらの結果を実験結果と合わせて示したのが図8である。図の横軸は主流速度、縦軸はコード位置を表しており、 \blacksquare は数値計算の結果を、 \bullet と \blacktriangle は実験結果を表す。なお \bullet は鉄道総合技術研究所の大型低騒音風洞、 \blacktriangle はJAXA大型低速風洞によるもので、風洞残留乱れはそれぞれ30m/sでおよそ0.04%, 0.16%である。

これらの結果を見ると、主流速度の増加にともなう遷移位置の前進の傾向は全てにおいて共通であり、定性的には数値計算の結果は良い一致を示すものと言える。なお数値計算の結果が大型低騒音風洞(\bullet)の結果により近いのは、数値計算に含まれる初期攪乱が小さいことに対応している

ことに対応していると思われる。ただ主流速度が15m/sの場合は両者の結果が極めてよい一致を示すのに対し、主流速度が増加するとその差が大きくなっており、30m/sのケースでは約10%コード長の差が認められる。

次に攪乱波の不安定性を定量的に検証するために、数値計算から得られる平均速度場のデータを用いて線形安定性解析を行った。攪乱の不安定性に関しては2次元境界層方程式に平行流近似と線形性を仮定して得られるOrr-Sommerfeld方程式を用いて行ない、遷移位置予測等で一般的に用いられる e^N 法によって不安定波の特性を評価した。

e^N 法によって求めたN値を、各々の振動数をもつ攪乱波別にプロットしたのが図9である。解析は主流速度が30m/sのケースについて行われた。横軸にコード位置、縦軸にN値をとっている。この図を見ると、比較的小さな振動数を持つ攪乱波は安定から不安定になるいわゆる臨界点がより下流方向にあり、また振幅(N値)の増加もゆっくりしている。攪乱波の振動数を増加させると臨界点はより上流側に移動し、かつ最終的な振幅も大きくなる。ただし振動数が700Hzを超えると増幅率はやや減小に転ずる。

このことを明確にするため、 $x/c=0.4$ におけるNの値を攪乱波の振動数の関数として図10に示した。この図より、明らかに振動数の増加とともにN値が増加することがわかる。しかし $f=700\text{Hz}$ をピークに減小する。つまりこの流れ場においては、最も強く増幅される攪乱波は $f=700\text{Hz}$ の攪乱であることを示す。

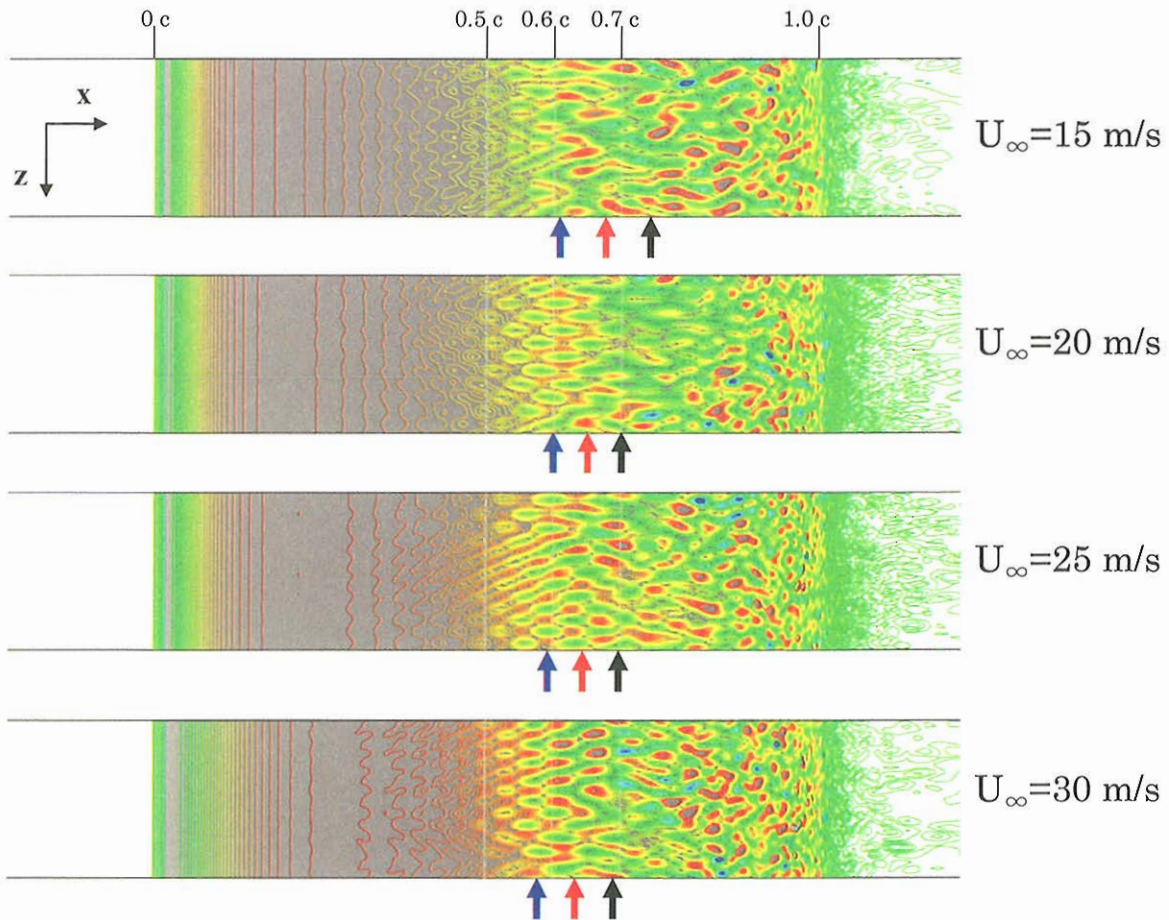


図 7 The transition location for each cases.

一方、実験から得られた最も強く増幅される攪乱波もほぼ 700Hz 付近であることがわかっており、これらの結果は、本解析で直接得られた 200Hz 弱という周波数と異なる。現在、この原因を特定すべく、引き続いて、解析精度の向上、格子点密度の影響等を調査している。

4. 結論

乱流や遷移などの複雑な流体现象を伴う高レイノルズ数領域における流れを、比較的少ない計算資源で捕えることのできる手法を開発した。本手法は、基本的に ADM (Approximate Deconvolution Model) 的アプローチに基づく LES をベースに、Generalized Characteristics Interface Conditions、高精度スキーム等を組み合わせたものである。

検証例として、2 次元翼周りの流れに関する解析例を示し、本手法が、層流剥離泡を含む流れ及び高レイノルズ数領域における境界層遷移を含む流れの解析に有効であることを示した。特に後者の例では、攪乱の増幅特性に関しては安定性解析及び実験結果との差が大きく、解析精度や格子点密度等の点に関して、改善の余地があることが示されたものの、遷移位置が実験結果と比較的良好に一致するなど、満足すべき結果が得られた。

謝辞

本解析結果の検証を行うにあたり、境界層の安定性解析を担当していただいた宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 跡辺隆主任研究員に感謝します。

参考文献

- [1] J. Kim and D. Lee, "Optimized Compact Finite Difference Schemes with Maximum Resolution", AIAA Journal, Vol. 34, 1996, pp. 887-893.
- [2] D. Stanescu and W. Habashi, "2N-Storage Low Dissipation and Dispersion Runge-Kutta Schemes for Computational Aeroacoustics", Journal of Computational Physics, Vol. 143, 1998, pp. 674-681.
- [3] Stolz, S., Adams, N. A. and Kleiser, L., "The Approximate Deconvolution Model for LES of Compressible Flows and its Application to Shock-turbulent-boundary-layer Interaction", Phys. Fluids, Vol. 13, 2001, pp.2985-3001.
- [4] J. Kim and D. Lee, "Generalized Characteristic Boundary Conditions for Computational Aeroacoustics, Part 2", AIAA Journal, Vol. 42, 2000, pp. 47-55.
- [5] Sumi, T., Kurotaki, T. and Hiyama, J., "Generalized Characteristic Interface Conditions for Accurate Multi-block Computation", AIAA 2006-1272, 2006.

- [6] 宮澤ら, “二次元翼周り流れのLES解析と空力音の予測”, 第18回数値流体力学シンポジウム, B1-2, 2004.
- [7] 徳川ら, “二次元翼境界層の自然遷移に対する外乱の影響”, ながれ 22, 2003, pp. 485-497.

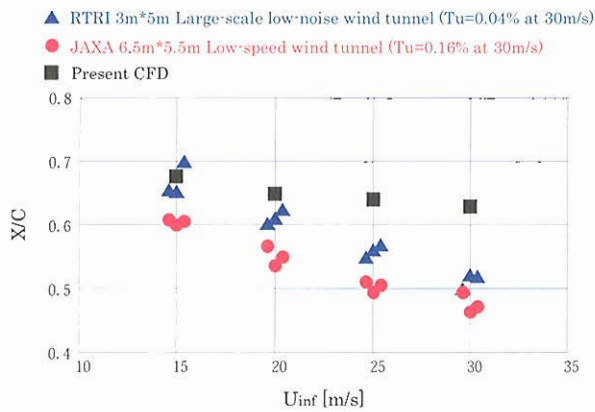


図 8 The transition location with the experimental results.

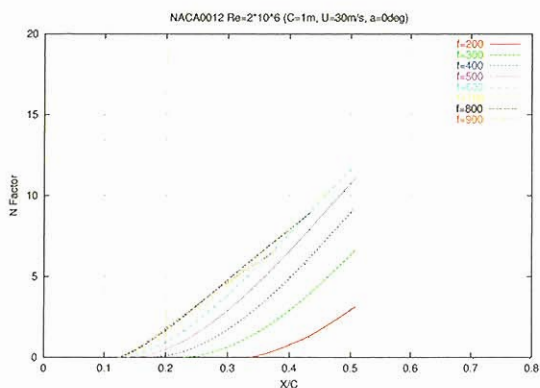


図 9 Variation of the N factor with x/c.

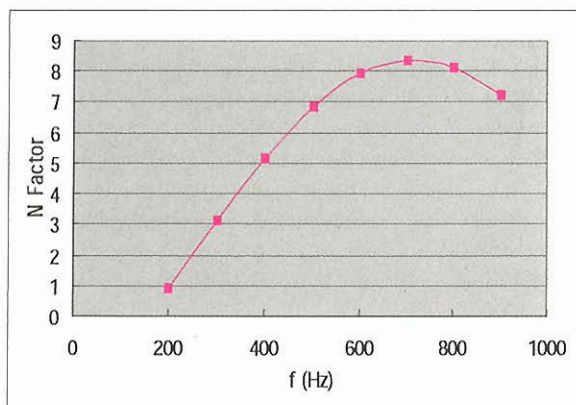


図 10 Variation of the N factor with frequency at x/c=0.4.

ロケットエンジン燃焼関連シミュレーション

松山新吾, 新城淳史, 溝渕泰寛, 小川哲
宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部

Numerical Simulation on Rocket Engine Combustion

by

Shingo Matsuyama, Junji Shinjo, Yasuhiro Mizobuchi, Satoru Ogawa

ABSTRACT

Numerical simulation of liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine combustor is conducted to investigate the flame structure under supercritical pressure. A preliminary result by an axisymmetric numerical simulation with detailed chemistry is shown for a single shear coaxial injector element which follows the experiment by Mayer and Tamura. A real gas effect under supercritical pressure is accounted for by Soave-Redlich-Kwong equation of state. Thermodynamic and transport properties are evaluated based on departure functions and the corresponding state principle. A fine mesh system with minimum mesh spacing of $1\mu\text{m}$ is employed to resolve a thin reaction layer under high pressure environment. The present simulation has succeeded to capture the unsteady flame with very thin reaction layer at supercritical pressure. By the analysis of the simulated flame, fundamental features of the LOX/GH₂ flame are clarified. Small eddies, which are generated intermittently at the upper corner of the LOX post tip, interact and coalescence with their neighboring eddies while convecting downstream. A recirculation zone near the LOX post tip drives the GH₂ flow toward the LOX stream, which anchors the flame and results in a stationary combustion. The flame edge attaches to the LOX post tip and non-premixed combustion occurs. The flame thickness is less than 0.1mm, and no local extinction is observed during the simulation.

1. はじめに

H-IIA, Delta IV, Ariane V などの打ち上げシステムには、主に液酸/液水ロケットエンジンが採用されている。これらの打ち上げシステムの第一段エンジンである LE-7A, RS-68, Vulcain エンジンも、現在比較的安定して運用されているものの、ロケットエンジン燃焼器の内部で生じている燃焼過程に対する理解は未だ不十分である。その要因は、燃焼器内部では液体酸素の微粒化、蒸発、混合、燃焼といった複雑な過程を伴うためである。これらの複雑な過程を伴う燃焼を理解すべく、これまでに多くの研究が行われてきたが⁽¹⁻¹¹⁾、いまだ十分なレベルに達しているとは言いがたい。したがって、実際の燃焼器設計では試験の積み重ね、試行錯誤の繰り返しによって得られたノウハウに頼るところが大きく、エンジン性能の向上・新規エンジンの開発を行う上で、開発期間を長期化し、開発コストを増大する要因となっている。

一方で、近年の著しい計算機能力の向上によって、詳細反応機構を用いた燃焼シミュレーションが行われ、火炎の構造を理解する上で重要なツールになってきている^(12,13)。今後、ロケットエンジン燃焼器の設計・開発においても、数値シミュレーションが重要なツールとなりうると思われる。しかしながら、ロケットエンジン燃焼器のシミュレーションを実現する上で困難となるのは、まず酸素が液体の状態で噴射されるため、基本的には気液二相流としての取り扱いが必要なことである。また、燃焼器のサイズが数十 cm のスケールであることに対し、高圧力条件下での燃焼で生じる火炎の厚さは 1mm 以下のスケールになることである。このようなごく薄い火炎を高解像度の計算格子を用いて DNS 的にとらえながら、燃焼器全体のシミュレーションを実行することは、現状の計算機性能では完全に不可能である。そのため、今のところロケットエンジンの燃焼器シミュレーションは必然的に LES もしくは RANS に火炎モデルを用いたアプローチに頼らざるを得ない。すでに、ロケットエンジン燃焼器をターゲットとした LES がいくつか行われ始めてはいるが⁽¹⁻⁵⁾、乱流燃焼のモデリングや、実験との比較によるシミュレーション結果の検証など、まだまだ解決すべき問題は多い。

著者らも、ロケットエンジン燃焼器内部で生じる火炎の基本的な構造を把握することを目指して、基礎的な燃焼シ

ミュレーションを開始している⁽¹⁴⁾。本報では、ロケットエンジン燃焼器の基本要素である、同軸型噴射エレメントについて燃焼シミュレーションを行った結果について報告する。最終的には火炎モデルを用いた LES を視野に入れているが、本解析では、火炎モデルと乱流モデルを用いずに、高解像度の計算格子を用いて詳細な素反応機構を解くことによって火炎を直接模擬した。シミュレーションによって得られた非定常データから火炎構造、保炎メカニズムなどを検討した。

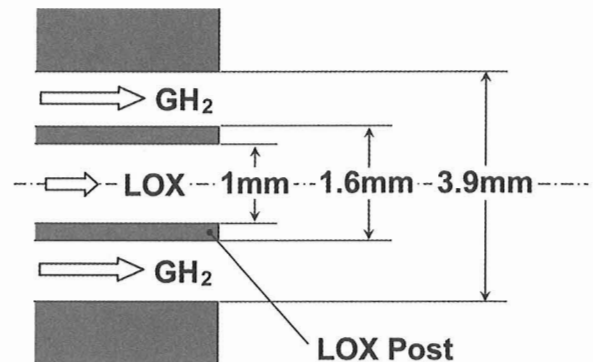


図1 同軸型噴射エレメント

表1 噴射ノズル・燃焼器サイズ, LOX/GH₂ 噴射条件

液体酸素噴射ノズル内径	1 mm
液体酸素噴射ノズル外径	1.6 mm
水素噴射ノズル直径	3.9 mm
燃焼器直径	40 mm
燃焼器全長	400 mm
液体酸素噴射速度	30 m/sec
液体酸素噴射温度	100 K
水素噴射速度	300 m/sec
水素噴射温度	300 K
燃焼器内圧力	10 MPa

2. 解析対象

解析対象は図 1 に示す同軸型噴射エレメントである。同軸型噴射エレメントでは、液体酸素 (LOX) 噴射ノズルの外周に円環状の気体水素 (GH₂) 噴射ノズルが配置されており、気相-液相間の相互作用によって燃料と酸化剤の混合・拡散を促進して燃焼させる。このような同軸型噴射エレメントは多くの液酸/液水ロケットエンジンに採用されており、LE-7A エンジンでは約 300 本用いられている。

計算条件は、Mayer and Tamura が行った LOX/GH₂ 燃焼・可視化試験⁽⁶⁾を模擬したものである。燃焼器サイズ、噴射条件などを表 1 に示す。

3. 数値計算手法

3. 1 支配方程式

支配方程式には軸対称を仮定した以下の Navier-Stokes 方程式を用いた。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + H \quad (1)$$

ここで、各ベクトル成分は以下のように定義される。

$$Q = y \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho z_s \end{bmatrix},$$

$$F = y \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P \\ \rho uv \\ (E + P)u \\ \rho z_s u \end{bmatrix}, \quad G = y \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + P \\ \rho uv \\ (E + P)v \\ \rho z_s v \end{bmatrix},$$

$$F_v = y \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yx} \\ \tau_{xx}u + \tau_{yx}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_s \rho D_s H_s \frac{\partial z_s}{\partial x} \\ \rho D_s \frac{\partial z_s}{\partial x} \end{bmatrix},$$

$$G_v = y \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_s \rho D_s H_s \frac{\partial z_s}{\partial y} \\ \rho D_s \frac{\partial z_s}{\partial y} \end{bmatrix},$$

$$H = \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \mu v \right) \\ P - \frac{3}{4} \frac{\mu v}{y} + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} v \frac{\partial \mu}{\partial y} \\ -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} \mu uv \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{2}{3} v^2 \right) \\ y w_s \end{bmatrix}.$$

ここで、 z_s は化学種 s の単位質量あたりのモル数 [mol/kg] である。その他の記号は慣用に従う。

化学種として H₂, O₂, OH, H₂O, H, O, H₂O₂, HO₂ の 8 化学種を考慮し、化学反応モデルには Petersen and Hanson による 19 反応モデルを用いた⁽¹⁵⁾。

通常の気液二相流では気相-液相界面には表面張力が働き、密度などの不連続を伴う相変化が生じる。そのためシミュレーションでは、相界面を定義しラグランジュ的手法によって追跡して質量、運動量およびエネルギーの流入出を扱う必要がある。しかし、本解析が対象とする Mayer and Tamura による燃焼試験の条件では、燃焼室圧力が酸素の臨界圧力 (5.04MPa) を超えるため、液相-気相間には密度などの不連続は伴わない。また、表面張力、蒸発潜熱も小さくなることから、液相と気相 (超臨界流体) を区別せず単一相的に扱う。

支配方程式は有限体積的手法により離散化し、対流流束は空間 3 次精度の AUSM-DV スキーム⁽¹⁶⁾により求める。粘性流束は中心差分的手法により求め、化学種の質量保存を保つように修正を施している⁽¹⁷⁾。時間積分には Euler 法による完全陽解法を用いる。本解析では、計算格子幅が非常に小さいことから時間刻みが制限されるため、化学反応による化学種の生成項は陽的に扱う。また、計算では格子幅数 μm 程度の高解像度の計算格子を用い、乱流モデルは用いない。乱流の取り扱いに関しては今後の課題とする。

3. 2 状態方程式、熱力学諸量、輸送係数

液体酸素は高圧 (10MPa) ・極低温 (100K) 状態で燃焼室に噴射されるため、実在気体効果が無視できなくなる。そこで、状態方程式には理想気体の状態方程式ではなく、Soave-Redlich-Kwong 状態方程式 (SRK EoS) を用いる⁽¹⁸⁾。

$$P = \frac{R_u T}{V - b_m} - \frac{a_m}{V^2 + b_m V}, \quad (2)$$

ここで、 R_u は一般気体定数、 V はモル体積 [m³/mol] を表す。また、混合気体のパラメータ a_m , b_m は以下のように求める。

$$a_m = \sum_i \sum_j X_i X_j (a_i a_j)^{1/2} (\alpha_i \alpha_j)^{1/2}, \quad b_m = \sum_i X_i b_i$$

$$a_i = \frac{0.08664 R_u T_{c,i}}{P_{c,i}}, \quad \alpha_i = \left\{ 1 + f(\omega_i) (1 - T_{r,i}^{1/2}) \right\}$$

$$f(\omega_i) = 0.48 + 1.574 \omega_i - 0.176 \omega_i^2, \quad T_{r,i} = \frac{T}{T_{c,i}}$$

$$b_i = \frac{0.08664 R_u T_{c,i}}{P_{c,i}}.$$

ここで、 X_i , $P_{c,i}$, $T_{c,i}$ はそれぞれ、化学種 i のモル分率、臨界圧力、臨界温度である。

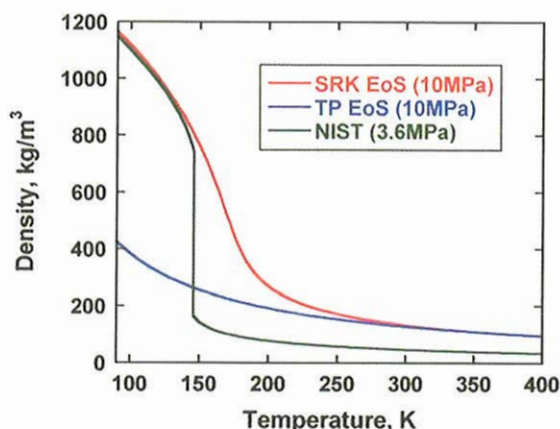


図2 圧力 10MPa における O_2 の密度変化

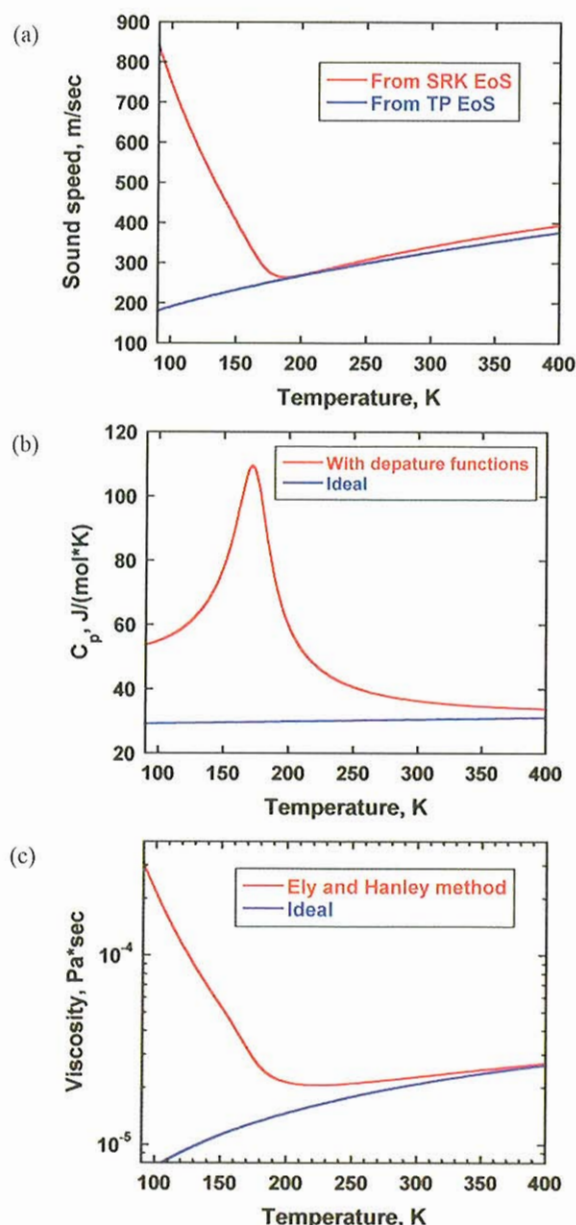


図3 圧力 10MPa における O_2 の物性値 (a) 音速 (b) 定圧モル比熱 (c) 粘性係数

図2に、SRK 状態方程式を用いて計算した、圧力 10MPa における O_2 の密度変化を示す。参考として、理想気体の状態方程式 (TP EoS) を用いて計算した場合と、亜臨界圧力での密度変化も示している (3.6MPa, NIST⁽¹⁸⁾によるデータ)。理想気体の状態方程式を用いた場合、300K 以下の低温領域で密度をかなり小さく評価していることがわかる。また、亜臨界圧力条件では密度の不連続 (相変化) が存在しているのに対し、超臨界圧力では液相と気相 (超臨界流体) との間に密度の不連続は存在しないことがわかる。

音速は SRK 式から直接導出した。また、エンタルピ、モル比熱などの物性値では、departure function を用いて標準状態からのずれを評価した⁽¹⁹⁾。粘性係数・熱伝導係数は、Ely and Hanley による、対応状態原理に基づいた手法によって評価した^(20,21)。拡散係数は、通常の Chapman-Enskog 理論により評価しているが、化学種の数密度は SRK 状態方程式から求めた。

図3に圧力 10MPa における O_2 の物性値の例を示す。参考として、理想状態を仮定して計算した物性値も示している。やはり低温領域では、理想状態との食い違いがかなり大きくなっていることがわかる。

3. 3 計算格子

図4に、噴射ノズル出口近傍の計算格子を示す。計算領域は、LOX/GH₂ 噴射ノズル部と燃焼器部からなる。噴射ノズルの出口付近に形成される薄い火炎を捉えるために、LOX ポスト近傍に計算格子を集中して分布させている。LOX ポスト背後の領域 ($0.5 < y < 0.8$ mm) には半径方向に 161 点の格子点を配置した。また、LOX ポスト壁面での最小格子幅は 1 μ m としている。軸方向には格子幅を 2% ずつ増加させながら格子点を分布させている。全格子点数は軸方向、半径方向にそれぞれ 571 \times 401 点である。計算は領域分割により並列化し、並列計算は宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 総合技術研究本部 (IAT) に設置されている中央 NS システム (CeNSS) 上で 80CPU を用いて行った。並列計算の実効性能は約 50Gflops を実現している。

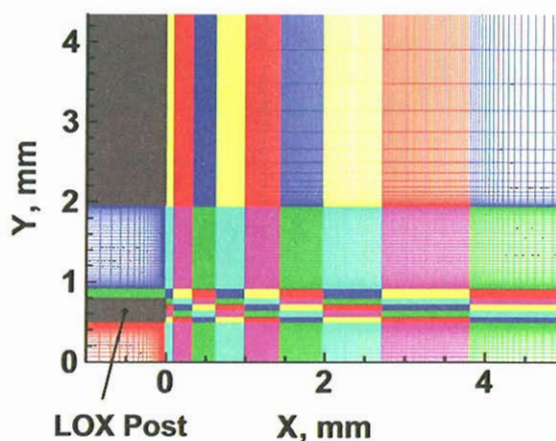


図4 計算格子例

3. 4 境界条件

境界条件は、以下の通りである：LOX/GH₂ の流入条件は管内乱流速度分布を仮定し、人工的な擾乱などは加えない。壁面ではすべりなしで等温壁、非触媒性条件を仮定した。壁面温度は、高温ガスが接触する LOX ポスト壁面で 600K、それ以外では 300K とした。流出境界には無反射条件を用いた⁽²²⁾。

4. 計算結果

本解析では初期条件として、一次元対向流拡散火炎の計算から得られた温度・化学種の分布を水素噴流と酸素噴流の間に配置した。計算を開始し、しばらくして安定した状態の火炎が得られた後、実時間にして約 1msec の間、火炎構造の解析を実施した。

図 5 に $t=0.5\text{msec}$ における温度分布を示す。黒の実線は当量比 1 の等値線を示す。火炎端は LOX ポストに付着した状態で保炎されており、水素噴流と酸素噴流は高温燃焼ガスをはさんで完全に分離されている。このような火炎の特徴は Mayer and Tamura⁽⁶⁾による可視化結果、Oefelein and Yang⁽¹⁻³⁾による LES の結果と一致している。火炎温度は H_2/O_2 の断熱火炎温度にほぼ等しい 3800K 弱に達している。水素噴流側では LOX ポスト上端から渦が間欠的に発生している。ここで発生した渦は隣接する渦と合体して、発達しながら下流へ流れていく。下流領域では、発達した渦によって火炎が引き伸ばされ火炎が非常に薄くなっているが、局所的な消炎によって分断されることはなく、安定して火炎が維持されている。

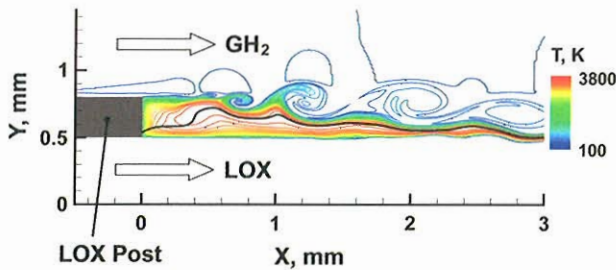


図 5 温度分布 ($t=0.5\text{msec}$, 黒の実線は当量比 1 の等値線を示す)

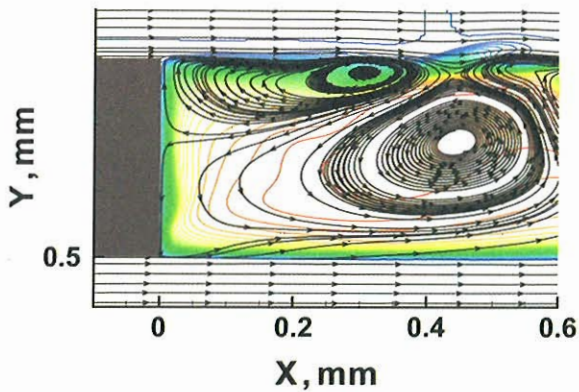


図 6 LOX ポスト近傍での温度分布および瞬間流線 ($t=0.5\text{msec}$)

図 6 に同じ時間の LOX ポスト近傍における温度分布および瞬間流線を示す。LOX ポストの背後には循環領域が存在していることがわかる。この循環領域の存在により流速が低下することで火炎端が下流に流されることがなく、LOX ポストに付着した状態で安定した燃焼を維持している。

図 7 に H_2 , O_2 , OH , H_2O の質量分率分布を示す。ここでも、当量比 1 の等値線を黒の実線で示してある。OH ラジカル分布の端も LOX ポストにほぼ付着しており、燃料 (H_2) と酸化剤 (O_2) は完全に分離され、拡散火炎が形成されている。下流領域において渦によって火炎が引き伸ばされている場所では、OH ラジカルの分布も非常に薄くなっていることがわかる。水素噴流は、発達した渦によって燃焼生成物 (H_2O) と混合しながら下流へ流れていくのに対し、

酸素噴流はほとんど混合せずに流れていく。また LOX ポスト近傍では、 H_2O が部分的に循環している様子がわかる。

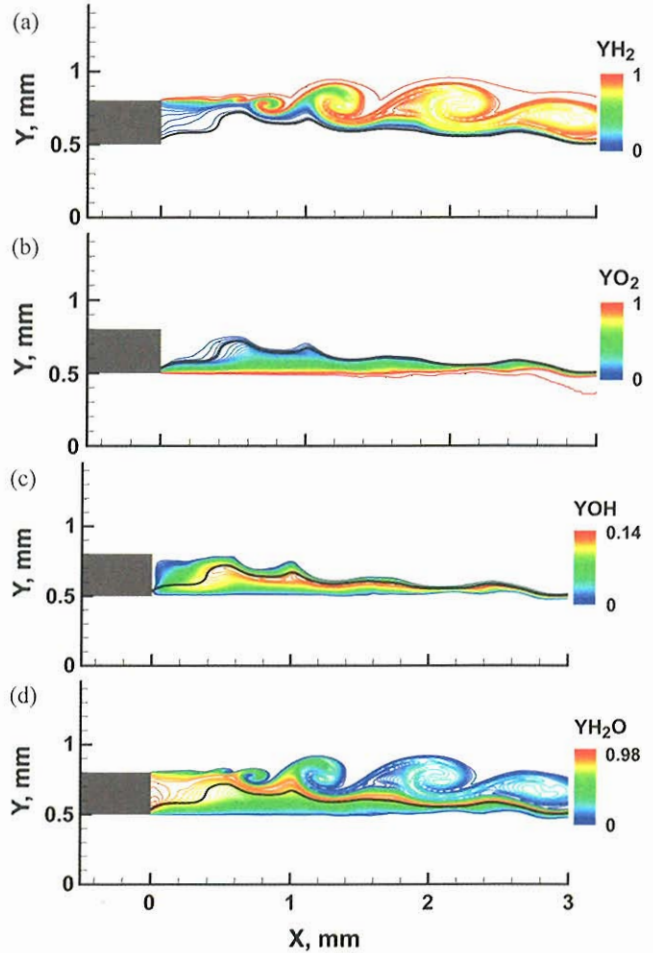


図 7 化学種の質量分率分布 (a) H_2 (b) O_2 (c) OH (d) H_2O ($t=0.5\text{msec}$, 黒の実線は当量比 1 の等値線を示す)

図 8 に $x=2\text{mm}$ における火炎の局所構造を示す。化学種の分布から拡散火炎が形成されていることがわかる。火炎温度は約 3700K に達している。この場所では火炎が渦によって引き伸ばされており、OH ラジカル分布の厚さは非常に薄く、約 0.06mm 程度である。水素噴流側で H_2 と H_2O が渦により混合されている様子がわかる。

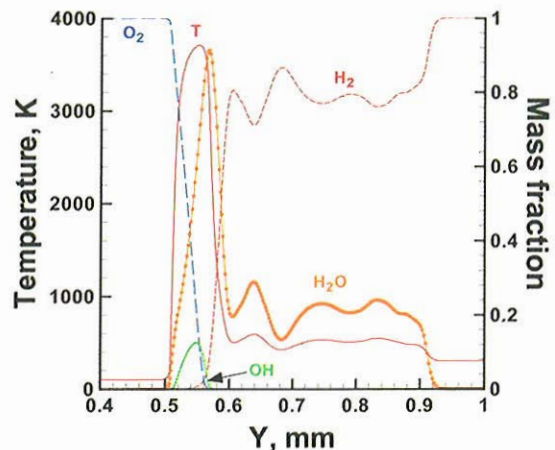


図 8 火炎の局所構造 ($x=2.0\text{mm}$)

図9に化学反応による発熱率分布を示す。化学反応は当量比1の等値線に沿って生じていることがわかる。下流領域では渦によって火炎が引き伸ばされ、非常に高い発熱が生じている。LOXポスト付近の循環領域と比較して、下流領域での発熱率は10~100倍程度高くなっていることがわかる。

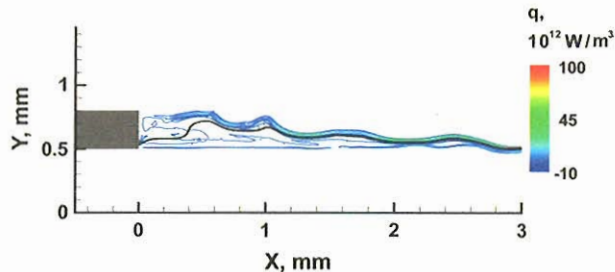


図9 発熱率分布 ($t=0.5\text{msec}$, 黒の実線は当量比1の等値線を示す)

図10に $t=0.5\text{msec}$ における渦度分布、さらに、時系列データから得られた半径方向速度の時間変動のスペクトル分布を示す。速度の変動は図中の3箇所で見測した。各観測位置における変動のピーク周波数は、それぞれ450, 147, 97.7 kHzであった。ピーク周波数の値は下流へいくにしたがって減少し、最終的には約100kHzに近づいていく。ピーク周波数に対応するストローハル数は、それぞれ0.45, 0.147, 0.097である。ストローハル数はLOXポストの厚さ(0.3mm)と水素噴流の平均流速(300m/sec)によって定義した。Weeらによる、バックステップ流れに対する二次元シミュレーション⁽²³⁾の結果によると、変動ピークのストローハル数は下流へいくにしたがって減少していき、 $O(0.1)$ 程度に収束していくことが報告されている。本解析によって得られた結果も同様で、流れ場がバックステップ流れと類似した構造になっていることがわかる。

5. まとめ

ロケットエンジン燃焼器の基本要素である同軸型噴射器を模擬して、超臨界圧力下でのLOX/GH₂燃焼シミュレーションを行った。本解析では、火炎モデルを用いず、高解像度の計算格子を用いて詳細反応機構を解くことにより火炎を直接とらえることに成功した。シミュレーションの結果から以下のような火炎の様子が明らかになった。

- (1) 火炎端はLOXポストの下端に付着しており、火炎形態はほぼ完全に拡散火炎である。下流領域では渦により火炎が引き伸ばされるものの、局所的な消炎による火炎の分断は観測されなかった。
- (2) LOXポスト近傍には循環領域が存在しており、流速が低下することで火炎端が下流に流されることなく、LOXポストに付着した状態で安定した燃焼を維持している。
- (3) 渦によって火炎が引き伸ばされている領域では強い発熱が生じている。引き伸ばされた火炎の厚さは非常に薄く0.1mm以下である。
- (4) 水素噴流側のLOXポスト上端からは渦が間欠的に生成される。流れの構造はバックステップ流れと類似した構造になっている。

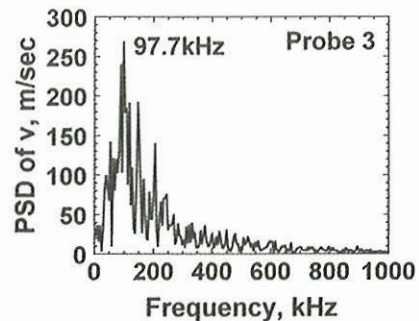
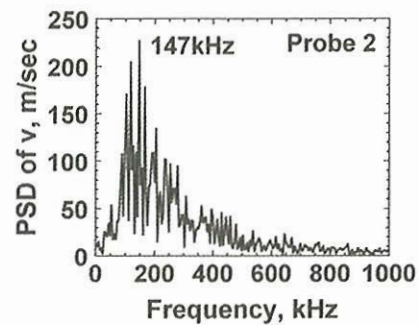
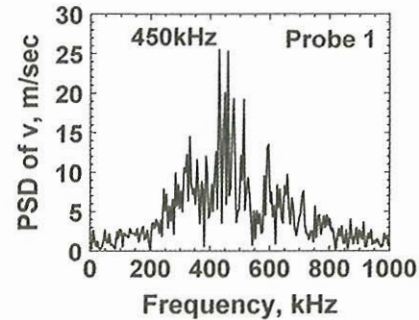
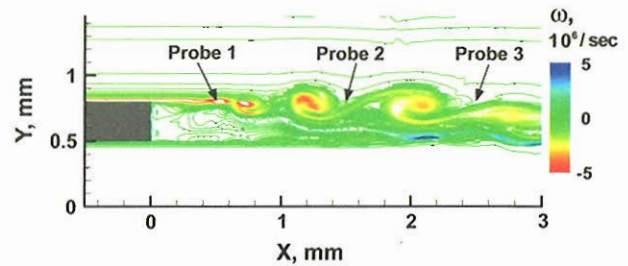


図10 渦度分布 ($t=0.5\text{msec}$)、時系列データから得られた半径方向速度の時間変動のスペクトル分布

参考文献

- 1) Oefelein, J. C., and Yang, V., *J Propul. Power*, 14 (1998) 843-857.
- 2) Oefelein, J. C., AIAA Paper 2003-0479.
- 3) Oefelein, J. C., *Proc. of Combust. Inst.*, 30 (2005) 2929-2937.
- 4) Zong, N., et al., *Phys. Fluids*, 16 (2004) 4248-4261.
- 5) Zong, N. and Yang, V., *Proc. of Combust. Inst.*, 31 (2006).
- 6) Mayer, W., and Tamura, H., *J Propul. Power*, 12 (1996) 1137-1147.
- 7) Mayer, M., et al., *J Propul. Power*, 16 (2000) 823-828.
- 8) Mayer, W., et al., *J Propul. Power*, 17 (2001) 794-799.
- 9) Candel, S., et al., *J Propul. Power*, 14 (1998) 826-834.
- 10) Singla, G., et al., *Combust. Flame*, 144 (2006) 151-169.
- 11) Kendrick, D., et al., *Combust. Flame*, 118 (1999) 327-339.

- 12) Mizobuchi, Y., et al., *Proc. of Combust. Inst.*, 29 (2002) 2009-2015.
- 13) Mizobuchi, Y., et al., *Proc. of Combust. Inst.*, 30 (2005) 611-619.
- 14) Matsuyama, S., et al., AIAA Paper 2006-761.
- 15) Petersen, E. L., and Hanson, R. K., *J Propul. Power*, 15 (1999) 591-600.
- 16) Wada, Y. and Liou, M. S., NASA TM-106452, 1994.
- 17) Mizobuchi, Y., and Ogawa, S., AIAA Paper 2000-0184.
- 18) Polling, B. E., and Prausnitz, J. M., and O'Connell, J. P., *The Properties of Gases and Liquids*, McGraw-Hill, 5th ed., 2001.
- 19) Thermophysical Properties of Fluid Systems,
<http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.
- 20) Ely, J. F., and Hanley, H. J. M., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 20 (1981) 323-332.
- 21) Ely, J. F., and Hanley, H. J. M., *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 22 (1981) 90-97.
- 22) Poinot, T. J., and Lele, S. K., *J Comput. Phys.*, 101 (1992) 104-129.
- 23) Wee, D., et al., *Phys. Fluids*, 16 (2004) 3361-3373.

Comparison of Interpolation Methods for Numerical Analysis on Helicopter Noise

Choongmo Yang, Paulus Lahur and Takashi Aoyama
Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA)
7-44-1, Jindaijihigashi-machi, Chofu, Tokyo 182-8522, Japan

INTRODUCTION

JAXA has been developing its own full helicopter simulation code[1] by combining accurate CFD solver and acoustic solver. The flow solver is using moving overlapped grid method, which is one of the most advanced techniques for tip-vortex capturing at present. The moving overlapped grid system is composed of three different types of grids (blade grid, inner and outer background grids), and simple bi-linear interpolation method is used to exchange the information between each grid during calculation. The acoustic code is based on Ffowcs Williams and Hawkings (FW-H) formulation using the pressure distribution on blade surface obtained by the CFD code as input data.

The previous researches have shown its ability to capture the distinct peak of BVI noise for several problems. Also the code is expanding its ability to solve the flow-field including tail-rotor and fuselage configuration for interaction noise analysis. The noise generated by a maneuvering rotorcraft would be the next important challenge in the way to full helicopter simulation. To get accurate noise signals for the noise problems of helicopter, it is very important to solve the fully unsteady flow field with high-accuracy for several rotor revolutions. Because of complex movement of helicopter including rotor-rotation and flight motion of all parts of helicopter, the importance of accurate and fast interpolation algorithm between overlapped grids is growing up. Specially, for the computation of a maneuvering helicopter, the computing efficiency becomes one of the bottle-necks.

In this paper, the several interpolation algorithms are implemented and compared for elapsed computing time. Compared to linear index searching algorithm, Alternating Index Searching algorithm, which will be explained later, shows better performance to accelerate calculation with overlapped grid system. Alternating Index Searching algorithm searches the nearest point by checking neighbor points to alternate its index direction for a given point. Alternating Digital Tree (ADT)[2] algorithm is also known to have excellent searching speed to find the intersection line or plane between two meshes. But if we restrict the interpolation for a structured grid, which can be

characterized by linear indexing along computational coordinate axis, then alternating index searching algorithm shows better performance in searching operations. So, in this paper, three different alternating index searching algorithms are compared to linear index searching methods during interpolation operations. By applying this algorithm, efficient massive computation can be achieved for the full helicopter configuration. The results of this study can provide understanding of the characteristics for helicopter noise, which can be valuable in full helicopter design.

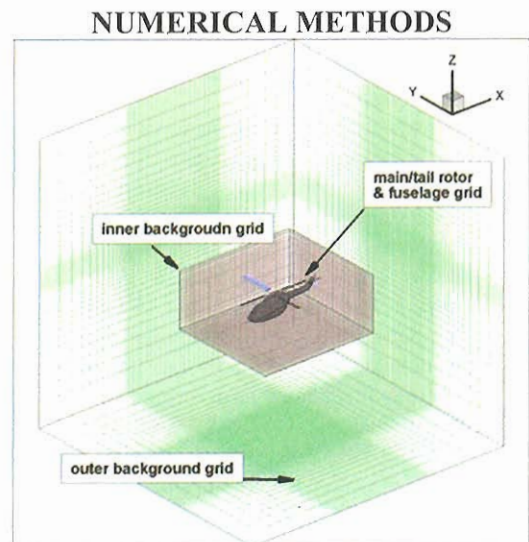


Fig.1: Perspective view of overlapped grid system

Overlapped Grid System: A moving overlapped grid system with three different types of grids (rotor grid, inner and outer background grids) is used to simulate BVI of helicopter. Figure 1 shows a perspective view of grid system for the whole computational domain of grid system. The inner background grid is placed around the rotor disk. The outer background grid covers the whole computation region with a sparse grid density. The flow data are exchanged between the inner and outer background grids, and between rotor grid and inner-background grid. The body-fitted blade grid in O-H topology moves along with the blade motion including rotation, flapping, feathering, and lagging.

Table 1 shows the specification of each grid. Most of the grid is concentrated in inner-background grid, which captures the trace of tip vortex during several rotations around rotor disk. The number of grid points in span-wise direction is considerably increased to match the grid density of the blade grid with that of the inner background grid. The grid spacing of the inner background grid corresponds to $0.05c$, where c is the chord length.

inner background grid	$(X \times Y \times Z)$ $450 \times 400 \times 80 = 14,400,000$
outer background grid	$(X \times Y \times Z)$ $83 \times 79 \times 49 = 321,293$
blade grid	$(\text{chord} \times \text{normal} \times \text{span}) \times \text{blade}$ $(83 \times 25 \times 131) \times 1 = 271,825$
total	$\sim 15,000,000$ points
inner background spacing	$0.05c (=0.006R)$

Numerical Schemes for Aerodynamics: A three-dimensional numerical flow solver for the compressible Euler equation is used to analyze the detailed behavior of tip vortex.

For the calculation of blade grid, inviscid flux vectors are separated using Roe's flux difference splitting (FDS) algorithm, with third-order accuracy using a TVD scheme. For the time integration, second-order Euler backward scheme is used in the conventional delta form. A diagonalized ADI method with an upwind flux-split technique is used in the linearized implicit part for the discretionary governing equations. A detailed derivation of the governing equation and numerical schemes is described in a previous work by Aoyama et al.

For the calculations over background grid, the flux difference across cell interface is divided also using a compact TVD scheme to get third order accuracy. MUSCL cell interface value is modified to achieve 4th-order high accuracy in the background Cartesian grid. Simple High-resolution Upwind Scheme (SHUS) is employed to obtain numerical flux. SHUS is one of the Advection Upstream Splitting Method (AUSM) type approximate Riemann solvers and has small numerical diffusion. The four stage Runge-Kutta method is used for the present calculation. The free stream condition is applied for the outer boundary of the outer background grid.

Aeroacoustics: The prediction method of the far field acoustic pressure is based on the combination of CFD technique with an acoustic equation solver. Although direct computation can be used to get the noise solution directly from the flow calculation with CFD based

methods, this is available only in the near field in spite of huge computing cost. At present, the best way is the coupling with the integral method for far-field prediction. Acoustic analogy, which is re-arranged into the Ffowcs Williams-Hawkings Equation, is widely used and still under construction for better applications. Retarded time solution to the Ffowcs-Williams and Hawkings equation, neglecting quadruple noise, can be written in the form of Formulation 1 by Farassat[3]. The prediction of rotor noise is conducted in the following procedures: 1) calculation of sound pressure of the noise source, 2) acoustic prediction computation at the observer position, and 3) post-processing of the noise data in the way of sound level using visualization or audible converting.

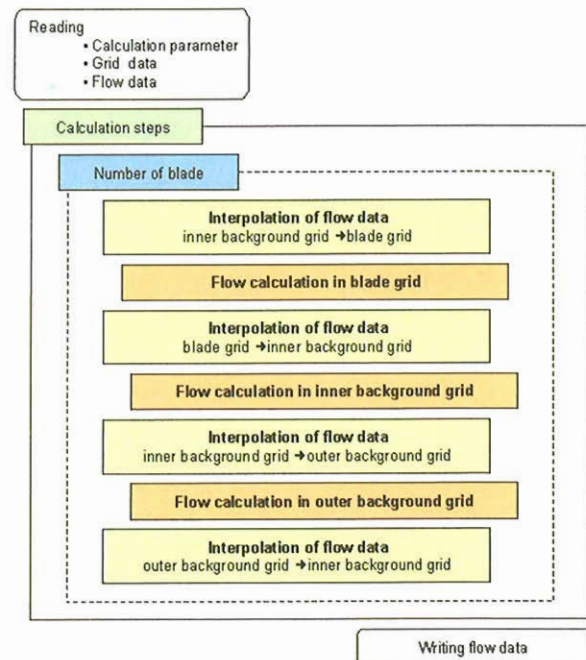


Fig.2: Diagram of procedure for flow calculation

Calculation Procedure: The dynamic blade motions such as flapping, feathering, and lagging are defined in the input data. The solver uses azimuth-wise data or 1st harmonic function data obtained by measurements or other codes (e.g. CAMRAD). In the present calculation, the collective pitch, cyclic pitch, flapping, and lagging angles measured by the wind tunnel experiment by ATIC are used. The calculation procedure is shown in the diagram of Fig. 2. The search and interpolation to exchange flow data between the grids are executed in each time step because the blade grid rotates with the rotor blade in the background grids. The computation time spent for search and interpolation is one of the disadvantages of the moving overlapped grid approach.

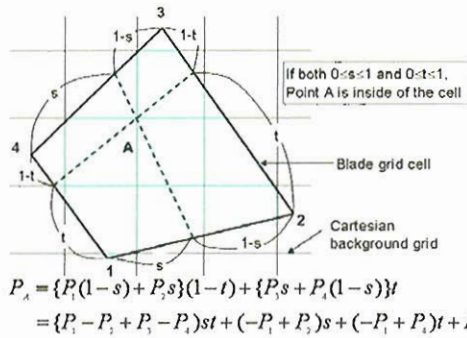


Fig.3: Diagram of bi-linear interpolation for overlapped grid system

Bi-linear Interpolation between Overlapped Grids: Figure 3 shows bi-linear interpolation of 2D for simplicity. In case of 3D, the position of the point is expressed by three scalar parameters, s, t, and u for the use of tri-linear interpolation. In this step, values of s, t, and u for each index are calculated. When all s, t, and u are between zero and one, the point is judged to be located inside of the cell.

INTERPOLATION ALGORITHMSS (Spatial Searching Algorithm)

When using overlapped grid or other kinds of multiple meshes, solutions on one grid must be accurately interpolated and transferred to the second grid for the calculation to proceed. In the case of structured/unstructured grids or the more general multi-physics case of two independent grids with arbitrary overlap, this grid transfer operation is more complicated. It involves a search for which element of the first mesh contains each nodal point of the second mesh, and a subsequent interpolation. If the two meshes move relative to each other, then the search operation must be repeatedly invoked. It needs considerably high computational cost especially for the calculation of helicopter in maneuver.

Among several kinds of interpolations between different grids, only the detailed procedure of the data exchange from the blade grid to background grid is described here. The other procedure of the data exchange from the Cartesian background grid to the blade grid is easier than that from the blade grid to the background grid.

Assume we have a blue mesh from base grid (corresponding to base grid such as main-rotor, tail-rotor, and fuselage in the present code) consisting of elements and one or more scalar or vector values defined at its nodal points as shown in Fig.4. We also have a red mesh (corresponding to inner background grid) of elements and nodal points whose spatial extent overlaps that of the blue mesh in some arbitrary way.

The grid transfer operation is to interpolate from nodal values of the blue mesh onto nodes of the red mesh, which is shown as point A, B, and C in Fig. 4.

To speed up the searching, the searching points are checked at first whether they are located inside or outside of the box which consists of maximum and minimum values of base grid, which is expressed 'in-box' in the figure. If a red nodal point is outside in-box (point A), the point is categorized as "out of box". If the point is located within 'in-box', the search algorithm begins to work to find the target cell points. If successful (point C), the value of the point 'in box' is interpolated using cell points, 1, 2, 3 and 4. If not, it means that the point is 'in box but out of range' and it may be ignored or an extrapolation procedure may be used. If a red nodal point lies on the face (or edge) between two (or more) blue elements, it can be considered to be inside either for interpolation purposes.

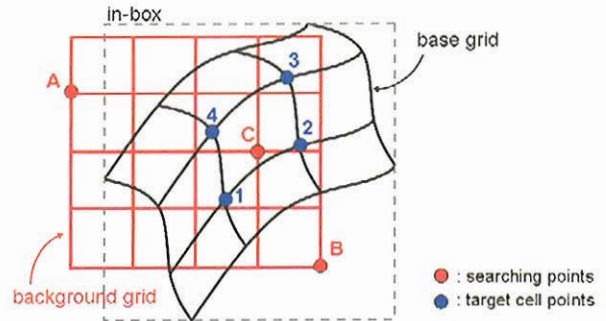


Fig.4: Arbitrary overlap of two meshes

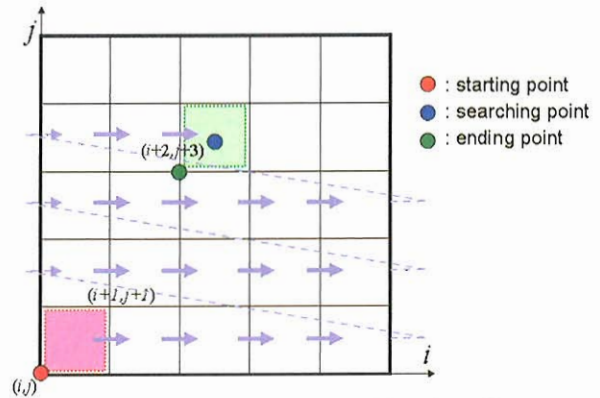


Fig.5: Diagram of linear searching algorithm

Linear Searching Algorithm: Most simple searching algorithm for the structured grid (i.e. linear index mesh) is linear searching algorithm by brute force approach. Let (i, j) be index of base grid and (I, J) be index of background grid as shown in Fig. 5. Linear searching algorithm continues checking if the searching point (I, J) is in the cell by nodal points (i, j), (i+1, j), (i+1, j+1) and (i, j+1). If the cell includes the searching point, the value of the point 'in box' is interpolated using cell points, then the next searching point of

background grid will be searched. If no cell is found to include the searching point, it is ignored and procedure exit o the next searching points.

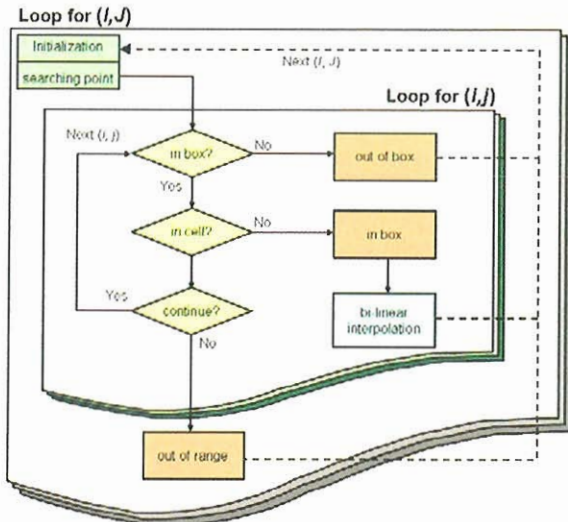


Fig. 6: Flowchart of linear searching algorithm

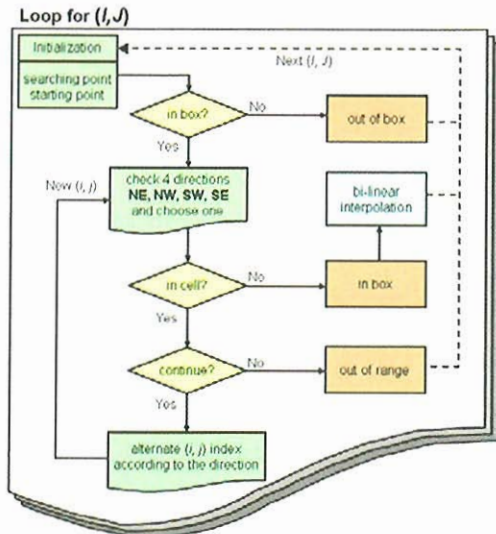


Fig.7: Flowchart for AIS algorithm

Figure 6 shows a flowchart of the linear searching algorithm. At the beginning, the grid indexed (I, J) of the background grid point is assigned to be a searching point in turn, and repeats checking for the loop of each base grid cell. During the loop of base grid (i, j), the base cell is checked whether they include the searching point or not. The searching point (I, J) of background grid should be checked in 2-D loop, and each searching point should be nested by base grid loop. This algorithm is easy for coding and secure for any kind of geometry because all cells of base grid are checked, but unnecessary index searching may be executed because the increase of index has no relation to the approaching

direction to the searching point from current position. Specially, if the searching point is located ‘in box but out of range’, the whole loop of base grid should be repeated in vain. For a complicated geometry such as helicopter fuselage, the base grid box may include huge number of points ‘in box but out of range’, which give rise to undesirable computing cost during interpolation. Moreover, helicopter in maneuver is changing its position and orientation for every moment to require a massive interpolation. That is why new searching algorithms should be examined for the helicopter simulation in maneuver.

Alternating Index Searching (AIS) Algorithm: Another searching algorithm for the structured grid is Alternating Index Searching (abbreviated as AIS from now on) algorithm, which changes the direction of indexing by the judge law until the base point includes the searching point (or until it is proven out of range). This algorithm can accelerate searching by jumping index according to the directivity for searching point by increasing/decreasing (i, j) index, which is the most powerful for the structured grid. The starting point of base grid (i, j) can be chosen arbitrarily such as (1, 1) or middle point of whole base grid. Another choice is to use the ending point of previous searching because the next searching point (I, J) is probably located near the previous one, which is also valid for the structured grid. The flowchart of procedure is shown in Fig. 7.

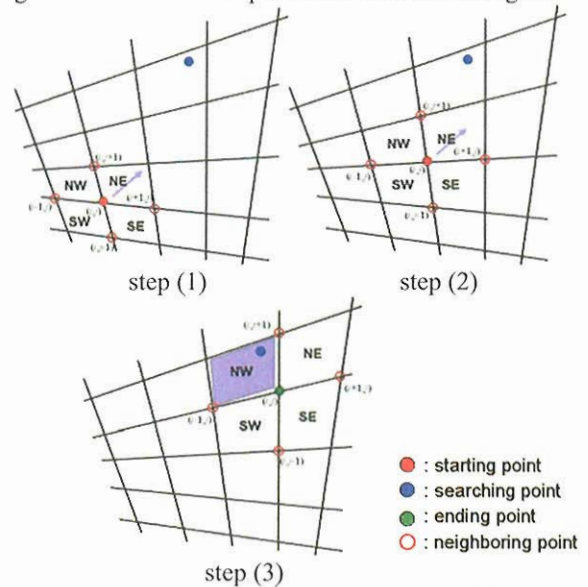


Fig.8: Steps for linear searching algorithm

Figure 8 shows examples of steps for linear searching algorithm starting from (i, j) to approach the searching point (I, J) and finally to find the cell including the searching point. In step (1), 4 neighboring cells (NE, NW, SW, and SE) of the base point (i, j) are checked to

find the approaching direction, then for the cell in the direction is checked if this cell includes the searching point. The approaching direction is determined from the relative position of spatial vectors by 5 points, (i, j) , $(i+1, j)$, $(i+1, j+1)$, $(i, j+1)$ and searching point. In the present example, the North-East (NE) direction is chosen but doesn't include the searching point, so the base point moves to NE by alternating index (i, j) to $(i+1, j+1)$. In step (2), the same routine is repeated to move the base cell to NE again. In step (3), the approaching direction change to NW and the NW cell includes the searching point. Then, we can interpolate the value of searching point using 4 nodal points of NW cell: (i, j) , $(i+1, j)$, $(i+1, j+1)$ and $(i, j+1)$.

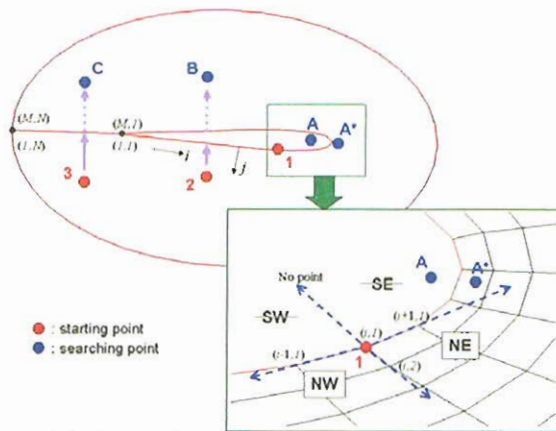


Fig.9: Special treatment for C-type base grid

Figure 9 shows three examples of special treatment for C-type base grid when using the Alternating Index Searching algorithm. These cases come from the characteristics of boundary lines of C-type grid. Case 1 occurs when starting point lies in the boundary line of $j=1$. If searching point is A, the final answer should be 'in box but out of range' because an approaching direction to SE cannot continue. But if searching point is A*, a extra treatment should be added for correct searching even approaching direction SE is not available,. Case 2 occurs when approaching direction has to cross the $j=1$ boundary starting from point 2 to approach point B. Another case occurs when approaching direction has to cross $i=1$ or $i=M$ lines, which is identical in C-type grid topology. These treatment routines are included in the present research.

RESULTS AND DISCUSSION

In this section, searching efficiencies of each algorithm are compared using 2-dimensional models with different grid density for both base grid and background grid, then 3-dimensional calculating time are discussed.

Comparison of Algorithms using 2D Geometry in Motion: Searching efficiencies of each algorithm are compared using 2-dimensional models with different grid density (coarse grid or fine grid) for both base grid and background grid. Linear searching algorithm and AIS algorithm are used as shown in Table 2. Three different starting points are compared for the case of AIS algorithm. Grid number of each grid type is listed in Table 3, and 4 different base grids are shown in Fig. 9. Computing time during searching and step count (in other words, the number of alternating index operating) for each algorithm are compared. In order 1) to get an average value and 2) to eliminate effects of relative position and orientation between base grid and background grid, base grid is rotated and translated for 20 times as shown in Fig. 10. Total number of interpolated points (N), averaged computing time (T), and averaged step count (S) for each algorithm are listed in Table 4. For all cases, the results show the excellence of AIS algorithm, especially when starting from the previous end point.

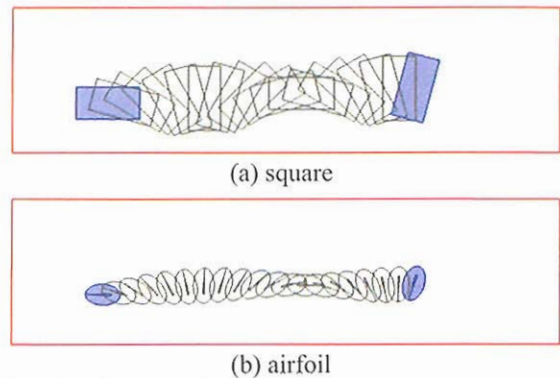


Fig.10: Diagrams of 2D Geometry in Motion (rotation and translation)

Table 2: Definition of algorithm

Algorithm Name	Exploration
LS	Linear Search algorithm
AIS-I	Alternating Index Search algorithm starting from initial point, (1,1)
AIS-M	Alternating Index Search algorithm starting from middle point
AIS-P	Alternating Index Search algorithm starting from previous goal point

Table 3: Specification of grid number

Grid type	coarse	fine
Base grid	Square	81×24
	Airfoil (with hole inside)	161×47
Background grid (including searching points)	450×80	899×159

Comparison of Algorithms using Full 3D Helicopter

Simulation: Searching efficiencies of each algorithm are compared using overlapped grid for full 3D helicopter simulation. Figure 11 shows the ration of averaged computing times for each procedure during iteration. Most time consuming routine is the calculation of wing grid which is composed of 9 parts (4 blades for main-rotor, 4 blades for tail-rotor and fuselage). If considering the computing time of each part, calculation of inner-background grid costs most, which is reasonable in terms of huge number of grid points. Computing time for interpolation from the blade grid to background grid is about 11% when using linear searching algorithm. As more number of helicopter components should be included such as skid, stabilizer, and so on, as more importance of interpolation efficiency may arise. From the result of 2D examples, it is expected to increase computing efficiency in 3D helicopter simulation using AIS algorithm about 10%.

SUMMARY

Alternating Index Searching (AIS) algorithms are tested and adapted to achieve the speed-up of

computing time for the massive computation of the full helicopter configuration. Comparison of 2D examples shows the excellence of AIS algorithm, especially when starting from the previous end point. Considering the interpolation time for overlapped grid method, AIS algorithm shows good possibility for computing efficiency in 3D helicopter simulation.

REFERENCES

1. Yang, C., Aoyama, T., and Saito, S., "Numerical Study on BVI Noise Reduction Using Active Flap Control", 31st ERF, No. 24, Florence, Italy, September (2005)
2. Bonet, J. and Peraire, J., "An Alternating Digital Tree (ADT) Algorithm for 3D Geometric Searching and Intersection Problems," Int. J. Numer. Meth. Eng., Vol 31, 1-17, (1991)
3. Farassat, F., Theory of noise generation from moving bodies with an application to helicopter rotors, NASA TR R 451 (1975)
4. Steven J. Plimpton, Bruce Hendrickson, James R. Stewart: A parallel rendezvous algorithm for interpolation between multiple grids. J. Parallel Distrib. Comput. 64(2): 266-276 (2004)

Table 4: Comparison of total number of interpolated points, averaged computing time (10^{-6} sec), and averaged step count for each algorithm and grid type.

Base grid Back. grid		Square		Airfoil	
		coarse	fine	coarse	fine
coarse		N= 33059	33059	9441	9441
	LS	T(S)= 88386(1231)	316310(4923)	19361(1178)	68587(4702)
	AIS-I	16607(35.2)	32064(69.6)	2879(24.2)	5076(47.6)
	AIS-M	12444(20.6)	23706(40.6)	3034(21.4)	5338(41.8)
	AIS-P	4234(6.3)	7105(11.5)	1346(5.5)	1975(10.0)
fine		132357	132357	37737	37737
	LS	354072(1230.6)	1271496(4922)	78096(4702)	275950(4707)
	AIS-I	67054(35.1)	129160(69.6)	11846(24.1)	20970(47.6)
	AIS-M	50543(20.6)	95657(40.6)	12430(21.5)	21959(41.9)
	AIS-P	15610(5.4)	25114(9.9)	4835(4.1)	6847(7.1)

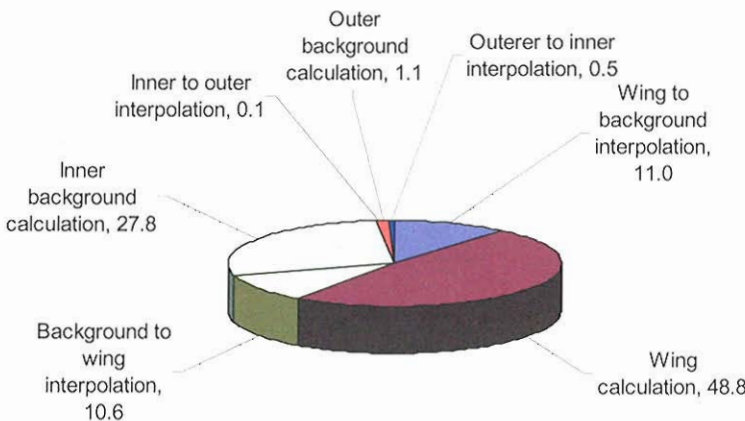


Fig.11: Diagram of averaged percentages of computing time for each procedure during iteration (%)

平行平板間乱流熱伝達の DNS によるスカラー散逸場の構造解析

阿部 浩幸

宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部 計算科学研究グループ

An analysis of scalar dissipation structures through DNS of turbulent heat transfer in a channel flow

by

Hiroyuki ABE

Computational Science Research Group, Japan Aerospace Exploration Agency, 182-8522 Tokyo

ABSTRACT

The structures of the scalar dissipation field are studied by performing direct numerical simulations of a turbulent channel flow with passive scalar transport. The Reynolds number is set to be 180, 395 and 640 based on the friction velocity and the channel half-width. The molecular Prandtl number is 0.71. Near the wall, the scalar dissipation field is associated primarily with anisotropic structures, which reflect the presence of quasi-streamwise vortices, whereas away from the wall, it is mainly sheet-like in form.

1. はじめに

乱流中におけるパッシブスカラー輸送は、熱や物質の伝達や化学反応などを伴った工学機器において非常に重要である。近年、直接数値シミュレーション(DNS)が、乱流現象を解析するために必要不可欠なツールとして用いられている。平行平板間乱流においては、Kim & Moin⁽¹⁾が初めてパッシブスカラー輸送を伴った DNS を行った。レイノルズ数は、壁面摩擦速度 u_τ 、チャンネル半幅 δ に基づき $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu = 180$ 、プラントル数は $Pr = 0.2, 0.71, 2.0$ 、熱的境界条件には一様内部発熱条件が用いられた。その後、平行平板間乱流熱伝達の DNS においては、熱的境界条件が違う計算や異なったレイノルズ数・プラントル数の計算が実行された(例えば、Kasagi ら⁽²⁾; Kawamura ら⁽³⁾)。これらの研究では、温度微分項のような小さなスケールの挙動よりも温度変動に関連した乱流統計量やスカラー場の比較的大きなスケールの乱流構造が議論されてきた。他方、DNS では、微分場に対して実験よりも高精度なデータを与えることができ、スカラー散逸場のような小さなスケールの挙動が、主に一様等方性乱流の DNS において議論されてきた。一方、本研究の対象となる平行平板間乱流熱伝達の DNS によるスカラー場の小さなスケールの挙動に関する研究は、Antonia & Kim⁽⁴⁾が、 $Re_\tau = 180, 395, Pr = 0.71$ の一様内部発熱加熱条件下の DNS データベースを利用し、スカラー散逸場の局所等方性を調べている。しかし、この系におけるスカラー散逸場の乱流構造については、特に壁面近傍に存在する非常に大きな Strain Rate が散逸場の構造に影響を与えることが予期されるが、その詳細な挙動については未だ報告されていない。そこで、本研究では、 $Re_\tau = 180, 395, 640$ の3つのレイノルズ数に対し等熱流束加熱条件を課した $Pr = 0.71$ の平行平板間乱流熱伝達の DNS を行い、スカラー散逸場の構造解析を行うとともに、そのレイノルズ数依存性を調べることを目的とする。

2. 計算手法及び計算パラメータ

流れ場には十分発達した無限に長い平行平板間乱流を想定し、流れは平均圧力勾配により駆動されるものとした。設定されたレイノルズ数は、 $Re_\tau = 180, 395, 640$ である。作動流体には空気を想定し、プラントル数は $Pr = 0.71$ に設定した。熱的境界条件には、Kasagi ら⁽²⁾と同様に等熱流束加熱条件を課した。時間進行には、粘性項壁垂直方向は2次精度クランクニコルソン法を用い、その他の項は、3次精度ルンゲクッタ法を用いた。なお、圧力の時間精度は2次精度を保つように計算を行っている。空間的離散化には、有限差分法を用い、流れ方向(x)、スパン方向(z)は4次精度

中心差分を、壁垂直方向(y)は2次精度中心差分を用いた。所要格子数、計算領域、空間解像度などの各種計算パラメータを表1に示す。上付き+は壁面量による無次元化、上付き*はコルモゴロフスケールによる無次元化を示している。本研究では、最小スケールの渦を極力解像するために各方向に対し極力多くの計算格子を用いている。その結果、チャンネル中央の空間解像度は、コルモゴロフスケールの約1.6倍以下の空間解像度を保っている。計算手法の詳細、基本的な乱流統計量の結果は、Abe ら⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾に記した。なお、本報においては、下付き α は総和規約に従い、下付き i は総和規約に従わないものとする。また、プライムは、RMS 値を示している。

3. 結果及び考察

スカラー散逸項 ε_θ は、3成分の温度微分項から構成され、(1)式のように定義される。なお、 a は熱拡散係数を示している。

$$\varepsilon_\theta = a \overline{\frac{\partial \theta}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial x_\alpha}} \quad (1)$$

本研究では、スカラー散逸場の挙動について、(1)式の3成分の温度微分項の挙動を、小スケールの代表的な乱流諸量である渦度ベクトルと比較して調べる。

渦度変動の2乗平均値 $\overline{\omega_i \omega_i}$ 、温度微分項の2乗平均値 $\overline{\theta_{,i} \theta_{,i}}$ ($\theta_{,i} \equiv \partial \theta / \partial x_i$) を壁面量で無次元化し、図1に示す。渦度変動に対しては、 $\overline{\omega_2^+ \omega_2^+}$ には、レイノルズ数依存性が殆ど見受けられない。一方、 $\overline{\omega_1^+ \omega_1^+}$ 、 $\overline{\omega_3^+ \omega_3^+}$ は、壁面近傍において、レイノルズ数の増加とともに増加している。この増加の割合は、 $Re_\tau = 180$ から 395 へ場合は顕著であるが、 $Re_\tau = 395$ から 640 へ場合はそれほど顕著ではない。温度微分項に対しては、 $\overline{\theta_{,1}^+ \theta_{,1}^+}$ 、 $\overline{\theta_{,3}^+ \theta_{,3}^+}$ においては、レイノルズ数依存性は殆ど見受けられない。一方、 $\overline{\theta_{,2}^+ \theta_{,2}^+}$ は壁面近傍でレイノルズ数の増加とともに値が顕著に増加している。この結果は、壁面近傍のスカラー散逸量のレイノルズ数依存性は実質的には $\overline{\theta_{,2}^+ \theta_{,2}^+}$ におけるレイノルズ数依存性が反映されたものであることを示唆している。

ここで、図1においては、 $\overline{\omega_3^+ \omega_3^+}$ 、 $\overline{\omega_2^+ \omega_2^+}$ が、 $\overline{\theta_{,2}^+ \theta_{,2}^+}$ 、 $\overline{\theta_{,3}^+ \theta_{,3}^+}$ とそれぞれ非常に類似した分布を示している。この結果は、Corrsin⁽⁸⁾が渦度変動と温度微分項の輸送方程式を比較して指摘しているように、渦度変動と温度微分項の挙動に強い相似性があることを示唆しているものと考えられる。ここで、 ω_2 と $\theta_{,3}$ 、 ω_3 と $\theta_{,2}$ の相関係数を調べ図2に示す。図2では、確かに、 ω_2 と $\theta_{,3}$ 、 ω_3 と $\theta_{,2}$ の間には

相関があることが分かる。特に、壁面近傍の Strain Rate が大きい領域 ($y^+ \leq 10$) で非常に強い相関を示している。この相関係数の分布は、レイノルズ数に依らず概ね壁面量で無次元化されており、相関係数の大きさや符号は、壁面近傍におけるストリーク構造、縦渦等の準秩序構造の影響が強く反映された結果と考えられる。なお、この傾向は瞬時場にも確かに反映されており、壁面近傍の ω_2 と θ_3 、 ω_3 と θ_2 の瞬時場の分布は非常に良く類似した (図省略)。

$Re_\tau=640$, $Pr=0.71$ における瞬時の enstrophy, $\omega_\alpha^+ \omega_\alpha^+$, とスカラー-palinstrophy, $\theta_{,\alpha}^+ \theta_{,\alpha}^+$, の x-y 平面の分布を図 3 に示す。上述の ω_2 と θ_3 、 ω_3 と θ_2 の挙動と同様に、壁面

近傍では、 $\omega_\alpha^+ \omega_\alpha^+$ と $\theta_{,\alpha}^+ \theta_{,\alpha}^+$ の分布は非常に良く類似している。一方、壁面から離れ、Strain Rate が小さい領域では、瞬時の $\theta_{,\alpha}^+ \theta_{,\alpha}^+$ は、瞬時の $\omega_\alpha^+ \omega_\alpha^+$ のようではなく、シート状の構造を示す傾向が見受けられる。

謝辞

本研究では、スカラー散逸場の挙動について、Newcastle 大学の R. A. Antonia 先生、東京理科大学の河村洋先生に数多くのご議論をさせて頂いた。記して謝意を表す。

参考文献

- (1) J. Kim. and P. Moin, Turbulent shear flows 6 (Edited by André et al.), Springer-Verlag, Berlin, (1989), pp. 85-96.
- (2) N. Kasagi, Y. Tomita and A. Kuroda, ASME J. Heat Transfer, **114** (1992), pp. 598-606.
- (3) H. Kawamura, H. Abe and K. Shingai, Proc. of 3rd Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer (Edited by Nagano et al.), (2000), pp. 15-32.
- (4) R. A. Antonia and J. Kim, Phys. Fluids, **6**(2) (1994), pp. 834-841.
- (5) H. Abe, H. Kawamura and Y. Matsuo: Trans. ASME J. Fluids Eng., **123** (2001), pp. 382-393.
- (6) H. Abe, H. Kawamura and Y. Matsuo, Y.: Int. J. Heat and Fluid Flow, **25** (2004), pp. 404-419
- (7) H. Abe, H. Kawamura and H. Choi: Trans. ASME J. Fluids Eng., **126** (2004), pp. 835-843.
- (8) S. Corrsin, Proc. of the first Iowa Thermodynamics Symp. (State University of Iowa, Iowa City), (1953).

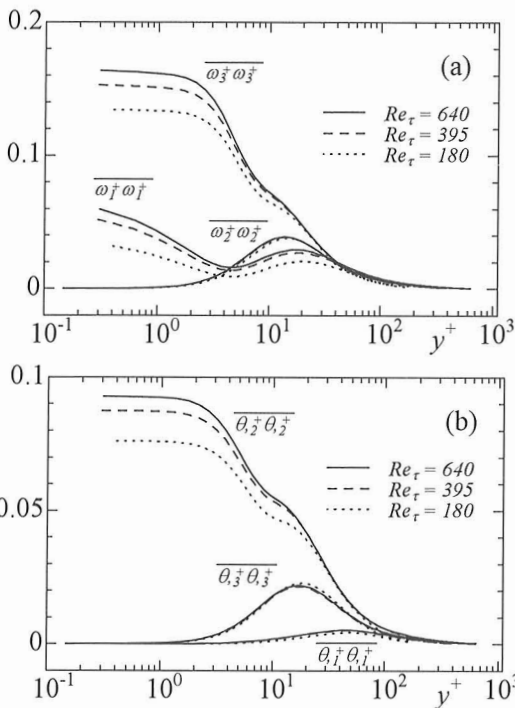


Fig. 1 Mean-square values of the vorticity components and temperature derivatives at $Pr=0.71$ normalized by wall units: (a) $\omega_i^+ \omega_i^+$; (b) $\theta_{,i}^+ \theta_{,i}^+$.

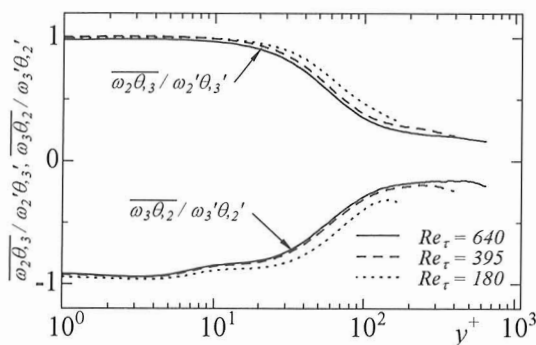


Fig. 2 Correlation coefficients of the vorticity components and temperature derivatives at $Pr=0.71$.

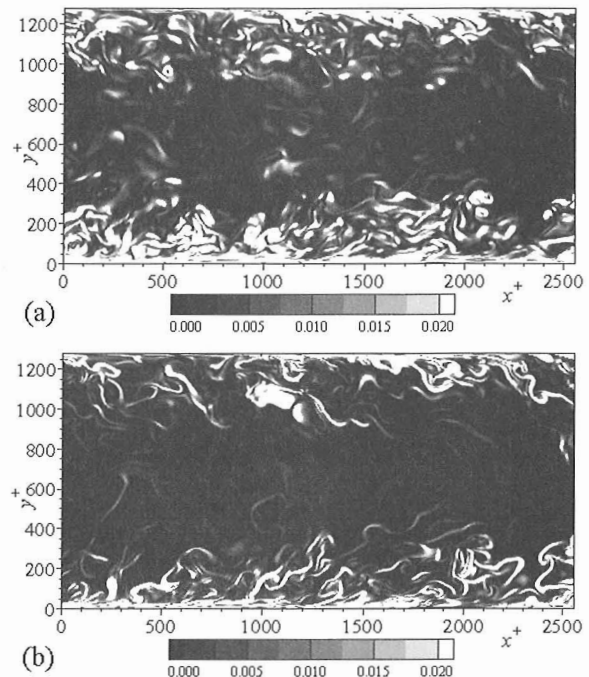


Fig. 3 Contours of the instantaneous enstrophy and scalar palinstrophy in the x-y plane for $Pr=0.71$ and $Re_\tau=640$: (a) $\omega_\alpha^+ \omega_\alpha^+$; (b) $\theta_{,\alpha}^+ \theta_{,\alpha}^+$.

Table1 Domain size, grid points and spatial resolution.

Re_τ	180	395	640
$L_x \times L_y \times L_z$	12.88 × 28 × 6.48	12.88 × 28 × 6.48	12.88 × 28 × 6.48
$L_x^+ \times L_y^+ \times L_z^+$	2304 × 360 × 1152	5056 × 790 × 2528	8192 × 1280 × 4096
$N_x \times N_y \times N_z$	512 × 128 × 256	1024 × 192 × 512	2048 × 256 × 1024
$\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$	4.50, 0.20 ~ 5.90, 4.50	4.94, 0.15 ~ 6.52, 4.94	4.00, 0.15 ~ 8.02, 4.00
$\Delta x_c^+, \Delta y_c^+, \Delta z_c^+$	1.23, 1.61, 1.23	1.12, 1.48, 1.12	0.81, 1.62, 0.81

再使用型垂直離着陸ロケットの着陸前逆噴射の数値解析

鈴木俊之^{*}, 野中聡[†], 稲谷芳文[†]^{*} 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部[†] 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部

Numerical Analysis of Jet Flow from Reusable Vertical Landing Rocket Vehicle

by

Toshiyuki Suzuki, Satoshi Nonaka and Yoshifumi Inatani

ABSTRACT

Computations of opposing jet flow from the vertical landing rocket vehicle are performed by using Large Eddy Simulation technique. Calculated results are presented for the cases with and without jet ejection respectively, and are compared with experimental data obtained by several wind tunnel testings for the purpose of code validation. For the case without jet ejection, it is shown that dominant mean flow structures around the model are nearly reproduced in this calculation. Calculated time-averaged pressure coefficient distribution duplicates well with that of measured. For the case with jet ejection, although a quantitative agreement of measured pressure coefficient values with those given by the present calculation is yet to be accomplished, the general trend in the measured pressure coefficient distributions was reproduced well in the present calculation. It is also found that calculated characteristics of power spectrum density of pressure coefficient are similar to those of measured for the case with jet ejection.

1. はじめに

完全に再使用可能な将来の宇宙輸送システムの一つとして垂直離着陸型の単段式ロケットの研究が進められている。垂直に離陸し、垂直に着陸することで大規模な地上設備の必要がなくなるため、地上での効率的な運用が可能である。また完全な再使用運用を確立することで輸送費の大幅な削減を目指す。宇宙へ大量に人や物を輸送することが可能となり、宇宙太陽光発電や宇宙観光など宇宙環境利用の多様な道が開かれることが期待されている。

JAXA 宇宙科学研究本部では繰り返し使用可能な宇宙輸送システムの実現を目指し、Fig. 1 に示す小型の再使用ロケット実験機 (RVT: Reusable Vehicle Testing) を製作して繰り返し飛行の実証試験を行っている¹⁻⁵。このロケットは着陸時にエンジンを再着火し、主流に対して燃料を逆噴射することで垂直に軟着陸するものである。しかしながらジェット噴射により機体周りの流れ場は大きく乱され、大規模な剥離や渦の運動を伴う非定常性の強い流れ場となることが予想されている。そのような場合では機体は振動するため、誘導の仕方によっては振動を助長してしまう可能性がある。従って着陸時の姿勢制御や航法誘導を安全に行うためにも、ジェット噴射による流れ場の非定常性を詳細に理解する必要がある。このような理由からいくつかの風洞試験が行われている^{6,8}。

野中等は RVT 実験機の 1/12 スケールモデルを用いて風洞試験を行った。主流に対してモデル底面中央からジェットを噴射し、機体にかかる力や圧力の測定を行った⁷。更に Particle Image Velocimetry (PIV) 技術を用いた流れ場の可視化を行った⁸。これらの実験結果によると、ジェットの噴射と主流との干渉によりモデル底面前方に渦が発生することがわかった。また PIV 測定によって得られた瞬時の流れ場の様子は次の瞬間には全く異なる様相を示す等、非定常性の強いものであることが確認された。またこの流れ場の非定常性により、得られた力データや機体周りの圧力分布は時間とともに振動するものであった。しかしながら風洞試験では実際の飛行環境パラメータの内レイノルズ数やノズル直径等を再現できていないために、得られた実験データをそのまま実験の流れ場に関連付けられるかどうかは現在のところわかっていない。従ってこのようなジェット噴射と主流との干渉によって生じる非定常な流れ場の様相を正確に解析することができる解析手法が望まれている。

近年、計算機性能の向上に伴い Direct Numerical Simulation (DNS) による正確な数値解析が可能になりつつある。しかしながら現状では比較的狭い物理領域の低レイノルズ数流れに限定されており、本研究で取り扱う流れ場への適用は現実的ではないと思われる。他の有望な計算手法としては Large Eddy Simulation (LES) が挙げられる。

本研究ではジェット噴射による流れ場の非定常性が機体空力特性へ及ぼす影響を解明することを目的とし、本報では LES を用いた RVT 周りの流れ場の非定常数値解析を行う。しかしながらこのようなジェット噴射を行う実験機周りの流れ場を解析した例は著者の知る限り今までない。そこでまず第一段階として風洞試験環境における解析を行い、これまで蓄積された力・表面圧力計測試験や PIV 試験で得られた実験データとの比較を通して数値解析手法の検証を行う。

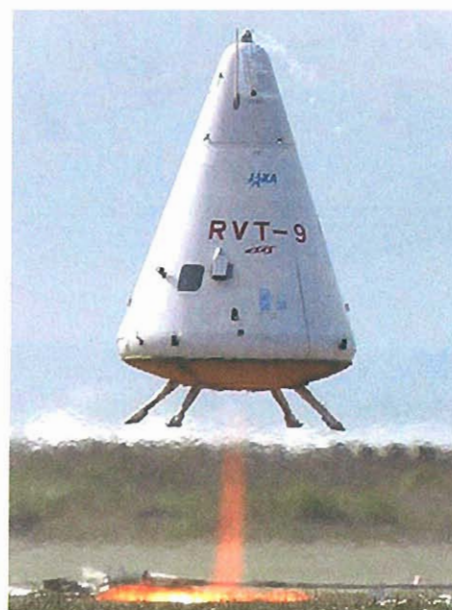


Fig. 1 RVT 実験機による飛行試験 (2003 年 3 月能代多目的実験場)

2. 実験概要

2.1 風洞設備

本報で議論する実験結果は2つの試験からなる。一つは6分力計測および表面圧力計測試験であり、宇宙科学研究本部の1.6m×2m惑星環境風洞で行われた。他方はPIV試験であり、総合技術研究本部の2m×2m大型低速風洞にて行われた。それぞれの実験の概要を以下に示す。

2.2 カ・圧力試験

機体へ働く空気力のジェット噴射による影響を調べるために、6分力計測及び表面圧力計測が行われた。Fig. 2に風洞試験に用いられた1/12スケールモデルを示す。全長及びモデル底面直径はそれぞれ252mm, 185mmである。模型内部には逆噴射ジェット用のノズルおよびチャンバーが設けられ、窒素ガスを供給するための配管が取り付けられている。力計測には6分力天秤が、表面圧力測定にはFig. 3に示す位置に合計9つの微差圧計が用いられた。



Fig. 2 6分力計測及び表面圧力計測に用いられた風洞模型 (RVTの1/12スケール)

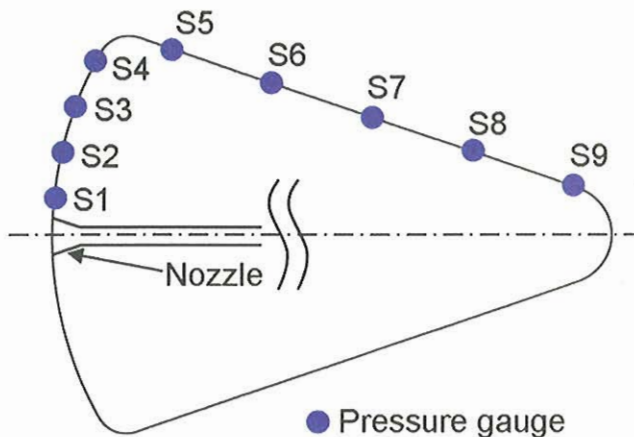


Fig. 3 壁面に沿って設置された9つの微差圧計。

2.3 PIV試験

流れ場の構造を詳細に理解するため、PIV測定法を用いた速度分布の測定が行われた。Fig. 4に今回の試験で用いられたPIV測定の概略を示す。広範囲の撮影を行うため2台のカメラを使用し、2次元のPIV計測が行われた。光源にはダブルパルスNd:YAGレーザー(1J/Pulse、532nm)が使

用されている。PIV計測に必要なシードは、シード発生装置により主流およびジェットの両方に含まれている。シードにはDOS (dioctyl sebacate、セバシン酸ジオクチル)が使用された。Fig. 5にジェット噴射およびレーザー照射時の風洞試験模型を示す。得られた画像を処理することで流れ場の速度分布を得る。

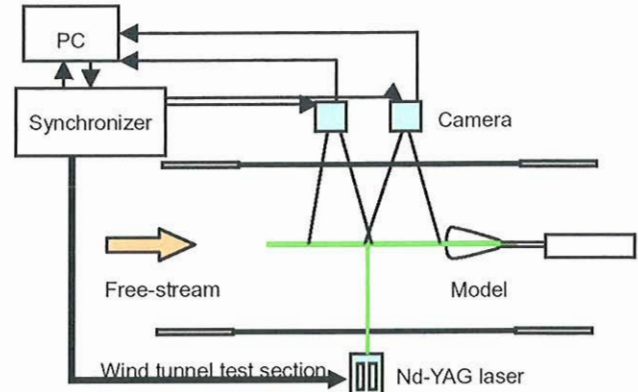


Fig. 4 PIV試験の概略

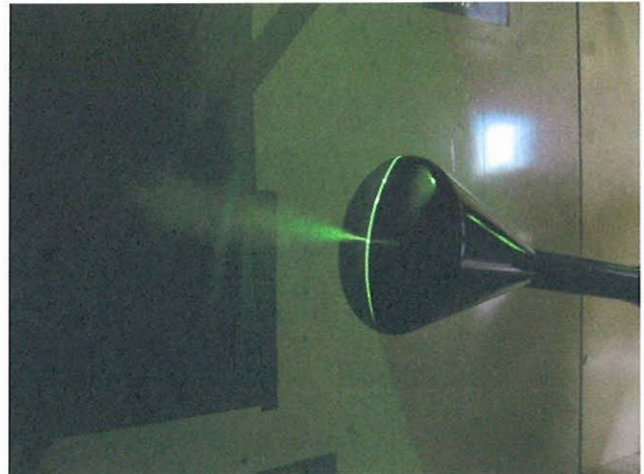


Fig. 5 ジェット噴射およびレーザー照射時の風洞試験模型

2.4 実験条件

風洞試験条件をTable. 1に示す。風洞試験では実飛行環境を模擬するために以下の3つのパラメータを飛行条件と適合させている。(1)ノズル出口におけるジェットマッハ数 M_j 、(2)ノズル出口圧力と大気圧との比 p_j/p_∞ 、(3)ジェットと主流の運動量流束比 f_∞/f_j 。これらのパラメータの内、ノズル出口圧力 p_j は以下の式で与えられるチャンバー圧力 p_{ch} により制御される。

$$\frac{p_{ch}}{p_j} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1)$$

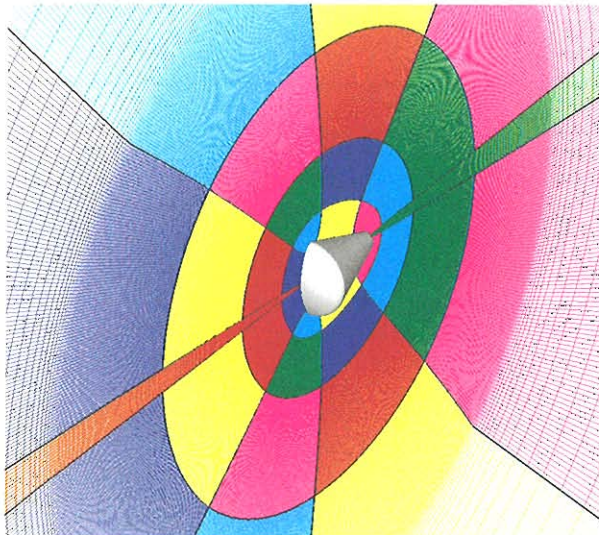
Table 1に示される実験条件はRVT試験機が速度70m/sで降下中に100%の推力でエンジンを逆噴射した際の条件に一致する。

3. 数値解析手法

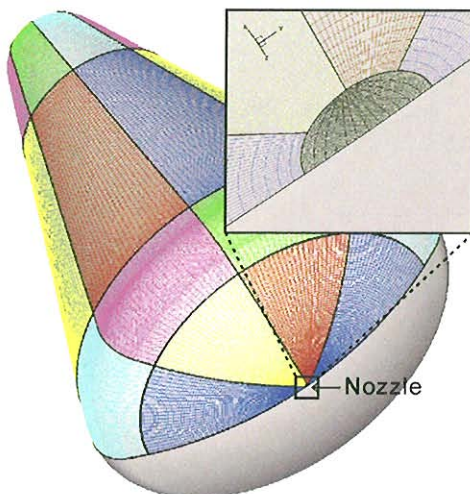
流れ場解析ツールとして、JAXA総合技術研究本部で開発を進めているCFD共通基盤プログラム(UPACS)^{9,10}を用いた。支配方程式はFiltered Navier-Stokes方程式である。

Table 1. 風洞試験条件と実飛行環境の比較

	RVT flight environment	Wind tunnel test
Freestream parameters		
Pressure, p_∞ [Pa]	101330	101330
Density, ρ_∞ [kg/m ³]	1.205	1.205
Temperature, T_∞ [K]	291.3	291.3
Velocity, u_∞ [m/s]	70	26.4
Mach number, M_∞	0.206	0.077
Reynolds number, Re	9.96×10^6	3.23×10^5
Jet parameters		
Mach number, M_j	2.41	2.41
Pressure ratio, p_j/p_∞	1.38	1.38
Flux ratio, f_∞/f_j	1.3	1.3
Chamber pressure, p_{ch} [MPa]		2
Chamber temperature, T_{ch} [K]		289.15



(a) 空間格子



(b) 表面格子とノズル近傍

Fig. 6 計算格子例

は Smagorinsky モデル¹²を用いた。Fig. 6 に本研究に用いた計算格子を示す。計算格子点数は 1400 万点であり、66 ブロックで構成される。計算には JAXA 大型計算機 CeNSS の 66CPU を使用した。計算条件は風洞試験環境に適合させており、主流マッハ数 0.077、レイノルズ数 323000 を遠方境界として与える。機体表面は滑りなしの条件を与え、断熱壁を仮定した。ジェットはノズル出口から主流に対して逆向き平行に噴射されると仮定した。ジェットマッハ数は 2.41、ノズル出口圧力と主流圧力の比は 1.38 である。

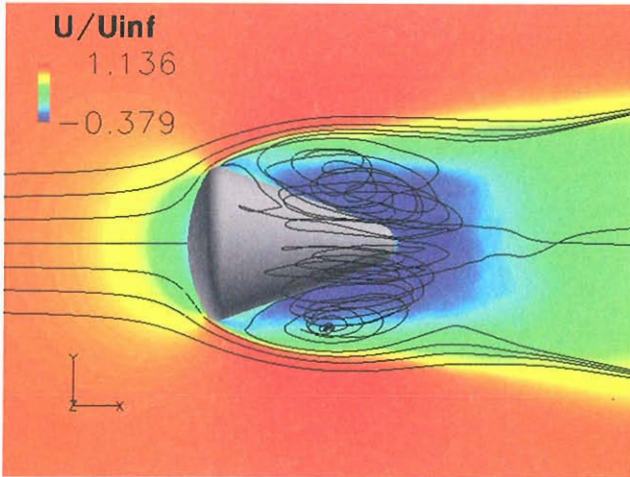
4. 結果と考察

4. 1 流れ場の全体構造

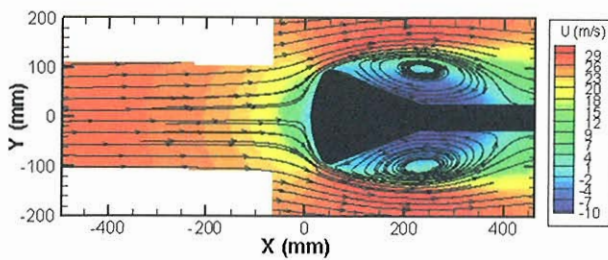
ジェット噴射を伴う場合と伴わない場合の 2 ケースについて風洞試験環境下における流れ場の解析を行った。まず両ケースの流れ場の全体的な構造と特徴について簡単に説明する。本数値解析と PIV 試験によって得られた時間平均速度分布と流線の比較を Fig. 7 及び Fig. 8 に示す。等高線は速度ベクトルの主流方向成分を表しており、流れ場の速度は主流速度で無次元化している。Fig. 7(a) に示す計算結果によるとジェット噴射がない場合、機体底面でよどんだ流れは機体肩部付近で剥離して機体側面で大きな循環領域を形成している様子が捉えられている。これは Fig. 7(b) に示すように PIV 測定試験で得られた流れ場の様相と一致していることがわかる。

主流に対してジェットを噴射した場合、Fig. 8(a) の計算結果によると機体底面前方で主流とジェットが干渉することによって大きな渦を形成している様子がわかる。また主流はこの渦によって流れの向きを変えられ、機体底面を逸れるように流れる。その結果ジェット噴射がない場合に見られた機体肩部付近の流れの剥離や機体側面の循環領域は、ジェットを噴射する場合はみられないことがわかる。これらの特徴は Fig. 8(b) に示される PIV 試験結果とほぼ一致する。しかしながら PIV 測定では機体前方の渦で流れが循環している様子が捉えられているのに対して本解析ではそのような結果は得られていない。更に機体前方に発生している渦の大きさも計算結果と実験結果では異なっている。これらの原因は未だ不明であるが、一つの要因として時間平均操作に用いたデータ数が足りないことが考えられる。実験結果は約 150 秒間の平均であるのに対して、計算結果は約 0.3 秒の平均でしかない。今後更に解析を進めて比較を行う予定である。

対流項の離散化には安定性を向上させるため二次精度 AUSM-DV スキーム¹¹を用いており、粘性項の評価には二次精度中心差分を用いた。サブグリッドスケールモデルに

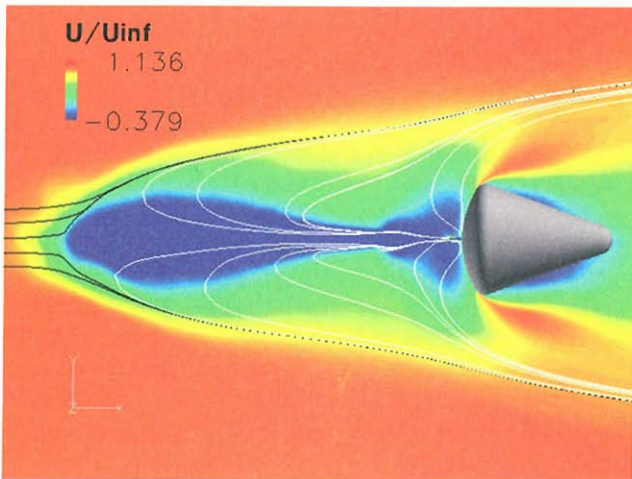


(a) 数値解析

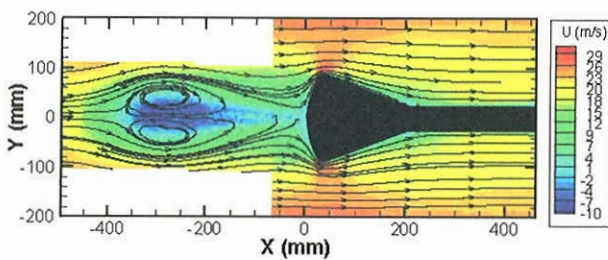


(b) PIV 試験

Fig. 7 ジェット噴射がない場合の時間平均速度分布と流線の比較



(a) 数値解析



(b) PIV 試験

Fig. 8 ジェット噴射がある場合の時間平均速度分布と流線の比較

4. 2 空力係数の比較

本研究では迎角 0° を仮定しているのので、ここでは抵抗係数についてのみ議論する。数値解析と風洞試験によって得られた時間平均流れ場の圧力抗力係数の比較を Table. 2 に示す。本研究では、圧力抗力とその係数の算出には以下の式を用いた。

$$D_p = \int_{\Omega} p n_x dS \quad (2)$$

$$C_{d_p} = D_p / \frac{1}{2} \rho_{\infty} u_{\infty}^2 A \quad (3)$$

ジェット噴射がない場合の圧力抗力係数は 0.74 であり、実験結果とほぼ一致している。また実験結果に注目するとジェット噴射がない場合に比べてジェット噴射がある場合は抗力係数が減少している。このジェット噴射による抗力係数の減少という傾向については数値解析でも定性的に得られているものの、定量的には一致が得られていない。これらの点については後ほど説明する。

Table 2 圧力抗力係数の比較

	数値解析	実験
ジェット噴射なし	0.74	0.75
ジェット噴射あり	0.63	0.20

ジェット噴射がない場合とある場合について、数値解析によって得られた機体圧力分布をそれぞれ Fig. 9 及び Fig. 10 に示す。両図には実験によって得られた値も微差圧計の位置関係がわかるように示してある。Fig. 9 からジェット噴射がない場合、流れがよどんでいる機体底面 (S1 から S4) では圧力が高く、機体側面 (S5 から S9 まで) では流れが剥離するために圧力の値は主流の値よりも低くなるのがわかる。Fig. 9 より、ジェット噴射がない場合は数値計算結果と実験結果の一致は良好である。

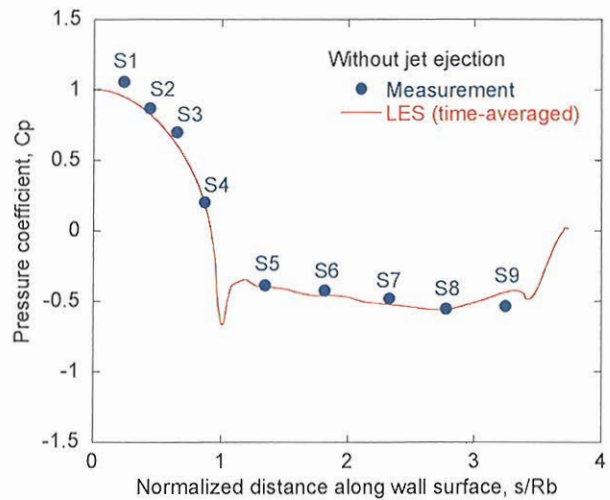


Fig. 9 ジェット噴射がない場合の圧力分布の比較

Fig. 10 よりジェット噴射がある場合では、数値解析、実験結果ともにジェット噴射がない場合に比べて機体底面付近の圧力が低いことがわかる。これはジェット噴射によって機体底面前方に発生した渦により主流が曲げられて機体後方に逸れて流れることで、結果として機体底面に働く動圧が減少したためである。一方機体側面の圧力はジェット噴射がない場合に比べて数値解析、実験結果ともに高くなっている。これはジェット噴射がない場合に見られていた機体側面の剥離が、ジェット噴射とともになくなることが

原因である。結果として、機体底面の圧力減少と機体側面の圧力上昇が Table. 2 でみられた圧力抗力の減少の原因であると考えられる。これがジェット噴射によって圧力抗力係数が減少する理由である。

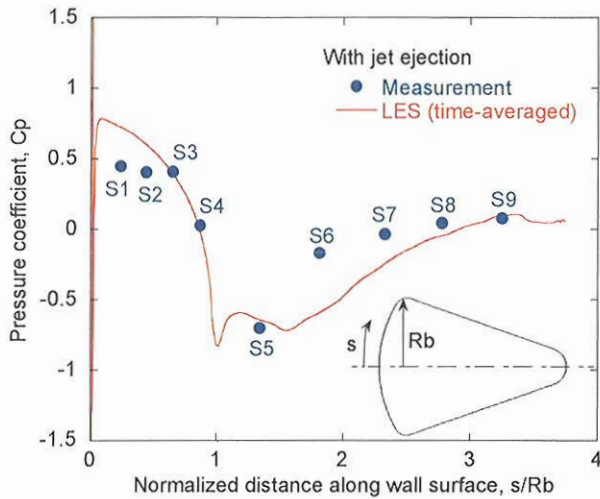


Fig. 10 ジェット噴射がある場合の圧力分布の比較

Fig. 10 から、数値解析結果は実験結果を機体底面付近では上回り、また機体側面付近では実験結果を下回っているのがわかる。これらの違いにより数値解析ではジェット噴射による圧力抗力の減少の度合いが実験結果より低くなったと考えられる。これら数値解析結果と実験結果の不一致の原因は未だわかっていないが、PIV 試験結果との比較と同様に数値解析において時間平均操作に用いたデータ数が少ないことが一因として考えられる。

4. 3 流れ場の非定常性

Fig. 11(a)(b)に数値解析によってえられた瞬時の流れ場の様子を示す。等高線は速度ベクトルの主流方向成分を表している。Fig. 7, 及び Fig. 8 と比較することにより、ジェット噴射がある場合もない場合も非定常性の強い流れ場であることがわかる。

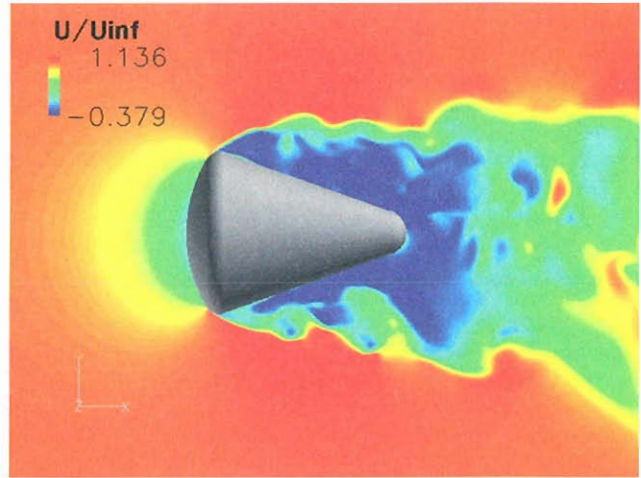
ジェット噴射がない場合とジェット噴射がある場合について微差圧計 S4 の位置における圧力のパワースペクトル密度を Fig. 12 に示す。計算結果同士の比較では、ジェット噴射によってパワースペクトル密度の振幅が大きくなるのがわかる。これはジェット噴射によって機体底面近傍の流れ場が大きく乱されているためである。ジェット噴射がある場合、数値計算によって得られたパワースペクトル密度の特徴は実験結果の特徴をよく再現している。本計算では支配的なストローハル数は約 0.25 であり、周波数では 36Hz である。この傾向は実験結果とほぼ一致している。

5. まとめ

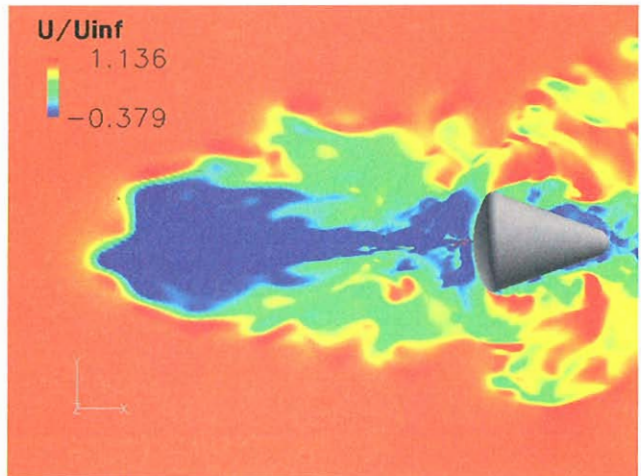
本研究ではジェット噴射による流れ場の非定常性が機体空力特性へ及ぼす影響を解明することを目的とし、本報では LES を用いて風洞試験環境流れ場の非定常数値解析を行った。実験結果との比較を通して数値解析手法の妥当性を検討した。

ジェット噴射がない場合では時間平均流れ場の様子は PIV 試験、力試験、表面圧力測定試験結果とよく一致した。しかしながらジェット噴射がある場合では機体底面付近の圧力を過大に評価し、機体側面では過小に評価した。この不一致の原因としては時間平均操作に用いたデータ数が少ないことが考えられる。また圧力のパワースペクトル密度

の比較では実験結果で得られた波形の特徴をよく再現することができた。今後は数値解析手法を実際の飛行環境に適用する予定である。



(a) ジェット噴射がない場合



(b) ジェット噴射がある場合

Fig. 11 瞬時の流れ場の速度分布

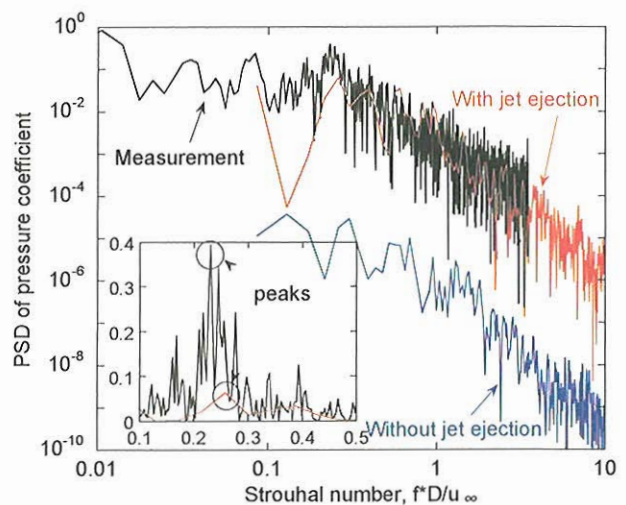


Fig. 12 圧力のパワースペクトル密度の比較

参考文献

- 1) 再使用観測ロケットワーキンググループ, 「再使用観測ロケット提案書」 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部発行 2006年3月
- 2) Inatani, Y., Naruo, Y., Ishii, N., Ogawa, H., Nonaka, S., and Yamakawa, H., "Recent Progress in Reusable Rocket Vehicle Testing Campaign," 24th International Symposium on Space Technology and Science, ISTS-2004-g-02, 2004.
- 3) Ogawa, H., Nonaka, S., Naruo, Y., Inatani, Y., Taniguchi, H., and Aoki, H., "A System Design of Reusable Sounding Rocket," 24th International Symposium on Space Technology and Science, ISTS-2004-g-06, 2004.
- 4) Ogawa, H., Nonaka, and Inatani, Y., "A Concept and Its Aerodynamic Design of a Sub-Orbital Reusable Rocket," 34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA 2004-2538, 2004.
- 5) Nonaka, S., Ogawa, H., and Inatani, Y., "Aerodynamic Design Considerations in Vertical Rocket Vehicle", AIAA Paper 2001-1898, 2001.
- 6) Akita, D., "Aerodynamic Effects of Opposing Nozzle Jet on Reusable Vertical Landing Rocket," Proceeding of 23rd International Symposium on Space Technology and Science, ISTS-2002-s-08, 2003, pp. 2418-2423.
- 7) Nonaka, S., Osako, Y., Ogawa, H. and Inatani, Y., "Aerodynamics of Vertical Landing Rocket Vehicle in Landing Phase," Advances in the Astronautical Sciences, Vol. 117, pp. 791-803, 2004.
- 8) Nonaka, S., Watanabe, K., Ogawa, H., Kato, H., and Inatani, Y., "Aerodynamics of Vertical Landing Rocket Vehicle with Engine Thrust in Landing Phase," AIAA Paper 2006-256, 2006.
- 9) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R. and Iwamiya, T., "Development of a Common CFD Platform - UPACS -," Proceedings of International Conference on Parallel Computational Fluid Dynamics, Trondheim, Norway, 2001, pp. 257-264.
- 10) Takaki, R., Yamamoto, K., Yamane, T., Enomoto, S. and Mukai, J., "The Development of the UPACS CFD Environment," Proceedings of 5th International Symposium on High Performance Computing, 2003, pp. 307-319.
- 11) Wada, Y., and Liu, M. S., "A Flux Splitting Scheme with High Resolution and Robustness for Discontinuities," AIAA Paper 94-0083, Jan. 1994.
- 12) Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations," Mon. Weath. Rev., Vol. 91, No. 3, pp. 99-164.

流体計算における数値的不都合

Instability in difference approximation
for the compressible Euler Equations and the linear field

相曾 秀昭 (AISO, Hideaki) *

Numerical computation of differential equations usually needs some discretization of the original equation. The discretization is called discrete (or discretized) model, while the original differential equation is called continuous model. The properties of both models are expected to be of exact coincidence, but there is always some inconsistency between them. In such a situation, we need to know the inconsistency in order to understand what a result of numerical computation means. Otherwise we might misunderstand it to regard a specific behavior of numerical solution coming from the property of discrete model but not from that of continuous one as a part of behavior of the original equation's solution.

Here we show some trial to analyze the numerical instability that occurs in numerical calculation of shock waves, where occurs a typical example of inconsistency between the continuous and discrete models.

1. はじめに

強い衝撃波の形成を伴う圧縮性 Euler 方程式の数値計算におけるカーバンクル (Carbuncle) と呼ばれる不安定現象は、Quirk[2] による学術的考察の対象としての指摘以前から経験的に知られていたようである。[2] はこれが差分近似の方法に起因するとして議論を展開している。即ち、この不安定性は圧縮性 Euler 方程式の解の性質ではなく数値計算の離散モデル (差分近似法等) の性質であろうという観点である。しかしながら、この不安定性の発生機構について確定的な結論は未だ得られていない。

この現象に関し経験的に知られるいくつかの事実を挙げる。圧縮性 Euler 方程式に支配される 1 次元的现象 (1 次元的な圧縮性 Euler 方程式の解) を 1 次元的に数値計算して不安定が生じない場合であっても多次元 (2 次元以上) 数値計算すると不安定性が生じる場合がある。また、不安定は衝撃波が計算格子座標のどれかの座標軸又は 2 つの座標軸のなす面にほぼ平行な場合に生じ易く衝撃波が強いほど生じ易い。不安定現象の空間スケール

は計算格子のスケールに依存し物理現象のスケールには依存しない事もよく知られ、不安定現象が圧縮性 Euler 方程式という連続モデルよりもその数値解を得る為に用いられる離散モデル (差分近似) に起因するらしいという推論の根拠となっている。

圧縮性 Euler 方程式の数値計算に用いる種々の離散モデル (差分近似) は一般に非線形であるが、Moschetta ら [3] はその離散モデルにおける時間発展の線形安定・不安定を論じた。[3] の中で静止衝撃波の種々の差分近似による数値計算を考え、各差分近似の表す時間発展モデルの線形化を数値微分により得ている。(一般に離散モデルの線形化を行う際に必要な差分式の偏微分が複雑な為) そして実際の数値計算での不安定発生との比較を行い、それらの大まかな一致が観察されている。

本稿では、Godunov 法による離散モデルでの衝撃波の数値計算において線形安定性を考察し、カーバンクル不安定との関連の観察を試みる。Godunov 法は保存則に対する有限体積法として極めて自然に導出され、圧縮性 Euler 方程式の場合の厳密な数学的証明は未知ではあるが、その数値近似解のエントロピー解 (物理的に妥当な解) への収束が期待される。その意味で考察対象として適したものの一つであろう。また、Godunov 法では線

*JAXA (Japan Aerospace Exploration Agency)
Jindaiji-Higashi-machi 7-44-1 Chofu TOKYO 182-8522
JAPAN, aiso @ chofu.jaxa.jp

形化された系を考える際の各偏微分係数を数値微分によらずに解析的に求め得る利点がある。また、進行衝撃波と静止衝撃波の2つの場合について考察を行う。

2. 圧縮性 Euler 方程式の衝撃波解

ここでは、空間2次元の圧縮性 Euler 方程式

$$U_t + F(U)_x + G(U)_y = 0, \quad -\infty < x, y < \infty, t > 0 \quad (1)$$

を考える。\$U\$は保存変数のベクトル

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad (2)$$

(ただし、\$\rho, u, v, p, e\$はそれぞれ、密度、\$x\$、\$y\$-各方向の速度成分、圧力、単位体積あたり内部エネルギー)であり、\$x\$、\$y\$-各方向の流束 \$F, G\$ は

$$F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e+p) \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e+p) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

のように表される。また、理想気体の状態方程式

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2). \quad (4)$$

を仮定する。

次のような衝撃波解を考える。2つの状態 \$U_L = {}^t[\rho_L, \rho_L u_L, 0, e_L], U_R = {}^t[\rho_R, \rho_R u_R, 0, e_R]\$¹が、Rankine-Hugoniot 条件

$$F(U_R) - F(U_L) = s(U_R - U_L). \quad (5)$$

と次の条件²

$$u_L - c_L > s > u_R - c_R \text{ または } u_L + c_L > s > u_R + c_R \quad (6)$$

(\$c_L = \sqrt{\gamma p_L / \rho_L}, c_R = \sqrt{\gamma p_R / \rho_R}\$は、Riemann 問題を定める2状態 \$U_L, U_R\$における音速である。)を満たすとす。このとき、

$$U(x, y, t) = \begin{cases} U_L, & x < st, \\ U_R, & x > st. \end{cases} \quad (7)$$

は(1)のエントロピー一解であり、\$x\$-軸方向に速度 \$s\$ で進行する2次元内の平面衝撃波を表す。(\$s = 0\$であれば静止衝撃波解)この解の差分による数値計算を考える \$s\$。

¹行列又はベクトル \$A\$ の転置を、\${}^t A\$ で表す。

²Rankine-Hugoniot 条件のみでは衝撃波における物理的なエントロピー条件を満たさないので、\$U_L\$と\$U_R\$が衝撃波の左右の状態となる為にはこの条件を付加する必要がある。

3. Godunov 法による離散化

先ず、\$x, y\$-空間を次のように有限体積 (セル) に分割する。\$I_{i,j} = (x_{i-\frac{1}{2}}, x_{i+\frac{1}{2}}) \times (y_{j-\frac{1}{2}}, y_{j+\frac{1}{2}})\$ (\$i, j\$は整数)。時間変数も \$\{t^n; 0 = t^0 < t^1 < \dots\}\$ の様に離散化し、空間、時間の離散化は共に一様であるとしておく。即ち、任意の \$i, j, n\$ について \$x_{i+\frac{1}{2}} - x_{i-\frac{1}{2}} = \Delta x, y_{j+\frac{1}{2}} - y_{j-\frac{1}{2}} = \Delta y, t^{n+1} - t^n = \Delta t\$ for all \$n\$。また、CFL 条件についても

$$\frac{|u| + c}{\Delta x} + \frac{|v| + c}{\Delta y} \leq \frac{1}{\Delta t}. \quad (8)$$

を仮定する。

ベクトル \$U_{i,j}^n = {}^t[\rho_{i,j}^n, (\rho u)_{i,j}^n, (\rho v)_{i,j}^n, e_{i,j}^n]\$ は、時刻 \$t = t^n = n\Delta t\$ における有限体積 \$I_{i,j}\$ での状態 \$U\$ を近似するものであり、与えられた初期値 \$\{U_{i,j}^0\}_{i,j \text{ は整数}}\$ から離散的時間発展

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n - \frac{\Delta t^n}{\Delta x_i} \left\{ \bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^n - \bar{F}_{i-\frac{1}{2},j}^n \right\} - \frac{\Delta t^n}{\Delta y_j} \left\{ \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^n - \bar{G}_{i,j-\frac{1}{2}}^n \right\}, \quad (9)$$

により \$n\$ について逐次与えられる。ここで各方向の数値流束 \$\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^n, \bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^n\$ は有限体積境界における流束 \$F, G\$ それぞれの近似で、Godunov 法では次のように与えられる。

各 \$F_{i+\frac{1}{2},j}^n\$ は、\$U_{i,j}^n\$ と \$U_{i+1,j}^n\$ の2状態が定める Riemann 問題

$$U_t + F(U)_x = 0, U(x, y, 0) = \begin{cases} U_{i,j}^n, & x < 0 \\ U_{i+1,j}^n, & x > 0 \end{cases} \quad (10)$$

のエントロピー一解 (厳密解)³ \$U = U(x, y, t) = U(x/t; U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n)\$ を利用して

$$F_{i+\frac{1}{2},j}^n = F(U(0; U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n)) \quad (11)$$

と与えられる。即ち、\$U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n\$ の関数

$$F_{i+\frac{1}{2},j}^n = \bar{F}^G(U_{i,j}^n, U_{i+1,j}^n) \quad (12)$$

であり、これを Godunov の数値流束関数とも呼ぶ。

各 \$G_{i,j+\frac{1}{2}}^n\$ も同様に定められ、Riemann 問題

$$U_t + G(U)_y = 0, U(x, y, 0) = \begin{cases} U_{i,j}^n, & y < 0 \\ U_{i,j+1}^n, & y > 0. \end{cases} \quad (13)$$

³一般に保存則の Riemann 問題のエントロピー一解 \$U = U(x, y, t)\$ が存在すればそれは \$x/t\$ に依存する相似解である。

のエントロピー解 (厳密解)

$$U = U(x, y, t) = U(y/t; U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n)$$

から

$$G_{i,j+\frac{1}{2},j}^n = \bar{G}(U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n) = G(U(0; U_{i,j}^n, U_{i,j+1}^n)). \quad (14)$$

により与えられる。

4. 離散モデルの解析

Godunov 法により得られる離散モデル (9) の解析を進める。

初期値 $\{U_{i,j}^0\}_{i,j \text{ は整数}}$ が j に全く依存しない完全に 1 次元的なものであり、かつ離散的な時間発展 (9) が桁落ち等による誤差が皆無で厳密に計算されると仮定すれば、多次元計算の不安定性は 1 次元計算の不安定性がない限り生じ得ない。また、桁落ち等による誤差の発生を仮定しても、各セル $I_{i,j}$ における誤差が j に依存しなければ、誤差発生を含む数値計算が全く 1 次元性であり多次元性による不安定は生じ得ない。

しかしながら、実際の数値計算では 2 つのセル I_{i,j_1} と I_{i,j_2} ($j_1 \neq j_2$) における計算誤差は異なり得る。⁴ ただ、その誤差の蓄積のみでは一旦誤差の発生が観察されればそれが急速に発展するカーバンクル不安定の現象を十分に説明できない。そこで、一旦誤差が発生すればそれが離散モデル (9) により増幅される機構が存在すると推論するのが自然である。実際、[3, 1] においても同様の視点から議論を展開している。

ここでは議論を単純化するために、誤差の odd-even 性 (偶奇交代性)

$$\begin{aligned} U_{i,j}^n &= U_i^n + (-1)^j \hat{U}_i^n, \\ U_i^n &= \mathbf{t}[\rho_i^n, (\rho u)_i^n, 0, e_i^n], \\ \hat{U}_i^n &= \mathbf{t}[\hat{\rho}_i^n, (\hat{\rho} u)_i^n, (\hat{\rho} v)_i^n, \hat{e}_i^n \mathbf{t}]. \end{aligned} \quad (15)$$

を仮定する。 $(-1)^j \hat{U}_i^n$ が (本来は j に関係なく $U_{i,j}^n = U_i^n$ であるべき) 各 $U_{i,j}^n$ に係る計算誤差で

⁴ こうした数値計算上の誤差は、主に、 $\Delta y = y_{j+\frac{1}{2}} - y_{j-\frac{1}{2}}$ のデジタル表現が j に依存して桁落ち誤差により同一でなくなる事に由来するのではないかと考えられる。実際、 $y_j + \frac{1}{2} = j$ として計算機上の J の表現に整数型変数をとればそのような桁落ち誤差は発生せずこの平面衝撃波の数値計算ではカーバンクル不安定は発生しない。しかし、このような場合でも誤差を一旦与えるとカーバンクル不安定が生じる。これは、不安定を起こす最初の誤差の発生機構と不安定の成長機構とは別物として考察すべきである事も示唆している。

あるという仮定である。この仮定はそれ程人工的なものではない。実際、カーバンクル不安定は概ね odd-even であり、これは保存型差分近似の保存性から見ても自然である。また、実際の計算において脚注 4 に述べた方法で Δy の計算機上デジタル表現の誤差を抑制した数値計算を設定し $n = 0$ の段階で (15) の様に誤差を与えれば、カーバンクル不安定を発生させる事ができ、任意の n で桁落ち誤差分を除いて (15) が保たれる。

以下の議論は、進行衝撃波と静止衝撃波の 2 つの場合に分けて行う。

4.1. 進行衝撃波の場合

解析の単純化のため、次のような意味で「十分に上流的な状況」であるとしておく。

$$u \pm c, u \gg 0, c = \sqrt{\gamma p / \rho} \quad (16)$$

即ち、 x -軸方向につき各有限体積の状態だけでなく各有限体積境界で数値流束を求める為の Riemann 問題も含めた「完全な上流性」を仮定する。

ここで次の定理が基本的である。

定理 1 (9) と (15) の仮定の下で、関係式

$$\begin{aligned} \hat{U}_i^{n+1} &= \hat{U}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \frac{\partial F}{\partial U}(U_i^n) \hat{U}_i^n - \frac{\partial F}{\partial U}(U_{i-1}^n) \hat{U}_{i-1}^n \right\} \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\Delta y} \cdot 2 \left| \frac{\partial G}{\partial U}(U_i^n) \right| \hat{U}_i^n \\ &= \left\{ I - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\partial F}{\partial U}(U_i^n) - 2 \frac{\Delta t}{\Delta y} \left| \frac{\partial G}{\partial U}(U_i^n) \right| \right\} \hat{U}_i^n \\ &\quad + \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\partial F}{\partial U}(U_{i-1}^n) \hat{U}_{i-1}^n + o(\delta), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_i^n} = \left\{ I - \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\partial F}{\partial U}(U_i^n) - 2 \frac{\Delta t}{\Delta y} \left| \frac{\partial G}{\partial U}(U_i^n) \right| \right\}, \\ \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_{i-1}^n} = \frac{\Delta t}{\Delta x} \frac{\partial F}{\partial U}(U_{i-1}^n), \\ \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_k^n} = O, i - k \neq 0, 1 \end{cases} \quad (18)$$

が得られる。 $|A|$ はある行列 P で $P^{-1}AP = \text{diag}(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n)$ と対角化される A について

$$\begin{aligned} |A| &= P \cdot \text{diag}(|\lambda_1|, |\lambda_2|, \dots, |\lambda_n|) \cdot P^{-1} \\ &= P \begin{bmatrix} |\lambda_1| & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & |\lambda_2| & 0 & \cdots & 0 \\ & \cdots & \cdots & \cdots & \\ 0 & & & \cdots & |\lambda_n| \end{bmatrix} P^{-1} \end{aligned} \quad (19)$$

の様に与えられる。⁵ また O は零行列を表す。

⁵ 行列 A が対角化可能な場合、対角化を与える行列 P は一意ではないが、ここで定義される $|A|$ は P の取り方に依存しない事を注意しておく。

定理の証明は、次の補題 2、3. から与えられる。これらは x -軸方向の「十分な上流性」(16) と y -軸方向では通常の線形化が可能である事実に基く。

補題 2

$$\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^n = F(U_{i,j}^n). \quad (20)$$

補題 3

$$\bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} \{G(U_{i,j}^n) + G(U_{i,j+1}^n)\} - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial G}{\partial U} (U_i^n) \right| (U_{j+1}^n - U_j^n) + o(\delta). \quad (21)$$

上の 2 つの補題はそれぞれ Godunov 法における数値流束 $\bar{F}_{i+\frac{1}{2},j}^n$ 又は $\bar{G}_{i,j+\frac{1}{2}}^n$ を定める Riemann 問題 (10) 又は (13) を考察すれば容易に得られるものである。さて、数列 \hat{U}^n と行列 E_n^{n+1} を

$$\hat{U}^n = {}^t \left[\dots, \hat{\rho}_i^n, (\widehat{\rho u})_i^n, (\widehat{\rho v})_i^n, \hat{e}_i^n, \hat{\rho}_{i+1}^n, (\widehat{\rho u})_{i+1}^n, (\widehat{\rho v})_{i+1}^n, \hat{e}_{i+1}^n, \dots \right], \\ E_n^{n+1} = \left[\frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_k^n} (U_k^n) \right]_{i,k:\text{整数}},$$

のように定める。但し、 $\frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_k^n} (U_k^n)$ は E の 4×4 小行列であり i, k は整数である。⁶すると、 \hat{U}^n から \hat{U}^{n+1} への離散的な時間発展 $\hat{U}^n \mapsto \hat{U}^{n+1}$ は

$$\hat{U}^{n+1} = E_n^{n+1} \cdot \hat{U}^n + o(\delta).$$

のように書き表す事ができ、更に行列 E_n^{n+r} を $E_n^{n+r} = \left[\frac{\partial U_i^{n+r}}{\partial U_k^n} (U_k^n) \right]_{i,k:\text{整数}}$ として、

$$\hat{U}^{n+r} = E_n^{n+r} \cdot \hat{U}^n + o(\delta) \quad (22)$$

の関係が得られる。⁷

さて、ここで進行速度 s の $\Delta x / \Delta t$ に対する比が正の有理数、即ち

$$s = \frac{q}{r} \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad r, q \text{ は互いに素な自然数} \quad (23)$$

となるような圧縮性 Euler 方程式の衝撃波解について、当該離散モデルに

$$U_{i+q}^{n+r} = U_i^n, \quad i, n \text{ は整数}, n \geq 0 \quad (24)$$

⁶ これらの小行列は定理 1 内の式により得られ、 $i-k \neq 0, 1$ の場合には零行列 O となる。

⁷ E_n^{n+r} について、 $E_n^{n+r} = E_{n+r-1}^{n+r} \times \dots \times E_n^{n+1}$, $r \geq 1$ であり、 $i-r \leq k \leq i$ 以外の場合には $\frac{\partial U_i^{n+r}}{\partial U_k^n} (U_k^n) = 0$ である。

の意味で安定な離散衝撃波プロファイルが存在すれば⁸、写像

$$U^n = (U_i^n)_{i:\text{整数}} \longrightarrow U^{n+1} = (U_{i+q}^{n+r})_{i:\text{整数}}$$

の線形化 E_n^{n+r} は各要素の添字のずれを除けば

$$E_{n+m\hat{r}}^{(n+m\hat{r})+r} = E_n^{n+r}, \quad m \text{ は自然数}$$

となり⁹、 E_n^{n+r} の表す線形写像の安定性から進行衝撃波の数値計算の線形安定性が分かる。

4.2. 静止衝撃波の場合

y -軸方向では 4.1 と同じく補題 3 が有効だが⁵、 x -軸方向では「十分な上流性」がなく $\bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^n$ は U_i^n, U_{i+1}^n の両方に依存し得る為、 $\frac{\partial \bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^n}{\partial U_i^n}$ 、 $\frac{\partial \bar{F}_{i+\frac{1}{2}}^n}{\partial U_{i+1}^n}$ を求める必要がある。そこで離散モデルにおける衝撃波のプロファイルから考察を進める。

一般に静止衝撃波の離散モデルでは衝撃波付近のいくつかの計算点 (または計算体積) における状態値は衝撃波両側の状態とは異なる遷移的な状態 (中間状態) をとる。圧縮性 Euler 方程式の Godunov 法による離散モデルではこの中間状態は高々一つである。衝撃波両側 (左右) の状態を U_L, U_R 、中間状態を U_M とする。 U_L, U_M, U_R での密度、速度 (x -軸方向)、圧力をそれぞれ $\rho_L, \rho_M, \rho_R, u_L, u_M, u_R, p_L, p_M, p_R$ と記す。

また、 $u_L, u_M, u_R > 0$ とする。この場合の静止衝撃波は 3 つの特性速度 $u, u \pm c$ (c は音速) のうち $u - c$ に対応する 1-衝撃波と呼ばれるものになる。

U_M は U_L と共に 1-衝撃波¹⁰ の左右両側の状態となるような状態を取る。つまり Rankine-Hugoniot の条件と 1-衝撃波の衝撃波速度 s の制約

$$\begin{cases} F(U_R) - F(U_M) = s(U_R - U_M), \\ u_R - c_R < s < u_M - c_M \end{cases}$$

を満たし、かつ

$$u_R - c_R \leq s \leq 0$$

⁸ 安定な進行衝撃波の数値計算における安定な離散プロファイルについては理論的な解決は未だなされていない。後の数値計算では安定な離散プロファイルに十分に近いと考えられるデータを数値計算により得て数値実験を行う。

⁹ 厳密に記せば、行列 A の (i, j) 要素を $(A)_{i,j}$ と表す事にして $(E_{n+m\hat{r}}^{(n+m\hat{r})+r})_{i+m\hat{q},j} = (E_n^{n+r})_{i,j}$ となる。

¹⁰ 静止衝撃波とは限らない、即ち衝撃波速度 s は 0 とは限らない。

の意味で U_L と U_R の間になければならない¹¹。

次に Riemann 問題の解の構造の理解の為、 $U = U_0$ を基点とする波曲線 (wave curve) を紹介する。圧縮性 Euler 方程式では次の 5 種があり、全て解析的な表現が可能である。

- 1-衝撃波曲線 (1-shock curve):
 U_0 と U が 1-衝撃波 (特性速度 $u - c$ に対応) の左右の状態となるような U の集合。
- 1-膨脹波曲線 (1-rarefaction curve):
 U_0 と U が 1-膨脹波 (特性速度 $u - c$ に対応) の左右の状態となるような U の集合。
- 2-接触波曲線 (2-contact curve):
 U_0 と U が 2-接触波 (特性速度 u に対応) の左右の状態となるような U の集合。
- 3-衝撃波曲線 (3-shock curve):
 U と U_0 が 3-衝撃波 (特性速度 $u + c$ に対応) の左右の状態となるような U の集合。
- 3-膨脹波曲線 (3-rarefaction curve):
 U と U_0 が 3-膨脹波 (特性速度 $u + c$ に対応) の左右の状態となるような U の集合。

詳しくは [5] 等を参照されたい。2-接触波曲線は、 $u = u_0, p = p_0, \rho$ は任意正数 という簡単な表現が知られる。1-衝撃波曲線と 1-膨脹波曲線は U_0 から互いに反対の方向に伸びる半曲線で、これらを合わせて 1-波曲線という。同様に 3-衝撃波曲線と 3-膨脹波曲線は U_0 から互いに反対の方向に伸びる半曲線で、これらを合わせて 3-波曲線という。

一般的に状態 U_- と U_+ (これらの密度、 x -軸方向の速度、圧力をそれぞれ $\rho_-, \rho_+, u_-, u_+, p_-, p_+$ とする) の生成する圧縮性 Euler 方程式の Riemann 問題の解 $U = U(x/t; U_-, U_+)$ は次のように構成できる。上の波曲線を ρ (密度)- u (速度)- p (圧力) を軸とする状態 U の空間で考える。 U_- が基点の 1-波曲線 C_1 と U_+ が基点の 3-波曲線 C_3 について、それぞれの u - p 平面への射影 \bar{C}_1, \bar{C}_3 をとりその交点 (u_m, p_m) をとる。交点 (u_m, p_m) に対応する C_1, C_3 上の点が表す状態をそれぞれ $U_{m,-}, U_{m,+}$ とする。(これらの状態の密度をそれぞれ $\rho_{m,-}, \rho_{m,+}$ とする。) すると、この Riemann 問題の解は左側 ($x/t = -\infty$) から右側 ($x/t = +\infty$) に向かって

- 左側の状態 U_-

¹¹ここで、 $s = u_R - c_R$ であれば $U_M = U_R$ であり、また、 $s = 0$ であれば、 $U_M = U_R$ となる。これらは数値計算において中間状態がない場合に相当する。

- U_- と $U_{m,-}$ を結ぶ (左右両側の状態とする) 1-衝撃波または 1-膨脹波
- 状態 $U_{m,-}$
- $U_{m,-}$ と $U_{m,+}$ を結ぶ 2-接触波
- 状態 $U_{m,+}$
- $U_{m,+}$ と U_+ を結ぶ (左右両側の状態とする) 3-衝撃波または 3-膨脹波
- 右側の状態 U_+

となる。

本議論の静止衝撃波プロファイルに現れる Riemann 問題については次のようになる。

- (1) $U(x/t; U_L, U_L)$
 $x/t=0$ で上の U_- に相当する状態をとる。
- (2) $U(x/t; U_L, U_M)$
 $x/t=0$ で上の U_- に相当する状態をとる。
- (3) $U(x/t; U_M, U_R)$
 $x/t=0$ で上の $U_{m,-}$ に相当する状態をとる。
- (4) $U(x/t; U_M, U_R)$
 $x/t=0$ で上の $U_{m,-}$ に相当する状態をとる。

Riemann 問題の解の $x/t=0$ での値から Godunov の数値流束が求まるので、(1),(2) では完全上流性から

$$\frac{\partial \bar{F}^G(U_-, U_+)}{\partial U_-} = \frac{dF}{dU}(U_-), \frac{\partial \bar{F}^G(U_-, U_+)}{\partial U_+} = 0,$$

である。(3),(4) では波曲線の解析的表現から

$$\frac{\partial(\rho_{m,\pm})}{\partial(\rho_{\pm}, u_{\pm}, p_{\pm})}, \frac{\partial(u_m)}{\partial(\rho_{\pm}, u_{\pm}, p_{\pm})}, \frac{\partial(p_m)}{\partial(\rho_{\pm}, u_{\pm}, p_{\pm})}$$

が解析的に得られ、更に

$$\frac{\partial \bar{F}^G(U_-, U_+)}{\partial U_-} = \frac{dF}{dU} \cdot \frac{\partial U(0; U_-, U_+)}{\partial U_-},$$

$$\frac{\partial \bar{F}^G(U_-, U_+)}{\partial U_+} = \frac{dF}{dU} \cdot \frac{\partial U(0; U_-, U_+)}{\partial U_+}$$

を解析的に求める事が可能である。

さて、静止衝撃波プロファイルによる初期値

$$U_i^0 = \begin{cases} U_L, & i \leq -1 \\ U_M, & i \leq 0 \\ U_R, & i \leq 1 \end{cases} \quad (25)$$

が与えられれば解は全ての $n \geq 0$ において

$$U_i^n = \begin{cases} U_L, & i \leq -1 \\ U_M, & i \leq 0 \\ U_R, & i \leq 1 \end{cases} \quad (26)$$

となるが、この離散時間発展 $U^n = \{U_i^n\}_{i \text{ は整数}} \rightarrow U^{n+1} = \{U_i^{n+1}\}_{i \text{ は整数}}$ の線形化安定性は $\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n}$ に
よって調べる事ができる。実際、 $\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n}$ は

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_{i-1}^n} &= \frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{\partial F_{i-\frac{1}{2}}^n}{\partial U_{i-1}^n} \\ \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_i^n} &= I - \frac{\Delta x}{\Delta t} \left\{ \frac{\partial F_{i+\frac{1}{2}}^n}{\partial U_i^n} - \frac{\partial F_{i-\frac{1}{2}}^n}{\partial U_i^n} \right\} \\ \frac{\partial U_i^{n+1}}{\partial U_{i+1}^n} &= -\frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{\partial F_{i+\frac{1}{2}}^n}{\partial U_{i+1}^n} \end{aligned}$$

から解析的に表される。

5. 数値計算による観察

以上の議論を元に、実際の Godunov 法の数値計算と線形安定性の観察を行い Carbuncle 不安定性と線形安定性の関係を調べる。

実際の数値計算では無限個のデータは扱えない為、衝撃波を含む十分に大きな空間的領域で Godunov 法の数値計算を行い、かつ有限化された E_n^{n+r} (進行衝撃波の場合) や $\frac{\partial U^{n+1}}{\partial U^n}$ (静止衝撃波の場合) を調べる事となる。

精密な数値計算はまだ途上であるが、結果として以下の事を述べておく。

- (1) 進行衝撃波の場合、十分に大きな空間的領域で計算を行えば領域を有限化したことによる問題は生じない。即ち、領域を十分に大きく取れば領域の取り方による結果の変化は殆ど生じない。(x-軸方向両端の境界条件に対しては流入及び流出条件を用いている。)
- (2) 静止衝撃波の場合、精密な計算を行おうとすると境界条件の実装の仕方により安定性に微妙な変化が生じることが観察される。これはカーバンクル不安定性とは別物である 1 次元静止衝撃波プロファイルの不安定性に関連するのではないかと推測される。
- (3) 進行・静止どちらの場合でも、カーバンクル不安定と線形不安定の発生は概ねは一致する。この意味では、[3] の追試となっている。
- (4) 精密な計算を行うと進行衝撃波の場合はカーバンクル不安定と線形不安定の一致は非常に良い。静止衝撃波の場合と比べこの事実は対照的である。これは、1 次元 (x-軸方向) なプロファイルが進行衝撃波では静止衝撃波に

比べて非常に安定であるからではないかと推測される。また、この 1 次元安定性の相違は進行衝撃波のプロファイルが静止衝撃波に比べ多くの中間状態 (厳密には無限個ではないかと思われる) を有する事に由来すると推測される。

- (5) 静止衝撃波の場合に精密な計算を行うと Godunov 法の数値計算の不安定と線形不安定が一致しないグレーゾーン的部分が観察される。この Godunov 法の数値計算の不安定がカーバンクル的な不安定性で計算を破綻させるものか、それとも 1 次元静止衝撃波プロファイルの不安定性によるもの (この場合計算を破綻させない程度の不安定性が継続するものと予想される) であるのかについてより詳細な数値計算と理論解析を進める必要がある。([4] 等の議論参照)

参考文献

- 1) H. Aiso, M. Abouziarov and T. Takahashi. Machinery of Numerical Instability in Conservative Difference Approximations for Compressible Euler Equations. . In S. Nishibata, editor, *Mathematical Analysis in Fluid and Gas Dynamics*, pages 178–191. Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University, 2003.
- 2) J. Quirk. A contribution to the great Riemann solver debate. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18:555–574, 1994.
- 3) J.-Ch. Robinet, J. Gressier, G. Casalis, and J.-M. Moschetta. Shock Wave Instability and Carbuncle Phenomenon: same intrinsic origin? . *J. Fluid Mechanics*, 417:237–263, 2000.
- 4) Roe, P.L. Affordable, Entropy-consistent, Flux Functions. *Abstract of Eleventh International Conference on Hyperbolic Problems, Theory, Numerics, Applications*, July 2006.
- 5) J. Smoller. *Shock waves and reaction-diffusion equations*. Springer-Verlag, New York, 1982.

BAMR 法による LES 解析の高解像度化の試み

松尾裕一¹, 中森一郎²¹宇宙航空研究開発機構, ²アドバンスソフト株式会社

On the Resolution Enhancement of LES Analysis with a Blocked Adaptive Mesh Refinement Method

by

Yuichi Matsuo and Ichiro Nakamori

ABSTRACT

In order to accurately solve the unsteady fluid motion by large eddy simulation, we have to use a grid-resolution as uniform as possible for the whole flow field. It is often the case that the grid-resolution is deteriorated far from the wall when the structured grid system such as an O-type is employed. There have been many researches on the adaptive mesh refinement (AMR) since 1980s. Note, however, that we should take advantage of the knowledge acquired in the structured grids in the AMR code. Then, we employ the blocked adaptive mesh refinement (BAMR) to remain the grid-resolution to be preferably unchanged in the computational domain. In this study, we develop an algorithm to generate the blocks with the finer mesh automatically, and apply the BAMR code to the viscous flow analyses around a 2-dimensional cylinder, the NACA0012 airfoil configuration, and a 3-dimensional cylinder. These test cases show feasible resolutions with the limited CPU resources.

1. はじめに

LES においては、格子自体が SGS 渦粘性モデルのパラメータとなるため、捉えるべき現象に対し空間格子解像度をできるだけ一定に保つ必要がある[1]。しかし、物体に対して単一の O 型格子を使うような場合には、遠方で解析の解像度が劣化し、特にウエークなどを精度良く捉えることが困難となる。このような場合に、マルチブロック格子法や非構造格子法とともに、適合格子 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) 法が有効である。AMR については、1980 年代から現在に至るまで様々な手法が提案されているが、これらは主に、①直交デカルト格子系を基盤として局所的に細分化する方法と、②構造格子上にブロック領域を定義し、その領域内を細分化する方法(Blocked Adaptive Mesh Refinement; BAMR)の 2 種類に大別される。

前者の AMR は、Berger と Olinger の研究[2]にまで遡ることができ、諸量の空間変化や時間変化に応じてセルベースで随時、分割 (refinement) と結合 (coarsening) を繰り返す行いを行うものであり、主に火炎や噴流、自由界面の解析に効果的な手法であるが、Aftosmis[3]や Wang[4]による航空宇宙分野への応用も盛んである。しかし、物体壁面を含む解析には、カットセルや境界層専用格子を使うなどの工夫が必要となり、データ構造や前後処理についても独自の開発が必要となる。

一方、後者の BAMR は、AMR を点単位ではなくブロック単位で行うものであり、ブロックの中では既存のソルバーが使える可能性があるため、その場合には比較的簡単に AMR のメリットを享受できる。翼周りの遷音速非粘性流れに適用した構造格子の例として Dudek ら[5]の計算が、NS 方程式を支配方程式として翼まわりと鈍頭物体まわりの圧縮性流れを計算した Steinhilber らの例[6]がある。これは Berger ら[7]によって開始された AMR の流れを汲むものであり、定常衝撃波をシャープに解像することに特化している。しかし、これらにおいてブロック化の自動選別法についての詳細は述べられていない。

本研究では、LES 解析における格子解像度の影響を改善することを視野に、BAMR 法を用いて自動的に格子解像度を計算領域内なるべく一定に保つような手法を考案したので、その内容について報告する。ここでは、Berger ら[8]の方法を参考に、単一格子上の数値解を基に、分解能の不足しているポイントを検索し、それらの情報を基にブロックに整形する方法を用いた。また、これまで使用してきた構造格子ベースの差分コードで培われてきた技術を活かし

ながら、複雑形状や局所的に急峻な変化を伴う流れに適応可能とするようなステップアップを施すという意味において、BAMR 法の LES を含む非定常 NS 解析への適用可能性について検証した。

2. 解法

2.1 流れの数値解析法

本解析においては、支配方程式として保存型で与えられる圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。解ベクトル成分は密度、運動量、全エネルギーである。これをセル中心型有限体積法で離散化し、セル境界の対流項に対する数値流束は、Flux difference splitting により決定している。また、対流項の高精度化には MUSCL 型 3 次精度内挿補間を用い、内挿量には保存量の跳躍量を使用した。また、標準的な minmod 関数を併用することにより数値解の単調性を維持した。粘性項の構築にはガウスの発散定理により得られる一階微係数を用いる。粘性係数の評価にはサザランドの式を使用し、熱伝導係数 κ の算出に際して Prandtl 数は 0.72 で一定とした。なお、本計算の時間進行法に関しては、陰解法と陽解法とを併用した。陰解法は LU-ADI 法を使用し、陽解法としては 4 次精度ルンゲクッタ法を使用した。物体の壁面を構成する境界を含む格子に陰解法を使用することにより、物体表面近傍においてアスペクト比の高い格子に拠る数値解の硬直性を緩和しながら、物体壁面を含まない計算ブロックにおいてはルンゲクッタスキームを使用することにより時間方向における非定常解の精度を向上させた。これに関連して、時間刻みは物体壁面を含まない陽解法が適用されるブロックにおいては、クーラン数 $CFL = 0.9$ の制約を課すことにより決定した。したがって、用いた時間刻みは、流速と代表長で決定されるフロータイム $T = D/U$ の 0.001 倍程度であり、これを全ての計算格子で等しく用いた。結果的に、物体近傍の格子上の境界層内部での CFL は局所的に数 100 のオーダーとなる。

2.2 ブロック化

ブロックの生成手順を以下の 2 次元円柱まわりの計算を例に示す。まず、単一の基本格子 (128×128) 上で計算を行なう。無次元時間刻みは 0.01 とし、4000 ステップ程で解が落ち着いた時点で一旦計算を終了させる。基本格子が細かければ後流に渦列が生成されるが、その場合の手順は分解能の評価を時間方向に積算し、時間平均を取れば解決できる。図 1(a)は、この基本格子で得られた密度コンターで

ある。次に数値解の格子による分解能の評価を行なう。文献[9]に拠れば、1次元においては、次式で表わされる量が一定に近いほどクオリティの高い格子とされる。

$$\varepsilon = \left| h^p \frac{\partial^p q}{\partial h^p} \right| \quad (1)$$

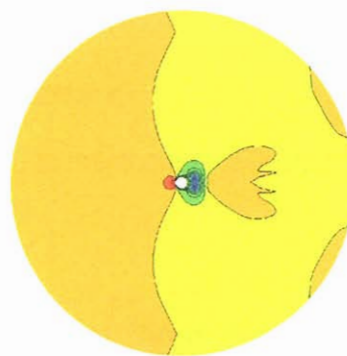
ここで、 h は格子幅、 q は物理量であり、 $p=2$ とした。着目した物理量が空間的に歪んだ分布を有し、曲率半径が定義できる場合、各々の格子要素内の曲率半径に格子幅の2乗値が反比例していることが最適状態ということになる。誤差インディケータに関しては既に様々な提案がなされてきており、非構造格子に対して高度に発展した誤差インディケータの形式[10]等が提案されているが、本研究では構造格子上で格子による分解能が不足している箇所を探索できれば良いので、ここでは基本に立ち返り、より単純なインディケータを用いることとする。着目すべき諸量の候補としては、密度、総エンタルピー、局所マッハ数等が考えられる。ここで取り上げている流れは全般的に比較的低マッハ数域にあり、密度の変化は僅かであることからこれは候補から外した。また、流れに顕著な温度変化や熱源が存在せず、総エンタルピーは流線に沿ってほぼ一定であるため、ここでは局所マッハ数を採用した。式(1)により表わされる量の評価するうえで、構造格子のデータ配列を活かしながら、2次元的なマッハ数分布に対応させるため、実際には次式のように再定義した量で評価を行なった。

$$\varepsilon = \max \left(\left| M_{i+1,j} - 2M_{i,j} + M_{i-1,j} \right|, \left| M_{i,j+1} - 2M_{i,j} + M_{i,j-1} \right| \right) \quad (2)$$

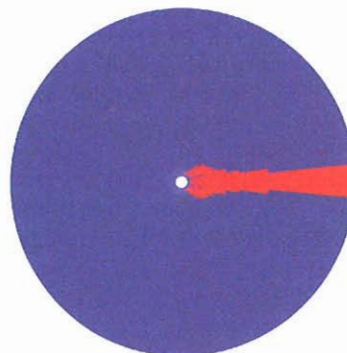
格子幅の最低値の閾値を設定した。円柱直径で無次元化された格子幅のうち ξ 線と η 線で最小値となる方を選択し、これを h とした。細分化のストッパーとして、 h が 0.01 より大であることを制約条件として課し(問題による)、かつ、(2)式で評価された量 ε が閾値 ε_0 ($=0.001$) より大であるときにそのセルに印を付け、それらを可視化した結果を図1(b)に示す。次に、これらの印を基に四つの頂点を有する四辺形ブロックを定義する。具体的には、着目したセルの周囲に存在するセルのうち、辺を共有するもので印が付けられているものの総和が2個以上のとき、着目したセルは印の有無に拘わらず印を付けなおす。この手順を繰り返すことにより、印を付けられた要素を内包するブロックが生成される。生成されたブロック内で上記の手順を再度用いることにより、さらに高次のレベルのブロックを生成することができる。ただし、格子幅 h に対する閾値はレベルが1段階向上する毎に半値とした。この手順を表1にまとめて示す。一連の手順を一括してコード上で行なわせることにより得られたブロック全てを図1(c)に示す。この手順では複数のブロックが生成されることもあり、その場合にはブロック間のデータ依存関係は tree 状のデータ構造となるが、ここで得られたブロックは直鎖状のデータ構造となる。

表1 ブロックの生成手順

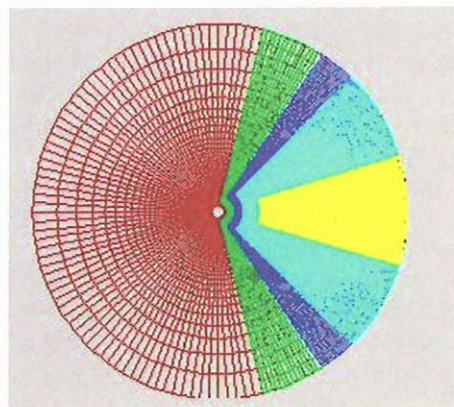
1. 基本格子で流れを計算 (図1(a))
2. 計算格子幅 h での変動量が閾値 ε_0 を超過した箇所を候補セルとして特定 (図1(b))
3. 孤立した候補セルを削除
4. 候補セル情報からブロック領域を成型
5. 親ブロック番号、自ブロック頂点と格子解像度レベル等々の情報を適宜格納
6. 一つ高次のレベルのブロック内で2-5の手順を反復
7. 指定したレベルに到達した時点でブロック生成を終了 (図1(c))



(a)基本格子上の密度分布



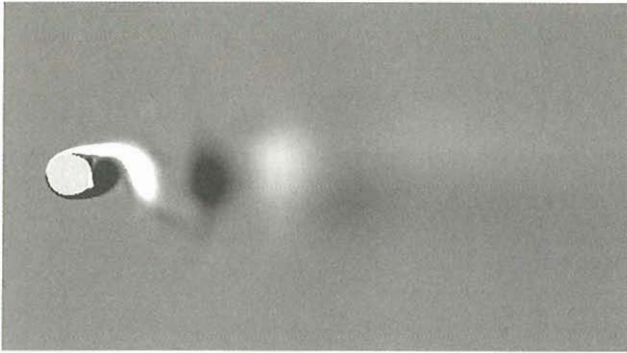
(b)再分割候補セルの抽出



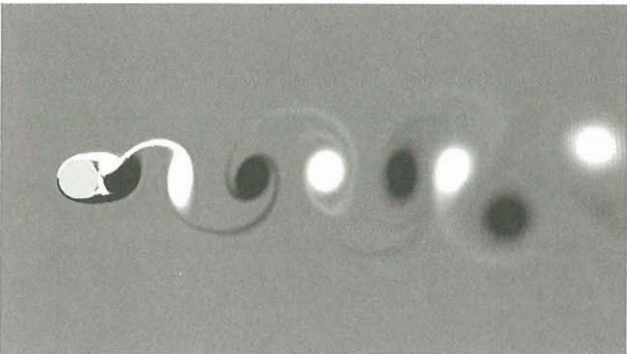
(c)候補セルから段階的にブロックへ成型

図1 ブロック生成手順説明図

なお、各ブロックの格子要素数は元になった解像度の低いブロックから順に、 $(128 \times 128 = 16,384)$ 、 $(108 \times 140 = 15,120)$ 、 $(160 \times 164 = 26,240)$ 、 $(256 \times 232 = 59,392)$ 、 $(192 \times 288 = 55,296)$ であった。これらを計算上必要な要素数に換算しなおせば、それぞれ $(12,288)$ 、 $(8,560)$ 、 $(11,392)$ 、 $(45,568)$ 、 $(55,296)$ 個であり、演算量の観点からすれば、これらの総計である要素数 133,104 個の計算と同等となる。最も細かい格子レベルで計算領域全域をカバーしようとすると単純に見積もった場合の格子要素数は(ベース格子 128×128 に 4^4 倍し)419万要素数程であり、したがって演算量は31分の1に節約できたことになる。これらのブロックを使用した場合としない場合について、流れの計算を実行した結果を過渡で可視化し比較したものを図2に示す。ブロックを用いた場合、流出境界に至るまで渦列の様子が格子による拡散が非常に少ないまま精度良く解かれている様子がみてとれる。



(a) 単一格子



(b) 5段階のBAMR格子

図2 円柱後方の渦列の比較

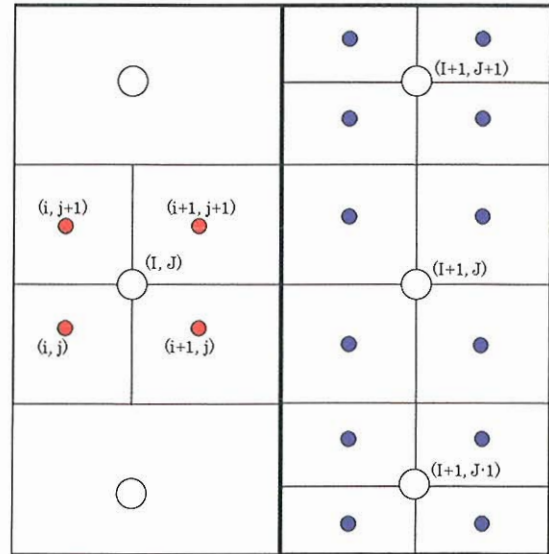
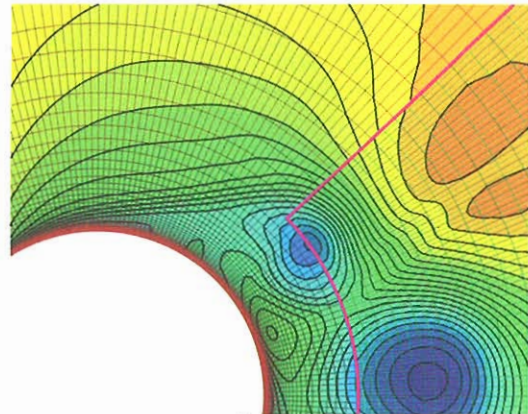
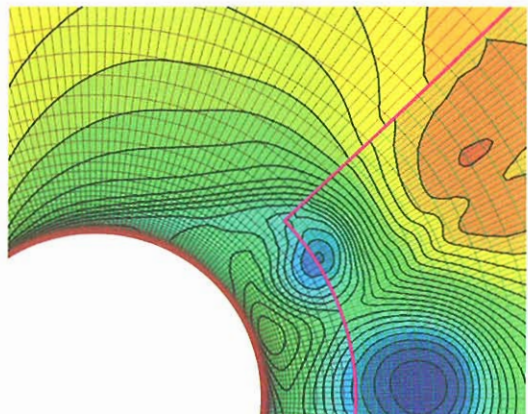


図3 異なるレベルのブロック間の接続境界



(a) 線形補間



(b) 零次補間

図4 密度コンター線によるブロック接続境界の比較

2.3 ブロック接続境界の扱い

ブロック境界における情報伝達の際に、線形補間[11]に単調性の維持を組み込む方法(方法①)と零次補間(方法②)について調査した結果を示す。図3では、格子解像度が高い格子のセル中心 i, j 、粗いほうが I, J と番号を打っている。図3のようにブロック境界(図3中の太線)を挟んで仮想セルが左側、流体セルが右側に仕切られている配置関係にある場合、線形補間法では以下のようにして細かい格子ブロックの仮想セル上の補間値が定義される。

$$\begin{aligned}
 Q_{i+1,j+1}^{l+1} &= Q_{I,J}^l + 0.25\Delta_\xi + 0.25\Delta_\eta, \\
 Q_{i+1,j}^{l+1} &= Q_{I,J}^l + 0.25\Delta_\xi - 0.25\Delta_\eta, \\
 Q_{i,j+1}^{l+1} &= Q_{I,J}^l - 0.25\Delta_\xi + 0.25\Delta_\eta, \\
 Q_{i,j}^{l+1} &= Q_{I,J}^l - 0.25\Delta_\xi - 0.25\Delta_\eta.
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 \Delta_\xi &= 0.5(\text{sign}(\Delta_\xi^+) + \text{sign}(\Delta_\xi^-)) \min\left(|\Delta_\xi^+|, |\Delta_\xi^-|\right), \\
 \Delta_\eta &= 0.5(\text{sign}(\Delta_\eta^+) + \text{sign}(\Delta_\eta^-)) \min\left(|\Delta_\eta^+|, |\Delta_\eta^-|\right), \\
 \Delta_\xi^+ &= Q_{i+1,j}^l - Q_{i,j}^l, \Delta_\xi^- = Q_{i,j}^l - Q_{i-1,j}^l, \\
 \Delta_\eta^+ &= Q_{i,j+1}^l - Q_{i,j}^l, \Delta_\eta^- = Q_{i,j}^l - Q_{i,j-1}^l.
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

零次補間では、(3)式の Δ_ξ, Δ_η をゼロとおく。

上記の方法を図4で示される薄赤色の境界線(ξ 一定の直線)上のみ適用し、それぞれの効果を検証することとした。初期値として、方法①により得られた非定常解を出発値とし、そこから各々フロータイム T の5倍だけ時間を進め、同時刻での等密度コンターで比較したものが図4である。密度分布には顕著な差異がみとめられる。これは、マッハ数が $0 \sim 0.16$ まで分布し、一様流マッハ数 $M_\infty = 0.1$ に対する率は $-100\% \sim 160\%$ と広範な変化を示すのに対し、

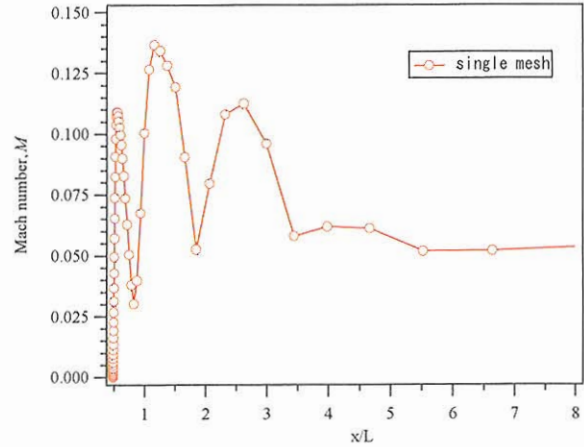
密度は一様流密度に比して $98.7\% \sim 101.2\%$ と非常に小さな変動しかしないため、総合的な打ち切り誤差の影響を強く受けるためと考えられる。また、図4(b)の密度コンターから、零次補間は明らかに接続情報を大きく損ねているのが見てとれる。なお、低マッハ数では方法①のような制限関数を使用することは必ずしも必要ではないが、遷音速や超音速領域においては必要となるため、本稿では方法①を採用している。

2.4 BAMRによる解像度向上の検証計算

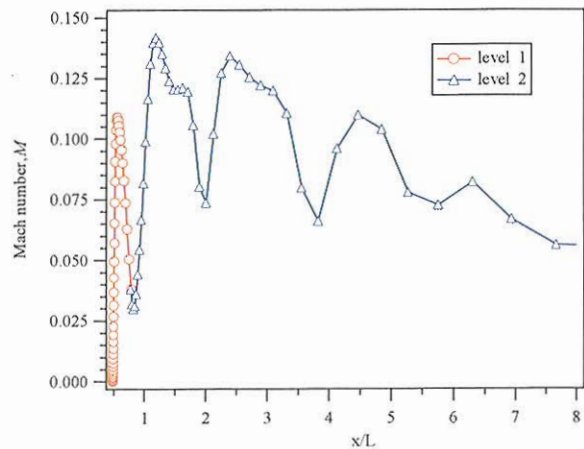
最も簡単な例として、2種類の異なる階層レベルを円柱まわりの流れに適用した。LU-ADI 陰解法を使用し、CFL=10 で決定された時間刻みはフロアタイム T の約 $1/10,000$ であり、到達時刻は $2T$ である。格子数はベース格子の要素数が 256×64 、それよりも解像度を倍に向上したメッシュの要素数は 112×48 とし、後流の領域のメッシュが再分割されている。また、一様流マッハ数は $M=0.1$ 、レイノルズ数は $Re=1000$ と設定した。図5はマッハコンターによる可視化結果の比較図であり、渦の放出が若干鮮明に捉えられていることが見てとれる。また、図6からは、センターライン上のマッハ数分布の解像度にも BAMR の効果が顕著に表われていることがわかる。

3. 結果および考察

翼周りの2次元流れ (NACA0012, 一様流マッハ数 0.1, レイノルズ数 1000, 迎角 20°) を例にとり、上記で述べた手順により自動的に生成された BAMR 格子上で得られた数値解を図7に示す。基本単一格子でまず時間平均解を求め、そこで得られた情報を基にブロックを成型する。さらに、単一格子の解を補間してこれを初期値とし用い、計算を継続して得られた瞬時解が図7(b)に示されている。基本格子では、遠方での渦構造が急激に減衰しているが、BAMR では連続と続く渦列が捉えられていることがわかる。図8に揚力・抗力係数の比較を示す。BAMR 格子では渦列に応じた滑らかな変動が得られているが、単一格子の方がややいびつな分布となっている。これは、TVD の制限関数による差分の採り方の切換えが大きな擾乱源となり数値解に影響を与えているためと考えられる。つまり、BAMR 格子上では格子解像度が向上しているため、制限関数が作用しても差分の切換えに依存するそのような影響がほとんど現れず、それほどに諸量の1格子当たりの変化量が少なく、比較的滑らかな抗力係数分布が得られたと考えられる。

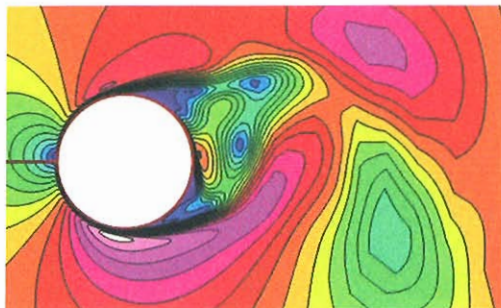


(a) 単一格子

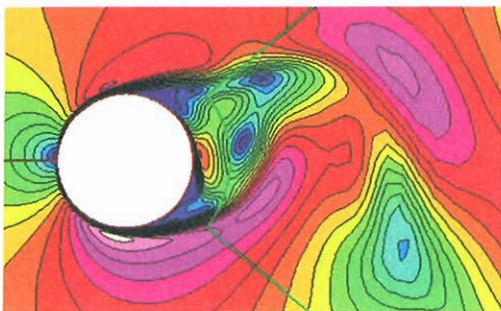


(b) 2段階のBAMR格子

図6 円柱後方におけるマッハ数分布



(a) 単一格子



(b) 2段階のBAMR格子

図5 円柱周りの等マッハコンター線

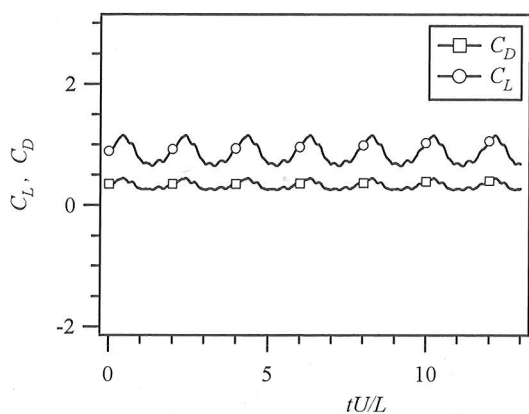


(a) 単一格子

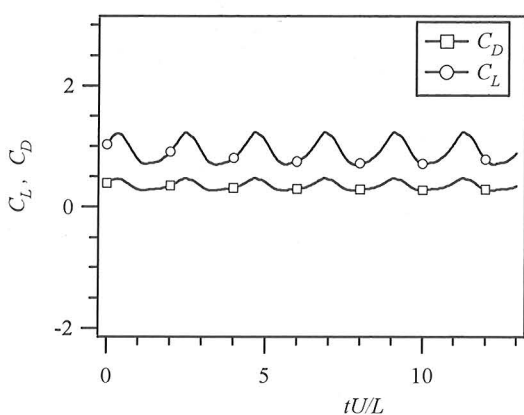


(b) BAMR格子

図7 翼型後方における渦度

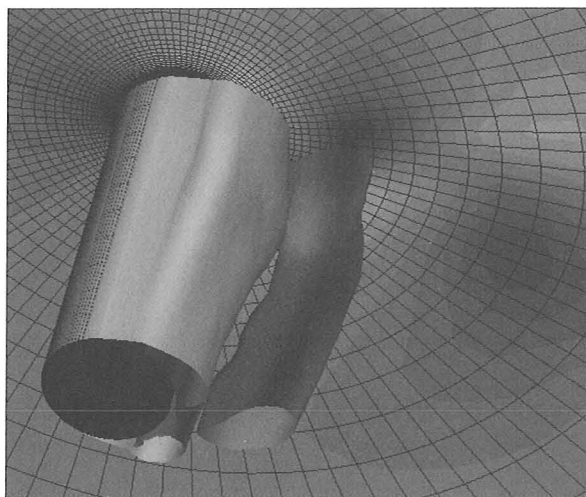


(a) 単一格子

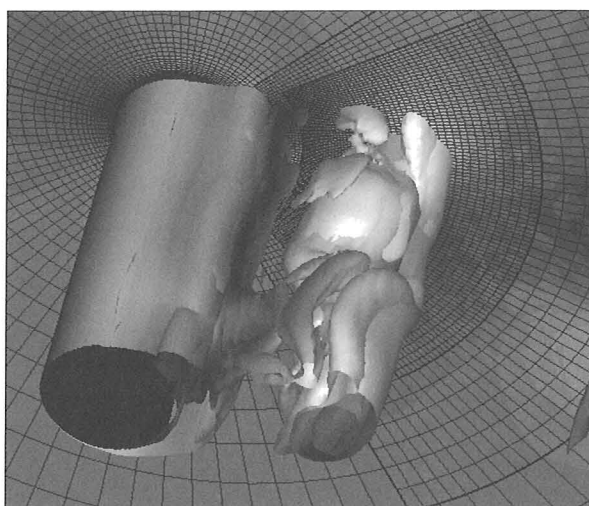


(b) BAMR 格子

図8 翼に加わる揚力・抗力係数



(a) 単一格子



(b) BAMR 格子

図9 円柱後方における渦度の等値面

また、本方法は3次元流れへの適用も容易に行なうことができる。ここでは円柱周りの流れ（一様流マッハ数 0.1、レイノルズ数 10 万）に適用した3次元非定常流れの解析例を図 9 に示す。流れの様相としては、ドラッグクライシスの手前であり、層流剥離後に後流で剥離渦が3次元的な構造に分裂する。BAMR を用いた場合には、総格子点数は 23 万点程であるものの、ウェークにおける大渦混合の様相の一端を伺うことができる。また、円柱に加わる平均的な抵抗係数（図 10）は単一格子と BAMR 格子の場合においてそれぞれ $C_D = 1.20$ 、および $C_D = 1.34$ である。また、抵抗振動数 f は渦放出のその 2 倍であるため、ストローハル数 $St = fD/2U$ は $St = 0.200$ 、および $St = 0.215$ となった。ただし、BAMR の場合には、図 11 からわかるように高周波領域において不規則な乱流成分を観測できており、また、標準的な 3 次精度 TVD スキームという決して人工的な散逸が少ないとは言えない解法を使用しているにも拘らず、 $St = 0.5$ や $St = 1.1$ といった周波数まで解像していることもわかる。本方法は、構造格子系のソルバーへ比較的容易に組み込むことが可能であり、LES 解析との併用によりその予測性能を向上させることが期待できる。

4. 結論

本研究では、BAMR 法を用いて LES における格子解像度を計算領域内で自動的に一定に保つような手法を提案するとともに、BAMR 法の LES を含む非定常 NS 解析への適用可能性検証を行ない、ブロック成型方法や接続境界条件の課し方などについて具体的な知見を得た。その結果、BAMR は、LES や非定常解析における格子解像度の向上と解の高精度化に有効であること、また、ブロック接続境界は、本研究のような線形補間程度でも十分に機能するということがわかった。ただし、境界における物理量の保存性とか、境界を通して時空間的に急激な変化が起こる場合のロバストネスや収束性などについては、より詳細な検討が必要である。今後は得られた知見を活かしながら並列計算上での負荷バランスも考慮した方法に発展させていきたいと考えている。従来の方では最初の分割がその後の分割数に最後まで影響するため、均等な割り当てを目標として別のアプローチを採る。例えば、図 12 のように予め格子数が等分割となる区切り方を指定し、これらのブロック内で漸次分割を進めながら格子解像度を向上させる方法が考えられる。この場合には、本研究の場合にはなかった格子解像度のレベルが大きく異なるブロックが接続する場合が生じる可能性があるが、接続境界にバッファ領域を設定することにより滑らかな諸量の接続が達成できると考えている。

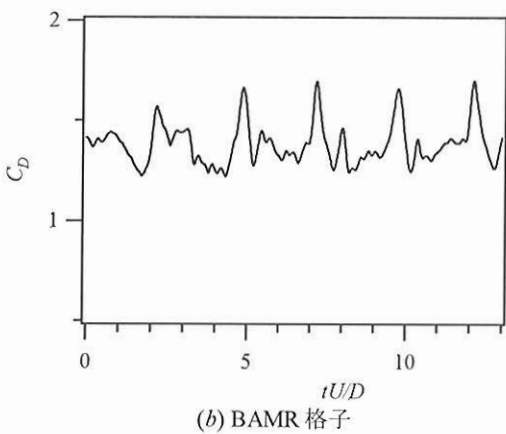
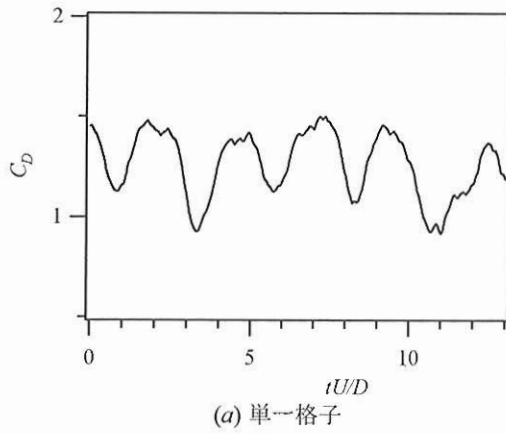


図10 円柱に加わる抵抗係数

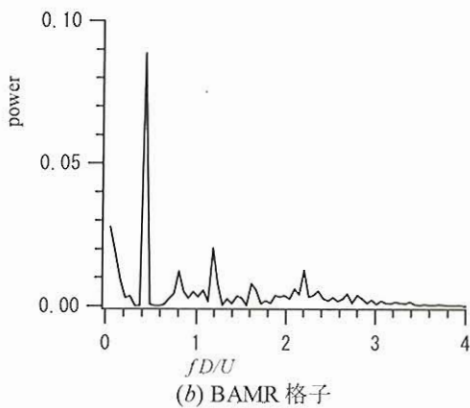
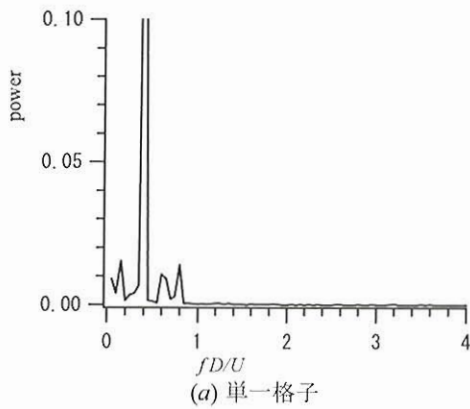


図11 抵抗の振動数

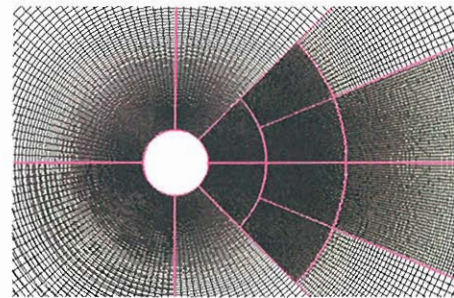
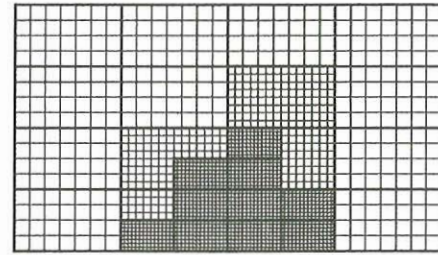


図12 並列化に適させたブロック化の例

参考文献

- 1) P. R. Spalart ; International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 21, pp.252-263(2000).
- 2) M. J. Berger, et al.; J. Comput. Phys. Vol. 53, pp. 484-512(1984).
- 3) M. J. Aftosmis, et al. ; AIAA Paper 2000-0808.
- 4) Z. J. Wang, et al. ; AIAA Paper 2000-0395.
- 5) S. Dudek, et al.; AIAA Paper 98-0543.
- 6) E. Steinhilber, et al.; NASA TM 10674.
- 7) M. J. Berger, et al., AIAA J., Vol. 23., No. 4, pp. 561-568(1985).
- 8) M. J. Berger, et al.; J. Comput. Phys., Vol. 82, No. 1, pp. 64-84(1989).
- 9) R. Löhner; John Wiley & Sons Ltd., West Sussex, 2001.
- 10) R. Löhner, "An Adaptive Finite Element Scheme for Transient Problems in CFD," Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. Vol. 61, pp. 323-338(1987).
- 11) J. Bell et al.; Proc. 9th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 1989, pp. 471-479.

航空機の運航に影響を与える気象の高解像度数値予報

中山寛, 本田有機
気象庁

High-Resolution Numerical Prediction for Aviation Weather

by
Hiroshi Nakayama and Yuki Honda

ABSTRACT

The Japan Meteorological Agency (JMA) operates a suite of numerical weather prediction models; the meso-scale model (MSM), the regional model (RSM), and the global model (GSM) with horizontal grid spacing of 5 km, 20 km and 60 km respectively. In addition, a high-resolution local forecast mode (LFM) with grid spacing of 2 km has been developed so as to prevent disaster and maintain safe civil aviation at JMA. With this model, numerical experiments of a wind shear in Haneda Airport on 26 February 2006 associated with a cold front aloft (CFA) and dry trough were carried out on the supercomputer of CeNSS.

The LFM successfully reproduced the observed time series variation of the wind at Haneda Airport, although the MSM failed to predict the ending time of the southerly wind. The reason is that the dry trough interacted with CFA did not propagate correctly in the MSM. The analysis using the frontogenetical function reveals that the frontolysis led by the one vertical circulation near the nose of CFA took place and resulted to the prevention of intensification of the front. On the other hand, the LFM could simulate the several vertical circulations so that the frontogenesis and the frontolysis appeared at different circulations. These results suggest the frontogenesis (frontolysis) is occurring more appropriately at finer resolution.

1. はじめに

気象における数値モデルは、物理法則に基づいて計算機を用いて大気の状態を計算し、予測や研究に用いるものである。支配方程式系は、時間発展式と診断式の6つの基礎方程式からなっており、時間発展式である運動方程式には Navier-Stokes の式に重力や地球回転の効果であるコリオリ力を考慮している。

気象庁が現在運用している現業数値予報モデルには、表1に示すように、全球モデル(GSM)、領域モデル(RSM)、メソモデル(MSM)などがある。この中で最も解像度が高いものはメソモデルであり、水平格子間隔は5kmである。

メソモデルの降水形成過程にはバルク法に基づく雲物理過程モデルが用いられている。これは、水物質を水蒸気、雲水、雨、雲氷、雪、あられの6つに分類し、核形成、拡散、併合、分裂、落下、融解などの過程を通して混合比や数濃度を予報するものである。しかし、空間分解能が雲の空間スケールより粗いモデルでは、雲自体をモデルで陽に表現することが出来ないため、降水形成が遅れたり、降水域が過少になったりする場合がある。そこで、「仮想的な雲」を作成して、この「雲」によって熱や水物質の再配分を行わせる積雲対流パラメタリゼーションが必要となる。水平格子間隔5kmのメソモデルでも、積雲を十分に解像することができないため、雲物理過程モデルに加えて積雲対流スキームである Kain-Fritsch スキームを併用している。

気象庁では防災情報や航空気象情報のさらなる高度化のため、高分解能局地モデルの開発を行っている。水平格子間隔2km程度で非常に激しい雨、を予測ターゲットとするほか、急激な風、視程、悪天域などの変化を高精度で予想することを目指している。そこで今回は、航空機の運航に影響を与えるようなメソ γ ~メソ β (数km~数百km)のスケールの現象について、高解像度化によるインパクトを実際の事例について調べ、モデルの検証を行った。

表1 気象庁が運用している主な数値モデル

種類	格子間隔	用途	予報期間	実行回数
メソモデル MSM	5km	防災情報	15時間	1日8回
領域モデル RSM	20km	天気予報	2日間	1日2回
全球モデル GSM	60km	天気予報 週間予報	1.5~ 9日間	1日4回

2. 2006年2月26日の羽田空港の風向急変

2006年2月26日、房総半島から神奈川県沖の沿岸に局地的な前線(沿岸前線)があって、その内陸側にあたる羽田空港では北よりの風が続いていた。現業数値予報モデルは、午後には沿岸前線の南側に入って南よりの強風と強い雨を予想していたが、実況では関東地方の冷たい空気に阻まれ、沿岸前線は停滞していた。図1に示すように17時40分~18時20分の40分間だけ南よりの風が変わり、10分間平均で最大25KTの強風が吹いた。これにより、羽田空港では滑走路チェンジ及び着陸復行が多発し、一時空中待機が26機にも上り、航空交通流に大きな影響を与えた。

図2は2006年2月26日15時(左)と21時(右)の地上天気図である。低気圧が太平洋沿岸を東北東進しながら関東地方に接近していた。一方、日本海には別の低気圧があって、この低気圧から伸びる寒冷前線が急速に東進しながら近づいていた。図3は26日16時から20時の関東地方のレーダーの観測による降水強度とアメダスの観測による風の分布図である。この期間、内陸の気温は10℃以下(図省略)で西から北より風となっており、海岸部では暖かい南よりの風が吹いていて、沿岸前線(茶色の破線)がほぼ停滞していた。17時になると、埼玉県付近に100kmスケールの収束線(茶色の実線)が現れ、これが南東進して20時には沿岸の前線とひとつになった。また、収束線の南東側にはそれに対応して発散域が見られ、18時以降は収束線付近または進行方向前方に沿って降水域が見られた。そして、この収束線が接近したときに羽田空港で強風を伴う南よりの風が吹いた。図4は収束線が通過したときの熊谷と水戸のウィンドプロファイラーの東西風と水平風ベクトルの時間高度断面図である。上空3~7kmでは、弱い西よりの風と強い南よりの風による前線が見られる。この上空の前線と、地上の収束線の通過のタイミングはほぼ一致していた。

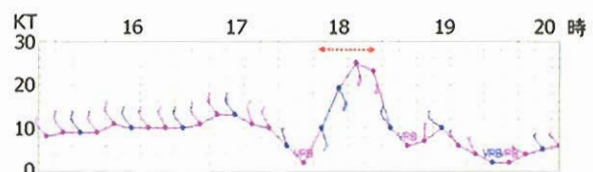


図1 2006年2月26日15~20時の羽田空港の風の変化。矢羽根は風の吹いてくる方向を示し、長い羽根が10KT、短い羽根が5KT。赤い矢印は南よりの風の時間帯。

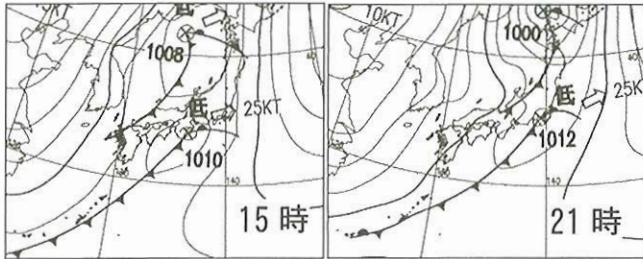


図2 2006年2月26日15時と21時の地上天気図

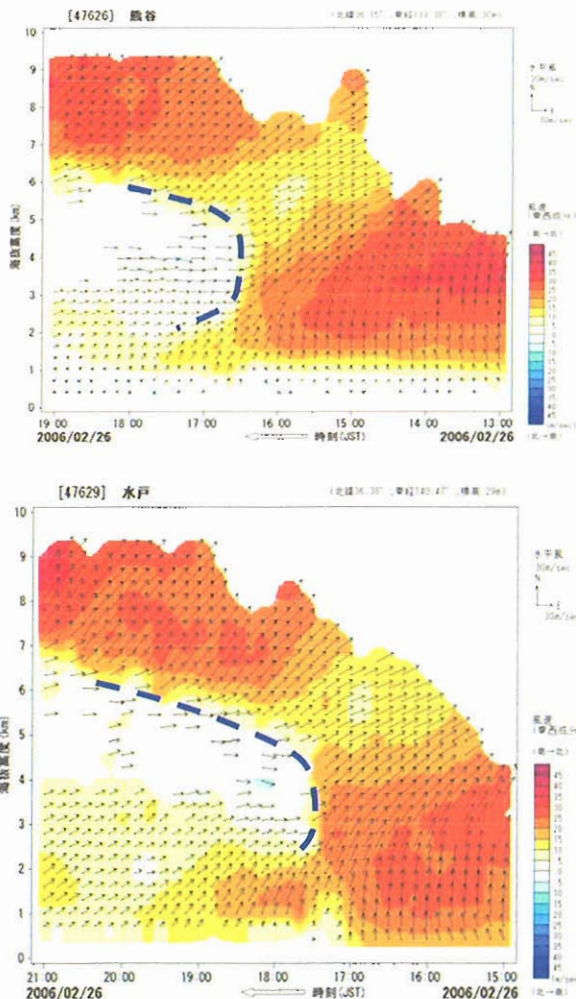


図4 収束線通過前後の熊谷と水戸のウィンドプロファイルの観測による東西風速と水平風ベクトルの時間高度断面図。

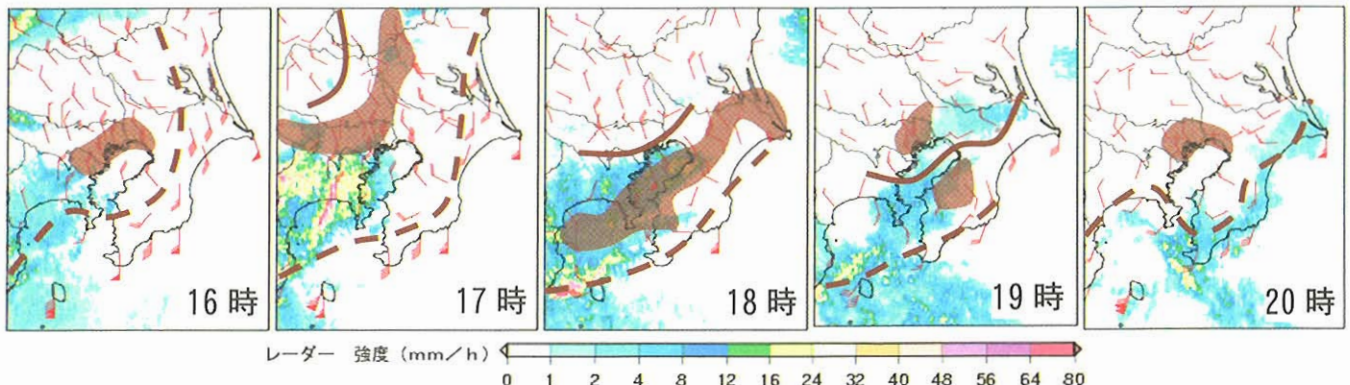


図3 2006年2月26日16時から20時の関東地方のレーダー観測による降水強度とアメダス観測による地上風。矢羽根は風の吹いてくる方向を示し、旗は10m/s、長い羽根が2m/s、短い羽根が1m/s。茶色の実線は収束線、茶色の破線は沿岸前線、茶色のハッチは発散域を示す。

3. 上空寒冷前線とドライトラフ

地上寒冷前線の前方にしばしば対流性の降雨バンドが出現することがある。冬から春のアメリカ中央部でしばしば観測されており、1950年頃からたくさんの研究がなされている。この現象は Locatelli ら(1995)によると、図5に示すようなメカニズムを持つ。低気圧が東進してロッキー山脈を越えるとき、メキシコ湾からの下層暖湿気がロッキー山脈の東側に沿って北上する。一方、低気圧に伴う寒冷前線面の背後にある低相当温位の空気は、ロッキー山脈を越えて沈降・断熱昇温して乾燥空気となる。両者が衝突し、温度傾度の弱い湿度前線を作る。地上の前線をドライトラフ、上空の寒気移流の前縁を上空寒冷前線(CFA)と呼ぶ。CFAの鼻より上の暖気側には前線強化過程による上昇気流が存在する。また、鼻の形をした密度の大きい寒気が侵入してくると、鼻の下の層内では静力学的に鼻の後から鼻先へ向かう圧力傾度が生じ、鼻の下と少しその後方に収束があり上昇流が生まれる。この上下の上昇流がひとつとなって降雨バンドが発生するというものである。

この構造は、先に示した観測結果と一致していることが分かる。したがって、17時頃に突然発生して南東進し、羽田空港を通過した収束線は、ドライトラフであったと考えられる。以降、この収束線をドライトラフと呼ぶことにする。

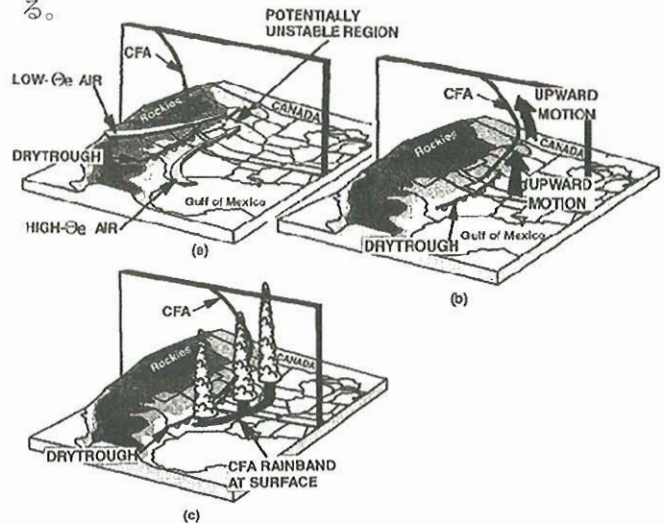


図5 ロッキー山脈の東側の上空寒冷前線(CFA)に伴う降雨バンド形成の模式図。(a)ロッキー山脈越えの暖かく乾燥した低相当温位の空気とメキシコ湾からの暖かく湿った高相当温位の空気が出会い、ドライトラフの東側に対流不安定域を作る。(b)CFA に結びついた上昇流域。(c)CFA とドライトラフに対する CFA 降雨帯の位置(Locatelli et al. 1995)。

4. CeNSS を用いた気象の高解像度計算

これまで述べた現象に関して、気象庁が現在運用している数値予報モデルの予想結果と実験中の高分解能局地モデルの予想結果を比較し、再現性の違いを考察する。

はじめに、解像度の低い順に数値予報モデルの大まかな計算方法を述べる。領域モデル(RSM)は、RSM の前回予報値を第一推定値として4次元変分法で解析(データ同化)したものの初期値とし、全球モデル(GSM)の予報値を側面境界値として実行される。RSMは09時と21時の1日2回、解析及び予報を行っている。2006年2月26日09時初期値の予報結果を比較対象とする。メソモデル(MSM)もRSM同様に、MSM の前回予報値を第一推定値として4次元変分法で解析(データ同化)したものを初期値とし、RSMの予報値を側面境界値として実行される。MSMは00, 03, 06, 09, 12, 15, 18, 21時の1日8回、解析及び予報を行っている。風向急変のあった時刻の直近にあたる2006年2月26日15時初期値の予報結果を比較対象とする。

高分解能局地モデル(LFM)は実験段階のため、初期値はMSMの予報値を内挿したものを用い、側面境界値もMSMの予報値を用いる。また、RSM、MSMは積雲対流パラメタリゼーションを併用しているが、LFMは積雲を解像しているとして積雲対流パラメタリゼーションを併用せず、雲物理過程のみを用いる。各モデルの仕様を表2に、計算領域を図6に示す。

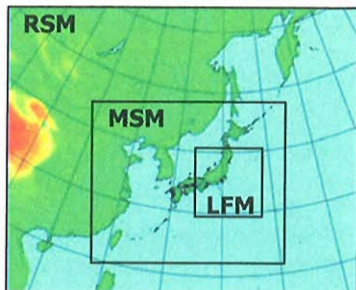


図6 領域モデル(RSM)、メソモデル(MSM)、高分解能局地モデルの計算領域。

5. 各モデルの予報結果

図3に示したように、実況では房総半島から神奈川県沖に沿岸前線がほぼ停滞していた。図7はRSMの予報結果であるが、沿岸前線の位置が内陸にずれており、羽田空港(赤×)に南よりの強風をもたらしたドライトラフは予想されていない。図8はMSMの予報結果である。沿岸前線の位置は、図3の実況とほとんど同じで、100kmスケールのドライトラフも予想されている。なお、RSMとMSMの予想の違いは、解像度によるものではなく、より最新の観測データを使って行われた解析によるものである。RSMと同じ09時初期値のMSMの予想では、やはり沿岸前線の位置は内陸側へずれていた(図省略)。図9は高分解能局地モデルの予想で、図8のMSMの予想とほとんど同じだが、18時から19時の収束線の位置がMSMより南東進している。

図10は羽田空港におけるアメダスと各モデルの風向風速の時系列である。RSMは期間中ほとんど南よりの風を予想しているが、MSMと高分解能局地モデルは北よりの風を予測し、一時的な南よりの強風をある程度予想している。しかし、高分解能局地モデルは実況と同じ40分程度で北よりの風に戻ったのに対して、MSMはさらに2時間近く南風を継続させている。ドライトラフの北西側は北よりの風となっており、南東側では南よりの風となっている。図8と図9の19時のドライトラフの位置を比較すると分かるように、高分解能局地モデルはわずか十数kmであるが、羽田を通過して南下している。つまり、MSMでは収束域が羽田空港をなかなか通過しなかったため、南よりの風が長引いたが、高分解能局地モデルは数十分で通過したため、実況と同じ風の変化が表現できたということである。

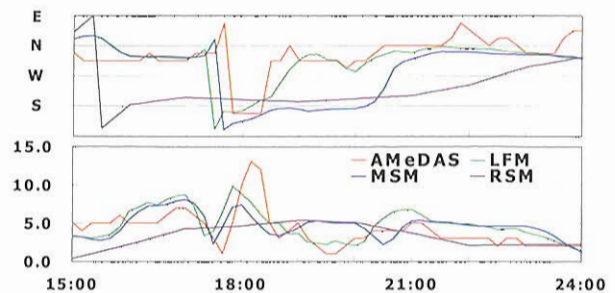


図10 2006年2月26日15時から24時までのアメダスと各モデルが予想した羽田空港の風向(上)と風速(下)。風速の単位はm/s。

表2 各数値モデルの仕様

	領域モデル RSM	メソモデル MSM	高分解能局地 モデル
初期時刻	2006.2.26 09JST	2006.2.26 15JST	2006.2.26 15JST
初期値	領域解析	メソ解析	MSM 予報値
境界値	全球モデル	RSM	MSM
格子数	325×257×40	721×577×50	600×600×60

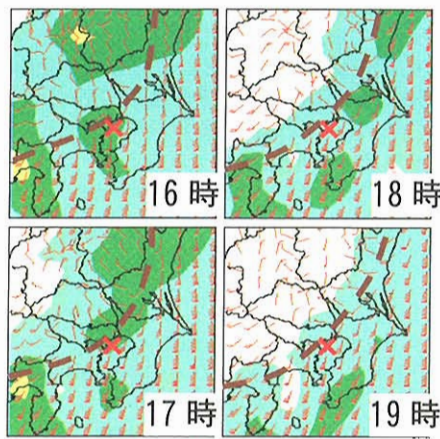


図7 2006年2月26日09時初期値のRSMの16時から19時の1時間降水量と地上風の予想。矢羽根と茶線は図3と同じ。

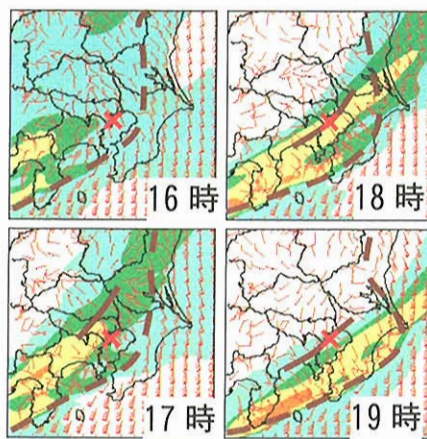


図8 2006年2月26日15時初期値のMSMの16時から19時の1時間降水量と地上風の予想。矢羽根と茶線は図3と同じ。

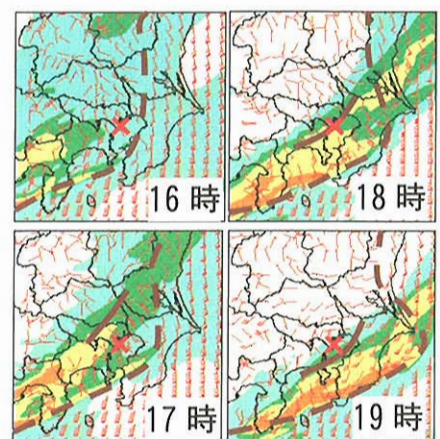


図9 2006年2月26日15時初期値の高分解能局地モデルの16時から19時の1時間降水量と地上風の予想。矢羽根と茶線は図3と同じ。

6. 上空寒冷前線とドライトラフの構造

本来、寒冷前線は寒気が暖気の下面にもぐりこんで出来る前線なので、温度によって識別される。しかし、寒冷前線がロッキー山脈のような山岳を越えて進むとき、3で述べたように、寒冷前線の背後にある低相当温位の空気が沈降・断熱昇温して乾燥空気となるため、温度傾度は小さくなるが、湿度では明瞭に識別されるようになる。関東地方においても、寒冷前線が日本海から関東地方へ進んでくるとき、越後山脈などの脊梁山脈を越えるため、同様の現象が起きうると考えられる。

図 11 は、2006 年 2 月 26 日 16 時から 19 時の 1 時間ごとの高分解能局地モデルの図中 A-B に沿った湿度、鉛直速度の断面図である。湿度傾度の大きいところを CFA として青い破線で示している。また、ドライトラフと沿岸前線の断面図上の位置をそれぞれ青色と茶色の矢印で示した。沿岸前線の位置は期間中ほとんど変化しないが、乾燥した空気が関東平野上空へ進んでくる 17 時頃に、CFA の鼻の下にドライトラフが見られるようになる。そして、乾燥空気および CFA は時間とともに進行し、それにつれてドライトラフも進行している。また、CFA の鼻の暖気側には高度 2km より上方に最大 2m/s 程度の上昇流と、寒気側の高度 4km 以下には下降流からなる前線強化過程に伴う鉛直循環が見られる。なお、沿岸前線上にも上昇流が見られるが、これはほぼ停滞している。

図 12 は図 11 と同様だが、MSM によるものである。解像度が低いため上昇流の最大 0.2m/s 程度と小さく、下降流も弱い。しかし、18 時頃までの CFA や鉛直速度の分布は概ね同じで、ドライトラフの位置にも違いはない。しかし、19 時になると CFA の鼻の暖気側の上昇流は弱まり、沿岸前線のものひとつになっている。そして、湿度の分布を見ても分かるように、脊梁山脈を越えてくる低相当温位の空気の進行が高分解能局地モデルに比べて遅れている。図 13 は、高分解能局地モデルと MSM の風の東西成分の違いを表した断面図で、高分解能局地モデルから MSM を引いたものである。また、高分解能局地モデルの CFA も合わせて示している。CFA の鼻先に沿って暖気側で前線に向かう風が強まっており（青い領域）、寒気側でも前線に向かう風の強まっている領域（黄色い領域）が東西方向に広がっている。したがって、この CFA の鼻先付近の風速の増大は、高分解能局地モデルの前線活動が活発であったためと考えられる。これによって、高分解能局地モデルは、低相当温位の空気をより進行させ、結果として、ドライトラフが南東進した。

7. 上空寒冷前線の強化過程

前線の強化を量的に表す物理量として、一般に温位の水平傾度の時間微分をとったものが知られ、これは前線形成関数（例えば小倉，2000）と呼ばれている。

$$F \equiv \frac{d}{dt} |\nabla_h \theta| \quad (1)$$

前線の強化及び弱体化がどのような要素によって生じているかを調べるため、式(1)を以下のように分解する。

$$F = \text{合流項} + \text{水平シア項} + \text{傾斜項} + \text{非断熱項} \quad (2)$$

式(2)の各項は、

$$\text{合流項} = -\frac{1}{|\nabla_h \theta|} \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial v}{\partial y} \right\}$$

$$\text{水平シア項} = -\frac{1}{|\nabla_h \theta|} \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

$$\text{傾斜項} = -\frac{1}{|\nabla_h \theta|} \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial y} \right)$$

$$\text{非断熱項} = \frac{1}{|\nabla_h \theta|} \left\{ \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{d\theta}{dt} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \right\}$$

である。ここで、 θ は温位、 ω は鉛直 P 速度である。合流項と水平シア項はそれぞれ、合流及びシア変形によって前線が強化される効果である。傾斜項は、一般に上空ほど温位が高くなっているため、寒気側に上昇流、暖気側に下降流という循環があるときに鉛直の移流によって水平温度傾度が強化される効果である。非断熱項は、放射や凝結によって生じる加熱分布の違いによる効果である。

図 14 は、高分解能局地モデルと MSM の前線形成関数の断面図で、それぞれの CFA も合わせて示している。CFA の鼻先に注目すると、高分解能局地モデルは前線強化と弱体化が交互に分布しているが、MSM は明らかに前線弱体化が生じている。図 15 と図 16 は、それぞれ高分解能局地モデルと MSM の前線形成関数の各要素である。前線を弱体化させているのは傾斜項であることが分かる。図 11 を見て分かるように、MSM は CFA の暖気側にひとつの上昇領域があり、これに対応して前線の弱体化が起こっているが、高分解能局地モデルは上昇領域が複数に分かれていて、前線強化と弱体化が交互に現れて全体としての弱体化を抑制している。

8. まとめ

気象庁が現在運用している数値予報モデルの中で最も解像度が高いのは、水平格子間隔 5km のメソモデル(MSM)である。また、気象庁では防災情報や航空気象情報のさらなる高度化のため、水平格子間隔 2km の高分解能局地モデルの開発を行っている。

2006 年 2 月 26 日 18 時頃に羽田空港で 40 分間の南よりの強風が吹いたため、滑走路チェンジ及び着陸復行が多発し、航空交通流に大きな影響を与えた。この現象は、上空寒冷前線(CFA)とそれに伴うドライトラフによるもので、水平スケールは 100km 程度だった。どちらのモデルもドライトラフを表現することが出来たが、MSM は南よりの風の継続時間が実況に比べて 2 時間程度長く、高分解能局地モデルは実況とほぼ一致していた。これは、高分解能局地モデルが実況どおりドライトラフを進行させていたのに対して、MSM は停滞させていたためだった。前線形成関数を用いて検討した結果、MSM では、CFA の暖気側に生じたひとつの鉛直循環が CFA 自体を前線弱体化させて、CFA 背後の低相当温位の空気の進行を弱めていたことが分かった。一方、高分解能局地モデルにも鉛直循環は生じていたが、それは複数存在しており、前線強化と前線弱体化が交互に現れて、全体として弱体化しなかったため、CFA 背後の低相当温位の空気を呼び込み、ドライトラフを進行させていた。

今後も引き続き、航空機の運航に影響を与えるような現象について、高解像度計算を行い、予測精度の向上やメソスケールの気象現象の解明につなげていきたい。

参考文献

- 1) Locatelli, J. D., et al., 1995: Structure and Evolution of Winter Cyclones in the Central United States and Their Effects on the Distribution of Precipitation. Part III: The Development of a Squall Line Associated with Weak Cold Frontogenesis Aloft. Mon. Wea. Rev., 123, 2641-2662
- 2) 小倉義光, 2000: 総観気象学入門, 東京大学出版会, 289pp.

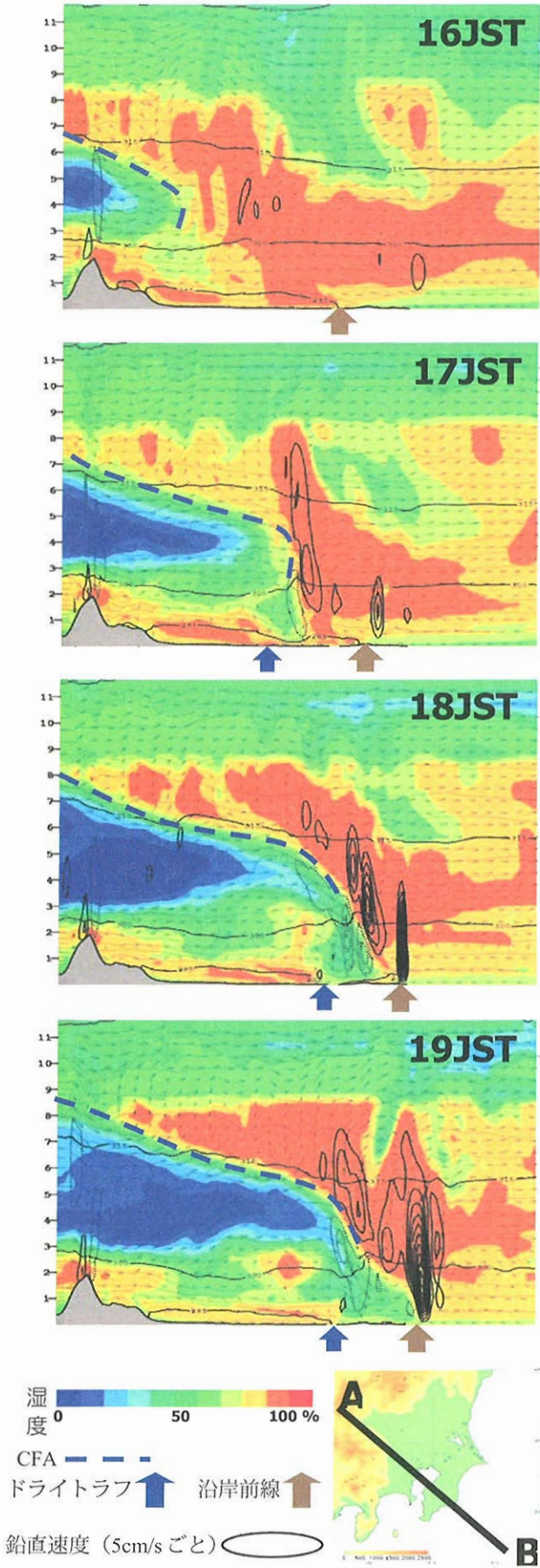


図 11 2006年2月26日16時から19時の高分解能局地モデルの図中A-Bに沿った湿度、鉛直速度の断面図。

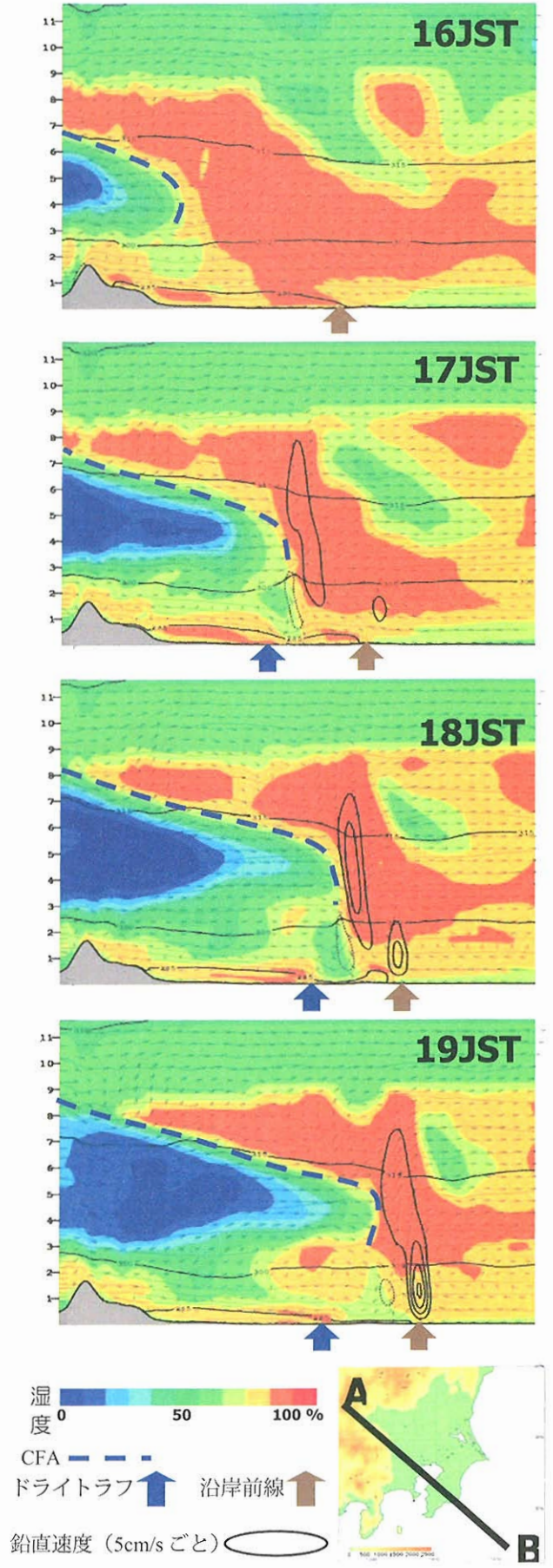


図 12 2006年2月26日16時から19時のメソモデルの図中A-Bに沿った湿度、鉛直速度の断面図。

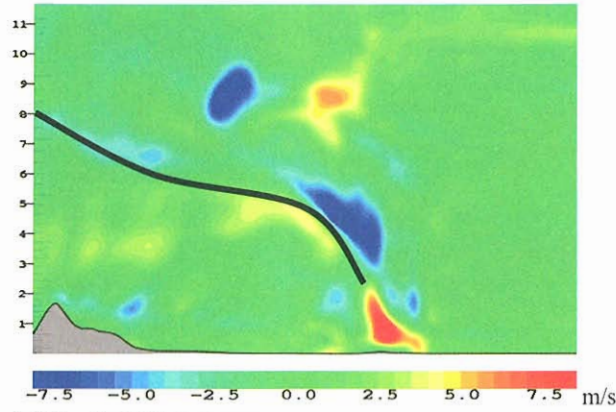


図 13 2006年2月26日18時の風の東西成分の差（高分解能局地モデルーメソモデル）。実線はCFA。断面は図11と同じ。

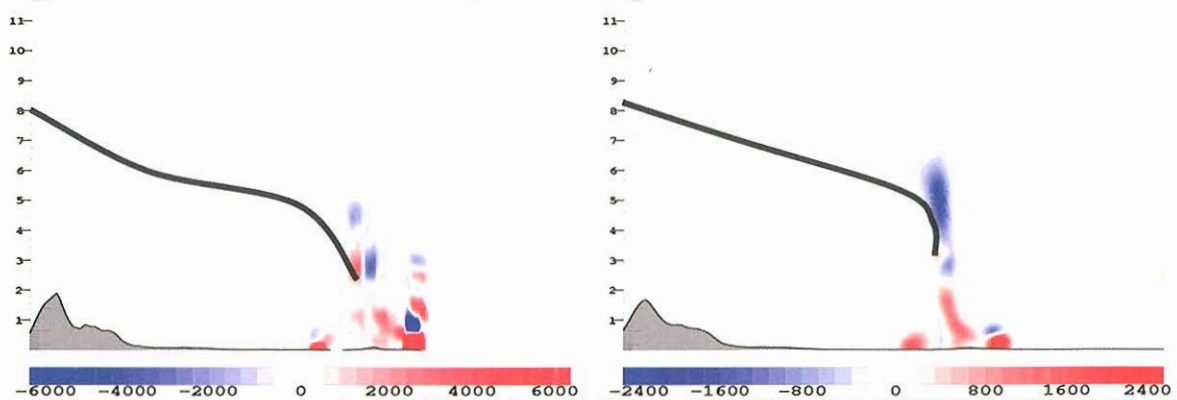


図 14 2006年2月26日18時の高分解能局地モデル（左）とメソモデル（右）の前線形成関数の断面図。単位は $10^{-1}K/100km \cdot 3時間$ で、赤は前線強化、青は前線弱化。実線はCFA。断面は図11と同じ。

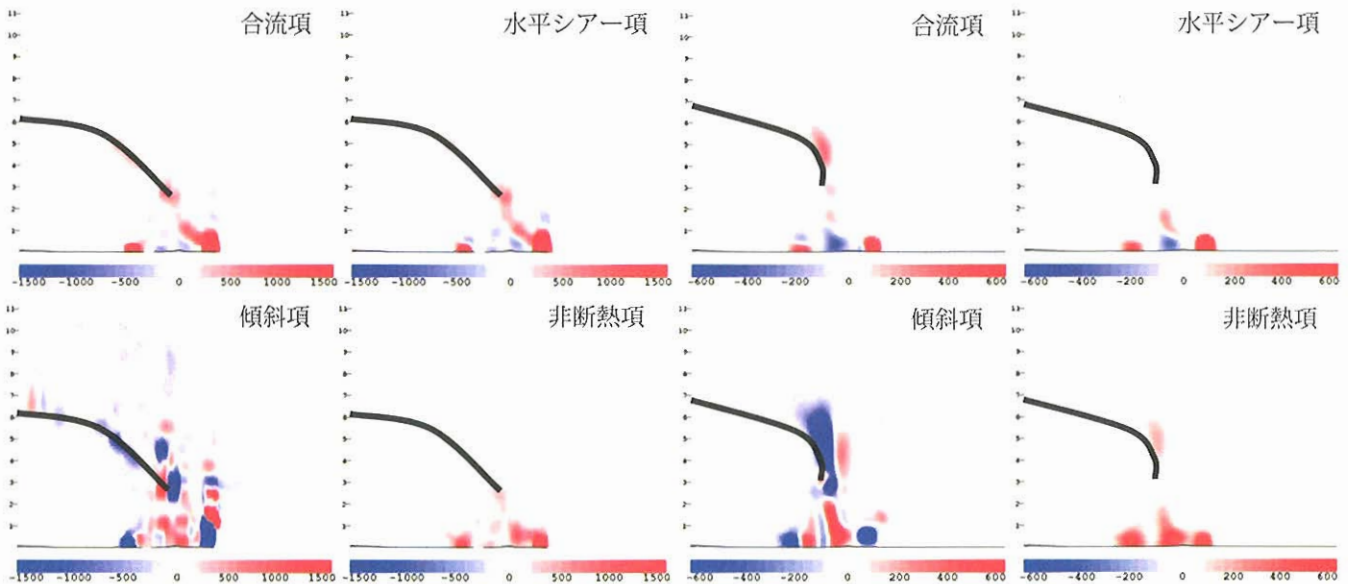


図 15 2006年2月26日18時の高分解能局地モデルの前線形成関数の各要素の断面図。単位は $10^{-1}K/100km \cdot 3時間$ で、赤は前線強化、青は前線弱化。実線はCFA。断面は図11と同じだが、CFAの鼻付近を拡大。

図 16 2006年2月26日18時のメソモデルの前線形成関数の各要素の断面図。単位は $10^{-1}K/100km \cdot 3時間$ で、赤は前線強化、青は前線弱化。実線はCFA。断面は図11と同じだが、CFAの鼻付近を拡大。

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-06-010

発行日 2006年12月1日
編集・発行 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
URL:<http://www.jaxa.jp/>
印刷・製本 アサヒビジネス(株)

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記にお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター
〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1
TEL:029-868-2079 FAX:029-868-2956

©2006 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。

