

## Investigation on Steam Dilution Effects on Non-Premixed Hydrogen-Oxygen Impinged Jet Flame

○シェハブ ハジム<sup>\*1</sup> 范 勇<sup>\*1</sup> 壱岐 典彦<sup>\*2</sup> 倉田 修<sup>\*1</sup> 古谷 博秀<sup>\*2</sup>  
○SHEHAB Hazim<sup>\*1</sup> FAN Yong<sup>\*1</sup> IKI Norihiko<sup>\*2</sup> KURATA Osamu<sup>\*1</sup> FURUTANI Hirohide<sup>\*2</sup>

### ABSTRACT

To eliminate NOx emissions, semi-closed gas turbine cycles operating with hydrogen-oxygen combustion have been proposed, making it essential to assess the flame characteristics under steam dilution. In the present study, a non-premixed hydrogen-oxygen flame in a pressure vessel is investigated using a burner with sub-millimeter nozzles, which allows two oxygen jets to impinge on the hydrogen jet at an acute angle, improving the flame holding with the forced mixing of hydrogen and oxygen at the impinging position. In order to investigate the influence of steam dilution on the stability of non-premixed hydrogen-oxygen impinged jet flames, detailed structure of the instantaneous flame is captured using high-speed schlieren and OH\* chemiluminescence imaging techniques. Flame holding at the impingement position is confirmed up to a steam dilution rate of 25%. The increase in dilution rate leads to a smaller turbulence structure, shorter reaction zone, and a reduction in the OH\* chemiluminescence brightness.

**Key Words:** Multi-Cluster Burner, Semi-Closed Cycle, H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> Combustion, Impinged-Jet Flame, Steam Dilution

### 1. Introduction

Hydrogen produces zero CO<sub>2</sub> emission at the energy generation site. It can be produced from various kinds of energy sources including the renewable sources, such as steam reforming of hydrocarbon fuels and water electrolysis<sup>(1)</sup>. In WE-NET (World Energy Network) project (1993-2002), hydrogen was proposed as a potential energy carrier for the first time and the construction of a worldwide energy network for supply, transportation, and utilization of hydrogen was considered<sup>(2-4)</sup>. One of the subtasks of WE-NET was to develop hydrogen/oxygen combustion turbine systems with zero NOx emission and high thermal efficiency. A hydrogen/oxygen combustion gas turbine cycle operated at a high temperature of 1700°C is proposed to achieve a thermal efficiency over 60% at a power capacity of 500 MW. However, the project was discontinued due to social, economical, and technical issues.

Recently, hydrogen has attracted renewed interest as an carbon-neutral energy carrier<sup>(5)</sup>. Yet, there are technical issues to be solved, such as the combustion of hydrogen in existing

gas turbines. For premixed hydrogen combustion, flashback associated with high burning velocity may occur. On the other hand, non-premixed (diffusion) hydrogen-air combustion produces a high level of NOx due to the high flame temperature. Kawasaki Heavy Industries, Ltd. developed the so-called "micro-mix" combustor for a hydrogen-fueled gas turbine, which employed cross-flow mixing of hydrogen and air in miniature nozzles before entering the combustor chamber to avoid flashback while achieving low NOx emissions<sup>(6)</sup>. Mitsubishi Heavy Industries, Ltd. announced the development of a multi-cluster burner for hydrogen-fueled turbine<sup>(7-8)</sup>.

Ideally, zero NOx emissions are achievable with hydrogen/oxygen combustion. Takehana et al.<sup>(9)</sup> compared the theoretical cycle performance of gas turbines with the hydrogen/oxygen combustion and hydrogen/air combustion, and they reported that 6-8% points higher thermal efficiency can be achieved with the hydrogen/oxygen combustion. In the semi-closed hydrogen/oxygen combustion cycle, combustion occurred under "heavy" water-steam dilution. One merit of steam dilution is the reduction of the high flame temperature associated with stoichiometric hydrogen/oxygen combustion, and thus protecting the combustor. On the other hand, the addition of water steam makes the flame holding difficult and even interferes with the flame chemistry<sup>(10)</sup>. Therefore, it is necessary to investigate the hydrogen/oxygen combustion under water-steam dilution for the development of the needed

\*1 国立研究開発法人産業技術総合研究所  
省エネルギー研究部門  
〒305-8564 茨城県つくば市並木1-2-1  
E-mail: yong.fan@aist.go.jp

\*2 国立研究開発法人産業技術総合研究所  
再生可能エネルギー研究センター  
〒963-0883 福島県郡山市待池台2-2-9

combustor for the hydrogen/oxygen combustion cycle.

As a subtask of the previous and current NEDO projects for developing the hydrogen/oxygen combustion gas turbine, Fan et al. (11) developed the so-called “micro impinged jet array (MIJA)” burner with 3D-printed arrays of sub-millimeter nozzles for non-premixed hydrogen-oxygen combustion. As shown in Fig. 1b, two oxygen jets are impinged on the hydrogen jet at an acute angle and forced mixing of hydrogen and oxygen occurs at the impinging position. This prevents the flame base from being elongated or lifted like in conventional non-premixed burners with the co-flow (Fig. 1a) and cross-flow designs.

In the current NEDO project, AIST is performing further hydrogen-oxygen combustion experiments under steam

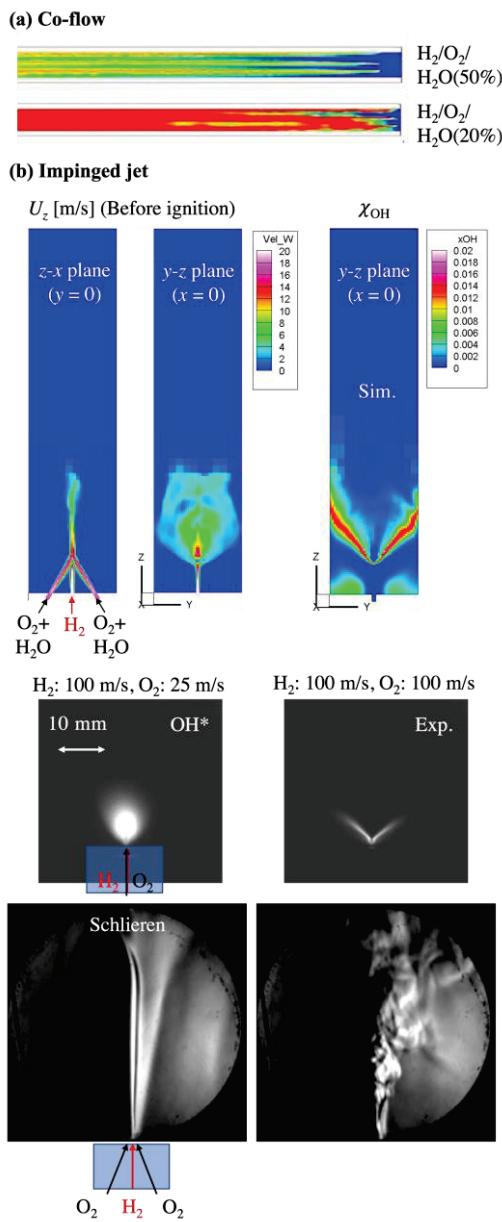


Fig. 1 Comparison of burners with co-flow and impinged jet designs (11).

dilution with the MIJA burner. Together with detailed numerical simulations of the burner flame conducted by our collaborators in the Tokyo Institute of Technology group, the burner design will be optimized. Meanwhile, the Osaka University group performs combustion test by incorporating a steam-cooled liner with the aforementioned burner to finalize the design of the whole combustor. Finally, the performance of the prototype combustor under high pressure will be evaluated in JAXA.

In this paper, we present experimental results on the influence of steam dilution on non-premixed hydrogen-oxygen impinged jet flames.

## 2. Experimental Setup

The experiment of non-premixed hydrogen-oxygen combustion is conducted in a pressure vessel with quartz

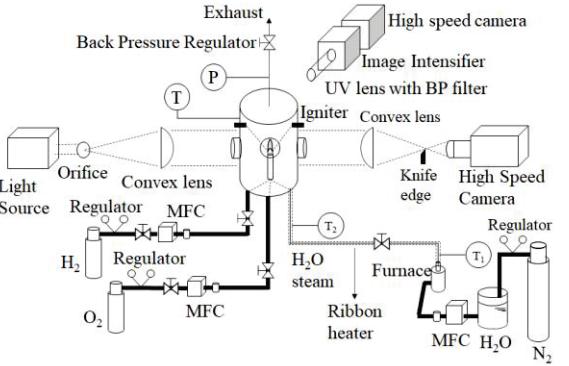


Fig. 2 Schematic of experimental setup for non-premixed hydrogen-oxygen combustion (11).

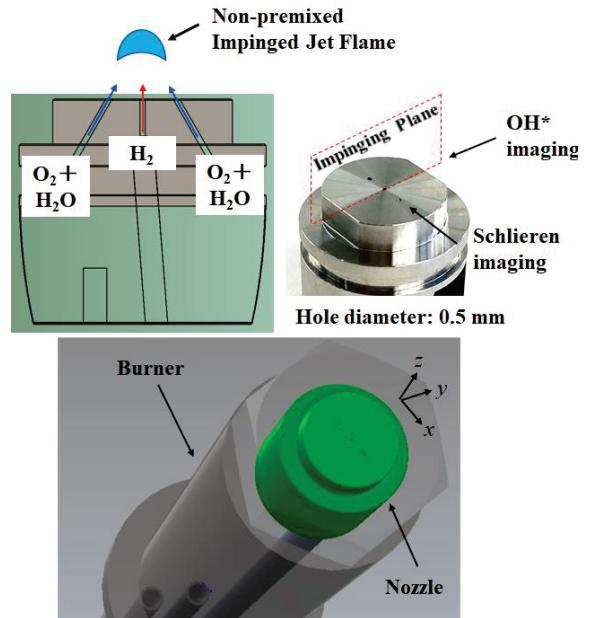


Fig. 3 Impinged jet nozzle for non-premixed hydrogen-oxygen combustion (11).

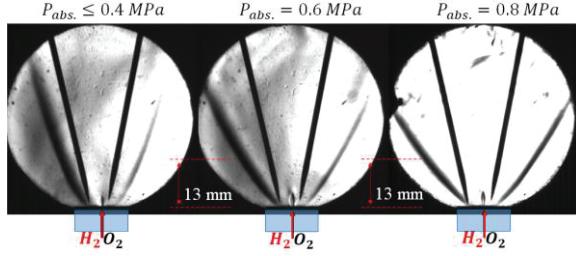


Fig. 4 Schlieren images of the hydrogen flame captured perpendicular to the impinging plane at different chamber pressures, showing the influence of pressure at constant jet velocities.

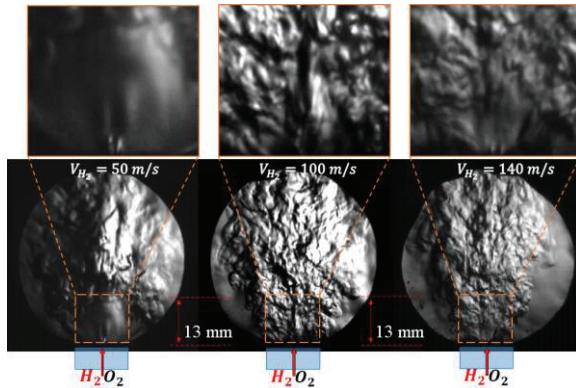


Fig. 5 Schlieren images of the hydrogen flame captured perpendicular to the impinging plane at constant pressure and different jet velocities.

windows, as shown in Fig. 2. Hydrogen and oxygen gases are supplied from pressurized gas tubes, and their flow rates are controlled by two separate mass flow controllers (Kofloc 3660,  $\pm 1.0\%$  F.S.). Water steam is produced by feeding water to an electric furnace, and its flow rate is controlled by a liquid mass flow controller (Brooks Instruments 5882,  $\pm 0.5\%$  F.S.). Air is used as the ambient gas in all experiments. The pressure in the pressure vessel is controlled by a back-pressure regulator, while its temperature is heated up to  $180^\circ\text{C}$  to avoid the possibility of steam condensation. Figure 3 shows the burner configuration. Hydrogen is injected from the central hole, while oxygen, diluted with water steam, is injected at an acute angle toward the hydrogen jet from two holes. The diameter of all three holes is 0.5 mm, while the angle between the oxygen and hydrogen jets is  $30^\circ$ . After the hydrogen-oxygen mixture is ignited by the spark formed between two needle electrodes above the nozzle, a non-premixed hydrogen-oxygen flame is formed where the hydrogen jet is impinged by the oxygen jets. The electrical rods (shown in Fig. 4) are then moved out of the view field to reduce any possible interference with the flame. OH\* chemiluminescence images of the flame are captured along the impinging plane (x-direction) using a high-speed camera (PHOTRON, FASTCAM APX-RS) with an image intensifier (InvisibleVision, UVi). A UV lens mounted with a

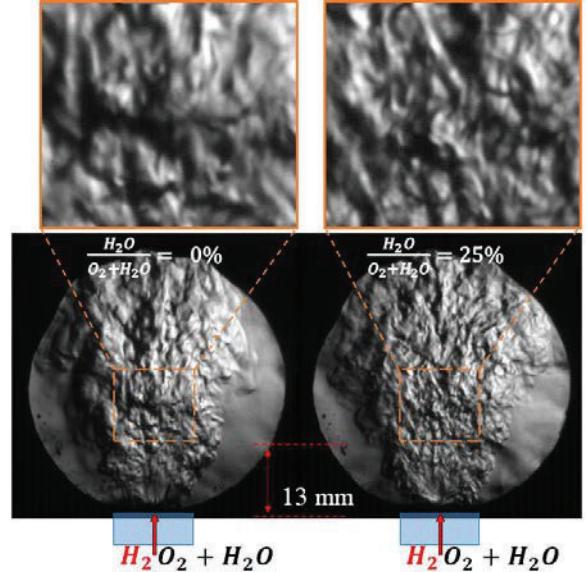


Fig. 6 Schlieren images of the hydrogen flame captured perpendicular to the impinging plane at different water dilution rates.

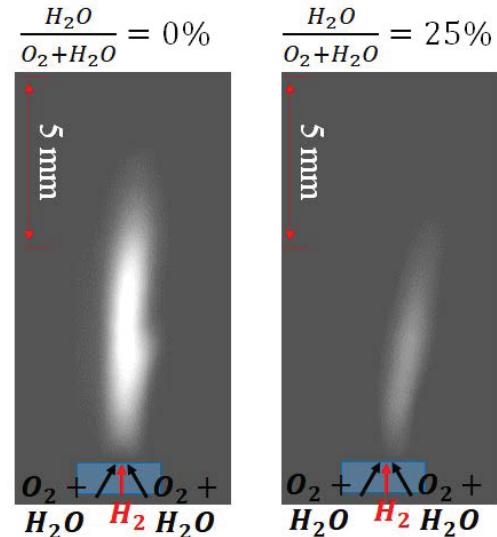


Fig. 7 OH\* chemiluminescence images of the hydrogen flame captured along the impinging plane at different dilution rates. The I.I Gain for all images is 22%.

bandpass filter at 310/10 nm is used. Schlieren images are captured perpendicular to the impinging plane ( $y$ -direction) using a high-speed camera (PHOTRON, FASTCAM NOVA). Therefore, enabling the assessment of observable changes in the flame base location and turbulence structure due to jet impingement.

### 3. Results and discussion

After the ignition at a hydrogen jet velocity of 20.0 m/s and oxygen jet of 5.0 m/s, the chamber pressure was gradually

increased until it was stabilized at 0.8 MPa. When the jet velocities are fixed, the increase in pressure requires a proportional increase of the flow rates, which increases the impingement momentum. Therefore, the flames in the schlieren images of Fig. 4 spread broader along the impingement plane as the pressure increases.

Figure 5 shows flames stabilized at the pressure of 0.8 MPa and the H<sub>2</sub> velocities of 50-140 m/s ( $Re_{H_2} = 768\text{-}2150$ ), which are corresponding to fuel input powers of 0.5-1.4 kW on LHV basis. The O<sub>2</sub> velocities are 12.5-35.0 m/s ( $Re_{O_2} = 1250\text{-}3500$ ) in order to keep the equivalence ratio at 1.0. As jet velocities increase, turbulent structures start to form from the downstream and gradually move towards the upstream. Furthermore, the scale of turbulent structure becomes smaller with the increase in jet velocities as shown in zoomed images.

In the current experiment, hydrogen flame was confirmed stable with a steam dilution rate of 25%. Figures 6-7 show the hydrogen flames at different steam dilution rates. The Schlieren images are captured perpendicular to the impinging plane while the OH\* chemiluminescence images are captured along the impinging plane. The Water steam is mixed with oxygen in the nozzle before their impingement on the hydrogen jet. As water-steam dilution rate increases, the velocity of O<sub>2</sub>+H<sub>2</sub>O jets,  $V_{O_2+H_2O}$ , is increased from 35.0 m/s ( $Re_{O_2+H_2O} = 3500$ ) with zero dilution to 45.0 m/s ( $Re_{O_2+H_2O} = 4500$ ) with a dilution rate of 25%. Due to the increase in the impingement momentum, the turbulent structure becomes smaller, especially near the upstream area where the impingement occurs.

As shown in Fig. 7, the brightness of OH\* chemiluminescence decreases as the dilution rate increases, and the height of the reaction zone also decreases. It is conjectured that the steam dilution changes the flame chemistry, as was reported in Ref. 10. However, further investigation is needed to confirm the nature of such effects.

#### 4. Conclusion

We carried out experiments on non-premixed hydrogen-oxygen impinged jet flame in a pressure vessel up to 0.8 MPa in order to investigate the influence of steam dilution on the structure and stability of the jet impinged hydrogen flame. Detailed flame structures are revealed through high-speed Schlieren and OH\* chemiluminescence images. The conclusions are as follows:

1. At constant jet velocities, the increase in pressure leads to a broader flame along the impingement plane.
2. At constant pressure, the increase in jet velocity leads to the formation of turbulent structure at the downstream, and the turbulent structure moves upstream as the jet velocity increases.
3. At constant oxygen flow rates, larger steam dilution rate

leads to smaller turbulence structure. The brightness of OH\* chemiluminescence and the height of the reaction zone are decreased.

#### 5. Acknowledgments

This study is based on results obtained from a project, JPNP14021, commissioned by the New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO). The authors thank Mr. K. Imura for his technical assistance in performing the experiment.

#### References

- (1) J. D. Holladay, J. Hu, D. L. King, Y. Wang, An overview of hydrogen production technologies, *Catal. Today*, Vol. 139, No. 4, (2009), pp. 244–260.
- (2) C. Mitsugi, A. Harumi, F. Kenzo, WE-NET: Japanese hydrogen program, *Int. J. Hydrogen Energy*, Vol. 23, No. 3, (1998), pp. 159–165.
- (3) H. Sugishita, K. Uematsu, Hydrogen Combustion Turbine System, in *The Proceedings of Conference of Kansai Branch*, 2001, pp. 17–18.
- (4) K. Uematsu, Hydrogen/Oxygen Combustion Technology, *J. High Press. Inst. Japan*, Vol. 38, No. 5, (2000), pp. 314–318.
- (5) S. Kamiya, M. Nishimura, E. Harada, Study on introduction of CO<sub>2</sub> free energy to Japan with liquid hydrogen, *Phys. Procedia*, Vol. 67, (2015), pp. 11–19.
- (6) H. Funke, N. Beckmann, S. Abanteriba, An overview on dry low NO<sub>x</sub> micromix combustor development for hydrogen-rich gas turbine applications, *International Journal of Hydrogen Energy*, 44 (2019), pp. 6978 - 6990.
- (7) M. Nose, T. Kawakami, H. Araki, N. Senba, S. Tanimura, Hydrogen-fired gas turbine targeting realization of CO<sub>2</sub>-free Society, *Mitsubishi Heavy Ind. Tech. Rev.*, Vol. 55, No. 4, (2018), pp. 1–7.
- (8) K. Inoue, K. Miyamoto, S. Domen, I. Tamura, T. Kawakami, S. Tanimura, Development of Hydrogen and Natural Gas Co-firing Gas Turbine, *Mitsubishi Heavy Ind. Tech. Rev.*, Vol. 55, No. 2, (2018), pp. 1–6.
- (9) K. Takehana, K. Okazaki, T. Nozaki, Thermodynamic Analysis of Hydrogen Combustion Power Generation Systems, *The Second Pacific Rim Thermal Engineering Conference, 2019, PRTEC-24341*.
- (10) D. Kiran, K. Osawa, M. Shamma, Y. Minamoto, M. Shimura, M. Tanahashi, Direct Numerical Simulation Of Steam Diluted Hydrogen-Oxygen Lifted Flames, *The Second Pacific Rim Thermal Engineering Conference, 2019, PRTEC-24032*.
- (11) Y. Fan, T. Tsujimura, N. Iki, O. Kurata, H. Furutani, Investigation of Non-Premixed Hydrogen-Oxygen Impinged Jet Flame Under Steam Dilution, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2021*, GT2021-59425.

## Investigation of a flamelet model for staged combustion

○余 盼龍<sup>\*1</sup> 黒瀬 良一<sup>\*2</sup> 渡邊 裕章<sup>\*1</sup>  
YU Panlong KUROSE Ryoichi WATANABE Hiroaki

### ABSTRACT

Multi-stream combustion system is widely used in industry application, and multi-mixture-fraction-based flamelet model is confirmed capable to capture the chemistry events in such a system. However, the multi-mixture-fraction-based flamelet model will increase the dimensions in corresponding flamelet library, especially for the cases in which the variances of the tracking parameters have to be taken into account. In a staged-combustion system, as the third stream is injected downstream of the fuel port, a simplified multi-mixture-fraction-based flamelet model has been applied and investigated by means of a priori test based on direct numerical simulation (DNS) in this work. It is found this new model can represent the DNS results satisfactorily.

**キーワード：**二段燃焼、フレームレットモデル、マルチストリーム、直接数値シミュレーション、予混合分率

**Key Words:** Staged-combustion, Flamelet model, Multi-stream, direct numerical simulation, premixed fraction

### 1. Introduction

Consumption of fossil and renewable fuels accounts a large share of current energy utilization, and it will remain dominant for the foreseeable future. However, the combustion of the fossil and renewable fuels is considered the primary reason of the emissions of such as CO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub> and soot, making it a significant issue at the center of the climate change debate. Therefore, various new combustion technologies are being developed to meet increasingly stringent regulations, in which multiple streams injection strategies, for instance, multiple fuel injection direct injection engines<sup>(1)</sup>, oxy-fuel integrated coal gasification combined cycle<sup>(2,3)</sup>, and secondary air introduced gas turbine<sup>(4)</sup> and so on, have attracted significant attention. These new technologies introduce new challenges in the design process of the systems. Numerical simulations are no doubt a powerful tool that can be utilized to help address these challenges, as well as obtain a deep insight into the combustion fundamentals.

In terms of combustion numerical simulation, flamelet-based models have demonstrated quite promising potential in recent years<sup>(5-8)</sup>, owing to its simplicity and great improvements over the fast chemistry assumption<sup>(9)</sup>; it enables the use of detailed

chemical mechanisms and can also reduce the computational cost by storing flamelet states prior to simulation<sup>(10)</sup>. The classical laminar flamelet model was derived by Peters<sup>(11, 12)</sup>, and then formulated as the flamelet progress-variable (FPV) approach by Pierce and Moin<sup>(13, 14)</sup>, and it is still being developed. However, the conventional one-dimensional flamelet model is unable to describe the aforementioned multi-stream system since more than one mixture-fraction-space exist. So, flamelet models remedies have been proposed and proved reliable<sup>(15-24)</sup>. The nature of these models is that more dimensions are required in the flamelet library compared with one-dimensional case, especially the covariance of mixture fractions is important when a bivariate Beta distribution is used<sup>(25)</sup>; this even makes these models unattractive when more than three streams exist. So, for the more complicated cases in which three or more than three streams introduced, finding an effective model is necessary. In this work, a model simplified based on the above mentioned multi-mixture-fraction models has been proposed and tested by a priori investigation.

### 2. Methodology

#### 2.1 DNS governing equations

Although the two-dimensional DNS coupled with Arrhenius formation (ARF) cannot capture the turbulent features accurately, it is reasonable to use it as a reference for flamelet approximation with modest cost. As a reference, two DNS cases have been computed in this work with different Reynolds

\*1 九州大学  
〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1  
E-mail: plyutjuzu@i2cner.kyushu-u.ac.jp

\*2 京都大学 京都市西京区京都大学桂  
〒615-8540

number. The basic equations solved are presented as Eqs. (1) ~ (4) for the conservation of mass, momentum, energy, and mass fractions of chemical species, respectively. The equation of state for ideal gas is also solved as shown in Eq. (5).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_h \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho Y_l}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Y_l}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_{Y_l} \frac{\partial Y_l}{\partial x_i} \right) + \rho \dot{\omega}_{Y_l}, \quad (4)$$

$$p = \rho R T \sum_{l=1}^{n_s} \frac{Y_l}{M_l}. \quad (5)$$

In the above equations,  $\rho$  is the density,  $u_i$  is the velocity,  $p$  is the static pressure, and  $h$  is the specific total enthalpy.  $Y_l$  is the mass fraction of the  $l^{\text{th}}$  species, and  $\dot{\omega}_{Y_l}$  is the corresponding reaction rate.  $n_s$  is the number of the species in chemistry mechanism,  $M_l$  is the molecular weight for the  $l^{\text{th}}$  species, and  $R$  is gas constant. The  $D$  variables with subscripts are the diffusion coefficients which are given by  $\rho D = \lambda/C_p$  based on unity Lewis number assumption; here  $\lambda$  is the thermal conductivity and  $C_p$  is the specific heat of the mixture gas.  $\tau_{ij}$  is the stress tensor which is expressed as below:

$$\tau_{ij} = 2\mu \left( S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kk} \right), \text{ with } S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (6)$$

where  $\mu$  is the viscosity and  $\delta_{ij}$  is the Kronecker delta function.

In order to investigate the flamelet model, the mixture fractions for each stream are indispensable and solved as below:

$$\frac{\partial \rho Z_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Z_1}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_{Z_1} \frac{\partial Z_1}{\partial x_i} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho Z_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Z_2}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D_{Z_2} \frac{\partial Z_2}{\partial x_i} \right). \quad (8)$$

In the above Eqs. (7) and (8),  $Z_1$  is the mixture fraction for the fuel stream, and  $Z_2$  is that for the oxidizer stream (Oxidizer 1) injected with neighbored with fuel. In this work, another oxidizer stream (Oxidizer 2) is introduced downstream of the above two streams, and its mixture fraction is defined as  $Z_3$ , and can be obtained from  $1-Z_1-Z_2$ .

## 2.2 flamelet model

There are three flamelet models mentioned in the existing literatures <sup>(23,24)</sup>, namely Q2DF1, Q2DF2, and Q2DF3. They were applied for the case that the third stream is pure diluent. It can be proved that for the present case, in which the third stream is oxidizer, then only Q2DF1 model is suitable. In Q2DF1 model, the third stream is premixed with the oxidizer side, while in Q2DF2 the third stream is premixed with the fuel

side. The parameter *premixed fraction* (it is diluent fraction in the cited literatures) is used to distinguish the models. The definition of the premixed fraction for Q2DF1 and Q2DF2 models are expressed as Eqs. (9) and (10).

$$W_1 = \frac{Z_3}{Z_2 + Z_3}, \quad (9)$$

$$W_2 = \frac{Z_3}{Z_1 + Z_3}. \quad (10)$$

In the present case, before the third stream get involved in the reactions,  $Z_1$  and  $Z_2$  forms a system which can be interpreted by one-dimensional flamelet model, if  $Z_1$  and  $Z_2$  achieved homogeneous mixing before the mixing with  $Z_3$ , then only two one-dimensional flamelet libraries are enough to describe the chemistry events as the ratio of  $Z_1/Z_2$  is a constant. Here, we exchange the  $Z_2$  and  $Z_3$  in Eqs. (9) and (10), and then we have

$$W_1 = \frac{Z_2}{Z_3 + Z_2}, \quad (11)$$

$$W_2 = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}. \quad (12)$$

As mentioned before, Q2DF2 is not suitable for the present case. The method used in this work is to exact database with constant  $W_2$  from Q2DF1 model since Q2DF1 model is considered as an accurate model. And with libraries for the two streams boundaries, such fuel and oxidizer 1, fuel and oxidizer 2, and oxidizer 1 and oxidizer 2, the four one-dimensional flamelet libraries are used here. The constant  $W_2$  can be computed based on the flux in the boundary.

## 2.2 Computational detail

The composition (given with species mole fractions) and temperature of the three streams are listed in the Table 1. The ambient pressure is 1 atm.

Table 1 Properties of three streams.

	Fuel	Oxidizer1	Oxidizer2
T [K]	433	613	546
X <sub>H2</sub>	0.26348	0	0
X <sub>CO</sub>	0.73652	0	0
X <sub>CO2</sub>	0	0.7	0.5
X <sub>O2</sub>	0	0.3	0.5
velocity [m/s]	60	10	3

The structure of the burner is shown as Fig. 1. Oxidizer 1 and Oxidizer 2 are separated by wall. The computational domain is 3m × 1.5m (length × width) and is composed by 2280 × 720 non-uniform grid points, with the finest mesh 30 μm uniformly distributed in inner tube in lateral direction. In the axial direction, uniform grid size of 60 μm is arranged from the inlet to 110 mm, and after that the mesh is stretched and a sponge zone is implemented for the last 50 grids.

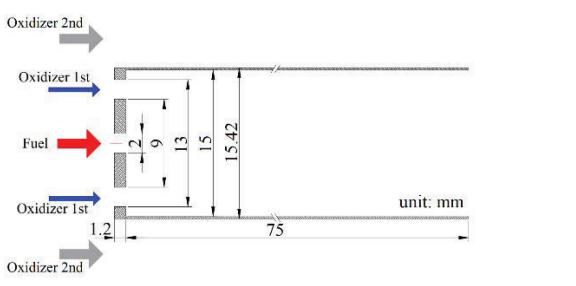


Fig. 1 Sketch of the burner.

A helical excitation mode<sup>(26)</sup> with a magnitude of 10% fluctuation in streamwise direction is used for the central jet for the inflow perturbation.

The mechanism used currently is the one developed for H<sub>2</sub>/CO combustion<sup>(27)</sup>, and totally 14 species and 38 reversible reactions have been considered.

The DNS is performed by using an in-house code referred to as FK<sup>3</sup>, in which a pressure-based semi-implicit solver with the fractional-step algorithm is employed. The spatial derivatives for convection terms for the momentum equation are approximated by a conserved KK scheme<sup>(28)</sup>, while for the scalars a Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO5) scheme is employed<sup>(29)</sup>. The spatial derivatives of the stress tensor are evaluated by a fourth order central difference scheme, while for the diffusive terms the discretization is accomplished by a second order central difference scheme. The time integrations of the convection terms are performed by using a third order explicit TVD (Total Variation Diminishing) Runge-Kutta method. The ordinary differential equations of the detailed chemistry mechanism are calculated by the Variable-coefficient Ordinary Differential Equation (VODE) approach. 576 cores of Fujitsu PRIMERGY CX2550/CX2560 M4 at Kyushu University were used, and the wall clock time was around 120 hours with a constant time step interval of  $1.0 \times 10^{-7}$  s. The simulation was performed for 600,000 steps to eliminate the initial field effect, and another 400,000 steps were calculated to collect time-averaged statistics. The typical instantaneous variables used in the following discussions are obtained from the last step.

### 3. Results and discussion

Fig. 2 shows comparison of time-averaged temperature based on the mixture fractions and progress variable which is defined by the sum over four species ( $Y_{CO_2} + Y_{H_2O} + Y_{CO} + Y_{H_2}$ ) derived from the DNS case.

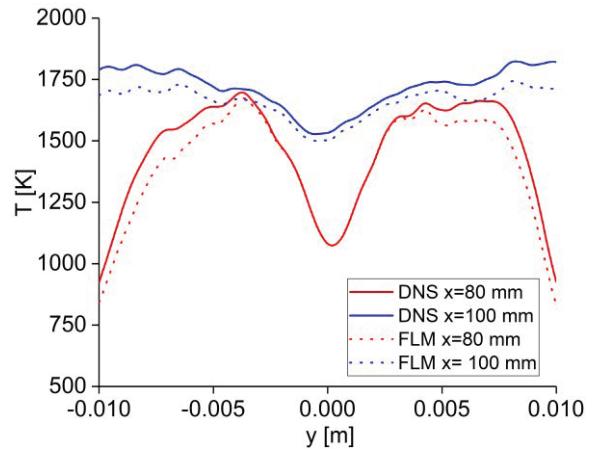


Fig. 2 Comparisons for temperature.

Fig. 3 shows comparison of time-averaged mass fractions for major species.

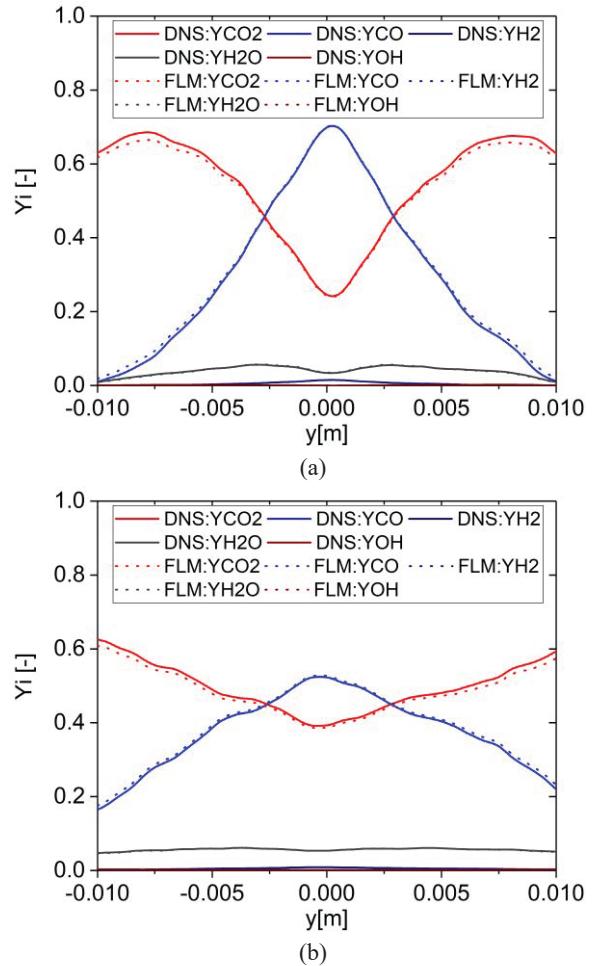


Fig. 3 Comparisons for time-averaged mass fractions for major species, (a)  $x=80$  mm, (b) $x=100$  mm.

It can be observed that the simplified model can represent the temperature and major species mass fractions quite good.

On the condition of three streams mixing, probability density function (PDF) of time-averaged W2 which is defined by Eq. (12) has been computed based on DNS data, as shown

in Fig. 4. To detect the mixing of the three streams, a parameter named mixing index (MI) is defined here:

$$MI = Z_1 \times Z_2 \times Z_3 / [[Z_1 \times Z_2 \times Z_3]], \quad (13)$$

here,  $[[Z_1 \times Z_2 \times Z_3]]$  denote the maximum value of the products in the whole domain, which is 0.037. The current PDF results are obtained as  $MI > 0.001$ .

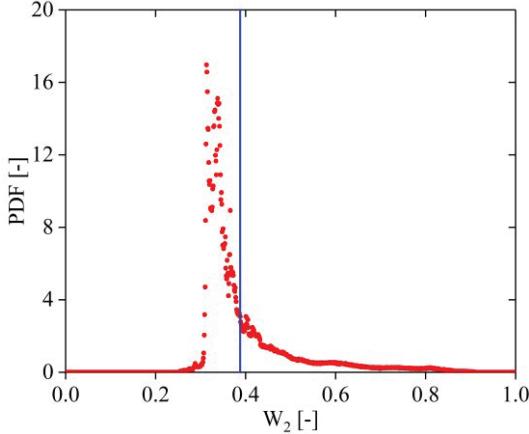


Fig. 4 PDF of  $W_2$ , the blue line denotes the constant  $W_2$  computed based on the boundary flux.

It is considered that the mixing is deviated from the homogeneous state as denoted by the blue line, but the peak is quite close. This is the reason for lookup results are not exact with DNS data but still can be used to approximate results.

#### 4. Conclusion

The simplified model can basically represent DNS results quite well. It is believed that as the mixing achieve homogeneous the model can obtain the same results with DNS data, however, when the mixing is very poor then this model is not recommended. More research still needed to further check this model based on this priori test.

#### 5. Acknowledgements

This work was partially supported by MEXT as “Program for Promoting Researches on the Supercomputer Fugaku” (hp210175).

#### References

- (1) S. Mendez, B. Thirouard, Using multiple injection strategies in diesel combustion: potential to improve emissions, noise and fuel economy trade-off in low cr engines, *SAE International Journal of Fuels and Lubricants* 1 (1) (2009) 662–674.
- (2) Y. Oki, J. Inumaru, S. Hara, M. Kobayashi, H. Watanabe, S. Umemoto, H. Makino, Development of oxy-fuel IGCC system with CO<sub>2</sub> recirculation for CO<sub>2</sub> capture, *Energy Procedia* 4 (2011) 1066–1073.
- (3) H. Watanabe, K. Tanno, H. Umetsu, S. Umemoto, Modeling and simulation of coal gasification on an entrained flow coal gasifier with a recycled CO<sub>2</sub> injection, *Fuel* 142 (2015) 250–259.
- (4) H. Kobayashi, A. Hayakawa, K. K. A. Somaratne, E. C. Okafor, Science and technology of ammonia combustion, *Proceedings of the Combustion Institute* 37 (1) (2019) 109–133.
- (5) H. Pitsch, H. Steiner, Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (sandia flame D), *Physics of fluids* 12 (10) (2000) 2541–2554.
- (6) M. Ihme, H. Pitsch, Modeling of radiation and nitric oxide formation in turbulent nonpremixed flames using a flamelet/progress variable formulation, *Physics of Fluids* 20 (5) (2008) 055110.
- (7) Y. Baba, R. Kurose, Analysis and flamelet modelling for spray combustion, *Journal of Fluid Mechanics* 612 (2008) 45–79.
- (8) H. Moriai, R. Kurose, H. Watanabe, Y. Yano, F. Akamatsu, S. Komori, Large-eddy simulation of turbulent spray combustion in a subscale aircraft jet engine combustor-predictions of NO and soot concentrations, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 135 (2013) 091503.
- (9) H. Pitsch, Large-eddy simulation of turbulent combustion, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 38 (2006) 453–482.
- (10) B. Cuenot, The flamelet model for non-premixed combustion, in: *Turbulent Combustion Modeling*, Springer, 2011, pp. 43–61.
- (11) N. Peters, Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion, *Progress in energy and combustion science* 10 (1984) 319–339.
- (12) N. Peters, *Turbulent combustion*, Cambridge university press, 2000.
- (13) C. D. Pierce, P. Moin, Progress-variable approach for large-eddy simulation of turbulent combustion, stanford university California, USA, 2001.
- (14) C. D. Pierce, P. Moin, Progress-variable approach for large-eddy simulation of non-premixed turbulent combustion, *Journal of Fluid Mechanics* 504 (2004) 73–97.
- (15) C. Hasse, N. Peters, A two mixture fraction flamelet model applied to split injections in a DI diesel engine, *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005) 2755–2762.
- (16) C. Felsch, M. Gauding, C. Hasse, S. Vogel, N. Peters, An extended flamelet model for multiple injections in DI diesel engines, *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009) 2775–2783.
- (17) M. Ihme, Y. C. See, LES flamelet modeling of a three-stream MILD com-bustor: Analysis of flame sensitivity to scalar inflow conditions, *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011) 1309–1317.
- (18) M. Ihme, J. Zhang, G. He, B. Dally, Large-eddy simulation of a jet-in-hot- coflow burner operating in the oxygen-diluted combustion regime, *Flow, turbulence and combustion* 89 (2012) 449–464.
- (19) J. Watanabe, K. Yamamoto, Flamelet model for pulverized coal combustion, *Proceedings of the Combustion Institute* 35 (2015) 2315–2322.
- (20) M. Rieth, F. Proch, M. Rabacal, B. Franchetti, F. C. Marincola, A. Kempf, Flamelet LES of a semi-industrial pulverized coal furnace, *Combustion and Flame* 173 (2016) 39–56.
- (21) J. Watanabe, T. Okazaki, K. Yamamoto, K. Kuramashi, A. Baba, Large- eddy simulation of pulverized coal combustion using flamelet model, *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2017) 2155–2163.
- (22) B. A. Perry, M. E. Mueller, A. R. Masri, A two mixture fraction flamelet model for large eddy simulation of turbulent flames with inhomogeneous inlets, *Proceedings of the Combustion Institute*

36 (2) (2017) 1767–1775.

- (23) Yu,P., Watanabe,H., Zhang,W., Kurose,R., Kitagawa,T. : Flamelet model for a three-feed non-premixed combustion system with diluent stream: Analysis and validation of quasi-two-dimensional flamelet (Q2DF) models. *Energy & Fuels*, 33, 4640-4650 (2019).
- (24) Yu P, Watanabe H, Pitsch H, et al. Analysis of a Quasi-Two-Dimensional Flamelet Model on a Three-Feed Non-premixed Oxy-Combustion Burner[J]. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2021: 1-25.
- (25) Doran E M. A multi-dimensional flamelet model for ignition in multi-feed combustion systems[M]. Stanford University, 2011.
- (26) I. Danaila and B. Boersma, “Mode interaction in a forced homogeneous jet at low Reynolds numbers,” *Proc. Summer Prog. Center Turbul. Res* , 141–58 (1998).
- (27) S. G. Davis, A. V. Joshi, H. Wang, and F. Egolfopoulos, “An optimized kinetic model of H<sub>2</sub>/CO combustion,” *Proceedings of the combustion Institute* 30, 1283–1292 (2005).
- (28) T. Kawamura and K. Kuwahara, "Computation of High Reynolds Number Flow Around a Circular Cylinder with Surface Roughness", AIAA Paper 84-0340, 1984.
- (29) G.-S. Jiang and C.-W. Shu, “Efficient implementation of weighted ENO schemes,” *Journal of computational physics* 126, 202–228 (1996).

## Experimental validation of a numerical model for atmospheric H<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub> fueled micromix flames

○KRONIGER, Daniel  
HORIKAWA, Atsushi  
OKADA, Kunio  
UCHIYAMA Yuta  
ASHIDA, Yuji

### ABSTRACT

The micromix (MMX) combustion concept is a DLN gas turbine combustion technology designed for high hydrogen content fuels. Multiple non-premixed miniaturized flames based on jet in cross-flow (JICF) are inherently safe against flashback and ensure a stable operation in various operative conditions. Originally designed for pure hydrogen, the operation range of micromix combustion principle is recently extended for co-firing of hydrogen and natural gas mixtures. The objective of this paper is to validate the stability of the micromix flames with a flame imaging method. A new atmospheric visualization test rig is introduced for OH chemiluminescence imaging and exhaust gas analysis. The numerical approach bases on the RANS equations and the detailed chemistry model containing all relevant reactions of the GRI 3.0 mechanism. Focus of this study is on the validation of the numerical approach by the experiment regarding to the ignition point and the flame brush shape for various gas turbine load conditions and fuel blends. The experimental investigation confirmed the numerically predicted flame initiation point at atmospheric conditions. Due to the reduction of reactivity with increasing share of natural gas in the fuel, the original micromix design reaches an operation limit around 60 vol.% H<sub>2</sub>.

**Key Words:** Gas Turbine, Hydrogen, Fuel flexibility, OH chemiluminescence

### 1. Introduction

Fuel flexibility is an important feature of next generation's gas turbines for a realistic transition to renewable fuels with hydrogen. The transition to non-carbon containing fuels for gas turbine have recently gained interest for all gas turbine manufacturers. Kawasaki Heavy Industries (KHI) developed a novel DLN hydrogen combustor based on micromix technology.

The micromix principle has initially been developed for pure hydrogen fuel and has successfully been demonstrated late 2020 in a heat and power co-generation power plant in Kobe, Japan [1]. The micromix concept meets the challenges caused by the high reactivity of hydrogen with multiple miniaturized non-premixed type flames, which are based on a jet in cross-flow (JICF) and are arranged annularly inside the combustor. The concept is inherently safe towards flashback. Although comparable hot temperatures arise in the flame, NOx formation

is suppressed by short flame length and thus short residence times. Natural gas admixtures significantly decrease the reactivity of the fuel and thus the flame stability needs to be evaluated carefully.

This article investigates the OH distribution of MMX flames for various gas turbine load conditions and fuel blends of hydrogen and natural gas between 100 and 60 vol.% H<sub>2</sub>. Therefore, a novel visualization test rig for atmospheric MMX flames is introduced. Focus of the study is on the response of the flame initiation point, the flame brush shape and, the flame intensity on variations of gas turbine load and fuel blend.

Computational fluid dynamics (CFD) became an essential tool for gas turbine combustor design studies. Based on the experimental results of this study, the resulting OH distribution of a CFD model is validated for all applied operation conditions.

The remainder is structured as follows: Section 2 introduces the combustion principles of the MMX technology. In Section 3, the methods of this study are outlined. A visualization test rig and measurement techniques are

---

Kawasaki Heavy Industries Ltd.,  
Corporate Technology Division  
673-8666 Akashi

introduced and the numerical model is described. Section 4 presents the results of this study. In a first part, the resulting OH distribution of experiment and CFD for the hydrogen case are compared and discussed. The second part presents the effects of the successive increase of natural gas within the fuel blend. Finally, Section 5 summarizes and concludes.

## 2. Micromix principle

The micromix combustion principle is developed at Aachen University of Applied Sciences in Germany since the 1980's, using a small-scale atmospheric burner and operating an APU for aircrafts [2]. Since 2010, basic research on a micromix hydrogen DLE combustion system for industrial gas turbines has been conducted by KHI together with Aachen University of Applied Sciences and B&B-AGEMA GmbH [3].

Fig. 1 shows the gas turbine M1A-17 of KHI and the micromix combustor that has recently been demonstrated within the "New Energy and Industrial Technology Development Organization" (NEDO) grant project, called "Development and Demonstration Project for Low-NOx Hydrogen-fueled Gas Turbine Combustion Technology" [1]. Recently, KHI is investigating the fuel flexibility of the original MMX design.

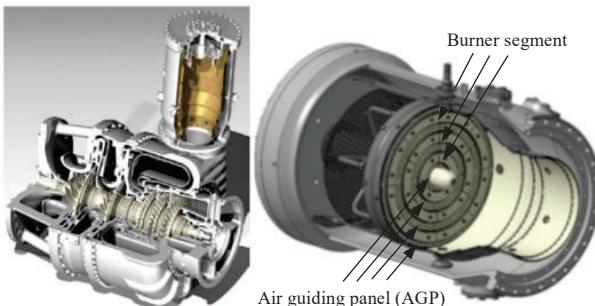


Fig. 1 M1A-17 gas turbine of Kawasaki Heavy Industries, Ltd., and 3D model of MMX combustor including burner plate with annularly arranged burner segments and air guiding panels [1].

The micromix principle is based on miniaturizing the volume of non-premixed type flames. Multiple low scale reaction zones are achieved, which result in a reduced residence time of reactive species in high temperature regions and thus lower the NOx emissions. A jet-in-crossflow (JICF) configuration is used to ensure a sufficient mixing process, compare Fig. 2. In the JICF, the fuel stream is injected perpendicular to the air stream leading to a counter-rotating vortex pair (CRVP), which is essential for mixing of fuel and oxidizer with the benefit of reduced aerodynamic losses due to the absence of extra barriers. The geometry of the air guiding panels and the fuel segments, acting as bluff bodies, lead to the

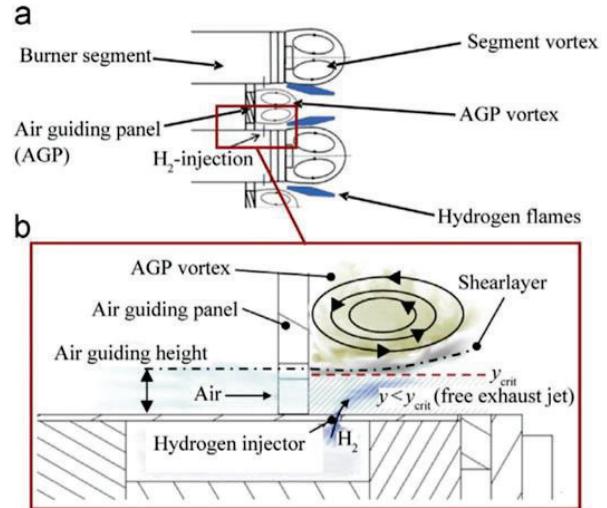


Fig. 2 Schematics of MMX principle [4].

formation of a vortex pair, see Fig. 2. The upstream-located vortex is the AGP vortex and the larger vortex is the segment vortex. The flame is stabilized between these two vortices. The larger segment vortex transports hot combustion gases to the initiation point of the reaction zone. A proper momentum flux ratio prevents fuel penetration into the AGP vortex. Merging of adjoining flames needs to be prevented for low NOx emissions. In the undesired case of flame merging, the hot reaction zone is stretched and NOx emission increase due to a longer residence time. The flames have a typical size of 20-40 mm in length [5].

Reduction of reactivity with increasing share of natural gas in the fuel blend has a significant effect on the micromix flame. As a quantitative measure of the reactivity, the laminar flame speed is exemplary depicted in Fig. 3, drawn at the design air inlet condition of the underlying combustor. Details of the effect of natural gas blends can be found in [6].

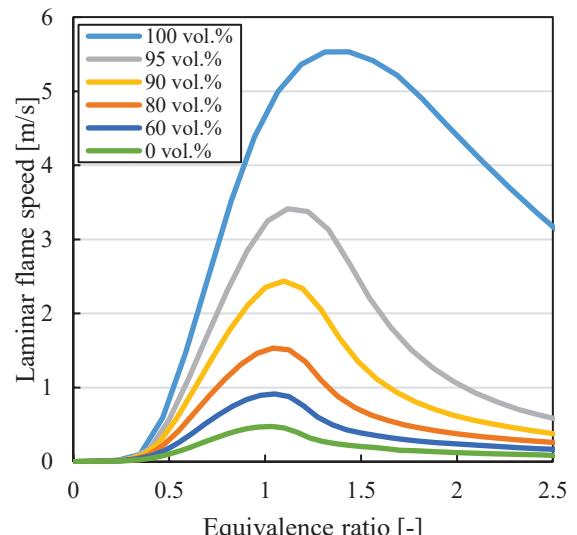


Fig. 3 Laminar flame speed for various hydrogen/CH<sub>4</sub> blends.

### 3. Methods

#### 3.1 Experimental setup

A new experimental combustion test rig has been developed in order to study the MMX flames during gas turbine operation. A sketch of the test rig is shown in Fig. 4. The test rig is designed with a reverse flow configuration for appropriate cooling of the exhaust duct. Downstream of the flow reversal zone near the endplate, a pair of perforated plates homogenize the flow towards the MMX module. The micromix geometry, consisting of burner segments and air guiding panels, are integrated into the MMX module.

The entire exhaust duct features a double-walled structure with impingement cooling and all inner surfaces are TBC coated. The exhaust gas temperature is measured via two temperature probes. A minor part of the exhaust gas is extracted via a water-cooled gas sampling probe and analyzed with an exhaust gas analyzer of BestSOKKI Bex-8500F. Downstream of the exhaust sampling probe, the exhaust gas is cooled via bypassing air through four dilution holes.

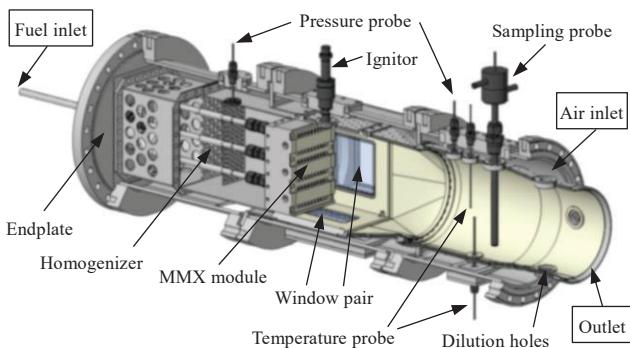


Fig. 4 Visualization test rig for MMX flames for low pressure conditions.

Combustion air is provided within the supply facility by two air compressors. Air is heated with electrical heaters before entering the visualization test rig. Downstream of the test rig, the exhaust gas is cooled by water injection. The combustor inlet conditions, i.e. pressure and air inlet mass flow rate can be controlled independently from each other via a pair of valves located upstream and downstream of the visualization test rig.

The visualization test rig features two pairs of windows for the visual observation of MMX flames. The side window pair is used in this study for OH distribution measurement: The setup of the OH chemiluminescence imaging system is shown in Fig. 5. The OH radiation is intensified with a Highspeed IRO image intensifier by LaVision and recorded with a Fastcam SA-X2 Highspeed camera from Photron. The optical filter for the OH radiation is a 320 nm bandpass filter. The lens is a UV-NIKKOR 105 mm, f1/4.5. 2000 pictures are captured for each data point at a rate of 10 kHz, 70 % gain, and a gate of 95,000.

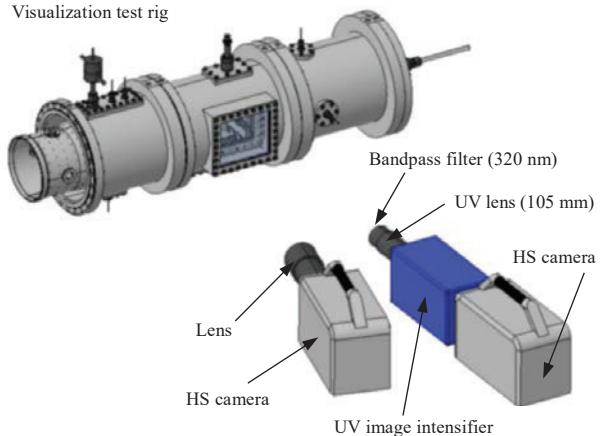


Fig. 5 Setup of OH chemiluminescence measurement.

The operating conditions are set according to the following principles: The gas turbine load reduction is represented by reducing the fuel mass flow rate, while the air inlet conditions remain constant. As a result, the combustor outlet temperature decreases. Fuel mixtures contain hydrogen and natural gas A13 and are described by the molar fraction of hydrogen within the blend. During fuel blend variation, the load conditions are ensured by keeping the same exhaust gas temperature like in the pure hydrogen case.

#### 3.2 Numerical model

The three-dimensional reactive flow is modelled using the commercial CFD software Star-CCM+ by Siemens PLM Software [7]. Since transient and dynamic effects are not taken into account in this study, the steady RANS equations with the realizable k- $\epsilon$  turbulence model and all  $y^+$  wall treatment are applied. The segregated flow solver is used for flow, species and energy iteration computations. Conjugate heat transfer between the fluid phase and the solid geometry, i.e. fuel plenum and AGP, is also applied.

The complex chemistry model provides the chemical species conversion. A chemical step is solved through ordinary differential equations (ODE). The Laminar Flame Concept (LFC) evaluates the instantaneous reaction rate at the mean temperature, pressure, and species mass fraction, which, for steady-state, corresponds to integrating the chemistry with respect to the residence time in a cell [7].

The kinetic data base on the reaction mechanism GRI 3.0 [8]. Natural gas is represented by pure methane ( $\text{CH}_4$ ). In order to reduce the computational costs, all reactions containing non-relevant species ( $\text{C}_n$  with  $n \geq 2$ ) were eliminated. For the same purpose, the detailed nitrogen oxidation mechanism is disabled. Instead, the thermal NOx generation is determined via the extended Zeldovich mechanism [9].

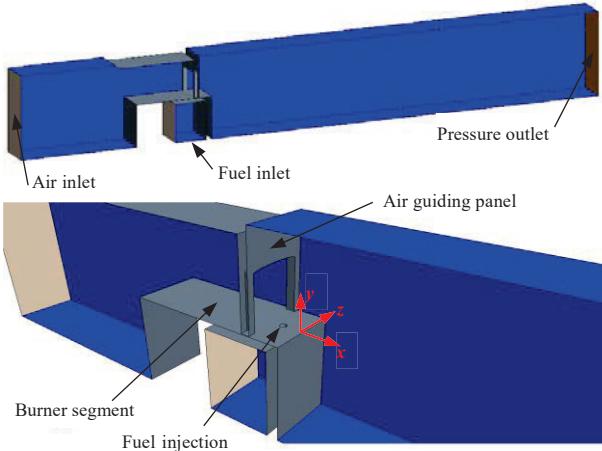


Fig. 6 Computational domain comprising a single flame. The origin is indicated in red color.

The computational domain comprises a single MMX flame, see Fig. 6, despite of the scope of the experimental study that has been conducted as described in Sec. 3.1. Since the focus of this study is the MMX flame itself rather than its integration into the annularly combustor, the boundary conditions instead embed this flame being in the center of an infinite number of flames to all sides. The two side planes are periodic boundaries in order to simulate an infinite row of flames and represent a flame located in an annular configuration. The symmetry condition at the bottom boundary completes the burner segment and the symmetry condition at the top simulates this plenum being in the center of multiple rows of burner segments. Note that the origin of the coordinate system is located at the center of the rear edge of the burner segment, compare Fig. 6.

The outlet plane applies a constant pressure to the fluid within the domain. The air inlet is defined with a constant mass flow at pre-set temperature. The turbulence at the air inlet is defined by the turbulent intensity of 15% and the turbulent length scale is 5% of the inlet height. More details about the numerical model can be found in [10].

#### 4. Results

This section presents the experimental results of the OH distribution for a gas turbine load variation and various fuel blends of hydrogen and natural gas. The experimental outcomes are compared to CFD results in order to validate the numerical approach. This validation is done via a direct comparison of the OH distribution and an exemplary quantitative comparison at design conditions.

##### 4.1 Pure hydrogen fuel

The experimentally determined OH distribution is shown in Fig. 7 for pure hydrogen and three load conditions of the gas turbine. The numerical results are shown within the dashed frame overlaying the second experimental flame from the top. The numerical image is an integral image of the entire computational domain seen from the side.

Individual MMX flames are observed for all load stages. At full load condition, the MMX flames are lifted off from the rear edge of the burner. While reducing the load, the OH intensity first becomes lower while the flame nearly remains at the same position. With further reduction of the load, the flame shifts upstream and anchors at the rear edge of the burner. Thereby, the flame intensity increases due to the stabilization of the flame induced by the new flame anchoring mechanism.

The numerical model reproduces the flame lift-off and flame transition in upstream direction. However, the transient process occurs at higher load conditions in CFD compared to the experiment. The 50% load case shows a transition state, where the lower side of the flame is attached to the rear edge and the top side cannot travel farther upstream due to limited reactivity. At idle load condition, the flame is attached to the rear edge of the burner, which is in agreement with the experimental results. The flame length is also matching the experimental results.

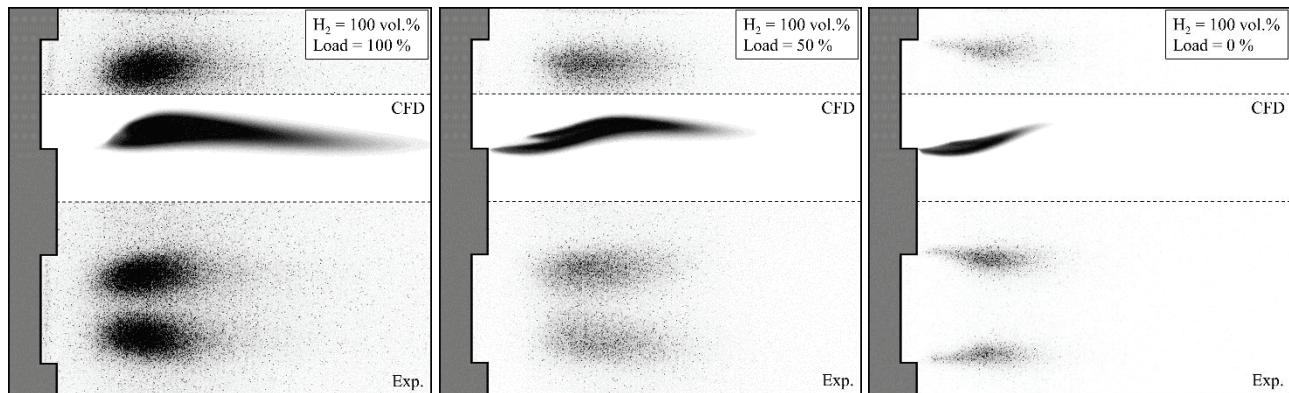


Fig. 7 OH distribution of MMX flame at atmospheric pressure for different gas turbine loads.

An exemplary quantitative comparison of the OH distribution for pure hydrogen fuel and full gas turbine load condition is shown in Fig. 8, which confirms the observed trend of the OH distribution. The OH distribution of the experiment (symbols) and CFD (solid lines) are referenced to its individual global maximum value. The experiment shows an earlier increase in OH radiation, compare the stage of 10mm distance behind the rear edge of the burner. Furthermore, the peak OH radiation in the experiment is around 2.5 mm lower (in  $y$ -direction) than the numerical OH peak zone. The numerical flame is longer than the experimental flame, compare the OH profile at 30, 40, and 50 mm distance stages.

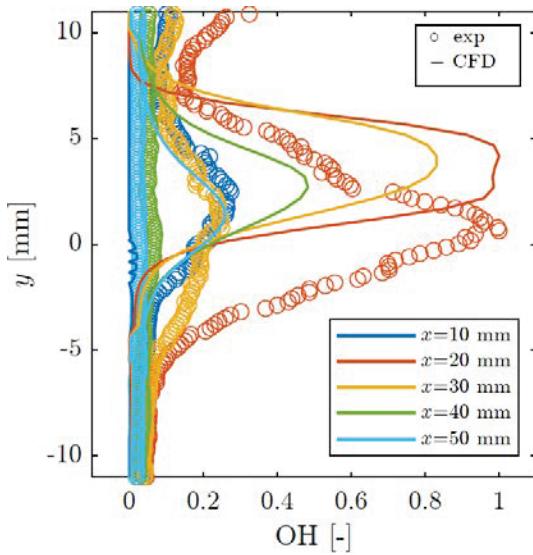


Fig. 8 OH distribution of MMX flame at full load condition and atmospheric pressure for hydrogen fuel.

#### 4.2 Fuel blend variation

A fuel blend variation is conducted at full gas turbine load condition between 60 and 100 vol.% H<sub>2</sub>. Note, that at about 80 vol.% H<sub>2</sub>, the fuel composition corresponds to an energetic contribution of about 50% of each component and thus, CO<sub>2</sub> emissions are reduced by half. Fig. 9 shows the OH distribution of the experiment and the CFD for decreasing hydrogen share. The OH radiation intensity first increases due to the change of the fuel composition. With decreasing hydrogen fraction, the flame travels first upstream and the flame brush becomes wider. From 80 vol.% H<sub>2</sub> on, the flame shifts downstream again, while the size of the flame brush furthermore widens. At 60 vol.% H<sub>2</sub> the flame intensity then noticeably decreases.

In general, the CFD model describes the experimental OH distribution and trends remarkably well, although the flame length is longer, which could already been observed in the first part. At 60 vol.% H<sub>2</sub>, the numerical iteration process became unstable and the flame oscillated between the distribution shown in Fig. 9 and a less intense distribution located farther

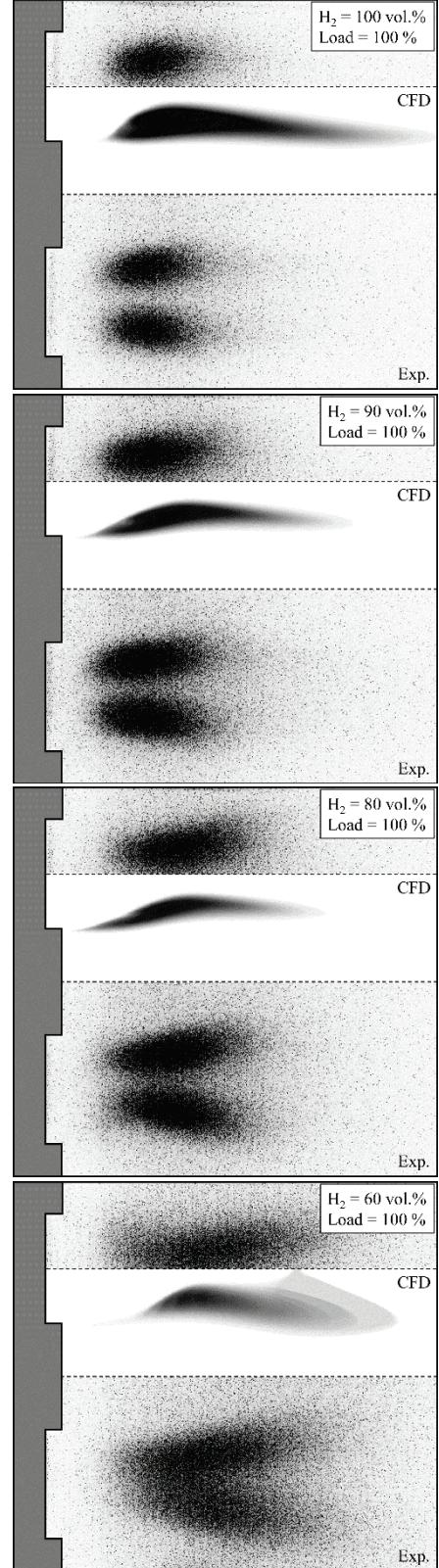


Fig. 9 OH distribution of MMX flame at atmospheric pressure for different hydrogen/natural gas blends.

downstream. This is an indication for flame instability. For a stable operation at lower hydrogen fractions in the fuel blend, a reconsideration of the MMX geometry is favorable.

## 5. Conclusion

A new visualization test rig has been developed to analyze the nature of atmospheric MMX flames for various gas turbine load conditions and hydrogen/natural gas fuel blends. Using OH imaging, a CFD model is validated.

The hydrogen flame is lifted off at full load conditions and shifts upstream with reducing load. With increasing fraction of natural gas within the fuel blend, the flame intensity eventually reduces and the flame shifts downstream. Overall, the CFD model simulates the response of the flame brush on changes of the load and fuel blend remarkably well.

The underlying MMX geometry reached an operation limit while increasing the fraction of natural gas within the fuel blend. The flame intensity becomes weaker and the flame travels downstream, both causes an increase in the risk of flame blow-off. In future, an improved design could increase the flame stability.

## Acknowledgements

This research activity is supported by NEDO within the project “Development and Demonstration Project for Low-NOx Hydrogen-fueled Gas Turbine Combustion Technology”. The authors express their gratitude to C-Com CO., Ltd. for manufacturing and precise design of the prototype combustor.

## References

- (1) Horikawa, A., Okada, K., Yamaguchi, M., Aoki, S., Wirsum, M., Funke, H.-H., Kusterer, K. (2021), “Combustor Development and Engine Demonstration of Micro-mix Hydrogen Combustion Applied to M1A-17 Gas Turbine”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, GT2021-59666.
- (2) Funke, H. H.-W., Beckmann, N., Keinz, J., Horikawa, A. (2020) “30 Years of Dry Low NO<sub>x</sub> Micromix Combustor Research for Hydrogen Rich Fuels: an Overview fo Past and Present Activities”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2020, GT2020-16328.
- (3) Funke, H., Boerner, S., Keinz, J., Kusterer, K., Kroniger, D., Kitajima, J., Kazari, M., Horikawa, A. (2012), “Numerical and Experimental Characterization of Low NO<sub>x</sub> Micromix Principle for Industrial Hydrogen Gas Turbine Applications”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2012, Copenhagen, DK, GT2012-69421.
- (4) Funke, H. H.-W., Keinz, J., Kusterer, K., Haj Ayed, A., Kazari, M., Kitajima, J., Horikawa, A., Okada, K. (2017), “Development and Testing of a Low NO<sub>x</sub> Micromix Combustion Chamber for an Industrial Gas Turbine”, International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems (JGPP) Vol. 9 No. 1, pp. 27-36.
- (5) Funke, H.H.-W., Beckmann, N., Abanteriba, S. (2019), “An overview on dry low NO<sub>x</sub> Micromix combustor development for hydrogen-rich gas turbine applications,” International Journal of Hydrogen Energy, vol. 44, no. 13, pp. 6978–6990.
- (6) Beckmann, N. (2019), “Characterization of the Hydrogen-Dry-Low-NO<sub>x</sub>-Micromix-Combustion Principle for Hydrogen-Methane Fuel Mixtures”, PhD thesis, RMIT University.
- (7) Simcenter STAR-CCM+ (2020), “User manual”, version 2020.2
- (8) Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Moriarty, N. W., Boris, E., Mikhail, G., Bowman, C. T., Ronald, H. K., Song, S., William, Gardiner, J. C., Lissianski, V. V., Qin, Z. (2000), “GRI-MECH 3.0”, [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech)
- (9) Zeldovich, J. (1946), “The oxidation of nitrogen combustion and explosions”, in ‘European Physical Journal A. Hadrons and Nuclei’, pp. 577-628.
- (10) Kroniger, D., Horikawa, A., Funke, H. H.-W., Pfaeffle, F., Kishimoto, T., Okada, K. (2021), “Experimental and numerical investigation on the effect of pressure on micromix hydrogen combustion”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, GT2021-58926

# 水素・天然ガス混焼時の Micro-mix 燃焼器の燃焼振動について

## Investigations of Combustion Instability in a Micro-mix Combustor under Hydrogen and Natural Gas Co-firing

○神谷 浩武<sup>\*1</sup>  
KAMIYA Hiromu

Daniel Kroniger<sup>\*1</sup>

堀川 敦史<sup>\*1</sup>  
HORIKAWA Atsushi

山口 正人<sup>\*1</sup>  
YAMAGUCHI Masato

### ABSTRACT

Gas turbine technology for hydrogen is developed to promote the implementation of renewable heat and power supply. Kawasaki Heavy Industries, Ltd. (KHI) recently demonstrated a dry low NOx combustor with micro-mix technology for pure hydrogen. Thereby, the high reactivity of hydrogen is addressed with miniaturized, annularly-arranged flames based on jet-in-crossflow. In this study, the micro-mix combustor technology is operated with hydrogen and natural gas mixture at 96 vol.% H2. For a better understanding of combustion oscillation phenomena and in order to develop countermeasures, flame visualization and dynamic pressure measurement were carried out. Finite element method (FEM) analysis was used to identify the acoustic modes. It was observed that the flame and the azimuthal mode were rotating at a frequency of 1,550 Hz around the center axis of the combustor at design load condition. The spin ratio was calculated in order to investigate the time dependence of the mode rotation.

**キーワード：**ガスタービン、水素、燃焼器、マイクロミックス、燃焼振動

**Key Words:** Gas Turbine, Hydrogen, Combustor, Micro-mix, Combustion Oscillation

### 1. はじめに

世界的な脱炭素の流れを受けて、水素エネルギーへの関心が高まっている。日本でも、2018年7月に閣議決定された第五次エネルギー基本計画において、国際的な水素サプライチェーンの構築と共に、安定的かつ大量に水素を消費する水素発電の開発を進めることが重要と記載されている<sup>(1)</sup>。当社では、図1に示す液化水素サプライチェーンならびに水素発電を実現するための各種技術開発と実証を進めている<sup>(2)</sup>。



Fig. 1 Technology developments for Hydrogen Society in Kawasaki Heavy Industries, Ltd.<sup>(4)</sup>

当社は、国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構（以降、NEDOと記す）課題設定型産業技術開発費助成事業「水素社会構築技術開発事業／大規模水素エネルギー利用技術開発／ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」において、世界初となるドライ低 NOx 水素専焼技術を用いた熱電供給実証に成功している<sup>(3),(4),(5),(6)</sup>。また、2021年度より「水素社会構築技術開発事業／地域水素利活用技術開発／水素CGS の地域モデル確立に向けた技術開発・研究」において、ドライ燃焼器による水素・天然ガス混焼発電の実証に向けた技術開発を開始した<sup>(7)</sup>。

当社がドライ低 NOx 水素専焼燃焼器に適用した Micro-mix 燃焼技術は、水素火炎を微小化することで、低 NOx 化を実現する技術<sup>(6),(8)</sup>である。本報では、Micro-mix 燃焼技術を水素・天然ガス混合燃料に適用し、水素・混焼時の Micro-mix 燃焼器内の火炎挙動を把握する試験を行った。具体的には、燃焼器の一部に火炎観察窓を設けた可視化燃焼器を用いて、燃焼振動時の火炎および燃焼器内圧力の計測を実施した。その計測結果と燃焼振動時の燃焼器内音響モードの結果を報告する。

### 2. 試験概要

燃焼振動は、火炎の発熱変動と音響的な圧力変動との

\*1 川崎重工業株式会社  
〒673-8666 明石市川崎町1番1号  
E-mail: kamiya\_hiromu@khi.co.jp

相互作用で発生する自励振動であり、その抑制には、燃焼振動時の火炎や圧力現象の把握が必要である。そこで、燃焼振動時の火炎および燃焼器内圧力を計測する試験を行った。

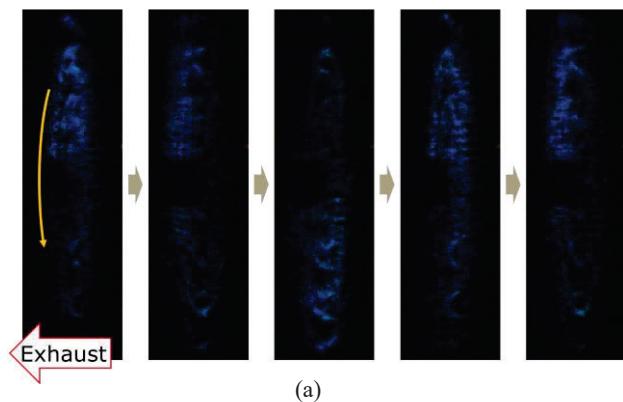
図2に可視化燃焼器および試験装置を示す。空気は図2(b)左の入口から燃焼器外側を図中右に進み、燃焼器端部で折り返してバーナへと向かう（以降、燃焼器端部側を上流、燃焼器出口側を下流とする）。図2(a)に示すように、燃焼器側面に火炎観察窓を設置し、2台のハイスピードカメラ（Photron SA-X）を用いて火炎を計測した。下流側に設置したハイスピードカメラは、バーナ全体が映るよう斜めに設置し、バーナ背後の火炎を可視光で計測した。上流側に設置したハイスピードカメラには干渉フィルタ（中心波長310nm）、紫外線透過レンズ（UV-Nikkor 105mm）、イメージインテンシファイア（LaVision High-Speed IRO）を付け、燃焼器の軸線方向に直交する方向からOHラジカル自発光を計測した。圧力センサ（Kistler 4007D 感度:10 mV/kPa）は図2(b),(c)に示すように、燃焼器端部の同一円周上に周方向3か所設置した。なお、圧力センサは、水冷アダプタ（Kistler 7525A2）を用いて水冷した。

試験は、大気圧下において、定格100%負荷運転に相当する条件において行った。水素・天然ガスの混合比は体積比で調整した。本報では、水素体積割合96%の結果を報告する。

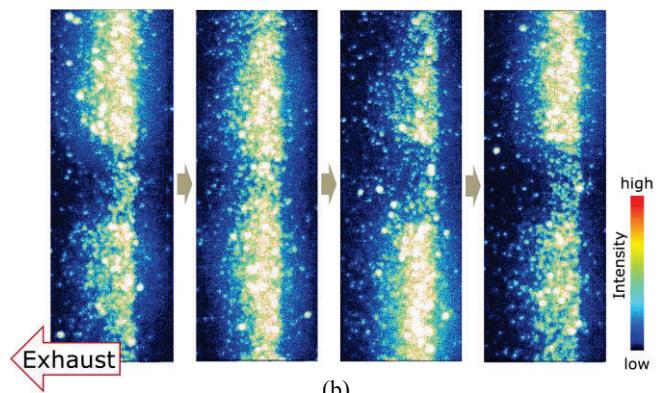
### 3. 火炎計測結果

図3(a)に20,000fpsで撮影した火炎挙動を0.2ミリ秒間隔で表示した結果を示す。火炎の大きい領域が周方向に1か所あり、上流側から見て時計回りに回転していることがわかる。回転周期は、映像をコマ送りで確認した結果、1,550Hzであった。

図3(b)に10,000fpsで撮影したOHラジカル自発光強度を0.2ミリ秒間隔で表示した結果を示す。OHラジカル自発光の強度が高い領域の時間変化を確認すると、上下方向に遷移している。また、映像をコマ送りで確認すると、その周期は1,550Hzであった。なお、OHラジカル



(a)



(b)

自発光は上下方向の遷移が計測されたが、これは燃焼器の軸線方向に直交する方向から行つたため、可視光同様、周方向に回転している。

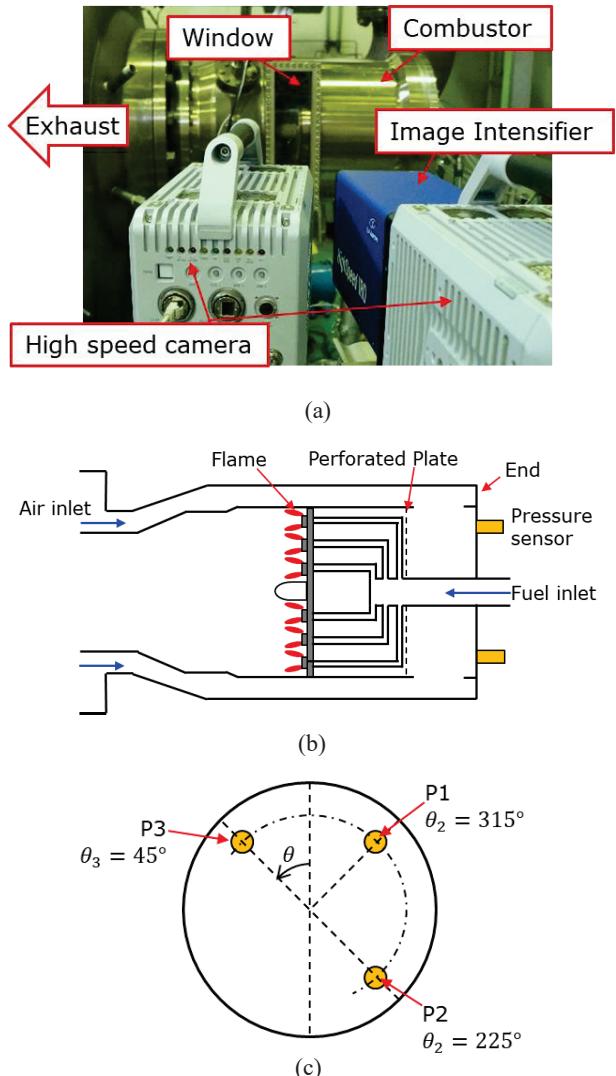


Fig. 2 Experimental facility: (a) Image of combustor and high speed camera placement. (b) Outline drawing of combustor. (c) Pressure sensor placement (viewing from upstream of (b))

## 4. 圧力計測と音響モードの結果

### 4.1 周波数解析

図4に圧力計P1のパワースペクトル密度を示す。青線が生データの値、橙線がバンドパスフィルタ後（詳細は後述）の値である。まず、生データ（青線）に着目すると、燃焼振動の圧力ピークは1,550 Hzとその高調波であり、1,550 Hzは、火炎計測(3章)で確認された火炎の回転周期と一致する。このことから、1,550 Hzの燃焼振動は火炎の周方向回転を伴っていると考えられる。以降の4.2, 4.3節では、この1,550 Hzのピークに着目し、圧力計測値は通過帯域1,550±50 Hz、阻止帯域の減衰量を60 dBとしたバンドパスフィルタをかけたものを利用する（図4 橙線）。

### 4.2 音響モード同定

燃焼振動時の音響モードを同定するため、FEM解析ソフト COMSOL Multiphysics<sup>(9)</sup>を用いて、試験条件での固有値解析を行った。図5に解析モデルの断面図を示す。境界条件は、空気入口および排気筒出口は広い空間に接続しているため、圧力固定とした。温度は空気流路に沿って、空気入口からバーナまでを導入空気温度、バーナから排気筒出口までを燃焼器出口温度で与えた。解析モデルは3,944,542のテトラ要素で構成され、節点数は734,065である。

図6に固有値解析で得られた1,550 Hz付近の結果について、燃焼器端部から燃焼器出口までを示す。この結果より、1,550 Hzの燃焼振動時の音響モードは、1節直径数である。図7はP1～P3の圧力時刻歴波形の一部である。圧力の位相はP3, P1, P2の順に約90度ずつずれている。圧力センサは時計回りにP3, P1, P2の順に90度ずつ設置されている（図2(c)）ことから、1節直径数の音響モードが上流側から見て時計周りに回転していることがわかる。

### 4.3 音響モードの回転の時間変化

節直径を持つ音響モードを呈する燃焼振動は、回転している状態と静止している状態との間を、短い時間で互いに遷移することがある<sup>(10)</sup>。本節では、4.2節で述べた1節直径数の音響モードの回転の時間変化を調べる。

圧力センサP1～P3は、同一円周上にあり、軸方向にも同じ位置にある。この時、圧力センサ間の関係を調べるうえでは、周方向の設置角θのみを考えればよく、各センサ位置での圧力は時刻tに関して式(1)のように書ける。

$$p(\theta, t) = f \exp(im\theta - i\omega t) + g \exp(-im\theta - i\omega t) \quad (1)$$

ここで、fは時計回り方向に、gは反時計回り方向に進む波の複素振幅であり、mは音響モードの節直径数、ωは角振動数である。ここで、音響モードが回転しているか、静止しているかは、スピンドル比を用いて表すことができる<sup>(10)</sup>。式(2)にスピンドル比の計算式を示す。

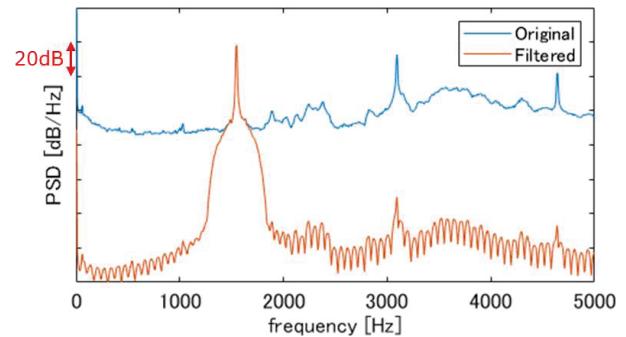


Fig. 4 Power spectral density (PSD) of the pressure sensor P1

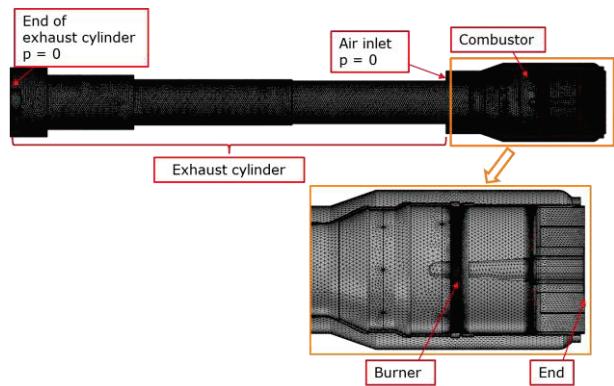


Fig. 5 FEM analysis model

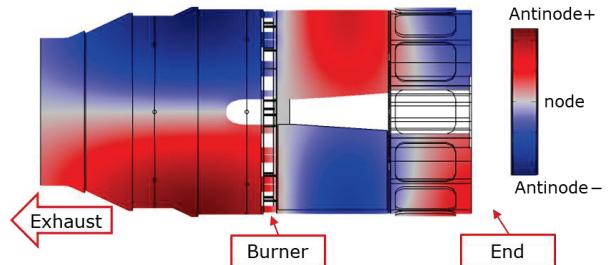


Fig. 6 Result of acoustic mode analysis near 1550 Hz  
(1 azimuthal 2 longitudinal mode)

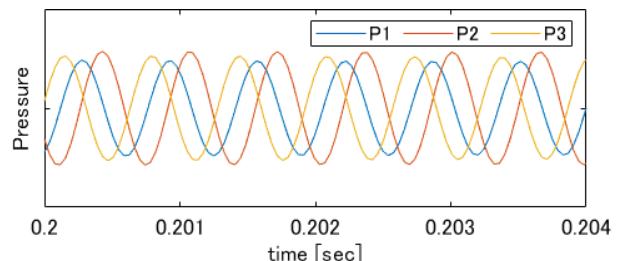


Fig. 7 Time series result of the pressure sensors P1～3

$$s = \frac{|f| - |g|}{|f| + |g|} \quad (2)$$

$s = 0$  のとき音響モードは回転していないことを意味し,  $s = 1, -1$  のときそれぞれ時計回り, 反時計回りに回転していることを意味する。

スピニ比は圧力計 P1~P3 の計測値を用いて以下のように求められる<sup>(10)</sup>. まず, 圧力計 P1~P3 の計測値をヒルベルト変換により, 解析信号 ( $p_1, p_2, p_3$ )とする. このとき, 解析信号は次式のように書ける. ただし, 今回は 1 節直径モードのため,  $m = 1$  としている.

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \exp(i\theta_1) & \exp(-i\theta_1) \\ \exp(i\theta_2) & \exp(-i\theta_2) \\ \exp(i\theta_3) & \exp(-i\theta_3) \end{pmatrix}}_M \begin{pmatrix} f \exp(-i\omega t) \\ g \exp(-i\omega t) \end{pmatrix} \quad (3)$$

次に, 最小二乗法を用いて,  $f, g$  を求める. 具体的には,  $M$  の複素共役転置行列を  $M^*$  として, 次式で計算できる.

$$\begin{pmatrix} f \exp(-i\omega t) \\ g \exp(-i\omega t) \end{pmatrix} = (M^* M)^{-1} M^* P \quad (4)$$

最後に, 式(2)より, スピニ比を計算する. 図 8 に圧力センサ P1~P3 の結果を用いてスピニ比を計算した結果を示す. 計測時間全体にわたって, 0.8~0.9 を示しており, 1,550 Hz の 1 節直径数の音響モードは計測時間中, 上流側から見て時計周りに回転していることがわかった.

## 5. 結論

可視化燃焼器を用いて, 水素・天然ガス混焼時の火炎撮影と燃焼器内圧力の計測を行い, 燃焼振動時の火炎計測に成功した. また, 計測した燃焼振動について, 以下の結果が得られた.

- ・ 火炎撮影の結果, 火炎が大きい領域が周方向 1 か所あり, 上流側から見て時計周りに回転していた. また, その回転周期は 1,550 Hz であった.
- ・ 圧力計測値の周波数解析の結果, 燃焼振動の圧力ピークは 1,550 Hz であった. また, 固有値解析と圧力時刻歴波形の結果から, 1,550 Hz の燃焼振動は 1 節直径数の音響モードが回転していることがわかった.
- ・ 音響モードの回転の時間変化を調べるためにスピニ比を計算すると, 計測した 10 秒間において 0.8~0.9 であり, 音響モードは計測時間中, 上流から見て時計回りに回転していることがわかった.

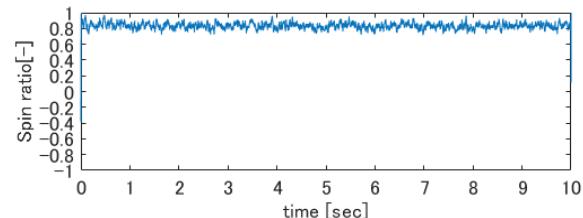


Fig. 8 Result of spin ratio

## 謝 辞

本内容は, NEDO 課題設定型産業技術開発費助成事業「水素社会構築技術開発事業／大規模水素エネルギー利用技術開発／水素 CGS 活用スマートコミュニティ技術開発事業」および「ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」にご支援を頂き得られた成果です.

## 参 考 文 献

- (1) 経済産業省 ニュースリリース ウェップサイト, 新しいエネルギー基本計画が閣議決定されました, <https://www.meti.go.jp/press/2018/07/20180703001/20180703001.html> (アクセス日 2018 年 7 月 5 日)
- (2) 西村元彦, 水向健太郎, 洲河誠一, 国際液化水素サプライチェーンの技術構築の現状, エネルギー・資源学会誌, 通巻 229 号, Vol.39 No.3 (2018), pp. 153-157.
- (3) NEDO News Release ウェップサイト, 世界初ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービンの技術実証試験に成功, [https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5\\_101337.html](https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5_101337.html) (アクセス日 2020 年 7 月 21 日)
- (4) 堀川敦史, 他; 2MW 級ガスタービン用水素専焼ドライ低 NOx 燃焼器の開発とエンジン試験の速報, 第 48 回ガスタービン学会定期講演会 (オンライン開催), 講演論文集 A-11, (2020)
- (5) Horikawa, A., et al; Combustor Development and Engine Demonstration of Micro-Mix Hydrogen Combustion Applied to M1A-17 Gas Turbine, Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, Online, GT2021-59666
- (6) 堀川敦史, 他, 2MW 級ガスタービン用水素専焼ドライ低 NOx 燃焼器の開発とエンジン実証試験, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 49 No. 4 (2021), pp. 70-79.
- (7) NEDO, 水素の利活用拡大に向けて 14 件の調査・技術開発を開始, [https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5\\_101462.html](https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5_101462.html) (アクセス日 2021 年 8 月 13 日)
- (8) Funke, HH-W., et al. "Numerical and experimental characterization of low NOx Micromix combustion principle for industrial hydrogen gas turbine applications." Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Vol. 44687. American Society of Mechanical Engineers, 2012.
- (9) Comsol, <https://www.comsol.com/>
- (10) Bourguin, Jean-Francois, et al. "Self-sustained instabilities in an annular combustor coupled by azimuthal and longitudinal acoustic modes." Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Vol. 55119. American Society of Mechanical Engineers, 2013.

# 遷音速遠心圧縮機における翼列干渉に伴う非定常効果の数値的研究

## Numerical Study of Unsteady Effect of Blade Row Interaction in a Transonic Centrifugal Compressor

○久保 浩介<sup>\*1</sup> 山田 和豊<sup>\*1</sup> 岩切 健一郎<sup>\*2</sup>  
KUBO Kosuke YAMADA Kazutoyo IWAKIRI Kenichiro

### ABSTRACT

This paper discusses the unsteady effects associated with the impeller/diffuser interaction on the internal flow field and aerodynamic performance of a centrifugal compressor. In centrifugal compressors with a vaned diffuser, the flow field is inherently unsteady due to the influence of interaction between the impeller and the diffuser, and the unsteadiness of the flow field can often have a great influence on the aerodynamic performance of the compressor. In this study, numerical simulations have been conducted for a transonic centrifugal compressor with a vaned diffuser. The unsteady effects were clarified by comparing the numerical results between a single-passage steady-state RANS analysis and a full annulus unsteady RANS analysis. The numerical results showed the unsteadiness of the internal flow field due to the impeller/diffuser interaction causes separation on the diffuser pressure surface, leading to loss.

**キーワード**：遠心圧縮機、CFD、効率、翼列干渉、非定常効果

**Key Words:** Centrifugal Compressor, CFD, Efficiency, Blade Row Interaction, Unsteady Effect

### 1. 緒言

遠心圧縮機は、小型で高い圧力比が得られるだけでなく、ロバスト性を有する。したがって、その用途は広く、小型ガスタービンに限らず、ターボ過給機や冷凍機、プロセス用圧縮機として利用される。用途に応じて要求される圧縮機の性能は多少異なるが、一般には高圧力比および高効率が求められる。遠心圧縮機では、インペラとディフューザの干渉の影響により、本質的に非定常な流れ場が形成されるが、流れ場の非定常性は圧縮機の空力性能に大きな影響を及ぼすことがある。一般に、低負荷の圧縮機では流れの非定常性は小さいが、高負荷圧縮機では非定常性が強まる結果、空力性能に大きな影響を及ぼす。したがって、翼列干渉に伴う非定常効果に関して、多くの実験的・数値的研究が行われてきている<sup>(1-4)</sup>。また、定常流れの方程式では非定常効果は deterministic 応力で表現され、これについて調査した研究もある<sup>(5-6)</sup>。

本研究では、羽根付きディフューザを有する遷音速遠心圧縮機を解析対象とし、1ピッチ定常RANS解析（以下、RANSと呼ぶ）および全周非定常RANS解析（URANSと呼ぶ）を実施した。インペラとディフューザの翼列干渉に伴う非定常効果が遠心圧縮機の内部流動および空力性能へ及ぼす影響について調査した。

### 2. 主な記号

$b$	翼高さ	$D$	直径
$\eta$	断熱効率	$p_0$	全圧
$p$	静圧	$\gamma$	比熱比
$\mu_t$	温度上昇係数	$c_p$	定圧比熱
$T_0$	全温	$U$	周速度
$n$	回転数	$\pi$	円周率
$\mu$	粘性係数	$\rho$	密度
$u, v, w$	x, y, z 軸方向速度		
$\emptyset$	エネルギー散逸関数		
$u_i$	速度		
$\bar{u}_i$	レイノルズ平均速度		
$u'_i$	乱流変動速度		
$\bar{\bar{u}}_i$	時間平均速度		
$u''_i$	deterministic 変動速度		
$R_{ij}$	deterministic 応力		

### - 添え字

1	インペラ入口	2	インペラ出口
3	ディフューザ入口	4	ディフューザ出口
$r$	半径方向	$\theta$	周方向
$z$	z 方向		

### 3. 解析対象

Fig.1 に解析対象である羽根付きディフューザを有する遷音速遠心圧縮機を示す。インペラはフルブレード 11

\*1 岩手大学  
〒020-8551 盛岡市上田4-3-5  
\*2 三菱重工業(株)

枚、スプリッタブレード 11 枚、ディフューザは 19 枚の翼を有する。インペラの入口径は  $D_1 = 87$  mm、出口径は  $D_2 = 145$  mm、出口翼高さは  $b = 4.9$  mm である。インペラのチップクリアランスは前縁から後縁まで一定で 0.25 mm とした。ディフューザ入口径は  $D_3 = 155.6$  mm、出口径は  $D_4 = 250$  mm である。したがって、 $D_3/D_2 = 1.07$  であり、インペラとディフューザの半径方向隙間は小さい。なお、インペラの回転数は 52,000 rpm の条件で解析を行った。インペラ出口周速は約 395 m/s である。

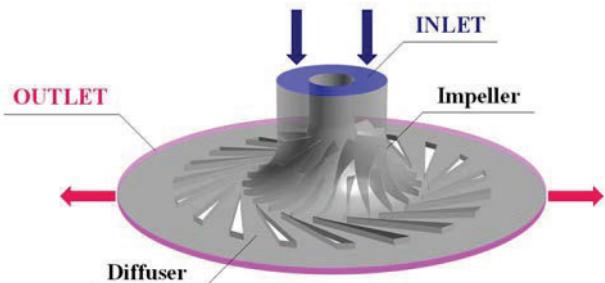


Fig. 1 Transonic centrifugal compressor

## 4. 解析手法

### 4.1 計算スキーム

本研究では、1 ピッチ定常 RANS 解析 (RANS 解析) および全周非定常 RANS 解析 (URANS 解析) を行った。計算には内製コードを使用した。三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、セル中心型の有限体積法に基づいて離散化される。非粘性流束の評価には SHUS (Simple High-resolution Upwind Scheme) を用い、三次精度の MUSCL 法を組み合わせて高解像度化した。粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に評価した。時間方向は Euler 隅解法により離散化し、時間積分には MFGS (Matrix Free Gauss-Seidel) 隅解法を用いた。定常解析では、定常解への収束を加速するために、局所時間刻み法を使用した。また非定常解析では、各時間ステップで 3 回のニュートン反復を行い、時間精度を最大二次精度とした。なお、無次元時間刻みを 0.001 に設定した。このとき、インペラの回転周期は約 9,000 ステップに相当する。乱流モデルには、 $k-\omega$  方程式モデルを採用した。

### 4.2 境界条件

Fig.2 に 1 ピッチ定常 RANS 解析の境界条件を示す。インペラ上流の入口境界には全圧および全温、ディフューザ下流の出口境界には静圧をそれぞれ境界条件として与えた。壁面境界には、滑りなし条件および断熱条件を与えた。また、1 ピッチ定常 RANS 解析では、周方向を周期境界とし、インペラとディフューザの領域境界 (インターフェース) については mixing-plane を適用した。全周非定常 RANS 解析では、領域境界に sliding-mesh を適用した。

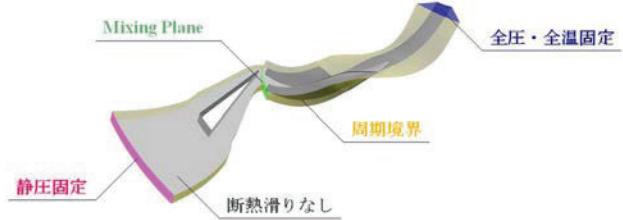


Fig.2 Boundary conditions for single passage steady simulation

### 4.3 計算格子

Fig.3 に遠心圧縮機 1 ピッチのインペラおよびディフューザの計算格子を示す。計算格子は、格子生成ソフトウェア AutoGrid5 を用いてすべて構造格子で作成した。インペラについては、フルブレードおよびスプリッタブレードの流れ方向にそれぞれ 128 点、96 点、周方向に 193 点の計算格子を設定した。ディフューザには、流れ方向に 116 点、周方向に 160 点の格子を配置した。ハブからシュラウドまでのスパン方向に 57 点の格子を設定し、その内インペラのチップクリアランスには 17 点を割り当てる。1 ピッチ合計の格子点数は約 240 万点である。また、全周非定常 RANS 解析に用いた全周の格子点数は全体で約 3,300 万点である。なお、壁面上の最小格子幅はすべて  $y^+ < 1$  を満足するように十分小さい値を設定した。

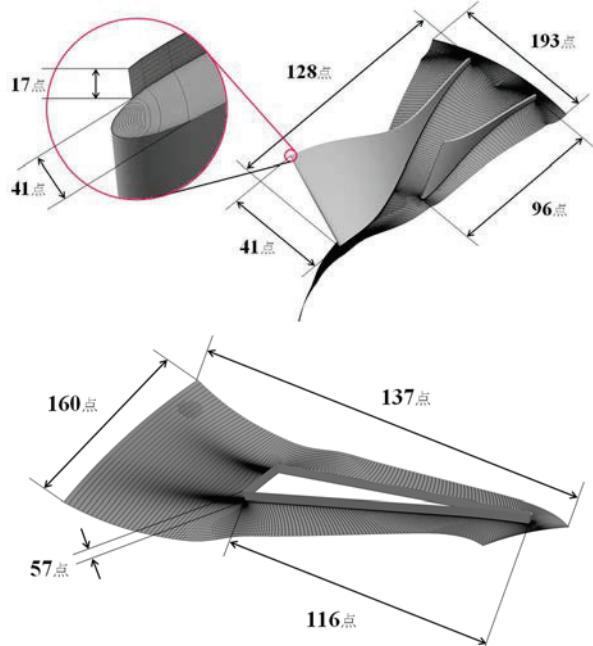


Fig.3 Computational mesh for single passage steady simulation

## 5. 結果および考察

### 5.1 圧縮機性能

Fig.4 は全圧比、T-T 断熱効率および温度上昇係数に関する圧縮機の性能特性を示しており、定常 RANS、URANS および実験の結果を比較している。同図の全圧

比は、計算領域出口のディフューザ出口全圧をもとに算出される全圧比である。実験結果については、ディフューザ出口全圧として、ディフューザ部周方向4箇所のミッドスパンで計測された平均全圧を用いて評価している。なお、URANS 解析は、チョーク流量点について実施された。

T-T 断熱効率および温度上昇係数はそれぞれ次式を用いて評価した。

$$\eta_{TT} = \frac{\left(\frac{p_{04}}{p_{01}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(\frac{T_{04}}{T_{01}}\right) - 1} \quad (1)$$

$$\mu_t = \frac{c_p \Delta T}{U_2^2} = \frac{c_p (T_{02} - T_{01})}{(n * D_2 * \frac{\pi}{60})^2} \quad (2)$$

全圧比から、RANS および URANS の結果が実験よりも全圧比を過大に評価していることがわかる。また、チョーク流量に関しては、数値計算の結果が実験と比べ約 5.2% 高流量側にある。全圧比およびチョーク流量の値は数値計算と実験とで一致していないがその差異は小さく性能特性は定性的に一致している。

T-T 断熱効率および温度上昇係数は、RANS の URANS と圧力比がほぼ同じ作動点の値で正規化されている。T-T 断熱効率については、最高効率が数値計算と実験とではほぼ一致している。T-T 断熱効率がよく一致している一方で、インペラの仕事を表す温度上昇係数に関しては数値計算の結果が実験よりも過大に評価されている。このことから、ディフューザ内部において損失が発生していることが考えられる。

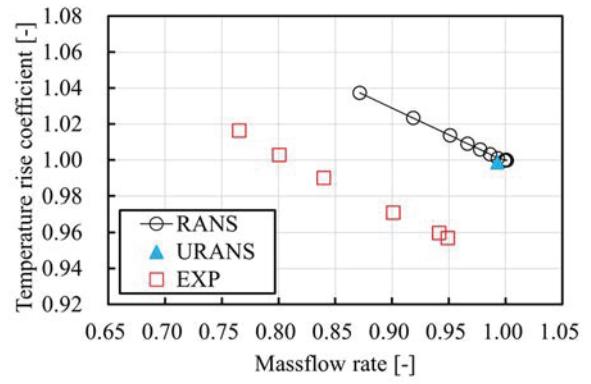
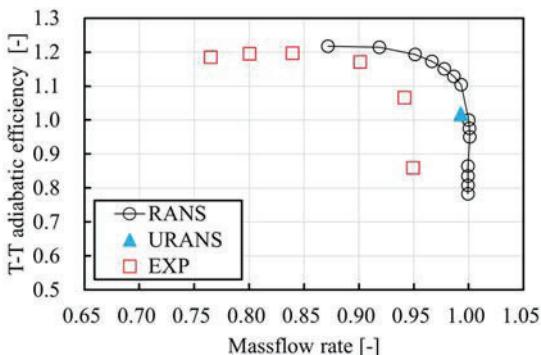
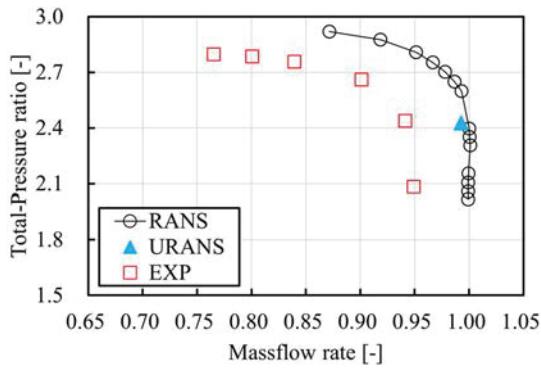


Fig.4 Compressor performance map in terms of total pressure ratio (upper), adiabatic efficiency (middle) and temperature rise coefficient (bottom)

## 5.2 流れ場の比較

Fig.5 はミッドスパンにおける相対マッハ数分布について、RANS により得られた URANS と圧力比がほぼ同じ作動点における定常流れ場および URANS により得られた時間平均流れ場を比較している。RANS では、ディフューザ流路間でハブからケーシングにかけて全スパンで衝撃波が発生している。衝撃波発生の影響により、ディフューザの両翼面上で境界層剥離が生じている。URANS では、衝撃波の発生は確認されないが、ディフューザ圧力面側において前縁から境界層剥離が発生している。また、ディフューザ後流に違いが見られる。RANS に比べ、URANS ではディフューザ後流の減衰が早い。URANS では、ディフューザで発生した前縁剥離の規模が時間的に変化しており、旋回失速の発生が示唆される。ディフューザ側では流れ場が大きく違う一方で、インペラ側の流れ場は定常流れ場と時間平均流れ場に大きな差異はみられない。

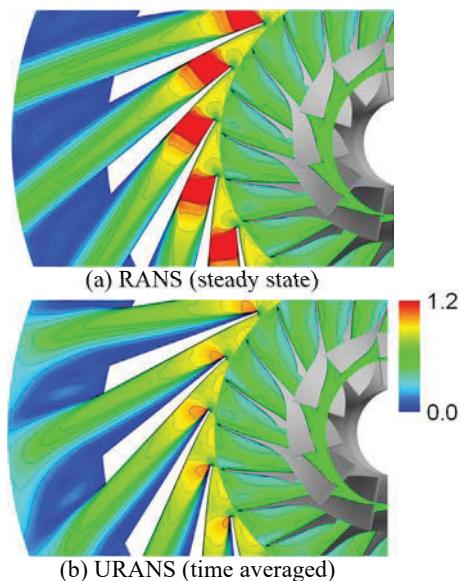


Fig.5 Comparison of relative Mach number distribution at midspan

Fig.6 はミッドスパンにおけるエントロピー分布について、RANS により得られた定常流れ場および URANS により得られた時間平均流れ場を比較している。RANS では、衝撃波との干渉によりディフューザ翼両面で境界層が剥離しており、衝撃波の下流側でエントロピーが高くなっている。URANS では、上述のとおり、ディフューザ前縁の圧力面側で剥離が発生しており、エントロピーが高くなっている。

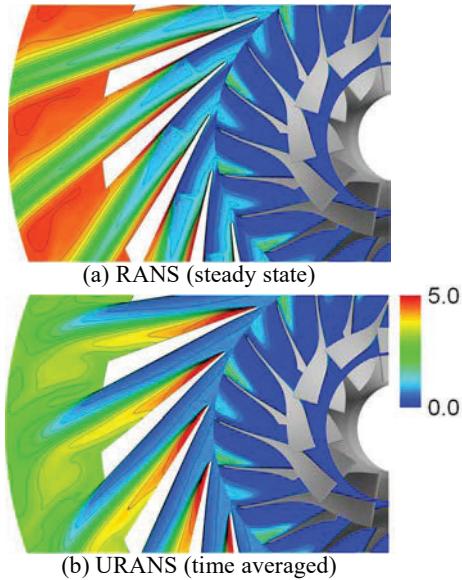


Fig.6 Comparison of entropy distribution at midspan

Fig.7 はエントロピーの子午面流れ方向変化を示している。RANS と URANS の結果を比べると、ディフューザ前縁近傍では、前縁剥離の影響により URANS のエントロピーが RANS に比べ高いが、その後、RANS では衝撃波による境界層剥離の影響でエントロピーが急激に増大し、URANS の値を超えて大きくなっている。URANS では、ディフューザ下流においてエントロピー生成がみられ、計算領域出口では RANS および URANS のエントロピーの値はほぼ同じになっている。

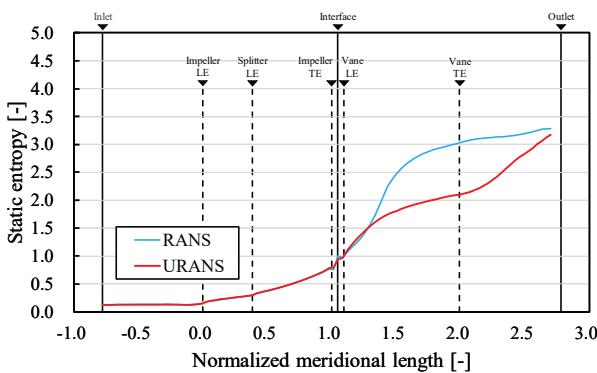


Fig.7 Entropy increase in meridional direction

### 5.3 非定常流動現象

この節では、URANS 結果をもとに、翼列干渉に伴い圧縮機内部で生じた非定常流動について考察する。

Fig.8 にミッドスパンにおけるエントロピー分布の時間変化を示す。T はインペラスプリッタブレードの翼通過周期を表す。エントロピー分布をみると、どの時刻においてもディフューザ圧力面側での剥離領域でエントロピーが高くなっている。また、ディフューザ流路にインペラからの wake が周期的に流入していることがわかる。インペラ後流とディフューザ前縁剥離の干渉を確認できるが、前縁剥離は時間的に変動するものの、恒常に発生している。

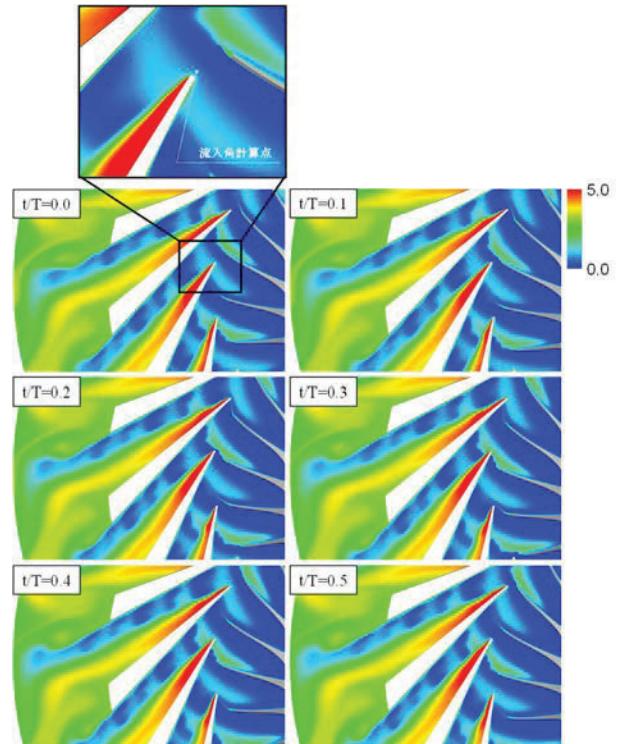


Fig.8 Time variation of entropy distribution at midspan

Fig.9 にディフューザの半径方向基準の流入角の時間変化を示す。流入角は Fig.8 で示す黒枠の領域におけるディフューザ前縁近傍の 1 点の値から計算したものである。インペラとディフューザの干渉により周期的に流入角が変化していることがわかる。t/T=0.2 において、スプリッタブレード後縁がディフューザ前縁と干渉している。t/T=0.0 から t/T=0.3 にかけて流入角が増加しており、t/T=0.3 の時に流入角が最大となっている。t/T=0.3 から t/T=0.5 にかけては、スプリッタブレード後縫がディフューザ前縁を通過した後であり、流入角が減少している。また、Fig.6 に示したように、スプリッタブレード負圧面側 wake 領域に比べ、フルブレード負圧面側 wake 領域のエントロピーが小さいことから、スプリッタブレード負圧面側 wake 領域における低運動量流体の速度欠損が大きいと考えられる。このため、t/T=0.5 からフルブレード後縫がディフューザ前縫と干渉した際の流入角の変化

が小さい。RANS に比べ、流入角が大きくなる時間帯が存在するが、ディフューザの前縁剥離は抑制されることはなく常に存在している。

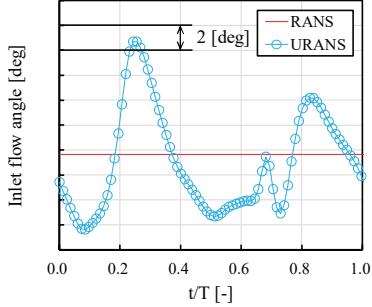


Fig.9 Time variations of diffuser inlet flow angle

Fig.10 にミッドスパンにおけるエネルギー散逸関数の時間変化を示す。なお、エネルギー散逸関数は次式で評価される。

$$\theta = \mu \left[ \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{2}{3} \mu \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (3)$$

ここでは、非定常効果によるエネルギー散逸の変化に着目し、乱流によるエネルギー散逸を無視している。エネルギー散逸関数は、どの時刻においてもディフューザ圧力面側の剥離領域で高い値を示している。また、ディフューザ負圧面側においても、ディフューザ後縁から計算領域出口にかけて高散逸領域が広がっている。 $t/T=0.2$ においてインペラ後縁およびディフューザ前縁の高散逸領域が干渉しており、インペラの wake がディフューザ流路間に流入している。流入した wake がディフューザ両翼面上の高散逸領域と周期的に干渉している。また、ディフューザ負圧面側に沿うように流出した高散逸領域が時間的に変化している。

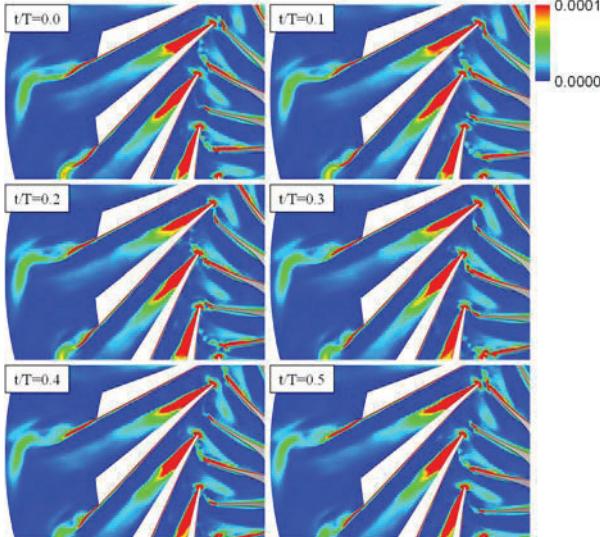


Fig.10 Time variation of energy dissipation distribution at midspan

#### 5.4 Deterministic 応力の評価

この節では、非定常効果を評価できる deterministic 応力の評価をする。

ターボ機械では、動静翼は相対的に運動し相互に干渉するため、流れ場は本質的に非定常となる。動静翼干渉に伴う流れの非定常性は周期的であり、流れ場中で生じる乱流や剥離等に起因した不規則な非定常性とは区別して考えることができる。ポテンシャル干渉や後流干渉のような動静翼干渉に伴う非定常流れの効果は、相互の流れ場に大きく影響する重要な現象である。定常流れの解析においては、この非定常効果は deterministic 応力と呼ばれモデル化される必要がある<sup>(7-8)</sup>。しかしながら、現在適切なモデルがないため一般に無視されている。翼列干渉による非定常性は周期的であるため、レイノルズ分解におけるレイノルズ平均速度は、時間平均速度および翼列干渉による deterministic 変動速度に分解される。よって、速度は次式のように分解できる。

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i = \bar{u}_i + u''_i + u'_i \quad (4)$$

また、deterministic 応力  $R_{ij}$  は、次式で定義され、URANS 結果をもとに算出することができる。

$$R_{ij} = \overline{\rho u''_i u''_j} \quad (5)$$

Fig.11 は、ミッドスパンにおける deterministic 応力の分布を示している。同図には、deterministic 応力成分のうち、値の大きい  $\overline{\rho u''_r u''_r}$ ,  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$  および  $\overline{\rho u''_r u''_\theta}$  の成分が示されている。 $\overline{\rho u''_r u''_r}$ ,  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$  および  $\overline{\rho u''_r u''_\theta}$  はインターフェースの領域で値が大きい。 $\overline{\rho u''_r u''_r}$  および  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$  はディフューザ圧力面側前縁剥離と主流との間のせん断領域で大きな値を示している。さらに、ディフューザ入口では、ディフューザ負圧側および圧力面側に、それぞれ  $\overline{\rho u''_r u''_r}$  および  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$  の値が大きくなっている。ディフューザ前縁での流れの分岐に伴い、インペラ後流が変形される結果、高応力が発生していると考えられる。一方、 $\overline{\rho u''_r u''_\theta}$  をみると、半径方向と周方向の deterministic 変動は、前者では負の相関、後者では正の相関がみられる。

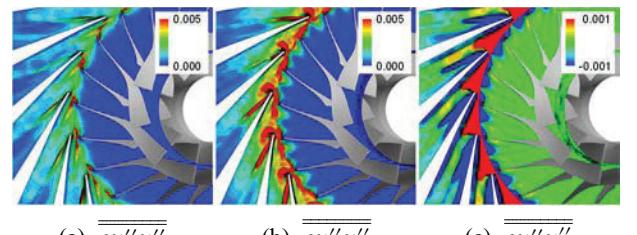


Fig.11 Distributions of deterministic stress components on at midspan

Fig.12 は各 deterministic 応力の子午面流れ方向変化を示している。 $\overline{\rho u''_r u''_z}$ ,  $\overline{\rho u''_z u''_z}$ ,  $\overline{\rho u''_z u''_z}$  は値が小さく子午面流れ方向にあまり変化がない。一方で、 $\overline{\rho u''_r u''_r}$ ,  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$ ,  $\overline{\rho u''_r u''_\theta}$  はインペラ後縁近傍からインターフェースにかけて値が上昇しており、特に  $\overline{\rho u''_r u''_r}$ ,  $\overline{\rho u''_\theta u''_\theta}$  は大きく上昇し

ている。

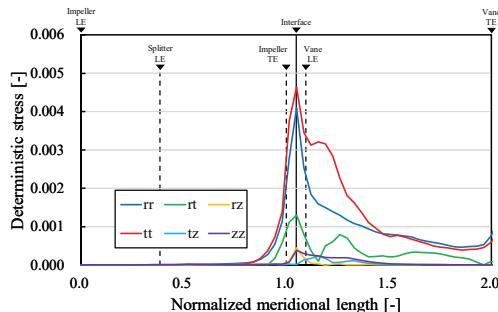


Fig.12 Meridional distributions of deterministic stress components

## 6. 結言

本研究では、羽根付きディフューザを有する遷音速遠心圧縮機を解析対象とし、1ピッチ定常RANS解析および全周非定常RANS解析を実施した。インペラとディフューザの翼列干渉に伴う非定常効果が遠心圧縮機の内部流動および空力性能へ及ぼす影響について調査した。解析結果より以下の知見を得た。

- (1) 今回調査した作動条件では、インペラ後流の周期的流入の影響により、ディフューザの流入角が変化し、ディフューザ圧力面に剥離が引き起こされる。その結果、剥離領域において損失が発生する。剥離は流入角の変化によって抑制されることなく、恒常に存在する。一方、RANSではディフューザ内で衝撃波が発生し境界層離脱を引き起こしている。
- (2) Deterministic 応力の分布から、非定常効果はインペラ後縁付近からインペラとディフューザのインターフェースにかけて高く、特に  $\overline{\rho u_r'' u_r''}$ ,  $\overline{\rho u_\theta'' u_\theta''}$  は大きく上昇する。また、 $\overline{\rho u_r'' u_r''}$ ,  $\overline{\rho u_\theta'' u_\theta''}$  の値が高い領域は、エネルギー散逸関数の高い領域に対応してみられる。

## 参考文献

- (1) Trebinjac I., et al.: Effect of Unsteadiness on the Performance of a Transonic Centrifugal Compressor Stage, ASME J. Turbomach., Vol.131(4), 2009, 041011(9).
- (2) Kim C., Son C.: Comparative Study on Steady and Unsteady Flow in a Centrifugal Compressor Stage, International Journal of Aerospace Engineering, Vol.2019, 2019.
- (3) Ibaraki S., et al.: Investigation of Unsteady Flow Field in Vaned Diffuser of a Transonic Centrifugal Compressor, ASME J. Turbomach., 129(4), 2007, 686-693.
- (4) He N., et al.: Comparisons of Steady and Time-Averaged Unsteady Flow Predictions for Impeller-Diffuser Interactions in a Centrifugal Compressor Stage, ASME GT2007-27985, pp.1129-1140.
- (5) Liu Y., et al.: Investigation of Unsteady Impeller-Diffuser Interaction in a Transonic Centrifugal Compressor Stage, ASME GT2010-22737, pp.1961-1971.
- (6) Yamada K., et al.: Unsteady Effects of Blade Row Interaction on Flow Field and Aerodynamic Performance of a Transonic Centrifugal Compressor Impeller, ASME GT2021-59462.
- (7) J. J. Adamczyk: Model Equation for Simulating Flows in Multistage Turbomachinery, ASME Paper No. 85-GT-226, 1985.
- (8) J. Busby, et al.: Deterministic Stress Modeling of Hot Gas Segregation in a Turbine, ASME J. Turbomach., 122(1), 2000, 62-67.

## 産業用ガスタービン圧縮機の動特性予測

### Prediction of dynamic response of axial compressor of industrial gas turbine

○小池 裕司<sup>\*1</sup> 岸 真人<sup>\*2</sup> 高木 一茂<sup>\*2</sup>  
KOIKE Yuji KISHI Makoto TAKAKI Kazushige

#### ABSTRACT

Owing to the spread of renewable energy, gas turbine engine has a role to compensate grid energy. In such operation, prediction of dynamic state of gas turbine component is important. This paper investigates the dynamic behavior of heavy-duty gas turbine engine. Simulation model constitutes of compressor, turbine, combustion chamber, duct, and bleed component. Especially, compressor model is divided into four parts by bleed port. Start-up and shutdown simulation are carried out to validate the simulation model. Simulation results shows that in rapid shutdown case the operating line pass through more high pressure point and load of rear stage of compressor grows temporary.

**キーワード：**ガスタービン、圧縮機、負荷変動、動特性予測

**Key Words:** Gas Turbine, compressor, load change, dynamic simulation

#### 1. はじめに

再生可能エネルギーの活用が進む中、ガスタービン発電は再生可能エネルギーの出力変動に素早く対応するフレキシブルな運転が求められるようになっている。従来のガスタービンは設計点や決められた運転点における、準静的な作動点の性能予測を中心としている一方、起動昇速や負荷変動、負荷遮断などの動的な運転を行う際は、流量調整の入口案内翼開度や、燃料流量、回転数制御に応じて、準静的な運転点と異なる作動点を取ってガスタービンが運転される。そのためガスタービンの安全な運用のためには、このような過渡運転時における動特性(流量・圧力・温度・回転数等)を予測することが重要になってきている。

#### 2. ガスタービンのシミュレーションモデル

設計点の性能予測にはCFDが広く用いられているが、数秒に渡るような動特性予測には適しておらず、低次元のモデルにて挙動を予測する試みが古くからおこなわれてきた。Shobeiori[1]らは GETRAN というガスタービンの各要素のコンポーネントをモデル化した動特性モデルを構築し、航空エンジンのノズルエリアの変化や燃料スケジュールを変化させた際の挙動予測を行っている。また、圧縮機の旋回失速やサージに注目した研究がGreitzer[2]により行われており、また圧縮機を多段化したモデルでのシミュレーションも Boyer[3]らにより行われ

ている。また、近年では Petrovic[4]らによってガスタービンの動特性予測が行われており、計算機の進歩などから、運転時にリアルタイムのシミュレーションも可能であるとの提案もされている。

三菱重工業では、圧縮機の動特性を予測するダイナミックシミュレーションと呼ばれるモデルを有しており、圧縮機・タービン・燃焼器のモデル化を行うことにより、ガスタービン作動ラインの事前予測や、制御ロジックの検証に用いられている。シミュレーションモデルは、試験機の圧縮機などで検証を行っており[5]、圧縮機のサージや旋回失速に着目しモデル化を行ってきている。

#### 3. ダイナミックシミュレーションモデル

##### 3.1. モデルの概要

ガスタービンのダイナミックシミュレーションモデルは圧縮機、タービン、車室・燃焼器、その他配管系統といった要素で構成される。静特性である圧縮機やタービ

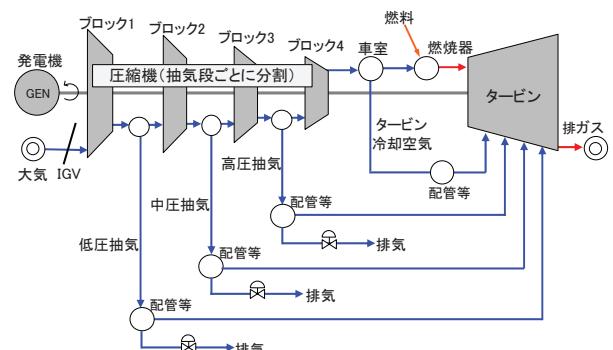


Fig. 1 Schematic of dynamic simulation model

\*1 三菱重工業(株) 総合研究所  
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1  
E-mail: yuji.koike.f4@mhi.com

\*2 三菱重工業(株) ICTソリューション本部

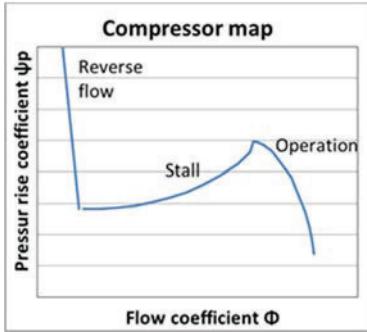


Fig. 2 Image of compressor map

ンの性能はテーブルマップで表現し、動特性は燃焼器車室や各配管の容積、圧縮機や入口ダクトの長さといった物理諸元を反映した微分方程式を解くことで考慮する。

本研究では特に圧縮機部に着目したモデル構築を行い、IGV（入口案内翼）と多段の圧縮機段からなる圧縮機を抽気段ごとに分割してモデル化した。圧縮機の抽気は低圧、中圧、高圧の3系統が存在するため、圧縮機は4ブロックに分割する。Fig.1に圧縮機分割マップを用いたダイナミックシミュレーションモデルを示す。

圧縮機各ブロックの通過流量は抽気流量の影響を考慮でき、抽気部の圧力を解くことも可能になる。抽気段毎の流量・圧力分布を解析可能なダイナミックシミュレーションにより、サーボングや旋回失速といった事象がより詳細に分析できる。また、弁を操作して抽気流量を変化させる起動昇速のシミュレーションにも有用である。

### 3.2. 圧縮機特性マップ

圧縮機の各ブロックには無次元化した流量係数、圧力係数、温度係数をマップ化した特性を適用する。この特性マップは CFD 計算や試験データを基に各ブロック毎に整理することで作成する。

流量係数 $\Phi$ と圧力係数 $\Psi$ の関係を表したマップの例を Fig.2 に示す。無次元数の定義は(1)(2)式に示す。設計点を含む通常の運転点は右側の健全領域 (Operation) に相当するが、何らかのきっかけで失速すると、左側の失速領域 (Stall) や逆流領域 (Reverse flow) に突入する。圧縮機の特性は IGV 開度によって変化するため、複数の IGV 開度に対応した特性マップを用意しており、シミュレーションの際には IGV 開度でマップを補間した上で使用する。

$$\Phi = \frac{Vx}{U} \quad (1)$$

$$\Psi = \frac{P_s(\text{exit}) - P_s(\text{inlet})}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (2)$$

### 3.3. 動特性計算モデル

以下に述べるモデルを用いてガスタービンのダイナミ

ックシミュレーションを行う。

各圧縮機ブロック間や車室、配管等のノード(計算点)では圧力挙動を求めるため、(3)式を解いて質量保存則を解き、(4)式の理想気体の状態方程式を用いて圧力を得る。 $P[\text{Pa}]$ は圧縮機ブロック出口の圧力、 $m[\text{kg}]$ は圧縮機ブロック出口の保有重量、 $G[\text{kg}/\text{s}]$ は流量、 $R[\text{Pa}/\text{m}^3\text{K}]$ は気体定数、 $T[\text{K}]$ は温度、 $V[\text{m}^3]$ は容積である。添字*i*は圧縮機ブロックの番号を表す。

$$\frac{dm_i}{dt} = G_i - G_{i+1} \quad (3)$$

$$P_i = RT_i \frac{m_i}{V_i} \quad (4)$$

各部の圧縮機を通過する空気流量 $G$ は(5)式から圧縮機による圧力上昇 $\Delta P$ と前後ノード圧力のバランスを解くことで求める。 $L[\text{m}]$ は流路長さ、 $A[\text{m}^2]$ は流路断面積である。圧力上昇 $\Delta P$ は Fig.2 に示したような圧縮機マップに流量係数を入力として得た圧力係数から算出する。

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{dG_i}{dt} \right) = P_{i-1} + \Delta P_i - P_i \quad (5)$$

温度を求める際には(6)式で示すエネルギー収支を解く。 $U[\text{kcal}]$ は圧縮機ブロック出口の内部エネルギー、 $(hG)$ は熱量、 $\Delta h$ は圧縮機によるエンタルピ上昇である。内部エネルギーとエンタルピの関係は(7)式で定義される。エンタルピ上昇 $\Delta h$ は圧縮機マップに流量係数を入力として得た温度係数から算出する。

$$\frac{dU_i}{dt} = (hG)_i + \Delta h_i G_i - (hG)_{i+1} \quad (6)$$

$$U_i = m_i h_i - P_i V_i \quad (7)$$

また、タービン通過流量 $G_T[\text{kg}/\text{s}]$ は Stodola の式(8)を解くことで求める。 $P_{in}$ ,  $P_{out}$ はタービン入口圧力および出口圧力、 $T_{in}$ はタービン入口温度である。ストドラ係数 $k_T$ はタービンの性能をテーブルマップ化して用いる。

$$G_T = k_T \sqrt{\frac{P_{in}^2 - P_{out}^2}{T_{in}}} \quad (8)$$

抽気系統の配管を通過する流量は弁の Cv 値や前後圧力、温度から算出する。

燃焼器のモデルでは投入される燃料流量と発熱量、車室空気流量等から燃焼温度を算出し、タービン入口温度を求める。

### 4. 検証対象

本論文は Fig.3 に示すような三菱重工業製の J シリーズの産業用ガスタービンを対象に動特性シミュレーションを行った。表 1 にガスタービンの圧縮機部分の仕様を示す。ガスタービン圧縮機は低圧、中圧、高圧抽気を備えており、起動時や負荷変動時に抽気弁を制御し、サーボリンクの低減を行っている。運転時はタービン冷却やシール空気などに用いられる。

Table1 Specifications of gas turbine engine compressor

回転数	3600RPM
抽気系統	低圧抽気 中圧抽気 高圧抽気
可変静翼	IGV+ VV

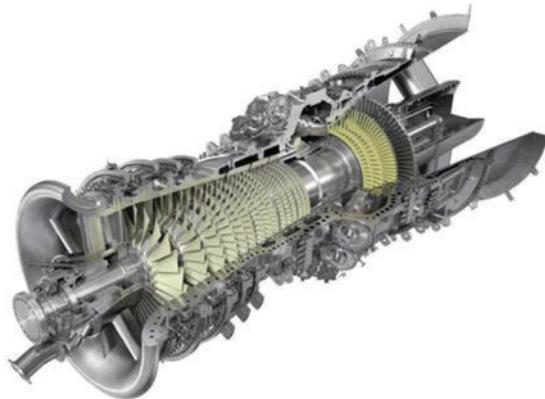


Fig.3 MHI J series gas turbine [6]

ガスタービンのエンジンモデルは MATLAB Simulink で作られており、ガスタービンの各要素のノード/リンクで接続されており、各ノードで流量が計算され各リンクで温度や圧力の物理量が計算される。発電機、圧縮機、タービンは一軸で連結されており、各コンポーネントの熱収支を解くことにより、ガスタービンの回転数を計算している。圧縮機に関しては、抽気段に区切って4分割のモデルとしており、ブロック1、ブロック2、ブロック3、ブロック4と分けて、ブロック毎の圧縮機圧力特性、温度特性を考慮してモデル化することにより、過渡運転時の圧縮機の負荷分布も予測可能なモデルとなっている。

## 5.起動シミュレーション

モデルの検証ケースとしてガスタービンの昇速時の挙動をシミュレーションした。Fig.4に示す回転数スケジュールに沿ってガスタービンは昇速する。またIGV開度や弁開度などもモデルインプットとして与えている。

流量、圧力の運転挙動を Fig.5 に示す。昇速時やIGVの動作に伴う流量増加や、圧縮機マップを考慮した起動時の圧縮機の圧力上昇に関して、シミュレーションにより計測結果を再現できており、シミュレーションにより十分な精度でガスタービンの起動運転状況を模擬できていると考えられる。

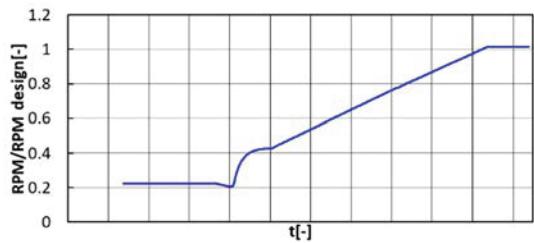


Fig.4 Start-up Rotation speed

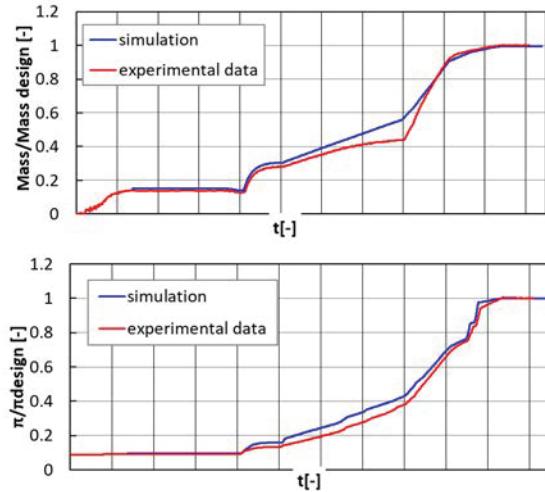


Fig.5 Start-up simulation results  
(Top: Mass flow, Bottom: Pressure ratio)

## 6.負荷遮断シミュレーション

### 6.1 モデルのバリデーション

動特性モデルから、負荷遮断(shutdown)運用時の圧力応答のシミュレーションを行った。負荷遮断の際はIGVを急速に閉じて流量を絞り、GT 負荷を系統から切り離す際の運用形態である。負荷遮断時の燃焼器に関する制御ロジックをシミュレーション上でも模擬しており、実機の制御ロジックを再現してシミュレーションを行っている。

負荷遮断時のIGVの動作レートに関してFig.6に示す。IGV開度、抽気バルブなどの動作レートはシミュレーション上の境界条件とし、圧力・温度・回転数などを出力として比較確認した。Fig.7に各ブロック段の出口圧力の計測結果、シミュレーション結果を示す。圧力挙動は定量的、定性的に模擬できており、シミュレーションによる圧縮機特性や、容積が妥当であることを確認した。また、各ブロック段のサージ裕度をFig.8に示す。サージ裕度に関しては、シミュレーションにインプットした圧縮機マップよりサージ時の圧力係数を考慮し、式(7),(8)にて評価している。IGV締切直前に圧力の抜けが送れることがから、ブロック3-4のサージ裕度が低くなることがシミュレーション結果より分かる。

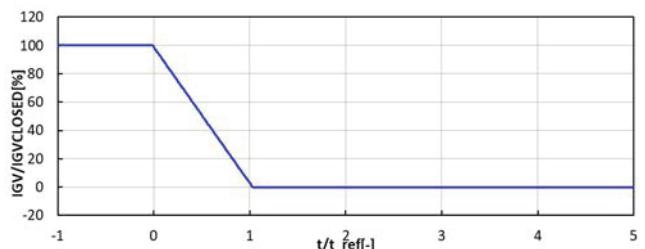


Fig.6 IGV schedule of shutdown

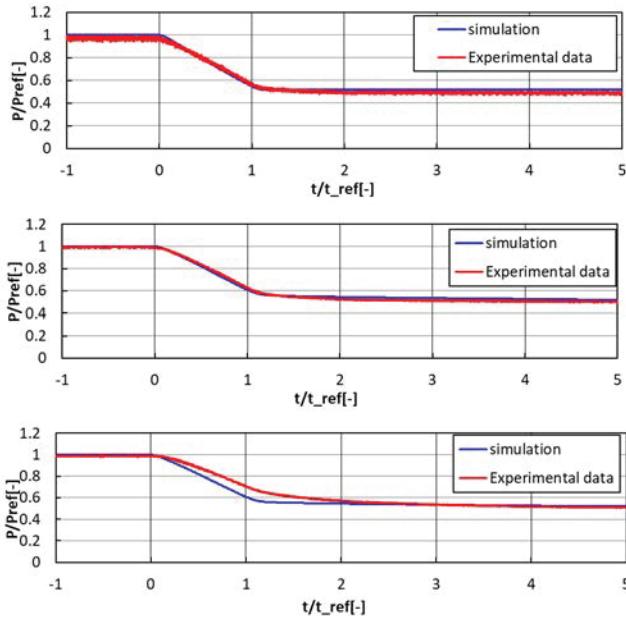


Fig.7 Exit pressure of compressor block stage  
(a)Block1 exit b)Block2 exit, c)Block3 exit)

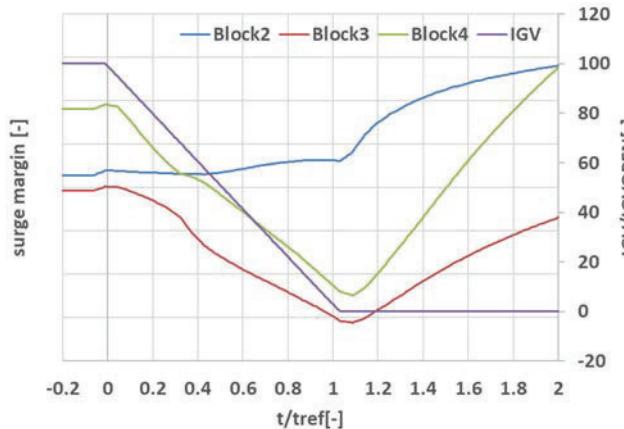


Fig.8 Surge margin of compressor block (2,3,4)  
and IGV schedule

## 6.2 負荷遮断レートを変更したシミュレーション

負荷遮断時間の短縮の検証の為、動作レートを変更したシミュレーションを実施した。通常の基準レートに対し、IGV の動作レートを 1.67 倍にして、高速で IGV を閉めた際の動特性の予測を行った。

$$SM = \frac{\Psi_{surge} - \Psi}{\Psi_{surge}} \quad (9)$$

Table2 IGV Closure rate

基準レート(Normal rate)[-]	1
高速レート(Rapid rate) [-]	1.67

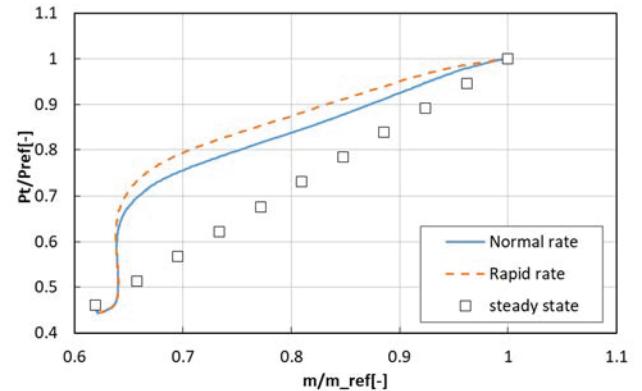


Fig.9 Operation line of rapid and normal shutdown  
(Normal rate/Rapid rate/Steady state)

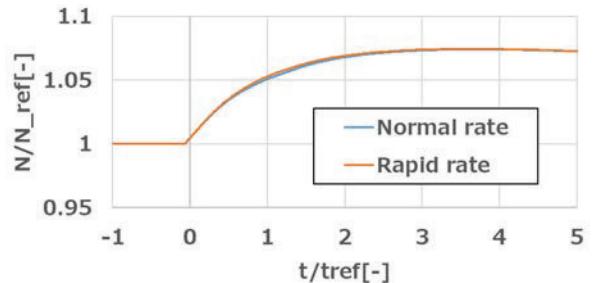


Fig.10 Comparison of Rotation speed between Normal and rapid IGV rate

Fig.9 に通常動作時、高速動作時、また準静定動作時の圧縮機の流量-圧力特性結果を示す。通常よりも高速のレートで動作させることにより、圧縮機の運転点としては高圧力比側で動作するようになり、また IGV の動作レートを上げることによりその傾向が顕著になっている。また、Fig.10 に回転数の挙動変化を示す。負荷遮断時は圧縮機とタービンの仕事のバランスにより、一時的に回転数が上昇するが、制御上 IGV 開度のレートを上げても影響は小さい。

Fig.11 に各ブロック段の負荷分布の挙動を示す。ブロック段負荷の定義は(2)の通りであり、負荷遮断前の量で無次元化している。ブロック 1 では IGV-可変静翼を開めることにより直接的に翼負荷を下げているため、IGV のレートに追従してブロック段負荷が下がる挙動を示す。

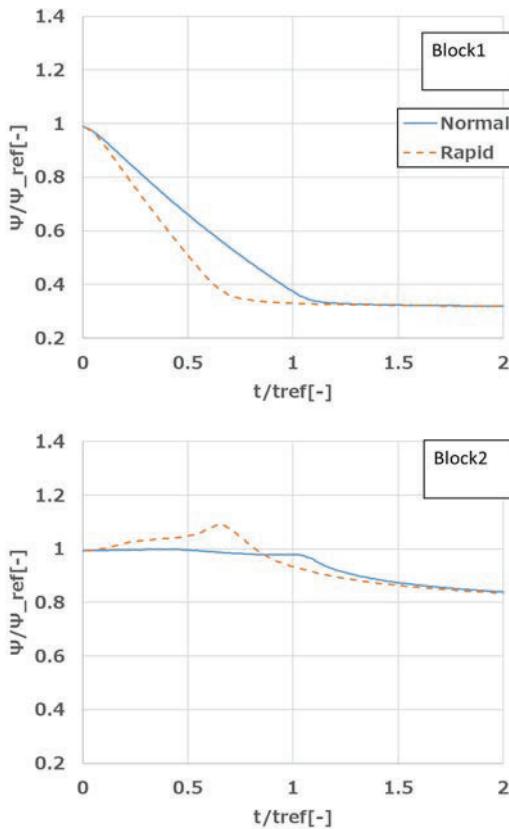


Fig.11 Comparison of pressure coefficient  
(Top block1, Bottom Block2)

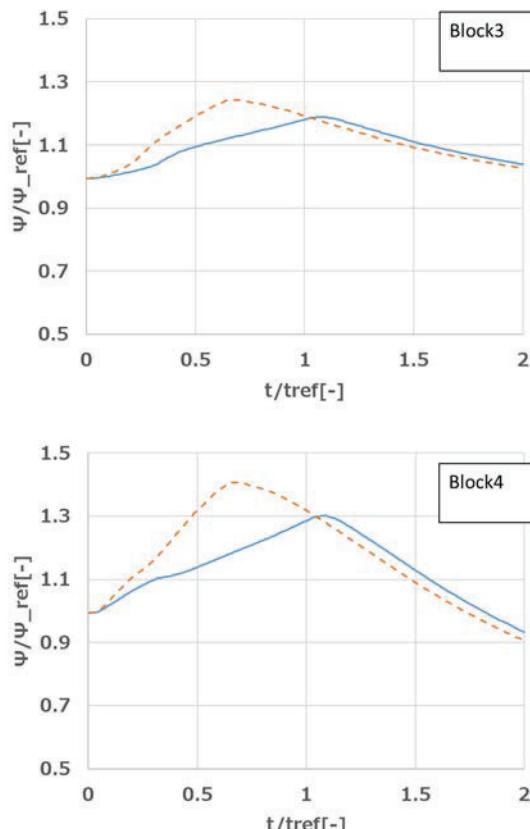


Fig.12 Comparison of pressure coefficient  
(Top block3, Bottom Block4)

一方、ブロック 2(7~9 段)では、動作レートを速くすることにより、 $t=0.6t_{ref}$  の時刻にてブロック負荷が上がる挙動が見て取れる。IGV による流量絞りに対して圧力の抜けが送れることにより負荷上昇が起きている。Fig.12 にブロック 3、ブロック 4 の結果を示す。後方段の圧力の抜けが遅れて、一時的に小流量側の運転点で作動するため、前方段に比べ顕著に負荷が増大することがわかる。

負荷遮断時の IGV レート上昇により、従来よりも素早くガスタービン負荷を落とすことが出来る反面、圧縮機の流量絞りに対して圧力低下が遅れるため、とりわけ圧縮機後方段の負荷が一時的に増大すると言える。遮断運用時の安定な運用のためには、圧縮機のブロック毎に各段の動特性を予測し、ブロック毎に適切な裕度を考慮して運転する必要があると言える。

## 7. 結論・まとめ

1 次元のダイナミックシミュレーションモデルにより、ガスタービンの起動、負荷遮断時の過渡特性予測を行った。圧縮機/燃焼器/タービンをモデル化することにより GT 全体の挙動を予測できるようにしたうえで、圧縮機の詳細なモデル化により、負荷遮断時の過渡的な負荷分布も予測可能なモデルを構築した。負荷遮断の運用時は後方段ブロックにおいて負荷上昇の傾向が見られ、圧縮機のマージンなどから作動レートの増加には限界があると考えられる。また、1 次元的なモデルは CFD に比べて短時間でシミュレーションができるため、急速起動や負荷変動等、GT の動的な挙動予測が必要な状況において有効な手法であると考えられる。

## 参考文献

- (1) M. T. Schobeiri et al., GETRAN: A generic, modularly structured computer code for simulation of dynamic behavior of aero-and power generation gas turbine engines, ASME Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 116 pp483-494, JULY (1994)
- (2) E.M. Greitzer, Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors Part1 Theoretical Compression System Model, ASME Journal of Engineering for Power, pp190-198, APRIL 1976
- (3) W. O Brien, Model Predictions for Improved Recoverability of a Multistage Axial-Flow Compressor, AIAA 25<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference July10-12, 1989
- (4) Djordje Petkovic, et al., Modelling the transient behavior of gas turbines, ASME-GT2019-91008
- (5) Satoshi Yamashita, et al., Investigation of Unsteady Compressor Behavior under Transient Conditions, IGTC-2019-112
- (6) Masanori Yuri, et al., Operating Results of J-series Gas Turbine and Development of JAC, Mitsubishi Heavy Industries Technical Review Vol.54 No.3 (September 2017)

## 境界層吸い込み（BLI）を模擬したディストーション下における翼傾斜がファン性能に及ぼす影響に関する数値解析

### Numerical analysis of the effect of blade inclination on fan performance under total pressure distortion simulating Boundary Layer Ingestion

○正木 亮好<sup>\*1</sup> 河野 雅大<sup>\*1</sup> 佐藤 哲也<sup>\*1</sup>  
MASAKI Akiyoshi KONO Masahiro SATO Tetsuya  
岡井 敬一<sup>\*2</sup> 賀澤 順一<sup>\*2</sup> 正木 大作<sup>\*2</sup>  
OKAI Keiichi KAZAWA Junichi MASAKI Daisaku

#### ABSTRACT

Boundary Layer Ingestion (BLI) is a technology which is effective to reduce fuel consumption of future commercial aircrafts. However, the inlet distortion caused by BLI has a negative effect on the engine performance. This paper investigates the effect of adding a inclined angle to the rotor blades on the fan performance under BLI condition. Forward sweep angle and suction-side-inclined dihedral angle were prepared, and numerical analysis was conducted under circumferential distortion simulating BLI. These results were compared with the original blade fan performance. As a result, forward sweep angle improves fan efficiency and effective in BLI condition. On the other hand, suction-side-inclined dihedral angle decreases fan efficiency.

**キーワード：**境界層吸い込み（BLI）、全圧ディストーション、ファン効率、スイープ、ダイヘドラル  
**Key Words:** Boundary Layer Ingestion, Inlet Distortion, Fan Efficiency, Sweep, Dihedral

#### 1. はじめに

近年の航空輸送量の増加に伴い、航空機の環境適合性が課題になってきている。境界層吸い込み（Boundary Layer Ingestion; 以下 BLI）とは、航空機機体に発生する境界層をエンジンに吸い込ませることによって、機体の抗力を減少させ、燃費向上につながることが期待されている技術である。しかし一方で、従来ダイバーターを用いて取り込まないように避けてきた境界層をエンジンが吸い込むことで、エンジン上流側に全圧ディストーションが生じ、空力性能の低下を引き起こすことが予想されている。以上から BLI による燃費向上の効果は、抗力低減のメリットからエンジン効率低下のデメリットを差し引いたものになる。BLI の技術を作用した機体のコンセプト案を図 1<sup>(1)</sup>に示す。

BLI の理論的な効果については、Drela<sup>(2)</sup>のパワーバランス理論で説明されており、図 2 に BLI 理論の概要図を示す。式(1)は航空機のエネルギー収支を表している。 $P_k$

は推進器が生み出すエネルギーであり、 $TV_\infty$ は推進仕事、

$$P_k = TV_\infty + \Phi \quad (1)$$

$\Phi$ は散逸である。2次元翼で考えた場合、散逸 $\Phi$ は翼面上での境界層の摩擦抵抗による $\Phi_{surface}$ と後流が大気速度に戻る際の散逸による $\Phi_{wake}$ に分けられ、式(1)は式(2)に書き換えることができる。

$$P_k = TV_\infty + \Phi_{surface} + \Phi_{wake} \quad (2)$$



Fig. 1 BLI model D8<sup>(1)</sup>

\*1 早稲田大学  
〒169-8555 新宿区大久保3-4-1  
E-mail: 811-ikasam@asagi.waseda.jp  
\*2 宇宙航空研究開発機構  
〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1  
E-mail: okai.keiichi@jaxa.jp

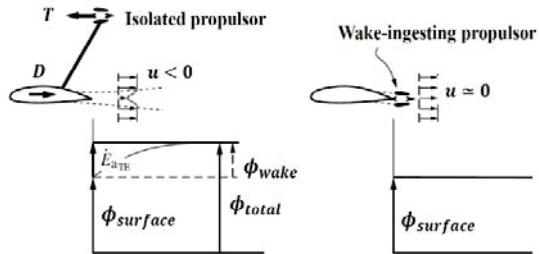


Fig. 2 Comparison of dissipation in isolated and wake-ingesting propulsors for 2D airfoil<sup>(2)</sup>

図2でのBLIでは、境界層をエンジンに吸い込み、理想的に加速させることで、 $\Phi_{wake}$ を除去でき、その分だけ推進器が生み出す必要なエネルギー $P_k$ が減少することが期待されている。

一方で先述の通り、BLIではファン効率が低下するデメリットが存在する。

$$P_k = \eta_f \eta_m P_E \quad (3)$$

式(3)において、 $P_E$ はモーターに入力するエネルギー、 $\eta_f$ はファン効率、 $\eta_m$ はモーター効率を示している。すなわちファン効率 $\eta_f$ が低下すると、 $P_k$ も低下する。よって全圧ディストーション下での $\eta_f$ 低下を抑えられるファン設計が求められている。

本研究では、BLIを模擬したディストーション下で、翼に傾斜を与えたファンの性能を取得し、翼傾斜が与える影響について調査する。そしてディストーション下でのファン性能向上を目的としている。

## 2. 計算方法

### 2.1 計算手法

計算のスキームを表1に示す。ソルバはJAXAで開発されたUPACSを使用し、RANSを用いた。また解析にはJAXAのスーパーコンピューターシステム(JSS2)を用いている。格子はO-GridおよびH-Gridを用いたハイブリッド格子を使用している。解析は18枚ある翼の全周解析を行った。

Table 1 Overview of the CFD scheme

支配方程式	RANS
乱流モデル	Spalart-Allmaras
時間反復法	MFGS
対流項	Roe Scheme

### 2.2 解析対象

解析対象はJAXA 50cm ファン改良型動翼<sup>(3)</sup>である。以降この動翼形状をベース形状と呼称する。図3にファン、表2に諸元を示す。



Fig. 3 JAXA 50cm ファン改良型動翼<sup>(3)</sup>

Table 2 ファン諸元

ファン外径	500mm
動翼数	18
設計流量	34.5 kg/s
設計回転数	15135rpm
ファン動翼全圧比	1.7
動翼効率	92%
ハブ/チップ比	0.311
チップ Mach 数	1.3

### 2.3 スイープ翼・ダイヘドラル翼

翼を傾斜させることにより、ケーシングやハブ付近での流れを改善し、作動域の拡大や、効率向上が計れるとされている<sup>(4)</sup>。本研究では、解析対象の50cmファンとともに、上流方向に傾斜を設けたスイープ翼とダイヘドラル翼を用意し、解析を行った。

スイープはスタッガーラインに沿って翼素を移動させたものであり、一般に上流方向に傾斜させた場合、サージマージンの増加や性能向上が見られる。

一方ダイヘドラルはスタッガーラインに垂直な方向に翼素を傾斜させたものである。これにより流体は翼力を受け、スパン方向の力を受けるため、圧力レベルの高い領域が発生し、その領域での速度が低下し、負荷の低下につながる。

本研究では、スイープは図4、ダイヘドラルは図5のように傾斜を設けた。ディストーションはチップ側に存在するため、傾斜は50%スパンから設け、チップの傾斜がベース形状と13.8度になるように設けた。その概略図を図6に示す。

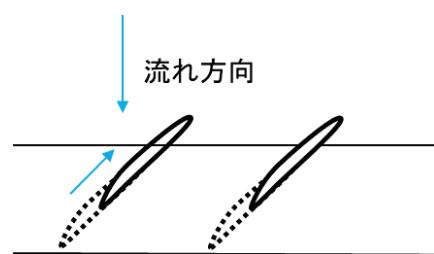


Fig. 4 スイープ翼

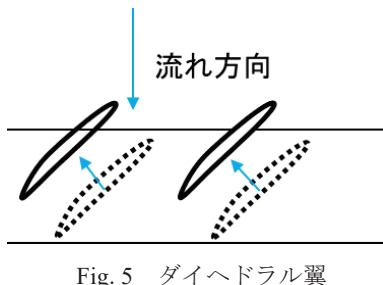


Fig. 5 ダイヘドロダル翼

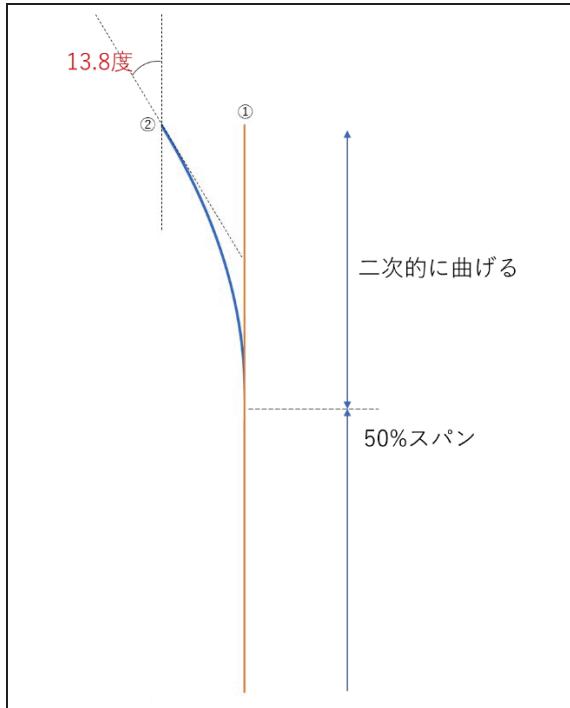


Fig. 6 ベース形状 (①) と傾斜翼 (②) の概略図

### 3. 入口全圧分布の設定

本解析で用いるディストーション形状は、著者らが以前実施した BLI 検証風洞試験形態<sup>(5)</sup>を対象に行った CFD 計算結果を参考に作成したものである。ディストーション形状を図 7 に示す。図 7 では、ファン入口下部に全圧の低い領域が存在していることが分かる。すなわちチップ側にディストーション領域が存在する。BLI 条件での平均全圧は 99.35 kPa である。

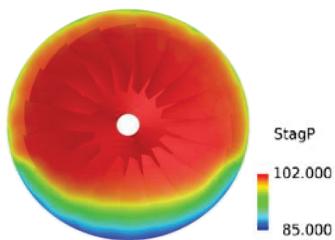


Fig. 7 Total distortion profile

## 4. 結果と考察

### 4.1 スイープ翼

本研究では、ベース形状ファンの結果<sup>(6)</sup>と比較する。取得したスイープでの特性曲線を図 8、図 9、図 10 に示す。なお図中 BaseClean とは、ベース形状の一様流条件での結果<sup>(6)</sup>である。一様流条件での平均全圧は 101.325 kPa である。

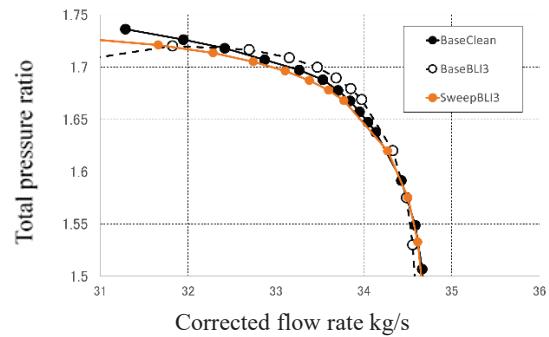


Fig. 8 PQ マップ (スイープ)

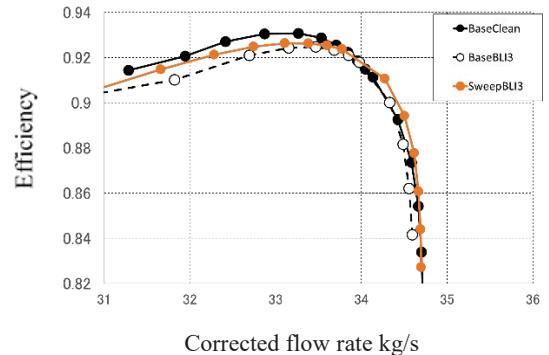


Fig. 9 効率マップ (スイープ)

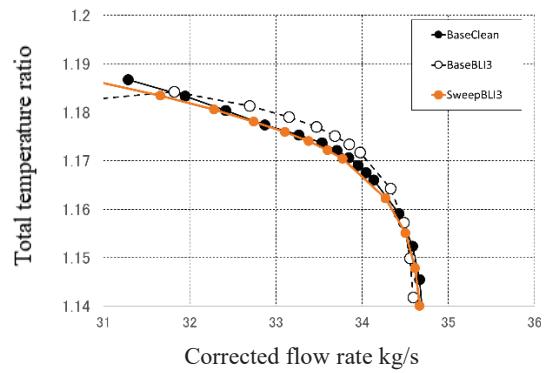


Fig. 10 全温比 (スイープ)

上図より、上流方向にスイープさせた翼では、全圧比と全温比は、ベース形状 BLI 条件より小さくなつた。一方効率は、ベース形状一様流条件と比べると減少したものの、ベース形状 BLI 条件より広い流量の範囲で上昇している。

図 11 に最高効率点 (Peak Efficiency; 以下 PE) 96%スパンでのエントロピー分布を示す。図 11 より、上流への

スイープでは、ベース形状よりも損失の発生が抑えられていることが見られ、ベース形状では損失の原因となっていたチップ側の低運動量の流体が上流方向スイープにより、ミッドスパン方向に移動したことや、チップでの失速が抑えられている可能性が考えられる。

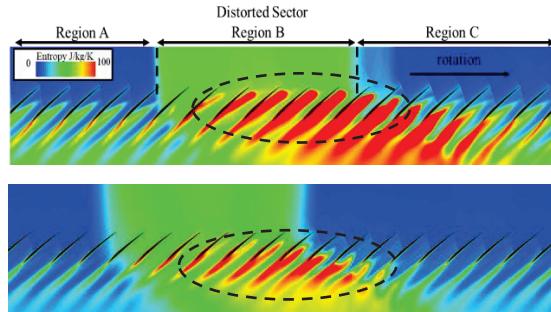


Fig. 11 96%スパン PE でのエントロピー分布  
(上:ベース形状, 下:スイープ)

#### 4.2 ダイヘドラル翼

ダイヘドラルでの特性曲線を図 12, 図 13 および図 14 に示す。安定解は  $32.42 \text{ kg/s} \sim 33.24 \text{ kg/s}$  の範囲まで得られた。

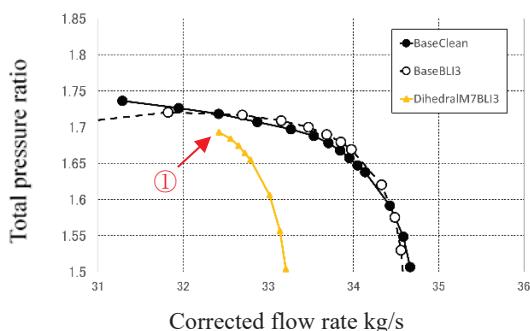


Fig. 12 PQ マップ (ダイヘドラル)

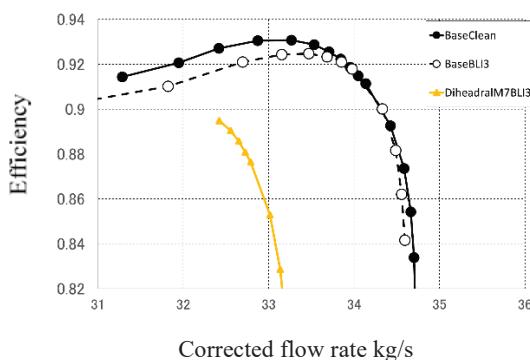


Fig. 13 効率マップ (ダイヘドラル)

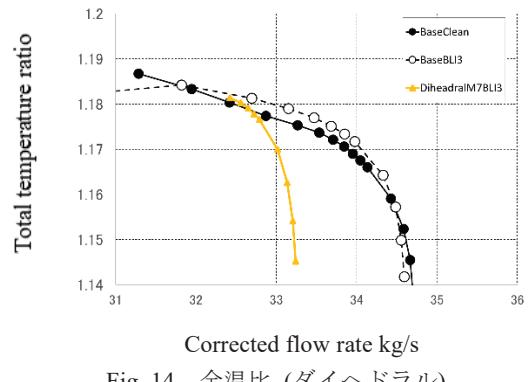


Fig. 14 全温比 (ダイヘドラル)

上図より、本研究での設けたチップ側を負圧面方向に傾斜させたダイヘドラル（図 5, 図 6 参照）では、ベース形状と比較しチョーク流量が小さくなつた。本研究でのダイヘドラルでは、等流量でベース形状と比較して、全圧比、効率、全温比のいずれでも下回つており、チップ側に境界層を持つディストーション下では、このようにダイヘドラルを設けることは、むしろ逆効果であることが示唆された。これは、チップ側での圧力レベルを上げたことが、チップ側の流体の速度低下やミッドスパンで方向への移動ではなく、圧力上昇がさらなる逆流につながつたと考えられる。

図 15 はダイヘドラルの 96%スパン図 12 中①と同流量付近でのベース形状のマッハ数分布であるが、特にディストーション領域以外での逆流が顕著になっていることが見られる。

ダイヘドラルでのチョーク流量低下の原因を探ると共に、ダイヘドラルを逆方向に設けた結果を取得することが、これから課題である。

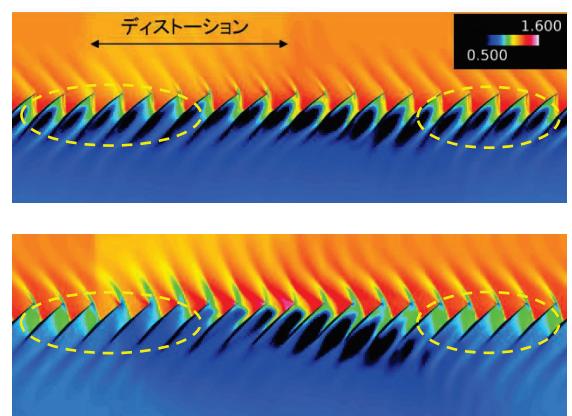


Fig. 15 96%スパンでのマッハ数分布  
(上: ダイヘドラル図 12 中①, 下: ベース形状)

#### 5.まとめ

BLI を模したディストーション下での翼傾斜（スイープ、ダイヘドラル）がファン性能に与える影響について調査し、JAXA で開発された UPACS を用いて数値解析を

行った。対象は JAXA 50cm ファン改良型動翼とし、この動翼をベース形状としたスイープ翼とダイヘドラル翼を設けたもので計算を行い、ベース形状の結果と比較を行った。これにより以下のことが得られた。

- ・チップ側を上流方向にスイープさせた翼での BLI 条件下においてのファン性能は、ベース形状の場合と比べて、全圧比は小さくなり、効率は広い流量範囲で向上した。また、ベース形状と比較してチップ側での損失が減少しており、チップ側に周方向ディストーションを持つ BLI 条件下でのファン性能向上に有効である可能性がある。これは、上流側スイープによるチップ前縁部での負荷低減や、低運動量流体のミッドスパン方向への移動が原因であると推測される。
- ・チップ側を負圧面方向に傾斜させたダイヘドラル翼では、ベース形状の場合と比べて、等流量での全圧比、効率、全温比のいずれにおいても低下した。よって本研究でのチップ側を負圧面方向に傾斜させたダイヘドラル翼形状では、ファン性能向上につながらないと示唆された。これはチップ側での逆流を引き起こしてしまったと推測される。

本研究ではチップの上流方向スイープがディストーション下でのファン性能向上に効果があることが示唆された。今後、傾斜する方向や角度を複数パターン用意し、それぞれの結果を比較検討していくことが課題である。

## 参考文献

- (1) David K. Hall, Aircraft Propulsor Modelling and Design for Boundary Layer Ingestion, AIAA paper (2017).
- (2) Drela, M., Power Balance in Aerodynamic Flows, AIAA Journal, Vol 47, NO. 7 (2009), pp. 1761-1771.
- (3) 正木大作, 二村尚夫, 西澤敏雄, JAXA クリーンエンジンプロジェクトにおける遷音速ファンの開発と検証, 53<sup>rd</sup> 航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集 (2013), JSASS-2013-0037.
- (4) 三崎仁郎, 黒川淳一, 翼の傾斜技術の動向 : スイープ (sweep) とダイヘドラル (dihedral) の効果について (その 1 : 流れに対する制御機構), ターボ機 32 卷 10 号 (2004), pp. 577-585.
- (5) Tsuruta, R., Mitani, Y., Ogushi, S., Okuno, Y., Sato, T., Harada, M., Okai, K., Experimental investigation on the effect of boundary layer ingestion using a two-dimensional airfoil, Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2019 Tokyo, IGTC-2019-039 (2019).
- (6) Masaki, A., Ogushi, S., Tsuruta, R., Nishiwaki, D., Sato, T., Okai, K., Kazawa, J., Masaki, D., Harada, M., Assessment of the Influence of Boundary Layer Ingestion (BLI) on the Axial Fan, ISROMAC2019- 00113, 18th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC 18), November 23-26, 2020.

## 乱流生成量に着目した多段翼列計算における ミキシングプレーン位置の影響評価

### Impact of Mixing Plane Position on Turbulence Generation in Multi-Stage CFD

○谷 直樹<sup>\*1</sup>  
TANI Naoki

#### ABSTRACT

Even though high-fidelity CFD becomes gradually practical for gas-turbine simulation, steady RANS analysis is still a workhorse especially for design phase. Mixing plane is essential for steady multi-stage CFD, however, dependency on streamwise position is still unknown. In the present study, impact of mixing plane position is estimated focusing upon turbulence generation. Firstly, simple annulus tube shape with single wake is evaluated to clarify overall tendency, and multi-stage compressor calculations are carried out to compare performance and internal flow.

**キーワード :**CFD、多段、定常計算、RANS

**Key Words:** CFD, Multi-Stage, Steady Analysis, RANS

#### 1. はじめに

多段翼列のCFDに関しては、URANSやLES、ハイブリッド法などの非定常解析が設計レベルでも視野に入るようになってきたが、設計開発時においては計算時間の短さもあり定常RANS計算は未だに主流である。

定常計算では翼列間の接続には周方向の分布を平均化して与えるミキシングプレーン法<sup>(1)</sup>が必要となる。最も基礎的な手法は保存量を周方向に質量加重平均する方法であるが、流量が保存しない、非物理的な分布が発生する欠点があることから、Giles<sup>(2)</sup>、Tani<sup>(3)</sup>により保存性を保証し周方向の非物理的な分布を防ぐ手法が提案されている。しかしこれらの手法は非物理的な分布を無くす、という目的であり実際の現象の適切な再現という面では依然として不明点が多い。特に、過去の検討では流れの方程式の適切性のみに着目しており、乱流関連の物理量への影響への検討はなされていない。加えて、ミキシングプレーンをどの位置に設置するか、と言う点に関してはノウハウとしては各研究者、メーカーで有していると考えられるが、系統だった検討は見られない。

本検討では、乱流生成量に着目してミキシングプレーン位置の影響の評価を行った。乱流が多く生成される翼のウェイクの影響に着目して検討を行ったことから、本報告はウェイク損失に関する検討となっている。まず、単純な二重円環でミキシングプレーン位置を変化させた

解析を行い基礎的な特性を明らかにした。次いで翼列形態で同様の事象が発生するか検討を行い、最後に一般的な傾向をまとめた。

#### 2. 解析手法

解析コードはJAXAにて開発されたUPACS<sup>(4)</sup>を用いた。支配方程式は一般的な圧縮性Navier Stokes方程式であり、セル中心定義で記述されている。今回は定常計算での検討であることから、時間進行はLocal Time Steppingを適用したMFGS法(Matrix Free Gauss Sidel)を用いた。ミキシングプレーンについては前述した通り複数の手法が提案されているが、内部流では保存性の担保が重要であり、なおかつ非物理的な分布の発生が少ないBuffer Layer型無反射<sup>(3)</sup>を用いている。本手法は格子粘性を活用してミキシングプレーンでの周方向分布を積極的にダンピングさせる手法であり、特殊な処理が不要で安定かつ良好に無反射条件と保存性を確保できる利点があるが、計算負荷が Giles型の無反射ミキシングプレーンより高い欠点がある。詳細については参考文献を参照いただきたい。

乱流モデルについては一般的なSA(Spalart-Allmaras)法<sup>(5)</sup>を用いた。

$$\frac{D\hat{v}}{Dx_i} = C_{b1}(1 - f_{t2})\hat{S}\hat{v} - \left[ C_{w1}f_w - \frac{C_{b1}}{\kappa}f_{t2} \right] \left( \frac{\hat{v}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (v + \hat{v}) \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \right] \quad (1)$$

\*1 株式会社IHI  
〒196-8686 東京都昭島市拝島町3975-18  
E-mail: tani3591@ihi-g.com

ここでは修正乱流動粘性、 $\hat{S}$ は生成項、 $d$  は壁面からの距離、 $\nu$ は層流の動粘性、それ以外の文字は保存量から計算可能な係数もしくは定数である。今回、生成項 $\hat{S}$ は複数の検証解析を行った結果、下記の歪み速度  $S$  で定義する形とした。

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

ここから、速度剪断が大きい箇所で乱流生成量が増えるという定式化であることがわかる。

### 3. 二重円環での検討

#### 3.1 検討した流れ場

最初に基礎的な形状である二重円環形状を用いて検討を行った。形状については Fig.1 に示す 30 度のケーキカット形状であり、青色を静止領域、赤色を回転領域として、静止領域と回転領域の位置を変化させることでミキシングプレーン位置の影響の評価を行った。格子は一様に分布しており、総格子点数は 30 万点となっている。周方向については周期境界条件を、円環壁面は検討の簡略化のため滑り壁条件を用いた。ここに次の式で定義される全圧分布のウェイクを流入させる。

$$P_t = P_{tAV} \left( 1 - \Delta p \cdot e^{-0.693 \left( \frac{2\theta-L}{L} \right)^2} \right) \quad (3)$$

ここで  $P_{tAV}$  は入口の基準全圧、 $\Delta p$  はウェイクによる全圧ロス、 $L$ 、 $l$  はそれぞれ 1 ピッチの長さとウェイク幅となっている。 $\theta$  は周方向位置であり、ガウス分布的な全圧ロスが生成される (Fig.2)。今回、 $\Delta p$  は動圧の半分の値を与えた。

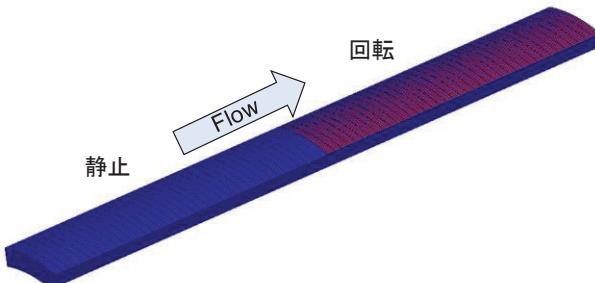


Fig.1 Calculation shape. Blue and red are stationary and rotation regions, respectively.

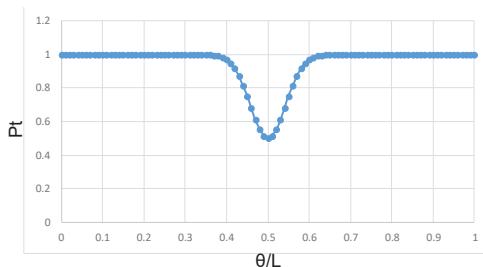


Fig.2 Typical circumferential total pressure distribution.

#### 3.2 ウェイク幅の影響

最初にウェイクの幅の影響について検討を行った。Fig.3 に流れ方向の各断面で質量加重平均を行った全圧と乱流粘性の分布を示す。周方向 1 ピッチ分の 10%、25%、50% のウェイク幅 1 を設定して解析を行った。どちらも入口条件で規格化を行っている。ミキシングプレーン位置で周方向に平滑化されるためミキシングロスが発生し全圧に不連続的な分布が見られる。ミキシングプレーン通過後は、流れが一様流となるため全圧が一定となる。乱流粘性についても、ウェイクの剪断によりミキシングプレーン通過までは増加するが、ミキシングプレーンにて流れが平滑化された後は増加が緩やかとなっている。一様流でも乱流粘性が増加するのは式 (2) 右辺の第 2 項の影響である。全体的な傾向としてはウェイク幅を変えても変化が無いことがわかる。このため、以降の検討では 10% のウェイク幅で検討を行った。

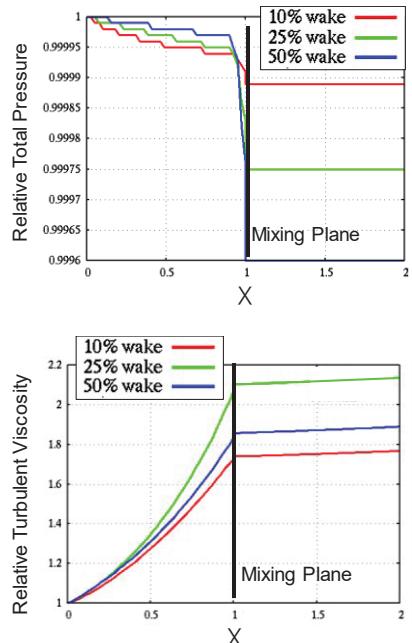


Fig.3 Axial distribution of total pressure and turbulent viscosity.

#### 3.3 ミキシングプレーン位置の影響

次にミキシングプレーン位置の影響について評価を行った。Fig.4 に示す様に、流路長を半分に切る長さを基準 (100%) として、静止領域を 25%、50%、150% の長さに変化させた 4 ケースで比較を行っている。

流れ方向の全圧と乱流粘性の変化を Fig.5 示すが、全圧についてはミキシングプレーン通過後の全圧はミキシングプレーン位置に依存せず同じ値となっている。ここから、全圧ロスについてはミキシングプレーン位置の依存性はこの単純な系では無視できることがわかる。乱流粘性については、ミキシングプレーンで周方向に流れが平滑化される影響で、ミキシングプレーン位置が下流に

あるほど出口での乱流粘性が高くなっている。こちらはミキシングプレーン位置の依存性が大きい。Figure 6 に 25%MP 位置と 150%MP 位置での歪み速度 S と乱流動粘性の比較を示す。式(2)で示される通り、乱流動粘性は歪み速度により生成される。しかし、ミキシングプレーンが上流にある 25% 位置のケースでは乱流生成が抑制されるため、乱流動粘性もミキシングプレーン下流で生成されない。その結果、125%MP 位置の結果より乱流生成量が小さくなり、ミキシングプレーン通過後の乱流粘性値も 25%MP 位置の方が小さくなっている。この平滑化による乱流生成量抑制はミキシングプレーンによる影響であり、全圧ロス自体はミキシングプレーン位置に依存しないとしても、乱流粘性が異なれば下流翼列の流れに影響があることから、全体性能に影響する可能性が高い。

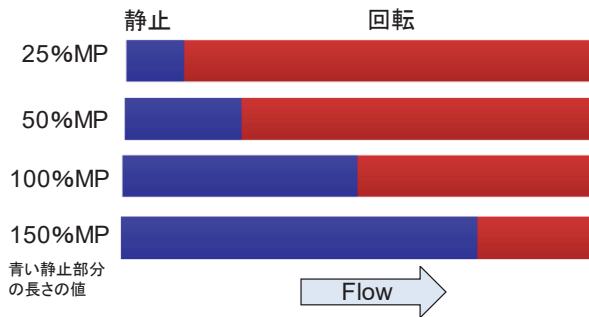


Fig.4 Stationary and rotational region of the present four cases.

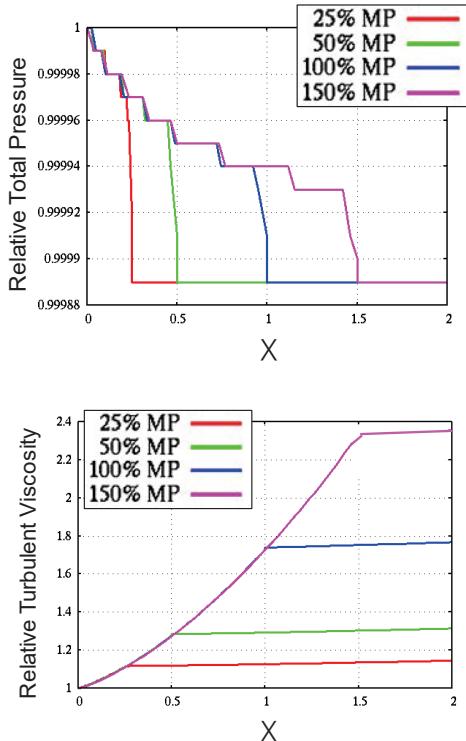


Fig.5 Axial distribution of total pressure and turbulent viscosity with variable mixing plane position.

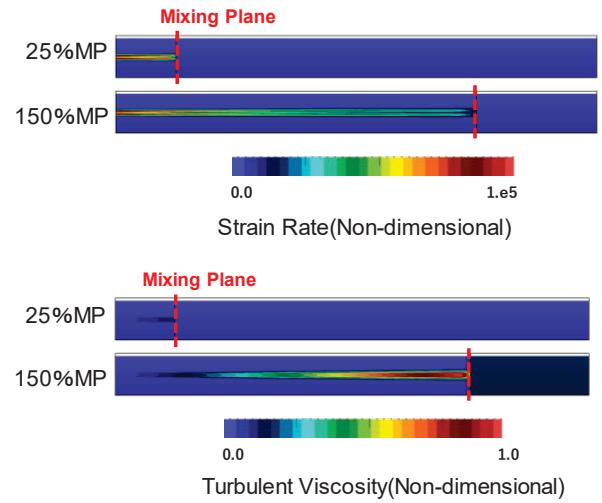


Fig.6 Strain rate (top) and turbulent viscosity (bottom) distributions. Red dashed line shows mixing plane position.

#### 4. 多段圧縮機での検討

##### 4.1 解析対象

次に翼列での検討を行うために、参考文献(6)の 3.5 段圧縮機を用いた。入口は大気開放され、十分に助走距離を置き整流版も設けることでほぼ一様な流入条件を実現している。評価の簡便さを考慮し、入口条件は全温、全圧一定とし、出口では流量を指定して厳密に同じ入口・流量条件での解析を実施した。

解析を行った形状と格子については Fig.7 に示すが、入口、出口境界位置は実験と条件を一致させやすくするため計測レーキの位置に合わせている。実際は翼付け根にフィレット R を有する形状だが、今回は検討の簡略化のために無視し、ハブ、シュラウドも回転／静止領域領域の違いを排除するためスリップ壁としている。なお、翼面は粘着壁条件である。総格子点数は 500 万点となっている。Figure 8 にミキシングプレーン位置を示すが、翼間の上流設置ケースと下流設置ケースの 2 つで評価を行った。

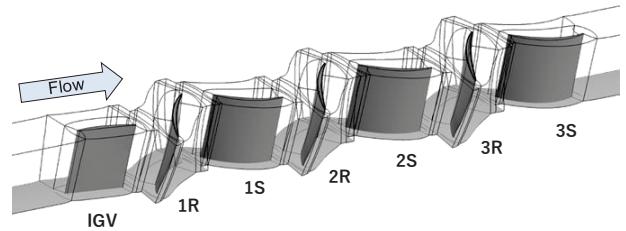


Fig.7 Calculation shape with 7 cascades without fillet R.

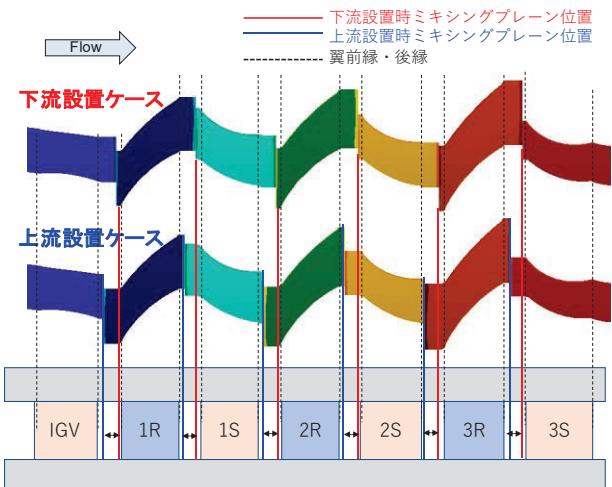


Fig.8 Mixing plane position. Top and middle figures are intermediate blade passage shape and bottom is a meridional view with two mixing plane positions.

#### 4.2 内部流れと全体性能

Figure 9 に IGV から 2 段動翼までの 50%スパン断面における乱流動粘性分布を示す。IGV から 1 段動翼までは両者の違いは小さいが、下流に行くにしたがってミキシングプレーン下流側の方が主流部のエントロピーが大きい。加えて下流設置ケースでは 1 段静翼後縁の剥離がわずかに大きくなっている。下流段でも同様の傾向であり、その結果 Fig.10 に示す様に下流設置ケースの方が上流設置ケースに比べて圧縮比、断熱効率共に低く評価されることとなった。なお Fig.10 での流量は両者で一定となるように設定しているため、違いが無い。この原因について考察を行う。

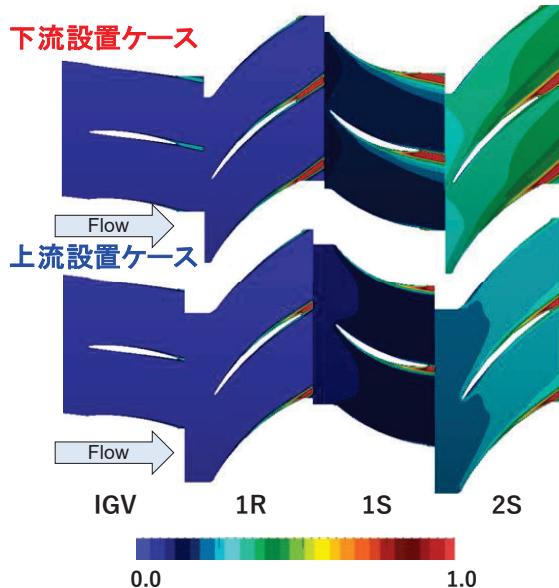


Fig. 9 50% span non-dimensional turbulent viscosity distribution from IGV to 2S.

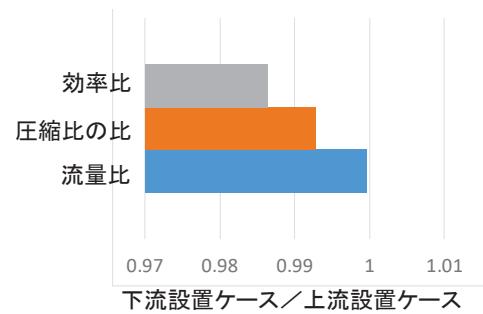


Fig.10 Overall performance difference

Figure 11 に比較的相違が小さい 1 段動翼入口のスパン方向分布の比較を示す。上流設置ケース、下流設置ケース双方で評価位置は同一としているため、上流設置ケースではミキシングプレーン下流側での評価となっている点に注意されたい。この評価位置では、ミキシングプレーンによるミキシングロスによる差はみられるものの、全体的な分布については大きな違いはない。しかし、ハブ側で大規模剥離が見られる 1 段静翼下流(Fig.12)で比較した Fig.13 では大きな違いが見られる。下流設置時では剥離が成長し続けるためハブ側の全圧が小さくなっている。これに対して上流設置時では早期に剥離が平滑化されるため全圧が高いまま維持される形となっている。併せて、剥離領域は流れ角も大きく変化するため Fig.13 でもハブ側での相違が大きくなっている。低損失領域が成長する余地のある下流設置時の方が全体性能にも影響を与える、ということがわかる。

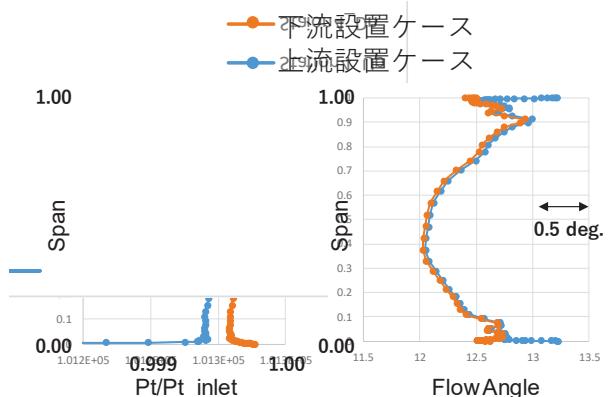


Fig.11 Spanwise distribution between IGV and 1R. Total pressure(left) and flow angle(right)

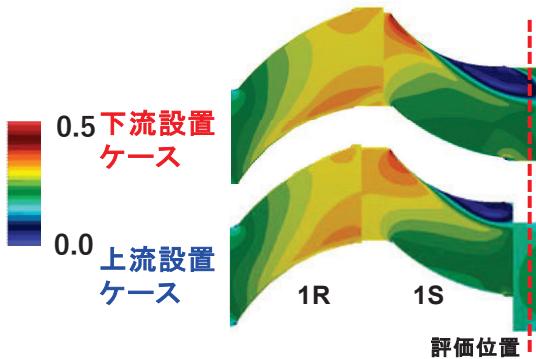


Fig.12 10% span Mach number distribution around 1S.

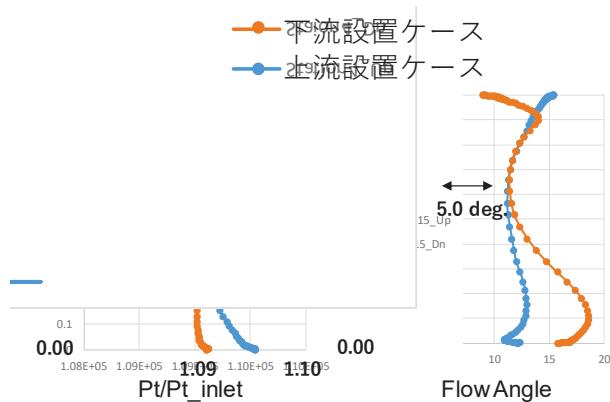


Fig.13 Spanwise distribution between 1S and 2R. Total pressure(left) and flow angle(right)

#### 4.3 実現象との対応

実用に供するうえではどちらがより正しいと考えられるのかと言う点であり、Fig.14 に概略図としてまとめた。実際は非定常的に動翼と静翼が干渉しつつ、その間で乱流が生成されウェイクが拡散しつつ下流段に移流していく。定常計算では周方向にミキシングプレーンで平滑化して受け渡すが、上流設置時では十分に乱流が発達しないまま下流段に流れ込むことから、乱流生成量としては過小に予測していると考えられる。対して下流設置時では、ウェイクや大規模剥離による乱流生成が十分に行われた後にミキシングプレーンにて平滑化されるため、相対的には実現象に近いのではないかと考えることが出来る。

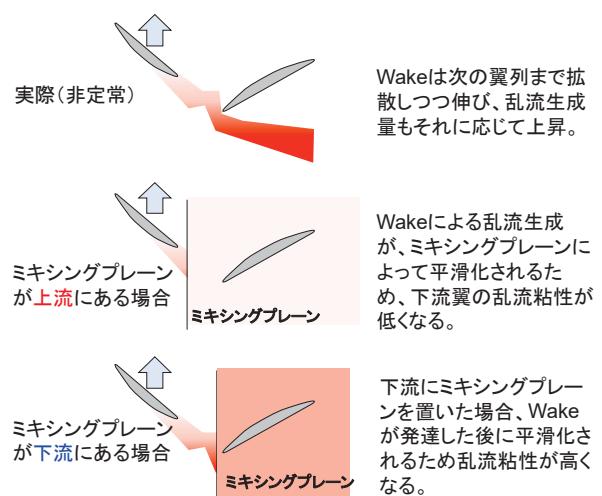


Fig.14 Schematic image of mixing plane position. Red color means turbulent viscosity level.

この点を検証するため、前述の Purdue リグに対してフィレット R、段間キャビティなどを考慮して形状再現性を上げ、ミキシングプレーン位置のみを変えた解析を行い試験結果と比較した。Figure 15 に全体性能の比較結果を示すが、実形状に近い形態でもミキシングプレーンを下流側に設置する方が試験結果に近い性能予測となっており、Fig.14 の考察を補強している。

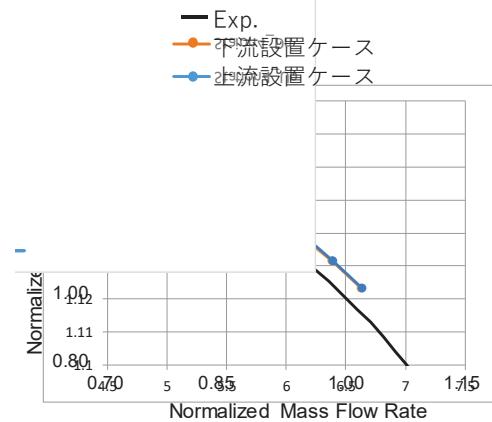


Fig.15 Performance comparison with actual geometry.

#### 5. まとめ

今回は乱流生成量に着目してミキシングプレーン位置の影響評価を行った。その結果をまとめると次のようになる。

1. ミキシングプレーンにより周方向分布が平滑化されるため、ウェイクや大規模剥離での乱流粘性生成が抑制される。
2. このためミキシングプレーン位置が下流にある方が全体性能は低めに出る結果となる。
3. 試験結果との比較では、ミキシングプレーン位置が下流にある方がより良い一致が得られた。

実際にはミキシングプレーンを翼に近づけすぎると格子の歪みが大きくなり、無反射処理を施しているとしてもミキシングプレーンとの干渉により非物理的な内部流となる場合も多い。このため、実用上は格子の歪みやミキシングプレーンでの非物理的な反射の影響が少ない範囲で、可能な限り下流側にミキシングプレーンを設置する、というのが良いと考えられる。

## 5. 謝辞

本検討を行うにあたり、JAXA 賀澤様には UPACS の利用許可及び有用な技術的議論の機会を頂いた。ここに謝意を表す。この場を借りて謝意を表したい。

## 参考文献

- (1) Denton, J. D., and U. K. Singh. "Time marching methods for turbomachinery flow calculation." In Von Karman Inst. for Fluid Dyn. Appl. of Numerical Methods to Flow Calculations in Turbomachines 47 p (SEE N80-12365 03-34 (1979)).
- (2) Giles, Michael B. "Nonreflecting boundary conditions for Euler equation calculations." AIAA journal 28.12 (1990): 2050-2058.
- (3) Tani, N., Simple Non-Reflecting Mixing-Plane Method for Multi-Stage Turbomachinery CFD with Improved Conservation, Proc. of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2018
- (4) Kazawa, Junichi, et al. "Numerical study on fan noise generated by rotor-stator interaction." 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference). 2007.
- (5) Spalart, Philippe, and Steven Allmaras. "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows." 30th aerospace sciences meeting and exhibit. 1992.
- (6) Murray III, W.L., Experimental investigation of a forced response condition in a multistage compressor, 2014

# 生体模倣技術を応用した軸流圧縮機静翼の高性能化

## Performance Improvement of Axial compressor Stator

### Using Biomimetic Technology

○石飛 悠希<sup>\*1</sup> 高橋 正憲<sup>\*1</sup> 三浦 聰允<sup>\*1</sup>  
ISHITOBI Yuki TAKAHASHI Masanori MIURA Toshimasa

#### ABSTRACT

Axial compressors employed in the industrial gas turbines and aero engines are used in a wide operation range. They are required to operate with high efficiency not only at the design condition, but under the partial load conditions. In general, compressor performance is drastically reduced at the lower shaft speed conditions. To enhance its performance, the biomimetic technology is introduced to the compressor stator vane and its effects are investigated using computation fluid dynamics (CFD) simulation. Through this study, it is confirmed that the performance can be improved by utilizing wavy-shaped stator vanes.

**キーワード：**軸流圧縮機、空力性能、生体模倣、受動制御、作動範囲

**Key Words:** Axial Compressor, Aerodynamic performance, Biomimetics, Passive Control, Operation range

#### 1. はじめに

機械駆動や発電用途で使用されるガスタービンでは、多段の軸流圧縮機が用いられる。これらの圧縮機は幅広い作動負荷で用いられ、昨今のエネルギー意識の高まりから定格点だけでなく部分負荷作動時も高い効率が求められるようになってきている。一般的に、多段の軸流圧縮機を部分負荷条件で駆動すると、各段落のマッチングが崩れて、性能が大きく低下する傾向がある。特に低速運転条件では、圧縮機の前方段落で空力負荷が増加しやすく、翼面やエンドウォール付近からの失速やはく離発生に起因した効率低下が起こりやすい。これらの失速を抑える技術検討は、能動制御、受動制御の両面から幅広く検討されている。能動制御では、プラズマアクチュエータを用いた研究<sup>(1,2)</sup>があり、受動制御ではケーシングトリートメントを採用した研究<sup>(3,4)</sup>が精力的に行われている。

一方で、昨今産業界において、トンボや蝶、クジラなどの生物の形状や動きを模倣して機械製品の性能向上させる生体模倣技術（バイオミミクリー）が盛んに研究されるようになってきた<sup>(5-9)</sup>。例としては、空調用ファンや掃除機、扇風機のブレードに、トンボや蝶の羽根の複雑形状を導入して性能改善を図ったものが挙げられる。

しかしながら、軸流圧縮機を対象とした研究例は限られている<sup>(10,11)</sup>。そこで、本研究では生体模倣技術を応用して圧縮機静翼にザトウクジラの胸ビレのような波打ち形状を導入することによって、流れのはく離制御効果や性能改善が可能かを調査した。

#### 2. 検討対象と方法

##### 2.1 対象の圧縮機静翼と模倣する生体について

本研究では、Figure 1に示すような多段軸流圧縮機の前方段固定静翼を対象として検討を行った。多段圧縮機の前方数段には、圧縮機段間の負荷調整を行う可変静翼が採用されることが多く、ある程度の段間ミスマッチングを防ぐことが可能となる。この場合、部分負荷運転時は最も前方に位置する固定静翼の空力負荷が過大となり流れのはく離が生じやすい。研究対象の固定静翼の部分負荷運転時における負圧面限界流線、及び逆流領域をFigure 2に示す。翼ミッドスパン部で大規模な失速が起きており、同時にShroud側のCorner部でも小規模な失速が見られる。今回は、特に失速規模が大きいミッドスパン部での流れの改善を生体模倣技術導入により試みる。

静翼の空力性能向上を目指す上で模倣とするべき生物を決定するために、各生物の代表寸法とレイノルズ数の関係をFigure 3にまとめる。家電のファンや扇風機の羽根は比較的レイノルズ数が低く、トンボやチョウといった生物に近いレイノルズ数を示す。一方で、今回取り扱

\*1 川崎重工業株式会社 技術研究所  
〒673-8666 兵庫県明石市川崎町1番1号

う圧縮機静翼はレイノルズ数が  $10^6$  のオーダとなるため、昆虫よりも大型のクジラ（胸ビレ）などの生体と同程度のレイノルズ数を示し、これらの生物からの形状模倣が妥当と考えられる。本研究で模倣対象としたザトウクジラの胸ビレの形状を Figure 4 に示す。クジラの胸ビレの先端部は、滑らかな流線形状では無くスパン方向に凹凸を持った形状を有している。同様の凹凸形状を圧縮機静翼前縁に導入して、流れの改善が見られるか評価を行った。

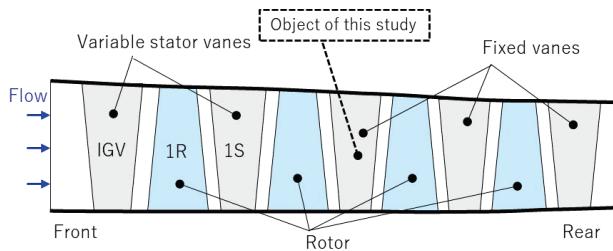


Figure 1. Cross sectional view of multi-stage axial compressor.

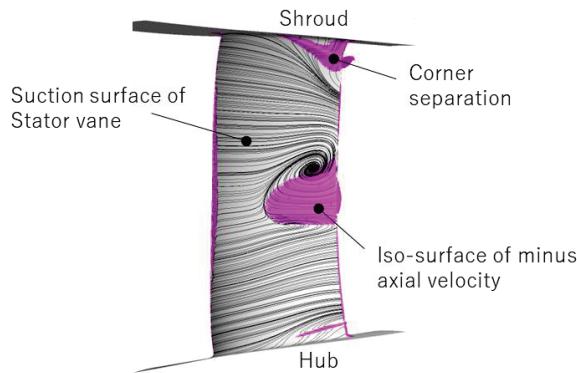


Figure 2. Limiting streamline and reversed flow region of stator vane under low speed condition.

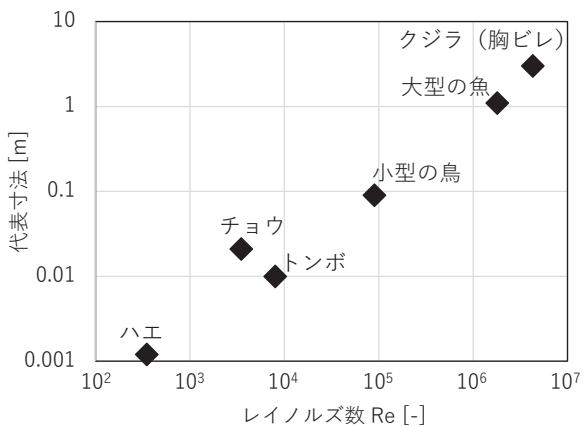


Figure 3. Characteristic dimension and Reynolds number of living organism.

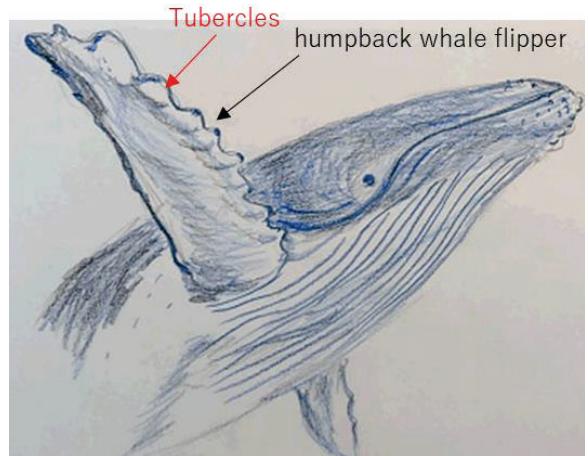


Figure 4. Geometry of humpback whale flippers.

## 2.2 流体解析モデル

対象の静止翼列は低回転数条件にて翼ミッドスパン部で比較的大規模な流れの失速が見られた。そのため、ミッドスパン付近（スパン高さ 0.35～0.65）の前縁部にザトウクジラの胸ビレを模倣した波打ち形状を導入した。波打ち形状は、前縁付近で翼長さをスパン方向に局所的に変化させて導入した。各スパン面の翼骨線は Original 翼から変化させずに翼前縁位置を上流または下流側へ移動させて形状定義を行った (Figure 5)。解析検討ケース、及び解析格子の概略を Table 1, Figure 6～Figure 7 にまとめる。波打ちの振幅やスパン方向の波長の影響を確認するため、それぞれパラメータを変化させた 4 ケースを流体解析で評価した。

流体解析は、ターボ機械の流動評価で研究実績が多い<sup>(12,13)</sup>、ANSYS 社の ANSYS-CFX ver.19.0 を用いた。解析格子は、Numeca 社の AutoGrid5 を利用して作成した。評価時の解析条件を Table 2 にまとめる。解析評価は、該当の静翼部分のみを取り出したモデルとなっており、入口境界条件には圧縮機の全段解析結果から抽出した全圧、全温度、流れ角度の分布を与え、出口境界には静圧分布を付与した。また、ベースラインから入口流れ角度を変化させて、空力負荷を変化させた場合の特性も評価した。入口流れ角を変化させた条件では、静翼入口における流れの平均マッハ数がベースラインと同値となるように出口境界で与える静圧の値を調整した。

Table 1. Specification of tested cases

Case	Wave amplitude [Normalized chord %]	Wave length [Normalized Span %]
Original	—	—
A2W2	2.0	2.0
A2W5	2.0	5.0
A2W10	2.0	10.0
A5W5	5.0	5.0

Table 2. Simulation conditions.

Location	Item	Value
Inlet boundary	Total pressure	Profile from multi-stage CFD results
	Total temperature	
	Flow direction	
Outlet boundary	Static pressure	
Other settings	Wall	Non-slip, Adiabatic
	Turbulent model	Shear Stress Transport

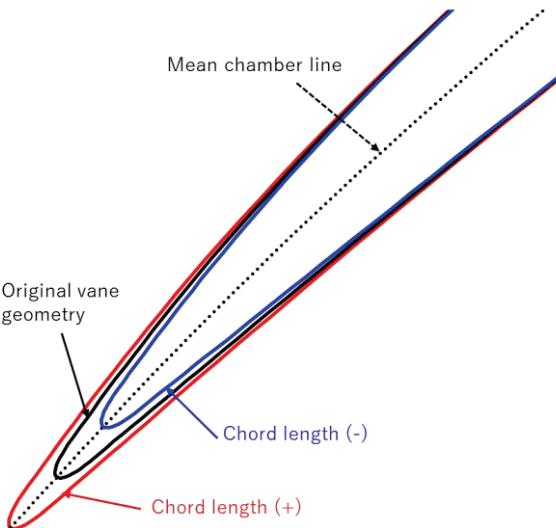


Figure 5. Definition of vane L.E. geometry.

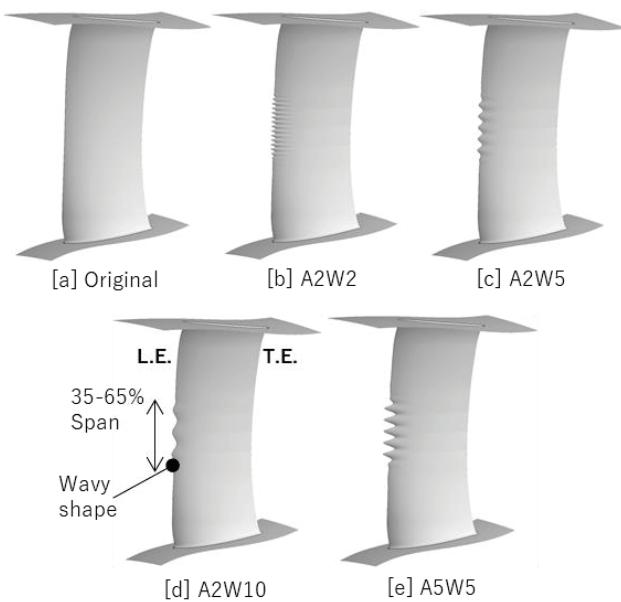


Figure 6. Geometry of simulation cases.

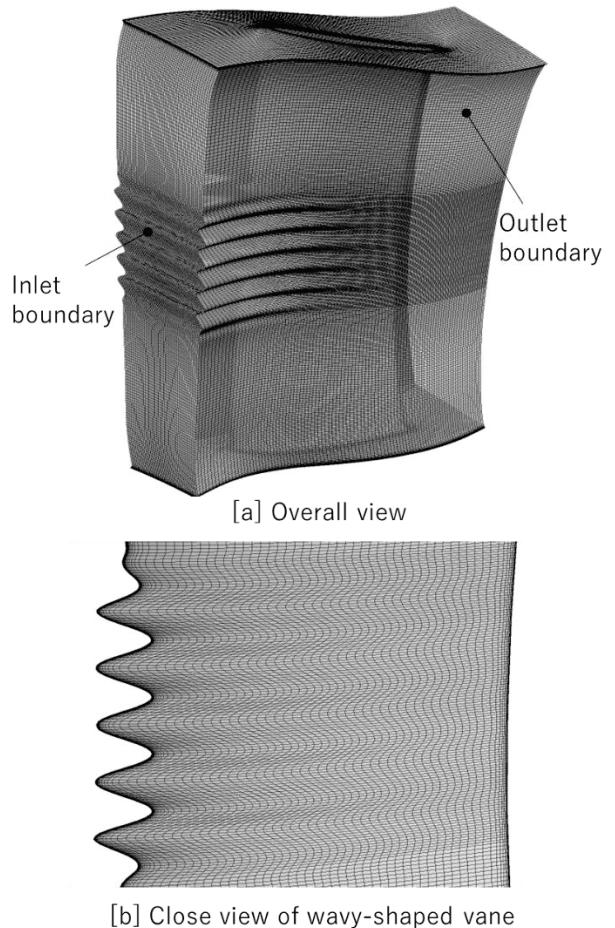


Figure 7. Computational grid.

### 3. 評価結果と考察

#### 3.1 静翼性能の評価

静翼の性能は式(1)の損失係数を元に評価した。前縁に導入する波打ち形状の波長を変えた2ケースをOriginal形状と比較した結果をFigure 8に示す。翼コード長比2%及び5%の振幅を持つ波打ち形状を導入したケースでは、共に低負荷作動(相対流入角-5~0°)条件にて、Original形状と比較して損失増加が確認された。一方で、高負荷条件の相対流入角+3~+5°の範囲では、Original形状よりも性能改善が見られた。全体的な特性としては、コード長比2%の振幅を持つ波打ち形状の方が5%よりも良好な性能を示しており、性能改善のための最適な振幅が存在することが分かった。この傾向は過去の研究例と一致する結果となっている<sup>(10,11)</sup>。

$$\zeta = \frac{P_{t_{\text{out}}} - P_{t_{\text{in}}}}{P_{t_{\text{in}}} - P_{S_{\text{in}}}} \quad (1)$$

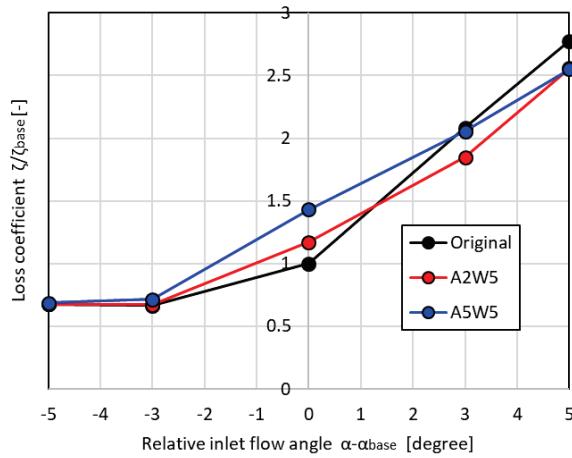


Figure 8. Loss coefficient of stator vane  
(Effect of wave amplitude).

次に導入する波打ち形状の振幅を変化させた3パターンとOriginal形状との比較をFigure 9に示す。波打ち形状を導入した場合では、何れも相対流入角が大きい条件での損失改善が見られた。全体的なバランスから、スパン長に対し5%の振幅を持つ形状を導入したケース(A2W5)で最も改善の傾向が強く、振幅がそれよりも大きいか、または小さい場合は特性悪化が見られた。以上より、導入する波打ち形状には波数や振幅に最適な値があり、適切な値を選択することで、高負荷作動時の特性改善が可能であることが分かった。一方で、設計点に近い負荷条件では若干の損失増加を示すため、高負荷作動と低負荷作動の性能にトレードオフの関係があることが確認できた。

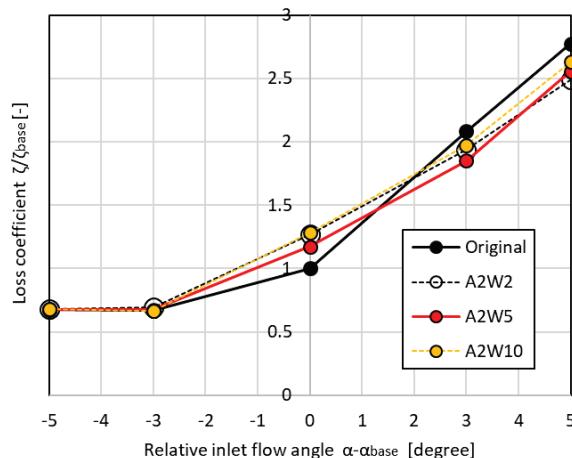
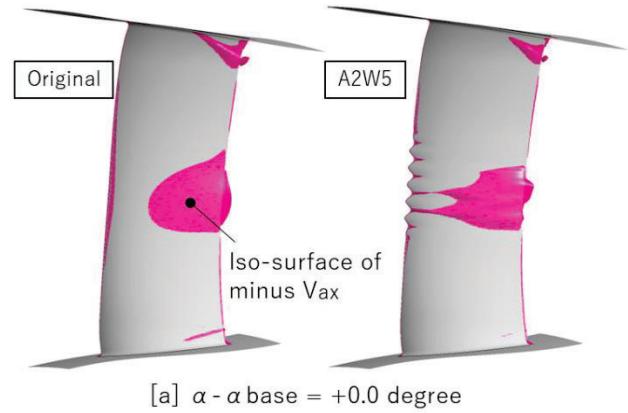
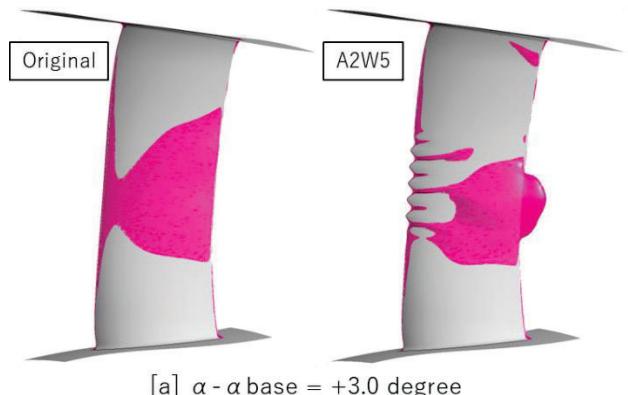


Figure 9. Loss coefficient of stator vane  
(Effect of wave length).



[a]  $\alpha - \alpha_{base} = +0.0$  degree



[a]  $\alpha - \alpha_{base} = +3.0$  degree

Figure 10. Reversed flow area near vane suction surface  
[ $\alpha - \alpha_{base} = 3.0$  degree].

### 3.2 流れ場と損失分布の比較

最も損失低減効果があったケース(A2W5)とOriginal形状の翼負圧面付近における失速領域の比較をFigure 10に示す。ミッドスパン部におけるはく離、逆流は根本的な解消には至らなかったが、逆流が生じているスパン領域は波打ちを導入した翼の方が小さくなっている。詳細な比較を行うために、スパン方向の損失分布をFigure 11にまとめる。負荷が高い条件(相対流入角+3°)下では、波打ちを導入したケースで高い損失を示す領域がミッドスパン部に集中しており、その周辺の損失は改善する傾向を示した。一方で、空力負荷が低下した条件(相対流入角+0°)では、単純に波打ちを導入した部分で損失が増加する結果となった。以上より、波打ち形状導入によってSpan方向の損失分布の変化が確認できた。規模が大きい失速領域が発生している場合は、スパン方向のミキシング効果によって、失速域を一部のスパン位置に集中させて、その周辺での失速改善をすることで、全体的な損失低減が可能であることを確認できた。

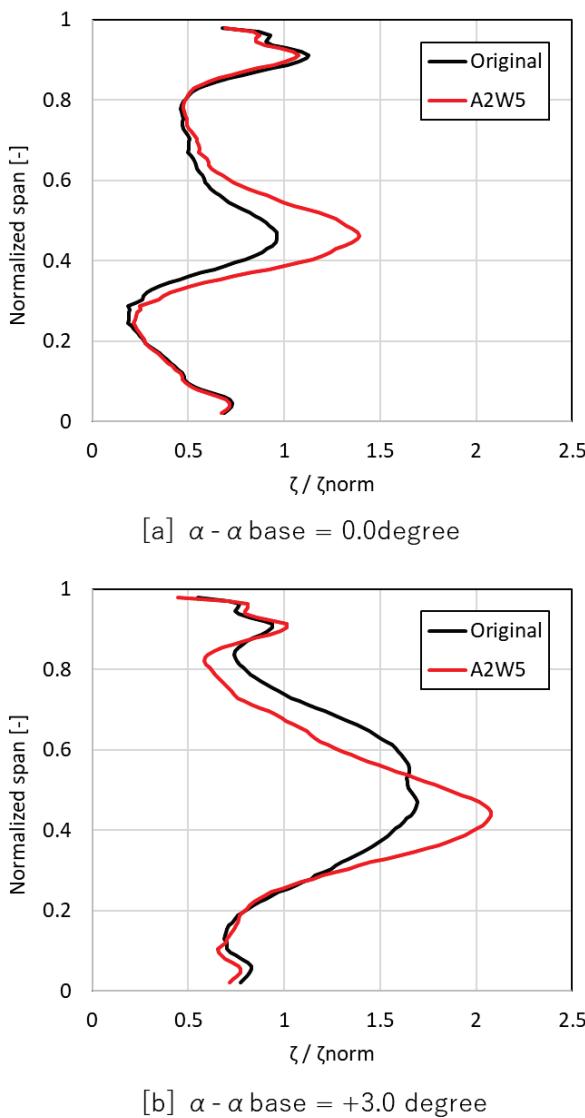


Figure 11. Distribution of loss coefficient.

#### 4. 結論

本研究では、多段軸流圧縮機の前方段固定静翼を対象に生体模倣技術の導入による高負荷条件の作動特性改善を試みた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) はく離が生じているスパン高さ位置の翼前縁にザトウクジラの胸ビレのような波打ち形状を導入した。その結果、高迎角作動時の損失を改善でき機器高性能化に有効であることが分かった。
- (2) 一方で、低迎角作動条件では波打ち形状導入による流体抵抗が増して、空力性能が若干低下するトレードオフの関係を示した。
- (3) 波打ち形状の振幅や波数によって、性能改善効果に異なる特性が見られ、流れの失速制御に最適な振幅や波数が存在することが確認された。

今後の課題としては、更に設計自由度を増した条件にて、

自動最適化システムを導入した設計手法の構築にも取り組んでいく。また、DESやLES解析によるより詳細な流れ場の評価分析や試験設備を利用した解析精度検証も行っていく。

#### 記号

- PT: 全圧  
PS: 静圧  
 $\zeta$ : 損失係数  
V: 速度  
添え字  
in: 静翼入口  
out: 静翼出口  
base: ベースライン作動点  
axial: 軸方向  
norm: 基準点

#### 参考文献

- (1) Saddoughi, S., Bennett, G., Boespflug, M., Puterbaugh, S. L., and Wadia, A. R. (October 28, 2014). "Experimental Investigation of Tip Clearance Flow in a Transonic Compressor With and Without Plasma Actuators." ASME. J. Turbomach. April 2015; 137(4): 041008.
- (2) Akcayoz, E., Duc Vo, H., and Mahallati, A. (March 30, 2016). "Controlling Corner Stall Separation With Plasma Actuators in a Compressor Cascade." ASME. J. Turbomach. August 2016; 138(8): 081008.
- (3) Zhu, G., and Yang, B. (July 28, 2020). "Optimization of Slots-Groove Coupled Casing Treatment for an Axial Transonic Compressor." ASME. J. Turbomach. August 2020; 142(8): 081003.
- (4) Sakuma, Y., Watanabe, T., Himeno, T., Kato, D., Murooka, T., and Shuto, Y. (October 25, 2013). "Numerical Analysis of Flow in a Transonic Compressor With a Single Circumferential Casing Groove: Influence of Groove Location and Depth on Flow Instability." ASME. J. Turbomach. March 2014; 136(3): 031017.
- (5) 大塚雅生., 公文ゆい. "生体模倣技術応用による家電製品の価値創造" 日本画像学会誌 第53巻 第3号 PP.224-230 (2014).
- (6) Azuma, A., "The biokinetics of flying and swimming". 2nd Edition AIAA, Reston VA, (2006).
- (7) 大塚雅生., "生体模倣学「トンボの羽・鳥の翼」を応用したエアコン室内外機ファン".日本冷凍空調学会 冷凍 87(1014), PP.247-252 (2012.4).
- (8) Miklosovic, S. D., Murry, M. C., Howle, E. L., and Fish, E. F., "Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale (*Megaptera novaeangliae*) flippers". Physics of Fluids 16, L39 (2004).
- (9) Fish FE, Weber PW, Murray MM, Howle LE. The tubercles on humpback whales' flippers: application of bio-inspired technology. Integr Comp Biol. 2011 Jul;51(1):203-13. doi: 10.1093/icb/icr016. Epub 2011 May 15. PMID: 21576119.
- (10) Zheng, T., Qiang, X., Teng, J., & Feng, J. "Application of Humpback Whale Flippers in an Annular Compressor Cascade." Proceedings of the ASME Turbo Expo 2016: GT2016-565889
- (11) Corsini, A., Delibra, G., & Sheard, AG. "Leading Edge Bumps in Ventilation Fans." Proceedings of the ASME Turbo Expo 2013: GT2013-94853
- (12) Miura, T., Yamashita, H., Takeuchi, R., and Sakai, N. (April 26, 2021). "Numerical and Experimental Study on Rotating Stall in Industrial Centrifugal Compressor." ASME. J. Turbomach. August 2021; 143(8): 081008.
- (13) Miura, T., Sakai, N., Kanazawa, N., and Nakayama, K. "Forced Response Excitation due to the Stator Vanes of Two and Three Compressor Stages Away." Proceedings of the ASME Turbo Expo 2021: GT2021-59149

## 50kW級液体アンモニア燃焼マイクロガスタービンの開発

### Development of 50kW Liquid Ammonia Combustion Micro Gas Turbine

○春日 俊相<sup>\*1</sup>  
KASUGA Shunsuke

大友 光彰<sup>\*2</sup>  
OHTOMO Mitsuaki

安井 芳則<sup>\*3</sup>  
YASUI Yoshinori

壹岐 典彦<sup>\*4</sup>  
IKI Norihiko

倉田 修<sup>\*5</sup>  
KURATA Osamu

井上 貴博<sup>\*6</sup>  
INOUE Takahiro

范 勇<sup>\*5</sup>  
FAN Yong

#### ABSTRACT

The 50 kW-class micro gas turbine co-fired with liquid/gaseous ammonia, which has the potential to reduce the cost and the size compared to that of the gaseous ammonia-fueled systems, has been developed. The vaporization of liquid ammonia injected into the combustor lowers the gas temperature in the combustor, which causes unstable combustion. The key technology to realize stable combustion is the characteristic structure of the combustor. The proposed structure is features as the pre-combustion zone, which consists of the pre-vaporization tube and the pre-combustion area. The experimental results show stable combustion co-fired with 70% of the liquid-ammonia ratio without unburned ammonia emission.

**キーワード：**ガスタービン、液体アンモニア燃焼、水素キャリア、燃料

**Key Words:** Gas Turbine, Liquid Ammonia Combustion, Hydrogen Carrier, Fuel

#### 1. はじめに

地球温暖化防止の観点において、二酸化炭素(CO<sub>2</sub>)排出削減や脱化石燃料化が重要な課題である。我が国の「エネルギー基本計画」において、再生可能エネルギーから生成される水素(H<sub>2</sub>)が新たなエネルギー源として提示され、「水素社会」実現に向けた取り組みが加速している。一方、H<sub>2</sub>の大量貯蔵・輸送には課題があり、水素キャリアとしてH<sub>2</sub>保有量が多く液化が容易なアンモニア(NH<sub>3</sub>)が注目されている。

NH<sub>3</sub>は、水素キャリアであると同時に直接燃焼可能であり、火力発電所から排出されるCO<sub>2</sub>を低減する代替燃料としても期待されている。NH<sub>3</sub>は、既に窒素肥料の原料として化学工業で用いられており、商用ベースでの輸送・貯蔵技術が確立され世界規模で流通していることも利点である。一方、課題として、劇物であり法令により様々な規制を受けること、大気圧下における層流燃焼速度がメタンと比較して1/5の7cm/s程度と低く、可燃当量比範囲も0.63～1.4と狭い[1]上に、窒素酸化物(NO<sub>x</sub>)が大量に発生しやすいことが挙げられる。

ガスタービンにおけるNH<sub>3</sub>燃料利用の取り組みは、1960年代米国で実施されたが、燃焼効率が低く実用化には至らなかった[2]。2010年代には日本においても、内閣府の戦略的イノベーション創生プログラム(SIP)「エネルギーキャリア」が実施され、東北大学と産業技術総合研究所が、世界初のマイクロガスタービンにおける気体NH<sub>3</sub>専焼発電に成功している[3]。また、日本エネルギー経済研究所とサウジアラムコにより、ブルーアンモニア(世界初の輸出)40トンを発電に使用する実証実験も実施されている[4]。

ガスタービンでのNH<sub>3</sub>燃焼では、液体NH<sub>3</sub>を気化させてから供給することが一般的であるが、液体NH<sub>3</sub>を直接供給して燃焼することが可能になれば、蒸発器等の動力を削減しシステム効率向上につながるばかりでなく、装

- 
- \*1 トヨタ自動車㈱ CN先行開発センター  
〒410-0022 静岡県裾野市御宿1200番地  
E-mail: shunsuke\_kasuga@mail.toyota.co.jp
  - \*2 県農研中央研究所 エネルギーキャリア研究領域  
〒480-1192 愛知県長久手市横道41-1  
E-mail: mohtomo@mosk.tytlabs.co.jp
  - \*3 (株)トヨタエナジーソリューションズ  
〒471-8573 愛知県豊田市元町1番地  
トヨタ自動車(株)元町工場内  
E-mail: yoshinori\_yasui@toyota-energy.co.jp
  - \*4 (国研)産業技術総合研究所  
再生可能エネルギー研究センター  
〒963-0298 福島県郡山市待池台2-2-9  
E-mail: n-iki@aist.go.jp
  - \*5 (国研)産業技術総合研究所  
省エネルギー研究部門  
〒305-8564 茨城県つくば市並木1-2-1
  - \*6 (国研)産業技術総合研究所  
ゼロエミッション国際共同研究センター  
〒305-8569 茨城県つくば市小野川16-1

置全体の小型化・低廉化を行えるため、大きな利点を有すると考えられる。

本稿では、50kW 級マイクロガスタービンにおいて、液体NH<sub>3</sub>での供給による動作を可能とする燃焼器構造の提案と、燃焼器構造が液体 NH<sub>3</sub> の燃焼効率及び NO<sub>x</sub> に及ぼす結果について報告する。

## 2. 試験概略

本検討は、産業技術総合研究所福島再生可能エネルギー研究所（FREA）で実施している。（図 1）



Fig.1 Ammonia Combustion Gas Turbine Test Rig

### 2.1 試験装置

本検討では、トヨタエナジーソリューションズ製 50kW 級マイクロガスタービン（国立研究開発法人科学技術振興機構（JST）からの借用品）を使用した [5]。マイクロガスタービンの仕様を表 1 に示す。本ガスタービンは再生熱交換器を内蔵し、H<sub>2</sub> と気体 NH<sub>3</sub> の混合気を起動燃料として用いる。NH<sub>3</sub> の供給のためには、既存の気体 NH<sub>3</sub> 供給系（液体 NH<sub>3</sub> を蒸発器で気化、ガスコンプレッサで昇圧させてガスタービンに供給）に加え、液体 NH<sub>3</sub> を直接供給するためにポンプを用いた。発電電力は、系統連結せず併設の負荷抵抗器で消費している。システムフロー図を図 2 に示す。

Table.1 Specification of Micro Gas Turbine

Manufacturer	Toyota Energy Solutions Inc.
Electric Power Output	50 kW
Rotating Speed	80,000 rpm
Cycle	Regenerative Cycle
Compressor	Centrifugal One-Stage
Combustor	Single Can
Turbine	Radial One-Stage
Shaft	Single Shaft
Boiler	Hot Water Boiler
Fuel	NH <sub>3</sub> , H <sub>2</sub>

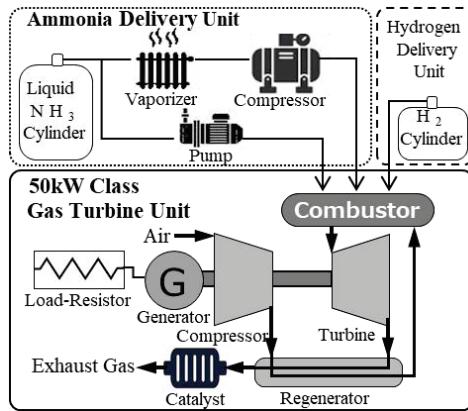


Fig.2 Schematic Diagram of an Ammonia-fueled Gas Turbine Power Plant

### 2.2 液体アンモニア燃焼器の構造

NH<sub>3</sub> を燃料としてガスタービンを作動させるには、燃焼速度の遅い NH<sub>3</sub> の火炎安定化が必要である。SIP「エネルギーキャリア」のマイクロガスタービンにおける気体 NH<sub>3</sub> 発電実証では、再生サイクルを利用した燃焼用空気の予熱により、排気ガス温度の上昇に伴い燃焼用空気が高温となる高負荷条件において気体 NH<sub>3</sub> 専焼に成功している [3,4]。これは、燃焼用空気の温度上昇による燃焼速度上昇が要因であり、NH<sub>3</sub> 燃焼において、燃焼用空気の温度は重要な因子の 1 つとなる。

NH<sub>3</sub> は他の液体燃料に比べて潜熱が大きく、燃焼室に液体を直接噴射すると燃焼用空気の温度が大幅に低下する。前述の通り、燃焼用空気の温度は重要な因子の 1 つであり、燃焼用空気が温度低下する液体 NH<sub>3</sub> による燃焼は、従来の気体 NH<sub>3</sub> による燃焼よりもさらに火炎安定化が難しい。その課題を克服するために検討した液体 NH<sub>3</sub> 燃焼器の概要を図 3 に示す。なお、液体 NH<sub>3</sub> 噴霧ノズルには市販品である水噴霧用ノズル（Delavan type WDA No.5）を使用した。図 3 の Spray (Premix) Zone で示される予混合場は、液体 NH<sub>3</sub> だけでなく、起動用の気体 NH<sub>3</sub> と H<sub>2</sub> の混合気も供給可能とした。また、予混合場の出口を絞ることにより、混合促進、及び逆火防止を狙っている。この予混合場の外周部には、図 3 の Pre-Combustion Zone で示す気体 NH<sub>3</sub> が安定燃焼可能なプレ燃焼場を設けた。前述のようにメイン燃焼場に液体 NH<sub>3</sub> が直接供給されると燃焼用空気が温度低下する課題があることに対し、図 3 に示す燃焼器においては、Pre-vaporization tube で示す液体 NH<sub>3</sub> を予蒸発可能な構造を設けることにより、燃焼熱を利用して液体 NH<sub>3</sub> の蒸発による燃焼用空気の温度低下を抑制できる利点がある。また、メイン燃焼場は、1 次燃焼場と 2 次燃焼場に分割して負荷変動に対応可能な空気分配を最適化した。

本燃焼器では、メイン燃焼場での液体 NH<sub>3</sub> 噴射による燃焼用空気が温度低下する課題に対し、安定燃焼するプレ燃焼場から高温既燃ガスを供給することにより、燃焼の安定化を試みた。

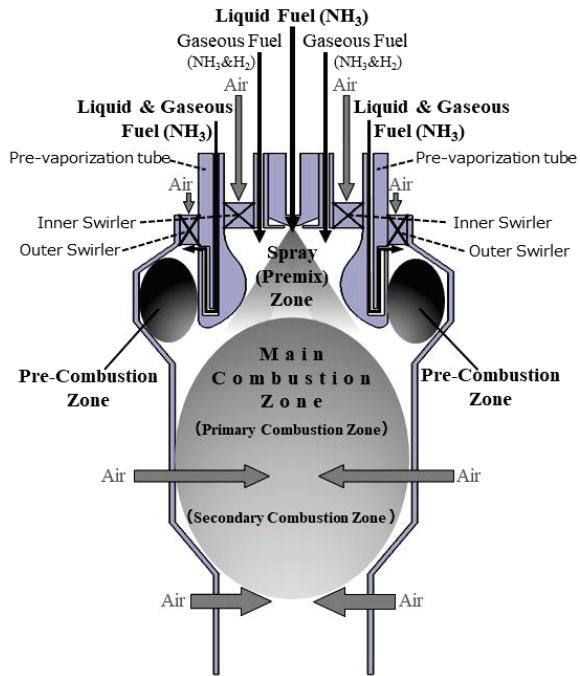


Fig.3 Cross-sectional view of combustor and pre-zone combustion concept

### 2.3 試験方法

試験では、 $H_2$  と気体  $NH_3$  の混合気によりガスタービンを起動し、目標回転数に到達後  $H_2$  の供給割合を減少させ気体  $NH_3$  専焼に移行した後、液体  $NH_3$  の供給を開始した（図 4）。液体  $NH_3$  流量制御は、ポンプ出力（周波数）の調整により実施した。

ガスタービンの性能に関する各データはプログラマブルロジックコントローラ（PLC）から出力され、その他燃費データ ( $H_2$  / 気体  $NH_3$  / 液体  $NH_3$ ) 及びガスタービン出口（触媒入口）の排気ガス分析データと合わせてデータ収集を行った。なお、排気ガスは、NDIR と FTIR を用い  $NH_3$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $N_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_2$  の濃度計測を実施した。

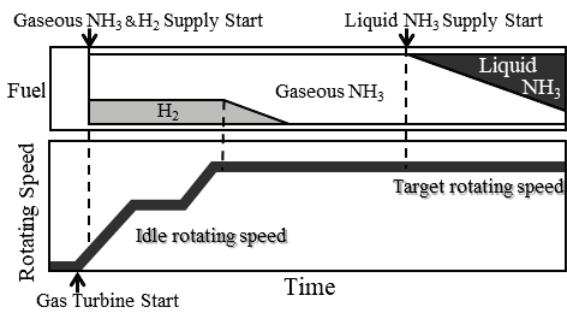


Fig.4 Operation sequence

### 3. 試験結果

今回の試験は、燃焼器の特徴であるプレ燃焼場がメイン燃焼場での火炎安定化に及ぼす影響を調査した。プレ

燃焼場に  $NH_3$  を供給しない場合（プレ燃焼なし）と気体  $NH_3$  を直接供給してプレ燃焼をした場合（プレ燃焼あり）において、メイン燃焼に供給する気体  $NH_3$  と液体  $NH_3$  の供給割合を変化させ、未燃  $NH_3$  や  $NO_x$  の濃度を比較した。液体  $NH_3$  の供給変動などによるエンジン過回転を考慮して、試験回転数は定格 80,000rpm ではなく、修正回転数 ( $N\sqrt{\theta}$ ) 72,500rpm にて実施した。今回の試験では、投入する燃料  $NH_3$  全体に対する液体  $NH_3$  の割合を 70% までとした。

### 3.1 液体アンモニア供給

図 5 に燃焼器に供給される液体  $NH_3$  の燃料差圧と流量の関係を示す。ポンプ出力を変化させることにより、液体  $NH_3$  の圧力上昇に伴い流量が増加したが、カタログ値よりも燃料差圧に対し流量が多い傾向を示した。これは、事前に実施した液体  $NH_3$  噴射試験において、燃料差圧 0.6MPa 以下において、一部燃料が気化して気液混合状態で噴霧されていることが確認された。なお、3.2 節以降の液体アンモニア燃焼試験は、燃料差圧 0.6MPa 以上の液体  $NH_3$  が供給可能な条件において実施した。

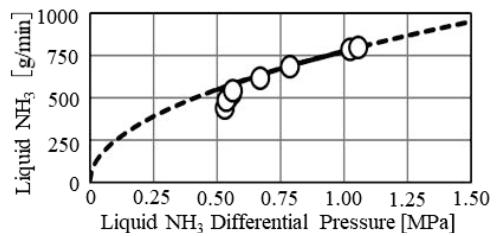
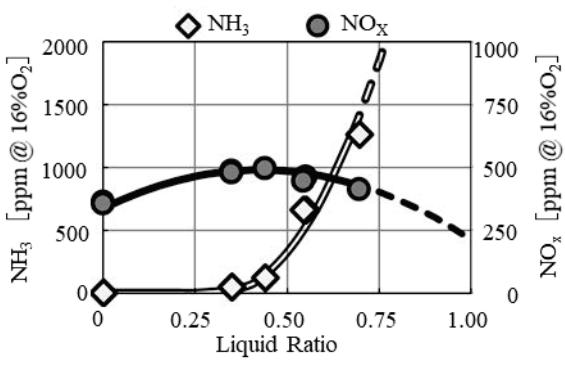


Fig.5 Comparison of liquid  $NH_3$  as functions of pressure

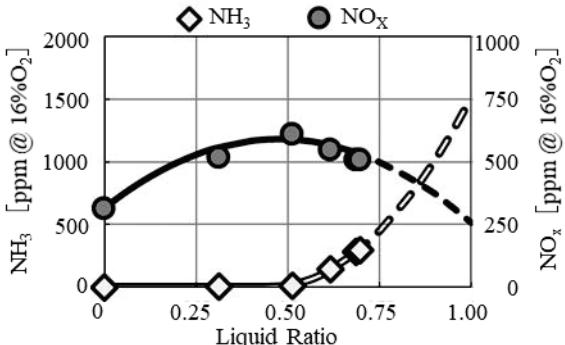
### 3.2 液体アンモニア燃焼試験結果

「プレ燃焼なし」における未燃  $NH_3$ 、及び  $NO_x$  の濃度変化を図 6 に示す。また、「プレ燃焼あり」（燃焼用空気温度 500°C 条件）における未燃  $NH_3$ 、及び  $NO_x$  の濃度変化を図 7 に示す。なお、未燃  $NH_3$  や  $NO_x$  の濃度は、酸素濃度 16% での換算値として表した。「プレ燃焼なし」における燃焼用空気温度 450°C 条件 (a) では液体  $NH_3$  供給割合 30% 以上、500°C 条件 (b) では液体  $NH_3$  供給割合 50% 以上において、未燃  $NH_3$  の排出が確認されたが、「プレ燃焼あり」では、液体  $NH_3$  供給割合 70% においても、未燃  $NH_3$  が確認されなかった。これは、狙いとしたプレ燃焼場で生成される高温既燃ガスをメイン燃焼場に供給することにより、火炎の安定化が図られたことを示している。 $NO_x$  については、全般的に液体  $NH_3$  供給割合の増加と共に増加する傾向を示した。しかし、一定割合以上の液体  $NH_3$  を供給し未燃  $NH_3$  が排出される条件においては、未燃  $NH_3$  濃度の増加と共に  $NO_x$  濃度が減少する傾向を示した。出力一定条件における液体  $NH_3$  供給では、気体  $NH_3$  供給に対し潜熱相当の  $NH_3$  供給量増加が必要

となる。その結果、液体 NH<sub>3</sub> 供給割合の増加と共にいわゆるフューエル NO<sub>x</sub> が増加し、排気中の NO<sub>x</sub> 濃度が増加したと推察される。また、液体 NH<sub>3</sub> 供給割合の増加により燃焼効率が低下すると、出力維持のために NH<sub>3</sub> 供給量がさらに増加する。この場合、メイン燃焼場上流にある 1 次燃焼場(Primary Combustion Zone)は、燃料過濃度化されて燃焼温度が低下し、メイン燃焼場下流にある希薄な 2 次燃焼場(Secondary Combustion Zone)での燃焼により、燃焼器出口温度が維持される。その結果、1 次燃焼場での燃焼温度低下により、いわゆるサーマル NO<sub>x</sub> が減少する。未燃 NH<sub>3</sub> 濃度が増加した条件では、このサーマル NO<sub>x</sub> の減少の影響が、フューエル NO<sub>x</sub> の増加の影響を上回り、NO<sub>x</sub> 濃度が徐々に減少すると考えられる。



(a) Combustion air temperature of 723K



(b) Combustion air temperature of 773K

Fig.6 Emission (NO<sub>x</sub> and NH<sub>3</sub>) characteristics for varied liquid ratio in the case without pre-combustion

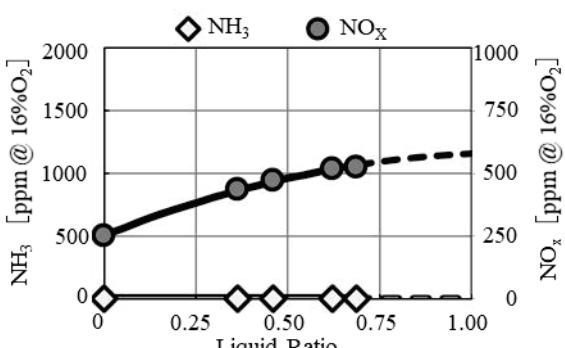


Fig.7 Emission (NO<sub>x</sub> and NH<sub>3</sub>) characteristics for varied liquid ratio in the case of pre-combustion

N<sub>2</sub>O と未燃 NH<sub>3</sub> の関係を図 8 に示す。未燃 NH<sub>3</sub> 濃度が増加すると N<sub>2</sub>O 濃度も増加する傾向が見られ、燃焼用空気温度によらず指数関数的に増加する。当該燃焼器においては、未燃 NH<sub>3</sub> の排出が低減する条件において、地球温暖化係数の高い N<sub>2</sub>O の排出を抑制できていることがわかった。

◆ Non Pre-Combustion; Combustion air temperature of 723K  
● Pre-Combustion; Combustion air temperature of 723K  
◆ Non Pre-Combustion; Combustion air temperature of 773K  
○ Pre-Combustion; Combustion air temperature of 773K

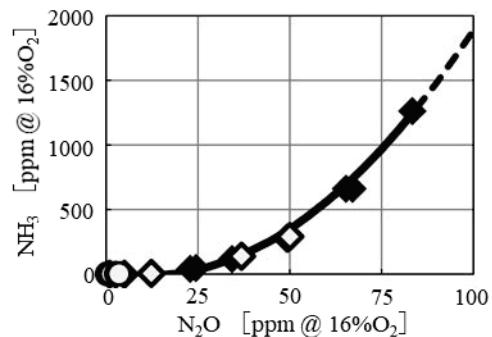


Fig.8 Correlation of N<sub>2</sub>O emission with NH<sub>3</sub> emission

## 5. まとめ

50kW 級マイクロガスタービンの燃焼器構造を提案し、特徴であるプレ燃焼が液体 NH<sub>3</sub> の燃焼に及ぼす影響について調べた。その結果、プレ燃焼を利用することにより未燃 NH<sub>3</sub> 濃度が低減し、液体 NH<sub>3</sub> 供給割合を 70%まで増加した条件においても未燃 NH<sub>3</sub> 排出の抑制が可能であった。このことから、ガスタービン燃焼器において、プレ燃焼が液体 NH<sub>3</sub> を燃料とした場合の燃焼効率維持に有効であることが確認できた。

今回の検討では、プレ燃焼場に気体 NH<sub>3</sub> を供給した。一方、本燃焼器では、プレ燃焼に NH<sub>3</sub> を供給する燃料ノズル内部に液体 NH<sub>3</sub> を予蒸発可能な構造を設けており、液体 NH<sub>3</sub> の供給においてもプレ燃焼場での安定燃焼可能な設計を行っている。今後は、プレ燃焼場にも液体 NH<sub>3</sub> の供給を行い、液体 NH<sub>3</sub> 専焼を目指す。

## 参考文献

- 小林秀昭他, カーボンフリーアンモニア燃焼, 燃焼学会誌 58 卷 183 号(2016), pp. 41-48.
- Pratt, D.T., Performance of Ammonia-Fired Gas-Turbine Combustors, Technical Report No.9, DA-04-200-AMC-791(x) (1967)
- 産業技術総合研究所, アンモニア直接燃焼 アンモニア内燃機関の開発, SIP エネルギーキャリア最終報告書(2019)
- 一般財団法人日本エネルギー経済研究所他, 水素社会・炭素循環型経済に向けての持続可能な社会に向けての新しい道, ビデオリリース (2020)  
[https://eneken.ieej.or.jp/movie\\_detail.php?movie\\_info\\_id=252](https://eneken.ieej.or.jp/movie_detail.php?movie_info_id=252)
- 壹岐典彦, 小型ガスタービンにおけるアンモニア燃料実証試験, 燃焼学会誌 61 卷 198 号(2019), pp. 7-12.

## 安定燃焼評価に向けた近赤外 TDLAS による当量比変動計測

### Evaluation of Equivalence Ratio Fluctuation by Near-Infrared TDLAS for Achieving Stable Combustion

○宮崎 洋治<sup>\*1</sup> 近藤 明生<sup>\*1</sup> 田村一生<sup>\*1</sup> 岸本章裕<sup>\*1</sup> 磯野充典<sup>\*1</sup> 斎藤敏彦<sup>\*1</sup>  
MIYAZAKI Koji KONDO Akio TAMURA Issei KISHIMOTO Akihiro ISONO Mitsunori SAITO Toshihiko

#### ABSTRACT

A fast-response (10 kHz) near-infrared diode laser absorption spectroscopy (TDLAS) system has been developed for real-time equivalent ratio (methane concentration) measurement in a gas turbine model combustor. CH<sub>4</sub> absorption of 2v<sub>3</sub> band (1.65 μm) is used, and the absorption line is not interfered by the absorption of other species in the air. Wavelength modulation spectroscopy and second harmonic detection (2f-WMS) were applied to improve the sensitivity and accuracy of the sensor. The developed instrument was calibrated in a static gas cell by measuring a mixture of CH<sub>4</sub> and N<sub>2</sub>, and a measurement resolution of 1 ppm · m (10 kHz) of methane concentration was obtained. The fast response of CH<sub>4</sub> detection is used to characterize the equivalence ratio fluctuation in a gas turbine model combustor when air flow is acoustically forced and modulated by the siren.

**キーワード：**ガスタービン燃焼器、燃焼振動、当量比変動、TDLAS、レーザ吸収法

**Key Words:** Gas Turbine Combustor, Combustion Oscillation, Equivalence Ratio, TDLAS, Laser Absorption Spectroscopy

#### 1. 緒言

ガスタービンコンバインドサイクル (GTCC) エンジンからの二酸化炭素 (CO<sub>2</sub>) や窒素酸化物 (NO<sub>x</sub>) といった大気汚染物質排出による環境影響低減するため、GTCC 効率を改善する必要がある。このような需要に応えるため、三菱重工(MHI) グループはタービン入口温度が 1700°C 級の高効率 GTCC の開発を進めてきた<sup>(1)(2)</sup>。

高効率 GTCC における燃焼器では希薄予混合燃焼が広く適用されているが、希薄予混合燃焼は燃焼振動といった燃焼不安定性の影響を受けやすいことが課題となっている<sup>(3)~(7)</sup>。ガスタービン燃焼器における燃焼振動は、発熱率変動と種々の変動とのフィードバック機構によって形成され、そのフィードバック経路には様々なものがあるが、代表的なものは速度変動、当量比変動、圧力変動に由来する。こうした熱音響不安定性の駆動メカニズムを理解し、実験室規模およびフルスケールの燃焼器において、これら不安定性を抑制するためには、燃焼器内部の詳細な現象と機構を理解する必要となる。

MHI ではこれまで、大型ガスタービン燃焼器の実機模擬燃焼試験において OH\*, CO<sub>2</sub>\* に由来する紫外化学発光検知による燃焼器内の発熱率分布測定について報告してきたが<sup>(3), (4), (5)</sup>、燃焼振動フィードバック機構において重要

な当量比変動の評価ができていなかった。

そこで本研究ではオンラインでかつ非接触で当量比変動を計測可能な波長可変半導体レーザ吸収分光法 (TDLAS)による計測装置を新規開発し、ガスタービン燃焼器を模擬した大気圧モデルバーナ試験へ適用した。

#### 2. TDLAS による CH<sub>4</sub> 濃度計測

##### 2.1 測定原理

気体分子は分子種に特有の波長の赤外光を吸収する性質を有しており、波長  $\lambda$ 、レーザ強度  $I_{\lambda 0}$  の入射レーザ光が光路  $L(cm)$  の一様なガス中を通過するとき、透過光強度  $I_{\lambda t}$  は式(1)に示される Lambert-Beer の法則に従う。

$$I_{\lambda t} = I_{\lambda 0} \cdot \exp(-\sigma_{\lambda} NL) \quad \dots (1)$$

ここで  $\sigma_{\lambda}$  は波長  $\lambda$  における吸収断面積 (cm<sup>2</sup>/molecules)、N は分子数密度 (molecules/cm<sup>3</sup>) を表す。吸収断面積  $\sigma_{\lambda}$  は式(2)に示すように、温度に依存した吸収線強度 S(T)(cm/molecules) と温度と圧力に依存したスペクトル形状を表す線形関数  $\phi(\lambda - \lambda_0)$  (cm) により算出される<sup>(e.g. 8)</sup>。常温大気圧条件(298K, 0.1 MPa)として HITRAN データベースを用いてにおいて CH<sub>4</sub> 分子の吸収スペクトルを算出した例を Fig. 1 に示す。TDLAS 法による CH<sub>4</sub> 濃度計測では式(1)中の光路長 L と吸収断面積  $\sigma_{\lambda}$  を与え、レーザ透過率  $I_{\lambda t}/I_{\lambda 0}$  の測定値から CH<sub>4</sub> 濃度として分子数密度を計

\*1 三菱重工業(株) 総合研究所  
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1  
E-mail: koji.miyazaki.dr@mhi.com

測する手法である。

$$\sigma_\lambda = S(T) \cdot \varphi(\lambda - \lambda_0) \quad \dots (2)$$

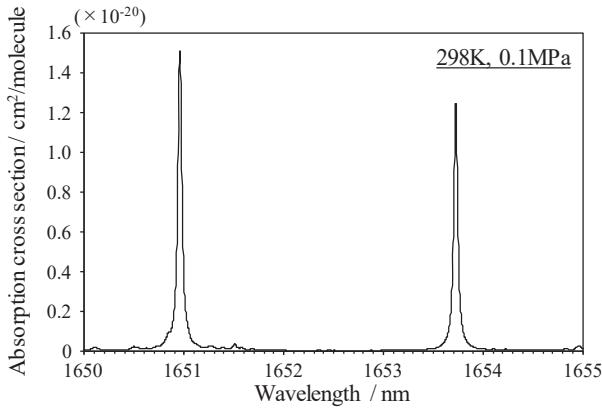


Fig. 1 Calculated  $\text{CH}_4$  absorption cross section at 298K, 0.1MPa.

また、本研究にて開発した TDLAS システムでは高速かつ高感度な  $\text{CH}_4$  分子の検出を可能とするため 2f 変調法を採用した。2f 変調法による  $\text{CH}_4$  検出の概要を Fig. 2 に示す。本手法では、 $\text{CH}_4$  吸収ピーク(1653.72nm)にレーザ発振波長を固定(波長ロック)し、一定の波長振幅、および周波数(本研究では 250kHz)にて波長変調を与える。 $\text{CH}_4$  吸収ピークを跨ぎ波長変調するため、250kHz の周波数で波長変調することにより、 $\text{CH}_4$  分子吸収に由来する信号として 500kHz 信号(2f 信号)が光検出器から出力される。この 2f 信号をロックインアンプにより選択的に信号フィルタリングすることで、ショットノイズといった検出器信号ノイズを極力低減し、高速かつ高感度な  $\text{CH}_4$  濃度計測が可能となる。また、本手法の利点として、ロックインアンプからの出力電圧に変換係数を乗じることで  $\text{CH}_4$  濃度を直接得ることができ、スペクトルフィッティングといった信号解析処理が不要となるため、データ取扱いが容易になるといった点が挙げられる。

## 2.2 システム構成

開発した TDLAS システムの概略を Fig. 3 に示す。本研究では、他ガス成分による干渉の影響が少ない  $\text{CH}_4$  吸収波長 1653.72nm(2v<sub>3</sub> バンド R(3)枝)へ波長を合わせ、高速で波長変調可能な DFB レーザ(NLK1U5FAAA, NEL)を使用した。DFB レーザへ印加する電流値は信号発生器(WF1974, NF)から正弦波を LD ドライバー(LDC202C, Thorlab)へ与えて制御し、レーザ素子温度は温調器(TED200C, Thorlab)を用いて温度制御した。本研究では、計測器応答性として 10kHz が求められるため、信号発生器から与える変調周波数は 250kHz とした。

出力されたレーザ光はスプリッタにより分岐し、ファイバ伝送したレーザ光はレーザコリメータにより平行光

として、一方は基準濃度  $\text{CH}_4$  を封入した参照ガスセルへ入射し、もう一方は計測セルへ入射した。それぞれのガスセルを透過したレーザ光は InGaAs 赤外検出器(PDA20CS2, Thorlab)により検出、信号をロックインアンプ(LI5660, NF)へ入力し、復調信号として 2f 信号(500kHz)を出力した。ロックインアンプからの信号はオシロスコープ(DLM2054, Yokogawa)を用いてデータ収録した。

計測中は参照ガスセルからの出力信号が最大となるように、レーザ素子温度を調整して波長を変化させ、レーザ発振の中心波長を  $\text{CH}_4$  吸収ピークへ波長ロックした。

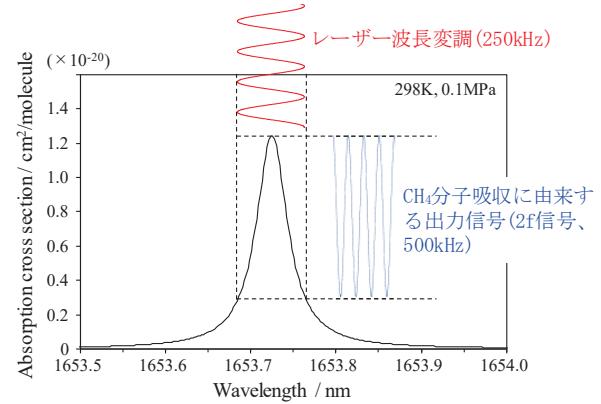


Fig. 2 Schematic diagram of  $\text{CH}_4$  detection by 2f-WMS method.

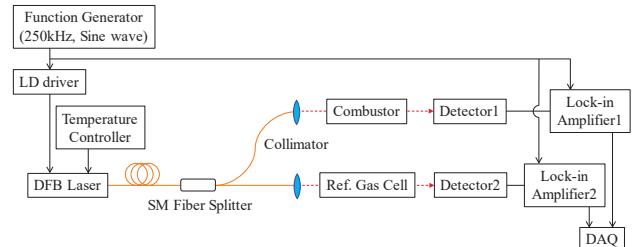


Fig. 3 Schematic diagram of developed 2f-WMS TDLAS system.

## 3. 実験装置

製作した TDLAS- $\text{CH}_4$  計測装置をガスタービン燃焼器の当量比変動計測へ適用した。本研究で使用した大気圧ガスタービンモデルバーナの概要を Fig. 4 に示す<sup>(9, 10)</sup>。バーナは大きく、(1)燃焼用空気供給部、(2)燃料供給部、(3)空気燃料混合部、(4)燃焼ダクト部から構成される。空気供給部では、上流部が音響的に連成しないよう、チョークオリフィスを介して空気供給した。チョークオリフィスから噴射された空気は、ハニカムにより整流され、縮流部によってフラットな速度分布となってノズル部へ送られる。また、ハニカム下流にスピーカを設置し、空気へ強制的に流速変動を与えることが可能な構成とした。燃料供給部では、メタンは供給配管から円環上のプレナムを介して、周方向に配置した噴射孔(14-Φ0.6)から混合管へ噴射される。ノズル部(I.D. Φ 22)では、45deg スワラ

による旋回流により燃料と空気が混合され、燃焼(出口)ダクトで混合気が急拡大され、火炎を形成する。混合管出口に光学窓を設置し、レーザを照射、透過した光を光検出器にて受光した。本研究では燃焼させず、スピーカ空気加振による CH<sub>4</sub>濃度変動を TDLAS により評価した。

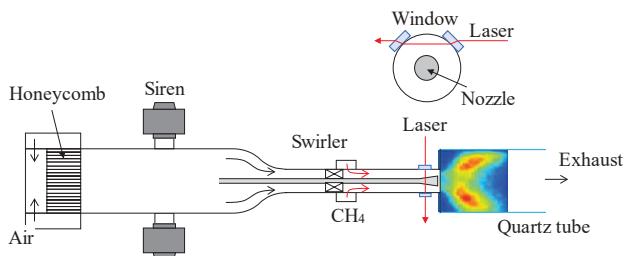


Fig. 4 Experimental setup.

## 4. 試験結果

### 4.1 システム校正、計測精度

製作した計測器のリニアリティ(2f 信号 vs メタン濃度の校正曲線の直線性)について評価した。標準ガス分割器(SGD-SC-5L, 堀場エステック)を使用し、標準メタンガス(5.5 %CH<sub>4</sub> / N<sub>2</sub> balance 高圧ガス工業)と希釈用窒素ガスを 0%, 20%, 40%, 60%, 80%, 100% の比で混合した。混合ガスを TDLAS-CH<sub>4</sub> 計測器へ導入し、それぞれのメタンガス濃度に対してロックインアンプから出力される 2f 信号強度を得た。結果を Fig. 5 に示す。計測結果を直線回帰したところ、 $R^2=0.99$  の値が得られ、5.5% のスパンガス濃度( $L=20\text{mm}$ ,  $I_{\lambda t}/I_{\lambda 0} = 0.033$ (ピーク波長))の範囲においてリニアリティが確認された。これにより計測された信号強度に係数を乗算することでメタン濃度に変換されることを確認した。また、これらの結果から開発したシステムの計測精度を見積ったところ、 $1\text{ppm} \cdot \text{m}(10\text{kHz})$  が得られた。4.2 節に示す計測では光路長が 20mm となるため、計測精度は 50 ppm(10kHz) となる。

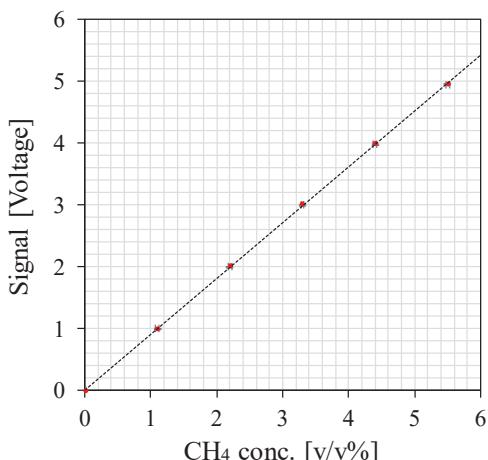


Fig. 5 Measured 2f signal from lock-in-amplifier vs. CH<sub>4</sub> concentrations. Error bar indicate 1 $\sigma$  standard deviation.

### 4.2 非定常非燃焼場における CH<sub>4</sub> 濃度変動計測

スピーカにより空気加振した非定常 CH<sub>4</sub> 濃度変動場において、リアルタイム CH<sub>4</sub> 濃度変動計測の検証を行った。CH<sub>4</sub> 濃度変動の計測結果例を Fig. 6 に示す。無加振時においても、3%程度の濃度変動が観測された。参照ガスセルからの計測信号は 0.1%以内で安定しており、計測ダクト内のメタン/空気の乱流混合における濃度変動に由来すると考えられる。175Hz 空気加振時においては、スピーカへ印加した信号を基準として位相遅れ 82.5 deg.、変動幅 ±25% 程度の CH<sub>4</sub> 濃度変動が観測された。いずれの計測中においても濃度安定場である参照ガスセルからの信号は 0.1%程度で安定しており、CH<sub>4</sub> 濃度の変動を捉えていることを確認できた。

今後、燃焼条件において本システムを用いた当量比変動計測を行う。また紫外 OH\* 自発光による火炎発熱率変動計測と流速変動計測を組み合わせた評価により、火炎伝達関数を取得し、CFD 解析との相互比較検証を実施する計画である。

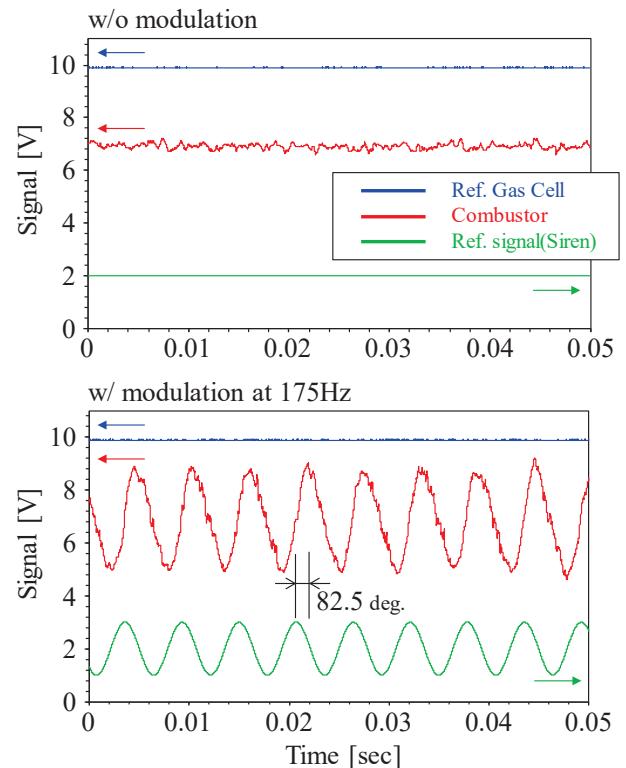


Fig. 6 Time traces of equivalence ratio w/o modulation (upper), and w/ modulation at 175Hz (lower). P = 0.1 MPa, T = 298 K, air flow = 30 m/s,  $\phi = 0.8$

## 5. 結言

ガスタービン燃焼器の燃焼安定化評価に向けて、大気圧条件において TDLAS と 2f-WMS を組み合わせた当量比変動計測手法を開発した。開発した TDLAS-CH<sub>4</sub> 計測

器について計測精度評価を行い、 $1\text{ppm} \cdot \text{m}(10\text{kHz})$ の計測精度を得た。スピーカにより空気加振した非定常CH<sub>4</sub>濃度変動場におけるTDLAS-CH<sub>4</sub>計測の検証を行い、175Hz空気加振時では±25%程度の濃度変動が観測された。濃度安定場である参照ガスセルからの信号は0.1%程度で安定しており、CH<sub>4</sub>濃度変動を十分な精度で捉えていることを確認した。

今後、燃焼条件において紫外OH自発光による火炎発熱率変動計測と流速変動計測を組み合わせた試験を実施し、火炎伝達関数を取得し、CFD解析との相互比較検証を実施する計画である。

## 参考文献

- (1) Hada, S., "High-efficiency Gas Turbine Development Applying 1600°C Class "J" Technology" Mitsubishi Heavy Industries Technical Review, Vol. 52, No. 2, pp 2-9, (2015).
- (2) Ito, E., "Key Technologies for Ultra-High Temperature Gas Turbines" Mitsubishi Heavy Industries Technical Review, Vol. 52, No. 2, pp 15-22, (2015)
- (3) Isono, M., "Numerical and Experimental Investigation of the Flame Transfer Function in the Full-Scale Gas Turbine Combustor" Proc. IGTC 2015, pp 1438-1447, (2015).
- (4) Fukuba, S., "EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF DLN COMBUSTOR FOR A HEAVY-DUTY GAS TURBINE" Proc.GPPF 2017, pp 1438-1447, (2017).
- (5) Miyazaki K., "Flame diagnostics method for oil fired industrial gas turbine combustors under high pressure conditions", IGTC2019, (2019).
- (6) Güthe, F., "Flame imaging on the ALSTOM EV-burner: the thermoacoustics pulsations and CFD-validation" 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, (2006).
- (7) Emadi, M., "Examination of Thermo Acoustic Instability in a Low Swirl Burner" Spring Technical Meeting of the Central States Section of the Combustion Institute, (2012).
- (8) Rothman, L. S., "THE HITRAN MOLECULAR SPECTROSCOPIC DATABASE AND HAWKS (HITRAN ATMOSPHERIC WORKSTATION): 1996 EDITION", J Quant Spectrosc Radiat Transf, 60(15), pp 665-710, (1998).
- (9) Geo Richards et al., "Control of Combustion Dynamics Using Fuel System Impedance", Proceeding of the ASME Turbo EXPO 2003, GT2003-38521, (2003)
- (10) P. Palies, D. Durox, T. Schuller, S. Candel, "Nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function applied to turbulent premixed swirling flames", Combustion and Flame, vol.158, pp.1980-1991, (2011)

## 天然ガス焚き DLE 燃焼器における 水素混焼時の火炎可視化計測および排ガス性能調査

### Experimental Investigation of Hydrogen/Natural Gas Premixed Flame in a Natural Gas DLE combustor

○芦田 裕司<sup>\*1</sup> 岡田 邦夫<sup>\*1</sup> 櫻澤 俊明<sup>\*1</sup> 堂浦 康司<sup>\*1</sup> 堀川 敏史<sup>\*1</sup>  
ASHIDA Yuji OKADA Kunio SAKURAZAWA Toshiaki DOOURA Yasushi HORIKAWA Atsushi

#### ABSTRACT

In order to secure a stable low-carbon energy supply for preserving the global environment, hydrogen attracts attention as gas turbine fuel for power generation. Kawasaki Heavy Industries (KHI) has developed proprietary combustion technologies for 100% hydrogen with advanced hydrogen dry low NOx micro-mix combustor, and also adapted a DLE combustor for hydrogen / natural gas mixtures. In this study, the effect of hydrogen admixing to natural gas on the flame stability and NOx emissions was investigated for a dry premixed can type combustor with supplemental burner at atmospheric conditions. Therefore, the reaction zone has been visualized by OH chemiluminescence imaging. It was found that the flame length of the premixed main burner became shorter with increasing share in hydrogen. The present combustor was capable to be operated at fuel mixtures up to 30 vol% hydrogen share with only marginal increase in NOx emissions.

**キーワード：**ガスタービン、燃焼器、水素・天然ガス燃焼、OH ラジカル計測、NOx

**Key Words:** Gas Turbine, combustor, Hydrogen/Natural gas flame, OH chemiluminescence, NOx emission

#### 1. はじめに

2021年4月に開催された、地球温暖化対策推進本部および米国主催の気候サミットにおいて、各国が温室効果ガスの削減目標を掲げ、欧米諸国は2050年までに排出量実質ゼロとする目標を表明した<sup>(1)</sup>。日本においても、2050年にカーボンニュートラルを達成するにあたり、「2050年カーボンニュートラルに伴うグリーン成長戦略」が策定され、カーボンニュートラルに向けた新たな技術を生み出し、次なる成長につなげていくような、経済成長と環境問題の解決の好循環を作っていくことを目指している<sup>(2)</sup>。その中で温室効果ガス排出の4割程度を占めている電力分野の脱炭素化は大前提とされており、再生可能エネルギーの大量導入の必要性、および、化石燃料を用いた火力発電から、燃焼時に二酸化炭素を排出しない水素・アンモニアでの発電に切り替える必要性が示されている。ガスタービンを含む水素での火力発電は、電力の需給バランスを調整可能であるため、供給変動性の大きい再生エネルギー発電との併用により、電力供給の安定化に寄与することができる<sup>(1)</sup>。加えて、再生エネルギー発電での余剰電力を水素に転換（Power to gas）す

れば、火力発電の燃料として利用可能であるため、再生可能エネルギー発電の導入拡大に貢献できる<sup>(3)</sup>。そのため、水素ガスタービンはカーボンニュートラルを達成するためのキーテクノロジーのひとつであるといえる。

当社では、Fig.1に示すように、カーボンニュートラルの実現に向けてCO2フリー水素チェーンの構築およびそれに伴う水素利用の技術開発を進めている。水素の利用普及拡大に向けた水素ガスタービンの開発においては、水素専焼・混焼を実現する燃焼技術の実証・開発を実施している。



Fig. 1 Technology development for carbon free future in Kawasaki Heavy Industries<sup>(4)</sup>.

\*1 川崎重工業株式会社  
〒673-8666 明石市川崎町1番1号  
E-mail: ashida\_yuji@khi.co.jp

本稿では、現行の天然ガス焚き DLE 燃焼器での水素混焼について、可視化燃焼器を用いた火炎挙動ならびに排ガス特性を調査した結果を報告する。

## 2. 水素ガスタービンの開発動向と水素燃焼の課題

ガスタービンに搭載される燃焼器の形態として、拡散燃焼器と DLE (Dry Low Emission) 燃焼器の 2 つに分かれられる。これらの燃焼器の構造と特徴を Fig.2 に示す。拡散燃焼器は、燃料と空気を別々に供給し拡散燃焼させるため、逆火のリスクがなく、水素を含む多様な燃料が使用可能である。しかしながら、局所的な燃焼温度が高くなるため、NOx の排出が多くなる。この高温燃焼による NOx 排出を抑制するために、拡散燃焼器では水噴射や水蒸気噴射が用いられるが、水の蒸発により発電効率の低下につながる。一方、DLE 燃焼器では、燃料と空気を予め混合させた状態で燃焼器内に供給し、予混合燃焼をさせることで燃焼温度を低く抑えることができる。そのため、拡散燃焼器のように水や水蒸気を必要とせずに低 NOx での燃焼が可能となり、高効率と低 NOx の両立が実現できる。当社の天然ガス DLE 燃焼器の場合、拡散燃焼方式のパイロットバーナ、予混合燃焼方式のメインバーナおよび追焚バーナの 3 つのバーナで構成され、エンジン起動・部分負荷時には燃焼安定性に優れるパイロットバーナ、高負荷時にはメインバーナ+追焚バーナにて運転する。追焚バーナの燃料は、高温・低酸素な燃焼ガス中に投入されるため、燃焼反応が緩やかになり、広い運転範囲で低 NOx 燃焼が可能となっている<sup>(5)</sup>。このように、DLE 燃焼器では、効率と環境性能の両立ができるが、予混合燃焼のため燃焼不安定（逆火や燃焼振動）が発生するリスクがあり、安定した運転範囲が限定される。逆火とは、火炎の進む速度が未燃ガスの噴出速度よりも大きい際に、火炎がバーナ内部を遡る現象である。ガスタービン燃焼器で逆火が発生すると、燃焼器部品の高温化につながるため、逆火を抑制することが重要となる。

現在の水素ガスタービン燃焼器開発においては、拡散燃焼器を用いた水素発電など、すでに一定の取り組みが進められている一方で、さらなる NOx の低減や発電効率の向上などの技術課題に対応していく必要がある。そのため、水素発電に向けた取り組みとしては、NOx 低減法として水や水蒸気を使用しない DLE 燃焼器での水素専焼・混焼技術の開発が各社において進められている。

当社においても、水素燃料に対応する燃焼技術、ガスタービン発電技術の開発を進めている。100%水素燃焼に関しては、拡散燃焼・水噴射方式、ならびに新たに開発した水素専焼 ドライ低 NOx 燃焼器を用いた市街地での熱電供給実証を世界で初めて成功している<sup>(6)(7)(8)</sup>。天然ガス焚き DLE 燃焼器での水素混焼についても各機種での対応を進める予定である。

拡散燃焼器	
構造	
特徴	<ul style="list-style-type: none"> <li>・燃焼が安定</li> <li>・多様な燃料に対応可能</li> <li>・高温燃焼のため NOx 排出量が多い →水/水蒸気噴射による低 NOx 化 (ただし発電効率が低下)</li> </ul>
DLE燃焼器	
構造	
特徴	<ul style="list-style-type: none"> <li>・希薄予混合燃焼により低 NOx 燃焼が可能。 (高効率と低 NOx の両立)</li> <li>・安定燃焼範囲が限定される。 (逆火、燃焼振動の発生)</li> </ul>

Fig. 2 Characterization of diffusion combustor and DLE combustor

水素ガスタービン開発における課題として、水素の安定燃焼と NOx 排出抑制がある。水素は燃焼時に二酸化炭素を排出しない利点がある一方で、燃焼速度が大きい、断熱火炎温度が高いという特性を持つ。そのため、天然ガスと比較して、逆火の発生リスクが高くなること、および、燃焼温度増加による NOx 排出の増加が懸念される。

水素の燃焼特性については多くの研究機関で調査がなされている。燃焼速度に関しては、Chen Dong et al. (2010)<sup>(9)</sup>はブンゼンバーナの層流火炎の反応帯を CCD カメラでとらえることで、水素／天然ガス混合燃料での様々な水素割合、当量比における層流燃焼速度を計測している。Fig.3 に示すように、層流燃焼速度は、水素割合の増加に伴って指数関数的に増加し、水素割合が 60vol%を超えると燃焼速度が急激に増加することを示している。

NOx 排出に関しては、Peter Therkelsen et al. (2008)<sup>(10)</sup>は、水素用予混合ノズルを用いて、ガスタービンエンジン試験での NOx 性能評価を実施している。その中で水素・天然ガス割合変更時の NOx 排出量を計測しており、Fig.4 に示すように、水素割合の増加に伴って、NOx 排出量は指數関数的に増加し、水素割合が 60~100vol%において NOx が急激に増加することを示している。

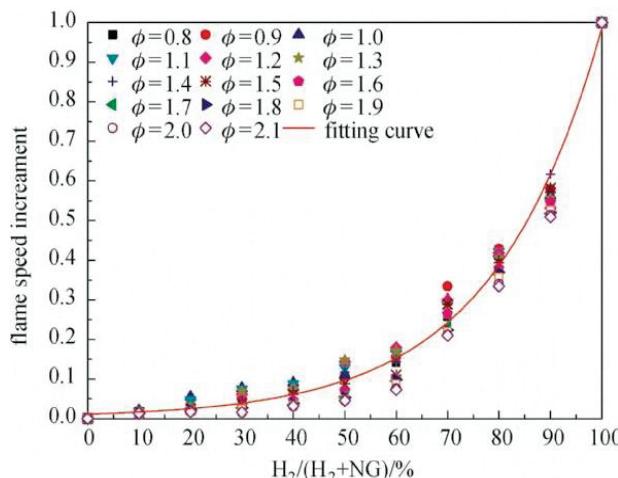


Fig. 3 Hydrogen fraction dependence of laminar flame speed<sup>(9)</sup>.

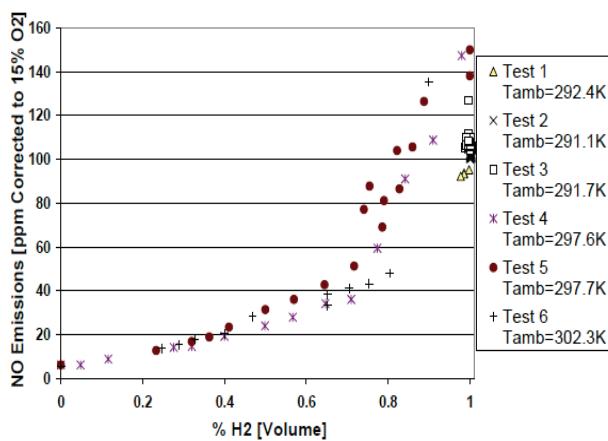


Fig. 4 Hydrogen fraction dependence of NOx emissions<sup>(10)</sup>.

このように、水素と天然ガスの混焼の場合、水素割合が 40vol%以下においては、天然ガス 100%と比較して、燃焼速度や NOx 排出性能が大幅に変わることはなく、既存の天然ガス焚き DLE 燃焼器を用いることで、同程度の性能での運転が可能であると考えられる。そこで、本研究では、既存の天然ガス焚き用 DLE 燃焼器での水素混焼について、可視化燃焼器を用いて、さまざまな水素／天然ガス割合での火炎挙動ならびに排ガス特性を把握することを目的とした。

### 3. 水素混焼試験

#### 3.1 燃焼試験設備

Fig.5 に燃焼器単体リグ試験装置の外観図、Fig.6 にその系統図を示す。燃焼器に流入する空気の温度と圧力は、それぞれ電気ヒータと圧力調整弁によって制御され、プレナムチャンバを介して燃焼器に導かれる。パイロットバーナ、メインバーナ、追焚バーナに投入される水素・天然ガスの混合燃料は、各バルブによって水素と天然ガスが任意の割合に制御され、ミキシングチューブを通して均一に混合されたのち、燃焼器内に供給される。排ガス計測に関しては、燃焼器下流ダクトに設置されたサンプルプローブによって、燃焼ガスを排ガス分析計に導くことで計測される。

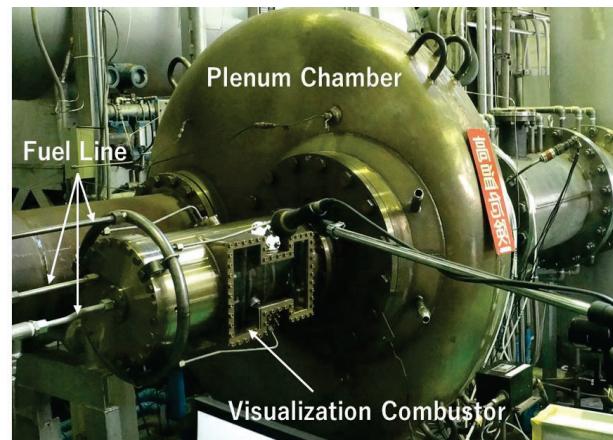


Fig. 5 Picture of equipment for combustion test rig

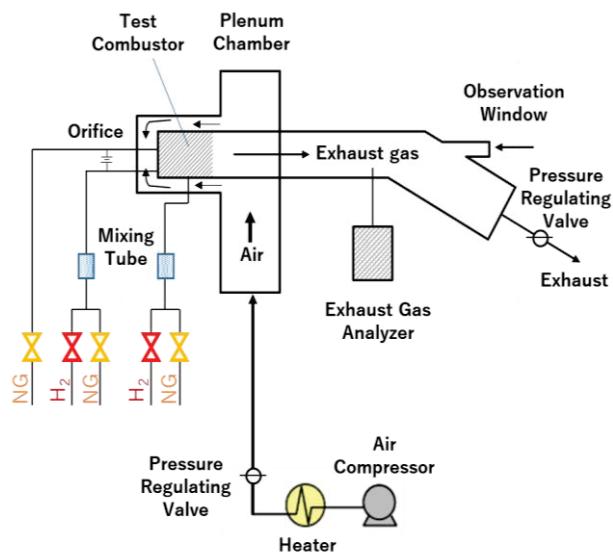
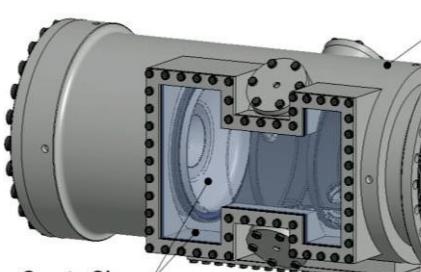


Fig. 6 System diagram of combustion test rig

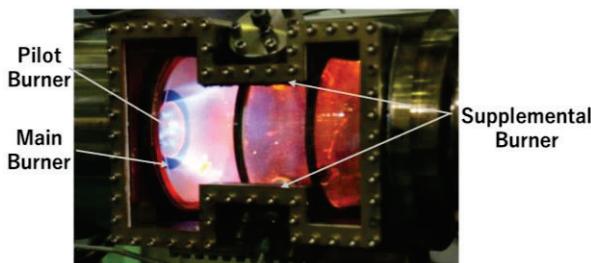
#### 3.2 可視化燃焼器・計測システム

##### ・可視化燃焼器

本研究では、天然ガス焚き DLE 燃焼器を対象に、燃焼器ライナおよびケーシングの一部を合成石英ガラス製とした可視化燃焼器を製作し、火炎の可視化を行った。Fig.7 に、可視化燃焼器の外観と燃焼時の火炎画像を示す。図のように、燃焼器ライナ、ケーシングの側面部をガラス製とすることで、燃焼器側面からの火炎可視化を可能としている。



(a) Combustor configuration



(b) Combustion image

Fig. 7 Visualization combustor

Fig.8 に可視化計測システムの概要図を示す。火炎の可視化計測のため、OH ラジカル自発光撮影、および高速度撮影を行った。以下にそれぞれの計測システムの概要を記す。

#### ・ OH ラジカル自発光計測システム

燃焼時の化学反応中に熱的に励起されて生じる OH ラジカルをとらえることで火炎の形状や大きさを計測することができる。OH ラジカルは近紫外の波長 310nm 付近に強い発光を示すため、イメージインテンシファイアを組み合わせた CCD カメラにレンズとバンドパスフィルタ ( $310\text{nm} \pm 10\text{nm}$ ) を取り付け、OH ラジカル自発光の撮影を行った。CCD カメラは、観察窓面に対して垂直線上に配置され、可視化燃焼器の真横から OH ラジカル撮影を行った。各計測条件において、撮影枚数は 1000 枚とし、平均化処理を行った。

#### ・ 高速度撮影システム

各水素割合、運転条件における火炎挙動を把握するために高速度ビデオカメラを用いて火炎の撮影を行った。Fig.8 に示すように、高速度カメラは、燃焼器下流側に配置され、パイロットバーナおよびメインバーナ出口付近の火炎を撮影した。撮影条件として、フレームレート 5000fps、シャッター速度 1/5071 sec にて撮影を行った。

また、座標・スケールは、Fig.9 に示すように中心軸からの距離を  $r$ 、中心軸から燃焼器ライナの外縁部を  $R$  と定義した無次元距離として示す。

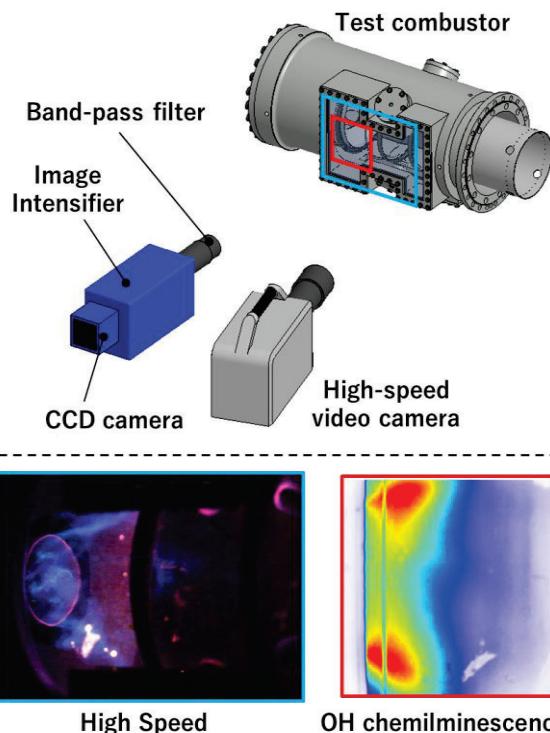


Fig. 8 Schematic image of flame visualization system.  
High-speed image (Left), OH chemiluminescence image (Right)

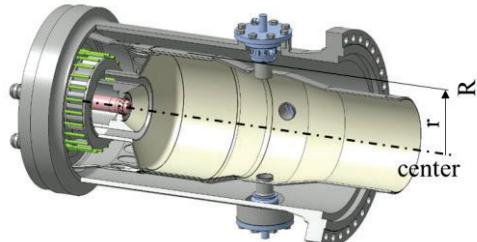


Fig. 9 Definition of coordinate

### 3.3 計測条件

当社の天然ガス焚き DLE 燃焼器の燃焼条件を模擬した試験条件にて燃焼試験を実施した。ただし、燃焼器への流入空気圧力はガラスの耐久性を考慮し、0.125MPa とした。

Table.1 に燃料条件を示す。さまざまな水素・天然ガス割合において、火炎可視化・排ガス計測を行った。低負荷運転を想定したパイロット+メインバーナ燃焼では、水素割合 0~50vol%，高負荷運転を想定したパイロット+メイン+追焚バーナ燃焼では、追焚バーナのみに水素を添加した条件として、水素割合 0~60vol%，3 バーナすべてに水素を添加した条件として、水素割合 0~40vol% にて試験を実施した。

Table 1 Fuel composition conditions of combustor rig test

Operating Condition	Fuel Composition @Pilot+MainBurner		Fuel Composition @SupplementalBurner	
	H <sub>2</sub>	13A	H <sub>2</sub>	13A
Pilot+Main Burner	0	100		
	20	80		
	30	70		
	40	60		
	50	50		
Pilot+Main+Sup Burner	0	100	0	100
			30	70
			50	50
			60	40
			30	70
			40	60

#### 4. 燃焼試験結果

##### 4.1 パイロットバーナ+メインバーナ燃焼

Fig.10 にパイロット+メインバーナ燃焼時において、水素割合を変化させたときの火炎写真および OH ラジカル自発光撮影の結果を示す。ここで、火炎写真是通常のビデオカメラによる撮影画像、OH ラジカル自発光撮影画像は 1000 枚の画像を平均した結果であり、撮影範囲は、パイロット、メインバーナ出口付近としている。

(Fig.10 中の白点線枠部) 火炎写真的結果から、水素割合 30vol%までは、天然ガス 100vol%燃焼と比較して、燃焼の様子に大きな差異は見られないが、水素割合が 40vol%以上となると、メインバーナ外縁部直後からも火炎が発生していることがわかる。また、OH ラジカル自発光計測の結果から、水素割合の増加に伴って、OH ラジカル発生帯の位置が変化しており、火炎長さが短くなっていることがわかる。

Fig.11 に各水素割合での NOx の計測結果を示す。ここで、NOx の値は天然ガス 100%時の NOx を 1 とした無次元数で示す。この結果より、水素割合の増加に伴って、NOx は増加するが、増加量が大きくなるのは、水素割合が 40vol%以上の条件時であり、30vol%以下の場合は、水素の増加量が緩やかであることがわかる。この水素割合増加に伴う NOx の増加傾向は、Peter Therkelsen et al. (2008)<sup>(10)</sup>による燃焼試験結果、Jochen R. Brückner-Kalb et al. (2008 )<sup>(11)</sup>による数値解析結果と同様の傾向である。

Fig.12 に水素割合 0, 30, 50vol%における 20ms ごとの高速度撮影画像を示す。水素割合の増加に伴って、メインバーナ外縁部直後の火炎の出現頻度が高くなることがわかる (Fig.12 中の白点線枠)。

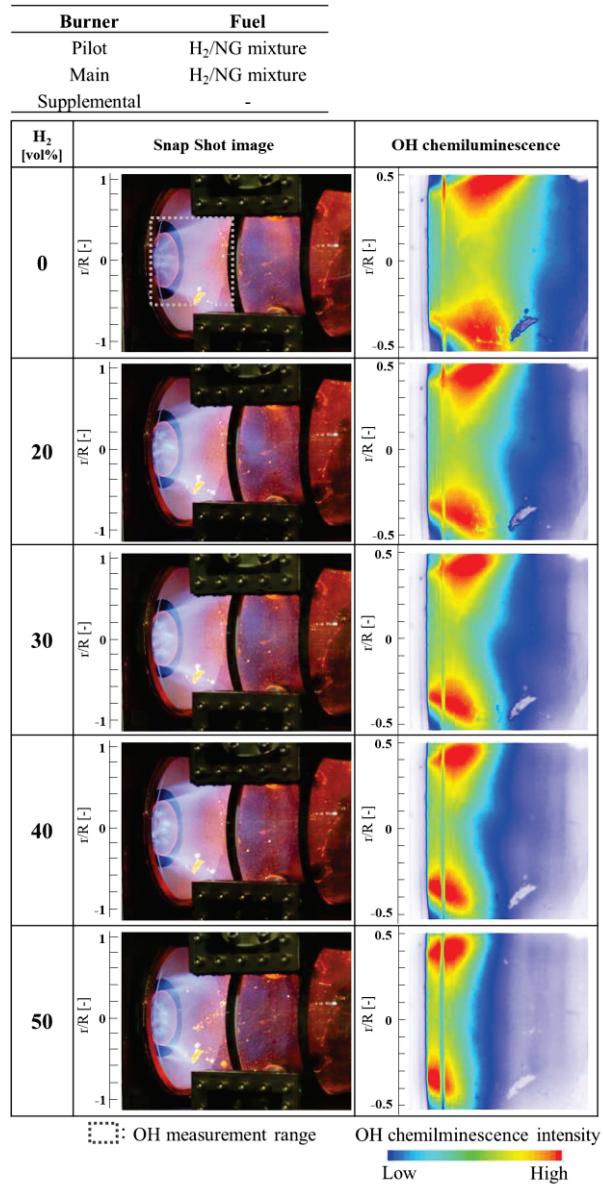


Fig. 10 Experimental results: Snap shot image (Left) and OH chemiluminescence (Right) of pilot and main burner combustion under different Hydrogen fraction.

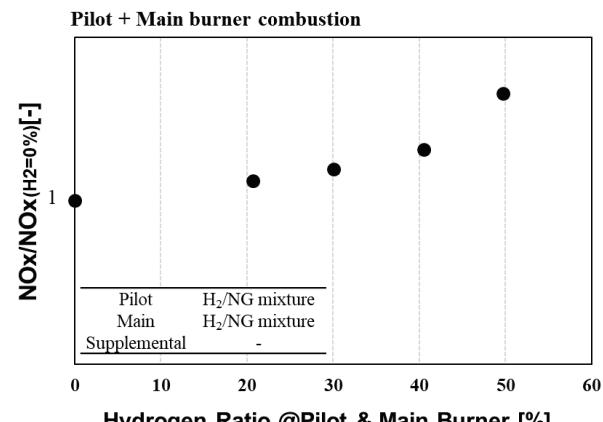


Fig. 11 NOx emission with pilot & main burner combustion under different Hydrogen fraction.

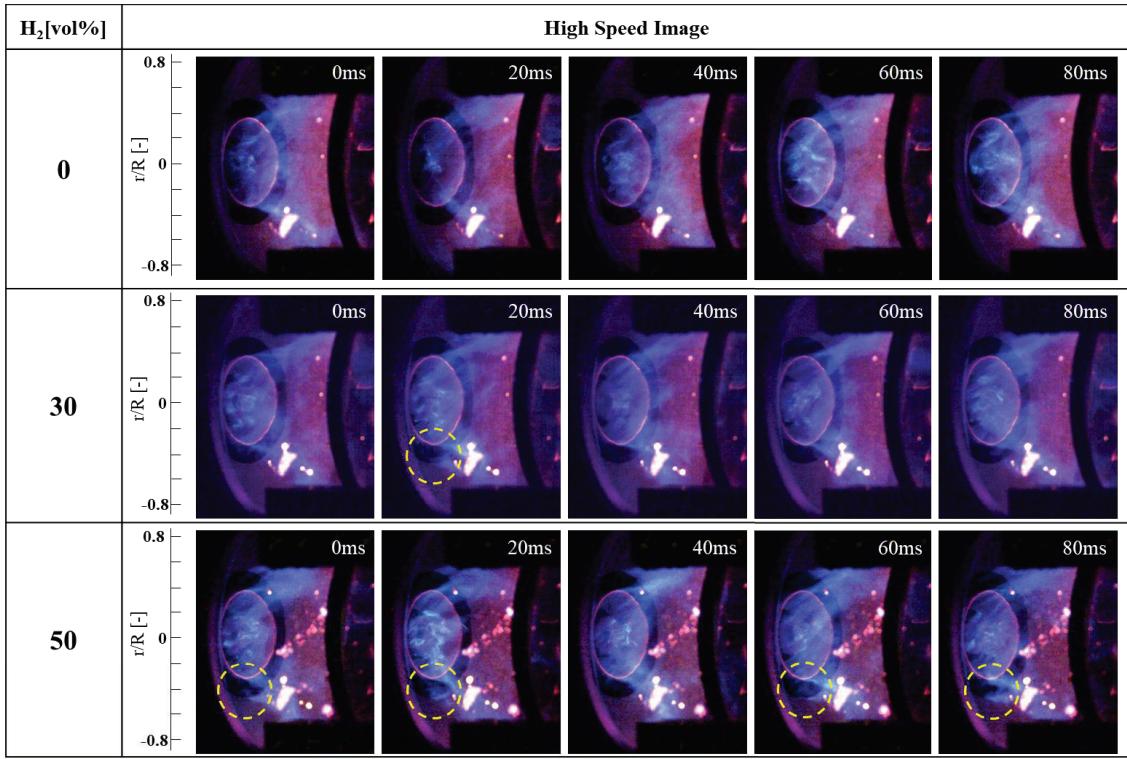


Fig. 12 High speed image under different hydrogen fraction

#### 4.2 パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼（追焚バーナのみに水素添加）

パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼状態において、追焚バーナのみ水素割合を変化させたときの各水素割合での NOx の計測結果を Fig.13、燃焼画像を Fig.14 に示す。前述の通り、追焚バーナから投入される燃料は、高温・低酸素下での燃焼となり、燃焼反応が緩やかになる。そのため、水素割合が増加しても NOx が大幅に増加することはなく、低 NOx 燃焼が可能であることがわかる。

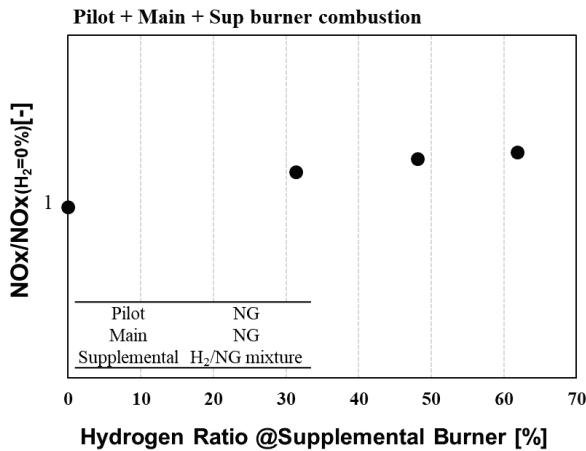


Fig. 13 NOx emission with pilot, main, supplemental burner combustion under different Hydrogen fraction.

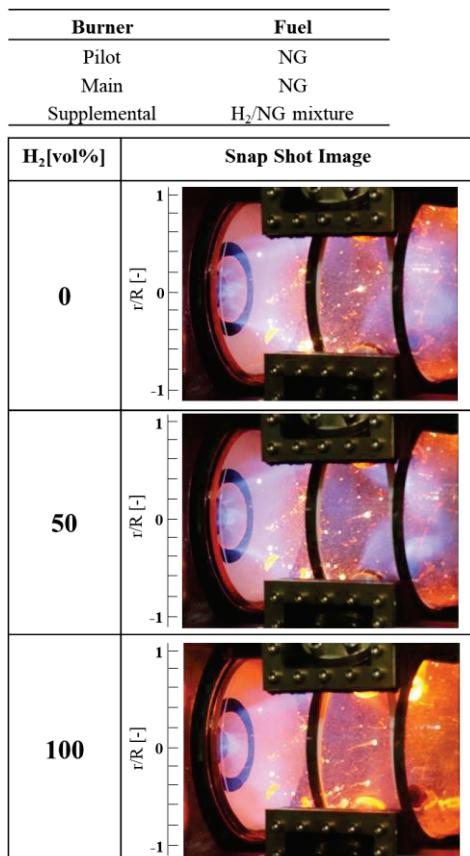


Fig. 14 Hydrogen/Natural gas flame under different Hydrogen fraction of supplemental burner.

#### 4.3 パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼（すべてのバーナに水素添加）

パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼状態において、すべてのバーナの水素割合を同時に変化させたときの各水素割合での NOx の計測結果を Fig.15、燃焼画像を Fig.16 に示す。水素割合が 30vol%を超えると、NOx が増加傾向となるが、30vol%以下では大幅な NOx 増加はみられない。

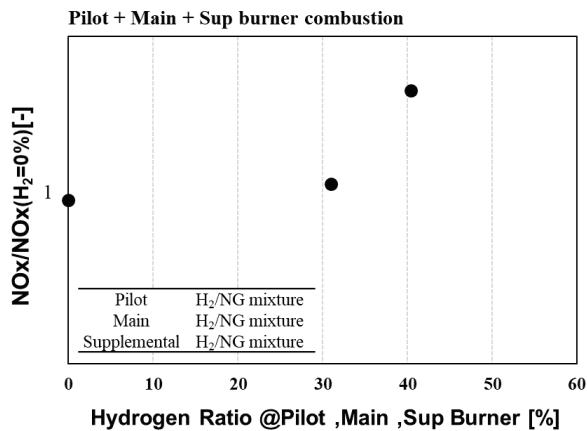


Fig. 15 NOx emission with pilot, main, supplemental burner combustion under different Hydrogen fraction.

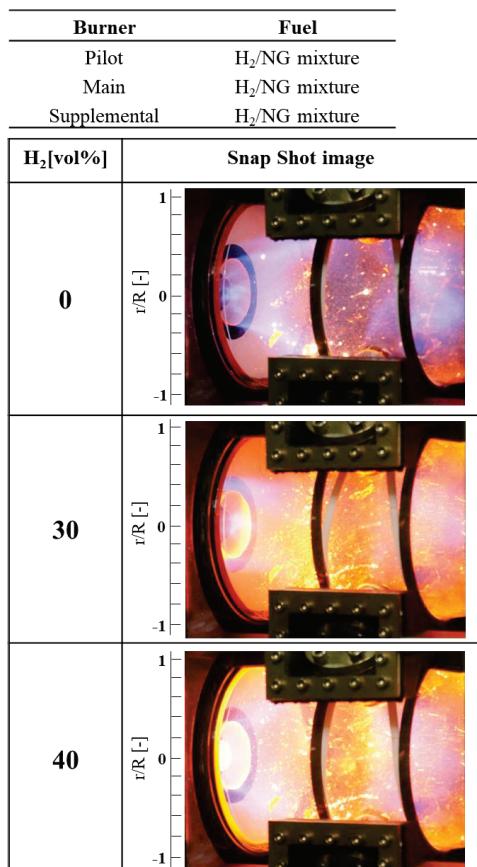


Fig. 16 Hydrogen/Natural gas flame under different Hydrogen fraction of pilot, main and supplemental burner.

今後は、実機燃焼条件での詳細な燃焼状態の把握のため、ドイツ・アーヘン工科大学 IKDG (Institut für Kraftwerkstechnik, Dampf und Gasturbinen) での高圧試験設備を用いて、実機相当条件（高温・高圧環境）燃焼試験を実施し、さまざまな水素割合での燃焼安定性、NOx 性能を含めた、燃焼器試験を実施予定である。

#### 5. 結論

カーボンニュートラルに向けた水素ガスタービン燃焼器の開発のため、現行の天然ガス焚き DLE 燃焼器において水素割合変化による燃焼状態の調査を実施し、以下の結果を得た。

1. パイロットバーナ+メインバーナ燃焼において、水素割合の増加に伴い、火炎形状が変化することを確認した。また、NOx については、水素割合の増加に伴って増加するが、水素割合 30vol%以下では、NOx 増加率が緩やかとなることを確認した。
2. パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼において、追焚バーナのみ水素割合を増加させた場合、水素割合 60vol%以下では、水素割合の増加に伴う NOx の急激な増加は見られなかった。
3. パイロットバーナ+メインバーナ+追焚バーナ燃焼において、全バーナの水素割合を変化させた場合、水素割合が 30vol%以下では、NOx の大幅な増加は見られず、30vol%以上となると NOx が増加し始めることを確認した。

今後は、実機相当条件での性能評価を行うべく、ドイツ・アーヘン工科大学 IKDG の高圧燃焼試験設備において、高圧条件での燃焼安定性、NOx 性能を評価予定である。

#### 参考文献

- (1) 経済産業省 資源エネルギー庁, 令和 2 年度エネルギーに関する年次報告 第 2 章 2050 年カーボンニュートラル実現に向けた課題と取組, (2021), pp. 29-52.
- (2) 内閣府, 2050 年カーボンニュートラルに伴うグリーン成長戦略, (2021)
- (3) 経済産業省 資源エネルギー庁, 令和 2 年度エネルギーに関する年次報告 第 8 章 強靭なエネルギーシステムの構築と水素等の新たな二次エネルギー構造への変革, (2021), pp. 314-325.
- (4) 川崎重工業, 水素社会実現に向けて (紹介資料), <https://www.khi.co.jp/energy/hydrogen-introduction.html> (2021)
- (5) 小田剛生, 櫻澤俊明, 木下康裕, 水素混焼技術の開発, 第 42 回ガスタービン学会定期公演会, 講演論文集 A-3, (2014)
- (6) 川崎重工業, 世界初、市街地で水素 100%による熱電供給を達成-地域コミュニティにおけるエネルギー最適制御技術の確立-, ブレスリリース, (2018)
- (7) Horikawa, A., Okada, K., Yamaguchi, M., Aoki, S., Wirsum, M., Funke, H.-H., Kusterer, K., (2021) "Combustor Development and Engine Demonstration of Micro-mix Hydrogen Combustion Applied to M1A-17 Gas Turbine", Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, GT2021-59666.

- (8) Horikawa, A.; Okada, K.; Uto, T.; Uchiyama, Y.; Wirsum, M.; Funke, H. H.-W.; Kusterer, K. (2019) "Application of Low NO<sub>x</sub> Micro-Mix Hydrogen Combustion to 2MW Class Industrial Gas Turbine Combustor", Proceedings of Intern. Gas Turbine Congress 2019 Tokyo, IGTC-2019-129
- (9) Chen Dong, Qulan Zhou, Xiaoguang Zhang, Qinxi Zhao, Tongmo Xu, Shi'en Hui, Experimental study on the laminar flame speed of hydrogen/natural gas/air mixtures, Frontiers of Chemical Engineering in China, Vol. 4, No. 3, pp417-422 (2010)
- (10) Peter Therkelsen, Tavis Werts, Vincent McDonell, Scott Samuels, ANALYSIS OF NO<sub>x</sub> FORMATION IN A HYDROGEN FUELED GAS TURBINE ENGINE, Proceedings of ASME Turbo Expo 2008, GT2008-50841.
- (11) Jochen R. Brückner-Kalb, Michael Krösser, Christoph Hirsch, Thomas Sattelmayer, EMISSION CHARACTERISTICS OF A PREMIXED CYCLIC-PERIODICAL-MIXING COMBUSTOR OPERATED WITH HYDROGEN–NATURAL GAS FUEL MIXTURES, Proceedings of ASME Turbo Expo 2008, GT2008-51076

## ターボジェットエンジンの運転試験とサイクル解析

### Turbojet engine testing and its engine cycle analysis

○二村 尚夫<sup>\*1</sup>  
FUTAMURA Hisao

#### ABSTRACT

A simple jet engine cycle analysis method based on the ideal gas assumption for a certain candidate engine which lacking precise information is presented. The estimated performance is computed and compared with the test results taken at sea level and altitude conditions. This rapid method requires few limited specification level data and suitable for spreadsheet calculation for initial conceptual design phase.

**キーワード：**ガスタービン、ジェットエンジン、効率、熱力学、エンジンサイクル

**Key Words:** Gas Turbine, Jet Engine, Efficiency, Thermodynamics, Engine cycle

#### 1. はじめに

JAXA 航空技術部門およびその前身である航空宇宙技術研究所(NAL)では JR100, JR200, FJR710 等のジェットエンジンを独自に設計開発するとともに、システム研究を目的として HYPR エンジン、F7 エンジン等の既存のエンジンの運転試験も実施してきた。そのうち YJ69-T-406 は米国テレディン社が 1960 年代に標的機用に開発したターボジェットエンジンであり、NAL が超音速技術の研究の一環として計画したジェット実験機の推進動力源とするべく 1999 年～2011 年にかけて運転試験を実施したものである<sup>1)</sup>。新規機体の初期検討では、候補となるエンジンが未入手のため開発情報が無い、または不足している状況下で推進システムの検討を実施することがあり、そのような状況下における概念検討の解析手法について例を交えて述べる。

#### 2. ターボジェットの運転試験

##### 2.1 JAXA における運転試験の一例

YJ69-T-406 エンジンはマッハ 2 で飛行する実験機に搭載するエンジンとして選定されたが、当時、我が国には導入されておらず、実物があれば運転試験により不足する性能情報を得ることも可能であったが、先行する実験機システムの概念設計段階において推進系特性を見積もあるには、エンジンサイクル計算によって推定するしかなかった。海外の文献から得られたエンジン情報は Table 1 のようなものであった<sup>2)</sup>。

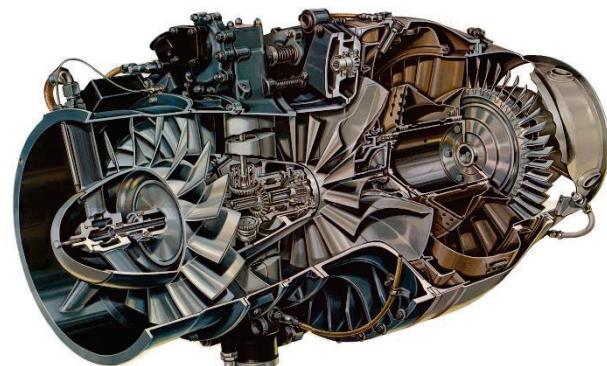


Fig. 1 YJ69-T-406 Turbojet Engine<sup>2)</sup>

Table 1 engine specification of YJ69-T-406<sup>2)</sup>

Property	value	dimension
Pressure ratio	5.5	-
Air flow	13.8	kg/sec
Tit	993	°C
SFC	1.1	Kg/Kgf/hr
Thrust(Take off)	870	kgf
Thrust(Normal)	780	kgf
Ng(Take off)	22150	rpm
Ng(Normal)	21450	rpm

\*1 (国研)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  
E-mail: futamura.hisao@jaxa.jp

##### 2.2 運転試験の範囲

ジェットエンジンには飛行速度と飛行高度で示される包絡線の内側が作動範囲であり、地上運転で得られる試

験データは運転場の位置する高度と季節・天候の変化による気圧・気温の変化分に限定される。従って飛行時のエンジンデータは既存の機体(FTB)にエンジンを取り付けて実際に飛行して取得するか、高空環境を地上で再現する高空性能試験設備(ATF)で運転して取得することになる。YJ69 エンジンについては、旧科学技術庁航空宇宙技術研究所内に新たに高空性能試験設備を設置して、実験機の開発に取り組むことになり、後日、詳細なデータを得ることができた。

### 3. ターボジェットエンジンの性能解析

ターボジェットエンジンの性能解析は、各エンジン構成要素の入り口と出口の境界に設けた計算断面における作動流体の熱力学量と流体力学量を、1次元圧縮性定常流れとして扱い、Fig. 2 に示すように、各エンジン構成要素の入り口と出口の境界に設けた計算断面における作動流体の熱力学量と流体力学量を1次元圧縮性定常流れとして扱うものである。本報では、単軸ターボジェットエンジンのアンインストール性能を、作動流体である空気と燃焼ガスを、それぞれ比熱比一定の理想気体として取り扱う場合の解析方法を詳しく述べる。

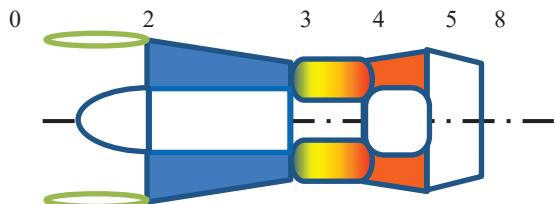


Fig. 2 Schematic of Turbojet Engine

計算断面は SAE 規格の AS745<sup>3)</sup>に則って Table 2 のように定義する。

Table 2 engine station numbering for single shaft turbojet

#	description
0	Atmosphere
1	Engine Inlet
2	Compressor 1 <sup>st</sup> Rotor Inlet
3	Compressor Exit
4	Turbine Inlet Nozzle Throat
5	Turbine Exit
8	Exhaust Nozzle Throat

Fig. 2 のような単軸のターボジェットエンジンでは、Table. 2 に示す各点での量的関係によりエンジンサイクルを決定するには、大気状態と飛行速度およびエンジンの各断面での淀み点熱力学量等、すなわち  $P_0, T_0, M_0, P_{t2}, T_{t2}, M_2, A_2, P_{t3}, T_{t3}, M_3, A_3, P_{t4}, T_{t4}, M_4, A_4, P_{t5}, T_{t5}, M_5, A_5, P_{t8}, T_{t8}, M_8, A_8$  の 23 变数が決定される必要がある。エンジン内部での状態変化は一般的な教科書に倣って隣

接断面間の変化を全圧力比  $\pi$ 、全温度比  $\tau$  なる助变数を用いて関連付ける<sup>4)</sup>。

下添え字は  $r$  : ラム圧縮、  $d$  : ディフューザ、  $c$  : 圧縮機、  $b$  : 燃焼器、  $t$  : タービン、  $n$  : 排気ノズルとする。

設計点においてはエンジンの仕様から熱力学サイクルを決定し、各断面での熱力学量から断面積が決定される。

一方で部分負荷性能を考える時には無次元修正量が不变である関係を用いて要素特性を逆算する手法が広く用いられているが、方程式系は独立変数が 1 变数であることから直接的に解を求めることが可能である。すなわち断面積  $A_2, A_3, A_4, A_5, A_8$  は固定で定数 5 变数

エンジン環境  $P_0, T_0, M_0$  は与えられる变数 3 变数

ラム圧縮とディフューザ、排気ノズルは断熱であるから  $\tau_r \times \tau_d = 1, \tau_n = 1$  2 式

ラム効率、ディフューザ効率、ノズル効率はアンインストール性能計算では理想的であり  $\pi_r \times \pi_d, \pi_n = 1$  2 式

流量関係は  $W_2 = W_3, W_3 + W_f = W_4, W_4 = W_5, W_5 = W_8$  4 式

圧縮機、タービンの要素効率から  $\pi_c, \tau_c, \pi_t, \tau_t$  2 式

燃焼器の圧力損失  $\pi_b = 1$  1 式

圧縮機とタービンの仕事バランス 1 式

排気ノズルスロート条件  $P_{s8} = P_0$  または  $M_8 = 1$  1 式

が仮定されるので独立変数として残るのは 2 变数となる。残る燃焼過程については、燃焼前後の全エンタルピーが保存されるものとして、

$W_3 h_{03} + W_f h_{fuel} = W_4 h_{04}$  の 1 式を加えて独立変数は 1 变数となる。

ジェットエンジンの次元解析においては、ターボ要素の特性に応じたエンジン軸回転数  $N$ 、(次元は [1/s])を含めて 7 つの自由度に対し 6 つの拘束条件が得られるが<sup>5)</sup>、拘束条件に回転数が関与するのは

$$\frac{N_T D}{\sqrt{T_3}} = \frac{N_C D}{\sqrt{T_1}} \sqrt{\frac{T_1}{T_3}}$$

のみであり、一般的なターボジェットでは  $N_T = N_C$  であるから恒等的に成り立っているので、要素特性が明らかでない段階では自由度を 1 減じるとともに拘束条件も 1 減じるため独立変数が 1 つであることに変わりはない。実際のエンジン性能に関して最も一般的な独立変数としてはエンジンの軸回転数  $N_g$  等をパラメータにした燃料流量  $W_f$  が実際のエンジンでは制御されるので無次元化された要素特性マップに基づいたカスタマーデックが利用できる段階からは回転数を主要パラメータとして特性が整理される。概念検討においては材料の耐熱性に関連する  $T_{t4}$ 、インテークの艤装上で重要な  $M_2$ 、サーリング特性が特異な  $\pi$ 。などが運転制限となり作動範囲に制約が加わる。

まず、使用する物性値定数としては、国際標準大気の組成を持つ混合理想気体仮定により定圧比熱  $c_p, a = 1005 [\text{N}/\text{kg}/\text{K}]$  と比熱比  $\kappa, a = 1.4$ 、炭化水素 CH 比 2 の燃料が当量比 0.4 で燃焼した時の燃焼ガスの標準状

態量から  $cp_g=1149[\text{N/kg/K}]$ ,  $\kappa_g=1.333$  を用いた<sup>6)</sup>。以下に連立方程式を立てて、関係式を導出する。

・流量の式は(質量流量)=(密度  $\rho$ )×(速度  $V$ )×(断面積  $A$ )に、理想気体の状態方程式  $p = \rho RT$  および全温度  $T_t$  とマッハ数  $M$ 、等エンントロピー変化  $(\frac{p}{T})^{\kappa} = const.$  の関係から

$$W = \frac{P_t}{\sqrt{T_t}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A \quad (1)$$

式(1)を 2,3,4,8 の各断面に適用して

$$W_2 = \frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_2}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_2 \quad (2)$$

$$W_3 = \frac{P_{t3}}{\sqrt{T_{t3}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_3}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_3^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_3 \quad (3)$$

$$W_4 = \frac{P_{t4}}{\sqrt{T_{t4}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_4}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_4^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 \quad (4)$$

$$W_5 = \frac{P_{t5}}{\sqrt{T_{t5}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_5}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_5^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_5 \quad (5)$$

$$W_8 = \frac{P_{t8}}{\sqrt{T_{t8}}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_8}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_8^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_8 \quad (6)$$

エンジンサイクルはエンジン入口断面”2”の全圧力、全温度を出発点として各過程で全圧力比  $\pi$ 、全温度比  $\tau$  で状態変化するので、各断面の流量は

$$W_3 = \frac{P_{t2}\pi_c}{\sqrt{T_{t2}\tau_c}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_3}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_3^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_3 \quad (7)$$

$$W_4 = \frac{P_{t2}\pi_c\pi_B}{\sqrt{T_{t2}\tau_c\tau_B}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_4}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_4^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 \quad (8)$$

$$W_5 = \frac{P_{t2}\pi_c\pi_B\pi_t}{\sqrt{T_{t2}\tau_c\tau_B\tau_t}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_5}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_5^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_5 \quad (9)$$

$$W_8 = \frac{P_{t2}\pi_c\pi_B\pi_t\pi_n}{\sqrt{T_{t2}\tau_c\tau_B\tau_t}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_8}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_8^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_8 \quad (10)$$

圧縮機の温度比  $\tau_c$  をポリトロープ効率  $\eta_{pc}$  を用いて圧力比  $\pi_c$  で表し、

$$\tau_c = \pi_c^{\frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (11)$$

同様にタービンの圧力比  $\pi_t$  をポリトロープ効率  $\eta_{pt}$  を用いて温度比  $\tau_t$  で表すと

$$\pi_t = \tau_t^{\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (12)$$

式(7)(8)(9)(10)から  $\tau_c$ ,  $\pi_t$  を消去して

$$W_3 = \frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_3}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_3^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_3 \quad (13)$$

$$W_4 = \frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_4}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_4^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 \quad (14)$$

$$W_8 =$$

$$\frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \tau_t^{\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_8}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_8^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_8 \quad (15)$$

各断面における流量間の関係は

$$W_3 = W_2 \quad (16)$$

$$W_4 = W_3 + W_f = (1 + FAR\emptyset)W_3 = (1 + FAR\emptyset)W_2 \quad (17)$$

$$W_5 = W_4 \quad (18)$$

$$W_8 = W_5 \quad (19)$$

一般に、タービンノズルはチョーク状態にあり、  $M_4=1$  を式(14)に代入して、

$$W_4 = \frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 \quad (20)$$

さらに排気ノズルもチョーク状態にある場合、  $M_8=1$  を式(15)の  $W_8$  に代入して、

$$W_8 = \frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \tau_t^{\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_8 \quad (21)$$

タービン出入口の流量が等しいことから  $W_4=W_8$  と等置して式(22)を得る。

$$\frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 =$$

$$\frac{P_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}} \pi_c^{1 - \frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa-1}{2\kappa}} \frac{\pi_B}{\sqrt{\tau_B}} \tau_t^{\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{2(\kappa-1)}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{1}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_8 \quad (22)$$

式(22)の左右の同一項を消去すると(23)となり、タービン温度比  $\tau_t$  を括りだして式(24)となる。

$$A_4 = \tau_t^{\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{2(\kappa-1)}} A_8 \quad (23)$$

$$\tau_t = \left(\frac{A_4}{A_8}\right)^{1/\left(\frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa-1}{2(\kappa-1)}\right)} \quad (24)$$

右辺は定数であるから  $\tau_t=const.$  となる。ポリトロープ効率を一定と仮定すれば  $\pi_t=const.$  も成り立つ。

これも多くの教科書に紹介されている<sup>7)</sup>。

式(1)を式(3)で辺々除してから共通項を括りだすと式(25)となる。

$$\sqrt{\frac{T_{t4}}{T_{t2}}} \frac{M_2}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} = \frac{W_2 P_{t4}}{W_4 P_{t2}} \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{M_4^2}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_4^2\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} A_4 \quad (25)$$

Table 3 estimated engine design values

	Estimated Design Value	dimension	Remarks
A <sub>2</sub>	0.0745	m <sup>2</sup>	
A <sub>3</sub>	0.0193	m <sup>2</sup>	M <sub>3_des</sub> =0.5
A <sub>4</sub>	0.0238	m <sup>2</sup>	Choke
A <sub>5</sub>	0.0779	m <sup>2</sup>	M <sub>5_des</sub> =0.5
A <sub>8</sub>	0.0579	m <sup>2</sup>	Choke
$\eta_{pc}$	0.75		Arbitrary
$\eta_{pt}$	0.8		Arbitrary
$\eta_b$	0.95		Ref.8

ガスサイクルの熱機関では出力に対して機関内部で発生させた高温高圧のガスからタービン、ピストンを介して圧縮機等の過程に多量のエネルギーが伝達されるため、流量保存則だけでは、状態が決定されない。ここにエネルギー保存則を適用することになる。

圧縮機仕事とタービン仕事はそれぞれ

$$L_c = W_2 c p_a (T_{t3} - T_{t2}) \quad (26)$$

$$L_t = W_4 c p_g (T_{t4} - T_{t8}) \quad (27)$$

タービンの仕事は損失無しで圧縮機の仕事になるものと仮定して

$$L_c = W_2 c p_a (T_{t3} - T_{t2}) = W_4 c p_g (T_{t4} - T_{t8}) = L_t \quad (28)$$

$$L_c = W_2 c p_a T_{t2} (\tau_c - 1) = W_4 c p_g T_{t4} (1 - \tau_t) = L_t \quad (29)$$

$$\frac{T_{t4}}{T_{t2}} = \frac{W_2 c p_a (\tau_c - 1)}{W_4 c p_g (1 - \tau_t)} = \frac{W_2 c p_a \left( \pi_c^{\frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1 \right)}{W_4 c p_g (1 - \tau_t)} \quad (30)$$

式(3.24)の両辺を二乗し、(3.29)の右辺を代入すると

$$\frac{W_2 c p_a \left( \pi_c^{\frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1 \right)}{W_4 c p_g (1 - \tau_t)} \frac{M_2^{-2}}{\left( 1 + \frac{\kappa_a - 1}{2} M_2^2 \right)^{\frac{\kappa_a + 1}{\kappa_a - 1}}} =$$

$$\left( \frac{W_2}{W_4} \right)^2 \pi_c^2 \pi_B^2 \frac{(\kappa_g)}{(\kappa_a)} \frac{M_4^{-2}}{\left( 1 + \frac{\kappa_g - 1}{2} M_4^2 \right)^{\frac{\kappa_g + 1}{\kappa_g - 1}}} \left( \frac{A_4}{A_2} \right)^2$$

これを整理して式(3.23)を代入すると

$$\frac{M_2^{-2}}{\left( 1 + \frac{\kappa_a - 1}{2} M_2^2 \right)^{\frac{\kappa_a + 1}{\kappa_a - 1}}} = \frac{W_2}{W_4} \frac{\pi_c^2 \pi_B^2}{\pi_c^{\frac{1}{\eta_{pc}} \frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1} \left( \frac{\kappa_g c p_g}{\kappa_a c p_a} \right) \left( 1 - \left( \frac{A_4}{A_8} \right)^{1/\left( \frac{1}{\eta_{pt}} \frac{\kappa_g - 1}{\kappa_g - 1} - 2 \right)} \right) \frac{M_4^{-2}}{\left( 1 + \frac{\kappa_g - 1}{2} M_4^2 \right)^{\frac{\kappa_g + 1}{\kappa_g - 1}}} \left( \frac{A_4}{A_2} \right)^2 \quad (31)$$

となる。M<sub>4</sub>は地上静止でアイドル以上、また飛行状態の運転時にはほぼチョーク状態にあり M<sub>4</sub>=1 となるので、式(31)において M<sub>2</sub> と  $\pi_c$  の関係が得られた。

上記の要素マップを用いない解析方法には含まれないが、ジェットエンジンの運動パラメータとして重要な圧縮機回転数に関してはターボ機械理論から導かれる関係

として式(32)が特性の推定に用いられる<sup>9)</sup>。

$$\frac{N_{c2}}{N_{c2R}} = \sqrt{\frac{\pi_c^{(\kappa_c - 1)/\kappa_c} - 1}{\pi_{cR}^{(\kappa_c - 1)/\kappa_c} - 1}} \quad (32)$$

#### 4. 解析結果

導いた関係式に Table1 の離陸状態の数値を代入して計算断面積および要素効率を Table3 のように試行錯誤で決定した。

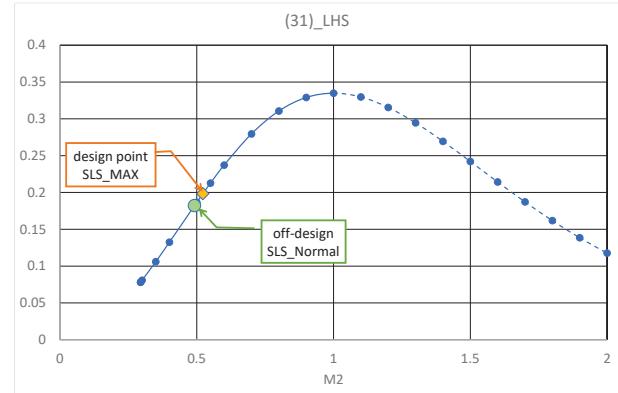


Fig. 3 Relation of M<sub>2</sub> and its function eq. (31)LHS

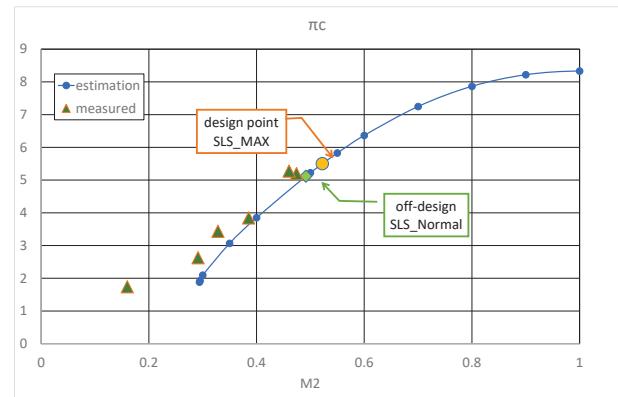


Fig. 4 Relation of M<sub>2</sub> and Compressor Pressure ratio

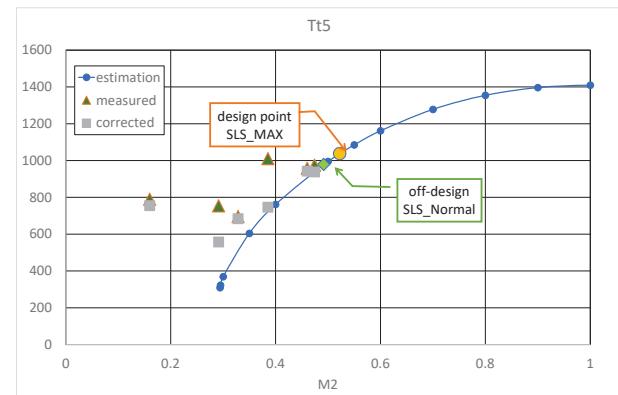


Fig. 5 Relation of M<sub>2</sub> and Exhaust temperature

式(31)の左辺は M<sub>2</sub> のみの関数であり、Fig.3 に示すよう

に  $0 < M_2 < 1$  の範囲で一価関数である。続いて圧縮機入口マッハ数  $M_2$  を変化させて、式(2~31)より地上静止状態および飛行状態の部分負荷性能を推定した。結果を Fig.4~9 に示す。エンジンの設計点(MAX レーティング)と参照点(Normal レーティング)<sup>2)</sup>も併せて図示する。

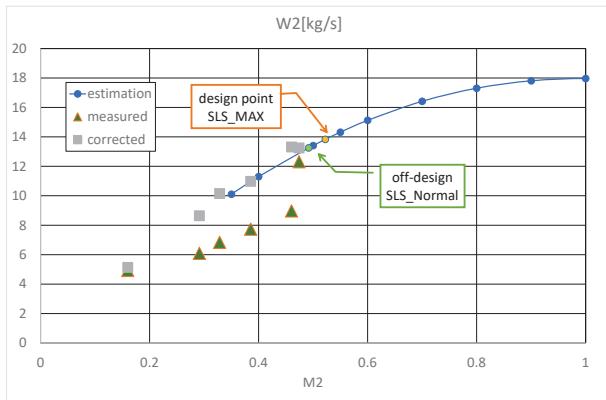


Fig. 6 Relation of  $M_2$  and Engine inlet air mass flow

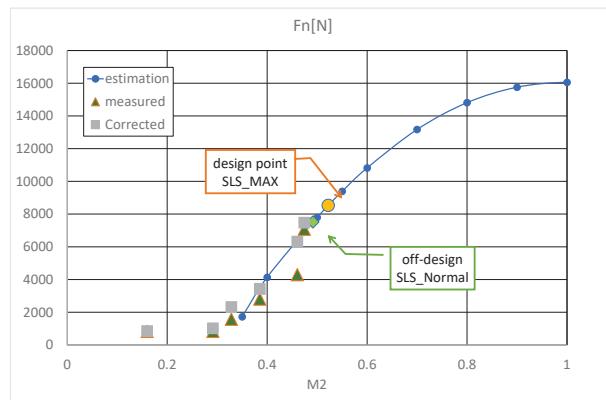


Fig. 7 Relation of  $M_2$  and net thrust

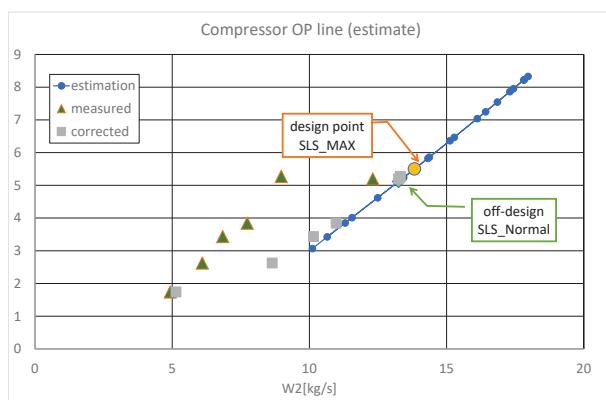


Fig. 8 Estimated Compressor operation line

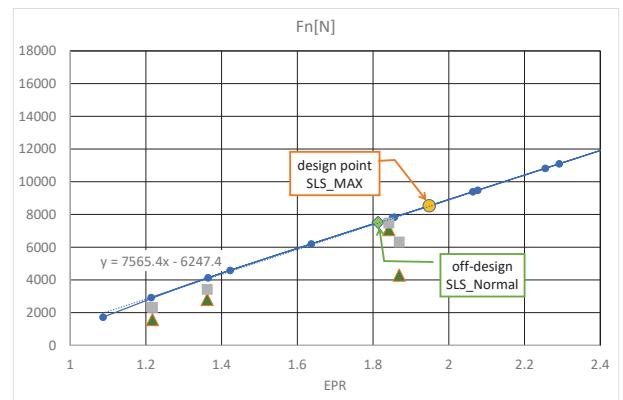


Fig. 9 Estimated Relation of EPR and net thrust

## 5. 実験データおよび推定値との比較

NALにおけるYJ69エンジンの運転ではATF試験の前後に機能確認のため地上セル運転を実施しており、同一の号機、Cノズル形態で代表的な条件におけるエンジン運転データを選び、本簡易的推定と比較する。

- ATF運転におけるアンインストール推力の算出  
ダイレクトコネクト方式におけるATFの仕組みをFig. 10に示す。JAXAのATFでは、エンジン入口にスライド式の直管を設けエンジンの推力を直接ロードセルで計測している。地上エンジンセル運転では、エンジンセル内の気圧の変化は、エンジンの入口および出口に同様の変化をもたらすが、ATFではエンジン入口と排気ノズル出口は個別に条件設定される。

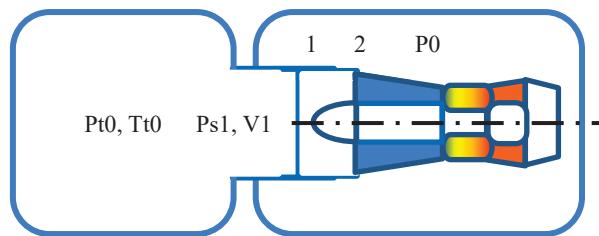


Fig. 10 Direct connect ATF schematics

アンインストール推力は静止大気中を水平直線定常飛行するエンジンが理想的インテーク、排気ノズルを装着した形態で無抽気、無負荷で発生する推力であるから、Fig. 10 で測定されるロードセル推力( $F_{n\text{ measure}}$ )は大気圧と異なる入口静圧の条件で式(33)の量が測定されることになる。

$$F_{n\text{ measure}} = W_8 V_8 - W_a V_1 + A_8 P_{s8} - A_1 P_{s1} + (A_1 - A_8) P_0 \quad (33)$$

ATFの運転条件はエンジンに供給される空気は淀み点全圧、全温に調整されているので、アンインストール推力は定義に基づくと、

$$F_n = W_8 V_8 - W_a V_0 + A_8 (P_{s8} - P_0) \\ = F_{n\text{ measure}} + W_a (V_1 - V_0) + A_1 (P_{s1} - P_0) \quad (34)$$

で換算される。

地上エンジン運転で得られた結果を Table 4 に示す。

Table 4 Typical Engine Performance at SLS

	unit	Ground Idle	SLS_Max
CDP	kPa	169	544
EGT	K	784	982
F <sub>n</sub>	N	881	8190
SFC	Kg/H/kgf	2.3	1.1
P_cell	101kPa, T_air	297K: 2001.05.29	

98.5%修正回転数で 98%設計圧力比 96%推力を発生している。

ATF 運転試験で得られた結果を Table 5 に示す。

Table 5 Typical Engine Performance at ATF

	unit	Ground Idle	SLS_Max
P <sub>0</sub>	kPa	99	96
T <sub>t2</sub>	K	301	300
P <sub>t2</sub>	kPa	99	99
CDP	kPa	173	499
EGT	K	790	975
F <sub>n_m</sub>	N	827	6750
SFC	Kg/H/kgf	2.7	1.1
W <sub>a</sub>	Kg/s	4.9	12.3
2001.06.05			
	unit	M1.2 Flight Idle	M1.2 Normal
P <sub>0</sub>	kPa	40	40
T <sub>t2</sub>	K	293	293
P <sub>t2</sub>	kPa	69	69
CDP	kPa	237	363
EGT	K	696	958
F <sub>n_m</sub>	N	180	3325
SFC	Kg/H/kgf	1.6	1.4
W <sub>a</sub>	Kg/s	4.9	12.3
2001.06.08			
	unit	M2 Flight Idle	M2 Max
P <sub>0</sub>	kPa	40	40
T <sub>t2</sub>	K	390	390
P <sub>t2</sub>	kPa	83	83
CDP	kPa	218	319
EGT	K	754	1010
F <sub>n_m</sub>	N	-1705	761
SFC	Kg/H/kgf	2.5	1.7
W <sub>a</sub>	Kg/s	4.9	12.3
2001.06.14			

これらの運転データとその修正値を Fig. 4~9 に併せてシンボルで示す。

Fig. 4 に圧力比  $\pi_c$  の推定値と測定値を示す。

圧縮機圧力比はエンジン入り口マッハ数 M<sub>2</sub> が 0.35～設計点の間で良い推定をしている(▲)。地上アイドル条件では M<sub>2</sub> が 0.2 以下、圧力比も 2 以下となりタービン入口ストロートがチョーク条件を満たさなくなるため、本推定曲線からはずれる。

Fig. 5 に排気温度(EGT)の推定値、測定値、修正値を示す。排気温度(EGT)の推定については測定値(▲)は 200K～400K 高めになったが、エンジン入り口温度修正値(■)は M<sub>2</sub> が 0.35 以上で良い推定をしている。地上アイドルではタービン仕事に機械的ロス等の付加仕事が加わるため、EGT が高くなり SFC も悪化する。

Fig. 6 にエンジン空気流量 W<sub>a</sub> の推定値、測定値、修正値を示す。

エンジン入り口マッハ数 M<sub>2</sub> とエンジン空気流量は入り口温度と圧力で修正することにより地上アイドルから設計点まで推定曲線によく一致している(■)。運転試験では滑らかなベルマウスにより吸入するため、また、ATF ではエンジン直前に整流胴を設置して全圧の損失が抑えられているためと考えられる。

Fig. 7 に正味推力 F<sub>n</sub> の推定値、測定値、修正値を示す。エンジンの正味推力も圧力修正を施すと、M<sub>2</sub> に対して 0.4～設計点で推定曲線に一致する。入口空気は常温～117°Cまで加熱されており M<sub>2</sub> 相当の条件まで飛行アイドル以上のレーティングでよく一致している。

Fig. 8 に圧縮機の作動線(W<sub>acr</sub> vs  $\pi_c$ )の推定値、測定値、修正値を示す。

本エンジンの作動線はライトアイドル以上のレーティングで妥当に推定されている。

Fig. 9 に推定されたエンジン圧力比 EPR と推力の関係を示す。

ターボジェットに関しては EPR と離陸推力は直線関係にあることが知られており<sup>14)</sup> YJ69 エンジンも同様な特性を有している。

## 6. まとめ

ジェットエンジンの性能解析手法に関して、概念検討時などに利用可能な簡便な方法として、理想気体近似を用いた場合の例を理論と実験により明らかにした。より進んだフェーズにおいては、SAE の規格<sup>10)</sup>にあるように熱力学の面では実在気体効果、流体力学的には要素特性マップを取り入れる必要があり、関連する教科書<sup>11)</sup>市販もしくは自前のより精度の高いエンジン性能推定プログラム<sup>12, 13)</sup>の利用が勧められるが、推定精度を向上させるには要素特性データが必要で、これには実験や CFD 解析により膨大な時間と労力を必要とする。ここに述べた基礎的な関係は保たれている。

## 参 考 文 献

- (1) 二村尚夫, 飛行実験機用小型ジェットエンジンの運転, 宇宙航空研究開発機構研究開発資料, JAXA-RM-21-001(2021)
- (2) P. Wilkinson, Aircraft Engines of the World 1970, pp.113
- (3) SAE, Aircraft Propulsion System Performance Station Designation and Nomenclature, AS775 rev. D, 2004
- (4) Hill & Peterson, Mechanics and Thermodynamics of Propulsion, Addison Wesley, 1992, pp. 100-105.
- (5) 日本ガスタービン学会, ガスタービン工学, 2013, pp. 14
- (6) NIST & JANAF, Thermochemical Tables 4<sup>th</sup> ed., JPCRD Monograph 9, 1998, pp.175, 643, 1324, 1621, 1745,
- (7) N. Cumpsty, A. Heyes, Jet Propulsion, Cambridge Univ. press, 3<sup>rd</sup> Ed., 2015
- (8) D. L. Murray, W. E. Kidd, Low Cost Short Life Gas Turbine Design, ASME 71-GT-69, 1971971
- (9) J. D. Mattingly, Elements of Gas Turbine Propulsion, Mc Graw-hill, 1996, pp.482-486
- (10) SAE, Gas Turbine Engine Performance Presentation for Computer Programs, AS681J , 2008
- (11) J. Hodge, Cycles and Performance Estimation, Butterworths Scientific publications, 1955
- (12) J. Kurzke, Gas Turb 11 Design and Off-Design Performance of Gas Turbine, 2007
- (13) 二村尚夫, ジェットエンジンサイクル検討における熱力学物性値について(その3), 宇宙航空研究開発機構研究開発資料, JAXA-RM-16-010, 2017
- (14) 川端清一, 航空工学教室 タービン発動機, 日本航空技術協会, 1981, pp.448

## 小型 SOFC-GT 複合サイクルエンジンの起動試験

### Starting Test of SOFC-GT Combined Cycle Engine

○小島 孝之<sup>\*1</sup> 田頭 剛<sup>\*1</sup> 岡井 敬一<sup>\*1</sup> 小林 宙<sup>\*1</sup> 西沢 啓<sup>\*1</sup>  
 KOJIMA Takayuki TAGASHIRA Takeshi OKAI Keiichi KOBAYASHI Hiroshi NISHIZAWA Akira

#### ABSTRACT

For the reduction of CO<sub>2</sub> emission of the aircraft, research and development of the emission free aircraft is conducted in JAXA. The aircraft uses the electric propulsion systems of which electrical power is generated by the SOFC-gas turbine hybrid system. To realize the hybrid system, starting test of the small scale SOFC-gas turbine engine was carried out. Combined cycle engine with 1500W planar type SOFC and two-spool 10kW gas turbine engine is fabricated. Control of SOFC pressure was carried out during engine start.

**キーワード：**ジェットエンジン、ハイブリッドエンジン、電動推進、SOFC

**Key Words:** Jet Engine, Hybrid, Electric Propulsion, SOFC

#### 1. はじめに

近年、航空機の脱炭素化の動きが加速し、水素エネルギーを利用した航空機システムの提案が活発化している。欧州においては、McKensey社、エアバス社等の企業が参加した水素航空機の検討を Hydrogen Powered Aviation として発表した<sup>(1)</sup>。本検討では、液体水素燃料をジェットエンジンで燃焼させ推進させる小型航空機の実現が第一ステップとして提案されているが、一方、大型機の場合は液体水素燃料タンクの容積および重量増大により航続距離が短くなり、この解決策として、推進系の電動化による低燃料消費率化（燃料タンクの小型化）が候補とされている。また、エアバス社が提案した水素航空機構想 ZEROe においては、水素を利用した電動航空機のコンセプトも提案されている<sup>(2)</sup>。一方、JAXAにおいては、水素航空機のさらなる効率向上および航続距離拡大を実現する航空機としてエミッションフリー航空機（Fig. 1）を提案し、システム研究や要素技術研究を進めている。本航空機の推進システムは Fig. 2 に示すように、水素やバイオ燃料など脱炭素燃料をエネルギー源として、燃料電池（SOFC）とガスターイン（GT）のコンバインド発電を行う電動推進を想定している。電動ファンは BWB 機体の上面に配置され、多発分散化による推進効率の向上および境界層吸い込みによる機体抵抗の低減を狙っている<sup>(3)</sup>。

本研究においては、エミッションフリー航空機の主要技術課題である、SOFC-GT 複合サイクルエンジンについ

て、発電システムの設計・試験技術向上を目的とした発電実験を開始している。本稿においては、本供試体の構成や動特性等を評価した結果についてまとめる。

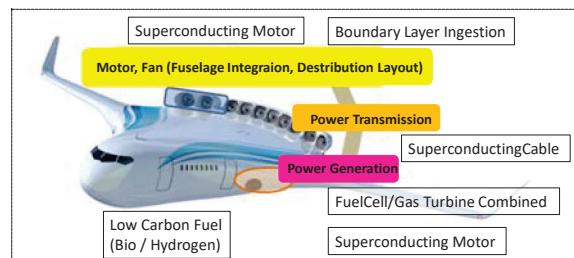


Fig. 1 Emission Free Aircraft Concept and Key Technology

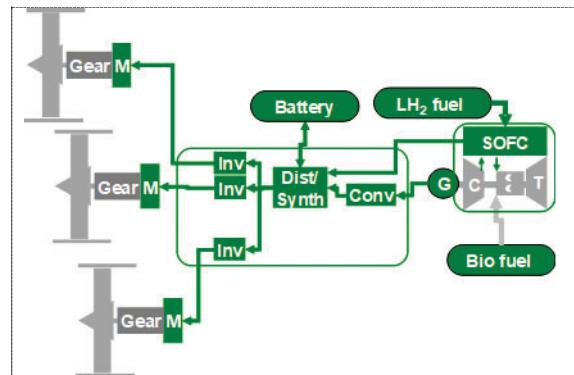


Fig. 2 Electrical Propulsion System of Emission Free Aircraft

#### 2. SOFC-GT 複合サイクルエンジン

##### 2.1 供試体概要

試験供試体の全体配置を Fig. 3 に、また燃料（灯油および水素ガス）および空気の供給系統を Fig. 4 にまとめ

\*1 宇宙航空研究開発機構航空技術部門  
 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1  
 E-mail: kojima.takayuki@jaxa.jp

る。供試体は GT 部と SOFC 部が分離した構成となっており、GT の回転面および排気ガスからの SOFC の保護を目的として、SOFC は GT の上流側に配置し、これらの上方に燃料供給システムを構築している。なお、実用エンジンにおいては、圧縮機出口における空気（100°C以下）を SOFC の作動温度（700°C）まで昇温するために、空気加熱を行う熱交換機を設ける必要があるが、本供試体においては、電気式の空気加熱器で代用している。

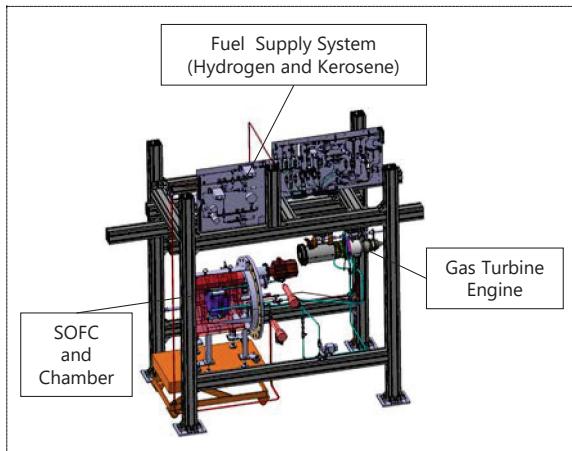


Fig. 3 Overview of SOFC-GT Combined Cycle Engine Test Model

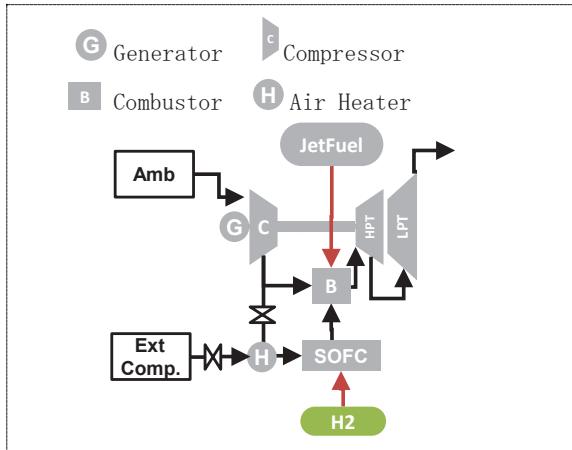


Fig. 4 Flow Diagram of SOFC-GT Combined Cycle Engine Test Model

SOFC の運転は、外部（地上設備）から圧縮空気を供給し SOFC 本体の発電により高温を維持する SOFC 単独運転モード (Fig. 5(a)) と、GT の圧縮機抽気空気を SOFC へ供給する複合サイクルモード (Fig. 5 (b)) の双方を行えるようにしている。燃料電池の要素技術は近年急速に発展し、SOFC の起動速度はエナファーム等において 1 時間程度まで短縮されているものの、航空エンジンの急激なスロットル変化に追従するためには、起動速度のさらなる高速化が必要である。このため、SOFC はエンジンが停止している駐機中においても少量の水素を供給することにより高温状態を維持し、エンジン起動時にのみ発電を行う運転方法とせざるを得ない。SOFC へ供給す

る空気源を自由に切り替えられ、SOFC 単独運転から複合サイクルエンジン運転に至るシーケンスを確認できるようにしている。Table 1 に本供試体の主要諸元をまとめるとする。

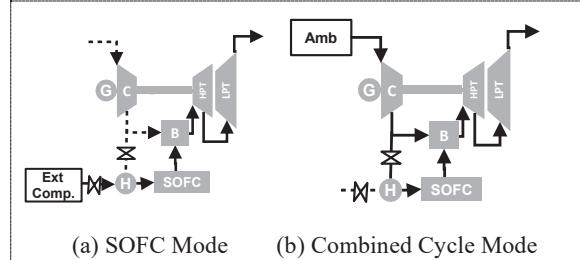


Fig. 5 SOFC Operation Mode

Table 1 Specification of SOFC-GT Combined Cycle Engine

Gas Turbine (Design Point)		
Total Length	685.3	mm
Fuel	Kerosene	
High Pressure Stage		
Design Pressure Ratio	2.7	
Compressor Inlet Diameter	50	mm
Turbine Inlet Diameter	66.4	mm
Rotational Speed (HPC, HPT)	126,000	rpm
Low Pressure Stage		
Turbine Inlet Diameter	85	mm
Rotational Speed (GEN, LPT)	30,000	rpm
Generator Power	10	kW
SOFC (Design Point)		
Fuel	Hydrogen	
Number of Cell	40	
Operation temperature	700	°C
Power	1.5	kW

## 2.2 GT エンジン

GT エンジン部の構成および写真を Fig. 6 にまとめる。GT エンジンは JAXA で開発した 2 軸小型ターボファンエンジン<sup>(4)</sup>を元に、低圧軸の結合先をファンから発電機に交換することにより、低圧タービンにおいて発電を行う。発電機は定格回転数 30,000rpm において最大 10kW の発電ができるよう設計し、また同等の電力を逆向きに加えることにより、低圧タービンにトルクを与えるモータとしても動作可能としている。SOFC へ供給する空気は 1 段遠心圧縮機の静翼出口に抽気孔を設け、抽気孔出口のマニホールドを経て SOFC へ分岐される構造としている。SOFC で発電に使用された後の余剰空気および余剰水素は燃焼器内に挿入される排熱回収機構 (Fig. 7) により燃焼器内に戻る。排熱回収機構は燃焼器内の周方向に 6 本配置されている蒸発管の間に 1 か所挿入されている。排熱回収機構の空気・水素出口を燃焼器ライナ内に設けることにより、圧縮機静翼出口全圧から高压ターピンの吸込口全圧までの圧力損失を低減する。

ピン入口静圧までの圧力差を最大限利用した SOFC 空気配管としている。

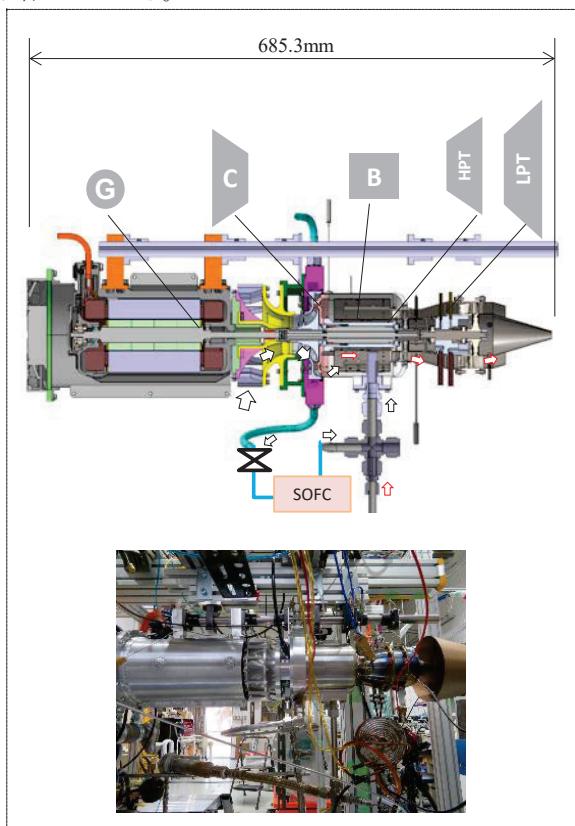


Fig. 6 Gas Turbine Test Model

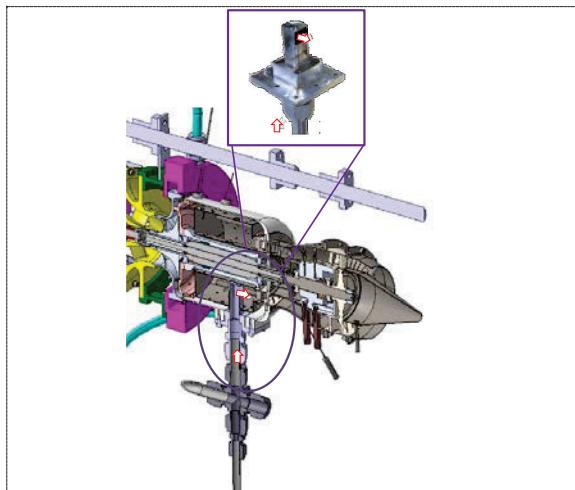


Fig. 7 SOFC Exhaust Gas Nozzle

## 2.3 燃料電池 (SOFC)

Fig. 7 に燃料電池の設置状況を示す。燃料電池はマグネクス株式会社製の平板型 SOFC (固体酸化物型燃料電池) スタック G40 を使用している。本燃料電池のセル数は 40 となっており、最大電圧は 48V (OCV)、最大出力は 1500W となっている<sup>(5)</sup>。本スタックに供給する空気は圧縮機により最高 2.7atm 程度まで昇圧されるため、SOFC 内外の差圧からセルを保護するため、スタック全体を容器内に格納している。また、容器内には電気ヒータが挿入され

ており、外部からプロアにて高温空気を供給することにより試験前のスタック温度制御を行い、SOFC の定格作動温度である 700°C まで昇温している。

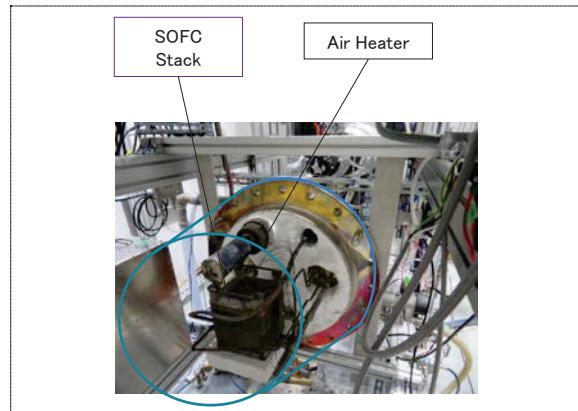


Fig. 8 Overview of SOFC in the Chamber

## 3. 試験結果

### 3.1 スタック昇温性能

Fig. 9 に試験時における SOFC 容器および SOFC 本体の温度履歴を示す。前述のとおり、SOFC 本体の昇温は容器外部から空気プロアにより高温空気を供給することにより実施した。昇温・降温速度は 3°C/min の速度で実施した。

Fig. 10 に本試験で発電機および SOFC から得られた電力の履歴を、Fig. 11 にエンジン回転数 (高圧軸、低圧軸) の履歴を示す。試験は約 18000sec において SOFC 単独モードの運転を開始し、SOFC の発熱で容器の昇温を補助するとともに、24000sec までの期間において、SOFC 単体での発電特性を取得している。エンジン運転は約 24500sec ~ 約 33000sec において実施し、エンジン起動後に SOFC 単独モードから複合サイクルモードへ切り替えている。発電特性の取得はエンジン高圧軸回転数を 44,100rpm (35%)、および 81,900rpm (65%) において、低圧軸回転数を 10,000rpm ~ 20,000rpm に変化させることにより取得している。

なお、本試験では、熱効率 (供給した燃料 (灯油・水素) の低位発熱量の和に対する発電量 (発電機および SOFC)) も評価しており、GT 単体での発電に対し、SOFC を組み合わせる複合サイクルとすることにより熱効率は 2%から 2.4%に向上したことを確認している。ただし、本試験においては発電機、SOFC いずれも部分負荷の状態であり、詳細な発電性能の評価は今後実施する。

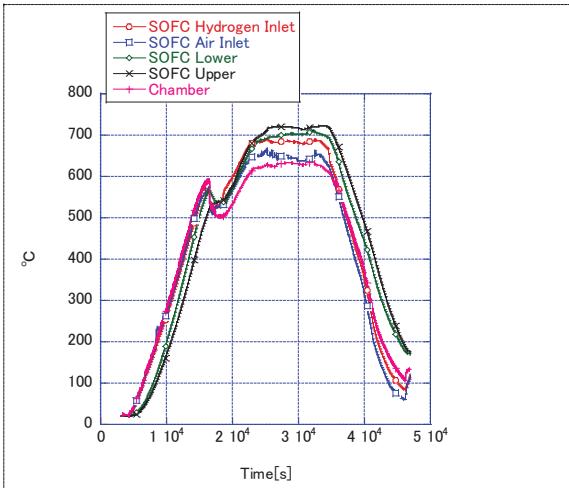


Fig. 8 Temperature of SOFC Stack and SOFC Chamber

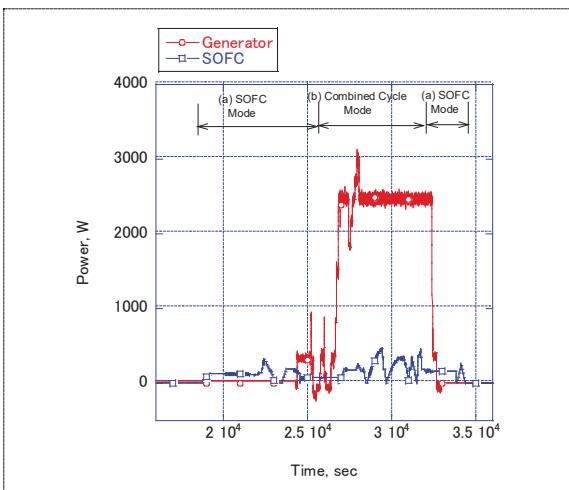


Fig. 9 History of Power generated by Generator and SOFC

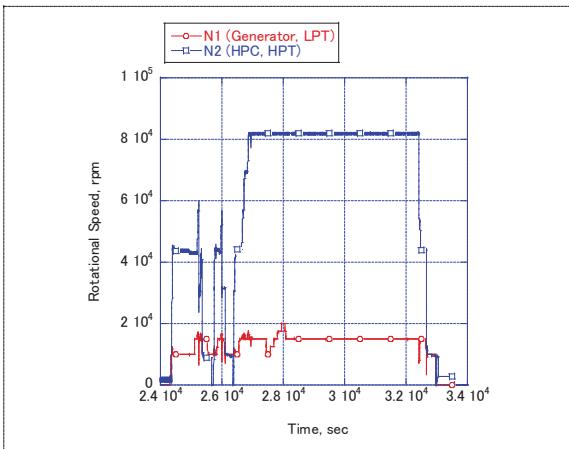


Fig. 10 History of Engine Rotational Speed

### 3.2 エンジン起動特性取得、モード切替試験

エンジン起動時は SOFC の作動圧力が急激に上昇するが、この時にセル本体やシール部が圧力差で損傷しないよう保護する必要がある。本実験では、この圧力変動から SOFC を保護する方法として、①SOFC 作動流体（水素・空気）間の差圧、および②SOFC スタック外部の圧

力と作動流体（水素・空気）の差圧の 2 つを抑えることを念頭におき、配管系統および制御ロジックを検討した。①については、SOFC から排出される余剰空気および余剰水素を燃焼器へ供給する配管の圧力損失を抑え、SOFC の作動流体圧力を燃焼室圧と釣り合わせることに重点を置き、②については、容器内の圧力を SOFC 作動空気圧と均圧させることに重点を置いた。エンジン起動時における SOFC の容器圧力、および空気・水素圧力の履歴を Fig.11 に示す。エンジン起動時における SOFC 作動圧の差圧は 5kPa 以下となり、SOFC が損傷することなく、エンジンを起動した。

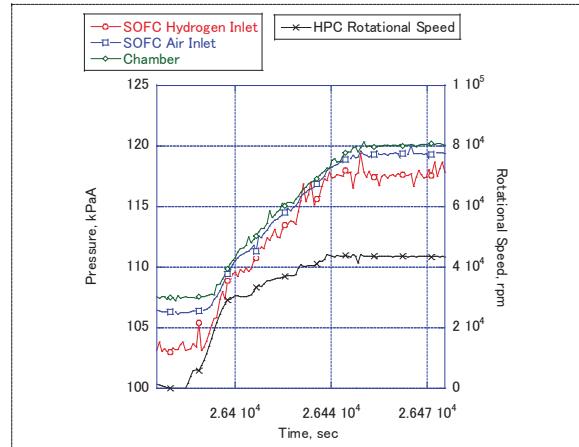


Fig. 11 History of SOFC Pressure during Engine Starting

### 4. まとめ

本研究においては、エミッションフリー航空機の推進システムの主要技術課題である、SOFC-GT 複合サイクルエンジンについて、小型エンジンによる実験研究を行っている。本論文では、供試体の基本構成を紹介するとともに、エンジン起動実験の結果をまとめた。エンジン起動時においては、SOFC に発生する差圧を制御し、SOFC を保護する方法を構築し、エンジン起動時における SOFC スタック内の差圧を 5kPa 以下に抑えられることを確認した。

### 参考文献

- (1) <https://www.eraa.org/policy/overview-and-news/webinar-h2-powered-aviation>
- (2) <https://www.airbus.com/newsroom/press-releases/en/2020/09/airbus-reveals-new-zeroemission-concept-aircraft.html>
- (3) 小島孝之, 岡井敬一, 西沢啓, 低炭素社会の実現に向けた航空機電動化技術研究, ガスターイン学会誌, Vol. 49, No. 1 (2021).
- (4) 水野拓哉, 田頭剛, JAXA における超小型 2 軸ターボファンエンジン開発, JAXA 航空シンポジウム 2014, <<http://www.aero.jaxa.jp/news/event/pdf/event140918/poster01.pdf>> (参照日 2021 年 8 月 20 日).
- (5) マグネクス社 HP, <https://www.magnex.co.jp/stack.html> (参照日 2021 年 8 月 20 日).

## 水素専焼ドライ低 NOx 燃焼技術を用いた熱電供給実証

### Heat and Power Supply Demonstration Applying Hydrogen Dry Low NOx Combustion Technology

○堀川 敦史<sup>\*1</sup> 山口 正人<sup>\*1</sup> 萩野 智行<sup>\*1</sup> 足利 貢<sup>\*1</sup> 青木 茂樹<sup>\*1</sup>  
HORIKAWA Atsushi YAMAGUCHI Masato OGINO Tomoyuki ASHIKAGA Mitsugu AOKI Shigeki

#### ABSTRACT

Kawasaki Heavy Industries, LTD. has research and development projects for a future hydrogen society. Within the development of the hydrogen gas turbine, the key technology is stable and low NOx hydrogen combustion, namely the Dry Low NOx (DLN) hydrogen combustion. KHI, Aachen University of Applied Science, and B&B-AGEMA have investigated the possibility of low NOx micro-mix hydrogen combustion and its application to an industrial gas turbine combustor.

From September 2020, KHI started the heat and power supply demonstration operation by using micro-mix hydrogen combustion technology in the hydrogen-fueled gas turbine co-generation power plant in Kobe City, Japan. Through the demonstration period, from September 2020 to January 2021, power output reached to 1800kW, NOx emissions were 60 ppm (O2-16%, 60 RH%) , and equivalent operation hours became 1040 hours . And gas turbine efficiency was improved about 1 point comparing with water injection NOx reduction method.

**キーワード :**ガスタービン、水素、コーチェネレーション、NOx、発電効率

**Key Words:** Gas Turbine, Hydrogen, Co-Generation, NOx, Efficiency

#### 1. はじめに

2018年7月、第五次エネルギー基本計画が閣議決定された<sup>(1)</sup>。その中で、国際的な水素サプライチェーンの構築と共に、安定的かつ大量に水素を消費する水素発電の開発を進めることが重要と記載されている。また、2019年3月、水素・燃料電池戦略ロードマップ～水素社会実現に向けた産学官のアクションプラン～<sup>(2)</sup>の中で、2020年までに水素専焼発電での発電効率向上（1MW級ガスタービンにおいて、水噴射 NOx 低減方式の 26%→ドライ低 NOx 方式の 27%）の記載がある。当社では、Fig. 1 に示す微小な水素火炎を用いた micro-mix 水素専焼ドライ低 NOx 燃焼技術を用いた水素ドライ低 NOx 燃焼器の開発を実施した<sup>(3)</sup>。また、国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構（以後、NEDO と記す）課題設定型産業技術開発費助成事業「水素社会構築技術開発事業／大規模水素エネルギー利用技術開発／ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」において、本水素ドライ低 NOx 燃焼器を Fig. 2 に示す水素コーチェネレーション実証設備に実装し、水素発電を実現するためのエンジン技術試験<sup>(4), (5), (6), (7)</sup>ならびに熱電供給実証を実施した。

本稿では、水素ドライ低 NOx 燃焼器を用いたエンジン試験、熱電供給実証について報告する。

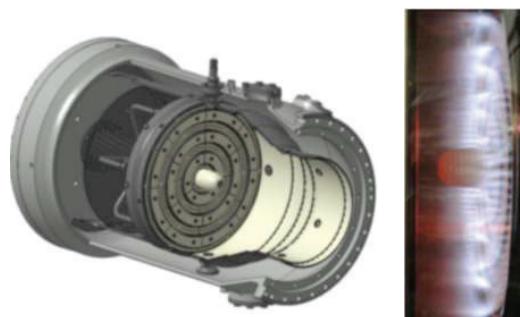


Fig.1 Pictures of hydrogen dry low NOx "micro-mix" combustor (left) and hydrogen flame (right)



Fig.2 Picture of hydrogen fueled gas turbine co-generation power plant (1MW class gas turbine package, HRSG)

\*1 川崎重工業株式会社  
〒673-8666 明石市川崎町1番1号  
E-mail:horikawa\_a@khi.co.jp

## 2. 水素専焼ドライ低 NOx 燃焼技術 : micro-mix 燃焼器を用いた発電実証（使用前自主検査）

2020年5月から9月にかけ、水素専焼ドライ低NOx燃焼技術を用いたエンジン運転技術を確立するための技術試験を実施した。各種の運転パラメータ調整により、起動・停止や負荷運転を問題なく行えることを確認した。

本水素ドライ低NOx燃焼器ではFig. 3に示す燃料ステージングを採用している。着火用燃料ガスにより着火し（Fig. 3(A)）、回転数上昇時に水素に火移りさせる（Fig. 3(B)）。無負荷運転時（Fig. 3(C)）には水素100%に切り替わっており、負荷条件によって利用する水素供給リングの数を変更する（Fig. 3(D), (E)）<sup>(5),(6),(7)</sup>。

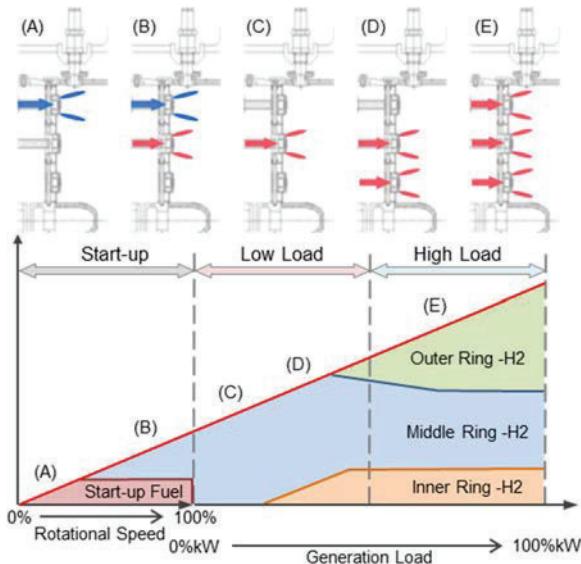


Fig. 3 Hydrogen supply in the engine start-up and power generation conditions<sup>(5)</sup>

エンジン技術試験後、発電所として安定した運用が可能であることを検証するために、使用前自主検査を実施した。それぞれの試験結果について紹介する。

### 2.1 系統連系、負荷移行試験

Fig. 4に9月29日の運転試験時の時系列データを示す。起動、静定後に送配電システムに接続し、系統連携および解列が問題無く行えることを確認した。系統連携状態で無負荷から全負荷の各負荷条件で、出力が安定した運転を確認し、NOx値等の調整を実施した（Fig. 4(A)）。また、無負荷と全負荷状態への負荷移行（負荷の上げ、下げ）についても、負荷移行速度を現天然ガス DLE燃焼器並みの速さに設定し、負荷の上げ下げに対して、燃料ステージングおよび追従性に問題がないことを確認した（Fig. 4(B)）。

### 2.2 負荷遮断試験

Fig. 5に9月30日の運転試験時の時系列データを示す。出力が安定した各運転条件から負荷遮断を行った（Fig. 5(A)）。負荷遮断後に回転数の瞬時の上昇が生じるが、過回転によるトリップ（緊急停止）発生は無く、

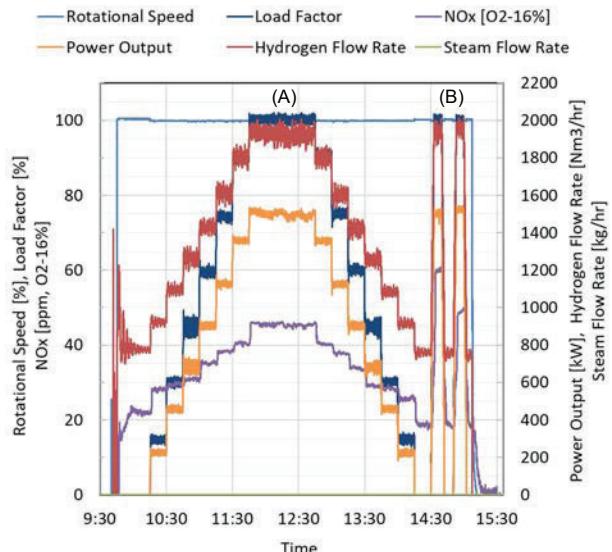


Fig. 4 Time series data on 29<sup>th</sup> September, 2020: grid connection and loading test

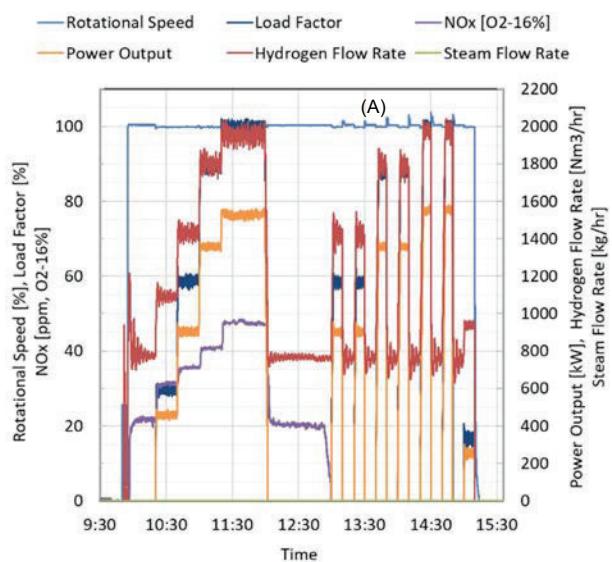


Fig. 5 Time series data on 30<sup>th</sup> September, 2020: load cutoff test

発電装置として緊急時に必要な負荷遮断が可能であることを確認した。

### 2.3 環境計測試験

10月5日と6日に全負荷試験ならびに環境計測を実施した。Fig. 6に10月5日の運転試験時の時系列データを示す。全負荷（吸気温度25度, 1530kW）での連続運転が問題ないことを確認した。また、敷地境界における騒音値は、60dB未満（暗騒音45dB程度）、振動値も45dB未満（暗振動28dB程度）となり、それぞれ昼夜ともに規制値を満たすことを確認した。Fig. 7に排ガス計測結果を示す。ばいじん濃度および硫黄酸化物濃度は、検出限界未満。NOx濃度40ppm（残存酸素16%換算値で52.6ppm）となった。

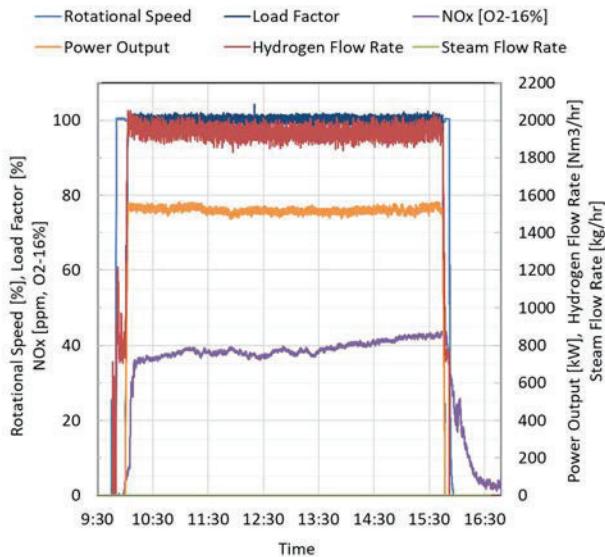


Fig. 6 Time series data on 5<sup>th</sup> October, 2020: environmental measurement test



Fig. 7 Certification sheet of exhaust gas inspection, on 6<sup>th</sup> October, 2020

### 3. 热電供給実証

#### 3.1 热電供給試験

Fig. 8 に 11 月 4 日の運転試験時の時系列データを示す。水素専焼ドライ低 NOx 燃焼技術を用いた熱電供給に成功した。Fig. 9 にその際の運転監視装置のモニタ表示を示す。1700kW 発電出力時の NOx 値約 55ppm (残存酸素 16%, 相対湿度 60%換算値) となった。

#### 3.2 定格出力 1,800kW 運転

Fig. 10 に 1 月 18 日の運転試験時の時系列データを示す。定格出力 100%負荷-1800kW に到達し、NOx 値は約 60ppm (残存酸素 16%, 相対湿度 60%換算値) となった。発電効率は、水噴射による NOx 低減方式にくらべ、約 1%改善し、27%となった。

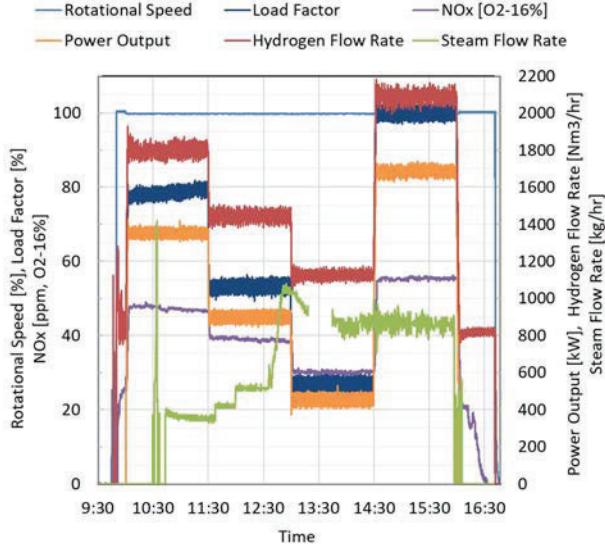


Fig. 8 Time series data on 4<sup>th</sup> November, 2020: heat and power supply test

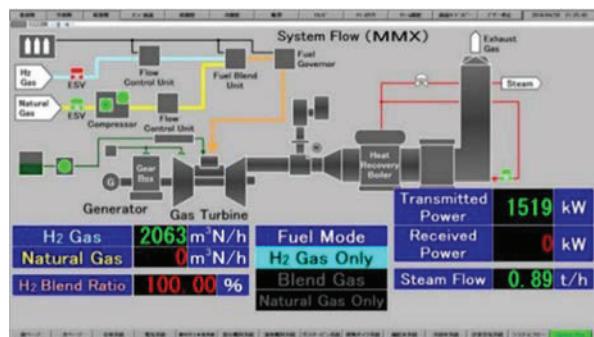


Fig. 9 Picture of control monitor at 100% hydrogen, heat and power supply operation on 4<sup>th</sup> November, 2020

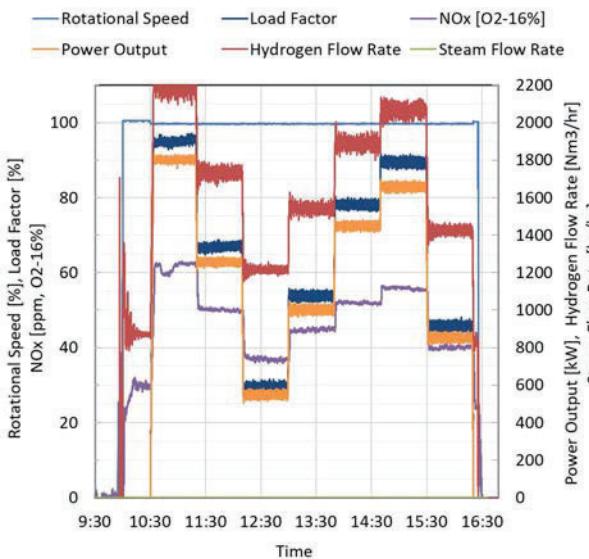


Fig. 10 Time series data on 18<sup>th</sup> January, 2021: maximum power output 1800kW

Fig. 11 に 1 月 18 日試験時の燃焼振動の計測結果を示す。無負荷から 100%負荷の全域で燃焼振動の振幅の強

さ（RMS 値）は 3kPa 未満となった。Fig. 12 にエンジン実証試験終了後の水素ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器のバーナモジュールを示す。エンジン実証試験終了後、燃焼器部品を分解点検、浸透探傷検査を実施し、クラック等が生じていないことを確認した。

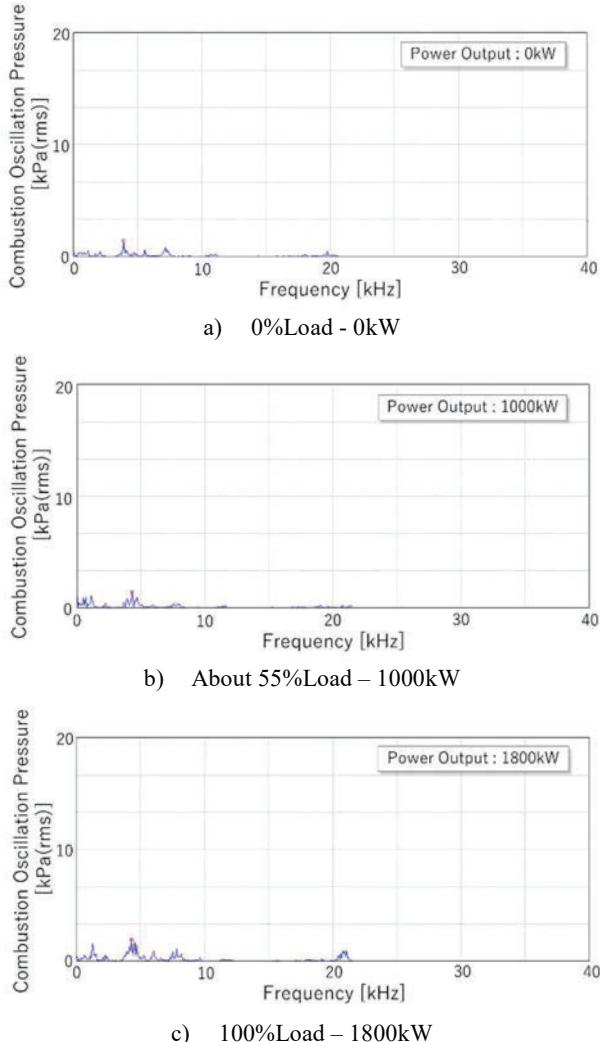


Fig. 11 Combustion oscillation frequency and pressure amplitude in the heat and power supply test on 18<sup>th</sup> January, 2021



Fig. 12 Micro-mix burner module after engine demonstration tests

2021 年 1 月末、NEDO 課題設定型産業技術開発費助成事業「水素社会構築技術開発事業／大規模水素エネルギー利用技術開発／ドライ低 NO<sub>x</sub> 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」におけるエンジン実証運転を終了した。本実証運転期間（2020 年 10 月から 2021 年 1 月）において、起動回数：55 回、運転時間：254 時間、等価運転時間：800 時間となった。9 月の使用前自主検査での運転を含めると等価運転時間は 1040 時間となった。

Table 1 Summary of engine demonstration

Test Period	From October, 2020 to January, 2021
Number of Engine Starting	55 times
GT Operation Time	254 hours
Equivalent Operation Hours	800 hours

#### 4. まとめ

- 水素専焼ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器を用いたエンジン技術試験、熱電供給実証試験を実施し、以下を得た。
- ・水素専焼ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼技術を用いた各種技術試験を実施し、各種の運転パラメータ調整により、起動・停止や負荷運転を問題なく行えることを検証した。
  - ・窒素酸化物濃度、煤塵濃度、騒音、振動それぞれの環境規制を満たすことを確認した。
  - ・2020 年 11 月 4 日、本水素専焼ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼技術を用いて熱電供給を達成した。
  - ・定格出力 100% 負荷-1800kW において、NO<sub>x</sub> 値は約 60ppm（残存酸素 16%，相対湿度 60% 換算値）、発電効率は 27% となった。
  - ・実証運転期間（2020 年 10 月から 2021 年 1 月）における等価運転時間は 800 時間。9 月の使用前自主検査を含めると等価運転時間は 1040 時間。
  - ・実証運転後の水素専焼ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器に異常なし。

#### 謝 辞

本内容は、NEDO 課題設定型産業技術開発費助成事業「水素社会構築技術開発事業／大規模水素エネルギー利用技術開発／水素 CGS 活用スマートコミュニティ技術開発事業」および「ドライ低 NO<sub>x</sub> 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」にご支援を頂き得られた成果です。

#### 参 考 文 献

- (1) 経済産業省 ニュースリリース ウェップサイト；新しいエネルギー基本計画が閣議決定されました，  
<https://www.meti.go.jp/press/2018/07/20180703001/2018070301.html> (アクセス日 2018 年 7 月 5 日)
- (2) 経済産業省 ニュースリリース ウェップサイト；水素・燃料電池戦略ロードマップを策定しました～水素社会実現に向けた产学研官のアクションプラン～，  
<https://www.meti.go.jp/press/2018/03/20190312001/2019031201.html> (アクセス日 2019 年 3 月 13 日)
- (3) Horikawa, A. , et al; Application of Low NO<sub>x</sub> Micro-Mix

- Hydrogen Combustion to 2MW Class Industrial Gas Turbine Combustor, Proceedings of International Gas Turbine Congress 2019, Toyko, IGTC-2019-129
- (4) NEDO News Release ウェップサイト, 世界初, ドライ低 NO<sub>x</sub> 水素専焼ガスタービンの技術実証試験に成功, [https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5\\_101337.html](https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5_101337.html) (アクセス日 2020 年 7 月 21 日)
  - (5) 堀川敦史, 他; 2MW 級ガスタービン用水素専焼 ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器の開発とエンジン試験の速報, 第 48 回ガスタービン学会定期講演会 (オンライン開催), 講演論文集 A-11, (2020)
  - (6) Horikawa, A., et al; Combustor Development and Engine Demonstration of Micro-Mix Hydrogen Combustion Applied to M1A-17 Gas Turbine, Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, Online, GT2021-59666
  - (7) 堀川敦史, 他, 2MW 級ガスタービン用水素専焼 ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器の開発とエンジン実証試験, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 49 No. 4 (2021), pp. 70-79.

# 大気環境を考慮したガスタービン用吸気フィルタの差圧上昇の推定

## Differential Pressure Estimation for Gas Turbine Air Intake Filter with Consideration of Atmospheric Environment

○尾関 高行<sup>\*1</sup> 松井 陽平<sup>\*1</sup> 藤井 智晴<sup>\*1</sup>  
OZEKI Takayuki MATSUI Yohei FUJII Tomoharu

### ABSTRACT

In gas turbines, many air intake filters are installed to prevent damage and deterioration of the compressor due to suction of dust in the atmosphere. For reducing the cost of replacing these filters, it is necessary to estimate the increase in the differential pressure of the filter, which is the reference for replacement. In this study, we described the relationship between the differential pressure and the dust collection amount of the filter based on the drag theory. Moreover, we proposed a method to estimate the dust collection amount of the filter used in atmospheric environmental conditions. The test in which the air was continuously ventilated through the filter demonstrated that the dust collection amount estimated by the proposed method was in good agreement with the experimental result. Furthermore, the experimental results suggest that the differential pressure of the filter can be estimated from the dust collection amount of it.

**キーワード：**ガスタービン、吸気フィルタ、大気環境、差圧推定、捕集量

**Key Words:** Gas Turbine, Air Intake Filter, Atmospheric Environment, Differential Pressure Estimation, Dust Collection Amount

### 1. 緒言

空気を圧縮して燃焼用空気として利用するガスタービン（以下、GT）では、吸気中に含まれる粉塵（以下、大気塵）の圧縮機翼への付着による圧縮機の効率低下や、飛来物の衝突による圧縮機翼の損傷を招く恐れがある<sup>(1)</sup>。そのため、GTでは吸気フィルタを導入し、圧縮機に流入する空気を清浄している。発電用の大型GTでは、2段構成あるいは3段構成の吸気フィルタシステムが利用されている。JIS Z 8122で定義される吸気フィルタにおいて、1次フィルタには5μm以上の粒子を主に捕集する粗じん用エアフィルタ（以下、プレフィルタ）が、2次フィルタには5μm以下の粒子に対して中程度の粒子捕集率をもつ中性能エアフィルタ（以下、中性能フィルタ）が、3次フィルタには0.3μmの粒子に対して99.97%の粒子捕集率を持つHEPAフィルタがそれぞれ用いられる<sup>(2)</sup>。これらの吸気フィルタは大気塵を捕集することで、その差圧が使用時間に対して指數関数的に上昇することが知られている<sup>(3)</sup>。しかし、大気塵の粒子径分布や質量濃度は季節や場所によって異なるため、一概に差圧が急上昇する時間を推定することは困難である。吸気フィルタの急激な差圧上昇は、GTの運転停止を招く恐れがあるため、

差圧が上昇する前にGTの吸気フィルタを交換する必要がある。GT1台あたりの吸気フィルタは各段に数百枚単位で使用されているため、この吸気フィルタの交換にはコストが掛かる。

吸気フィルタの交換時期を適正化するためには、交換基準となる吸気フィルタの差圧を推定する必要がある。吸気フィルタの差圧を推定する手法として、清浄な状態での吸気フィルタに対しては、抗力理論を用いることができる。また、粉塵負荷時の差圧の推定については、吸気フィルタを構成する纖維の抵抗係数や線径の変化に着目した手法や、単分散粒子を吸気フィルタに負荷した場合の手法が報告されている<sup>(4)(5)</sup>。本研究では、GT用吸気フィルタに大気を連続通風させた試験結果から、吸気フィルタの差圧を推定する手法を検討した。

### 2. 吸気フィルタの差圧の推定手法

#### 2.1 吸気フィルタの差圧と捕集量の関係

吸気フィルタは空隙率 $\varepsilon$ が高く、吸気フィルタを構成する纖維の周りを空気が流れる。清浄な吸気フィルタの場合、これらの纖維の流体抵抗の総和として、下式により差圧 $\Delta p_0$ が推定される<sup>(4)(5)</sup>。

$$\Delta p_0 = 4 \frac{1-\varepsilon}{\pi d_f^2 \varepsilon} F_0 L \quad (1)$$

\*1 一般財団法人 電力中央研究所  
〒240-0196 神奈川県横須賀市長坂2-6-1  
E-mail: t-ozeki@criepi.denken.or.jp

$$F_0 = C_{D0} d_f \frac{\rho u^2}{2} \quad (2)$$

吸気フィルタが粒子を捕集した状態では、纖維に堆積した粒子が流体抵抗を増大させる。単分散粒子が堆積した場合、抗力理論で求めた式(1)を拡張して下式により差圧  $\Delta p_m$  が推定される<sup>(5)</sup>。

$$\Delta p_m = 4 \frac{1-\varepsilon}{\pi d_f^2 \varepsilon} \int_0^L F_m dx \quad (3)$$

$$F_m = F_0 (1 + \beta \dot{m}(x, t)^\gamma) \quad (4)$$

実際の大気塵は单分散粒子ではないものの、GT 用吸気フィルタの場合、多段構成により各吸気フィルタが捕集する粒子径は一定の範囲内となる。そのため、GT 用吸気フィルタに式(3)、式(4)を適用できると仮定した。また、ガスタービン用吸気フィルタは厚さ  $L$  が薄いため、厚さ方向の捕集量の分布の影響は無視でき、下式で表すことができると仮定した。

$$\Delta p_m = 4 \frac{1-\varepsilon}{\pi d_f^2 \varepsilon} F_m L \quad (5)$$

$$F_m = F_0 (1 + \beta \dot{m}(t)^\gamma) \quad (6)$$

ここで、吸気フィルタの捕集量  $m$  はろ材の単位長さあたりの捕集量  $\dot{m}$  の総和として下式により求められる。

$$m = 4 \frac{1-\varepsilon}{\pi d_f^2} \dot{m} A_F L \quad (7)$$

式(5)を式(1)、式(2)、式(6)、式(7)を用いて変換し、さらに単位長さあたりの捕集量  $\dot{m}$  に対する差圧上昇係数  $\beta$  を吸気フィルタの捕集量  $m$  に対する差圧上昇係数  $\omega$  に置き換えると、ガスタービン用吸気フィルタの差圧  $\Delta p_m$  は下式で求められる。

$$\Delta p_m = \Delta p_0 (1 + \omega m(t)^\gamma) \quad (8)$$

したがって、GT の使用環境における差圧上昇係数  $\omega$  および差圧上昇指数  $\gamma$  をあらかじめ求めておくことで、吸気フィルタの初期差圧  $\Delta p_0$  と捕集量  $m$  の関係から、差圧  $\Delta p_m$  を推定することができると考えられる。

## 2.2 吸気フィルタの捕集量の推定

GT では、吸気フィルタを 2 段ないし 3 段で構成するため、各段の吸気フィルタは前段の吸気フィルタを通過した大気塵を捕集する。そのため、吸気フィルタの捕集量  $m$  は、大気塵を粒子径範囲毎に分割した質量濃度  $C_{mk}$  と同粒子径範囲に対する吸気フィルタの質量法での粒子

捕集率  $\eta_{mk}$  から下式により推定することができる。

$$m_1(t) = \int Q \sum \eta_{mk1} C_{mk} dt \quad (9)$$

$$m_2(t) = \int Q \sum \eta_{mk2} (1 - \eta_{mk1}) C_{mk} dt \quad (10)$$

$$m_3(t) = \int Q \sum \eta_{mk3} ((1 - \eta_{mk2})(1 - \eta_{mk1})) C_{mk} dt \quad (11)$$

ここで、吸気フィルタの質量法での粒子捕集率  $\eta_{mk}$  は、粒子形状を球形とし、粒子径範囲毎の粒子の密度は一定と仮定することで、計数法の粒子捕集率  $\eta_{ck}$  と等しくなる。そのため、吸気フィルタの前後の個数濃度  $n_{ki}$ ,  $n_{ko}$  から、下式で求められる計数法の粒子捕集率  $\eta_{ck}$  を用いることとした。

$$\eta_{mk} \approx \eta_{ck} = 1 - \frac{n_{ko}}{n_{ki}} \quad (12)$$

大気塵については、全粒子径範囲である大気浮遊粉塵 (Total Suspended Particles, 以下、TSP)、空気動力学的粒子径  $10\mu\text{m}$  で 100% の粒子捕集率をもつ分級装置を通過する粒子と定義される浮遊粒子状物質 (Suspended Particulate Matter, 以下、SPM)、空気動力学的粒子径  $2.5\mu\text{m}$  で 50% の粒子捕集率がある分級装置を通過する粒子である微小粒子状物質 (Particulate Matter 2.5, 以下、PM2.5) などのように、粒子径により区別がなされている。吸気フィルタは全ての粒子径範囲の大気塵を吸引すると考えられるため、TSP の粒子径範囲に対して、粒子径範囲毎の質量濃度  $C_{mk}$  を求める必要がある。一方で SPM および PM2.5 の粒子径範囲については、自動測定機による 1 時間毎の質量濃度の速報値が環境省大気汚染物質広域監視システム (以下、そらまめくん)<sup>(6)</sup> で公開されている。そらまめくんは全国に測定局があり、GT 発電所の近隣の計測値を入手しやすい。そこで、粒子径範囲毎の質量濃度  $C_{mk}$  を求めるのに、そらまめくんで公開されている SPM と PM2.5 の計測値を用いることとした。また、TSP と SPM の質量濃度の関係を調査した事例<sup>(7)</sup>から、そらまめくんの SPM の質量濃度  $C_{mSPM}$  を用いて TSP の質量濃度  $C_{mTSP}$  を下式により推定した。

$$C_{mTSP} = \frac{C_{mSPM} - 3.1}{0.57} \quad (C_{mSPM} > 3.1) \quad (13)$$

$$C_{mTSP} = C_{mSPM} \quad (C_{mSPM} \leq 3.1) \quad (14)$$

SPM と PM2.5 はそれぞれの定義から、特定の粒子径以下の質量濃度を示すものではないが、SPM と PM2.5 を計測するための分級装置は粒子径に対して滑らかな S 字曲線となる場合が多い<sup>(8)</sup>。そこで、それぞれの質量濃度は分級装置の粒子捕集率が 50% となる中位径以下の質量濃

度に等しいと仮定した。SPM の中位径については、各メーカーの SPM 用の分級装置の計測結果<sup>(9)</sup>から、粒子捕集率が 50%となる粒子径の平均値を算出して 5.2μm とした。PM2.5 の中位径はその定義から 2.5μm である。これにより、大気塵の質量濃度を 2.5μm 以下、2.5μm 以上 5.2μm 以下、5.2μm 以上の粒子の質量濃度(以下、それぞれ  $C_{ms}$ ,  $C_{mm}$ ,  $C_{ml}$ ) を推定することができる。粒子径範囲毎の質量濃度  $C_{mk}$  の変換には、球形粒子、粒子密度一定を仮定した上で、GT 近傍で計測した大気塵の個数濃度  $n_k$  の平均値から求めた、 $C_{ms}$ ,  $C_{mm}$ ,  $C_{ml}$  それぞれにおける体積濃度割合  $\kappa_{sk}$ ,  $\kappa_{mk}$ ,  $\kappa_{lk}$  から求めた。なお、 $C_{ms}$  の下限および  $C_{ml}$  の上限は各吸気フィルタが主に捕集する粒子径から、それぞれ 0.3μm と 10μm とし、TSP の質量濃度  $C_{mTSP}$  は全て 0.3~10μm に分布すると仮定して、粒子径範囲毎の質量濃度  $C_{mk}$  を下式により算出した。また、粒子径範囲毎の上限粒子径  $UB_k$  と下限粒子径  $LB_k$  から、平均体積となる粒子径  $d_{pvk}$  と体積濃度割合  $\kappa_{sk}$ ,  $\kappa_{mk}$ ,  $\kappa_{lk}$  を求めた。

$$C_{mk} = C_{ml}\kappa_{lk} = (C_{mTSP}-C_{mSPM})\kappa_{lk} \quad (5.2 < d_p \leq 10) \quad (15)$$

$$C_{mk} = C_{mm}\kappa_{mk} = (C_{mSPM}-C_{mPM2.5})\kappa_{mk} \quad (2.5 < d_p \leq 5.2) \quad (16)$$

$$C_{mk} = C_{ms}\kappa_{sk} = C_{mPM2.5}\kappa_{sk} \quad (0.3 \leq d_p \leq 2.5) \quad (17)$$

$$\kappa_{lk} = \frac{1}{6}\pi d_{pvk}^3 n_k \quad (5.2 < d_p \leq 10) \quad (18)$$

$$\kappa_{mk} = \frac{1}{6}\pi d_{pvk}^3 n_k \quad (2.5 < d_p \leq 5.2) \quad (19)$$

$$\kappa_{sk} = \frac{1}{6}\pi d_{pvk}^3 n_k \quad (0.3 \leq d_p \leq 2.5) \quad (20)$$

$$d_{pvk} = LB_k \left[ \frac{1}{4} \left( 1 + \left( \frac{UB_k}{LB_k} \right)^2 \right) \left( 1 + \left( \frac{UB_k}{LB_k} \right) \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (21)$$

### 3. 試験方法

#### 3.1 試験装置

吸気フィルタに大気を通風する試験装置の外観を Fig.1 に示す。試験装置は下流部に設置されたファンが大気を吸引する風洞構造となっており、その上流側に吸気フィルタの設置部が直列に 3 か所設けられている。それぞれの設置部には吸気フィルタを 1 枚ずつ設置でき、上流側に設置された吸気フィルタを通過した空気が下流側の吸気フィルタに流入する構造である。各吸気フィルタの差圧  $\Delta p_m$  は、吸気フィルタ前後の天井面に設置された圧力ポートの静圧差として計測される。吸気フィルタ設置部の前面にはウェザールーバが設置されており、雨水が直接入り込まない構造になっている。吸気フィルタ設置部の下流側にある流量測定部には、整流機能付きの定置式複合ピトー管センサが設置されており、このセンサ

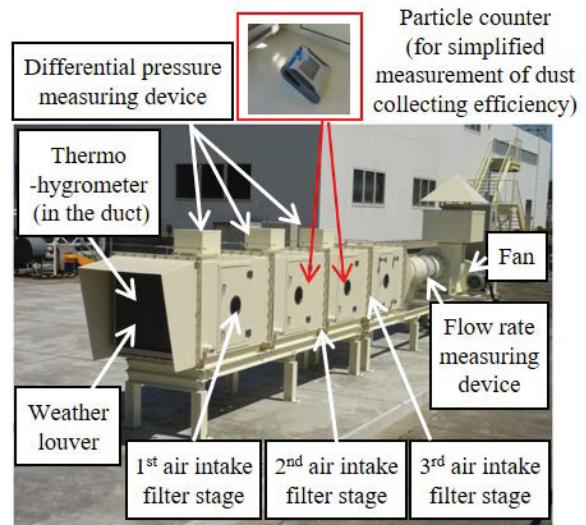


Fig.1 Test equipment for GT air intake filter system

で計測された動圧を吸気流量  $Q$  に換算している。試験装置の吸気流量  $Q$  は約 30~100m<sup>3</sup>/min の範囲で調整することが可能である。これらにより、実機 GT の吸気フィルタと同一の構成に対して、運転条件を模擬した試験が可能となる。各吸気フィルタの差圧  $\Delta p_m$  や試験装置の吸気流量  $Q$  は、温度や湿度のデータとともにデータロガーに随時記録される。

吸気フィルタの粒子捕集率  $\eta_{ck}$  の計測および大気環境の計測には、0.3~10μm の大気塵を対数で 16 等分割した粒子径範囲毎における個数濃度  $n_k$  を計測できる TSI 社製の光散乱式個数濃度計を用いた。吸気フィルタ前後に個数濃度計を設置し、吸気フィルタ前後での個数濃度を簡易的に計測し、その変化から式(12)で粒子径範囲毎の計数法での粒子捕集率  $\eta_{ck}$  を求めた。また、大気環境の計測では、試験装置近傍に個数濃度計を設置して、大気塵の個数濃度  $n_k$  を計測した。

#### 3.2 試験条件

吸気フィルタに対して、大気を連続通風させた際の試験条件を Table 1 にまとめた。試験には 1 次フィルタにプレフィルタを、2 次フィルタに中性性能フィルタを、3 次

Table 1 Continuous ventilating testing conditions

Case	Test period 1	Test period 2
Testing time	9624 (h) (July 2016 ~April 2019)	7936 (h) (November 2019 ~December 2020)
Testing location	Central Research Institute of Electric Power Industry (Yokosuka area)	
Flow rate	58 m <sup>3</sup> /min	
1 <sup>st</sup> air intake filter	Prefilter	
2 <sup>nd</sup> air intake filter	Medium efficiency air filter	
3 <sup>rd</sup> air intake filter	HEPA filter	

フィルタにHEPAフィルタをそれぞれ用いた。同一型式の吸気フィルタに対して、異なる時期に2回試験した。試験期間1は2016年7月から2019年4月まで、試験期間2は2019年11月から2020年12月までであり、それぞれ断続的に実施した。試験では、一定流量で各吸気フィルタに連続通風し、それぞれの試験における差圧 $\Delta p_m$ や吸気流量 $Q$ を1分毎に記録した。試験前後および試験中断時には、各吸気フィルタの差圧 $\Delta p_m$ 及び粒子捕集率 $\eta_{ck}$ をそれぞれ15分間、5分間の平均値で計測するとともに、各吸気フィルタを乾燥させた上で質量計測し、初期質量からの変化量を捕集量 $m$ として求めた。

#### 4. 試験結果

Fig.2に各吸気フィルタの差圧 $\Delta p_m$ と時間 $t$ の関係を示す。1次フィルタ及び2次フィルタの差圧の上昇は、試験期間1及び試験期間2で異なり、同一試験時間において比較した場合、いずれも試験期間1の差圧の方が高い。3次フィルタの差圧については、明確な差異は見られなかった。

各吸気フィルタの質量増加から計測した捕集量 $m$ をFig.3に示す。1次フィルタ及び2次フィルタの捕集量は時間 $t$ とともに増加していることが確認されるが、試験期間2よりも試験期間1の捕集量の方が大きい傾向にある。3次フィルタの捕集量はばらつきが大きい結果となったが、これは3次フィルタの枠材が木材であったため、吸湿の影響を受けていると考えられる。特に、試験終了時を除く試験期間1は、空調による室内乾燥であったため、乾燥状況が各計測で異なっていた恐れがある。そこで、試験期間1の試験終了時点から乾燥剤を用い、乾燥状況を概ね一定にして計測した。

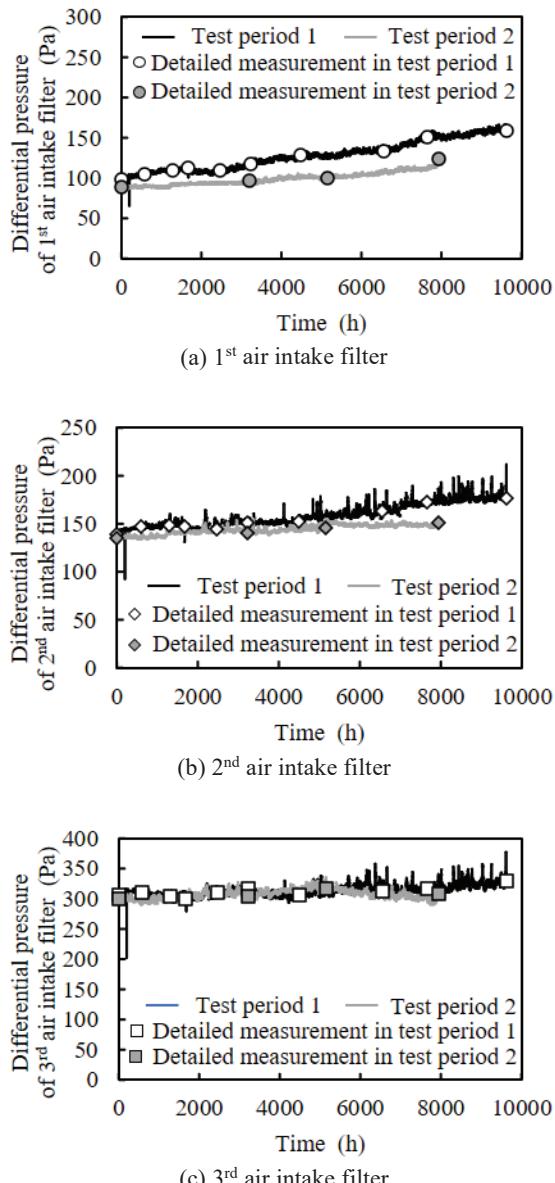


Fig.2 Differential pressure of each filter over time in continuous ventilation tests

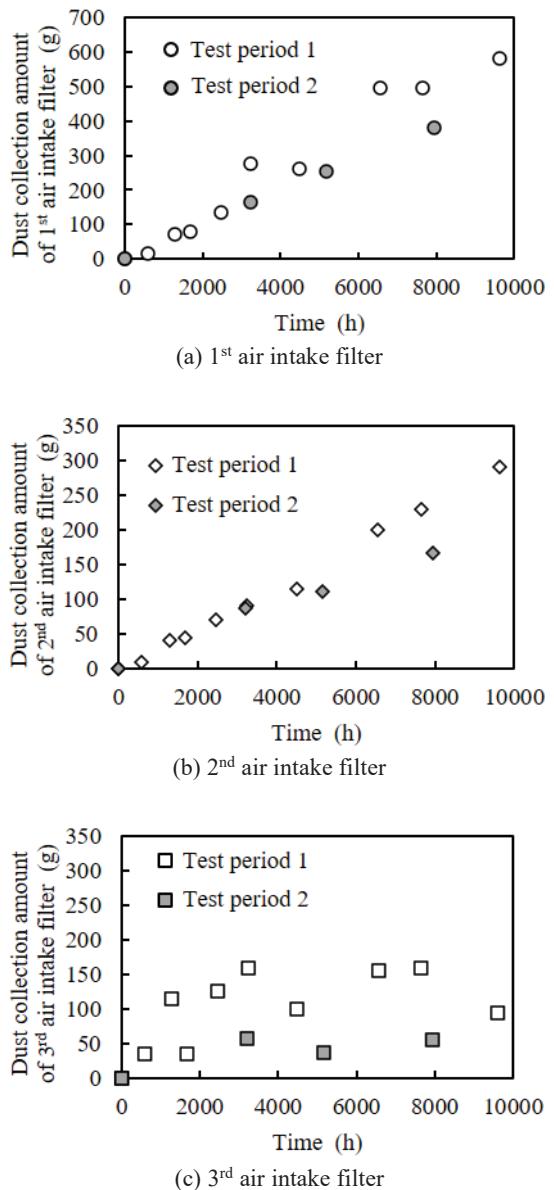


Fig.3 The dust collection amount of each filter over time in continuous ventilation tests

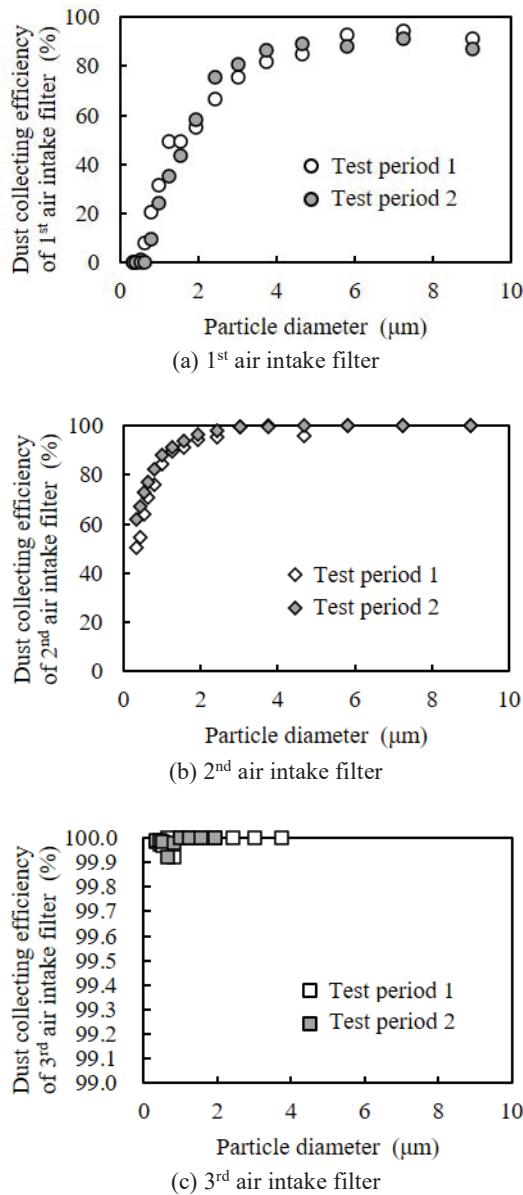


Fig.4 The dust collection amount of each filter over time in continuous ventilation tests

Fig.4 に試験前後及び試験を中断した際に計測した各吸気フィルタの粒子捕集率  $\eta_{ck}$  の平均値を示す。各吸気フィルタの試験期間における平均粒子捕集率  $\eta_{ck}$  は多少異なるが、傾向は同一であることを確認した。

## 5. 吸気フィルタの差圧推定

### 5.1 吸気フィルタの捕集量の推定

実機 GT の吸気フィルタの管理に向けた吸気フィルタの捕集量  $m$  の推定には、日常的な吸気フィルタの捕集量を管理するために随時推定する手法と、今後の差圧上昇を把握するために吸気フィルタの捕集量を事前に予測する手法が必要である。そこで、試験時のそらまめくんの SPM および PM2.5 の質量濃度から試験中の吸気フィルタの捕集量  $m$  を随時推定する手法と、SPM および PM2.5 の質量濃度の過去の平均値から試験前に吸気フィルタの

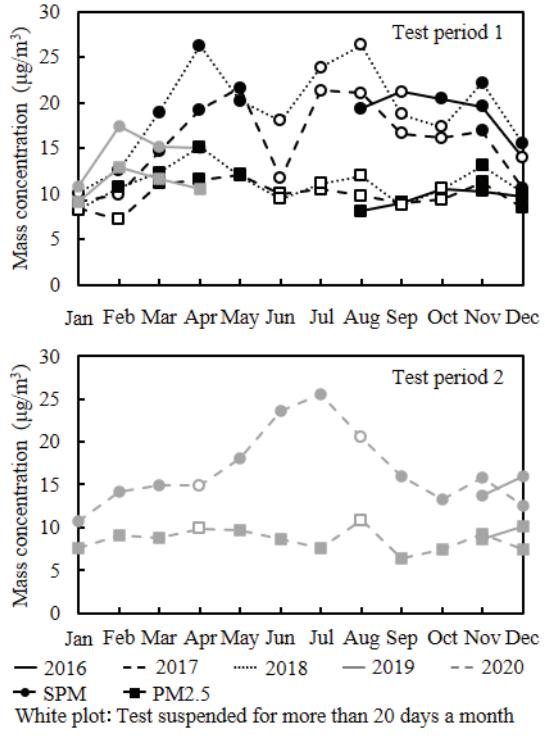


Fig.5 Mass concentration of SPM and PM2.5 during the test periods (created based on Atmospheric Environmental Regional Observation System (Ministry of the Environment of Japan) (<https://soramame.env.go.jp/>))

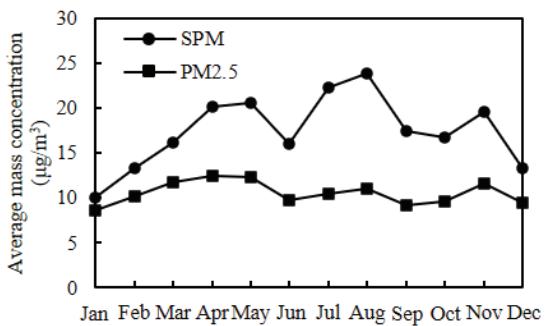


Fig.6 Mass concentration average of SPM and PM2.5 for the last 3 years before the test period 2 (created based on Atmospheric Environmental Regional Observation System (Ministry of the Environment of Japan) (<https://soramame.env.go.jp/>))

捕集量  $m$  を予測する手法を検討した。

各試験期間におけるそらまめくんの SPM および PM2.5 の質量濃度を各月の平均値でまとめたものを Fig.5 に示す。そらまめくんで計測された質量濃度において、データ欠損部は Fig.5 に示した当該月の平均値を用いることとした。また、そらまめくんの SPM および PM2.5 の質量濃度を、試験期間 2 の開始以前 3 年間における各月の平均値でまとめたものを Fig.6 に示す。さらに、2018 年度に計測した試験装置周囲の大気塵の個数濃度の平均値を Fig.7 に示す。Fig.5 に示した SPM および

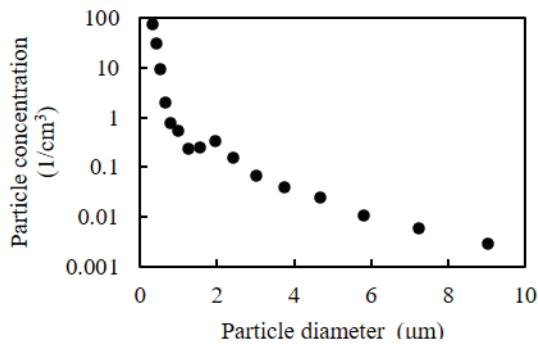


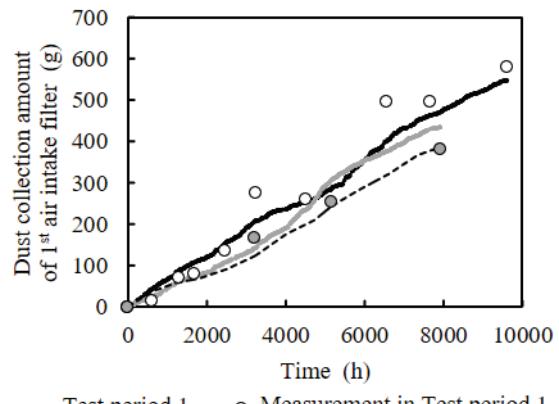
Fig.7 Average number concentration over the test equipment in 2018

PM2.5 の質量濃度と、Fig.7 に示した大気塵の個数濃度  $n_k$  の平均値を用いて、式(9)～式(21)と Fig.4 に示した平均粒子捕集率  $\eta_{ck}$  により、各吸気フィルタの捕集量  $m$  を隨時推定した結果を Fig.8 に示す。試験期間 2 に対しては、Fig.6 に示した SPM および PM2.5 の各月の質量濃度の平均値と、Fig.7 に示した大気塵の個数濃度  $n_k$  の平均値（以下、過去 3 年間平均データ）を用いて、試験期間 1 で計測した各吸気フィルタの粒子捕集率  $\eta_{ck}$  から同様に各吸気フィルタの捕集量  $m$  を推定した結果を合わせて Fig.8 に示す。さらに、Fig.3 に示した吸気フィルタの質量差から計測した捕集量を合わせて Fig.8 に示す。但し、3 次フィルタについては、乾燥剤を用いた捕集量の計測結果のみを示す。

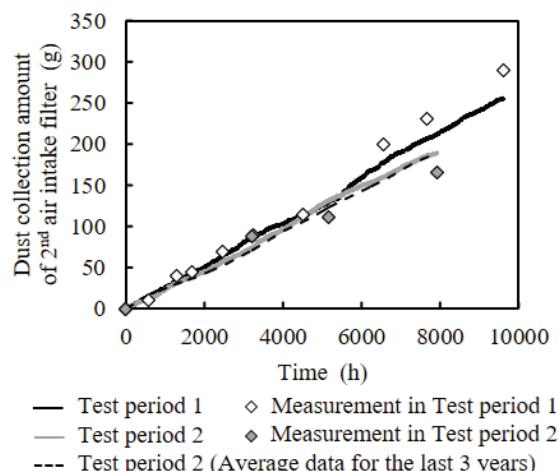
両試験において、Fig.5 から随时推定した各吸気フィルタの捕集量  $m$  と、吸気フィルタの質量差から計測した捕集量は概ね一致することを確認した。したがって、そらまめくんの SPM および PM2.5 の質量濃度と吸気フィルタの粒子捕集率から、式(9)～式(21)を用いて、運転中の吸気フィルタの捕集量を概ね推定することができると考えられる。また、過去 3 年間平均データから求めた各吸気フィルタの捕集量  $m$  も、吸気フィルタの質量差から計測した捕集量と概ね一致している。このことから、吸気フィルタの粒子捕集率と、各月の SPM および PM2.5 の過去の質量濃度の平均値から、式(9)～式(21)を用いて吸気フィルタの捕集量  $m$  を予測することができると考えられる。

## 5.2 吸気フィルタの差圧と捕集量の関係の導出

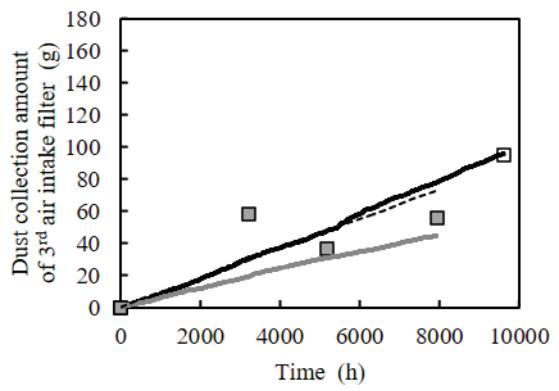
試験期間 1 に対して、Fig.2 に示した差圧の経時変化と、Fig.8 に示した各吸気フィルタの捕集量  $m$  の推定値の経時変化から、各吸気フィルタの差圧と捕集量の関係を整理した結果を Fig.9 に示す。また、Fig.9 に示した差圧と捕集量の関係から、差圧上昇係数  $\omega$  および差圧上昇指数  $\gamma$  を最小二乗法で推定し、式(8)で吸気フィルタの差圧  $\Delta p_m$  を推定した結果を合わせて Fig.9 に示す。2 次フィルタと 3 次フィルタにおける雨天などにおける高湿度時のスパイク状の差圧上昇を除いて、式(8)で求めた各吸気フィルタの差圧  $\Delta p_m$  と捕集量  $m$  の関係は、試験期間 1 の



(a) 1<sup>st</sup> air intake filter



(b) 2<sup>nd</sup> air intake filter



(c) 3<sup>rd</sup> air intake filter

Fig. 8 Estimation of the dust collection amount of each filter in continuous ventilation tests

実測値とよく一致している。

試験期間 2 の初期差圧  $\Delta p_0$  と、試験期間 1 で求めた各吸気フィルタの差圧上昇係数  $\omega$  および差圧上昇指数  $\gamma$  を

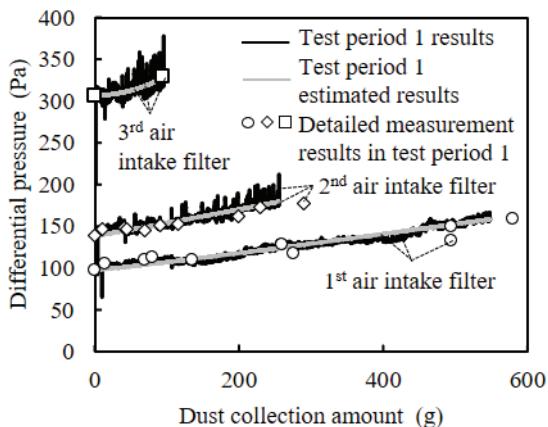


Fig.9 The relationship between the differential pressure and the dust collection amount of each filter in test period 1

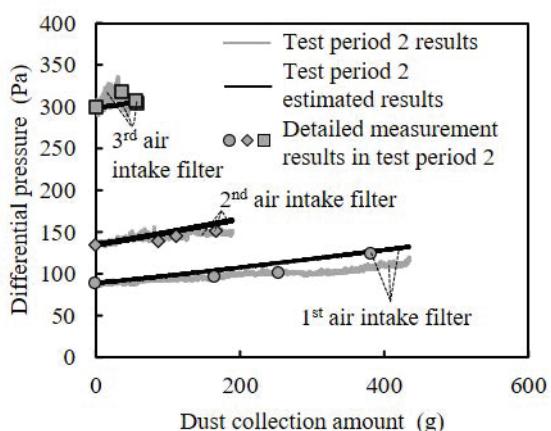


Fig.10 The relationship between the differential pressure and the dust collection amount of each filter in test period 2

用いて、式(8)から試験期間2の差圧上昇を推定した結果をFig.10に示す。また、Fig9と同様に、試験期間2における各吸気フィルタの差圧と捕集量の関係を整理した結果を合わせてFig.10に示す。試験期間2における各吸気フィルタの差圧 $\Delta p_m$ の推定結果は、性能試験結果と概ね一致している。したがって、同じ型式の吸気フィルタを測定値と同じ場所で使用するのであれば、差圧上昇係数 $\omega$ と差圧上昇指数 $\gamma$ は一定として差圧と捕集量の関係を導出できると考えられ、式(9)～式(21)で求めた捕集量 $m$ から差圧 $\Delta p_m$ を推定できると考えられる。

## 6. まとめ

GT用吸気フィルタの差圧を推定するために、抗力理論を基に吸気フィルタの差圧と捕集量の関係を整理した。吸気フィルタの差圧と捕集量の関係を検証するため、GTと同一構成の吸気フィルタに対して、連続通風させる試験を実施するとともに、試験時の大気環境を把握した結果、以下の知見を得た。

- ・SPMとPM2.5の質量濃度から粒子径範囲毎の質量濃度を推定し、吸気フィルタの粒子捕集率から、吸気フィ

ルタの捕集量を推定する手法を考案し、試験結果と比較したところ、概ね一致することを確認した。また、直近のSPMとPM2.5の各月の質量濃度の平均値を用いることで、吸気フィルタの捕集量を予測できることが示唆された。

- ・吸気フィルタの初期差圧、吸気フィルタ係数および吸気フィルタ指数を用いて、吸気フィルタの差圧と捕集量の関係を整理できることを確認した。
- ・吸気フィルタ係数および吸気フィルタ指数を把握した測定値と同じ場所で同じ型式の吸気フィルタを使用する場合、差圧上昇係数と差圧上昇指数は一定となることが示唆された。このことから、予め吸気フィルタの使用環境における差圧上昇係数と差圧上昇指数を把握しておくことで、吸気フィルタの捕集量を基に差圧を推定できると考えられる。

## 記号

$A_F$	: 吸気フィルタの開口面積	(m <sup>2</sup> )
$C_{D0}$	: 清浄な纖維における抵抗係数	(-)
$C_{mk}$	: 粒子径範囲毎の大気塵の質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{ml}$	: 5.2μmより大きい粒子の質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{mm}$	: 2.5μmより大きく5.2μm以下の粒子の質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{ms}$	: 2.5μm以下の粒子の質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{mPM2.5}$	: 大気塵のPM2.5の質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{mSPM}$	: 大気塵のSPMの質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$C_{mTSP}$	: 大気塵のTSPの質量濃度	(kg/m <sup>3</sup> )
$d_f$	: 吸気フィルタの纖維径	(m)
$d_p$	: 粒子径	(m)
$d_{pvk}$	: 粒子径範囲における平均体積となる粒子径	(m)
$F_0$	: 清浄な纖維における単位長さの流体抵抗	(N/m)
$F_m$	: 粒子捕集時の纖維における単位長さの流体抵抗	(N/m)
$L$	: 吸気フィルタのろ材の厚さ	(m)
$LB_k$	: 粒子径範囲の下限の粒子径	(m)
$m$	: 吸気フィルタの捕集量	(kg)
$m$	: 吸気フィルタのろ材の単位長さあたりの捕集量	(kg/m)
$n_k$	: 粒子径範囲毎の大気塵の個数濃度	(1/m <sup>3</sup> )
$n_{ki}$	: 大気塵における粒子径範囲毎の吸気フィルタ上流側の個数濃度	(1/m <sup>3</sup> )
$n_{ko}$	: 大気塵における粒子径範囲毎の吸気フィルタ下流側の個数濃度	(1/m <sup>3</sup> )
$n_l$	: 0.3μm以上10μm以下の粒子径範囲の分割数	(-)

$n_m$	: 0.3μm 以上 5.2μm 以下の粒子径範囲の分割数	(-)
$n_s$	: 0.3μm 以上 2.5μm 以下の粒子径範囲の分割数	(-)
$Q$	: 吸気フィルタ 1 枚当たりの吸気流量	(m <sup>3</sup> /s)
$t$	: 時間	(s)
$u$	: 接近速度	(m/s)
$UB_k$	: 粒子径範囲の上限の粒子径	(m)
$x$	: 吸気フィルタの厚さ方向の長さ	(m)
$\beta$	: $\dot{m}$ に対する差圧上昇係数	(m <sup>γ</sup> /(kg) <sup>γ</sup> )
$\Delta p_0$	: 清浄時の吸気フィルタの差圧 (初期差圧)	(Pa)
$\Delta p_m$	: 粒子捕集時の吸気フィルタの差圧	(Pa)
$\varepsilon$	: 吸気フィルタの空隙率	(-)
$\gamma$	: 差圧上昇指數	(-)
$\eta_{ck}$	: $d_p$ に対する吸気フィルタの計数法の粒子捕集率	(-)
$\eta_{mk}$	: $d_p$ に対する吸気フィルタの質量法の粒子捕集率	(-)
$K_l$	: 5.2μm より大きく 10μm 以下の粒子における体積濃度割合	(-)
$K_m$	: 2.5μm より大きく 5.2μm 以下の粒子における体積濃度割合	(-)
$K_s$	: 0.3μm 以上 2.5μm 以下の粒子における体積濃度割合	(-)
$\rho$	: 空気密度	(kg/m <sup>3</sup> )
$\omega$	: 差圧上昇係数	(1/(kg) <sup>γ</sup> )

#### 添え字

<sub>1</sub>	: 1 次フィルタ
<sub>2</sub>	: 2 次フィルタ
<sub>3</sub>	: 3 次フィルタ

#### 参考文献

- (1) 三浦千太郎, ガススタービンにおける吸気フィルタ総論—吸気净化技術へのユーザーの取り組みと実績—, 日本ガススタービン学会誌, Vol.25, No.99 (1997), pp.3-10.
- (2) 藤井智晴, 尾関高行, ガススタービン用吸気フィルタの保守管理の実態調査. 電力中央研究所報告 M13008. (2014).
- (3) 金子清隆, 岩間秀司, 寺澤秀彰, 自家発電設備用ガススタービンの吸気系改善事例 (日本ガススタービンユーザー会), 日本ガススタービン学会誌, Vol.42, No.3 (2014), pp.166-173.
- (4) 金岡千嘉男, フィルタ性能の経時変化, エアロゾル研究, vol.4, No.4 (1989), pp.256-264.
- (5) 坂野健夫, 大谷吉生, 並木則和, 江見準, 単分散粒子に対する中性繊維層フィルタ集塵性能の経時変化予測, エアロゾル研究, vol.17, No.3 (2002), pp.185-190.
- (6) 「環境省大気汚染物質広域監視システム(そらまめくん)」(環境省), (<http://soramame.taiki.go.jp/>), 2021 年 8 月 23 日利用.

- (7) 渡辺征夫, 遠藤治, 後藤純雄, 田辺潔, 溝口次夫, 松下秀鶴, β 線吸収法とハイボリュームエアサンプラー法による都市大気中の浮遊粉塵の測定値の比較—東京の 2 監視局での 10 年間にわたる間欠測定調査より—, 環境化学, Vol.10, No.3 (2000), pp.557-572.
- (8) L.C. Kenny, R. Gussman and M. Meyer. Development of a Sharp-Cut Cyclone for Ambient Aerosol Monitoring Applications. Aerosol Science & Technology. Vol.32, No.4 (2010), pp.338-358.
- (9) 兼保直樹, 大気中の汚染物質に関する法規則と研究の現状, 第 31 回環境工学連合講演会講演論文集, (2018), pp.21-24.

## ジルコニア系連続纖維を強化纖維とする酸化物系 CMC の開発

### Development of Oxide/Oxide Composites Using Continuous Zirconia Fiber as a Reinforcement

○長谷川 良雄<sup>\*1</sup> 秦 青<sup>\*1</sup> 鉄井 利光<sup>\*1</sup>  
HASEGAWA Yoshio QIN Qing TETSUI Toshimitsu

#### ABSTRACT

Development of the ceramics matrix composites (CMC) which can be used at higher temperature than SiC/SiC composites is being advanced. It is expected that oxide/oxide composites bring performance improvements of a jet engine. In this research, the heat-resistance of continuous zirconia fiber by dry-spinning was improved through molecular design of the precursor polymer and optimization of the calcinating condition. Then the unidirectional reinforced composites (1D-CMC) using improved fiber with BaZrO<sub>3</sub>-matrix or YSZ-matrix were prepared, and the flexural strengths were measured. By evaluation of the relationship between the flexural strengths and the properties of fiber/matrix interface and the improved fibers, the applicability to super environment resistant and high strength CMC as reinforcements of developed zirconia fiber was estimated.

**キーワード：**ジェットエンジン、乾式紡糸、ジルコニア連続纖維、界面層、酸化物系複合材料、曲げ強度

**Key Words:** Jet Engine, Dry-Spinning, Continuous Zirconia Fiber, Fiber/Matrix Interface, Oxide/Oxide Composites, Flexural Strength

#### 1. はじめに

金属材料では使用困難な高温部位用の耐熱材料としてセラミックス基複合材料（CMC）が注目を集めしており、すでにジェットエンジンに SiC/SiC 複合材料が使用されはじめた<sup>(1),(2)</sup>。しかしながら、SiC/SiC は、高温強度は良好であるが、酸化するため耐環境性には限界がある。そのため最高使用温度は 1400°C 程度にとどまっている。したがって、更なるジェットエンジンの性能向上をもたらすために、より高温で使用できるセラミック複合材料の開発が求められている。

そこで、1400°C を超える超高温域においては、本質的に耐環境性が良好な酸化物系材料の適用が考えられるが、例えばアルミニナ系複合材料<sup>(3),(4)</sup>は纖維そのものの耐熱性が SiC 繊維より低く、したがって、SiC/SiC より高温では強度が大幅に低下するため、超高温部位への使用には適さない。このような状況を解決するため、アルミニナ系より耐熱性が期待できるジルコニア系複合材料の開発が進められてきた。

筆者らは、すでにこれまで研究において、BaZrO<sub>3</sub> の超高温強度が従来の酸化物と較べると著しく高いことを見

出し<sup>(5)-(7)</sup>、また、この BaZrO<sub>3</sub> を複合材料のマトリックスとした場合、超高温においてもマトリックスと融合しにくい維用材料としてジルコニアが有望なことを見出している。実験室レベルで少量ではあるがジルコニア連続纖維の基本的な製造技術も開発している<sup>(5)</sup>。さらに、市販のジルコニア短纖維に界面層を導入して試作した BaZrO<sub>3</sub> をマトリックスとするセラミック複合材料<sup>(5)</sup>は、1700°Cでの大気酸化試験で酸化增量が 0 であるなど、耐環境性は SiC/SiC 複合材料より著しく優れるとともに、室温において一定の塑性変形的な挙動を示すことを確認した。

これらの結果から、大幅な耐熱性向上が期待できる酸化物系複合材料の実用化を目指すために、まず、その第一歩として、強化纖維として期待されているにもかかわらず、いまだ工業的に生産されていない超耐熱性ジルコニア連続纖維の開発を目指し、研究開発を進めてきた<sup>(8)</sup>。ジルコニア連続纖維が工業的に生産されていない理由は、纖維前駆体ポリマーの紡糸性の低さによる連続纖維の製造が困難なことや、ジルコニア纖維は高温で結晶成長が進展し、少なくとも 1300°C 程度以上では強度の著しい低下が起こることなどである。これまでに、これらの課題を克服するため、ジルコニア連続纖維および量産化のための基本プロセスの開発、さらに、複合化に必須の、ジルコニア連続纖維に最適なコーティング技術を検討した。

\*1 国立研究開発法人物質・材料研究機構 構造材料研究拠点  
〒305-0047 茨城県つくば市千現1丁目2-1  
E-mail: HASEGAWA.Yoshio@nims.go.jp

まず、高温強度に優れたジルコニア系連続繊維の開発のために、前駆体の分子設計を行い、高温での結晶成長を抑制する添加物の効果を検証し、さらにアルミナ系複合材料で実証されている炭素コーティングによるC界面層から、最終的にこれを焼失させて生成させるギャップを利用する界面層の効果を、ミニコンポジットを作製し検討を進めてきた<sup>(8)</sup>。

本研究では、ジルコニア系連続繊維の製造プロセスの最適化を行い、得られた繊維束を用い、ミニコンポジットを作製し、曲げ強度などの特性と繊維および界面層の関係を検証した結果について報告する。

## 2. 実験方法

### 2.1 ジルコニア連続繊維の前駆体の合成

ジルコニア連続繊維は、すでに報告した前駆体ポリマーの乾式紡糸法で行った<sup>(8)</sup>。

本研究では、複合材料化に適した、すなわち従来より耐熱性に優れたジルコニア連続繊維を合成するため、すでに見出している高温でも結晶成長が抑制される紡糸可能な無機高分子<sup>(8)</sup>の分子設計をさらに進める目的で、以下の方法で行った。

ジルコニアの出発原料は、ジルコニウムテトラ-n-ブトキシド、Zr(OC<sub>4</sub>H<sub>9</sub>)<sub>4</sub>、を用い、Zr-O結合から形成されるポリジルコノキサンとした。ジルコニウムテトラ-n-ブトキシドには、鎖状高分子構造ユニットを発達させるため、n-ブトキシ基の1部を3-オキシブタン酸エチルでキレート化し、部分的に耐加水分解性を付与して用いた。こうすることにより、後の加水分解縮合で過度な分岐によるポリマーの三次元化を抑制した。

ポリジルコノキサン中には、焼成後、部分安定化あるいは安定化ジルコニアを生成させるため、Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>を生成するイットリウムトリ-n-ブトキシド、Y(OC<sub>4</sub>H<sub>9</sub>)<sub>3</sub>、を原料としたY-O結合からなる構造ユニットを組み込んだ。

また、1400°C以上での焼成でも、繊維内の強度低下の原因となる過度な結晶成長を抑制する成分として、SiO<sub>2</sub>、Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>をジルコニア中に分散させる目的で、ALCH（アルミニウムエチルアセトアセテートジイソプロピレート）、C<sub>12</sub>H<sub>23</sub>AlO<sub>5</sub>、テトラエトキシシラン、Si(OC<sub>2</sub>H<sub>5</sub>)<sub>4</sub>、からのAl-O、Si-O結合からなる構造ユニットを所定の割合で組み込んだ前駆体<sup>(8)</sup>および、SiC成分を組み込む目的で、乾式紡糸 SiC 繊維の前駆体であるポリカルボシラン (PCS)<sup>(9)</sup>を所定の割合で添加した前駆体も合成した。

前駆体の合成は、これら金属アルコキシドの混合物にイソプロピルアルコールで希釈した水を滴下混合し、加水分解縮合させる方法<sup>(8)</sup>で、所定時間、室温で攪拌しながら放置し、最終的に、ロータリーエバポレーターを用いて、減圧下で95°Cまで加熱し、反応生成物であるアルコールを除去して、固体の前駆体無機高分子を得た。

本検討では、Y-Oユニットをポリジルコノキサン構造中に均一に分布させるために、Zr(OC<sub>4</sub>H<sub>9</sub>)<sub>4</sub>とY(OC<sub>4</sub>H<sub>9</sub>)<sub>3</sub>

の混合物をまず加水分解縮合させ、その後、各添加成分を混合し引き続き加水分解縮合を行った。

前駆体ポリマーは、添加元素(M)の種類と合成Lot No.を用いて、Zr-M1・M2・M3-Lot No.と表記する。また、必要に応じて各元素のZrに対する原子数比を( )内に記載して、Zr-M1(M1/Zr)・M2(M2/Zr)・M3(M3/Zr)-Lot No.と表記した。また、PCSを添加した紡糸用前駆体は、例えばZr-M1(M1/Zr)-Lot No.+PCS(Si/Zr)のように表記した。

繊維の前駆体としてのキャラクタリゼーションは、以下で述べる、モノホールノズルでの紡糸性評価、そして、得られたジルコニア系連続繊維の焼成後の結晶構造と結晶子サイズの測定、モノフィラメント引張試験で行った。

### 2.2 前駆体の紡糸、ジルコニア系繊維への転換

得られた前駆体をモノホールノズルによる乾式紡糸を行い<sup>(8)</sup>、繊維の高温特性の改良を行うために、以下の方法での検討を行った。

紡糸溶液は、これまでのトルエンに変え溶媒をキシレンとした。紡糸ノズル径が100μmの突起ノズルを用い、紡糸筒内を加圧（最大2MPaで加圧可能）し、ノズルから前駆体繊維を吐出させ、ノズル下部に設置した回転速度可変のドラム（ドラム直径:2300mm）上に連続的に巻き取って行った<sup>(8)</sup>。

巻き取られた繊維束は4分割し、水蒸気不融化、焼成工程を経てジルコニア系繊維へと転換された。

不融化はのちの焼成工程で繊維が溶融し互いに融着しないようにするための工程で、飽和蒸気圧の水蒸気雰囲気で所定時間保持する方法（恒温槽中でウォーターバス上の前駆体繊維束を所定温度で所定時間保持）で行った。不融化後の繊維束は、65°Cの乾燥機中で所定時間乾燥した。

焼成は、不融化した繊維束を、管状炉（アルミナ炉心管の内径は50mm）を用い、大気雰囲気あるいは窒素、Arガス雰囲気中で実施した。

得られた繊維のキャラクタリゼーションは、モノフィラメント引張試験、破断面のSEM観察等で行った。モノフィラメント引張試験はJIS R 7606に準拠して繊維長10mm～30mmで実施した。

### 2.3 ミニコンポジットの作製

合成したジルコニア系繊維束を用いた複合材料は、1方向強化複合材料であるミニコンポジット（1D-CMC）をFig.1に示した方法で作製した。

ジルコニア系連続繊維を複合材料用強化繊維として用いるためにはマトリックスと繊維表面との強固な結合を起こさないようにすることが重要である。アルミナ系連続繊維を用いたアルミナ系複合材料では、繊維表面への炭素コーティングによるC界面層、および、炭素を焼失させて得られるギャップを利用する界面層の効果が確認されており<sup>(4)</sup>、ジルコニア系繊維についても繊維表面への炭素コーティングが有効であることをすでに確認している<sup>(8)</sup>。本検討でのジルコニア系繊維への界面層もC界

面層を採用した。

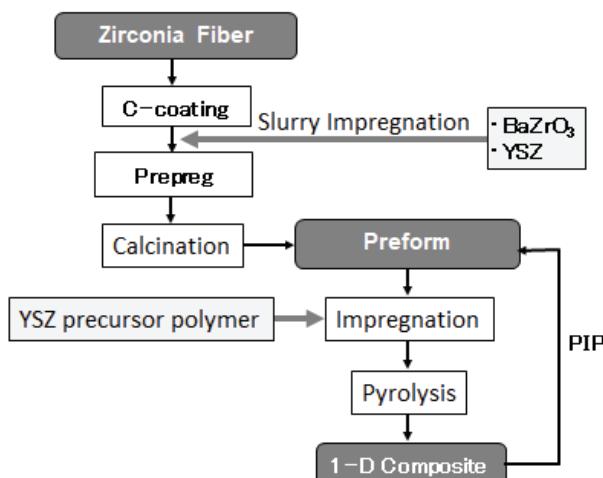


Fig. 1 Fabrication process of 1D-composites by PIP method

繊維表面への炭素コーティングは、ヘキサンバブル法<sup>(8)</sup>で行った。管状炉中でジルコニア系繊維束を1000°Cまで加熱昇温しながら、窒素ガスを150mL·min<sup>-1</sup>でヘキサン中にバブリングさせ発生させた飽和ヘキサン蒸気を、窒素ガスを150mL·min<sup>-1</sup>で希釈しながら管状炉中に導入し、100°Cで1時間保持した。C層の生成の有無はSEM観察により確認した。

次に、C界面層を付与したジルコニア系繊維束に、BaZrO<sub>3</sub>あるいは8YSZ微粉末を75wt%になるように3wt%のPVA水溶液と混合してスラリーに調製したものを繊維束に含浸させ、直径2φ、長さ約80mmの丸棒に成型し、乾燥後、Arガス雰囲気中、1000°Cで焼成してプリフォームを作製した。BaZrO<sub>3</sub>はニッキ(株)製のZB-103JM-A、8YSZはスターファイバー社製のSL-455を用いた。

その後、5mol%Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>を含有するように分子設計して合成した5YSZ前駆体ポリマーの80wt%キシレン溶液を用いて前駆体の含浸と焼成を行うPIP(Polymer Impregnation and Pyrolysis)法で一次元強化CMCであるミニコンポジット(1D-CMC)を作製した。PIPは、減圧下で前駆体溶液を含浸させた後、85°Cの飽和水蒸気雰囲気中で0.5時間前駆体のゲル化を促進させた後乾燥し、さらに含浸、水蒸気処理を複数回繰り返したのち焼成するというプロセスを2回繰り返す方法でミニコンポジット内部に5YSZ前駆体から生成するマトリックスを形成させた。焼成温度はすべて1000°Cで焼成する方法とした。また、焼成雰囲気は、今回すべてAr雰囲気とし、1D-CMC中にごくわずかに炭素を残留させる効果を検討した。

また、本複合材料の評価用としての有効性を確認するために、同様の作製方法で、NGSアドバンストファイバー(株)のSiC繊維、Type S、を用いて1D-CMC(SiC/SiC)を作製した。

得られたミニコンポジットの評価は3点曲げ試験、断

面のSEM観察で、強度と繊維の引き抜けの有無の関係などを評価することで行った。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 ジルコニア系連続繊維

本検討では、すでに報告している繊維強度が結晶成長により低下しないと予想される前駆体<sup>(8)</sup>の改良を行い、それらのキシレン溶液の乾式紡糸で得られる前駆体繊維の、水蒸気による不融化解条件、焼成雰囲気の検討を行い、耐熱性の向上した繊維合成を目的とした。その結果、強度が改良された繊維について、複合材料化を実施した。

Table 1に、従来の最適化された前駆体とPCSを添加した前駆体の乾式紡糸条件を示す。比較のために現在工業的製造プロセスの開発が行われている超高分子量で不融性的ポリカルボシラン(PCS-UUH)の乾式紡糸データも示した。紡糸性値は、Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)の81wt%の濃度の場合を除き、各前駆体溶液に対してPCS-UUH以上の値が得られ、紡糸性は良好であることを確認した。

Table 1 Dry-spinning condition and the spinnability

Precursor	Concentration /wt%	Temperature /°C	Spinnability
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-061	77.5	(RT)	4278
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-061	78.0	(RT)	1168
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)	78.0	5	748
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)	81.0	35	40
Zr-Y(0.1)-077+PCS(0.05)	78.0	30	680
PCS-UUH	56	(RT)	168

紡糸後の繊維は、飽和水蒸気処理(以後不融化解、Curing、と称する)により繊維を構成する前駆体ポリマーの一層の高分子量化が進められる。すなわち、不融化解とは、さらに前駆体ポリマーの加水分解縮合を進め、溶媒不溶、不融化解を実現するゲル化処理のことで、加水分解により前駆体中に残存する有機残基を加水分解により分離し繊維外に放出する役割がある。Fig. 2に、窒素雰囲気中1000°Cで得られた繊維の不融化解温度と繊維の引張り強度との関係を示す。この結果、不融化解温度は95°C以上で繊維の強度が向上し、高温ほどさらに強度は大きくなることが示唆された。低温、すなわち不融化解不足で繊維強度が小さい原因は、Fig. 3に示すように繊維に亀裂が生ずるためと考えられる。高温で不融化解した場合はこのような亀裂は観測されなくなる。したがって、強化材用繊維のための不融化解条件は、125°Cで1時間保持とした。

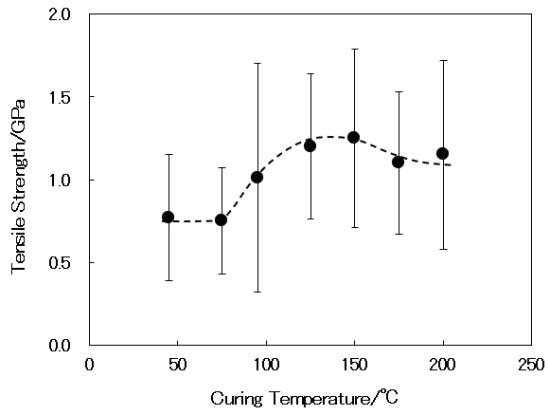


Fig.2 The relationship between the curing temperature and the tensile strength of zirconia fibers from Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1) heat-treated at 1000°C

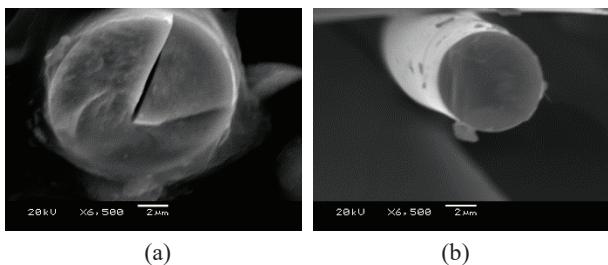


Fig.3 SEM photographs of zirconia fibers from Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1) cured at (a) 45°C and (b) 125°C followed by heat-treating at 1000°C in N<sub>2</sub> atmosphere

このように、纖維中に微量の炭素成分を残し、不融化温度を最適化することにより、大気中で焼成を行った場合に1300°C程度以上の高温で纖維間の融着を回避することができた。

纖維中に残留する炭素成分は、不融化後の纖維の熱重量分析と、これまでに得られている前駆体ポリマーの不融化後の、大気中の熱重量分析結果（セラミック収率およそ67wt%）<sup>(8)</sup>との比較から推定した。125°Cで不融化した纖維の窒素雰囲気中でのセラミック収率は熱重量分析から、1000°Cで73wt%であり、残留する炭素成分は、高々6wt%程度と推定できた。したがって、基本的には、纖維は酸化物系セラミックスで構成されていると考えてよいと判断した。

一方、前駆体中に存在するAlおよびSi成分は、1300°C以上の高温で纖維の構造に大きな影響を与え、さらに炭素成分の存在下では、纖維の高温処理に伴う結晶成長、構造変化に対して焼成雰囲気に敏感になることが分かった（Fig. 4）。すなわち、炭素が残留しない纖維（大気中焼成纖維）では纖維断面の観察から大量の空孔が生成すること、一方、窒素雰囲気中焼成では空孔は観察されず、纖維は微粒子の集合体のままであるが、窒素中焼成では、ウィスカーゲノストとともに微細な空孔の生成が観測された。

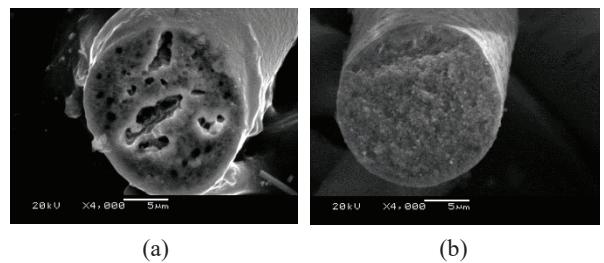


Fig.4 SEM photographs of zirconia fibers from Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-061 heat-treated at 1400°C in (a) air and (b) N<sub>2</sub> atmosphere

Fig. 5 に、(Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1))から窒素中焼成で得られた纖維束上のウィスカーゲノストのSEM写真を示す。ウィスカーゲノストの生成とともに纖維間の融着も起こった。この原因は現在検討中であるが、Zr-Y(0.1)·Si(0.01)-077+PCS(0.075)では全く観察されなかつた。したがってAl成分を含む場合には低融点でなおかつ窒化が起こりやすい成分の生成が考えられ、CMCの強化纖維としては不適であることが示唆された。

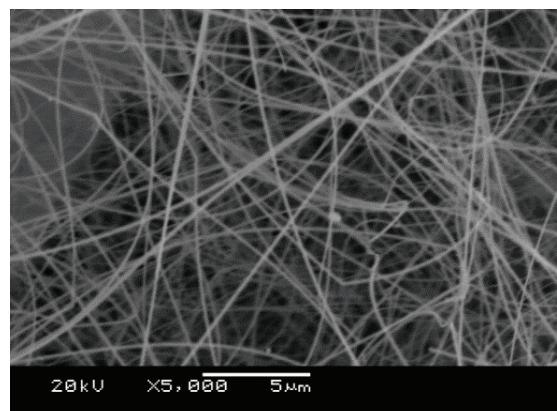


Fig.5 SEM photograph of the whisker formed on the zirconia fiber strand ((Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)))

本検討では、纖維の焼成をAr雰囲気中で行った場合には、焼成後の纖維間の融着および空孔の生成、ウィスカーゲノストの生成は全く観測されず、CMC用強化纖維としてはAr雰囲気中焼成纖維が最適であると結論付けた。しかしながら、窒素中焼成纖維も1000°C焼成であればAr中焼成と同等の特性の纖維であると判断し、室温での特性評価用のCMCの強化纖維としては使用することとした。

### 3.2 ミニコンポジット

1D-CMC作製用に合成した纖維の製造条件および物性をTable 2に示す。比較のために大気中焼成した従来の前駆体Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-061から得られた纖維についても示した。また、1D-CMC製作法の有用性を確認するために用いたType Sの引張り強度も示した。

Table 2 The preparation conditions and the tensile strengths of zirconia fibers as reinforcements

Precursor	Curing temperature /°C	Calcination temperature/°C (atmosphere)	Tensile strength/GPa
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.1)-061	85	1000(Air)	1.11(0.41)
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)	95	1000(N <sub>2</sub> )	1.01(0.69)
	125		1.20(0.44)
	150		1.25(0.54)
	200		1.15(0.57)
Zr-Y(0.1)-077+PCS(0.05)	125	1000(Ar)	0.95(0.29)
Type S	-	-	3.18(0.87)

本研究では、強化繊維としてのジルコニア系繊維に、すでに報告した装置と方法（ヘキサンバブルフロー法）<sup>(8)</sup>で、Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)およびZr-Y(0.1)-077+PCS(0.05)から得られた繊維束の繊維表面に1000°CでCをコーティングした。Type Sにも同様の方法でCコーティングした。

Cコーティングした繊維のSEM写真を、Fig. 6に示す。およそ1~2μmの厚みのCコーティングが生成していることが確認できた。

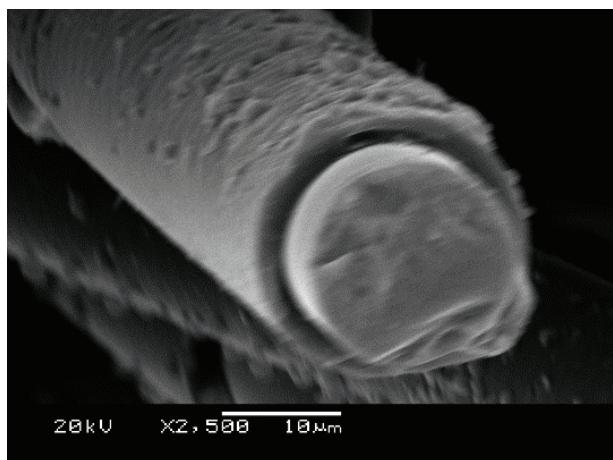


Fig. 6 SEM photograph of C-coated zirconia fiber obtained from Zr-Y(0.1)-077+PCS(0.05)

Table 3に、Cコーティングを実施していない繊維を用いたCMCも含め作製した1D-CMCの繊維含有率(V<sub>f</sub>)、気孔率(p)、および3点曲げ強度を示す。ジルコニア系CMCのV<sub>f</sub>およびpは繊維およびマトリックスの密度が未測定のため、すべて5g·cm<sup>-3</sup>としていること、繊維束長が正確に決定できることなどから誤差が大きいが、比較用の目安としての参考データとなりうる。

Table 3 Characteristics of 1D-CMC

1D-CMC	Precursor	Interphase	V <sub>f</sub> *	p*	Flexural Strength /MPa
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.1)-061	Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-061	-	0.24	0.13	149
Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)	Zr-Y(0.1)·Al(0.1)·Si(0.01)-070+PCS(0.1)	-	0.29	0.32	62
CMC(ZB)-3 CMC(YSZ)-4	Zr-Y(0.1)-077+PCS(0.05)	C	0.22	0.16	199
		C	0.26	0.25	137
Type S/SiC	PCS	C	0.31	0.23	674

\*Densities of Zirconia fiber and the matrices were estimated about 5g·cm<sup>-3</sup>

まず、本研究の1D-CMCの作製方法および評価の妥当性を1D-SiC/SiCの曲げ試験で検討した。Fig. 7に、Type S/SiCの外観写真を示す。他の1D-CMCも同様に作製できた。3点曲げ試験用試料は2φ×110の試料から2φ×50の試料を2本切り出して作製した。ジルコニア系CMCでは試料直径は1.6-1.7に収縮していることを確認した。



Fig. 7 Photograph of Type S/SiC

Fig. 8に、1D-SiC/SiCの3点曲げ試験の応力-歪曲線を示す。最大曲げ強度は従来PIP法SiC/SiCで報告されている曲げ強度<sup>(10), (11)</sup>と同等以上の値である700MPa以上を示し、繊維の引き抜けも十分起きていることを示している。すなわち、本研究におけるミニコンポジットの作製方法は1D-CMCの特性を評価するために適した方法であると言える。

ジルコニア系繊維による1D-CMCの曲げ試験結果をFig. 9およびTable 3に示した。曲げ強度はType S/SiCと比較すると、かなり低い値を示しているが、その理由は以下のように考えられる。

まず、開発中のジルコニア連続繊維は、Type Sと比べ、繊維束のかさ密度が小さく（使用した連続繊維束は微小応力下で焼成して繊維の捲縮を修正する工程が未実施のためである）、ミニコンポジット中のV<sub>f</sub>を大きくすることが困難であり、実際、Table 3に示したように小さい値

となっている。さらに大きな原因として、ジルコニア系繊維の強度が Type S と比べ、まだかなり小さいことも原因の一つと考えられ、今後、さらに繊維の強度改善を進めることが重要であることを示している。

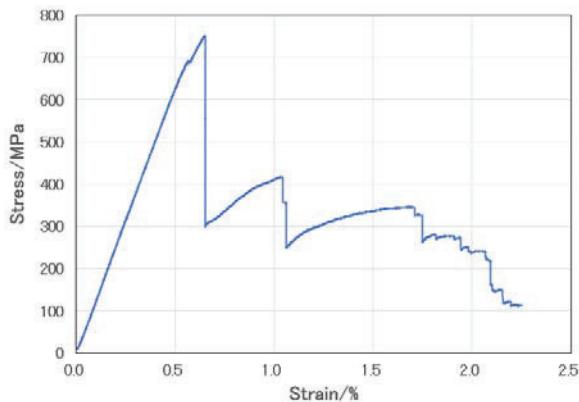


Fig. 8 Stress-strain curve of Type S/SiC

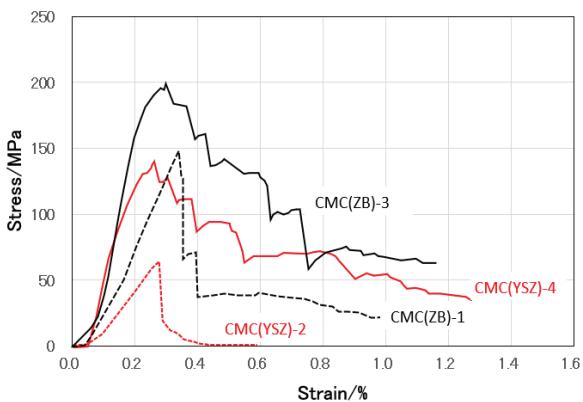
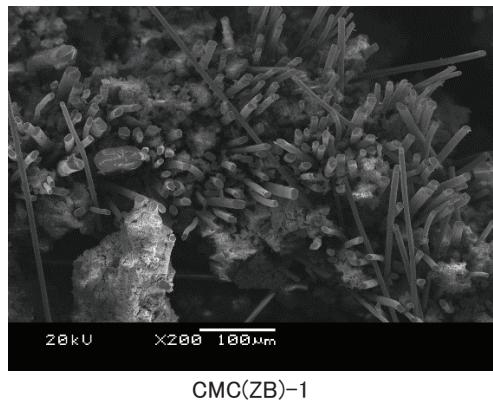


Fig. 9 Stress-strain curve of 1D-CMC using zirconia fibers as reinforcements

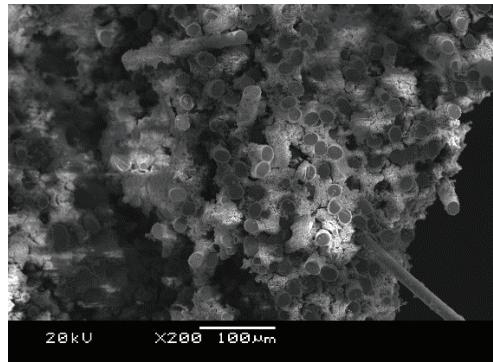
しかしながら、本検討では、初期の目標であるジルコニア系 CMC の曲げ強度 300MPa に近い値を得ることができた。この達成のためには、繊維強度を 2GPa 以上とすることと、界面層として炭素界面層を高温では消失させてギャップ界面層あるいは多孔質セラミックス層として機能させること<sup>(8)</sup>が必要であるが、ここで作製した 1D-CMC の曲げ試験から、C 界面層の有効性が確認できた。

Fig. 10 に、各 1D-CMC の曲げ試験後の破断面の SEM 写真を示す。C 界面層を有する CMC(ZB)-3 および CMC(YSZ)-4 では破断面に繊維の引き抜けが明瞭に観測でき、Fig. 9 の応力-歪曲線の挙動とよく一致している。マトリックスも繊維間に十分充填されている。

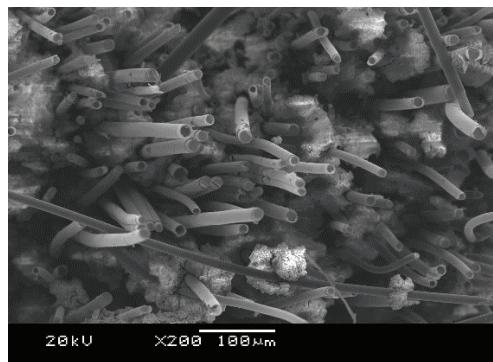
一方、C 界面層なしの CMC では、マトリックスの粉末に依存して繊維とマトリックスの間の固着の程度に差異が認められる。CMC(ZB)-1 では、比較的繊維の引き抜けが観測され、これは、Table 3、Fig. 9 で、比較的高強度であることと関係しているように見える。



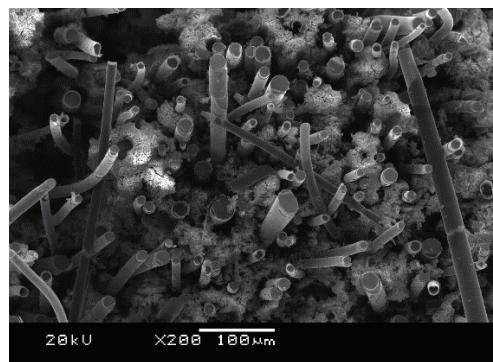
CMC(ZB)-1



CMC(YSZ)-2



CMC(ZB)-3



CMC(YSZ)-4

Fig. 10 SEM photographs of fracture surfaces of zirconia fiber 1D-CMCs

CMC(YSZ)-2 では繊維の引き抜けは観測されず、低強度で、破壊は脆性的であることと一致する。この現象は、きわめて興味深い。Fig. 11 に示すように、繊維とマトリ

ックス間の状態をもう少し詳しく観測すると、CMC(ZB)-1 では纖維表面とマトリックスの境界は固着せず、むしろギャップができているように見える。一方、CMC(YSZ)-2 では、纖維表面とマトリックスの境界では、YSZ および YSZ 前駆体ポリマーの熱分解物で形成されるマトリックスが纖維表面に固着していることがわかる。反応しているかどうかは判断できないが、脆性破壊の原因であると言える。

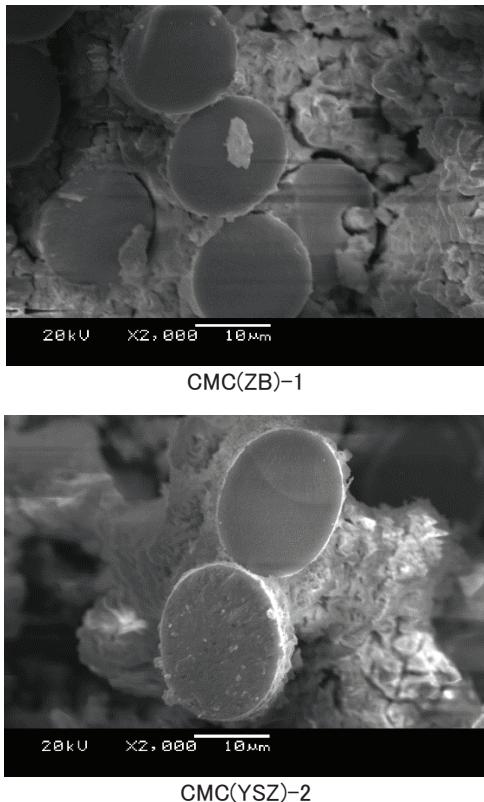


Fig. 11 SEM photographs of fiber/matrix interface of CMC(ZB)-1 and CMC(YSZ)-2

これらの結果は、上述したように、今後、SiC/SiC より耐熱性に優れた酸化物系 CMC の開発の一つの方向性を示すギャップ界面層、あるいは多孔質界面層の開発にとって、きわめて有用な情報を与えた。すなわち、BaZrO<sub>3</sub> が、ジルコニア系纖維と固着しにくくすることを利用し、C 界面層の存在下でより高温でマトリックスを焼結させたのち、ギャップ界面層、多孔質界面層に行くことで、高温でより高強度酸化物系 CMC な開発が可能であると予想される。

#### 4. まとめ

超耐熱性酸化物系 CMC の酸化物系強化纖維として開発中の乾式紡糸によるジルコニア系連続纖維の耐熱性の改善を、前駆体の分子設計および、不融化処理、焼成雰囲気などの最適化を行うことにより実施した。

この改良した纖維を用いて、1 D-CMC であるミニコ

ンポジットを、BaZrO<sub>3</sub>(ZB) あるいは YSZ 微粉末(YSZ) スラリーと YSZ 前駆体ポリマーを用いる PIP 法により作製し、曲げ試験による評価を行い、以下の点を明らかにした。

- ・ 1 D-SiC/SiC の作製と評価から本研究におけるミニコンポジット作製法の妥当性を確認した。
- ・ C 界面層を付与した CMC(ZB) で室温曲げ強度 200MPa を達成した。
- ・ C 界面層なしの CMC(ZB) で纖維とマトリックスの境界での固着が抑制されることを見出し、耐熱性 CMC の実現の可能性を見出した。

今後は、より高温での纖維の耐熱性を実現し、マルチホールノズル紡糸での高強度纖維量産プロセス開発を実施し、1 D-CMC および 2 D-CMC の作製と特性評価を行い、ジルコニア系纖維を強化纖維とする酸化物系 CMC の実用性評価を行う予定である。

#### 謝辞

本研究は、防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度 JPJ004596 の支援を受けたものである。

#### 参考文献

- (1) 倉持将史, 大田祐太朗, 小谷正浩, 南大基, ジェットエンジン用高性能材料の開発, IHI 技報, Vol.60, No.2 (2020), pp.29-34
- (2) 新井優太郎, 香川豊, Si ポンドコート層の融解・凝固現象に基づく Si を含むセラミックス基材上の耐環境コーティング組織の変化, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 46, No. 1 (2018), pp. 57-61.
- (3) 戦略的イノベーション創造プログラム (SIP) 「革新的構造材料」研究開発成果報告書, C45 酸化物系軽量耐熱部材の開発, (2019), pp. 139-142.
- (4) 長谷川良雄, 越坂亜希子, 新関智丈, 牛田正紀, 西川紘介, 条田和弘, 垣澤英樹, ポリアルミニキサン系無機高分子PIP 法によるアルミナ系纖維強化 CMC の開発(3), 第 37 回無機高分子研究討論会講演要旨集 (2018), pp. 77-78.
- (5) 鉄井利光, 原田広史, 長谷川良雄, A-12 超高温用酸化物系 CMC の開発, 第 43 回日本ガスタービン学会定期講演会(米子)講演論文集 (2015) 75-78.
- (6) 鉄井利光, 原田広史, 超耐環境性高強度酸化物系セラミック複合材料の開発, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2018), A-7.
- (7) 鉄井利光, 原田広史, ジルコニア連続纖維と酸化物系セラミックスからなる複合材料とその製造方法, 特許 6327512 号.
- (8) 長谷川良雄, 秦青, 鉄井利光, 超耐環境性高強度酸化物系セラミック複合材料用強化纖維の開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 49, No. 3 (2021), pp. 75-82.
- (9) 長谷川良雄, 鈴木将, 小堀武夫, 非電子線不融化による第 4 世代 SiC 纖維(2), 第 39 回無機高分子研究討論会講演要旨集 (2020), pp. 31-32.
- (10) 梅澤正信, PIP 法による SiC 連続纖維/SiC マトリックス複合材の開発, セラミックス, Vol. 34, No.4 (1999), pp. 294-297.
- (11) 佐藤光彦, チラノ纖維の開発とセラミックス基複合材料への応用, 日本複合材料学会誌, Vol. 25, No. 1 (1999), pp. 9-15.

## レーザー ホログラフィー干渉計を用いた SiC 繊維強化 SiC 複合材料の損傷評価

### Damage evaluation of SiC/SiC composites using laser holography for vibration measurement system

○廣嶋 登<sup>\*1</sup> 田中 義久<sup>\*1</sup> 香川 豊<sup>\*1</sup>  
HIROSHIMA Noboru TANAKA Yoshihisa KAGAWA Yutaka

#### ABSTRACT

Damage evaluation of SiC fiber reinforced SiC matrix composites after tensile loading-unloading was repeatedly conducted using laser holography system for measuring natural vibration frequency. The result showed that this system can detect degradation of elastic moduli in its early phases and provide a precise nondestructive testing.

**キーワード :** ジェットエンジン, SiC 繊維強化 SiC マトリックス複合材料、損傷評価、非破壊試験、引張試験

**Key Words:** Jet Engine, SiC fiber reinforced SiC matrix composite, Damage evaluation, Nondestructive testing, Tensile test

#### 1. はじめに

SiC 繊維強化 SiC マトリックス複合材料（以下 SiC/SiC と称す）は航空機用ジェットエンジンの高温部材としての利用が開始され、今後、適用箇所が増加することが見込まれている。SiC/SiC の適用を拡大するためには、破壊や疲労挙動を解明し信頼性を向上させるための非破壊検査が不可欠である。本研究は、レーザー ホログラフィー干渉計（以下干渉計と称す）を用いた SiC/SiC の損傷評価に関わるものであり、特に負荷除荷試験における弾性率の変化を共振周波数の変化として計測することにより試験片の損傷を初期段階から定量的に評価することを試みたものである。

#### 2. 多結晶 SiC の共振周波数

干渉計は、Optonor 社製 VibroMap1000 を用いた。この干渉計は波長 532nm の Nd:YAG レーザーを用いて干渉縞から対象物の振動振幅を計測する。試験片の励振は、信号発生器 (Tektronix : AFG3022C) により試験体に接着した圧電素子 (TDK : PS1550L40N) に振幅 6V の正弦波を与えて行った。

初めに、均質材料として弾性率の明確な多結晶 SiC (京セラ : SC211、弾性率  $E$  : 430GPa、密度  $\rho$  : 3.2g/cm<sup>3</sup>) の曲げおよび軸振動の 1 次から 3 次までの共振周波数（以下  $f_1 \sim f_3$  と称す）を計測した。試験片の寸法は、長さ ( $l$ ) 120mm、幅 ( $b$ ) 15mm、厚さ ( $h$ ) 3mm で、その端部に圧電素子を接着した。図 1 に試験片を示す。計測は、拘束

のないフリーフリーの状態で行った。曲げでは、長さと幅方向に垂直な面 (l-b 面)、そして軸では、幅と厚さ方向に垂直な面 (b-h 面) を励振させて圧電素子を接着した反対面を計測した。



図 1 多結晶 SiC 試験片

表 1 に計測した  $f_1 \sim f_3$  を示す。断面が均一であれば、曲げおよび軸振動の共振周波数は、それぞれ次式で求まる<sup>(1)</sup>。 $\lambda$  はモードで決まる係数である。

曲げ（横）振動：

$$f = \frac{\lambda^2}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \quad (\text{Hz}) \quad (I = \frac{bh^3}{12}, A = bh)$$

軸（縦）振動：

$$f = \frac{\lambda}{2\pi l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (\text{Hz})$$

表 1 多結晶 SiC の共振周波数

	次数	計測周波数, $f$ (kHz)	理論周波数, $f_L$ (kHz)	$f^2/f_L^2$ (弾性率の比)
曲げ	1	2.440	2.480	0.968
	2	6.750	6.834	0.976
	3	13.250	13.330	0.988
軸	1	47.7	48.260	0.977
	2	95.6	96.520	0.981
	3	143.7	144.780	0.985

表中、一番右は計測 ( $f$ ) と理論周波数( $f_L$ )の 2 乗比で、

\*1 東京工科大学 片柳研究所  
〒192-0982 八王子市片倉町1404-1  
E-mail: hiroshimanr@stf.teu.ac.jp

弾性率の比を表している。表より干渉計で計測した弾性率は理論値に対して約3%の差であった。図2は曲げの $f_1 \sim f_3$ と軸 $f_1$ の振動モードである<sup>(1)</sup>。軸の振動モード( $f_1 \sim f_3$ )はすべて試験片の端面(b-h面)が上下振動するため、 $f_1$ のみを示した。

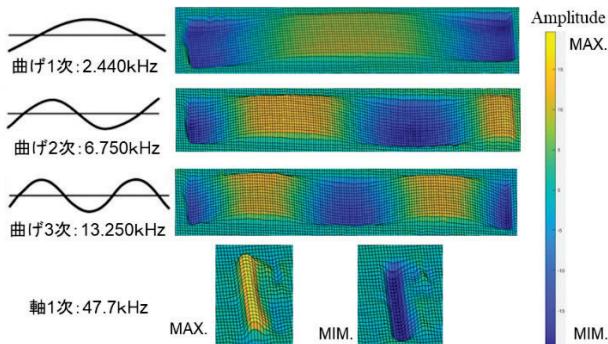


図2 曲げおよび軸振動モード

### 3. SiC/SiC の軸方向の共振周波数

SiC/SiC は、平織物 (NGS 社:ニカラ) のカーボンコーティング後に SiC マトリクスを CVI (Chemical Vapor Infiltration) 処理したもので、密度は  $2.14 \text{ g/cm}^3$  であった。図3に試験片の寸法を示す。初めに、引張試験機 (MTS 社: Criterion Model 45) で 6 MPa までの引張試験 (クロスヘッドスピード: 0.05 mm/min) を行い、2 MPa 付近の勾配から損傷のない初期弾性率を 110 GPa と求めた。そして、端面 (b-h 面) に圧電素子を接着し、多結晶 SiC 同様に  $f_1$  を計測し、これを初期共振周波数とした。次に 60 MPa まで負荷を行い、除荷後に  $f_1$  を計測し、その後再び 90 MPa までの負荷 (増分 30 MPa) を行うことを 180 MPa まで繰り返した。図4は負荷除荷試験の応力-歪線図である。試験片は、180 MPa の負荷途中で破断したため除荷後の計測は4点の応力で可能であった。

図5は、共振周波数 ( $f_1$ ) および図4の勾配の変化から求めた弾性率の低下である。横軸は応力、縦軸は初期弾性率からの低下を示す。図中の  $E_{GL}$  は、図4の除荷後の再負荷時に 2 MPa 付近の勾配から求めた弾性率 (損傷有) を初期弾性率 (110 GPa) で除したものである。 $E_{GL}$  は負荷応力とともに減少する。図5の  $f_1$  は各応力における計測値 (損傷) の 2乗を初期値の 2乗で除したもので表1と同様に弾性率の比 (低下) を示す。 $f_1$  は応力とともに減少するが、 $E_{GL}$  とは異なっている。この理由は、 $E_{GL}$  は試験片の平行部 (ゲージ長: 30 mm) の弾性率の低下であるが、 $f_1$  は試験片全体の弾性率 (剛性) の低下であることによる。図から本手法は部分的な弾性率の低下を全体剛性の低下として検出できることを示唆している。図中  $f_1_{FEA}$  は、各負荷応力の  $E_{GL}$  を平行部の弾性率として有限要素解析 (Abaqus 2021.HF5) により見積り、計測値同様に初期値に対する 2乗比 (低下) を示したものである。要素は4角形シェル要素を用い、メッシュは 1 mm 格子とした。計算では、図4の負荷除荷により試験片の平行部の

弾性率は図5の  $E_{GL}$  のように低下するが、他の部分は損傷を受けずに初期弾性率 (110 GPa) のままであると仮定した。図5に示すように、計算値は計測値の剛性低下と矛盾するものではなかった。

### 4. まとめ

レーザーホログラフィー干渉計を用いた SiC 繊維強化 SiC マトリック複合材料の負荷除荷試験における共振周波数の計測を行った。本手法は、損傷を初期段階から検出する非破壊試験として有効である。

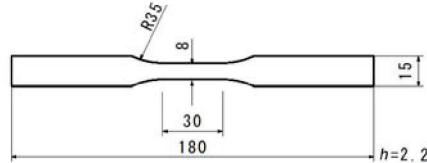


図3 SiC/SiC 試験片

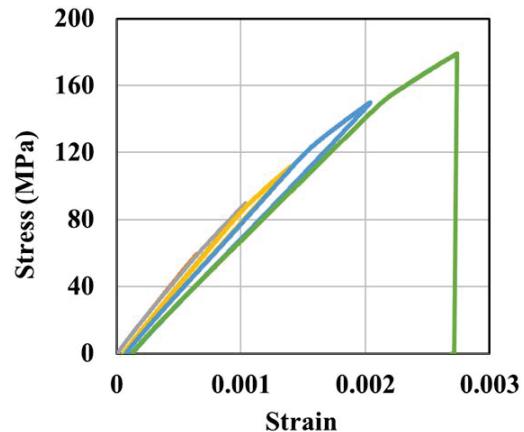


図4 SiC/SiC の負荷除荷試験

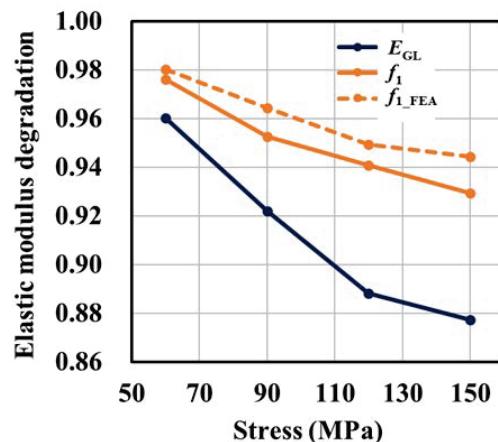


図5 負荷除荷試験後の弾性率の低下

### 謝 辞

本研究の一部は、科学技術振興機構 (JST) の「先進複合材料の因子分類による疲労負荷時の複合劣化機構の解明と寿命予測」による支援を受けたものである。

### 参 考 文 献

- (1) 機械工学便覧 A3 編. 丸善, 1999, pp50-52.

## 実機使用済ガスタービン動翼における TBC の YSZ-単斜晶に着目した使用温度の推定

### Estimation of operating temperature focusing on YSZ-monoclinic phase of TBC in an in-service gas turbine blade

○高橋 智<sup>\*1</sup> 岡田 満利<sup>\*2</sup> 伊藤 明洋<sup>\*3</sup>  
TAKAHASHI Satoru OKADA Mitsutoshi ITO Akihiro

#### ABSTRACT

Plasma-sprayed YSZ ( $\text{ZrO}_2\text{-}8\text{mass\%Y}_2\text{O}_3$ ) coatings, which are typical top-coats of TBCs (thermal barrier coatings), were thermally aged at different temperatures and times, and the changes in microstructure and crystal structure were investigated. As a result, it was found that the monoclinic phase of YSZ appeared as the thermal aging progressed, and the fraction of monoclinic phase increased with increasing the thermal aging temperature and the thermal aging time. Using these data and the Hollomon-Jaffe parameter (HJP), an approximate equation was derived to relate the fraction of monoclinic phase and the thermal aging conditions. According to this equation, the operating temperature of the blade was estimated based on the fraction of monoclinic phase of YSZ detected on the TBC of the blade used in the 1300°C-class gas turbine. It was found that the operating temperature was higher around the leading edge of the blade.

**キーワード :**遮熱コーティング, 結晶構造, 単斜相, 熱時効, 温度推定

**Key Words:** Thermal barrier coating (TBC), Crystal structure, Monoclinic phase, Aging, Temperature estimation

#### 1. はじめに

高効率火力発電用ガスタービンの高温部材には、遮熱コーティング（以下 TBC）が必要不可欠な構成要素となっている。このため、国からの支援のもと、産学官連携によって TBC の特性試験方法の開発とその国際標準（ISO）化活動が積極的に進められており<sup>(1)</sup>、TBC の設計や開発に有益な複数の試験方法が既に ISO として制定されている<sup>(2)</sup>。一方、高効率ガスタービンの予防保全の観点から、TBC の経年劣化を調べるとともに、TBC を施工した高温部品の使用温度を把握することも重要である。

本研究では、TBC を構成するトップコートとして典型的なプラズマ溶射 YSZ ( $\text{ZrO}_2\text{-}8\text{mass\%Y}_2\text{O}_3$ ) コーティングについて、熱時効による組織、結晶構造の変化を調べた。これらのデータをもとに、熱時効条件と  $\text{ZrO}_2$  の単斜晶 ( $m$ ) の割合を関係付ける近似式を導いた。この式に従つて、1300°C級ガスタービンで使用された動翼表面の TBC で検出した  $m$  相の割合から、動翼の使用温度を推定した。

#### 2. 実験方法

##### 2.1 YSZ コーティングの評価方法

YSZ コーティング試験片のコーティングプロセスを表 1 に示す。TBC のトップコートとして典型的な YSZ ( $\text{ZrO}_2\text{-}8\text{mass\%Y}_2\text{O}_3$ ) 溶射粉末を用い、大気プラズマ溶射 (APS) によって金属基材上に厚く成膜後、機械加工によって大きさ  $100^{\text{l}} \times 10^{\text{w}} \times 1^{\text{t}}$  mm の YSZ コーティング単層試験片を作製した。気孔率の影響も検討するために、溶射粉末にポリエステル粉末も混入して溶射した多孔質な試験片も作製した。本研究では、汎用の YSZ コーティングを YSZ-C、多孔質なコーティングを YSZ-P と呼称する。これらの典型的な断面組織を図 1 に示す。試験片 YSZ-C に比べて YSZ-P では、大きさ  $40\text{ }\mu\text{m}$  程度の気孔が存在している。

熱時効は電気炉を用い、大気中で実施した。その条件を表 2 に示す。熱時効温度を  $1000^{\circ}\text{C}\sim1400^{\circ}\text{C}$ 、熱時効時間を  $2\text{h}\sim5000\text{h}$  とした。

Table 1 Sprayig process conditions

Code	Coating powder	Spray process
YSZ-C	$\text{ZrO}_2\text{-}8\text{mass\%Y}_2\text{O}_3$	APS
YSZ-P	$\text{ZrO}_2\text{-}8\text{mass\%Y}_2\text{O}_3$ +Polyester	APS + Heat treatment

\*1 東京都立大学  
〒192-0397 八王子市南大沢1-1  
E-mail: takahashi-satoru@tmu.ac.jp

\*2 電力中央研究所  
〒240-0196 横須賀市長坂2-6-1

\*3 中部電力（株）  
〒459-8522 名古屋市緑区大高町字北閣山20-1

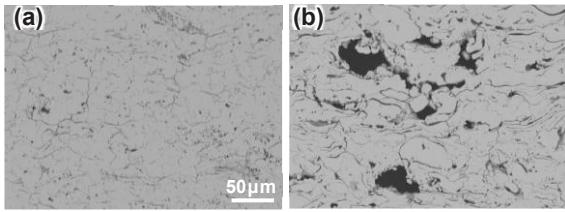


Fig.1 Typical cross-sectional microstructures of two types of YSZ coatings. (a)YSZ-C, (b) YSZ-P.

Table 2 Aging conditions for two kinds of YSZ coatings

Code	Aging condition
YSZ-C	1000°C x 2, 500, 1000, 3000, 5000h in air
	1100°C x 2, 500, 1000, 3000, 5000h in air
	1200°C x 2, 500, 1000, 3000, 5000h in air
	1400°C x 2, 100, 300h in air
YSZ-P	1400°C x 2, 100, 300h in air

断面組織は、試験片を所定の寸法に切出した後、機械研磨とイオンビームによって削り出した断面を電子顕微鏡によって観察するとともに、反射電子像をもとに画像解析によって気孔率も測定した。さらに結晶構造の変化も調べるためにXRD測定（Bruker製S8Tiger, Cu  $K\alpha$ , 管電圧40kV, 管電流40mA）を行った。

## 2.2 実機使用済動翼におけるTBCの評価方法

実機使用済動翼は、約20000h使用した1300°C級ガスバーナー初段動翼から採取した。基材は一方向凝固Ni基超合金であり、この表面にTBCとしてNiCoCrAlYボンドコートとYSZ ( $ZrO_2$ -約8mass%  $Y_2O_3$ )トップコートが成膜してある。翼高さ40%で切断した後、さらに複数の部位に分けて切出した。動翼断面と切出した各部位を図2に示す。動翼から5つの部位（A～E）を切出し、背側を1、腹側を2と呼称する。それぞれの表面におけるTBCのトップコートであるYSZの結晶構造をXRDで測定した。XRD測定条件は、前述のYSZコーティング試験片と同様であるが、翼表面が曲面を有することから、コリメータを用いてX線の照射面積を約φ1mmとした。

## 3. 実験結果及び考察

### 3.1 YSZコーティングの組織及び結晶構造に及ぼす熱時効の影響

熱時効後のYSZコーティングの断面組織の代表例として、YSZ-Cにおける1000°Cx500h材と1200°Cx5000h材の典型的断面組織を図3に示す。1200°Cで3000h以上の熱時効を施すと、スプラット間で局所的な連結（ブリッジング）が確認されたが、いずれのYSZ-C熱時効材における気孔率は5~7%程度であり、顕著な組織変化は認められなかった。

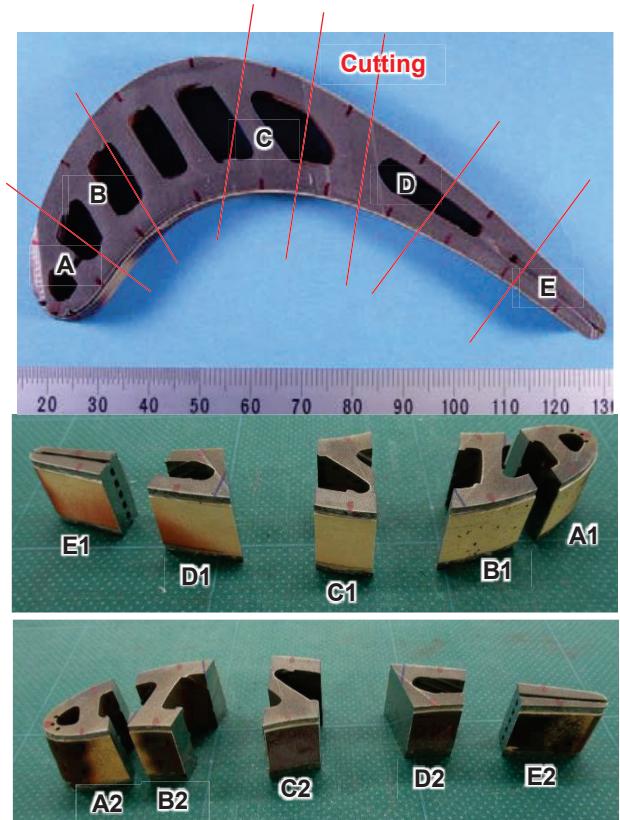


Fig.2 A cross section of the blade used in actual gas turbine and several sections cut out from the blade.

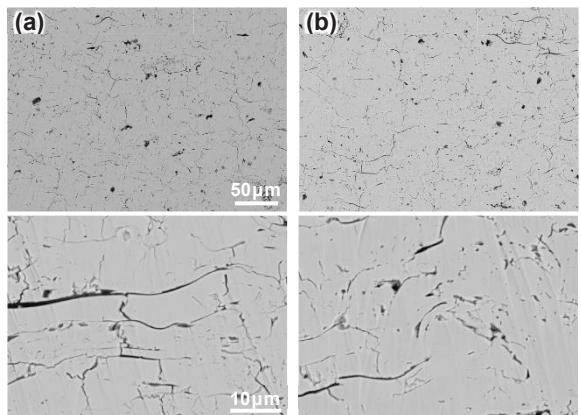


Fig.3 Typical cross-sectional microstructures of aged YSZ-C. Aging condition : (a)1000°Cx500h, (b) 1200°Cx5000h.

一方、XRD測定例として、YSZ-Cにおける1200°Cx2h材と1200°Cx5000h材のXRDパターンを図4に示す。従来の研究では<sup>(3)</sup>、 $2\theta$ =約72°~76°に現れる準安定状態の正方晶( $r$ )、正方晶( $t$ )、立方晶( $c$ )に着目した結晶構造の変化が検討されているが、これらのピークの強度は低く、かつピークが重なっており、正確に分離して評価することは困難である。しかし、1200°Cx2h材に比べて1200°Cx5000h材では、明瞭な $m$ 相のピークが認められる。そこで $m$ 相に着目し、熱時効時間が異なる1200°C熱時効材のXRDパターンをまとめた結果を図5に示す。

1200°C熱時効材では、熱時効時間の増加に伴って *m* 相が出現し、そのピーク強度が高くなることが分かった。そこで式(1)<sup>(4)</sup>によって *m* 相の割合を算出し、定量的に評価した。

$$m(\%) = \frac{I_m(111) + I_m(1\bar{1}\bar{1})}{I_m(111) + I_m(1\bar{1}\bar{1}) + I_{t,c}(111)} \quad (1)$$

ここで、*I* は XRD パターンにおける対応する各ピーク強度を示す。

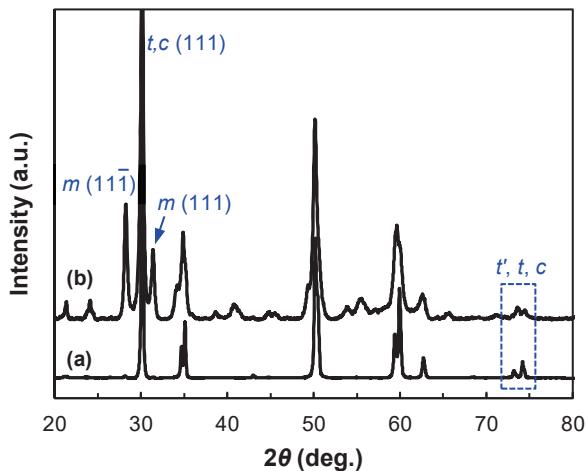


Fig.4 XRD patterns of aged YSZ-C: (a)1200°Cx2h, (b). 1200°Cx5000h.

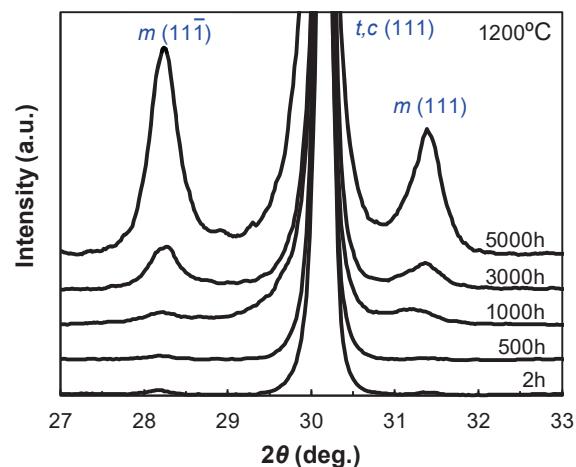


Fig.5 XRD patterns focusing on the monoclinic phase for YSZ-C aged at 1200°C.

熱時効条件と *m* 相との割合を図 6 に示す。*m* 相の割合は、1000°Cや 1100°Cの熱時効ではほとんど変化せず、5000h 後も 5%以下であるのに対し、1200°Cの熱時効では 1000h を超えると急激に増加し、5000h 後には約 33%にも達した。熱時効温度が 1400°Cになると、さらに短時間で *m* 相の増加が認められた。多孔質な YSZ-P においても、YSZ-C と同様に、熱時効によって *m* 相の割合が増加し、気孔率は *m* 相の増加にほとんど影響を与えない。

したがって、熱時効によって YSZ コーティングの気孔率はほとんど変化しないが、結晶構造が変化し、*m* 相の割合が増加することが明らかになった。

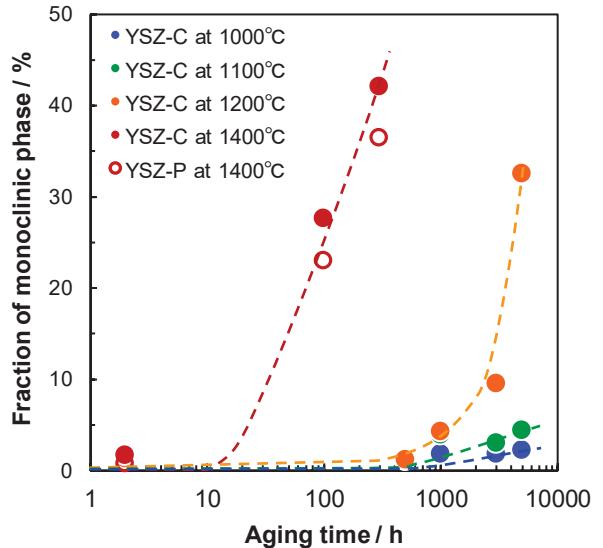


Fig.6 Influence of aging condition on monoclinic fraction.

このような YSZ コーティングにおける結晶構造の変化は、次のように考えることができる。プラズマ溶射では溶融粒子が急冷・凝固されるため、高温の *c* 相は *t* 相と *c* 相へ相分離できず、平衡状態の *t* 相よりも高いエネルギーをもつ準安定状態である *t'* 相へ無拡散変態し、そのまま室温まで冷却される。Zr イオンや Y イオンの拡散速度が極めて遅いため、1000°Cや 1100°Cで 5000h の熱時効を施しても結晶構造はほとんど変化しない。しかし、1200°Cや 1400°Cで熱時効を施すと、Y イオンなどが徐々に拡散して *t'* 相の一部が *t* 相へ変態し、冷却時に *t* 相が *m* 相へ無拡散変態を生じるためと考えられる。それゆえ、*m* 相の出現及び割合の増加は、YSZ コーティングの構造変化を判断する指標の一つと言える。

### 3.2 実機使用済動翼における TBC-YSZ コーティングの結晶構造

実機使用済動翼の TBC 表面における XRD パターンの代表例を図 6 に示す。茶褐色又は黒色の酸化物が付着した TBC の表面上では、ZrO<sub>2</sub> のピークを抽出することができなかった。しかし、これらが付着していない TBC の表面上では ZrO<sub>2</sub> のピークを検出でき、さらに熱時効 YSZ コーティングの場合と同様に、*m* 相のピークが認められた。そこで、ZrO<sub>2</sub> のピークを検出できた複数の部位の表面における XRD パターンを図 7 に示す。*m* 相のピーク強度は、部位によって変化している。そこで、式(1)に従って *m* 相の割合を求め、その結果を図 8 に示す。図中の数字は、*m* 相の割合を示し、×印のところでは ZrO<sub>2</sub> のピークを抽出することができなかった。YSZ のピークを検出できたところは主に背側に限られるが、*m* 相の割合は部位によって変化し、前縁近傍で *m* 相のピーク強度が高いことが明らかになった。

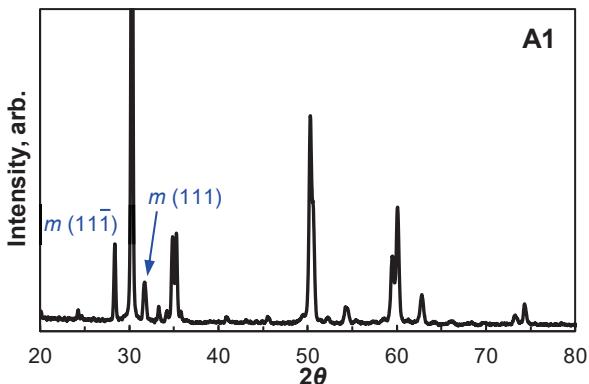


Fig.6 XRD patterns detected on the section A1 of the blade.

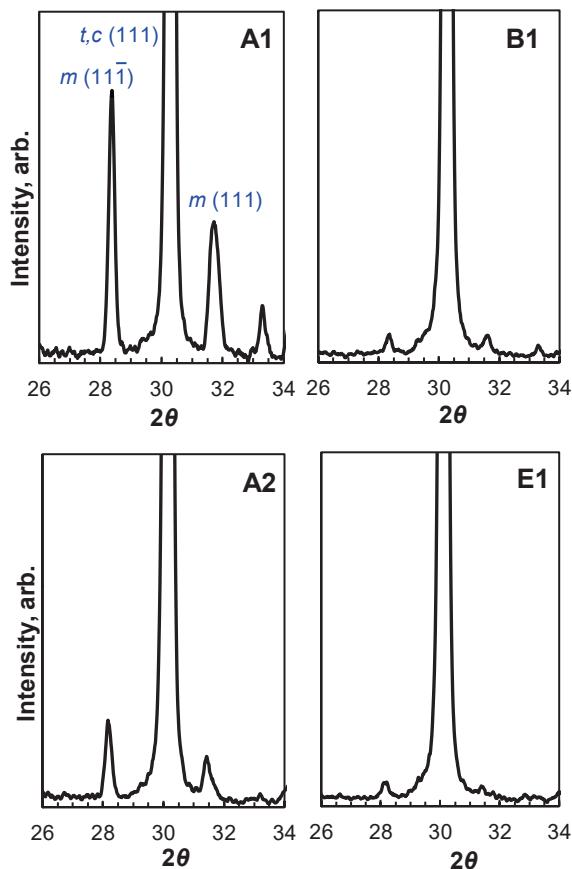


Fig.7 XRD patterns focusing on the monoclinic phase for several sections of the blade.

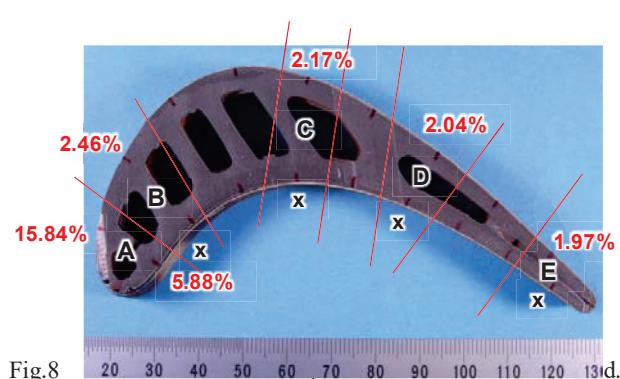


Fig.8

### 3.3 実機使用済動翼における TBC の YSZ-m 相に着目した使用温度の推定

Lipkin らは<sup>(5)</sup>、大気プラズマ溶射で作製した YSZ コーティングに対して種々の熱時効を施し、式(2)に示す Hollomon-Jaffe parameter (HJP) を用いて熱時効条件と各相の割合を関連付けて評価している。

$$HJP = T(27 + \ln t) \quad (2)$$

ここで、 $T$  は時効温度(K)、 $t$  は時効時間(h)を示す。

そこで、本研究における YSZ コーティングの結果も同様に、HJP を用いて  $m$  相の割合を整理した。その結果を図 9 に示す。図中には Lipkin らの結果も併示している。本試験結果は、Lipkin らの結果と同様な傾向を示し、HJP が約 50000 を超えると  $m$  相の割合は著しく増加し、40% 程度に達すると、その後の増加は僅かである。この傾向から、シグモイド関数を適用し、式(3)に示す HJP と  $m$  相の割合との近似式を導出した。

$$m(\%) = \frac{A}{1+e^{-B(x-C)}} \quad (3)$$

ここで、 $x$  は  $HJP/1000 [=T(27+\ln t)/1000]$ 、A, B, C は定数であり、図中のデータを用い、最小二乗法によって決定した。すなわち、 $A=42.54$ ,  $B=1.35$ ,  $C=52.46$  である。図 9 中に示す近似式から、この近似式が実験データを的確に反映していることが読み取れる。

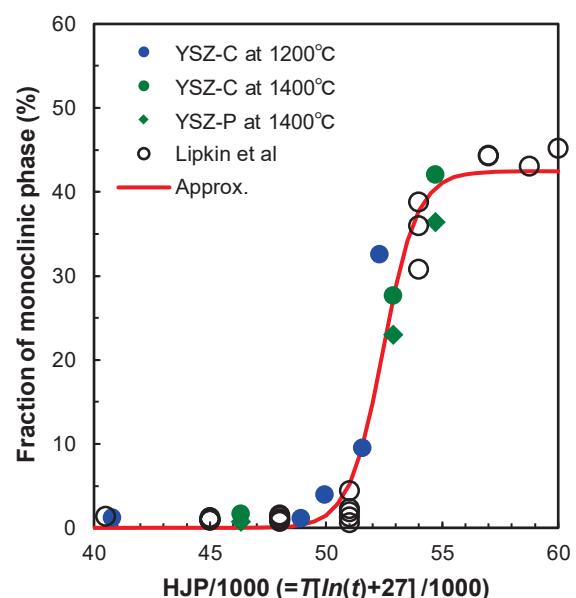


Fig.9 Relationship between monoclinic fraction and HJP.

次に、式(3)を展開し、温度の推定式を導いた。これを式(4)に示す。

$$T(K) = \frac{1000}{(27+\ln t)} \left[ C - \frac{1}{B} \ln \left( \frac{A}{m(\%)} - 1 \right) \right] \quad (4)$$

ここで A, B, C は、式(3)における定数である。式(4)か

ら、YSZ コーティングにおける  $m$  相の割合と熱時効時間が分かれば、熱時効温度を求めることができる。

そこで式(4)を用い、実機使用済動翼における TBC の YSZ コーティングで検出した  $m$  相の割合と運転時間から、トップコート表面における使用温度を推定した。その結果を図 10 に示す。前縁近傍で温度が高く、前縁近傍の背側では 1138°C 程度まで達し、前縁から離れると温度が低下して 1087°C 程度であることが示された。

Stöver らは<sup>(6)</sup>、1400°C 級ガスタービンにおける TBC 施工部材の目標温度分布として、トップコート表面の最高温度を約 1150°C と示している。この目標値と、本研究の前縁近傍で推定した最高温度約 1138°C は良く一致している。のことからも本研究における推定使用温度は、実際の温度と大きくはかけ離れていないと推察される。

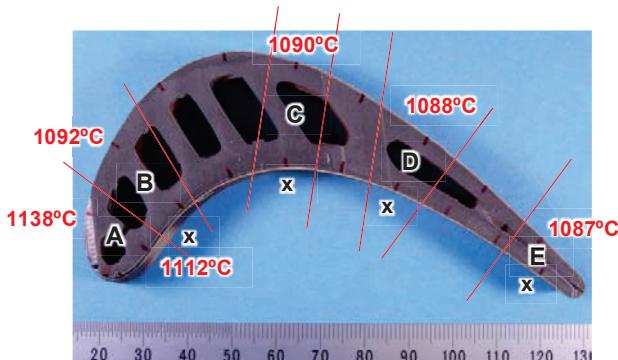


Fig.10 Operating temperature estimated based on the fraction of monoclinic phase of YSZ measured on the TBC of the blade used in the 1300°C-class gas turbine.

このような結果及び先行研究との比較検討から、TBC のトップコートである YSZ- $m$  相の割合に着目することによって、YSZ の結晶構造の変化を把握できるだけでなく、使用温度の推定も可能なので、有効な評価方法と考えられる。したがって、今後さらに YSZ 热時効データを増やし、温度推定の近似式の精度を高めることによって、非破壊による動翼使用温度の推定方法の開発も十分に期待できる。

#### 4. 結言

- 1) プラズマ溶射 YSZ コーティングに熱時効を施すと  $m$  相が出現し、熱時効の温度と時間の増加に伴って  $m$  相の割合が増加する。
- 2) YSZ コーティングの熱時効データと Hollomon-Jaffe parameter (HJP) を用い、 $m$  相の割合と熱時効時間から熱時効温度を推定可能な近似式を導出した。
- 3) 1300°C 級ガスタービンで使用済動翼の TBC においても  $m$  相が存在し、その割合は部位によって変化する。
- 4) 本研究で導出した温度推定の近似式を用い、使用済動翼の TBC で検出した  $m$  相の割合と運転時間から使用温度を推定し、前縁周辺で温度が高いことが明らかになった。

#### 謝 辞

本研究は、大阪科学技術センターと東京都立大学が経済産業省からの委託を受けて実施している省エネルギー等国際標準開発事業「タービンの遮熱コーティングの予防保全を実現する健全性試験方法に関する国際標準化」の一環として行われたものであり、関係各位に謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- (1) 高橋 智, ガスタービン用遮熱コーティングの特性試験方法の開発と国際標準化, 表面技術, Vol. 71, No. 8 (2020), pp. 497-500.
- (2) 例えは、ISO 22680:2020 Metallic and other inorganic coatings – Measurement of the linear thermal expansion coefficient of thermal barrier coatings.
- (3) X. Ren, M. Zhao, J. Feng, W. Pan, Phase transformation behavior in air plasma sprayed yttria stabilized zirconia coating, J. Alloy. Comp., Vol (750) (2018), pp. 189-196.
- (4) J. R. Brandon, R. Taylor, Phase stability of zirconia-based thermal barrier coatings Part I. Zirconia-yttria alloys, Surf. Coat. Technol., Vol. 46 (1991), pp. 75-90.
- (5) D. M. Lipkin, J. A. Krogstad, Y. Gao, C. A. Johnson, W. A. Nelson, C. G. Levi, Phase Evolution upon Aging of Air-Plasma Sprayed t'-Zirconia Coatings: I – Synchrotron X-Ray Diffraction, J. Am. Ceram. Soc., Vol. 96, No. 1 (2013), pp. 290-298.
- (6) D. Stöver, C. Funke, Directions of the development of thermal barrier coatings in energy applications, J. Mater. Process. Technol., Vol. 92-93 (1999), pp. 195-202.

## 温度勾配下熱サイクルによる遮熱コーティング(TBC)はく離の条件に関する検討

### Delamination Conditions of Thermal Barrier Coating subject to Thermal Cycling under Temperature Gradient

○岡田 満利<sup>\*1</sup> 北澤 留弥<sup>\*1</sup> 高橋 俊彦<sup>\*1</sup> 尾関 高行<sup>\*1</sup>  
OKADA Mitsutoshi KITAZAWA Rumi TAKAHASHI Toshihiko OZEKI Takayuki

#### ABSTRACT

Thermal cycling tests are carried out under temperature gradient using specimens of thermal barrier coating (TBC). After the tests, vertical cracks in topcoat grow in the direction of coating thickness, and transverse cracks in topcoat, which lead to delamination, grow in the vicinity of the interface with bondcoat. Under the condition of 1223K at substrate surface with heat flux of 1.39MW/m<sup>2</sup>, remarkable growth of transverse cracks is observed while the growth is slower at lower temperature conditions. The transverse crack growth is evaluated using energy release rate based on Hutchinson's manner. The energy release rate is also calculated for TBC on an in-service blade of F-class gas turbine. The result of a numerical simulation for temperature distribution of blade is used for the calculation. The conditions for TBC delamination are discussed based on the energy release rates in the thermal cycling tests and in the in-service blade.

**キーワード：**ガスタービン、遮熱コーティング、はく離、温度勾配、熱サイクル、寿命予測

**Key Words:** Gas Turbine, Thermal Barrier Coating, Delamination, Temperature Gradient, Thermal cycling, Life Estimation

#### 1. はじめに

我が国電気事業の火力発電では、コンバインドサイクル発電を目的として、LNG 焚きガスタービン (GT) が多く導入されている。コンバインドサイクルの熱効率を向上させるため、これまで GT 入口温度の高温化が図られており、現在では 1650°C に達する GT が開発されている<sup>(1)</sup>。このような高温の燃焼ガス流から、GT の動静翼や燃焼器などの GT 高温部品を保護するため、部品の冷却とともに、熱伝導率の低いセラミック層を表面に施工する遮熱コーティング (TBC) が用いられている。TBC は、Ni 基あるいは Co 基の超合金基材表面に合金層 (ボンドコート) を施工し、さらにその上にセラミック層 (トップコート) が施工される構造である。

GT の高温・高効率化に伴い、TBC の重要性は一層高まっているが、GT の起動停止に伴う熱サイクルや高温中の TBC における微視組織変化により、トップコートのはく離が懸念される<sup>(2)</sup>。著者らは、これまで、TBC の厚さ方向に温度勾配がない、一様な温度分布の状態で、試験片の昇温および降温を繰り返す等温場熱サイクル試験を行い、はく離寿命予測手法を提案<sup>(3)</sup>した。しかし、実機 TBC 施工部品では、表面側を燃焼ガスで加熱され、

内部は、圧縮機から抽気した冷却空気で冷却されており、TBC には温度勾配が生じている。このような温度勾配下において、TBC に熱サイクルを与えて、TBC 中のき裂やはく離を観察した結果はこれまでにも報告<sup>(4)-(11)</sup>されている。また、温度勾配下における TBC のはく離条件については、Hutchinson らによる破壊力学的検討<sup>(12)-(14)</sup>も行われている。しかし、TBC のはく離寿命に温度勾配が及ぼす影響について、明確な評価方法は確立されていない。

そこで、本研究では、TBC のはく離寿命に温度勾配が及ぼす影響を明らかにするため、実機相当の表面温度と温度勾配を実現できる超高熱流束加熱試験装置<sup>(9),(10)</sup>を用いて、異なる温度条件で、温度勾配下熱サイクル試験を行い、TBC のはく離を導くき裂の成長の様相を把握する。その結果について、Hutchinson らの検討に基づいて、温度勾配下で、TBC のはく離を導くき裂が成長する条件について考察する。

#### 2. 温度勾配下熱サイクル試験

##### 2.1 試験方法

温度勾配下熱サイクル試験に用いた試験片の形状を Fig. 1 に示す。試験片基材は直径 20mm の円柱であるが、下部には直径 26mm の固定端があり、基材厚さは 12mm である。基材の側面に温度測定孔を設け、両側から直径  $\phi 0.5\text{mm}$  の K 型シーズ熱電対を挿入し、熱流束を算出す

\*1 一般財団法人 電力中央研究所  
〒240-0196 横須賀市長坂2-6-1  
E-mail: mitutosi@criepi.denken.or.jp

るための温度を測定した。そして、この温度測定および熱流束より、基材表面温度（加熱側）、基材裏面温度（冷却側）、ボンドコート表面温度およびトップコート表面温度を推定している。温度推定に用いた熱伝導率は、基材、ボンドコート、トップコートのそれぞれについて、 $20\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 、 $20\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ および $1.4\text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ である。基材及びボンドコートの熱伝導率は、既報<sup>(15)</sup>を参考に設定し、トップコートの値は、温度勾配下熱サイクル試験後試験片の測定値を基に設定した。

試験片の基材は、代表的な動翼用 Ni 基超合金である Inconel738LC とした。基材の化学的組成を Table 1 に示す。基材の上には、減圧プラズマ溶射 (LPPS) によってボンドコート (Co-32Ni-21Cr-8Al-0.5Y(wt.%) ) を厚さ約 100μm 施工した。さらにその上にトップコート (部分安定化ジルコニア(8wt% $\text{Y}_2\text{O}_3\text{-ZrO}_2$ )) を大気プラズマ溶射 (APS) によって厚さ約 450μm 施工した。TBC 試験片には、GT 高温部品相当の熱処理を行った。また、トップコートおよびボンドコートの化学的組成および厚さは、実機 TBC の微視組織分析結果<sup>(16)</sup>を基に設定している。

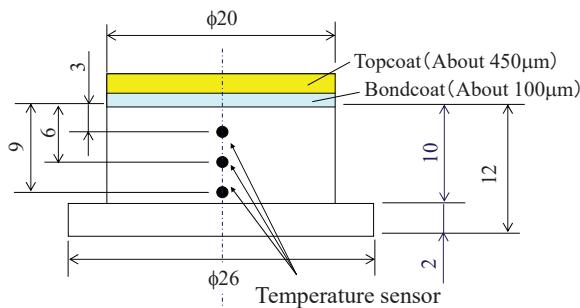


Fig. 1 Schematic representation of TBC test specimen

Table 1 Chemical composition of Inconel738LC (wt%)

C	Si	Mn	Ni	Cr	Mo
0.09	0.02	0.01	Bal.	16.00	1.70
Co	W	Al	Ti	Fe	Ta
8.48	2.54	3.52	3.45	0.06	1.74

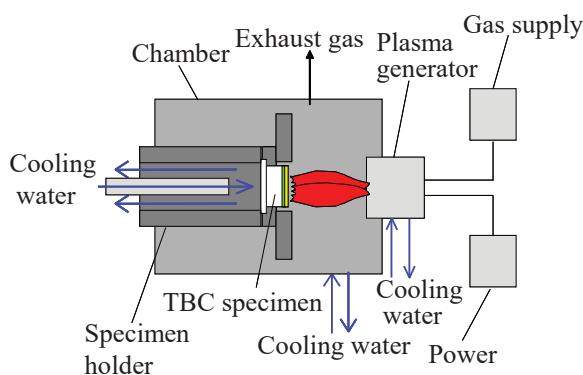


Fig. 2 Schematic representation of High heat flux test apparatus

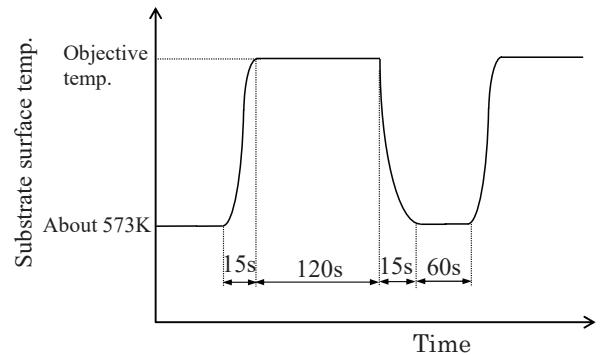


Fig. 3 Schematic representation of substrate surface temperature in thermal cycling test under temperature gradient

Table 2 Test conditions of thermal cycling test under temperature gradient

Test condition	Temp. at substrate surface (K)	Temp. at topcoat surface (K)	Heat Flux (MW/m <sup>2</sup> )	No. of cycles
1	1113	1503	$1.21 \pm 0.3$	300
				900
2	1153	1563	$1.25 \pm 0.1$	300
				600
3	1193	1623	$1.31 \pm 0.3$	900
				1200
4	1223	1673	$1.39 \pm 0.4$	300
				600
				900

Fig. 2 は、超高熱流束加熱試験装置の概略を示す。試験装置は、TBC 試験片の表面をプラズマガス流で加熱し、裏面を水冷することにより、大気圧条件下でも実機相当の TBC 表面温度および温度勾配を模擬することが可能である。本装置では、プラズマガス流の発生には、Ar ガスを用いている。本試験では、試験雰囲気を制御するため、プラズマ発生用のガスの他に、空気をプラズマガス流に添加している。なお、本試験方法は、ISO 13123 “Metallic and other inorganic coatings - Test method of cyclic heating for thermal-barrier coatings under temperature gradient” に準ずるものである。

Fig. 3 は、温度勾配下熱サイクル試験における基材表面温度の変化を模式的に示す。温度勾配下熱サイクル試験の各サイクルにおいて、定常加熱時間は 120 秒であり、その間はプラズマ発生条件を一定とした。冷却過程では、電流、電圧および空気流量の低下、および冷却用空気のプラズマガス流への注入により行い、定常冷却時間は 60 秒とした。昇温および降温過程は、それぞれ 15 秒であり、1 サイクルは 210 秒である。Table 2 は、温度勾配下熱サイクル試験条件を示す。基材表面温度を 1113K から 1223K まで変化させ、熱流束については、 $1.21\text{MW}/\text{m}^2$  か

ら  $1.39 \text{ MW/m}^2$  まで変化させている。サイクル数は、300サイクル、600サイクル、900サイクルとした。ただし、試験中に生じる損傷が少ないと想定された基材表面温度1113Kの条件では、600サイクルの試験は行わなかった。また、1193Kの条件では、高サイクルの影響を検討するため、1200サイクルの試験を行った。定常加熱時におけるプラズマ発生の電気条件は、電流値約80A、電圧約140Vである。また、ガス条件は、Arガス流量が約7.5l/min、空気流量が約6.5l/minである。定常加熱時には、基材表面温度が上昇していくので、定常加熱時の最高温度が、Table 2に示す基材表面温度となるようプラズマ発生装置と試験片表面との間隔およびArガス流量を調整した。

試験後、TBCの表面をX線回折装置で分析した。その

後、試験片を中央で切断し、断面を鏡面研磨した。そして、試験片断面のTBCの微視組織を、光学顕微鏡を用いて観察および分析した。TBC試験片の観察範囲は、試験片中央部の $\phi 10\text{mm}$ の範囲である。

## 2.2 試験結果と考察

試験前後で、TBC試験片のトップコート表面について、X線回折を行った結果、試験前のトップコートには、正方晶のみが検出された。また、基材表面温度1193K（トップコート表面温度1623K）で1200サイクル後のトップコートでは、単斜晶のピークがわずかに検出されたが、試験中のトップコートの相変態は、ほとんど生じていないと考えられる。

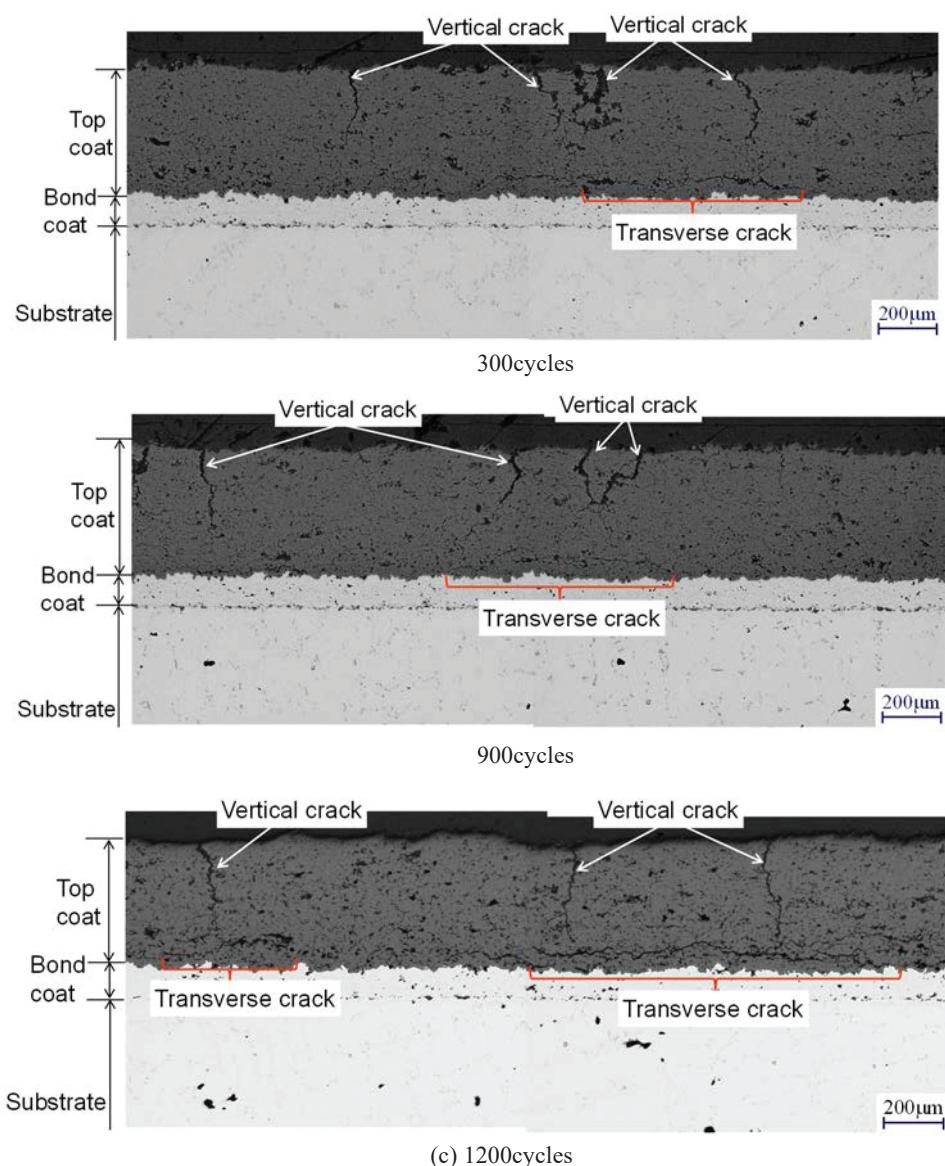


Fig. 4 Morphologies of cross sections of TBC specimen after the test under test condition 3  
(Substrate surface temperature: 1193K, Heat flux:  $1.31 \text{ MW/m}^2$ , Topcoat surface temperature 1623K)

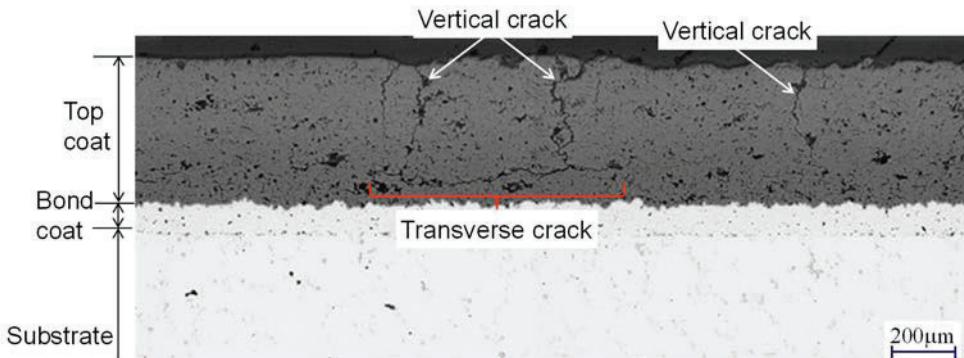


Fig. 5 Morphologies of cross sections of TBC specimen after the test under test condition 1  
(Substrate surface temperature: 1113K, Heat flux: 1.21MW/m<sup>2</sup>, Topcoat surface temperature 1503K, 900cycles)

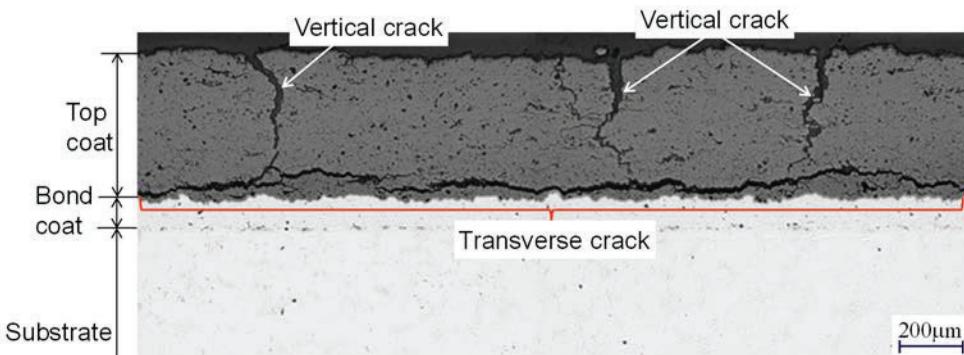


Fig. 6 Morphologies of cross sections of TBC specimen after the test under test condition 4  
(Substrate surface temperature: 1223K, Heat flux: 1.39MW/m<sup>2</sup>, Topcoat surface temperature 1673K, 900cycles)

Fig. 4 は、試験条件 3 (基材表面温度 : 1193K) 試験後の TBC 試験片断面微視組織の様相を示す。Fig. 4(a), (b), (c) は、それぞれ 300 サイクル後, 900 サイクル後, 1200 サイクル後の様相を示す。この範囲のき裂の様相を観察し、き裂長さを測定した。図に示すように、試験後のトップコートには、トップコートの厚さ方向に成長する縦き裂が成長している。ただし、縦き裂は、トップコートとボンドコート界面近傍で停留し、ボンドコート内部や基材内部へ成長しているき裂はない。縦き裂のボンドコートおよび基材への成長は、他の試験条件でも観察されなかった。また、トップコート／ボンドコート界面に平行な方向に成長する横き裂が成長しており、この横き裂は、界面近傍のトップコート中を成長している。横き裂が成長し、近隣の横き裂と合体することによって、トップコートのはく離が生じると考えられる。横き裂は、縦き裂の下に発生する傾向にあり、縦き裂が界面近傍まで成長すると、それに起因して横き裂が発生すると考えられる。試験条件 3 では、300 サイクル以降、緩やかに成長し、1200 サイクルで、横き裂の最大長さは、約 1.2mm である。

Fig. 5 は、試験条件 1 (基材表面温度 : 1113K) で 900 サイクル後における TBC 試験片断面微視組織の様相を示す。本試験条件でも、試験後のトップコートには、縦き裂と横き裂が観察される。900 サイクルでの横き裂の

最大長さは、試験条件 1 で約 0.8mm、試験条件 2 (基材表面温度 : 1153K) で約 0.5mm である。

Fig. 6 は、試験条件 4 (基材表面温度 : 1223K) で 900 サイクル後における試験後の TBC 試験片断面微視組織の様相を示す。試験後のトップコートには、縦き裂と横き裂が観察される。本試験条件では、横き裂は、300 サイクル後でも、他の試験条件と比べて顕著に成長していた。さらに、900 サイクルサイクル後には、横き裂は、2mm 以上に成長している。

Fig. 7(a)および(b)は、各試験片におけるトップコート中の縦き裂の平均長さおよび最大長さをそれぞれ示す。上述したように、縦き裂は、トップコートとボンドコート界面近傍で停留するので、最大縦き裂長さは、トップコート厚さ以下であり、平均縦き裂長さおよび最大縦き裂長さには、試験条件に関わらず、顕著な傾向は認められない。

Fig. 8(a)および(b)は、各試験片の観察領域におけるトップコート中の横き裂の平均長さおよび最大長さをそれぞれ示す。試験条件 1～3 では、横き裂の成長は比較的緩やかあるいは停留しており、1200 サイクル後でも最大で約 1.2mm である。一方、試験条件 4 では、300 サイクルで最大横き裂長さは 2mm 以上であり、その後も成長し、900 サイクルでは、5mm 以上である。

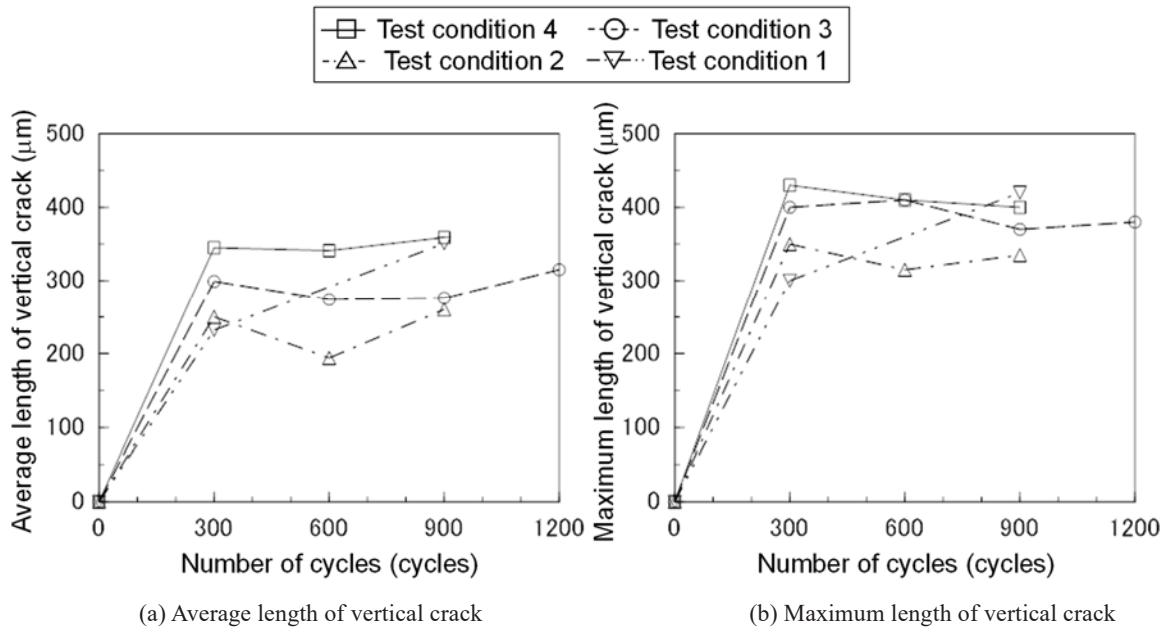


Fig. 7 Vertical crack growth in topcoat

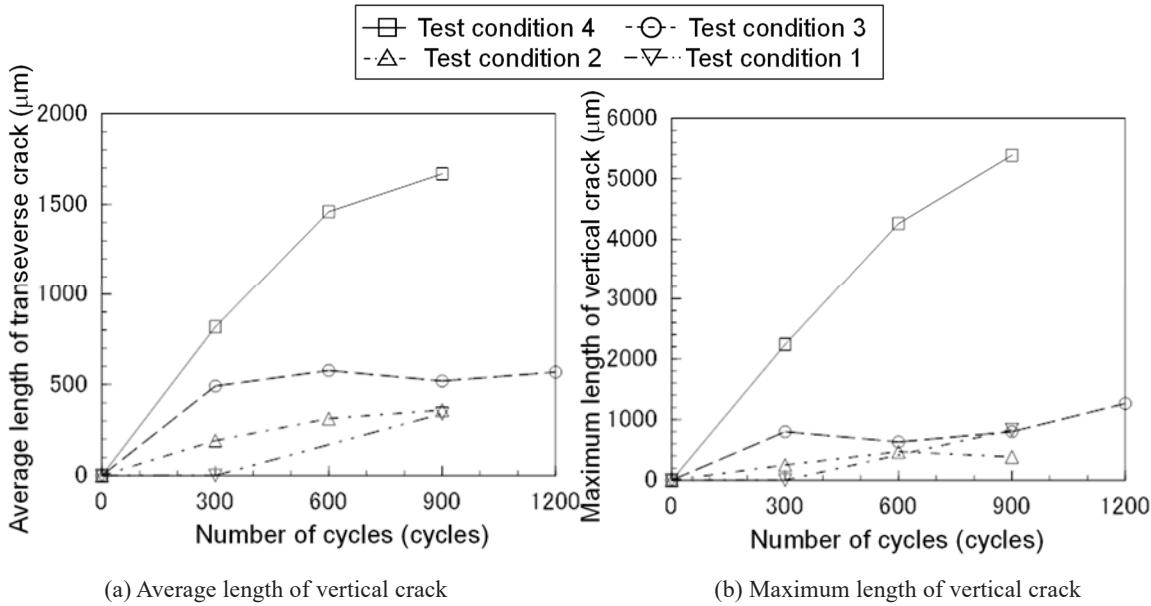


Fig. 8 Transverse crack growth in topcoat

### 3. 温度勾配下熱サイクルによるTBCはく離条件

2章で述べたように、温度勾配下熱サイクル条件では、トップコートの厚さ方向に縦き裂が成長し、それが界面近傍に達すると、トップコート中で界面方向の横き裂が成長する。この横き裂が、成長・合体することではなく離が生じると考えられる。また、試験条件1～3では、横き裂の成長は顕著ではないが、試験条件4において、横き裂が大きく成長している。このはく離を導く横き裂が成長する条件を明らかにすれば、はく離が生じる条件を評価することになると考えられる。

Hutchinson ら<sup>(12)-(14)</sup>は、温度勾配下におけるTBCのは

く離の条件をはく離に必要なエネルギーの観点から検討している。Hutchinson らの議論を基に考えると、温度勾配下の熱サイクル条件下において、高温加熱時ではTBCがクリープして応力緩和し、冷却時に縦き裂が発生し、そこから横き裂が成長する<sup>(13),(14)</sup>。彼らは、Fig. 9に示すモデルを設定し、横き裂の成長条件を検討している。図に示すモデルは、Fig. 4～Fig. 6に示したように、温度勾配下熱サイクル条件におけるトップコート中の縦き裂と横き裂の様相を模擬していると考えられる。

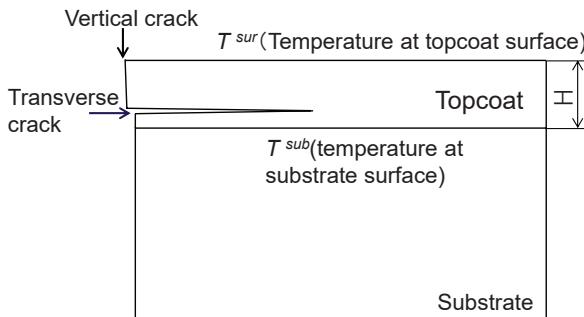


Fig. 9 TBC model to analyze transverse crack growth under temperature gradient<sup>(12)-(14)</sup>

高温加熱時からの冷却過程では、基材との熱膨張率差に伴う熱応力と温度勾配によって生じる熱応力が重畠してトップコートに生じる。Hutchinson らは、冷却過程で熱応力が負荷される際の横き裂のエネルギー解放率を以下の式で表している。

$$G = \frac{1+\nu}{6(1-\nu)} E_c H \left\{ (\alpha_c \Delta T_{sur/sub})^2 - 3(\alpha_c \Delta T_{sur/sub})(\Delta \alpha \Delta T_{sub}) + 3(\Delta \alpha \Delta T_{sub})^2 \right\} \quad (1)$$

ここで、 $G$  はエネルギー解放率、 $E_c$ 、 $H$ 、 $\nu$ 、 $\alpha_c$  は、それぞれトップコートのヤング率、厚さ、ポアソン比、熱膨張率とする。また、 $\alpha_s$  を基材の熱膨張率として、 $\Delta \alpha = \alpha_s - \alpha_c$  とする。このエネルギー解放率  $G$  が、破壊靱性値を超えると、き裂が成長する。さらに、

$$\Delta T_{sur/sub} = (T^{sur}(0) - T^{sur}) - (T^{sub}(0) - T^{sub}) \quad (2)$$

$$\Delta T_{sub} = T^{sub}(0) - T^{sub} \quad (3)$$

である。 $T^{sur}$  および  $T^{sub}$  は、トップコート表面温度および基材表面温度をそれぞれ示し、 $T^{sur}(0)$  および  $T^{sub}(0)$  は、高温加熱時のトップコート表面温度および基材表面温度を示す。温度勾配が小さい場合や、冷却速度が小さい場合には、エネルギー解放率は、式(1)で表すことができ、冷却完了時にエネルギー解放率が最大となる。なお、本式を導出するにあたっては、基材は十分厚く、基材の温度は一定と仮定し、基材の曲げがないと仮定している<sup>(13)</sup>。しかし、温度勾配が大きく、冷却速度が比較的大きい場合には、冷却過程におけるエネルギー解放率の最大値は、以下の式で近似される<sup>(13)</sup>。

$$G \cong \frac{(1+\nu)}{6(1-\nu)} E_c H (\alpha_c \Delta T_{sur/sub})^2 \quad (4)$$

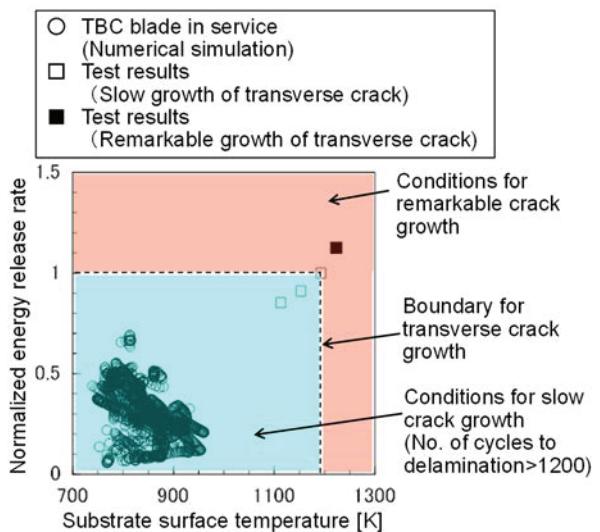


Fig. 10 Evaluation of Transverse crack growth based on energy release rate

トップコートの熱伝導率は、基材のそれに比べて小さいことから、表面の燃焼ガス温度が低下する際のトップコートの温度変化は、基材のそれに比べて大きいと考えられる。よって、Hutchinson らが主張しているように、トップコート表面温度が基材表面温度の初期値に達すると、基材の温度変化は小さいとすると、上式の  $\Delta T_{sur/sub}$  は、次のように近似される。

$$\Delta T_{sur/sub} \cong T^{sur}(0) - T^{sub}(0) \quad (5)$$

式(1)あるいは式(4)に示した  $G$  のいずれかが、トップコートの破壊靱性値  $G_c$  に達すると、横き裂が顕著に成長すると考えられる。高温加熱時におけるトップコートの表面温度および基材表面温度、冷却時のトップコートおよび基材の温度から、式(1)および式(4)に示したエネルギー解放率を計算し、大きい方をその条件におけるエネルギー解放率の最大値と定義する。このように、本研究において、エネルギー解放率が計算できるのは、試験中に試験片の温度分布を測定することによって温度勾配を把握できるからである。

また、荒井<sup>(17)</sup>による高温でのトップコート単体試験片の曲げ試験の結果から、トップコートの強度は、高温になるほど低下することが示されている。すなわち、トップコートの破壊靱性値  $G_c$  は、はく離が生じる基材表面温度近傍の温度にも影響を受けると考えられる。本試験においても、試験条件 3 (基材表面温度 : 1193K) と試験条件 4 (基材表面温度 : 1223K) では、横き裂の成長が大きく異なっており、界面付近 (すなわち基材表面温度) の温度の影響も大きいことが示唆される。

以上の議論から、横き裂のエネルギー解放率および基材表面温度が、トップコートのはく離の有無を定める重要なパラメータであると考えられる。

Fig. 10 は、温度勾配下熱サイクル試験の条件1～条件4における正規化したエネルギー解放率と基材表面温度をプロットした図を示す。エネルギー解放率の計算にあたっては、文献<sup>(13)～(15)</sup>を参考に、以下のように各値を設定した。

$$\nu=0.2, E_c=30\text{GPa}, \alpha_c=11\times10^{-6}/\text{K}, \alpha_s=14\times10^{-6}/\text{K} \quad (6)$$

なお、Fig. 10 中のエネルギー解放率は、条件3のエネルギー解放率（約 70 J/m<sup>2</sup>）で正規化して示している。

条件1～条件4の温度勾配下熱サイクル試験では、温度勾配が大きいため、エネルギー解放率は式(4)で与えられる。式(4)を得るための  $T^{ur}(0)$  および  $T^{ub}(0)$  は、Table 2 のトップコート表面温度および基材表面温度を与えた。図中■で記した条件は、条件4であり、横き裂が顕著に成長する条件であると言える。これは、条件4のエネルギー解放率は、概ね 100J/m<sup>2</sup> 程度であり、文献<sup>(18)</sup>で報告されているトップコートの破壊靱性値と同等程度であることから妥当な結果と考えられる。また、条件3では、1200サイクル以上のはく離寿命であることから、Fig. 10において、条件3のエネルギー解放率以下かつ基材表面温度以下の領域（図中で青色の領域）では、はく離サイクル数は 1200 サイクル以上であると、本研究では設定した。一方、試験条件3のエネルギー解放率より大きいか、基材表面温度より高い領域（図中で赤色の領域）では、はく離サイクルは 1200 サイクル未満であると考えられる。

Fig. 10 には、1300°C 級ガスタービン TBC 施工動翼のトップコートにおいて、縦き裂と横き裂が生じた場合のエネルギー解放率を算出した結果も示している。エネルギー解放率を算出した部位は、TBC 施工動翼の翼高さ 20%, 50%, 80%において、前縁から後縁までの翼周を背側と腹側でそれぞれ 10 等分した点、計 60 点とした。既報告<sup>(15)</sup>で行った定格時の温度解析の結果から、熱流束と基材表面温度（界面温度）を求めた。そして、トップコートの熱伝導率を 0.8W/m·K として、トップコート表面温度を推定した。これらの値から、式(1) および式(4)に基づいて、エネルギー解放率を算出した。Fig. 10 に示すように、TBC 施工動翼におけるエネルギー解放率と界面温度は、温度勾配下熱サイクル試験におけるそれを下回っている。実際に、TBC 施工動翼のトップコートを観察した結果、縦き裂は観察されたが、横き裂は観察されなかった。これは、TBC 施工動翼では、横き裂を成長させるエネルギー解放率が生じていないことが示唆される。

#### 4.まとめ

TBC はく離寿命に温度勾配が及ぼす影響を明らかにするため、TBC 試験片を用いて、異なる温度条件で温度勾配下熱サイクル試験を行い、TBC 中のき裂の成長を把握した。基材表面温度 1223K の条件では、はく離につ

ながる横き裂が顕著に成長した。横き裂が成長する条件について検討するため、Hutchinson らによる検討に基づいて、温度勾配下条件での横き裂のエネルギー解放率を算出した。そして、横き裂が成長するエネルギー解放率と基材表面温度から、はく離が生じる条件を把握する手法を提案した。さらに、実機で使用した TBC 施工膜冷却動翼に横き裂が生じた場合のエネルギー解放率を算出し、温度勾配下熱サイクルによってはく離が生じる条件以下であることを推定した。実際に使用済動翼を分析した結果、エネルギー解放率を推定した部位では、はく離は生じていなかった。

#### 参考文献

- (1) 桑原正光, 羽田哲, 大型ガスタービン高温化, 高効率化の歩みと今後の展望, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 43, No. 5 (2015), pp. 308-313.
- (2) 児島慶享, ガスタービン耐熱コーティング開発の最新技術動向, 日本ガスタービン学会誌, 第 38 卷, 第 2 号 (2010), pp. 85-90.
- (3) 岡田満利, 百合功, 久松暢, 有川秀行, 児島慶享, 泉岳志, ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発 -等温場熱サイクル条件下におけるはく離寿命予測手法に関する提案-, 電力中央研究所報告 M15010. 2016.
- (4) Retting, U., Bast, U., Steiner, D., and Oeschsner, M., Characterization of Fatigue Mechanism of Thermal Barrier Coating by a Novel Laser-based Test, Journal of Engineering for Gas Turbines and power, Vol. 121 (1999), pp. 259-264.
- (5) Zhou, Y., and Hashida, T., Thermal Fatigue in thermal Barrier Coating, JSME International journal Series A. Solid Mechanics and Material Engineering, Vol. 45, No. 1 (2002), pp. 57-64.
- (6) Liu, Y., Persson, C., and Wigren, J., Experimental and numerical life prediction of thermally cycled thermal barrier coatings, Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 13 (2004), pp. 415-424
- (7) 伊藤明洋, 鍵谷幸生, 鳥越泰治, 上村好古, 実機動翼で使用した TBC の損傷と剥離寿命の検討, 第 43 回高温強度シンポジウム前刷集(2005), pp. 162-165.
- (8) Vaßen, R., Giesen, S., and Stöver, D., Lifetime of Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings: Comparison of Numerical and Experimental Results, Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 18, No. 5 (2009), pp. 835-845.
- (9) 岡田満利, 大谷隆一, 児島慶享, 有川秀行, ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発 -TBC の損傷過程並びに耐熱サイクル特性向上方策-, 電力中央研究所報告 Q04017. 2005.
- (10) 岡田満利, 久松暢, 百合功, 有川秀行, 児島慶享, ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発 -等温場熱サイクル試験と温度勾配下熱サイクル試験における劣化損傷状態の相違-, 電力中央研究所 研究報告 M10001 (2010).
- (11) Stratoselsky, A., Martin, T. J., and Borkowski, L., The Influence of Thermal Transient Rates on Coated Turbine Parts' Life expectancy, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 141 (2019), 041034.
- (12) Hutchinson, J. W., and Evans, A. G., On the delamination of thermal barrier coatings in a thermal gradient, Surface and

- Coating Technology, Vol. 149 (2002), pp. 179-184.
- (13) Evans, A. G., and Hutchinson, J. W., The mechanics of coating delamination in thermal gradients. Surface and Coating Technology, Vol. 201 (2007), pp. 7905-7916.
- (14) Sundaram, S., Lipkin, D. M., Johnson, C.A., and Hutchinson, J. W., The influence of transient thermal gradients and substrate constraint on delamination of thermal barrier coatings. Journal of applied mechanics. Vol. 80 (2013), 011002.
- (15) 藤井智晴, 高橋毅, 飼取 良幸. ガスターイン用コーティング層の熱特性 - 第1報 コーティング層と耐熱超合金の熱物性測定および新旧材の比較 -.電力中央研究所報告 W97017. 1998.
- (16) 岡田満利, 高橋俊彦, 藤岡照高, 藤井智晴, 酒井英司, 尾関高行, 渡辺和徳, ガスターイン TBC 施工動翼の劣化評価, 第46回日本ガスターイン学会定期講演会講演論文集(2018), C-20.
- (17) 荒井正行, 佐久間俊雄, 水谷朋史, 岸本喜久雄, 斎藤正弘. プラズマ溶射ジルコニア皮膜の曲げ強さの温度依存性. Journal of the Ceramic Society of Japan. vol. 106, no. 2, pp. 198-202.
- (18) Malzbender, J., and Steinbrech, R. W., Fracture resistance of atmospheric plasma sprayed thermal barrier coatings. Surface and Coating Technology, Vol. 209 (2012), pp. 97-102.

## 遮熱コーティング（TBC）の微視組織変化が温度勾配下熱サイクルによるき裂成長に及ぼす影響に関する検討

### Influence of Microstructural Change on Crack Growth in Thermal Barrier Coating Subject to Thermal Cycling under Temperature Gradient

○北澤 留弥<sup>\*1</sup> 岡田 満利<sup>\*1</sup> 尾関 高行<sup>\*1</sup>  
KITAZAWA Rumi OKADA Mitsutoshi OZEKI Takayuki

#### ABSTRACT

The influence of thermally grown oxide (TGO) growing at the topcoat/bondcoat interface in thermal barrier coating (TBC) on the crack growth leading to delamination is investigated under the condition of thermal cycling with temperature gradient. The stress states in the topcoat of TBC after TGO growth modeling the cooling process of the thermal cycling is examined by finite element method (FEM), and it suggests that the TGO thinner than 10μm does not give remarkable influence on the stress distribution in topcoat except in the vicinity of the interface. The thermal cycling tests under temperature gradient are also carried out using plasma gas stream as a heating source. Before the thermal cycling tests, TBC specimens are subject to thermal aging at high temperature in air in order that TGO grows at the interface. TGO thinner than 10mm does not give remarkable influence on the crack growth in topcoat.

**キーワード：**ガスタービン、遮熱コーティング、はく離、温度勾配、熱サイクル、FEM、TGO

**Key Words:** Gas Turbine, Thermal Barrier Coating, Delamination, Temperature Gradient, Thermal cycling, FEM, TGO

#### 1. はじめに

我が国電気事業の火力発電では、コンバインドサイクル発電を目的として、LNG 焚きガスタービン (GT) が多く導入されている。コンバインドサイクルの熱効率を向上させるため、これまで GT 入口温度の高温化が図られており、現在では 1650°C に達する GT が開発されている<sup>(1)</sup>。このような高温の燃焼ガス流から、動静翼や燃焼器などの GT 高温部品を保護するため、部品の冷却とともに、熱伝導率の低いセラミック層を表面に施工する遮熱コーティング（TBC）が用いられている。TBC は、Ni 基あるいは Co 基の超合金基材表面に合金層（ボンドコート）を施工し、さらにその上にセラミック層（トップコート）が施工される構造である。

ガスタービンの高温・高効率化に伴い、TBC の重要性は一層高まっているが、ガスタービンの起動停止に伴う熱サイクルや高温中の TBC における組織変化により、トップコートのはく離が懸念される<sup>(2)</sup>。

著者らは、実機相当の表面温度と温度勾配を実現できる超高熱流束加熱試験装置<sup>(3),(4)</sup>を用いて、温度勾配下熱サイクル試験を行い、TBC はく離を導くき裂が成長す

る条件を明らかにした<sup>(5)</sup>。温度勾配下熱サイクル条件下では、トップコートの厚さ方向に成長する縦き裂が発生し、それがボンドコートとの界面近傍に達すると、界面方向に成長する横き裂が成長する。そして、近傍の横き裂が合体してはく離が生じると考えられる。

一方、TBC を高温酸化雰囲気下に曝すと、多孔質トップコート中を酸素が通過し、ボンドコートを酸化させて、界面酸化物 (Thermally Grown Oxide, TGO) を形成する<sup>(6)</sup>。そして、この TGO が成長すると、TGO あるいはそのごく近傍でき裂が発生、成長し、トップコートのはく離が生じることが知られている<sup>(6)</sup>。特に、TGO 厚さが 10μm 程度に達すると、TGO の成長に起因したはく離が生じやすくなることが報告<sup>(7)</sup>されている。

しかし、温度勾配下の熱サイクル条件下において、TGO 成長が TBC のき裂成長に及ぼす影響については、報告例<sup>(8)</sup>はあるものの、必ずしも明確になっていない。特に、厚さ 10μm までの TGO が、TBC 中のき裂の成長を加速させるかどうかについては、不明な点が多い。

そこで、本研究では、温度勾配下の熱サイクル条件下において、厚さ 10μm までの TGO 成長が TBC はく離に及ぼす影響を明らかにするため、まず、有限要素法 (FEM) を用いて、温度勾配下熱サイクル条件において、TGO が、

\*1 電力中央研究所  
〒240-0196 横須賀市長坂2-6-1  
E-mail: kitazawa3751@criepi.denken.or.jp

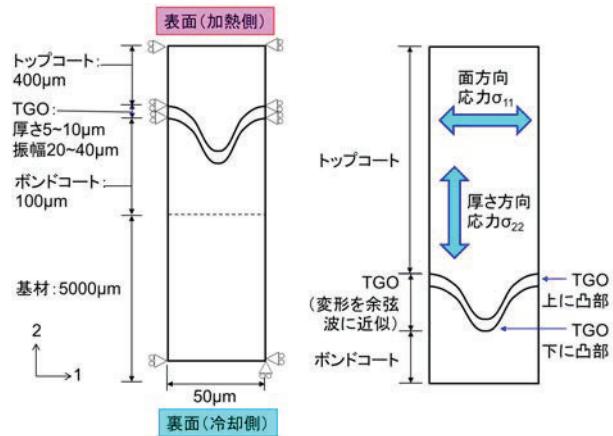
トップコート中の応力分布に及ぼす影響を検討する。そして、次に、大気中での熱時効によってTBC試験片中にTGOを成長させ、その後に、温度勾配下熱サイクル試験を行うことによって、TGOが温度勾配下熱サイクル条件下でのTBC中のき裂成長に及ぼす影響を検討する。

## 2. TGOがTBCの応力分布に及ぼす影響

### 2.1 解析条件

本章では、FEMを用いて、温度勾配下熱サイクル条件下において、TGOが、トップコート中の応力分布に及ぼす影響を検討する。温度勾配下熱サイクル試験では、トップコートのき裂の成長やく離が発生するのは、冷却時であることが報告<sup>(9)</sup>されている。そこで、本研究の解析モデルでは、TGOがすでに成長しており、温度勾配下熱サイクルの加熱状態において、TBCを構成する各要素がクリープによって応力緩和し、無応力状態となっている時点を初期状態とする。そして、熱サイクルの冷却時に各要素に生じる応力を弾性解析によって計算する。

FEMによる解析には、汎用プログラムABAQUSを用いる。要素は薄い3次元8節点のソリッド要素とし、厚さを1μmとした。FEMモデルの概要をFig. 1に示す。Fig. 1(a)はモデルの寸法、(b)は応力の方向(厚さ方向、面方向)とTGOの部位(上に凸部、下に凸部)をそれぞれ示す。本モデルでは、トップコート厚さは400μm、ボンドコート厚さ100μm、基材厚さ5mmとする。トップコートおよびボンドコートの厚さは、前報<sup>(5)</sup>のTBC試験片を参考に設定した。解析は平面ひずみ条件とし、側面を平面を保つ対称条件とした。



(a) 寸法と座標 (b) 応力の方向とTGOの部位  
Fig. 1 FEM モデルの概要

トップコート／ボンドコートの界面の形状は、余弦波に近似した。TGO厚さと界面形状がトップコート中の応力分布に及ぼす影響を検討するため、TGO厚さと界面形状の組み合わせとして、厚さ0μm振幅20μm、厚さ5μm振幅20μm、厚さ10μm振幅20μm、厚さ5μm振幅40μmの4ケースを設定する。界面形状の振幅は、既報<sup>(10)</sup>のTBCの微視組織を参考に設定した。また、TGO厚さは、最大10μmとした。

解析の初期温度条件は、前報<sup>(5)</sup>の温度勾配下熱サイクル試験条件を参考に設定した。まず、トップコート表面の温度は1623K、基材裏面温度は、863K、側面は断熱の条件で伝熱解析を行い、加熱時の無応力状態の温度分布を取得した。その後、得られた温度分布を初期条件とし、全ての構成要素が423Kとなるように設定し、温度－変位連成解析を行った。加熱時の伝熱解析において、いず

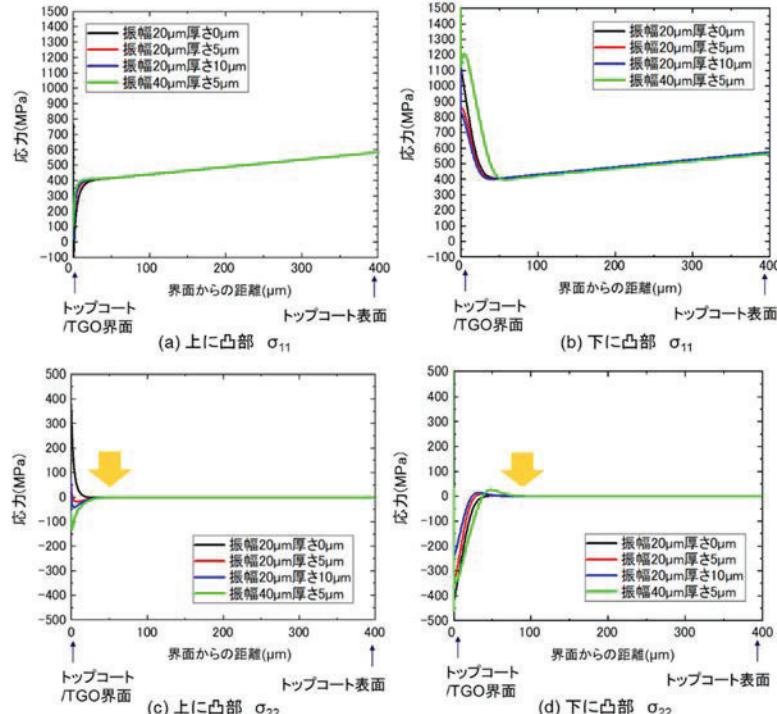


Fig. 2 トップコートの面方向応力と厚さ方向応力

(図(c)および(d)中の矢印は、トップコートと上に凸部のTGOとの界面から50μmの位置を示す。)

れの TGO 厚さ、振幅でも、基材表面温度は約 1173K、熱流束は、約  $1.5 \text{MW/m}^2$  であった。各構成材料の熱的特性および機械的特性は、トップコート、ボンドコート、基材については既報<sup>(5), (11)-(14)</sup>の値を、TGO については  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  の値<sup>(15)-(17)</sup>を用いた。

## 2.2 解析結果と考察

界面形状の上に凸部および下に凸部におけるトップコート中の面方向応力  $\sigma_{11}$  と厚さ方向応力  $\sigma_{22}$  を Fig. 2 に示す。トップコート中の厚さ方向応力および面方向応力は、界面近傍を除くと、TGO 厚さの影響をほとんど受けていない。界面近傍の面方向応力は、上に凸部では、Fig. 2(a)に示すように、TGO が厚くなると引張応力が大きくなるが、影響は顕著ではない。下に凸部では、Fig. 2(b)に示すように、TGO が厚くなると、引張応力が小さくなっている。界面近傍の厚さ方向応力は、上に凸部では、Fig. 2(c)に示すように、TGO 厚さが大きくなると、引張応力が小さくなり、振幅が大きくなると圧縮応力となる。下に凸部では、Fig. 2(d)に示すように、TGO が厚くなると圧縮応力が小さくなる。また、振幅が大きくなると、界面近傍の応力分布の変化が大きい領域も広がる傾向がある。このような界面近傍での応力分布の変化は、界面形状に起因するとともに、TGO とトップコートの熱膨張率差および弾性係数の相違によって生じていると考えられる。しかし、トップコートと上に凸部の TGO との界面から振幅程度界面から離れると、TGO 厚さに関わらず、厚さ方向応力および面方向応力の分布は、ほぼ同等となる。

## 3. 温度勾配下熱サイクル試験

### 3.1 試験方法

温度勾配下熱サイクル試験に用いた試験片は、前報<sup>(5)</sup>と同様であり、その形状を Fig. 3 に示す。基材の側面に温度測定孔を設け、熱電対を挿入し、熱流束を算出するための温度を測定している。そして、この温度測定および熱流束より、基材表面温度（加熱側）、基材裏面温度（冷却側）、ボンドコート表面温度およびトップコート表面温度を推定している。温度推定に用いた熱伝導率は、前報<sup>(5)</sup>と同様にした。

試験片を構成する材料は、前報<sup>(5)</sup>と同様である。すなわち、基材は Ni 基超合金 Inconel738LC である。基材の上には、減圧プラズマ溶射 (LPPS) によってボンドコート (Co-32Ni-21Cr-8Al-0.5Y(wt. %)) を厚さ約  $100 \mu\text{m}$  施工した。さらにその上にトップコート ( $8\text{wt\% Y}_2\text{O}_3\text{-ZrO}_2$ ) を大気プラズマ溶射 (APS) によって厚さ約  $450 \mu\text{m}$  施工した。TBC 試験片には、GT 高温部品相当の熱処理を行った。Fig. 4 は、高熱流束加熱試験装置の概略を示す。試験装置は、TBC 試験片の表面をプラズマガス流で加熱し、裏面を水冷することにより、大気圧条件下でも実機相当の TBC 表面温度および温度勾配を模擬することが可能である。本装置では、プラズマガス流の発生には、Ar ガ

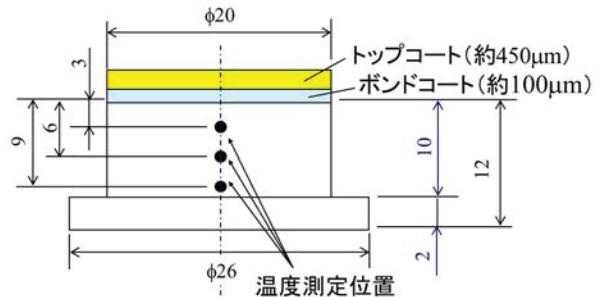


Fig. 3 TBC 試験片の概略

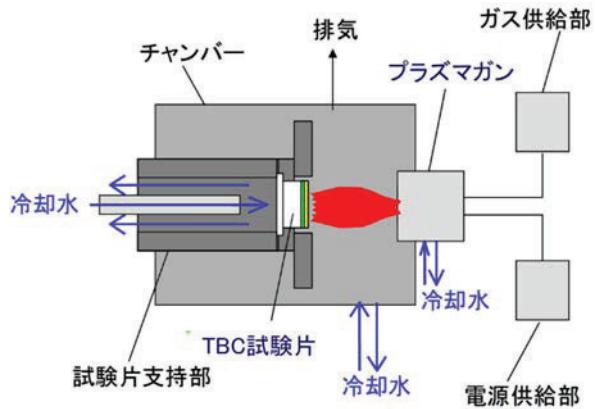


Fig. 4 高熱流束加熱試験装置の概略

Table 2 熱時効後温度勾配下熱サイクル条件

	熱時効	基材表面 温度 (K)	熱流束 (MW/m <sup>2</sup> )	サイクル数
条件S	なし	1193K	$1.31 \pm 0.3$	900
条件A	$1373\text{K} \times 300\text{h}$			
条件B	$1223\text{K} \times 2000\text{h}$			
条件C	$1223\text{K} \times 4000\text{h}$			

スを用いている。本試験では、試験雰囲気を制御するため、プラズマ発生用のガスの他に、空気をプラズマガス流に添加している。

各サイクルの加熱・冷却過程は前報<sup>(5)</sup>と同様である。定常加熱時間は 120 秒であり、その間はプラズマ発生条件を一定とした。冷却過程では、電流、電圧および空気流量の低下、および冷却用空気のプラズマガス流への注入により行い、定常冷却時間は 60 秒とした。昇温および降温過程は、それぞれ 15 秒であり、1 サイクルは 210 秒である。

TGO が温度勾配下熱サイクル条件下での TBC はく離に及ぼす影響を検討するため、TBC 試験片を大気中で熱時効させて、TGO を成長させた状態で、温度勾配下熱サイクル試験を行った。Table 2 に、熱時効条件とその後に行つた温度勾配下熱サイクル試験条件を示す。異なる 3 つの条件で熱時効を行い、比較のため、熱時効なしの条件も設定した。温度勾配下熱サイクル試験条件は、基材表面温度を 1193K、トップコート表面温度を約 1623K、熱流束  $1.31\text{MW/m}^2$  とし、サイクル数は 900 サイクルとした。

試験後、TBC の表面を X 線回折装置で分析した。その後、試験片を中央で切断し、断面を鏡面研磨した。そして、試験片断面の TBC の微視組織を、光学顕微鏡、FE-SEM を用いて観察および分析した。TBC 試験片の観察範囲は、試験片中央部の  $\phi 10\text{mm}$  の範囲である。

### 3.2 試験結果と考察

Fig. 5 は、熱時効による TBC の微視組織変化を示す。条件 A (1373K×300h) および条件 B (1223K×2000h) の条件では、TGO が  $6\mu\text{m}$ 、条件 C (1223K×4000h) の条件では TGO が  $7\mu\text{m}$  に成長している。これらの熱時効条件と、実機 GT 動翼の使用時間との関係について、以下のように検討する。TBC 試験片を用いた熱時効試験を別途行い、試験温度、試験時間および TGO 厚さの関係を把握することによって、以下のように表される TGO の成長式を得た<sup>(18)</sup>。

$$\Delta l = k_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) t^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

ここで、 $\Delta l$  は TGO 厚さ変化( $\mu\text{m}$ )、 $Q$  はみかけの活性化エネルギー ( $\text{J/mol}$ )、 $T$  は温度( $\text{K}$ )、 $t$  は時間( $\text{h}$ )、 $R$  はガス定数、 $k_0$  定数である。式 (1) より、基材表面温度を  $T$  として、想定する TGO 厚さに達する時間を推定できる。本報告では、既報<sup>(19)</sup>を参考に GT 初段動翼の基材表面温度を 1023K とする。TGO 厚さ  $6\mu\text{m}$  の場合、実機で約 7 万 6 千時間使用した場合に相当し、TGO 厚さ  $7\mu\text{m}$  の場合、実機で約 11 万時間使用した場合に相当すると考えられる。

熱時効によって、TGO の成長だけではなく、トップコートの焼結も生じる。既報<sup>(20)</sup>に基づき、焼結による気孔率の減少を検討する。すると、1373K×300h では気孔率は試験前から 10% 減少、1223K×2000h および 1223K×

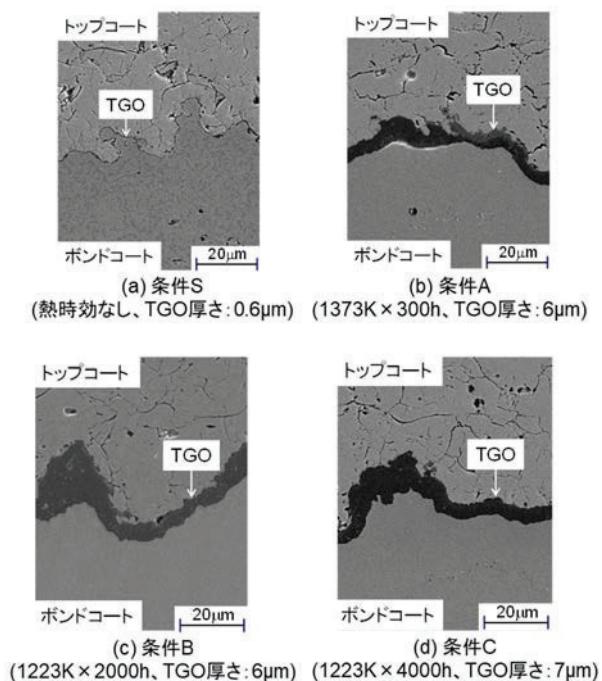


Fig. 5 熱時効による TBC の微視組織変化

4000h では 2% 減少すると考えられる。すなわち、1373K × 300h の条件は、TGO の成長とともに、トップコートの気孔率の減少が比較的大きい条件であり、1223K × 2000h および 1223K × 4000h の条件は、TGO は成長するが、トップコートの気孔率の減少が比較的小さい条件であると言える。

熱時効後およびその後の温度勾配下熱サイクル試験後にトップコートの X 線回折を行った結果、単斜晶の検出はわずかであり、熱時効および温度勾配下熱サイクル試験による相変態はほとんど生じていないと考えられる。

Fig. 6 は、熱時効後に温度勾配下熱サイクル試験を行った後の TBC 試験片断面微視組織の様相を示す。いずれの熱時効条件の試験片でも、トップコート中には、トッ

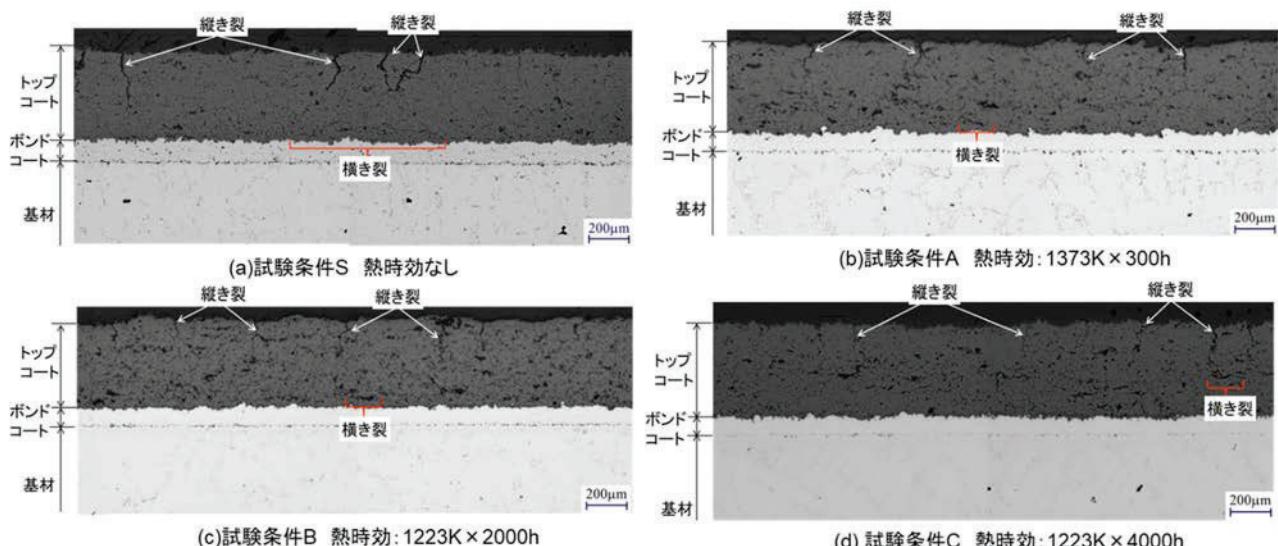


Fig. 6 熱時効後温度勾配下熱サイクル試験後試験片の断面微視組織の様相

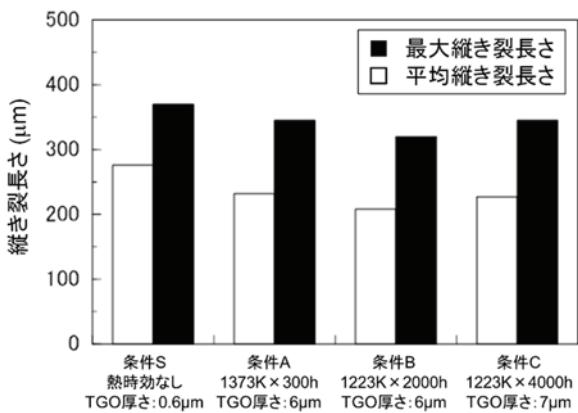


Fig. 7 トップコート中の縦き裂長さ

プロートの厚さ方向に成長する縦き裂と、トップコート／ボンドコート界面に平行な方向に成長する横き裂が観察される。縦き裂は、いずれの熱時効条件でも、トップコートとボンドコート界面近傍で停留している。横き裂は、界面近傍のトップコート中を成長している。このような横き裂が成長し、近隣の横き裂と合体することによって、トップコートのはく離が生じると考えられる。横き裂の成長メカニズムについては、前報<sup>(18)</sup>において、トップコート中の縦き裂と横き裂をモデル化し、エネルギー解放率に基づいて検討されている。また、熱時効を施した試験片の横き裂の方が、熱時効がない条件に比べて成長が小さかった。なお、いずれの試験条件でも、温度勾配下熱サイクル試験前後に、TGO およびその近傍でき裂は観察されなかった。

Fig. 7 は、熱時効後温度勾配下熱サイクル試験を行った TBC 試験片におけるトップコート中の縦き裂長さを示す。縦き裂長さには、熱時効条件との明確な関係は認められない。Fig. 8 は、熱時効後温度勾配下熱サイクル試験を行った TBC 試験片におけるトップコート中の横き裂長さを示す。図より、熱時効を行わない条件が最も横き裂が成長しており、熱時効を施した試験片での横き裂長さは比較的短い。このように TGO の成長が横き裂の成長に影響しない要因としては、Fig. 2(c)および(d)に示したように、界面形状や TGO によって界面近傍に応力分布の変化が生じるが、それらの影響は界面のごく近傍に限られることが考えられる。Fig. 6 に示すとおり、横き裂が成長している部位は、トップコート/TGO 界面から 50μm 程度離れている。Fig. 2 に矢印で示すとおり、この部位では、厚さ方向応力分布の変化は、顕著ではない。本試験および解析の結果から、厚さ 10μm 以下の TGO 厚さは、横き裂の成長に顕著な影響を及ぼさないことが示唆される。

また、図中に示した 4 つの温度勾配下熱サイクル試験の条件は同等であり、その条件に対して、き裂の成長が異なったことから、トップコート自体のき裂成長に対する抵抗が高くなったことも要因として考えられる。トッ

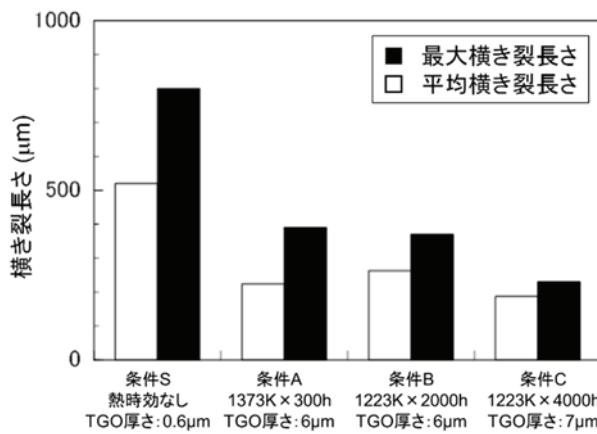


Fig. 8 トップコート中の横き裂長さ

プロートの横き裂成長への抵抗が上昇したのは、熱時効によってある程度焼結が進行したこと<sup>(21)</sup>が考えられる。試験条件 B と C を比較すると、熱時効時間の短い試験条件 B の試験片で、横き裂はより長いことが、トップコートの横き裂抵抗の上昇を示唆している。

#### 4. 結言

有限要素法による解析と温度勾配下熱サイクル試験により、TGO がトップコートのはく離に及ぼす影響を検討した。TBC 試験片に熱時効を施した後、温度勾配下熱サイクル試験を行った結果、TGO 厚さが 10μm 以下の条件では、TGO は、温度勾配下熱サイクルにおける横き裂の成長に大きな影響を及ぼさない結果となった。この要因としては、界面形状や TGO が、トップコートの応力分布に及ぼす影響は、トップコート/TGO 界面のごく近傍に限られることが、解析結果より示唆された。また、熱時効中のトップコートの焼結が、き裂成長に対する抵抗を増加させた可能性も考えられる。

#### 参考文献

- 桑原正光, 羽田哲, 大型ガスタービン高温化, 高効率化の歩みと今後の展望, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 43, No. 5 (2015), pp. 308-313.
- 児島慶享, ガスタービン耐熱コーティング開発の最新技術動向, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 38, No. 2 (2010), pp. 85-90.
- 岡田満利, 大谷隆一, 児島慶享, 有川秀行, ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発－TBC の損傷過程並びに耐熱サイクル特性向上方策－, 電力中央研究所報告, Q04017, (2005).
- 岡田満利, 久松暢, 百合功, 有川秀行, 児島慶享, ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発－等温場熱サイクル試験と温度勾配下熱サイクル試験における劣化損傷状態の相違－, 電力中央研究所報告, M10001, (2010).
- 岡田満利, 北澤留弥, 高橋俊彦, 尾閔高行, 温度勾配下熱サイクルによる遮熱コーティングはく離の条件に関する検討, 第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2021), A-21.

- (6) 岡田満利, 百合功, 久松暢, 有川秀行, 児島慶享, 泉岳志,  
ガスタービン遮熱コーティングの耐熱サイクル特性評価手法の開発 -等温場熱サイクル条件下におけるはく離寿命予測手法に関する提案-, 電力中央研究所報告, M15010, (2016).
- (7) 松崎裕司, 川村昌志, 遮熱コーティングの寿命推定, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 30, No. 6 (2002), pp. 497-502.
- (8) 伊藤明洋, 鍵谷幸生, 鳥越泰治, 上村好古, 実機動翼で使用した TBC の損傷と剥離寿命の検討, 第 43 回高温強度シンポジウム前刷集, (2005), pp. 162-165.
- (9) Rettig, U., Bast, U., Steiner, D., Oeschsner, M., Characterization of Fatigue Mechanism of Thermal Barrier Coating by a Novel Laser-based Test, Journal of Engineering for Gas Turbines and power, Vol. 121 (1999), pp. 259-264.
- (10) 岡田満利, 久松暢, 北村隆行, 遮熱コーティングのボンドコード組織変化に着目した温度推定手法およびアルミニウム含有量予測手法の検討, 材料, Vol. 56, No. 8 (2007), pp. 757-763.
- (11) 藤井智晴, 高橋毅, ガスタービン用コーティング層の熱特性-第1報コーティング層と耐熱超合金の熱物性測定および新旧材の比較-, 電力中央研究所報告, W97017, (1998).
- (12) 山本真人, 屋口正次, 高橋由紀夫, ガスタービン動翼材 Inconel738LC の高温強度評価法の開発 - 第1報 : 基礎的強度データの取得と寿命予測法の検討 -, 電力中央研究所報告 T96066 (1997).
- (13) 荒井正行, 岩田宇一, 佐久間俊雄, 斎藤正弘, 遮熱コーティング層のき裂発生・はく離損傷評価法の提案, 電力中央研究所報告 T99032 (2000).
- (14) Evans, A. G., Hutchinson, J. W., The mechanics of coating delamination in thermal gradients, Surface and Coatings Technology, Vol. 201, No. 18 (2007), pp. 7905-7916.
- (15) 産業技術総合研究所分散型熱物性データベース < <https://tpds.db.aist.go.jp/> > (参照日 2021 年 8 月 2 日).
- (16) 京セラ株式会社, Characteristics of Kyocera Fine Ceramics, (2020) < <https://www.kyocera.co.jp/prdct/fc/product/pdf/material.pdf> > (参照日 2021 年 8 月 2 日).
- (17) 北澤留弥, 航空機ガスタービンエンジン用セラミックス熱遮蔽コーティングの熱機械疲労試験による損傷挙動, (2012), p. 68, 東京大学博士論文.
- (18) 岡田満利, 久松暢, 藤岡照高, ガスタービン用コーティングの組織変化を用いた温度推定手法の開発 - 実機使用翼を利用した温度推定式の導出 -, 電力中央研究所報告, Q08015, (2009).
- (19) 岡田満利, 高橋俊彦, 藤岡照高, 藤井智晴, 酒井英司, 尾関高行, 渡辺和徳, ガスタービン TBC 施工動翼の劣化評価, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2018), C-20.
- (20) 藤井智晴, 高橋毅, ガスタービン用コーティング層の熱特性 - 第 4 報 実機想定条件における TBC の遮熱性能変化と実機運転温度の推算 - 電力中央研究所報告 W00016 (2001).
- (21) Dwivedi, G., Viswanathan, V., Sampath, S., Shyam, A., Lar-Curzio, E., Fracture toughness of plasma-sprayed thermal barrier ceramics: Influence of processing, microstructure, and thermal aging, Journal of American Ceramic Society, vol. 97, No. 9 (2014), pp. 2739-2744.

## 感度解析を援用した超音速タービン段の高効率化に関する研究

### A Study on Development of Supersonic Turbine Stages with High Efficiency Aided by Sensitivity Analysis

○船崎 健一<sup>\*1</sup> 小田島達哉<sup>\*2</sup> 川崎 聰<sup>\*3</sup>  
FUNAZAKI Ken-ichi ODAJIMA Tatsuya KAWASAKI Satoshi

#### ABSTRACT

This study deals with an attempt to develop a new methodology for improving aerodynamic efficiency of supersonic turbine stages for rocket turbo-pump system. A key technology employed in this study is a sensitivity analysis based on ANOVA (Analysis of Variation) decomposition and Sobol' indices, which is applied to an analysis of the database formerly obtained by Namba et al.<sup>(1)</sup> during the optimization process of turbine blade profiles in a rocket turbo-pump. In this case a surrogate model is constructed from the database using Radial Basis Function Network (RBFN) since a huge amount of data are necessary to calculate the Sobol' indices. It is found from the investigation based on the Sobol's indices that two parameters belonging to the 1<sup>st</sup> rotor and 2<sup>nd</sup> stator have dominant impacts on total-to-static turbine efficiency, which are the ones that control camber lines near the trailing edges. Two and three dimensional flow analyses using a commercial flow solver are then executed to elucidate the reason why those two parameters can bring about higher turbine efficiency. Furthermore, structural static analyses are made to confirm that there surely appears a trade-off relationship between the turbine efficiency and structural soundness.

**キーワード :**ロケット, 超音速タービン, 感度解析, Sobol'感度指標, 高効率化

**Key Words:** Rocket, Supersonic Turbine, Sensitivity Analysis, Sobol' Index, High Efficiency

#### 1. はじめに

現代文明を支える重要なインフラとして、気象衛星やGPS衛星など様々な人工衛星が挙げられる。これらの人工衛星を宇宙空間へ投入する唯一の輸送手段がロケットであるが、打ち上げ需要の高まりとともに、より大きなペイロードを高い信頼性と低コストで実現するためのロケット開発競争が展開されている。

我が国の基幹ロケットシステムとして、H-2A の後継であるH3の開発が進められている。H3では、経済性及び信頼性の観点からロケットエンジンサイクルにエキスパンダーブリードサイクルが採用されている。このサイクルでは、ターボポンプから供給される液体燃料(水素)の一部を燃焼室やノズルスカート部の冷却用として分配し、そこでの熱交換によりガス化することでタービン駆動ガスを生成し、その後そのまま駆動ガスを外部に排出

する。このサイクルは2段燃焼サイクルのような副燃焼室を必要とせず、そのためシステムの簡素化や低圧化による高い信頼性を有するのが特徴である。その一方で、タービン駆動後のガスを外部に廃棄するため、推進薬の化学的エネルギーを十分に活用することができない。その難点を補うため、タービン段には一層の高効率化が要求されている。著者らのグループでは、図1に示す様な2段からなるJAXA試作ターボポンプ用タービンの翼断面形状の最適化をサロゲートモデルベースの遺伝的手法に基づいて実施し、最適化前のタービンと比較して2次元モデルで5.5ポイント、3次元モデルでも3.7ポイントの効率向上を達成した<sup>(1)</sup>。しかし、翼断面形状をMesh Morphing法で機械的に変更しているため、生成した翼断面形状とタービン段効率との関係の整理がなされておらず、得られた知見の高効率超音速タービン設計法への反映が十分ではなかった。

そこで、本研究では、Katoら<sup>(2)</sup>の研究手法を参考に、前回の研究<sup>(1)</sup>で構築したデータベースからサロゲートモデルを構築し直し、分散に基づくグローバル感度解析手法の一つであるSobol'法を用いて、Sobol'感度指標(Sobol'

\*1 岩手大学理学部  
〒020-8551 盛岡市上田4丁目3-5  
E-mail: funazaki@iwate-u.ac.jp

\*2 シャープ(株)  
〒590-8522 堺市堺区匠町1番町

\*3 JAXA 角田宇宙センター  
〒981-1525 角田市君萱字小金沢1  
E-mail: kawasaki.satoshi@jaxa.jp

index) により翼断面形状制御パラメータの中で効率改善への寄与度の高いものの抽出を試みた。得られた知見を基に2次元及び3次元流れ解析、さらに構造解析(静的解析)を実施し、ロケット用超音速タービン翼設計の改善に向けての新たな設計手法を検討した。

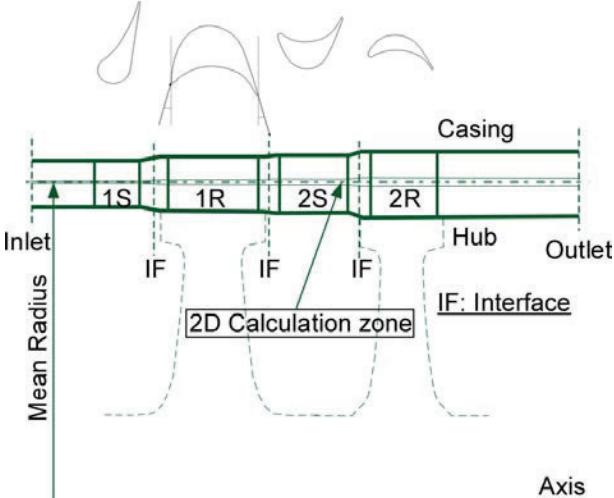


Fig. 1 A meridional view of the target 2-stage turbine with their cross-sectional profiles

## 2. Sobol' の感度指標<sup>(3)(4)</sup>

Sobol' 法は、分散に基づくグローバル(大域) 感度解析の一つである。この方法により、ある数理モデル  $f$  (ここではサロゲートモデル) の入力(複数個), 出力(1個)をそれぞれ確率変数と考えたとき、出力の分散に対する各入力変数の分散の影響度(Sobol'の感度指標)を知ることが可能となる。ただし、相当数の変数空間上でのモンテカルロ法に基づく多重積分を行うため、計算負荷が高いという難点はあるが、近年のコンピュータの性能向上やライブラリの整備により実用的になってきている。

Sobol' 法では  $k$  次元の入力変数を有するモデル関数  $f$  を次のように展開する。

$$f(\mathbf{x}) = f(x_1, \dots, x_k) \\ = f_0 + \sum_{i=1}^k f_i(x_i) + \sum_{1 \leq i < j \leq k} f_{i,j}(x_i, x_j) + \dots + f_{1,2,\dots,k}(x_1, \dots, x_k) \quad (1)$$

ここで入力変数は単位超立方体空間  $\Omega^k$  で定義されているものとする。式(1)の分解項は直交性を有し、その結果それぞれの項は多重積分によって求められる。例えば、

$$f_i(x_i) = \int_0^1 \cdots \int_0^1 f(\mathbf{x}) d\mathbf{x}_{-i} - f_0 \quad (2)$$

ここで、上記の多重積分は  $x_i$  を除く全ての入力変数に関する積分である。これらの表現を踏まえて、モデル関数の総分散と式(1)の各項の偏分散を考える。

$$D = \int_{\Omega^k} f^2(\mathbf{x}) d\mathbf{x} - f_0^2 \quad (3)$$

$$D_{i_1, \dots, i_s} = \int_0^1 \cdots \int_0^1 f_{i_1, \dots, i_s}^2(x_1, \dots, x_s) dx_1 \cdots dx_s \quad (4)$$

式(3)に式(1)を代入し、直交性を用いると、総分散を次元の増加に従った偏分散の和に分解できる。これを元に、総分散に対する各入力変数の寄与を表す感度指標が次のように定義される。

$$S_{i_1, \dots, i_s} = \frac{D_{i_1, \dots, i_s}}{D}, \quad i \leq i_1 < \dots < i_s \leq k \quad (5)$$

ここで、 $S_i$  は入力変数  $x_i$  に対する 1 次オーダの感度指標であり、主効果とも呼ばれる。 $S_{i,j}$  ( $i \neq j$ ) は 2 次オーダの感度で、2 つの要因の交互効果を表す。感度指標の総和は以下のように 1 になる。

$$\sum_{i=1}^k S_i + \sum_{1 \leq i < j \leq k} S_{i,j} + \dots + S_{1,2,\dots,k} = 1 \quad (6)$$

## 3. サロゲートモデルによる感度解析

### 3.1 サロゲートモデルの構築

難波ら<sup>(1)</sup>は、JAXAにより試作された 2段の超音速タービン(初期タービン)を対象として翼断面形状の最適化を行っている。その際、図 2 のような複数のパラメータで制御される格子上で翼断面形状を表現している。

$\alpha, \beta$  : 翼前縁、翼後縁での反り制御パラメータ

$L_{T1}, L_{T2}$  : 翼厚み制御パラメータ

$L_{LE}, L_{TE}$  : 翼前縁、翼後縁くさび角制御パラメータ

$\gamma$  : スタガーアルファ制御パラメータ

なお、 $L_{LE}, L_{TE}$  は  $L_{T1}, L_{T2}$  と後者の中点で連結されている。これらのパラメータをランダムに動かすことによって得られる 2 次元翼列群に対して汎用コード ANSYS CFX での RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) 解析を実施して Total-to-Static 効率  $\eta_{TS}$  を算出している。ここで、

$$\eta_{TS} = \frac{1 - T_{0,out}/T_{0,in}}{1 - (p_{out}/p_{0,in})^{\kappa-1}} \quad (6)$$

$p_{0,in}, T_{0,in}, p_{out}, T_{0,out}$  は、それぞれタービン段入口でのよどみ点圧力、温度、及びタービン段出口での静圧、よどみ点温度である。 $\kappa$  は比熱比である。

計算対象となった翼列群の内、タービン段通過流量及びタービン出力が所定の範囲に収まる全 531 パターンとそれに付随する 19 個の制御パラメータ(1段動翼 1R 7 個、2段静翼 2S 7 個、2段動翼 2R 5 個)のデータベースを得ている。なお、2段動翼については、その形状的特徴(後縁部付近の厚み)から制御パラメータを減じている。このデータベースから、線形人工ニューラルネットワークの一種である放射基底関数ネットワーク(Radial Basis Function Network; RBFN)によってサロゲートモデルを構築した。

サロゲートモデルの予測性能評価には、1個抜き交差検証 (Leave-one-out cross validation;LOOCV) <sup>(2)(5)</sup>を用いた。図3には評価結果を示す。低効率側での差異が目立つものの、相関係数  $R=0.8960$  (決定係数  $R^2=0.8028$ )となり、比較的良好な予測精度を有していると判断できる。

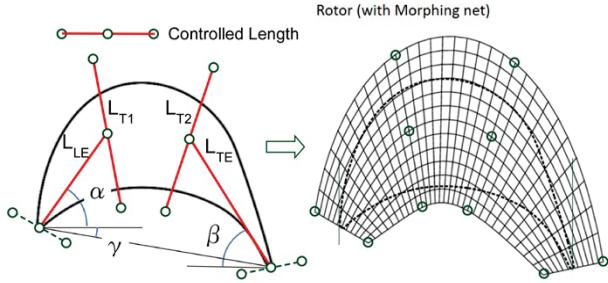


Fig. 2 Blade profile drawn on a deformable mesh by use of control parameters

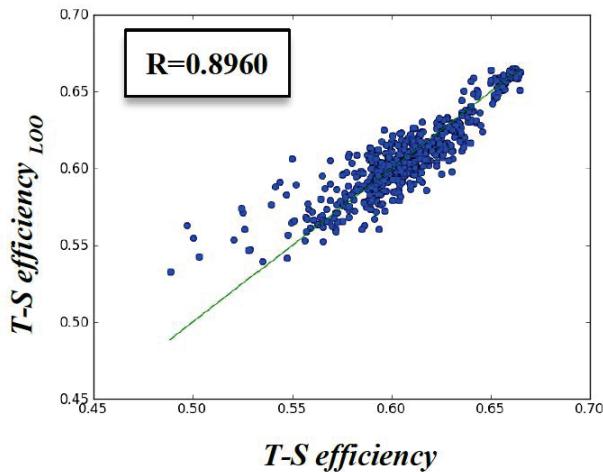


Fig. 3 Performance check of the surrogate model by use of LOOCV method

### 3.2 感度分析

#### 3.2.1 モンテカルロ積分<sup>(6)</sup>

式(2)や式(3)の多重積分の評価には次元サイズの点からモンテカルロ積分での評価が一般的である。モンテカルロ積分は、確率密度関数  $p(x)$  の導入により通常の積分を確率変数として扱い、積分値をその確率変数の期待値として算出するものである<sup>(7)</sup>。試行の回数を増やすことで、大数の法則により期待値は積分値に漸近する。実際には、モンテカルロ積分であっても計算時間が長くなることから、計算の高速化が必要となる。具体的な方法としては、分散減少法と準モンテカルロ法 (Quasi-Monte Carlo Method; QMC Method) <sup>(8)</sup>などがあるが、本研究では前者の一つであるラテン超方格サンプリング (Latin Hypercube Sampling; LHS) <sup>(9)</sup>と QMC 法を併用している。

モンテカルロ積分を Sobol' の感度指数 (式(4)) の評価に適用する場合、展開された関数 (式(2)) 推定や総分散 (式(3)) 推定の際の積分変数空間全体におけるサンプル数  $n_{\text{samp}}$  の選定が重要である。Kato ら<sup>(2)</sup>の研究では  $n_{\text{samp}}=1,000 \sim 10,000$  が推奨値として紹介されている。本

研究では計算負荷を考慮し、 $n_{\text{samp}}=1,000$ とした。なお、後述するように、QMC 法でも評価しており、両者に大きな違いが生じないことを確認している。

実際の感度分析には、Python のライブラリーサリブ<sup>(10)</sup>を用いた。

#### 3.2.2 感度指標

前述したサロゲートモデルを用い、19 個の制御パラメータ毎にその可動域を与えて Sobol' の感度指数を求めた。ここで各パラメータの可動域は、初期タービン翼での値を中心値として、次の様に設定している。

$$\alpha : -2.5^\circ \sim 2.5^\circ \quad \beta : -2.5^\circ \sim 2.5^\circ$$

$$L_{LE}, L_{TE}, L_{T1}, L_{T2} : \pm 10\%$$

$$\gamma : -5.0^\circ \sim 5.0^\circ$$

ただし、2段静翼については、所定の要件を満たす個体数を十分に確保するため  $\beta : -5.0^\circ \sim 2.5^\circ$  としている。

図4に Sobol' の感度指数を示す (制御パラメータの表示方法としては、例えば1段動翼の翼前縁反り制御パラメータは  $1R - \alpha$  としている)。式(6)から感度指数の総和は1となることから、円グラフで全ての感度指数を表示している。なお、本研究では1次オーダ (主効果) は全てを計算し、2次オーダ以上の効果 (Higher order 項) の合計は式(6)から算出している。

この結果から、 $2S - \beta$  と  $1R - \beta$  の翼後縁での反り制御パラメータの感度指数が全体のそれぞれ 30%程度を占め、続いて Higher order 項が全体の 25%程度となっていることがわかる。 $2S - \beta$ ,  $1R - \beta$  以外の主効果の合計は 16%程度に留まっているが、特に1段動翼に関するパラメータの効果の割合が大きい。これはタービン出力に対して1段での出力の割合が 65%以上占めるパターンが大半であることが関係している<sup>(1)</sup>。

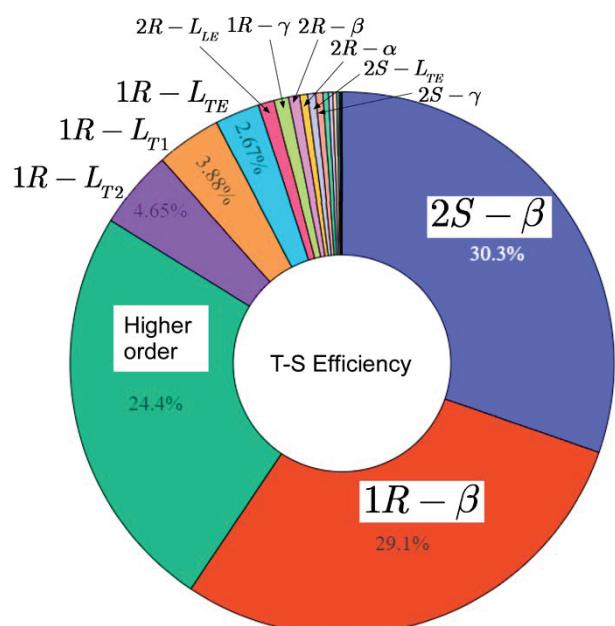


Fig. 4 Pie chart of Sobol' sensitivity indices

Table 1 Comparison of Sobol' first-order sensitivity indices obtained by LHS and QMC

Parameter	LHS	QMC
2S- $\beta$	30.3%	30.4%
1R- $\beta$	29.1%	29.0%
1R-L <sub>T2</sub>	4.65%	4.66%
1R-L <sub>T1</sub>	3.88%	3.68%
1R-L <sub>TE</sub>	2.67%	2.63%

Table 2 Sobol' second-order sensitivity indices

Parameter	Sensitivity indices
1R-L <sub>TE</sub> - 1R- $\gamma$	4.83%
1R-L <sub>T1</sub> - 1R- $\gamma$	2.64%
1R-L <sub>TE</sub> - 1R- $\alpha$	1.25%
1R-L <sub>T2</sub> - 1R- L <sub>TE</sub>	1.10%
1R-L <sub>T2</sub> - 1R- $\gamma$	1.04%
1R-L <sub>T1</sub> - 1R- L <sub>TE</sub>	1.02%

表 1 には、 Sobol' の 1 次オーダ感度指標の算出の際に用いた手法の違いによる評価結果の比較を示す。これより、タービン段の効率に影響を与える主たる要因の抽出に対して、LHS 法及び QMC 法のいずれでもほぼ大差がないことが確認された。表 2 には Sobol' の 2 次オーダ感度指標を示す。ここでは、 100000 サンプルによる QMC 法で評価した。この結果から、 1 段動翼のスタガ角は単独では影響度は小さいが、 1R-L<sub>TE</sub> や 1R-L<sub>T1</sub> との相互作用により影響度が高まっていることが分かる。

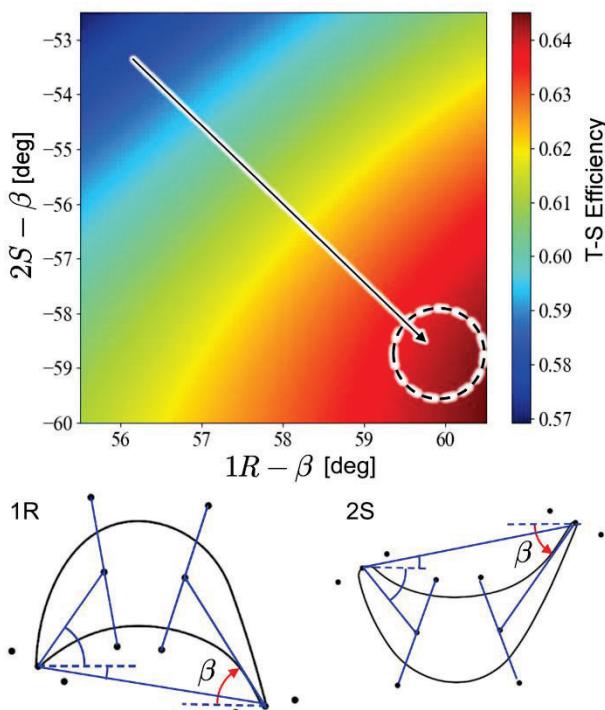


Fig. 5 Impacts of two dominant parameters on the turbine total-to-static efficiency

### 3.3. 支配的な主効果の分析

ここまで調査の結果、 2S-  $\beta$  及び 1R-  $\beta$  がタービン段効率に大きく関与することが明らかになった。ただし、分散に基づく分析であるため良好な結果をもたらす方向性については明らかではない。そこで、 19 の制御パラメータのうちこの 2 つ以外を初期タービン翼の設計値（可動域の中央値）に固定し、上記の 2 つのパラメータがタービン段効率に与える影響についてサロゲートモデルを用いて調査した。その結果を図 5 に示す。

この結果から、 2S-  $\beta$  と 1R-  $\beta$  の絶対値の増加とともに効率が上昇することが分かった。また、 2S-  $\beta$  と 1R-  $\beta$  の絶対値が相対的に小さい範囲では効率上昇は線形的であるが、次第に頭打ちになっている。

## 4. 流れの数値解析による効率変化の要因調査

### 4.1 調査手法

以上の感度指標の分析により、 2S-  $\beta$  及び 1R-  $\beta$  がタービン段効率に大きな影響度を有することが判明した。これを踏まえて、この 2 つの制御パラメータ以外のパラメータを初期値に固定しつつ、 2S-  $\beta$  及び 1R-  $\beta$  を 3 水準（1R-  $\beta$  : ①54.5[deg] ②58.0[deg] ③61.5[deg], 2S-  $\beta$  : ①-51.5[deg] ②-55.0[deg] ③-58.5[deg]）で変化させることで、図 6 のような 2 次元翼形状を生成した。なお、図中にはそれぞれの翼列基本データを併記している。さらにそれを midspan 断面形状としてスパン方向に伸展し 3 次元翼形状を生成した。それぞれに対して 2 次元及び 3 次元流れ解析を実施した。流れ解析はほぼ既報<sup>(1)</sup>に準じており詳細は省略するが、以下に概要を紹介する。

流れ解析には、汎用コード ANSYS-CFX Ver.15.0 を用い、 mixing plane を用いた RANS 解析を行った。乱流モデルは SST (Shear Stress Transfer) モデルである。格子生成には Numeca AutoGrid5 Ver.14.1 を用いた。図 6 には 3 次元翼まわりに生成された計算格子を示す（計算領域は図 1 に示す）。非定常解析時の計算負荷軽減を念頭に、翼近傍などでの乱流解析には壁関数を使用している。それを踏まえて、壁に最接近する格子点の  $y^+$  を 50 程度になるよう調整している。総格子点数は約 170 万点である。

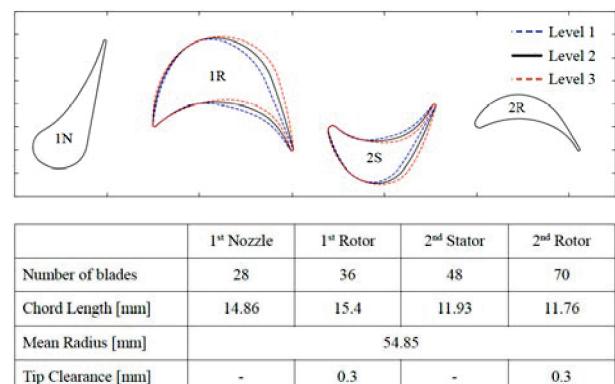


Fig. 6 Cross-sectional profiles of turbine blades and vanes to be calculated (top) and each cascade data (bottom)

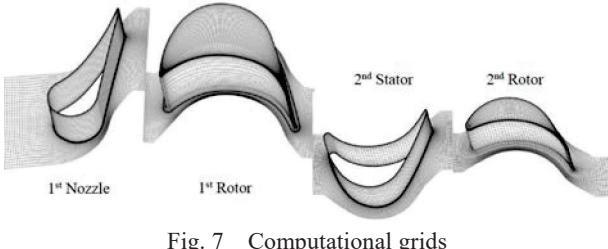


Fig. 7 Computational grids

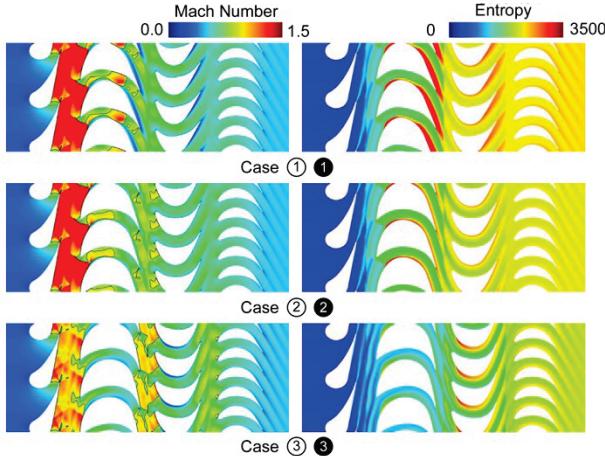


Fig. 8 Results of 2D flow analyses for three cases with different combinations of dominant control parameters (left: absolute Mach number, right:entropy)

#### 4.2 2次元流れ解析結果

1R- $\beta$  及び 2S- $\beta$  をそれぞれ 3通り変化させた合計 9 ケースの全てについて 2次元 RANS 解析を行い、その中で水準を揃えた 3 ケースに関する解析結果を図 8 に示す。図 8 左図は絶対マッハ数分布、右図はエントロピー分布である。また、図 9 には、軸方向への流量平均エントロピー増加を示す。なお、図中の  $\Delta s_a$ ,  $\Delta s_b$ ,  $\Delta s_c$  は mixing plane におけるエントロピーの不連続増加である<sup>(11)</sup>。

ケース①①では、1段静翼出口マッハ数が大きく、1段動翼前縁部に離脱衝撃波が発生している。さらにその翼間流路内（およそ 40%コード長の位置）にスロートが生じ、その下流部で衝撃波が発生し境界層剥離を誘発している。そのため、図 8 右図のように 1段動翼上流で広範囲にエントロピーの上昇が発生するとともに、翼負圧面で高エントロピー領域が発生している。その結果として、1段動翼流路で流量平均エントロピーが急激に増加し、タービン段出口での流量平均エントロピーは 3 ケースの中で最も大きくなっている。ケース②②でも引き続き 1段動翼前縁での離脱衝撃波に関連したエントロピー生成量は多いが、その後の流量平均エントロピー増加は緩やかである。ケース③③では、スロートは 1段動翼の後縁部に位置し、その後 2段静翼で弱い衝撃波が発生しているが、それがエントロピー増加に与える効果は弱く、相当量のエントロピーは 1段動翼と 2段静翼間の mixing plane で発生している。ただし、タービン段出口での流量平均エントロピーは調査した範囲内で最も小さい。

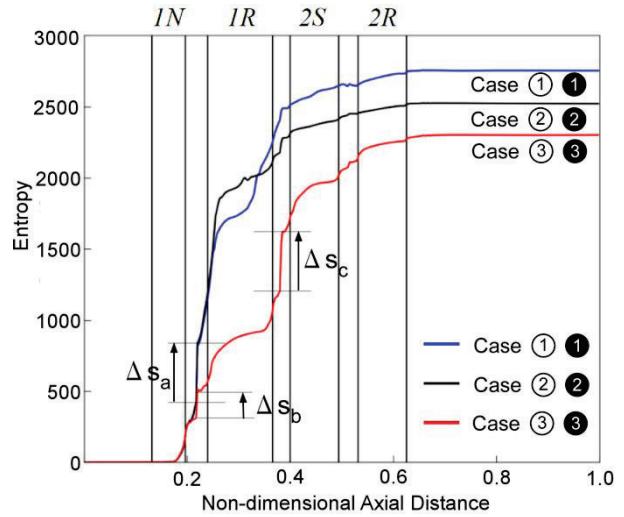


Fig. 9 Mass-averaged entropy increase obtained in 2D flow analyses for three cases with different combinations of dominant control parameters

Table 3 2D loss coefficients for all combinations (deeper shade means larger loss)

	①	②	③
①	0.4304	0.4151	0.3956
②	0.4060	0.3928	0.3838
③	0.4039	0.3875	0.3583

表 3 には、調査した 9 ケース全てのタービン段効率から算出した 2 次元損失係数  $\zeta$  を示す。

$$\zeta = 1 - \eta_{TS} \quad (7)$$

この表からもケース③③の損失が最も少ないことが分かる。Denton<sup>(12)</sup>によれば、タービン段での損失はタービン段でのエントロピー上昇に比例することが示されているが、図 9 や表 3 の結果からも概ねその傾向が確認できる。

#### 4.3 3次元流れ解析結果

前節と同様に、1R- $\beta$  及び 2S- $\beta$  を変化させた合計 9 ケースの全てについて 3 次元 RANS 解析を行った。水準を揃えた 3 ケースに関する mid-span 絶対マッハ数及びエントロピーコンターを図 10 に示す。図 11 には、流量平均エントロピーの軸方向変化を示す。図 10 に示す流れ場の全般的な特徴は図 8 の二次元解析の結果と類似しているが、全体にエントロピーの生成量が増加し、マッハ数が低下していることが挙げられる。図 11 に示す流量平均エントロピーを図 9 と比較してみると、1段動翼内での連續的なエントロピー上昇、タービン段全体のエントロピー生成量の増加（ケース①①で 1.17 倍、ケース②②で 1.18 倍、ケース③③で 1.22 倍）が確認される他、ケース①①, ②②の場合ではタービン段全体でのエントロピー上昇に占める 2段目の割合が 3 次元の場合で増加している（2 次元の場合は約 10%，3 次元の場合は約 20%）。なお、ケース③③の場合、2 次元、3 次元ともに 2段目での割合は 30%程度である。

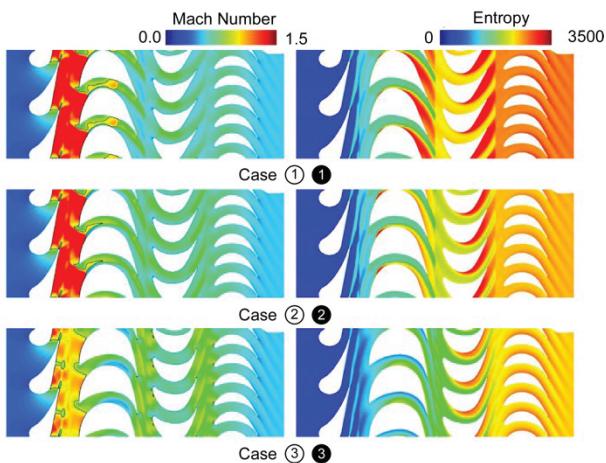


Fig. 10 Mid-span contours obtained by 3D flow analyses for three cases with different combinations of dominant control parameters (left: absolute Mach number, right:entropy)

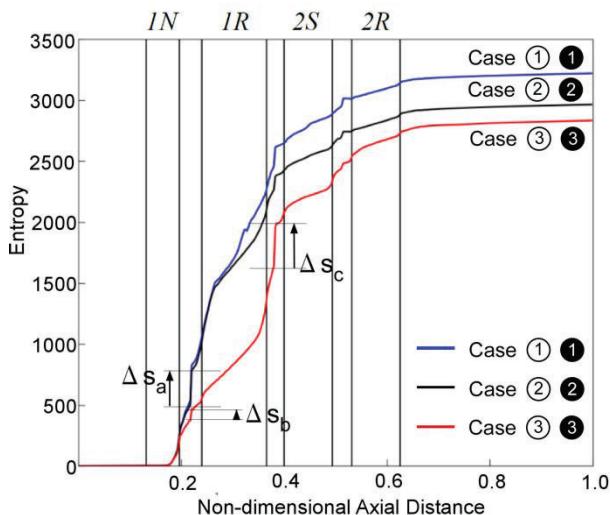


Fig. 11 Mass-averaged entropy increase obtained in 3D flow analyses for three cases with different combinations of dominant control parameters

1段動翼及び2段静翼まわりの3次元的な損失発生状況を明らかにするため、それぞれの翼間流路における軸方向に垂直な面内での散逸関数  $\phi^{(13)}$  コンターを図 12 に示す。この図では、流路渦や翼先端漏れ渦など2次流れによるエントロピー生成への寄与が大きいことが示されている。また、1R- $\beta$  及び 2S- $\beta$  の絶対値を増加することで1段動翼でのエントロピー生成が減少する一方、2段静翼での2次流れの寄与度が上がっていることが分かる。

表4にタービン段での3次元損失係数を示す。2次元の場合の損失係数は、サロゲートモデルの場合と同様に1R- $\beta$  及び 2S- $\beta$  に対して線形的な挙動を示していたが、3次元の場合の損失係数は S- $\beta$  に対しては線形的に振る舞うが、1R- $\beta$  に対しては水準③を除きそのような傾向にはなっていない。ただし、最小の損失係数はケース③であり、これは2次元の場合と同じである。

表5には3次元損失係数と2次元損失係数との比を示す。ここで、表5中の損失係数比と前出の流量平均エン

トロピー比がほぼ符合している点に留意願いたい。この結果から、水準③での比が他の2水準の場合よりも大きく、損失に与える3次元性の効果が1段、2段ともに強まったと考えることができる。このことは、2次元流として得たデータでも高効率化をもたらす制御パラメータ探索はある程度可能であるものの、3次元性の効果把握の重要性を改めて示している。

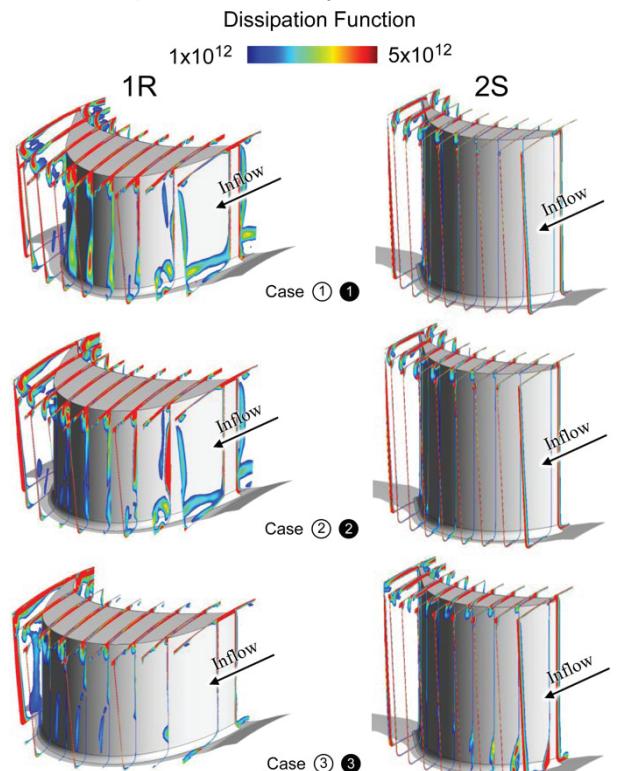


Fig. 12 Dissipation function contours for 1R (left) and 2S (right)

Table 4 3D loss coefficients for all combinations (deeper shade means larger loss)

	①	②	③
①	0.5053	0.4862	0.4611
②	0.4751	0.4617	0.4416
③	0.4861	0.4664	0.4384

Table 5 Ratios of 3D to 2D loss coefficients for all combinations

	①	②	③
①	1.174	1.171	1.166
②	1.170	1.175	1.151
③	1.204	1.204	1.224

## 5. 構造解析（静的解析）

ロケット用ターボポンプには高い流体力学的効率に加えて構造的健全性が特に重視され、その駆動用タービンも例外ではない。ターボ機械の設計には流体力学的効率と構造的健全性の間にはトレードオフ関係の認識が必要であるが<sup>(14)</sup>、ロケット用タービンでは雰囲気温度、回転

数、翼枚数等の関係で高サイクル疲労寿命評価が重要である<sup>(15)</sup>。この課題に取り組むためには大規模な非定常流解析、共振応答解析などの実施が必要であり<sup>(16)</sup>、本研究の範囲を超えているが、高効率なタービンの構造的特徴を把握するため、前出の3種類のタービン翼についての有限要素モデルを基に、遠心力及び定常流体力が静的に作用する状態での von Mises 応力を求め比較した。

図 13 にはケース②②翼の有限要素(Finite Element;FE)モデルと対象とした2種類の翼材料特性を示す。計算モデルには流れ解析で使用した Fillet R 付の1段動翼 CAD データを用い、Blisk を想定してディスク円周部の一部を含めたモデルを作成した。それを Pointwise V18.2R1 で読み込み1次要素からなる有限要素モデルを作成し、さらに MSC Nastran で2次要素モデルに変換した。要素数は約 14,000、ノード数は約 23,000 である。

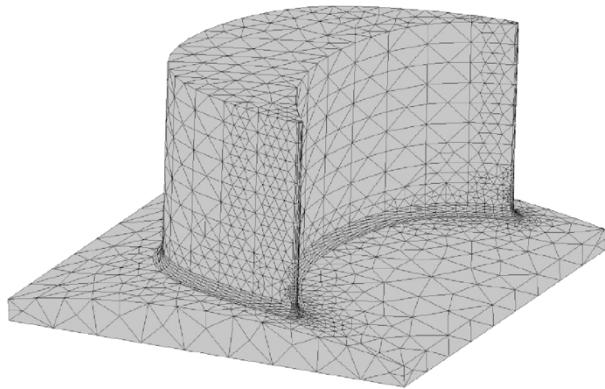


Fig. 13 Finite Element model of 1R (Case ②②)

応力解析(線形静解析)には MSC Nastran を用いた。そこでは、FE モデルの底面、周方向侧面を完全拘束した状態で、回転数 60600rpm での遠心力及び3次元定常流解析で得た流体力をモデルに課した。なお、翼表面の圧力を FE モデルの翼表面ノードに荷重としてマッピングする際に、徳山<sup>(17)</sup>が開発した手法を用いた。

図 14 に3ケースの応力解析に用いた翼面圧力分布を示す。既に図 10 で見たように、ケース①①では翼前縁での離脱衝撃波に続き再加速後衝撃波が再度発生しているが、1R-β を増加させることで全体のマッハ数が低下するとともに翼後縁方向に流れが加速し、翼正負圧面間の圧力差が後縁近傍で増大している。図 15 に3ケースについての von Mises 応力分布を示す。ここで解析は、翼形状変化による流体力の効果の違いを明らかにするため、遠心力を課さずに実施された。この図から、1R-β を増加させることで1段動翼後縁近傍での正負圧面間の圧力差が増加し、結果として高 von Mises 応力領域が翼後縁近くでスパン方向帯状に発生する様子が確認できる。また、

翼後縁根元部にも高 von Mises 応力領域が出現している。

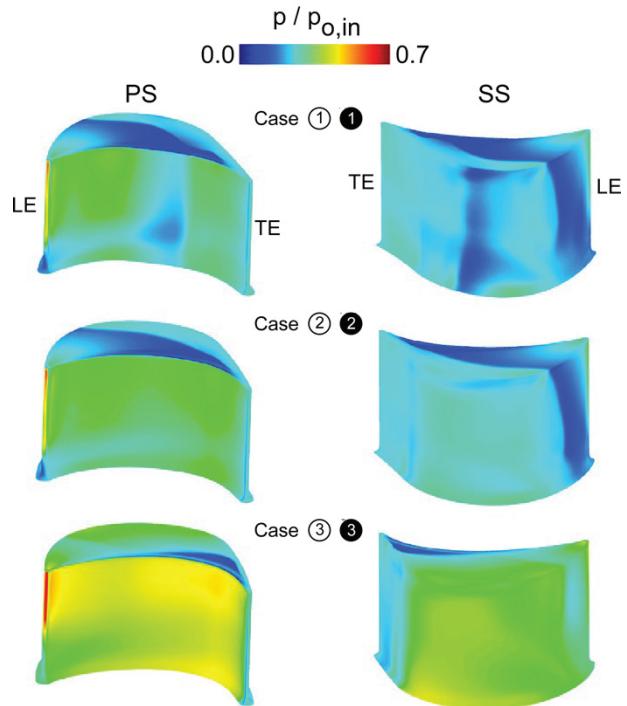


Fig. 14 Static pressure contours over 1R entire surface for the three cases

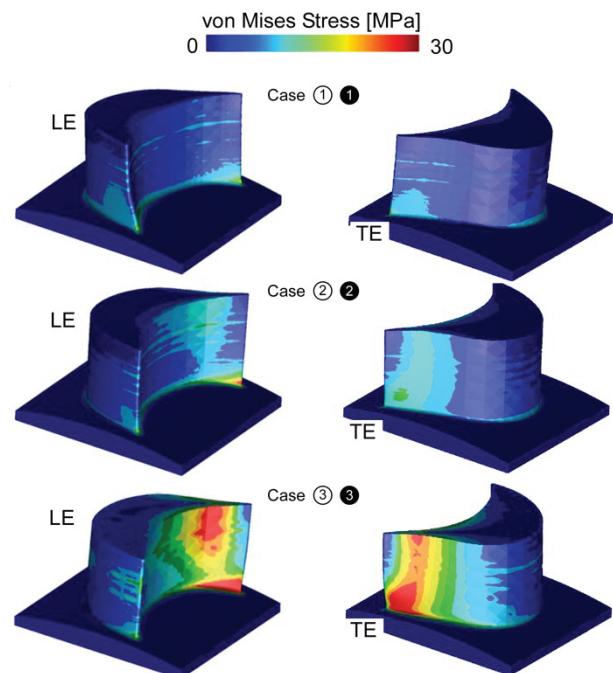


Fig. 15 Contours of von Mises stress over 1R entire surface for the three cases (Inconel 718)

図 16 には遠心力を考慮した場合の最大 von Mises 応力値の比較を示す。遠心力による効果が大きく、翼形状の違いによる最大 von Mises 応力値の変化の傾向はこの図からは読み取れないが、Inconel 718 の場合は、その降伏応力(約 1,000[Mpa])の約 60% の最大値が発生している。今回は線形静解析のみを行ったが、動静翼空力干渉等に

より非定常流体力が作用する場合、定常流の場合と同様に翼形状の違いが非定常流体力、そして振動応力にも影響すると考えられる。

今後は、高サイクル疲労発生リスク低減など、構造的健全性を考慮した高効率タービン翼設計手法開発に取り組む予定である。

□ Case① ① ■ Case② ② □ Case③ ③

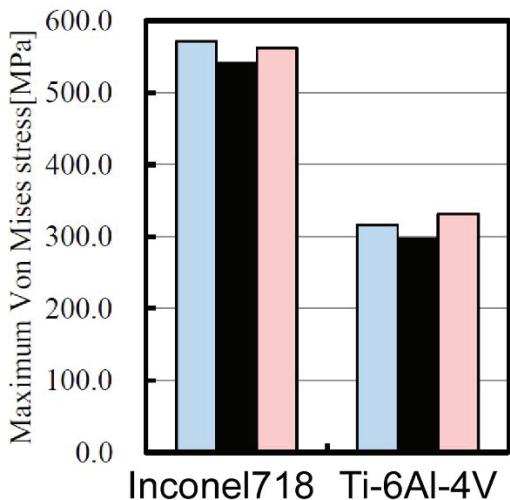


Fig. 16 Maximum von Mises stresses identified in 1R FE model for Inconel 718 and Ti-6Al-4V

## 6. 結 論

本研究で得られた知見等は以下のように整理できる。

### (1) Sobol' 感度指標による調査結果

本研究では、前回の研究<sup>(4)</sup>で構築したデータベースからサロゲートモデルを構築し、Sobol'感度指標により 19 個の翼断面形状制御パラメータの中で効率改善への影響度の高いパラメータの抽出を行った。その結果として、1 段動翼及び 2 段静翼の反り角制御パラメータ  $1R\cdot\beta$  及び  $2S\cdot\beta$  の 2 つが、高効率化に向けて 60% 程度の影響度を有する支配的パラメータであることが明らかになった。

### (2) 2 次元及び 3 次元 RANS 解析

得られた結果を基に、 $1R\cdot\beta$  及び  $2S\cdot\beta$  に対してそれぞれ 3 水準を設定し、残りの制御パラメータを固定して 9 個の翼断面形状を生成し、それに対して 2 次元及び 3 次元 RANS 解析を行った。

- ① 2 次元 RANS 解析の結果から、1 段動翼前縁での離脱衝撃波を制御しつつ、2 段への流入マッハ数を上げることで高効率化が達成できていることが確認された。このことは難波ら<sup>(4)</sup>の知見とも一致している。
- ② 3 次元 RANS 解析からは、2 次元の場合と同様に高効率化に向けて  $1R\cdot\beta$  及び  $2S\cdot\beta$  が重要なパラメータであることが確認された。ただし、2 次元の場合と異なり、3 次元では  $1R\cdot\beta$  及び  $2S\cdot\beta$  の絶対値に対し単調にはタービン段効率が増加せず、特に  $1R\cdot\beta$  の効果に関して差異が生じていることが明らかになった。

### (3) 構造解析（線形静解析）

特徴的な 3 ケースでの 1 段動翼に対する構造解析を実施し、空力効率と構造的健全性とのトレードオフが発生しうることを von Mises 応力値で改めて確認した。

これ以降の更なる議論の深化には非定常流解析とそれを基にした翼振動応答解析や疲労寿命予測などが必要であり、同時にそれらの知見を設計法へ組込む作業が今後の課題である。

## 参 考 文 献

- (1) 難波海, 船崎健一, 川崎聰, 矢田和之, ロケットエンジンターーボポンプ用タービン段の翼形状最適化に関する研究, ターボ機械, Vol. 48, No. 1 (2019), pp. 53-60
- (2) Kato, H., Ito K., and Lepot I., Sensitivity Analysis Based on High Fidelity Simulation: Application to Hypersonic Variable-Cycle Engine Intake Design, International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation, Vol. 2, Nos. 1/2 (2010), pp. 38-45
- (3) Owen, A., Monte Carlo Theory, Methods and Examples, <https://statweb.stanford.edu/~owen/mc/> (2021/07/05 閲覧).
- (4) 本間俊充, Global 感度解析—Sobol' 法, オペレーションズ・リサーチ, Vol. 55 (10) (2010), pp. 727-631
- (5) Raschka, S., Mirjalili, V., Python 機械学習プログラミング(第 3 版, 福島真太朗監訳), インプレス (2020)
- (6) 横谷進弥, CDO プライシングの離散高速アプローチ(2):ツリーを用いた準解析的プライシングのマルチ・ファクターモデルの応用, 金融研究, 11 (2007), pp.45-78
- (7) <https://rayspace.xyz/CG/contents/montecarlo/> (2021/07/26)
- (8) 鈴木航介, 合田隆, 準モンテカルロ法の最前線, 日本応用数理学会論文誌, Vol. 30, No.4 (2020), pp.320-374.
- (9) McKay, M.D., W.J. Conover, and R.J. Beckman, "A comparison of three methods for selecting input variables in the analysis of output from a computer code," Technometrics, Vol. 21, No. 2 (1979), pp. 239-245.
- (10) Herman, J. and Usher, W. SALib: An open-source Python library for sensitivity analysis. Journal of Open Source Software, 2(9), (2017) doi:10.21105/joss.00097
- (11) Denton, J.D., Some Limitations of Turbomachinery CFD, ASME TURBO EXPO, GT2010-22540 (2010)
- (12) Denton, J.D., Loss Mechanisms in Turbomachines, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, No. 4 (1993), pp. 621-656
- (13) Lakshminarayana, B., Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery, Wiley (1995), p.17
- (14) Martensson, H. and Groth, P., Methods for Aeroelasticity in Propulsion, Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines (Transson, T.H. ed.) (1997), pp. 565-582
- (15) 川崎聰, 船崎健一, ロケット用ターボポンプのタービン技術と今後の展望, ターボ機械, Vol. 45, No.5 (2017), pp. 285-292
- (16) Funazaki, K., Iwaguchi, N. and Kawasaki, S., Unsteady Flow Simulations in Two-Stage Turbines of a Rocket TurboPump to Estimate Blade Structural Soundness for Fatigue, accepted for publication in IOP Journal of Physics: Conference Series.
- (17) 徳山雄己, 流体-構造連成効果を考慮したロケットエンジン用高効率高信頼性タービン開発に関する研究, 岩手大学工学研究科, 博士学位論文 (2016)

## タービンテストリグ出口案内翼への最適リブレット効果予測と、 そのレーザー加工によるリブレット性能評価

### Numerical and Experimental Investigation of Laser Processed Riblets on Turbine Exit Guide Vanes and the Impact on the Performance

○白石 雅之<sup>\*1</sup> 土橋 晋太郎<sup>\*1</sup> 一ノ瀬 剛<sup>\*1</sup> 柴崎 祐一<sup>\*1</sup>  
SHIRAISHI Masayuki TSUCHIHASHI Shintaro ICHINOSE Go SHIBAZAKI Yuich  
P. A. Leitl<sup>\*2</sup> A. Flanschger<sup>\*2</sup> S. Schreck<sup>\*2</sup> R. Benauer<sup>\*2</sup>  
S. Pramstrahler<sup>\*3</sup> A. Marn<sup>\*3</sup>

#### ABSTRACT

The reduction of pressure loss and wake in a low-pressure turbine test rig containing turbine exit guide vanes (TEGVs) with laser-processed riblet surfaces were numerically and experimentally investigated. Riblets are streamwise grooved surfaces which reduce the viscous drag in a turbulent boundary layer, similar to shark-skin. An optimized riblet design was calculated by computational fluid dynamics (CFD), and the designed riblets were laser-processed directly onto the suction side of steel TEGVs. The TEGVs with and without riblets were installed on the test rig, and the effect of the riblets on the flow were measured. Pressure loss around the TEGVs was reduced by 6.3%. This result shows the benefit of laser-processed riblets directly fabricated on 3-dimensionally curved parts, such as gas turbine blades, which operate at high temperature.

**キーワード：**ガスタービン、効率、リブレット、レーザ加工、流体解析、粘性抵抗低減、バイオミメティクス  
**Key Words:** Gas Turbine, Efficiency, Riblet, Laser Processing, CFD, Drag Reduction, Biomimetics.

#### 1. はじめに

ガスタービンをはじめとする流体機器が受ける流体抵抗は、圧力抵抗（慣性抵抗）と摩擦抵抗（粘性抵抗）に大別される。特に高レイノルズ数の乱流領域においては、壁面境界層に強いヘアピン渦が壁面境界層に発生し、それに伴って壁面ごく近傍に低速ストリークとよばれる構造によって連続的に縦渦が生じ、層流に比べて大きな壁面乱流摩擦抵抗が発生する<sup>(1)</sup>。摩擦抵抗は流体機器の損失の一因であり、これを低減することは流体機器の効率を向上させる大きな課題の1つである。

一方、速く泳ぐ種のサメにおいて鱗の1つ1つの表面

に 35~100μm 程度の微小な縦溝があることが知られていた<sup>(2)(3)</sup>。流れに沿ったこの縦溝はリブレット(riblet)と呼ばれ、平滑面に対して 8~10%程度の乱流摩擦抵抗低減を引き起こすことが実験的にも明らかにされている<sup>(4)</sup>。リブレットは、縦渦が壁面から離れて壁面との相互作用が抑制される効果を持つ<sup>(5)</sup>。Fig. 1 にリブレットと縦渦の相互作用の模式図を表す。壁面近傍の縦渦の寸法は壁剪断応力に依存するため、最適なリブレットピッチ（リブレットの嶺トップの間隔）も各所の壁剪断応力に依存し、壁剪断応力が大きいほど最適なリブレットピッチは小さくなる。リブレットによる摩擦抵抗の低減量は縦渦の寸法、すなわち流速によって変化する。リブレットピッチ

\*1 株式会社ニコン 次世代プロジェクト本部  
〒360-8559 熊谷市御穂威ヶ原201-9  
E-mail: masayuki.shiraishi@nikon.com

\*2 Bionic Surface Technologies, GmbH  
Liebenauer Hauptstraße 2-6, A8041 Graz, オーストリア

\*3 Graz University of Technology, Institute for Thermal  
Turbomachinery and Machine Dynamics  
Rechbauerstraße 12, A8010 Graz, オーストリア

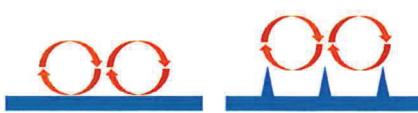


Fig. 1 Eddy-wall interaction without and with riblets.  
The flow is in the depth direction of the paper.

$$s^+ = \frac{s}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} = \frac{s}{\nu}$$

Equation 1 Definition of dimensionless riblet size  $s^+$ , where  $\tau_w$  is wall shear stress,  $\rho$  is density of fluid, and  $\nu$  is kinematic viscosity of fluid.

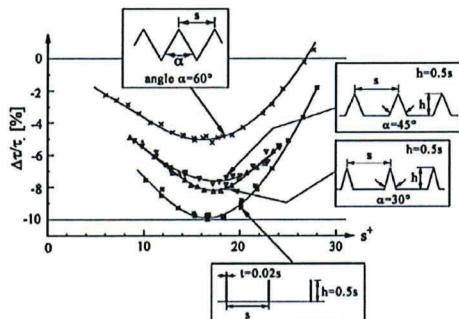


Fig. 2 Drag reduction effect by riblets with various cross section. The number  $s^+$  is a dimensionless riblet size.

を Equation 1 によって無次元化した  $s^+$  という尺度においては、 $s^+=17$  付近で摩擦抵抗の低減効果が最大となる。これより流速が相対的に遅く、もしくはリブレットピッチが小さくなると摩擦抵抗の低減効果はゼロに漸減する。一方、流速が相対的に速く、もしくはリブレットピッチが大きくなると摩擦抵抗の低減効果はゼロを超えて逆に摩擦抵抗が増大する。この挙動を表したもののが Fig. 2 である<sup>(6)</sup>。とりわけ表面積が大きく高レイノルズ数領域で乱流摩擦抵抗の寄与が大きな航空機や風力タービン翼の分野でリブレットの研究が進んでおり<sup>(7),(8)</sup>、産業用コンプレッサやジェットエンジンなどターボ機械にも有効と考えられている<sup>(9),(10)</sup>。

リブレットピッチは数  $\mu\text{m} \sim 100\mu\text{m}$  程度の微小寸法となることから、機械加工によるリブレットの実現は困難であり、従来は金型による樹脂フィルム（リブレットフィルム）が用いられた<sup>(11)</sup>。しかし、対象物の形状や流線が複雑な場合や使用環境が高温である場合にはフィルムは適用が難しく、特に商用ガスタービンにおいてはフィルムでのリブレットの実用化は不可能であった。

そこで我々はレーザアブレーション加工により所定の形状のリブレットを形成する技術を開発した。レーザアブレーション(laser ablation)とは、ナノ秒、ピコ秒、フェムト秒のパルス幅を持つ極短パルスレーザによって非熱

的に材料表面の物質を除去する技術である<sup>(12),(13)</sup>。この技術と、リブレットの最適寸法を導出し流体への効果を予測する技術<sup>(14)</sup>とを組み合わせることで、従来リブレットの実現が難しかった複雑形状で高温環境のタービン翼に対して直接リブレットの形成を行うことができる。今回、我々は実際にタービン翼に直接レーザ加工でリブレットを施し、その効果をタービンテストリグで実測した。

## 2. 評価系概要

### 2.1 タービンテストリグ

リブレットの効果を検証したテストリグは、オーストリア・グラーツ工科大学 (Graz University of Technologies) の亜音速テストタービン設備 (Subsonic Test Turbine Facility for Aerodynamic, Aeroacoustic, and Aeroelastic Investigations; STTF-AAAI) である。Fig. 3 に設備概略を示す<sup>(15)</sup>。共通コンプレッサ設備より最高温度 100°C、流量 2.5~15kg/s のエアが供給でき、入口案内翼(IGV)を経て 1 段の低圧タービンステージおよびタービン出口案内翼(TEGV)を通って排気される。タービン動翼の最大回転数は 6300rpm である。本設備では全圧、全温、静圧、静温、流速、流量、音響の各項目が測定可能である。今回は、翼が個々に取外し可能でレーザ加工が容易な TEGV をリブレットの効果検証の対象とした。TEGV 部は 15 枚の翼で構成され、翼 1 枚の概略寸法は翼弦長 100mm × スパン 80mm で、材質は一般構造用圧延鋼材 SS400 である。

## 3. 数値的解析

### 3.1 解析の概要

リブレット設計および効果予測は流体解析(CFD)により導いた<sup>(14)</sup>。Fig. 4 にリブレット設計プロセスの概略を示す。まず、過去のテストリグ実測評価とコリレーションを取りながら、全ての物体表面にリブレットの無いベースライン解析を moving mesh (MM)による非定常 LES (Large-Eddy Simulation)で行い、これを mixing plane model

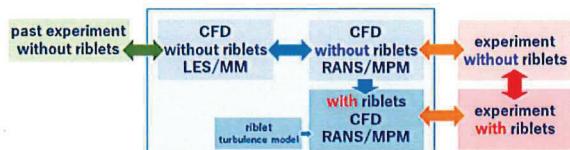


Fig. 4 Scheme of riblet design process and correlation between simulation and experiment

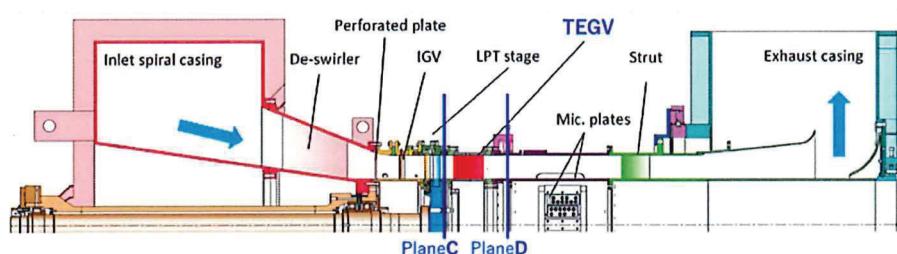


Fig. 3 Experimental turbine test-rig facility of STTF-AAAI and its TEGV section

(MPM)による定常 RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes)と比較して妥当性を確認した。リブレット有の解析は、リブレットの微小な形状自体はモデル化せず、別途ミクロな非定常解析によって境界層に与える影響を求める結果を定常 RANS における壁表面特性として与えることでリブレットを再現し、リブレット有無の比較と効果予測を行った。CFD は ANSYS Fluent をベースに行い、定常 RANS における乱流モデルには SST-k $\omega$  を用いた。

### 3.2 解析条件

解析空間を Fig. 5 に示す。解析セル数は約 680 万である。リブレット断面形状は Fig. 6 に示すような最大 8% の摩擦抵抗低減効果を持つ三角形状のリブレットを仮定し、リブレットの適用箇所は TEGV の負圧面とした。

タービンの運転条件は、動翼の回転数 4600rpm、動作圧 95.5kPa (ゲージ圧)、密度は圧縮性流体として扱い、動粘度は温度依存の Sutherland 則に従うとした。入口では全圧 17.9kPa、全温 100°C、流入角度 46.25°、出口では静圧 0Pa とした。

TEGV 部の表面積のうち翼面は 25.3% を占めており、そのうちリブレットを適用する対象面積は 12.4% である。

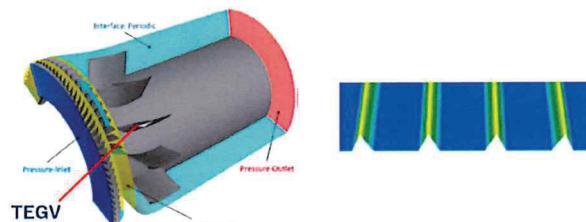


Fig. 5 CFD domain

Fig. 6 Assumed riblet cross-section in CFD

### 3.3 ベースライン解析

解析および実測の分布表示は Fig. 7 のように TEGV 部全周の 1/15 にあたる一区画の後方視野の扇形で表す。

リブレット無しにおける過去実測値およびベースライン解析（非定常 LES、定常 RANS）の結果を Fig. 8 に示す。TEGV 前の Plane C 位置での全圧分布は過去実測値と非定常 LES とは良く似ており、動翼の wake の影響が明確に分かる。定常 RANS は平均化の影響を受けて動翼の影響は消えている。TEGV 後の Plane D 位置での全圧分布は、過去実測値、非定常 LES、定常 RANS いずれも TEGV の翼の後縁部からの wake の影響が見られ、多少形状は異なるものの同等な wake が再現された。

また、Fig. 9 に示すように、全圧、流速、流れのヨー角の径方向分布について定常 RANS の結果は過去実測値と絶対値として同等な値が得られた。なお、流れのヨー角は、動翼回転方向 (Fig. 5 の矢印) に向かう流れの向きを正とした。これらの比較を踏まえ、定常 RANS 結果はリブレット無しのベースラインとして妥当である。

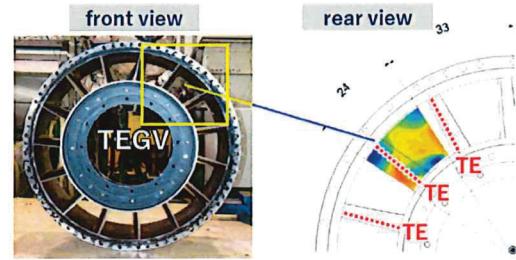


Fig. 7 Display of distribution of physical quantities by a single section of TEGVs. TE is a trailing edge of TEGV.

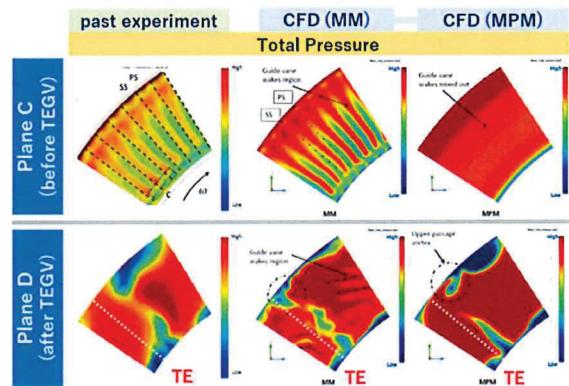


Fig. 8 Comparison of the past experiment and the baseline simulation results without riblets by unsteady-state LES (MM) and steady-state RANS (MPM)

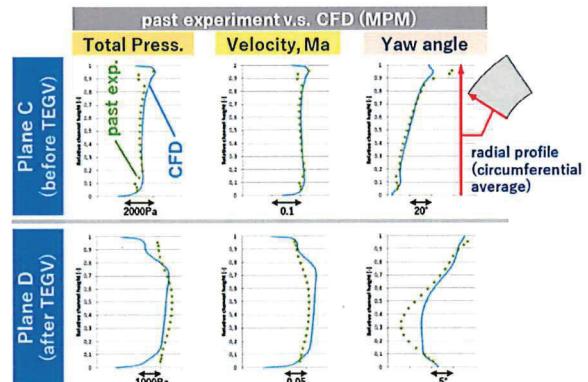


Fig. 9 Validity of the steady-state RANS (MPM) simulation (solid lines) compared to the past experiment (dotted lines)

### 3.4 リブレット解析

定常 RANS によるリブレット有無の比較結果を Fig. 10 に示す。径方向分布では、リブレット無しに比べてリブレット有の方が流速については Plane C、Plane D とともに増大しており、全圧については Plane C で減少、Plane D で増大した。リブレット有無での差は僅かではあるが、リブレット有の方が TEGV 部前後の圧損が低減し、流れやすくなることが予測された。

また、TEGV 後の全圧の周方向分布についてリブレット有無を比較すると、Fig. 11 に示すようにリブレット有のほうが wake の幅が減少することが予測された。

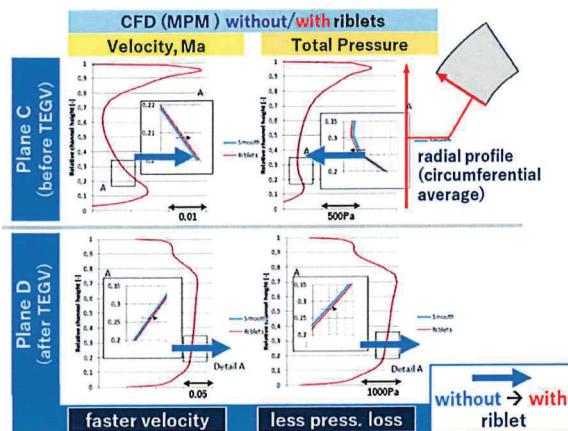


Fig. 10 Comparison of the simulation results without and with riblets by steady-state RANS (MPM)

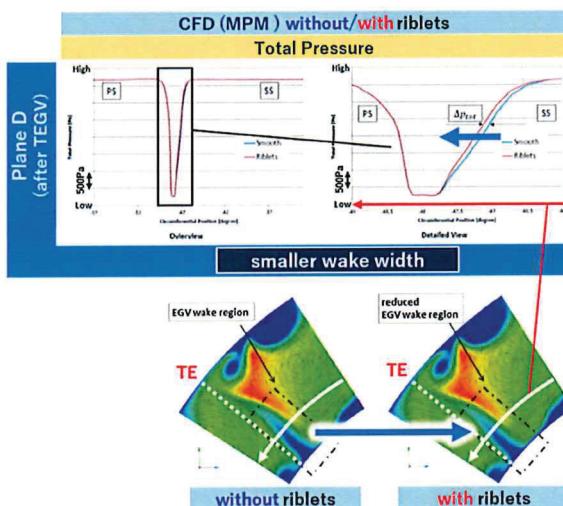


Fig. 11 Simulated wake width without and with riblets

これらの解析結果からは、TEGV 部前後の圧損はリブレットにより 1.2% 低減すると予測された。

### 3.5 リブレット最適寸法

Fig. 12 に CFD によって導出されたリブレット最適寸法を示す。センターは赤がリブレットピッチが大きく、緑がリブレットピッチが小さい。リブレットピッチは 60 ~ 120 μm 程度でゆるやかに分布しており、流線も一様ではない。

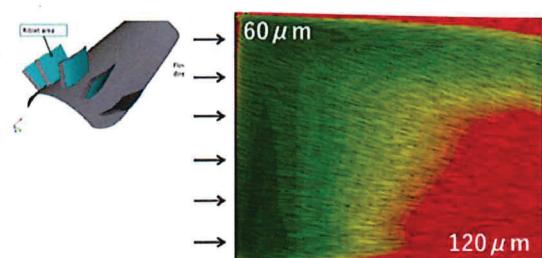


Fig. 12 Riblet design (suction side) obtained by CFD

### 4. リブレットのレーザ加工

リブレットの加工にはレーザアブレーション加工の開発機を用いた。このレーザ加工機は、波長 532nm(緑色)、パルス幅約 15ps、最大繰返し周波数 4MHz、最大出力 50W の短パルスレーザを持つ。レーザ光は照射ヘッドに導かれ、ガルバノミラーによって同期してスキャンされる。レーザ光は  $f\theta$  レンズによって所定の位置に集光されるが、湾曲した翼表面に沿って焦点を追隨させることができる。照射ヘッドは、3 軸ステージによって所定の XYZ 位置に駆動できる。また、加工対象物は 2 軸の傾斜ステージ上で所定の姿勢を示現できる。レーザ光が集光した対象物の表面はアブレーションにより除去され、これを連続的にスキャンすることでリブレットの溝が形成される。

前節で述べた CFD によるリブレット最適寸法を忠実に再現するため、解析ノードごとのリブレットのピッチと方向の情報から流線に沿ったリブレットのパスを生成した。これにより、一様でないリブレットピッチを持つ領域内で、3 次元的に計算された流線に沿った曲線上にリブレットを形成できる。Fig. 13 に TEGV の翼へのレーザ加工中の様子を示す。

最終的に 15 枚の TEGV の負圧面にレーザ加工でリブレットを施した。Fig. 14 にリブレットを施した TEGV の翼の 1 枚を示す (Fig. 12 のリブレット最適寸法の図と対応する)。TEGV のやや暗い領域にリブレットが加工されている。

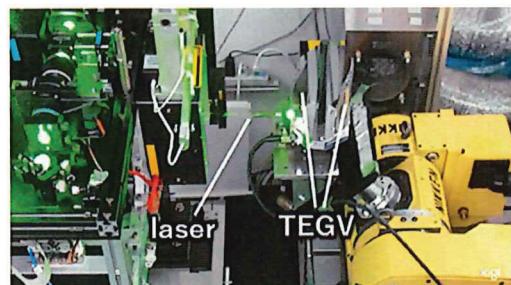


Fig. 13 Laser processing on the surface of TEGV using a development tool with green pulsed laser beam

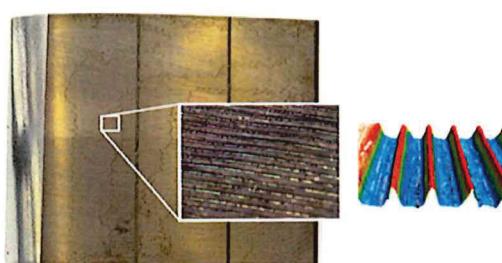


Fig. 14 (left) TEGV (suction side) with lasered riblet (right) A microscopic profile of lasered riblet sample

## 5. テストリグ実測評価

### 5.1 評価概要

テストリグには、リブレット無しの翼 15 枚を設けたテストと、リブレット有の翼 15 枚を設けたテストを各々別に測定を実施した。テストリグの運転条件は、入口温度 97°C、動翼の修正回転数 4042rpm (CFD における回転数 4600rpm に相当する)、修正流量 6.81kg/s で、レイノルズ数は約 34 万である。

流れの評価は 5 孔プローブによる TEGV 部前後の圧力、温度、流速測定および後縁プローブによる TEGV 後の圧力と流速の測定を行った。Fig. 15 と Fig. 16 に 5 孔プローブと後縁プローブの配置を、Table.1 に 5 孔プローブと後縁プローブの測定不確かさを示す。

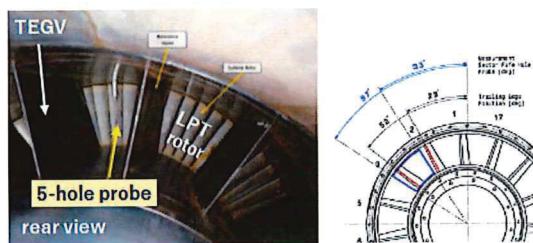


Fig. 15 Configuration of the five-hole probe

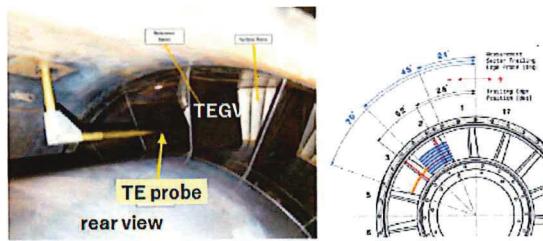


Fig. 16 Configuration of the trailing-edge probe

Table 1 Measurement uncertainties of the five-hole probe (left) and the trailing-edge probe (right)

Flow variable		Uncertainty, $\pm$	Flow variable		Uncertainty, $\pm$
Mach number		0.002	Pressure	total	28 [Pa]
				static	28 [Pa]
Temperature	total	35 [Pa]	Velocity	absolute	0.60 [m/s]
	static	63 [Pa]			
Flow angle	total	60 [K]			
	static	80 [K]			
Velocity	pitch	0.70 [deg]			
	yaw	0.70 [deg]			
	absolute	0.90 [m/s]			
	axial	0.90 [m/s]			
	radial	0.90 [m/s]			
	circumferential	0.90 [m/s]			

### 5.2 5 孔プローブによる流れ評価

TEGV 部前の Plane C および TEGV 部後の Plane D における全圧と流れのヨー角について周方向平均の径プロファイルの測定結果を Fig. 17 に示す。リブレット有の方が TEGV 部前で全圧が低下、TEGV 部後で全圧が上昇したことから、圧損が低減したことが分かった。また、リブレット有の方が TEGV 部前後とも流れのヨー角がゼロ

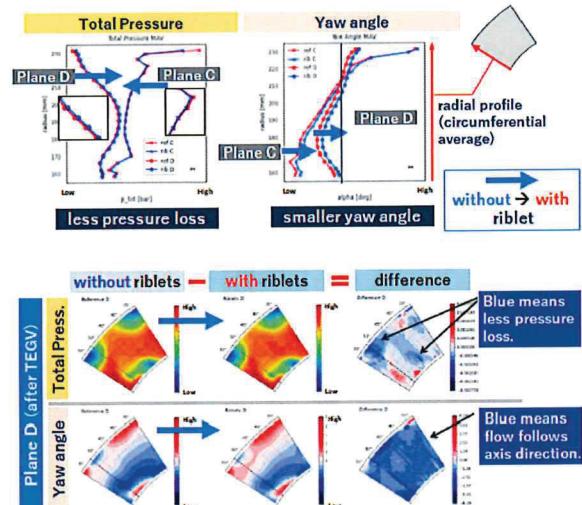


Fig. 17 Difference in total pressure and yaw angle between without and with riblets measured with the five-hole probe (top) Radial profile (circumferential average) (bottom) 2D cross-sectional profile

に近づいていることが分かった。また、扇形領域内の分布におけるリブレット有無の差異からは、リブレットによって全体的に圧損が減り、流れが軸方向に沿うガイド性が向上したことが分かった。

### 5.3 後縁プローブによる Wake 評価

後縁プローブは、所定の径位置において周方向に移動させながら分布を取り、wake の幅を評価できる。Fig. 18 に後縁プローブによる 50%スパンでの周方向流速プロファイルの測定結果を示す。リブレット有の方が wake の幅が減少するとともに、より TEGV の翼に沿った流れとなることが分かった。他の径位置においても同様な傾向が測定された。

このことは、負圧面に施したリブレットにより摩擦抵抗が低減して負圧面側の流速が上がることで、Fig. 19 に模式的に示すように後縁で合流した流れにおいて翼後方

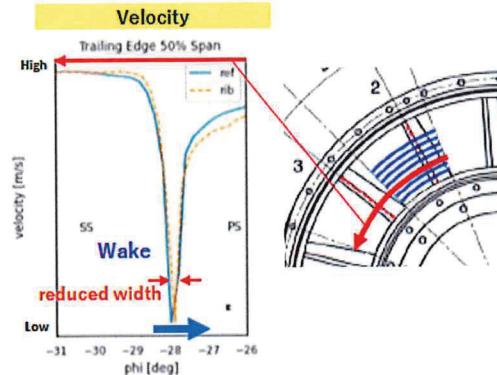


Fig. 18 Difference in velocity profile (wake) between without riblets and with riblets measured by trailing-edge probe

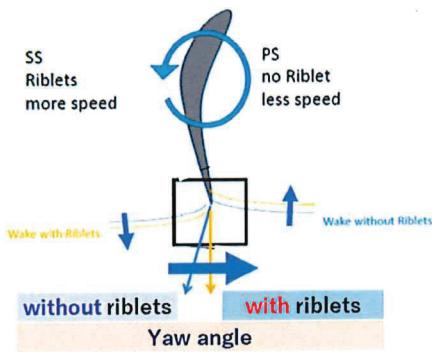


Fig. 19 Schematic concept of assumed effect on the flow velocity and direction by riblets on SS (suction side).

の流れのヨー角が小さくなつて流れを軸方向に向かわせるガイド性が向上したと考えられる。すなわち、リブレットは単に摩擦抵抗を低減させる本質的な効果だけでなく、その結果リブレット適用面に接する流れの流速を増大させ、後流のコントロールをすることも可能ということができる。

#### 5.4 リブレットによる圧損低減効果

これらの測定結果から、TEGV 部前後の圧損を求めた。Table 2 に TEGV 部前後の全圧および圧力損失のリブレット有無での比較を示す。全圧の算出には面積加重平均と質量加重平均がよく用いられ<sup>(16)</sup>、全圧等流速に関係した物理量では質量加重平均が適するとされるが、圧損低減量は、少なくとも面積加重平均の場合であっても 6.3% は低減効果があることが求められた。

Table 2 Reduction of pressure loss between Plane C (before TEGV) and Plane D (after TEGV) by riblet: (top) Area-weighted, (bottom) Mass-weighted

Total pressure loss $\Delta P$ (PlaneC – PlaneD) [Pa]	reduction of pressure loss
without riblets	ref
with riblets	-6.3% ↓
without riblets	ref
with riblets	-7.1% ↓

#### 6. 結言

タービンテストリグのTEGVにリブレットを適用した場合のTEGV部前後の圧損低減効果および最適なリブレット設計をCFDにより求めた。TEGVの負圧面にリブレットを適用することで、圧損は1.2%低減すると効果予測された。リブレット設計に従つてレーザ加工によりリブレットを施したTEGVの翼をテストリグに設置し、リブレット有無の圧損を実測評価した結果、TEGV部前後の圧損はリブレットを施すことで6.3%低減された。また、リブレットにより流速向上、ガイド性向上の効果が確認できた。これらにより、リブレットによる流れ制御特性を持った翼として、ガスタービンなどのターボ機器等の翼設計に有用であると考えられる。

一方、TEGV部前後の圧損低減がCFD予測よりも実測の方が大きかったのは、リブレット有の場合のCFD予測が定常RANS解析に拠つており、特にTEGV正圧面側の非定常流れにおける剥離が定常RANS解析では再現し難いことからリブレットが剥離に与える効果が過少見積りとなったことが要因の1つとして考えられる。現時点では非定常計算によるリブレット効果予測は計算負荷上の課題があるが、計算能力向上、アルゴリズム改善により、非定常におけるリブレット効果予測精度の向上が図られると考えられる。

#### 参考文献

- 三宅裕, 壁乱流の渦, ながれ, Vol. 22 (2003) pp. 29-34.
- 鈴木雄二, 笠木伸英, 壁面乱流の知的能動制御, セーブメーション・レビュー マイクロフローセンサ特集号 (2001), pp. 50-57.
- Bechert, D.W., Hoppe, G., Reif, W.-E., On the Drag Reduction of Shark Skin, AIAA Paper 85-0546 (1985).
- Bechert, D.W., Bartenwerfer, M., Hoppe, G., Reif, W.-E., Drag Reduction Mechanisms Derived from Shark Skin, ICAS Fluid Mechanics and Heat Transfer, AIAA, Vol. 2 (1986), pp. 1044-1068.
- Dean, B., Bhushan, B., Shark-skin Surfaces for Fluid-Drag Reduction in Turbulent Flow: A Review, Phil. Trans. Roy. Soc. A, Vol. 368, No. 1929 (2010), pp. 4775-4806.
- Bechert, D.W., Bruse, M., Hage, W., van der Hoeven, J.G.T., Hoppe, G., Experiments on Drag-Reducing Surfaces and Their Optimization with An Adjustable Geometry, J. Fluid Mech., Vol. 338 (1997), pp. 59-87.
- 岩本薰, 戰略的省エネルギー技術革新プログラム／省エネルギー技術開発事業の重要技術に係る周辺技術・関連課題の研究／革新的リブレットによる高速移動体の省エネルギー化技術の調査研究, NEDO (2016).
- Leitl, P.A., Stenzel, V., Flanschger, A., Kordy, H., Feichtinger, C., Kowalik, Y., Schreck, S., Stübing, D., Riblet Surfaces for Improvement of Efficiency of Wind Turbines, AIAA Paper 2020-0308 (2020).
- Leitl, P.A., Göttlich, E., Flanschger, A., Peters, A., Feichtinger, C., Marn, A., Reschenhofer, B., Numerical Investigation of Optimal Riblet Size for TCF Strut Flow and Their Impact on the Performance, AIAA Paper 2020-0307 (2020).
- Leitl, P.A., Garcia De Albeniz, M.L., Flanschger, A., Nano- and Microstructured Riblet Surfaces for Centrifugal Industrial Compressors, SUstainable PolyEnergy Generation and HaRvesting (SUPEHR): Conf. Proc. (2019).
- Sareen, A., Deters, R.W., Henry, S.P., Selig, M.S., Drag Reduction Using Riblet Film Applied to Airfoils for Wind Turbines, AIAA 2011-558 (2011).
- Chichkov, B.N., Momma, C., Nolte, S., von Alvensleben, F., Tünnermann, A., Femtosecond, Picosecond, and Nanosecond Laser Ablation of Solids, Appl. Phys. A, Vol. 63 (1996) pp. 109-115.
- Richardson, M.C., New Opportunities with Intense Ultra-Short-Pulse Lasers, Proc. of SPIE, Vol. 1410 (1991)

- (14) Leitl, P.A., Kuntzagk, S., Flanschger, A., Pfingsten, K., Experimental and Numerical Investigation of the Reduction in Skin Friction Due to Rilets Applied on the Surface of A Taylor-Couette Cell, Proc. of AIAA SciTech Forum, 2018
- (15) Zenz, M., Hafizovic, A., Simonassi, L., Leitl, P.A., Benauer, R., Heitmeir, F., Marn, A., Aerodynamical and Aeroelastic Investigations of A Rilet Design Applied on the Surface of Turbine Exit Guide Vanes of A Low Pressure Turbine, Proc. of 13th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics (2019).
- (16) Cumpsty, N.A., Horlock, J.H., Averaging Nonuniform Flow for A Purpose, J. Turbomach., Vol. 128, No. 1 (2006). pp.12-129.

## 超小型ジェットエンジンの最適リブレット計算とそのレーザ加工、 およびエンジン性能での効果検証

### Numerical and Experimental Investigation of Laser Processed Riblets on Ultra-small Jet Engines and the Impact on the Performance

○稻崎 慎也<sup>\*1</sup> 佐藤 真路<sup>\*1</sup> 一ノ瀬 剛<sup>\*1</sup>  
INASAKI Shinya SATO Shinji ICHINOSE Go

P. A. Leitl<sup>\*2</sup> A. Flanschger<sup>\*2</sup> S. Schreck<sup>\*2</sup> R. Benauer<sup>\*2</sup>

#### ABSTRACT

Riblets are streamwise grooved surfaces which reduce the viscous drag in a turbulent boundary layer, similar to shark skin. We experimentally confirmed improved engine performance by forming riblets on the compressor, diffuser, and turbine blades of an ultra-small jet engine. The optimum riblet design was calculated by computational fluid dynamics (CFD) using a 3D model of the engine, and the improvement was predicted to be 1.81% in engine thrust. The calculated riblet design was formed on the actual parts by laser ablation. It was experimentally confirmed that the laser processed riblets improved engine thrust by 1.44%. This work is the world's first experimental demonstration of improved turbomachinery performance through the application of laser processed riblets on parts exposed to high temperatures and rotating at high speed.

**キーワード:** 超小型ジェットエンジン, コンプレッサー, ディフューザー, タービン, 推力, 効率, リブレット, レーザ加工, 粘性抵抗低減, 流体解析

**Key Words:** Ultra-small Jet Engine, Compressors, Diffuser, Turbine, Thrust, Efficiency, Riblet, Laser Processing, drag Reduction, CFD

#### 1. 緒言

ガスタービンやジェットエンジンなどターボ機器の燃料消費削減や温室効果ガス排出抑制といった経済性や環境性に対する要求が高まっており、ターボ機器の効率改善は社会的にも重要になっている。効率改善手段として、我々は流体抵抗の低減に着目した。流体抵抗は、圧力抵抗（慣性抵抗）と摩擦抵抗（粘性抵抗）に大別される。壁近傍層では、縦渦と呼ばれる乱流要素渦があり、特に高レイノルズ数の乱流領域においては、渦が壁に向かう強い衝撃流を作り、層流に比べて大きな壁面乱流摩擦抵抗が発生する<sup>(1)</sup>。摩擦抵抗は流体機器の効率低下の一因であり、これを低減することは流体機器の効率を向上させる重要な課題のひとつである。

一方、サメの中でも早く泳ぐ種類においては、鱗1つの表面に35~100μm程度の微小な縦溝があることが

知られている<sup>(2),(3)</sup>。このサメの鱗の溝はリブレット(riblet)と呼ばれ、平滑面に対して最大8~10%程度の乱流摩擦抵抗低減を引き起こすことが実験的にも明らかにされている<sup>(4)</sup>。壁面、リブレットと縦渦の模式図をFig.1に表す。リブレットにより、縦渦の壁面への接触面積を抑えることにより壁面と縦渦の相互作用を抑制し、乱流摩擦抵抗の発生を低減している<sup>(5)</sup>。また、壁面近傍の縦渦の寸法は壁剪断応力に依存しており、最適なリブレットピッチ（リブレットの嶺トップの間隔）もまた各所の壁剪断応力に依存している。例えば壁剪断応力が大きいほど最適なリブレットピッチは狭くなる。特定のピッチサイズのリブレットによる摩擦抵抗の低減量は縦渦の寸法、すなわち流速によって変化する。リブレットピッチを無次元化したs<sup>+</sup>という尺度においてはs<sup>+</sup>=17付近で摩擦抵抗の低減効果が最大となる。s<sup>+</sup>と摩擦抵抗低減率の関係を表したもののがFig.2である<sup>(6)</sup>。Fig.2において、s<sup>+</sup>が17よりも小さくなる方向は、流速が遅くなる、またはリブレットピッチが狭くなる事を表し、この場合摩擦抵抗の低減効果はゼロに漸減する。一方、s<sup>+</sup>が17よりも大きくなる方向は、流速が速くなる、またはリブレットピッチ

\*1 株式会社ニコン 次世代プロジェクト本部  
〒360-8559 熊谷市御穂ヶ原201-9  
E-mail: shinya.inasaki@nikon.com

\*2 Bionic Surface Technologies, GmbH  
Liebenauer Hauptstraße 2-6, A8041 Graz, オーストリア



Fig. 1 Eddy-wall interaction without and with riblets.  
The flow is in the depth direction of the paper.

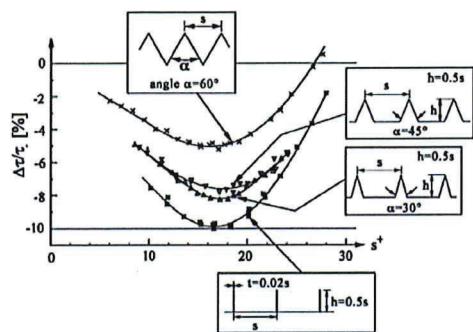


Fig. 2 Drag reduction effect by riblets with various cross section. The number  $s^+$  is a dimensionless riblet size.

が広くなる事を表し、摩擦抵抗の低減効果はゼロを超えて逆に抵抗が増大する。

実用に向けた研究としては、とりわけ表面積が大きく高レイノルズ数領域で乱流摩擦抵抗の寄与が大きな航空機や風力タービン翼の分野でリブレットの研究が進んでおり<sup>(7),(8)</sup>、産業用コンプレッサーやジェットエンジンなどターボ機械にも有効と考えられている<sup>(9),(10)</sup>。ただ、これらの機器の最適リブレットは、ピッチが数  $\mu\text{m} \sim 100\mu\text{m}$  の微小寸法となることから、機械加工による壁面へ直接のリブレット付与は実現困難であり、従来は金型による樹脂フィルム（リブレットフィルム）が用いられた<sup>(11)</sup>。しかし、対象物の形状や流線が複雑であったり使用環境が高温である場合、また高速で回転する動体である場合にはフィルムの適用が難しく、商用ガスタービンやジェットエンジンなどにおいてはリブレットの実用化は困難であった。

そこで我々はレーザアブレーション加工により所定の形状のリブレットを形成する技術を開発した。レーザアブレーション(laser ablation)とは、ナノ秒、ピコ秒、フェムト秒のパルス幅を持つ極短パルスレーザによって非熱的に材料表面の物質を除去する技術である<sup>(12),(13)</sup>。この技術と、リブレットの最適寸法を導出し流体への効果を予測する技術<sup>(14)</sup>とを組み合わせることで、従来リブレットの実現が難しかった複雑な形状で高温環境、高速で回転するタービン翼に対して直接リブレットの形成を行うことが可能である。

今回我々は、超小型ジェットエンジンのタービン翼（動翼）に加えて、同様に複雑な形状で高速動体のコンプレッサー（動翼）、ディフューザー（静翼）の3部品にリブレットを施し、その効果をエンジン性能として実測した。

## 2. 評価系概要

### 2.1 超小型ジェットエンジン JB220

リブレットの効果を検証した超小型ジェットエンジンは、ドイツ・Behotec 社の JB220 である。Fig. 3 に形状の概略を示す。エアインテークから吸気し、遠心型動翼のコンプレッサー、静翼のディフューザー、燃焼室、静翼の NGV(Nozzle guide Vane) を経て、動翼のタービン、テールコーンから排気される。動翼部の最大回転数は 12 万 rpm で、最大推力は 220N である。

燃焼機部の外形直径は約 11.3cm で、全長は 31.3cm である。コンプレッサーの羽根車径は約 8cm で、回転軸方向厚みは約 3cm、羽根は 14 枚。ディフューザーの直径は約 11cm で、回転軸方向厚みは約 2cm。タービンの羽根車径は約 7cm で、軸方向厚みは約 1cm、羽根は 23 枚である。材質は、コンプレッサー、ディフューザーがアルミニウム合金で、タービンのみインコネルである。

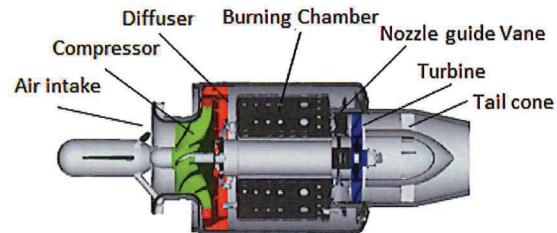


Fig. 3 Ultra-small Jet engine configuration.

### 2.2 エンジン評価ベンチ

エンジン性能評価および、リブレット最適化計算に必要なデータ取得のため、エンジン評価ベンチを日本・FOX Corporation 社と共同で作成した。評価ベンチの概要模式図を Fig. 4 に示す。

本評価ベンチは、エンジン本体、エンジン性能計測部、エンジン内部温度・圧力計測部、外部環境計測部から構成されている。エンジン本体と性能計測部および内部温度・圧力計測部は室内に設置され、吸入空気温度および気圧は、外部環境空気をそのまま使用している。外部環境計測部は、この外部環境を計測するものである。

エンジン本体は、前項の JB220 である。エンジン性能計測部として推力計、回転計、燃料流量計、風速計を配置している。吸気流量管理のため、エンジンのエアインテーク前に内径 11.4cm の筒を配置し、この筒を通じてエンジンに吸気するよう接続している。推力計測のため、エンジンは 2 本の円径マウンターで固定されている。エンジン内部温度・圧力計測部は、吸入空気の温度、コンプレッサー後の温度・圧力、燃焼室内温度、テールコーン部温度を計測しており、エンジン内部に各センサを配置している。外部環境計測部は、温度、湿度、気圧を百葉箱内で計測している。これらの計測器はすべて 1 つのデータロガーに接続し、サンプリング周期 0.5 秒で値を記録している。

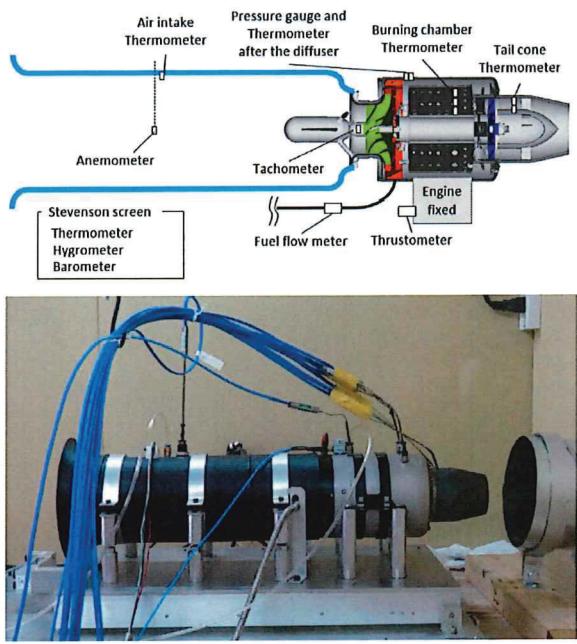


Fig. 4 Ultra-small Jet engine evaluation bench overview.

### 3. 数値的解析

#### 3.1 解析の概要

リブレット設計および効果予測は流体解析(CFD)により導いた。Fig. 5 にリブレット設計プロセスの概略を示す。まず、実測評価とコリレーションを取りながら、全ての物体表面にリブレットの無いベースライン解析を moving mesh (MM) による非定常 LES (Large-Eddy Simulation)で行い、次いで mixing plane model (MPM)による定常 RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes)と比較して妥当性を確認した。リブレットが有る解析は、リブレットの微小な形状自体はモデル化せず、別途ミクロな非定常解析によって境界層に与える影響を求めた結果を、定常 RANSにおける壁表面特性として与えることでリブレットを再現した。リブレット有無の比較と効果予測は、定常 RANS の範囲内で行った。

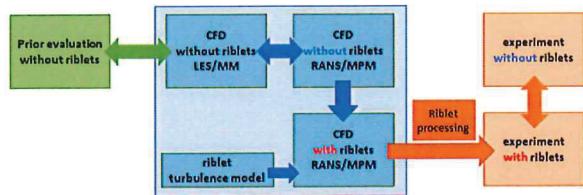


Fig. 5 Scheme of riblet design process and correlation between simulation and experiment.

#### 3.2 解析条件

解析メッシュは約 950 万である。リブレット断面形状は Fig. 6 に示すような最大 8%の摩擦抵抗低減効果を持つ三角形状のリブレットを仮定し、リブレットの適用箇所はコンプレッサー、ディフューザー、タービン翼、およびタービンのプラットフォームとし、3 部品とともにシユラウドには未適用とした。

エンジンの運転条件は、事前評価の実測結果、条件に即しており、回転数 80,624rpm、密度は圧縮性流体として扱い、動粘度は温度依存の Sutherland 則に従うとした。それ以外の主要な解析条件は、エンジン空気流入量 0.21853kg/s、同全温 299.45K、同全圧 1018.10hPa、タービン動翼への Gas 流入量 0.22368kg/s、同全温 985.4K、同流入角度 34.54°、エンジン出口側の全温 299.45K、同全圧 1018.10hPa とした。



Fig. 6 Assumed riblet cross-section in CFD

#### 3.3 ベースライン解析

前節の解析条件を用いた非定常 LES が、実測結果と一致しているかを確認した。ディフューザー後の温度は、実測 382.15K、シミュレーション 377.86K となっており、良く一致している。また、タービン後の温度についても、実測の平均値 912.66K と計測バラつき  $\pm 13.19\text{K}$  の範囲にシミュレーション値は分布しており、こちらも良く一致している。これらのことから、実測結果と非定常 LES は良く一致していると言える。

次に、非定常 LES と定常 RANS の結果が一致するか確認した結果を Fig. 7 に示す。エンジンパフォーマンスで最大約 6%の差、空力性能で最大約 3%の差が出ているが、全体としては良く一致している。定常 RANS 結果はリブレット無しのベースラインとして妥当である。

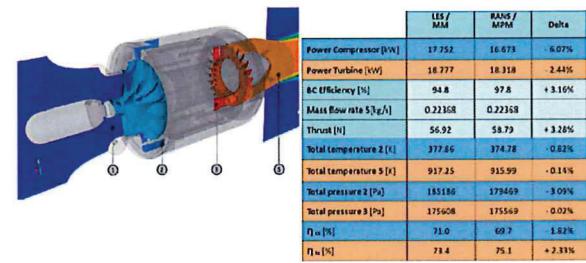


Fig. 7 Baseline simulation results without riblets by unsteady LES (MM) and steady RANS (MPM)

#### 3.4 リブレット最適寸法とリブレットの効果予測

Fig. 8 に CFD によって導出されたリブレット最適寸法のコンターを示す。コンターは赤がリブレットピッチが広く、青がリブレットピッチが狭い。

コンプレッサーとディフューザーのリブレットピッチは 10~100 $\mu\text{m}$  程度で、15~30 $\mu\text{m}$  のピッチが半数以上を占める。ブレード内の分布としては、周速度の早いエッ

ジ付近のリブレットピッチが狭い傾向がある。

タービンのリブレットピッチは、35~120 $\mu\text{m}$ 程度である。翼腹側(正圧面、燃焼器側)は40~60 $\mu\text{m}$ のピッチが半数以上を占めるが、背側(負圧面、テールコーン側)はブレード根元に広いピッチが多く分布しており、45~120 $\mu\text{m}$ 程度でほぼ均一に分布している。

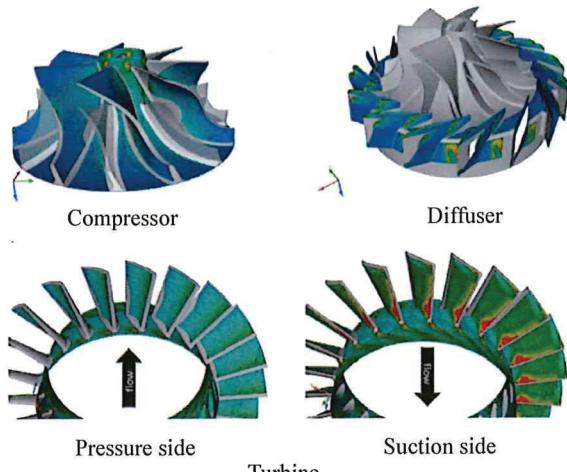


Fig. 8 Riblet design obtained by CFD

これらのリブレットを適用した際のエンジン性能の改善は、回転数80,624rpm、エンジン吸気量不変、燃料消費量も不変の条件において、3部品ともリブレットを付与した場合、推力が1.81%改善するとの予測を得た。

#### 4. リブレットのレーザ加工

##### 4.1 レーザ加工の概要

リブレットの加工にはレーザアブレーション加工の開発機を用いた。この模式図をFig. 9に示す。このレーザ加工機は、波長532nm(緑色)、パルス幅約15ps、最大繰返し周波数4MHz、最大出力50Wの短パルスレーザを持つ。レーザ光は照射ヘッドに導かれ、ガルバノミラーによって同期してスキャンされる。レーザ光は $f\theta$ レンズによって所定の位置に集光されるが、湾曲した翼表面に沿って焦点を追随させることができる。照射ヘッドは3軸ステージによって所定のXYZ位置に駆動でき、また加工対象物は2軸の傾斜ステージ上で所定の姿勢を示現できる。レーザ光が集光した対象物の表面はアブレーションにより除去され、これを連続的にスキャンすることでリブレットの溝が形成される。

前節で述べたCFDによるリブレット最適寸法を忠実に再現するため、解析ノードごとのリブレットのピッチと方向の情報から流線に沿ったリブレットのパスを生成した。これにより、一様でないリブレットピッチを持つ領域内で、3次元的に計算された流線に沿った曲線上にリブレットを形成できる。

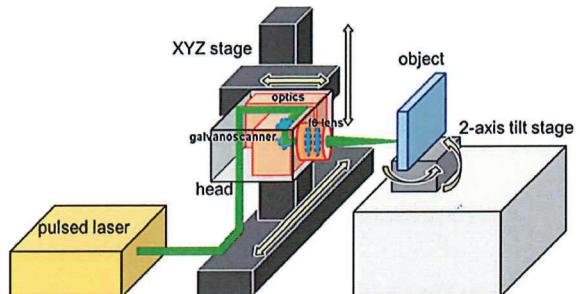


Fig. 9 Overview of riblet processing machine

##### 4.2 リブレットの加工結果

最終的にコンプレッサー、ディフューザー、タービンの3部品にリブレットのレーザ加工を施した。CFD条件と同様に、3部品とも共通して部品外側のシュラウド部は未加工である。

コンプレッサーはブレードの負圧面と正圧面の一部とハブ面の一部に加工を行った。Fig. 10にリブレットの加工済みのコンプレッサーを示す。見た目の色の濃淡は、リブレットピッチの変化によるものであり、すべてのブレードで共通して同じ濃淡が描かれている。コンプレッサーブレードはお互いが接近しており、レーザが照射できない部分があるが、コンプレッサーを傾けるなど可能な限り広い面積に加工を行った。コンプレッサーの空気流路に対するリブレットの加工面積率は約50.3%である。なお、前節のCFDによる推力改善予測量1.81%は、上記加工面積にリブレットを付与した場合の予測となっている。

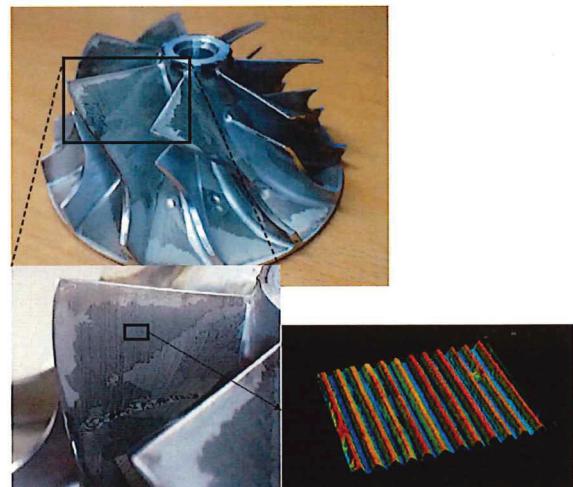


Fig. 10 Compressor with laser-ribbed blades

ディフューザーは15箇所有する空気流路内側に加工を行った。Fig. 11にリブレットの加工済みのディフューザーを示す。同様に色の濃淡はリブレットピッチの変化によるものであり、同じ濃淡が各流路内に描かれている。ディフューザーの羽根にいくつか存在する穴は、エンジ

ン組み立て用のネジ穴で有り、このネジ部にはリブレットの加工は行ってない。

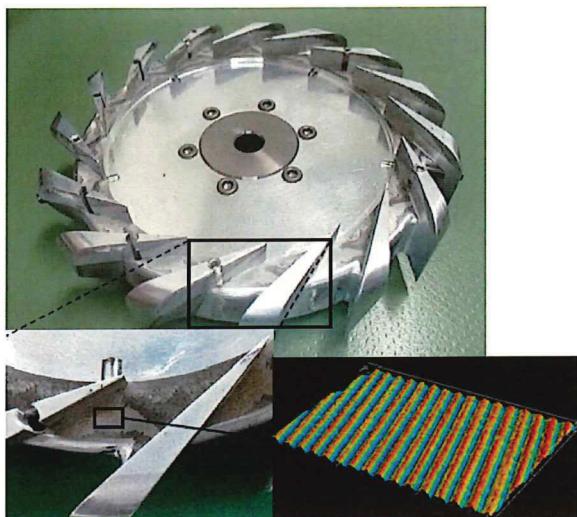


Fig. 11 Diffuser with lasered riblet

タービンは、ブレードの腹側(正圧面)、背側(負圧面)の両面と、プラットフォームに加工を行った。Fig. 12 にリブレットの加工済みタービンを示す。表面に模様があるよう見えているが、模様の入り方はピッチの変化と良く一致しており、これが見えているものと考えられる。前2部品と見え方が異なるのは、材質が異なるためと考えられる(前2部品はアルミ系合金、タービンはインコネル)。

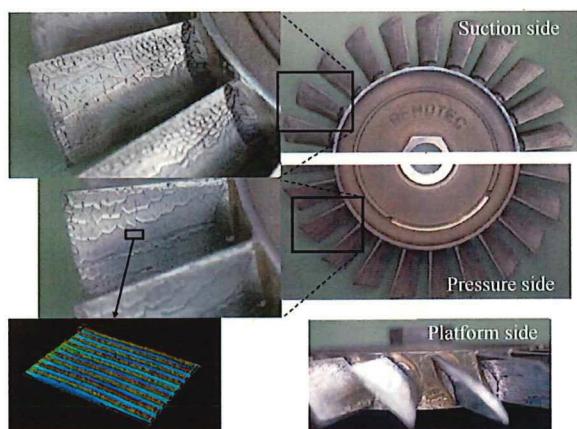


Fig. 12 Turbine with laser riblet

## 5. 超小型ジェットエンジン実測評価

### 5.1 評価方法の概要

エンジン性能の評価は、コンプレッサー、ディフューザー、タービンの3部品にリブレットが無い部品とリブレットが有る部品を用意し、同じ日に部品を入れ替える方法で評価を行った。上記3部品とタービンに付いているシャフト以外の部品は、燃焼室も含め共通で使用している。なお、これらの交換部品によるエンジン性能の差

は、推力、燃料消費量ともに計測再現性以下であることを確認している。また、リブレット有りの評価は、上記3部品すべてリブレット有りとする場合のみを評価した。

エンジンの運転条件は CFD 解析条件と同様で、回転数 80,624rpm、燃料は灯油(JIS K 2203 1号灯油)にシャフトベアリング向け潤滑剤を約 6%配合した物を使用した。吸入空気は外気をそのまま使用しているため、吸気温度、気圧は時間経過により変動してしまうが、リブレット有り/無しの比較検証実施時の平均値は吸気温度 305.53k(32.38°C)、大気圧 1011.48hPa であった。

### 5.2 温度・気圧変動補正

前節にあるように、吸気は外気をそのまま使用しているため、気温変動、気圧変動によりエンジン性能が変化して計測されてしまう。

そこで、気温、気圧の変動を、標準気温、標準気圧相当に換算可能な以下の計算式を使用し、エンジン性能を比較することにした。エンジン運転時の大気状態を気圧:P、温度:T とし、標準の大気状態を  $P_0$ 、 $T_0$  とし、 $\delta = P/P_0$ 、 $\theta = T/T_0$  とすると、

$$\text{修正回転数 } N_0 = N / \sqrt{\theta}$$

$$\text{修正推力 } F_0 = F / \delta$$

$$\text{修正燃料流量 } m_0 = m_f / (\delta \sqrt{\theta})$$

と表すことが出来る<sup>(15), (16)</sup>。

回転数についても、気温、気圧により修正後の回転数は基準回転数では無い回転数となってしまう。これを基準回転数の 80,624rpm にそろえるため、別途 70,000rpm と 90,000rpm の計測データを取得し、推力と回転数の相関から、常に 80,624rpm 相当に換算する補正を行った。

これらの内容を適用、計算した修正推力と、計測した生データの推力との結果の比較を Fig. 13 に示す。修正前の推力値は約 2.8%バラついているが、修正推力の計算後は 0.7%のバラつきに収まっており、修正計算が良く機能していることが解る。

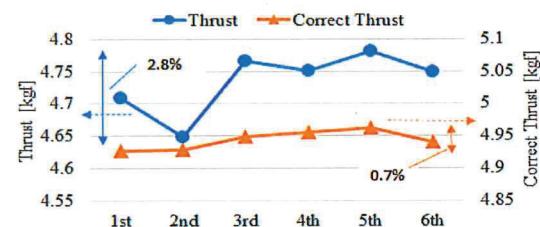


Fig. 13 Verification result of correction calculation

### 5.3 リブレット付与によるエンジン性能比較

エンジン性能は、修正推力、修正燃料流量、修正燃料効率(= 修正燃料流量 / 修正推力)の3性能で比較を行った。計測再現性確保のため、リブレット有り/無しと共に、7回計測を行っている。

リブレット有り/無しのエンジン性能の比較検証結果を Fig. 14 に示す。修正推力は、7回計測の平均値で比較

すると、リブレット有りが平均 1.44%上昇との結果であった。このときの計測再現性は、7回平均時には  $3\sigma$  率で 0.42%が期待でき、計測再現性最も優位な差と言える。次に修正燃料流量は、リブレット有りが平均で 0.20%消費量が多いとの結果であったが、計測再現性は  $3\sigma$  率で 0.34%であり、こちらは優位差無しと判断した。これらから計算した修正燃料効率は、リブレット有りが平均で 1.22%効率が良いとの結果で、同様に計測再現性は、 $3\sigma$  率で 0.59%が期待でき、こちらは優位差と言える。

上記の値と、CFD 予測を比較した結果を Table 1 に示す。実測値と CFD 予測との差は、修正推力で 0.37%、修正燃料効率で 0.59%である。修正燃料流量は、実測値が優位差では無く、CFD 予想の”変化無し”との差は無いものと判断した。修正推力および修正燃料効率における、実測値と CFD 予想との差の原因は、リブレットの加工結果が完全な理想形状には成っていないことが考えられる。リブレットの深さや、リブレットの峰頂点のとがり具合など加工形状のさらなる改善を行えば、さらにエンジン性能が改善する可能性もある。全体としては、実測値は CFD 予測と近い結果と考えられる。

以上のように、比較検証を行った 3 性能において、リブレットがエンジン性能、効率を改善しているとの検証結果を得た。

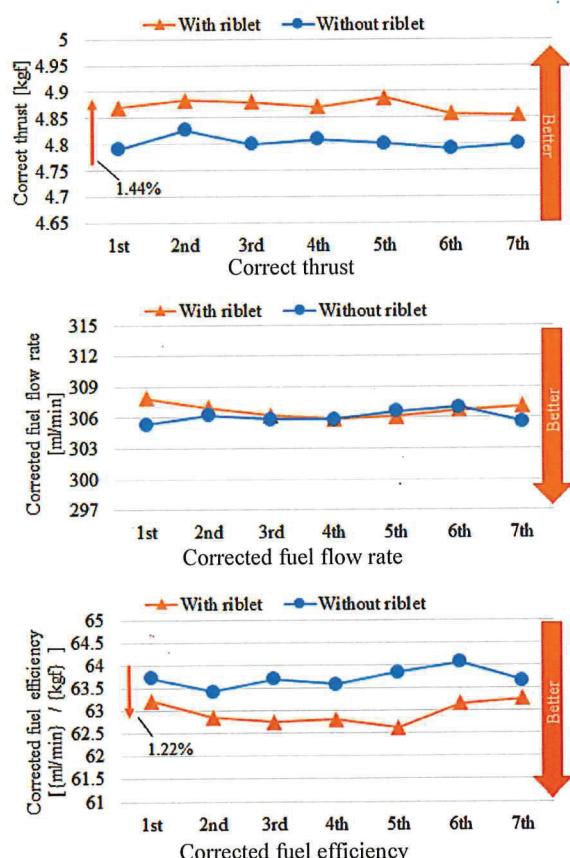


Fig. 14 Results of verification of riblet effect by actual measurement

Table 1 Riblet improvement effect (experimental value, measurement reproducibility, CFD forecast)

	Correct thrust	Corrected fuel flow rate	Corrected fuel efficiency
CFD	1.81%	0%	1.81%
Measured value	1.44%	-0.20%	1.22%
Measurement	0.42%	0.34%	0.59%
reproducibility $3\sigma$			
CFD - Measured value	0.37%	0%	0.59%

## 6. 結言

超小型ジェットエンジンのコンプレッサー、ディフューザー、タービンにリブレットを適用した場合の、エンジン推力の改善効果および、最適なリブレット設計を CFD により求めた。上記 3 部品とともにリブレットを適用した場合には、推力は 1.81%上昇すると予測された。リブレット設計に従ってレーザ加工によりリブレットを施したコンプレッサー、ディフューザー、タービンを超小型ジェットエンジンに搭載し、リブレット有無のエンジン性能を実測評価した結果、修正推力は 1.44%上昇、修正燃料流量は優位差無し、修正燃料効率は 1.22%効率が改善した。

これらにより、複雑な形状で高温環境、高速に回転するターボ機器内の部品へ、レーザ加工によりリブレットを形成し、その効果をターボ機器性能の改善として示すことに世界で初めて成功した。産業機器への実用化の観点でも、回転系の空力部品にリブレットを付与することは、ガスタービンなどのターボ機器等の効率改善に有用であると考えられる。

## 謝辞

本研究の評価データ取りには、日本・FOX Corporation 社に多大なるご協力を頂きました。ここに感謝の意を表します。

## 参考文献

- 三宅裕, 壁乱流の渦, ながれ, Vol. 22 (2003) pp. 29-34.
- 鈴木雄二, 笠木伸英, 壁面乱流の知的能動制御, セーブレーション・レビュー マイクロフローセンサ特集号 (2001), pp. 50-57.
- Bechert, D.W., Hoppe, G., Reif, W.-E., On the Drag Reduction of Shark Skin, AIAA Paper 85-0546 (1985).
- Bechert, D.W., Bartenwerfer, M., Hoppe, G., Reif, W.-E., Drag Reduction Mechanisms Derived from Shark Skin, ICAS Fluid Mechanics and Heat Transfer, AIAA, Vol. 2 (1986), pp. 1044-1068.
- Dean, B., Bhushan, B., Shark-skin Surfaces for Fluid-Drag Reduction in Turbulent Flow: A Review, Phil. Trans. Roy. Soc. A, Vol. 368, No. 1929 (2010), pp. 4775-4806.
- Bechert, D.W., Bruse, M., Hage, W., van der Hoeven, J.G.T., Hoppe, G., Experiments on Drag-Reducing Surfaces and Their Optimization with An Adjustable Geometry, J. Fluid Mech., Vol. 338 (1997), pp. 59-87.

- (7) 岩本薰, 戰略的省エネルギー技術革新プログラム／省エネルギー技術開発事業の重要な技術に係る周辺技術・関連課題の研究／革新的リブレットによる高速移動体の省エネルギー化技術の調査研究, NEDO (2016).
- (8) Leitl, P.A., Stenzel, V., Flanschger, A., Kordy, H., Feichtinger, C., Kowalik, Y., Schreck, S., Stübing, D., Riblet Surfaces for Improvement of Efficiency of Wind Turbines, AIAA Paper 2020-0308 (2020).
- (9) Leitl, P.A., Göttlich, E., Flanschger, A., Peters, A., Feichtinger, C., Marn, A., Reschenhofer, B., Numerical Investigation of Optimal Riblet Size for TCF Strut Flow and Their Impact on the Performance, AIAA Paper 2020-0307 (2020).
- (10) Leitl, P.A., Garcia De Albeniz, M.L., Flanschger, A., Nano- and Microstructured Riblet Surfaces for Centrifugal Industrial Compressors, SUStainable PolyEnergy Generation and HaRvesting (SUPEHR): Conf. Proc. (2019).
- (11) Sareen, A., Deters, R.W., Henry, S.P., Selig, M.S., Drag Reduction Using Riblet Film Applied to Airfoils for Wind Turbines, AIAA 2011-558 (2011).
- (12) Chichkov, B.N., Momma, C., Nolte, S., von Alvensleben, F., Tünnermann, A., Femtosecond, Picosecond, and Nanosecond Laser Ablation of Solids, Appl. Phys. A, Vol. 63 (1996) pp. 109-115.
- (13) Richardson, M.C., New Opportunities with Intense Ultra-Short-Pulse Lasers, Proc. of SPIE, Vol. 1410 (1991)
- (14) Leitl, P.A., Kuntzagk, S., Flanschger, A., Pfingsten, K., Experimental and Numerical Investigation of the Reduction in Skin Friction Due to Riblets Applied on the Surface of A Taylor-Couette Cell, Proc. of AIAA SciTech Forum, 2018
- (15) 日本ガスタービン学会, ガスタービン工学, 改訂第一版 (2017).
- (16) 中村佳朗, 鈴木弘一, ジェットエンジン (2004).

## 圧縮機翼列の失速特性改善に向けた 翼端漏れ流れの計測と翼端溝加工

### Measurement of Tip Leakage Flow to Improve Stalling Behaviour of Compressor Cascade and Tip Treatment

○高島 涼太郎<sup>\*1</sup> 岡 優介<sup>\*1</sup> 佐藤 拓<sup>\*1</sup> 森下 勇希<sup>\*2</sup>  
 TAKASHIMA Ryotaro OKA Yusuke SATO Taku MORISHITA Yuki  
 野崎 理<sup>\*2</sup> 萩野 要介<sup>\*2</sup> 筒井 康賢<sup>\*2</sup>  
 NOZAKI Osamu OGINO Yousuke TSUTSUI Yasukata

#### ABSTRACT

Tip clearance flows in a linear cascade wind tunnel with a moving wall have been measured. In order to get the knowledge of the behavior of the tip leakage flow before and after the stall, the flow between the wing tip and the moving wall was measured for the angle of attack just before the stall and that after the stall. As a result, it was observed that the center of the wing tip leakage vortex moves toward the blade suction surface as the angle of attack increases. In addition, CFD calculation has been conducted and the effect of improving stall characteristics by tip treatment has been obtained.

**キーワード：**圧縮機、翼列、直線翼列風洞、レーザードップラーフローメーター、翼端漏れ流れ、数値流体力学、チップトリートメント

**Key Words:** Compressor, Cascade, Linear cascade wind tunnel, Laser doppler velocimeter, Tip leakage flow, CFD, Tip treatment

#### 1. はじめに

ジェットエンジンには高い安全性が求められ、構成要素の一つである圧縮機には、良好な失速特性が必要とされている。一方で経済性と環境保護の観点からジェットエンジンの燃料消費率の向上が求められており、圧縮機においては失速特性だけでなく圧力比の向上も必要とされている。失速特性を向上させる手法としてケーシングトリートメント<sup>(1)</sup>等が実用化されているが、圧力比及び効率に影響することが知られている。

そこで、ケーシングではなく翼端に溝を加工するチップトリートメントを施すことで圧力比及び効率の低下を最小限に抑えながら失速特性を向上させることを目指し、これまでに、直線翼列風洞と可動壁装置を製作し、可動壁の運動が翼端漏れ流れに及ぼす影響を調査した。今回はこれらの装置を用いて翼列の流入角と翼端漏れ流れの関係について調べる。

本実験で用いた風洞装置はFig. 1に示すように2枚の側壁の間に7枚の翼から成る直線翼列を備えた試験部を持つものである。直線翼列への流入角は任意に変更でき、主流の最大速度は40m/s、乱れ度は1.7%程度である。使用する翼はスパン180mm、コード長80mmである。



Fig. 1 Test section of linear cascade wind tunnel

#### 2. 実験装置

##### 2.1 直線翼列風洞

\*1 高知工科大学大学院  
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185  
 \*2 高知工科大学  
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

##### 2.2 可動壁

可動壁装置をFig. 2に示す。モーターによって駆動するムービングベルトを有しており、一方の翼列側壁をこの装置に置き換えることにより、圧縮機の翼列とケーシングの相対運動を再現することができる。ベルト速度は

最大 70m/sまでの間で任意に設定でき、翼列の流入角に合わせてムービングベルトの角度を任意に変更できる機構とした。

### 2.3 レーザードップラーフローメータ

翼端隙間の細かな流れを計測するにあたって非接触で計測が可能であるレーザードップラーフローメータ(日本カノマックス社製 smartLDV II, 以下 LDV)を用いた。

### 3. 直線翼列風洞での翼端漏れ流れ計測

LDV を用いて直線翼列と可動壁の間の翼端漏れ流れを計測した。翼端隙間を 3.5mm とし、可動壁を主流速度  $V$ 、流入角  $\beta$  として(1)式により求められる速度で運動した。可動壁や翼列にレーザーが遮られることを避けるため、Fig. 3 に示すようにプローブを鉛直から 2.8 度傾けて計測を行った。計測対象は、7 枚の翼から構成される直線翼列の中央に位置する翼(④)の翼端隙間とした。計測範囲は Fig. 4 に示す通り、翼弦線から上下 9mm、後縁から後方に 10mm、前方に翼(③)翼にレーザーが遮られない距離  $L$  の内側である赤色で示す領域内とした。

隣接翼(③)に遮られない距離  $L$  は、翼間隔  $p$  と流入角  $\beta$  を用いて式(2)で求められる。

$$U_w = V \times \sin \beta \quad (1)$$

$$L = p \times \sin \beta \quad (2)$$

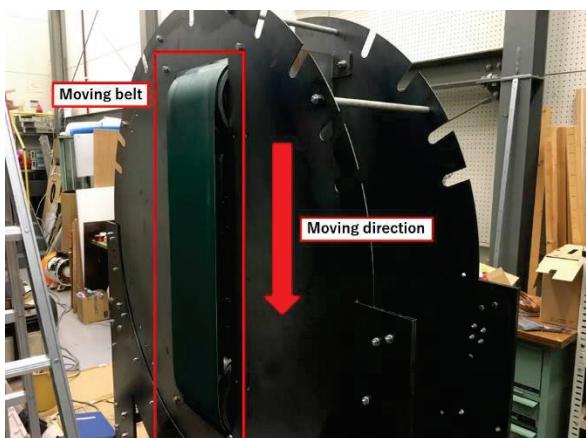


Fig. 2 Moving wall

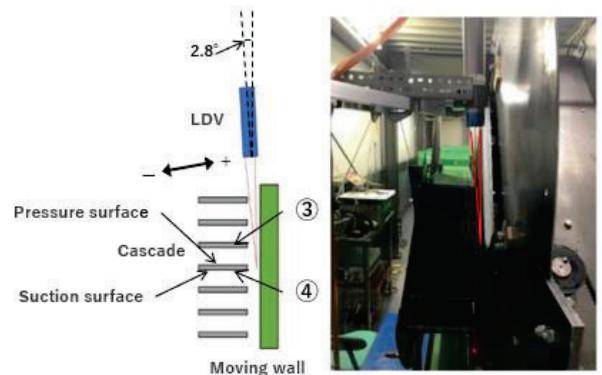


Fig. 3 Measurement with Laser Doppler velocimeter

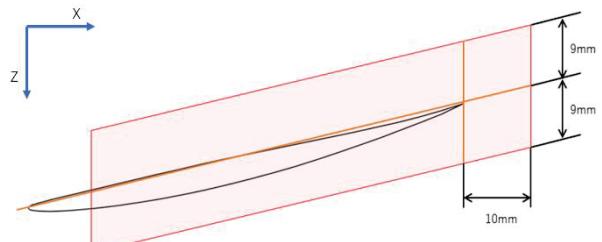


Fig. 4 Measurement area of tip leakage flow

### 4. 数値計算

実験で計測が困難である翼周りの詳細な流れを確認するため、数値流体力学(Computational Fluid Dynamics、以下 CFD)による計算を行った。

計算ソフトには JAXA が開発中の三次元圧縮性流れソルバーである UPACS<sup>(2)</sup> (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)のバージョン 2.0 を使用した。

翼端壁の表面は、一般的なケーシングトリートメントの場合と異なり周方向に一定であるため、定常計算を行った。支配方程式はレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式を用い、乱流モデルには Spalart-Allmaras<sup>(3)</sup>を使用した。計算対象は Fig. 5 に示す通り、翼列の 1 流路路を設定し、上下面を周期境界条件とすることで翼列を再現した。翼前縁・後縁より 0.25chord 長までの領域を O 型格子とし、流入・流出面は翼周りの格子から 2chord 長離れた位置に置き、その間の領域は H 型格子とした。また、翼端隙間の流れを計算するため、実験装置と同様に翼端に 3.5mm の間隙を設けており、翼端壁は実際のケーシングとの相対運動を再現するため、実験と同様に(1)式により求められる速度で運動させた。

## 5. 結果

### 5.1 直線翼列での計測結果

NACA65-810 翼を食違い角 26.3 度、主流速度 40m/s の条件に設定し計測を行った。翼根側から可動壁側に向か

う外向きの方向を正、可動壁側から翼根側に向かう内向きの方向を負とした。流入角  $\beta$  が 45 度の際の流速分布を Fig. 6 に、46 度の際の流速分布を Fig. 7 に示す。

いずれの流入角においても腹面側で外向きの流れが発生し、背面側で内向きの流れが発生している。これらは翼腹面側から背面側へ流れる翼端漏れ流れであるとみられ、より高迎角となる流入角 46 度でより速い流れが観測されており、翼端漏れ流れの量が増加しているといえる。

流入角 45 度では、赤色の破線で示す外向きの流れから内向きの流れに代わる位置が 90%chord 以降の領域で翼背面より Z 座標正の方向に現れていたが、46 度では、50%chord 以降から翼背面より Z 座標正の方向に現れるようになっていた。これは失速が近づくことで、流れが翼後縁付近で翼面圧力差による影響より可動壁の運動を強く受けたためであると考える。

また、図の赤枠に示す範囲で 1m/s 程度の差で速い領域と遅い領域が分布し、流入角 46 度の際に強く表れていた。これは、後流の小さな渦による流速の時間変動が LDV での計測に際し時間平均されたことで生じたものであると考える。加えて、流入角 45 度の際は翼後縁より下流側に存在する外向きに高速(赤色)の領域が、後縁の 5mm より後ろの場所で色が薄くなり、後方に行くほど Z 座標の大きい位置に現れているのに対し、46 度では後縁の 5mm より後ろの場所で色が薄くなるが、後縁から 7 mm 後方の位置から Z 座標の大きい位置に現れ始めた。この現象は翼端漏れ流れが強くなったことにより翼端渦が強くなつたことで翼端渦が減衰するまでにかかる距離が伸びたためであると考える。

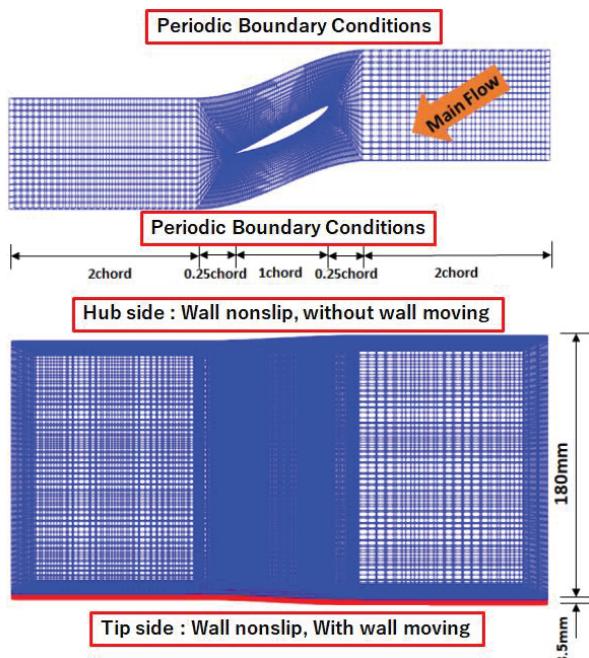


Fig. 5 Analysis model

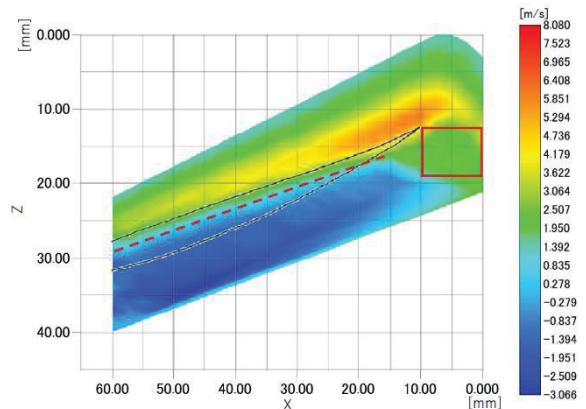


Fig. 6 Velocity distribution of tip leakage flow  
( $\beta=45^\circ$ )

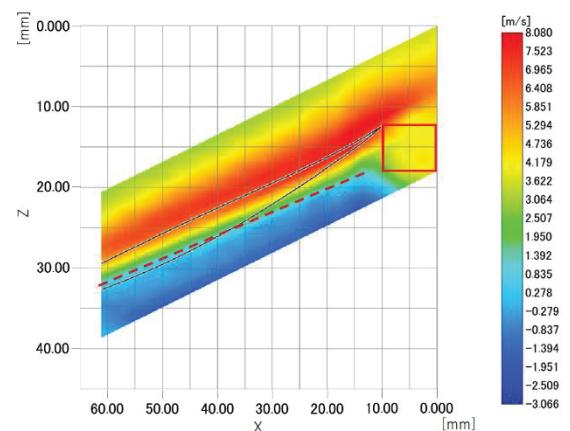


Fig. 7 Velocity distribution of tip leakage flow  
( $\beta=46^\circ$ )

次に、流入角 50 度の際の流速分布を Fig. 8 に示す。この流入角では、流れが外向きから内向きに変わること位置が、翼の背面より離れた場所に存在した。この流入角では翼が失速していることが予想されており、翼面の圧力分布によって発生する翼端漏れ流れより可動壁の運動によって引っ張られる効果が強くなつたために、流れが下側に引き込まれたためであると考える。また、流入角 50 度では内向き流れ(青色)の領域が 100%chord 位置まで見られた。これは、可動壁の運動の影響が強く、可動壁によって翼端隙間に引き込まれた流れによって渦発生したと考えられるため、翼の存在する 100%chord 位置付近まで渦の生成があつたと考えられる。

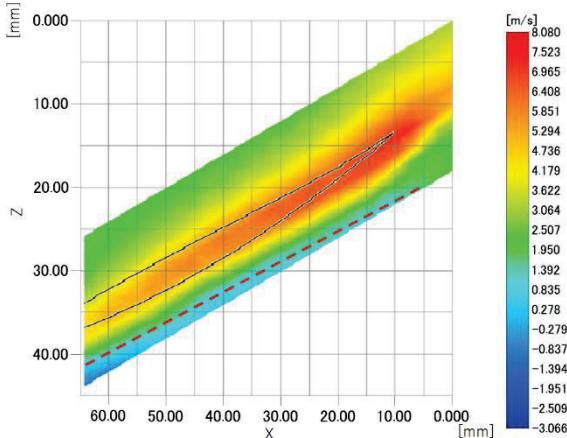


Fig. 8 Velocity distribution of tip leakage flow  
( $\beta = 50^\circ$ )

## 5.2 数値計算

実験と同様にピッチ 80mm、食違い角 26.3 度、翼弦長 80mm の NACA65-810 翼列に主流速度 40m/s の流れを与えたチップトリートメントがあるモデルと無いモデルについて計算した。最小格子幅は  $1.3 \times 10^{-5}$  [m],  $y^+ < 10$  に 5 層の格子を配置した。チップトリートメントは Fig. 9 に示すように翼前縁から 2mm (2.5%chord 長) の位置に幅 2mm (2.5%chord 長), 深さ 4mm (5%chord 長) の溝を翼弦線に垂直となるよう加工した。翼表面のコード方向分割数は翼端溝なしモデルで 199 点, 翼端溝ありモデルで 327 点である。流入角に対する揚力係数の変化を Fig. 10 に示す。翼端溝加工ありの場合で、失速角が 1 度程度後退しており、失速後の揚力の低下が緩やかになっていた。一方で全圧損失は Fig. 11 に示すよう翼端溝加工ありの場合で改善傾向が見られた。流入角 55 度の際の翼端 5%span 長の位置と 50%span 長の位置における圧力係数分布は Fig. 12 に示すように、翼端溝加工ありモデルで剥離泡の成長が抑えられていることから、翼端溝加工の効果によって剥離泡の成長を抑え、前縁剥離を遅らせたことにより失速が遅れたと考えられる。このことから、翼端溝加工にはある程度の有効性があると考えられる。

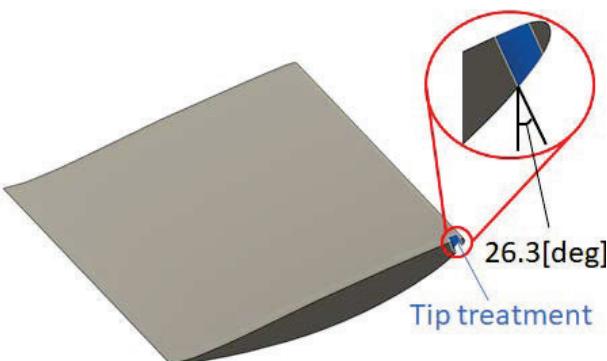


Fig. 9 Analysis model with Tip treatment

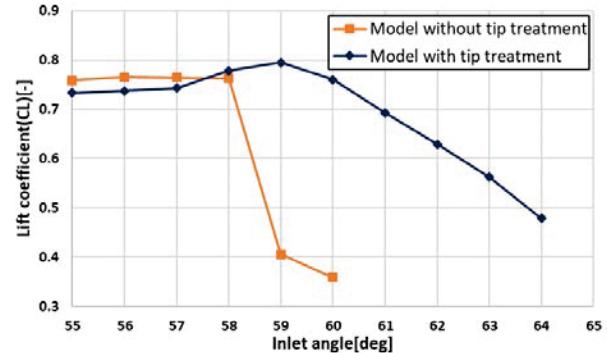


Fig. 10 Effect of tip treatment on lift coefficient

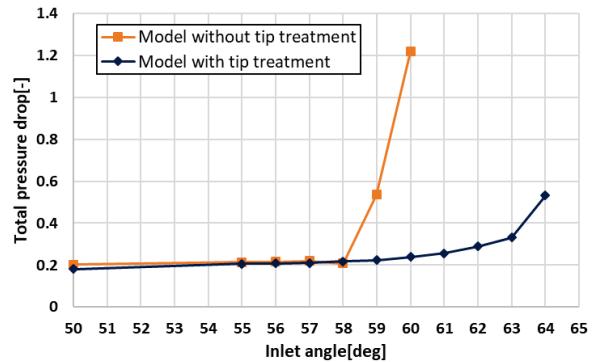


Fig. 11 Effect of tip treatment on total pressure loss

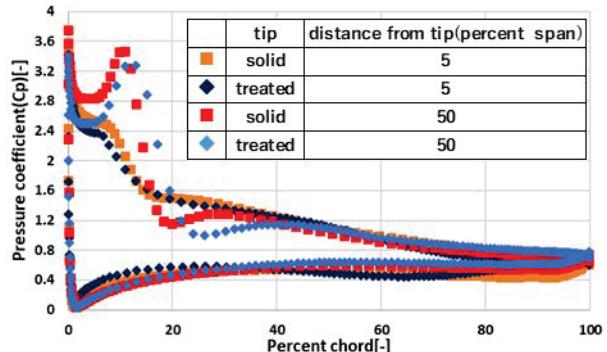


Fig. 12 Blade surface pressure distributions

## 6. 結言

本研究では、直線翼列の翼端部に生じる翼端漏れ流れについての計測と計算により、翼端漏れ流れの挙動を調査し、翼端溝加工の流れ場を比較することで、失速特性の改善を試みた。

翼端漏れ流れの計測では、流入角の変化と翼端漏れ流れの関係を調査した結果、失速前では高迎角ほど翼端漏れ流れが強く表れ、翼後縁では下側の翼根側へ向かう流れが発生する位置が下側に寄ることなど、失速付近では流れに大きな変化がみられた。

計算では、実際に溝加工を施したモデルで、失速特性の向上が見られ、翼端溝加工が有効であることがわかった。

今後数値計算では翼端溝加工の種類を増やし、より効率的に失速特性の改善が行えるモデルを検討するとともに、直線翼列での計測では、流入角 47 度～49 度の計測

を行い、失速までの翼端漏れ流れの挙動をより詳細に計測し、翼面圧力の計測により正確な失速点を調査することで失速と翼端漏れ流れの関係を明らかにする。また、数値計算で効果が見られた翼端溝加工を施した翼で翼端漏れ流れの調査をすることで、翼端溝加工の効果を評価する。

## 7. 謝辞

CFD コード UPACS を使用させていただくにあたり JAXA の山本一臣氏、賀澤順一氏には貴重な御助言を頂戴した。ここに感謝の意を表す。

## 参考文献

- (1) 山本誠、他6名、ガスタービン工学、日本ガスタービン学会(2013), pp.70.
- (2) 山本一臣、他6名、CFD共通基盤プログラムUPACSの開発、第14回数值流体力学シンポジウム (2000)
- (3) 吉澤 徹、松尾 裕一、航空工学におけるレイノルズ平均乱流モデルの概観と時間スケールによる物理的意味の考察、宇宙航空研究開発機構研究開発報告(2015), pp.9-15.
- (4) 岡優介、可動壁を用いた直線翼列翼端漏れ流れの計測、第48回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2020), p.4.

## BLIにおけるインレットディストーションが 遷音速ファンの空力特性に及ぼす影響

### The effect of inlet distortion for transonic fan aerodynamic performance in BLI

○後藤 光<sup>\*1</sup> 渡辺 紀徳<sup>\*2</sup> 姫野 武洋<sup>\*2</sup> 岡田 隆一<sup>\*3</sup> 佐藤 大祐<sup>\*3</sup>  
 GOTO Hikaru WATANABE Toshinori HIMENO Takehiro OKADA Ryuichi SATO Daisuke

#### ABSTRACT

To improve the aerodynamic performance of aircraft, Boundary Layer Ingestion (BLI) is proposed in which the boundary layer on the airframe surface is sucked into the jet engine fan. This method has possible disadvantages such as decreasing fan efficiency and stall margin due to the inlet distortion. The inlet distortion also causes aerodynamic excitation on the fan blade. The unsteady flow field of a fan rotor in a BLI configuration was numerically analyzed in the present study to clarify the effect of the inlet distortion on the aerodynamic performance and the flow characteristics of the fan rotor. The results showed significant change in the adiabatic efficiency and the stall margin of the rotor.

**キーワード：**ジェットエンジン、ファン、空力特性、境界層吸込み（BLI）、インレットディストーション

**Key Words:** Jet Engine, Fan, Aerodynamic Characteristics, BLI, Inlet Distortion

#### 1. 緒言

地球環境保全のため、航空エンジンに対して低CO<sub>2</sub>化、低NO<sub>x</sub>化などの要求が高まり、経済的観点からも燃料消費量の低減が強く要求されている。燃料消費削減の手段の一つとしてBLI(Boundary Layer Ingestion)機が提案されている。BLIとは、航空機の機体表面に発生する速度境界層をエンジンで再加速するシステムのことである。この方法では従来機体の後方に排出していた大気中のエネルギーをエンジンに取り込むことができ、推進効率の向上が得られるという利点がある。その効果は大きく、次世代のハイブリッド型や電動型の航空機には必要不可欠な要素技術とされている。

しかしながら、境界層の吸い込みにより、ファンに流入する流れにはインレットディストーションと呼ばれる非一様性が生じ、このためにファン効率や流れの安定性が低下することが大きな問題となる<sup>[1]</sup>。インレットディストーションに関する研究は古く1960年代から行われてきたが、従来はディストーションが突風による一時的なものとして捉えられていることが多い。これに対してBLI機においては、インレットディストーションを常に発生するものとして考えなければならず、その観点でエンジン性能に対する影響を明らかにする必要がある。

BLIにおけるインレットディストーションの大きさ、

即ち欠損の度合いや不均一の形状は、機体やエンジンのマウントの形状などにより異なる<sup>[2]</sup>。更にエンジンを機体の後方に設置するというシステムの関係上、機体表面に発生する境界層のみならず、主翼の後流や吹き下ろしなども影響することで、複雑なディストーション形状となることが予想される。

以上のような背景に基づき、本研究ではBLIを想定したインレットディストーションがファン動翼列流れに及ぼす影響を解明することを目的に、流れの数値解析を実施した。Fig.1に示すように、流れの非一様性を半径方向と周方向に分離し、それぞれのディストーションに対する流れ場の定常および非定常特性を数値解析の結果から検討した。

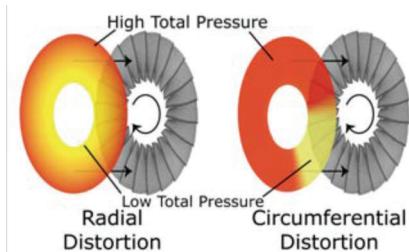


Fig.1 Inlet distortion concept

#### 2. 数値解析条件

##### 2.1 解析対象

解析対象としてJAXAのaFJRプロジェクトにおいて開発されたファンを採用した<sup>[3][4]</sup>。翼枚数は全周で20枚となっている。解析は設計点回転数において行った。

\*1 東京大学大学院 工学系研究科 修士課程  
 〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1  
 \*2 東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻  
 〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1  
 \*3 株式会社IHI  
 〒196-8686 東京都昭島市拝島町3975番地18

## 2.2 解析スキーム・計算格子

有限体積法に基づき空間離散化した三次元圧縮性RANS方程式を支配方程式として、定常解析・非定常解析を行なった。解析法は内製であり、その詳細をTable1に示す<sup>[5]</sup>。

Fig.2に解析に用いた計算格子を示す。翼周りや翼端間隙部分の複雑形状を表現するため、H型格子とO型格子を組み合わせている。翼端間隙の大きさはファンリギ試験における設計回転数での計測値を用いた。

## 2.3 境界条件

入口境界では全圧・全温・流入角を与え、Riemann不变量を用いた境界条件を課す。計算領域内から領域外へと向かうRiemann不变量を領域内のセルから計算し、与えた全温を満たすように絶対流入速度が計算される。流入角を0として速度三成分を計算し、与えられた全圧、全温と算出された流速を用いて残りの静圧、静温を求める。

出口境界ではハブにおける静圧を基準値として与え、単純半径平衡に基づいて半径方向分布を与えた。この基準圧力を変化させることで、チョーク側から失速点付近までの作動状態を模擬した。

ケーシング、翼表面の固体壁境界は全て断熱粘着壁条件を与えた。半径方向ディストーションの解析では翼列1流路を解析領域とし、翼列方向の境界を周期境界として解析を行った。一方、周方向ディストーションの解析では翼20枚分の全周を解析領域とした。境界条件をまとめてTable2に示す。

## 2.4 ディストーション条件

ディストーション流における入口境界条件にもリーマン不变量を用いる。ただし、分布を持った全圧を計算に組み込む。本解析では流入角を0としているため、流速の欠損が与えられるのが自然である。

ディストーション条件において注目すべきはその欠損強さと形状である。欠損強さは、今回の解析において常に全圧10%の欠損としている。形状は、回転する翼列から見て定常となる半径方向ディストーション(ハブ側、翼端側)と、非定常となる周方向ディストーションに分割する。計算領域入り口における全圧分布の外観と数値をFig.3に(a)ハブ側、(b)翼端側、(c)周方向として示す。各図の左側の図にはディストーション領域を示し、右側のグラフではそれぞれのディストーション条件での全圧( $P_t$ )の分布を示した。

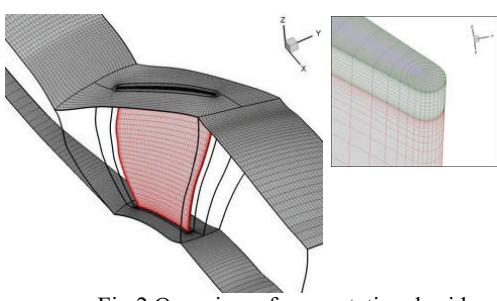


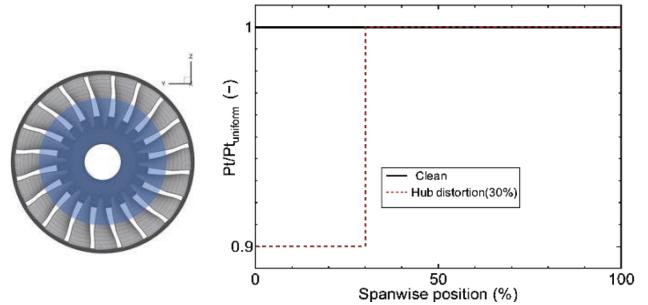
Fig.2 Overview of computational grid

Table 1 Numerical scheme of CFD

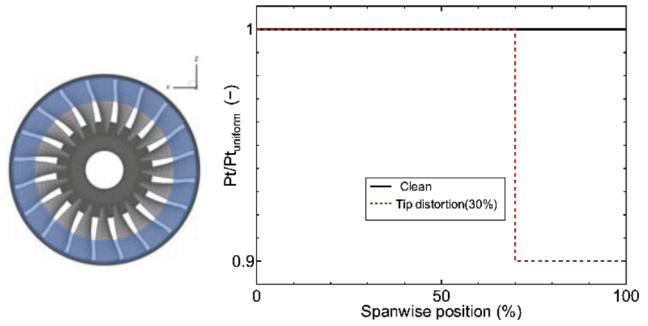
Governing equation	3D-RANS
Discretization	FVM,cell-centered
Variables	u,v,w,T,p,vturb
Convective term	SHUS+3rd order MUSCL
Diffusive term	2nd order central difference
Time marching	PCGS-RBGS
Turbulence model	Spalart-Allmaras modes(SA)

Table 2 Boundary condition for CFD

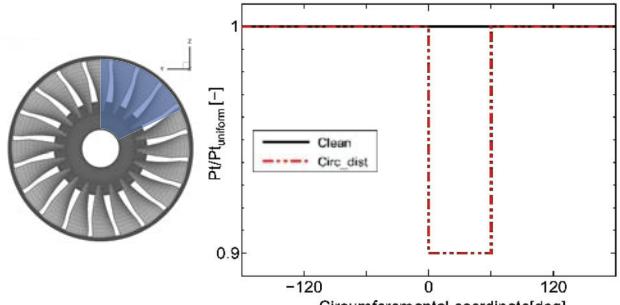
Boundary	Boundary conditions
Inlet	Fixed Pt, Tt, and flow angle, extrapolated R-
Outlet	p: Simple radial equilibrium(SRE), v,T: Extrapolated
Blade surface	v: Non-slip wall, T,p:Extrapolated
Hub wall	v: Non-slip wall, T,p:Extrapolated
Casing wall	v: Non-slip wall, T,p:Extrapolated
Pitch direction	periodic ,full annulus



(a) Hub radial distortion



(b) Tip radial distortion



(c) Circumferential distortion

Fig.3 Overview of distortion area(blue) and Pt distribution for spanwise and circumferential direction

### 3. 結果および考察

#### 3.1 一様流入におけるファン特性

まず基準となる一様流入状態におけるファン特性を数値解析結果から求めた。得られた特性曲線は Fig. 6 にディストーション条件における解析結果とともに示されている。

ディストーションが失速特性にどのような影響を及ぼすかを検討するため、一様流入の場合の失速点近傍の流れを見てみる。解析では失速点近傍における収束解を初期解として与え、失速に至る出口圧力条件における非定常解析を行うことで失速プロセスを追った。Fig.4 には非定常解析における実流量の時間変化を示す。時間の経過とともに流量が低下していき、0.02 秒で流量が落ち着く事が確認できる。今回の検討では流量が急激に低下する条件を失速点としているが、解析上の失速点の決定には曖昧さがあり、ここでも目安として見る必要がある。

Fig.5 には失速近傍である(a) $t=0.0039\text{sec}$ 、流量が急に低下する直前の(b) $t=0.0071\text{sec}$ と、落下中の(c) $t=0.0118\text{sec}$ における流れ場を示す。翼は正面から見て時計回りに回転し、紙面垂直方向に流れを加速する。Q 値による渦の可視化結果に、翼の前縁・後縁・ミッドコードにおける軸断面における軸流速コンター図を重ねて描画している。(a)の Q 等値面により、翼端部分と翼負圧面の 70% スパン付近で渦が発生している事がわかる。これらは翼端漏れ渦および流路間の衝撃波境界層干渉により発生する境界層剥離渦であると思われる。軸流速はそれぞれが通過する領域において 0 以下の倀を取りており、流れのブロックエージが起きているように見える。(b)において、翼端漏れ渦は隣接する流路に侵入し、漏れ流れの領域は大幅に拡大する。翼端漏れ渦はハブ側に移動し、これらのブロックエージ領域が合流することで大きな低流速域が発生している。(c)では翼端部分全体で軸流速 0 となる。以上の観察から、失速の要因として負圧面における境界層剥離と翼端漏れ渦の干渉が重要な思われる。

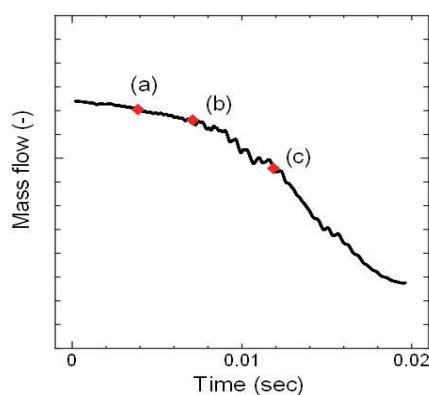
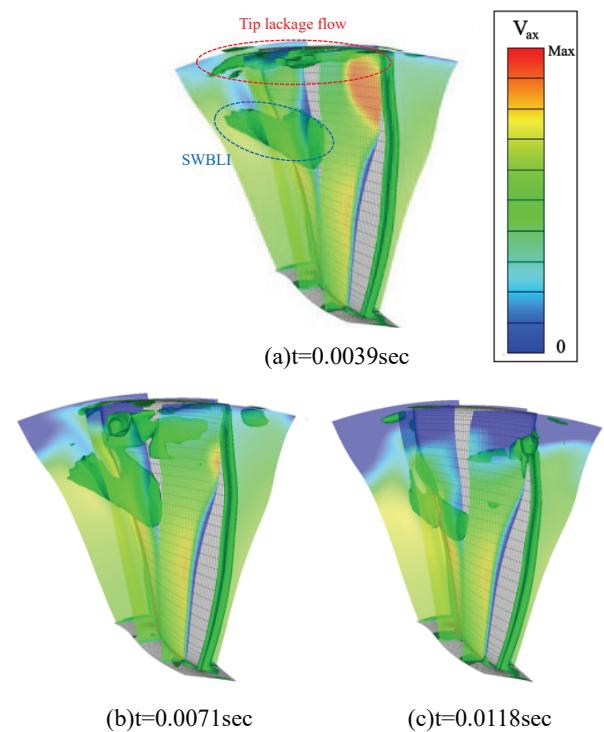


Fig.4 Mass flow at stall process



(a) $t=0.0039\text{sec}$  (b) $t=0.0071\text{sec}$  (c) $t=0.0118\text{sec}$

Fig.5 Stall process of IHI fan in clean inlet  
(iso-surface of Q criterion & Contour of Vax)

#### 3.2 ハブ側ディストーションの影響

強さ 10% の全圧欠損領域がハブから半径方向にファン半径に対する比で 10%, 30%, 50%, 70%, 90% の高さまで広がっているディストーション条件をそれぞれ H10, H30, H50, H70, H90 と呼称する。

それぞれの条件下での特性曲線を Fig.6 にまとめて示す。前述のように一様流入時の特性曲線も Clean として一緒に示されている。特性曲線の作成には翼の 0.5 コード長上流と 0.5 コード長下流における全圧および全温の流量平均値を用いた。なお、特性曲線は全て一様流入におけるチョーク流量  $m_c$ 、最高断熱効率点における圧力比および断熱効率で無次元化している。

特性曲線から、それぞれの最高断熱効率と失速マージンを算出し、Fig.7 に示す。失速マージンは最高効率点における圧力、流量と、失速直前の点におけるそれらとを用いて式(1)から算出した。

$$SM = \left[ \frac{PR_s}{PR_{ref}} \times \frac{\bar{m}_{ref}}{\bar{m}_s} - 1 \right] \times 100 \quad (\%) \quad (1)$$

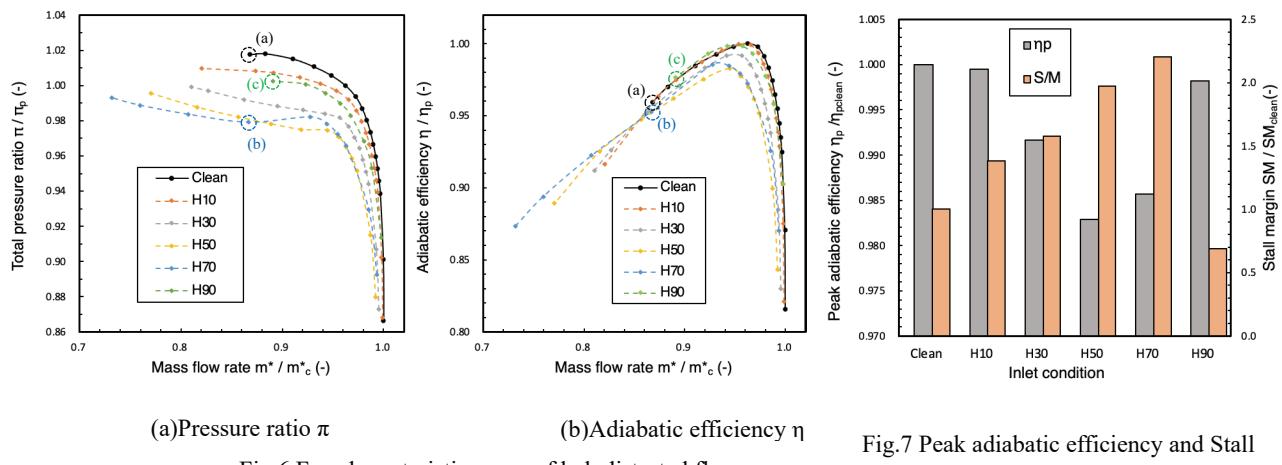
ここで PR は圧力比、 $\bar{m}$  は無次元流量で、添字 ref は最高効率点、添字 s は失速直前点を表す。

Fig.7 から断熱効率は全ての条件において一様流から悪化している事がわかる。減少量は一様流における最高断熱効率を 100% とするとおおよそ H10 の 0.5% から H50 の 1.7% となっており、H50 および H70 条件における

る効率低下は非常に大きい。領域幅の増加に伴って断熱効率は悪化し、H50で損失の極大値をとった後、H90までは効率が回復していく。インレットディストーションによる効率悪化の原因の一つとして、ディストーション領域内と領域外の作動条件の違いが挙げられる。ディストーション領域内と領域外ではそれぞれ流速が異なるため、一様流における特性曲線上の異なる2点を取ることになる。全体としては2点を内分する位置での作動を行なっているため、一様流よりも効率が必ず落ちてしまうと考えられる。

同じくFig.7から失速マージンの変化について定性的に見てみる。失速マージンはH90を除いて一様流から増加している事が分かる。特にH70では、一様流に比べて15%ほど増加し、ディストーションにより流れが安定化されていると考えられる。この安定性変化の要因を流れ場から探るため、Fig.8に失速マージンが最も増加したH70の場合(Fig.8(b))、失速マージンが減少したH90の場合(Fig.8(c))の流れ場を一様流の場合(Fig.8(a))と比較して示す。比較のため、各場合でH90の失速近傍点である $m^*/m_c = 0.89$ 付近の点の条件を用いた(Fig.6参照)。一様流の場合とH70は、修正流量が近い条件であるにも関わらず大きく流れ場が異な

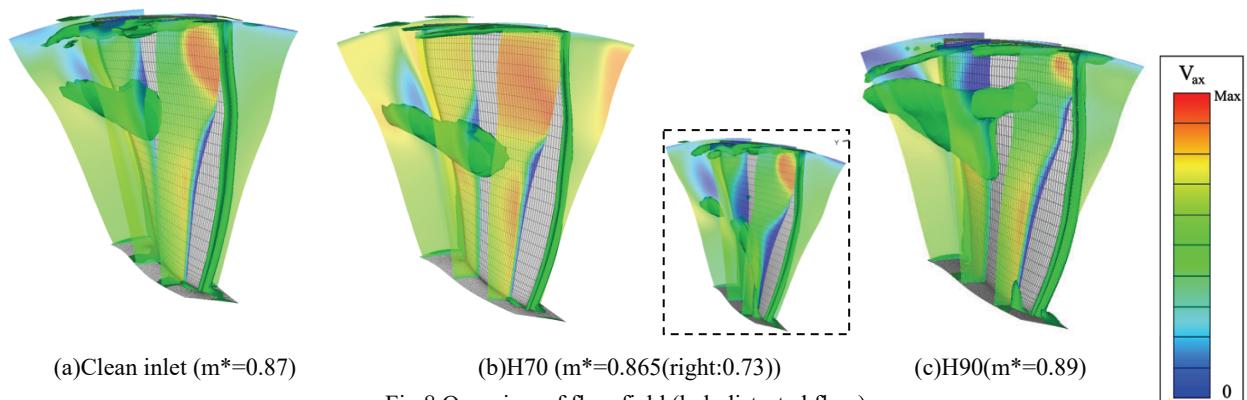
っている。すなわち一様流に比べてH70では翼端漏れ渦は緩和され、境界層剥離位置はハブ側にシフトしている。全体流量が同じであるとすると、ハブ側の流速欠損は翼端側の流速の増加と捉えられる。H70条件においては翼端側30%領域での流量が増加し、翼端漏れ渦は緩和され、また境界層剥離位置はディストーション領域に引き込まれたと考えられる。これらの流れの変化により、失速を引き起こす翼端漏れ渦と境界層剥離域の干渉が弱められた可能性が考えられる。Fig.8(b)右側の点線内にはH70条件での失速近傍点における流れ場を示した。流量の減少により境界層剥離の発生位置は上流側に押し出され、結果として翼の後縁付近で剥離域と翼端漏れ渦の干渉が起きていることが確認できる。一方、一様流の場合とH90を比較すると、H90では境界層の剥離による流速0の領域がかなり拡大しており、ディストーション領域が一様流における境界層剥離位置を含み剥離域が拡大された可能性がある。また、ディストーション界面が翼端付近に位置することで翼端近傍流れが三次元的な変化を起こすような影響も考えられる。



(a)Pressure ratio  $\pi$  (b)Adiabatic efficiency  $\eta$

Fig.6 Fan characteristic curve of hub distorted flow

Fig.7 Peak adiabatic efficiency and Stall margin of hub distorted flow



(a)Clean inlet ( $m^*=0.87$ )

(b)H70 ( $m^*=0.865$ (right:0.73))

(c)H90( $m^*=0.89$ )

Fig.8 Overview of flow field (hub distorted flow)

### 3.3 翼端側ディストーションの影響

ハブ側ディストーションと同様に 10%全圧欠損領域を入口におけるファン半径に対する厚み 10%, 30%, 50, 70%, 90%の領域として翼端側から配置した条件を T10, T30, T50, T70, T90 とする。

Fig. 9 に特性曲線を示す。また、一様流入条件を基準とした最高断熱効率と失速マージンの変化量を Fig.10 に示す。

断熱効率はディストーションによって全条件で減少している。一様流条件からディストーション領域幅の拡大に伴って効率が減少し、T30 で極小となった後、効率は単調に回復していく。効率の降下幅は T30 において最大 0.95% と、ハブ側ディストーションに比べて小さい。損失量の傾向が同様なことから、ハブ側ディストーションと同様に効率の減少は一様流領域とディストーション領域でのファン作動状況の違いに起因していると考えられる。

失速マージンは T10, T30 では悪化するが、T50, T70, T90 においては改善されている。一様流状態での失速過程を鑑みると、ディストーション領域がおおよそ失速初

生を駆動する翼端および境界層剥離が起きる領域を含む場合には失速を早めるものと思われる。一方、T50, T90 では失速マージンがほぼ同等で、T70 に限ってマージンが増加する結果となった。これら全ての条件で翼端および境界層剥離域がディストーション領域に含まれる形になっているのにもかかわらず、T70 でマージンの悪化が防がれた原因は今のところ定かでない。

Fig.11 に、翼の 0.5 コード長上流における流れの半径方向角度のスパン方向分布を示す。比較として、一様流と H50 の結果も同じ図に示す。図から、ハブ側、翼端側に関わらずディストーション領域に流れ込む成分が存在することが分かる。すなわち翼端側ディストーションでは翼端部分で流量が増加するため、失速マージンが増加している可能性が考えられる。

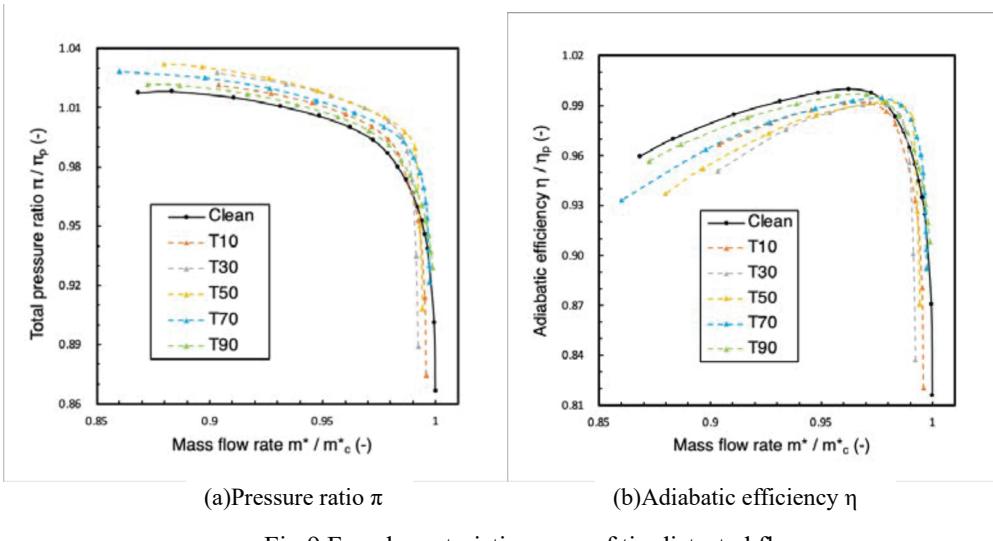


Fig.9 Fan characteristic curve of tip distorted flow

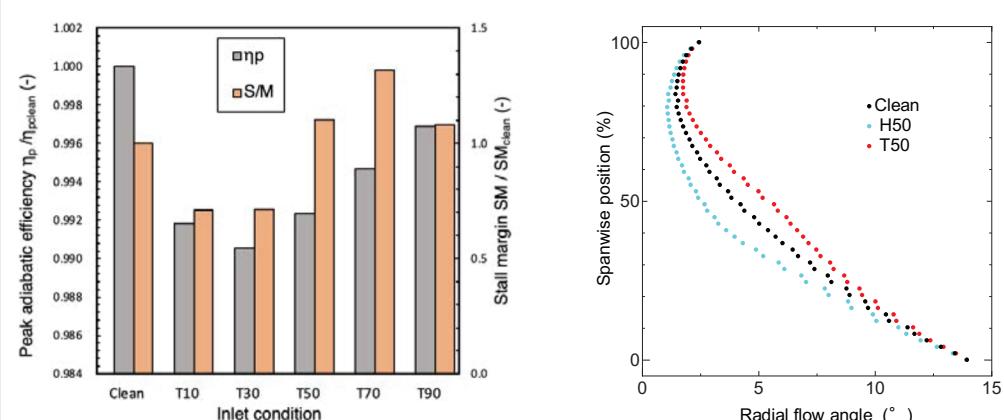


Fig.10 Peak adiabatic efficiency and Stall margin of tip distorted flow

Fig.11 Radial flow angle at upstream of rotor

### 3.4. 周方向ディストーションの影響

周方向のインレットディストーションは回転する翼との相対位置が常に変化するため、強い非定常性を持つ。本解析では周期境界条件ではなく、全周の翼 20 枚分の領域で数値解析を行った。今回解析を行なった周方向ディストーションは広さが周方向に  $60^\circ$  の領域で、欠損量は全圧の 10% の条件である。全圧の欠損は、入口境界において動圧に対応する軸流速度の欠損として与えた。翼はディストーション領域を横切ることになるため、ディストーションに影響された流れの部分が下流に進むにつれて周方向に移動していくことになる。

Fig.12 に示すミッドスパン断面で数値解析結果から流れ場を可視化した。Fig.13 に全圧、静圧、軸流速度、旋回流速度、マッハ数の等高線図を示す。翼列入口では軸流速度が回復し、これに伴って静圧の勾配が生じる。周方向の静圧勾配は、低圧領域への流れ込みとなる旋回流

を誘起し、結果としてディストーション領域への流れ込みによる翼流入時のインシデンスの変化が生じている。ディストーションの境界付近の翼は、インシデンスの変化に加えて、圧力面と負圧面の圧力差による空気力も受けることになる。よって境界付近では翼がディストーションの影響を大きく受け、非定常的な効果に晒されていると考えられる。等マッハ線図からは、ディストーション領域から外に出る領域では膨張波の離脱が起きており、より失速に近い作動となっていることが分かる。

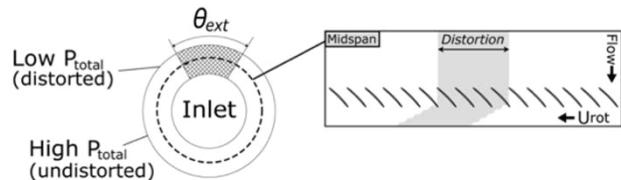


Fig.12 Image of midspan contour map

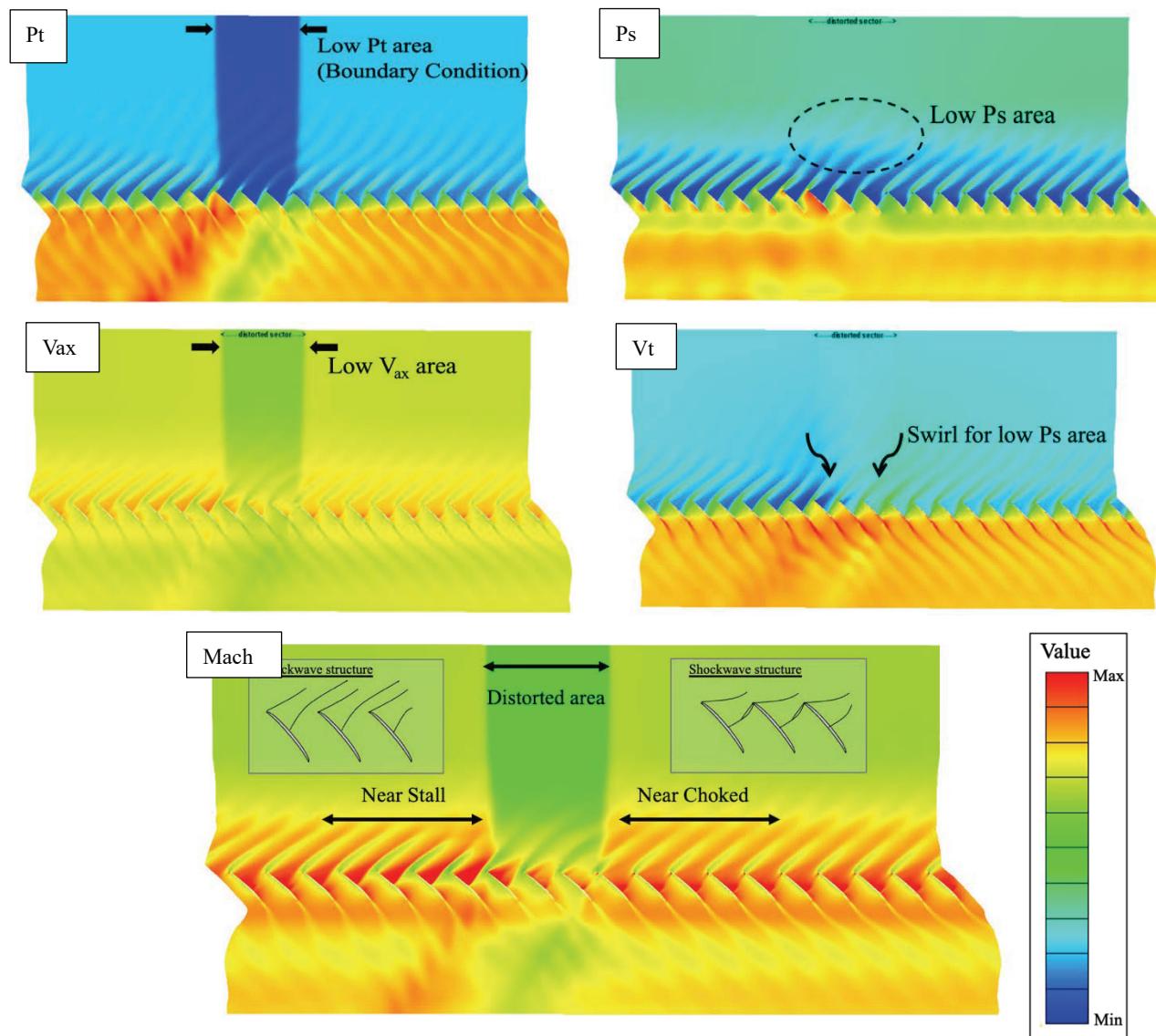


Fig.13 Contour map of Pt,Ps,Vx,Vt,Mach  
in circumferential distortion

Fig.14 に、ディストーション領域付近に位置する翼の翼端近傍流れの定性的な様子を示す。図は軸流速度の等高線図である。ディストーション領域内では翼端漏れ渦が他の領域よりも後方に伸びており、渦が強まっているような様子が見られる。ここでもディストーション境界面が最も影響を大きく受けている。

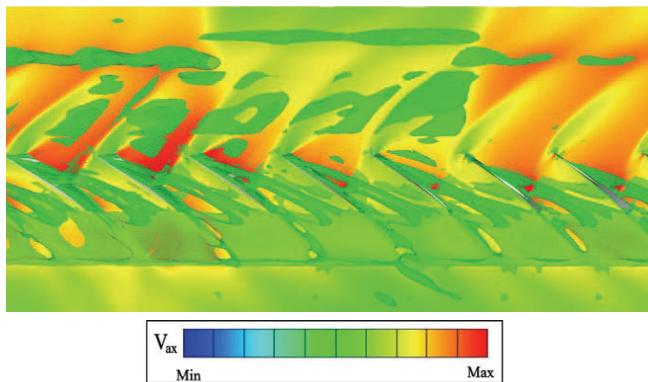


Fig.14 Tip leakage flow of circumferential distortion

#### 4. 結論

BLI 機においてファンに流入するインレットディストーションが、ファンの特性にどのような影響を与えるかを流れの数値解析により検討した。主な結論は以下のようにまとめられる。

- (1)半径方向ディストーションの影響により、ハブ側、翼端側、また領域広さにかかわらず全てのディストーション条件でファンの断熱効率が低下する。
- (2)ハブ側ディストーションでは、失速初生位置となる翼端付近で流量が部分的に増加するため、失速マージンが増加する場合がある。
- (3)翼端側ディストーションでは、ディストーションの領域幅に応じて失速マージンに増減が見られる。
- (4)周方向ディストーションにおいては、ディストーション領域内への旋回流れが生じる。ディストーション領域の境界面付近の翼が最も大きくディストーションの影響を受ける。

#### 謝辞

本研究で活用したファン供試体空力形状は、宇宙航空研究開発機構（JAXA）の「高効率軽量ファン・タービン技術実証（aFJR）プロジェクト」に関する研究により取得されたものである。シミュレーション実施にあたり支援いただいた関係者の皆様に深く感謝する。

#### 5. 参考文献

- [1] William T. Cousins, Dmytro Voytovych, Gregory Tillman and Eric Gray, Design of a Distortion-Tolerant Fan for a Boundary-Layer Ingesting Embedded Engine Application, AIAA 2017-5042, (2017).
- [2] Anthony J. Strazisar, Jerry R. Wood, Laser Anemometer Measurements in a Transonic Axial-Flow Fan Rotor, NASA Technical Paper 2879, (1989).
- [3] 林亮輔, 田中望, 榎友謹, 室岡武, 加藤大, 正木大作, 賀澤順一, 榎本俊治, 遷音速ファンにおける層流効果の実証試験, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会（鹿児島）講演論文集 (2018), A-3.
- [4] 西澤敏雄, JAXA における低燃費エンジン技術の研究開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol.43, No.3 (2015), pp.173-178.
- [5] 立石敦, 流体構造と連成モード同定による多自由度翼列フロッター解析の研究, 東京大学博士論文, (2015).

## Adjoint 法によるデータ同化を用いた 遷音速軸流圧縮機内部流動の高精度予測

### Approximation of Hub Leakage in a High Speed Axial Flow Compressor Rotor with Adjoint Method

○伊藤 流石<sup>\*1</sup> 古川 雅人<sup>\*2</sup> 山田 和豊<sup>\*3</sup>  
 ITO Sasuga FURUKAWA Masato YAMADA Kazutoyo

#### ABSTRACT

This paper focuses the effect of hub leakage flow on the performance of a high speed transonic rotor which is NASA Rotor 37. General computational fluid dynamics of this rotor have been unable to predict a total pressure deficit at the downstream cross section of the rotor in the experiments. We have performed RANS simulations with a hub leakage flow boundary to predict the deficit. In addition, we have used an adjoint method to optimize the mass flow quantity from a tip gap at the upstream of the rotor. The RANS simulation with the optimized mass flow quantity shows good agreements with the experiments.

**キーワード:** ガスタービン, ジェットエンジン, RANS, データ同化, Adjoint

**Key Words:** Gas Turbine, Jet Engine, RANS, Data assimilation, Adjoint

#### 1. はじめに

NASA Rotor 37 は NASA Lewis Research Center により開発された遷音速軸流圧縮機である。この圧縮機は CFD コードの検証[1-3]や翼端漏れ流れが空力特性に及ぼす影響の調査[4-6], 翼形状最適化アルゴリズムの試行[7,8], 安定作動範囲の拡大に向けた研究[9,10]など, ターボ機械の研究開発において重要な役割を担ってきた. [11]

本圧縮機の実験解析において, 動翼下流断面(以下, ステーション 4 と呼称: 図 1)において得られるスパン方向全圧分布では, ハブからミッドスパンにかけての“全圧のへこみ”なる分布が確認される[12] (図 1). いくつかの研究報告[12-13]では, CFDにおいてこの現象を再現する場合, 動翼前後に存在するローターディスクとステーションナリーフレームの隙間から発生する漏れ流れを考慮する必要があると述べている. しかしながら, この隙間部における流動を再現する上で, 隙間部から主流部に向けての流れの流量など, 不確定要素がある. そこで本研究では, 流れ場の高精度予測を目的とし, 漏れ流量を考慮した隙間部の境界条件の導入ならびに Adjoint 法を

用いた漏れ流量推定法を確立し, 漏れ境界における流量推定を行った.

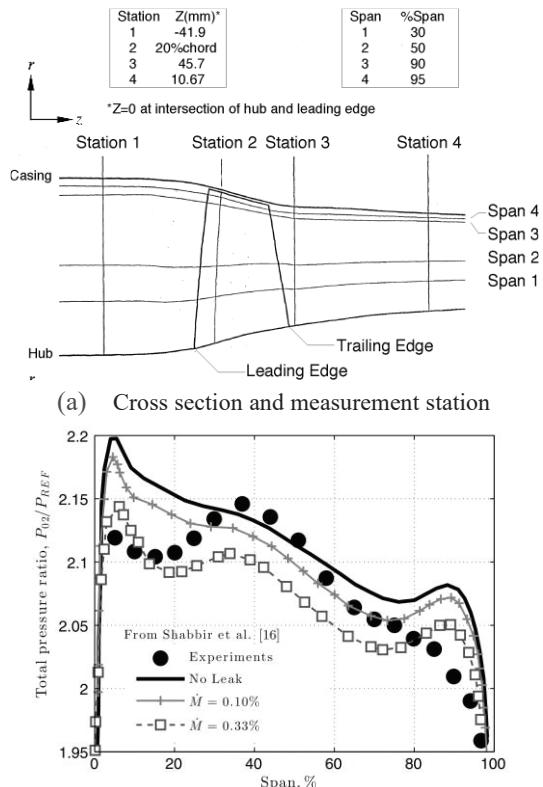


Fig. 1 NASA Rotor 37 profiles

\*1 九州大学大学院  
 〒819-0395 福岡市西区元岡744番地  
 E-mail: itou@hira.mech.kyushu-u.ac.jp

\*2 九州大学  
 〒819-0395 福岡市西区元岡744番地

\*3 岩手大学  
 〒020-8551 盛岡市上田4丁目3-5

## 2. 数値解析手法

本章では、本研究の数値解析に用いた計算格子ならびに数値スキームについて述べる。なお、NASA Rotor 37 の諸元は表 1 に示すとおりである。

Table 1 Aerodynamic design parameters  
of NASA Rotor 37

Number of blades	[ - ]	36
Tip diameter at leading edge	[ m ]	0.5074
Hub diameter at leading edge	[ m ]	0.3576
Rotational speed	[ rpm ]	17188.7
Tip solidity	[ - ]	1.288
Tip clearance	[ mm ]	0.356
Tip speed	[ m/s ]	454.14
Pressure ratio	[ - ]	2.106
Mass flow rate	[ kg/s ]	20.19

### 2.1 計算格子

図 2 に、本研究で用いた計算格子の外観ならびに、翼面上の格子点分布図を示す。計算領域は、実験において空力特性を計測している動翼上流の断面（ステーション 1 : 図 1）から動翼下流のステーション 4 までとし、周方向に 1 ピッチ分の領域をとっている。本研究では動翼のハブフィレット部の形状や表面粗さに関する考慮は行っていない。計算格子は NUMECA international 社製の AutoGrid を用いて作成した。計算格子は O-H 型のトポロジーを組み合わせて作成されており、翼周りを O 型、それ以外の領域を H 型のトポロジーで作成している。格子点数は、動翼上のハブから翼端までに 88 セルを設け、翼端からケーシング間に 32 セル設けている。その他、計算格子の詳細は表 1 に記載する。

### 2.2 数値スキーム

本研究では古川らの提唱する内製コード[14]を用いて、定常 RANS 解析を行った。同コードの検証は古川らの研究報告[15-17]にあるとおりである。本スキームは、RANS 方程式をセル中心型の有限体積法を用いて空間的に離散化し、また時間方向には陰的に離散化を行っている。非粘性流束は、保存変数を各セル界面において Van Albada 型の流束制限関数を用いた 3 次精度の MUSCL 法[18]により補間し、低散逸型の AUSM スキーム (SLAU[19]) を用いて評価している。粘性流束はガウスの発散定理に基づき、中心差分的に評価している。時間積分法には点緩和型陰的時間進行法を用い、乱流モデルには  $k-\omega$  2 方程式モデル[20]を用いている。

RANS 解析における境界条件は Duham の研究報告[21]をもとに、入口において全温全圧を、出口において静圧をそれぞれ半径方向に補間して与えた。またピッチ方向には周期境界条件を与えた。

本研究では、ローターディスクとステーションナリーフレームの隙間からの漏れ流れを再現するために、隙間部を解くのではなく、ハブ面に漏れ流れを模擬した境界条件を与えた。隙間部に該当するハブ面境界では、質量流

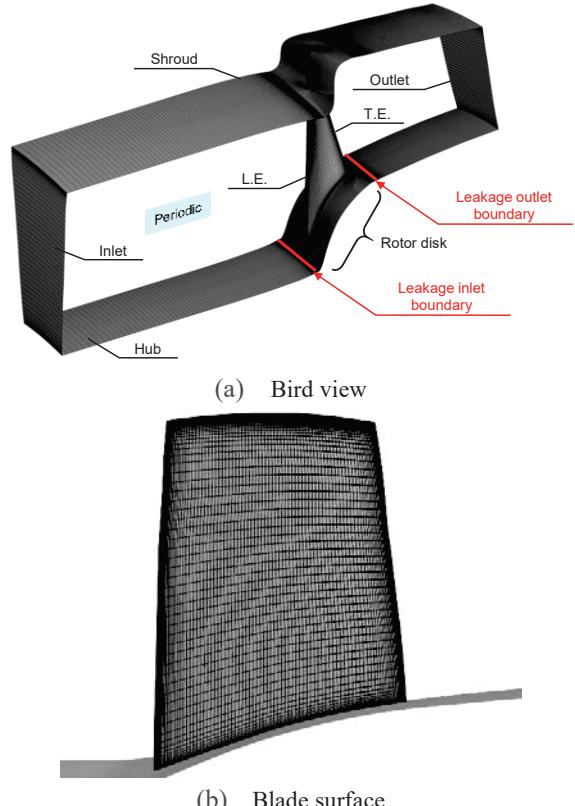


Fig. 2 Computational domain for NASA Rotor 37

Table 2 Mesh characteristics

Property	
Cells in radial direction	120
Cells in axial direction	498
Cells in circumferential direction	72
Total number of cells	4,996,606

量をあらかじめ定義し、これを満たすよう境界に隣接する仮想セルにおける全温全圧を内部セルから外挿し求めた。この時、ハブ面の漏れ流量は半径方向速度に影響するが、周方向および軸方向速度は定義されない。そのため本研究では周方向速度は動翼の回転数およびハブ径から与え、軸方向速度は 0 とした。

### 3. Adjoint 法を用いた漏れ流量推定

最も重要な点は、ハブ面からの漏れ流量である。Shabbir の研究報告[12]からもわかるように、漏れ流量の大きさの変化に伴いステーション 4 における空力特性予測も異なる。そこで、本研究では Adjoint 法により漏れ流量の推定を行った。本章では、Adjoint 法による最適解探索法について述べる。

#### 3.1 Adjoint 法概要

説明の便宜上、あらかじめ支配方程式を  $\mathbf{G}$ 、支配方程式の状態ベクトルを  $\mathbf{Q}$ 、設計変数を  $\boldsymbol{\alpha}$  とおく。この時、目的関数は対象とする検査体積または、面積上での積分値として表すことができ、その最大化または最小化問題は以下のような式で定義することができる。

$$\begin{aligned} \max_{\alpha} \int_{\Omega'} J[\mathbf{Q}(\alpha), \alpha] d\Omega \\ \text{subject to } \mathbf{G}[\mathbf{Q}(\alpha), \alpha] = 0 \quad \text{in } \Omega \end{aligned} \quad (1)$$

勾配法に基づく最適化では、目的関数の状態変数ならびに設計変数に関する勾配を求める必要がある。これは支配方程式によって解かれる問題が高次になるにつれ、計算負荷が増大する。Adjoint 法では式(1)に対し、Lagrange の未定乗数法を適用して計算負荷を削減する。式(1)について、Lagrange 関数を定義すると、

$$L = \int_{\Omega'} J d\Omega + \int_{\Omega} \psi^T \mathbf{G} d\Omega \quad (2)$$

ここで、 $\psi$  は Lagrange の未定乗数あるいは状態ベクトルの共役ベクトルと呼ばれる。式(2)に関する第一変分を求めると、

$$\begin{aligned} \delta L = & \int_{\Omega'} \frac{\partial J}{\partial \alpha} \delta \alpha d\Omega + \int_{\Omega} \delta \psi^T \mathbf{G} d\Omega \\ & + \int_{\Omega} \psi^T \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial Q} \delta \alpha d\Omega \\ & + \int_{\Omega'} \psi^T \left( \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial Q} + \frac{\partial J}{\partial Q} \right) \frac{\partial Q}{\partial \alpha} \delta \alpha d\Omega \end{aligned} \quad (3)$$

と書ける。Lagrange の未定乗数法ではこの第一変分が 0 となる条件から、目的関数の最大値または最小値をとる設計変数を求める。右辺第 1 項の設計変数に対する目的関数の勾配ベクトルは右辺第 2 項から第 4 項に依存する。第 2 項は支配方程式を含むため、未定乗数の変分によらず 0 となる。設計変数に対する状態ベクトルの勾配  $\partial \mathbf{Q} / \partial \alpha$  を直接計算することは計算負荷が高いため、Adjoint 法では第 3 項ならびに第 4 項が 0 となるような未定乗数を求ることで、第 1 項に示される勾配を連鎖律により求めていく。すなわち、解くべき方程式は

$$\begin{aligned} \psi^T \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial Q} &= 0 \quad \text{in } \Omega \\ \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial Q} + \frac{\partial J}{\partial Q} &= 0 \quad \text{in } \Omega' \end{aligned} \quad (4)$$

である。式(4)は Adjoint 方程式と呼ばれ、最適化過程における全ての勾配を計算する方法より、上記の方程式を解く方法は計算負荷を抑えることができる。

### 3.2 Adjoint 方程式

ここで、圧縮性 Navier-Stokes 方程式に対する Adjoint 方程式について述べる。圧縮性 Navier-Stokes 方程式をテンソル形式で書くと、

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial F_{ij}^v}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

左辺第 1 項は保存変数の時間微分項、第 2 項は非粘性流束の空間勾配、第 3 項は粘性流束の空間勾配である。なお、簡便化のため体積項の記載は省略している。式(5)を

式(3)に代入して、時刻 0 から  $T$  までの時間について部分積分を行うことにより、以下のような Adjoint 方程式、終期条件、初期条件、境界条件が求められる。

Adjoint eqs.

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \psi_i}{\partial t} - (A_{kji} - A_{kji}^v) \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j} \\ - \frac{\partial}{\partial x_l} (D_{kjl} \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j}) = 0 \end{aligned}$$

Terminal condition

$$\psi_i \Big|_{t=0} = 0 \quad (6)$$

Initial condition

$$\psi_i \Big|_{t=T} = 0$$

Boundary condition

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial Q_i} + (A_{kji} - A_{kji}^v) \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j} \\ + \frac{\partial}{\partial x_l} (D_{kjl} \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j}) = 0 \end{aligned}$$

ここで、式中の各行列は

$$\begin{aligned} A_{ijk} &= \frac{\partial F_{ij}}{\partial Q_k}, \quad A_{ijk}^v = \frac{\partial F_{ij}^v}{\partial Q_k}, \\ D_{ijkl} &= \frac{\partial F_{ij}}{\partial (\partial Q_k / \partial x_l)} \end{aligned} \quad (7)$$

である。式(6)からわかるように、Adjoint 方程式は時間微分項が負の符号を含み、支配方程式に対して時間方向に逆向きに時間積分される。これは、Adjoint 方程式を用いた最適化が、ある時刻におけるシステムの状態から過去の状態へ遡って最適値との誤差を解析し、初期値の修正を図るという性質を示している。終期条件ならびに、初期条件は部分積分の過程で得られる。よって、Adjoint 方程式はシステムの未定乗数が全て 0 であるという状態から解析を始める。終期条件については、最適化過程が進み、修正量が十分小さくなれば自ずと満足される。

Adjoint 方程式は、支配方程式と逆向きに時間が進むことから、特性波も逆向きに伝播するため、風上差分ではなく風下差分を用いる。本研究では、非粘性流束の随伴項を Roe スキーム[22]を用いて評価し、Van Albada 型の MUSCL 法[18]を用いて高次精度化している。粘性流束の随伴項はガウスの発散定理に基づき中心差分的に評価し、点緩和型陰的時間進行法による時間積分を行った。

### 3.3 最適化アルゴリズム

Adjoint 法を用いた最適化アルゴリズムのフローチャートを図 3 に示す。RANS 解析のハブ面からの漏れ流量

の初期値として、入口流量の 0.1% の値を与えた。RANS 解析の実行後、目的関数の計算、Adjoint 解析、勾配計算、漏れ流量の更新という工程を、前工程の目的関数との差が十分小さくなるまで、繰り返す。なお、本研究における目的関数は以下のように定義する。

$$J = \int_{S_4} \frac{1}{2} (p_t - p_{exp})^2 dS \quad (7)$$

ここで、 $S_4$  はステーション 4 の境界、 $p_t$  は RANS 解析より得られる全圧、 $p_{exp}$  は実験[21]より得られる全圧である。本目的関数は、RANS 解析と実験値の二乗誤差を示し、極値を持つ。なお、Adjoint 解析後の勾配探査では、黄金比分割法[23]を用いた。

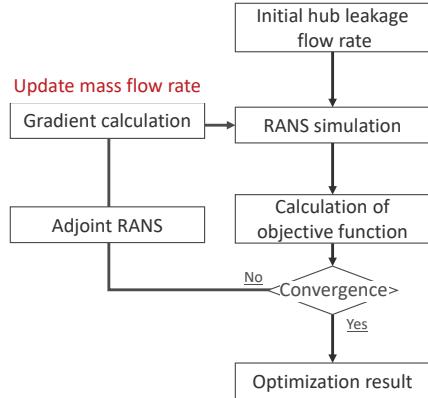


Fig. 3 Flow chart of optimization

#### 4. 結果および議論

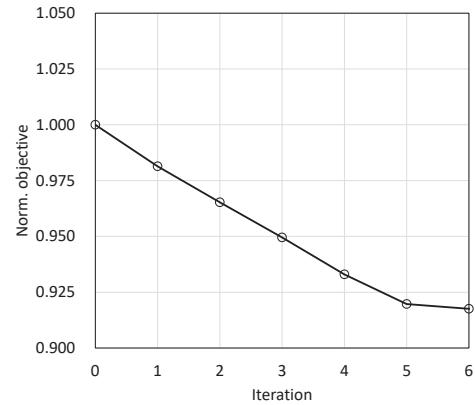
本章では、最適化結果について述べる。また、漏れ流れを仮定しない場合の RANS 解析結果、初期値を用いた RANS 解析結果、最適化結果を用いた RANS 解析結果の比較し、漏れ流れの効果について議論する。

##### 4.1 最適化結果

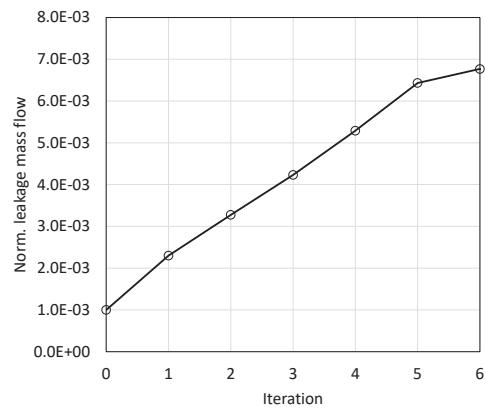
図 4 に、最適化における目的関数ならびに漏れ流量の履歴を示す。横軸は、最適化アルゴリズムの実行回数、図 4(a)の縦軸は初期値で無次元化した目的関数の値、図 4(b)は入口流量で無次元化した漏れ流率の値である。最適化の過程では、0 回目から 5 回目の間は線形的に目的関数の値が減少し、6 回目の工程における目的関数値が前工程に対し、予め設定したクライテリアを下回った。漏れ流量の値は Shabbier の研究報告[12]で用いられる値よりもさらに上昇し、およそ 0.7% の値を示した。

##### 4.2 内部流れ場

図 5 に、漏れ流量を仮定しない RANS 解析結果および漏れ流量を仮定した RANS 解析結果を示す。なお、ステーション 4 におけるスパン方向全圧分布比較には、実験値を合わせて示している。渦の可視化方法としては、Sawada らの特異点理論[24]に基づく渦コアの抽出ならび等価面の表示を行い、渦の回転方向を識別するため無次元ヘリシティにより色付けしてある。また、図 5(c), (d)において、漏れ流れの境界条件を適用した境界面を黄色で



(a) Objective function

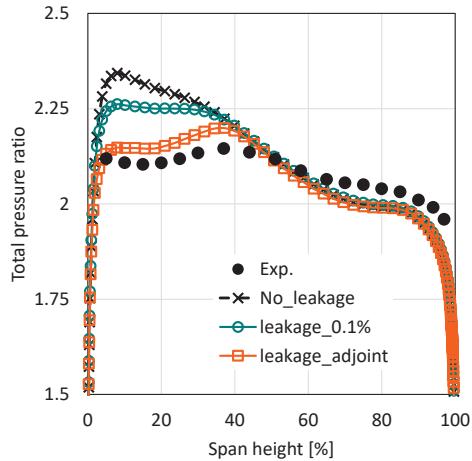


(b) Hub leakage mass flow

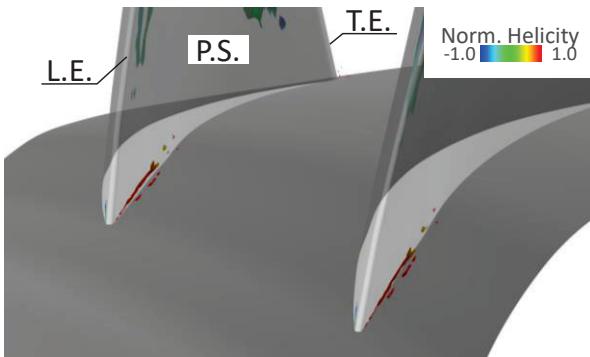
Fig. 4 Convergence curve

示している。図 5(a)に示すように、実験値ではハブから 40% スパン高さにおいて全圧の減少がみられるが、漏れ流れを仮定しない RANS 解析結果ではこの傾向が確認されない。入口流量に対し 0.1% の漏れ流れを仮定した RANS 解析では、漏れ流れを仮定しない RANS 解析でみられない全圧の減少が確認され、それ以外の領域での全圧分布が一致している。この結果は Shabbier の研究報告と同様で、漏れ流れがステーション 4 における全圧損失の要因となる可能性を示唆している。しかしながら、この全圧の減少はいまだ実験値との乖離が大きい。最適化より得られた漏れ流量を適用した RANS 解析では、この全圧の減少がさらに顕著になり、全圧の分布が実験値に肉薄していることがわかる。漏れ流れの影響は流れ場において顕著であることが可視化結果からも把握できる。漏れ流れを仮定することにより、前縁付近の正圧面ハブ側において馬蹄形渦の発達が確認される。初期値と最適化結果の大きな違いは、漏れ流れ発生位置付近での漏れ渦の発生であり、この漏れ渦と馬蹄形渦の干渉に伴い、最適化結果では馬蹄渦がさらに強く発達していることが確認される。

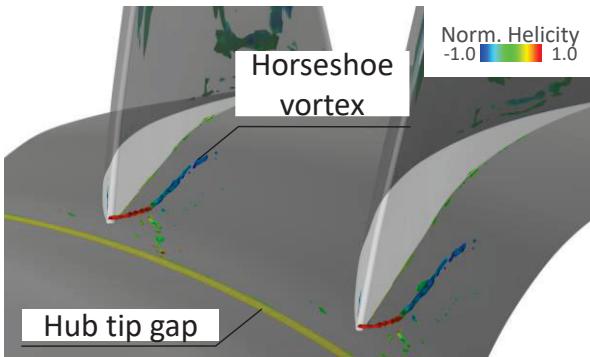
この馬蹄形渦は、無次元ヘリシティの色の変化からもわかるように渦崩壊が発生しており、下流の流れ場に変化を及ぼしている。図 6 に正圧面の限界流線を示す。漏



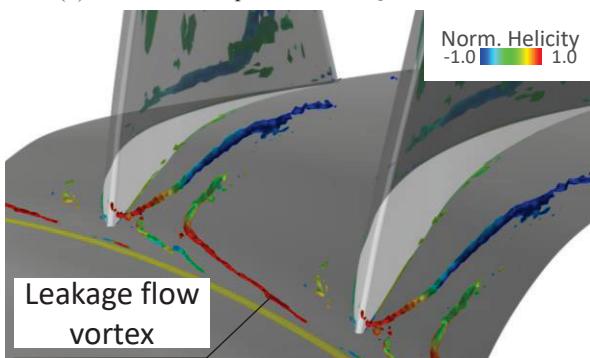
(a) Circumferential averaged total pressure distribution at station 4



(b) View from upstream: no leakage flow

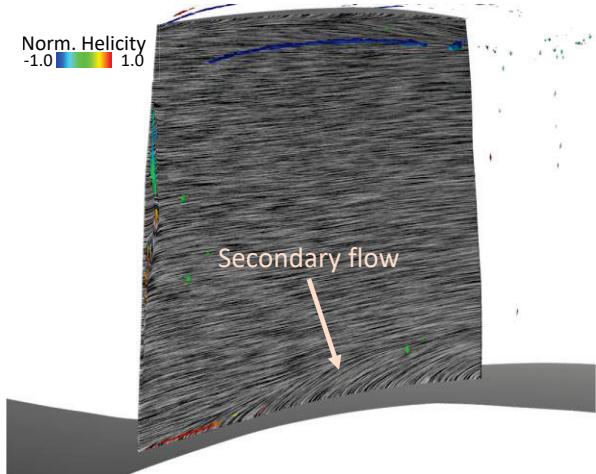


(c) View from upstream:  $m_{leakage}/m_{inlet} = 0.1 \%$

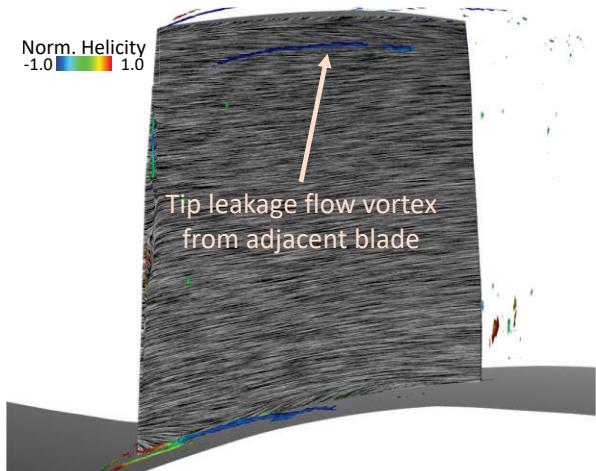


(d) View from upstream: adjoint result

Fig. 5 Effect of hub leakage flow to RANS simulations  
漏れ流れを仮定しない場合と仮定した場合では、ハブ面付



(a) No leakage



(b) Adjoint result

Fig. 6 Limiting stream lines and vortex structures on pressure side

近の限界流線の分布が異なる。漏れ流れを仮定しない場合は、ハブ面付近で二次流れが発生している。一方で、最適化結果では、馬蹄形渦の渦崩壊に伴う失速により、翼間を通過するハブ面付近の流れが淀み、漏れ流れを仮定しない場合の流れ場で見られた正圧面ハブ面付近で見られた二次流れが確認されない。

このハブ面付近の流れの変化は、特に負圧面の流れ構造の変化に影響を及ぼしている。図7に示すように、漏れ流れを仮定しない場合、後縁付近負圧面ハブ側では強い2次流れは確認されない。しかしながら、最適化結果では同位置でハブコーナー失速ならびにこれに起因する渦の発生が確認される。この渦構造や限界流線の分布はSeshadri らの研究報告[13]と定性的に一致しており、漏れ流れがハブコーナー失速に影響すると考えられる。このように、ハブ面からの漏れ流れとこれに起因した前縁付近で発生した馬蹄形渦の発生ならびに渦崩壊、さらにはハブコーナー失速の発生がステーション4における全圧損失に強く影響していると考えられる。また Adjoint 解析を用いた最適化が、実験値を再現するハブ面からの漏れ流量の推定に有効であることが確認できた。

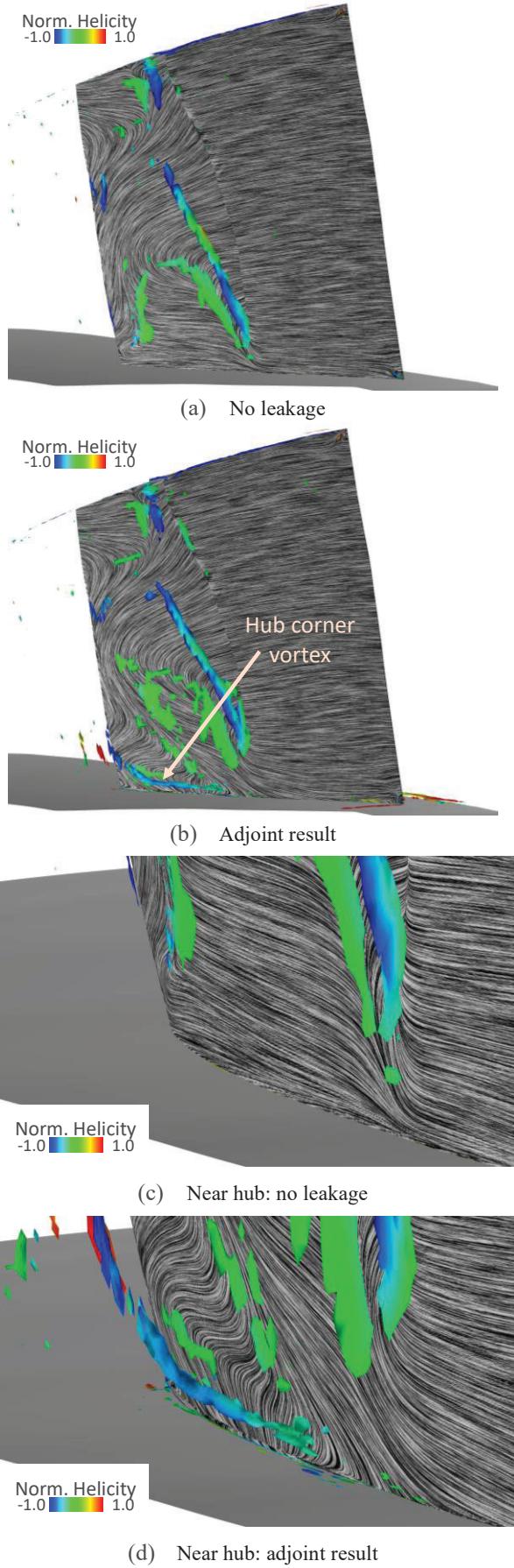


Fig. 7 Limiting stream lines and vortex structures on suction surface

## 5. 結 言

本研究では、NASA Rotor 37 の内部流れ場の高精度予測を目的とし、Adjoint 法を用いたハブ面漏れ流量の推定アルゴリズムの構築ならびに、解析結果比較を通じた手法の有効性の確認を行った。Adjoint 法を用いた最適化では 6 回の RANS 解析と Adjoint 解析により漏れ流量の推定を行うことができた。推定結果を用いた RANS 解析では、漏れ流れに起因した前縁付近での馬蹄形渦の発生ならびに渦崩壊、後縁付近でのハブコーナー失速の発生を確認することができた。この解析結果は他の研究結果と定性的に一致しており、以上の結果から流れ場の高精度予測ならびに手法の有効性の確認ができた。

## 謝 辞

本研究は、JSPS 科研費 JP19J21317 および JP18H01373 の助成を受けた。また、本研究における数値計算は、九州大学情報基盤研究センターのスーパーコンピュータシステム ITO を利用して実施した。ここに記して謝意を表する。

## 参 考 文 献

- (1) Albert, P. and Wiss, D., H., 1995, "Numerical Transonic Flow Field Predictions for NASA Compressor Rotor 37," International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Houston, Texas, 1995, Paper No. 95-GT-326.
- (2) Hah, C., 2012, "Large Eddy Simulation of Transonic Flow Field in NASA Rotor 37," 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, January, 2009, Paper No. AIAA 2009-1061.
- (3) Ameri, A., A., 2012, "NASA Rotor 37 CFD Code Validation Glenn-HT Code," 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, January, 2009, Paper No. AIAA 2009-1060.
- (4) Chima, R., V., 1998, "Calculation of Tip Clearance Effects in a Transonic Compressor Rotor," J. Turbomech, 120 (1), pp. 131-140.
- (5) Yamada, K., Furukawa, M., Nakano, T., Inoue, M. and Funazaki, K., 2004, "Unsteady Three-Dimensional Flow Phenomena Due to Breakdown of Tip Leakage Vortex in a Transonic Axial Compressor," Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, Vienna, Austria, 2004, Paper No. GT2004-53745.
- (6) Yamada, K., Funazaki, K. and Furukawa, M., 2007, "The Behavior of Tip Clearance Flow at Near-Stall Condition in a Transonic Axial Compressor Rotor," Proceedings of ASME Turbo Expo 2007, Montreal, Canada, 2007, Paper No. GT2007-27725.
- (7) Luo, J. and Liu, F., 2015, "Multi-Objective Optimization of a Transonic Compressor Rotor by Using an Adjoint Method," AIAA Journal, Vol. 53, No. 3, pp. 797-801.
- (8) Benoni, E., 2004, "Three-Dimensional Multi-Objective Design Optimization of a Transonic Compressor Rotor," Journal of Propulsion and Power, Vol. 20, No. 3.
- (9) Beheshti, B., H., Teixeira, J., A., Ivey, P., C., Ghorbanian, K. and Farhanieh, B., 2004, "Parametric Study of Tip Clearance-Casing Treatment on Performance and Stability of a Transonic Axial

- Compressor,” J. Turbomach., 126 (4), pp. 527-535.
- (10) Kim, J., H., Choi, K., J. and Kim, K., Y., 2013, “Aerodynamics Analysis and optimization of a Transonic Axial Compressor with Casing Grooves to Improve Operating Stability,” Aerospace Science and Technology, Volume 29, Issue 1, pp. 81-89.
- (11) Denton, J., D., 1996, “Lessons from Rotor 37,” J. of Thermal Science Vol. 6, No. 1.
- (12) Shabbier, A., Celestina, M., L., Adamczyk, J., J. and Strazisar, A., J., 1997, “The Effect of Hub Leakage Flow on Two High Speed Axial Flow Compressor Rotor,” International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Orlando, Florida, 1997, Paper No. 97-GT-346.
- (13) Seshadri, P., Parks, G., T. and Shahpar, S., 2014, “Leakage Uncertainties in Compressors: Ther Case of Rotor 37,” Journal of Propulsion and Power, DOI: 10.2514/1.B35039.
- (14) Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, M. and Yamada, K., 1999, “The Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics,” J. Turbomach., 121, pp. 469-480.
- (15) Furukawa, M., Yamasak, M. and Inoue, M., 1991, “A Zonal Approach for Navier-Stokes Computations of Compressible Cascade Flow Fields Using a TVD Finite Volume Method,” J. Turbomach., 113, pp. 573-582.
- (16) Furukawa, M., Nakano, T. and Inoue, M., 1992, “Unsteady Navier-Stokes Simulation of Transonic Cascade Flow Using an Unfactored Implicit Upwind Scheme with Inner Iterations,” J. Turbomach. 114, pp. 599-606.
- (17) Furukawa, M., Saiki, K. and Inoue, M., 1995, “Numerical Simulations of Three-Dimensional Viscous Flow in Diagonal Flow Impeller,” Proceedings of the 1995 ASME/JSME Fluid Engineering and Laser Anemometry Conference and Exhibition, Hilton Head, SC, 1995.
- (18) Van Albada, G., D., Van Leer, B. and Robert, W., W., 1982, “A Comparative Study of Computational Methods in Cosmic Gas Dynamics,” Astronomy and Astrophysics, Vol. 108, pp. 76-84.
- (19) Shima, E. and Kitamura, K., 2009, “On New Simple Low-Dissipation Scheme of AUSM-Family for All Speeds,” Proceedings of 47th AIAA Aerospace Science Meeting including The New Horizon Forum and Aerospace Exposition, Paper No. 2009-136.
- (20) Wilcox, D., C., 1994, “Simulation of Transition with a Two-Turbulence Model,” AIAA Journal, 32 (2), pp. 247-255.
- (21) Dunham, J., 1998, “CFD Validation for Propulsion System Components,” NATO AGARD-AR-355, Neuilly-Sur-Seine, France, 1998.
- (22) Roe, P., L., 1981, “Approximate Rieman Solvers, Parameter Vectors and Difference Scheme,” Journal of Computational Physics, Vol. 34, pp. 357-372.
- (23) Kiefer, J., 1953, “Sequential Minimax Search for a Maximum,” Proceedings of the American Mathematical Society, 4 (3): 502-506.
- (24) Sawada, K., 1995, “Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Centers, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Science, Volume 38, Issue 120, pp. 102-116.”

## 電力負荷変動対応時の実機ガスタービンコンプレッサー内部 非定常流動解析

### Unsteady flow simulation for an actual gas-turbine compressor under part-load operation

○萩田 泰晴<sup>\*1</sup>

HAGITA Yasuharu

梅沢 修一<sup>\*3</sup>

UMEZAWA Shuichi

徳山 好紀<sup>\*1</sup>

TOKUYAMA Koki

米澤 宏一<sup>\*4</sup>

YONEZAWA Koichi

宮澤 弘法<sup>\*2</sup>

MIYAZAWA Hironori

鈴木 武志<sup>\*3</sup>

SUZUKI Takeshi

古澤 卓<sup>\*2</sup>

FURUSAWA Takashi

大森 修一<sup>\*3</sup>

OHMORI Shuichi

山本 悟<sup>\*2</sup>

YAMAMOTO Satoru

#### ABSTRACT

Unsteady flows thorough the inlet guide vanes (IGV) and 1.5 stages in an actual gas-turbine compressor were numerically investigated. Three different cases under part-load conditions were simulated and the results were compared with the designed and start-up conditions. The full-anulus computation in the low flow-rate condition reproduced a rotating stall similar to that in the start-up condition. The unsteady flows induced by the rotating stall resulted in the large variation of inflow angle and the load on the blade surface, especially in the lower flow-rate condition. The peak of frequency for a part-load case coincided with that in the start-up condition, which induced a rotating stall. The obtained results indicates that a large unsteady force is generated on the blades even in the part-load conditions.

**キーワード :**産業用ガスタービン, コンプレッサー, CFD, 旋回失速, 部分負荷運転, 全周計算

**Key Words:** Industrial gas turbine, Compressor, CFD, Rotating stall, Part-load operation, Full-anulus computation

#### 1. 緒言

ガスタービンは、通常、用途に合わせて定格の出力が設定されており、定格出力時に性能及び信頼性が最も高くなるように設計される。しかし近年では、火力発電においてガスタービンの急速起動・停止や部分負荷運転が増えている。このような状況の背景には、電力系統への自然エネルギー導入量が増大していることがある。再生可能エネルギーによる発電量は天候や時間帯により大きく変動してしまうため、電力需要に対して発電量の過不足が発生してしまうことが多い。その点、ガスタービンは応答性が高く、再生可能エネルギーによる発電量の変動に素早く対応できるため、ガスタービンによる発電の出力を電力需給に合わせて変化させることで、電力系統のバランスが保たれている。ガスタービンが定格出力以下の条件で運転される場合、圧縮機もまた設計点外で運

転される。この場合、圧縮機翼列を通過する流量が低下し、剥離や逆流が生じて流動が不安定となり、翼に非定常な負荷が加わる可能性がある。圧縮機翼は高効率化のための薄翼化が進んでおり、非定常な翼負荷変動が長期に渡り繰り返されることで、翼の欠損や破断が起こる危険性がある。そのため、圧縮機を設計点外で作動させた場合の内部流動の詳細を明らかにする必要があるが、計測手法等の問題により実験による解析は困難であるため、数値シミュレーションを用いた解析が必要となる。

我々の研究グループはこれまでに、蒸気タービン内部の三次元湿り蒸気流れが計算できるCFDコード「数値タービン」を開発してきた<sup>(1)(2)</sup>。数値タービンは、蒸気タービンのみならず圧縮機内部湿り空気流動の解析にもすでに応用しており、全周多段の非定常流動を高速に実行できる<sup>(3)</sup>。発電所ではタービン起動時の圧縮機において、回転数の増加とともに入口案内翼(IGV)の開度を段階的に開くことで流量を増加させていく。Fig. 1は、東京電力が所有する実機ガスタービン起動時の圧縮機のAE計測で得られた電圧のRMS値の変化を、その際のIGV開度の変化とともに示している。これを見ると、IGV開度が43.5度になった際にRMS値が急激に増加しており、起動時に圧縮機翼に強い非定常力が働いてことが示唆さ

\*1 東北大院  
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01  
E-mail: yasuhiro.hagita.p8@dc.tohoku.ac.jp

\*2 東北大学大学院情報科学研究科  
〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01

\*3 東京電力HD  
〒230-8510 横浜市鶴見区江ヶ崎4-1  
電力中央研究所

\*4 〒270-1194 千葉県我孫子市我孫子1646

れる。また、日中の電力負荷変動に対応した部分負荷運転時の圧縮機では、IGV 開度を絞ることで流量を調整しており、IGV 開度が起動時と同程度になることもあるため、起動時のみならず部分負荷運転時においても圧縮機内部流動が不安定になっていることが考えられる。本論文では、部分負荷運転時を想定した条件で三次元全周計算を行い、定格条件や上述の起動時条件と比較することで、部分負荷運転時における圧縮機内部流動の不安定性を明らかにすることを目的とする。

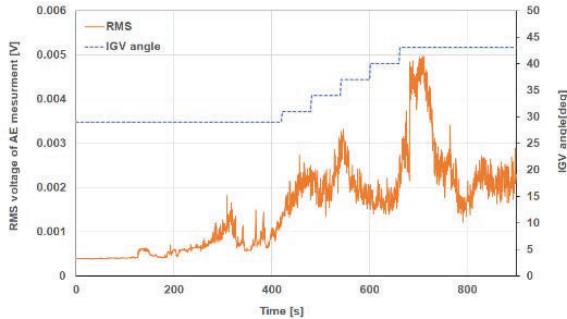


Fig. 1 起動時における圧縮機 AE 計測の RMS 電圧と IGV 開度の変化。

## 2. 数値解法

### 2.1 基礎方程式

圧縮性空気流れの支配方程式は、連続の式、運動方程式、エネルギー保存式、乱流モデルの式から構成される。基礎方程式は、相対速度を考慮して三次元一般曲線座標系で表記すると次のようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_i}{\partial \xi_i} = \mathbf{S} + \mathbf{H} \quad (i = 1, 2, 3), \quad (1)$$

$$\mathbf{Q} = J \begin{bmatrix} \rho \\ \rho w_1 \\ \rho w_2 \\ \rho w_3 \\ e \\ \rho \hat{v} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_i = J \begin{bmatrix} \rho W_i \\ \rho w_1 W_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_1} p \\ \rho w_2 W_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_2} p \\ \rho w_3 W_i + \frac{\partial \xi_i}{\partial x_3} p \\ (e + p) W_i \\ \rho \hat{v} W_i \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = J \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{kj} w_k + \frac{(\kappa + \kappa^t) \partial T}{\partial x_j} \\ \sigma_{\hat{v}j} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{H} = J \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho (\Omega^2 x_2 + 2 \Omega w_3) \\ \rho (\Omega^2 x_3 + 2 \Omega w_2) \\ 0 \\ S_\theta \end{bmatrix}.$$

ここで、 $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{H}$ はそれぞれ各方程式の未知変数項、対流流束項、粘性項、生成項をベクトルにまとめた

ものである。生成項ベクトルの第 3, 4 成分は回転相対座標系におけるコリオリ力及び遠心力から生じる項である。

### 2.2 計算スキーム

時間積分に LU-SGS 法<sup>(4)</sup>、空間差分には Roe の流束差分離法<sup>(5)</sup>及び 3 次精度 MUSCL TVD スキーム<sup>(6)</sup>を用いた。粘性項は 2 次精度中心差分を用いた。乱流モデルは Spalart–Allmaras モデル<sup>(7)</sup>を用いた。

## 3. 計算対象及び計算条件

計算対象は、実機産業用ガスタービンの遷音速多段圧縮機である。実機圧縮機は 18 段の翼列と IGV からなるが、本研究で対象としたのは IGV(64 枚), 初段動翼(32 枚), 初段静翼(46 枚), 2 段目動翼(32 枚)の 4 つの翼列のみである。その概形図を Fig. 2 に示す。計算格子は実機圧縮機の 3D スキャンデータをもとに作成した。50% スパン断面における計算格子を Fig. 3 に示す。格子は構造格子を用いており、翼間のブロックは拡張 H 型、それ以外のブロックは H 型の格子を使用した。全周計算格子は全 254 ブロックから成り、総格子点数は約 1 億 6 千万点である。

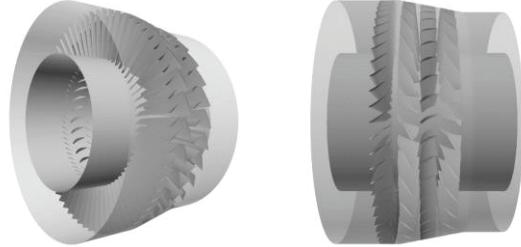


Fig. 2 圧縮機概形図。

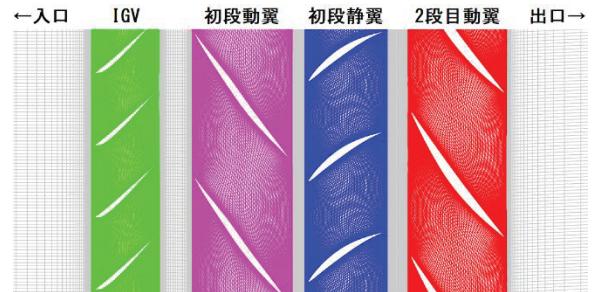


Fig. 3 50% スパン断面における計算格子。

計算条件を Table 1 に示す。IGV 開度は実機の定格出力時の 88 度、起動時の 43.5 度と、部分負荷運転時を想定した 50 度の 3 種類とした。部分負荷運転を想定した IGV 開度 50 度は実機において定格出力の約半分の条件である。定格出力時を Case A、起動時を Case B とし、部分負荷運転時は様々な運転条件を想定して、質量流量の異なる 3 種類を設定し、流量の小さい方から Case C, D, E とした。また、実機運転条件を参考にして動翼回転数、入口全圧、入口全温、入口相対湿度を設定した。動翼及び静翼のチップクリアランスは周期境界条件に基づく簡易手法<sup>(8)(9)</sup>を用いた。

Table 1 計算条件

	Case A	Case B	Case C	Case D	Case E
運転条件	定格出力時	起動時	部分負荷運転時		
動翼回転数	3000rpm				
IGV 開度[deg]	88	43.5	50		
流量[kg/s]	613	370	426	447	472
入口全圧	$1.0114 \times 10^5$ Pa				
入口全温	292.3K				
入口相対湿度	88.19%				

## 4. 計算結果

### 4.1 IGV 開度 50 度における特性曲線の作図

回転数 3000rpm, IGV 開度 50 度において質量流量-全圧比特性を作図し、他の回転数、IGV 開度における特性曲線とともに示したものを Fig. 4 に示す。回転数 3000rpm, IGV 開度 50 度において流量が小さくなるほど全圧比が大きくなる傾向が確認でき、これは他の条件とも一致している。また、回転数及び IGV 開度の増加とともに曲線が右上にシフトしており、回転数 3000rpm, IGV 開度 50 度における特性曲線もこの傾向に当てはまっている。

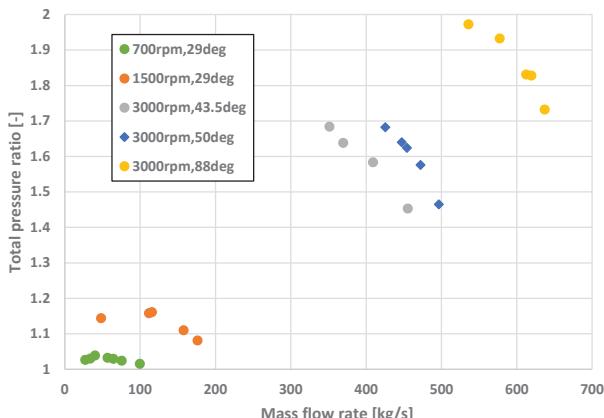


Fig. 4 実機圧縮機の流量-全圧比特性曲線。

### 4.2 軸方向速度・静圧分布

Case A 及び Case B での 50%スパン位置における軸方向速度分布を Fig. 5 に示す。なお、それぞれ 7 回転した瞬間のもので、センターは各図共通である。図の左側が入口、右側が出口で、動翼は反時計回りに回転している。定格出力条件の Case A では、剥離や逆流の少ない安定した流れ場が形成されているのがわかる。それに対し、起動時の Case B では旋回失速が発生し、流速が局所的に遅い領域(以下、失速セル)が周方向に 6 つ確認できた。失速セルは動翼の回転速度よりも 10%ほど速い速度で周方向に移動していた。Case A と比較すると初段静翼における剥離が特に大きくなっている、これが旋回失速の要因となっていることが考えられる。

次に、部分負荷運転時の Case C, Case D 及び Case E での 50%スパン位置における軸方向速度分布を Fig. 6 に示す。まず、3 条件の中で最も流量が小さくサージに近

い Case C について説明する。Case C では、Case B と同様に 6 つの失速セルが見られ、移動速度も同程度であった。セルの大きさは Case B と比較すると小規模であった。Case D, E では旋回失速は発生しなかったが、Case A と比較すると初段静翼や 2 段目動翼における剥離が大きい結果となった。

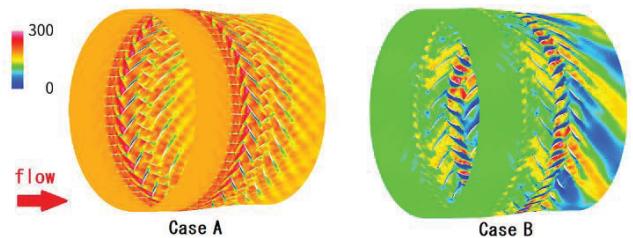


Fig. 5 Case A, B での 50%スパン位置における軸方向速度分布。

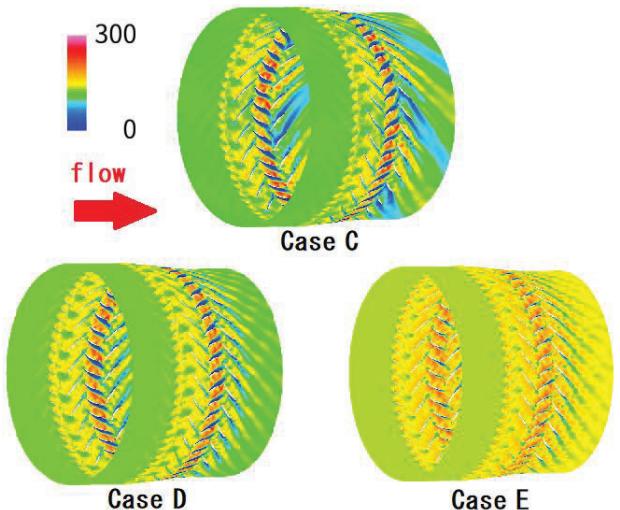


Fig. 6 Case C, D, E での 50%スパン位置における軸方向速度分布。

### 4.3 各翼列に対する流入角分布

Case B や Case C で見られた旋回失速は翼での失速に起因して、失速領域が周方向に伝播する現象であり、また各条件で翼列における剥離の大きさにも違いが見られた。そこで、各翼列における剥離の大きさを定量的に評価するため、各翼列に対する流入角の周方向分布を求めた。なお、ここで流入角とは、翼上流の流れのスワー

ル角から、翼弦が軸方向となす角を引いた値である。流入角分布は、各翼列上流の50%スパン位置における軸方向・周方向速度の周方向分布及び動翼の回転速度から算出した。その結果をFig. 7, Fig. 8, Fig. 9に示す。周方向の速度分布には周期性が見られたため、1/4周分の分布のみを示した。図中の赤い破線は各翼の前縁の位置を示しており、この位置はよどみ点の近傍で軸方向速度が0に近くなり流入角の値が大きく増加するため、各条件での流入角の大きさの比較は破線以外の位置で行う。Fig. 7より、初段動翼に対する流入角は各条件で大きな差は見られないものの、Fig. 8の初段静翼に対する流入角は、定格出力のCase Aと比べると他の条件は全体的に大き

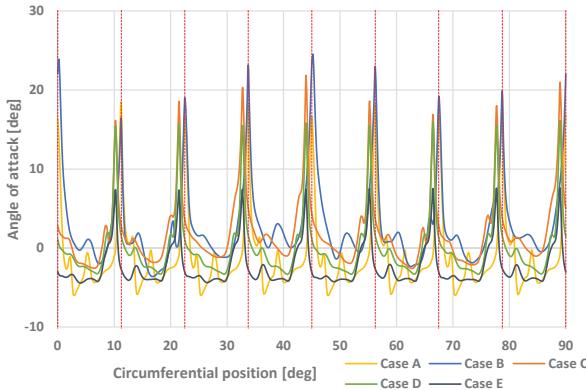


Fig. 7 初段動翼の流入角分布(50%スパン位置).

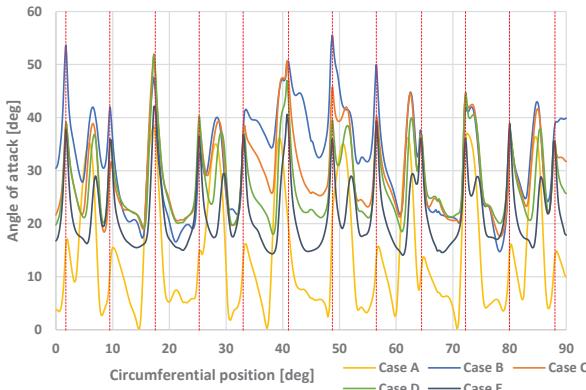


Fig. 8 初段静翼の流入角分布(50%スパン位置).

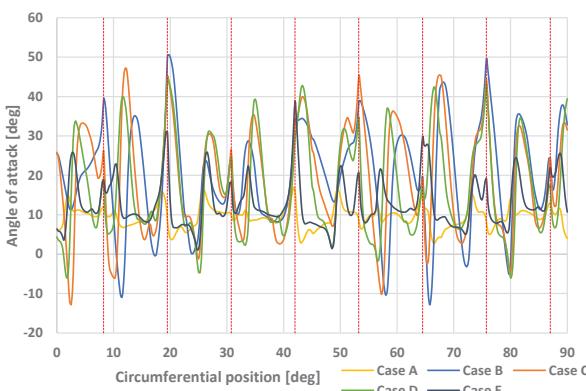


Fig. 9 2段目動翼の流入角分布(50%スパン位置).

くなっている。その中でも、起動時のCase Bでの迎角が全体的に最も大きく、次いで部分負荷運転時の3条件が流量の小さい順に大きな流入角を示している。Fig. 9の2段目動翼に対する流入角も、全体的な流入角の大小は初段静翼ほど明確ではないが同様の傾向を示している。また、Case Aと比べると他の条件は流入角の周方向の変動が大きく、旋回失速が発生したCase BやCase Cでは特に大きく不規則に変動している。これらの結果は、Fig. 4及びFig. 5の初段静翼や2段目動翼における各条件での剥離の大きさからも妥当であるといえる。

#### 4.4 翼にかかる負荷の変動

各翼列の翼1枚にかかる翼面負荷の変動をFig. 10, Fig. 11, Fig. 12に示す。ここで、翼面負荷はCase Aの初段動翼にかかる翼面負荷の平均値で無次元化した。Fig. 10より、初段動翼にかかる負荷は起動時のCase Bが比較的大きく変動しており、他の条件での変動は小さい。一方、Fig. 11及びFig. 12より、初段静翼、2段目動翼にかかる負荷は、Case Bにおいて大きく不規則に変動しているのに加え、部分負荷運転時のCase Cにも不規則な変動が見られる。

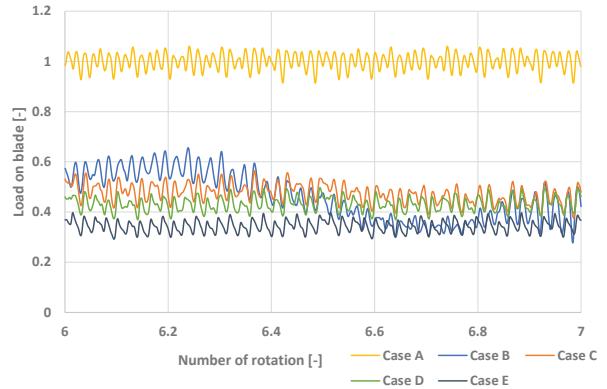


Fig. 10 初段動翼にかかる負荷の変動.

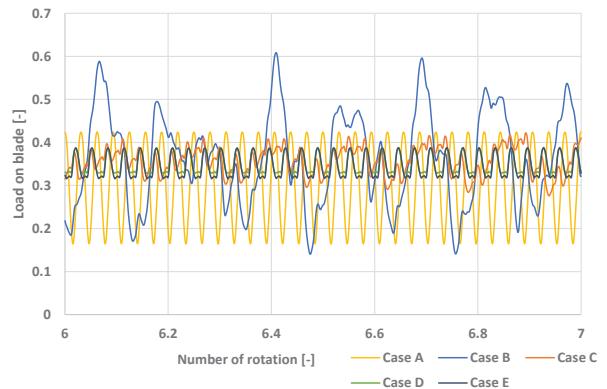


Fig. 11 初段静翼にかかる負荷の変動.

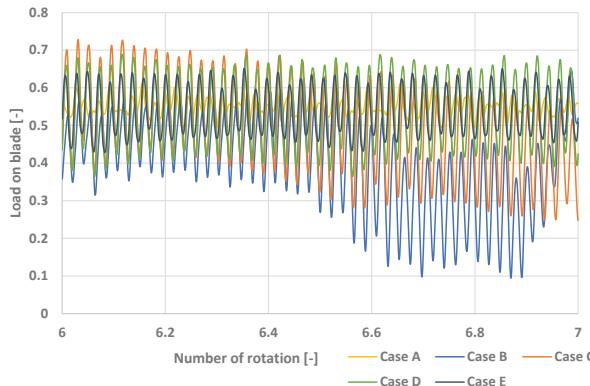


Fig. 12 2段自動翼にかかる負荷の変動.

非定常な翼負荷変動が見られた Case B と Case C について、高速フーリエ変換により翼負荷変動の周波数スペクトルを算出した結果を Fig. 13, Fig. 14, Fig. 15 に示す。各図の破線のうち、右側の 3 本はそれぞれ動翼、静翼、IGV の翼列干渉の周波数を示しており、動翼回転数の 50Hz に各翼列の翼枚数を乗じた値となっている。Case B, C とともに、各翼にかかる負荷変動の周波数スペクトルはその上流にある翼列の干渉の周波数で特に高いピークを示しており、上流にある翼列の後流の影響を強く受けている。この傾向は Case B, C 以外の条件でも見られた。一方、各図の最も左側の破線は失速セルの移動による変動の周波数を示しており、この周波数におけるピークは失速セルが発生した Case B, C のみで見られた。なお、動翼と静翼で失速セルに対する相対速度が異なるため、セルによる変動の周波数も異なっており、動翼では 50Hz 程度、静翼では 350Hz 程度であった。Case B と Case C を比較すると、初段動翼列、静翼列、2段自動翼列いずれにおいても失速セルによる変動として同一の周波数にピークが見られることから、失速セルは個数だけでなく、移動速度も同じであることが示唆される。ただし、ピークの大きさは Case C の方が小さく、セルの規模の差によって変動の大きさにも差がある結果となった。起動時には、初段静翼においてセルによる変動の周波数と固有振動数が近くなってしまい、上記の結果より起動時に加えて部分負荷運転時にも共振による翼破損の危険性があることが考えられる。

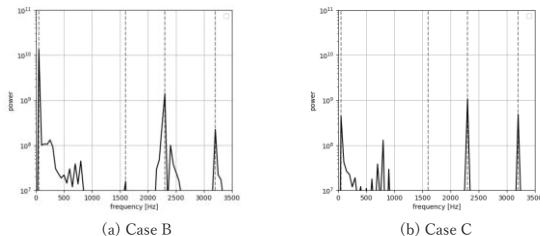


Fig. 13 初段動翼にかかる負荷変動の周波数スペクトル.

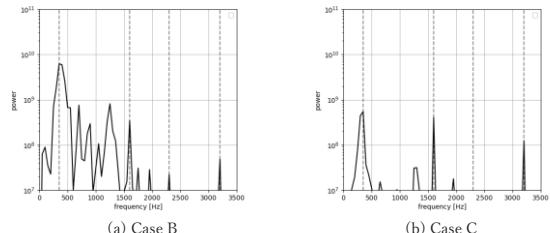


Fig. 14 初段静翼にかかる負荷変動の周波数スペクトル.

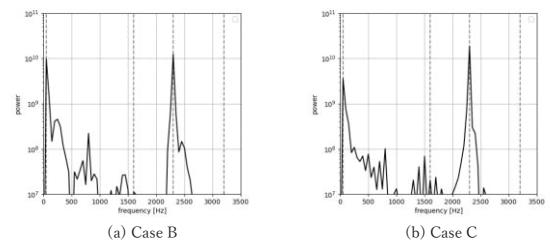


Fig. 15 2段自動翼にかかる負荷変動の周波数スペクトル.

## 5. 結言

本研究では、ガスタービン圧縮機の部分負荷運転における内部流動の不安定性を明らかにするため、実機圧縮機を対象に全周計算を行った。部分負荷運転時を想定した回転数 3000rpm, IGV 開度 50 度において、低流量条件では起動時の不安定流動と同様の旋回失速が確認され、他の流量条件でも初段静翼及び 2 段自動翼における剥離が定格出力条件よりも大きくなっていた。また、旋回失速が発生した条件は、初段静翼・2 段自動翼に対する迎角が大きい傾向にあり、周方向に大きく不規則に変動していた。さらに、部分負荷運転時の低流量条件は、初段静翼・2 段自動翼への荷重に不規則な変動が見られ、周波数スペクトルのピーク位置が起動時と一致していた。

これらの結果より、部分負荷運転時は、より低流量で起動時に近い不安定な流動となり、翼面に大きな非定常力が作用することが示された。日中における再生可能エネルギーの電力負荷変動を相殺するために、火力発電所は現在すでに部分負荷運転に対応している。その条件では、旋回失速が発生して翼破損を招く恐れがあるため避けなければならない。今回の全周計算では、部分負荷運転における各翼列に対する流入角も算出できることから、例えば初段静翼の角度を各条件に合わせて可変にするなどすれば、旋回失速を防ぐことができるかもしれない。

今後は構造解析も行い、電力負荷対応時における非定常流動と翼振動の関係を総合的に解明する予定である。

## 参考文献

- (1) Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Sasao, Y., and Ooyama, H., Unsteady Force on Multi-stage and Multi-passage Turbine Long Blade Rows Induced by Wet-steam Flows, Proc.

- ASME Turbo Expo 2016, Seoul, GT2016-56360, (2016), 12 pages.
- (2) Yamamoto, S., Uemura, A., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yonezawa, K., Umezawa, S., Ohmori, S., and Suzuki, T., A Numerical and Analytical Method for Predicting the Performance of Intermediate-pressure Steam Turbines in Operation, Energy, Vol. 198, (2020), 117380.
  - (3) Yamamoto, S., Araki, K., Moriguchi, S., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yonezawa, K., Umezawa, S., Ohmori, S., and Suzuki, T., Effects of Wetness and Humidity on Transonic Compressor of Gas Turbine, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 178, (2021), 121649.
  - (4) Yoon, S. and Jameson, A., Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol. 26, (1988), pp.1025-1026.
  - (5) Roe, P. L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comp. Phys., Vol. 43, (1988), pp.357-372.
  - (6) Van Leer, B., Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godonov's Method, J. Comp. Phys., Vol. 32, (1979), pp.101-136.
  - (7) Spalart, P., and Allmaras, S., A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper., (1992), 1992-0439.
  - (8) Kirtley, K. R., Beach, T. A., and Adamczyk, J. J., Numerical Analysis of Secondary Flow in a Two-Stage Turbine, AIAA Paper, (1990), 1990-2356.
  - (9) Moriguchi, S., Endo, T., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Numerical Simulation of Unsteady Moist-air Flows through Whole-annulus Rotor Blade Rows in Transonic Compressor, Proc. ASME-JSME-KSME 2019 Joint Fluids Engineering Conference, (2019), AJKFLUIDS2019-4782.

## 遠心圧縮機の羽根なしディフューザ失速における 羽根車内部流れ場の影響

### Effect of Internal Flow Field within Impeller Passages on the Diffuser Stall Behavior in a Centrifugal Compressor with a Vaneless Diffuser

○上利 祐貴<sup>\*1</sup> 山尾 佳史<sup>\*1</sup> 藤澤 信道<sup>\*2</sup> 太田 有<sup>\*2</sup>  
 AGARI Yuki YAMAO Yoshifumi FUJISAWA Nobumichi OHTA Yutaka

#### ABSTRACT

The rotating stall in a centrifugal compressor with a vaneless diffuser was investigated both experimentally and numerically with focus on the effect of the impeller stall on the diffuser stall behavior. The experimental results showed that an impeller stall rotated at 58 % of the impeller rotational speed was generated inside the impeller. And two-cell diffuser stalls (each of the cell rotated at 25~30 % of the impeller rotational speed) was generated inside the diffuser. The same phenomenon was confirmed by numerical analysis. The numerical results showed that boundary layer separation occurred near the hub side at 45~90° of the diffuser because of the circumferential adverse pressure gradient. After that, the low-velocity region discharged from the impeller caused by the impeller stall merged into the boundary layer separation which was generated near the hub side at 45~90°. Through this mechanism, the diffuser stall was generated and expanded.

**キーワード :** 遠心圧縮機, 羽根なしディフューザ, 圧力・流速測定, 数値解析, 旋回失速

**Key Words:** Centrifugal Compressor, Vaneless Diffuser, Pressure and Velocity Measurement, CFD, Rotating Stall.

#### 1. 緒言

ターボ機械のひとつである遠心圧縮機は、幅広い産業で使用され、高い効率と安定性が求められる。しかし、部分流量運転時においては旋回失速やサージといった非定常現象が発生し、効率低下や機器の故障といった問題が生じる。そのため、圧縮機の高効率化や安定性向上のためには、非定常現象を抑制することが必要である。特に、サージの予兆現象として発生する旋回失速の抑制技術は非常に重要であり、旋回失速の非定常挙動を解明することが求められている。

羽根なしディフューザを有する遠心圧縮機に発生する旋回失速に関する報告はいくつかなされている。Senooら<sup>(1)</sup>は、実験と数値解析を通して遠心送風機の内部流れ場を調査し、旋回失速の初生基準を提唱した。Ohuchida<sup>(2)</sup>らはPIV測定を用いて、ディフューザ失速の伝播機構を調査した。さらに、Fujisawaら<sup>(3)</sup>はスクロールによって生じる非軸対称な圧力分布がディフューザ失速の挙動に影響を与えていていることを示した。しかし、ディフューザ失速の挙動に対して羽根車吐出流が与える影響について調査

した結果は非常に少ない。

そこで本研究では、ディフューザ失速に対して羽根車内部流れ場が与える影響を実験と数値解析により調査した。実験では高感度圧力センサを用いた圧力の多点同時計測および、熱線流速計を用いた流速変動の測定を実施した。また、圧縮機内部の詳細な流れ場を把握するために非定常 Detached Eddy Simulation (DES) 解析を行った。

Table. 1 Dimensions of Tested Compressor.

Tested Centrifugal Compressor		
Rotational Speed	$N$	6000 min <sup>-1</sup>
Mass Flow Rate	$G$	0.82 kg/s
Pressure Ratio	$P_5$	1.1
Impeller		
Number of Blades	$Z$	14
(Main + Splitter)		(7+7)
Inlet Diameter	$D_1$	248 mm
Outlet Diameter	$D_2$	328 mm
Exit Blade Width	$B_2$	26.14 mm
Diffuser		
Inlet Diameter	$D_3$	360 mm
Outlet Diameter	$D_4$	559 mm
Diffuser Width	$B_4$	19.55 mm

\*1 早稲田大学院 基幹理工学研究科 機械科学・航空宇宙専攻 〒169-8555 東京都新宿大久保3-4-1

\*2 早稲田大学 基幹理工学部 機械科学・航空宇宙学科 〒169-8555 東京都新宿大久保3-4-1

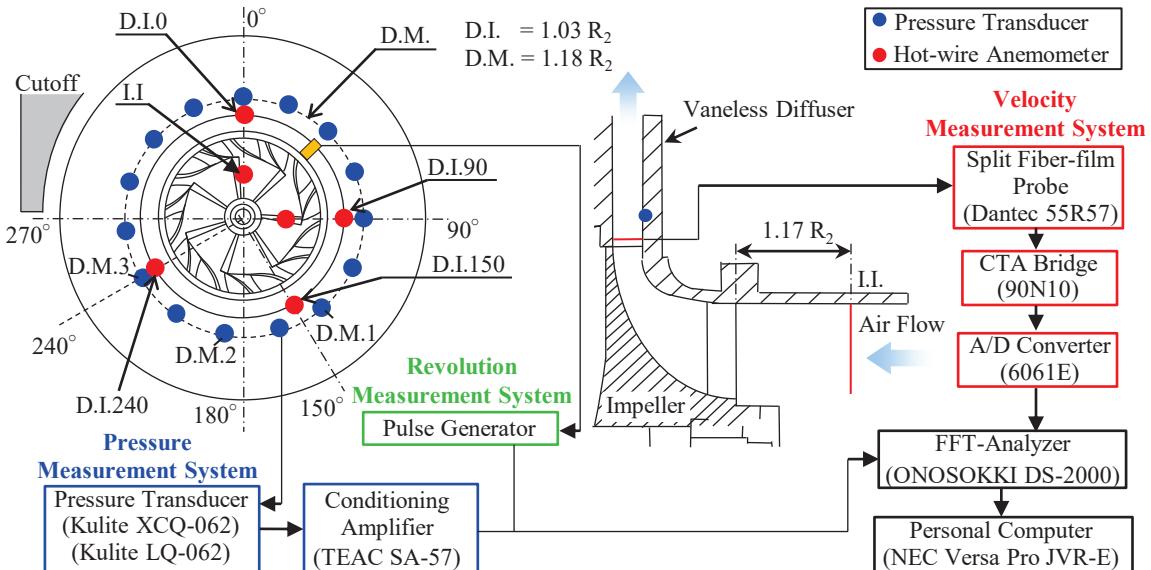


Fig. 1 Experimental Apparatus and Measuring Systems.

## 2. 実験装置

供試遠心圧縮機は船舶用ディーゼルエンジンに用いられる過給機用遠心圧縮機を過渡現象試験用に改造したものである。表1に供試遠心圧縮機の仕様を、図1に圧力および流速の測定系をそれぞれ示す。供試羽根車はインデューサを有する長羽根・短羽根各7枚から構成される開放型羽根車である。ディフューザには流路幅  $B_4 = 19.55\text{mm}$  の羽根なしディフューザを用いた。また、圧縮機の回転数は $6,000\text{min}^{-1}$ に設定して実験および数値解析を行った。

圧縮機出口差圧は、渦型室出口直後に設置された差圧発信器によって測定した。また、質量流量は全長17mの吐出管出口に設置されたバタフライ弁によって制御し、オリフィス流量計の差圧から算出した。さらに、圧縮機内部に発生する非定常現象を調査するために、スプリット型熱線流速プローブを用いた流速の非定常測定と高感度圧力センサを用いた圧力測定を実施した。

## 3. 数値解析手法

圧縮機内部流れ場を詳細に調査するためにIn-houseコードによる数値解析を実施した。支配方程式は連続の式、三次元圧縮性Navier-Stokes方程式、エネルギー保存式および理想気体の状態方程式であり、有限体積法により離散化した。対流項にはMUSCL(Monotone Upstream-centered Scheme for Conservation Laws)法により高次精度化したFDS(Flux Difference Splitting)を用い、粘性項はガウスの發散定理に基づく2次精度中心差分で評価した。また、時間積分にはMFGS(Matrix Free Gauss Seidel)陰解法を採用し、乱流モデルにはSST k- $\omega$ モデルに基づくDESを採用した。次に、解析格子の概略図を図2に示す。計算領域は、相対系で取り扱う羽根車領域、絶対系で取り扱うディフューザ領域、渦型室領域の3領域である。格子点数は翼端隙間を含む羽根車領域では約3200万点、ディフューザ領

域は約1100万点、渦型室領域は約2200万点であり、総格子点数は約6500万点である。境界条件として、入口境界には大気圧からの等エントロピおよび等エンタルピを仮定し、出口境界は圧力固定とした。

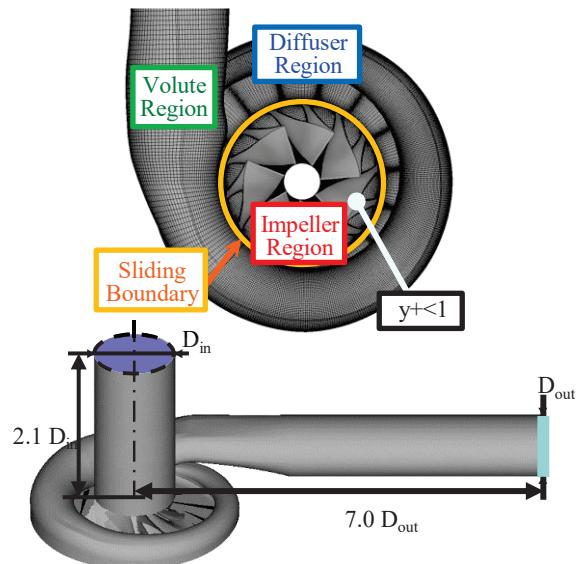


Fig. 2 Overview of Computational Grids.

## 4. 結果および考察

### 4.1 圧縮機特性と基本特性

実験および数値解析から得られた圧縮機性能を図3に示す。供試遠心圧縮機においては、 $\phi = 0.24$ が設計点であり、 $\phi = 0.08$ がディフューザ失速の発生する失速点である。

図3より、設計点付近においては、定常および非定常解析結果と実験結果は良い一致を示している。また、数値解析結果は失速点近傍において圧縮機性能を過大に評価しているが、誤差は最大でも4%以内に収まっている。

次に、失速点である $\phi=0.08$ におけるディフューザ入口の半径方向流速分布を図4に示す。図4より、数値解析結果と実験結果は良い一致を示している。さらに、舌部に近づくにつれ、ディフューザ入口 Hub 側の流速が低下しているという特徴も数値解析で捉えることができている。最後に、ディフューザ流路中間部 Shroud 壁面における周方向の圧力分布を図5に示す。図5より、設計点と失速点の両方において、解析結果は実験結果とよく一致している。また、失速点においては $0^\circ$ から $60^\circ$ にかけて周方向の強い逆圧力勾配が生じており、この特徴も数値解析で捉えることができている。以上より、数値解析結果は圧縮機内部の流れ場を正確に再現することができている。

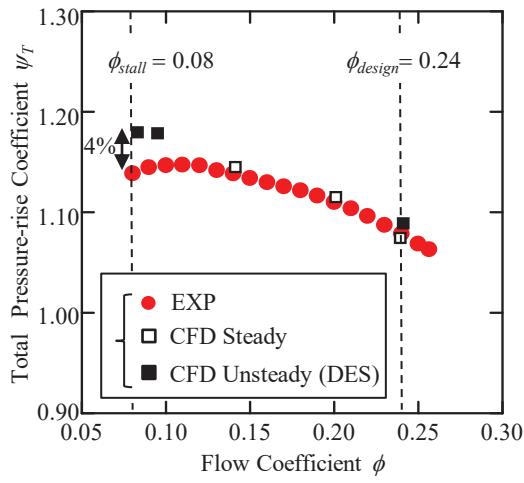


Fig. 3 Compressor Performance.

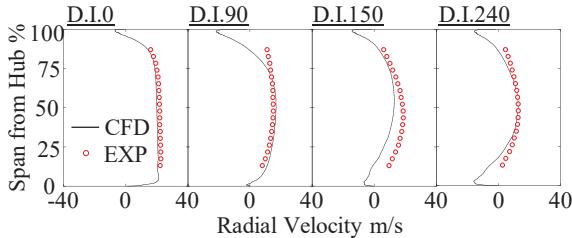


Fig. 4 Spanwise Distributions of Radial Velocity at Diffuser Inlet (EXP and CFD:  $\phi = 0.08$ ).

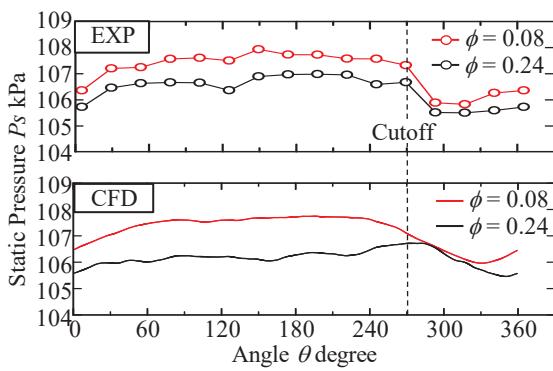
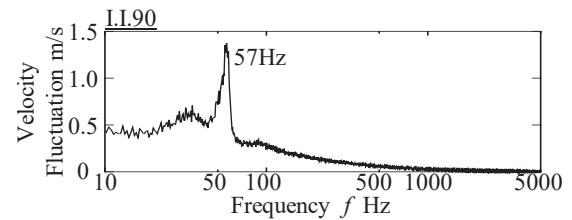


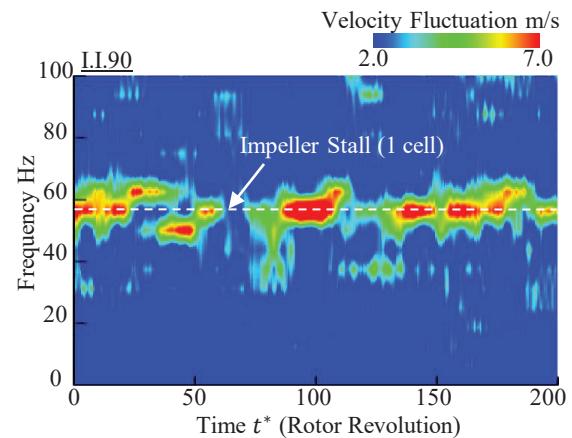
Fig. 5 Static Pressure Distributions at Diffuser Midsection (EXP and CFD:  $\phi = 0.24, 0.08$ ).

#### 4.2 供試圧縮機における失速特性の測定結果

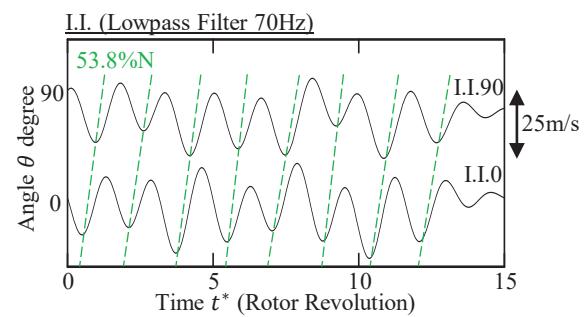
供試遠心圧縮機に発生する旋回失速の特性を調査するために、失速点である $\phi=0.08$ にて実験と数値解析を実施した。図6に羽根車入口における流速変動の測定結果を示す。図6(i)は I.I.90 における流速変動の周波数解析結果であり、羽根車入口においては、57Hz の変動が確認できる。次に、図6(ii)は流速変動の短時間フーリエ変換結果であり、57Hz の変動が断続的に発生している。最後に、図6(iii)に70Hz のローパスフィルタ処理を施した I.I.0, I.I.90 における流速変動結果を示す。横軸の時間は、図6(ii)と対応している。図6(iii)より、羽根車回転速度の50~60%の変動が周方向に伝播していることが確認でき、そのセル数は1であることが分かる。以上の結果より、羽根車内部においては1セルの羽根車失速が発生している。



(i) Velocity Fluctuation at Impeller Inlet.



(ii) Result of Short-Time Fourier Transform.



(iii) Simultaneous Measurement Results of Velocity Fluctuation (I.I.0, I.I.90).

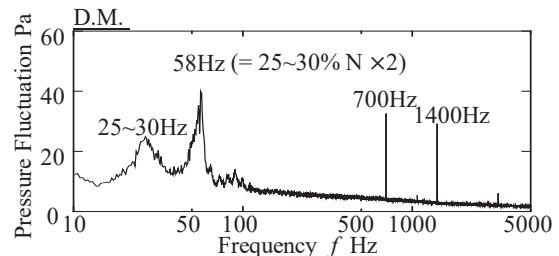
Fig. 6 Velocity Measurement Results at Impeller Inlet (EXP:  $\phi = 0.08$ ).

次に、ディフューザ中間部 Shroud 側における圧力変動の測定結果を図7に示す。図7(i)は D.M.1における圧力変動の周波数解析結果である。ディフューザ中間部においては BPF(1400Hz), Half BPF(700Hz)の他に、25~30Hz の変動と 58Hz の変動が確認できる。25~30Hz の変動は1セルで構成されるディフューザ失速に対応している。そして、ディフューザ部においては58Hz の変動が最も大きいことが確認できる。次に、図7(ii)に D.M.1における圧力変動の短時間フーリエ変換結果を示す。図7(ii)より、ディフューザ部においては1セルで構成されるディフューザ失速に相当する25~30Hz の変動よりも、58Hz の変動が支配的である。この58Hz の変動について詳細に調査するため、D.M.1~3において圧力変動の同時測定を実施した。58Hz の変動が発生している時間帯の測定結果に対して70Hz のローパスフィルタ処理を施したもの図7(iii)に示す。横軸の時間は、図7(ii)と対応している。図7(iii)より、圧力変動の周方向への旋回速度は25~30% N (N: 羽根車回転速度)であることが確認できる。つまり、ディフューザ部において発生している58Hz の変動は、ディフューザ失速が2セルで旋回していることに起因している。

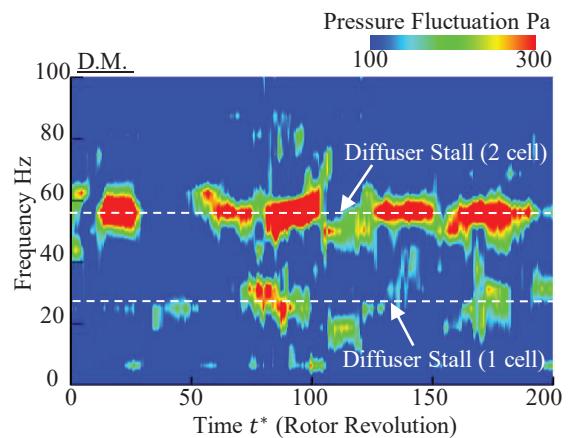
以上をまとめると、羽根車入口においては50~60% N で旋回する1セルの羽根車失速が存在し、ディフューザ部においては25~30% N で旋回するディフューザ失速が存在している。そして、ディフューザ失速は2セルで旋回している時間が大部分を占める。次章以降では、ディフューザ失速の初生における羽根車失速が与える影響について、数値解析結果を用いて説明する。

#### 4.3 供試圧縮機における失速特性の数値解析結果

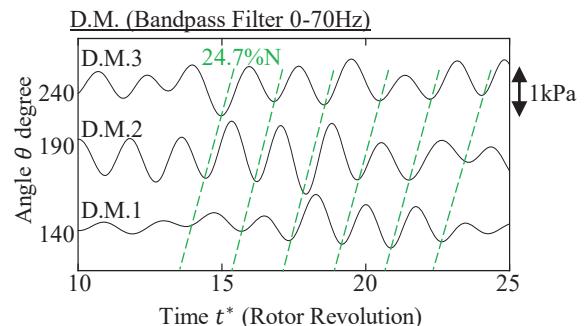
数値解析により得られた羽根車出口部における質量流量変動の分布を図 8 に示す。BPF(1400Hz), Half BPF(700Hz)の影響を排除するため、500Hz のローパスフィルタを施した。図 8 より、羽根車出口において緑~赤色で示される低速領域が周方向に旋回している。そして、低速領域の旋回速度は 50~60% N であった、以上より、この低速領域は羽根車失速であると判断できる。次に、ディフューザ出口における質量流量変動の分布を図 9 に示す。図 9 においても低速領域が周方向に旋回しており、その旋回速度は 25% N 程度であった。つまり、この低速領域はディフューザ失速に相当している。また、ディフューザ失速のセル数は時間によって変化し、1 セルもしくは2 セルである。よって、セル数の過渡的な傾向も実験結果と良い一致を示している。さらに、図 8 と図 9 を比較すると、羽根車失速が発生している時間帯( $t = 2\sim4, 13\sim17$ )では、2 セルのディフューザ失速が発生しているという特徴も確認できる。実験結果より、ディフューザ部では 2 セルのディフューザ失速に相当する 58Hz の変動が支配的であるため、 $t=13\sim17$  の時間帯における流れ場に着目する。



(i) Pressure Fluctuation at Diffuser Midsection.



(ii) Result of Short-Time Fourier Transform.



(iii) Simultaneous Measurement Results of Pressure Fluctuation (D.M.1~3).

Fig. 7 Pressure Measurement Results at Diffuser Midsection (EXP:  $\phi = 0.08$ ).

#### 4.4 ディフューザ失速の非定常挙動

ディフューザ失速の非定常挙動について詳細な調査を実施した。図10はディフューザ内部における半径方向流速の変動を可視化したものである。半径方向流速の変動は、非定常計算で得られた瞬時のデータから時間平均(10 回転分)のデータを差し引いて算出した。そして、黒い点線で示した半径方向流速の変動が負となる領域が失速セルに対応する。図10より、 $t^*=12.68$ において45°付近から低速領域が発生し、周方向に旋回するにつれ拡大する。さらに、 $t^*=15.00$ において2セル目のディフューザ失速に

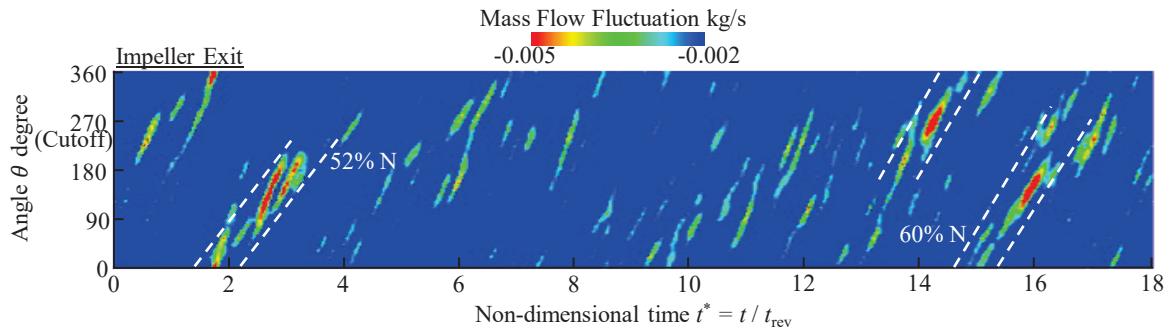


Fig. 8 Mass Flow Fluctuation at Impeller Exit (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

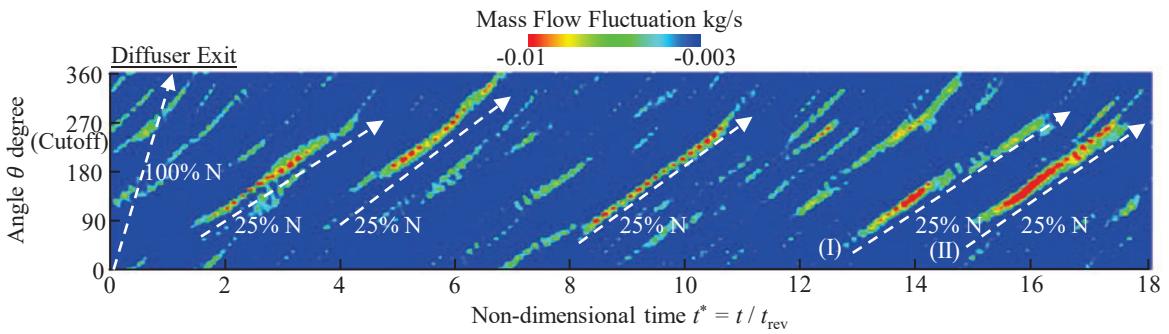


Fig. 9 Mass Flow Fluctuation at Diffuser Exit (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

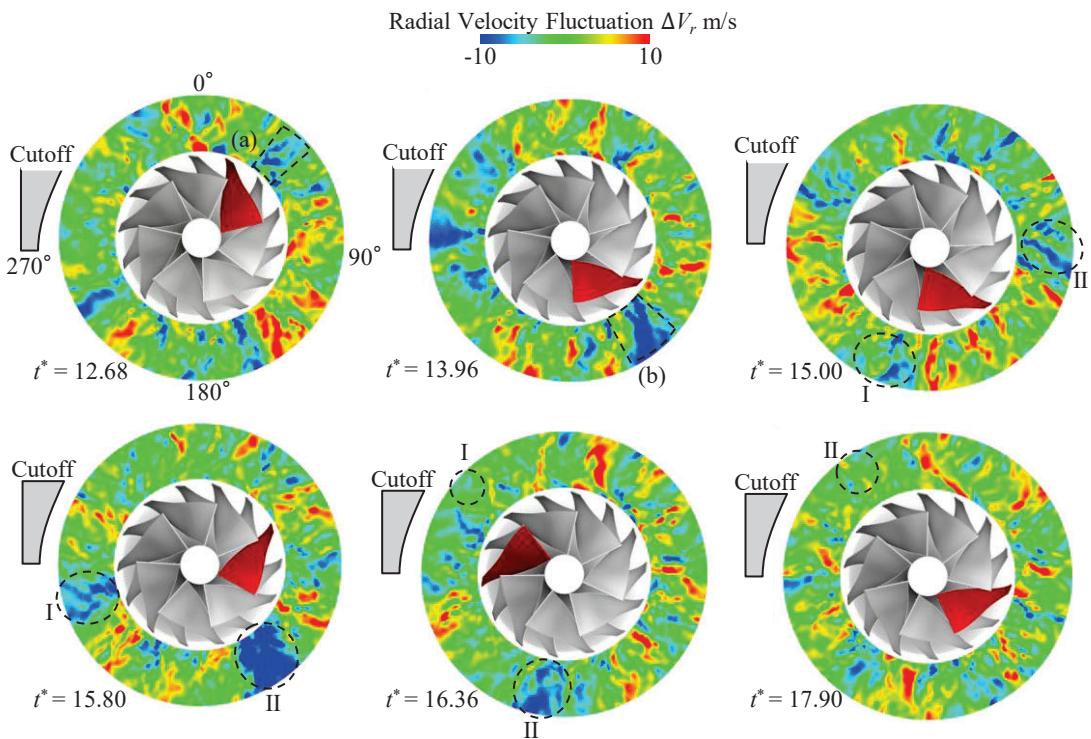


Fig. 10 Instantaneous Distribution of Span-averaged Radial Velocity Fluctuations (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

相当する低速領域が発生している。2セルのディフューザは周方向に旋回するにつれて拡大し、舌部通過後(1セル目 :  $t^* = 16.36$ , 2セル目 :  $t^* = 17.90$ )に消滅する。これは図5の圧力分布より、舌部通過後の領域においてディフューザ部の圧力が低下し、羽根車吐出流量が増加していることが原因である。

次に、ディフューザ失速の構造について調査を実施した。ディフューザ流路からスクロール入口部までの子午面流速分布を図11に示す。可視化位置は図10中の(a), (b)に対応している。図11(i)より、失速セルが初生する45~90°の領域(a)ではディフューザ流路中間部から出口部にかけてHub壁面の境界層剥離が発生している。これは図5の圧力分布より、0~60°付近で発生している周方向の逆圧力勾配が起因していると考えられる。さらに、図11(ii)は拡大後の失速セルの構造を示している。図11(ii)より、ディフューザ失速はディフューザHub, Shroud両壁面の交互の剥離領域とスクロール部からの逆流によって構成されていることが確認できる。

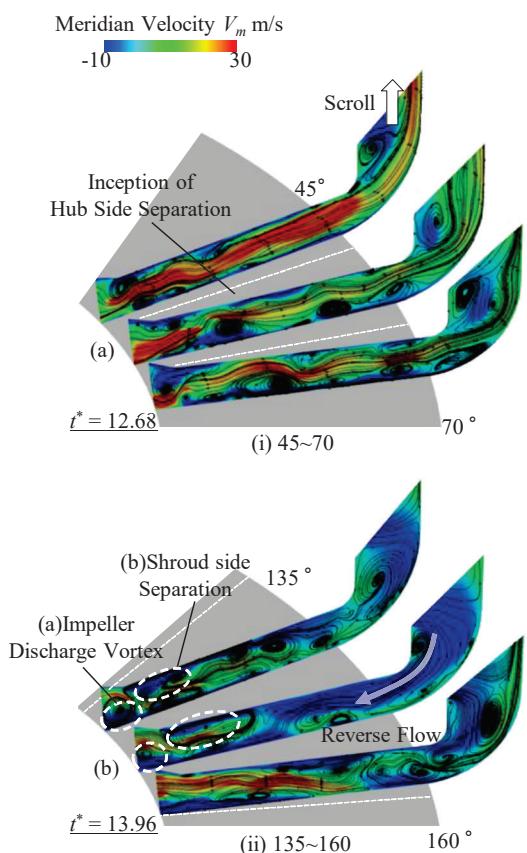


Fig. 11 Instantaneous Distribution of Meridional Velocity (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

#### 4.5 ディフューザ失速の初生における羽根車失速の影響

ディフューザ失速の初生に対する羽根車失速の影響について調査した。図12にディフューザ失速が初生する時間帯におけるディフューザ部の半径方向流速の変動を示

す。先に述べたように、45°~90°においては周方向の逆圧力勾配によってHub側で境界層剥離(A)が発生している。このHub側での境界層剥離は失速セルの有無に関わらず常に発生している。そして、この45°~90°で発生した境界層剥離は周方向に流されるが、基本的には拡大することなく消滅する。一方、ディフューザ失速が初生する時間帯( $t^* = 15.18$ )においては、羽根車出口から放出された低速領域(B)が、45°~90°で発生した境界層剥離(A)に合流し、ディフューザ失速が初生・拡大している。図8より、 $t^* = 15.18$ においては0°~90°の領域に羽根車失速が存在しており、羽根車から放出されている低速領域(B)は羽根車失速の影響で発生したものであると考えられる。その後も羽根車失速による低速領域(B)がディフューザ失速に合流し続け、ディフューザ失速は半径方向・周方向に拡大する。また、 $t^* = 16.02$ においては羽根車失速による低速領域(B)がディフューザ失速を追い越している。さらに、 $t^* = 16.44$ において羽根車失速による低速領域(B)は消滅し、ディフューザ失速のみが残っている状態となっている。つまり、羽根車失速とディフューザ失速は独立して旋回していることが分かる。

以上をまとめると、ディフューザ失速はディフューザ部45°~90°で発生した境界層剥離に、羽根車失速による低速領域が合流することによって初生・拡大する。その後、羽根車失速による低速領域はディフューザ失速を追い越し消滅するが、ディフューザ失速は消滅せずに周方向に旋回を続ける。

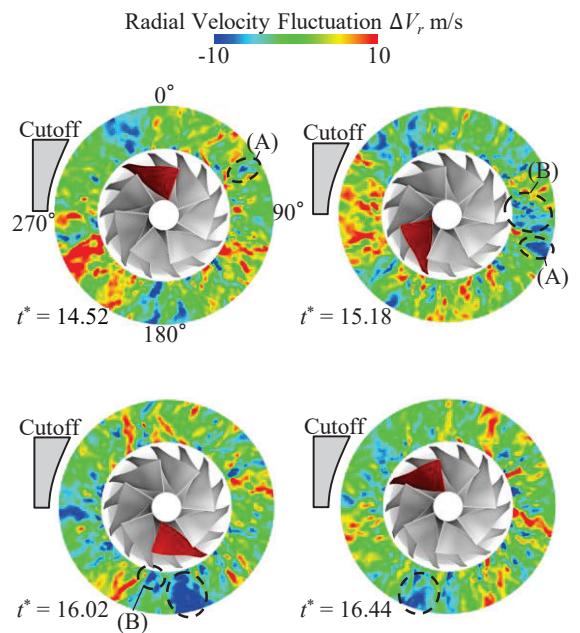


Fig. 12 Generation Process of Diffuser Stall (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

#### 4.6 羽根車失速による低速領域の合流メカニズム

羽根車失速による低速領域がディフューザ部の境界層

剥離に合流するメカニズムについて調査を実施した。図13は羽根車入口の静圧とディフューザ内部の半径方向流速の変動を示している。さらに、緑色の矢印で示した位置における子午面流速分布を右に示している。図13より、 $t^* = 15.28$ において羽根車失速に相当する低圧領域が90°付近に存在し、その翼間から低速領域(c)が放出されていることが確認できる。その後、低速領域(c)は半径方向に伝播し、 $t^* = 15.58$ においてディフューザ出口の低速領域へと合流する。

次に、低速領域(c)がディフューザ出口の低速領域に合流するメカニズムに着目する。図13の子午面流速分布より、 $t^* = 15.28$ において低速領域(c)の位置ではHub側の境界層剥離が拡大している。その後、 $t^* = 15.38$ においてShroud側の境界層剥離が拡大していることが確認できる。このように低速領域(c)は、Hub・Shroud側で交互の剥離を伴いながら半径方向に伝播していく。半径方向に低速領域が伝播していくメカニズムは以下のとおりである。まず、羽根車失速の影響で羽根車出口 Hub側の境界層剥離が拡大する( $t^* = 15.28$ )。Hub側の剥離が拡大することによって、スパン方向に圧力勾配が発生する。そして、発生した圧力勾配の影響により主流がHub側に偏流するため、ディフューザ中間部ではShroud側の境界層剥離が拡大する( $t^* = 15.38$ )。さらに、コアンダ効果によって主流が羽根車出口の剥離渦に沿って流れることも、主流がHub側に偏流し、ディフューザ中間部の剥離が拡大する一因であると考えられる。以上のメカニズムによって、羽根車失速による低速領域はディフューザ部の境界層剥離に合流し、ディフューザ失速が初生・拡大する。

#### 4.7 羽根車失速発生時の羽根車内部流れ場

羽根車失速発生時において、羽根車出口 Hub側で拡大する境界層剥離に関して調査を実施した。図14は羽根車入口の圧力分布であり、図15は羽根車出口の子午面流速である。図14、図15より、羽根車失速が存在しない流路(3・4)ではHub側で境界層剥離は発生していない。一方、羽根車失速が存在する流路(1・2)においては、羽根車出口 Hub側の境界層剥離が発生しており、その規模はM.B.負圧面流路の出口で特に大きい。次に、羽根車内部の渦構造を図16、図17に示す。流路の番号は図14と図15に対応している。図16より、羽根車失速が存在する流路(1・2)の入口では、流路(3・4)と比較しても渦が拡大している。その結果、渦のプロッケージ効果により、羽根車失速が存在する流路の流量は低下する。さらに、図17より、M.B.負圧面流路のThroat部には縦渦が存在する。過去の研究結果<sup>(4)</sup>より、Throat部の渦は羽根車失速の有無に関わらずM.B.負圧面流路に存在している。そして、Throat部の渦はHub側の流れをShroud側に強く巻き上げると同時に、渦のプロッケージ効果によるM.B.負圧面流路の流量低下を引き起こす。この2つの効果と羽根車入口で拡大した渦の影響によって、M.B.負圧面流路の出口では特に

Hub側の境界層剥離が拡大している。その後、拡大した羽根車出口 Hub側の境界層剥離を起点として、境界層剥離が半径方向に伝播し、ディフューザ出口の境界層剥離に合流することでディフューザ失速が初生・拡大する。

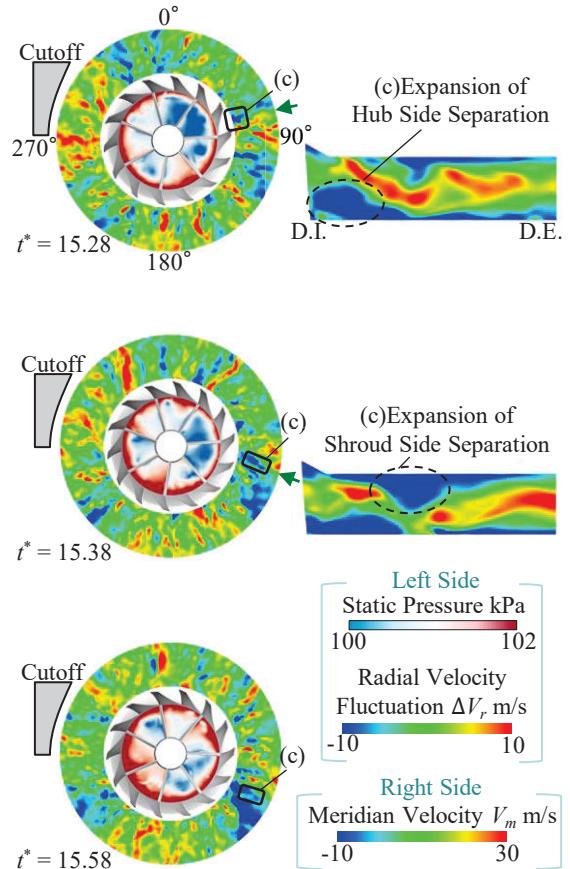


Fig. 13 Merging Mechanism of Low-velocity Region caused by Impeller Stall (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

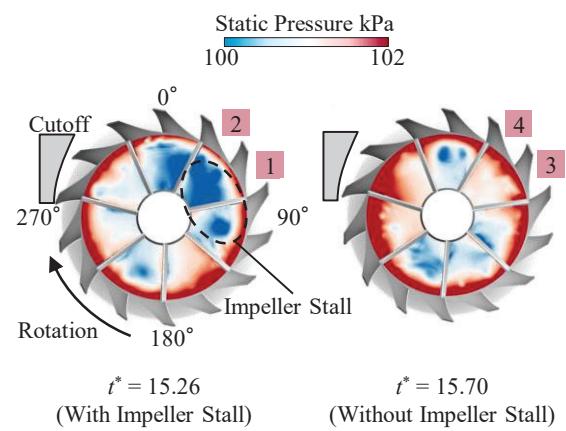


Fig. 14 Static Pressure Distributions at Impeller Inlet (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

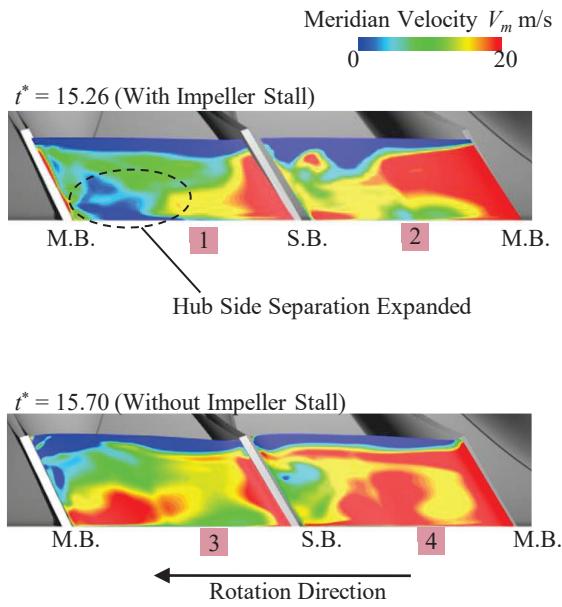


Fig. 15 Static Pressure Distributions at Impeller Exit (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

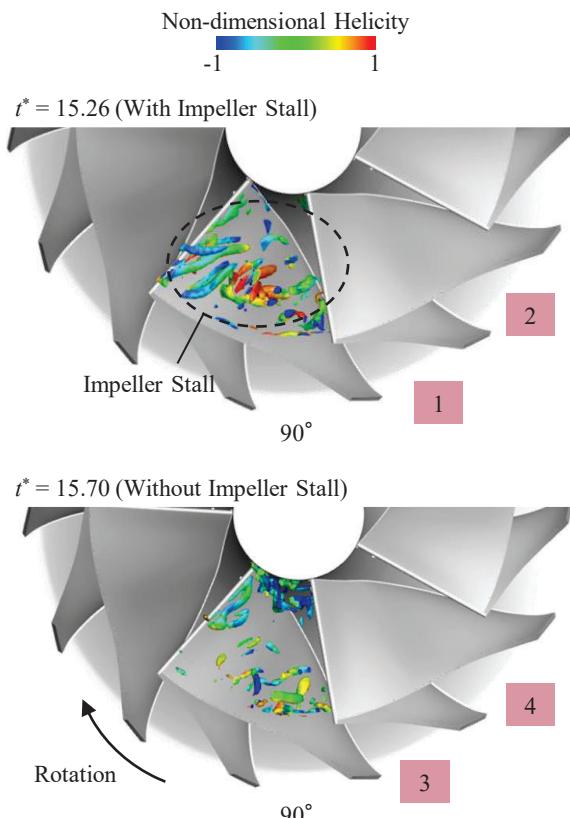


Fig. 16 Vortex Structure at Impeller Inlet (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

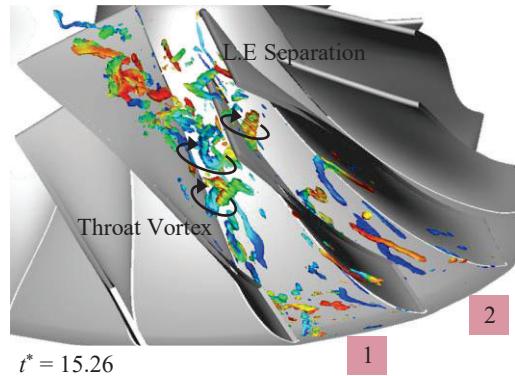


Fig. 17 Vortex Structure inside Impeller Passages (CFD:  $\phi = 0.08$ ).

## 5. 結言

羽根なしディフューザを有する遠心圧縮機に発生するディフューザ失速に対して、羽根車内部流れ場が与える影響を調査するために、実験および数値解析を行った。得られた知見を以下に示す。

- (1)  $\phi = 0.08$ の作動点では、羽根車内部において羽根車回転速度の57%程度で旋回する羽根車失速が確認された。また、ディフューザ部においては羽根車回転速度の25~30%で旋回するディフューザ失速が2セル確認された。
- (2) ディフューザ部45~90°では周方向の逆圧力勾配が強まっており、その影響により Hub 側で境界層剥離が発生する。この境界層剥離に対して、羽根車失速による低速領域が合流することによりディフューザ失速は初生・拡大する。
- (3) 羽根車失速が存在する流路では流路入口の渦が拡大しており、流入流量が低下する。それに加え、M.B.負圧面流路の Throat 部に縦渦が存在している。この2つの渦の効果によって、M.B. 負圧面流路の羽根車出口では特に Hub 側の境界層剥離が拡大している。その後、羽根車出口 Hub 側の境界層剥離を起点として、半径方向に Hub-Shroud と交互に境界層剥離が伝播し、最終的にディフューザ部で発生した境界層剥離に合流する。

## 参考文献

- (1) Senoo, Y., Kinoshita, Y. and Ishida, M., 1977, "Influence of Inlet Flow Conditions and Geometries of Centrifugal Vaneless Diffusers on Critical Flow Angle for Reverse Flow," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.99, pp.104-114.
- (2) Ohuchida, S., Kawakubo, T., and Tamaki, H., 2013, "Experimental Study of Rotating Stall in Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, GT2013-95468.
- (3) Fujisawa, N., Tajima, K., Miida, H., and Ohta, Y., 2020, "Generation Mechanism of Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor with Vaneless Diffuser," *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 4:190-201.
- (4) Agari, Y., Yamao, Y., Fujisawa, N., and Ohta, Y., 2020, "Behavior of Vaneless Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor," *Proceedings of Asian Congress on Gas Turbines 2020*, ACGT2020-005.

## パルス燃焼と定圧燃焼を組み合わせた圧力増大燃焼ガスタービンの性能評価

### Performance Evaluation of Pressure-gain Combustion Gas Turbine Combining Pulse Combustion and Constant Pressure Combustion

○関口 武央<sup>\*1</sup> 中村 駿介<sup>\*1</sup> 櫻井 育司<sup>\*2</sup>  
SEKIGUCHI Takahiro NAKANURA Shunsuke SAKURAI Takashi

#### ABSTRACT

We have studied the thermal efficiency improvement of gas turbines by using pressure-gain combustion. A gas turbine that was operated by combustion combining pulse combustion and constant pressure combustion was constructed. In this paper, we describe the performance of this gas turbine. In the pulse combustion, two patterns of pressure variation were observed. One was the intended normal pulse combustion which generated large pressure increase, and the other was irregular combustion caused by residual burned gas. The engine performance was evaluated based on the thrust measurement. In the case of normal pulse combustion, the highest thermal efficiency was achieved than constant pressure combustion.

**キーワード：**圧力増大燃焼、パルス燃焼、エンジン性能、推力、熱効率

**Key Words:** Pressure-gain Combustion, Pulse Combustion, Engine Performance, Thrust, Thermal Efficiency

#### 1. はじめに

ガスタービンはジェットエンジンや発電装置として幅広く利用されており、地球温暖化抑制や燃料消費率改善のため、継続的な熱効率向上の研究が行われている。熱効率向上の手段として、従来の定圧燃焼とは異なり、燃焼器内で圧力を増大させる圧力増大燃焼を行う方法がある。先行研究では、小型ターボファンエンジンにパルスデトネーション燃焼を応用した場合の理論性能計算で最大14%の燃料消費率の改善が得られる事を示した<sup>(1)</sup>。筆者らはパルス燃焼を応用してガスタービン熱効率の向上を目指しているが、パルス燃焼のみを用いた場合には自立運転に至っていない。そのため、研究のアプローチを変更し、定圧燃焼とパルス燃焼を組み合わせて作動するガスタービンを構築し、実験を行っている<sup>(2)</sup>。ここでいうパルス燃焼とは、従来研究されている音響学的共鳴で作動する受動的なパルス燃焼ではなく、点火器によって燃焼のサイクル速度を制御する能動的なパルス燃焼である。圧力増大はデトネーションより小さいものの、定積燃焼に近い燃焼が得られると考えている。

受動的なパルス燃焼で作動するガスタービンについては先行研究が幾つかあり、Paxsonらの研究では定圧燃焼

に比べ3.7%程度の圧力増大を達成したと報告されている<sup>(3)</sup>。この先行研究ではタービン出口に排気ガスを受け止める推力板を設置し推力を計測しているが、定圧燃焼と比較した場合の優位性や比出力、熱効率についての評価はなされていない。本研究では既報においてタービンを用いた性能評価を行ったが、出力が小さいために計測用タービンを接続することで排気抵抗が増大しガスタービン自立が困難になる課題があった<sup>(2)</sup>。そこでPaxsonらと同様の方法で推力を計測する方法に変更し、計測した推力から出力などの性能評価をすることとした。本報告ではパルス燃焼で作動するガスタービンの性能を定圧燃焼とも比較し評価すること目的としている。

#### 2. 実験装置および実験方法

##### 2.1 実験装置

図1は実験装置の概略図である。ガスタービンは2つの燃焼室A、Bをもつ燃焼器と軽自動車用の小型ターボチャージャー(TD015、三菱重工業製)から構成されている。2つの燃焼室で生じた燃焼ガスは燃焼器下流で合流し、タービンへ送られる。タービン出口には推力計測装置が設置しており、排気ガスを推力板で受け止め、推力板にかかる力をロードセルで計測した。空気は始動用のブロワー供給と大気からの取り込みに切り替えられる。定圧燃焼用の水素は手動バルブで流量を調節し、パルス

\*1 東京都立大学大学院  
〒191-0065 東京都日野市旭が丘6-6

\*2 東京都立大学  
〒191-0065 東京都日野市旭が丘6-6

燃焼用の水素は電磁バルブによって供給を制御している。

図2は燃焼器の概略図である。空気は青色矢印の位置から燃焼室へ供給される。水素は燃焼形態に対応して供給場所が異なり、定圧燃焼用水素は燃焼室中間部から、パルス燃焼用水素は空気流入部からそれぞれ供給される。イグナイターは各燃焼室にパルス燃焼用が2つ、定圧燃焼用が1つ取り付けられている。パルス燃焼用の電磁バルブとイグナイターはプログラマブルコントローラーで動作タイミングを制御しており、水素噴射と点火のタイミングを変更することでパルス燃焼のサイクル速度を制御した。燃焼室の下流部には圧力センサーを設置しており、燃焼室圧力の計測を行っている。燃焼室の三面は金属壁であるが、燃焼室内部を可視化するため一面のみ石英ガラスにした。パルス燃焼モード時は燃焼室Aの内部を高速度カメラで直接撮影し、パルス燃焼の燃焼状態を確認できるようにした。

図3は計測位置、表1は各計測位置に使用した計測機器を示す。CA, CBはそれぞれ燃焼室A、燃焼室Bに対応し、計測点3は燃焼ガスが合流した後の地点で計測している。

## 2.2 実験方法

ガスタービン始動時はプロワーから空気を供給し、両燃焼室とも定圧燃焼で運転を開始する。水素と空気の流量を徐々に増加させ、圧縮機出口圧力を180kPa程度まで上昇させる。その後、空気の供給をプロワーから大気吸引込みに切り替え自立運転に移行する。移行後は燃焼室Aの燃焼形態を実験条件に合わせて変化させ、計測を行う。定圧燃焼用イグナイターは運転開始時の点火にのみ使用した。

燃焼形態は両燃焼室で定圧燃焼を行う定圧燃焼モードと、燃焼室Aでパルス燃焼、燃焼室Bで定圧燃焼を行うパルス燃焼モードがある。図4はパルス燃焼モード時の燃焼室Aにおける運転シーケンスである。図中の[c/s]はパルス燃焼のサイクル速度(サイクル数/秒)を表す単位

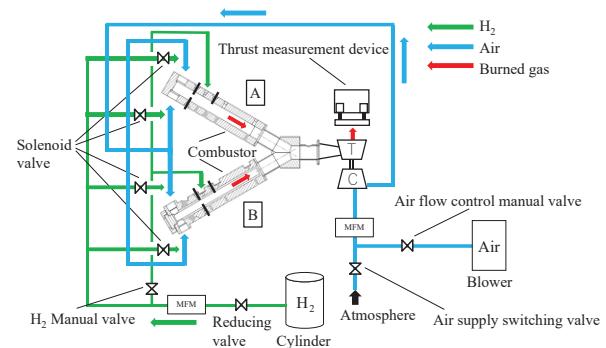


図1 実験装置概略図

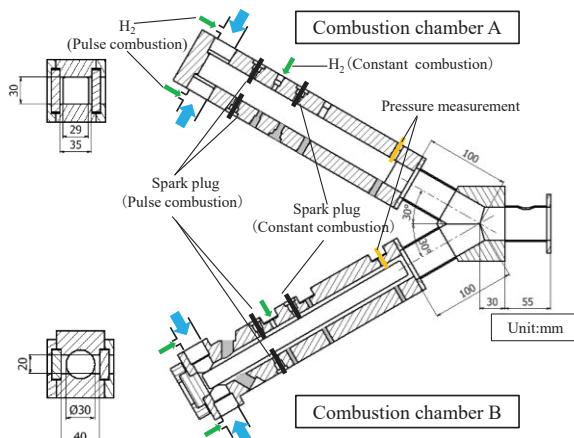


図2 燃焼器概略図

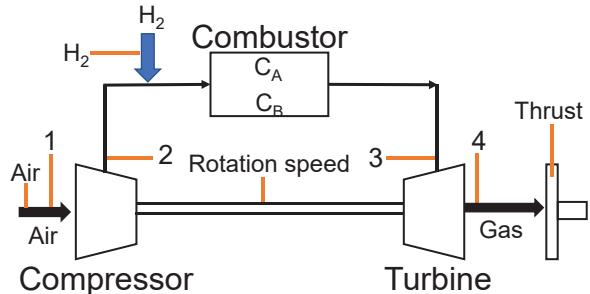


図3 計測位置

表1 計測機器

計測位置	計測機器	計測範囲	誤差	応答速度
Air	質量流量計	0 to 100 g/s	±5%リードスケール	10 ms
H <sub>2</sub>	質量流量計	0 to 0.68 g/s	±5%リードスケール	10 ms
1	半導体圧力センサー	-101 to 500 kPa,G	±5%フルスケール	1 ms
2	圧力変換器	0 to 500 kPa,G	±2%フルスケール	50 ms
	外径0.25mm Type-K 熱電対	250 to 1473 K	±5 K	0.3 s
3	圧力変換器	50 to 2100 kPa	±2%フルスケール	50 ms
	外径0.25mm Type-K 熱電対	250 to 1473 K	±5 K	0.3 s
4	半導体圧力センサー	0 to 1000 kPa,G	±5%フルスケール	1 ms
	外径0.25mm Type-K 熱電対	250 to 1473 K	±5 K	0.3 s
CA	圧力変換器	0 to 2 MPa,G	±2%フルスケール	50 ms
CB	圧力変換器	0 to 500 kPa,G	±2%フルスケール	50 ms
Rotation speed	光センサー	0 to 300,000 rpm	±100 rpm	10 ms
Thrust	ロードセル	0 to 5 N	±0.2%フルスケール	2 ms

であり、1秒間に何回パルス燃焼を行うかを表している。パルス燃焼では水素を7ms噴射した後、2ms間隔をとつてイグナイターを通電する。その後、次サイクルの水素噴射まで燃焼と掃気の時間を設けており、本研究ではこの時間を変更することで1サイクルの時間を変えた。パルス燃焼時、空気はバルブ等で制御をしておらず常に流れる状況であるが、燃焼室Aへの定圧燃焼用水素の供給はパルス燃焼への移行と同時に停止した。本研究の実験条件を表2に示す。

本実験では計測した推力をもとに出力を算出した。定常時の推力Fは(1)式で表される。

$$F = (\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2})(u_e - v) + (P_e - P_0)A_e - (P_{in} - P_0)A_{in} \quad (1)$$

ここで、 $\dot{m}$ は質量流量である。 $u$ と $A$ は流速と断面積であり、添え字inはガスタービン入口、eはガスタービン出口を示す。実験装置は床に固定されており、また圧縮機における作動流体の流入速度も無視して $v=0$ とみなす。さらに、実験においてガスタービンの入口圧力 $P_{in}$ と出口圧力 $P_e$ はそれぞれ大気圧 $P_0$ に等しいとみなせるため、(1)式は(2)式となる。

$$F = (\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2})u_e \quad (2)$$

エンジンの発生動力を出力Wと考えると(3)式で表せる。

$$W = \frac{1}{2}(\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2})u_e^2 \quad (3)$$

(2)式と(3)式から出力を次式で評価する。

$$W = \frac{1}{2} \frac{F^2}{\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2}} \quad (4)$$

熱効率は(5)式を用いて算出した。なお、低位発熱量は $LHV=120.9$ [MJ/kg]とした。

$$\eta_{ex} = \frac{W}{\dot{m}_{H_2} LHV} \quad (5)$$

上記で求まる推力の妥当性を確認するため、Canteraを用いたプログラムでエンジンのサイクル計算をもとにタービン出口状態を求め、推力を推定した。サイクル計算の圧力や当量比には実験値を用い、圧縮機とタービンの断熱効率は実験推定値を用いた。エンジン内の質量流量は一定であるため、タービン出口の燃焼ガス質量流量は計算した密度 $\rho_e$ を用いて(6)式で計算される。

$$\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2} = \rho_e u_e A_e \quad (6)$$

(6)式と(4)式より、予測推力 $F_{cal}$ は次式で求めた。

$$F_{cal} = \frac{(\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2})^2}{\rho_e A_e} \quad (7)$$

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 推力の計測値と計算値の比較

図5は定圧燃焼モードにおける推力の計測値と計算値である。140sからガスタービンの運転を開始している。計算した推力は運転とともに値が徐々に増加しているのに対して、計測した推力は140~190sまで過大な値を示

表2 実験条件

#	燃焼モード	サイクル速度 [c/s]	サイクル時間 [ms]	燃焼・掃気時間 [ms]
115-3	定圧燃焼	—	—	—
115-4	パルス燃焼	40	25	14
116-4	パルス燃焼	33.3	30	19
116-6	パルス燃焼	37	27	16

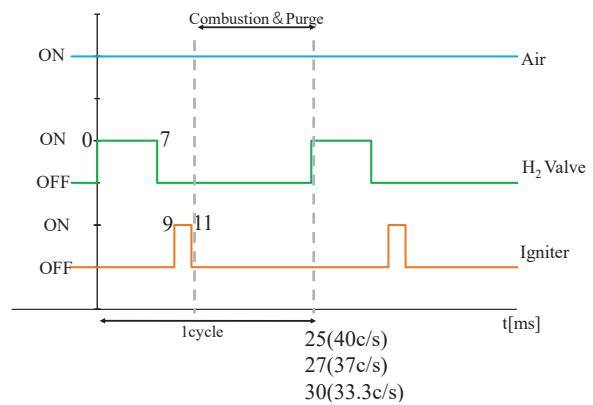


図4 パルス燃焼の運転シーケンス(燃焼室A)

した。計測値のこの区間は推力計測系に起因するエラーである。190s以降、計測値と計算値の値は一致しないものの、推力変化の傾向は一致している。250s付近で自立運転へ移行しており、計測値と計算値のどちらも値が減少している。このときの推力変化は計測値のほうが計算値に比べ減少が若干大きい。260s以降は燃焼条件を一定に維持しており、計測値と計算値のどちらもほぼ一定の値を取っている。

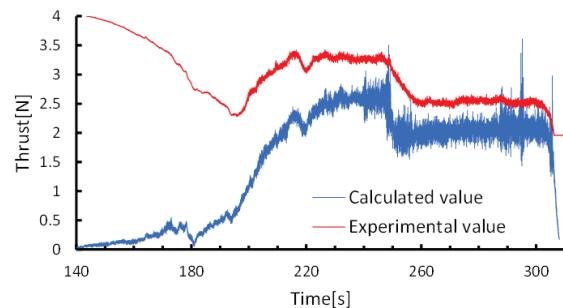


図5 推力(定圧燃焼モード、#115-3)

#### 3.2 パルス燃焼モードにおける燃焼圧力の変化

図6は#115-4におけるパルス燃焼モードでの各計測結果である。自立運転移行後から計測を開始しており、0~3sは定圧燃焼モード、3~13sの10秒間はパルス燃焼モードで運転している。パルス燃焼モードへ移行すると空

気質量流量は大きく減少したが、タービン入口圧力が大きな圧力を示した 9s 付近では一時的な流量増加が見られた。水素流量は現在の供給系では調整が十分でなく、パルス燃焼モードへ移行後上昇し、定圧燃焼モードと流量を合わせることが出来ていない。パルス燃焼モード中は定圧燃焼モードよりも大きな圧力の変動がタービン入口と圧縮機出口の両方で見られた。これは燃焼室 A でのパルス燃焼によるものである。本研究では圧力変動は 2 パターンあり、7.3s と 9s 付近での大きな圧力変動（以降、正常なパルス燃焼）と、圧力変動が小さい状態（以降、不規則着火）を確認した。タービン入口および出口温度はパルス燃焼モードで徐々に上昇した。これは当量比の増大に伴う燃焼温度の上昇によるものである。対して、圧縮機出口の温度はパルス燃焼モードで減少した。推力は定圧燃焼モードからパルス燃焼モードへ移行した際の平均的な値の変化は小さかった。正常なパルス燃焼が生じている 7.3s と 9s 付近では値が大きく上昇した。9s 付近を拡大して見たところ、40c/s に対応して推力もパルス的に大きく変動しており、正常にパルス燃焼した場合には定圧燃焼に比べて大きな運動エネルギーを持った燃焼ガスが生成されていることが推測される。

図 7 は #115-4 における燃焼室圧力である。図 6 のタービン入口圧力とほぼ同じ圧力の変化を示しているが、パルス燃焼時に燃焼室 A の圧力ピークは燃焼室 B およびタービン入口よりも高いことがわかる。9s 付近を拡大して見ると、正常にパルス燃焼がしている場合には燃焼室 A では圧力ピークが最大で 374kPa に達している。パルス燃焼の影響は 2 つの燃焼室の集合部を経由して燃焼室 B にも伝わっており、燃焼室 B の圧力ピークも A よりは低いものの 180kPa 程度まで上昇している。

図 8 と 9 はサイクル速度を 33.3c/s と 37c/s に低下して実験した #116-4 と #116-6 の燃焼室圧力のグラフである。パルス燃焼モードは #115-4 と同様に 3~13s の 10 秒間であるが、この 2 条件では 13s まで自立運転を維持することができなかった。サイクル速度が低下するほど正常なパルス燃焼の期間を持続できることがわかったが、正常なパルス燃焼の開始時期や圧力ピーク値の変化については未だ原因が明らかでない。次節で後述するように正常なパルス燃焼は前サイクルの燃焼ガスが燃焼室からしっかりと掃気され、点火プラグで着火した際に生じていることがわかっている。しかし、ガスタービンの運転状態に対応してどのような条件で掃気が上手く行われ、また噴射した水素がどのように流れているかは把握できておらず、正常なパルス燃焼を安定して継続できるよう燃焼室内部のより正確な状態把握が必要である。

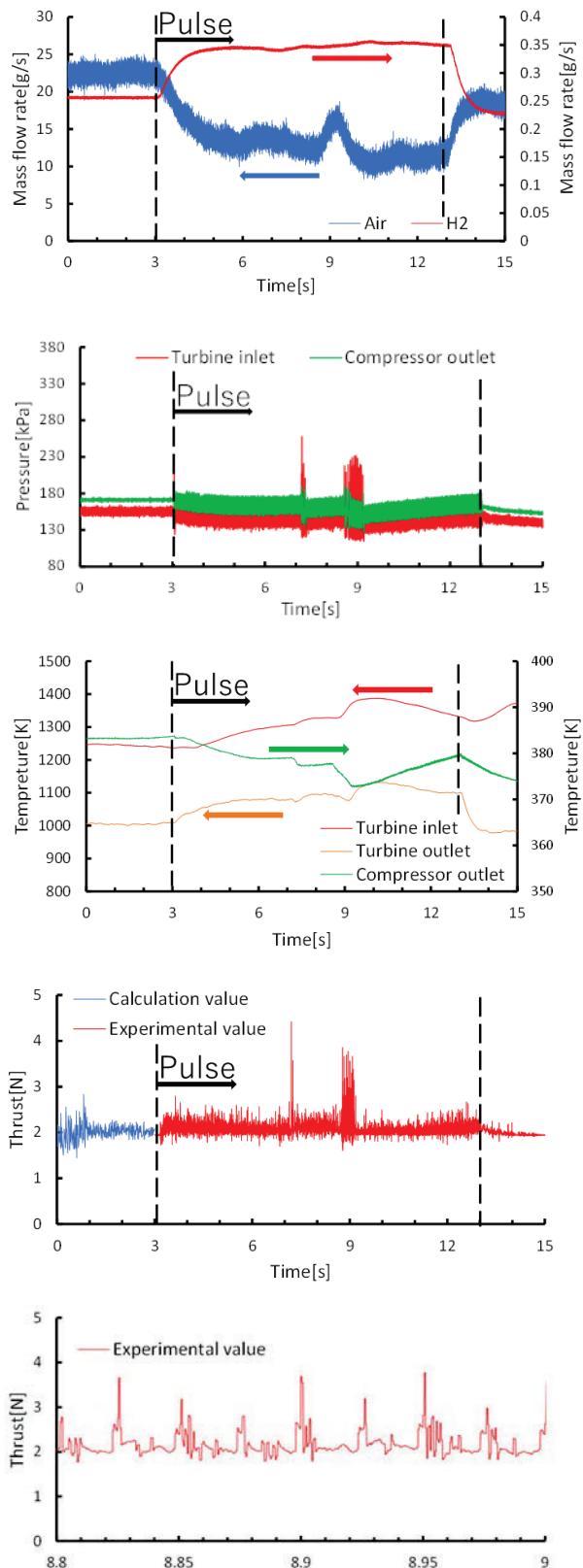


図 6 パルス燃焼モードの運転データ (#115-4)

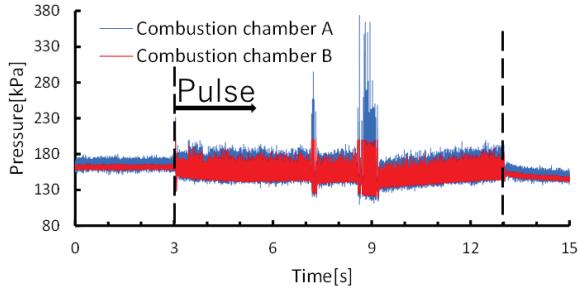


図 7 パルス燃焼モードの燃焼室圧力 (#115-4)

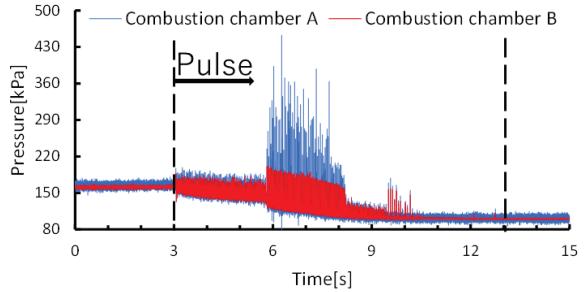


図 8 パルス燃焼モードの燃焼室圧力 (33.3c/s, #116-4)

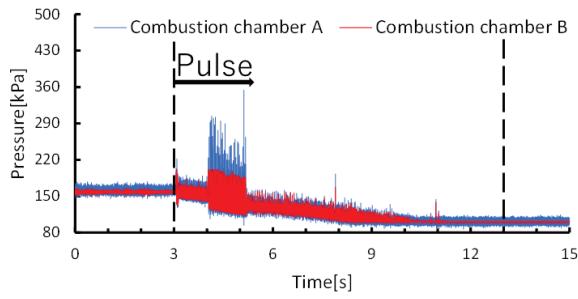


図 9 パルス燃焼モードの燃焼室圧力 (37c/s, #116-6)

### 3.3 パルス燃焼モードにおける燃焼室内の可視化

図 10 と 11 はパルス燃焼モード時の燃焼室 A を高速度カメラで直接撮影した画像である。実験条件は#116-4 であり、サイクル速度は 33.3c/s である。図 10 は不規則着火の場合であり、4.5240s のイグナイタ一点火時には前サイクルの燃焼ガスが滞留している様子が見られた。18ms 後の 4.5420s ではイグナイタより上流の空気と水素の供給孔付近から燃焼ガスが流入する様子が見られた。

これに続く 1.4ms 後には供給孔から燃焼室中ほどにかけて火炎が燃え広がる様子が見られる。4.550s では供給孔付近に燃焼ガスの強い発光は見られないものの、不規則着火では燃焼室上流ないし供給孔の配管に燃焼ガスが残留し、水素の供給開始とともに自着火てしまっていると考えられる。

図 11 は正常なパルス燃焼が生じた場合である。6.1748s にイグナイタ一点火の発光が見られ、その 1.2ms 後にイグナイタより下流で火炎が見られ、0.6ms 後の画像では火炎が燃焼室出口へ伝播する様子がわかる。この火炎は燃焼室出口ばかりでなく、上流側にも逆流する様子が見られた。原因としては、パルス燃焼で生じた圧力波が燃焼室下流の集合部で反射し、その反射圧力波が燃焼ガスの逆流を誘起したか、または、上流側に未燃混合気が残っていることなどが考えられる。

### 3.4 定圧燃焼モードとパルス燃焼モードの性能比較

表 3 に 40c/s で運転した#115-4 における定圧燃焼モード時とパルス燃焼モード時の代表的な時間平均値を示す。パルス燃焼モードでは正常なパルス燃焼時と不規則着火時のそれぞれで評価を行った。図 6 で示したようにパルス燃焼モードでは定圧燃焼に比べ空気流量は減少し、水素流量は増加したため当量比が大きく異なっている。これはターピン入口温度に反映されているが、パルス燃焼では当量比に対して平均温度は相対的に低く、燃焼が間欠的であることにより燃焼温度は高いものの、持続時間は短いために平均温度は低く抑えられていると考えられる。定圧燃焼とパルス燃焼で当量比が異なるため比較は参考程度であるが、パルス燃焼では推力がわずかに大きくなる一方、ガス流量は定圧燃焼よりも少ないため出力

の増大が見られる。また、不規則着火よりも正常にパルス燃焼したほうが出力は高い。熱効率では正常なパルス燃焼が定圧燃焼と比べて 0.15%，不規則着火でも 0.11% 高い値が得られた。一方で、実験データから推定される

本ガスタービンの定圧燃焼時の理論熱効率は 4%程度であり、実験値の 0.27% はこれよりも一桁以上小さい。引き続き、性能損失原因を調査する必要がある。

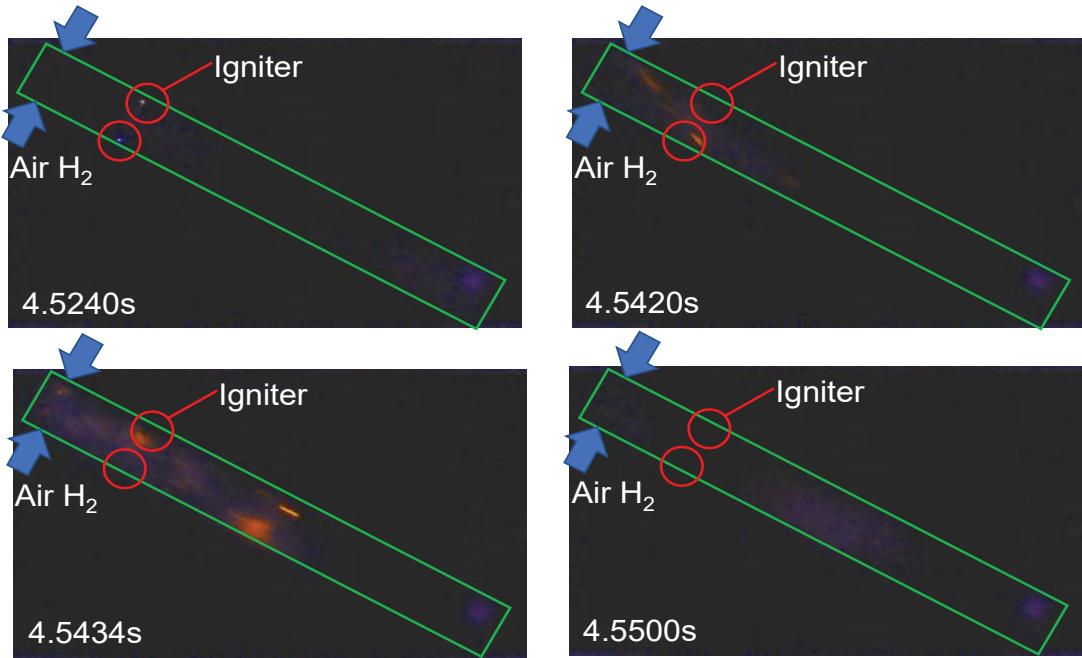


図 10 不規則着火の高速度カメラ画像 (33.3c/s, #116-4)

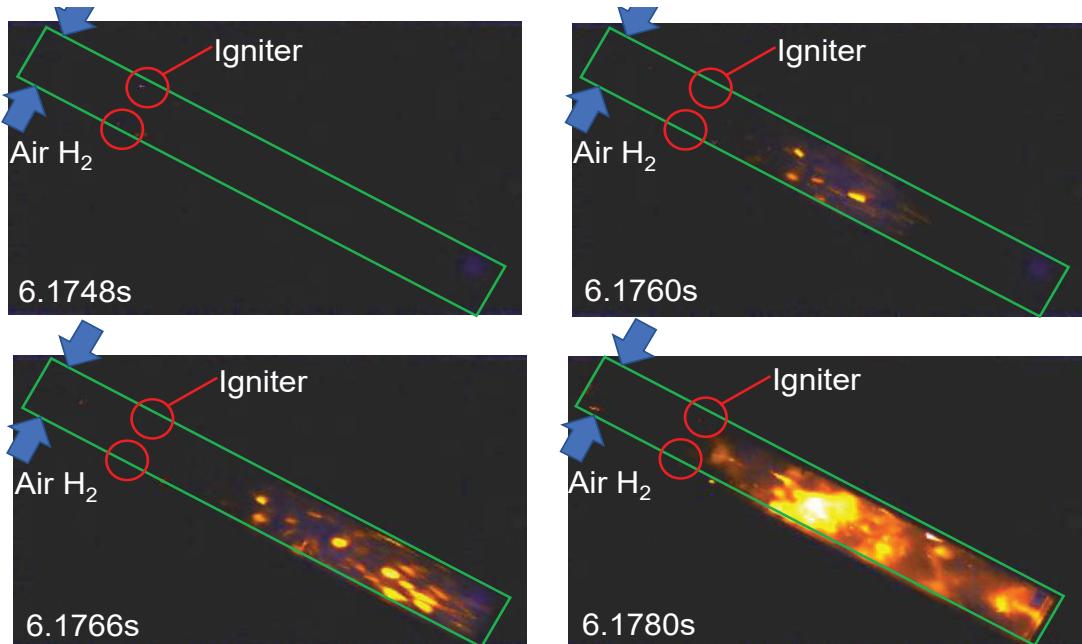


図 11 正常なパルス燃焼の高速度カメラ画像 (33.3c/s, #116-4)

表 3 燃焼モードの違いによるガスタービン性能

燃焼モード	$\dot{m}_{Air}$ [g/s]	$\dot{m}_{H2}$ [g/s]	当量比 [-]	TIT [K]	推力 [N]	出力 [W]	熱効率 [%]
定圧燃焼	22.40	0.26	0.39	1246	1.95	84	0.27
正常なパルス燃焼	14.78	0.35	0.81	1336	2.17	174	0.42
不規則着火	13.48	0.34	0.88	1292	2.09	159	0.38

#### 4. まとめ

パルス燃焼と定圧燃焼を組み合わせたガスタービンの性能評価を行った。本研究では、2つの燃焼室の両方で定圧燃焼を行う定圧燃焼モードと、定圧燃焼とパルス燃焼を燃焼室で分けて行うパルス燃焼モードでガスタービンを運転し、それぞれの性能を比較した。パルス燃焼モードでは、燃焼室内の残留燃焼ガスで着火する不規則着火と、イグナイターで着火したときに大きな圧力上昇を生じる正常なパルス燃焼を観察した。パルス燃焼のサイクル速度を変化させたところ、パルス燃焼モードでガスタービン自立運転を持続出来たのは 40c/s だけであったが、高速度カメラでの撮影によりサイクル速度は遅いほど正常なパルス燃焼が生じやすいことがわかった。推力板を用いた計測法ではガスタービンの自立運転が得やすくなり、2つの燃焼モードでガスタービン性能を比較すると、パルス燃焼モードにおいて熱効率の向上が確認された。

#### 参考文献

- (1) 櫻井毅司, パルスデトネーションエンジンと航空用エンジンとの性能比較, 第47回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-19 (2019).
- (2) 中村駿介, 櫻井毅司, 間欠燃焼で作動するマイクロガスタービンの作動特性, 第48回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, B-2 (2020).
- (3) Paxson, D.E., Dougherty, K., Operability of an Ejector Enhanced Pulse Combustor in a Gas Turbine Environment, AIAA-2008-0119(2008).

## サイクル解析に向けた ガスタービン搭載用ウェーブロータのモデル構築

### Model Construction of Wave Rotor for Gas Turbine for Cycle Analysis

○西岡 立成<sup>\*1</sup>

NISHIOKA Tatsunari

岡本 光司<sup>\*1</sup>

OKAMOTO Koji

寺本 進<sup>\*2</sup>

TERAMOTO Susumu

#### ABSTRACT

Topping a wave rotor on a gas turbine is an attractive method to improve its thermal efficiency. In order to clarify suitable wave rotor for a particular gas turbine, it is necessary to perform the cycle analysis of a gas turbine equipped with a wave rotor and evaluate its performance. In this study, a wave rotor model that can be incorporated into the cycle analysis was developed based on the method of characteristics, and was compared with a validated one-dimensional numerical analysis model based on the Euler equations.

**キーワード :** ウエーブロータ, サイクル解析, モデル構築, 膨張波, 衝撃波

**Key Words:** Wave rotor, Cycle analysis, Model construction, Expansion wave, Shock wave

#### 1. 序論

小型ガスタービンは小型航空機から分散型発電機まで幅広い需要が見込まれ、近年注目されている。ガスタービンの効率は全体圧力比とサイクル最高温度に依存しており、大型のガスタービンでは燃焼器温度を高めることでサイクル最高温度を上昇させ、それに応じた全体圧力比を実現することにより、高い効率を実現している。しかし小型のガスタービンではタービン翼の耐熱性能や圧縮機の圧縮比が低いことから、大型のガスタービンに比べて熱効率が低くなる傾向がある。

このような課題を解決するための方法としてウェーブロータという装置が注目を集めている。ウェーブロータは衝撃波や膨張波の伝播を使って燃焼ガスと空気の間でエネルギー交換を行う流体機械である。小型ガスタービンにウェーブロータを搭載した際のガスタービンサイクルのTS線図と模式図をFig.1に示す。ウェーブロータは既存のガスタービンの圧縮機/タービンと燃焼器の間に組み込まれ、圧縮機からの低圧空気(②)と、燃焼器からの高圧ガス(④)を接触させることで衝撃波を発生させる。ウェーブロータ内で低圧空気は衝撃波によって圧縮され燃焼器へ流入する(③)。燃焼器からウェーブロータ内に流入したガスは低圧空気を圧縮した後、タービンへ

と流出する(⑤)。

TS線図からわかるようにウェーブロータ搭載サイクルでは既存のガスタービンと同じタービン入口温度(⑤)で既存ガスタービンより高いサイクル最高温度(④)を実現することができる。ウェーブロータは低温の空気と高温のガスが交互に内部を吹き抜ける構造になっているので、常に高温ガスに晒されるタービン翼において問題となる耐熱面での課題を解決でき、④のような高いサイクル最高温度での運用が可能となる。またウェーブロータは後述する作動原理によって圧縮機から出た空気を衝撃波によって更に圧縮することで、全体圧力比を向上させることができる。このようにサイクル最高温度と全体圧力比を上昇させることで既存のガスタービンよりも良い効率を得ることが期待されている。

Fig.2にウェーブロータの構造を示す。ウェーブロータは、セルと呼ばれるチューブが円筒状に並んだロータと、ガス及び空気を吸排気するためのポートで構成されている。Fig.1に示したように、供給するガスと空気の圧力が異なることによりセル内に衝撃波が生じ、それがセル内を往復伝播することによって空気を圧縮する(詳細は後述)。セルに対するポートの開閉タイミングを適切に定めることによって、燃焼ガスと空気の給排気が行われ、ガスタービンシステムへの組み込みが可能となっている。

Fig.1に示すようなウェーブロータ搭載ガスタービンの熱サイクルは組み込む対象のガスタービンや制約条件によって異なることから、設計の際にはサイクル解析を行う必要がある。Wilsonらはウェーブロータの圧縮効率

\*1 東京大学大学院 新領域創成科学研究科 先端エネルギー工学専攻  
〒277-8561 千葉県柏市柏の葉5-1-5  
E-mail: 1904870163@edu.k.u-tokyo.ac.jp

\*2 東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻  
〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1

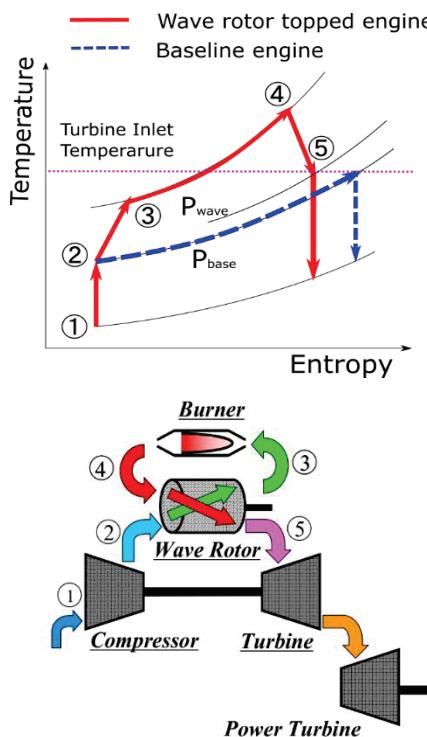


Fig.1 Wave rotor topped gas turbine

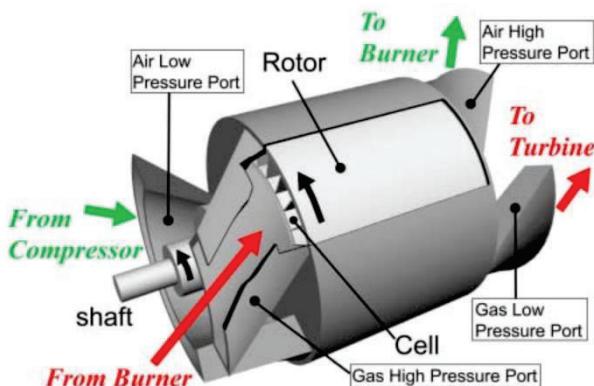


Fig. 2 The structure of wave rotor

と膨張効率を仮定しサイクル解析を行うことで、航空機のジェットエンジンにおいて熱効率で約1~2%、比出力で約10~16%の性能向上を示している<sup>(1)</sup>。Fatsisらも同様の解析を行い、ガスタービンの大きさと性能の関係について調査を行っている<sup>(2)</sup>。田口らはMEMSガスタービンについて圧縮効率や膨張効率を仮定しサイクル解析を行い、その性能向上を示している<sup>(3)</sup>。これらの研究ではいずれも圧縮効率と膨張効率を仮定しているが、本来これらは衝撃波や膨張波の伝播過程によって決まるものである。そのためこれらを仮定するのではなく、圧力波の特性線を元に算出するような方法がより適切であると考えられる。Akbariらは、この先行研究の課題を受け、特性曲線法に基づいたウェーブロータの解析モデルを構築し、いくつかの異なる条件でウェーブロータ搭載サイクル解析を行っており、ウェーブロータを搭載した際の効率上昇や条件毎のメリットを示している<sup>(4)</sup>。さらにAkbariら

はこの設計手法を用いて、ウェーブロータの設計諸元を決定する研究も行っている<sup>(5)(6)</sup>。これらの研究は解析の結果として良い性能が示されている一方で、ウェーブロータ解析モデルの検証はなされていない。

そこで本研究では、

- 1) 特性曲線法に基づいた各状態量算出
- 2) サイクル解析に組み込み可能
- 3) ウェーブロータの設計諸元を出力

といった三つの特徴を有したウェーブロータの解析モデルを構築することを最終目標としている。このうち本論文では、1)についての解析モデル構築とその検証について報告する。以下本論文で構築した解析モデルを熱力学モデルと呼ぶこととする。今回構築した熱力学モデルは先行研究同様に特性曲線法をもとにしているが、膨張波の反射の扱いなどでこれまでより詳細に計算する工夫を行っている。熱力学モデルの検証については先行研究<sup>(7)</sup>で構築した、オイラー方程式をもとにした1次元数値解析モデルの結果と比較を行うことで、この熱力学モデルの信頼性を確かめた。

## 2. ウェーブロータの作動原理

ウェーブロータにはいくつか異なるタイプがあるが、ここでは特にガスタービン搭載に適していると考えられる4-Port Through Flow Typeについて説明する。ウェーブロータの作動状態を示す図としてウェーブダイアグラムがある。これは横軸にセルの長手方向、縦軸にセルの時間遷移またはセルを回転方向に展開したものを示した図になっている。ウェーブダイアグラムには各時刻のセル内の圧力波や物質境界の位置を線で結んだもの、すなわち特性線を示している。ウェーブダイアグラムの模式図をFig.3に示す。赤色の直線が衝撃波、緑の点線が膨張波、赤の点線が圧縮波、黒の点線が物質境界の特性線である。

以下、圧縮機から空気を取り込むポートをAir-LP(Fig.1の②)、燃焼器へ空気を流すポートをAir-HP(Fig.1の③)、燃焼器からガスを取り込むポートをGas-HP(Fig.1の④)、タービンへガスを流すポートをGas-LP(Fig.1の⑤)と呼ぶことにする。

Fig.3ではAir-LPから流入した空気がGas-HP開口時の衝撃波(Primary Shock Wave)と反射衝撃波(Reflected Shock Wave)によって圧縮されAir-HPへ流れている。Gas-HPから流入したガスは膨張波を通過しながらGas-LPへ流れ、タービンへ流入する。このウェーブダイアグラムを用いて詳しい内部の過程を以下で述べる。

### 圧縮過程

1. Gas-HPは燃焼器に接続しており高圧ガスが流れている。このガスとセル内の低圧空気が接触することでPrimary Shock Waveが発生し、空気を圧縮する。
2. Primary Shock Waveが排気側セル端で反射し、空気とガスを圧縮する。反射した衝撃波(Reflected Shock

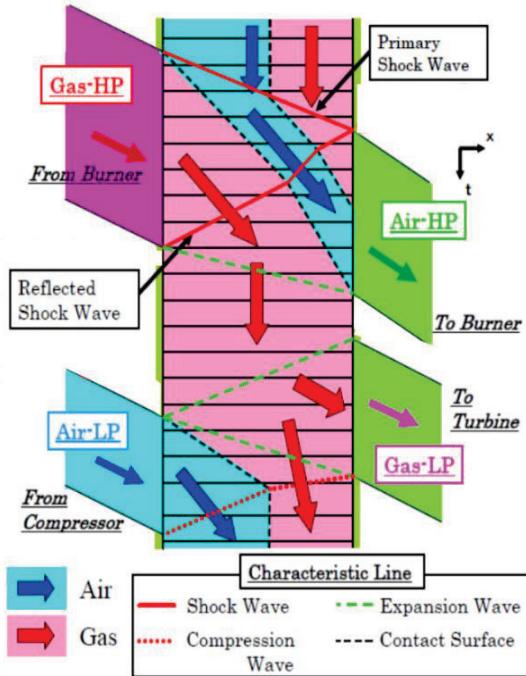


Fig. 3 Wave diagram

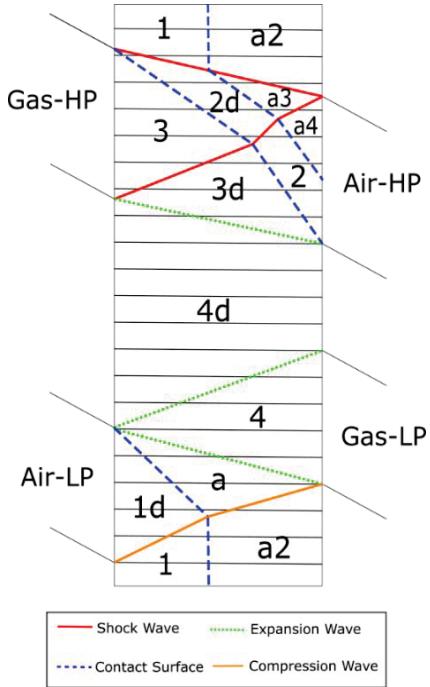


Fig. 4 Area division in wave diagram

Wave)は給気側へと伝播する。

3. Primary Shock Wave が排気側セル端に到達後 Air-HP を開き、圧縮した空気を燃焼器へ流す。このとき Air-HP は、圧縮された空気と前のサイクルで Gas-LP で排気されず残ったガスの混合気体となっており、ポート圧力は高くなっている。
4. Reflected Shock Wave が給気側セル端に到達するタイミングで Gas-HP を閉じる。このとき流入ガスの慣性によって膨張波が発生し、ガスが少し膨張する。
5. 膨張波が排気側のセル端に到達するタイミングで Air-HP を閉じる。

#### 膨張過程

1. Gas-LP が開くとセル内は高圧のガスで満たされているので、ガスは Gas-LP へ流出し、それにより膨張波が発生する。
2. 膨張波が給気側セル端に到達し反射する。このタイミングで Air-LP を開く。このとき膨張波は幅を有していることから、一部は壁面での固定端反射、残りは Air-LP に入射して自由端反射となる。
3. 膨張波による膨張でセル内は低圧になっているので、Air-LP から空気を吸い込むことができ、セル内に空気が流入する。
4. 反射膨張波が排気側セル端に到達するタイミングで Gas-LP を閉じる。
5. Gas-LP を閉じることによる慣性で圧縮波が発生し、これが給気側セル端に到達するタイミングで Air-LP を閉じる。

### 3. 热力学モデル

研究目的で述べたように、この熱力学モデルは、熱サ

イクル解析及びウェーブロータの設計諸元の出力を目的としていることから、Fig.3 に示した内部流動と圧力波伝播が実現できていることが前提条件となる。

そこでこのモデルの構築にあたって、セル内部を Fig.4 に示すような領域に分割し、各領域内では状態量が均一であると仮定した。また物質境界ではガスと空気は完全に分かれているものとして、気体の混合は考えないものとする。圧力波が物質境界に到達すると、圧力波の反射が起こるが、本モデルではその反射の影響は考慮しない。この分割した領域ごとに、衝撃波前後であればランキンゴニオの関係式、膨張波前後であればリーマン不変量を基に計算を行った。

将来的にサイクル解析に組み込む際には、前述の通りウェーブダイアグラムの設計諸元を出力できるモデルにすることを目指す。ここでの設計諸元とは、セル長さやロータ半径、回転数、ポート開閉タイミングなどを指す。しかし本論文では特性線に基づく各部状態量の算出や圧力波反射の扱い方など、セル内状態量算出部分の検証のために、本来出力とするウェーブダイアグラムの設計諸元を与えて、ウェーブダイアグラムと各領域の状態量を出力するモデルとした。これによって出力されたウェーブダイアグラムと、先行研究<sup>(7)</sup>で構築した 1 次元数値解析モデルの結果を比較することで信頼性の検証を行った。なお、この 1 次元数値解析モデルは、1 次元オイラー方程式を基礎方程式としたうえで、セル幅の影響をはじめ、ウェーブロータの内部流動を特徴づける要素についてのモデル化が施されている。そしてこれらのモデルは、2 次元 CFD 解析及び可視化実験結果によって検証されたものである。

以下でセル内状態量の算出方法の詳細について述べる。計算には静圧 $p$ , 静温 $T$ , 流速 $u$ , 音速 $a$ を用いる。添え字の0はよどみ点状態量を表し, それ以外は Fig.4 に示した領域の番号を表すこととする。

### 3.1 モデルの入出力

モデルへの入力としてウェーブロータの設計諸元以外に, Gas-HP,Air-HP,Air-LP の全圧, 全温と Air-LP,Gas-LP の流速を与える。モデルからの出力は各領域の静圧, 静温, 流速と, その結果から計算したウェーブダイアグラムとする。

ポートの全圧 $p_0$ , 全温 $T_0$ , 流速 $u$ を入力として与えるが, ウェーブロータ内部での計算は静圧 $p$ , 静温 $T$ , 流速 $u$ で行う。よってポートの静圧, 静温を以下の式で計算した。ここで $V$ はロータ回転方向の速度であり, ロータの回転数と半径から求まる。 $C_p$ は定圧比熱,  $\gamma$ は比熱比である。

$$T = T_0 - \frac{u^2 + V^2}{2C_p} \quad (1)$$

$$p = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} p_0 \quad (2)$$

### 3.2 圧縮過程

#### 3.2.1 Primary Shock Wave

圧縮過程の計算について説明する。衝撃波通過後の空気である領域 2d の状態量を計算する。

Gas-HP の全圧 $p_{03}$ , 全温 $T_{03}$ を与える。また衝撃波通過前の領域である領域 1 の静圧 $p_1$ , 静温 $T_1$ は前のサイクルで計算しており, 流速は 0 である。よって領域 1 の全圧は $p_{01} = p_1$ である。物質境界で隣り合っている領域 3 と 2d では静圧と流速が等しい。以上の条件より領域 1 と 3 の全圧比は次の式で表すことができる。

$$\frac{p_{03}}{p_{01}} = \frac{p_{03}}{p_3} \frac{p_3}{p_{01}} = \frac{p_{03}}{p_3} \frac{p_{2d}}{p_1} \quad (3)$$

領域 3 の全圧静圧比は領域 3 のマッハ数 $M_3$ を用いて次の式で表すことができる。

$$\frac{p_{03}}{p_3} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4)$$

$M_3$ は領域 2d のマッハ数 $M_{2d}$ を用いて次の式で表すことができる。

$$M_3 = \frac{a_{2d}}{a_3} M_{2d} \quad (5)$$

$a_{2d}$ は衝撃波前後の関係式より次の式で表すことができる。 $M_s$ は衝撃波マッハ数である。

$$a_{2d} = \frac{\sqrt{[2\gamma M_s^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_s^2 + 2]}}{(\gamma+1)M_s} a_1 \quad (6)$$

$a_3$ は領域 3 と 2d の状態量より次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} a_3 &= \sqrt{\gamma R T_3} \\ &= \sqrt{\gamma R \left( T_{03} - \frac{u_3^2}{2C_p} \right)} = \sqrt{\gamma R \left( T_{03} - \frac{u_{2d}^2}{2C_p} \right)} \end{aligned} \quad (7)$$

$u_{2d}$ は衝撃波前後の関係式より衝撃波マッハ数 $M_s$ を用い

て次の式で表すことができる。

$$u_{2d} = \frac{2a_1}{\gamma+1} \left( M_s - \frac{1}{M_s} \right) \quad (8)$$

$M_{2d}$ は衝撃波マッハ数 $M_s$ を用いて次の式で表すことができる。

$$M_{2d} = (M_s^2 - 1) \left[ \left( \gamma M_s^2 - \frac{\gamma-1}{2} \right) \left( \frac{\gamma-1}{2} M_s^2 + 1 \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

式(6)から(9)を用いて式(5)を $M_s$ で表すことができ、これを用いて式(4)を $M_s$ で表すことができる。また衝撃波前後の関係式より次の式が成り立つ。

$$\frac{p_{2d}}{p_1} = \frac{2\gamma M_s^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \quad (10)$$

式(4)と式(10)を用いることで式(3)の未知数を $M_s$ のみにすることでき、 $M_s$ が求まる。これより式(6)(8)(10)を用いて領域 2d の状態量が計算できる。同様の $M_s$ と計算で領域 a3 についても計算ができる。

#### 3.2.2 Reflected Shock Wave

次に反射衝撃波通過後の領域である領域 2 について計算する。実際のウェーブロータでは、ロータと静止壁の間に隙間があることから、全反射とはならない。そのため、この衝撃波反射では減衰があるとみなし、反射衝撃波(Reflected Shock Wave)の圧力比 $\Pi_2$ を Air-HP の状態量を実現できるような固定値に設定する。この $\Pi_2$ を用いて次式より Reflected Shock Wave の衝撃波マッハ数 $M_2$ を計算し、Primary Shock Wave と同様の計算を行う。

$$M_2 = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2\gamma} (\Pi_2 - 1) + 1} \quad (11)$$

流速と静圧に関しては衝撃波通過後の領域で未知なので次式を用いて計算を行う。

$$u_2 = u_{2d} + \frac{2a_{2d}}{\gamma+1} \left( M_2 - \frac{1}{M_2} \right) \quad (12)$$

$$p_2 = \Pi_2 p_{2d} \quad (13)$$

Reflected Shock Wave 通過後の他の領域(3d と a4)についても同様に計算を行う。

#### 3.2.3 Gas-HP からの膨張波

Gas-HP を閉じると慣性によって膨張波が発生する。その膨張波通過前の領域である領域 3d の状態量 $p_{3d}, T_{3d}, u_{3d}$ は前節の計算より既知となっている。ここでは膨張波通過後の領域 4d の状態量を求める。領域 4d ではセルの両端が閉じており、内部で流速が 0 になっているので、 $u_{4d} = 0$ である。次に等エントロピー波の前後ではリーマン不变量が保存し、この圧力波は前進膨張波であるので次の式が成り立つ。

$$u_{4d} - \frac{2a_{4d}}{\gamma-1} = u_{3d} - \frac{2a_{3d}}{\gamma-1} \quad (14)$$

ここで $a$ は音速であり静温 $T$ から求められるので、式(7)において未知数は $a_{4d}$ のみである。よって $T_{4d}$ が求まる。等エントロピーの仮定より次の式が成り立つ。

$$\frac{p_{4d}}{p_{3d}} = \left( \frac{T_{4d}}{T_{3d}} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (15)$$

ここで未知数は  $p_{4d}$  のみなので求めることができ、状態量がすべて求まる。

### 3.3 膨張過程

#### 3.3.1 Gas-LP からの膨張波

Gas-LP を閉じると膨張波が発生する。膨張波の様子を示した図を Fig.5 に示す。膨張波到達後の領域である領域 4 の状態量を求める。Air-LP と流量をバランスできるようにするために、今回は流速  $u_4$  を既知のものとして与えている。ここでリーマン不变量が保存し、計算する圧力波が後進膨張波であるので次の式が成り立つ。

$$u_4 + \frac{2a_4}{\gamma-1} = u_{4d} + \frac{2a_{4d}}{\gamma-1} \quad (16)$$

以下 3.2.3 節と同様に状態量を求めることができる。

#### 3.3.2 Air-LP 開口タイミングに到達する膨張波

膨張波の反射は閉口端であれば反射波は膨張波になり、閉口端であれば圧縮波になる性質がある。Gas-LP で発生した膨張波はその一部が Air-LP に入ることがあるので、Air-LP 開口前に到達した膨張波(圧力比  $\Pi_{ex1}$ )の反射波を膨張波(圧力比  $\Pi_{ex1}$ )、開口後に到達した膨張波(圧力比  $\Pi_{ex2}$ )の反射波を圧縮波(圧力比  $1/\Pi_{ex2}$ )として扱うことにする。その境界の膨張波の静圧  $p_{reflect}$  を計算し、圧力比  $\Pi_{ex1}, \Pi_{ex2}$  を求める。Gas-LP の排気側から伝播する膨張波と、反射した膨張波や圧縮波は本来干渉し合いお互いに影響を及ぼすが、本解析モデルでは簡素化のために、それらの影響は考慮しないこととする。

Air-LP 開口タイミングでの状態量を添字 *reflect* で表すことによりリーマン不变量の保存則より次式が成り立つ。

$$\frac{a_{reflect}}{a_{4d}} = \frac{2}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left( \frac{c}{a_{4d}} \right) \quad (17)$$

ここで  $c$  は Air-LP 開口タイミングに到達する膨張波の伝播速度を表し、次の関係から計算ができる。ここでは  $L$  はセ

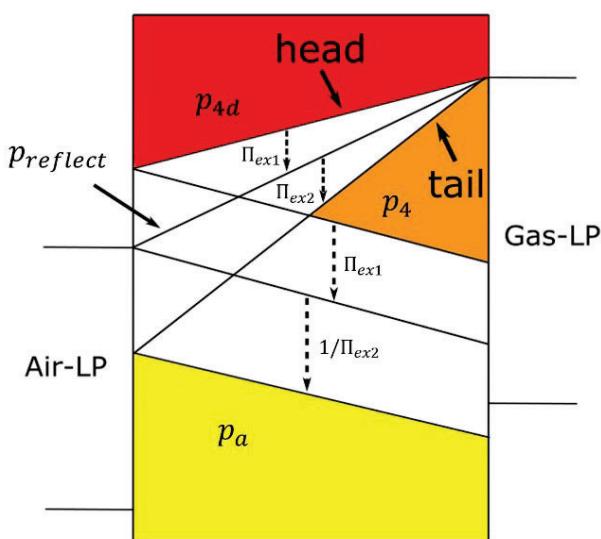


Fig. 5 Expansion wave

ル長さ、 $t_{ALPO}$  は Air-LP 開口タイミング、 $t_{GLPO}$  は Gas-LP 開口タイミングである。

$$c = u_{reflect} - a_{reflect} = -\frac{L}{t_{ALPO} - t_{GLPO}} \quad (18)$$

最右辺の  $L, t_{ALPO}, t_{GLPO}$  を与えることで、 $c$  を計算することができるので、式(17)と等エントロピーの関係式より  $p_{reflect}$  が求まる。

Fig.5 に示す膨張比  $\Pi_{ex1}, \Pi_{ex2}$  は以下の式で計算できる。

$$\Pi_{ex1} = \frac{p_{reflect}}{p_{4d}} \quad \Pi_{ex2} = \frac{p_4}{p_{reflect}} \quad (19)$$

#### 3.3.3 反射膨張波

Air-LP 開口付近で反射した膨張波と圧縮波の通過後の領域である領域 a の状態量を計算する。Fig.5 に示すように前節で計算した膨張比  $\Pi_{ex1}$  はそのまま反射膨張波の膨張比として用いて、反射圧縮波の圧縮比は  $\Pi_{ex2}$  の逆数であるとして、 $p_4$  を以下の式で計算した。

$$p_a = \frac{\Pi_{ex1}}{\Pi_{ex2}} p_4 \quad (20)$$

静温  $T_a$ 、流速  $u_a$  は 3.3.1 節の膨張波の計算と同様に計算を行った。

#### 3.3.4 収束判定

領域 a と 1d は物質境界で隣り合っているため、その静圧、流速は等しくなければならない。そこで  $p_{1d} = p_a, u_{1d} = u_a$  を満たすかどうかを判定し、満たすならば計算を終了し、満たさない場合は  $p_{1d} = p_a, u_{1d} = u_a$  とする。領域 1d の静温は Air-LP の全温から求める。

#### 3.3.5 Gas-LP 閉口時の圧縮波

Gas-LP を閉じると慣性で圧縮波が生じる。この圧縮波通過後の領域である領域 a2 の状態量を計算する。

この部分は膨張波の反射などでウェーブダイアグラムに示していない圧力波が存在しているが、これらは全て弱い圧力波であるため等エントロピー変化と見なせる。よって圧縮波通過後の領域は等エントロピー的に流速を 0 にするものとするので静温、静圧は次の式で計算できる。

$$T_{a2} = T_a + \frac{u_a^2}{2C_p} \quad (21)$$

$$p_{a2} = \left( \frac{T_{a2}}{T_a} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} p_a \quad (22)$$

同様に領域 1 についても計算が可能である。 $p_1$  と  $p_{a2}$  は領域 1d と a の静圧と流速を一致させているため、本節の計算では一致しない。本来  $p_1$  と  $p_{a2}$  は物質境界で隣り合うため一致しなければならないので、この 2 つで平均を取って  $p_1$  と  $p_{a2}$  の静圧とした。

#### 3.4 ウェーブダイアグラムの描画

圧縮過程と膨張過程で計算した各領域の状態量、静温、静温、流速( $p, T, u$ )によって特性線と物質境界の伝播速度が計算できる。物質境界の速度は領域の流速と等しいものとする。膨張波と圧縮波の伝播速度は次の式で表される。流速の向きと特性線の向きが同じなら正、異なるなら負の符号を取る。 $u, a$  は圧力波通過前の領域の速度と音

速である。

$$U = u \pm a \quad (23)$$

衝撃波の伝播速度は次の式で表される。 $\Pi$ は衝撃波の圧力比である。

$$U = u \pm a \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2\gamma} (\Pi - 1) + 1} \quad (24)$$

式(23)(24)より各特性線と物質境界の伝播速度がわかつた。また各特性線はポート開口時または閉口時に生じるとすると、特性線と物質境界の始まる時刻と位置も既知である。これらの情報より特性線や物質境界同士の交点を求める能够があるので、ウェーブダイアグラムを描画することができる。

#### 4. 計算結果の比較

熱力学モデルの信頼性を検証するために、1次元数値解析モデル<sup>(7)</sup>との比較を行った。本研究ではNASAの先行研究<sup>(9)</sup>により詳細に検討がなされているウェーブロータを解析対象として定める。このウェーブロータの各ポートの状態量と開閉タイミング、ウェーブロータの設計諸元をTable.1,2,3に示す。3.1節で述べたようにこのTable.1のうちGas-LPの全圧、全温以外の状態量を入力として用いて計算を行った。Air-HPの全圧、全温、流速は直接モデルの入力として与えてはいないが、3.2.2節で述べたように、 $\Pi_2$ を決める際にはTable.1に示したAir-HPの状態量に近くなるように $\Pi_2$ を決めるため、このときにAir-HPの状態量を用いている。次章以降、まずウェーブダイアグラムの形で解析結果を示し、1D解析結果との比較を行う。ウェーブダイアグラムの形で議論することにより、全体的な圧力波の伝播や給排気の状況を俯瞰することができ、圧力波がセル端に到達するタイミングと各ポートの開閉タイミングの関係を確認することができる。その後、セル両端での状態量の時間変化(ロータ回転角に応じた状態量変化)を定量的に比較する。

##### 4.1 ウェーブダイアグラムでの比較

Fig.6に熱力学モデルから出力したウェーブダイアグラムと1次元数値解析から出力した全温コンターマップを示す。熱力学モデルのウェーブダイアグラムでは赤が衝撃波、緑が等エントロピー波、青が物質境界の特性線を示す。Fig.6の上半分の部分はウェーブロータの圧縮過程であり、その領域の特性線や物質境界の伝播タイミングが良く一致している。特にFig.6のIで示されている点はPrimary Shock Waveの到達するタイミングであり、設計の際にこのタイミングでAir-HPを開くように設計する。同様にIIで示されている点はReflected Shock Waveの給気側壁面の到達点であり、Gas-HPの閉口タイミングも、このReflected Shock Waveの到達タイミングに合わせて設計する。Gas-HP閉口時に発生した膨張波が排気側壁面に到達するタイミングがFig.6のIIIである。このタイミングでAir-HPを閉じるように設計を行う。Fig.6のI, II, III

Table. 1 Condition in 4 ports

	全圧 $p_0$ [atm]	全温 $T_0$ [K]
Gas-HP	23.6	1702.4
Air-HP	25.9	1236.9
Gas-LP	9.52	1327.4
Air-LP	7.69	600.2

Table. 2 Opening and closing timing of 4 ports

	開口タイミング [degree]	閉口タイミング [degree]
Gas-HP	0	46
Air-HP	21.6	61.6
Gas-LP	83	128
Air-LP	115.63	159.28

Table. 3 Wave Rotor Design Summary

Rotor Mean Radius	81.53 mm
Passage Height	22.33 mm
Rotor Length	152.4 mm
Rotor Speed	16800 rpm
Passages	52
Cycles per revolution	2

Table. 4 Comparison of rotation angle between the timings of pressure wave arrival and port opening/closing

Cell Width [degree]	I [degree]	II [degree]	III [degree]
6.92	3.37	6.62	1.16

はそれぞれポートの開閉タイミングを決定する重要な点である。Fig.6で熱力学モデルと1次元数値解析モデルのウェーブダイアグラムを見比べると、特性線の到達タイミングはよく一致しているように見える。

ここで1次元数値解析モデルと熱力学モデルのセル幅の影響について述べる。1次元数値解析モデルではセルがポートに対し開く様子を時間発展的に解いているので、ポートが開きかける、もしくは閉じかけることにより、衝撃波や膨張波が徐々に強くなる現象などの影響が再現されている。それに対し熱力学モデルではポートの開閉と同時に衝撃波や膨張波が発生するものとして扱っているので、1次元数値解析モデルのように開きかけなどの影響を考慮していない。よって特性線の伝播タイミングなどを考えるうえで、熱力学モデルの結果は1次元数値解析モデルと最大でセル幅1本分ずれる可能性がある。ここでセルの本数が1周52本、1サイクル180°なので、セル1本あたりの角度は6.92°である。I, II, IIIの特性線の到達タイミングとそれぞれのポート開閉タイミングのずれを角度で表したものと比較のためにTable.4に示

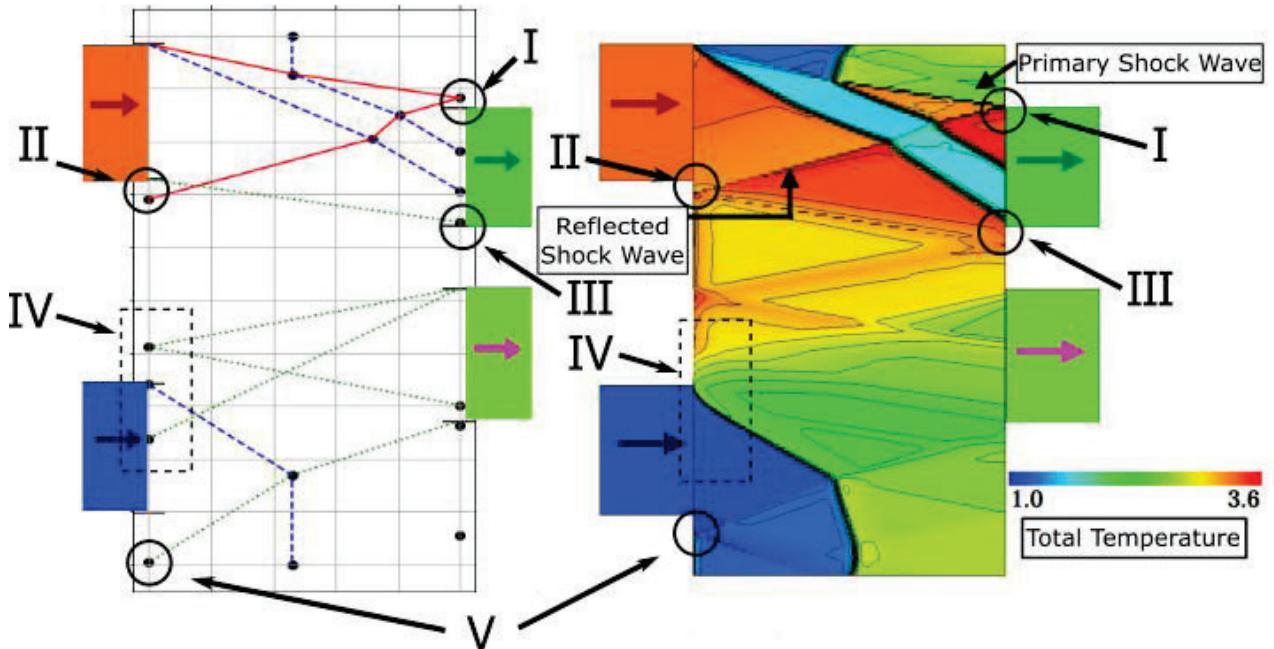


Fig.6 Comparison of wave diagram(Left : Thermodynamics model, Right : 1D numerical analysis model)

す。Table.4 をみると、I, II, III の到達タイミングとポート開閉タイミングの差は、セル 1 本分の角度よりも小さいことがわかるので、このずれは許容範囲と見なすことができる。

膨張過程は Fig.6 の下半分に相当する。ここで Gas-LP 開口タイミングに発生した膨張波が給気側壁面に到達する際に、Air-LP を開くように設計する。この膨張波は膨張扇として扱っているので、波頭と波尾を熱力学モデルのウェーブダイアグラムで示してある (IV)。波頭の到達タイミングは一致しているように見えるが、1 次元数値解析モデルでは膨張波とその反射波の干渉なども結果に表れるため、特に波尾付近の特性線の様子がよくわからない。そこで次節でセル端の状態量の比較を行う。また V に示す圧縮波の到達タイミングも明らかに 1 次元数値解析モデルと差異が見られるので、これについても次節で考察する。

#### 4.2 セル端の状態量

Fig.7 に給気側セル端の静圧時間変動と流速時間変動、Fig.8 に排気側セル端の静圧時間変動と流速時間変動を示す。縦軸に静圧と流速、横軸に回転角を示している。回転角は時間経過に対応しており、ウェーブダイアグラムの縦軸に相当する。熱力学モデルでは領域毎に計算を行っているので、不連続なグラフになっており、グラフ中に示している数字は領域の番号に相当する。またポートの開閉タイミングも黒の点線で示している。

前節のウェーブダイアグラムでの比較時に膨張波の干涉により特性線の判断がつかなかった部分である IV を Fig.7 に示している。この膨張扇では Air-LP 開口タイミングに到達する膨張波の特性線上の静圧  $p_{reflect}$  を計算しているので、それを示している。IV の領域のみ波頭の静圧と  $p_{reflect}$  と波尾の静圧を直線で繋いだグラフになっ

ている。ウェーブダイアグラムではよく判断がつかなかったが IV の部分をグラフで見比べると静圧の変動傾向がよく一致している。この比較により、熱力学モデルは IV の

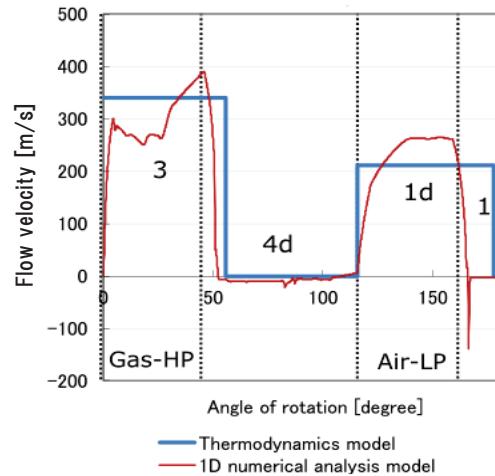
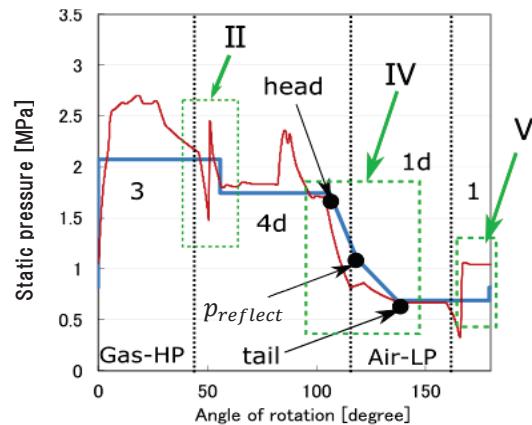
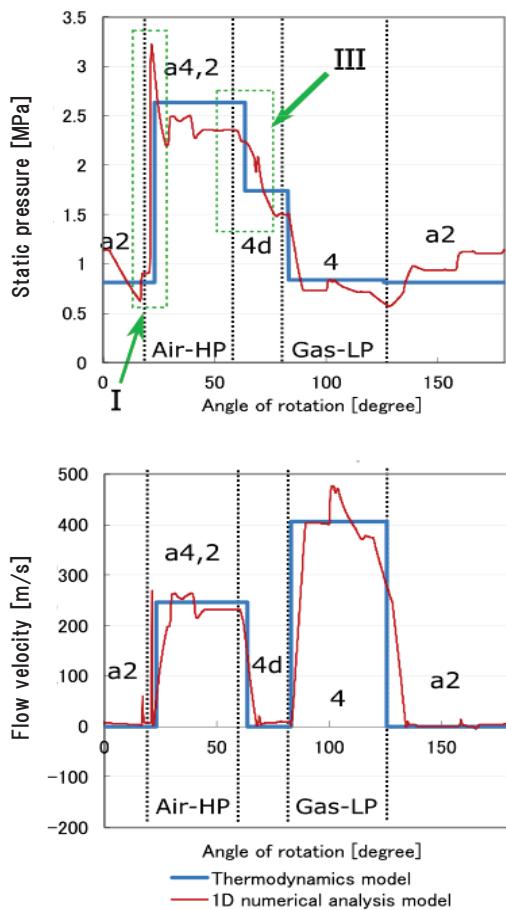


Fig.7 Static pressure (top) and flow velocity (bottom) of intake side



**Fig. 8 Static pressure (top) and flow velocity (bottom) of outlet side**

膨張波をよく再現できていることがわかる。Fig.6 の V で示している圧縮波の到達タイミングについては、セル端での比較によても熱力学モデルで遅れていることがわかる。この要因としては Air-LP を閉じる際に発生する膨張波や、圧縮波の物質境界での反射を計算していない影響などが考えられるが特定はできておりらず、本モデルの課題の 1 つである。

前節で一致していると結論付けた I, II, III の点を Fig.7 と Fig.8 にも示している。I については静圧上昇のタイミングが熱力学モデルと 1 次元数値解析モデルでよく一致している。II について、1 次元解析モデルではセルが徐々に閉まる影響で静圧が少しづつ下がった後、Reflected Shock Wave の影響で瞬間に静圧が上昇し、また低下している。熱力学モデルではセル幅の影響を考慮していないので、静圧が少しづつ低下せずその分のずれが生じていると考えられる。Fig.8 に示す III は Gas-HP を閉じた際の膨張波による静圧低下を示している。III は膨張波であり本来は幅を持つ膨張扇であるが、熱力学モデルではその影響が少ないと考え波頭のみを計算し特性線を直線として扱っている。その影響で静圧低下の様子がずれているが、1 次元解析モデルと熱力学モデルで静圧が下がり始めるタイミングはほぼ同じであることが見て取れる。ポート開閉タイミングの設計にはこのタイミングが重要である。

るので、低下の様子のずれは問題ないと考えられる。

## 5. 結論

本論文ではサイクル解析に組み込み可能なウェーブロータの熱力学モデルを構築し、その信頼性を 1 次元数値解析モデルの結果を使って検証した。ウェーブダイアグラム上での比較と、セル端の静圧と流速を対象に数値的な比較を行った。ウェーブダイアグラムの比較では圧力波の伝播タイミングがよく一致していることが確認できた。ただし、Gas-LP を閉じる際に発生する圧縮波が給気側セル端に到達するタイミングのみうまく再現できておらず、今後の課題となっている。一方、セル端における静圧と流速の比較から、モデル内で考慮していない圧力波などに起因する分布を除けば、定量的にも概ね良い一致が確認できた。以上のことから、この熱力学モデルをサイクル解析とウェーブロータの設計諸元算出に用いることが可能になったといえる。

## 参考文献

- (1) Wilson J., Paxson D.E., "Jet Engine Performance Enhancement Through Use of a Wave-Rotor Topping Cycle", NASA Technical Memorandum 4486, 1993
- (2) Fatsis A., Ribaud Y., "Thermodynamic analysis of gas turbines topped with wave rotors", Aerospace Science and Technology, no.5, pp293-299, 1999
- (3) 田口翔理, 陸野晃平, 熊谷信也, 鳥山寿之, "マイクロスケールガスターイントップピングサイクル用遠心ウェーブロータの空力性能解析", 電気学会論文誌 E(センサ・マイクロマシン部門) Vol.139 No.8 pp.225-237, 2018
- (4) Pezhman Akbari, Norbert Muller, "PERFORMANCE INVESTIGATION OF SMALL GAS TURBINE ENGINES TOPPED WITH WAVE ROTORS", Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2003
- (5) Pezhman Akbari, Norbert Muller, "GAS DYNAMIC DESIGN ANALYSES OF CHARGING ZONE FOR REVERSE-FLOW PRESSURE WAVE SUPERCHARGERS", Spring Technical Conference of the ASME Internal Combustion Engine Division Salzburg, 2003
- (6) Pezhman Akbari, Norbert Muller, "Preliminary Design Procedure for Gas Turbine Topping Reverse-Flow Wave Rotors", Proceedings of the International Gas Turbine Congress, 2003
- (7) Okamoto, K., and Nagashima, T., "Simple Numerical Modelling for Gasdynamic Design of Wave Rotors," Journal of Propulsion and Power, Vol. 23, No. 1, January-February, pp. 99-107, 2007
- (8) 松尾一泰, "圧縮性流体力学", オーム社
- (9) Philip H. Snyder, "Wave Rotor Demonstrator Engine Assessment", NASA / CR198496, 1996

## 地上型圧縮空気エネルギー貯蔵(CAES)による 中容量ガスタービン発電システムの出力変化率の検討

### Improving Load Changing Rate of Heavy Duty Gas Turbine Applied with Overground Compressed Air Energy Storage (CAES) System

°後藤 純大<sup>\*1</sup> 野々村 弘樹<sup>\*1</sup> 中野 晋<sup>\*2</sup> 竹田 陽一<sup>\*2</sup>  
KENTA Goto HIROKI Nonomura SUSUMU Nakano YOUICHI Takeda

#### ABSTRACT

In order to stabilize power grid systems, thermal power generation systems, especially gas turbine systems, are used frequently to regulate the electric power demand. One of functions required for electric power generators as load following is to improve in the load changing rate. However, most existing gas turbine systems have an issue that is the so-called “a booting-up congestion owing to the high temperature exhaust gas”. In this study, we propose an overground compressed air energy storage (CAES) system to solve the issue. The operation method of an existing medium-capacity gas turbine applying the overground CAES is presented to improve the load changing rate. It is shown that the time to reach the rated power output from the partial load can be reduced to 1/3 of the normal operation of the existing turbine system by increasing the air supply from the CAES.

**キーワード：**ガスタービン、CAES、負荷調整、出力変化率、圧縮機、リザーバ

**Key Words:** Gas turbine, CAES, Load-following, load changing rate, Compressor, Reservoir

#### 1. はじめに

地球温暖化防止の観点から、発電時に二酸化炭素を排出しない再生可能エネルギーの導入が進められており、日本においても増加傾向にある。しかしながら再生可能エネルギー、とりわけ太陽光や風力などといった変動出力型再生可能エネルギーは出力が天候に依存するために電力需要に合わせた出力調整が困難である。現時点では、大容量電力の貯留が困難である。このため、変動電源の導入増加時には、他の発電設備によって電力需要に合わせて出力を調整する負荷追従運転を行うことが電力系統安定化のためには不可欠である。負荷追従運転には比較的起動時間が短く、出力調整も容易であるといった特徴を持つ火力発電、その中でも特に起動性、応答性に優れるガスタービンが用いられてきた。従来の重構造ガスタービン設備は、定格運転時に高効率な運転が行われるように設計されているが、負荷追従用ガスタービンには、最低負荷から定格負荷までの運転範囲の拡大と、起動時間の短縮等の負荷変化率の増加が求められる。負荷変化率の増加に関しては、既存の重構造ガスタービンで

起動時や発電出力増加時に燃料投入量を増加させて出力変化率を上げる際に、いわゆる「排ガス温度高起動渋滞」<sup>(1)</sup>という課題がある。タービンシステムでは、高温部位の保護のため、燃焼温度の上昇を排ガス温度の監視で行っているが、燃料流量の増加による排ガス温度の上昇が、タービン運転の制限値を超えてしまい、実際には燃料投入量を増やすことができず出力増加率を上げられないといった課題である。

本研究では、既存の重構造ガスタービンに地上設置型の CAES(Compressed Air Energy Storage)システムを付加することで、ガスタービンの負荷追随性を向上させることを検討している。負荷追随機能の一つであるタービンの運転範囲の拡大に関しては、本研究の先行研究として、中容量ガスタービンシステムに地上 CAES を付加することで、日本における昼食時間帯の約 1 時間の電力需要の低下時に圧縮機吐出空気の一部を貯留することで、その運転範囲を約 1.4 倍拡張できることを示した<sup>(2)</sup>。今回は、この地上 CAES をタービン出力の変化率の向上に適用する。実機中容量ガスタービンの起動から定格出力までの運転データを基に、中容量ガスタービンを対象としたタービンシステムの動作解析プログラム<sup>(3)</sup>により、現状の運転方法の再現、仮想的に燃料流量を増加させた場合、および地上 CAES からの空気供給を受ける場合の 3 ケースに関してタービンシステムの動作解析を実施し、地上

\*1 東北大学大学院 工学研究科ファインメカニクス  
専攻 〒980-0845 仙台市青葉区荒巻青葉6-6  
E-mail: Kenta.goto@rift.mech.tohoku.ac.jp

\*2 東北大学大学院 工学研究科  
〒980-0845 仙台市青葉区荒巻青葉6-6

CAES の有効性を検討した.

## 2. 地上 CAES

### 2.1 基本構成

既存の CAES システム<sup>(4)(5)</sup>では、圧縮機とタービンの回転軸が分離、または切り離しが可能な構造で、圧縮機とタービンは独立に運転できる。一方、既存発電用ガスタービンは圧縮機とタービンが同一の回転軸を有する場合が多いため、圧縮機とタービンをそれぞれ独立に運転することはできない。このため、既存発電用ガスタービンに地上 CAES を適用するためには、圧縮機とタービンを分離運転しないことが制約になる。

地上 CAES を付加したガスタービンシステムの概要を Fig.1 に示す。地上 CAES システムは、タービンシステム圧縮機の吐出空気の一部を貯留する貯留タンクと、貯留タンク内の空気を昇圧する中間圧縮機、昇圧した空気を貯留する放出タンク、およびバルブ類から構成される。貯留タンク内の空気は、タービンシステム圧縮機の運転状態を変更することなく燃焼器空気流量を増加させたい場合に、圧力調整弁を介して燃焼器に供給される。中間圧縮機は、供給過剰になった変動電源出力によって稼働する。

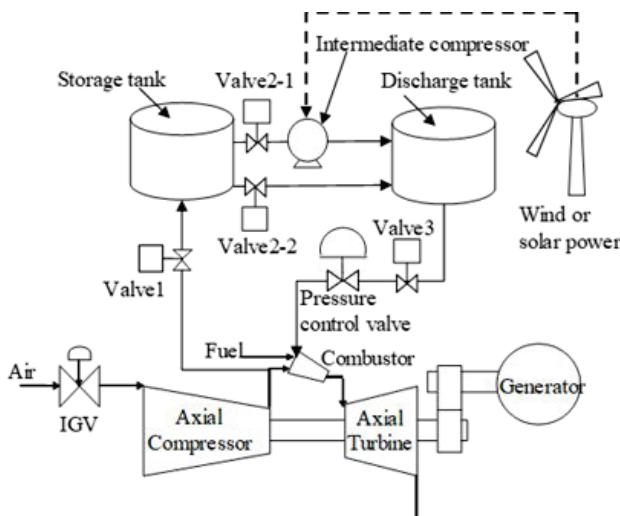


Fig. 1 Schematic Diagram of Over Ground CAES

### 2.2 地上 CAES システムの運転方法

圧縮機の吐出空気を貯留するのは、系統への電力需要が少ないときで、例えば待機運転中や部分負荷運転時が考えられる。ここでは、部分負荷運転時の圧縮機吐出空気の一部を貯留する場合を考える。タービン負荷が少ない状態では、圧縮機吐出圧は低下するため、貯留タンク内に貯められる空気圧は、圧縮機定格吐出圧以下になる。タンクから供給できる空気はタンク圧よりも低下するため、この圧力状態では、タービン出力増加時に燃焼器に空気を送ることはできない。そのため、放出タンク内の空気をタービン出力増加時にも送れるように、中間圧縮

機で昇圧した空気を放出タンクに蓄える。放出時は、これは本研究で対象とする負荷変化率を上げる場合の操作になるが、タービン出力は部分負荷運転されており、例えば入口案内弁(IGV)を絞ることで圧縮機吸気流量を減らした運転を行っている。Fig.2 は圧縮機の特性線図を示したものである<sup>(6)</sup>。青色で示した線は定格温度におけるタービン特性曲線を示したものである。タービン動作は、圧力比の小さい領域を除き、タービンの修正流量( $m\sqrt{T/P}$ )が一定になるため、流量の低下と共に圧力も低下する。定格回転数での圧縮機特性曲線は IGV を絞ることで、図の破線へとシフトする<sup>(7)</sup>。今、部分負荷運転として①の状態にあるとする。この状態で、CAES からの空気供給によってタービン流量を定格流量にしてタービン出力も定格状態にすると、タービンの負荷上昇に伴い、圧縮機吐出圧は破線で示した特性曲線上を②に向かい上昇する。②はタービン定格運転点④と同じ圧力になる。この時、低流量側にシフトした性能曲線のサージ点③はタービン定格運転時の圧力点④以上に確保されていないとタービンシステムの安定運転は保証できない。IGV を絞った時の圧縮機吸気流量と定格吸気流量との差分の空気流量が CAES から供給されることになる。CAES からの空気供給によって、タービンに定格空気流量を供給できる限界は、IGV 開度を絞った時に低流量側にシフトする性能曲線 (Fig.2 の破線) のサージ点③が、定格出力点④の圧力を下回らないことである。なお、ここで出力変化率の検討では、システム運転上の問題のみを考慮し、ロータやケーシングの熱伸びに関連する問題や、燃焼の安定性に関する問題等、ハードに関連する事項は扱わない。

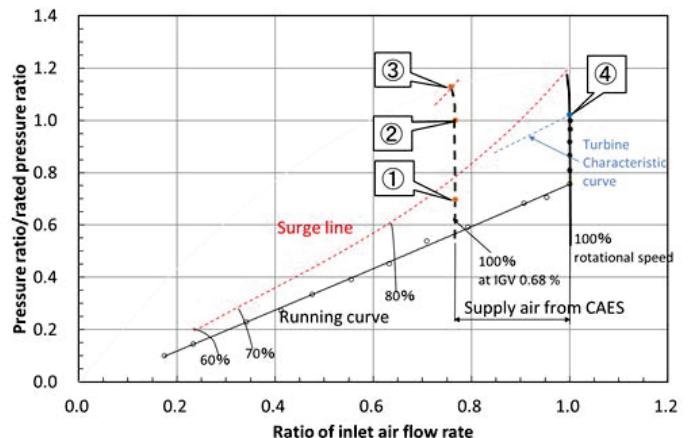


Fig. 2 Characteristic Curves of the Compressor

### 3. 計算方法および計算条件

#### 3.1 タービンシステムの基礎式

タービン回転軸の運動方程式は式(1)で表される。タービン出力  $W_T$ 、および圧縮機動力  $W_C$  は、入口温度  $T_{in}$  と圧力比( $P_{ex}/P_{in}$ )を用いて式(2)および(3)で示される。損失  $W_{loss}$  は軸受損失を考慮した。発電機出力  $W_G$  は式(1)のタ

タービン出力から圧縮動力および式(1)左辺の慣性力による仕事を差し引き算出する。タービン入口温度  $T_{in,T}$  は式(4)に示す燃焼前後のエンタルピーの釣り合いから算出する。空気および燃焼ガスとも理想気体の混合ガスとして扱った。

$$\frac{d\omega^2}{dt} = \frac{2}{I}(W_T - W_C - W_{loss} - W_G) \quad (1)$$

$$W_C = m_C C_{p,C} T_{in,C} \left\{ \left( \frac{P_{ex,C}}{P_{in,C}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\eta_{pl,C}\kappa}} - 1 \right\} \quad (2)$$

$$W_T = m_T C_{p,T} T_{in,T} \left\{ 1 - \left( \frac{P_{ex,T}}{P_{in,T}} \right)^{\eta_{pl,T} \frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\} \quad (3)$$

$$T_{in,T} = \frac{h_a m_c + h_{caes} m_{caes} + h_f m_f + \eta_B H_B m_f}{m_g (C_{p,co2} g_{g,co2} + C_{p,H2O} g_{g,H2O} + C_{p,N2} g_{g,N2} + C_{p,O2} g_{g,O2})} \quad (4)$$

ここで、 $C_p$ :定圧比熱、 $g$ :質量比、 $H_B$ :発熱量、 $h$ :エンタルピー、 $I$ :慣性モーメント、 $m$ :質量流量、 $P$ :圧力、 $T$ :温度、 $t$ :時間刻、 $W$ :出力、 $\eta_B$ :燃焼効率、 $\eta_{pl}$ :ポリトロープ効率、 $\kappa$ :比熱比、 $\omega$ :角速度である。

添え字は、a: 空気、C: 圧縮機、caes: CAES、co2: 二酸化炭素、ex: 出口、f: 燃料、G: 発電機、g: 燃焼ガス、H2O: 水蒸気、in: 入口、loss: 軸受損失、N2: 窒素、O2: 酸素、T: タービンを表す。計算式の詳細は参考文献(3)を参照されたい。

### 3.2 CAES システムの基礎式

次にタンク内状態量変化の計算方法を示す。タンク内の状態量変化は、質量保存式、エネルギー保存式、および状態式を用いて算出した。また、エネルギー式ではタンク表面からの放熱を、対流熱伝達率 7 (W/(m<sup>2</sup>K))、放射率 0.5 と仮定して計算した。

$$\frac{dM_{rt}}{dt} = m_1 - m_2 \quad (5)$$

$$\frac{dM_{dst}}{dt} = m_2 - m_3 \quad (6)$$

$$\frac{d(C_p M_{rt} T_{rt})}{dt} = m_1 C_p T_{co} - m_2 C_p T_{rt} \quad (7)$$

$$-A_{rt} [\alpha(T_{rt,out} - T_a) + \beta(\sigma(T_{rt,out}^4 - T_a^4))] \quad (8)$$

$$\frac{d(C_p M_{dst} T_{dst})}{dt} = W_{comp} + m_2 C_p T_{rt} - m_3 C_p T_{dst} \quad (9)$$

$$-A_{dst} [\alpha(T_{dst,out} - T_a) + \beta(\sigma(T_{dst,out}^4 - T_a^4))] \quad (10)$$

$$P_{rt} = \frac{M_{rt}}{V_{rt}} R T_{rt} \quad (11)$$

$$P_{dst} = \frac{M_{dst}}{V_{dst}} R T_{dst} \quad (12)$$

ここで、 $A$ :タンク表面積、 $C_p$ :定圧比熱、 $dt$ :時間刻み、

$M$ :質量、 $m$ :質量流量、 $P$ :圧力、 $R$ :気体定数、 $T$ :温度、 $V$ :体積、 $\alpha$ :対流熱伝達率、 $\beta$ :放射率、 $\sigma$ :Stefan-Boltzman 定数。

添え字は、1:貯留タンク流入、2:貯留タンクから放出タンク、3:放出タンク流出、a:大気 co:圧縮機吐出側、dst:放出タンク、out:タンク外壁、rt:貯留タンクを表す。

### 3.3 対象ガスタービンと計算条件

地上型 CAES 動作の計算は、中容量ガスタービンシステムを解析対象とし、既開発のガスタービンシステムダイナミックシミュレータ<sup>(3),(8)</sup>に CAES 動作計算プログラム<sup>(2)</sup>を組み行った。対象としたガスタービンシステムと地上型 CAES の基本仕様を Table1 に示す。タービンシステムの計算には、計算条件として、タービンロータの回転数、IGV 開度、および燃料流量を与える必要がある。計算は実機タービンシステムの起動から定格運転までの一実施例を対象とし、その時の運転条件を Fig.3 に示す。次章に示す出力変化率の上昇運転では、回転数と IGV 開度比の運転条件は Fig.3 に示した状態を維持した。Fig.3 には、参考のため、計算結果の圧縮機吸気流量も示す。IGV 開度比 0.68 で吸気流量比は約 0.78 になる。Fig.2 に示した定格回転数での圧縮機特性曲線は IGV 開度比 0.68 で左側の一点鎖線に移動する。CAES 作動時は、Fig.2 の①点から CAES タンクの空気を供給して発電出力を増加させる。

Table1 Specifications of Target Plant and Over Ground CAES

Rated power of turbine system	109 MW ((GT+ST)×2)	
Rated rotational speed	7280 rpm	
Compressor	17 stages axial flow	
Turbine	3 stages axial flow	
Combustor	Low NOx combustor	
Storage and discharge tanks	Spherical shape with a diameter of 18 m	
Intermediate compressor	Compression ratio	4
	Rated flow rate	10% of turbine system compressor
Diameter of piping	0.14 m	
Initial tank pressure	5 MPa	

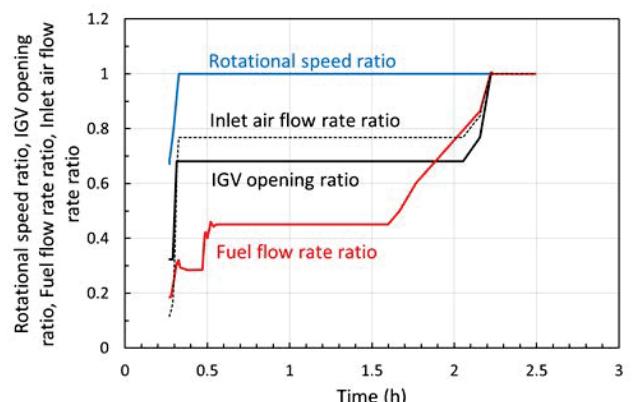


Fig. 3 Calculation conditions

## 4. 結果および考察

### 4.1 実機運転データとの比較

Fig.4に実機運転データと計算結果の比較図を示す。実機タービンシステムはコンバインドサイクルのため、計測される発電機出力はガスタービンと蒸気タービンの出力の合計値になる。本研究ではガスタービンのみから成るシステムを対象としているため、実測データから蒸気タービン出力の推定値を差し引いて比較に用いた。なお、蒸気タービンの出力は、供給蒸気と排気蒸気の計測値から、それらのエンタルピー差によって推定した。実機データとの最大誤差は9.2%あるが、ほぼ全域にわたり、計算結果は実機タービン出力と良好に一致している。

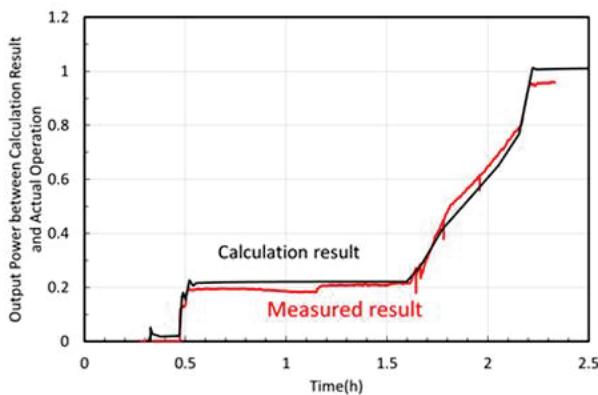


Fig. 4 Comparison between the Calculated and Measured Results of the Generator Output

### 4.2 出力変化率の比較

本研究では、Fig.4に示した約1.6時間経過からの出力増加時間帯を対象に、出力変化率の検討を行う。ここでの計算は、燃料投入流量の増加による出力増加と、CAESからの空気供給と燃料流量の増加による出力増加の2ケースの運転を計算する。以後、ケース1を実機運転条件、ケース2を燃料流量のみを増やす運転条件、ケース3をCAESからの空気供給を受ける運転条件とする。

Fig.5に燃料流量比、Fig.6に各ケースの発電出力を示す。発電出力の増加率を上げるために、ケース2、3とも燃料投入量は実機運転の2倍にした。ケース2では、空気流量が定格流量よりも少ないため、発電機出力を実機運転と同じにするためには、実機運転以上の燃料を投入する必要がある。また、ケース3のCAESを適用した場合、発電機出力が定格出力を超えるような燃料は供給せず、定格出力を保つように燃料流量を調整した。燃料流量比が0.8で保持されている領域は発電出力が定格出力に到達している領域である。

発電出力について、ケース2では燃料流量の増加率に比例してケース1に比べて出力変化率も約2倍に増加している。前述の通り、ケース2では定格出力まで到達させるのに定格燃料流量以上の燃料投入が必要になる。ケース3は燃料流量の増加率はケース2と同じであるが、

出力変化率はケース2よりもさらに増加しており、ケース2における燃料投入量よりも少ない燃料で定格出力まで到達させる事が可能となる。Fig.6にはCAESタンクからの供給空気流量比を併記した。ここから、ケース3の出力増加率はCAESからの空気供給によってもたらされていることが分かる。タービン側では、修正流量は一定のため、質量流量の増加に伴い圧力も増加する。つまり、質量流量と入口圧の増加によりタービン出力が増加する。出力変化率は、ケース2で従来運転の約2倍に、CAESを使用する場合で従来運転の約2.6倍に増加できることが分かる。

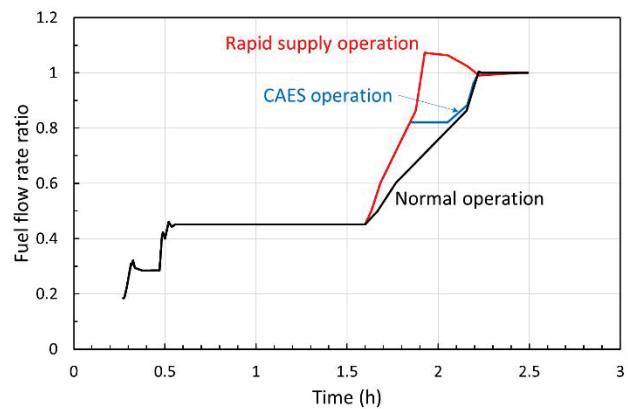


Fig. 5 Fuel Flow Rate

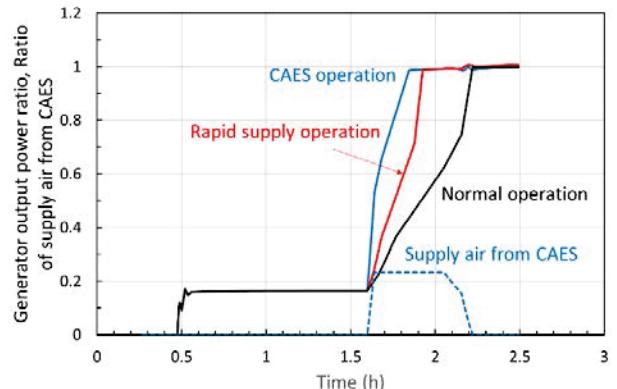


Fig. 6 Generator Output Power

Fig.7はタービン入口のガス温度比を示したものである。ケース2では従来時間の半分程度の時間で出力を定格出力まで増加することができたが、ガス温度は定格温度を約20%も上回ることになり、実際にはこのような運転は行えないことが分かる。ケース3ではガス温度の上昇率は従来運転と同等で、定格発電出力に到達するまでのガス温度は従来運転の約0.9倍に抑えられている。定格出力到達までの時間は従来の1/3程度に短縮されているが、ガス温度の上昇は従来運転以上の時間を要するようになっている。

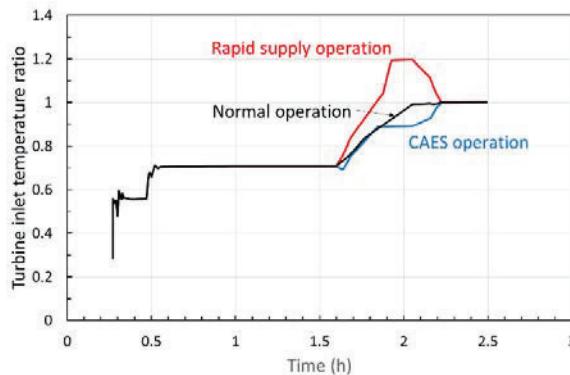


Fig. 7 Turbine Inlet Temperature

Fig.8 は熱効率を示したものである。ケース 2 では出力変動時の熱効率が通常時よりも上回っているが、先述した通りケース 2 のような運転は実際には行うことが出来ない。ケース 3 では CAES 実施時において熱効率がケース 2 を更に上回っているが、これは全ケースにおける圧縮機からの空気流量が Fig.3 に示されるような運転条件であるのに対し、ケース 3 は CAES からの空気供給を受ける事でタービン出力は増加するが、圧縮機は定格動力に到達していないため、タービン出力の増加と圧縮動力の低減が熱効率の上昇に寄与しているためと考えられる。

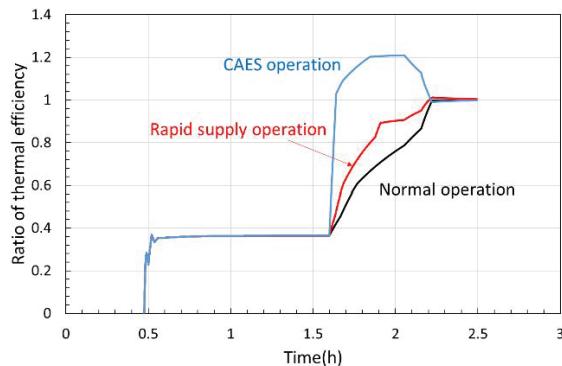


Fig. 8 Thermal Efficiency

#### 4.3 放出タンクの圧力変化

最後に、CAES システムの計算結果として、ケース 3 における放出タンクおよびタービン入口圧力の変化を Fig.9 に示す。2.2 にて既に述べた通り、CAES からの給気供給を可能にするため、タンク圧力はタービン入口圧力よりも高く保持されていなければならない。Fig.9 において放出タンク内の空気圧は常にタービンの入口空気圧よりも常に高く保たれている事が分かる。このため、ケース 3 において CAES システムは常に安定した空気供給を行える事が示された。

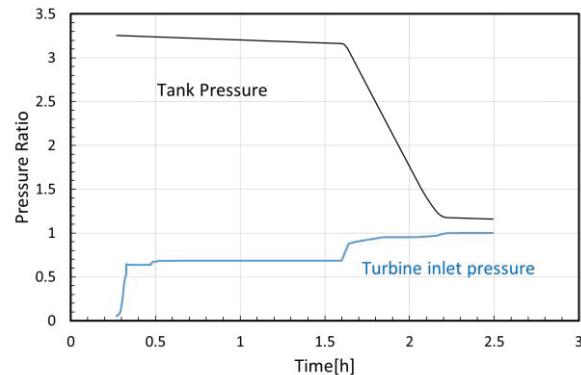


Fig.9 Pressure changes of CAES tank and turbine inlet

## 5. 結論

既存の中容量ガスタービンに地上型 CAES を適用することで、ガスタービンの出力変化率の向上を試みた。ガスタービンの部分負荷出力状態から、CAES からの空気供給と燃料投入率の増加によって、定格発電出力到達時間を見込運転の約 1/3 に短縮できることを示した。

## 謝辞

本研究は東北電力株式会社と東北大大学の共同研究部門である電力エネルギー未来技術共同研究部門で実施されたもので、研究遂行に対して東北電力株式会社からは多くの支援を頂きました。ここに謝意を表します。

## 参考文献

- (1) 福泉靖史, 上田慎太, 火力プラントの柔軟性向上による電力系統の安定化, 火力原子力発電, Vol.66, No. 11(2015), pp.16-31
- (2) 野々村弘樹, 中野晋, 田中翔悟, 竹田陽一, 負荷調整用地上型圧縮空気エネルギー貯蔵(CAES)を備えたガスタービンシステムの基礎検討, 日本ガスタービン学会誌, Vol.48 No.6 (2020), pp41-50
- (3) 鈴木晃純, 中野晋, 田中翔悟, 竹田陽一, 普原由貴, 中容量ガスタービン用動作解析シミュレータの開発, 第 45 回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集, (2017), pp.83-88.
- (4) Jidai Wang, Kunpeng Lu, Lan Ma, Jihong Wang, Mark Dooner, Shihong Miao, Jian Li, and Dan Wang, Overview of Compressed Air Energy Storage and Technology Development, Energies 10, 991 (2017).
- (5) 中北智文, 小林英夫, 奥原巖, 高橋克行, 安田友芝, 圧縮空気エネルギー貯蔵ガスタービン(CAES-G/T)の開発, 石川島播磨技法, Vol.43 No.3 (2003).
- (6) Y. Kashiwabara, Y. Katoh, H. Ishii, T. Hattori, Y. Matsuura, and T. Sasada, Developments leading to an axial flow compressor for a 25 MW class high efficiency gas turbine, 90-GT-238, (1990).
- (7) 生井武文, 井上雅弘共著, ターボ送風機と圧縮機, コロナ社, (1988).
- (8) 関慧一, 中野晋, 竹田陽一, マイクロガスタービンの動作解析, 日本ガスタービン学会誌, Vol.43 No.3 (2015), pp68-74

# 既存重構造ガスタービンと固体酸化物形燃料電池（SOFC）のハイブリッドシステムに関する基礎検討

## Fundamental study on hybrid system of existing heavy-duty gas turbine and solid oxide fuel cell

○矢嶋 遼太郎<sup>\*1</sup> 中野 晋<sup>\*2</sup> 竹田 陽一<sup>\*1,\*2</sup>  
YAJIMA Ryotaro NAKANO Susumu TAKEDA Yoichi

### ABSTRACT

A solid oxide fuel cell (SOFC) hybrid system combined with an existing medium-capacity heavy-duty gas turbine (GT) is proposed to promote the use of hydrogen. As the output power of SOFC is about 10 % of total output power the system, this hybrid system maintains a function of load following by the GT. A calculation method to analysis cell performance and flow conditions of the cell tube for the actual-scale SOFC is presented, and is validated by comparing with the measured results of the performance tests of the actual SOFC. An increase in the output power of the SOFC is obtained when the SOFC operates at the compressor discharge pressure in the medium-capacity GT. For the same fuel mass flow rate condition, the output power of this system increases by 11% compared to the existing GT, and 4% compared to the 30 volume % hydrogen co-firing GT.

**キーワード：**SOFC, ガスタービン, 負荷追隨, コンバインドサイクル, 効率, 水素利用

**Key Words:** SOFC, Gas Turbine, Load-following, Combined Cycle, Efficiency, Hydrogen consumption

### 1. 緒言

地球温暖化の抑制のため、その原因と考えられている温室効果ガス排出量の削減、とりわけ二酸化炭素の排出削減が、今後数十年に渡り求められている。発電分野においては、再生可能エネルギーによる発電の大量導入や水素やアンモニアによる発電が計画<sup>(1)</sup>されている。しかし、再生可能エネルギーは気象条件に依存するため、発電出力が電力需要に関係なく変動する。気象条件による発電出力の変動の影響を減らし、電力の安定供給を行うためには高い負荷追隨を持つ発電機器の利用や、余剰電力を吸収できる蓄電池等が不可欠である。また、水素は燃焼時に水のみを生成するため、クリーンな燃料として古くから着目されていた。しかし、安価に大量生産する方法や水素を燃料とする大容量の発電機器の実用化にはなお時間を要するため、発電には十分に活用されてこなかった。水素の大量生産として、再生可能エネルギーによって発電された余剰電力を利用することが検討されている。しかし、水素を生成し、その水素燃料によって安

定的に発電する、いわゆる Power to Gas によるグリーン水素の段階に至るには、まだ 30 年以上の時間が掛かるとされている。一方、将来の水素社会実現のためには水素インフラの構築を進める必要があるため、水素社会の実現には、今から水素の利用を進めていく必要がある。水素を燃料とする大容量発電機器としては固体酸化物形燃料電池(SOFC)や水素タービンがある。SOFC を利用した発電機器は出力 250kW<sup>(2),(3),(4)</sup>のものが実用化され、MW 級の機器の開発<sup>(5)</sup>が進められているが、大型発電用となる数十 MW 級の機器の実現は不透明である。水素タービンは 30%水素混焼タービン<sup>(6)</sup>の開発が進められており、将来の水素専焼タービンにつなげることが計画されている。以上のように、グリーン水素の移行段階までは、再生可能エネルギーの大量導入による二酸化炭素排出削減を行うと同時に、電力系統安定化のため負荷追隨機能を有する発電機器の運転が必要である。負荷追隨に対応できる発電機器としては、比較的応答性の高いガスタービンが有効である。

本研究では、負荷追隨機能を有し、かつ水素燃料の利用を促進する大容量発電システムとして、既存の重構造ガスタービンに SOFC を組み合わせたハイブリッドシステムを提案する。本提案システムの発電システムとしての定量的な評価を行うため、初めに、実機規模 SOFC を

\*1 東北大学大学院工学研究科ファインメカニクス専攻 〒980-0845 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-11  
E-mail: ryotaro.yajima@rift.mech.tohoku.ac.jp

\*2 東北大学大学院工学研究科 附属先端材料強度科学研究センター 〒980-0845 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-11

対象とした燃料電池セルスタックの電流電圧特性や、セルスタック内外のガス流動を計算するプログラムを作成した。SOFC の解析モデルとして、これまでに多くの計算方法<sup>(7),(8),(9)</sup>が提案されてきたが、実機のセルスタック全長を対象とするものはあまり報告されていない。本計算方法による計算結果と、実機計測結果を比較することで本計算方法の妥当性の確認を行う。次に、水素の利用方法として本提案システムと水素混焼タービンの出力比較を行い、水素利用方法として本システムの定量的な評価を行う。

## 2. SOFC ハイブリッドシステムの構成

### 2.1 開発された SOFC ハイブリッドシステム

実用化された SOFC ハイブリッドシステムは、SOFC とマイクロガスタービンによって構成され、250 kW を発電する。このシステムは分散用電源として開発され、SOFC を主機、ガスタービンを補機として発電を行う。大型火力発電に向けた SOFC の利用として、Fig. 1 に示す高効率化を目的とした、ガスタービンからの排熱を蒸気タービンで回収するトリプルコンバインドシステムの構想<sup>(5)</sup>がある。しかし、大型火力に適用できる大容量 SOFC の開発には、さらに時間を要すると考えられている。

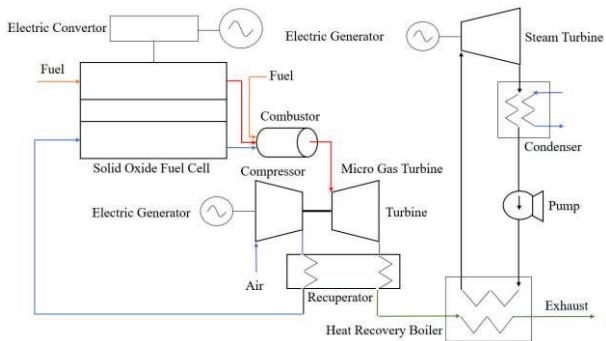


Fig. 1 SOFC triple combined system

### 2.2 本提案の SOFC ハイブリッドシステム

本研究で提案する SOFC ハイブリッドシステムを、Fig. 2 に示す。中容量ガスタービンシステムに、MW 級の SOFC を組み込むシステムを提案する。GT 圧縮機から吐出される空気の一部を、SOFC に供給する。SOFC の排ガスには、未燃焼の水素が含まれているため、触媒燃焼器に送り残水素を燃焼させる。触媒燃焼器での燃焼後、タービン燃焼器からの燃焼ガスと混合し、タービンに供給される。SOFC 燃料と GT 燃料の合計流量を、GT 単独運転での定格燃料流量と同一にする。つまり、SOFC を組み込んだ場合のタービン流量は、GT 単独運転時と同一である。燃焼ガスと SOFC 排ガスの混合ガス温度が、GT 単独運転でのタービン入口温度を超えることがなければ、GT はハードの変更なしにそのまま本提案システムの運

用に用いることができる。本システムでは、水素混焼ガスタービンの当面の実用化目標値である、定格燃料流量の容積比 30% の水素を SOFC で使うこととする。圧縮機吐出空気の一部は SOFC に供給されるが、それらは SOFC 排ガスとして再び GT に供給されるため、GT の運転に特別な制限は発生しない。このため、GT は部分負荷から定格負荷までの運用が可能であり、GT の負荷追隨機能は損なわれない。

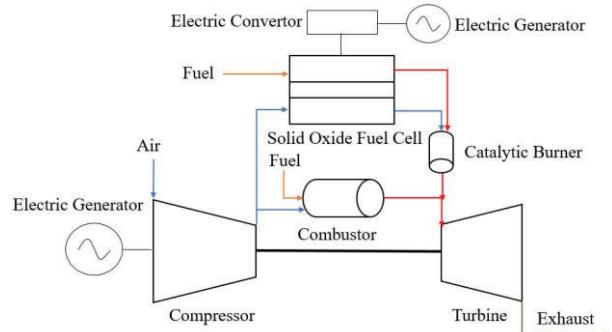


Fig. 2 Proposed SOFC hybrid system

## 3. 計算方法と計算条件

### 3.1 SOFC 素子構造と発電反応

計算対象の実機 SOFC は円筒形セルスタック構造で、発電反応を行う素子部構造の模式図<sup>(2),(4),(5)</sup>を Fig. 3 に示す。チューブ内側に燃料を、外側に空気を供給する。基体管に燃料極(アノード)、電解質、空気極(カソード)を積層した素子部(縞)を、チューブ軸方向に複数個スタックした円筒横縞形の構造を取る。SOFC では、内側を流れる燃料の水素と、外側を流れる酸素が電極で反応することで発電を行う。空気側を流れる酸素は、式(1)で示された反応によって酸素イオンになり、イオン化された酸素はカソードと電解質を通して、式(2)で示された反応によって、アノードと電解質の界面で水素と反応する。

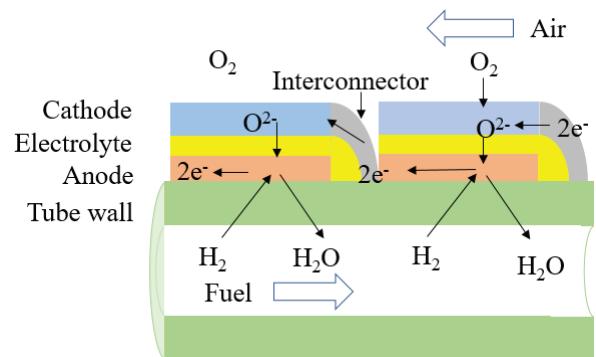
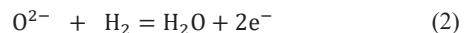
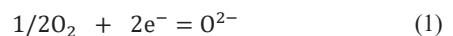


Fig. 3 Schematic diagram of cell stack

### 3.2 SOFC の電流電圧基礎式

式(2)に示したように水素分子 1 個の反応で 2 個の電子が放出されるため、水素の質量流量  $\dot{m}_{H_2}$ (kg/s), 燃料利用率  $U_f$ を用いて、電流  $I$  は以下の式で表される。

$$I = 2F \frac{\dot{m}_{H_2} U_f}{M_{H_2}} \quad (3)$$

ここで  $F$ : ファラデー定数,  $M_{H_2}$ : 水素のモル質量(kg/mol)を表す。

電圧  $E$  は、ギブスの自由エネルギー放出分に対応する起電力から、損失として活性化過電圧  $E_{act}$ , 抵抗過電圧  $E_{ohm}$ , および濃度過電圧  $E_{concent}$  を差し引いて求める。損失となる 3 種類の過電圧に関しては式(5),(6),(7)で与えた。式(5)は、タフェルの式を変形した永田らの式<sup>(10)</sup>を用いた。式(6)はアノード、電解質、カソードおよびインターーコネクタの電気抵抗<sup>(11),(12)</sup>と電流で算出した。式(7)は Kim らによって提案された計算モデル<sup>(13),(14)</sup>を用いた。

$$E = \frac{-\Delta G_0}{2F} + RT \ln \left\{ \frac{\frac{P_{H_2}}{P_0} \left( \frac{P_{O_2}}{P_0} \right)^{0.5}}{\frac{P_{H_2O}}{P_0}} \right\} - E_{act} - E_{ohm} \quad (4)$$

$$- E_{concent}$$

$$E_{act} = [E_a \ln(J_c/J_o)/\ln(1+J_c/J_o)] \ln(1+I_e/J_o) \quad (5)$$

$$E_{ohm} = (\zeta_{an} + \zeta_{el} + \zeta_{ct} + \zeta_{ic})I \quad (6)$$

$$E_{concent} = ae^{bl_e} \quad (7)$$

ここで、 $P$  : 分圧,  $P_0$  : 標準圧力,  $R$  : 気体ガス定数,  $T$  : 温度,  $\Delta G_0$  : 標準圧力でのギブスの自由エネルギー変化,  $E_a = 0.074(T/1273)$ ,  $J_c = 0.4$  (A/cm<sup>2</sup>),  $J_o$  : 交換電流密度,  $a = 1 \times 10^{-4}$  (V),  $b = 8 \times 10^{-3}$  (cm<sup>2</sup>/mA),  $I_e$  : 電流密度を表し, 添え字は,  $H_2$  : 水素,  $H_2O$  : 水,  $O_2$  : 酸素を表す。

### 3.3 SOFC の流れ解析

セルスタック内外のガスの流動は、Fig. 4 に示すように、外径  $D_{air}$ , 内径  $D_{in}$  の二重管を仮定した。セルスタック軸方向に分割した各領域の出入口で、式(8)～(11)に示す一次元の質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、および補助的に状態方程式を燃料側と空気側で解く。

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1 + (\Delta \dot{m})/A \quad (8)$$

$$\rho_2 u_2^2 + p_2 = \rho_1 u_1^2 + p_1 \quad (9)$$

$$-0.5C_f \rho_c u_c^2 \Delta S/A + \Delta \dot{m}(u) \dot{m}/A$$

$$\rho_2 u_2 \left( C_p T_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) = \rho_1 u_1 \left( C_p T_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) \quad (10)$$

$$+ \alpha(\theta - T_c) + \Delta \dot{m} (C_p T)_m / A + \Delta Q_R / A$$

$$p = \rho R T \quad (11)$$

$$\Delta \dot{m} = \pm \frac{U_f \dot{m}_{H_2}}{N} \frac{M_{O_2}}{2M_{H_2}} \quad (12)$$

ここで、 $A$  : 流路断面積,  $C_f$  : 摩擦係数,  $C_p$  : 定圧比熱,  $M$  : モル質量,  $\dot{m}$  : 質量流量,  $N$  : 全セル数(全縞数),  $p$  : 圧力,  $R$  : ガス定数,  $T$  : 温度,  $U_f$  : 燃料利用率,  $u$  : 流速,  $\alpha$  : 熱伝達率,  $\Delta \dot{m}$  : 移動質量流量,  $\Delta Q_R$  : 反応熱,  $\Delta S$  : 分割領域の表面積,  $\theta$  : 壁面温度,  $\rho$  : 密度を表し, 添え字は 1 : 要素入口, 2 : 要素出口, c : 要素中心,  $H_2$  : 水素,  $\dot{m}$  : 移動質量,  $O_2$  : 酸素を表す。

空気流路側から燃料流路側へ酸素イオンの移動に伴う質量変化、質量移動に伴う運動量移動およびエネルギー移動の発生が、通常の流れ解析と異なる点である。また、水素反応による発熱が燃料流路側には発生する。計算領域の分割は、電池素子の縞毎に計算要素を与えるよう分割する。各要素での移動質量  $\Delta \dot{m}$  は、水素反応に必要な酸素イオンの流量で、式(12)で表される。式(8)～(12)を燃料側で解くとき、 $\Delta \dot{m}$  は +, 空気側では - になる。各縞での水素の消費量は  $U_f \dot{m}_{H_2} / N$  で、反応によって発生する水蒸気流量は  $(U_f \dot{m}_{H_2} M_{H_2O}) / (NM_{H_2})$  であり、燃料と共にチューブ内管を流れる。

チューブ壁面温度は、燃料と空気の温度差による強制対流熱伝達と管壁の熱伝導によって、式(13)および(14)で表される。

$$\begin{aligned} \theta_{fuel} &= T_{fuel} \\ &- (T_{fuel} - T_{air}) / \left( 1 + (\alpha_{fuel} d_{in} / \alpha_{air} d_{out}) \right) \quad (13) \\ &+ (\alpha_{fuel} d_{in} / 2\lambda) \ln(d_{out} / d_{in}) \\ \theta_{air} &= T_{air} \\ &+ (T_{fuel} - T_{air}) / \left( 1 + (\alpha_{air} d_{out} / \alpha_{fuel} d_{in}) \right) \quad (14) \\ &+ (\alpha_{air} d_{out} / 2\lambda) \ln(d_{out} / d_{in}) \end{aligned}$$

ここで  $d$  : 直径,  $T$  : 温度,  $\alpha$  : 熱伝達率,  $\theta$  : 壁面温度,  $\lambda$  : 管の熱伝導率を表し, 添え字は air : 空気側, fuel : 燃料側, in : 内径, out : 外径を表す。なお、式(9)の摩擦係数および式(13),(14)の熱伝達率の算出に用いるヌセルト数の計算には、燃料側は円管の式を、空気側には平板の式を用いた。

流れ計算の境界条件として、チューブ入口部のガスの温度、圧力、および質量流量を与える。燃料側および空気側とも上流側要素から要素出口の状態量を求め、管路全域の定常解が得られるまで計算を繰り返す。本解析では、燃料と空気の流れる方向は同一の場合と対向する場合の両ケースに適用できる。対向流の場合には、燃料側の入口から数えた番号と、空気側の出口から数えた番号が一致する要素間で、質量移動と熱移動を計算することになる。

実機のセルスタックチューブは、電極部の両端に基体管からなる流入流出部が設けられているため、本解析に

おいても、電極部の両端に電極部全長の約25%の長さの領域を設けた。この部分では、質量移動は発生しないが熱移動は発生する。

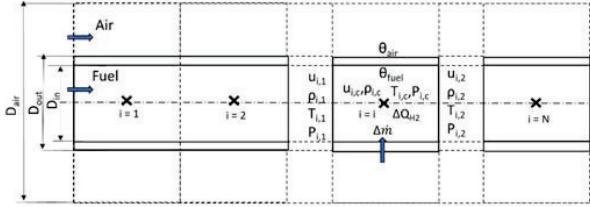


Fig. 4 Numerical grid of gas flow calculation

### 3.4 ガスターインシステムの出力計算

ガスターインシステムの出力( $W_G$ )は、式(15)に示すタービンロータの運動方程式<sup>(15)</sup>を解くことで求められる。タービン出力は式(16)で、圧縮機動力は式(17)で算出する。タービン入口エンタルピーは、式(18)のタービン入口温度から算出する。

$$I_p/2(d\omega^2/dt) = W_T - W_C - W_G \quad (15)$$

$$W_T = \eta_T \dot{m}_g (h_{T,in} - h_{T,out}) \quad (16)$$

$$W_C = \frac{1}{\eta_c} \left[ \frac{\kappa}{\kappa-1} \dot{m}_a R T_{C,in} \left\{ \left( \frac{p_{C,out}}{p_{atm}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - 1 \right\} \right] \quad (17)$$

$$T_{in,T} = (h_a \dot{m}_a + h_f \dot{m}_f + \eta_B H_B \dot{m}_f + h_{SOFC} \dot{m}_{SOFC}) / \dot{m}_g (C_{p,co2} g_{g,co2} + C_{p,H2O} g_{g,H2O} + C_{p,N2} g_{g,N2} + C_{p,O2} g_{g,O2}) \quad (18)$$

ここで  $C_p$  : 定圧比熱,  $g$  : 質量比,  $H_B$  : 燃料の発熱量,  $h$  : エンタルピー,  $I_p$  : 慣性モーメント,  $\dot{m}$  : 質量流量,  $p$  : 圧力,  $R$  : ガス定数,  $T$  : 温度,  $t$  : 時間,  $W$  : 出力,  $\eta$  : 断熱効率,  $\kappa$  : 比熱比,  $R$  : 気体定数,  $\omega$  : 角速度を表し, 添え字は  $T$  : タービン,  $C$  : 圧縮機,  $G$  : 発電機,  $g$  : 燃焼ガス,  $a$  : 空気,  $atm$  : 大気,  $B$  : 燃焼器,  $CO_2$  : 二酸化炭素,  $fuel$  : 燃料,  $H_2O$  : 水蒸気,  $N_2$  : 窒素,  $O_2$  : 酸素,  $in$  : 入口,  $out$  : 出口,  $SOFC$  : SOFC 排ガスを表す。

### 3.5 計算条件

SOFC のセルスタック単体の計算を行い、実機計測結果との比較を行う。Table 1 にセルスタックの仕様を示す。はじめに、セルスタックチューブ外壁の温度分布およびセル電圧分布の計測結果<sup>(16)</sup>と比較する。実験条件と計算条件を Table 2 に示す。実験の燃料流量と空気流量は公開されていないため、燃料流量は計算結果の電流密度が実験結果と同等になるように設定し、空気流量は酸素利用率が実験結果と同等になるように設定した。また、ガスの供給温度に関しても明確な記載がなかったため、それぞれのガスの流入口に一番近いセル位置で、チューブ壁面温度の計算結果が、計測セル温度と同等になるよう両ガスの入口温度を設定した。

Table 1 Specifications of cell stuck tube for temperature and voltage distribution test

Tube length	Total	1.5 m (for calculation)
	Cell stack	1.0 m
Tube outer diameter	0.028 m	
Diameter of virtual tube for air	0.05 m (for calculation)	
Cell number	48	

Table 2 Experiment and calculation conditions for temperature and voltage distribution test

Items	Unit	Experiment	Calculation
Gas composition	Fuel	-	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> 0.7/0.3
	Air	-	O <sub>2</sub> 0.21 O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> 0.209/0.781/0.01
Inlet conditions of gas flow	Temperature	Fuel °C	- 920
	Air	Air °C	- 300
Pressure	Fuel	MPa	0.101
	Air	MPa	0.101
Fuel utilization ratio	%	25	25
Current density	mA/cm <sup>2</sup>	380	379.4 (Calculation result)
Oxidant utilization ratio	%	14.5	14.5 (Calculation result)

次に SOFC の作動圧力の影響を、常圧と 1.5 MPa での電池特性の計測結果<sup>(17)</sup>と比較した。比較に用いたセルスタックの仕様を Table 3 に、また実験条件と計算条件を Table 4 に示す。

Table 3 Specifications of cell stuck tube for current-voltage characteristic test

Tube length	Total	0.83 m (for calculation)
	Cell stack	0.55 m
Tube outer diameter	0.028 m	
Diameter of virtual tube for air	0.05 m (for calculation)	
Cell number	22	

Table 4 Experiment and calculation conditions for current-voltage characteristic test

Items	Unit	Experiment	Calculation
Gas composition	Fuel	-	H <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> 0.7/0.3
	Air	-	O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> 0.209/0.781/0.01
Inlet conditions of gas flow	Temperature	Fuel °C	900
	Air	Air °C	900 (Operation temperature)
Pressure	Fuel	MPa	0.101, 15
	Air	MPa	0.101, 15
Fuel utilization ratio	%	60	60
Oxidant utilization ratio	%	20	19.9 - 20.1 (Calculation result)

最後に、GT システムにおける水素利用の検討のため、水素混焼ガスターインと本提案の SOFC ハイブリッドシステムの出力計算を行う。定格出力 38 MW、都市ガス(13A)を燃料とした既存中容量ガスターインシステムを計算のベースとして、既開発のガスターインシミュレー

タ<sup>(15),(18)</sup>を用いて計算した。計算に用いた都市ガスのガス組成を Table 5 に示す。水素混焼タービンの計算は、この中容量タービンと定格燃料質量流量を同一にして容積比 30%の水素を混焼した場合の出力を計算する。また、SOFC ハイブリッドシステムでは水素混焼ガスタービンの水素と同量の水素を SOFC に供給し、残りの燃料流量を都市ガスとしてガスタービンに供給した場合の SOFC と GT の出力の合計を計算する。SOFC の燃料利用率は実機 SOFC と同等の 60%とした。計算は Table 6 に示すように、ベースとなる既存 GT の計算を含めて 4 ケース実施した。SOFC ハイブリッドシステムでは、SOFC の排ガスを GT で利用する場合と、利用せず排出する場合の 2 ケースの計算を行った。SOFC 排ガスを利用する場合は、排ガス中に含まれる残水素を、触媒燃焼器によって完全に燃焼させた後、タービンに供給することとする。

Table 5 Gas composition of 13A

Gas composition	Methane	Ethane	Propane	Butane
Volume ratio	0.882	0.053	0.048	0.017

Table 6 GT system calculation conditions

Case	System
1	Existing GT
2	Hydrogen co-firing GT
3	SOFC hybrid system without use of SOFC exhaust gas
4	SOFC hybrid system with catalytic burner

## 5. 解析結果と考察

### 5.1 SOFC セルスタック計測結果との比較

Fig. 5 にセルスタックの外径表面温度の計測結果<sup>(16)</sup>と、本解析の円管外径壁面温度  $\theta_{air}$  の比較を示す。セルスタック部は軸方向距離 0.25~1.25 m の部分で、その前後に実験では燃料の給気・回収ポートが設けられているものの、形状等の詳細な情報は示されていない。計算では、この部分もセルスタック部と同じ二重管として扱っている。この流入部と流入流出部に近いセルスタック部の、計算による温度分布は計測値を捉えていないが、セルスタック部の温度は比較的良好な一致を示している。

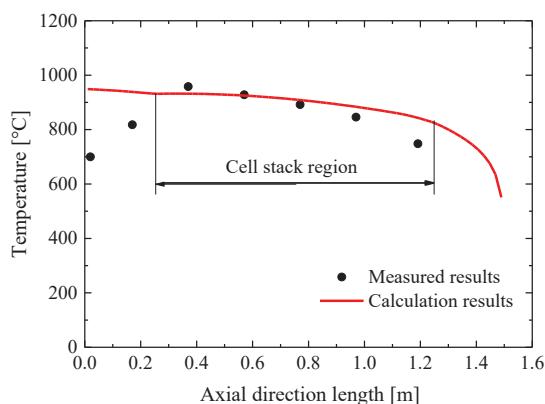


Fig. 5 Temperature distribution

Fig. 6 にセル電圧の計測値<sup>(16)</sup>と計算結果の比較を示す。セル電圧に関しても Fig. 5 に示した温度分布と同様に、セルスタック前後の流入・流出領域に近い部分の計測値と計算値の差異は大きいが、この部分を除くセルスタックの電圧分布は、計測値と計算結果は比較的良好に一致する。温度分布と電圧分布の比較を通して、本計算方法により、実機 SOFC セルスタックの大気圧状態での動作は再現できると考えられる。

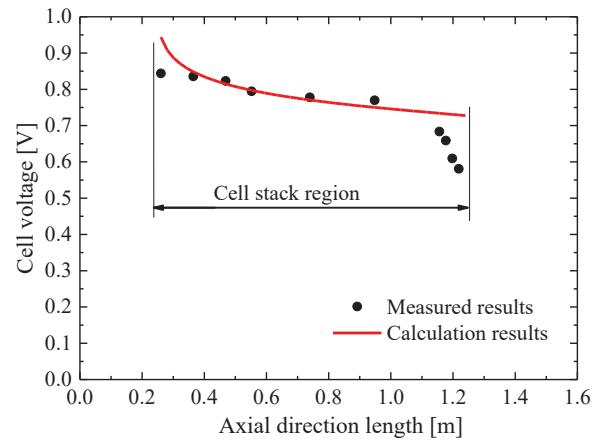


Fig. 6 Cell voltage distribution

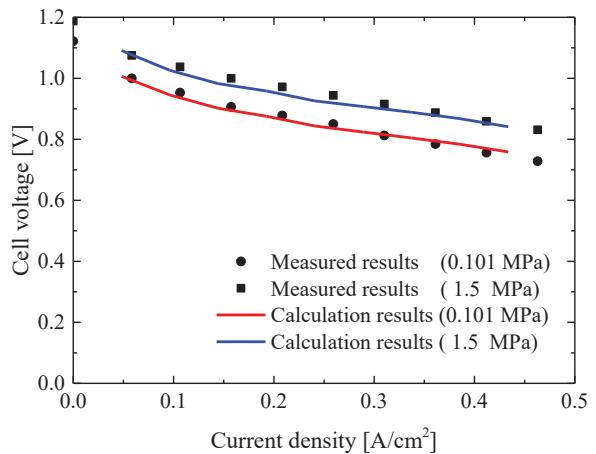


Fig. 7 Voltage characteristics

次に、ガス供給圧に対するセルスタック性能の影響を確認する。前述の結果は、セルスタックの基本性能の把握のため、ガス供給圧は常圧で行われた。GT とハイブリッドシステムでは、GT 圧縮機の吐出空気を SOFC に供給することになるため、ガス供給圧は常圧以上に昇圧される。Fig. 7 はセルスタックの電圧特性を 2 条件のガス供給圧、0.101MPa と 1.5MPa で行った計測結果と計算結果を比較したものである。Fig. 7 より本計算モデルで、常圧条件のみならず、加圧条件に対しても十分な一致が得られることが確認できた。また、ガス供給圧を高めることで出力電圧が増加することから、SOFC を GT と組み合わせることで、従来のセルスタックを用いた場合でも

出力増加が期待できる。電流・電圧特性としては、2条件において電流密度の増加、つまり水素反応量の増加に伴い電圧降下が生じ、セル電圧の減少が示された。以上のことから、実機規模 SOFC の動作予測として本計算方法の妥当性が示されたものと考える。

## 5.2 GT システムの水素利用方法による出力比較

Table 7 に各ケースの出力と、ガスタービン入口温度を示す。燃料と出力は、既存 GT の定格容積流量および定格出力を基準とした比率で示す。水素混焼ガスタービンでは燃焼温度の上昇等により 7% の出力増加が見られる。また、SOFC ハイブリッドシステムは排熱利用の有無によって、17% の出力の差異を生じる。Table 7 の出力比欄の( )内の数値は、GT 発電分と SOFC 発電分を示したものである。SOFC の排ガスを利用しない場合、GT と SOFC の合計出力は既存タービン出力よりも低下する。これは、SOFC の燃料利用率が 60% のため、SOFC から発電に利用されなかった水素が排出されるためである。つまり、GT に投入される燃料が少なくなると同時に、水素燃料の 40% が活用されないため出力の低下が発生する。SOFC 排ガスを再燃焼させる場合、水素混焼ガスタービン出力よりも 4%，既存 GT 出力よりも 11% の出力増加を見込むことができる。また、ガスタービン入口での燃焼ガス温度も既存ガスタービンを上回らない。Fig. 7 に示したように、現状の SOFC セルスタックも 1.5MPa での使用実績があるため、現状のセルスタックを用いて発電出力 5 MW クラスの SOFC 発電システムを製作することができれば、GT システムは既存のものを適用でき、また触媒燃焼器にも開発要素<sup>(19)</sup> ではなく、従来設備を用いて効率良く水素利用の促進が図れることになる。なお、水素の利用により、13A を質量比で約 4.4% 低減することができる。このため二酸化炭素の排出量も燃料低減量に比例して約 4.4% 低減されることになる。

Table 7 Comparison of output power

		Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Fuel gas composition	13A	1.0	0.7	0.7	0.7
	H <sub>2</sub>	0.0	0.3	0.3	0.3
TIT		1280	1310	1280	1170
Output ratio (GT+SOFC)	-	1.0	1.07	0.94 (0.81+0.13)	1.11 (0.98+0.13)

## 6. 結論

グリーン水素への移行期間の発電方法として、ガスタービンの負荷追随機能と、SOFC による水素消費を可能にする発電システムとして、発電用重構造中容量ガスタービンとその定格出力の約 9% の発電出力を出す SOFC とのハイブリッドシステムを提案した。SOFC は、商用機規模を対象とした計算プログラムを作成し、セルスタックの温度分布と電圧分布を実機計測値と計算結果を比較し、計算モデルの妥当性を確認した。電圧特性においては、常圧と 1.5MPa の 2 種類のガス供給圧条件に対し

ても、計算電圧特性は実機電圧特性との一致が見られた。また、燃料質量流量一定条件で、容積比 30% の水素を投入した水素混焼 GT、および容積比 30% の水素を SOFC で利用する SOFC ハイブリッドシステムの発電出力の比較を行った。本研究で提案した SOFC ハイブリッドシステムの合計出力は、既存 GT 発電出力に比べて 11%，水素混焼ガスタービンに比べて 4% の出力増加を確認し、提案したシステムの有効性を示した。

## 謝辞

本研究は東北電力株式会社と東北大学の共同研究において実施されました。研究の遂行に対して東北電力株式会社からは多大なご支援をいただきました。また、SOFC 発電出力計算に関しては電力中央研究所の鈴木氏に貴重なご助言をいただきました。両者に深く感謝の意を示します。

## 参考文献

- 令和 2 年度エネルギーに関する年次報告（エネルギー白書 2021），経済産業省 資源エネルギー庁，第 3 部，第 8 章，pp.314-325.
- 小林由則，安藤喜昌，西浦雅則，富田和男，岸沢浩，眞竹徳久，次世代燃料電池 SOFC 複合発電システム（高効率ハイブリッド発電システム），三菱重工技報，Vol.50, No.3 (2013), pp. 62-66.
- 河野雅人，新井啓介，安井芳則，250kW 級 SOFC-MGT ハイブリッドシステム向けマイクロガスタービンの開発，日本ガスタービン学会誌，Vol.45, No.3 (2017), pp. 186-191.
- 安藤喜昌，大澤弘行，水原昌弘，入江弘毅，浦下靖崇，池上卓夫，SOFC-マイクロタービン(MGT)ハイブリッドシステム九州大学向け実証機の運転状況，三菱重工技報，Vol.52, No.4 (2015), pp. 48-53.
- 小林由則，安藤喜昌，加幡達雄，西浦雅則，富田和男，眞竹徳久，究極の高効率火力発電-SOFC（固体酸化物形燃料電池）トリプルコンバインドサイクルシステム，三菱重工技報，Vol. 48, No. 3 (2011), pp. 16-21.
- 井上慶，宮本健司，道免昌平，田村一生，川上朋，谷村聰，水素・天然ガス混焼ガスタービンの開発，三菱重工技報，Vol. 55, No. 2 (2018), pp. 1-5.
- Pei-Wen Li and Kenjirou Suzuki, Numerical Modeling and Performance Study of a Tubular SOFC, Journal of The Electrochemical Society, 151 (4) (2004), pp. A548-A557.
- 中島裕典，許斐敏明，北原辰巳，伊賀上聰，円筒型マイクロ固体酸化物形燃料電池のインピーダンス解析（第 1 報、アノード・カソードインピーダンス分離解析），日本機械学会論文集（B 編），75 卷，755 号 (2009), pp. 1510-1516.
- Otomo, J., Oishi, J., Miyazaki, K., Okamura, S., Yamada, K., Coupled analysis of performance and costs of segmented-in-series tubular solid oxide fuel cell for combined cycle system, International journal of Hydrogen Energy, 42 (2017), pp. 19190-19203.
- 永田進，恩田和夫，門馬昭彦，春日康弘，嘉藤徹，固体電解質型燃料電池の発電特性と電解特性の温度依存シミュレーション，電子総合研究所彙報，第 57 卷，第 5,6 号，(1993), pp. 598-615.

- (11) Ferguson, J. R., Fiard, J. M., Herbin, R., Three-dimensional numerical simulation for various geometries of solid oxide fuel cells, Journal of Power Sources, 58 (1996), pp. 109-122.
- (12) Kazakovicius, E., Tsekouras, G., Michalow-Mauke, K. A., Kazlauskas, S., Graule, T., Electronic Conductivity Enhancement of (La,Sr)TiO<sub>3</sub> with Nb-Doping on B-Site, FUEL CELLS, 14 No.6 (2014), pp. 954-960.
- (13) Kim, J., Lee, S., and Srinivason, S., Modeling of Proton Exchange Membrane Fuel Cell Performance with an Empirical Equation, Journal of The Electrochemical Society, Vol.142, No.8, (1995), pp. 2670-2674.
- (14) James Larminie, Andrew Dicks 共著 梶谷治紀訳, 解説 燃料電池システム, Ohmsha, (2004).
- (15) 鈴木晃純, 中野晋, 田中翔悟, 竹田陽一, 菅原由貴, 中容量ガスタービン用動作解析シミュレータの開発, 第 45 回 日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, (2017), pp. 83-88.
- (16) Kobayashi, Y., Tomida, K., Tsukuda, H., Shiratori, Y., Taniguchi, S., Sasaki, K., Durability of a Segmented-in-Series Tubular SOFC with a (Ce , Sm)O<sub>2</sub> Cathode Interlayer: Influence of Operating Conditions, Journal of The Electrochemical Society, Vol. 161, No. 3 (2014), pp. F214-F225.
- (17) 独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 固体酸化物形燃料電池を用いた事業用発電システム要素技術開発, 燃料電池・水素技術開発部, 平成 25 年度中間報告, (2013).
- (18) 関慧一, 中野晋, 竹田陽一, マイクロガスタービンの動作解析, 日本ガスタービン学会誌, Vol.43, No.3 (2015), pp68-74.
- (19) 小沢靖, 触媒燃焼を利用した燃焼機器の開発動向, 日本機械学会誌, 第 47 卷, 139 号 (2005), pp.40-47.

## 乱流気流に駆動された壁面上液膜の三次元構造と 液滴飛散の数理モデル

### A modeling for three-dimensional liquid film structure and entrainment sheared by turbulent gas flow

○井上 拓哉 井上 智博<sup>\*1</sup>  
INOUE Takuya INOUE Chihiro

#### ABSTRACT

Water droplet impingement on a low-pressure steam turbine blade causing erosion has been recognized as a crucial issue. In order to absorb the effects of erosion, it is essential to elucidate a comprehensive droplet detachment mechanism, not only from the trailing edge but also from the liquid film surface. In the present paper, we formulate the droplet entrainment detached from a three-dimensionally destabilized thin liquid film surface sheared by a turbulent gas in a circular pipe and on a flat plate as a general manner, employing the shear factor. In a time-averaged sense, the liquid film has a Couette flow with a mean velocity  $u_m$ . Then, the film is destabilized to be a roll wave of wavelength  $\lambda$ , proceeding with a phase velocity  $u_c$ , in the axial direction, followed by a ripple wave of wavelength  $\lambda_p$  in the transverse direction. Considering the three-dimensional film structure superposing the two types of waves, the droplet entrainment rate is simply derived as  $(\lambda_p/\lambda) \times (u_c/u_m)$ , validated by recent experimental results.

**キーワード:** 蒸気タービン, エロージョン, 気液二相流, 液滴, 液膜, 不安定性

**Key Words:** Steam Turbine, Erosion, Gas-liquid two-phase flow, Droplet, Liquid sheet, Instability

#### 1. 緒言

火力・原子力発電などに広く採用される蒸気タービンは、世界全体の総発電量の60%を担う主力原動機である<sup>(1)</sup>。近年、地球温暖化防止や環境負荷低減の観点から、発電プラントの更なる効率向上が求められており、蒸気タービンにおいても高効率化は重要な課題である。蒸気タービンの効率低下要因の一つとして、タービン静翼後縁やケーシング表面などから飛散した液滴が、動翼に高速で衝突を繰り返すことでエロージョン(浸食)が発生することが挙げられる<sup>(2)~(4)</sup>。エロージョンによって翼面の表面粗さが増加し、摩擦損失が増大する結果、翼性能が低下する<sup>(5)</sup>。損傷が激しくなると、流れの剥離や失速に陥る。加えて、高効率化を狙った最近のタービン低圧段落の動翼長大化によって、周方向速度が増加しており、エロージョンはいっそう深刻な問題として認識されている<sup>(6),(7)</sup>。こうした背景から、エロージョンを抑制するために、原因となる液滴飛散に繋がる気液二相流の挙動解明が求められている。

翼やケーシングに付着した液滴は、やがて液膜を形成

し、主流に引きずられながら、液膜表面の一部が液滴として離脱し(Entrainment)，その後、下流端部から飛散する。これまで、低速で流れる壁面上液膜と、高速で流れる主流気流との相互作用に関して、多くの研究がなされてきた。Yarygin ら<sup>(8)</sup>は、最大マッハ数1の高速気流を伴う円管内壁面上の液膜に関して実験を行った。その結果、液膜表面からの液滴飛散量は初期液膜流量の50%以上になることや、波の位相速度や周波数が気流レイノルズ数で整理できることを報告した。Shinan ら<sup>(9)</sup>は、平板上の液膜に関して、気液界面での不安定性に起因した3次元的な波立ちの発生を可視化計測した。その結果、気流速度の増加とともに、波の周波数と位相速度が増加することを報告した。解析的研究として、Zhou ら<sup>(10)</sup>は実験結果に基づく経験定数を用いて、波立ちから飛散に至る様子のシミュレーションを行った。その結果、液糸先端の乱流エネルギーが大きくなることや、気液界面の不安定性が液膜からの液滴生成を促すことを報告した。近年、Inoue and Maeda<sup>(11)</sup>は円管において、高速気流に駆動された壁面上液膜を対象に、波立ちから液滴飛散までを包括的に記述する数理モデルの構築に成功した。

静翼やケーシングに発達した液膜表面および下流端部からの液滴飛散を予測するために、管内のみならず平板

\*1 九州大学大学院 航空宇宙工学部門  
〒819-0395 福岡市西区元岡744  
E-mail: inoue.chihiro@aero.kyushu-u.ac.jp

上の液膜流動についても適用可能な数理モデルを構築することが望ましい。そこで本研究では、Inoue and Maedaが構築した数理モデルを拡張し、円管内だけでなく平板上の液膜挙動についても統一的に記述するために、摩擦係数を導入して定式化を試みた。構築した数理モデルの妥当性を検証するために、不安定波の特性および液滴飛散率について実験結果と比較した上で、液膜表面と下流端部からの液滴飛散の割合について検討する。

### 主な記号

- $b$ : 平板の流路幅[m]
- $D$ : 円管の直径[m]
- $f$ : 摩擦係数[-]
- $h$ : 膜厚[m]
- $L$ : 代表長[m]
- $m$ : 質量流量[g/s]
- $Q$ : 液膜の体積流量[m<sup>3</sup>/s]
- $Q_d$ : 液滴の飛散量[m<sup>3</sup>/s]
- $Re$ : レイノルズ数[-]
- $We$ : ウェーバ数[-]
- $x$ : 平板における気流の助走距離[m]
- $U$ : 代表速度[m/s]
- $u$ : 流速[m/s]
- $u_c$ : 波の位相速度[m/s]
- $u_m$ : 液膜断面平均速度[m/s]
- $\delta$ : 渦度境界層厚さ[m]
- $\eta$ : 粘性係数[Pas]
- $\lambda$ : 流れ方向波の波長[m]
- $\lambda_p$ : 流れ垂直方向波の波長[m]
- $\rho$ : 密度[kg/m<sup>3</sup>]
- $\sigma$ : 表面張力係数[mN/m]
- $\tau$ : せん断応力[N/m<sup>2</sup>]

### 添え字

- $g$ : 気流
- $l$ : 液膜

## 2. 液膜流動と数理モデル

本研究で想定する、高速気流に駆動された液膜が波立ち、液滴飛散に至る一連の現象を、Fig. 1 に模式的に示す。初め平滑に流れる液膜は、高速気流との速度差に起因した Kelvin-Helmholtz(KH) 不安定性によって、流れ方向の波立ち(Roll Wave)を生じる。波頭が気流によって強く加速されると、気液の密度差に起因した Rayleigh-Taylor(RT) 不安定性により、液膜流れと垂直方向の不安定波(Ripple Wave)が現れる。すると、Roll Wave と Ripple Wave が重畠して 3 次元的な波頭(cusp)が生成される。それぞれの cusp から液糸(Ligament)が伸長し、Plateau-Rayleigh 不安定性により液滴(Droplet)が分裂して飛散する(Entrainment)。残った液膜は、やがて下流端から液滴として飛散する。

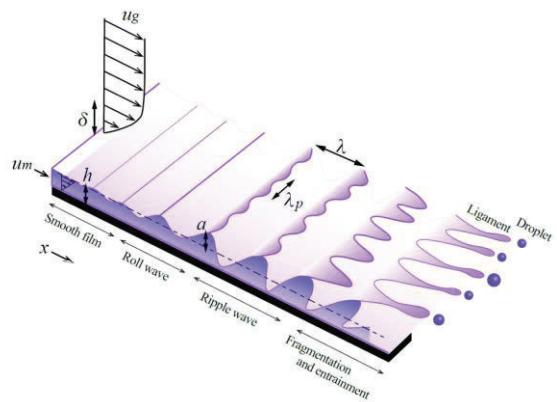


Fig. 1 Schematic events of thin liquid film dynamics on a channel wall subjected to fast gas stream<sup>(11)</sup>

Table 1 Definition of characteristic length and velocity

	$L$ [m]	$U$ [m/s]
Pipe	$D$	$Q/(\pi D^2)$
Plate	$x$	$Q/(bx)$

いま、膜厚 $h$ の液膜が壁面上を流れる場合を考える。クエット流を仮定すると、壁面上の速度は 0 で、内部に直線的な速度勾配を形成する<sup>(12)</sup>。液膜の流量保存は、液膜断面平均速度 $u_m$ を用いて、管内流の場合は式(1)で、平板上流れの場合は式(2)でそれぞれ表せる。

$$Q = \pi D h u_m \quad (1)$$

$$Q = b h u_m \quad (2)$$

高速気流によって生じるせん断応力 $\tau$ は、摩擦係数 $f$ を用いて与えられる。

$$\tau = \frac{1}{2} f \rho_g u_g^2 \quad (3)$$

気液界面を跨ぐ力のつり合いは、次式で表される。

$$\eta_l \frac{2u_m}{h} = \tau \quad (4)$$

式(1)または式(2)と、式(3)(4)を連立することで、無次元化した $u_m$ と $h$ を得る。

$$\frac{u_m}{U} = \frac{\sqrt{f} \eta_g}{2 \eta_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} Re_l^{-1/2} Re_g \quad (5)$$

$$\frac{h}{L} = \frac{2}{\sqrt{f} \eta_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} Re_l^{1/2} Re_g^{-1} \quad (6)$$

ここで、気流レイノルズ数と液膜レイノルズ数を、それぞれ $Re_g = \rho_g u_g L / \eta_g$  と  $Re_l = \rho_l u_m h / \eta_l$  によって定義する。円管内と平板上を流れる液膜について、代表長 $L$ および代表速度 $U$ は、Table 1 で与えられる。

速度境界層を有する KH 不安定波を特徴づける長さスケールは、気流の渦度境界層厚さ $\delta$ である<sup>(13)</sup>。

$$\frac{\delta}{L} = \frac{\eta_g u_g}{\tau} / L = \frac{2}{f} Re_g^{-1} \quad (7)$$

Roll wave の波長 $\lambda$ は、次式で与えられる<sup>(13)</sup>。

$$\lambda = \delta \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (8)$$

Roll wave は位相速度 $u_c$ で下流に伝播する<sup>(14)</sup>。

$$u_c = \frac{u_m \sqrt{\rho_l} + u_g \sqrt{\rho_g}}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} \approx u_g \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (9)$$

渦度境界層厚さを代表長としたウェーバ数 $We_\delta = \rho_g u_g^2 \delta / \sigma$ を用いて、Ripple wave の波長 $\lambda_p$ は次式で表せる<sup>(13)</sup>。

$$\lambda_p = \delta We_\delta^{-1/3} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-1/3} \quad (10)$$

Roll wave と Ripple wave が重なると、Fig.2(a)に示す円錐状の cusp が形成される。波の振幅は、平滑時の液膜厚さ $h$ とほぼ等しく<sup>(9)</sup>、cusp の高さは $h$ である。また、 $\lambda_p < \lambda$ であるから、cusp 水平面断面の代表長を $\lambda_p$ とする。このとき cusp の質量はおよそ $\rho_l h \lambda_p^2$ であり、これが単一の cusp から飛散する液滴質量に等しい。そして、Fig.2(b)に示すように、cusp の個数は、流れ垂直方向に、円管であれば $\pi D / \lambda_p$ 個、平板であれば $b / \lambda_p$ 個形成される。流れ方向には、単位時間当たり $u_c / \lambda$ 個の Roll wave が形成される。すると、液膜表面からの液滴飛散量は、cusp の質量に個数を乗じて計算できる。最終的に、液体噴射流量 $Q$ に対する総液滴飛散量 $Q_d$ の割合として定義される液滴飛散率を得る。

$$\frac{Q_d}{Q} = \frac{\lambda_p}{\lambda} \frac{u_c}{u_m} \quad (11)$$

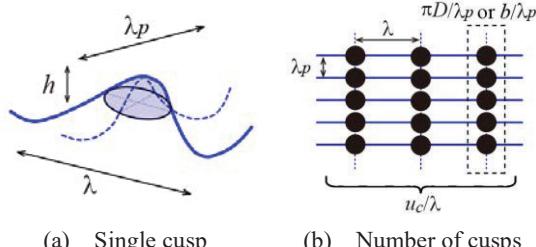


Fig. 2 A cusp model as superposing Roll and Ripple waves<sup>(11)</sup>

### 3. 実験結果との比較及び考察

はじめに、円管内および平板上の流れそれぞれに対して、構築した数理モデルの結果と実験結果を比較する。続いて、液滴飛散率について検討する。

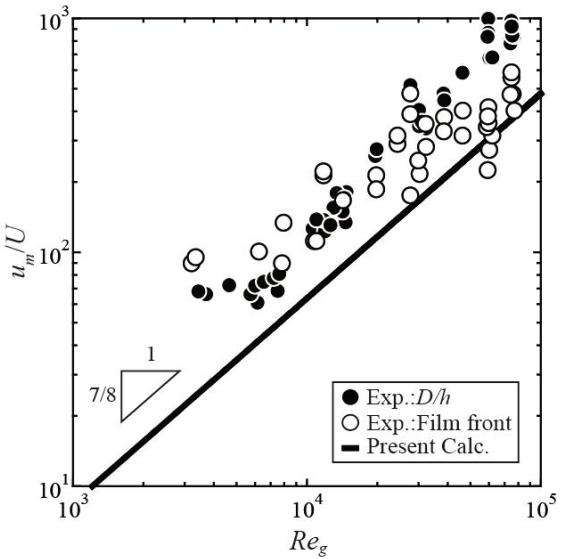
#### 3.1 円管モデルの検証

円管内液膜流れに関して、Yarygin らの実験結果<sup>(8)</sup>を解析する。実験条件を Table 2 に示す。高速気流に空気を、液体にエタノールを用いて、気流速度をマッハ数 1 までの範囲で変化させた。本解析では、次式で表される滑面における摩擦係数 $f$ を用いる<sup>(15)~(17)</sup>。

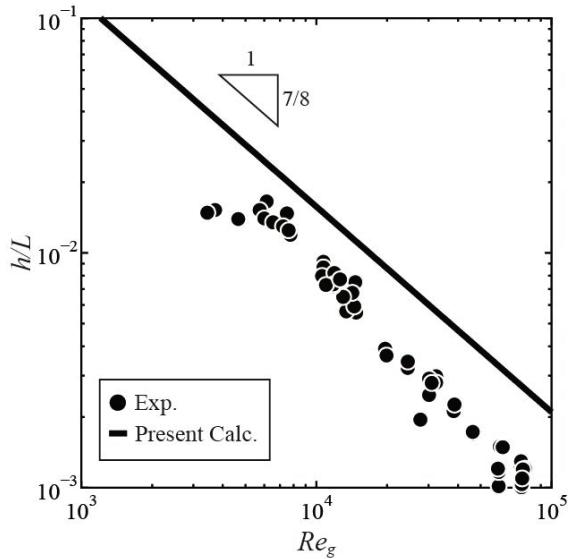
$$f = 0.080 Re_g^{-1/4} \quad (12)$$

Table 2 Experiment conditions in a circular pipe<sup>(8)</sup>

Gas/Liquid	Air/Ethanol
$D[\text{m}]$	$10^{-2}$
$Q[\text{m}^3/\text{s}]$	$4.2 \times 10^{-7}$
$m_g[\text{g/s}]$	$0.4 \sim 20$
$Re_g$	$3 \times 10^3 \sim 1.6 \times 10^5$
$u_g[\text{m/s}]$	$6.9 \sim 320$
$\eta_g[\text{Pas}]$	$1.9 \times 10^{-5}$
$\eta_l[\text{Pas}]$	$1.2 \times 10^{-3}$
$\rho_g[\text{kg/m}^3]$	1.2
$\rho_l[\text{kg/m}^3]$	790
$\sigma[\text{mN/m}]$	23



(a) Mean film velocity



(b) Mean film thickness

Fig. 3 Comparison between experimental results and calculation results in a circular pipe

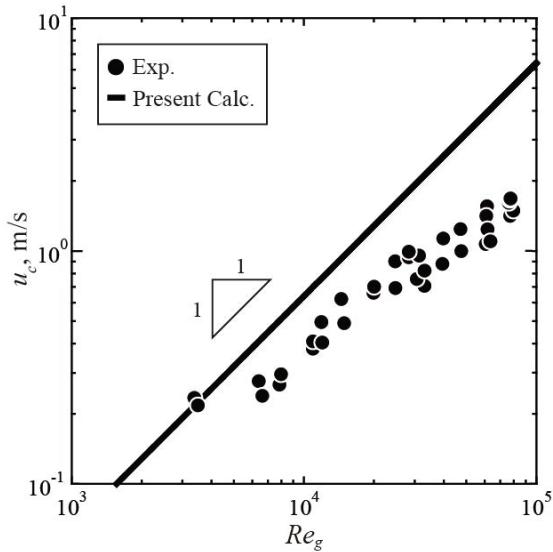


Fig. 4 Phase velocity in a circular pipe

$\rho_g = 1.2 \text{ kg/m}^3$  の下で、 $u_g$  を変化させた場合において、液膜速度と膜厚の計算結果と実験結果を比較して、Fig. 3 に示す。気流速度が増加すると、気流のせん断応力により、液膜は加速されて  $u_m$  が増加し(Fig. 3(a)), 膜厚  $h$  は減少する(Fig. 3(b))。また、式(12)において、摩擦係数  $f$  が  $Re_g$  の  $-1/4$  乗に比例することから、式(5)より  $u_m \propto Re_g^{7/8}$ , 式(6)より  $h \propto Re_g^{-7/8}$  に従う。一方で、 $h$  は実験結果よりも厚く見積もられている。これは、液滴飛散の影響を考慮していないためである。全体的に計算結果と実験結果はよく一致することから、液膜流れをクエット流として扱う仮定は妥当である。

次に、位相速度  $u_c$  の計算結果と実験結果を比較して、Fig. 4 に示す。 $Re_g \leq 4 \times 10^4$  の範囲では計算結果と実験結果がよく一致している。しかし、 $Re_g > 4 \times 10^4$  では両者の乖離が見られる。実験において、位相速度を計測するために、5 mm 間隔で 2 つの静電容量型プローブを配置した。 $Re_g = 4 \times 10^4$  を超えると、軸方向波長  $\lambda$  が 5 mm よりも短くなる。従って、 $Re_g > 4 \times 10^4$  における実験結果の傾向の変化および計算結果との乖離は、実験の空間解像度が不足したことが原因と考えられる。

### 3.2 平板モデルの検証

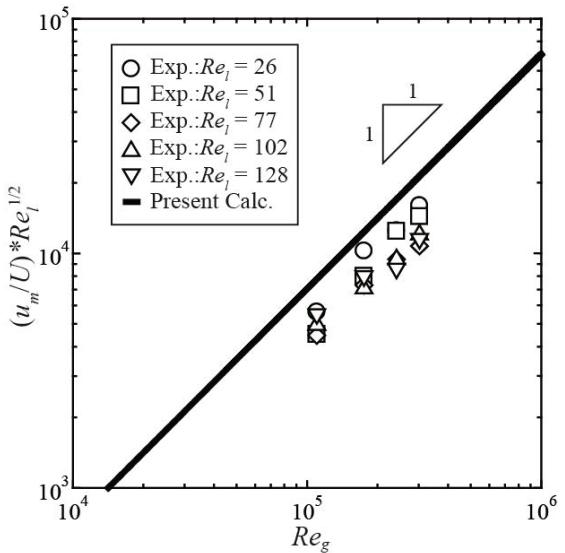
平板上の液膜流れについての Shinan らの実験<sup>(9)</sup>に対応する条件で解析を実施する。実験条件を Table 3 に示す。高速気体に空気、低速液体に水を用いて、気液のレイノルズ数をそれぞれ変化させた。摩擦係数  $f$  は次式の値を用いた<sup>(18)</sup>。

$$f = 0.07 \quad (13)$$

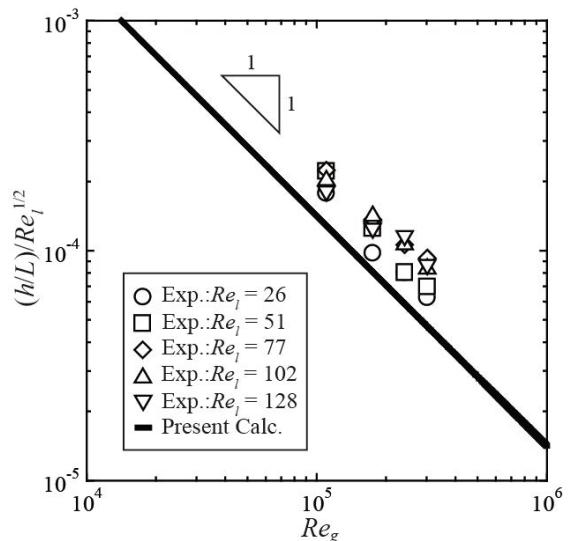
液膜速度と膜厚の計算結果と実験結果を、Fig. 5 に示す。実験値の  $u_m$  は、計測した  $h$  を用いて、流量保存から求めた。計算結果は実験結果の傾向をよく捉えているが、 $h$  は実験値よりも低く見積もっている。これは、実験における真の  $f$  が式(13)よりも小さい、つまり渦粘性係数が小さいためである。 $h$  をわずかに小さく算出した結果、 $u_m$

Table 3 Experiment conditions on a flat plate<sup>(9)</sup>

Gas/Liquid	Air/Water
$b[\text{m}]$	0.13
$Re_g$	$1.1 \times 10^5 \sim 3.0 \times 10^5$
$Re_l$	$26 \sim 130$
$x[\text{m}]$	0.25
$u_g[\text{m/s}]$	21~57
$\eta_g[\text{Pas}]$	$1.9 \times 10^{-5}$
$\eta_l[\text{Pas}]$	$1.0 \times 10^{-3}$
$\rho_g[\text{kg/m}^3]$	1.2
$\rho_l[\text{kg/m}^3]$	1000
$\sigma[\text{mN/m}]$	73



(a) Mean film velocity



(b) Mean film thickness

Fig. 5 Comparison between experimental results and calculation results on a flat plate

を過大に評価した。

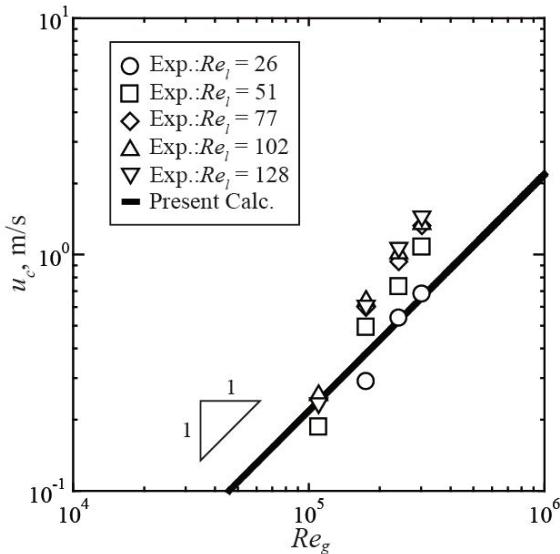


Fig. 6 Phase velocity on a flat plate

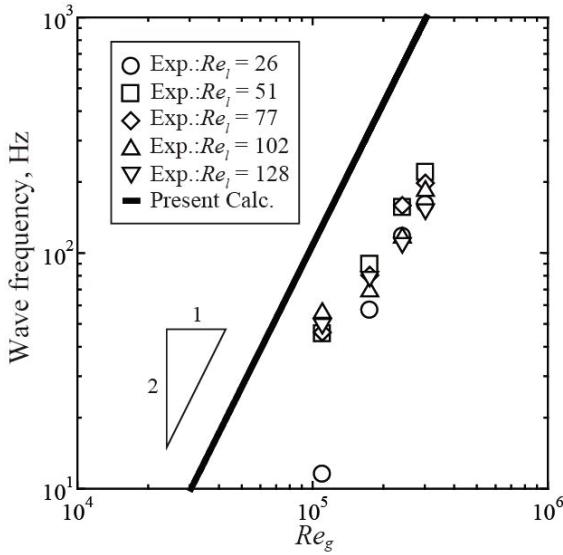


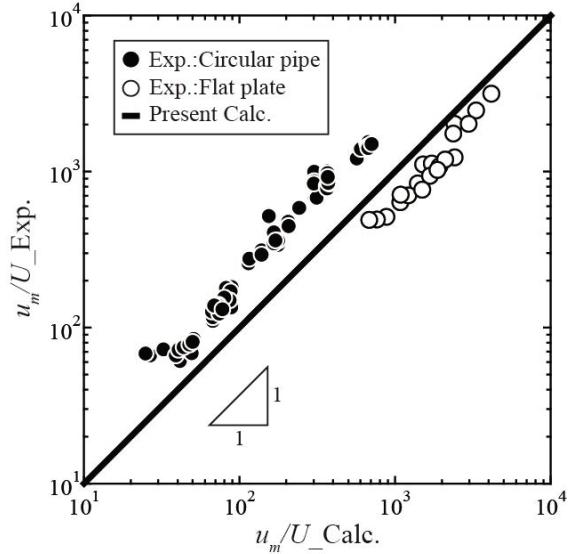
Fig. 7 Wave frequency of roll wave on a flat plate

次に、位相速度 $u_c$ の結果をFig. 6に示す。計算結果と実験結果はよく一致している。しかし、実験結果は $Re_l$ が増加するにつれて、勾配が大きくなる傾向を有する。これは、液膜流量の増加に伴って波の振幅が増大し<sup>⑨</sup>、高速気流から受ける空気力が増加することで、波頭がより強く加速される結果である。低気流速度下では $Re_l$ が $u_c$ に与える影響が小さいのに対して、高気流速度下では $Re_l$ が大きいほど $u_c$ が大きくなる。

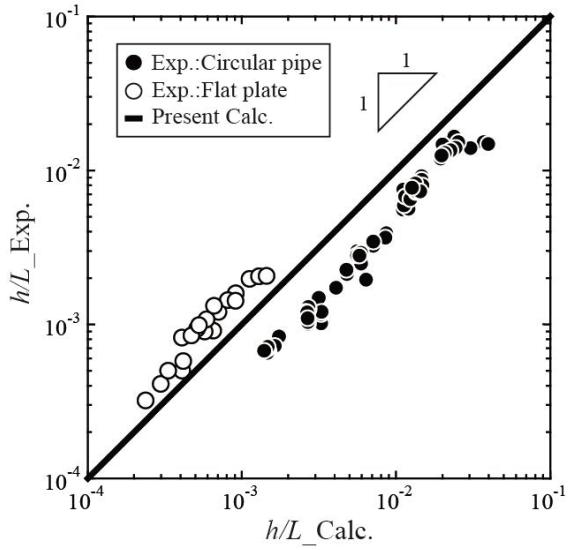
$u_c/\lambda$ で計算される、Roll waveの周波数についての結果をFig. 7に示す。計算結果は実験結果の傾向を捉えているものの、実験結果を上回る結果となった。本計算の摩擦係数 $f$ が実験条件よりも大きいことで、渦度境界層厚さ $\delta$ が減少し、波長 $\lambda$ が短く算出される。その結果、本計算では周波数が大きく見積もられる。

### 3.3 円管モデルと平板モデルの統合

以上の比較から、円管内と平板上の液膜流れについて、それぞれ数理モデルの妥当性が検証された。ここでは、



(a) Dimensionless mean film velocity



(b) Dimensionless mean film thickness

Fig. 8 Results of unified model in a circular pipe and on a flat plate

両者の $h$ および $u_m$ を統一的に議論するために、 $h/L$ と $u_m/U$ の計算結果を横軸に、実験結果を縦軸として、Fig. 8に示す。理論値と実験結果が等しいとき、傾き1の直線上に結果がプロットされる。円管内と平板上の液膜流れに共通して直線近傍に結果がプロットされ、理論値と実験結果はよく一致することを確認できる。このことから、適切な摩擦係数 $f$ を用いることで、式(5)(6)は、円管内と平板上の液膜流れの双方に適用可能であることが確認できた。不安定波の特性量と液滴飛散率については、管内流と平板上流れともに同じ式で計算できる。

### 3.4 液滴飛散率

最後に、円管内を流れる液膜表面からの液滴飛散率について、式(11)の計算結果と実験結果<sup>(8)</sup>を比較して、Fig. 9に示す。ここで、気流速度は一定( $u_g = 320$  m/s)で、気流密度 $\rho_g$ が変化する。図中横軸の $We_h$ は、膜厚 $h$ を代表長

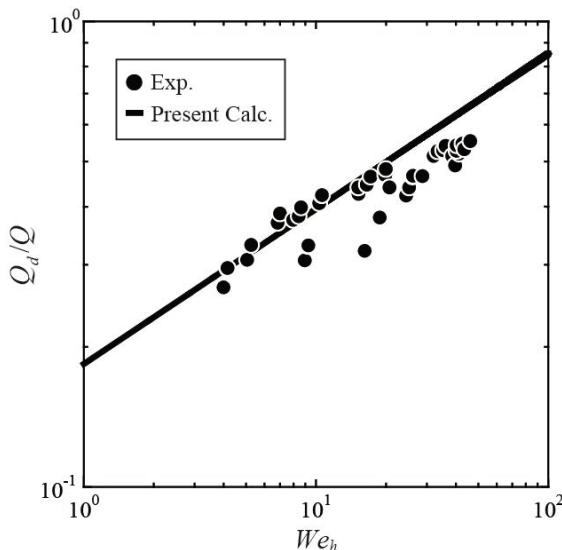


Fig. 9 Entrainment ratio in a circular pipe

さとしたウェーバ数を表し、 $We_h = \rho_g u_g^2 h / \sigma$ で定義する。計算結果は実験結果と良く一致し、 $We_h$ の増加とともに液滴飛散率は初期液膜流量の50%に達する。よって、高速気流にさらされた液膜には、Roll waveとRipple waveという2種類の不安定波を生じ、両者が重なってできたcuspから液滴が激しく飛散する。そして、初期液膜流量から液滴飛散量を除いた $Q - Q_d$ の流量を有する残留液膜は、最終的に下流の円管出口に到達し飛散する。

#### 4. 結論

本研究では、乱流気流に駆動された、管内および平板上の薄い液膜流れに対して、液膜の波立ちから液滴飛散に至る過程を包括的に記述する数理モデルを構築した。以下に得られた結論を示す。

1. 液膜流をクエット流と扱い、気液界面での摩擦係数を導入することで、管内および平板上の膜厚と液膜断面平均速度を統一的に定式化することに成功した。その妥当性を、実験結果との比較を通じて検証した。
2. 高速の乱流気流によって、壁面上の液膜は、速度差および密度差不安定によって波立つ3次元構造を有することが示された。
3. 液膜表面から飛散する液滴飛散量を定量的に予測した。壁面を流れる液膜表面と下流端部のそれぞれから飛散する液滴流量を見積もる見通しを得た。

今後は、引き続きモデルの妥当性検証を行ながら、高粘度液体では不安定波長が伸長する効果をも考慮した液膜流動モデルへと高度化する予定である。

#### 参考文献

- (1) 一般社団法人 ターボ機械協会, 蒸気タービン, 日本工業出版 (2013), pp. 4.
- (2) Q. Zhou, N. Li, X. Chen, Yonezu, A., T. Xu, S. Hui, D. Zhang,

“Water Drop Erosion on Turbine Blades: Numerical Framework and Applications,” Mater. Transactions, 49, 7 (2008), pp. 1606-1615.

- (3) 佐々木裕章, 古屋修, 伊賀由佳, “液滴衝撃エロージョンの進行メカニズムに関する数値的研究,” ターボ機械第48巻第1号 (2020), pp. 47-52.
- (4) 榊田均, 田沼唯士, 鈴木登志雄, “蒸気タービンに生じる種々の現象,” ターボ機械第24巻第5号 (1996), pp. 55-61.
- (5) M. E. Ibrahim, M. Medraj, “Water Droplet Erosion of Wind Turbine Blades: Mechanics, Testing, Modeling and Future Perspectives,” Materials, 13, 157 (2020).
- (6) 鈴木篤英, 桜井彰一, “蒸気タービンにおけるエロージョン,” ターボ機械第4巻第3号 (1976), pp. 27-32.
- (7) H. S. Kirols, D. Kevorkov, A. Uihlein, M. Medraj, “Water droplet erosion of stainless steel steam turbine blades,” Mater. Res. Express 4 (2017).
- (8) V. N. Yarygin, V. G. Prikhodko, I. V. Yarygin, Y. N. Vyazov, “Near-wall liquid film interaction with co-current gas flow inside nozzle and under outflow into vacuum,” Vacuum, 159, 494 (2019).
- (9) C. Shinan, Y. Weidong, S. Mengjie, L. Mengyao, S. Qiyu, “Investigation on wavy characteristics of shear-driven water film using the planar laser induced fluorescence method,” Int. J. Multiphase Flow 118, 242 (2019).
- (10) R. Zhou, T. Xia, A. Wei, X. Zhang, “Investigation on liquid nitrogen and vaporous nitrogen countercurrent flow considering droplet entrainment,” Cryogenics 109 (2020).
- (11) Inoue, C., Maeda, I., “On the droplet entrainment from gas-sheared liquid film,” Physics of Fluids, Vol. 33 (2021).
- (12) B. N. S. W. J. Himmelsbach, “Experimental and numerical studies of evaporating wavy fuel films in turbulent air flow,” Int. J. Heat Mass Transfer (1994), pp. 1217-1226.
- (13) P. Marmottant and E. Villermaux, “On spray formation,” J. Fluid Mech. 498, 73 (2004).
- (14) P. E. Dimotakis, “Two-dimensional shear-layer entrainment,” AIAA J. 24, 1791 (1986).
- (15) J. Nikuradse, “Gesetzmassigkeiten der turbulenten stromung in glatten rohren,” Forsch. Geb. Ingenieurwes. 4, 44 (1933).
- (16) L. Moody, “Friction factors for pipe flow,” Trans. ASME 66, 671 (1944).
- (17) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Series in Mechanical, McGraw-Hill (1968).
- (18) M. Leng, S. Chang, H. Wu, “Experimental investigation of shear-driven water film flows on horizontal metal plate,” Experimental Thermal and Fluid Science 94, 134 (2018).

## 氷粒子付着判定とマルチショットを導入した アイスクリスタル着氷の数値的研究

### Numerical Investigation of Ice Crystal Accretion introducing Ice Particle Sticking Judgement and Multishot Method

○稻川 美緒<sup>\*1</sup> 福留 功二<sup>\*1</sup> 山本 誠<sup>\*1</sup>  
INAGAWA Mio FUKUDOME Koji YAMAMOTO Makoto

#### ABSTRACT

Ice crystal accretion due to ice particles causes engine power loss events in the flight. This paper describes the improvement of the computational simulation model to predict the ice crystal accretion around an airfoil. The computational target is a NACA65-210 airfoil for the stator vane in a jet engine compressor. There are two objectives in this study, to improve ice crystal icing simulations. One of these is introducing the sticking judgement of ice crystal into the previous icing model and to investigate the effects on the ice shape. The sticking judgement plays an important role for the behavior of ice particles impingement on the airfoil. By the judgement, bound and breakup of ice particles can be reproduced, and consequent ice shapes become smaller. The other is to introduce multi-shot method and investigate the effects on the ice shape. By the method, sticking ice mass reduces and ice shapes change.

**キーワード：**ジェットエンジン、アイスクリスタル着氷、氷粒子、CFD、マルチフィジックス

**Key Words:** Jet Engine, Ice Crystal Accretion, Ice Particle, CFD, Multi Physics

#### 1. 緒言

着氷現象は、大気中の過冷却液滴もしくは氷粒子が固体に衝突し、過冷却状態の解除及び過冷却液滴・氷粒子と固体との間における熱移動により、固体表面に氷層を形成する現象である。航空機における着氷現象は、運航の安全性や安定性に重大な危険を与えることから、着氷現象を捉える実験や数値予測が多く行われている<sup>(1)</sup>。一方、温暖な熱帯地域の高高度等において、雲内に存在する氷粒子に起因するアイスクリスタル着氷によるエンジンの出力低下事象が多く発生している<sup>(2)</sup>。ジェットエンジンにおける着氷箇所としてファン等が挙げられるが、アイスクリスタル着氷は周囲流体温度が約 30°C となるエンジンコアである低圧圧縮機や高圧圧縮機初段に発生する<sup>(2)</sup>。しかしながら、アイスクリスタル着氷のメカニズムは完全には解明されておらず、現象の解明が求められている。また、エンジンコア内部で発生するため実験による再現が困難であり、数値的側面からの着氷予測が望ましい。

アイスクリスタル着氷の最も有力なメカニズムは、吸い込まれた氷粒子がエンジン内で融解して金属表面に水膜を形成し、そこに新たな氷粒子が捕らえられることに

よって、氷点下の温度となり氷が堆積していくというものである<sup>(3)</sup>。Mason ら<sup>(2)</sup>は、エンジン内の周囲温度において氷粒子が融解し、固液混合相の水によって着氷が発生するという仮説を立てた。Iwago ら<sup>(4)</sup>は、圧縮機静翼内の条件下で融解を伴う氷粒子の軌道計算、翼内部の熱力学計算を伴う着氷計算を行い、高温環境下で着氷が発生することを示した。しかし、Iwago ら<sup>(4)</sup>の計算は全ての氷粒子が翼に付着する仮定の下で行われていた。氷粒子が部分的に融解することで発生するアイスクリスタル着氷現象において、融解した氷粒子の条件によってエンジン内に衝突し付着するか否かは、着氷現象を再現するうえで非常に重要であると考えられる。

本研究では、粒子の衝突時の条件に基づく付着判定を導入した数値シミュレーションを行い、氷粒子に対する付着判定の導入による着氷形状への影響を調査する。また、単一ショットと複数ショットの2つの計算手法で数値シミュレーションを行い、結果を比較する。数値シミュレーションのイタレーションを複数とすることにより、途中経過の着氷形状に対する流れ場の変化や氷粒子の衝突特性を捉えることができるため、マルチショット計算導入による予測結果への影響を調査する。

\*1 東京理科大学  
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1

## 2. 数値計算手法と計算条件

流れ場は二次元圧縮性乱流場とし、支配方程式は連続の式、ナビエ・ストークス方程式、エネルギー式を使用した。非粘性項には二次精度風上型 TVD スキーム<sup>(5)</sup>、粘性項には二次精度中心差分を用いて離散化した。時間進行には LU-ADI 法<sup>(6)</sup>、乱流モデルには  $k-\epsilon$  モデル<sup>(7)</sup>を適用した。本研究では、NACA65-210 圧縮機静翼を計算対象とした。重合格子法に基づき 1 つのメイニングリッドと翼周り・翼内部の 2 つのサブグリッドを使用し、総格子点数は約 80 万点である。図 1 に計算格子を示す。流入条件は全温・全圧を固定し、マッハ数を外挿した。流出条件は静圧を固定、その他を外挿し、 $y$  方向の境界は周期境界条件とした。翼壁面は、着氷前は滑りなし・断熱条件・壁関数を適用し、着氷後は滑りなし・等温条件・壁関数とした。

次に、粒子軌道計算を行い、翼表面上の氷粒子の付着判定と衝突位置の算出を行った。氷粒子はラグランジュ的に扱い、非回転で球形であり、外力として抗力のみを考慮した。氷粒子の衝突までの状態変化は、Pruppacher ら<sup>(8)</sup>の式を用いて再現した。また、氷粒子が流れ場に影響を及ぼさない One-Way Coupling を仮定した。

以下の式(1)を用いて、氷粒子の崩壊を判定する。

$$\alpha = V_{in} d^{2/3} \quad (1)$$

ここで  $V_{in}$  は氷粒子の衝突速度、 $d$  は衝突時の粒径である。 $\alpha \leq 0.046$  のとき、氷粒子は崩壊しないと仮定し、以下の David ら<sup>(10)</sup>の式を用いて付着・跳ね返り判定を行った。

$$St = \frac{mV_{in}}{6\pi\mu r^2} \quad (2)$$

$$St_c = 0.4 \ln(1/\varepsilon) - 0.2 \quad (3)$$

$$\varepsilon = (4\theta\mu V_{in} r^{3/2}) / (2\delta/3)^{5/2} \quad (4)$$

$$\theta = \frac{1 - v_1^2}{\pi E_1} + \frac{1 - v_2^2}{\pi E_2} \quad (5)$$

式(3)中の弾性長さスケールを表す無次元パラメータ  $\varepsilon$  は式(4)、粒子・衝突面の変形パラメータ  $\theta$  は式(5)でそれぞれ与えられ、 $m$  は衝突時の氷粒子の質量、 $r$  は衝突時の氷粒子の半径、 $\mu$  は水膜の粘度、 $E_i$  はヤング率、 $v_i$  はポアソン比で  $i=1$  は氷粒子、 $i=2$  は衝突面部材、 $\delta$  は水膜厚さである。ストークス数  $St$  が基準値  $St_c$  よりも小さいとき氷粒子は付着し、大きいとき跳ね返る。本研究では、計算負荷の軽減のため、一度跳ね返った氷粒子は跳ね返り後の軌道を追わず、二度目以降の衝突はないものとした。

$\alpha > 0.046$  のとき、氷粒子は崩壊し、付着割合は反発係数を用いて求めた。水膜のない氷粒子の反発係数  $e_{dry}$  は Advisory Group for Aerospace Research and Development (AGARD)<sup>(11)</sup>による実験結果、水膜に覆われたときの反発

係数  $e_{wet}$  は Barnocky ら<sup>(12)</sup>の式(6)をそれぞれ用いた。付着する氷粒子の質量は、衝突質量と付着割合  $1-e_{wet}$  の積とした。

$$e_{wet} = \begin{cases} e_{dry} (1 - St_c / St) & (St > St_c) \\ 0 & (St \leq St_c) \end{cases} \quad (6)$$

熱力学計算には、翼表面上の検査体積における氷層と水膜の質量及びエネルギーバランスを考える Extended Messinger Model<sup>(13)</sup>を用いた。また、翼内部の温度計算には、フーリエの法則から得られる熱伝導方程式を用いた。

本計算は弱連成解析を採用し、上述の流れ場計算・粒子軌道計算・熱力学計算の手順で行った。これらのイタレーションを单一で行うほか、同じ着氷時間でイタレーションを複数行うマルチショット計算を行った。マルチショット計算において、着氷形状が複雑で格子の再生成が行えない場合でも計算を可能とする、Icing Cell Method<sup>(14)</sup>を用いた。本計算では、着氷時間 1.0 秒に対し 0.2 秒ごとに 5 分割し計算を行った。なお、5 分割以上であれば着氷形状に依存しないことを確認済みである。

表 1 に計算条件<sup>(4)</sup>を示す。高度 8000 m を飛行中の低圧縮機 2 段目静翼に氷粒子が衝突した場合を想定した。本研究では、付着判定の導入前後の 2 ケースと、単一ショットと複数ショットの 2 ケースの、計 4 ケースの計算を行った。

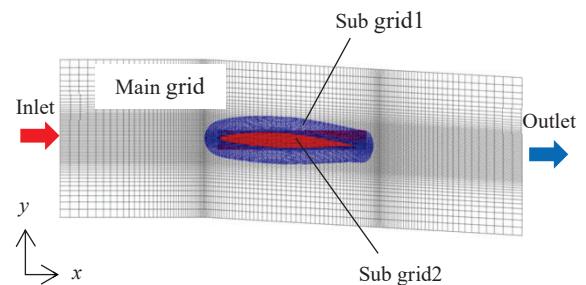


Fig. 1 Computational grids

Table 1 Computational conditions

Total water content (TWC)	[g/m <sup>3</sup> ]	8.0
Medium volume diameter (MVD)	[μm]	100
Angle of attack	[deg.]	3.0
Chord length	[m]	0.1
Inflow velocity	[m/s]	85.9
Inflow total pressure	[MPa]	0.1128
Inflow total temperature	[K]	323.8
Blade specific heat	[J/(kg·K)]	905.0
Blade thermal conductivity	[W/m·K]	237.0
Exposure time	[s]	1.0

### 3. 結果と考察

#### 3.1 収集効率と衝突質量

図2にクリーン翼に対する、付着判定の有無による収集効率を示す。収集効率は、二次元計算において、単位時間・単位長さ当たりの氷粒子の付着数を表す。図の横軸は翼弦長で無次元化された翼周りの位置を表し、0は前縁、 $\pm 1$ は後縁、また負の値は正圧面、正の値は負圧面をそれぞれ表す。青印は付着判定あり、赤印は付着判定なしの結果である。図2より、よどみ点をピークとして前縁付近に氷粒子が集中して付着したことが分かる。また、正圧面と負圧面で比較すると、迎角に対応して正圧面側で氷粒子が多く付着した。付着判定なしの場合、正圧面側では前縁から翼弦長の60%位置まで氷粒子が付着したが、付着判定ありの場合、前縁から翼弦長の約20%位置までしか氷粒子が付着しない。これは、付着判定ありの場合、前縁から翼弦長20%から60%位置に衝突した氷粒子は全て跳ね返ったためである。また、前縁から翼弦長の20%位置までの収集効率は、付着判定導入前後でほとんど同じであった。これは、前縁付近では氷粒子は全て崩壊し付着するため、付着判定による付着数への影響が小さいためである。

図3に、着氷時間で付着した氷粒子の質量の合計を示す。単一ショットの場合、クリーン翼に対する収集効率から算出し、複数ショットの場合、イタレーションごとに付着質量を算出しその累積量とした。図3(a)に付着判定あり、(b)に付着判定なしの結果を示す。図の横軸は前縁を原点とし、翼弦長で規格化した翼周りの位置である。青印は単一ショット、赤印は複数ショットの結果である。図3より、収集効率と同様によどみ点をピークとして前縁付近に多く付着していることがわかる。更に、付着判定なしの場合に、負圧面と正圧面にそれぞれピークが存在するが、負圧面の値が大きいのは迎角による影響である。付着判定ありの場合にこのピークは存在せず、これは付着判定によりどの着氷時間においても氷粒子が付着しなかったためである。付着判定なしの場合において、

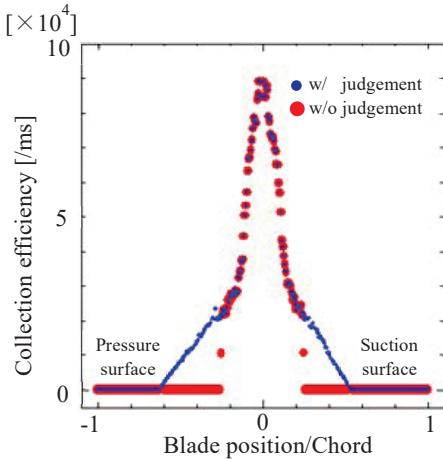
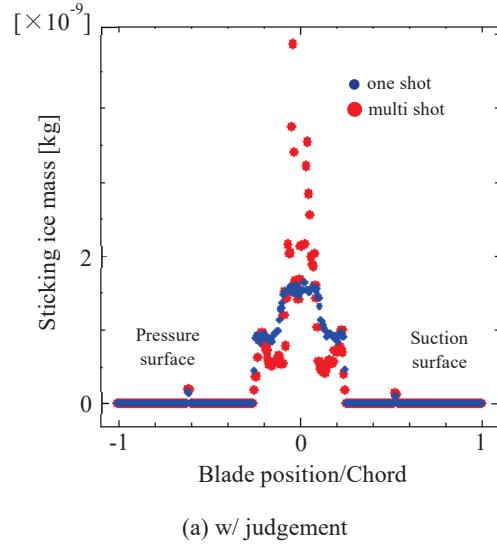


Fig. 2 Collection efficiency

ため翼表面よりも氷粒子の軌道が短くなり、融解質量が減少し粒径が大きくなるためである。また、氷層が形成されるため、よどみ点周辺の衝突面の表面積が大きくなり、衝突する氷粒子数が増加するためである。一方で、よどみ点周辺の前縁では値が小さくなる。これは、着氷形状によりこの箇所に衝突する氷粒子数が減少するためである。単一ショットと複数ショットにおける翼全面の合計付着質量は、ほとんど変わらなかった。次に、付着判定ありの場合において、よどみ点周辺の付着質量が複数ショットの場合で大きくなる。これは、衝突面が着氷面となり、付着判定なしの場合と同様に、衝突面の表面積が大きくなるためである。また、氷粒子の軌道が短くなることにより融解質量が減少し粒径が大きくなることで、付着判定において付着量が増加したためである。単一ショットと複数ショットにおける翼全面の合計付着質量は複数ショットの場合で大きく、その誤差は1.28%であった。



(a) w/ judgement

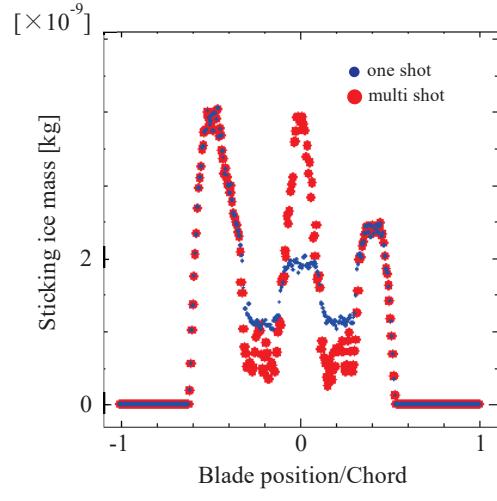


Fig. 3 Sticking ice mass

### 3.2 着氷形状

図4に、付着判定導入前後、単一ショットと複数ショットにおける翼内部温度分布を示す。図中の L.E., T.E. はそれぞれ翼の前縁、後縁を表す。氷粒子が衝突することで翼の前縁付近の温度が低くなり、後縁側に向かうほど温度が高くなつた。翼内部温度の最小値は、273.1 K であった。付着判定なしの場合と比較して、付着判定ありの場合は高温領域が広く分布することが分かる。これは翼に付着する氷粒子の数が減少し、翼を冷却する融解潜熱が小さくなつたためである。また、単一ショットと複数ショットで比較すると、複数ショットの場合で高温領域が広く分布することが分かる。これは、翼表面の単位面積あたりの衝突質量が減少し、融解潜熱が小さくなつたためである。

図5に着氷形状を示す。前縁を原点とし、 $x$ ,  $y$  座標を翼弦長で規格化している。(a)が付着判定あり、(b)が付着判定なしの結果であり、青線が単一ショット、赤線が複数ショットによる結果を示している。図5の(a)と(b)を比較すると、付着判定導入前後で着氷形状が明らかに異なる。着氷面積は付着判定導入後に減少し、単一ショットの場合に 78.0 %、複数ショットの場合に 89.2 % 減少した。また、単一ショットと複数ショットを比較すると、複数ショットの場合で、付着判定ありでは 16.0 %、付着判定なしでは 34.8 % 着氷面積が減少した。氷が生成される着氷限界位置は翼内部温度が氷点下となる位置に依存するため、付着判定による差が見られた。単一ショットの場合、翼下面の着氷限界位置は付着判定ありでは前縁から翼弦長の 0.56 % 位置、付着判定なしでは翼弦長の 5.1 % 位置であり、複数ショットの場合、付着判定ありでは翼弦長の 0.56 % 位置、付着判定なしでは翼弦長の 3.3 % 位置であった。付着判定ありの場合に前縁の先端が着氷しないのは、翼内部温度が氷点下となって着氷するよりも先に、水膜が流れによって後縁側に移動するランバッックが発生したためであると考えられる。図5(a)より、複数ショットと単一ショットの結果を比較すると、前縁の先端部に着氷している。これは、イタレーションを複数と

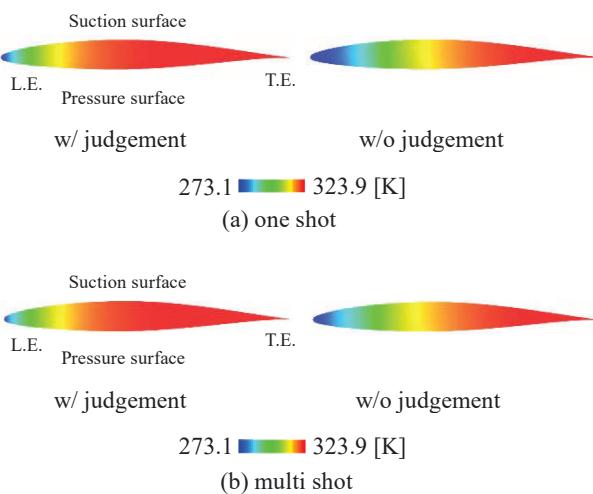


Fig. 4 Temperature inside airfoil

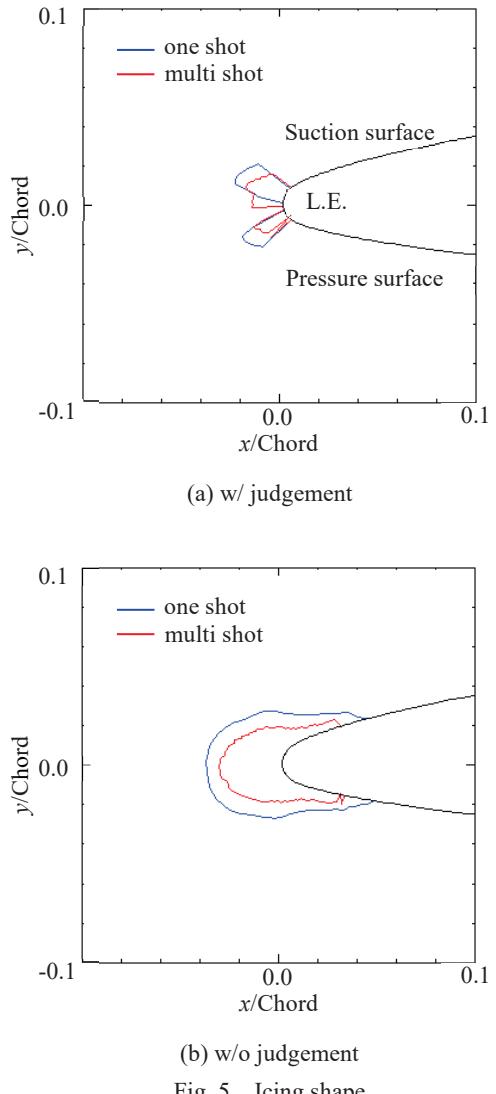


Fig. 5 Icing shape

することにより、着氷の途中経過において着氷していない先端部に氷粒子が付着し先端部の融解潜熱が増加したためであると考えられる。

### 4. 結言

アイスクリスタル着氷現象の再現を目的として圧縮機静翼を対象とした数値シミュレーションを行い、付着判定の導入とマルチショットによる影響を調査した。本研究で得られた知見を以下に示す。

- 付着判定の導入により、氷粒子の跳ね返りや前縁での崩壊が再現されるため、収集効率は小さくなる。
- マルチショットにより、翼表面の付着質量分布が変化する。
- 翼内部温度は付着判定導入により付着する氷粒子の質量の減少から、低温領域が減少する。マルチショットの場合に、単位面積あたりに付着する氷粒子の質量の減少から、低温領域が減少する。
- 着氷面積は減少し、着氷形状にも変化が生じる。

## 参 考 文 献

- (1) Peter M. S., Andy P. B., Jen-Ching T., Mario V., William B. W., Tom C., Danny K. and Dan F., Fundamental Ice Crystal Accretion Physics Studies, NASA/TM -2012-217429, (2012), pp. 33.
- (2) Mason, J., Strapp, W., and Chow, P., The Ice Particle Threat to Engines in Flight, AIAA-2006-206 (2006), pp. 206.
- (3) Federal Aviation Administration, AC No: 20-147A Turbojet, Turboprop, Turboshaft, and Turbofan Engine Induction System Icing and Ice Ingestion, ANE-110 (2014).
- (4) Iwago, M., Fukudome, K., Mamori, H., Fukushima, N., and Yamamoto, M., Fundamental Investigation to Predict Ice Crystal Icing in Jet Engine, Recent Asian Research on Thermal and Fluid Sciences, Lecture Notes in Mechanical Engineering (2020), pp. 305-318.
- (5) Yee, H.C., Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA-TM-89464, A-87236 (1987), pp. 8-42.
- (6) Fuji, K., and Obayashi, S., Practical Applications of New LU-ADI Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes Computation of Transonic Viscous Flows, AIAA-86-0513 (1986), pp. 513.
- (7) Kato, M., The Modeling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinder, Proceedings of 9th Symposium on Turbulent Shear Flows 1 (1993), 10-4.
- (8) Pruppacher, H.R., and Klett, J.D., Microphysics of Clouds and Precipitation, Kluwer Academic, Nature 284. 5751 (1980), pp. 502-503.
- (9) Roisman, H.T.I., and Tropea, C., Investigation of the Impact Behavior of Ice Particles, 6th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference (2014), pp. 3046.
- (10) Davis, R.H., Serayssol, J.M., and Hinch, H.J., The Elastohydrodynamic Collision of Two Spheres, Journal of Fluid Mechanics 163 (1986), pp. 479-497.
- (11) Garwood, K. R., Recommended practices for the assessment of the effects of atmospheric water ingestion on the performance and operability of gas turbine engines, AGARD Advisory Report AGARD AR-332 (1995).
- (12) Barnocky, G., and Davis, R.H., Elastohydrodynamic Collision and Rebound of Spheres: Experimental Verification, The Physics of fluids 31.6 (1988), pp. 1324-1329.
- (13) Özgen, S., and Canibek, M., Ice Accretion Simulation on Multi-Element Airfoils using Extended Messinger Model, J. Heat Transfer, Vol. 45, No. 3 (2009), pp. 305-322.
- (14) Hayashi, R., and Yamamoto, M. Numerical investigation of ice shedding associated with engine fan icing. No. 2015-01-2091. SAE Technical Paper, (2015).

## CFRP電熱防氷システムの加熱効率化に向けた電流印加手法の検討

### A Study of Electrification Method to Effective Heating for Anti-icing Systems Based on Electro-Thermal CFRP Heating

○西山 和希<sup>\*1</sup> 岩間 輝佳<sup>\*1</sup> 水野 拓哉<sup>\*2</sup>  
NISHIYAMA Kazuki IWAMA Teruyoshi MIZUNO Takuya  
鈴木 正也<sup>\*2</sup> 賀澤 順一<sup>\*2</sup> 野崎 理<sup>\*3</sup>  
SUZUKI Masaya KAZAWA Junichi NOZAKI Osamu

#### ABSTRACT

Icing on jet engines can be a serious problem for aircrafts such as damages to the engine core. We focus on the CFRP (Carbon Fiber Reinforced Plastic) that is recently used for fan blades. It has the property of generating heat when an electric current is applied. Our goal is to propose an anti- / de- icing system for fan blades using the electro-thermal effect. In the present research, we changed conductive adhesives from our previous study and used different conductive adhesives of electrical resistivity in leading edge and trailing edge on the CFRP test piece. We conducted anti-icing tests using an icing wind tunnel and found the improvement of anti-icing effect. It is considered that the present layout for the electro-thermal heat generation has raised the temperature intensively at the leading edge.

**キーワード：**ジェットエンジン、ファンブレード、CFRP、電熱効果、防氷

**Key Words:** Jet Engine, Fan Blade, CFRP, Electro-Thermal Effect, Anti-Icing

#### 1. 緒言

航空機が低温環境を飛行する際、主翼や機首部において着氷現象が起こることがある。着氷現象は、雨や霧など空気中の液滴が過冷却状態で物体に衝突した際に氷層を形成する現象の事であり、航空機では着氷による空力性能の低下、計器異常などに繋がる恐れがある。その対策として、着氷を防ぐ防氷と氷を取り除く除氷が航空機の各部で行われている<sup>(1)</sup>。

ジェットエンジンにおいては、ノーズコーンやファンブレード、圧縮機前段部等のエンジン入口付近で着氷が発生しやすい。その影響として、空気流路の狭窄や空力性能の低下、回転体の重心が偏心することによる振動の発生、成長した氷が離脱し後方の圧縮機等に衝突することによる機械的破損等がある。

現在行われているジェットエンジンの防除氷対策として、エンジンカウルを防氷する電熱ヒータ<sup>(2)</sup>や、圧縮機後段部の高温空気を前段動力部へ送り防氷するブリードエア<sup>(3)</sup>などがある。しかし、ファンブレードは回転要素である上に薄い形状であるため、上記防氷対策は取

りにくく行われていない。

ジェットエンジンのファンブレードの防除氷対策としては、スイープ翼形状による防氷技術<sup>(4)</sup>や、防氷コーティング技術<sup>(5)</sup>の研究などが行われている。しかし、これらの研究はエネルギー投入を行わない受動的な技術で防氷に特化している。そのため、それらの技術に加えてエネルギー投入を行う能動的な防氷と除氷を行うことができる技術も必要である。

本研究では、ジェットエンジンのファンブレードに炭素繊維強化プラスチック(CFRP)の利用が近年進められている点に着目した。CFRPは軽量かつ高強度を特徴として持つ積層構造の材料であり、炭素繊維を多く含んでいる事から、電流を流すと発熱する特性がある。著者らは、この特性を利用し、CFRP ファンブレードの前縁から後縁にかけて電流を印加する、新しい防除氷システムの検討を行ってきた。

このシステムの利点として、防氷と除氷のどちらにも利用可能であること、CFRPに対する複雑な加工を必要としないこと、ブリードエア<sup>(3)</sup>のようなエンジン内部に対して配管を巡らせるなど複雑な構造でないこと、CFRPは線膨張係数が小さく、加熱膨張による形状変化等の空力的な悪影響がないことなどが挙げられる。

このシステムの有効性および特性を確認するため、先行研究<sup>(6)</sup>では、風洞内の CFRP 試験片に電流を印加し

\*1 高知工科大学 大学院  
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

\*2 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

\*3 高知工科大学  
〒782-0003 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

た状態で過冷却液滴を噴霧し、防水による効果を調べる防水試験を行った。この試験によって、前縁部の防水には導電性接着剤の接触抵抗が寄与していることや、より効率的な電熱防水のために発熱温度のコントロールが課題であることを明らかとなった。

本研究では、主要な着氷部位である翼前縁の積極加熱による防水効果改善を目的として、試験供試体に用いる導電性接着剤を変更し、防水効果を確認する試験を行った。

## 2. 試験装置及び試験方法

### 2.1 試験装置

本研究では、防水効果を実験により確認するため、Fig. 1 に示す着氷風洞を用いた。着氷風洞の仕様を Table 1 に示す。この着氷風洞は、冷凍機により室内温度を下げることで、寒冷気流を模擬した風洞試験が可能である。着氷風洞には、霧洞④から噴霧された液滴が寒冷気流によって過冷却状態となり、テストセクション⑥に設置された試験供試体に衝突することで着氷が発生する。

噴霧ノズルは Fig. 2 のように噴霧洞中央に縦一列に 3 個配置されている。使用した噴霧ノズル（いとうち、充円錐ノズル CBIMJ2001）は、液圧と空気圧を調整することで噴霧流量と液滴径を変えることができる気液二相流体ノズルである。

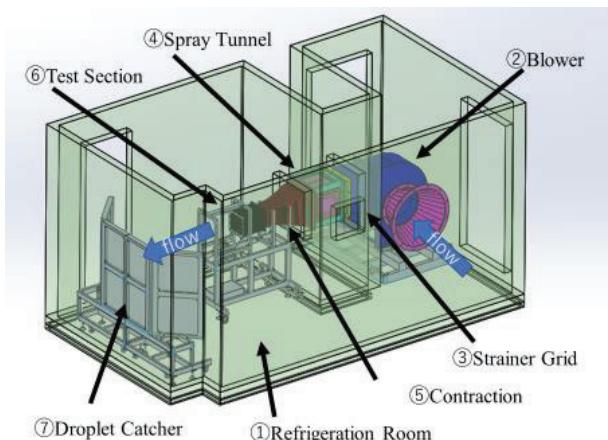


Fig. 1 Icing Wind Tunnel

Table 1 Specification of Icing Wind Tunnel

Maximum Airflow Speed [m/s]	50
Temperature [°C]	-30 ~ -5
Freezing Room [mm <sup>3</sup> ]	2500 × 4500 × 2400
Spray Tunnel [mm <sup>2</sup> ]	400×400
Air Outlet [mm <sup>2</sup> ]	200×200

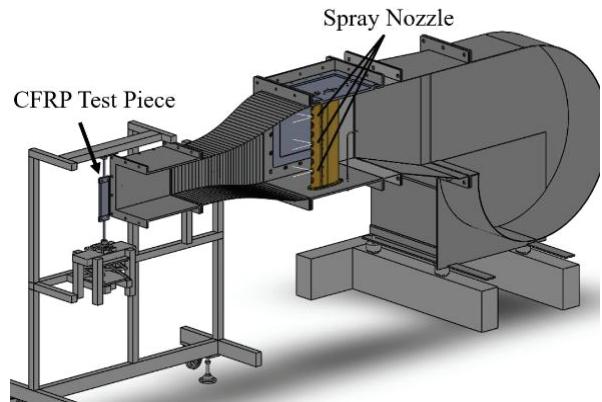


Fig. 2 Spray Nozzle Position

### 2.2 試験供試体

本研究で使用した CFRP 試験片を Fig. 3 に示す。本試験片は、東レ製プリプレグ T800S/3900-2B を 24ply 積層したものであり、プリプレグ層の炭素繊維は [0/-45/+45/90]3S の疑似等方性の性質を持つ。本試験片はコード長 58.6 mm, スパン長 187 mm, 厚さ 4.6 mm であり、平板翼を模擬するため前縁(LE)と後縁(TE)はナイフエッジに加工されている。

Fig. 4 に、試験に使用した供試体概要図と外観を示す。試験供試体はいずれも、CFRP 試験片、通電のために塗布する導電性接着剤と銅箔、銅箔固定用のアルミテープとカプトンテープによって構成されており、試験片の前後縁部に電流を印加し、抵抗加熱させることで防水を行う。なお、塗布した導電性接着剤は厚みを 35 μm に統一している。

本試験では 2 種類の試験供試体を用意した。比較検証として、先行研究<sup>(6)</sup>の防水試験に用いられたものと同じ構成の供試体を Layout 1 とした。Layout 1 は前後縁ともに同じ導電性接着剤（藤倉化成,D-500）を使用している。また、Layout 2 は主要な着氷部である前縁の加熱温度を後縁より高められるかを検証するため、導電性接着剤を前縁（藤倉化成,FA-705BN）と後縁（藤倉化成,XA-910）で異なる電気抵抗率のものを使用した。用いた導電性接着剤の電気抵抗率を Table 2 に示す。

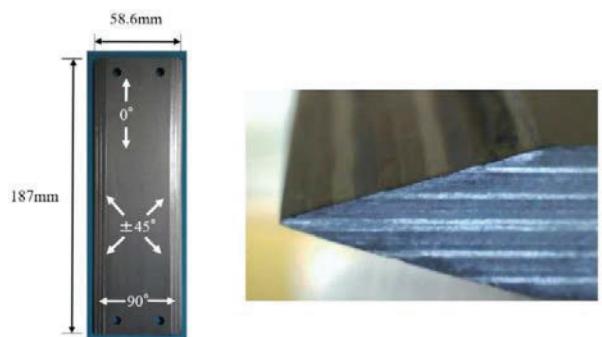


Fig. 3 CFRP Side View and Top View

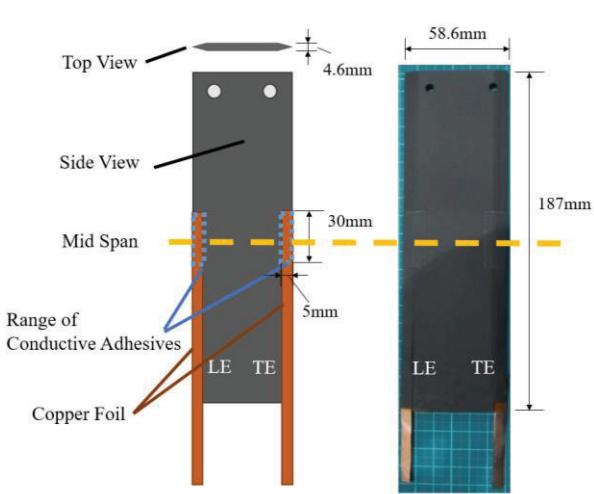


Fig. 4 Overview and Appearance of CFRP Test Piece

Table 2 Electrical Resistivity of Conductive Adhesives

Conductive materials	Range of Electrical Resistivity [ $\Omega \cdot \text{cm}$ ]
D-500	$3 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-5}$
FA-705BN	$3 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^{-4}$
XA-910	$8 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$

### 2.3 試験条件

試験条件を Table 3 に示す。主流の速度は 20, 40 m/s, 庫内温度は-10°Cとした。液滴径は 15  $\mu\text{m}$  と 29  $\mu\text{m}$  とし、噴霧流量は流速と液滴径によらず 60 ml/min, 噴霧時間は 2 分とした。また、結果の再現性確認のため、それぞれの条件についての試験を 3 回実施した。

Table 3 Test Conditions

Temperature [°C]	-10	
Airflow Speed [m/s]	20	40
Droplet Diameter [ $\mu\text{m}$ ]	15	29
Droplet Flow Rate [ml/min]	60	
Spray Time [min]	2	

### 2.4 試験方法

#### 2.4.1 非発熱時着氷量確認試験

防水効果を確認するための準備として、供試体の非発熱時（非通電時）の着氷量を計測する試験を行った。

非発熱時着氷量確認試験では、気流温度が-10°Cで静定したことを確認後、2分間の噴霧を行った。気流温度は噴霧洞内に設置した熱電対、庫内温度はテストセクション付近に設置した熱電対を用いて計測した。噴霧終了後に氷が付着した供試体を撮影し、画像処理ソフト「imageJ」を用いて供試体の正面と側面に着氷した面積を算出した。供試体をテストセクションに設置し、電流印加時の供試体表面の温度をテストセクション横に設置したサーモカメラ (FLIR 製, T630S) で計測した。

先行研究<sup>(6)</sup>では、秤を用いて計測した重量変化から防水効果を算出したが、非通電範囲の着氷部分も着氷量に

加算していたため、本研究では防水効果の過小評価を防ぐ目的で通電範囲のみ評価できる着氷面積から防水効果を算出した。

#### 2.4.2 防水試験

供試体に電流を印加し、発熱した際の防水効果の確認を行った。試験では、気流温度が-10°Cに静定したことと確認後、プリヒートとして供試体への電流印加を開始した。

入力は電流であり試験時に電圧を計測後、電力値を求めた。電力値を供試体ごとに揃えて比較するために、試験前に該当電流値を調査した。プリヒートから1分半後、電流を印加したまま2分間の噴霧を行った。噴霧終了後は非発熱時着氷量確認試験と同様に、氷の付着した供試体を撮影し、着氷面積を算出した。CFRP の発熱温度上限を 70°C とし、プリヒート時にその温度を超えない値を各供試体の最大投入電流値として設定した。

防水効果を式(1)により定義される  $e$  [%]として算出した。

$$e = \left( 1 - \frac{A_{anti-ice}}{A_{ice}} \right) \times 100 \quad (1)$$

ここで  $A_{anti-ice}$  [mm<sup>2</sup>]は防水試験後の正面と側面の着氷面積の平均値、 $A_{ice}$  [mm<sup>2</sup>]は非発熱時着氷量確認試験後の正面と側面の着氷面積の平均値である。 $A_{anti-ice}$  および  $A_{ice}$  の画像解析範囲は Fig. 4 に示す供試体の通電範囲と対応しており、Fig. 5 にその範囲を示す。

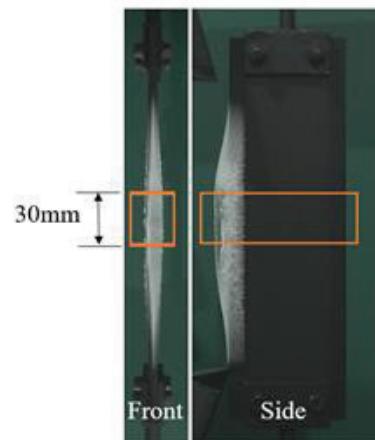


Fig. 5 Area of Image Analysis for Test Pieces

### 3. 結果と考察

#### 3.1 非発熱時着氷量確認試験

試験直後の供試体の外観を Fig. 6 に示す。液滴径が大きい条件では液滴の慣性力の影響が高まり、氷の厚みが増していることが正面画像から分かる。流速の高い条件では、液滴が広がりにくくなり供試体のスパン中央に氷が集中した事が分かった。この傾向は、先行研究<sup>(6)</sup>の結果と同じであった。

画像解析により得られた正面と側面からの着氷面積を Fig. 7 に示す。図中のエラーバーは標準偏差を示している。正面は評価範囲が供試体のスパン中央部であることから、傾向として流速 40 m/s 条件の方が着氷量が多い評価となった。一方、側面は傾向として液滴径 15 μm 条件の方が着氷量が多い評価となった。

側面の評価で、液滴径の大きい 29 μm 条件の着氷面積が 15 μm 条件より小さい傾向となった理由として、本試験での着氷の様子はナイフエッジ部の先端で厚み方向へ成長することが数値計算<sup>(7)</sup>で示されており、29 μm 条件の方が厚み方向へ氷が成長した結果、後方へ流れる液滴の量が 15 μm 条件より少なくなったためであると考える。

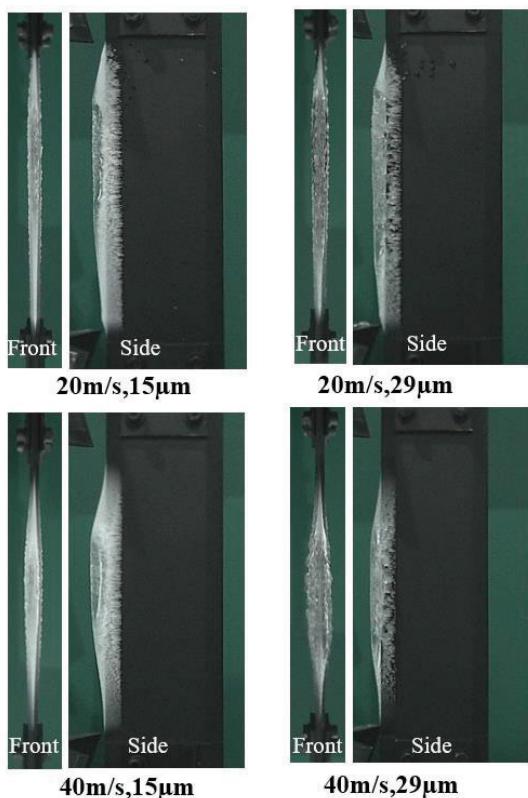


Fig. 6 Picture of Test Pieces after Icing Tests

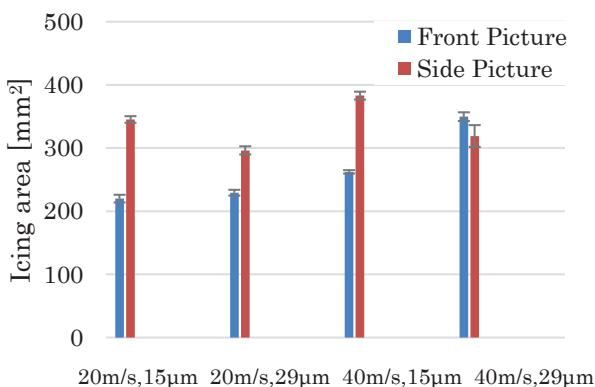


Fig. 7 Comparision of Icing Area after Icing Tests

### 3.2 防氷試験

Fig. 8 (a)にプリヒート開始から 90 秒後の供試体の熱画像、Fig. 8 (b)にミッドスパンの温度分布を示す。横軸は翼コード方向の前縁から後縁の位置を無次元化したものである。この時の速度条件は 20 m/s、電力条件は 40 W である。

Fig. 8 (b)に示す通り、Layout 1 では前縁の温度が 5°C 前後まで低下した。前縁は主要な着氷部であるが、対流熱伝達による冷却が顕著であるため、前縁以外よりも強い加熱を必要とする。このように、防水にあまり寄与しない後縁が高温となる温度分布では、発熱が防水に活用されず、エネルギーが生じやすいと考える。しかし、Layout 2 では逆の温度勾配を示しており、前縁の集中加熱を保つことが出来ている。これは、Table 3 で示すように Layout 2 の前縁側に塗布した導電性接着剤は抵抗値が高いため、導電性接着剤の抵抗加熱が CFRP の発熱より優位になったためであると考える。

次に、各供試体の防水効果を Fig. 9, 10 に示し、Fig. 11, 12 に試験後の外観画像を示す。Fig. 9, 10 から、先行研究<sup>(6)</sup>と同様に、防水効果は投入電力が増すと防水効果が高くなる傾向を示した。なお、電力条件に対する防水効果の変化は正面画像と側面画像で同じ傾向を示した。

Layout 1 は最大電力条件以外はほとんど防水できず、最大電力条件においても前縁部を防水しきれていないことが分かる。

Layout 2 は Layout 1 と比較しても全条件で Layout 2 の防水効果が高く、発熱温度をコントロールすることで効果的に防水ができることが分かった。最大電力条件では通電範囲にほぼ氷が付着しておらず、Fig. 9, 10 から 80% 以上の防水効果を示した。

Fig. 11, 12 では、ミッドコード部付近でランバッケ着氷が見られる条件があった。ランバッケ着氷は過冷却液滴が物体に衝突した際に、衝突した液滴が瞬時に凍結せず、物体表面や氷の上を流れながら凍結していく着氷のことである。なお、非防水時の翼への一般的なランバッケ着氷の様子として、前縁部の先端で扇形や菱形に成長する氷形状<sup>(8)</sup>が挙げられる。前述のランバッケ着氷はそれとは異なる位置・形状のものであり、前縁の積極加熱によって前縁部で凍結しなかった液滴が温度の低い範囲までランバッケし凍結したものである。これらは Layout 2 の最大電力条件では見られず、投入電力を増すことでランバッケ着氷も防ぐことができると考える。

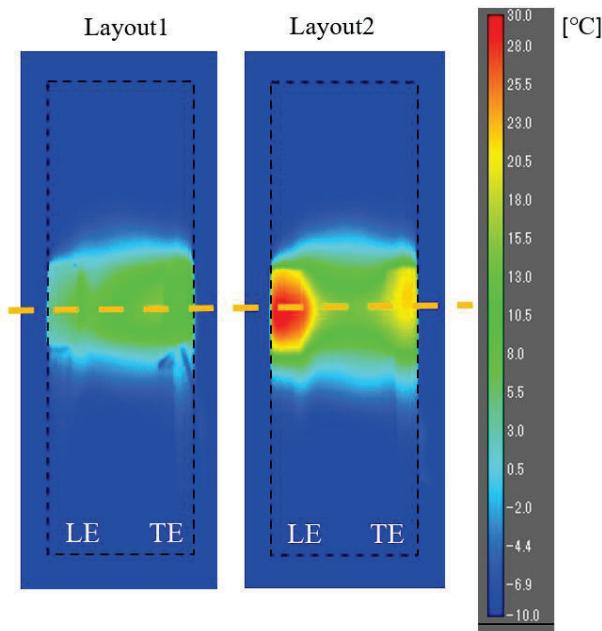


Fig. 8 (a) CFRP Heating with 40W during Pre-heat in 40m/s Velocity Settings (Thermal Image)

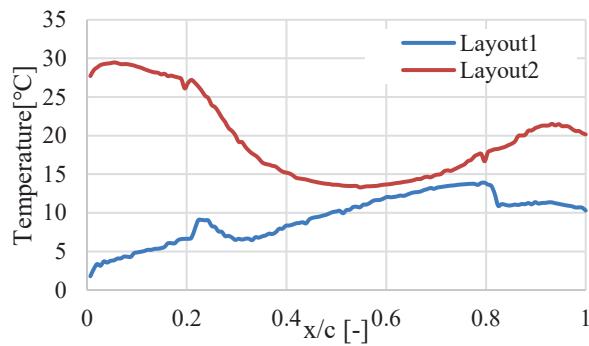


Fig. 8 (b) CFRP Heating with 40W during Pre-heat in 40m/s Velocity Settings (Midspan)

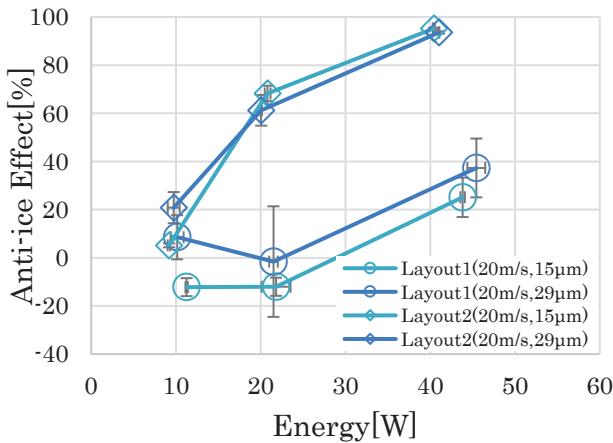


Fig. 9 Comparison of Anti-Icing Effects for each Test Piece at 20m/s Velocity Settings

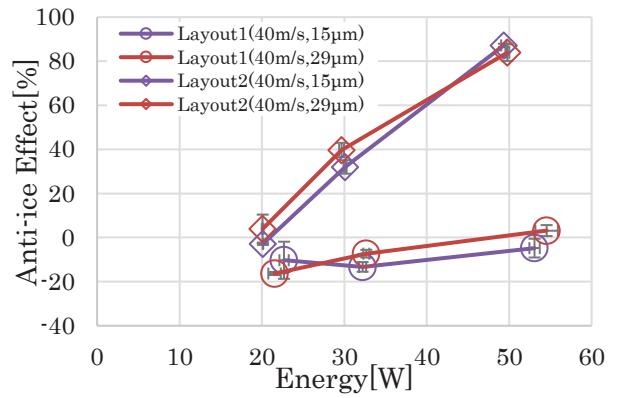


Fig. 10 Comparison of Anti-Icing Effects for each Test Piece at 40m/s Velocity Settings

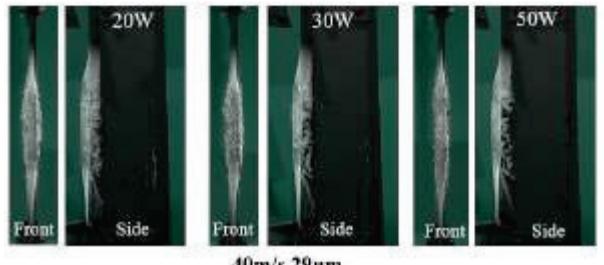
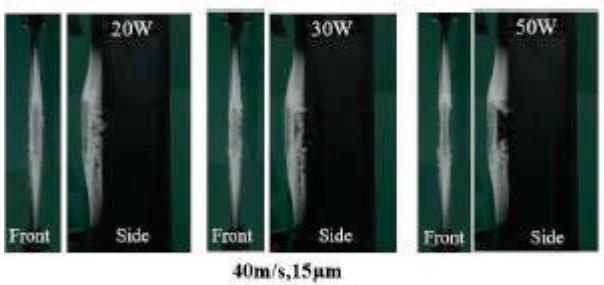
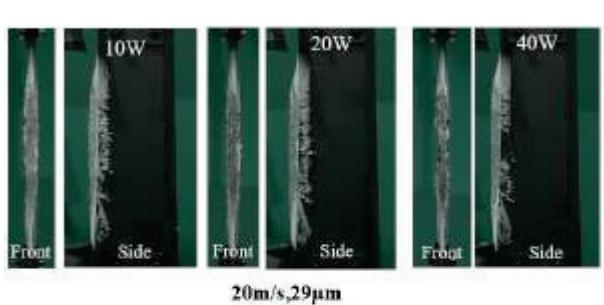


Fig. 11 Picture of Anti-Icing Test when Input Power is Changed (Layout1)

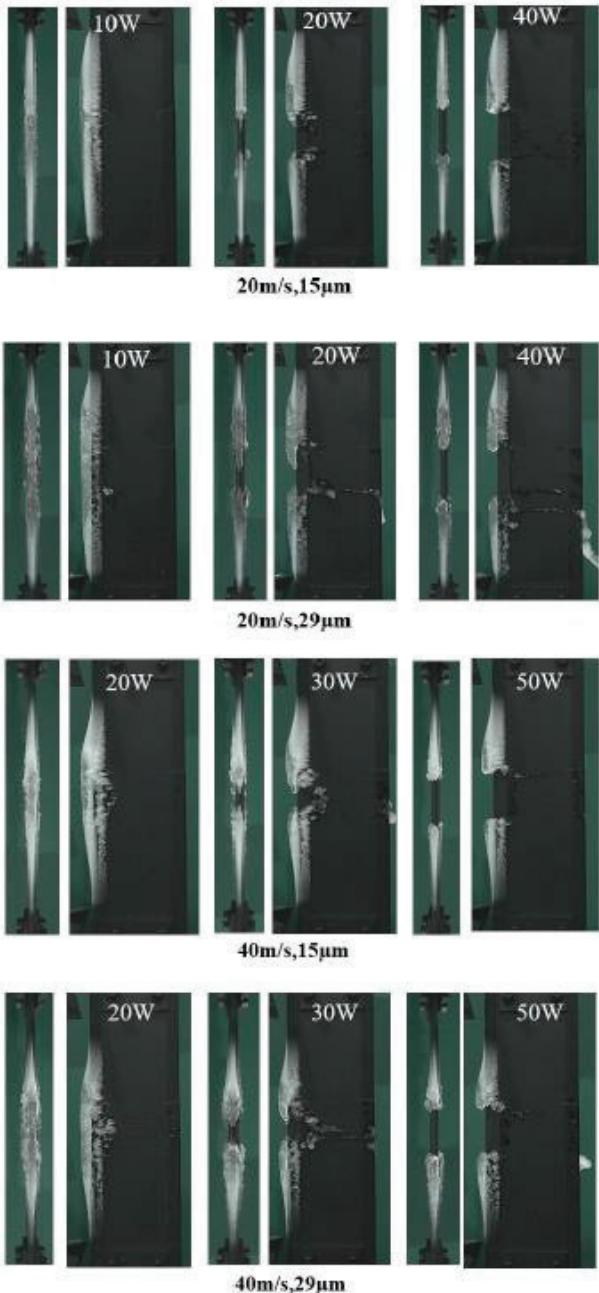


Fig. 12 Picture of Anti-Icing Test when Input Power is Changed (Layout2)

#### 4. 結言

本研究では、CFRP電熱防氷システムの防氷効果改善を目的として、試験供試体の導電性接着剤を変更することで、主要な着氷部位である翼前縁の積極加熱を行う手法を提案し、その効果を防氷試験により検証した。

得られた知見は以下の通りである。

- 1) 前縁と後縁に電気抵抗値の異なる導電性接着剤を用いることにより、発熱温度および位置をコントロールできる。
- 2) 前縁に電気抵抗値の高い導電性接着剤を用いることにより、前縁の積極的な加熱が可能であり、高い防氷効果を得ることができる。

#### 参考文献

- (1) BAE SYSTEMS, Think Ice! Icing Awareness for BAE Systems Regional Aircraft Operators, 2014
- (2) ROLLS ROYCE, The Jet Engine (1996), England, 13: Ice protection, P150
- (3) ROLLS ROYCE, The Jet Engine (1996), England, 13: Ice protection, P147-149
- (4) Tomoya Yagi, Koji Fukudome, Makoto Yamamoto, Takuza Mizuno, Junichi Kazawa, Masaya Suzuki, Numerical Investigation of Passive Anti-Icing Technology using Sweep for Fan Rotor Blade, Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2019, IGTC-2019-201 (2019).
- (5) GE Reports, Breaking the Ice: GE Global Research Scientists Achieve New Anti-Icing Breakthrough With Nanotechnology, <https://www.ge.com/news/reports/breaking-the-ice-ge-global-research-scientists> (参照日 2021年8月6日).
- (6) 岩間輝佳, 有賀寛純, 水野拓哉, 鈴木正也, 賀澤順一, 野崎理, 着氷風洞を用いた CFRP 電熱防氷に関する研究, 第 48 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, B-14(2020).
- (7) 高羽欣, 福留功二, 山本誠, 水野拓哉, 賀澤順一, 鈴木正也, UPACS を用いた CFRP 電熱防氷の数値シミュレーション, 日本機械学会, 関東学生会第 60 回学生員卒業研究発表講演会論文集, 719 (2021).
- (8) 白石悟, 平元理峰, 矢神雅規, 細川和彦, 積雪寒冷地における風力発電および太陽光発電の信頼性向上と自立分散型システムの構築に関する研究, 第 37 回風力エネルギー利用シンポジウム (2015), pp.451-454.

## 水素の噴射孔径が浮き上がり火炎の燃焼状態に及ぼす影響

### Effect of hydrogen injection hole diameter on burning condition of lifted flame

○半谷 和差<sup>\*1</sup> 櫻井 肇司<sup>\*2</sup> 湯浅 三郎<sup>\*2</sup>  
HANYA Kazusa SAKURAI Takashi YUASA Saburo

#### ABSTRACT

Four hydrogen injectors with the hole diameters of 0.2, 0.4, 0.8, and 1 mm were used to investigate the effect of the hole diameter on the combustion characteristics of the lifted flame. It was found that as the hole diameter decreased the mixing of air and hydrogen improved due to the increase in hydrogen injection velocity which caused high shear mixing. In the case of hole diameters of 0.4 and 0.2 mm, the hydrogen mixed with air more uniform than those of 0.8 and 1 mm and the reaction zone of the lifted flame became smaller. For these hole diameters, the measured NOx concentrations were less than 1 ppm, which was also predicted by the chemical reaction computation of the premixed flame.

**キーワード：**水素、浮き上がり火炎、NOx濃度、インジェクタ孔径

**Key Words:** Hydrogen, Lifted flame, NOx concentration, Injector hole diameter

#### 1. はじめに

現在主流となっている化石燃料には燃焼時に二酸化炭素を排出する問題点がある。その代替エネルギーとして水素が着目されており、欧州では水素を燃料とする航空機の開発なども計画されている。水素はメタン等の燃料に比べて可燃範囲が広いが、一方で、燃焼速度が速いため、既存の燃焼器にそのまま適用した場合には逆火の恐れがある。また、燃焼時のNOxの抑制も課題である<sup>[1]</sup>。

ガスバービン用水素燃焼器の一つの開発方向は水素の噴射に微小な噴射孔を用いるものである。Funkeらが取り組むMicro-mix燃焼方式は基礎的な燃焼試験にて良好な低NOxを達成し<sup>[2]</sup>、現在はガスバービン実機での実証試験へと移行しているが基礎試験時よりもNOxは増加傾向にあるようである<sup>[3]</sup>。

本研究では水素の逆火防止と空気との良好な混合を両立する燃焼方式として浮き上がり火炎に着目している。一般に浮き上がり火炎では完全に一様な混合はしていないと考えられているものの<sup>[4]</sup>、これまでの研究では0.4mmの微小な水素噴射孔を用いることで1ppm未満の極めて低いNOxが得られることが分かっている<sup>[5]</sup>。しかし、水素の噴射孔径は0.4mmに限られ、孔径が変化した場合の燃焼特性は明らかでない。そこで、本研究では水素の噴射孔径が浮き上がり火炎の安定限界とNOx濃度に与える影響を調べた。

#### 2. 実験装置

本研究で使用した浮き上がり火炎用バーナの概略図をFig.1に示す。燃焼の様子を観察するために内径15mmの石英筒を用いており、出口には内径を12mmに若干小さくした出口絞りを設置して燃焼器出口を模擬している。バーナ内のインジェクタとスワラーの写真をFig.2に示す。実験パラメータは水素を噴出するインジェクタ孔径であり、0.2, 0.4, 0.8, 1mmの4種類で実験を行った。インジェクタは先行研究を参考に先細形状をしている<sup>[5]</sup>。今回の実験では形状スワール数Sg=0のスワラーのみを使用しており、空気の流れに旋回を与えていないが流れを整える効果がある。

本研究で示す水素噴出速度はインジェクタ噴射孔出口における軸方向速度であり、空気流速はバーナ内径15mmと体積流量から計算した軸方向流速である。バーナに供給される空気の温度は常温である。水素噴出速度は、噴射孔出口で流れがチョークしている場合としている場合で評価式を変更して計算した。水素がチョークしているかの判定は、インジェクタ上流淀み領域と出口の圧力比 $p_b/p_0$ を臨界圧力比 $p_{cr}/p_0$ と比較することで行った。臨界圧力は(1)式を用いて算出した。(1)式の背圧 $p_b$ には実験当日の大気圧、 $\gamma$ は水素の比熱比で1.4とした。

$$\frac{p_b}{p_{cr}} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (1)$$

インジェクタ上流の圧力 $p_0$ が臨界圧力 $p_{cr}$ より低い場合( $p_0 < p_{cr}$ )、水素はインジェクタ出口でチョークしておらず亜音速で噴出する。この時の水素の噴出速度は(2)式で表される。 $\rho_0$ はインジェクタ上流の水素の密度を表す。

\*1 東京都立大学大学院  
〒191-0065 日野市旭が丘6-6

\*2 東京都立大学  
〒191-0065 日野市旭が丘6-6

$$u_{\text{inj}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \cdot \left\{ 1 - \left( \frac{p_b}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}} \quad (2)$$

インジェクタ上流の圧力  $p_0$  が臨界圧力  $p_{cr}$  より高い場合 ( $p_0 > p_{cr}$ ), 水素は噴射孔出口でチョークしその点における水素の音速と等しくなる。噴出速度は(3)式で表される。(3)式の  $a_0$  はインジェクタ上流における水素の音速,  $R_{H_2}$  は水素の気体定数,  $T_0$  はインジェクタ上流の温度を表す。

$$u_{\text{inj}} = a_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} = \sqrt{\frac{2\gamma R_{H_2} T_0}{\gamma+1}} \quad (3)$$

バーナの着火には別途用意した水素のパイロット火炎を用いた。NOx 濃度やバーナ出口の温度は出口絞り面において計測した。NOx は内径 2mm の石英製排ガス採取プローブを用い、ガス中の水分を除去した後 NOx 測定器で濃度を分析した。燃焼ガスの温度計測には線径 0.1mm の R 熱電対素線を外径 1.5mm の 2 つ穴セラミック管に通したもの用いた。熱電対の接点は水素との触媒反応を防止するために酸化ケイ素をコーティングした。

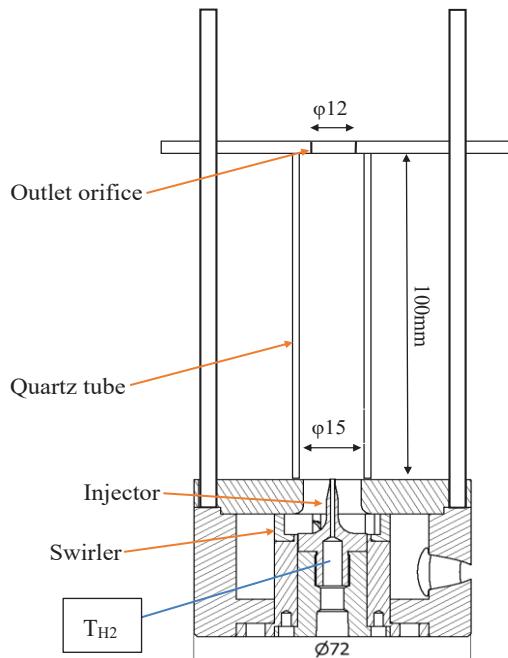


Fig. 1 Schematic diagram of a burner



Fig. 2 Picture of a swirler ( $Sg=0$ ) and an injector

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1. 観察された代表的な火炎

本研究で観察された代表的な火炎写真を Fig.3 に示す。Fig.3(a)は本バーナの広い燃焼条件で観察された浮き上がり火炎 (Lifted flame) である。水素噴出速度や空気流速、全体当量比によって浮き上がり位置は上下するもの、概ねインジェクタ先端から 30mm 程度下流に形成された。なお、本研究では供給した水素流量と空気流量から計算した当量比を全体当量比と呼ぶことにする。インジェクタ孔径 0.4mm では浮き上がり火炎の状態で全体当量比を高くした場合に火炎基部の浮き上がり位置が突然バーナ上流に大幅に移動し、火炎の長さや燃焼音が明確に変化する条件が存在した。このときに観察された Fig.3(b)の火炎を低い浮き上がり火炎 (Low lifted flame) と呼ぶ。この火炎は全体当量比が高くなつたことで燃焼速度が増加し浮き上がり位置が上流に移動したと考えられる。なお、浮き上がり状態の突発的な変化はインジェクタ孔径 0.4mm の場合のみに見られ、そのほかの孔径では浮き上がり位置の変化は連続的であった。Fig.3(c)は全体当量比が 1 以上のときに観察された Burke-Schumann 火炎であり、石英筒内に浮き上がり火炎を形成しているが、酸素不足のため火炎は一度見えなくなり、出口絞り下流で大気から酸素供給を得て再び火炎を形成する。本バーナにおいてインジェクタのリムに付着した火炎も観察されたが写真は掲載していない。本バーナではインジェクタの先端外径が 1.2 ないし 1.4mm、またリム厚さも 0.2mm としたためリム付着火炎は空気流速が 7m/s 以下の遅い条件にのみ限定期的に形成された。

	(a) Lift	(b) Low lift	(c) B.S.
Air velocity [m/s]	2.8	2.8	2.9
H2 velocity [m/s]	1042	1186	1082
Air mass flow [g/s]	0.6	0.6	0.6
H2 mass flow [g/s]	0.007	0.013	0.037
Equivalence ratio [-]	0.44	0.79	2.13
Hole diameter [mm]	0.4	0.4	0.8

Fig. 3 Typical flame appearances in this burner

### 3.2. 火炎安定限界

Fig.4 はそれぞれのインジェクタ孔径における火炎安定限界を流速および全体当量比で整理した結果である。これらのデータはバーナを着火した後、空気流速を一定にした状態で水素の噴射速度を増加あるいは減少して取得した。インジェクタ孔径 1mm の Fig.4(a)では、空気流速 7m/s 以下ではリム付着火炎が形成される。一例として空気流速 3m/s ではリム付着火炎の状態から水素噴出速度を増加させ 550m/s 付近になると火炎が浮き上がる (Lift)。さらに噴出速度を増加し 600m/s を超えると浮き上がり火炎は Fig.3(c) の Burke-Schumann 火炎の状態を表しバーナ内部では火炎基部が浮き上がったまま、バーナ出口にも拡散火炎を形成する。一方、同空気流速において浮き上がり火炎が形成されている 550m/s の噴出速度から速度を減少すると 350m/s 付近で火炎がリムに再付着する(Drop-back)。この状態からさらに速度を低下させても火炎はリム付着火炎が小さくなるのみで吹き消えは生じない。これに対して、空気流速が 7m/s を超える場合にはリム付着火炎は形成されず、着火時から浮き上がり火炎のみが形成された。例えば、空気流速 12m/s の場合浮き上がり火炎は水素噴出速度を 500m/s 以上の場合に形成され、速度を低下すると火炎基部が上下する不安定な状態になり 400m/s 付近で吹き消えた(Blow-off)。インジェクタ孔径 1mm では空気流速が 7m/s 以下の範囲では空気流速が増加するにつれて浮き上がり火炎の形成範囲が広くなるが、さらに増加するとこの流速を境に浮き上がり火炎の形成範囲は狭まるところからこの空気流速を境にして燃焼場に大きな変化が生じていると考えられる。空気流速 7m/s 以上において浮き上がり火炎の吹き消えは概ね全体当量比 0.3 で生じていることが分かる。

インジェクタ孔径 0.8mm では火炎安定限界は孔径 1mm とほぼ類似している。ただし、リム付着火炎や浮き上がり火炎の形成範囲が大きく変化する空気流速の境目は 4m/s 付近となった。空気流速 4m/s 以上の範囲では浮き上がり火炎が形成される全体当量比は 0.2~0.3 となり、孔径 1mm よりも当量比が低下した。

インジェクタ孔径 0.4mm ではリム付着火炎は空気流速 1m/s 以下の範囲でしか形成されなくなる。孔径 1mm や 0.8mm との違いとして、浮き上がり火炎形成時の水素噴出速度はチョークしている場合が多くなる。浮き上がり火炎が形成される全体当量比は 0.2 付近であった。データの取得範囲が空気流速 17m/s 程度までになっているのは、この流速以上では安定に浮き上がり火炎を形成できなかったためである。インジェクタ孔径 0.2mm になると安定な浮き上がり火炎を形成できる空気流速はさらに狭くなり、10m/s 未満であった。インジェクタ孔径が小さい場合、浮き上った火炎は空気流によって希釈されて、全体当量比はほとんど変わらないのに火炎基部付近の局部当量比は空気流速とともに低下し、可燃下限界に近づく。この効果は孔径を小さくするほど大きくなる。その

結果、インジェクタ孔径 0.2mm では、浮き上がり火炎の局部当量比に依存する燃焼速度が急激に低下して、遅い空気流速で吹き飛びが起きたと考えられる。

### 3.3. 空気流速や当量比が燃焼状態に及ぼす影響

それぞれのインジェクタ孔径において全体当量比を一定として空気流速と水素噴出速度を変化させたときの火炎の様子を Fig.5~8 に示す。同一のインジェクタ孔径では写真を同じ条件で撮影しているが、孔径が異なる場合には撮影条件が異なっているため火炎の色や明るさについて統一できていない。いずれの写真も浮き上がり火炎の状態であるが孔径 0.8mm と 0.4mm を区切りとして火炎形状に大きな違いがある。孔径 1mm や 0.8mm では火炎基部付近は青色を呈しているが下流にも淡い赤色の反応領域が続く様子が見られる。一方、孔径 0.4mm や 0.2mm では火炎は橢円形上の淡い青色であり、目視できる反応領域は小さい。

全体当量比を一定に保ち空気流速を増加すると全体的な傾向として浮き上がり火炎の基部はバーナ下流に移動する様子が見られる。これは空気流速に対して燃焼速度がほぼ変わらないことから解釈できる。ただし、Fig.5 の孔径 1mm の場合には火炎基部はほとんど変化しておらず、この解釈に合わない。また、Fig.7 の孔径 0.4mm における空気流速 9.6m/s は火炎基部が流速 11.5m/s よりも下流に位置しており、やはり前述の解釈のみで説明できない。この理由は未だ明らかに出来ていないが、Fig.4(e),(f) の火炎安定限界において空気流速 10m/s 未満では吹き消え限界の変化が大きく、燃焼速度以外にも流れ場や混合状態の変化などが影響している可能性がある。

ほぼ同じ全体当量比 0.36 および空気流速 4.9m/s の孔径 0.8mm と 0.2mm (Fig.6, 8) の火炎を比較すると、火炎基部の位置はほぼ変わらないのに対して反応領域の長さが大きく異なる。火炎基部は燃焼速度でよく解釈できることから、基部付近はどちらの孔径でも混合が進んでいるものと考えられる。しかし、孔径 0.8mm では基部の後流にも未燃の水素が多く存在する結果、反応領域が長くなっていると考えられる。このことから孔径が小さくなることで水素と空気は反応領域全体にわたって均一化しているものと考えられる。また、その混合均一化は孔径が 0.8mm より小さい 0.4mm や 0.2mm で顕著である。なお、次節で述べる排ガス計測の結果、孔径 0.2mm の火炎はほぼ完全燃焼していることも確認している。

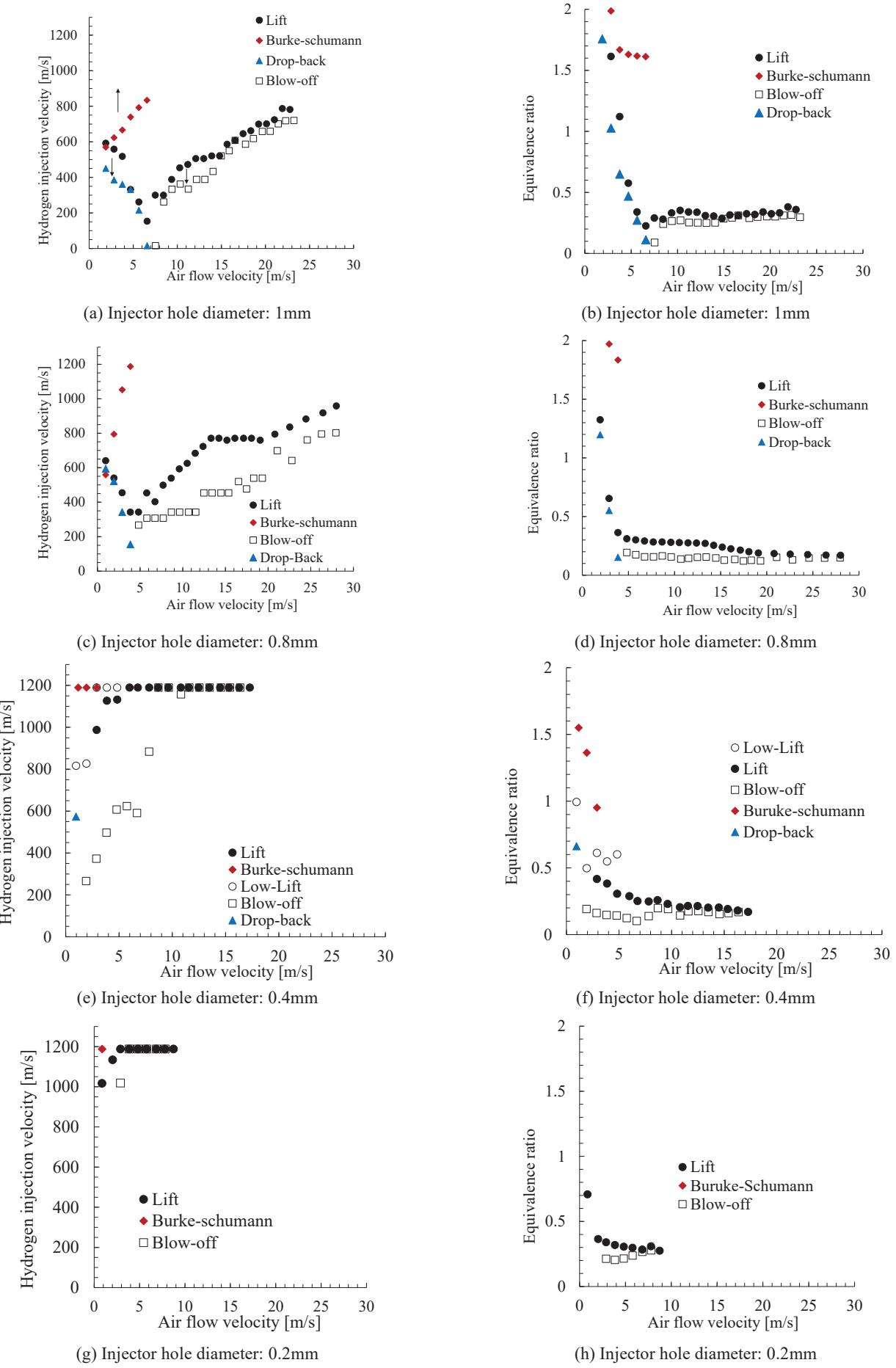


Fig. 4 Flame stability limits

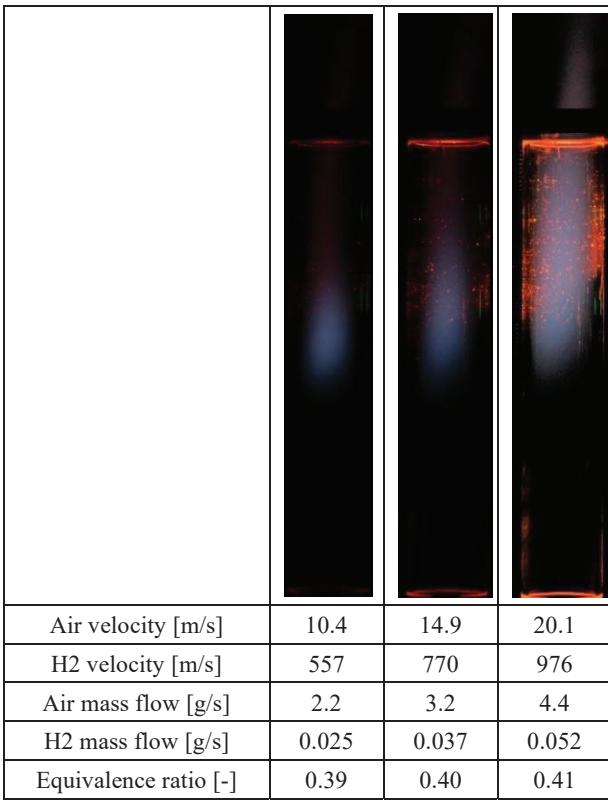


Fig. 5 Flame appearances at constant equivalence ratio  
(Injector hole diameter: 1mm)

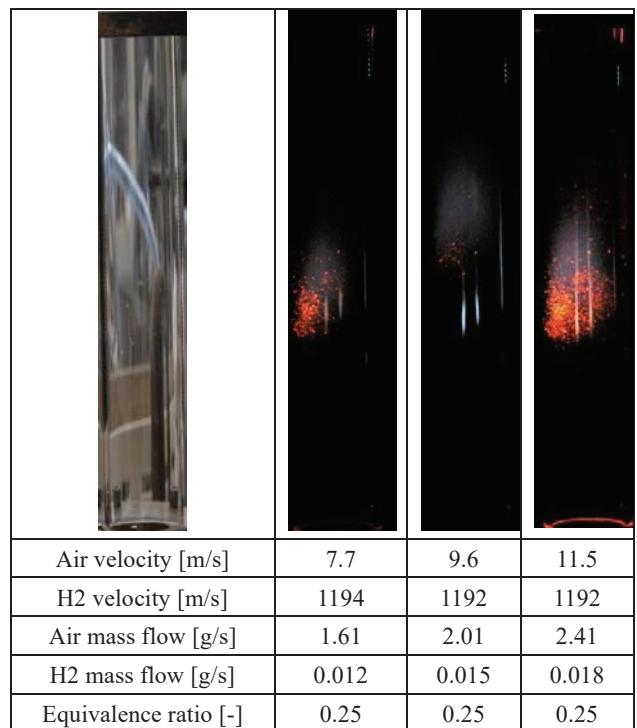


Fig. 7 Flame appearances at constant equivalence ratio (Injector hole diameter: 0.4mm)

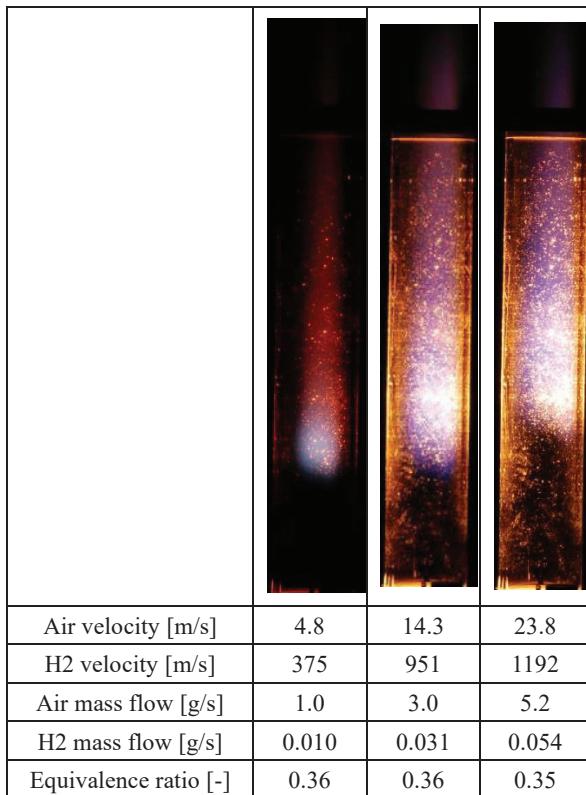


Fig. 6 Flame appearances at constant equivalence ratio  
(Injector hole diameter: 0.8mm)

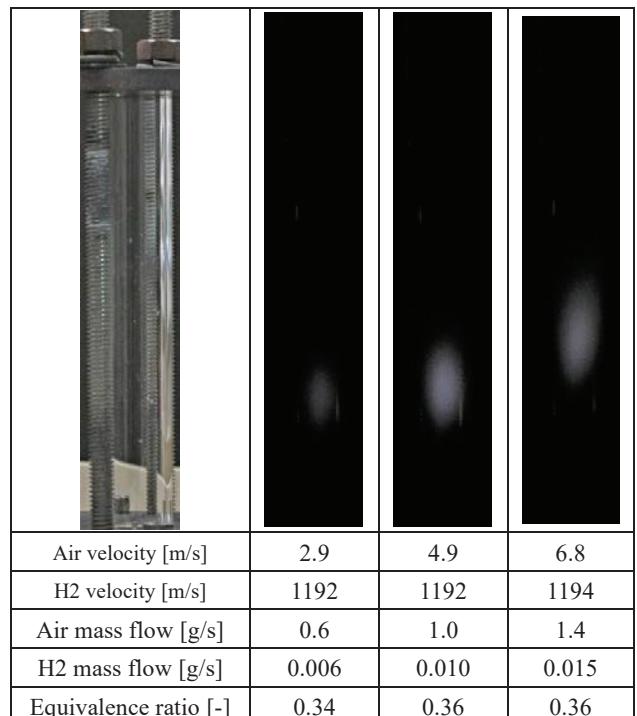


Fig. 8 Flame appearances at constant equivalence ratio  
(Injector hole diameter: 0.2mm)

それぞれのインジェクタ孔径において空気流速を一定として全体当量比を変化させたときの火炎の様子を Fig.9～11 に示す。いずれの孔径においても当量比が高くなるにつれて燃焼速度が増加するため火炎基部はバーナ上流へ移動している。孔径 0.8mm では火炎基部が上流に移動するのに加えて反応領域の長さも増加している。一方、孔径 0.4mm や 0.2mm では反応領域の長さの変化は小さく、その代わりに反応領域の明るさが増して反応が活発になっていることが分かる。これらの結果も孔径 0.4mm や 0.2mm では反応領域で混合が均一化していることを示唆している。

### 3.4. NO<sub>x</sub> 濃度とバーナ出口ガス温度

インジェクタ孔径 0.4mm と 0.2mm について計測した NO<sub>x</sub> 濃度と出口ガス温度の計測条件と計測値を Table 1 と Table 2 に、またグラフで整理したものを Fig.12 と Fig.13 に示す。幾つかの条件は Fig.10 および Fig.11 の火炎写真に対応している。計測した全ての条件で未燃水素は 0 ppm であり、完全燃焼しているものと考えている。Fig.12 の火炎温度には断熱火炎温度を示しているが、孔径 0.4mm の結果は火炎温度よりも 200K ほど高い値であった。Fig.10 に見られるようにバーナ出口までに火炎の反応領域は見えなくなっている、未燃水素も出でていないことから反応は完結しているものと考えられるが、混合気は局所当量比が半径方向に異なり、当量比の高い部分が

Air velocity [m/s]	24.5	24.1	23.9
H <sub>2</sub> velocity [m/s]	910	1066	1191
Air mass flow [g/s]	5.2	5.2	5.2
H <sub>2</sub> mass flow [g/s]	0.030	0.037	0.045
Equivalence ratio [-]	0.20	0.24	0.29

Fig. 9 Flame appearances at constant air velocity (Injector hole diameter: 0.8mm)

Air velocity [m/s]	9.6	9.6	9.6	9.6
H <sub>2</sub> velocity [m/s]	1192	1192	1192	1192
Air mass flow [g/s]	2.0	2.0	2.0	2.0
H <sub>2</sub> mass flow [g/s]	0.015	0.016	0.018	0.019
Equivalence ratio [-]	0.25	0.28	0.31	0.33

Fig. 10 Flame appearances at constant air velocity (Injector hole diameter: 0.4mm)

Air velocity [m/s]	5.8	5.8	5.8
H <sub>2</sub> velocity [m/s]	1194	1194	1194
Air mass flow [g/s]	1.2	1.2	1.2
H <sub>2</sub> mass flow [g/s]	0.010	0.012	0.015
Equivalence ratio [-]	0.30	0.34	0.42

Fig. 11 Flame appearances at constant air velocity (Injector hole diameter: 0.2mm)

Table 1 NOx concentration and outlet gas temperature  
(Injector hole diameter: 0.4mm)

$V_{H2}$ m/s	$V_{Air}$ m/s	Equivalence ratio	Combustion efficiency	NOx ppm	Outlet gas K
1194	7.7	0.25	100	0.25	1397
1192	7.7	0.29	100	0.47	1463
1192	7.7	0.32	100	0.61	1473
1192	9.6	0.25	100	0.25	1426
1192	9.6	0.28	100	0.33	1431
1192	9.6	0.31	100	0.53	1504
1192	9.6	0.33	100	0.69	1563
1192	11.5	0.25	100	0.25	1413
1192	11.5	0.28	100	0.42	1492

Table 2 NOx concentration and outlet gas temperature  
(Injector hole diameter: 0.2mm)

$V_{H2}$ m/s	$V_{Air}$ m/s	Equivalence ratio	Combustion efficiency	NOx ppm	Outlet gas K
1192	2.9	0.34	100	0.02	988
1192	4.9	0.36	100	0.04	1123
1194	6.8	0.36	100	0.06	1165
1194	5.8	0.42	100	0.11	1194
1194	5.8	0.34	100	0.04	1122
1194	5.8	0.30	100	0.03	1052

存在する結果、出口温度が高くなつたと考えられる。孔径 0.2mm では出口温度は断熱火炎温度よりも低い値となつた。Fig.13 において火炎はバーナ上流の 20~50mm ほどのところに位置していることや、孔径 0.4mm に比べて発生熱量も小さくなつてゐるため、火炎後流における燃焼ガスから石英筒への熱損失がより顕著に影響しているものと考えている。

NOx 濃度は孔径 0.4mm と 0.2mm のどちらも 1ppm 以下の値となつた。孔径 0.4mm の場合には NOx 濃度は全体当量比に比例して増加していることがわかる。一方、燃焼ガスの滞在時間に関係する空気流速の変化に対して、濃度の変化は小さい。ただし、流速変化の絶対値そのものが小さいため滞在時間の影響が現れなかつたとも考えられる。孔径 0.2mm の NOx 濃度は 0.4mm よりもさらに低い値を示し、火炎写真および火炎温度と照らし合わせると定性的には濃度の減少は合点がいくものであるが、値そのものは低すぎ信頼性が低いと考えている。なお、本研究で使用した NOx 計測の計測レンジは 0~25ppm であったため、今後はガスクロマトグラフを用いたさらに低いレンジでの精密な計測が必要と考えており、今回のデータは参考程度に留めていただきたい。

十分に混合した場合に今回計測されたような NOx 濃度が得られるのかどうかを理論計算で検証した。1 次元層流予混合火炎を燃焼解析プログラム Cantera で計算した。圧力は 101.3 kPa、温度は 298.15 K とし、当量比をパラメータとした。水素-空気の反応モデルには GRI-mech 3.0 を用いた。当量比 0.4, 0.5, 0.8 における温度および NO, N<sub>2</sub>O 濃度の火炎内分布を Fig.14 に示す。NO<sub>2</sub>濃度は NO や N<sub>2</sub>O よりも 2 術以上小さい値であったためグラフには掲載していない。当量比が 0.8 と高い場合には thermal NO が NOx 濃度の主要因であるが、当量比が低下

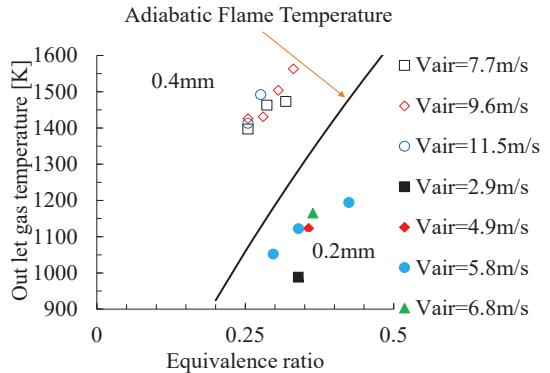


Fig. 12 Outlet gas temperature

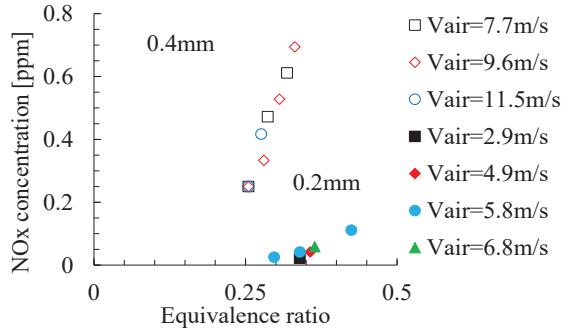


Fig. 13 NOx concentration

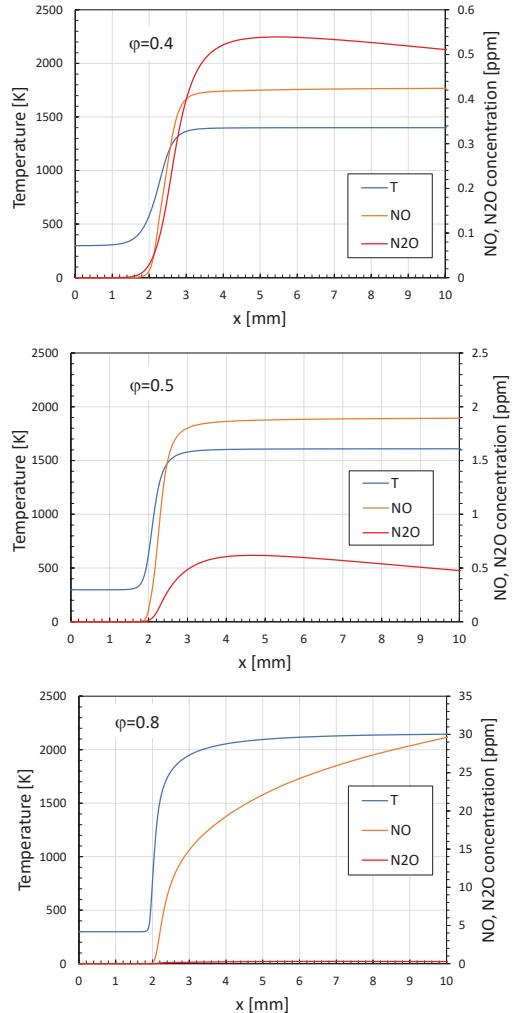


Fig. 14 Calculation results of one-dimensional premixed flame

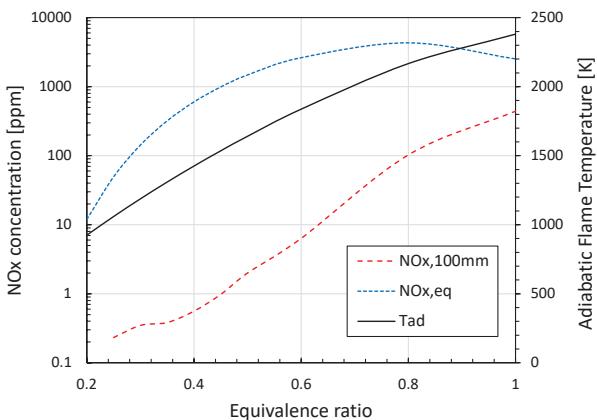


Fig. 15 Calculated NO<sub>x</sub> concentration

し 0.5 を下回ると NO に対して N<sub>2</sub>O が無視できなくなることが分かった。N<sub>2</sub>O の濃度は 1 ppm 未満の値であるが、発熱反応が活発な領域に生成量のピークを持ち、またその濃度は当量比が変化しても大きくは変わらない。当量比 0.4 のように NO 濃度が 0.4 ppm 程度と相対的に低い濃度になってくると N<sub>2</sub>O 濃度の影響が無視できなくなる。Fig.15 は上記 1 次元予混合火炎の 100mm における NO<sub>x</sub> 濃度を当量比に対してまとめた結果である。NO<sub>x</sub> 濃度として NO, NO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, HNO の 4 成分を考慮している。また、同図には化学平衡計算で求めた NO<sub>x</sub> 濃度と断熱火炎温度も示している。仮に層流予混合火炎を本バーナに形成した場合、当量比 0.45 以下ではバーナ出口において NO<sub>x</sub> 濃度が 1 ppm 未満となる。この議論では燃焼ガスの滞在時間を考慮していないものの、本実験で 1 ppm 未満の非常に低い NO<sub>x</sub> が計測された点についてはあり得ないことではないと考えられる。事実、予混合燃焼方式の水素燃焼において湯浅らは同じく 1 ppm 未満の低 NO<sub>x</sub> を実証している<sup>[6]</sup>。

#### 4. まとめ

水素のインジェクタ孔径を 0.2, 0.4, 0.8, 1 mm の 4 通りに変えて燃焼実験を行った。全体的な傾向として孔径が小さくなるにつれて水素流速の増加により空気とのせん断混合が促進されるようになる。特に 0.4mm と 0.2mm では 0.8mm よりも混合が大幅に均一化し、反応領域の小さな浮き上がり火炎が形成され、火炎の予混合化が進んだ。これらの孔径において計測された NO<sub>x</sub> 濃度は 1 ppm 未満となっている可能性が高い。この結果は 1 次元層流予混合火炎の理論計算からも妥当なものと考えられる。

#### 参考文献

- [1] 湯浅, 水素ガスタービンの燃焼方式に関する総括, 第 42 回 日本ガスタービン学会定期講演会, A-2, 2014.
- [2] H. H.-W. Funke, J. Keinz, K. Kusterer, A. Haj Ayed, M. Kazari,, J. Kitajima, A. Horikawa, K. Okada, Development and Testing of a Low NO<sub>x</sub> Micromix Combustion Chamber for Industrial Gas Turbines, International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol. 9, No.1 (2017), pp.27-36.
- [3] 堀川, 山口, 青木, H. H.-W. Funke, K. Kusterer, M. Wirsum, 2MW級ガスタービン用水素専焼ドライ低 NO<sub>x</sub> 燃焼器の開発とエンジン実証試験, 日本ガスタービン学会誌, Vol.49, No.4 (2021), pp.70-79.
- [4] 溝渕, 部分予混合火炎, 日本燃焼学会誌, 第 52 卷, 161 号 (2010), pp.206-212.
- [5] 服部, 櫻井, 湯浅, 200W 級超小型水素ガスタービン用燃焼器への浮き上がり火炎の適用について, 第 53 回航空原動機・宇宙推進講演会, JSASS-2013-0042 (2013).
- [6] 湯浅, 西田, 繁田, 皆川, 超小型水素ガスタービン用予混合試験燃焼器の火炎安定性と燃焼特性, 日本機械学会論文集 (B 編), 61 卷, 588 号, 1995, pp. 311-317.

## アンモニア燃焼の着火遅れ時間、層流燃焼速度および Markstein 長さに関する評価

Ignition delay time, laminar burning velocity and Markstein length  
of ammonia combustion

○鮎川 真也<sup>\*1</sup> 甲斐 玲央<sup>\*1</sup> 黒瀬 良一<sup>\*1</sup>  
AYUKAWA Shinya KAI Reo KUROSE Ryoichi

### ABSTRACT

The ignition delay time, laminar burning velocity and Markstein length of ammonia combustion are evaluated by zero and one-dimensional numerical simulations using the FlameMaster with some existing detailed reaction mechanisms. The results show that the existing detailed reaction mechanisms are generally able to predict the ignition delay time and laminar burning velocity obtained in the experiments. On the other hand, the predicted Markstein lengths tend to deviate from those obtained in the experiments for low equivalence ratios less than unity, which needs further discussion.

**キーワード：**アンモニア火炎、数値シミュレーション、着火遅れ時間、層流燃焼速度、Markstein 長さ

**Key Words:** Ammonia combustion, Numerical simulation, Ignition delay time, Laminar burning velocity, Markstein length

### 1. 緒言

2050 年のカーボンニュートラル実現に向けて、炭化水素燃料から水素やアンモニアなどのカーボンフリー燃料への転換が強く求められている[1-3]。この内、アンモニアは、着火性が悪く、窒素酸化物 (NOx) の排出が増加するなどの問題点が指摘されており、様々な燃焼機器の燃料として幅広く使用するためには、その燃焼特性を明らかにしたうえで、対処策を講じることが不可欠である。

アンモニアの着火性や、窒素酸化物の排出に影響を与える特性の一つとして火炎伸長が挙げられる。Hayakawa ら[4]は、アンモニアの燃焼実験を行い、火炎伸長が層流燃焼速度に及ぼす影響を調査した。しかし、条件が限られており、その影響は未だ十分に理解されていないのが現状である。

そこで、本研究では、アンモニア火炎を対象とした 0 次元および 1 次元解析により、着火遅れ時間、層流燃焼速度、および Markstein 長さについて評価を行うことを目的とする。

### 2. 計算方法

本解析で使用する支配方程式は質量、化学種、エネルギーの保存式であり、計算には燃焼解析コード FlameMaster[5]を用いる。

### 2.1 定積 0 次元自着火燃焼場

詳細化学反応機構として、UT-LCS 機構[6]、Okafor 機構[7]、GRI-mech3.0[8]、UCSD 機構[9]を用い、当量比を 1.0、圧力を 1.4, 11, 30atm とする。

### 2.2 火炎伸長なし 1 次元予混合伝播火炎

0 次元解析と同様に UT-LCS 機構[6]、Okafor 機構[7]、GRI-mech3.0[8]、UCSD 機構[9]の詳細化学反応機構を用い、圧力を 0.1MPa、未燃ガス温度を 300K とする。

### 2.3 火炎伸長あり 1 次元予混合伝播火炎

詳細反応機構として UT-LCS 機構[6]を用い、圧力を 0.1, 0.3, 0.5MPa、未燃ガス温度は 300K とする。

### 3. 結果及び考察

#### 3.1 反応機構評価

Fig.1 に、UT-LCS 機構[6]、Okafor 機構[7]、GRI-mech3.0[8]、UCSD 機構[9]の詳細化学反応機構を用いて 0 次元計算により得られた着火遅れ時間を、Mathieu ら[10]の実験結果と比較して示す。図より、いずれの圧力についても UT-LCS 機構[5]が最も精度よく着火遅れ時間を予測することが分かる。また、Fig.2 に、同 4 種類の詳細化学反応機構を用いた 1 次元計算により得られた火炎伸長なしの層流燃焼速度を、Hayakawa ら[4]の実験結果と比較して示す。いずれの反応機構も実験値と比較的よく一致することが分かる。

\*1 京都大学大学院工学研究科  
〒615-8530 京都市西京区京都大学桂 C-III

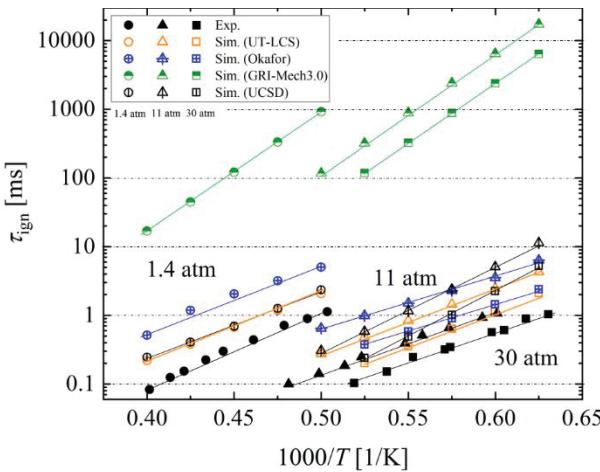


Fig. 1 Comparison of ignition delay time,  $\tau_{ign}$

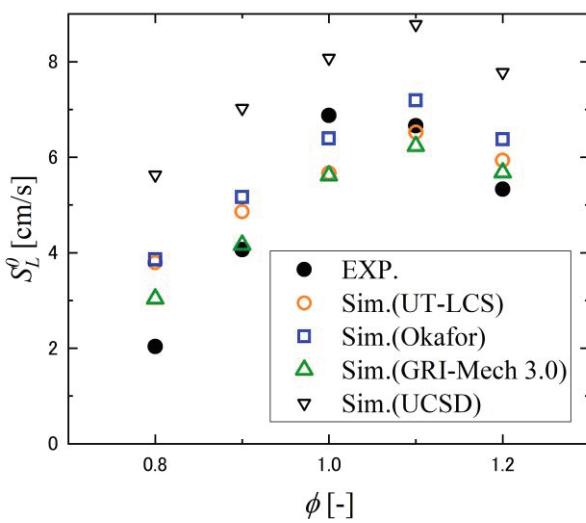


Fig. 2 Comparison of laminar burning velocity,  $S_L^0$

### 3.2 火炎伸長特性

Fig.3 に、火炎伸長に対する層流燃焼速度の応答感度である Markstein 長さと、当量比の関係を、Hayakawa ら[4]の実験結果と比較して示す。なお、本計算には、UT-LCS 機構[6]を用いた。図より、当量比 1 以上の高当量比条件下では、計算結果は実験結果と同程度の値を示すことが分かる。一方で、当量比 0.9 以下の低当量比条件下では、0.1MPaにおいて実験結果は Markstein 長さが負の値を示しているが、本計算では正の値を示し、傾向が異なることが分かる。

## 4. 結論

本研究では、0次元および1次元解析を行い、アンモニア燃焼の着火遅れ時間、層流燃焼速度、Markstein 長さについて評価を行った。その結果、これまで提案されている詳細化学反応機構は、アンモニア燃焼の着火遅れ時間および層流燃焼速度を概ね精度よく予測可能であるが、Markstein 長さについてはより詳細な調査が必要あることが分かった。

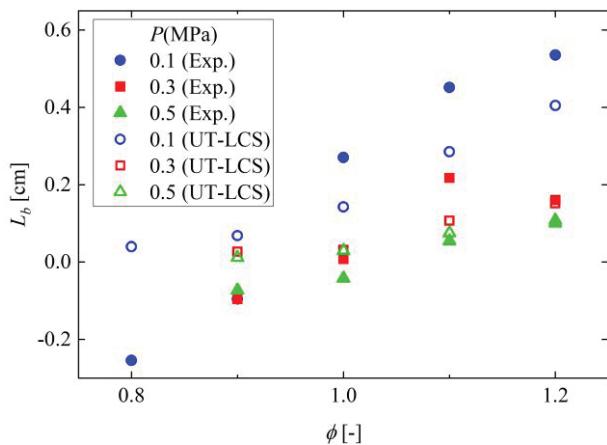


Fig. 3 Markstein length,  $L_b$ , against equivalence ratio,  $\phi$

## 参考文献

- (1) “2050 年カーボンニュートラルの実現に向けて”, 環境省, [https://www.env.go.jp/earth/2050carbon\\_neutral.html](https://www.env.go.jp/earth/2050carbon_neutral.html).
- (2) Kobayashi, H., Hayakawa, A., Somaratne, K.D.K.A., Okafor, E.C., Science and technology of ammonia combustion Proceedings of the Combustion Institute, Vol.37, No. 1, (2019), pp. 109–133.
- (3) Honzawa, T., Kai, R., Okada, A., Kawasaki, J., Tominaga, R., Valera-Medina, A., Bowen, P. J., Kurose, R., Large-eddy simulation of ammonia/methane/air combustion using non-adiabatic flamelet generated manifold approach, Energy, Vol. 186, No. 115771, (2019).
- (4) Hayakawa, A., Goto, T., Mimoto, R., Arakawa, Y., Kudo, T., Kobayashi, H., Laminar burning velocity and Markstein length of ammonia/air premixed flames at various pressures, Fuel, Vol. 159, (2015), pp. 98–106.
- (5) Pitsch, H., Flamemaster: A c++ computer program for 0d combustion and 1d laminar flame calculations, (1998).
- (6) Otomo, J., Koshi, M., Mitsumori, T., Iwasaki, H., Yamada, K., Chemical kinetic modeling of ammonia oxidation with improved reaction mechanism for ammonia/air and ammonia/hydrogen/air combustion, Hydrogen Energy, Vol. 232, (2018), pp. 233–250.
- (7) Okafor, E. C., Naito, Y., Colson, S., Ichikawa, A., Kudo, T., Hayakawa, A., Kobayashi, H., Experimental and numerical study of the laminar burning velocity of CH<sub>4</sub>–NH<sub>3</sub>–air premixed flames, Combustion and Flame, Vol. 187, (2018), pp. 185–198.
- (8) <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30>
- (9) Medina, A. V., Marsh, R., Runyon, J., Pugh, D., Beasley, P., Hughes, P., Bowen, P., Ammonia–methane combustion in tangential swirl burners for gas turbine power generation, Applied Energy, Vol. 185, (2017), pp. 1362–1371.
- (10) Mathieu, O., Petersen, E. L., Experimental and modeling study on the high-temperature oxidation of Ammonia and related NO<sub>x</sub> chemistry, Combustion and Flame, Vol. 162, (2015), pp. 554–570.

# 希薄水素乱流予混合弱旋回燃焼器内における燃焼振動のLES

## LES of combustion instability for lean-premixed, low-swirl hydrogen turbulent jet flames

○長尾 順<sup>\*1</sup> 庄司 烈<sup>\*2</sup> 立花 繁<sup>\*2</sup> 横森 剛<sup>\*3</sup> 黒瀬 良一<sup>\*1</sup>  
NAGAO Jun SHOJI Takeshi TACHIBANA Shigeru YOKOMORI Takeshi KUROSE Ryoichi

### ABSTRACT

LES of a lean-premixed, low-swirl hydrogen turbulent jet flame is performed using supercomputer Fugaku. To investigate the combustion instability precisely, not only the combustor but also the upstream region including complex shapes such as a swirler whose swirl number is relatively small is solved in the LES, and the VOXEL method is applied to the wall surface with complex shapes. Results show that in lean-premixed hydrogen combustion, the consideration of the effect of preferential diffusion greatly contributes to the reproduction of the flame structure and combustion instability.

**キーワード :**燃焼振動, LES, 弱旋回乱流燃焼器, 選択拡散, 複雑形状

**Key Words:** Combustion Instability, Large-eddy simulation, Low swirl combustor, Preferential diffusion, Complex shape

### 1. 緒言

燃焼振動は、燃焼騒音や吹き消えなどの原因となる不安定燃焼の一つであり、燃焼器内の圧力振動により重大な燃焼器損傷を引き起こすリスクがあるため、その正確な予測および制御が必要不可欠である。JAXA(Japan Aerospace Exploration Agency)では、弱旋回乱流燃焼器を対象に、希薄水素燃焼の燃焼振動に関する実験的研究[1]を進めている。この弱旋回流は、噴流外側の再循環流に頼ることなく単純な火炎伝播によってのみ火炎を保持し、可燃限界近くまで吹き消えなしに燃焼状態を維持させることができるという利点を有するため、実験のみならず実機への適用も期待されている。しかし、燃料組成や圧力が燃焼特性に与える影響など、その特性は十分に理解されていないのが現状である。

そこで、本研究では、JAXAの実験で対象とした弱旋回乱流燃焼器内の希薄水素燃焼場にLarge-eddy Simulation(LES)を適用することにより、その適用性を検証するとともに、燃焼振動特性を詳しく調べることを目的とする。

### 2. 計算方法

#### 2.1 支配方程式

本研究で使用する支配方程式は質量、運動量、エンタルピー、化学種の保存式である。LESの乱流モデルとして

はDynamic Smagorinsky Model [2]を、乱流燃焼モデルとしてはDynamic thickened flame model [3,4]を使用する。水素の反応モデルとしては、Millerらの詳細化学反応[5]から、計算負荷低減の観点から化学反応特性に大きく影響を与えない窒素に関する反応式を取り除いたものを使用する。また、希薄水素を燃料とするため選択拡散の効果を考慮する。なお、考慮しない場合、火炎は保炎しなかつた。複雑な壁面形状を捉えるための壁面モデルとしてはVOXEL法[6]を使用する。なお、本計算には、インハウスコードであるFK<sup>3</sup>[7,8]を使用する。

#### 2.2 計算領域および計算条件

計算領域および計算条件をFig.1に示す。本研究では、燃焼器内の燃焼場のみならず、直径100 mmから35 mmへの絞りがある流入部から複雑な形状を持つスワラ周りの流れも解析対象とする。燃料は水素とし、当量比0.33の希薄予混合気を流入させる。

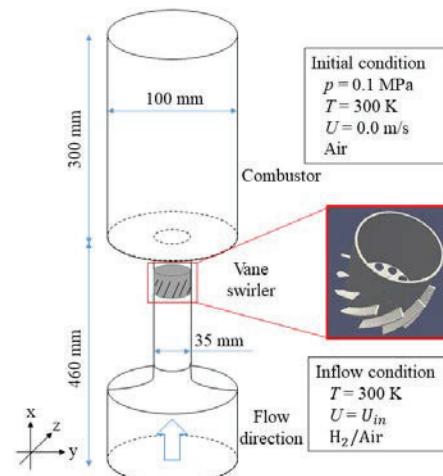


Fig. 1 Computational domain and conditions

\*1 京都大学大学院工学研究科  
〒615-8530 京都市西京区京都大学桂 C-III

\*2 宇宙航空研究開発機構  
〒182-8852 調布市深大寺東町 7-44-1

\*3 慶應義塾大学理工学部  
〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1

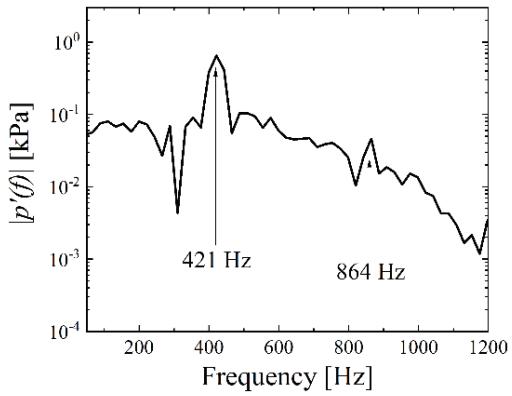


Fig. 2 Power spectra of pressure fluctuation,  $p'$

支配方程式の空間差分について、速度の保存式の対流項に対し KK スキームを、密度、エンタルピ及び各化学種の保存式の対流項に対し WENO スキームを、その他の項に対しては二次中心差分を用いる。流体の圧縮性を考慮するため半陰解法弱圧縮スキームを Fractional Step 法で計算し、時間積分については三次 Runge-Kutta 法を使用する。本計算は格子点数が約 7.6 億点であり、CPU 時間は理化学研究所のスーパーコンピュータ「富岳」(CPU A64FX(61440 ノード)) を用いて約 1802 万時間(実時間で約 293 時間) であった。

### 3. 結果及び考察

Fig.2 に、圧力の振動スペクトルを示す。圧力振動は 421 Hz で明確なピークを持ち、2 倍のモードと考えられる 864 Hz にもピークを持つことがわかる。これは実験[1]で観測された周波数 (403 Hz) を、よく再現している。しかし、振動振幅については実験に比べ過小評価しており、大振幅振動の再現には至っておらず今後の課題である。

Fig. 3 に、燃焼振動条件下における火炎の振動を考察するため、位相平均された OH の質量分率断面分布を示す。圧力が大気圧となる位相 0においては火炎が弱旋回流燃焼器特有の V 字に分布することがわかる。また、位相 0,  $\pi/2$ (圧力が最大)においては、白丸で示すように、火炎の両端において火炎が下側に巻き込まれることがわかる。これは左右の循環流によって下向きの流れが存在することに起因する。一方、位相  $\pi$ においては、他の位相に比べ火炎の V 字の角度が緩いことがわかる。これは、この位相周辺で流入する混合気が加速しているため、中心部での速度が高くなり中心での火炎位置が押し上げられることに起因する。その後、位相  $3\pi/2$ (圧力が最小)においては流入混合気の減速と共に、中心部での火炎が下向きに伝播し始め、再び V 字火炎を形成する。

### 4. 結論

本研究では、弱旋回乱流燃焼器内の希薄水素燃焼場に構造格子を用いた LES を適用することにより、その

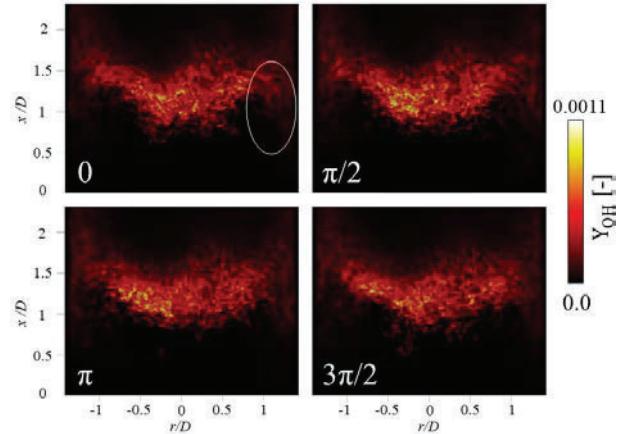


Fig. 3 Phase-averaged distribution of OH mass fraction

燃焼振動特性を調査した。その結果、希薄水素燃焼においては選択拡散の効果を考慮することが火炎構造や燃焼振動の再現に大きく寄与することがわかった。また、圧力振動によって流入速度が変動し、火炎の形状を変化させることによって、燃焼振動を持続させることができた。

### 謝 辞

本研究の一部は、JSPS 科研費 19H02076 の助成を受け、「富岳」を利用した(課題番号: hp200160, hp210020)。

### 参 考 文 献

- (1) Shoji T., Tachibana S., Suzuki T., Nakazumi Y., Yokomori T., A New pattern of flame/flow dynamics for lean-premixed, low-swirl hydrogen turbulent jet flames under thermoacoustic instability, Proceedings of the Combustion Institute, 38(2), 2835-2843 (2021).
- (2) Moin P., Squires K.D., Cabot W.H., Lee S., A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport, Physics of Fluids, 3(11), 2746-2757 (1991).
- (3) Legier J.-P., Poinsot T., Veynante D., Dynamically thickened flame LES model for premixed and non-premixed turbulent combustion, Proceedings of the summer program, CTR, Stanford University, 157-168 (2000).
- (4) Charlette F., Meneveau C., Veynante D., A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part I: Non-dynamic formulation and initial tests, Combustion and Flame, 131(1), 159-180 (2002).
- (5) Miller J. A., Bowman C. R., Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion, Progress in Energy and Combustion Science, 15, 287-338, (2000)
- (6) 赤坂 啓, 小野 謙二, 複雑形状に対するボクセル法に基づく非圧縮流れ解析の境界条件の実装方法, Transactions of JSSES, No.20060024 (2006).
- (7) Kurose R. [http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link\\_e.php](http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php)
- (8) Pillai A. L., Nagao J., Awane R., Kurose R., Influences of liquid fuel atomization and flow rate fluctuations on spray combustion instabilities, Combustion and Flame, 220, 337-356 (2020).

# 旋回流が正方形管および長方形管の伝熱特性に与える影響について

## Influence of swirling flow on heat transfer characteristics of square and rectangular duct

○正木 華妃斗<sup>\*1</sup> 新関 良樹<sup>\*2</sup> 両角 亮<sup>\*1</sup>

MASAKI Kaito

NIIZEKI Yoshiki MOROZUMI Ryo

武石 賢一郎<sup>\*2</sup> 都留 智子<sup>\*3</sup>

TAKEISHI Kenichiro TSURU Tomoko

### ABSTRACT

The lattice cooling is an internal cooling method for gas turbine blades. The lattice cooling channel is a grid-shaped channel in which two channels with inclined ribs overlap each other. To clarify the heat transfer characteristics of the lattice cooling channel, we conduct a flow analysis experiment using a MRI (Magnetic Resonance Imaging) device and a steady state heat transfer coefficient measurement using a temperature-sensitive liquid crystal. From the studies on the lattice channels previously performed by the authors, it was clarified that the strong swirl flow is generated in the lattice flow passage. It was suggested the strong swirl flow increases the heat transfer coefficient. In this study, the heat transfer coefficient distribution was measured for a simple square and rectangular channel with swirling flow at the channel inlet to investigate the improvement in heat transfer owing to the swirl flow.

**キーワード :** ガスタービン, MRI, 感温液晶, 伝熱, 旋回流

**Key Words:** Gas Turbine, MRI(Magnetic Resonance Imaging), Liquid Crystal, Heat transfer, Swirling flow

### 1. 緒言

ガスタービンの熱効率を向上させるためにはタービン入り口温度 (TIT) を上昇させることが最も効果的な方法であり、ジェットエンジンや産業用ガスタービンの TIT は 1600°C～1700°C に達している。このような TIT を実現するためにはタービン翼を冷却し、温度を許容温度以下に保つ必要がある。タービン翼を効果的に冷却するため、翼内部熱伝達率を向上させる様々な方法が研究されている。<sup>(1)など。</sup>

旧ソビエトで開発されたラティス冷却構造<sup>(2)</sup>は、Fig.1 に示すように複数の傾斜した平行なリブを格子状に重ねた構造であり、優れた熱伝達特性が得られることが報告されている<sup>(2-8)</sup>。

著者らはラティス冷却構造の 3 次元流動特性の解明と流路の伝熱特性の解明に取り組んできた<sup>(9-11)</sup>。ラティス流路の構造は非常に複雑であるために PIV などの光学的手法による計測が困難であるため、医療用の

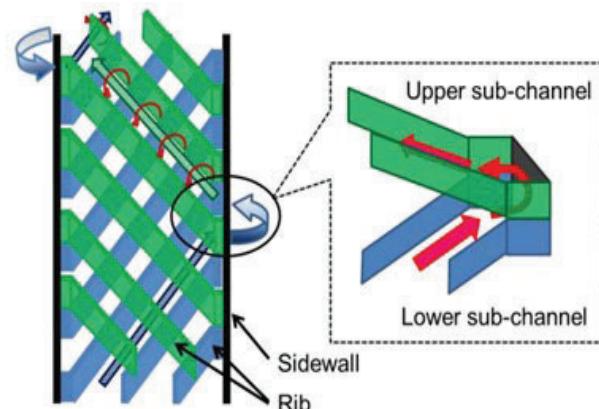


Fig. 1 Lattice cooling structure

MRI(Magnetic Resonance Imaging) 装置を用いた速度場計測手法を行った。その結果を数値解析結果と比較検討することにより、Fig.1 に示すように流路の折り返し点で旋回渦が発生し、下流路ではこの旋回が維持されることがわかった。この 3 次元的で複雑な流れによってラティス流路の高い熱伝達特性が得られるものと推定された。さらに、ラティス流路の 1 つの流路要素だけを取り出した 20 倍スケールモデルを用い感温液晶によって熱伝達率分布を計測した結果、折り返し後の流路要素では、折

\*1 徳島文理大学大学院工学研究科  
〒769-21933 さぬき市志度1314-1

\*2 徳島文理大学理工学部  
E-mail: y-niizeki@fst.bunri-u.ac.jp

\*3 川崎重工業㈱航空宇宙システムカンパニー技術本部  
〒673-0014 明石市川崎町1-1  
E-mail: tsuru\_t@khi.co.jp

り返し前に比べて2~3倍、円管の4倍程度の熱伝達率が得られていることがわかった<sup>(12)</sup>。速度場計測から、ラティス流路の折り返し後の流路要素は次々に交叉する流路から角運動量が補給されるために旋回成分が保持されており、これによって高い熱伝達率が得られているものと推定された。

本研究では、単純な正方形断面の管と長方形断面の管に旋回流を与えたときの流れ場をMRIによって計測した。さらに同じ供試体を用い感熱液晶により熱伝達率分布を計測し、旋回成分が熱伝達促進に与える影響を評価することで、ラティス流路における熱伝達率促進メカニズム解明することを試みた。

## 2. MRIによる速度場計測方法

### 2.1 原理

MRIは核磁気共鳴と呼ばれる外部静磁場に置かれた原子核が固有の周波数の電磁波と相互作用する現象を利用して、生体内の情報を画像にする手法である。

MRIは強力な磁場を発生させる。水に含まれる水素原子核はこの磁場によって歳差運動を生じるが、これに対して電磁波を照射すると共鳴現象による信号が発生する。生体組織中の水分に含まれる水素原子核密度の情報を含むこの信号を、RFアンテナで受信して処理することで水素原子を含む物質の3次元情報が得られる。

MRIを用いた流速計測にはPC(Phase Contrast)法を用いた。PC法は、流速によるスピinnの位相変化を利用して、流速を測定する手法である。傾斜磁場によって、血流などの動いているスピinnは本来の場所と異なる磁場を受け、スピinnの位相が変化する。この位相変化は速度に比例するので定量的に流速を測定することが可能である。この位相変化(流速情報)を直行する3軸で取得し、更に傾斜磁場による周波数・位相変化を位置特定として利用することで3次元速度場情報が得られる。

### 2.2 供試体

MRIを用いた流れ場計測と、熱伝達計測ではFig.2およびTable 1に示す同じ供試体を用いた。MRI試験に供するため全て樹脂で構成されている。

供試体は、整流部、縮流部、試験部で構成される。MRI試験では整流部に粗いスポンジを設置ホースからの流れを均一化している。整流部は円形断面であり、縮流部は異形管となっている。整流部と縮流部間のフランジの上流断面A-Aにおいて流路接線方向の流れを与え、上流から見て時計回りの旋回流を生成した。旋回強度は、主流流量Vmと接線方向流速Vsとの比(Vs/Vm)を変えることによって調整した。

試験部の長さは1000mmであり、水力直径De=60mmとなる正方形管と長方形管を用いた。長方形管のアスペクト比Bt/Htは1.5を選んだ。正方形管および長方形管供試体の主要寸法をTable 1に示す。

### 2.3 実験装置および実験方法

MRI装置全体をFig.3に示す。MRI装置は本学が所有する1.5TのGE社製Brivo MR355を用いた。MRI室内では金属を用いることができないため、供試体は全樹脂製とし、導波管を介したホースによりMRI室外に設置した機器と接続した。流体は水を用い、造影剤として塩化マンガン(0.0033質量%)を用い、さらに人体と電磁特性を合わせるために塩化ナトリウム(0.36%)を添加した。

循環装置はプールタンク、マグネットポンプ、カルマン渦式流量計、チラー・熱交換器などで構成され、流量測

Table 1 model dimensions

	Square	Rectangular
Lt(mm)	1000	
Lr(mm)	500	
Ld(mm)	100	
Hr(mm)	5	
Br(mm)	15	
Dr(mm)	90	
De(mm)	60	
Bt(mm)	60	75
Ht(mm)	60	50

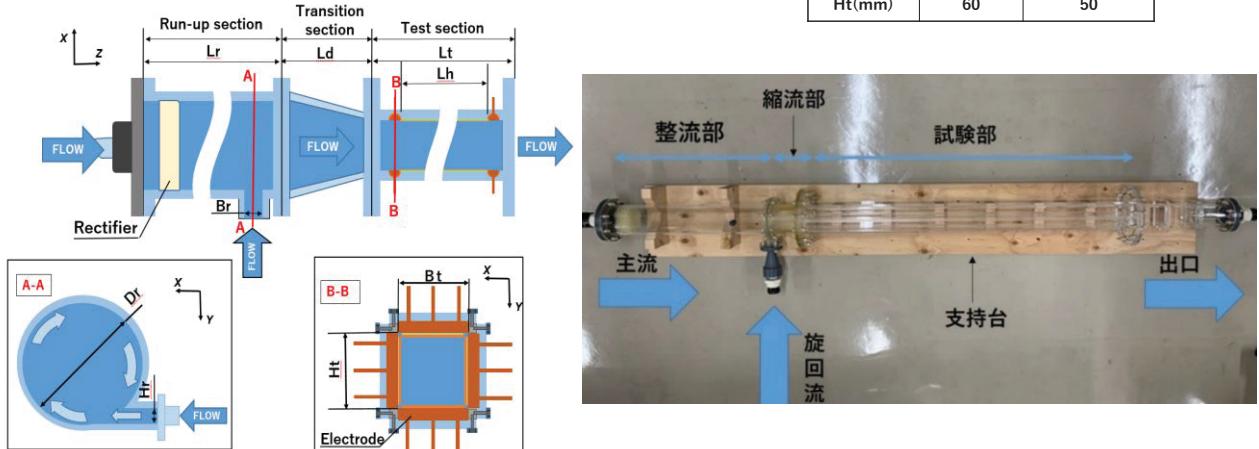


Fig.2 Test section of square and rectangular duct

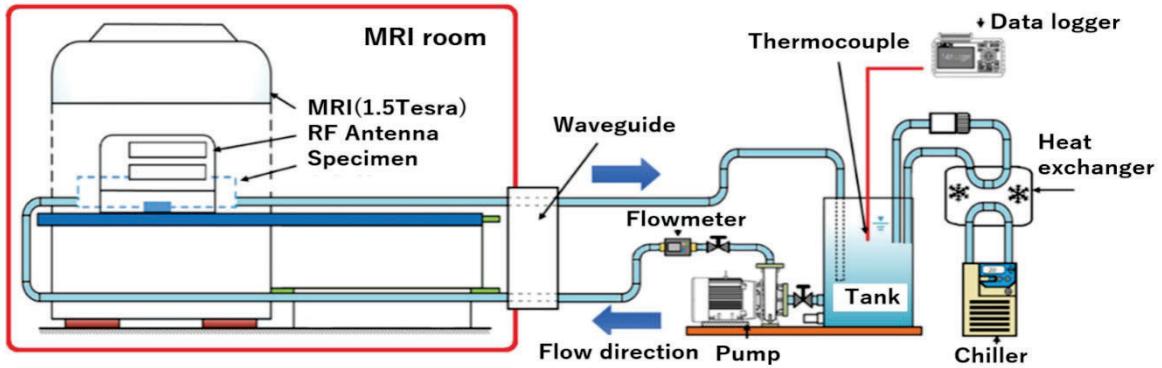


Fig.3 Flow diagram of the MRI testing apparatus

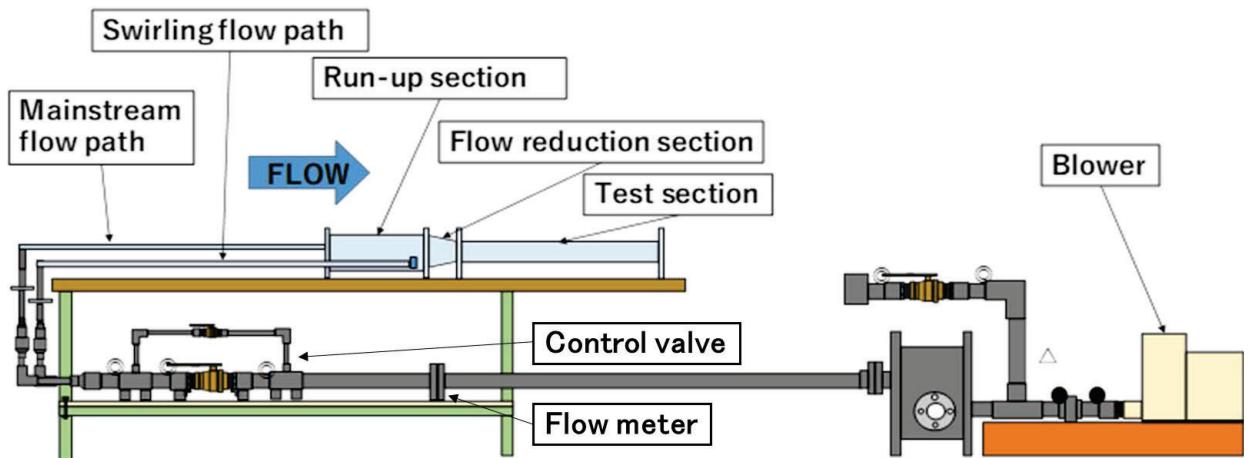


Fig.4 Flow diagram of the heat transfer testing apparatus

定・調整を行った。流量計の誤差は $\pm 3\%F.S = \pm 1.2L/min$ である。また、流体温度はチラーとプレージングプレート式熱交換器を用いて  $20^\circ C \pm 0.5^\circ C$ となるように調整した。

供試体は長さが 1000mm と長いため、全てを 3 次元で計測すると計測時間が著しく長くなり、さらに MRI 装置の磁場の不均一性の影響を受けやすくなる。今回の供試体では流れ方向での速度変化は直交方向に比して小さいと考えられることから 2 次元的な計測手法を用い<sup>(13)</sup>、スライス厚さ 10mm の情報を流れ方向に離散的に取得した。スライス面は軸直角方向で要素数は  $256 \times 256$ 、要素サイズは  $1mm \times 1mm$ とした。また、励起回数(NEX)を 10 として SN 比を確保した。また、PC 法における重要なパラメータである VENC は乱流速度分布から予想される最大流速の 1.5 倍とした。

試験はラティス流路内のレイノルズ数  $Re$  を考慮し  $Re=4000, 8000$  となるよう主流流速を選び、主流と旋回流流速の比で定義した旋回強度  $V_s/V_m = 0.0, 1.0, 2.0, 5.0$  で実施した。

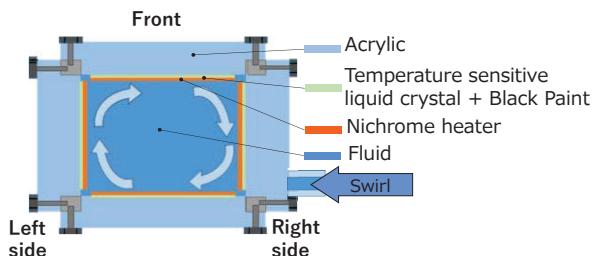


Fig.5 Cross sectional view of the heat transfer test section

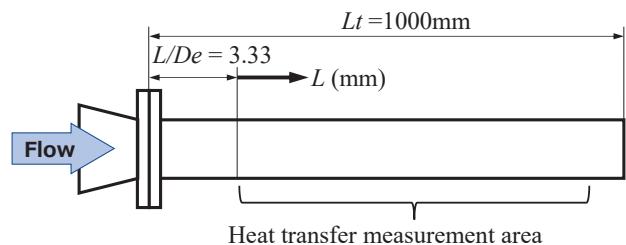


Fig.6 Cross sectional view of the heat transfer test section

### 3. 感温液晶を用いた熱伝達計測方法

#### 3.1 実験方法および実験方法

流路壁面に箔ヒーターで加熱して空気を流し、定常状態における壁温を感温液晶によって計測し、空気と壁面の温度差とジュール熱から熱伝達率を算出した<sup>(14)</sup>。

Fig. 4 に熱伝達試験装置を示す。プロワーからの空気は、主流流量と旋回流流量に分岐し、それぞれ流量調整されて供試体に流入する。供試体は MRI による速度場計測で用いたものと同じであるが、熱伝達計測では試験部内壁面に感温液晶、ブラックペイントを塗布し、その上からニクロム箔ヒーターを張り付けた。試験部断面を Fig. 5 に示す。ニクロム箔は誤差を最小化するためできるだけ薄いものとして厚さ 10μm を選定した。

壁温は感温液晶の発色を色相値に変換して、事前に更正試験で求めた色相値と温度の関係に対応させて算出する。

誤差検定の結果、本計測によって得られた局所熱伝達率の測定誤差は 7.98% と評価された。

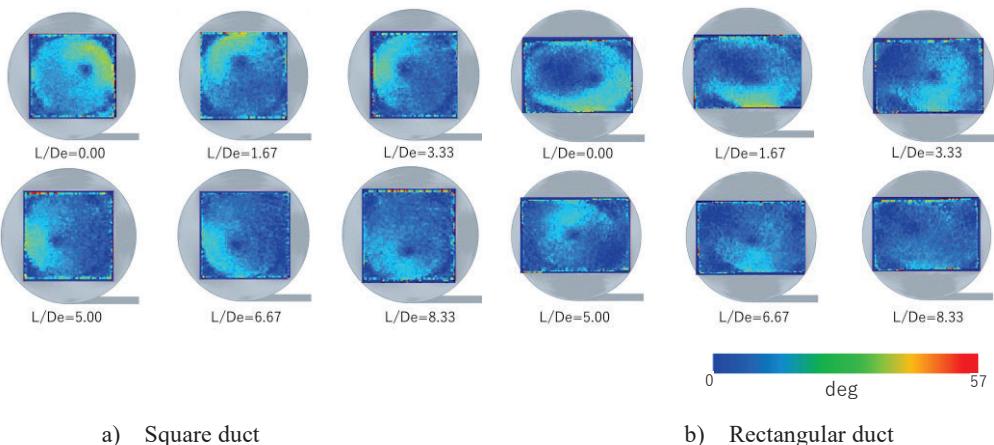
### 4. 実験結果

#### 4.1 MRI による速度場計測

Fig.7 に  $V_s/V_m=5.0$  において MRI 計測結果から得られた局所旋回角  $\theta$  の分布を示す。ここで、旋回角は軸直角断面における代表旋回角  $\theta_r$  を断面に内接する円、または横円の半径比  $r/R=0.92$  を中心とした幅 10mm の領域における旋回角の平均値で定義した。また、軸方向位置は Fig.6 に定義する  $L/de$  で示す。

a) は正方形管、b) は長方形管の結果であるが下流に行くにしたがって旋回が減衰する様子がわかる。旋回中心が断面によってややすれていが、整流部での整流が十分でなかったこと、旋回成分が接線方向 1箇所のみで与えられていることに起因するものと考えられる。

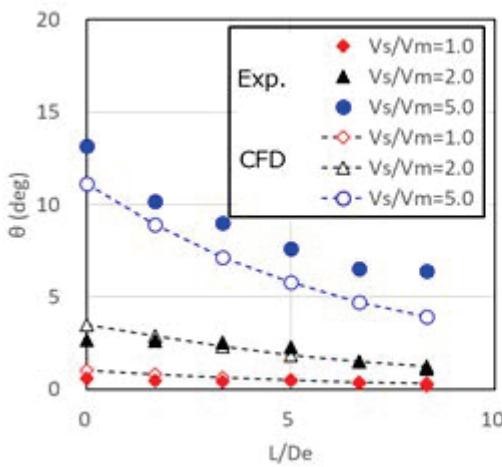
Fig.8 には、a) に正方形管、b) に長方形管の旋回角  $\theta$  の軸方向分布を示す。図中破線および白抜きマークで示したものは MRI 試験と同じ条件で行った CFD 結果である。解析は、SCFlow Ver.2020 を用い、作動流体は水としてポリヘドラルメッシュを用い  $y^+ \approx 1$  となるようにプリズムメッシュを挿入したモデルを用いた。正方形管の  $V_s/V_m=5.0$  で試験値と解析値がやや乖離しており、また



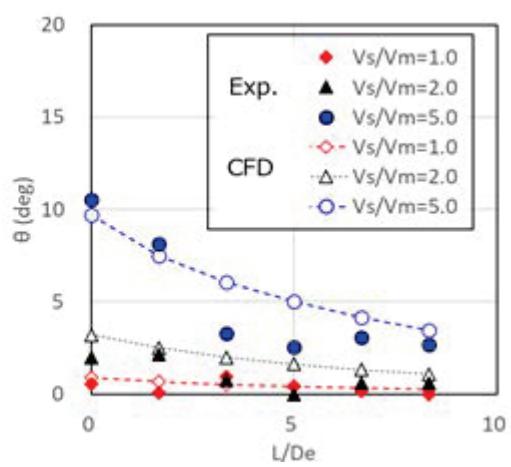
a) Square duct

b) Rectangular duct

Fig.7 Flow angle distribution ( $V_s/V_m = 5.0$ , MRI-PC method)



a) Square duct



b) Rectangular duct

Fig.8 Representative flow angle distribution

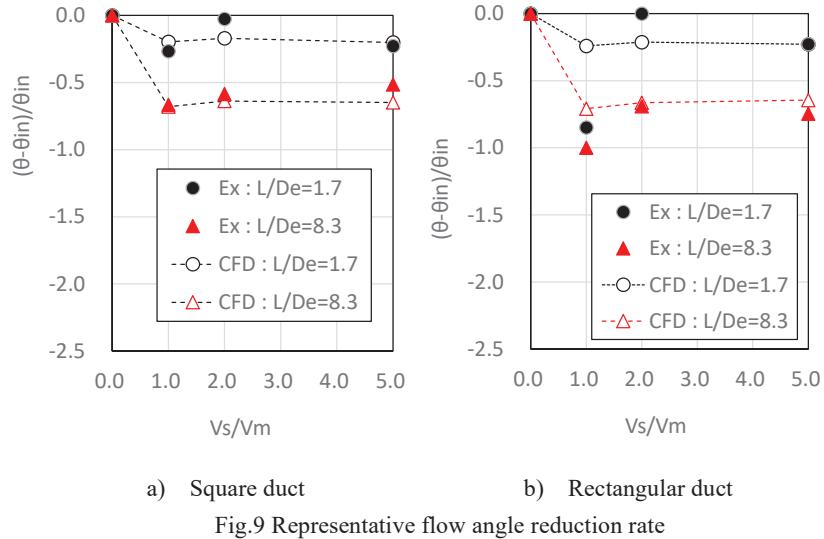


Fig.9 Representative flow angle reduction rate

長方形断面の  $L/De=5$  近傍の測定値が不連続となっている。後者については計測上の不具合によるものと考えられるが詳細は調査中である。他の条件については概ね良い一致を示しており、旋回強度  $V_s/V_m$  の増大とともに旋回角  $\theta$  も増大し、下流に向かって旋回角が減衰していくことがわかる。また、旋回角の絶対値は同じ旋回強度  $V_s/V_m$  に対して正方形管の方が長方形管よりやや大きい結果となった。

Fig.9 には正方形管と長方形管の  $L/De=1.7$  および 8.3 の断面位置における  $\theta_r$  の  $L/De=0.0$  における  $\theta_{r,0}$  に対する減衰比  $(\theta_r - \theta_{r,0})/\theta_{r,0}$  と旋回強度  $V_s/V_m$  の関係を示した。Fig.8 と同様に CFD の結果も比較のためにプロットしているが、旋回の減衰率そのものは旋回強度には大きく依存しないこと、減衰率は正方形管と長方形管で大きく相違しないことがわかった。

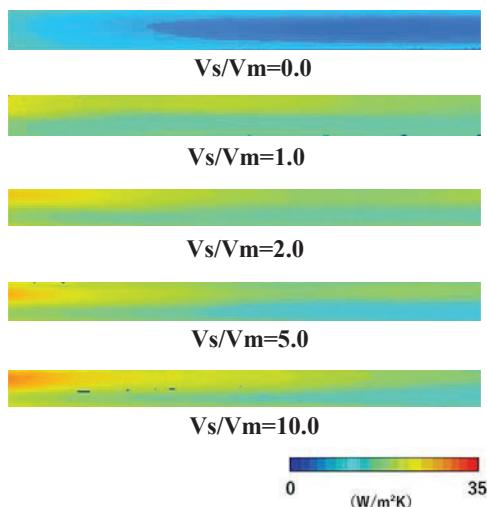


Fig.10 Heat transfer coefficient distributions of square duct  
( $Re=8000$ )

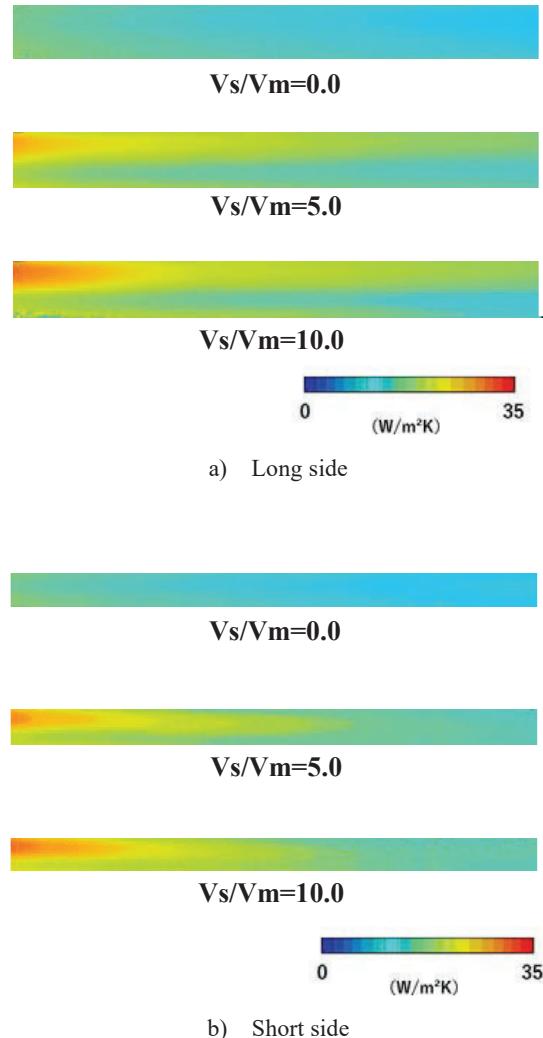


Fig.11 Heat transfer coefficient distributions of rectangular duct ( $Re=8000$ )

#### 4.2 感温液晶を用いた熱伝達計測

Fig.10 には  $Re=8000$ において異なる旋回強度  $V_s/V_m$  に対して得られた正方形管の熱伝達率分布を、Fig.11 には長方形管の熱伝達率分布を示す。

本計測では感温液晶で測定可能な温度範囲は 5°C 程度であるが、流路全体の温度差はそれよりも大きいので複数の撮影結果を合成して計測領域全体に対する結果を得ている。

いずれの場合も下流に向かって熱伝達率が徐々に減少しているが、流路幅(高さ)方向の分布も必ずしも一様では無く、コーナ付近で高い熱伝達が得られていることがわかる。また、特に上流側では熱伝達分布に偏りがみられるが、これは Fig.7 に示したように、接線方向流速によって与えられた旋回流れが特に上流部で比較的偏りを持っていることに起因するものと考えられる。

Fig.12 には正方形管の場合の計測断面全体の平均ヌセルト数  $Nu$  と主流  $Re$  数との関係を  $V_s/V_m$  が異なる場合について示している。旋回が無い  $V_s/V_m=0$  の場合には円管流れとほぼ同じ分布が得られており、 $Re$  の増加とともに平均熱伝達率も増加する。また、旋回強度  $V_s/V_m$  の増加とともに平均熱伝達率も増加する。

Fig.13 には旋回がない場合に対する熱伝達率の比  $h/h_0$  の流れ方向分布を示す。 $V_s/V_m=1$  の場合には旋回が無

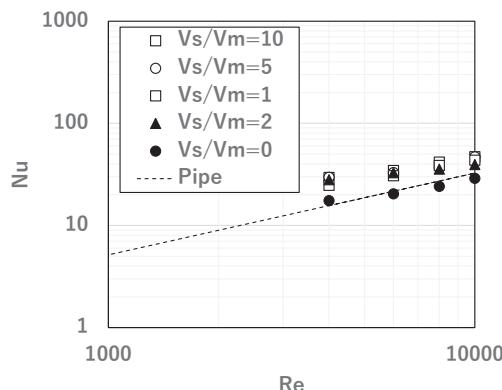


Fig.12 Area averaged Nusselt number of square duct

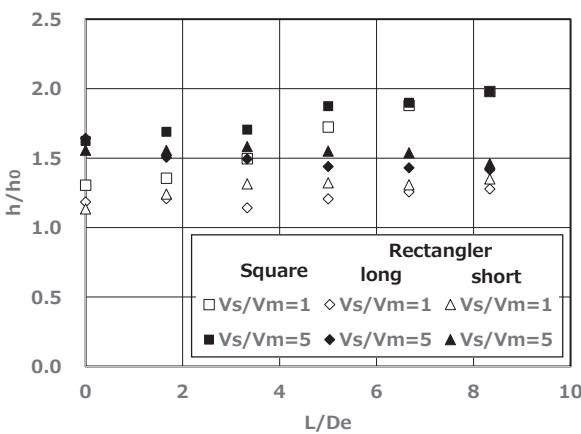


Fig.13 Comparison of heat transfer coefficient distribution

い場合に対して概ね 1.2~1.3 倍程度、 $V_s/V_m=5$  の場合には 1.5 倍程度の熱伝達率がほぼ全域にわたって得られているが、正方形管の場合のみは下流に向かって増加する傾向が認められた。

Fig.14 および Fig.15 は正方形管と長方形管の平均熱伝達率の減少率  $\Delta h/h_{in}$  の流れ方向の変化を示す。ここで、 $\Delta h$  は  $L=0$  における熱伝達率  $h_{in}$  と各位置における平均熱伝達率の差である。Fig.14 は長方形管の長辺および短辺についてプロットしてある。今回の実験では、Fig.7 に示すように短辺側から旋回流れが流入している。Fig.14 の正方形管の場合を見ると、旋回強度  $V_s/V_m=1$  と 2 では熱伝達率の減少率に大きな差が無く、これに対して  $V_s/V_m=5$  では 2 倍近い減衰となっている。が、これは Fig.8 に示したように  $V_s/V_m$  の相違によって得られた旋回角の差に起因するものと考えられる。Fig.15 に示す長方形管の場合も正方形管と大きく相違しない結果が得られたが、長辺よりも短辺の減衰がやや大きい傾向がみられた。

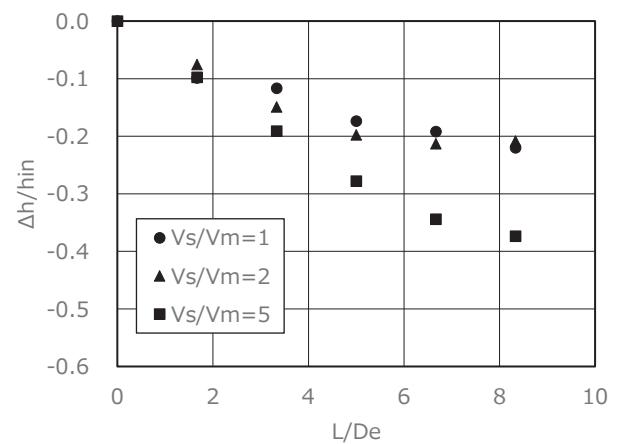


Fig.14 Heat transfer reduction of square duct

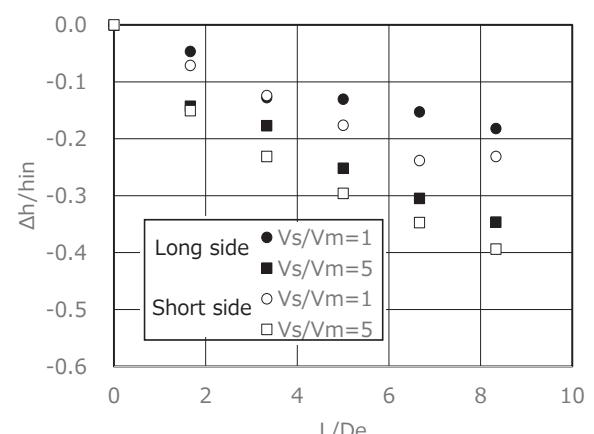


Fig.15 Heat transfer reduction of rectangular duct

## 5. ラティス流路における熱伝達率促進メカニズム

ラティス構造の中の一つの流路を模擬した角ダクトについて旋回流が熱伝達率に与える影響について基礎的な評価をおこなった。Fig.16には、旋回強度 Vs/Vm に対する計測領域全体( $L/De=0 \sim 8.3$ )における平均熱伝達率を旋回無し円管の熱伝達率に対する比で示した。この範囲の平均熱伝達率は、わずかに旋回強度を与えただけで大きく向上するが、すぐに旋回無し円管に対して 1.5 倍程度の上限に達する。

一方、ラティス流路内の熱伝達率は Fig.17<sup>(12)</sup> に示すように、折り返し後では最大で円管流れの 4 倍程度に促進されることが判っている。Fig.1 に示したように、折り返し後のラティス流路では強い旋回成分が生じていることが明らかとなっているため、折り返しによって発生する旋回成分が伝熱促進に大きな影響を与えるものと考えていたが、旋回および旋回による熱伝達率上昇は流れ方向に比較的早く減衰し、旋回によって得られる平均熱伝達率の向上量もラティス流路の値とは乖離がある。

Fig.18<sup>(12)</sup>はラティス流路要素試験によって得られた折り返し後のラティス流路のヌセルト数の変化を示しているが、一旦低下したヌセルト数が下部流路との合流点毎に大きく上昇している。

折り返し後のラティス流路内では、今回評価した単純な角ダクトとは異なり、旋回成分が減衰せず長く保たれていることから、下部流路から次々に流れ込んでくる流体によって旋回を維持するためのエネルギーが補給されるとともに、下部流路の比較的低温な流体が混合するために非常に高い伝熱性能が得られていると推測される。

## 6. 結言

ラティス流路における熱伝達率促進メカニズム解明するために、その基本的な構成要素として単純な正方形管および長方形管における旋回流と熱伝達率分布の関係を速度場計測と熱伝達計測によって調べた結果、以下の結論を得た。

- 接線方向速度成分を与えることで作成した旋回流の壁面近傍の代表旋回角の流れ方向の変化と旋回強度 Vs/Vm の関係は数値解析による予測とほぼ一致し、上流側での減衰が大きい。また、旋回角の減衰は旋回強度を変化させても大きく変化しない。
- 正方形管に対する熱伝達率の変化は旋回が無い場合には円管の値とほぼ一致した。旋回を与えると熱伝達率は向上するが、その向上量は旋回強度に比例せず、旋回強度 Vs/Vm=2.0(代表旋回角で数 deg 程度)で円管に対して 1.5 倍程度の値をとり、それより旋回強度を大きくしても向上しない。
- 以上の結果から、円管に対して 4 倍にも達する折り返し後のラティス流路における熱伝達率の向上は、流れの旋回だけでは説明できないことがわかった。

ラティス流路の場合には下部流路の合流点毎に旋回エネルギーが補給され、かつ比較的低温の流体が合流することによって旋回のみによる場合以上の熱伝達率が得られているものと推定される。

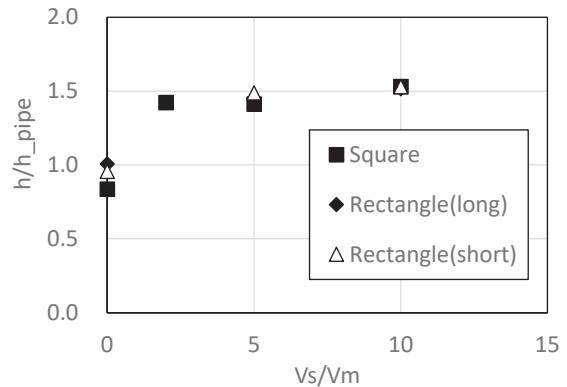


Fig.16 Averaged heat transfer versus swirl strength

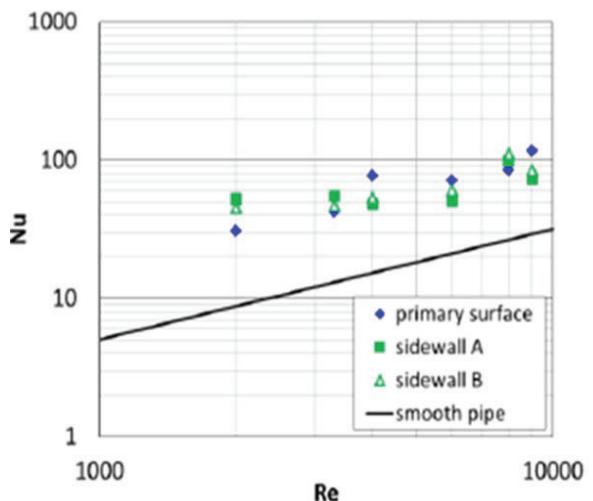


Fig.17 Area averaged Nusselt number of lattice model<sup>(12)</sup>

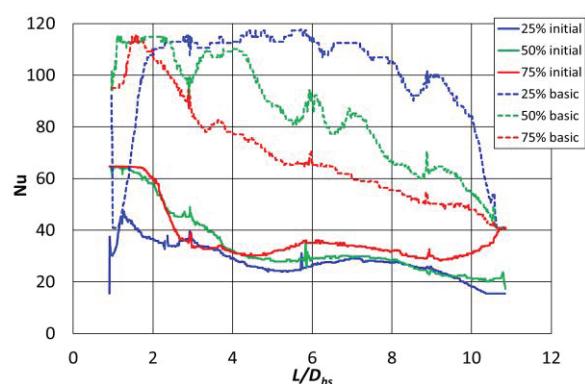


Fig.18 Comparison of longitudinal Nu distributions of lattice model<sup>(12)</sup>

## 記号

$B_t$	: 試験部幅, mm
$Br$	: 接線方向流流入部流路幅, mm
$Dr$	: 整流部直径, mm
$De$	: 水力直径, mm
$Ht$	: 試験部高さ, mm
$h$	: 热伝達率, W/m <sup>2</sup> K
$L$	: 軸方向位置, mm
$Lr$	: 整流部長さ, mm
$Ld$	: 縮流部長さ, mm
$Lt$	: 試験部長さ, mm
$Lh$	: 热伝達率計測領域長さ, mm
$Vm$	: 主流平均流速, m/sd
$R$	: 試験部断面内接円(橢円)の局所半径, mm
$r$	: 試験部断面の半径方向位置, mm
$V$	: 接線方向流平均流速, m/s
$Vs/Vm$	: 旋回強度
$\theta$	: 局所旋回角
$\theta_r$	: 旋回角(代表値), deg
添え字	
in	: L=0における値
0	: VsVm=0における値
pipe	: 旋回の無い直線円管の値

- Heat Transfer in a Lattice (Matrix) Cooling Channel, ASME Paper No. GT2013-95412, (2013).
- (10) Tsuru, T., Ishida, K., Fujita, J. and Takeishi, K., Three-Dimensional Visualization of Flow Characteristics Using a Magnetic Resonance Imaging in a Lattice Cooling Channel," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 141, No.6, 061003, (2019).
- (11) Ishida, K., Fujita, J. and Takeishi, K., Three-Dimensional Visualization of Flow Characteristics Using a Magnetic Resonance Imaging in a Lattice Cooling Channel," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 141, No.6, 061003, (2019).
- (12) Tsuru, T., Morozumi, R. and Takeishi K., Study on Thermofluid Characteristics of a Lattice Cooling Channel, International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol. 11, No.1, (2020).
- (13) 正木華妃斗, 両角亮, 高津安男, 新閑良樹, 3次元流れ場計測へのMRIの適用, 可視化情報シンポジウム, (2021).
- (14) Morozumi, R. Takeishi, K., Tsuru, T., Kawakita, N. and Niizeki, Y., Effect of swirl flow on heat transfer coefficient distribution of square tube flow, The 31st International Symposium on Transport Phenomena, (2020).
- (15) 島沢政保, 小松安雄, 真っ直ぐな円管内の乱流旋回流の特性 - 流れの相似性と逆流の発生条件 -, 流れ, Vol.16, (1997), pp.128-138.

## 参考文献

- (1) 武石賢一郎, 都留智子, タービン動翼内部流路の熱流動特性に関する研究, 日本ガスターイン学会誌, Vol.46, No.6, (2018), pp.448-454.
- (2) Goreloff, V., Goychengerg, M. and Malkoff, V., The Investigation of Heat Transfer in Cooled Blades of Gas Turbines, AIAA Paper, No. 90-2144, (1990).
- (3) Gillespie, D. R. H., Ireland, P. T. and Dailey, G. M., Detailed Flow and Heat Transfer Coefficient Measurements in a Model of an Internal Cooling Geometry Employing Orthogonal Intersecting Channels," ASME Paper No.2000-GT-653, (2000).
- (4) Saha, K., Guo, S., Acharya, S. and Nakamata, C., Heat Transfer and Pressure Measurements in a Lattice-Cooled Trailing Edge of a Turbine Airfoil," ASME Paper No.GT2008-51324, (2008).
- (5) Bunker, R. S., Latticework (Vortex) Cooling Effectiveness Part 1: Stationary Channel Experiments," ASME Paper No. GT2004-54157, (2004).
- (6) Su, S., Liu, J. J., Fu, J. I., Hu, J. and An, B. T., Numerical Investigation of Fluid Flow and Heat Transfer in a Turbine Blade with Serpentine and Latticework Cooling, ASME Paper No. GT2008-50392, (2008).
- (7) Guo, P. Q., Huang, M. H., Zang, S. S., Rao, Y. and Song, H.F., Effects of Cooling Air Parameters on a Turbine Blade with Latticework Internal Cooling Structure," Proceedings of the Asian Congress on Gas Turbines, ACGT2009-TS37, (2009).
- (8) Rao, Y., Zhang, X. and Zang, S., Flow and Heat Transfer Characteristics in Latticework Cooling Channels with Dimple Vortex Generators," ASME Paper No.GT2013-95237, (2013).
- (9) Hagari, T. and Ishida, K., Numerical Investigation on Flow and

# 生体模倣による航空エンジン用低圧タービンの高効率化の研究

## An Attempt to Increase Efficiency of Low-Pressure Turbine for Aero Engines by Application of Biomimicry

○佐藤 聰<sup>\*1</sup> 小野寺 優介<sup>\*1</sup> 船崎 健一<sup>\*2</sup> 吉川樹生<sup>\*3</sup>  
 SATO Sou ONODERA Yusuke Funazaki Ken-ichi FURUKAWA Juo

### ABSTRACT

Low-pressure turbine section of an aeroengine is an important component that contributes to the high efficiency of the aircraft because it drives the forward fan blades that generate thrust. Under high load conditions have on turbine blades, which is a trend in current engine development, the pressure gradient over the blade surface as well as blade-to-blade passage the blades increases, causing intensive boundary layer separation and secondary flow, resulting in significant losses. We have applied biomimicry to the blade shape in order to reduce such losses. We expect that biomimicry applied to the blade shape design could reduce the losses. I used a blade shape inspired by a Seal's whiskers Numerical and experimental investigation and made to understand the flow field and verify the effect.

**キーワード：**生体模倣、航空エンジン、低圧タービン、二次流れ、アザラシ

**Key Words:** Biomimicry, Aeroengine, Low-Pressure Turbine, Secondary Flow, Seal

### 1. 緒言

近年、航空機産業では高い環境適合性を持ち、かつ低燃費なエンジンが求められているため、高バイパス比ターボファンエンジンが主流となっている。高バイパス比ターボファンエンジンはファンが推進力の大半を占めており、ファンが低圧タービンによって駆動されているため、低圧タービン部の効率がエンジン全体の性能に大きく影響を及ぼすことが知られている。その流れ場は非常に複雑であり、様々な種類の損失が発生している。特に、高負荷化された翼列の場合、Endwall 付近における二次流れが翼間圧力勾配の影響により強まり、タービン段で生じる損失の中でも大きな割合を占める二次流れ損失をさらに増加させる恐れがある<sup>(1)</sup>。また、二次流れは損失だけでなく流出角を大きく変化させる。流出角の変化は下流の翼の流入角の変化に繋がり、結果としてタービン段としての損失を増大させる可能性がある。さらに、二次流れだけでなく翼形状に依存する Profile Loss の低減など低圧タービンにおける損失制御に関しては様々な研究が行われており、高効率化の余地は十分に残されている。

近年、生体模倣による損失制御方法に多くの関心が集まっている<sup>(2)(3)</sup>。今回着目したのは、アザラシの髭である。

アザラシの髭の波状表面は渦誘起振動を低減させるだけでなく、抗力を低減させる効果もあることが発見されている<sup>(4)</sup>が低圧タービン翼への応用はまだ例は多くはない適用可能性も明らかでない。そこで本研究では生体模倣を用いた翼形状による性能評価や損失メカニズムの解明を行うことを目的としている。

### 2. 主な記号

<記号>	<添え字>	
C	: 翼コード長	[mm] 1: 入口
C <sub>p</sub>	: 翼表面上圧力係数	[-] 2: 出口
P <sub>t</sub>	: 全圧	[Pa]
R <sub>e</sub>	: レイノルズ数	[m/s]
t	: ピッチ	[mm]
U	: 流速	[m/s]
Y <sub>p</sub>	: 全圧損失係数	[-]
$\alpha$	: 流れ角	[degree]
$\omega$	: 渦度	[s <sup>-1</sup> ]

### 3. 実験手法と数値解析手法

#### 3.1 試験翼形状

図 1 に本研究で用いた翼形状断面を示す。span 方向に翼断面形状が変化していない二次元翼を「Base」(図 1 左)、生体模倣を施した翼形状を「Seal Blade」(図 1 右)と称す。基本的なプロファイルは Base 翼と Seal Blade 翼で同じである。翼形状は航空エンジン用低圧タービンに用いられる一般的な形状である。Seal Blade 翼は span 方向

\*1 岩手大学院  
〒020-8551 岩手県盛岡市上田4丁目3-5

\*2 岩手大学理工学部

\*3 株式会社IHI

に波打つ形状であるため、span 位置によって翼断面形状が異なる。図中の記号は Seal Blade 翼の谷部 (V), 山部 (P) を記す。図 1 に示すように赤 (LR), 青 (LB) のラインごとの断面形状を重ねるとずれることが確認できる。赤 (LR) のラインは前縁部が山部 (P) から始まり、後縁にかけて谷部 (V) に変化する場所である。また、青 (LB) のラインは前縁部が谷部 (V) から始まり、後縁にかけて山部 (P) に変化する場所である。Seal Blade 翼は単に span 方向に波打つ形状ではなく、前縁側が山となる部分では後縁側が谷となる。つまり、流れ方向にみると山と谷が逆転する形状である。

図 2 (左下) は Seal Blade 翼の正圧面を示している。Seal Blade 翼が span 方向に波打つ形状を確認できる。また、図 2 (左上) は Base 翼、図 2 (右上) は Seal Blade 翼である。また、その Base 翼と Seal Blade 翼を重ねて正圧面を見たものが図 2 (右下) の比較図である。Seal Blade 翼は波打つ形状であるため span 方向にみると Base 翼と Seal Blade 翼が交互に現れることがわかる。Base 翼が見えている部分は Seal Blade 翼の谷の部分に相当する。

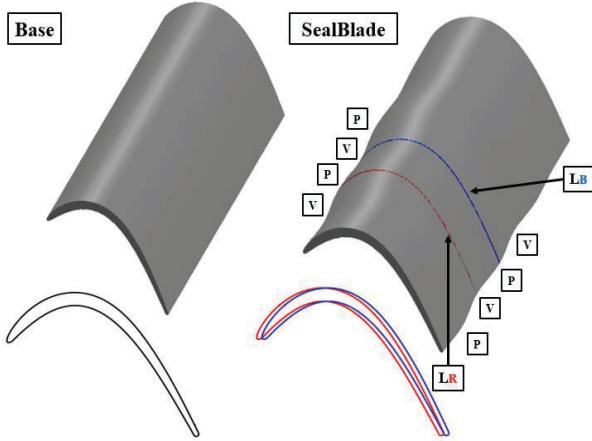


Fig. 1 Blade Profile (Left : Base, Right : Seal Blade)

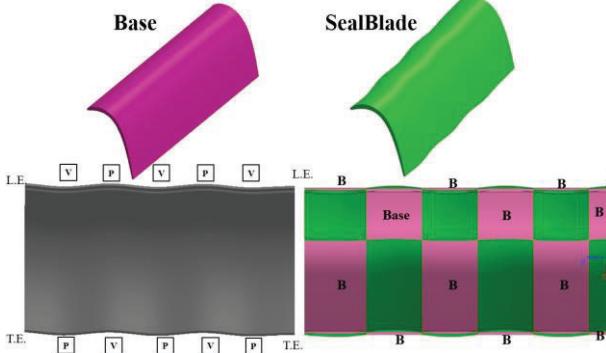


Fig. 2 Comparison of Airfoil Profile (Base, Seal Blade)

### 3.2 実験手法

本研究で用いた直線翼列試験機の概要を図 3 に示す。試験機は作動流体をプロアから吸い込み、整流部を通過し翼列部に流入する構造になっている。翼列にはガイド板を設けており、ガイド板を調整することで周期性を確保している。翼列は 7 枚の翼から構成され、翼列の中心に位置する翼を計測翼としている。翼列入口境界層は熱線流速計を用いて、翼前縁から軸方向に 50% $C_x$  上流の位置を計測している。また翼列入口における乱れ度は

1.2%程度である。

本研究では 5 孔プローブを用いた翼列出口面の計測を実施した。計測位置は  $x/C_x=1.33$  下流側であり、計測範囲は pitch 方向に計測位置を挟んで 1pitch、span 方向には Endwall から Midspan の範囲とした。壁面近傍では計測が制限されるため、プローブ中心孔と壁面の距離が 3.5mm の位置を Endwall への最接近点としている。実験条件はコード長及び Midspan における翼列出口 1pitch の平均流速から算出されるレイノルズ数を用いた。本研究では定常試験 ( $St=0.0$ ) で  $Re=100,000$  での計測を行っている。

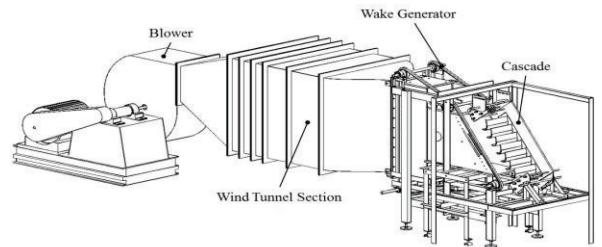


Fig. 3 Low-Pressure Turbine Linear Cascade Wind Tunnel  
3.3 数値解析手法

図 4 に計算ドメインと境界条件を示す。格子生成には ANSYS 社製の三次元格子生成ソフト ANSYS ICEM ver18.1 を用いており、すべて非構造格子で生成している。境界層の存在する翼面及び Endwall にはプリズムを配置しており、 $y^+<1$  となっている。総格子点数は約 2000 万点となっているが、格子依存性調査の結果として選択している。ANSYS 社製の汎用流体解析ソフト ANSYS CFX ver18.1 を使用して RANS 解析を行った。乱流モデルに SST、遷移モデルに  $\gamma$ -Re  $\theta$  を用い、主流乱れ度は 1.2%に設定している。解析領域は 1pitch とし、周期境界条件を与えた無限枚の翼列を模擬している。Free slip wall は入口境界層厚さを実験値と合わせるために設けている。

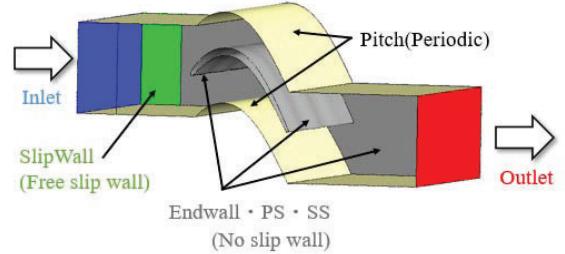


Fig. 4 Computational Domain & Boundary Condition

## 4 実験結果

### 4.1 油膜法

本研究では、翼負圧面に油膜を塗布することで翼面の流れ場の可視化を行っている。油には流動パラフィンを、顔料には白色の酸化チタンを選択している。さらに、顔料の粒子が油中に一様に分散した均一な油膜を得るために、分散剤としてオレイン酸を加えている。本研究では

基本的に表 1 に示す混合比で可視化を行っているが、実験の室温や主流温度で油膜の粘度が変化するため、実験毎に若干の調整を行っている。

図 5 に油膜法の結果を示す。翼列下流側から負圧面を撮影したものとなる。翼列の設置状況（図 1 参照）により翼後縁付近に油溜まりができる。図 5 には隣接翼を含めて翼列中心の 3 枚分の翼を撮影している。ただし、油膜は真ん中の翼にのみ塗布している。本研究では図 5 の右側部分を計測する Endwall としている。白色の領域は油膜が残留している領域であり、流れのせん断力が小さいことを示し、翼面が見えている部分は油膜が流れにより取り除かれた領域となり、流れのせん断力が大きいことを示す。また、図中の記号は Seal Blade 翼の谷部 (V), 山部 (P) を記す。図中の赤色の矢印で示す方向に Endwall 側から Midspan 側に向けて流路渦が発達していることが分かる。Endwall から二次流れが成長していることが分かる。また、Seal Blade 翼は山部から谷部に向かって流れが遷移していることが分かる。Seal Blade 翼は span 方向に圧力勾配が存在することが分かる。

Table 1 Oil component and mixture ratio

Component	Mixture ratio
Liquid paraffin	1
Titanium oxide	1
Oleic acid	3

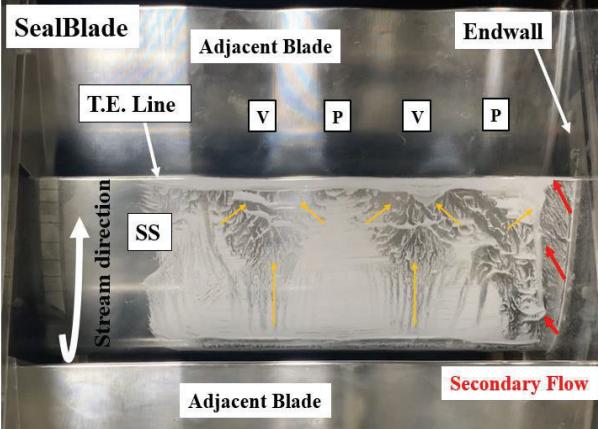


Fig. 5 Oil Flow Visualization Seal Blade

#### 4.2 損失評価

図 6 には、 $Re=100,000$  条件における Base 翼と Seal Blade 翼の翼列出口面 ( $x/Cx=1.33$ ) での全圧損失係数 ( $Y_p$ ) のコンター図を示す。縦軸は span 方向を span 長さで無次元化したもので、 $z/span=0.0$  が Endwall,  $z/span=0.5$  が Midspan を表している。また、横軸に関しては、pitch 方向を翼列 1pitch で無次元化したものであり、 $y/pitch=0.0$  は翼列出口面における翼後縁を流出方向に延長した位置となり、 $y/pitch>0$  が正圧面側、 $y/pitch<0$  が負圧面側を表している。なお、Endwall 近傍においては 5 孔プローブの最接近点である 3.5mm 分が空白となっている。本研究では全圧損失係数を式 (1) のように定義する。

$$Y_p(y,z) = \frac{P_{t,1} - P_{t,2}(y,z)}{\frac{1}{2}\rho U_2^2} \quad (1)$$

ここで  $P_{t,1}$  は翼列入口の全圧で  $P_{t,2}(y,z)$  は局所全圧である。翼入口全圧と局所全圧の圧力差を翼列出口の平均動圧で無次元化している。図 6~8 における全圧損失係数は Base 翼の Midspan におけるピッチ方向流量平均全圧損失で無次元化している。また、図 6 (右) の左端には Seal Blade 翼の負圧面 98%Cx の法線方向からみた翼後縁の模式図を記している。

全体の損失形状として Base 翼と比較して Seal Blade 翼は波打つ形状が確認できる。図中に示す白色の矢印は二次流れ領域を除く各 span における  $Y_p$  の損失幅を示している。定常条件 ( $St=0.0$ ) では主流部の損失がほとんど 0 となるため、正圧面側の  $Y_p$  が 0 となる地点から負圧面側の  $Y_p$  側が 0 となる地点の幅を表示している。Base 翼では  $z/span=0.3\sim0.5$  付近では損失の幅はほとんど変化せず約 50%pitch ほどである。対して、Seal Blade 翼では  $z/span=0.35\sim0.5$  付近の損失幅が 39.3% と狭くなっている。 $z/span=0.3$  付近では Seal Blade 翼は Base 翼では確認できなかった損失領域の拡大が確認できる。また、図中に示す B の領域は二次流れ損失の Corner Vortex が主な損失源となる部分で、こちらも Seal Blade 翼の後縁の谷部下流に位置し、損失領域の拡大が確認できる。どちらの部分も Seal Blade 翼後縁の谷部下流に相当し、谷部の下流では損失領域が拡大することが分かる。これらは、Seal Blade 翼の波打つ形状によって span 方向に圧力勾配が存在することの影響である。図 7 には図 6 の  $Y_p$  値を  $z$  軸にとり三次元的に  $Y_p$  コンターを見たものである。また図 8 には縦軸に  $Y_p$  を、横軸に span 方向を取った二次元コンターも併せて示す。図 6 で示したように、Seal Blade 翼は後縁の谷部下流で損失が増大することが分かる。矢印で示すように損失が谷部に引き伸ばされることによって、Midspan 付近の赤色で囲った領域が Base 翼では直線的な尾根のような形状であったのに対して、Seal Blade 翼は損失が減少したことで “く” の字型に曲がり損失が減少することが分かる。また、図 6 の B の領域における Corner Vortex による損失が Seal Blade 翼で増大していることが図 8 の Endwall 最接近点の損失を比較することからもわかる。

図 9 には出口面 ( $x/Cx=1.33$ ) でのピッチ方向流量平均損失分布と流量平均損失（つまり全損失）を算出したものを示す。図中の値は、Base 翼に対する相対変化量を示している。ピッチ方向流量平均損失分布では、コンター図からもわかるように  $z/span=0.3$  で Seal Blade 翼は Base 翼では見られなかつた損失の増加、Midspan 付近での損失の減少が確認できる。また、Endwall 近傍領域においても損失の増大が確認できる。これは上述のように Seal Blade 翼の span 方向における圧力勾配によって、後縁谷部の下流で損失が増大することによるものである。また、

二次流れの損失ピーク高さが Seal Blade 翼は Endwall 側に寄ることも確認できる。二次流れが Endwall の谷部に押し流されていることが分かる。全体の損失としては、Seal Blade 翼は 2.38% の損失の低減効果があった。

図 10 には、無次元流れ方向渦度センターと  $Y_p$  分布を重ねたものを示す。図中の値については、正の値が Passage Vortex 領域での無次元流れ方向渦度の最大値、負の値が Counter Vortex 領域での無次元流れ方向渦度の最小値を示している。無次元流れ方向渦度は式(3)で示す。

$$\text{nond}-\omega_s = \frac{\omega_s \cdot C}{U_2}$$

$$\omega_s = \omega_x \cos \alpha + \omega_y \sin \alpha \quad (3)$$

Seal Blade 翼では Base 翼よりも渦度が大きくなっていることが確認できる。また、わずかではあるが Base 翼は正圧面側に負の渦度が、負圧面側には正の渦度が存在する。対して、Seal Blade 翼は  $z/\text{span}=0.3$  の損失が増える領域の上の方では反時計回りの正の渦度が、下の領域では時計周りの負の渦度が確認できる。Seal Blade 翼は逆回転の渦度を持つ渦が span 方向に存在している。span 方向の変化が生まれることで剥離抑制効果があると著者は考える。負圧面境界層厚さは次章の数値解析結果で示す。

#### 4.3 流出角と循環評価

図 11 (左) にはピッチ方向平均 Yaw 角分布を示す。値は、各 span 高さでの値から Midspan ( $z/\text{span}=0.5$ ) での値を差し引いたものとなっている。つまり、横軸の値が 0 に近いほど Midspan での流出角に近いということを表す。また、図に示すように横軸が正の値となるとき、流出角が over turning する。また、図 11 (右) には、span 方向の循環分布を示す。各 span 高さの循環の値は Midspan の値で無次元化している。本研究での循環の定義式を式(4)に示す。

$$\Gamma = U_1 \sin(\beta_1) t + \overline{U_2} \sin(\overline{\beta}_2) t \quad (4)$$

式 (4) から出口流出角が over turning すれば循環が大きくなる。図 11 (左) から Seal Blade 翼は Base 翼よりも over turning することで、流出角の偏向が小さくなることが確認できる。Seal Blade 翼は特に  $z/\text{span}=0.2$  付近で Base 翼よりも大きく over turning することで、流出角の偏向が抑制されている。それに伴い循環分布も Seal Blade 翼は Base 翼よりも循環が強まり span 方向の変化が抑制されている。

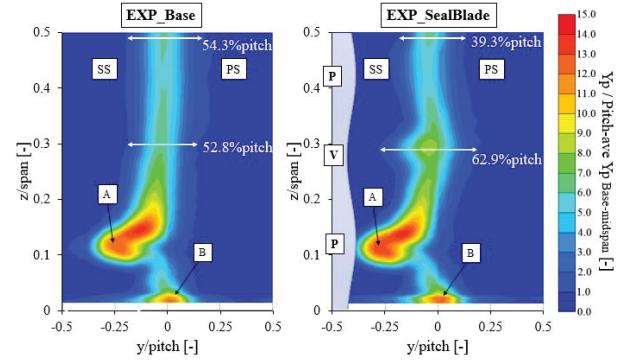


Fig. 6  $Y_p$  Contours 1 (Left : Base, Right : Seal Blade)

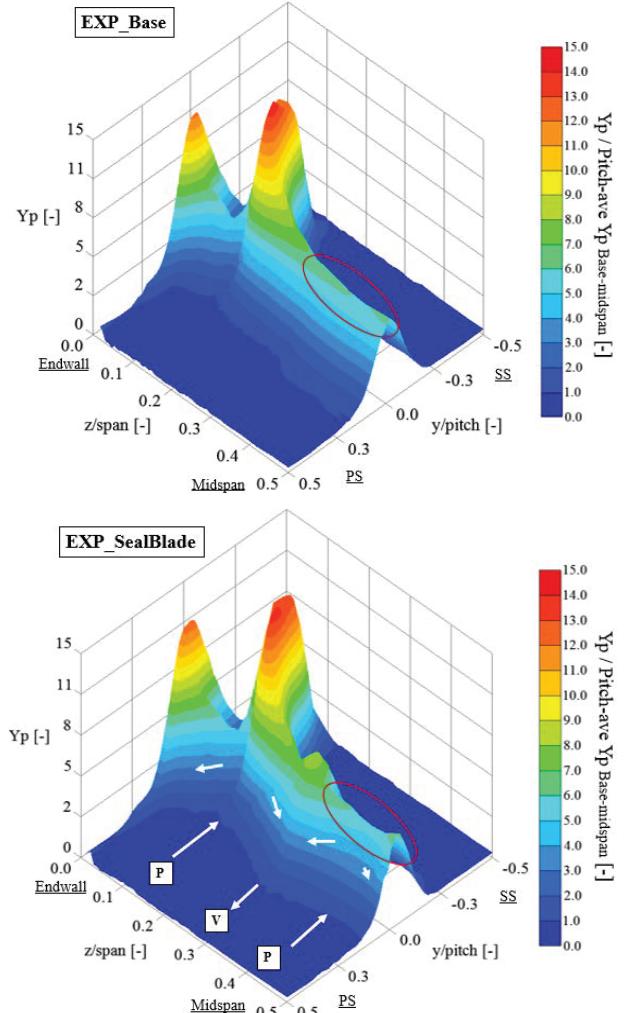


Fig. 7  $Y_p$  Contours 3D View (Top : Base, Bottom : Seal Blade)

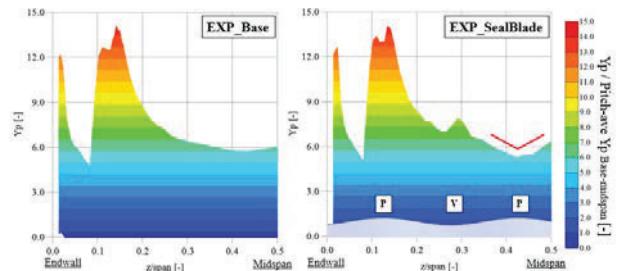


Fig. 8  $Y_p$  Contours 2 (Left : Base, Right : Seal Blade)

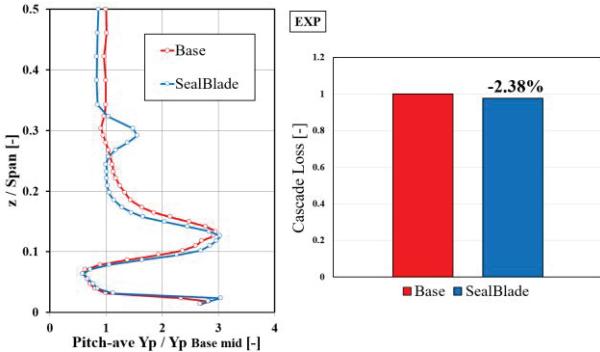


Fig. 9 Pitch-Averaged  $Y_p$  & MassFlow-Averaged  $Y_p$

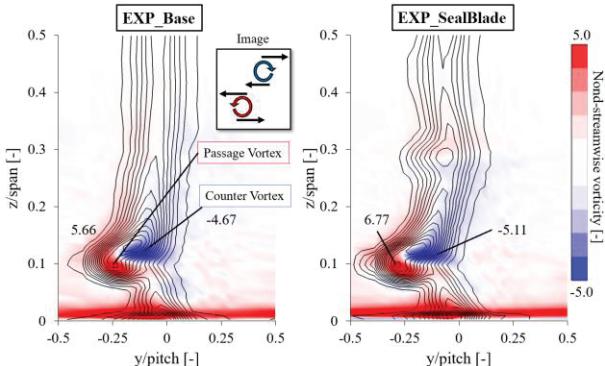


Fig. 10 Nondimensional streamwise vorticity

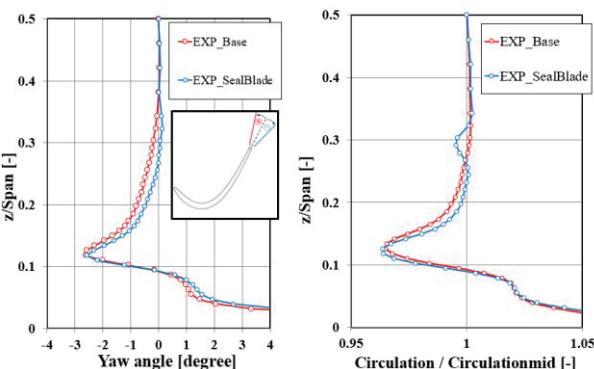


Fig. 11 Pitch-Averaged Yaw angle & Circulation distribution

## 5. 数値解析

### 5.1 解析妥当性

数値計算を行うにあたって、その結果に関して実験結果との一致が見られなければ数値解析に妥当性があるとは言うことができない。ここでは実験結果との比較を行い数値解析に妥当性があるかの確認を行っていく。

図 12 (左) には、 $Re=100,000$  の定常条件 ( $St=0.0$ ) での翼列入口のエンドウォール境界層の速度プロファイルを示す。翼列下流の二次流れ損失が入口境界層厚さに依存するという研究成果もあり<sup>(4)</sup>、二次流れ損失を評価するにあたって、入口の境界層の厚さは非常に重要な意味を持つ。そのため、実験結果と数値解析結果の速度プロファイルが一致するように設定した。実験においての入口境界層の計測位置は翼前縁から上流に  $x/Cx=0.5$  の地点である。また、本研究における境界層厚さの定義は局所の流速が最大流速の 98%となる位置である。また、

無次元化には最大流速を使用した。図 12 (右) には Base 翼、Midspan における実験と数値解析での翼負荷分布を示す。負荷分布とは翼表面上の圧力分布を示すものである。本研究では式 (5) に示すように  $C_p$  を定義する。

$$C_p(x) = \frac{P_{t,1} - P_t(x)}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}_2^2} \quad (5)$$

翼列入口の全圧  $P_{t,1}$  を参照として翼面の局所静圧  $P_t(x)$  との圧力差を翼列出口の平均動圧  $\frac{1}{2} \rho \bar{U}_2^2$  で無次元化している。また Seal Blade 翼には静圧孔を設けていないため翼面圧力分布を計測することができない。そのため、ここでは Base 翼のみでの比較を行っている。数値解析では負圧面の剥離泡の領域 ( $x/Cx=0.7\sim0.98$ ) で実験値より過大に評価していることが分かる。これは主流乱れの効果が数値解析では十分反映されていないことが原因の一つと考えられる。また、本研究の数値解析には基礎方程式にレイノルズ平均を実施し、乱流運動を全てモデル化している RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) 解析法を用いるため、非定常性が強い流れ場を過大に評価する傾向があると考えられる。しかし、数値解析全体としての結果は実験結果と定性的に一致しているといえる。

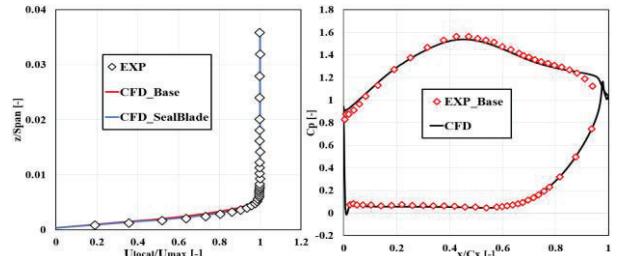


Fig. 12 Inlet Velocity Profile &  $C_p$  Distribution

### 5.2 数値解析結果

図 13 には Base 翼と SealBlade 翼の負圧面からの渦を  $Q$  等価面を可視化した図で示す。 $Q$  値の色付けには図 10 同様に無次元流れ方向渦度を用いている。Endwall 付近の緑のライン ( $z/\text{span}=0.125$ ) は翼前縁から後縁にかけて谷 (V) から山 (P) へと変化する位置である。Seal Blade 翼は、翼負圧面に対抗する渦が span 方向に交互に現れていることが分かる。これは、図 10 で示す実験での下流面 ( $x/Cx=1.33$ ) 計測でも確認できる。翼負圧面の圧力勾配によって span 方向に交互に現れた渦が下流でも計測できたものであると考えられる。span 方向に対抗する渦構造が発生することでせん断層の span 方向の移流を促進すると考えられる。span 方向の流れは、負圧面の境界層剥離を抑制する効果があると考えられる。Base 翼と Seal Blade 翼では Endwall と翼面の二次流れの干渉はそこまで変化がみられない。しかし、下図の黄色の矢印に示すように翼前縁から発達してきた流路渦が Base 翼では Midspan 側に直線的に流出しているのに対して、Seal Blade 翼では前縁から発達してきた流路渦の放出が押し曲げられ Endwall 側に押し流されていることが確認できる。これによって、二次流れ損失のピークの位置が下がる

ったものと考えられる。

図14には、図13におけるMidspan付近の後縁の拡大図である。Base翼は正圧面と負圧面でそれぞれ直線的な渦度を持つ。しかし、Seal Blade翼の負圧面側に注目すると山部(P)の左側では反時計周りの渦が、山部(P)の右側では時計周りの渦が発生している。また、正圧面側に着目すると山部(P)の左側では時計周りの渦が、山部(P)の右側では反時計周りの渦が発生している。それぞれの翼面で渦が逆向きに発生し、さらに正圧面との渦も逆向きに発生していることが分かる。こうした、逆向きの渦度を持つ渦が交互に発生することで、せん断層をspan方向に移流させる効果があると考えられる。せん断層をspan方向に移流させることでWakeのコヒーレント構造を壊し、損失低減につながるという知見も得られている<sup>(5)</sup>。

図15には、各地点における速度プロファイルを示す。Base翼はMidspanにおける値である。Seal Blade翼は後縁形状が谷部と山部となるspan位置での速度プロファイルをそれぞれ示している。Base翼はCx80付近での剥離が確認できる。しかし、Seal Blade翼は後縁が谷部となるspan位置においてはBase翼よりも早期に剥離をしていることが確認できる。その後、Cx85地点では乱流遷移していることが確認できる。一方で、Base翼とSeal Blade翼の後縁が山部となるspan位置での比較をすると、Seal Blade翼はBase翼が剥離をするCx80でも剥離をせずCx95での剥離をしている。Seal Blade翼は剥離規模を大幅に抑制し、剥離開始点を遅らせていることが確認できる。翼面の境界層の剥離は二次流れを巻き込んで損失が大幅に大きくなる可能性がある。剥離が抑制されたことによって損失が減少したと考えられる。

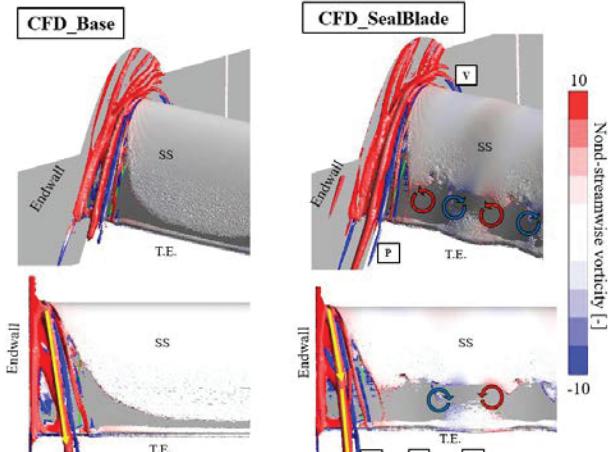


Fig. 13 Q-criterion

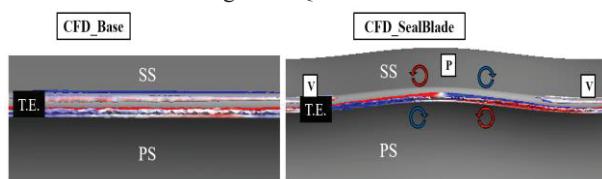


Fig. 14 Q-criterion (T.E. View)

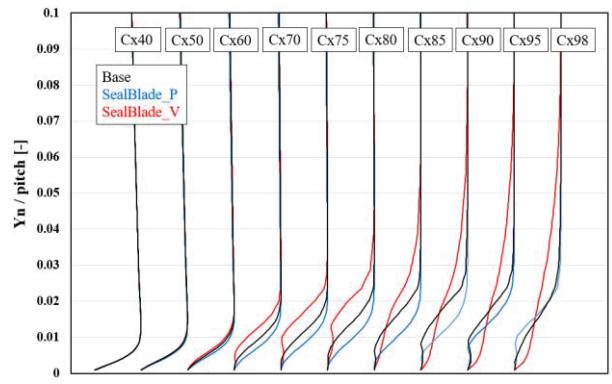


Fig. 15 Velocity Profile by CFD

## 6. 結言

本研究ではBase翼と生体模倣を施したSeal Blade翼を用いた実験と数値解析による調査を行い、以下の知見を得た。

- 翼形状を生体模倣を用いて変更することによって損失の低減効果を得られた。
- Seal Blade翼は谷部で損失が増大する。
- Seal Blade翼は流出角制御の効果が得られた。
- Seal Blade翼はspan方向の圧力勾配によって二次流れをEndwall側に押し流すため、二次流れのピークがEndwall側に寄ることが確認できた。
- 数値解析においてSeal Blade翼は剥離抑制効果が確認できる。

## 7. 参考文献

- (1) Funazaki, K., 2008, “单段タービン非定常流れ挙動 (Unsteady Flows in Turbine Stages)”, 日本ガスタービン学会誌
- (2) Masatoshi Tamai, Zhijian Wang, Ganesh Rajagopalan, Hui Hu, 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Jan 8-11, 2007, Reno, Nevada AIAA-2007-0483 . “Aerodynamic Performance of a Corrugated Dragonfly Airfoil Compared with Smooth Airfoils at Low Reynolds Numbers”
- (3) Vikram Shyam, Ali Ameri, Philip Poinsatte, Douglas Thurman, Adam Wroblewski, Christopher Snyder, 2015 “Application of Pinniped Vibrissae to Aeropropulsion”, ASME GT2015-43055
- (4) Wolf Hanke, Matthias Wittle, Lars Miersch, Martin Brede, Johannes Oeffner, Mark Michael, Frederike Hanke, Alfred Leder, and Guido Dehnhardt, 2010, “Harbar seal vibrissa morphology suppresses vortex-induced vibrations”
- (5) Klein, A, 1996, “Untersuchungen über den Einfluss der Zutromgrenzschicht auf die Sekundärstromungen in den Beschaufelungen von Axialturbine”, For-sch. Ingenieurwes 32, pp. 175-188
- (6) Yuxi Luo, Shuai Wang, Rui Hou, Songtao Wang, Zhongqi Wang, 2020, “Numerical study on the biomimetic trailing edge in the environment of high-pressure stage”

## 超高負荷タービン直線翼列内の二次流れの 前縁フィレットによる抑制効果

### Effects of Leading Edge Fillet on Secondary Flow Reduction in Ultra-Highly Loaded Linear Turbine Cascade

○小田 竜太郎<sup>\*1</sup> 辻田 星歩<sup>\*2</sup>  
ODA Ryutaro TSUJITA Hoshio

#### ABSTRACT

Recently, gas turbines used for the power generation and the propulsion system are seriously required to be improved in aerodynamic performance for the reduction of environmental load. The increase of blade loading enhances the aerodynamics performance of turbine cascade, but intensifies the secondary flow and associated loss generation. In this study, for the reduction of a horseshoe vortex (HV), which is a predominant secondary flow in turbine cascade, a leading edge fillet was applied to an ultra-highly loaded linear turbine cascade with a turning angle of 160°, and the effects of it on the reduction of the HV was investigated by using a numerical technique. The computed results showed that the application of leading edge fillet was effective on the reduction of the HV and also on the reductions of the passage vortex and the associated loss.

**キーワード：**超高負荷タービン翼列、二次流れ、前縁フィレット、馬蹄形渦、数値シミュレーション

**Key Words:** Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade, Secondary Flow, Leading Edge Fillet, Horseshoe Vortex, Numerical Simulation

#### 1. 緒論

地球温暖化に対する関心が高まり始めた 1970 年代以降、今までその防止に関わる研究が多岐にわたる分野で盛んに行われている。特に、再生可能エネルギーの利用および省エネルギー化に関する研究が積極的に行われており、その結果、近年の総発電量に対する再生可能エネルギー由来の発電量が占める割合は増加している。一方、再生可能エネルギーは季節および天候などに大きく左右されるため、その大量導入時に問題となる電力供給の不安定性を補うために、起動特性に優れた負荷変動型の高効率ガスタービンコンバインドサイクル発電システムの開発が進められている。また、災害時などの緊急性の高い状況では、迅速な発電と安定した供給が可能なマイクロガスタービンを用いた発電が依然として必要であり、これらの高効率化および低環境負荷化も求められる。さらに、航空分野においても環境適合性および経済性の向上の観点から航空用ガスタービンの低燃費化に関する取り組みが行われている。特に近年は、推進効率向上のために高バイパス比化の傾向にあり、これは、ファン径を増大またはコアエンジン径の縮小により空気流量の増

加と共に排気速度を抑制し、推進効率を増加させるものである。

以上のような課題の解決において、ガスタービンの主要構成要素であるタービン翼に関する方策として、タービン翼の転向角の増加による高負荷化が挙げられる。これにより翼一枚あたりから得られる負荷が大きくなり、翼枚数や段数の削減に伴う軽量化や小型化が可能となる。その結果、前述の起動特性の向上やコアエンジンの縮小に貢献しうる。しかし、高負荷化は翼間流路内の翼間圧力勾配を増加させるため、それに起因する二次流れの増強がタービンの空力性能の低下を引き起こす。そのため、空力性能の低下を抑えて高負荷化を実現させるためには二次流れの抑制が必要不可欠となる。タービン翼列内で生じる二次流れは主に馬蹄形渦、流路渦および漏れ渦などから構成され、各渦に対し低減技術が提案されている。

本研究では馬蹄形渦に着目し、その低減技術である翼前縁付け根部にフィレットを施す前縁フィレット<sup>(1)</sup>を、転向角 160° を有する超高負荷タービン直線翼列(UHLTC)に適用し、汎用 CFD コードを用いてその翼列内の三次元数値解析を実施することにより、フィレット形状が二次流れの形成およびそれに起因する損失生成に与える影響について調査した。

\*1 法政大学大学院  
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3-7-2

\*2 法政大学  
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3-7-2

## 2. 解析対象

### 2.1 供試翼形状

解析対象である UHLTC の翼形状を Fig. 1 に、主な仕様を Table 1 に示す。図中の記号 PS は翼圧力面、SS は翼負圧面、LE は翼前縁、TE は翼後縁を示している。入口翼角度  $\alpha$  および出口翼角度  $\beta$  が共に  $80.0^\circ$  であり、高転向角  $160^\circ$  を有している。

### 2.2 前縁フィレット形状

本研究の対象とした前縁フィレット形状を規定する幾何学的パラメータの定義を Fig. 2 に、それらの設定値を Table 2 に示す。Fig. 2 内右側の図において三角形の領域がフィレット断面を表している。これらのパラメータは Wei ら<sup>(2)</sup>により定義されたものと同様である。基準となる前縁フィレットを施していないものを Original とし、フィレット高さ  $h$  が翼高さ  $H$  に対して 5%, 10%, 15% のモデルをそれぞれ Type1, Type2, Type3 と呼称する。

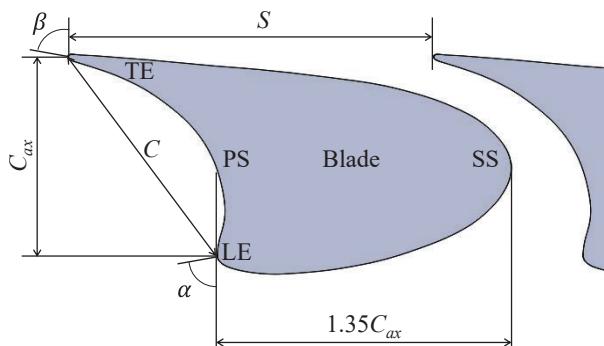


Fig. 1 Configuration of UHLTC

Table 1 Specification of cascade

Inlet metal angle : $\alpha$ [deg.]	80.0
Outlet metal angle : $\beta$ [deg.]	80.0
Chord length : $C$ [mm]	80.0
Axial chord length : $C_{ax}$ [mm]	68.5
Blade height : $H$ [mm]	100.0
Blade pitch : $S$ [mm]	114.28

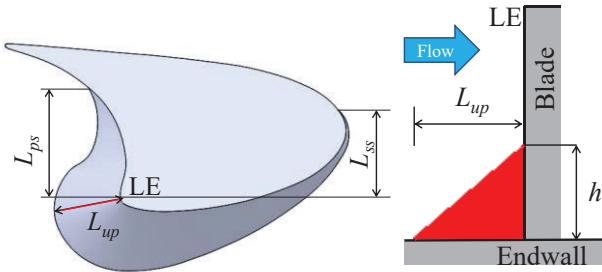


Fig. 2 Geometric parameters of leading edge fillet

Table 2 Specification of leading edge fillet

Fillet width at LE : $L_{up}$ [-]	0.35C
Fillet range at PS : $L_{ps}$ [-]	0.70C <sub>ax</sub>
Fillet range at SS : $L_{ss}$ [-]	0.53C <sub>ax</sub>
Fillet height at LE : $h$ [-]	Original
	Type1
	Type2
	Type3

### 3. 数値解析法

#### 3.1 計算方法

本研究では(株)ソフトウェアクリエイドルの非構造格子系汎用 CFD コード SCRYU/Tetra Ver.14 SP2 を用いて定常非圧縮流れを仮定して計算を行った。乱流モデルには壁面近傍の流れの予測精度が高い低レイノルズ数型 SST  $k-\omega$  モデルを採用了。計算アルゴリズムには SIMPLEC 法、対流項の評価には二次精度 MUSCL 法を用いた。

#### 3.2 解析モデルおよび境界条件

本研究で使用した計算格子を Fig. 3 に示す。図中の  $Z/C_{ax}$  は LE を 0.0, TE を 1.0 とした軸方向無次元距離である。入口境界を  $Z/C_{ax}=-2.0$ , 出口境界を  $Z/C_{ax}=3.0$  に設定した。入口境界には Fig. 4 に示す流速分布を軸方向に對し  $80^\circ$  をなす方向に与え、出口境界には自然流出条件を課した。ここで、図中  $Y/H$  は Hub 側 Endwall(EW) を 0.0, Tip 側 EW を 1.0 としたスパン方向無次元距離である。また、計算領域を翼間 1 ピッチ分とし、ピッチ方向境界面には周期境界条件を適用した。要素数は各モデル 1000 万程度とし、翼面および EW 面上には各面からの第一格子点において、低レイノルズ数型の乱流モデルの適用範囲内となる無次元距離  $y^+$  が 1 以下となるように構造格子を配置した。翼列上流における平均流速および翼弦を代表速度、代表長さとしたレイノルズ数  $Re$  は約  $1.83 \times 10^5$  である。

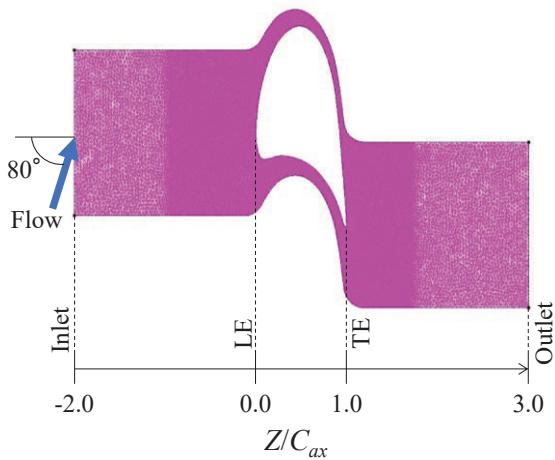


Fig. 3 Computational grid

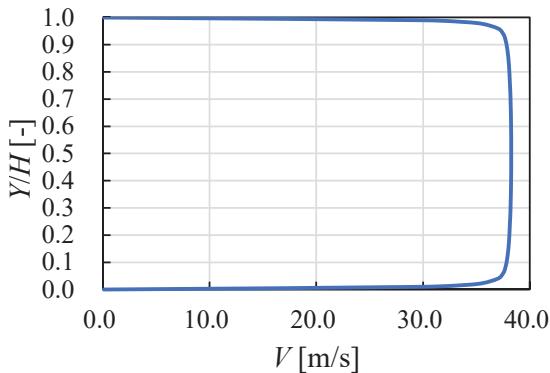


Fig. 4 Spanwise distribution of inlet velocity

#### 4. 計算結果および考察

##### 4.1 翼前縁付近の流れ場

各モデルにおける LE に対して垂直な断面を SS 側から眺めた流線および静圧係数  $C_{ps}$  分布を Fig. 5 に示す。図中 MS は翼高さ中央(Midspan)を、 $V_H$  は馬蹄形渦を示しており、静圧係数  $C_{ps}$  は次式により定義した。

$$C_{ps} = \frac{P_s - P_{tin}}{\rho V_{out}^2 / 2} \quad (1)$$

ここで、 $P_s$  は任意の点における静圧、 $P_{tin}$  は入口境界における断面質量平均全圧、 $\rho$  は気体密度、および  $V_{out}$  は翼列下流  $Z/C_{ax}=1.3$  での断面質量平均流速を示している。Fig. 6 に翼前縁 EW 付近の三次元流線を示す。Fig. 7 に翼列上流  $Z/C_{ax}=-0.5$  での、ピッチ方向質量平均流速のスパン方向分布を示す。図中に示す主流速の 99% で定義される境界層厚さ  $\delta$  は  $0.28H$  である。Fig. 8 に Hub 側 EW 上の静圧係数  $C_{ps}$  分布に限界流線を重ねた図を示す。

Original では LE と Hub 側 EW の角部において両翼面側に分岐する  $V_H$  が発生していることが確認できる(Fig. 5(a), Fig. 6(a))。また、EW 上の限界流線から(Fig. 8(a)),  $V_H$  のはく離線上の PS 側と SS 側に分岐する位置にサドルポイント(図中 SP)が明確に確認できる。この  $V_H$  は Fig. 7 に示す EW に向かって流速が低下する境界層流の LE への衝突が、LE 上ではスパン方向に EW に向かって減少する圧力勾配を(Fig. 5(a)), EW 上では LE へ向かって増加する主流方向の圧力勾配を(Fig. 8(a)), 生じさせることによって引き起こされる。前者は LE 上を EW へ向かう流れを誘起し、後者は EW 上の境界層を発達させると共に逆流を誘起することによって  $V_H$  を発生させるため、これらの勾配の低減が  $V_H$  の抑制につながる。

フィレットを付加した Type1 では  $V_H$  が縮小し、さらに Type2 と Type3 では  $V_H$  が確認されない(Fig. 5(b)~(d)), Fig. 6(b)~(d))。LE の Hub 側 EW 付近の静圧分布に注目すると(Fig. 5), Original で明確に確認された EW 付近のスパン方向圧力勾配が、Type1, Type2, Type3 では順に低減していることが確認できる。これは Fig. 7 に示す境界層厚さ  $\delta$  とフィレット高さ  $h$  の関係によるものと推測され、 $h$  が境界層厚さ  $\delta$  に近づくに従って境界層流の LE へ

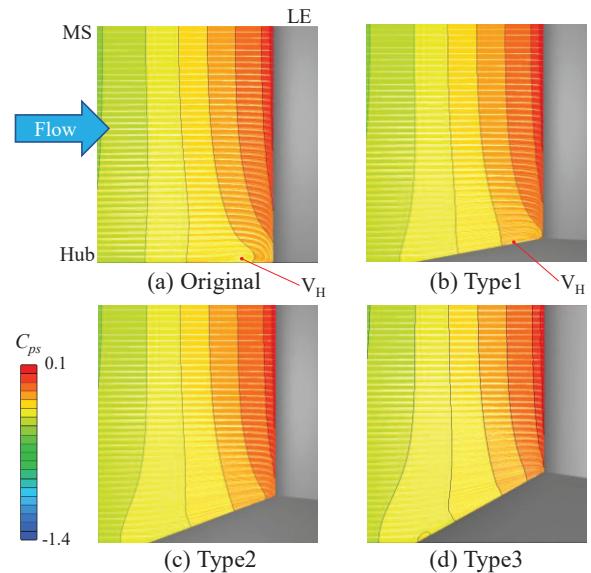


Fig. 5 Streamlines and static pressure distributions in cross section perpendicular to the leading edge

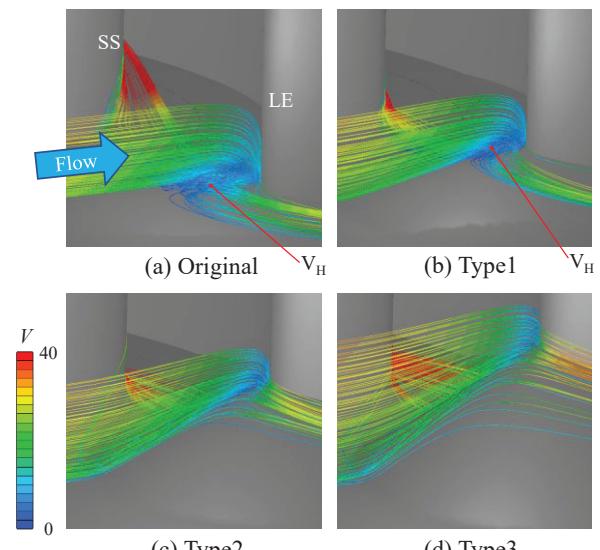


Fig. 6 Streamlines near leading edge

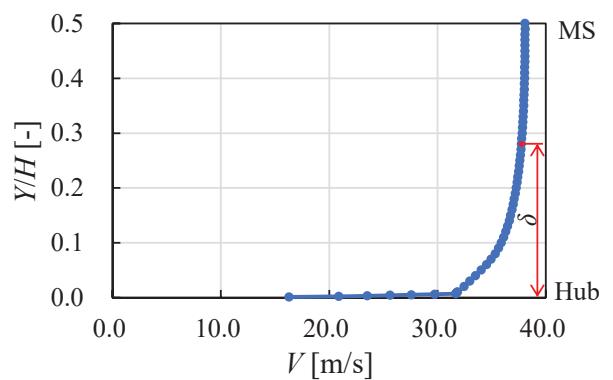


Fig. 7 Spanwise velocity distribution ( $Z/C_{ax}=-0.5$ )

のスパン方向の衝突領域が縮小するためと考えられる。一方 EW 上においては(Fig. 8), LE へ向かって上昇する主流方向の圧力勾配が Type1～Type3 についても同様に生じているが、圧力上昇の開始位置が Original よりも上流側に位置しているため、これに伴い LE へ向かう圧力勾配が低減していることが分かり、SP についても Type2 および Type3 では徐々に消滅している。また、 $h$  の増加と共にこれらの傾向は強くなっているが、これは  $h$  の増加に伴うフィレットの傾斜角度の増加により、境界層流体のフィレットへの衝突が強くなるためと考えられる。

以上の結果から、前縁フィレットの付加は LE と EW の角部領域におけるスパン方向と主流方向の圧力勾配を低減させることにより  $V_H$  を抑制することが分かった。また、その  $V_H$  に対する抑制効果はフィレット高さ  $h$  の増加と共に向上する傾向を示したが、この傾向は流入境界層の厚さに依存することが示唆された。

#### 4.2 翼間流路内部および下流の流れ場

Fig. 9 に翼間内  $Z/C_{ax}=0.5$  における全圧損失係数  $C_{pt}$  分布と二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。図中  $V_P$  は流路渦を示しており、全圧損失係数  $C_{pt}$  は次式により定義した。

$$C_{pt} = \frac{P_{tin} - P_t}{\rho V_{out}^2 / 2} \quad (2)$$

ここで、 $P_t$  は任意の点における全圧を示している。Fig. 10 に SS における静圧係数  $C_{ps}$  分布と限界流線を重ねた図を示す。

Original では翼間内中央である  $Z/C_{ax}=0.5$  で両 EW 付近において  $V_P$  が発生し、SS と EW 角部に高損失領域の存在が確認できる(Fig. 9(a))。 $V_P$  は  $V_H$  の PS 側へ分岐した脚  $V_{H-p}$  の周りに、翼間圧力勾配により誘起された EW 上の境界層流体の PS 側から SS 側に向かう横断流が巻き付くことにより発達する。したがって、 $V_H$  と横断流の抑制が  $V_P$  の低減につながる。Hub 側 EW 上の限界流線に注目すると(Fig. 8(a)),  $V_H$  のはく離線から分かるように、 $V_{H-p}$  は隣接する翼の SS 転向部付近へ向かい、同位置で衝突していることが分かる。これは PS 側から SS 側に向かって低下する強い圧力勾配に起因するものである。また、この衝突により SS 転向部 Hub 側 EW 付近では圧力が上昇し、これに伴いスパン方向の MS に向かって減少する圧力勾配が発生していることが確認できる(Fig. 10(a))。この圧力勾配は SS 上で  $V_{H-p}$  をスパン方向に MS 側へ移動させていることが限界流線の様子から確認できる(Fig. 10(a))。さらに、翼間流路後半部の PS から SS へ向かう横断流も、SS 上を EW から MS へ向かって流れしていくことが分かる(Fig. 10(a))。これは EW 上の横断流が  $V_H$  に巻き付きながら  $V_P$  を形成していることを示しており、 $V_P$  が EW 上の高損失の境界層流体を SS 上に巻き上げていることが分かる(Fig. 9(a))。したがって、 $V_H$  と横断流の抑制は  $V_P$  の低減により高損失領域を縮小し、さらに MS 側への輸送を抑えることにつながる。

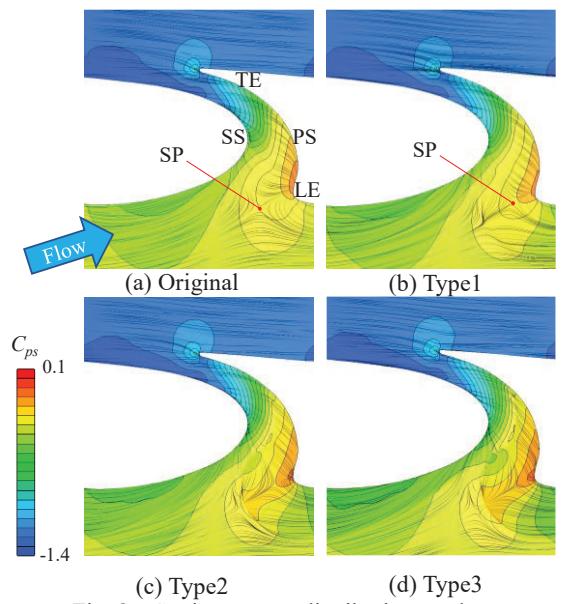


Fig. 8 Static pressure distributions and limiting streamlines on hub

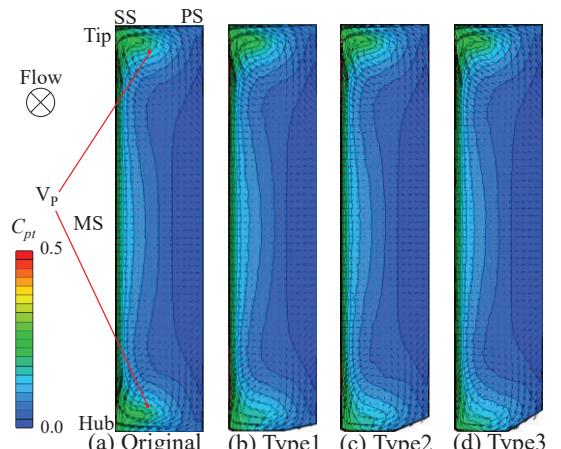


Fig. 9 Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors ( $Z/C_{ax}=0.5$ )

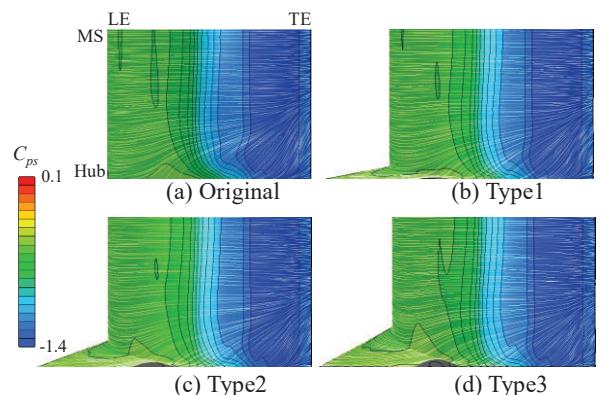


Fig. 10 Static pressure distributions and limiting streamlines on SS

フィレットを付加した Type1～Type3 では Hub 側の  $V_P$  および高損失領域が Original に比べて縮小し、さらに  $h$  の増加に伴いこの領域の MS 方向への移動は抑えられている(Fig. 9(b)～(d))。これは先に述べたフィレットの  $V_H$  抑制効果が  $V_{H-p}$  を抑制することにより  $V_P$  および高損失

領域を縮小したと考えられる。また、 $V_{H-p}$  のはく離線から下流の流れの向きに注目すると、隣接翼の SS への衝突角度が Original に比べて減少し、その結果、横断流が低減していることが分かる(Fig. 8)。この横断流の低減も  $V_p$  および高損失領域の縮小に寄与しているものと考えられる。この横断流の低減は、 $V_H$  の抑制によりそれを形成する EW 上の逆流が抑制されたこと、さらに、フィレットの存在が翼間前半部の翼間圧力勾配を低下させ、LE に向かう境界層流体の両翼面側への分岐位置を上流側へ移動させているためと考えられる(Fig. 8)。また、この横断流の抑制により SS 上においては、EW から MS へ向かう縮流の EW とのなす角度が抑えられている(Fig. 10)。

Fig. 11 および Fig. 12 に  $Z/C_{ax}=0.9, 1.3$  における全圧損失係数  $C_{pt}$  分布と二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。Fig. 12 図中の青色の破線は MS 位置を示す。Fig. 13 に断面質量平均全圧損失係数  $C_{ptt}$  の軸方向分布を示す。断面質量平均全圧損失係数  $C_{ptt}$  は次式により定義した。

$$C_{ptt} = \frac{\sum (\rho \cdot V_Z \cdot \Delta A \cdot C_{pt})}{\sum (\rho \cdot V_Z \cdot \Delta A)} \quad (3)$$

ここで、 $V_Z$  は軸方向速度、 $\Delta A$  は微小断面積を示している。

Original では翼間流路後半部である  $Z/C_{ax}=0.9$  で両 EW 付近に翼間内中央である  $Z/C_{ax}=0.5$  よりも発達した  $V_p$  が確認でき、SS 上には高損失領域の存在が確認できる(Fig. 11(a))。これは翼間流路内に生じた EW 上のピッチ方向圧力勾配が(Fig. 8(a))、横断流を増強し  $V_p$  を発達させ、発達した  $V_p$  が EW 上の高損失の境界層流体を MS 方向へ強く巻き上げたことによるものと考えられ、その結果 EW 上には高損失領域は分布していない。翼列下流である  $Z/C_{ax}=1.3$  では MS に対して対称に  $V_p$  による高損失領域が分布し、この領域を中心に流路全体に損失領域が広がっていることが確認できる(Fig. 12)。また、EW 上では再び境界層が発達することにより高損失領域が分布している。翼列上流から下流に向かっての損失増加の傾向については(Fig. 13)，翼列上流側では両 EW 上での境界層の発達により LE 付近( $Z/C_{ax}=0.0$ )までほぼ一定の勾配で増加し、翼間内では翼面境界層の発達および先に述べた  $V_H$  や  $V_p$  の発生により急激に損失が増加している。翼列下流においては、上流側と同様に両 EW 上での境界層の発達と、さらに翼間内で発達した  $V_p$  の拡散に伴う混合損失が加わることにより上流側より大きな勾配で増加している。

フィレットを付加した Type1～Type3 では翼間流路後半部で Hub 側の  $V_p$  および高損失領域が Original に比べてわずかに縮小しており(Fig. 11(b)～(d))、翼列下流においても同様の傾向が確認できるが、さらに高損失領域の縮小割合に違いが見られ、Type1, Type3, Type2 の順に増加している(Fig. 12(b)～(d))。これは先にも述べたように、フィレットの  $V_H$  および横断流の抑制により  $V_p$  を縮小し、 $V_p$  による損失と EW 近傍の高損失の境界層流体の MS 方向への巻き上げを低減したからと考えられる。Hub

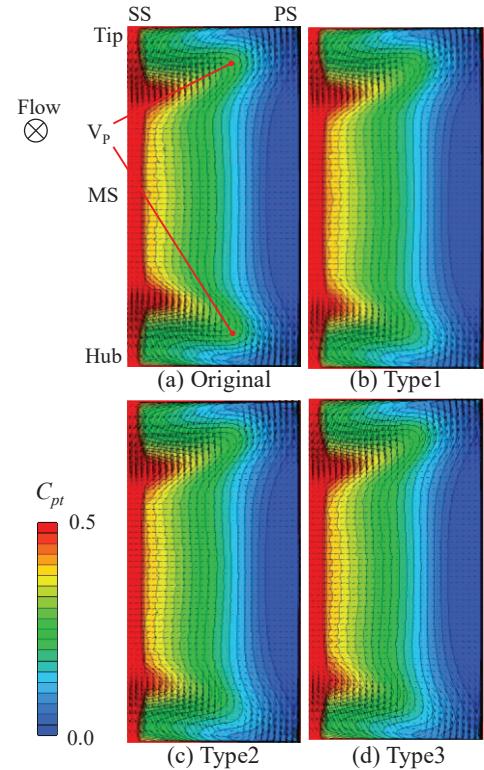


Fig. 11 Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors ( $Z/C_{ax}=0.9$ )

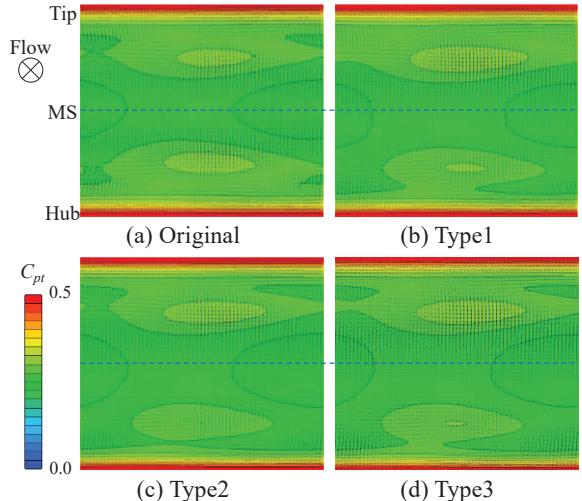


Fig. 12 Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors ( $Z/C_{ax}=1.3$ )

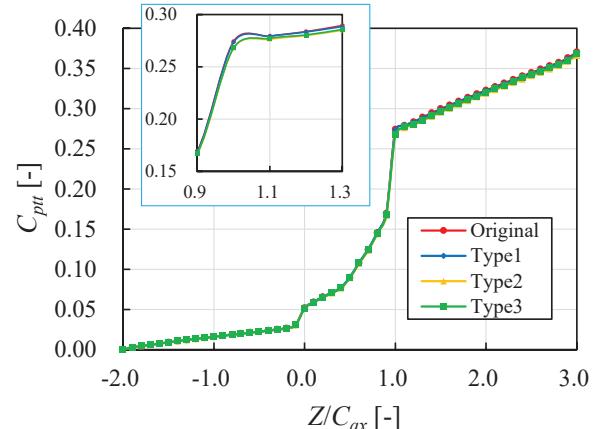


Fig. 13 Streamwise distributions of total pressure loss

側 EW へのフィレット付加による Tip 側 EW 付近の流れ場に対する影響は、翼間内から下流にかけてほとんど見られない(Figs. 11,12)。Table 3 に Fig. 13 で示した  $C_{ptt}$  の  $Z/C_{ax}=1.3$  における Original に対する減少率を示す。Type2 で最も減少率が大きく Type3, Type1 の順に小さくなっている。同位置における全圧損失分布で見られた傾向と一致している。先に示したようにフィレット高さ  $h$  の増加は  $V_H$  の抑制に対して効果的であるため、 $C_{ptt}$  の減少率は Type3 が最も大きくなると予想されたが、Type2 で最も大きくなる結果となった。これは損失低減に対して  $h$  の最適値が存在することを示唆していると云える。また、Type2 で最も損失低減効果が大きくなった原因としては、 $h$  の増加はフィレット部分の表面積の増加につながるため、壁面摩擦の増加が考えられるが解明にはさらなる調査が必要である。

以上の結果から、前縁フィレットの付加は  $V_P$  の発達に寄与する  $V_{H-p}$  および横断流を抑制することで  $V_P$  およびそれに起因する損失生成を低減することが分かった。

## 5. 結論

本研究により以下の結論を得た。

1. 超高負荷軸流タービン翼においても、前縁フィレットは損失低減に対して有効である。
2. 前縁フィレットの付加は、前縁付け根部におけるスパン方向と主流方向の圧力勾配を低減させることにより、馬蹄形渦を抑制する。
3. 前縁フィレット高さの増加により、馬蹄形渦の抑制効果は向上するが、その傾向は流入境界層厚さに依存する可能性がある。また、損失低減効果に対しても最適値が存在する。
4. 前縁フィレットの付加は、馬蹄形渦に加えて横断流を抑制することにより、流路渦とそれに起因する損失を低減させる。

## 参考文献

- (1) G. A. Zess, K. A. Thole. Computational design and experimental evaluation of using a leading edge fillet on a gas turbine vane, ASME J. Turbomach., Vol. 124, (2002), pp. 167-175.
- (2) Wei ZJ, Qiao WY, Zhao L, et al. Numerical investigation of endwall losses control in turbine by leading edge fillet based on teardrop curves, J of Aerospace Power, Vol. 30, No. 2 (2015), pp. 473-482.

Table 3 Reduction rates of  $C_{ptt}$  for Original ( $Z/C_{ax}=1.3$ )

Model	Reduction rate [%]
Type1	0.33
Type2	1.60
Type3	1.27

## 遷音速軸流タービン翼列の翼負荷分布が形状損失に与える影響

### Effects of Blade Loading Distribution on Profile Loss in Transonic Axial Turbine Cascade

○長谷部 潤<sup>\*1</sup> 辻田 星歩<sup>\*2</sup>  
HASEBE Jun TSUJITA Hoshio

#### ABSTRACT

In order to investigate the effects of blade loading distribution on the profile loss in the transonic axial turbine cascade, numerical analyses were performed for the two-dimensional flow fields in three types of turbine cascades, which were different in axial-wise blade loading distribution, the mid-loaded, the aft-loaded and the front-loaded airfoil. The computed results showed the similar characteristic phenomena caused by the difference of the blade loading distribution to those in the experimental results. The mid-loaded one generated the impingement on the suction surface of the trailing-edge shock from the adjacent blade at lower exit Mach number than the others, and consequently increased the profile loss. On the other hand, the aft-loaded one exhibited the inverse phenomena to those of the mid-loaded one.

**キーワード：** 遷音速軸流タービン翼列、翼負荷分布、形状損失、衝撃波、計算流体力学

**Key Words:** Transonic Axial Turbine Cascade, Blade Loading Distribution, Profile Loss, Shock Wave, CFD

#### 1. 緒論

ガスタービンは発電システムや航空機用の推進システムとして幅広く用いられてきている。近年、地球温暖化の要因の一つとして考えられているCO<sub>2</sub>の排出量削減に向けた取組が、世界各国で精力的に行われている。ガスタービンにおいてもこの対策のために、CO<sub>2</sub>の排出量削減および回収技術に関する研究開発が進められている。一方、特に発電分野においては風水力や太陽光などの再生可能エネルギーの利用促進が図られてきている。しかし、再生可能エネルギーは季節や天候に影響を受け易いため、その利用による電力の供給においては不安定性の問題が生じる。この不安定性を補うためのガスタービンには、CO<sub>2</sub>排出量削減につながる熱効率の向上に加えて、起動特性の向上が要求される。起動特性を左右するガスタービンの構成要素は、駆動源を担うタービン段であり、その高負荷化と共に空力性能の向上が不可欠となる。

ガスタービンの熱効率を向上させる圧縮機の圧力比の上昇には、それを駆動するタービン段の高速回転化が必須となる。その結果、タービン翼列内の流れは遷音速状態に至る。この状態下では翼間流路幅の縮小や、翼面の曲率に起因する局所的な流れの加速により衝撃波が発生

し、それが翼面上の境界層と干渉することにより、形状損失が著しく増加することが知られている。翼面の曲率は翼面負荷分布と共に翼負荷の大きさに影響を与える。したがって、タービン翼列の遷音速領域での空力性能を向上させるには、翼面負荷分布が衝撃波の発生および形成状態に与える影響を解明し、形状損失の生成を抑制するための知見の収集が重要となる。

本研究では、等エントロピー出口マッハ数を解析パラメータとして、軸方向の翼面負荷分布の異なる3種類の軸流タービン翼列内の2次元流れ場をCFDにより解析することにより、翼面負荷分布が翼列内で発生する衝撃波の形成と、その翼面境界層との干渉に伴う形状損失の生成に与える影響について調査した。

#### 2. 供試翼列形状

解析対象となる供試翼列形状をFig.1に、その仕様をTable 1に示す。3種類のタービン翼の形状を比較すると、基準翼列となる中央負荷型のHS1Aに対して、負圧面の最大曲率の軸方向位置がHS1Cでは後縁側に移動しており、翼後縁側で負荷が高くなる後半負荷型、逆にHS1Dでは前縁側に移動した前半負荷型となっている。これらの翼列はPratt & Whitney Canadaで設計された高圧タービンのミッドスパン部分での形状を有している。また、高速風洞により詳細な空力特性の測定が行われており、それらのデータと共に翼形状の座標が公開<sup>(1),(2)</sup>されている。なお、Fig.1中のPS, SS, LE, TEはそれぞれ翼圧力

\*1 法政大学大学院  
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3丁目7-2  
jun.hasebe.5x@stu.hosei.ac.jp

\*2 法政大学  
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3丁目7-2  
tsujita@hosei.ac.jp

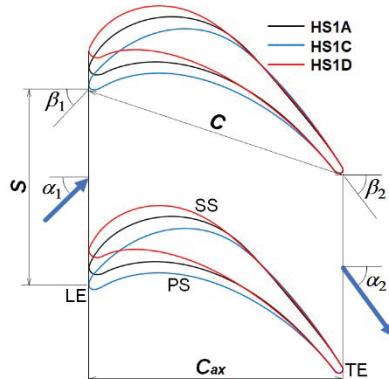


Fig. 1 Test Cascades

Table 1 Specification of cascades

Parameter	Symbol	Unit	HS1A	HS1C	HS1D
Chord length	$C$	mm	41.2	40.4	43.3
Axial chord length	$C_{ax}$	mm	37.3	37.3	37.3
Blade Pitch	$S$	mm	29.14	29.14	29.14
LE metal angle	$\beta_1$	degree	50.5	50.5	50.5
TE metal angle	$\beta_2$	degree	59.0	59.0	59.0

面、翼負圧面、翼前縁、翼後縁を示している。

### 3. 数値解析法

#### 3.1 計算方法

本研究では汎用 CFD コードの Ansys CFX 2021R1 を用い、定常圧縮性流れを仮定して計算を行った。乱流モデルには低レイノルズ数型の SST  $k-\omega$  モデルを用いた。収束判定は、支配方程式の残差が  $1.0 \times 10^{-5}$  以下となった場合とした。

#### 3.2 計算格子と境界条件

Fig.2 に解析領域と境界条件の設定位置を示す。本研究では、解析モデルの入口および出口境界位置を  $Z/C_{ax}=1.5$  および 6.0 にそれぞれ設定して計算格子を作成した。ここで、 $Z/C_{ax}$  とは翼前縁を 0.0、翼後縁を 1.0 とした軸方向無次元距離である。解析に用いた HS1A の翼面付近の計算格子を Fig.3 に示す。スパン方向には 3 セルの格子を配置して、対称境界条件を課すことにより、2 次元解析を実施した。全ての翼列に対して計算格子のセル数は約 16 万である。また、翼面からの第一格子点は、そこに

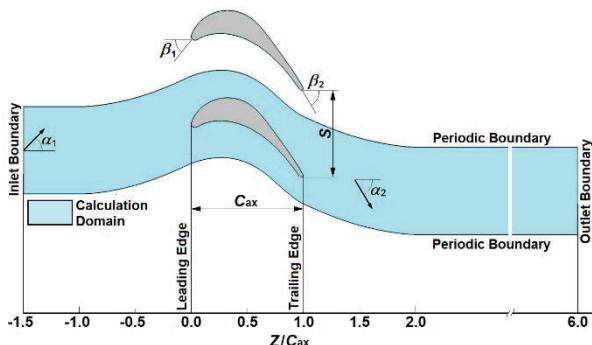


Fig. 2 Boundary conditions

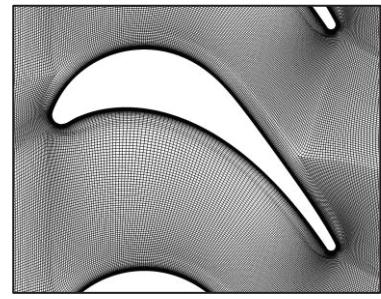


Fig. 3 Computational grid (HS1A)

Table 2 Boundary conditions

Inlet flow angle	$\alpha$ [deg.]	46.0								
Inlet total pressure	$p_0$ [kPa]	101.325								
Isentropic exit Mach number	$M_{2is}$ [-]	0.80	0.90	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.25	1.30
Outlet static pressure	$p_1$ [kPa]	66.5	59.9	53.5	50.5	47.5	44.6	41.8	39.1	36.6

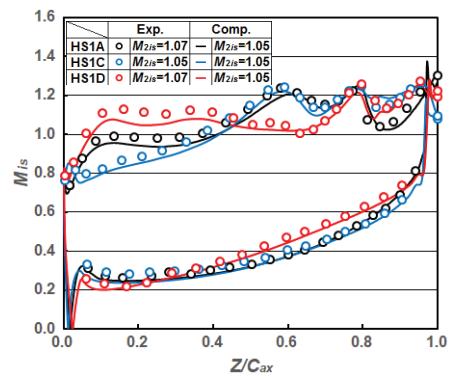


Fig. 4 Isentropic Mach number distribution on blade surface

おける無次元距離  $y^+$  の値が 1.0 以下になるように全て配置した。

Table 2 に解析条件を示す。高亜音速から超音速の流れ場の解析を行うために、翼列下流の等エントロピーマッハ数  $M_{2is}$  を 0.80 から 1.30 までの 9 種類に設定して解析を行った。各条件に対して、Fig.2 に示すように境界条件を設定した。入口境界条件として、入口境界において標準大気圧を全圧として一様に与え、軸方向に対する流入角  $\alpha_1$  を  $46^\circ$  に設定した(Fig.1)。また、出口境界条件として、各等エントロピー出口マッハ数  $M_{2is}$  に対応する出口静圧を与えた。ピッチ方向の周期境界には周期境界条件を課した。

### 4. 計算結果及び考察

#### 4.1 解析結果の検証

Fig.4 に  $M_{2is}=1.05$  付近の条件に対する、HS1A, HS1C, HS1D の翼面等エントロピーマッハ数  $M_{is}$  分布の実験結果と解析結果の比較を示す。Fig.5 と Fig.6 には翼列下流  $Z/C_{ax}=1.5$  における、翼列出口マッハ数  $M_2$  に対する流出角  $\alpha_2$  および形状損失  $Y$  の実験と解析結果の比較をそれぞれ示す。

Fig.4 の翼面  $M_{is}$  分布において、3 種類の翼列の特徴は SS 上において顕著に表れている。翼間前半部においては、基準となる HS1A では LE から  $Z/C_{ax}=0.1$  付近まで急激に

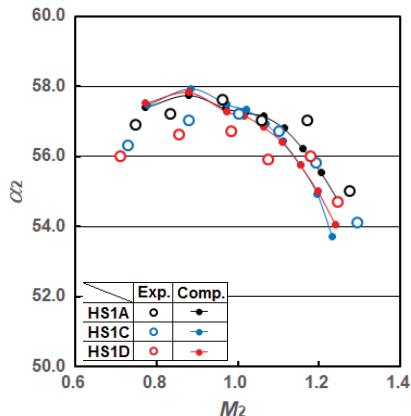


Fig. 5 Exit flow angle

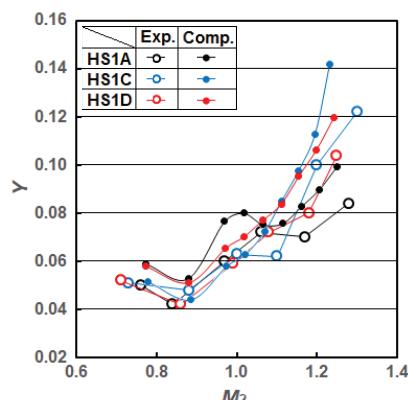


Fig. 6 Profile loss

増加しほぼ音速で一定となり、その後再び  $Z/C_{ax}=0.6$  付近まで増加している。これに対して後半負荷型の HS1C では、LE から SS の最大曲率が存在する  $Z/C_{ax}=0.6$  付近まではほぼ線形に増加し、 $Z/C_{ax}=0.4$  付近で音速に達している。一方、前半負荷型の HS1D では LE から急激に上昇し  $Z/C_{ax}=0.08$  付近で音速に達し、SS の最大曲率が存在する  $Z/C_{ax}=0.2$  付近まで増加した後、僅かに減少傾向を示している。翼間後半部においては、すべての翼列に対して  $Z/C_{ax}=0.8$  付近に衝撃波の存在を示す  $M_{is}$  の上昇と急激な低下が見られる。この  $M_{is}$  の低下の度合いは衝撃波の強さに対応していることから、HS1A においてその衝撃波は最も強くなっていることが分かる。以上のような翼列の違いによる特徴は、実験および解析結果の双方で確認できる。また、衝撃波の存在位置についても解析結果は精度よく予測していることが分かる。

Fig.5 に示す翼列出口流れ角  $\alpha_2$  の  $M_2$  に対する変化の傾向については、全ての翼列に対して  $M_2=0.9$  付近で最大値を取り、 $M_2$  の増加と共に減少する傾向を示している。この減少は  $M_2$  の増加に伴って衝撃波が発生し、それが SS 上の境界層と干渉することによりその発達を促進することに起因すると考えられる。実験と解析の両結果においてこれらの傾向は認められるが、定量的には僅かに差を生じており、負圧面境界層の発達およびその衝撃波との干渉を CFD 解析により精度よく捉えることの困難さを示唆していると云える。

干渉を CFD 解析により精度よく捉えることの困難さを示唆していると云える。

Fig.6 に示す形状損失  $Y$  の  $M_2$  に対する変化の傾向については、Corriveau ら<sup>(3)</sup>が結論付けているように、後半負荷型の HA1C は設計点の  $M_{2is}=1.05$  付近で、基準翼の HC1A より著しく  $Y$  が減少するが、設計点以上の  $M_2$  の増加に対して迅速に性能が低下している。また、前半負荷型の HS1D はほぼ全ての  $M_2$  に対して、他の翼列のいずれかより性能は低下する傾向を示している。これらの傾向は解析結果においても同様に確認できる。しかしながら、定量的には差を生じており、この原因は先にも述べたように負圧面境界層の発達およびその衝撃波との干渉を正確に捕獲できていないためと考えられる。

以上、実験値との比較により本解析結果の精度を検証した結果、定量的に差を生じている部分も見られたが、翼負荷分布の異なる翼形状の違いに起因する現象については、少なくとも定性的には精度よく捕獲していることを確認した。したがって、本解析結果により翼負荷分布が衝撃波の形成および形状損失に与える影響を調査することは妥当であると考える。

#### 4.2 衝撃波の形成と形状損失

軸流タービン翼の形状損失を増加させる要因は、衝撃波が発生しない高亜音速以下の条件下では翼面境界層の発達であり、さらに遷音速以上の条件下においては衝撃波の発生により、その翼面境界層との干渉が加わる。Fig.7 に HS1A, HS1C, HS1D の翼面等エントロピーマッハ数  $M_{is}$  分布、また Fig.8 から Fig.12 に翼間マッハ数  $M$  分布の本解析結果を示す。Fig.13 には HS1A の翼間後半部の SS 上の境界層の発達の様子をマッハ数で色付けした速度ベクトルで示す。同図にはマッハ数の等高線も重ねて示してある。

3 種類の翼列間で比較すると PS 上においては、Fig.7 から全ての翼列および全ての  $M_{2is}$  に対して、同様の増速傾向を示していることから境界層の発達は同様に抑制されていると考えられる。一方、SS 上においては 3 種類の翼列間および全ての  $M_{2is}$  間で顕著な変化が見られる。 $M_{2is}=0.8$  においては、中央負荷型の HS1A では LE 付近で増速し、ほぼ一定の値を示した後に  $Z/C_{ax}=0.6$  付近まで増速しているが、その後転向部後半部の比較的高い曲率の影響によりその下流で減速しており、境界層の発達を引き起こしている。後半負荷型の HS1C においては転向部付近の  $Z/C_{ax}=0.6$  付近まで増速し、HS1A と同様にその後減速に転じており境界層の発達を示している。一方、前半負荷型の HS1D では LE 付近では HS1A と同様に増速しているが  $Z/C_{ax}=0.3$  の転向部付近から下流においては減速しており、境界層が発達していると考えられる。したがって、3 種類の翼列の全ての SS 上では翼間流路後半部においては減速により境界層が発達していることが分かる。その発達の程度については、Fig.6 からほぼ同じで

あること推察される。 $M_{2is}=0.9$ においても 0.8 と同様の傾向を各翼列間で示しているが、Fig.7 から  $Z/C_{ax}=0.9$  付近では音速を超えた後に減速する衝撃波の発生を示しており、これに対応して Fig.8 において SS 上の TE 付近に翼面にほぼ垂直な弱い衝撃波の発生が確認できる。これらの衝撃波は  $M_{2is}=1.0$  においては SS 側後縁衝撃波(以降 SW<sub>TS</sub>)として強度を増していることが Fig.9 から分かる。さらに  $M_{2is}=1.0$  では、HS1A においてのみ PS 側後縁衝撃波(以降 SW<sub>TP</sub>)が発生し、隣接翼の SS に入射することにより SS 上の境界層と干渉している。この干渉の発生が Fig.6 に見られる、他の翼列より HS1A の  $Y$  が著しく増加する原因と考えられる。 $M_{2is}=1.05$  では、Fig.10 から HS1C と HS1D においても SW<sub>TP</sub> の隣接翼の SS への入射が生じているが、後者の方が強いため  $Y$  も高くなっている。さらに  $M_{2is}$  を増加させると、Fig.11 と 12 から各翼列において SW<sub>TP</sub> と SW<sub>TS</sub> が傾斜度を増すとともに増強し、SW<sub>TP</sub>

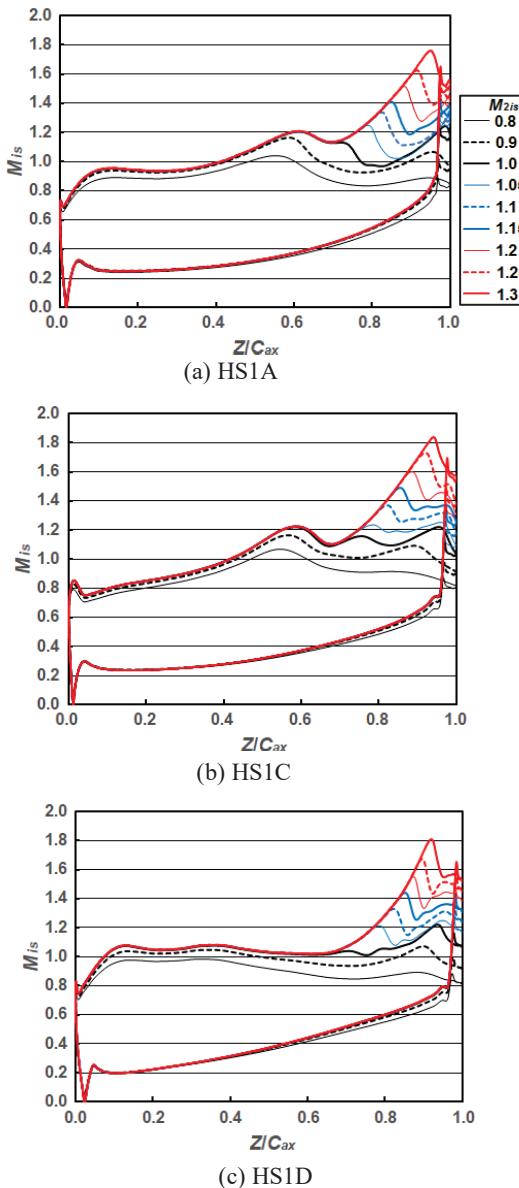


Fig. 7 Isentropic Mach number distribution on blade surface (Comp.)

0.0  $M$  1.9

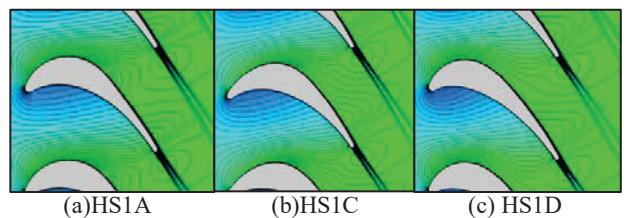


Fig.8 Mach number distribution ( $M_{2is}=0.90$ )

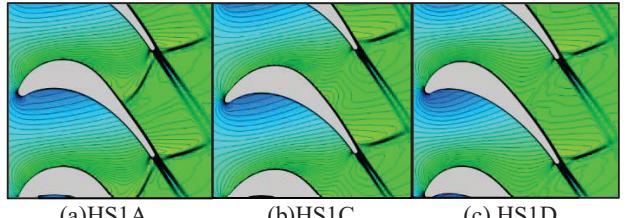


Fig.9 Mach number distribution ( $M_{2is}=1.00$ )

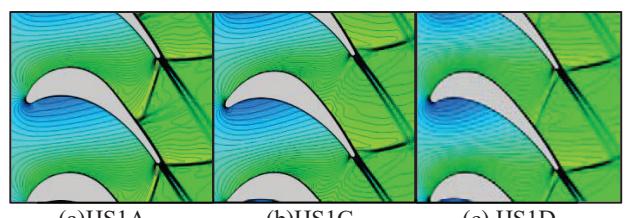


Fig.10 Mach number distribution ( $M_{2is}=1.05$ )

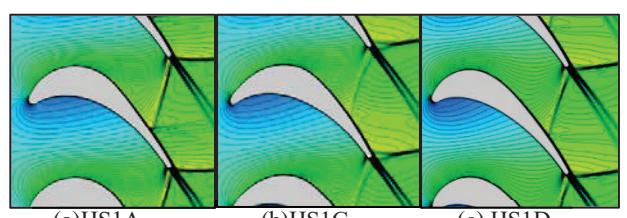


Fig.11 Mach number distribution ( $M_{2is}=1.10$ )

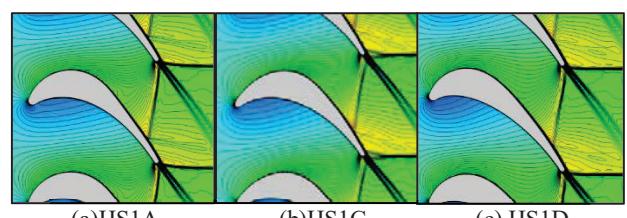


Fig.12 Mach number distribution ( $M_{2is}=1.20$ )

の隣接翼の入射位置も後縁側へ移動していることが Fig.7 からも分かる。これらの現象に伴い SW<sub>TP</sub> の SS 上の境界層との干渉および SW<sub>TS</sub> と後縁ウェークとの干渉が増強することにより Fig.6 に示す形状損失  $Y$  も増加している。 $M_{2is}=1.0$  を超えた領域において、その増加に対する  $Y$  の局所的な低下が、HS1A において明確に確認できる。この原因を翼間マッハ数分布の SW<sub>TP</sub> の SS 上への入射の状態に着目して推察すると、Fig.9(a)と Fig.10(a)から  $M_{2is}=1.05$  までは SS に対してほぼ垂直に入射している

が、それを超えた  $M_{2is}=1.10$  では SS に対して傾斜した状態で入射していることが Fig.11(a)から分かる。この入射角の違いが  $SW_{TP}$  との干渉に起因する SS 上の境界層の発達に差を生じていることが Fig.13において確認でき、垂直入射の干渉の方が境界層の発達を促進していることが分かる。その結果、 $M_{2is}=1.10$  で  $SW_{TP}$  が斜めに入射することにより  $Y$  が一時的に減少したと考えられる。

## 5. 結論

本研究より、以下の結論を得た。

1. 本解析結果により翼負荷分布の違いと翼列出口マッハ数の増加が引き起こす特徴的な現象を、予測することができた。
2. 中央負荷型では、圧力面側後縁衝撃波の隣接翼負圧面への入射を開始する出口マッハ数が最も低く、そのマッハ数域で形状損失が最も高くなる。
3. 中央負荷型では、圧力面側後縁衝撃波の隣接翼負圧面への入射角度が出口マッハ数の増加により垂直から傾斜に変化する際に形状損失が一時的に減少する。
4. 後半負荷型では、圧力面側後縁衝撃波の隣接翼負圧面への入射を開始する出口マッハ数が最も高く、そのマッハ数域以下では形状損失が最も低くなる。

## 参考文献

- (1) Corriveau, D., 2005. "Influence of loading distribution on the performance of high pressure turbine blades", PhD thesis, Carleton University.
- (2) Kibsey, M. D. and Sjolander, S. A., 2016, "Influence of Mach Number on Profile Loss of Axial-Flow Gas Turbine Blades", Proceedings of ASME Turbo Expo 2016, GT2016-56410.
- (3) Corriveau, D. and Sjolander, S. A., 2003, "Influence of Loading Distribution on the Performance of Transonic HP Turbine Blades", Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, GT2003-38079.

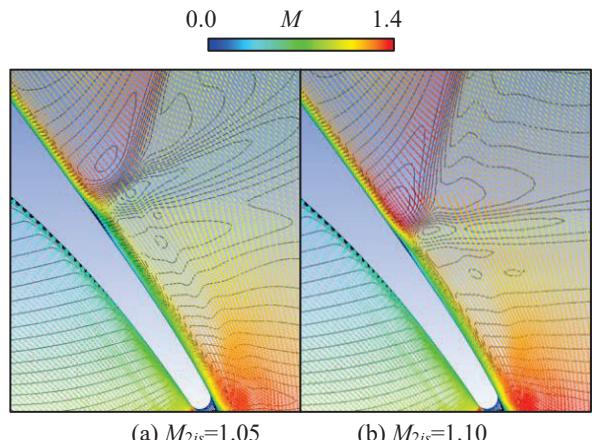


Fig.13 Velocity vector and Mach number distribution near SS (HS1A)

## ターボチャージャ用タービン動翼の共振通過時の過渡応答特性と寿命評価

### Study on the Transient Vibration and Fatigue Life Estimation of Turbine Blade of Turbocharger Passing through Resonance

金子 康智<sup>\*1</sup> ○影 大雅<sup>\*1</sup> 竹下 友祥<sup>\*2</sup>

KANEKO Yasutomo KAGE Taiga TAKESHITA Tomoaki

#### ABSTRACT

In a variable speed engine, it is impossible to avoid the resonance during operation. In a constant speed engine, the resonance during start-up or shut-down also cannot be avoided. Therefore, the increase of the acceleration rate in passing through the resonance has been considered as one of the effective methods for increasing the reliability of turbomachinery. In this study, the transient vibration analysis of mistuned bladed disks passing through the resonance is carried out using the reduced order model SNM and the conventional modal analysis method. The effect of the acceleration rate and the blade damping on the transient vibration response and the blade fatigue life is examined in detail. From these results, it is concluded that SNM is very useful for the transient response analysis of mistuned bladed disks with the complicated vibration characteristics, and the control of the acceleration rate is very effective for the increase of the blade reliability.

**キーワード：**ターボ機械、強制振動、過渡振動、翼、ミスチューニング

**Key Words:** Turbomachinery, Forced Vibration, Transient Vibration, Blade, Mistuning

#### 1. はじめに

ターボ機械の動翼は、通常、共振回避設計がなされるが、航空エンジンなどの可変速機では、共振回避が困難になることが多い。また、産業用ガスタービンなどの定速機では、偏流や翼列干渉力による昇速中の共振応力が振動強度上問題になることがある。昇速中の共振通過時の振動応力を低減し、翼の疲労寿命を改善するためには、共振通過速度を大きくし共振応力が十分に成長しない状態で共振点を通過することが有効であると考えられる。このため、動翼の共振通過速度と発生する振動応力の関係については、これまでに多くの研究が行われているが<sup>(1)~(4)</sup>、何れも単純なばね・質量モデルや有限要素モデルが使用されており、実際の翼設計に使用している大規模な有限要素モデルを使用して共振通過時の過渡応答を解析した例は少ない。一方、ディスク上の個々の翼の特性がわずかに異なる翼・ディスク系（ミスチューン系）では、全ての翼の特性が均一な翼・ディスク系（チューン

系）から応答特性が著しく変化することが知られている。このようなミスチューニング現象については、定常振動や自励振動（フラッタ）については多くの研究があり<sup>(5)~(9)</sup>、ミスチューンは強制振動に対しては危険側に、フラッタに対しては安全側に作用することが知られている。共振通過時のミスチューニング現象については、最近、解析と実験の両面から研究成果が報告されているが<sup>(10)~(13)</sup>、定常振動や自励振動に比較すると研究例が少なく、共振通過時のミスチューンの効果は明確になっていない。

このため本研究では、大規模な有限要素モデルで解析した結果と同等の精度が得られることが確認されている低次元モデル SNM（Subset of Nominal system Modes）<sup>(14)~(16)</sup>を利用して、ターボチャージャ用タービン動翼の共振通過時の過渡応答解析を行う。具体的には、SNMとモンテカルロ法を適用して共振応答（定常応答）が最大になるミスチューン分布（ディスク上の個々の翼のヤング率の分布）を求める。つぎに、このミスチューン系に対して共振通過時の過渡応答解析を行い、共振通過速度や翼・ディスク系の減衰が、ミスチューンを有する翼・ディスク系の共振通過時の応答に及ぼす影響を調査する。さらに、タービン動翼に使用される典型的な疲労限度線図（Bagci 線図）<sup>(17)</sup>を利用して共振通過速度と許容通過回数の関係を調べる。

\*1 龍谷大学

〒520-2194 大津市瀬田大江町横谷1-5

E-mail: y\_kaneko@rins.ryukoku.ac.jp

\*2 三菱重工業

〒851-0301 長崎県長崎市深堀町5丁目717-1

E-mail: tomoaki.takeshita.mj@mhi.com

## 2. 解析方法

### 2.1 SNMによるミスチューン系の固有値解析

SNMによるミスチューン系の固有値解析法は参考文献<sup>(16)</sup>と同一であり、詳細な説明は省略し概要のみを説明する。低次元モデルSNMでは、ミスチューン系のモードをチューン系のモードを使用して式(1)のように表す。

$$[\tilde{\Phi}] = [\Phi][C] \quad (1)$$

ここで $[\Phi]$ はチューン系のモード行列、 $[\tilde{\Phi}]$ はミスチューン系のモード行列、 $[C]$ は、ミスチューン系のモードに占めるチューン系のモードの寄与を表すサイズ $n \times n$ の重み行列、 $n$ は解析に使用する振動モードの個数である。式(1)をミスチューン系の固有値方程式に代入すると、最終的に式(2)、式(3)が得られる。

$$[A] + [\Delta \tilde{K}] [C] = [I] + [\Delta \tilde{M}] [C] [\tilde{A}] \quad (2)$$

$$[\Delta \tilde{K}] = [\Phi]^T [\Delta K] [\Phi], [\Delta \tilde{M}] = [\Phi]^T [\Delta M] [\Phi] \quad (3)$$

ここで、 $[\Delta K]$ や $[\Delta M]$ はミスチューン系の剛性行列と質量行列の変動、 $[A]$ はチューン系の固有値行列、 $[\tilde{A}]$ はミスチューン系の固有値行列である。すなわち、低次元モデルSNMを利用すると、ミスチューン系の固有値や固有モードを以下の手順で求めることができる。

- (1) 有限要素法(周期対称法)を利用して、チューン系の固有値行列 $[A]$ とモード行列 $[\Phi]$ を求める。
  - (2) ミスチューン分布 $[\Delta K]$ 、 $[\Delta M]$ を与える。
  - (3) 式(2)を解いて、ミスチューン系の固有値行列 $[\tilde{A}]$ 、重み行列 $[C]$ を求める。
  - (4) 式(1)からミスチューン系のモードを求める。
- 式(2)の各行列のサイズは $n \times n$ であり、自由度を大幅に縮小した固有値方程式(2)からミスチューン系の固有振動数や固有モードを求めることができる。

### 2.2 ミスチューン系の定常応答解析

翼・ディスク系が周方向に不均一な流れ(偏流)の中を回転していくとき、翼・ディスク系全体の運動方程式は式(4)で表すことができる。

$$[M_T]\{\ddot{x}_T\} + [C_T]\{\dot{x}_T\} + [K_T]\{x_T\} = \{f_T(t)\} \quad (4)$$

ここで $[M_T] = [M] + [\Delta M]$ 、 $[K_T] = [K] + [\Delta K]$ 、 $[C_T]$ は翼・ディスク系(ミスチューン系)全体の質量行列、剛性行列、減衰行列であり、 $\{x_T\}$ は変位ベクトルである。下添え字 $T$ は、全系(翼・ディスク系全体)であることを示す。 $[M]$ と $[K]$ はチューン系の質量行列と剛性行列である。式(4)右辺の $\{f_T(t)\}$ は翼・ディスク系に作用するハーモニック加振力であり、式(5)のように表すことができる。

$$\begin{aligned} \{f_T(t)\} &= \{f_T^H\} e^{j\omega t} \\ \{f_T^H\}^T &= \{f_H\}^T \{f_H\}^T e^{j\alpha_H} \dots \{f_H\}^T e^{j(N-1)\alpha_H} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\{f_H\}$ は翼1枚に作用するハーモニック加振力の振幅、 $\omega$ は加振力の角振動数、 $\alpha_H$ は翼・ディスク系が回転することによって生じる加振力の位相角であり、ロータの回転数を $\Omega$ 、全周の翼枚数を $N$ 、加振力のハーモニック数(エンジンオーダー)を $H$ とすると、式(6)で表すことができる。

$$\omega = H\Omega, \quad \alpha_H = \frac{2\pi H}{N} \quad (6)$$

定式化の詳細は省略するが、式(4)の解を式(7)のように仮定し、通常のモーダル法を適用すると式(8)が得られる。

$$\{x_T\} = \{X_T\} e^{j\omega t} \quad (7)$$

$$\{X_T\} = \sum_{r=1}^{N_T} \frac{\{\phi_T^r\}^T \{f_T^H\} \{\phi_T^r\}}{k_r(1 - \beta_r^2 + 2j\zeta_r \beta_r)}, \quad \beta_r = \frac{\omega}{\omega_r} \quad (8)$$

ここで、 $\{\phi_T^r\}$ と $\omega_r$ は、式(4)から減衰項と外力項を省いて得られる固有値方程式から得られる $r$ 番目の固有モードと固有角振動数であり、ここではSNMを利用して式(2)から求める。 $N_T$ は、モーダル法で採用するモードの個数である。また、 $k_r$ と $\zeta_r$ は、 $r$ 番目のモードのモーダル剛性とモーダル減衰比であり、モーダル質量 $m_r$ やモーダル減衰係数 $c_r$ などを用いると、式(9)のように表すことができる。

$$\begin{aligned} m_r &= \{\phi_T^r\}^T [M_T] \{\phi_T^r\}, \quad k_r = \{\phi_T^r\}^T [K_T] \{\phi_T^r\} \\ c_r &= \{\phi_T^r\}^T [C_T] \{\phi_T^r\} = 2\zeta_r \sqrt{m_r k_r} \end{aligned} \quad (9)$$

翼・ディスク系の定常応答を計算する場合には、加振力の角振動数 $\omega$ を与えて、式(8)から各翼の周波数応答を計算する。

### 2.3 ミスチューン系の過渡応答解析

昇速中の翼・ディスク系の運動方程式も式(4)、式(5)で表すことができるが、加振力の角振動数を式(10)のように時間の関数にする必要がある。

$$\omega(t) = \left( \Omega_0 + \frac{1}{2} \alpha t \right) H \quad (10)$$

ここで $\Omega_0$ は、初期(時刻 $t = 0$ )のロータの回転角速度、 $\alpha$ は昇速率(負の場合には降速率)である。共振通過時の過渡応答を計算する場合には、式(4)の加振力を式(11)のように書き直す。

$$\{f_T(t)\} = \{f_{Hc}^T\} \cos \omega t + \{f_{HS}^T\} \sin \omega t \quad (11)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \{f_{Hc}^T\}^T &= \left\{ \begin{array}{cccc} \{f_H\}^T & \{f_H\}^T \cos \alpha_H & \dots & \{f_H\}^T \cos \alpha_H (N-1) \end{array} \right\}^T \\ \{f_{HS}^T\}^T &= \left\{ \begin{array}{cccc} \{f_H\}^T & \{f_H\}^T \sin \alpha_H & \dots & \{f_H\}^T \sin \alpha_H (N-1) \end{array} \right\}^T \end{aligned} \quad (12)$$

過渡応答の場合は、式(4)の解を式(13)のように仮定する。

$$\{x_T(t)\} = \sum_{r=1}^{N_T} a_r(t) \{\phi_T^r\} \quad (13)$$

式(11)から式(13)を式(4)に代入し、左から $\{\phi_T^r\}^T$ をかけた後、式(9)を使用して整理すると式(14)が得られる。

$$\ddot{a}_r(t) + 2\zeta_r \omega_r \dot{a}_r(t) + \omega_r^2 a_r(t) = \left( \frac{1}{m_r} \right) \sqrt{(f_{Hc}^r)^2 + (f_{Hs}^r)^2} \cos(\omega(t)t - \varphi_r) \quad (14)$$

ここで、

$$\{f_{Hc}^r\} = \{\phi_T^r\}^T \{f_{Hc}^T\}, \{f_{Hs}^r\} = \{\phi_T^r\}^T \{f_{Hs}^T\}$$

$$\varphi_r = \tan^{-1} \left( \frac{f_{Hs}^r}{f_{Hc}^r} \right) \quad (15)$$

である。共振通過時の過渡応答の解析では、式(14)を数値積分で解き、式(13)に代入して翼・ディスク系全体の時刻歴応答を求める。なお、従来の研究から、1自由度系の共振通過時の振幅は、昇速率と減衰比だけに支配されることが分かっているため、ここでは参考文献<sup>(16)</sup>と同様に、昇速率を表す無次元パラメータとして、式(16)で定義される無次元パラメータ $\beta$ を使用している。

$$\beta = \frac{1}{\zeta_r f_r} \sqrt{\frac{\alpha^*}{2H}} \quad (16)$$

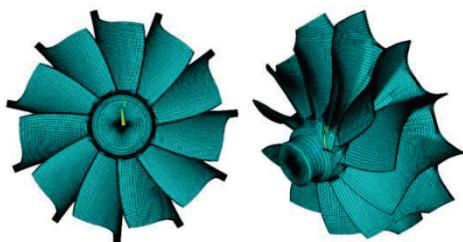
ここで、 $\alpha^*$ は昇速率（ロータ回転数の変化率）[Hz/s]、 $f_r(\omega_r/2\pi)$ は翼・ディスク系の固有振動数[Hz]である。

### 3. 解析結果

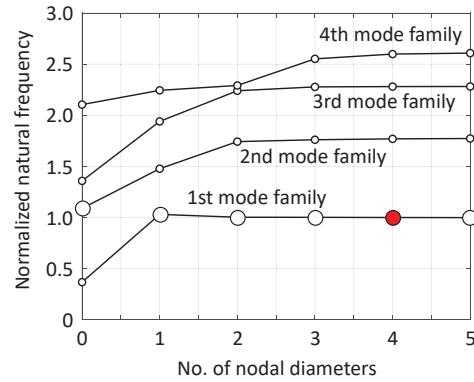
#### 3.1 チューン系の過渡応答解析結果

図1(a)に、過渡応答解析を行う翼・ディスク系（ターボチャージャ用タービン）の有限要素モデルを示す。図1(b)は、有限要素法（周期対称法）で解析した翼・ディスク系（全周の翼の特性が均一なチューン系）の固有振動数であり、横軸は振動モードの節直径数を、縦軸は翼・ディスク系の固有振動数を示している。また、図2は1次モード族の固有振動モードの解析例であり、0節直径モードから5節直径モードを示している。解析に使用したタービンの全周の翼枚数( $N$ )は11枚であり、1節直径モードから5節直径モードは縮退して重根モードになるが、図2には重根モードのうち片側のモードだけを示している。

チューン系の解析では、加振力のハーモニック数( $H$ )を4と仮定し、ロータの昇速率や翼・ディスク系の減衰をパラメータにして過渡応答解析を行った。翼の応答(変位)は、1次モード族の変位が最大になる翼先端部で評価している。なお以下の解析では、特に断らない限り翼のモーダル減衰は、対数減衰率( $\delta$ )で0.01と仮定している。



(a) FEA model



(b) Natural frequency of tuned system

Fig. 1 FEA model and natural frequency of tuned system

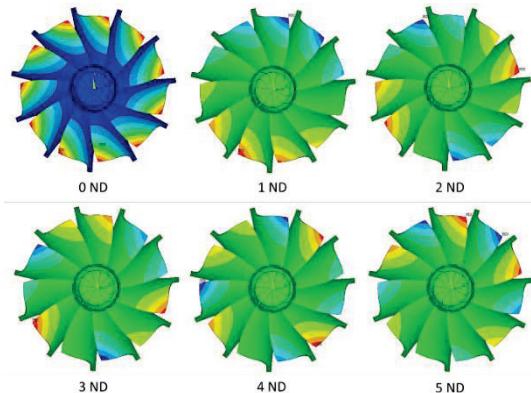
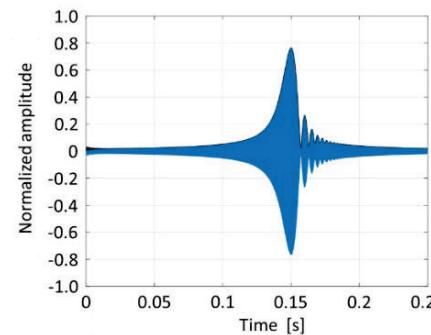


Fig. 2 Typical vibration modes of tuned system

図3(a)に共振通過時の時刻歴応答の解析例を、図3(b)に無次元昇速率 $\beta$ をパラメータとした共振通過時の最大振幅を示す。図3(b)の横軸は加振力の周波数であり、縦軸は定常応答( $\beta=0$ )に対して生じる共振振幅で正規化した振幅倍率である。これから分かるように、チューン系の振動モードは完全な周期対称性を有するため、 $H=4$ のハーモニック加振力で加振すると4節直径モード(図1(b)の赤丸)だけが応答し、全ての翼の振幅は同一になり位相だけが異なる。また、昇速率 $\beta$ を大きくすると最大振幅は低下し、最大振幅を発生する周波数は高周波数側に移動していく。最大振幅を過ぎると、ハーモニック加振力による強制振動と自由振動の重畠による「うなり」が発生する。

図4(a)は昇速率 $\alpha^*$ と対数減衰率 $\delta$ をパラメータにして、共振通過時の振幅倍率(定常応答の共振振幅で正規化した振幅)を求めた結果を示している。図4(b)は、式(16)を使用して横軸を無次元昇速率 $\beta$ に変換し、図4(a)の解析結果をプロットした結果を示している。図4(a)に示すように、共振通過時の振幅倍率は昇速率が大きくなると低下し、減衰が小さいほど低下する。また、図4(b)から分かるように、チューン系の翼・ディスク系の場合は、共振通過時の振幅倍率は式(16)で定義する無次元昇速率 $\beta$ だけの関数として表すことができる。



(a) Time history wave ( $\beta=3$ )

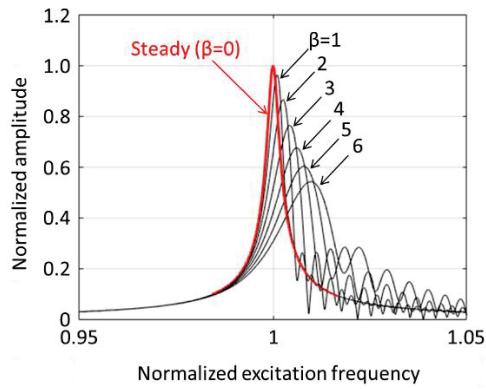
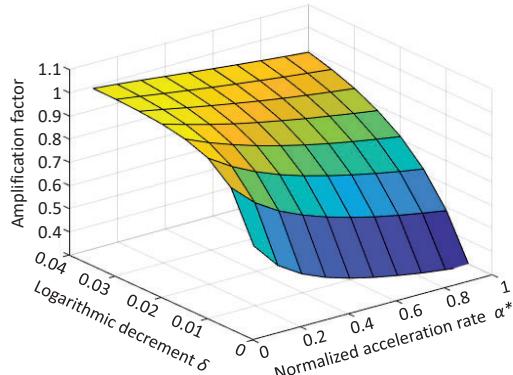
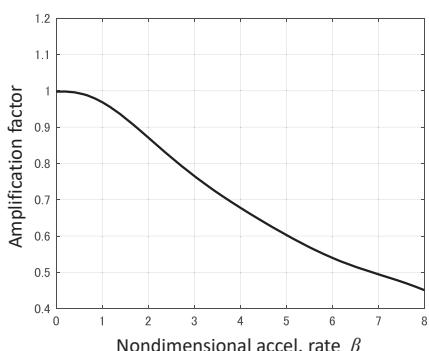


Fig.3 Transient response of tuned system ( $\delta = 0.01$ )



(a) Map of amplification factor



(b) Amplification factor vs. nondimensional accel. rate  $\beta$

Fig. 4 Amplification factor of tuned system

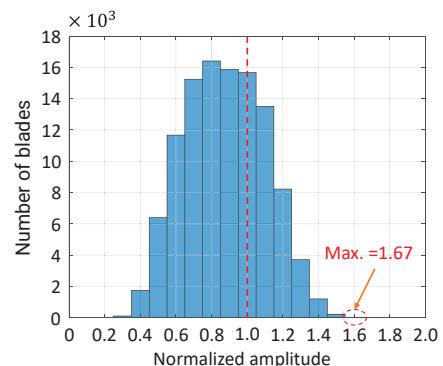
### 3.2 ミスチューン系の過渡応答解析結果

ミスチューン系の過渡応答解析では、ディスク上の個々の翼の振動数が異なるミスチューン系を作成し、1次モード族の4節直径モードの固有振動数（図1(b)の赤丸）付近を通過するときの過渡応答解析を行った。加振力のハーモニック数(4)や変位の評価点(翼先端部)はチューン系の解析と同一である。また、1次モード族の4節直径モード付近の過渡応答を解析するため、SNMの解析では低次から11個のモード（図1(b)の白丸）を使用している。具体的には以下の手順で、共振通過時のミスチューン系の過渡応答解析を行っている。

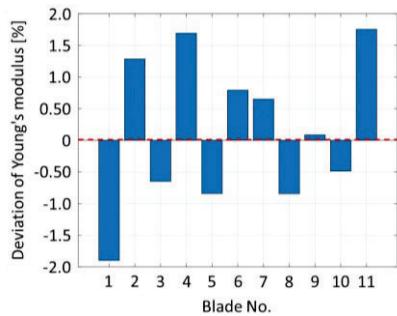
- (1) 図1(a)の有限要素モデルを使用し、個々の翼の剛性（ヤング率）が正規分布（変動係数1%）に従うと仮定し、モンテカルロ法を適用して多数の翼・ディスク系（ここでは10,000個）の周波数応答解析（定常応答解析）を行う。すなわち、ミスチューン系の解析（式(2)）では剛性ミスチューン（ $[\Delta K]$ ）だけを考慮しており、質量ミスチューン（ $[\Delta M]$ ）は無視している。
- (2) 解析した翼・ディスク系の中から共振振幅が最大になるワーストミスチューン系を抽出し、ワーストミスチューン系に対して、昇速率や翼の減衰をパラメータにして共振通過時の過渡応答解析を行う。

図5(a)は、モンテカルロ法により10,000個の翼・ディスク系を作成し、個々の翼・ディスク系に対して定常周波数応答解析を実施した結果を示している。図5(a)の横軸は各翼の振幅倍率（チューン系の共振振幅で正規化した各翼の最大振幅）を、縦軸は頻度（翼枚数）を示している。図5(b)は、ワーストミスチューン系(振幅倍率1.67)に対する各翼の剛性（ヤング率）の変動を示している。

図6(a)はワーストミスチューン系の周波数応答解析結果であり、図6(b)はワーストミスチューン系の個々の翼の振幅倍率を示している。これから分かるように、解析した翼・ディスク系（単独翼構造）はミスチューンに対して非常に敏感であり、ディスク上の個々の翼のヤング率が1%程度変動すると翼の発生振幅に大きな差が現れ、最悪の場合には最大振幅はチューン系の1.7倍程度に増加し得る。

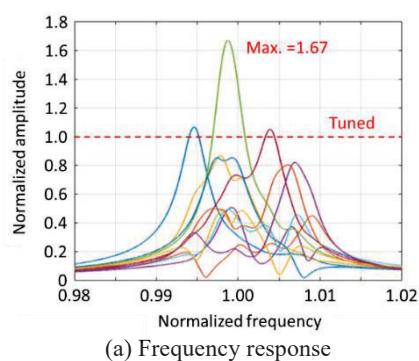


(a) Histogram

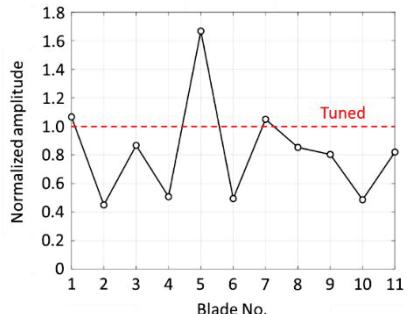


(b) Deviation of Young's modulus

Fig. 5 Histogram of maximum amplitude and distribution of young's modulus



(a) Frequency response



(b) Maximum amplitude of blade

Fig. 6 Frequency response and max. amplitude of the worst mistuned system

図 7 と図 8 はワーストミスチューン系の代表的な翼 (Blade 5, 6) について、昇速率をパラメータにして共振通過時の振幅 (時刻歴応答の包絡線) を計算した結果を示している。これらの図の縦軸はチューン系の共振振幅で正規化している。図 3 に示すように、チューン系では昇速率が大きくなると共振周波数よりも加振周波数が高いときに最大振幅が発生し、最大振幅は昇速率が大きくなるほど小さくなる。一方、ミスチューン系で昇速率を大きくすると、図 7 に示すように振幅最大翼 (Blade 5) の応答はチューン系の応答と同様の特性を示す。しかし、振幅が小さい翼 (図 8) では、元々定常応答において近接した複数のピークが存在しているため、昇速率を大き

くするとこれらのピークが重畠し、発生振幅はチューン系のように単純に低下しない。

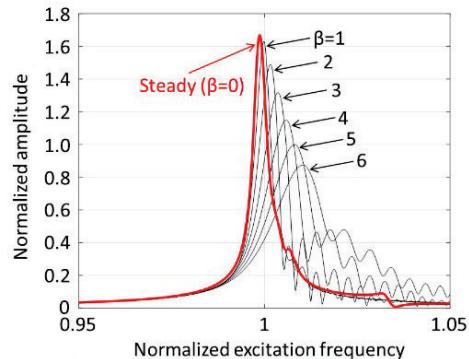


Fig. 7 Transient response of blade 5 with the large amplitude

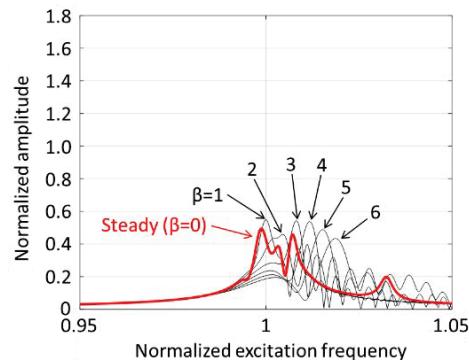


Fig. 8 Transient response of the blade 6 with the small amplitude

図 9 や図 10 は上述の現象を詳しく調査するため、昇速率をパラメータにして過渡応答解析を行い、共振通過時に全翼に発生する振幅を求めた結果を示している。図 9 は昇速率をパラメータにして共振通過時の各翼の振幅分布を求めた結果であり、縦軸はチューン系の共振振幅で正規化している。これから分るように、昇速率が大きくなると、振幅の大きい翼ほど振幅の低減率が大きくなる傾向が認められる。図 10 は、昇速率と共に共振通過時に全翼に発生する振幅の関係を求めた結果であり、縦軸は各翼の共振振幅 (定常周波数応答で発生する各翼の最大振幅) で正規化している。これから分かるように、昇速率が大きくなると全体的には個々の翼の発生振幅は低下していくが、Blade 4, 6, 11 などの振幅低減率はチューン系の振幅低減率と大きく異なっている。特に Blade 6 では昇速率が増加すると一旦発生振幅が低下した後、再度振幅が増加するなど、複雑な特性を示している。

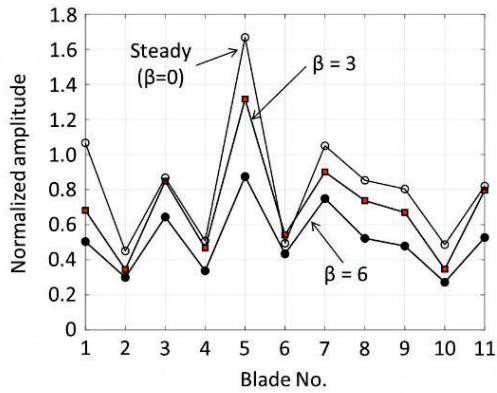


Fig. 9 Maximum amplitude of blade passing through resonance

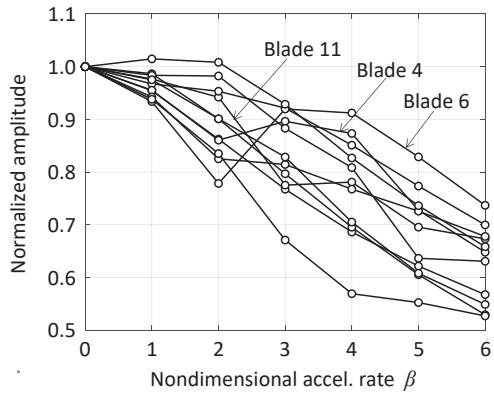


Fig. 10 Acceleration rate and the maximum amplitude of blade

図 11 はワーストミスチューン系の最大振幅翼 (Blade 5) について、昇速率と共振通過時に発生する振幅の関係を求めた結果であり、縦軸は最大振幅翼の共振振幅（定常周波数応答で発生する最大応答翼の最大振幅）で正規化している。また、図 11 中には比較のためにチューン系の解析結果もプロットしている。図 11 に示すように、振幅最大翼の振幅低減率はチューン系とほぼ同様の特性を示している。以上の解析結果は、著者らが単純なばね・質量モデルを使用して解析した結果<sup>(11)</sup>と定性的に一致している。

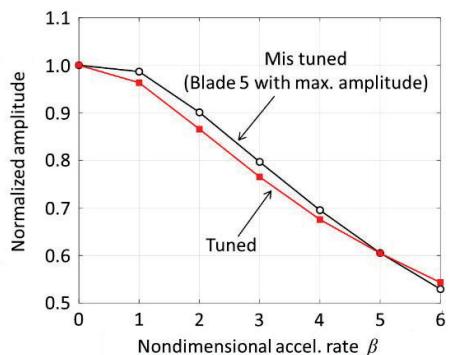
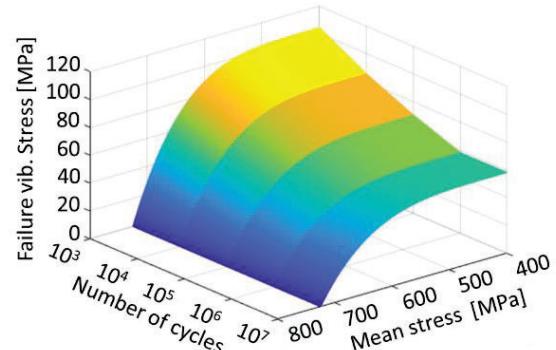


Fig. 11 Acceleration rate and the maximum amplitude of blade

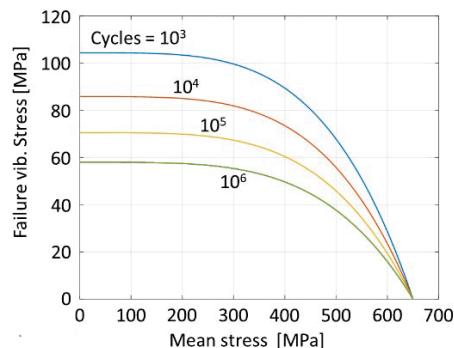
### 3.3 共振通過時の寿命評価

タービン翼の共振通過時の疲労寿命を評価するため、昇速率をパラメータにして共振点の許容通過回数を解析した。疲労寿命の評価には、タービン翼の累積疲労寿命の評価に使用される Bagci 線図<sup>(2)(17)</sup>を利用しておらず、ここでは、昇速率と共振点の許容通過回数の相対評価を目的にしているため、疲労強度や疲労強度低下係数の値には文献 (17) に記載してある数値をそのまま使用している。図 12 に累積疲労寿命の評価に使用した Bagci 線図を示す。また、静応力や振動応力に関して、以下の仮定をしている。

- (1) 共振点通過時の疲労強度評価点（翼付け根部）の静応力は 300MPa と仮定する。
- (2) 翼先端部の振動変位と疲労強度評価点の振動応力は比例すると仮定し、下記の 4 ケースについて共振点の許容通過回数を評価する。
  - Case A : チューン系が完全共振 ( $\beta=0$ ) したときの疲労強度評価点の振動応力が 40MPa
  - Case B : 50MPa
  - Case C : 60MPa
  - Case D : 70MPa



(a) Fatigue failure surface



(b) Failure vibratory stress vs. mean stress

Fig. 12 Fatigue failure surface defined by Bugci line<sup>(17)</sup>

図 13 に、ワーストミスチューン系の最大振幅翼 (Blade 5) の共振点通過時の時刻歴波形と発生振幅のヒストグラムを示す。図 14 は、図 12 の Bagci 線図と図 13 のヒストグラムを使用して、共振点の許容通過回数を求めた結果を示している。図 14 に示すように、昇速率を変更することにより、共振点の通過回数を大幅に改善できる。

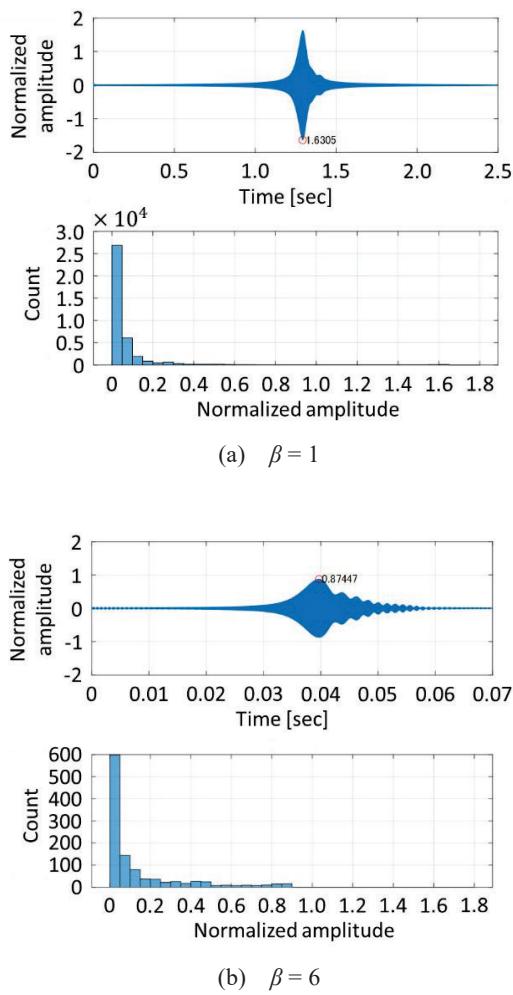


Fig. 13 Transient response and amp. count of blade 5

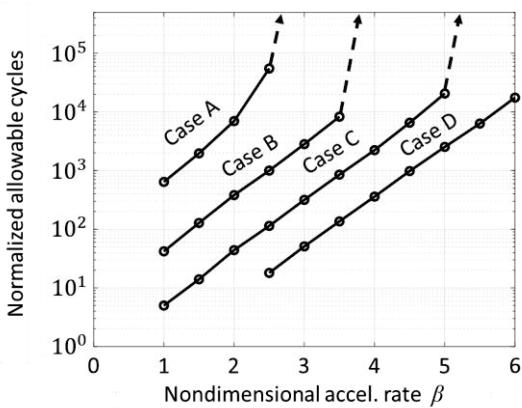


Fig. 14 Normalized acceleration rate and allowable cycles

#### 4. 結論

本研究では、低次元モデル SNM とモーダル法を適用して、ミスチューンを有する翼・ディスク系が共振点を通過する時の過渡応答解析を行った。具体的には、まず、モンテカルロ法を適用して定常周波数応答解析を行い、共振応答が最大になるミスチューン分布を求めた。つぎに、このミスチューン系に対して共振通過時の過渡応答解析を行い、共振通過速度や翼・ディスク系の減衰が共振通過時の応答に及ぼす影響を調査した。さらに、タービン翼に使用される典型的な疲労限度線図 (Bagci 線図) を利用して共振通過速度と寿命の関係を評価した。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) 低次元モデル SNM とモーダル法を適用することにより、共振点通過時の過渡応答解析を、ばね・質量モデルと同等の計算時間で、大規模な FEA 解析と同等の精度で、効率良く行うことができる。
- (2) 共振通過時の振幅倍率（共振通過時の発生振幅と完全共振時の振幅比）には、昇速率と減衰が関係しており、昇速率が大きくなるほど、また減衰が小さくなるほど振幅倍率は低下する。
- (3) 無次元昇速率  $\beta$  を用いて昇速率と発生振幅の関係を整理すると、減衰が異なる場合にも同一のカーブを使用して共振通過時の振幅を予測できる。
- (4) ミスチューン系の最大振幅翼に対しては、昇速率を増加したときの振幅低減率は、チューン系の振幅低減率と大差がない。従って、ミスチューンがある翼・ディスク系の共振通過時の応答を評価する場合には、チューン系に対する振幅低減率を使用して発生する最大振幅を予測できる。
- (5) 共振通過速度を増加すると、共振点の許容通過回数は大幅に改善できる。従って、共振点通過速度の変更は、可変速機の信頼性向上対策として有効である。

#### 参考文献

- (1) C. M. Harris, Shock and Vibration Handbook, 3rd ed. (1987), pp.24-1~24-34. McGraw Hill.
- (2) J. S. Rao, Turbomachinery blade vibration (1991), pp.324-333. John Wiley & Sons.
- (3) J. S. Rao, et. al., A Procedure to Predict Influence of Acceleration and Damping of Blades Passing through Critical Speeds on Fatigue Life, Proceedings of ASME Turbo Expo 2009, GT2009-59433 (2009), pp.1-9.
- (4) Andreas Hartung, A Numerical Approach for the Resonance Passage Computation”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2010, GT2010-22051 (2010), pp.1-6.
- (5) A. V. Srinivasan, “Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades, Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas turbine and Power, Vol. 119, No.4 (1997), pp.742-775.

- (6) E. Seinturier, J. Lombard, M. Berthillier, and O. Sgarzi, Turbine Mistuned Forced Response Prediction: Comparison with Experimental Results, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, GT2002-30424 (2002), pp.1-10.
- (7) E. Seinturier, J. Lombard, M. Dumas, C. Dupont, V. Sharma and J. Dupeux, Forced Prediction Methodology for the Design of HP Compressors Bladed Disk, Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, GT2004-533372 (2004), pp.1-10.
- (8) W. Sextro, L. Panning, F. Gotting, and K. Popp, Fast Calculation of the Statistics of the Forced Response of Mistuned Bladed Disk Assemblies with Friction Contacts, Proceedings of ASME Turbo Expo 2002, GT2002-30427 (2002), pp.1-10.
- (9) C. Martel, R. Corral and J. M. Llorens, Stability Increase of Aerodynamically Unstable Rotors Using Intentional Mistuning, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 130 (2008), pp.011006-1~011066-9.
- (10) J. P. Ayers, D. W. Feiner and J. H. Griffin, A Reduced Order Model for Transient Analysis of Bladed Disk Forced Response, Proceedings of ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68128 (2005), pp.1-10.
- (11) Kaneko, Y., Study on Transient Vibration of Mistuned Bladed Disk Passing through Resonance, Proceedings of ASME Turbo Expo 2013, GT2013-94052 (2013), pp.1-10.
- (12) Hackenberg, H-P. and Hartung, A., An Approach for Estimating the Effect of Transient Sweep through Resonance, Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 138 (2016), pp.082502-1~082502-12.
- (13) Carassale, L., Denoëi, V., Martel, C. and Panning-von Sheidt, L., Identification of the Essential Features of the Transient Amplification of Mistuned Systems, Proceedings of ASME Turbo Expo 2020, GT2020-15693 (2020), pp.1-10.
- (14) Yang, M. T. and Griffin, J. H., A Reduced Order Model of Mistuning Using a Subset of Nominal System Modes, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123(2001), DOI: 10.1115/1.1385197.
- (15) Duan, Y., Zang, C. and Petrov, E. P., Forced Response Analysis of High-Mode Vibrations for Mistuned Bladed Disks with Effective Reduced-Order Models, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 138(2016), DOI: 10.1115/1.4033513.
- (16) 金子康智, 村上朝吉, 渡邊敏生, 鷺尾宰司, “ミスチューンを有する翼・ディスク系の振動応答に関する研究（ミスチューン特性に及ぼす翼構造の影響）”, 日本機械学会論文集, Vol. 185, No. 876, (2019), DOI:10.1299/transjsme.18-00398.
- (17) Rao, J. S., Pathank, A. and Chawla, A., “Blade Life: A Comparison by Cumulative Damage Theories”, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123(2001), pp. 886-892.

## 選択的レーザー溶融法で造形した Ti-48Al-2Cr-2Nb の超塑性変形と異方性

### Microstructure and Superplasticity of Ti-48Al-2Cr-2Nb Manufactured by Selective Laser Melting

○藤井 達也<sup>\*1</sup> 水田 和裕<sup>\*1</sup> 篠 勝次<sup>\*1</sup>  
FUJII Tatsuya MIZUTA Kazuhiro KAKEHI Koji

#### ABSTRACT

Selective laser melting was applied to TiAl4822. This research investigates the microstructure and the tensile properties of TiAl4822 fabricated by a new SLM machine equipped with a heating unit. Some specimens showed superplastic properties; this was attributable to the  $\gamma$ -phase-based homogeneous fine grains in the SLM. The maximum elongation of the SLM specimen was over 420%, but the specimens exhibits anisotropy.

**キーワード:** 選択的レーザー溶融法, 組織, Ti-48Al-2Cr-2Nb, 引張特性, 異方性, 超塑性変形

**Key Words:** selective laser melting, microstructure, Ti-48Al-2Cr-2Nb, tensile properties, anisotropy, superplasticity

#### 1. 緒 言

耐熱合金の付加造形(AM)は、航空宇宙、自動車、エネルギー等様々な分野での適用が検討され、一部は既に実現されている。特に、Ni合金、Ti合金は使用環境が厳しいジェットエンジン等の部品に使用されているが、そのような部品においても、AMの適用が見られるようになった。密度が約3.9 g/cm<sup>3</sup>であり、非常に軽量な耐熱合金であるTi-48Al-2Cr-2Nb(TiAl4822)は、クリープ特性にも優れ、民間航空機エンジンの低圧タービンブレードに採用されている<sup>(1-4)</sup>。しかしながら、TiAl4822は、延性に乏しく、難加工材である。そして、これらのタービンブレードは、鋳造で製造されており、鋳塊から非常に薄肉また複雑形状を有するブレード最終形状に加工するために、最終後加工として高度な切削加工や研削加工が必要である。さらに、機械加工の工程において、製品表面にクラックやむしれといった欠陥が生じやすいことが知られており、機械加工には極めて高い生産技術、加工条件最適化が求められる。また、そもそも活性であるTiAl4822の鋳造は炉壁との反応を生じやすく、鋳造自体にも高い技術やノウハウを要する。こうした背景から、TiAl4822のAMに関する研究開発が、検討されている。TiAl4822のAMにおいては、電子ビーム溶融法(EBM)が従来の主なプロセスとして研究されている<sup>(2)</sup>。Arcam社によって開発され、販売されているEBM造形装置は、スタートプレートが予備加熱され、急速冷却を抑制する機構が設けられている。また、造形室内は真空を維持す

るよう管理され、酸化リスクを抑制する設備仕様となっている。現在知られているAMプロセスにおいて、TiAlを造形する際にはEBMによるプロセスが標準的に選択されているのが現状である。本研究では、新たに開発された、レーザー溶融法によるAM装置を用いてTiAl4822の造形試験と造形材の評価を行った。前述のように、TiAl4822は既に商用化されている民間ジェットエンジンのタービンブレードに採用されるなど実績がある合金であるが、SLMによる造形評価を実施し、組織や機械的特性評価したという報告例は極めて少ない<sup>(5,6)</sup>。本稿では、SLMで造形した組織および超塑性変形について異なる試験温度や引張方向で比較と考察を行った。

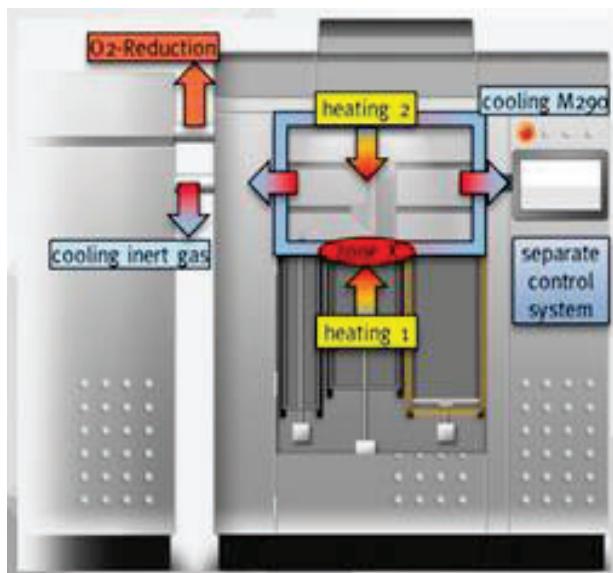
#### 2. 実験方法

##### 2.1 造形方法

一般に、SLMは造形過程において造形材の冷却速度が非常に速く、10<sup>5</sup>-10<sup>8</sup> K/s程度とされ、クラック等欠陥の発生につながると言われている。本研究では、AM Metals GmbHによって新たに開発されたSLM造形設備(Fig. 1)を用いた。当該設備は、EOS社の標準設備M290をベースにAM Metalsが高温予備加熱ユニット、造形室の温度制御、不活性ガス濃度最適化システム、造形プロセスマニタリング機能を設計し、新たに追加したものである。造形室内的酸素濃度が高い場合、疲労き裂進展を促進する等各種機械的特性における問題を生じるため、酸素濃

度はなるべく低く維持されることが好ましい<sup>(7)</sup>。造形中の酸素濃度はセンサーによってモニタリングされ、本実験においても 200 ppm 以下であることが確認された。本実験で使用した設備には、ベースプレートおよび造形材の予備加熱機構が装備され、これにより残留応力の発生と造形中のクラック発生をなるべく抑制することが可能となる。本実験で適用した予備加熱温度は 750°C であり、これは 100°C 程度の予備加熱機能を有する一般的な他の SLM 造形設備と比較しても、十分に高い温度である。なお、今回造形した as-built 材の密度は、99.97% であり、十分な充填率を実現できた。

TiAl4822 粉末はガスアトマイズ法によって製作した。ガスアトマイズ法は他の一般的な工法より生産性と品質に優れ、パウダーベッド法に求められる十分な真球度を有する粉末を効率よく得ることができる。Table 1 に、本実験で用いた粉末の化学組成を示す。また、造形には、粒径が 50 μm 以下のものを使用した。



Courtesy AM Metals GmbH  
Fig. 1 The machine was designed by modifying M290 (EOS GmbH Electro Optical Systems) and was equipped with a high-temperature modification unit that features cooling of the process chamber, an inert gas purification system, and process monitoring.

Table 1 Chemical composition of TiAl4822 used in SLM process in at.% and wt.%

	Al	Cr	Nb	Fe	C	O	N	H	Ti
at.%	49.6	1.82	2.20	0.03	0.02	0.17	0.003	-	Bal.
wt.%	34.7	2.46	5.31	0.05	0.007	0.07	0.001	-	Bal.

## 2.2 引張試験と組織観察

ブロック(45.8 × 12 × 49.1 (mm))と短冊(6 × 9 × 45 (mm))を造形後(Fig. 2)，ワイヤ放電加工により 2.8 × 3 × 20 (mm) と 2.8 × 3 × 10 (mm) のドックボーン形の引張試験片を作製した。短冊からは、積層方向に対して水平に試験片(短冊材)を切り出した。一方で、ブロックからは積層方向に対して水平な方向から切り出した試験片(0°材)と垂直に切り出した試験片(90°材)の両方を用意した。引張試験には SHIMADZU AG-10TE 万能試験機を用いた。2.8 × 3 × 20 (mm) の試験片は、750°C、ひずみ速度 4.2 × 10<sup>-4</sup> s<sup>-1</sup>において使用し、850°C と 950°C においては、超塑性変形の発現を調べるために、ひずみ速度 1.0 × 10<sup>-4</sup> s<sup>-1</sup> で 2.8 × 3 × 10 (mm) の試験片を用いた。

試験前後の造形物の組織観察を走査型電子顕微鏡 (HITACHI High-Tech S3700N) にて実施し、機械的特性との関係について考察した。また、EBSD (TSL Solutions, OIM) を結晶粒径および相構成の分析のために実施した。

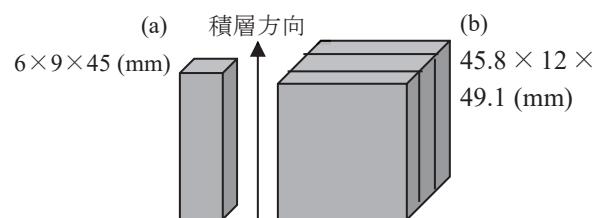


Fig.2 Samples manufactured by SLM. (a) Strip (b) Block

## 3. 実験結果および考察

### 3.1 引張試験

Fig. 3 に 750°C における応力ひずみ曲線を示す。0°材と短冊材ではほとんど違いが見られず、引張強度、延性ともにほとんど同じ値になった。しかし、90°材の応力ひずみ曲線はひずみが 1% 程度までは 0°材や短冊材の応力ひずみ曲線と同じような挙動であったが、延性が大きく低下し、0°材や短冊材の方が高い延性を示すことが確認できた。

Fig. 4 に 850°C における真応力-真ひずみ曲線を示す。850°C においては、90°材の破断した際の公称ひずみは 116% であった。短冊材や 0°材は公称ひずみがそれぞれ 56% と 77% のときに破断した。破断した際の公称ひずみが 100% 以上になり、超塑性変形を発現したのは、90°材のみであった。この結果から、90°材の方が高い延性を示すことが確認され

た。

Fig. 5 に 950°Cにおける真応力-真ひずみ曲線を示す。950°Cにおいては、真ひずみが 0.4 以下の時、流動応力は短冊材の方が 90°材より高くなつた。一方で、真ひずみが 0.4 以上の時、流動応力は 90°材の方が高くなつた。0°材は真ひずみが 0.9 以上の時、90°材よりも流動応力が高くなつた。短冊材と 0°材は、破断した際の公称ひずみがそれぞれ 219%，255%であった。一方で、90°材は 420%以上の公称ひずみを示したが、伸び計の上限値に達し破断まで至らず、全ての試験片で超塑性が発現することが明らかになつた。また、850°Cの場合と同様に、90°材の方が高い延性を示し、異方性を確認することが出来た。

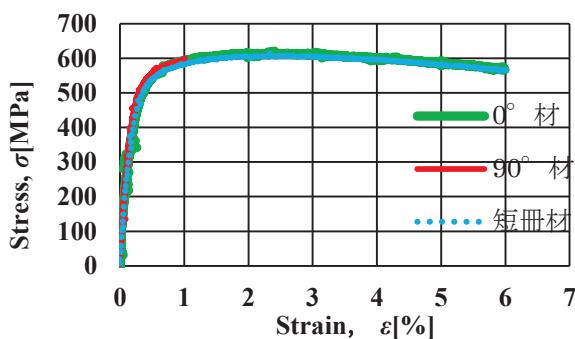


Fig. 3 Stress-strain curves at 750°C,  $4.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

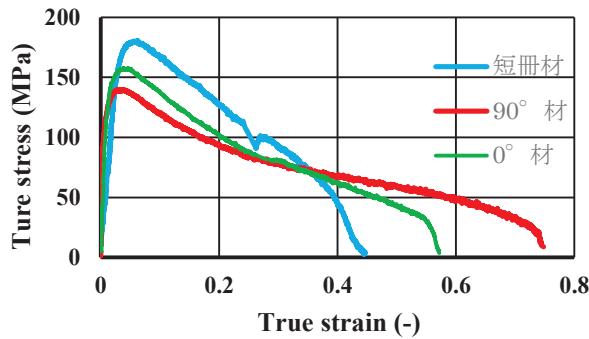


Fig. 4 True stress-true strain curves at 850°C,  $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

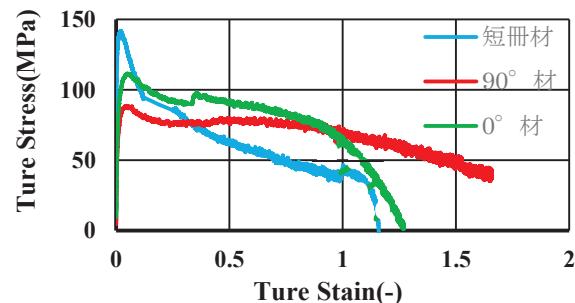


Fig. 5 True stress-true strain curves at 950°C,  $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

### 3.2 組織観察

Fig. 6 に試験前の短冊材とブロック材の組織を示す。どちらの組織も均質で微細な  $\gamma$  粒が得られた。微細な  $\gamma$  粒が得られた要因として、SLM 特有の冷却速度の大きさが原因であると考えられる。Kuo ら<sup>(8)</sup>は、SLM における急速加熱冷却のサイクルは、より顕著な熱勾配を生じ、結果、粒径が小さくなるとしている。また、Hu ら<sup>(9)</sup>は、冷却速度が大きい場合において  $\gamma$  相の形成が支配的となり、冷却速度が小さい場合において、lamellar 相の形成が進むとしている。一方で、Xia ら<sup>(10)</sup>は冷却速度の大きさ順に  $\alpha$ - $\gamma$  → lamellar の順に析出が支配的になるとしている。SLM 造形装置は急冷を回避するための高温予備加熱機構を有していることから、材料の冷却速度は通常の SLM の冷却速度より小さかつたため、 $\gamma$  相の析出が支配的になった。Fig. 7 に EBSD 分析によって得られた、ブロックの Grain マップと粒径分布を示す。ほとんどの粒が 10  $\mu\text{m}$  以下であり、平均粒径は 6.9  $\mu\text{m}$  であった。

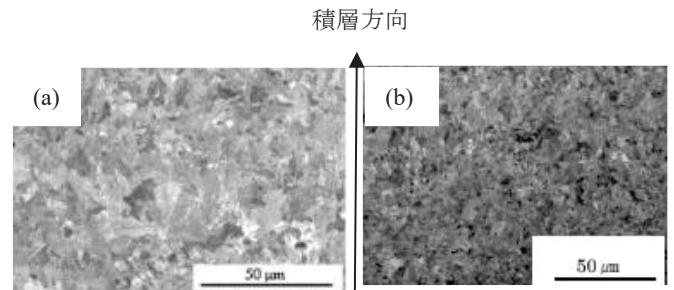


Fig. 6 SEM images for specimens before tensile tests. (a) shows microstructure of Strip. (b) shows microstructure of Block.

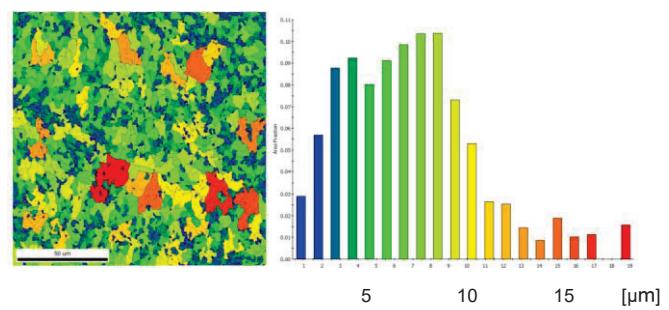


Fig. 7 Grain map and histogram for grain size in Block

Gokan<sup>(11)</sup>らは TiAl の積層造形において、一般的な手法である EBM で造形された Ti-48Al-2Nb-2Cr では、造形物の形状によって機械的特性が異なることとしている。しかし、本研究では、短冊材と 0° 材の間で、機械的特性の大きな違いは確認されなかつた。これは、短冊とブロックの組織の違いがなかつたからである。また、Imayevr ら<sup>(12)</sup>は TiAl を超塑性変形させる際には、結晶粒が微細である ( $d \sim$

0.1 μm) ことが重要であるとしている。均一で微細な γ 粒を得られたことが、超塑性変形が発現した要因である。

#### 4. 結言

本研究では、SLM を TiAl4822 に適用し、造形材の組織および引張特性および超塑性変形について評価した。90°材では 850°C, 950°C のいずれも超塑性変形が発現したが、750°C では延性に乏しい結果になった。一方で、0° 材と短冊材では、750°C で高い延性を示していたが、850°C, 950°C では 90° 材ほど、高い延性を示さなかった。0° 材と短冊材で機械的特性に大きな違いがなかったのは、どちらの組織も均一で微細な γ 粒であったからである。また、均一で微細な組織によって超塑性変形が発現したと考えられる。

#### 謝辞

本研究は、中小企業経営支援等対策費補助金、戦略的基盤技術高度化支援事業(サポイン事業)、科学技術振興機構(JST)先端的低炭素化技術開発(JST-ALCA JPMJAL1605)の助成を受けたものである。SLM 造形に関して AM Metals GmbH の Dr. Tobias Maiwald-Immer にご協力頂いた。ここに深謝の意を表す。

#### 参考文献

- (1) B. Lin, W. Chen, Y. Yang, F. Wu, Z. Li, Journal of Alloys and Compounds, 830 (2020) 154684.
- (2) S. Biamino, A. Penna, U. Ackelid, S. Sabbadini, O. Tassa, P. Fino, M. Pavese, P. Gennaro, C. Badini, Intermetallics, 19 (2011) 776-781.
- (3) V. Guther, M. Allen, J. Klose, H. Clemens, Intermetallics, 103 (2018) 18-22.
- (4) Y-K. Kim, S-J. Youn, S-W. Kim, J. Hong, K-A. Lee, Materials Science & Engineering A 736 (2019) 138138.
- (5) X. Shi, H. Wang, W. Feng, Y. Zhang, S. Ma, J. Wei, International Journal of Refractory Metals & Hard Materials, 91 (2020) 105247.
- (6) W. Li, J. Liu, Y. Zhou, S. Li, S. Wen, Q. Wei, C. Yan, Y. Shi, Journal of Alloys and Compounds, 688 (2016)
- (7) M.R. Bache, W.J. Evans, M. McElhone, Materials Science and Engineering, A234-6 (1997) 918-922.
- (8) Y-L. Kuo, A. Kamigaichi, K. Kakehi, Metallurgical and Materials Transactions A 49A (2018) 3831-3837.
- (9) D. Hu, A. J. Huang, X. Wu, Intermetallics, 15 (2007) 327-332.
- (10) Qiangfei Xia, J.N. Wang, Jie Yang, Yong Wang, Intermetallics 9 (2001) 361-367.
- (11) Y. Gokan, K. Inoue, K. Mizuta, K. Kakehi, The Japan Society of Mechanical Engineers 2020(2020)
- (12) V.M. Imayev, A.A. Ganeev, R.M. Imayev, Intermetallics 101 (2018) 81-86.

---

\*1 東京都立大学  
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-4  
E-mail: kkakehi@tmu.ac.jp

# ガスタービン材料の単結晶Ni基超合金の加速クリープ域におけるクリープ歪み速度と組織図との関係の離散コサイン変換による数値的評価について

## Numerical Evaluation of Relationship between Creep Strain Rates and Metallographic Charts in the Accelerating Creep Region via the Discrete Cosine Transform

○平口 英夫<sup>\*1</sup>  
HIRAGUCHI Hideo

### ABSTRACT

It is well known that a single crystal Ni based superalloy, CMSX-4, changes its metallographic charts according to the creep test time or the creep strain rates. Above all, it is very unique that the cuboidal  $\gamma'$  phase turns its shape to a rafted one and the  $\gamma$  channel changes its thickness. Therefore, in this paper, cluster models of the metallographic charts for CMSX-4 according to the creep test time or the creep strain rates in the accelerating creep were created and those were numerically analyzed via the discrete cosine transform (DCT). As a result, useful theoretical transitional patterns have been obtained by using specific information of the metallographic charts of CMSX-4.

**キーワード :** 単結晶Ni基超合金、離散コサイン変換、転位密度、クリープ歪み速度

**Key Words:** Single Crystal Ni based Superalloy, Discrete Cosine Transform, Dislocation Density, Creep Strain Rate

### 1. 緒言

離散コサイン変換 (Discrete Cosine Transform : DCT)<sup>1)</sup> を活用してクリープ歪み速度 - 時間関係曲線を一つの方程式で精度よく表現でき<sup>4)-7)</sup>、ガスタービン動翼の材料である単結晶Ni基超合金の  $\gamma/\gamma'$  境界面の転位密度 - クリープ歪み速度関係曲線から規格化された有効応力を抽出できている<sup>8)</sup>。また、離散コサイン変換を用いて結晶構造因子から結晶の投影電子密度や電子密度を算出することができる旨が報告されている<sup>9), 10)</sup>。このように、離散コサイン変換は実験曲線をフィッティングして方程式化するのみならず、材料の内部の様子を探る機能も有している。単結晶Ni基超合金を含む金属の組織学の分野では、様々な超合金の種々の温度・応力下における金属組織図が調査・研究により明らかとなっている<sup>11)-15)</sup>。諸条件における金属組織図の計算的研究手法として、3次元のフェーズフィールド法等のマルチ

スケール解析手法<sup>16), 17)</sup>があるが、まずは、すでに文献やデータベース化されている2次元の金属組織図から2次元の離散コサイン変換を活用することにより、どこまでの知見を得ることが可能であるのかを把握しておく必要がある。そこで、本研究において、Ni基超合金である CMS X-4 の高温クリープ途中止め試験により得られた各クリープ試験時間における金属組織図とクリープ歪み速度の関係を、離散コサイン変換を活用して解析を行い数値的に評価した。その結果、ラフト化した  $\gamma'$  相の成長していく理論的過程に関する興味深い知見を得ることができたため、以下に報告する。

### 2. 材料の選定と実験方法

#### 2.1 単結晶Ni基超合金の選定

離散コサイン変換 (DCT) を活用して単結晶Ni基超合金の組織図を調査・研究する対象として、ガスタービン動翼材料である単結晶Ni基超合金の CMS X-4 を選定した。具体的には、単結晶Ni基超合金として、三浦・近藤・松尾の文献<sup>14)</sup>に記載の CMS X-4 を選定し、当該文献に記載の内容から金属組織の幾何学的な簡易モデルを後述の手法で作成した。そして、得られた簡易モデルを二次元の離散コサイン変換 (2D-DCT)

\*1 技術士 (機械部門 登録番号: 93064)

(公) 日本技術士会所属

〒105-0011 港区芝公園3-5-8 機械振興会館

E-mail: hideoh@abox2.so-net.ne.jp

により変換することにより、数値的評価を行った。

## 2.2 金属組織の幾何学的な簡易モデルの作成

上記の金属組織図の幾何学的な簡易モデルの作成は、上記文献に記載の  $1,273\text{ K}$ 、 $160\text{ MPa}$  におけるクリープ途中止め試験の試験片 ((a)  $1.08 \times 10^5\text{ sec}$ 、(b)  $1.08 \times 10^6\text{ sec}$  (最小クリープ歪み時)、(c)  $2.52 \times 10^6\text{ sec}$ 、(d) creep ruptured) の SEM 図を用いて行った。当該クリープ試験のクリープ歪み速度一時間曲線を図 1 に示す。図 1 のグラフの作成には上記文献の読み取り値を用いた。また、簡易モデル作成のための幾何学モデルの最小単位を図 2 に、作成された簡易モデルを図 3 に示す。図 2 の L1 から L3 までの寸法は、上記文献の SEM 図からの読み取り寸法値を参考にして決めた。図 3 の各クリープ時間における金属組織図の簡易モデルは、1 辺  $12\mu\text{m}$  の正方形を  $128 \times 128$  のセルに分割した方眼に、図 2 の幾何学的最小単位を方眼の左下から敷き詰めることで描いた。図 3 の  $\gamma$  相の値にはゼロを代入し、 $\gamma'$  相の値には  $+0.17$  を代入した。これは、CMSX-4 の  $1,273\text{ K}$  における  $\gamma/\gamma'$  格子ミスフィットが約  $-0.17$  であり<sup>13)</sup>、本来ならば  $\gamma'$  相の値を  $-0.17$  にすべ

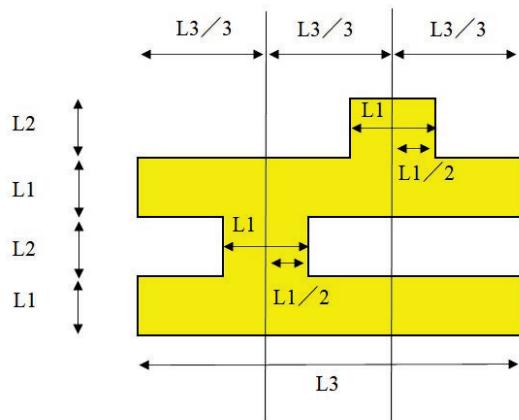
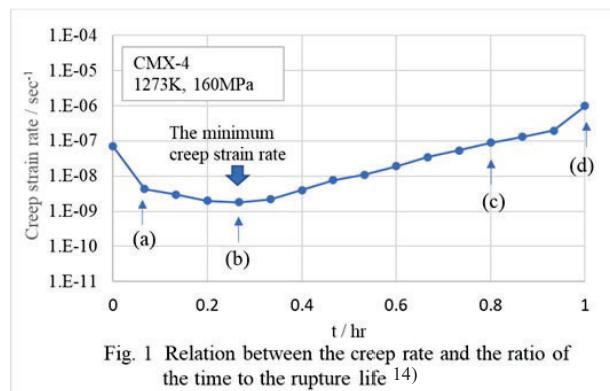


Fig. 2 The minimum unit of geometrical model

きところであるが、計算上も見かけ上も分かり易くするため、 $+0.17$  を代入してある。クリープ試験の引張方向は正方形の縦方向である。さらに、図 1 のグラフ中の (a)、(b)、(c)、(d) は、図 3 の各クリープ時間における金属組織図を採取したポイントを示している。

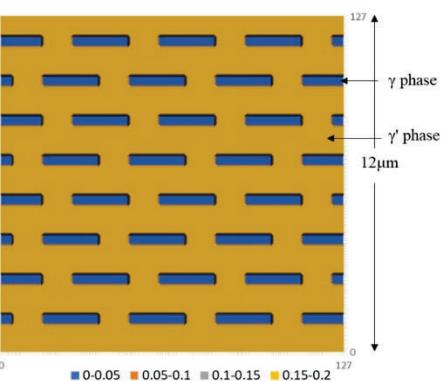
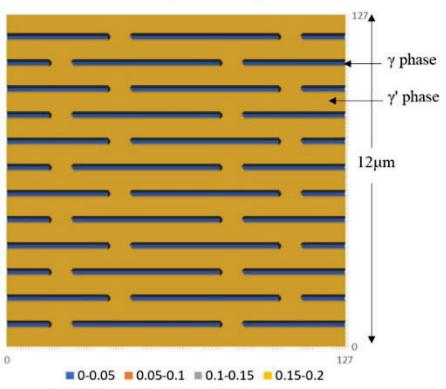
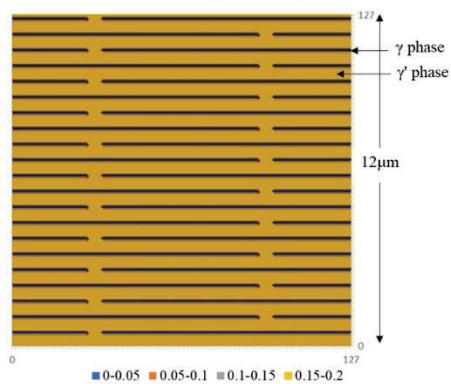
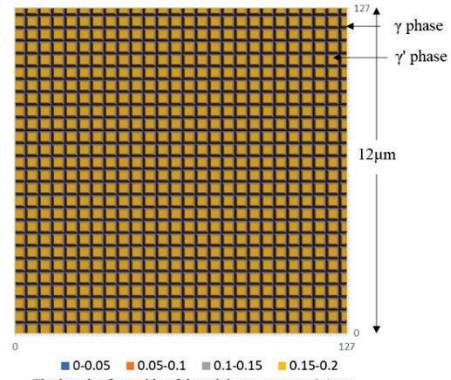


Fig. 3 Simple models of the metallographic charts of CMSX-4 at several creep time

### 2.3 2次元離散コサイン変換による解析

上記の図3の各金属組織図の簡易モデルを2次元離散コサイン変換(2D-DCT)にかけて、得られた離散コサイン係数を元にして、図3の(a)から(b)、(b)から(c)そして(c)から(d)への金属組織図の離散コサイン変換による理論上の変化の様子を確認した。ここで、 $\gamma$ 相と $\gamma'$ 相はそれぞれ面立方構造およびL1<sub>2</sub>構造を構成しているが、あくまで $\gamma'$ 相の立方体構造(2次元解析なので正方形)と $\gamma$ 相チャンネル(正方形間の溝、またはラフト化クラスター間の溝)の外見上の幾何学形状と格子ミスフィット値の情報のみを活用して離散コサイン変換による解析を行った。

### 2.3 2次元離散コサイン変換(2D-DCT)

改良型のフーリエ変換である離散コサイン変換(DCT)のうち、画像データのJPEGやMPGEの圧縮に使用されているDCT-IIおよびDCT-III<sup>2)</sup>と呼ばれる関数を用いた。以下にDCT-IIおよびDCT-IIIの1次元の方程式を(1-1)式から(1-3)式に示す。

(1-1)式がDCT-IIで、(1-2)式がDCT-IIIである。

$$X[k] = \sqrt{(2/N)} \cdot c[k] \cdot \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \cdot \cos\{(2n+1)k\pi/2N\} \quad (1-1)$$

$$x[n] = \sqrt{(2/N)} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} c[k] \cdot X[k] \cdot \cos\{(2n+1)k\pi/2N\} \quad (1-2)$$

$$c[k] = 1/\sqrt{2}, k = 0$$

$$1, k \neq 0 \quad (1-3)$$

ここで、 $x[n]$ はn番目の離散信号<sup>2)</sup>であり、 $X[k]$ はk番目の離散コサイン変換、Nはデータ数である。

次に、本研究で用いた2次元の離散コサイン変換(2D-DCT)の方程式を以下に示す<sup>2), 3)</sup>。

$$F[k,l] = \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{N-1} f[i,j] \varphi k[i] \varphi l[j] \quad (2-1)$$

$$f[i,j] = \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} F[k,l] \varphi k[i] \varphi l[j] \quad (2-2)$$

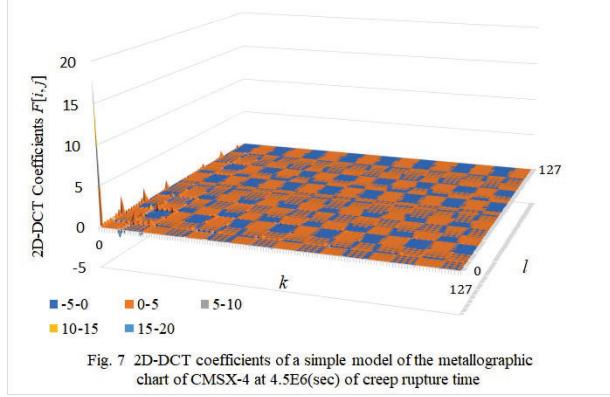
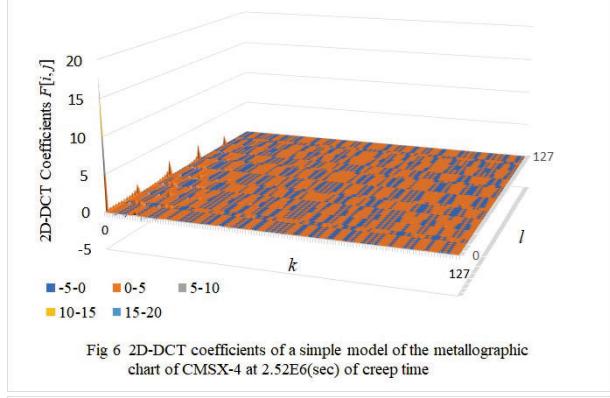
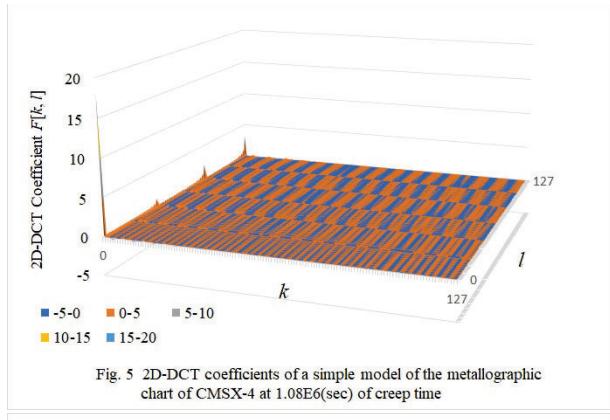
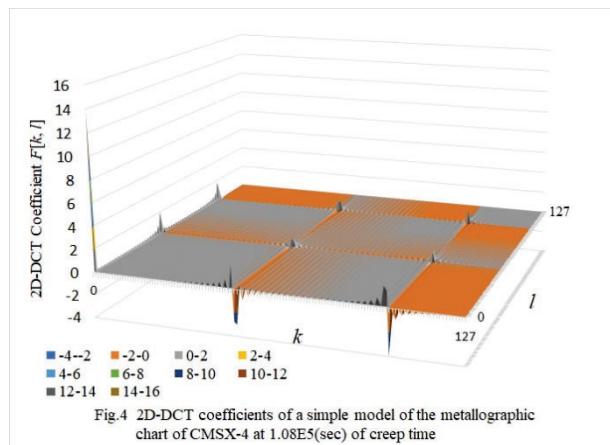
$$\begin{aligned} \varphi k[i] &= 1/\sqrt{N}, \quad k = 0 \\ &= \sqrt{(2/N)} \cdot \cos\{(2i+1)k\pi/2N\}, \quad k = 1, 2, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (2-3)$$

ここで、 $f[i,j]$ は離散信号であり、図3の128×128の方眼の中の座標*[i,j]*のピクセルに代入された数値を示す。 $F[k,l]$ はいわゆる逆空間座標*[k,l]*の離散コサイン変換(離散コサイン変換係数)である。

### 3. 実験結果と考察

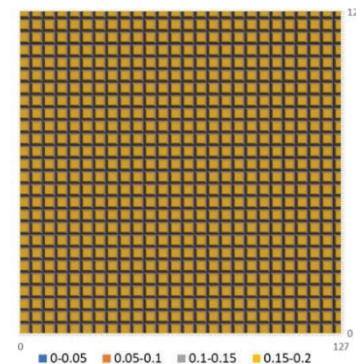
上記の方法で、図3の(a)、(b)、(c)、(d)の金属組織図の簡易モデルについて、2次元の離散コサイン変換を行った結果得られた離散コサイン変換係数の

グラフ(逆空間図)をそれぞれ図4から図7に示す。

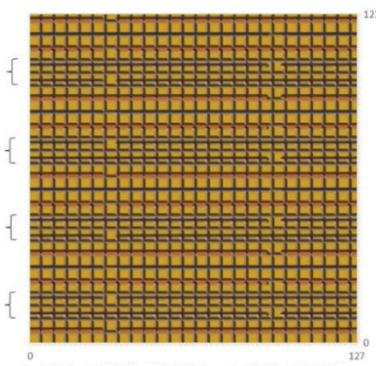


次に、得られた図4から図7の離散コサイン係数を用いて、図3の(a)から(b)、(b)から(c)および(c)から(d)までの金属組織の変化を計算により

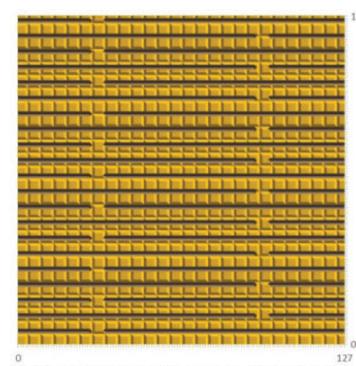
求めた。その結果を図8から図10に示す。



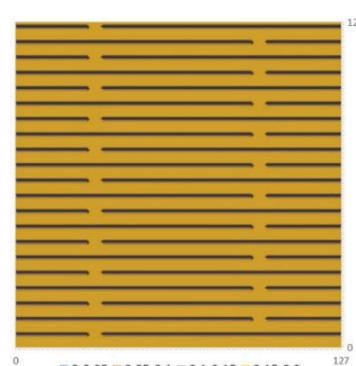
(a-1) The initial metallographic chart of CMSX-4 at 1.08E5(sec) of creep time



(a-2) A transition chart of the simple model of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6(sec) of creep time

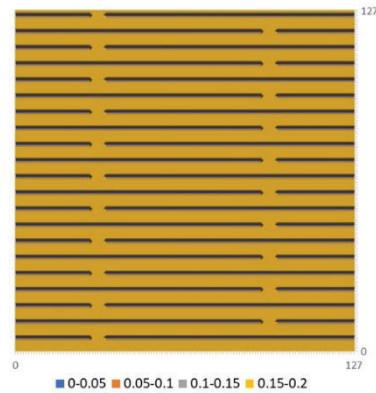


(a-3) A transition chart of the simple model of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6(sec) of creep time

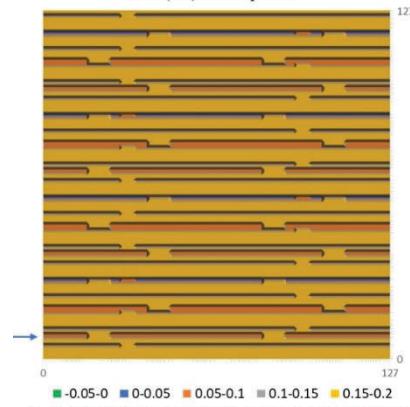


(b-1) Metallographic chart of CMSX-4 at 1.08E6(sec) of creep time

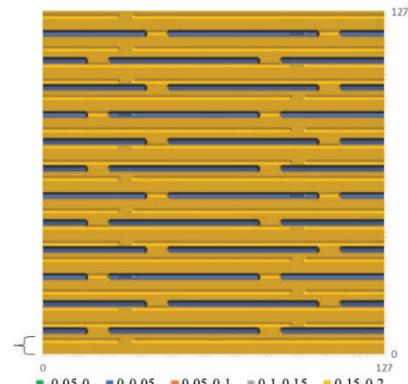
Fig. 8 Transition charts between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time



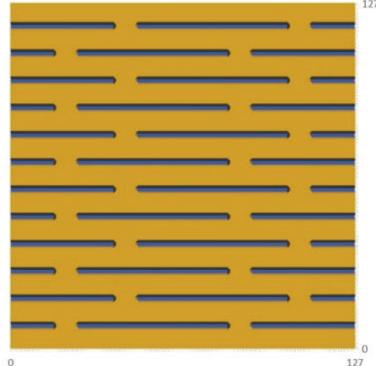
(b-1) Initial metallographic chart of CMSX-4 at 1.08E6(sec) of creep time



(b-2) A transition chart of the simple model of CMSX-4 between 1.08E6 and 2.52E6 (sec) of creep time



(b-3) A transition chart of the simple model of CMSX-4 between 1.08E6 and 2.52E6 (sec) of creep time



(c-1) Metallographic chart of CMSX-4 at 2.52E6(sec) of creep time

Fig. 9 Transition charts between 1.08E6 and 2.52E6 (sec) of creep time

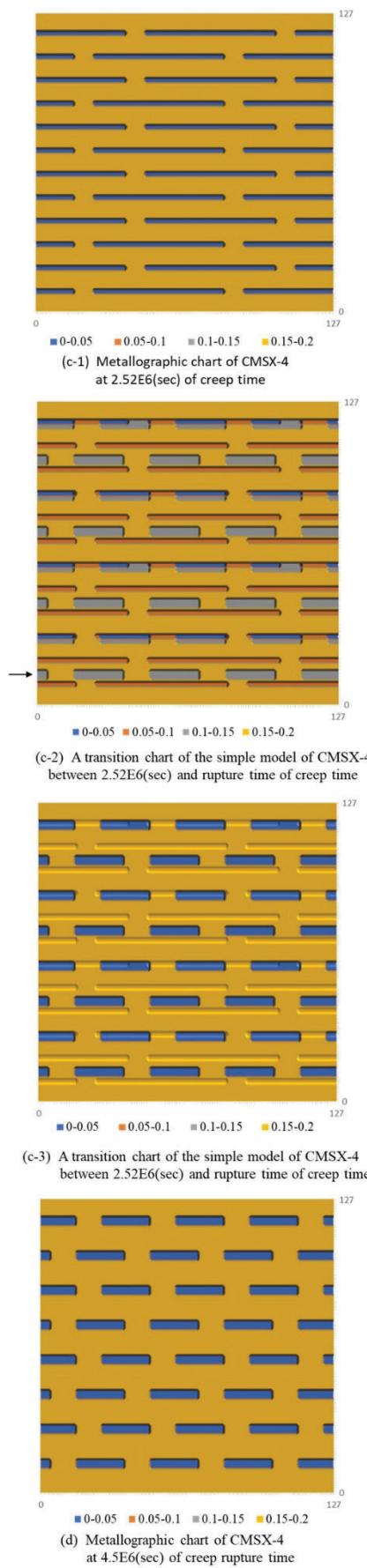


Fig. 10 Transition charts between 2.52E6 creep time and 4.5E6(sec) creep rupture time

図8を見ると、(a-1) (図4と図5の比率が1:0)の $\gamma'$ 相の立方体の二次元表示である正方形群は、(a-2) (図4と図5の比率が1:1)では「{」印で示した箇所の正方形が高さが低くなった長方形（アスペクト比が1より大）に変化していることが分かる。その後、(a-3) (図4と図5の比率が1:199)では上記の長方形が上下に連結して、 $\gamma'$ 相の厚さが増加しつつ、横方向に正方形が連結してラフト化が進行している。本研究における金属組織の幾何学的簡易モデルでは、 $\gamma'$ 相の立方体（2次元では正方形）の形状・大きさと $\gamma$ 相チャンネルの幅および $\gamma/\gamma'$ 相の格子ミスマッチ値である-0.17%（幾何学的簡易モデルでは、便宜上、格子の短い $\gamma'$ 相を0.17、格子の長い $\gamma$ 相を0としている）のみを情報として使用しており、 $\gamma$ 相チャンネル内部の転位の存在を無視しているため、正方形の $\gamma'$ 相の横方向の連結は正方形間でまんべんなく進行している。また、ラフト化した $\gamma'$ 相が上下に連結している箇所が見受けられる。図8 (b-1) (図4と図5の比率が0:1)では、完全に図3 (b) のラフト化構造となっている。

図9を見ると、(b-1)は図1の(b)の最小クリープ歪み速度を示すポイントであり、綺麗なラフト化した $\gamma'$ 相が構造的特徴である。(b-2) (図5と図6の比率が1:1)では、「→」で示した下から2番目のラフト化した $\gamma'$ 相の内部に、橍円を横長にした穴のように見える孤立した $\gamma$ 相のクラスターが出現しており、ラフト化した $\gamma'$ 相が上下に分離して横に細長い厚さの薄いラフト化相を形成している。(b-3) (図5と図6の比率が1:199)では、上記の上下に分離した横に細長い厚さの薄いラフト化相と既存の厚さのラフト化した $\gamma'$ 相が連結・合体してより厚いラフト化した $\gamma'$ 相を形成していることが分かる。これは、既存の厚さのラフト化相同士が連結するというよりは、上記のように一度薄くなつてから既存のラフト化相と連結するというメカニズムを示唆する可能性を示している。このメカニズムであれば、連結により厚さが2倍、3倍と一緒に増加することなく徐々にその厚さを増していく現象についての説明となりうる。ここは実際の実験結果を確認してみる必要を要する。図9 (c-1) (図5と図6の比率が0:1)では、図1の(c)の加速クリープ領域のポイントでの厚さの厚いラフト化した $\gamma'$ 相であり、上下に連結しているためラフト化が崩れつつある状態を構成していることが分かる。

図10を見ると、(c-2) (図6と図7の比率が2:1)では、「→」で示した下から2番目のラフト化した $\gamma'$ 相の内部に、上記と同様に橍円を横長にした穴のように見える $\gamma$ 相と $\gamma'$ 相の中間体と呼べるような状態の相のクラスターが出現しており、「→」で示したラフト化相の厚さが薄くなっていることが分かる。(c-3) (図6と図7の比率が1:199)では、橍円を横長にした穴のような $\gamma$ 相と $\gamma'$ 相の中間体が $\gamma$ 相となっており、既存の幅

の細い $\gamma$ 相チャンネルが消えていることが分かる。既存の幅の細い $\gamma$ 相チャンネルの跡がうっすらと残っているのを見る事ができる。図10(d) (図6と図7の比率が0:1)では、穴のような $\gamma$ 相のクラスターが孤立化して点在しており、 $\gamma'$ 相ももはやラフト化状態とは言えなくなっていることが分かる。

上記の結果から、単純に幾何学的形状と大きさおよび格子ミスフィットの情報から構成される単結晶Ni基超合金CMSX-4の金属組織図の幾何学的簡易モデルに2次元の離散コサイン変換(2D-DCT)を施す手法により、理論計算上の $\gamma$ 相と $\gamma'$ 相の組織変化の様子を把握する事ができた。本研究では、 $\gamma$ 相チャンネル内に転位群が存在することを考慮していなかたったため、 $\gamma'$ 相の正方形が一様に連結をしてく様子を描いたが、今後は転位群の存在を仮定して、連結する正方形と連結しない正方形の双方を考慮した離散コサイン変換を活用した解析を実施していくこととする。

## 5. 結言

以上の内容から以下の知見が得られた。

- 1) 単結晶Ni基超合金CMSX-4の加速クリープ領域を含む各クリープ試験経過時間における金属組織図の幾何学的簡易モデルを用いた二次元の離散コサイン変換による数値的評価により、各クリープ試験途中止め間における $\gamma/\gamma'$ 相の組織変化の様子を数値的・理論的に把握する事ができた。
- 2) 本研究の手法により、既存の厚さのラフト化相同士が連結するというよりは、一度厚さが薄くなったラフト化相が既存のラフト化相と連結するという理論上のメカニズムが示唆された。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、フーリエ変換等について貴重且つ適切なアドバイスを与えて下さった東京工業大学の佐々木聰名誉教授と坂田修身特任教授に厚く御礼申し上げます。

## 参考文献

- (1) N. Ahmed, T. Natarajan and K. R. Rao : "Discrete cosine transform", IEEE Transactions on Computers, Vol. C-23, No. 1, January (1974), pp. 88-93.
- (2) K. R. Rao and P. Yip : "Discrete Cosine Transform: Algorithms, Advantages, Applications.", Academic Press, Boston MA (1990), pp. 15 and pp. 90-91.
- (3) V. Britanak, P. Yip, K. R. Rao : "Discrete Cosine and Sine Transforms : General properties, Fast algorithms and Integer Approximations", Elsevier, 2007, pp. 33.
- (4) H. Hiraguchi : "Study on the expression of the rate constant  $\alpha$  of the creep equation by modified  $\theta$  projection applied to turbine materials", Heliyon Vol.5, Issue 10, E02618, October 04, (2019).
- (5) H. Hiraguchi : "Study on new creep equation using discrete cosine transform for high temperature materials", Heliyon Vol.5, Issue

10, E02619, October, 2019

- (6) H. Hiraguchi : "Study on New Creep Life Evaluation Method using Discrete Cosine Transform", Proceedings of the 13th International Conference on the Mechanical Behaviour of Materials, Melbourne, Australia, 11-14 June, 2019, Paper ID: 13.
- (7) H. Hiraguchi : "New Analytical Method on Creep Strain Rate – Time Curve of Gas Turbine Materials by utilizing the Discrete Cosine Transform", Proceedings of the 47th annual conference on Gas Turbine Society of Japan, Hakodate, Japan, 18-19 September, 2019, Paper ID: A-7.
- (8) H. Hiraguchi : "STUDY ON RELATIONSHIP BETWEEN DISLOCATION DENSITY AND CREEP STRAIN RATE OF SINGLE CRYSTAL Ni BASED SUPERALLOY FOR GAS TURBINES USING THE DISCRETE COSINE TRANSFORM", Proceedings of ASME Turbo Expo 2021.
- (9) H. Hiraguchi : "Study on the Electron Density Maps calculated from the Discrete Cosine Transform", Proceedings of the 100th annual meeting of Chem. Soc. Jp., March, 2020, 1 E2-11.
- (10) H. Hiraguchi : "Novel study on the electron density distribution projection maps calculated via the discrete cosine transform", Journal of Applied Crystallography, Vol.54, 1198-1206 (2021).
- (11) S. Socrate and D. M. Parks : "Numerical determination of the elastic driving force for directional coarsening in Ni-superalloys", Acta Metallurgica et Materialia, Vol.41, No.7, pp.2185-2209 (1993).
- (12) T. Hino, T. Kobayashi, Y. Koizumi, H. Harada and T. Yamagata : "DEVELOPMENT OF A NEW SINGLE CRYSTAL SUPRALLOY FOR INDUSTRIAL GAS TURBINES", Superalloys 2000, pp. 729-735.
- (13) H. Harada and M. Okazaki : "High temperature strength of Ni-based superalloys and coatings for advanced gas turbines", Journal of the Society of Materials Science, Japan, Vol.51, No.7, pp.836-842 (2002).
- (14) N. Miura, Y. Kondo, T. Matsuo : "Relation between creep rate during accelerating creep stage and channel thickness in single crystal Nickel-based superalloy, CMSX-4, Tetsu-To- Hagane 89 (2003) 1240-1247.
- (15) M. Sakaguchi and M. Okazaki : "Micromechanics approach to the morphology of cellular microstructure in single crystal Ni-based superalloy", Journal of the Society of Materials Science, Japan, Vol.54, No.2, pp.122-129 (2005).
- (16) R. Wu and S. Sandfeld : "A dislocation dynamics-assisted phase field model for Nickel-based superalloys: The role of initial dislocation density and external stress during creep", Journal of Alloy and Compounds, 703 (2017), pp. 389-395.
- (17) 小山敏幸、高木知弘：フェーズフィールド法入門、丸善 (2013).

## 新規高純度鉄基鍛造合金の開発

### Development of new high-purity iron-based forged alloy

○鉄井 利光<sup>\*1</sup> 平城 智博<sup>\*2</sup> 三上 慎太郎<sup>\*2</sup> 大友 直也<sup>\*2</sup>  
 TETSUI Toshimitsu HIRAKI Tomohiro MIKAMI Shintaro OHTOMO Naoya

#### ABSTRACT

The possibility of cost reduction and improvement of heat resistance of high-purity iron-based alloys was examined considering to adapting them as gas turbine related parts. Regarding the melting process, it was confirmed that the high purity of the raw material can be maintained in the cast ingot even in the low vacuum general-purpose melting method, because Al acts as a deoxidizer in alloys containing Al. Next, in the development of new alloys that utilize the effect of improving workability or ductility due to high purification, it was confirmed that both forged alloys and cast alloys have significantly higher performance than existing iron-based alloys and are comparable to Ni-based superalloys.

**キーワード：**高純度鉄、溶解プロセス、耐熱合金、溝ロール圧延、耐酸化性

**Key Words:** High-Purity Iron, Melting Process, Heat-Resistant Alloy, Groove Rolling, Oxidation Resistance

#### 1. はじめに

材料中に存在する酸素などの不純物を取り除くと、即ち高純度化すると、疲労強度などが向上することは良く知られている<sup>(1)</sup>。ジェットエンジンではこの効果を活用し、一部の鉄系高級部品については高純度鉄を溶解原料として製造した部材が用いられている<sup>(2)</sup>。また、一般に鉄系合金はNi基超合金に較べると、大幅に低コストであるとともに密度が小さく、さらに製造性が良好というメリットがある。つまり、高純度な鉄系材料はガスタービン関係の構造材料として利用可能な多くの部位が存在すると考えられる。

しかしながら、鉄系高純度材の課題としてはまずコストが高いことが挙げられる。ただし、原料そのものは高純度化してもNiよりは安いことから、原料の高純度を維持するための、具体的には溶解中に酸素などの不純物を混入させないためのプロセスコストが高いことが問題である。

一般に鉄系材料の高温強度や耐環境性はNi基超合金より劣るため、現在Ni基超合金が使用されているガスタービン関係の高温部品への鉄系合金の適用は困難と考えられてきた。その一方、高純度化の別の効果としては、韌性や加工性が向上することが挙げられている<sup>(3)</sup>。この効果を活用すれば、韌性低下などの点で従来実現が困難

であった高強度な成分系も高純度化することで実現できる可能性がある。

以上の状況を鑑み、本研究ではまず、鉄系高純度材の低コスト化を目的として、汎用溶解法において原料の高純度を維持できるかどうかを検討した。次に、加工性向上などの高純度化の効果を用いて、従来実現が困難であった耐熱性を向上させた新規高性能成分系を開発し、Ni基超合金に匹敵する可能性があるかどうか評価した。さらに、開発高純度鉄基合金を用いて、ガスタービン関連部品の製造が可能かどうかを検証した。

#### 2. 汎用溶解法の適用可能性検討

純鉄そのものは低強度なことから、耐熱構造部材を想定した場合、他の元素を添加する必要がある。また、それは当然のことながら高純度の必要がある。現在一般的に入手でき、耐熱構造部材を構成することが可能な原料として、Fe, Cr, Ni, Alが挙げられる。表1にこれらの市販原料の成分分析結果を示す。Crは酸素と炭素が若干多いが、他はいずれも不純物濃度は非常に少ないことが確認できる。

これら原料を用いて溶解する際、最も増加しやすいのは酸素である。そこで酸素が増加しない溶解手法の適用が必要である。ただし、コールドクルーシブル炉などの特殊溶解法では、コストが著しく増大するため実用的ではない。そこで、セラミックルツボを用いる汎用的な高周波溶解炉により種々の成分のインゴットを作製し、酸素などの不純物の増加量を評価する試験を実施した。

溶解に用いた原料は表1に不純物濃度を示したもの

\*1 国立研究開発法人 物質・材料研究機構  
〒305-0047 つくば市千現1丁目2-1

E-mail: TETSUI.Toshimitsu@nims.go.jp

\*2 東邦亜鉛株式会社

〒379-0197 群馬県安中市中宿1443番地  
E-mail: hiraki-tomohiro@toho-zinc.co.jp

であり、溶解量は約 1.5kg である。その他の溶解条件としてルツボや溶解中の雰囲気条件を変化させた。原料がすべて溶解後、5 分間保持した後に鉄込み部の直径が 40mm、高さが 100mm の鉄鉄製の鋳型に注湯することで鉄造インゴットを作製した。図 1 にインゴットの外観例を示す。表 2 に各合金での溶解条件とインゴットの不純物濃度分析結果を示す。溶解条件に関してルツボは CaO と ZrO<sub>2</sub> の 2 種類を用いた。また、溶解雰囲気として高真空下での溶解、ならびに低真空引き後に Ar で置換する 2 条件を用いた。

純 Fe を CaO ルツボで低真空引き後の Ar 置換で溶解したインゴットの酸素濃度は 96ppm であり、表 1 に示した原料中の酸素濃度(7ppm)よりは大幅に上昇している。つまり、低真空な汎用溶解では酸素濃度増加は防げないことが確認できる。その一方、同じ条件で溶解した Fe-5.1Al 合金インゴットの酸素濃度は 7ppm であり原料と同じである。

表 1 各市販高純度原料の不純物濃度

溶解原料	分析結果(ppm)				
	O	N	H	C	S
Fe	7	<5	<1	8	3
Cr	110	<10	<1	44	2
Ni	40	<5	<1	1	1
Al	8	-	<1	4	1

純 Fe に較べて酸素濃度が大幅に減少した理由として添加した Al が脱酸剤として作用したことが考えられる。つまり、Al を含む合金成分においては、低真空な汎用溶解法においても原料の高純度は維持できることが分かった。

表 2 に Fe-12.9Cr-9.3Ni-9.6Al 合金についてルツボと溶解雰囲気を変化させた 4 つのインゴットの不純物濃度の分析結果を示す。また比較のためこの成分の原料中に存在する不純物濃度を計算した結果をその下に示す。インゴットの不純物は溶解条件に関わらず炭素のみ若干原料より増加しているが、他は原料と同等かむしろ減少している。つまり、Al を含む合金においては低真空な汎用溶解法を用いても原料の純度は維持できることが分かった。この結果は高純度原料を用いた鉄系合金において、著しいプロセスコスト低減が可能なことを示唆する結果である。



図 1 インゴットの外観例

表 2 溶解条件とインゴットの不純物濃度分析結果

合金成分 (wt%)	溶解条件				分析結果(ppm)				
	ルツボ	真空度*	Ar置換	O	N	H	C	S	
Fe	CaO	低	実施	96					
Fe-5.1Al	CaO	低	実施	7					
	CaO	高	無し	20	<5	1	34	1	
	CaO	低	実施	11	<5	1	32	1	
Fe-12.9Cr- 9.3Ni-9.6Al	ZrO <sub>2</sub>	高	無し	20	<5	1	39	1	
	ZrO <sub>2</sub>	低	実施	30	<5	2	27	1	
Fe-12.9Cr-9.3Ni-9.6Alの原料中に含まれる不純物濃度				23	<5	<1	12	2	

\*真空度高 ; 5Pa 程度、真空度低 ; 80Pa 程度

### 3. 高純度鉄をベースにした新合金開発の例

高純度鉄基合金のコストが既存の鉄基合金以下になることはあり得ないため、代替対象となるのは Ni 基超合金

となる。高純度鉄原料のコストは Ni よりも安価である上、鉄基合金は Ni 基超合金に較べると密度が小さく、さらに製造性が良好というメリットがある。従って、Ni 基超合

金に匹敵する特性を有する高純度鉄基合金が開発できれば非常に有益と考えられる。その一方、高純度原料が存在する Fe, Ni, Cr, Al だけでは特に高温特性の向上に限界があるため、他の元素の添加も考慮する必要がある。

高温強度や耐環境性向上に有効な添加成分として Nb, Mo, W, Ti が考えられる。そこで、これら元素を添加した場合の不純物濃度増加量を試算した。ただし、酸素は先に述べたように Al を添加すれば除去されることより考慮する必要はない。問題となるのは炭素であるが、これら元素を 3 原子% 添加した場合の炭素濃度増加量は合金全体として最大で Nb:1.4ppm, Mo:2.4ppm, W:3.3ppm, Ti:2.3ppm である。従って、大きな影響をもたらすことは無いと考えられることから、第 5 元素としてこれら元素を添加した新合金を開発した。開発した新合金は鍛造合金ならびに铸造合金である。

高温強度向上を目的として開発した新規高純度鉄基鍛造合金の例として、Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al について以下に示す。図 2 は 1200°C で実施した溝ロール圧延後の外観状況である。直径 40mm のインゴットを 12.9mm 角まで熱間加工したが、高純度化の効果で加工性が向上した結果、問題なく加工できていることが分かる。図 3 は溝ロール圧延材のミクロ組織である。母相は Ni 添加によって安定化した  $\gamma$  相であり、白い析出物は Al ならびに各種添加元素によって生成した金属間化合物相である。図 4 は鉄系材料では高強度とされている 12Cr 鋼<sup>(4)</sup>との高温強度の比較であり、700°C の強度は約 2 倍であることが分かる。



図 2 開発高純度鉄基鍛造合金の溝ロール圧延材の外観  
( Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al (wt%) )

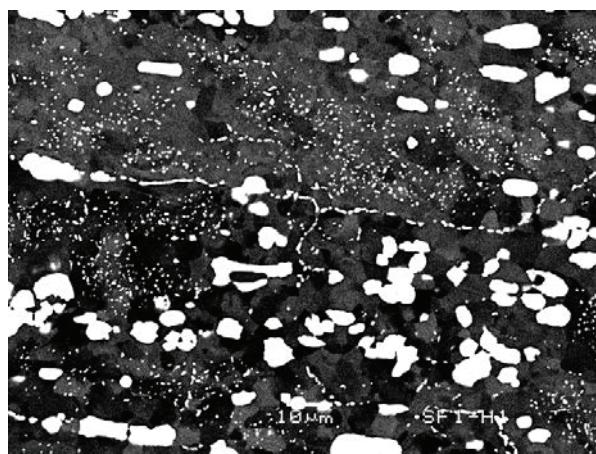


図 3 高純度 Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al (wt%)  
の溝ロール圧延材のミクロ組織

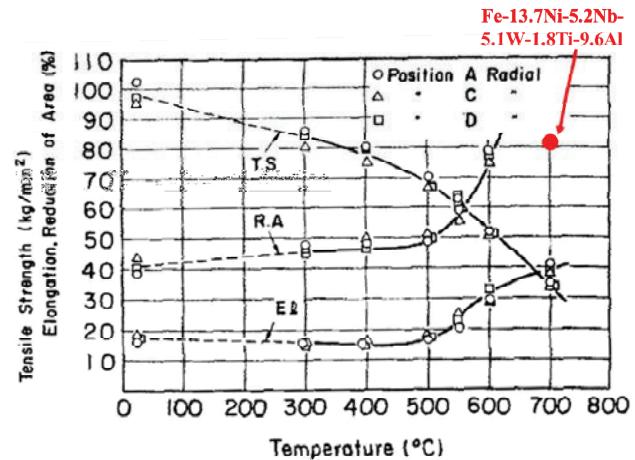


図 4 高純度 Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al (wt%)  
の高温強度の 12Cr 鋼との比較  
(参考文献(4)に追記)

図 5 は Ni 基鍛造超合金<sup>(5)</sup>との高温強度の比較である。なお、適用対象と想定したガスタービン部品はタービンディスクなどの回転部品であるため、回転体で必要となる比強度（強度／密度）で比較している。Ni 基鍛造超合金の密度は 8.1～8.4g/cc であり、Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al の密度は 6.85g/cc である。開発合金の高温強度は一般的に使用されている Ni 基鍛造超合金としては最も高強度な Inconel1718 に匹敵しており、より低グレードの Ni 基鍛造超合金である Inconel1601, 625, 706 よりは優れている。即ち、低コスト化や製造性向上、部材の重量低下等の効果も併せて考えると、開発した新規高純度鉄基鍛造合金は Ni 基鍛造超合金に代替できる可能性があると考えられる。

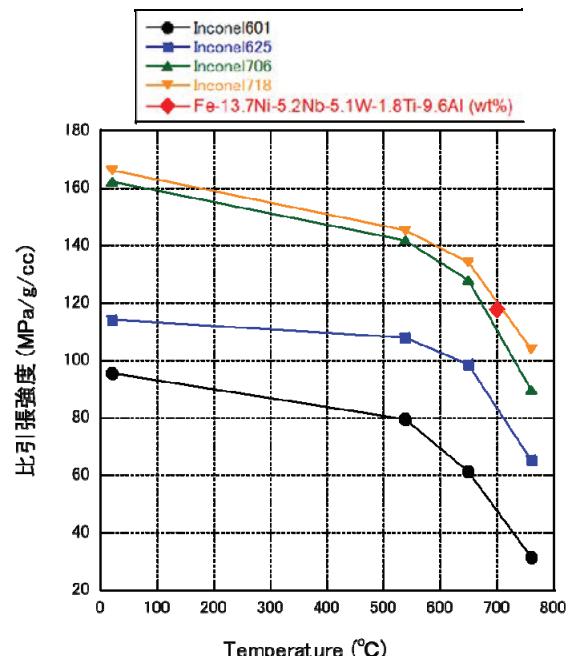


図 5 高純度 Fe-13.7Ni-5.2Nb-5.1W-1.8Ti-9.6Al (wt%)  
の高温強度の Ni 基鍛造超合金との比較

耐高温環境性の鋳造合金に関しては、まず既存合金の耐酸化性に及ぼす高純度化の効果を検討した。対象合金はターボチャージャーのハウジングなどに用いられているハーキュナイト A5N (Fe-0.5C-1.5Si-25.0Cr-20.0Ni-3.0W)である。この合金にはAlは添加されていないがSiが添加されておりAlと同様に脱酸成分として働くと考えられる。図6に本研究で試作した高純度ならびに汎用純度のハーキュナイト A5N 相当合金を1000°Cならびに1100°Cで大気酸化試験した後の試験片外観ならびに酸化增量を示す。酸化試験温度に関わらず、高純度合金の酸化增量は汎用純度合金の1/2程度であり、高純度化することで高温の耐酸化性が向上することが確認できる。

次に、耐高温環境性向上を目的として開発した新規高純度鉄基鋳造合金の例を示す。表3に開発合金の成分と1200°C×150hの大気酸化試験結果として、脱スケール後の重量減を示す。開発合金は SCH13 系合金ならびに Fe-Cr-Al 系合金である。前者は SCH13 に Al を添加したものであり、後者は従来は脆化するために困難であったが、高純度化することが可能となった新規成分系である。

比較材は表3の下側に記載している鉄系の SCH13 ならびに Ni 基超合金のインコネル 625、ハステロイ X である。開発合金では一部重量減が若干プラスのものもあるが、これは非常に緻密なスケールが生成して強固に固着したため脱スケールが十分できなかったためである。SCH13 系ならびに Fe-Cr-Al 系高純度鋳造合金の脱スケール後の重量減はすべての比較材に較べ大幅に少ないことが確認できる。

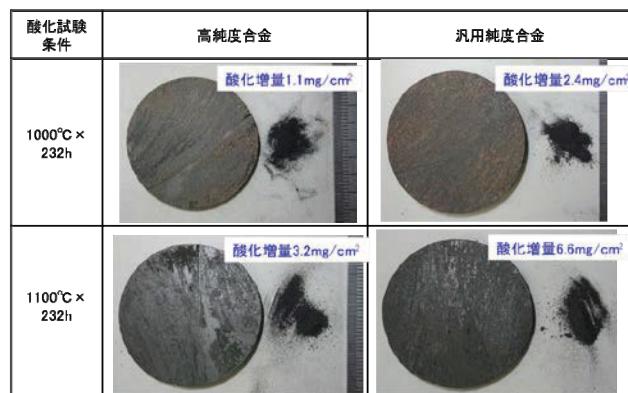


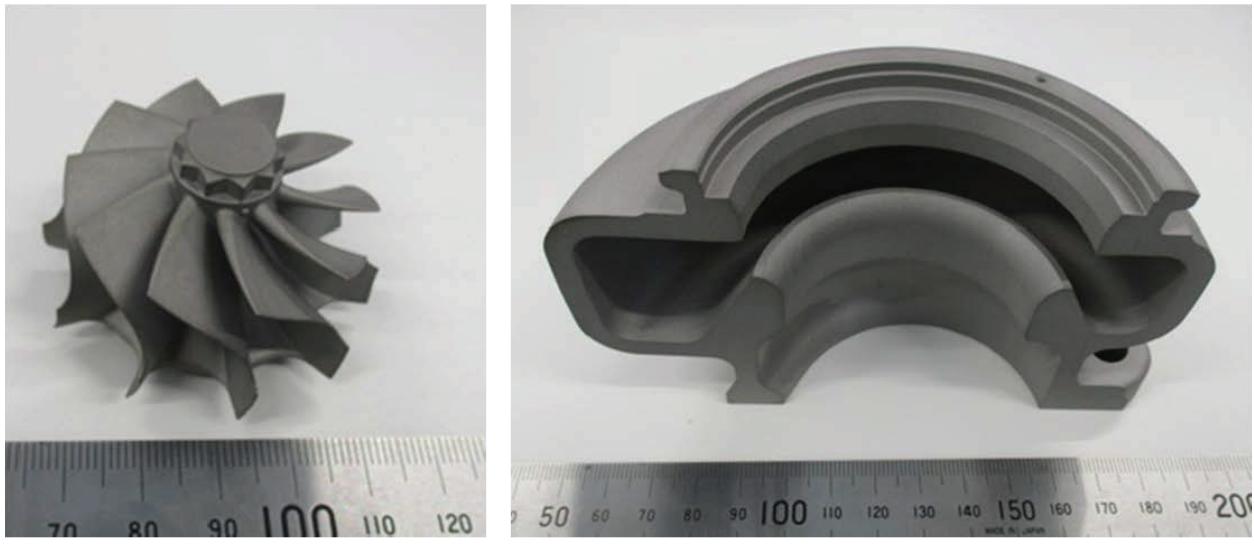
図6 ハーキュナイト A5N (Fe-0.5C-1.5Si-25.0 Cr-20.0 Ni-3.0W (wt%))相当鋳造材の大気酸化試験結果

表3 開発高純度鉄基鋳造合金の大気酸化試験結果と従来合金との比較

区分	合金種	成分(wt%)										1200°C × 150h 大気酸化試験 後の重量減 (mg/cm²)	備考	
		Fe	Ni	Cr	Co	Nb	Mo	W	Al	Mn	Si	C		
開発高純度鉄基鋳造合金	SCH13系高純度鋳造合金	残	12.5	24.8					0.4	1.1	1.2	0.32	-5.13	0.4Al添加
		残	12.5	24.8					3.0	1.1	1.2	0.32	2.97	3.0Al添加
		残	12.5	24.8					6.0	1.1	1.2	0.32	-0.14	6.0Al添加
		残	12.5	24.8					9.0	1.1	1.2	0.32	-0.78	9.0Al添加
Fe-Cr-Al系高純度鋳造合金	Fe-Cr-Al系高純度鋳造合金	残		20.0					10.0				2.35	
		残		25.0					5.0				9.06	
		残		30.0					5.0				2.05	
SCH13	SCH13	残	12.5	24.8					1.1	1.2	0.32		-12.60	鉄基鋳造合金
従来合金	インコネル625	5.0	残	21.5		3.7	9.0	0.4	0.5	0.5			-47.61	Ni基鋳造合金
	ハステロイX	18.5	残	22.0	1.5	9.0		0.6			0.10		-269.91	Ni基鋳造合金

#### 4. ガスターイン関係部品の試作例

図7に開発高純度鉄基鋳造合金(Fe-38.3Ni-6.9Nb-8.0Al)で試作したガスターイン関係部品の例として、乗用車用ターボチャージャーのタービンホイールならびにタービンハウジングを示す。湯周り不良などの欠陥はまったくない。なお、鉄基合金は本来湯流れ性などの鋳造性は良好であるが、開発合金においてもこのメリットは継承されていることが確認できる。



(a)

(b)

図7 開発高純度鉄基鋳造合金 (Fe-38.3Ni-6.9Nb-8.0Al (wt%)) で試作したターボチャージャー部品

(a) タービンホイール、(b) タービンハウジング

## 5. まとめ

ガスタービン関係部品としての適用を念頭に、高純度鉄基合金について低コスト化ならびに耐熱性の向上の可能性を検討した。溶解プロセスに関しては、Alを含む合金ではAlが脱酸剤として作用するため、低真空な汎用溶解法でも原料の高純度が鋳造インゴットで維持できることが確認できた。次に、高純度化による加工性や延性向上効果等を活用した新規合金の開発に関しては、鍛造合金、鋳造合金ともに既存鉄基合金よりは大幅に高性能であり、Ni基超合金に匹敵する特性を有することが確認できた。

## 参考文献

- (1) 小津悌二, 軸受鋼の現状について, 電気製鋼, Vol.38, No.4 (1967), pp. 209-217.
- (2) 三浦信佑, 航空機エンジン用耐熱合金の最近の動向, 電気製鋼, Vol.83, No.1 (2012), pp. 35-42.
- (3) 安彦兼次, 高純度金属の実用化への道, までりあ, Vol.52, No.6 (2013), pp. 259-265.
- (4) 河合光雄、川口寛二、吉田宏、金沢暎、三戸暁、蒸気タービン用 12Cr ロータの機械的性質、鉄と鋼、Vol.64, No.1(1978), pp. 128-134.
- (5) High temperature high strength Nickel base alloys, 3rd Edition July, 1977, The International Nickel Company, Inc.

## 高温部品用 Ni 基 AM 材の材料特性に及ぼす 造形および熱処理条件の影響

### Effect of Building and Heat Treatment Conditions on Ni-based Superalloy for Hot Parts Produced by Additive Manufacturing

○赤間 大地<sup>\*1</sup>  
AKAMA Daichi  
西海 高史<sup>\*2</sup>  
NISHIUMI Takashi

谷川 秀次<sup>\*1</sup>  
TANIGAWA Shuji  
小牧 孝直<sup>\*2</sup>  
KOMAKI Takanao

種池 正樹<sup>\*1</sup>  
TANEIKE Masaki  
片岡 正人<sup>\*2</sup>  
KATAOKA Masato

#### ABSTRACT

In terms of improving thermal efficiency and accelerating development of Gas-turbine combined-cycle power generation, MHI Group participates Japanese National Project since 2004, "Development of 1700 degC class gas turbine components technology" and focus on the development of additive manufacturing (AM) technology. With the aim of improving the performance of the gas turbine by the reduction of the cooling air volume of the gas turbine hot parts, the AM technology is being developed to make a complex cooling structures that cannot be obtained by the existing processing technologies. In this report, as part of the elemental AM technology development, we present the effect of building and heat treatment conditions on the material properties to target Hastelloy-X produced by AM technology for gas turbine combustor hot parts.

**キーワード：**ガスタービン、積層造形技術、レーザ粉末床溶融積層法、条件適正化、再結晶挙動

**Key Words:** Gas Turbine, Additive Manufacturing Technology, Laser Powder Bed Fusion,  
Process Condition Optimization, Recrystallization Behavior

#### 1. はじめに

昨今の世界的な自然災害の甚大化の要因の一つとして地球温暖化が挙げられている。2021年8月に国際連合の気候変動に関する政府間パネル（IPCC）が公表した第6次評価報告書では、「人間の影響が大気、海洋及び陸域を温暖化させてきたことには疑う余地がない」と報告し、温室効果ガスの排出量削減が世界的な急務であることが改めて示された。電力供給分野においては再生可能エネルギーの普及と化石燃料エネルギーの効率改善が必須と考えられており、なかでも、再生可能エネルギーの出力変動を調整できる起動特性を持ち、高効率な特徴を併せ持つガスタービンコンバインドサイクル発電（以降 GTCC 発電）には一層の期待がかかっており、三菱重工業（株）においても 1980 年代初頭からガスタービンの高温・高効率化および大容量化の開発を進めてきた。

Fig.1 に当社グループの大型ガスタービンの機種開発

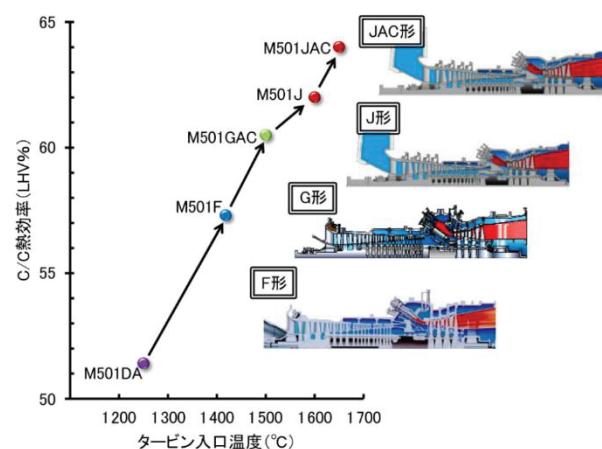


Fig. 1 Evolution of MHI Large frame Gas Turbine<sup>(1)</sup>

変遷<sup>(1)</sup>を示す。GTCC 発電の高効率化のために、三菱重工グループでは、2004 年から国家プロジェクト「1700°C 級超高温ガスタービン要素技術開発」に参画し、その中で開発された要素技術を用いることで、2011 年にタービン入口温度が 1600°C、熱効率が 62% (LHV 基準) となる M501J 形ガスタービンを開発した。Fig.2 に M501J 形ガスタービンの運転実績を示す。2021 年 7 月までに 47 台が商用運用に入っており、累計 140 万時間以上の運転実

\*1 三菱重工業株式会社  
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1  
E-mail: daichi.akama.n2@mhi.co.jp

\*2 三菱パワー株式会社  
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1

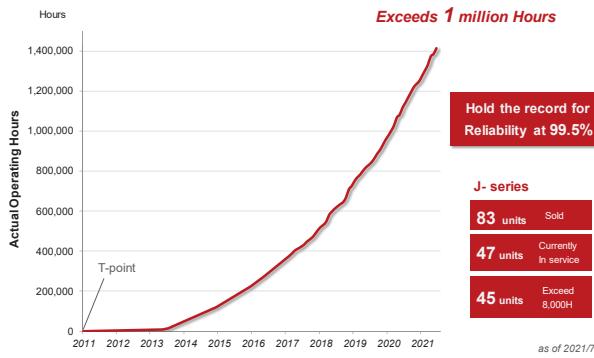


Fig. 2 J-Series' accumulated operating time

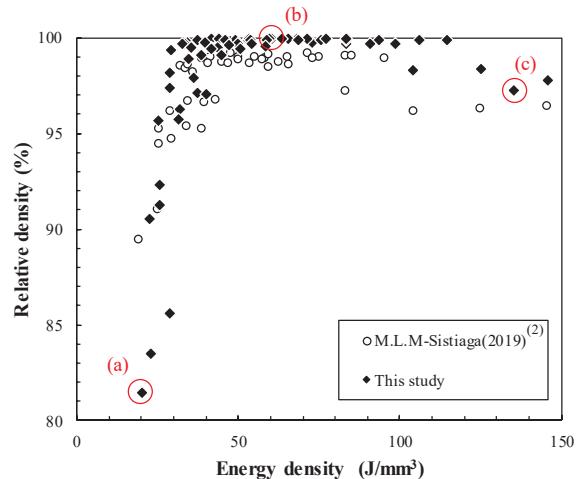
績を達成している。近年では、実績のある J 形をベースとして、タービン入口温度が世界初の 1650°C、熱効率 64%となる次世代高効率ガスタービン「JAC (J-series Air-Cooled)形」の商業運用を 2020 年 7 月から開始し、現在運転実績を積み重ねている。

当社ではガスタービンの更なる高効率化を図るために、国家プロジェクトの開発項目の 1 つである金属積層造形 (AM) 技術に取り組んでいる。AM 技術は、冷却空気量低減による母機性能向上を狙いとし、従来工法では製造不可能な複雑冷却構造を有するガスタービン高温部品（動静翼、分割環、燃焼器部材など）への適用が期待されている。また、開発リードタイム短縮を目的とした燃焼器部品のプロトタイプとしての利用や、従来製造工法の置換によるコストメリットの享受が可能な技術として注目されている。

一方、金属 AM 技術の適用に向けては検討すべき課題もあり、例えばレーザにより金属粉末を溶融・凝固させることで任意の形状を積層造形するレーザ粉末床溶融積層法では、積層造形条件が造形物の材質を大きく左右することが知られている。また、高温部材としての材料特性を確保するためには、造形後の熱処理による組織制御も重要となる。本稿では、燃焼器用高温部材として用いられる Ni 基合金の Hastelloy-X 相当材を対象に、材料特性に及ぼす積層造形条件や熱処理条件検討について研究成果を報告する。

## 2. 積層造形条件の影響

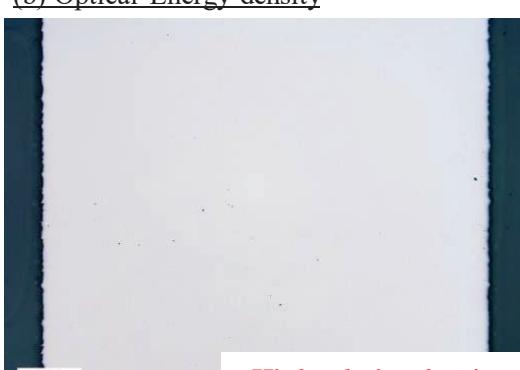
パウダーベット方式のレーザ粉末溶融積層装置においては、積層造形条件の基本的なパラメータとしてレーザの出力・レーザの走査速度・ビードの重ね量（ハッチ間隔）・積層厚さがあり、使用する金属粉末の組成や粒子径等により最適な施工条件、すなわち、未溶融層やポロシティを残さず充填率の高い積層造形物を得るための施工条件が異なっていることから、金属組成毎に応じた条件の検討が必要となる。当社では積層造形条件の選定フローを標準化することで、新材料適用時の積層条件の最適化を低コスト・短期間で可能とした。Fig.3,4 に積層造形した Hastelloy-X 相当材 (AM 材) における充填率評価の



(a) Low Energy density



(b) Optical Energy density



(c) High Energy density

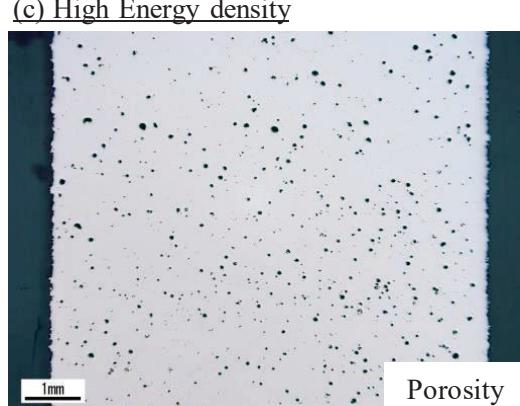


Fig. 3 Relationship between energy density and relative density in AM Hastelloy-X.

	Scanning Speed → fast							
slow ←	99.8	99.9	99.9	99.8	99.4	95.7	90.6	81.5
Leaser Power ↑	99.7	≥99.9	99.8	99.8	99.7	98.2	92.3	83.5
99.9	≥99.9	≥99.9	≥99.9	99.9	99.7	97.4	91.3	
98.4	99.9	≥99.9	≥99.9	99.9	99.5	97.9	96.3	85.6
99.9	99.9	≥99.9	99.9	99.9	99.8	99.5	95.7	
98.4	99.7	99.9	99.9	99.9	99.7	99.5	99.1	98.9
97.3	99.7	≥99.9	≥99.9	99.9	99.7	99.7	99.5	97.1
97.8	99.9	99.9	99.9	99.9	99.6	99.4	99.1	97.1

#### Area of optimum building conditions

Fig. 4 Example of building conditions optimization

一例および代表断面組織を示す。なお、充填率は、1辺が約10mmのCube状試料を積層造形条件毎に造形し、切断面の光学顕微鏡組織から画像処理により測定した。また、単位体積当たりのエネルギー密度(E)はレーザ出力(P)、走査速度(v)、ハッチ間隔(w)、積層厚さ(h)の関数として式(1)で表される。

$$E = \frac{P}{v \times w \times h} \quad [J/mm^3] \quad (1)$$

Fig.3の結果から、低入熱エネルギーの場合には、融合不良が多く、逆に高入熱エネルギーでは、ポロシティが多く発生し、充填率が悪化するが、適正な入熱エネルギーを与えることで、99.9%以上の充填率となることが確認された。また、充填率と入熱エネルギー密度の関係は、他の手法(アルキメデス法)で充填率を測定した結果<sup>(2)</sup>ともよく一致していることを確認した。この結果に基づき、Fig.4に示すように積層造形条件の最適化を行っている。

Fig.5に積層造形後の光学顕微鏡観察結果を示す。積層造形ままの金属組織には粉末の溶融・凝固時に生じたビード形状が確認されるとともに、積層造形方向に対して平行方向に伸長した結晶粒が確認された。結晶粒の形態を詳細に観察するため、電子線後方散乱回折(EBSD)測定を実施した結果(Fig.6)，伸長した結晶粒は積層造形方向に対して比較的001面に配向していた。この面はFCC金属の優先成長面であることから、溶融・凝固時に発生した結晶粒が積層造形方向に対して平行方向に成長した

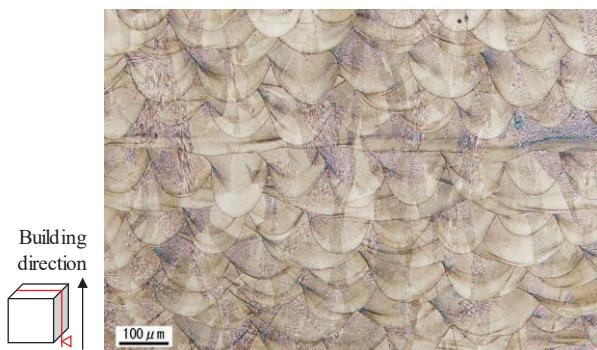
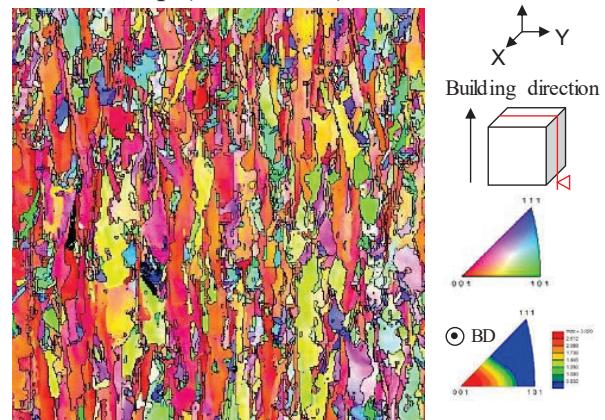


Fig. 5 Optical microstructure of as-built AM Hastelloy-

IPF map (Z direction)



KAM map

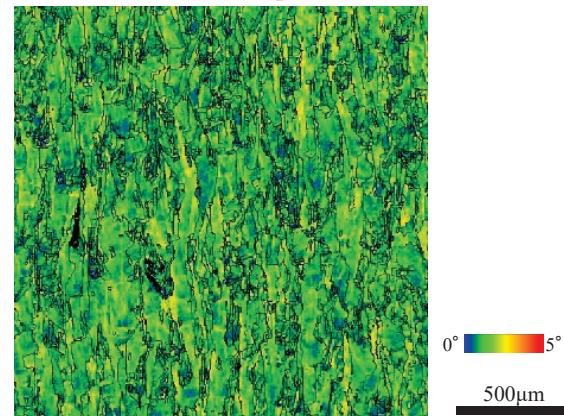


Fig. 6 EBSD orientation map and KAM map of as-built AM Hastelloy-X.

ことで生じた組織と推測された。また、EBSD測定結果から算出したKAM(Kernel Average Misorientation)評価の結果、KAM値、すなわち残留ひずみが高いことが確認された。レーザ粉末溶融積層法による積層造形では、金属粉末の溶融・急冷凝固時に多量の転位が導入されることが報告<sup>(3)</sup>されており、本調査においても同様の現象が生じていると考えられた。

### 3. 热処理条件の影響

前項で述べた通り、積層造形までは結晶粒形状や集合組織等の組織異方性や残留ひずみが発生しており、高温部材として用いる際に、要求される材料特性を満足しない可能性があることから、積層造形後の熱処理による材料特性の調整を検討した。Fig.7に従来材(圧延加工材)と同条件で溶体化熱処理を施したAM材の光学顕微鏡観察結果を示す。従来材は比較的等軸の結晶粒を呈しているが、それに対してAM材は、造形まま材で確認されたように造形方向に平行方向に伸長する結晶粒が多数認められ、造形まま材から結晶粒の変化がほとんど認められず、組織異方性は解消されていないと考えられた。熱処理条件の検討のため、以下の2条件で溶体化熱処理を施したAM材のEBSD測定結果をFig.8に示す。

- ・熱処理条件①；従来材よりも高温で溶体化熱処理
- ・熱処理条件②；①の溶体化保持時間を長時間化

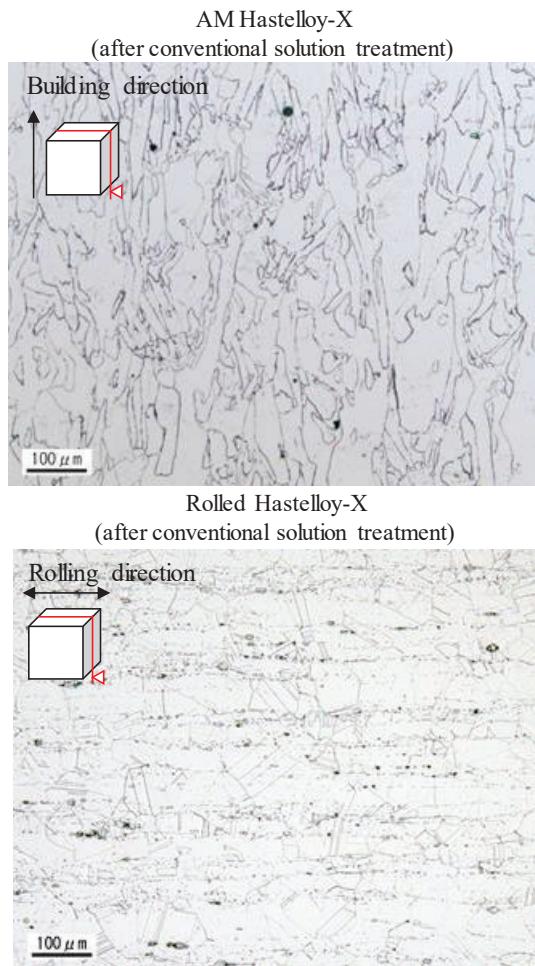


Fig. 7 Comparison of microstructures between AM and rolled Hastelloy-X after some solution treatment.

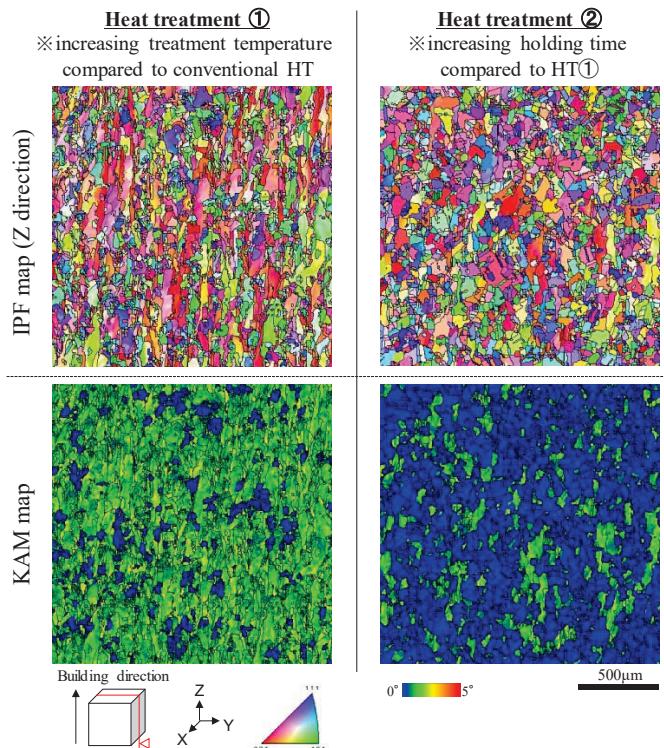


Fig. 8 EBSD orientation map and KAM map of AM Hastelloy-X after modified heat treatment.

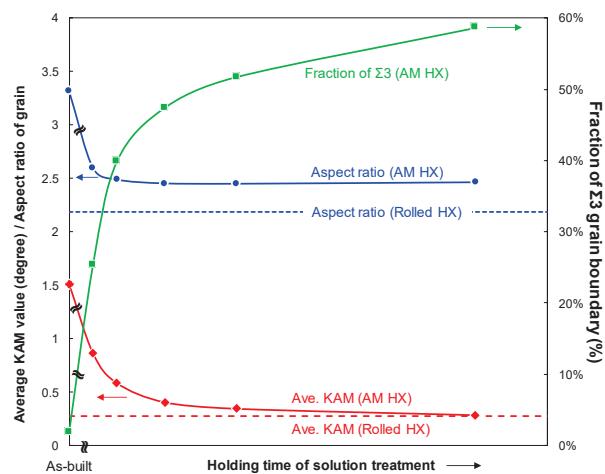


Fig. 9 Changing in microstructure features with holding time of solution treatment in AM Hastelloy-X.

熱処理条件①では、KAM 値の低い等軸粒が散見され、また、熱処理条件②では①に比べて KAM 値の低い結晶粒の割合が増加するとともに、双晶を有する等軸粒が多数認められた。これら溶体化条件による組織変化を詳細に把握するために、EBSD 測定の結果から得られた組織特徴量(結晶粒のアスペクト比、平均 KAM 値、 $\Sigma 3$  対応粒界密度)について、溶体化保持時間に伴う変化を Fig.9 に示す。溶体化時間の増加に伴い、アスペクト比および平均 KAM 値が低下し、また  $\Sigma 3$  対応粒界密度が増加していることが認められた。一般的な FCC 金属において、再結晶時に生じる双晶組織(焼鈍双晶)は  $\Sigma 3$  対応粒界である<sup>(4)</sup>ことから、溶体化熱処理時の保持時間の増加に伴い、積層造形時に導入された残留ひずみを駆動力として、再結晶が進行したことが推測された。Fig.10 に積層造形後および溶体化熱処理後のビッカース硬さ測定の結果を示す。従来圧延材に比べて積層造形まま材では硬さが大きく、また測定方向による違いがあり、Fig.6 で示したように積層造形により形成された組織異方性や残留ひずみによる影響と推測さ

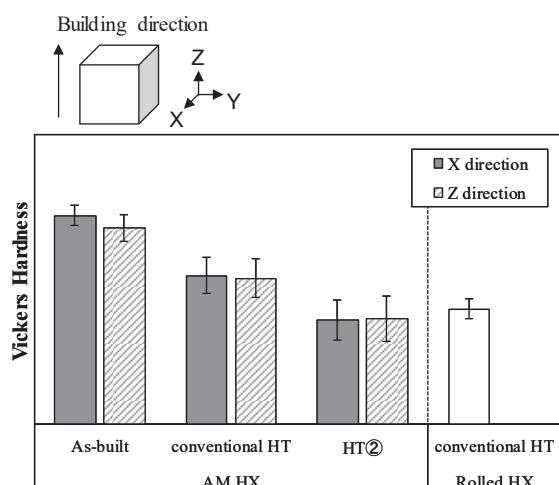


Fig. 10 Vickers hardness of as-built and heat-treated AM Hastelloy-X

れた。熱処理後の硬さに注目すると、従来圧延材と同様の熱処理条件では硬さが未だ従来圧延材に比べて高いが、Fig.8 で示したように再結晶が進行した熱処理条件②では、従来圧延材と同程度の硬さとなっており、また測定方向による違いもほとんどなかった。この結果に基づき、溶体化熱処理条件の最適化を行うことで、従来圧延材と同程度まで組織異方性や残留ひずみが解消することができた。

#### 4. ガスタービン部材への適用状況

パウダーベット方式の金属積層造形法は、金属粉末を均一な厚さに敷設し、その後、1層毎に製品部分のみに熱源を与え溶融・凝固させ、これを繰返すことで3次元形状を造形するプロセスである。そのため、機械加工による直線加工の制約が無く、曲がり孔や、矩形孔、徐々に形状が変化していく孔、段付き孔など、様々な複雑冷却構造を有する部品の製造が可能である。

本稿にて紹介した Hastelloy-X 相当材は、特に燃焼器用高温部材への適用を検討しており、例えば、ガスタービン燃焼器スワラブロックについては、従来では多数の部品の板金加工や溶接を要していたが、Fig.11 に示すように積層造形技術による一体造形が可能となった。今後当社では、ガスタービン高温部品への適用に向けて、複雑冷却構造の高精度造形技術開発を推進する計画である。また、Fig.12 に示すように、高温部品への適用検討以外



Fig. 11 Prototype of swirl block for gas turbine combustor produced by Additive manufacturing technology<sup>(5)</sup>

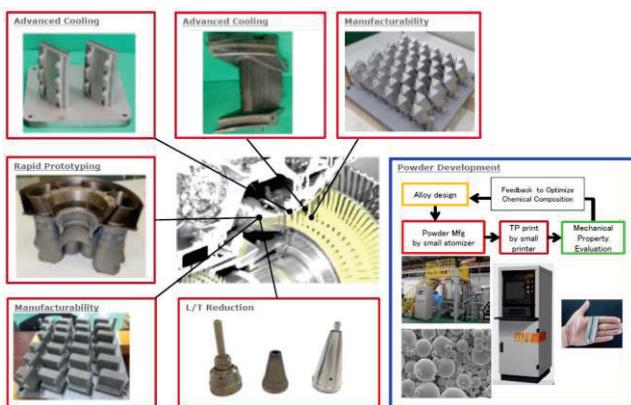


Fig. 12 Introduction of additive manufacturing to gas turbine components<sup>(5)</sup>

に、開発リードタイム短縮を狙いとしたラピッドプロトタイプ造形や、従来工法よりもコストメリットを享受できる部品への適用検討を進めている。

#### 5. おわりに

本稿では、粉末床溶融積層プロセスで積層造形した Hastelloy-X 相当材を対象に、発電用大型ガスタービン用高温部品への適用に向けた要素技術開発の一環として、材料特性に及ぼす積層造形条件や熱処理条件検討について実施した研究成果について紹介するとともに、ガスタービン部品への適用状況について報告した。今後、当該技術のガスタービン部品への適用検討を進め、今後も長期的に地球環境とエネルギー問題解決の切り札として活躍が期待される、高効率ガスタービンの開発を推進していく。

本成果の一部は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の助成事業の結果から得られたものである。

#### 参考文献

- 森本一毅ほか、1650°C級 M501JAC 形ガスタービンを有する第二T地点実証発電設備での運転状況、三菱重工技報、Vol. 58, No. 3 (2021), pp. 1-9.
- M. L. M-Sistiaga et al., Microstructure and mechanical properties of Hastelloy X produced by HP-SLM (high power selective laser melting), Mater. Design, Vol. 165 (2019), pp. 1-10.
- W. M. Tucho et al., Microstructure and hardness studies of Inconel 718 manufactured by selective laser melting before and after solution heat treatment, Mater. Sci. Eng. A, Vol. 689, (2017), pp. 220-232.
- 吉林英一ほか、再結晶と材料組織、内田老鶴圃、(2000).
- 北村仁ほか、ガスタービン部品の金属 3D 積層造形技術の開発、第 48 回日本ガスタービン学会定期講演会論文集, A-1 (2020).

## ガスタービン圧縮機部材へのレーザ加工によるリブレット形成と 機械的特性評価結果

Riblet formation by laser ablation on gas turbine compressor materials and evaluation results of mechanical properties

○綿引 健二<sup>\*1</sup> 蘆田 憲一<sup>\*1</sup> 土橋 晋太郎<sup>\*1</sup> 土橋 広和<sup>\*1</sup> 佐藤 真路<sup>\*1</sup> 一ノ瀬 剛<sup>\*1</sup>  
WATAHIKI Kenji ASHIDA Kenichi TSUCHIHASHI Shintaro TSUCHIHASHI Hirokazu SATO Shinji ICHINOSE Go

### ABSTRACT

Forming riblets on the surface of a compressor blade or turbine blade can improve a gas turbine's performance, but there is concern about detrimental effects on mechanical strength characteristics. We conducted strength tests on a material with riblets formed on the surface by laser ablation. No effect on tensile and creep properties was seen, but fatigue strength was decreased by riblet processing. To prevent fatigue strength reduction, we examined a method that combines coating and riblet processing. We evaluated samples prepared with either an aluminum-based corrosion-resistant coating or a TiAlN-based hard coating, and experimentally confirmed that the effect on fatigue strength can be reduced. It is proposed that selecting an appropriate coating, optimizing the coating method, and optimizing the process of riblet formation can yield performance improvements without sacrificing tensile, creep, or fatigue strength.

キーワード：ガスタービン、圧縮機、リブレット、レーザ加工、引張試験、クリープ試験、高サイクル疲労試験、コーティング

Key Words: Gas Turbine, Compressor, Riblet, Laser Processing, Tensile test, High cycle fatigue test, Creep test, Coating

### 1. 緒言

ガスタービンをはじめとする流体機器の効率の向上は大きな課題の一つである。流体抵抗は圧力抵抗（慣性抵抗）と摩擦抵抗（粘性抵抗）に大別され、特に高レイノルズ数の乱流領域においては、層流に比べて大きな壁面乱流摩擦抵抗が発生する<sup>(1)</sup>。乱流摩擦抵抗を低減させるために、流体機器表面に微小な縦溝を施工する手法がある。リブレット(riblet)と呼ばれる、サメの鱗<sup>(2),(3)</sup>のような35～100μm程度の微小な縦溝が表面に存在すると、平滑面に対して、8～10%程度の乱流摩擦抵抗低減を引き起こすことが実験的にも明らかにされている<sup>(4)</sup>。また、産業界への応用に関して、風力タービン向けに金型を用いた樹脂フィルムでリブレット形状を作成した事例がある<sup>(5)</sup>。

我々は、上記のリブレット形状をレーザアブレーション加工により形成する技術を開発し、ガスタービンの圧縮機やタービン翼への適用を検討している。レーザアブレーション(laser ablation)とは、ナノ秒、ピコ秒、フェムト秒のパルス幅を持つ極短パルスレーザによって非熱的に材料表面の物質を除去する技術である<sup>(6),(7)</sup>。この技術

を用いて、任意の形状を材料表面に形成する事ができる。また、ガスタービンの圧縮機やタービン翼には、各種合金の他、金属・セラミックの様々なコーティングが用いられる<sup>(8),(9)</sup>。レーザアブレーション技術を用いれば、それら部材表面にも任意の微細形状のリブレットの直接加工を行う事が可能である。

一方、材料表面にリブレットのような切れを形成すると、材料の強度特性の低下が懸念される。高速回転下で使用されるタービン部品への応用にあたって機械的な強度特性の評価が重要である。特に疲労強度は、一般に表面の微小な切り欠き形状により影響を受ける事が知られている<sup>(10)</sup>。そこで、我々は圧縮機部材に直接リブレット加工を施した試験片を準備し、引張・クリープ・疲労試験を実施して、その特性を評価した。また、母材の疲労強度低減の防止策として、コーティングにリブレットを形成する手法を検討し、その加工の適用性と疲労強度特性を評価した。

### 2. リブレット加工

リブレットの加工にはレーザアブレーション加工の開発機を用いた。Fig. 1にその模式図を示す。このレーザ加工機は、波長532nm(緑色)、パルス幅約15ps、最大繰返

\*1 (株)ニコン  
〒360-8559 埼玉県熊谷市御陵ヶ原201-9  
E-mail: kenji.watahiki@nikon.co.jp

し周波数 4MHz、最大出力 50W の短パルスレーザを持つ。レーザ光は照射ヘッドに導かれ、ガルバノミラーによって同期してスキャンされる。レーザ光は  $f\theta$  レンズによって所定の位置に集光される。加工対象物は 3 軸ステージによって所定の XYZ 位置に駆動できる。レーザ光が集光した対象物の表面はアブレーションにより除去され、これを連続的にスキャンすることでリブレットの溝が形成される。条件を制御する事でピッチや深さ、リブレット形状を制御する事が可能である。

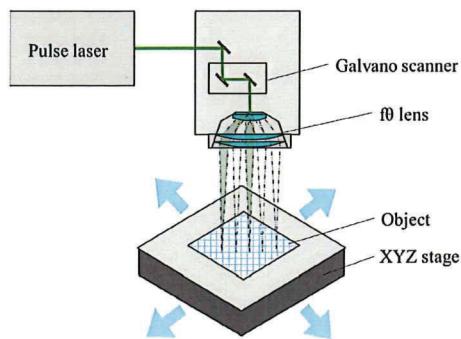


Fig. 1 Schematic diagram of a laser processing machine for forming a riblets on the surface of an object

### 3. 実験方法

#### 3.1 試験片

試験片は、各強度試験に合わせた形状の平板を用意して、そこにリブレット加工を施した。材質は圧縮機の前段側の翼で用いられる SUS630<sup>(8)</sup>を用いた。コーティングと組み合わせた試験片には SUS304 を用いた。試験片形状、加工領域の模式図を Fig. 2 に示す。リブレット加工は、平行部の 25mm の領域を行い、ピッチと深さは、それぞれ 50 μm, 25 μm を目標値として加工を行った。この寸法は、流体低減効果を確認しているものの中で、代表的なサイズである。また、1 本の試験片でリブレット加工の影響の有無を評価するため、リブレット加工は片面にのみ行った。

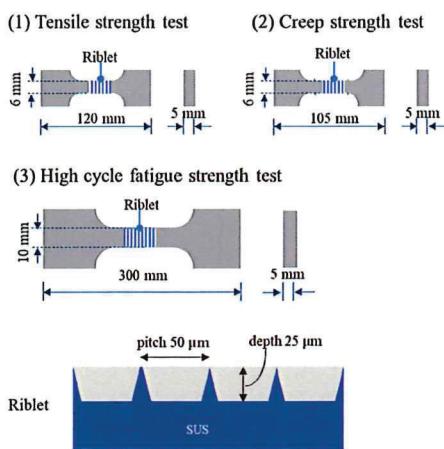


Fig. 2 Dimensions of each strength test sample and riblet

リブレット形成後の疲労強度の低下対策として、Fig. 3 に示す 2 種類のコーティングを検討した。リブレットのサイズに対して十分に厚い膜のコーティングと、薄いタイプである。薄いタイプはリブレット加工後にコーティングを施工した。

厚膜のタイプは圧縮機翼のコーティングとして用いられるものを用いた。母材に Al 粒子を含んだ中間コーティングを塗布、中間コーティングにリブレット加工を実施し、その上からトップコーティング(～5 μm)を施工した。

薄膜のタイプは TiAlN 膜を用いた。一般に工具や刃物に用いられる非常に高硬度のものである。Ti 合金へ施工し、ガスターイン向けへの検討例もある<sup>(12)</sup>。母材にリブレット加工を行ったあとに、PVD でコーティング(～3 μ m)を行った。リブレット加工した上に高硬度のコーティングを施工する事で、表面のクラック生成を防ぎ、疲労強度を改善できると考えた。なお、コーティングの施工条件によっては良好な疲労強度を示す結果が得られている<sup>(11)</sup>

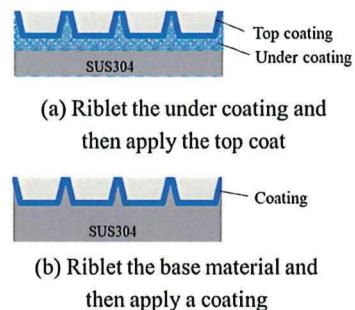


Fig. 3 With coating samples preparation method

#### 3.2 機械試験の条件

Table. 1 に今回実施した機械試験項目と条件を示す。各試験は試験機関にて JIS Z2241,2271,2273 に則り実施した。圧縮機へのリブレット加工の適用を想定し、引張試験は室温と 600°C の 2 条件で実施した。クリープ試験は 600°C, 200MPa の条件で実施した。高サイクル疲労試験の試験モードは軸方向荷重制御で、応力比は 0、波形は sim 波である。また、破壊メカニズム等の調査のため、試験後に光学顕微鏡、走査型電子顕微鏡(SEM)等を用いて破面の表面および断面観察を行った。試験片は、引張試験とクリープ試験は SUS630 で実施し、高サイクル疲労試験は SUS630 と SUS304、SUS304 にコーティングを施工した試験片を用意し、計 4 条件で実施した。なお、各試験片で、リブレット加工が有るものと無いものをそれぞれ用意して、試験を実施した。

Table 1 Strength test condition

Test item	Test condition	Sample
Tensile strength test	(1) R.T	SUS630
	(2) 600°C	
Creep strength test	600°C, 200MPa	
	R.T, pulsating tension (Tensile)	(1) SUS630
		(2) SUS304 without coating
		(3) SUS304 with Al including coating
		(4) SUS304 with TiAlN coating

#### 4. 実験結果および考察

##### 4.1 リブレット加工の適用性

Fig. 4 に SUS630 にリブレット加工を行い、その形状をレーザー顕微鏡で評価した結果を示す。目標値に対して、深さがやや大きいが、ピッチ 50μm で周期的な溝構造が形成出来ている事が分かる。

同様に Fig. 5 にコーティングとリブレット加工を組み合わせた試験片のリブレット形状を評価した結果を示す。コーティング前後の結果も載せている。いずれの試験片でも、周期的な溝構造が作成できており、コーティングの上からでもリブレット加工が出来ている事が分かる。また、コーティング前後の結果を見ると、2 試料とも前後で形状に差異が見られず、リブレットの山部・谷部で均一にコーティングが出来ていると考えられる。なお、試験片で、リブレット形状にバラつきがあるが、加工条件を調整する事で、このバラつきは小さくする事ができる。

リブレット加工前後の断面を光学顕微鏡で観察した結果を Fig. 6 に示す。室温にて高サイクル疲労試験を実施した後の破断部から離れた位置での観察結果である。リブレット加工面の直下での金属組織の変化や、加工変質層などは見られなかった。レーザーによる溶接や切断等、熱影響が生じる加工では、強度が低下する事例が知られているが、リブレットの形成はアプレーション加工であるため、熱影響が小さいことが伺える。

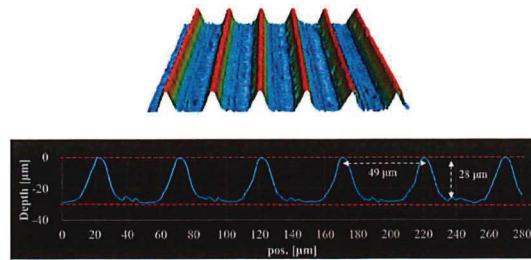


Fig. 4 Microscopic profiles of laser riblet SUS630 sample

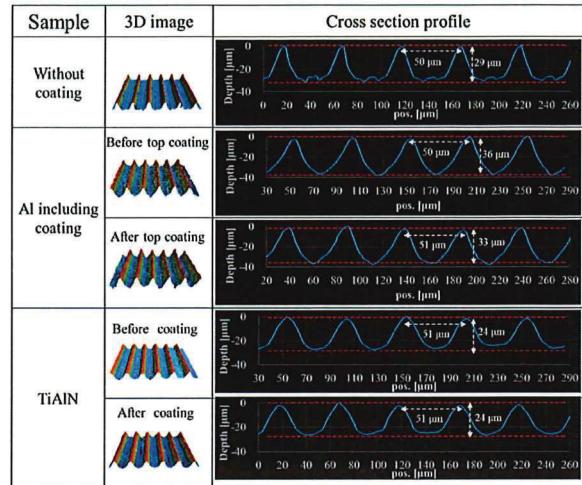
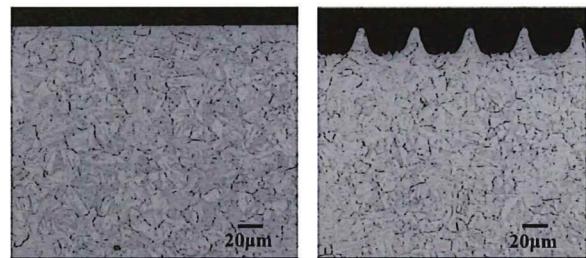


Fig. 5 Microscopic profiles of laser riblet SUS304 with and without coating sample



(a) Before (b) After  
Fig. 6 Metallographic observation of SUS630 stainless steel before and after riblet processing

##### 4.2 リブレット加工材の機械的特性

Fig. 7, Fig. 8, にリブレット加工有無の引張試験およびクリープ試験の結果を示す。各試験とも N 数 3 で実施し、その平均値でグラフをプロットした。引張強さ、0.2%耐力、伸びとともにリブレット加工の有無で有意差は見られず、リブレット加工により引張特性の低下は見られなかった。

クリープ試験の結果を Fig. 8 に示す。破断時間および伸びともほぼ同等の値を示し、リブレット加工によりクリープ特性の低下は見られなかった。

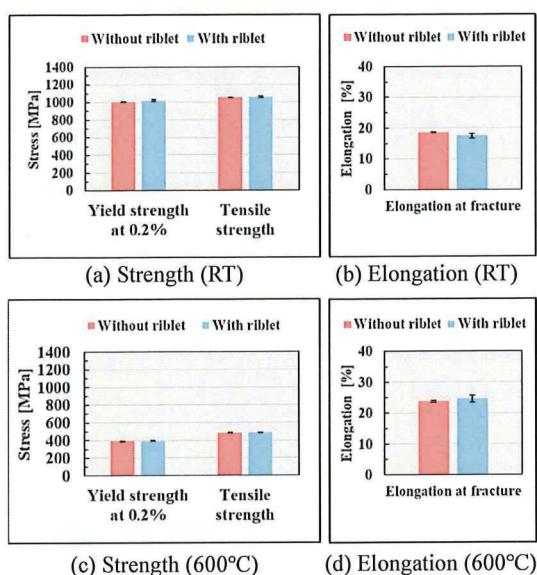


Fig. 7 Tensile strength and elongation for with and without riblet

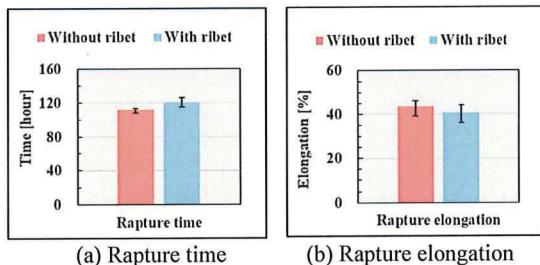


Fig. 8 Creep rupture time and rupture elongation for with and without riblet

リブレット加工による疲労強度への影響は負荷応力を変えて、破断までの繰り返し数を求め、S-N 曲線を作成し、 $10^7$ サイクル以上の疲労限を求めた。その結果を Fig. 9 に示す。リブレット加工により、強度低下している事が分かる。なお、リブレット加工が有る試験片の試験応力の算出は、試験片の厚みからリブレット加工深さ(約  $25 \mu\text{m}$ )分を除いた値で算出した。

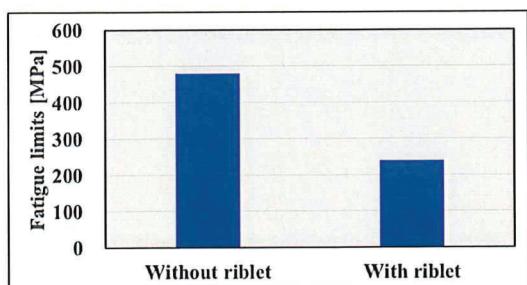


Fig. 9 Fatigue limits for with and without riblet SUS304 sample

リブレット加工による疲労限が減少した要因を考察するため、破面観察を行った。破断位置と破面を Fig. 10 に示す。リブレット加工がない試験片の破面は、内部に平

坦な脆性破壊部がわずかに認められ、それ以外は大きく塑性変形が生じておらず、ほとんどが延性破壊を呈していた。内部の介在物を起点として、クラックが発生、成長して疲労破壊が生じ、その後、塑性変形を伴って破断したと推測される。一方、リブレット加工が有る試験片では、リブレット加工部と非加工部の境界で破断が生じていた。破断の形態は直線的で、リブレットの溝に沿って脆性的に破壊、その後は塑性変形を伴って破壊していた。リブレット形状による切り欠きにより、溝部で応力集中が生じ、クラックが発生し、進展したと推測される。

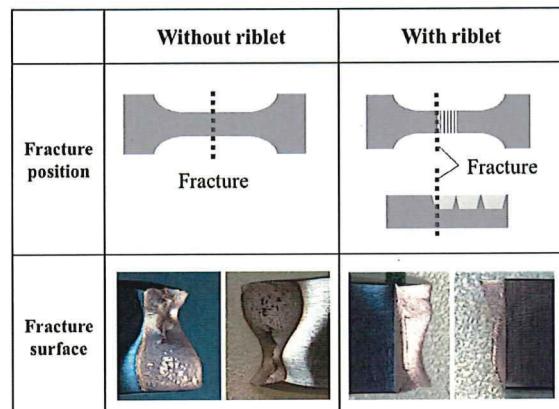


Fig. 10 Fracture surface observation result of SUS304 samples

#### 4.3 コーティングとリブレット加工材の高サイクル疲労特性

コーティングとリブレット加工を組み合わせた材料の疲労強度を調べた。その結果を Fig. 11 に示す。試験応力を算出するための試験片の厚みは、コーティング皮膜の厚さを考慮せず、母材の値とした。また、SUS304 試験片は、SUS304 の場合と異なり、リブレット加工深さは未考慮とした。同条件で複数の試験片で試験を行った結果は、平均値でグラフをプロットしている。コーティングを付与する事で、疲労強度に違いが見られた一方で、リブレット有り・なしの差は見られなくなった。

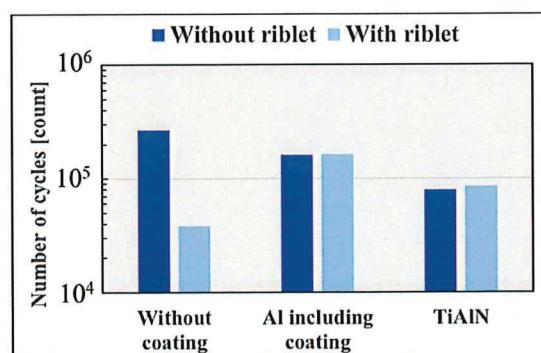


Fig. 11 Comparison of the number of cycles to fracture at 225MPa stress amplitude of SUS304 samples

コーティングがない試験片の観察結果を Fig. 12 に示す。リブレット加工なしの試験片では、角部が起点となり、クラックが進展、その後、塑性変形を伴って破断している。一方、リブレット加工が有る試験片では、破断位置は加工部の境界で、リブレット溝部が起点となり、クラックが進展、その後、塑性変形を伴って破断したと考えられる。応力集中により、リブレット加工なしと比較して、早期にクラックが発生、進展したため破断までの繰り返し数が低下したと考えられる。

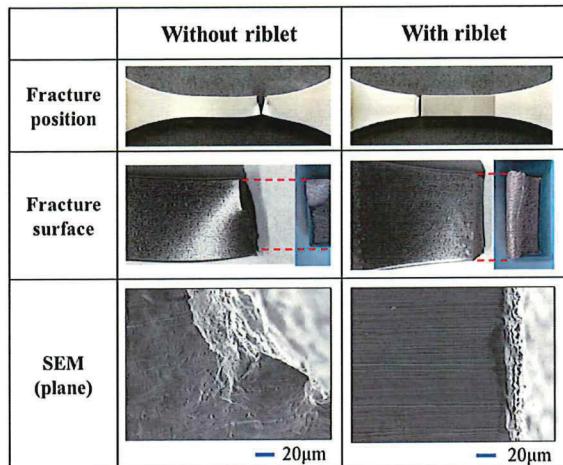


Fig. 12 Fracture surface observation result of SUS304 without coating

Fig. 13 に厚膜のタイプのコーティングを施工した試験片の観察結果を示す。リブレット加工有り・なし共に、破断位置は試験片の中心付近であった。この形態はコーティングなし・リブレット加工なしの結果と同様である。破断部付近はコーティングの剥離が生じていた。SEM 観察で、表面に無数のクラックが生じていたが、そのクラックが母材に進展している様子は見られなかった。

以上の事から、試験初期にコーティングにクラックが生じて、クラックが母材に進展することなく、コーティングの剥離が生じ、母材表面が露出、その後、破断したと推測される。クラックの進展特性は、コーティングの種類や母材との密着性で変化し、ヤング率の低いコーティングは進展しにくいとされる<sup>(12),(13)</sup>。今回、用いたコーティングは、表面にクラックが生じやすいが、母材との密着力が比較的小さく、母材へのクラックの進展が生じなかつたと考えられる。

なお、リブレット加工がない試験片で、コーティング施工有り・なしを比較すると、コーティング施工で疲労強度が若干低下している。同様の例は古くから知られている<sup>(14)</sup>。表面残留応力の変化、クラックの発生しやすいコーティングを付加した時など複数の要因が考えられる。今回のケースでは、コーティング施工過程内で残留応力の変化もしくは界面の粗さの変化によるものと考える。今回実施している疲労試験では引張応力を負荷している

ため、あらかじめ引張の残留応力が生じていると、その分、疲労強度が低下する事が考えられる。後者は、粗さの変化により、クラックの生成がしやすくなつた事が考えられる。これらの要因を調査し、コーティング施工方法を適正にする事で、疲労強度を維持し、リブレット加工を行う事が可能であると考えられる。

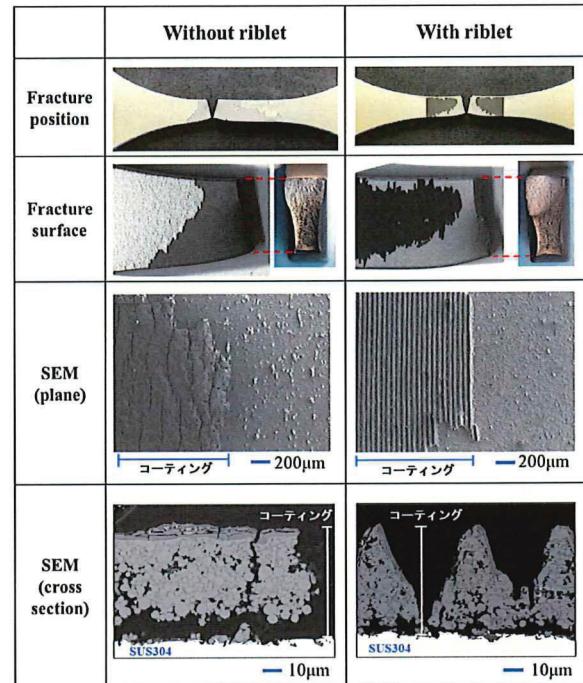


Fig. 13 Fracture surface observation result of SUS304 with Al including coating

Fig. 14 に薄膜タイプのコーティングを施した試験片の観察結果を示す。破断位置はリブレット有り・なしで異なり、リブレット加工がない試験片は中心付近、リブレットが有る試験片は加工部の境界であった。SEM 観察より、リブレット加工なしでは、コーティング部において、応力方向に垂直な無数のクラックが観察され、一部は母材にまで進展しているクラックも見られた。リブレット加工が有る試験片では、リブレット溝部を中心にコーティングが剥離している様子が見られた。

コーティングを施工していない、リブレット加工もない試験片と比較すると、疲労強度が低下している。無垢の母材表面よりも TiAlN コーティングは非常に硬く、延性が低いため、母材の大きな変形に追従せず、クラックが生じ、その後、一部のクラックが母材に進展し易くなつたと考えられる。延性が異なるコーティングや、他の母材に適用する事で疲労強度が改善する可能性があると考えられる。リブレット加工しても疲労強度がさらに低下しないのは、応力集中部を含め、リブレット加工部の表面が硬質膜で保護されたためと考える。

	Without riblet	With riblet
Fracture position		
Fracture surface		
SEM (plane)		リブレット加工
SEM (cross section)	コーティング SUS304 — 2μm	コーティング SUS304 — 2μm

Fig. 14 Fracture surface observation result of SUS304 with TiAlN coating

## 5. 結言

レーザー加工でリブレット形状を施した材料の加工の適用性および強度評価を実施した。金属表面の他、アルミ系の耐食コーティングや TiAlN 系の硬質コーティングにもリブレット加工が適用できることを確認した。

機械的特性に及ぼすリブレット加工の影響について、引張およびクリープ特性への影響は認められなかったが、高サイクル疲労強度は、リブレット形状により、応力集中部が生じて低下した。その対策として、コーティング施工とリブレット加工を組み合わせる手法の検討を行った。その結果、母材までクラックが進展しにくいコーティングにリブレット加工する手法、またはリブレット加工後にクラックが母材まで入りにくく薄いコーティングを付加する手法により、疲労強度の低下を抑制できると考えられる。母材との組み合わせを含む、最適なコーティングの施工方法の開発を引き続き行っていく予定である。

## 参考文献

- (1) 三宅裕, 壁乱流の渦, ながれ, Vol. 22 (2003) pp. 29-34.
- (2) 鈴木雄二, 笠木伸英, 壁面乱流の知的能動制御, セーブメーション・レビュー マイクロフローセンサ特集号 (2001), pp. 50-57.
- (3) Bechert, D.W., Hoppe, G., Reif, W.-E., On the Drag Reduction of Shark Skin, AIAA Paper 85-0546 (1985).
- (4) Bechert, D.W., Bartenwerfer, M., Hoppe, G., Reif, W.-E., Drag Reduction Mechanisms Derived from Shark Skin, ICAS Fluid Mechanics and Heat Transfer, AIAA, Vol. 2 (1986), pp. 1044-1068.
- (5) Sareen, A., Deters, R.W., Henry, S.P., Selig, M.S., Drag Reduction Using Riblet Film Applied to Airfoils for Wind Turbines, AIAA 2011-558 (2011).
- (6) Chichkov, B.N., Momma, C., Nolte, S., von Alvensleben, F., Tünnermann, A., Femtosecond, Picosecond, and Nanosecond Laser Ablation of Solids, Appl. Phys. A, Vol. 63 (1996) pp. 109-115.
- (7) Richardson, M.C., New Opportunities with Intense Ultra-Short-Pulse Lasers, Proc. of SPIE, Vol. 1410 (1991)
- (8) 吉岡, 土井, 武田, 難波, 岡田, 武, 伊藤, 発電用ガスタービンの材料技術, 日本ガスタービン学会誌, Vol.32, No.3, 2004
- (9) R. Rajendran, Gas turbine coatings - An overview, Engineering Failure Analysis 26 (2012) pp. 355-369
- (10) 金属材料 疲労強度の設計資料 1, 日本機械学会
- (11) N.P. Sivagnanam Chandra, Y.Otsuka, Y.Mutoh, K.Yamamoto, Effect of coating thickness on fatigue behavior of TiAlN coated Ti-alloys, International Journal of Fatigue 140 (2020) 105767
- (12) 伊藤, 斎藤, 石渡, MCrAlY 合金コーティング部材の高サイクル疲労寿命特性, 溶接学会論文集, Vol. 52, No. 6, pp. 639-645, June 2003
- (13) 伊藤, 斎藤, 宮崎, 減圧プラズマ溶射皮膜の機械的特性とき裂進展特性, 日本機械学会論文集(A編), 60巻, 579号, pp. 55-59, 1994
- (14) 金属材料 疲労強度の設計資料 2, 日本機械学会