第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-1

# 実機使用済ガスタービン動翼における TBC の YSZ－単斜相に基づく使用温度の推定

# Estimation of operating temperature based on YSZ-monoclinic phase of TBC in an in-service gas turbine blade

○高橋 智[*1]　岡田 満利[*2]　伊藤 明洋[*3]
TAKAHASHI Satoru　OKADA Mitsutoshi　ITO Akihiro

**ABSTRACT**

Plasma-sprayed YSZ ($ZrO_2$-8mass%$Y_2O_3$) 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 volume 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 volume fraction of monoclinic phase and the thermal aging conditions. According to this equation, the operating temperatures of the blade were estimated based on the volume fraction of monoclinic phase of YSZ detected on the TBC of the blade used in the 1300ºC-class gas turbine. It was found that the operating temperature was higher around the trailing edge on the pressure side 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）が必須の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[(1)]，既に複数の特性試験方法が ISO として制定されている[(2)]。一方，高効率ガスタービンの予防保全の観点から，TBC の経年劣化や健全性を判断するために，高温部品に適用した TBC の使用温度を把握することも重要である。

前報では[(3)]，TBC のトップコートとして典型的な YSZ コーティングについて，熱時効よって単斜相（*m*）の割合が増加することに着目し，熱時効条件と *m* の割合との関係式を導出し，この関係式を用い，ガスタービンで使用された動翼表面の TBC で測定した *m* 相の割合から動翼の使用温度を推定した。しかし，動翼腹側などには酸化物が堆積し，*m* 相を検出することができなかった。そこで本研究では，YSZ コーティングの熱時効条件を増やして熱時効条件と *m* 相の割合との関係式の信頼性を高め，さらに動翼腹側などに堆積した酸化物を除去し，動翼全周や前縁部の詳細な使用温度の推定を行った。

*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関山20-1

## 2. 実験方法

### 2.1　YSZ コーティングの評価方法

#### 1）試験片及び熱時効

TBC のトップコートとして典型的な YSZ（$ZrO_2$-8mass% $Y_2O_3$）溶射粉末を用い，大気プラズマ溶射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 $100^l$ x $10^w$ x $1^t$ mm の YSZ コーティング単層試験を作製した。熱時効は電気炉を用い，大気中で実施した。その条件を表 1 に示す。熱時効温度を 1000℃～1400℃，熱時効時間を 2h～5000h とした。

Table 1　Aging conditions in air for YSZ coatings

| Temperature / ºC | Time / h |
|---|---|
| 1000 | 2, 500, 1000, 3000, 5000 |
| 1100 | 2, 500, 1000, 3000, 5000 |
| 1200 | 2, 500, 1000, 3000, 5000 |
| 1300 | 2, 50, 200, 400, 600, 1000, 2000 |
| 1400 | 2, 100, 300 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 2) *m*相の定量的評価

YSZ コーティングの結晶構造を調べるために XRD 測定（Bruker 製 DISCOVER，Cu $K\alpha$，管電圧 40kV，管電流 40mA）を行った。XRD パターンからプロファイルフィティングによって各ピークの積分強度を求めた。これらの積分強度を用い，式(1)，(2)に示す Toraya 法[4)-6)]に従って *m* 相の体積率（$V_m$）を決定した。*m* 相の割合の決定方法として簡便な Garvie-Nicolson（GN）法が使われているが，Rietveld 法に比べて GN 法の結果が過小評価になること，Toraya 法では同等な結果が得られることが報告されているので[7)]，本研究では Toraya 法を採用した。実際に一部の試験片について Rietveld 法でも *m* 相の体積率を求め，Toraya 法の結果が同程度であることを確認した。

$$V_m = \frac{1.3x}{1 + 0.3x} \tag{1}$$

ここで，

$$x = \frac{I_{m1} + I_{m2}}{I_{m1} + I_{m2} + I_{tc}} \tag{2}$$

ここで，$I_{m1}$は *m* 相の$(11\bar{1})$，$I_{m2}$は *m* 相の(111)，$I_{tc}$は正方相（t）の(101)及び／又は立方相（c）の(111)の各ピークの積分強度である。

## 2.2 実機使用済ガスタービン動翼の TBC 評価方法

### 1) 実機使用済ガスタービン動翼

実機使用済動翼は，約 20000h 使用した 1300℃級ガスタービン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 40％高さ付近を高さ方向に厚さ約 18mm で切断し，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 1 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。表面には黒色の酸化物が堆積していたので，電動ルータを用い，工具に耐水研磨紙＃800 を巻き付け，トップコートをできるだけ研磨しないように，酸化物を慎重に研磨して除去した。

### 2) 実機使用済ガスタービン動翼の XRD 測定

XRD 測定装置には，(株)リガク製の SmartLab（Cu $K\alpha$，管電圧 45kV，管電流 2000mA，検出器 HyPix-3000）を用いた。X 線照射面積は 3.5 x 4.0mm 程度になるように調整した。スキャン範囲は *m* 相の評価に必要な当該回折ピークが得られる 25°～34°とし，1D スキャンモードで各部位の背側と腹側を測定した。

### 3) 実機使用済ガスタービン動翼前縁部の詳細 XRD 測定

動翼前縁部には複数の冷却孔があり，燃焼ガスの流れが複雑になっていることが予想される。そこで，前述の（株）リガク製の SmartLab－HyPix-3000 にコリメータ φ0.5mm を取付けて X 線照射面積を絞り，2D スキャンモードで測定した。措定箇所を図 2 に示す。切断面から冷却孔方向（a~e）と，動翼の高さ方向（1～3）に段階的に位置を変化させ，背側（A1）で 14 箇所，腹側（A2）で 3 箇所測定した。測定時は，各測定点に対して測定面が試料ステージ面と水平になるように，治具で部位を安定に保持した。なお，X 線照射面積はφ0.5mm であるが，2 次元回折像からデバイリングが連続的であり，粗大結晶粒や集合組織を形成しないことを予め確認した。

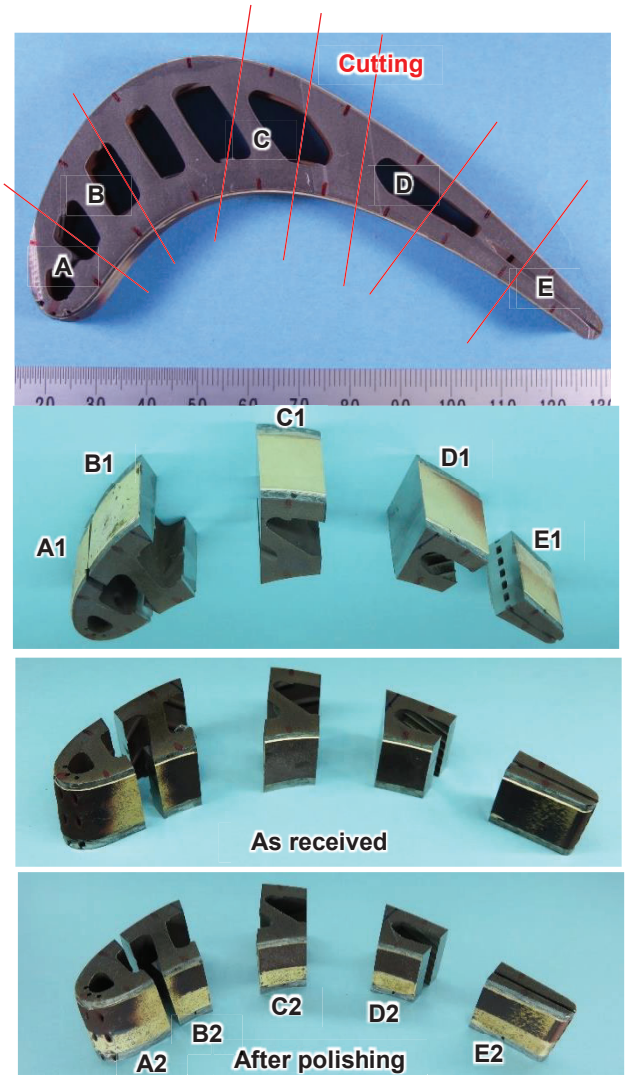



Fig.1 A cross section of the blade used in actual gas turbine and several sections cut out from the blade.

## 3. 実験結果及び考察

## 3.1 熱時効による YSZ コーティングの結晶構造変化

熱時効後の YSZ コーティングの XRD 測定例として，1300℃熱時効の XRD パターンを図 3 に示す。熱時効時間の増加に伴って *t* 相及び／または *c* 相のピーク強度が低下するのに対し，*m* 相のピーク強度が増加する。そこで，各熱時効試験片の XRD パターンから *m* 相の体積率を求め，熱時効時間と関連付けてまとめた結果を図 4 に示す。*m* 相の割合は，1000℃や 1100℃で 5000h の熱時効

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

を施してもほとんど増加しない。しかし，1200℃の熱時効では 500h を超える急激に増加する。熱時効温度が1300℃，1400℃と高くなると，さらに短時間で *m* 相が急激に増加し始めた。すわなち，熱時効温度が高いほど，熱時効時間が長いほど，*m* 相の体積率が増えることが分かった。

このような結晶構造の変化は，次のように考えることができる。TBC のトップコートとして広く利用されている 7~8YSZ 材料は，溶射時に急冷・凝固されるので，溶射したままの YSZ コーティングは準安定な正方相（*t'*）となる。しかし，高温に長時間加熱されると，Y が徐々に拡散し，*t*’ 相は，Y-rich な *c* 相と Y-lean な *t* 相へ分解する。さらに *t* 相は高温から室温まで冷却する際に，*m* 相へマルテンサイト変態を生じる。それゆえ，*m* 相の出現及び体積率の増加は，外見上，健全に見える YSZ コーティングにおいても，内部の構造変化を判断する有用な指標の一つとして考えることができる。

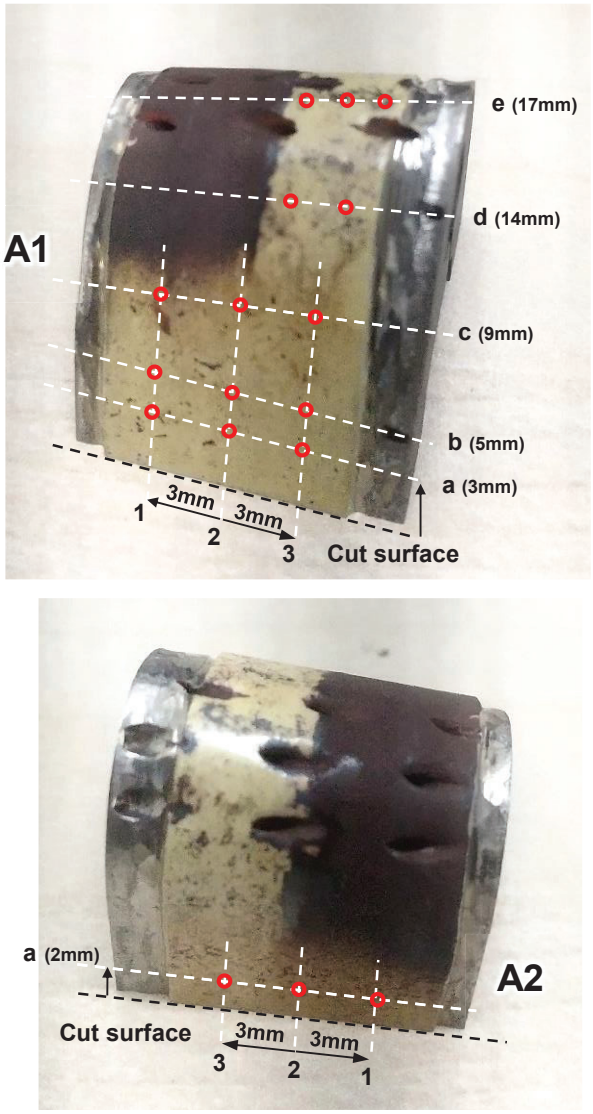



Fig.2　XRD measuring points on the leading edge of the blade.

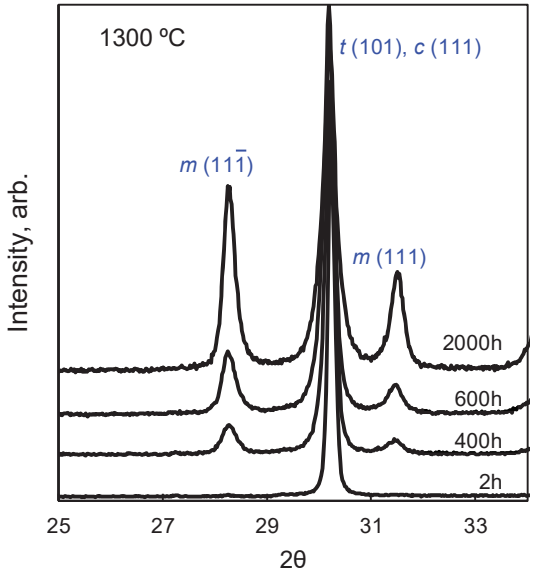



Fig.3　XRD patterns focusing on the monoclinic phase of YSZ coatings aged at 1300ºC.

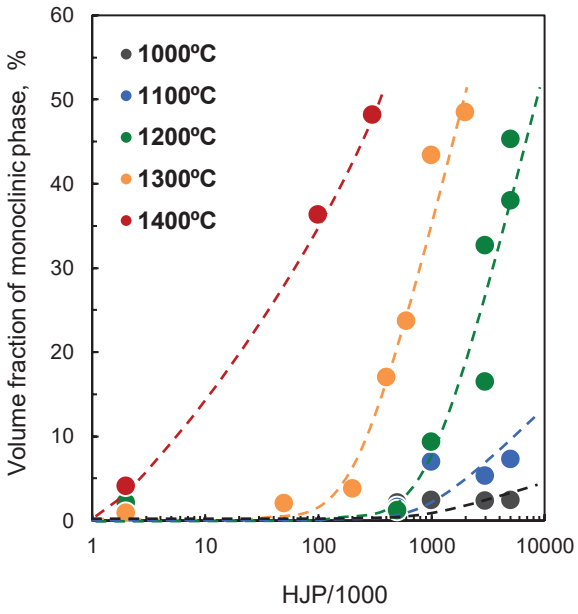



Fig.4　Influence of aging condition on monoclinic fraction.

### 3.2　*m* 相の体積率に基づく温度推定式の導出

Lipkin らは[8]，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(3)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。

$$\mathrm{HJP} = T(27 + \ln t) \qquad (3)$$

ここで，*T* は時効温度(K)，*t* は時効時間(h)を示す。

そこで，本研究においても同様に，HJP を用いて熱時効条件と *m* 相の体積率を整理した。その結果を図 5 に示す。本試験結果は，Lipkin らの結果と同様な傾向を示し，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

HJP が約 50000 を超えると $m$ 相の体積率は著しく増加し，45%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(4)に示す HJP と $m$ 相の割合との近似式を導出した。

$$V_m(\%) = \frac{A}{1 + e^{-\mathrm{B}(x-\mathrm{C})}} \qquad (4)$$

ここで，$x$ は HJP/1000 [$=T(27+\ln t)/1000$]である。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=51.65，B＝1.03，C＝51.86 である。この近似式を図 5 中に示す。この近似式が測定データを的確に捉えていることが読み取れる。

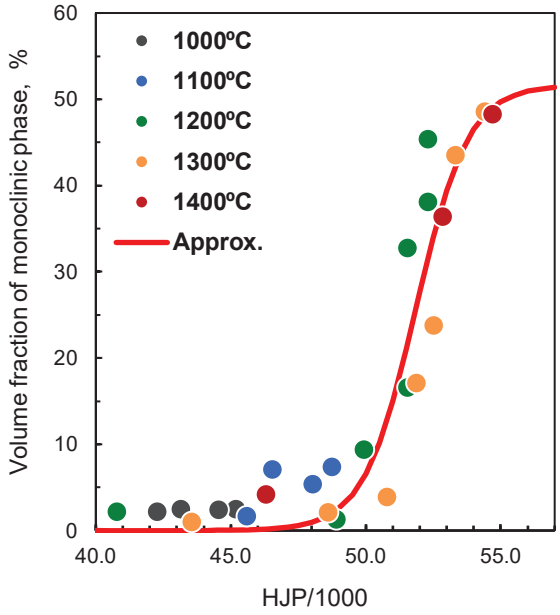



Fig.5　Relationship between volume fraction of monoclinic phase and HJP.

次に式(4)を展開し，式(5)に示す温度推定式を導出した。

$$T(\mathrm{K}) = \frac{1000}{(27 + \ln t)}\left[\mathrm{c} - \frac{1}{\mathrm{B}}\ln\left(\frac{\mathrm{A}}{m(\%)} - 1\right)\right] \qquad (5)$$

ここで A，B，C は，式(4)における定数である。式(5)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。すなわち，使用済ガスタービン高温部品では，運転時間は管理・把握されているので，部品表面の TBC の m 相の体積率を求め，式(5)に代入すれば使用温度の推定が可能となる。

### 3.3　実機使用済ガスタービン動翼の使用温度の推定

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。$m$ 相のピーク強度は，部位によって変化していることが明らかになった。すなわち，前縁部の背側（A1）などでは $m$ 相のピーク強度は低いが，前縁部の腹側（A2）ではピーク強度が高く，さらに腹側の後縁部（E2）では最も高いピーク強度を示した。これらの XRD パターンから，式(1), (2)に基づいて $m$ 相の体積率を求め，式(5)を用いて各測定箇所の使用温度を推定した。その結果をまとめて図 7 に示す。推定した温度分布から，①背側よりも腹側で温度が高いこと，②腹側の後縁部付近で温度が最も高いことが明らかになった。

後縁部付近では冷却効果が低いため，温度が高くなったものと考えられる。堀内らは，タービン冷却翼の CHT 解析を行い，翼面メタル温度分布を求め，腹側よりも背側で温度が低く，腹側の後縁部付近で温度が高いことなどを報告している[9]。この解析結果と本研究で推定した温度分布は良く対応している。また Stöver らは[10]，1400℃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℃と示している。本研究で推定した腹側の後縁部付近の推定温度は 1134℃であり，Stöver らの目標温度に近い温度になっている。このようなことからも，本研究で推定した使用温度および温度分布は，実際の状況と大きくはかけ離れていないと推察される。

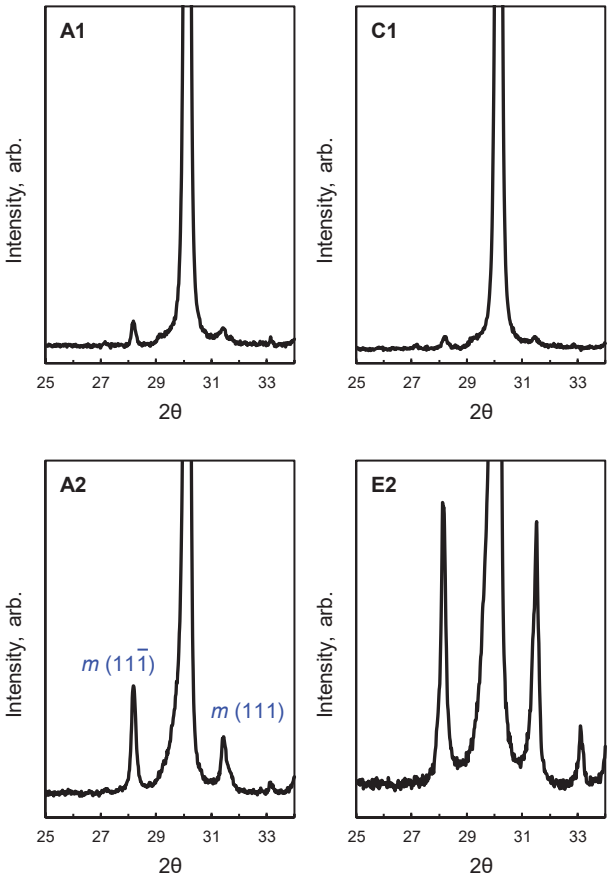



Fig. 6　XRD patterns focusing on the monoclinic phase in several sections of the blade.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

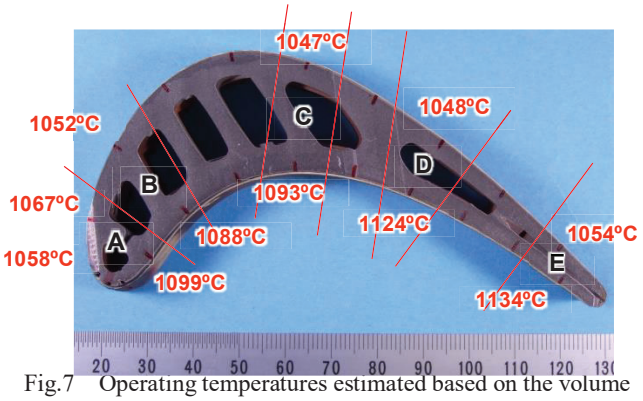



Fig.7　Operating temperatures estimated based on the volume fraction of monoclinic phase of YSZ measured on the TBC of the blade used in the 1300ºC-class gas turbine.

### 3.4　実機使用済ガスタービン動翼前縁部の詳細な使用温度の推定

実機使用済動翼前縁部の TBC を詳細に測定した XRD パターンの代表例を図 8, 9 に示す。*m* 相のピーク強度は，測定箇所によって変化していることが明らかになった。すなわち，前縁冷却孔近傍（A1-e1）では *m* 相のピーク強度が低いが，冷却孔から背側に少し離れた箇所（A1-c1）ではピーク強度が高い。また，背側よりも腹側（A2-a1）でピーク強度が高い。

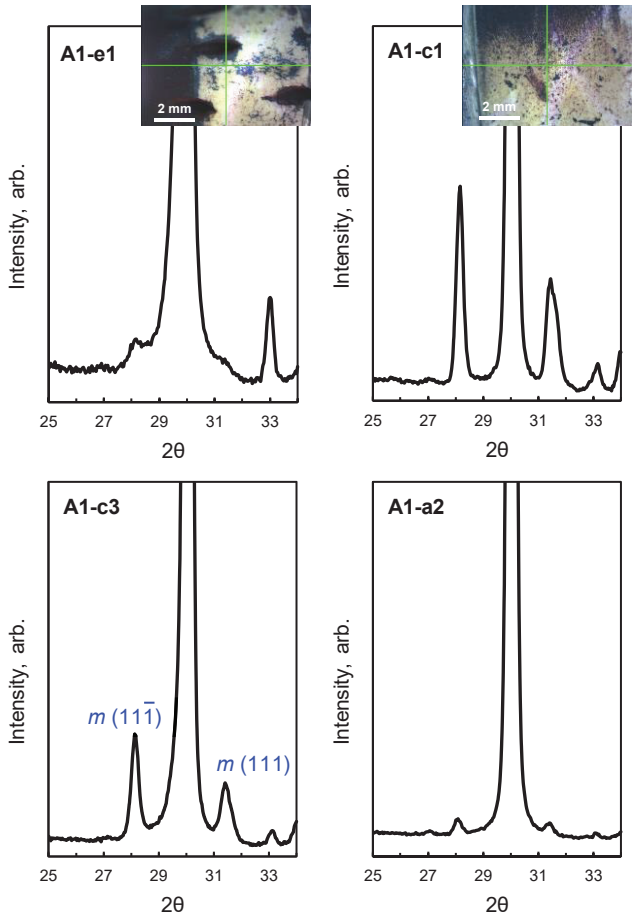



Fig. 8　XRD patterns focusing on the monoclinic phase on the suction side of the leading edge of the blade.

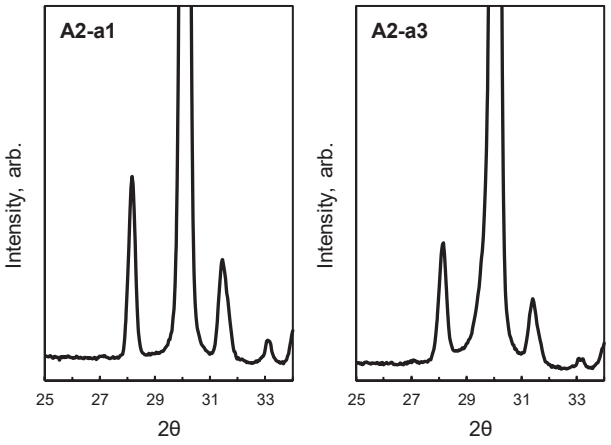



Fig. 9　XRD patterns focusing on the monoclinic phase on the pressure side of the leading edge of the blade.

このような各箇所における回折パターンから *m* 相の体積率を求め，推定した使用温度を図 10 中に示す。冷却孔付近では温度が低く，冷却効果が高いことが読み取れる。背側では，数ミリ程度の領域内でも温度分布が生じており，翼高さ 40%付近から先端側に向けて温度が高くなる傾向にある。一方，腹側では，背側よりも温度が高く，X 線照射面積が広い測定結果（前述の 3.3）とも良く対応している。さらに翼高さ 40%付近の位置から先端側に向けて温度が高くなっており，背側での温度分布の傾向と一致する。これらの温度分布から，冷却孔の効果なども明確に現れているので，実際の状況に近い温度を推定できているものと考えられる。

X 線の照射面積を小さくすると X 線強度が減少するが，2D 検出器を組み合わせることによって，比較的短時間で十分な X 線強度が得られるので，このような使用温度の推定方法は，有用な評価方法の一つとして十分期待できる。

### 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* 相の体積率が増加する。
2) YSZ コーティングにおける *m* 相の体積率と熱時効条件との関係から，Hollomon-Jaffe parameter（HJP）を用い，*m* 相の体積率に基づく使用温度推定式を導出した。
3) 1300℃級ガスタービンで使用済動翼の TBC に対して使用温度を推定した結果，背側よりも腹側で温度が高く，特に背側の後縁周辺で温度が高いことが明らかになった。さらに前縁部を詳細に測定した結果，冷却孔近傍では温度が低いことが分かった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

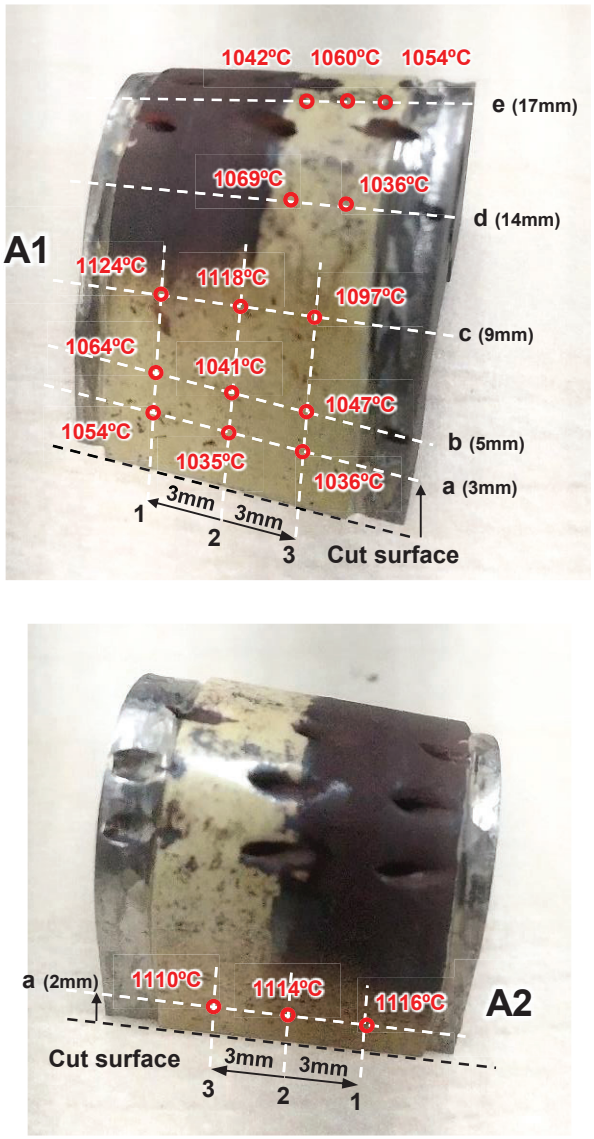



Fig.10 Operating temperatures estimated based on the volume fraction of monoclinic phase of YSZ measured on the leading edge of the blade .


## 謝 辞

実機の XRD 測定には，（株）リガクの長尾圭悟氏と根津暁充氏にご協力いただいた。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) 例えば，ISO 24449:2021 Metallic and other inorganic coatings – Determination of thermal conductivity of thermal barrier coatings at elevated temperature.

(3) 高橋 智，岡田満利，伊藤 明洋，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，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-20.

(4) H. Toraya, M. Yoshimura, S. Somiya, Calibration curve for quantitative analysis of the monoclinic-tetragonal ZrO2 system by X-ray diffraction, J. Am. Ceram. Soc.,Vol.67 (1984), C119-C121.

(5) H. Toraya, M. Yoshimura, S. Somiya, Quantitative analysis of monoclinic-stabilized cubic ZrO2 systems by X-ray diffraction, J. Am. Ceram. Soc.,Vol.67 (1984), C183-C186.

(6) 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.

(7) M. R. Gauna et al., Monoclinic-tetragonal zirconia quantification of commercial nanopowder mixtures by XRD and DTA, Ceramics –Silikaty, Vol.59 (2015), pp.318-325

(8) 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.

(9) 堀内 豪，谷口智紀，田中良造，笠 正憲，餅 雅英，産業用ガスタービン開発へのタービン冷却翼 CHT 解析の適用検討，日本ガスタービン学会，Vol.46（2018）,pp.298-305.

(10) 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.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-2

# ジルコニア系連続繊維を強化繊維とする酸化物系 CMC の開発（2）

# Development of Oxide/Oxide Composites Using Continuous Zirconia Fiber as a Reinforcement (2)

○長谷川 良雄[*1] 秦 青[*1] 鉄井 利光[*1] 久保田 勇希[*2]
HASEGAWA Yoshio QIN Qing TETSUI Toshimitsu KUBOTA Yuki

**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, using improved C-coated continuous zirconia fibers as reinforcements, CMCs with $BaZrO_3$-matrix or YSZ-matrix were prepared. Mechanical characterization and structural analysis of CMCs heat-treated over 1400℃ to increase the sinterability of the matrix were performed to investigate the effect of fiber and matrices soundness on CMC properties. And, by evaluation of the super environment resistance of CMCs, the practicability of oxide-oxide composites was examined.

**キーワード：**ジェットエンジン，ジルコニア連続繊維，酸化物系複合材料，ジルコニア系マトリックス，機械的特性，耐環境性
**Key Words:** Jet Engine, Continuous Zirconia Fiber, Oxide/Oxide Composites, Zirconia Matrix, Mechanical Property, Super Environment Resistance

## 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）の開発が長年進められており，2002 年に Si と C の比率を化学量論組成に近づけ結晶性を高めた SiC 繊維が開発されると，高温でも十分な耐久性を示す高性能な CMC が開発され，CFM International 社製 LEAP エンジンに CMC 製シュラウドが採用された。このエンジンは，エアバス A320neo，ボーイング 737max など新型の狭胴型航空機に搭載され， 2016 年から運用が開始され，2020 年には，エンジン生産台数は，延べ 3000 基を超えている[(1)]。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り，最高使用温度は 1400℃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には，より高温で使用できるセラミック複合材料の開発が必要である。

1400℃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ている。例えば，アルミナ系複合材料の研究開発が進められている[(2)-(5)] が，改良されたとは言え，繊維そのものの耐熱性が 1200℃程度であり，1100℃での引張り強度 170MPa 程度が得られているに過ぎない。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，すでにこれまでの研究において，$BaZrO_3$ 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ており[(6)-(8)]，$BaZrO_3$ をマトリックスとする大幅な耐熱性向上が期待できる酸化物系複合材料を開発することを目的として研究開発を進めている。

その第一歩として，強化繊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繊維の開発を行い，高温での結晶成長を抑制できる易紡糸性の前駆体ポリマーの乾式紡糸法により，連続繊維の量産化のための基本プロセスを開発し報告した[(9),(10)]。開発中のジルコニア連続繊維も，1300℃程度以上では強度の下が起こることなどの課題の克服が十分できてはいないが，CMC 強化繊維として用いるためのジルコニア連続繊維量産の基本プロセスの開発ができたこと，さらに，複合化に必須の効果的な界面層を，繊維表面に炭素をコーティングすることで形成し，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

*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
*2 株式会社IHIエアロスペース
〒370-2307 群馬県富岡市藤木900
E-mail: yuki-kubota@iac.ihi.co.jp



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

層の効果を，一次元強化複合材料（1D-CMC）であるミニコンポジットを作製し確認できた[9),(10)]。さらに，$BaZrO_3$ あるいは $Y_2O_3$ 安定化ジルコニア（YSZ）微粉末スラリーと YSZ 前駆体ポリマーを用いるポリマー含浸焼成法（PIP 法）により作製したミニコンポジットの曲げ強度の測定により，$BaZrO_3$ をマトリックスとするミニコンポジットで室温曲げ強度 200MPa を達成した[(10),(11)]。

本研究では引き続き 1D-CMC の作製を行い，PIP プロセスの最適化を行うとともに，さらに二次元強化複合材料（2D-CMC）の作製を行い，強度測定，構造解析を行い，繊維および界面層の健全性，さらに，マトリックスの焼結性と特性の関係を調べた。耐環境性評価結果と合わせて，酸化物系 CMC の実用性を検討した結果について報告する。

## 2. 実験方法

### 2.1 ミニコンポジットの作製

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得られた繊維を使用した[(9)-(11)]。

使用した繊維は，各金属アルコキシドを原料として合成した繊維前駆体ポリマーの組成，添加元素（M）の種類と，さらに各元素の 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)と表記した。前報[(11)]で報告した，SiC を生成するポリカルボシラン（PCS）を添加した前駆体から合成した $Y_2O_3$ 安定化ジルコニア繊維は，Zr-Y(Y/Zr)･PCS(Si/Zr)のように表記した。

使用した繊維の焼成条件と室温引張強度を Table 1 に示す。各ジルコニア系繊維径はいずれも 10 μm 程度を示しており，引張強度も各繊維間で著しい差がなく，これらをまとめて強化繊維に使用した。Type S（NGS アドバンストファイバー(株)製 Hi-Nicalon Type S）[(1)]は比較用として用いた。

Table 1　The calcination conditions and the tensile strengths of fibers as reinforcements

| Fiber | Calcination temperature/℃ (atmosphere) | Fiber diameter / μm | Tensile strength/GPa |
|---|---|---|---|
| Zr–Y(0.1)･Al(0.1)･Si(0.1) | 1000（Air） | 10.91 | 1.11 |
| Zr–Y(0.1)･Al(0.1)･PCS(0.1) | 1000（$N_2$） | 9.08 | 1.01 |
| | | 8.75 | 1.20 |
| | | 8.06 | 1.25 |
| | | 8.28 | 1.15 |
| Zr–Y(0.1)･PCS(0.05) | 1000（Ar） | 10.64 | 0.95 |
| Type S | ― | 12.49 | 3.18 |

合成したジルコニア系繊維束を用いて，1 方向強化複合材料であるミニコンポジット（1D-CMC）を既報[(11)]の Fig. 1 に示した方法で作製した。

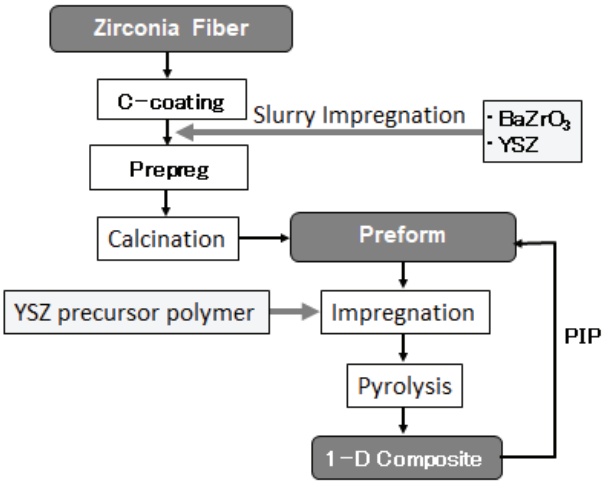



Fig. 1　Fabrication process of CMC

まず，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ための C 界面層形成のため，繊維表面に炭素コーティングを，ヘキサンバブルフロー法[(8)]で行った。すなわち，窒素ガスを 150mL･$min^{-1}$ 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，150mL･$min^{-1}$ の窒素ガスで希釈しながら管状炉中の繊維束に導入し，1000℃で 1 時間保持して繊維表面に C コーティングを実施した。C 層の生成状態は 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，$BaZrO_3$（ニッキ(株)製 ZB-103JM-A）あるいは 8mol.% $Y_2O_3$ 安定化 $ZrO_2$（8YSZ）微粉末（スターファイヤー社製 SL-455）を，前者は 60wt%，後者は 75wt%になるように調製したスラリーを繊維束に含浸させ，直径 2mm，長さ約 100mm の丸棒に成型した。スラリー調製のための分散媒は，$BaZrO_3$ については，5mol%$Y_2O_3$ 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 50wt%キシレン溶液，8YSZ については水を用いた。

成型プロセスは，Fig.2 に示したように，内径 2mm，長さ 100mm のアルミナチューブへの引込成型で行い，乾燥後，Ar ガス雰囲気中，1000℃で焼成した後，アルミナチューブを除去してプリフォームとした。

また，長さ 200mm のアルミナチューブを用いて，直径 2mm，長さ約 200mm の丸棒も作製した。

その後，5mol%$Y_2O_3$ 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[(11)]。減圧下で前駆体溶液を含浸させた後，85℃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する工程を 4 回繰り返したのち焼成するプロセスを 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



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

るマトリックスを形成させた。焼成温度は 1000℃とし,」た。また，焼成雰囲気はすべて Ar 雰囲気とし，1D-CMC 中にごくわずかに炭素を残留させた。本検討では，焼成後にも C 界面層を残し，繊維と同様マトリックス化した前駆体中にも炭素を残留させ結晶化を抑制し，すなわちマトリックスの焼結に伴うクラックの生成の抑制を行った。本検討では 1000℃で生成するミニコンポジットの基本的特性をまず確認し，その後，後述する耐環境性評価のためにより高温での焼成を行った。

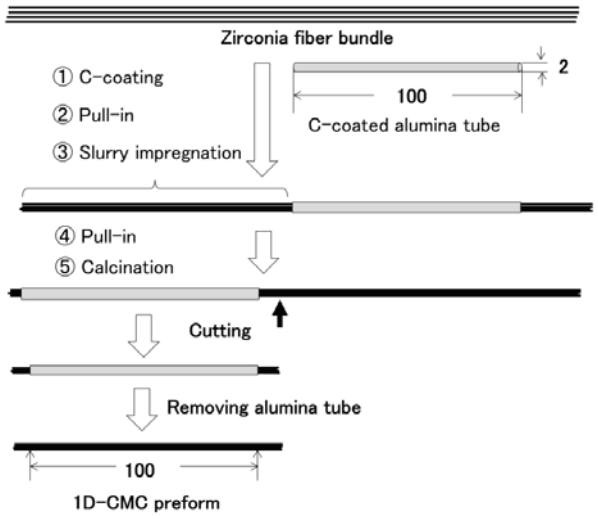



Fig. 2　Fabrication process of 1D-CMC preform

ジルコニア系ミニコンポジットは，プリフォーム作製時に用いたマトリックス用微粉末，$BaZrO_3$，8YSZ に関連付けて，それぞれ CMC(ZB)，CMC(YSZ)と呼ぶ。

また，比較用に Type S，を用いて 1D-CMC（SiC/SiC）を作製した。C 界面層を付与後，SiC 微粉末（(株)ニラコ製 SiC 粉末（<0.5μm））と NGS アドバンストファイバー(株)製ポリカルボシラン，PCS-UH，の 50%キシレン溶液から調製した SiC 微粉末濃度 50wt%のスラリーを用いてプリフォームを作製した後，45%PCS-UH/キシレン溶液による PIP プロセスを 6 回繰り返すことにより作製した[12]。焼成はすべて，Ar 雰囲気で 1000℃とした。以後，Type S/SiC と呼ぶ。

さらに，ジルコニア繊維強化/SiC 複合材料として，本研究のジルコニア系連続繊維を用い，マトリックスを Type S/SiC と同様に SiC とした 1D-CMC も作製し，1D-CMC におよぼすマトリックスの影響の検討用とした。以後，CMC(SiC)と呼ぶ。

### 2.2　二次元強化複合材料の作製

1D-CMC の作製で最適化した条件で，二次元強化複合材料（2D-CMC）の作製を，基本的には Fig. 1 の方法で行った。

ジルコニア繊維束を200tex程度に調整し， 1 D-CMC 用の炭素コ-ティングと同様の条件で，炭素コーティングを行い，これを平織りを模擬した0°/90° に配列したのち，スラリーを塗布含浸後，3枚をバギング法で積層し，プリプレグとした。スラリーは，$BaZrO_3$または8モル%$Y_2O_3$安定化$ZrO_2$（8YSZ）を用い，ミニコンポジット用スラリーと同様の方法で調製した。

その後，プリプレグをSUS製の治具で挟んで厚さ2.5mmあるいは3mmのスペーサーを用いてその厚さまで加圧固定して，真空中1200℃まで200℃・$h^{-1}$で昇温し，1時間熱処理してプリフォームとした。使用するジルコニア系繊維は，1300℃以上では強度が低下してしまうため[9],[10]，焼成温度は1200℃とした。その後，1D-CMCと同様の方法で，5YSZ前駆体ポリマーを用いたPIP法により，真空中1200℃で熱処理を繰り返して緻密化した。

Fig. 3に，2D-CMC製造プロセスの概略を示す。

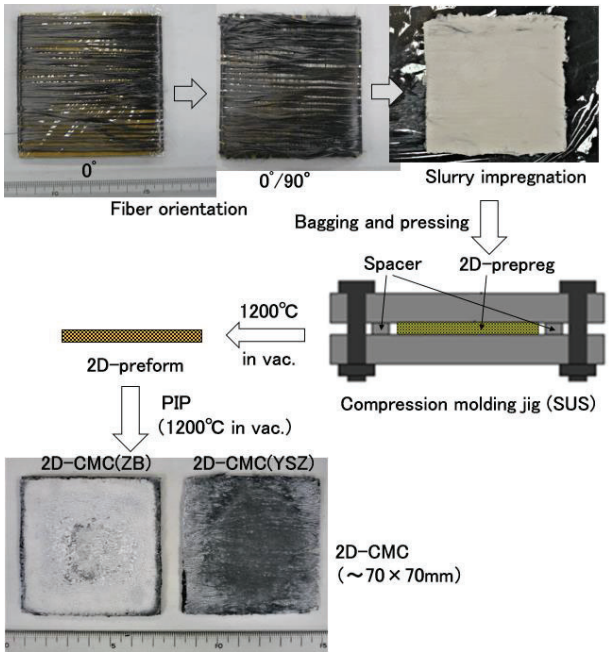



Fig. 3　Fabrication process of 2D-CMC

### 2.3　複合材料の評価方法

得られたミニコンポジットの評価は，基本特性として，室温での 3 点曲げ試験，引張試験，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 点曲げ試験は，支点間距離 40mm で，クロスヘッド移動速度 0.5mm・$min^{-1}$ で行った。

引張試験は，Fig. 4 に示すようなアルミ製タブ付き引張り試験片[13]を作製し，チャック間距離 40mm，クロスヘッド移動速度 2mm・$min^{-1}$ で行った。

耐環境性評価は，ミニコンポジットについては，1000℃で焼成したものを，さらに Ar 中，1400℃あるいは 1500℃で 0.5 時間処理したものも用い，以下の評価を行った。



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

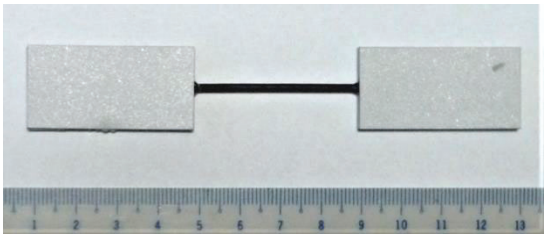


Fig. 4　Tensile test piece with aluminum tabs

高温曲げ試験は，JFCC のインストロン社製万能強度試験機4507を用いて，大気中，室温および1200℃，1400℃，1500℃で，支点間距離 30mm，クロスヘッド移動速度 0.5mm･min$^{-1}$ で 3 点曲げ試験を行った。

酸化雰囲気暴露試験は，JFCC の(株)モトヤマ製 SUPER BURN SBH-2025 で酸化雰囲気暴露を行った。暴露条件は大気中，10℃･min$^{-1}$ で　1400℃あるいは 1500℃まで加熱し，1 時間保持とした。

水蒸気雰囲気暴露試験は，Fig.5に示すJFCCの熱処理装置により，1400℃あるいは1500℃で，80vol%$H_2O$＋20vol%空気雰囲気で1時間暴露して行った。昇降温は昇温速度5℃･min$^{-1}$とし，Ar雰囲気下で行った。

これら雰囲気暴露後の試料は，質量変化の評価と，上記の室温曲げ試験，引張試験，およびSEMによる観察を行った。

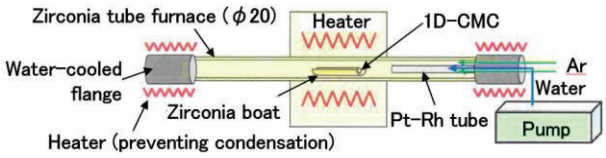



Fig. 5　Apparatus for water vapor exposure test

クリープ試験は，Fig. 4に示したアルミ製タブ付き試験片を，約200mmの長さで作製したミニコンポジットを用いてチャック間距離＞120mmになるように作製し，JUTEM の極超高温疲労試験機2号機（INSTRON社製8502型）および東伸工業(株)製局部加熱炉を用いて行った。試験は大気中で，昇温速度20℃･min$^{-1}$で1000，1200あるいは1400℃まで加熱し，試験荷重約20N～40Nで実施した。

以上の 1D-CMC に関する評価結果を用い，繊維の耐熱性，マトリックスの焼結性および界面層の健全性と特性の関係を調べ，耐環境性，実用性の可能性について検討した。

2D-CMC に関しては，エロージョン試験を，JUTEM の石川島播磨重工業(株)製エロージョン試験機を用い，超高温に加熱したプラズマ状のガスを高速で供試体に吹き付けて材料表面の損耗を評価した。試験条件は，直流アーク加熱（20KW）で，窒素流量 40L･min-1，酸素流量 40L･min$^{-1}$，ノズル（φ75）からの距離 50mm，温度は，2D-CMC(ZB)は 1963℃，2D-CMC(YSZ)は 1846℃で，照射時間は 180 秒とした。

また，マトリックスの焼結の程度確認と，2D-CMC のエロージョン試験の比較用として，$BaZrO_3$ 焼結体を作製した[7]。造粒粉を金型を用いて縦横 50mm 厚さ 3mm の平板 に一軸成形し，CIP 成形後，1000－1750℃で焼成した。得られた成型体の相対密度測定を行い，エロージョン試験に供した。さらに，Type S の 8 枚朱子織織布（NGS アドバンストファイバー(株)製）を用いた，2D-Type S/SiC も作製し，比較用のエロージョン試験を実施した。

## 3. 実験結果および考察

### 3.1　ミニコンポジットの基本特性

本研究のミニコンポジット作製方法は，Fig. 1 および，Fig. 2 に示した方法で作製し，室温での曲げ強度は，C 界面層を付与した場合，200MPa を示す可能性が確認されている[12]。本研究では，室温での曲げ強度とともに引張強度の測定を行い，1D-CMC の強度発現メカニズムを精査した。

まず，1000℃焼成後の試料をより高温で再焼成したミニコンポジットについて引張試験を行い検討した。結果を，Type S/SiC と比較して Table 2 に示す。CMC の繊維の体積含有率，$V_f$，は，使用した繊維の質量を繊維の密度で除して求めた繊維体積を，得られた CMC の最終的な寸法から算出した体積で除して求めた。

Table 2　The heat-treatment temperature and the tensile strengths at room-temperature of 1D-CMCs

| 1D-CMC | Heat-treatment temperature/℃ (Atmosphere) | $V_f$ | Tensile Strength/MPa |
|---|---|---|---|
| CMC(ZB)-30 | 1000（Ar） | 0.24 | 19.1 |
| CMC(ZB)-31 | 1400（Ar） | 0.27 | 175.3 |
| CMC(YSZ)-34 | 1000（Ar） | 0.32 | 78.4 |
| CMC(YSZ)-36 | 1400（Ar） | 0.30 | 86.6 |
| Type S/SiC | 1000（Ar） | 0.31 | 329.0 |

Fig. 6 に，引張り試験の応力-歪曲線を示す。Fig. 7 には Type S/SiC の応力-歪曲線を示す。

Fig. 6 のジルコニア系ミニコンポジットの引張り強度は，CMC(ZB)-30 以外は 80MPa 程度以上の値を示した。CMC(ZB)-30 の応力-歪曲線は，繊維間のマトリックスの焼結が十分ではなく強度が発現できていないことを示唆している。その他の試料については，Type S/SiC の引張り強度が 300MPa 以上の値を示し，すでに報告している曲げ強度 670MPa 以上の値[12]との比較から，やはり，曲げ強度は 200MPa 程度には達していることを示している。特に，1400℃処理試料では，いずれも 1000℃処理の場合より引張強度は増加しており，CMC(ZB)-31 では顕著で，曲げ強度は 300MPa に達すると予想できる。



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

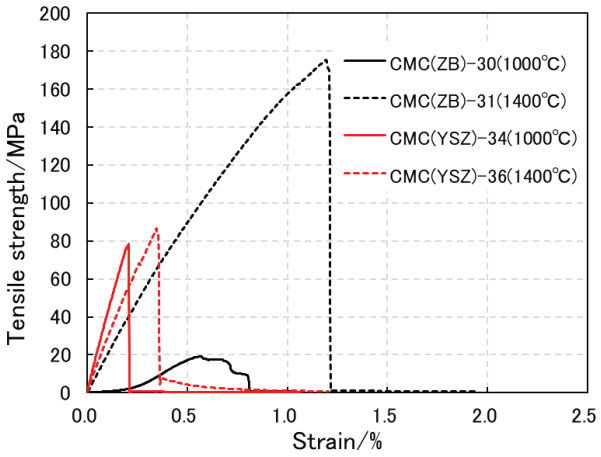



Fig. 6　Stress-strain curve of 1D-CMC

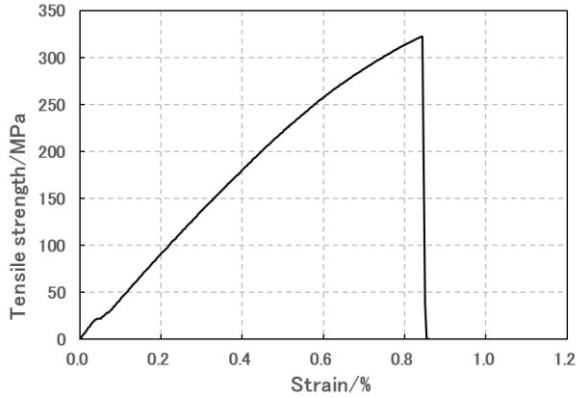



Fig. 7　Stress-strain curve of Type S/SiC

Fig. 8 には各試験片の強制破面の SEM 写真を示した。これらの結果から，1000℃処理 1D-CMC の場合は，繊維の引き抜けは明瞭に観測され，繊維の劣化も見られないが，マトリックスの焼結は不十分であることがわかる。これが，引張試験において低強度であることの原因と考えられる。

一方，1400℃処理試料では，1000℃処理試料と比べ，マトリックスの焼結は進んでいるように見える。特に CMC(ZB)-31(1400℃)では顕著である。しかも，CMC(ZB)-31(1400℃)の繊維は繊維中に気孔が生成しているように見え，劣化していることが明瞭である。したがって，この試料が最も大きな引張強度を示したということは，1D-CMC の強度に対するマトリックスの焼結が大きく影響していると考えることで切る。繊維の劣化は，ジルコニア系繊維の高温焼成，大気中では 1300℃以上で気孔の生成を伴い顕著になることから，CMC の場合は，マトリックス，$BaZrO_3$，の影響を受けながら劣化していることが推定できる。CMC(YSZ)-36(1400℃)の場合は繊維の劣化は明確に観測されてはいない。

また，比較のためにジルコニア系繊維を強化繊維として，Type S/SiC と同様にマトリックスを SiC とした CMC(SiC)-21(1000℃)場合には，$V_f$ が 0.15 程度にもかか

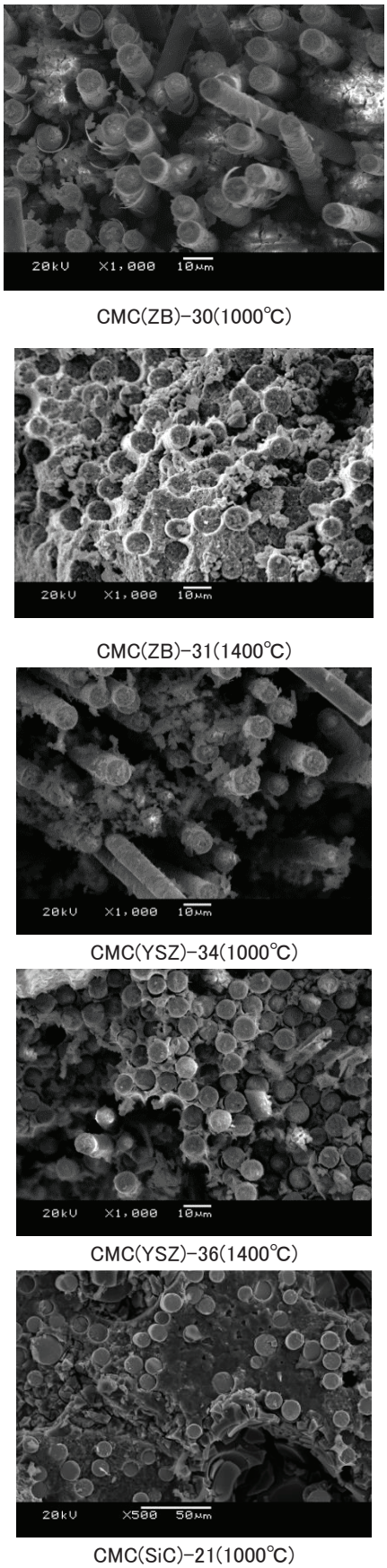



Fig. 8　SEM photographs of fracture surfaces of zirconia fiber 1D-CMCs heat-treated at 1000℃ and 1400℃



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

わらず 200MPa には達しないものの 115MPa 程度の曲げ強度を示し，やはりマトリックスの焼結の程度が強度に大きく得供することを示した（Fig. 8）。

### 3.2　ミニコンポジットの高温暴露特性

上述したように，特に BZ 系ではミニコンポジット作製時の最終熱処理温度の上昇に伴い強度の増加が確認された。そこで，1000℃で焼成された 1D-CMC について，さらに高温で熱処理を行った試料の室温曲げ試験を行うとともに，高温暴露後の質量変化を観測し，耐環境性も評価した。Table 3 に 1D-CMC の最高暴露温度，雰囲気，質量変化および室温曲げ強度を示す。

Table 3　The flexural strengths at room-temperature of 1D-CMCs after exposure test at high temperatures in various atmospheres

| 1D-CMC | $V_f$ | Exposure temperature/℃ (Atmosphere) | Mass change rate /% | Flexural strength /MPa |
|---|---|---|---|---|
| CMC(ZB)-8 | 0.14 | 1000 (Ar) | – | 34 |
| CMC(ZB)-24 | 0.22 | 1300 (Ar) | −0.04 | 35 |
| CMC(ZB)-25 | 0.20 | 1350 (Ar) | −0.72 | 45 |
| CMC(ZB)-27 | 0.14 | 1400 (Ar) | −2.18 | 31 |
| CMC(ZB)-29 | 0.15 | 1450 (Ar) | −3.46 | 41 |
| CMC(ZB)-32 | 0.27 | 1500 (Ar) | −2.67 | 252 |
| CMC(ZB)-14 | 0.12 | 1400 (Air) | −2.18 | 77 |
| CMC(ZB)-15 | 0.11 | 1500 (Air) | −2.48 | 121 |
| CMC(ZB)-16 | 0.12 | 1400 (Water vapor) | −2.88 | 65 |
| CMC(ZB)-18 | 0.12 | 1500 (Water vapor) | −2.35 | 139 |
| CMC(YSZ)-10 | 0.11 | 1000 (Ar) | – | 71 |
| CMC(YSZ)-43 | 0.25 | 1500 (Ar) | −2.48 | 32 |

これらの暴露試験後の 1D-CMC の室温における曲げ強度の測定結果から，マトリックスに $BaZrO_3$ および 5YSZ 前駆体ポリマーの熱分解物を使用した場合，1500℃でいずれの雰囲気でも強度が著しく増加することが分かった。一方，マトリックスに 8YSZ 粉末のスラリーを用いた場合には，1500℃での強度の増加は観測されなかった。Ar 雰囲気での高温暴露後の曲げ強度変化と密度変化を Fig. 9 に示す。大気および水蒸気暴露では，Table 3 に示すように，1400℃ですでに強度増加が観測されている。

この理由は，Fig. 10 に示したように，$BaZrO_3$ 成型体は 1000℃以上で徐々に焼結が進み，1500℃で相対密度がほぼ 80%に達していることが確認できたこととよく一致する。すなわち，$BaZrO_3$ をマトリックス中に含有する CMC で曲げ強度が増加するのは，マトリックス強度が増加するためと推定される。一方，8YSZ の場合は，おそらく焼結温度がより高温側にシフトしているため，まだ強度増加が起こっていないものと推定される。

これらの結果は，Fig. 6 の引張り強度の増加とも矛盾しない。すなわち，1D-CMC(ZB)で示されたように，現状の CMC では，まずマトリックスの焼結性を高めることが高強度 CMC の実現にとって重要である。質量変化の測定から，おそらく遊離の炭素による酸化物のわずかな還元反応以外はなく，耐環境性に優れていることも確認できた。

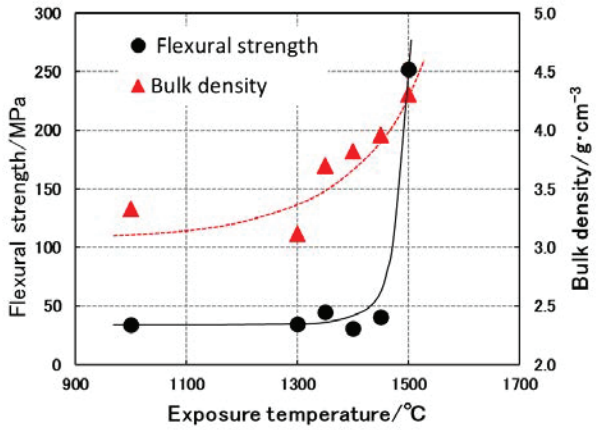



Fig. 9　The flexural strength and bulk density of 1D-CMCs heat-treated up to 1500℃ in Ar atmosphere

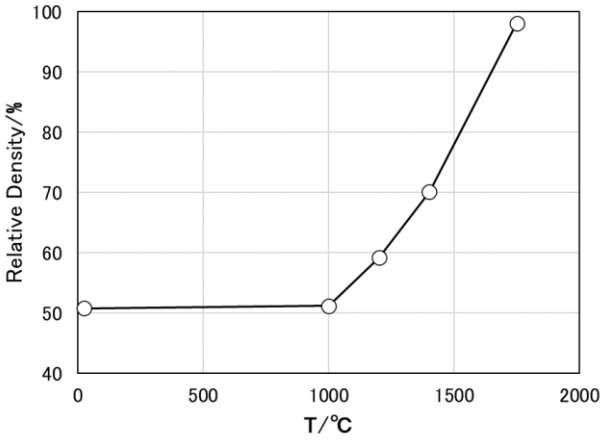



Fig. 10　The relationship between the relative density and the heat-treatment temperature of $BaZrO_3$ compact in air

以上の結果から，本研究により製造された 1D-CMC の高温特性は，マトリックスの焼結の程度に依存することが示唆されたので，次に，高温曲げ強度と耐クリープ特性の評価を行った。

まず，上述した Ar 中 1500℃で焼成し室温の曲げ試験で高強度を示した試料と同条件で作製した CMC(ZB)-33



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

の，1400℃高温曲げ試験前後の外観を，Fig. 11 に示す。この試料に限らず，いずれの試料も治具の圧子の荷重 0.245N 以下で破壊，あるいは湾曲し，その強度は 5MPa 以下と推定された。破断せずに治具の最大変位まで湾曲する挙動は，ZB 系および YSZ 系 CMC の両方で，曲げ試験温度 1200℃，1400℃，1500℃のいずれの温度でも確認された。すなわち高温におけるクリープ現象が確認された。一方，マトリックスを SiC とした CMC(SiC)では，1400℃処理後の試験片は 1400℃での曲げ試験が可能となり，41.7MPa の曲げ強度を示した。しかしながら，マトリックスが熱炭素還元反応を起こす 1500℃処理後の試料では圧子の荷重のみで湾曲し，高温クリープ現象が起きたことを示唆した。これらの結果から，1D-CMC の高温クリープは少なくともマトリックスの高温特性に起因することは明らかである。

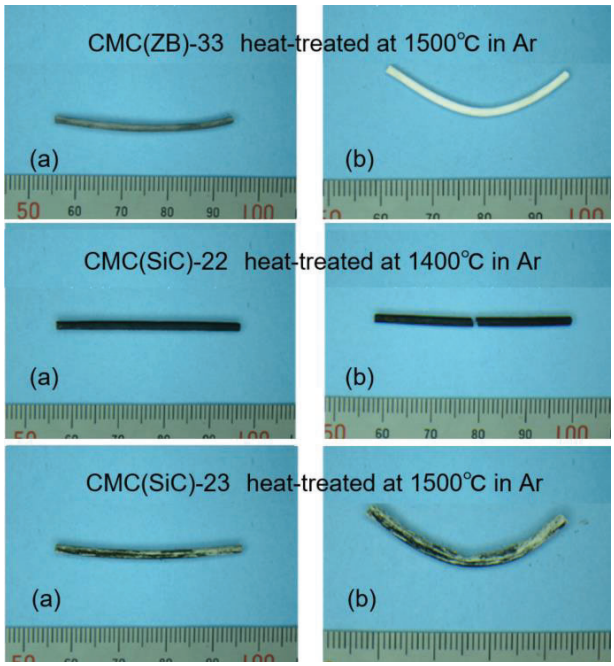



Fig. 11 The photographs of 1D-CMC (a) before and (b) after three-point bending tests at 1400℃ in air

1D-CMC の高温クリープ特性を確認するために，Table 4 の条件で，長さ 200mm 程度で作製したミニコンポジット（1 D-CMC-200）を Fig. 4 と同様にアルミ製タブを付加し検討を行った。Table 4 に示した以外のミニコンポジットの場合には試験開始前にタブから抜け落ちたり破断したため試験できなかった。荷重は，Fig. 6 に示したように，CMC(YSZ)の室温引張試験で，比例限界応力が 20Mpa 程度であったため，10～20MPa に相当する 20 あるいは 40N とした。

その結果，1000℃では 20N，8.5MPa にて 10 時間破断ことなく応力負担でき，40N では荷重負荷数秒後でする破断した。したがって，1000℃までは少なくとも複合材としての機械特性を示すことが示唆された。しかしながら，1000℃，8.5MPa，10 時間におけるひずみは 0.4%となり，これはCMC として非常に大きなひずみ量である。例えば，SiC/SiC の場合，0.4%ひずみを発生させるのに必要な条件として 1200℃，110MPa でおおよそ 1000 時間となる[14),(15)]。

Table 4 The results of creep tests for 1D-CMCs(YSZ) in air

| 1D-CMC | T/℃ | Load/N | Time to rupture/h |
|---|---|---|---|
| CMC(YSZ)-200-06 | 1000 | 20 | >10 |
| CMC(YSZ)-200-10 | 1000 | 40 | 0.001 |
| CMC(YSZ)-200-14 | 1400 | 20 | 0.001 |

したがって，やはり本研究の 1D-CMC は耐高温クリープ特性が低く，その原因はマトリックスの焼結性不足，さらには繊維の耐高温特性が低いことにあると言える。この二点が今後の検討課題である。

### 3.3 二次元強化複合材料の耐エロージョン特性

Table 5 にエロージョン試験結果を示す。$BaZrO_3$ 焼結体は，熱衝撃により割れて飛散してしまい測定不能であったが，2D-CMC については測定可能であった。Fig. 12 に示すように，1200℃で焼成された ZB 系，YSZ 系 CMC は，試験温度が ZB 系では 1900℃を超え，YSZ 系では 1800℃を超えているが顕著な表面損耗は確認されなかった。また，1600℃以上の温度域では，SiC 系 CMC は Active 酸化により非常に激しい表面損耗が生じるが，ジルコニア系では高い耐損耗特性を示すことが分かった。

これらの結果から，1200℃処理 2D-CMC(ZB)，CMC(YSZ)では，試験温度が 2D-Type S/SiC よりはるか 1800℃以上でもエロージョン量は小さく，YSZ 系では損耗速度は $9.7\times10^{-5}$mm/s であった。また，予備検討で作製した 1000℃焼成 CMC では試験中に変形する現象が観測されたため，本試験では焼成温度を 1200℃とした CMC を用いたため変形せず，それぞれ 1900℃，1800℃以上でも形状を維持できたことから，マトリックスの軟化する温度も向上していることも明らかとなった。

Table 5 The results of erosion tests for 2D-CMCs

| 2D-CMC | Surface temperature/℃ | Weight loss/% | Erosion amount/mm |
|---|---|---|---|
| 2D-CMC(ZB)-4 | 1963 | 0.29 | 0.20 |
| 2D-CMC(YSZ)-5 | 1846 | 0.24 | 0.02 |
| 2D-Type S/SiC | 1634 | 1.03 | 0.07 |

1D-CMC の高温での評価試験から，マトリックスの焼結性の低さ，およびジルコニア系繊維の耐熱性の低さが明らかとなったが，実用的な 2D-CMC にとっても同様の課題が解決されなければならないことは明らかで，解決できればさらに耐エロージョン性は向上することが期待できる。



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

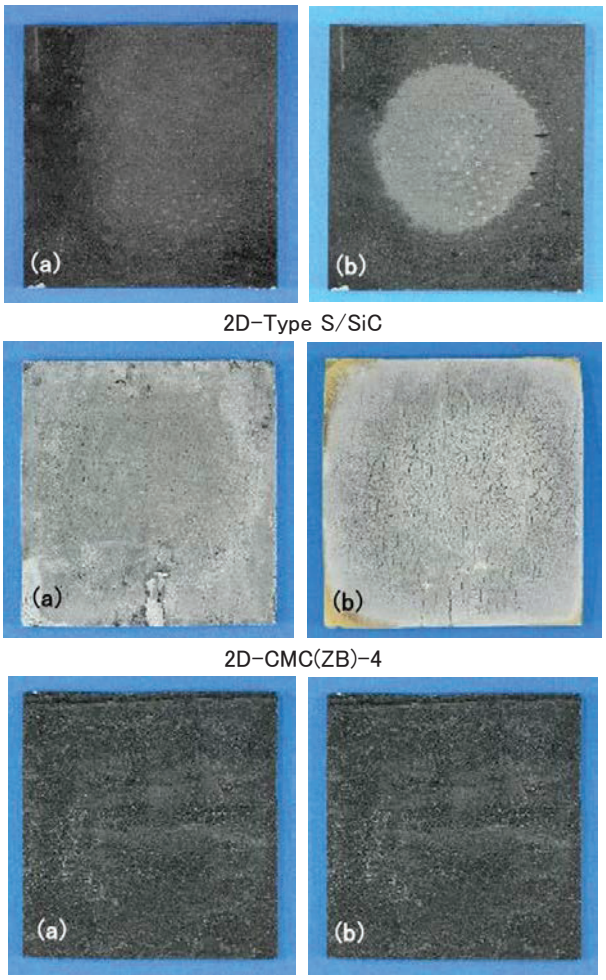



Fig. 12　The photographs of 2D-CMC (a) before and (b) after erosion tests

## 4. まとめ

超耐熱性酸化物系 CMC の酸化物系強化繊維として開発中のジルコニア系連続繊維を用いて，1D-CMC と 2D-CMC を，$BaZrO_3$（ZB）あるいは 8YSZ 微粉末（YSZ）スラリーと YSZ 前駆体ポリマーを用いる（バギング＋PIP）法により作製し，最終熱処理温度を高くしマトリックスの焼結性を高め，基本特性と耐環境性を評価し，以下の点を明らかにした。

- 1400℃処理1D-CMCで室温引張強度180MPaを達成。
- 1500℃処理1D-CMCの室温曲げ強度250MPa以上を確認。
- １D-CMCの1500℃までの大気および水蒸気暴露試験で質量変化がほぼないことを確認。
- 1200℃処理2D-CMCの耐エロージョン性は、SiC/SiCよりはるかに高温まで維持されることを確認。
- 高温クリープ試験では，耐クリープ性は1000℃を超えると低下。

いずれの結果もマトリックスの焼結性と繊維の耐熱性に関連付けることができ，繊維およびマトリックスの組成制御および製造プロセスの改良が必要なことも明らかにできた。

今後は，さらに繊維の耐熱性を改良し，CMC 化するマトリックスの焼結性を高めるための組成および製造プロセスの最適化を行い，酸化物系 CMC の実現を目指す。

## 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) 武田道夫, 進化を続ける SiC 繊維, 第 39 回無機高分子研究討論会講演要旨集, 2020, pp. 23-26.
(2) 長谷川良雄, 越坂亜希子, 新関智丈, 牛田正紀, 西川紘介, 粂田和弘, 垣澤英樹, ポリアルミノキサン系無機高分子 PIP 法によるアルミナ系繊維強化 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.
(3) 長谷川良雄, 越坂亜希子, 新関智丈, 牛田正紀, 西川紘介, 粂田和弘, 垣澤英樹, ポリアルミノキサン系無機高分子 PIP 法によるアルミナ系繊維強化 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.
(4) 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.
(5) 福島明, 関川貴洋, 牛田正紀, 野上龍馬, 田麥あづさ, 西川紘介, 栗村隆之, 松本峰明, 垣澤英樹, 長谷川良雄, 新関智丈, 粂田和弘, 酸化物系セラミックス複合材料部材の開発, セラミックス, Vol. 55, No. 6 (2020) pp. 427-430.
(6) 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) A-12.
(7) 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.
(8) 鉄井利光, 原田広史, ジルコニア連続繊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.
(9) 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繊維の開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 49, No. 3 (2021), pp. 75-82.
(10) Qing Qin, Yoshio Hasegawa, and Toshimitsu Tetsui, Development of High-strength Continuous Zirconia Fibers for Oxide/Oxide Composites, J. Ceram. Soc. Jpn., Vol. 130, No. 7 (2022) pp. 487-492.
(11) 長谷川良雄, 秦青, 鉄井利光, ジルコニア系連続繊維を強化繊維とする酸化物系 CMC の開発, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 50, No. 4 (2022), pp. 258-265.
(12) 長谷川良雄, 小堀武夫, 非電子線不融化による第 4 世代 SiC 繊維(3), 第 40 回無機高分子研究討論会講演要旨集 (2021) pp.61-62.
(13) 山根誠, 小溝陽平, 野田淳二, 合田公一, 鈴木道之, 日本材料学会学術講演会講演論文集, 60 (2011) pp. 313-314.
(14) A. G. Evans and C. Weber, Creep damage in SiC/SiC composites, Materials Science and Engineering, A 208 (1996) pp. 1-6.
(15) Shijie Zhu and Yutaka Kagawa, Evaluation of Creep SiC/SiC Ceramic Matrix Composites, 生産研究 Vol. 53, No. 9・10 (2001) pp. 466-469.



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会（福岡）講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-3

# 積層造形によるエンジン部品の軽量化

# Weight Reduction of Engine Components by Additive Manufacturing

○髙橋 仙一[*1]　是枝 直樹[*1]　永井 正夫[*1]　宇田川 直彦[*1]
TAKAHASHI Senichi　KOREEDA Naoki　NAGAI Masao　UDAGAWA Tadahiko

**ABSTRACT**

Additive manufacturing (AM) enables a high degree of freedom in design and is effective in reducing the number of parts and weight. In this study, a centrifugal compressor impeller, which is an engine rotating component, was designed to be lightweight by topology optimization and lattice structure application, and a weight reduction of about 20% was achieved while suppressing deformation. After that, spin tests using a dummy impeller for strength evaluation was conducted in order to evaluate the design.

**キーワード：**積層造形，回転部品，トポロジー最適化，ラティス構造，回転試験
**Key Words:** Additive Manufacturing, Rotating Component, Topology Optimization, Lattice Structure, Spin Test

## 1. はじめに

航空エンジンの高性能化は、これまで主に構成要素毎の効率向上とともに、エンジン部品の高温化及び軽量化により達成してきた。

防衛省におけるエンジン軽量化の取り組みとしては、ブレードとディスクを一体化することによりブレード・ディスク間の締結構造を削減したブリスク構造の適用やチタン合金と比べて約 1/3 の比重である CFRP（Carbon Fiber Reinforced Plastics：炭素繊維強化プラスチック）の適用などが挙げられ、軽量化構造技術及び材料技術によってエンジンの軽量化を図ってきた。また、近年 AM（Additive Manufacturing）技術の進歩により、複雑形状を持つ部品の製造が可能となったことから、航空機の各部品においても機能を集約させ、部品点数を削減するなどの軽量化の取り組みが盛んに行われている[(1) (2)]。

AM による製造はコスト、性能、開発期間等で多くの利点があるが、厳しい品質要求や品質管理 JISQ9001 プロセスの存在する航空エンジン部品においては、単純な応力条件である静止部品や設計変更の少ない部品など、限られた部品への適用にとどまっている。そこで、本研究では航空エンジンの更なる高性能化を目指し、エンジン部品の AM 技術適用範囲を拡大することを目的に、AM 技術の適用によって利点のある航空エンジン部品のうち実用化する上で技術的難易度が高く、適用した際の効果が大きいと考えられる遠心圧縮機部のインペラ（Fig. 1）を例にとり、設計、製造、試験を通じて構造健全性について確認することで AM 製エンジン部品の成立性について検討した。

*1　防衛装備庁航空装備研究所
〒190-8533　立川市栄町1-2-10
E-mail: takahashi.senichi.ik@cs.atla.mod.go.jp

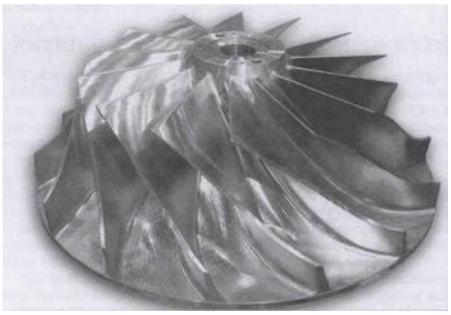


Fig. 1　Example of Centrifugal Compressor Impeller[(3)]

## 2. 供試体設計

### 2.1 基本形状設計

本研究の対象として設定した遠心圧縮機インペラについて、回転試験により強度データを取得するため、AM 技術の適用により軽量化を図った構造評価用の供試体を設計した。材料は軽量高強度であることから航空エンジンのファン、圧縮機などの回転部品の材料として一般的であり、AM 用の材料としても商用販売されている Ti-6Al-4V（Ti-64）とした。試験では回転数ごとのひずみおよび外径変位を取得し、供試体が破断に至るまで回転数を上昇させることで破断回転数を取得し、設計時点での弾塑性解析と比較検討することとした。

供試体を設計するにあたって、はじめに航空エンジン部品として実績のあるインペラの形状を基に、回転試験での強度評価に影響しない２次空気のシール部やシャフ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

トとの結合部の省略並びに回転試験装置に収まるようサイズの調整を実施した。また、周方向に一様な応力場となるよう形状を調整し、翼についても供試体形状から省略することとした。ただし、強度評価として翼により生じる遠心荷重は無視できないため、後述するトポロジー最適化の際に、翼重心位置に質点として翼重量を負荷し、最適化設計を行った。供試体基本形状の断面図は Fig. 2 に示すとおりであるが、図の下側に位置する回転軸を基準に回転対称な形状となるため、片側の断面のみを示している。

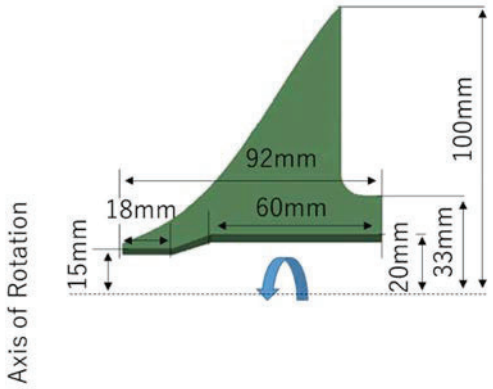



Fig. 2　Cross-sectional View of the Basic Shape of Test Disk

## 2.2 トポロジー最適化

基本形状を決定した後、トポロジー最適化による供試体の軽量化設計を行った。トポロジー最適化とは変位、応力、質量等を設計変数とし、設計領域内の材料分布を変更することにより、設計変数を目標に近づけ、要求を満足させる設計手法であり、寸法最適化や形状最適化といった他の最適化設計手法よりも自由度の高い設計が行えるため軽量化の効果が大きく、AM との相性も良い手法である。

今回使用した解析モデルを Fig. 3 に示す。外形形状は空力性能に影響するため設計領域外とし、AM により製造可能な板厚を確保したうえで内部を設計領域とした。計算に際しては、設計回転数を 50000rpm とし、使用温度環境及び一般的な安全率を考慮して応力条件を設定したほか、実際の回転部品では静止部品との接触を避けるために、流路面（実エンジンで作動流体が通過する面）の軸方向変位を可能な限り小さくする必要があるため、軸方向変位についても制約条件を設けた。

最適化設計の結果を Fig. 4 に示す。中間的な材料密度状態となっている領域について、密度 60%を境に二値化して中空領域を作成すると、中空領域を 2 分割している特徴的な枝状の領域が流路面まで到達せず途切れてしまうため、枝状の領域が流路面まで到達する密度 50%を境とした二値化の結果を採用した。

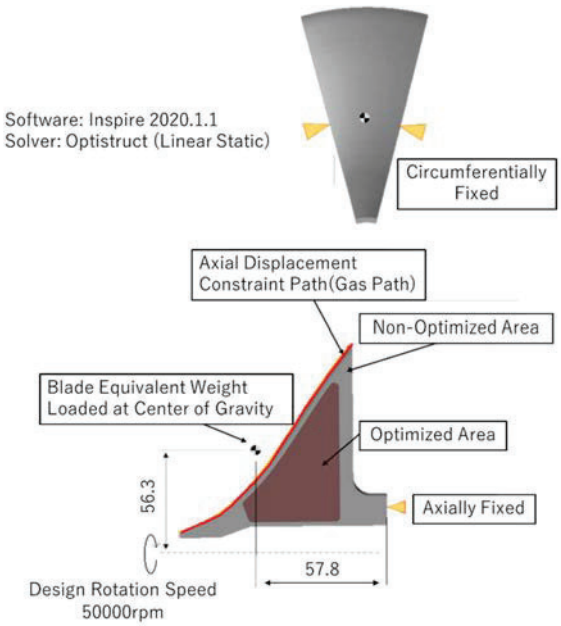



Fig. 3　Analysis Model of Optimization

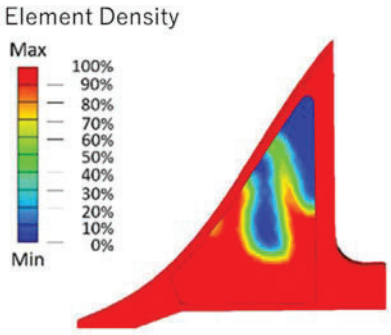



Fig. 4　Result of Topology Optimization

## 2.3 ラティス構造の適用

トポロジー最適化の結果、不要とされた領域については中空化しても強度上は成立すると見込まれる。一方で、変形については要求を満たしていない場合が考えられる。本研究では、今後の検討の資として製造性等の確認を行うため、中空部にラティス構造（格子形状）を適用し、剛性を向上させる設計を行った。格子形状は試験において負荷される力の流れが理解しやすいように直交格子とし可能な限り流路面に対し格子が直交するよう配置した。ラティス径は、円柱の製造サンプルにおいて表面形状が安定している最小径の φ2mm とし、製造上の制約からラティス格子の間隔が最大 5.5mm となるように設定した。

基本形状からラティス構造の適用に至るまでの質量変化は Fig. 5 に示すとおりであり、今回の AM 技術を活用した軽量化設計を通じて約 20%の軽量化が達成できる見込みを得た。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

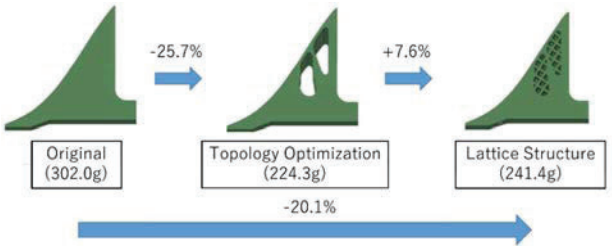



Fig. 5　Mass Transitions through Design Process

### 2.3 応力調整等

2.2 項までの設計作業で､回転部品の軽量化設計としては完了となるが、試験で弾性域及び塑性域の強度を確認し設計と比較するにあたり、回転試験装置で設定可能な回転数の範囲内で供試体を意図的に破断させることを目的に外径部に応力調整用の重り部を付加することとした。

重り部の設計結果は Fig. 6 に示すとおりであり、装置の回転数上限である 66000rpm 以内での破断ならびに供試体を造形する際のワークスペースの観点から供試体外径の制限 250mm 以内を達成するように設計した。設計後の供試体で弾塑性解析を実施したところ､35000rpm において最大引張強さ[4] (1050MPa)に近い値となっており（Fig. 7)、解析に用いた材料の強度特性から求めた解析上の破断回転数は 34000rpm となった。

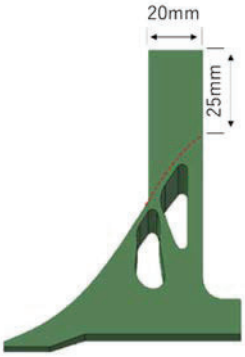



Fig. 6　Shape of Test Disk after Mass Part Addition

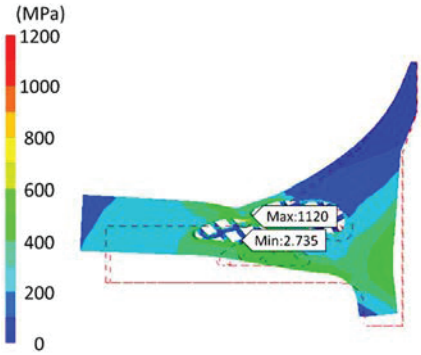



Fig. 7　Mises Contour at 35000 rpm

## 3. 回転試験

### 3.1　供試体製造

前項までで設計した供試体について、Fig. 8 に示すとおり、仮作品として部分的に製造し、寸法精度や内部欠陥の有無等を確認した。製造した仮作品において欠陥等が確認されなかったことから、仮作品製造時と同じ条件で供試体を製造した。製造した供試体の外観を Fig. 9 に示す。



Fig. 8　Trial Product

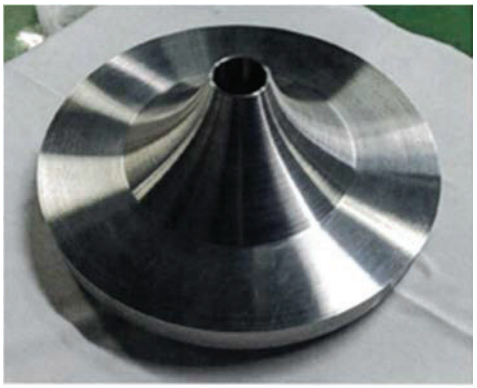


Fig. 9　Test Disk Made by AM

### 3.2　試験方法

試験は航空装備研究所所有の小型高速繰返し回転試験装置により実施した。試験セットアップを Fig. 10 に示す。試験は弾性域でのデータを取得する定常試験と塑性域でのデータを取得する破断試験に分けて実施し、破断試験においては供試体の破断時に変位センサを破損させるリスクが大きいため変位センサを外したセットアップとした。それぞれの試験における運転パターンを Fig. 11 に示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

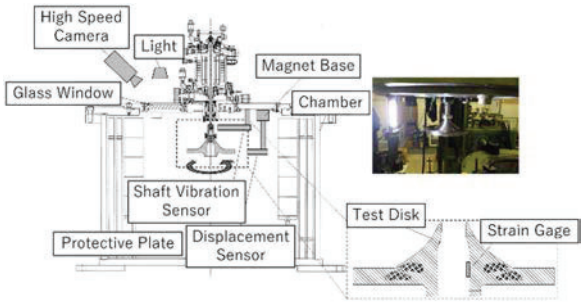



Fig. 10　Schematic View of Spin Test

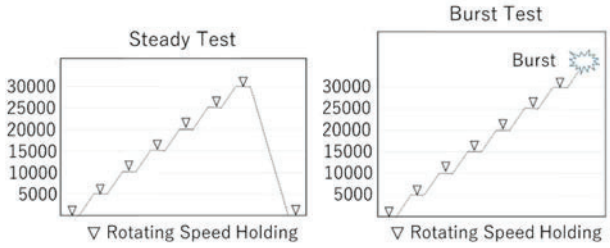



Fig. 11　Test Pattern of Steady Test and Burst Test

### 3.3　試験結果

弾性域における強度データを取得する定常試験では計画通り 5000rpm ごとに保持し、ひずみおよび変位のデータを取得した。続いて実施した破断試験では、事前の解析で想定された破断回転数である 34000rpm を超えても監視データに異状がなく、そのまま回転数を上昇させていったところ、回転数 45515rpm において、低回転数時から徐々に上昇していた軸振動の制限値が装置の運転制限に到達したため、装置側の自動停止シーケンスに移行し、減速の後停止した。解析上、供試体の一部が塑性変形したと考えられるため、高回転数到達前後の比較のため 5000rpm、10000rpm と回転数を再度上昇させ比較用のデータを取得したところ 1 割程度高い軸振動を記録した。破断試験における軸振動の履歴を Fig. 12 に示す。

試験後、供試体を取り卸して目視による外観の確認を実施したところ、き裂等による外観の変化は確認されなかった。一方で、事前に予測した破断回転数を超えていることから内部構造については局所的に破断している可能性があるため、今後非破壊検査等によって内部状況を確認し、設計との比較を実施する計画である。

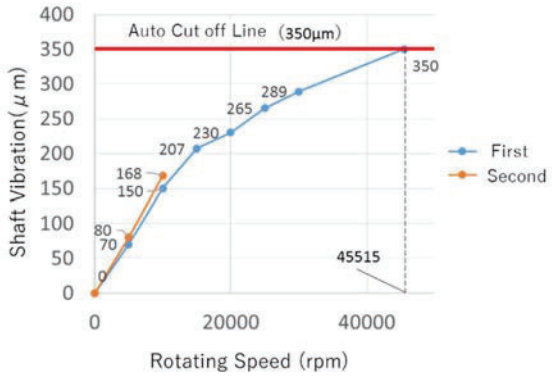



Fig. 12　Shaft Vibration during Spin Test (Burst Test)

供試体の変位データは、Micro-Epsilon 社の静電容量式変位センサ capaNCDT により計測した。取得したデータから、試験中に回転軸が振れまわりをおこしていると考えられたため、振れまわりの影響を補正した外径変位量を求めた。Fig. 13 に試験中の径方向変位量を示す。20000rpm から 25000rpm への操作中である横軸 550 秒付近において、外径変位量が急増していることがわかる。また、振れまわりの影響を補正した回転停止時の外径変位量は 0.25mm となっており、これは塑性変形によるものと考えられる。

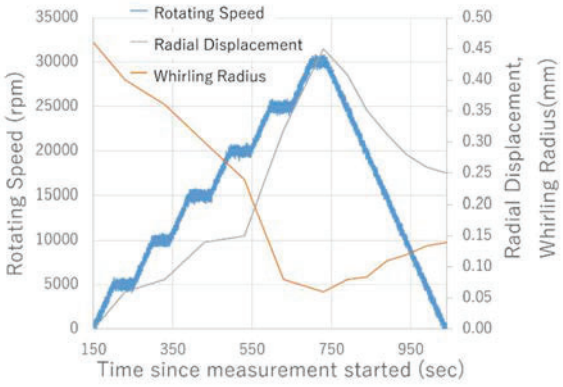



Fig. 13　Radial Displacement during Spin Test (Steady Test)

ひずみは供試体内径に貼付したひずみゲージ（位置 A 及び C は共和電業社製単軸ひずみゲージ KFGS-1-120-C1-11、B 及び D は共和電業社製 2 軸重ね配置ひずみゲージ KFGS-1-120-D16-11）により Fig. 14 に示すとおり 6 点計測した。同じ高さ位置に貼付した 3 つのひずみゲージにより周方向のバラつきを確認し、高さ方向の 2 つのデータから内径のひずみ分布について解析と比較することとした。破断試験における計測結果について、Fig. 15 及び Fig. 16 に示す。Fig. 15 に示した 30000rpm までの計測結果は 5000rpm ごとに保持して計測したものであり、Fig. 16 に示した計測結果は、30000rpm 以降の回転上昇中のひずみを 10 秒ごとにプロットしたものである。Fig16 及び Fig17 中の Strain1,2,4 を比較するとわかるとおり、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

試験において周方向の計測位置による値の差異はほとんどなかった。また、位置Dに貼付したひずみゲージにおいてはFig. 7に示す事前の応力解析どおり、位置A、B、Cにおけるひずみよりも小さな値であった。

| | Position | Angle from A | Direction | Note |
|---|---|---|---|---|
| Strain 1 | A | - | Circum ferential | Max Mises Stress Point |
| Strain 2 | B | 45 deg | Circum ferential | |
| Strain 3 | | | Axial | |
| Strain 4 | C | 90 deg | Circum ferential | |
| Strain 5 | D | 0 deg | Circum ferential | Same Height as Assumed Break Position |
| Strain 6 | | | Axial | |

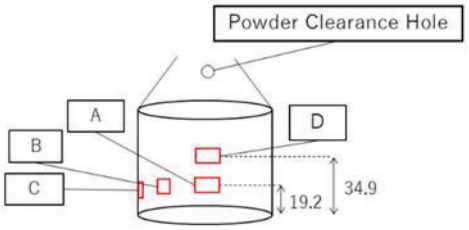



Fig. 14　Schematic Diagram of Strain Gage Attachment Position

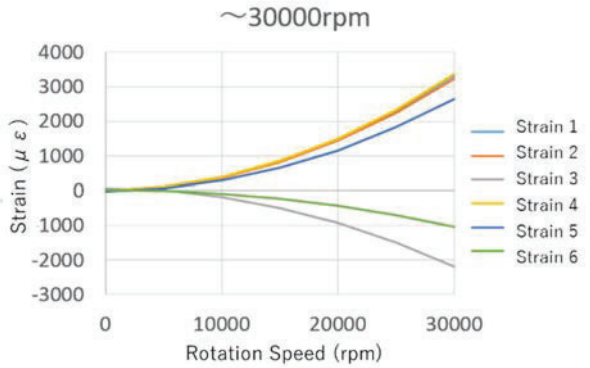



Fig. 15　Strain against Rotation Speed (~30000rpm)

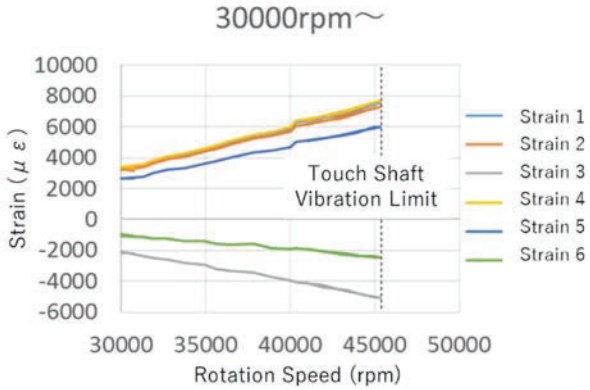



Fig. 16　Strain against Rotation Speed (30000rpm~)

## 4. 考察

### 4.1　変位

試験で計測した変位について Autodesk 社の強度計算ソフトウェアである Autodesk Nastran により弾塑性解析を実施し、試験結果との比較を行った。解析結果として Fig. 17 に 30000rpm における径方向変位のコンター図を示す。また、回転数ごとの弾塑性解析と試験結果の比較を Fig. 18 に示す。全体的に試験結果の方が大きな値となっており、供試体の振れまわりの影響で想定よりも大きな遠心荷重が負荷されたことによるものと考えられる。また、Fig. 13 と併せて検討すると、20000rpm まではジャイロ効果による振れまわり半径の減少に伴って供試体外径の増加量も緩やかになっているが、20000rpm から 25000rpm の間に急増しており、逆に供試体の振れまわりは急減している。回転数を下げる操作で同じ回転数を通過した際には値の急な変化は見られなかったため、回転数に対する特性ではないと考えられる。原因として、20000rpm から 25000rpm への加速操作中に供試体内部が局所的に破断した可能性が考えられる。内部構造の局所破断により、径方向への拘束が弱くなったことにより外径が急増したと考えられ、振動については、一般的には供試体が破断した際には増大するが、本試験では破断によりもともと存在した不釣り合いが減少する方向に作用したため軸振動が減少したものと考える。

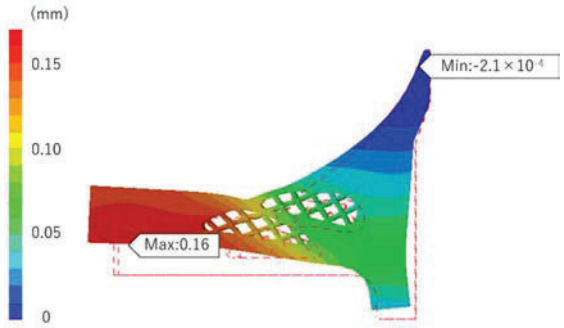



Fig. 17　Radial Displacement Contour at 30000 rpm

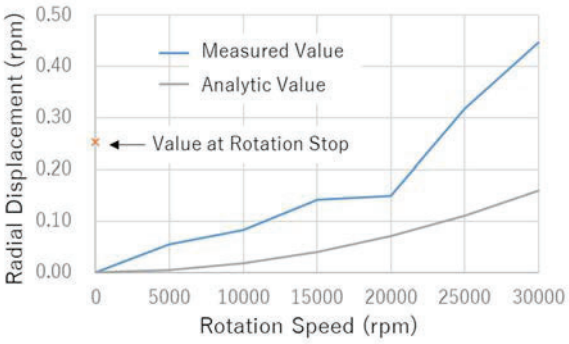



Fig. 18　Comparison between Analysis and Experimental Results about Radial Displacement

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 4.2　ひずみ

試験で取得したひずみの値を応力に換算し、解析との比較を行った。Fig. 19 に今回の試験での最大回転数である 45500rpm における軸方向と周方向の応力コンター図を、Fig. 20 に回転数ごとの解析と試験結果の比較を示す。ここで、点線で示した解析値は供試体内径部における最大応力位置、つまり Fig. 14 での位置 A、B、C における値を示している。グラフから読み取れるとおり、試験における最大応力は 800MPa 程度であり、降伏応力(1000MPa) [4] に達していないことから、ひずみゲージ貼付位置は弾性変形の範囲内であったと考えられる。また、試験結果の方がやや大きな値となっているが、Fig. 19 に示すとおり解析ではひずみゲージ貼付位置付近は応力の勾配が大きいが、ひずみゲージによる実計測値はセンサ部が有限の大きさを持っていることにより平均化された数値となっていることから、解析と試験結果は概ね良く一致していると考えられる。

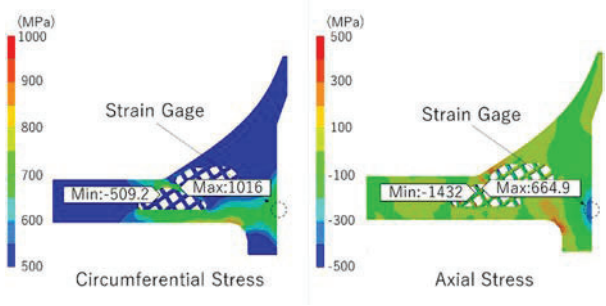



Fig. 19　Stress Contour at 45500 rpm

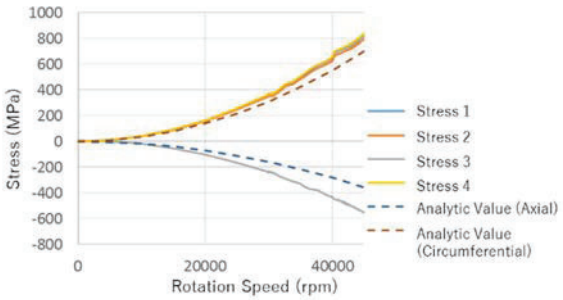



Fig. 20　Comparison between Analysis and Experimental Results about Strain

## 5. まとめ

本研究では、航空エンジン部品のうち遠心圧縮機インペラを例にとり、トポロジー最適化や中空部へのラティス構造適用といった AM 特有の設計手法を用いて軽量化を図った強度評価用の供試体を設計し、変形を抑制しつつ約 20%の軽量化が達成できる見込みを得た。

試験において、弾性域の強度データについては、内径側に貼付したひずみゲージにより事前の解析とよく一致していることを確認した。塑性域の強度データについては、供試体が外観上判別可能な破断を生じなかったため、今後の研究において非破壊検査等によって内部状況を確認し、設計との比較を実施する計画である。

今後の更なる検討により、今回用いた軽量化設計と解析による強度予測が精緻化され、本手法のエンジン部品適用へ向けた検討が進むと考えられる。

## 参 考 文 献

(1) Disrupt ... or be disrupted <https://www.pressreleasefinder.com/prdocs/2019/GE_Additive_Overview_May2019.pdf>（参照日 2022 年 7 月 29 日）

(2) 金属３D プリンタ先進活用事例<https://www.meti.go.jp/committee/kenkyukai/seisan/new_mono/pdf/002_03_00.pdf>

(3) Dr. Meherwan P. Boyce, P.E.,Centrifugal Compressors a Basic Guide, p.126, Penn Well

(4) Material Data Sheet Ti64 <https://www.eos.info/03_system-related-assets/material-related-contents/metal-materials-and-examples/metal-material-datasheet/titan/ti64/ti-ti64-m280-m290-400w_material_datasheet_05-14_en.pdf>
（参照日 2022 年 7 月 29 日）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-4

# オンボード改質器を用いた $NH_3$ 供給によるガスタービン始動

# Start-up of Gas Turbine with Supplying Ammonia by Using on-board Reformer

○大友 光彰[*1] 井戸田 芳典[*1] 春日 俊相[*2] 安井 芳則[*3]
OHTOMO Mitsuaki IDOTA Yoshinori KASUGA Shunsuke YASUI Yoshinori
壹岐 典彦[*4] 倉田 修[*4] 井上 貴博[*4] 范 勇[*4]
IKI Norihiko KURATA Osamu INOUE Takahiro FAN Yong

**ABSTRACT**

The 50 kW-class micro gas turbine firing ammonia, which has been paid attention as a hydrogen carrier, has been developed. The gas turbine requires hydrocarbon fuel such as kerosene and methane at the start-up process because of low laminar burning velocity of ammonia. In this study, the ammonia on-board reformer which generated hydrogen with high laminar burning velocity was made. By installation of the reformer with the fuel supply system, hydrogen can be generated as auxiliary fuel with only supplying ammonia. Test results shows that the rotation speed increases to 70000 rpm at which the gas turbine starts to produce electric power. This means that the gas turbine can start using ammonia without carbon dioxide emission.

**キーワード：** ガスタービン，アンモニア，水素キャリア，改質器，始動，燃料
**Key Words:** Gas Turbine, Ammonia, Hydrogen Carrier, Reformer, Start-up process, 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（$CO_2$）排出削減が重要な課題である．そのため，再生可能エネルギの媒体である水素（$H_2$）が新たなエネルギ源として提示されている．一方，$H_2$ の大量貯蔵・輸送には課題があり，$H_2$ 含有量が多く液化が容易なアンモニア（$NH_3$）が $H_2$ キャリアとして注目されている．この $NH_3$ は直接燃焼が可能であり，ガスタービンやレシプロエンジンなどの燃料として研究が行なわれている[1-4]．ただし，層流燃焼速度が低い[5]ことが課題の一つとして挙げられる．

これまでに検討されている $NH_3$ を燃料とするガスタービンでは，層流燃焼速度が低いために始動時は $NH_3$ による保炎が難しく，灯油やメタン（$CH_4$）などの炭化水素燃料により始動している[1]．そのため，$CO_2$ の排出だけでなく，$NH_3$ 以外の燃料供給が必要となりシステムが煩雑化するという課題がある．

そこで本研究では，オンボード改質器の利用及び始動方法の変更により，$NH_3$ のみの供給によるガスタービンの始動実証を行った．

*1 （株）豊田中央研究所
〒480-1192 愛知県長久手市横道41-1
E-mail: mohtomo@mosk.tytlabs.co.jp
*2 トヨタ自動車（株）
〒410-1193 静岡県裾野市御宿1200番地
*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
*4 （国研）産業技術総合研究所
〒963-0298 福島県郡山市待池台2-2-9

## 2. ガスタービンの始動方法と始動に必要な条件

### 2.1 ガスタービンの始動方法

本研究では排気ガスにより燃焼用空気の温度を上昇させる再生熱交換器付きの 50 kW 級ガスタービン[1,2] を対象に始動実験を行った．炭化水素燃料を使用する場合と今回気体 $NH_3$ を燃料とした場合の始動方法を図 1 に示す．従来のように炭化水素燃料を使用した(A)では，ガスタービンの始動指令を受けるとモータリングにより 30000 rpm まで回転数を上昇させ，排気煙道内をパージする．回転数を 0 rpm まで低下させた後，実際の始動運転として再度回転数を上昇させ，15000 rpm 付近で混合気を着火させる．30000 rpm までモータアシストにより回転数を上げた後，自立燃焼運転により約 70000 rpm 以上まで回転数を上昇させ，発電運転を開始させる．

$NH_3$ を燃料とする場合，炭化水素よりも層流燃焼速度が低いために，失火が発生しやすい．そこで図 1 の(B)に示す運転を行うこととした．パージ運転後，始動運転時の(1)の範囲，すなわち 30000 rpm までは層流燃焼速度の大きい $H_2$ を $NH_3$ の改質により生成し，補助燃料として供給することで混合気を着火し，失火を防ぐ．また，(2)で示す自立燃焼運転開始直前の 30000 rpm において，一定回転での定常運転により再生熱交換器の暖機を行う．これによって，燃焼用空気温度を上げることで層流燃焼速度を高め，失火を防ぐ．この 2 つの方法により，$NH_3$ 供給のみでガスタービンを始動することとした．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

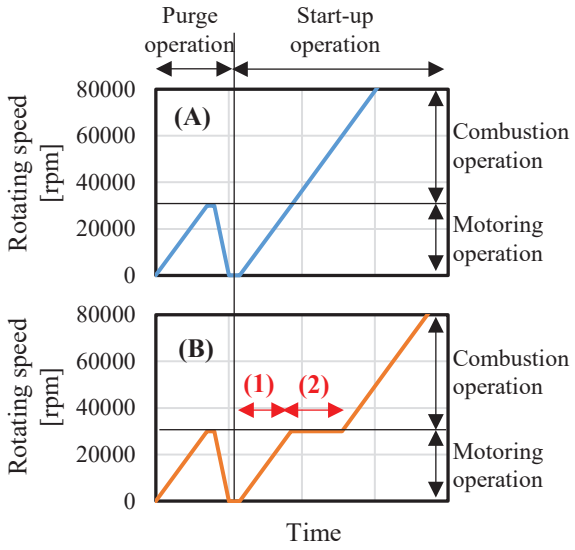



Fig.1 Start-up Method (A) Hydrocarbon, (B) $NH_3$

## 2.2 始動に必要な条件

図 1(B)の(1)において，始動に必要な $H_2$ 流量を求めるため，ボンベから $H_2$ を $NH_3$ と共に供給し，燃料中の $H_2$ 割合を変化させ，30000 rpm までの始動成立の可否を調べた．$NH_3$ のみを供給した場合，及び $NH_3$ に加えて発熱量で 2.5 %（2.5 LHV%）の $H_2$ を混合した場合の，始動運転開始からの回転数と燃焼用空気温度 $T_{35}$, タービン出口ガス温度 $T_6$，$NH_3$ に換算した投入燃料量の時間履歴を図 2 に示す．ここでは始動運転開始時の $T_{35}$ が約 20 ℃の条件で実験を行い，燃料は着火直前の 22 s 付近から供給した．$NH_3$ のみを供給した場合，始動運転開始から 30 s で着火し，$T_6$ の上昇が確認できる．しかし，60 s から $T_6$ が低下し，混合気が失火していることが分かる．また，失火判定によるガスタービンの停止動作により，回転数が低下している．一方，$H_2$ を 2.5 LHV%混合した場合，着火後から $T_6$ が低下せず，30000 rpm まで始動が成立していることが分かる．したがって，2.5 LHV%以上に相当する $H_2$ 流量が始動に必要, すなわち改質器から供給すべき目標 $H_2$ 流量となる．具体的には，図 2 に示す $NH_3$ 換算の流量履歴から着火時の 30 s 及び燃料流量が増加する 60 s において，2.5 LHV%相当である $H_2$ 流量 4.5 l/min，6.5 l/min を目標値とした．

次に，図 1(B)の(2)における 30000 rpm からの自立燃焼運転が可能となる $T_{35}$ の条件を検討した．図 3 に 25 ℃における $CH_4$ の層流燃焼速度，及び各温度での $NH_3$ の層流燃焼速度の計算結果を示す．ここで，層流燃焼速度は一次元層流火炎の計算により求めた．計算には Tian のモデル[6]を用いた．25 ℃における $CH_4$ の層流燃焼速度は，200 ℃における $NH_3$ の層流燃焼速度に近い値を示した．したがって，$T_{35}$ を 200 ℃まで上昇させることが，30000 rpm 以降の $NH_3$ での自立燃焼運転に必要な条件であると考えられる．

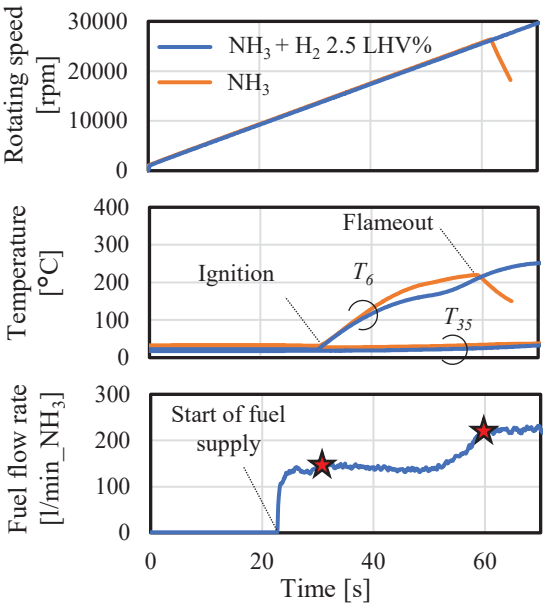



Fig.2 Start-up test using $H_2$

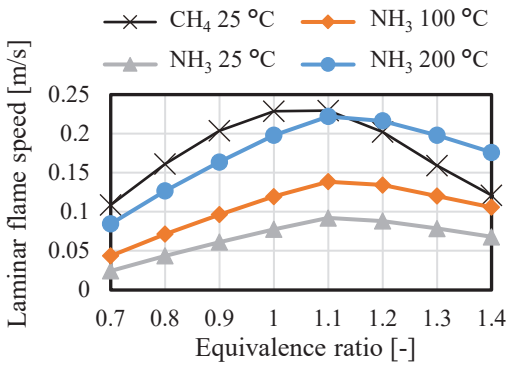



Fig.3 Calculated laminar flame speed at atmospheric pressure

## 3. オンボード改質器

### 3.1 改質器の特徴

前章で決定した目標 $H_2$ 流量を供給可能な改質器について検討した．$NH_3$ の改質反応を式 1 に示す．

$$NH_3(g) \rightarrow 0.5\,N_2(g) + 1.5\,H_2(g) \quad \Delta H = +46\ \mathrm{kJ/mol} \quad （式 1）$$

$NH_3$ の改質は吸熱反応であり，反応熱を供給する必要がある．熱の供給方式としては，$NH_3$ の一部を酸化させて，その熱を供給する方式が知られている[7]が，燃料系に別途空気を供給する必要があり，システム変更が必須となる．本研究では，システム変更を最小限にするために，外部加熱によって熱を供給する方式を選択した．

試作したオンボードのヒータ加熱式改質器の断面図を図 4 に示す．供給する $NH_3$ を電気式ガスヒータにより加熱して触媒が充填された改質部に導入する．$NH_3$ 供給開始直後の改質率向上を狙いとして，低温活性が高く 300 ℃以下から改質反応が開始される Ru 系触媒を用いている．また，触媒部周囲にはバンドヒータを設置する

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ことで，触媒部の暖機，及び放熱抑制を図った．この時，改質器システムにおけるヒータの合計容量は，990 W である．加熱した $NH_3$ を供給する改質器は，上流部は高温ガスが流入するため高い改質率が期待できる．一方，上流部の吸熱反応によりガス温度が下がる下流部では，改質率が低下する．そこで，本改質器システムにおける改質率を 30 %程度であると想定し，目標の $H_2$ 流量から改質器への $NH_3$ 供給量を 16 l/min とした．

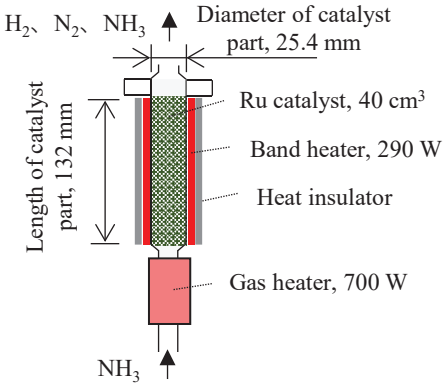



Fig.4 Cross section of $NH_3$ reformer

### 3.2　改質器の単体性能実験結果

初めに，改質器システムの性能を確認した．前節で示したように，ガスタービンでの使用を想定した 16 l/min の $NH_3$ を改質器に供給した．改質器出口ガスの $H_2$ 濃度を計測することで $NH_3$ の改質率及び $H_2$ 生成量を求めた．また，改質器の触媒部入口，及び触媒中心部に熱電対を設置し，その温度変化を計測した．

今回使用するガスタービンでは，始動指令により実施されるパージ運転の期間が約 115 s ある．その期間を利用してガスヒータ，及び改質器の暖機運転を行うことで，NH3 供給開始直後の改質率向上を狙った．以下では，改質器システムに $NH_3$ の供給を開始した時間を 0 s とした．ヒータの設定温度は，ガスヒータでは触媒の耐熱温度を考慮して 700 ℃とし，バンドヒータでは触媒の低温活性温度を考慮して 350 ℃とした．

図 5 に触媒部入口及び触媒中心部の温度（$T_{in}$, $T_{re}$），及び改質率と $H_2$ 生成量の時間変化を示す．改質器の暖機運転により， $NH_3$ 供給を開始すると $T_{in}$ が急激に上昇し，60 s には 700 ℃近くまで上昇した．$T_{re}$ は $T_{in}$ より遅れて上昇するが，30 s で 200 ℃，60 s には 350 ℃以上に上昇する．30 s には，改質率が約 20 %まで到達し，その後改質率は徐々に上昇し，300 s で約 40 %となる．30 s 及び，60 s の $H_2$ 生成量は，それぞれ 6 l/min， 8 l/min となり，$H_2$ 供給量の目標を達成できることが分かった．

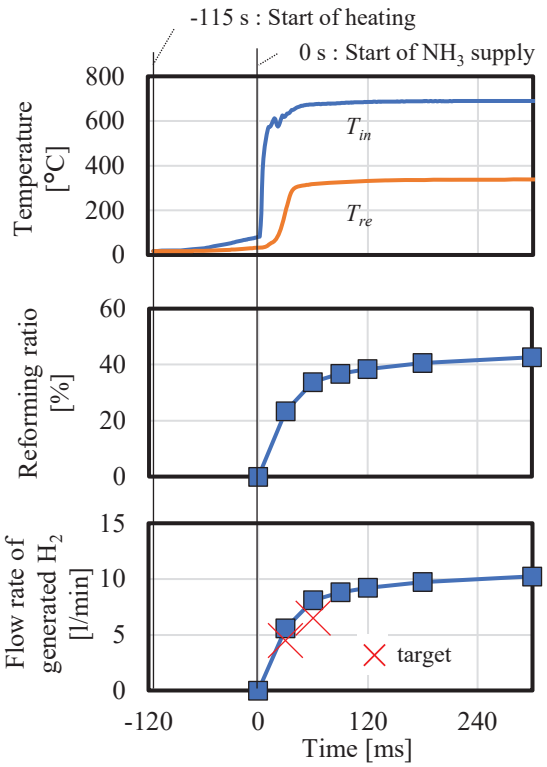



Fig. 5 Time histories of $T_{in}$, $T_{re}$ reforming ratio and flow rate of generated $H_2$

## 4　改質器を搭載したガスタービンの始動実証

### 4.1　実験装置と実験方法

3 章で示した改質器システムをガスタービンに搭載して始動実験を行った．$NH_3$ 燃料供給系を含むガスタービンのシステム構成を図 6 に示す．$NH_3$ をボンベから液体として取り出した後，蒸発器とガスコンプレッサを通過させて高圧の気体としてガスタービンに供給した．

この高圧燃料配管部に，マスフローコントローラにより調整された一部の $NH_3$ が供給される改質器システムを組み込み，$NH_3$ と改質 $H_2$ の混合気が燃焼器へ供給した．図 7 に使用した燃焼器の断面図を示す．現在開発中の液体 $NH_3$ の燃焼をねらいとしたプレ燃焼場付き燃焼器[3]を使用した．この実験では，気体 $NH_3$ と改質ガスの混合ガスを燃焼室の中心付近から供給し，プレ燃焼場へ燃料は供給しなかった．

改質器は 3 章の実験と同様に始動させた．すなわち，パージ運転を開始する-115 s からヒータの加熱を開始し，始動運転を開始する 0 s から $NH_3$ を 16 l/min 一定で供給した．なお，30000 rpm 以降の自立燃焼運転時の失火を防ぐため，2 章で説明した 200 ℃までの暖機運転に加えて，改質器への $NH_3$ の供給を行い，$H_2$ を供給し続けた．始動運転はガスタービン及び触媒が冷間の状態から行い，始動時の外気温度は 10℃であった．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

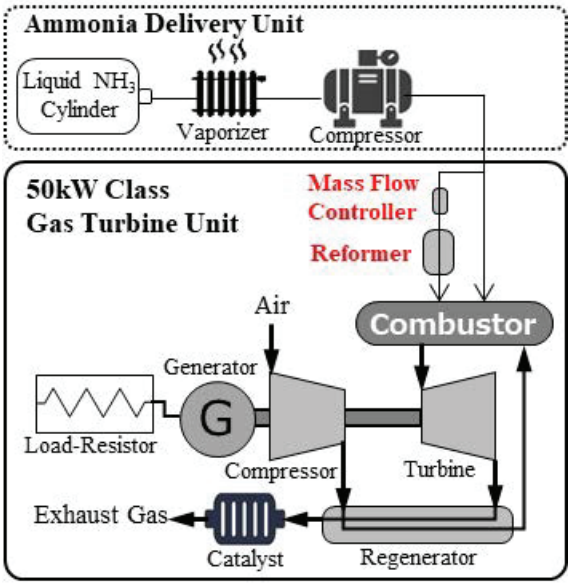



Fig.6 Schematic diagram of an ammonia-fueled gas turbine power plant

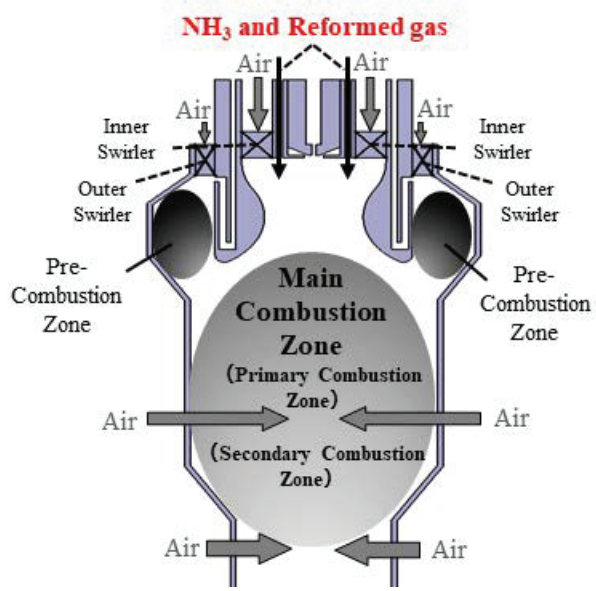



Fig. 7 Cross-sectional view of combustor

### 4.2 実験結果

図 8 に回転数，タービン出口ガス温度 $T_6$，及び燃焼用空気温度 $T_{35}$ の時間履歴を示す．改質器を使用しない場合（w/o Reformer），点火後も $T_6$ が上昇しないことから，混合気が着火保炎できず，始動が成立しない．一方，改質器を使用した場合（w/ Reformer），点火後に $T_6$ が上昇しており，混合気が着火後に保炎している．30000 rpm にて暖機運転を行い，$T_{35}$ が 200 ℃に到達した後に自立燃焼運転を開始することで，その後も失火することなく，回転数が 70000 rpm を超えている．このことから，改質器の使用と始動方法の変更により，外気温度 10 ℃の状態から $NH_3$ 供給のみにてガスタービンの始動が成立することが実証された．

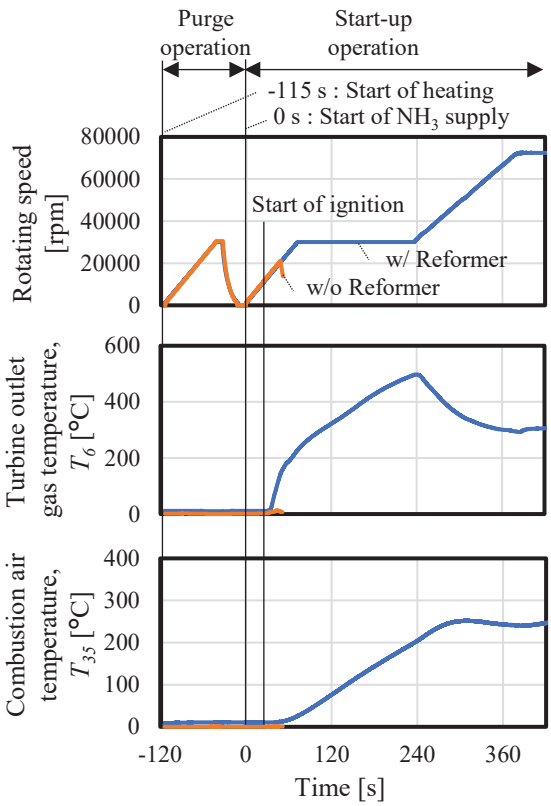



Fig.8 Time histories of rotating speed, $T_6$ and $T_{35}$

### 5. まとめ

ヒータ加熱式のオンボード改質器により燃料である $NH_3$ の一部を $H_2$ に改質して補助燃料とすること，また始動途中の暖機により燃焼用空気温度を上昇させることで，$NH_3$ のみの供給によるガスタービンの始動運転が成立することを実証した．

本技術は，ガスタービンの必要 $H_2$ 流量に合致した改質器の使用により，様々な出力のガスタービンにおいても $NH_3$ のみを供給して始動を可能にすると考えられる．

### 参 考 文 献

(1) 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)
(2) 春日俊相他，50 kW 級液体アンモニア燃焼マイクロガスタービン開発，第 49 回ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-11(2021)
(3) 伊藤慎太郎他，液体アンモニア直接噴霧ガスタービン燃焼器の開発，第 59 回燃焼シンポジウム，SP0020212321 (2021)
(4) 小池誠他，アンモニアを燃料とするレシプロエンジンの燃焼特性，第 56 回燃焼シンポジウム, SP0020183311 (2018)
(5) 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 巻 183 号(2016), pp. 41-48.
(6) Tian Z., et al., An experimental and kinetic modeling study of premixed $NH_3/CH_4/O_2$/Ar flames at low pressure, Combustion and Flame, Vol. 156, 1413-1426 (2009)
(7) 佐藤勝俊他，触媒の自己発熱を利用したアンモニアの酸化分解による水素製造反応の常温駆動(1)－触媒の酸化熱の利用－，触媒討論会講演予稿集，111，p.153 (2013)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】

A-5

# 液体 $NH_3$ 供給による 50kW 級マイクロガスタービンの発電実証

# Demonstration of power generation with 50-kW class micro gas turbine with supplying liquid ammonia

○春日 俊相[*1] KASUGA Shunsuke
大友 光彰[*2] OHTOMO Mitsuaki
安井 芳則[*3] YASUI Yoshinori
壹岐 典彦[*4] IKI Norihiko
倉田 修[*5] KURATA Osamu
井上 貴博[*6] INOUE Takahiro
范 勇[*7] FAN Yong

**ABSTRACT**

The 50 kw-class micro gas turbine fueled with liquid ammonia, which has the potential to reduce the cost and the size compared to that with gaseous ammonia fuel, has been developed. The vaporization of liquid ammonia in the combustor reduces the combustion gas temperature because of high latent heat of ammonia, and causes unstable combustion. In our previous reports, we have proposed the combustor with the pre-combustion zone, which consists of the pre-vaporization tube and the pre-combustion area. The experimental results in this study show that the gas turbine can be operated with liquid ammonia fuel. And it is shown that amount of unburned NH3 decreases as the temperature of the burned gas in the pre-combustion zone is raised.

**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（$CO_2$）排出削減が重要な課題である．再生可能エネルギー由来の水素から生成されるアンモニア（$NH_3$）は，輸送・貯蔵技術が既に確立されているカーボンフリー燃料であり，火力発電所等から排出される $CO_2$ を低減する代替燃料として期待されている．

*1 トヨタ自動車㈱ CN先行開発センター
〒410-1193 静岡県裾野市御宿1200番地
E-mail: shunsuke_kasuga@mail.toyota.co.jp
*2 ㈱豊田中央研究所 グリーン燃料研究領域
〒480-1192 愛知県長久手市横道41-1
E-mail: mohtomo@mosk.tytlabs.co.jp
*3 ㈱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㈱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所
〒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
*7 (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
〒305-8564 茨城県つくば市並木1-2-1

$NH_3$ 燃料の課題は，層流燃焼速度が低く，可燃当量比範囲も狭い[1]上に，窒素酸化物（$NO_X$）が大量に発生しやすいことが挙げられる．$NH_3$ 燃料利用の取り組みは，1960 年代米国においてガスタービン研究が行われたが，燃焼効率が低く実用化には至らなかった[2]. 2010 年代カーボンフリー燃料として注目されるようになり，日本においてもガスタービンやレシプロエンジンなどの燃料として利用する研究が行なわれている[3,4]．2020 年には，ブルーアンモニア 40 トンをガスタービン発電の燃料に利用する実証実験も実施された[5].

既存のガスタービンにおける $NH_3$ 燃焼では，定常運転において気体 $NH_3$ での専焼を実現しているが，始動時に化石燃料を使用しているため $CO_2$ が排出される．また，液体 $NH_3$ を気化させてから供給することが一般的であり，蒸発器等の動力が必要となる．上記に対し，ボンベ内の気体 $NH_3$ による始動，及び始動後の液体 $NH_3$ の直接供給燃焼を実現できれば，カーボンフリーだけでなく，動力削減によりシステム効率も向上し，装置全体の小型化・低廉化を行えると考えられる．そのため，液体 $NH_3$ を直接供給したガスタービン燃焼についても検討が行われている[6,7].

本研究においても，オンボード改質器を用いた $NH_3$ 供給始動[8]と液体 $NH_3$ 燃焼[7]に取組んでおり．本稿では，液体 $NH_3$ のみの供給によるガスタービン発電の実証試験を行った結果について報告する．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 2. 試験概略

$NH_3$ 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 $NH_3$ の火炎安定化が必要であるが，燃焼用空気温度（$T_{35}$）と燃焼速度には相関があり，潜熱の大きい液体 $NH_3$ を燃焼室に直接噴射して燃焼させる場合には，$T_{35}$ が低下するため，従来の気体 $NH_3$ による燃焼よりもさらに火炎安定化が難しい．

そこで，液体 $NH_3$ 用燃焼器構造を提案した．この燃焼器では，安定燃焼するプレ燃焼場から高温の既燃ガスを供給することにより，液体 $NH_3$ 噴射による燃焼の効率向上を試みている．前報[7]では，気体 $NH_3$ 供給によるプレ燃焼が，液体 $NH_3$ 供給部であるメイン燃焼の効率維持に有効であることが確認されている．

本報では，液体 $NH_3$ のみの供給によるガスタービン発電を目標としていることから，まずプレ燃焼場に供給する液体 $NH_3$ 量，及び $T_{35}$ をパラメータとして，プレ燃焼場の燃焼状態を燃焼器壁面温度（$T_{wall}$）との比較により調べた．その後，プレ燃焼場の当量比を一定として，$T_{35}$ に対する液体 $NH_3$ の専焼状態における未燃 $NH_3$，及び $N_2O$ の排出特性を調べた．

### 2.1 プレ燃焼場付き燃焼器の構造

燃焼器の概要を図 1 に示す．図 1 の Spray (Premix) zone で示される予混合場は，液体 $NH_3$ だけでなく，始動用の気体 $NH_3$ と $H_2$ を含む改質ガスも供給可能とした．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 1 の Pre-combustion zone（プレ燃焼場）で示す気体 $NH_3$ の安定燃焼を狙ったプレ燃焼場を設けた．前述のように燃焼場に液体 $NH_3$ が直接供給されると燃焼用空気温度が低下する課題があることに対し，図 1 に示す燃焼器においては，Pre-vaporization tube で示す液体 $NH_3$ を予蒸発可能な構造を設けることにより，燃焼熱を利用した液体 $NH_3$ の蒸発により燃焼用空気温度の低下を抑制できる利点がある．また，図 1 の Main-combustion zone（メイン燃焼場）は，プレ燃焼場から高温の既燃ガスを供給することにより，液体 $NH_3$ 噴射における燃焼の安定化を狙っている．

### 2.2 試験装置

実証試験は，産業技術総合研究所福島再生可能エネルギー研究所（FREA）で実施した．ガスタービンは，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[3]．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, 気体 $NH_3$, 及び液体 $NH_3$ を燃料として供給する．気体 $NH_3$ の供給は，ボンベ内の気体 $NH_3$ ではなく，既存の気体 $NH_3$ 供給系（液体 $NH_3$ 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）を用いた．また，気体 $NH_3$ 供給系には改質器を内蔵し，改質 $H_2$ と気体 $NH_3$ の混合気を始動燃料として用いた[8]．液体 $NH_3$ 供給系は，配管内での蒸発を抑制するために，冷媒（電気チラーを用い循環）により冷却し，ポンプで昇圧させてガスタービンに直接供給した．また，発電電力は，系統連結せずに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．

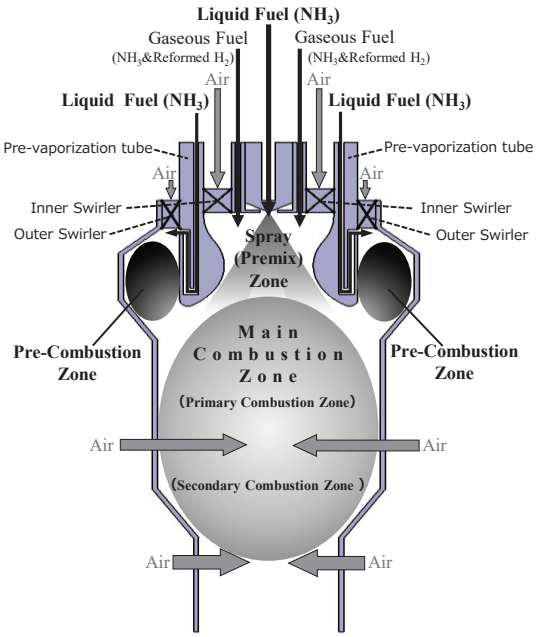



Fig.1 Cross-sectional view of combustor and pre-combustion zone concept

Table.1 Specification of micro gas turbine

| | |
|---|---|
| Rated Power Output | 50 kW |
| Rated Rotating Speed | 80,000 rpm |
| Cycle | Regenerative Cycle |
| Compressor | Centrifugal One-Stage |
| Combustor | Single Can |
| Turbine | Radial One-Stage |

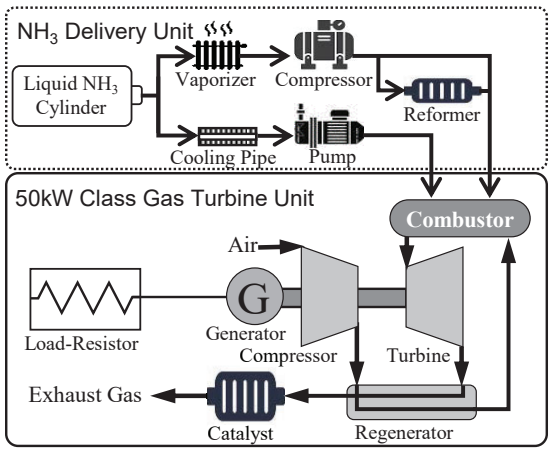



Fig.2 Schematic diagram of an ammonia-fueled gas turbine power plant

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 2.3 試験方法

試験は，オンボード改質器を用いた気体 $NH_3$ のみの供給によりガスタービンを始動[8]し，目標回転数に到達後，改質器を停止させ気体 $NH_3$ 専焼に移行した．その後，液体 $NH_3$ の供給を開始し，気体 $NH_3$ の調量による運転制御を液体 $NH_3$ の調量による運転制御に変更した後，液体 $NH_3$ 専焼に移行した（図 3）．ここで，高応答且つ，高精度が要求される液体 $NH_3$ の燃料調量制御には，インジェクタ式調量弁の使用により実現している．

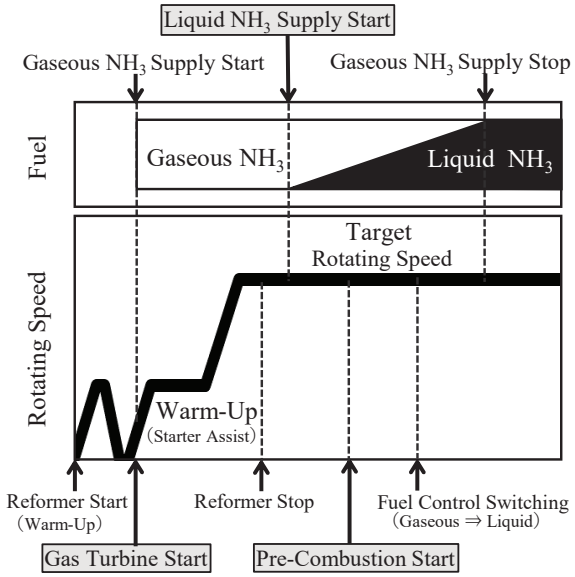



Fig.3　Operation sequence

本試験は，エンジン過回転を考慮して，試験回転数を定格 80,000rpm ではなく，修正回転数（ガスタービン運転時の大気温度 t が，標準状態の温度 $t_0$ と異なる場合に，機関回転数 N を標準状態での回転数 $N_C$ に換算した数値．$\theta_0 = t/t_0$ としたき，$N_C = N/\sqrt{\theta_0}$ で換算される）72,500rpm にて実施した．試験で使用した燃焼器は，標準大気条件（288K（15℃），101 k Pa）における回転数 72,500rpm，出力 25.0kW（$T_{35}$ が 773K（500℃））を設計条件とした．1 次燃焼場の当量比（$\phi_1$）が，燃焼効率向上の重要な因子であることから，表 2 に示す 2 つの燃焼器を用い試験を行った．

Table.2　Specification of combustor

| | | Type-A | Type-B |
|---|---|---|---|
| Design Requirements | $T_0$ [K] | 288 | |
| | $P_0$ [kPa] | 101 | |
| | $N_C$[rpm] | 72,500 | |
| | $P_{ac}$ [kW] | 25.0 | |
| | $T_{35}$ [K] | 723 | |
| | $G_{Pre}/G_{35}$ | 0.03 | |
| Design Point | $\phi_1$ | 1.0 | 1.1 |

## 3.　試験結果

### 3.1 液体アンモニア供給時のプレ燃焼場の燃焼

燃焼器の特徴であるプレ燃焼場に気体 $NH_3$ を供給した試験では，プレ燃焼場で生成される高温既燃ガスを液体 $NH_3$ が燃焼するメイン燃焼場に供給することにより，狙い通り，火炎の安定化を図れたことが示されている[7]．本稿では，プレ燃焼場に液体 $NH_3$ を供給した場合の燃焼状態を調べた．

図 4 に $T_{35}$ が 773K（500℃）条件におけるプレ燃焼場当量比（$\phi_{Pre}$）とプレ燃焼場出口の燃焼器壁面温度（$T_{wall}$）の関係を示す．ここで，$T_{wall}$ は，燃焼器壁面に取付けた熱電対で代表点を計測している．$\phi_{Pre}$ が 0.35 の条件において $T_{wall}$ が急激に上昇し，プレ燃焼場への火炎伝播が確認された．また，$\phi_{Pre}$ の増加と共に，$T_{wall}$ の上昇する傾向を示した．$\phi_{Pre}$ を更に増加することで，1 次燃焼場に更に高温の既燃ガスを供給することは可能であるが，局所的なリッチ部の形成による燃焼器の溶損等を考慮し，本試験における $T_{wall}$ の上限を 1073 K（800℃）とし，以下の試験では，$\phi_{Pre}$ が 0.5 の条件で実施した．

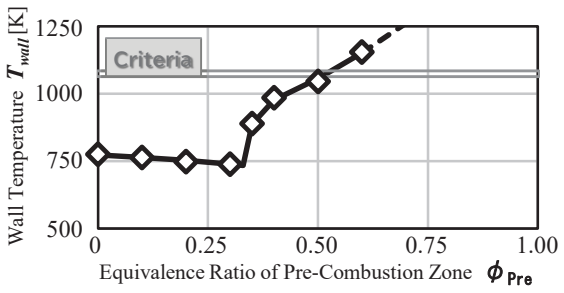



Fig.4　Variation of combustor wall temperature with equivalence ratio of pre-combustion zone

図 5 に $\phi_{Pre}$ が 0.5 の条件における $T_{35}$ に対する $T_{35}$ と $T_{wall}$ の温度差（$T_{wal}$- $T_{35}$）を示す．$T_{35}$ の上昇に伴い，$T_{wal}$-$T_{35}$ も上昇する傾向を示している．これは，$T_{35}$ が上昇することにより燃焼反応が活発になり，プレ燃焼場の燃焼効率が向上していることを示している．これまでに，気体 $NH_3$ を燃料とした場合に $T_{35}$ の上昇と共に未燃 $NH_3$ 濃度が低下することが報告[3]されているが，液体 $NH_3$ を供給した場合においても同様のことが起きていると考えられる．

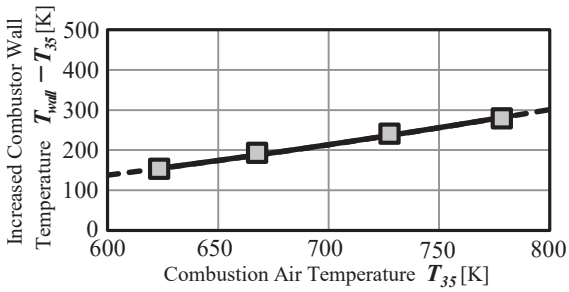



Fig.5　Variation of wall temperature with combustion air temperature

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 3.2 未燃 $NH_3$ と $N_2O$ の排出特性

液体 $NH_3$ 供給割合 100%において，$\phi_{Pre}$ が 0.5 の条件における $T_{35}$ が，未燃 $NH_3$ と $N_2O$ の排出特性に及ぼす影響について調査した．

図 6 に表 2 に示す 2 つの燃焼器を用いた場合の $T_{35}$ による未燃 $NH_3$ 濃度変化を示す．なお，エミッションデータの濃度は，酸素濃度 16%での換算値として表した．なお，図 6 中の 2000ppm 以上のデータは，分析計校正レンジ精度保障範囲外の値であることに注意されたい．$T_{35}$ の上昇に伴い未燃 $NH_3$ 濃度が減少する傾向を示し，$T_{35}$ が高い 773K（500℃）の条件では，未燃 $NH_3$ 濃度が 10ppm 未満まで低減し，燃焼効率が向上したことを示している．一方，$T_{35}$ が低い条件では，Type-A 燃焼器を使用した場合よりも 1 次燃焼場をリッチ化した，すなわち 1 次燃焼場に供給される空気量が少ない Type-B 燃焼器を使用した場合の方が，未燃 $NH_3$ 濃度が低い傾向を示した．再生式ガスタービンにおける低温の $T_{35}$ 条件は，タービン出口の排ガス温度が低く，低負荷であることを意味する．つまり，燃料が少なく 1 次燃焼場が希薄状態となる低負荷条件では，$\phi_1$ が高い Type-B 燃焼器の方が，未燃 $NH_3$ 排出を抑制可能であることを示している．これは，定格点をリッチ化して，低負荷で $\phi_1$ を理論空燃比に近づけることにより，運転範囲が拡大されることを意味する．

図 7 に表 2 に示す 2 つの燃焼器を用いた場合の $T_{35}$ による $N_2O$ 濃度変化を示す．未燃 $NH_3$ 濃度同様に $T_{35}$ の上昇に伴い $N_2O$ 濃度が減少する傾向を示した．前報[7]で示したように，未燃 $NH_3$ 濃度と $N_2O$ 濃度には，$T_{35}$ によらず相関があり（図 8），更なる燃焼効率向上により地球温暖化係数の高い $N_2O$ の排出を抑制可能であると考えられる．

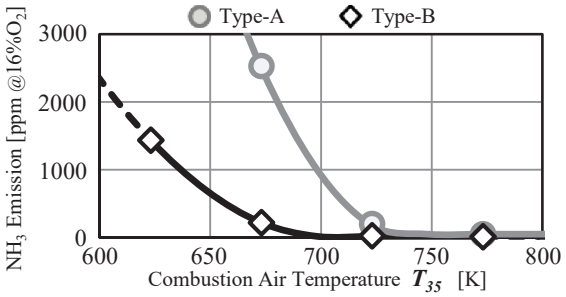



Fig.6 Variation of unburnt $NH_3$ emission with combustion air temperature

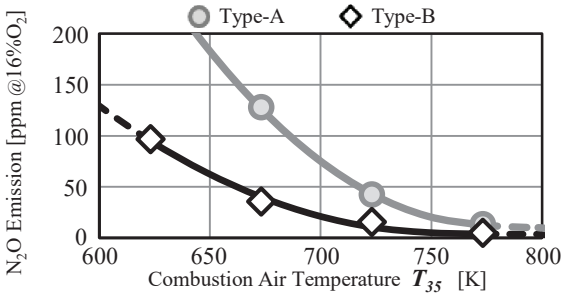



Fig.7 Variation of unburnt $N_2O$ emission with combustion air temperature

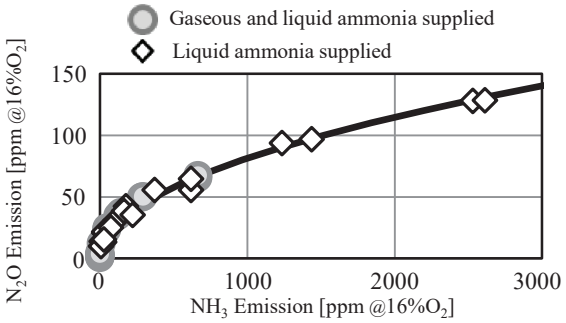



Fig.8 Correlation of $N_2O$ emission with $NH_3$ emission

## 4. まとめ

液体 $NH_3$ 用燃焼器構造を提案し，液体 $NH_3$ 供給割合 100%において，プレ燃焼の状態，及び未燃 $NH_3$ と $N_2O$ の排出特性について調べた．その結果，下記のことが確認された．

① プレ燃焼場に液体 $NH_3$ を供給した場合においても，$T_{wall}$ が上昇し，燃焼熱を利用して蒸発した気体 $NH_3$ によるプレ燃焼が出来ている．

② プレ燃焼により，$T_{35}$ が高温となる高負荷条件において，未燃 $NH_3$ 濃度が 10ppm 未満まで低減した．

③ $T_{35}$ が低温となる低負荷条件においても，$\phi_1$ を理論空燃比に設定することにより，未燃 $NH_3$ の低減が可能である．

④ 地球温暖化係数が高い $N_2$ O は，未燃 $NH_3$ と相関があり，燃焼効率向上により低減可能である．


## 謝 辞

インジェクタ式調量弁の試作等にご協力頂きました愛三工業株式会社の関係者の方々に厚く御礼申し上げます．


## 参 考 文 献


(1) 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 巻 183 号(2016) , pp. 41-48.

(2) Pratt, D.T., Performance of Ammonia-Fired Gas-Turbine Combustors, Technical Report No.9, DA-04-200-AMC-791(x)

(3) 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)

(4) 小池誠他，アンモニアを燃料とするレシプロエンジンの燃焼特性，第 56 回燃焼シンポジウム, SP0020183311 (2018)

(5) 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

(6) 伊藤慎太郎他，液体アンモニア直接噴霧ガスタービン燃焼器の開発，第 59 回燃焼シンポジウム，SP0020212321 (2021)

(7) 春日俊相他，50kW 級液体アンモニア燃焼マイクロガスタービンの開発，第 49 回ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A-11(2021)

(8) 大友光彰他，オンボード改質器を用いた NH3 供給によるガスタービン始動，第 50 回ガスタービン学会定期講演会講演論文集, A -4(2022)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-6

# 固体酸化物形燃料電池（SOFC）の航空機適用に向けた研究開発

# R&D of Solid Oxide Fuel Cell (SOFC) for Aeronautical Application

○小島 孝之[*1] 橋本 真一[*2] 波岡 知昭[*2] 野村 浩司[*3] 菅沼 祐介[*3]
KOJIMA Takayuki HASHIMOTO Shinichi NAMIOKA Tomoaki NOMURA Hiroshi SUGANUMA Yusuke
田頭 剛[*1] 岡井 敬一[*1] 福山 佳孝[*1] 西沢 啓[*1]
TAGASHIRA Takeshi OKAI Keiichi FUKUYAMA Yoshitaka NISHIZAWA Akira

**ABSTRACT**

For the reduction of CO2 emission of the aircraft, research and development of the emission free aircraft is conducted in JAXA in cooperation with Chubu University and Nihon University. The aircraft uses the electric propulsion systems of which electrical power is generated by the SOFC-gas turbine hybrid system. To realize this hybrid system, system design study of the aircraft and propulsion system, development of lightweight SOFC material, and engine test of the small scale SOFC-gas turbine engine was carried out. In this paper, current status of each activity is summarized.

**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、水素エネルギを利用した航空機システムの提案が活発化している。JAXA においては、水素航空機のさらなる性能向上および航続距離拡大を実現しうる航空機の候補として BWB(Blended Wing Body) 形状の機体に水素燃料を利用した電動推進システムを備えるエミッションフリー航空機（Fig. 1）を提案し、中部大学、日本大学との共同研究において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源として、燃料電池（SOFC: Solid Oxide Fuel Cell）とガスタービン（GT: Gas Turbine）のコンバインド発電を行う電動推進を想定している[1, 2]。

本研究では、2019 年より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、システム設計、SOFC 軽量化技術開発、小型エンジンによる発電実験を進めている。本稿においては、それぞれの活動の状況と今後の計画を紹介する。

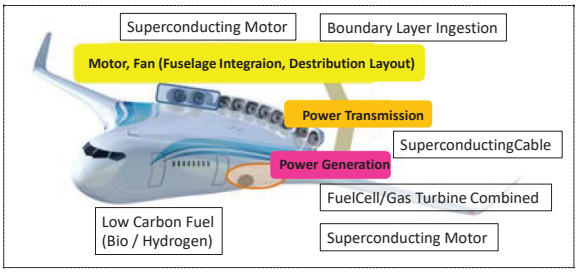



Fig. 1 Emission Free Aircraft Concept and Key Technology

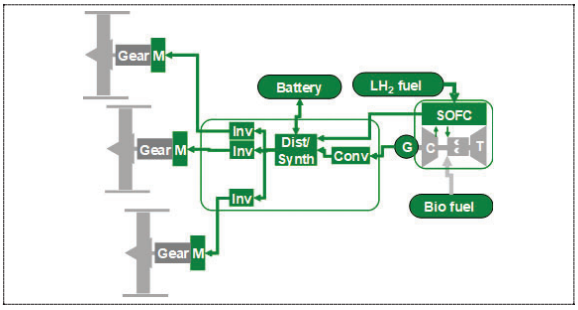



Fig. 2 Electrical Propulsion System of Emission Free Aircraft

## 2. 機体システム設計および SOFC 設計

### 2.1 機体システム設計

本研究においては、機体システムの検討として、生体模倣を行った構造モデル研究として設計した BWB 形状機体を参照として[3]、機器構成の検討を行っている (Fig.3)。想定機体の主要諸元は、全長 27m、全幅 55m、全高 7.4m、最大離陸重量 75ton、座席数 120 席である。機体内へは中央部へ客室が配置され、その周辺に主燃料

*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
*2 中部大学
*3 日本大学

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

である液体水素タンクが搭載される。エンジンは主翼の付け根部に 2 基配置され、エンジンの燃焼ガスは機体後部の下方に排気される。エンジンの機体中心側には燃料電池（SOFC）が格納された耐圧容器が収められており、エンジン圧縮機出口の空気を抽気し SOFC へ供給する。SOFC で発電を行った後の余剰空気はエンジン燃焼器へ戻り、燃焼器によりさらに昇温されタービンに供給される。現状では、発電を行うエンジン部はガスタービンを想定し、有効な推力は発生しない想定としているが、今後の機器配置やシステム検討の結果によりエンジン本体でも推力を発生するシステムとなる可能性もあり、この場合はターボファンエンジンとすることも想定している。エンジンで発電された電気エネルギは機体上部にある電動ファン（Electric Driving Fan: EDF）により推進力に変換される。EDF は機体上部の境界層を吸い込む BLI 効果を期待し、機体埋め込み形状としている。燃焼器へは主翼内に搭載させるジェット燃料（SAF(Sustainable Aviation Fuel)を想定）も可能である。ファン動力は 12MW を想定し、総発電量の 30%を SOFC にて発電する想定としている。

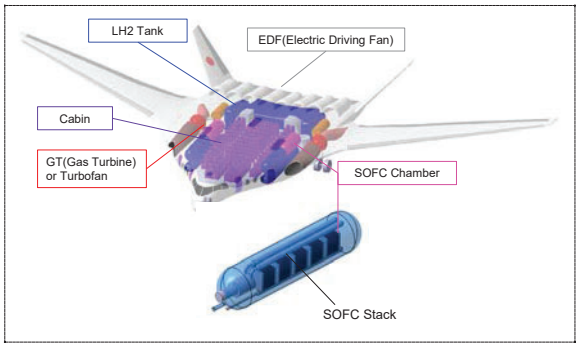



Fig. 3 Component Layout of the Emission Free Aircraft

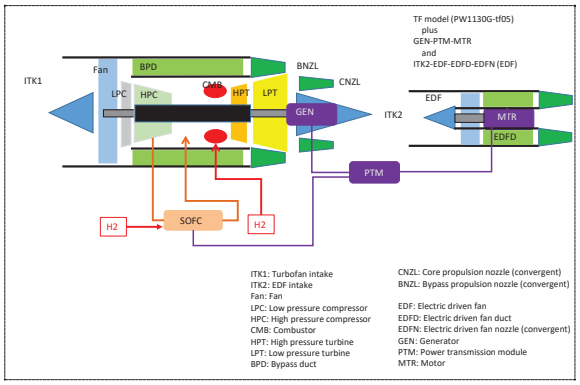



Fig. 4 Fuel and Electric Power Flow Diagram of the Emission Free Aircraft

本機体システムの性能推算を進めるにあたり、JAXA において開発を進めてきた推進性能推算プログラム VJE(Virtual Jet Engine)[4, 5]に対し、SOFC 性能推算部を追加するプログラム改修を完了している（Fig.5 右上部）。VJE はターボファンを想定した各要素の個別性能モデルをもとに、非設計点を含めた推進性能を推算することが可能なプログラムとなっているが、これに対し圧縮機出口の空気を抽気し、SOFC へ供給する機能を追加している。SOFC 部では流路形状（流路高さ、流路長さ、流路本数、セル数等）や SOFC 材料の特性（導電率、拡散抵抗、各部材の肉厚）を与えることにより、流体側の状態（圧力、温度）や発電性能（電流、電圧）を求めるものとなっている。SOFC 部の性能推算モデルは文献 6 を引用している。また、圧縮機出口の空気は SOFC 側と主燃焼器側に分岐する構成となっているが、プログラム構築を進めたところ分岐量と圧力損失双方の収束解を求めることが困難であったために、SOFC 側に分岐する空気流量および圧力損失は SOFC 入口部の状態量から発電解析により求めることとした。この結果、推進性能として評価する際には、計算結果から SOFC 出口に設ける仮想的な燃焼器における圧力損失を合わせこむ作業を行っている。

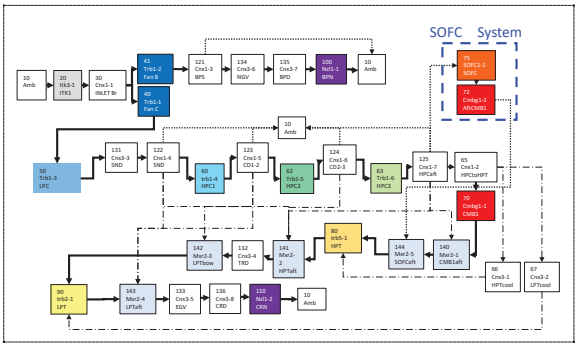



Fig. 5 Flow Diagram of the Virtual Jet Engine Program with SOFC System

## 2.2 SOFC 設計

SOFC の性能推算は VJE によって進めているものの、本プログラムは SOFC セルの面内電流分布や詳細な熱収支まで求めることができないため、並行して SOFC 部の忠実度の高い解析を行うことを目的として、単セルを想定した詳細性能推算を進めている。流路形状および各材料の設定例を Fig.6 および Table. 1 に示す。現在は SOFC の基礎的な発電性能を評価することを目的としており、短時間で計算を完結することと収束性を重視し、流路長さ 2cm の単セルモデルによる検証を進めている。また、SOFC セルの材料および物性は、Elcogen 社の ASC10B セルの特性を参照している[7]。Fig.7 に流路形状および境界条件を示す。

解析結果の一例を Fig.8(電流密度), Fig.9(酸素モル分率), Fig.10(温度)にまとめる。本計算は機体の巡航条件を想定し、空気供給圧力 2.73MPa, 空気供給温度 610℃で実施した。また、発電側の条件としてセル電圧を 0.72V としたものである。この結果、SOFC の酸素利用率 29%、水素利用率 57%と低めであるものの、平均電流密度が 1.8A/cm$^2$ となり、また SOFC 出口空気温度が 976℃となり、熱的に成立性のある解析結果を得ている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

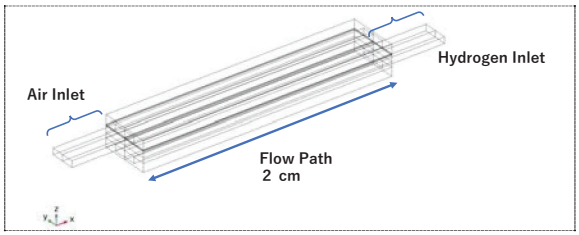



Fig. 6 Geometry of the unit cell of SOFC

Table. 1 Specification of SOFC Cell

| | Material (or Gas) | Height (Thickness) |
|---|---|---|
| Flow Channel (Cathode) | Air | 500 μm |
| Current Collector(Cathode) | LSC | 40 μm |
| Cathode | LSC | 20 μm |
| Electrolyte | YSZ | 3 μm |
| Anode | Ni-YSZ | 500+12 μm |
| Current Collector (Anode) | Ni Porous body | 400 μm |
| Flow Channel (Anode) | $H_2$ | 500 μm |

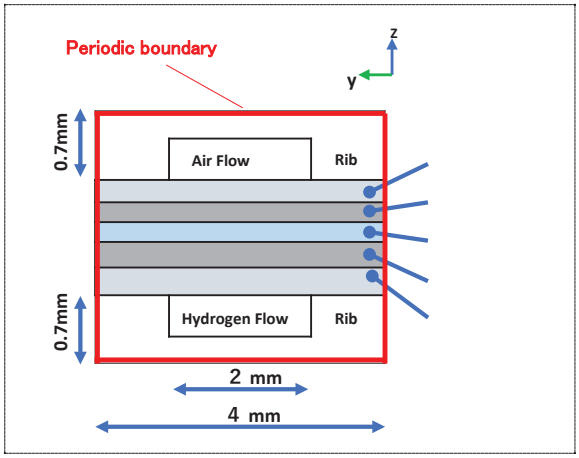



Fig. 7 Channel Size and Boundary Condition of Unit Cell Calculation

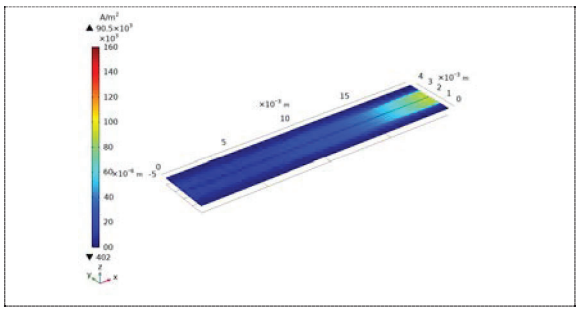


Fig. 8 Example of the Unit Cell cClculation (Current Dnsity)

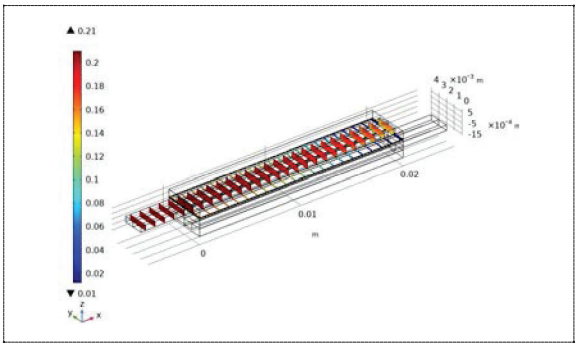


Fig. 9 Example of the Unit Cell Calculation (Oxygen Cncentration)

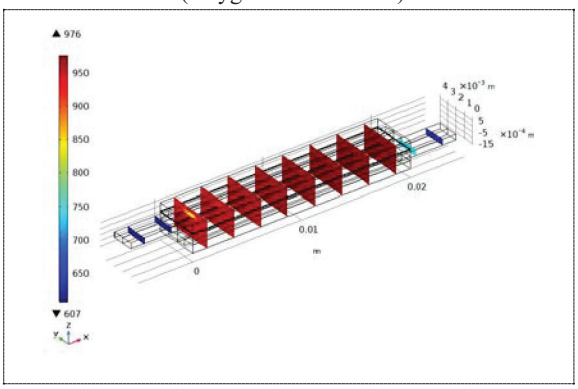


Fig. 10 Example of the Unit Cell Calculation (Temperature)

## 3. SOFC セル研究

### 3.1 SOFC セル研究開発

本航空機および推進システムの実現のために最も重要な技術課題は、軽量な SOFC セルおよびスタックシステムの実現である。本研究では、従来の主要な SOFC 電解質材料である YSZ(密度 6g/cm$^3$)よりイオン導電率が高く、かつ密度が小さい軽量電解質材料として、$CaTi_{0.93}Sc_{0.07}O_{3-\delta}$（CTS、密度 4 g/cm$^3$)を開発し、本電解質に適合する燃料極（Ni-CTS サーメット)、空気極（$LaNiO_3$-GDC コンポジット)、インターコネクタ（Ti 系合金に対し接触抵抗を軽減させるためのコーティング処理）の研究を行っている[8,9]。Fig.11 に材料評価例として燃料極の電気伝導度の改善例を示す。燃料極は Ni と CTS のサーメットにより構成されるが、それぞれの粉体の粉砕状況を変え、3 相界面を増やすことにより電気伝導度が改善することを確認している。現在は、更なる電気伝導度の向上に向け、コインセル規模における特性改善を進めているとともに、実用化に向けたセルの大型化検討を進めている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

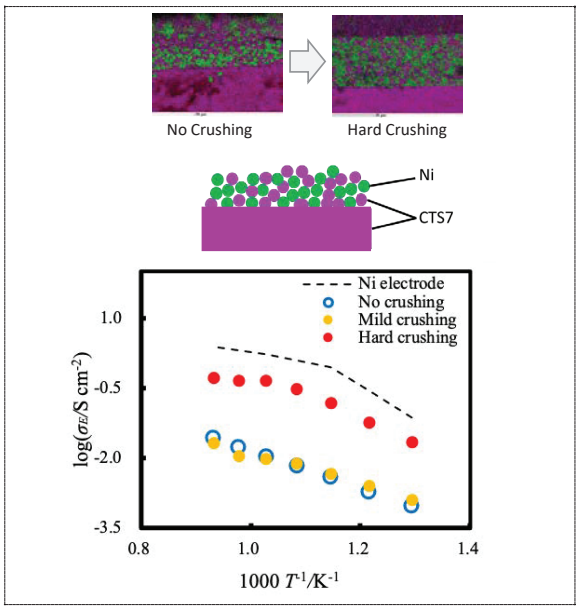



Fig. 12 Improvement of the Electrical Conductivity at Anode

## 4. SOFC および複合サイクルエンジン実験

### 4.1 SOFC セル基本性能評価実験模型の試作

本航空機および推進システムの実現のために解決しなくてはいけない技術課題の一つとして、SOFC の耐久性向上が挙げられる[10]。SOFC は急激な負荷変動や断続運転、シャットダウンなどを行い急激な温度変化を行うとセラミック部材間の熱伝導や熱膨張率の違いから歪みやクラックが生じ､電池としての性能劣化を起こす｡また、高温で電気絶縁とガスシールを行うシール材は実用化に向けた開発課題となっており、航空機のような急激な環境変化に対応するためには、現状をはるかに上回る材料技術の開発が必要となる。本研究では SOFC セルの耐久性向上に向けたセル特性取得実験を行うための試験治具を製作しており、Φ20mm のコインセルを対象とした IV 特性取得試験を開始している(Fig. 13)。

また、Φ120mm の SOFC セルを束ねた 5 セルスタックを試作し、空気側と水素側の差圧負荷による耐久性評価を行っており、50kPa の差圧までシール性および発電性能の低下が発生しないことを確認している。これらをもとに、耐久性のスタック構成より差圧制御方法の検討を進めている。



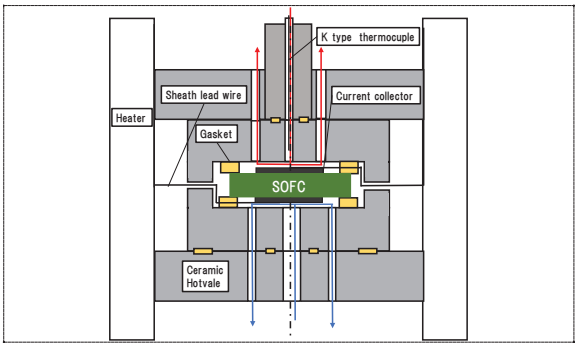



Fig. 13 Fabrication SOFC Unit Cell Test Chamber

### 4.2 SOFC-GT 複合サイクルエンジン実験

本研究において、SOFC の排熱を GT で回収することによる熱効率向上効果の検証および、SOFC と GT の起動制御方法の確立を目的とした小型試験模型（SOFC-GT 複合サイクルエンジン）を製作し、発電実験を行っている。Fig.14 に供試体の概要を、Fig.15 に空気の流れを示す。GT 部は JAXA で開発した小型ターボファンエンジン[11]を改修することにより発電装置を製作し、SOFC はマグネクス社[12]の SOFC スタック（40 セル）を利用している。GT 部の主燃焼器には燃料として灯油を供給している。

Fig.16 に実機において SOFC の安定した起動を行うための空気系統案を示す。SOFC の運転は、機体駐機中を想定し外部（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. 16(a)）と、飛行中を想定し 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. 16(b)）の双方を行えるようにすることを想定し、供試体は Fig.15 に示すように SOFC へ供給する空気源を外部空気源と GT に切り替えられるようにしている[2]。

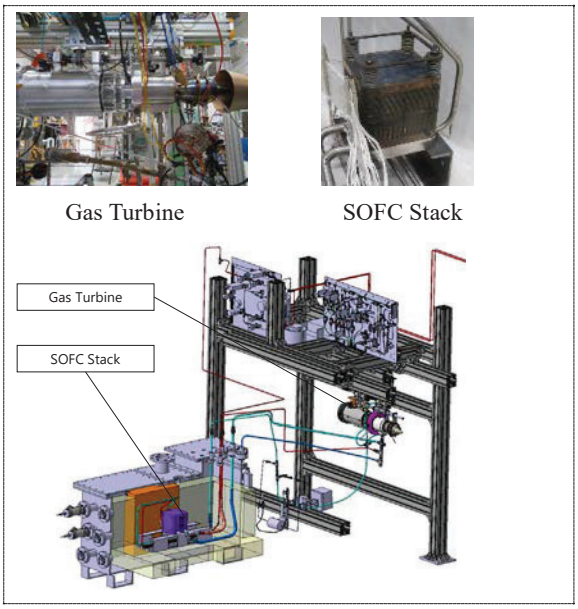



Fig. 14 Overview of SOFC-GT Combined Cycle Engine Test Model

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

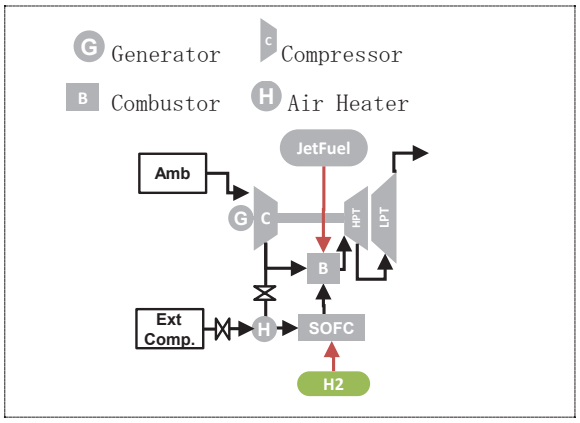



Fig. 15 Flow Diagram of SOFC-GT Combined Cycle Engine Test Model

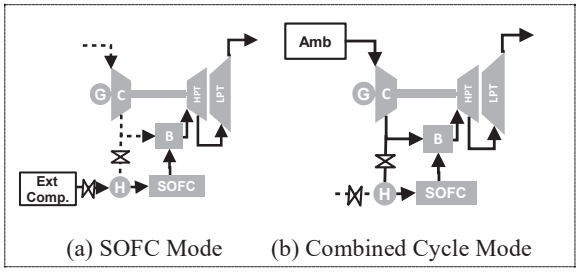



Fig. 16 SOFC Operation Mode

Fig.17 に本試験おける代表的な試験結果（エンジン回転数、SOFC および GT の発電量、SOFC 空気側および水素側流路の差圧履歴）を示す。本試験では、SOFC 外部から空気を供給した状態で SOFC を昇温した後にエンジンを起動、SOFC へ供給する空気をガスタービン側に切り替えるモード切替を行ったうえで SOFC の出力を定格作動点までに上げる運転を行い、すべての試験範囲において SOFC の差圧を 5kPa 以内に収め、スタックの性能劣化を起こさず運転することに成功している。

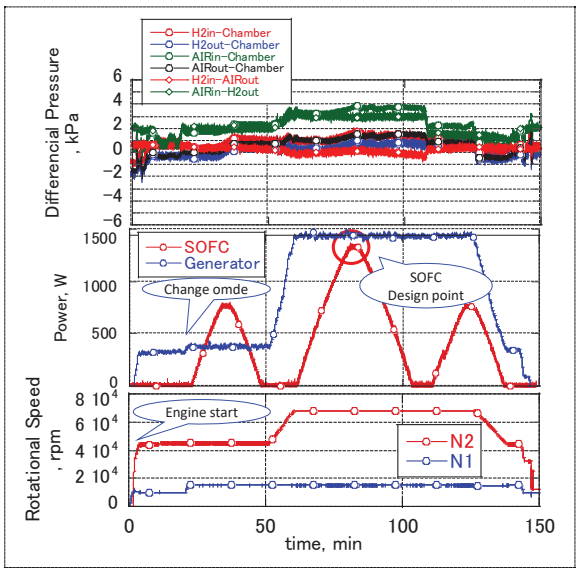



Fig. 17 Test Result of the GT-SOFC Combined Cycle Engine (Rotational Speed (N1, N2), Power (GT, SOFC), SOFC flow Difference Pressure)

本試験にから評価した熱効率の改善効果を Fig. 18 にまとめる。SOFC と GT をコンバインド化させる効果は、SOFC で発電をする際にエントロピ熱など損失として発生する熱量を燃焼器で回収する排熱回収効果としてとらえることができ、排熱回収効果が熱効率（発電効率）に与える量を評価している。左側はガスタービンと SOFC のそれぞれを単独で運転した場合の熱効率（SOFC と GT の総発電量/供給した水素および燃料の低位発熱量）を評価したものであり、2.85%となっている。一方、右側に示すように、SOFC の排熱を GT に供給すると、GT へ供給する燃料の流量が減少し、この結果熱効率は 2.89%へ向上し、0.04pt の熱効率改善効果が認められた。熱効率および排熱回収による熱効率向上分が定量的に小さいいのは、ガスタービンが小型のものであり本体の熱効率が低い（実験時の条件で 1.6%）ものを使用しているため、このため供給する水素の発熱量に対し、燃料の発熱量が極端に多いことによる。このため、現状では、本実験における排熱回収効果の評価は定性的なものにとどまっているが、今後は各要素の出力を改善させ、定量的は評価に進みたいと考えている。

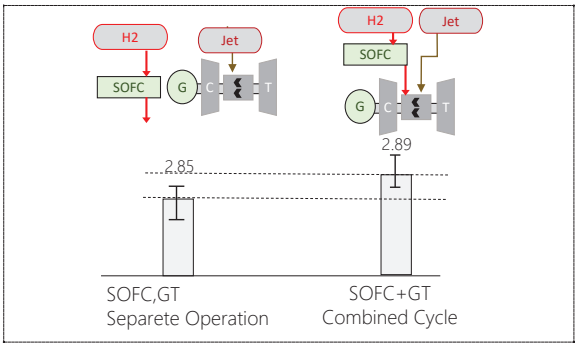



Fig. 18 Power Generation Efficiency of the SOFC-GT Combined Cycle Engine

### 4. 3　排熱回収部着火保炎特性試験

SOFC の発電による生成物である水蒸気はセルの水素側に発生するため、排熱回収部から燃焼器へ供給される水素と水蒸気との混合気となる。このため、排熱回収部で燃焼する水素の保炎特性の改善や火炎距離の短縮が課題となる。本研究では、SOFC-GT 複合サイクルエンジンの排熱回収部および燃焼器を模擬したダクトを製作し、保炎特性の評価を行っている。Fig. 19 に供試体の設置状況を示す。保炎特性の評価は Fig.20 に示す複合サイクルエンジン実験の条件を模擬しており、エンジンがアイドルの状態では、主燃焼器火炎による保炎促進効果により良好な火炎を目視にて観測した。

エンジンを起動停止する際には、SOFC には外部空気から少量の空気及び水素を供給する必要があり、これらの排気が燃焼器へ流入し続ける状態となる。Fig.20 上側の写真は、エンジン停止時を模擬した保炎状況であり、エンジン停止により主燃焼器への燃料供給が停止した後

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

も燃焼器内に供給されるわずかな水素により保炎が継続することが観測された。これらの保炎特性についてはFig. 21 に示す、Φ0.5mm のアルミナ性最細管によるリアクタ供試体を製作し、保炎特性の詳細評価を進めている(12)。

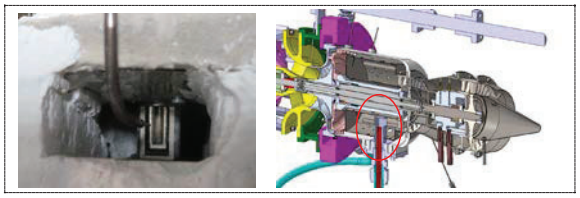


Fig. 19 Evaluation model of the

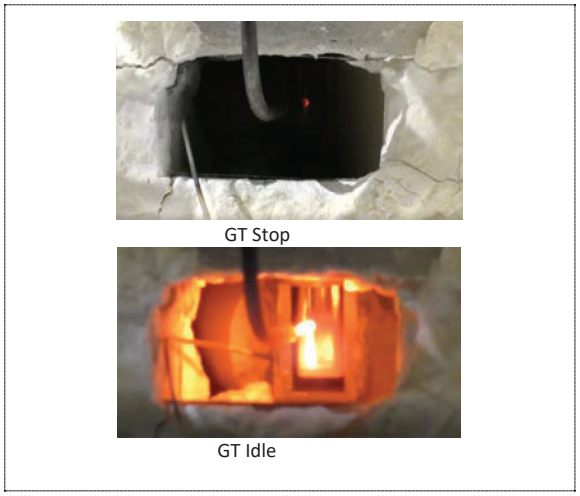



Fig. 20 Picture of the Hydrogen flame

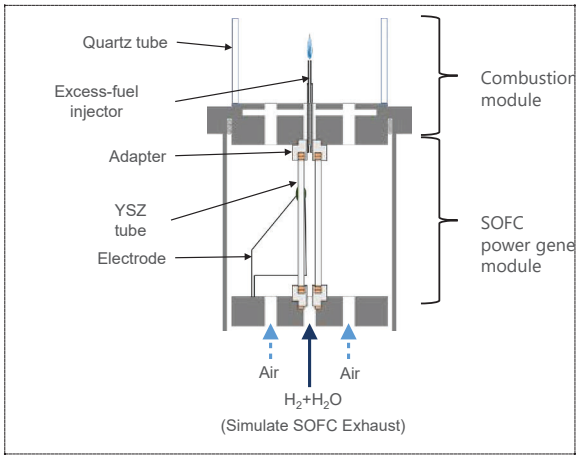



Fig. 21 Picture of the Hydrogen flame

## 4. まとめ

本稿においては、エミッションフリー航空機の実現に向け、航空機および SOFC システム設計、SOFC 軽量化技術開発、小型エンジンによる発電実験等の活動状況を紹介した。

## 謝　辞

本研究を進めるにあたり、田中靖子氏、賀澤順一氏（システム設計支援）、山田秀志氏、國安清治氏、鈴木匡氏、深澤勇登氏（実験支援）、井上侑大氏、古田大貴氏（燃料電池特性評価試験）に多大なる支援をいただいた。

## 参 考 文 献

(1) 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, ガスタービン学会誌, Vol. 49, No. 1 (2021).
(2) 小島孝之，田頭剛，岡井敬一，小林宙，西沢啓，航空機用 SOFC-GT 複合サイクルエンジンの研究開発，第 61 回航空原動機・宇宙推進講演会 (2022).
(3) 星光，“非従来型航空機の構造線図創出に向けた生物模倣の取り組みについて”，第 57 回飛行機シンポジウム講演集, 2019 年 10 月.
(4) Yoshitaka Fukuyama et al., Development of the Virtual Jet Engine :Part-1 Simulation Core Development and Benchmarking, IGTC07 Tokyo(2007).
(5) Yoshitaka Fukuyama et al., Development of the Virtual Jet Engine :Part-2 Application for Engine System Simulation, IGTC07 Tokyo(2007).
(6) Daniel F. Waters, Christopher P. Cadou,” Engine-integrated solid oxide fuel cells for efficient electrical power generation on aircraft”, Journal of Power Sources 284 (2015) 588-605.
(7) Elcogen 社 HP, https://www. https://elcogen.com/ (参照日 2022 年 8 月 23 日).
(8) 橋本真一他, 固体酸化形燃料電池の軽量化技術開発と電動航空機への応用の可能性, 第 61 回航空原動機・宇宙推進講演会 (2022).
(9) 橋本真一、第 2 編第 2 章第 2 節、空飛ぶクルマ（中野冠監修）、pp.165-180、NTS（2020）
(10) 工藤徹一他, 燃料電池, 内田老鶴圃, pp155-188.
(11) 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 2022 年 1 月 5 日).
(12) マグネクス社 HP, https://www.magnex.co.jp/stack.html(参照日 2021 年 8 月 20 日).
(13) 古田大貴他, SOFC 余剰燃料の燃焼に及ぼす余剰燃料中水蒸気の影響, 第 61 回航空原動機・宇宙推進講演会 (2022).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-7

# Blended Wing Body の推進統合設計における境界層吸い込みの検討

## Designing Blended Wing Body with Integrated Engines Using Boundary Layer Ingestion (BLI)

○河野 雅大[*1] 小桐間 智也[*1] 安藤 翔[*1] 佐藤 哲也[*1]
KONO Masahiro KOGIRIMA Tomoya ANDO Kakeru SATO Tetsuya
岡井 敬一[*2] 賀澤 順一[*2] 正木 大作[*2] 小島 孝之[*2]
OKAI Keiichi KAZAWA Junichi MASAKI Daisaku KOJIMA Takayuki

**ABSTRACT**

Boundary Layer Ingestion (BLI) is an effective measure to reduce energy consumption in flight. And this system is useful with Blended Wing Body (BWB), which is an alternative concept to conventional tube & wing aircraft. BWB is featured by highly integrated fuselage/nacelle, which has better aerodynamic characteristics. Power-balance method described by Drela is popular method to calculate BLI benefit. This paper shows some results and future plans of the on-going research which is aimed to analyze BLI benefit for BWB model developed by JAXA using power-balance method. Using CFD, cruise condition and detail of thrust system were decided, and integrated fuselage/nacelle airframe was designed.

**キーワード：**境界層吸い込み（BLI），Blended Wing Body（BWB），推進統合設計
**Key Words:** Boundary Layer Ingestion (BLI), Blended Wing Body (BWB), fuselage/nacelle integration

### 1. はじめに

近年の航空輸送量の増加を受け，二酸化炭素の排出量を抑制するために航空機の環境適合性向上が求められ，それに向けた新たなコンセプトの 1 つとして胴体と翼が一体化した翼胴融合機（Blended Wing Body，以下 BWB と表す）が提唱されている．BWB では従来型の航空機に比べて高揚抗比を実現し，また電動化や推進器の分散搭載などと組み合わせたシステム全体での最適化を行うことで大幅な燃費改善が可能であると考えられている．BWB では機体と推進システムが高度に統合されていることが特徴として挙げられる．Fig. 1 に BWB のコンセプト図の例[(1)]を示す．

また，この BWB システムでは推進器を機体上面の機体表面に埋め込むように配置することにより，境界層吸い込み（Boundary Layer Ingestion，以下 BLI と表す）を導入することによる更なる燃費向上が期待される．これは機体表面に配置された推進器に胴体上の境界層を吸い込ませることによって機体後部に生じる気流の速度差を平滑化し，散逸によるエネルギーロスを減らすことで飛行に必要な動力削減を可能にするものである．加えてエンジンを埋め込むことによる濡れ面積の削減や境界層を吸い込むことによる推進効率の改善，騒音低減など総合的な性能向上が見込まれる．一方で従来推進器に吸い込ませないようにしていたディストーション流れが流入することによってファンのブレードに負荷がかかることや熱効率低下を招く[(2)]など，デメリットも存在する．

BLI システムにおいてはこれらのメリットとデメリットを包括的に評価する必要があるとともに，従来のように推進器単体・機体単体の独立した評価ではなく，システム全体を俯瞰した評価を行う必要がある．

BWB へ BLI を適用した場合の性能評価については先行研究では CFD 解析を主軸としたものがほとんどであり，後述するパワーバランス式を用いた理論解析及びパ




Fig. 1 Blended Wing Body (BWB) Concept[(1)]

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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ラメタスタディを行っている前例が無い.

そこで, 筆者らは宇宙航空研究開発機構（以下 JAXA と表す）が開発を進める BWB 機体について BLI を適用した場合の最終的な性能評価を行うことを目的とし, 飛行条件の策定からエンジン要求性能の決定, CFD を用いた数値計算及びパワーバランス式による理論解析まで一連の設計開発・解析を行っている.

本稿では上記の取り組みについて, 現在までの進捗報告および今後の予定について記す.

## 2. BLI について

従来型のエンジンにおいては, エンジンの推力と機体抗力を分離して運動量の時間変化（つまり力）で評価することが一般的であったが, エンジンが機体に統合された BLI では推力と抗力が相互に影響するためにこれを分離した力による評価が難しい. そのため BLI の評価にあたっては Drela[3]の提唱したパワーバランス式が用いられることが多い. これは機体について単位時間の仕事のバランスを考えることで, 機体/エンジンについての流体の速度差に起因する散逸量を組み込んで評価を行うものである. パワーバランス式の概要のみをここでは示すことにする. 詳細については参照文献 [4] を参考にされたい.

機体について気流の粘性によるエネルギー散逸と, エンジンに入力された機械的な仕事のバランスについて, 以下のつり合い式が成り立つ.

$$F_X V_\infty = \Phi_\infty - P_K - P_V \tag{1}$$

ここで$F_X$は機体にかかる合力, $V_\infty$は気流速度, $\Phi_\infty$, $P_K$, $P_V$ はそれぞれ機体についての全散逸, エンジンが流体に対して為す機械的仕事, 体積力を表す.

気体の体積力が十分小さいと仮定し, 全散逸を分解して各種の散逸の和として表現することで次式が得られる.

$$F_X V_\infty = \left(\Phi_{surf} + \Phi_{wake} + \Phi_{vortex}\right) - \left(P_K - \Phi_{jet}\right) \tag{2}$$

ここで右辺について, $\Phi_{surf}$は機体表面での摩擦による表面散逸, $\Phi_{wake}$は機体後部に生じる低速流れ（後流）による後流散逸, $\Phi_{vortex}$は翼端に生じる翼端渦による渦散逸, $\Phi_{jet}$はエンジン出口から噴出される高速の気流によって生じるジェット散逸である. Fig.2 に散逸の概要図を示す.

BLI ではエンジンに境界層を吸い込ませることにより高速のジェットと低速の後流について主流との速度差を平滑化することでジェット散逸と後流散逸を大きく削減する. 加えてエンジンを埋め込む分ナセル・パイロン面積が削減されることから表面散逸も削減が可能である.

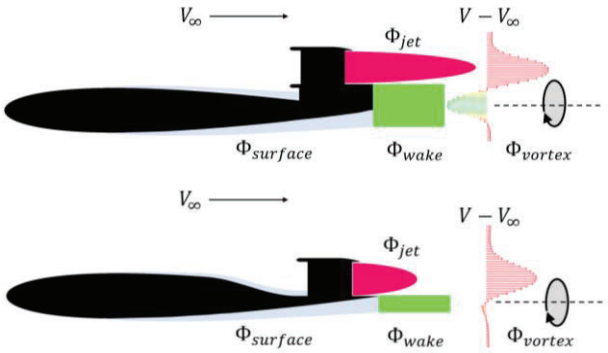



Fig.2 Comparison of dissipation in cruise condition (Upper: non-BLI, Lower: BLI)

推進システムに電動ファンを使用する場合には, 理論上必要な機械的な仕事$P_K$を為すために必要な消費電力$P_E$を変換効率$\eta$ で関係づけることで BLI のデメリットであるディストーション流れの流入に伴う推進器の効率低下を組み込むことが可能になる.

$$\eta = \eta_m \times \eta_f \tag{3}$$

ここで$\eta_m$はモーター効率, $\eta_f$はファン効率である.

## 3. 研究対象の機体について

本研究では JAXA の星らが研究開発を進めている BWB 機体[5]をベースとし, 推進システムとして BLI を適用した場合と, 推進器/胴体が分離した従来型の推進システムを適用した場合でどれだけ必要動力に差が生じるかを解析することを目指している. 対象機体は生物の骨格構造を参考に, 強度設計最適化の観点から作成されたモデルである. Fig. 3 に対象機体のベース形状のモデルデータの鳥瞰図を示す. 対象機体は全長 27 m, 120-150 席クラスを想定している.

CFD 解析については, スーパーコンピュータシステム「JSS3」を使用し, JAXA で開発された高速非構造格子流体ソルバー「FaSTAR」を用いて実施した. Fig. 4 に BWB ベース形状についての計算格子の様子を示す. 尚, 計算格子については非構造格子で作成しており, セル数は約 2180 万点である. また解析条件を Table. 1 に示す.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

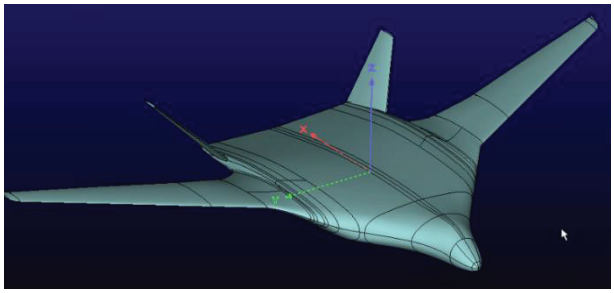


Fig.3　Model of BWB aircraft

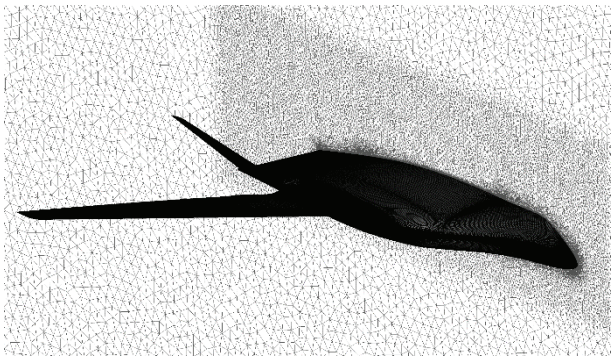


Fig.4　Overview of computational grid

Table 1 CFD Scheme

| 条件 | 値 |
|---|---|
| 支配方程式 | RANS |
| 乱流モデル | SA-noft2-R |
| 収束計算・時間発展法 | LU-SGS 法 |
| 精度 | 2 次精度（MUSCL 法） |
| 空間勾配計算法 | GLSQ 法 |
| 空間勾配制限関数 | Hishida (van Leer 型)[6] |

## 3. 検討手順について

BWB へ BLI を導入した場合の性能評価について，筆者らは次の 5 つのステップ：1）機体・飛行条件策定, 2）エンジンサイジング, 3）エンジンナセル設計, 4）推進統合形態についての数値計算, 5）パワーバランス式に基づく理論解析，で段階を踏んだ設計開発を行っている．

まず飛行条件の策定において，主に巡行状態における高度や迎角，巡行速度等に加えて使用燃料やエンジンの種類など基本的な性能・環境の条件を設定した．

続いて上記の飛行条件で必要な推力を発揮するために必要なエンジンのサイジングを行うことで， エンジンの器数やファンサイズを算出した．

必要なエンジンの要求サイズが算出されたのちに，BLI を適用するにあたってのエンジン埋め込みのためのエンジンナセル形状の設計を行った．本研究では S 字ダクトを採用し，境界層を吸い込ませるダクト形状を設計しベース機体へ取り付けを行い，統合形状を作成した．

ここまでで機体形状の設計が完了し，対象機体について FaSTAR を用いた数値計算が可能になる．ここでは対照条件としてエンジンを埋め込まずにエンジンと機体をパイロンで接続した従来型の機体を用意したうえで，両形態について機体性能の数値計算を行う．

最後に Drela のパワーバランス式に基づいた理論解析を行うことにより，最終的に想定した巡行状態において従来型の機体に比べて BLI 形態がどれだけ必要動力を削減可能か解析評価することが可能となる．

## 4. 検討結果

### 4.1　機体・飛行条件策定

飛行条件の策定にあたってはまず前提となる巡行マッハ数および高度を設定した．次に決定した前提条件の下でベース形状について機体の迎角を変化させて CFD による解析を行い，抗力や揚抗比，及び必要な推力を算出した．巡航マッハ数において必要揚力を出せる迎角を設定したうえで，エンジン搭載に伴う抗力増加を仮定した場合のエンジン推力を決定した. Fig. 5 に迎角 1 度における圧力分布の計算結果を, Fig. 6, 7 にベース形状の空力性能の一部を示す．エンジン搭載時の形状抗力増加率は MIT において研究が進められているダブルバブル機体 D8 の研究成果[7]を参照し, 10%増加すると仮定している．

また推進器は，エミッションフリーを見据えた超電導モータ/ファンを使用することとした．これは，従来の電動モータでは要求推力達成のために重量が大きくなりすぎる点や，使用燃料の液体水素を冷却に用いることができる点を踏まえシステム実現性向上を図るものである．決定された機体・飛行条件について Table 2 に示す．

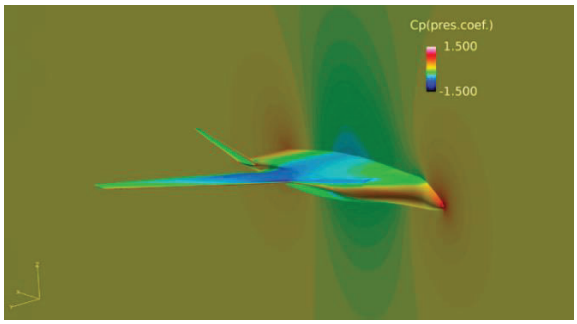



Fig. 5　Pressure field (attack of angle: 1°)

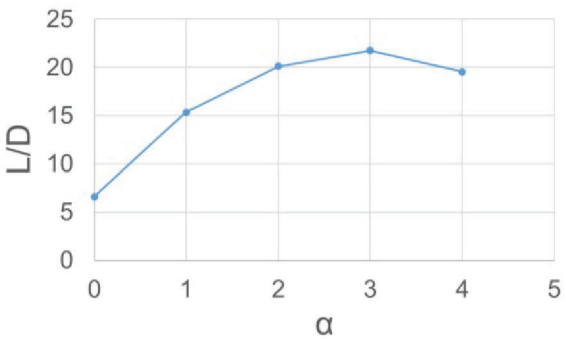



Fig. 6　CFD results of L/D with attack of angle

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

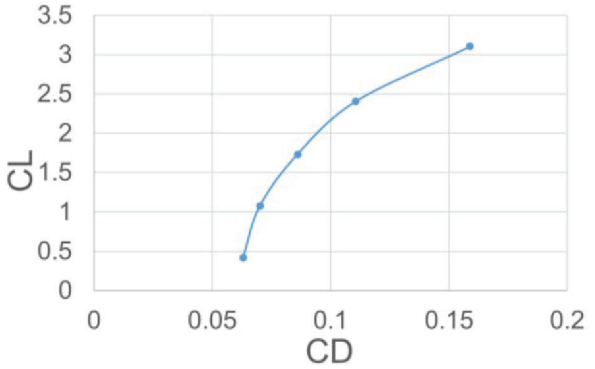



Fig. 7　Drag coefficient versus Lift coefficient

Table 2　Condition of cruise and system

| 条件 | 値 |
|---|---|
| 巡行速度 | Mach 0.78 |
| 飛行高度 | 35 kft |
| 巡行迎角 | 1 Deg |
| 推進器 | 超電導ファン |
| ミッションプロファイル | TRA2012A[8] |
| 巡航時推力 | 51.4 kN |

### 4.2　エンジンサイジング

BLI の解析に際しては，推進ファンとモータの組み合わせの分散配置に係る情報が必要となる．Okai らが NASA N3-X 分散推進系の仕様・条件に対して全超電導モータを搭載した場合のモータ・ファンの配置評価の方法[9]を本参照機体に適用する．全超電導モータ設計における部分負荷条件評価は石田らの構築したモデル[10]が組み込まれている．全超伝導モータは寺尾らの示した冷却構造を有するモータとしてモデルを組み込んでいる[11]．

モータとファンの組み合わせのサイジングの手法概要を Fig. 8 に示す．BWB 参照機体の推進系を除いた形態に対して飛行時の空力解析を行い，飛行時の特性評価のための$C_L$や$C_D$等を取得し，空力設計点における抵抗からマージンを設け必要推力の合計値を設定する．あわせて対応する離陸推力の対応値を仮決めする．

これらの値に対して，分散ファン配置評価手法に基づき，ファン・モータの基数とファンの空力設計点における圧力比パラメタとして解析評価を行った．Fig. 8 に示されるように，空力設計点におけるファンの必要動力を求め，ここからスケーリングされたファンマップに基づき地上におけるファンの必要動力を求め，モータ効率とからモータの地上（モータ設計点）におけるサイジングを行う．モータについては，設計点（地上）と空力設計点（モータには非設計点）の各々のモータ効率を求めて空力設計点の再評価を行う．

以上手法に基づき算出されたモータ 1 基の比出力推定値のファン圧力比・ファン（＋モータ）基数に対する値を Fig. 9 に示す．BWB の胴体上方の分散ファンの設置範囲（最大幅），ファン 1 基あたりの径の制限値，回転数設定範囲等の制約条件を満足する適正値を選択する． 比出力は大きいことが望ましいが，Fig. 9 の範囲からファン基数を 6,8,10 基，空力設計点におけるファン圧力 1.4 程度を設計目標と定め，得られた幾何学的数値等に基づき入口ダクト・ノズルの設計を行った．

本報ではファン8 基での結果を示す．上記のサイジングの結果，必要なファン直径が 1.15 m と算出された．




Fig. 8　Procedure for propulsion module (fan and motor) sizing.

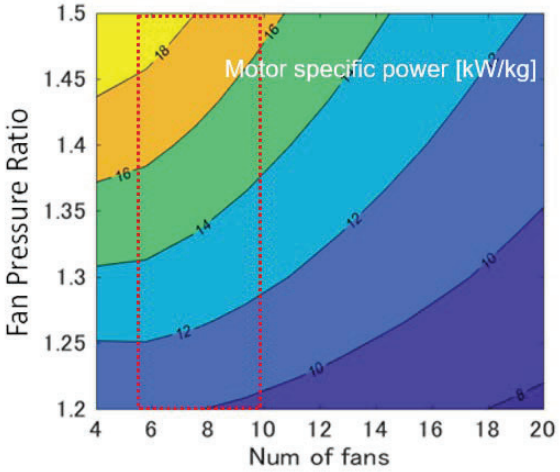



Fig. 9　Variation of motor specific power with the change of number of fans and fa pressure ratio at aerodynamic design point.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 4.3　ナセル設計

機体表面へエンジンを埋め込むにあたって, Kim ら[12] の BWB での S 字ダクト設計についての先行研究や, 渡辺ら[13] の亜音速ディフューザ設計の研究を参照しながら, 現在 S 字ダクトの設計を行っている. Fig. 10 に現在設計中のダクトの外観を示す. ダクト入口は半円であり, 先のエンジンサイジングで算出された直径 1.15 m のファンが S 字ダクト出口に収まるように断面積が拡大するよう設計している. ダクト後方にはノズルを配置し, 全体としてエンジンナセル設計を行っている.

S 字ダクトの設計においてはダクト内で剥離や循環等の複雑流れを起こさずにスムーズにファンへ境界層を流入させることに加え, 形状抗力を最小化するような設計が必要であり, ダクト単体の流れ場の解析と併せて現在取り組んでいる段階である. Table 3 に現段階でのナセルの諸元を示す.

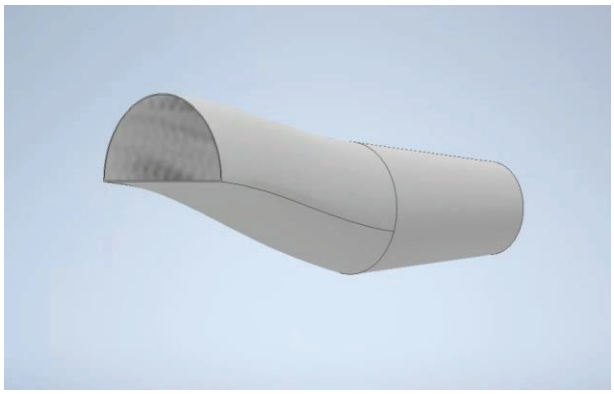


Fig. 10　Overview of S-shape duct & nozzle

Table 3 Condition of S-shape duct

| 条件 | 値 |
|---|---|
| ダクト長 | 2.32 m |
| ダクト入口直径 | 1.5 m |
| ダクト出口直径 | 1.15 m |
| 基数 | 8 基 |
| ダクト流路面積拡大率 | 1.2 倍 |

## 5. 今後の取り組み

### 5.1　推進統合形態について CFD

前述したエンジンナセルをベース機体に統合し, 推進統合形態を作成したうえで CFD による数値計算を行う予定である. Fig. 11, 12 に統合形態のイメージ図を, Fig. 13 に機体レイアウトのイメージを図を示す. また, BLI 化の利得を算出するための比較対象として, 従来型のエンジンナセルと機体をパイロンで繋いだ機体形状についても設計中である.

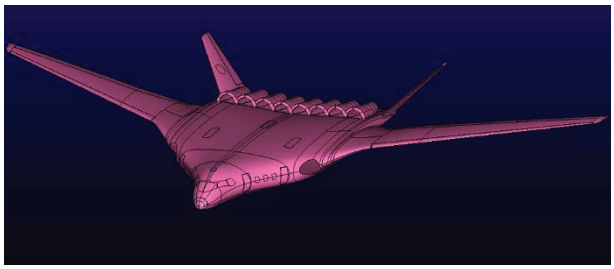


Fig. 11　Integrated airframe/engines model

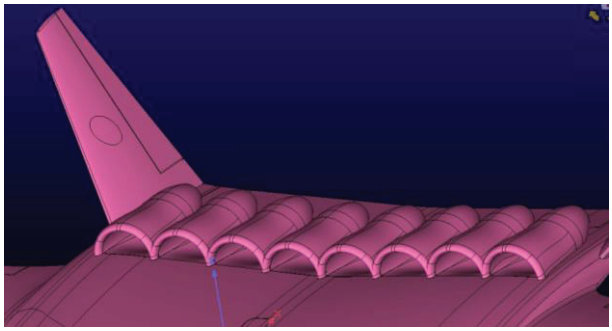


Fig. 12　Zoom on vicinity of engine nacelles

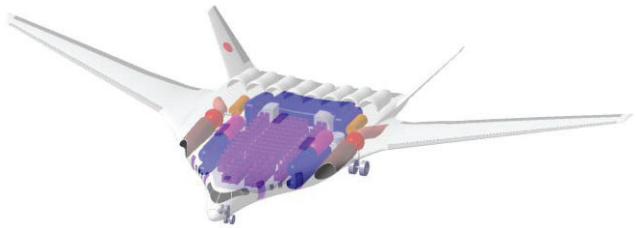


Fig. 13　Layout concept of inner structure

### 5.2　パワーバランス式を用いた解析

前節で述べた推進統合形態の数値計算結果を用いて, 従来型のエンジン-機体分離形状とエンジンを埋め込んだ BLI 形状についてパワーバランス式を利用して必要動力の差を算出することができる.

先に示した D8 のパワーバランス式による理論解析の結果[14] では, BLI 化によってエンジンが為す機械的な仕事を約 8.2% 削減可能であるとしている.

今後数値計算や理論解析の結果を用いるとともに, 境界層流入条件を模擬したファン単体の数値解析を進めることで効率低下についても取り組むことで, BWB の BLI 利得を正確に算出していくことを目指している.

加えて本解析結果を用いた機体形状の最適化やパラメタスタディなどを行うことを目指している. 生体模倣により強度設計の面から最適化を目指して作成された対象機体について, 空力的な面からの解析を組み合わせることで BWB 機体において BLI を適用する際の最適な機体/エンジン統合形態形状を実現するための有益な示唆が得られると考えられる.

本報では最初に決定した巡行マッハ数 0.78, 飛行高度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

35 kft という固定条件下で BWB への BLI 導入の利得を解析しているが, 今後は巡行状態条件についても複数ケースを設定しながらエネルギー消費量を最小にする条件を模索していく予定である.

## 6. まとめ

JAXA が生体模倣のアプローチで開発を進めている BWB 機体について, 推進システムに BLI を導入した場合のエネルギー削減量を従来型のエンジン/機体分離型の機体と比較して算出することを目的に, 現在筆者らが行っている一連の開発設計・解析の取り組み状況を報告した.

- ステップ 1: 巡行速度及び高度を最初に設定し, CFD を用いて設定条件下で必要な飛行条件を策定するとともに, 機体性状を決定した.
- ステップ 2: 超電導ファンのサイジングを実施し, ファン直径等の詳細を決定した.
- ステップ 3: 上記ファンを機体表面に埋め込むためのダクト・ナセル設計を現在行っている.

また, 今後の取り組みの予定についても報告した.

- ステップ 4: ナセルを機体ベース形状に組み込み, 推進統合形状について数値計算を実施する.
- ステップ 5: 機体について仕事量のつり合いで考えるパワーバランス式を用いた理論式による解析を行う.

本研究は巡行速度・高度を固定して BLI 利得の評価を行うものであるが, 次のステージとしてこれらを変化させることで BWB の消費電力について包括的に最適な巡行条件を研究することを見込む.

## 参 考 文 献


(1) Ronald. T. K., Douglas. M. F., Leonel Serrano Boeing Phantom Works, Blended Wing Body (BWB) Boundary Ingestion (BLI) Inlet Configuration and System Studies, NASA/CR-2006-214534, (2006)

(2) Ochs, S. S., Tillman, G., Joo, J., Voytovych, D., CFD based Analysis of Boundary Layer Ingesting Propulsion, AIAA 2015-3800, (2015)

(3) Drela. M., Power Balance in Aerodynamic Flows, AIAA Journal, Vol. 47, No. 7, (2009), DOI: 10.2514/1.42409.

(4) Uranga. A., Drela. M., Hall. D. K., Greitzer. E. M.: Analysis of the Aerodynamic Benefit from Boundary Layer Ingestion for Transport Aircraft, AIAA Journal Vol. 56, No. 11, 2018, pp4271-4281.

(5) 星光, 青木雄一郎, 杉本直, 志谷徹, 山上知宏, 中村俊哉, 非従来型航空機の構造線図創出に向けた生物模倣の取り組みについて, 第 57 回飛行機シンポジウム, JSASS-2019-5016, (2019)

(6) 菱田学 他, 高速非構造 CFD ソルバ FaSTAR における新勾配制限関数, 第 42 回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2010 論文集, JAXA-SP-10-012, (2010)

(7) Casses, C., Aerodynamic Benefits of Boundary Layer Ingestion for the D8 Double-Bubble Aircraft, M.S. Thesis, Massachusetts Inst. of Technology, Cambridge, MA, (2015)

(8) 野村聡幸, 燃費消費削減を目指した将来旅客機の概念設計, 宇宙航空研究開発機構研究開発報告, ISSN 1249-1113, JAXA-RR-13-007, (2013)

(9) Okai, K., Taguchi, H., Terao, Y., Ishida, Y., Ohsaki, H., Electromagnetic-Component-Coupled Performance Analysis of Future Turboelectric Aircraft Propulsion Systems, AIAA2020-3678, AIAA Propulsion and Energy Forum 2020, August 2020.

(10) 石田裕亮, 寺尾悠, 大崎博之, 岡井敬一, 田口秀之, 電動航空機に用いる超電導回転機の部分負荷解析, 第 58 回飛行機シンポジウム, (2020)

(11) 寺尾悠, 大崎博之, 岡井敬一, 田口秀之, エアギャップ中の稀薄ガスによる回転子冷却法を採用した電動航空旅客機推進系用全超電導モータの電磁設計, 2021 年電気学会産業応用部門大会, (2021)

(12) Kim, H. D., Felder, J. M., Tong, M. T., William, J. B., Haller, W. J., Turboelectric distributed propulsion benefits on the N3-X vehicle, Aircraft Engineering and Aerospace Technology, An International Journal, Vol. 86 Issue 6, (2014), pp. 558-561.

(13) 渡辺安, 村上哲, 亜音速ディフューザの面積分布と中心線形状が空力性能に及ぼす影響, 日本機械学会論文集, 70 巻, 696 号, (1999)

(14) Uranga, A., Drela. M., Greizer, E. M., Titchener, N. A., Michael. K. L., Siu.N. M., Huang. A. C., Gatlin. G. M., Hannon. J. A., Preliminary Experimental Assessment of the Boundary Layer Ingestion Benefit for the D8 Transport Aircraft, AIAA 2014-0906, 53rd Aerospace Science Meeting, (2014)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会（福岡）講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-8

# 実エンジンを用いた水噴射による推力増強の検証と性能計算によるエンジン作動に水分が及ぼす影響の評価

# Experimental Study of Engine Thrust Augmentation by Water Injection and Gas Turbine Cycle Calculation Method Including Non-Ideality and Condensation Effects

○二村 尚夫*1
FUTAMURA Hisao

**ABSTRACT**

An engine water ingestion experiment for thrust augmentation is presented and thermodynamically analyzed by the method to show typical two-phase fluid dynamic conditions as the inlet fogging and the wet compression are graphically explained. Improved Gas Turbine Engine Cycle Analysis method enables not only the cycle definition for dry air, but also the estimation of engine behavior including the non-ideality and water content effects as vapor or liquid state on practical engine operation.

**キーワード：**ガスタービン，ジェットエンジン，エンジンサイクル，効率，熱力学，状態方程式，凝縮
**Key Words:** Gas Turbine, Jet Engine, Engine cycle, Efficiency, Thermodynamics, Equation of state, Condensation

## 1. はじめに

現代の社会活動は世界的にますます活性化，高度化しており，旅客・貨物の航空輸送の伸長が認められる一方，化石燃料の埋蔵量は限られたものであるため，エネルギーの多様化と効率的な利用，環境配慮技術の開発等が重要な課題となっている。輸送機器や発電装置の主たる動力源となっている各種エンジンに対して，これらの要求はいずれも当てはまるものであり，実際の設計・製造・運用の段階で，従来よりも細かく精密な取り扱いが必要になっている。特に航空機用エンジンの運用面では性能に対する湿度，降雨の影響が大きいため，本項において気体，液体の水分を含めた系に拡張しサイクル計算の高度化を図る。

## 2. 実環境におけるジェットエンジン作動

航空力学の教科書で解析の前提として紹介される国際標準大気(ISA)は乾燥空気を想定しているが，実際のジェットエンジンは湿度のある大気，または降雨，降雪等の水分をも含んだ大気で作動している[1)]。また，圧縮機入口，出口への水噴射は推力増強法として知られている技術である。本報では，筆者の所属機関（旧（独）航空宇宙技術研究所）が実施したエンジン水噴射試験を例にとり，実験と解析の結果を比較する。

*1 (国研)宇宙航空研究開発機構 航空技術部門 客員
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: Futamura.hisao@jaxa.jp

### 2.1 エンジン水噴射予備試験の経緯

当該試験は平成13年度に同研究所の航空推進6号館に設置されている地上エンジン運転試験設備で実施された[2,3)]。供試エンジンは同研究所で次世代超音速旅客機に必要とされる，超音速層流技術および機体-推進統合設計技術の飛行実証を目指して実施中であった「超音速機技術の研究開発」プロジェクト(1997-2007)において，ジェット実験機の推進用に米国テレダイン社から購入したYJ69-T-406ターボジェットエンジンである。このエンジンの概要を表1に示す[4)]。

Table 1. Test Engine

| | |
|---|---|
| Manufacturer | Teledyne Continental |
| Model | YJ69-T-406 |
| Application | Supersonic Drone, BQM-34E&F |
| Type | Single spool dry turbojet |
| Compressor | 1 Axial + 1 Centrifugal |
| Combustor | Annular |
| Turbine | 1 stg Air cooled axial |
| fuel | Stringer |
| OPR | 5.5 |
| Fn SLS_max | 854daN |
| *SFC* | 1.13kg/hr/daN |
| Operation Altitude | 18,288m |
| Operation speed | Mach 1.5 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

当時，ジェット実験機は基本設計段階にあり，マッハ数2.0における水平定常飛行により，飛行実証する計画であったが，エンジンナセルが発生する空気抵抗が予想外に大きく，水平飛行で音速を突破するためには，飛行マッハ数M=0.9～1.2において対策なしには推力が不足することが明らかとなった。

この推力増強要求に関して推進系の取りうる対策のうち，エンジン本体に手を加えずに推力を増強する方法として，①アフターバーナーの追加，②水噴射，③CDノズル，④インテークの高効率化，⑤補助ロケットの追加が提起された。

飛行実験の基本構想では，先行して開発中であった無推力のロケット実験機のように，打ち上げロケットを用いて地上より発射する案，および大型の母機に懸吊して空中発射する案が検討された。このうち，地上打ち上げではジェットエンジンの空中始動可能域での準定常飛行が不可能であること，地上で始動後に打ち上げたのでは急変する環境にジェットエンジンが追随できず，吹き消えを起こす可能性があり，母機に懸吊した状態でエンジンを始動し，推力をアイドルから中間加速として上昇加速し，亜音速巡航条件で実験機を切り離す手順となっていた。このため実験機単独で音速を突破する必要があり，①～④の方策を採用した場合の追加的設計検討か実施された。①アフターバーナーは最大50%の推力増強が見込めるが，重心の後退が顕著であり，主翼桁強化による重量増と空力安定度の低下が予測され，採用は見送られた。③CDノズルは出口面積の最適化によりM1.0で2%，M2.0で20%の推力増強が見込め，固定形状と可変形状の２種類が試作され，後日，地上，屋外，ATFにおいてそれぞれエンジン試験が実施された。④超音速インテークの高効率化はCFD解析，風洞試験が実施中であり，ほぼ計画値を達成していた。⑤補助ロケットの追加は①～④の対策結果によらず，音速突破とM2飛行試験が可能であるため，結局，同方式を基本試験形態とすることになった[5]。

### 2.2　エンジン水噴射予備試験の概要

前項②のエンジン水噴射に関しては，我が国ではFJR710，XF-3エンジン開発において耐環境性試験の一環としてエンジン水吸い込み試験の実績があり，エアラインにおいてもB747での離陸時水噴射運用の実績がある。YJ69エンジンも，仕様上は全作動域で1.0%の水吸い込み対応能力を有するが，MIL規格に照らすと推力向上の可能性があり，水吸い込み量の高度および推力設定の限界と性能変化が不明であり，機体搭載可能な水噴射装置の開発に先立って，地上試験，ATF試験に使用するための水噴射装置の開発と試験方法検討が実施された。水噴射試験装置の概要を表2に示す。

Table 2. Water ingestion system

| | |
|---|---|
| **Water spray system** | Straight duct inserted between the Bell mouth and the engine inlet |
| Duct length | 200mm |
| Nozzle arrangement | 2raw 24ports, ON/OFF |
| Spray nozzle, used | Niikura Solid Cone, type EX4 |
| Spray flow | liter/min |
| **Water supply system** | Easy to handle |
| Tank capacity | 0.5 $m^3$ |
| Pump head | 50m |
| Flow Rate | 42 liter/min Max. |
| Flow meter | Electromagnetic |
| Motor control | PWM |

水供給装置は500リットルの樹脂製タンクに蒸留水を貯め，水ポンプをPWM制御して，所定の圧力，水量の水を水噴射装置に供給する。水供給装置の外観を図1に示す。

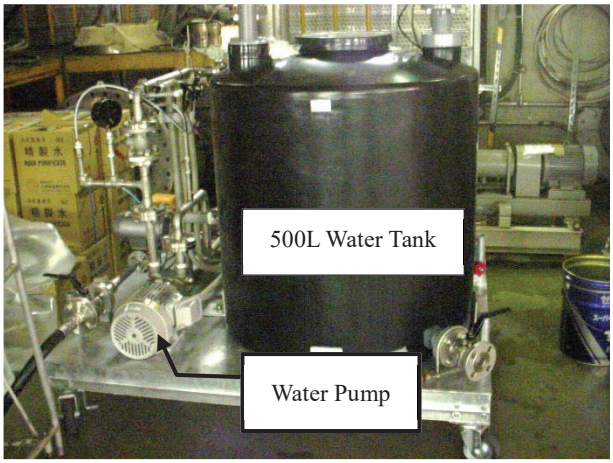



Fig. 1 Water supply unit

水噴射装置はジェットエンジンのベルマウスと圧縮機入口フランジの間に挟む，長さ200mmの直管（水噴射ダクト）の外側にリング中心直径640mmのヘッダーパイプを設け，左右２カ所から水を送り込み，水噴射ダクトの内側に設けた24箇所の水噴射ノズルに分配する構造となっている。噴霧は市販の円錐状噴霧ノズルを装着して手動コックにより選択して使用する。供試エンジンに組み込んだ状態の水噴射装置を図2に示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

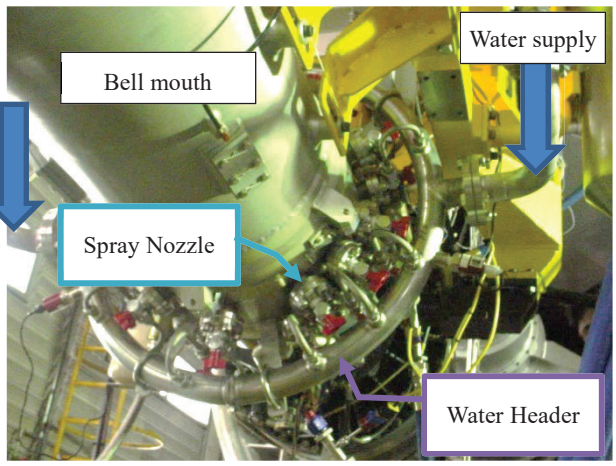



Fig. 2 Water spray unit fitted the engine inlet

### 2.3 水噴射装置予備試験

ノズル性能を取得するため，内径210mm，全長7500mmの送風機付きダクトを製作し，噴射元圧と噴霧流量の関係を求めた。また，噴霧ノズルのカタログには各形式の噴射ノズルについて，噴射圧力と噴霧粒径，噴射圧力と流量が記載されており，総組み立て状態において噴射圧力と流量の校正データを取得した。結果を図3に示す[6]。校正結果からは，ノズル単独の場合でも噴射装置に複数のノズルを組み込んだ場合でも，圧力と流量の関係は維持され，また求められたポンプ制御周波数との関係から試験条件における設定周波数が校正曲線から読み取られた。

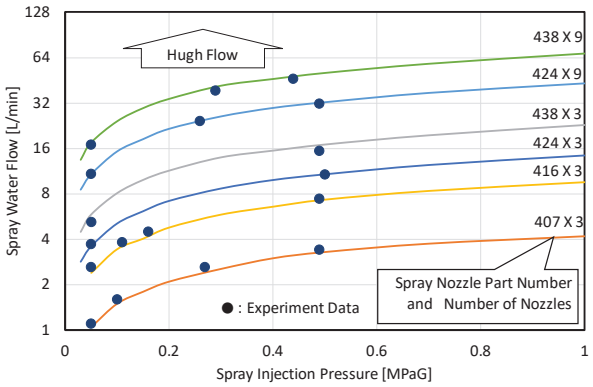



Fig. 3 Spray nozzle performance

この装置の設計作動条件を表3に示す。

Table 3 Water Injection Conditions

| | | Water Spray | | | Water Supply | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | U[m/s] | Ps[kPa] | Ts[K] | Qw[kg/s] | Ps[kPa] | Ts[K] |
| AP-6 (Ground) | 1 | 40 | 100 | 258 ～ 293 | 0.025 ～ 0.25 | TBD | Room Temp. |
| | 2 | 116 | 93 | 287 | 0.07 ～ 0.69 | TBD | Room Temp. |
| ATF* (M2) | 3 | 71 | 82 | 388 | 0.027 ～ 0.27 | TBD | Room Temp. |
| | 4 | 107 | 80 | 384 | 0.041 ～ 0.41 | TBD | Room Temp. |
| *: Not conducted in SST research project | | | | | | | |

### 2.4 エンジン水噴射試験

エンジン試験を実施した地上エンジン運転設備は1975年度に設置されたもので，FJR710-10, 20, 600, 600Sエンジンの運転に使用されていたものを，1998年度にYJ69-T-406エンジン運転用に改修したものである。当該試験の状況を図5に示す。

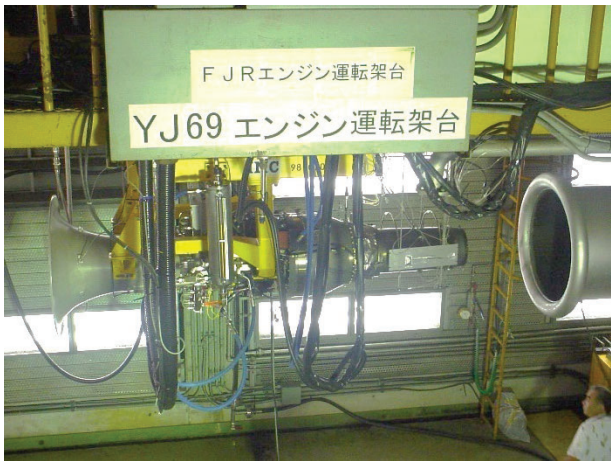



Fig. 5 Engine Test Setup at JAXA

### 2.5 エンジン水噴射試験条件と結果

エンジン試験では，噴射ノズルの種類，本数を変えて水吸い込みの影響を確認した(表4)。各ケースとも定常運

Table 4 Engine Test Conditions

| Date | item | Run No. | Rating | Nozzles | Water flow |
|---|---|---|---|---|---|
| 9/17 | Check | S-81, 82 | | - | 0 |
| | Wet | S-83 | Idle | 407×3 | 1.2% |
| | ↑ | S-84 | 80% | 416×3 | 1.0% |
| | ↑ | S-85 | Idle | 424×3 | 2.6% |
| 9/18 | Wet | S-86 | 80% | 438×3 | 2.6% |
| | ↑ | S-87 | Max | 424×9 | 3.7% |
| | ↑ | S-88 | ↑ | 438×9 | 3.5% |
| | ↑ | S-89 | ↑ | 438×9 | 5%* |
| | ↑ | S-90 | ↑ | 424×9 | 5%* |
| | ↑ | S-91 | ↑ | 438×9 | 5%* |
| 9/19 | ↑ | S-92 | Idle | 407×3 | 1% |
| | ↑ | S-93 | 80% | 416×3 | 1% |
| | ↑ | S-94 | Max | 424×3 | 1% |
| | ↑ | S-95 | 80% | 424×9 | 2.5%** |
| | ↑ | S-96 | ↑ | 438×3 | 2% |
| 9/20 | ↑ | S-97 | Max | 424×9 | 2% |
| | ↑ | S-98 | Max | 424×9 | 3.5% |
| | ↑ | S-99 | Max | 438×9 | 5% |
| | Check | S-100 | Max | - | 0% |
| *Unstable, **Flame out | | | | | |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

転状態に静定してから規定水量を2分間噴射保持した。

最大推力レーティングで，空気質量流量の2.0%，3.5%，5.0%(平均粒径500μm, 300μm, 450μm)に水噴射量を段階的に変化させて性能及び挙動を観察した。
試験結果の概略については，文献7)を参照されたい。

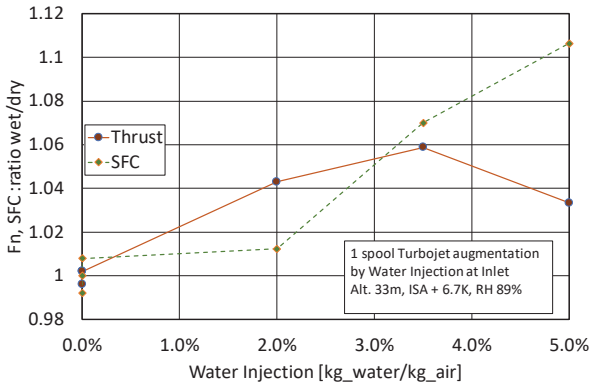



Fig. 6 Water Injection Test Result

図6には正味推力と*SFC* の水吸い込み量に対する変化を示す。比湿度0.014kg/kg，気温21℃，セル内圧力102kPa(相対湿度89%)において最大推力時，質量比2%までは*SFC*の変化なく推力は4%増加し，質量比3.5%まではさらに1.5%推力が増加したが*SFC*は7%上昇し，質量比5%まで増やすと逆に推力は3%増まで低下し*SFC*がさらに4%上昇した。
この結果から，当該エンジンは空気比2～3%の水噴射によって4～6%の地上総推力の増加が期待され，遷音速加速時，M2超音速巡航時に，それぞれ9～10%および10～15%の正味推力増加が予測される。

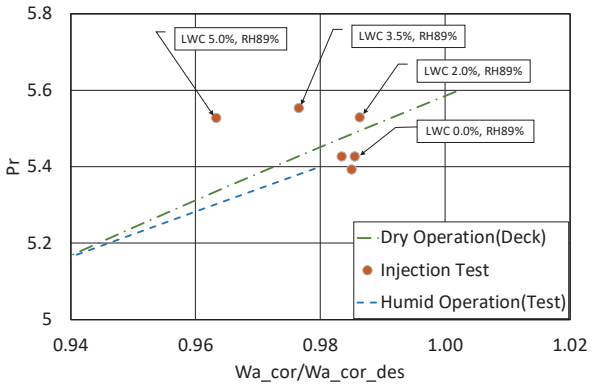



Fig. 7 Compressor Operation at Water Injection Test

図7に推力最大における水噴射試験時のエンジン圧縮機作動を示す。水を噴射していないドライ運転条件(LWC 0.0%)では乾燥空気における定常作動線(一点鎖線)より2%ほど圧力比が少ない点で作動しているが，(LWC 2.0%)の水噴射ではほぼ同じ空気流量のまま，圧力比が増加する。(LWC 3.5%)では空気流量は1%減少するが，圧力比はわずかに増加する。(LWC 5.0%)の水噴射では空気流量はさらに1%減少し，圧力比も低下することが認められた。
また図8はドライ運転(LWC0.0%)と水噴射運転(LWC2.0, 3.5, 5.0%)における回転数と空気流量の変化を示している。ドライ運転では，ほぼ同一の回転数と空気流量であるが，水噴射を行うと，噴射量の増加とともに回転数が低下している。一方，空気流量は(LWC 2.0%)まで微増するが，(LWC 3.5%)では(LWC 1.0%)より1%減少し，(LWC 5.0%)ではさらに1%少なくなった。

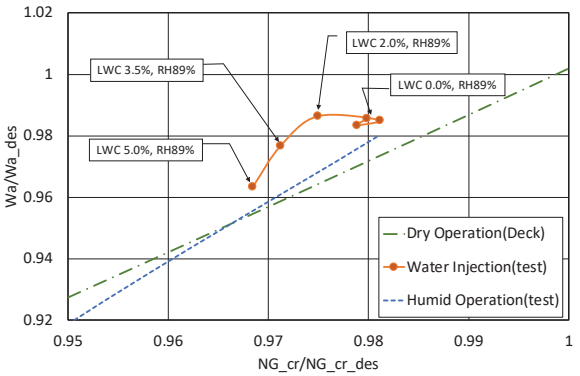



Fig. 8 Rotational Speed Change at Water Injection Test

## 3 水分を考慮したエンジンサイクル計算

大気を乾燥空気として取り扱う一般的なエンジンサイクル解析については文献8)に簡易的手法を紹介してあるので参照されたい。地上の気象条件として降雨，降雪は極めてありふれた現象であり，航空機および航空機エンジンも通常の降雨下で運用可能なように設計されている[9)10)]。熱力学的には，蒸発，凝縮を含めた水の相変化を考慮することになるが，エンジン内部の流動は高速であり，サイクル計算断面では水と水蒸気の圧力平衡は仮定できても熱的平衡にはないと考えられる。流体力学的にはタービン流体機械内での気液二相流としての取り扱いが必要となることがMurthyおよび土屋による一連の研究により明らかにされている[11)]。Obermuller等はエンジン水吸い込みに関して広範な文献レビューを発表しており，計算方法を①経験則②熱力学③数値解析に，③をさらに5つのサブカテゴリーに分類している[12)]。この区分に従えば本解析方法は②熱力学に当たり，現象の細部よりも見通しを得る目的があり，分類の趣旨と一致している。

### 3.1 湿度および凝縮相を含むエンジンサイクル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

大気中，もしくは圧縮機内でこれらの空気の構成ガス及びN, 0, C, Hの反応物が気相以外の状態を取りうるかどうかを判断するうえで，これらの物質の蒸気圧データ[13]を図9に示す。

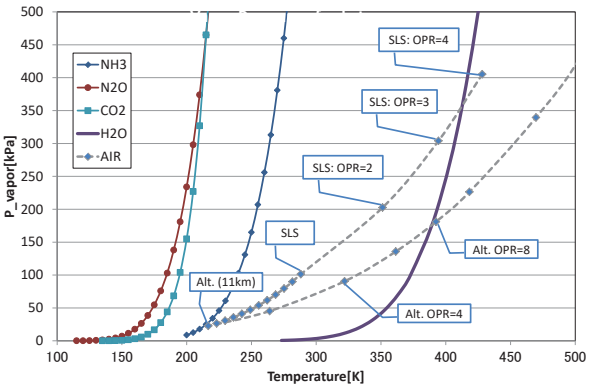



Fig. 9 Condensation Possibility of Humid Air

水以外ではアンモニア，一酸化二窒素，二酸化炭素などが比較的高い臨界温度を有しており相変化を考える対象となりうるが，二酸化炭素以外は大気および燃焼生成物中の分量は微量である。また図9には地上および高度11km両点から空気の等エントロピー圧縮線を点線で書き足してある。この圧縮線と蒸気圧曲線が交差するのは水のみであるから，圧縮機内で気相－液相の相変化を起こす大気成分は水のみであると考えてよい。この図からは地上静止状態(SLS)では圧力比が3. 5を超えた温度で，また高度11kmの状態では，圧力比8以上の温度で水の蒸気圧が空気の圧力を超える。ただし，インテークおよび圧縮機内部では水-空気の系は熱的に非平衡となっており，蒸発，凝縮を伴う非平衡二相流として扱う必要があるが，モデル化できるだけの一般的な結果は得られていない。一方，実験的にはジェットエンジンに関して，入り口温度34℃において相対湿度14%と92%では3. 6%の推力を損失するとされている[14]。

乾燥空気に対して湿度の影響を考える場合，主に1)水の分子量，2)水の比熱，3)酸素分量の変化，4)水の相変化，に分けて考慮する必要がある。

**3.2　水の分子量の影響**　乾燥空気の分子量は28.96g/molに対し18.015g/molと小さいので同一温度圧力の乾燥空気に対して湿り空気の密度は

$$\rho_{dry} = \frac{p}{R_{air}T} = \frac{pM_{w_air}}{RT} \quad (1)$$

$$\rho_{humid} = \frac{p}{RT} = \frac{pM_w}{RT} = \frac{\sum pM_w}{RT} = \frac{(p-RH\times p_{sat})\times M_{w_air}+RH\times p_{sat}\times M_{w_water}}{RT} \quad (2)$$

より

$$\frac{\rho_{humid}}{\rho_{dry}} = \frac{pM_{w_air}}{(p-RH\times p_{sat})\times M_{w_air}+RH\times p_{sat}\times M_{w_water}} \quad (3)$$

式(17)に従って，大気温度が高く圧力が低く相対湿度が高いときに作動空気の質量流量が小さくなる。

**3.3　水の比熱の影響**　乾燥空気は主に２原子分子の窒素，酸素および単原子分子のアルゴンの混合気体であるのに対し，水蒸気は非対称の３原子分子であるため，回転の自由度が多くモル比熱が大きい。

$$C_{p_humid} = \frac{(p-RH\times p_{sat})}{p}\times C_{p_air} + \frac{RH\times p_{sat}}{p}\times C_{p_water} \quad (4)$$

水蒸気の質量当たりの比熱は空気の4倍ほどある。

**3.4　酸素分量の変化**　レシプロエンジンでは理論当量比から燃料過濃な範囲の空燃比で燃焼が行われるため，高湿度の空気は酸素濃度が低下して燃焼の化学反応エネルギーを左右するのに対し，ジェットエンジンにおいては主燃焼器における燃焼は当量比0.3～0.4程度であるため，ドライなターボジェットでは燃焼性能の変化は殆どない。一方で再燃器を用いるターボジェットでは空気の酸素をほぼ使い切るため，出力に影響する。

**3.5　相変化の影響**　水の蒸気圧は温度により変化する。そのため地上静止状態もしくは低速飛行時において，高湿度な空気はエンジンに吸い込まれると，インテーク部で断熱的に膨張して温度が低下するため，水蒸気分圧が蒸気圧を上回ると凝縮が生じる。この現象はInlet Foggingとして超音速風洞の運転に関してよく知られている現象である。凝縮および蒸発は温浴により準静的に変化させることができる相転移として可逆過程と見なせるが，断面積の変化を伴う流れでは液滴の表面張力に起因する過冷却と急激な凝縮と潜熱の放出を伴う衝撃波の発生など，不可逆な過程となる。空気中の水分の凝結については，煤，NOx，SOxなどの微小な浮遊粒子が核となって不均一核生成が生じるとされている[15]。飛行状態では前進速度エネルギーが加わるためFoggingの可能性は少なくなる。

断面i-1において各化学種のモル分率が$y_{i\text{-}1,j}$，であるとき，この湿り空気の絶対湿度(または比湿度specific humidity)は乾燥空気に対する水蒸気の質量比$y_{i\text{-}1_H2O}\times Mw_{H2O}/\Sigma(y_{i\text{-}1_j}\times Mw_j)_{j\neq H2O}$ $y_{i\text{-}1_H2O}$kg/sであり，相対湿度(Relative Humidity)は水蒸気圧に対する水の分圧$p_{i\text{-}1}\times y_{i\text{-}1_H2O}/p'_{H2O}$で表される。断面$i$において気流静温度が$T$siに低下し水蒸気が一部凝結し$x_{i\text{-}1_H2O}$に変化したとする。この時，凝結による潜熱$x_{i\text{-}1_H2O}\times$(h'-h")が気流に放出される。気相の水蒸気圧は静温度$T$siにおける蒸気圧に等しいとみなせる。2成分2相流の古典理論では液相の水も$T$siになり，この関係はクラペイロン－クラウジウスの式を用いて，相平衡点を求めることができる。水の飽和状態の計算には文献(IAPWS1995)の補助方程式を用いるのが便利である[16]。

質量保存の法則は

$$W_a = \sum_{gas}\rho_j V_j A_{gas} + \rho_{_water}V_{_water}A_{water} \quad (5)$$

エネルギー保存の法則は凝縮水分のエンタルピーを含む

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

全エンタルピーは両断面において

$$H = W_a \times \left(h_{i-1} + \frac{1}{2}{V_{i-1}}^2 + \rho \times \Delta(h' - h")\right) = W_a \times \left(h_i + \frac{1}{2}{V_i}^2\right) = \sum_{gas} \rho_j V_j A_{gas} + \rho_{_water} V_{_water} A_{water} \quad (6)$$

運動量保存の法則は乾燥空気では断熱等エントロピー流れとして全圧一定を仮定することが多いが，高湿度空気では凝縮を含む２相流現象となり複雑であるため，簡易的には全圧損失量をデータから見積もるのがよく，亜音速流れでは全圧損失係数も最大1%程とされている[17]。式(4)より凝縮が無い場合の大気状態の淀み点圧力，淀み点温度からインテーク出口断面における静圧，静温が推定され，この時の水蒸気分圧が蒸気圧を上回れば凝縮水分の凝縮エンタルピー放出分を淀み点温度に加算し，且つ，空気流量が減少したものとして繰り返し補正をすれば，二相流状態が推定できる。この際，短いインテークでは凝縮した水分は細かい霧(1～10 $\mu$ m)であるためスリップ率は1とみなすことができて，気体と液体の流速は等しく，ボイド率はほぼ1と推定される。

$$\alpha = \frac{A_g}{A_g + A_l} = \frac{v_g}{v_g + v_l} = \frac{P_air/\rho_{air}}{P_air/\rho_{air} + RH \times P_sat/\rho_{water}} \cong 1 \quad (7)$$

一方，水吸い込みに関しては，気流と液滴のすべりによるScoop factor，ファン，圧縮機内の遠心力効果による気液の分離があり，また燃焼器内での水の蒸発現象により，作動流体の体積が大幅に変わることによる圧縮機のサージング，燃焼の不安定化，最悪の場合失火させてしまうことなど，エンジンの作動に及ぼす影響が大きく異なる。従って，水吸い込み状況でのエンジン特性は独立変数として水分量が１つ増えたと考えるのが妥当である。熱力学サイクル計算では各要素の入口出口におけるよどみ点状態，または一次元定常流動状態で計算断面における特性を代表させるが，本来，ガスタービン内の流れは三次元非定常粘性圧縮性反応性流れであるから，時間のファクターが存在し，水吸い込み流れのモデル化は，水滴径分布も考慮した，実際の現象に則したモデル化が適用されなければならない。

## 4 計算結果と考察

2.4で述べたエンジン水噴射試験をエンジンサイクル計算で再現し比較する。表1に示す仕様を設計点データとして形状を固定したうえで，試験当日の気象条件に合わせて高度33m，ISA+6.7℃，相対湿度89%に設定し，MAX推力条件とすると，圧縮機入口マッハ数0.5では静温が281Kに下がり，平衡蒸気圧の観点からは凝縮が生じる条件となっている。

図10に水噴射試験時のエンジン圧縮機作動(図7再掲)に重ねて計算による相対湿度と水噴射の影響を示す。相対湿度が0～50%では，作動点(▲)は変化せず乾燥空気作動線上にあり，湿度が50%以上ではインテーク部における凝縮の影響により空気流量が減少していく。このため相対湿度が89%であった試験時のLWC0.0%の作動点は乾燥空気作動線よりも低流量側に位置する。圧力比への影響はほとんどない。水噴射条件では，水の密度は空気の密度の1000倍ほど大きく，圧縮機および燃焼器内での蒸発現象によって体積流量が増加し，タービンノズル部でチョ

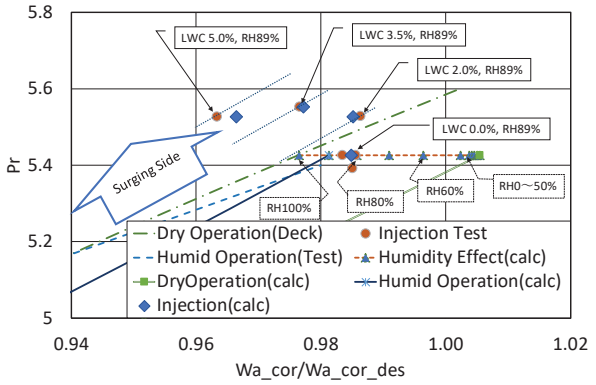



Fig. 10 Compressor Operation at Water Injection

ークしやすくなるため，圧縮機圧力比$Pr$が大きくなり，作動点（●）がサージ側にシフトするためであることが分かる。噴射量が(LWC 2.0%)でドライ作動点より空気流量が増加しているのは噴射水の蒸発による圧縮仕事の減少があり，噴射量が(LWC 3.5%)から(LWC 5.0%)までで空気流量が減少しているのは，蒸発の効果が頭打ちとなり，むしろ燃焼器内での水の蒸発により，少ない圧縮機入口空気流量でタービンノズルがチョークするためと考えられる。Samuels等の理論検討では空気流量，燃料流量，排気温度が比湿度に対して一様に増減することになっているが，これは凝縮の影響が考慮されず，またエンジン試験条件が地上静止ではなく飛行マッハ数0.37相当であるため入口凝縮の影響が表れていないためである[14]。

図11は単軸ターボジェットエンジンの性能に水吸い込み量が及ぼす影響について示している。水吸い込み試験当日の気象条件の下でエンジンレーティングをMax推力として，水噴射量を空気質量比0.0%，2.0%，3.5%，5.0%

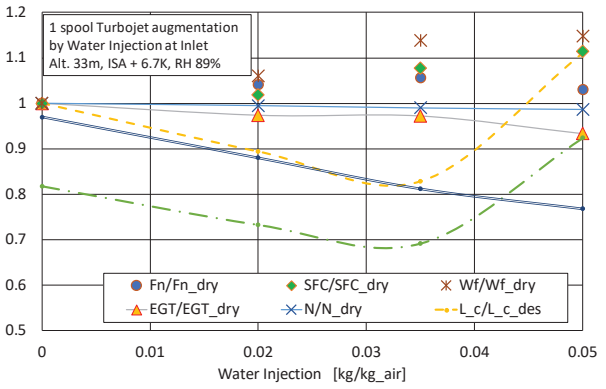



Fig. 11 Water Injection Effect on Engine

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

のデータを取得した。推力とSFCの変化については図6において述べたが，水噴射の特徴として燃料流量(＊)の増加に反してEGT(△)が低下することが挙げられる。定常作動線解析では燃料流量の増加と共に回転数，圧力比，EGTが増加する。水吸い込み試験時，推力設定レバーは固定されており，本エンジンの制御器はエンジン入口の圧力と温度，圧縮機出口の圧力で補正される仕組みであるため，燃料流量の変化は，回転数，ベルマウス静圧，圧縮機出口圧がほぼ一定であったので，本試験中，圧縮機の断熱効率を一定と仮定して各要素の状態，効率を計測量から逆算すると次の様になる。即ち，水噴射量が2.0%,3.5%と増加するとWet Compressionの効果により圧縮仕事L_c/L_c_desが減少するが，さらに水噴射量を増加させても，水の蒸発に要するエネルギーと相殺するため燃料流量の増加とEGTの低下が起こり推力は増加しない。したがって図11のように推力増強のための水噴射には適切な噴射量が存在する。

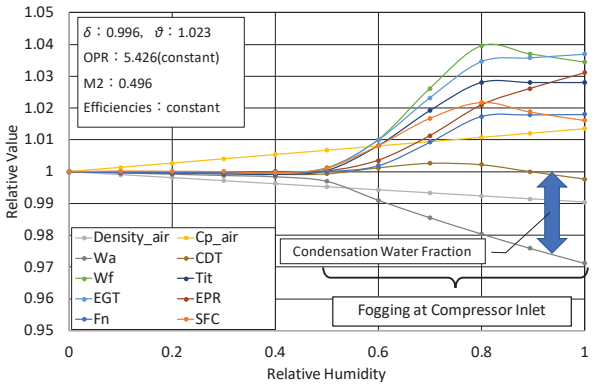



Fig. 12 Humidity Effect on Engine Performance

図12は単軸ターボジェットエンジンの性能に相対湿度が及ぼす影響について示している。水吸い込み試験当日の気象条件のもとで相対湿度を変化させると，湿度の上昇に伴って水分が増加するので空気密度は減少するが定圧比熱は上昇する。圧縮機入り口マッハ数を一定としているので，50%近くで凝縮が始まり圧縮機入り口では空気流量が急に減少し始めるが，これは凝縮水が増加するためであり，図12の上下矢印が凝縮水分を表している。この凝縮水は圧縮機内部で蒸発する。空気の定圧比熱の上昇ため，燃焼器での温度上昇が抑えられ，タービンノズルのチョーク条件を満たすよう燃料流量が増加しTit，EGT，EPRも上昇する。これらの結果として，正味推力は増加し，SFCも上昇する。なお本エンジンの制御器は湿度を感知するセンサーを有しないため，凝縮が生じない低湿度では作動は一定であり，高湿度になると凝縮のためエンジン入口の空気流速は小さくなるが全圧，全温度は変わらないため，圧縮機出口圧の変化に対してのみ燃料流量を変化させる。したがって図12のように燃料流量は増加しないため，一定回転数で作動するエンジンでは湿度の増加に伴い推力が低下する

## 6. まとめと結論

ジェットエンジンの性能計算に関し，実在気体効果として気体の化学平衡および非理想性を考慮し，気象条件として湿度および水噴射を考慮したエンジンサイクル計算手法を開発した。単軸ターボジェットを用いた地上および高空性能試験の性能と解析手法を比較し，良い一致を得た。また地上水吸い込み試験の結果について確認計算を実施し，湿度の変化に対する空気中の水分の変化を熱力学的に捉えることができた。液相の水がエンジン性能に及ぼす挙動については，凝縮および蒸発を伴う二相流となり，時間，空間的パラメータが付加されるため，水分量に加えて水滴の粒径分布も含めたパラメータが必要である。エンジン性能上の変化については，搭載センサー，エンジン制御器の特性に左右されることにも注意が必要である。固相の水についても雹打ち込み試験として耐環境性試験項目に規定されているが，現象自体が衝撃的であり，熱力学的効果ではなく機械的健全性の立証であるため，本手法とは別のシミュレーション手法が適していると考えられる。

## 参考文献


(1) ICAO， ”MANUAL OF THE ICAO STANDARD ATMOSPHERE”, ICAO Doc 7488/3, (1993).
(2) Koh, M., Yanagi, R., Futamura, H., Okai, K., Takahashi, T., “WATER INJECTION TEST IN YJ69 ENGINE,” 42ND CONFERENCE ON AEROSPACE PROPULSION, JSASS, (2002).
(3) FUTAMURA H., TAGUCHI H., YAMAMOTO T, Cycle analysis of conventional and advanced airbreathing engines involving real gas and condensed phase effects, ISABE-2017-22558, (2017).
(4) TELEDYNE CAE, “YJ69-T-406 Turbojet Engine”, Engine Brochure, (1996).
(5) 村上哲，渡辺安，藤原仁志，小型超音速実験機（ジェット実験機）第2次形状インテークの空力設計と単体空力特性取得風洞試験，航空宇宙技術研究所資料，TM-774，2003年6月
(6) 新倉工業（株），“スプレーノズルカタログ”，(2018).
(7) 二村尚夫，エンジン性能に湿度，降雨が及ぼす影響，第45回日本ガスタービン学会定期講演会　A-17，(2017)
(8) 二村尚夫，ターボジェットエンジンの運転試験とサイクル解析，第49回日本ガスタービン学会定期講演会　A-14，(2021)
(9) FAA, "AIRWORTHINESS STANDARDS: AIRCRAFT ENGINES", PART33.78, FAR, (1998), pp. 13.
(10) MILITARY SPECIFICATION ENGINES, AIRCRAFT, TURBOJET AND TURBOFAN, GENERAL SPECIFICATION FOR, MIL-E-5007D, (1973).
(11) Murthy, S.N.B., Dynamic Performance of High Bypass Ratio Turbine Engine with Water Ingestion, NASA CR 4703, (1996).
(12) Obermuller M., Schmidt K. J., Some Aspects on Compression – Physical Effects and Modeling Strategies used in Engine Performance Tools, DLR 281210, (2012).
(13) Lide D. R., CRC Handbook of Chemisty and Physics 90th


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

edition, CRC press, (2009), pp. 6-5, 6-102
(14) Samuels, J. C., Gale, B. M., Effect of Humidity on Performance of Turbojet Engines, NACA TN2119, (1950).
(15) 山本悟，”超低速から超音速まで適応できる三次元凝縮計算コードの開発”，ターボ機械・航空宇宙のセミナー,(2001).
(16) Wagner, W., Pruss, A., “Thermodynamic Properties of Ordinary Water,” J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 31, No. 2, (2002), pp. 397
(17) Young J. B., “Condensation in Jet Engine intake Ducts during Stationary Operation,” ASME 93-GT-5, (1993).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-10

# セルオートマトン有限要素法を用いたタービン動翼の結晶組織予測

# Grain Structure Prediction of Turbine Blades Using Cellular Automaton-Finite Element Method

○松浦 周太郎[*1] 藤原 宏介[*1] 小熊 英隆[*1]
MATSUURA Shutaro FUJIWARA Kosuke OGUMA Hidetaka

**ABSTRACT**

Nickel-based superalloy castings used as heat-resistant parts in gas turbines are required to have high strength properties, which are strongly affected by the grain structure after casting. So, it is desirable to predict the grain structure at the casting design phase and reflect it in the casting shape or casting conditions. The Cellular Automaton-Finite Element method (CAFÉ method), which couples heat transfer and grain nucleation/growth simulation, is useful for predicting the grain structure of castings. This time we determined eight parameters required for the CAFÉ calculation. Using determined input parameters, we successfully predicted the grain conditions, such as grain size and whether columnar or equiaxed grain, of a representative part of a conventional casting blade.

**キーワード：**精密鋳造，結晶組織，過冷却，鋳造解析，CAFÉ 法
**Key Words:** Investment Casting, Grain Structure, Undercooling, Casting Simulation, CAFÉ method

## 1. 背景・目的

ガスタービンのタービン動翼に使用されるニッケル基超合金の普通精密鋳造（Conventional Casting：CC）鋳物には，高温環境下での長時間稼働に耐えうる優れた強度特性が要求される。強度特性には鋳造後の結晶組織が影響するため，鋳物開発段階で組織を予測し，予測結果を翼設計および鋳造方案に反映することが望ましい。

セルオートマトン有限要素（Cellular Automaton-Finite Element：CAFÉ）法は，有限要素法による凝固伝熱解析とセルオートマトン法による結晶核生成/成長解析を連成させた結晶組織予測手法である。ミクロなデンドライト形状の予測よりも，比較的マクロな結晶粒の形状予測に有用であり，Rappaz ら[(1)(2)]による提案以降，主に一方向凝固（Directional Solidification：DS）および単結晶（Single Crystal：SC）鋳物の結晶組織が予測されてきた[(3)(4)]。一方で CC 鋳物は，鋳物表面から厚さ方向中央に向かって伸長する柱状晶と，鋳物内部で形成される等軸晶が混在した複雑な結晶組織（Fig. 1）であるため，結晶予測の難易度が高く，CAFÉ 法の適用事例が少ない。

本発表では，CAFÉ 法を用いてタービン翼 CC 鋳物の結晶組織を予測した事例を報告する。



Fig. 1 CC 鋳物の結晶組織

## 2. CAFÉ 法の概要

先述の通り，CAFÉ 法は凝固伝熱解析と結晶核生成/成長解析を組み合わせた手法である。前者は一般的な鋳造解析であり，材料物性値，熱境界条件，初期温度条件を入力とし，非定常伝熱計算によってタイムステップごとに全計算要素の温度を得る。後者は，前者の温度計算結果を用い，以下のように結晶核生成および結晶成長の計算を行う。

### Ⅰ．結晶核生成

合金溶湯が冷却されると，凝固前に固相線温度を下回る過冷状態となる。この時の液相線温度との温度差，すなわち過冷度（$\Delta T$）を駆動力として，核生成が生じる。CAFÉ 法において，ある過冷度下での核生成密度は，ガウス分布で仮定され，次式で表される。なお，鋳型と接触する鋳物表面（$s$）と鋳物内部（$v$）では核生成に必要な

*1 三菱重工業株式会社 総合研究所 高砂地区
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2丁目1番1号
E-mail: shutaro.matsura.nx@mhi.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

エネルギーが異なるため，核生成密度を別式で与える。

$$\frac{dn_s}{d(\Delta T)} = \frac{n_{s,max}}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma_s} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta T-\mu_s}{\sigma_s}\right)^2\right] \quad 2\text{-}1$$

$$\frac{dn_v}{d(\Delta T)} = \frac{n_{v,max}}{\sqrt{2\pi}\cdot\sigma_v} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta T-\mu_v}{\sigma_v}\right)^2\right] \quad 2\text{-}2$$

$n_{s/v}$ ：核生成密度
$n_{s/v,max}$ ：最大核生成密度
$\mu_{s/v}$ ：過冷度平均
$\sigma_{s/v}$ ：過冷度標準偏差

あるタイムステップでの過冷度から 2-1，2-2 式で算出される核生成密度に応じて，計算要素ごとに核生成するか否かが確率的に判定される。2-1，2-2 式から，核生成の計算には過冷度平均 $\mu$，過冷度標準偏差 $\sigma$，最大核生成密度 $n_{max}$ の 3 パラメータを，鋳物表面と内部それぞれに設定する必要がある。

**Ⅱ．結晶成長**

核生成した結晶は，周囲の液相を取り込むように成長する。結晶構造に起因する優先成長方位への結晶成長速度 $V$ は，結晶先端の過冷度の関数として次式で表される。

$$V(\Delta T) = a_2 \cdot \Delta T^2 + a_3 \cdot \Delta T^3 \quad 2\text{-}3$$

2-3 式から，結晶成長速度の計算には $a_2$，$a_3$ の 2 パラメータを与える必要がある。

以上のように結晶核生成および結晶成長を計算することで，Fig. 2 に示すように結晶組織が形成される。

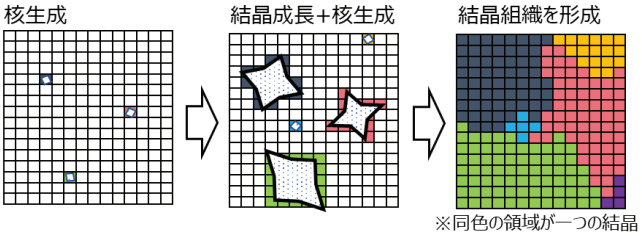



Fig. 2　結晶核生成/成長解析の模式図

## 3. 解析条件検討

### 3.1　結晶成長パラメータの理論計算

本検討では，まず結晶成長パラメータを理論計算により求め，次に核生成パラメータを感度解析により決定した。結晶成長パラメータ $a_2$，$a_3$ は，対象合金である MGA1400[5]（Table 1）の組成から平衡熱力学計算で求めた物性値を用い，LGK モデル[6][7]によって算出した。

Table 1　合金組成 (wt%)

| Ni | Al | Ti | Co | Cr | Mo | Ta | W | Others |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Bal. | 4 | 2.7 | 10 | 14 | 1.5 | 4.7 | 4.3 | C, etc. |

### 3.2　表面核生成パラメータの感度解析

表面核生成パラメータ 3 種のうち，過冷度平均 $\mu_s$，過冷度標準偏差 $\sigma_s$ については文献値[1]を使用した。最大核生成密度 $n_{s,max}$ は感度解析により実体組織に近い組織となる値を決定した。具体的には，表面核生成パラメータは柱状晶幅に影響を与えることを考慮し，Fig. 3，Fig. 4 に示す結果から，Case2 の値に決定した。

### 3.3　内部核生成パラメータの感度解析

内部核生成パラメータ 3 種のうち，過冷度平均 $\mu_v$，過冷度標準偏差 $\sigma_v$ については鋳造試験での過冷度測定結果を参考に決定した。最大核生成密度 $n_{v,max}$ は，表面核生成パラメータと同様に，感度解析により実体組織に近い組織となる値に決定した。具体的には，内部核生成パラメータが等軸晶の粒径と領域幅に影響を与えることを考慮し，Fig. 5，Fig. 6 に示す結果から，Case5 の値に決定した。

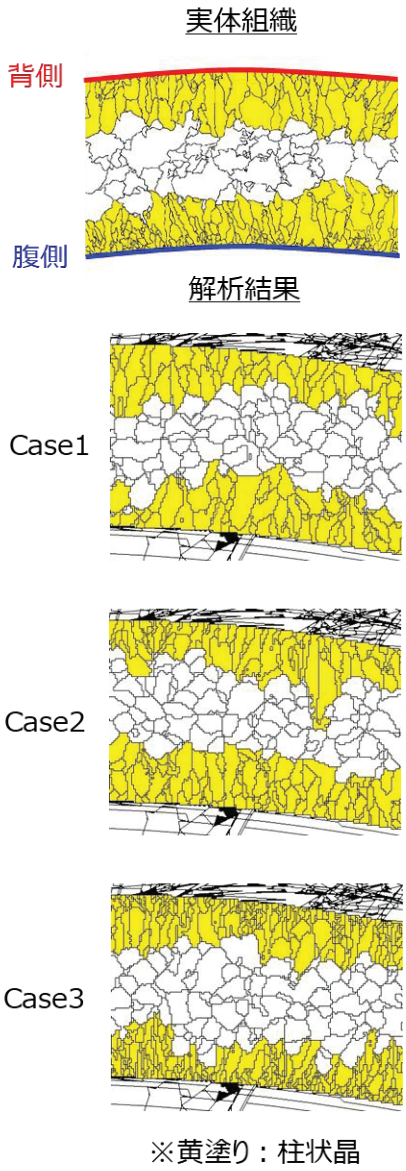



Fig. 3　$n_{s,max}$ の感度解析結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

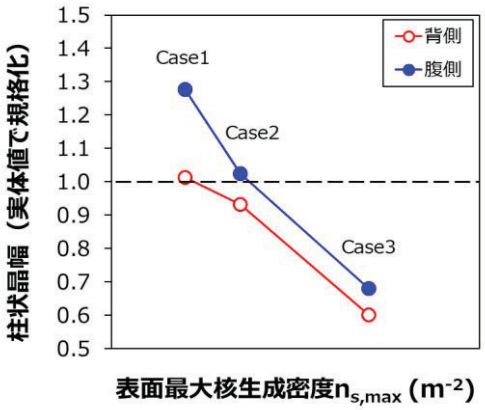



Fig. 4　柱状晶幅評価結果

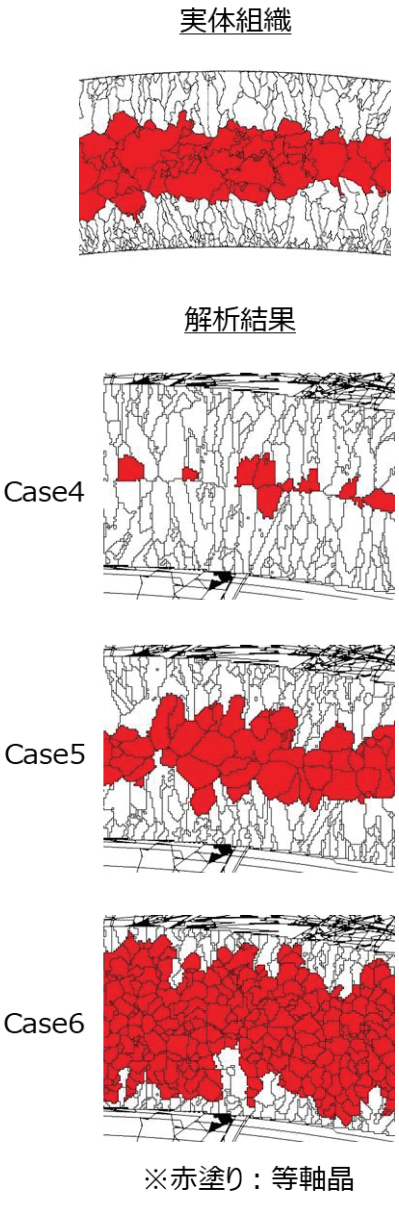
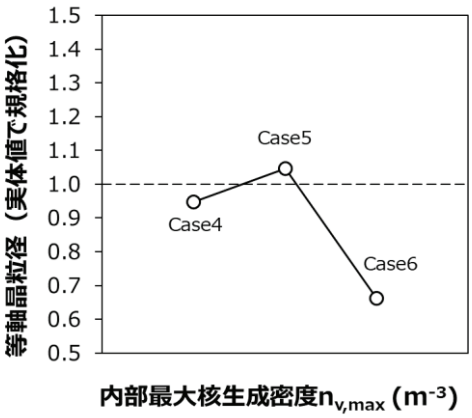



Fig. 5　$n_{v,max}$ の感度解析結果



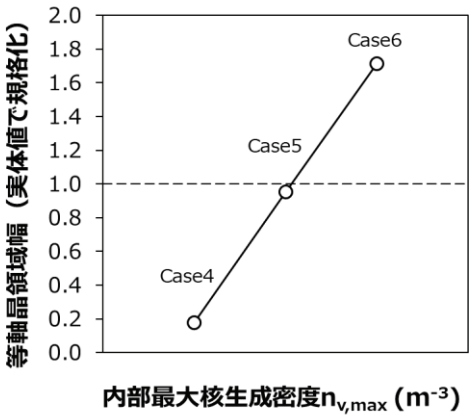




Fig. 6　等軸晶粒径および領域幅評価結果

## 4. 結晶組織予測精度検証

3 章で決定したパラメータを使用して解析を行い，結晶組織予測精度を検証した。解析結果を Fig. 7,8 に，定量評価結果を Table 2，Fig. 9 に示す。従来 200%以上であったタービン翼 CC 鋳物の代表箇所 A，B での予測誤差の絶対値は，最大 35%であり，強度評価に活用可能な精度まで向上した。

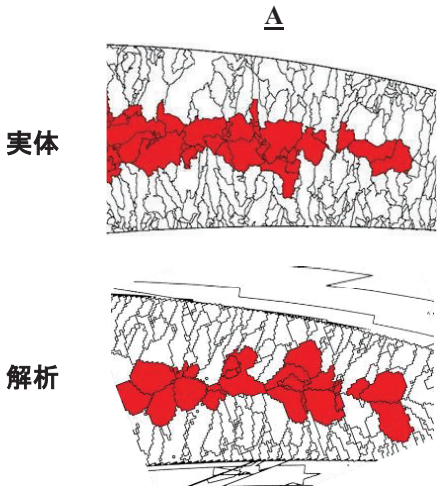



Fig. 7　CC 鋳物代表箇所 A の解析結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

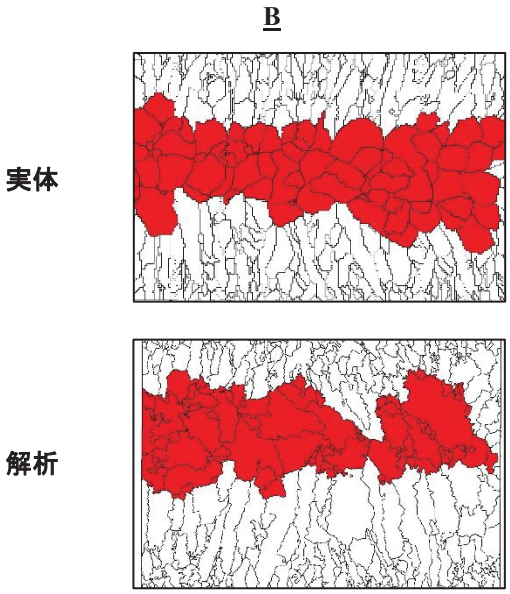



Fig. 8　CC 鋳物代表箇所 B の解析結果

Table 2　結晶組織予測精度

| | 予測誤差 (%) | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 柱状晶幅（背側） | 柱状晶幅（腹側） | 等軸晶粒径 | 等軸晶領域幅 |
| A | -4.9 | 5.4 | 6.7 | 5.2 |
| B | 7.1 | -35 | 12 | 25 |

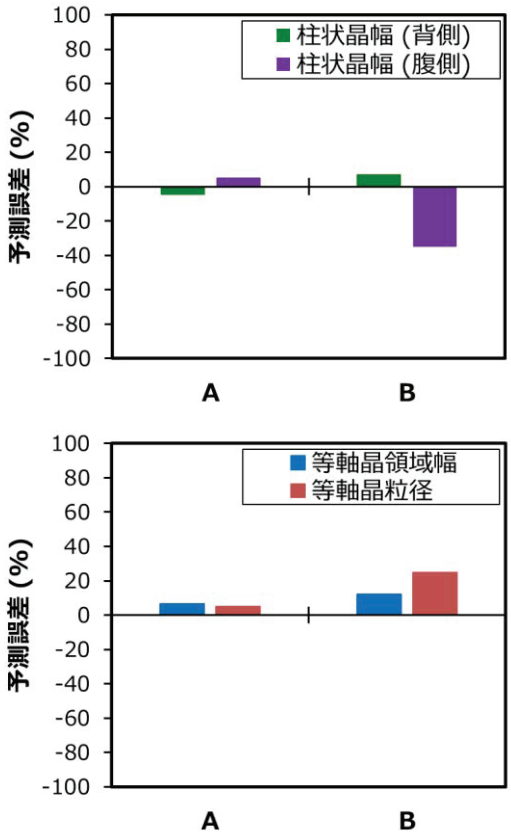



Fig. 9　結晶組織予測精度

## 5. 総括

タービン翼 CC 鋳物を対象に，CAFÉ 法を用いた結晶組織予測の計算条件を検討し，強度評価に活用可能な精度で組織を予測できる条件を決定した。今後，他種合金および他種鋳物部品にも CAFÉ 法の適用先を拡大予定である。

## 謝辞

本成果は，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（JPNP16002）の結果得られたものです。NEDO 及び関係各位に感謝いたします。

## 参 考 文 献

(1) M. Rappaz and Ch.-A, Gandin, *Acta Metall. mater.*, Vol. 41, No. 2 (1993), p.345-360.
(2) Ch-A. Gandin and M. Rappaz, *Acta Metall. mater.*, Vol. 42, No. 7 (1994), p.2233-2246
(3) Ch-A. Gandin, J. -L.Desbiolles, M. Rappaz and Ph. Thevoz, *etallurgical Materials Transaction A,* Vol. 30A (1999), p. 3153-3165
(4) M. Vandyoussefi, A. L. Greer, *Acta Materialia* 50 (2002), p.1693-1705
(5) I. Okada, et al., *Proceedings of the Tenth International Symposium on Superalloys* (2004), p.707-712
(6) J. Lipton, M. E. Glicksman and W. Kurz, *Materials Science and Engineering*, Vol. 65 (1984), p.57-63
(7) J. Lipton, M. E. Glicksman and W. Kurz, *Metall. Trans. A*, Vol. 18A (1987), p.341-345

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-11

# ガスタービン動翼材料である単結晶Ｎｉ基超合金の高温クリープ領域における離散コサイン変換と最大エントロピー法による相転移シミュレーション

# A Simulation Method for Phase Transition of Single Crystal Ni based Superalloys for Gas Turbine Blades in High Temperature Creep Region by Combination of Discrete Cosine Transform and Maximum Entropy Method

○平口 英夫*1
HIRAGUCHI Hideo

**ABSTRACT**

Single crystal Ni based superalloy for gas turbine blades consists of γ' phase and γ phase. The L12 γ' phase cubes are regularly arranged at equal intervals and the face center cubic γ phase channels exist between the γ' phase cubes. During the high temperature creep test, there exist the γ' phase cubes regularly in the transition region. However, the γ' cubes begin to connect with one another in the lateral direction perpendicular to the tensile direction to be rafting structures between the point of the transition region and the minimum creep strain rate point. If there are metallographic charts of the transition point and the minimum creep strain rate point in a published paper, it is convenient to have a simulation method to predict the metallographic changes between them by using the metallographic charts of the transition point and the minimum creep strain rate point. Therefore, in this research, metallographic changes in the steady state region of CMSX-4 which is a single crystal Ni based superalloy were studied by using a new method. The two-dimensional discrete cosine transform (2D-DCT) is incorporated into the Maximum Entropy Method in this new method. Moreover, this method utilizes the lattice misfit and Ni occupancy for the prediction. As a result, it has been found out that this new method could be a promising method to estimate the metallographic changes coming up with the creep strain rate changes.

**キーワード：**ガスタービン動翼，単結晶Ｎｉ基超合金，クリープ試験，離散コサイン変換，最大エントロピー法
**Key Words:** Gas Turbine Blades, Single Crystal Ni Based Superalloy, Two-Dimensional DCT, Maximum Entropy Method

## 1. 緒言

ガスタービンの動翼に使用されているＮｉ基超合金は単結晶で製造されているため、高温クリープ現象の遷移クリープ（第１クリープ）領域においてγ'相（Ｌ１２型面心立方構造）の立方体が等間隔に規則正しくＮｉ固溶体相であるγ相（面心立方構造）の中に並んでいる構造となっている[1]。しかし、定常クリープ（第２クリープ）領域になると、γ'相の立方体が引張方向と垂直の方向に連結を開始し、幅の狭いラフティング構造を形成する[2]。そして次の加速クリープ(第３クリープ)領域において、γ'相の立方体が連結し合ってできた幅の狭いラフティング構造が互いに引張方向に連結し合って、幅の広いラフティング構造を形成するようになる[2]。金属組織学の分野において、多様な SEM 画像を含む金属組織図が文献中に存在しているため、組織変化前の SEM 画像と組織変化後の SEM 画像を活用して、その間の金属組織変化の状況を推定することができれば大変都合がよい。それゆえ、本研究において、二次元離散コサイン変換[3]を最大エントロピー法[4), 5)]に組み込んだ新たな相転移シミュレーション手法を開発し、本手法により格子ミスフィットと関連性のあるＮｉ原子位置のＮｉ占有率を利用してＮｉ基超合金の相転移の様子を推定した。その結果、大変有意な結果が得られたため、以下に報告する。

## 2. 材料の選定と計算機実験の準備

### 2.1 単結晶Ｎｉ基超合金

単結晶Ｎｉ基超合金（ＣＭＳＸ－４）を材料として選定した。相転移または金属組織変化を示すＳＥＭ画像として、三浦、近藤、松尾の文献[2]に記載のものを選定し、後に述べる簡易モデルの作成に活用した。

### 2.2 クリープ途中止め試験

クリープ試験として、１,２７３Ｋ、１６０ＭＰａ下でのクリープ途中止め試験を採用した。上記の文献に記載のクリープ途中止め試験の試験片（（ａ）$1.08\times10^5$ sec,（ｂ）$1.08\times10^6$ sec（最小クリープ歪み速度時），（ｃ）$2.52\times10^6$ sec,（ｄ）クリープ破断時（creep ruptured））の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

単結晶Ｎｉ基超合金ＣＭＳＸ－４のγ／γ’相で構成されている金属組織のＳＥＭ画像 [2]に基づいて、金属組織図の幾何学的な簡易モデルを作成した。当該クリープ途中止め試験のクリープ歪み速度－時間曲線を図１に示す。図１の作成には上記文献 [2]の読み取り値を採用した。図１の途中止め位置（ａ）は遷移クリープ領域を、途中止め位置（ｂ）は定常クリープ領域の最小クリープ歪み速度点を、そして途中止め位置（ｃ）は加速クリープ領域を示している。

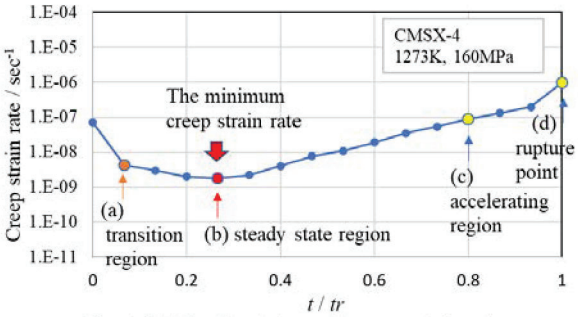



Fig. 1 Relationship between the creep strain rate and the ratio of the time to the rupture life

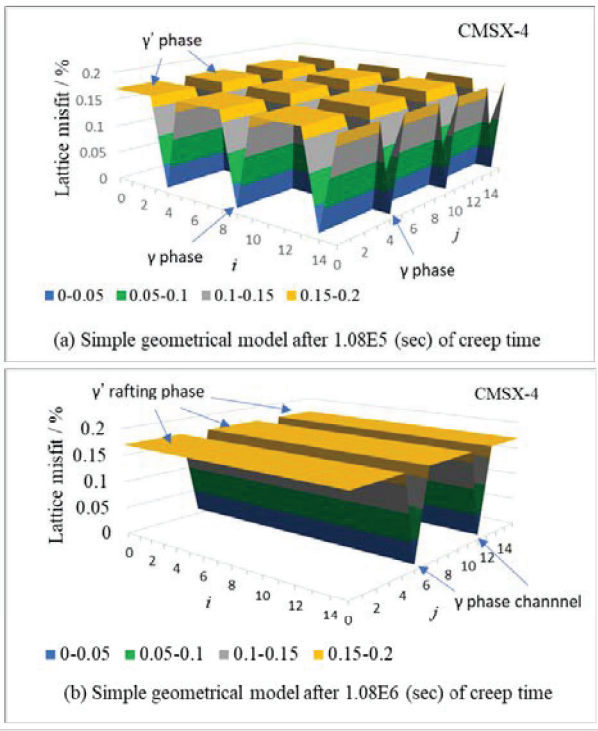



Fig.2 Simple geometrical model for Ni based superalloy CMSX-4

また、図２に１６×１６にメッシュ切りを行って作成した幾何学的な簡易モデル（ａ）、（ｂ）を示す。引張方向は $j$ 軸方向である。図２（ａ）において、γ’相の立方体の１辺の長さは０.４μｍである。また、γ相チャンネルの溝幅は０.１μｍである。図２（ｂ）において、γ’ラフティング構造の上面の長方形の短辺の長さは０.５μｍである。また、γ相チャンネルの溝幅は０.１μｍである。ＣＭＳＸ－４において、γ相の格子定数は１,２７３Ｋで３.５８６Åであり、γ’相の格子定数は１,２７３Ｋで３.５８０Åである [1]。それゆえ、格子ミスフィットは「－０.１７％」となる。図２において、便宜上γ’相が飛び出して見えるようにするために、格子ミスフィットを「＋０.１７％」としている。この点に注意が必要である。

## 3. 計算機実験と結果

### 3.1 ２次元離散コサイン変換

２次元離散コサイン変換の式は以下のように表される。

$$F[k,l] = \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{i=0}^{N-1} f[i,j]\varphi k[i]\varphi l[j] \qquad (1\text{-}1)$$

$$f[i,j] = \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{k=0}^{N-1} F[k,l]\varphi k[i]\varphi l[j] \qquad (1\text{-}2)$$

$$\varphi k[i] = 1/\sqrt{N}, \quad k = 0$$
$$= \sqrt{(2/N)} \cdot \cos\{(2i+1)k\pi/2N\}, \; k = 1,2,\cdots N\text{-}1 \qquad (1\text{-}3)$$

ここで、$f[i, j]$は離散シグナル(格子ミスフィット)を示す。これは図２において、座標（ $i$ ， $j$ ）のピクセルに入力された値に該当する。また，$F[k, l]$は２次元離散コサイン変換（2D-DCT）の係数を示す [3].

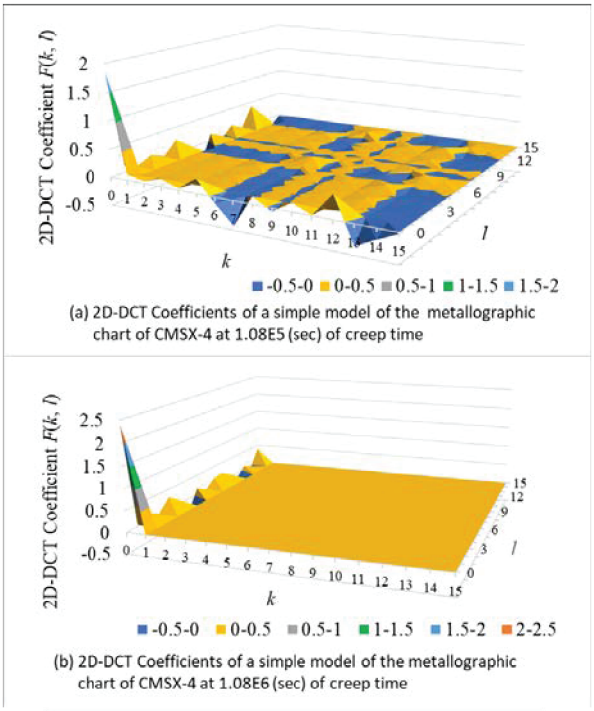



Fig. 3 2D-DCT coefficient $F(k, l)$ of the metallographic chart of CMSX-4 at each creep time of (a) and (b) of Fig. 2

また、式（１－１）から式（１－３）を用いて，図２の（ａ）と（ｂ）の各クリープ時間におけるＣＭＳＸ－


*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


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

４の金属組織図の格子ミスフィットから２次元離散コサイン変換係数 $F[k,l]$を求めたものを図３（ａ）、（ｂ）に示す。

### 3.2　最大エントロピー法（Maximum Entropy Method）

最大エントロピー法は結晶学の分野で多種多様な結晶の電子密度分布を限られた情報量に基づいて精密に求める際に使用される方法である[4]。

結晶構造因子 $F(h)$は以下とおり表される。

$$F(h) = V \sum_r \rho(r)\exp(-2\pi i r \cdot h) \qquad (2)$$

ここで、$\rho$は電子密度、$r$は位置ベクトル、$h$は逆空間ベクトル、そして $V$は単位胞を構成する１つのボクセルの体積を示す。

この方法において、抑制条件が精密電子密度分布の計算に課される。この抑制関数Ｃは次のとおり表される。

$$C = (1/N)\sum_h |Fcal(h) - Fobs(h)|^2 / \sigma^2(h) \qquad (3)$$

ここで、$Fcal(h)$は$\rho(r)$から算出される $h$番目の結晶構造因子、$N$ は観測された結晶構造因子の個数、$\sigma(h)$は$|Fobs(h)|$の測定誤差を示す。

精密な電子密度を計算するに際し、式（４）で表される Shannon-Kullback 相対情報量 $I$は式（３）で表される抑制関数 $C$に従って最小化される。

$$I = \sum_r p(r)\ln(p(r)/m(r)) \qquad (4)$$

ここで、$m(r) = \tau(r) / \Sigma\,\tau(r)$ および $p(r) = \rho(r) / \Sigma\,\rho(r)$である。 $\tau$は一つ前の計算時の$\rho$である。

Shannon-Jaynes entropy $S$ は相対情報量 $I$と $S = -I$の関係にある。抑制関数 $C$に基づく $S$の最大化は式（５）の $\rho(r)$の指数関数表現へと導かれる[4), 5)]。

$$\rho(r) = \exp[\ln\tau(r) + \lambda F(0)/N \times \Sigma(1/\sigma^2(h)) \times \{Fobs(h) - Fcalc(h)\}\exp(-2\pi i h/r)] \qquad (5)$$

ここで、 $\lambda$はラグランジュの未定定数である。

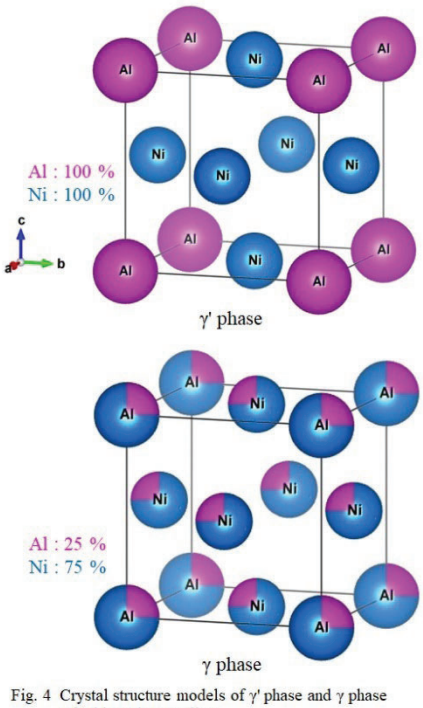


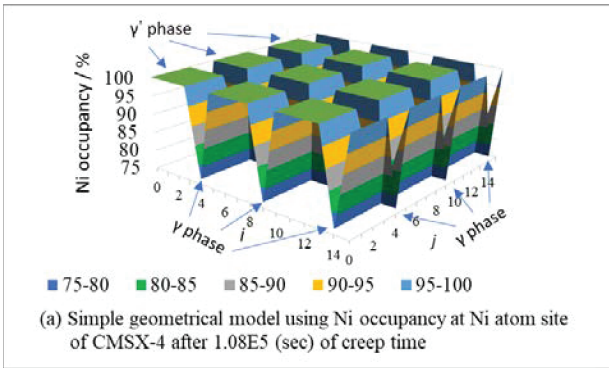

Fig. 4 Crystal structure models of γ' phase and γ phase of Ni based superalloy

本研究では、式（１－１）の２次元離散コサイン変換係数 $F(k,\ l)$を式（２）および式（５）の結晶構造因子 $F(h)$の代わりに用いて、遷移クリープおよび定常クリープ領域下のＣＭＳＸ－４の金属組織構造の変化状況を示す $\rho(r)$（この場合は格子ミスフィット $f[i,j]$）を離散コサイン変換と最大エントロピー法を組み合わせた手法により推定した。

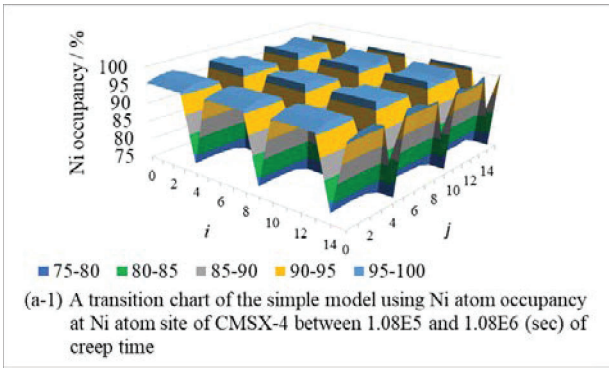
さらに推定値として得られた格子ミスフィット $f[i,j]$を、Ｎｉ原子位置におけるＮｉの占有率に変換し、Ｎｉ占有率の変化によりγ'相とγ相の相転移による組織変化の状態を把握することとした。図４にγ'相とγ相の結晶構造図を示す。図４の作成には VESTA[6]を使用した。図４を見ると、Ｎｉ原子位置のＮｉ占有率がγ'相では１００％であるが、γ相では７５％まで減少していることが分かる。このことから、格子ミスフィットが最大値を示すときには、Ｎｉ占有率が１００％であり、格子ミスフィットが最小値を示すときにはＮｉ占有率が７５％となることが分かる。

### 3.3　相転移の過渡的過程の推定

図１の（ａ）から（ｂ）まで、すなわち図２の（ａ）から（ｂ）までの間の相転移又は金属組織変化の様子を２次元コサイン変換を組み込んだ最大エントロピー法により計算し、推定した。本計算には図３の２次元コサイン変換係数を用いた。本計算結果は、式（３）の抑制条件がC≦１となるまで式（２）と式（５）をイタレーションしたことにより得られた。図５に図１の(ａ)から(ｂ)までの区間の相転移または金属組織変化の推定された過渡的過程を記載する。図５の（ａ）から（ａ-1）への変化において、γ’相のＮｉ占有率１００％の正方形部分に凹凸ができかかっていることが分かる。(ａ-1)から(ａ

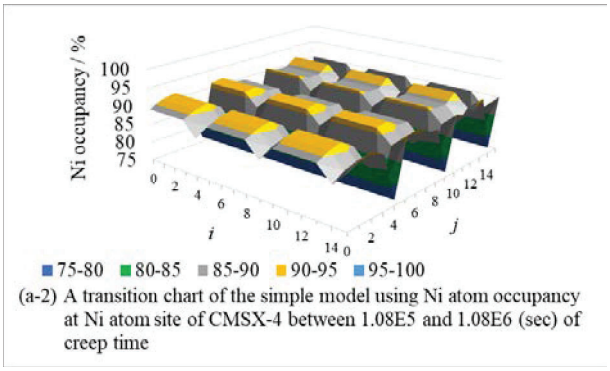



(a) Simple geometrical model using Ni occupancy at Ni atom site of CMSX-4 after 1.08E5 (sec) of creep time

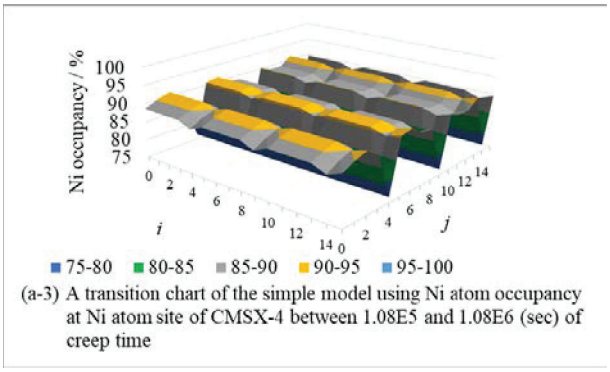



(a-1) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time

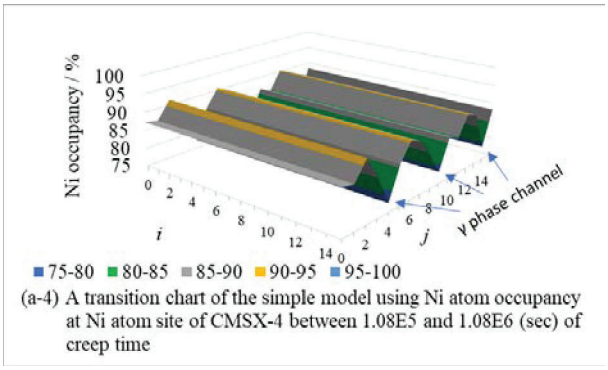
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



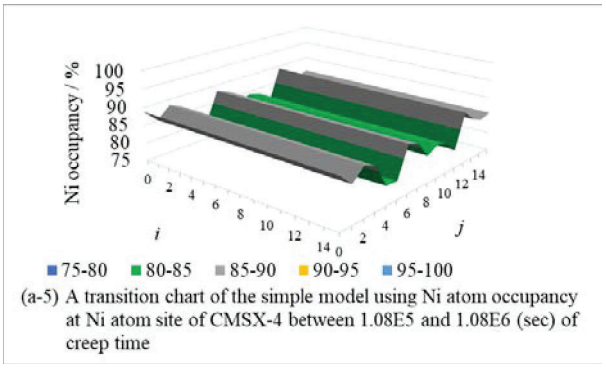

(a-2) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time



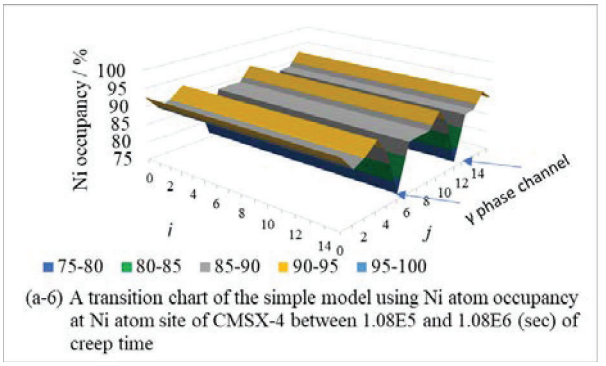

(a-3) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time



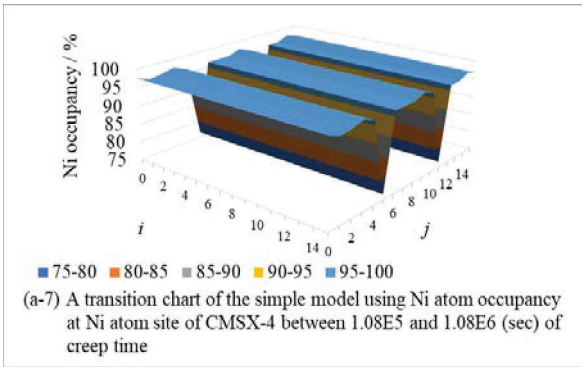

(a-4) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time



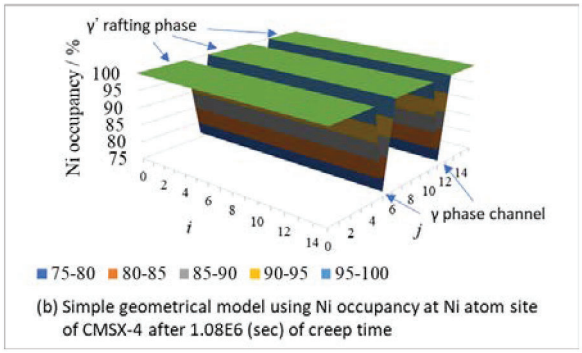

(a-5) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time




(a-6) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time




(a-7) A transition chart of the simple model using Ni atom occupancy at Ni atom site of CMSX-4 between 1.08E5 and 1.08E6 (sec) of creep time




(b) Simple geometrical model using Ni occupancy at Ni atom site of CMSX-4 after 1.08E6 (sec) of creep time

Fig. 5 Estimated state of changes of metallographic structure of CMSX-4 between (a) and (b)

-2）への変化では、引張方向と垂直の $i$ 軸方向にγ’相が連結してラフト化しつつあることが分かる。（a-2）から（a-3）への変化では、γ’相の連結がさらに進んでいる。そして、（a-3）から（a-4）への変化では、$i$ 軸方向への連結は完了している。$j$ 軸側のγ相チャンネルの数はまだ３個のままである。（a-4）から（a-5）への変化では、$j$ 側の３つのγ相チャンネルの深さが浅くなっている。そして、（a-5）から（a-6）への変化では、γ相チャンネルが２個になっている。（a-6）から（a-7）への変化では、ラフト化（ラフティング）したγ’相の上面が水平になりつつある。上面のＮｉ占有率はほぼ１００％に近い値となっている。そして、(a-7)から(b)の変化では、３枚の長方形のラフト化した水平面を有するγ’相と２個のγ相チャンネルとなっている。γ’相の水平面のＮｉ占有率は１００％であり、γ相チャンネルの底面のＮｉ占有率は７５％となっている。

図５の（a-2）と（a-3）において、$i$ 軸方向にγ’相の立方体が連結していく様子は大変興味深い。また、（a-6）から（b）にかけて、γ’相のラフティング面が徐々に水平となっていく様子も大変興味深い。（a-5）において、３個のγ相チャンネルの深さが浅くなるが、実際のＣＭＳＸ－４における相転移ではどのようになっているのか確かめる必要がある。

## 4. 考察と結論

上記より、たった２枚のＳＥＭ画像から作成した図５（a）と（b）の２個の簡易幾何学モデルの情報から、図５の（a）から（a-4）までは、γ’相の立方体がお互いに連結してラフト化する過渡的過程の様子の推定画像

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

が得られたと言える。また、図５の（ａ-4）から（ｂ）までは、γ’相の長方形の幅を増加させながら，γ相のチャンネルが３個から２個に変化する過渡的過程の様子の推定画像が得られた言える。この成果は、限られた情報を元に離散コサイン変換を組み込んだ最大エントロピー法を活用した相転移の過渡的過程を推定する新しいシミュレーション手法が、かなり有望であることを示している。今後は，過渡的過程の様子を現実の実験結果にできるだけフィッティングさせていく検討が必要である。

**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聡名誉教授と坂田修身前特任教授（公益財団法人高輝度光科学研究センター副センター長）に厚く御礼申し上げます。

**参 考 文 献**

(1) H. Harada and M. Okazaki : Journal of the Society of Materials Science, Japan, Vol.51, No.7, pp.836-842, 2002.
(2) N. Miura, Y. Kondo, T. Matsuo : CMSX-4, Tetsu-To- Hagane 89, 1240-1247, 2003.
(3) H. Hiraguchi.: "Novel study on the electron density maps calculated via the DCT" J. Appl. Cryst. 54, 1198–1206, 2021.
(4) M. Sakata & M. Sato, Acta Cryst. A46, 263-270, 1990.
(5) M. Sakata, R. Mori, S. Kumazawa, M. Takata & H. Toraya, J. Appl. Crvst. 23, 526-534, 1990.
(6) K. Momma & F. Izumi : J. Appl. Cryst. 41, 653–658, 2008.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-12

# Ni 基超合金特性予測プログラムの開発

# Development of property prediction program for Ni-base superalloys

○長田俊郎[*1]　西川嗣彬[*1]　古谷佳之[*1]　川岸京子[*1]
OSADA Toshio　NISHIKAWA Hideaki　FURUYA Yoshiyuki　KAWAGISHI Kyoko

**ABSTRACT**

Turbine disk is a key component for aircraft engine that requires high reliability. To guarantee its reliability, it is essential to build up a huge database of mechanical properties for Ni-based superalloys, but the construction of such a database is very costly. To overcome such problems, we have been developing programs that can predict high-temperature tensile properties and creep life from the microstructural features of the disk alloy. More recently, we have been working to clarify the fatigue mechanism of high-temperature, and to develop a model that can estimate fatigue life. Here we introduce the "NIMS Superalloy Property Prediction Program" and show the example of calculation for Ni-base disk superalloys. The prediction system could contribute to improve the reliability of disk superalloy.

**キーワード：**Ni 基超合金，強度予測、組成、ミクロ組織、機械的特性、タービンディスク
**Key Words:** Ni-bsed Superalloys, Strength Prediction, Composition, Microstructure, Mechanical Property, Turbine Disk

## 1. はじめに

タービンディスク用 Ni 基超合金の開発は、航空機エンジンや発電用ガスタービンの高効率化に大きく貢献する最重要技術の一つであり、世界各国との熾烈な競争下にある。一方、これら技術の国際競争力強化のためには、産業界と学術界のこれまで以上の有機的な連携が必要不可欠となるだろう。超合金設計に関して、当機構では研究・開発・実用化までの一気通貫した技術開発を実施してきた。その結果、単結晶超合金（TMS 合金）のロールスロイス Trent1000 への採用等、多くの優れたタービン翼用超合金の創製に成功している。その実用化には、原田ら[(1)] を中心に 40 年以上にわたり戦略的に取得してきた高精度な実験データベースと、世界に先駆けて開発された合金設計プログラムの存在が大きく寄与しており、計算技術が直接的に超合金の実用化に寄与した極めて稀な成功例であると世界的な評価を受けている。

一方、ディスク合金の設計には、タービン翼用合金とは異なる困難が数多く存在する。最大の難関は信頼性保証と性能向上の両立である。ディスクはその破壊が航空機の墜落に直結するため、エンジン部品の中でも Life-limited parts に分類される高度な信頼性が要求される部品である。他方、ディスクはそのプロセス条件に起因し、リム部からボア部にかけ組織が必ず変動するとともに、一定量の欠陥を有する。したがって、その機械的特性は、サイズ、バッチ、場所ごとに必ず変動・ばらつきを有する。したがって、その信頼性を保証するためには、全てのプロセスにおいて、適切な管理技術を構築するとともに、それを証明する膨大な特性データ取得が必要不可欠となる。この様な信頼性保証のための技術確立、膨大なコストとそれに要する時間こそが、ディスク合金実用化の最大のボトルネックである。

これら問題に対し、筆者らはディスク内の組織から高温引張特性およびクリープ寿命を予測可能なプログラムの開発を長年実施してきた[(2-4)]。最近では、ディスク設計において極めて重要な高温疲労のメカニズム解明[(5)]および推定可能なプログラムの開発を進めている。この様な予測プログラムの活用により、ディスク内の高温引張特性、高温クリープ特性および高温疲労特性の変動・ばらつきを予測出来れば、国産ディスクの性能向上・信頼性保証に大きく寄与すると期待している。本研究では、当機構が開発した鋳鍛造合金である TMW-4M3[(2,6)]を中心に、各種超合金における特性予測手法および「NIMS 超合金特性予測プログラム」の開発状況について紹介する。

## 2. 特性予測プログラム

### 2.1 階層的ミクロ組織と強化機構

Ni 基超合金は幅広い固溶限を有するγ相と、高温で逆温度依存性を示すγ’相の二相組織により構成され、優れた高温特性を有する合金である。図 1 に、高圧タービンディスクに活用される、γ’強析出型超合金のミクロ組織

*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1-2-1
E-mail: OSADA.Toshio@nims.go.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

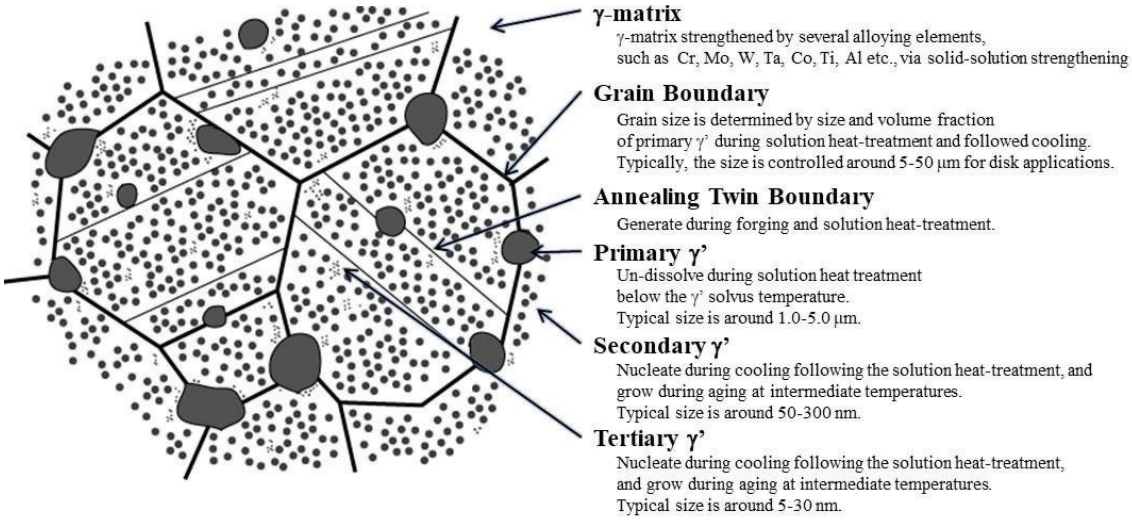



Figure 1 Schematic illustration showing typical microstructural features in Ni-base superalloys for advanced turbine disk applications.

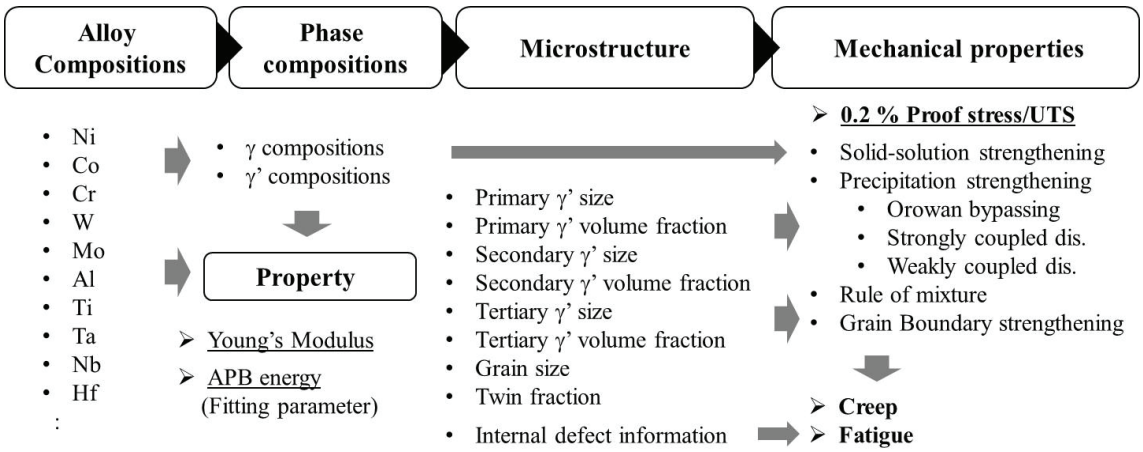



Figure 2 Schematic illustration of work flow in property prediction program for Ni-base superalloys

の模式図を示す[2]。最新のタービンディスク用超合金は、10～14 元系の多結晶超合金であり、サイズレンジの異なる 3 種類のγ'析出物により強化された階層的で複雑なミクロ組織を有する。γ'相の中でも、1 次γ'相は粒成長のピン止め機能を有するため、高温鍛造中の粒径制御に大きな役割を果たす。一般的に 1-5μm 程度の大きさである。他方、2 次及び 3 次γ'相は、TMW-4M3 の様なγ'強析出型の超合金においては、溶体化熱処理後の冷却過程でその大半が析出し、その後の時効過程において成長する。一般的に、2 次γ'相は 50-300μm 程度、3 次γ'相は 5-30μm 程度の大きさである場合が多い。従って、鋳造、鍛造および熱処理等の工程では、ディスクとしての要求品質・性能を満たすために、このような階層的で複雑な組織を適切に制御し、最適なサイズかつ均質な組織に作りこむことが重要となる。

### 2.1 組成-組織-特性予測モデル

図 2 に NIMS において現在開発を進めている Ni 基超合金特性予測プログラムのワークフローを示す。本プログラムは、10 元系を越える合金組成、γ-γ'分配比及び階層的ミクロ組織情報から、ディスク設計に欠かせない機械的特性である高温 0.2%耐力、引張強度（UTS）、高温クリープ寿命、高温疲労寿命を予測することを目的としたシステムである。その中でも、高温 0.2%耐力はその後の疲労・クリープ寿命予測に必須の重要特性である。ここで、0.2%耐力は、複数のミクロ組織情報から、固溶強化モデルをはじめ、オロワン強化やγ'せん断強化等の複数の析出強化モデル、粒界強化を表現する Hall-Petch の式を活用することで個別の強化量の寄与度を計算し、更に、それらの重ね合わせにより表現されている[2-3]。現在は、0.2%耐力だけでなく、引張強度（UTS）やクリープ寿命、更には疲労寿命予測[4]を可能にするため、機能拡

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

張を実施している。

一方、固溶強化モデルに関しては、多元系固溶強化合金の実験データベースを活用していることが特徴である。固溶強化モデルに関する理論やモデルは数多く提案されているが、4 元素以上の多元系合金の固溶強化を高精度に予測可能なモデルは未だ報告がない。NIMS では、種々の固溶強化単結晶モデル合金[3]やナノインデンテーション法[2]を用いることで 0.2%耐力のデータベースを構築し、多元系合金における予測精度向上を図っている。また、近年では、広い組成範囲においてハイスループットに固溶強化データベースの取得可能な手法の開発にも力を入れている[6]。

また、図 2 に示す様に、析出強化予測にはγ'中の逆位相境界（APB）エネルギーを入力する必要がある。APB エネルギーは組成の関数であり、析出強化量を決定する重要なパラメータであるが、予測手法は世界的にも未だ確立されてない現状にある。本プログラムでは、ユーザーがフィッティングパラメータとして入力する設計になっている。したがって、本プログラムは、NIMS 合金設計プログラムの様な合金設計には不向きなワークフロー構造になっている現状にある。現在は、組織やそれを決定するプロセスの最適化や、疲労寿命予測に寄与するプログラムとしての活用を期待している。

## 3. 特性予測プログラムの出力例

図 3 に Ni 基特性予測プログラムの出力の一例として、高温 0.2%耐力の実験値および予測結果の比較を示す。本プログラムは一般的な固溶強化型超合金及び析出強化型超合金の耐力を高精度に予測可能であることが分かる。また、本プログラムは、実験データを基本としたデータ駆動型プログラムであるため、極めて高速に特性を予測可能であることも一つの特徴である。したがって、例えば、プロセスから組織を予測可能な有限要素シミュレーション中のユーザーサブルーチンに格納することで、数百万点を超えるような有限要素法の各接点において、特性を瞬時に予測可能となる[7]。

## 4. おわりに

NIMS 超合金特性予測プログラムは、未だ開発段階であるが、ディスク合金の信頼性を議論する上で有用な予測システムである。今後は実験データベース拡張に力を入れ、最新の Ni 基超合金の各種機械的特性を高速かつ高精度に予測可能なプログラムとして広く産業界に活用いただけるよう、開発を進めていく予定である。

## 5. 謝辞

本研究は物質・材料研究機構運営費交付金により実施しました。また、その一部は、内閣府総合科学技術・イノベーション会議の戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「統合型材料開発システムによるマテリアル革命」（管理法人：JST）によって実施されました。

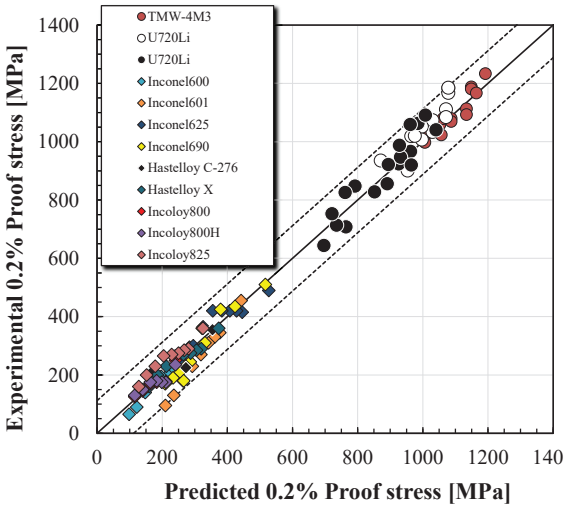



Figure 3 Output example of 0.2 % proof stress at high-temperature: Comparison between experimental and predicted results for Ni-base superalloys.

## 参 考 文 献

(1) H. Harada, H. Murakami, Design of Ni-Base Superalloys, Springer Series in Materials Science T. Saito (Ed.), vol. 34. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999.

(2) T. Osada, YF. Gu, N. Nagashima, Y. Yuan, T. Yokokawa, H. Harada. Optimum microstructure combination for maximizing tensile strength in a polycrystalline superalloy with a two-phase structure. Acta Materialia. Vol. 61 (2013) pp.1820-1829

(3) L. Wu, T. Osada, I. Watanabe, T. Yokokawa, T. Kobayashi, K. Kawagishi. Strength prediction of Ni-base disc superalloys: Modified γ' hardening models applicable to commercial alloys. Materials Science and Engineering: A. Vol. 799 (2021) pp.140103.

(4) H. Nishikawa, Y. Furuya, Development of a method for evaluating microstructurally small fatigue crack initiation and growth by using an automatic system for in situ observation in conjunction with a digital-image correlation technique, ISIJ International, 60 (2020) 2090-2096.

(5) J. Fujioka, YF. Gu, T. Osada, C. Cui, T. Yokokawa, T. Kobayashi, H. Harada, T. Fukuda., A. Mitsuhashi, Development of Ni-Co-base superalloys based on new concept for high temperature turbine disk applications, Proc. Inter. Gas Turbine congress 2015, Tokyo, pp. 333-338.

(6) K. Goto, A. Ikeda, T. Osada, I. Watanabe, K. Kawagishi, T. Ohmura. High-throughput evaluation of stress–strain relationships in Ni–Co–Cr ternary systems via indentation testing of diffusion couples. Journal of Alloys and Compounds. 910 (2022) 164868.

(7) N. Ueshima, C. Aoki, T. Osada, S. Horikoshi, A. Yanagida, H. Murakami, T. Ishida, Y. Yamabe-Mitarai, K. Oikawa, N. Yukawa, J. Yanagimoto. Development of a prediction model and process–microstructure–property database on forging and heat treatment of superalloy 720Li, Proceedings of the 14th International Symposium on Superalloys, 2020, pp. 491–499.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-13

# 粉末床レーザ溶融法におけるニッケル単結晶の造形

# Fabrication of a nickel single crystal via laser powder bed fusion

○北嶋 具教*1,2　ジョディ デニス*1,2　小泉 雄一郎*3　中野 貴由*3　渡邊 誠*1
KITASHIMA Tomonori　JODI Dennis　KOIZUMI Yuichiro　NAKANO Takayoshi　WATANABE Makoto

**ABSTRACT**

The demand for manufacturing high-temperature components with nickel-base single-crystal superalloy via additive manufacturing is increasing in aircraft and gas-turbine industries. We investigated the effect of laser scan speed on the microstructure and texture of pure nickel specimens fabricated via laser powder bed fusion using a flat-top laser beam. The <110> texture changed to near-<100> as the scan speed increased. Further increase of the scan speed led to the closer-<100> texture accompanying with the formation of stray grains. Under the condition in which the most uniform texture close to <100> was formed, the density of geometrically necessary dislocation was at a minimum. In addition, the length of high angle grain boundary became almost zero, and a single crystal structure was thus obtained. The difference in-between the build direction and grain growth direction in a planer melt pool on the X-Z plane may largely contribute to the grain selection prior to the formation of single-crystal structure.

**キーワード：**ジェットエンジン，ガスタービン，積層造形，単結晶，ニッケル，レーザ粉末床溶融結合法
**Key Words:** Jet Engine, Gar Turbine, Additive Manufacturing, Single Crystal, Nickel, Laser Powder Bed Fusion

## 1. はじめに

近年，航空機部品が積層造形で製造されている。積層造形は複雑形状の造形が可能であり，部品点数を減らすことができる。接合部の肉厚増強を考慮する必要がなく，部品軽量化に貢献できる。また，製造プロセスの低コスト化，短期納期等の面で有利であり，航空機エンジンのタービン用耐熱材として用いられている Ni 基超合金の単結晶についても積層造形による製造が期待されている。

Ni 基超合金では多結晶，一方向凝固材よりも単結晶の方が高温クリープ強度に優れる。粉末床積層造形で単結晶を造形するには，種結晶を用いて種結晶と同じ結晶構造の材料を造形する方法は報告されているものの[1],[2]，種結晶を使わない造形方法では粉末床積層造形のレーザ方式では報告されておらず，電子ビーム方式で 2018 年以降に報告されていた[3]-[5]。著者らはレーザ方式でレーザの照射面強度分布が一様なフラットトップレーザを用いて，純ニッケルの造形において，大角粒界の形成を抑制し，単結晶の造形に成功した[6]。しかし，フラットトップレーザ用いた造形のパラメータがミクロ組織や集合組織の形成に及ぼす影響は不明な点が多い。造形パラメータには，レーザパワー，レーザ走査速度，ハッチスペース，レイヤー厚さ等が挙げられ，とりわけ走査速度が結晶方位に及ぼす影響は大きい[7],[8]。本論文ではフラットトップレーザを用いた粉末床溶融結合法において，単結晶が得られるパラメータの近傍でレーザ走査速度が結晶方位に及ぼす影響について報告する。単結晶の造形では結晶粒界形成の抑制が重要になるが，造形体の結晶粒界形成やひずみに及ぼす影響についても議論した。従来のガウス強度分布に従うレーザを使用した造形体の集合組織，結晶方位や結晶粒界，ひずみと比較して議論する。

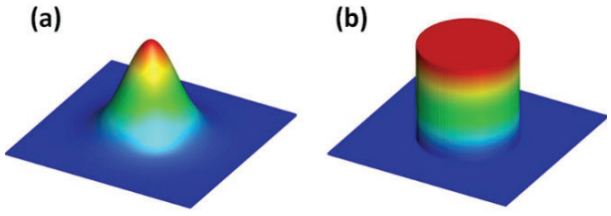



Fig. 1　Schematics of the intensity distribution of (a) Gaussian and (b) flat-top laser beams.

## 2. 材料と実験方法

高純度の純ニッケル球状粉末(AMPERIT 176，HÖGANÄS 社)を使用した。$D_{10}$, $D_{50}$, $D_{90}$ はそれぞれ 24.6，34.8，51.3 μm であり，平均粒径 34.0 μm であった。造形

*1　物質・材料研究機構 (NIMS)
〒305-0047　茨城県つくば市千現1-2-1
E-mail: KITASHIMA.Tomonori@nims.go.jp
*2　九州大学大学院工学府
〒819-0395　福岡県福岡市西区元岡744
*3　大阪大学大学院工学研究科
〒565-0871　大阪府吹田市山田丘2-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

には SLM 280 HL (SLM Solutions 社)を用いた。造形装置はガウス分布レーザとフラットトップレーザを搭載しており，それぞれビームの直径は 80 μm，700 μm である。Fig. 1 にガウス分布レーザとフラットトップレーザの照射面強度分布の概念図を示す。造形ステージ上には SUS304 プレートを設置し，その上に，各レイヤーごとに粉末を敷いて直径 12 mm，高さ 30 mm の円柱を造形した。造形ステージは加熱せず，造形では種結晶を使用していない。Ar 雰囲気下で造形した。本論文では造形方向を Z 方向，レーザの走査方向 X 方向，ハッチ方向を Y 方向とする。スキャンストラテジーとして XY 面で双方向（ジグザグ）に走査し，レイヤー毎に走査方向を 90 度回転させた。本研究で使用した造形パラメータを Table 1 に示す。ガウス分布レーザを使用したパラメータを G，フラットトップレーザを使用したものは FT とした。レイヤー厚さは全て 30 μm である。本研究では下記のエネルギー密度 $E_M$ の定義式を用いた[9]。

$$E_M = \beta P / h\sqrt{4\alpha d_b v} \quad (1)$$

ここで，β は吸収係数（0.8），α は熱拡散率（22 $mm^2/s$），P はレーザパワー，h はハッチスペース，$d_b$ はレーザビーム直径，v はレーザ走査速度である。

組織の解析では，造形まま材を切断し，樹脂に埋め込んだ後，#320，#600 の研磨紙，9，3，1 μm の ダイヤモンド砥粒，粒径 0.06 μm のコロイド状シリカ懸濁液で研磨を行った。結晶方位，結晶粒界長さ，転位密度分布を電子線後方散乱回折(EBSD)により解析した。EBSD データの解析には TSL OIM 7 使用した。本論文では小角粒界と大角粒界の結晶方位差をそれぞれ 5～15°，>15° と定義した。

Table 1　Fabrication parameters in this study.

| | Laser power [W] | Laser scan speed [mm/s] | Hatch space [μm] | Energy density [J/mm$^3$] |
|---|---|---|---|---|
| G1 | 300 | 600 | 80 | 46.16 |
| G2 | 300 | 900 | 80 | 37.89 |
| G3 | 300 | 1200 | 80 | 32.64 |
| FT1 | 500 | 100 | 100 | 50.96 |
| FT2 | 500 | 140 | 100 | 43.07 |
| FT3 | 500 | 200 | 100 | 36.04 |

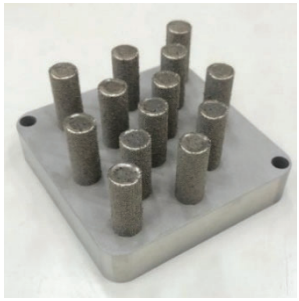


Fig. 2　Cylindrical specimens after fabrication.

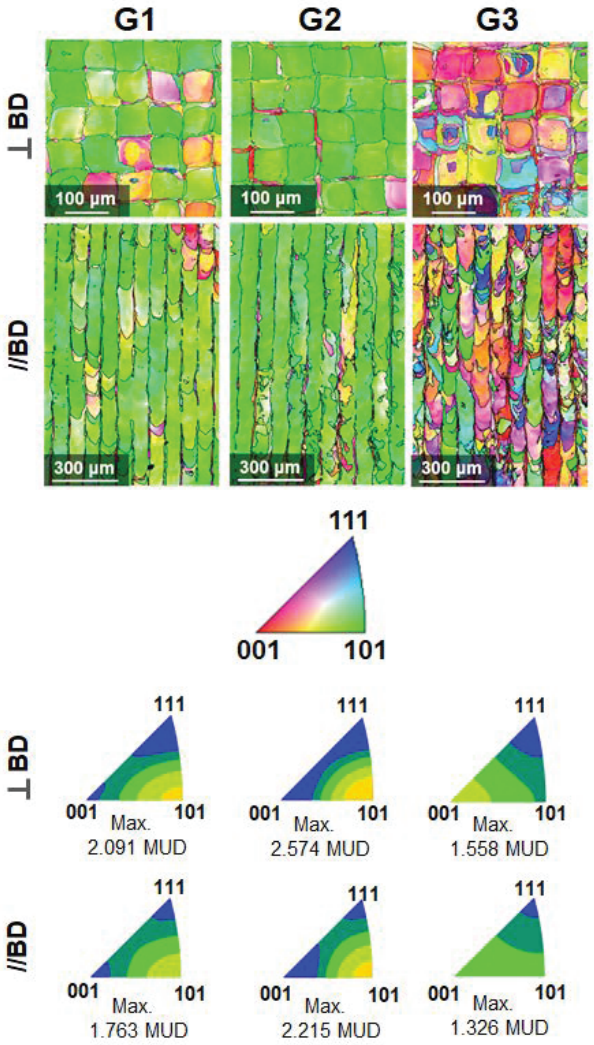



Fig. 3　IPF maps and textures of Gaussian-laser fabricated specimens (G1, G2, G3) on the cross-sections perpendicular to and transverse to the build direction. All IPF maps were set along the build-direction axis.

## 3. 結果及び考察

### 3. 1 集合組織の形成

Fig. 2 に造形後の試料外観写真を示す。Fig. 3 にガウス分布レーザを使用した造形まま材の高さ 25mm における組織の IPF（Inverse Pole Figure）マップを示す。黒の実線は大角粒界である。また，それぞれの IPF マップにおける結晶方位分布を逆極点図に示す。G1～G3 の積層方向（BD）に垂直な面で”レーザ走査跡”を確認できる。積層方向に平行な面において積層方向に大角粒界が伸び，レーザ走査跡がわかる。ガウス分布レーザの照射では YZ 面で半楕円形の溶融池が生じるため[6]，溶融池の固液界面で温度勾配が最大となる方向が最深部からエッジにかけて連続的に変化する。これにより，溶融池の YZ 面において<100>と<110>のセルの競争成長が起こるが，溶融池の両側の固液界面でエピタキシャル成長し，その後，競争成長して凝固セルがぶつかり大角粒界を形成する

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

[10]。同様の結晶粒界の形成は溶接溶融池においても観察されている[11]。溶融池の両側から結晶粒が溶接センターラインに向かって成長してぶつかり形成する。G1，G2 では主に<110>集合組織を形成しているが，G3 に走査速度が上がると<100>に近い集合組織が増加する。

フラットトップレーザを使用した FT1，FT2，FT3 では上記のガウス分布レーザを使用した場合と同じスキャンストラテジーであるが，積層方向に垂直な面と平行な面でレーザ走査跡が見られない。フラットトップレーザを使用した場合，溶融池の形状は浅くて幅が広い平面状に近くなる[6]。FT1 では<110>集合組織を形成し，大角粒界が存在する（Fig. 4）。一方，レーザ走査速度を上げた FT2 では大角粒界の形成が抑制され，<100>に近い集合組織を有し，単結晶化していることがわかる。この集合組織は<710>であり，積層方向から±8° のずれである。さらにレーザ走査速度を上げた FT3 では，より<100>に近い集合組織を形成したものの，大角粒界を形成し，結晶方位<210>付近の漂遊結晶粒（stray grain）が出現した。レーザ走査速度が増加すると，集合組織の結晶方位が<110>から<100>に変わり，さらに速度が上がると，ランダムな方位の結晶粒が増加していくことが報告されている[7]。本研究においても同様の傾向となった。

集合組織の形成は溶融池形状の影響を受け，その溶融池形状は造形パラメータの影響を受ける[12]。Fig. 5 にガウス分布レーザを高速走査，低速走査で使用した場合の XY 面，XZ 面，YZ 面の溶融池形状の模式図を示す。条件によって XZ 面で柱状晶が成長する “軸方向成長（axial growth）”が起こる[11),(13),(14]。そのときの模式図も Fig. 5(g), (h)に示した。レーザ走査速度が速い場合，XY 面では溶融池がレーザ走査方向に伸び，Teardrop 形状になる。溶融池の固液界面の両側から結晶粒が成長し，溶融池センターライン付近でそれらがぶつかり結晶粒界を形成する。溶融池の深さは浅いが，YZ 面で正規分布のような形状は維持され，結晶粒は Fig.5(e)のように溶融池表面に向かって成長する[7]。また，XZ 面では凝固セルの成長方向が造形方向により近く，細かい結晶粒が増加する[15]。一方でレーザ走査速度が遅い場合，溶融池形状は XY 面で楕円形に近くなり，溶融池センターライン付近でも固液界面に対して垂直方向に競争成長する。また，YZ 面において溶融池は深くなり，結晶粒の成長方向の曲率が上がる。XZ 面においても結晶粒の成長方向が湾曲し，成長方向の角度が造形方向から外れて 45° 方向に近づく[15]。これらは溶接，ガウス強度分布レーザを使った粉末床溶融結合法で報告されている。

フラットトップレーザを用いた粉末床溶融結合法でスーパーガウシアンと呼ばれるなだらかな正規分布状と平面状の溶融池形状が確認された[6]。スーパーガウシアンはレーザ走査速度が遅い条件で観察され，YZ 面の溶融池形状はガウス分布レーザを高速走査した条件の Fig. 5(e)に近くなり，溶融池の XY 面，XZ 面はガウシアン分布レーザを低速走査した条件の結晶成長挙動(Fig. 5(b), (d))に近くなると考えられる。したがって，YZ 面と XZ 面で結晶成長方向の曲率が上昇し，<110>集合組織が優勢になると考えられる。しかし，YZ 面はガウス分布レーザ照射によりできる溶融池の形状に比べてなだらかであり，センターライン付近で凝固セルがぶつかる程の成長角度の分布ではなく，Fig. 4 の FT1 のようにレーザ走査跡を確認できない。レーザ走査速度を速くし，Fig.6(c)のように YZ 面で溶融池の形状が平面状になるとエピタキシャル成長を経て凝固セルが造形方向に成長し，軸方向成長(Fig. 5(h))のように結晶方位が揃った結晶粒の成長が起こる（Fig. 6）。さらにレーザ走査速度が速くなると，XZ 面で凝固セルはさらに造形方向に近い成長となり，集合組織はさらに<100>に近づくが，ランダムな結晶方位を持つ細かい漂遊結晶粒が増加すると考えられる。単結晶化する条件については 3.3 節で議論する。

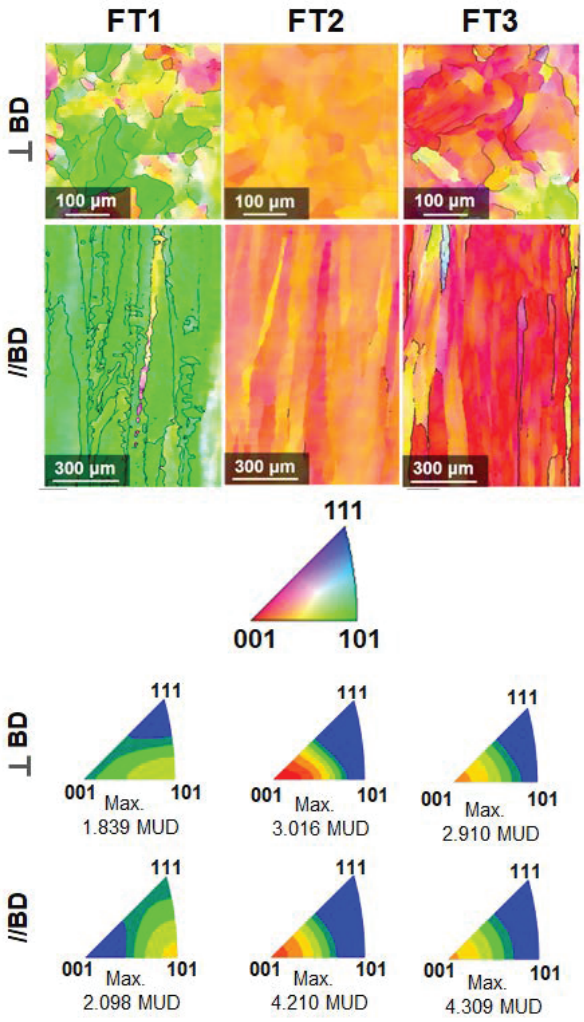



Fig. 4　IPF maps and textures of flat-top-laser fabricated specimens (FT1, FT2, FT3) on the cross-sections perpendicular to and transverse to the build direction. All IPF maps were set along the build-direction axis.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

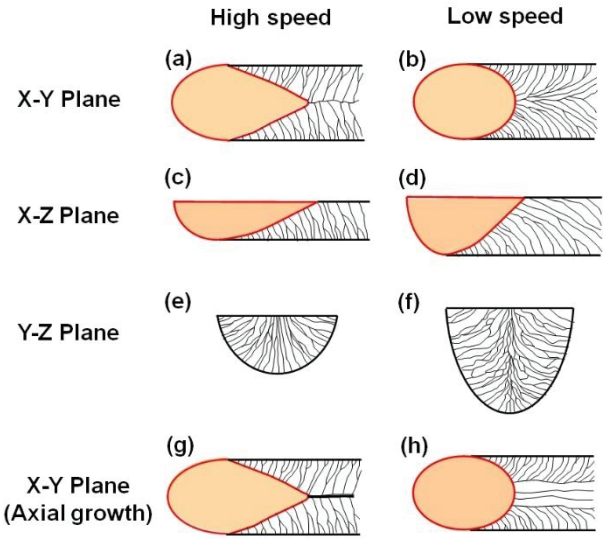



Fig. 5　Schematic grain morphologies at high and low laser-scan speeds on X-Y, X-Z, Y-Z planes. Grain morphologies with axial growth on X-Y plane are also shown in (g) and (h).

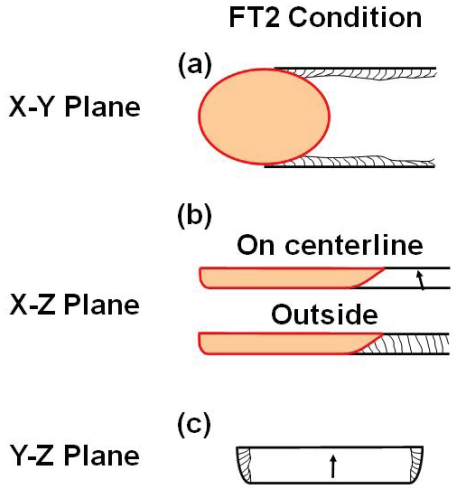



Fig. 6　Schematic grain morphologies under the FT2 condition on X-Y, X-Z, Y-Z planes.

### 3.2 造形体のひずみおよび GN 転位分布

造形時，溶融池に近い領域ではレーザ照射による発熱の影響を受け，急速加熱，急速冷却を繰り返す。造形体中の大角粒界の形成はこの熱サイクル時に生成されるひずみや転位形成の影響を受ける[16]。Fig.7 に KAM（Kernel Average Misorientation）マップを示す。GN 転位密度の算出には Pantleon らのモデルを用いた[17]。図中に四角で囲んだ領域の GN 転位密度（単位：$\times 10^{14}$ /m$^2$）を示す。G1，G2，G3 では，レーザ照射したがレーザ走査跡で値が大きく，溶融池のエッジ部分に近いところでは値が小さい。一方でフラットトップレーザでは KAM マップでレーザ走査跡を確認できなかった。フラットトップレーザを用いた場合，ガウス分布レーザに比べて GN 転位密度の値が小さい。造形中に生成するひずみと残留応力は，各レイヤーで往来するレーザ照射部の熱サイクルが影響し，その繰り返し数が多いほどひずみが増大する[18]。ガウス分布レーザは溶融池が深く，フラットトップレーザよりもレイヤーに影響する積層方向の領域が広く，造形中，各レイヤーの熱サイクルが増大することが考えられる。さらに，前述のとおり，ガウス分布レーザの照射では半楕円形の溶融池が形成するが，溶融池のレーザ走査跡（センターライン付近）で凝固セルがぶつかり，大角粒界を形成し，その部分でのひずみは大きい[19]。フラットトップレーザでは溶融池が平面状であるため，優先成長する凝固セルが同じ方向であり，ひずみが分散する[19]。フラットトップレーザを使用した造形体で大角粒界の形成が抑えられるのは，この生成ひずみが小さいことも理由の一つとして考えられる。GN 転位密度とレーザ走査速度の関係については，それらの相関はないものの，Fig. 7 に示す通り，集合組織の結晶方位が比較的揃っている G2 の溶融池エッジ部と FT2 全体において，それぞれ G1 と G3，FT1 と FT3 と比較して，わずかに値が小さいように見受けられる。

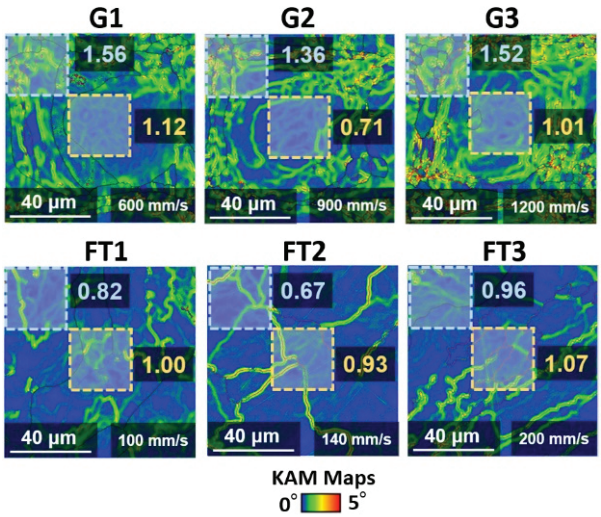



Fig. 7　Kernel average misorientation (KAM) maps of G1, G2, G3, FT1, FT2 and FT3 specimens.

### 3.3 単結晶構造の形成

Fig. 3 と Fig. 4 で示した造形方向に垂直な面の G1～G3，FT1～FT3 の大角粒界長さを Fig. 8 に示す。フラットトップレーザを使用した場合ではガウス分布レーザに比べて大角粒界の形成が抑制される。また，それぞれのレーザにおいて，集合組織の結晶方位が揃っているほど大角粒界長さの値は小さい。つまり G2 の値は G1，G3 よりも小さく，FT2 の値は FT1，FT3 よりも小さい。FT2 の大角粒界長さはゼロであり，単結晶構造であることがわかる。本研究では造形ステージに SUS304 プレートを使用しており，造形開始初期はエピタキシャル成長ではなく，高さ 6 mm ほどまで<100>と<110>方位の結晶粒の選択が起こっている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

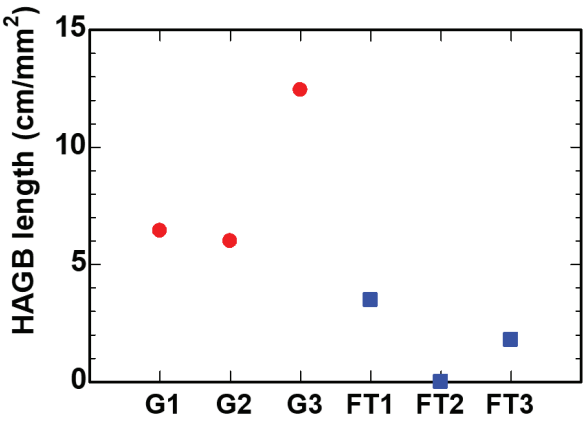



Fig. 8　High angle grain boundary (HAGB) lengths of G1, G2, G3, FT1, FT2 and FT3 specimens.

3.1 節の集合組織形成の議論を踏まえ，単結晶化には下記の 2 つの条件を満たす必要があると考えられる。

(a) レーザ走査中，溶融池が安定な形状を維持し，溶融池の YZ 面の固液界面で凝固セルの成長方向が造形方向に近く，造形方向と凝固セルの成長方向の角度差がある範囲内に入る。

(b) スキャンストラテジーでレイヤー毎の走査方向の回転角度は 90° の倍数である（例えば 180° ）。

(a)で「<100>凝固セルの成長方向が造形方向に近くなる」としたが，レーザ走査速度が速い場合は集合組織の結晶方位が<100>に近づくものの，ランダムな結晶方位の細かい結晶粒が出現する。しかし，(a)と(b)は基本的に結晶粒成長の第一方向（造形方向）と第二方向（XY 面内方向）に関する条件である。

造形中，レーザ走査により熱源が XY 面を移動し，結晶成長方向は造形方向と完全に一致しない。フラットトップレーザを用いた造形では，溶融池の形状が平面状に近づくにつれ，YZ 面での結晶粒成長方向が造形方向に近くなるため，XZ 面での造形方向と結晶成長方向のずれが最終的な結晶粒の成長方向の和と造形方向のずれの大部分を占めると考えられる。

単結晶の種結晶を用いない本研究では，上記の通り，造形開始初期に結晶粒の選択（grain selection）を経て単結晶に成長する。一方向凝固精密鋳造では，溶湯がチルプレートに接触する底面で不均質核生成により多数の結晶粒が生成し，鋳型を低温室に引下げることでデンドライトが上方向に成長する。その際，セレクターと呼ぶ螺旋階段状の部分を凝固フロントが通過して，柱状晶の一つが物理的に選択されて，単結晶に成長する。このセレクターで成長する結晶粒をあらかじめ選択することはできず，最終的に残った結晶粒の XY 面（引き上げ方向に垂直な面）の結晶方位を前もって選択することはできない。本研究では，XZ 面において，造形方向と温度勾配が最大となる方向に角度差を持った何層ものレイヤーが積み重なる（Fig. 6(b)）。その角度差に従って凝固セルが成長していく過程で<100>に近い方位の結晶粒が選択されて，単結晶になると考えられる。この角度の範囲については今後の課題である。

同じレイヤー内でレーザをハッチスペースの距離を空けて平行に走査していくが，YZ 面の溶融池外側(Fig. 6(c))では，その前に凝固したレイヤーの結晶構造から造形方向と垂直面内方向にエピタキシャル成長を起こしていると考えられる。これはガウス分布レーザによる造形でも確認されている[10]。従って，造形方向とそれと垂直面内方向で四面体の結晶方位が決まっており，それをエピタキシャル成長しながら Z 方向に成長していく。つまり，造形が次のレイヤーに移る際には下部の四面体構造（面心立方格子）の結晶方位と一致するように走査方向を回転させなければ，単結晶の規則性が破れる[4]。従って，レイヤー毎の走査方向の回転角度は 90° の倍数であることが必要である。

## 4. まとめ

これまで電子ビームの粉末床溶融結合法で単結晶造形が報告されていた。本研究ではフラットトップレーザを用いたレーザ方式で純ニッケル単結晶を造形し，レーザ走査速度が集合組織の形成，GN 転位密度，大角粒界長さに及ぼす影響を調査した。また，単結晶の造形に必要な条件について考察した。

フラットトップレーザを用いた造形においてレーザ走査速度が速くなると<110>集合組織から<100>集合組織に変わる。しかし，さらに速度が大きくなると，<100>に近い集合組織が増加するが，漂遊結晶粒が出現する。集合組織の結晶方位が揃う条件において，GN 転位密度が最小になり，大角粒界長さがほぼゼロになるとともに，単結晶構造が得られた。フラットトップレーザを用いて単結晶を造形した条件では溶融池形状が YX 面で平面状になり，XZ 面における造形方向と結晶成長方向とのずれは結晶粒の選択に大きく寄与すると考えられる。

## 謝辞

本研究の一部は，内閣府 戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「統合型材料開発システムによるマテリアル革命」（三島 良直 プログラムディレクター）の一環で実施されました。物質・材料研究機構の鈴木大氏に造形をサポートしていただいた。ここに謝意を表する。

## 参 考 文 献

(1) 石川毅，越智大介，原田広史，小林敏治，横川忠晴，湯山道也，川岸京子，Additive ManufacturingによるNi基単結晶超合金の製造，日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2016), pp. 187-190.

(2) Chen, J., Schwarze, D., Niendorf, T., Single crystal microstructure built by Selective Laser Melting, Lasers in Manufacturing Conference 2017 (2017).

(3) Chauvet, E., Tassin, C., Blandin, J.J., Dendievel, R., Martin, G.,

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Producing Ni-base superalloys single crystal by selective electron beam melting, Scripta Materialia, Vol. 152, (2018), pp. 15–19.
(4) Fernandez-Zelaia, P., Kirka, M.M., Rossy, A.M., Lee, Y., Dryepondt, S.N., Nickel-based superalloy single crystals fabricated via electron beam melting, Acta Materialia, Vol. 216, (2021), No. 117133.
(5) Gotterbarm, M.R., Rausch, A.M., Körner, C., Metals, Vol. 10, (2020), No. 313.
(6) Jodi, D.E., T. Kitashima, T., Koizumi, Y., Nakano, T., Watanabe, M., Manufacturing single crystals of pure nickel via selective laser melting with a flat-top laser beam, Addit. Manuf. Lett., Vol. 3, (2022), No. 100066.
(7) Higashi, M., Ozaki, T., Selective laser melting of pure molybdenum: Evolution of defect and crystallographic texture with process parameters, Materials and Design, Vol. 191, (2020), No. 108588.
(8) Sun, S.H., Hagihara, K., Ishimoto, T., Suganuma, R., Xue, Y.-F., Nakano, T., Comparison of microstructure, crystallographic texture, and mechanical properties in Ti–15Mo–5Zr–3Al alloys fabricated via electron and laser beam powder bed fusion technologies, Additive Manufacturing, Vol. 47, (2021), No. 102329.
(9) Ferro, P., Meneghello, R., Savio, G., Berto, F., A modified volumetric energy density–based approach for porosity assessment in additive manufacturing process design, International Journal of Advanced Manufacturing Technology, Vol. 110, (2020), pp. 1911–1921.
(10) Ishimoto, T., Hagihara, K., Hisamoto, K., Sun, S.H., Nakano, T., Crystallographic texture control of beta-type Ti–15Mo–5Zr–3Al alloy by selective laser melting for the development of novel implants with a biocompatible low Young's modulus, Scripta Materialia, Vol. 132, (2017), pp. 34–38.
(11) DuPont, J.N., Fundamental of weld solidification, ASM Handbook, Vol. 6A, (2011), pp. 96–113.
(12) Jadhav, S.D., Dadbakhsh, S., Goosens, L., Kruth, J-P, Van Humbeeck, J., Vanmeensel, K., Influence of selective laser melting process parameters on texture evolution in pure copper, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 270, (2019), pp. 47-58.
(13) Wei, H.L., Elmer, J.W., DebRoy, T., Crystal growth during keyhole mode laser welding, Acta Materialia, Vol. 133, (2017), pp. 10-20.
(14) Sun, S.H., Ishimoto, T., Hagiwara, K., Tsutumi, Y., Hanawa, T., Nakano, T., Excellent mechanical and corrosion properties of austenitic stainless steel with a unique crystallographic lamellar microstructure via selective laser melting, Scripta Materialia, Vol. 159, (2019), pp. 89-93.
(15) Zhang, Y., Zhang, J., Modeling of solidification microstructure evolution in laser powder bed fusion fabricated 316L stainless steel using combined computational fluid dynamics and cellular automata, Additive Manufacturing, Vol. 28, (2019), pp. 750-765.
(16) Wang, G., Ouyang, H., Fan, C., Guo, Q., Li, Z., Yan, W., The origin of high-density dislocations in additively manufactured metals, Materials Research Letters, Vol. 8, (2020), pp. 283–290.
(17) Pantleon, W., Resolving the geometrically necessary dislocation content by conventional electron backscattering diffraction, Scripta Materialia, Vol. 58, (2008), pp. 994–997.
(18) Mukherjee, T., Zhang, W., DebRoy, T., An improved prediction of residual stresses and distortion in additive manufacturing, Computational Materials Science, Vol. 126, (2017), pp. 360–372.
(19) Agarwal, G.,Kumar, A., Richardson, I.M., Hermans, M.J.M., Evaluation of solidification cracking susceptibility during laser welding in advanced high strength automotive steels, Materials and Design, Vol. 183, (2019), No. 108104.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-14

# ガスタービン用 TBC へのレーザ加工によるリブレット形成と熱サイクル耐久性評価

## Riblet patterning by laser ablation on the thermal barrier coating (TBC) for gas turbines and evaluation of its resistance to cyclic heating

○綿引 健二[*1] WATAHIKI Kenji
蘆田 憲一[*1] ASHIDA Kenichi
土橋 晋太郎[*1] TSUCHIHASHI Shintaro
土橋 広和[*1] TSUCHIHASHI Hirokazu
内藤 兼行[*1] NAITO Kaneyuki
佐藤 真路[*1] SATO Shinji
一ノ瀬 剛[*1] ICHINOSE Go

**ABSTRACT**

Forming riblets on the surface of a compressor blade or turbine blade can improve a gas turbine's performance. We investigated the applicability of patterning riblets on a typical thermal barrier coating(TBC). It was confirmed that a riblet structure conforming to a predetermined shape could be realized by laser processing. We evaluated the riblet structure's durability by conducting a thermal cycle test. Comparing results for with- and without riblet cases, there was no significant difference in the number of repetitions until TBC peel off, nor in the rate of growth of the thermally grown oxide (TGO) layer. In addition, no significant change was observed in the riblet shape before and after the test. Based on the above, it was therefore found that laser processing can produce riblets on TBCs used in high temperature environments without affecting the peel resistance.

**キーワード：**ガスタービン，リブレット，レーザ加工，熱サイクル試験，遮熱コーティング
**Key Words:** Gas Turbine, Riblet, Laser Processing, Cyclic Heating Test, Thermal Barrier Coating (TBC)

### 1. はじめに

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(1)。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(2),(3)のような 35～100 μm 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の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(4)。

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(5),(6)。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(7),(8)が，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リブレットの直接加工を行う事が可能である。

我々は，これまでにリブレットの優位性の検証のため，流体解析 (CFD) に基づいて設計したリブレットを金属製のタービン翼にレーザ加工で形成し，その効果の実測を行ってきた。タービンテスト設備の出口案内翼（静翼）にリブレットを形成した評価で，リブレットによる圧損低減効果の実測を行い，その優位性を示す事ができた (9)。さらに，超小型ジェットエンジンの各翼にリブレット加工を行い，推力や燃料効率の向上を実験で確認する事ができた (10)。

ところで，過酷な環境で動作するガスタービン部材に適用する場合，耐久性も重要な要素である。機械特性に関して，これまでに圧縮機部材およびコート材に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。その結果，金属部材に直接加工を行うと疲労強度が低下するが 適切なコーティングの選択と施工を行う事で，疲労強度を招

*1 (株)ニコン
〒360-8559 埼玉県熊谷市御陵威ヶ原201-9
E-mail: Kenji.watahiki@nikon.com



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

く事なく低下を防ぎ，リブレット形状を形成できる事が分かった[11]。

1000℃以上の高温になるガスタービン翼では，遮熱コーティング(TBC) が広く用いられるが，長期間使用するとTBC のトップコートとボンドコートの界面で thermally grown oxide (TGO) と呼ばれる酸化層が徐々に成長して，やがて剥離が生じる。そのため, TBC では剥離挙動の確認や TGO を抑制する事が重要視されている[12)~15)]。トップコートにリブレットを形成した場合，その表面積の増大による酸化特性や遮熱特性の変化により，剥離挙動が変化する可能性がある。そこで我々は，TBC へリブレットを形成したサンプルを作成し，その適用可能性を評価した。また，サンプルに熱サイクル負荷を掛けて，剥離に至るまでの熱サイクル回数比較や負荷前後の試験片を観察する事で，リブレット形成による剥離挙動の影響を評価した。

## 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 fθ 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の物質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。各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。

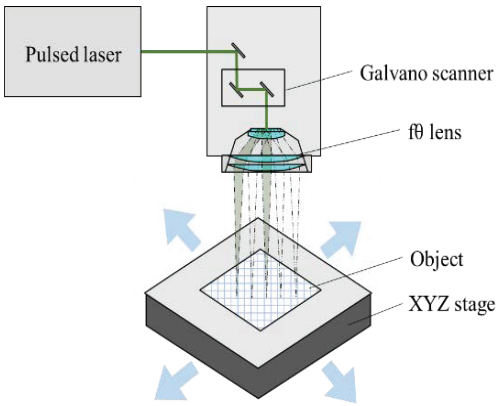



Fig. 1 Schematic diagram of a laser processing machine for forming riblets on the surface of an object

## 3. 実験方法

### 3.1 試験片

試験片の模式図を Fig. 2 に示す。基材にボンドコートとトップコートを形成したものを用意し，トップコートの表面にリブレット加工を施した．基材はガスタービン翼で用いられる Ni 基超合金である IN738LC を φ25×5mm の円柱形状に加工したものを用いた。各コートの組成・厚みは Fig. 2 に示す通りである。リブレット加工は,ピッチと深さの目標値をそれぞれ 50μm, 25μm 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。比較のため，リブレット加工を行っていない試料も用意した。

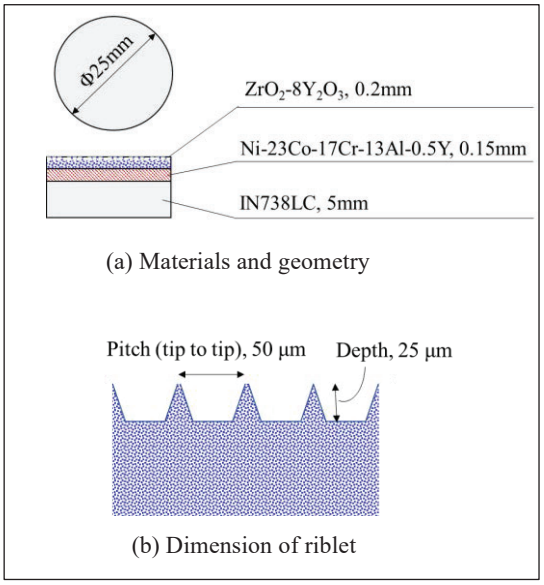



Fig. 2 Test sample

### 3.2 熱サイクル試験

試験は JIS H8451 準拠して実施した。Fig.3 に試験機および試験条件の模式図を示す。Fig. 3 (a)の通り，円筒状の石英管内に試料台があり，円筒周囲にヒータと制御用熱電対を備えている。制御温度により，自動でヒータの On/Off および位置を動かす事で所定の時間・温度サイクルでの試験が可能である。本試験では, Fig. 3 (b) に示す通り, 1100℃と 250℃の温度制御で熱サイクルを繰り返し負荷するようにヒータの動作を調整した。試験機の構成上，円筒軸方向には温度分布が生じうるため，リブレット加工有無の試験片を 4 個ずつ用意し, Fig. 3 (c) のように試料台の上に並べて，同じ温度条件でリブレットの影響を比較できるようにした。Fig. 3 (d)は試験時の様子を示した写真である。

剥離の判定は目視で実施した。夜間を含めて 5 回/1 日の頻度で確認を行い，剥離が観察された場合は，前回の確認時回数と剥離確認時回数の中間の回数を剥離回数として採用し，リブレット加工有無で比較した。また，剥離試験後の試験片をレーザ顕微鏡と電子顕微鏡(SEM)での観察, EDS による元素分析を行い，試験前後のリブレット形状の変化やボンドコートとトップコートの界面の酸化膜の評価を行った。



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

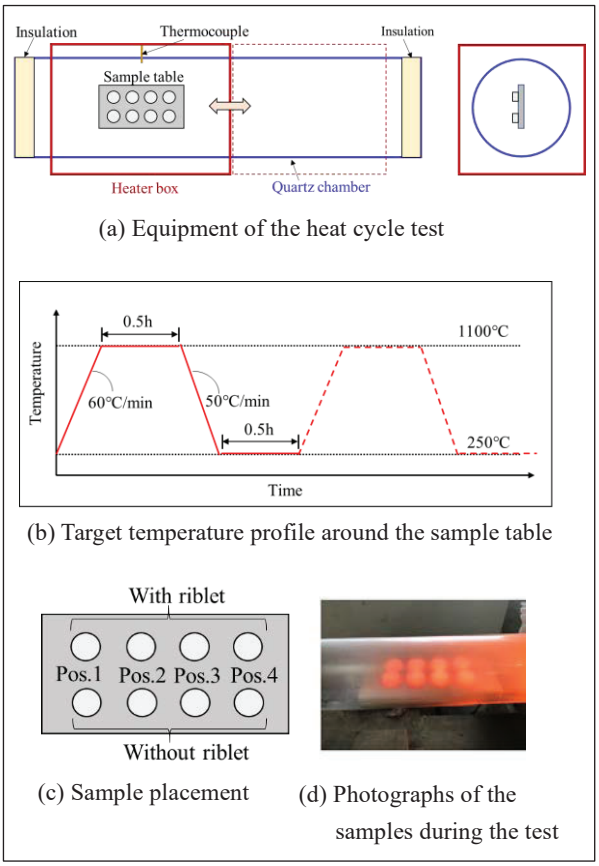



Fig. 3 Schematic diagram of the test bench for evaluation of the thermal cycle resistance.

## 4. 実験結果および考察

### 4.1 TBC へのリブレット加工の適用可能性

Fig. 4 に加工したリブレット形状をレーザー顕微鏡で評価した結果を示す。目標値の深さ 25μm，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。SUS304, SUS630 に加工した結果[11]と比較しても，ばらつきや欠陥が少なく，狙い通りの寸法形状に加工が出来ている事が分かる。

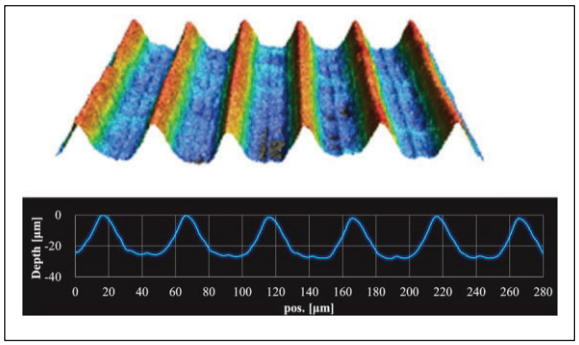



Fig. 4 Microscopic profiles of the lasered riblet TBC sample

### 4.2 熱サイクル試験結果

Fig.5 に熱サイクル試験の結果を示す。1026 サイクルまで試験を実施した所, Pos.4 以外の試験片はボンドコートとトップコートの間で剥離が観察された。剥離に至るサイクル回数は試験片の設置位置により，大きく差異が見られた。これは，設置位置により温度などの熱負荷条件が異なったためと考えられる。一方で，同じ温度条件と考えられる同じ設置位置で比較すると，リブレット加工有無で，剥離回数に差異は見られなかった。

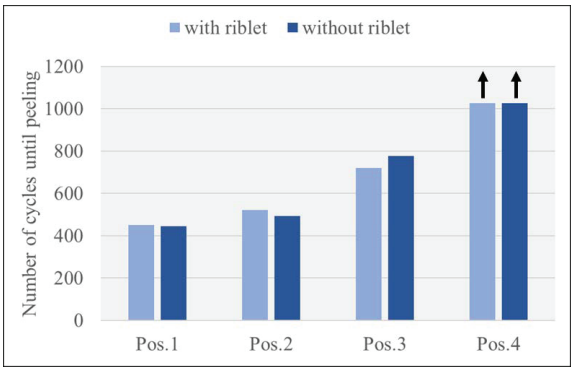



Fig. 5 Comparison of the number of cycles to delamination with riblet and without riblet sample

### 4.3 リブレットの剥離寿命への影響

剥離した要因を調査するため，剥離が見られなかった Pos.4 の試験片を熱サイクル試験後に SEM/EDX にて，断面観察および元素分析を行った。Fig. 6 に SEM 観察結果を示す。リブレット加工有無の試験片のどちらもトップコートとボンドコートの界面付近にき裂が見られた。それぞれき裂が開口していない部分 (1) と開口した部分 (2) の観察結果を示している。このき裂が進展して，全域が開口した時に剥離が生じると考えれる。Pos.4 の試験片は，開口していない部分が残っており，熱サイクル試験で剥離に至らなかったと考えられる。一方で，リブレット加工有無の試料間を比較すると，トッ

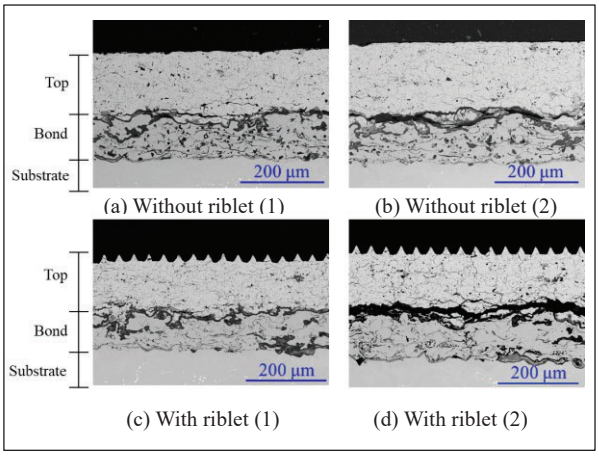



Fig.6 Cross-sectional microstructure SEM images of lasered riblet TBC sample after heat cycle test (Pos.4)



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

プコート全体および表面やリブレット加工周辺のき裂や空孔の大きさや密度に差異は見られなかった。

Fig. 7 に EDS 分析結果を示す。Fig. 6 の SEM 像の(2)の領域でマッピング分析を行った。Zr が検出される領域がトップコート, Ni, Co, Cr が検出される領域が，ボンドコートと基材に対応している。ボンドコートとトップの界面に Al と O の成分が観察された。これは TBC を長期間高温で加熱で生成した界面酸化物 ($Al_2O_3$) と考えられる。一般に，このような熱的に生成成長した酸化物を Thermally grown oxide (TGO) といい，この TGO が剥離寿命に大きく影響すると言われている[12)~(14)]。リブレット加工有無の試料でこの TGO の厚みや生成箇所に明確な差異は見られなかった。

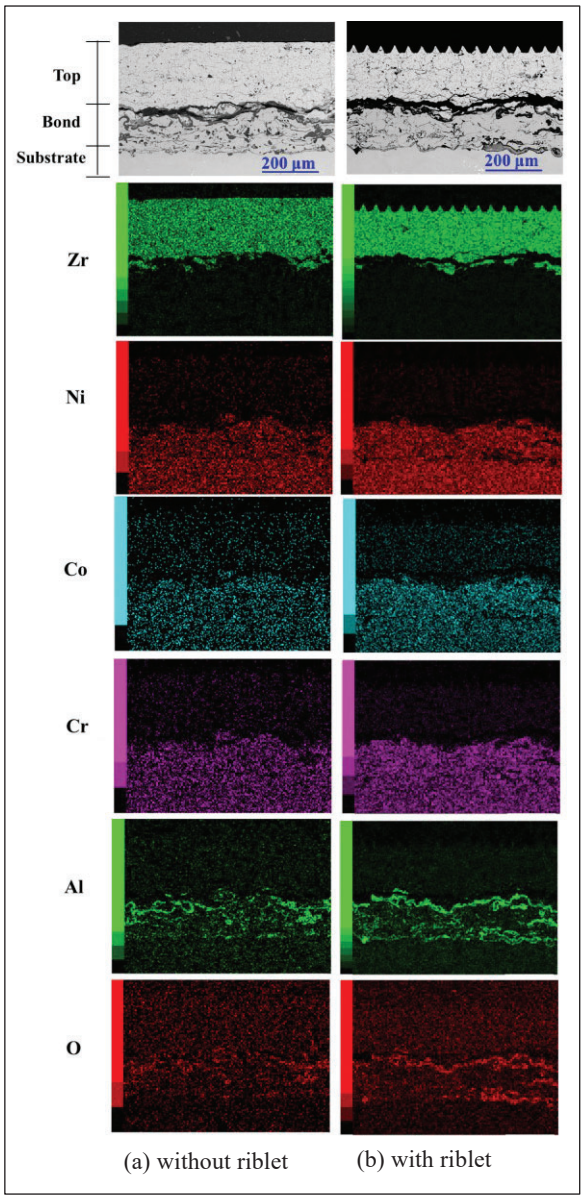



Fig. 7 EDS mapping result of the lasered riblet TBC sample after heat cycle test (Pos.4)

以上の事から，今回の熱サイクル試験での剥離は，一般的な TBC の剥離挙動と同様に熱サイクルを繰り返す事で熱応力が生じ，横方向のき裂が発生・成長し，全面に進展したのちに生じたものと考えられる。Pos. 3,4 と比較して、Pos. 1,2 では温度勾配が大きく，き裂の発生・進展速度が速いため，少ないサイクル数で剥離が生じたと考えられる。一方で，リブレット加工有無でき裂や TGO の生成・進展に差異は見られず，リブレット加工はこれらに影響を与えなかったため，リブレット加工有無で剥離寿命に差異が生じなかったと考えられる。

### 4.4 リブレットの高温耐久性

高温および熱サイクル負荷によるリブレットの耐久性を評価するため，試験後の試験片をレーザ顕微鏡で評価した。剥離前と剥離後の試験片それぞれ観察を行った。Fig. 8 にその結果を示す。どちらの試験片も Fig. 4 の熱サイクル試験前の形状から変化は見られなかった。1100℃の高温を伴う熱サイクルで剥離が生じるまで負荷を掛けてもリブレット形状に変化が見られなかった事から，熱サイクル環境下に対するリブレット形状の耐久性は十分であると考えられる。

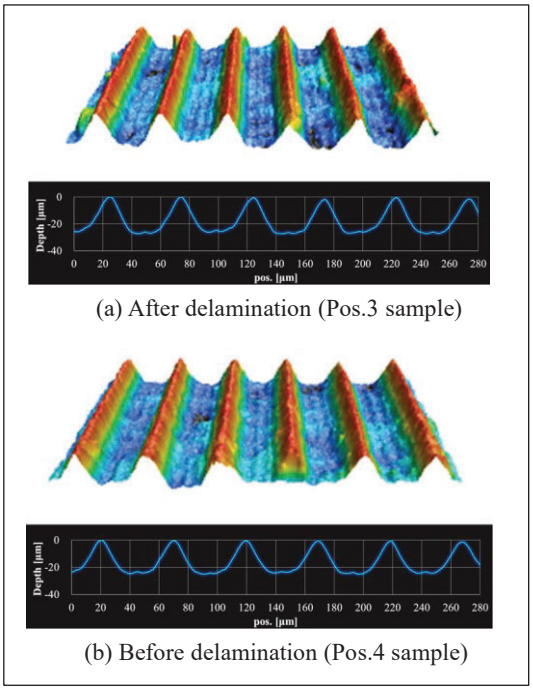



Fig. 8 Microscopic profiles of the lasered riblet TBC sample after heat cycle test

## 5. まとめ

レーザ加工により, TBC のトップコート上へのリブレット形成を行い，その加工の適用性および熱サイクルによる耐久性を評価した。TBC 上にリブレットを形成できる事が分かった。また，リブレット有無で剥離寿命お



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

よび剥離挙動に差異は見られず，熱サイクル負荷後もリブレット形状は維持できる事が分かった。

以上の事から，性能向上が見込めるリブレットを剥離寿命に影響を与えずに TBC 上に形成する事が可能であり，ガスタービンの性能向上策として有用であると考えられる。

## 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) D. W. Bechert, G. Hoppe and W.-E. Reif, “On the drag reduction of shark skin,” in Proc. 23rd Aerospace Sciences Meeting, (1985), doi: 10.2514/6.1985-546.

(4) Bechert, D.W., Bartenwerfer, M., Hoppe, G., Reif, W.-E., Drag Reduction Mechanisms Derived from Shark Skin, ICAS Fluid M

(5) B.N.Chichkov, C.Momma, S.Nolte, F.von Alvensleben, A.Tünnermann, ” Femtosecond, Picosecond and Nanosecond Laser Ablation of Solids,” Appl.Phys.A, Vol.63, No.2 (1996), pp. 109-115.

(6) M.C. Richardson, ”New Opportunities with Intense Ultra-Short-Pulse Lasers, ” in Proc.of SPIE, Vol. 1410 (1991), pp.14-25, doi: 10.1117/12.43608

(7) 吉岡洋明，土井裕之，武田淳一郎，難波浩一,岡田郁生，武浩司，伊藤健之，“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), pp.4-47.

(8) R. Rajendran, ”Gas turbine coatings - An overview,” Engineering Failure Analysis, vol. 26 (2012), pp.355-369, doi:10.1016/j.engfailanal.2012.07.007.

(9) 白石雅之，土橋晋太郎，一ノ瀬剛，柴崎祐一, P. A. Leitl, A. Flanschger, S. Schreck, R. Benauer, S. Pramstrahler , A. Marn, “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,” 第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会, A-24, (2021).

(10) 稲崎慎也，佐藤真路，一ノ瀬剛, P. A. Leitl, A. Flanschger, S. Schreck and R. Benauer, “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,” 第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会, A-25, (2021).

(11) 綿引健二，蘆田憲一，土橋晋太郎，土橋広和，佐藤真路，一ノ瀬剛, “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特性評価結果,” 第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会, B-27, (2021).

(12) 岡田満利, “発電用ガスタービン高温部品の寿命評価のための材料技術,” 日本ガスタービン学会誌, Vol.45, No.6 (2017), pp.452-457.

(13) K.M.Doleker, Y.Ozgurluk, A.C.Karaoglanli, “TGO growth and kinetic study of single and double layered TBC systems,” Surface & Coatings Technology, Vol.415, No.15, 127135 (2021), pp.1-11. doi.1016/j.surfcoat.2021.127135

(14) 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.

(15) 有川秀行，児島慶享，吉岡隆幸，岡田満利，久松暢, “遮熱コーティング(TBC)の高耐久化の検討(柱状組織トップコート及び界面酸化物の成長抑制について) ,” 日本機械学会 (No.04-2) 第 9 回動力エネルギー技術シンポジウム講演論文集(’04.6.22,23,東京), (2004), pp.119-122.




Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-15

# XF9-1 エンジンを用いたディストーション性能の研究

# Research on XF9-1 Engine Performance under Distorted In-flow Condition

○坂田 友[*1] 宮入 嘉哉[*1] 平野 篤[*1] 山根 喜三郎[*1] 岡田 隆一[*2]
SAKATA Yuu MIYAIRI Yoshiki HIRANO Atsushi YAMANE Yoshisaburo OKADA Ryuichi

**ABSTRACT**

Performance of fan component under inlet distorted inflow condition were investigated by a rig testing, a XF9-1 engine testing and unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes simulations. The XF9-1 engine is a prototype of high-performance, low-bypass ratio turbofan engine. The aim of this study is to confirm the XF9-1 meets the desired value of fan performance under inlet distorted condition. From the rig testing, a reduction of stability margin and fan performance were measured under inlet distorted condition. According to the Computational Fluid Dynamics analysis, a fan stage performance estimation inside of the XF9-1 showed an accurate performance prediction. From the XF9-1 engine testing, engine performance data including fan performance under distorted condition were obtained in order to access the fidelity of the CFD analysis. The results would be linked to a new fan blade design and a new performance analysis method formulation.

**キーワード：** XF9-1 エンジン，ファン，要素試験，インレットディストーション，数値解析
**Key Words:** XF9-1 Engine, Fan blade, Rig Testing, Inlet Distortion, Computational Fluid Dynamics analysis

## 1. 緒言

Inlet Distortion（以下，ID と略記）は、エンジン入口の流れが非一様となる現象である(1)。一例として、航空機電動化コンセプトにおける Boundary Layer Ingesting（BLI）エンジン入口境界層吸込流れ(2)や、戦闘機の低被観測性能向上を目的としたインテークダクト形状設計に起因する流れの剥離など(3)、設計由来の ID 発生が知られる他、ID 条件下の流れ場は、Vertical Take-Off and Landing（VTOL）機の離着陸時や機体の急旋回時など、運用条件の違いにより変化することが分かっている。ID 条件下ではエンジン性能や失速マージンが減少することから(4)、民航機、防衛用航空機を問わず、航空機エンジンのディストーション耐性向上や ID 条件下のエンジン性能に関する研究調査は盛んに行われている(5)(6)(7)。

防衛省による「将来の戦闘機に関する研究開発ビジョン(8)」公表以降、航空装備研究所では、ハイパワー・スリム・エンジンのコンセプトの下、次世代エンジン要素技術の研究に取り組んできた(9)。Fig. 1 に、本研究の事業計画を示す。平成 30 年には、ハイパワー・スリム・エンジンのプロトタイプである XF9-1 が完成し、同年の試験では、目標性能であるアフターバーナ作動時最大推力 15 トンの達成を確認した(10)。

令和元年度以降、航空装備研究所では XF9-1 の成果を継承し、将来の戦闘機の機体性能要求に柔軟に対応するため、適応性の向上を実現するための新しいエンジン要素技術に関する「戦闘機用エンジンシステムの適応性向上技術の研究(11)」に着手している。本稿は、XF9-1 エンジンで目標とするディストーション性能の達成を確認するために実施した、ファンリグ試験における空力設計検証、フルエンジン形態におけるファン全段のディストーション性能を予測するために実施した大規模多段 CFD 解析結果、並びに XF9-1 エンジン形態における ID 条件下のエンジン性能データの取得等の試験結果を紹介する。

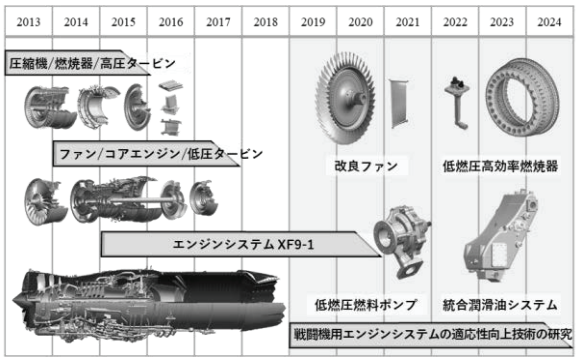



Fig. 1 Project Outline of XF9-1 Engine Research

*1 防衛装備庁航空装備研究所
〒190-8533 立川市栄町1-2-10
E-mail: sakata.yu.qx@cs.atla.mod.go.jp
*2 株式会社IHI
〒196-8686 昭島市拝島町3975番地18

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

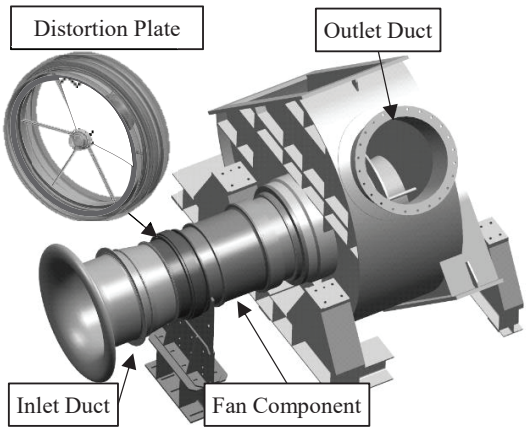



Fig. 2　Overview of Tested Fan Rig

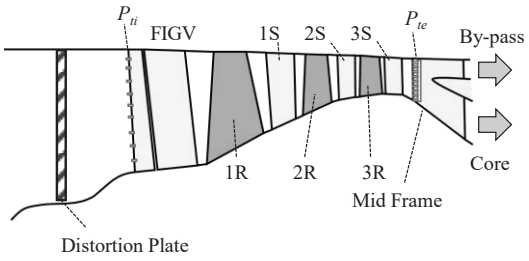



Fig. 3　Overview of Fan Stage

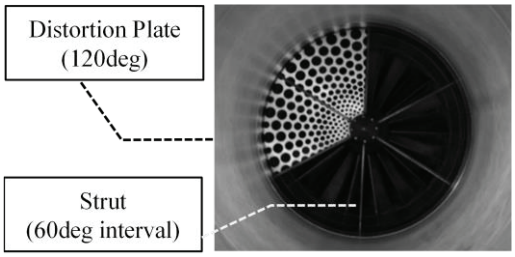



Fig. 4　Frontview of Distortion Plate

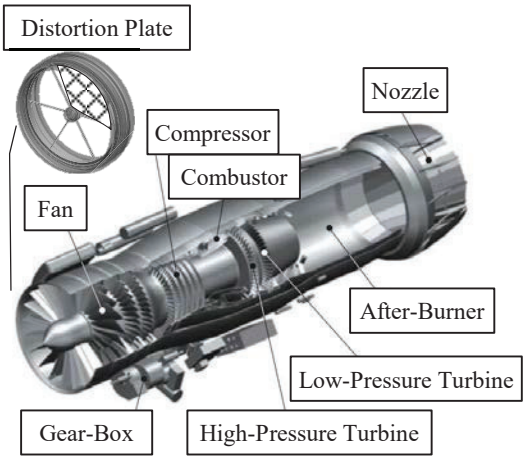



Fig. 5　Overview of XF9-1

## 2. 研究方法

### 2.1　ファンリグ試験

Fig. 2 にファン要素試験装置の概要を示す。試験は、株式会社 IHI 瑞穂工場の試験設備を用いて実施した。

試験装置は、設備との連接の都合上 XF9-1 の約 85%スケールモデルとして設計した。ファン供試体は、図中央部に設置される構造で、ファン動翼は下流側に設置された駆動源によって回転される。試験時の流量設定は、出口ダクト下流に設置された排気弁を用いて調整した。

Fig. 3 に、ファン要素試験装置流路の概要を示す。試験装置はファン 3 段動静翼及び Fan Inlet Guide Vane（FIGV）で構成されており、ファン下流の流路は外円筒のバイパス流路と、内円筒側のコア流路に分岐している。供試体内部の各所には、全圧プローブ（$P_{ti}$、$P_{te}$）、壁面圧力計測用センサ、熱電対等、ファン各段及び全段性能を取得するため計測装置を設置した。FIGV 及びファン各段の静翼設置角度は、回転数、出口絞り抵抗、翼形状設計に合わせて調整した。

Fig. 4 に、試験に用いたディストーションプレートの外観を示す。FIGV 上流には ID を模擬する目的でディストーションプレートを設置した。プレートは、下流側に全圧損失を生じる障害要素として、中心角 120 deg のパンチメタル構造で設計した。プレート角度を回転することで、下流側に設置された各計測機器との相対角度を変化させ、試験データ計測を実施した。

### 2.2　XF9-1 エンジン試験

試験は、株式会社 IHI 瑞穂工場のテストセルを用いて実施した。Fig. 5 に XF9-1 エンジンの概観を示す。XF9-1 のファン部は、FIGV、動静翼 3 段で構成されており、ファン下流のミッドフレームで接続されるコア流路は、リグ試験形態と異なり、動静翼 6 段設計の高圧圧縮機部及び Diffuser で構成される。燃焼器下流側には、高圧・低圧タービン、アフターバーナ及び排気ノズルが搭載されており、エンジン内部の翼列は、高圧軸と低圧軸の 2 軸により駆動される。

XF9-1 エンジン試験におけるファン性能の計測は、リグ試験と同様に、入口及び出口に設置された全圧全温プローブ等の計測機器を用いて実施した。エンジン作動状態は、エンジン回転数、FIGV 開度及び排気ノズル開度調整により設定した。XF9-1 エンジン試験における ID 条件は、ファンリグ試験と同じプレートを用いて模擬した。

### 2.3　CFD 解析条件

XF9-1 エンジン形態のディストーション試験における翼列の作動状態を予測する目的で、ファン - 圧縮機流路全段全周を対象とした In-house code による非定常 RANS 解析を実施した。Fig. 6 に、CFD 解析領域の概要を示す。計算領域は、流路入口からファン全段、ミッドフレーム、バイパス流路及び圧縮機全段及び Diffuser で構成されるコア流路である。総格子点数は約 60 億点である。支配方程式には 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を使用し

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

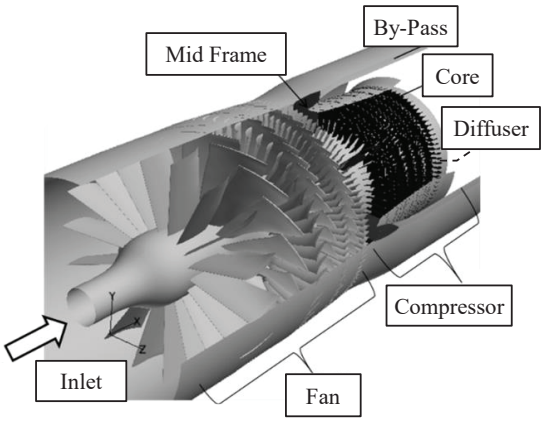



Fig. 6　Overview of Analysis Region

ており、有限体積法で離散化した。対流項には 3 次精度 MUSCL-TVD スキームを用いており、粘性項は 2 次精度中心差分で評価した。乱流モデルには Spalart-Allmaras 1 方程式モデルを採用し、時間積分は LU-SGS 陰解法とニュートン反復を併用した。

## 3. 試験結果

### 3.1　ファンリグ試験性能

リグ試験におけるファン全段性能試験結果を Fig. 7 に示す。横軸は、ファン入口修正空気流量であり、縦軸は圧力比である。回転数は、設計修正回転数（100%）として試験を実施した。図中プロット無し実線は、一様流入条件（Clean）における性能を示しており、左端点は失速突入時作動点である。白抜きのプロットは、ID 条件下のファン全段性能のうち、失速点を除く代表条件に関する作動点を示す。Fig. 8 に、ID 条件下における設計条件のファン入口全圧分布を示す。ディストーションプレート上流全圧により無次元化したファン入口全圧 $P$ を以下のように定義した。

$$P = P_t i / P_t inlet$$

ここで $P_t i$ 及び $P_t inlet$ は、それぞれ IGV 上流ファンフレーム部の全圧プローブにより計測したファン入口全圧、ディストーションプレート上流全圧である。コンターのうち（∗）は下限値を示す。ファン入口全圧分布は、プレート設置の影響を受けていない領域（図中薄色部）と、全圧損失が発生している領域（図中プレート下流 120 deg 部）に分かれており、プレート設置により周方向ディストーションが模擬されていることが確認できる。Fig. 4 に示したディストーションプレートは、パンチメタル素材の扇形プレート部、及びストラットにより流路を周方向 6 分割する支持部で構成されているため、ファン入口部の全圧分布には、プレートの影響の他、ストラット下流側ウェイクの影響が現れている。

リグ試験結果及び後述の CFD 解析の位置づけを説明する目的で、Fig. 9 にファン性能曲線の模式図を示す。凡例のうち、実線は一様流入条件（Clean）のファン全段性能曲線、破線は ID 条件下のファン全段性能曲線を表す。点線は XF9-1 エンジン形態とした場合に予想される、ID 条件下のファン全段性能曲線を表す。図中灰色で色付けした右上がりの実線は、弁抵抗を固定とした場合の作動線（Operating Line (O/L)）を表す。ファン安定作動の範囲を定量的に評価する指標として、スタビリティマージンを導入する。スタビリティマージンは、回転数を固定した場合の設計作動線（O/L(Design)）と失速突入時の作動線（O/L(Stall)）の差分（図中 A）として定義する。

一様流入条件でファン設計作動状態となるよう回転数を固定し、弁抵抗の絞りを調整した状態において、ディストーションプレートを設置することで、一様流入条件と比較して、ID 条件における修正流量の減少（図中 B）、及び圧力比の減少（図中 C）が確認された。また、ID 条件におけるスタビリティマージンは、一様流入条件と比較して減少することが確認された（図中 D）。これらは Reid[4]など多くの先行研究における報告例と同様である。

### 3.2　CFD 解析

ID 条件下において、下流側に圧縮機要素を有するエンジン形態と、ファン単独のリグ試験形態を比較する場合、圧縮機要素の有無によってファン作動状態が変化する要素間カップリング効果[4]による差異が予想される（Fig. 9（図中 E））。XF9-1 エンジン試験における ID 条

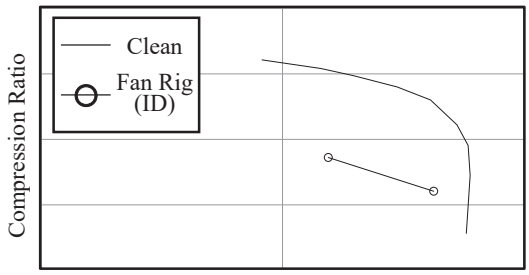



Fig. 7　Fan-Rig Performance Curve

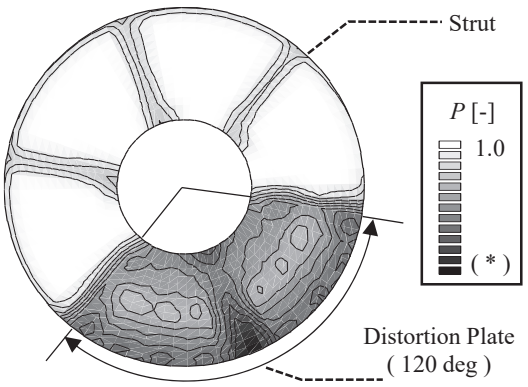



Fig. 8　Full-Annulus Distribution of Total Pressure

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

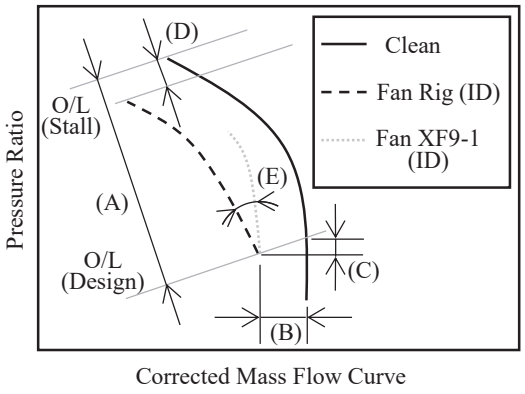



Fig. 9　Schematic Diagram of Performance Curve

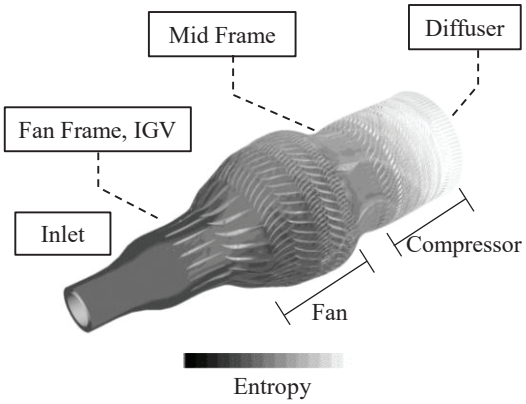



Fig. 10　Distribution of Entropy under Distorted In-flow

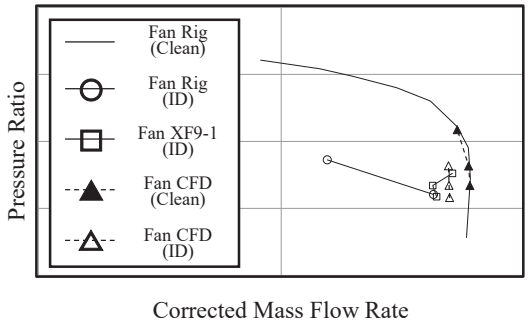



Fig. 11　Fan stage Performance Curve (CFD/XF9-1)

件下の作動状態予測を目的として、ファン - 圧縮機流路全段全周を対象とする非定常 RANS 解析を実施した。入口境界条件には、ファンリグ試験と同様の全圧分布を与えた。ファン入口から下流に移流する ID の影響を評価する目的で、Fig. 10 に解析領域全域にわたるエントロピー分布を記す。CFD 解析により、エントロピーの周方向分布が Inlet から Diffuser まで継続しており、入口境界で与えた ID の影響がファン全段から圧縮機出口まで移流している様子を模擬することができた。

Fig. 11 に CFD 解析及び XF9-1 エンジン形態で得られたファン性能試験結果を記す。エンジン試験の結果については次項で述べる。図中の実線は一様流入条件におけるファンリグ試験性能曲線であり、塗りつぶしの三角形及び白抜き三角形のプロットは、それぞれ CFD 解析における一様流入条件及び ID 条件のファン性能である。CFD 解析における一様流入条件のファン性能は、ファンリグ試験の結果とよく一致していることがわかる。一方、リグ試験形態における ID 条件の試験結果と、CFD 解析における ID 条件の解析結果を比較すると、CFD 解析では流量の減少を伴わずに圧力比が増加していることがわかる。XF9-1 エンジン形態の試験では、本解析結果を予測値として採用し、試験条件を設定した。

### 3.3　XF9-1 エンジン試験性能

Fig. 11 において、XF9-1 エンジン形態の ID 試験結果及び CFD 解析の ID 試験結果を比較すると、作動線を同一とする一様流入条件に対する修正流量減少、並びに圧力比がそれぞれよい精度で一致しており、また、ファンを絞った場合の圧力比上昇の様相もよく一致している。本結果から、CFD 解析により XF9-1 エンジン形態における ID 条件下の作動状態を予測する、所期の目標達成が確認できた。また、XF9-1 エンジン形態試験においては、ID 条件下におけるエンジン性能データを取得し、ファンリグ試験並びに CFD 解析結果と比較検証を実施することができた。

## 4. 今後の展望

ここまでの研究成果は、現在航空装備研究所で着手している「戦闘機用エンジンシステムの適応性向上技術の研究[11]」において設計、製造する改良ファンに反映され、令和 5 年度に防衛装備庁千歳試験場に新設される大型エンジン試験場において実施予定の XF9-1 エンジン試験で ID 条件下におけるエンジン性能データを取得する計画である。航空装備研究所では、本研究を通じて将来の戦闘機の機体性能要求に柔軟に対応するための新しいエンジン要素技術を引き続き成熟させていく展望である。また、本研究における XF9-1 エンジン試験結果及び CFD 解析結果を元に、低計算負荷かつ高精度にディストーション性能を予測する解析モデルを構築中であり、令和 5 年度に実施予定の XF9-1 エンジン試験結果の反映により、予測精度をさらに向上させる計画である。

## 5. 結論

XF9-1 の約 85%スケールモデルとして設計したファンリグ試験装置、及び XF9-1 エンジン形態の試験装置を用いたディストーション試験の実施、並びに大規模多段 CFD 解析より、以下の結果が得られた。

(1)　ファンリグ試験における ID 条件下の空力性能を検証より、一様流入条件と比較したファン性能の減少及びスタビリティマージンの減少を確認した。

(2)　ファンリグ試験結果を元に XF9-1 エンジン形態における ID 条件下の作動状態を予測するため、ファ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ン圧縮機全段の非定常 CFD 試験解析を実施し、XF9-1 エンジン試験性能と比較して良い精度で ID 条件下の性能予測が一致することを確認した。

(3) XF9-1 エンジン試験において、ID 条件下におけるエンジン性能データを取得した。

(4) 本研究成果を反映させた改良ファンを XF9-1 に適用したエンジン試験の成果や、現在構築中のディストーション解析モデルへ研究成果を反映することで、低計算負荷かつ高精度のディストーション性能予測を目指す計画である。

## 参 考 文 献


(1) Conrad, E. W., Sobolewski, A. E., Investigation of Effects of Inlet-air Velocity Distortion on Performance of Turbojet Engine, NACA Research Memorandums, NACA RM E50G11 (1950).

(2) Perovic, D., Hall, C. A., Gunn, E. J., Stall Inception in a Boundary Layer Ingesting Fan, Trans. of the ASME, J. of Turbomach., Vol.141, No.9 (2019), 091017.

(3) Page, J. H., Hield, P., Tucker, P. G., Effect of Inlet Distortion Features on Transonic Fan Rotor Stall, Trans. of the ASME, J. of Turbomach., Vol.140, No.1 (2018), 071006.

(4) Reid, C. The Response of Axial Flow Compressors to Intake Flow Distortion, Proceedings of the ASME 1969 Gas Turbine Conference and Products Show, V001T01A029 (1969).

(5) Provenza, A. J., Duffy, K. P., Bakhle, M. A., Aeromechanical Response of a Distortion-Tolerant Boundary Layer Ingesting Fan, Trans. of the ASME, J. of Turbomach., Vol.141, No.1 (2019), 011011.

(6) Rajendran, D. J., Pachidis, V., Flow Distortion Into the Core Engine for an Installed Variable Pitch Fan in Reverse Thrust Mode, Trans. of the ASME, J. of Turbomach., Vol.143, No.1 (2021), 071001.

(7) Zhang, W., Vahdati, M., A Parametric Study of the Effects of Inlet Distortion on Fan Aerodynamic Stability, Trans. of the ASME, J. of Turbomach., Vol.141, No.1 (2019), 011011.

(8) 防衛省, 将来の戦闘機に関する研究開発ビジョン, ( http://www.mod.go.jp/j/press/news/2010/08/25a.html ), (2010).

(9) 山田誠一, 他, 戦闘機用エンジンに適用したファンの研究開発, 第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集, (2019), B-1.

(10) 枝廣美佳, 戦闘機用エンジン（XF9）の研究進捗状況について, 防衛装備庁技術シンポジウム２０１８, (2018).

(11) 防衛装備庁, 戦闘機用エンジンシステムの適応性向上技術の研究, (https://www-d.mod.go.jp/atla/kousouken.html), (2022).


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-16

# 亜音速軸流圧縮機における反動度・クリアランスが翼端漏れ渦崩壊発生に及ぼす影響

# Effect of Reaction and Clearance on the Vortex Breakdown Occurrence in Subsonic Axial Compressor

○寺内 優人[*1]　東 俊彦[*2]　関 亮介[*2]　岩谷 淳二[*2]　中庭 彰宏[*2]
TERAUCHI Yuto　AZUMA Toshihiko　SEKI Ryosuke　IWATANI Junji　NAKANIWA Akihiro

**ABSTRACT**

The tip leakage vortex passing through the rotor tip clearance in the axial flow compressor greatly affects the performance and stability of the compressor. When the clearance width is large, breakdown of the tip leakage vortex occurs near the surge point. This paper evaluated the vortex breakdown occurrence using unsteady CFD analysis of a subsonic single-stage compressor in various condition. The evaluation results showed that vortex breakdown occurs in large clearance condition. It was also found that the stage average static pressure rise coefficient at surge point decreases in proportion to the clearance when vortex breakdown occurs, and that the slope is expressed by a quadratic function of the degree of reaction.

**キーワード：**ガスタービン，軸流圧縮機，サージ，チップ漏れ渦，渦崩壊，旋回不安定じょう乱
**Key Words:** Gas Turbine, Axial Compressor, Surge, Tip Leakage Vortex, Vortex Breakdown, Rotating Instability

## 1. 序論

近年のカーボンニュートラルに向けた取り組みとして，太陽光発電および風力発電をはじめとする再生可能エネルギーの出力変動に応じた急速起動・負荷変動に対応可能なガスタービン開発が行われている．急速起動時は圧縮機車室温度が低くローター温度が高いため，圧縮機のピンチポイントクリアランスが通常起動時と比較して狭くなる(1)ことから，ピンチポイントクリアランスを維持するためにセッティングクリアランスを拡大する可能性がある．その結果，運用時のクリアランスが拡大するため，クリアランス拡大時のサージリスク評価が重要となっている．特に低大気温度条件では相対的にクリアランスが広い圧縮機後方段のサージリスクが高いため注意が必要である．

また，軸流圧縮機において動翼チップクリアランス部で翼端漏れ渦を形成する翼端漏れ流れが空力性能および圧縮機の安定性に大きな影響を与える(2)．圧縮機が失速に近づくと漏れ流れが不安定となり，翼端漏れ渦の渦崩壊といった不安定現象が発生する．漏れ渦が崩壊するとブロッケージが拡大することにより，急激な全圧低下が引き起こされる．近年では計測技術の発展により，数値解析だけではなく PIV を用いた翼端漏れ流れの観察による渦崩壊の研究事例が報告されている(3)(4)．さらに，遠心圧縮機におけるチップ漏れ渦の崩壊による旋回失速の抑制(5)および，軸流圧縮機のチップ漏れ渦崩壊による翼振動の発生(3)を始めとして，渦崩壊が圧縮機に与える影響についても研究が進められている．

先行研究において実施された多段軸流圧縮機サージ試験および非定常 CFD 解析より，反動度によらず大クリアランス条件では翼端漏れ渦の渦崩壊発生によりサージ限界が低下する可能性が判明した(6)．多段圧縮機は現象が複雑で評価が難しく，また計算時間も長いためパラメータスタディに向かない．そこで本研究では現象を明確化するために解析対象を単段圧縮機として，クリアランス・反動度を変更した非定常 CFD 解析によりサージ時流動現象を評価し，各解析条件における渦崩壊発生の有無を評価した．

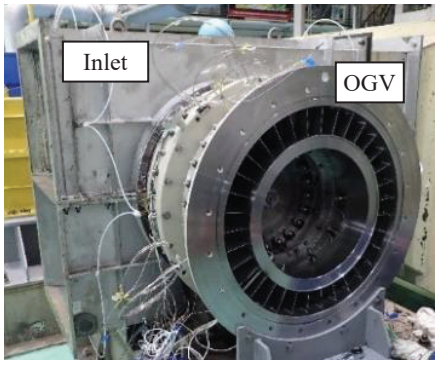
## 2. 解析条件

### 2.1 解析対象

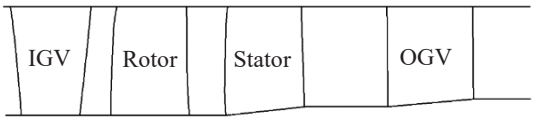
Fig. 1，Table 1 に示す亜音速単段圧縮機を解析対象とする．解析時は試験機に合わせた吸入口および解析の安定性向上のための出口ブロックを追加する．IGV は 34 枚，動翼は 22 枚，静翼は 34 枚，OGV は 34 枚の翼からなる．

*1　三菱重工業(株) 総合研究所 ターボ機械研究部
〒676-8686　兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1
E-mail: yuto.terauchi.hx@mhi.com
*2　三菱重工業(株) 総合研究所 ターボ機械研究部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) Overview of test rig




(b) Subsonic single stage axial compressor

Fig. 1　Overview of single stage axial compressor rig

Table 1　Spec of the single stage compressor rig

| | |
|---|---|
| 段数 | IGV＋1 段＋OGV |
| 回転数 [rpm] | 5765 |
| 入口圧力 [kPa] | 100 |
| 定格圧力比 | 1.05 |
| 定格流量 [kg/s] | 14 |
| 動翼チップ相対マッハ数 | 0.45 |
| レイノルズ数 | $6.0 \times 10^5$ |
| 出力 [kW] | 70 |

### 2.2　計算スキーム

本研究では非定常 RANS 解析を実施した．解析には内製ソフトを利用した．支配方程式は 3 次元圧縮性粘性 Navier-Stokes 方程式を用いた．空間離散化には有限体積法を適用し，時間積分には Jameson dual time stepping 法を適用した．乱流モデルは 1 方程式モデルである Spalart-Allmaras モデルを採用した．

### 2.3　境界条件

境界条件は入口境界に標準大気条件(全圧 100 kPa，全温 288.15 K)を与え，出口境界に静圧固定条件(圧力比ごとに調整)を与えた．また，壁面境界には滑りなし条件および断熱条件を与えた．翼間のインターフェースには Sliding-plane を適用した．

### 2.4　解析モデル

Fig. 2 に本研究で用いた解析格子を示す．解析格子は構造格子であり，内製ソフトを用いて生成され，非定常計算を行うために半周をモデル化した．主流部は H 型格子が用いられ，動翼チップクリアランス部は O 型格子の内側に H 型格子を配置することで格子の品質を保つ．各翼列のメッシュ数は約 100 万点であり，解析格子全体で約 6800 万点である．動翼チップクリアランス部は 2.5 節に示すクリアランスサイズごとに格子点数を変更した．

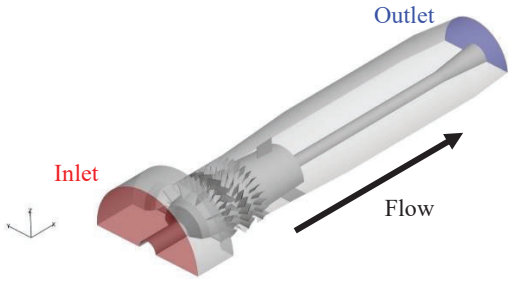


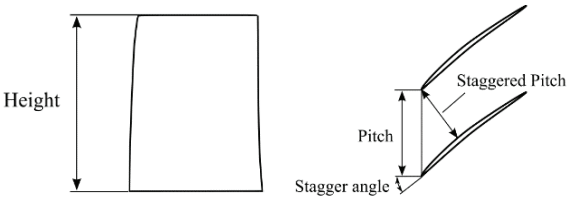

Fig. 2　Multi-passage calculation model

### 2.5　クリアランス・反動度条件

Table 2 の反動度 4 条件×クリアランス 5 条件で解析を実施し，圧縮機特性・流動現象を確認した．反動度を変える場合は動静翼のリスタガに加えて，インシデンスが大きく変わらないように入口メタル角を調整した．また，クリアランスは先行研究[6]で用いられた Staggered Pitch (S.Pitch)(Fig. 3)をそろえるように反動度ごとに変更した．

Table 2　Condition of tip clearance and reaction

| | |
|---|---|
| 反動度 | A < B < C < D |
| クリアランス | I < II < III < IV < V |




(a) Height　　(b) Staggered pitch

Fig. 3　Definition of height and staggered pitch

## 3.　渦崩壊評価

本研究では漏れ渦のヘリシティ，チップ壁圧標準偏差，チップ壁圧の谷，動翼間渦度に着目し渦崩壊発生を評価した．

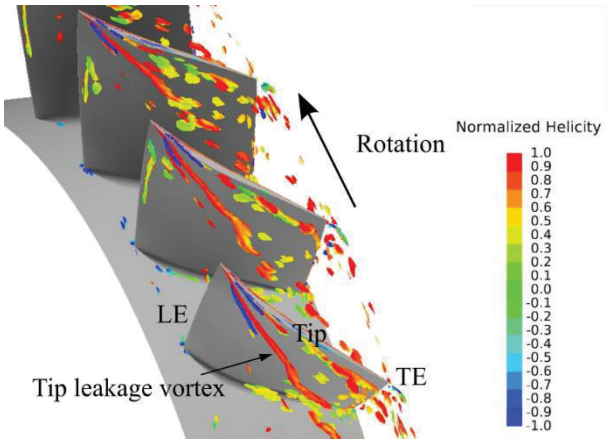
### 3.1　漏れ渦可視化

非定常解析のサージ近傍の瞬時結果を対象に渦構造同定を Critical Point 法[7]により行い，式(1)で定義される無次元ヘリシティで色づけすることで漏れ渦の非定常構造を評価した($\vec{\xi}$は渦度ベクトル，$\vec{v}$は速度ベクトル)．

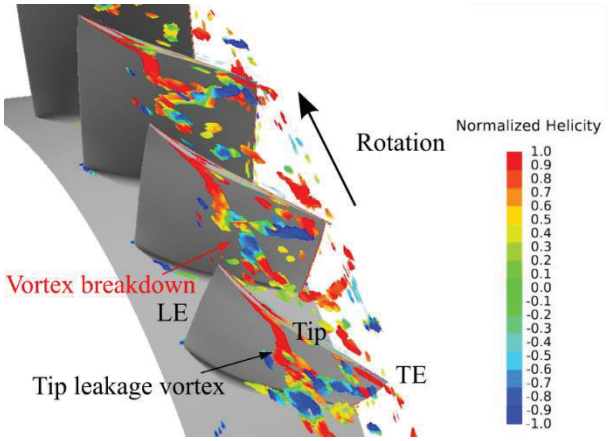
$$H_n = \frac{\vec{\xi} \cdot \vec{v}}{|\vec{\xi}||\vec{v}|} \tag{1}$$

クリアランスが小さい場合(渦崩壊が発生しない条件)における可視化と，クリアランスが大きい場合(渦崩壊が発生する条件)における可視化を Fig. 4 に示す．渦崩壊が発生しない場合はサージ近傍でも漏れ渦が動翼後縁付近まで伸びているが，渦崩壊が発生する場合は漏れ渦のヘリシティ反転が見られるとともに漏れ渦が途切れており大きく構造が異なる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) Small clearance (No vortex breakdown)




(b) Large clearance (Vortex breakdown)

Fig. 4　Tip leakage vortex structure
(Instantaneous results of near surge)

### 3.2　動翼チップ壁圧可視化

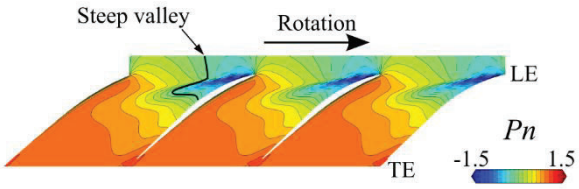
サージ近傍における動翼チップ壁面の非定常圧力変動について，動翼 1 回転分の時間平均および時間履歴の標準偏差を可視化することで，漏れ渦の非定常性を評価した．ここで，非定常圧力は式(2)により無次元化を行っており，標準偏差は式(3)により算出している．

$$Pn = \frac{Ps_{local} - Ps_{inlet}}{Ps_{outlet} - Ps_{inlet}} \tag{2}$$

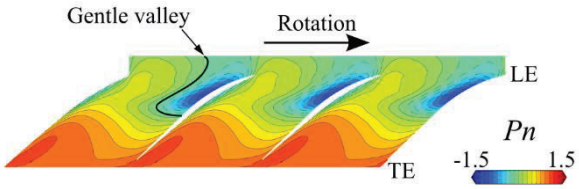
$$STD = \sqrt{\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(Pn_{local} - \overline{Pn})^2} \tag{3}$$

Fig. 5 にクリアランスが小さい場合(渦崩壊が発生しない条件)と，クリアランスが大きい場合(渦崩壊が発生する条件)の時間平均壁面静圧分布を示す．可視化には 1 ピッチにアンサンブル平均した結果を用いた．渦崩壊が発生しない場合は静圧分布に急峻な谷があり，漏れ渦の変動が小さいが，渦崩壊が発生する場合は静圧分布の谷が明確でなく，漏れ渦の変動が大きい．

次に，Fig. 6 に壁面静圧変動の標準偏差分布を示す．渦崩壊が発生しない(a)は全体的に標準偏差が小さく漏れ渦の変動が小さいが，渦崩壊が発生する(b)は動翼前縁付近で標準偏差が大きく上昇しており，漏れ渦上流で変動が大きい．

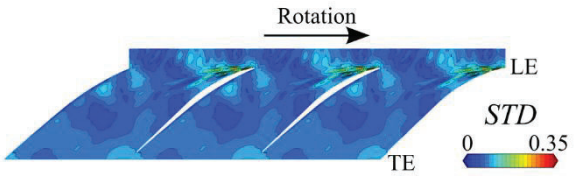



(a) Small clearance (No vortex breakdown)

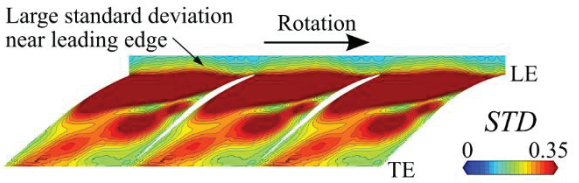



(b) Large clearance (Vortex breakdown)

Fig. 5　Static pressure of rotor casing
(Time average results of near surge)




(a) Small clearance (No vortex breakdown)




(b) Large clearance (Vortex breakdown)

Fig. 6　Static pressure standard deviation of rotor casing
(Near surge)

### 3.3　動翼内部渦度可視化

動翼 1 回転の時間平均結果を対象に漏れ渦に垂直な横断面上の流れ方向絶対渦度を可視化することで，漏れ渦周辺の流れ場を評価する．ここで絶対渦度は式(4)より算出している($\omega$は動翼回転角速度)．

$$\xi_{abs} = \frac{|\vec{\xi}|}{2\omega} \tag{4}$$

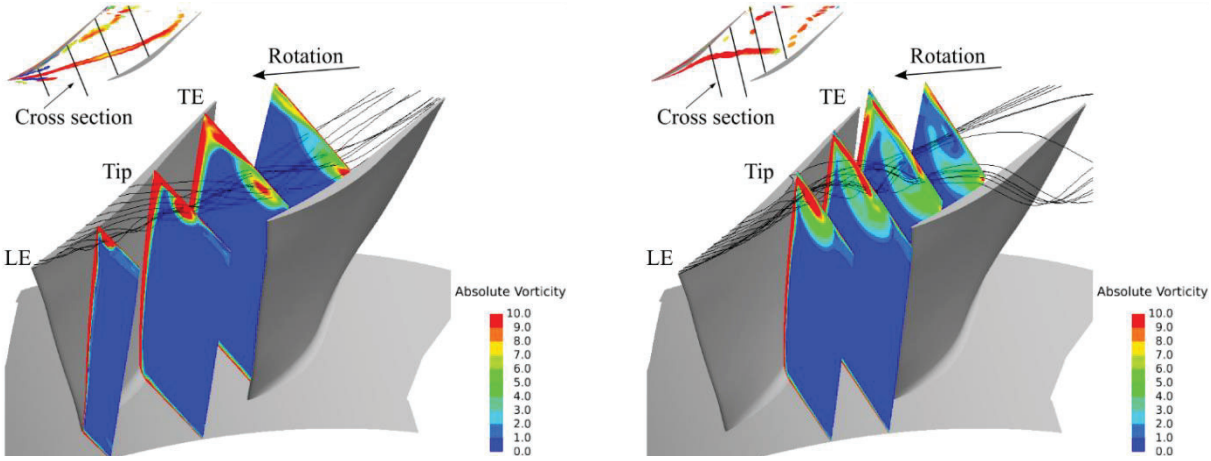
クリアランスが小さい場合(渦崩壊が発生しない条件)と，クリアランスが大きい場合(渦崩壊が発生する条件)におけるサージ近傍の絶対渦度およびチップ流線可視化を Fig. 7 に示す．渦崩壊が発生しない場合は，漏れ渦が

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

翼端から離脱した下流においても漏れ渦周辺に高渦度領域が存在しており，渦度の拡散領域は小さい．またチップ流線も漏れ渦周辺にとどまっている．一方，渦崩壊が発生する場合は漏れ渦が翼端から離脱した直後に漏れ渦中心の高渦度領域が消失し，漏れ渦周辺に渦度が大きく拡散している．そしてチップ流線も漏れ渦周辺から大きく離れ，隣接翼の漏れ流れの一部となっており，漏れ渦周辺の流れの非定常性が現れている．

### 3.4 渦崩壊評価結果

Table. 2 の各条件について 3.1-3.3 節のように内部流動を評価した．Fig. 7 に示す全条件の漏れ渦可視化のように全ての反動度で大クリアランス条件(II-V)で渦崩壊と評価した．




(a) Small clearance (No vortex breakdown)　　(b) Large clearance (Vortex breakdown)

Fig. 7　Absolute vorticity distribution of the cross section perpendicular to the tip leakage vortex and streamline from leading edge tip section (Time average results of near surge)

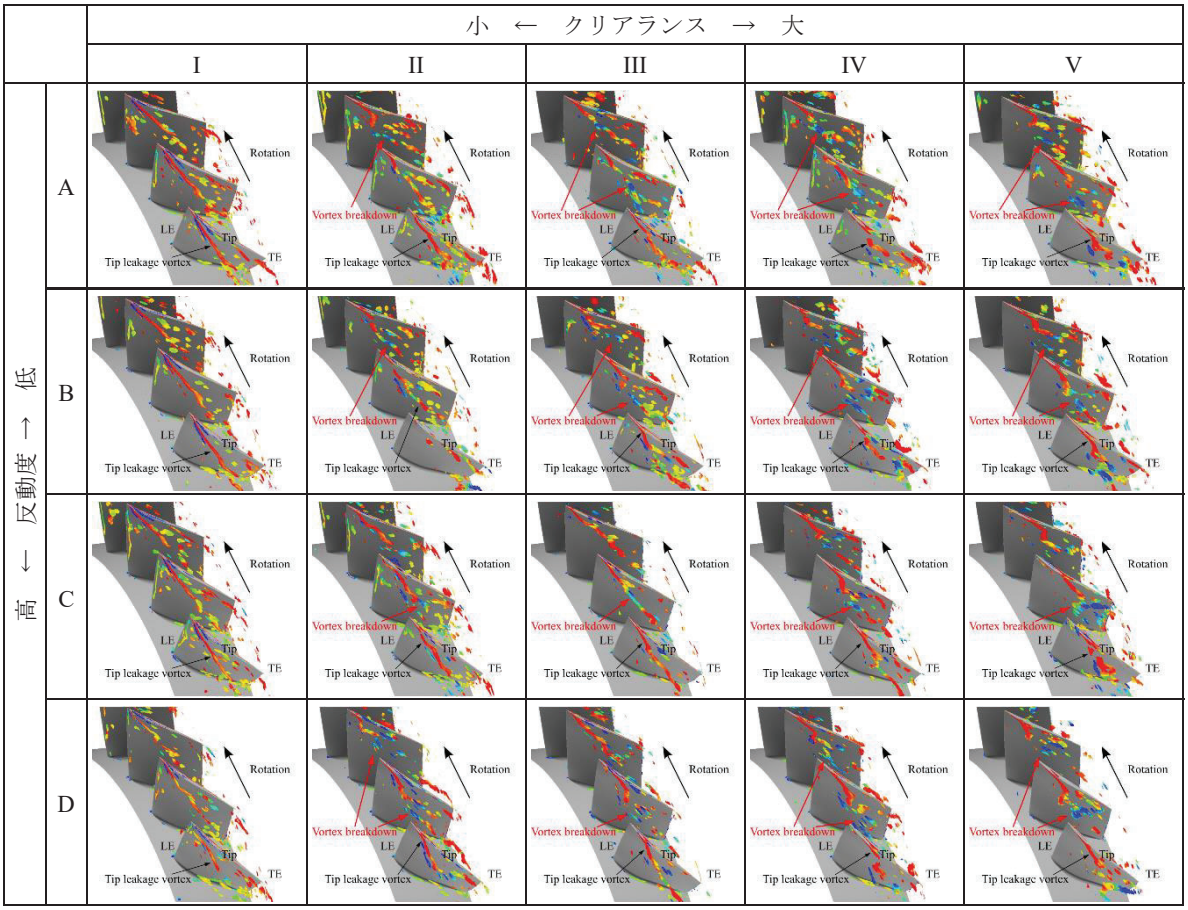


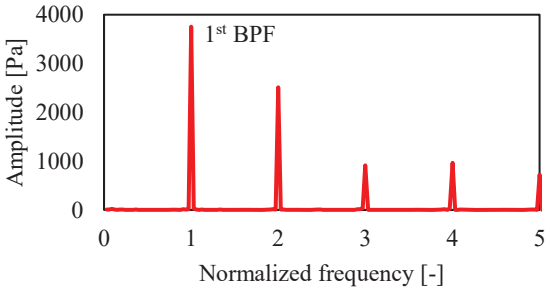

Fig. 8　Vortex breakdown evaluation from tip leakage vortex visualization (Instantaneous results of near surge)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

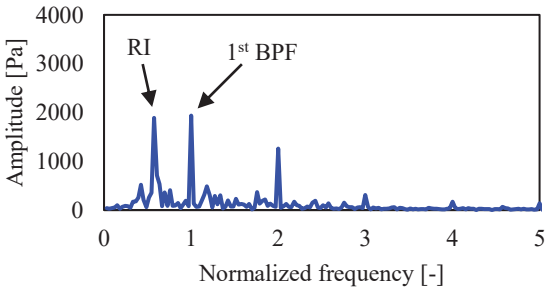
## 4. 渦崩壊が流れ場に与える影響

### 4.1 旋回不安定じょう乱

クリアランスが小さい場合(渦崩壊が発生しない条件)と，クリアランスが大きい場合(渦崩壊が発生する条件)におけるサージ近傍の動翼前縁における壁面静圧変動のFFT 分析結果を Fig. 9 に示す．ここで周波数は翼通過周波数(Blade Passing Frequency, BPF)で無次元化している．渦崩壊が発生しない場合は BPF の整数倍にピークが存在しているが，渦崩壊が発生する場合には 0.5BPF 周辺の低周波数領域にピークが現れている．




(a) Small clearance (No vortex breakdown)




(b) Large clearance (Vortex breakdown)

Fig. 9　Unsteady pressure fluctuation spectrum near surge

圧縮機の不安定現象の一つに旋回不安定じょう乱(Rotating Instability, RI)がある．RI はチップ漏れ渦崩壊などで局所的に翼間のブロッケージが増大することによって，流れが隣接翼前縁を乗り超えることで発生する渦が Fig. 10 のように翼の回転方向と逆向きにじょう乱が伝播する現象である．RI の特徴として BPF の 0.25-0.5 倍周辺にピークを持つことが知られている．Fig. 9 の渦崩壊発生時に 0.5BPF 周辺のピークが見られることから，渦崩壊に伴う RI が発生していると考えられる．

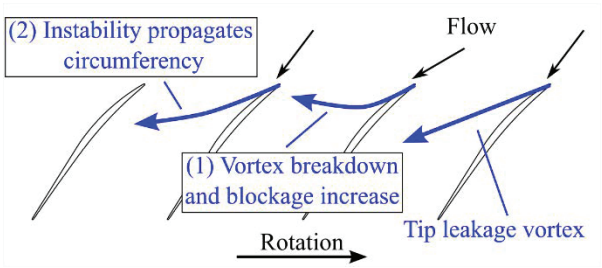



Fig. 10　Mechanism of the rotating instability

### 4.2 渦崩壊とサージ Cp の関係

反動度 B の各クリアランス条件の結果を比較し，渦崩壊発生がサージ限界に与える影響を評価した．本研究では解析が収束した中で最高圧力比の点をサージ点と定義している．Fig. 11 に示す設計点とサージ点のミーン断面における段平均の静圧上昇係数(Static pressure rise coefficient, Cp)の比較より，大クリアランス条件では段平均 Cp の伸びが低下していることがわかった．渦崩壊が発生しない小クリアランス条件と渦崩壊が発生する大クリアランス条件の動翼チップ Cp の変化を Fig. 12 に示す．小クリアランス条件ではサージに至るまで動翼チップ Cp が上昇し続けているのに対して，大クリアランス条件ではサージに至る手前で動翼チップ Cp が頭打ちとなっている．ここで Fig. 12 に示す動翼チップ Cp が頭打ちとなる前後の作動点(a), (b)の動翼壁圧標準偏差を Fig. 13 に示す．2 つの作動点はともに漏れ渦の上流側の標準偏差が大きいが，動翼前縁の標準偏差を比較すると動翼チップ Cp が頭打ちになった後は Fig. 6 (b)と同じく動翼前縁において壁圧標準偏差が増大していることから，渦崩壊発生により動翼チップ Cp が頭打ちになったと考えられる．以上から渦崩壊発生によってサージ点段平均 Cp が低下する可能性があることが示された．

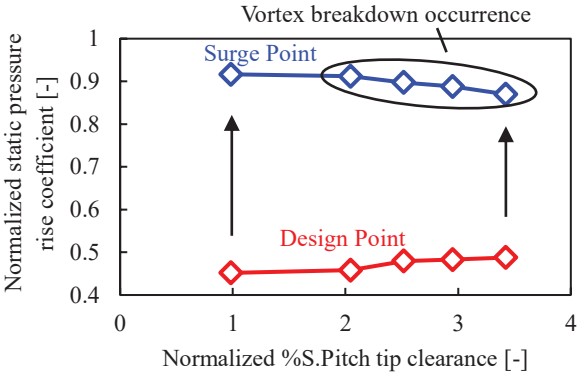



Fig. 11　Relationship between tip clearance and static pressure rise coefficient at design and surge point

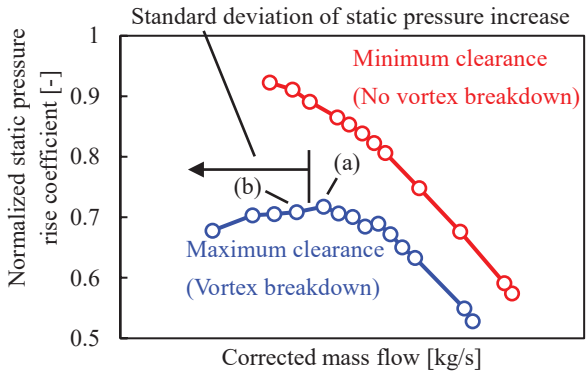
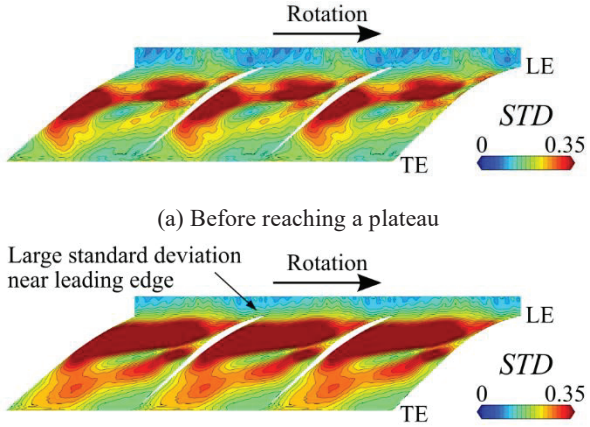



Fig. 12　Relationship between corrected mass flow and rotor tip Cp at minimum and maximum clearance condition

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(b) After reaching a plateau

Fig. 13　Static pressure standard deviation of rotor casing

### 4.3 サージ点 Cp に反動度が与える影響

反動度ごとのクリアランス拡大とサージ点 Cp の関係を比較することにより，反動度が渦崩壊に与える影響を評価した．Fig. 14 に各反動度のクリアランス拡大時のミーン断面サージ点段平均 Cp を示す． 3.4 節の通り，反動度によらずクリアランス II 以上で渦崩壊発生と評価し，このときサージ点段平均 Cp の低下を確認した．また，クリアランス拡大に対するサージ点段平均 Cp 低下の傾きは反動度に比例しており，反動度が高いほどサージ点段平均 Cp 低下量が大きい．

次に反動度ごとの渦崩壊発生時のクリアランス拡大に対するサージ点段平均 Cp 低下量の比較を行うために，Fig. 15 にクリアランス II からクリアランス V までのクリアランス拡大に対するサージ点段平均 Cp 低下量を示す(低下を正とする). ただし D はクリアランス III からクリアランス V までの低下量を示す．このときクリアランス拡大に対するサージ点段平均 Cp 低下は概ね 1 次関数的であり，反動度に対する傾きを Fig. 16 に示す．Fig. 16 より反動度 B 以下は傾き一定，反動度 B 以上では傾きが反動度の 2 次関数となることを確認した．

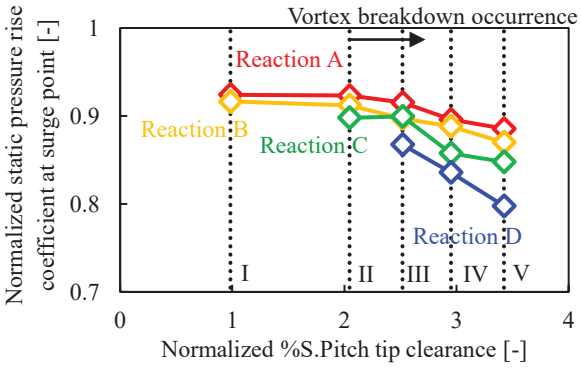



Fig. 14　Relationship between tip clearance and stage average Cp at surge point for each reaction

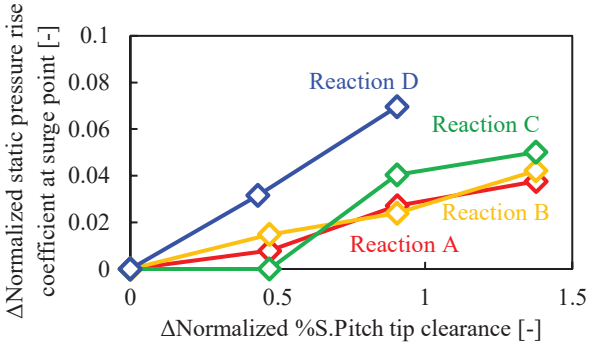



Fig. 15　Relationship between %S.Pitch tip clearance and stage averaged Cp decrease at vortex breakdown occurrence

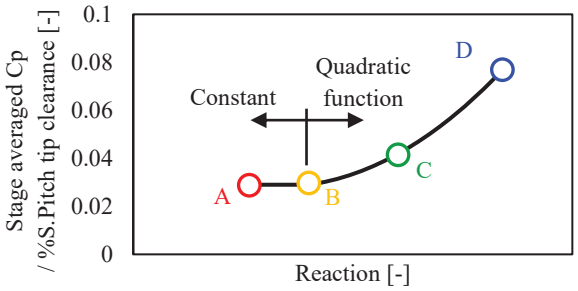



Fig. 16　Relationship between stage averaged Cp / %S.Pitch tip clearance and reaction

Fig. 15 に示す渦崩壊発生後のサージ点段平均 Cp 低下量とクリアランス・反動度の関係の妥当性を検証するために，多段圧縮機の CFD 解析および試験結果[6]を用いてサージ点段平均 Cp 低下予測を行った．Fig. 17 に CFD 解析および試験で確認したサージ点段平均 Cp をマーカーで示し，Fig. 16 の 2 次関数に基づくサージ点段平均 Cp の傾きを破線で示す．誤差は 0.02 未満であり，多段圧縮機試験の結果についても適用できることを確認した．

以上から，渦崩壊発生時のサージ点段平均 Cp はクリアランスに比例して低下し，その傾きは反動度の 2 次関数で表されることが明らかとなった．ただしこれらは CFD 解析結果をもとにしており，今後試験により妥当性を検証する必要がある．

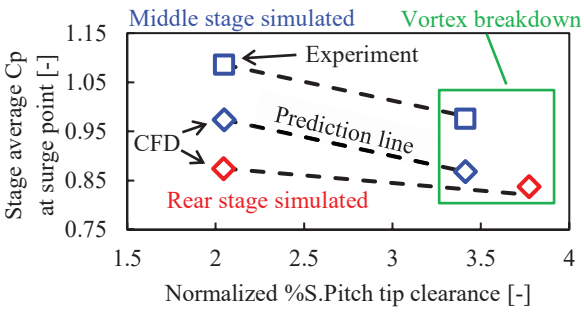



Fig. 17　Relationship between tip clearance and stage average Cp at surge point for multi stage axial compressor

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 5. 結論

亜音速単段圧縮機を対象に，条件を変えた非定常 CFD 解析によりサージ時流動現象を評価した結果，大クリアランス条件で渦崩壊が発生すると評価した．また，渦崩壊発生時にはサージ点段平均 Cp が低下することを確認した．そしてサージ点段平均 Cp 低下は反動度に比例することを明らかにした．これらの成果は渦崩壊による圧縮機作動限界を推定するのに有効であると考えられ，試験で検証していく必要があると考えられる．

## 参 考 文 献


(1) Boeller, S., Feuillard, B., Filkorn, G., Olmes, S., Prou, F., Robson, C., and Santos, R., An Introduction Into the Clearance Management of Ansaldo GT36 From Development to Validation, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2018 (2018).

(2) Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K., and Yamada, K., The Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 121, No. 3 (1999), pp.469-480.

(3) Brandstetter, C., Jüngst, M., and Schiffer, H., Measurements of Radial Vortices, Spill Forward, and Vortex Breakdown in a Transonic Compressor, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 140, No. 6 (2018).

(4) Li, Y., Chen, H., and Tan, D., On the Effects of Tip Clearance and Operating Condition on the Flow Structures Within an Axial Turbomachine Rotor Passage, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 141, No. 11 (2019).

(5) Yamada, K., Furukawa, M., Fukushima, H., Ibaraki, S., and Tomita, I., The Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Flow Fields and Aerodynamic Characteristics of Transonic Centrifugal Compressor Impellers, Proceedings of the ASME 2011 Turbo Expo (2011), pp. 2111-2123.

(6) Seki, R, Azuma, T., Iwatani, J., Nakaniwa, A., Okui, H., and Shibata, T., Investigation of tip leakage vortex breakdown in a high-speed multistage axial compressor, Proceedings of the ASME 2022 Turbo Expo (2022).

(7) Sawada, K., “Convenient visualization method for identifying vortex centers”, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 38, No. 120 (1995), pp. 102-116.

(8) März, J., Hah, C., and Neise, W., An Experimental and Numerical Investigation into the Mechanisms of Rotating Instability, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 124, No. 3 (2002), pp. 367–374.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-17

# 軸流圧縮機における動翼翼端隙間感度の改善

# Tip Clearance Sensitivity Improvement in an Axial Flow Compressor

○山上　舞[*1]　若林　祥[*1]　佐藤　大祐[*1]　加藤　大[*1]
YAMAGAMI Mai　WAKABAYASHI Sho　SATO Daisuke　KATO Dai
藤澤　信道[*2]　太田　有[*2]
FUJISAWA Nobumichi　OHTA Yutaka

**ABSTRACT**

In order to reduce the fuel consumption of turbofan engines, high pressure compressors are required to have smaller core size due to engine's higher bypass ratio and higher overall pressure ratio. The relative increase in blade tip clearance relative to the blade height on the rear stage results in a performance degradation issue. Experiments were conducted to investigate the characteristics of a low-speed 1.5-stage compressor under conditions where the blade tip clearance is large. In the improved configuration, the kink point that occurs in the blade total pressure rise characteristic moved to the lower flow rate, and the performance was confirmed to be improved. The mechanism of this improvement was investigated through experiments and unsteady CFD.

**キーワード：**軸流圧縮機，翼端隙間，ダイヘドラル
**Key Words:** Axial Flow Compressor, Tip Clearance, Dihedral

## 1. はじめに

今日，二酸化炭素排出削減などの環境適合性の強化や，原油価格の高騰する中での燃料費削減の要求から，旅客輸送の主要な推進機関である航空用ターボファンエンジンには，燃費（Fuel burn）の低減が求められる。燃費の低減には，重量の低減と共に，燃料消費率（Specific fuel consumption; SFC）の低減が必要となる。SFC の低減には，バイパス比（Bypass ratio; BPR），全体圧力比（Overall pressure ratio: OPR）の増大並びに各要素効率の向上が必要である。第 1 図には，BPR 並びに OPR を変化させた際の高圧圧縮機最終段翼高さの変化量を示す（BPR=5, OPR=30 を基準）[(1)]。SFC 低減のために，例えば BPR=10, OPR=50 まで上げると，最終段翼高さは基準の 64%（=0.8×0.8）程度まで縮む（小型コア化する）。

このように後段側の翼高さが小さくなる一方，翼端隙間は製造公差や運用による劣化の制約からスケールできなくなるため，相対的に大きくなり，圧縮機の性能が低下する課題がある。またインターステージキャビティのシール隙間や翼厚がスケールできなくなることなどの影響も，圧縮機の性能低下の要因となる[(2)]。

*1　株式会社IHI
〒196-8686　昭島市拝島町3975-16
*2　早稲田大学　基幹理工学部　機械科学・航空宇宙学科
〒169-8555　新宿区大久保 3-4-1

圧縮機における翼端隙間感度を低減させる技術としては，三次元翼[(3)(4)]やケーシングトリートメント[(5)(6)]等の研究が成されており，それに必要な翼端隙間流れ等を精密に予測する数値解析の研究[(7)]も進められている。

本研究では 1.5 段軸流圧縮機を対象に，２種類の翼端隙間を用いてベース動翼，改良動翼それぞれの試験を行い，その特性や内部流れの変化を調査した。改良動翼を組み込んだ形態では，ベース動翼形態に対して動翼全圧上昇特性に発生するキンク点が低流量側に移動し，性能の改善が確認された。その改善メカニズムを実験と非定常 CFD 解析により調査した結果について述べる。

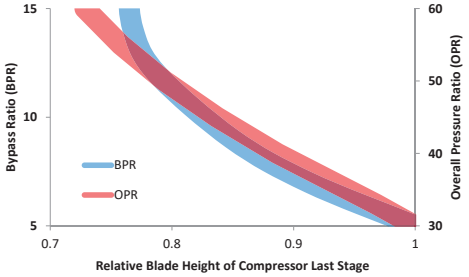



Fig. 1 Compressor blade height variation with BPR and OPR[(1)]

## 2. 実験および解析手法

### 2.1 実験装置

供試圧縮機は IGV50 枚，動翼 38 枚，静翼 59 枚から成る 1.5 段軸流圧縮機であり，供試体の子午面形状を図 2

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

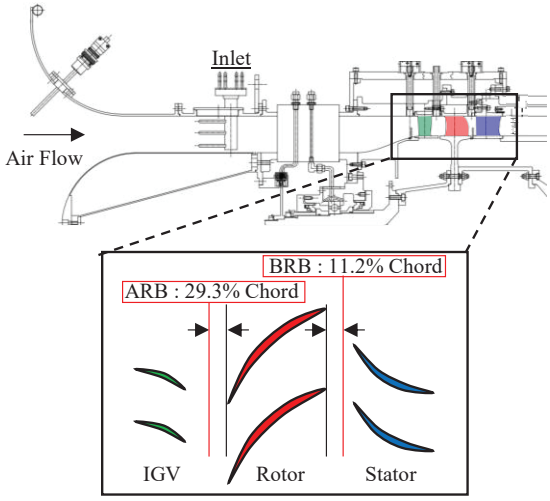



Fig. 2 Experimental Apparatus

Table1 Compressor Specifications

| Compressor Specification | | | |
|---|---|---|---|
| Rotational speed | $min^{-1}$ | 4500 | |
| Mass flow rate | kg/s | 1.7 | |
| Pressure rise | kPa | 2 | |
| Tip diameter | m | 0.36 | |
| Tip clearance | %height | 0.57 | (DC) |
| | | 1.14 | (WC) |

に，主な仕様を表 1 に示す。

動翼翼端隙間には，1.8%翼高さの Design Clearance(以下 DC と略称)と，3.6%翼高さの Wide Clearance(以下 WC と略称)の 2 種類を用いた。

### 2.2 実験方法

圧縮機流量は動翼上流側に設置されている 3 点櫛型ピトー管を用いて計測した。圧力上昇特性および定常流れ場の取得には，動翼前縁上流位置（Ahead of Rotor Blade）（以下 ARB と略称）と動翼後縁下流位置(Behind rotor Blade)(以下 BFB と略称)に設置した 3 孔ヨーメータを用いた。3 孔ヨーメータの計測点数はスパン方向に 21 点である。

## 3. 数値解析

### 3.1 解析方法と解析モデル

本研究では， 1.5 段供試体を対象に非定常 CFD 解析を実施した。解析コードは JAXA で開発された UPACS を用いてセルセンター法と MUSCL 法を用いた有限体積法によって離散化を行っており，対流項は低マッハ数前処理を施した Roe スキーム，拡散項には 2 次精度中心差分を用いた。時間積分は 2 次精度 Euler 陰解法を用い，ニュートン反復により計算した。また高精度化と計算時間短縮のため，時間進行法にも低マッハ数前処理法を適用した。乱流モデルには Spalart-Allmaras 1 方程式モデルを適用した。計算領域は 1/10 周とし，IGV を 5 枚，1RB を 4 枚，1SV を 6 枚とした。翼枚数を変更する際には，ソリディティと軸間距離を保ち翼の弦長を変更した。

### 3.2 計算格子と境界条件

各翼列の格子は O-H 型の構造格子を用い，翼列間の他に，動翼チップクリアランス部と翼フィレット部を模擬した。解析格子を図 3 に示す。総格子点数は約 4100 万点である。

IGV 入口の計算入口境界には，試験条件に合わせて全圧および全温の半径方向分布を与え，出口境界では静圧を与えた。

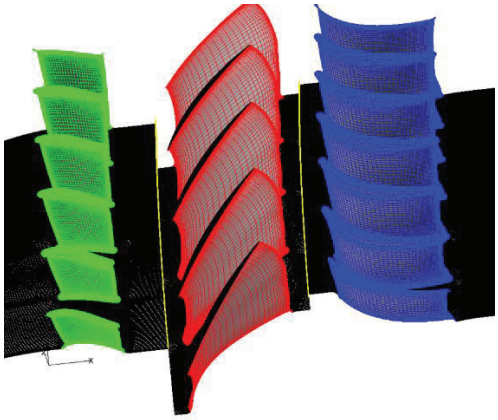


Fig. 3 Computational domain of 1.5stage compressor

## 4. 結果および考察

### 4.1 ベース動翼の圧縮機特性

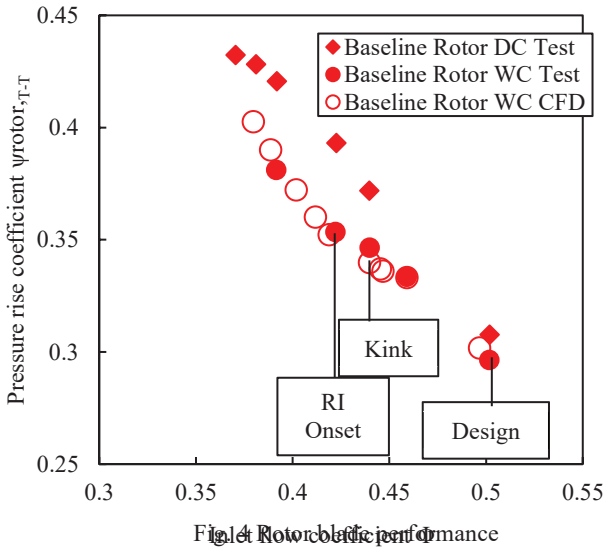



Fig. 4 Rotor blade performance

実験から得られたベース動翼の DC 条件および WC 条件の圧力特性を図 4 に示す。入口流量係数，全圧上昇係数

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

はそれぞれ以下のように定義される。

$$\text{入口流量係数: } \phi = \frac{A_{inlet} \cdot \bar{V}_{x,inlet}}{A_{ARB} \cdot V_{b,mid}} \quad (1)$$

$$\text{全圧上昇係数: } \psi_{T-T} = \frac{\bar{P}_{t,BRB-} \cdot \bar{P}_{t,ARB}}{\rho_a \cdot {V_{b,mid}}^2} \quad (2)$$

ただし，$A$:圧縮機断面積，$V_x$:軸流速，$V_{b,mid}$:動翼ミッドスパン周速，$P_t$:全圧，$\rho_a$:大気密度である。供試軸流圧縮機においては，$\phi$=0.50 が設計点である。WC においては DC に比べて $\phi$ =0.44 付近より低流量側で圧力上昇の低下がみられ，またストール点が DC で $\phi$=0.37 付近なのに対し，WC は $\phi$=0.39 付近に変化しており，安定作動範囲が減少している。さらに WC では $\phi$=0.44 で圧力上昇の傾きが一時的に小さくなり，$\phi$=0.42 で再び傾きが大きくなる変曲点が確認できる。この変曲点を「kink」と呼ぶ。さらに WC の低流量側の $\phi$=0.42 では，図示はしないが翼通過周波数の 20~40%の周波数帯にバンド幅上昇が発生しており，旋回不安定擾乱(RI)を確認した。この点を「RI Onset」 と呼ぶ。

図 4 には WC 条件における CFD 結果を示しており，試験における動翼の圧力上昇特性を kink も含めて良く予測できている。

### 4. 2 改良動翼の圧縮機特性

このような翼端隙間拡大による性能低下の課題を解決するため，ベース動翼に対し主に二つのコンセプトを適用して改良動翼を設計し，試験を実施した。一つ目は翼型によりチップ側の入口軸速度を増加させる効果であり，二つ目はチップ側を翼背側に向けて倒した Positive Dihedral の効果である。

図 5 に WC 条件におけるベース動翼と改良動翼の性能特性を試験結果と CFD 結果を比較して示す。図 5.1 は全圧上昇係数，図 5.2 は静圧上昇係数，図 5.3 は圧力損失係数を示す。動翼静圧上昇係数，損失係数は以下のように定義される。

$$\text{静圧上昇係数: } \psi_{s-s} = \frac{\bar{P}_{s,BRB-} \cdot \bar{P}_{s,ARB}}{\rho_a \cdot {V_{b,mid}}^2} \quad (3)$$

$$\text{損失係数: } \omega = \frac{\bar{P}_{t_{rel},ARB-} \cdot \bar{P}_{t_{rel},BRB}}{\bar{P}_{t_{rel},ARB-} \cdot \bar{P}_{t,BRB}} \quad (4)$$

ただし，$P_{t_rel}$:相対全圧, $P_s$:静圧である。

図 5.3 から，全流量領域で改良動翼の損失係数が低下していることが実験的に確認され，このことから，図 5.1 に示すように 改良動翼の全圧上昇が大きくなっていると考えられる。また改良動翼の kink が $\phi$=0.42 付近の低流量側に移動したことが確認できる。ベース動翼の kink 付近の $\phi$ を kink1， 改良動翼の kink 付近の $\phi$ を kink2 と呼ぶ。また CFD 結果はベース動翼，改良動翼共に，圧力上昇特性における kink も試験と良い一致を示しており，性能の改善についても捉えられている。

ベース動翼から改良動翼にすることで，このように kink の発生が遅延することが実験的，解析的に確認できたが，kink で発生している現象を調査し，遅延の原因について試験と CFD 結果から考察する。

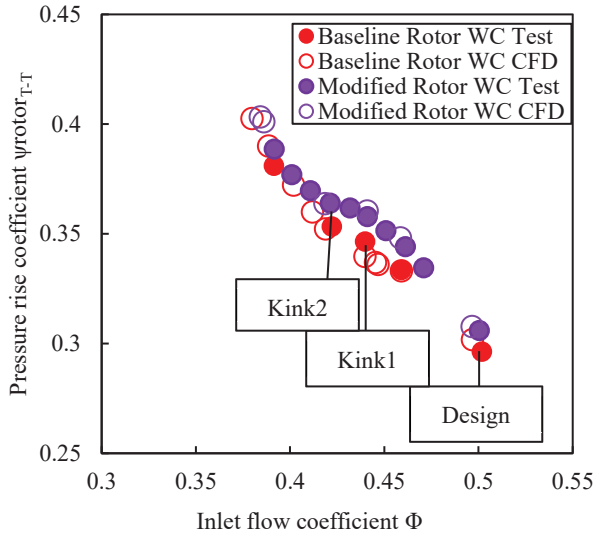



Fig. 5.1 Rotor blade performance total pressure coefficient

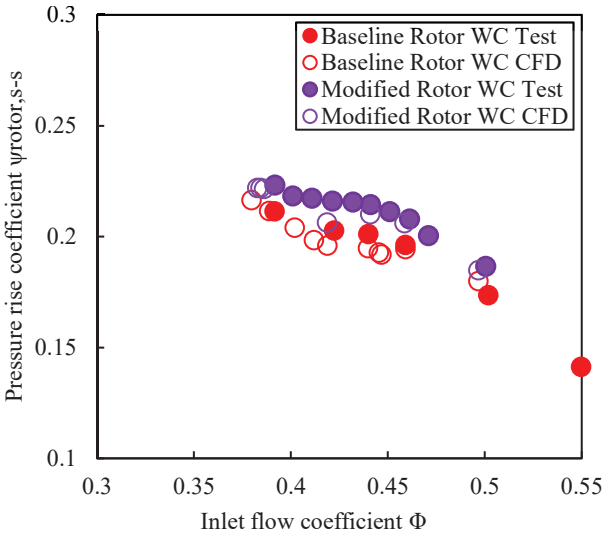



Fig. 5.2 Rotor blade performance static pressure coefficient

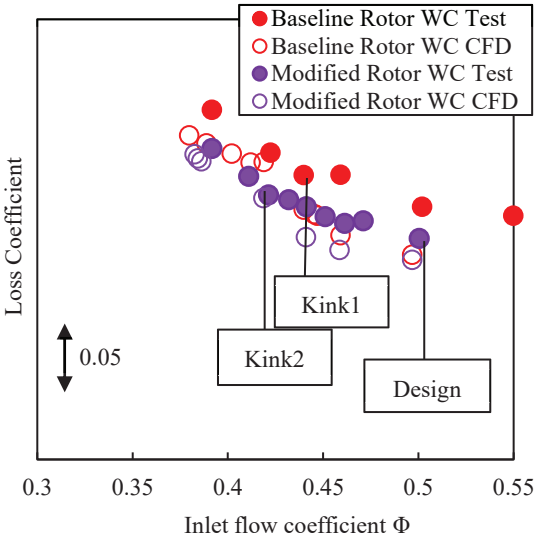



Fig. 5.3 Rotor loss coefficient

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

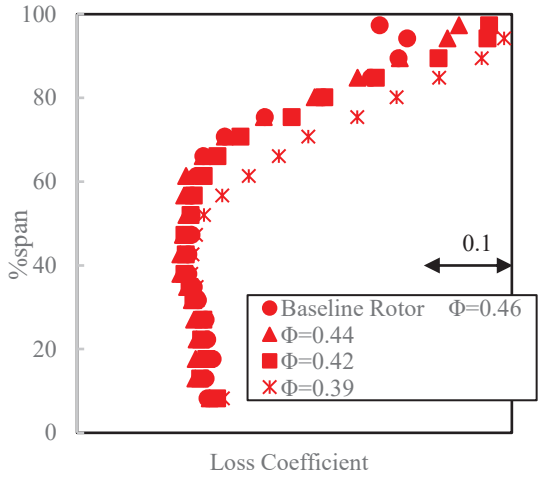



Fig. 6.1 Spanwise distribution of loss coefficient of baseline rotor

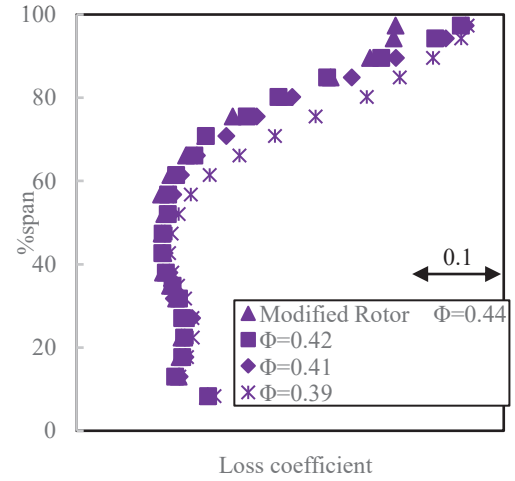



Fig. 6.2 Spanwise distribution of loss coefficient of modified Rotor

### 4. 3 Kink 発生時の流れ場と性能への影響

図 5.3 からベース動翼では $\phi$ =0.44（kink 1）から $\phi$ =0.42, 改良動翼では $\phi$ =0.42(kink2)から $\phi$ =0.41 付近で損失係数が不連続に増える傾向にあることがわかる。

図 6.1，図 6.2 にそれぞれベース動翼，改良動翼の試験による kink 前後の圧力損失係数の半径方向分布の変化を示す。ベース動翼は，$\phi$ =0.46 から $\phi$ =0.44(kink1)までは主に 90%スパン以上の損失が増えているが，$\phi$ =0.42 では 60%～80%の損失が増加し，低流量側でチップ側の損失が頭打ちとなっていることがわかる。一方改良動翼で $\phi$ =0.44 から $\phi$ =0.42(kink2)までは 90%スパン以上の損失が変化するが，$\phi$ =0.41 では 70%付近で損失の増加がみられる。このことから kink 前後で損失の傾向が変化しており，流れ場が変化していると考えられる。

このような kink 前後の流れ場の変化は RI の発生と関係すると考えられる。RI 発生による性能への影響について，谷口ら[8]は数値解析により調査した。隣の翼から正圧面に衝突した翼端漏れ渦が分離し，動翼後方に周期的に放出されることで RI が形成されること，このような流れ構造の変化が，翼端部の流れ場の改善に繋がったと報告している。また中村ら[9]の研究で，実験的に捉えられている。

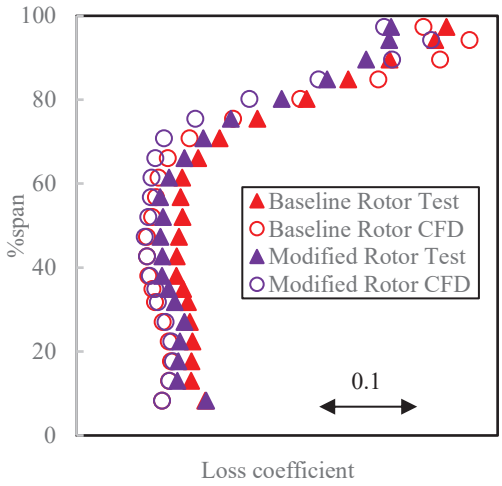



Fig. 7 Spanwise distribution of loss coefficient of baseline rotor and modified rotor at $\phi$ =0.44

### 4. 4 Kink が遅延した原因

図 7 に $\phi$ =0.44(kink1)における試験と CFD による損失係数の半径方向分布をベース動翼と改良動翼で比較して示す。ベース動翼に対し，改良動翼はチップ側の損失が低減している。したがってベース動翼から改良動翼で kink の発生が遅延したのは，チップ側の損失が低減したためと考えられる。また CFD は両者のチップ側における損失の違いを良く捉えている。

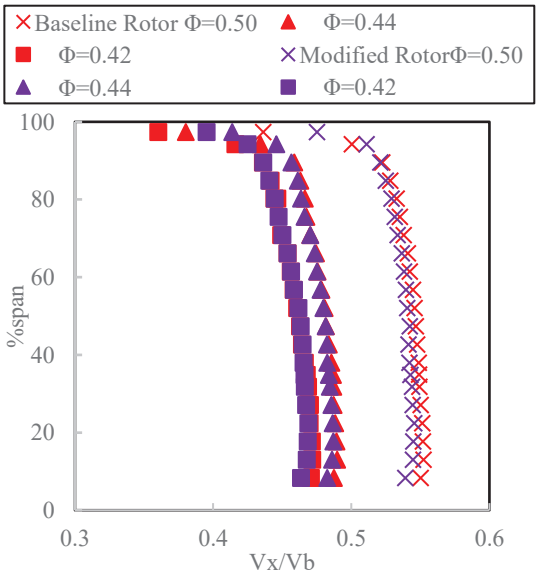



Fig. 8 Spanwise distribution of axial velocity at ARB

図 8 に試験による ARB(：動翼入口)における軸速度の半径方向分布を，ベース動翼と改良動翼で比較して示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

図 8 から，$\phi$=0.50(Design)における改良動翼の入口軸速度が，ベース動翼に比べチップ側 90%スパン以上で大きく，90%スパン以下ではハブ側に向かって若干小さくなっていることがわかる。また同様の傾向が$\phi$=0.44(kink1), $\phi$=0.42(kink2)でも見られる。このように改良動翼のチップ側軸流速が増大したことがチップ領域における損失低下に繋がったと考えられる。

改良動翼にはチップ側の入口軸速度を増加させる効果の他に，チップ側 Positive Dihedral の効果が含まれており，二つの翼型変更による流れ場と性能への影響について詳細を調査する。

**4.5 チップ側入口軸速度増加の効果**

Engin ら[3]は 3 次元翼の数値スタディ結果から，動翼チップ入口の軸方向運動量を増やすことにより，隣の翼の翼端漏れ流れが再度翼を通過する Double Leakage (以降 DL と呼ぶ)を減少させる効果があると報告している。Simon ら[4]は 4.5 段圧縮機の前 2 段でチップ領域の軸速度を増加させることで，後段の翼端漏れ流れ拡大による性能低下を緩和する効果を確認した。

本研究では動翼の翼型のみでそのような流れ場を実現している。試験を実施した改良動翼は複数の効果が含まれているため，ベース動翼にチップ側入口軸速度増加の効果のみを含めた中間設計翼を生成し，1.5 段非定常解析を行い，2 つの効果を分離して考察する。

図 9 にベース動翼，中間設計翼，改良動翼の CFD から$\phi$=0.44(kink1)における動翼翼端漏れ流れの流線を示す。図 9 から，どの翼においても，翼端前縁付近から漏れた流れが隣の翼の静圧面側に衝突し，隣の翼に漏れていく DL が翼後縁側に向かって流れていく様子が見られる。また，DL 流れにおけるエントロピーの上昇が，ベース動翼から中間設計翼で抑えられており，さらに改良動翼で抑えられていることがわかる。

翼端漏れ流れによるエントロピー上昇は以下の(5)式で表される[10]。

$$T\Delta S = \frac{1}{m_m}\int_{LE}^{TE} V_s{}^2 \left(1-\frac{V_p}{V_s}\right) dm \qquad (5)$$

ただし，$V_S$：翼負圧面の速度, $V_p$：翼正圧面の速度,dm:漏れ流れ量，$m_m$:主流部の流量である。

図 10 にチップ側 95%スパンにおける翼正圧面側の速度分布 $V_p$ をベース動翼と中間設計翼で比較して示す。図から，中間設計翼はベース動翼に対し，全体的に $V_p$ が増えており，特に翼前縁から 20%翼弦長付近より後ろ側の DL 領域で大きな違いがでていることが確認できる。これはベース動翼から中間設計翼でチップ側の入口速度が増加したためであり，(5)式において $V_p$ が大きくなると，翼端漏れ流れと主流部のミキシングによって発生するエントロピー上昇が抑えられる。したがって DL 漏れ流れによる損失が抑えられると考えられる。

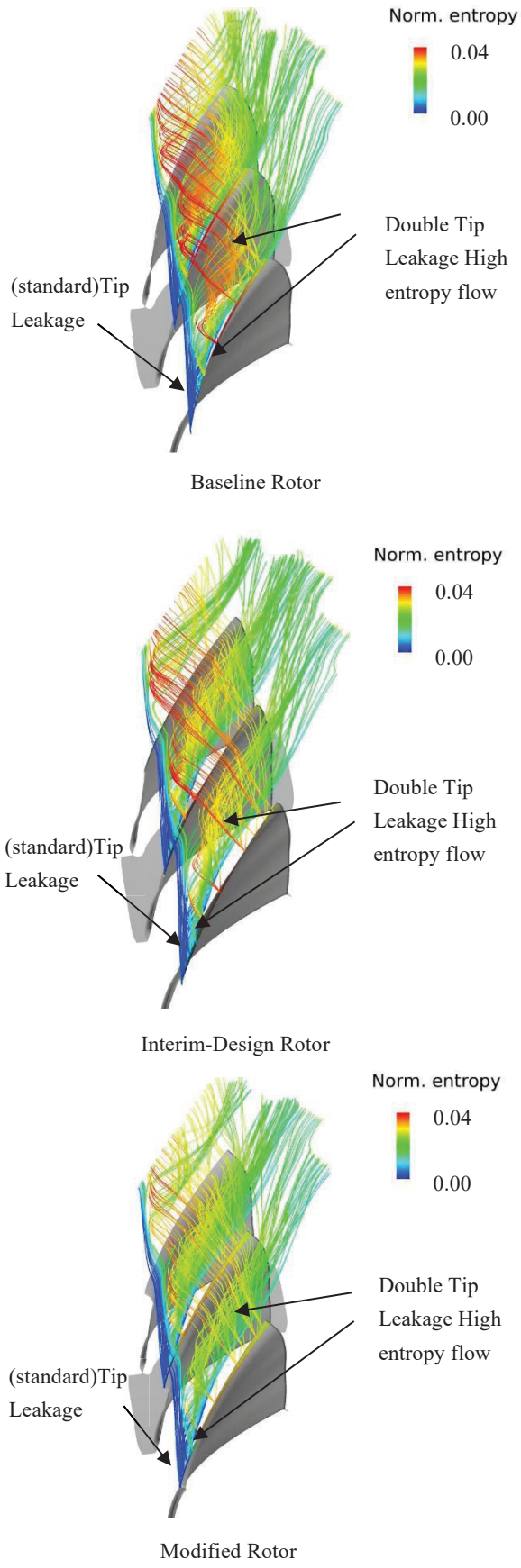



Fig. 9 Calculated tip leakage streamlines with colors showing non-dimensional static entropy at $\phi$=0.44

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

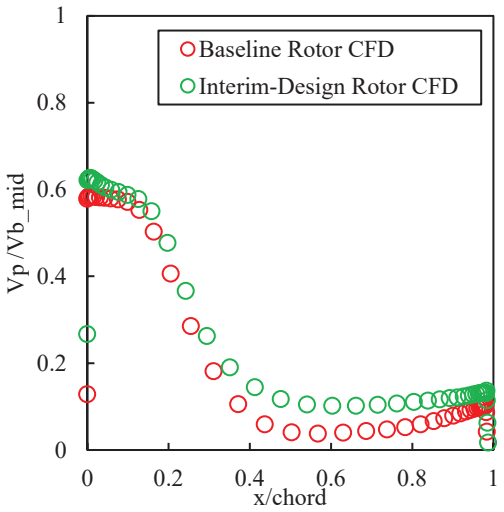



Fig. 10 Calculated surface velocity on the pressure side of the blade at $\phi$=0.44

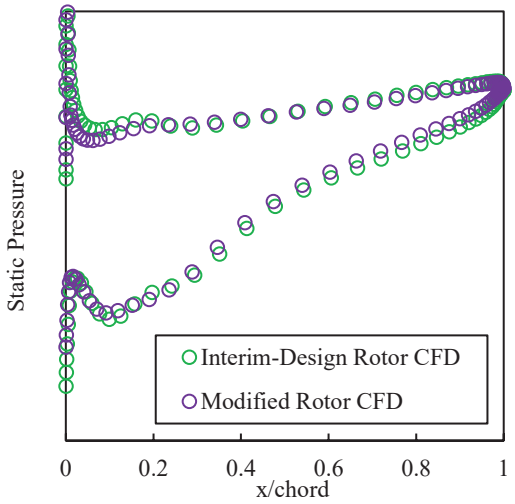



Fig. 12 Calculated surface static pressure distributions for interim-design rotor and modified rotor at $\phi$=0.44

### 4.6 Positive Dihedral の効果

次に中間設計翼に Positive Dihedral を施した改良動翼において翼端漏れ流れによるエントロピー上昇がさらに抑えられた理由について調査する。翼のチップ側を負圧面側に倒す（Positive Dihedral）とチップ側に向かう blade force が発生し，チップ側の圧力が上昇する。これに伴い流線が翼前縁付近ではハブ側に向かい，翼後縁付近ではチップ側に戻るように変化するため，チップ側における減速が抑えられ，チップ側の空力負荷を局所的に下げる効果がある[11][12]。図 11 に CFD による Diffusion Factor(DF) の半径方向分布をベース動翼,中間設計翼,改良動翼で比較して示す。ベース動翼と改良動翼については試験結果も示している。図 11 の CFD 結果から，中間設計翼から改良動翼にすることでチップ側 90%以上における DF が抑えられており，実験的にもその効果が確認できる。

図 12 に $\phi$=0.44 における中間設計翼と改良動翼の CFD によるチップ側 95%スパンの翼面静圧分布を比較する。図 12 から，改良動翼で翼前縁約 30%コード位置から翼後縁までの翼面静圧差が小さくなり，翼負荷が減少していることが確認できる。改良動翼の翼負荷が減少した約 30%コードから後縁の領域は，図 9 における DL の領域に相当し, DL 流量を減少させる効果があると考えられ，(5)式における dm が減少することで，翼端漏れ流れによるエントロピー上昇が抑えられたと理解できる。また翼負圧面側の減速が抑えられるため，境界層の発達を抑える効果も翼端漏れ流れによる損失の低減に寄与すると考えれる。このようなことから Positive Dihedral は DL によって生じる損失の低減に効果的であると考えられる。

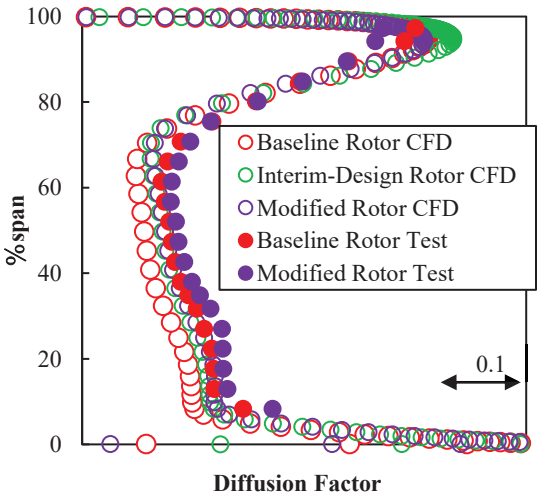



Fig. 11 Spanwise distribution of diffusion factor of rotor at $\phi$=0.44

## 5. 結論

軸流圧縮機の小型コア化に向け，翼端隙間が相対的に大きくなる課題を解決するため，翼端隙間が大きい条件でベース動翼，改良動翼形態の試験を行い，その特性や内部流れの変化を調査した。

（1）ベース動翼の全圧上昇特性から，WC 条件で全圧上昇の停滞するキンク点が発生し，それより低流量側で再度上昇する様相が試験で得られた。非定常解析でもこの様相が捉えられた。

（2）改良動翼の試験結果から，キンク点がベース動翼に対して低流量側で確認され，また全ての領域で損失が低減しており性能改善を確認できた。

（3）ベース動翼から改良動翼でキンクの発生が遅延したのは，キンク点前後における損失の半径方向分布の変化から，チップ側の損失が低減したためと考えられる。損失を低減した 1 つ目の効果として，入口チップ側速度の増加が確認された。チップ側の軸速度を増やすことで，翼正圧面側の速度が大きくなり，特に DL 漏れ流れと主流部とのミキシングによって発生する損失が抑えられたと考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

（4）2 つ目の効果として Positive Dihedral により，さらに翼端漏れ流れによるロスが低下していることが確認できた。Positive Dihedral はチップ側の空力負荷を局所的に抑えることで，DL 流量を減少させる効果があると考えられる。

## 6. 謝辞

本研究を実施する上で, JAXA から UPACS の使用許諾を頂いた。ここに感謝の意を表す。

## 参 考 文 献

(1) 加藤大，パロギョーム，杉原晶雄，青塚瑞穂， 高性能圧縮機の研究開発，IHI 技報 vol53 No.4(2013)
(2) Dickens,D., Taulor,J., Hall,C., Miller,R., Aerodynamic Mitigation of Mechanical Constraints in Small Compressor Blade Profiles, ASME GT2021-59452(2021)
(3) Erler, E., Vo,H.D., Yu,H., Desensitization of Axial Compressor Performance and Stability to Tip Clearance Size, ASME GT2015-42746 (2015).
(4) Evans,S., Nolan, S., Botros, B., Port, B., Chin,P., Kulkarni,S., Stephens,J., Clearance Sensitivity Mitigation in Small Core Compressor, ASME GT2022-81587(2022)
(5) Koley,S.S., Chen,H., Saraswat,A., Katz,J., Effect of Axial Casing Groove Geometry on Rotor-Groove Interactions in the Tip Region of a Compressor, ASME GT2020-14696(2020)
(6) Cevik,M., Vo,H.D., Yu,H., Casing Treatment for Desensitization of Compressor Performance and Stability to Tip Clearance, Transaction of ASME J. Turbomachinery, Vol. 138(2016)
(7) Evans,S., Yi, J., Nolan, S., Joseph,L., Ni,M., Kulkarni,S., Modeling of Axial Compressor with Large Tip Clearances, ASME GT2020-14496(2020)
(8) Taniguchi, K., Nakamura, K., Fujisawa, N., Ohta, Y., Yamagami, M., Goto,T., Kato,D., Unsteady Behavior of Tip Leakage Vortex on the Formation of Rotation Instability in an Axial Compressor, ACGT2022-0009,(2022).
(9) 中村圭吾，谷口恵太，藤澤信道，太田有，山上舞，後藤尚志，加藤大，軸流圧縮機における旋回不安定擾乱発生時の非定常動翼特性，第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集,B-4(2022)
(10) DENTON, J. D., LOSS MECHANISMS IN TUBOMACHINES, 93-GT-435 (1993)
(11) Gallimore, S.J., Bolger,J.J., Cumptsy,N.A., Taylor, M.J., Wright,P.I., Place,J.M., The use of Sweep and Dihedral in Multistage Axial Flow Compressor Blading-Part1: University Research and Methods Development, ASME J. Turbomachinery, Vol. 124(2022), pp521 – 532.
(12) Domerco,O., HP Compressor Aerodynamics:3D Design and Stage Matching, Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture series 2007-2008

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 A-18

# 平板上フィルム冷却の熱流体特性に関する研究（主流乱れの効果について）

# Studies on Film Cooling Aero-Thermal Behaviors on a Flat Plate - Effects of Free-Stream Turbulence -

漆山　諒[*1]　○船﨑健一[*2]　佐々木優大[*2]
URUSHIYAMA Ryo　FUNAZAKI Ken-ichi　SASAKI Yudai

**ABSTRACT**

Effects of free-stream turbulence on film cooling are investigated in this study by use of PSP (Pressure-Sensitive-Paint) method as well as by hot-wire probe in CTA (Constant-Temperature Anemometer). Four inlet free-stream turbulence conditions are imposed by use of turbulence grids. A focus of the study is to identify any relationship between film cooling effectiveness and unsteady behaviors of ejected coolant. For this purpose, RMS (root-mean-squared) of acquired images of PSP are obtained and discussed along with the data of velocity measurements.

**キーワード：**タービン翼，フィルム冷却，非定常，主流乱れ，PSP 計測，熱線流速計計測
**Key Words:** Turbine Blade, Film Cooling, Unsteadiness, Free-stream Turbulence, PSP measurement, CTA Measurement

## 1. はじめに

航空エンジンや発電システムプラントでの主要機械であるガスタービンの高効率化，高出力化を実現するとともに，タービンなど高温部品の適正寿命達成には，高性能な冷却技術の研究開発が極めて重要である．冷却技術の中でもフィルム冷却は最重要な技術であり，これまでに多く研究が実施されている[(1)(2)(3)(4)]．過去に行われたフィルム冷却の研究は，（１）冷却孔の幾何的情報（出口形状やその周囲の形状操作，孔配置などの影響）（２）冷却空気の噴き出し比及び密度比（３）主流側の流動パラメータ（主流乱れや Wake 通過），に着目して行われてきた．しかし，そこでの基本的評価指標は時間平均的なものに留まっている．実際の冷却孔からの冷却空気の噴出は，主流と冷却空気との間のせん断層，冷却孔内の剥離せん断層など，流れの不安定性に起因する非定常性発現に繋がる現象を伴うとともに，主流には主流乱れなど複層的な時間的変動特性を有することから，時間平均的指標のみによる性能評価では不十分である．また，所謂金属粉末を用いた３Ｄプリンター技術による複雑冷却構造の翼内部での構築が可能となり，流体素子（Fluidic Element）による自励現象（例えば Sweeping Jet）を利用した冷却技術も提案されている[(5)]．このように，更なるフィルム冷却性能の向上やフィルム冷却に伴う空力損失低減を図るためには，非定常現象に注目したフィルム冷却空気の挙動詳細の理解が今後一層重要になる．

本研究では，乱流格子により主流乱れを調整した流れ場において，二種類の孔出口形状（丸孔及び Fan-shaped）下流のフィルム冷却効率を PSP（Pressure-Sensitive-Paint）法によって計測するとともに，熱線流速計により流れ場の時間平均特性及び変動速度成分の RMS（Root-Mean-Squared）特性を計測した．主流乱れがフィルム冷却に与える影響に関する研究はこれまでに数多く行われているが[(6)(7)(8)(9)]，議論の対象は主に時間平均特性のみに限られていた．最近 Takeishi ら[(10)]は，アセトンをトレーサーに用いた LIF（Laser Induced Fluorescence）法によりフィルム冷却効率や速度場の時間変動特性を調査している．また、福岡ら[(20)]は高速応答 PSP を用いた翼面上フィルム冷却効率の変動特性を調査している．本研究においても，使用した塗料は高速応答用ではないが，発光強度の瞬時画像を基にフィルム冷却効率分布の RMS 特性も調査し，これらの結果から，フィルム冷却性能に与える主流乱れの効果をより深く議論する．

## 2. 試験方法

本研究で使用した試験方法の大半は先行研究[(11)]に詳述されており，以下には試験方法の概要を示す．

*1　（株）IHI
〒190−1212 東京都西多摩郡瑞穂町殿ヶ谷229
*2　岩手大学
〒020-8551　盛岡市上田4丁目3−5
E-mail: funazaki@iwate-u.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 2.1　風洞試験装置

本研究で使用した吸い込み式風洞及び供試部を図１に示す．空気取り入れ口，整流部，縮流ノズルを経て供試部に主流空気が流入する．供試部はアクリル製ダクトと ABS（Acrylonitrile Butadiene Styrene）樹脂製の供試平板（図２）で構成されている．供試平板も，Base Plate（長さ 470mm，幅 220mm，厚み 30mm）と Hole Plate の２つで成り立っており，Hole Plate の交換で冷却孔の形状変更が可能となっている．図３には，本研究で採用した２種類の冷却孔形状を示す． １つは最もシンプルな丸孔（Cylindrical Hole;CH）で，もう一つは Pennsylvania 州立大学（以下 PennState）で開発され詳細データが公開されている冷却孔 777-shaped hole[12]（以下， Fan-shaped Hole;FH）である．本研究では，冷却孔軸が平板表面となす角度 α=30°，FH の下流側面の傾き（Laidback angle）β=7°としている．また，冷却孔の直線部の長さ L は，CH で 6d（d ; 冷却孔入口部の直径），FH で 2.5d である．

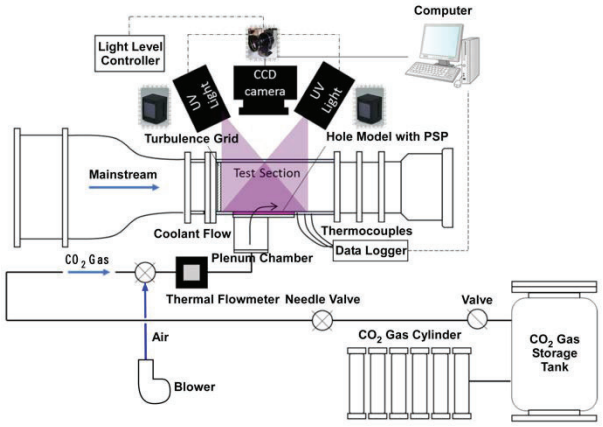



Fig. 1. Experimental facility and test section

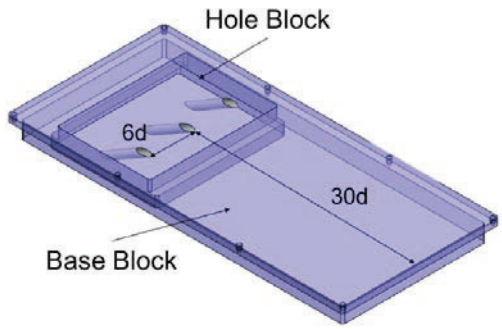



Fig. 2. Test plate

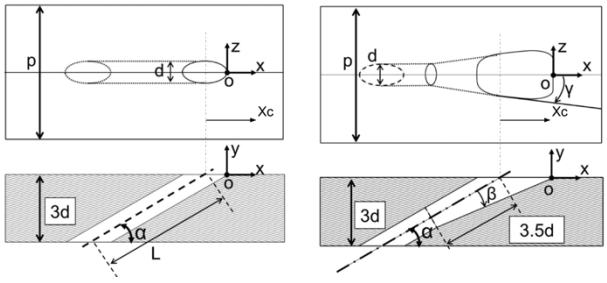



Fig. 3　Cooling hole geometry (Left; Cylindrical hole, Right; Fan-shaped hole)

図４に供試平板上境界層計測用のダクトを示す．流れは左から右に流れ，絞りノズル下流部に後述する乱流格子が装着されている．支持棒の先端に装着された熱線プローブ（Dantec Dynamics,55P11）は，計測面と反対側の側板に設けられたスリット（吸い込み防止材付き）から流れ場に挿入され，その位置決めには２軸トラバース装置を用いた．

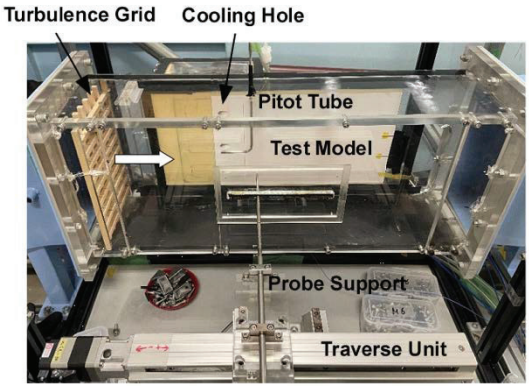



Fig. 4 Test section for boundary layer measurement

### 2.2　乱流格子及び主流乱れ

本研究では，３種類の乱流格子を用いて主流乱れを調整している．乱流格子は，一辺が b の正方形断面を有する角材の組み合わせで製作し，冷却孔から 20d 上流に設置した．使用した乱流格子（Grid1，Grid2，Grid3）及びそれによって発生した主流乱れの特性（乱れ度 Tu 及び長さスケール Le）を表１に示す．また，乱流格子を装着しない場合を No Grid をして併記している．主流乱れの特性値は，供試平板表面から高さ方向 y/d=7.5 の位置に設置した熱線プローブにより測定した瞬時速度データ（サンプリング周波数 20kHz，計測時間 5s）から算定した．計測点は，図３に示す冷却孔最下流位置を原点として，流れ方向（x 方向）に x/d=1〜16 の間に 16 ヶ所である．なお，長さスケールは，二つの方法で求めている．一つは瞬時速度データの自己相関係数の積分で算定される積分時間スケールに主流速度 $U_\infty$を乗じて求めた[13]．その計測範囲内における平均値を $Le,_1$ とする．もう一つの方法は，流れ方向への乱れ度の減衰挙動から推定するものである[14]．その平均値を $Le,_2$ とする．両者ともほぼ同等の結果を与えているが，自己相関係数からの算出の場合，同係数のカーブが 0 を下回らない場合などもあり，また主流乱れとの相関も明瞭ではないことから， $Le,_1$ の推定精度には難があるが，おおよその評価には使えるものとして，以下の議論でも用いることとする．

Table 1　Turbulence grids used in this study

| | b [mm] | M [mm] | Porosity | Tu [%] | $Le,_1/d$ | $Le,_2/d$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| No Grid | - | - | - | 1.2 | 1.27 | - |
| Grid 1 | 4 | 25 | 0.7056 | 8.7 – 5.7 | 1.14 | 1.46 |
| Grid 2 | 6 | 25 | 0.5776 | 11.2 – 7.7 | 1.73 | 1.67 |
| Grid 3 | 8 | 25 | 0.4624 | 12.6 – 8.9 | 1.56 | 1.75 |

b : Bar size, M : Mesh size

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 2.3　フィルム冷却効率の計測（PSP 法）

PSP を用いたフィルム冷却効率の計測の詳細については既報[11][15][16]に譲り，以下にはその概要を示す．

PSP は，特定の波長の入射光に対する発光性（燐光）を有する塗料である．その発光強度が周囲の酸素濃度（酸素分圧）に依存する特性を利用して，発光強度の観測値から PSP を塗布した面における酸素分圧が測定できる．冷却空気の代わりに酸素を含まない窒素や二酸化炭素などの異種ガス（Foreign Gas, fg の添字で示す）を用いると，異種ガスによるパージ効果と周囲空気（酸素分圧は $P_{O2,air}$）との混合効果により冷却孔下流における流れの酸素分圧 $P_{O2,fg}$ が局所的に変化する．この異種ガスと周囲の空気との混合拡散現象（物質移動）と異なる温度の空気間の混合拡散現象（熱移動）の相似性を利用すると，フィルム冷却効率 $\eta$ は次式で推定可能できる．

$$\eta = 1 - \frac{1}{\left\{1+\left(\frac{P_{O_2,air}/P_{O_2,ref}}{P_{O_2,fg}/P_{O_2,ref}}-1\right)\frac{W_{fg}}{W_{air}}\right\}} \qquad (1)$$

ここで，$W_{fg}$，$W_{air}$ は異種ガス，空気の分子量である．流れ場の局所酸素分圧比 $P_{O2,fg}/P_{O2,ref}$，即ち局所圧力比 $P/P_{ref}$ は，予め較正試験により PSP の発光強度 I との関係式を定めておくことで計測される．なお，PSP は温度依存性もあるため，温度を精密に制御した状態で較正試験を実施している．上述の関係式として，本研究では Stern-Volmer の式を基にした次式を使用している．

$$\frac{I_{ref}-I_{dark}}{I-I_{dark}} = A + B\frac{P}{P_{ref}} + C\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 + D\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^3 \qquad (2)$$

### 2.4　試験条件

本研究での試験条件は下記の通りである．なお，フィルム冷却性能試験では，$CO_2$ を「冷却空気」として使用し，熱線プローブによる境界層計測時には，異種ガス使用時の物性値の変化による出力変化を避けるため空気を冷却空気として使っている．

レイノルズ数　$Re = U_\infty d/\nu = 6{,}000$

噴き出し比　$BR = \rho_2 u_2/\rho_\infty U_\infty$=0.5,1.0,1.5,2.5

密度比　$DR = \rho_2/\rho_\infty$=1.53

### 2.5　不確かさ解析

#### 2.5.1 フィルム冷却効率

PSP 法によるフィルム冷却効率計測における不確かさ解析法については Natsui ら[18]の研究で詳述されている．主な誤差要因としては，画像取得及びその処理に関する過程で不確かさ，及び較正データに関する不確かさとされており，本研究でも Natsui らの手法を用いて評価した．なお，画像取得に関しては，１つの条件下で 100 枚の画像を取得している．また，較正試験は，それぞれの設定温度条件下で５回行っている．

以上の調査結果から，BR =1.0 の試験条件において，フィルム冷却効率の不確かさは計測範囲内で最大 4.6% 程度であることが明らかになった．

#### 2.5.2 熱線プローブによる速度計測

熱線プローブによる速度計測の不確かさは，主として使用した標準型ピトー管からの圧力値測定用微差圧変換器（Setra 265）の精度によるものと考えられる．調査の結果，速度計測の不確かさは約 2%と推定された．

## 3. 試験結果

### 3.1　PSP 法の検証

冷却空気の高い表面付着性を有する 777-shaped hole を用いて，PSP 法によるフィルム冷却効率分布計測の妥当性を検証した．図５に，777-shaped hole 下流で計測したフィルム冷却効率分布（左）と PennState の Schroeder, Thole[18]の計測結果（右）との比較を示す．なお，$x_c$ は冷却孔中心からの距離である．Schroeder, Thole は低温 $N_2$ ガスを冷却空気として使用し（DR=1.5），IR カメラでの温度計測によりフィルム冷却効率を計測している．計測手法等の相違の影響により冷却孔周辺の分布に違いが確認できるが，分布形状はほぼ一致している．定量的な比較を行うため，スパン方向平均フィルム冷却効率（以下スパン平均値と称す）の比較を BR=1.0 及び 1.5 について行った．その結果を図６に示す．ここでは，$N_2$ を用いた PSP 法による結果[19]も参考のため併記している．図６の計測値の比較より，PSP 法による効率の方が高めの数値を示していること，密度比の違いにより本研究での結果が $N_2$ を用いた測定値を上回っていることが分かる．特に密度比の効果については，DR=1.5 と DR=1.2 の密度比の違いでも，スパン平均値は 6%程度低下するという報告[18]がある．以上の検討結果より，本研究での PSP によるフィルム冷却効率の計測は概ね妥当なものと判断できる．

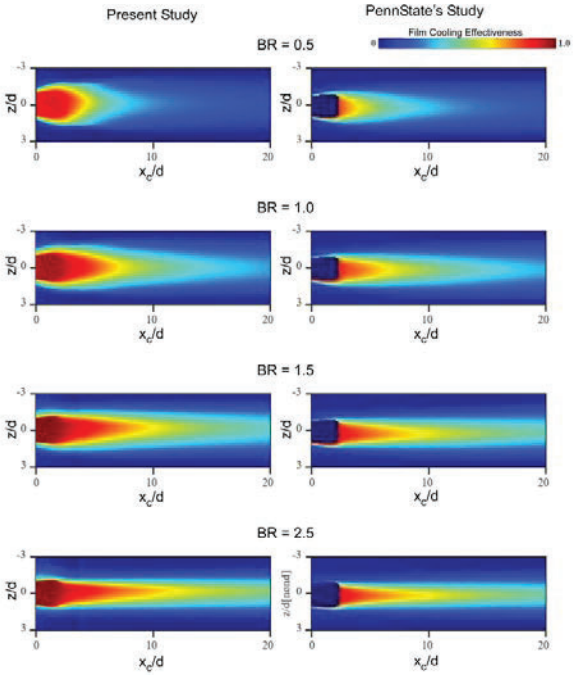



Fig. 5　Comparisons of film cooling effectiveness contours for FH between the present study (left) and PennState's study (right)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

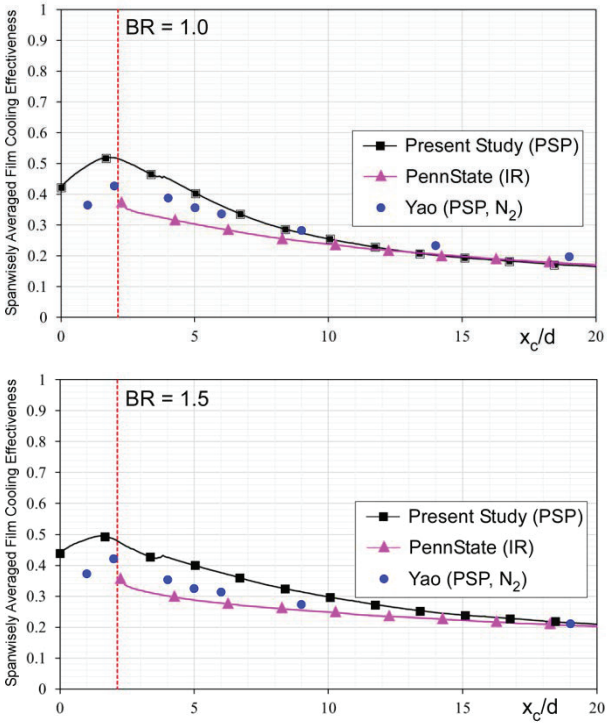



Fig. 6　Comparisons of spanwisely averaged film cooling effectiveness (BR=1.0; top, BR=1,5; bottom) for FH

### 3.2　主流乱れの効果

#### 3.2.1　フィルム冷却効率

図 7 には，CH 下流において BR=0.5, 1.0, 1.5 及び 4 種類の主流乱れ条件下で計測したフィルム冷却効率のスパン平均値を示す．また，参考として No Grid, Grid 1 の時のフィルム冷却効率分布を併記している．BR=0.5 の時では，低乱れ度条件下での冷却空気は壁面表面を適切に覆っているが，強い主流乱れの影響でフィルム冷却効率は大きく低下している．また，よく知られているように，高 BR 条件では冷却空気は lift-off するため冷却孔下流での冷却空気の壁面付着状況は著しく劣化しているが，BR=1.5 では主流乱れが上昇することで僅かではあるが，スパン平均値が向上する傾向を示している．この傾向は BR=2.5 でも確認されている．

図 8 は，FH 下流において BR=0.5, 1.0, 1.5, 2.5 及び 4 種類の主流乱れ条件下で計測したフィルム冷却効率のスパン平均値及び No Grid，Grid 1 での分布である．BR=0.5 の場合，高主流乱れの存在により孔周囲及び直下流での高フィルム冷却領域は消失し，スパン平均値も急激に低下している．その結果，$x_c/d$=10 より下流側では主流乱れによる差異は小さくなっている．BR=1.0 の場合，低主流乱れ時のスパン平均値は下流への減衰の割合が鈍化しており，その傾向は噴き出し比の増加でより強化されている．主流乱れの影響は噴き出し比が増加することで次第に小さくなり，BR=2.5 では $x_c/d$=10 付近まで 4 条件下のスパン平均値の差は小さい．

全体的な傾向として，高主流乱れによる冷却孔直下流でのフィルム冷却効率低下が大きいが，これは乱流格子が冷却孔に比較的近い位置にあることが関係していると考えている．

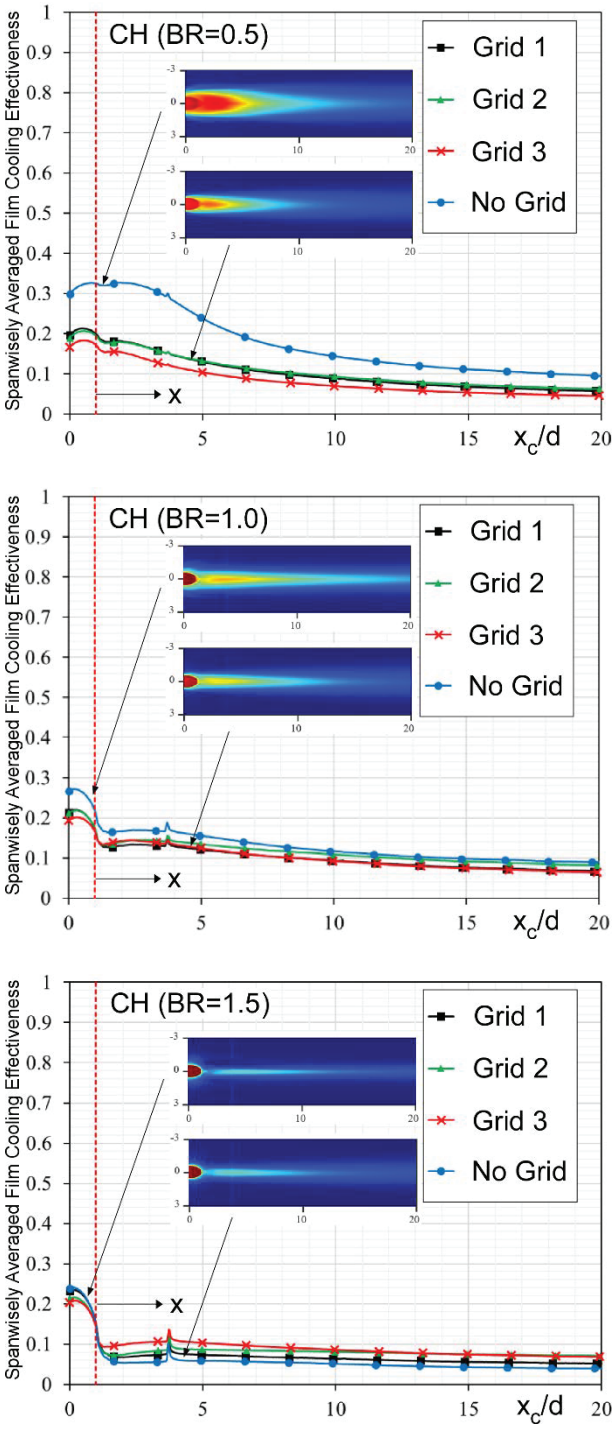



Fig. 7　Spanwisely averaged film cooling effectiveness (top; BR=0.5, middle; BR=1.0, bottom; BR=1,5) for CH with film effective contours for No Grid and Grid 1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

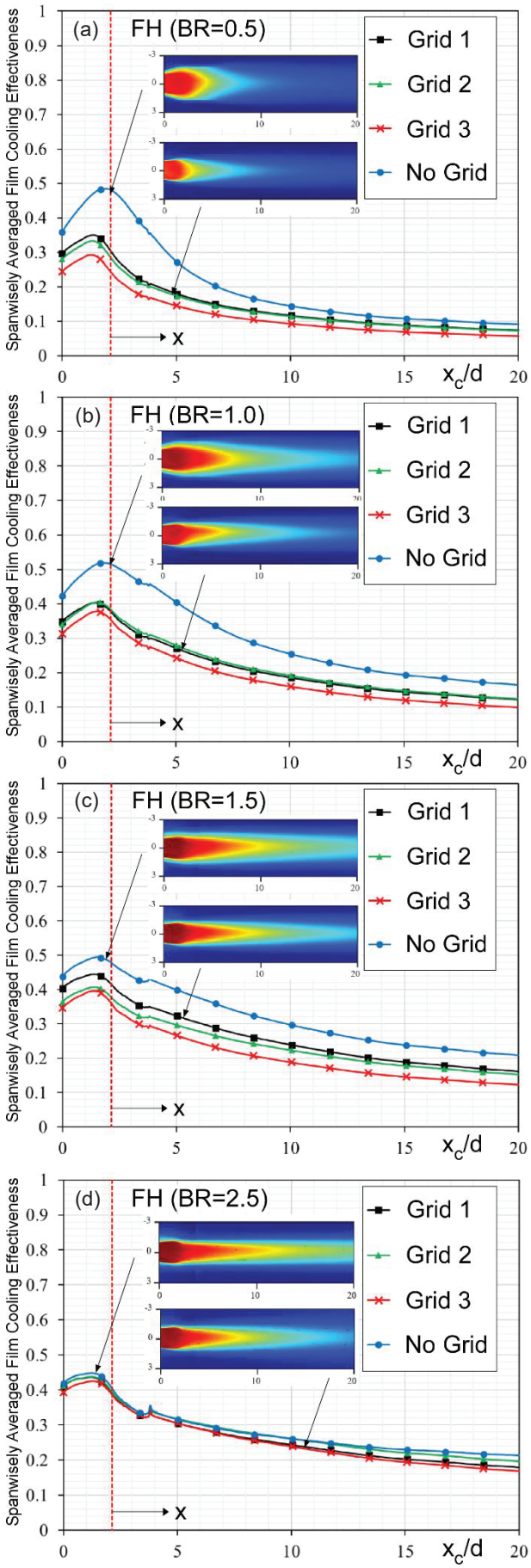



Fig. 8　Spanwisely averaged film cooling effectiveness ((a) BR=0.5, (b) BR=1.0, (c) BR=1,5, (d) BR=2.5) for FH with film effective contours for No Grid and Grid 1

### 3.2.2　速度変動（RMS）

図 9 及び図 10 に，CH，FH それぞれの冷却孔の BR=0.5,1.5,2.5 でのフィルム冷却効率分布とともに，CH 冷却孔センターライン上 $x_c/d$=18 の位置において計測した非定常速度データから得た局所乱れ度分布（局所速度で無次元化）及び自己相関係数ベースの長さスケール分布を示す．主流乱れ条件は No Grid である．また，緑色及び赤色の矢印はそれぞれの分布が極大値を示す高さ方向位置を示す．なお，境界層計測の際の冷却空気は空気を用いているため，フィルム冷却効率計測時よりは lift-off 効果が強く表れている可能性がある．

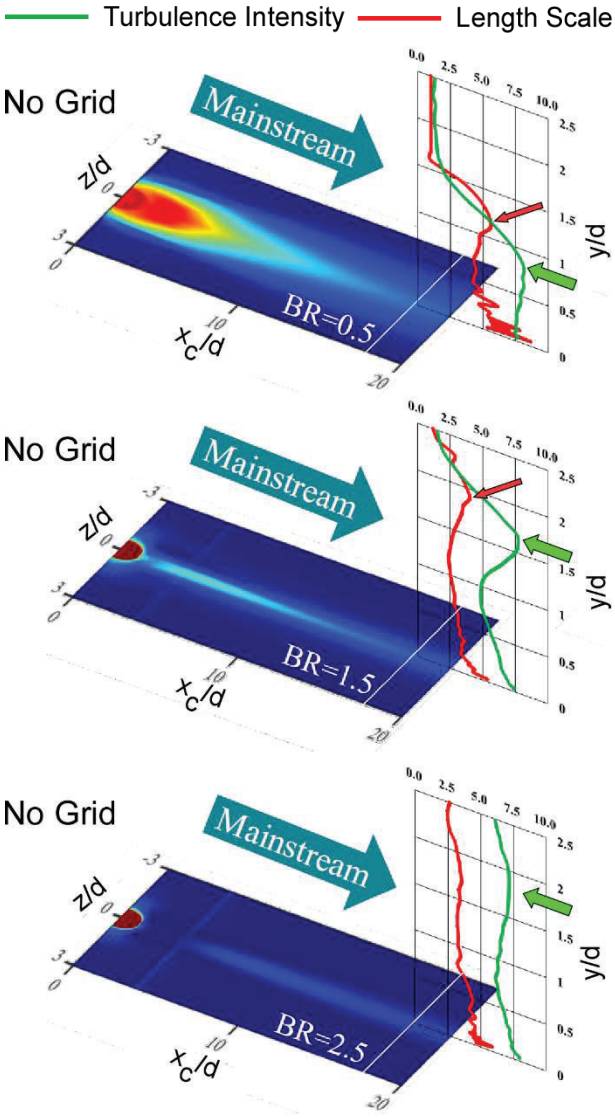



Fig. 9　Film cooling effectiveness contours with profiles of local turbulence intensity and length scale for **CH** under low free-stream turbulence condition

(top; BR=0.5, middle; BR=1.0, bottom; BR=2.5)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

図 9（CH）から，BR=0.5 での冷却空気は壁面上に付着している状態であり，その結果として計測された乱れ度も極大をとる位置（y/d=0.9）から壁面までほぼ一定であり，その区間で長さスケールも比較的大きなレベルを保っている．BR=1.5 のとき，冷却空気は完全に lift-off し，主流と冷却空気との境界（混合層）で高乱れ領域が y/d=1.5 を超える位置で発生している．この高乱れ領域は BR の増加とともにさらに上昇し，これに伴い乱れ度分布が高さ方向に一様化する傾向を示している．

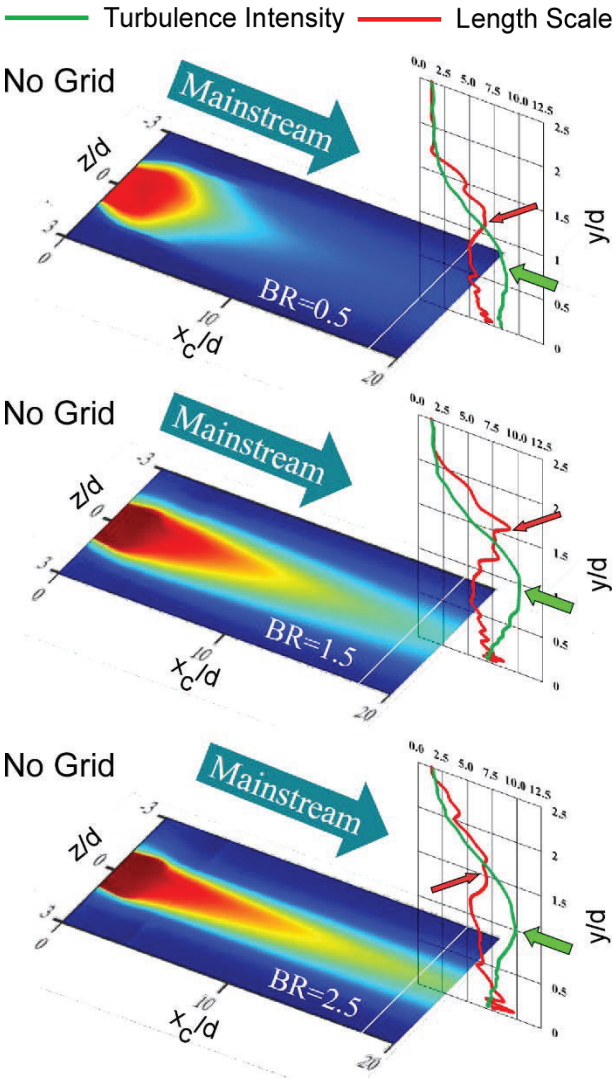



Fig. 10　Film cooling effectiveness contours with profiles of local turbulence intensity and length scale for **FH** under low free-stream turbulence condition
(top; BR=0.5, middle; BR=1.0, bottom; BR=2.5)

図 10 に示す FH の場合，フィルム冷却効率分布からも確認できるように，冷却空気の壁面への付着性が向上し，高乱れ度領域のピークは BR=0.5 で y/d=0.6，BR=1.5 で y/d=0.9，BR=2.5 でも y/d=1.0 となっている．ただし，BR の増加とともに，主流との混合層が高さ方向に拡大している状況も確認できる．

図 11 に，BR=0.5，Grid 1 の条件下で計測された結果を示す．冷却空気由来の高乱れ度領域での乱れ度が主流の値にほぼ到達する高さ方向位置が，CH で y/d=2.1，FH で y/d=1.8 となっており，主流と冷却空気との混合層の厚みが増していることが確認でき，特に CH での増加が顕著である．壁面方向への変化は冷却空気自体の存在も相俟って判断が難しいが，壁面側でも高い長さスケールが維持されていることから，冷却空気の側面からの混合層の拡大も進展していると考えることができ，これがフィルム冷却効率の低下を招いていると考えられる．ただし，センターライン上での非定常速度データだけではこれ以上の議論は困難であり，次にフィルム冷却効率分布変動の観測結果から，ここでの議論を補強する．

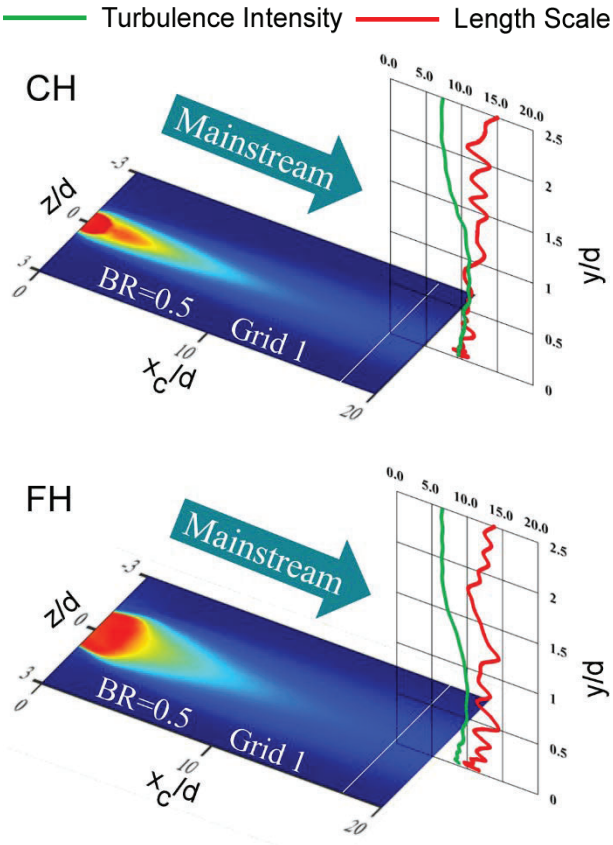



Fig. 11　Film cooling effectiveness contours with profiles of local turbulence intensity and length scale for **CH** (top) and **FH** (bottom) under Grid 1 turbulence condition

### 3.2.3　フィルム冷却効率変動（RMS）

本研究では，PSP からの発光現象を，フィルター付き高感度高解像度 CCD カメラ（BITRAN 製 BU-51LN）で露光時間 0.05 秒，毎秒 5 フレームで 30 秒間捉え，合計 150 枚の画像から平均発光強度を求めて，較正試験結果（式(2)）を基にフィルム冷却効率を求めている．この手法では非定常現象の周波数応答までは捕捉できないが，福岡らの研究[20]を参考に，フィルム冷却効率値の平均値からの変動値（RMS 値）を求めた．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

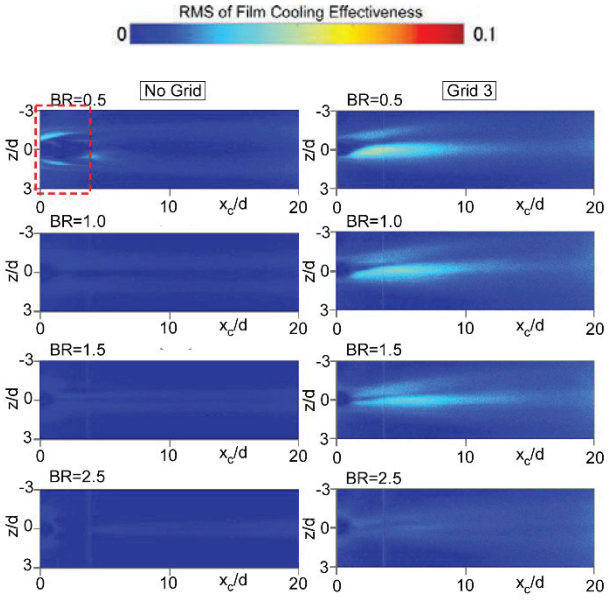



Fig. 12　RMS contours of film cooling effectiveness for **CH** under No Grid (left) and Grid 3 (right) turbulence conditions

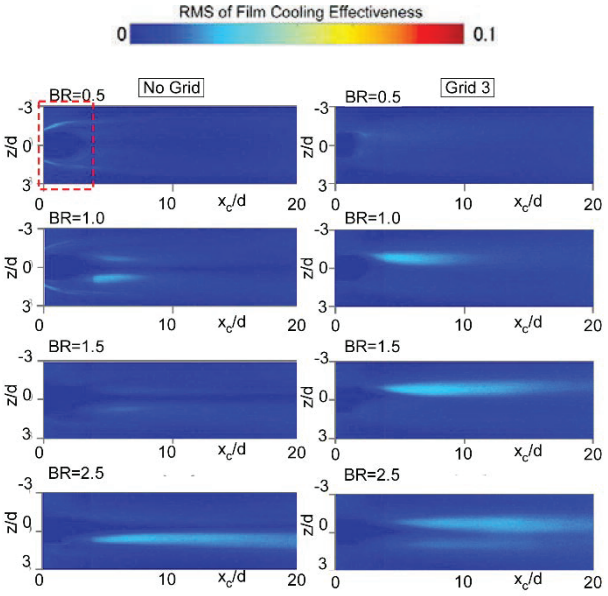



Fig. 13　RMS contours of film cooling effectiveness for **FH** under No Grid (left) and Grid 3 (right) turbulence conditions

図 12 に，No Grid 及び Grid 3 の主流乱れ条件下における CH のフィルム冷却効率 RMS 値分布を示す. No Grid 条件では，計測対象範囲内での RMS 値は BR=0.5 を除き非常に低い値に留まっている．その RMS 値が微かに確認できる領域は帯状に z 方向に広がっており，BR の増加とともに帯の幅も狭まっている．また，中心線を挟んで対称性もみられる．これらの特徴から，低乱れ度条件での CH からの冷却空気は時間的変動が少ないことがわかる．なお，BR=0.5 では，図中破線のボックスで示すように，冷却孔の両側に紐状の高 RMS が表れているが，発生位置や形状から馬蹄形渦に起因する現象であると推測できる．Grid 3 条件下では，BR=0.5～1.5 で冷却孔直下に高 RMS 領域が表れており，また中心線に対する対称性も崩れていることから，高主流乱れ条件では冷却空気の非定常性が強まっていると判断できる．この非定常性が図 7 で見られた Grid 3 でのフィルム冷却効率増加の一因と考えられる．

図 13 には，No Grid 及び Grid 3 の主流乱れ条件下における FH のフィルム冷却効率 RMS 値分布を示す．No Grid 条件での BR=0.5 では，馬蹄形渦起因と考えられる冷却孔周辺の紐状の高 RMS が確認できるが，それ以外の場所での RMS 値は極めて低い．この傾向は Grid 3 でも確認できることから，BR＝0.5 時の FH からの冷却空気の非定常性は極めて小さいと言える．BR が増加した場合も，高 RMS 領域は限定的にしか発生しておらず，No Grid 条件では，帯状の低 RMS 領域が中心線を挟んでほぼ対称に現れているのみである．この帯状の領域は，Grid 3 条件では合体しており，また，BR が増加することにより高 RMS 領域が拡大しているように見える．これらの観測結果から，FH からの冷却空気は BR の増加とともに壁面への付着性を維持しつつも次第に非定常性を帯び始め，冷却空気自身の非定常性が高主流乱れ条件下でも比較的高いフィルム冷却効率につながる原因の一つであると考えられる．

### 3.2.4　CFD による検討

本研究の中では CFD による流れ場検討は行っていないため，他の研究で行われた解析結果を用いて，上で得られた実験的知見の検討を試みる．

佐々木，船﨑[21]は FH に対する RANS（Reynolds-Averaged Navier-Stokes Eqs.）解析を行っている．その結果の一部を図 14（Q 値の等値面及び流れ方向渦度分布）に示す．その結果から，冷却孔の外縁部から CRVP（Counter-Rotating Vortex Pair）が発生するとともに，孔の直下流では CRVP の間にそれとは反対方向に回転する渦対（Anti-CRVP）が生じている．この Anti-CRVP の存在が壁面への付着性改善に貢献するとともに，位置関係から図 13 で見られた帯状の領域発生には CRVP が関係していると考えられる．

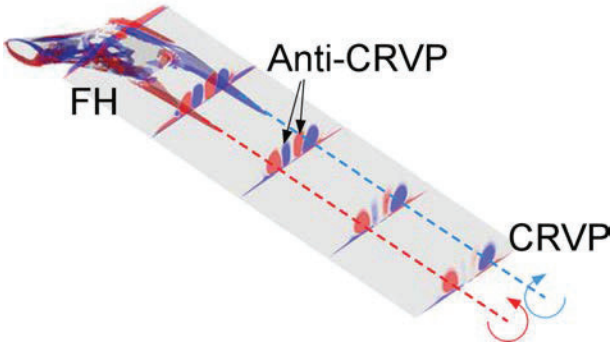



Fig. 14　Iso-Q value surfaces and contours of streamwise vorticity calculated by RANS simulation for **FH**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

なお，Dupuy ら[22]は，LES（Large-Eddy Simulation）解析を利用して FH からの冷却空気の挙動を詳細に検討しており、その過程で，BR=1.5 時のフィルム冷却効率 RMS 値を求めているが，本研究で得た結果（図 13 No Grid）と同様の RMS 分布が示されている．

## 4. 結　論

本研究では，平板試験装置を使用して二種類の出口形状（CH，FH）を有する冷却孔のフィルム冷却効率に与える主流乱れの効果を，冷却空気の非定常性とフィルム冷却効率との関連性解明に焦点を当てながら，PSP 法及び熱線流速計を用いて詳細に計測した．その結果，一般論的には主流乱れの増加により主流と冷却空気の混合が促進されフィルム冷却効率低下が生ずるが，一方で冷却空気の非定常性が高まり，フィルム冷却効率の回復をもたらすことや，FH の場合には BR 増加とともに冷却空気が非定常性を帯び，それが主流乱れに対する耐性の一因となっている可能性が明らかになった．

本研究を通じて，高効率なフィルム冷却技術の開発には，フィルム冷却における流れの自発的及び外的非定常性の効果に関する議論が不可欠であることが改めて示された．今後空間・時間解像度の高い計測と Hi-Fi CFD による解析を併用した研究を継続し，高効率なガスタービン開発に資するデータを取得する予定である．

## 参 考 文 献


(1) Bunker, R.S., A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology, Journal of Heat Transfer, Vol. 127 (2005), pp.441-453.

(2) Ekkad, S. and Han, J. C., A Review of Hole Geometry and Coolant Density Effect on Film Cooling, Frontiers in Heat and Mass Transfer, Vol. 6, No.8 (2015), DOI: 10.5098/hmt.6.8

(3) 船﨑健一，“流れ制御デバイスによるフィルム冷却の高効率化”，日本ガスタービン学会誌，Vol.46，No.6（2018），pp.35-41

(4) Zhang, J., Zhang, S., Wang, C., Tan, X., Recent Advances in Film Cooling Enhancement: A Review, Chinese Journal of Aeronautics, Vol. 33, No. 3 (2020), pp. 1119-1136.

(5) Hossain, M.A., Prenter, R., Lundgreen, R.K., Ameri, A., Gregory, J.W., Bons, J.P., Experimental and Numerical Investigation of Sweeping Jet Film Cooling, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 140, March (2018), DOI: 10.1115/1.4038690

(6) Bons, J.P., Macarthur, C.D. and Rivir, R., The Effect of High Freestream Turbulence on Film Cooling Effectiveness, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 118, No. 4 (1996), pp. 814-825

(7) Saumweber, C., Schultz, A. and Wittig, S. , Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling with Fan Shaped Holes, ASME Paper GT2002-30170 (2002)

(8) Funazaki, K., Kawabata, H. and Okita, Y., Free-Stream Turbulence Effects on Leading Edge Film Cooling, International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems, Vol. 4, No. 1 (2012), pp. 43-50.

(9) Repko, T.W., Nix, A.C., Uysal, S.C. and Sisler, A.T., Vol. Flow Visualization of Multi-Hole Film-Cooling Flow under Varying Freestream Turbulence Levels, Journal of Flow Control, Measurement & Visualization, Vol. 4 (2016), pp. 13-29

(10) Takeishi K,. Oda, Y., Mori, S., Krewinkel, R., Effect of Main Stream Turbulence on the Film Cooling Effectiveness of a Circular and a Fan-Shaped Film Cooling Hole, JSME Mechanical Engineering Journal, Vol. 7, 4 (2020), DOI:10.1299/mej.20-00176

(11) 川村朋広，船﨑健一，瀧澤隼人，田川久人，森﨑哲郎，流れ制御デバイスを用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究−高密度比条件におけるデバイス最適形状検討−，日本ガスタービン学会誌，Vol. 46，No. 4（2018），pp. 306-313.

(12) https://sites.psu.edu/turbine/public-shaped-hole/ as of July 10, 2022

(13) Bruun, H.H., Hot-Wire Anemometry – Principles and Signal Analysis-, Oxford University Press (1995)

(14) 小藪栄太郎，船﨑健一，高橋潤，圧力勾配下んいおける周期的後流通過が平板境界層バイパスに与える影響（主流乱れが共存する場合），日本ガスタービン学会誌，Vol. 29, No. 6（2001），pp. 485-492

(15) Han, J,C., Rallabandi, A.P., Turbine Blade Film Cooling using PSP Technique, Frontiers in Heat and Mass Transfer, Vol. 1 (2010), DOI: 10.5098/hmt.v1.1.3001

(16) 船﨑健一，藤原浩介，感圧・感温塗料による計測法のタービン冷却関連研究への応用，日本ガスタービン学会誌，Vol. 49, No. 5（2021），pp. 338-343

(17) Natsui, G., Little, Z., Kapat, J.S., Dees, J.E., Laskowski, G., A Detailed Uncertainty Analysis of Adiabatic Film Cooling Effectiveness Measurements Using Pressure Sensitive Paint, ASME Turbo Expo 2015, GT2015-42707 (2015)

(18) Schroeder, R.P. and Thole, K.A., Adiabatic Effectiveness Measurements for a Baseline Shaped Film Cooling Hole, ASME Turbo Expo 2014, GT2014-25992 (2014)

(19) Yao, Y., An Experimental Film Cooling Effectiveness Introducing a New Film Hole Geometry Using Pressure Sensitive Paint Technique, MS thesis, Northeastern University (2019)

(20) 福岡儀剛，小田豊，武石賢一郎，高速応答型PSP を用いたタービン静翼フィルム冷却の非定常計測，第48回日本ガスタービン学会定期講演会（2020）

(21) 佐々木優大，船﨑健一，平板試験装置を用いた高性能フィルム冷却孔形状に関する研究－Pick-Shaped Holeの提案－，第50回日本ガスタービン学会定期講演会（2022）

(22) Dupuy, D., Perrot, A., Odier, N., Gicquel, L.Y.M. and Duchaine, F., Boundary-Condition Models of Film-Cooling Holes for Large-Eddy Simulation of Turbine Vanes, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 166 (2021), 120763


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【技術紹介】

A-19

# 金属 3D 積層造形技術を適用した高温部品の開発

# Development of Hot Gas Path Parts Using Additive Manufacturing Technology

○徳武 太郎*1 TOKUTAKE Taro　伊藤 竜太*1 ITO Ryuta　谷川 秀次*1 TANIGAWA Shuji　種池 正樹*1 TANEIKE Masaki

三戸 良介*1 MITO Ryosuke　斉藤 圭司郎*1 SAITO Keijiro　若園 進*1 WAKAZONO Susumu

**ABSTRACT**

The development of additive manufacturing technology has widely been promoted as a technique capable of manufacturing the complicated shapes which could not be produced by the conventional method. To enhance the cooling efficiency of hot gas path parts is effective for performance improvement of gas turbine, and it may be realized by incorporating the advanced cooling structure using additive manufacturing technology. This paper describes the development of additively manufactured ring segment for industrial gas turbine applying the complicated cooling structure unique to additive manufacturing.

**キーワード：**ガスタービン，分割環，積層造形技術，先進冷却構造，実機検証

**Key Words:** Gas Turbine, Ring Segment, Additive Manufacturing Technology, Advanced Cooling Structure, Actual Machine Verification

## 1. はじめに

世界的なエネルギー需要はアジアを中心に近年著しく増加しており，ま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いる。このような状況の中，ガスタービンコンバインドサイクル発電（以降 GTCC 発電）は，再生可能エネルギーの出力変動を調整できる起動特性と高い発電効率を併せ持つため，エネルギーの安定供給を担う電源として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 に当社グループにおける大型ガスタービンの機種開発の変遷を示す。当社では，冷却技術高度化などの技術進歩によりガスタービンの高温化に対応しており，1984 年にタービン入口温度が 1100℃級の D 形ガスタービンを開発し，以降，1989 年には 1350℃級の F 形，1997 年には 1500℃級の G 形を，さらに 2011 年には 1600℃級の J 形ガスタービンを開発した(1)。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℃，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(2)。

当社ではガスタービンの更なる高効率化を図るために，

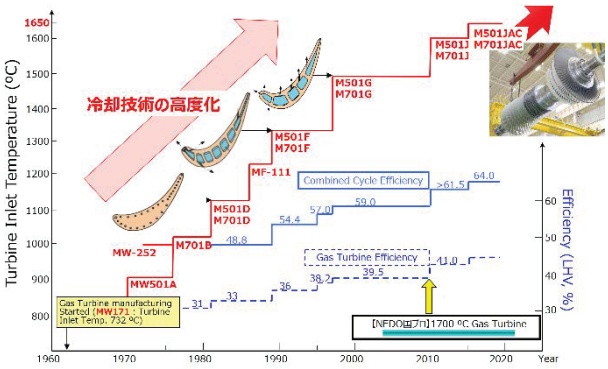



Fig. 1　Evolution of MHI Large Frame Gas Turbine

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，開発リードタイム短縮を目的とした開発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え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だけでなく，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。

本稿では，AM ならではの複雑冷却構造を適用した産業用ガスタービン向け高温部品である AM 分割環の開発状況について報告する。

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 2. AM 分割環の冷却構造

Fig.2 に産業用ガスタービンの分割環を示す。分割環はタービン動翼の外周を囲むように環状に配置される静止部品で，熱応力等の観点から周方向に分割されており，更に外周側にある翼環に固定されている。分割環のガスパス面側は高温ガスに曝されるため，内部には冷却構造が設けられており，冷却空気により冷やされているが，冷却空気の使用はガスタービン効率の低下を招くため，少ない空気量で冷却できる高効率な冷却構造が求められる。

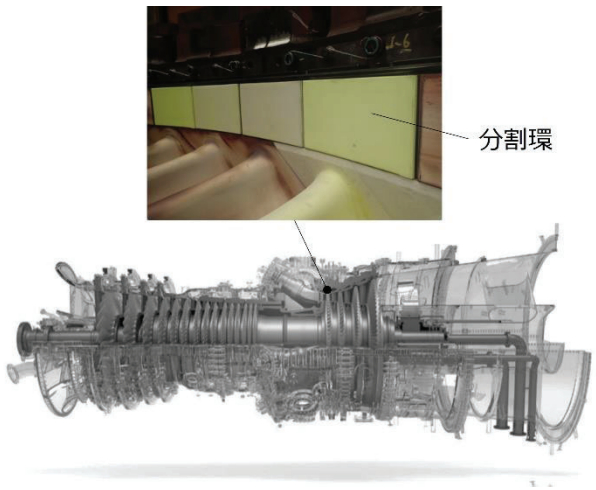



Fig. 2　Ring Segment of Industrial Gas Turbine

そこで，分割環を対象に AM ならではの先進冷却構造を採用し，その冷却効率を高めた AM 分割環を設計した。Fig.3 にその冷却構造イメージを示す。従来工法では製造が難しい分岐・合流を含む複雑な微細冷却構造を適用することで，ガスパス面のメタル温度分布ばらつきを低減するとともに，従来よりも冷却性能を向上させた。

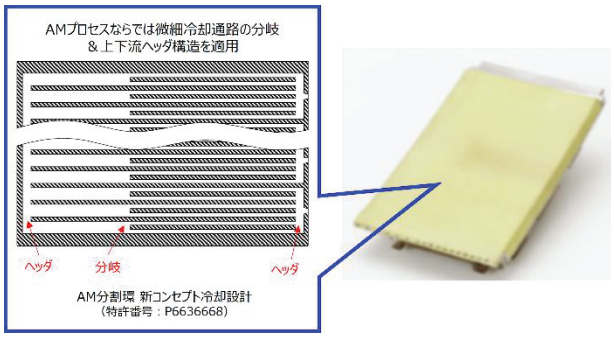



Fig. 3　Advanced Cooling Structure Example of Additively Manufactured Ring Segment

## 3. 高温部品向け AM 材料開発

分割環を含むガスタービン高温部品では高温強度の高いニッケル基超合金の鋳造材が主に使用されている。この合金の粉末を用いて造形した AM 材料は，造形時の溶融・凝固における冷却速度が，従来製造法に比べ極めて大きいために，Fig.4 に示すように，材料組織が従来材とは大きく異なり，結晶粒径や析出物が微細化する傾向にある。高温で使用される部材については，微細すぎる結晶粒径は高温クリープ等の材料強度に悪影響を及ぼす場合が多い。

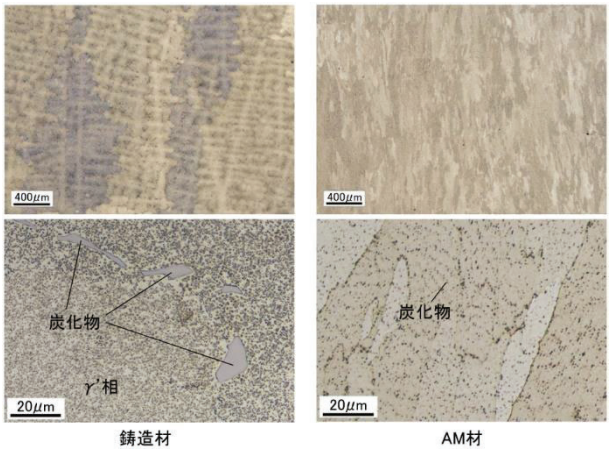



Fig. 4　Differences in Crystal Structure between Casting and AM Materials

そこで，これまで蓄積してきた材料特性の知見を踏まえ，AM 材特有の急冷凝固の影響を考慮し，材料計算技術も活用しながら，材料成分，造形条件，熱処理条件等のパラメータ調整を進めてきた。Fig.5 に AM 材料の高温クリープ特性を示す。造形後の微細な柱状晶を解消すべく熱処理条件等の調整を行うことで，高温クリープ寿命について従来の鋳造材と同等の特性が得られた[3]。

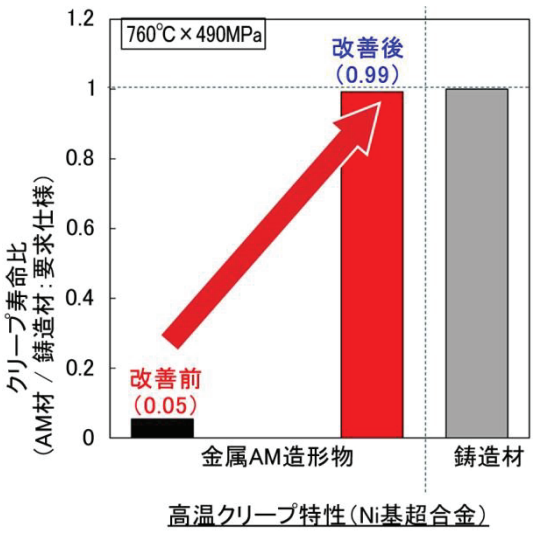



Fig. 5　High-Temperature Creep Property of AM Materials

今回開発した AM 材料を使って AM 分割環の造形を行った。なお，本知見は分割環だけでなく，各種ニッケル基 AM 材へも展開し，順次材料強度データ整備を進めている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 4. AM 分割環の製造

金属 AM では，造形中に熱変形が発生するため，設計モデル通りの形状で造形する技術が必要である。円筒等の単純形状であれば，熱変形による収縮分だけモデルを一律でオフセット（収縮率調整）して造形すれば，造形精度を向上させることができるが，分割環のような 3 次元形状の複雑構造部材では，Fig.6 に示すような各種変形モード（収縮，反り，曲げ）が多方向に局所で発生するため，前述した一律での収縮率調整では対処できない。そこで，積層造形シミュレーションで造形変形を予測し，変形を打ち消す方向に造形モデルをオフセット補正する手法と変形抑制用サポートを設置する手法を構築した[4]。Fig.7 にオフセット補正のイメージを示す。この技術を AM 分割環に適用することにより，高精度造形を実現した。

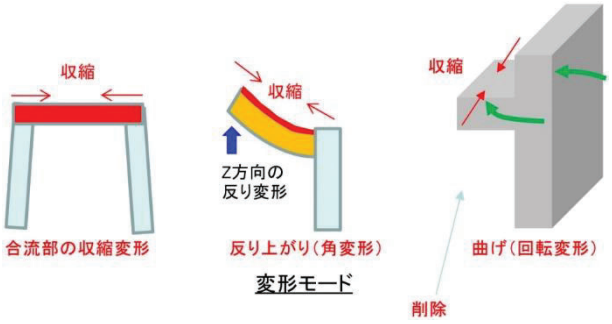



Fig. 6　Deformation Mode of Complex Structural Parts

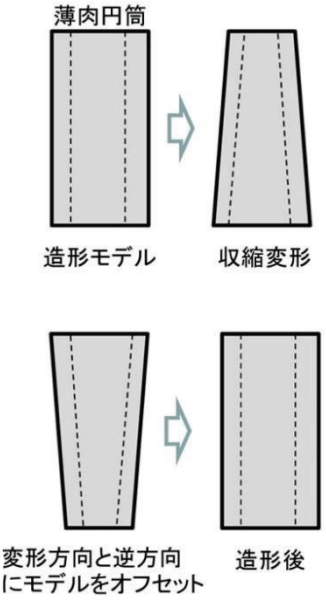



Fig.7　Offset Correction of Building Model

Fig.8 に AM 分割環の造形状況及び造形後の外観イメージを示す。AM 分割環は 1 バッチで複数体造形した。

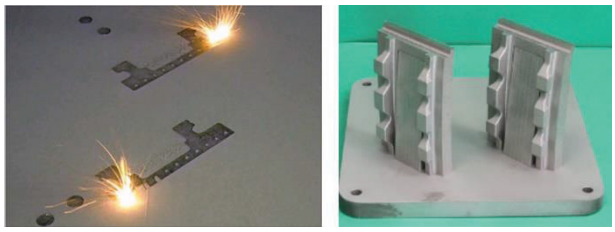


Fig. 8　Building Appearance Examples of Additively Manufactured Ring Segment

## 5. AM 分割環の品質検査

AM 造形された複数の分割環に対して，後処理を実施後，3D スキャナによる外形状の確認に加え，ピンゲージ及びボアスコープによる冷却通路品質の検査を行った。その後，仕上げ加工を実施し，X 線 CT による内在欠陥及び冷却通路の閉塞有無確認を行った。但し，X 線 CT や従来の流量試験だけでは分岐・合流を含む複雑な微細冷却構造を有する AM 分割環の品質を十分に担保することができないため，ランプヒータと IR カメラを用いた伝熱性能検査を実施した。その様子を Fig.9 に示す。所定の冷却空気量を流した AM 分割環にランプヒータを当てて加熱し，定常状態に達した後，その表面温度を IR カメラで撮影した。仮に，冷却通路が部分的に閉塞しているなどの異常があれば，局所的に温度が上昇するが，今回製造した AM 分割環ではそのような異常は確認されなかった。

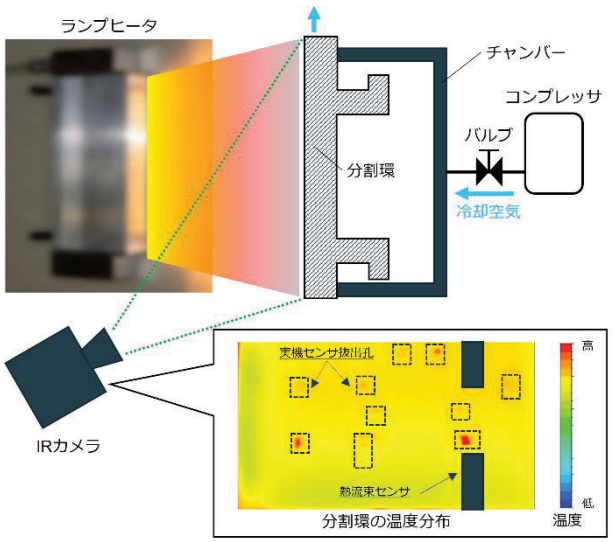



Fig.9　Cooling Performance Inspection

その後，品質がより良好であった AM 分割環には実機検証時におけるメタル温度確認用の熱電対を取り付け，遮熱コーティングを施工後に，完成品検査を行った。実機検証用の分割環は，上述の検査すべてに合格し，目標の品質を満足することが確認された。また，完成させた分割環と同バッチで造形した別の分割環については，破壊調査を行い，内部性状及び材料強度に問題ないことを確認した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 6. 実機検証試験

要求品質が確保された AM 分割環は，当社高砂地区の実証発電設備(Fig.10 参照)に投入され，実機環境下での冷却性能検証及び信頼性確認を行った。

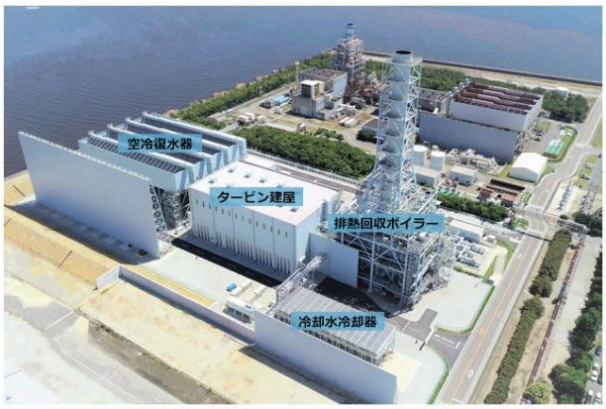



Fig.10　Demonstration Power Plant at Takasago

Fig.11 に実機環境下における AM 分割環のメタル温度分布を示す。AM 分割環に施工した熱電対によるメタル温度計測値は予測値とほぼ一致しており，想定通りの冷却性能を有することを確認した。

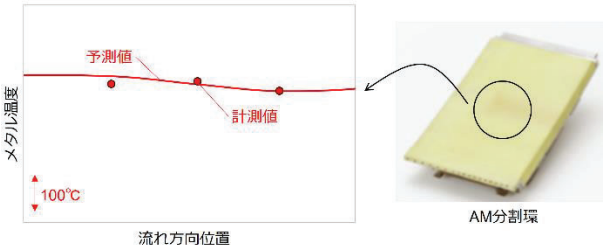



Fig.11　Metal Temperature Distribution on Additively Manufactured Ring Segment

冷却性能が検証された AM 分割環は，その後，実証発電設備にて約 1 年間運用された。その間，冷却性能検証用に取り付けた熱電対の温度指示値を常時監視したが，異常値を示すことはなかった。Fig.12 に 1 年の実証試験を完了した AM 分割環の外観写真を示す。外観上，顕著な損傷はなく，実機環境下でも問題なく運用できることを確認した。



Fig.12　Additively Manufactured Ring Segment After Demonstration Test

## 7. まとめ

当社グループにおける発電用大型ガスタービンの高性能化に関する取り組みとして，AM 技術を活用した高温部品の開発状況を紹介した。引き続き，AM プロセスを活用し，当社製品の Quality, Cost, Delivery を向上させ，お客様のニーズに応えるべく技術開発を進めていく所存である。


## 謝辞

本成果は，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（JPNP16002）の結果得られたものです。NEDO 及び関係各位に感謝いたします。


## 参 考 文 献


(1) Hada, S., Masada, J., Ito, E. and Tsukagoshi, K., Evolution and Future Trend of Large Frame Gas Turbine for Power Generation – A new 1600 degree C J class gas turbine –, ASME Turbo Expo, GT2012-68574.

(2) 森本一毅ほか，1650℃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.

(3) 谷川秀次ほか，ガスタービン高温部品の金属 AM 技術開発，三菱重工技報，Vol. 59, No. 1 (2022), pp. 1-7.

(4) 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).


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会（福岡）講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-1

# キャビティ副室による回転ラビリンスシールのフラッタマージンと漏洩性能の改善

# Improvement of Flutter Margin and Leakage Performance of Rotating Labyrinth Seal Utilizing Sub Cavity

○三浦　聡允[*1]　　今井　卓也[*2]
MIURA Toshimasa　　IMAI Takuya

**ABSTRACT**

In aero engines, rotating labyrinth seals are widely utilized to enhance the engine performance by controlling the leakage flow between static and rotating components. These seals are susceptible to flutter vibration since they tend to be designed to be light weight and lower stiffness. In this study, the ways to improve both seal performance and flutter margin are investigated using one-way fluid-structure interaction (FSI) simulation. Through this study, it is found that by introducing sub cavity geometries between seal fins, both the leakage performance and flutter margin can be effectively improved.

**キーワード：**ラビリンスシール，フラッタ，漏れ流れ，流体構造連成解析，受動制御
**Key Words:** Labyrinth Seal, Flutter, Flow Leakage, Fluid Structure Interaction Simulation, Passive Control

## 1. はじめに

航空や発電用途のガスタービンでは，回転体と静止体の間の漏洩流れを抑制して性能を向上させるために，ラビリンスシールが幅広く利用されている。航空エンジンは，特に燃費向上の観点から軽量化を重視した低剛性のシール設計が行わることが多く，自励振動であるフラッタが生じる事例が報告されている[(1),(2)]。

ラビリンスシールの振動現象は，研究の歴史が古くAlfordによって1960年代に初めて研究が実施された[(1)]。その後，簡易的なモデルによる評価法がいくつか検討され[(3),(4)]，Abbotの研究による予測手法が設計で広く利用されてきた[(5)]。Abbotの評価法は，シール固有振動数$f_m$とキャビティ内部の音響周波数$f_{ac}$の大小とシール支持位置を元に判断する単純なものである。例えば，$f_m$が$f_{ac}$よりも大きい場合は高圧空気側で支持されたシールが不安定となり，$f_{ac}$の方が大きい場合は低圧側支持のシールが不安定と判断される。当手法は単純形状のシールに対しては比較的高精度で予測が可能であるが，複雑形状や軽量化を追求したシールでは誤った評価となりやすい[(6-8)]。近年では，評価精度をより高めるためにバルクフローモデルを発展させた方法[(9-11)]や流体解析(CFD)と構造解析を連成させたFSI (Fluid Structure Interaction)解析を活用した研究[(12-15)]が行われるようになってきた。これらの研究によって，シールフィン先端部のクリアランス分布や隙間の絶対値，シールキャビティ形状が安定性に及ぼす影響が詳細に研究されている[(16)]。

先行研究によって，フラッタ発生の物理的メカニズムが明らかにされてきた一方で，制御技術に関する研究例は乏しく，ダンパを利用する方法[(17)]やキャビティ形状の変更[(6)(18)]に関するものに限られている。そのため，本研究では新たにシールのキャビティ主室に副室を設けることで，フラッタ特性と漏洩性能を同時に改善する手法の確立を試みた。

**記号**

A: シール表面積
G: 質量流量
T: シール振動1サイクル時間
f: 振動周波数
N: シール回転数
ND: 節直径数 (Nodal Diameter)
P: 圧力
v：流速
t: 時間
a: 音速
$\pi$: シール圧力比　（出口圧力/入口圧力）
E: エネルギー

*1　川崎重工業株式会社　技術研究所
*2　川崎重工業株式会社　航空宇宙システムカンパニー
〒673-8666 兵庫県明石市川崎町1番1号



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

δ: 対数減衰率
u: 滑り速度

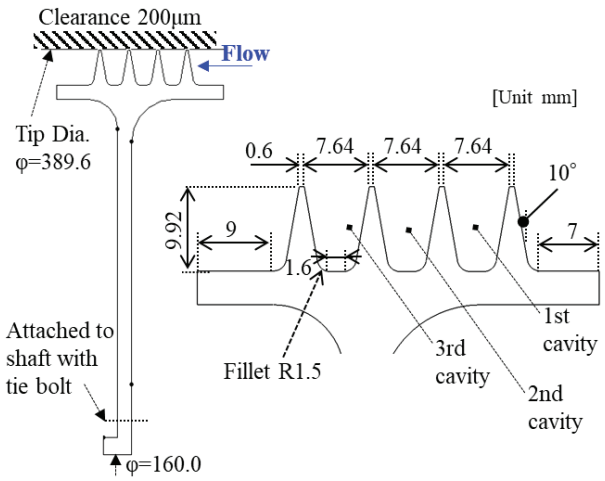
**添え字**

in: シール入口
out: シール出口
t: トータル
F: Forward mode
B: Backward mode
aero: 空力
mech: 材料及び構造
b : Base case
θ: Tangential

## 2. 検討方法

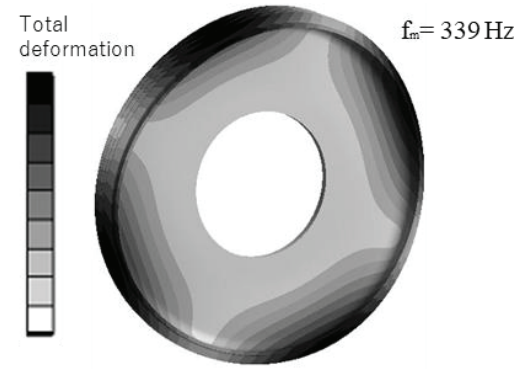
### 2.1 ラビリンスシールの形状と変形モード

研究対象のラビリンスシール詳細形状をFig. 1に示す。ストレートタイプで4フィン構成のシールであり，クリアランスは全フィンで200μmである。当シールは，フラッタ試験及びFSI解析評価でFig. 2に示す2節直径（Nodal Diameter，以下ND）の進行波モードが最も不安定となることが明らかになっている[6][18]。本稿では，シールフィン間の主室キャビティ（Main cavity）の静止壁に，Fig. 3に示すような副室（Sub Cavity ：）を設けて，フラッタマージンとシール性能がどの程度改善するか検証した。副室を設けることでシール漏洩量が変化する[19]ことは報告例があるが，空力減衰の詳細な変化については報告例が存在しない。

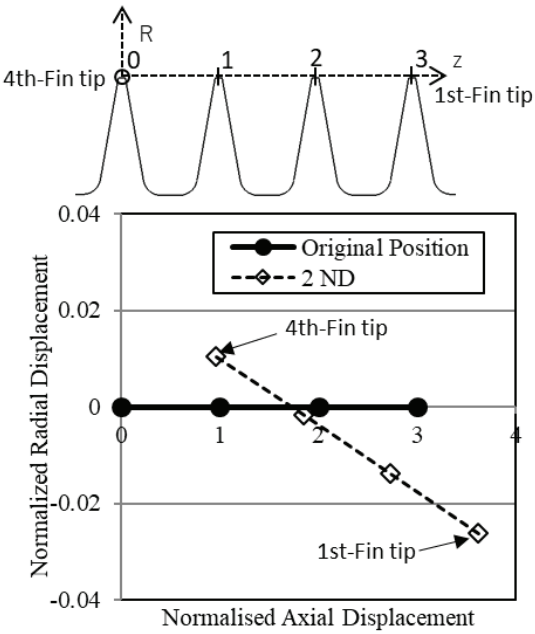



(a) Overall view (b) Detailed geometry

Figure 1. Test Labyrinth seal and unstable vibration mode.




(a) Mode shape




(b) Radial and Axial displacement of fin tip

Figure 2. Mode shape of unstable 2 ND mode.

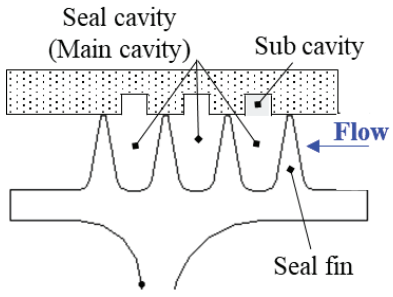



Figure 3. Geometry of sub cavity geometry.

### 2.2 フラッタ評価法

(a) 空力減衰の評価

空力減衰の評価にはFig. 4に示すFSI解析手法を利用した。流体解析にはターボ機械の非定常流動評価で実績[20-22]が多いANSYS社のANSYS CFX V.2019R1，構造解析はANSYS Mechanical V2019R1を利用した。評価は，低計算負荷で高精度な空力減衰評価が可能な1-wayのFSI解析



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

を採用した[6]。解析フローの第１ステップでは，モーダル解析により振動モードの変位パターンと固有振動数を求める。次に、抽出した変形パターンを前進波，後退波モードに変換して流体ソルバへインポートする。流体ソルバでは，変形モードの情報を元にメッシュモーフィングを利用して、シールを周期的に振動させて非定常流動解析を行う。流体解析のポストプロセスにおいて、振動1サイクルでシールに作用する空力仕事$W_{cyc}$を算出することで，微小振動理論の線形仮定を元に空力仕事と振動モードのトータルエネルギー（$E_t$）の比から減衰を算出する[23]（式1，2参照）。

$$W_{cyc}=\int_{t_0}^{t_0+T}\int_{A_{su}} Pvn\, dAdt \quad (1)$$

$$\delta=\frac{-W_{cyc}}{2E_t} \quad (2)$$

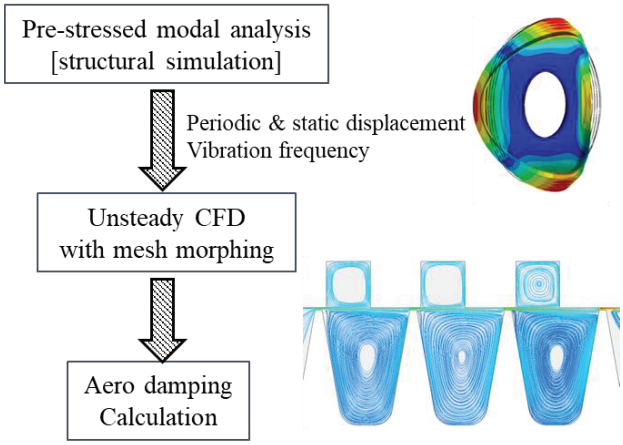



Figure 4. Flowchart of flutter simulation.

(b) フラッタ発生有無とフラッタ境界評価

解析評価で空力減衰が負減衰となった場合，最終的なフラッタ発生有無は以下の式3によって系のトータル減衰δtの正負を元に判断した。この方法は，比較的精度良くフラッタ境界を予測できることが過去の研究で示されている[6]。ここで，材料減衰と構造減衰の和である$\delta_{mech}$は，解析では求められないため，実機シールの打撃試験計測結果を用いた。評価対象の2 NDモードの減衰$\delta_{mech}$は0.0082であったため，空力減衰$\delta_{aero}$が-0.0082を下回る場合にフラッタが発生するものと評価した。フラッタ境界は，圧力や回転数を変化させた数条件でFSI解析評価を行って，各評価点で得られた減衰の値を2次関数補間することで減衰値が0となる境界線を求めた。

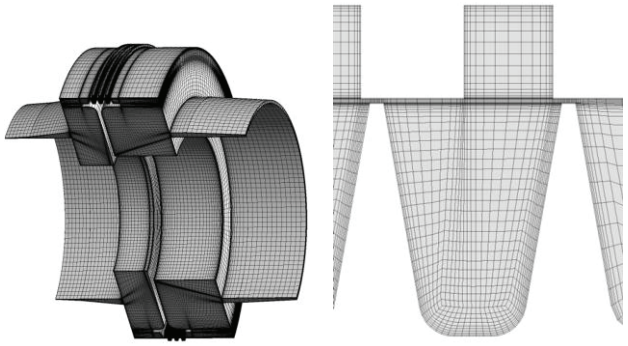
$$\delta_t=\delta_{aero}+\delta_{mech} \quad (3)$$

## 2.3 解析モデルと条件

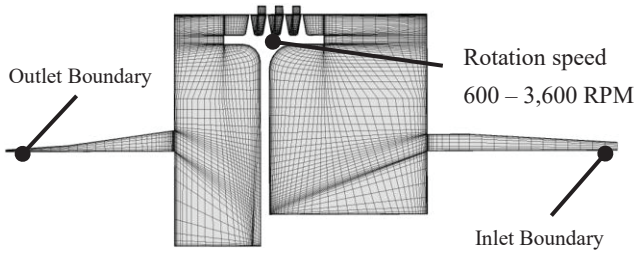
構造解析，流体解析で使用したモデル及び条件をFig. 5～6，Table 1に示す。流体解析は，2 NDモードが対象であるため，変形モードの周方向対称性を利用して1/2 (周方向180°)モデルを用いて，周期境界条件を課して評価した。シール回転数Nや圧力比πの条件は，それぞれN = 600 - 3,600 rpm，π=1.1 - 3.6の間で調整して評価した。

Table 1. Boundary condition of CFD.

| Location | Item | Value |
|---|---|---|
| Inlet boundary | Total pressure | 0.11～0.36 [MPaA] |
| | Total temperature | 293.15 [K] |
| | Flow direction | Normal to boundary |
| Outlet boundary | Static pressure | 0.10 [MPaA] |
| Wall | Labyrinth seal | Rotation speed<br>600 – 3,600 rpm |
| | Other walls | Non-slip, Adiabatic |



(a) Overall View　(b) Close view of seal cavity




(c) Cross sectional view

Figure 5. Computational domain of flows simulation.

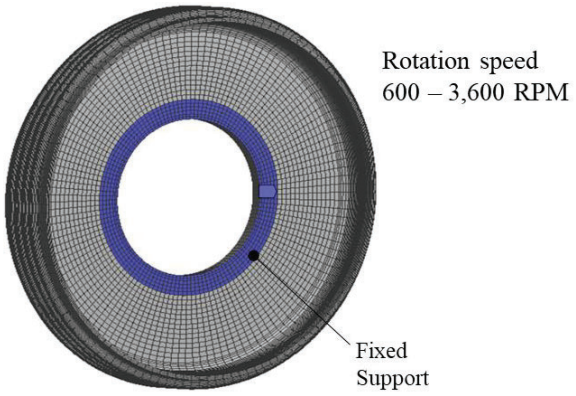



Figure 6. Simulation model of structural analysis.



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 3. 解析評価結果と考察

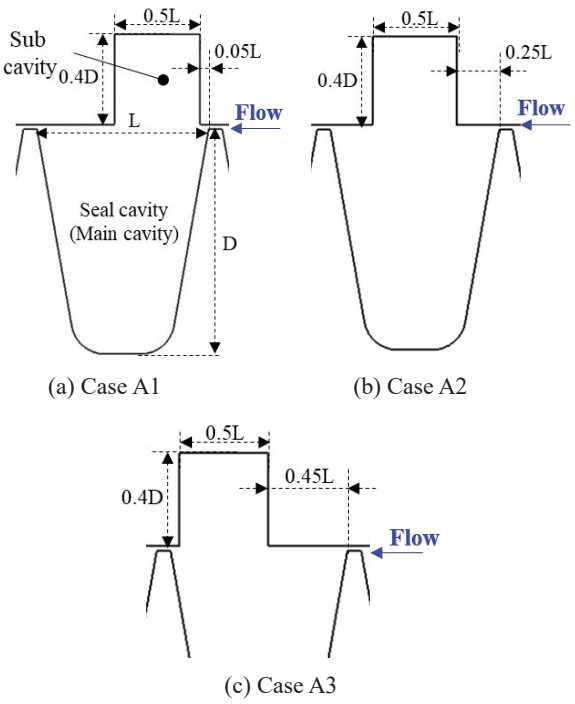
副室の位置，サイズ、形状が漏洩量とフラッタ特性に及ぼす影響をそれぞれ調査した。本章に結果を示す。

### 3.1 副室位置の影響

副室位置が性能に及ぼす影響を評価するため，Fig. 7に示す3ケースの副室を全キャビティに設けた場合の評価を行った。副室は，回転シールのキャビティ長さLの50%，深さDの40%として様々な位置に設置して，副室が無い場合(Base case)との比較をした。シール漏洩量，及びフラッタ境界の結果をFig. 8に示す。漏洩量はオリジナル形状の結果を元に無次元化している。副室を設けることで，5.4～6.7%程度の漏洩量低減効果が確認された。同時に，フラッタ境界もより高圧力比，高回転条件へ移動しており，漏洩量とフラッタマージンを共に改善できた。シールフィン周りの流れ場の比較（Fig. 9）から，フィンを通過した流れが副室の影響で蛇行しており，下流側フィン表面における淀み点がより内径側に移動している。この効果で，シールの吹抜流れ[19]を抑制して改善に繋がっている。効果が高かった上流側にフィンを設けたCase A1では，上流フィンを通過した流れが副室内部へ蛇行している。一方で最も漏洩量低減効果が小さかったCase A3では副室内部ではなく主室側に流れが蛇行しており，この差異が性能差として現れた。シールキャビティ内部の圧力変動，及びシール部品の軸方向変位と圧力変動の位相差をFig. 10にまとめる。位相差は，キャビティ内部の旋回速度の変化が小さいことから相違が見られない一方で，圧力変動レベルは副室によってキャビティ部総体積が増加することに伴い低下している。この効果によって、シールに作用する正の空力仕事が減少して減衰が改善したことが分かった。

### 3.2 副室深さの影響

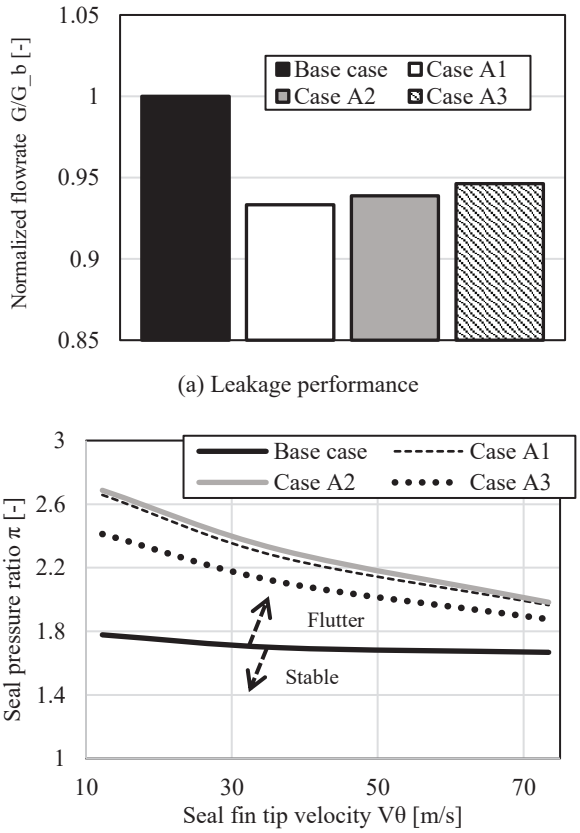
次に副室の深さが特性に及ぼす影響を調査した。前節のCase A1の副室深さを変化させた2ケースの形状(Fig. 11)を評価した。シール漏洩量とフラッタ境界の評価結果をFig. 12に示す。漏洩量は，深さによる相違が小さいが，フラッタマージンの改善は副室の深さが大きい程良好な結果となった。キャビティの主室及び副室の全体積とキャビティ内部変動圧の関係をFig. 13にまとめる。キャビティ体積増加よって，シール変位に起因する圧力変動が減少する傾向であるが，深さがある程度増加したケースでは，体積増加に対する変動圧抑制効果が鈍っていく傾向が見られた。




(a) Case A1　(b) Case A2

(c) Case A3

Figure 7. Meridional view of simulation model (effect of sub cavity location).



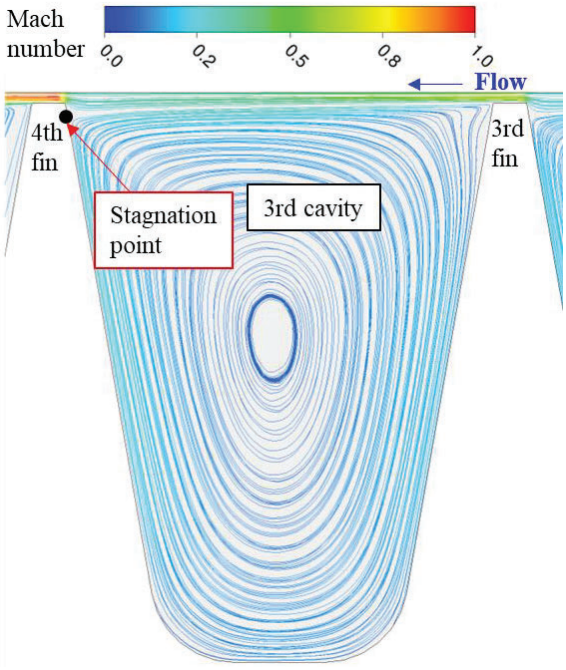

(a) Leakage performance

(b) Flutter boundary

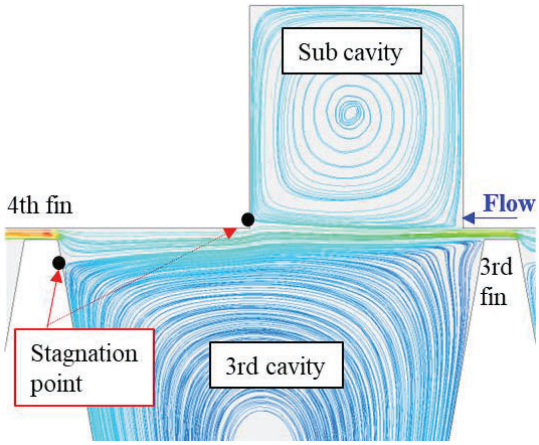
Figure 8. Leakage performance and flutter boundary (Effect of sub cavity location).



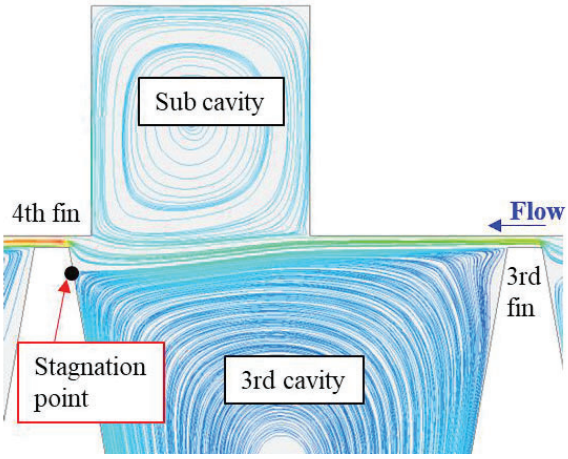
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) Base Case

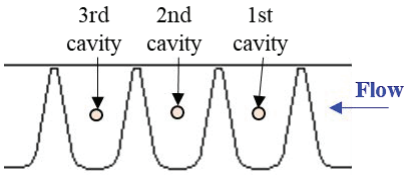



(b) Case A1

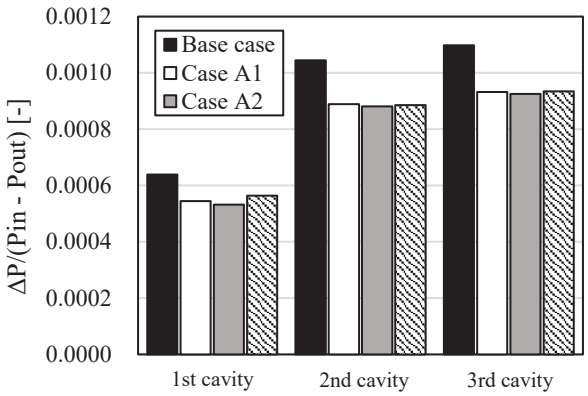



(c) Case A3

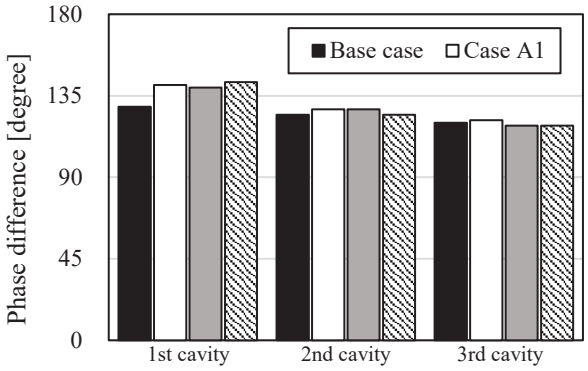
Figure 9. Flow inside cavity.




(a) Poits used to evaluate pressure

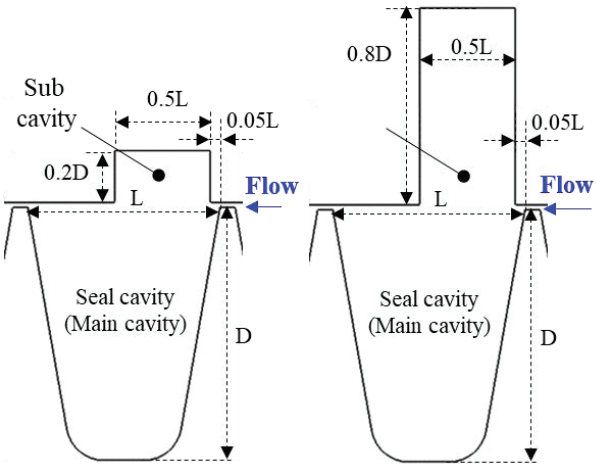



(b) Pressure fluctuation level




(c) Phase difference between pressure and displacement

Figure 10. Pressure fluctuation level inside the cavity (effect of sub cavity location).




(a) Case A1-02 (b) Case A1-08

Figure 11. Meridional view of simulation model (effect of sub cavity location).

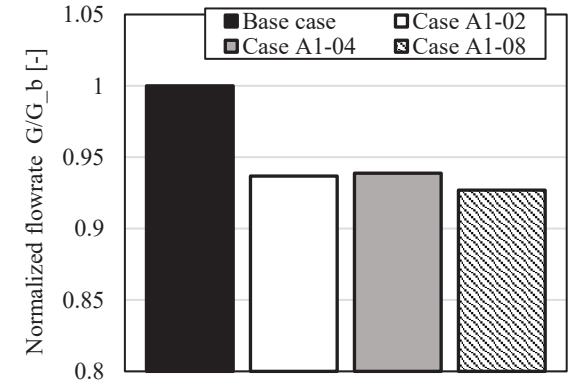


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

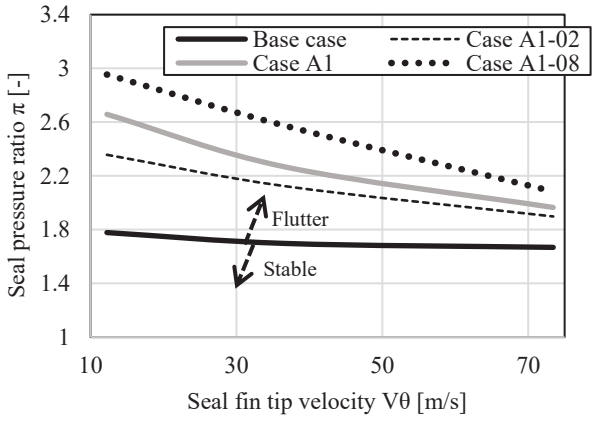
### 3.3 副室形状の傾斜効果

前節までの検討で，副室サイズや位置を工夫することで効果的にフラッタマージンを改善可能であることが確認された。次に，流れ方向に拡大した副室に対して，壁面を傾斜させたケース（Fig. 14）を評価して，更なる改善余地を探った。流れ方向に対して垂直壁を持つ形状（Case B1）に対して，上流側に45° 傾斜させた形状（Case B2）を比較した（副室の総体積は両ケースで同一）。

漏洩特性及びフラッタ境界の結果をFig. 15に示す。壁面を傾斜させたCase B2は，漏洩特性，フラッタ境界共により良好な結果を示した。シールキャビティ内の子午面流線より両者を比較したところ（Fig. 16），Case B2は，シールフィンを通過した流れがコアンダ効果によって、副室内部へより大きく蛇行しており，副室内の淀み点が外径側に移っている。この結果にて，吹抜流防止による漏洩量の抑制効果が高まったと言える。また，シールに変形が生じた際に，追加された副室をより効果的に利用できることから，キャビティ内部変動圧レベルを抑制できる(Fig. 16)。傾斜壁の導入で，空力減衰を更に改善可能であることが分かった。

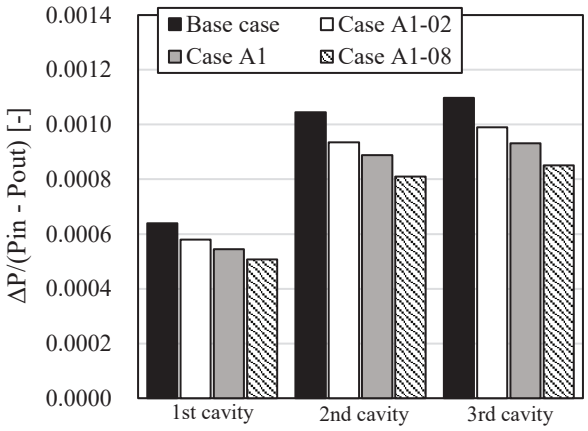



(a) Leakage performance

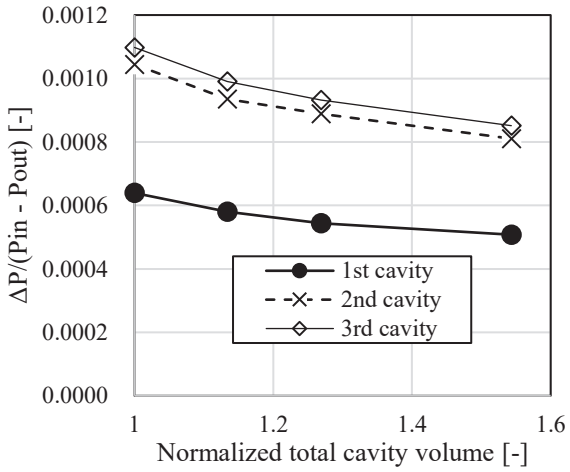



(b) Flutter boundary

Figure 12. Leakage performance and flutter boundary (effect of sub cavity depth).

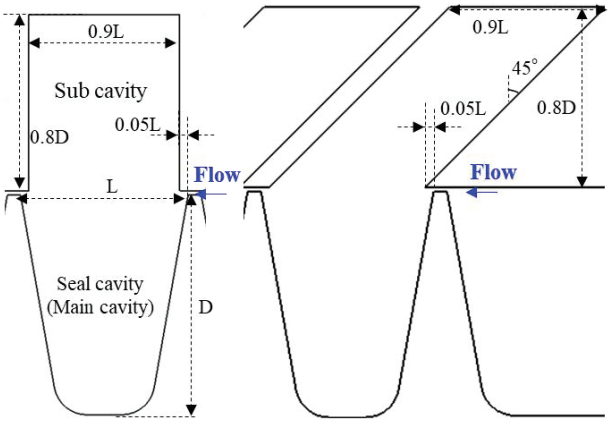



(a) Pressure fluctuation level




(b) Relationship between total cavity volume and pressure fluctuation level

Figure 13. Pressure fluctuation level inside the cavity (effect of sub cavity depth).




(a) Case B1 (b) Case B2

Figure 14. Meridional view of simulation model (effect of sub cavity inclination).

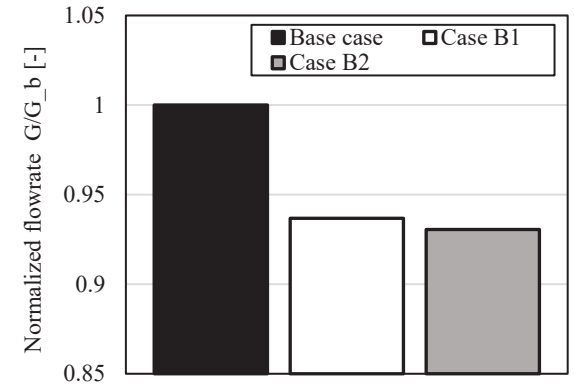


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

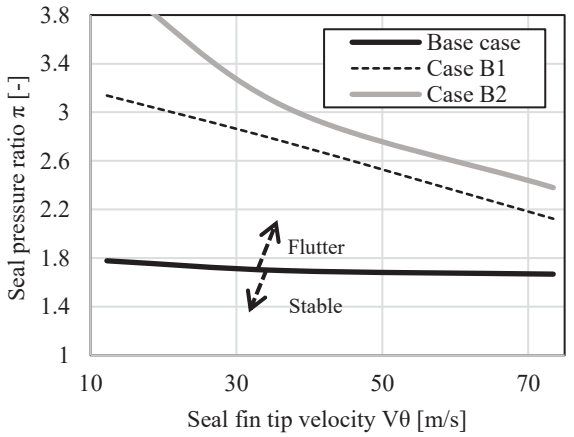
## 4. 結論

回転ラビリンスシールのキャビティ内静止壁に副室を設ける事で，漏洩性能やフラッタマージンを改善する手法の有効性を探った。その結果，以下の知見を得た。

(1) 副室を設けることで，吹抜効果を低減して漏洩特性が改善可能であることが確認された。
(2) 副室位置によって，漏洩特性とフラッタマージンの改善量に差異が生じることが分かった。副室を上流側に設置するとより効果的であることが判明した。
(3) 副室を深くする方法によって，キャビティ総体積が増加するため，フラッタマージンをより改善できることが分かった。副室がある程度深くなった場合は，効果は鈍化する傾向が見られた。
(4) 副室を上流側に傾斜させた形状を採用することで，漏洩特性とフラッタマージンを更に改善可能であることが分かった。

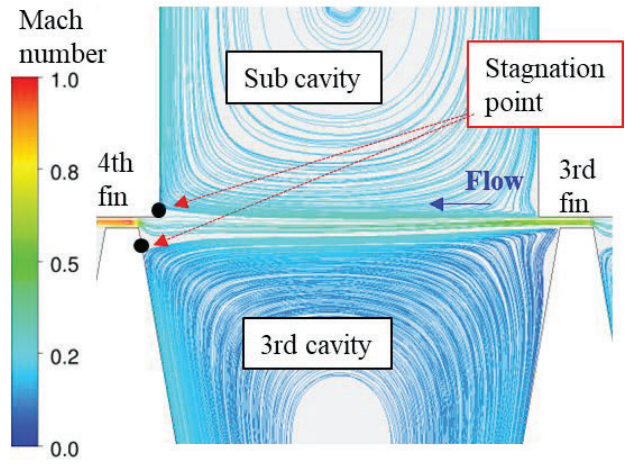



(a) Leakage performance

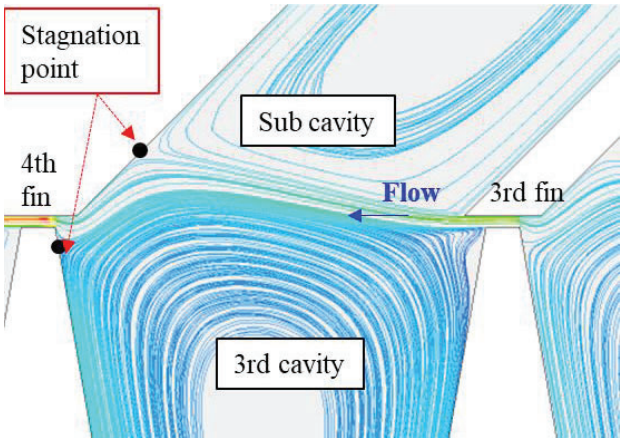



(b) Flutter boundary

Figure 15. Leakage performance and flutter boundary (effect of sub cavity inclination).




(a) Case B1




(b) Case B2

Figure 16. Flow inside seal cavity.

## 参 考 文 献


(1) Alford, J., “Protection of Labyrinth Seals From Flexural Vibration”. Journal of Engineering for Power, 86, pp. 141-147. Paper No. 63-AHGT-9 (1964).
(2) Ehrich, F., “Aeroelastic Instability in Labyrinth Seals”. ASME J. Eng. Gas Turbines Power, 90(4), PP.369-374 (1968).
(3) Lewis, D., Platt, C., and Smith, E., “Aeroelastic Instability in F100 Labyrinth Air Seals”. Journal of Aircraft, 16(7), pp. 484-490. AIAA Paper 78-1087 (1979).
(4) Srinivasan, A., Arnoldi, R., and Dennis, A., 1984 “Aeroelastic Instabilities in Labyrinth Air Seal Systems”. ASME Paper 84-GT-169.
(5) Abbot, D. R., “Advances in Labyrinth Seal Aeroelastic Instability Prediction and Prevention”. ASME J. Eng. Gas Turbines Power, 103(2), pp.308-312.
(6) Miura, T., and Sakai, N., "Numerical and Experimental Studies of Labyrinth Seal Aeroelastic Instability." ASME. J. Eng. Gas Turbines Power. November 2019, 141(11), P.111005.
(7) Corral, R., and Vega, A., "Conceptual Flutter Analysis of Labyrinth Seals Using Analytical Models—Part I: Theoretical Support." ASME. J. Turbomach. December 2018, 140(12), P.121006.
(8) Vega, A., and Corral, R., "Conceptual Flutter Analysis of Labyrinth Seals Using Analytical Models—Part II: Physical Interpretation." ASME. J. Turbomach. December




Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

2018, 140(12), P. 121007.
(9) Corral, R., Greco, M., and Vega, A., "Higher Order Conceptual Model for Labyrinth Seal Flutter." ASME. J. Turbomach. July 2021, 143(7), P.071006.
(10) Corral, R., Greco, M., and Vega, A., "EFFECTIVE CLEARANCE AND DIFFERENTIAL GAPPING IMPACT ON SEAL FLUTTER MODELLING AND VALIDATION." ASME. J. Turbomach. doi: https://doi.org/10.1115/1.4053290
(11) Greco, M., and Corral, R., "Numerical validation of an analytical seal flutter model". Journal of the Global Power and Propulsion Society 5 (2021), PP.191-201.
(12) Sayma, A. I., Breard, C., Vahdati, M., and Imregun, M., “Aeroelasticity analysis of air-riding seals for aeroengine applications”. Journal of Tribology, 124(3), PP.607-616. (2002).
(13) Phibel, R., Mare, L. D., Green, J. S., and Imregun, M., “Numerical Investigation of Labyrinth Seal Aeroelastic Stability”. ASME Turbo Expo 2009 Power for Land, Sea and Air, Orland, GT2009-60017.
(14) Zhanng, Q., “Parametric Study on the Aeroelastic Stability of Rotor Seals” Master’s thesis, Royal Institute of Technology 2012.
(15) Phibel, R., Mare, L. D., Green, J. S., and Imregun, M., 2009. “Labyrinth Seal Aeroelastic Stability, a Numerical Investigation”, 12th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines, London, UK, Sept. 1-4 Paper No. I12-S2-3.
(16) Corral, R., Vega, A., and Greco, M., "Conceptual Flutter Analysis of Stepped Labyrinth Seals." ASME. J. Eng. Gas Turbines Power. July 2020, 142(7), P.071001.
(17) Mare, L. D., Imregun, M., Green, J. S., and Sayma A. I., “A Numerical Study of Labyrinth Seal Flutter”. Journal of Tribology, 132, pp.022201-7. (2010).
(18) 三浦聡允，阪井直人，今井卓也，酒井祐輔., “静止フィンを用いた回転ラビリンスシールのフラッタ抑制に関する検討” 日本ガスタービン学会誌，Vol. 49, No. 3 (2021-5), pp.195-200.
(19) 小茂鳥和生., “非接触シール論: ラビリンスシールの研究と応用” コロナ社. 1973. ISBN-10: 4339042443.
(20) Miura, T., Sakai, N., Kanazawa, N., and Nakayama, K., "Forced Response Excitation Due to the Stator Vanes of Two and Three Compressor Stages Away." ASME. J. Eng. Gas Turbines Power. November 2021, 143(11), P.111018.
(21) Miura, T., Yamashita, H., Takeuchi, R., and Sakai, N., "Numerical and Experimental Study on Rotating Stall in Industrial Centrifugal Compressor." ASME. J. Turbomach. August 2021, 143(8), P.081008.
(22) Miura, T, Sakai, N, Kanazawa, N, & Nakayama, K., "Forced Response Excitation of a Compressor Stator Owing to Shock Wave Induced by Adjacent Rotor Blade." Proceedings of the ASME Turbo Expo 2021, Virtual, Online. June 7–11, 2021. GT2021-59147.
(23) Carta, F. O., “Aeroelastic Coupling – An Elementary Approach” AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial Flow Turbomachines, Volume 2, Structural Dynamics and Aeroelasticity, Chapter 18, AGARD0AG-298 (1988).



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-2

# 遠心圧縮機の翼振動に関する研究
## —流路形状パラメータの変化による翼振動応答低減効果—

# Study on Blade Vibration of Centrifugal Compressor
## - Reduction Effect of Vibratory Stress by Changing Geometric Parameters -

○桑田 哲平[*1] 下原 直人[*1] 服部 博明[*1] 沼倉 龍介[*1]
KUWATA Teppei SHIMOHARA Naoto HATTORI Hiroaki NUMAKURA Ryusuke

**ABSTRACT**

The reduction of vibratory stress induced by unsteady fluid-structure interactions in turbomachinery is indispensable to avoid high cycle fatigue. In this study, the effect on vibratory stress of centrifugal impeller by changing geometric parameters was evaluated. The impeller-diffuser gap and the blade height ratio were changed as parameters, and the effect was verified experimentally and analytically. Moreover, the impact on the aerodynamic performance was also investigated. It was found that there is a trade-off relation between the vibratory stress and aerodynamic efficiency overall. As the comparison, the analytical results matched quite well with the experimental results in the relative evaluation, the maximum reductions of vibratory stress were about 60% and 20% in each parameter. However, there is a huge difference between analytics and experiments in comparison of absolute value which remains as a future subject.

**キーワード：**遠心圧縮機，翼振動，応答制御
**Key Words:** Centrifugal compressor, Blade vibration, Resonant stress

## 1. はじめに

遠心圧縮機は航空機やガスタービンといった大型のモデルから，船や自動車のターボチャージャーといった小型のモデルまで幅広く使用されるターボ機械であり，高い効率や圧力比，幅広い運転範囲などが求められ，高サイクル疲労による翼の損傷リスクは増加する傾向にある。特に動静翼干渉による共振問題は翼だけでなく，装置全体の損傷を引き起こしかねない深刻な問題であるため，多くの研究機関や企業によって共振回避や翼振動応答低減に関する研究がなされている。共振時の振動応答を低減する方法は減衰付加や意図的なミスチューンなどによる応答低減の工夫と，励振力低減のふたつに大別され，多くの研究は前者に着目している。後者の研究の例として，近年では遠心圧縮機の静翼配置を不等配にすることにより静翼の羽根枚数に相当する基本次数の振動応答を低減できることが報告されている(1)。

また，遠心圧縮機における動静翼間距離に関する研究では，動静翼間距離が減少するほど，振動応答が増加すること(2)や，全圧損失が小さくなり圧縮機全体の断熱効率が上昇することが報告されている(3)。更に，空力性能や空力励振力に焦点を当てた静翼周りの流れ場についての研究も多数行われており，最適な動静翼間距離は性能とのトレードオフによって求められる(4)ことや，静翼の非定常翼負荷による励振力は流れのインシデンスの影響を強く受けることが報告されている(5)。

このように遠心圧縮機における空力性能や流れ場の研究は多数報告されているが，翼振動の応答低減に焦点を当てた研究は数少ない。そこで本研究では，遠心圧縮機を対象とし，動静翼間距離と静翼の羽根高さを変化させた場合の翼振動の応答低減効果を解析と試験で検証するとともに，圧縮機性能に及ぼす影響を確認した。

## 2. 評価対象

大型のディーゼルエンジンに搭載される過給機の遠心圧縮機を本研究の評価対象として選定した。圧縮機インペラの外観を Fig.1 に示す。圧縮機インペラは長羽根，中羽根，短羽根それぞれ 7 枚ずつで構成され，インペラ下流のディフューザ部には 17 枚の静翼（ベーンドディフューザ）が取り付けられている。圧力比は 5.5～6.0 で設

*1 株式会社IHI
〒235-0023 横浜市磯子区新中原町1番地
E-mail: kuwata6265@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

定した。このようなマルチスプリッタータイプのインペラは幅広い運転範囲で高い効率を発揮する一方，多くの固有値を持つため，ベーンドディフューザの羽根枚数に相当する基本次数 17EO（Excitation Order）と高次の振動モードで多くの共振点を持つ。インペラの翼枚数（7）とベーンドディフューザの羽根枚数（17）から節直径数は 3 に相当する。本報では，節直径数とモードの順番を組み合わせて振動モードを呼称する。例として，節直径数 3 の 1 番目の振動モード 1 は Mode3-1 とする。

インペラとベーンドディフューザの諸元を Table 1 に，流路形状パラメータの模式図を Fig.2 に示す。本報では，インペラの外径 $D_2$ に対するベーンドディフューザ前縁位置 $D_3$ の比 $D_3/D_2$ が異なる 3 種類のベーンドディフューザ，インペラの出口翼高さ $b_2$ に対するベーンドディフューザの羽根高さ $b_3$ の比 $b_3/b_2$ が異なる 2 種類のベーンドディフューザを用いて検証を行った。外径比 $D_3/D_2$ と高さ比 $b_3/b_2$ はそれぞれ異なるインペラ A, B を組み合わせ，表に示す外径比 $D_3/D_2$ と高さ比 $b_3/b_2$ は，それぞれ基準となるベーンドディフューザ A2 とベーンドディフューザ B1 の数値によって正規化している。

振動低減効果の予測には，非定常 CFD で得られた励振力を入力とした FEM による周波数応答解析（Forced response analysis，FRA）を実施し，検証のための翼振動計測には非接触翼振動計測システム（Non-intrusive stress measurement system，NSMS）やテレメトリーシステムと組み合わせた歪ゲージ（Strain gauge, SG）計測を用いた。翼振動応答の低減効果と空力性能の関係を検証するため，性能試験も併せて行った。

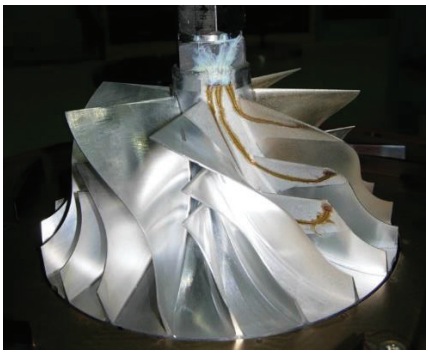
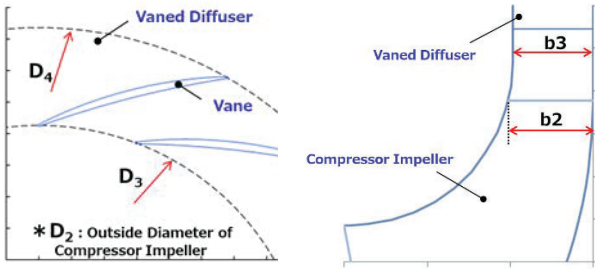


Fig. 1　インペラ外観

Table 1　インペラとベーンドディフューザの諸元

| Impeller | Diffuser | Ns | Nv | $D_3/D_2$ | $b_3/b_2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Imp. A | A1 | 7 | 17 | 1.08 | - |
| | A2 | | | 1.00 | - |
| | A3 | | | 0.96 | - |
| Imp. B | B1 | 7 | 17 | - | 1.00 |
| | B2 | | | - | 1.06 |

Ns：インペラ翼枚数，Nv：ベーンドディフューザ羽根枚数




(a)　外径比 $D_3/D_2$　　(b)　高さ比 $b_3/b_2$

Fig. 2　流路形状パラメータ

## 3. 評価方法

### 3.1 翼振動応答解析

FRA の励振力には NUMECA 社製 FINE/Turbo（Ver.11.2）を用いて Non Linear Harmonic 法による非定常 CFD 結果を用いた。乱流モデルには，Spalart-Allmaras を使用し，高調波成分は，翼通過周波数（Blade passage frequency, BPF）の 3 倍まで考慮した。本解析で使用したモデルと同様の構成を持つ CFD 解析モデルの計算格子と FEM モデル（励振力マッピング代表例）を Fig.3，4 に示す。インペラおよびベーンドディフューザの CFD 解析モデルは 1 ピッチ分の構造格子で，格子点数はそれぞれ 350 万点，100 万点で，壁面格子幅である $y^+$ は翼面で概ね 3 程度，最大でも 5 程度とした。計測で得られた翼振動応力と直接的な比較を行うため，回転数，全圧，静圧，全温などの解析条件は，計測点と同等の状態量に設定した。スクロール部の損失は内製の一次元モデルにより算出した。励振力は，非定常 CFD 解析で算出したインペラ表面部（ハブ面，ディスク背面を除く）の基本次数 17EO における静圧変動成分を使用した。

FEM 解析モデルはヘキサおよびプリズムメッシュを用いた非構造格子とし，ANSYS 社製 Ansys Mechanical（Ver.17.2）を用いた周波数応答解析を行った。振動応力を算出するための減衰比は，過去の類似翼振動計測から算出した値を採用した。




Fig. 3　CFD 解析モデル

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

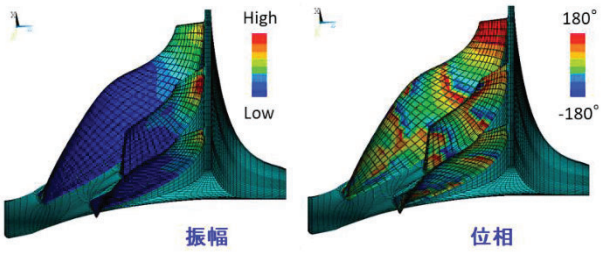



Fig. 4　FEM モデル（励振力マッピング代表例）

### 3.2 振動サーベイ試験

振動サーベイ試験は，対象とする圧縮機のチョーク，ピーク効率，サージ近傍の 3 つの作動条件で共振回転数域を一定の速度で加減速を繰り返しながら翼振動計測を行った。

歪ゲージは，基本次数 17EO での共振時の振動モードの応答が感度良く計測できる位置で長・中・短羽根それぞれに 2 枚ずつ，計 6 枚貼付した。周波数や振動歪みなど，翼部の振動応答特性への影響を最小限にするため，翼 1 枚に貼付する歪ゲージは 1 枚までとした。

NSMS では，回転体を囲むケーシングに光学式センサーを取り付け，翼振動に伴うセンサー翼通過時間の偏差から共振時の共振周波数や振動振幅などを検出する。全翼の振動応答特性（周波数や振動変位）を計測できるというメリットを有している。本試験では計測対象モードで振動変位が最大となる長・中・短羽根の前縁翼端を計測位置とし，光学式センサーは周上に 7 本配置した。また，NSMS で得た振動変位はモーダル解析から算出した変位－応力換算係数を用いて，振動応力へ換算した[6]。

振動サーベイ試験における加減速の比率は，約 50～100 rpm/sec とし，これは ISO7626 で規定される Q 値と共振周波数から算出する振動試験時の掃引率よりも十分に小さい値である。

## 4. 結果

### 4.1 動静翼間距離（外径比）$D_3/D_2$ の影響

動静翼間距離（外径比）$D_3/D_2$ を変化させた際の圧縮機性能曲線を Fig. 5 に示す。図中の回転数は最高回転数 $N_{ref}$ で正規化した回転数 $N/N_{ref}$ を記している。サージ近傍を除く流量範囲では性能曲線が良く一致しているが，$N/N_{ref}$ = 0.87 から 1.0 のサージ点では，最大で 5% の流量の差が生じている。圧縮機の断熱効率 $\eta$ はベーンドディフューザ A3（$D_3/D_2$=0.96）が最も高く，ベーンドディフューザ A1（$D_3/D_2$=1.08）が最も低い値を示した。Fig. 6 に各回転数におけるピーク効率の差の最大値を示す。最大で 2.5 pts 程度の差が生じており，このことから，$D_3/D_2$ は空力性能に大きな影響を及ぼすことが確認された。

振動サーベイ試験で得られる振動応答の代表例としてベーンドディフューザ A3 のチョーク条件でのキャンベル線図を Fig. 7 に示す。振動応答が最大となった Mode3-21（節直径数 3 の 21 番目の振動モード）の変位コンターを Fig. 8 に示す。同図から，Mode3-21 が中羽根で振動が発生している振動モードであることが確認できる。

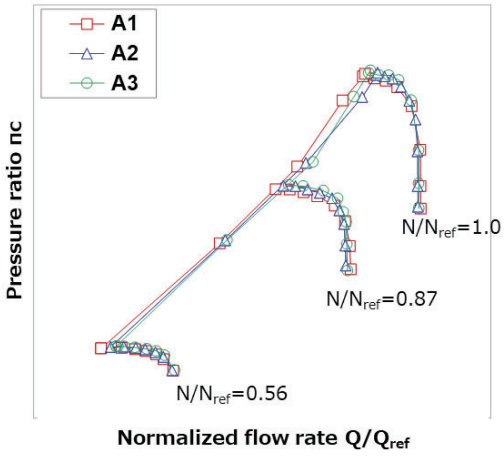



Fig. 5　圧縮機性能曲線（$D_3/D_2$ 違い）

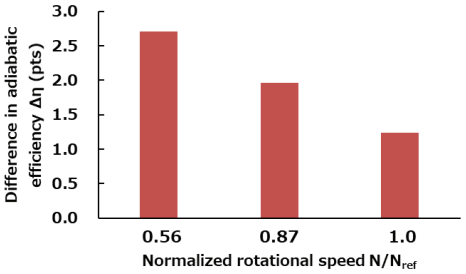



Fig. 6　各回転数における最大ピーク効率差

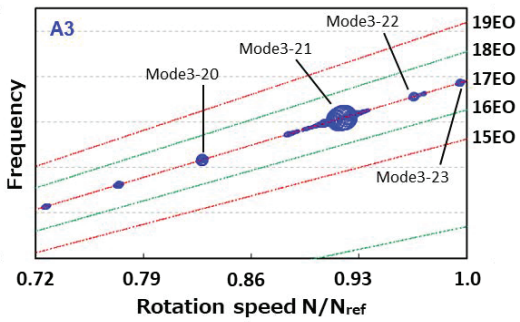



Fig. 7　キャンベル線図

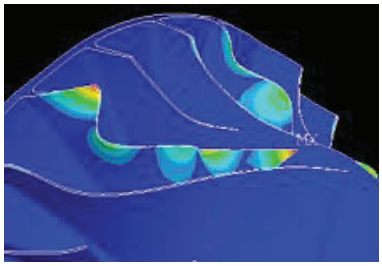


Fig. 8　変位コンター（Mode3-21）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

各ベーンドディフューザの歪みゲージを用いた翼振動計測で得られた振動応力と外径比 $D_3/D_2$ の関係を，FRA による予測と比較した結果を Fig. 9 に示す。図中の縦軸の振動応力（$\sigma/\sigma_{ref}$）は，計測・解析ともにベーンドディフューザ A2 のピーク効率条件で得られた振動応力の値で正規化している。ピーク効率条件で計測された Mode3-21 の共振応答を記号■（SG_Mode3-21）で示す。ベーンドディフューザ A3 ではピーク効率条件で計測機器の測定レンジ外となり Mode3-21 のデータが得られなかったため，他の振動モード（Mode3-20, Mode3-22, Mode3-23）における振動応力の平均値を記号▲（SG_Average）として示している。図より，外径比 $D_3/D_2$ の増加に伴って振動応力が減少していることが確認できる。計測と解析で振動応答の変化率が良く一致しており，外径比 $D_3/D_2$ の変化に伴う振動応力の増減傾向を FRA により実用的な精度で予測可能であることが確認できた。

同一の歪ゲージによる計測結果に対して，NSMSの計測結果から各翼の振動応答のばらつきを評価すると，長羽根，中羽根，短羽根それぞれの翼で得られる振動応答の最大値と最小値は1.5倍程度の違いがあった。したがって，FRAで振動応力の絶対値を評価する場合には，ミスチューンの影響を考慮する必要がある。

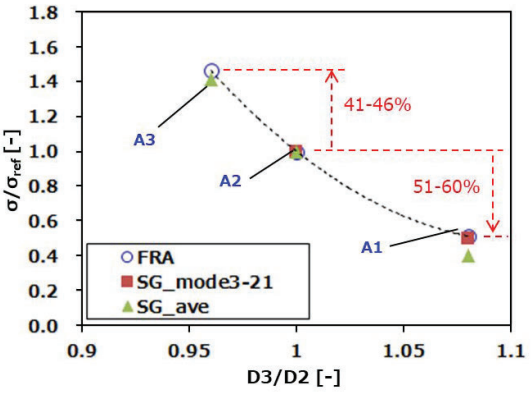



Fig. 9　$D_3/D_2$ と振動応力の関係

外径比 $D_3/D_2$ に応じて翼振動応答が変化した要因を調査するため，各 $D_3/D_2$ 条件でインペラ表面に生じる空力励振力の比較を行った。FRA の入力に用いた基本次数 17EO の成分の翼面静圧分布を Fig. 10 に示す。なお，ここでは励振力の変化が大きかった中羽根正圧面における結果を示している。図から，ベーンドディフューザによるインペラへの励振力は中羽根後縁部付近が支配的であること，またその範囲は外径比 $D_3/D_2$ が小さくなるほど広がっていることが確認できる。中羽根の振動モード（Fig. 8）に注目すると，後縁部は前縁部とともにモーダル変位が大きい位置となっている。このことから，この振動モードでは外径比 $D_3/D_2$ の変化による後縁部の励振力の変化が振動応答の変化に与える影響が大きい（感度が高い）ことが推察される。

Fig. 11 に定常 CFD 解析で得られたベーンドディフューザ 1 ピッチ分の周方向静圧分布（106%$D_2$, 50%スパン，図中の 0～21.17 deg. の静圧分布）を示す。横軸は周方向位置（deg.），縦軸の静圧は周方向の平均値によって正規化した。どのベーンドディフューザにおいても前縁部近傍では平均よりも高い圧力となり，翼の負圧面で降下してから正圧面に向かって静圧が回復している。またその圧力の変動量は A3＞A2＞A1 の順で小さくなり，振動応答の大小関係と合致していることがわかる。これらのことから，ベーンドディフューザによって励起される振動応答は，ベーンドディフューザ 1 ピッチ間の静圧変動と強い関連性があることが結論付けられる。さらに，外径比 $D_3/D_2$ が振動応力に及ぼす影響は，定常 CFD によるベーンドディフューザ 1 ピッチ間の圧力変動を比較することで定性的に評価できる見通しが得られた。

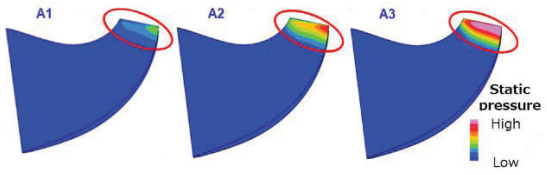



Fig. 10　空力励振力の分布の比較

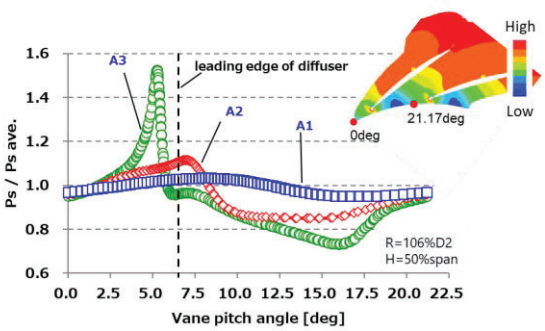



Fig. 11　ベーンドディフューザ上流の周方向静圧分布

### 4.2 静翼高さ比 $b_3/b_2$ の影響

静翼高さ比 $b_3/b_2$ を変更した際の圧縮機性能曲線を Fig. 12 に示す。2 つの性能曲線は良く一致しており，高さ比 $b_3/b_2$ が変化しても流量と圧力比の関係に大きな差は見られなかった。断熱効率はすべての回転数においてベーンドディフューザ B2（$b_3/b_2$=1.06）が高い値を示した。Fig. 13 に各回転数におけるピーク効率の差の最大値を示す。効率差は最大で約 0.6 pts であり，外径比 $D_3/D_2$ よりも高さ比 $b_3/b_2$ の方が断熱効率に対する影響が小さいことが確認できた。Fig. 14 に歪みゲージを用いた翼振動計測で得られたベーンドディフューザ B1（$b_3/b_2$=1.00）のサージ近傍条件のキャンベル線図を示す。振動応答の最大値は Mode3-19 で生じており，その際の変位コンターを図中左上に示している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

翼振動計測で得られた振動応力と高さ比 $b_3/b_2$ の関係を，FRA による予測と比較した結果を Fig. 15 に示す。縦軸の振動応力はベーンドディフューザ B2 の応力値で正規化してある。図より，ベーンドディフューザ B1 の振動応力はベーンドディフューザ B2 よりも約 20% 低いことが確認できる。それぞれのベーンドディフューザの翼形状はほぼ同等で，大きな違いは高さ比 $b_3/b_2$ のみであり，圧縮機性能曲線も良く一致していることから，インペラの共振が生じた条件（流量，圧力比）は同等であると考えられる。高さ比 $b_3/b_2$ が小さいベーンドディフューザ B1 はベーンドディフューザ B2 に対してインペラ出口近傍の動圧が高く，静圧が低い条件となったことで空力励振力に大きな影響を与えると考えられるベーンドディフューザ入口の翼負荷が小さくなったと推察される。ベーンドディフューザ B1 の振動応力はベーンドディフューザ B2 に対して解析で 22%，計測で 24% 減少した。これらの結果から， 高さ比 $b_3/b_2$ を変化させることで振動応力を減少させることが可能であり，振動応答の低減量は FRA によって定量的に予測可能であることが明らかになった。しかし，上述したように断熱効率はベーンドディフューザ B2 が高く，圧縮機設計においては効率と振動応答がトレードオフ関係にあることに注意する必要があるということがわかった。

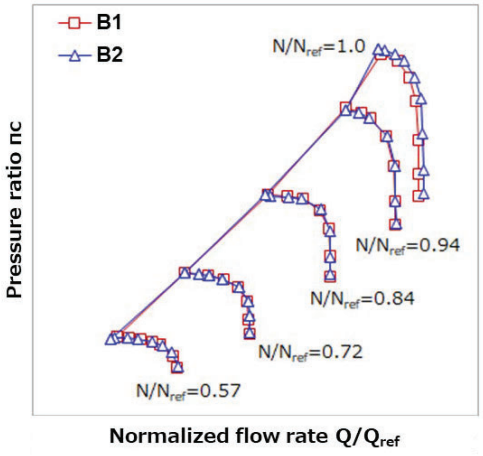



Fig. 12　圧縮機性能曲線（$b_3/b_2$ 違い）

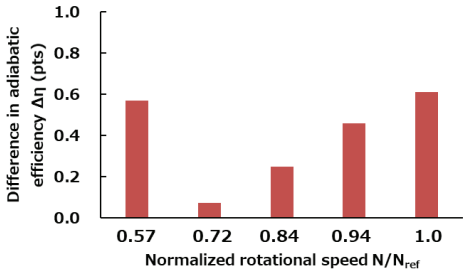



Fig. 13　各回転数における最大ピーク効率差

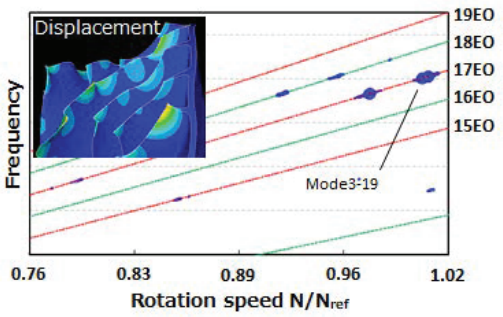



Fig. 14　キャンベル線図

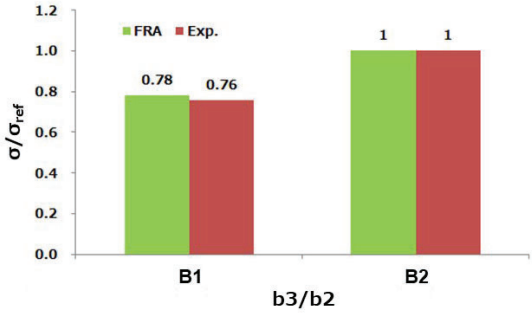



Fig. 15　$b_3/b_2$ と振動応力の関係

## 5. まとめ

本研究では，動静翼間距離 $D_3/D_2$ や静翼高さ比 $b_3/b_2$ といった流路形状パラメータを変更することによる，高速回転する遠心圧縮機の振動応力低減効果の調査を行った。振動応力は FRA による予測値と翼振動計測による計測値を比較し，パラメータ変更による圧縮機性能への影響も併せて評価を行った。

外径比 $D_3/D_2$ の変化に対する振動応答低減の効果について，外径比 $D_3/D_2$ の異なる 3 つのベーンドディフューザを対象に解析と計測により比較を行った。外径比 $D_3/D_2$ の減少に伴い断熱効率は向上し，最大で 2 pts 以上の増加を示した。静翼枚数に起因する 17EO の振動応答の変化量は，基準となるベーンドディフューザ A2 に対して -60%～+40% であった。FRA の予測においても同様の傾向を捉えており，外径比 $D_3/D_2$ の変化に伴う振動応力の増減傾向を FRA により実用的な精度で予測可能であることが確認できた。

また，空力励振力はインペラ出口とベーンドディフューザ入口付近の静圧分布に強い影響を受けることが，定常 CFD 解析結果との比較から明らかとなった。以上の結果から，外径比 $D_3/D_2$ が振動応力に及ぼす影響は，定常 CFD によるベーンドディフューザ 1 ピッチ間の圧力変動を比較することで定性的に評価できる見通しが得られた。ただし，定量的な予測においては解析と計測で -49% から +12% という差が生じており，解析ではミスチューンの状態を考慮していないことが原因と考えられる。

高さ比 $b_3/b_2$ の変化に対する振動応答低減の効果を高

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

さ比 $b_3/b_2$ の異なる 2 つのベーンドディフューザで比較した。どちらのベーンドディフューザも圧縮機性能曲線に大きな差はなく，流量と圧力比の関係は高さ比 $b_3/b_2$ によって大きく変化しないことが分かった。しかし，断熱効率においては高さ比 $b_3/b_2$ の大きなベーンドディフューザ B2 が 0.6 pts 程度高い結果であった。静翼枚数に起因する 17EO の振動応答は，高さ比 $b_3/b_2$ を絞ることで基準となるベーンドディフューザに対して解析で 22%，計測で 24% 減少した。これらの結果から， 高さ比 $b_3/b_2$ を変化させることで振動応力を減少させることが可能であり，振動応答の低減量は FRA によって定量的に予測可能であることが明らかになった。

本研究を通して，動静翼間距離 $D_3/D_2$ や静翼高さ比 $b_3/b_2$ などの流路形状パラメータを調整することでベーンドディフューザによって励起される振動応答低減の効果を定量化することができた。一方，空力性能の面では，圧力比と流量には大きな影響がなかったものの，応答低減と断熱効率がトレードオフ関係にあることが確認された。圧縮機開発においては，これらに注意して設計していく必要がある。

## 参 考 文 献


(1) 下原直人，見上千尋，服部博明 ： 遠心圧縮機の翼振動に関する研究 - 静翼配置変更による応答低減 - ,日本ガスタービン学会誌，Vol.46 No.22 2018.10.

(2) Armin, Z. (2013), Vaned Diffuser Induced Impeller Blade Vibrations in a High-Speed Centrifugal Compressor, Journal of Turbomachinery, ASME MARCH 2013, Vol.135.

(3) Ziegler, K. U., Gallus, H. E. and Niehuis, R., 2003, A Study on Impeller-Diffuser Interaction—Part 1: Influence on the Performance, ASME J. Turbomach., 125(1), pp.173-182.

(4) Shum, Y. K. P. and Tan, C. S. (2000), Impeller-Diffuser Interaction in a Centrifugal Compressor, ASME J. Turbomach., 122(4), pp.777-786.

(5) Gallier, K. and Lawless, P. B. (2010), Particle Image VelocimetryCharacterization of High-Speed Centrifugal Compressor Impeller-Diffuser Interaction, J. Propul. Power, 26(4), pp.784-789.

(6) 下原直人，村江祥太，服部博明 ： 遠心圧縮機の翼振動に関する研究 - ミスチューン応答特性の実験的評価 - ,日本ガスタービン学会誌，Vol.42 No.4 2014.7.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-3

# 翼・ディスク系の強制振動，自励振動，不釣合い量の多目的最適化に関する研究

# Study on the Multi-Objective Optimization of Bladed Disks for Forced and Self-Excited Vibration and Amount of Unbalance

○金子 康智[*1]　渡邉 敏生[*2]　古川 達也[*2]
KANEKO Yasutomo WATANABE Toshio FURUKAWA Tatsuya

**ABSTRACT**

Although bladed disks are nominally designed to be cyclically symmetric (tuned system), the vibration characteristics of all blades on a disk are slightly different due to the manufacturing tolerance, deviations in the material properties, and wear during operation. These small variations break the cyclic symmetry and split the eigenvalue pairs. Bladed disks with small variations are referred to as a mistuned system. Many researchers suggest that while mistuning has an undesirable effect on the forced response, it has a beneficial (stabilizing) effect on blade flutter (the self-excited vibration). Therefore, it is necessary to optimize a bladed disk for forced vibration and blade flutter. In this study, a practical optimization method of mistuned bladed disks that optimizes the resonant stress, the amount of unbalance and the stability for the blade flutter. To verify the proposed optimization method, first, the original mistuned bladed disk, which has the maximum amplification factor, is generated by Monte Carlo simulations. Second, the optimal bladed disk with the minimum amplification factor and the amount of unbalance is searched by using Monte Carlo simulations and the genetic algorithm, while improving the stability for blade flutter. From the analysis results, the validity of the proposed optimization method is verified.

**キーワード：**ターボ機械，強制振動，自励振動，不釣合い振動，翼，ミスチューニング
**Key Words:** Turbomachinery, Forced Vibration, Self-Excited Vibration, Unbalance Vibration, Blade, Mistuning

## 1. はじめに

ターボ機械の信頼性を向上させるためには，動翼に作用する運転中の振動応力を低減させることが不可欠である。このため，従来の翼の振動強度設計では，

（1）明瞭な加振力との共振を回避させる。
（2）動静翼間距離の拡大やクロッキングにより加振力を低減させる。
（3）非対称配置静翼構造を利用して加振力を低減させる[(1)(2)]。
（4）摩擦型ダンパなどを採用して構造減衰を増加させる[(3)(4)]。

などの対策が取られてきた。また，ミスチューンによる共振応答の増大効果を抑制するため，設計段階で個々の翼に意図的なミスチューン（インテンショナルミスチューン）を与え，工作誤差や材料定数の変動により生じるランダムミスチューンの影響を緩和する方法も検討されている[(5)(6)]。

一方，軸流ターボ機械の動翼ではフラッタに対する安定性を確保することも重要であり，翼の振動強度設計では共振応力（強制振動）に対する安全率とフラッタ（自励振動）に対する裕度を同時に考慮することが必要である。このため著者らは，共振応力とフラッタの両方に対して振動強度上最適な翼・ディスク系を実現するための実用的な手法として，下記の手法を提案した[(7)]。

（1）フラッタに対する安定性を確保するため，交互ミスチューン系，すなわち隣接翼の振動数を僅かに変化させた翼・ディスク系を設計する。
（2）製作後に個々の翼の固有振動数を計測する。
（3）ランダムミスチューンの影響が小さくなるように，すなわち着目する共振応答が最小になるように，交互ミスチューンを保持したままディスク上の翼を並び替える。

さらに続報[(8)]においては，翼・ディスク系の振動強度だけでなく，軸振動の原因になる不釣合い量も考慮して最適化を行う手法を検討した。この手法は，翼先端部をカ

*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
〒676-8686 高砂市荒井町新浜2丁目1番1号

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ットすることにより交互ミスチューン系を作成し易い場合は実用的な信頼性向上策になり得ることを数値計算により確認しているが，個々の翼の振動数のばらつきが大きい場合には敢えて交互ミスチューン系にしなくても，ディスク上の翼を並び替えるだけで，強制振動（共振応答），自励振動（フラッタ），不釣合い量を同時に最適化できると考えられる。この観点から，本研究では航空エンジン用のガスタービン動翼を対象にして，ディスク上の翼を並び替えることにより，強制振動，自励振動，不釣合い量を同時に最適化できるかどうかを検討する。翼の最適配列を求めるためには，翼・ディスク系の共振応答解析を繰り返し行うことが必要になるため，前報と同様に低次元モデル FMM（Fundamental Mistuning Model）[9][10]を利用する。最適化手法には，モンテカルロ法や遺伝的アルゴリズムの一種である DDE（Discrete Differential Evolution）法[11]を利用する。

## 2. 解析方法

### 2.1 FMM によるミスチューン系の固有値解析

FMM の理論については文献[9][10]に詳しく説明されているので，ここでは要点だけを記述する．FMM では，翼・ディスク系のモード族が完全に分離しているとき，ミスチューンがある翼・ディスク系の着目するモード族の振動モードを，チューン系の当該モード族の振動モードの重ね合わせで式（1）のように表す。

$$\{\phi_r\} = \sum_{m=0}^{N-1} \beta_{rm}\{\phi_m^0\}, \quad (r = 0, \cdots, N-1) \tag{1}$$

ここで，$\{\phi_r\}$はミスチューン系の着目するモード族における $r$ 次の振動モード，$\{\phi_m^0\}$はトラベリングウェーブモードで表示したチューン系の当該モード族の $m$ 次の振動モードであり，$N$ は全周の翼枚数である。$\beta_{rm}$はミスチューン系の $r$ 次の振動モードに占めるチューン系の $m$ 次のトラベリングウェーブモードの振幅を表す係数（以下，TWM の振幅）であり，式（2）の固有値問題を解くことにより求めることができる。

$$\begin{aligned} \left[\Lambda^0 + \hat{A}\right]\{\beta_r\} &= \omega_r^2\{\beta_r\}, \\ \left[\Lambda^0\right] = \left[\Omega^0\right]^T\left[\Omega^0\right], \quad \hat{A} &= 2\left[\Omega^0\right][\bar{\Omega}]\left[\Omega^0\right] \end{aligned} \tag{2}$$

ここで$[\Omega^0$ は，チューン系の固有振動数を対角成分にする対角行列であり，チューン系の振動モードをトラベリングウェーブモードで表示し翼間位相差が増加する順に振動モードを並べたとき，これに対応する順に固有振動数を並べている。$\omega_r$はミスチューン系の $r$ 次の固有振動数である。$[\bar{\Omega}$ は，ディスク上の個々の翼の振動数分布の離散フーリエ変換を成分にする行列であり，式（3）のように表すことができる。

$$[\bar{\Omega}] = \begin{bmatrix} \bar{\omega}_0 & \bar{\omega}_1 & \cdots & \bar{\omega}_{N-1} \\ \bar{\omega}_{N-1} & \bar{\omega}_0 & \cdots & \bar{\omega}_{N-2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{\omega}_1 & \bar{\omega}_2 & \cdots & \bar{\omega}_0 \end{bmatrix} \tag{3}$$

$[\bar{\Omega}$ は循環行列であり，その要素$\bar{\omega}_p$は，翼単体の固有振動数（着目するモード族の固有振動数）の周方向の分布を離散フーリエ変換したときの $p$ 番目の成分であり，式（4）で表すことができる。

$$\bar{\omega}_p = \frac{1}{N}\sum_{s=0}^{N-1} \exp\left(isp\frac{2\pi}{N}\right)\Delta\omega_b^{(s)} \tag{4}$$

ここで，$\Delta\omega_b^{(s)}$はミスチューンにより生じた $s$ 番目の翼の固有振動数の偏差であり，チューン系の翼単体の固有振動数を$\omega_b^{(0)}$，ミスチューン系の $s$ 番目の翼の固有振動数を$\omega_b^{(s)}$とすると，式（5）から求めることができる。

$$\Delta\omega_b^{(s)} = \frac{\omega_b^{(s)} - \omega_b^0}{\omega_b^0} \tag{5}$$

### 2.2 ミスチューン系の安定性解析

ミスチューン系の安定性を解析する場合には，式（2）に流体連成効果を表す非定常力項を追加した式（6）の固有値解析を行い，複素固有振動数$\omega_r$を求める。

$$\left[\Lambda^0 + \hat{A} - \omega_r^2[I]\right]\{\beta_r\} = \{F^m\} \tag{6}$$

ここで$\{F^m\}$は作動流体との連成による非定常力，すなわち翼・ディスク系（チューン系）の振動によってフィードバックされる非定常力（モーダル外力）であり，式（7）のように表すことができる。

$$\{F^m\} = [A^m]\{\beta_r\} \tag{7}$$

式（7）右辺の$[A^m]$は影響係数 $a_n$ を対角要素にする流体力行列であり，式（8）のように表すことができる。

$$[A^m] = \begin{bmatrix} a_0 & & & 0 \\ & a_1 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & a_{N-1} \end{bmatrix} \tag{8}$$

式（8）の影響係数 $a_n$ は一般には複素数であり，$n$ 節直径の振動モードに対する付加剛性や付加減衰に相当しており，CFD コードを利用して求めることができる。具体的に CFD コードを利用して影響係数 $a_n$ を求める際には，動翼の 1 通路分をモデル化し，隣接翼との境界に $n$ 節直径モードの翼間位相差を考慮した周期対称条件を与える。つぎに構造解析から得られる振動モードで CFD 格子を移動させ，翼面上にフィードバックされる非定常流体力

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

の変位に比例する成分から付加剛性を，速度に比例する成分から付加減衰を求める。式（6）から得られる $j$ 次モードの固有振動数の実部を $\omega_{jR}$，虚部 $\omega_{jI}$ をとすると，流体力による $j$ 次モードのモーダル減衰比 $\zeta_j$ は式（9）から求めることができる。

$$\zeta_j = \frac{\omega_{jI}}{\omega_{jR}} \tag{9}$$

モーダル減衰比 $\zeta_j$ が負であれば空力減衰は負であり，フラッタが発生する。

### 2.3 ミスチューン系の強制振動解析

ハーモニック加振力に対するミスチューン系の周波数応答を解析する場合には，式（2）に外力項を追加した式（10）を解析する。

$$\left[\Lambda^0 + \hat{A} - \omega^2[I]\right]\{\beta_r\} = \{F^w\} \tag{10}$$

ここで，$\{F^w\}$ は偏流や翼列干渉力のように作動流体との連成を考慮しない非定常力（モーダル外力）の振幅であり，$\omega$ は加振力の周波数である。周波数応答を解析する場合はチューン系の $r$ 次のモードに対して構造減衰を導入するため，$[\Lambda^0$ の要素を式（11）で定義する。

$$\Lambda^0_{r,r} = (\omega_r^0)^2(1 + i2\zeta_r^0),\ (r = 1, \cdots, N) \tag{11}$$

ここで，$\omega_r^0$ と $\zeta_r^0$ はチューン系の $r$ 次のモードの固有振動数と減衰比である。式（10）から TWM の振幅 が求まると，物理座標での周波数応答は式（12）から求めることができる。

$$\{X\} = [E]\{\beta_r\} \tag{12}$$

行列 $[E$ は物理座標で表した変位とトラベリングウェーブモードで表した変位の座標変換行列であり，行列 $[E$ の $k$ 行 $l$ 列の要素 $E_{k,l}$ は式（13）で表すことができる。

$$E_{k,l} = \exp\left(i\frac{2\pi kl}{N}\right)\ ,\ (k, l = 0, \cdots, N-1) \tag{13}$$

### 2.4 ミスチューン系の不釣合い量の解析

翼・ディスク系を構成する $i$ 番目の翼の質量 $m_i$ を式（14）で定義すると，翼・ディスク系全体の不釣合い量 $U$ は式（15）から求めることができる。

$$m_i = m_0 + \Delta m_i \tag{14}$$

$$U = R_0\sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N}\Delta m_i\cos\theta_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N}\Delta m_i\sin\theta_i\right)^2} \tag{15}$$

ここで，$m_0$ はディスク上の全翼の質量の平均値，$\Delta m_i$ は $i$ 番目の翼の質量の偏差，$\theta_i$ は 1 番目の翼を基準にして測った各翼の周方向の取付け角度である。翼の周方向の取り付け角度については偏差が小さいと考え，$\Delta\theta_i = 0$ と仮定している。また，$R_0$ は翼重心までの半径であり，各翼の重心は同一半径上にあると仮定している。なお，大型の翼では，各翼の重量と重心位置を計測してロータのバランシングを行うが，この場合は式（15）を式（16）のように変更すれば良い。ここで，$R_i$ は $i$ 番目の翼の重心までの半径である。

$$U = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N}m_iR_i\cos\theta_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N}m_iR_i\sin\theta_i\right)^2} \tag{16}$$

### 2.5 最適ミスチューン系の定義

本研究では，翼の共振応力，フラッタに対する安定性，および軸振動の原因になる不釣合い量を同時に最適化する翼の配列（最適ミスチューン系）を求めるが，具体的には，式（17）の目的関数を最小にするミスチューン系を最適ミスチューン系と定義している。

$$Opt.index = \mathrm{C}_A \cdot AF + C_U \cdot UF + C_D \cdot \Delta\zeta \tag{17}$$

$$UF = \frac{U_{aft}}{U_{ori}} \tag{18}$$

$$\Delta\zeta = -\frac{\zeta_{mis} - \zeta_{tune}}{\zeta_{Norm}} \tag{19}$$

ここで，$AF$ はチューン系に対するミスチューン系の共振応答の増大率（Amplification factor），$UF$ は翼の配列を変更する前の不釣合い量 $U_{ori}$ と配列変更後の不釣合い量 $U_{aft}$ との比率である。$\Delta\zeta$ はチューン系の空力減衰 $\zeta_{tune}$ に対するミスチューン系の空力減衰 $\zeta_{mis}$ の相対的な変化量であり，$\zeta_{Norm}$ は正規化するための係数である。また，$C_A$, $C_U$, $C_D$ はそれぞれ $AF$, $UF$, $\Delta\zeta$ に対する重み係数である。本研究では，提案する手法が実際の翼の開発に適用できるかどうかを検証することを目的にしており，一番単純なケースとして，今回の計算では $C_A$, $C_U$, $C_D$ を何れも 1.0 に，$\zeta_{Norm} = 0.004$ して最適計算をしている。

## 3. 解析結果

### 3.1 解析条件

図 1 に解析に使用した翼・ディスク系の有限要素モデルを，図 2 に周期対称法で解析したチューン系の固有振

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

動数（キャンベル線図）を示す。図 1 の有限要素モデルの節点数は 1 セグメント当たり約 7900 節点であり，翼・ディスク系全体（$N$=34）では約 27 万節点である。以下の解析では，強制振動については 2 次モード族と前置静翼枚数 16 とのノズルウェーク共振を解析対象にしており，周波数応答解析を行うときの翼・ディスク系の対数減衰率（$\delta$）は全モードに対して 0.01 と仮定している。また，自励振動については 1 次モード族のフラッタに対する安定性を評価する。具体的には最適ミスチューン系の探索は，以下の手順で実施している。

（1）単独翼の固有振動数（$i$ 次モード，$i = 1,2$）の分布が正規分布（Case 1：変動係数 $\sigma_i$=1%，Case 2：変動係数 $\sigma_i$ =2%）に従い，1 次モードと 2 次モードの固有振動数は無相関と仮定する。

(2) モンテカルロ法を利用して 1 次モードに対する安定性解析と 2 次モードに対する共振応答解析を個別に行い，フラッタに対する安定性が最小（空力減衰最小）になる 1 次モードのミスチューン分布，2 次モードの共振応答が最大になる 2 次モードのミスチューン分布を求める。得られたワーストミスチューン系（フラッタに対する安定性が最小，2 次モードの共振応答が最大になるミスチューン系）をオリジナルのミスチューン系と定義する。1 次モードの安定性解析に使用する非定常流体力（空力減衰）には，既報[8]で使用した CFD 解析結果を使用する。

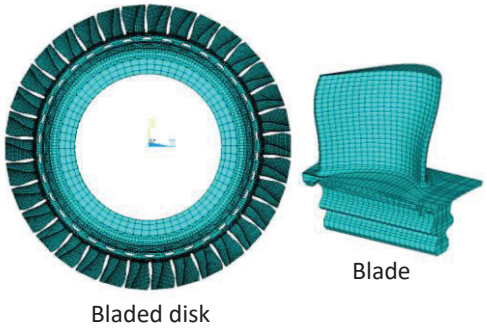



Fig. 1 FEA model of bladed disk

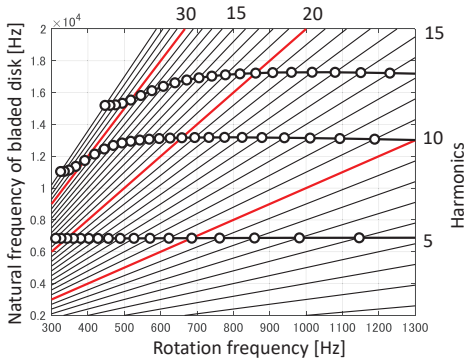



Fig. 2 Campbell diagram of tuned bladed disk

（3）翼の質量と固有振動数は無相関であり，翼の質量分布も正規分布（Case 1：変動係数 $\sigma_m$=1%，Case 2：変動係数 $\sigma_m$=2%）に従うと仮定し，オリジナルのミスチューン系の翼質量分布（$\Delta m_i/m_0$の分布）を生成する。

（4）上記の 2 ケース（Case 1，Case 2）についてモンテカルロ法や DDE を適用して式（17）を最小にする最適解を求める。すなわち，翼の共振応力$AF$と軸振動の原因になる不釣合い量$UF$を可能な限り小さくし，空力減衰$\Delta\zeta_{mis}$を可能な限り大きくする翼の配列（最適ミスチューン系）を求める。

図 3 は 1 次モードの安定性解析に使用した非定常流体力（空力減衰）であり，横軸は振動モードの節直径数を，縦軸は空力減衰（式（6）の非定常流体力$\{F^m\}$の虚部）を示している。図 4 は式（6）の複素固有値解析から求めたチューン系の安定性解析結果であり，横軸は流体−構造連成系の固有振動数を，縦軸は空力減衰を示している。図 3 や図 4 から分かるように，この翼・ディスク系（チューン系）では 1 節直径モードから 11 節直径モードまでの空力減衰は負（不安定）であり，最も空力減衰の値が小さいモードは 6 節直径モード（$\zeta_{tune} = -0.349\%$)になっている。

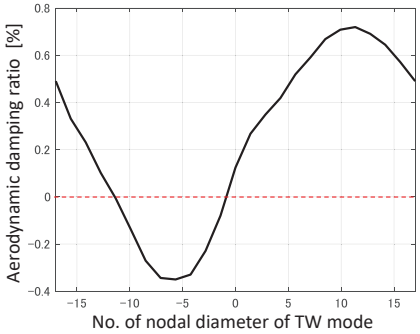



Fig. 3 Aerodynamic damping of tuned bladed disk

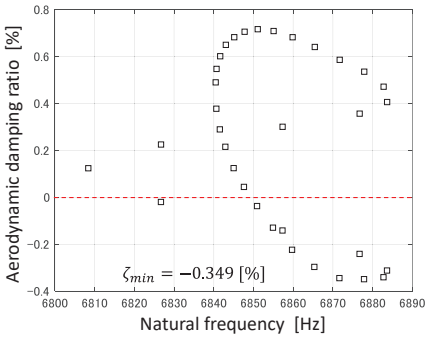



Fig. 4 Stability of tuned bladed disk

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 3.2 Case 1（翼振動数と翼質量の変動係数が 1%）のときの解析結果

図 5 から図 7 に，個々の翼の 1 次モードと 2 次モードの固有振動数の変動が正規分布（変動係数 $\sigma_i$=1%）に従うと仮定し，FMM とモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）でワーストミスチューン系を求めた結果を示す。図 5 は，ワーストミスチューン系（フラッタに対する安定性が最小，2 次モードの共振応答が最大になるミスチューン系）に対するミスチューン分布（固有振動数の分布）を，図 6 はワーストミスチューン系の 1 次モードの安定性解析結果を，図 7 は 2 次モードの周波数応答解析結果を示す。

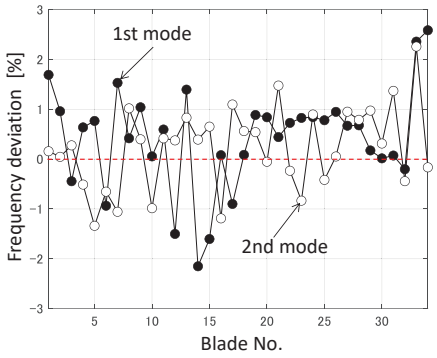



Fig. 5 Frequency deviation of the worst mistuned bladed disk (Case 1)

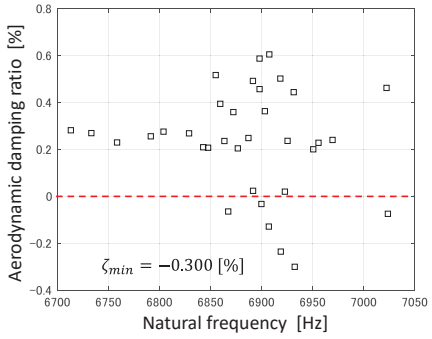



Fig. 6 Stability of the worst mistuned bladed disk (Case 1)

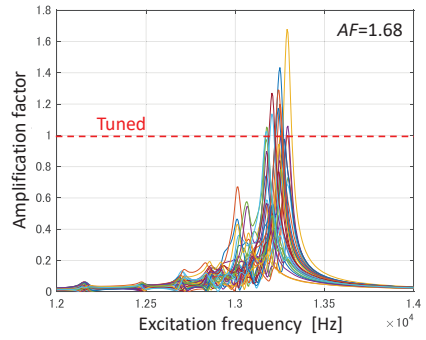



Fig. 7 Frequency response of the worst mistuned bladed disk (Case 1)

図 4 と図 6 の比較から分かるように，ワーストミスチューン系ではフラッタに対する安定性は改善されているが幾つかのモードの減衰は依然として負であり，空力減衰の最小値は$\zeta_{mis} = -0.300\%$になっている。また，図 7 に示すように，ワーストミスチューン系では 2 次モードの共振応答はチューン系の 1.68 倍に増大している。

図 8 には，翼の固有振動数の分布（図 5）と質量の分布との間には相関はなく，質量の分布は正規分布（変動係数 $\sigma_m$=1%）に従うと仮定して生成した各翼の質量分布を示している。Case 1 の解析では，図 5 から図 8 の特性を持つワーストミスチューン系をオリジナルのミスチューン系と定義し，ディスク上の翼の配列を変えることにより，翼列干渉力に対する 2 次モードの共振応答倍率$AF$と軸振動の原因になる不釣合い量$UF$を小さくし，空力減衰$\Delta\zeta_{mis}$を大きくする翼の配列（最適ミスチューン系）を求めている。

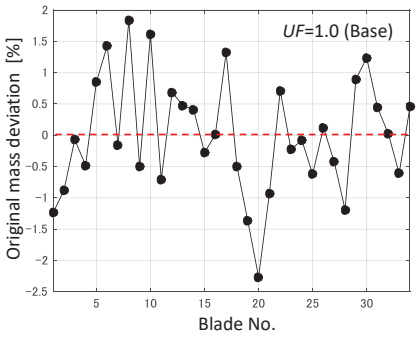



Fig. 8 Blade mass distribution of the worst mistuned bladed disk (Case 1)

図 9 と図 10 はモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）を利用して Case 1 に対する最適ミスチューン系を求めた結果であり，図 9 は 2 次モードの共振応答倍率 $AF$ と $UF$ のマップを，図 10 は $AF$ と 1 次モードの空力減衰比$\zeta_{mis}$のマップを示している。図 9 から分かるようにオリジナルのミスチューン系（図中の青丸，$UF$=1.00，$AF$=1.68）に対して最適ミスチューン系（図中の赤丸）では，$UF$ は 0.0355 に，$AF$ は 1.39 に低下している。

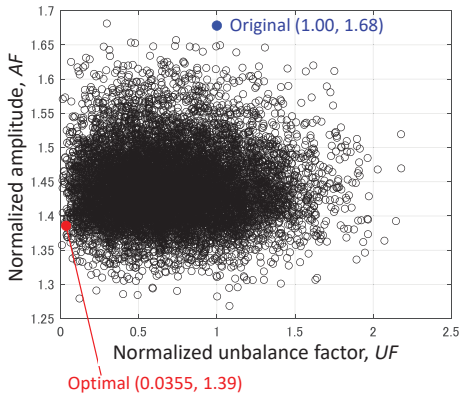



Fig. 9 Map of unbalance factor and amplification factor (Case 1)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

また，図 10 から分かるように，最適ミスチューン系の空力減衰（図中の赤丸）は依然として負であるが，オリジナルのミスチューン系の空力減衰（図中の青丸）$\zeta_{mis} = -0.300\%$に対して最適ミスチューン系では，空力減衰の値は$-0.0589\%$まで増加している。

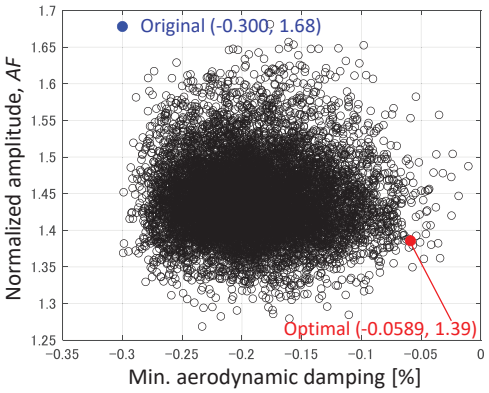



Fig. 10 Map of aerodynamic damping and unbalance factor (Case 1)

図 11 はモンテカルロ法で求めた最適ミスチューン系の翼質量の分布と従来のバランス法で翼を配置したときの翼質量の分布を示しており，図 11 中にはそれぞれの方法で翼を配置した時の不釣合い量の値（式（18）の *UF*）も記入している。従来のバランス法では，翼質量の小さい順に翼を並べ，翼質量の近い翼同士が 180° 対抗する位置に来るように翼を配置している。図 11 から分かるように，従来のバランス法では *UF*=0.183 であり，オリジナルの状態（*UF*=1.00）に比べると不釣合い量は低減しているが，依然として不釣合い量が残っている。一方提案する手法では，翼列干渉力との共振応答倍率（*AF*）を 1.68 から 1.39 まで低減させ空力減衰の値を-0.300%から-0.0589%まで増加させるとともに，不釣合い量についても *UF*=0.0355（従来のバランス法の 19%）に低減できている。

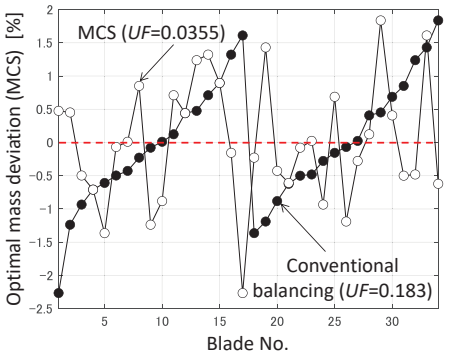



Fig. 11 Mass distribution of the optimal bladed disk (Case 1)

図 12 から図 14 は，DDE を利用して Case 1 に対する最適ミスチューン系を求めた結果を示している。DDE を利用した最適ミスチューン系の探索では，個体数 100，反復回数（世代数）300，突然変異確率 0.70，交叉確率 0.85 にして解析した。これらのパラメータを変更した計算も行ったが，最終的に得られる最適化指標 *Opt. index*（式（17））の値には有意な差がなかった。図 12 には Case 1 について DDE で最適化計算を行ったときの最適化指標 *Opt. index* の収束状況を示しており，図 13 は最適ミスチューン系に対する安定性解析結果を，図 14 は周波数応答解析結果を示している。図 13 に示すように，最適ミスチューン系の空力減衰は依然として僅かに負であるが，オリジナルのミスチューン系の空力減衰（図 6）$\zeta_{mis} = -0.300\%$に対して最適ミスチューン系では，空力減衰の値は$-0.0165\%$まで増加している．また，図 7 と図 14 の比較から分かるように，２次モードの共振応答倍率 *AF* は 1.68 から 1.44 に低下している。紙面の制約から DDE で求めた最適解に対する翼の質量分布の解析結果（図 11 に対応する結果）は省略しているが，DDE で求めた最適ミスチューン系とモンテカルロ法で求めた最適ミスチューン系では，共振応答，空力減衰，不釣合い量の何れについても，ほぼ同等の値になることが確認できた。なお，空力減衰の値については，何れの最適化手法を用いても改善はできているが，全てのモードの空力減衰を正にすることはできていない。これは，図 4 に示すように，チューン系の空力減衰の最小値を-0.349%（対数減衰率に換算して-0.02）と仮定しており，すなわちチューン系に対して大きな負減衰を仮定しているため，1%のランダムミスチューン系では，翼の並び替えを行うだけでは安定化できないためと考えられる。

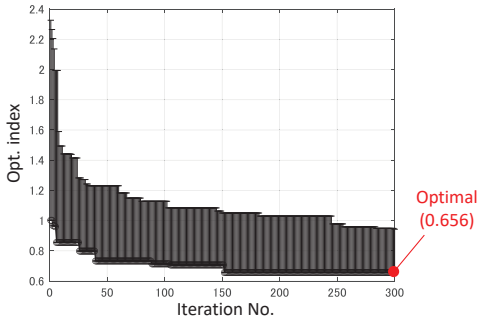



Fig. 12 Convergence of optimal index by DDE

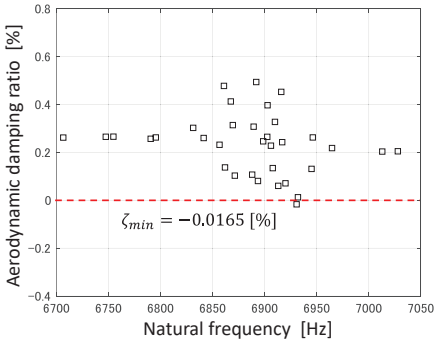



Fig. 13 Stability of the optimal mistuned bladed disk (Case 1, DDE)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

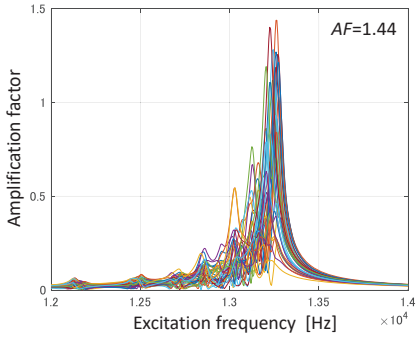



Fig. 14 Frequency response of the optimal mistuned bladed disk (Case 1, DDE)

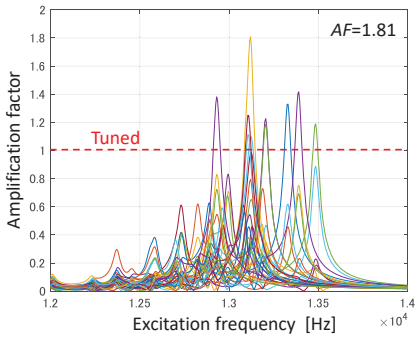



Fig. 16 Frequency response of the worst mistuned bladed disk (Case 2)

### 3.3 Case 2（翼振動数と翼質量の変動係数が 2%）のときの解析結果

Case 2 の解析も Case 1 と全く同様に，最初に，個々の翼の 1 次モードと 2 次モードの固有振動数の変動が独立の正規分布（変動係数 $\sigma_i$=2%）に従うと仮定し，FMM とモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）によりワーストミスチューン系（フラッタに対する安定性が最小，2 次モードの共振応答が最大になるミスチューン系)）を求めた。

図 15 はワーストミスチューン系の 1 次モードの安定性解析結果を，図 16 は 2 次モードの周波数応答解析結果を示している。図 6 と図 15 の比較から分かるように．翼の固有振動数の変動係数を 2%にすると，ワーストミスチューン系の 1 次モードの安定性は−0.300%（図 6）から−0.269%に改善されているが，依然として空力減衰の値は負（不安定）になっている。一方，図 7 と図 16 の比較から分かるように．変動係数を 2%にするとワーストミスチューン系の 2 次モードの共振応答倍率は 1.68（図 7）から 1.81 まで増大している。Case 2 の解析では，図 15，図 16 の特性を持つワーストミスチューン系をオリジナルのミスチューン系と定義し，ディスク上の翼の配列を変えることにより，翼列干渉力に対する 2 次モードの共振応答倍率$AF$と軸振動の原因になる不釣合い量$UF$を小さくし，空力減衰$\Delta\zeta_{mis}$を大きくする翼の配列（最適ミスチューン系）を求めている。

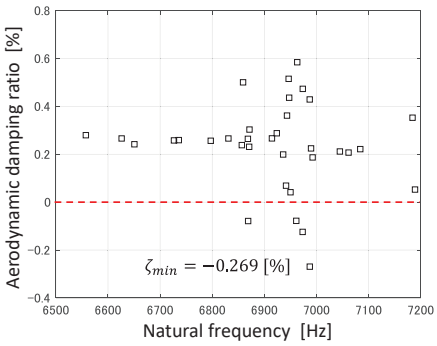



Fig. 15 Stability of the worst mistuned bladed disk (Case 2)

図 17 と図 18 はモンテカルロ法（解析回数 10,000 回）を利用して Case 2 に対する最適ミスチューン系を求めた結果であり，図 17 は 2 次モードの共振応答倍率 $AF$ と $UF$ のマップを，図 18 は $AF$ と 1 次モードの空力減衰比 $\zeta_{mis}$のマップを示している。図 17 から分かるようにオリジナルのミスチューン系（図中の青丸，$UF$=1.00, $AF$=1.81）に対して最適ミスチューン系（図中の赤丸）では，$UF$ は 0.0480 に，$AF$ は 1.39 に低下している。また，図 18 から分かるように，最適ミスチューン系の空力減衰（図中の赤丸）は$\zeta_{mis} = 0.0718\%$まで増加しており，翼・ディスク系は十分に安定化されている。

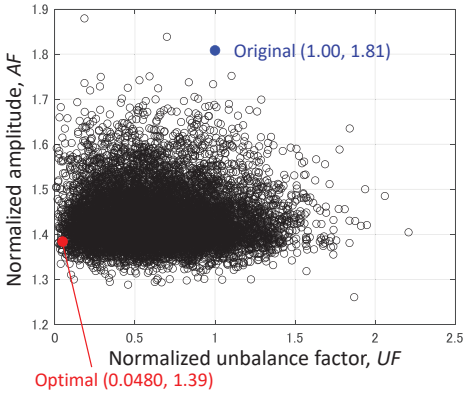



Fig. 17 Map of unbalance factor and amplification factor

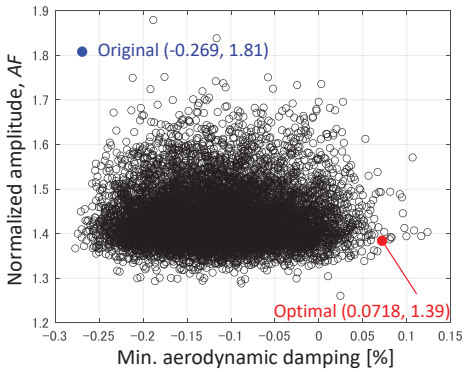



Fig. 18 Map of aerodynamic damping and unbalance factor

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

図 19 と図 20 は，DDE を利用して Case 2 に対する最適ミスチューン系を求めた結果を示している。DDE の計算に使用したパラメータは Case 1 と同様であり，図 19 は最適ミスチューン系に対する安定性解析結果を，図 20 は周波数応答解析結果を示している。図 19 から分かるように，最適ミスチューン系の空力減衰は$\zeta_{mis} = 0.109\%$まで増加しており十分に安定化されているだけでなく，個々の振動モードの空力減衰比のバラツキも小さくなっている．また図 16 と図 20 の比較から分かるように，オリジナルのミスチューン系（図 16，$AF$=1.81）に対して最適ミスチューン系（図 20）では最大共振応答が 1.37 まで低下するとともに，全翼の共振振幅のバラツキが小さくなっている。

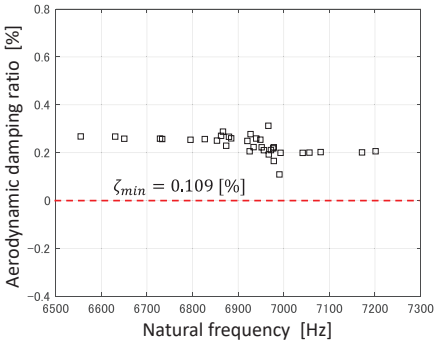



Fig. 19 Stability of the optimal mistuned bladed disk (Case 2, DDE)

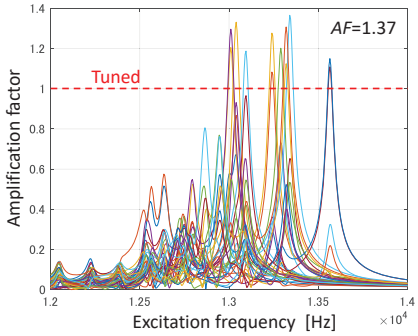



Fig. 20 Frequency response of the optimal mistuned bladed disk (Case 2, DDE)

紙面の制約から最適解に対する翼の質量分布の解析結果は省略しているが，Case 2 についても Case 1 と同様に，DDE で求めた最適ミスチューン系とモンテカルロ法で求めた最適ミスチューン系では，共振応答，空力減衰，不釣合い量の何れについても，ほぼ同等の値になることが確認できた。特に空力減衰については，チューン系に対して大きな負減衰を仮定しているため 1%のランダムミスチューン系（Case 1）では翼の並び替えを行うだけでは安定化できなかったが，2%のランダムミスチューンがある場合には，交互ミスチューンを採用しなくてもディスク上の翼を並び替えるだけで共振応答と不釣合い量を最小化すると同時に，空力減衰の値を正にして安定化できることが確認できた。

## 4. 結 論

本研究では，強制振動，自励振動，不釣合い量を考慮したタービン動翼の最適化手法を提案した。具体的には，加振試験から得られる各翼の固有振動数分布と重量計測から得られる各翼の質量分布を用いて，ディスク上の翼の配列を変更することにより共振応答，不釣合い量，空力減衰を同時に最適化した。提案した手法の有効性を検証するため，航空エンジン用のガスタービン動翼の翼・ディスク系に対して最適ミスチューン系を求めた。その結果，提案した手法を適用すると，交互ミスチューンを採用しなくてもディスク上の翼を並び替えるだけで共振応答と不釣合い量を最小化すると同時に，空力減衰の値を正にして安定化できることが確認できた。

本手法では，従来，品質管理を目的に計測していた翼の固有振動数と重量だけを利用しており，本手法を設計開発プロセスに組み込めば，コストを増加させることなく，製品の信頼性向上に寄与できると考えられる。

## 参 考 文 献


(1) 金子康智，森一石，奥井英貴，日本機械学会論文集 C 編，Vol. 71, No. 712 (2005), pp. 3409-3416.

(2) Sun, T., Hou, A., Zhang, M., Niu, Y, Gao, J. and Guo H., Proceedings of ASME Turb Expo 2015, GT2015-42778 (2015), pp.1-10.

(3) Cigeroglu, E., An, N. and Menq, C-H, Proceedings of ASME Turb Expo 2007, GT2007-27963 (2007), pp. 519-528.

(4) Petrov, E. P., Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 133(10), (2011), pp.102503.

(5) Han, Y., Murthy, R., Mignolet, M. P. and Lentz, J., ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Powers, Vol. 136 (2014), pp. 1-9.

(6) Hohl, A. and Wallaschek, J., Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Powers, Vol. 138 (2016), pp.1-10.

(7) 金子康智，岸本星太，森一石，大山宏治，日本機械学会論文集， Vol. 84, No. 861 (2018), DOI:10.1299/transjsme.17-00447.1

(8) 金子康智，吉田陸，渡邉敏生，古川達也，日本機械学会論文集, Vol. 87, No. 898 (2021), DOI:10.1299/transjsme.20-00368.

(9) Feiner, D. M. and Griffin, J. H., Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.124 (2002), pp.150-605.

(10) Feiner, D. M. and Griffin, J. H., Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.124 (2002), pp.597-605.

(11) 北山哲士，荒川雅生，山崎光悦，日本機械学会論文集 C 編，Vol. 76, No. 772 (2010), pp. 3828-3836.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第50回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-4

# 軸流圧縮機における旋回不安定擾乱発生時の非定常動翼特性

# Characteristics of Rotor Blade Performance on Rotating Instability in an Axial Compressor

○中村 圭吾[*1] NAKAMURA Keigo
谷口 恵太[*1] TANIGUCHI Keita
藤澤 信道[*2] FUJISAWA Nobumichi
太田 有[*2] OHTA Yutaka
山上 舞[*3] YAMAGAMI Mai
後藤 尚志[*3] GOTO Takashi
加藤 大[*3] KATO Dai

**ABSTRACT**

The rotating instability, abbreviated to RI, in an axial compressor is investigated by experimental analysis. As a result of the total pressure rise characteristics of the rotor blades, it was confirmed that the kink point occurs in the case of WC, and RI occurs below the kink point. RI appears in the power spectrum as a gentle hump of about 20~40% of the blade-passing frequency at the blade tips. The mode of the RI disturbance increases with decreasing flow rate, but the propagation velocity remains constant. This causes the RI frequency to move to higher frequencies. The Double-phase-locked averaging method was used to visualize the flow field inside the rotor blade when RI occurred. The results show that as the flow rate decreases, the spacing of the pressure patterns inside the rotor blade becomes narrower and the mode of RI increases.

**キーワード：** 軸流圧縮機，旋回不安定擾乱，翼端隙間，二重位相固定平均法，旋回失速
**Key Words:** Axial Flow Compressor, Rotating Instability, Tip Clearance, Double-phase-locked Averaging Method, Rotating Stall.

## 1. 緒言

航空エンジン用軸流圧縮機は，エネルギ有効活用の観点から，小型軽量化のために1段あたりの翼負荷の増大が要求されている．しかし，高負荷状態の圧縮機では，旋回失速が生じることで，効率の急低下や翼の疲労破壊を引き起こしやすい運転状態となることが知られている．そのため，旋回失速の回避，制御を行うことや，失速初生を解明することは非常に重要である．Mathioudakis ら[(1)]は失速前の作動点において，動翼の80~90%の速度で旋回する擾乱の存在を確認し，これらの擾乱が圧縮機の安定作動に影響を与えず，失速の前兆として現れることを報告している．この非定常現象は旋回不安定擾乱(Rotating Instability，以下:RI)と呼ばれる．

*1 早稲田大学大学院 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
*3 株式会社IHI
〒196-8686 昭島市拝島町3975-16

RI の特徴として，翼端隙間が広い条件の圧縮機において，流速や圧力の周波数スペクトル上に翼通過周波数の半分程度の周波数に，緩やかなピークを持つバンド幅上昇を有することが報告されている．軸流圧縮機に発生する RI に関して，März ら[(2)]は翼端漏れ流れと主流との干渉によって RI の主たる原因となる渦が動翼列内部で発生することを示し，Mailach ら[(3)]は翼端部で発生した渦が動翼列内を伝播するメカニズムを報告している．Yamada ら[(4)]は，RI は翼端漏れ渦が崩壊してできた閉塞領域が伝播することで発生すると結論づけた．福田ら[(5)]が行った遠心圧縮機に関する検討では，RI 発生時に動翼後縁部から縦渦が放出されることが確認された．このように，RI に関する研究は数多く報告されている．中でも，RI の発生機構に関する報告は，翼端漏れ流れや境界層の変動，半径方向渦の伝播など様々である．また，RI が圧縮機性能へ及ぼす影響は不明な点が残されている．

本研究では、航空エンジン用 1.5 段軸流圧縮機を対象に，2 種類の翼端隙間を用いて RI 発生時の内部流れ場を実験的に調査した．また，RI が圧縮機性能へと及ぼす影響を明らかにした．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

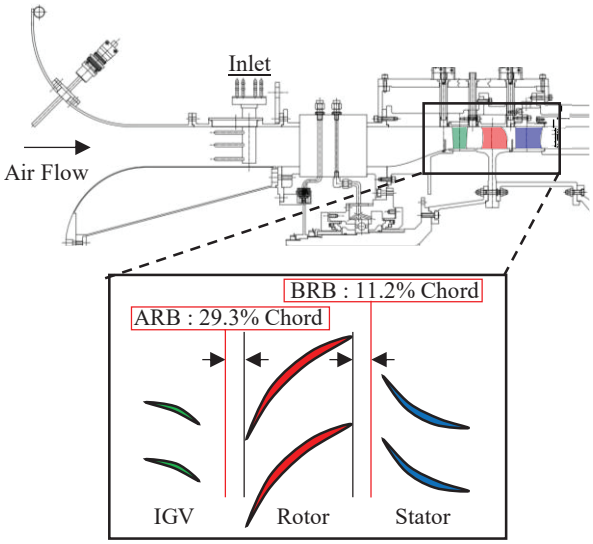



Fig. 1 Experimental Apparatus.

Table 1 Compressor Specifications.

| Compressor Specification | | |
|---|---|---|
| Rotational speed | $min^{-1}$ | 4500 |
| Mass flow rate | kg/s | 1.7 |
| Pressure-rise | kPa | 2.0 |
| Tip diameter | m | 0.36 |
| Tip clearance | % | 1.8 (DC)<br>3.6 (WC) |

## 2. 実験装置

供試圧縮機は IGV50枚，動翼38枚，静翼59枚の1.5段軸流圧縮機であり，半断面図を図1に，主な仕様を表1に示す．動翼端隙間は1.8 % の Design Clearance(以下 DC と略称)と3.6 % の Wide Clearance(以下 WC と略称)の2種類を用いた．ただし，翼端隙間は動翼翼高さで無次元化している．

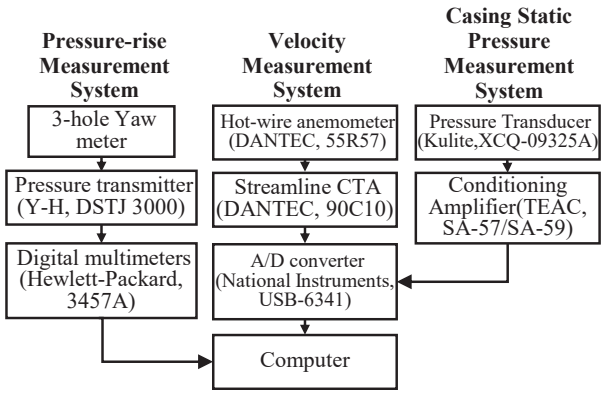



Fig. 2 Experimental Measuring System.

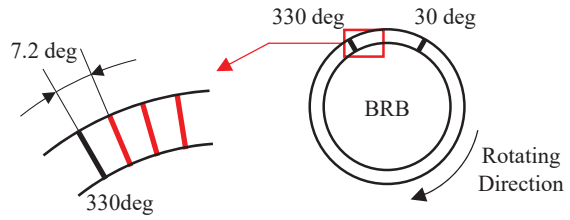



Fig. 3 Measuring System of Casing Wall Pressure.

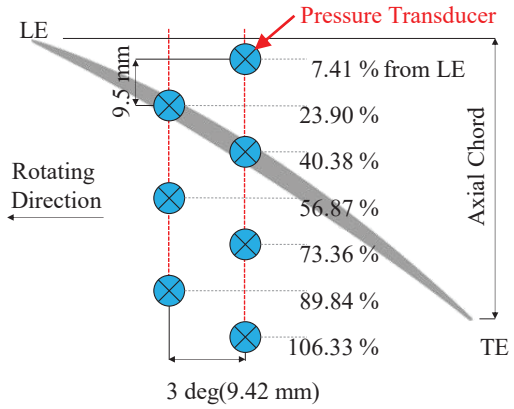



Fig. 4 Schematic Setup of Axially Aligned Pressure Transducers.

## 3. 実験方法

試験における動翼回転数は 4500 $min^{-1}$に固定している．回転数は増速機部分に設置された磁電式回転検出器により計測した．圧縮機流量は動翼上流側(Inlet)に設置されている3点櫛型ピトー管を用いて測定した．主な計測システムを図2に示す．圧力上昇特性および定常流れ場の取得には，動翼前縁から動翼コード長の29.3%上流の位置(Ahead of Rotor Blade) (以下 ARB と略称)と動翼後縁から動翼コード長の11.2%下流の位置(Behind Rotor Blade) (以下 BRB と略称)に設置した3孔ヨーメータを用いた．3孔ヨーメータの計測点数はスパン方向に21点である．また，BRB 位置では，スプリット型熱薄膜プローブを用いて軸流速変動を計測した．

BRB 位置における壁面圧力は圧力トランスデューサを用いて，図3に示すように周方向7.2deg 間隔に4か所で，同時計測を行うことで取得した．

二重位相固定平均法[6]を用いるため，旋回不安定擾乱発生時に複数の計測位置における同時計測を行った．二重位相固定平均法を用いる際には，通常の計測に加え，擾乱に位相固定を行うためのトリガ波形，動翼変動周期の計測が必要である．動翼変動周期は圧縮機回転数より算出した．本論文では周方向流速と壁面圧力に対して二重位相固定平均法を用いた．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

周方向流速変動の計測には BRB330deg にスプリット型熱薄膜プローブを設置し流速変動を，BRB30deg に圧力トランスデューサを設置することで RI 変動のトリガ波形を取得した．スプリット型熱薄膜プローブはスパン方向に22点でトラバース計測を行った．

動翼回転面上の壁面圧力計測には図4に示すように，30 deg 近傍の動翼ケーシング上に設置した7個の圧力センサを用いて壁面圧力変動を計測した．また，BRB330 deg に設置した圧力センサを用いて RI 変動のトリガ波形を取得した．

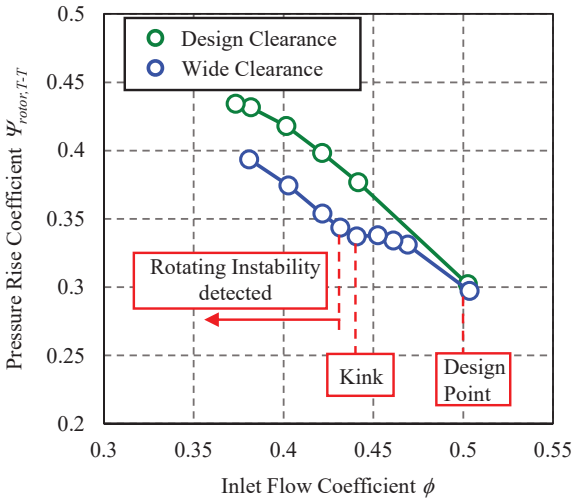



Fig. 5　Rotor Blade Performance.

## 4. 結果および考察

### 4.1 圧縮機特性と基本特性

実験から得られた圧縮機性能を図5に示す。入口流量係数，全圧上昇係数はそれぞれ以下のように定義される．

$$\text{入口流量係数：}\quad \phi = \frac{A_{Inlet}\cdot \bar{V}_{x,Inlet}}{A_{ARB}\cdot V_{b,mid}} \qquad (1)$$

$$\text{全圧上昇係数：}\quad \psi_t = \frac{\bar{P}_{t,BRB} - \bar{P}_{t,ARB}}{\rho_a {V_{b,mid}}^2} \qquad (2)$$

ただし，$A$:圧縮機断面積，$V_x$ :軸流速，$V_{b,mid}$ :動翼ミッドスパン部周速度，$P_t$ :全圧，$\rho_a$ :大気密度，$\bar{\ }$ :断面積平均である．DC 条件を緑色，WC 条件を青色のプロットで示す．供試軸流圧縮機においては，$\phi$=0.50が設計点である．また，WC では$\phi$=0.46で圧力上昇の傾きが一時的に小さくなり，$\phi$=0.44で再び傾きが大きくなる変曲点が確認できる．以降，この変曲点を「キンク点」と呼ぶ．さらに，WC では$\phi$=0.43から $\phi$=0.38で RI の発生が確認された．

### 4.2 供試圧縮機における RI の基本特性

図6に，BRB において計測を行った壁面圧力変動スペクトルを(a)DC，(b)WC 条件で示す．流量は WC でのキンク点である$\phi$=0.44と，$\phi$=0.42，0.40，0.38と等流量間隔で示した．図6(a)，(b)の2850Hz 付近に存在するピークは1stBPF である．また，図6(a)の約2300Hz に存在するピークはエイリアシングによって高次の BPF が折り返して出現したものである．図6(b)に示すように，WC 条件では RI 発生点以下の流量にて，1stBPF の20~40%の周波数に幅広くピークが広がる，バンド幅状の擾乱が確認できる．また，この擾乱は流量の低下に伴い高周波数側に移動している．

図7に BRB で計測を行った軸流速変動スペクトルを示す．流量は，図6と同様である．また，横軸は周波数，縦軸は翼端部からの半径方向位置を示している．軸流速変動においても，図6(b)の圧力変動スペクトル同様のバンド幅状の擾乱が発生している．また，流量低下に伴い，バンド幅状の擾乱が高周波数側に移動する特徴も同様である．また，擾乱は翼端部の0~40%に発生しており，流量低下に伴い Mid Span 側に擾乱が拡大していることがわかる．

以上より，本供試体で確認されたバンド幅状の擾乱は安定作動流量域で発生する，広域クリアランス条件でのみ発生する，翼端部に擾乱が発生するという3つの特徴を有している．これは，従来の RI に関する報告内容と一致している．

### 4.3 供試圧縮機における RI の伝播速度とモード

図8に BRB での多点同時計測により得られた WC 条件での壁面圧力変動波形を示す．流量は周波数特性にて RI を確認した$\phi$ = 0.42，0.40，0.38とした．縦軸は周方向位置，横軸は時間 $t$ を動翼回転時間 $Trev$ で無次元化しており，本図では動翼1回転分を示している．各波形は RI の周波数帯でバンドパスフィルタをかけており，フィルタをかけた周波数帯を各図上部に示している．図中の赤色矢印で示すように，各流量にて周方向に複数個存在する圧力擾乱が，動翼回転速度 $N$ の約50%の速度で旋回していることが確認できる．

図9(a)に本供試体の RI 伝播速度の流量推移を示す．横軸に流量，縦軸には図8に示すバンドパスフィルタを施した圧力変動波形から算出した伝播速度(% N)をとっている．伝播速度は，RI 発生点である$\phi$=0.43から失速直前流量である$\phi$ = 0.38までの全流量で51~53 %$N$ の範囲に収まっている．すなわち，流量に依らず RI の伝播速度はほぼ一定であることがわかる．

図9(b)に本供試体の RI モードの流量推移を示す．モードは図6の圧力変動スペクトルで確認された RI の各ピークを伝播速度で除すことで算出したため，各流量ごとにセル数が複数存在する形でプロットしている．図より，モードは流量低下に伴い増加していることがわかる．

以上より，本供試体の RI は流量低下に伴いモードが増大するが伝播速度は一定であることを分かった．この伝播速度とモードの関係性が，図6(b)に示す RI の擾乱が流量低下に伴い高周波数帯に移動した要因である．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

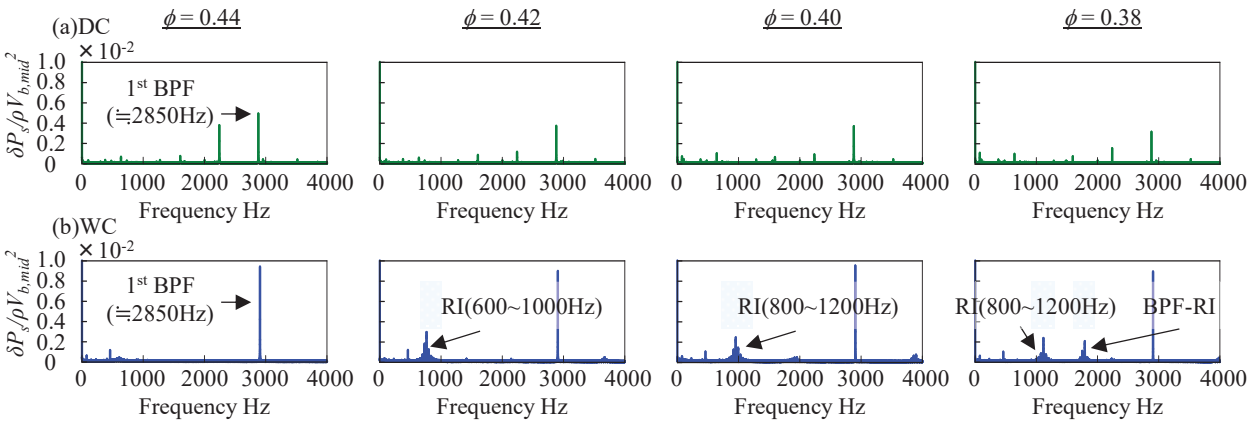



Fig. 6　Casing Wall Pressure Frequency Spectrums at BRB (a) Design Clearance (b) Wide Clearance.

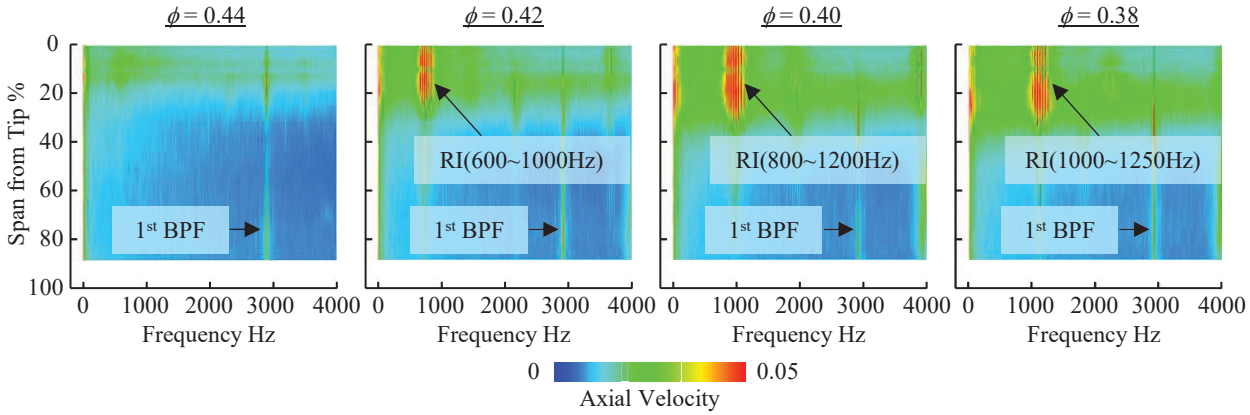



Fig. 7　Axial Velocity Frequency Spectrums at BRB (Wide Clearance).

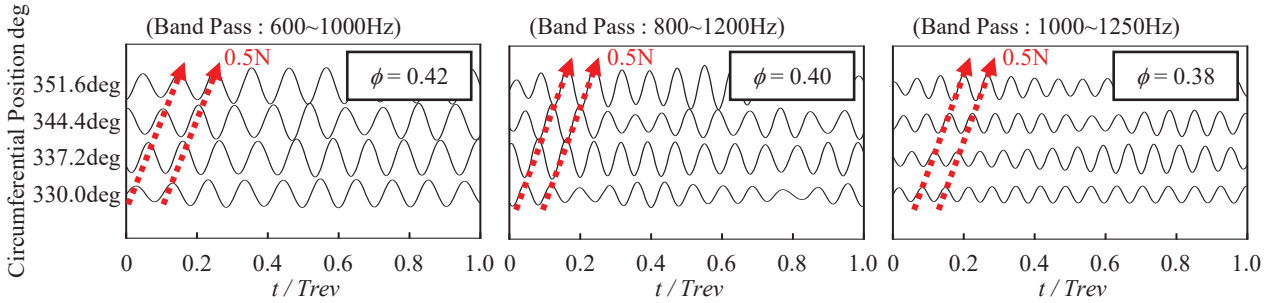



Fig. 8　Casing Static Pressure Obtained from the Circumferential Pressure Transducers (filtered at RI frequency).

### 4. 4 供試圧縮機における RI 発生時の内部流れ場

RI の非定常流れ場構造を調査するために，九郎丸ら[6]により開発された二重位相固定平均法を適用し，渦の可視化を行った．二重位相固定平均法は動翼に位相固定させて得られたデータに対し，条件付きサンプリングを施し，失速セルなどの渦に対しても位相固定しデータを抽出する解析法である．本論文では動翼と RI の擾乱に位相固定を施した．

BRB にてスパン方向22点トラバースして計測した周方向流速変動に対し，翼と非定常渦の両方にサンプリングと加算平均を行い，スパン方向の変動分布(図10)を作成した．図中の$t^*$ はセルが動翼1ピッチ分移動する時間で無次元化した時間を表しており，動翼に対する相対系で5翼間分の幅で示している．図中の i 部に示すように，周方向流速変動の大きな領域が動翼回転方向と逆向きに旋回していることがわかる．一方で Mid Span から Hub にかけては，動翼のウェーク領域が鮮明に可視化されていることから，RI の擾乱は翼端部のみで発生していることがわかる．また， ii 部に示したように，局所的に周方向流速が大きい領域が Mid Span 方向へと収縮，拡大し

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

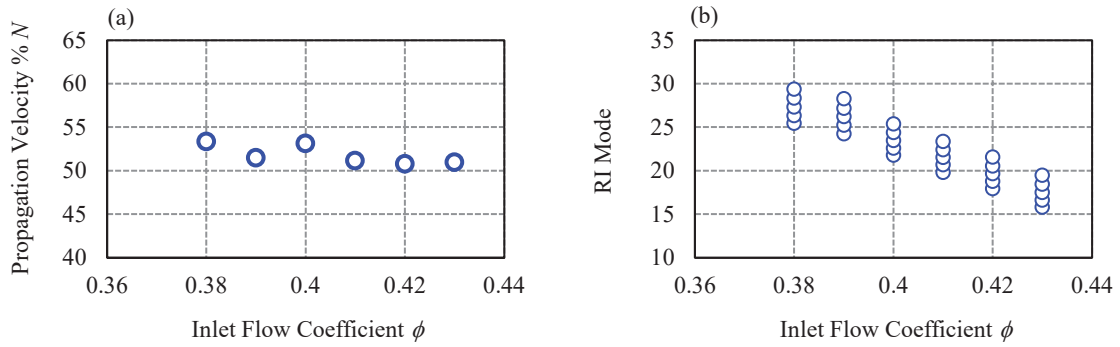



Fig. 9 (a)Propagation Velocity of RI, (b)RI Mode.

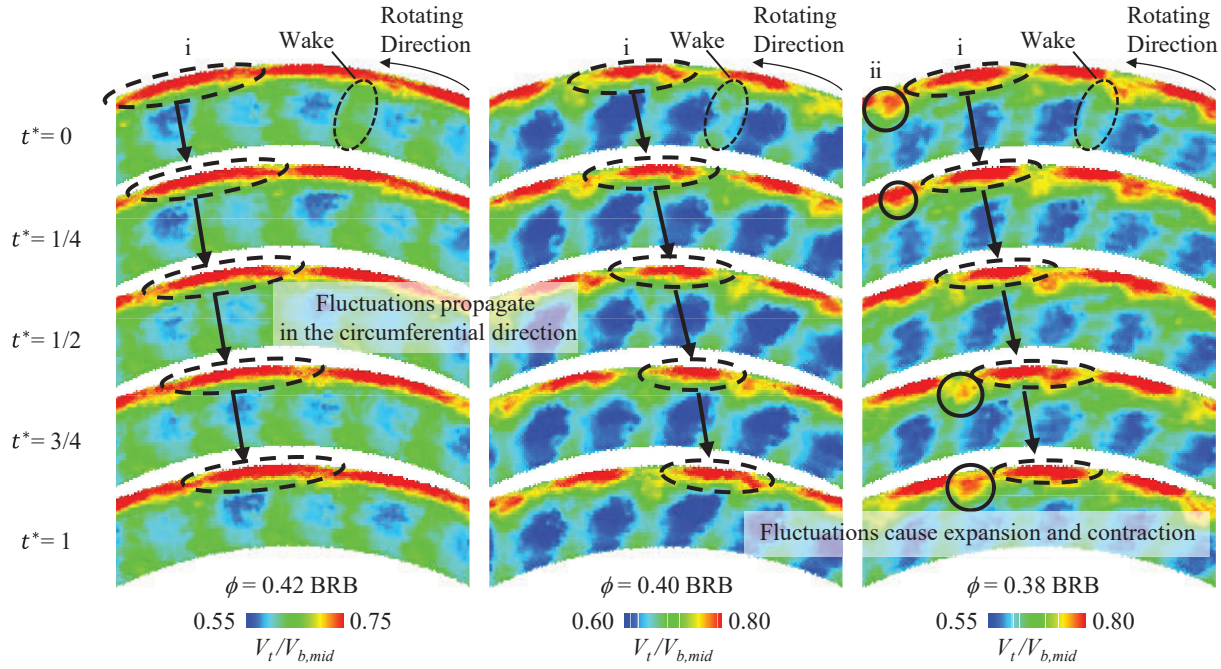



Fig. 10 Circumferential Velocity fluctuation Contours by using a Double-phase-locked Averaging Method.

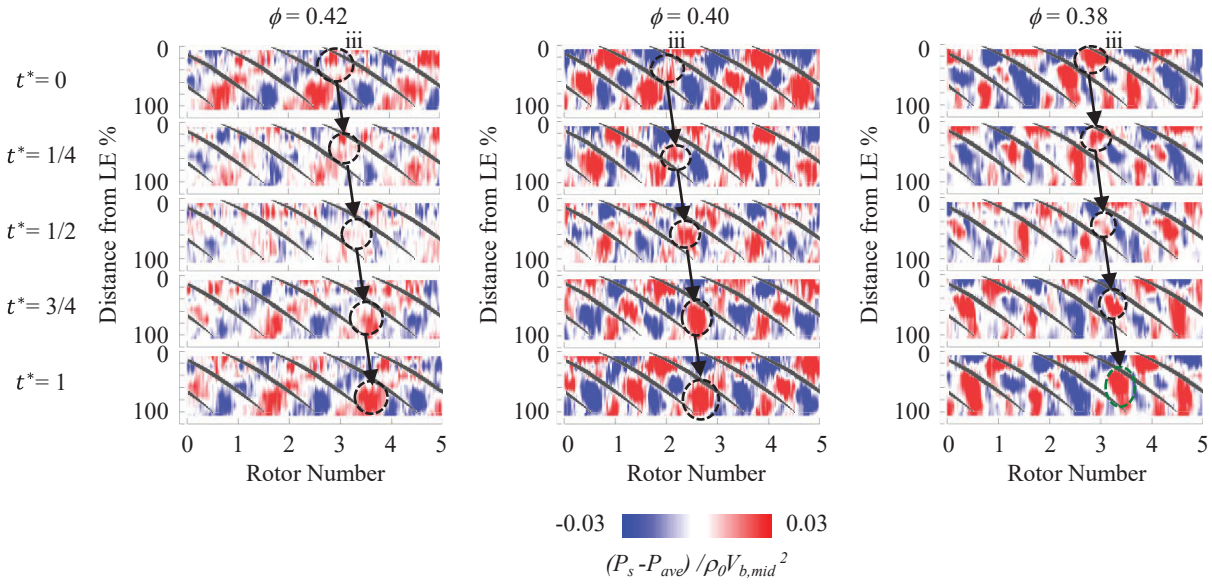



Fig. 11 Casing Static Pressure Fluctuation Contours by using a Double-phase-locked Averaging Method.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ていることがわかる．この局所領域は，セルの移動に同期して出現と消滅を繰り返していることから，RI の発生・伝播メカニズムに関連した現象であることが示唆される．

谷口ら[7]は，本供試体を対象とした数値解析により，RI は翼端漏れ渦の分離成分が周期的に放出されることにより生じると報告した．また，分離した翼端漏れ渦が動翼後方へ放出されることにより，BRB に高周方向流速領域が生じることを示した．

動翼回転面上にて計測した壁面圧力変動に対し，二重位相固定平均法を施した軸方向分布を図11に示す．縦軸に動翼の前縁部からの距離，横軸には翼枚数を表しており，動翼5翼間分で示した．また，図10同様に動翼に対する相対系で，RI が動翼1ピッチ分移動する過程を示している．さらに，圧力の平均値からの差分をとることで変動領域を可視化している．図中のiii部に示すように翼間の前縁部で形成された高圧領域が時間経過とともに，同一翼間の後縁側に移動していることがわかる．また，各翼間で形成された高圧，低圧の圧力パターンは，異なる位相かつ同一周期で変化している．この圧力パターンが BRB にて圧力変動として観測されたことが，本供試体で生じる RI の基本構造である．さらに，流量低下と共に各翼間で形成された圧力パターンの間隔が狭くなり，後縁側での変動周期が短くなる．これにより，図9(b)で示したような，流量低下に伴った RI モードの増大が生じる．

### 4.5 RI が圧縮機性能に与える影響

図12に負荷係数$\Psi_{Load}$，図13に損失係数$\omega$の流量推移を示す．各図は DC, WC の2条件を示しており，負荷係数，損失係数はそれぞれ以下のように定義される．

$$\text{負荷係数：}\quad \Psi_{Load}=\frac{U(V_{t,BRB}-V_{t,ARB})}{V_{b,mid}{}^2} \tag{3}$$

$$\text{損失係数：}\quad \omega=\frac{P_{t_rel,ARB}-P_{t_rel,BRB}}{P_{t_rel,ARB}-P_{s,BRB}} \tag{4}$$

ただし，$P_{t_rel}$ :相対全圧，$P_s$ :静圧，$U$:動翼回転速度，$V_t$ :周方向流速である．

図12に負荷係数の流量推移を示す．図より，DC 条件，WC 条件共に，流量が低下すると負荷係数が一様に増加していることがわかる．

図13の損失係数の流量推移に着目すると，DC 条件では流量低下と共に損失係数が一様に増加していることがわかる．WC 条件では$\phi$=0.45から$\phi$=0.44にかけて，損失が急増している．$\phi$ = 0.44から$\phi$ = 0.38にかけては損失の急増が抑えられていることがわかる．すなわち，キンク点前後で損失の傾向が変化している．

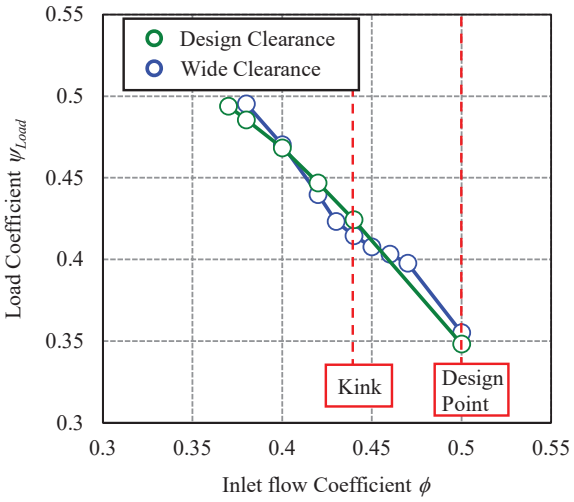



Fig. 12　Load Coefficient with Inlet Flow Coefficient.

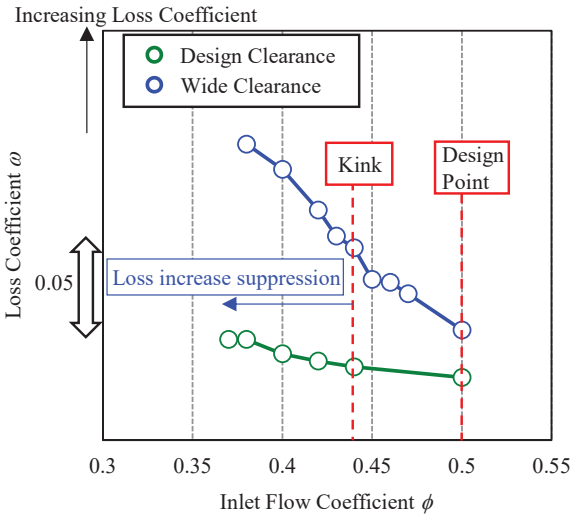



Fig. 13　Loss Coefficient with Inlet Flow Coefficient.

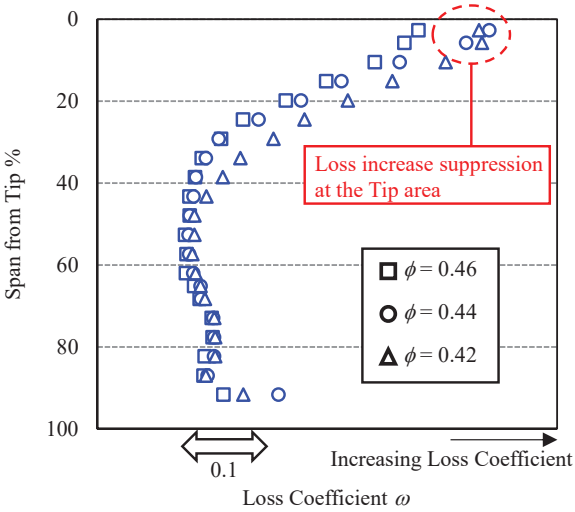



Fig. 14　Spanwise Distribution of Loss Coefficient.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

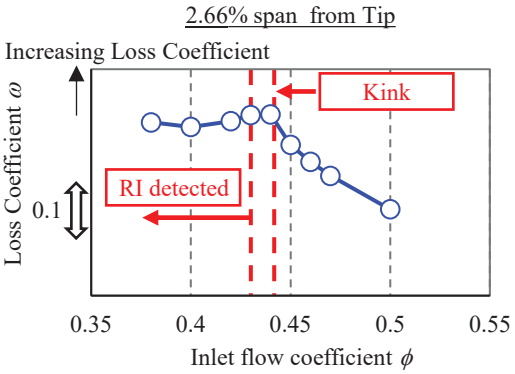



Fig. 15　Loss Coefficient at 2.66% Span from Tip.

RI 発生時の動翼損失を詳細に調査するため，図14にWC 条件での損失係数のスパン分布を示す．流量は$\phi$ = 0.46，$\phi$=0.44(キンク点)，$\phi$=0.42である．$\phi$=0.46とキンク点である$\phi$=0.44を比較すると，0～30% Span にて損失が増大していることがわかる．続いて，キンク点である$\phi$ = 0.44と RI の発生する$\phi$ = 0.42を比較する．10 ～ 30% Span では同様に損失が増大している．一方，赤丸で示す翼端部から10 % Span 領域では損失の増加が抑制されている．特に，最も翼端部の計測点である2.66 % Span では損失が低下していることがわかる．図15に2.66 % Span における損失係数の流量推移を示す．キンク点にかけて増加した損失が，キンク点よりも低流量では横ばいとなっている．これは RI の発生により翼端部の損失が抑制されていることが示唆される．

谷口ら[7]は，数値解析により，RI の要因である翼端漏れ渦の分離成分が，翼端部の流れ場を改善させると報告している．以上より，RI の発生により翼端部の損失が抑制され，動翼全圧上昇特性において，キンク点が生じたと考えられる．

## 5. 結言

軸流圧縮機の RI 発生時の内部流れ場構造を調査するために，2 種類の翼端隙間を用いて実験を行った．得られた結果を以下にまとめる．

(1) 動翼の全圧上昇特性を調査した結果，WC 条件ではキンク点が発生した．また，キンク点以下の流量では RI が発生し，流速及び圧力の周波数スペクトル上に1stBPF の20～40%の周波数に広がるバンド幅状のピークを確認した．このバンド幅状のピークは流量が小さくなるとともに高周波数側に移動する．

(2) RI の伝播速度は RI が確認されたすべての流量で動翼回転速度 $N$ の約50%であることがわかった．RI のモードは流量低下に伴い増加する．この伝播速度とモードの関係性により，RI の擾乱が流量低下に伴い高周波数側に移動した要因である．

(3) RI 発生時の非定常流れ場特性を調査するため，二重位相固定平均法を用いて，RI の可視化を行った．周方向流速変動を可視化した結果，BRB で翼端部に形成された低速領域が旋回すること，Mid Span 方向に拡大と収縮を繰り返す擾乱が発生することを確認した．また，動翼回転面上の壁面圧力を可視化した結果，動翼列内部にて高圧，低圧の圧力パターンが形成されることを示した．流量低下とともに圧力パターンの間隔が狭くなり，動翼後縁側での圧力変動周期が狭くなったことが RI モードの増大要因である．

(4) 損失係数の流量推移を調査した結果，RI が発生する流量では翼端部の損失が抑制されていることが確認された．これは RI の発生により，翼端部の流れ場が改善されたためである．また，負荷係数は流量が低下すると一様に増加した．RI の発生により，翼端部の流れ場が改善されたことで，動翼全圧上昇にキンク点が生じたと考えられる．

## 参 考 文 献

(1) Mathioudakis, K., F. A.E. Breugelmans ,Development of Small Rotating Stall in a Single Stage Axial Compressor, ASME Paper No.85-GT-227, (1985).

(2) Mailach, R., Lehmann, I., Vogeler, K., Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex, ASME Journal of Turbomachinery Vol.123, (2001).

(3) März, J., Hah, C., Neise, W., An Experimental and Numerical Investigation Into the Mechanisms of Rotating Instability, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 124, no. 3, (2002).

(4) Yamada, K., Kikuta, H., Furukawa, M., Gunjishima, S., Hara, Y., Effects of Tip Clearance on the Stall Inception Process in an Axial Compressor Rotor, ASME paper GT2013-95479,(2013).

(5) Fukuda, Y., Takeyama, Y., Ohta, Y., Characteristics of rotating instability in a centrifugal blower with shrouded impeller, Transactions of the JSME, Vol.80, No.809, (2014).

(6) 九郎丸元雄，井上雅弘，古川雅人，谷野忠和，前田誠一郎，二重位相固定法による旋回失速セルの動画作成，ターボ機械，Vol.27, No.8(1999)，pp.502-508.

(7) Taniguchi, K., Nakamura, K., Fujisawa, N., Ohta, Y., Yamagami, M., Goto, T., Kato, D., Unsteady Behavior of Tip Leakage Vortex on the Formation of Rotating Instability in an Axial Compressor, ACGT2022-0009, (2022).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-5

# 全周流動計算に基づく発電用ガスタービン圧縮機部分負荷運転時の安定性向上の検討

# A study on stability improvement of a gas-turbine compressor for power generation under partial-load operation based on full-anulus flow computation

○萩田 泰晴[*1] 宮澤 弘法[*1] 古澤 卓[*1] 山本 悟[*1]
HAGITA Yasuharu MIYAZAWA Hironori FURUSAWA Takashi YAMAMOTO Satoru

**ABSTRACT**

Unsteady flows thorough the inlet guide vanes (IGV) and 1.5 stages in an actual gas-turbine compressor were numerically investigated. The full-anulus computation under the partial-load condition was conducted and the results were compared with the full-load condition. The flow field under the partial-load condition was dominated by rotating stall cells while that was stable under the full-load condition. To avoid the rotating stall cells, the stagger angles of the first stator blades were adjusted based on the difference of the incidence between full-load and partial-load conditions. As a result, separations at the stator blades were diminished and the flow field was stabilized in the middle span region. However, the separation at the high span region rather grew up larger, leading another stall.

**キーワード：**産業用ガスタービン，コンプレッサー，CFD，失速セル，部分負荷運転，全周計算
**Key Words:** Industrial gas turbine, Compressor, CFD, Stall cells, Partial-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，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 アプリ「数値タービン」を開発し(1)(2)，さらにそれを圧縮機内部湿り空気流動の全周非定常解析にも応用してきた(3)．現在はこのアプリを用いて，JERA が運用する実機ガスタービン圧縮機の全周非定常流動解析を行っている．この圧縮機では，日中の電力負荷変動に対応した部分負荷運転時において，入口案内翼(Inlet Guide Vane: IGV)の開度を変えることで流量を調整している．この部分負荷運転時を想定した IGV 開度 50 度において解析を行った結果，動翼とともに回転する失速セルを伴う不安定流動が見られ，非定常な負荷による翼破損の危険性があることが明らかとなった(4)．

この失速セルを抑制する手段の一つとして，静翼の角度を変更可能とした可変静翼(Variable Stator Vane: VSV)が挙げられる．近年では，計算機の発達によって VSV を含む全周多段翼列解析が可能となり，VSV 開度の変更によって旋回失速を抑制できる可能性が示されている(5)．また，実験結果を基にした VSV スケジュール最適化に関する研究も行われている(6)．しかし，多くの圧縮機では実験や経験を基に試行錯誤を繰り返して VSV 開度を決定しており，

*1 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
E-mail: yasuharu.hagita.p8@dc.tohoku.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

VSV 開度を定量的に決定する方法は確立していない．本研究では，部分負荷運転時を想定した条件で圧縮機内部湿り空気流動の全周解析を行い，その結果を基に初段静翼の角度を変更した解析も行うことで，VSV 開度の定量的な決定方法に関する知見を得ることを目的とする．

## 2. 数値解法

### 2.1 基礎方程式

凝縮を伴う圧縮性空気流れの支配方程式は，気液二相均質流を仮定した連続の式，運動方程式，エネルギー保存式，乱流モデルの式に加え，水蒸気の質量，液相の質量および液滴の数密度の保存式から構成される．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．

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{E}_i}{\partial \xi_i}=\boldsymbol{S}+\boldsymbol{H} \quad (i=1,2,3)\,, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{Q}=J\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_1\\ \rho w_2\\ \rho w_3\\ e\\ \rho_v\\ \rho\beta\\ \rho\hat{\nu}\end{bmatrix},\quad \boldsymbol{E}_i=J\begin{bmatrix}\rho W_i\\ \rho w_1 W_i+(\partial\xi_i/\partial x_1)p\\ \rho w_2 W_i+(\partial\xi_i/\partial x_2)p\\ \rho w_3 W_i+(\partial\xi_i/\partial x_3)p\\ (e+p)W_i\\ \rho_v W_i\\ \rho\beta W_i\\ \rho\hat{\nu}W_i\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{S}=J\frac{\partial\xi_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial\xi_i}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{1j}\\ \tau_{2j}\\ \tau_{3j}\\ \tau_{kj}w_k+(\kappa+\kappa^t)\partial T/\partial x_j\\ 0\\ 0\\ \sigma_{\hat{\nu}j}\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{H}=J\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \rho(\Omega^2 x_2+2\Omega w_3)\\ \rho(\Omega^2 x_3-2\Omega w_2)\\ 0\\ -\Gamma_c\\ \Gamma_c\\ S_{\hat{\nu}}\end{bmatrix}.$$

$$(i,j=1,2,3)$$

ここで，$\boldsymbol{Q}$, $\boldsymbol{E}_i$, $\boldsymbol{S}$, $\boldsymbol{H}$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$x_1$軸を回転軸とする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．第 6，7 成分の$\Gamma_c$は凝縮に伴う液相の質量生成率であり，凝縮モデル[7]により評価される．

### 2.2 計算スキーム

時間積分に LU-SGS 法[8]，空間差分には Roe の流束差分離法[9]及び 3 次精度 MUSCL TVD スキーム[10]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[11]を用いた．

## 3. 計算対象及び計算条件

計算対象は，実機発電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. 1 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. 2 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．

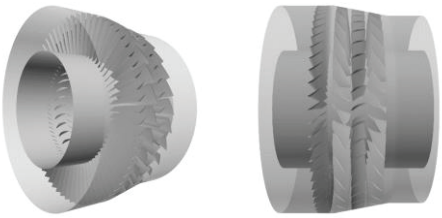


Fig. 1　圧縮機概形図.

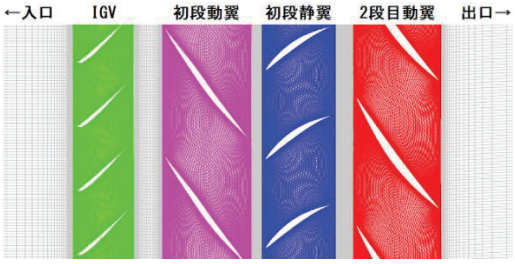



Fig. 2　50%スパン断面における計算格子.

計算条件を Table 1 に示す．IGV 開度は実機の定格出力時の 88 度と，部分負荷運転時を想定した 50 度とした．IGV 開度 50 度というのは，実機の部分負荷運転において出力が定格の約 1/2 となる角度である．また，実機には VSV が存在しないが，本研究では初段静翼が可変になった場合を仮定して，IGV 開度 50 度の計算条件において初段静翼の角度を変えた計算も行った．静翼翼端の 50%翼弦位置を通る直線を中心に，後述のインシデンスの結果を基に決定した角度分だけ回転させた．Table 1 の初段静翼角度は実機の元の角度を基準とした変化量で，食い違い角が大きくなる方向を正として示している．動翼回転数，入口全圧，入口全温及び入口相対湿度は実機運転条件を参考にして設定した．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[12][13]を用いた．

Table 1 計算条件

| IGV 開度 | 88deg (定格) | 50deg (部分負荷) | |
|---|---|---|---|
| 初段静翼角度 | 0deg | 0deg | +16deg |
| 動翼回転数 | 3000rpm | | |
| 入口全圧 | $1.01\times10^5$Pa | | |
| 入口全温 | 300K | | |
| 入口相対湿度 | 70.0% | | |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 4. 計算結果

### 4.1 特性曲線の作図

IGV 開度 88 度及び 50 度における圧縮機の入口流量係数-全圧比特性曲線を Fig. 3 に示す．ただし，初段静翼の角度は変えていない．入口流量係数は定格の入口流量を基準として無次元化している．これ以降の結果の可視化はひし形のプロットの条件で行った．これらは実機運転データの条件と全圧比の近い点を選んだ．

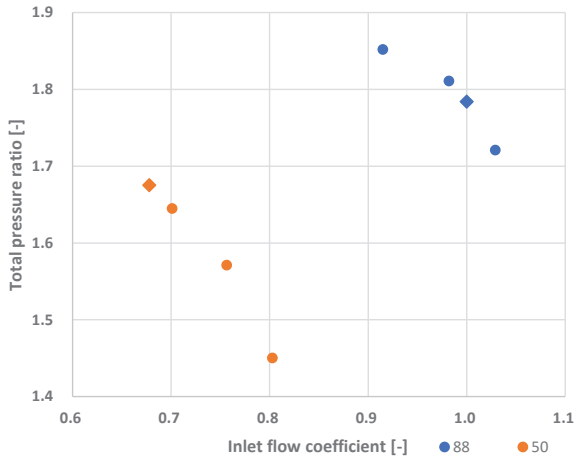



Fig. 3　入口流量係数-全圧比特性曲線.

### 4.2 内部流動の可視化結果（初段静翼の角度変更なし）

以下，全て動翼 11 回転後の可視化結果を示す．

IGV 開度 88 度での 50%スパン断面における軸方向速度分布及び静圧分布を Fig. 4 に示す．図の左側が入口，右側が出口で，動翼は入口側から見て反時計回り(図の上向き)に回転している．IGV 開度 88 度では翼における剥離や逆流は小さく，安定した流れ場となっていた．また，初段動翼上流において衝撃波が発生しており，さらにそれが IGV 翼列と干渉している様子も認められた．

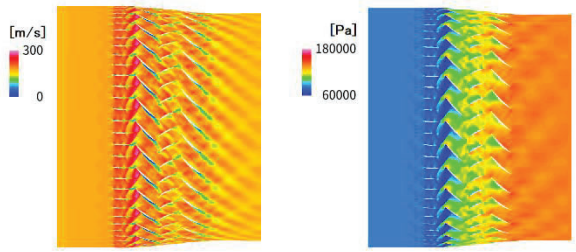



Fig. 4　IGV 開度 88 度での軸方向速度(左)・静圧(右)分布(50%スパン断面).

次に，IGV 開度 50 度での 50%スパン断面及び 2 段目動翼中間断面における軸方向速度分布を Fig. 5 に示す．　左図より，初段静翼において大きな剥離が見られ，さらにそれより下流では軸方向速度が局所的に小さくなっていた．本論文では，以降このように局所的に軸方向速度が遅くなっている領域を失速セルと呼ぶ．右図より，全周で見ると，軸方向速度は周方向に 6 回高低を繰り返していることから，失速セルは周方向に 6 つ存在する．

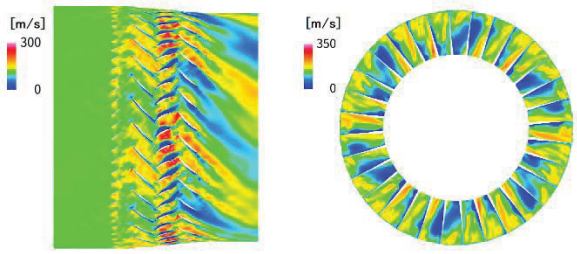



Fig. 5　IGV 開度 50 度での軸方向速度分布
(左 : 50%スパン断面，右 : 2 段目動翼中間断面).

Fig. 6 に動翼が 2 ピッチ回転する前後での 2 段目動翼中間断面における軸方向速度分布を示す．黒線は同一の動翼位置を示しており，失速セルは動翼とほぼ同じ速度で周方向に回転していた．




Fig. 6　IGV 開度 50 度での軸方向速度分布 (2 段目動翼中間断面，左 : 2 ピッチ回転前，右 : 回転後).

さらに，50 度での 50%スパン断面における相対マッハ数及び静圧分布を Fig. 7 に示す．相対マッハ数・静圧ともに一部の 2 段目動翼上流で値が急激に変化しており，この位置で衝撃波の発生が認められる．衝撃波は周方向で失速セルの無い部分に見られることから，失速セルによって流路の一部が閉塞し，それ以外の部分の流量が増加したことが原因で発生したものと考えられる．

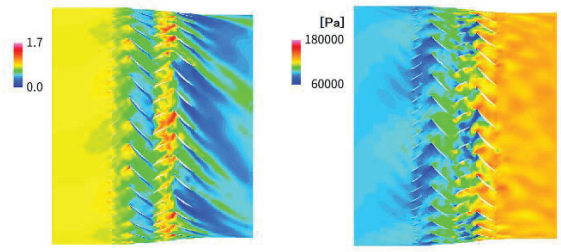



Fig. 7　IGV 開度 50 度での相対マッハ数(左)・静圧(右)分布 (50%スパン断面).

### 4.3 初段静翼に対するインシデンス

部分負荷運転時の IGV 開度 50 度で見られた失速セルの発生を抑制することを目的として，初段静翼が可変になった場合を仮定し，50 度において初段静翼の角度変更を考えた．その回転角を決める基準とするため，上記の 88 度及び 50 度の計算結果より，初段静翼に対するインシデンスを求めた．50%スパン位置において，　1 枚の静翼に対して周方向 6 カ所の位置(Fig. 8 参照)で，動翼 1 回転分(12 回転目)のインシデンス時系列データを取得した．

Download service for the GTSJ  via 216.73.216.164, 2025/10/07.

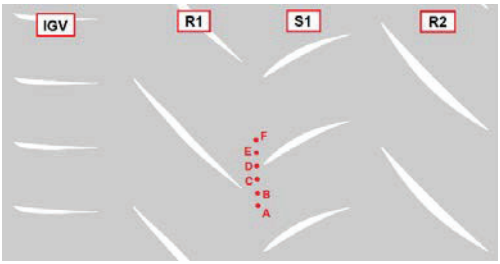



Fig. 8　インシデンスの取得位置 (50%スパン断面).

Fig. 8 の位置 B, D 及び F の 3 カ所について，初めの 0.5 回転分のインシデンス時系列データをそれぞれ Fig. 9, Fig. 10 及び Fig. 11 に示す．いずれの位置においても，88 度と 50 度の両方で周期的なピークが存在し，0.5 回転で 16 回，すなわち 1 回転では 32 回見られた．これは，初段動翼での剥離によって，軸方向速度の小さい領域が周期的に下流へと流れてきたことが原因と考えられる．ただし，翼での剥離は Spalart–Allmaras 乱流モデルによって過大評価されている恐れもあるため，このピークも実際より大きく計算されていることが考えられ，インシデンスの評価においてこのピークは必ずしも望ましくない．また，各位置で IGV 開度ごとの結果を見ると，88 度では 1 回転につき 32 回の周期的な変化をしていた．これは初段動翼後流の影響が支配的であることを示している．一方 50 度では，初段動翼後流による変化に加えて，1 回転で約 6 回(0.5 回転で約 3 回)の高低を繰り返しており，全体的にもインシデンスが大きくなっている．これは，動翼とともに回転している失速セルの影響により，軸方向速度の遅い領域が周期的に流れてきたことが原因と考えられる．ここに示していない位置 A，C 及び E においても，以上の結果と同様の傾向が見られた．

次に，各位置におけるインシデンス時系列データで，50 度のデータから 88 度のデータを引いた差を計算した．ここでは代表として，位置 B での初めの 0.5 回転分の結果を Fig. 12 に示す．88 度と 50 度の両方で存在していたピークは，どちらもその位置と大きさが同程度であったため，差を取ることで見えにくくなり，その影響を抑制できたと考えられる．これは他の位置でも同様であった．

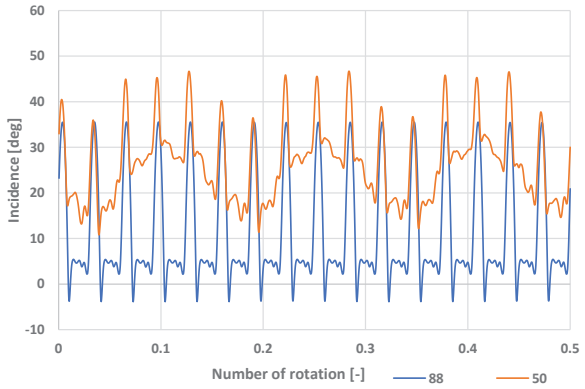



Fig. 9　初段静翼に対するインシデンスの変化 (位置 B).

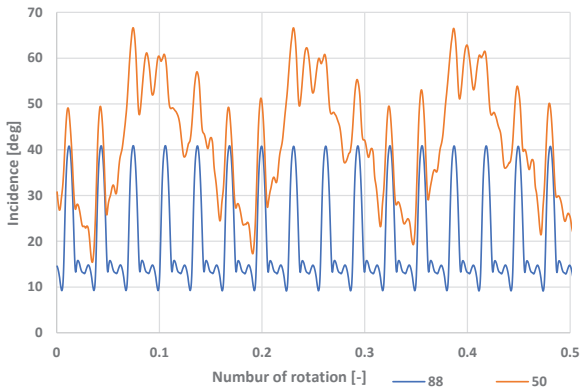



Fig. 10　初段静翼に対するインシデンスの変化 (位置 D).

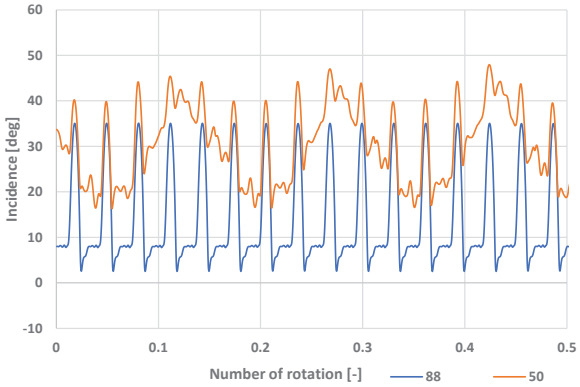



Fig. 11　初段静翼に対するインシデンスの変化 (位置 F).

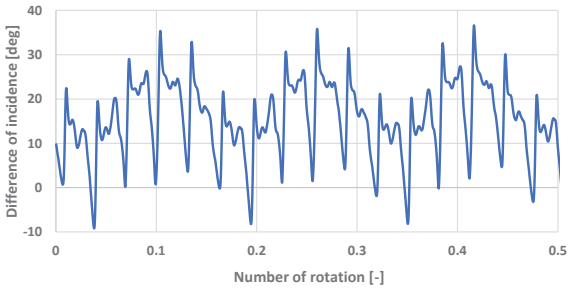



Fig. 12　初段静翼に対するインシデンスの変化 (88 度と 50 度の差，位置 B).

最後に，Fig. 12 のように各位置で計算したインシデンスの差について，1 回転分の時間平均をとった結果を Table 2 に示す．これより，平均値は位置 D を除いて同程度の値となっている．位置 D で値が大きくなったのは，初段静翼前縁のよどみ点に近い位置であったために，他の位置に比べて軸方向速度が小さくなり，特に 50 度でその影響を大きく受けてインシデンスが大きくなったためと考えられる．そこで，傾向の異なる位置 D での結果は除外して考え，他の 5 カ所での結果を基に，初段静翼を可変とした場合の回転角を 16 度(食い違い角が大きくなる方向)とした．これは，IGV 開度 50 度において定格の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

88 度とのインシデンスの差分だけ初段静翼を回転させることで，初段静翼に対するインシデンスが定格での値に近くなり，内部流動も定格に近い安定したものになるという考えに基づく．

Table 2 初段静翼に対するインシデンス差の時間平均値
(単位：deg)

| A | B | C | D | E | F |
|---|---|---|---|---|---|
| 16.1 | 15.6 | 16.0 | 23.1 | 16.9 | 17.1 |

### 4. 4 内部流動の可視化結果（初段静翼の角度変更あり）

部分負荷運転時の IGV 開度 50 度において，初段静翼の角度を上記のように変更して行った全周計算の可視化結果を以下に示す．まず，動翼 5 回転後の 50%スパン断面における軸方向速度分布及び静圧分布を Fig. 13 に示す．角度変更前の Fig. 5 の軸方向速度分布に比べて，初段静翼における剥離が小さくなっており，全体としても失速セルなどが見られない安定した流れ場となっていた．これより，50%スパン断面においては，上述のインシデンスの差に基づいた角度変更により，初段静翼に対するインシデンスを小さくして剥離を抑制できたと考えられる．

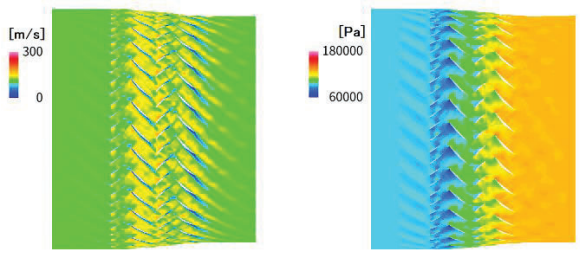



Fig. 13 IGV 開度 50 度・静翼角度変更後の軸方向速度(左)・静圧(右)分布 (50%スパン断面).

次に，動翼 5 回転後及び 6 回転後の 90%スパン断面における軸方向速度分布を Fig. 14 に示す．50%スパン断面とは対照的に，各翼で大きな剥離が見られた．さらに，6 回転後には剥離による低速領域が 90%スパン付近の流路全体に広がっている様子も確認できる．また，圧縮機の流量及び全圧比の変化を確認したところ，5 回転を過ぎた頃から両パラメータが大きく低下する現象が認められた．これより，圧縮機は高スパン側での剥離に起因した失速状態に陥ったと考えられる．

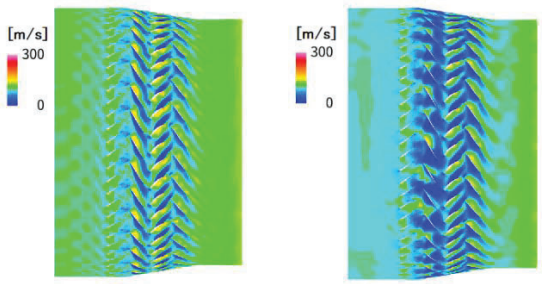



Fig. 14 IGV 開度 50 度・静翼角度変更後の軸方向速度分布 (90%スパン断面，左：5 回転後，右：6 回転後).

最後に，50%スパン断面の位置 B，及び 90%スパン断面で B に相当する位置において，静翼の角度を変更した場合でも 0.5 回転分(5 回転目前半)のインシデンスの時系列データを取得した．それらを静翼角度変更無しの IGV 開度 88 度及び 50 度のデータと比較した結果をそれぞれ Fig. 15 及び Fig. 16 に示す．Fig. 15 より，50%スパン断面においては，静翼の角度を変更したことによってインシデンスが定格の 88 度と同程度かそれ以下にまで小さくなっていた．よって，角度の変更によって静翼での剥離が抑制され，流れ場の安定化に寄与する結果となったことが示されている．一方，Fig. 16 より，90%スパン断面では静翼の角度変更によって移動する失速セルによる変動(1 回転で約 6 回)は見られなくなったが，インシデンスは常に 30 度付近の大きな値をとり続けていた．この大きなインシデンスにより，初段静翼における剥離も大きくなったと考えられる．また，Fig. 14 より 90%スパン断面では 2 つの動翼列における剥離もともに大きくなっていたことから，静翼の角度変更によって高スパン側の流れ場全体で軸方向速度が小さくなり，各翼列に対するインシデンスの増加を招いたと考えられる．以上のインシデンスの結果は，50%及び 90%スパン断面の他の位置においても同様の傾向を示していた．

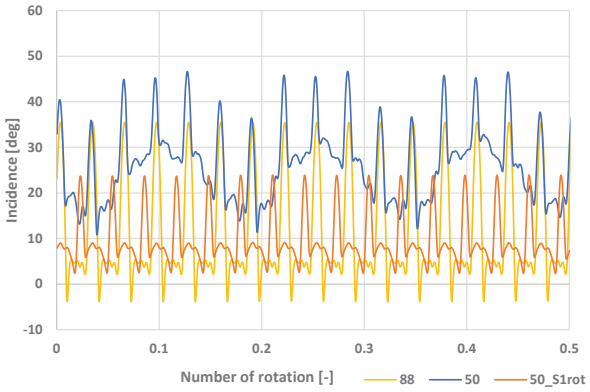



Fig. 15 初段静翼に対するインシデンスの変化 (50%スパン断面，位置 B).

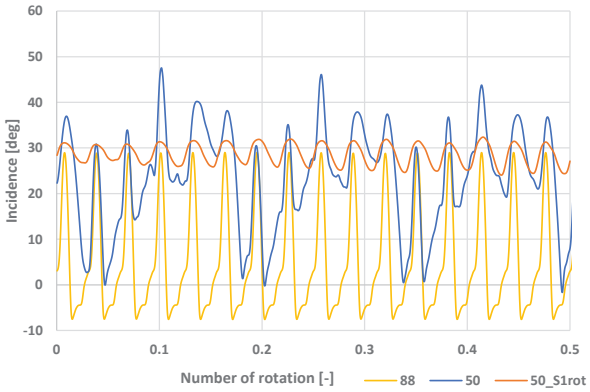



Fig. 16 初段静翼に対するインシデンスの変化 (90%スパン断面，位置 B).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

今回行った静翼の角度変更は，50%スパン断面におけるインシデンスの差に基づいており，そのスパン断面においては流れ場の安定化という期待通りの効果が得られた．一方で，より高スパン側においては回転角が大きすぎたと考えられ，結果として元々見られていた失速セルは抑制できたものの，別の形で失速を招いた結果となった．今回取得したインシデンスは，IGV 開度 50 度では失速セルの影響で全体的に大きな値となっており，それによって 88 度との差も大きくなったことから，計算において失速セルが発生するよりも前のインシデンスのデータを利用することで，より最適な回転角を決定できるのではないかと考えられる．

## 5. 結言

本研究では，VSV 開度の定量的な決定方法に関する知見を得るため，部分負荷運転時を想定した条件での圧縮機内部湿り空気流動の全周解析と，その結果を基に初段静翼の角度を変更した解析を行った．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，初段静翼で大きな剥離が見られ，失速セルの発生が確認された．また，50%スパン断面において定格出力時と部分負荷運転時とで初段静翼に対するインシデンスを比較すると，後者の方が全体的に大きな傾向にあった．両者のインシデンスの差に基づき，IGV 開度 50 度における失速セルの抑制を目的として，初段静翼の角度を 16 度回転させた．その結果，50%スパン断面では初段静翼での剥離が小さくなった一方，より高スパン側においては各翼列での剥離が大きくなり，結果として元々見られていた失速セルは抑制できたが，別の形で失速を招いた結果となった．

これらの結果より，全周解析で得られたインシデンスに基づく静翼の角度変更は，局所的には剥離を抑制して流れ場を安定化させる効果が得られたが，流れ場全体の安定化には繋がらなかった．今後は，計算において失速セルが発生するよりも前のインシデンスのデータを利用した角度変更などを検証し，VSV 開度の定量的な決定における数値計算の有効性を示していく予定である．

## 謝 辞

本研究の一部は，文部科学省「次世代領域研究開発」(高性能汎用計算機高度利用事業費補助金)量子アニーリングアシスト型次世代スーパーコンピューティング基盤の開発の一環として実施したものである．また，本研究の遂行にあたり，研究対象に関する様々な資料やデータをご提供いただいた，梅沢修一 様，大森修一 様，鈴木武志 様をはじめとする東京電力ホールディングス株式会社の皆様ならびに，米澤宏一 様をはじめとする電力中央研究所の皆様に心より感謝申し上げます．

## 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) 萩田泰晴，徳山好紀，宮澤弘法，古澤卓，山本悟，梅沢修一，米澤宏一，鈴木武志，大森修一，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，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, (2021).

(5) Mito, R. and Yamashita, S., Prediction of Rotating Stall During Startup for Axial Compressors, Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, GT2019-91340, (2019).

(6) Krishnababu, S., Panov, V., Jackson, S., and Dawson, A., Quick Start of an Industrial Gas Turbine Engine through the Development of “Silent Start” VGV Schedule, Proceedings of ASME Turbo Expo 2020, GT2020-15983, (2020).

(7) 森口昇太，宮澤弘法，古澤卓，山本悟，ガスタービン用圧縮機翼列流れへの湿りの影響に関する数値的研究 第 3 報：Rotor37 における湿り空気の凝縮，第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会（函館）講演論文集, (2019).

(8) 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.

(9) Roe, P. L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comp. Phys., Vol. 43, (1988), pp.357-372.

(10) 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.

(11) Spalart, P., and Allmaras, S., A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper., (1992), 1992-0439.

(12) 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.

(13) 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.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-6

# 遷音速翼列流れにおける流動損失発生メカニズムの定量分析

# Quantitative Analysis of Loss Generation Mechanisms in Transonic Cascade Flows

○堀 歩稀[*1] 齋藤 誠志朗[*2] 古川 雅人[*1]
HORI Ayuki SAITO Seishiro FURUKAWA Masato
松岡 右典[*2] 丹羽 直之[*2]
MATSUOKA Akinori NIWA Naoyuki

**ABSTRACT**

In this study, a flow structure identification method was applied to numerical simulation results for the transonic axial compressor rotor, NASA Rotor37, and a two-stage transonic axial compressor, and the flow regions identified by the present method were validated by comparing with the internal flow phenomena. The loss generation amount of each flow phenomenon was quantitatively evaluated by integrating the entropy production rate in each identified region in order to analyze the loss generation mechanisms. For NASA Rotor37, the detached shock wave interferes with the blade boundary layer, forming the extensive shock-induced separation on the suction surface. The major loss generation mechanisms are the blade boundary layer and the shock wave. For the first stator of the two-stage transonic axial compressor, the large-scale hub-corner separation occurs on the suction side. The flow loss is mainly caused by the boundary layer, the secondary flow and the wake of upstream rotor.

**キーワード：**ガスタービン，軸流圧縮機，エントロピー生成率，衝撃波，ハブ・コーナーはく離，後流
**Key Words:** Gas Turbine, Axial compressor, Entropy production rate, Shock wave, Hub-corner separation, Wake

## 1. 緒言

軸流圧縮機は，産業用および航空用ガスタービンの主要構成要素である多段軸流圧縮機として多用されており，高効率ガスタービンの実現に向けて，多段軸流圧縮機の高圧力比化が進められてきた．そのため，先進的な高効率ガスタービンの場合，多段軸流圧縮機初段あたりでは，動翼先端の回転周速が超音速となり，圧縮機内部には亜音速流れと超音速流れが混在した遷音速流れ場が形成される．その結果，圧縮機内部では，衝撃波と翼端漏れ渦および翼面境界層との干渉や動静翼列干渉といった，複数の流動現象が相互に干渉し合う流れ場が形成されるが，それらの流れ場や流動損失への影響はいまだ十分に解明されていない．そのため，圧縮機内部流動現象の予測技術を向上させ，より高度な空力設計を実現するためには，CFD 解析を実施し圧縮機内部の三次元流れ場を詳細に分析するとともに，圧縮機内部における流動損失生成箇所および流動損失生成量を適切に評価する必要がある．

そこで本研究では，遷音速軸流圧縮機動翼列を対象としたDES解析[(1)]および最高効率点からサージ点近傍にかけてRANS解析を実施した．さらに，二段遷音速軸流圧縮機に対してもDES解析を実施した．それぞれ得られた結果に対して知的可視化処理を施すことで，圧縮機内部における複雑な流動現象を解明するとともに，エントロピー生成率を算出することで，損失生成箇所の特定および各流動現象による損失生成量を定量的に評価し，その妥当性について検証した．

*1 九州大学
〒819-0395 福岡市西区元岡744番地
*2 川崎重工
〒673-8666 明石市川崎町1番1号

## 2. 解析対象・計算格子

解析対象は，遷音速圧縮機動翼列であるNASA Rotor37および二段遷音速軸流圧縮機である．図1および2に供試圧縮機の子午面図を示す．NASA Rotor37は，1970年代後半にNASA Lewis研究所において，テスト用航空機エンジンのコア・コンプレッサーとして設計された遷音速圧縮機動翼列であり，相対流入マッハ数が全スパンにわたって超音速となる低アスペクト比の動翼列である．二段遷音速軸流圧縮機は，初段動翼および2段動翼ともに翼先端周速が超音速であり，初段動翼については，相対流入速度がほぼ全スパンで超音速である．翼枚数は動翼で20枚前後，静翼で30枚前後であり，総翼間数は104である．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

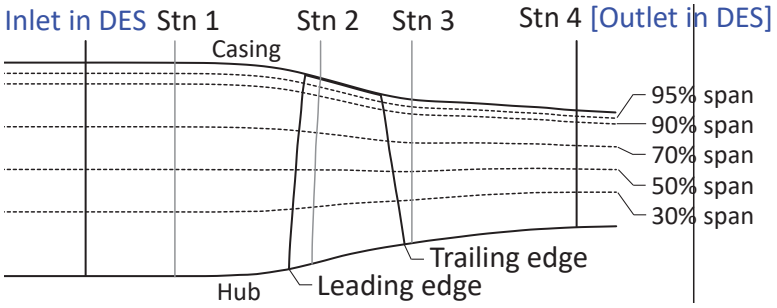



Fig. 1　Meridional view of NASA Rotor37

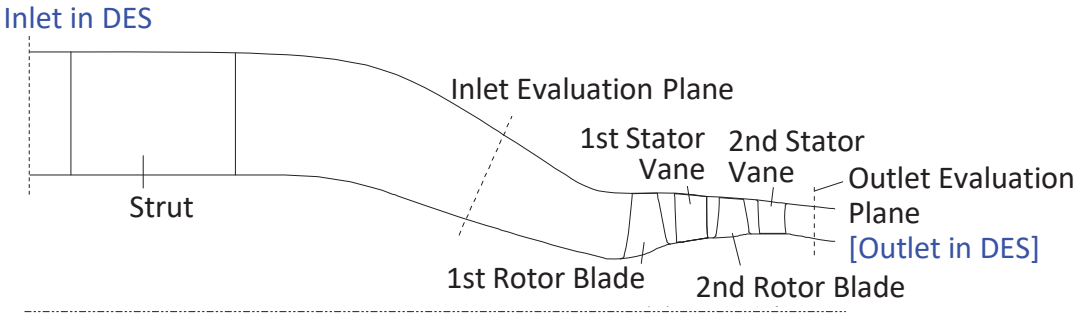



Fig. 2　Meridional view of two-stage transonic axial compressor

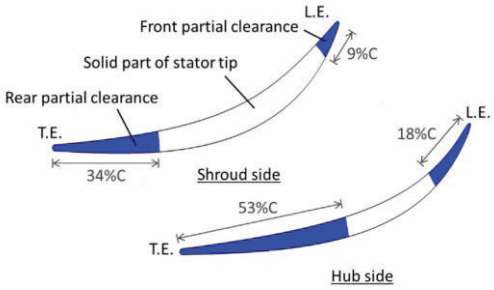



Fig. 3　Shape of partial clearance in the first stator of two-stage transonic axial compressor

計算格子には H-O 型を組み合わせた格子トポロジーによるマルチブロック構造格子を用い，翼端隙間を含めて圧縮機形状の忠実なモデル化を行っている．二段遷音速軸流圧縮機の初段静翼は可変静翼であるため，図 3 に示すように，ハブ側および翼端部分に部分クリアランスを設けている．部分クリアランスは上流側と下流側に分かれており，その間はクリアランスのない領域となっている．

NASA Rotor37 の計算セルの総数は約 480 万セルであり，二段軸流圧縮機の全段全周での計算セル数は約 4 億 5 千万点である．なお，壁面上の最小格子幅はすべて $y^+$<1 を満足するような十分小さな値を設定した．

## 3.　数値解析手法

### 3.1　計算スキーム

本研究では，*k-ω* 乱流モデルベースの RANS 計算および DES 計算を実施した．定常 RANS 解析は三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし，有限体積手法を用いた緩和型陰的高解像度風上スキームを適用した．

DES 計算では，非定常三次元圧縮性 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した．非粘性流束の評価には，SHUS（Simple High-resolution Upwind Scheme）[2]を用い，三次精度の MUSCL 法[3]を組み合わせることで空間解像度を高めた．粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に求めた．時間方向は Euler 陰解法により離散化し，時間積分には MFGS（Matrix Free Gauss-Seidel）陰解法[4]を用いた．各時間ステップにおいてニュートン反復（5 回）を実施し，時間精度を最大二次精度としている．

本研究で用いた DES は，低レイノルズ数型の *k-ω* 乱流モデル[5]に基づいている．DES では，*k-ω* 乱流モデルでの $k$ の輸送方程式における散逸項は次式のように修正される[1]．

$$D_k = \rho k^{3/2} / l_{DES} \quad (1)$$

$$l_{DES} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES}\Delta) \quad (2)$$

ここで，$l$ は長さスケール，$\Delta$ は局所格子幅，$C_{DES}$はモデル定数で，本研究では 1.60 とした．この DES の定式化では，*k-ω* 乱流モデルの長さスケールに相当する$l_{k-\omega}$と格子幅 $\Delta$ の大小関係によって，RANS 計算と LES 計算とが切り替えられる．一般に，長さスケールの小さい壁面近傍が RANS で計算されることになる．

### 3.2　境界条件

本スキームにおいては計算領域の外側に内部セルと同じ形状を持つ仮想セルを導入し，この仮想セルに境界条件を満たすように保存変数を与えている．NASA Rotor37 では動翼上流に設定された計測位置（station1）において取得された全圧および全温の半径方向分布から計算される密度，運動量およびエネルギーを流入境界の上流に設定された仮想セルに固定して与えた．二段遷音速軸流圧

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

縮機では全温，全圧，流れ角を与えた．

NASA Rotor37 の DES および RANS では，ハブ面流入・流出境界としてハブキャビティからの漏れ流れを考慮した．ハブ面流入条件としては，全温および全圧を与えており，主流部へ流入時の旋回速度をハブ面の回転速度の 50%として，主流流量の 0.25%に相当する漏れ流れを流入させた．ハブ面流出境界としては，流出する漏れ流れ量が主流流量の 0.25%となるような静圧値を設定し与えた．

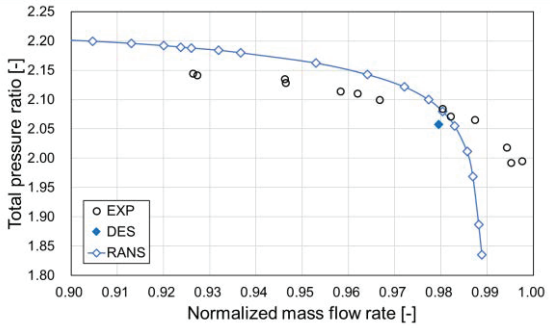



Fig. 4　Total pressure ratio of NASA Rotor37

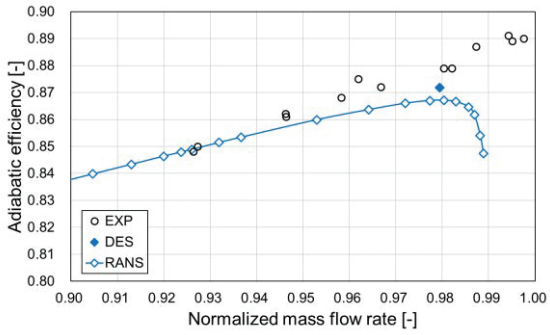



Fig. 5　Adiabatic efficiency of NASA Rotor37

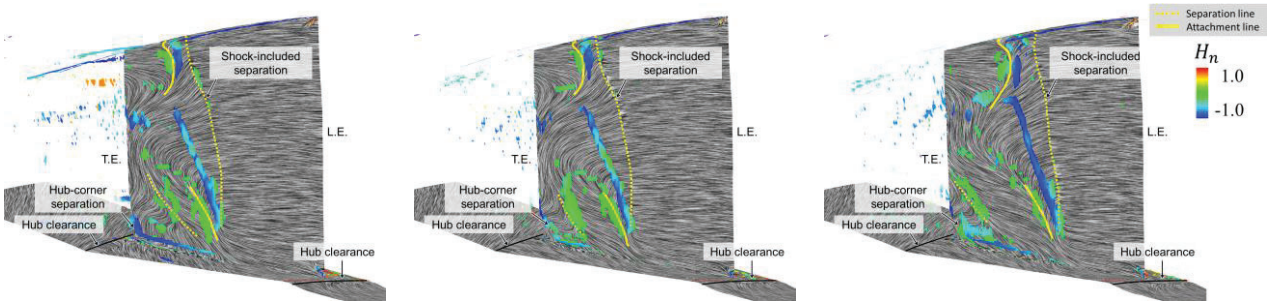
## 4.　解析結果と流動損失の定量分析（NASA Rotor37）

### 4.1　全体性能の比較

図 4 および図 5 に NASA Rotor37 の実験解析，DES 解析および RANS 解析より得られた全圧比および断熱効率を示す．横軸はチョーク流量を 1 とした場合の質量流量である．DES 解析は 98%チョーク流量，RANS 解析は約 99%チョーク流量から低流量側にかけて解析を行った．DES 解析結果（DES）は実験解析結果（EXP）と全圧比断熱効率ともによく一致していることがわかる．RANS 解析結果（RANS）についても最高効率点付近である 98%チョーク流量から低流量側にかけて実験解析結果とよく一致している．本論では，最高効率点付近である 98%チョーク流量での DES 解析結果（以下 DES_m0.98 と呼称）および RANS 解析結果（以下 RANS_m0.98 と呼称）とサージ点近傍である 92.6%チョーク流量での RANS 解析結果（以下 RANS_m0.926 と呼称）について，内部流れ場の比較を行うとともに流動現象に基づいた領域分割手法を施し，損失の定量評価を実施した．

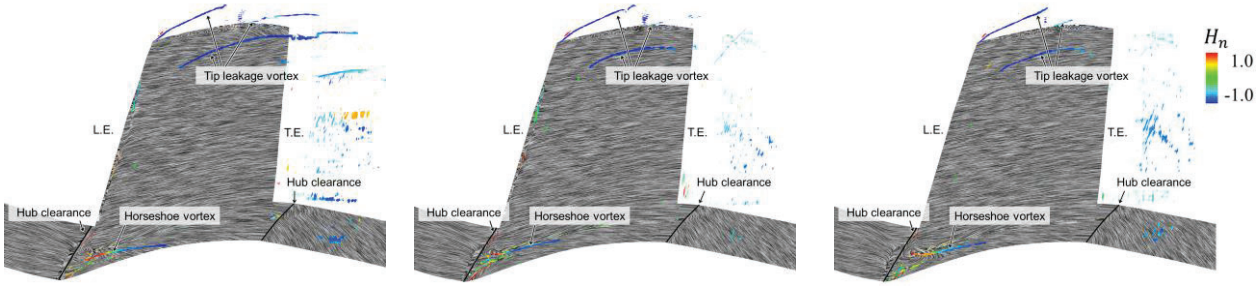
### 4.2　渦構造・限界流線

内部流れ場の比較として渦構造と限界流線を比較する．図 6 に負圧面側の渦構造および限界流線を，図 7 に正圧面側の渦構造および限界流線を示す．DES 解析結果は時間平均流れ場である．なお，同図には特異点理論[6]により同定し，無次元ヘリシティで色付けした渦中心および LIC 法[7]を用いて描画した限界流線を表示している．図 6 (a)より，負圧面上では隣接翼の離脱衝撃波が翼負圧面と干渉し，翼面境界層のはく離が生じており，30~70%スパンで大規模な逆流領域を形成していることがわかる．また，ハブ側ではハブ・コーナーはく離とそれに伴うハブ・コーナーはく離渦が発生している．このような特徴は図




(a)　DES_m0.98　　(b)　RANS_m0.98　　(c)　RANS_m0.926

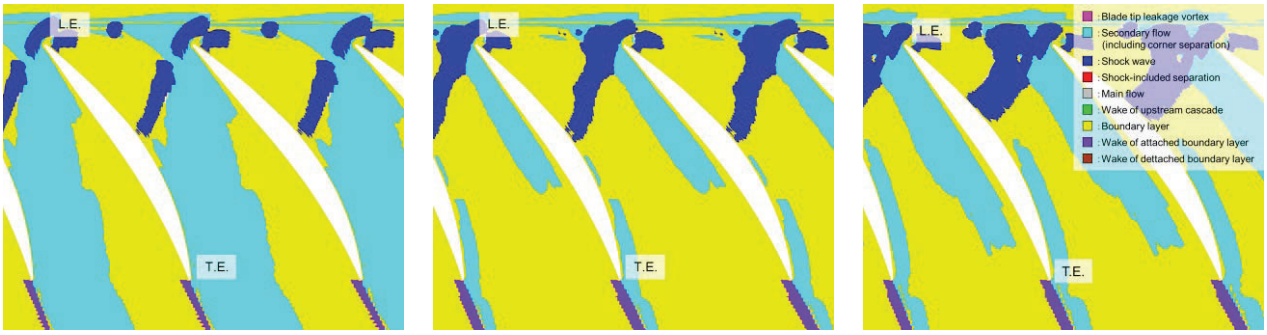
Fig.6　Vortical flow structures and limiting streamlines in of NASA Rotor37（Suction surface side）




(a)　DES_m0.98　　(b)　RANS_m0.98　　(c)　RANS_m0.926

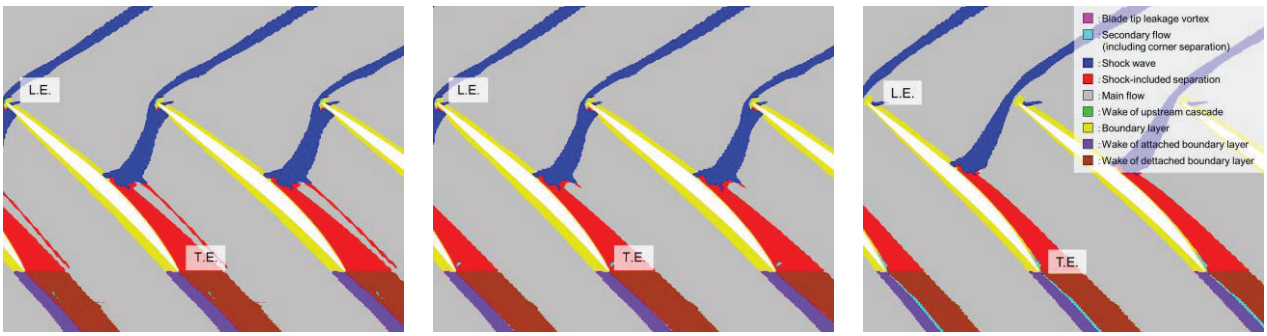
Fig.7　Vortical flow structures and limiting streamlines in of NASA Rotor37（Pressure surface side）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



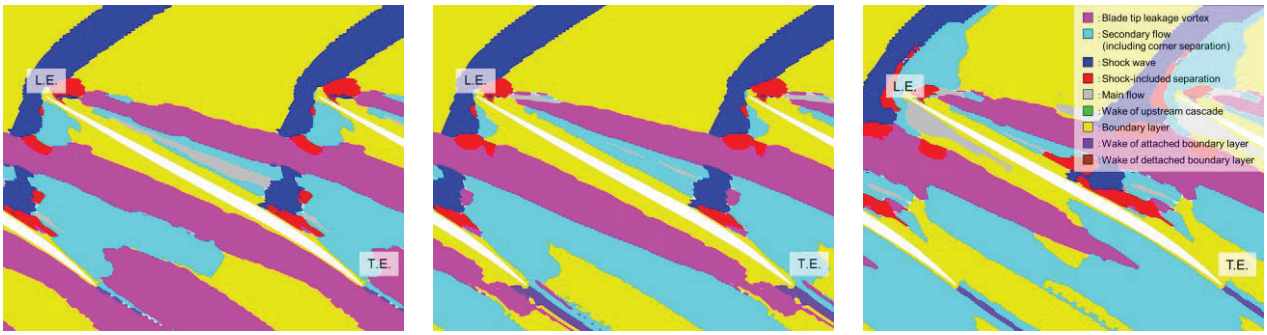

(a) DES_m0.98 (b) RANS_m0.98 (c) RANS_m0.926

Fig.8 The flow structure identification result at 3% span of NASA Rotor37




(a) DES_m0.98 (b) RANS_m0.98 (c) RANS_m0.926

Fig.9 The flow structure identification result at 50% span of NASA Rotor37




(a) DES_m0.98 (b) RANS_m0.98 (c) RANS_m0.926

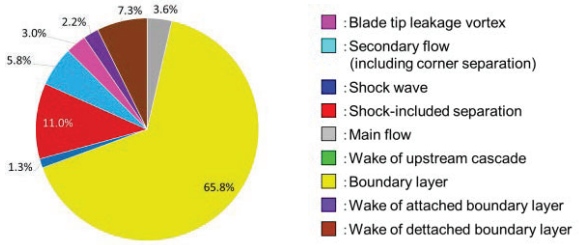
Fig.10 The flow structure identification result at 97% span of NASA Rotor37

6(b), (c)の RANS 解析結果においても見られ，特に低流量側である RANS_m0.926 では離脱衝撃波と干渉することで生じる翼面境界層のはく離とそれによる逆流領域が高流量の場合と比べて上流側で発生している．図 7(a)より負圧面側のハブ面近傍では馬蹄形渦が発生し，翼端側では翼前縁部に加えて 70%コード位置付近からも翼端漏れ渦が生じている．この翼端漏れ渦は隣接翼の離脱衝撃波が原因で発生していると考えられる．図 7(b)および(c)の RANS 解析結果においてもハブ側の馬蹄形渦と翼前縁部からの翼端漏れ渦をとらえることができているが，ミッドコード付近で生じている翼端漏れ渦に関しては DES 解析ほど明確にとらえることはできていない．

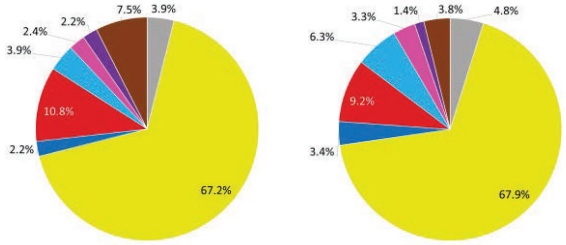
### 4.3 領域分割結果

上述した解析結果に対して流動現象に基づく領域分割手法を適用することで，圧縮機内部の領域を主流，漏れ渦，二次流れ（コーナーはく離を含む），衝撃波，衝撃波に伴うはく離，境界層，付着境界層の後流，はく離境界層の後流，上流翼列の後流の 9 つの領域に分割した．その結果を図 8~10 に示す．図 8 は 3%スパンでの流動現象に基づく領域分割結果である．図 8(a)より DES 解析結果ではハブ・コーナーはく離と馬蹄形渦による二次流れ領域が広く抽出されている．一方，図 8(b)は DES と同流量の RANS 解析における領域分割結果だが，DES と比較し二次流れ領域が小さく，境界層領域が大きく抽出されている．これは RANS では DES に比べて壁面近傍の渦度が小さく評価されることが原因だと考えられる．図 8(c)より低流量側では衝撃波の負圧面との干渉位置が上流側に位置しており，これは内部流動の特徴と一致しているため，適切に領域を抽出できていることがわかる．図 9 は 50%スパンでの領域分割結果である．DES，RANS ともに衝撃波とそれに伴うはく離領域が適切に抽出されている．低流量側では高流量側に比べて，衝撃波に伴うは

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

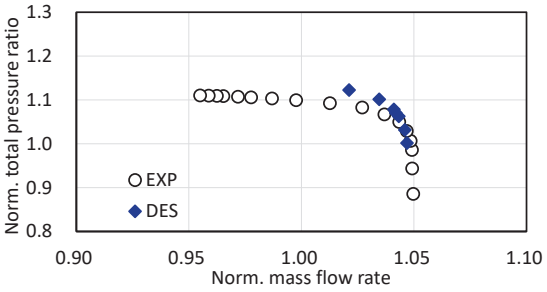



(a) DES_m0.98

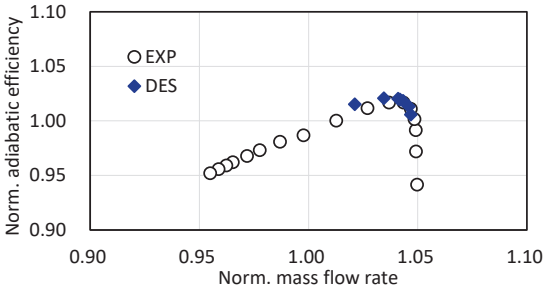



(b) RANS_m0.98 (c) RANS_m0.926

Fig.11 Breakdown of flow loss generation in NASA Rotor37




(a) Total pressure ratio




(b) Adiabatic efficiency

Fig. 12 Aerodynamic performance of the two-stage transonic axial compressor

く離領域が小さく，それに伴い，はく離境界層の後流領域も小さくなっていることがわかる．図 10 は 97%スパンにおける領域分割結果である．DES，RANS ともに翼前縁からの翼端漏れ渦を正確に抽出しているが，前章でも述べたように RANS では 70%コード付近で生じる翼端漏れ渦を明確にとらえることができていないため，領域分割結果においても RANS では 70%コード位置付近からの翼端漏れ渦領域は抽出できておらず，境界層領域として抽出されている．また，低流量側の結果では他のスパン断面と同様に衝撃波と負圧面との干渉位置が上流側に偏る様子が適切に抽出されている．

### 4.4 流動損失内訳

図 11 に NASA Rotor37 の高流量側での DES，RANS 解析結果と低流量側の RANS 解析結果における流動損失発生量の評価結果を示す．図 11(a)は DES 解析結果における流動損失の発生量であるが境界層領域で大きな流動損失が発生しており，全損失発生量の約 66%を占める．衝撃波による損失は全体の 1.3%に過ぎないが，衝撃波は翼面境界層と干渉するため，さらなる流動損失が発生する．衝撃波によるはく離とはく離した境界層の後流を衝撃波由来とすると，衝撃波に関連する流動損失は全体の約 20%におよぶ．翼端漏れ渦と二次流れによる損失がそれぞれ約 3%, 5.8%であることを考慮すると，NASA Rotor37 の主要な損失要因は，境界層と衝撃波であることがわかる．図 11(b)は高流量側における RANS 解析結果での損失発生量であるが，同じ高流量側である DES 解析結果と損失割合の構成はほぼ等しく，境界層と衝撃波による損失が大きな割合を占める．図 11(c)は低流量側における RANS 解析結果での損失発生量である．前節で示した通り，衝撃波に伴うはく離領域と，その後流領域が小さくなることで損失発生割合も小さくなっており，逆に二次流れ領域における損失発生割合は高流量側に比べ大きくなっている．しかし，衝撃波由来の損失割合は約 16%と，二次流れや翼端漏れ渦による損失割合を上回っており，低流量の場合でも主要な損失要因は境界層と衝撃波であることがわかる．

## 5. 解析結果と流動損失の定量分析（二段遷音速軸流圧縮機）

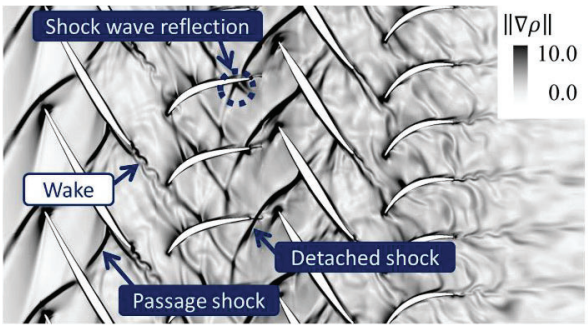
### 5.1 全体性能の比較

解析結果の検証のために，DES 解析結果から得られた時間平均流れ場に対して，実験結果との比較を行った．なお，時間平均流れ場は，DES 解析における動翼 0.3 回転分の時間について，約 300 個のデータのアンサンブル平均を行うことにより算出している．図 12 に，実験計測結果および DES 解析結果から得られた全圧比および断熱効率の比較を示す．同図中の流量，全圧比および断熱効率は，すべて設計値で無次元化している．低流量側の作動点においては実験結果とわずかにかい離しているものの，設計圧力比近傍の作動点ではよく一致している．以下では設計作動点における解析結果について述べる．

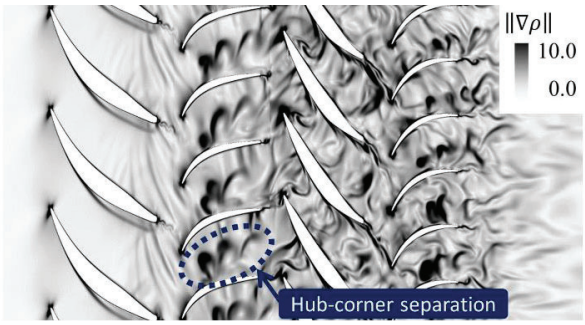
### 5.2 非定常流れ場

図 13 に，DES 解析における瞬時の流れ場から算出した，各スパンの密度勾配分布を示す．動翼列では前縁付近に強い離脱衝撃波が発生しており，翼間には流路衝撃波も発生していることが確認できる．2 段動翼において生じた離脱衝撃波は，初段静翼の翼間に入射しており，初段静翼の翼面で反射を繰り返しながら上流側に伝播している．また，後流干渉も発生しており，上流翼列の後流が下流翼列に流入することで，下流翼列の翼面境界層

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a)　50% span




(b)　10% span

Fig. 13　Distributions of density gradient magnitude in instantaneous flow field

と干渉している. ハブ側では初段静翼の負圧面側でハブ・コーナーはく離が発生していることが確認でき，このハブ・コーナーはく離は巨大なブロッケージ領域を形成している．また，ハブ・コーナーはく離領域における密度勾配分布は翼間毎に大きく異なるため，初段静翼におけるハブ・コーナーはく離の流れ構造は，時間的に大きく変化していると考えられる．

### 5.3　時間平均流れ場

図 14 に初段静翼における時間平均流れ場を示す．ハブ側ではハブ・コーナーはく離とそれに伴うハブ・コーナーはく離渦が形成されている．ハブ・コーナーはく離渦に色付けされた無次元ヘリシティの値は，ハブ面近傍では 0 であるものの，30%コードから 50%コードにおいて 1.0 となり，さらに下流側の翼の後半部では-1.0 へと変化している．渦の巻き方向および主流の方向を考慮すると，この無次元ヘリシティの変化は，渦の中心周りの流れが逆流していることを意味しており，30%コードから 50%コード位置において，ハブ・コーナーはく離渦が渦崩壊を起こしていることを表している．ハブ側およびケーシング側では，漏れ渦がそれぞれの部分クリアランスから発生しており，ケーシング側ではケーシング面上の二次流れに起因したはく離渦が形成されている．

### 5.4　領域分割結果

図 15 は初段静翼の 50%スパンにおける渦度分布と領域分割結果である．初段静翼では，初段動翼の後流および 2 段動翼の衝撃波の影響により強い動静翼列干渉が発生する．初段動翼の後流は，初段静翼の翼面境界層と干渉し境界層厚さを変化させるだけでなく，ハブ・コーナーはく離領域の流れ構造を非定常的に大きく変化させる．また，2 段動翼の衝撃波は，翼面境界層と干渉することで，境界層はく離を引き起こす．そのため，初段静翼は極めて非定常性の強い複雑な流れ場が形成されるものの，図 15 から，本研究における領域分割手法では，初段動翼の後流および 2 段動翼の衝撃波を含め，各流動現象に対応した領域が適切に抽出されていることが確認できる．

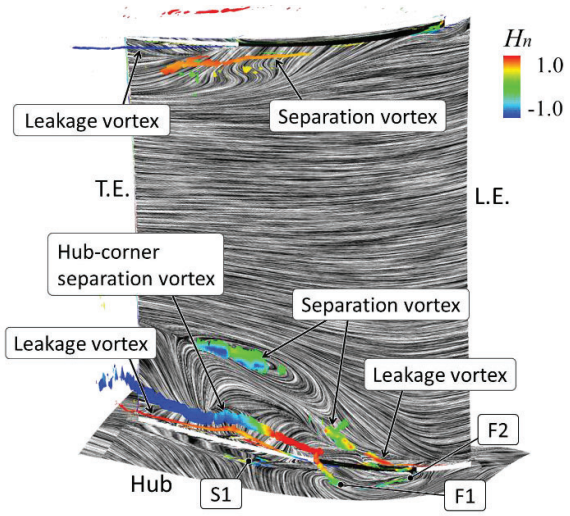
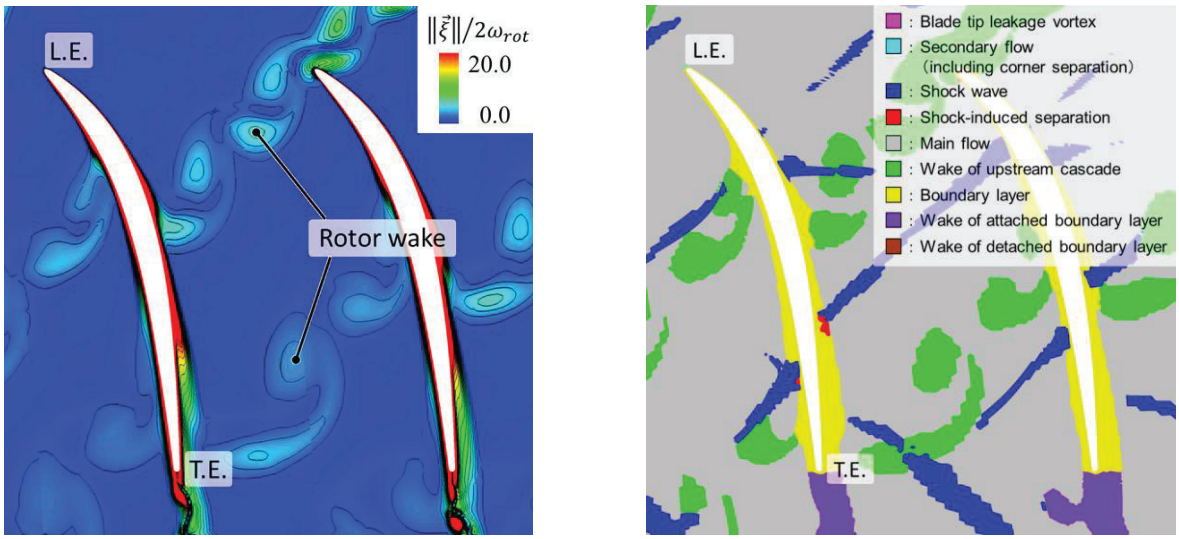



Fig. 14　Vortical flow structures and limiting streamlines on suction side in time-averaged flow field

図 16 に 10%スパンにおける渦度分布と領域分割結果を示す. 10%スパンでは負圧面側において大規模なハブ・コーナーはく離が発生しているが，領域分割結果から，ハブ・コーナーはく離領域に対応する領域が適切に抽出されていることがわかる．また，初段動翼から流入した後流や初段静翼の翼面境界層並びに付着境界層の後流についても適切に抽出されている．

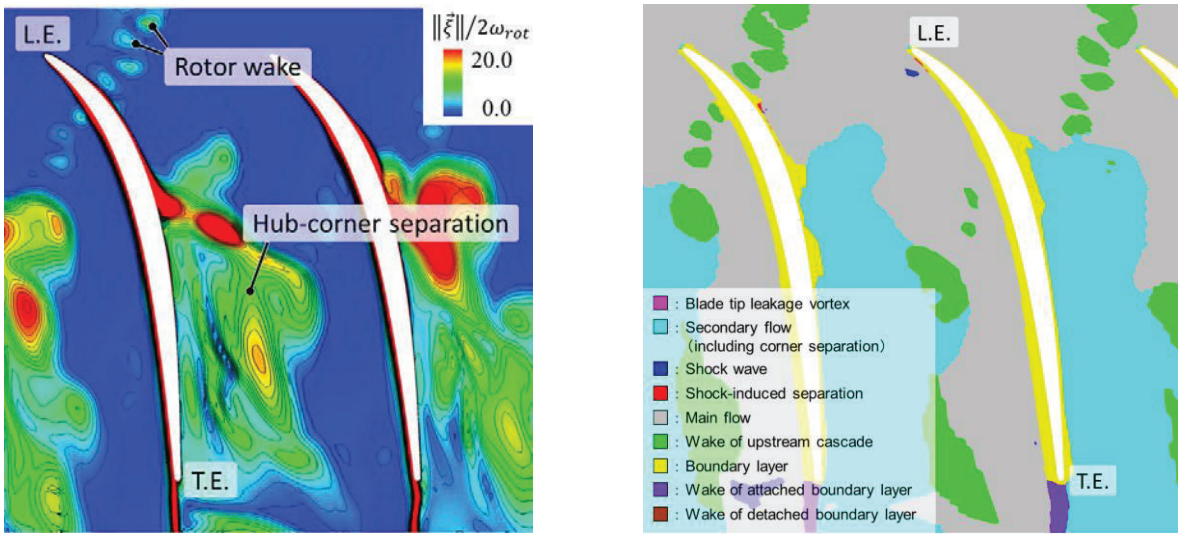
図 17 に各コード位置の横断面におけるハブ・コーナーはく離領域周辺の領域分割結果と 70%コード位置の横断面における領域分割結果の拡大図を示す. 図 17(a)には渦構造と限界流線を, 図 17(b)には渦構造を併せて示している．初段静翼では，ハブ側の部分クリアランスの影響で，ハブ・コーナーはく離領域においても漏れ渦が発生し，ハブ・コーナーはく離と干渉する．さらにハブ・コーナーはく離領域内には，複数のはく離渦が混在し，それらが互いに干渉することで，流れ構造を非定常的に大きく変化させるため，ハブ・コーナーはく離と漏れ渦および境界層の区別は非常に難しい．しかしながら，本領域分割手法では，ハブ・コーナーはく離領域の周辺においても，漏れ渦，ハブ・コーナーはく離および境界層に対応する領域が適切に抽出されていることが確認できる．以上のことから，初段静翼における流れ場が各流動現象に応じて適切に抽出されていることが確認できるため，本領域分割手法は，動静翼列干渉を伴う遷音速軸流圧縮機の静翼列流れ場に対しても適用可能であるといえる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



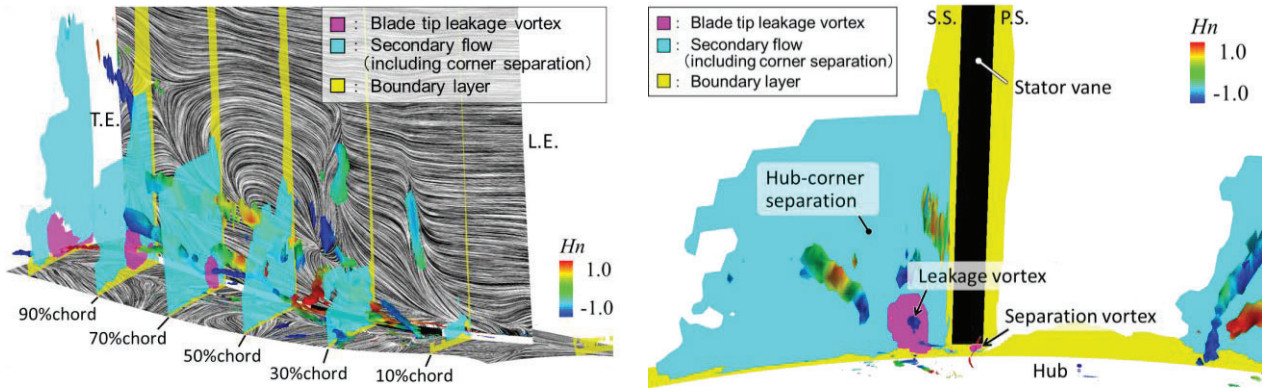

(a) Vorticity magnitude (b) Flow structure identification result

Fig. 15 Comparison of the flow phenomena and the flow structure identification result at 50% span in instantaneous flow field of first stator




(a) Vorticity magnitude (b) Flow structure identification result

Fig. 16 Comparison of the flow phenomena and the flow structure identification result at 10% span in instantaneous flow field of first stator




(a) Flow structure identification result on crossflow planes

(b) Details of the flow structure identification result at 70% chord position

Fig. 17 Flow structure identification result near the hub-corner separation

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 1　Breakdown of flow loss generation in first stator

| | | Percentage of entropy generation [%] | Percentage of region volume [%] |
|---|---|---|---|
| Blade tip leakage vortex | | 3.3 | 0.8 |
| Secondary flow (including corner separation) | | 26.0 | 7.8 |
| Shock wave | | 2.3 | 5.3 |
| Shock-induced separation | | 0.4 | 0.2 |
| Main flow | | 5.6 | 62.5 |
| Wake of upstream cascade | | 10.5 | 12.1 |
| Boundary layer (inner layer [$y^+$<100]) | | 49.9 (38.5) | 10.0 (2.0) |
| | Blade boundary layer | 33.6 (27.3) | 5.7 (1.3) |
| | Endwall boundary layer | 16.3 (11.1) | 4.3 (0.6) |
| Wake of attachment boundary layer | | 1.9 | 1.2 |
| Wake of detached boundary layer | | 0.1 | 0.1 |

### 5.5　流動損失内訳

本研究では，DES 解析の動翼 1 回転分の時間における 30 個の全周データに対して，流動現象毎の損失生成量を算出し，それらの結果をアンサンブル平均化することで，二段遷音速軸流圧縮機の初段静翼における流動損失内訳を評価した．表 1 は初段静翼における流動損失内訳の評価結果である．初段静翼における主な損失生成要因は境界層，二次流れおよび初段動翼から流入する後流であり，これらの合計は，初段静翼における流動損失の約 86%に達することがわかる．中でも境界層領域は，$y^+ < 100$の内層では，体積割合で全体の 2%程度という極めて小さな領域において，全体の約 39%もの非常に大きな流動損失が生じている．また，二次流れによる損失の割合も約 26%と非常に大きく，これはハブ・コーナーはく離による影響であると考えられる．前章で述べた NASA Rotor37 で見られたような大規模な衝撃波に伴うはく離が初段静翼では生じなかったため，衝撃波関連の損失割合は 3%程度と非常に小さくなっている．

## 6.　結言

本研究では，圧縮機内部の領域を流動現象毎に分割する領域分割手法を用い，流動損失の定量分析を行った．本領域分割手法では各流動現象の流体力学的な特徴に応じて設定された条件式により圧縮機内部の領域を主流，漏れ渦，二次流れ（コーナーはく離を含む），衝撃波，衝撃波に伴うはく離，境界層，付着境界層の後流，はく離境界層の後流，上流翼列の後流の 9 つの領域に分割する．本研究ではこの領域分割法を遷音速軸流圧縮機動翼列である NASA Rotor37 と二段遷音速軸流圧縮機を対象とした DES 解析結果に加え，NASA Rotor37 の 2 つの流量点における RANS 解析結果に対して適用することで，本手法の妥当性と流動損失発生のメカニズムについて評価した．得られた知見は以下の通りである．

(1) 遷音速軸流圧縮機動翼列 NASA Rotor37 では，境界層における流動損失が最も大きくその損失生成量は約 66%に達する．また，衝撃波における流動損失は小さいものの，翼面境界層と干渉することにより生じるはく離に関連した流動損失は全体の約 18%に及ぶことから衝撃波は遷音速軸流圧縮機動翼列における主要な損失生成要因といえる．低流量時は高流量時と比較して衝撃波に伴うはく離に関連した損失割合が小さいことが確認された．しかし，衝撃波由来の損失割合は約 16%と二次流れや翼端漏れ渦による損失割合を上回っており，低流量の場合でも主要な損失要因は境界層と衝撃波であるといえる．

(2) 二段遷音速軸流圧縮機の初段静翼では，主に，境界層，二次流れおよび初段動翼の後流により流動損失が発生しており，それらの損失生成量の合計は約 86%に達する．二次流れによる損失はハブ・コーナーはく離の影響を受け，全体の約 26%を占めている．初段静翼では 2 段動翼の衝撃波による流動損失も発生するが，NASA Rotor37 で見られたような衝撃波干渉による大規模な境界層はく離が生じなかったため，衝撃波関連の損失割合はわずか 3%程度である．このことから，初段静翼における主要な損失生成要因は，境界層およびハブ・コーナーはく離であるといえる．

## 謝 辞

本研究における数値計算は，九州大学情報基盤研究開発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) Strelets, M., Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, In Proceedings of 29th Fluid Dynamic Conference, AIAA Paper No.2001-0879 (2001)

(2) Shima, E. and Jounouchi, T., Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) AUSM Type Upwind Schemes, The 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics (1997), NAL SP-34, pp.7-12.

(3) Anderson, W. K., Thomas, J. L. and Van Leer, B., Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations, AIAA Journal, Vol.24, No.9 (1986), pp.1453-1460.

(4) Shima, E., A simple implicit scheme for structured/unstructured cfd, In Proceedings of 29th Fluid Dynamic Conference (1997), pp.325-328 (in Japanese).

(5) Wilcox, D. C., Simulation of Transition with a Two Equation Turbulence Model, AIAA Journal, Vol.32, No.2 (1994), pp.247-255.

(6) Sawada, K., A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Centers, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol.38, No.120 (1995), pp.102-116.

(7) Cabral, B. and Leedom, L., Imaging Vector Field Using Line Integral Convolution, SIGGRAPH93 Conference Proceeding (1993), pp.263-270.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-7

# 部分負荷運転時の発電用ガスタービン圧縮機を通る湿り空気流れの全周解析

# Simulation of Moist-Air Flows through A Full-Annulus Industrial Gas Turbine Compressor under Partial-Load Operations

○徳山 好紀[*1] 萩田 泰晴[*1] 宮澤 弘法[*1] 古澤 卓[*1] 山本 悟[*1]
TOKUYAMA Koki HAGITA Yasuharu MIYAZAWA Hironori FURUSAWA Takashi YAMAMOTO Satoru

**ABSTRACT**

Unsteady full-annulus simulation of moist-air flows through an industrial gas-turbine compressor for power generation was conducted. The results obtained assuming full-load and partial-load operations were compared with each other. Additionally, atmospheric weather conditions in summer or winter were considered to reveal the effect of condensation on the load operations. The results indicate that water droplets due to condensation under both full-load and partial-load operations were generated more in summer than those in winter. Particularly, a larger moist-air flow rate was observed near the first-stage rotor blade surface, suggesting a larger deposition of water droplets on the blade under the partial-load operation in summer.

**キーワード：** ガスタービン，コンプレッサー，CFD，湿り空気，付着
**Key Words:** Gas Turbine, Compressor, CFD, Moist-air, Deposition

## 1. 緒言

再生可能エネルギーの普及とともに，発電用ガスタービンを定格よりも低い出力で稼働させる部分負荷運転の頻度が増加傾向にある．これは，ガスタービン圧縮機の初段の前にある入口案内翼（Inlet Guide Vane: IGV）の開度を絞り，定格出力と比べて低流量で運転するものである．太陽光や風力などの自然エネルギーによる発電量は変動が大きいため，応答性の高いガスタービンは不可欠なものとなっており，ガスタービンの性能を低下させずに運用することは今後も重要な課題である．

ガスタービンの性能低下に関わる現象のひとつに，翼への粒子付着があげられる(1)．一般的に発電用大型ガスタービンでは，大気中の塵などの粒子が圧縮機に流入するのを防止するために，HEPA フィルターと呼ばれる直径 0.1 ㎛以上の大きさの粒子を取り除くフィルターが圧縮機の前に設置されている．それにもかかわらず，Fig. 1 に示すように，本研究で対象としている発電用ガスタービンの定期点検の際には翼表面に粒子の付着が確認されている．我々の研究グループは，圧縮機内で発生する凝縮による湿り空気が付着に影響を与えている可能性に着目している．円管を対象とした実験(2)では，液滴の粒子径が大きいほど壁面への付着が促進されることが明らかになっている．ガスタービン圧縮機内においてもフィルターを通過した微粒子を核として大気中の水蒸気が凝縮することにより，0.1 ㎛以上の大きさを持つ液滴粒子に成長し，その粒子が翼表面に付着している可能性がある．

軸流圧縮機翼への粒子の付着については，いくつかの先行研究が報告されている．Nicola ら(3)は粒子表面に存在する水が付着に及ぼす影響について亜音速圧縮機および遷音速圧縮機を対象に研究を行った．また， Nicola ら(4)は，正味仕事率を用いて部分負荷運転条件時の付着の評価を行っている．しかし，これらの研究では圧縮機内での凝縮による粒子径の増大を考慮していない．山本ら(5)は，複数の入口湿り度および微粒子径に対して，発電用ガスタービン圧縮機を対象とした湿り空気流れを数値シミュレーションして，液滴質量分率や液滴粒子の付着速度について考察した．しかしながら，この研究においては定格出力の運転条件のみが考慮されており，さらに湿り以外の入口条件についてはすべて同一の条件が適用されていた．

本研究では，季節的な要因を考慮するために夏場と冬場を想定した大気の条件を設定して，それぞれの大気の条件において，定格と部分負荷運転下の発電用ガスタービン圧縮機静動翼列全周を通る非定常湿り空気流れを数値シミュレーションした．さらに， 液滴質量分率，液滴半径分布や付着速度を比較することで，部分負荷運転時の湿り空気流れおよび液滴の付着について明らかにする．

*1 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
E-mail: koki.tokuyama.r1@dc.tohoku.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



Fig. 1　粒子が付着した圧縮機翼表面.

## 2. 数値解法

### 2.1　基礎方程式

圧縮性湿り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，乱流モデルの式に加え，水蒸気の質量，液相の質量および液滴の数密度の保存式からなる．基礎方程式を三次元一般曲線座標系で表すと次式になる．

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial \mathrm{t}}+\frac{\partial \boldsymbol{F_i}}{\partial \xi_i}=\boldsymbol{S}+\boldsymbol{H}\ (i=1,2,3)\,, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{Q}=J\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_1\\ \rho w_2\\ \rho w_3\\ e\\ \rho_v\\ \rho\beta\\ \rho n\\ \rho\hat{v}\end{bmatrix},\qquad \boldsymbol{F}_i=J\begin{bmatrix}\rho W_i\\ \rho w_1 W_i+\partial\xi_i/\partial x_1\, p\\ \rho w_2 W_i+\partial\xi_i/\partial x_2\, p\\ \rho w_3 W_i+\partial\xi_i/\partial x_3\, p\\ (e+p)W_i\\ \rho_v W_i\\ \rho\beta W_i\\ \rho n W_i\\ \rho\hat{v} W_i\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{S}=J\frac{\partial\xi_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial\xi_i}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{1j}\\ \tau_{2j}\\ \tau_{3j}\\ \tau_{kj}w_k+(\kappa+\kappa^t)\,\partial T/\partial x_j\\ 0\\ 0\\ 0\\ \sigma_{\hat{v}j}\end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{H}=J\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \rho\left(\Omega^2 x_2+2\Omega w_3\right)\\ \rho\left(\Omega^2 x_3-2\Omega w_2\right)\\ 0\\ -\Gamma_c\\ \Gamma_c\\ I\\ S_{\hat{v}}\end{bmatrix}.$$

ここで，$\boldsymbol{Q}$，$\boldsymbol{F}$，$\boldsymbol{S}$，$\boldsymbol{H}$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．なお，生成項ベクトルの第 3，4 成分は$x_1$軸を回転軸とする回転相対座標系においてコリオリ力および遠心力から生じる項である．全計算領域において水蒸気の密度および液相の質量分率が 0 であれば，湿り空気流れの支配方程式は乾燥空気流れの支配方程式に帰着する．

### 2.2　凝縮モデル

本研究では液相の質量生成率を以下に示す式で算出した[6]．

$$\Gamma_c=\frac{4}{3}\pi\rho_l\left(Ir^{*3}+3\rho n r^2\frac{dr}{dt}\right). \tag{2}$$

ここで，$I$は核生成率，$r^*$は臨界核半径を表し，それぞれ Frankel の古典凝縮論[7]に基づき導出される．液滴の成長率$dr/dt$については Schnerr と Dohrmann の式[8]を用いた．大気中のエアロゾル粒子を凝縮核として凝縮が進行する不均一核生成による水滴の半径は，既に存在する粒子の平均半径 $r_0$ を用いて以下の式で示される．

$$r=\left(r_0^3+\frac{3\beta}{4\pi\rho_l n}\right)^{1/3}. \tag{3}$$

### 2.3　計算スキーム

時間積分に LU-SGS 法[9]，空間差分には Roe の流束差分離法[10]および 3 次精度 MUSCL TVD スキーム[11]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[12]である．

### 2.4　粒子の付着近似

粒子の翼への付着は，Liu ら[2]による実験により明らかになった関係を応用して評価した．無次元粒子緩和時間$\tau_+$は次のように定義される．

$$\tau_+=\frac{\tau_p v_*^2}{\nu_a}. \tag{4}$$

直径$d_p$の球状粒子を仮定すると，粒子緩和時間 $\tau_p$ は

$$\tau_p=\frac{\rho_p d_p^2}{18\rho_a\nu_a} \tag{5}$$

で求めることができる．ここで，$\nu_a,\rho_p,\rho_a$はそれぞれ空気の動粘度，粒子の密度，空気の密度である．

摩擦速度 $v_*$ は

$$v_*=\sqrt{\frac{f}{2}}\bar{u} \tag{6}$$

で与えられ，$f$ は管摩擦係数，$\bar{u}$は平均管内流速である．

無次元付着速度は付着速度 $V$ に対して，

$$V_+=\frac{V}{v_*} \tag{7}$$

で表される．Liu らの実験では付着速度を測定し，その粒子緩和時間との関係を求めた．その結果，$\tau_+<10$ の場合，$V_+$ と緩和時間 $\tau_+$ の 2 乗との間には

$$V_+=(6\times10^{-4})\tau_+^2 \tag{8}$$

という関係があることが示された．本研究ではこの関係式を粒子の翼への付着速度の評価に用いる．

## 3. 計算対象および計算格子

Fig. 2 に，本研究で対象とした発電用ガスタービン圧縮機の IGV，初段動翼・静翼および 2 段目動翼の概形図を示す．実機圧縮機は全 18 段からなるが，本研究では圧縮機入口近傍で発生する現象に着目するため，この IGV と上流側 1.5 段全周のみを計算対象とした．IGV は 64 枚，初段および 2 段目の動翼は 32 枚，初段の静翼は 46 枚である．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．格子は構造格子で，翼間のブロックは拡張 H 型，それ以外ブロックは H 型の格子を作成した．全

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

周計算格子は全 254 ブロックからなる．

Table 1 に計算条件を示す．本研究では定格出力運転(Case A, B)と部分負荷運転(Case C, D)を想定した IGV 角度の異なる 2 条件について，夏場(Case A, C)と冬場(Case B, D)の温度・湿度を考慮した条件を設定した．夏場を想定した条件において実機データを基に流量を設定し，冬場を想定した条件では夏場条件での計算による全圧比を基に流量を設定した．

また，実機運転条件を参考にして動翼回転数，入口全圧を設定した．凝縮核の半径は HEPA フィルターの存在を考慮し，0.1 ㎛とした．

また，動翼および静翼のクリアランスは周期境界条件に基づく簡易手法を用いた．湿りを考慮した計算では入口における凝縮核の数密度を $10^{12}$[1/kg]とした．

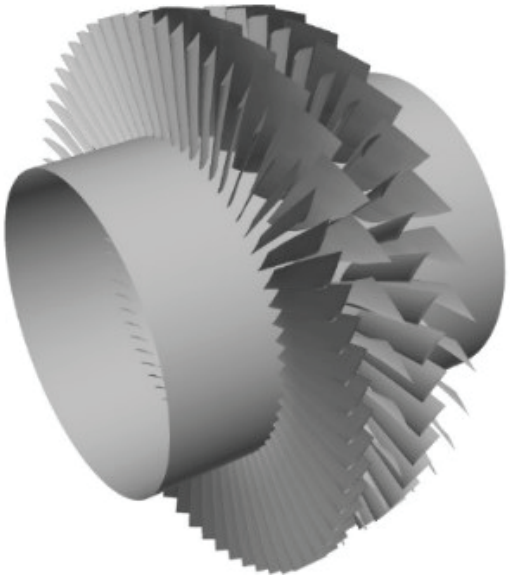


Fig. 2　圧縮機概形図.

Table 1　計算条件

| Case | A | B | C | D |
|---|---|---|---|---|
| 運転条件 | 定格 | | 部分負荷 | |
| 想定環境 | 夏場 | 冬場 | 夏場 | 冬場 |
| 入口全温[K] | 300 | 280 | 300 | 280 |
| 入口相対湿度[%] | 70 | 30 | 70 | 30 |
| IGV 開度[deg] | 88 | 88 | 43 | 43 |
| 入口全圧 [hPa] | 1010 | | | |
| 凝縮核半径 [㎛] | 0.1 | | | |
| 動翼回転数 [rpm] | 3000 | | | |

## 4. 計算結果

### 4.1 特性曲線図

Fig. 3 に今回の計算条件により得られた特性曲線図を示す．横軸の流量係数は Case A の流量を用いて無次元化した．定格条件と比較して部分負荷条件では特性曲線が左下にシフトしており，全圧比と流量のどちらも小さくなる傾向が見られた．また，夏場条件と冬場条件を比較すると，夏場条件では特性曲線が低流量側にシフトする傾向が見られた．これは，夏場は気温が高いため空気の密度が減少することによるものである．

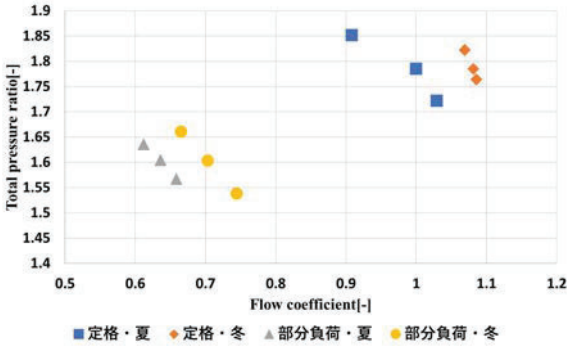



Fig. 3　流量係数-全圧比特性.

### 4.2 静圧分布

Fig. 4 に Case A の 50%スパン断面における瞬間静圧分布を示す．この可視化図は全周流路を展開したものの一部を示している．図の上端が圧縮機の入口境界であり，上流側から IGV，初段動翼，静翼，2 段目動翼の順で並んでいる．動翼は図の右方向に移動する．この可視化結果より，定格出力の Case A では初段動翼において衝撃波が発生し，衝撃波面の前後で静圧が大きく変化していた．50%以外のスパン断面でも同様に衝撃波面は確認できた．

Fig. 5 には Case C の 10，50，90%それぞれのスパン面における瞬間静圧分布を示す．部分負荷運転条件の Case C では衝撃波の前後における圧力差は小さく，周方向に圧力の低い部分と高い部分が周期的に見られた．これは動翼とともに移動する失速セルによるものであると考えられる[13]．これらの傾向は冬場を想定した条件(Case B, D)でも同様に確認された．

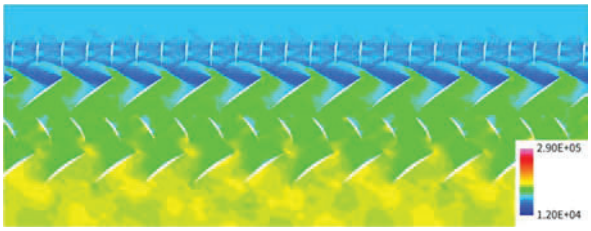
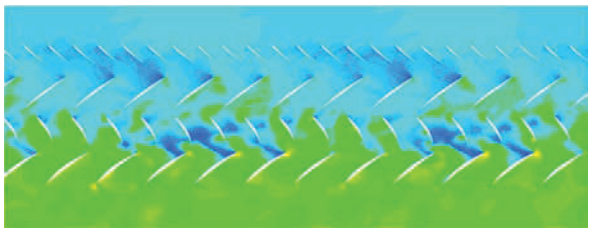



Fig. 4　瞬間静圧分布(Case A, 50%スパン断面).

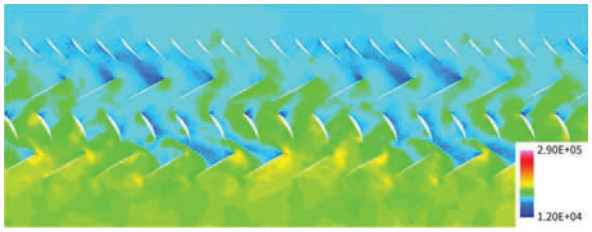


(a) 10%スパン

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



(b) 50%スパン




(c) 90%スパン

Fig. 5　瞬間静圧分布(Case C).

### 4.3　液滴質量分率分布

Fig. 6 に夏場の定格出力運転条件である Case A の 50%スパン面における瞬間液滴質量分率を示す．圧縮機の入口から凝縮が発生し，特に IGV から初段動翼の前縁付近にかけて液滴が多く発生している．初段動翼流路以降では衝撃波の影響により蒸発が促進され，液滴はすべて蒸発した．また，凝縮の様子にスパン面ごとの大きな違いは見られなかった．

Fig. 7 に夏場の部分負荷運転条件である Case C の 10, 50, 90%スパン面における瞬間液滴質量分率を示す. Fig.7 と Fig, 6 との比較により，部分負荷運転条件の Case C は定格出力の Case A より, IGV 翼列間での液滴質量分率が低いが，その一方で初段動翼列流路では局所的に液滴質量分率が大きくなっていることが示されている．これは特に動翼のハブ側へ近づくほど顕著であった．また Case A では液滴質量分率が周方向にほぼ一様に分布しているのに対し，Case C では周方向に高低を繰り返すような分布を示した．これは，失速領域の存在によって局所的に流量が変化したことが原因であると考えられる．

Fig. 6 と Fig. 7 のいずれのケースにおいても，初段動翼流路の負圧面側では正圧面側と比較して液滴質量分率が大きいことが示された．また，Case C では Case A と比較して，より翼面に近いところにまで液滴が存在していることが示された．翼面近傍における液滴の存在は粒子の翼への付着速度に大きく影響する．そこで，次に翼面近傍の液滴に着目する．

Fig. 8 に Case C の動翼流路断面における瞬間液滴質量分率を示す．この図から，失速セルの影響により液滴は周方向に非一様に分布していることがわかる．

Fig. 9(a)に可視化範囲の概形図，　Fig. 9(b)，Fig. 9(c)にそれぞれ平均液滴質量分率が最大の流路(流路　A)，平均液滴質量分率が最小の流路(流路　B)の，動翼負圧面近傍における瞬間液滴質量分率を示す．具体的には，Fig. 8 に示した 2 つの流路における，動翼負圧面からコード長の約 6.3%離れた面を示している．Fig. 9 (b)より，流路 A では，動翼のハブ付近からミッドスパンにかけて多くの液滴が存在し，僅かではあるがチップ近傍にまで液滴が存在していた．一方，Fig. 9 (c)より，流路 B では，翼面近傍の液滴の割合も小さく，60%スパン以上の領域においては液滴が見られなかった．

Fig. 10 に初段動翼負圧面近傍(Fig. 9(b), (c)と同様)の 50%スパン面における瞬間液滴質量分率をプロットした．まず，冬場を想定した条件(Case B, D)においてはほぼ凝縮が発生せず, 負圧面近傍の液滴質量分率は 0 であった．一方，夏場を想定した条件(Case A, C)では，ともに負圧面近傍において液滴が存在した. 定格出力運転(Case A)と運転部分負荷運転の最小値(Case C_MIN)を比較すると，部分負荷運転時の方が翼面近傍でより多くの割合の液滴が存在している．また，Case A と Case C の最大値(Case C_MAX)を比較すると，部分負荷運転時には最大で定格の約 3 倍の液滴質量分率が得られた．

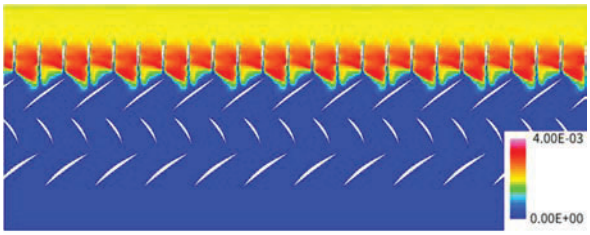
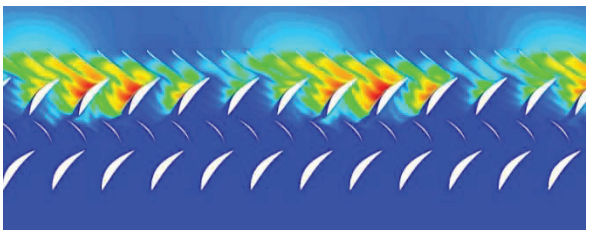
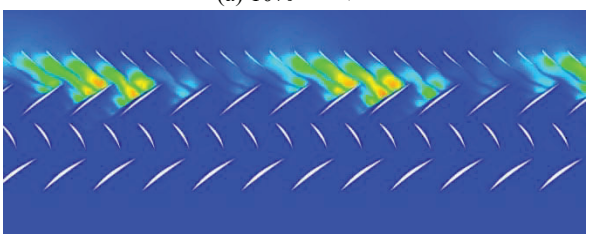


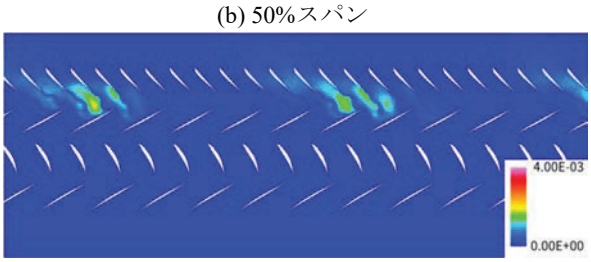

Fig. 6　瞬間液滴質量分率分布(Case A, 50%スパン).



(a) 10%スパン



(b) 50%スパン




(c) 90%スパン

Fig. 7　瞬間液滴質量分率分布(Case C).

Download service for the GTSJ  via 216.73.216.164, 2025/10/07.

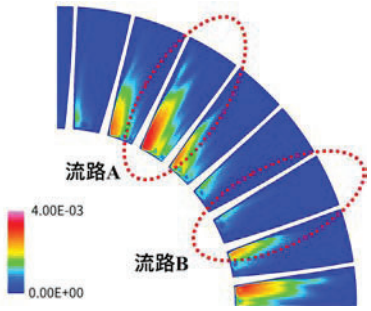
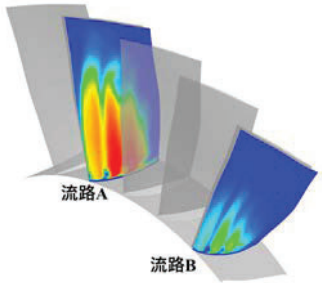
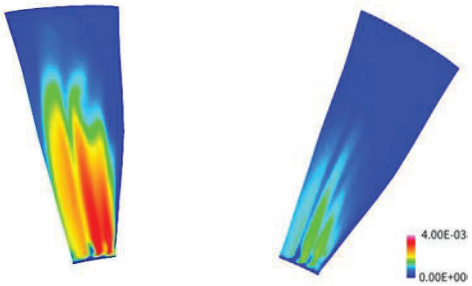



Fig. 8　瞬間液滴質量分率分布
（Case C，初段動翼流路断面）.




(a)可視化範囲の概形図




(b) 流路 A　　(c) 流路 B

Fig.9　初段動翼負圧面近傍の瞬間液滴質量分率分布
(Case C，負圧面から 6.3%コード長の高さ).

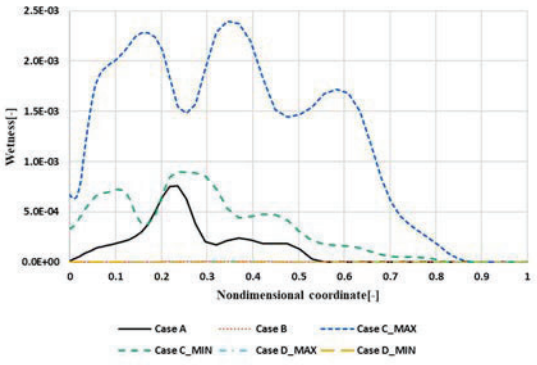



Fig. 10　各ケース瞬間液滴質量分率の比較
（負圧面から 6.3%コード長の高さ，50%スパン）.

### 4.4　翼への粒子付着

最後に，液滴の翼への付着について評価する．まず，粒子の付着速度に関係する粒子径を比較した．式 (8)から，無次元付着速度$V_+$は粒子径$d_p$の 4 乗に比例する．

Fig. 11 に，Fig. 10 と同様の位置における各ケースの液滴半径の分布を示す．式(3)より，液滴質量分率が大きくなるほど液滴径は大きくなる関係にあり，Fig. 11 で見られた液滴半径の傾向は Fig. 10 で示された液滴質量分率の傾向と一致していることが確かめられた．Fig.11 より，定格出力条件の Case A では翼の前縁部から 50%コード長にかけて液滴半径が大きくなっている．一方で，部分負荷運転条件の Case C では前縁部からおよそ 90%コード長までの広い範囲にかけて液滴半径が大きいことが示された．冬場条件の Case B，C においても僅かながら水蒸気が凝縮し，50%コード長までの範囲に液滴半径が凝縮核よりも大きくなることが示された．

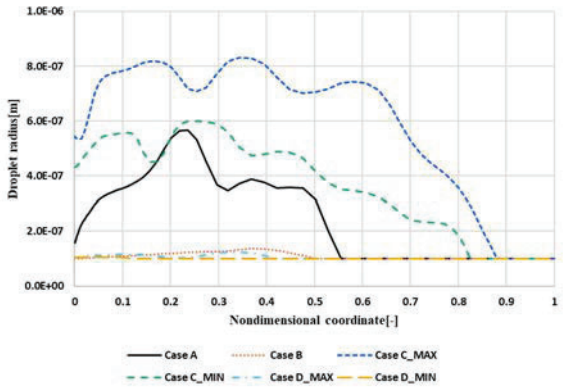



Fig. 11　瞬間液滴半径分布
（6.3%コード長高さ，50%スパン断面）.

４つのケースについて，最終的に付着速度を求めて，比較を行ったが，詳細は口頭で報告する．その中でひとつ興味深いものとして，90%スパンにおける付着速度があげられる．Fig.12 に示すように，夏場の条件である Case C_MAX の分布が他とは異なり，Case A の定格出力に近い値となっていた．また，Case C_MAX の後縁部における値は冬場の条件(Case B，D)同様、十分小さい値であった．粒子の付着速度を制御するのに何かヒントになるかもしれない．

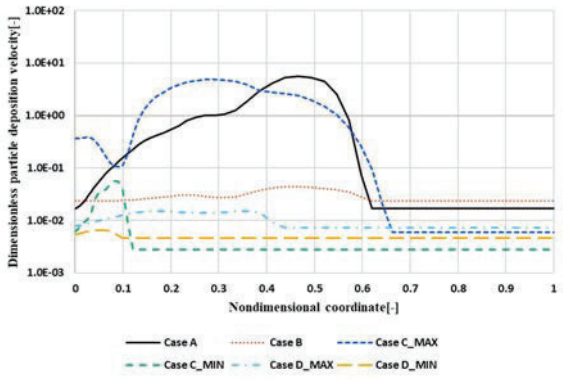



Fig. 12　瞬間付着速度分布
(6.3%コード長高さ，90%スパン断面).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 5. 結言

本研究では，定格出力および部分負荷運転時を想定した発電用ガスタービン圧縮機静動翼列全周を通過する湿り空気流れについて数値シミュレーションを行った．定格運転と部分負荷運転のそれぞれについて，夏場と冬場の運転環境を考慮した計 4 つの条件を設定して，液滴質量分率，液滴半径，そして付着速度について比較を行った．その結果を以下に要約する．

1. 夏場を想定した条件では湿り度 0.1%を超える凝縮が発生した．一方で，冬場を想定した条件では僅かな量の凝縮しか発生しなかった．
2. 夏場を想定した条件のうち，定格出力運転の場合は IGV 翼列間での凝縮が顕著だった．部分負荷運転の場合は初段動翼列間での凝縮が顕著であった．また，部分負荷運転では動翼とともに移動する失速領域の影響により，周方向に非一様な液滴質量分率の分布がみられた．
3. 液滴の翼への付着速度を評価した結果，夏場を想定した条件では冬場に比べて約 100 倍から 1000 倍程度も付着速度が大きくなっていることが明らかになった．さらに部分負荷運転では，動翼の前縁から後縁にかけて，定格運転よりも広範囲でより多くの付着が起こる可能性が示唆された．


## 謝辞

本研究は科研費補助金基盤研究 B「ガスタービンコンプレッサー流動・エアロゾル・凝縮・付着マルチフィジックスの探求」（研究代表者　山本悟）の支援により実施された．本研究の遂行にあたり，有益な御助言と御検討を賜り，加えて研究対象に関する様々な資料やデータをご提供いただいた，梅沢修一 様，大森修一 様，鈴木武志 様をはじめとする東京電力ホールディングス株式会社の皆様ならびに，米澤宏一 様をはじめとする電力中央研究所の皆様に心より感謝申し上げます．


## 参 考 文 献


(1) Kurts, R., and Brun, K., Fouling Mechanisms in Axial Compressors, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 134, (2012), 032401-1.

(2) Liu, B. H., and Agarwal, J. K., Experimental Observation of Aerosol Deposition in Turbulent Flow, Journal of Aerosol Science, Vol. 5, (1974), 145-155.

(3) Nicola, Aldi., Nicola, Casari., Devid, Dainese., Mirko, Morini., Michele, Pinelli., Pier, Ruggero, Spina., Alessio, Suman., The Effects of Third Substances at the Particle/Surface Interface in Compressor Fouling, Proc. ASME Turbo Expo 2017, Charlotte, GT2017-64425, (2017).

(4) Nicola, Aldi., Nicola, Casari., Mirko, Morini., Michele, Pinelli., Pier, Ruggero, Spina., Alessio, Suman., Alessandro, Vulpio., Gas Turbine Fouling: the Influence of Climate and Part-Load Operating Conditions, Proc. ASME Turbo Expo 2019, Phoenix, GT2019-91748, (2019).

(5) Yamamoto, S., Araki, K., Moriguchi S., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yonezawa, K., Umezawa, S., Ohmori, S., Suzuki, T., Effects of Wetness and Humidity on Transonic Compressor of Gas Turbine, International Journal of Heat and Mass Transfer, HMT-D-21-00252R1, (2021).

(6) 石坂浩一，井小萩利明，大宮司久明，超音速湿り蒸気流の高解像度差分解法，日本機械学会論文集 B 編, Vol. 60, (1994), pp. 3887-3892.

(7) Frankel, J., Theory of Liquids, Dover, (1995).

(8) Schnerr, G. H., and Dohrmann, U., Transonic Flow Around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogeneous Condensation, AIAA Journal, Vol. 28, (1990), pp.1187-1193.

(9) 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.

(10) Roe, P. L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes, J. Comp. Phys., Vol. 43, (1988), pp.357-372.

(11) Van Leer, B., Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godonov's Method, J. Comp. Phys., (1979), Vol. 32, pp.101-136.

(12) Spalart, P., and Allmaras, S., A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper., (1992), 1992-0439.

(13) Hagita, Y., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto, S., Yonezawa, K., Umezawa, S., Ohmori, S., Suzuki, T., The Effect of Partial-Load Operation on a Gas Turbine Compressor of an Advanced Combined Cycle Power Plant, Proc. ASME 2022 Turbo Expo, GT2022-80251, (2022), 12 pages.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-8

# 航空エンジン用遠心圧縮機における羽根車旋回失速の挙動

# Behavior of Impeller Stall in Centrifugal Compressor for Aeroengines

○青山 慧士[*1] 藤澤 信道[*2] 太田 有[*2]
AOYAMA Satoshi FUJISAWA Nobumichi OHTA Yutaka

中山 亮[*3] 荻野 敦[*3] 北村 英二郎[*3]
NAKAYAMA Ryo OGINO Atsushi KITAMURA Eijiro

**ABSTRACT**

The rotating stall in a centrifugal compressor with pipe diffusers was investigated both experimentally and numerically. The compressor has a bleed port in the inducer. The experimental results showed that the impeller stall was consisted of a stall cell and rotated about 67% of the impeller rotational speed. The stall cell was first generated around bleed port. The same phenomenon was confirmed by numerical analysis. The numerical results showed that the reverse flow region in the inducer was developed and grown in the circumferential direction before the stall cell was extended to the impeller inlet. The development of the reverse flow region resulted from the development of a vortex at a leading edge of a splitter blade. After that, a longitudinal vortex was formed in the inducer and the flow angle to a main blade increased. As a result, the spillage occurred at a leading edge of a main blade.

**キーワード：**遠心圧縮機，旋回失速，失速初生，数値解析，ターボファンエンジン，抽気
**Key Words:** Centrifugal Compressor, Rotating Stall, Stall Inception, CFD, Turbo Fan Engine, Bleed

## 1. 緒言

ターボ機械のひとつである遠心圧縮機は，単段あたりの圧力比が大きく，少ない段数で高い圧力比が得られる．このため，小型の航空用ガスタービンでは広く使用され，高い効率と広い運転範囲が求められる．これらの要求に応えるため，内部流れ場における非定常現象の把握と抑制が必要不可欠であり，特にサージの予兆現象とされる旋回失速発生時の内部流れ場の把握は非常に重要である．

遠心圧縮機で発生する羽根車失速に関する報告はいくつかなされている．Iwakiri ら[(1)]は車両用過給機に使用される遠心圧縮機を対象とした研究から失速点近傍では長翼翼端で生じた漏れ渦が渦崩壊を起こし翼間を移流していることを，また，Tomita ら[(2)]は動翼負圧面側に生じた竜巻型の渦が失速セルを構成することを示している．このように遠心羽根車では長翼前縁での剥離渦の発達が失速に寄与していることが多く報告されている．しかし，車両用過給機にくらべ，航空用ガスタービンで使用される遠心圧縮機は設計点での圧力比が高いため，低回転数時の羽根車とディフューザのマッチング改善のため羽根車流路の途中で抽気が採用されることがある．こうした抽気を行った状態での遠心圧縮機の失速形態を報告した例は少ない．

そこで本研究では，航空用ガスタービンで使用される抽気孔を有する遷音速遠心圧縮機を対象に，圧縮機内部で生じる羽根車失速を試験および数値解析により調査した．試験では高感度圧力センサーを用いた周方向同時多点計測を行い，数値解析では圧縮機内部の詳細な流れ場を把握するため，非定常 Detached Eddy Simulation (DES) 解析を実施した．その結果，試験および数値解析より短翼前縁近傍である Knee 部で長翼前縁部に先行する圧力擾乱が発生することが観察された．また，数値解析より長翼前縁部での失速に先行し，短翼前縁付近の剥離が起点となって失速が初生していることを明らかにした．

## 2. 実験装置

供試遠心圧縮機は 2 軸式小型ターボファンエンジンの高圧圧縮部として開発された研究用供試体であり，実機

*1 早稲田大学大学院 基幹理工学研究科 機械科学・航空宇宙専攻 〒169-8555 新宿区大久保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 新宿区大久保3-4-1
*3 本田技術研究所 先進パワーユニット・エネルギー研究所 〒351-0193 埼玉県和光市中央1-4-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

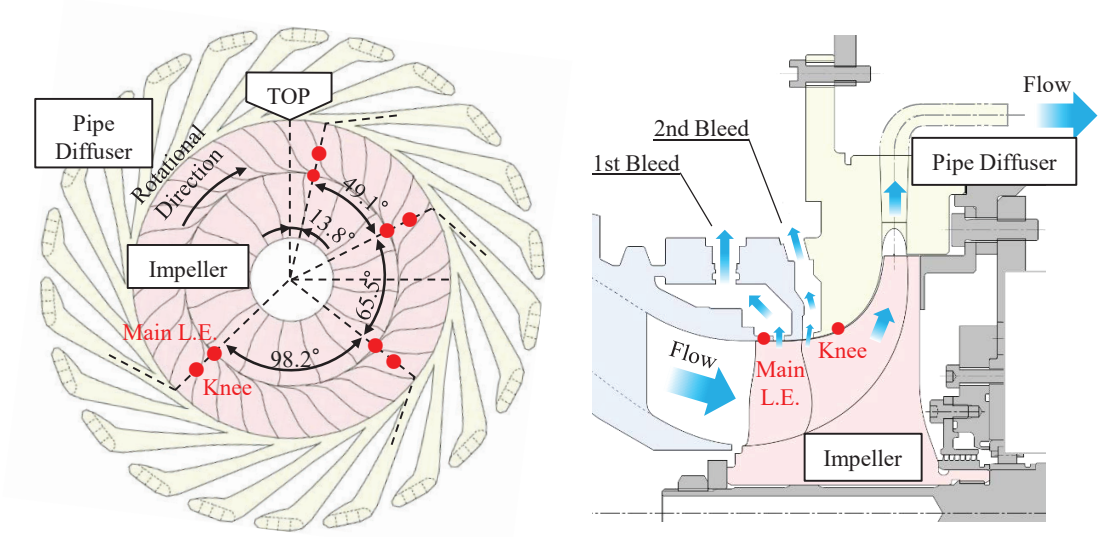



Fig.1 Experimental Apparatus and Measuring Location of Unsteady Pressure.

Table1 Dimensions of Tested Compressor.

| Tested Centrifugal Compressor | |
|---|---|
| Number of Rotor Blades (Main + Splitter) | 32 (16 + 16) |
| Number of Pipe Diffusers | 22 |
| % Rotational Speed vs Design Speed | 80 |
| % Bleed Mass Flow Rate vs Impeller Inlet Mass Flow Rate | 8.7 |

の 75%サブスケールモデルである．表 1 に供試遠心圧縮機の仕様，図 1 に試験における圧力計測位置および供試遠心圧縮機の断面図を示す．供試圧縮機はインデューサを有する長翼・短翼各 16 枚からなる開放型遷音速羽根車と 22 本のパイプディフューザにより構成される．さらに，短翼前縁部には抽気孔が 2 箇所設置されており，抽気孔下流に取り付けたバルブの開度を調整することで羽根車流路からの抽気流量が変更可能である．

抽気流量は羽根車で失速を生じさせるため，通常時の半分程度である圧縮機入口流量の 8.7%, 回転数は設計回転数の 80%に設定して試験および数値解析を行った．試験では，圧縮機内部に発生する非定常現象を調査するために，長翼前縁部に 4 個，短翼前縁下流の Knee 部シュラウド側に 4 個，計 8 個の高感度圧力センサー(Kulite XCE-062)を設置して，非定常圧力の計測を実施した．

## 3. 数値解析手法

本研究では，羽根車とディフューザを含めた段全体の内部流れ場に対する非定常数値解析を実施した．支配方程式は連続の式，3 次元圧縮性 Navier- Stokes 方程式，エネルギ保存式，および理想気体の状態方程式であり，有限体積法に基づき離散化した．対流項には MUSCL 法 (Monotone Upwind Scheme for Conservation Laws)により高

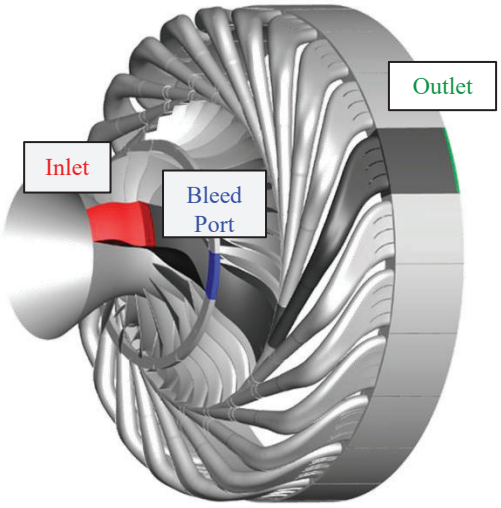



Fig.2 Overview of Computational Region.

次精度化した SLAU(Simple Low dissipative Ausm) を用い，粘性項はガウスの発散定理に基づく 2 次精度中心差分で評価した．また，時間積分には MFGS (M atrix Free Gauss Seidel)陰解法を使用し，乱流モデルには Spalart-Allmaras モデルに基づく DES を採用した．

解析格子の概略図を図 2 に示す．ただし，抽気孔は実機では流れ方向に 2 カ所に設置されているが，計算の安定化のため中間位置 1 カ所にモデル化を施した．格子点数は羽根車領域が約 5710 万点，ディフューザ領域が約 7790 万点であり，総格子点数は約 1 億 3400 万点である．境界条件は，流入境界条件として圧縮機入口部にリグ試験で計測した全温，全圧，流れ角分布を与えた．また，流出境界条件として抽気孔出口部は質量流量，圧縮機出口部は静圧を指定した．

## 4. 結果および考察

### 4. 1 圧縮機性能

図 3 に試験および数値解析から得られた圧縮機性能，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

図 4 に数値解析の羽根車入口質量流量軌跡を示す．ただし，図 4 の横軸は解析発散時刻を $t$*=0.0 にしており，図 3 内の非定常解析点は図 3 内の $t$*=-15.0 に対応している．また，非定常解析では羽根車失速の発現を早めるため，試験値よりも高い抽気流量から徐々に低下させる措置を施した．その結果，抽気流量が試験値とほぼ同一になってから 25 周したところで旋回失速が生じた．さらに，羽根車入口流量および圧力比は以下に示すように設計点における羽根車入口流量および圧力比にて正規化しており，式中の$p_{t_1}$は圧縮機入口全圧，$p_2$は圧縮機出口静圧，$\dot{m}_{in}$は羽根車入口流量を表す．図 3 より，供試圧縮機においては無次元入口質量流量$\overline{\dot{m}_{\mathrm{in}}}$=0.925 が羽根車失速が生じる失速点であり，設計点付近において数値解析結果と試験結果は良い一致を示している．

$$\overline{\pi_{T-S}} = \frac{p_2/p_{t_1}}{\left(p_2/p_{t_1}\right)_{\mathrm{design}}} \quad , \quad \overline{\dot{m}_{in}} = \frac{\dot{m}_{in}}{(\dot{m}_{in})_{\mathrm{design}}} \qquad (1)$$

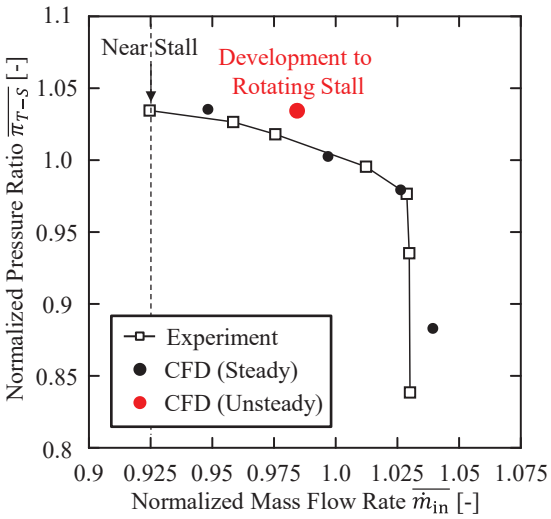



Fig.3 Compressor Performance.

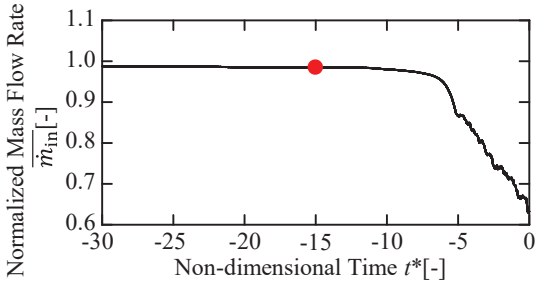



Fig.4 Mass Flow Rate at Impeller Inlet.

### 4.2　離散空間フーリエ級数（Discrete Spatial Fourier Series : DSFS）による失速初生解析

失速形態および初生の調査には離散空間フーリエ級数（DSFS）を用いた．DSFS は Garnier ら[3]により Modal 振動のみを検知する目的でターボ機械へ適用された解析手法であるが，Cameron ら[4] により動翼回転周波数の 75%以下の周波数でのローパスフィルタを用いることで Spike と Modal 両方の失速初生を検知できることが報告されている．式(2)に DSFS に用いる式を示す．$p(\theta_n, t)$は，基準位置から$\theta_n$[rad]の位置にある圧力センサーから得られた圧力時間波形であり，$N_{sum}$は圧力センサーの総数を表す．また，$a_k$は式(2)により得られた$k$次モードの複素フーリエ係数であり，$k = 1$である 1 次モードを算出することで圧力変動波形における支配的な変動を調査することができる．

$$a_k(t) = \frac{1}{N_{sum}} \sum_{n=0}^{N_{sum}-1} p(\theta_n, t) e^{ik\theta_n} \qquad (2)$$

式(2)により得られた 1 次モードの DSFS 解析結果を図 5 に示す．Cameron ら[4]の報告を参考に，圧力波形に対して羽根車回転速度の 75%のローパスフィルタを施した後，式(2)により複素フーリエ係数$a_k$を算出した．ただし，図 5 では横軸に無次元時間 $t$*，縦軸に 1 次モードの位相$\varphi$[rad]を示しており，無次元時間は試験結果はサージ開始時刻を，数値解析結果は解析発散時刻をそれぞれ $t$*=0.0 にしている．図 5 より長翼前縁部では試験では羽根車回転速度の 66.8%，数値解析では 67.0%でそれぞれ旋回する圧力擾乱が発生している．また，Knee 部での擾乱の旋回速度は試験結果が羽根車回転速度の 73.8%，数値解析結果が 71.6%であった．

また試験では $t$*=-10.0 付近で Knee 部で旋回性の圧力擾乱が生じた後,$t$*=-6.0 付近で長翼前縁部に旋回性の擾乱が生じている.同様に数値解析でも長翼前縁部に先行する旋回性の擾乱が Knee 部で生じており，試験における内部流れを模擬できている．失速の起点が一般的な長翼前縁付近ではなくより下流側で生じているようにみえることから，数値解析結果を使い失速過程の流れ場について詳細に調査を行った．

### 4.3　失速点近傍での羽根車失速過程

図 6 に相対系における長翼前縁部および短翼前縁部の軸方向流速分布を，図 7 に羽根車全周の渦構造を示す．ただし，図 6 の軸方向流速は羽根車の出口周速度にて無次元化を行っており，図 7 の渦構造は Critical Point 法を用いて同定し，無次元ヘリシティで色付けしている．

図 6(a)より，羽根車入口流量が低下を始める以前の無次元時間 $t$*=-12.6 において長翼前縁部の流れは周方向に均一であるが，短翼前縁部では一部の翼間において逆流領域が形成しており(図中 A 部)，図 7(a)より逆流領域に対応する位置に渦が形成している．また，図 6(b)より $t$*=-5.8 では長翼前縁部での軸方向流速分布は依然として均一だが，短翼前縁部の逆流領域は羽根車全周へと拡大していることが確認できる．特に，図 6(b)内 B 部に対応する翼間では，図 7(b)より他の翼間と比較し，インデューサ部で渦が発達していることが分かる．この翼間では，さらに時間が進んだ図 6(c)より $t$*=-5.4 に長翼前縁部でスピレージ(図中 C 部)が確認できる．さらに，図 6(d)より $t$*=-4.6 には長翼前縁部で失速セルの形成（D 部）が確認でき，図 6(e)より $t$*=-0.6 にはセルが全周に拡大している．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

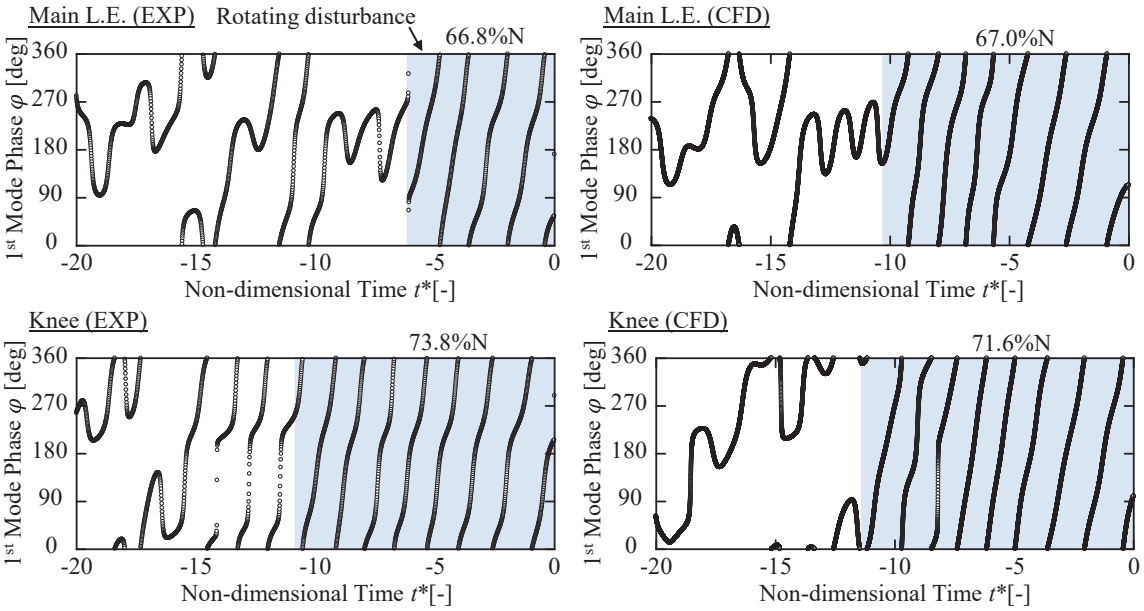



Fig.5 1st Mode Phase Distribution of Unsteady Pressure Fluctuations using DSFS Analyses.

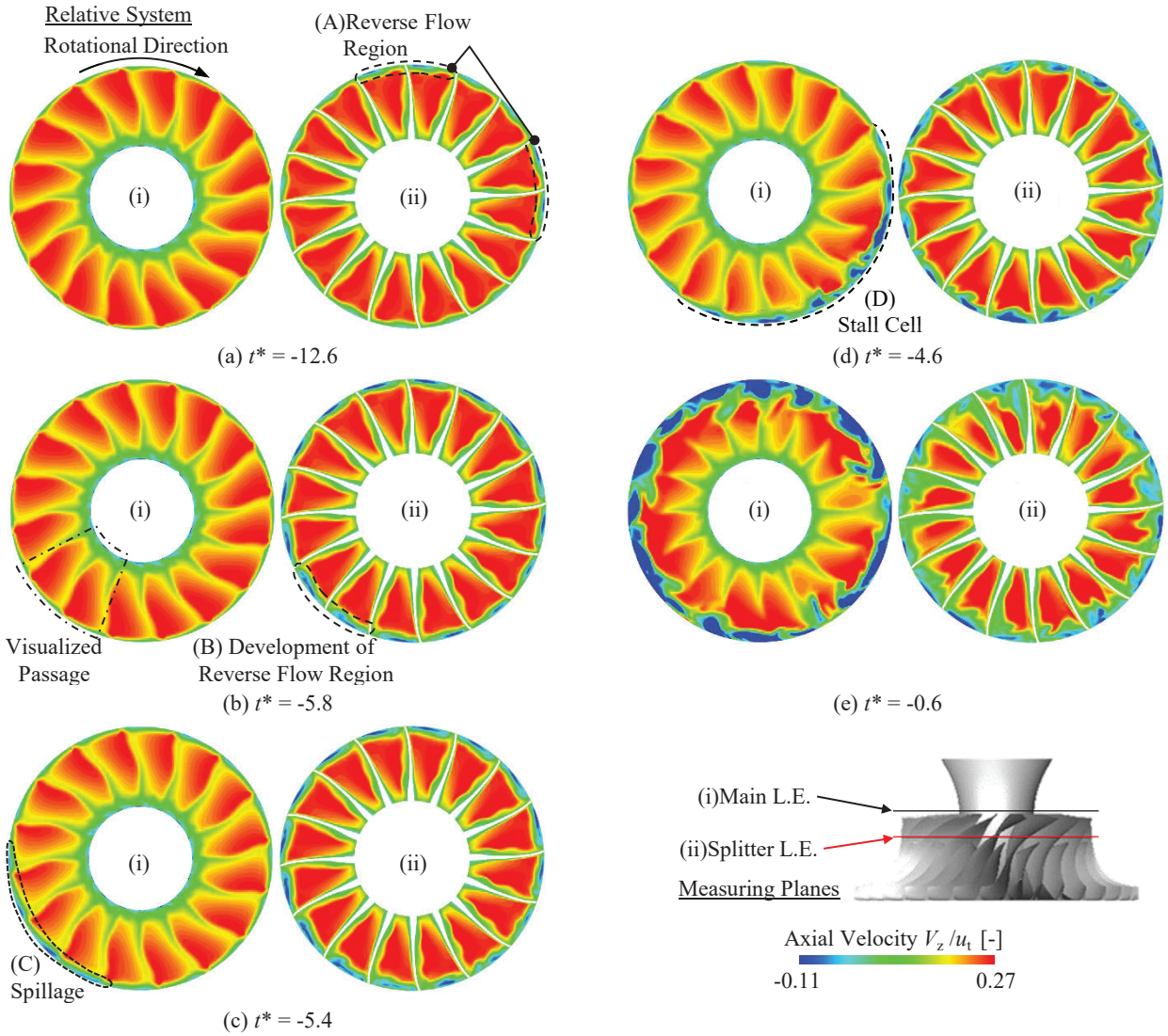



Fig.6 Distribution of Axial Velocity at Main Blade L.E. and Splitter Blade L.E..

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

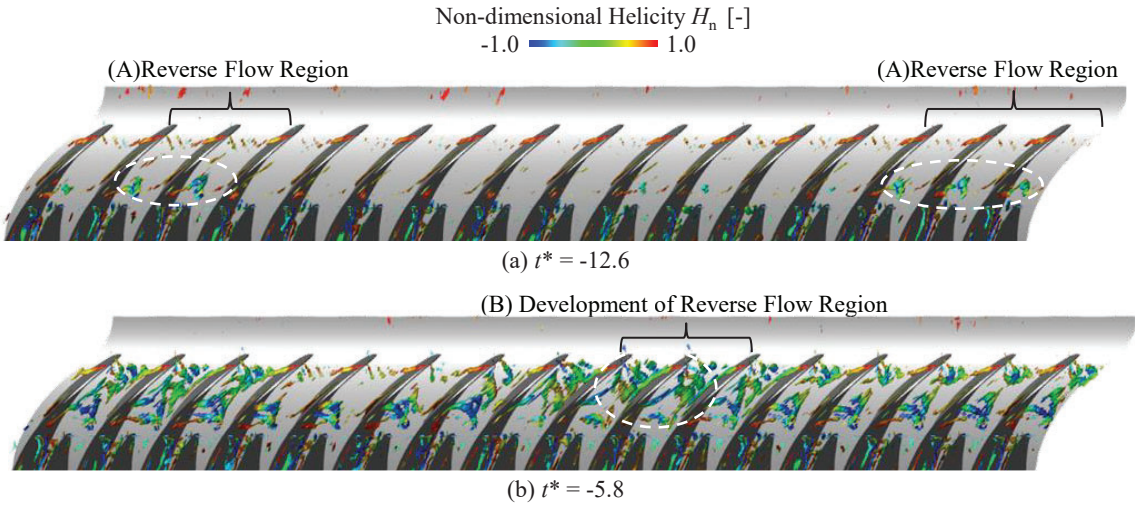
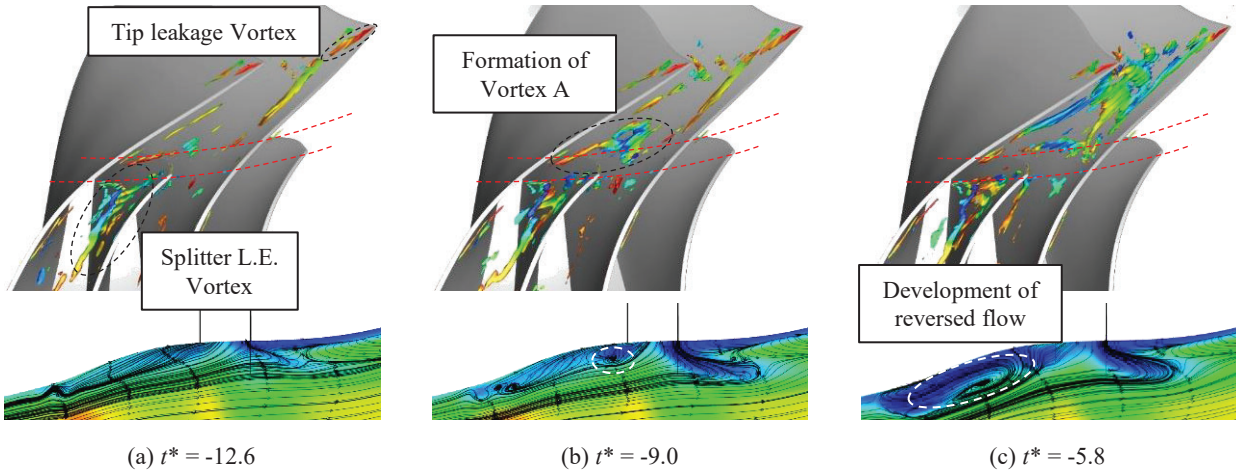



Fig.7 Vortex Structures within Impeller Passages.



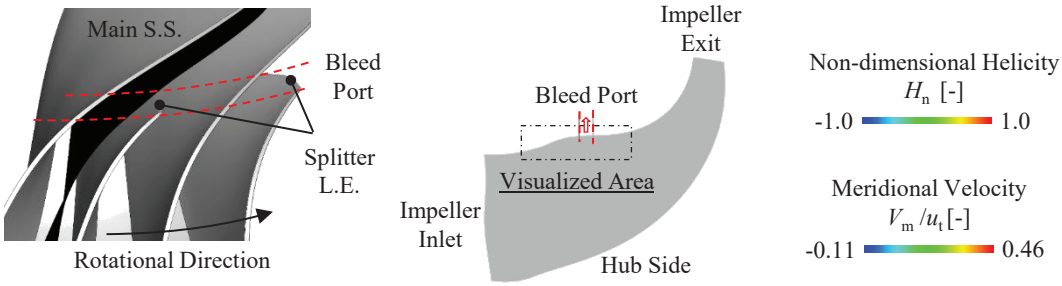



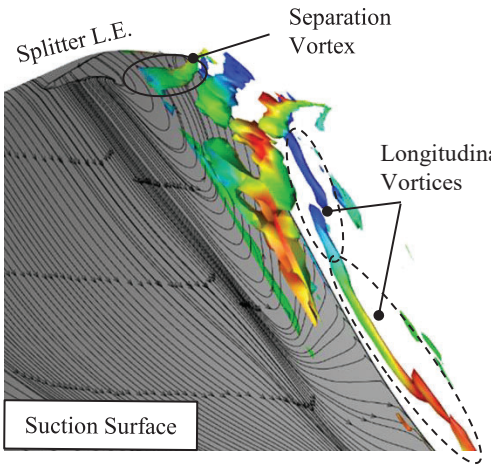

Fig.8 Vortex Structures and Distribution of Meridional Velocity around Bleed Port.

### 4.4 失速点近傍での羽根車内部流れ場

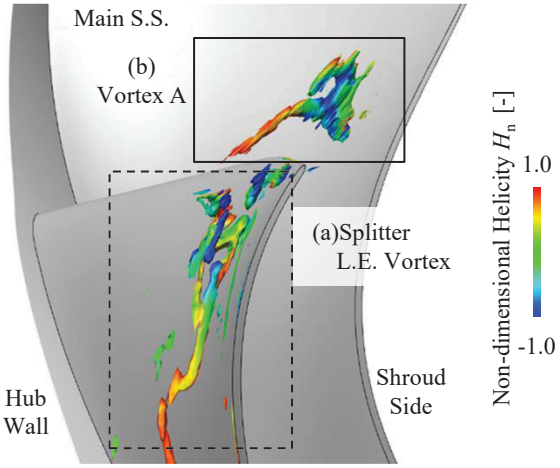
短翼前縁部の逆流域の成長が失速初生にどのように影響しているかより詳細に調べるために，長翼から短翼前縁部の渦構造を可視化した．図 8 に長翼前縁部においてスピレージが確認された翼間(図 6(b)内の一点鎖線部)内の渦構造および子午面流速分布を示す．子午面流速分布は短翼負圧面側流路の中央付近で作成した断面内の分布であり，羽根車の出口周速度にて無次元化を行っている．また，図 9 に短翼前縁負圧面側の渦, 図 8(b)に示す渦 A の拡大図および渦 A の形成過程の模式図を示す．いずれの図の渦構造も Critical Point 法を用いて同定しており，無次元ヘリシティにて色付けしている．図 8(a)および図 9 より供試圧縮機では失速点近傍にて長翼前縁部負圧面側に翼端漏れ渦，短翼前縁部負圧面側に 2 つの縦渦により構成される短翼前縁渦が形成されていることが確認できる．このような翼前縁で発生する渦は失速セルの発生に影響を与えることが知られている[5].

また図 8(a)と(b)を比較すると，$t^*$=-12.6 から-9.0 にかけて短翼前縁渦の逆流領域が拡大し，短翼前縁部で渦(図 8(b)内の渦 A)が形成していることが確認できる．この渦 A は図 9(d)に示すように短翼前縁近傍の低速域を形成するシュラウド側の流れが抽気孔から流出する過程で軸方

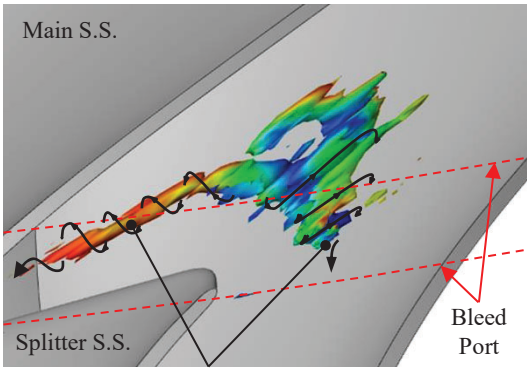
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) Splitter L.E. Vortex

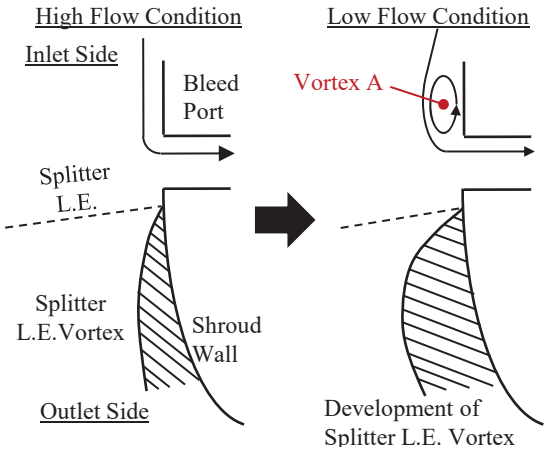



(c) Overview of Vortex Structure in the Impeller.



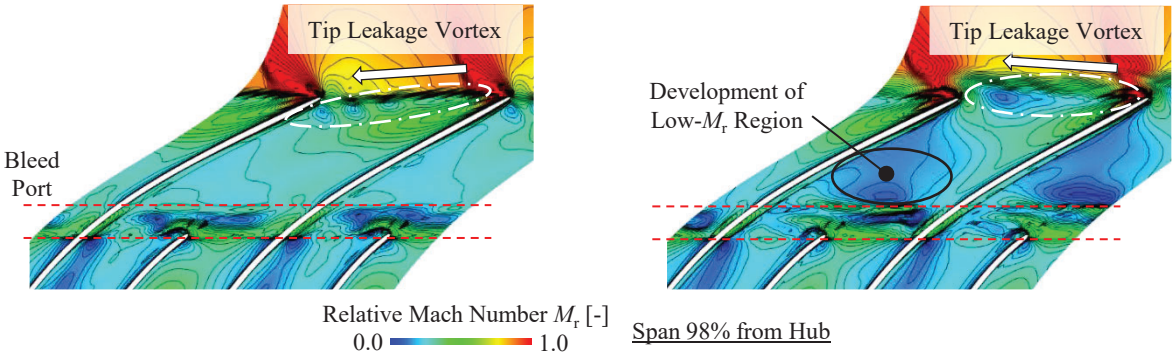

Vortex A flows away from Bleed Port avoiding Splitter L.E. Vortex.

(b) Vortex A




(d) Formation Process of Vortex A.

Fig.9 Vortex Structures and Sketch about Formation Process of Vortex A.




(a) $t^*$ = -12.6 (b) $t^*$ = -5.8

Fig.10 Distribution of Relative Mach Number (Span 98% from Hub Wall).

向から半径方向に転じることに加え，短翼前縁渦の逆流領域が発達し，さらなる短翼前縁近傍の流速の低下により形成する．特に，図 9(b)より渦 A は短翼の圧力面側と負圧面側でヘリシティの正負が反転しているが，これは短翼前縁渦を避けるように短翼圧力面側の流路へ流れるためである．さらに図 8(b)と(c)を比較すると，この短翼前縁部で形成した渦 A は子午面流速分布より $t^*$=-9.0 から-5.8 にかけて羽根車上流側に拡大していることが確認できる．

図 10 に羽根車のスパン 98%位置における相対マッハ数分布を示す．図 10(a)より羽根車入口流量の低下が開始前の $t^*$=-12.6 では，長翼前縁部の翼端漏れ渦は後続翼の圧力面側へと形成していること，短翼負圧面側流路は短翼前縁渦によりピッチ方向に広く低速領域が分布していることが確認できる．また，翼端漏れ渦と短翼前縁渦の中間領域にあたるインデューサ部の長翼圧力面側は失速

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

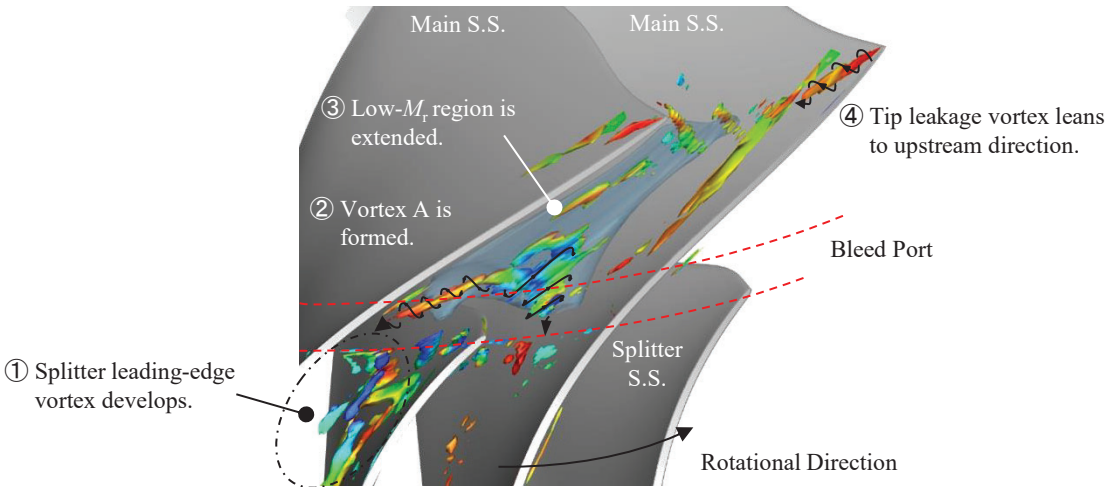


Fig.11 Inception and Development of Impeller Stall Cell.

点近傍において低速となっていることが認められる．さらに図 10(a)と(b)を比較すると，短翼前縁部での渦 A の形成および低速領域が発達することで，翼端漏れ渦が長翼前縁側へと押し上げられ，後続翼へとスピレージすることが確認できる．

以上の結果をもとにして，失速セルの初生・拡大機構を図 11 にまとめた．図 11 では羽根車内部の渦構造に加え，シュラウド側に分布する低速領域を水色の等値面($M_r$ =0.125)にて可視化している．供試圧縮機では初めに短翼前縁渦の拡大が短翼前縁部での渦 A 形成を誘起しており，シュラウド側の流速が低下する．その後，翼端漏れ渦が前縁側へと押し出されながら発達・成長し，後続翼へとスピレージをすることで失速セルが形成されることが分かった．

## 5. 結言

航空用ガスタービンで使用される抽気孔を有する遷音速遠心圧縮機を対象に，高感度圧力センサーを用いた周方向同時多点計測および非定常数値解析を実施した．得られた知見を以下に示す．

(1) 試験および数値解析で，失速点近傍において羽根車内部で羽根車回転速度の 67%程度で旋回する羽根車失速が 1 セル確認された．また，長翼前縁部での失速セル形成に先行して短翼前縁部にて圧力擾乱が発生していた．

(2) 数値解析結果より，失速セル形成に先行して短翼前縁近傍にて逆流領域が初生し，周方向に拡大していることが確認された．この逆流領域は短翼前縁近傍に形成される縦渦に対応しており，インデューサ部シュラウド側の低速域が抽気孔から流出するために半径方向へと転向することに加え，短翼前縁渦の逆流領域が発達することにより形成する．

(3) 短翼前縁渦の発達および短翼前縁近傍での渦形成にともない，インデューサ部の逆流領域が拡大することで，長翼前縁部負圧面側の翼端漏れ渦が押し上げられ，後続翼へのスピレージが発生し，失速セルが形成する．

## 参考文献

(1) Iwakiri, K., Furukawa, M., Ibaraki, S. and Tomita, I., “Unsteady and three-dimensional flow phenomena in a transonic centrifugal compressor impeller at rotating stall”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2009, GT2009-59516, 2009.

(2) Tomita, I., Ibaraki, S., Furukawa, M. and Yamada, K., “The effect of tip leakage vortex for operating range enhancement of centrifugal compressor”, Journal of Turbomachinery, Vol.135, no.3, 051020, 2013.

(3) V. H. Garnier, A. H. Epstein and E. M. Greitzer, Rotating Waves as a Stall inception Indication in Axial Compressors, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 113(1991), 290-301.

(4) Joshua D. Cameron and Scott C. Morris, Analysis of Axial Compressor Stall Inception Using Unsteady Casing Pressure Measurements, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 135(2013).

(5) 藤澤信道，原昇太郎，太田有，羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する失速と前縁渦の関係，日本機械学会論文集，Vol. 81, No. 829 (2015), DOI: 10.1299/transjsme.15-00194.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-9

# 「富岳」を用いた遷音速遠心圧縮機のマイルドサージの大規模 DES 解析

# Large-Scale DES Analysis of Mild Surge in a Transonic Centrifugal Compressor Using the Supercomputer Fugaku

○真部 魁人[*1] 古川 雅人[*2] 草野 和也[*2]
MANABE Kaito FURUKAWA Masato KUSANO Kazuya
山田 和豊[*3] 香西 和人[*4] 兼山 直輝[*1]
YAMADA Kazutoyo KOUNISHI Kazuhito KANEYAMA Naoki

**ABSTRACT**

Surging is an eminently dangerous phenomenon for compressor operation because it causes an unstable operating condition which could damage the system. Therefore, prediction of surge phenomenon and deeper understanding of the mechanism of surge inception are important for safer operation. To investigate flow mechanism during the surge cycle, large-scale DES analyses with 900 million computational cells for a transonic centrifugal compressor with a vaneless diffuser were conducted by using supercomputer Fugaku. A throttle valve model was imposed as a boundary condition at the pipe outlet to control the mass flow rate. As the flow rate gradually was decreased by adjusting the throttle valve parameter, the mild surge accompanied by the mass flow and pressure fluctuations without reverse flow was successfully captured. The simulated mass flow rate, pressure rise and cycle frequency were compared with experimental results. Finally, some instantaneous flow structures at consecutive states during one surge cycle were investigated.

**キーワード：**サージ，遷音速，圧縮機，DES，富岳，
**Key Words:** Surging, Transonic, Centrifugal Compressor, DES, Fugaku

## 1. はじめに

一般に，遠心圧縮機に限らず圧縮機を含むシステムでは，流量が減少すると非定常流動現象であるサージングが発生する．サージングの発生により，流速や圧力が周期的に変動し，場合によりシステム全体にわたる逆流が生じる．この逆流は圧縮機の運転を不安定にするだけでなく，システム全体が振動しシステムの停止や破損の原因となることから，サージング現象の予測および回避によるサージマージンの改善は重要な課題である．そのような背景から，サージの予兆現象として発生する失速現象を圧縮機の構成要素ごとに調べた研究[(1-3)]や，サージマージンの拡大を企図した研究[(4)(5)]は数多く行われてきた．しかしながらサージング発生に至る流動メカニズムを詳細に調べた研究は皆無に近く，サージング予測は未だに困難を極めている．

サージング発生時の流動変動に関する研究としては，例えば Meuleman[(6)]や Wernet ら[(7)]の研究が挙げられる．Meuleman は高応答圧力センサおよび熱線流速計を用いて遠心圧縮機のサージング状態における全体性能の時間変化を計測している．しかしインペラ出口の周速は 70 m/s 以下という低速条件下で計測が行われており，得られた知見が高速回転で運転される実機にも適用可能か疑問が残る．一方 Wernet らは設計圧力比が 4 を有する遠心圧縮機のサージング発生時において，羽根付きディフューザ入口部およびインペラ上流の壁面圧力履歴を高応答圧力センサにより計測を行い，PIV を用いてディフューザ入口部およびインペラ上流部における速度ベクトル場の時間変化についても同時に計測している．インペラ出口の周速は 492 m/s という高速条件下ではあるものの，サージング時における流量の非定常計測がなされておらず，計測した壁面圧力および速度ベクトル場の非定常変化と圧縮機の性能特性変化との対応については議論されていない．先述したように，サージング発生状態で圧縮

*1 九州大学大学院
〒819-0385 福岡県福岡市西区元岡744
E-mail: manabe@haira.mech.kyushu-u.ac.jp
*2 九州大学
〒819-0385 福岡県福岡市西区元岡744
*3 岩手大学
〒020-8551 岩手県盛岡市上田4 丁目3 番地5 号
*4 日産自動車株式会社
〒220-8686 神奈川県横浜市西区高島1丁目1番1号

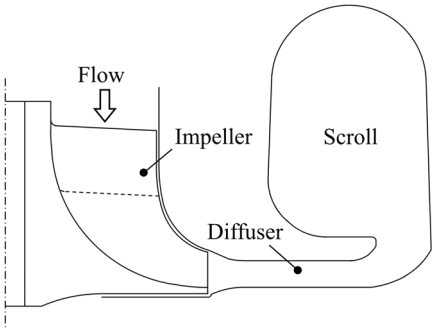
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

機を運転すること自体に大きな危険を伴うため，遷音速作動域におけるサージング発生時の非定常流動に関する計測データはこれまでに十分取得されておらず，安全性の観点からも今後は数値解析に基づいたサージング予測技術の確立が不可欠であると考えられる．

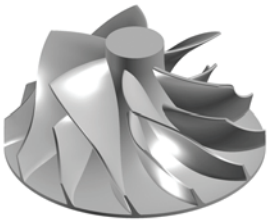
しかしながら数値解析の観点では，圧縮機サージは羽根車の失速現象と配管系を含めたシステム全体で生じる流体振動現象を支配する特性時間のスケールが大きく異なるマルチスケール問題である．サージ発生時の詳細な流動解析を行うためには，圧縮機の失速現象を再現できる短い時間刻み幅で，システム全体にわたる長周期の非定常現象を捉える必要があることから，従来のスーパーコンピュータを用いて非定常三次元解析により圧縮機サージを実現することは非現実的であった．そのため，数値解析では一次元解析によるサージング現象の予測[8]がしばしば用いられており，著者らの過去の研究[9]でも，圧縮機の要素単体におけるサージングを伴わない非定常三次元解析に限られてきた．一方で最近の計算機における性能向上は目覚ましく，2021年3月から本格運用が開始されたスーパーコンピュータ「富岳」は従来設置されていたスーパーコンピュータ「京」の約 40 倍の計算性能を有しており，現実的な時間で圧縮機サージングの非定常三次元解析を実施することが可能となった．そこで本研究では，サージングに至る流動メカニズムを詳細に調査するため，遷音速遠心圧縮機と配管系を含むシステム全体を計算領域とし，スーパーコンピュータ「富岳」を用いて大規模 DES 解析を行う．

## 2. 供試圧縮機および試験装置

供試圧縮機は車両用過給機に用いられる遷音速遠心圧縮機である．ここで Fig.1(a)に供試圧縮機の子午面形状を，Fig.1(b)にインペラの概観を示す．Fig.1(a)で示すように，供試圧縮機はオープンタイプインペラ，羽根なしディフューザ，スクロールから構成される．Table 1 に




(a) Meridional view



(a) Impeller

**Fig. 1 Test centrifugal compressor**

供試圧縮機の主要緒言を示す．供試圧縮機インペラの翼枚数はフルブレード，スプリッタブレードが各 6 枚の計 12 枚であり，インペラとケーシング間の翼端隙間は 0.28[mm]である．なお，圧縮機回転数は 140,000 rpm の場合を対象とした．

実験装置全体の概要を Fig. 2 に示す．実験装置は，供試遠心圧縮機タービン駆動用のスクリューコンプレッサ，供試遠心圧縮機を含む車両用過給機，容量可変のプレナムから構成される．圧縮機出口に設けられたプレナムは配管を組み替えることで容量の変更が可能であるが，本研究では最も容量の小さいものを使用した．タービン入口および圧縮機出口にはそれぞれ弁が設けられており，

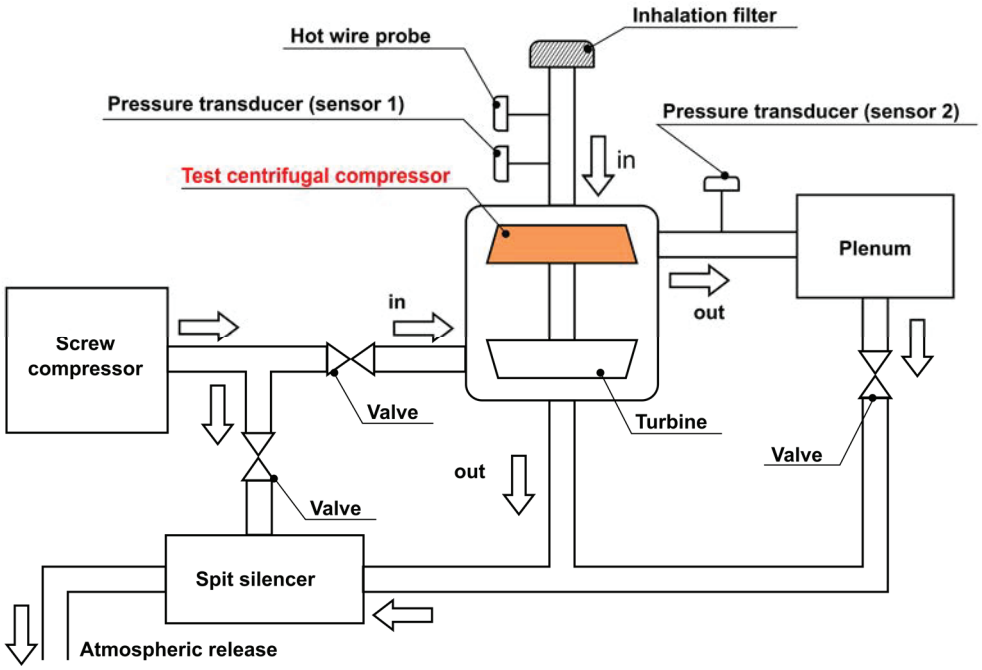



**Fig. 2 Schematic of experimental equipment**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

それらを操作することで回転数および圧縮機流量を調整することが可能である．実験装置の各センサ位置を Fig. 3 に示す．入口計測管には，供試遠心圧縮機のインペラ前縁から 2.63D の位置に Kulite 社製の高応答圧力センサ（以下，Sensor 1 と呼称）を，4.53D の位置に単一I形熱線プローブ（以下，熱線流速計と呼称）を設置した．出口計測管には，供試遠心圧縮機の回転軸から 4.82D の位置に Sensor 1 と同様の高応答圧力センサ（以下，Sensor 2 と呼称）を設置した．ここで，D は入口配管の内径である．

**Table 1 Detailed compressor parameters**

| | |
|---|---|
| Number of full- blade | 6 |
| Number of splitter-blade | 6 |
| Impeller inlet diameter | 39.9 mm |
| Impeller outlet diameter | 52.5 mm |
| Tip clearance | 0.28 mm |
| Diffuser width | 3.42 mm |
| Drive shaft speed | 140,000 rpm |

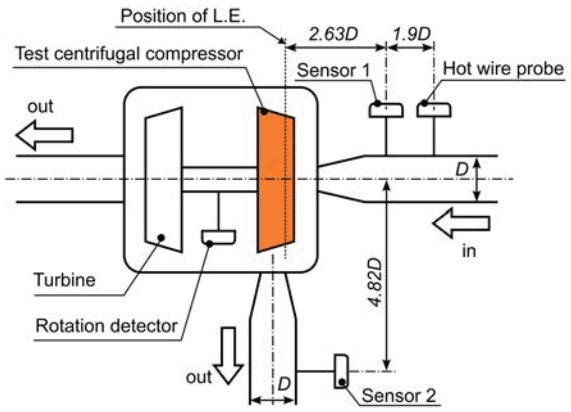



**Fig. 3 Sensor position**

## 3. 数値計算手法

### 3.1 解析コードおよび境界条件

本研究では内製コード用いている．非定常三次元圧縮性 Naview-Stokes 方程式を基礎方程式として，有限体積法により離散化した．対流項には，MUSCL 法で高次精度化した SHUS（Simple High-resolution Upwind Scheme）[10]を用いた．粘性項は Gauss の発散定理に基づき中心差分的に評価を行っている．時間積分には Matrix Free Gauss Seidel（MFGS）を用いた．なお時間刻み幅は，インペラ 1 回転当たり 1,200 ステップ，すなわち翼通過当たり 200 ステップとなるように設定している．

本研究では低レイノルズ数型$k-\omega$二方程式乱流モデル[11]に基づいた DES 解析[12]を実施する．DES 解析を実施する場合，$k-\omega$二方程式乱流モデルにおける乱流運動エネルギー$k$の散逸項である$D_{DES}^{k}$は，渦の乱れ長さスケール$l_{k-\omega}$を用いて以下のように修正される．

$$D_{DES}^{k} = \rho k^{3/2} / \tilde{l} \quad (1)$$

$$\tilde{l} = min\left(l_{k-\omega}, C_{DES}\,\Delta\right) \quad (2)$$

ここでΔは格子幅スケールである．$C_{DES}$は DES における

モデル定数であり，本研究では 1.60 とした．なお，DES 流れ解析コードを「富岳」で利用するにあたり，一般財団法人高度情報科学技術研究機構（RIST）様による高度化支援を受けて，コードのチューニングを行った．具体的には，OpenMP スレッド並列化，SIMD 化，ループ一重化，インデックス入れ替え，Sliding mesh 処理の高速化，並列性能の改善などを行うことにより，オリジナルコードと比較して「富岳」上で約 90 倍の高速化を達成した．

境界条件については境界に隣接する仮想セルに適切な保存量を与え，境界面上でリーマン問題を解いて数値流束を評価している．入口境界では全温および全圧として大気状態を仮定し，流れ角としては予旋回無しとした．一方出口境界では，流量調整弁が設置されていることから抵抗係数モデル[13]を導入した．次式を用いることで，出口境界の静圧に応じて流出質量流量を変化させた．

$$p_0 = p_1 + \sigma(p_a + K_t m^2 - p_1) \quad (3)$$

ここでσは緩和係数，$p_a$は大気圧，$K_t$は抵抗係数，$m$は計算領域出口から流出する質量流量である．なお添え字の 0 及び 1 はそれぞれ仮想セルおよび内部セルの値であることを示している．抵抗係数である$K_t$を上昇させると流量調整バルブを閉じる，すなわち流量を減じることに相当する．本研究において，緩和係数は 0.01 に設定した．

### 3.2 計算領域および計算格子

Fig. 4 に計算領域の外観を示す．本研究で用いる入口境界条件（全温および全圧を固定）では，逆流を再現することが不可能である．ディープサージ発生時には圧縮機から上流にかけて逆流領域が大規模に発達するだけでなく，入口配管において順流と逆流を繰り返すことが予想されることから，入口境界を入口配管からも十分遠方に設定することが好ましい．そのため，圧縮機上流の入口配管に加えて，入口配管上流の大気解放領域まで計算を行う．大気解放領域の半径は入口配管の内径の 20 倍とした．一方で，圧縮機下流側は流量調整弁までの出口配管を計算領域とした．また，取り付けられている磁化ナットは計算領域にて再現していないが，磁化ナットを取り付ける面は再現しており，ナット取り付け面に相当する位置ではハブ面で切断している．計算格子の作成には Pointwise V18.3R2 (Pointwise, Inc.) を用いており，計算格子はスクロール部も含め全て H 型の構造格子で作成

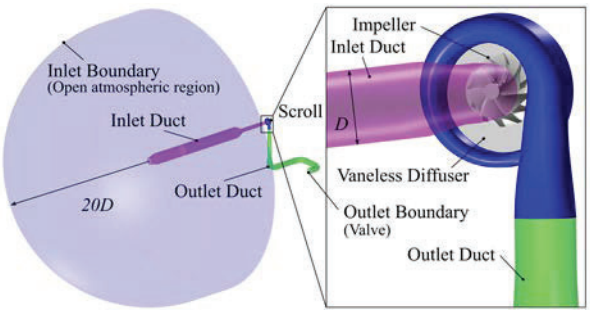
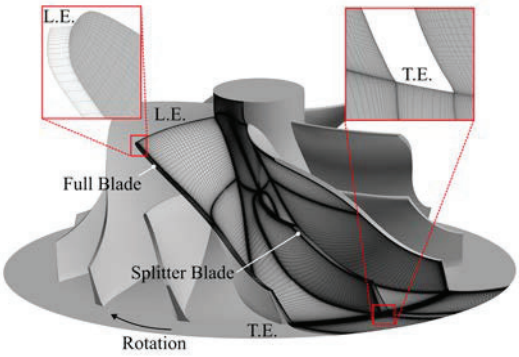
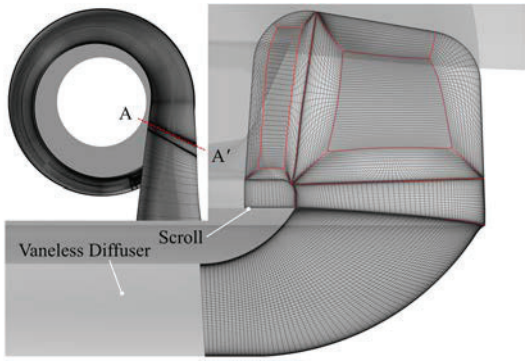



**Fig. 4 Computational region for the simulation and sensor positions**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) Impeller




(b) Cross-section of A-A' around scroll tongue

**Fig. 5 Computational grid**

**Table 2 Number of computational cells**

| Region | Number of Cells | Detail |
|---|---|---|
| Impeller | 100,608,000 | 16,768,000<br>×6 pitch |
| Diffuser | 100,224,000 | - |
| Scroll | 178,791,000 | - |
| Inlet Duct | 228,960,000 | 920×90×1,500<br>+<br>240×240×1,500 |
| Outlet Duct | 11,491,200 | 540×40×305<br>+<br>180×90×305 |
| Open atmospheric region | 288,000,000 | - |
| Total | 908,074,200 | - |

した．ここで Table 2 に本研究で用いた計算格子における格子数を示す，計算領域全体の総セル数は約 9 億セルである．また，Fig.5(a)にインペラにおける計算格子の概略図を，Fig.5(b)にはスクロールの舌部付近における計算格子の概略図を示す．フルブレードおよびスプリッタブレードはそれぞれコード方向に 320 セル，200 セルの格子を，翼間はピッチ方向に 120 セルを設定している．またいずれの翼領域においてもスパン方向に 180 セルの格子を設定しており，そのうち翼端すき間の領域は 40 セルである．本研究では低レイノルズ数型の$k-\omega$乱流モデルを用いていることから，計算格子における壁面上の最小格子幅は$y^+<1$を満足するように十分小さな値を設定した．

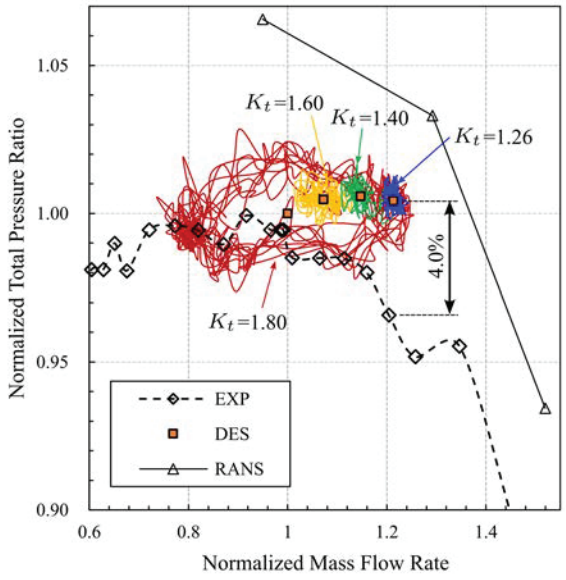



**Fig. 6 Experimental performance curve with numerical results obtained at some operating points**

## 4. 数値解析結果

### 4.1 実験結果と数値解析結果の比較

本研究におけるマイルドサージの非定常計測では，圧縮機の回転数，入口計測管での流速，入口および出口の計測管における壁面圧力のデータを取得している．本節では，数値解析の妥当性評価，数値計算上でのマイルドサージ発生検証を目的に質量流量および圧力に関して非定常計測結果と DES 解析結果の比較を行った．

Fig. 6 に数値解析結果から得られた供試圧縮機の性能特性と実験結果を示す．横軸は質量流量，縦軸は全圧比を示しており，それぞれマイルドサージ発生時の質量流量と全圧比で無次元化している．DES 解析結果については抵抗係数$K_t$をそれぞれ 1.26，1.40，1.60，1.80 とした場合の結果である．実線は計算過程で得られた全圧比および質量流量の変動を示しており，橙色四角シンボルは実線で示した結果を算術平均したものである．またひし形シンボル付きの破線は実験結果を示しており，参考のため三角シンボル付きの実線で RANS 解析結果も併せて示している．DES 解析から得られた性能特性は実験結果と比較して最大で 4%程度高く評価されているが，性能特性の変化は RANS 解析と比較して定性的によく捉えられている．DES 解析結果において，抵抗係数を$K_t$=1.26 から増加させることにより流量が低下し，$K_t$=1.40 で圧力上昇が最大となっている．さらに抵抗係数を上げて流量を絞ると，性能特性は右肩上がりの分布を示しており，全圧比および質量流量の変動が大きくなっている．また，抵抗係数$K_t$=1.80 において逆流を伴わずに流量や圧力の長周期変動が発生するマイルドサージが確認される．

マイルドサージが現れた$K_t$=1.80 の DES 解析結果について，Fig.7 に熱線流速計位置における質量流量の時間変化を示す．実験結果および DES 解析結果は 0 [sec.] ~

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

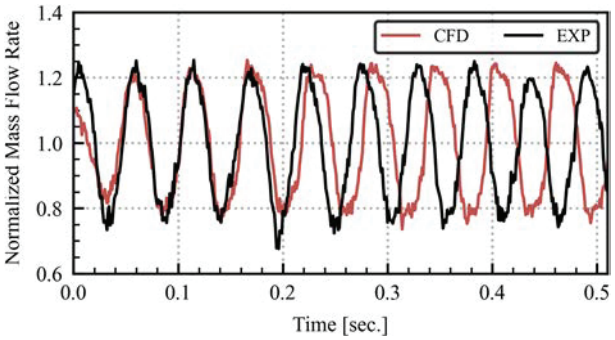



**Fig. 7 Time history of mass flow rate**

0.51 [sec.] における時間平均値よりそれぞれ無次元化している．DES 解析結果では過渡的な状態も含めると約 8 周期の流量変動が認められる．実験結果と比較すると，DES 解析で得られた質量流量の変動振幅は概ね一致している一方で，サージング周期は DES 解析の方がわずかに大きく捉えられている．

Fig.8(a)に入口計測管（Fig.3 中の Sensor 1）での壁面圧力の時間変化を示す．実験結果は高応答圧力センサで計測されたものであり，DES 解析結果はセンサ設置位置に相当する壁面の十数セルの圧力値を平均したものである．なお，図中縦軸に示した圧力は 0 [sec.] ~ 0.51 [sec.]における平均圧力からの偏差 $\Delta P$ [kPa]である．同図より，入口配管における壁面で圧力が周期的に変動しており，Fig.7 と同様，本 DES 解析よりマイルドサージが再現されていることが分かる．圧力振幅を比較すると，実験結果と DES 解析結果で概ね一致している．また Fig.8(b)については，Fig.8(a)に示した壁面圧力の時間変化に対する周波数解析結果である．実験結果および DES 解析結果のいずれでもマイルドサージに相当する周波数にピークが存在する．実験結果では 19.0 Hz を示

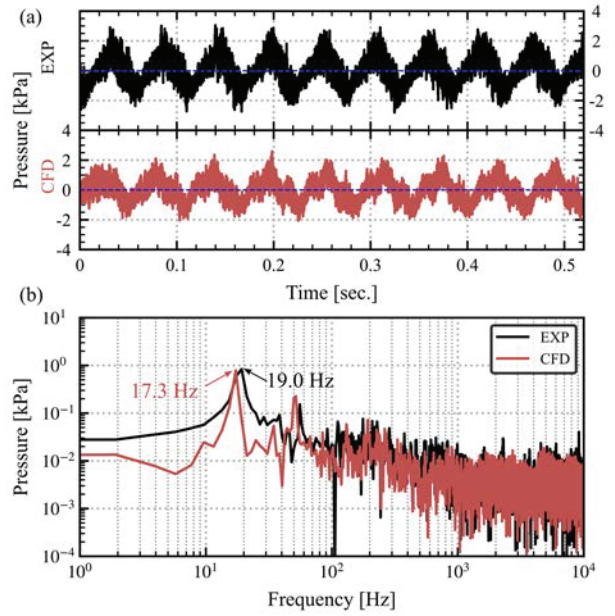



**Fig. 8　Comparison of signals obtained at inlet-side in the experiment and in the simulation: (a) signals (b) frequency spectra**

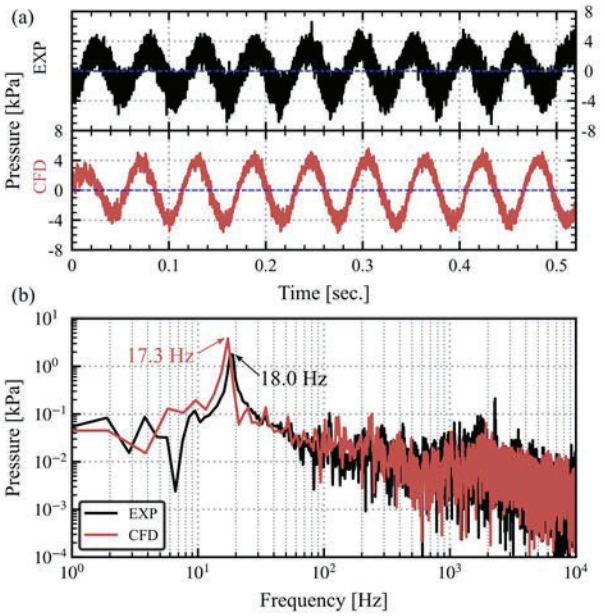



**Fig. 9 Comparison of signals obtained at outlet-side in the experiment and in the simulation: (a) signals (b) frequency spectra**

しており，DES 解析結果は 17.3 Hz とわずかに低い値を示しているものの，圧縮機上流においてマイルドサージを定性的・定量的に捉えられている．

また，Fig.9(a)に出口計測管（Fig.3 中の Sensor 2）での壁面圧力の時間変化を示す．Fig.9(b)は，Fig.9(a)に示した壁面圧力の時間変化に対する周波数解析結果である．振幅を比較すると，入口計測管と同様概ね一致している．周波数解析結果において，実験結果では 18.0 Hz のピークを示しているのに対し，DES 解析結果は 17.3 Hz と入口計測管と同様の結果が確認される．以上より，圧縮機下流においてもマイルドサージを定性的・定量的に捉えられている．

### 4.2　各流量における流れ場の変化

4.1 節で示した通り，本 DES 解析でマイルドサージが再現できていることが確認された．ここでは，マイルドサージ発生時の非定常流動現象について調査を行う．Fig.10 は，Fig.7 で示した熱線流速計位置における質量流量の時間変化のうち，ある 1 周期について拡大したものである．Fig.10 中に示した代表的な 5 流量点（Point A~E）における瞬時の流れ場を比較する．各流量点の詳細につ

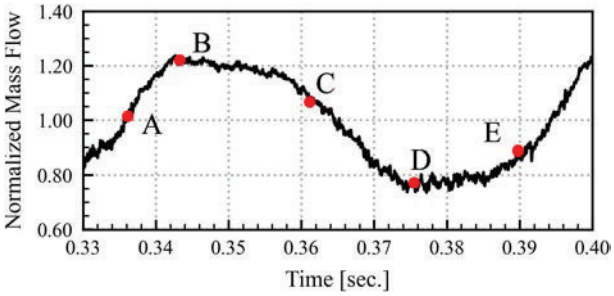



**Fig. 10 Closeup of time history of mass flow rate (shown in Fig.7) and positions of analysis points**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

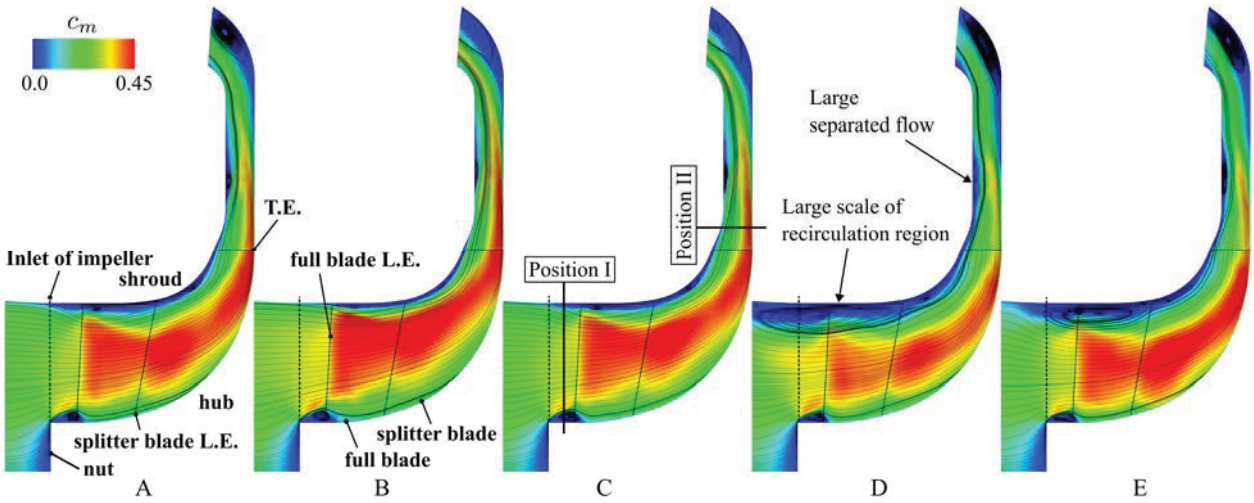



**Fig. 11 Meridional view of the distribution of streamlines at several time steps during the mild surge cycle.**

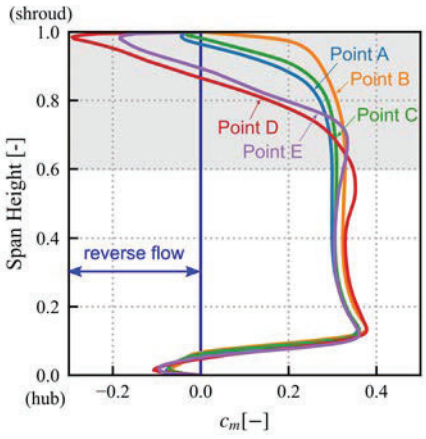
**Table 3 Notation for analysis point**

| Point | Time [s] | Normalized Mass Flow [%] |
|---|---|---|
| A | 0.3361 | 101.5 |
| B | 0.3423 | 122.1 |
| C | 0.3611 | 106.7 |
| D | 0.3755 | 77.2 |
| E | 0.3898 | 88.9 |

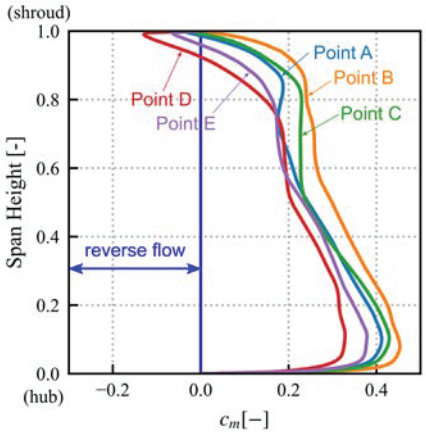
いては Table 3 に示した．

Point A~E の流量点について，瞬時の流れ場を周方向に平均した子午面流れ場を Fig.11 に示す．いずれも流れ方向の格子線を基準に符号を定義した子午面速度で色付けされており，流線も併せて表示している．Fig.10 中で示した流量変動に応じて，シュラウド壁面付近の逆流域の大きさが変動していることが確認される．Point A ではフルブレード上流まで逆流領域が広がっているのに対し，流量の増加に伴い Point B では翼端付近の逆流領域が縮小し，シュラウド壁面付近の流体が加速している．一方で，流量が最小値を迎える Point D では逆流領域がインペラ入口上流にまで及び，大規模な再循環領域を形成している．また下流側ではディフューザ内のシュラウド壁面近傍で逆流域が拡大している．その後 Point E では流量が回復し，インペラ上流入口まで発達していた再循環領域は縮小している．以上より，圧縮機の流量変動に伴い，翼端付近で再循環領域を形成，発達，縮小，消失を繰り返すことが確認された．

ここで Fig.12(a)にインペラ入口（Position I），Fig.12(b)にインペラ出口（Position II）における子午面速度分布を示す．解析位置については Fig.11 における Point C の子午面に示してある．子午面速度は計算領域入口における音速で無次元化したものである．インペラ入口のスパン高さ 0%（ハブ面）から 60%の位置において，子午面速度は流量の変動に関わらず概ね一致している．しかしスパン高さが 60%から 100%（シュラウド面）の位置においては子午面速度が大幅に変動しており，流量が最も低い Point D および流量が回復途中の Point E ではスパン高さ 90%から 100%の位置において大規模な逆流を伴っている．一方，インペラ出口における子午面速度分布に注目すると，Point D および Point E のみシュラウド壁面近傍で逆流が見られるものの，その領域はインペラ入口の逆流領域と比べると小さい．また流量の変動に関わらずシュラウド壁面近傍を除くスパン高さ全体にわたって子午面速度分布は定性的に一致しており，流量




(a) Position I (near impeller inlet)




(b) Position II (near Impeller outlet)

**Fig. 12 Spanwise meridional velocity distribution**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

に応じて速度分布が一様に変動している．また Fig.13 に各流量点の流れ場についてピッチ平均を施したフルブレードにおける 90%スパン高さ位置の翼負荷分布を示す．縦軸に示した $\Delta p$ は正圧面と負圧面の静圧差で定義し，計算領域入口における密度およびフルブレード先端周速に基づく動圧で無次元化している．コード方向 30%から 100%（フルブレード後縁）においては，圧縮機内の流量変動に関わらず翼負荷分布が概ね一致している一方で，コード方向 0%（フルブレード前縁）から 30%では著しい変動が認められる．特にシュラウド壁面近傍で逆流を伴っていた Point D および E では前縁付近では失速を伴っている．

翼端付近の流れ場を比較するため，Fig.14 (a)にスパン高さ 95%における子午面速度分布を示す．なお，図中には逆流領域のみを表示しており，Point A と Point C，Point D と Point E は流れ場が類似していたことから本稿では Point B, C, D についてのみ示す．また Fig.14 (b)には Fig.14 (a)で示した流量点における渦コア構造[14]を示している．渦構造は無次元ヘリシティ $H_n$ にて色付けされ

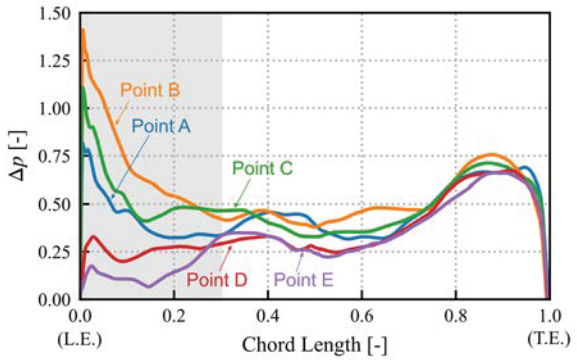
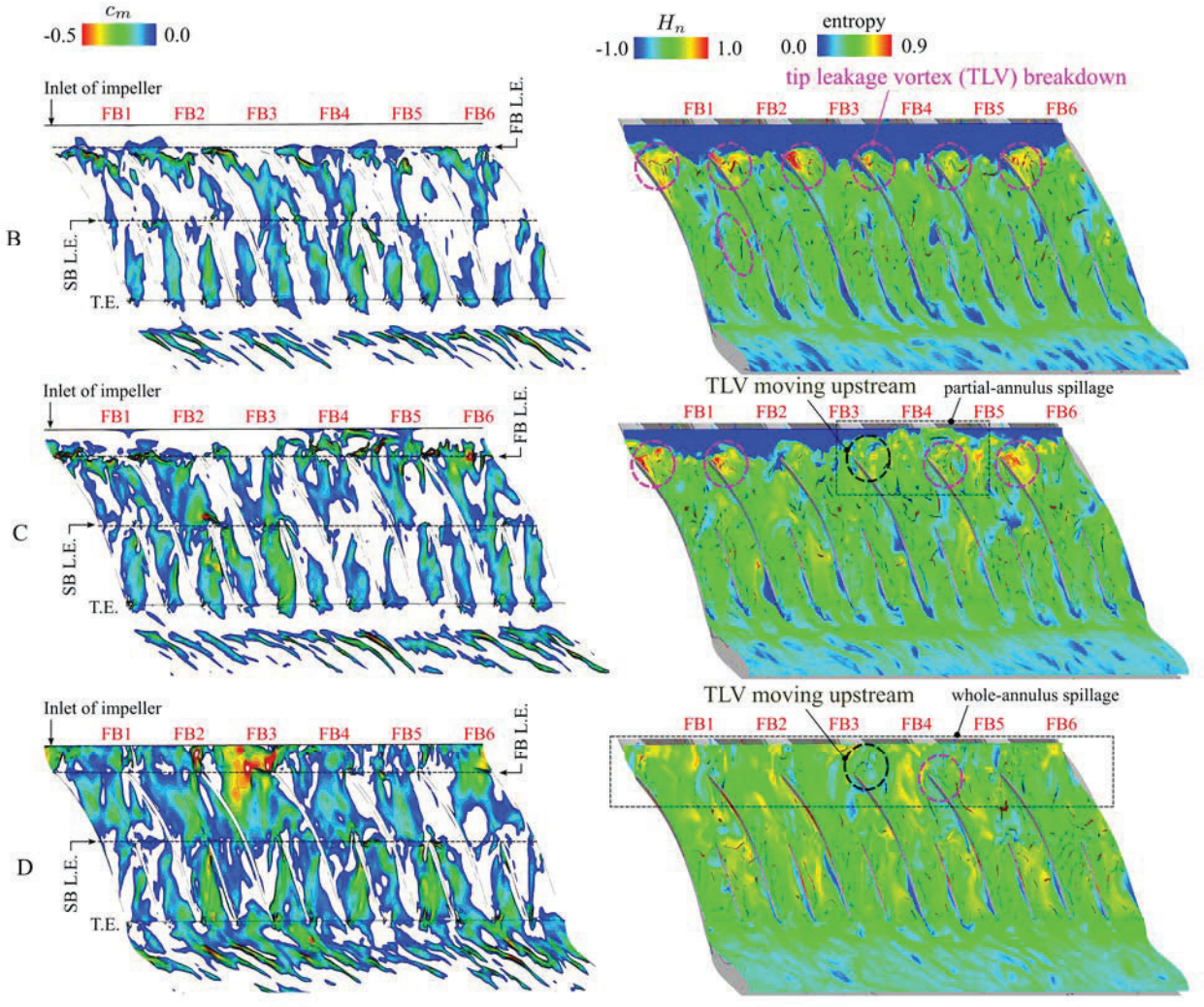



**Fig. 13 Chordwise blade loading distributions of full blade at 90% span height**

ており，スパン高さ 95%位置におけるエントロピー分布も併せて表示している．まず流量が最大となる Point B では，逆流領域が比較的小さく，全流路において翼端漏れ渦はスパイラル型の渦崩壊を伴っている様子が見られる．エントロピー分布より，それぞれの渦崩壊は各流路内でのみ振れ回っており，隣接流路には干渉していな




(a) (b)

**Fig. 14 Instantaneous reversal velocity distributions at 95% span height (left) and Vortex structures and entropy distributions at 95% span height (right)**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

い．一方 Point C では逆流領域が Point B に比べて拡大し，FB3 で巻き上がった翼端漏れ渦はシュラウド壁面近傍の逆流に巻き込まれて上流側へと移行しており，この渦を起点として一部の流路（図中 FB3-FB5）では隣接翼を乗り越えて spillage が生じている．また 6 枚のフルブレードのうち 4 枚において翼端漏れ渦の渦崩壊が見られる一方で，FB2 には翼端漏れ渦が巻き上がっていない．このように，ごく一部の翼領域でのみ失速が生じていることから，Fig.13 で示した Point C の前縁付近の翼負荷は Point B と比べてわずかに低下しているものと考えられる．流量が最小となる Point D では，逆流領域が著しく拡大し，全流路において隣接翼を乗り越えた逆流領域を形成している．また FB4 においてのみ翼端漏れ渦の渦崩壊が認められ，FB3 で巻き上がった翼端漏れ渦はシュラウド壁面近傍の逆流に巻き込まれて上流側へと移行している．その他のフルブレード負圧面側には明確な翼端漏れ渦が確認されず，失速が生じていることから，Fig.13 中の Point D における前縁付近の翼負荷はその他の流量点に比べて大幅に低下していると考えられる．以上のように，マイルドサージ発生中は翼端付近の流動変動が顕著であり，特に圧縮機内の流量変動に伴い，失速を伴う翼領域が変動を繰り返している．

## 5. 結言

本研究ではサージに至る流動メカニズムを詳細に調査するため，遷音速遠心圧縮機と配管系を含むシステム全体を計算領域として約 9 億点の計算格子を構築し，スーパーコンピュータ「富岳」を用いて大規模 DES 解析を行った．出口境界条件に対して抵抗係数モデルを導入し，流量を徐々に絞り込んでいくと，抵抗係数$K_t$=1.80 においてマイルドサージが現れ，約 8 周期の計算を完了した．DES 解析より得られた圧縮機入口の質量流量変動，圧縮機の入口計測管および出口計測管の壁面圧力変動を計測結果と比較したところ，マイルドサージを定性的・定量的に捉えられていることが確認された．

またマイルドサージの 1 周期において代表的な 5 流量点を抽出し，その非定常内部流動を明らかにした．マイルドサージの長周期にわたる流量変動に伴い翼端前縁付近では著しい流動変動が生じており，翼端付近を起点として再循環領域の形成，発達，縮小，消失を繰り返している．またフルブレード前縁付近では，圧縮機内の流量に応じてシュラウド壁面近傍の逆流領域が拡大・縮小を繰り返すことで失速を伴う翼領域の数が常に変動していることが分かった．

## 謝 辞

本研究は、文部科学省「富岳」成果創出加速プログラム『「富岳」を利用した革新的流体性能予測技術の研究開発』の一環として実施したものである．また、本研究はターボ機械協会の「流体性能の高精度予測と革新的流体設計分科会」からの支援も受けた．ここに記して謝意を表する．

## 参 考 文 献

(1) Frigne, P. and Van Den Braembussche, Distinction Between Different Types of Impeller and Diffuser Rotating Stall in a Centrifugal Compressor With Vaneless Diffuser, Trans. ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 106 (1984), pp. 468-474.

(2) Iwakiri, K., Furukawa, M., Ibaraki, S. and Tomita, I., Unsteady and Three-Dimensional Flow Phenomena in a Transonic Centrifugal Compressor Impeller at Rotating Stall, ASME Paper GT2009-59516 (2009).

(3) Ohuchida, S., Kawakubo, T. and Tamaki, H., Experimental Study of Rotating Stall in Vaneless Diffuser of a Centrifugal Compressor, ASME Paper GT2013-95468 (2013).

(4) 内田博, 岩切雄二, 柏本昭信, 遠心圧縮機のサージ限界流量低減法に関する研究, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 34, No. 4 (2004), pp. 285-290。

(5) Zheng, X., Zhang, Y., Yang, M., Bamba, T. and Tamaki, H., Stability Improvement of High-Pressure-Ratio Turbocharger Centrifugal Compressor by Asymmetrical Flow Control-Part II: Nonaxisymmetrical Self-Recirculation Casing Treatment, Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 135 (2013), pp. 0210071-0210078.

(6) Meuleman, C. H. J., Measurement and unsteady flow modelling of centrifugal compressor surge, Technische Universiteit Eindhoven, Proefschrift, - ISBN 90-386-2564-2, NUR 978 (2002).

(7) Wernet, M. P., Bright, M. M., Skoch, G. J., An Investigation of Surge in a High-Speed Centrifugal Compressor Using Digital PIV, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 123, No. 2 (2001), pp. 418-428.

(8) Yamaguchi, N., Development of a Simulation Method of Surge Transient Flow Phenomena in a Multistage Axial Flow Compressor and Duct System, International Journal of Fluid Machinery and Systems, Vol. 6, No. 4 (2013), pp. 189-199.

(9) Yamada, K., Furukawa, M., Arai, H. and Kanzaki, D., Evolution of Reverse Flow in a Transonic Centrifugal Compressor at Near-Surge, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2017, Paper No. GT2017-63568 (2017).

(10) Shima, E., Jounouchi, T., Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) - AUSM Type Upwind Schemes, The 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, NAL SP-34 (1997), pp. 7-12.

(11) Wilcox, D. C., Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model, AIAA Journal, Vol. 32, No. 2 (1994), pp. 247-255.

(12) M. Strelets, Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, AIAA Paper, No.2001-0879 (2001).

(13) Vagnoli, S., & Verstraete, T., URANS analysis of the effect of realistic inlet distortions on the stall inception of a centrifugal compressor., Computers & Fluids, Vol.116 (2015), pp192-204.

(14) Sawada, K., A convenient visualization method for identifying vortex centers, Trans. Japan Soc. For Aero.Space Sci., Vol.38 (1995), pp102-116.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-10

# パルス燃焼ガスタービンの運転特性

# Operating Characteristics of Pulse Combustion Gas Turbine

○関口　武央[*1]　井上　素良[*1]　佐藤　あすか[*2]　櫻井　毅司[*2]
SEKIGUCHI Takehiro　INOUE Sora　SATO Asuka　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 pressure-gain combustion combining pulse combustion and constant pressure combustion was constructed. In this paper, the operating characteristics of this gas turbine was investigated. In the pulse combustion mode, the intended pulse combustion, which generated large pressure increase, was achieved. The operating condition of the compressor under the pulse combustion mode was evaluated based on the pressure ratio, mass flow rate of air and rotational speed. The pressure wave generated by pulse combustion propagated to the compressor and caused large pressure fluctuation, which reduced the compressor adiabatic efficiency.

**キーワード：**圧力増大燃焼，パルス燃焼，ターボ機械，断熱効率，回転数
**Key Words:** Pressure-gain Combustion, Pulse Combustion, Turbomachinery, Adiabatic efficiency, Rotational speed

## 1. はじめに

筆者らはパルス燃焼によるガスタービン熱効率の向上を目指している．パルス燃焼は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（Pressure-gain combustion）と呼ばれるもので，タービン入口圧力を圧縮器出口よりもさらに高めることにより熱効率の向上が期待されるものである．筆者らは定圧燃焼とパルス燃焼を組み合わせた独自のパルス燃焼器で作動するガスタービンを構築し，熱効率や燃焼圧力増大の有無などを実験的に調査している[1-4]．これまでのところ，パルス燃焼器の内部では燃焼サイクルで平均したときに 6%程度の圧力増大が確認されているが，タービン入口における圧力増大の有無までは明らかに出来ていない．また，熱効率についても定圧燃焼に対する有意な増加は得られていない．特に熱効率などの性能面については，パルス燃焼による圧力増大の有無ばかりでなく，圧縮機やタービンの断熱効率も大きく影響するが，これらの値までは調査出来ていない．

パルス燃焼のような時間的にも空間的にも燃焼ガス状態が大きく変動する燃焼器を搭載したガスタービンの運転特性については知見が乏しく，圧縮機やタービンの作動状態も明らかでない．先行研究において，前田らはエチレン-酸素混合ガスを用いた単筒型パルスデトネーション燃焼器とタービンを組み合わせた実験を行い，タービン回転数が燃焼 1 サイクルの間に大きく変化することを報告している[5]．燃焼サイクル速度が低いほど 1 サイクル内における回転数の変化が大きくなると報告しているが，サイクル速度は低く 6.67c/s（文献内では[Hz]表記）までしか検討されていないため，本研究のようにパルス燃焼のサイクル速度が 40 c/s とより速く，かつ，定圧燃焼を組み合わせている場合には回転数の変化を軽減できている可能性がある．本研究の目的はパルス燃焼ガスタービンの運転特性を明らかにすることであり，燃焼 1 サイクルにおける燃焼圧力とタービン回転数や圧縮機作動状態の相関を調べた．

*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

## 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．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．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

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．

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．$C_A$ は燃焼室 A 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ブ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，空気の供給をブロワーから大気吸い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．パルス燃焼モードは，自立運転中の定圧燃焼モードから移行して運転する．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，4ms 後に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いる．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

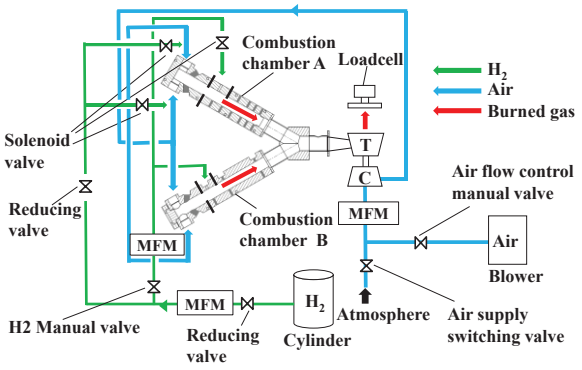



図 1　実験装置概略図

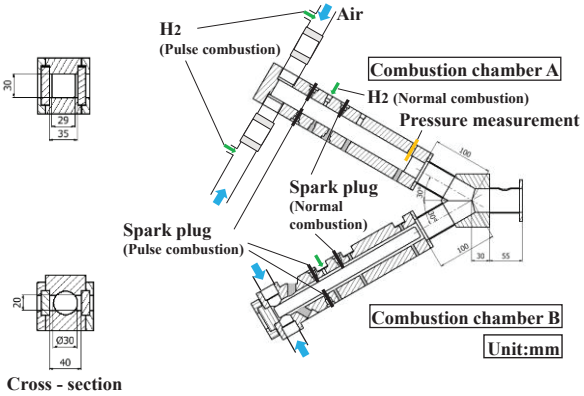



図 2　燃焼器概略図

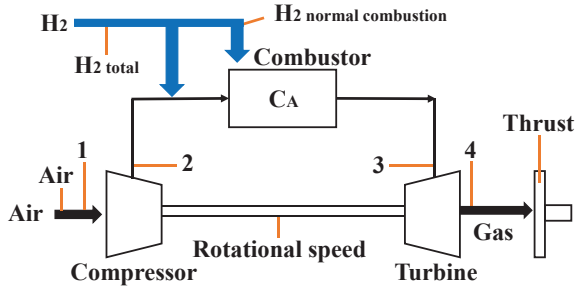



図 3　計測位置

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 | 50 ms |
| $H_{2\ total}$<br>$H_{2\ normal\ combustion}$ | 質量流量計 | 0 to 0.68 g/s | ±5%リードスケール | 100 ms |
| 1 | 圧力変換器 | -101 to 500 kPa,G | ±5%フルスケール | 2.5 ms |
| 2 | 圧力変換器 | 0 to 500 kPa,G | ±2%フルスケール | 2.5 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 μs |
| | 外径 0.25mm Type-K 熱電対 | 250 to 1473 K | ±5 K | 0.3 s |
| 4 | 圧力変換器 | 0 to 1000 kPa,G | ±5%フルスケール | 2.5 ms |
| | 外径 0.25mm Type-K 熱電対 | 250 to 1473 K | ±5 K | 0.3 s |
| $C_A$ | 圧力変換器 | 0 to 2 MPa,G | ±2%フルスケール | 50 μs |
| Rotational speed | 光センサー | 0 to 300,000 rpm | ±100 rpm | 33μs |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

表 2　実験条件

| # | 定圧燃焼用<br>水素供給圧<br>[MPa, G] | パルス燃焼用<br>水素供給圧<br>[MPa, G] | サイクル速度<br>[c/s] | サイクル時間<br>[ms] | 燃焼・掃気時間<br>[ms] |
|---|---|---|---|---|---|
| 123-5 | 0.4 | 0.15 | 40 | 25 | 14 |

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．定圧燃焼用水素供給圧は図 1 の水素ボンベを出てすぐの減圧弁，パルス燃焼用水素供給圧は電磁弁前の減圧弁でそれぞれ調整している．本実験のパルス燃焼は 40c/s で運転しており，1 サイクル 25ms のうち，14ms が燃焼と掃気の時間である．

## 3. 実験結果および考察

### 3.1　定圧燃焼モードとパルス燃焼モードの運転データ

図 5 はガスタービンの始動から定圧燃焼モードとパルス燃焼モード運転による時間履歴を示している．0 秒からブロワーによる空気供給を開始して運転を始めており，110 秒で定圧燃焼モードでの自立運転に移行した．153～163 秒ではパルス燃焼モードに移行して運転を行っている．既報[2]にて，パルス燃焼モード時に点火プラグによる正常なパルス燃焼と残留した燃焼ガスによる不規則着火の 2 パターンの燃焼が確認されたことを報告しているが，本実験では 10 秒間のパルス燃焼モードにおいて正常なパルス燃焼での自立運転を維持した．

図 5(a)において空気の質量流量は，ブロワーによる供給から大気取り込みによる自立運転移行時に減少し，パルス燃焼モードではさらに減少した．130 秒付近で定圧燃焼モードでの自立運転中に空気質量流量が増加しているのは，水素の供給量を増加させたことによるものである．水素の質量流量は定圧燃焼用とパルス燃焼用，およびこれらを合計した全供給量の質量流量を示している．パルス燃焼モード移行後，定圧燃焼用水素は定圧燃焼が燃焼室 B のみになっても少し減少するだけであったが，パルス燃焼用水素が燃焼室 A に 0.15g/s 流れたことで水素の全供給量は定圧燃焼モードから増加した．図 5(b)よりタービン入口および出口温度は自立運転移行時に高くなり，パルス燃焼モード移行時はさらに上昇した．一方，圧縮機出口温度はパルス燃焼モード時に定圧燃焼モードよりも若干低くなった．パルス燃焼モードにおけるタービン入口と出口の温度が高くなった理由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．図 5(c)において定圧燃焼モード時の圧力は圧縮機出口，燃焼室 A，タービン入口の順に圧力降下を示している．パルス燃焼モード時はパルス燃焼を行っている燃焼室 A で最も大きな圧力変動があり，ピーク圧力は 280kPa 程度であった．タービン入口と圧縮機出口においても圧力変動が生じ，圧縮機出口圧力の時間平均値は定圧燃焼モード時よりも減少した．

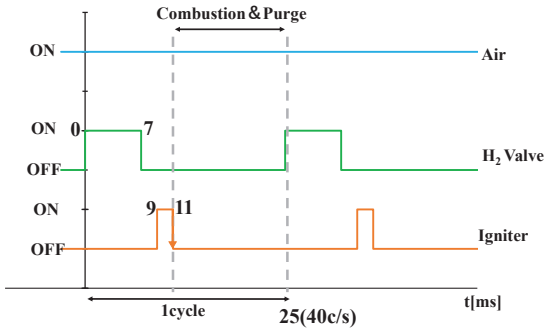
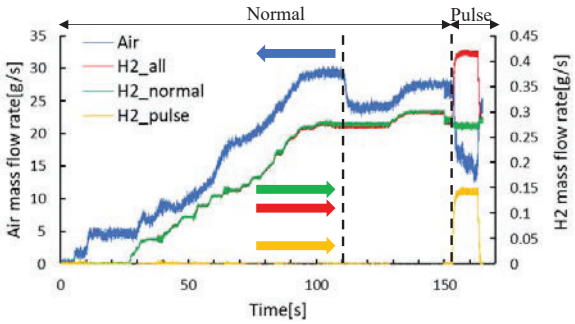
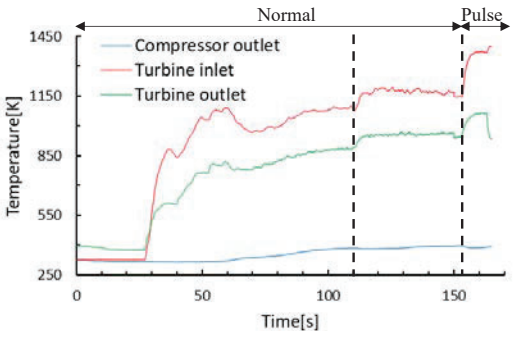


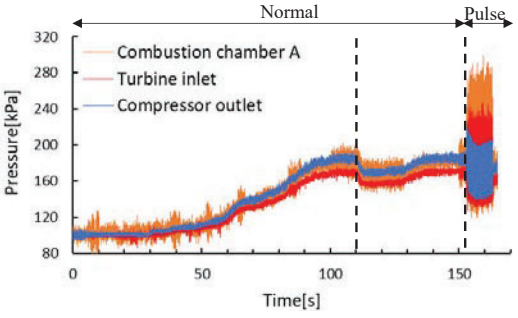

図 4　パルス燃焼の運転シーケンス（燃焼室 A）




(a) 質量流量




(b) 温度




(c) 圧力

図 5　始動からパルス運転までの時間履歴 (#123-5)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

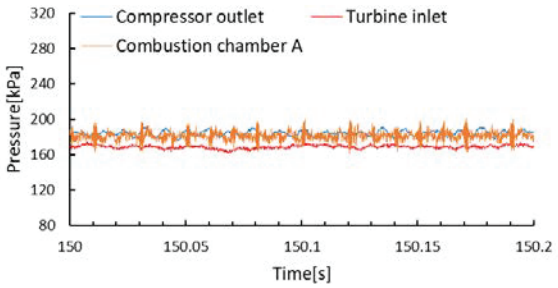



図 6(a)　定圧燃焼モード時の拡大圧力波形

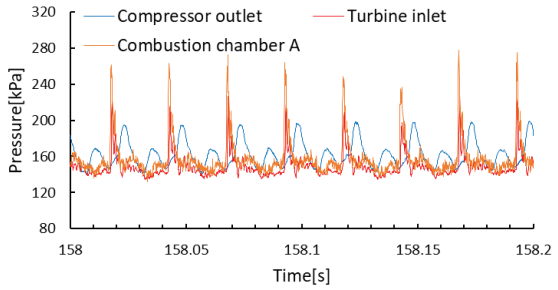



図 6(b)　パルス燃焼モード時の拡大圧力波形

図 6 は定圧燃焼モード時とパルス燃焼モード時の拡大圧力波形を示す．定圧燃焼モード時には圧縮機出口やタービン入口の圧力にはほぼ変動が見られない．燃焼室 A の圧力には小さな変動が見られるがその周期には規則性がない．パルス燃焼モード時の拡大圧力波形では，158～158.2 秒の間に 8 回の圧力上昇があり，40c/s で規則的にパルス燃焼したことが確認できる．タービン入口圧力のピーク値は燃焼室 A よりも低いものの，ほぼ同時期に生じており，燃焼室 A で生じた圧力波がタービンへ伝播していることがわかる．これに加えて，圧縮機出口にもパルス燃焼の圧力上昇によるものとみられる圧力変動が確認でき，そのピーク値は 200kPa 程度まで上昇している．

### 3.2　パルス燃焼モード時のガスタービン運転特性

図 7 は本実験で使用しているターボチャージャーの圧縮機性能曲線である[6]．性能曲線上には，ガスタービン運転状態ごとに実験の計測値をプロットしている．パルス燃焼モードについては図 8 に示す 158.04～158.065 秒のパルス燃焼 1 サイクル分のみをプロットしている．なお，空気流量は瞬時値が計測できていないため，時間平均値で一定としている．図 8 は図 7 でプロットしたパルス燃焼 1 サイクルにおける圧力の時間履歴である．また，図 8 上に引いた 4 つの破線は，パルス燃焼 1 サイクルの開始時間と終了時間，および圧縮機出口圧力が最も高い時間と低い時間を示し，図 7 のパルス燃焼モードにおける作動線上に破線の色に揃えて 4 点をプロットしている．図 7 よりブロワーによる空気供給と定圧燃焼を開始後，圧力比が上昇していき，自立運転に移行後は圧縮機断熱効率 65%程度で運転しているものと推測される．図 9 は定圧燃焼モード時の圧縮機とタービンの断熱効率を示す．圧縮機断熱効率の実験推定値は 61%であり，性能曲線と

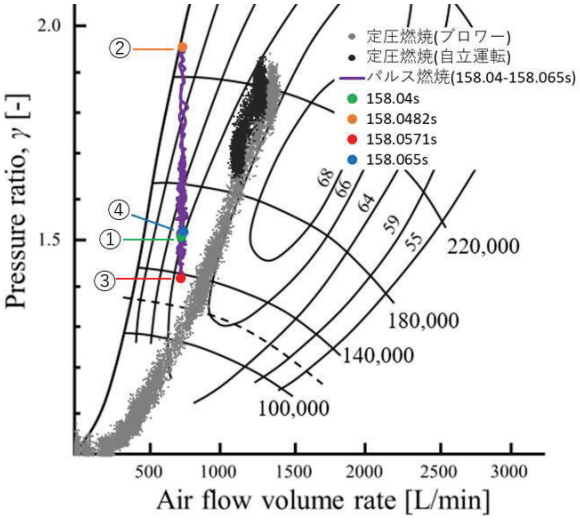



図 7　性能曲線

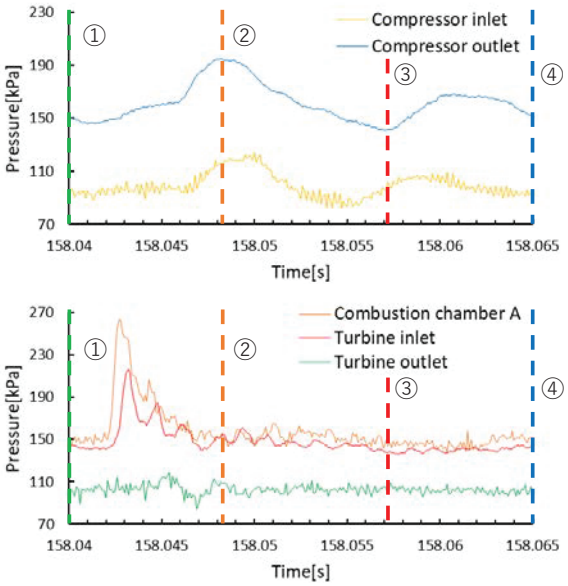



図 8　パルス燃焼モード時の燃焼 1 サイクルの圧力履歴

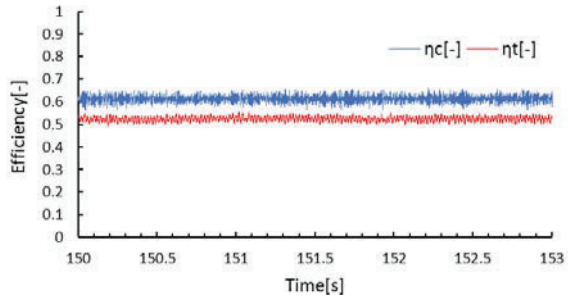



図 9　定圧燃焼モード時の圧縮機とタービンの断熱効率

ほぼ同じ値を確認した．また，タービン断熱効率の実験推定値は 52%であった．パルス燃焼モードの作動線は定圧燃焼モードと比べて圧力比は大きく変動しており，圧

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

縮機断熱効率も大きく変動していることを示唆する．図 8 より，圧縮機出口圧力の圧力ピークは圧縮機入口側よりも早く生じており，燃焼室 A で生じたパルス燃焼による圧力波が圧縮機まで伝播したことを示し，同時に計測は出来ていないものの圧縮機から燃焼器への流れも阻害しているものと考えらえる．このような効果により，パルス燃焼モード時の作動線は定圧燃焼モード時よりも低空気流量側に移動したと考えられる．

図 7 におけるパルス燃焼モード時の作動線は圧力計測値と平均空気流量をもとにプロットしたものである．回転数について燃焼 1 サイクルの変化を調べるために回転数センサーの信号を 0.1ms 間隔で取得し，パルス燃焼 1 サイクル内の回転数の変化から空気質量流量の変動を把握することを目指した．図 10 は回転数の時間履歴である．パルス燃焼モード移行 3 秒前からの回転数を 0.1ms 間隔で算出したものと 10ms 間隔で積算し平均化したものを示している．ここで，圧縮機 1 回転に要する時間は 0.2～0.4ms 程度の範囲であったのに対して，データサンプリングが 0.1ms 間隔であったため，判別できる回転数が粗くなり，本来の細かな回転速度変動まで捉えることができておらず，また判別した回転数も実際のものより粗く分布している点に予めご留意いただきたい．10ms 間隔で平均化すると回転数は 153 秒からのパルス燃焼モード移行後，定圧燃焼モード時より回転数が低下していることがわかる． 0.1ms 間隔で算出した回転数においても，10ms 間隔と同じ回転数推移の傾向が見られた．0.1ms 間隔で算出した回転数において，定圧燃焼モード時に 170,000～200,000rpm で分布していた点がパルス燃焼モード中の 157 秒では 155,000～197,000rpm で分布しており，パルス燃焼モードでは回転数の変動が定圧燃焼モード時よりも大きい様子を確認した．しかしながら， 図 8 に見られる圧力の変化に対応する 1 サイクル内での回転数変化までは確認できなかった．

## 4. まとめ

本研究ではパルス燃焼ガスタービンについて定圧燃焼モードとパルス燃焼モードでそれぞれ運転を行い，その運転特性を違いについて調べた．圧縮機の性能曲線を用いて作動状態を調べたところ，パルス燃焼モードではパルス燃焼で生じる圧力波が圧縮機まで伝播する結果，燃焼 1 サイクルで圧縮機の圧力が非常に大きく変化していることを示した．この結果はパルス燃焼モード時の圧縮機断熱効率が定圧燃焼モード時の値よりも大きく低下すること示唆する．また，パルス燃焼 1 サイクルに対応するタービン回転数の変化を調べるため，0.1ms 間隔での回転数計測を行った．パルス燃焼の圧力変動に対応するような回転数の変化は捉えられなかったが，パルス燃焼モードでは定圧燃焼モードより回転数の変動が大きくなる傾向を確認した．

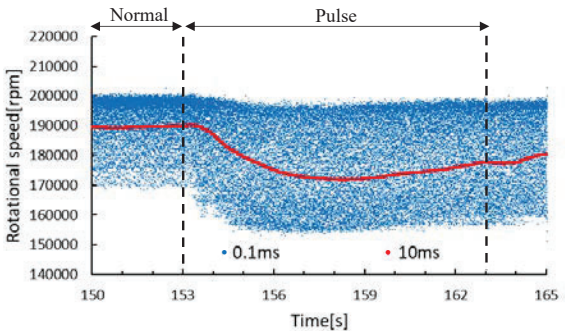



図 10　回転数の時間履歴


## 謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP21K04481 の助成を受けた．ここに記して感謝の意を表す．


## 参 考 文 献


(1) 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.

(2) 関口武央，中村駿介，櫻井毅司，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，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，B-6，2021.

(3) 井上素良，関口武央，櫻井毅司，パルス燃焼ガスタービンにおける燃焼圧力の評価および性能への影響，第 61 回航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集，1A05，2022.

(4) Sakurai, T., Sekiguchi, T., Inoue, S., EVALUATION OF PRESSURE GAIN AND TURBINE INLET CONDITIONS IN A PULSE COMBUSTION GAS TURBINE, Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, GT2022-83528, 2022.

(5) Maeda, S., Kasahara, J., Matsuo, A., Endo, T., Analysis on Thermal Efficiency of Non-Compressor Type Pulse Detonation Turbine Engines, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. Vol. 53, No. 181, pp. 192–206, 2010.

(6) 京谷美智男，岡崎洋一郎，二輪車用ターボチャージャ，日本ガスタービン学会誌，Vol. 15, No. 57, pp. 29-37, 1987 を一部修正.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-11

# 地上型圧縮空気エネルギー貯蔵(CAES)を適用したガスタービンシステムの起動動作に関する研究

# Study on Startup Operation of Heavy Duty Gas Turbine Applied with Overground Compressed Air Energy Storage (CAES) System

○後藤 絢大[*1] 中野 晋[*2] 竹田 陽一[*2]
KENTA Goto 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 its startup time. However, it is difficult to shorten the startup time because rapid increase of gas temperature occurs immediately after the ignition and fuel flow rate cannot be increased. It is needed to supply enough air to reduce gas temperature increase. 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 shorten the startup time. It is shown that the startup time can be reduced to 80% of the normal operation of the existing turbine system by applying the air supply from the overground CAES.

**キーワード：**ガスタービン，CAES，負荷調整，起動時間，圧縮機，圧力比
**Key Words:** Gas turbine, CAES, Load-following, startup time, Compressor, Pressure ratio

## 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を，負荷追随用に適用するには，最低負荷から定格負荷までの運転範囲の更なる拡大と，起動時間短縮等の負荷変化率の増加が求められている[(1)]．

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[(2)]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[(3)]．また，負荷変化率の増加に関しては，部分負荷から定格負荷に出力を増加するときに，地上 CAES を適用することで定格負荷までの到達時間を約 1/3 に短縮できることを示した[(4)]．今回はタービン運転の起動時に CAES を適用して，着火から発電機出力の発生までの時間短縮に関して検討する．実機中容量ガスタービンの起動時の運転データと，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[(5)]を基に，現状の運転方法の再現と，地上 CAES からの空気供給を受ける場合のタービンシステムの動作解析を実施し，タービン起動時間の短縮に対する地上 CAES の有効性を検討した．

## 2. 地上 CAES の基本構成と GT 起動時の課題

### 2.1 地上 CAES の基本構成

既存の CAES システム[(2),(6)]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

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

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[3]．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圧は，空気貯留が行われるのは発電需要の少ないとき，例えばタービンシステムが部分負荷運転されている時に行われる．このため貯留される空気圧はタービンの定格出力時の圧縮機吐出圧よりも低い．一方，放出タンク内の空気は，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．このため，圧縮機定格吐出圧以上の圧力の空気を貯留する．中間圧縮機は，貯留タンクから放出タンクに空気圧を昇圧するために用いる．中間圧縮機は，供給過剰になった風力や太陽光発電による変動電源出力によって稼働する．

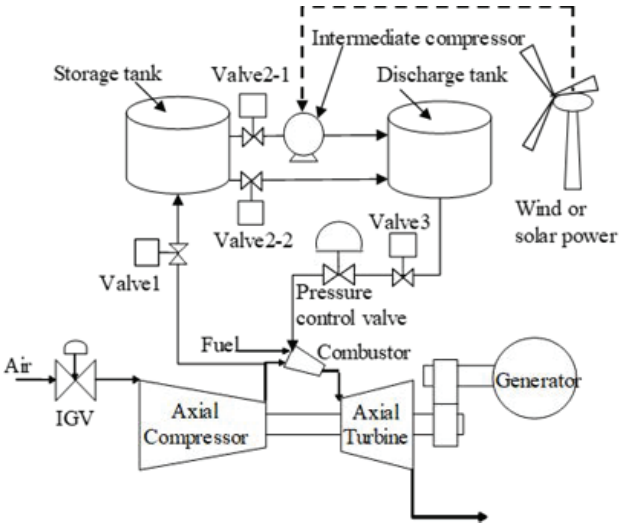



**Fig. 1 Schematic Diagram of Over Ground CAES**

### 2.2 GT 起動時の課題

Fig.2 に実機ガスタービンの起動時の回転数，燃料流量，およびタービン排ガス温度を示す．回転数と燃料流量は，定格運転時の数値で，排ガス温度は制限温度で正規化している．燃料投入と同時に排気ガス温度が上昇し燃焼器の着火が確認できる．回転数は，着火後，定格回転数までほぼ一定増加率で上昇する．一方，燃料流量は，排ガス温度が制限温度に近づき，回転数が定格回転数に到達した時点で，途中で一旦減少させ，しばらくの間，そのままの状態を保ち，排ガス温度が制限値を超えないことを確認し安定な温度に落ちくことを確認している．燃料流量の約 1200 秒のピーク値までの供給において，途中の 900 秒で，タービン排ガス温度は制限温度近くまで上昇する．また，着火から 1200 秒の間に，4 回の温度ピークを持つ．燃料流量は着火から一定の増加率で供給できず，排ガス温度の急激な上昇が生じるところで供給率を低下させている．これは，いわゆる「排ガス温度高起動渋滞」[1]というガスタービンの起動時間短縮に対する課題を表している．Fig.2 において，排ガス温度が一定温度で安定した後の 1700 秒で，燃料流量の供給が増加され，燃料流量の増加に伴い発電機は出力を発生している．

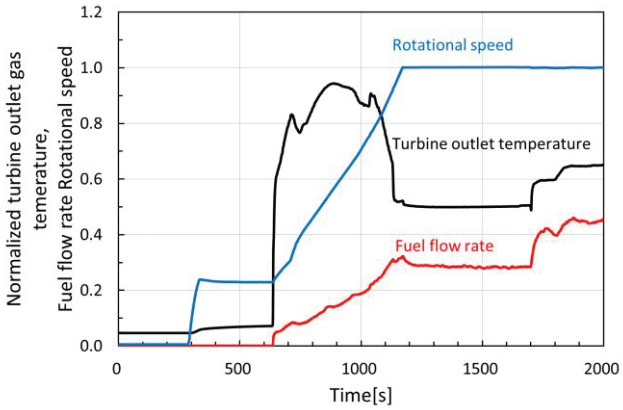



**Fig. 2 Rotational speed, gas temperature of turbine outlet, and fuel flow rate in the beginning of turbine startup**

### 3. 計算方法

タービンシステムの諸量の計算方法および地上 CAES のタンク内ガスの状態量の計算方法は，それぞれ参考文献(5),(3)を参照して頂き，ここでは記載を省略する．本研究のこれまでの計算では，Fig.3 の圧縮機性能曲線[7]に示される 60%回転数以上のデータから，圧縮機吸気流量と吐出圧力を計算していた．しかし，本研究の対象であるタービンの低速回転数での計算では，回転数ゼロからの計算が必要になるため，低速回転数での圧縮機吸気流量と吐出圧力の計算モデルを確立する必要がある．以下、その計算モデルの概要を示す．

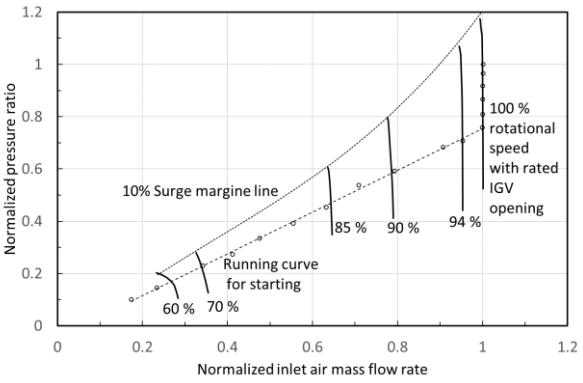



**Fig. 3 Characteristic curves of the target compressor**

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 3.1 吸気流量の計算式

計算対象はタービンシステムの起動時で，回転数ゼロから定格回転数までの無負荷状態でのタービン動作とする. 低速回転領域を対象とするが計算モデルの構築では，Fig.3 に示した回転数 60～100%の起動曲線上の計測値を用いる．Fig.4 は Fig.3 に示した各回転数の性能曲線と起動線の交点の流量と回転数を示したものである．大気圧および圧縮機入口の温度が同一であれば，圧縮機吸気流量は回転数に比例する．各点と原点を結ぶと 4 種類の線分が確認できる．これら線分の傾きは，吸気流量を決めるもう一つの要因である入口案内羽根(IGV)開度によるものと判断できる.

Fig.5 は IGV の定格開度の開口面積に対する各開度での開口面積の比と，Fig.4 の各 IGV 開度における直線の傾きをプロットしたものである. Fig.3 の圧縮機性能曲線では IGV 開度は公開されていないが，Fig.4 の定格開度と最小開度の傾きとなる IGV 開度は，本研究で対象とした発電所運転データからその開度を特定し Fig.5 に黒丸で示す．Fig.5 に示す白抜きのデータに関しては，その回転数比における IGV 定格開度での流量との比によって，IGV 開口面積比を逆算したものである. Fig.4 に示した各直線の傾きは，Fig.5 に示すように IGV 開口面積比に比例する．圧縮機吸気流量比は式(1)に示すように，回転数比と IGV 開口面積比による直線の傾きの式の積として表される. また、IGV 開口面積比は式(3)に示すように IGV 開度の正弦の比として定義した.

$$\dot{m}_{ratio} = \zeta \omega_{ratio} \tag{1}$$

$$\zeta = 0.939 A_{ratio} + 0.06 \tag{2}$$

$$A_{ratio} = \frac{\sin\theta}{\sin\theta_{rated}} \tag{3}$$

ここで，$\dot{m}_{ratio}$:流量比,$A_{ratio}$:IGV 開口面積比，$\omega_{ratio}$:回転数比，$\theta$:IGV 開度を表し，添え字は rated:定格値を表す.

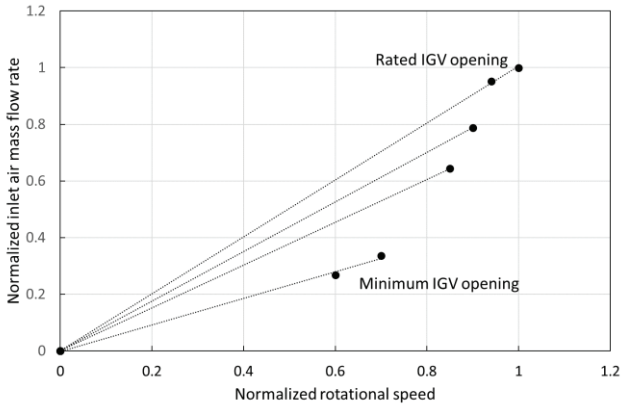



**Fig. 4 Relationship between rotational speed and inlet air mass flow rate**

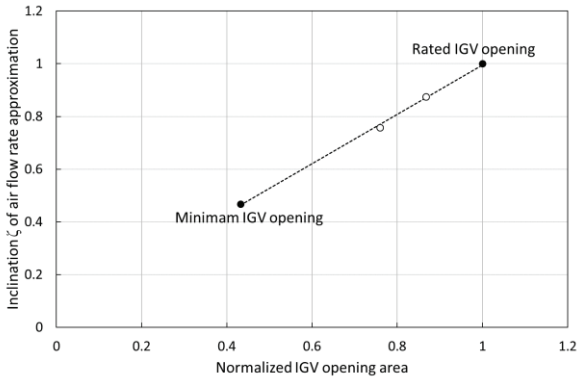



**Fig.5 Inclination ζ of air flow rate approximation**

### 3.2 圧力比の計算式

断熱圧縮における単位流量当たりの圧縮機の仕事と，角運動保存から導かれるオイラーの比仕事は等しく，圧力比は以下の式で表される.

$$\left(\frac{P_{0,ex}}{P_{0,in}}\right) = \left[\frac{\kappa - 1}{\kappa R T_{0,in}}\left(r_{ex} C_{\theta,ex} - r_{in} C_{\theta,in}\right)\omega + 1\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{4}$$

ここで，$C_\theta$:絶対速度の周方向成分，$P_0$ : 全圧， $\boldsymbol{R}$:気体定数, r : 半径，$T_0$:全温度，κ:比熱比，$\omega$:回転速度，添え字は，ex: 出口，in: 入口を表す.

圧縮機の出入口の絶対速度の周方向成分$C_\theta$は機器の運転状態で変わるが，ここでは定数 $\gamma_1, \gamma_2$ を用いて式(5)に示すように回転速度の関数として単純化すると，式(4)は式(6)に示すように $\alpha$，$\beta$ を定数として回転速度比の式に纏められる.

$$C_\theta = \gamma_1 \omega^{\gamma_2} \tag{5}$$

$$\left(\frac{P_{0,ex}}{P_{0,in}}\right) = \left(\alpha \Omega^\beta + 1\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{6}$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_{rated}} \tag{7}$$

圧縮機吸気流量の式の導出と同様に, Fig.3 に示した性能曲線のデータから式(6)の $\alpha$ と $\beta$ を定める. 次章の Fig.8 に示すように，起動時の回転速度は比較的早い段階で定格回転速度に到達するが，IGV 開度は起動初期の絞った状態から開度を増加していくが，定格開度までは開けていない. Fig.3 の起動線上の定格回転数での圧力比は IGV 開度が定格開度に達している状態での値となっている. このため，IGV 開度を絞った状態での圧力比を推定する必要がある．ここでは，参考文献(8)に示された方法で，定格 IGV 開度での圧力比から IGV 開度を絞った状態での圧力比を計算する．その方法の概略は以下の通りである．ゼロを原点とする吸気流量と圧力比のグラフ上で，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

IGV 定格開度での動作点と原点とを結ぶ線と，IGV 開度を絞った時の流量で立てた垂直線との交点まで圧力比は低下する．この方法で求めた起動時の IGV 開度まで絞った状態での圧力比（Fig.6 で白抜きの丸）と，Fig.3 から直接読み取った最低 IGV 開度でのデータ（Fig.6 で黒丸）を Fig.6 に示す．また，Fig.6 に示す曲線は式(6)に示す曲線で，これらのデータ点を通る曲線である．Fig.7 は Fig.6 に示した曲線の定数 $\alpha$ と $\beta$ を IGV 開口面積比に対してプロットしたものである．$\alpha$ に関しては IGV 開口面積比の 1 次式で，また $\beta$ に関しては 2 次式で近似できる．

$$\alpha = -0.25A_{ratio} + 1.09 \quad (8)$$

$$\beta = -6.09A_{ratio}{}^2 + 4.29A_{ratio} + 1.68 \quad (9)$$

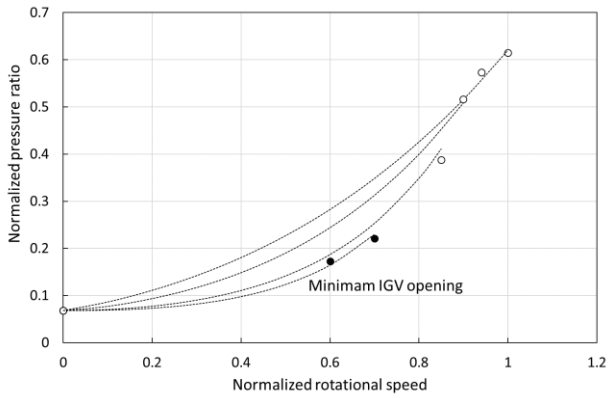



**Fig. 6 Approximation curve of pressure ratio**

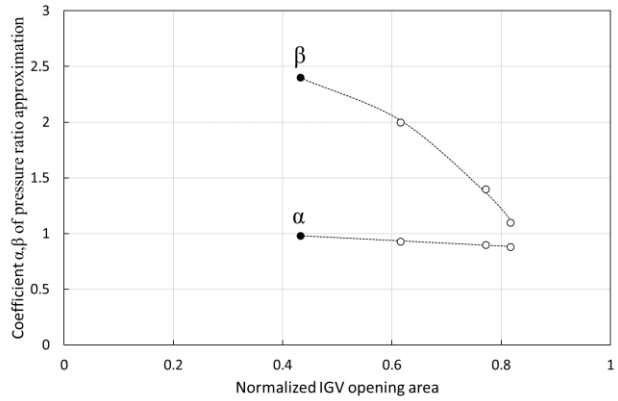



**Fig.7 Alpha and Beta of pressure ratio approximation**

## 4. 対象ガスタービンと計算条件

計算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 Table 1 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時の運転を対象とし，その時の運転データと，その運転データを近似した動作解析プログラムの入力条件を Fig.8 に示す．実機運転データは，それぞれ定格値で正規化し，回転数を青，IGV 開度を緑，燃料流量を赤で示し，計算の入力条件はそれぞれ黒細線で示した線分で近似した．

**Table 1 Specifications of target gas turbine system 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 | | Sperical 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 |

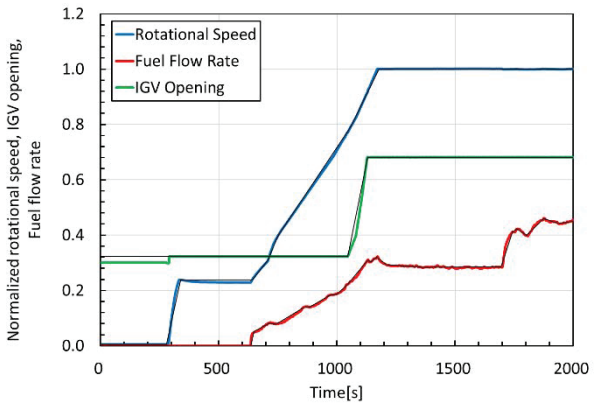



**Fig. 8 Calculation conditions**

## 5. 結果および考察

### 5.1 実機計測値との比較

初めに 3.2 に示した圧縮機吐出圧の計算モデルの妥当性を確認する．Fig.9 にタービン圧縮機吐出圧の実機計測値と計算結果を示す．タービンは 286 秒から回転を開始し 1172 秒で定格回転数に到達する．回転開始から定格回転数到達まで，概ね計算結果は実機計測値と一致している．実機計測値では 1700 秒以降に圧力増加が見られる．1700 秒以降，燃料流量を増加して 1702 秒で発電機出力が発生する．このためタービン負荷の増加により圧縮機吐出圧も増加する．3 章に示した計算モデルは無負荷条件での計算モデルのため，発電機出力発生後の状態は計算できないため，実機計測値との差異が生じている．

次にタービン排ガス温度の比較を行う．Fig.10 にタービン出口温度の実機運転データと計算結果の比較を示す．着火後の排ガス温度の急激な増加とその到達温度は，計算においてもほぼ計測値と同等の状態を捉えられている．しかし，その後の排ガス最高温度到達までの傾向は正確には捉えられていない．計算の排ガス温度の変化は，Fig.8 に示した燃料流量の供給傾向に強く依存した変化になっている．しかし，着火から発電機出力発生までの

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

排ガス温度変化の傾向は概ね捉えることができている．

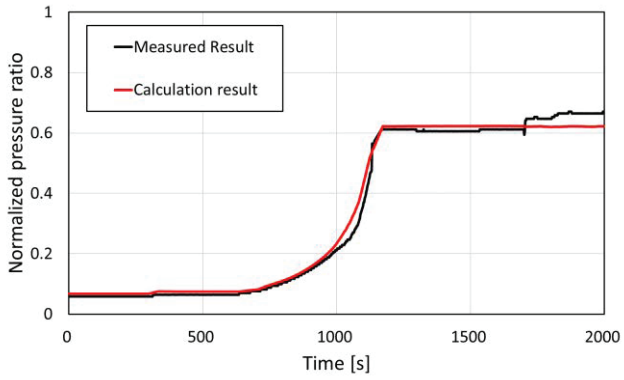



**Fig. 9 Comparison between calculated and measured pressure ratio**

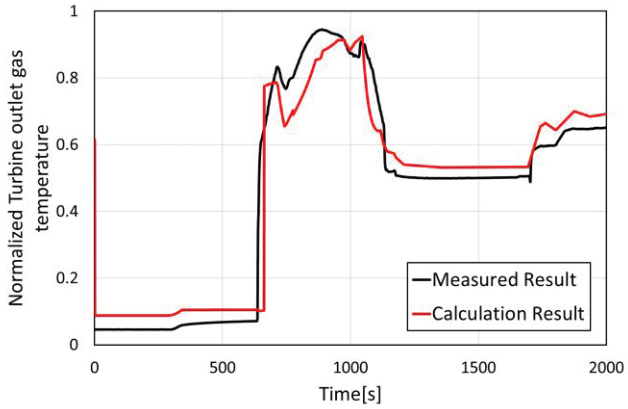



**Fig. 10 Comparison between calculated and measured turbine outlet gas temperature**

### 5.2 CAES による排ガス温度変化の比較

初めに，CAES からの吸気供給による起動時の排ガス温度の抑制効果を見る．タービンの運転条件は Fig.8 に示した条件と同一とする．つまり，回転数，IGV 開度，および燃料流量の供給方法は変えないで，着火確認後に CAES からの空気を供給して，燃焼温度の上昇を抑える．CAES からの供給空気量は圧縮機定格吸気流量の 1%，5%，および 10%の 3 ケースとした．Fig.11 に CAES を実施しない場合と上記の 3 ケースの CAES 実施の燃焼器供給空気量を示す．また，Fig.12 に各ケースでの排ガス温度の変化を示す．Fig.11 の CAES を実施しない燃焼器空気流量は，圧縮機吸気流と同じである．燃料流量投入開始直後の空気流量は，圧縮機定格吸気流量の 10%以下である．CAES からの空気供給量が 1%の場合，空気供給の効果はあるが，排ガス温度の低下はわずかである．一方，CAES からの空気供給量 10%は，圧縮機吸気流量と同等の空気流量を供給するため，排ガス温度の低下には効果があるが，Fig.12 に示したように，着火確認後の温度低下が大きく，また，この温度低下が長時間続く．これはタービン運転操作者にとっては失火を心配させる要因になる．CAES からの空気供給量 5%では排ガス温度の上昇は制限値の 75%に抑えられている．また CAES 開始時の排ガス温度の大幅な低下も抑制されている．

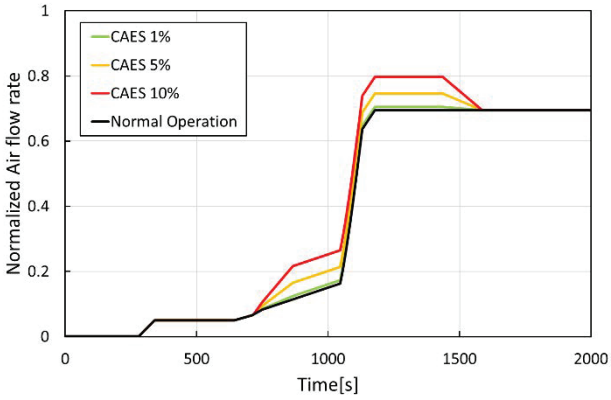



**Fig. 11 Comparison of combustor air flow rate during CAES operation**

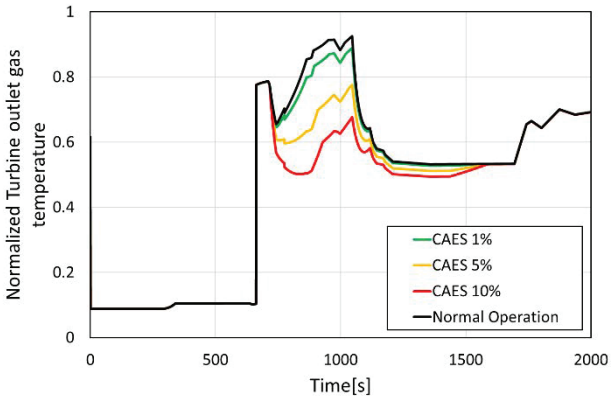



**Fig. 12 Comparison of turbine outlet gas temperature during CAES operation**

### 5.2 CAES による起動時間の短縮

Fig.12 に示したように CAES を適用することで，着火昇速時の燃焼温度の上昇を抑制できることが分かった．CAES を適用することで，着火から，タービン排ガス温度が安定するところ(Fig.8 の約 1200 秒の燃料流量ピーク値)までの燃料供給方法を改善する．Fig.13 は実機の燃料供給方法と CAES を適用するときの供給方法を比較したものである．実機供給方法では，排ガス温度の上昇が生じるところで，供給率を下げるため 1200 秒のピーク値まで 4 回のステップ的な供給になっている．CAES を適用する場合は，一定増加率で供給を続ける．また，実機の供給率は 1000 秒以降で増加している．Fig.8 に示したように，このタイミングで IGV 開度が増加するため燃料供給量も増加している．この燃料供給率の増加は，正規化燃料流量約 0.2 で行われている．CAES を適用する場

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

合も燃料流量がこの値に達したら IGV 開度を上げる．

Fig.14 に燃料供給方法と IGV 開度操作を変更したときのタービン排ガス温度を示す．CAES を実施しない場合と，CAES からの空気流量が圧縮機定格吸気流量の１％の場合は，排ガス温度は制限値を超えてしまう．CAES からの空気量が３％の場合は，最高排気温度は制限値の約 90%に，５％の場合は 80%に抑えることができている．Fig.13 に示した CAES を実施する場合の 1060 秒の燃料流量のピーク値では，排ガス温度は発電機出力が発生する直前の温度条件(1400～1600 秒)と同等になっている．つまり，回転数が定格に達していれば，発電機の同期を取り，燃料流量を増加して併入操作（発電出力の発生）に入ることができる．着火からこの燃料流量のピーク値までの時間は，CAES を適用した場合，実機運転に比べて約 120 秒短縮できている．着火からこの燃料ピーク値までの時間で比較すると，実機の 540 秒に対して，CAES 適用では 420 秒と約 20%短縮できている．CAES を用いることで併入操作までの時間を 20%短縮できる可能性がある．なお，今回のケースでは回転数は実機運転と同じとしたため，1060 秒では回転数は定格に達していないため，併入操作を行うには回転数も 1060 秒以前に定格に達するよう昇速率を上げる必要がある．

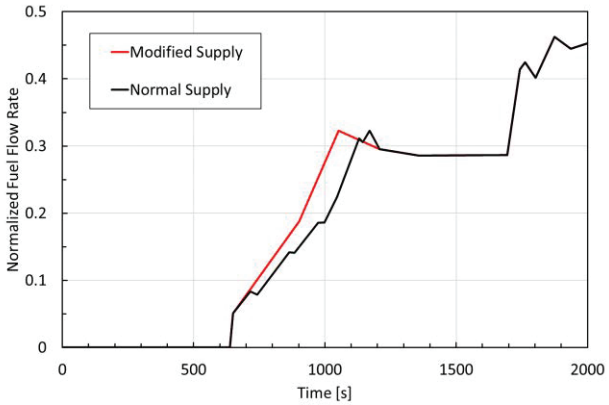



**Fig. 13 Comparison between normal fuel supply and modified fuel supply**

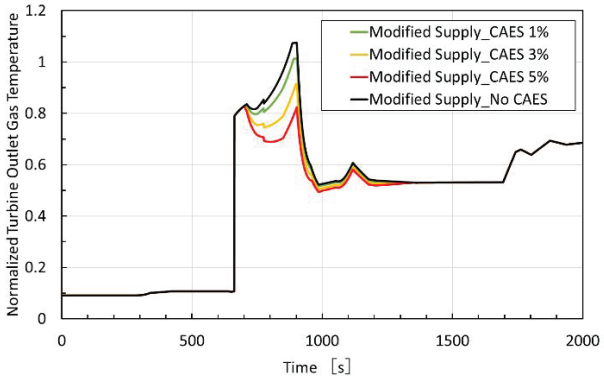



**Fig. 14 Comparison of turbine output gas temperature during CAES operation with modified fuel supply**

## 5. 結論

既存の中容量ガスタービンの起動時に地上型 CAES を適用することで，ガスタービンの起動時間短縮を検討し以下の結論を得た．

(1) 回転数ゼロから始まる低速回転数領域に適用できる無負荷運転状態の圧縮機吐出圧の計算モデルを提案し，実機計測値と比較して，その妥当性を確認した．

(2) 従来運転方法において，燃焼器着火後に圧縮機定格吸気流量の約 5%の空気を CAES から燃焼器に供給することで，着火後の排ガス温度上昇を制限温度の 75%に抑えられることを確認した．

(3) ガスタービンの起動時において，CAES を適用することで，燃料流量を連続的に増加でき，着火から発電機出力発生までの時間を，従来運転に比べて約 20%短縮できる可能性を確認した．

## 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) 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).

(3) 野々村弘樹，中野晋，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

(4) 後藤絢太，中野晋，竹田陽一，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出力変化率の検討，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，(2021).

(5) 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.

(6) 中北智文，小林英夫，奥原巌，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).

(7) 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).

(8) 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).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-12

# 平板試験装置を用いた高性能フィルム冷却孔形状に関する研究 —Pick-Shaped Hole の提案—

# Study on high-performance film cooling hole shape with flat plate - Proposal of Pick-Shaped Hole -

○佐々木 優大*1　船﨑 健一*2
SASAKI Yudai　FUNAZAKI Ken-ichi

**ABSTRAC**

Turbine inlet temperature (TIT) of gas turbines has been increasing for decades to achieve their larger output and higher thermal efficiency and the advances in cooling technology for the turbine sections have significantly contributed to this trend. Among the cooling technologies, film cooling is widely adopted for turbine blades because of its high cooling performance, however, further studies are still required on the film cooling so as to attain higher cooling effectiveness with lower aerodynamic loss caused by the coolant injection into the main flow. This study proposes a new cooling hole shape, called Pick-Shaped Hole. The film cooling performance and aero-thermal performance of this new cooing hole are investigated experimentally and numerically in comparison with Round Hole and Fan-Shaped Hole under various flow conditions, such as blowing ratio and turbulence intensity.

**キーワード：**ガスタービン，フィルム冷却，冷却孔，感圧塗料，主流乱れ度
**Key Words:** Gas Turbine, Film cooling, Cooling Hole, Pressure Sensitive Paint, Turbulence intensity

## 1. 研究背景

近年，燃料価格の高騰等によりガスタービンには更なる高出力化，高効率化が求められている．これらを達成するためにはタービン入口温度(TIT)の上昇が重要であるが，TIT の上昇に伴って燃焼器直下流に位置する高圧タービン部の熱負荷が増大するため，冷却技術の進歩が必要不可欠である．その中でも，フィルム冷却技術は，最も有効な冷却手法である．

フィルム冷却の課題として，冷却空気と主流の干渉により発生する Counter Rotating Vortex Pair(CRVP)と呼ばれる渦構造の存在が挙げられる．CRVP により冷却空気を壁面から引き離す現象である lift-off や高温主流の巻き込みが誘起されるため，結果として，CRVP によりフィルム冷却性能が悪化することが Haven[1]らの研究で示されている．CRVP を制御することがフィルム冷却効率の向上に繋がる[2]ため， CRVP の制御に向けて数多くの研究が実施されている．

フィルム冷却に関する最大の技術的進歩は，冷却孔出口形状に関するものであるとされている[3]．最もよく知られている出口形状は Diffuser Hole（または Fan-Shaped Hole）[4]であり，これにより CRVP を制御し，主流への冷却空気の貫通を低減されることから，広く実用に供されている．また近年では，Arrowhead-Shaped Hole[5]や NEKOMIMI cooling hole[6]と呼ばれる高い冷却性能を有する形状なども提案されている．

一方で，フィルム冷却は圧縮空気の一部を利用した冷却手法であるため，冷却性能だけでなく空力性能への影響も考慮しなければならない．タービン部での空力損失はガスタービンの熱効率に直結するため，フィルム冷却に伴う空力損失の低減化が求められている．Fan-Shaped Hole は 1980 年頃に提案された革新的な形状であったが，その後提案された冷却孔形状は主として冷却性能のみに関心が寄せられ，空力面の調査が十分ではなかった．

本研究では，岩手大学において新たに考案された形状である Pick-Shaped Hole(PSH)を対象として，そのフィルム冷却性能評価及び空力性能評価を行っている．そこでは，吹き出し比，主流乱れ等の各流動条件における冷却及び空力性能について，Round Hole(RH)と 777-Shaped Hole[7](SH)との比較により明らかにされている．

○主な記号

| | | | |
|---|---|---|---|
| *A,B,C,D* | ：Stern-Volmer係数[-] | *BR* | ：吹き出し比[-] |
| *C* | ：酸素濃度[%] | *DR* | ：密度比[-] |

*1　岩手大学大学院
〒020-8551　岩手県盛岡市上田4丁目3-5
*2　岩手大学理工学部
〒020-8551　岩手県盛岡市上田4丁目3-5

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

$d$ ：冷却孔直径(10[mm]) $I$ ：発光強度[a.u.]
$L_{fwd}$ ：拡大部長さ[mm] $L_m$ ：直管部長さ[mm]
$MW$ ：分子量比[-] $P$ ：壁面圧力[kPa]
$Re$ ：レイノルズ数($=\rho_\infty U_\infty d/\mu$)[-]
$Tu$ ：主流乱れ度[%] $U$ ：流速[m/s]
$\delta$ ：境界層厚さ[mm] $\delta_1$ ：排除厚さ[mm]
$\delta_2$ ：運動量厚さ[mm] $\zeta$ ：流れ方向渦度[s^-1]
$\eta$ ：フィルム冷却効率[-] $\theta$ ：空間温度場[-]
$\mu$ ：粘性係数[Pa･s] $\rho$ ：密度[kg/m$^3$]
○添え字
∞ ：主流空気 2 ：冷却空気
dark ：暗電流画像 ref ：リファレンス
wall ：断熱壁

## 2. 実験手法

### 2.1 平板試験装置

図 1 に実験装置の概要を示す．本研究では，吸込式風洞を用いている．主流は風洞下流に位置する送風機により供給され，主流流入部を通過する際，ハニカム格子と 3 枚の整流網を通過し整流される．その後，縮流され加速した空気がテストセクションへ流入する．冷却空気として二酸化炭素を代用しており（以下，便宜的に冷却空気という），ボンベから供給され，質量流量計で所定の流量に調整後，プレナム内へ流入する．テストセクションには感圧塗料（PSP: Pressure Sensitive Paint）を塗布した供試体を取り付けている．PSP 計測にはロングパスフィルタを取り付けた冷却 CCD カメラと PSP 励起用の UVLED 光源を用いている．

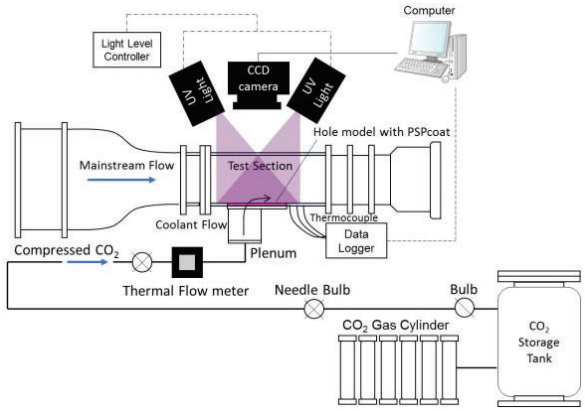



Fig. 1 Flat plate test equipment

### 2.2 冷却孔形状

本研究で用いた冷却孔形状は表 1，図 2 に示す通りであり，冷却孔の中心軸が壁面と交わる点を原点としている．各冷却孔共に冷却孔長さは 6d であり，供試体の厚さは 3d である．また冷却孔はスパン方向に 3 つ設けており，冷却孔ピッチは 6d である．形状の特徴として，SH は冷却孔出口部の断面形状を末広状としているディフューザー型である．一方で，PSH は冷却孔出口部が先端にいくにつれて狭まっていく特徴を持ち，弦楽器を弾く際に用いるピック（Pick）のような形状をしている．PSH の出口部形状の概要を図 3 に示す．

Table 1 Parameter details

| Cooling hole shape | RH | SH | PSH |
|---|---|---|---|
| Diameter(d) [mm] | 10 | 10 | 10 |
| Metering length(Lm/d) [-] | - | 2.5 | 2.13 |
| Injection angle(α) [deg.] | 30 | 30 | 30 |
| Forward expansion angle(β) [deg.] | - | 7 | 5.3 |
| Lateral expansion angle(γ) [deg.] | - | 7 | 11.2 |

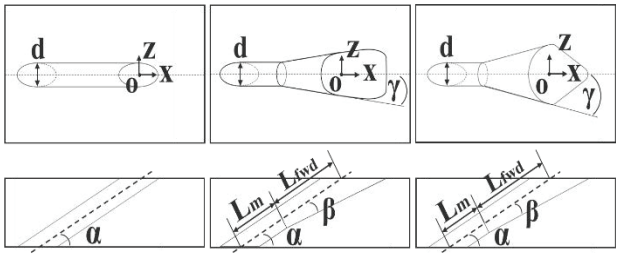



Fig. 2 Configuration parameters
(Left: RH, Middle: SH, Right: PSH)

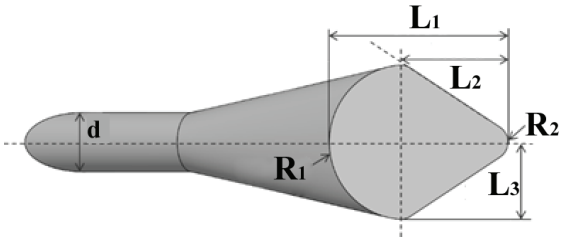



Fig. 3 Cooling hole outlet shape (PSH)

### 2.3 PSP 計測

PSP は発光色素をセンサとした機能性塗料であり，特定の波長により励起され発光し，その発光強度は色素周辺の酸素濃度に応じて変化する性質を持っている．そこで本研究では，UVLED 光源によって PSP を励起し，冷却 CCD カメラにより供試体表面の PSP の発光強度を撮影した後，画像処理によりフィルム冷却効率を算出した．

今回用いた PSP の感圧色素には常温で高い圧力感度を持つ白金ポルフィリン(PtTFTT)を使用しており，励起波長は 392nm，発光波長は 650nm である．そのため UVLED 光源の波長は 400nm である．また 650nm の発光波長を捉えるために，カットオン波長 630nm のロングパスフィルタを装着した冷却 CCD カメラ(16bit)を使用した．

PSP を用いたフィルム冷却効率の計測では，熱拡散と物質拡散のアナロジー成立が前提条件とされており，同アナロジーが成立する場合，フィルム冷却効率は式(1)のように定義される．

$$\eta = \frac{T_\infty - T_{wall}}{T_\infty - T_2} = \frac{C_\infty - C_{wall}}{C_\infty - C_2} \quad . \qquad (1)$$

本研究では，分子量比の影響も考慮したCharbonnierら[7]が提案した式(2)を定義式として採用している．MWは

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

異種ガスである二酸化炭素と主流空気の分子量比(MW=1.5194)である．$(P/P_{ref})_{air}$は冷却空気に空気を使用した際の圧力比，$(P/P_{ref})_{gas}$は冷却空気に二酸化炭素を代用した際の圧力比である．なお冷却空気に空気を使用した場合の酸素分圧の変化は非常に小さく，無視できるものと仮定し，$(P/P_{ref})_{air} \approx 1$として計測を行っている．

$$\eta = 1 - \frac{1}{\left(1+MW\left(\frac{(P/Pref)_{air}}{(P/Pref)_{gas}}-1\right)\right)} \quad . \qquad (2)$$

また，PSPの発光強度と圧力の間には式(3)に示すStern-Volmer式が成立するため，事前に真空チャンバーを用いてPSPの較正を行い，同式を取得しておくことでフィルム冷却効率の算出が可能となる．

$$\frac{I_{ref}-I_{dark}}{I-I_{dark}} = A + B\frac{P}{P_{ref}} + C\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 + D\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^3 \quad . \qquad (3)$$

ここで，$I_{ref}$は主流のみ通風時の画像，$I_{dark}$は暗電流画像，$I$は冷却空気を噴出した際の画像の輝度である．また$P/P_{ref}$は表面圧力と大気圧の比である．A, B, C, Dは較正係数であり，供試体表面温度を制御した較正試験により取得する．較正試験を行った後，式(3)を利用し，取得した画像から圧力比を算出し，式(2)に圧力比を代入することで，フィルム冷却効率を算出した．なお，各撮影条件で150枚の画像を取得し，平均した画像を用いた．

## 2.4 境界層計測

本計測では，アクリルプレートに開けたスリット（吸い込み防止材付き）から通した熱線プローブをマイクロスコープと隙間ゲージを用いて，x/d=18，y/d=0.03，z/d=0の位置まで正確に接近させる．その後，2 軸トラバース装置によって壁面法線方向に 0.03d~2.5d まで移動させながら流速を計測することで境界層の流速を得る．使用する熱線プローブは，試験直前に風洞内で較正を行う．サンプリング周波数は 20kHz，計測時間は 3.5s とした．境界層内の速度分布から，式(4)及び式(5)によりそれぞれ排除厚さ及び運動量厚さを算出する．これらの二つの積分量は，Denton[10]によって翼面境界層由来の翼列全圧損失と深く関係していることが示されている．本研究では，主として運動量厚さを空力損失の評価指標として用いている．なお，境界層厚さ $\delta$ は流速が主流速度の 98%に達する時の壁面からの距離と定義している．

$$\delta 1 = \int_0^{\delta}\left(1-\frac{u}{U}\right)dy \qquad (4)$$

$$\delta 2 = \int_0^{\delta}\frac{u}{U}\left(1-\frac{u}{U}\right)dy \qquad (5)$$

## 2.5 乱流格子及び主流乱れ度

主流乱れ度の導入のために図 4 に示す乱流格子を用いている．乱流格子は一辺が b(=8mm)の正方形断面を有する角材の組み合わせで作製しており，x/d=-20 の位置に設置している．設計パラメータは図 5 に示す通りであり，M=25mm，空隙率は 0.4624 である．主流乱れ度の計測は熱線プローブを用いて行い，x/d=1~16，y/d=7.5，z/d=0 の位置で計測している．サンプリング周波数は 20kHz で計測時間は 5s とした．図 6 に主流乱れ度と計測データから算出した積分長さスケールを示す．主流乱れ度は冷却孔直下で定義しており，式(6)を用いて算出している．乱流格子を挿入しない場合は Tu=1.4%であり，乱流格子を挿入した場合は Tu=12.6%である．積分長さスケールは，速度データの自己相関係数の積分で得られる積分時間スケールと平均流速から算出している．自己相関係数が 0 になる区間を積分範囲としており，自己相関係数のカーブが 0 を下回らない場合は近似曲線によってフィッティングしたデータから算出している．

$$Tu = \left(\frac{\frac{1}{k}\sum_{j=1}^{k}\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{n}\left((U_{i,j}-\bar{U})^2\right)}}{\frac{1}{k}\sum_{j=1}^{k}(\bar{U})}\right)\times 100 \qquad (6)$$

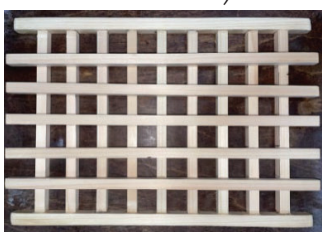


Fig. 4 Turbulence grid

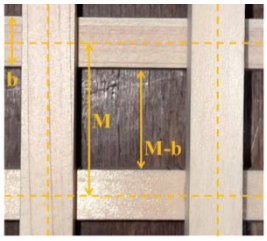
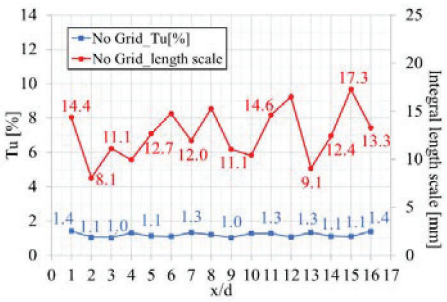
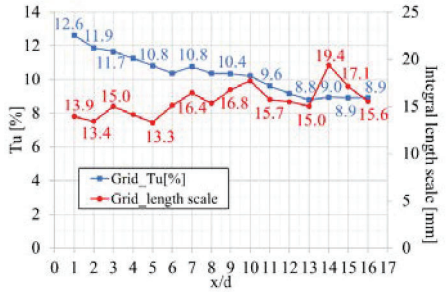



Fig. 5 Design parameters of turbulence grid




(a)No Grid




(b)Grid

Fig. 6 Turbulence intensity and integral length scale

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 2.6　計測条件

本研究では，PSP 計測・境界層流速計測共に冷却孔直径 $d$=10mm を代表長さ，x/d=0 の位置でピトー管により取得した主流流速を代表流速とし，$Re$=6,000 で試験を実施した．主流(air)に対する冷却空気($CO_2$)の密度比は DR=1.53 である．今回の行った試験ケースは表 2 に示す通りである．PSP 計測により取得したデータの処理範囲は，0≦x/d≦20，-3≦z/d≦3 の領域である．

Table 2　Test cases

| 冷却孔形状 | RH | | SH | | PSH | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| *BR* | 0.5 | 1.0 | 1.5 | 2.5 | | |
| *Tu* | 1.4 | | 12.6 | | | |

## 3.　数値解析手法

図 7 に解析ドメインを示す．格子生成には ANSYS ICEM CFD ver18.1 を用いており，全て非構造格子を生成した．格子サイズは主流部ダクトにおいて 0≦y/d≦0.25 の範囲で 0.5mm，0.25≦y/d≦2.5 の範囲で 1mm，2.5≦y/d≦3.5 の範囲で 3mm，3.5≦y/d≦7.5 の範囲で 5mm とした．冷却孔の格子サイズは 0.5mm とし，冷却空気用プレナムにおいて-3.5≦y/d≦-3.0 の範囲で 0.5mm，-13≦y/d≦-3.5 の範囲で 3mm とした．壁面近傍にはプリズムメッシュを適用しており，最小格子幅: 0.0040mm，拡大率: 1.2，生成層数: 22(プリズム幅：~1mm)とし，$y^+$は 1 未満である．総格子要素数は約 2,800 万セルで，格子依存性調査の結果から計算格子を選択している．

解析ソルバーには ANSYS CFX ver18.1 を使用して RANS 解析を行った．また乱流モデルには SST モデルを使用した．境界条件には，実験における境界層厚さを再現するため，主流入口部には，境界層厚さが 0.24d となるように速度分布を与えた．境界条件を表 3 に示す．主流側の上面部には対称境界条件，下面部には断熱壁条件，側面部には周期境界条件を適用した．冷却空気側の上面部には断熱壁条件，側面部には周期境界条件または断熱壁条件を適用した．またデータの処理範囲は，PSP 計測の処理範囲と同様に 0≦x/d≦20，-3≦z/d≦3 の領域である．

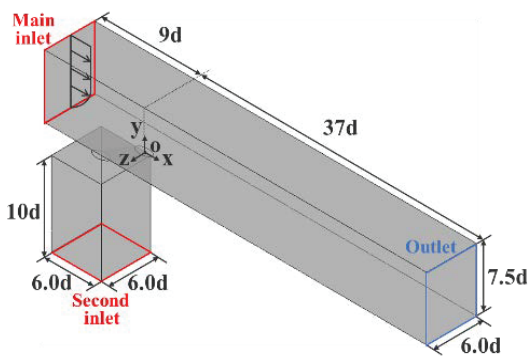



Fig. 7　Analysis domain

Table 3　Boundary conditions

| | |
|---|---|
| Reynolds number | *Re*=6,000 |
| Blowing ratio | *BR*=0.5, 1.0, 1.5, 2.5 |
| Density ratio | *DR*=1.53 |
| Mainstream inlet | Velocity profile[m/s]<br>Temperature: 298.15[K]<br>Turbulence: 1[%] |
| Mainstream outlet | Static pressure: 0[Pa] |
| Secondary flow inlet | Mass flow rate[kg/s]<br>Temperature: 194.85[K] |

## 4.　結果と考察

### 4.1　PSP 計測結果

図 8 の(a)~(d)に各吹き出し比における各冷却孔のフィルム冷却効率分布を示す．各条件において上段が Tu=1.4%，下段が Tu=12.6%の結果である．全体の傾向として，主流乱れ度が増加するとスパン方向と主流流れ方向共にフィルム冷却効率が低下している．これは高い主流乱れ度によって主流空気と冷却空気の混合が促進したためだと考えられる．RH はどちらの主流乱れ度の条件でも BR=1.5，2.5 では著しい効率の低下が確認される．これは吹き出し比の上昇により主流に対する冷却空気の貫通が強まり，冷却空気が lift-off したためだと思われる[11]．SH は冷却孔出口部が拡大している形状の効果により，冷却空気の運動量が低下し，RH に比べて冷却空気の lift-off の抑制やスパン方向への拡散を促進させる効果が確認できる．SH，PSH は各吹き出し比において傾向が似ているが，PSH は SH よりも広いスパン方向拡大角を有しており，SH と比較してスパン方向への広がりを維持したまま冷却空気が下流まで付着していることが分かる．特に Tu=1.4%の高い吹き出し比の条件ではその様子が顕著に確認できる．

図 9 の(a)~(d)に各冷却孔のフィルム冷却効率のスパン平均値を示す．図中の破線，点線，実線の鉛直線は，それぞれ RH，SH，PSH の冷却孔の後縁の位置を示す．x/d=3.8 付近にノイズが見られるが，その位置は供試体のはめ込みによって生じるつなぎ目の位置である．

**Tu=1.4%**

RH は BR=0.5 で効率値のピークを取り，吹き出し比の上昇に伴って効率が低下していっている．BR=1.5，2.5 ではほぼ無冷却のような効率分布であったため，効率値としても非常に低い値になっている．各吹き出し比において PSH は SH の効率を上回っており，効率分布からも明らかなように吹き出し比が上昇するにつれて差が広がっている．PSH は SH の効率値と比較して，x/d=20 の位置では BR=1.5 で約 14%増加し，BR=2.5 で約 36%増加した．

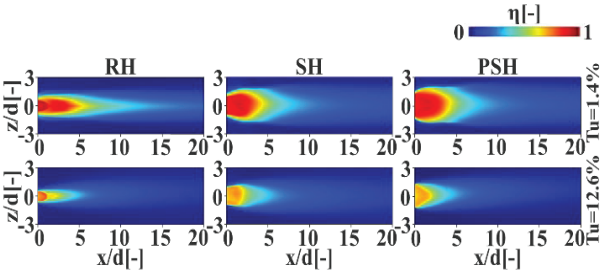
**Tu=12.6%**

BR=0.5，1.0 において PSH は SH の効率値を若干下回った．しかし，BR=1.5 では上流部で，BR=2.5 ではほぼ

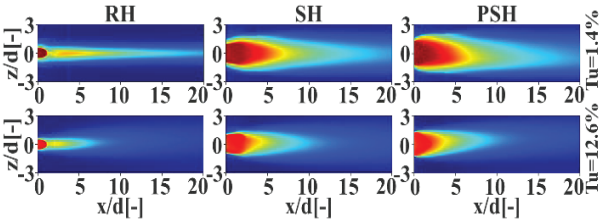
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

全ての領域で SH の効率値を上回った．PSH は SH の効率値と比較して，BR=1.5 では冷却孔直下で若干上回っており，BR=2.5 では x/d=6 の位置で約 10%増加した．Tu=12.6%の条件でも高い吹き出し比において優位性を示している．

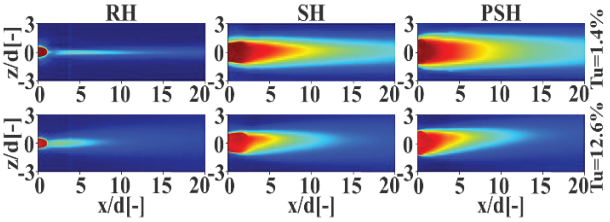
これらの結果から，PSH は SH と比較して，どちらの主流乱れ度の条件でも高い吹き出し比において優れた冷却性能を有していることが確認できた．また，RH は BR=0.5，1.0 において Tu=1.4%の条件の効率が高い一方で，BR=1.5，2.5 では Tu=12.6%の条件の方が高い効率値を示している．これは冷却空気が主流乱れによってスパン方向に広がり，効率が上昇したと考えられ，Saumweber[8]らの研究でも同様な傾向が示されている．



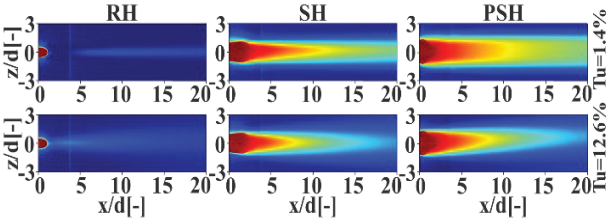

(a)BR=0.5




(b)BR=1.0

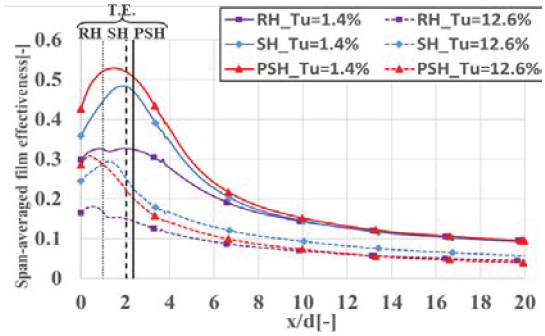



(c)BR=1.5

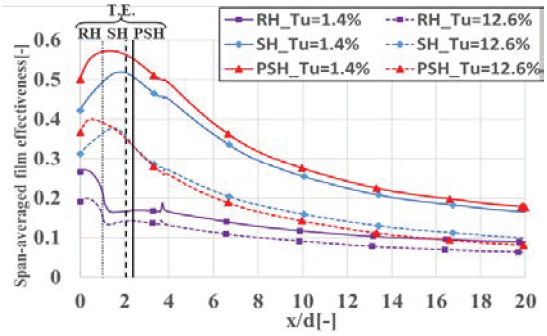



(d)BR=2.5

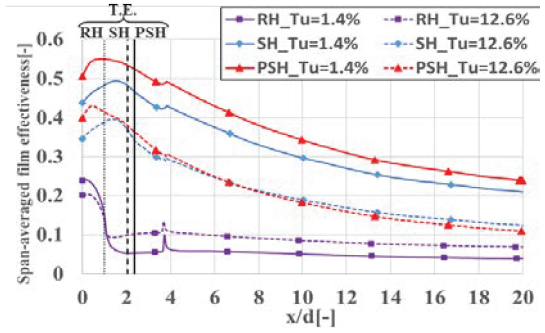
Fig. 8　Film cooling effectiveness distributions



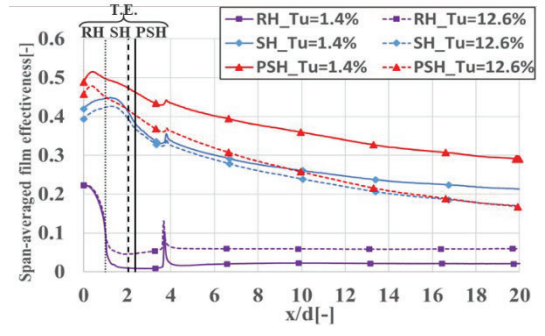

(a)BR=0.5




(b)BR=1.0




(c)BR=1.5




(d)BR=2.5

Fig. 9　Span-averaged film effectiveness

### 4.2　境界層計測結果

図 10 の(a)，(b)は各主流乱れ度の条件における時間平均速度分布を示す．

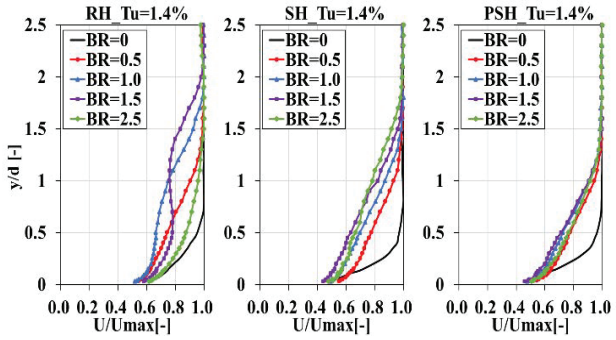
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

**Tu=1.4%**

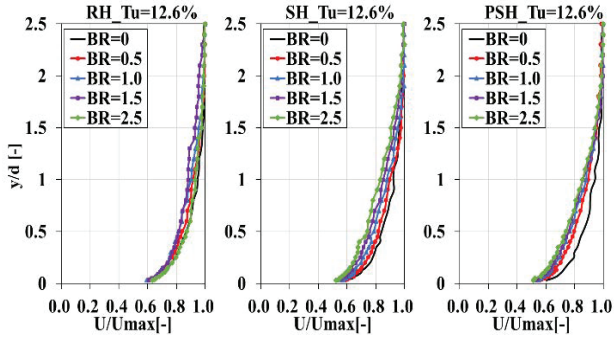
RH は BR=1.5 の y/d=1.2 付近で流速が低下しており，噴流下流での wake 発生領域の様子が確認できる．これは PSP 計測の結果から，BR=1.5 ではすでに冷却空気が壁面から lift-off している条件であることからも推測できる．BR=2.5 になると冷却空気の噴出がない BR=0 の速度分布の傾向に近づいているが，これは冷却空気が大きく lift-off し，冷却空気の存在する領域が捉えられていないと推測される．また，SH は BR の上昇に伴って，境界層が厚くなって傾向である．一方で，PSH は SH と比較して境界層が薄く，BR の上昇による変化があまり見られない．そのため，高い吹き出し比の場合でも lift-off を抑制できていることが分かる．

**Tu=12.6%**

３種類の冷却孔共に，主流乱れ度の増加により PSP 計測においてフィルム冷却効率が低下し，図 10(b)より壁面近傍での流速上昇が確認できることから，主流空気と冷却空気の混合が促進し，結果としてフィルム効率が低下したと考えられる．




(a)Tu=1.4%




(b)Tu=12.6%

Fig. 10　Time-averaged velocity profile at x/d=18

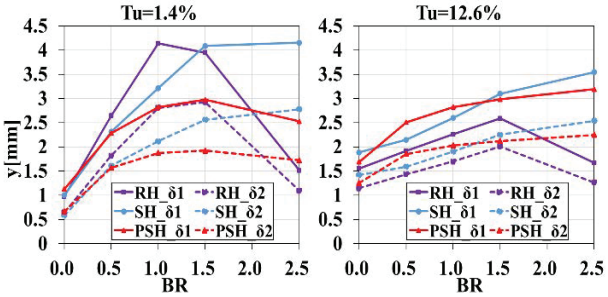
図 11 の(a)，(b)に各主流乱れ度の条件における時間平均排除厚さ及び時間平均運動量厚さを示す．

**Tu=1.4%**

RH は BR=1.5 で運動量厚さがピークに達し，BR=2.5 では大きく減少している．PSP 計測の結果より BR=2.5 においても SH，PSH はフィルム冷却効率が維持されているのに対し，RH は lift-off しており，ほとんど冷却空気としての効果は発揮されていないことが分かる．したがって RH の BR=2.5 の条件では，今回の計測範囲外にも冷却空気の影響が大きく及んでおり空力損失評価の対象にはならない．SH，PSH は BR=0.5 において排除厚さ・運動量厚さに差はないが，BR=1.0 以降，SH は BR の上昇に伴い排除厚さ・運動量厚さが増加している一方で，PSH は SH と比較して BR=2.5 において約 38%も空力損失（運動量厚さ）が低減している．

**Tu=12.6%**

主流乱れ度が増加したことにより各冷却孔共に排除厚さ・運動量厚さが減少したことが確認できる．PSH は SH と比べて高い吹き出し比において排除厚さ・運動量厚さが小さくなっており，BR=2.5 では約 12%の空力損失が低減された．PSP 計測でもこの条件で優位性を示している．




(a)Tu=1.4%　　(b)Tu=12.6%

Fig. 11　Time-averaged displacement thickness and momentum thickness at x/d=18

### 4.3　数値解析結果

以下では Tu=1.4%, BR=1.5 の条件でのデータを例に考察を行っていく．まず図 12，13 に PSP 計測結果と数値解析結果のフィルム冷却効率分布及びスパン平均フィルム効率を示す．全体的な傾向として，数値解析の方が実験よりも低い効率値を示した．フィルム効率分布を見ると，RH では lift-off の影響もあり実験と CFD とは傾向的には一致しているが，SH，PSH に関してはフィルム冷却効率分布及びスパン平均値に差異が確認できる．ただし，実験結果で PSH が SH のスパン平均値を相当量（x/d=10 までで 0.05 程度）上回るという結果は CFD 結果でも明確に確認できる．このように，RANS による定常解析は定性的な議論には有用であると考えられるが，フィル冷却はそれ自体非定常性の強い乱流拡散現象であり，今後 LES 解析による PSH の更なる考察が必要である．

図 14 に各冷却孔のフィルム効率分布と x/d=0~20 における空間温度場を示す．空間温度場とは，空間における冷却空気の広がりを示す指標であり，式(7)で定義される．

$$\theta = \frac{T_f - T_\infty}{T_2 - T_\infty} \qquad (7)$$

RH は下流にいくにつれて冷却空気が徐々に lift-off していく様子が確認できる．一方で，SH，PSH は冷却空気の付着性が良く，高い吹き出し比においても下流まで広がっている．これらは冷却孔出口部の形状の効果により，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

RH に比べて lift-off の抑制や冷却空気をスパン方向へ拡散させる効果があるためであり，実験でもその様子が確認できた．勿論，SH の場合でも下流へいくと冷却空気が徐々に lift-off していく傾向は見られる．一方で，PSH はスパン方向への広がりを維持したまま下流まで広がり，lift-off の様子も SH ほど顕著ではない．

図 15 に各冷却孔の Q 値の等値面と x/d=0~20 における流れ方向渦度分布を示す．ここで流れ方向渦度は式(8)で定義される．

$$\zeta = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \qquad (8)$$

RH では CRVP の規模が大きく，図 14 に見られるように冷却空気の lift-off を促進してしまい，フィルム冷却効率が低下する原因となっている．CRVP は時計回りの負の渦と反時計回りの正の渦の渦対（下流視）になっていて，この渦対の距離が近いことで冷却空気の lift-off が強化され，冷却空気が覆う面積が少なくなる．一方で，SH と PSH は CRVP の間にそれと逆回転の渦(Anti-CRVP)が発生している．PSH は SH と比較して Anti-CRVP が大規模で，下流にいくにつれて CRVP の規模がかなり小さくなっている．この Anti-CRVP が発生し CRVP と干渉することによって冷却空気の lift-off が抑制され，冷却空気をスパン方向へと拡散させていると考えられる．

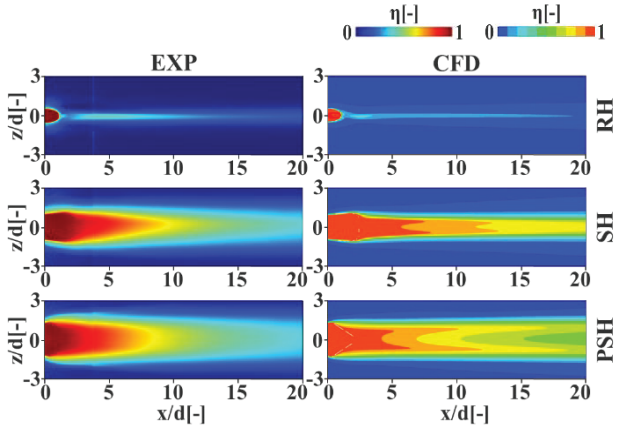



Fig. 12　Film cooling effectiveness distributions (EXP vs CFD, BR=1.5)

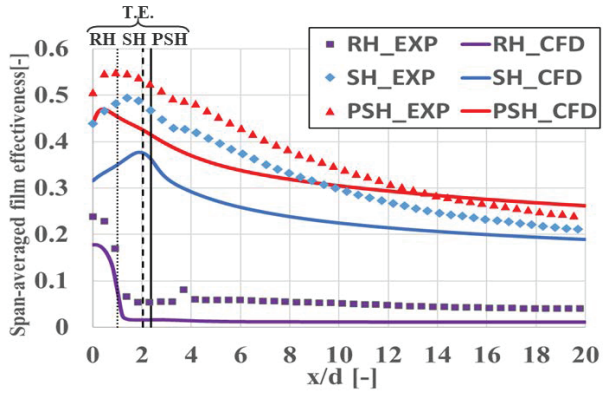



Fig. 13　Span-averaged film effectiveness (EXP vs CFD, BR=1.5)

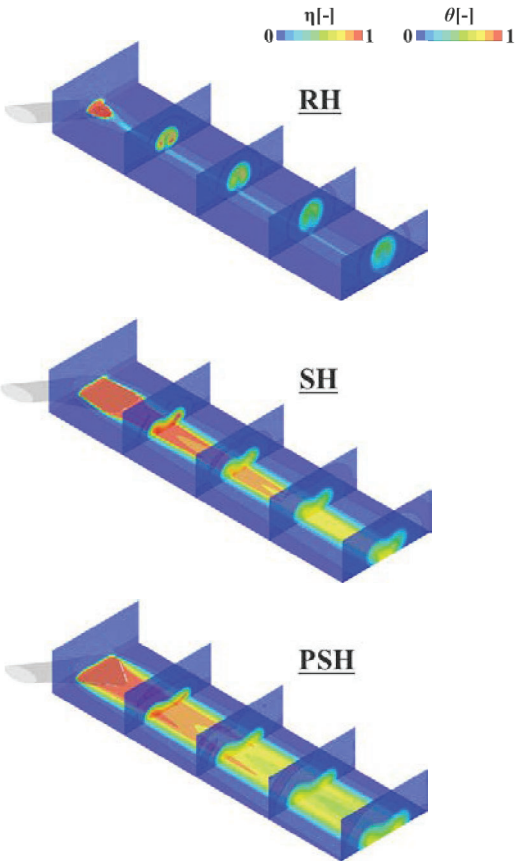



Fig. 14　Contours of film effectiveness and space temperature

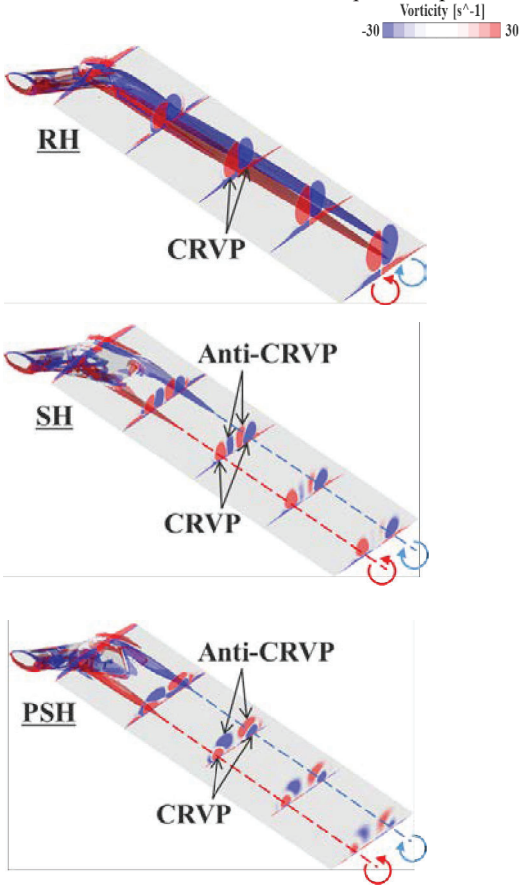



Fig. 15　Iso-Q value surfaces and contours of streamwise

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 6. 結言

本研究では，新奇出口形状である Pick-Shaped Hole（PSH）のフィルム冷却性能及び空力性能評価を目的とし，吹き出し比や主流乱れ度等の各流動条件における性能評価を行い，以下の知見を得た．

PSP 計測

- 低い主流乱れ度の条件でSHの冷却性能を大きく上回った（x/d=20の位置においてBR=1.5で約14%増加し，BR=2.5で約36%増加した）．
- 高い主流乱れ度の条件でも冷却孔直下流で SH を上回る冷却性能を示した（x/d=6 の位置においてBR=2.5 で約 10%増加した）．

境界層計測

- SHと比較して境界層が薄く，BRの増加による速度分布の変化があまり見られないため，高い吹き出し比の場合でもlift-offを抑制する効果を有していることが分かった．
- 空力損失評価より，SH よりも空力損失が低減された（BR=2.5 の時, Tu=1.4%で約 38%低減し, Tu=12.6%で約 12%低減した）．

数値解析

- 実験結果と同様に，SHと比較して冷却空気がスパン方向への広がりを維持したまま下流へ広がっている様子が確認できた．
- PSHは形状の効果により，より大規模なAnti-CRVPが発生し，それがCRVPを制御することで冷却空気のlift-offを抑制し，冷却空気をスパン方向に拡散させる効果を有していることが確認できた．

今後の展望として, LES による非定常解析や PSH の形状最適化に取り組む予定である．

## 参 考 文 献


(1) Haven, B, A., Yamagata, D, K., Kurosaka, M., Yamawaki, S. and Maya, T., 1997, Anti-kidney pair of vortices in shaped holes and their influence of film cooling effectiveness, ASME paper No. 97-GT-45

(2) 船﨑健一，流れ制御デバイスによるフィルム冷却の高性能化，ガスタービン学会誌，Vol. 46, No. 6 (2018), pp. 35-41.

(3) Bunker, R.S., A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology, Journal of Heat Transfer, Vol. 127 (2005), pp.441-453.

(4) Goldstein, R. J. and Eckert, E. R. G., International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.17, Issue 5, (1974), pp. 595-607.

(5) Okita, Y., Nishiura, M., Film Effectiveness Performance of an Arrowhead-Shaped Hole Film Cooling Hole Geometry, ASME paper GT2006-90108, (2006)

(6) Kusterer, K., Tekin, N., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., Azarii, M., Experimental and numerical investigations of the NEKOMIMI film cooling technology, ASME paper GT2012-68400, (2012)

(7) Robert, P, Schroeder. and karen, A, Thole., 2014, Adiabatic Effectiveness Measurements for a Baseline Shaped Film Cooling Hole, ASME Turbo Expo GT-2014-25992, (2014)

(8) Charbonnier, D., Ott, P., Jonsson, M., et all, Experimental and Numerical Study of the Thermal Performance of a Film Cooled Turbine Platform, ASME paper GT2009-60306, (2009)

(9) Christian Saumweber, Achmed Schulz, Sigmar Wittig, Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling with Shaped Holes, ASME Turbo Expo GT-2002-30170, (2002)

(10) Denton, J.D., Loss Mechanisms in Turbomachines, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, Oct. (1993), pp. 621-656.

(11) 漆山諒，船﨑健一，佐々木優大，平板上フィルム冷却の熱流体特性に関する研究（主流乱れの効果について），第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会，(2022)


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-13

# ガスタービン静翼エンドウォール部のフィルム冷却とパージフローの複合冷却効果に関する非定常計測

# Unsteady Measurement of the Combined Cooling Effect of Film Cooling and Purge Flow on the Endwall of Gas Turbine Vane

○錦戸 竣平*1　小田 豊*2
NISHIKIDO Shumpei　ODA Yutaka

**ABSTRACT**

In modern gas turbines, the endwall of the first-stage vane is cooled by the combined effect of film cooling and purge flow. In order to examine the complex interaction between the mainstream and those cooling flows, we conducted wind tunnel tests using a three-vane linear cascade. The effect of mainstream turbulence on the film cooling performance was investigated with a fast-response PSP (Pressure Sensitive Paint) at the average blowing ratios (*BRs*) of 0.5, 1.0, 1.5 and 2.0 for a fixed purge flow rate. The cooling effectiveness by the combined cooling of film cooling and purge flow shows a maximum value at *BR* = 1.0, and as *BR* increases to *BR* = 1.50 and 2.00, the cooling effectiveness begins to decrease because the film coolant jet begins to penetrate the mainstream. The high mainstream turbulence enhances the lateral mixing of film coolant and results in better cooling performance.

**キーワード：**翼列試験，エンドウォール，フィルム冷却，パージフロー，高速応答型感圧塗料
**Key Words:** Cascade Test, Endwall, Film Cooling, Purge Flow, Fast-Response Pressure Sensitive Paint

## 1. 緒言

エネルギー需要の増加に伴い，ガスタービンはその高効率と低環境負荷により，多くの分野で不可欠な動力機器となっている．ガスタービンには深刻化する地球温暖化問題を背景に更なる高性能化が求められている．その要求から，産業用ガスタービンのタービン入口温度は1650℃に達している．予混合燃焼器の採用に伴って燃焼器出口の温度分布が平坦化しており，従来に比べてタービン翼列エンドウォール近傍のガス温度が上昇しているため，エンドウォール冷却の重要性が増している．高温ガスタービンの第一段静翼エンドウォール部では，パージフローとフィルム冷却による複合的な冷却が行われている．パージ空気とフィルム冷却の流れは本質的に非定常であり，主流との混合によってエンドウォールの冷却効率分布は複雑な挙動を示す．しかしながら，従来の実験的研究においては，時間平均のフィルム冷却効率を評価するに留まり，冷却効率の時間的な変動を評価した例は数少ない[1][2]．

本研究では低速翼列風洞と高速応答型感圧塗料を用いて，フィルム冷却の吹き出し比と主流乱れが冷却効率分布に及ぼす影響をパージフローとの相互干渉の観点から検討した．

*1　関西大学大学院理工学研究科
〒564-8680　大阪府吹田市山手町3-3-35
*2　関西大学システム理工学部
〒564-8680　大阪府吹田市山手町3-3-35
E-mail: oda.y@kansai-u.ac.jp

## 2. 実験装置

実験は Fig. 1 に示す流路幅 544 mm，流路高さ 150 mm の低速翼列風洞で行った．風洞内部には $E^3$ タービン翼[3]のタービン第一静翼ハブ側のプロファイルを持つ二次元翼模型を 3 枚配置した．翼模型の寸法は実機の 2.19 倍であり，翼高さは 150 mm，軸コード長$C_{ax}$は 95.4 mm である．翼間ピッチは 180 mm とした．入口主流速度は 5 m/s とし，前縁直径を代表長さとしたレイノルズ数は約 9200 である．実験時に左右の可変ボードの向きを調節して，翼間流れの周期性を確保した． Fig. 2，Table 1 にエンドウォール上のフィルム冷却孔配置を示す．パージフロー供給スロットは翼前縁から上流側 20 mm の位置に配置し，出口幅を 7 mm，流出角度を 30 度とした．Fig. 3 に示すように，フィルム冷却，パージフロー共にそれぞれ下部に設けたプレナム内で整流した冷却空気をテストセクションへと供給している．主流乱れによる影響を調べるため，試験部の上流側 440 mm の位置に Fig. 4 に示す乱流格子を設置した．格子の円柱直径は 6 mm，格子間距離は 25 mm である．その結果，乱流格子を設置した高乱

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

流条件の主流乱れ強さは 5%，乱流格子を設置しない低乱流条件の主流乱れ強さは約 1%であった．Fig. 5 に，翼前縁から 200 mm の位置で熱線流速計によって測定した，低乱流および高乱流条件における主流方向の速度分布，乱流強度の分布を示す．境界層厚さを主流速度の 99%になる位置とすると境界層厚さ$\delta_{0.99}$は約 10 mm であった．また，熱線流速計の時系列データに基づき El-Gabry ら[4]の方法で算出したテイラーマイクロスケール$\lambda$は，低乱流条件で約 0.04 mm, 高乱流条件で約 0.25 mm であった．これらをもとに一様乱流を仮定して $l_E/\lambda = Re_\lambda/15$ の関係から算出した積分スケール $l_E$ は，低乱流条件で約 0.04 mm，高乱流条件で約 1.4 mm であった．Fig. 6 は中央および左右の翼面ミッドスパンで計測した静圧分布を圧力係数 $C_p$ で示したものである．図より，左翼の腹側（緑），右翼の背側（青）の $C_p$ 分布は中央翼（赤）と一致しており，流れの周期性が確認できる．

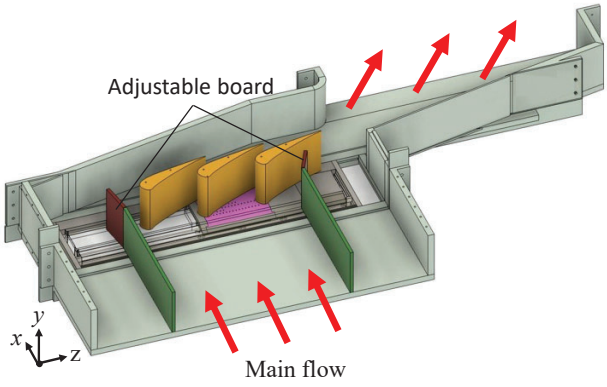



Fig. 1 Schematic diagram of test section

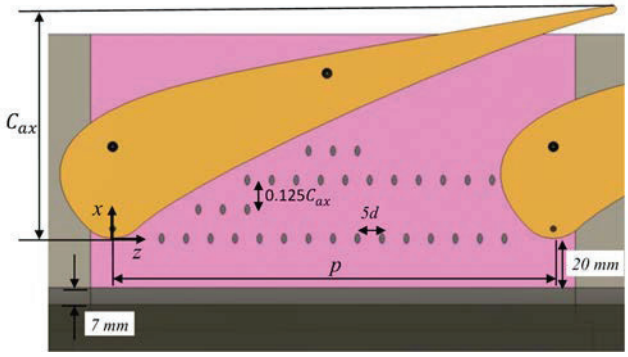



Fig. 2 Arrangement of film cooling holes on endwall

Table 1 Cooling hole geometry

| | |
|---|---|
| 形状 | 円孔 |
| 直径 $d$ | 2 mm |
| 冷却孔ピッチ（$z$ 方向） | $5d$ |
| 冷却孔ピッチ（$x$ 方向） | $0.125C_{ax}$ |
| 冷却孔入口長さ | $5d$ |
| 噴出角度 | 30° |

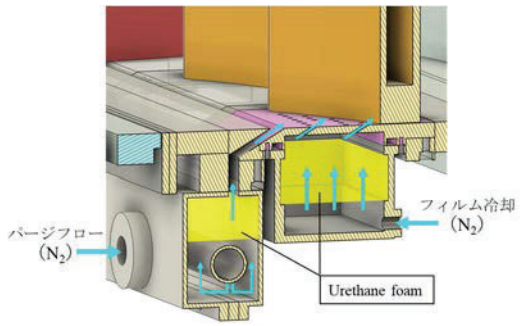



Fig. 3 Supply chambers of purge flow and film coolant

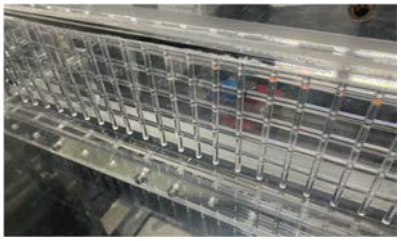


Fig. 4 Grid turbulence generator

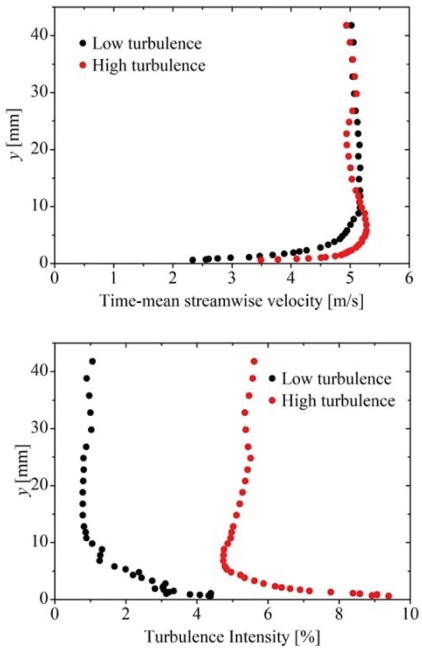



Fig. 5 Inflow velocity and turbulence intensity

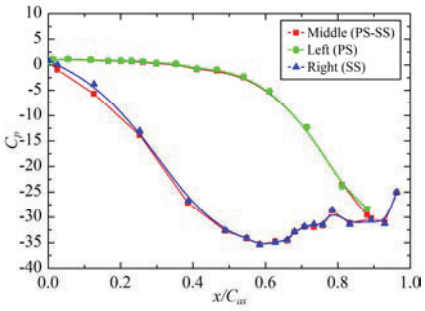



Fig. 6 Static pressure distribution around the model vane

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 3. 測定原理及び実験方法

### 3.1 測定原理

フィルム冷却効率は主流温度 $T_\infty$，断熱壁面温度 $T_{aw}$，冷却空気温度 $T_c$を用いて式（1）で定義される．

$$\eta_f = \frac{T_\infty - T_{aw}}{T_\infty - T_c} \tag{1}$$

しかし，このフィルム冷却効率の式の温度差を実験で再現することは困難であることから，熱輸送と物質輸送の相似性に基づき，フィルム冷却を温度の異なる 2 流体の混合ではなく,酸素濃度の異なる 2 流体の混合と考える．このとき, 高温主流を模擬する空気の酸素濃度を$C_{O_2,\infty}$ (= 21%)，冷却空気を模擬する冷却媒体（$N_2$）の酸素濃度を$C_{O_2,C}$（= 0%），壁面上に形成される混合気体（空気/冷却媒体）の酸素濃度を$C_{O_2,aw}$とすると式（1）を式（2）で置き換えることができる．

$$\eta_f = \frac{T_\infty - T_{aw}}{T_\infty - T_c} \approx \frac{C_{O_2,\infty} - C_{O_2,aw}}{C_{O_2,\infty} - C_{O_2,c}} \tag{2}$$

また主流空気と冷却媒体の分子量比 $MW$，冷却媒体に空気を用いたときの酸素分圧$P_{O_2,air}$，冷却媒体に窒素を用いたときの酸素分圧$P_{O_2,c}$，冷却媒体を流さない条件での酸素分圧$P_{O_2,ref}$を用いて式（2）はさらに式（3）で表すことができる．この酸素分圧を感圧塗料（PSP）を用いて測定することでフィルム冷却効率を算出する．

$$\eta_f = 1 - \frac{1}{\left\{1 + MW\left(\frac{P_{O_2,air}/P_{O_2,ref}}{P_{O_2,c}/P_{O_2,ref}} - 1\right)\right\}} \tag{3}$$

PSP は光励起した色素が発する燐光の発光強度が酸素濃度によって変化する光化学現象を利用した圧力センサである．本研究では江上ら[5]の研究報告を参考にポリマーに酸化チタンを加えてバインダ層を多孔質化させることで酸素透過性を高め, 時間応答性を向上させた PC-PSP を自家調合して用いた．

PSP の発光強度と圧力の関係は，各条件での輝度 $I$ と圧力 $P$，参照条件での輝度 $I_{ref}$ と圧力 $P_{ref}$，暗電流状態での輝度 $I_b$ を用いて Stern Volmer の式を二次式に拡張した式（4）でよく近似される．較正係数 $A$，$B$，$C$ は後述の較正実験によって決定される．

$$\frac{I_{ref} - I_b}{I - I_b} = A + B\frac{P}{P_{ref}} + C\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 \tag{4}$$

フィルム冷却効率の算出には 4 種類の画像が必要となる．4 種類の画像の撮影条件を Table 2 に示す．画像$I_{air}$は主流 ON・光源 ON の状態で，冷却空気として空気を流した状態で撮影する．画像$I_c$は主流 ON・光源 ON の状態で，冷却空気として酸素 0%の純窒素を流した状態で撮影する．画像$I_{ref}$は大気圧下で主流 OFF・光源 ON の状態で撮影し，参照画像として用いる．背景画像$I_b$はカメラの暗電流の影響を排除するために全て OFF の状態で撮影するが，本実験では試験部を暗幕で覆っているためその輝度値は極めて小さい．これら 4 枚の画像を取得後，$I_{air}$，$I_c$，$I_{ref}$から$I_b$をそれぞれ減算し，式（4）の較正曲線と式（3）を用いてフィルム冷却効率を算出する．

Table 2 Shooting conditions of four images for processing

| Image | LED | Main flow | Coolant |
|---|---|---|---|
| $I_{air}$ | ○ | ○ | ○ (Air) |
| $I_c$ | ○ | ○ | ○ ($N_2$) |
| $I_{ref}$ | ○ | × | × |
| $I_b$ | × | × | × |

### 3.2 較正実験

感圧塗料 PSP の圧力特性を評価するための較正実験装置の概略図を Fig. 7 に示す．PSP の励起光源としてピーク波長が 405 nm のパワーLED にローパスフィルタ（450 nm）を取り付けたものを 2 基用いた．また各種画像は 16bit sCMOS カメラ（Andor 社 Zyla-5.5）に，燐光のみを撮影するためにハイパスフィルター（630 nm）を取り付けて暗幕内で撮影した．PSP 表面の酸素分圧を変化させるための真空容器内に PSP を塗布した試験片を設置した．真空容器内の圧力は圧力コントローラと真空ポンプで制御した．PSP の発光強度は温度に依存するため，ペルチェ温度コントローラーを用いて試験片表面の温度を 20℃から 26℃の範囲で制御した．較正結果及び較正曲線を Fig. 8 に示す．

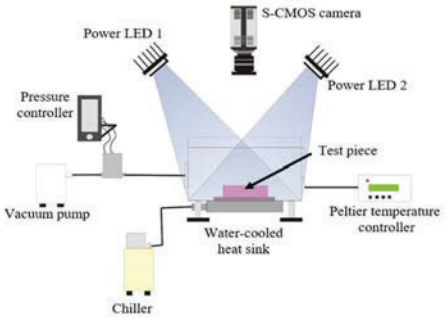



Fig. 7 Experimental setup for static calibration of PSP.

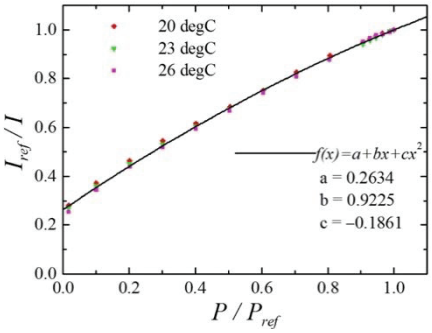



Fig. 8 Calibration curve of PC-PSP

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 3.3　応答性評価試験

酸素分圧の時間変化に対する PC-PSP の応答性の確認は Fig. 9 に示す衝撃波管を用いて調べた. 管端部には PSP の試験片と参照用 Kulite 圧力センサを取り付けている. 低圧室と大気を仕切る隔膜にはルミラーフィルムを使用した. ルミラーフィルムとアクリル管の間にはニクロム線が 2 本十字に張られており，電流によって発生する熱で焼き切る手法を選択した.

破膜の際に発生した衝撃波のステップ状の圧力変動により，PSP の発光強度は減少する. この発光強度の変化を，ハイパスフィルター（630 nm）を取り付けた光電子増倍管（PMT）で撮影する.

ステップ状の圧力変化に対する PSP の時間応答は，一次遅れの式で近似できることが知られている.

$$p_{norm} = \frac{p - p_{LPS}}{p_{impact} - p_{LPS}} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{5}$$

ここで, $p$ は PSP で測定した圧力, $p_{LPS}$ は低圧室圧力, $p_{impact}$ は衝撃波によるステップ圧力変化における最大圧力, $t$ は立ち上がり始めてからの時間である. 衝撃波による急激な圧力変化を圧力センサによって感知した時刻を $t=0$ とする. 本研究では $p_{norm}$ が $p_{impact}$ の 90%に達したときの時刻を $t_{90\%}$ とし，これを応答時間として PSP の応答性を評価した. 実験結果を Fig. 10 に示す. この結果から自家調合した PSP の応答時間は約 500 μs であることが確認された.

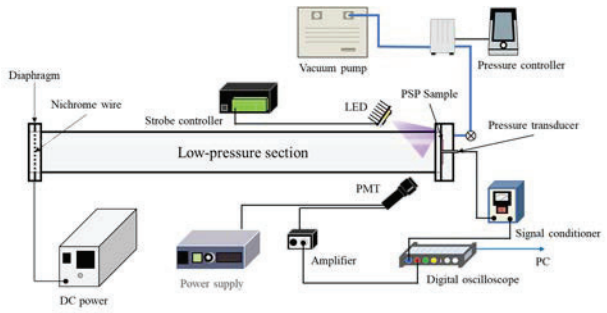



Fig. 9 Experimental setup for time response test of PC-PSP

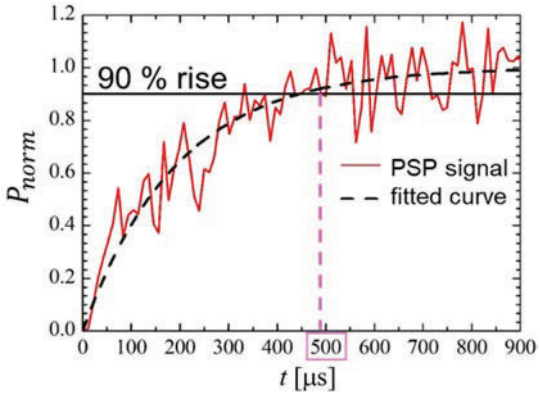



Fig. 10 Response time of PSP samples

### 3.4　実験条件とデータ処理方法

実験はパージフローと主流の体積流量比$\phi$を0.75%で固定し，フィルム冷却空気の平均吹き出し比 $BR$ = 0.50, 1.00, 1.50, 2.00, および，主流乱れ$T_u$ = 1%（低乱流），5%（高乱流）の各条件で実施した. 冷却空気の模擬媒体には $N_2$（密度比 $DR$ = 0.97）用い，パージフローおよびフィルム冷却空気の質量流量は 2 台のマスフローコントローラを用いてそれぞれ制御した.

$$\phi = \frac{A_c u_c}{A_\infty u_\infty} \times 100 \tag{6}$$

$$BR = \frac{\rho_c u_c}{\rho_\infty u_\infty} \tag{7}$$

$$DR = \frac{\rho_c}{\rho_\infty} \tag{8}$$

ここで$A_c/A_\infty$はパージスロットと主流の断面積比で$u_\infty$は主流流速，$\rho_\infty$は主流密度，$u_c$は冷却空気の断面平均流速，$\rho_c$は冷却空気の密度を表す. 撮影条件は露光時間 2 ms，フレームレート 45 fps，空間解像度 0.28 mm/pixel とした. 時間平均フィルム冷却効率とその標準偏差は，500 枚の瞬時データから算出した. なお，瞬時画像，平均画像ともに空間フィルター等の画像処理はしていない.

## 4. 結果と考察

### 4.1　時間平均冷却効率

Fig. 11 に低乱流（$T_u$ = 1%）と高乱流（$T_u$ = 5%）の条件について，それぞれ $BR$ = 0.50, 1.00, 1.50, 2.00 の時間平均冷却効率分布を示す. 左側の翼前縁を座標原点とした. 横軸は翼間ピッチで正規化し，縦軸は翼の軸コード長$C_{ax}$で正規化している. また，Fig. 12 には時間的・空間的に変動する冷却効率分布の標準偏差の分布を示す.

まずパージフローに着目すると，主流乱れの有無に関わらず，パージフローは翼前縁部を避けて翼背側に偏って流れており，翼腹側ではパージフローによる冷却効果は見られない. これは翼腹側が正圧面となり，翼背側が負圧面となってパージフローが圧力の低い負圧面側に集中して流れ出るためである. このことは，パージフローの流出が確認できない領域では主流空気がパージスロット内に侵入する現象（Hot Gas Ingestion）が生じていることを示唆する. Ingestion が生じるとパージスロット内部で主流空気とパージフローの混合（予混合）が生じることが知られている. 低乱流条件では，全ての $BR$ でパージフロー内に比較的高い冷却効率を示すストリーク状の分布が確認できる. これは Ingestion によってパージスロット内部で部分的に予混合が生じたためと思われる. 一方, 高乱流条件ではストリーク状の分布が消失しており，パージスロット流出直後から冷却効率は一様かつ低い. その結果，Fig. 12 では高乱流条件でパージフロー領域の標準偏差が小さくなっている. これらの結果は，高乱流条件ではスロット内部に侵入した主流空気とパージフローの予混合が強く生じており，スロット出口付近では混

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

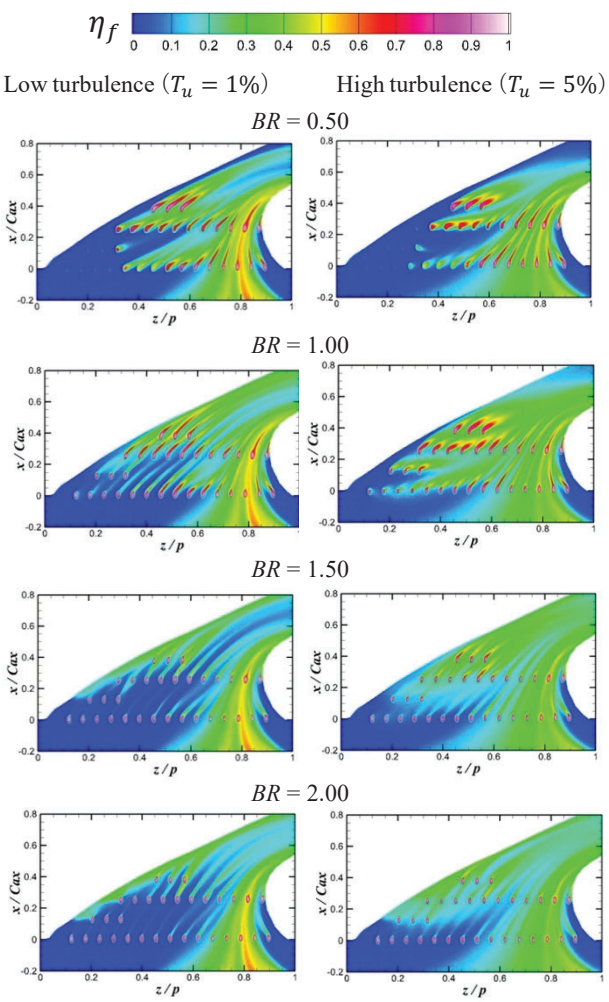



Fig. 11 Distribution of film cooling effectiveness $\eta_f$

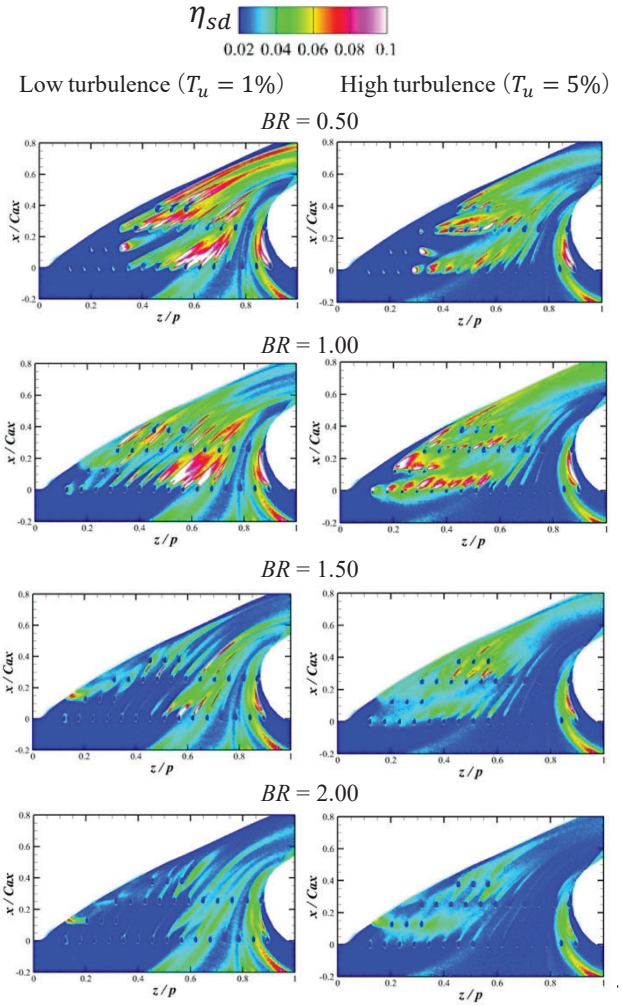



Fig. 12 Distribution of standard deviation of $\eta_f$

合がかなり進んでいることを示唆している．低乱流条件に比べ，高乱流条件の方が，パージフローがピッチ方向に拡大しているのも同じ理由と考えられる．

次にフィルム冷却に着目すると，吹き出し比 $BR = 0.50$ では，乱流格子の有無によらず１列目と２列目の翼腹側付近の冷却孔から冷却空気が噴射されていないことが確認できる．これは，全ての冷却孔がプレナムを共有しているため，エンドウォール上の静圧分布によって各冷却孔の吹き出し比が決まるためであり，翼腹側の前縁付近では主流が加速しきっておらず，静圧が高いことが原因である．また，$BR = 0.50$ ではフィルム冷却空気の運動量が小さく，エンドウォール近傍を流れる主流の影響を強く受けるため，冷却空気の流れはピッチ方向（$z$ 方向）に傾いている．このため，冷却空気が腹側の翼面まで到達できず，腹側付け根に沿う冷却効率はほぼゼロに近い．

$BR = 1.00$ になると１・２列目の腹側冷却孔からの噴出が始まり，低乱流条件では冷却空気が翼背側に偏ることなく，$x/C_{ax} > 4.0$ で腹側付け根の冷却が改善されている．同じ $BR = 1.00$ でも高乱流条件になると，主流乱れの影響でピッチ方向の拡散が促進され，エンドウォール上の冷却効率分布はより均一化して，冷却状態が大きく改善される．この際，１列目腹側付近の冷却空気の分布を見ると，冷却効率の広がりが上流側にも確認できる．これは，腹側で通路渦へと成長する馬蹄渦の運動が主流乱れによって激しくなったためと考えられる．これは Fig. 12 で標準偏差が高い値を示すことからも確認できる．

$BR = 1.50$ になると全ての冷却孔下流の冷却効率が低下していることが分かる．これは冷却空気が主流に貫通したためと考えられる．一方で翼腹側付け根においては冷却効率が増加している領域が見られる．これは上流に位置する冷却孔から噴出した冷却空気噴流が腹側翼面に衝突し，その一部がエンドウォール上に吹き降ろされたためと考えられる．このことは Fig. 12 に示す標準偏差の分布において，$0.15 < x/C_{ax} < 0.2$ 付近の値が高い値を示すことからも確認できる．$BR = 2.00$ になると主流空気への貫通がさらに進み，全体の冷却効率がやや低下するが，基本的な傾向は $BR = 1.50$ と変わらない．

### 4.2 冷却効率変動の評価

Fig. 12 に示すフィルム冷却効率の標準偏差の分布を見ると，$BR = 0.50$，1.00 において冷却孔の下流端から伸びる 2 本のストリークから CRVP（Counter Rotating Vortex Pair）の存在が確認できる．これは特に $BR = 0.50$ で顕著

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

であり，Fig. 13 にその拡大図を示す．図から分かるようにパージフロー領域両端の境界付近に配置された冷却孔の下流には 2 本のストリークが明瞭に観察でき，噴射された冷却空気の変動が大きいことが分かる．これはパージフローが左右に揺動しており，近くを流れるフィルム冷却空気が影響を受けるためと考えられる．

$BR$ = 1.50，2.00 では冷却空気が主流を貫通し始めた結果として全体的に変動が小さくなっている．ただし，先述のように 1 列目左端の冷却孔から噴射された冷却空気は主流を貫通した勢いのままで翼腹側に衝突することにより，翼付け根部に再付着するため，その付近の変動が大きくなる．また，高乱流条件においては冷却孔 1 列目と 2 列目の変動が大きくなっている．これは主流乱れの増加により，エンドウォール近傍の主流境界層内の流速と乱れが増加し，フィルム冷却空気の貫通を抑制するとともに，乱れによって冷却空気の拡散が促進されるためと考えられる．

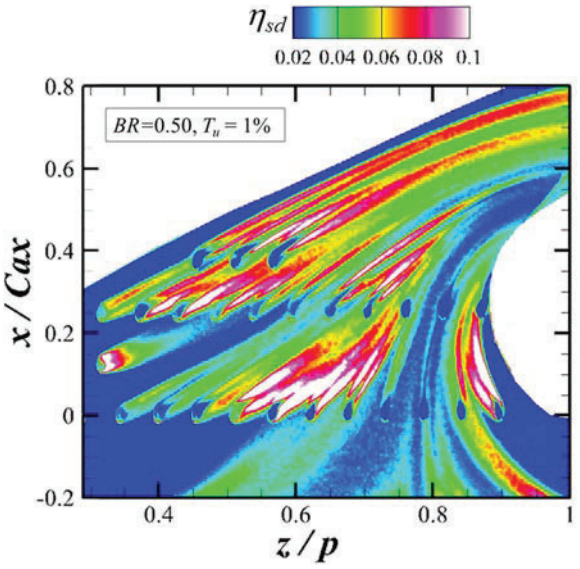



Fig. 13 Standard deviation of film cooling effectiveness.

### 4.3 ピッチ平均フィルム冷却効率

Fig. 14 は Fig. 11 で示したデータ領域で冷却効率をピッチ方向に平均した結果である．今回はパージフローの流量が固定されているため，パージスロット出口（$x/C_{ax}$ ≈ − 0.2）から翼前縁までの分布に大きな違いは見られない．この領域で $BR$ = 1.00 の高乱流条件のみが少し高い値を示すのは，先述のようにフィルム冷却孔 1 列目の翼腹側付近の冷却効率が通路渦の影響を受けるためである．

翼前縁から $x/C_{ax}$ = 0.6 付近までは，高乱流条件の $BR$ = 1.00 が最も高い冷却効果を示している．これは翼腹側付近の 1 ・2 列目冷却孔からの噴出に加えて，主流乱れによるピッチ方向への拡散効果が均一な冷却効率分布を実現するためと考えられる．$BR$ > 1.50 では冷却空気の貫通が生じるため冷却効率分布は低下に転じる．$x/C_{ax}$ = 0.6 より下流では $BR$ が大きい条件で高い冷却効果が現れる一方で，$BR$ = 0.50 では冷却効果が低くなる．これは Fig. 11 で見られるように冷却空気が壁面近傍を流れる主流の影響を強く受け，より翼背側に集中するためである．また低乱流条件の $x/C_{ax}$ = 0.6 付近で冷却効果の一時的な低下が見られるが，これは，Fig.11 で見られるように冷却空気が下流側流路中央部を避けるように流れている結果である．

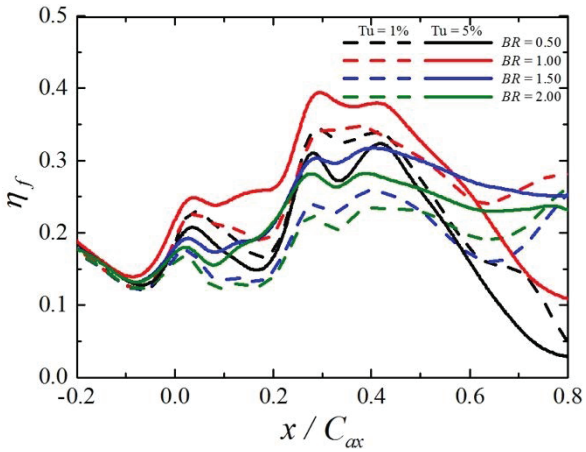



Fig. 14 Pitch direction averaged film cooling effectiveness

### 5. 結言

本研究では，第一段静翼エンドウォール部におけるフィルム冷却とパージフローの複合的な冷却効果に，主流乱れが及ぼす影響を調べるため，高速応答型感圧塗料 PC-PSP を用いてフィルム冷却効率を非定常計測した．実験はパージフローの体積流量比$\phi$を0.75%で固定し，フィルム冷却空気の平均吹き出し比 $BR$ を 0.50 から 2.00 まで変化させた．また，乱流格子の有無により主流乱れを 1%，5%とした．以下に得られた知見を示す．

(1) フィルム冷却空気による冷却効率は $BR$ = 1.00 でピークを迎えるが，$BR$ = 1.50，2.00 まで大きくなると冷却空気が主流を貫通し始め，冷却効率は減少に転じる．

(2) 主流乱れの増加は冷却空気のピッチ方向の拡散を促進する．その結果，高乱流条件における $BR$ = 1.00 の条件が今回の試験範囲において最も高い冷却効率を示した．

(3) PC-PSP を用いた非定常計測により，主流空気と冷却空気の相互作用によって生じる CRVP に特徴的な冷却効率変動のストリークを捉えることができた．また，パージフローの揺動が近隣のフィルム冷却噴流に影響を与える結果，その変動が増加することを確認した．

### 参 考 文 献

(1) 福岡儀剛，小田豊，武石賢一郎，高速応答型 PSP を用いたタービン静翼フィルム冷却の非定常計測，第 48 回日本ガス

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

タービン学会定期講演会論文集，(2020.10).
(2) Qenawy, M., Liu, Y., Zhou, W., On the unsteady behaviours of the adiabatic endwall film cooling effectiveness, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 1172 (2021) 012031.
(3) Thulin, R., Howe, D., Energy efficient engine high-pressure turbine detailed design report, NASA Report, No. CR-165608, (1982).
(4) El-Gabry, L.A., Thurman, D.R., Poinsatte, P.E., Procedure for determining turbulence length scales using hotwire anemometry, NASA/TM-2014-218403, (2014).
(5) 山口翔梧，鈴木有敏，市原一輝，江上泰広，高速応答 PSP のバインダ層構造が応答時間と付着性へ及ぼす影響，第 47 回可視化情報シンポジウム講演論文集，(2019.7).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-15

# アンモニア予混合火炎の NOx 生成に関する数値シミュレーション -Flamelet 法の適用性検討-

# Numerical simulation of ammonia premixed combustion about NOx emission -Applicability study of Flamelet model-

○鮎川 真也[*1] 甲斐 玲央[*1] 柚木 啓太[*2] 黒瀬 良一[*1]
AYUKAWA Shinya KAI Reo YUNOKI Keita KUROSE Ryoichi

**ABSTRACT**

Two-dimensional numerical simulations of ammonia premixed flames at equivalence ratios of 0.8, 1.0, and 1.2 are performed using the strained premixed flamelet model which considers the effect of the flame stretch. To verify the applicability of the strained flamelet model to the NOx formation in ammonia premixed flames, results are compared with the results obtained by detailed calculations, in which the flamelet model is not used, and the results obtained by the conventional flamelet approach. The results show that the strained premixed flamelet model can predict NOx formation more accurately especially in a high equivalence ratio compared with the conventional flamelet model.

**キーワード：**アンモニア火炎，数値シミュレーション，NOx 生成，flamelet 法
**Key Words:** Ammonia combustion, Numerical simulation, NOx formation, Flamelet approach

## 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，燃料由来の窒素酸化物（NOx）を排出するなどの問題点が指摘されており，様々な燃焼機器において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．

実機を対象とした数値解析においては，予混合火炎に対しては乱流燃焼モデルである Flamelet generated manifold (FGM)法[4]が広く用いられてきた（例えば[3]）．また，Knudsen *et al.* [5]は，火炎伸長による燃焼特性の変化を考慮した FGM 法である Strained premixed flamelet (SPF)法を提案した．しかし，アンモニアを対象に SPF 法を適用した例は限られており[6]，SPF 法による NOx 生成の予測精度は検証されていない．

そこで本研究では，当量比 0.8, 1.0, 1.2 のアンモニア予混合火炎を対象に SPF 法を用いた 2 次元数値解析を実施し，燃焼モデルを用いない厳密計算，および従来の FGM 法の結果と比較し，SPF 法による NOx 生成の予測精度を検証することを目的とする．

*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
*2 三菱重工株式会社
〒676-0008 兵庫県高砂市荒井町新浜２丁目１

## 2. 計算方法

### 2.1 支配方程式

本解析では，Otomo らの詳細化学反応[7]によりアンモニア燃焼反応を考慮する．厳密計算，FGM 法，および，SPF 法の支配方程式は以下の通りである．

#### 2.1.1 厳密計算

支配方程式は，質量，運動量，化学種の質量分率，エネルギーの保存式，および理想気体の状態方程式からなる．

#### 2.1.2 FGM 法

支配方程式は，質量，運動量，反応進行変数$C$の保存式，および理想気体の状態方程式からなる．ただし，$C = Y_{H2O} + Y_{N2} + Y_{H2}$により定義する．ここで，$Y$は化学種の質量分率を示す．

#### 2.1.3 SPF 法

支配方程式は，質量，運動量，反応進行変数$C$の保存式，理想気体の状態方程式に加え，火炎伸長変数$S$の保存式からなる．ただし，$S = Y_{N2}$とし，火炎伸長率を変化させた 1 次元解析を行うことにより，火炎の状態を一意に決定できるパラメータとして決定した[6]．

### 2.2 計算領域および計算条件

Fig.1 に，**計算領域および計算条件を**示す．本解析は，2 次元系ではあるものの，初期乱流として，積分長さスケール 0.2 mm，乱流変動強度 2 m/s，平均流速 0 m/s の一様等方性乱流場を疑似的に与える[8]．Fig.2 に示すよう

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

に，Peters の乱流燃焼ダイアグラム[9]上で，ガスタービンエンジン内においてみられる Thin reaction zone に分類される条件である．なお，本計算には，インハウスコードである FK³[10]を使用する．厳密計算は理化学研究所のスーパーコンピューター富岳を用いて行い，1 ケースあたりにかかる CPU 時間は，約 6144 時間（1024 コアの並列計算で，かかった実時間は約 6 時間）であった．FGM 法，SPF 法を用いた計算は京都大学のスーパーコンピューターCray XC40 を用いて行い，1 ケースあたりにかかる CPU 時間はそれぞれ，6144 時間，6144 時間（1024 コアの並列計算で，かかった実時間はそれぞれ，6 時間，6 時間）であった．

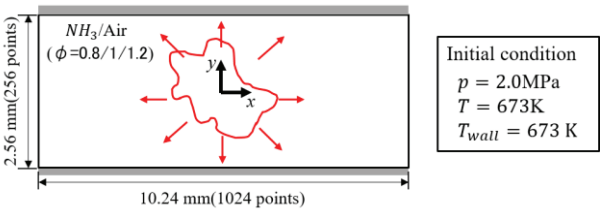



Fig. 1　Computational domain and conditions.

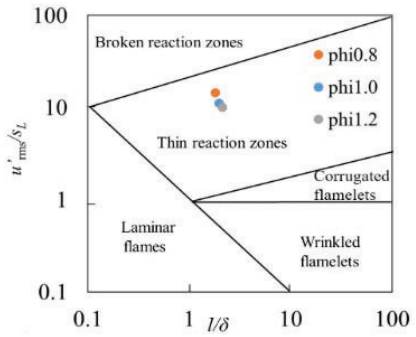



Fig.2 Computational condition on regime diagram for a turbulent premixed flame.

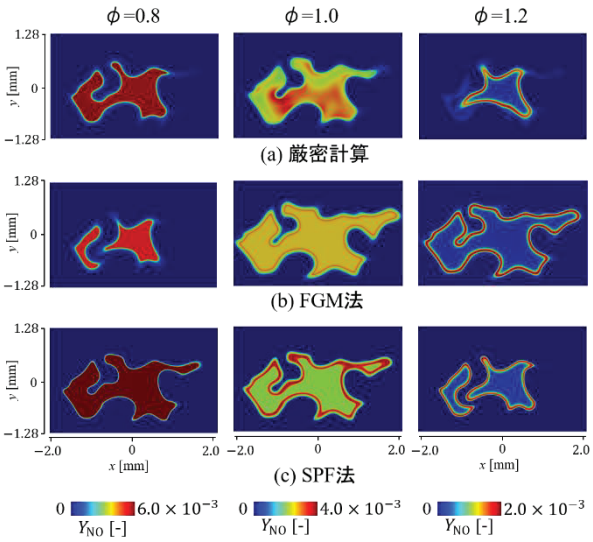



Fig. 3 Comparisons of instantaneous distributions of NO mass fraction among (a) detailed calculation, (b) FGM model, and (c) SPF model at equivalence ratios of 0.8, 1.0, and 1.2.

## 3. 結果及び考察

Fig.3 に，当量比 0.8，1.0，1.2 における，厳密計算，FGM 法，および SPF 法によって得られたアンモニア/空気予混合火炎の，時刻 0.8ms における NO 質量分率の瞬間分布図を示す．これらの図より，当量比 0.8 において，SPF 法は火炎伝播速度を過大評価するものの，FGM 法と比較して既燃ガス中の NO 生成量を精度よく予測できることが分かる．また，当量比 1.0 において，厳密解法では確認できる未燃側に凹部で NO 濃度が高くなる傾向を，FGM 法，SPF 法ともに捉えられていない．一方で，当量比 1.2 において，SPF 法は，FGM 法と比較して厳密解法の結果に近く，予測精度が向上することが分かる．

## 4. 結論

本研究では，アンモニア予混合火炎を対象に，2 次元数値解析を行い，SPF 法による NOx 生成の予測精度を検証した．その結果，当量比 0.8 および 1.2 において，SPF 法は FGM 法と比較して NO 生成を精度よく予測できることが分かった．

## 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.

(2) Kobayashi, H., Hayakawa, A., Somarathne, K.D.K.A., Okafor, E.C., Science and technology of ammonia combustion, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.37, No. 1, pp. 109-133, (2019).

(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) van Oijen, J. A., de Goey, L. P. H., modeling of pre-mixed laminar flames using flamelet-generated manifolds, Combustion Science and Technology, Vol.161, pp.113-137, (2000).

(5) Knudsen, E., Kolla, H., Hawkes, E. R., Pitsch, H., LES of a premixed jet flame DNS using a strained flamelet model, Combustion and Flame, Vol.160, pp. 2911-2927, (2013).

(6) Kai, R., Ayukawa, S., Yunoki, K., Kurose, R., Applicability of strained premixed flamelet approach to numerical simulation of ammonia flame, 1st Symposium on Ammonia Energy, Cardiff, United Kingdom, (2022).

(7) 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, International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 232, pp. 233-250, (2018).

(8) Rogallo, R. S., Numerical experiments in homogeneous turbulent, NASA technical memorandum, 81315, (1981)

(9) Peters, N., The Turbulent burning velocity for large scale and small scale turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.384, pp.107-132, (1999).

(10) Kurose, R., FK3: http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-16

# 航空用ジェットエンジン燃焼器を対象とした LES における燃焼モデルの精度検証

# Accuracy verification of combustion models in LES for aircraft jet engine combustor

坂本 祥汰郎[*1] ○Panlong Yu[*2] 内田 正宏[*3] 渡邊 裕章[*2] 北川 敏明[*1]
SAKAMOTO Shotaro UCHIDA Masahiro WATANABE Hiroaki KITAGAWA Toshiaki

**ABSTRACT**

A large-eddy simulation(LES) is applied to a turbulent spray combustion field in a sector aircraft engine combustor and the validity of combustion models employed in this study is examined by comparison with the experimental data of temperature and chemical species concentrations. In the LES, Jet-A which consists of n-dodecane, iso-octane and toluene was used as fuel, and a detailed chemistry mechanism of Jet-A with 274 chemical species and 1537 elementary reactions was used. In this study, the operating condition during takeoff was targeted. The results show that the combustor exit temperature distributions predicted by LES are in good agreement with the experimental data. This suggests that combustion models employed in this study can adequately capture the general feature of a turbulent spray combustion field in a sector aircraft engine combustor.

**キーワード：**航空用エンジン燃焼器，ラージエディシミュレーション，噴霧燃焼，フレームレットモデル
**Key Words:** Aircraft engine combustor, Large-eddy simulation, Spray combustion, Flamelet model

## 1. はじめに

近年航空機への排ガス規制強化とともに航空用エンジン燃焼器に対する環境性能の向上が強く求められており，主に低 NOx 燃焼器の開発が世界中で盛んに行われている[(1)]。産業界では CAE に代表されるようにシミュレーションを駆使した設計が進む一方で，燃焼器開発は実験に頼る部分が大きく，莫大なコストと時間が必要不可欠であるのが現状である。近年，「富岳」等のスーパーコンピュータに代表されるように計算機性能の飛躍的向上がなされており，これに伴い数値シミュレーション技術が発達してきている。液滴の微粒化，蒸発，数百から数千もの化学反応など数々の複雑な現象が起こる，航空用ジェット燃焼器内の噴霧燃焼場に対しても同様に解析手法の開発が進められてきた。これにより，多くの時間とコストが必要な燃焼器開発・設計を数値シミュレーションで代用し，工数とコストの削減を実現することに大きな期待が寄せられている。特に，近年では実際の運転条件に近い状況での燃焼現象の高精度予測が可能となりつつある。しかしながら，航空用エンジンの実機燃焼器を対象とした噴霧燃焼シミュレーションの検証例は少なく，解析結果の信頼性をさらに確立していく必要がある。そこで，本研究では flamelet モデルと呼ばれる燃焼モデルに着目し，実機燃焼器を対象にシミュレーションを実施した。温度や化学種濃度について実験値と予測値を比較検討することで，flamelet モデルの妥当性を検証した。

*1 九州大学
〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡744番地
E-mail: sakamoto.shotaro.795@s.kyushu-u.ac.jp
*2 九州大学
〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1
*3 株式会社IHI
〒235-8501 横浜市磯子区新中原町1

## 2. 解析手法

### 2.1 支配方程式

本研究では，ガス液滴混相流に対し低マッハ数近似非構造格子系 LES (Large Eddy Simulation:ラージエディシミュレーション)ソルバーFFR-Comb[(2)](NuFD/FrontFlowRed extended by Kyoto University, Kyushu University, CRIEPI, NuFD) を用いた。ガス液滴混相流を対象とするため，気相液相それぞれの支配方程式を解く。はじめに，気相の支配方程式を示す。

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho_g \tilde{\boldsymbol{u}}}\right) = S_m \tag{1}$$

$$\frac{\partial \left(\bar{\rho}_g \tilde{\boldsymbol{u}}\right)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\overline{\rho_g \tilde{\boldsymbol{u}}\tilde{\boldsymbol{u}}}\right) = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}} + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} + S_{\boldsymbol{u}} \tag{2}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

$$\frac{\partial(\bar{\rho}_g\tilde{h})}{\partial t}+\nabla\cdot(\overline{\rho_g}\widetilde{\boldsymbol{u}}\tilde{h})=\nabla\cdot(\bar{\rho}_g\tilde{D}_h\nabla\tilde{h})+\nabla\cdot\boldsymbol{q}_h+Q_{rad}+S_h \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}_g\tilde{Z})}{\partial t}+\nabla\cdot(\overline{\rho_g}\widetilde{\boldsymbol{u}}\tilde{Z})=\nabla\cdot(\bar{\rho}_g\tilde{D}_Z\nabla\tilde{Z})+\nabla\cdot\boldsymbol{q}_Z+S_Z \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}_g\tilde{C})}{\partial t}+\nabla\cdot(\overline{\rho_g}\widetilde{\boldsymbol{u}}\tilde{C})=\nabla\cdot(\bar{\rho}_g\tilde{D}_C\nabla\tilde{C})+\nabla\cdot\boldsymbol{q}_C+\bar{\rho}_g\tilde{\dot{\omega}}_C \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}_g\tilde{Y}_{NO})}{\partial t}+\nabla\cdot(\bar{\rho}_g\widetilde{\boldsymbol{u}}\tilde{Y}_{NO})=\nabla\cdot(\bar{\rho}_g\tilde{D}_{Y_{NO}}\nabla\tilde{Y}_{NO})+\nabla\cdot\boldsymbol{q}_{Y_{NO}}+\bar{\rho}_g\tilde{\dot{\omega}}_{NO} \quad (6)$$

ここで，¯はフィルタ操作を行った LES の GS(Grid Scale)における物理量の平均値を，~は Favre 平均を意味する。式中の$\rho_g$は気相の密度，$\mathbf{u}$は気相の速度，p は静圧，$\boldsymbol{\sigma}$は粘性応力テンソル，$\boldsymbol{\tau}$は SGS(Sub Grid Scale)応力項，h はエンタルピー，Z は混合分率，C は反応進行変数を表す生成ガスの質量分率の和である。本研究では$C=Y_{CO}+Y_{CO_2}+Y_{H_2}+Y_{H_2O}$とした。$Y_{NO}$は NO の質量分率，$D_C, D_Z, D_h, D_{Y_{NO}}$はそれぞれ C, Z, h, $Y_{NO}$の拡散係数，$Q_{rad}$は幅射による生成項[3]，$\boldsymbol{q}_h, \boldsymbol{q}_Z, \boldsymbol{q}_C, \boldsymbol{q}_{Y_{NO}}$はそれぞれのスカラーの SGS 項であり，これらと SGS 応力項は Dynamic Smagorinsky approach[4],[5]より求められる。$\dot{\omega}_C$と$\dot{\omega}_{NO}$はそれぞれ反応進行変数と NO の生成項[2],[6]である。$S_m, S_{\boldsymbol{u}}, S_h, S_Z$は液相(燃料液滴)と気相の間の相互作用による生成項であり，particle-source-in-cell (PSI-Cell)法を用いて，計算した。

次に液相の支配方程式を示す。燃料液滴はオイラーラグランジュ法により追跡した。

$$\frac{d\boldsymbol{x}_d}{dt}=\boldsymbol{u}_d \quad (7)$$

$$\frac{d\boldsymbol{u}_d}{dt}=\frac{f_1}{\tau_d}(\tilde{\boldsymbol{u}}_g-\boldsymbol{u}_d) \quad (8)$$

$$\frac{dT_d}{dt}=\frac{Nu}{3Pr_g}\left(\frac{c_{p,g}}{c_{p,d}}\right)\left(\frac{f_2}{\tau_d}\right)(\tilde{T}-T_d)+\frac{1}{m_d c_{p,d}}\left[A_d\in_d\left(\int_{\Omega=4\pi}Id\Omega-4\sigma_S T_d^4\right)\right] \quad (9)$$

$$\frac{dm_d}{dt}=-\frac{Sh}{3Sc_g}\frac{m_d}{\tau_d}\ln(1+B_M) \quad (10)$$

ここで，$\boldsymbol{x}_d$は液滴の位置，$\boldsymbol{u}_g$は気相の速度，$\boldsymbol{u}_d$は液滴の速度，$T_d$は液滴の温度，$m_d$は液滴の質量，$\tau_d$は液滴緩和時間である。$c_{p,g}$と$c_{p,d}$はそれぞれガス混合気と液滴の比熱である。$B_M$は蒸発の質量輸送数，$f_1$と$f_2$はそれぞれ液滴蒸発による修正係数である[7],[8]。$A_d$ ,$\in_d$ ,I ,$\sigma_S$はそれぞれ液滴の投影面積，放射率，幅射強度，ステファン・ボルツマン係数である。$Nu, Pr, Sh, Sc$はそれぞれヌセルト数，プラントル数，シャーウッド数，シュミッド数である。本計算では，液滴の蒸発モデルに，非平衡 Langmuir-Knudsen モデル[7],[8]，輻射モデルに，Discrete Ordinate 法[9]，実在気体モデルに，WSGG(Weighted Sum of Gray Gases)モデルを用いた。

### 2.2 燃焼モデルおよび NO 生成モデル

本研究では，燃焼モデルとして flamelet progress variable 法[10](以下，FPV 法と呼ぶ)及び flamelet generated manifold 法[11](以下，FGM 法と呼ぶ) の 2 つを採用し，さらに各燃焼モデルに対し，断熱条件と非断熱条件の 2 条件で flamelet library と呼ばれる温度や化学種濃度といった物理量のデータベースを作成した。よって，本研究では 4 通りの燃焼モデルを検証しており，以後，断熱条件の FPV を AFPV (Adiabatic FPV)，非断熱条件の FPV を NAFPV(Non Adiabatic FPV)，断熱条件の FGM を AFGM(Adiabatic FGM)，非断熱条件の FGM を NAFGM(Non Adiabatic FGM) と呼ぶ。AFPV と AFGM では，温度の正確な予測のため，ふく射を含む液滴-周囲流体間の熱伝達を考慮し，輸送方程式から得たエンタルピーと flamelet library から得たエンタルピーを用いて温度補正するよう機能を拡張したもの[12]を用いた。また，式(6)における NO の生成項を算出する NO 生成モデルには，以下に示す Ihme and Pitsch's Approach[6]に温度補正を考慮したモデル[2]を採用した。

$$\tilde{\dot{\omega}}_{NO}=\left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{flm}}\right)^{n1}\tilde{\dot{\omega}}^{+}_{NO}+\left(\frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_{flm}}\right)^{n2}\tilde{Y}_{NO}\frac{\tilde{\dot{\omega}}^{-}_{NO}}{\tilde{Y}^{flm}_{NO}} \quad (11)$$

ここで，$\tilde{T}_{flm}$は flamelet library から得た温度，$\tilde{T}$は flamelet library から得た温度についてエンタルピーを用いて補正した値，$\tilde{\dot{\omega}}^{+}_{NO}$は NO の総生成率，$\dot{\omega}^{-}_{NO}$は NO の総消費率，$Y^{flm}_{NO}$は flamelet library から得られる NO の質量分率，$\tilde{Y}_{NO}$は式(6)に示す輸送方程式を解いて得られる NO の質量分率，n1, n2 は温度の相関係数である。本研究では，n1=40, n2=10 とした。ただし，非断熱条件の flamelet モデルでは，温度補正を行わないため，$\tilde{T}/\tilde{T}_{flm}$は 1 となる。

### 2.3 解析対象および計算条件

本研究で解析対象とする燃焼器は，RQL(Rich-burn Quick-quench Lean-Burn：燃料過濃燃焼急速冷却)方式であり，加えてクロスジェット方式急速混合バーナを組み合わせたもの[13]である。Fig. 1 に解析対象となる燃焼器供試体を示す。また，Fig. 2 に本研究における解析領域を示す。本燃焼器は全周で 24 本の燃料ノズルが設置されているが，15° 毎に 24 分割した内の 1 セクタ部分を計算領域とした。本計算領域のセル数は約 1600 万点，節点数は約 1300 万点である。本研究の計算条件を Table 1 に示す。本研究では，離陸時の運転条件を対象とした。燃料には Jet-A と呼ばれる n-ドデカン($C_{12}H_{26}$)，イソオクタ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ン($C_8H_{18}$)，トルエン($C_7H_8$)からなる多成分燃料を用い，274 化学種 1537 素反応の化学反応機構[14]を使用した。燃料液滴の粒径分布は，実験での測定値を用い，時間刻みは 2.0μs とした。これをスーパーコンピュータシステム ITO において 64 ノード 2304 コア並列計算により解析を行った。各ケースで合計 2 万 5000 ステップまで計算し，最後の 1 万ステップで時間平均値を取り，代表値とした。



Fig. 1　Full Annular combustor[13]

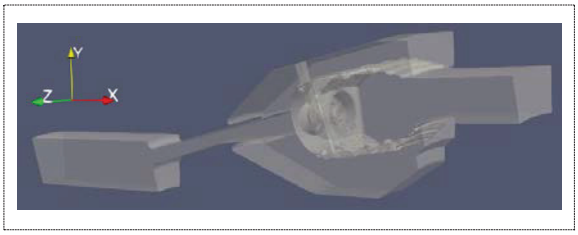



Fig. 2　The computational domain

Table 1　Analytical conditions

| | |
|---|---|
| Air temperature [K] | Approx. 700 |
| Fuel temperature [K] | Approx. 300 |
| Inlet total pressure [Pa] | $1600\times10^3$ |
| Time advance method | Euler Implicit method |
| Computational algorithm | SIMPLE method |
| Combustion model | AFPV, AFGM, NAFPV, NAFGM |

## 3. 計算結果および考察

### 3.1 出口温度

Fig. 3 に燃焼器出口断面における時間平均・半径方向平均温度の周方向分布について，実験値の出口断面平均値に対する各ケースの相対値を示す。Fig. 3 以降のグラフにおける Full annular は，本研究の先行研究において，本研究の解析対象と同じ燃焼器を全周 (360°) 解析した結果を表している。本研究の解析領域は 0°~15° の範囲のみであるため，Fig. 3 において実験値と Full annular は 1 セクタ (15°) 毎に分割して，それぞれ 2.5° 毎，0.1° 毎の位置で 24 セクタを平均した値を用いている。Fig. 3 より，Full annular を含めすべての解析結果で 12. 5°付近から 15°にむけて温度が上昇しているのが分かる。これは，今回解析を行った 4 ケースについては，計算条件として側壁境界に対し，周期境界条件を適用しているためと考えられる。このことを考慮すると，いずれのケースにおいても，温度の周期性を捉えることが出来ていると言える。

Fig. 4 に燃焼器出口断面における時間平均・周方向平均温度の半径方向分布について，各半径における実験値の周方向平均値に対する解析結果の相対値を示す。Fig. 4 より，半径 230mm を除くすべての半径において，誤差は極めて小さく高精度予測が出来ていると言える。一方で半径 230mm の位置で出口温度の予測誤差が大きくなった要因としては，燃焼器の形状を再現した解析格子ではあるものの，中心に近いところで流路の形状が実機と少しずれていることが要因と考えられる。

Fig.5 に燃焼器出口断面における時間平均・断面平均温度について，実験値に対する解析結果の相対値を示す。Fig. 5 より，断熱条件の flamelet モデルに比べ，非断熱条件の flamelet モデルの方が出口温度を高く予測していることが分かる。これは，断熱条件の flamelet モデルでは，flamelet library と輸送方程式から得たエンタルピーを用いて温度補正を行うのに対し，非断熱条件の flamelet モデルでは，normalized enthalpy が flamelet library のパラメータの一つになっているため，温度補正を行わないことが要因と考えられる。本解析では，断熱条件の FPV,FGM の誤差はそれぞれ 1.379%，2.151%，非断熱条件の FPV,FGM の誤差はそれぞれ 2.303%，1.485%となっており，いずれのモデルにおいても出口温度を精度よく予測ができている。ここで，全周解析を行った先行研究では，出口温度予測の誤差は 0.837%であったことを考慮すると，全周解析でなくともセクタ解析で高精度な温度予測ができるといえる。

### 3.2 化学種濃度

Fig. 6 及び Fig. 7 にそれぞれ燃焼器出口断面における $O_2$, $CO_2$ の質量分率の時間平均値について，実験値に対する解析結果の相対値を示す。Fig. 6 より，酸素の質量分率を実験値より過大予測しており，酸素の消費を過小評価していることが分かる．一方で Fig. 7 より，二酸化炭素の質量分率が過大予測されており，二酸化炭素の生成を過大評価していることが分かる．この 2 点については，flamelet library に格納されている化学種が適切でないことが要因ではないかと考えられる。本研究で flamelet library に格納されている化学種の数は，メモリの制限があったため，主要化学種といくつかの重要なマイナー化学種の合計 16 化学種のみである。今後は，感度解析等を行い，flamelet library に格納すべき化学種の最適化や詳細化学反応機構の再検討等を行っていく必要がある。

Fig. 8 に燃焼器出口断面における CO の質量分率の時間平均値について，実験値に対する解析結果の相対値を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

示す。Fig. 8 より，CO の質量分率について断熱条件の flamelet モデルである AFPV では過大予測，AFGM では過小予測しているのに比べ，非断熱条件の flamelet モデルは実験値をより精確に予測していることが分かる。これは，断熱条件の flamelet モデルでは，flamelet library に格納される化学種濃度の値が断熱条件のみであるのに対し，非断熱条件の flamelet モデルでは，熱損失のある場合の化学種濃度の値も格納されていることに起因すると考えられる。これより，CO の質量分率の精確な予測をする上で．CO に関する反応過程における熱損失を考慮することが重要な役割を果たしていると言える。

Fig. 9 に燃焼器出口断面における NO の質量分率の時間平均値について，実験値に対する解析結果の相対値を示す。Fig. 9 より，断熱，非断熱条件に関係せず，FPV モデルでは，NO 生成を過大予測し，FGM モデルでは NO 生成を過小予測する傾向が見られる。FPV モデルの過大予測については，FPV モデルにおいて反応進行変数として燃料の酸化反応による主要生成物を定義しているのに対し，NO 生成の時間スケールは反応進行変数として定義する化学種の生成の時間スケールよりも数オーダー大きいことが関係していると思われる。つまり，NO が実際には定常状態に達していないにもかかわらず，定常状態と仮定して反応進行変数をパラメータに NO の質量分率を flamelet library に格納し，用いたことが NO の過大予測につながったと考えられる。一方，FGM モデルの過小予測については，flamelet library を作成するための計算における計算領域のスケールが関係していると思われる。FGM モデルでは，物理空間において一次元予混合計算を行い，その計算結果から flamelet library を作成する。この物理空間のスケールが研究対象である燃焼器の空間スケールよりも小さかったため，燃焼器内よりも短い時間での NO 生成の結果が flamelet library に NO の質量分率として格納され，この値を用いたことで NO を過小予測したと考えられる。また，AFPV と NAFPV の NO 濃度の予測値を比較すると，NAFPV の方が大幅に過大予測する結果となっていることが分かる。これは，本研究で導入した NO 生成モデルにおける温度補正を考慮した項が予測結果に大きな影響を与えている可能性があると考えられる。Fig. 10 に式 (11) における温度の相関係数 n2＝10 を一定にしつつ，n1 の値を変化させた際の燃焼器出口断面における NO の質量分率の時間平均値について，n1=40 の場合の解析結果に対する各ケースの解析結果の相対値を示す。Fig. 10 より，n1 の値を大きくするほど，NO の質量分率の予測値が小さくなっていく傾向が見られた。また，n1 の値を変化させることで NO の質量分率の予測値が大きく変わることも確認できた。

## 4. 結論

本研究では，航空用エンジン燃焼器内の乱流噴霧燃焼場を対象に LES を適用し，実験値との比較・検証を行った。その結果，LES を用いて予測した燃焼器出口温度分布は実験値と良好な一致が見られ，本解析手法は燃焼器の開発・設計において有用性があることが確認できた。今後は，NO や CO2 生成を高精度で予測するため flamelet library，NO 生成モデルの最適化に取り組む予定である。

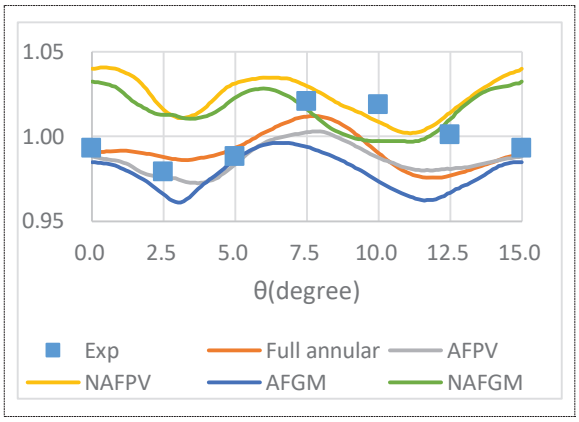



Fig. 3　Comparison of time-averaged temperature in the circumferential direction with experiment at the combustor exit

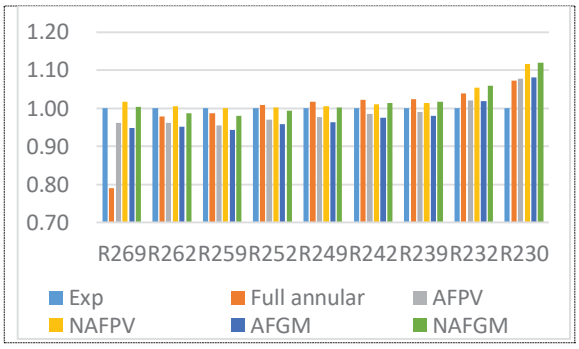



Fig. 4　Comparison of time-averaged temperature in the radial direction with experiment at the combustor exit

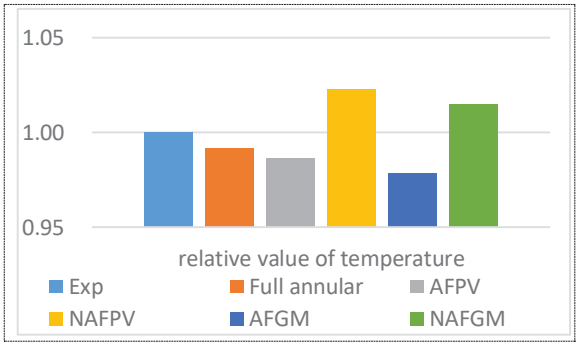



Fig. 5　Comparison of cross-sectional time-averaged temperature with experiment at the combustor exit

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

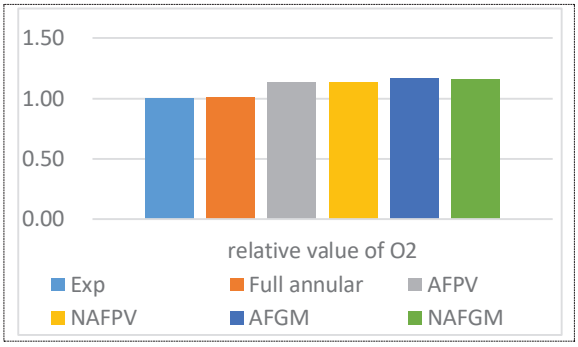



Fig. 6 Time-averaged $O_2$ mass fraction at the combustor exit

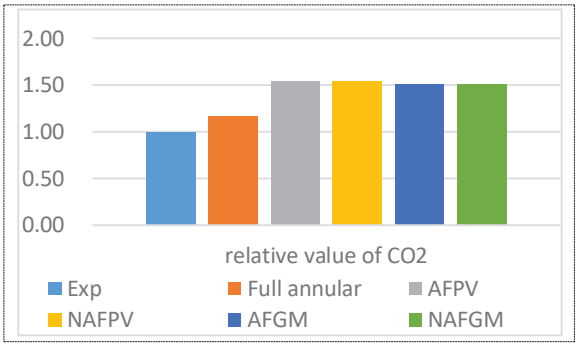



Fig. 7 Time-averaged $CO_2$ mass fraction at the combustor exit

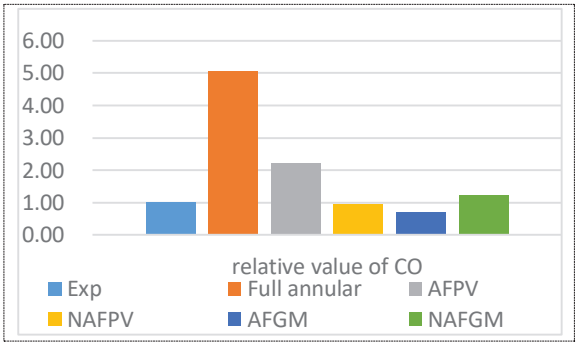



Fig. 8 Time-averaged CO mass fraction at the combustor exit

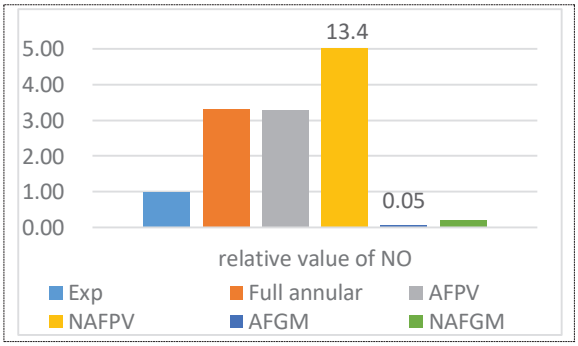



Fig. 9 Time-averaged NO mass fraction at the combustor exit

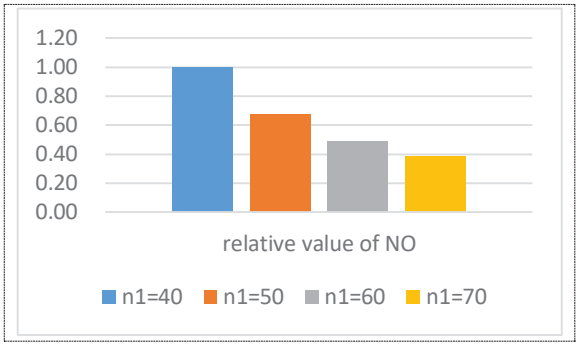



Fig. 10 Comparison of time-averaged NO mass fractions obtained using different coefficients in the NO model

## 参 考 文 献

(1) 森合秀樹，航空エンジン燃焼器の技術動向と展望，日本燃焼学会誌，Vol. 64, No. 207 (2022), pp. 10-20

(2) Moriai, H., Kurose, R., Watanabe, H., Yano, Y., Akamatsu, F., Komori, S., "Large-eddy simulation of turbulent spray combustion in a subscale aircraft jet engine combustor – predictions of NO and soot concentrations," J. Eng. Gas Turb. Power, 135 (2013), p. 091503.

(3) Watanabe, H., Kurose, R., Komori, S., and H. Pitsch, "Effects of Radiation on Spray Flame Characteristics and Soot Formation," Combustion and Flame, Vol. 152, Issues1-2(2008), pp. 2–13.

(4) P. Moin, K. Squires, W. Cabot, and S. Lee, "A Dynamic Subgrid-Scale Model for Compressible Turbulence and Scalar Transport," Physics of Fluid A: Fluid Dynamics, Vol. 3, Issue11(1991), pp. 2746–2757.

(5) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot, "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, Vol. 3, Issue7(1991), pp.1760-1765.

(6) M. Ihme, and H. Pitsch, "Modeling of Radiation and Nitric Oxide Formation in Turbulent Nonpremixed Flames Using a Flamelet/Progress Variable Formulation," Physics of Fluids, Vol. 20, Issue5(2008), p. 055110.

(7) R. S. Miller, K. Harstad, and J. Bellan, "Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations," Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 24, Issue 6 (1998), pp. 1025-1055.

(8) R. S. Miller and J. Bellan, "Direct numerical simulation of a confined three-dimensional gas mixing layer with one evaporating hydrocarbon-droplet-laden stream," J. of Fluid Mechanics, Vol. 384, 293 (1999), pp. 293-338.

(9) W.A. Fiveland, "Three-dimensional radiative heat transfer solutions by the discrete ordinates method," J. of Thermophys. Heat Transfer, Vol. 5, No. 3 (1988), pp. 309-316.

(10) C.D. Pierce, and P. Moin, "Progress-Variable Approach for Large-Eddy Simulation of Non-Premixed Turbulent Combustion," J. Fluid Mech., Vol. 504, (2004), pp. 73–97.

(11) J. A. v. Oijen and L. P. H. d. Goey., Modeling of pre-mixed laminar flames using flamelet-generated manifolds, Combustion Science and Technology 161 (2000) 113-137

(12) Fujita, A., Watanabe, H., Kurose, R., Komori, S., Two-dimensional direct numerical simulation of spray flames. Part 1: Effects of equivalence ratio, fuel droplet size and radiation, and validation of flamelet model, Fuel, Vol. 104 (2013), pp. 515-525.

(13) 細井潤，廣光永兆，Riechelmann, D.，藤井篤之，佐藤順一，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

シンプル低 NOx 化技術, IHI 技報, Vol. 47, No. 3 (2007), pp134-138.
(14) Watanabe, H., Kurose, R., Hayashi, M., Kitano, T., Komori, S., Effects of ambient pressure and precursors on soot formation in spray flames, Adv. Powder Technol., Vol. 25 (2014), 1376-1387.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-17

# 当量比が希薄水素乱流予混合弱旋回燃焼器内における燃焼振動に与える影響

# Influence of equivalence ratio on combustion instability for lean-premixed, low-swirl hydrogen turbulent jet flames

○長尾 順[*1] Abhishek L. Pillai[*1] 庄司 烈[*2] 立花 繁[*2] 横森 剛[*3] 黒瀬 良一[*1]
NAGAO Jun ABHISHEK L. Pillai SHOJI Takeshi TACHIBANA Shigeru YOKOMORI Takeshi KUROSE Ryoichi

**ABSTRACT**

This study explores the influence of the equivalence ratio on combustion instability for lean-premixed, low-swirl hydrogen turbulent jet flames by performing Large-eddy simulations (LESs). Each LES employs a detailed hydrogen reaction mechanism of considering 9 chemical species and 20 reactions with the dynamically thickened flame model to resolve the flame. The equivalence ratio is changed from 0.33 to 0.45 in 0.03 increments with reference to experiments. The results show that the most intense combustion instability is observed at an equivalence ratio of 0.39 in the present calculation configuration, confirming that the correlation between pressure and heat release rate becomes prominent at the specific equivalence ratio.

**キーワード：**燃焼振動，LES，弱旋回乱流燃焼器，希薄燃焼，複雑形状
**Key Words:** Combustion Instability, Large-eddy simulation, Low swirl combustor, Lean combustion, Complex shape

## 1. 緒言

燃焼振動は，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．近年，JAXA(Japan Aerospace Exploration Agency) において，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，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が，弱旋回希薄予混合水素火炎の燃焼振動下における火炎の詳細なダイナミクス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，僅かな当量比の変化が燃焼振動特性に与える影響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，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 Dynamically thickened flame model [3]を使用する．水素の反応モデルとしては，Miller らの 9 化学種 20 段反応を考慮した詳細化学反応[4]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，本計算には，インハウスコードである FK[3] [5,6]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，直径 100 mm から 35 mm への絞り部を持つ流入部から複雑な形状を持つスワラ周りの流れ，および燃焼器を解析対象とする．燃料は水素とし，希薄予混合気の当量比を

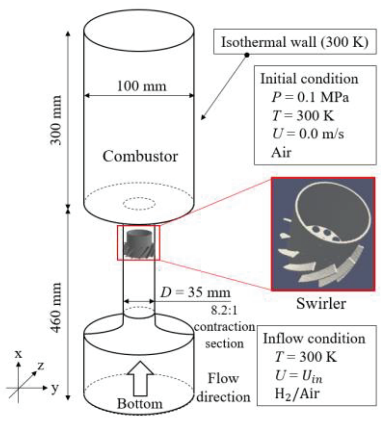



Fig. 1 Computational domain and conditions

*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 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1
*3 慶応義塾大学理工学部
〒223-8522 横浜市港北区日吉3-14-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

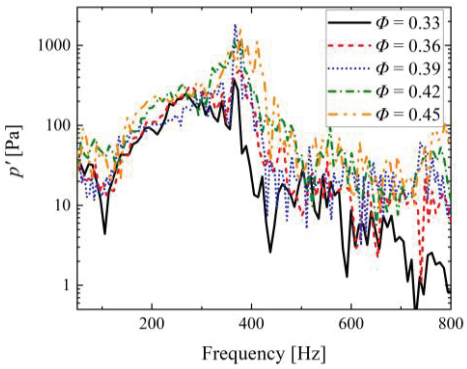



Fig. 2　Spectra of pressure fluctuations

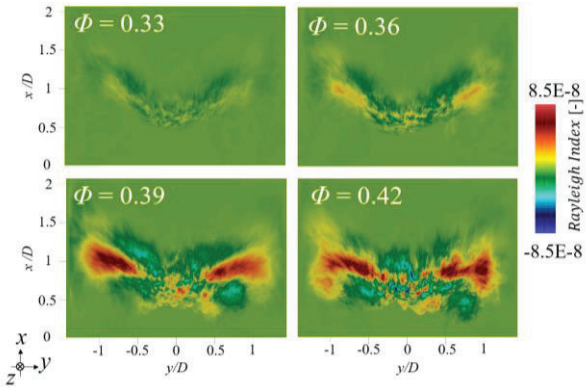



Fig. 3　Local Rayleigh Index at each equivalence ratio

0.33 から 0.45 まで 0.03 ごとに変化させる．なお，計算負荷の関係上，当量比は同一の解析で変化させることはせず，それぞれの当量比で固定した解析を 5 ケース行う．本計算は格子点数が約 6.2 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 コア)）を用いて約 1536 万時間(実時間で約 250 時間) であった．

## 3. 結果及び考察

まず，各当量比における燃焼振動特性を比較するために，Fig.2 に，圧力の振動スペクトルを示す．この図より，どの当量比においても 400 Hz 前後において顕著なピークを持つことがわかる．しかし，僅かな当量比の差であるにも関わらず振動強度は大きく異なっており，当量比を 0.33 から 0.39 へ増加させると，燃焼振動強度は急激に増加する．その一方で 0.39 から 0.45 への当量比の変化に対しては，燃焼振動強度はあまり変化がない．さらに，各当量比のスペクトルがピークを持つ周波数を比較すると，当量比の増加に伴い，ピーク周波数も増加することがわかる．これらのように量論比でない特定の当量比において最大の燃焼振動強度を持つ特徴や，当量比の変化に伴うピーク周波数の変化は，実験でも観察されている現象であり，数値計算でも同様の物理現象が観察されている．しかし，実験では最大となる当量比が 0.33 であり，数値計算との誤差が認められるが，これらは使用した各モデルによる再現性の問題だと考えられる．

また圧力と熱発生率の相関を調べるために，Fig.3 に各当量比における *x*-*y* 断面での局所 Rayleigh Index (RI) 分布を示す．当量比と燃焼振動強度の関係と同様に，当量比が 0.33 と 0.39 の間では局所 RI が急激に増加し，それ以上の当量比では局所 RI の大きな変化は見られない．ここで，火炎位置を比較すると，当量比が高くなるにつれて火炎位置が *x* 方向負側に移動する．この火炎位置の変化が，燃焼振動の周波数が当量比ごとに変化する主な要因である．さらに，火炎位置が変化することによって圧力と熱発生率の位相ずれの関係性が変化し，ある火炎位置（特定の当量比）で燃焼振動が最大となると考えられる．

## 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，当量比の違いが燃焼振動特性に与える影響を調査した．その結果，当量比の変化に対する燃焼振動現象の違いは，本計算手法を用いて定性的に実験を再現可能であることがわかった．また，特定の当量比で，その燃焼システムにおける，圧力と熱発生率の相関を最大化させるように火炎が位置することで，強い圧力振動が観察されることがわかった．

## 謝　辞

本研究の一部は，JSPS 科研費 19H02076，22H00192 の助成を受け，「富岳」を利用して行った（課題番号：hp200160, hp210020, hp220004）．

## 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) Miller J. A., Bowman C. R., Mechanism and modeling of nitrogen chemistry in combustion, Progress in Energy and Combustion Science, 15, 287-338, (2000)

(5) Kurose R. http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php

(6) 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).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 B-18

# 水素マイクロ拡散燃焼器を用いるガスタービンの NOx 評価

## NOx evaluation of gas turbine with hydrogen micro-diffusion combustor

○白石 和也[*1]　櫻井 毅司[*2]　湯浅 三郎[*2]
SHIRAISHI Kazuya　SAKURAI Takashi　YUASA Saburo

**ABSTRACT**

The fundamental combustion characteristics of the hydrogen micro-diffusion flame formed in the burner with recess has been investigated. Hydrogen was injected with the hole diameter of 0.1 mm into the recirculated air flow formed in the burner recess. The micro-diffusion combustor was designed and manufactured for the gas turbine experiment. The gas turbine was successfully operated with this combustor, and its performance such as NOx concentration and total pressure loss ratio.

**キーワード：** ガスタービン，水素，マイクロ拡散火炎，NOx 濃度
**Key Words:** Gas Turbine, Hydrogen, Micro-diffusion flame, NOx concentration

**記号の説明**

| | | |
|---|---|---|
| $W$ | ： | 出力 |
| $F_{ex}$ | ： | 推力（実験値） |
| $F_{cal}$ | ： | 推力（計算値） |
| $\dot{m}_{Air}$ | ： | 空気質量流量 |
| $\dot{m}_{H_2}$ | ： | 水素質量流量 |
| $\eta$ | ： | 熱効率 |
| $LHV$ | ： | 低位発熱量（水素） |
| $\kappa$ | ： | 比熱比（空気） |
| $\gamma$ | ： | 圧力比 |
| $\tau$ | ： | 最高最低温度比 |
| $\rho_e$ | ： | タービン出口ガス密度 |
| $A_e$ | ： | タービン出口面積 |
| $\kappa_e$ | ： | タービン出口ガス比熱比 |
| $\eta_c$ | ： | 圧縮機断熱効率 |
| $\eta_t$ | ： | タービン断熱効率 |
| $T_{2s}$ | ： | 断熱圧縮温度 |
| $T_{4s}$ | ： | 断熱膨張温度 |

### 1. はじめに

近年温暖化などの環境問題やエネルギー供給の安定化に向け，化石燃料に代わって燃焼時に二酸化炭素を発生しない水素の利用促進が図られており，日本をはじめ世界中で水素の混燃または専燃によるガスタービンの稼働が取り組まれている(1)．水素はメタン等の燃料と比較して可燃範囲が広く火炎安定性が高い一方で，燃焼速度の速さから既存の予混合燃焼器に適用した場合には逆火を生じる危険性がある．また，火炎温度の高さから燃焼時の NOx 発生への対策も課題である．

逆火を原理的に避け，かつ低 NOx を実現する燃焼方式として，筆者らはマイクロ拡散火炎に着目している．燃料拡散の特性時間は(1)式で表され，水素の高い拡散性に加えて代表長さである噴射孔径を小さくすることで$\tau_D$は短くなる．サブミリオーダーの微細な水素噴射を用いることで拡散による混合が早く進み予混合燃焼の様相を示すマイクロ拡散火炎の形成が期待できる．

$$\tau_D \sim L^2/D_i \quad (L：代表長さ，D_i：拡散係数) \qquad (1)$$

本研究ではこれまでマイクロ拡散火炎の水素ガスタービンへの応用を検討してきた．Fig. 1 に本研究における燃焼器のコンセプトを示す．孔径 0.1mm の水素噴射孔をリセス（くぼみ）の底部に配置することで，水素の拡散に加えてリセス内に生じる再循環流れを積極的に利用し空気との混合を図る．多数の噴射孔を一列に並べたリセスを燃焼器の流路に沿って棚田状に複数段配置することで，小さい火炎ながら燃焼器としての十分な発熱量を得る．この燃焼器を本研究ではマイクロ拡散燃焼器と呼んでいる．これまでに基礎実験を行い，意図した水素マイクロ拡散火炎を形成する水素の噴射速度や空気の主流流速条件，およびマイクロ拡散火炎を多数配置するための知見を得た(2)．一方で，単一のマイクロ拡散火炎は非常に小さいため，燃焼ガスを採取し NOx を計測することが難しかった．また，本燃焼器のコンセプトにおいて流路が細く入り組んだ形状となるために圧力損失が大きくなる懸念もあった．

本研究の目的は水素マイクロ拡散火炎を小型ガスタービンに適用し，NOx 排出値や圧力損失等の燃焼器性能を

*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



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

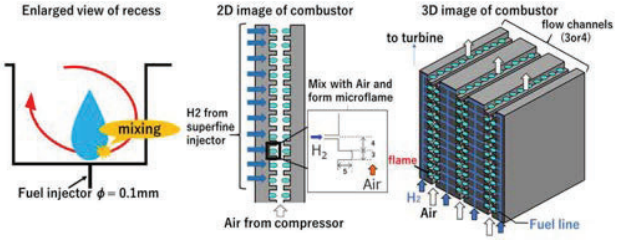



Fig. 1　棚田燃焼器のコンセプト

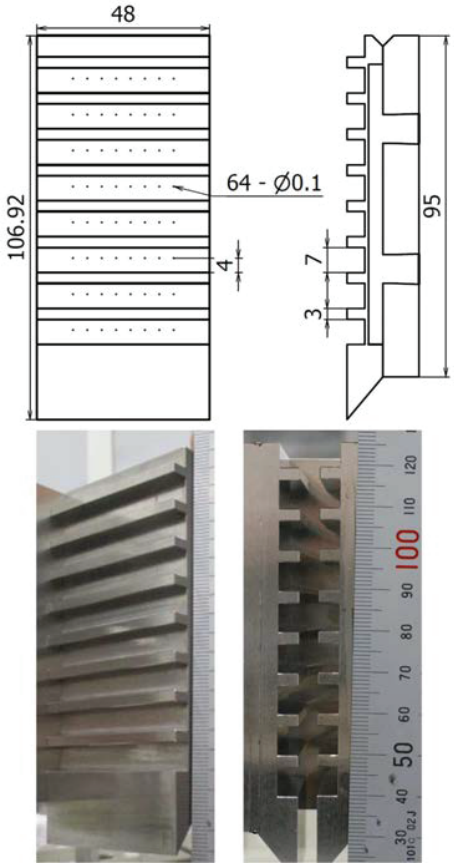



Fig. 2　8×8 バーナ概略図，外観

明らかにすることである．はじめにバーナ試験で調べた NOx 排出値について述べ，次にガスタービン運転試験によって得られた結果を報告する．

## 2. 実験装置および実験方法

### 2.1　実験装置

Fig. 2 にモデルバーナの概略図と外観写真を示す．水素の噴射孔径は 0.1 mm，噴射孔間隔は 4 mm である．リセス形状について先行研究の結果[2]より，縦方向に 7 mm，深さ 5 mm とした．噴射孔は各リセス内上流側から 4 mm の位置にある．噴射孔は各列に 8 個あり，8 列に配置されており，合計で 64 個ある．このモデルバーナは噴射孔数及びリセス段数から 8×8 バーナと呼ぶ．バーナ試験では写真にあるようにバーナを 2 面向かい合わせて実験を行った．向かい合わせ時の流路幅は 5 mm である．また，バーナの両側面には実験時に板を設置した．

Fig. 3 にガスタービン用棚田燃焼器の外観を示す．リセスは 10 列あり，各列に 30 個の水素噴射孔を配置している．燃焼面は Fig. 2 のように 2 面が向かい合わせた状態にあり，16 面から構成される燃焼器内の流路は 8 本に分けられる．水素噴射孔の総数は 4,800 個である．

Fig. 4 はガスタービンの構成図である．ガスタービンは棚田燃焼器とターボチャージャー（GT2052, Garrett 製）から構成されている．圧縮機より流入した空気は燃焼器上流でテーパ状に拡張された流路を通り，燃焼器へと供給される．ガスタービンは支持台に固定され，タービン出口の排気噴流で生じる力を推力としてロードセルで計測した．運転試験時の各種計測データは Table 1 に示す 17 項目である．熱効率等の性能評価を行うため各点における温度，圧力及び推力を計測した．

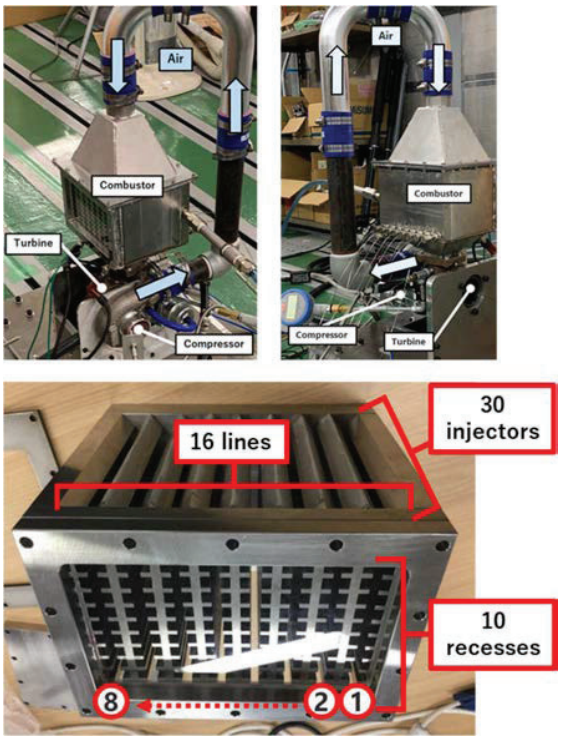



Fig. 3　棚田燃焼器外観

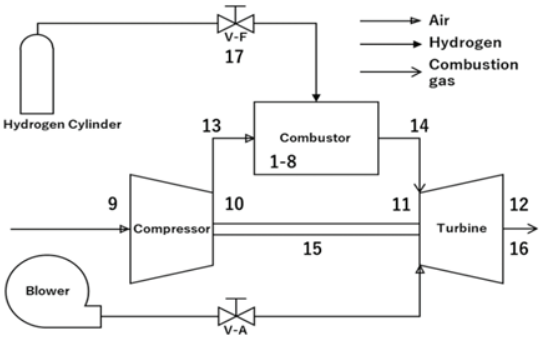



Fig. 4　ガスタービン概略図



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 1　ガスタービン計測項目

| 計測位置 | 計測値 | 文字 | 使用機器 | 計測範囲 | 単位 |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 - 8 | 燃焼室内温度 | $T_{BX}$ | K 型熱電対 | -200 to 2000 | ℃ |
| 9 | 圧縮機入口温度 | $T_1$ | T 型熱電対 | -10 to 100 | ℃ |
| 10 | 圧縮機出口温度 | $T_2$ | K 型熱電対 | -270 to 500 | ℃ |
| 11 | タービン入口温度 | $T_3$ | K 型熱電対 | -200 to 2000 | ℃ |
| 12 | タービン出口温度 | $T_4$ | K 型熱電対 | -200 to 2000 | ℃ |
| 13 | 圧縮機圧力 | Pc | 高精度デジタル圧力計 | 0 to 500 | kPa, G |
| 14 | タービン圧力 | Pt | 高精度デジタル圧力計 | 0 to 500 | kPa, G |
| 15 | 回転数 | - | 光センサー | -1500 to 1500 | rps |
| 16 | エンジン推力 | - | ロードセル | 電圧校正値 | - |
| 17 | 水素流量 | - | マスフローメーター | 0 to 500 | L/min |

### 2.2　実験方法

バーナ試験ではバーナ下部より所定の空気を供給し，バーナ上部の出口にて燃焼ガスを採取し NOx を計測した．ガスタービン運転では，始動時に外部コンプレッサーより供給される空気を用い，回転数が上昇した段階で水素供給，着火を行うことで運転を開始した．圧力比が 1.3 程度に達した後, 始動用空気をカットし自立運転に移行した．Table 2 は当ガスタービンの目標性能である．

計測した推力をもとに出力及び熱効率を(2), (3)式より算出した．

$$W = \frac{1}{2}\frac{{F_{ex}}^2}{\dot{m}_{Air} + \dot{m}_{H_2}} \tag{2}$$

$$\eta = \frac{W}{\dot{m}_{H_2} LHV} \tag{3}$$

実験による計測結果及びタービン出口の推定比熱比から，圧縮機及びタービン断熱効率を次式で計算した．

$$\eta_c = \frac{T_{2s} - T_1}{T_2 - T_1} \quad , \quad \left(T_{2s} = T_1 \left(\frac{P_C}{P_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) \tag{4}$$

$$\eta_t = \frac{T_3 - T_4}{T_3 - T_{4s}} \quad , \quad \left(T_{4s} = T_3 \left(\frac{P_0}{P_T}\right)^{\frac{\kappa_e-1}{\kappa_e}}\right) \tag{5}$$

計測値及び推定値をもとに本ガスタービンにおける理論熱効率を算出し，運転試験結果の評価を行う．

$$\eta_{th} = \frac{\left({}^{\tau\eta_c\eta_t}/_{\theta_s}\right) - 1}{{}^{\eta_c(\tau-1)}/_{(\theta_s-1)} - 1} \quad , \quad (\theta_s = \gamma^{\kappa-1/\kappa}) \tag{6}$$

## 3. 実験結果および考察

### 3.1　8×8 バーナを用いた燃焼実験

はじめに 8×8 バーナを用いてガスタービン運転で想定される条件において NOx 排出値を調べた．Table 3 は得られた実験結果である．表中には供給した水素と空気流量が全て反応した場合の当量比を示す．水素流速を 157 m/s で一定に保ったまま空気流速を増加すると，NOx 排出値は減少した．空気流速 13.0 m/s で水素流速を 157 m/s から 199 m/s に増加すると，NOx 排出値はさらに高くなった. 得られた NOx 排出値は本バーナで当初想定した値よりもだいぶ高い値であった．Fig. 5 はバーナを

Table 2　目標性能

| 評価項目 | 目標値 |
|---|---|
| 水素流量 | 480 L/min |
| 噴射速度 | 200 m/s |
| 回転数 | 115,000 rpm |
| NOx 排出量 | ≦ 0.1 ppm |
| $\gamma$ | 1.75 |
| 空気流量 | 94.5 g/s |
| $W$ | 4.6 kW |
| $\eta$ | 6% |
| $T_3$ | 900 ℃ |
| $\tau$ | 3.9 |
| $\eta_c$ | 76 % |
| $\eta_t$ | 68 % |

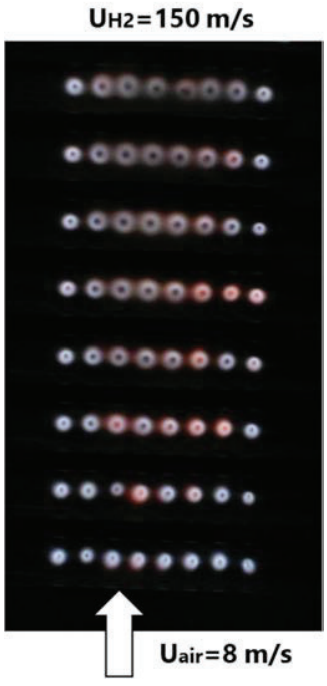


Fig. 5　8×8 バーナ火炎写真



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 3　8×8 バーナ燃焼実験結果

| 空気流速 L/min | 空気流速 m/s | 水素流量 L/min | 水素流速 m/s | 当量比 | NOx 排出値 ppm | 未燃 $H_2$ 濃度 ppm | 残存 $O_2$ 濃度 vol% |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 100 | 8.2 | 9.5 | 157 | 0.24 | 4.19 | 0 | 14.17 |
| 150 | 13.0 | 9.5 | 157 | 0.16 | 3.68 | 65 | 15.31 |
| 200 | 17.7 | 9.4 | 155 | 0.12 | 0.99 | 80 | 19.03 |
| 150 | 13.0 | 12.0 | 199 | 0.20 | 5.75 | 0 | 11.69 |

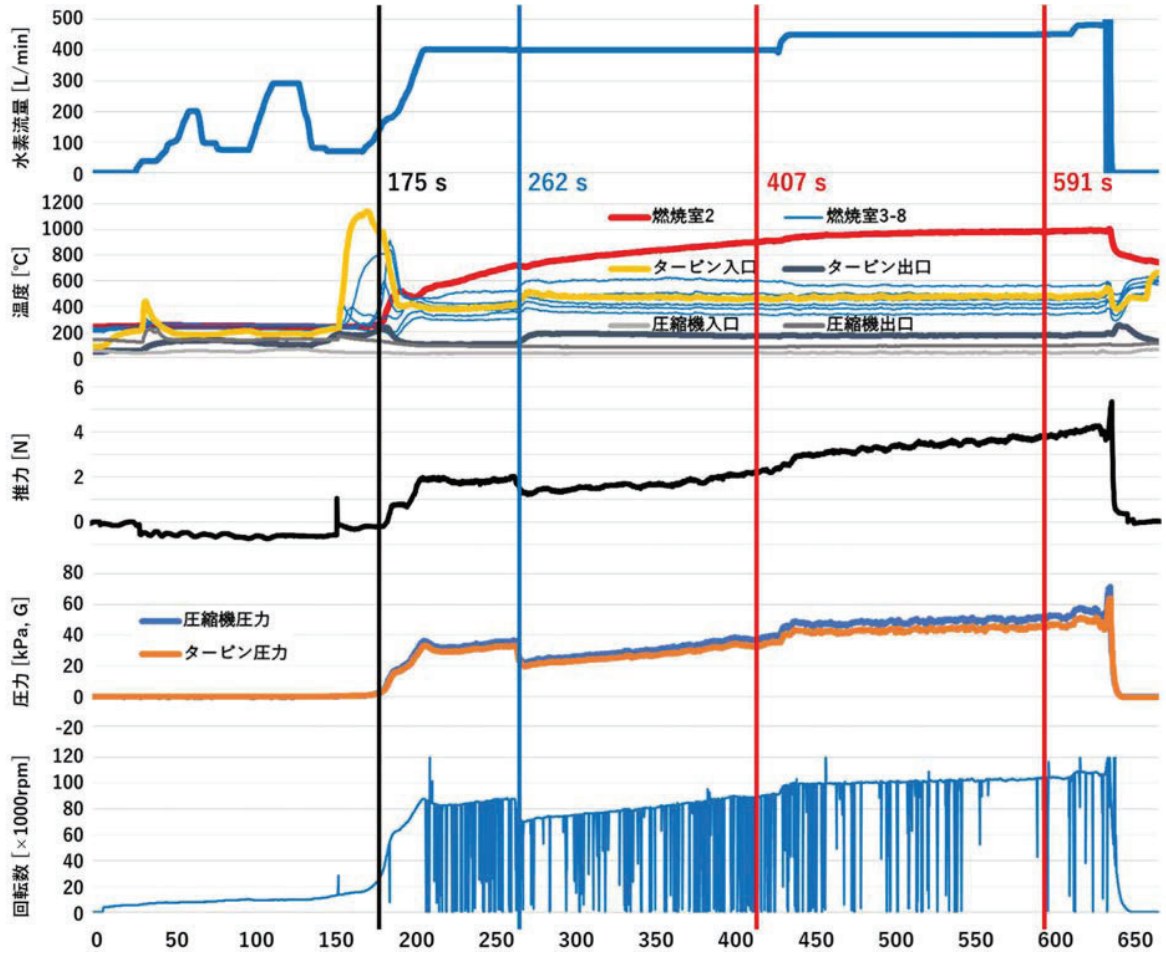



Fig. 6　各種計測結果

向かい合わせずに 1 面の状態で火炎の状況を観察したものである．バーナ下方の 1 列目の火炎はこれまでの実験で観察していた火炎と大きさや形が同じであったが，2 列目以降はバーナの真ん中付近から火炎が大きく，隣り合う火炎が干渉し合うように見える．これは各水素噴射孔に対して供給される空気の状態が場所によって変化しているためと考えられる．

### 3.2　ガスタービン運転試験結果

実験で得られた各種計測結果を Fig. 6 に示す．上から順に水素流量，温度，推力，圧力，回転数の時間変化である．温度のグラフは 8 つある流路の中で変化が最も特徴的であった 2 列目 $T_{B2}$ の結果を赤線で示している．またタービン入口温度 $T_3$ は黄，タービン出口温度 $T_4$ は濃紺となっている．圧力は圧縮機出口 $P_C$ を青で，タービン入口 $P_T$ を橙で示す．回転数に関しては 200s から変動が大きくなっているが，これは着火時に発生した振動と回転数の増加によって光センサーの軸がずれたことが原因だと考えられる．実際の回転数は変動の上端である．

始動用空気を供給し，25s で回転数が 5000rpm を超えた辺りから水素の供給を開始した．その後 60, 120s にかけて二度水素流量を増加させたが，各種計測値に変化は見られなかった．構造上燃焼器下流に設置したスパークプラグによって混合ガスに点火しているため，この段階ではリセス内部に火炎が形成されず，燃焼器出口に近い位置で燃焼していた可能性が高い．水素流量の調節を行ったところ，175s より $T_3$ が大きく上昇し，圧力や温度も



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

上昇し始め，この時点でリセス内部で正常に火炎が形成されたとみられる．

その後は水素流量の増加に伴い回転数及び圧縮機出口圧力が上昇し，同様にエンジン推力も上昇することが確認できる．262s において回転数 87,000rpm, 圧力比 1.3 に達した時点で始動用空気をカットしたところ，若干の変動は見られるものの安定して自立運転に遷移した．以上より水素マイクロ拡散燃焼器が，ガスタービンで動作することを確認した．

### 3.3 ガスタービンおよび燃焼器の性能評価

上記運転試験においてタービン出口で排出ガスを採取した結果と各運転条件での性能評価を Table 4 に示す. 排出ガス分析は自立運転を開始した後の水素流量 400L/min (条件①), 450L/min (条件②)の 2 条件にて行った．濃度計測中の水素流量は一定であったが，その間も回転数等に緩やかな変化が見られることから，性能評価に使用した値は流量変化直前の 407.4s (①), 591.6s (②)の 2 点で行った．

NOx 排出値はどちらも 2 ppm 未満であり，バーナ試験に比べると低い値となった．しかし，未燃水素濃度は計測器の限界である 1,000ppm を超過しており，かなりの未燃水素が出ていた可能性があり，NOx の低下は不完全燃焼による燃焼ガス温度の低下が主因であると考えられる．燃焼器は Fig. 3 に示す通り複数の流路に沿って燃焼面を配置しており，燃焼器手前で配管をテーパ状に拡張することで各流路に空気が分かれるよう設計されている．そのため流路によって燃焼状態が異なることが予測され，流路の形状変化も含めた燃焼器内の空気の流れを Autodesk 社の CDF 解析ソフトを用いてモデル化し，評価した．Fig. 7 に CFD 解析結果より燃焼器中央断面を抽出したものを示す．解析結果より，配管の中心線上にある燃焼器流路 4,5 において空気流速が最も高く，両端から 1 つ内側の流路 2,7 で最小となった．その流速差は最大で 10m/s あり，先行研究[3]の結果からも燃焼状態に十分影響を与えると考えられ，このような各流路の空気流の不均一さが未燃水素の増加につながったと考えられる．

マイクロ拡散火炎燃焼器の圧力損失は 3.74%であり，一般的な燃焼器と同等の値を得た．出力及び熱効率は Table 2 に示した目標よりも大幅に小さい値となっている．この原因の一つとして運転終了後に見られた潤滑油の噴出方向から，排気ガスが推力測定方向に対して斜め方向に噴出していたために，推力の計測値が小さくなっ

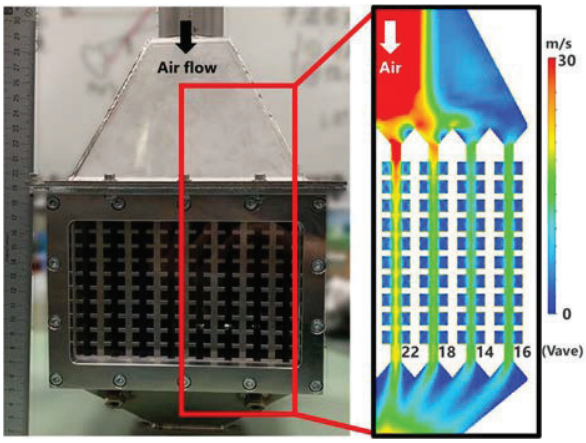



Fig. 7　CFD 解析結果（燃焼器中央断面）

Table 4　ガスタービン性能評価

| 評価項目 | 単位 | 実験値 | |
|---|---|---|---|
| 水素体積流量 | L/min | ① 400.2 | ② 451.1 |
| 水素噴射速度 | m/s | 177.0 | 199.5 |
| 回転数 | rpm | 89,226 | 104,310 |
| NOx 排出量 | ppm | 1.38 | 1.63 |
| 残存 $O_2$ 濃度 | vol% | 15.58 | 17 |
| 未燃 $H_2$ 濃度 | ppm | 1,000+over | 1,000+over |
| $\gamma$ | - | 1.37 | 1.52 |
| 圧力損失 | % | 3.28 | 3.74 |
| $\dot{m}_{Air}$ | g/s | 75.6 | 98.2 |
| $\dot{m}_{H_2}$ | g/s | 0.56 | 0.63 |
| 当量比 | - | 0.41 | 0.38 |
| $F$ | N | 2.16 | 3.84 |
| $W$ | W | 30.7 | 65.5 |
| 供給熱エネルギー | kW | 67.1 | 75.1 |
| $\eta$ | % | 0.046 | 0.098 |
| $\tau$ | | 2.08 | 2.06 |
| $\kappa_e$ | | 1.38 | 1.38 |
| $\eta_c$ | % | 61.1 | 67.6 |
| $\eta_t$ | % | 63.4 | 54.1 |



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

たことが考えられる．もう一つの原因はタービン入口温度が低いことである．(7)式を用いて各運転条件における理論熱効率$\eta_{th}$を計算した．Table 5 はその計算結果であるが，2 条件ともに$\eta_{th}$がマイナスの値となるが，最低最高温度比，すなわちタービン入口温度がわずかに高くなると実験値と一致するようになる．このことからタービン入口が想定よりも大幅に低いことが性能低下の原因である．本燃焼器は構造上金属部品が多く使われているため，熱容量の大きさに起因する熱損失が問題になると予測していた．水素流量を条件①や②で一定にしていても，回転数や圧力はゆるやかに増加している．温度は $T_{B2}$ のみ緩やかな増加がみられるが，これらの傾向は燃焼器の熱損失が影響しているものと考えられる．

Table 5　理論熱効率計算（単位は無次元）

| 項目 | 条件① | 条件② |
|---|---|---|
| $\eta_{th}$ | -0.043 | -0.071 |
| $\gamma$ (実験値) | 1.37 | 1.52 |
| $\tau$ (実験値) | 2.08 | 2.06 |
| $\kappa_e$ (計算値) | 1.38 | 1.38 |
| $\eta_c$ (計算値) | 0.61 | 0.68 |
| $\eta_t$ (計算値) | 0.63 | 0.54 |

## 4. まとめ

水素マイクロ拡散火炎を棚田状に配置した燃焼器を製作し，ガスタービンに適用した場合の性能評価を行った．ガスタービンは安定して自立運転した．燃焼器への空気供給が不均一であるために各空気流路の空気流速は非一様であり，その結果未燃水素が多く排出された．また，燃焼器の熱容量が大きいためにガスタービン運転時に熱平衡には至らなかった． 以上の課題があるものの，燃焼器の圧力損失は 3.74%と一般的な燃焼器と比べて特別大きな値ではなく，今後の性能向上に向けた課題を見出すことが出来た．

## 謝辞

本研究の一部は JKA 競輪補助事業の支援を受けて実施しました．ここに記して感謝の意を表す．

## 参 考 文 献

(1) 堀川敦史, 山口正人, 青木茂樹, 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 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.

(2) 白石和也，櫻井毅司，湯浅三郎ほか，水素マイクロ拡散火炎を棚田状に配置したバーナの燃焼特性, 第 59 回燃焼シンポジウム講演論文集，B-111（2021.11）



Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【技術紹介】 C-1

# 中小型ガスタービン発電装置における水素燃焼器開発

# Development of Hydrogen Combustor for Small and Medium Size Gas Turbines

○石村 祐宜[*1] 青木 茂樹[*1] 松本 匡史[*1] 堀川 敦史[*1] 山口 正人[*1]
ISHIMURA Yuki AOKI Shigeki MATSUMOTO Kiyoshi HORIKAWA Atsushi YAMAGUCHI Masato

**ABSTRACT**

Kawasaki Heavy Industries, Ltd. (KHI) has research and development projects for a future hydrogen society. Hydrogen has a faster combustion speed and higher combustion temperature than natural gas, leading to technical challenges such as an increase of NOx emissions and overheating of the burners when it is used in lean-premixed combustion. We introduce development progress of hydrogen combustor for small and medium size gas turbines.

**キーワード：**産業用ガスタービン，燃焼，燃焼器，水素，ドライ低 NOx
**Key Words:** Industrial Gas Turbine, Combustion, Combustor, Hydrogen, Dry Low Emission

## 1. はじめに

地球温暖化の課題に対し、温室効果ガス削減の動きが加速している。2015 年に COP21 でパリ協定が採択され、「脱炭素社会」達成の目標を世界 187 の国と地域が提出した（2019 年末時点）。さらに近年主要国の首脳が 2050～2060 年に温室効果ガス排出量を実質ゼロにする目標を表明、一部の国では法制化に至っている。その中で、使用時に二酸化炭素を排出しない水素の重要度が高まっており、各国において水素戦略の検討が進展している。

2020 年夏に示された欧州各国の水素戦略では、主に電解装置を用いた水素製造能力の拡大が述べられている。一方日本では、2014 年の「水素・燃料電池戦略ロードマップ」、2017 年「水素基本戦略」、2020 年「グリーン成長戦略」と水素エネルギー利用を目指す動きにおいて他国をリードしている。

当社は、2010 年の中期経営計画で「$CO_2$ フリー水素サプライチェーン($CO_2$ フリー水素チェーン)」を公表し、以来その実現に向けた技術と製品の開発にとどまらず、商用化を目指した技術実証と協業コンソーシアムの構築に取り組んできた。$CO_2$ フリー水素チェーンの構想は、豪州の褐炭をガス化・精製して製造した水素を液化し、液化水素運搬船で日本に海上輸送するものである[(1)]。褐炭に限らず化石燃料をガス化・精製すると水素が得られるが、精製過程で $CO_2$ を副生する。この $CO_2$ を現地で回収して地中に貯蔵する CCS(Carbon Dioxide Capture Storage)処理を行うことで、$CO_2$ の大気排出を伴わない水素($CO_2$ フリー水素)が得られる。この水素は港近くに設置された水素液化機で液化水素に変換、液化水素運搬船に積み込んで日本に運搬され、電力・熱供給を行う役割を担う水素ガスタービンや水素ガスエンジンで利用される。

本稿では、当社の中小型ガスタービン発電装置を例に、水素の利用について主に燃焼器に関する現在の開発状況を紹介する。

*1 川崎重工業株式会社
〒673-8666 明石市川崎町1番1号

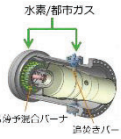
## 2. ガスタービン用水素燃焼器

ガスタービンは主に圧縮機、燃焼器、タービンで構成されるエンジンである。水素をガスタービンで活用する場合、基本的には燃焼器のみを水素燃焼に対応したものへ交換し、圧縮機とタービンは従来の天然ガス焚きからの変更がなく使用可能である。

水素は天然ガスに比べて燃焼速度が速く、燃焼時の火炎が燃焼器部品に近接するため、部品の高温化や燃焼不安定を起こす可能性が高くなる。また、水素は天然ガスに比べて火炎温度が高いため、NOx 排出量が増加しやすい。これらの水素燃焼の特性に対応する燃焼システムの開発を当社は進めており、表 1 に 3 つの燃焼方式を示す。①拡散燃焼器と②DLE 燃焼器は実績ある天然ガス用燃焼器をベースとしている。③マイクロミックス燃焼器は従来と異なる燃焼方式を用いており、水素専焼においてもドライ低 NOx を実現する燃焼器である。それぞれについて以下に説明する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 1　3 types of hydrogen combustor

| | 拡散 | DLE | マイクロミックス |
|---|---|---|---|
| 燃焼器 |  |  |  |
| 水素割合<br>%vol | 0～100<br>(都市ガスと任意の割合可) | 0～30<br>(都市ガスと任意の割合可) | 100 |
| NOx<br>低減方法 | 水噴射<br>(ウェット方式) | 希薄予混合燃焼<br>追焚き燃焼<br>(ドライ方式) | 微小拡散火炎<br>(ドライ方式) |

## 2.1　拡散燃焼器

拡散燃焼器は、燃料と空気を燃焼領域へ直接供給し拡散火炎を形成するコンベンショナルな方式である。燃焼が安定し多様な燃料に対応可能である一方、火炎温度が高いため NOx の排出量が多い。NOx 低減のため水や水蒸気を燃焼領域に噴射する(ウェット方式)。

水素燃焼においては、従来の天然ガス用拡散燃焼器の燃料噴射弁のみ水素対応品に変更する。高温化に対し噴射弁先端部の冷却強化を施し、また水素の特性を考慮した燃料噴射構造を採用している（図 1)。この方式は燃料ガスの組成変化に対して柔軟に対応することができ、水素専焼（純水素 100%)、天然ガス専焼、水素と天然ガスを任意の割合で混合した混合ガスによる混焼運転が可能で、混焼率は運転中に天然ガス 100%から水素 100%までシームレスに切替え可能である。また、液体燃料始動を可能とする液体燃料噴射部、NOx 低減用の水噴射部も備えている。

拡散燃焼器を用いた水素実証運用を、新エネルギー・産業技術総合開発機構 NEDO 助成事業「水素 CGS 活用スマートコミュニティ技術開発事業」において行った。神戸市のポートアイランドに当社ガスタービン M1A-17 を用いた水素コージェネレーションシステムを設置(図 2)、2018 年 4 月に市街地における水素ガス専焼のガスタービンによる熱電供給を世界で初めて達成した[2]。その際の運転監視装置のモニタを図 3 に示すが、水噴射により NOx 排出量は国内の大気汚染防止法で定められている NOx 規制値 70ppm($O_2$=16%)を満足した。

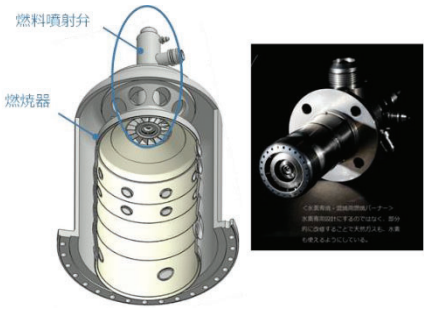



Fig. 1 Schematic of diffusion combustor




Fig. 2 Hydrogen fueled gas turbine cogeneration power plant

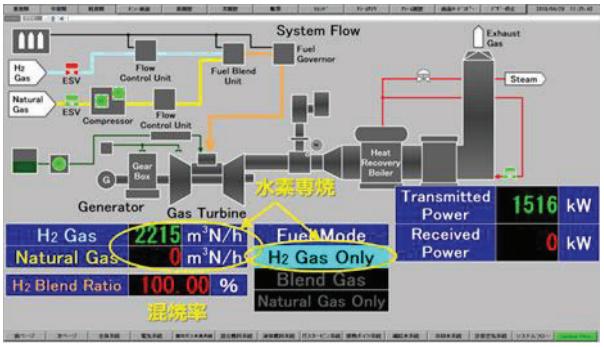



Fig. 3 Control monitor at 100% hydrogen operation

## 2.2　DLE(Dry Low Emission)燃焼器

DLE 燃焼器は、水や水蒸気を噴射せずに低 NOx 燃焼を可能とする燃焼器（ドライ方式）で、一般的に希薄予混合燃焼が用いられる。燃料と空気は燃料希薄となる比率で混合してから燃焼領域に供給される。火炎温度が低いため拡散燃焼器(ウェット方式)に比べて NOx 排出量を大幅に抑制でき、近年のガスタービン発電装置の多くに搭載される。一方、燃焼が安定する条件が拡散燃焼に比べて狭いという特徴がある。当社の DLE 燃焼器では、NOx が生成しにくい追焚き燃焼と組み合わせることで、低 NOx かつ広い負荷ターンダウンを実現している（図 4)。

水素燃焼においては、DLE 燃焼器では燃料中の水素割合が大きくなると、燃料/空気予混合部に火炎が逆流する逆火と呼ばれる事象が発生する。逆火が発生する条件を避ける必要があるため使用できる水素割合に制限はあるが、既存設備のレトロフィットで水素を使用し、$CO_2$ 排出量削減を実現できることができる。また、NOx 排出量は水素割合にもよるが、天然ガス時と同等または若干の増加で抑えられる。

図 5 に天然ガスで運用されている DLE 燃焼器を用いた燃焼器単体実圧燃焼試験データ（定格負荷）を示す。水素を体積比 40%vol までの割合で天然ガスと混焼し、安定した低 NOx 運用を実現できる燃焼技術を開発した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

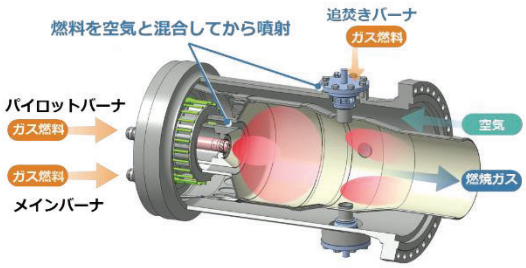



Fig. 4 Schematic of DLE combustor

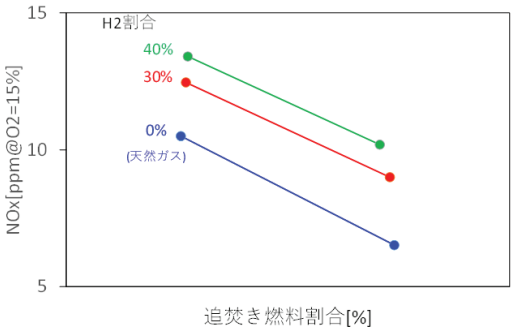



Fig. 5 Emission results of DLE combustor in actual pressure combustion test

## 2.3　マイクロミックス燃焼器

マイクロミックス燃焼器は、微小な水素火炎を用いた水素専焼ドライ低 NOx 燃焼方式を用いる。図 6 に示すように、直径 1mm 以下の微小な水素噴射孔から水素を噴射し、直交する空気噴流と急速に混合することで、燃焼安定に優れる微小な水素火炎を多数形成し、かつ反応時間を短くすることで NOx の発生を抑制している。図 7 に M1A-17 用に開発したマイクロミックス燃焼器を示す。水素バーナ部はリング形状としており、水素の焚き量(運転負荷)に応じて使用するリング数を変更する。これにより、エンジン起動時から低負荷時における高い燃焼効率と高負荷時の低 NOx 燃焼の両立を可能としている。

本マイクロミックス燃焼器を、NEDO 助成事業「ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービン技術開発・実証事業」にて神戸市ポートアイランドの水素 CGS 実証設備へ搭載し、フィールド実証を実施、2020 年 5 月に世界初となるドライ方式での水素専焼運転に成功した[3]。図 8 に運転データの一例を示すが、NOx 排出量は国内大気汚染防止法で定められている NOx 規制値 70ppm($O_2$=16%)を満足した。また、マイクロミックス燃焼器のさらなる低 NOx 化を実現するため、当社の DLE 燃焼器において採用している追焚き燃焼と組み合わせた燃焼器（図 9）では、水素専焼にて全ての運転領域で NOx 値 35ppm (O2=16%)以下を達成することを確認した（図 10）。今後も実証試験を継続し、NOx 低減のためのさらなる燃焼器の改良を進める予定である。

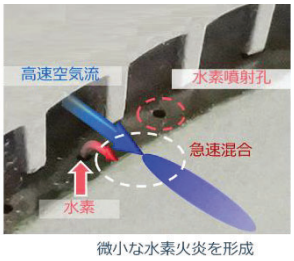



Fig. 6 Schematic of micro-mix hydrogen combustion flame

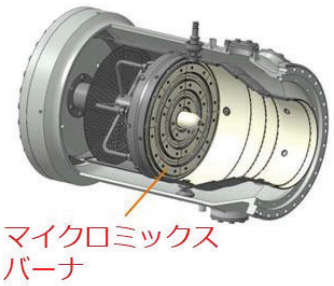



Fig. 7 Schematic of hydrogen dry low NOx micro-mix combustor

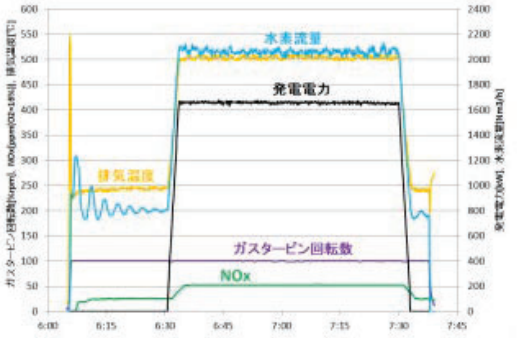



Fig. 8 Operation data of hydrogen dry low NOx micro-mix combustor




Fig. 9 Schematic of hydrogen dry low NOx micro-mix combustor with supplemental burner

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

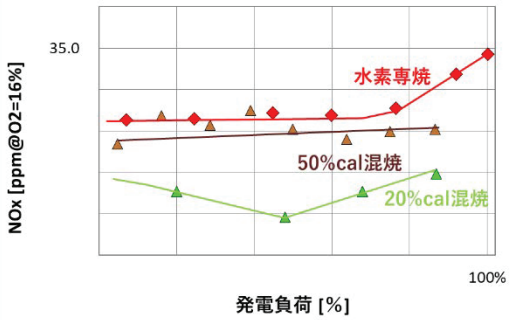



Fig. 10 Combustion test results of hydrogen dry low NOx micro-mix combustor with supplemental burner

## 3. おわりに

当社の中小型ガスタービン発電装置における水素の利用について、燃焼器に関する現在の開発状況を紹介させて頂いた。当社は持続可能な開発目標（SDGs）の取組みとして、水素社会の実現に向けた水素サプライチェーンの構築を進めており、水素燃焼技術の確立は脱炭素化に貢献する重要な要素である。今後もさらなる水素に対応した燃焼技術の開発・実用化を進めていく予定である。

## 謝 辞

本内容の一部は、総合科学技術・イノベーション会議の SIP（戦略的イノベーション創造プログラム）「エネルギーキャリア／水素燃焼技術の開発」（管理法人：JST）ならびに NEDO 委託業務「水素利用等先導研究開発事業／大規模水素利用技術の研究開発／水素ガスタービン燃焼技術の研究開発」、NEDO 課題設定型産業技術開発費助成事業「水素 CGS 活用スマートコミュニティ技術開発」および「ドライ低 NOx 水素専焼ガスタービン技術開発・実証」、「水素 CGS 地域モデル確立に向けた技術開発・研究」にご支援を頂き得られた成果です。

## 参 考 文 献

(1) 西村他,「国際液化水素サプライチェーン構築への取り組み」,川崎重工技報,182 号,2020 年

(2) NEDO News Release ウェッブサイト;世界初，市街地での水素 100% による熱電供給を達成，http://www.nedo.go.jp/news/press/AA5_100945.html（アクセス日 2018 年 4 月 25 日）

(3) NEDO News Release ウェッブサイト; 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（アクセス日 2020 年 7 月 21 日）.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-2

# Combustion Instability Analysis for Dry Low-NOx Micromix Hydrogen Flames

○KRONIGER Daniel[*1], ASHIDA Yuji[*1], KAMIYA Hiromu[*1], HORIKAWA Atsushi[*1]

**ABSTRACT**

The micromix (MMX) combustion principle is a dry combustion concept for high hydrogen fuels. Multiple miniaturized flames are based on jet in crossflow and are thus inherently safe towards flashback. NOx emissions are suppressed by short residence time due to short flame length. Recently, this combustion concept has been successfully demonstrated at a combined heat and power (CHP) generation plant in Kobe, Japan, using a Kawasaki M1A-17 gas turbine of 2 MW class. The objective of this lecture is the investigation of dynamic effects of the micromix flame at operating conditions beyond the rated power. Therefore, experimental investigations with high speed OH chemiluminescence measurements are carried out at an atmospheric test rig. We observe a longitudinal mode at low overload and strong transversal modes at high overload operating points. The method of phase averaged imaging reveals that the frequency of the oscillation pattern in case of high overload is actually half the frequency of the measured dynamic pressure.

**Key Words:** Gas Turbine, Combustion, Hydrogen, Combustion instability, OH chemiluminescence

## 1. Introduction

Cleanly produced Hydrogen as gas turbine fuel is a promising alternative energy carrier for future's demands of heat and power generation and storage. Major manufacturers of industrial gas turbines develop special burners for high hydrogen gas turbine combustors (50 ~ 100 vol.% $H_2$). Siemens has a jet-based and DLE burner in their portfolio [1], GE develops a multi-tube burner [2], MHPS develops a cluster burner [3], Doosan did a feasibility study on multi-tube type burner, pyramid and concentric reducing type approaches [4], and OPRA developed a flamesheet combustor [5].

The application of hydrogen causes a tendency towards combustion instabilities due to the higher reactivity compared to natural gas. A high operational flexibility regarding to load and fuels is essential for modern gas turbines. This also means to minimize the impact of thermoacoustic instabilities at all engine load conditions [6].

Combustion instabilities that are driven by the coupling between combustor acoustics and heat release from the flame can cause issues with combustion stability, operation margin, and emissions [7]. Lean combustion regimes used in stationary industrial gas turbines are susceptible to thermoacoustic instabilities. The design of such a combustion system is always related to the balancing between the flame stability on the one hand, and NOx emissions on the other hand [8]. Non-premixed combustors have historically been less susceptible to thermoacoustic instabilities than lean premixed (DLE) combustors. Features of DLE combustors, such as a premixed swirl-stabilized flame and a combustor chamber with comparably less amount of dilution air tend to combustion instabilities.

Micromix combustion bases on miniaturized non-premixed type combustion with jet in crossflow mixing [9, 10]. This concept is thus less susceptible to combustion oscillation phenomena on the local point of view of the flame. However, due to the overall lean conditions in the micromix zone, the compact character of the flames, and the symmetric/annular spatial arrangement of identical geometries, the micromix combustion concept is evaluated regarding its thermoacoustic properties in this study.

The target of this paper is to determine relevant thermoacoustic modes of a combustion oscillation phenomena of micromix combustion. Therefore, an experimental study is conducted at the in-house medium-pressure test facility. In order to avoid circumferential effects induced by the annular

*1 Kawasaki Heavy Industries, Ltd.
673-8666, Akashi City, Kawasaki-cho 1-1
E-mail: kroniger_daniel@khi.co.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

arrangement of the micromix flame in the real combustor, a block type module with a straight linear flame arrangement is used.

The remainder of this article is as follows: First, Section 2 introduces the micromix combustion concept. Section 3 reviews combustion instabilities with focus on micromix flames. The experimental setup including the measurements techniques are introduced in Section 4. In Section 5, a method to identify and visualize acoustic modes is developed, and the modes observed in two operating points exceeding the nominal power rating are analyzed and discussed. Section 6 summarizes and concludes.

## 2. Micromix combustion

The underlying micromix combustion of Kawasaki Heavy Industries Ltd. has been developed in collaboration with B&B-AGMEA GmbH and Aachen University of Applied Sciences [11]. Recently, the combustion concept has successfully been demonstrated at an urban combined heat and power plant in Kobe, Japan [12, 13].

The micromix combustion principle has recently become a popular combustion principle for high reactive fuels, like hydrogen. Several academic groups are currently researching on similar combustion principles, e.g. Cranfield University [14], Sherbrooke University [15], CIRA in Italy [16], and University of Mons [17].

The micromix combustion is a dry low NOx gas turbine combustor technology for hydrogen, which has first been designed for application in Kawasaki's M1A-17 gas turbine of 2 MW-class, see Fig. 2.1 (left). The micromix principle is based on miniaturizing the volume of non-premixed type flames to suppress NOx emissions and achieving the required thermal energy conversion. 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. For achieving gas turbine load conditions, the combustor consists of more than 400 single flames, see Fig. 2.1 (right).

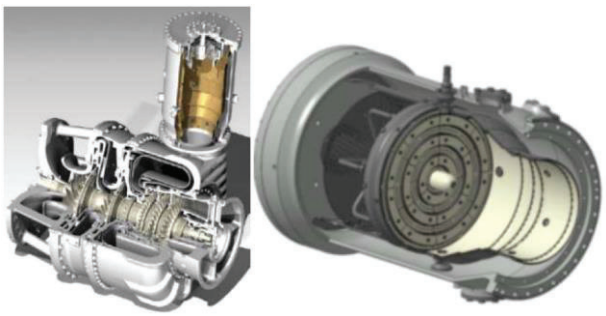


Figure 2.1 Kawasaki's M1A-17 gas turbine (left) and micromix combustor (right).

A jet-in-crossflow (JICF) configuration is used to ensure a sufficient mixing process prior to combustion, see Fig. 2.2. The JICF is furthermore inherently safe against flashback. 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 (AGP) and the fuel segments, acting as bluff bodies, lead to the formation of a vortex pair. The flame is stabilized between these two vortices (AGP vortex and segment vortex). The larger segment vortex transports hot combustion gases to the initiation point of the reaction zone. Merging of adjoining flames needs to be prevented for low NOx emissions. In the undesired event of flame merging, the hot reaction zone is stretched and NOx emissions increase due to a longer residence time. The flames have a typical size of 20-40 mm in length [18].

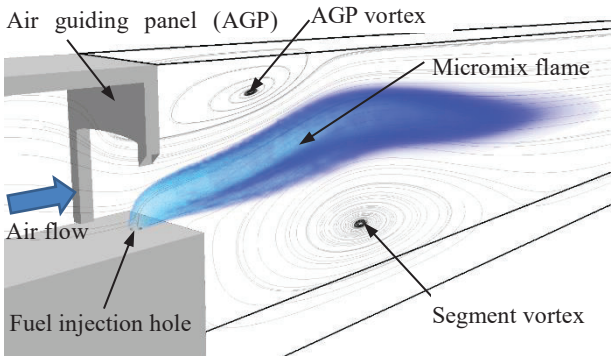



Figure 2.2 Principle of micromix combustion.

## 3. Review on combustion instabilities of micromix flames

During combustor development, combustion instabilities have been observed in the can-type combustor, shown in Fig. 2.1 (right), with annularly arranged flame setup. A special combustor case with visual accessibility has been used [19], in order to analyze this thermoacoustic phenomena. The combustion tests were carried out under the condition corresponding to the rated 100% load operation at atmospheric pressure. Thereby, the micromix flames have been recorded with a high speed camera (Photron SA-X).

Figure 3.1 shows the results of displaying the flame behavior recorded at 20,000 Hz for a 0.2 milliseconds interval. The intensity of the micromix flames is inhomogeneously distributed along the circumferential direction and the region of intensive flames rotates clockwise, seen from the upstream side. Dynamic pressure measurements and a frame by frame analysis results in a rotational frequency of 1,550 Hz. The spin ratio, that characterizes the time change of the rotation of the acoustic mode, is 0.8~0.9 in the measured interval (10 s).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

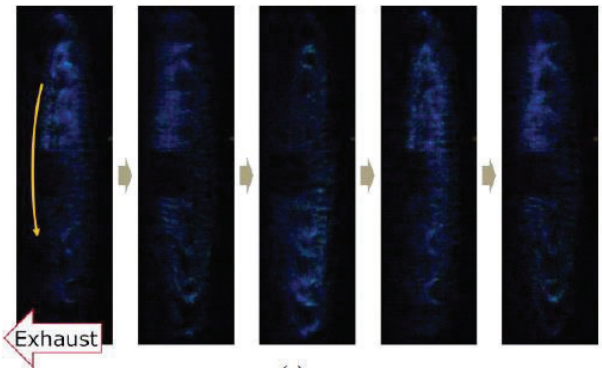



Figure 3.1 High-speed camera images at 0.2 millisecond intervals [19].

The research group of Cranfield University analyzed the potential occurrence of combustion instabilities in a theoretical examination. Potential sources of instabilities in micromix flames are investigated by modelling an extended array of injectors [20]. Both, RANS and LES were used to derive Flame Transfer Function (FTF), in order to inform lower order thermoacoustic modelling of micromix combustion. They observed high-frequency instabilities in the LES simulation, and concluded, that these are related to aerodynamic jet instabilities enhanced by both aerodynamic and acoustic feedback. Key geometric features affecting the occurrence of the instabilities are identified.

The CFD analysis in another study [21] at Cranfield University showed that hydrogen micromix combustion is characterized by short time delays. Therefore, higher frequency eigenmodes are expected to be favored. This is confirmed in an eigenmode analysis where no longitudinal modes were found below 800 Hz.

## 4. Experimental methods

The presence of a circumferential mode in the micromix combustor with annularly arranged flames led to the decision to investigate the fundamental modes of the micromix flame. The micromix flame is thus studied with an atmospheric combustion test rig, where the flames are arranged in a linear set up.

### 4.1 Atmospheric test rig

A sketch of the test rig is shown in Fig. 4.1. The test rig is designed with a reverse-flow configuration for appropriate cooling of the exhaust duct. Downstream of the flow reversing zone near the endplate, a pair of perforated plates homogenize the flow towards the micromix module. The micromix geometry, which consists of burner segments and air guiding panels, is integrated into the micromix module. The burner module contains a total of 60 flames arranged in 6 straight rows. Two window pairs provide visual access to the combustion zone.

The entire exhaust duct features a double-walled structure with impingement cooling and all inner surfaces are coated with Thermal Barrier Coating (TBC). The exhaust gas temperature is measured via two R-type temperature probes. A minor part of the exhaust gas is extracted via a water-cooled gas sampling probe and analyzed with the exhaust gas analyzer from Best-SOKKI. Downstream of the exhaust sampling probe, the exhaust gas is cooled via bypassing air through four dilution holes.

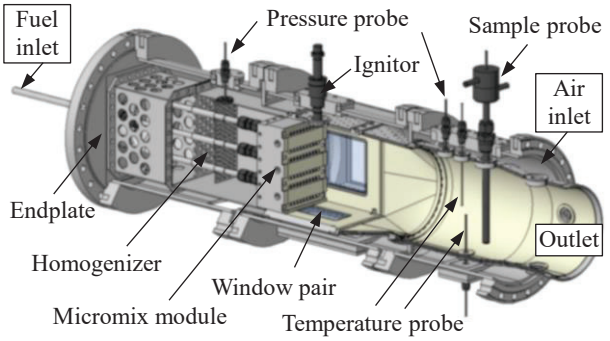



Figure 4.1 Experimental setup of visualization test rig.

The visualization test rig features two pairs of windows for the visual observation of micromix flames. The side window pair is used in this study for determining the OH distribution. The setup of the OH chemiluminesence imaging system is shown in Fig. 4.2. The optical filter for the OH radiation is a 320 nm bandpass filter. The filtered electromagnetic radiation is intensified with a highspeed image intensifier (HS-IRO) by LaVision and recorded with a Fastcam SA-X2 highspeed camera from Photron. The lens is a UV-NIKKOR 105 mm, f1/4.5. For each data point, 2000 pictures are captured at a rate of 10 kHz, 70% gain, and a gate width of 95,000 ns.

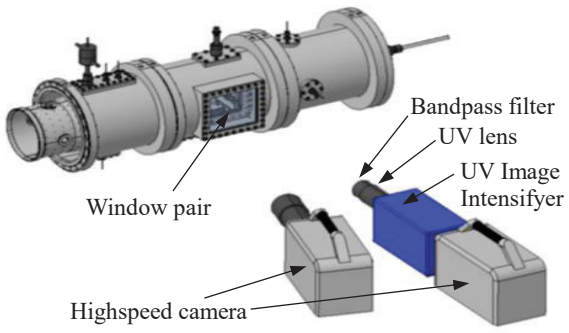



Figure 4.2 OH distribution measurement set up.

Combustion oscillations have been measured with a dynamic pressure sensor XTEH-10L-190 from Kulite, amplified with a TEAC strain amplifier SA-570ST, and processed with the data station DS-3000 from Ono-Sokki. The access to the combustion volume at the side is done via a static pressure probe.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 4.2 Phase averaged imaging method

The method of phase averaged imaging is applied, which has been simplified based on the application described by [22]. The target of this method is to visualize oscillation phenomena at a frequency that is in the same order of magnitude than the frequency of the image recording device. In this case, consecutive images are unsorted distributed along the phase angles and the oscillation pattern cannot be directly identified. The method of phase averaging imaging sorts the images according to the corresponding phase angle section, which allows an averaging of all images of a group of phase angles and thus an evaluation of the oscillation pattern in more detail.

In a first step, the different acoustic modes of interest are determined by an FFT analysis of the pressure transducer time series. The oscillation cycle of the mode of interest with the frequency $f_{\mathrm{osc}}$ is subdivided into $n$ equidistant regions of phase angles ranges. Figure 4.3 shows exemplary the grouping of an oscillation cycle (bold blue line) with the phase resolution $n$=9 (dashed blue lines). In this example, each phase angle range comprises 40°, the first range ① 0°(=360°) to 39°, the second range ② 40 to 79°, the third range ③ 80° to 119°, and so forth, until ⑨ 310° to 359°.

Second, the phase angle $\varphi$ of each recorded image is determined based on the sampling frequency $f_{\mathrm{smp}}$ of the image recording device and the oscillation mode of interest with the frequency $f_{\mathrm{osc}}$ according to

$$\varphi_{\mathrm{rad}} = \left(2\pi \frac{f_{\mathrm{osc}}}{f_{\mathrm{smp}}}\right) \mod (2\pi).$$

Each of the taken images is attached to the corresponding phase angle group. The precondition of the methods is that the images were sampled with a constant sampling frequency and in order. Figure 4.3 exemplary shows a series of five images (red color) at a frequency, that is $0.27 f_{\mathrm{smp}}$, and thus of the same order of magnitude.

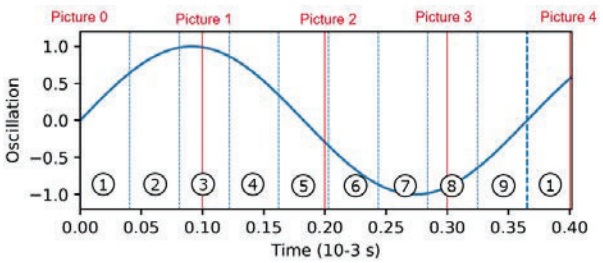



Fig. 4.3 Exemplarily relation between of oscillation period and sample rate.

Third, averaged images for each phase angle group can be calculated from the single images. The degree of detail of the averaged images depend on the number of equidistant regions of phase angle ranges $n$. Note that systematic phase shift errors for frequencies deviating from the center frequency is not avoided due to the stiff allocation. Thus, the total number of images was limited to 200 images.

## 5. Visualization and identification of modes

In this section, the dominating oscillation modes caused by combustion instabilities are determined and with the help of the phase averaged imaging method, the series of high speed OH chemiluminescence images are investigated and evaluated.

### 5.1 FFT analysis for modes of interest

At the design point of the micromix conditions, the micromix combustion is stable, compare operating point OP1 in Table 1. Thus, overload tests have been performed in order to force the occurrence of combustion oscillations. Combustion instabilities could be established at operating points that exceed the rated thermal load of the burner. Operation point OP2 exceeds the nominal load by 30% and operation point OP3 exceeds the nominal load by 70%. The frequencies that were determined by an FFT based on the recorded pressure series are shown in Table 1.

Table 1 Overview of operating conditions.

| Operating point | Load factor (-) | Acoustic Frequency $f_{\mathrm{dp}}$ (Hz) | Pressure (kPa rms) |
|---|---|---|---|
| OP1 | 1.0 | --- | --- |
| OP2 | 1.3 | 875 | 0.8 |
| OP3 | 1.7 | 5475 | 3.1 |

Fig. 5.1 shows the results of the spectral analysis of OP2 and OP3. OP2 has a dominating frequency response at 875 Hz at a dynamic pressure of 0.8 kPa(rms). Operating point OP3 has a dominating combustion instability at 5475 Hz. The pressure of 3.1 kPa(rms) is significant and critical for the integrity of the engine. The corresponding modes are investigated in the following section.

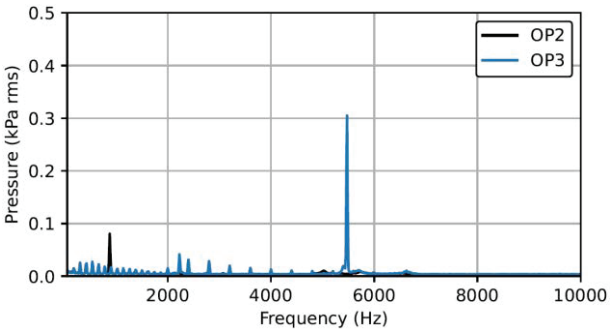



Figure 5.1 Pressure spectral analysis.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 5.2 Mode analysis of operating points

In this section, the operating points OP1 to OP3 are analyzed regarding the oscillation phenomena. Therefore the OH chemiluminescence images are the base for the analysis.

Operating point 1

The OH radiation distribution of operating point OP1 is displayed in Fig. 5.2. The flame front appears static behind the rear edge of the burner. A clear separation of opposing flames can be observed. Combustion instabilities have not been detected. The micromix principle thus works fine for load conditions up to the design load condition. The initiation point of the flame is lifted off from the trailing edge of the burner.

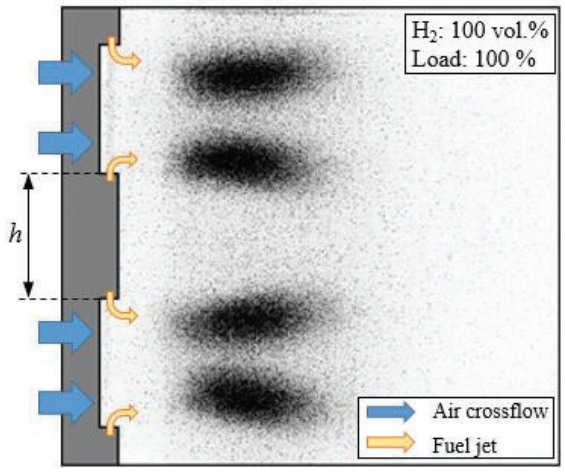



Fig. 5.2 Average OH distribution for OP1.

The operating point OP1 is stable in terms of combustion oscillations. Fig. 5.2 thus shows an average of all recorded OH chemiluminescence images.

Operating point 2

The fuel mass flow of operating point OP2 is exceeding the reference conditions by 30%. At this condition, combustion instability with a dominating frequency of 875 Hz and a pressure of 0.8 kPa(rms) is observed. The flame shape for an oscillation cycle is displayed in Fig. 5.3. The phase resolution is thereby $n = 9$.

The initiation point of the flame front is moving in longitudinal direction back and forward with the measured frequency. In Fig. 5.3, at 80°, the initiation of the flame is closest to the trailing edge of the burner. At around 160° the flame reached the point, where its contracting is strongest. This angle is also characterized by the strongest heat release. Highest distance of the flame initiation point from the training edge is observed at an angle of 200°. The flame is most stretched at 80° coming along with the lowest flame intensity/heat release.

In summary, the flame in operating point OP2 performs an elongation/contraction movement in axial direction coming along with an oscillation in the intensity of heat release. However, a clear separation of opposing flames is still observed. Although the flow field is dynamic, the general criteria of micromix combustion still maintains and opposing flames are not merging.

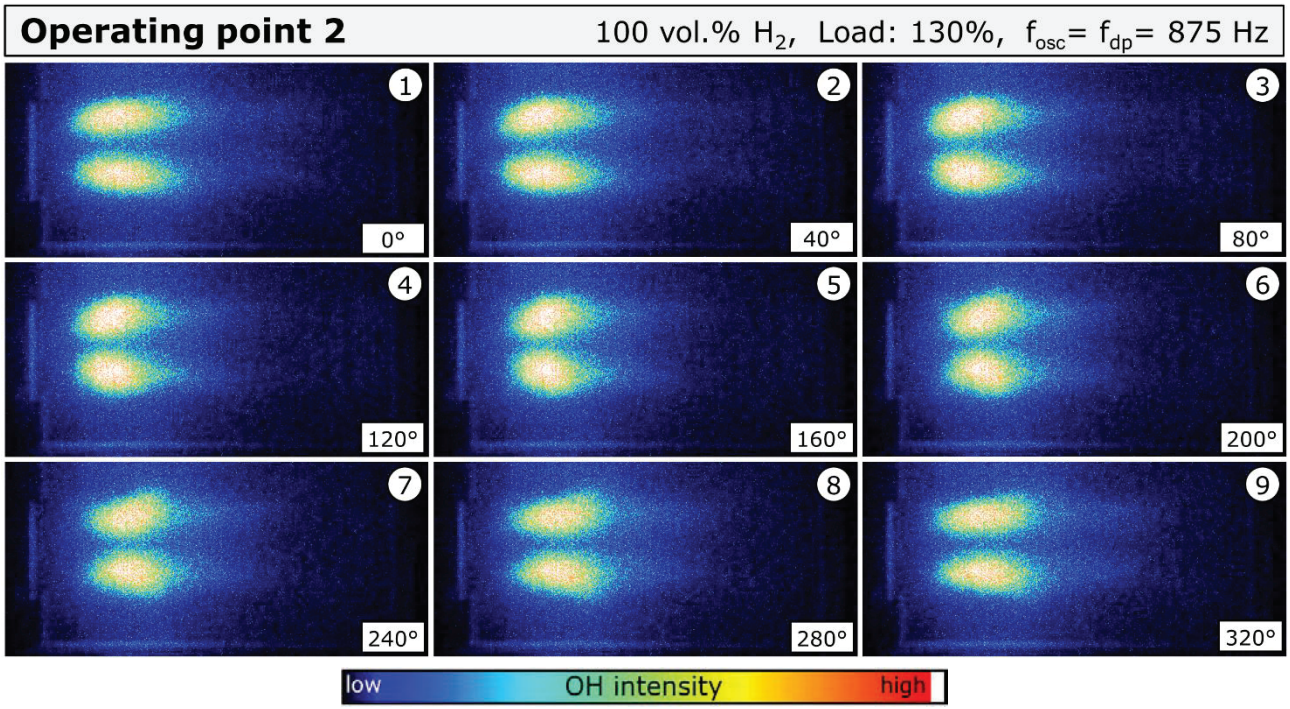



Figure 5.3 Representation of oscillation cycle of OP2 by average OH distribution for nine equidistant phase angle ranges.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

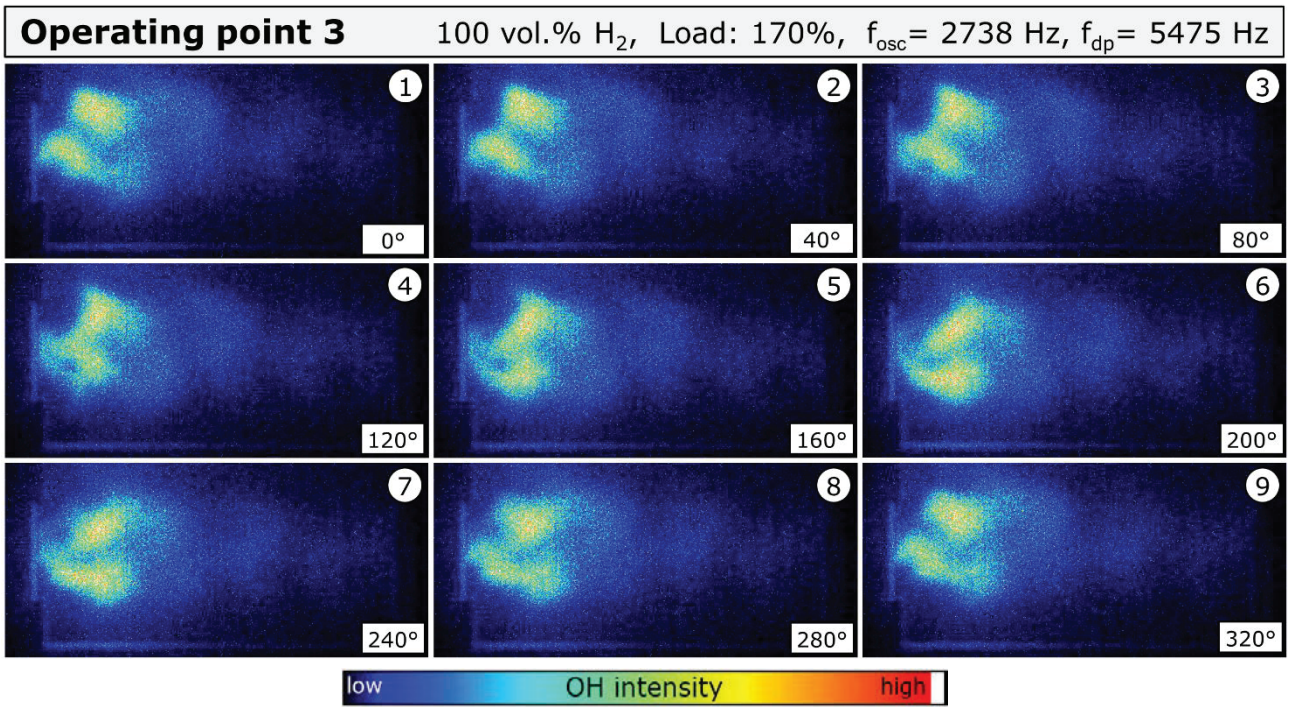



Figure 5.4 Representation of oscillation cycle of OP3 by average OH distribution for nine equidistant phase angle ranges.

Operating point 3

The fuel mass flow of operating point OP3 is exceeding the reference conditions by 70%. At this condition, combustion instability with a frequency of 5475 Hz and a dynamic pressure of 3.1 kPa(rms) is observed, compare Tab. 1. The flame shape for an oscillation cycle is displayed in Fig. 5.4. Note, that the representing frequency of the oscillation cycle in Fig. 5.4 is one half (=2,738 Hz) of the measured dynamic pressure frequency. This matter of fact will be explained in the following.

At an angle of 200° to 240°, the lower flame has a maximum in heat release. At an angle of 0° to 40°, the upper flame has a maximum in heat release. In contrast to OP2, both opposing flames thus have a temporal shift in their maximum point of heat release and the flames are not symmetrically. In fact, the flow field is strongly distorted: The AGP vortex is disturbed and it cannot fulfill the function of separating the flames anymore. Due to the strong momentum flux of the hydrogen jet, the fuel penetrates the AGP vortex and the heat release can initiate here. As a consequence, opposing flames strongly interact with each other, and a strong acoustic noise is noticeable.

As an outcome of this flame interaction effect on the general flow field, the resulting overall mode, is half. Each heat release maximum causes an acoustic pressure wave detected by the sensor. Since there are two heat releases in one oscillation cycle, the measured acoustic frequency is twice the frequency of the flow pattern. The frequency of the heat release of the single flame is thus half of the frequency of the acoustic pressure field.

## 5.3 Discussion

What does this results mean for the tendency of oscillation in the actual combustor? In the actual combustor, shown in Fig. 2.1 (right), the micromix flames are arranged annularly around the center. In the case, that the opposing flame are not perfectly lined up, which can happen due to manufacturing inaccuracies or simply due to the fact the diameters of the trailing edges are different, a circumferential momentum may be generated, that drives the spinning mode, shown in Fig. 3.1.

The observed combustion oscillation phenomena are currently happening at exceeding the design load conditions. In order to avoid this oscillation, the power rating of the micromix flames should not be exceeded. At the same time, the power rating of a micromix flame can be increased by scaling up the geometry. Thereby, it should be kept in mind, that this measure is a trade-off with NOx missions. Micromix flames tend to generate less NOx emissions, the smaller the geometry is, due to the reduction of residence time in the hot region of the flame.

Note the following limitation of the current study: First, the optical access is from the side only. The momentum, that would drive the spinning of the flame, is a transversal movement in the third dimension, which could not be captured in the current experimental set up. Second, this study is limited to atmospheric pressure conditions. However, such a pressure transition also modifies the flame dynamics within the combustor and must therefore be studied. Even though the spinning mode in Fig. 3.1 oscillation has also been observed at lower pressure than the rated engine pressure, the generality of the findings need to be confirmed at actual engine pressure.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 6. Summary

Micromix hydrogen flames have been experimentally investigated for combustion instabilities at atmospheric pressure conditions. At operating points exceeding the rated power significantly, longitudinal and with further increase of the power, transversal modes were identified. Due to the strong impact of the momentum flux of the fuel jet, the transversal mode comes along with penetration of hydrogen into the vortex structure that is responsible for flame separation. Interestingly, the oscillation frequency in this case is half of the frequency of the dynamic pressure field.


## Acknowledgements

The present research was funded by the NEDO grant project "Development and Demonstration Project for Low-NOx Hydrogen-fueled Gas Turbine Combustion Technology".


## References


(1) Witzel, B., Moell, D., Parsania, N., Yilmaz, E., Koenig, M., "Development of a fuel flexible $H_2$-natural gas gas turbine combustion technology platform", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-82881.

(2) Goldmeer, J., "Gas Turbines: Hydrogen Capability and Experience", 2020, online https://www.hydrogen.energy.gov /pdfs/06-Goldmeer-Hydrogen%20Gas%20Turbines.pdf

(3) Dodo, S., Karishuku, M., Yagi, N., Asai, T., Akiyama, Y., "Dry Low-NOx Combustion Technology for Novel Clean Coal Power Generation Aiming at the Realization of a Low Carbon Society" Mitsubishi Heavy Industries Technical Review Vol. 52, No. 2, 2015

(4) Cho, E.-S., Jeong, H., Hwang, J., Kim, M., "A novel 100% hydrogen gas turbine combustor development for industrial use", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-80619.

(5) Bouten, T., Withag, J., Axelsson, L.-U., Koomen, J., Jansen, D., Stuttaford, P., "Development and atmospheric testing of a high hydrogen flamesheet™ combustor for the OP16 gas turbine", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Virtual online, GT2021-59236.

(6) McClure, J., Bothien, M., Sattelmayer, T., "High-frequency mode shape dependent flame-acoustic interactions in reheat flames", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-81127.

(7) Lieuwen, T.C., "Unsteady Combustor Physics", Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2012.

(8) Reumschuessel, J.M., zur Nedden, P.M., von Saldern, J. G.R., Reichel, T.G., Cosic, B., Paschereit, C.O., "Automatized experimental combustor development using adaptive surrogate model-based optimization", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-81756.

(9) Funke, H.H.-W., Keinz, J., Kusterer, K., Haj Ayed, A., Kazari, M., Kitajima, J., Horikawa, A., Okada, K., "Development and Testing of a Low NOx Micromix Combustion Chamber for Industrial Gas Turbines", Proceedings of International Gas Turbine Congress 2015 Tokyo, Japan, pp.131-140.

(10) Horikawa, A., Okada, K., Uto, T., Uchiyama, Y., Wirsum, M., Funke, H. H.-W., Kusterer, K., "Application of Low NOx Micro-Mix Hydrogen Combustion to 2MW Class Industrial Gas Turbine Combustor", Proceedings of International Gas Turbine Congress 2019 Tokyo, IGTC-2019-129.

(11) Funke, H. H.-W., Boerner, S., Keinz, J., Kusterer, K., Kroniger, D., Kitajima, J., Kazari, M., Horikawa, A., "Numerical and Experimental Characterization of Low NOx Micromix Principle for Industrial Hydrogen Gas Turbine Applications", Proceedings of ASME Turbo Expo 2012, Copenhagen, DK, GT2012-69421.

(12) Horikawa, A., Okada, K., Yamaguchi, M., Aoki, S., Wirsum, M., Funke, H. H.-W., Kusterer, K., "Combustor development and engine demonstration of micro-mix hydrogen combustion applied to M1A-17 gas turbine", Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, Virtual online, GT2021-59666.

(13) Horikawa, A., Ashikaga, M., Yamaguchi, M., Ogino, T., Aoki, S., Wirsum, M., Funke, H. H.-W., Kusterer, K., "Combined heat and power supply demonstration of micro-mix hydrogen combustion applied to M1A-17 gas turbine", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-81620.

(14) Sun, X., Martin, H., Gauthier, P., Sethi, B., "Sensitivity study on species diffusion models in turbulent combustion of hydrogen/air jet in crossflow structure", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-83097.

(15) Landry-Blais, A., Sivic, S., Picard, M., "Micro-mixing combustion for highly recuperated gas turbines: Effects of inlet temperature and fuel composition on combustion stability and NOx emissions", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-77959.

(16) French, A., Mingione, G., Schettino, A., Roncioni, P., Vitagliano, P.L., Minervino, M., "Parameter studies and simulations of a hydrogen micromix combustor", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-81784.

(17) Devriese, C., De Paepe, W., Snijders, S., Bastiaans, R., "The design and optimization of a 100% hydrogen micro gas turbine micromix combustor: Preliminary hydrogen injection depth characterisation using cold flow steady RANS", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-80805.

(18) Funke, H. H.-W., Beckmann, N., Abanteriba, S., "An overview on dry low NOx Micromix combustor development for hydrogen-rich gas turbine applications," International Journal of Hydrogen Energy, vol. 44, no. 13, pp. 6978–6990.

(19) Kamiya, H., Kroniger, D., Horikawa, A., Yamaguchi, M., "Investigations of Combustion Instability in A Micro0mix Combustor under Hydrogen and Natural Gas Co-firing", Proceedings of 49th regular lecture of Gas Turbine Society of Japan, GTSJ-2021-A4 *(in Japanese)*.

(20) Sun, X., Abbott, D., Singh, A.V., Gauthier, P., Sethi, B., "Numerical investigation of potential cause of instabilities I a hydrogen micromix injector array", Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, Virtual Online, GT2021-59842.

(21) Abbott, D., Giannotta, A., Sun, X., Gauthier, P., Sethi, V., "Thermoacoustic behavior of a hydrogen micromix aviation gas turbine combustor under typical flight conditions", Proceedings of ASME Turbo Expo 2021, Virtual Online, GT2021-59844.

(22) Koomen, J., Dammers, T., Demougeot, N., Stuttaford, P., Heinze, J., Stockhausen, G., Fleing, C., "High pressure testing with optical diagnostics of a hydrogen retrofit solution to eliminate carbo emissions", Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, Rotterdam, NL, GT2022-82652.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-3

# タービン翼の温度・応力・ひずみ推定のための サロゲートモデル構築に関する研究

# A Study on Surrogate Models for Transient Temperature, Stress and Strain Estimation of Turbine Blade

○酒井 英司[*1]　高橋 俊彦[*1]
SAKAI Eiji　TAKAHASHI Toshihiko

**ABSTRACT**

For smart maintenance of gas turbine blades, it is necessary to monitor temperature, thermal stress and strain of the blade during operation. However, it is difficult to install sensors to the blade because combustion gas is extremely high temperature. Therefore, in this study, we applied Gaussian process regression to the results of conjugate heat transfer simulations and thermal stress simulations, and surrogate models for estimating transient change in temperature, thermal stress and strain under arbitrary conditions were obtained. Optimal kernel function was selected for temperature, thermal stress and strain estimations, respectively. Although there are some discrepancies in some conditions, estimated temperature, thermal stress and strain by the surrogate models adequately agreed with the computational results.

**キーワード：** タービン翼，温度解析，熱応力解析，代替モデル
**Key Words:** Turbine Blade, Conjugate Heat Transfer, Thermal Stress Simulation, Surrogate Model

## 1. はじめに

再生可能エネルギーの導入拡大にともない，発電用ガスタービンでは頻繁な負荷変化運転がなされており，熱疲労損傷の加速が懸念されている。ガスタービンの信頼性を維持しながらも，タービン翼の交換や補修の時期を合理的に判断して修繕費を抑制するためには，運転中のタービン翼の温度や応力，ひずみの過渡的な変化をオンラインで監視することが有効である。しかしながら，ガスタービン内部は高温であるためセンサを取り付けることは困難である。

著者らは前報[(1)(2)]において，数ケースの温度解析結果に対してガウス過程回帰を適用し，サロゲートモデルを導出することで，任意の条件に対してタービン翼の温度変化を高速かつ高精度に推定できる可能性があることを示した。

本報では同様の手法を熱応力解析結果にも適用し，任意の運転条件に対して，タービン翼の温度や応力，ひずみを高速に推定するためのサロゲートモデルを構築することを試みた。疲労損傷の監視の観点から，ミーゼス相当応力と相当ひずみを推定することを目的として，カーネル関数や説明変数の違いが推定精度に及ぼす影響について検討した。

*1　（一財）電力中央研究所
〒240-0196　神奈川県横須賀市長坂2-6-1
E-mail: e-sakai@criepi.denken.or.jp

## 2. 解析対象と解析手法

### 2.1 解析対象

前報[(1)]と同様に，単純な冷却構造を持つ 2 次元タービン翼を解析対象とした。Fig. 1 に解析モデルを示す。温度解析では，主流入口に質量流量と全温を与え，主流出口で静圧を固定した。流路 1 ピッチ分を解析対象とした。時間変化するパラメータとしては，主流流量 $G_{in}$，主流全温 $T_{in}$，内部冷却流路面の熱伝達率 $h_c$ とした。NEDO プロジェクト「機動性に優れる広負荷帯高効率ガスタービン複合発電の要素研究」の開発目標（ホットスタート時の起動時間 10 分、出力変化速度 20%／分[(3)]）を参考に，

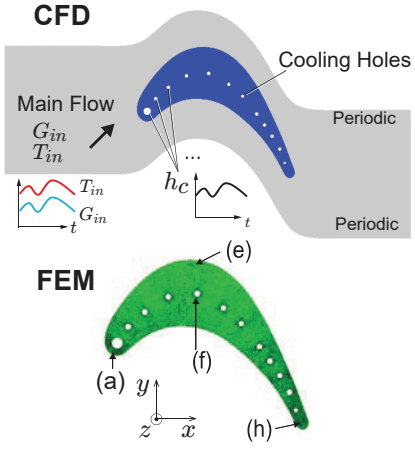



Fig. 1　Computational models

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

さらに急速な負荷変化条件を設定した。これは急速な負荷変化に対応できれば，通常の負荷変化に対応可能であると考えたためである。

温度解析には Fluent 12.0 を用い，流体構造連成解析を行った(セル数:約 32 万)。対流項の離散化は 3 次 MUSCL 法，粘性項の離散化は二次中心差分とした。乱流モデルとしては Spalart Allmaras モデル[4]を用いた。一方，熱応力解析には Abaqus 2018 を用いた。2 次元翼に対して，メッシュを $z$ 方向（Fig.1 の紙面方向）に 1 層押し出し，厚さ 0.5mm の薄板状の 3 次元メッシュを作成した（6 面体一次要素，要素数約 6500，接点数約 14000)。平面応力条件の模擬として，Fig.1 の＋z 面と–$z$ 面（手前と奥の面）において平面かつ平行を保つように拘束条件を設定した。すなわち–$z$ 面では $z$ 方向変位を拘束した上で，後縁付近および前縁付近の点でそれぞれ $x$ 方向変位，$x$ 方向と $y$ 方向の変位を拘束した。＋$z$ 面については $z$ 方向に等変位拘束とした。

温度解析により得られた翼構造内の温度分布をタイムステップ毎に補間して与え，また遠心力を想定した引張応力（130MPa）を+$z$ 面に一様に作用させて，熱応力解析を行った。熱応力解析としては，弾性解析および弾塑性クリープ解析の 2 種類を実施した。弾塑性クリープ解析では応力とひずみの関係をバイリニア型とし，移動硬化則を適用した。クリープ特性はノートン則により与えた。

## 2.2 学習データと検証データ

Fig.2 に黒線で示した 9 条件について，温度解析，弾性解析もしくは弾塑性クリープ解析を行い，その結果を学習データとした。弾性解析に基づくサロゲートモデル構築では，1 周期目の計算結果（0～600s）を学習データとしたが，弾塑性クリープ解析に基づくサロゲートモデル構築では，応力とひずみのヒステリシスを考慮して 2 周期目の計算結果（600～1200s）を学習データとした。

サロゲートモデルの検証は学習データと異なる条件（図中の赤線，Test 1 と Test 2）についてそれぞれ温度解析，弾性解析もしくは弾塑性クリープ解析を行い，サロゲートモデルによる推定結果と比較して行った。

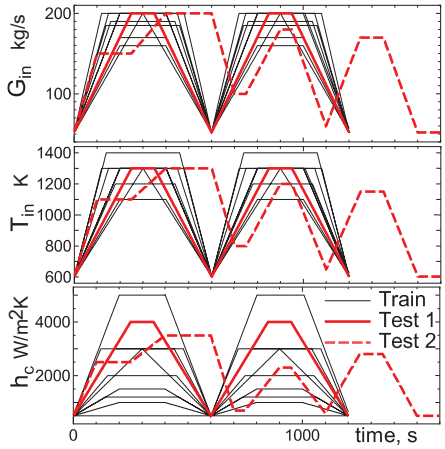



Fig.2 Transient conditions of the temperature analyses for train and test data

## 2.3 説明変数と出力応答

本研究では，温度，応力，ひずみを推定するためのサロゲートモデルを別々に構築した。温度推定のためのサロゲートモデルでは，$G_{in}$，$T_{in}$，$h_c$ に加えて一時刻前の温度を説明変数とした[1]。

応力（あるいはひずみ）に対するサロゲートモデル構築では，上記より推定された温度（一時刻前と現時刻）を説明変数に加えた。当初は一時刻前の応力（あるいはひずみ）を説明変数に加えなかったが，サロゲートモデルの推定精度が低かったため，一時刻前の応力（あるいはひずみ）を説明変数に加えることにした。一時刻前の推定値(出力応答)を次の時刻の説明変数とする場合は，初期値からスタートして，陽解法的に出力応答を逐次推定した。

また，応力とひずみは互いに影響を及ぼすと考えられるため，応力の推定においてはひずみを説明変数に加え，またひずみの推定には応力を説明変数に加え，応力とひずみを反復計算により推定する方法についても検討した。

応力やひずみの推定に関しては，熱応力解析結果から得られるミーゼス相当応力や相当ひずみを学習して，これらを直接推定するサロゲートモデルを構築する場合と，応力 6 成分，熱応力によるひずみ 6 成分（全ひずみから熱膨張によるひずみを引いたもの）を推定するサロゲートモデルをそれぞれ構築して，各サロゲートモデルの推定値を用いてミーゼス相当応力と相当ひずみを算出する場合について，推定精度を比較した。

温度推定における初期値は 600K, ひずみ推定における初期値は 0，応力推定の初期値はミーゼス相当応力および s33 成分（1,2,3 は $x$,$y$,$z$ 方向）については 130MPa，s33 以外の応力成分についてはいずれも 0MPa とした。

## 2.4 カーネル関数の選定

サロゲートモデルの構築は，前報[1]と同様に， python の機械学習ライブラリである scikit-learn を用いて，ガウス過程回帰を適用して行った。温度推定のためのサロゲートモデル構築には RBF カーネル[4]を用いた。応力とひずみのサロゲートモデル構築には Matern カーネル（ν=0.5）[4]を使用する場合と，Matern カーネル（ν=0.5）と ARD カーネル[4]の 2 種類を使用する場合について検討した。

・RBF カーネル

$$K\left(\mathbf{x}^{(i)},\mathbf{x}^{(j)}\right)=\theta_0\exp\left\{-\frac{\theta_1}{2}\left\|\mathbf{x}^{(i)}-\mathbf{x}^{(j)}\right\|^2\right\}+\theta_2$$

・Matern カーネル

$$K\left(\mathbf{x}^{(i)},\mathbf{x}^{(j)}\right)=\theta_0\exp\left(-\frac{d_{i,j}}{\theta_1}\right)+\theta_2$$

・ARD カーネル

$$K\left(\mathbf{x}^{(i)},\mathbf{x}^{(j)}\right)=\theta_0\exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{k=1}^{m}\theta_{1,k}\left(x_k^{(i)}-x_k^{(j)}\right)^2\right\}+\theta_2$$

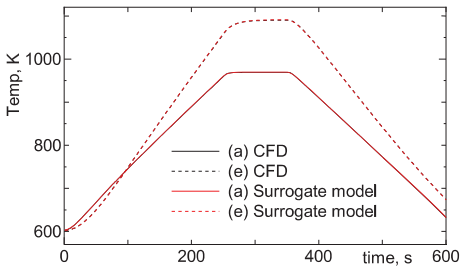
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

この場合は，学習段階においてそれぞれのカーネル関数を用いてサロゲートモデルを構築しておき，時々刻々の推定において，標準偏差（不確かさ）が小さい方のサロゲートモデルの推定値を採用した。なお，RBF カーネルを加えた 3 種類のカーネル関数を用いる場合も試したが，推定精度に明確な改善が見られなかったため，本報では 2 種類のカーネル関数を用いた場合について述べる。

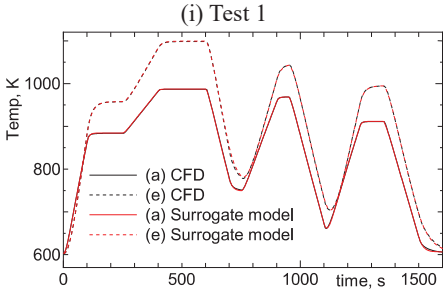
## 3. サロゲートモデルによる推定

### 3.1 温度推定

温度推定に関しては前報[1]で詳述しているが，学習データ数や温度推定点が異なるため，簡単に述べる。Fig. 3 に，結果の一例として点（a）と点（e）について，サロゲートモデルによる温度推定結果と温度解析結果を比較して示す。Fig. 3 より，サロゲートモデルによる温度推定結果が温度解析結果と良好に一致している。




(i) Test 1




(ii) Test 2

Fig.3 Temperature estimations with surrogate model

### 3.2 弾性解析に基づくサロゲートモデル

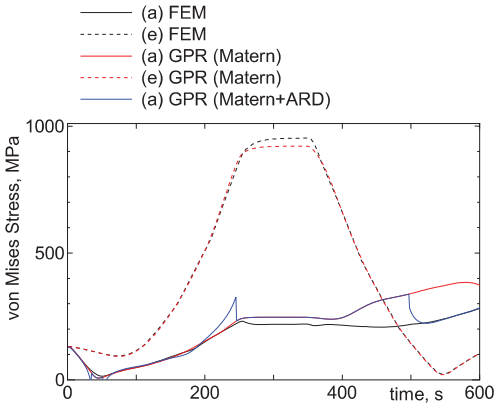
#### 3.2.1 応力の推定

**（1）ミーゼス相当応力を直接推定する場合**

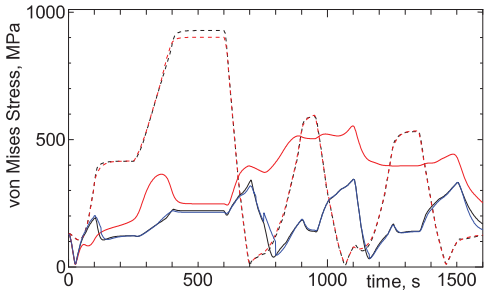
次に，弾性解析の結果からミーゼス相当応力を算出し，これを学習することで，ミーゼス相当応力を推定するサロゲートモデルを構築した。Fig. 4 に結果の一例として，点（a）と点（e）について，サロゲートモデルによるミーゼス相当応力の推定結果を示す。カーネル関数としては Matern カーネルのみを使用した場合と，Matern カーネルと ARD カーネルを併用した場合について示した。

Matern カーネルのみを使用した場合（赤線），点（e）では比較的良好な結果が得られているものの，点（a）においてミーゼス相当応力の推定精度が低いことがわかる。特に Test 2 の条件において，熱応力解析結果と大きくずれている。

Fig. 4 中の青線は，点（a）について，Matern カーネルと ARD カーネルを使用してミーゼス相当応力を推定したものであり，Test 1 の 500s あたりで少し誤差があるものの，Test2 の条件では推定精度が大幅に改善している。このことから複数のカーネル関数を使用することで推定精度が向上することがわかった。




(i) Test 1




(ii) Test 2

Fig. 4 von Mises stress estimations with surrogate model

**（2）応力 6 成分を直接推定する場合**

Fig. 4 において，Test1 における点（a）の推定結果を見ると，2 種類のカーネル関数を使用した場合においても，サロゲートモデルの推定結果に誤差が見られる。そこで，応力 6 成分をサロゲートモデルで推定し，その推定値を用いてミーゼス相当応力を算出することで，ミーゼス相当応力の推定精度が向上するか検討した。

Fig. 5 に，Test 1 の条件について，サロゲートモデルにより推定した応力 6 成分（点（a））を示す。s33 成分以外については Matern カーネルのみを使用したが，s33 成分については Matern カーネルのみを使用した場合と，Matern カーネルと ARD カーネルを併用した場合を示す。

Fig. 5 より，サロゲートモデルにより応力 6 成分を比較的良好に推定できることがわかる。s33 成分の比較から，カーネル関数を 2 種類使用することで推定精度が向上することも確認できる。Fig. 6 は Fig.5 で得られた応力 6 成分から算出したミーゼス相当応力を示しており（s33 成分は 2 種類のカーネル関数を使用して推定），サロゲートモデルによる推定結果が熱応力解析結果と良好に一致している。Fig.4 と Fig. 6 の比較より，ミーゼス相当応力を直接推定するのではなく，応力 6 成分をサロゲートモデルで推定し，ミーゼス相当応力を算出する方が高い

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

精度を得られることがわかった。

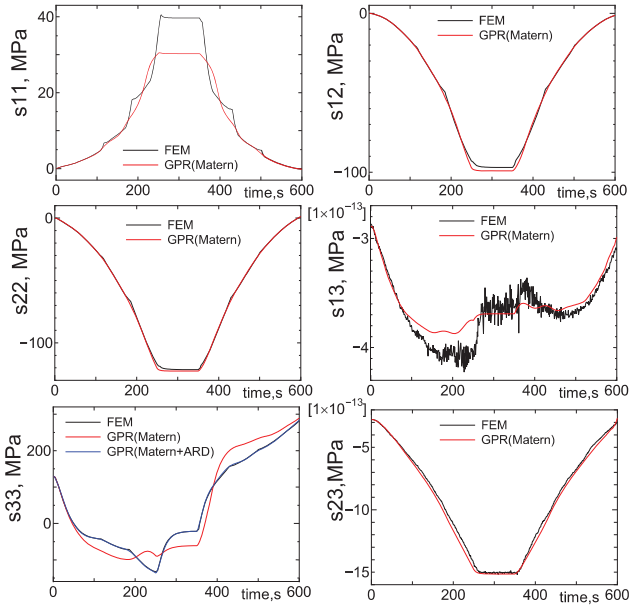
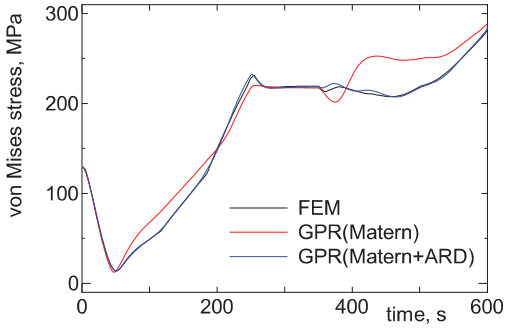
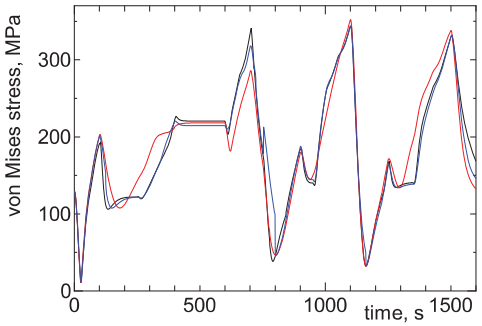



Fig.5 Estimations of s11～s23 for point (a)




（i） Test 1



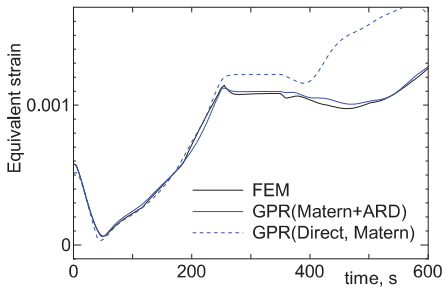

（ii） Test 2

Fig. 6 von Mises stresses for point (a)

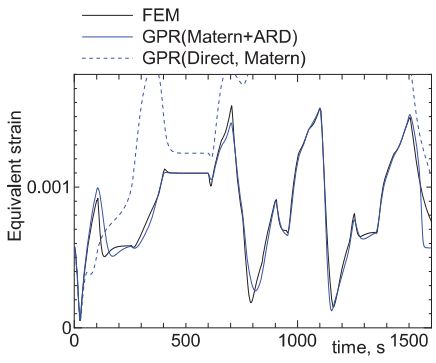
### 3.2.2　ひずみの推定

応力 6 成分を推定する方がミーゼス相当応力を直接推定するよりも推定精度が向上したため，相当ひずみの推定においても熱応力に起因するひずみ 6 成分をサロゲートモデルにより推定し，その推定値から相当ひずみを算出することにした。Fig.7 に，点（a）についてサロゲートモデルにより推定された相当ひずみを示す（青実線）。カーネル関数としては s33 成分のみ 2 種類のカーネル関数を使用している。Fig.7 から，サロゲートモデルにより相当ひずみを良好に推定できることがわかる。

なお，Fig.7 には Fig.4 と同様に相当ひずみをサロゲートモデルにより直接推定した場合（Matern カーネルを使用）の結果についても青破線で示しており，青実線と比べて推定精度が低い。




(i) Test1




(ii) Test 2

Fig. 7 Equivalent strains for point (a)

### 3.2.3　応力とひずみの関係

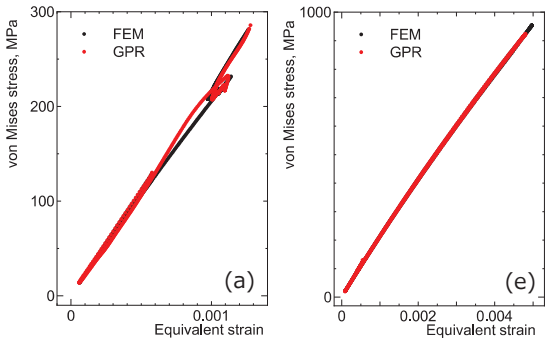
Fig.8 に，点（a）と点（e）についてミーゼス相当応力と相当ひずみの関係を示す。なお点（a）については Fig. 6 と Fig. 7 で推定した結果，点（e）については，ミーゼス相当応力と相当ひずみを直接サロゲートモデルにより推定した場合でも良好な推定精度が得られたため，この結果を示した。サロゲートモデルにおいても，弾性解析と同様に，ミーゼス相当応力と相当ひずみが比例する傾向が推定された。

### 3.2.4　初期値の影響

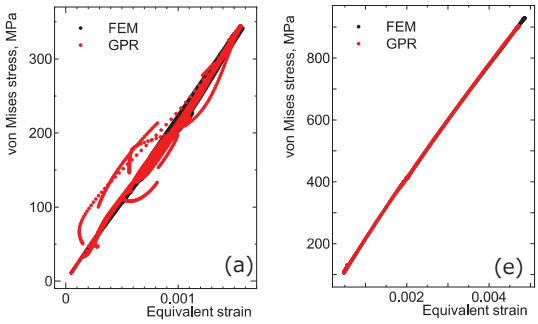
前報[1]ではサロゲートモデルによる温度推定において，初期温度の誤差に起因した温度推定誤差が時間進行とともに減衰することを示した。ここでは，サロゲートモデルによる応力やひずみの推定において，初期値の誤差が推定結果に及ぼす影響について調べた。

Fig. 9 に，点（a）について，初期値を変えた際の Test2 の条件における応力とひずみ s33 成分の推定結果を示す。応力の初期値としては，基準条件の±1000MPa，ひずみの初期値としては基準条件の±0.1 とした。Fig. 9 において初期値の違いに起因した推定誤差は時間進行とともに急速に減衰することがわかった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

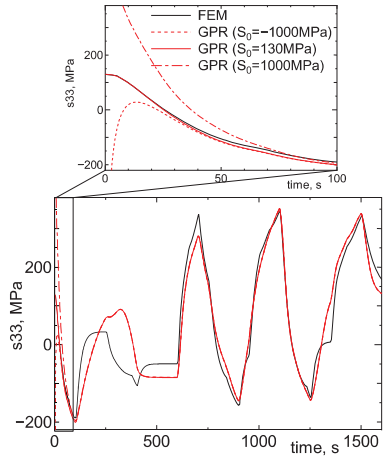



(i) Test 1

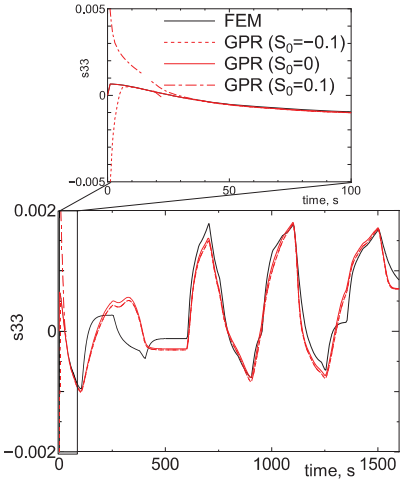



(ii) Test 2

Fig. 8 Relationship between stress and strain




(i) Stress




(ii) Strain

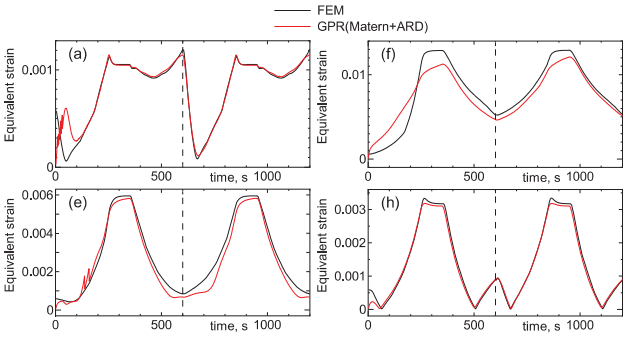
Fig. 9 Effects of initial conditions

### 3.3 弾塑性クリープ解析に基づくサロゲートモデル

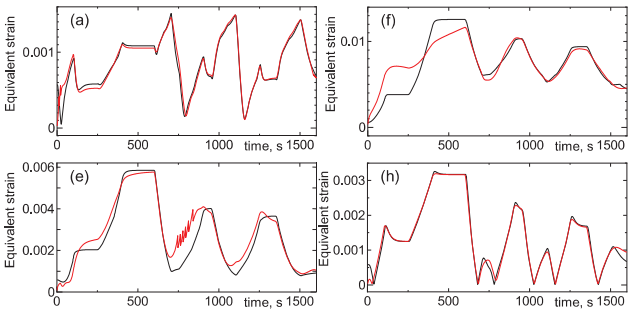
ここでは塑性変形がともなう場合においてもサロゲートモデルによりミーゼス相当応力や相当ひずみが推定可能かどうか検討した。弾性解析と同様に，Fig.2 の 9 ケースの弾塑性クリープ解析結果に基づいて，サロゲートモデルを構築した。応力 6 成分、ひずみ 6 成分に対するサロゲートモデルをそれぞれ構築することとし，カーネル関数としては，全ての成分について，Matern カーネルと ARD カーネルを用いた。

#### 3.3.1 ひずみの推定

Fig. 10 に点（a）（e）（f）（h）について，サロゲートモデルにより推定した相当ひずみと熱応力解析結果を比較して示す。600s 以降（2 周期目）について比較すると，Test2 の条件において点（e）の 750s 付近で誤差が見られるものの、サロゲートモデルは相当ひずみを良好に推定できている。




（i） Test 1




（ii） Test 2

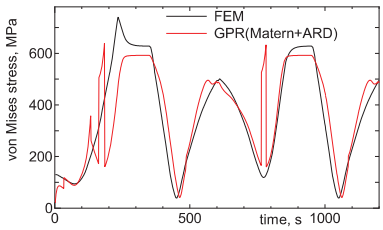
Fig. 10 Estimations of equivalent strain

#### 3.3.2 応力の推定

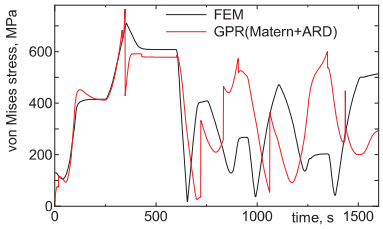
**（1）説明変数にひずみ情報（一時刻前と現時刻）を加えない場合**

Fig.11 に点（e）について、サロゲートモデルによるミーゼス相当応力の推定結果を示す。Fig.10 に示した相当ひずみに比べて推定精度が低下しており，特に Test2 の条件において，750s 以降の傾向が捉えられていない。そのため，ひずみ情報を説明変数に追加することで，応力の推定精度が向上するか検討した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(i) Test 1

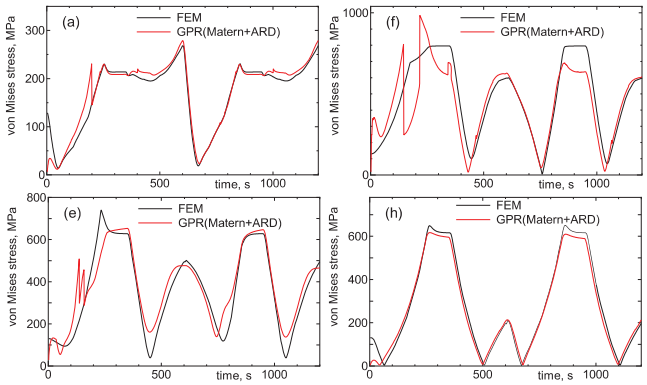



(ii) Test 2

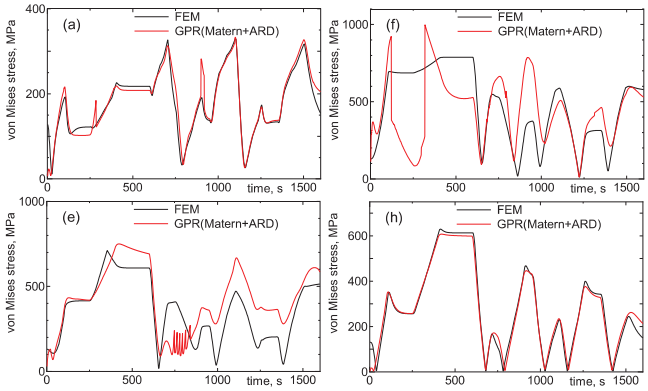
Fig. 11 Estimations of von Mises stresses for point (e)

**（2）説明変数にひずみ情報（一時刻前と現時刻）を加える場合**

Fig.12 に点（a）（e）（f）（h）について，ミーゼス相当応力の推定結果を示す。Test2 について，点（e）を見ると，定量的にはずれがあるものの，750s 以降の定性的な傾向が捉えられており，Fig.11（ii）に比べて応力の推定精度が向上している。このことから，弾塑性クリープ解析結果に対して，応力成分を推定するためのサロゲートモデルを構築するためには，ひずみ成分を説明変数に加える方が良いことが示された。




(i) Test 1




(ii) Test 2

Fig. 12　Estimations of thermal stresses

### 3.3.3　反復計算による応力とひずみの推定

次に反復計算により応力とひずみを推定することで精度が向上するか検討した。具体的な手順は以下の通りである。①サロゲートモデルにより推定した温度を元にひずみ成分を推定（応力は説明変数に加えない），②推定されたひずみ成分と温度を元に，応力成分を推定，③推定された応力成分と温度を元に，ひずみ成分を推定，②と③を繰り返して応力とひずみを更新する。なお②と③の繰り返し回数は 5 回とし，緩和係数を 0.5 とした。Fig. 13 と Fig. 14 にそれぞれ Test1 と Test2 の条件について，点（a）（e）（f）（h）におけるミーゼス相当応力と相当ひずみの推定結果を示す。両図において左がミーゼス相当応力，右が相当ひずみに相当する。

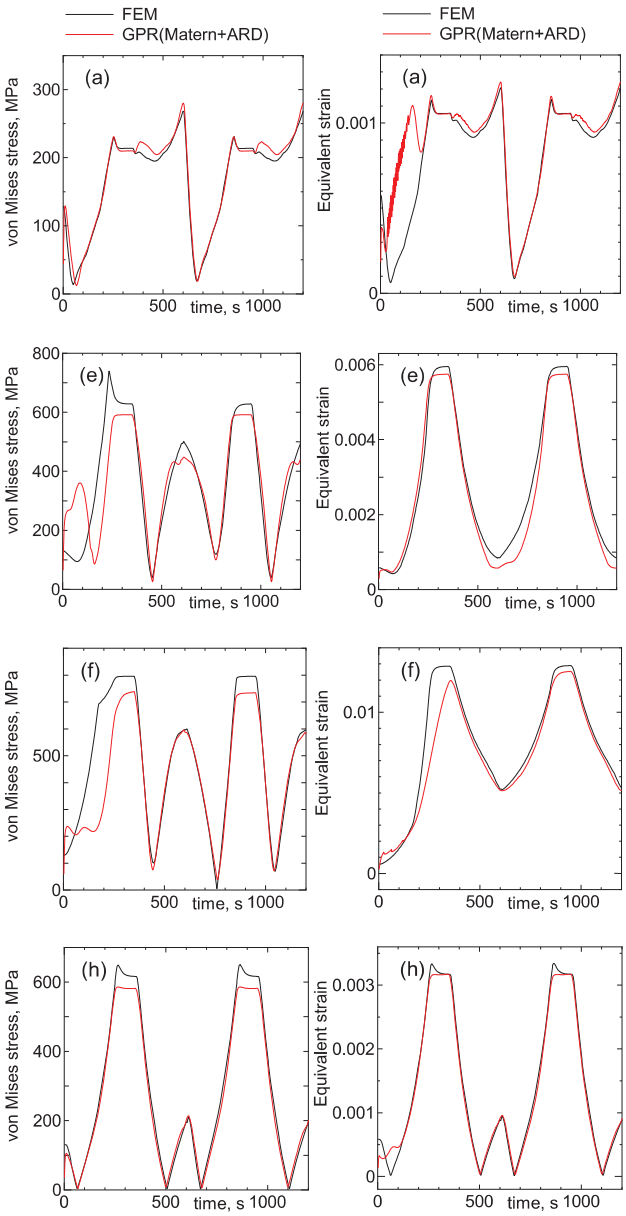



Fig. 13 Estimations of von Mises stresses and equivalent strains for Test 1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Test 1 の条件について，Fig. 13 左で点（f）において 900 秒辺りを見ると，Fig.12（i）に比べて応力の推定精度が若干改善しているが，点（e）や点（h）では応力の推定精度が若干低下している。Test 2 の条件に対しても，Fig. 14 左と Fig.12(ii)を比較すると，ミーゼス相当応力の推定において，明確な推定精度の向上は見られなかった。

ひずみについても同様で，Fig.13 右と Fig.14 右において Fig.10 と同様の結果になっている。

このことから，反復計算は不要であり，応力とひずみを推定に関しては，温度に基づいてひずみを推定し，得られたひずみと温度に基づいて応力を推定することで、不要な労力とサロゲートモデルによる推定のための所要時間を短くできると推察される。

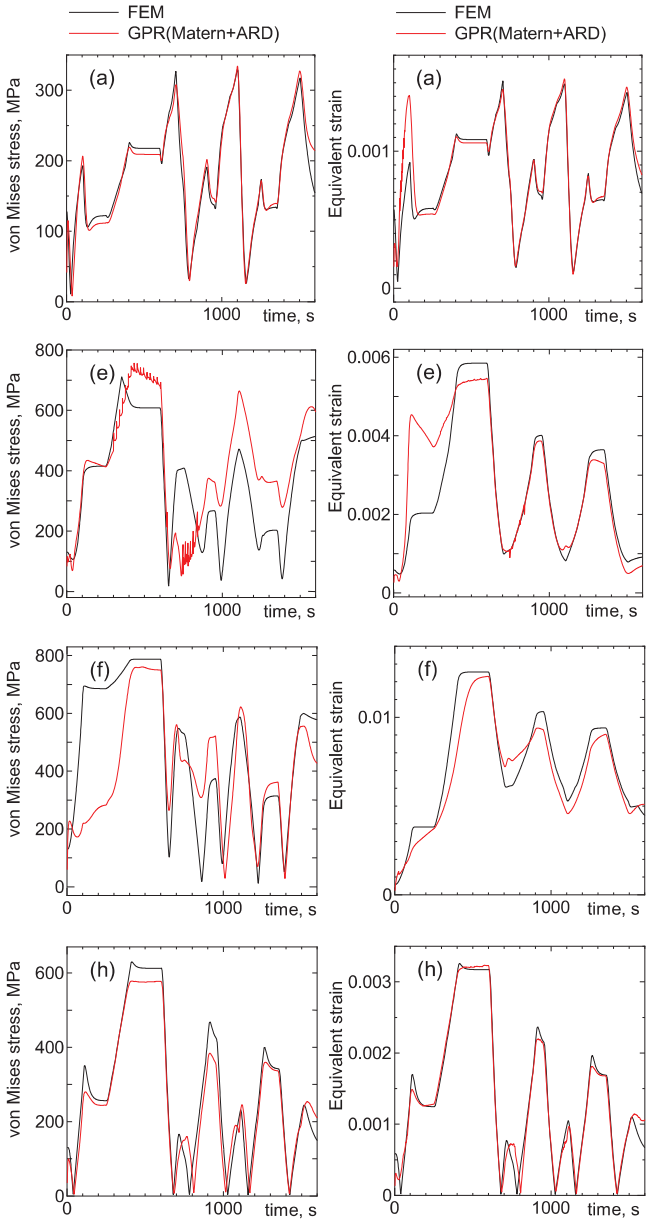
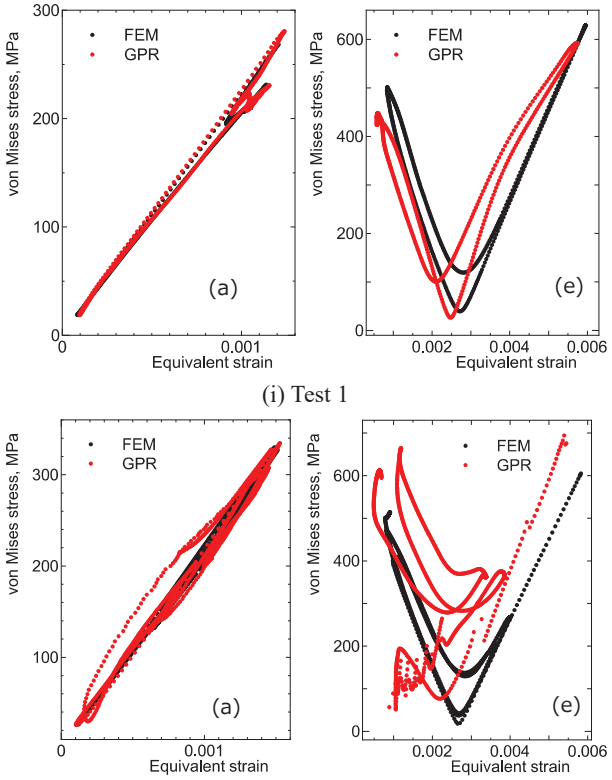



Fig. 14 Estimations of von Mises stresses and equivalent strains for Test 2

### 3.3.4　応力とひずみの関係

Fig.15 に，点（a）と点（e）について，反復計算により得られたミーゼス相当応力と相当ひずみの関係を示す（反復計算する場合としない場合で大きな違いは無かったため，反復計算した結果を示した）。点（e）では塑性変形が生じるため，応力とひずみの関係が単純な比例関係にならないが，サロゲートモデルでもこうした関係が再現されている。しなしながら Test 2 の結果を見ると明らかなように誤差が見られ，さらなる検討が必要である。




(i) Test 1

(ii) Test 2

Fig. 15 Relationships between stress and strain

## 4.　まとめ

ガスタービン翼の温度やミーゼス相当応力，相当ひずみのオンライン推定を目的に，温度解析結果と熱応力解析結果に対してガウス過程回帰を適用してサロゲートモデルを構築し，その推定精度や精度向上の方法について検討した。得られた結論を以下に示す。

- サロゲートモデルによる応力とひずみの推定においては，Matern カーネル単独よりも，Matern カーネルと ARD カーネルを併用することにより，また，ミーゼス相当応力や相当ひずみを直接推定よりも，応力やひずみの各成分をサロゲートモデルにより推定し，その推定結果を用いてミーゼス相当応力や相当ひずみを算出する方が，高い推定精度が得られる。
- 応力の推定に関しては，温度とひずみ，一時刻前の応力を説明変数としてサロゲートモデルを構築することで，ひずみ情報を説明変数としない場合に比

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

べて，推定精度が向上する。

- 応力とひずみの推定において，初期値に起因した推定誤差は急速に減衰し，サロゲートモデルによる推定結果は熱応力解析結果に漸近する。
- 弾塑性クリープ解析結果に基づくサロゲートモデルの構築に関しては，今後，高精度化方法の検討やさらなる検証を行う必要がある。

## 参 考 文 献


(1) 酒井英司，高橋俊彦，タービン翼の過渡温度解析の代替モデリングに関する研究，ガスタービン学会誌，第 48 回日本ガスタービン学会定期講演会 講演論文集 B-19 (2020).

(2) Sakai, E., Takahashi, T., Ozawa, Y., A Sample of the Manuscript for Annual Conference, J. of Gas Turbine and Power, Vol. 46, No. 3 (2018), pp. 100-105.

(3) 国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術開発機構, NEDO 環境分野の取り組み 2020, p.27 (2020).

(4) 明治大学理工学部データ化学工学研究室ホームページ, https://datachemeng.com/kernel_design_in_gpr/


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-4

# 選択的レーザー溶融法により造形した Ni 基超合金 IN718 の微視組織および機械的特性に及ぼす予備加熱の影響

# Effects of preheating on microstructure and mechanical properties of Ni-Based Superalloy IN718 fabricated by selective laser melting

○後藤 崚友[*1] 篠田 侑賛[*1] 筧 幸次[*1] 近藤 拓未[*2]
GOTO Ryoyu SHINODA Yusuke KAKEHI Koji KONDO Takumi

**ABSTRACT**

Substrate preheating is a relatively new strategy that affects the microstructure and mechanical properties of IN718 and has been studied to reduce Nb segregation in the interdendritic region and improve mechanical properties by the selective laser melting (SLM) process. In SLM, samples produced at 200°C (PH200) and 600°C (PH 600) were examined by scanning electron microscopy (SEM), transmission electron microscopy (TEM), and energy dispersive spectroscopy (EDS). Nb segregation in the interdendritic region was observed in the PH600 specimens. In contrast, the PH600 specimen had a dendrite microstructure and low Nb segregation was observed; the amount of Nb segregation was much lower in PH600 than in PH200, mainly due to the difference in cooling rates during the SLM process; the Laves phase decreased with the decrease in Nb segregation in PH600. As a result, creep rupture life and ductility of SLMIN718 at 650°C/550 MPa were improved by preheating at 600°C.

**キーワード**：Ni 基超合金，IN718，選択的レーザー溶融法，予備加熱，Nb 偏析
**Key Words:** Ni-based superalloy, IN718, Selective laser melting, substrate preheating, Nb segregation

## 1. 緒言

Inconel 718（以下 IN718）は，650℃以下の温度域において，優れた高温強度特性，耐食性および組織安定性を有する析出強化型 Ni 基超合金であり，ジェットエンジンにおいてケースやタービンディスク，さらには燃料パイプといった様々な箇所で使用されている．IN718 をはじめとした航空宇宙分野で用いられる金属材料は高価であり，構造部品の材料歩留まりの向上と軽量化が求められているものの，現状の除去加工では歩留まりが悪く，複雑形状の作製にも限界がある．そこで近年，3D プリンティング技術として知られている付加造形技術（Additive Manufacturing）が注目されている．選択的レーザー溶融（Selective Laser Melting :SLM）法はその一種であり，特に中空材などの複雑形状を有する部品を滑らかかつ高精度に製造することができる．しかし，これらの技術を実用化する上で，現状では様々な課題があり，従来材と比較し，特に添加元素の局所的な濃縮による有害相の析出，およびそれに付随した機械的特性の劣化が問題視されている[(1)－(7)]．この有害相は材料の機械的特性，特に延性を劣化させるため，改善が必要とされている．添加元素の偏析については，付加造形の加工プロセスである局所的なレーザー入熱による加熱と急冷に起因している．この課題を解決するため，加工パラメータ[(8)(9)]，積層方向[(10)(11)]，走査方法[(12)]等の探索により，機械的特性の改善が試みられている．これまで試みられた造形パラメータの変更に関する研究はレーザー出力，走査速度，走査方法などに焦点を当てていたが，粉末を敷くベースプレートの予熱温度を変更することに注目した研究は少ない．

そこで，本研究ではベースプレートの予備加熱のプロセスを導入し，材料内部の元素偏析を抑制することによって，その影響を明らかにすることを目的とした．

## 2. 実験方法

本研究では，Yb ファイバレーザーを熱源とする SLM 造形装置 SLM 280HL とガスアトマイズ法により製造された合金粉末である LPW 718（Table 1）を用いて，Ar ガス雰囲気下でブロックを異なるベースプレート温度で造形した．一方はベースプレート温

*1 東京都立大学
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1
*2 愛知産業株式会社 相模原事業所
〒252-0331 神奈川県相模原市南区大野台4-3-15

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 1 Chemical compositions of LPW718 powder (wt%).

| Ni | Cr | Nb | Mo | Ti | Al | Co | Cu | C | Ca,Mg | Mn | P | Fe |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 52.75 | 19.02 | 5.22 | 3.1 | 0.95 | 0.47 | 0.2 | <0.2 | 0.06 | <0.01 | 0.04 | 0.006 | 18.07 |

度を 200℃ (PH200) に，もう一方は 600℃ (PH600) とした. 他のパラメータは同一とし, Table 2 に示す. レーザー走査は，Fig. 1 に示すように各層ごとにジグザグパターンを 33° 回転させたチェスボードパターンである.

Table 2 Process parameters of SLM.

| Power (W) | Scanning Speed (mm/s) | Hatch Spacing (μm) | Thickness (μm) |
|---|---|---|---|
| 255 | 980 | 120 | 30 |

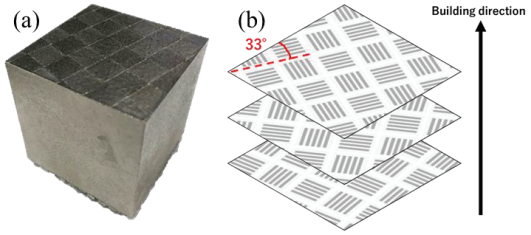



Fig. 1 (a)Block built by SLM 280 HL and (b)scan strategy.

造形したままの材料に, AMS5662 に準拠した標準熱処理を施した. 造形したままの材料を as-built 材，熱処理（溶体化時効処理）を施した材料を solution treatment and aging の頭文字をとって STA 材とする. 溶体化時効処理については，982ºC/1h/AC + 718ºC/8h/ FC+621ºC/10h/AC を施した. 微視組織観察には走査型電子顕微鏡（SEM），透過型電子顕微鏡（TEM），エネルギー分散型 X 線光（EDS）を用いた．元素偏析や析出物の面積率の計算には，画像処理ソフトウェアの Image J を用いた.

材料の機械的特性を調査するために，引張試験，クリープ試験および疲労試験を実施した．引張試験の条件は試験温度 650℃，ひずみ速度 $4.25\times10^{-4}$ $s^{-1}$ とした．クリープ試験は試験温度 650℃，負荷応力 550 MPa とした．疲労試験は試験温度 650℃で実施した．試験片については，ベースプレートに対し垂直に切り出したものを vertical 材，平行に切り出したものを horizontal 材とした.

## 3. 実験結果

### 3.1 As-built 材

SEM で観察した PH200 と PH600 の as-built 材の溶融地内部の二次電子像をそれぞれ Fig. 2（a）（b）に示す．Fig. 2（a）より，PH200 の as-built 材では，セル状のデンドライト組織が観察された．一方 Fig. 2（b）より，PH600 の as-built 材では，PH200 と比較して，粗いデンドライト組織が観察された.

As-built 材について，Nb 元素のデンドライト間領域での偏析を明らかにするために，STEM-EDS 分析を行った．その結果を Fig. 3（a）（b）に示す．PH200 と PH600 のいずれにおいても，Nb 元素のデンドライト間における偏析が確認された.

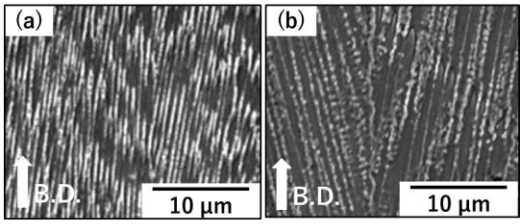



Fig. 2 SEM microstructure of the as-built (a)PH200 and (b) PH600 specimens.

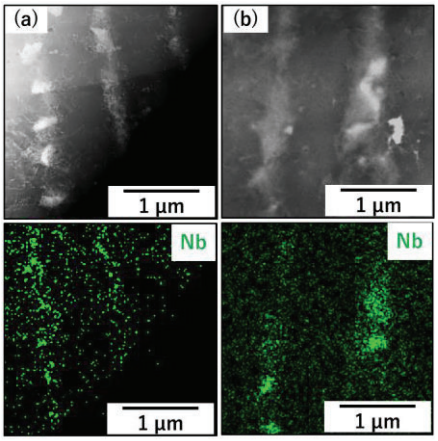



Fig. 3 STEM-EDS microstructures show Nb segregation at the interdendritic regions of the (a) PH200 and (b) PH600 as-built specimens.

Nb 元素が偏析している領域の面積率を画像処理ソフトウェア ImageJ で測定した結果を Fig. 4 に示す．PH200 と PH600 の as-built 材の面積率はそれぞれ 5.94%，0.84%であった．このことから，PH200 は PH600 に比べ Nb 元素の偏析が顕著であることが明らかとなった．さらに，その周囲に不規則な形状をした Laves 相が連続的に析出していることがわかった.

### 3.2 STA 材

SEM で観察した PH200 と PH600 の STA 材における二次電子像を Fig. 5（a）（b）に示す．Fig. 5（a）より，PH200 の STA 材では，デンドライトに沿って多くの δ 相が観察された．このことから，as-built 材において偏析した Nb が消費され，δ 相がデンドライト沿いに析出したことが明らかとなった．一方 PH600 の STA 材では，PH200 とは異なり，デンドライト間領域と粒界に沿った δ 相がほとんど確認されなかった．析出形態については，PH200 では針状 δ 相である一方，PH600 では針状 δ 相と円形 δ 相が組み合わさった析出となっていた.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

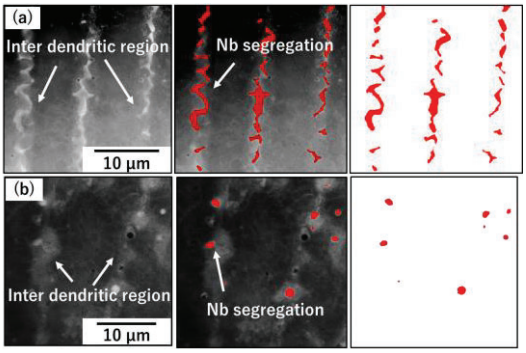



Fig. 4 STEM microstructures of the Nb-rich area in as-built (a) PH200 and (b) PH600 specimens. The EDS map of Nb was binarized, and the Nb-rich area was obtained by ImageJ.

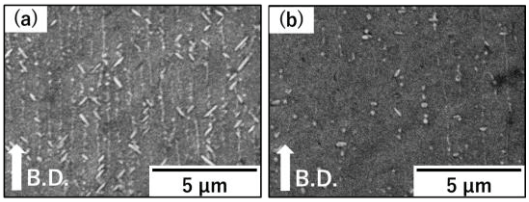



Fig. 5 SEM microstructures of the heat-treated (STA) specimens: (a) PH200 and (b)PH600.

ImageJ を用いて，PH200 と PH600 の δ 相のサイズおよび体積分率を計算した結果をヒストグラムとして Fig. 6 に示す．PH200 と PH600 の δ 相の大きさおよび体積率は，いずれも PH200 と比較して PH600 の方が小さい値を示した．

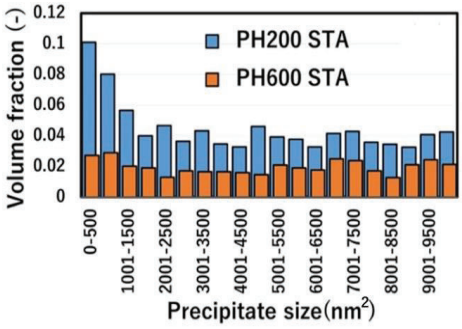



Fig. 6 δ-phase size and area fraction bar graphs of PH200 and PH600 STA specimens.

PH200 と PH600 の 650℃における vertical 材の引張特性を Fig.7 に示す．As-built 材（図中では AB と呼称）と STA 材のいずれも，PH200 は PH600 比べ延性，UTS，0.2%耐力のいずれも低い値を示した．PH200 と PH600 の 650℃における vertical 材および horizontal 材のクリープひずみ時間曲線をそれぞれ Fig. 8（a）（b）に示す．Fig. 8（a）の vertical 材の試験結果より，as-built 材において，PH200 は 177 時間のクリープ寿命を示したが, PH600 はその 2.09 倍の 370 時間のクリープ寿命を示した. さらに, PH600 は PH200 よりも低いクリープ速度と，より大きな破断延性を示した．熱処理後，PH200 のクリープ寿命は as-built 材と比較して増加した．STA PH600 のクリープ寿命は PH200 の 457 時間に対して 993 時間と 2.17 倍長くなった．Fig. 8（b）の horizontal 材の試験結果より，as-built 材において，PH200 は 52 時間のクリープ寿命を示したが, PH600 はその 4.81 倍の 250 時間のクリープ寿命を示した．熱処理後，PH200 のクリープ寿命は as-built 材と比較して増加した．STA PH600 のクリープ寿命は PH200 の 85 時間に対して 534 時間と 6.28 倍長くなった．

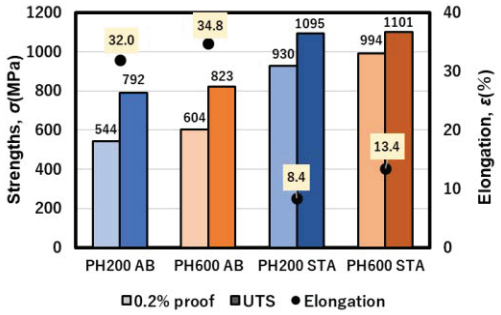



Fig. 7 Tensile properties at 650 °C of PH200 and PH600 vertical specimens.

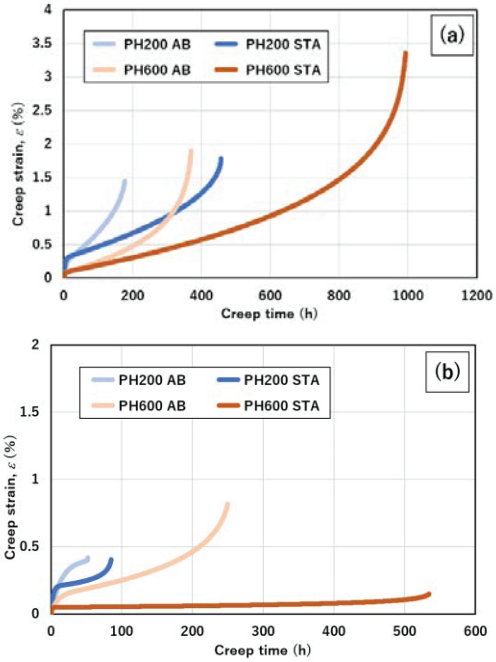



Fig. 8 Creep curves of as-built and STA specimens at 650 °C/ 550 MPa: (a) vertical specimens and (b) horizontal specimens.

PH200 と PH600 の 650℃における vertical 材と horizontal 材の SN 線図果を Fig. 9 に示す．PH200 と PH600，および vertical 材と horizontal 材，いずれにおいても，疲労寿命にほとんど差は見られなかった．

## 4. 考察

### 4. 1 ベースプレート温度が組織に及ぼす影響

Ni 基超合金の 1 次デンドライトアーム間隔 (primary dendrite arm spacing :PDAS)と凝固時の冷却速度には Eq. 1 の関係がある [13] .

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

$$PDAS(\lambda) = 97(\dot{T})^{-0.36} \qquad \text{Eq.1}$$

ここで$\lambda$は PDAS（μm），$\dot{T}$は冷却速度である（℃/sec）．As-built 材の組織から得られた PDAS を Eq. 1 に代入し，ベースプレート温度の違いによる SLM プロセス中の材料の冷却速度を推測した．算出した結果，PH600 の冷却速度は $3.66\times10^5$ ℃/sec であり，PH200 の $1.16\times10^6$ ℃/sec に対して 68.4%減少した．冷却速度が大きいと，デンドライトはセル状デンドライトとなることが知られており[13]，これは本研究における as-built 材の観察結果と一致している．冷却速度が速い場合に形成されるセル状デンドライトは通常のデンドライト組織より転位を多く含む．材料内部に転位を多く含むと，その欠陥内部を添加元素が通過してパイプ拡散が起こりやすくなることが知られており[14]，パイプ拡散によって Nb 元素が移動し，凝固過程で Nb がデンドライト間領域に偏析しやすくなる[15]．以上の理由から as-built 材においてセル状デンドライトを有する PH200 では，デンドライト間領域に多くの Nb が偏析し Laves 相の偏析が PH600 より多くなったと考えられる．また，熱処理後の STA 材では，材料の強度や延性を劣化させるδ相が Nb の濃化した領域から析出しやすいことが報告されている[16]．これは本研究の STA 材において PH200 が PH600 に対してサイズと面積率のいずれもが大きくなったことと一致している．したがって，ベースプレート温度を 200℃から 600℃へと大きくすることで，Nb 偏析を抑制し，材料の機械的特性の劣化を招く Laves 相を抑制することができると考えられる．それに伴い，Laves 相の析出抑制は熱処理後のδ相析出を抑制することができる．さらに，予熱で高温に保持されたことにより，デンドライト組織の均質化も促進されたと考えられる．

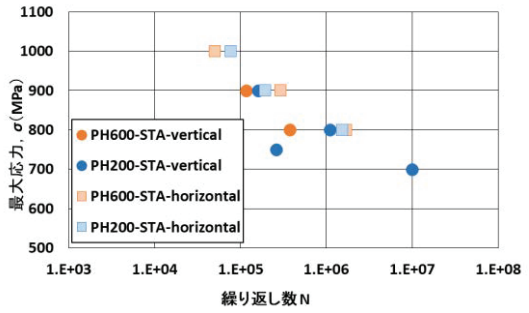



Fig. 9 Fatigue properties at 650 °C of PH200 and PH600 vertical and horizontal specimens.

### 4.2 組織が機械的特性に及ぼす影響

前節で述べたように，as-built 材で観察された Laves 相，STA 材で観察されたδ相は機械的特性を劣化させる．Fig. 10 は PH200 の as-built 材および STA 材のクリープ破断部の破面と側面である．破面からはデンドライトが剥離している事がわかり，as-built 材の側面では Laves 相，STA 材の側面からはδ相に沿ってき裂が進展していることがわかる．このことから本研究においても Laves 相やδ相はクリープ特性を劣化させる原因となっていることが推測できる．PH600 では PH200 と比較して as-built 材における Laves 相，STA 材におけるδ相の析出が減少したことに伴い，高温引張特性，クリープ特性がいずれも向上したと考えられる．一方で，高温疲労試験では，疲労寿命に差が出なかったが，これは，本研究で実施した試験が，高サイクル疲労試験であったことが考えられる．有害相であるδ相や Laves 相は低サイクル疲労における寿命に悪影響を及ぼすとされており[17]，試験条件では，有害相の大きさと量の違いが，疲労試験結果に影響を与えなかったことがわかる．

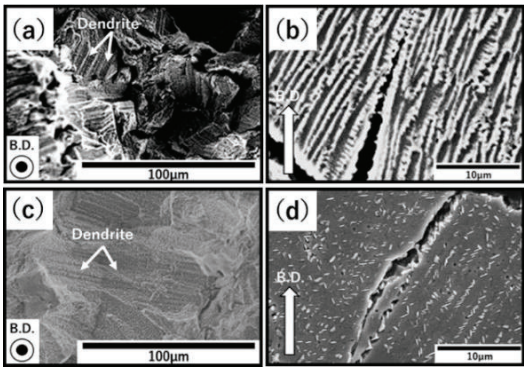



Fig. 10 Creep fracture surface of PH200 specimens :(a, b)as-built (c, d)STA .

## 5. 結言

本研究では，選択的レーザー溶融法により造形した Ni 基超合金 IN718 の微視組織および機械的特性に及ぼす予備加熱の影響について検討した．その結果，以下の結論が得られた．

（1）ベースプレート温度を 200℃に保持して造形した IN718 はセル状デンドライト組織を有し，デンドライト間に Nb 偏析が確認された．一方，ベースプレート温度を 600℃で保持して造形した IN718 は比較的粗大なデンドライト組織となり，Nb 偏析が減少した．この組織の違いは，主に SLM プロセス中におけるベースプレート温度の違いによる冷却速度の違いと，高温保持による組織均質化に起因する．

（2）熱処理を施した STA 材において，PH200 は PH600 と比較して針状δ相の析出が多い．これが原因で脆性破壊をおこし，き裂の進展が速くなり，高温引張特性およびクリープ特性について劣ることがわかった．一方，PH600 では，内部に丸型δ相をわずかに有し，δ相の析出形態が不均一だった．その結果，高温引張特性およびクリープ特性のいずれにおいても PH200 より優れた値を示した．

（3）高温疲労特性については，PH200 と PH600，および vertical 材と horizontal 材のいずれにおいても，大きな差は見られなかった．

## 参 考 文 献

(1) Y.L. Kuo, S. Horikawa, K. Kakehi, Scr. Mater. 129 (2017), pp. 74–78.

(2) D. Zhan, W. Niu, X. Cao and Z. Liu, Materials Science and Engineering: A, vol. 644, (2015) pp. 32–40.

(3) X. Wang, L. N. Carter, B. Pang, M. M. Attallah and M. H. Loretto, Acta Materialia, vol. 128, (2017) , pp. 87–95.

(4) M. Attallah, R. Jennings, X. Wang and L. N. Carter, the

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

outstanding issues, a MRS Bulletin, vol. 41, (2016) , pp. 758–764.
(5) Dongyun Zhang, Zhe Feng, Chengjie Wang, Weidong Wang, Zhen Liu and W. Niu, Materials Science &Engineering A, vol. 724(2), (2018).
(6) Pan Tao, Huaixue Li, Baiying Huang, Quandong Hu, Shuili Gong, Qingyan Xu, Vacuum, vol. 159, (2018) , pp. 382-390.
(7) Mohammad Javad Sohrabi, Hamed Mirzadeh, Mohsen Rafiei, Vacuum, vol. 154, (2018) , pp. 235-243.
(8) Z. C. G. G. H.Y.Wan, Material Science and Engineering: A, vol. 753, (2019) , pp. 42-48.
(9) H. L. C. C. B. Zhang, Materials & Design, vol. 34, (2012) pp. 753-758.
(10) H. S. N. S. a. J. J.A.Cherry, Int. J. Adv. Manuf. Technol, vol. 76, no. 5-8, (2014) , pp. 868-879.
(11) L. L. W. Y. Y. Z. Y. L. a. Z. Y. Z. Zhao, International Journal of Plasticity, vol. 148, (2022).
(12) S. W. Y. G. T. H. C. Y. L. J. J. L. Yanjin Lu, Optics & Laser Technology, (2015) , pp. 197-206.
(13) T. Guraya, S. Singamneni, and Z. W. Chen,. Guraya, J. Alloys Compd., no. 792, (2019), pp. 151-160.
(14) B. Zhang, H. Liao, C. Coddet "Effects of processing parameters on properties of selective laser melting Mg-9%Al powder mixture,," Materials & Design, vol. 34, 2 (2012) , pp. 753-758.
(15) F. Theska, K.Nomoto, F.Godor, B.Oberwinkler, A.Stanojevic, S.P.Ringer, S.Primig, "On the early stages of precipitation during direct ageing of Alloy 718," Acta Materialia, vol. 188, no. 15, (2020), pp. 492-503.
(16) Fencheng Liu, Feiyue Lyu, Fenggang Liu, Xin Lin, Chunping Huang, Laves phase control of inconel 718 superalloy fabricated by laser direct energy deposition via δ aging and solution treatment, Journal of Materials Reserch and Technology, vol. 9, (2020) , pp. 9753-9765.
(17) P. D. Nezhadfar, Alexander S. Johnson, Nima Shamsaei, “Fatigue behavior and microstructural evolution of additively manufactured Inconel 718 under cyclic loading at elevated temperature”, International Journal of Fatigue, vol. 136, (2020), pp. 1-10

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-5

# HIP 焼結により作製された TiAl4822 合金の微視組織および機械的特性に及ぼす Y 添加の影響

# Effect of Y Addition on Microstructure and Mechanical Properties of TiAl4822 Alloy Fabricated by HIP Sintering

○岩崎 一聖[*1] 筧 幸次[*2] 尾ノ井 正裕[*3] 米本朋弘[*3]
IWASAKI Issei KAKEHI Koji ONOI Masahiro YONEMOTO Tomohiro

**ABSTRACT**

HIP sintering is considered to be one of the effective forming methods for TiAl alloys with low room temperature ductility and low workability. While powder metallurgy has a high yield rate and enables the processing of complex shapes, there are problems inherent to the process, mainly oxygen contamination, which reduces the properties of the material compared to conventional materials. Therefore, we focused on the Y element, which preferentially associates with oxygen and precipitates stable oxides, and evaluated the effect of adding this element on the amount of aluminium oxide precipitated in the microstructure, the average grain size and high-temperature strength.

**キーワード：** Ti-48Al-2Cr-2Nb，HIP 焼結，Y 添加，イットリア，ガスタービン，
**Key Words:** Ti-48Al-2Cr-2Nb, HIP sintering, Y addition, Yttria, Gas Turbine,

## 1. 緒言

チタンアルミ合金（以下, TiAl）は低比重で優れた耐熱性・高温強度特性を兼ね備える軽量耐熱合金であり，ガスタービン・航空機用エンジン材料として使用されている(1). 現在 TiAl 製航空機部品は鋳造材の切削によって製造されているが，湯流れ性の悪さや鋳型の必要性，切削加工による低い材料歩留まりが課題とされている．そこで，代替製造法として粉末冶金技術（powder metallurgy；PM）が注目されている(2). 本研究では PM の一つである HIP 焼結（hot isostatic pressing sintering；HIP sintering）を扱う. HIP 焼結は加圧焼結による組織の圧密化が可能な反面，粉末表面の酸化物により組織内酸素混入量が多く，延性低下を引き起こす点が課題とされている(3). 一方で，Y 添加は高融点かつ密度の低い酸化物の生成を促進することで，粒界への不純物の析出を抑え，境界の清浄化や境界強度を向上させることが報告されている(4). 本研究は Y 添加された Ti-48Al-2Cr-2Nb 合金の HIP 焼結材の微視組織，引張特性を調べることで，Y 添加による微視組織内のアルミニウム酸化物の析出量や平均粒径，高温強度に対する影響を評価することを目的とする．

## 2. 実験方法

Table 1 Chemical composition of powder（mass %）

| | Ti | Al | Cr | Nb | O | N | C | Fe | Y |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Y-free | Bal. | 34.7 | 2.46 | 5.31 | 0.07 | 0.001 | 0.007 | 0.05 | - |
| Y-added | Bal. | 34.8 | 2.43 | 5.17 | 0.08 | 0.002 | 0.007 | 0.05 | 0.21 |

Ti-48Al-2Cr-2Nb 粉末とそれに Y 添加を行った粉末に対し HIP 焼結（1200℃/4h/140MPa）を行い 2 種類の試験片を用意した．ここで，Y 添加を行わなかった試験片を Y-free as-built 試験片，Y 添加を行ったものを Y-added as-built 試験片と呼称する．両試験片に大気雰囲気下での引張試験（750℃，初期ひずみ速度 $4.25\times 10^{-4}\,s^{-1}$）を実施した．

組織観察は走査型電子顕微鏡（scanning electron microscope；SEM）を用いて行い反射電子像を撮影することで行った．また，元素分析は同装置のエネルギー分散型 X 線分析（Energy-dispersive X-ray spectroscopy）機能を用いて行い，微視組織の粒度分布，平均粒径は ImageJ（画像処理ソフト）を用いて計測した．

*1 東京都立大学大学院 大学院生
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1
*2 東京都立大学院（八王子市）
E-mail: kkakehi@tmu.ac.jp
*3 金属技研（株）
E-mail: monoi@kinzoku.co.jp
E-mail: tyone@kinzoku.co.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 3. 結果および考察

### 3.1 組織に及ぼすY添加の影響

Fig.1にHIP焼結後の組織を示す．Y-free as-built試験片では粗大なγ単相粒で構成される領域と微細なγ単相粒の領域が不均一に混在していた(Fig.1（a）)．さらに，粗大な領域ではγ粒界に黒い析出物が析出し(Fig.1（c）)，微細な領域ではγ粒界に$\alpha_2$組織が析出していた．EDS分析によりこの黒い析出物はアルミナと推定された(Fig.2(a))．この不均一な組織形態は本研究でのHIP焼結条件下で，材料粉末同士が接合し，粉末部分と粉末境界部分が残存した結果，形成されたものと考えられる．γ単相粒のみで構成される粗大な領域は粉末製造時の急速な冷却によるマッシブ変態で形成されたと考えられることから粉末部分であると推察される．また，γ単相粒と$\alpha_2$組織で構成される微細な領域はHIP焼結工程時，$\alpha+\gamma$領域（1200℃）で保持された際にエネルギー状態が高く拡散が盛んに行われる粉末境界にて，$\gamma \rightarrow \alpha$が生じた結果形成されたと考えられることから粉末境界部分であると推察される．

Y-added as-built試験片も粗大なγ領域と微細なγ領域で構成されるが，それぞれの領域の粒界においてアルミナと見られる析出物や$\alpha_2$組織は見られず，組織全体で微小な白色析出物が析出していた(Fig.1（d）)．EDS分析の結果この白色析出物はイットリアであると同定された（Fig.2（b)）.

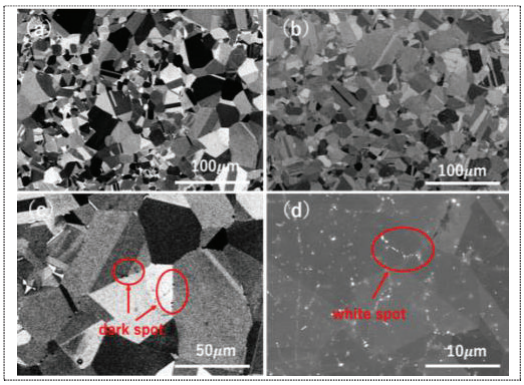



Fig. 1 BackScattered Electron（BSE）images of a)Y-free , b)Y-added as-bult samples, c)dark spot (Alumina) in Y-free, d)white spot (Yttria) in Y-added as-built sample.

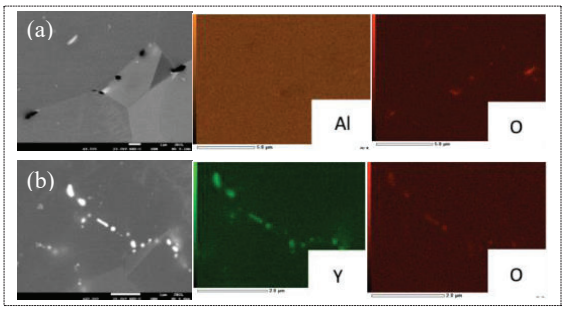



Fig. 2 Energy-dispersive X-ray spectroscopy（EDS）images of (a) dark spot (Alumina) in Y-free as-built sample and (b) white spot (Yttria) in Y-added as-built sample.

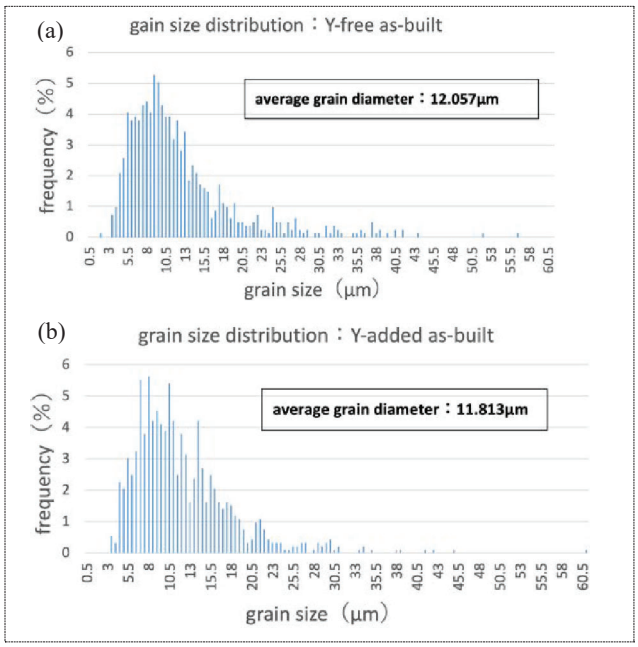



Fig. 3 Grain size distribution of Y-free as-built（a）and Y-added as-built（b）samples.

焼結後の結晶粒度分布図をFig.3に示す. Y添加により，平均粒径はほとんど変化しなかったが，Y-added as-built試験片は粒径30μm以上の粒がほとんど存在せず粗大なγ領域の粒径が抑えられた. 粗大粒の成長が減少した原因としては微細かつ均一に析出したイットリアによりHIP焼結工程中の粒成長が妨げられたことが考えられる．

また，組織内の$\alpha_2$組織の面積比率はY-free as-built試験片で1.189%，Y-added as-built試験片で0%であった．Y添加により$\alpha_2$相の析出が抑制された原因として，組織内の酸素量低下が挙げられる．$\alpha_2$相は組織内の酸素によって析出が促される報告がされている[5]．本研究でもY添加により粉末内部，粉末境界部の酸素量が低下したことで$\alpha_2$相の析出が抑制されたと考えられる．また，Y添加は微視組織内の粒界の拡散速度を低下させ長時間加熱時の相変態を阻害し，合金の組織安定性と高温特性を向上させることが報告されている[4]．本研究のY-added as-built試験片において，HIP焼結時に$\alpha+\gamma$領域（1200℃）で保持されたが，Y添加により相変態が阻止され，$\gamma \rightarrow \alpha$が起きず$\alpha_2$相が析出しなかったと考えられる．

### 3.1 引張特性に及ぼすY添加の影響

Fig.4に750℃における as-built試験片の応力ひずみ曲線を示す．Y添加により，強度は変化せず延性のみ向上した．また，Fig.5に引張試験後の組織を示す．Y-free as-built試験片の亀裂発生箇所は微小γ粒/微小γ粒界もしくは微小γ粒/粗大γ粒界で多く，粗大γ粒/粗大γ粒界は少なかった．このことから，粗大γ粒/粗大γ粒界で確認されたアルミナ(Fig.1（c）)よりも，微小領域の粒界に析出した$\alpha_2$組織や，粗大粒と微細粒からなる組織の不均一性が亀裂の発生を誘発したことを示している．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

TiAl4822 合金では$\alpha$トランザス以下の温度で熱処理を施し$\alpha_2$組織が塊上に析出した場合，$\alpha_2$相とγ相の界面整合性が失われ，引張強度・延性が低減することが報告されている[6]．本研究の HIP 焼結処理でも 1200℃の保持温度で 4 時間保持されており，ここで析出した$\alpha_2$組織は隣接するγ組織と整合性を保っておらず，低延性を低下させる可能性[6]が考えられる．また，粗大粒と微細粒からなる不均一な組織では，粗大領域と微小領域の境界にて応力が集中することが予想され早期の亀裂発生につながると考えられる．このことから Y 添加による$\alpha_2$相析出の抑制，組織の均一化が引張延性を向上させたと考えられる．

Y-free as-built 試験片の粗大γ領域に析出したアルミナ（Fig.1（c））は亀裂の進展を促進した可能性が考えられ，Y 添加により脆化要因である酸素がイットリアとして固定化され，延性の向上に寄与したと考えられる．

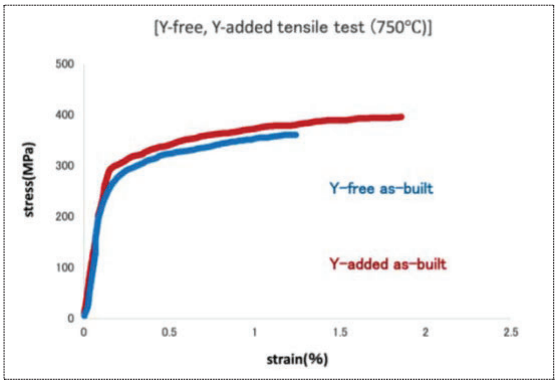


Fig. 4 Stress-strain curves of Y-free as and Y-added as-built samples at 750℃/initial strain rate 4.25× $10^{-4}$ $s^{-1}$

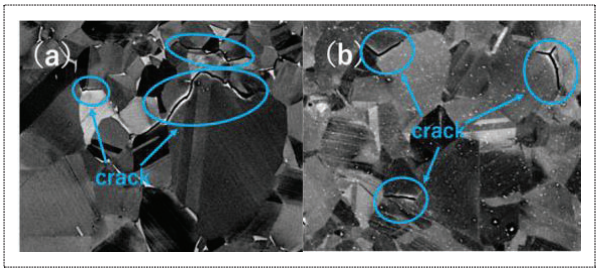


Fig. 5 BackScattered Electron（BSE）images of microstructures after tensile test of a)Y-free as, b)Y-added as-built samples.

## 4. 結言

HIP 焼結で作製された Ti-48Al-2Cr-2Nb 合金において，

(1) Y 添加により，アルミナがイットリアに置き換わった．
(2) 粒界の酸素と$\alpha_2$組織，組織の不均一性により引張延性が低下した．
(3) Y 添加によりアルミナと$\alpha_2$組織が析出抑制され，結晶粒分布が均一化，さらに脆化要因である酸素がイットリアとして固定化されたことで引張延性が向上した．

## 参 考 文 献

(1) F. Appel, J. D. D. Paul, M. Oehring: Gamma Titanium Aluminide Alloys, WILEY-VCH, Weinheim, 1-70 (2011)
(2) C. Zhang, Y. Pan, T. Hui, W. Xu, S. Zhang, The sintering densification, microstructure and mechanical properties of Ti-48-2Cr-2Nb By a small addition of Sn-Al powder, Journal of Materials Research and Technology, 6947-6955 (2021)
(3) Y. Wu, S. K. Hwang, Microstructural refinement and improvement of mechanical properties and oxidation resistance in EPM TiAl-based intermetallics with yttrium addition, Acta Materialia 50 1479-1493(2002)
(4) K-D. Xu, Z-M. Ren, C-J. Li, Progress in application of rare metals in superalloys, RARE METALS, 111-126 (2014)
(5) K. Mizuta，Y. Hijikata，T. Fujii，K. Gokan, K. Kakehi, Characterization of Ti-48Al-2Cr-2Nb built by selective laser melting, Scripta Materialia, 202110,203,114107,（2021）
(6) K. Inoue, K. Kakehi, Effect of $\alpha_2$ phase morphology on mechanical properties of titanium aluminide fabricated by electron beam melting, Journal of The Japan Institute of Light Metals, Vol.71, No.5, 214-216 (2021)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-6

# 選択的レーザー溶融法により造形した Ni 基超合金 IN718 のクリープ特性に及ぼす Y 添加の影響

# The Effects of Yttrium Addition on creep properties of Ni-Based Superalloy IN718 Fabricated by Selective Laser Melting

◦田中美紀子[*1] Thavidi Naidu Palleda[*1] 村上秀之[*2] 筧 幸次[*1]
TANAKA Mikiko Thavidi Naidu Palleda MURAKAMI Hideyuki KAKEHI Koji

**ABSTRACT**

The effects of yttrium (Y) addition on microstructures and creep properties of a Ni-based superalloy, IN718 fabricated by selective laser melting (SLM) ware investigated by scanning electron microscopy (SEM), energy dispersive spectscopy (EDS) and transmission electron microscopy (TEM). The addition of Y to SLM superalloy enhances the formation of Y oxides (yttrria) thereby improve cohesive strength of the grain boundaries. Besides, Y reduces the diffusion rate of Nb thereby suppressing the growth of detrimental δ-Ni3Nb precipitates at the grain boundaries. Consequently, the creep rupture life and ductility of SLM under 650ºC/550MPa ware improved by the addition of Y.

**キーワード：** Ni 基超合金，IN718，選択的レーザー溶融法，イットリウム添加
**Key Words:** Ni-based superalloy, IN718, Selective laser melting, Yttrium addition

## 1. 緒言

Ni 基超合金 IN718 は，高温における優れた機械的特性と組織安定性を持ち，ガスタービン部品や航空宇宙材料として広く使用されている．しかし，従来の除去加工は加工性や歩留まりが悪く，これらの課題を解決できる金属積層造形が注目されている．その一種である選択的レーザー溶融（SLM）法はレーザーにより粉末を部分的に溶融凝固させる行程を繰り返し造形する方法である．SLM 法によって造形された IN718 は従来材に匹敵する強度が得られるものの，非整合析出する δ-$Ni_3Nb$ 相($D0_a$)の影響で延性が大幅に低下することが報告されている(1)．また，SLM 法で用いられる金属粉末は酸素等の不純物元素の混入に対して非常に敏感であり，不純物元素の混入が延性を低下させる一因であると考えられる(2)．これに対し，Y は粒界に沿って拡散する酸素と安定な酸化物を形成し，粒界の清浄化をもたらすと考えられる．これによって粒界強度が向上し，高温特性を向上させる．Y は Ni 基超合金の機械的特性の改善に有効であることが広く報告されているが，SLM 材に対する Y 添加の影響については明らかになっていない．そこで，本研究では，SLM 法により造形した IN718 に異なる含有量の Y を添加し，酸素混入の影響を低減し機械的特性を向上させることを目的とする．

*1 東京都立大学
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1
*2 物質・材料研究機構
〒305-0047 つくば市千現1-2-1

## 2. 実験方法

本研究では，IN718 ブロックを EOSINT-M280 を用いて，Ar ガス雰囲気下で造形した．ガスアトマイズ法により製造された IN718 及び Y 添加 IN718 粉末の化学組成を Table1 に示す．IN718 粉末は，EOS NickelAlloy IN718 を用いた．造形の際には，EOS GmbH による標準プロセスパラメータを用い，レーザー走査方向は層ごとに 66.5º 回転させた． SLM 造形後，クリープ試験片は放電加工機を用いてブロックからベースプレートに対し垂直に切り出し，ゲージ寸法は 19.6×2.8×3.0 mm とした．石英管封入した試験片に（1）溶体化時効（STA）処理；980ºC/1h/AC+718ºC/8h/ FC+621ºC/10h/AC と，(2) 溶体化時効（STA1150）処理；1150ºC/2h/AC+980ºC/1h/AC+718ºC/8h/FC+621ºC/10h/AC の 2 種類の熱処理を施した．引張試験は 650ºC でひずみ速度 $4.2\times10^{-4}$ /s，クリープ試験は 650ºC/550 MPa で行った．組織観察には，走査型電子顕微鏡（SEM，JSM-7200，JEOL），透過型電子顕微鏡（TEM，JEM-2010HC，JEOL）を用い，観察およびエネルギー分散型 X 線分光法（EDS）による分析を行った．

## 3. 実験結果

### 3.1 STA 材

0Y, 0.07Y, 0.58Y の反射電子像をそれぞれ Fig 1(a)(b)(c)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 1. Chemical composition of alloy powders (mass%).

| | Cr | Nb | Mo | Ti | Al | O | Y | C | B | Ni | Fe |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **0Y**- IN718 | 19.6 | 5.05 | 2.85 | 1.10 | 0.46 | 0.019 | - | 0.04 | 0.002 | 52.59 | bal. |
| **0.07Y**- IN718 | 18.8 | 5.11 | 3.02 | 0.87 | 0.60 | 0.005 | **0.07** | 0.046 | 0.004 | 52.45 | bal. |
| **0.58Y**- IN718 | 19.13 | 5.13 | 3.08 | 0.86 | 0.63 | 0.014 | **0.58** | 0.05 | 0.004 | 52.56 | bal. |

に示す．Fig 1(a)に示すように，0Y では粗大な針状 δ 相が粒界に多く析出している．また，微細な $Al_2O_3$ が粒内に析出していることが確認された．TEM-EDS 分析により $Al_2O_3$ は δ 相周辺に微細に析出していることが確認されている[2]．一方で，Fig 1(b)(c)に示すように，Y 添加材では針状 δ 相は見られず，微細な球状 δ 相や NbC が析出している．また，Y 添加材では $Al_2O_3$ は見られず， Fig 1(b)(c)に見られるような $Y_2O_3$ が確認された．さらに，0.58Y では，炭化物と Y 化合物が隣り合って析出している．これは，Fig 2 に示すように，STEM-EDS により，それぞれ $Ni_5Y$，(Nb,Ti)C であることがわかった．このことから，炭化物を核生成サイトとして Y 化合物が析出していることが明らかとなった．

これまでの調査から，SLM 材のクリープ特性が，Y 添加により劇的に改善することが明らかとなっている[2]．STA 材のクリープ特性を Fig 3 に示す．0Y 材のクリープ寿命は 134 時間，クリープ延性は 0.72%であった．これに対し，0.07Y 材では，クリープ寿命は 0Y の約 3 倍である 394 時間を示し，クリープ延性は 5.33%と著しく改善された．一方で，Y をさらに添加した 0.58Y 材では，クリープ寿命は 172 時間，延性は 2.92%に低下した．0Y と比較して Y 添加材では，クリープ延性が著しく改善された．

### 3.2 STA1150 材

STA1150 材の観察結果を Fig 4 に示す. Fig 4(a)(c)から，STA1150 熱処理をした 0Y 材，0.07Y 材では再結晶をしていることがわかる．一方で，(e)に示す 0.58Y 材は再結晶していないことが明らかである．1150 ℃ は δ 相のソルバス温度以上であるため，δ 相はほとんど析出しない．Fig 4(b)(d)に見られる白いコントラストの析出物は NbC である．また，Fig 4(f)に示すように，0.58Y では STA 材同様に炭化物を核にして $Ni_5Y$ が析出している．

STA1150 材のクリープ特性を Fig 5 に示す．0Y 材のクリープ寿命は 200 時間，クリープ延性は 0.201%であった．0.07Y 材では，クリープ寿命は 1546 時間，クリープ延性は 1.056%であった．Y をさらに添加した 0.58Y 材では，クリープ寿命は 288 時間，延性は 1.161%であった．STA 材と比較すると，それぞれクリープ寿命が 0Y は約 1.5 倍，約 3.9 倍，約 1.7 倍に向上した．一方で，クリープ延性が低下した．特に，0.07Y は STA 材と比較して著しくクリープ寿命が向上した．

異なる熱処理を施した 0.07Y 材を比較したクリープ曲線を Fig 6 に示す．STA1150 熱処理によって C&W を超えるクリープ寿命を示したが，STA によって得られた良好なクリープ延性が失われた．

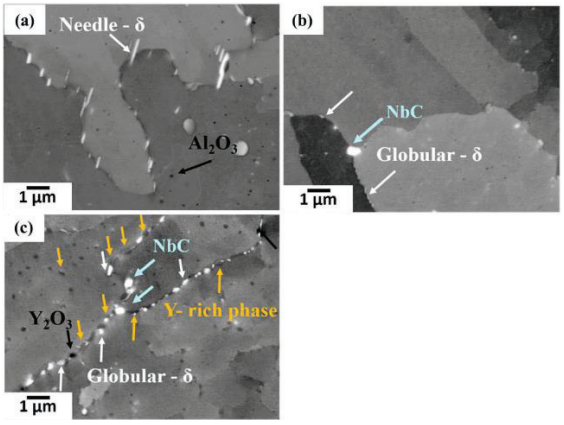



Fig 1 Backscattered electron (BSE) images of STA (a)0Y and (b)0.07Y (c)0.58Y samples.

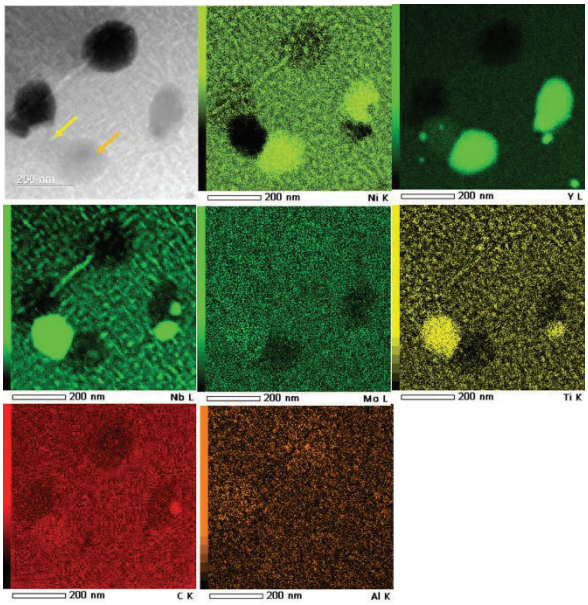



Fig 2 STEM-EDS elemental map showing (Nb, Ti) C adjoining $Ni_5Y$ precipitates in 0.58 Y samples. ((Nb, Ti) C and $Ni_5Y$ precipitates were indicated with yellow and orange arrows respectively.)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

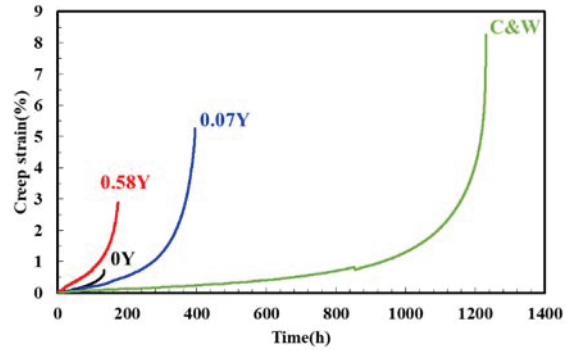



Fig 3 Creep curves of STA samples at 650ºC /550 MPa

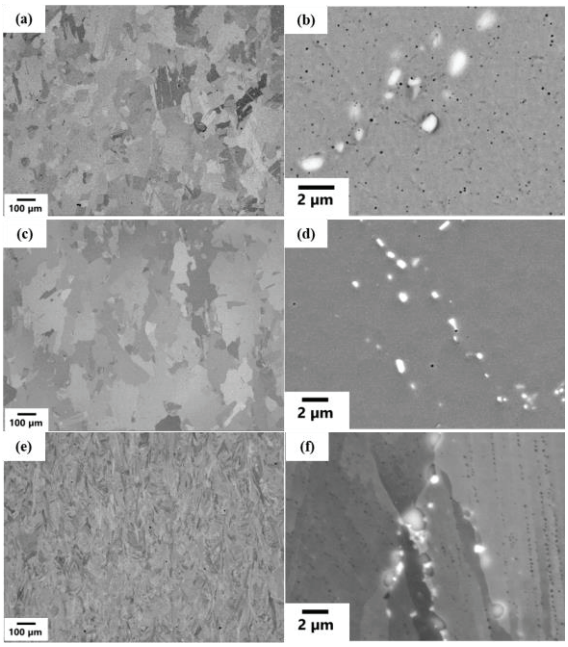



Fig 4 Backscattered electron (BSE) images of STA1150 (a)(b)0Y and (c)(d)0.07Y (e)(f)0.58Y samples.

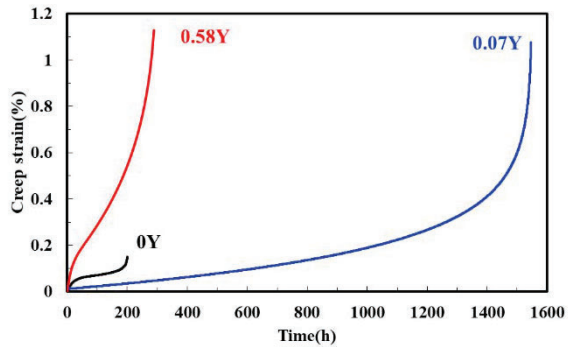



Fig 5 Creep curves of STA1150 samples at 650ºC /550 MPa

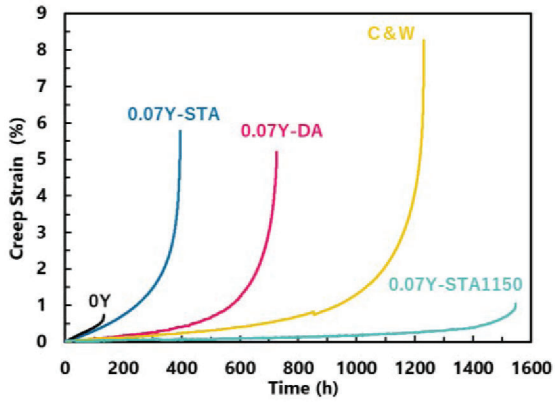



Fig 6 Creep curves of samples with different heat treatments at 650ºC /550 MPa

## 4. 考察

### 4.1 Y 添加が析出物に及ぼす影響

Fig 1(a)より, STA 熱処理を施した 0Y 試料の粒界には, 主に針状 δ 相が析出していることがわかる. 一般に, δ 相の析出と粗大化は, 核生成サイトの有無と Nb 原子の拡散によって生じる. Fig 1 より, 粒界は δ 相の優先的な核生成サイトとして機能することがわかった. また, Y は IN718 の他の元素よりも原子半径が大きく(1.80Å), Ni への溶解度が低い(γ-Ni への Y の溶解度は 1250℃で<0.1 at.%[3])ことから, Y は優先的に粒界に偏析すると考えられる[4]. Y が粒界に偏在することで, δ 相の生成のための核生成サイトや Nb の拡散が抑制される. そのため, 0.07Y では粒界における δ 相の析出・粗大化が著しく制限され, 析出形態が球状となる. 0.58Y では, Nb は Y に富む化合物として消費された. 粒界に形成された $Ni_5Y$ 析出物が粒界に沿った Nb の拡散を阻害し, 粒界における δ 相の析出・粗大化を抑制することで, 球状 δ 相が析出する可能性がある. さらに, NbC が Y 化合物の近傍に析出していることから, 粒界における Y 化合物が NbC 形成のための不均一な核生成サイトとして機能している可能性がある. Nb は δ 析出物の形成に不可欠な元素であるため, 0.58Y では NbC や Y 化合物の析出が δ 相の形成を抑制していることがわかる.

### 4.2 Y 添加がクリープ特性に及ぼす影響

0.07Y 材の延性向上は, 粒界 δ 相の形態変化と粒界の不純物酸素の安定化が一因であると考えられる. 前述のように, 粒界 δ 相は 0Y 材では針状であるのに対し, Y 添加材では球状で微細に析出する. 一般に, 針状 δ 相は亀裂の原因となり高温引張およびクリープ延性に悪影響を与える[5]. 一方で, 球状 δ 相はクリープ特性にとって有利であると考えられ[6], Y の添加により球状 δ 相が析出し, クリープ特性が向上したと考えられる.

さらに, SLM 法で用いられる金属粉末は, 酸素や硫黄などの不純物の混入に敏感で, Ni 基超合金では, これらの不純物が粒界に偏析して粒界脆化を引き起こすことが報告されている[7]. 酸素や硫黄は粒界を拡散しやすく,

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

表面エネルギーの低下によって粒界凝集力を低下させると考えられる．そのため，従来材と比較して SLM 材では高温では酸素の偏析により局所的な粒界凝集力が低下し，クリープ特性が劣ることになる．これに対し，適切な Y の添加は粒界の清浄化をもたらし，凝集力を高める．Y はその高い親和性により，より安定な Y 酸化物（$Y_2O_3$）を形成する．これにより，酸素が粒界に沿って拡散するのを防ぎ，粒界を清浄化して，粒界の凝集力を向上させる．0.07Y におけるクリープ特性の向上は，粒界の清浄化による可能性がある．一方で，0.58Y のクリープ特性は 0.07Y に劣る．これは，Y 添加量が過剰であることにより粒界で形成された $Ni_5Y$ が原因であると考えられる．六方晶である $Ni_5Y$ は脆く，粒界に沿った亀裂の発生により早期破壊を招く[8]．その結果，0.58Y のクリープ特性は 0.07Y に劣ると考えられる．

### 4.3 STA1150 熱処理の影響

STA1150 材のクリープ寿命は，STA 材と比較して顕著に改善した．δ 相のソルバス温度は 1065 ºC[9]であり，1150 ºC では δ 相はほとんど析出しない．早期破壊の原因である針状 δ 相が析出しないことで特性が向上したと考えられる．また，Fig 4(a)(c)に見られるような再結晶が寿命改善に寄与したと考えられる．再結晶温度以上で熱処理した試験片のクリープ特性は，寿命が増加しクリープ延性が低下する[9]．SLM 造形した IN718 においては，1130 ºC が部分再結晶と完全再結晶の境界点である[10]．このことから，本研究で用いた 1150ºC の熱処理を施した試験片は完全再結晶していることが想定される．しかし，Fig 4 から明らかなように，0.58Y では再結晶が不完全である．これは，粒界に析出した粗大な $Ni_5Y$ が粒界をピン留めし，粒界移動を妨げたためと考えられる．IN718 では，ピン留め効果により，δ 相が粒界移動を阻害することが知られている．STA1150 において，同様の効果が $Ni_5Y$ によってもたらされたことが再結晶の妨げとなり，寿命が 0.07Y のような劇的な改善を示さなかったと考えられる．

## 5. 結言

Y 添加により，核生成サイトや Nb の拡散が制限され，δ 相の形態が針状から球状に変化したことで，クリープ特性が大幅に改善した．また，Y 添加が Y 酸化物の生成を促進し，粒界の凝集力を向上させたことで，クリープ特性が向上した．

STA1150 熱処理によって，クリープ寿命が劇的に改善した．これは，Y のほか，再結晶が特性向上に寄与していると考えられる．SLM 法における IN718 への Y 添加は，基本組成を大きく変更することなく特性を向上させる手段として有効である．

## 謝 辞

本研究は JSPS 科研費 22H01366 及び NIMS 連携推進拠点制度の助成を受け行われました．ここに謝意を示します．

## 参 考 文 献

(1) Y.L. Kuo, S. Horikawa, K. Kakehi, Effects of build direction and heat treatment on creep properties of Ni-base superalloy built up by additive manufacturing, Scr. Mater. 129(2017), pp.74-78.
(2) K. Kakehi, S. Banoth,Y. L. Kuo, and S. Hayashi, Effect of yttrium addition on creep properties of a Ni-base superalloy built up by selective laser melting, Scr. Mater., vol. 183(2020)pp. 71-74.
(3) A. H. D. B.J.Beaudry, “The nickel-yttrium phase diagram,” Trans. Met. Soc. AIME, vol. 218, pp. 854–859, 1960.
(4) R.Maria et al., Effect of yttrium addition on phase transformations in alloy 718, J. Mater. Res. Technol., no. April, 2022.
(5) Y.L. Kuo, S. Horikawa, K. Kakehi, The effect of interdendritic δ phase on the mechanical properties of Alloy 718 built up by additive manufacturing, Mater. Des. 116 (2017), pp. 411–418.
(6) S. Li et al., The Effect of Delta-Phase on Crack Propagation Under Creep and Fatigue Conditions in Alloy 718, (2012) pp. 545–555.
(7) K. T. Son et al., The creep and fracture properties of additively manufactured inconel 625, Materialia, vol. 15(2021), pp. 1–14.
(8) A. V. Guimarães, R. M. S. da Silveira, L. H. de Almeida, L. S. Araujo, A. B. Farina, and J. A. François Dille, Influence of yttrium addition on the microstructural evolution and mechanical properties of superalloy 718, Mater. Sci. Eng. A, vol. 776(2020), pp.1-6.
(9) Y.L.Kuo, T.Nagahari,K.Kakehi, The effect of post-processes on the microstructure and creep properties of Alloy718 built up by selective laser melting, Materials, vol.11(2018), pp.1-13
(10) M.Cao et al,The effect of homogenization temperature on the microstructure and high temperature mechanical performance of SLM-fabricated IN718 alloy, Materials Science and Engineering A,vol.801(2021),pp.1-14.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-7

# 選択的レーザー溶融法で造形した TiAl4822 の耐クリープ性向上にむけた組織制御

# Microstructure control for improvement of creep resistance of TiAl4822 fabricated by selective laser melting

○土方 優太*1 HIJIKATA Yuta　水田 和裕*1 MIZUTA Kazuhiro　後閑 一洋*1 GOKAN Kazuhiro　筧 幸次*1 KAKEHI Koji

**ABSTRACT**

In this study, the microstructure for improvement of creep resistance of TiAl4822 fabricated by selective laser melting (SLM) machine equipped with the heating unit was investigated. SLM specimens were performed heat treatments at 1200℃, 1350℃ and, 1400℃, and formed near-γ structure, double-phase structure, fully lamellar structure. Creep test was performed, the near-γ structure specimen was showed the best creep properties. It has been revealed heat treatment can improve creep properties of SLM material. However, due to the $\alpha_2$ phase that was precipitated incoherently at the grain boundary, the high ductility at tensile test before heat treatment was significantly reduced. To obtain mechanical properties with a good balance of tensile strengths, ductility, and creep properties, it would be necessary to grain growth without precipitating $\alpha_2$ phases at grain boundaries.

**キーワード：**付加造形，選択的レーザー溶融，Ti-48Al-2Cr-2Nb，熱処理，ガスタービン，ジェットエンジン
**Key Words:** Additive manufacturing, Selective laser melting, Ti-48Al-2Cr-2Nb, Heat treatment, Gas Turbine, Jet Engine

## 1. 緒言

Ti-48Al-2Cr-2Nb（TiAl4822）は密度が約 3.9 g/cm$^3$ であり，非常に軽量な耐熱合金であることから，民間航空機エンジンの低圧タービンブレードなどに使用されている[(1)-(4)]．これらは鋳造で製造されているが，TiAl4822 の湯流れ性の悪さや加工の難しさにより，高度な鋳造技術と加工技術が求められ，製造コストが非常に高いのが現状である．こうした背景から，TiAl4822 の付加造形（AM:additive manufacturing）に関する研究が行われている．TiAl4822 の AM は，酸化リスクの抑制や粉末の予備加熱による残留応力の緩和の観点から，電子ビーム溶融法（EBM:electron beam melting）が主なプロセスとして研究されている[(2)]．一方で，選択的レーザー溶融法（SLM:selective laser melting）は造形材の冷却速度が非常に大きく，造形中に割れが生じることから，SLM 材の微視組織と機械的特性の評価を実施したという報告例は極めて少ない[(5),(6)]．そこで水田ら[(7)]は，粉末の予備加熱機能を付加した SLM 装置を使用し，SLM 材の微視組織と機械的特性の評価を行った．その結果，SLM 材は鋳造材や EBM 材に比べ，均質で微細な組織となり，強度と延性に優れることが確認された[(7)]．一方でクリープ寿命は短く，タービンブレードに使用される TiAl4822 にとって大きな課題となっている．SLM 材の微細な組織は，熱処理による組織制御の自由度が高いと言えるが，その調査報告は少ない．本研究の目的は，この SLM 材に対し熱処理を実施し，形成される微視組織を明らかにするとともに，クリープ特性の向上に寄与する組織について評価することで，SLM 材の実用性を検討することである．

*1 東京都立大学大学院
〒192-0397 東京都八王子市南大沢1-1
E-mail: kkakehi@tmu.ac.jp

## 2. 実験方法

### 2.1 試料および熱処理

本研究では水田ら[(7)]が造形した 45.8×12×49.1 mm のブロック形状の SLM 材を使用した．ワイヤカット放電加工により 7×7×3 mm の試料を切り出し，熱処理を実施した．熱処理には CARBOLITE GERO 社製横型管状炉 STF15/180+3508Controller を使用した．同時に，試料表面の酸化を抑制するために PFEIFFER VACUUM 社製真空ポンプ HiCube Eco を使用し，7.4×10$^{-6}$ hPa の真空度で熱処理を実施した．熱処理条件および実施目的を Table 1 に示す．TiAl4822 の微視組織には六方晶系 $D0_{19}$ 構造を有する $\alpha_2$ 相（$Ti_3Al$），正方晶系 $L1_0$ 構造を有する γ 相，そしてこれらが層状に析出したラメラ粒がある．TiAl 合金の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

代表的な組織形態には，ほとんどがγ相で構成されたニアγ組織，γ相，ラメラ粒が混在したデュプレックス組織，そしてラメラ粒のみで構成されたフルラメラ組織などがある．TiAl4822は1200℃付近で保持するとニアγ組織が，1350℃付近で保持するとデュプレックス組織が，1400℃付近で保持するとフルラメラ組織が形成されることが明らかになっている[8]．SLM材の組織は急冷によって得られたマッシブγ組織で[7]，熱力学的に不安定である．そこで，従来通りの組織形態が形成されるか明らかにするため，Table 1に示した熱処理条件を施した．これらの熱処理材のクリープ特性を調査するため，750℃/200 MPaでクリープ試験を実施したが，1400℃/2h/FCの処理をした試料は荷重負荷時に破断し，試験を実施できなかった．そこで，結晶粒径の粗大化を抑制する目的で，新たに1400℃/0h/FCの熱処理材を用意し，フルラメラ組織のクリープ特性はこの試料を用いて評価した．また，熱間等方圧加圧法（HIP:hot isostatic pressing）による処理が施されている鋳造材と比較するため，1200℃/140 MPa/4hの条件でHIP処理を施した試料も作製した．

Table 1　Heat treatments

| Heat treatment conditions | structure |
|---|---|
| 1200℃/2h/FC | near γ |
| 1350℃/2h/FC | duplex |
| 1400℃/2h/FC | full lamellar |
| 1400℃/0h/FC | fine full lamellar |
| HIP（1200℃/140MPa/4h） | to compare with Cast-HIP |

熱処理後の微視組織を走査型電子顕微鏡（HITACHI High-Tech S-3700N）で観察した．また，電子線後方散乱回折（EBSD:electron back scattered diffraction pattern）による結晶粒径と相分率の分析も実施した．

### 2.2　クリープ試験

クリープ試験には東伸工業製シングル型クリープラプチャー試験装置を使用し，試験温度750℃，負荷応力200 MPaで実施した．クリープ試験片は平行部寸法が2.4×3.0×19.6 mmのドックボーン形とし，ワイヤカット放電加工機によりブロック材から切り出した．この際，積層方向と応力負荷方向が平行となるように切り出した．切り出した後に，先述した1200℃/2h/FC，1350℃/2h/FC，1400℃/0h/FCの熱処理を施し，試験を実施した．HIP処理はブロック形状のまま実施し，その後同様にして試験片を切り出した．

### 2.3　引張特性

熱処理後の組織の強度と延性を調査するため，高温引張特性試験を実施した．試験機はSHIMADZU AG-10TE万能試験機を用い，試験温度750℃，初期ひずみ速度4.2×$10^{-4}$ $s^{-1}$で実施した．引張試験片はクリープ試験片と同様に，ワイヤカット放電加工機を用いてブロック材から積層方向と応力負荷方向が平行となるように切り出した．

## 3. 実験結果

### 3.1　組織

熱処理後の組織をFig. 1に，EBSDによって得られた相分率と平均粒径をTable 2に示す．

Fig. 1(a)より，1200℃/2h/FCの処理をしたものは$\alpha_2$相が粒界にわずかに析出したニアγ組織となった．粒径は熱処理前の平均粒径が6.9 μm[7]であったことから約3.5倍に粒成長した．Fig. 1(b)より，1350℃/2h/FCの処理をしたものはラメラ粒が形成されず，デュプレックス組織にはならなかった．代わりに粒界の$\alpha_2$相の体積率が増加した$\alpha_2+\gamma$の二相組織となった．1200℃/2h/FC材と比べ粒成長は確認されず，γ粒の一部が$\alpha_2$粒へと変態したことで平均粒径はわずかに減少した．Fig. 1(c)より，1400℃/2h/FC材は先行研究[8]と同じくフルラメラ組織となった．平均粒径は506.8 μmと非常に粗大な組織となった．結晶粒の粗大化とフルラメラ組織の延性の乏しさにより[8]，クリープ試験では荷重負荷時に破断したと考えられる．一方で，温度保持をしなかった1400℃/0h/FC材は平均粒径が154.4 μmのフルラメラ組織となり，隣接するラメラ粒のラメラ層が互いに入り組んだ形態となった（Fig. 1(d)）．また，フルラメラ組織は$\alpha_2$相とγ相が緻密な層状組織を形成しており，EBSDの分解能ではそれぞれの体積率を正確に分析することは困難であった．Fig. 1(e)より，HIP材は1200℃/2h/FC材同様，ニアγ組織となったが，平均粒径および$\alpha_2$相の体積率がこちらより大きい値となった．

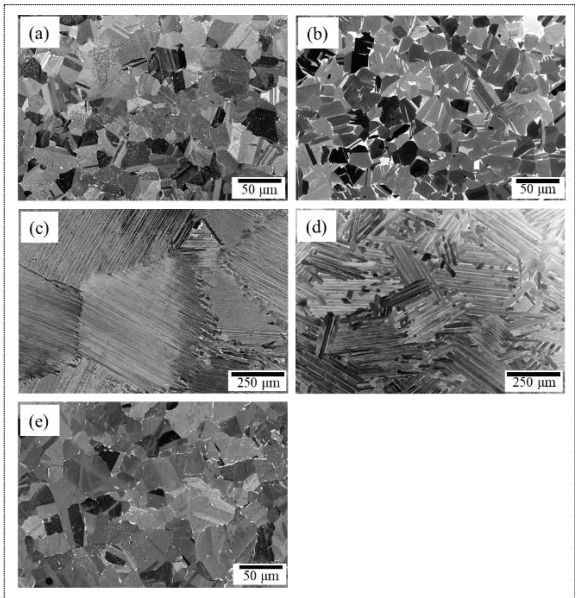



Fig.1 Microstructures of heat-treated SLM specimens. (a) 1200℃/2h, (b) 1350℃/2h, (c) 1400℃/2h, (d) 1400℃/0h and, (e) HIPed.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Table 2　Area fraction of main phases, γand $\alpha_2$, and average grain diameter of heat-treated SLM specimens.

| | | 1200℃/2h/FC | 1350℃/2h/FC | 1400℃/2h/FC | 1400℃/0h/FC | HIPed |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Area fraction [%] | TiAl(γ) | 99.67 | 96.02 | — | — | 98.70 |
| | $Ti_3Al(\alpha_2)$ | 0.33 | 3.98 | — | — | 1.30 |
| Average grain diameter [μm] | | 23.9 | 23.1 | 506.8 | 154.4 | 29.7 |

### 3.2　クリープ特性

各熱処理材のクリープ曲線を Fig. 2 に示す．また，比較のため熱処理前の SLM 材および鋳造材のクリープ曲線も示す．いずれの熱処理材も鋳造材のクリープ寿命を上回り，鋳造材の 274 時間に対し，1200℃/2h/FC 材は 674 時間，1350℃/2h/FC 材は 384 時間，1400℃/0h/FC 材は 419 時間，HIP 材は 892 時間となった．また，最小クリープ速度は 1200℃/2h/FC 材は $1.05\times10^{-6}$ $s^{-1}$，1350℃/2h/FC 材は $3.45\times10^{-6}$ $s^{-1}$，1400℃/0h/FC 材は $2.45\times10^{-5}$ $s^{-1}$，HIP 材は $8.05\times10^{-7}$ $s^{-1}$ となった．先行研究では，ラメラ粒には転位の上昇を阻害する作用があるため，クリープ特性に優れる組織だとされている[8),(9)]．しかし，本研究ではニア γ 組織を呈した 1200℃/2h/FC 材および HIP 材のクリープ特性が優れた．

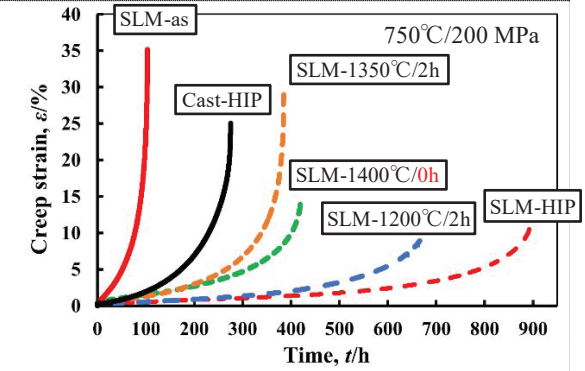



Fig. 2 Creep curves of SLM-as, Cast-HIP, and heat-treated SLM specimens.

### 3.3　引張特性

Fig. 3 に応力ひずみ線図を示す．また，比較のために熱処理前の SLM 材と鋳造材の応力ひずみ線図も示す．熱処理前の引張強度 610 MPa，伸び 5.75 %に対し，1200℃/2h/FC 材は引張強度 386 MPa，伸び 0.32 %，HIP 材は引張強度 362 MPa，伸び 0.38 %と，どちらも強度，延性ともに小さくなっていた．特に伸びについては鋳造材の 2.58 %よりも小さい値となった．

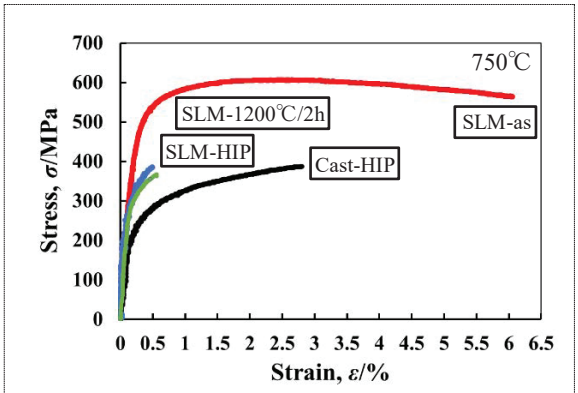



Fig. 3 Stress-strain curves of SLM-as, Cast-HIP, and heat-treated (1200℃/2h/FC and HIPed) SLM specimens.

## 4.　考察

### 4.1　組織

1350℃/2h/FC 材がデュプレックス組織を形成しなかった要因について考察する．ラメラ粒は α 粒内で γ 相が Blackburn の方位則に従って析出し，その後，$\alpha\rightarrow\alpha_2$ への規則化が起きることで形成される．この Blackburn の方位関係とは，α 相の(0001)面に対し γ 相の{111}面が平行に析出する関係であり，これによりラメラ粒は層状の形態となる．すなわち、ラメラ粒の形成には α 粒内での粒界拡散が十分に行われる必要がある．しかし，SLM 材の場合，熱処理前の微視組織は 99.9 %が γ 相で構成されており，また，微細な組織であることから粒界が多いため，1350℃では粒界での γ→α への変態が優先的に生じていたといえる．つまり 1350℃/2h の処理条件では，γ/α 相間での粒界拡散が平衡状態に至らず，α 粒内での α→γ の粒内拡散が妨げられたためにラメラ粒が形成されなかったと考えられる．

### 4.2　クリープ特性

これまでの研究[8]と異なり，ニア γ 組織のクリープ特性が最も優れた要因について考察する．各試験片のクリープ試験後の破面近傍組織を Fig. 4 に示す．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

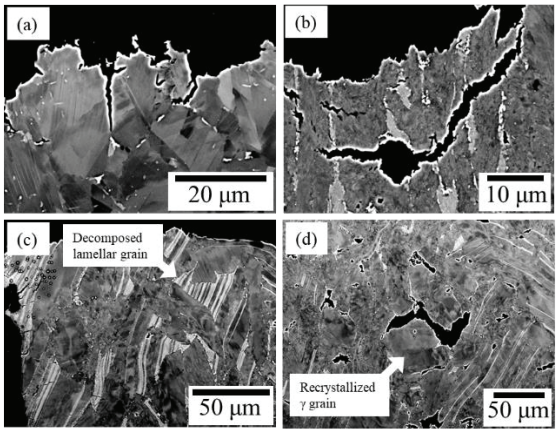



Fig. 4 Microstructure images of heat-treated SLM specimens after creep test. (a) 1200℃/2h/FC, (b) 1350℃/2h/FC, (c) decomposed lamellar grain (1400℃/0h/FC) and, (d) recrystallized γ grain (1400℃/0h/FC).

Fig. 4(c), (d)より，フルラメラ組織ではラメラ粒の分解や再結晶により生じたγ粒を確認できる．本研究のフルラメラ組織はラメラ層が粒界で互いに入り組んだ形態（Fig. 1(d)）であるが，Schillinger ら[10]は，このような組織は粒界で応力集中が起き，TiAl の再結晶温度以下でも容易に再結晶が起きることを報告している．このことから，本研究のフルラメラ組織においてもラメラ粒からγ粒への再結晶が顕著となり，クリープ特性がニアγ組織よりも乏しくなったと考えられる．Fig. 4(b)より，二相組織では結晶粒の大規模な変形が生じ，$\alpha_2$ 相とγ相の粒界で亀裂が生じていることが分かる．$\alpha_2$ 相はγ相に対し Blackburn の方位関係に従って整合析出することが知られているが，Fig. 1(b)のように粒界に不連続析出した場合，隣接しているγ粒のどれか 1 つに対しのみ整合析出するため，非整合界面が形成されることが確認されている[11]．非整合界面では結晶粒間の結合力が弱いため，結晶粒の大規模な変形が生じやすくなり，クリープ特性が乏しくなると考えられる．このことから，2 相組織は粒界の $\alpha_2$ 相が増加により非整合界面が増大し，クリープ変形抵抗が低下したためニアγ組織よりもクリープ特性が乏しくなったと考えられる．これらに対し，ニアγ組織は再結晶や大規模な変形は見られない（Fig. 4(a)）.したがって，ニアγ組織は粒界の $\alpha_2$ 相の体積率が小さく，安定したγ粒が支配的であるため，優れたクリープ特性を示したと考えられる．HIP 材が 1200℃/2h/FC 材より長いクリープ寿命を示した要因は，欠陥の減少にあると考えられる．SLM 材は造形時にサブミクロンスケールの亀裂が生じていることが確認されており[7]，これらが HIP 処理により減少したことで，亀裂進展速度を低下させたと考えられる．また，Table 2 より，HIP 材は 1200℃/2h/FC 材よりも粒成長しているため，粒界すべりが抑制されたことも要因であると考えられる．

### 4.3　引張特性

熱処理前と比べ，1200℃/2h/FC 材および HIP 材の強度と延性が小さくなった要因について考察する．熱処理前の SLM 材の大きい強度は結晶粒微細化による Hall-Petch 則が働いているためだと考えられている[7]．先述の通り，1200℃/2h/FC 材は平均粒径が熱処理前より約 3.5 倍に，また，HIP 材は約 4.3 倍に増加している．これにより，結晶粒微細化強化の働きが弱まり，強度が小さくなったと考えられる．延性が小さくなった要因は粒界に析出した $\alpha_2$ 相にあると考えられる．Fig. 5 に 1200℃/2h/FC 材の微視組織の拡大写真と引張特性試験後の破面を示す．

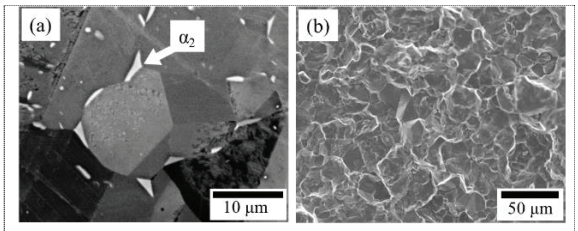



Fig. 5 (a) high magnification microstructure image and (b) fracture surface after the tensile test of 1200℃/2h/FC

Fig. 5(b)より，破面は粒界破壊破面を呈している．また，HIP 材も同様の破面となっていた．このことから，$\alpha_2$ 相が粒界に非整合析出したことにより，結晶粒間での結合力が低下し，亀裂が粒界で優先的に進展したと考えられる．また，$\alpha_2$ 相は六方晶系 $D0_{19}$ 構造，γ相は正方晶系 $L1_0$ 構造であることから変形能が大きく異なる．これにより粒界での応力集中が生じやすくなっていることも要因となっていると考えられる．

## 5. 結言

本研究では，SLM で造形した TiAl4822 に対し熱処理を施し，得られる組織を明らかにするとともに，課題であったクリープ特性の向上に寄与する組織について評価した．組織観察および強度試験の結果，SLM 材に関して以下の知見を得た．

1. 1200℃，1350℃，1400℃の熱処理によりそれぞれニアγ組織，2 相組織，フルラメラ組織を形成する．
2. いずれの熱処理材も従来の鋳造材よりも優れたクリープ特性を示し，熱処理によって耐クリープ性を向上できることが明らかになった．
3. クリープ試験中の組織の安定性，および非整合界面が少ないことにより，ニアγ組織のクリープ特性が最も優れた．
4. 粒界に非整合析出した $\alpha_2$ 相により，熱処理後の延性は乏しくなった．

以上より，TiAl4822 の SLM による製造の実用化のためには，鋳造材のように強度，延性，クリープ特性のバランスのとれた微視組織を求めることが重要だと言える．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 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) 626-636.

(7) K. Mizuta, Y. Hijikata, T. Fujii, K. Gokan, K. Kakehi,Scripta Materialia 203 (2021) 114107,

(8) T. Voisin, J-P. Monchoux, A. Couret, LLNL-BOOK-754944,2018.

(9) F. AppelPaul, M. Oehring, Wiley-VCH, 2011, 313-356.

(10) W. Schillingera, H. Clemensb, G. Dehmc, A. Bartelsa, Intermetallics 10 (2002) 459–466

(11) A. Sankaran, E. Bouzy, J.J. Fundenberger, A. Hazotte, Intermetallics 17 (2009) 1007–1016.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-8

# 不純物 Sb 含有 Ni 基単結晶超合金 TMS-238 の CaO るつぼ溶解による耐酸化性向上

# Improvement of Oxidation Resistance for Ni-Base Single Crystal Superalloy TMS-238 Containing Impurity Sb by CaO Crucible Melting

○前澤 裕俊[*1,2] 田畑 千尋[*2,3] 高田 裕治[*2] 川岸 京子[*2,3] 埋橋 淳[*2]
MAEZAWA Hirotoshi TABATA Chihiro TAKATA Yuji KAWAGISHI Kyoko UZUHASHI Jun
大久保 忠勝[*2] 横川 忠晴[*2] 原田 広史[*2] 鈴木 進補[*1,3,4]
OHKUBO Tadakatsu YOKOKAWA Tadaharu HARADA Hiroshi SUZUKI Shinsuke

**ABSTRACT**

To improve the oxidation resistance of Ni-base single crystal superalloy TMS-238 containing impurity Sb, the alloy was melted in a CaO crucible, and cyclic oxidation tests at 1100 ℃ and microstructure observations with 3DAP and STEM-EDS were carried out. As a result, the oxidation resistance of the alloy melt in the CaO crucible improved, compared with an alloy melt in an $Al_2O_3$ crucible, a conventional method for casting Ni-base superalloys. At the oxide/substrate interface of the alloy melt in the CaO crucible, the peak of Sb was much lower than that of an alloy melt in an $Al_2O_3$ crucible. Ca-Sb-O inclusions were observed near the grain boundaries within the starter. These results suggest that the oxidation resistance of the alloy melt in the CaO crucible improved due to the suppression of Sb segregation at the oxide/substrate interface by trapping Sb as Ca-Sb-O inclusions.

**キーワード：** Ni 基単結晶超合金，CaO，Sb，ガスタービン，ジェットエンジン，効率，リサイクル，不純物
**Key Words:** Ni-base Single Crystal Superalloy, CaO, Sb, Gas Turbine, Jet Engine, Efficiency, Recycle, Impurity

## 1. はじめに

本研究グループでは Ni 基超合金の実質材料コスト低減を目指して，低純度素材のリサイクル[1-3]について研究を行っている．その際，低純度素材に含まれる不純物の制御が重要である．不純物 Sb は Ni 基単結晶超合金 TMS-238 の耐酸化性を著しく劣化させる．それは，酸化膜/母材界面に Sb が偏析し，酸化膜の耐剥離性を低下させるためであると明らかにした[4]．一方，CaO るつぼ溶解により Ni 基単結晶超合金 TMS-238 の酸化膜/母材界面の S 偏析量が低下し，耐酸化性が向上することも明らかにした[5]．そこで，CaO るつぼ溶解により不純物 Sb 含有 Ni 基単結晶超合金 TMS-238 の耐酸化性の向上を試み，その効果の有無とメカニズムの解明を本研究の目的とした．

*1 早稲田大学 理工学術院
基幹理工学研究科 機械科学・航空宇宙専攻
〒169-8555 新宿区大久保3-4-1
*2 物質・材料研究機構
〒305-0047 つくば市千現1-2-1
*3 早稲田大学 理工学術院
基幹理工学研究科 材料科学専攻
〒169-8555 新宿区大久保3-4-1
*4 早稲田大学 各務記念材料技術研究所
〒169-0051 新宿区西早稲田2-8-26

## 2. 方法

Table 1 に示す Ni 基単結晶超合金 TMS-238[6]を CaO るつぼ内で溶解し，10 ppm 相当の Sb を添加した後，単結晶丸棒を鋳造した．鋳造後，1335 ℃-20 h の溶体化処理，1150 ℃-2 h の第一段時効処理，870 ℃-20 h の第二段時効処理を行った．熱処理後，Sb と Ca の濃度をグロー放電質量分析法(GD-MS)により取得した．また，単結晶丸棒から作製した酸化試験片(直径 9 mm，高さ 5 mm)を用いて，1100 ℃-1 h 保持を 1 サイクルとする繰り返し酸化試験を行い，耐酸化性を評価した．集束イオンビーム装置(FIB)を用いて繰り返し酸化試験を 1 サイクル行った試料から針状試料を作製し，3 次元アトムプローブ(3DAP)を用いて酸化膜/母材界面の Sb 偏析量を測定した．また，FIB を用いて熱処理前のスターターから薄板状試料を作製し，走査透過型電子顕微鏡(STEM)-エネルギー分散型 X 線分析(EDS)により介在物の組成と構造を分析した．

Table 1 TMS-238 の公称組成(wt.%)[6]

| Ni | Co | Cr | Mo | W |
|---|---|---|---|---|
| Bal. | 6.50 | 4.60 | 1.10 | 4.00 |
| Al | Ta | Hf | Re | Ru |
| 5.90 | 7.60 | 0.10 | 6.40 | 5.00 |

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

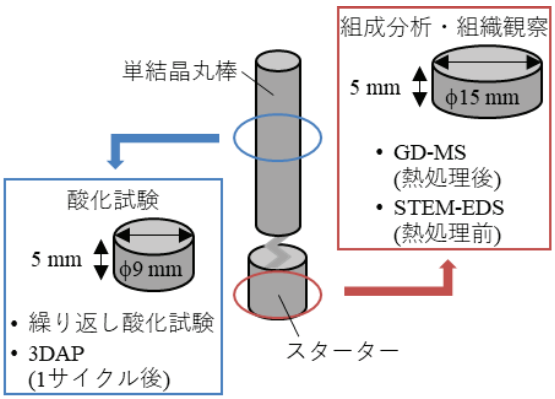



Fig. 1　各試験片の切り出し位置

## 3. 結果

GD-MS の結果，合金中の Sb および Ca の濃度はそれぞれ 9.5 ppm と 5.5 ppm であった．本研究で作製した 9.5 ppm の Sb を含む試料を TMS-238+9.5ppmSb(CaO)，高田ら[4]が $Al_2O_3$ るつぼ溶解により作製した試料を TMS-238($Al_2O_3$)および TMS-238+3.8ppmSb($Al_2O_3$)と呼称する．これらの試料の繰り返し酸化試験結果を Fig. 2 に示す．TMS-238+3.8ppmSb($Al_2O_3$)は 20 サイクル以降に明らかな質量減少があった．一方，TMS-238+9.5ppmSb(CaO)は 100 サイクルまで質量減少がなかった．質量減少は酸化膜の剥離によるものであるため，CaO るつぼ溶解により酸化膜の耐剥離性が向上し，耐酸化性が向上したといえる．酸化膜/母材界面での 3DAP のマススペクトラムでは，Sb の明確なピークは見られなかった．また，STEM-EDS より，Ca-Sb-O の直径約 200 nm の介在物がスターターで観察された．

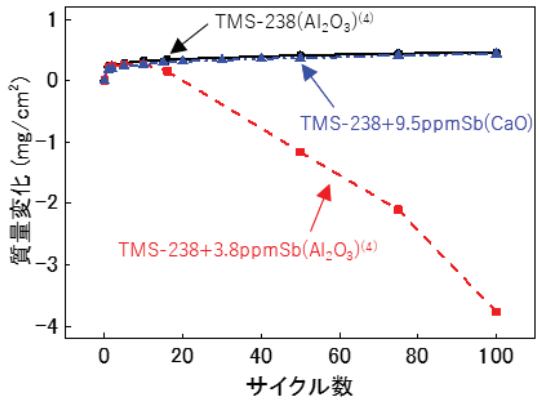



Fig. 2　繰り返し酸化試験結果(1100 ℃-1 h)

## 4. 考察

合金中の Ca 濃度が 5.5 ppm であったことから，CaO るつぼで溶解中，溶湯中の Al は CaO と反応し，CaO が還元され，Ca が溶湯に入ったと考えられる．反応式は以下で表される[7]．

$$3CaO+2Al=3Ca+Al_2O_3 \quad [1]$$

以上の反応から溶湯に入った Ca が Sb，O と反応し，介在物を生成したと考えられる．高田らは $Al_2O_3$ るつぼ溶解材では，酸化試験中に Sb が酸化膜/母材界面へ拡散し，偏析したと報告している[4]．一方，本研究において，CaO るつぼ溶解の場合では，3DAP で明確な Sb のピークは見られなかった．よって，酸化膜/母材界面の Sb 偏析量が $Al_2O_3$ るつぼ溶解の場合よりも少ないといえる．以上から，母材側での Sb 介在物の生成が Sb の母材側への固定と界面への拡散抑制に寄与したと考えられる．これにより，酸化膜の剥離が抑制されたため，耐酸化性が向上したと考えられる．

## 5. 結論

耐酸化性を劣化させる不純物 Sb を含む Ni 基単結晶超合金 TMS-238 を CaO るつぼ溶解により耐酸化性の向上を試み，従来法の $Al_2O_3$ るつぼ溶解と比較して以下の結果を得た．

① 繰り返し酸化試験時の質量減少が無く，耐酸化性が優れている．

② 母材側で Ca-Sb-O の介在物が存在する．また，酸化膜/母材界面において，Sb 偏析量が少ない．

③ 耐酸化性の向上は Sb 介在物の生成が Sb の母材側での固定と，それによる界面偏析の低減により酸化膜剥離を抑制したためであると考えられる．

## 謝辞

本研究は戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「統合型材料開発システムによるマテリアル革命」(配分機関:JST)の一環として行われました．

## 参考文献

(1) 宇多田悟志ら，タービン翼用超合金の進化とリサイクル技術開発，日本ガスタービン学会誌, Vol. 45, No. 6 (2017), pp. 445-451.

(2) Y. Khisimoto *et. al*., Desulfurization Model Using Solid CaO in Molten Ni-Base Superalloys Containing Al, Met. Mat. Trans. B, Vol. 51, (2020), pp. 293-305.

(3) 原田広史ら，単結晶超合金タービン翼の直接完全リサイクル法の開発，金属, Vol. 90, No.7 (2020), pp. 563-570.

(4) 高田裕治ら，第 6 世代 Ni 基単結晶超合金 TMS-238 の耐酸化性とクリープ強度に及ぼす不純物元素 Sb の影響，日本金属学会誌，投稿済.

(5) C. Tabata *et. al*., Quantitative analysis of sulfur segregation at the oxide/substrate interface in Ni-base single crystal superalloy, Scripta Materialia, Vol. 194, (2021), pp. 113616.

(6) K. Kawagishi *et. al*., Development of an Oxidation-Resistant High-Strength Sixthgeneration Single-Crystal Superalloy TMS-238, Superalloys 2012, pp. 189- 195.

(7) C. Tabata *et. al*., Unveiling the Mechanism of Improved Oxidation Resistance for CaO Crucible Melting Using Ni-Al Alloy, Met. Mat. Trans. A, vol. 53, (2022), pp. 2452-2458.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-10

# 格子ボルツマン法による 低圧タービン翼まわりのはく離遷移流れの LES 解析

# LES of Transitional Separated Flow over a Low-Pressure Turbine Using Lattice Boltzmann Method

○加藤 千裕[*1] 山田 和豊[*1] 船﨑 健一[*1]
KATO Chihiro YAMADA Kazutoyo FUNAZAKI Kenichi

**ABSTRACT**

This paper discusses the LES results of transitional separated flows on the suction surface of a low-pressure turbine for an aeroengine using the lattice Boltzmann method (LBM). The LBM can perform large-scale calculations with dense mesh thanks to its simple algorithm and fewer operation counts than the conventional Navier-Stokes simulation. The LBM uses a regular uniform mesh, and the result is expected to provide high accuracy in predicting turbulent flows. The LBM results are well validated by comparing with the experimental results. In analyses of the flow field, we especially focus on the vortex flow structure of the transitional separated flow occurring on the suction surface of the turbine blade. The simulation is conducted at three Reynolds number conditions of 80k, 100k and 130k, and the results are compared to reveal the effect of Reynolds number on the flow and the aerodynamic loss around the trailing edge.

**キーワード**：低圧タービン，格子ボルツマン法，後縁流れ，剥離遷移流れ，LES

**Key Words**: Low-Pressure Turbine, Lattice Boltzmann Method (LBM), Trailing Edge Flow, Transitional Separated Flow, Large-Eddy Simulation

## 1. 緒言

近年，環境適合性および低燃費化に対する要求が高まっており，航空エンジンは高バイパス比化が進んでいる．ターボファンエンジンでは，ファンがエンジン推力の大半を担っているが，このファンは低圧タービンにより駆動されている．このことから，低圧タービン性能はエンジン性能に大きく寄与すると考えられ，低圧タービンの高性能化が注目されている．特に，低圧タービンの重量はエンジン重量に占める割合が高く，タービン翼の高負荷化が進められている．

高負荷低圧タービン翼では，高高度巡回時の低レイノルズ数化によって負圧面境界層は層流状態になり，剥離による性能低下や層流剥離泡の制御が課題となっている．また，これらを正確に予測することが高負荷低圧タービン翼の性能評価にとって重要である．したがって，これまでに，LES（Large-Eddy Simulation）などの高精度乱流解析を用いて，主流乱れやレイノルズ数，マッハ数，上流後流などのパラメータがタービンの損失生成に及ぼす影響および損失生成メカニズムが詳細に調査されている[(1)(2)]．さらには，RANS モデルの改良や，実験に比べデータが豊富かつ安価で高速に得られる仮想数値風洞としての利用を目的として，DNS（Direct Numerical Simulation）解析の適用などが行われるようになってきている[(3)(4)]．一方，近年，格子ボルツマン法（LBM ; Lattice Boltzmann Method）が様々な流体計算に応用されはじめている[(5)(6)]．格子ボルツマン法では，従来の Navier-Stokes 方程式に比べアルゴリズムが単純で演算量が少ないことから，大規模な計算を行うことが可能である．また，計算格子には等方的な直交等間隔格子が使用され，壁乱流の予測精度が高いと期待される．

本研究では，航空エンジン用低圧タービン翼を対象として，格子ボルツマン法による LES 解析を実施し，さまざまな流動条件で翼負圧面上における剥離遷移の非定常流動の詳細を調査するとともに，翼後縁損失を評価した．解析結果と船﨑らによる実験結果[(7)]を比較することにより，格子ボルツマン法の予測精度を検証することを目的としている．

*1 岩手大学
〒020-8551 岩手県盛岡市上田4-3-5

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 2. 主な記号

| | |
|---|---|
| $f$ | 粒子分布関数 |
| $e$ | 粒子速度 |
| $c$ | キュムラント |
| $\Omega$ | 粒子の衝突演算子 |
| $q$ | 壁面までの無次元距離 |
| $u_w$ | 物体表面の移動速度 |
| $P_t$ | 全圧 |
| $P$ | 翼面静圧 |
| $\rho$ | 密度 |
| $\bar{V}$ | 質量重み付き平均速度 |
| N | アンサンブル数 |
| u | 境界層内の速度 |
| $\vec{\zeta}$ | 渦度ベクトル |
| $\vec{u}$ | 速度ベクトル |
| $U_e$ | 主流速度 |
| $x$ | 軸方向距離 |
| $y$ | ピッチ方向距離 |
| $y_e$ | 境界層厚み |
| $y_n$ | 翼面法線方向距離 |
| $C_{pb}$ | ベース圧 |
| $w$ | スロート幅 |
| $t$ | 翼後縁の厚み |

**- 添え字**

| | |
|---|---|
| $i$ | 任意のモデルで離散化された粒子速度の方向 |
| *1* | 入口計測位置（前縁から 60%Cx 上流） |
| *2* | 出口計測位置（後縁から 115%Cx 下流） |

## 3. 解析対象

本研究では，岩手大学直線翼列試験で調査された航空エンジン用低圧タービン翼を解析対象とした．Fig.1 に解析対象である低圧タービン翼列の空力試験装置の概略を示す．試験では，翼面静圧計測，熱線流速計による境界層速度プロファイル計測，ピトー管による翼列下流における全圧分布のトラバース計測が実施されている．Table.1 に翼の諸元を示す．翼列上流及び下流での圧力・速度の計測位置は，それぞれ翼前縁から 60%Cx 上流，翼前縁から 115%下流である．

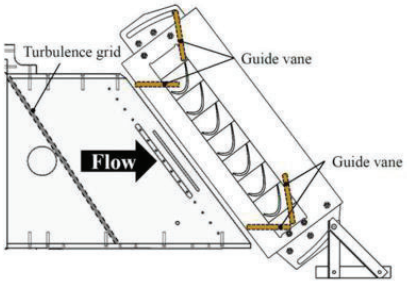



Fig.1 Test apparatus of low-pressure turbine cascade

Table.1 Airfoil parameters

| | |
|---|---|
| Chord [mm] | 114.0 |
| Axial chord [mm] | 100.0 |
| Span [mm] | 254.0 |

## 4. 数値計算手法

### 4．1 格子ボルツマン方程式

格子ボルツマン法は，粒子の分布関数の時間発展を計算する手法であるが，粒子の速度空間は有限な離散速度で表現され，ボルツマン方程式の縮約モデルと考えることができる．格子ボルツマン法の基礎式は，離散ボルツマン方程式を時間方向および空間方向に離散化して，次式のように表される．

$$f_i(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\Delta t, t+\Delta t) = f_i(\boldsymbol{x}, t) + \Omega_i \tag{1}$$

粒子速度モデルには 3 次元 27 速度（D3Q27）モデルを使用し，衝突項の演算にはガリレイ不変性を満足し高レイノルズ数流れで安定な Cumulant 衝突モデル[8]を採用した．速度や圧力などのマクロな物理量は，次式で計算される．

$$\rho = \sum_i f_i \tag{2}$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_i f_i \mathbf{c}_i \tag{3}$$

なお，本研究では SGS 渦粘性モデルを導入し，LES 計算を実施した．SGS モデルには，WALE モデル[9]を採用した．

### 4．2 Cumulant 衝突モデル

座標系に独立な関数にするため，離散分布関数を波数空間の関数に変換する．変換後の関数は，波数空間において連続であり，テーラー級数に展開できる．

$$F(\Xi) = \mathcal{L}\{f(\boldsymbol{\xi})\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(\boldsymbol{\xi})\, e^{-\Xi\xi} d\boldsymbol{\xi} \tag{4}$$

ここで，統計的に独立なキュムラントを導入すれば，同時確率密度分布関数はそれぞれの積として因数分解される．

$$f(\Xi) = \prod F\left(c_{\alpha\beta\gamma}\right) \tag{5}$$

上式について対数をとり級数展開すれば，キュムラントはテーラー級数の係数として以下で定義される．

$$c_{\alpha\beta\gamma} = c^{-\alpha-\beta-\gamma} \frac{\partial^\alpha \partial^\beta \partial^\gamma}{\partial \Xi^\alpha \partial \Upsilon^\beta \partial Z^\gamma} \ln\left(F(\Xi, \Upsilon, Z)\right)\Big|_{\Xi=\Upsilon=Z=0} \tag{6}$$

キュムラントは中心モーメントから計算され，衝突演算はキュムラントを用いて以下の式で行われる．

$$c^*_{\alpha\beta\gamma} = c_{\alpha\beta\gamma} - \omega_{\alpha\beta\gamma}\left(c_{\alpha\beta\gamma} - c^{eq}_{\alpha\beta\gamma}\right) \tag{7}$$

ここで，$c^*_{\alpha\beta\gamma}$ は衝突後のキュムラント，$c^{eq}_{\alpha\beta\gamma}$ は平衡状態のキュムラントである．$\omega_{\alpha\beta\gamma}$ は緩和率を表し，二次のキ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

ュムラント（$\alpha+\beta+\gamma=2$）に対する$\omega$が動粘度と関連する．キュムラントは衝突演算時のみ使用され，衝突演算後，もとの分布関数に変換される．

### 4．3　境界条件

物体壁面の境界条件には，Fig.2 に示す Interpolated Bounce-Back（IBB）法[10]を適用した．

$$f_i(x_0,t)=2qf_i(x_1,t)+(1-2q)f_i(x_2,t) \qquad q<\frac{1}{2} \qquad (8)$$

$$f_i(x_0,t)=\frac{1}{2q}f_i(x_1,t)+\frac{2q-1}{2q}f_i(x_1,t)+\frac{1}{2q}\hat{f} \qquad q\geq\frac{1}{2} \qquad (9)$$

計算領域境界では，境界条件として，マクロ物理量から計算される局所平衡分布関数を与えた．入口境界条件として，無次元速度（粒子速度で無次元化）を 0.05，流入角$\alpha$を 45.4°で固定して与えた．密度は勾配ゼロのノイマン条件を課した．出口境界では，密度を 1.0 で固定し，速度は，計算領域内部の値を外挿して与えた．スパン方向とピッチ方向に関しては周期境界を適用した．

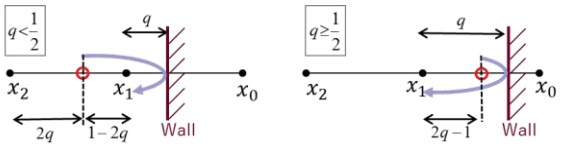


Fig.2 Illustration of interpolated Bounce-Back scheme

### 5. 計算格子

本研究では，計算格子は Building-Cube Method (BCM)[11]で作成した．計算領域は，軸方向に上流・下流の境界を軸コード長の約 0.8～0.9 倍離した位置に設定し，スパン方向は軸コード長の約 9%とした．なお，スパン長の影響は別途調査し，今回の設定で十分であることを確認している．本計算では，Cube サイズを 4 階層とし，翼周囲と wake 部に最小 Cube を配置した．Cube 当たり各方向に 17 点の計算格子点を配置した．最小格子幅は 0.07[mm]である．計算格子を Fig.3 に示す．同図には，視認性を考慮して Cube のみが示されている． Cube 数は 37,399，総格子点数は 183,495,637 点である．解析結果から求めた $y^+$は レイノルズ数 130k の場合で 3.5，100k の場合で 2.5，80k の場合で 1.0 であった．

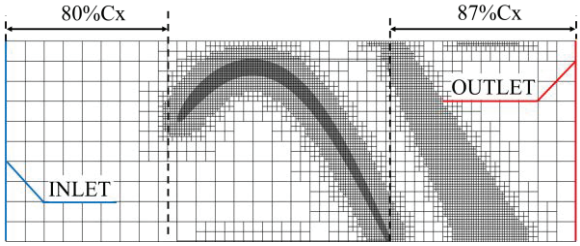


Fig.3 Computational grid (only cubes shown)

### 6. 計算条件

実験では，出口レイノルズ数 Re=100k の条件で試験されている．計算ではタービン性能に及ぼすレイノルズ数の影響を調査するために，出口レイノルズ数が 80k，100k，130k の 3 条件について計算を実施した．なお，設計の入口角は 45°であるが，実際の流入角を考慮して，翼上流の入口境界に与える流入角を$\alpha$=45.4°とした．

### 7. 解析結果

#### 7.1. 翼面圧力係数

Fig.4 は翼面圧力分布を示しており，Re＝80k，100k，130k 条件の解析結果および Re＝100k 条件の実験結果を比較している．グラフの横軸は軸コードで無次元化した軸方向距離を示しており，縦軸は翼面圧力係数を示している．翼面圧力係数は次式を用いて評価した．

$$Cp(x)=\frac{P_{t1}-P(x)}{{}^1\!/_2\,\rho\overline{V_2}^2} \qquad (10)$$

Fig.4 より，圧力面及び負圧面前縁側はいずれのレイノルズ数でも実験と概ね一致する．しかし，翼負圧面での加速が正確に再現されておらず，ピークは実験よりわずかに低くなっている．実験結果から，翼負圧面後縁側には層流剥離泡が確認される．Re＝130k 条件の場合は剥離，再付着が実験と概ね一致するが，Re=100k 条件と Re=80k 条件の場合では再付着が実験よりも後縁側で起こっている．レイノルズ数の低下に伴って，負圧面側ピークが低下し，再付着位置は後縁側に移動する傾向にある．これは Fig.6 に示す境界層速度分布からも明らかである．

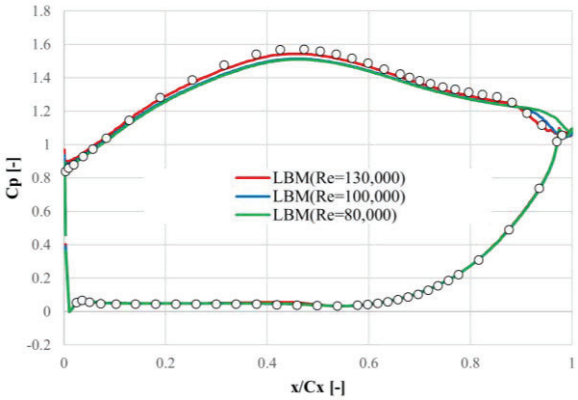


Fig.4 Pressure coefficient distributions around the turbine blade

#### 7.2. 境界層速度分布

Fig.5 は実験における翼負圧面境界層の速度分布計測位置を示している．実験では，翼負圧面側において 60%Cx から 98%Cx の間の 8 か所で境界層計測が実施されている．Fig.6 は，Fig.5 に示した各計測位置における，解析結果および実験結果の境界層速度分布の比較を示している．なお，実験結果は試験が実施された Re=100k の結果のみが示されている．同図において，変曲点の有無や直線性などを調べることにより，剥離開始点や再付着点といった

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

流れの特徴的な箇所を明白に見出すことができる．同図の縦軸は翼面法線方向距離$Y_n[mm]$を示しており，各計測位置での速度分布を横に並べて表示している．

Fig.6 より，75%Cx より上流の領域ではいずれのレイノルズ数の解析も実験と概ね一致している．実験結果の速度分布から，境界層剥離は 75%Cx 辺りから開始していると判断できる．また再付着点は，Fig.4 の翼面圧力分布とあわせて総合的に判断すると，90%Cx 付近であると考えられる．計算結果の剥離点は実験結果とよく一致しており，レイノルズ数による変化はない．再付着点についてみると，Re＝130k 条件では 90%Cx，Re＝100k 条件では 95%Cx，Re＝80,000 条件では 98%Cx あたりであると考えられ，レイノルズ数の低下とともに再付着点が下流に移動している．また剥離泡内での速度は非常に小さく，境界層速度分布において速度ゼロの範囲が剥離領域に相当すると考えると，剥離泡の高さは，実験では最大約 0.3[mm]（80%Cx）であるのに対し，Re＝130k，100k 条件では約 0.3[mm]（85%Cx），Re＝80k 条件では約 0.5[mm]（95%Cx）となっている．このことから，剥離泡は，Re＝100k 条件では流れ方向に，Re＝80k 条件では流れ方向および翼面法線方向に，成長していることが分かる．

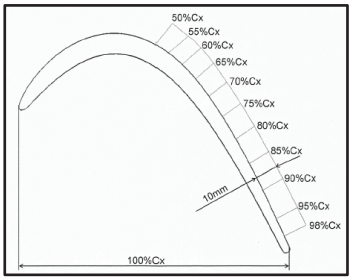


Fig.5 Measurement locations of velocity profile

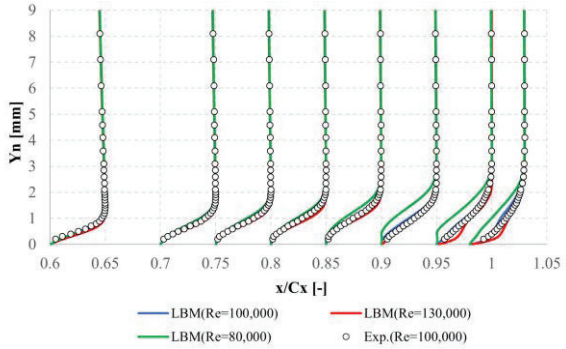


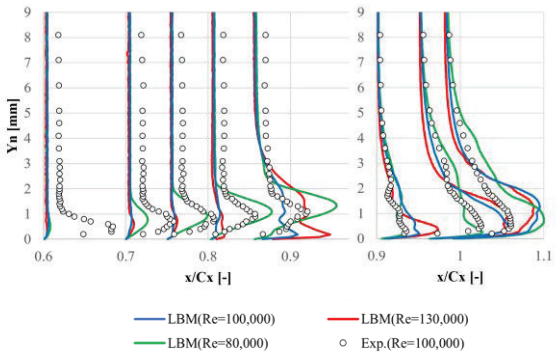
Fig.6 Velocity profiles for three Reynolds numbers

### 7.3. 境界層 r.m.s.値

ここでは境界層内の速度の r.m.s.値$u_{r.m.s.}$を評価した結果を示す．$u_{r.m.s.}$は次式を用いて評価した．

$$u_{r.m.s} = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^{N}(u_n - \bar{u})^2}{N}} \qquad (11)$$

Fig.7 は，各条件での$u_{r.m.s.}$を実験結果と比較している．グラフの縦軸に翼面法線距離$Y_n[mm]$をとり，$u_{r.m.s.}/U_e$の分布を無次元軸コード位置ごとに分けて描いている．なお，同図では，(a) 60%Cx~85%Cx と(b) 90%Cx~98%Cx で視認性のために尺度を変更している．Re=130k 条件と Re=100k 条件では 80%Cx 付近でピークが表れ始め，Re=80k 条件では 70%Cx からピークが表れはじめる．このピークは剥離せん断層の巻き上がり渦を示していると考えられる．一方，実験では 60%Cx ですでにピークが表れている．Fig.4 より，実験の 60%Cx は剥離点の上流であることから，実験では剥離前から壁面近傍に乱れが存在していることが分かる．Fig.7(a)から，実際にはわずかながら主流中に乱れが存在することがわかり，主流が翼前縁に衝突した際に，主流乱れが境界層内に乱れの核として残り，それが逆圧力勾配下で成長し顕在化したと考えられる．ピークに対応する剥離せん断層の壁面からの高さは，70%Cx~90%Cx の間では 3 条件の解析と実験とで概ね一致している．また，85%Cx では Re=100k 条件と Re=130k 条件で壁面近傍に 2 つ目のピークが表れている．このピークは，Re=80k 条件は 95%Cx で，実験では 90%Cx で見られる．第 2 のピークは，下流に行くほど成長して壁面から離れていき，翼後縁付近では 1 つ目のピークと結合し，1 つの大きな乱れを形成している．



(a) 60%Cx~85%Cx (b) 90%Cx~98%Cx
Fig.7 $u_{r.m.s.}$ profiles for three Reynolds numbers

### 7.4. 翼負圧面上の渦の動的挙動

本供試低圧タービンでは，翼負圧面で剥離した境界層が乱流化して再付着する．この節では，剥離遷移の流動を理解するため，剥離せん断層が渦として巻き上がり，最終的に崩壊して乱流化する過程について，渦流れ構造を描画して議論する． Fig.8 および Fig.9，Fig.10 に，各レイノルズ数条件における翼負圧面側後縁付近の瞬時渦流れ場を示す．それぞれの図において，2 つの異なる瞬時渦流れ場が示されている．同図には軸コードで無次元化した軸方向距離が併せて示されている．渦構造は Q 値の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

等値面で可視化されており，無次元ヘリシティで色付けされている．無次元ヘリシティは次式で定義され，渦度ベクトル及び速度ベクトルの余弦を求めることで流れ方向に軸を持つ縦渦を可視化することができる[12]．

$$H_n = \frac{\vec{\zeta}\cdot\vec{u}}{|\vec{\zeta}||\vec{u}|} \tag{12}$$

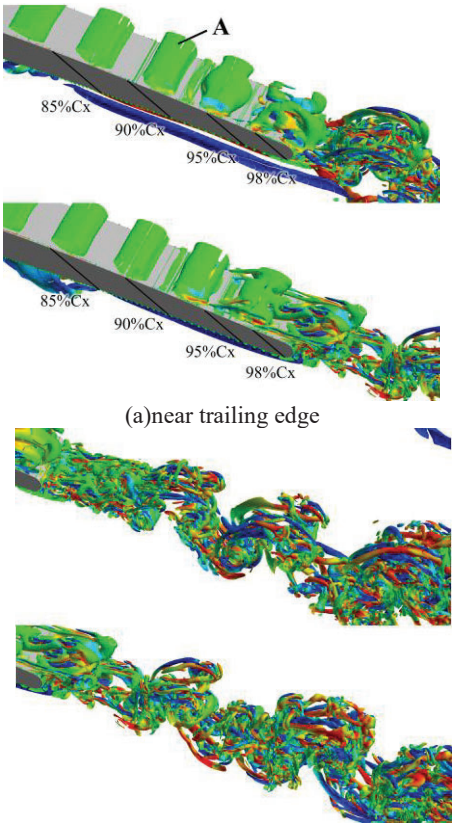
#### 7.4.1. 翼後縁近傍

はじめに，Fig.9 に示される，Re=100k 条件での翼後縁近傍の渦構造を議論する．まず，85~90%Cx 付近では KH（Kelvin-Helmholtz）不安定によって引き起こされた剥離せん断層の 2 次元的な巻き上がり渦 A が見られる．90~95%Cx では翼面近傍には縦渦 B が生じ，渦 A が流れ方向に引き伸ばされ，徐々に崩壊している．7.3 節で述べた境界層 RMS 値に見られる壁面近傍の 2 つ目のピークがこの崩壊の際に生じる乱れと対応していると考えられる．98%Cx より下流では，この縦渦構造 B により，剥離せん断層からの 2 次元的な放出渦 A が崩壊し始め，乱流化している様子が確認される．

上述の渦構造について，レイノルズ数による違いを説明する．Re=100k 条件では 90~95%Cx で 2 次元的な剥離渦が崩壊を始めたのに対し，Re=130k 条件では 85~90%Cx で，Re=80k 条件では 95%Cx 付近で崩壊を始めている．Re=100k 条件と Re=130k 条件では壁面近傍に細かい渦が表れ，後縁付近で縦渦が伸びている様子が見られる一方で，Re=80k 条件ではそのような縦渦構造は見られなかった．Re=130k 条件では 95~98%Cx でこの縦渦構造が崩壊を始めており，7.2 節でも確認されたように，3 条件で最も早く乱流化している．また，レイノルズ数が低いほど，剥離せん断層の二次元的な巻き上がり渦の間隔が広いことが分かる．

#### 7.4.2. 翼後縁下流

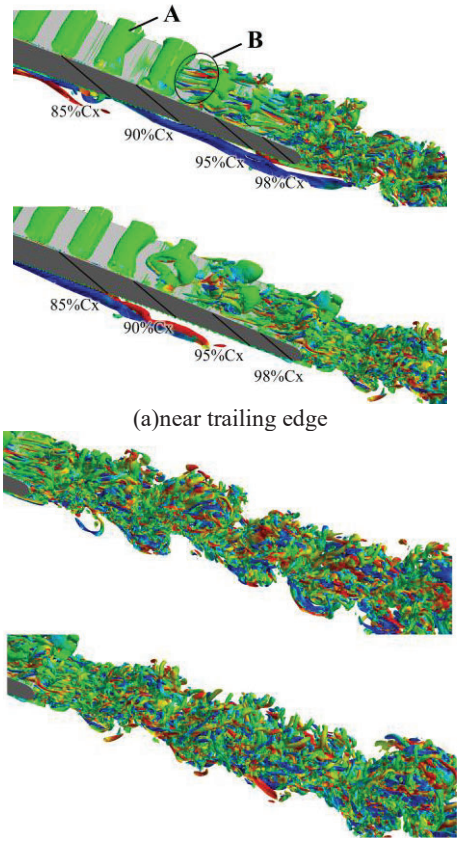
次に，翼後縁下流の渦構造について，レイノルズ数による違いを説明する．後流部には，いずれのレイノルズ数でも，翼後縁からの渦放出に対応して渦塊のような構造を確認できる．7.4.1.より，レイノルズ数が低いほど，剥離せん断層の二次元的な巻き上がり渦の間隔が広かったのと同様に，後流部でもレイノルズ数が低いほど渦塊の間隔が広くなっている．また，Re=80k 条件では他のレイノルズ数条件に比べ渦塊は明確であり，カルマン渦列のような規則的に放出された渦構造が見られ，そのカルマン渦に巻きつくようなリブ構造も確認できる．一方で，Re=100k 条件と Re=130k 条件では，渦塊は明確ではない．これは，Re=80k 条件では翼後縁部では乱流化していないのに対し，Re=100k 条件と Re=130k 条件では翼後縁部より上流で乱流化が進行しているためだと考えられる．



(a)near trailing edge

(b)wake region

Fig.8 Instantaneous vortical flow structures (Re=80,000)

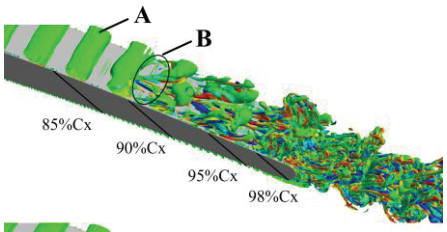


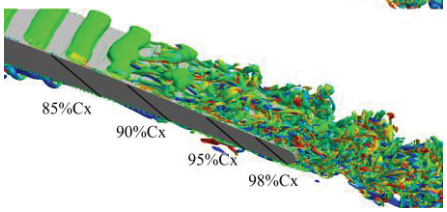
(a)near trailing edge

(b)wake region

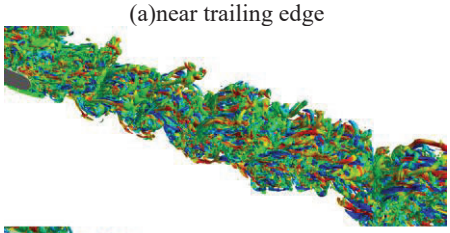
Fig.9 Instantaneous vortical flow structures (Re=100,000)

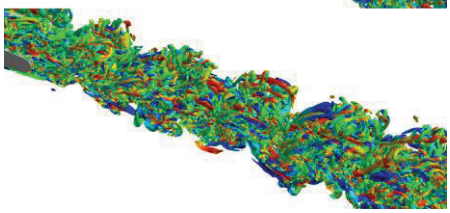
Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a)near trailing edge





(b)wake region

Fig.10 Instantaneous vortical flow structures (Re=130,000)

### 7.5. 境界層積分値

この節では，次式で定義される境界層排除厚さ$\delta^*$，運動量厚さ$\theta$，形状係数$H$を評価する．これらは翼ミッドスパンで評価された[13]．

$$\delta^* = \int_0^{y_e} \left( \frac{u(x,y_n)}{U_e(x)} \right) dy \tag{13}$$

$$\theta = \int_0^{y_e} \left\{ \frac{u(x,y_n)}{U_e} \left( 1 - \frac{u(x,y_n)}{U_e(x)} \right) \right\} dy \tag{14}$$

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \tag{15}$$

#### 7.5.1 排除厚さ

Fig.11 には排除厚さを示す．まず解析結果だが，レイノルズ数が大きいほどピークが上流側に移動している．このピークの軸方向位置は境界層が剥離している箇所に対応しており，上述のようにレイノルズ数が低いほど，剥離・再付着が遅れていることを示している．また，最大値はRe=80k条件で約1.5[mm](95%Cx)，Re=100k条件で約1.0[mm](90%Cx)，Re=130k条件で約0.9[mm](85%Cx)となっており，7.2節で述べたように，Re=80k条件で剥離泡が翼面法線方向に最も大きいことが排除厚さから確認できる．剥離泡の最大高さはRe=100k条件の解析結果と実験値で一致しているが，ピーク位置は解析結果の方が下流に位置している．これは，Re=100k条件で剥離泡を流れ方向に過大評価していることと関係している．

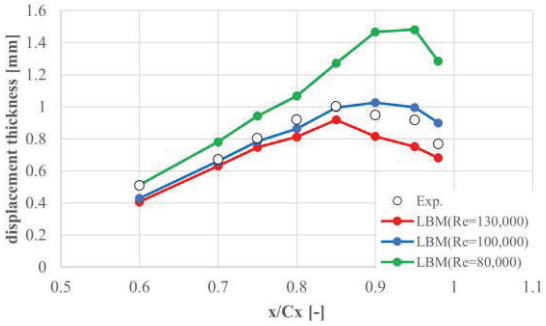



Fig.11 Displacement thickness distributions for three different Reynolds numbers

#### 7.5.2 運動量厚さ

Fig.12 には運動量厚さを示す．解析結果は下流に向かって緩やかに厚みを増していくが，Re=130k条件では85%Cxで，Re=100k条件とRe=80k条件では95%Cxで急激に上昇し始める．これは，排除厚さのピーク位置と概ね一致しており，乱流に遷移し始めている位置を示していると考えられる．また実験値との比較だが，Re=100k条件は60%Cx~95%Cxでは良好な一致を示している．一方で98%Cxでは解析結果が厚さを過大に評価している．これは，排除厚さと同様に，Re=100k条件で剥離泡を流れ方向に過大評価していることと関係している．

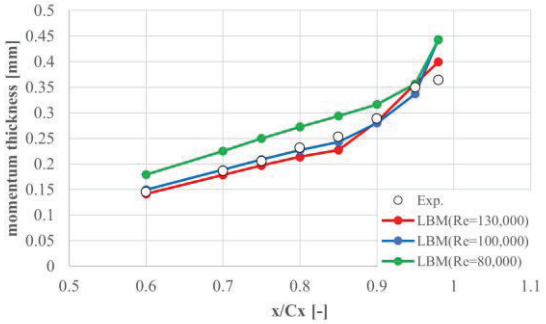



Fig.12 Momentum thickness distributions for three different Reynolds numbers

#### 7.5.3 形状係数

Fig.13 に形状係数を示す．解析結果はRe=130k条件とRe=100k条件では85%Cxで，Re=80k条件では90%Cxで最大値を記録している．このピーク位置は，Re=130k条件では排除厚さのピーク位置と一致するが，Re=100k条件とRe=80k条件では排除厚さのピーク位置より上流に位置している．これは，Re=100k条件で85%Cx~95%Cxで，Re=80k条件では90%Cx~95%Cxでそれぞれ排除厚さがほぼ一定であるのに対し，運動量厚さは増加していっているためである．98%Cxでの形状係数の値は，Re=130k条件で約1.7，Re=100k条件で約2.0，Re=80k条件で約2.9となっており，いずれの条件でも翼後縁部で十分に乱流化していないことが分かる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

また実験値との比較だが，Re=100k 条件は 70%Cx~85%Cx では概ね一致している．60%Cx で解析が実験値より小さく，90%Cx~95%Cx で大きくなっているのは，運動量厚さを 60%Cx で過小に，90%Cx~95%Cx で過大に評価しているためである．

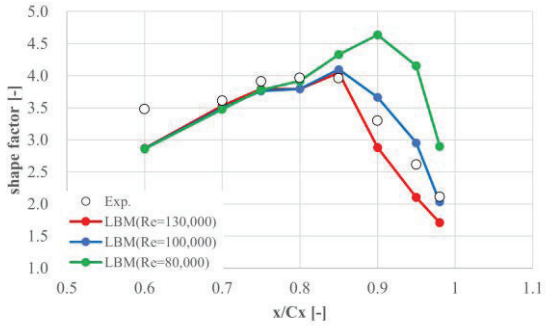



Fig.13 Shape factor distributions for three different Reynolds numbers

### 7.6. 全圧損失係数

Fig.14 に実験における全圧損失係数測定位置を，Fig.15 に解析結果および実験の全圧損失係数の比較を示している．Fig.15 の横軸はピッチ座標，縦軸は全圧損失係数を示している．また，実験の最大値を用いてグラフ全体を正規化している．ピッチ座標は，Fig.14 における黒丸の位置を原点とし，翼間ピッチで無次元化されている．全圧損失係数は次式を用いて評価した．

$$Yp(x) = \frac{P_{t1} - p(y)}{{}^{1}/_{2}\,\rho \overline{V_2}^{2}} \qquad (16)$$

Fig.15 より，計算結果はいずれも実験よりピークが大きく評価されている．また，Re=130k 条件の場合のみ，ピーク値が約 0.15 ほど，他 2 つのレイノルズ数条件の結果よりも小さくなっている．レイノルズ数が低くなるに従い，負圧面側で境界層が厚くなる結果，後流の幅が広がっており，ピーク位置もマイナス側に移動し，偏差角が大きくなっている．これは，上述したように，レイノルズ数が低いほど負圧面上で発生した層流剥離の再付着が遅れたためだと考えられる．

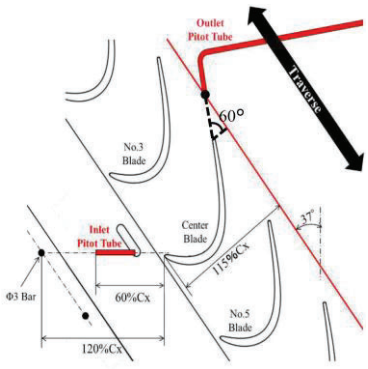



Fig.14 Measurement position of total pressure loss Yp

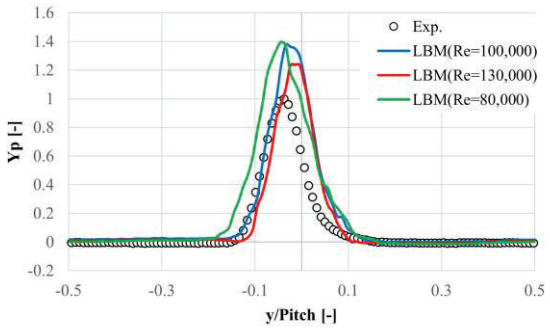



Fig.15 Comparison of total pressure loss Yp distributions

### 7.7. 損失評価

Fig.16 は，解析および実験により得られた全圧損失係数の質量重み付き平均値を示しており，併せて Denton により導出された損失評価式の値（Denton 損失）が示されている．グラフの縦軸は実験値を用いて正規化されており，横軸はレイノルズ数を示している．Denton 損失は次式を用いて計算される[14]．

$$\zeta = -\frac{C_{pb}t}{w} + \frac{2\theta}{w} + \left(\frac{\delta^* + t}{w}\right)^2 \qquad (17)$$

Fig.16 より，Re=100k 条件の全圧損失は実験と比較して約 1.2 倍に過大評価されている．一方，Denton の損失評価式で求められる損失値は，実験の約 1.05 倍となっており，良好な一致を示している．(17)式に示すとおり，Denton 損失はベース圧係数および境界層積分値から算出される．また，上述のとおり，計算の境界層速度分布は実験と一致しているため，Denton 損失は実験値に一致したと考えられる．Denton 損失のレイノルズ数による変化を翼列下流での全圧損失の重み付き平均値のそれと比較すると，レイノルズ数が高いほど損失が減少している傾向がよく一致しており，翼列損失を正しく評価できていると考えられる．計算の全圧損失が実験に比べ過大評価されているのは，翼列下流における混合損失を正しく再現できていないことが考えられる．翼列下流でも乱流化が進むため，翼列下流での格子解像度や SGS モデルの影響を今後調査する必要がある．

Fig.17 には，(17)式の Denton 損失を用いて，損失を領域および要因により分割した結果を示している．グラフの縦軸は，全 Denton 損失に占める各項の損失割合，横軸はレイノルズ数を示している．Fig.17 より，翼負圧面側の運動量が欠損することによる損失が最も割合が高く，総損失の半分以上を占めるということが分かる．全体的に翼正圧面側と比較して翼負圧面側における損失の割合が高くなっている．レイノルズ数が高いほど翼負圧面側の排除効果による損失の割合が小さくなっており，これは，レイノルズ数が高いほど境界層剥離が抑制されていることと関係する．また，レイノルズ数が高いほど翼負圧面側境界層の乱流遷移が早まることは Fig.8-10 からも

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

明らかであり，境界層の乱流化に伴い，運動量欠損が増加し損失は増加している．

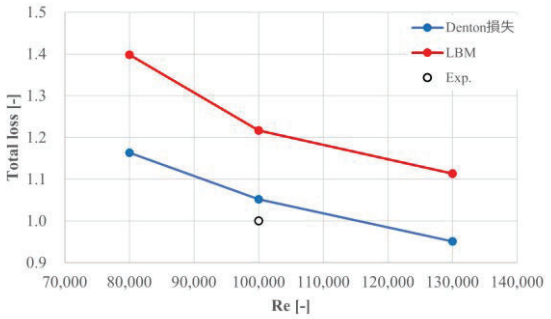



Fig.16 Comparison of mass-averaged total pressure losses with Denton loss and experiment

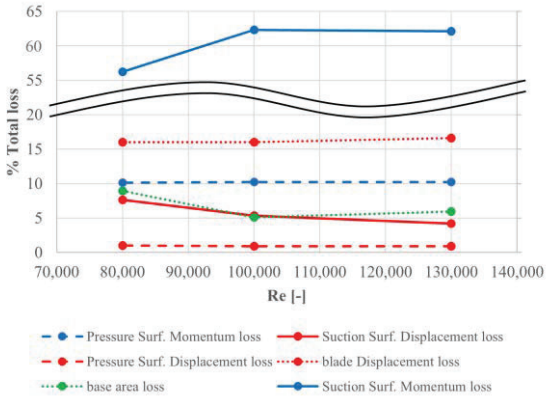



Fig.17 Breakdown of Denton loss

## 8. 結言

本研究では，航空エンジン用低圧タービン翼を対象として，格子ボルツマン法による LES 解析を実施し，異なるレイノルズ数条件下で翼負圧面上における剥離遷移の非定常流動の詳細を調査するとともに，翼後縁損失を評価した．解析結果より以下の知見を得た．

（1）レイノルズ数の低下に伴って，負圧面側ピークが低下し，再付着位置は後縁側に移動する傾向にある．後縁近傍では，KH 不安定によって剥離せん断層の 2 次元的な巻き上がり渦が引き起こされ，RMS で見られた第 2 のピークに対応する壁面近傍の微小な縦渦の発生により，この渦が崩壊させられることで乱流へと遷移する．

（2）排除厚さから，レイノルズ数の低下に伴って，ピークが下流側に移動しており，剥離・再付着が後縁側に移動している．剥離泡の最大高さは Re=100k 条件の解析結果と実験値で一致しているが，Re=100k 条件で剥離泡を流れ方向に過大評価していることから，ピーク位置は解析結果の方が下流に位置している．運動量厚さの解析結果は下流に向かって緩やかに厚みを増すが，急激に上昇している部分は乱流に遷移し始めている位置に対応している．排除厚さと同様，Re=100k 条件で剥離泡を流れ方向に過大評価しているため，解析が後縁付近で厚さを過大に評価している．形状係数の値から，いずれの条件でも翼後縁部で十分に乱流化していない．

（3）損失評価に関して，境界層積分値は実験と良好な一致を見せているのに対し，全圧損失分布のピーク値およびその平均値を過大評価した．Denton 損失は実験と一致していることから，LBM では翼列下流における混合損失を正しく評価できていないと考えられる．一方で，レイノルズ数がの増加に伴って，損失は概ね同様の割合で減少しており，翼列損失を正しく評価できていると考えられる．混合損失を正しく評価するために，翼列下流での格子解像度や SGS モデルの影響を今後調査する必要がある．

## 謝辞

本研究は九州大学情報基盤研究開発センター研究用計算機システムの一般利用を利用した．

## 参考文献

(1) Fiore, M., Gourdain, N., Reynolds, Mach, and Freestream Turbulence Effects on the Flow in a Low-Pressure Turbine, J. Turbomach., Vol. 143, No.10 (2021), 101009 (13 pages)
(2) Michelassi, V., et al., Compressible Direct Numerical Simulation of Low-pressure Turbines: Part II – Effect of Inflow Disturbances, J. Turbomach., Vol.137, No.7(2015), 071005 (12 pages)
(3) Garai, A., et al., DNS of Flow in a Low-Pressure Turbine Cascade Using a Discontinuous-Galerkin Spectral-Element Method, ASME Turbo Expo 2015 (2015), GT2015-42773.
(4) Iyer, A., et al., High-Order Accurate Direct Numerical Simulation of Flow over a MTU-T161 Low Pressure Turbine Blade, Computers & Fluids, Vol.226, No.3(2021), 104989
(5)J. Boudet, E. Lévêque, H. Touil, Unsteady Lattice Boltzmann Simulations of Corner Separation in a Compressor Cascade, J. Turbomach., Vol. 144, No 1(2022), 011010
(6) Kusano, K., Yamada, K., Furukawa, M., Aeroacoustic simulation of broadband sound generated from low-Mach-number flows using a lattice Boltzmann method, J. Sound Vib., Vol.467 (2020), 115044
(7) 村上大地，船崎健一，金田博樹，佐藤遼太，塩田瑛雪，古川樹生，航空エンジン用高負荷低圧タービン翼の高効率化に関する研究，ターボ機械，Vol. 45, No.11, pp.687-698
(8) Geier, M., Pasquali, A., and Schönherr, M, Parametrization of the cumulant lattice Boltzmann method for fourth order accurate diffusion part I: Derivation and validation, Journal of Computational Physics Vol.348(2017), pp.862-888
(9) Nicoud, F. and Ducros, F. Subgrid scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor, Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 62(1999), pp.183-200
(10) Bouzidi, M., Firdaouss, M., Lallemand, P., Momentum transfer of a Boltzmann-lattice fluid with boundaries, Physics of Fluids, Vol.13 (2001), pp.3452-59.
(11) Nakahashi, K., Kim, L., Building-cube method for large-scale high resolution computations, 42nd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit (2004), pp.676-684
(12) 古川雅人，“ターボ機械における流動現象の知的可視化”，可視化情報学会誌， Vol. 23， No. 91 (2003), pp. 206-213
(13)千葉康弘，主流乱れを伴う低圧タービン翼周りの LES 解析および陰的 LES に関する研究，岩手大学大学院修士論文（2008）
(14) Denton, J.D., "Loss Mechanisms in Turbomachines." ASME Journal of Turbomachinery, Vol.115 (1993), pp.621-656

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-11

# 遷音速軸流タービン翼列内の衝撃波と翼面境界層の干渉が形状損失に与える影響

# Effects of Interaction of Shock Wave with Blade Surface Boundary Layer on Profile Loss in Transonic Axial Turbine Cascade

○長谷部　潤[*1]　辻田　星歩[*2]　金子　雅直[*3]
HASEBE Jun　TSUJITA Hoshio　KANEKO Masanao

**ABSTRACT**

The two-dimensional transonic flow fields in the typical high pressure turbine cascade were numerically analyzed to investigate the effects of the interaction of the pressure side trailing-edge shock ($SW_{TP}$) with the boundary layer on the suction surface of the adjacent blade on the characteristic profile loss variation due to the increase of the isentropic exit Mach number, which is known as the loss plateau behavior. The computed results were examined in detail focusing on the correlations among the pressure rise of shock wave, the shape factor of boundary layer and the profile loss and clarified that the loss plateau behavior is closely related to the variation of pressure rise at the impingement point of the $SW_{TP}$ on the suction surface.

**キーワード：** 軸流タービン翼列，遷音速流れ，形状損失，衝撃波，計算流体力学
**Key Words:** Axial Turbine Cascade, Transonic Flow, Profile Loss, Shock Wave, CFD

## 1. 緒論

近年，持続可能な社会づくりに向けて，脱炭素社会の実現が必須条件とされており，気候変動の要因の一つとして考えられている $CO_2$ の排出量の削減のための技術開発が各関連分野において精力的に取り組まれている。このような状況下において，ガスタービンが中核的な役割を果たしてきた発電システムや航空機推進システムにおいても，$CO_2$ の排出量削減への要求が急速に高まっている。発電分野における対策として，再生可能エネルギーの利用が拡大しているが，天候に影響を受けるため社会インフラとして要求されるエネルギーの安定供給の観点から問題となる。したがって，その不安定性を補うためにはガスタービンの活用は必要不可欠であり，その更なる効率の向上と共に，起動特性などの新たな視点から見た技術開発が要求されている。

ガスタービンの効率を向上させる方法として，その主要構成要素である圧縮機における圧力比の上昇が不可欠であり，そのために特に高圧圧縮段を駆動する高圧タービン段の回転数は上昇傾向にある。その結果，タービン翼列内部流れは遷音速状態に達し，衝撃波が発生する。一般的な軸流タービン翼列の遷音速状態の流れ場においては，両翼面と翼後縁の接合部付近から衝撃波が発生する。圧力面側の衝撃波は翼列出口マッハ数の増加と共に増強し，翼間流路スロート部を横切って隣接翼の負圧面上に入射する。その結果，翼面境界層と干渉し，境界層厚さと共に形状損失を増加させる。また，出口マッハ数を増加させると，その入射位置が負圧面上を後縁側へ移動すると共に，入射角度が変化することにより，出口マッハ数の増加に対する形状損失の増加傾向が，一時的に減少する特性を生じることが，先行研究[(1)]において示唆された。

本研究では，高圧段の軸流タービン翼列内の二次元遷音速流れ場の数値解析を実施することにより，圧力面側の後縁衝撃波と負圧面境界層との干渉が，翼列出口マッハ数の増加に対する形状損失の変化の挙動に及ぼす影響の詳細について調査した。

## 2. 供試翼列形状

解析対象とした供試翼列は Pratt & Whitney Canada で設計された HS1A 翼列であり，典型的な高圧タービンのミッドスパンでの形状を有している。HS1A の翼形状と仕様をそれぞれ Fig.1 と Table 1 に示す。同翼列に対しては高速風洞により詳細な空力特性の測定が行われており，実験データと翼形状の座標データが公開[(2),(3)]されている。

*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
E-mail: 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
E-mail: tsujita@hosei.ac.jp
*3　東京電機大学
〒350-0394　埼玉県比企郡鳩山町石坂
E-mail: kaneko@mail.dendai.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

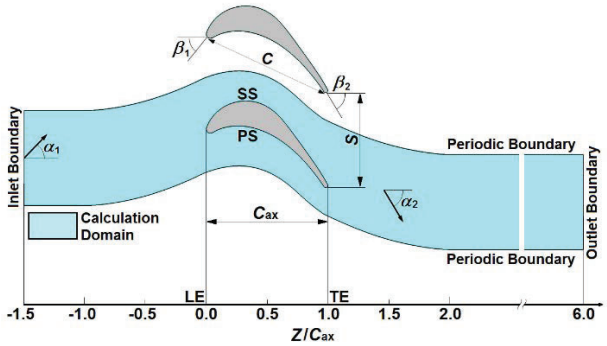



Fig. 1 Test Cascade and Boundary Conditions

Table 1 Specification of Cascade

| Parameter | Symbol | Unit | HS1A |
|---|---|---|---|
| Chord length | $C$ | mm | 41.2 |
| Axial chord length | $C_{ax}$ | mm | 37.3 |
| Blade pitch | $S$ | mm | 29.14 |
| LE metal angle | $\beta_1$ | degree | 50.5 |
| TE metal angle | $\beta_2$ | degree | 59.0 |

なお，Fig.1 中の PS，SS，LE および TE はそれぞれ，翼の圧力面，負圧面，前縁および後縁を示している。

## 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 を使用して，HS1A タービン翼列内の 2 次元流れ場を，定常圧縮性流れを仮定して解析を行った。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。収束判定条件としては，すべての支配方程式の残差が $1.0\times10^{-5}$ 以下となった場合とした。

### 3.2 計算格子と境界条件

解析領域と境界条件の設定位置を Fig.1 に示す。本研究では，解析モデルの入口境界と出口境界位置を $Z/C_{ax}$=-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。本解析に用いた HS1A の翼周りの計算格子の分布を Fig.2 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。計算格子の総セル数は約 16 万である。また，翼面からの第一格子点は，その点での無次元距離 $y^+$の値が 1.0 以下になるように全て配置した。

高亜音速から超音速の条件下での，翼列下流の等エントロピーマッハ数 $M_{2is}$ の増加に対する形状損失の変化の詳細を調査するために，$M_{2is}$ を 0.70 から 1.30 まで 0.1，0.05 または 0.01 間隔で増加させた合計 32 種類の条件に対して解析を実施した。各条件に対して，Fig.1 に示す境界条件を設定した。入口境界条件としては，標準大気圧と温度をそれぞれ全圧と全温として一様に与え，軸方向に対する流入角 $\alpha_1$ を設計流入角の 46°に設定した。また，

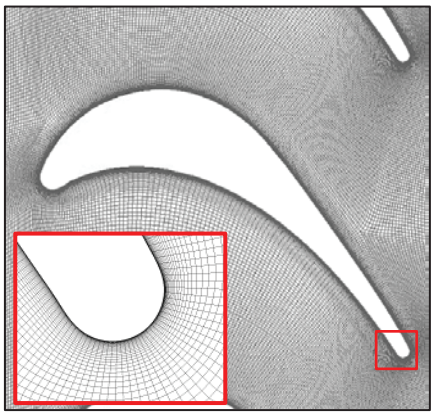


Fig. 2 Grid Arrangement around Blade

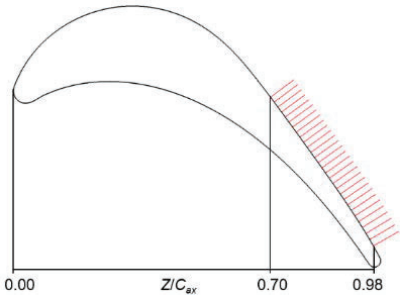



Fig. 3 Location for Boundary Layer Assessment

出口境界条件としては，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。

## 4. 境界層パラメータの算出方法

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を調査した結果[1]，圧力面側の後縁衝撃波が隣接翼の負圧面に入射する位置が $M_{2is}$ の増加と共に下流側へ移動し，それと同時にその負圧面に対する入射角度の変化に伴い翼面境界層との干渉に変化を生じ，形状損失の生成に影響を与えることが示唆された。本研究では，負圧面上の境界層パラメータにより，翼面境界層と衝撃波の干渉の強さを評価した。Fig.3 に境界層パラメータを算出した断面を赤線で示す。各断面の負圧面上の起点の軸方向位置を，衝撃波の入射範囲を考慮して，$Z/C_{ax}$= 0.70 ~ 0.98 の範囲に $Z/C_{ax}$=0.01 間隔で設定した。また，各断面の翼面に対する垂直方向距離は 3mm とした。各断面において等間隔 100 点での流速の分布から，境界層の排除厚さと運動量厚さを算出し，その比で定義される形状係数 $H$ を求めた。

## 5. 計算結果及び考察

### 5.1 解析結果の検証

本解析結果の妥当性を検証するために，本解析結果と実験結果の比較を示す。Fig.4 に等エントロピー出口マッハ数 $M_{2is}$=0.96，1.07 および 1.17 の条件での，翼面等エントロピーマッハ数 $M_{is}$ 分布の比較を示す。Fig.5 と Fig.6 には翼列下流 $Z/C_{ax}$=1.5 での，翼列出口マッハ数 $M_2$ に対

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

する流出角 $\alpha_2$ および形状損失係数 $Y$ の分布の実験と解析結果の比較をそれぞれ示す。$\alpha_2$ の定義を Fig.1 に示す。また，$Y$ は次式により定義した。

$$Y = \frac{p_{01,ma} - p_{02,mo}}{p_{02,mo} - p_{2,mo}} \qquad (1)$$

ここで，$p_{01,ma}$ と $p_{02,mo}$ はそれぞれ入口と出口全圧，$p_{2,mo}$ は出口静圧であり，添え字の $ma$ は質量平均値，$mo$ は混合平均値を表している。Fig.4 の翼面 $M_{is}$ 分布において，$M_{2is}$=0.96 ではスロート付近を中心に負圧面上に音速を超える領域が分布しており，解析結果も同様の現象を精度良く捉えている。$M_{2is}$=1.07 では，スロート付近の超音速領域の下流で再加速から急減速する領域が表れている。これは負圧面上に入射した隣接翼の圧力面側の後縁衝撃波(以下 $SW_{TP}$)が，$M_{2is}$ の増加と共に負圧面上を下流へ移動することにより，スロート付近の超音速領域から離脱したことを示している。$SW_{TP}$ の発生は $Z/C_{ax}$=0.95 付近の圧力面側の音速を超える $M_{is}$ のピークが示しており，それは $M_{2is}$ の増加と共に顕著になっていることから，$SW_{TP}$ が増強していることが分かる。$M_{2is}$=1.17 では，$SW_{TP}$ がさらに下流側に移動しており，$SW_{TP}$ に起因する再加速と急減速の現象を解析結果も精度よく捕獲している。

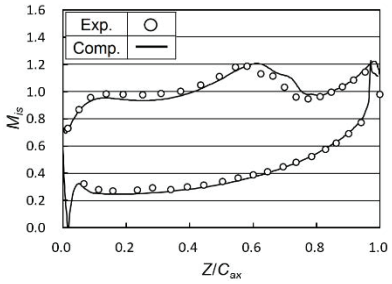
Fig.5 に示す流出角 $\alpha_2$ 分布においては，$M_2$=0.9 付近を境に $M_2$ の増加と共に $\alpha_2$ は減少する傾向を示している。これは $SW_{TP}$ の負圧面上への入射に伴う境界層との干渉が発生し，境界層の発達が促進されることにより $\alpha_2$ が減少したと考えられ，同様の傾向は解析結果においても確認できる。

Fig.6 の形状損失 $Y$ は，$M_2$ の増加に対して $M_2$=0.9 付近まで減少し，その後，$SW_{TP}$ と負圧面境界層との干渉により，急激に増加していると考えられる。しかしながら，$M_2$=1.0 付近では $Y$ が $M_2$ の増加に対して一時的に減少する傾向が確認できる。$Y$ の実験値との間に定量的な差はわずかにみられるが，$M_2$ の増加に対する $Y$ の増減の挙動は，解析結果においても明確に捉えられていることが分かる。

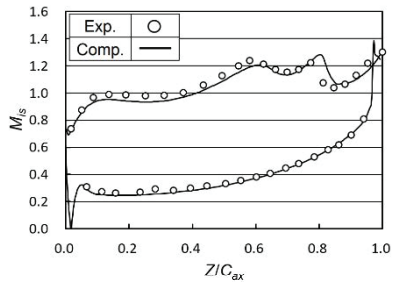
以上の実験結果との比較から，本解析結果は特に $SW_{TP}$ と負圧面境界層との干渉に起因すると考えられる物理量の変化の特徴を精度よく捉えていると云える。

### 5.2 圧力面側後縁衝撃波の負圧面境界層との干渉

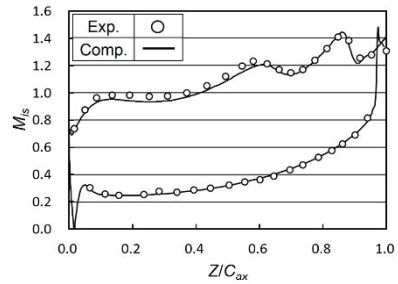
軸流タービン翼列の遷音速領域の形状損失 $Y$ は，等エントロピー出口マッハ数 $M_{2is}$ の増加と共に増加するが，Fig.6 に示したように局所的に停滞しさらに減少する領域が存在する。Kibsey ら[3]はこの現象は $M_{2is}$ の増加と共に，負圧面に入射した $SW_{TP}$ が翼後縁を通過する際に生じることを確認している。Tsujita ら[4]は転向角の大きい超高負荷軸流タービン翼列に対しても同様の現象を確認しており，翼列のスロート下流の負圧面上で発生する衝撃波が，翼後縁を通過する際に生じると結論付けている。



(a) $M_{2is}$=0.96



(b) $M_{2is}$=1.07



(c) $M_{2is}$=1.17

Fig. 4 Isentropic Mach Number Distribution on Blade Surface

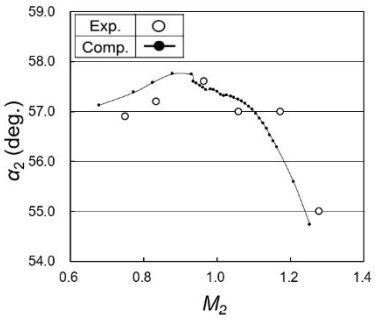


Fig. 5 Exit Flow Angle

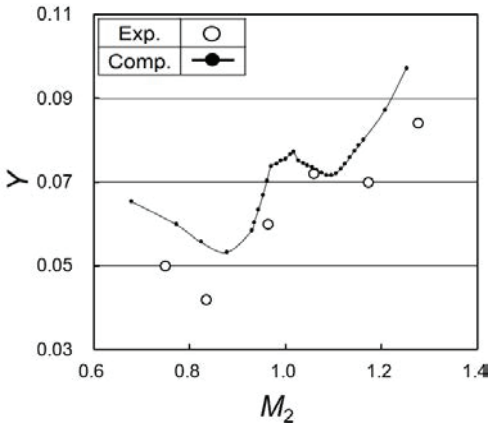


Fig. 6 Profile Loss

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

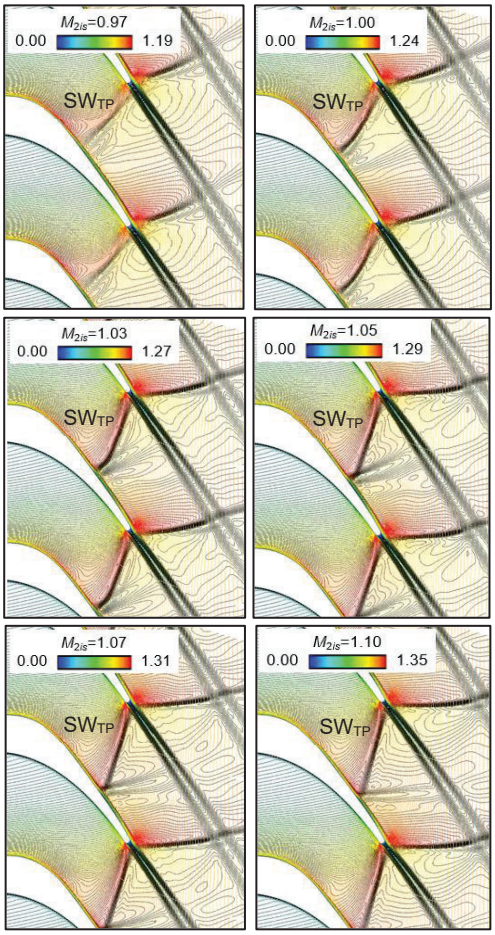



Fig. 7 Mach Number Distribution

これらの結果は，$Y$ の停滞及び減少は負圧面上から衝撃波が離脱することにより境界層との干渉がなくなることが原因であること，また，翼後縁を通過する衝撃波の種類は，翼列形状に依存することを示している。Fig.7 に本解析結果による翼間マッハ数分布を示す。Fig.6 から $Y$ の停滞及び減少は出口マッハ数 $M_2$ が 1.0～1.1 付近で生じているが，この出口マッハ数領域では Fig.7 から分かるように，$SW_{TP}$ は翼後縁に達することなく負圧面上に存在している。$M_{2is}$ の増加に対して $SW_{TP}$ は増強しながら，その負圧面上の入射位置を後縁へ向かって移動している。しかし，入射位置での $SW_{TP}$ の負圧面に対する入射角度に着目すると，$Y$ が局所的なピークを示す $M_{2is}$=1.05 まではほぼ垂直であるのに対して，それ以降は傾斜し始めていることが分かる。したがって，HS1A における $M_{2is}$ の増加に対する $Y$ の局所的な停滞及び減少は，$SW_{TP}$ と負圧面境界層の干渉の有無ではなく，干渉の強さに変化が生じているためであると推察される。干渉の強さに関係づけられる物理現象としては，境界層の発達と衝撃波の強さを表す圧力上昇と考えられる。

Fig.8 に Fig.3 に示す各断面で求めた境界層の発達の指標となる形状係数 $H$(上段)と，同領域における負圧面上の静圧係数 $C_{ps}$(下段)の軸方向分布を示す。一定区間の $M_{2is}$ の範囲毎に色分けして各分布を示している。また，

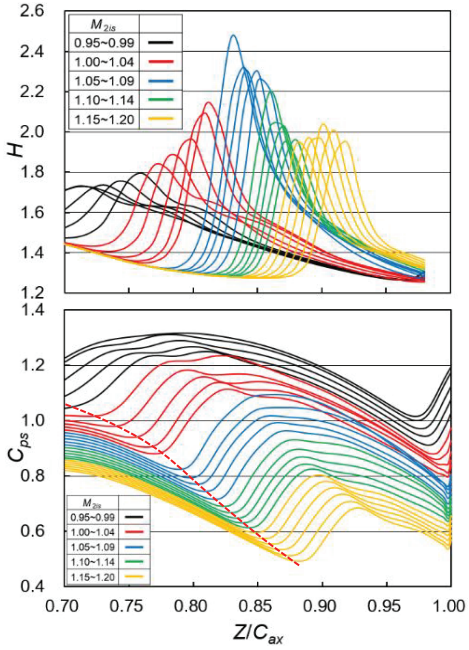



Fig. 8 Shape Factor and Static Pressure Distributions on Suction Surface

$C_{ps}$ は次式により定義した。

$$C_{ps} = \frac{p}{p_{02,ma} - p_{2,ma}} \qquad (2)$$

ここで，$p$ は静圧である。Fig.8 において，同一 $M_{2is}$ で $H$ と $C_{ps}$ の分布を比較すると，$SW_{TP}$ の存在を示す $C_{ps}$ 分布の谷(図中赤の破線で示す)の部分から圧力が上昇している領域において，$H$ がピーク値を取っていることが分かる。この現象は $SW_{TP}$ と負圧面境界層との干渉により，境界層が発達していることを示している。また，$H$ の最大値が $M_{2is}$ の増加に伴い増加し，$M_{2is}$=1.05 で最大となりその後減少していることから，$M_{2is}$ の増加に伴い $SW_{TP}$ が負圧面上を移動している間も，それと境界層との干渉が増強および低減していることを示している。

つぎに，$SW_{TP}$ の負圧面上での強さと，それとの干渉による境界層の発達の相関を定量的に調べるために，Fig.8 に示す各 $M_{2is}$ における $C_{ps}$ 分布の谷から最初の山の頂上までのその値の差として定義される $\Delta C_{ps}$ と，$H$ の最大値として定義される $H_{max}$ の $M_{2is}$ に対する変化を Fig.9 に示す。同図から，$\Delta C_{ps}$ と $H_{max}$ の間には強い相関があることが明確に分かる。$\Delta C_{ps}$ の増加は $SW_{TP}$ の負圧面上の入射位置における増強を示していると考えられるため，それに伴い境界層も発達していることが分かる。

最後に，衝撃波の増強と負圧面境界層との干渉に伴う境界層の発達が形状損失に与える影響を調べるために，$Y$ と $H_{max}$ の $M_{2is}$ に対する変化を Fig.10 に示す。同図から，$Y$ と $H_{max}$ には相関があり，$M_{2is}$=1.05 を境に $H_{max}$ と $Y$ が共に増加から減少に転じていることが分かる。したがって，HS1A における $M_{2is}$ の増加に対する $Y$ の局所的な

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

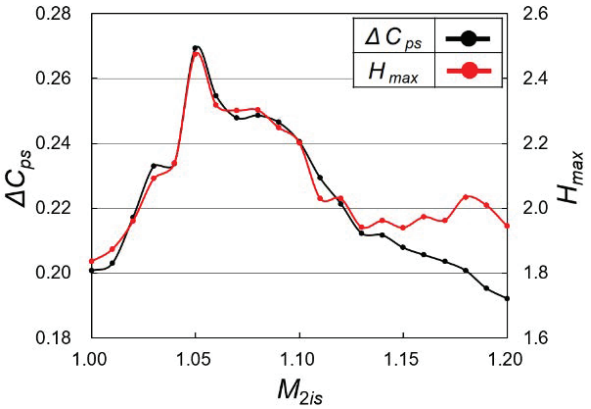



Fig. 9 Static Pressure Rise of Shock Wave and Maximum Shape Factor on Suction Surface

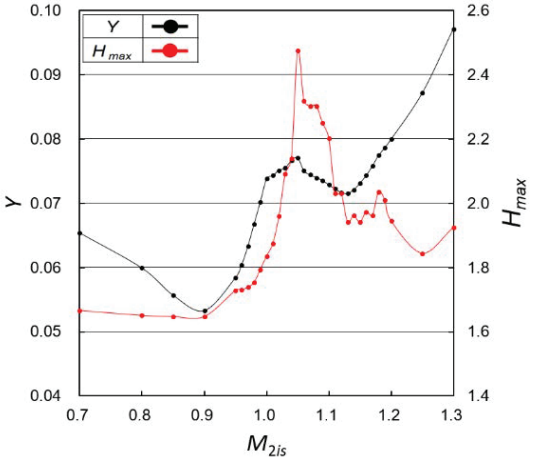



Fig.10 Profile Loss and Maximum Shape Factor on Suction Surface

停滞及び減少は，$SW_{TP}$ の負圧面上の入射位置における強さが，$M_{2is}$=1.05 を境にして増減していることにより，それに応じて負圧面境界層との干渉の強さも増減することに起因していると考えられる。

## 6. 結論

本研究より，以下の結論を得た。

1. 本解析結果により，翼後縁圧力面側衝撃波と隣接翼の負圧面上の境界層との干渉に起因する，特徴的な現象を捉えることができた。
2. 翼負圧面上における隣接翼の後縁圧力面側衝撃波の入射による圧力上昇，境界層の形状係数および形状損失の間には相関がある。
3. 翼後縁圧力面側衝撃波は隣接翼の負圧面上に入射し，出口マッハ数の増加に伴いその入射位置が翼後縁へ移動するが，移動の間に入射位置でのその強さが増減する。
4. 翼後縁圧力面側衝撃波の負圧面上の入射位置での強さの増減に伴い，負圧面境界層との干渉が増減することにより，出口マッハ数の増加に伴う形状損失の局所的な停滞及び減少が生じる。

## 参 考 文 献

(1) 長谷部潤，辻田星歩，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，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会，B-20，(2021).

(2) Corriveau, D., “Influence of loading distribution on the performance of high pressure turbine blades”, PhD thesis, Carleton University, (2005).

(3) Kibsey, M. D. and Sjolander, S. A., “Influence of Mach Number on Profile Loss of Axial-Flow Gas Turbine Blades”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2016, GT2016-56410, (2016).

(4) Tsujita, H. and Kaneko, M., “Profile Loss of Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade at Transonic Flow Condition”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, GT2019-91264, (2019).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-12

# 翼列フラッタの解析に向けた ハーモニックバランス法を導入した高効率な LES の開発と検証

# Development and Verification of Computationally Efficient LES using Harmonic Balance Method for the Analysis of Cascade Flutter

○岩本 雄馬[*1]　寺本 進[*2]　岡本 光司[*3]
IWAMOTO Yuma　TERAMOTO Susumu　OKAMOTO Koji

**ABSTRACT**

To improve the efficiency and fidelity of the numerical analysis for cascade flutter, we propose an efficient scale-resolving simulation method dedicated to time-periodic flows. This method combines the convergence calculation of periodic components by the harmonic balance method and multiple short-time large-eddy simulation. By iterating these operations, the nonlinear mutual interference between the periodic flow and turbulent fluctuations is reflected to the solution. An analysis of the Stokes boundary layer problem with a Reynolds number, based on the Stokes boundary layer thickness, of 1790 is performed. The evolution of the statistical properties of the turbulence during the cycle is reproduced, including the nonlinear behavior. Streamwise mean velocity profiles are in good agreement with those of the conventional LES. The convergence was achieved in 1/5 of the CPU hour compared to the conventional LES, and a further 10-fold improvement in computational efficiency can be expected in an HPC environment.

**キーワード：**翼列フラッタ, 動静翼干渉, LES, ハーモニックバランス法，非定常乱流, ストークス第二問題
**Key Words:** Cascade Flutter, Rotor/Stator Interaction, Large-Eddy Simulation, Harmonic Balance Method, Unsteady Turbulence, Stokes Boundary Layer Problem

## 1．緒言

環境親和性，経済性に優れた将来型ガスタービンの開発には，複雑な非定常流体現象に対する高精度な予測技術が不可欠である。圧縮機やタービンのさらなる高性能化・軽量化には，非設計点挙動の精度良い予測や，動静翼干渉等を考慮した最適化が求められる。これらの空力要素では，高レイノルズ数と複雑形状のために，流れは複雑な乱流場となる。このような流れの非定常挙動を捉えるには，剥離や後流，衝撃波/乱流干渉等の非線形流体現象を高信頼に予測できることが重要となる。LES(Large-Eddy Simulation)は，これらの非線形現象の高信頼な予測を可能とする，次代の空力設計ツールとなると期待されている[1,2]。

空力要素の設計上重要となる非定常現象には，軸回転数程度の周波数を持つ周期現象が多く存在する[2]。例としては動静翼干渉や種々の二次流れ，また非設計点挙動ではファンや翼列のフラッタ等が挙げられる。

このようなエンジンオーダーの周波数を有する現象の LES では，その実用化に対し，計算効率の低さが課題となる。この原因は，端的に言えば，周期 $T$ と乱流変動の時間スケール $\tau$ の比 $T/\tau$ が極めて大きいためである。例えば翼列フラッタでは，$\tau$ を壁近傍の乱流変動の時間スケールとした場合，この比は $10^{6-7}$ におよぶ。LES で乱流変動を解像しつつ周期にわたる解析を行うには $T/\tau$ に応じた回数の時間積分が必要となり，必然的に計算効率が低くなる。計算機性と HPC 技術の発達により，近年では(D)DES や LES を用いた学究的研究が行われるようになってきている[3-8]。しかしながら，産業での Daily-use や学術での網羅的なパラメトリックスタディを可能とするには，さらなる効率改善が必要である。

筆者らは，乱流変動の時間スケールと比べて長い周期を持つ周期的流体現象の，高効率かつ高忠実な数値計算手法の確立を目的に，LES に HB を導入した数値計算手法の開発を行っている[9]。本手法は，計算効率の $T/\tau$ への依存性の解消により当該現象の LES の高効率化を図

*1　東京大学大学院
〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1
E-mail: iwamoto@thermo.t.u-tokyo.ac.jp
*2　東京大学
〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1
E-mail: teramoto@thermo.t.u-tokyo.ac.jp
*3　東京大学
〒277-8561 千葉県柏市柏の葉5-1-5
E-mail: k-okamoto@edu.k.u-tokyo.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

るものである。

本稿では, 提案手法のアルゴリズムを紹介したのち, チャネル乱流の振動現象であるストークス第二問題を対象とした検証計算の結果について報告する。

## 2. 低い無次元振動数を有する周期的流体現象

### 2.1 現象の性質と仮定

提案手法が解析対象とするのは，ファンや翼列におけるフラッタ，あるいは動静翼干渉を考慮した多段非定常解析のような, 0.1 程度の低い無次元振動数$S_t$ を有する，周期現象である。無次元振動数 $S_t = (D/U)/T$ は，およそ最大の乱流変動の時間スケールと振動周期の比となる。このため $S_t$ が低い現象においては，主な乱流変動の時間スケールは周期と比較して十分に短い。したがって周期中の任意の時刻において，乱流変動の時間スケールでみれば，乱流統計量はほぼ定常であり，流れは乱流エネルギーの生成と散逸がバランスした，平衡乱流に近い状態であると考えられる。

これを基に提案手法では，解析対象の現象における物理量 $\mathbf{Q}$ が周期成分 $\widehat{\mathbf{Q}}$ と平衡乱流における乱流変動成分 $\mathbf{Q}'$ に分離できると仮定する。

$$\mathbf{Q} = \widehat{\mathbf{Q}} + \mathbf{Q}' \tag{1}$$

### 2.2 支配方程式

ここでは式(1)の $\mathbf{Q}, \mathbf{Q}'$ のそれぞれが満たすべき方程式を導出する。三次元非定常圧縮性粘性流についての Navier-Stokes 方程式は，次式(2)の形で表される。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \mathbf{RHS}(\mathbf{Q}) \tag{2}$$

ここで $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e)$ は保存量であり，また右辺 $\mathbf{RHS}(\mathbf{Q})$ は移流項, 拡散項および外力項からなる。なお本稿では必要の無い場合, 物理量の空間・時間依存性は省略して表記する。

まず式(2)から周期成分 $\mathbf{Q}$ についての方程式を導出する。物理量の内で周期成分のみを通すようなローパスフィルタ $L$を考えると，仮定より次式が成り立つ。

$$L\left[\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t}\right] = \frac{\partial \widehat{\mathbf{Q}}}{\partial t} \tag{3}$$

この $L$ を式(2)両辺に適用すると, 次式が得られる.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = L[\mathbf{RHS}(\mathbf{Q})] \tag{4}$$

そこで

$$\mathbf{S} = L[\mathbf{RHS}(\mathbf{Q})] - \mathbf{RHS}(L[\mathbf{Q}]) \tag{5}$$

とおき $\mathbf{RHS}(L[\mathbf{Q}]) = \mathbf{RHS}(\mathbf{Q})$ を利用すると，次の周期成分 $\mathbf{Q}$ についての方程式を形式的に導くことができる.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} = \mathbf{RHS}(\mathbf{Q}) + \mathbf{S} \tag{6}$$

このように定義した $\mathbf{S}$ は, 式(6)における $\mathbf{Q}, \mathbf{Q}'$ の非線形項を表しており，以降これを相互干渉項と呼称する。

一方，乱流変動成分 $\mathbf{Q}'$ については，支配方程式(2)の左辺を仮定より周期成分と乱流変動成分に分離することで, 次の発展方程式(7)を得る。

$$\frac{\partial \mathbf{Q}'}{\partial t} = \mathbf{RHS}(\mathbf{Q} + \mathbf{Q}') - \frac{\partial \widehat{\mathbf{Q}}}{\partial t} \tag{7}$$

## 3. ハーモニックバランス法

ハーモニックバランス法[10,11] (以下 HB)は, Hall らにより考案された，周期的流体現象の計算手法である。本節では，HB による周期成分の支配方程式(6)の計算方法を説明する。

HB では, 周期成分 $\mathbf{Q}$ を振動の基本角周波数$\omega$を用いて有限離散フーリエ級数で表現する。

$$\mathbf{Q} = \sum_{k=-N}^{N} \mathfrak{Q}_k \, e^{ik\omega t} \tag{8}$$

また式(6)の右辺についても，同様にフーリエ級数で表現する(一時的に式(6)の右辺全体を $\mathbf{R}$ と書く)。

$$\mathbf{RHS}(\mathbf{Q}) + \mathbf{S} = \mathbf{R} = \sum_{k=-N}^{N} \mathfrak{R}_k \, e^{ik\omega t} \tag{9}$$

式(8)および式(9)を式(6)にそれぞれ代入し，次数毎に整理すれば次の等式が得られる。

$$\sum_{k=-N}^{N} ik\omega \mathfrak{Q}_k \, e^{ik\omega t} = \sum_{k=-N}^{N} \mathfrak{R}_k \, e^{ik\omega t} \tag{10}$$

ここで式(10)が任意の時刻において成立することを考えると，次の $2N+1$ 本の恒等式が導かれる。

$$ik\omega \mathfrak{Q}_k = \mathfrak{R}_k \quad (k \in [-N, N]) \tag{11}$$

フーリエ係数を並べたベクトルを

$$\widetilde{\mathbf{A}}^* = \left(\widetilde{\mathbf{A}}_{-N}, \cdots, \widetilde{\mathbf{A}}_N\right)^T \tag{12}$$

のように書くと, 式(11)はある定数対角行列 $\mathbf{N}$ を用いて, 次のように書くことができる。

$$i\omega \mathbf{N} \widetilde{\mathbf{Q}}^* = \widetilde{\mathbf{R}}^* \tag{13}$$

この式(13)を解けば周期成分 $\mathbf{Q}$ が求まるが, このままでは非線形項 $\mathfrak{R}^*$ の評価が複雑になる. そこで HB ではこの

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

周波数領域における式(13) を，逆フーリエ変換を用いることで物理空間での式に戻す。

1 周期 $2\pi/\omega$ を $2N+1$ に等分割した時刻(以降タイムレベルと呼ぶ), およびこれら全時刻における各項の値を並べたベクトルを，次のように定義する。

$$t_j = \frac{j}{2N+1} T \quad (j \in \mathbb{N}, j \in [0, 2N]) \tag{14}$$

$$\mathbf{A}^* = \left(\mathbf{A}(t_0), \mathbf{A}(t_1), \cdots, \mathbf{A}(t_{2N})\right)^T \tag{15}$$

このとき $\mathbf{A}^*$ とフーリエ係数ベクトル $\tilde{\mathbf{A}}^*$ の関係は，逆離散フーリエ変換を表す行列 $\mathbf{B}$ を用いると

$$\mathbf{A}^* = \mathbf{B}\tilde{\mathbf{A}}^* \tag{16}$$

と書くことができるため，式(13)の左辺は，左から行列 $\mathbf{B}$ を作用させ，また式(16)を用いれば，次の様に変形できる。

$$i\omega \mathbf{B}\mathbf{N}\tilde{\mathbf{Q}}^* = i\omega \mathbf{B}\mathbf{N}\mathbf{B}^{-1}\mathbf{B}\tilde{\mathbf{Q}}^* = \mathbf{D}\hat{\mathbf{Q}}^* \tag{17}$$

$$\mathbf{D} = i\omega \mathbf{B}\mathbf{N}\mathbf{B}^{-1} \tag{18}$$

したがって式(13)の両辺に $\mathbf{B}$ を作用させることで，最終的に次の連立方程式が得られる。

$$\mathbf{D}\hat{\mathbf{Q}}^* = \mathbf{R}^* = \left(\mathbf{RHS}(\hat{\mathbf{Q}}) + \mathbf{S}\right)^* \tag{19}$$

式(19)は離散的なタイムレベル $t_j$ における $\mathbf{Q}$ と $\mathbf{RHS}(\hat{\mathbf{Q}}) + \mathbf{S}$ の値，および $\omega, N$ のみに依存する定数行列 $\mathbf{D}$ から構成され，$\hat{\mathbf{Q}}$ の時間微分項を陽に含まない連立方程式である。このため式(19)は擬似時間進行や GMRES などの適当な収束計算法を用いて解くことができる。

## 4. 提案手法

### 4.1 コンセプトとアルゴリズム

仮定と支配方程式より，対象とする現象の解は，以下の性質を同時に満たす $(\hat{\mathbf{Q}}, \mathbf{Q}')$ の組である。

a) $\hat{\mathbf{Q}}$ は支配方程式(6)を満たす。
b) $\mathbf{Q}'$ は a) の $\hat{\mathbf{Q}}$ と対応する平衡な乱流変動である。
c) 支配方程式(6)の $\mathbf{S}$ が a), b) の $\hat{\mathbf{Q}}, \mathbf{Q}'$ と対応する。

提案手法では，以下の手続きによりこの解を求める。

1. HB-stage: 支配方程式(6)を満たす $\hat{\mathbf{Q}}$ を HB で求める。
2. LES-stage: HB でタイムレベルが配置される時刻付近で短い LES を行い，1.で求めた $\hat{\mathbf{Q}}$ と対応する乱流変動を解く。
3. 1, 2. により求まった $\hat{\mathbf{Q}}, \mathbf{Q}'$ から $\mathbf{S}$ を評価する。
4. 1-3. を繰り返し，$\hat{\mathbf{Q}}$, および乱流変動の統計量 $\mathbf{S}$ が stage を経ても変わらなくなったとき, a-c)を同時に満たす解 $(\hat{\mathbf{Q}}, \mathbf{Q}')$ が求まったとする。

本手法の概念図を Fig. 1 に，またフローチャートを Fig. 2 にそれぞれ示す。

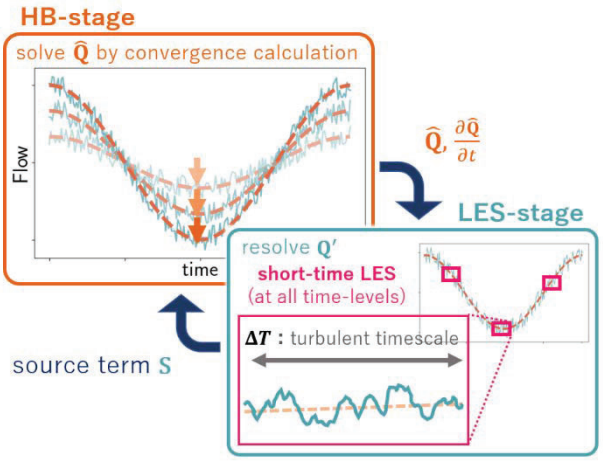



Fig. 1 Schematic of Proposed Method

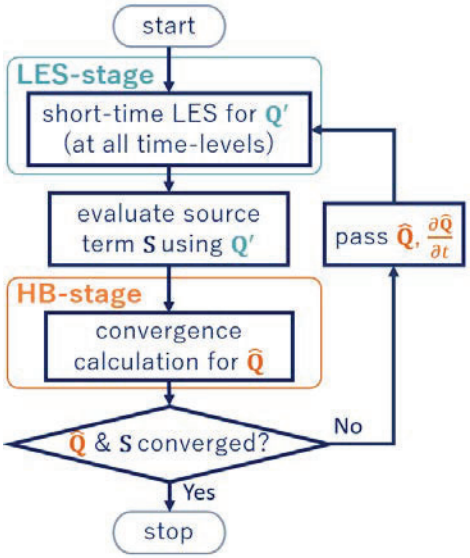



Fig. 2 Algorithm of Proposed Method

### 4.2 LES-stage

LES-stage では，各タイムレベルにおける乱流変動 $\mathbf{Q}'(t_j)$ を解く。そこでここでは，式(7)中の周期成分を前の HB-stage で求まった値 $\hat{\mathbf{Q}}(t_j)$ で固定して，次の発展方程式(20)の実時間積分を行う。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{Q}'(t_j + t)}{\partial t} &\cong \mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j) + \mathbf{Q}'(t_j + t)\right) - \frac{\partial \hat{\mathbf{Q}}(t_j)}{\partial t} \\ &= \mathbf{RHS}\left(\hat{\mathbf{Q}}(t_j) + \mathbf{Q}'(t_j + t)\right) - \left[\mathbf{D}\hat{\mathbf{Q}}^*\right]_j \end{aligned} \tag{20}$$

ただしここで，$\left[\mathbf{D}\mathbf{Q}^*\right]_j$ は行列ベクトル積 $\mathbf{D}\mathbf{Q}^*$ の $j$ 番目の要素であることを意味する。

前小節で述べたように，LES-stage では各タイムレベルにおける平衡乱流を解き，またこの結果は乱流統計量 $\mathbf{S}$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

の評価に用いられる。このため LES-stage では，流れが平衡乱流に発達するための緩和時間$\Delta T_P$と，乱流の特性時間より十分長いサンプル時間 $\Delta T_S$ を合わせた時間 $\Delta T = \Delta T_P + \Delta T_S$ 分の計算を行う.

### 4.3 HB-stageにおける相互干渉項の評価

HB-stage の計算方法は，基本的には 3 節に示した従来の HB と同様である。ここでは提案手法の特徴である，相互干渉項(5)の評価方法について説明する。

乱流変動と周期成分を分離するローパスフィルタ $L$ として，ここでは時間平均操作を用いる. この時タイムレベル $t = t_j$ での相互干渉項(5)右辺第一項は，LES-stage におけるサンプル時間の間の解の時間平均として，式(19)を基に次式のように評価する。

$$
\begin{aligned}
L\left[\mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j)\right)\right] &= \left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T} \mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j+\mathbf{t})\right) dt\right)/\Delta T_S \\
&= \left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T}\left(\frac{\partial \mathbf{Q}'(t_j+t)}{\partial t} + \left[\mathbf{D}\mathbf{Q}^*\right]_j\right) dt\right)/\Delta T_S \\
&= \left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T}\left(\frac{\partial \mathbf{Q}'(t_j+t)}{\partial t}\right) dt\right)/\Delta T_S + \left[\mathbf{D}\mathbf{Q}^*\right]_j \\
&= \frac{\mathbf{Q}'(t_j+\Delta T) - \mathbf{Q}'(t_j+\Delta T_P)}{\Delta T_S} + \left[\mathbf{D}\mathbf{Q}^*\right]_j \quad (21)
\end{aligned}
$$

右辺第二項についても同様で, LES-stage 間の保存量の時間平均値を用いて評価する。

$$
\begin{aligned}
\mathbf{RHS}\left(L[\mathbf{Q}(t_j)]\right) &= \mathbf{RHS}\left(\left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T}\mathbf{Q}(t_j+t)dt\right)/\Delta T_S\right) \\
&= \mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j) + \frac{\left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T}\mathbf{Q}'(t_j+t)\,dt\right)}{\Delta T_S}\right) \quad (22)
\end{aligned}
$$

式(20), (21) より，タイムレベル $t = t_j$ における相互干渉項 $\mathbf{S}(t_j)$ は次式のように評価できる。

$$
\begin{aligned}
\mathbf{S}(t_j) &= L\left[\mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j)\right)\right] - \mathbf{RHS}\left(L[\mathbf{Q}(t_j)]\right) \\
&= \frac{\mathbf{Q}'(t_j+\Delta T) - \mathbf{Q}'(t_j+\Delta T_P)}{\Delta T_S} + \left[\mathbf{D}\mathbf{Q}^*\right]_j \\
&\quad - \mathbf{RHS}\left(\mathbf{Q}(t_j) + \frac{\left(\int_{\Delta T_P}^{\Delta T}\mathbf{Q}'^{(t_j+t)}dt\right)}{\Delta T_S}\right) \quad (23)
\end{aligned}
$$

## 5. 検証計算

### 5.1 計算条件

本節では，提案手法の検証計算として行った，ストークス第二問題(Stokes Boundary Layer Problem，以下 SBL)の解析結果について述べる。SBL は，

$$U(t) = U_0 \sin(\omega t) \quad (24)$$

で振動する主流に対し水平な静止付着壁上での，境界層の振動である。本計算では Salon[12]らの LES 解析，および Jensen[13]らの実験を参照し, 境界層厚さ(ストークス厚さ) $\delta_S = \sqrt{2\nu/\omega}$ を用いて定義されるレイノルズ数を $Re_{\delta_S} = 1790$ とした。これは周期中のほとんどの時刻で，流れがほぼ平衡な乱流となる値である。これらに加え主流マッハ数が 0.15 となるように, 最大主流速度 $U_0$, および計算領域高さ $H$ を設定し，また次式の体積力を外力項として付与した。

$$f(t) = U_0 \omega \sin(\omega t) \quad (25)$$

計算領域は主流方向, 壁面垂直方向およびスパン方向に$50\delta_S \times 40\delta_S \times 25\delta_S$の長さを持つ直方体であり，格子点数はそれぞれ$87 \times 255 \times 87$, 格子間隔は $\omega t = 90^o$ において$\Delta x^+ \cong 40, \Delta y^+{}_{min} \cong 0.3, \Delta z^+ \cong 20$ となっている。主流方向とスパン方向の境界条件は周期境界とし，壁面については片側を滑り壁，もう一方を付着壁としている。

LES-stage では, 実時間積分には内部反復 4 回の二次精度 ADI-SGS を用いており, 時間刻みは $CFL \cong 10$ となるよう設定した。本計算では SGS 項を陽に評価しない Implicit LES を採用し，移流項は Kim らの三重対角六次精度コンパクトスキーム[14,15]を，拡散項には二次精度中心差分法を用いた。またコンパクトスキームによるエイリアス誤差の除去のため，時間積分 1 ステップ毎に Gaitonde らの八次精度コンパクトフィルタ[16]を保存量に対し適用している。またサンプル時間 $\Delta T_S$ は $0.01T$ であり，緩和時間 $\Delta T_P$ は $0.5\,\Delta T_S$ としている。

HB-stage では, 収束計算には ADI-SGS による擬似時間進行を用いた。また本計算では，相互干渉項の評価の際にローパスフィルタ $L$ として, 時間平均と壁面水平平面平均を併用し，周期成分 $\mathbf{Q}$ の壁面水平平面平均値の $y$ 方向一次元分布のみを解いている。

本研究では，解の性質のモード数依存性を確認するため，HB のモード数 $N$ を 1, 4, 10 と変更した 3 ケースの計算を行った。

### 5.2 結果と考察

Fig. 3 は, 収束解における無次元化した主流速度 $U/U_0$, 乱流エネルギー $K_t{}^*$，および壁面剪断応力 $\tau_w/\bar{\rho}U_0\sqrt{2\nu\omega}$ の，1 周期分の時間履歴である。無次元乱流エネルギーは， LES-stage で解像した乱流変動 $u', v', w'$ から次式(22)により評価した体積平均値を，タイムレベルごとにプロットしている。ここで $\bar{\rho}$ は密度の体積平均値，$V$ は計算領域の体積である。

$$K_t{}^* = \frac{1}{V U_0{}^2}\int\left(u'^2 + v'^2 + w'^2\right)dV \quad (26)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

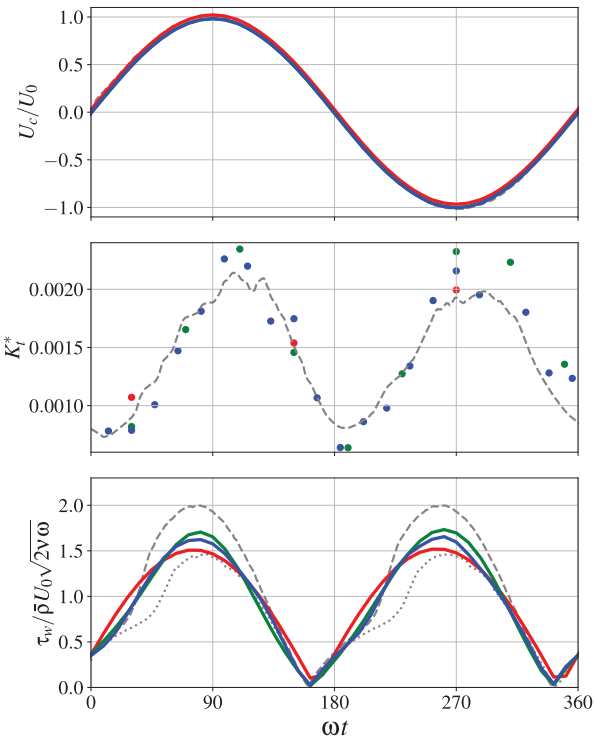
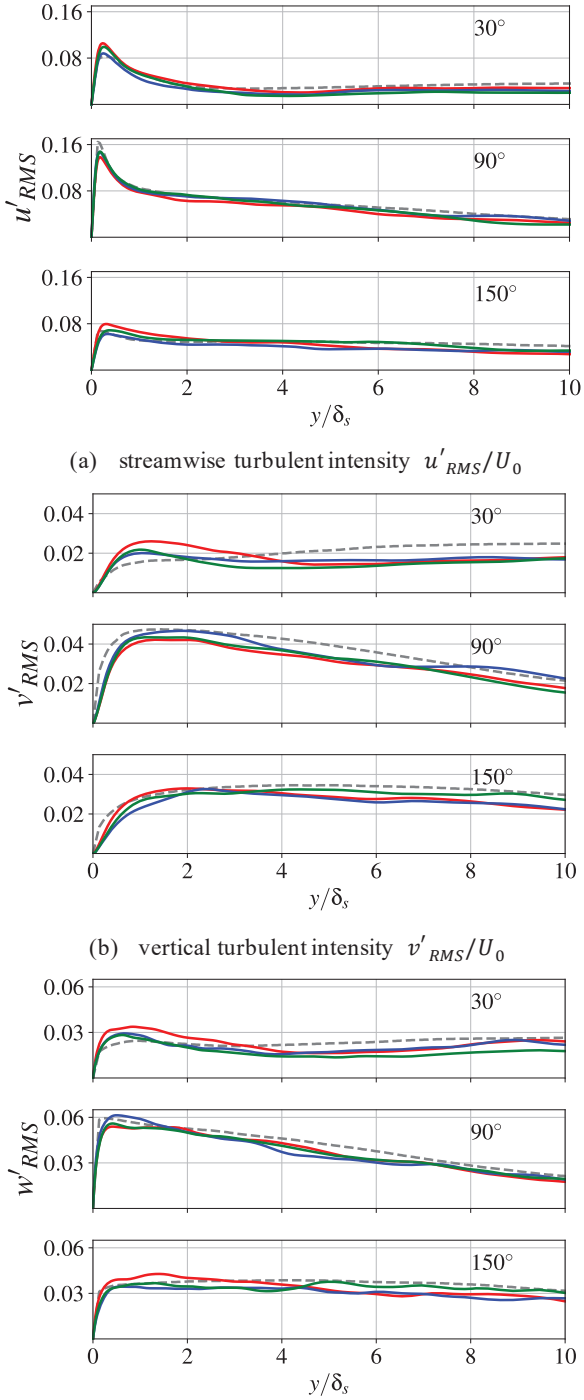



Fig. 3 Evolution of Non-Dimensional Free-Stream Velocity $U/U_0$, Turbulent Kinetic Energy $K_t{}^*$, and Wall-Shear Stress $\tau_w/\bar{\rho}U_0\sqrt{2\nu\omega}$ over 1 Cycle, red; N=1, green; N=4, blue; N=10, black line; conventional LES[12] with coarse mesh(dotted), with fine mesh(dashed).

本図の横軸は位相 $\omega t$ を目盛としている。同図には比較のため，Salon らの計算結果[12]も描画している。

$Re_{\delta_s} = 1790$ の SBL では主流が 0 となる位相より少し遅れて乱流生成の増加が始まり，また主流のピークより少し遅れて乱流エネルギーが最大値を取る挙動が確認されている。Fig. 3 では，提案手法の結果はいずれのモード数でも主流速度に対する乱流エネルギーの位相の遅れを再現できている。また乱流エネルギーの振幅についても，本計算では従来の LES と概ね一致する結果となっている。乱流エネルギーの位相の遅れは逆流による剪断不安定と，減速時の壁近傍の剪断層の崩壊によるものと考えられている[12,14]。本手法では，この逆流ならびに減速といった挙動は，周期成分により表現される。本手法では周期成分と乱流変動の相互干渉が解に反映されるため，この乱流の生成・散逸の特徴を捉えられたと考えられる。

剪断応力についても，提案手法ではいずれのケースでも低次のモードの位相は良く捉えられている。特に $N = 4,10$ のケースでは，剪断応力が 0 となる，すなわち逆流が生じる位相($165^o$) の良い一致が見られる。また two-slope behaviour と言及されている[12]，加速前半で剪断応力が非線形に急増する挙動に関しても，$N = 10$ のケースでは$30^o$ 付近で剪断応力の増加が急峻となっているのが確認できる。壁面剪断応力は，乱流生成において重要な




(a) streamwise turbulent intensity $u'_{RMS}/U_0$

(b) vertical turbulent intensity $v'_{RMS}/U_0$

(c) spanwise turbulent intensity $w'_{RMS}/U_0$

Fig. 4 Non-Dimensional Turbulent Intencity, red; N=1, green; N=4, blue; N=10, black dashed line; conventional LES[12] with fine mesh.

役割を担う，縦渦やストリーク等の非線形現象と関係する物理量である。このため本計算の剪断応力の挙動は，乱流の生成・散逸特性に対する先の考察を支持する結果となっていると言える。これはなお $N = 1,4$ では two-slope behaviour は見られないのは，モードの不足により壁近傍の速度変化の高調波成分を再現出来ていないため

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

と考えられる。また $45^o$ - $135^o$ ではいずれのモードも実験，細かい格子での従来の LES より剪断応力が小さく，粗い格子での結果と近い値を取っているが，これは格子解像度の不足によるものと予想される。

Fig. 4 は $\omega t = 30^o, 90^o, 150^o$ における無次元乱流強度分布をプロットしたものである。本図の横軸は，ストークス厚さ $\delta_S$ で無次元化した壁面からの距離である。$30^o$ の $v'_{RMS}, w'_{RMS}$ を除いて，分布の概形とピークの値は従来の LES と概ね一致している。

これらより本計算では，非線形な挙動を含めて，乱流の統計的性質の周期中の推移を再現できたことが分かる。これは提案手法の LES-stage において，周期成分と乱流変動の相互干渉が解に反映されるためと考えられる。

Fig. 5 は主流速度で無次元化した，主流方向速度の壁面垂直分布を，$30^o$ おきにプロットしたものである。$N = 1$ のケースでは常に速度が高く出ているが，これは Fig. 3 の主流速度に見られるオフセットと対応しており，モード数の不足によるものと考えられる[17]。一方で $N = 4, 10$ のケースでは，どの位相においても細かい格子を用いた従来の LES の結果と良く一致する分布となっている。

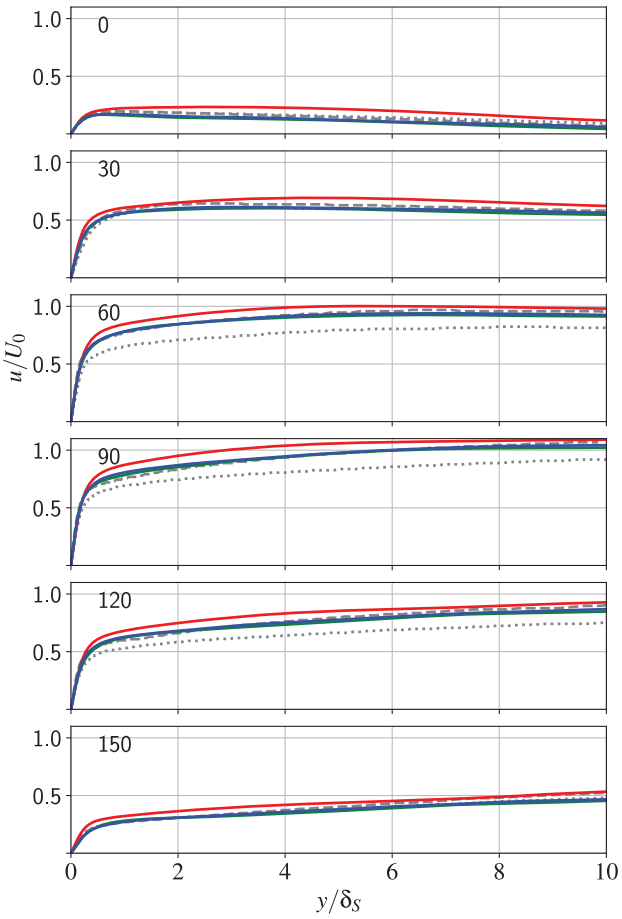



Fig. 5　Streamwise Mean Velocity Profiles, red; N=1, green; N=4, blue; N=10, black line; conventional LES[12] with coarse mesh(dotted), with fine mesh(dashed).

また Fig. 6 は，$\omega t = 30^o, 90^o, 150^o$ における無次元レイノルズ応力をプロットしたものである。提案手法の相互干渉項 **S** は，式(6)よりレイノルズ応力の空間勾配と対応する。このため本計算の結果については，**S** の積分値をレイノルズ応力としてプロットしている。対数領域 $(y/\delta_S > 0.5)$での勾配は $N = 4,10$ で概ね一致している。

これら Fig. 5, 6 より，本計算では周期成分と乱流変動の相互干渉の影響が周期成分にも反映されていることが分かる。またこの結果，モード数が十分なケースでは従来の LES と良い一致を示す周期成分が得られている。このため本解析対象のように非平衡性の影響が弱い現象に対し，提案手法は周期成分の高精度かつ高信頼な予測を可能とすると期待される。

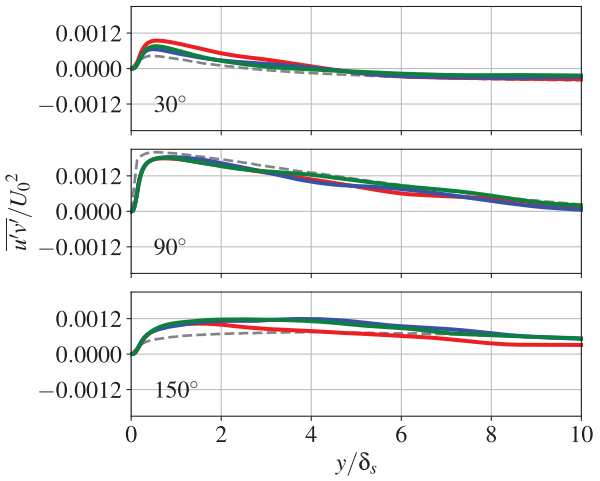



Fig. 6　Non-Dimensional Reynolds Shear Stress, red; N=1, green; N=4, blue; N=10, black line; conventional LES[12] with coarse mesh(dotted), with fine mesh(dashed).

最後に提案手法の計算効率について議論する。提案手法では，扱うモード数 $N$ が 10 程度であれば，HB-stage の計算時間は LES-stage に要する時間と比較すると十分小さく無視できる。このため LES-stage で時間積分を行う時間を $\Delta T$，時間刻み幅を $\Delta t$，収束に要する stage 数を $M$ とすると，全体での計算時間(CPU 時間)は

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} \times M \times (2N + 1) \tag{23}$$

におおそ比例する。一方で従来の LES で同様の現象 $M_c$ 周期の解析を行うとすると，計算時間は次式に比例する。

$$\frac{T}{\Delta t} \times M_c \tag{24}$$

このため本手法と従来の LES の計算時間の比は

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

$$\frac{\Delta T}{T} \times \frac{M \times (2N+1)}{M_c} \tag{25}$$

で評価することができる。

今回の計算では，LES-stage の長さは$\Delta T = 3/200\ T$と設定し，またいずれのモード数のケースでも，8 stage 以下で収束が得られた。先行研究では$15\ T$分の LES を行っており，本計算ではモード数 10 の場合で 5 倍，4 の場合では 10 倍程度の計算時間短縮が達成されている。

また本手法の LES-stage はタイムレベル毎に完全に独立しており，逐次の通信を必要としない並列化が可能である。このためタイムレベル数までの並列化では，計算効率は線形に向上する。したがって十分な並列化が可能な環境であれば，さらに大幅な計算時間の短縮が可能である。この条件で考えれば，今回の計算では計算効率は 100 倍程度向上している。

LES-stage の長さ$\Delta T$は，4.2 節で述べたように，エネルギー保有スケールの乱流変動の特性時間より長くとる必要がある。今回の計算では，この特性時間が境界層厚さ$\delta$と主流速度$U_0$の比$\delta/U_0$程度となるという仮定の基で，$\Delta T$を設定した。例えば遷音速での失速フラッタのような，圧縮機翼列における軸回転数程度の周波数を持つ周期現象でも，$\delta/U_0$の値は今回の解析と同程度となる。このため$\Delta T = \delta/U_0$で見積もることが出来るとすれば，本手法を用いた解析は実際的な現象においても，従来の LES より 10~100 倍高効率に，Unsteady RANS 程度の計算時間で行えると予想される。

## 6．結言

本研究では，乱流現象の時間スケールと比べて長い周期を持つ周期的流体現象の，高忠実・高効率な数値計算手法の開発を行った。提案手法は，ハーモニックバランス法による周期成分の収束計算と，短い時間の LES による乱流変動の解像を組み合わせたものである。本手法ではこれらの操作を反復することで，周期成分と乱流変動の非線形相互干渉が解に反映される。

提案手法の検証計算として，レイノルズ数 1790 のストークス第二問題の解析を実施した。乱流変動について，乱流の統計的性質の周期中の推移を，非線形な挙動を含めて再現できた。また周期成分について，モード数が十分なケースでは従来の LES と良く一致する速度分布が得られた。これらは乱流変動と周期成分の相互干渉が解に反映された結果であることが，従来の LES の結果とのレイノルズ応力の比較により確認された。本計算では，従来の LES と比べて，CPU 時間にして 1/5 の計算時間で収束解を得られた。HPC 環境であれば，さらに 10 倍の計算効率改善が見込まれる。翼列フラッタや動静翼干渉に代表される軸回転数程度の周波数を持つ周期現象に対し，本手法の有用性は高いと考える。

## 参考文献


(1) Slotnick, J., Khodadoust, A., Alonso, J., Darmofal, D., Gropp, W., Lurie, E., Marvriplis, D., CFD Vision 2030 Study: a Path to Revolutionary Computational Aerosciences, NASA CR-218178(2014).

(2) Gourdain, N., Sicot, F., Duchaine, F., Gicquel, L., Large Eddy Simulation of Flows in Industrial Compressors: a Path from 2015 to 2035, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 372(2014).

(3) Hah, C., Large eddy simulation of transonic flow field in nasa rotor 37, AIAA 2009-1061. *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*(2009).

(4) Im, H.S., Chen, X., Zha, G., Detached Eddy Simulation of Transonic Rotor Stall Flutter Using a Fully Coupled Fluid-Structure Interaction. Vol. 6, No. 6(2011), pp. 1217-1230.

(5) McMullan, W.A., Page, G.J., Towards large eddy simulation of gas turbine compressors, Prog. Aerosp. Sci, Vol. 52(2012), pp. 30-47.

(6) Riéra, W., Marty, J., Castillon, L., Deck, S., Zonal Detached-Eddy Simulation Applied to the Tip-Clearance Flow in an Axial Compressor. AIAA J., Vol. 54, No. 8(2016), pp. 2377-2391.

(7) Gan, J., Im, H.S., Zha, G., Stall flutter simulation of a transonic axial compressor stage using a fully coupled fluid-structure interaction, *AIAA SciTech Forum 2017*(2017).

(8) Tateishi, A., Watanabe, T., Himeno. T., Development and Validation of a Compressible Large-Eddy Simulation Code with Overset Mesh Method, *ASME Turbo Expo 2017*(2017).

(9) Iwamoto, Y., Teramoto, S., Okamoto, K., Computationally efficient large-eddy simulation of periodic unsteady flow using harmonic balance method. J. Therm. Sci, Vol. 31, No. 1(2022).

(10) Hall, K.C., Thomas, J.P., Clark, W.S., Computation of unsteady nonlinear flows in cascades using a harmonic balance technique, AIAA J., Vol. 40, No. 5(2002), pp. 879–886.

(11) Hall, K.C., Ekici, K., Thomas, J.P., Dowell, E.H., Harmonic balance methods applied to computational fluid dynamics problems, Int. J. Comput. Fluid Dyn., Vol. 27, No. 2(2013), pp. 52–67.

(12) Salon, S., Armenio, V., Crise, A., A numerical investigation of the Stokes boundary layer in the turbulent regime, J. Fluid Mech., Vol. 570 (2007), pp. 253–296.

(13) Jensen, B.L., Sumer, B.M., Fredsoe, J., Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. J. Fluid Mech., Vol. 206, No. 1(1989), pp. 265–297.

(14) Kim, J.W., Lee, D.J., Optimized compact finite difference schemes with maximum resolution, AIAA J., Vol. 34, No. 5(1996), pp. 887–893.

(15) Kim, J.W., Lee, J.D., Implementation of boundary conditions for optimized high-order compact schemes, J. Comput. Acoust., Vol. 5, No.2(1997), pp. 177-191.

(16) Gaitonde, D.V., Visbal, M.R., Padé-type higher-order boundary filters for the Navier-Stokes equations, AIAA J., Vol. 38, No. 11(2000), 2103–2112.

(17) Ekich, K.,Djeddi, R.,Li, H., Frankel, J.I., Modeling Periodic and Non-Periodic Response of Dynamical Systems Using an Efficient Chebyshev-Based Time-Spectral Approach, J. Comput. Phys.,Vol. 417(2020).


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-13

# 軸流圧縮機動翼の過渡挙動に関する流体-熱-構造連成解析

# Thermo-Fluid-Structure Interaction Analysis on Transient Behavior of Axial Compressor Rotor

○武藤 拓志[*1]　渡辺 紀徳[*2]　姫野 武洋[*2]
MUTO Takushi　WATANABE Toshinori　HIMENO Takehiro

**ABSTRACT**

GTCC (Gas Turbine Combined Cycle) is expected to manage the load fluctuation of renewable energy because of its fast start-up capability. Under the condition of the fast start-up, it is possible that large structural deformation happens and the compressor blades contact the outer casing. Therefore, the accurate prediction of deformation is strongly needed for safe operation. In the previous studies, though the numerical simulations by FEM in combination with 1D system analyses were conducted, the accuracy of the simulation highly depended on the empirical knowledge. The present study aims at developing a transient thermo-fluid-structure analysis method in which the transient state can be reasonably simulated through the coupling between the fluid domain and the structure domain. Using the developed method, the transient temperature distribution was obtained, and the change in the tip clearance was evaluated between the cold and the hot conditions.

**キーワード：**ガスタービン，圧縮機，急速起動，流体-熱-構造連成，熱変形
**Key Words:** Gas Turbine, Compressor, Fast Start-up, Thermo-Fluid-Structure Interaction, Thermal Deformation

## 1. はじめに

持続可能な社会に向けて，$CO_2$ 排出量の削減が求められている。日本政府は，2030 年度には 2013 年度に比べ温室効果ガスを 46%削減することを気候変動サミットにおいて表明し，2050 年にカーボンニュートラルを達成することを目標として掲げている。このような目標を実現するために再生可能エネルギーの主力電源化が図られており，2030 年度には 36～38%の電源を再生可能エネルギー（太陽光：14 ～ 16%，風力：5%，地熱：1%，水力：11%，バイオマス：5%）由来にすることが目指されている[(1)]。

しかし，再生可能エネルギーは自然変化の影響を受ける不安定な電力供給源である。運用において安定した電力を供給するためには，その他の電力供給手段によって電力変動分を埋め合わせる必要がある。蓄電池による電力貯蔵は瞬間的な小さな変動を吸収することには優れているが，大容量化するためのコストも非常に高く，1 日を通した発電量変化を補完するには適していないと考えられる。揚水発電は現在実対応しているものであるが，汲み上げた水の量に依存する一時的な発電であり，設置地点の確保が困難なため今後新設することは難しい。そこで，他の火力発電装置に比べ起動性と負荷追従性に優れたガスタービンの活用が有望視されている。その中でも，効率の高さからガスタービンコンバインドサイクル（GTCC : Gas Turbine Combined Cycle）の使用が望まれている。

GTCC を用いて安定した電力を供給するためには運用性を向上させる必要があり，NEDO のエネルギー・環境新技術先導研究プログラムにおいて現状 60 分かかる大型 GTCC の起動を 10 分まで短縮することが目標に設定された[(2)]。このような短時間の起動では，通常起動時と比べ流れ場・温度場や構造変形の応答が変化する。この際，旋回失速の発生や翼端間隙の変化によって GTCC の性能が変化する可能性があり，翼端間隙が過度に減少すればブレードがケーシングに接触する恐れがある。そのため，急速起動時に発生する現象を予測することは将来的な GTCC の運用性･安全性を高めるために重要である。

このような起動時における現象を予測するためには，流体-熱-構造の現象を同時に考慮する必要がある。従来の数値解析においては，二次空気系を含んだ 1 次元的なシステム解析と予め計算しておいた熱流束の相関式を組み合わせた FEM による熱-構造解析が行われてきた。しかし，相関式を使用しているためモデルの出来は技術者の経験に依存するという問題点があり，複雑な現象に対しての適応性も不明である。また，モデルを作成するた

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

めのユーザーの負担も大きい。そこで，この解析の一部を流体-熱-構造の連成解析に置き換えることで，モデル内にある恣意性が排除されること，新規構造に対するモデルの柔軟性が向上することが期待される。

筆者らはガスタービンの急速起動時の構造変形や性能といった過渡特性を対象としたシミュレーションを目指し，流体-熱-構造解析手法の開発に取り組んできた[3]。最終的にはモジュール全体でのシミュレーションを目指している。本報ではその前段階として行った，運転時の動翼を対象とした定常状態の翼端間隙評価及び，過渡温度分布の取得と翼変形の検討について述べる。

## 2. 数値解析手法

### 2.1 流体解析手法

流体解析（CFD）には，ターボ機械の内部流向けに開発された内製コードを使用した[4]。3 次元圧縮性 RANS 方程式を解いており，流速・圧力・温度の 5 つの量を基本量としている。空間離散化は有限体積法に基づいている。移流項は3次精度のMUSCL法で高次精度化し，SHUS スキームによって流束を評価する。粘性項は 2 次精度中心差分によって評価する。乱流モデルには Spalart-Allmaras モデルを用いている[5]。

### 2.2 構造解析手法

構造解析（FEM）には，ターボ機械の翼構造・振動解析用途に開発された内製コードを改良したものを用いた[4]。仮想仕事の式から導出される変位に関する式と，非定常熱伝導方程式を解いている。変位については，非線形性が考慮できるように変位増分について立式を行い，ニュートン反復によって反復的に解を求める。非定常熱伝導方程式はオイラー陰解法によって時間進行を行う。空間離散化は有限要素法に基づいており，ロッキング防止のため，2 次要素の 20 節点 6 面体要素を用いる。連立方程式の求解は共役勾配法に基づいており，数値積分は 3 点のガウス・ルジャンドルの積分公式を用いている。

### 2.3 連成解析手法

本研究における連成解析は，それぞれの領域を個別のコードで解析し，境界条件を介して解析を結びつける分離型解法に基づいている。コード間の境界条件の通信には MPI（Message Passage Interface）を用いている。まず，FEM で計算された壁面温度を CFD に送信する。CFD は受信した壁面温度を境界条件に適用する。壁面温度が分かると壁面熱流束が算出でき，その壁面熱流束を FEM へと送信する。FEM は受信した壁面熱流束を境界条件に適用する。最後に，通信で得られた境界条件を元に各コードで解を求めることで，計算を進めることができる。

分離型解法では境界条件を送受信することで連成解析が行えるが，境界条件を適用する際に問題が生じる。CFD と FEM では空間の離散化手法が異なり，同一の格子線・点であったとしても物理量の定義位置が異なる。そのため，受信した境界条件に補間を施し，定義位置における物理量を求める必要がある。本研究では，温度の補間を式(1)に示す移動最小二乗法によって，熱流束の補間を逆距離荷重法によって行っている。

$$T(\boldsymbol{x}) = \sum_{j=1}^{N} p_j(\boldsymbol{x}) a_j = \boldsymbol{p}^T \boldsymbol{a}$$
$$\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x}) = [1 \quad x \quad y \quad z \quad xy \quad yx \quad xz] \qquad (1)$$

このような境界条件の通信方法に基づいて，定常連成解析・過渡連成解析の計算スキームを構築した。定常連成解析では定常流体解析と定常構造解析を用いている（Fig. 1）。分離型解法においては，単純に境界条件を通信するだけでは，解の振動や発散によって収束解が得られないことがある。この計算の不安定さを抑制するため，FEM の温度分布の更新に Aitken の動的緩和法を用いている[6]。一方，過渡連成解析では定常流体解析と非定常構造解析を用いている（Fig. 2）。対象となる系の構造の熱伝導の時間スケールと，流体の対流の時間スケールを比較すると前者の方が大きい。即ち，ある時間幅での現象を考えると，構造が流体に及ぼす影響は小さくなる。これは流体を定常状態として扱えることを意味する。非定常流体解析は一般的に計算コストが非常に高く，起動時間全てを非定常的に計算するのは現実的ではない。そこで，計算コストを下げる目的で，流体を準定常的に扱う仮定を置いている。過渡連成解析の進行に当たっては，各時間ステップで定常連成解析のような反復計算を行っている。まず，FEM で時間進行した直後の状態を考える。CFD から受信した壁面熱流束を元に，FEM で次の時間ステップの温度分布を予測する。CFD に送信している壁面温度や，受信する壁面熱流束は次の時間ステップのものではないため，予測した温度分布は通常正しくない。そこで，予測した温度分布を元に Aitken の動的緩和法によって温度分布を修正し，次の反復では修正した温度分布を CFD へと送信する。このような予測・修正を施すことで，CFD に送信する壁面温度は次の時間ステップの解へと漸近する。これを繰り返すことで CFD に送信する壁面温度・受信する壁面熱流束は次の時間ステップのものへと収束する。すると，FEM での予測値は正しいものとなり，時間進行を行うことができる。各時間ステップにおける収束判定については，CFD から受信した壁面熱流束によって行っている。一つ前の通信で得られた壁面熱流束との絶対値残差を計算し，全ノードで平均を取る。この値が設定した閾値$\varepsilon_q$を下回れば時間進行を行う。

### 2.4 過渡特性の取得

2.3 節で構築した過渡連成解析を実行することで，過渡的な翼端間隙変化や温度分布が取得可能である。但し，初期形状の与え方については注意が必要である。通常，ターボ機械においては，翼形状は空力的な設計点において検討され決められる。例えば動翼について検討する場合，設計点形状は遠心力などの外力や温度変化が加わり変形した運転時形状になる。一方，非定常構造解析で与

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

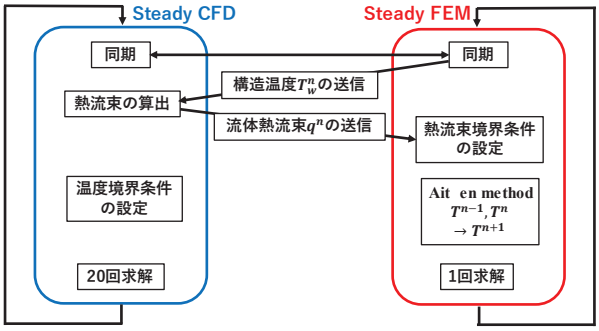



Fig. 1　Schematic of steady couple method

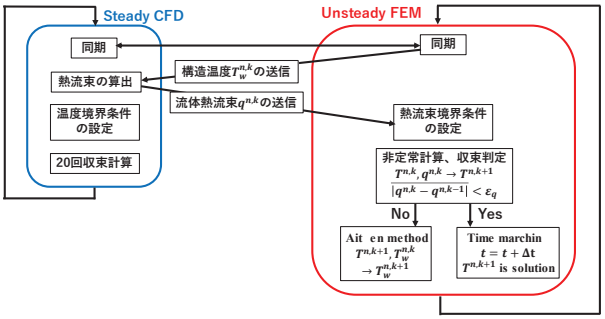



Fig. 2　Schematic of transient couple method

える初期形状は変形前の静止時形状であり，変位を求めることで運転時形状を予測する。そのため，構築した過渡連成解析を行うにあたっては，運転時形状から静止時形状を予め求めておき，初期形状として静止時形状を与える必要がある。この計算においては運転時形状を$x_{hot}$，静止時形状を$x_{cold}$として，以下の計算を行っている。

1　設計点における温度分布，圧力分布を求める。
2　初期条件として$X = x_{hot}$を与える。
3　$X$を固定して，設計点における外力変形と熱膨張の変位の和$u$を求める。
4　運転時形状に対する残差評価として，翼形状の相対残差$\varepsilon = |x_{hot} - (X + u)| \,/\, |u|$を計算する。
5　残差$\varepsilon$が大きい時は，$X = x_{hot} - u$と更新して 3 へ。
6　残差$\varepsilon$が十分小さくなれば$X \approx x_{cold}$と，静止時形状が求まる。

このようにして静止時形状が求まれば，過渡連成解析によって静止時形状から定常状態となる運転時形状に至るまでの過渡特性が取得可能である。回転数や流体解析の入口・出口境界条件を時間に応じて適切に変更することで，起動時や負荷変動時の過渡シミュレーションが行える。なお，現在は流体解析に移動格子法を導入していない。将来的には導入することを考えており，構造の変形による流れ場への影響も考慮することを目指している。

## 3.　定常連成解析による翼端間隙変化の定量的予測

定常状態での翼端間隙変化を求めるために，定常連成解析を実施し，定格運転時における温度分布・圧力分布を求める。求めた分布に従い運転時形状から静止時形状を計算する。運転時形状と静止時形状の差から翼端間隙を評価し，遠心力・熱膨張・流体力（圧力）が変形に及ぼす影響を定量的に評価する。

### 3.1　解析対象

典型的な遷音速ファンである NASA Rotor 67 を用いた。このファンは 1970 年代に NASA Lewis 研究所によって短距離航空機のエンジンを設計するために開発された。設計回転数における圧縮機性能や，相対マッハ数分布が計測されており，その結果が公開されている[7]。

### 3.2　解析条件

翼間流路一流路に対して定常連成解析を行う。解析領域の全体を Fig. 3(a)に示す。流路入口から翼前縁まで約 2 コード, 翼後縁から流路出口まで約 3 コード取っている。また，流れ方向に x 軸を定義している。

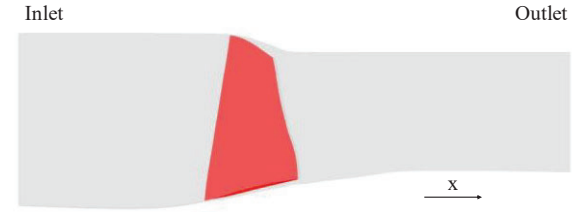
流体解析に用いた運転時形状の格子を Fig. 3(b)に示す。翼間一流路は 1,504,256 セルで構成されている。翼面最小格子幅は $5.0\times10^{-6}$ m であり，これは翼面平均の無次元壁面距離 $y^+ = 2.0$ 程度である。翼端間隙は 1.0 mm としている。流体解析の入口・出口の境界条件は Table 1 のように与えた。入口全温，入口全圧，入口スワール角，入口乱れ度，出口静圧を与えている。出口静圧に関しては，ハブでの値を入口全圧との比（Table 1 内 Pressure Ratio）で与えており, 単純半径平衡より静圧分布を求めている。予備計算として流体解析のみによる計算を行ったところ Fig. 4 のような特性曲線が得られた。この特性曲線から，最高断熱効率点に対応する条件になるように圧力比を 1.06 に設定している。翼根側壁面及び翼端側壁面については，それぞれの壁面の回転を考慮しつつ，断熱粘着条件を与えた。翼表面及び翼端は壁面温度と壁面熱流束を FEM と通信する連成面とした。ピッチ方向の境界については周期境界条件を適用している。

Fig. 3(c) に構造解析に用いた運転時形状の翼の格子を示す。5285 ノード・896 エレメントの 20 節点 6 面体要素（2 次要素）である。材料は Ti-6Al-4V としている。境界条件については翼根側に変位固定条件と 288.15 K の温度固定条件を与え，翼面と翼端は連成面とした。

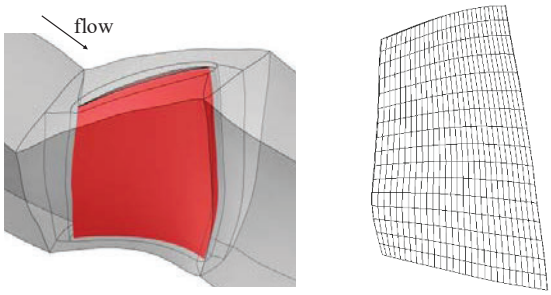
### 3.3　解析結果と翼端間隙の評価

定常連成解析によって得られた温度分布を Fig. 5 に示す。翼根から翼端に向かうにつれて温度が上昇している。これは半径位置が高いほど周速が大きく，動翼が感じる全温が高くなるためである。また，Fig. 5 の翼端部の温度分布に着目すると，他のスパン位置とは異なり，温度がまだらになっている。これは翼端漏れ渦によるものだと考えている。Fig. 6 に翼端前縁部からの流線を可視化した。Fig. 6 (a)には温度分布を，(b)には動翼相対系におけるマッハ数分布を合わせて示している。Fig. 6 (a)より，翼端部のミッドコード付近の高温領域は，翼端漏れ渦の中心を延長した先と一致する。また，Fig. 6 (b)より，高温領域は衝撃波背後にある，翼端漏れ渦に起因するブロッケージ領域と一致する。これより，翼端漏れ渦による

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



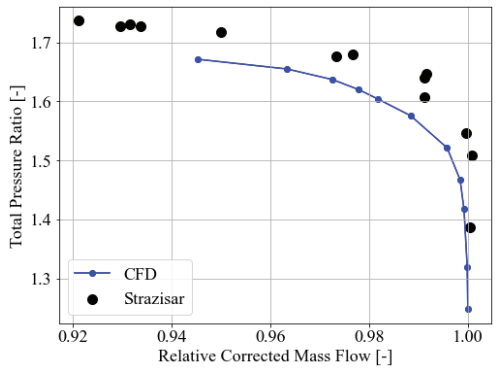

(a) Overview



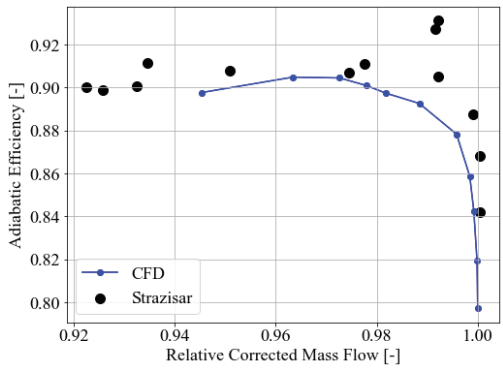



(b) CFD (c) FEM

Fig. 3 Computational grid of NASA Rotor 67




(a) Total pressure ratio vs relative corrected mass flow




(b) Adiabatic efficiency vs relative corrected mass flow

Fig. 4 Compressor characteristic curve on 100% speed line

Table 1 Parameter of steady CFD calculation

| | |
|---|---|
| Inlet Total Temperature [K] | 288.15 |
| Inlet Total Pressure [Pa] | 101,325 |
| Inlet Swirl Angle [deg] | 0 |
| Inlet Turbulence Intensity [-] | 0.01 |
| Rotation Speed [rpm] | 16,043 |
| Pressure Ratio [-] | 1.06 (Peak Efficiency) |
| Tip clearance [mm] | 1.0 |

ブロッケージ領域がスパン方向の非一様性に繋がっていると考えられる。

続いて，得られた温度分布・圧力分布を元に，運転時形状から静止時形状を求める。遠心力・熱膨張・流体力が変形に及ぼす影響を定量的に比較するため，それぞれの影響のみを考慮し，3 種類の静止時形状を求めた。そして，得られた 3 種類の静止時形状と運転時形状の差から翼端間隙変化をそれぞれ算出した。静止時形状から運転時形状へと変形することによる翼端間隙変化を計算している。翼端間隙を計算する位置は，静止時形状と運転時形状の半径方向の差が最も大きい前縁部とした。結果を Table 2 に示す。負の値は翼端間隙が狭くなったことを表す。翼端間隙変化は動翼の半径方向の伸びと，動翼の軸方向位置が変化することによるケーシング半径の変化によって発生する。これらの影響を切り分けるために，Table 2 ではそれぞれの項目に分けて示している。これより，本計算条件においては遠心力による影響が支配的であり，熱膨張と流体力による影響は 1/5 ~ 1/10 程度であることが分かった。但し，これは定格運転時における評価であり，回転数が小さい場合や翼負荷が大きい場合には，各力の相対的な影響度合いは変化する可能性があることに留意する。

最後に，翼端間隙変化に支配的な影響を持つ遠心力による翼の変形を示す。静止時形状から運転時形状への変形方向を正とし，変形を軸方向・半径方向・周方向に分解した。周方向変位については，翼を正面から見たときに反時計回りに変形する方向を正としている。結果を Fig. 7 に示す。改めて前縁の半径方向変位が最も大きいことが分かる。Table 2 に示したように，翼端前縁部の半径方向変位は 0.7 mm 程度である。軸方向には 3.5 mm 程度上流側（x 方向負側）へ変形することで，ケーシング半径が 0.411 mm 広がる。ここで，変形の様子を考察するために NASA Rotor 67 を長方形断面の単純な梁（2 mm×100 mm×150 mm）で近似し，この梁の端点（翼端）での遠心力による伸びを計算すると 0.3 mm 程度となる。これは Fig. 7(b)の翼端のミッドコードの値と一致する。但し，実際には翼の前縁と後縁の半径位置や形状が異なるため，変形が斜めに傾き，Fig. 7(b)のような半径方向変位とな

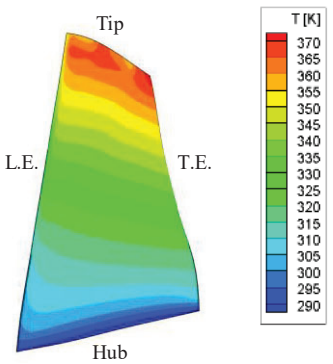
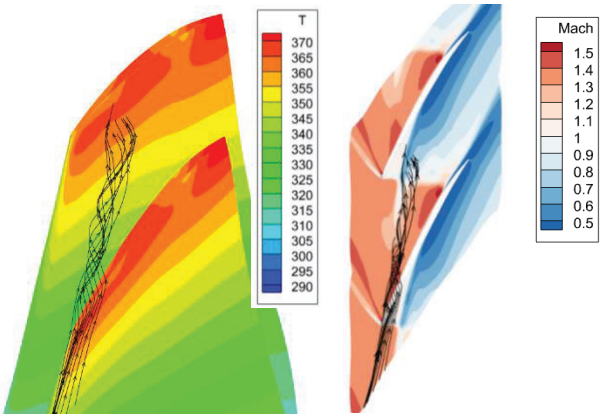



Fig. 5 Steady temperature distribution on P.S.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

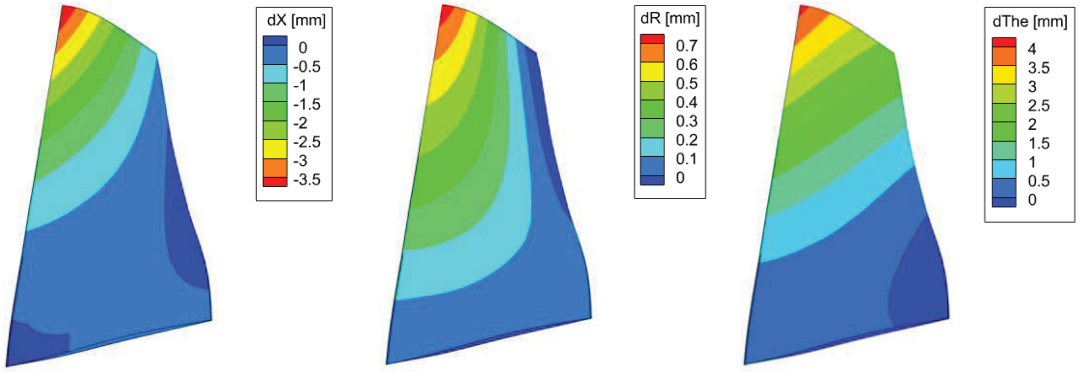



(a) Temperature distribution (b) Relative Mach number

Fig. 6 Visualization of tip leakage vortex by streamline

Table 2 Change of tip clearance at L.E.

| | Deformation of rotor | Change of casing radius | Total |
|---|---|---|---|
| Centrifugal force | -0.762 mm | 0.433 mm | -0.328 mm |
| Thermal expansion | -0.059 mm | 0.002 mm | -0.056 mm |
| Fluid force (Pressure) | -0.086 mm | 0.055 mm | -0.031 mm |




(a) Axial direction (b) Radial direction (c) Circumferential direction

Fig. 7 Displacement distribution on P.S. between hot shape and cold shape considering centrifugal force

っている。軸方向変位と周方向変位については，半径方向に伸びて翼の捩じりが解消されることによって生じた変形だと解釈できる。

## 4. 過渡連成解析による過渡温度分布・変形の取得

構築した過渡連成解析手法によって過渡温度分布・変形が計算可能かどうかを検討するため，過渡連成解析を試行した。

### 4.1 解析条件

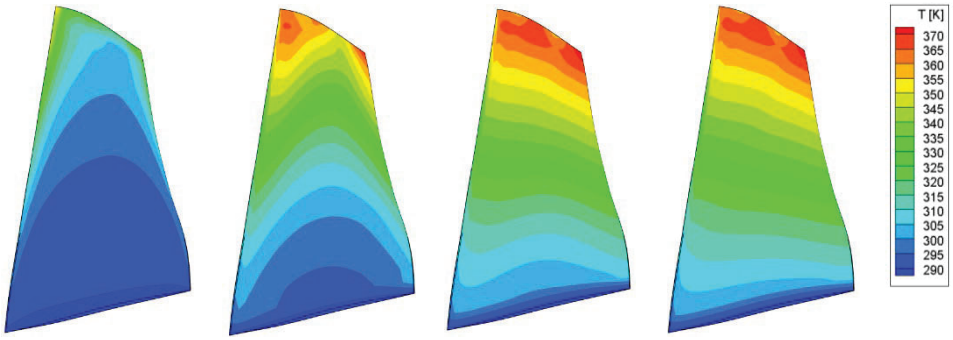
定常解析と同様に，NASA Rotor 67 を対象とした。時間刻みを 0.4 s とし，翼面及び翼端からの入熱によって翼が温まる様子を模擬した。初期条件としては，FEM から CFD に送信する温度分布を 288.15 K に，CFD から FEM に送信する熱流束を 0 W/m$^2$ と固定し，運転時形状について定常連成解析を行った定常解を採用している。得られた解を初期条件（t = 0）とし，過渡連成解析を実施した。各時間ステップの収束を判定する閾値は$\varepsilon_q$ = 0.1 W/m$^2$ とする。なお，移動格子法はまだ実装しておらず，翼の変形による流れ場への影響は考慮していない。

### 4.2 解析結果

過渡連成解析によって得られた過渡温度分布を Fig. 8 に示す。(d)は翼が十分に温まった状態だと判断したものである。Fig. 8(d)と Fig. 5 を比較すると，両者の温度分布は十分に一致しており，妥当な解析が行えていると考えられる。現在，過渡的な温度分布を検証する手段がないため，定常状態に至った温度分布を比較することで，解析の妥当性を判断している。翼の加熱の様子に着目すると，全てのスパンにおいて前縁・後縁付近から加熱が起こり，ミッドコード付近が遅れて加熱される。それにより，定常状態に至る時間も前縁・後縁部の方が短い。また，翼が定常状態に至るまでの時間は約 1 分である。このような温度変化は流体からの影響によるものであり，翼面からの入熱を考慮することの重要性が伺える。

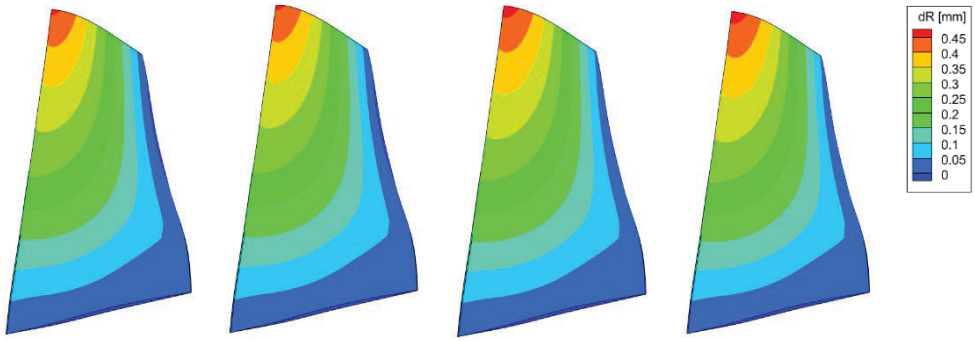
続いて，各時間ステップで得られた遠心力・温度分布・圧力分布を元に計算した半径方向の変形量を Fig. 9 に示す。翼端付近の後縁に着目すると分かりやすいように，時間が経過するにつれて僅かだが変形量が増している。これは主に熱膨張の影響であると考えられる。流体からの入熱による温度上昇によって，変形量が増している。但し，前節で示したように遠心力が支配的な変形であるため，時刻に関わらず変形量は概ね一定の値となる。なお，本計算では運転時形状を与えており，Fig. 9 にはそこからの変形量を示している。そのため，実際には起こりえない計算となっているが，将来的には 2.4 節で示した計算を通じて得られた静止時形状を用いることで，過渡的な変形の予測が行えることが期待される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



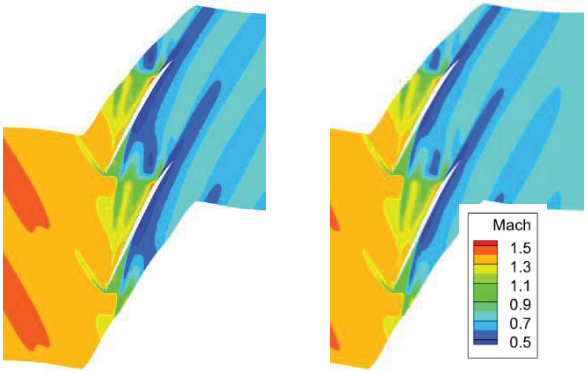

(a) 0.4 s (b) 6 s (c) 26 s (d) 52 s

Fig. 8 Transient temperature distribution on P.S.



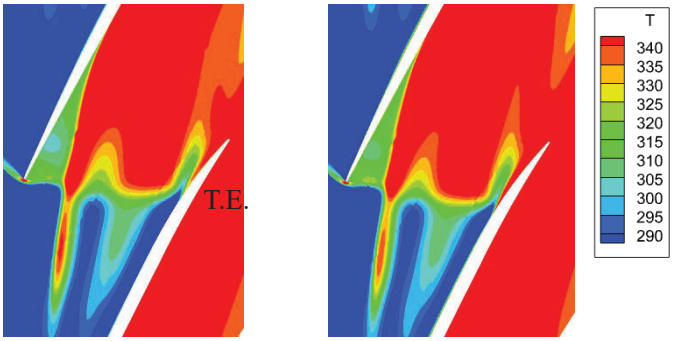

(a) 0.4 s (b) 6 s (c) 26 s (d) 52 s

Fig. 9 Transient displacement distribution in radial direction on P.S.




(a) 0 s (b) 52 s

Fig. 10 Transient relative Mach number distribution




(a) 0 s (b) 52 s

Fig. 11 Transient temperature distribution

最後に，過渡的な流れ場を示す。初期状態（t = 0 s）と定常状態（t = 52 s）に至った際の相対マッハ数分布と温度分布を Fig. 10 及び Fig. 11 に示す。翼根から 99%スパン位置での分布を示しており，Fig. 11 では後縁付近の温度分布を拡大している。相対マッハ数分布より，定常状態に至ることで翼腹側のブロッケージが小さくなっていることがわかる。温度分布については後縁背側付近の温度に着目すると，定常状態に至ることで，高温領域が拡大している。これは翼が初期温度 288.15 K から温まることで，流れ場への入熱が発生したためだと考えられる。このように，過渡連成解析における流れ場も，計算可能である。

## 5. 結論

本研究では，流体-熱-構造連成解析法により，NASA Rotor 67 の運転時の定常温度分布・圧力分布を取得した。取得した分布から静止時形状を予測し，遠心力・熱膨張・流体力が翼端間隙変化に及ぼす影響を定量的に議論した。また，過渡連成解析を構築し，それによって過渡温度分布・変形が取得可能であることを示した。得られた結論は以下のようにまとめられる。

(1) 定格運転時における翼端間隙変化は概ね遠心力によって引き起こされる。熱膨張・流体力による影響は遠心力に比べて 1/5 ~ 1/10 程度と小さいものの，回転数が低い作動条件では相対的に影響が大きくなる可能性がある。

(2) 構築した過渡連成解析によって定常状態に至るまで

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

の過渡的な挙動が解析可能である。また，過渡連成解析によって得られた定常状態と，定常連成解析によって得られた結果が一致しており，構築した解析手法は妥当であると判断できる。

(3) 過渡連成解析によって，過渡温度分布・変形が取得可能になった。前縁・後縁から加熱が始まり，ミッドコード付近が遅れて加熱される様子が確認できた。本計算では運転時形状を与えていたが，静止時形状を与えることで，過渡的な翼端間隙変化を追うことが可能になると期待される。

**謝辞**

本研究の一部は NEDO「次世代火力発電等技術開発／次世代火力発電基盤技術開発／起動性に優れる高負荷帯高効率ガスタービン複合発電の要素研究」にて実施した。また，数値解析法の基礎部分の開発は立石敦東京大学特任助教（当時）により行われた。ここに記して心から謝意を申し上げる。

**参 考 文 献**

(1) 第６次エネルギー基本計画，経済産業省 (2021). https://www.meti.go.jp/press/2021/10/20211022005/20211022005-1.pdf, (参照 2022-8-26)

(2) 「エネルギー・環境新技術先導プログラム」再生可能エネルギー大量導入時代の系統安定化対応先進ガスタービン発電設備の研究開発，NEDO 平成 26 年度～平成 27 年度成果報告書.

(3) 中村大樹，姫野武洋，渡辺紀徳，流体-熱-構造連成解析による軸流圧縮機動翼の運転時挙動の検討, 第 48 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，B-18，(2020)，pp.1-8.

(4) Tateishi, A., Watanabe, T., Himeno, T., Aotsuka, M. & Murooka, T., Verification and Application of Fluid-Structure Interaction and a Model Identification Technique to Cascade Flutter Simulation, International J. of Gas Turbine, Propulsion Power System, Vol. 8, No. 3 (2016), pp. 20–28.

(5) Spalart, P. R. & Allmaras, S. R., One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, 30th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, (1994)

(6) Ganine, V., Hills, N. J. & Lapworth, B. L., Nonlinear acceleration of coupled fluid–structure transient thermal problems by Anderson mixing, Internaational Jounal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 71 (2013), pp. 939–959.

(7) Strazisar, A. J., Wood, J. R., Hathaway, M. D. & Suder, K. L., Laser Anemometer Measurements in a Transonic Axial-Flow Fan Rotor, NASA TP-2879, (1989).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-14

# 圧縮機翼列における空力騒音の特性と低減方法に関する研究

# Study on Characteristics and Reduction Method of Aeroacoustic Noise from Compressor Cascade

○河村 栞奈[*1] 渡辺 紀徳[*2] 姫野 武洋[*2] 儘田 あゆみ[*2]
KAWAMURA Kanna WATANABE Toshinori HIMENO Takehiro MAMADA Ayumi

**ABSTRACT**

Aircraft noise is in strong need of reduction as the number of flights increases and the demand for environmental friendliness grows. Since the engine fan noise is large during takeoff, various studies have been conducted to clarify its generation mechanism and to invent the reduction method. Though the fan tone noise generated at the blade passage frequency has been widely studied, there have been few studies on the broadband noise generated from cascade. The purpose of the present study is to find the mechanism of sound generation and the reduction method of the broadband noise through the experiment on a linear compressor cascade.

**キーワード：** ジェットエンジン, 圧縮機, 騒音, 空力音響, 翼列
**Key Words:** Jet Engine, Compressor, Noise, Aeroacoustics, Cascade

## 1. はじめに

航空機の環境適合性は極めて重要であり，種々の規制がなされている(1)。航空機騒音に関しては健康被害などの悪影響を及ぼしうるものとして騒音レベルの低減が求められており，空港への発着枠の制限などがなされている(2)。エンジンから生じる騒音はそのような航空機騒音の大きな部分を占め，騒音発生機構の解明および低減法の確立が連綿と追及されてきている。

ジェットエンジン騒音の主な成分はジェット騒音とファン騒音に分けられる(3)。ジェット騒音はかつて主要な騒音源であったが，エンジンの高バイパス比化などにより大きく低減されている。また，ファン騒音の中でも特定の周波数で生じる離散周波数音は，ファンの動静翼列干渉によって発生することが分かっており，現在までに吸音ライナーによる低減が実施されている。一方で，ファン騒音の中で特定のピーク周波数を持たないような広帯域音については発生機構に未解明の部分が多く，その低減策も講じられていない。更なる騒音規制の強化が予想される中で，幅広い周波数帯の騒音へ影響するファン広帯域音の低減が強く求められている。

*1 東京大学大学院 工学系研究科 修士課程2年
〒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

ファンや圧縮機では翼と流れが干渉することで音が生じる。乱れのない一様流れ下に置かれた翼から生じる音は self-nose と呼ばれ，基本的な音として研究がなされてきた。Sharland らは軸流ファンに関して理論と実験の両面から考察を行い，広帯域音の発生源は翼面境界層内の乱れや渦放出，および流入乱れによって生じる変動力であると述べている(4)。Brooks らは NACA0012 単独翼を用いて体系的な実験を行い，音の発生機構として 5 つの要因を指摘した。その中で特に乱流境界層と後縁の干渉による音や流れの剥離による音が支配的であると結論づけている(5)。また，Finez らは 7 枚の NACA65 翼で構成される翼列に関して計測を行い，低周波数帯において発生する音のスペクトル概形が一様流速によらないという翼列特有の現象を確認している(6)。

このようにこれまで広帯域音に関する研究は行われているものの，それらの対象は単独翼や，翼列でも狭い翼負荷の範囲に限られており，ファン広帯域音の発生機構は未だ明らかになっていない。実機のファンでは離着陸時など設計点外で作動することもあるため，翼列負荷の音への影響を明らかにすることは重要である。翼負荷と音の関連について，Suzuki らは失速によって幅広い周波数において音が増加することを指摘し，さらに音源に関して失速前の状態では翼面近傍の流れ方向に広範囲に分布しており，失速状態では翼面近傍ではなく広範囲に離散的に存在している，と述べている(7),(8)。また，Moreau らは同様に単独翼を対象に幅広い迎角で音響計測を行い，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

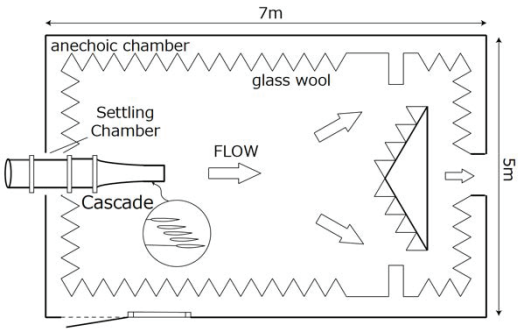



Fig. 1　A schematic of anechoic chamber

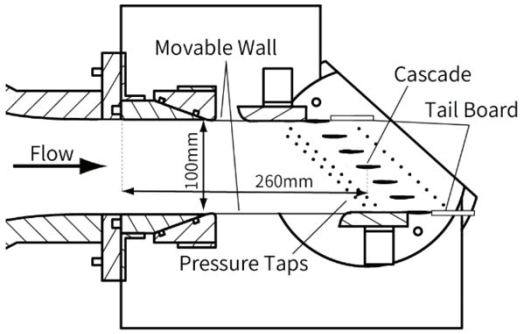



Fig. 2　A schematic of the cascade

失速によって音が増加することを確認している[9]。

筆者らはインシデンスをパラメータとして翼列負荷を変化させることで,翼列負荷と音の関連について調べた。これまでに，翼列からは幅広い周波数でなだらかな成分を持つ広帯域音と特定の周波数で成分を持つ離散周波数音が発生することがわかっており，さらに離散周波数音は後縁近傍の速度変動と相関を持つこと，広帯域音は翼面上剥離形態と関連していることが示唆された[10]。本報告では大規模な剥離が生じる流れの範囲も含めた計測を行い,剥離形態と音の関連についてさらに調査を進めた。また，翼面境界層のトリップや多孔質材を適用した翼を作成し，その低減効果を評価した。

## 2. 実験装置および計測手法

### 2.1　実験装置

本実験は Fig. 1 に示す 7 m×5 m×3.7 m の無響室内で行われた。無響室壁面はグラスウールにより覆われており，自由音場としての性質を持つことを確認している。無響室内には Fig. 2 に示す低騒音翼列風洞が設置されている。テストセクションには 5 枚の翼から成る翼列が置かれている。翼列方向の流れの一様性を実現するために上下壁の一部も翼形状としており，さらにその後方に翼列流出流れに沿うように長さ 2 コード程度のアルミ板 (Tail Board) を設置している。翼はコード長 24 mm の NACA65 で，円盤に差し込んで翼端間隙なしで片持ち支持されている。円盤を回転させることでインシデンス$i$を変更することができる。翼列の諸元を Table 1 に示す。

Table 1　Cascade specifications

| | |
|---|---|
| Airfoil | NACA65 |
| Chord Length, $c$[mm] | 24 |
| Span Length [mm] | 72 |
| Maximum Thickness | 0.07$c$ |
| Solidity | 1.0 |
| Stagger Angle [deg] | 48.19 |

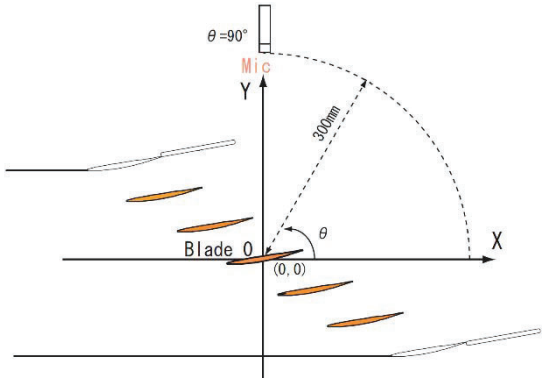



Fig. 3　Microphone setting of the fixed point measurement

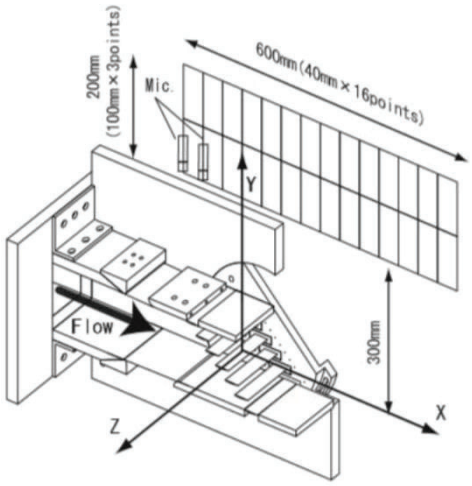



Fig. 4　Microphone setting of the directivity measurement

本実験ではセトリングチャンバーにおいて全圧を，中央翼 1 コード上流において静圧を計測し，等エントロピー流れを仮定して主流マッハ数を算出している。また，翼列を設置しない状態での主流乱れ度は1%未満である。計測は主流マッハ数0.3~0.5，インシデンス1.2°~10.2°，コード長基準レイノルズ数$1.6\times10^5$~$2.2\times10^5$で行った。

### 2.2　計測方法

#### 2.2.1　音響計測

発生する音は Brüel & Kjær 社の 1/4 インチ Type-4939 マイクロフォンを用いて取得し，FFT アナライザ (小野測器 CF7200) を用いて解析を行った。FFT 解析では Hann 窓を採用しており, 特性フィルタによる重みづけは行っていない。サンプリング周波数は 128 kHz，サンプル数は 4096 で，128 のデータを用いて平均化し，パワースペクトルを算出した。マイクロフォン位置を固定した

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

定点計測と，トラバースによる指向性計測を行った。それぞれ概要を Fig. 3, Fig. 4 に示す。定点計測では翼列中心から 300 mm 垂直上方向にマイクロフォンを設置し，遠方場音響計測を行った。指向性計測では翼列垂直上方向において 200 mm×600 mm の格子点上で計測を行い，音圧マップを描くことで音の伝搬方向を調査した。なお，定点計測の位置は指向性計測の結果から主要な音響伝播方向であること，かつ風洞流れの影響を受けないことを条件として決定した。以降では特に言及がない場合，音響計測とは定点計測を指す。

### 2.2.2 オイルフローによる翼表面流れの可視化

各インシデンスにおける翼面上流れを観測するために酸化チタン (IV) と流動パラフィンを混合したオイルを翼に塗布し，約 40 秒間流れにさらした後にオイルの様子を観測した。

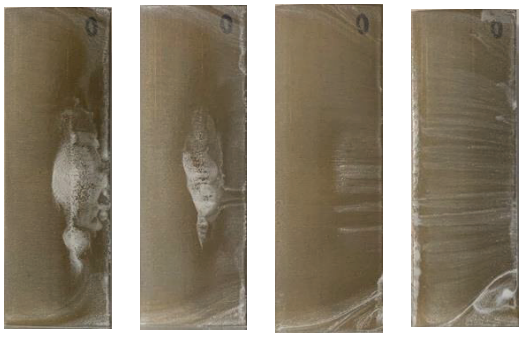
### 2.2.3 速度計測

定温度型熱線流速計 (Stream Line Pro (Dantec Dynamics) ) を用いて翼後縁近傍の流速を計測し，平均速度を取得したほかFFTアナライザによって速度変動の解析を行った。窓関数は音響計測と同様に Hann 関数を用いた。計測位置は中央翼から下流へ 2 mm 離れた点とした。また，熱線流速計測と音響計測を同時に行うことで，二信号間の周波数ごとの相関を示すコヒーレンス関数を導出した。

## 3. 結果及び考察

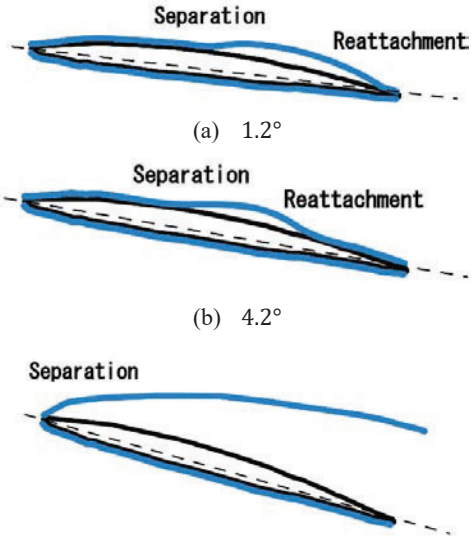
### 3.1 翼面上流れの特性

Fig. 5 にインシデンスを変化させながら$M = 0.4$で実施したオイルフローによる翼面上流れの可視化写真を示す。なお，図は翼列の中央翼のみを示しており，それぞれ左側が前縁，右側が後縁となるように負圧面を真上から撮影した様子である。翼全面に白色オイルを塗布したため，写真の白色部分はオイルが流されなかったことを示している。Fig.5 (a)および(b)の$i = 1.2°, 4.2°$の結果を見ると，オイル溜まりが中心部に見られ，ここで流れが剥離していると考えられる。一方で Fig.5 (c)の$i = 7.2°$ではそのようなオイル溜まりは見られず，(d)の$i = 10.2°$では前縁にオイル溜まりが見られる。以上の結果から考察するとインシデンスに対する翼面上流れは，$1.2°, 4.2°$では層流剥離・乱流遷移したのちに再付着する状態であり，$10.2°$では前縁剥離していると考えられる。なお，剥離再付着状態から前縁剥離状態へ流れが変化する際には，再付着位置が定常でない long bubble と呼ばれる現象が生じることが知られており，$7.2°$においてそのような非定常な剥離形態であったためにオイルが残らなかったのだと考えられる。ただし，本研究では非定常現象の可視化実験は行っておらず，その詳細な流れ場は不明である。また，圧力面に関しては，オイルが全て流されたことを確認しており付着流であると考えられる。このことから推察される翼周りの流れのスケッチを Fig. 6 に示す。低インシデンスの範囲では層流剥離した流れは翼負圧面に再付着するが，インシデンスの増加に伴い再付着点は徐々に前縁方向へ近付く（$1.2°$~$4.2°$）。インシデンスの増加に伴い次第に流れは前縁剥離へと変化する（$10.2°$）。



(a) 1.2° (b) 4.2° (c) 7.2° (d) 10.2°

Fig. 5 Visualization of surface flow on suction side




(a) 1.2° (b) 4.2° (c) 10.2°

Fig. 6 Schematics of the flow over the airfoils

### 3.2 翼列から発生する音の基本的な特性

Fig. 7 に翼列から生じる音の代表例として，$M = 0.4$, $i = 4.2°$において計測された翼挿入時・未挿入時の音圧レベル（Sound Pressure Level，SPL）を示す。SPL は基準圧力を$p_a = 2.0 \times 10^{-5}$ Pa として式 (1) で表される。単位は dB を用いる。

$$\mathrm{SPL} = 10\,log_{10}\left(\frac{p}{p_a}\right)^2 \tag{1}$$

図より，翼挿入時と未挿入時での SPL には 10 dB 以上の差があり，翼列から生ずる音が十分捉えられていると判断される。また，40 kHz 付近で見られる特定のピークを持った音 (離散周波数音) と，幅広い周波数成分を持つ広帯域音が存在することが確認でき，従来の研究結果と一致する[10]。翼列から生じる音について検討するため，以降では式 (2) のように翼挿入時 SPL から翼未挿入時 $\mathrm{SPL_{BGN}}$ を差し引いた ΔSPL を用いる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

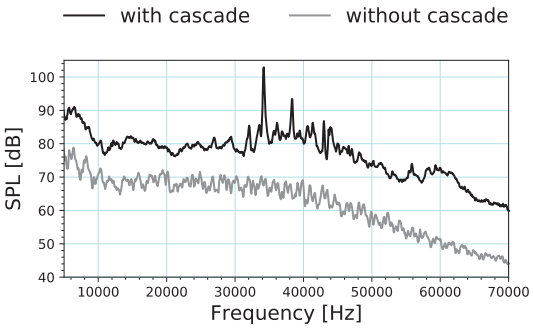



Fig. 7　Far field SPL from the device ($M = 0.4$, $i = 4.2°$)

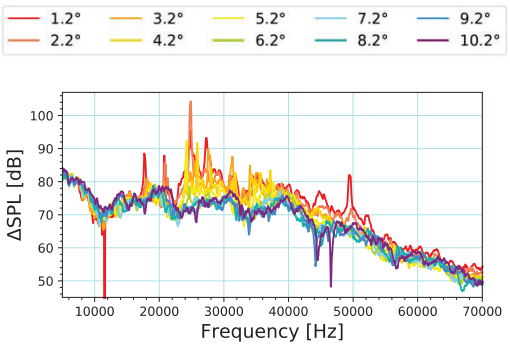
$$\Delta\,\mathrm{SPL} = 10\,log_{10}\left(10^{\frac{\mathrm{SPL}}{10}} - 10^{\frac{\mathrm{SPL_{BGN}}}{10}}\right) \tag{2}$$

Fig. 8 に$1.2° \leq i \leq 10.2°$, $0.3 \leq M \leq 0.5$において得られた$\Delta$SPLを示す。初めに離散周波数音に関して Fig. 8(a)を見ると，$M = 0.3$では$i \leq 5.2°$においておおよそ25 kHzに離散周波数音が生じている。また，50 kHzにはその倍音が生じていると考えられる。Fig. 8(b)を見ると，$M = 0.4$においても同様に$i \leq 5.2°$において離散周波数音が生じているが，その発生周波数は高周波数 (おおよそ40 kHz)へ変化している。Fig. 8(c)の$M = 0.5$では離散周波数音の生じるインシデンスは$3.2° \leq i \leq 5.2°$となり，また，発生周波数が$M = 0.4$と比べてさらに高周波数 (40 kHz, 50 kHz) へ変化する。これら離散周波数音に関しては過去の研究により，主成分のストローハル数が 0.2 に整理されることや高迎角時に発生しなくなることから，層流境界層に起因する後流への渦放出音だと考察されている[10]。また，広帯域音に関して，離散周波数音発生周波数以下ではインシデンスの増加により$\Delta$SPLが増加し，離散周波数音発生周波数以上では減少することがわかる。そのため，インシデンスに対して異なる対応を示した，低周波数帯では$10\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 25\ \mathrm{kHz}$ ($M = 0.4, 0.5$)，高周波数帯では$55\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 65\ \mathrm{kHz}$ ($M = 0.3, 0.4, 0.5$) を代表として取り出し，その周波数帯における音圧レベルの総パワー和 ($\Delta$OASPL) を式 (3) により導出して特性を検討した。

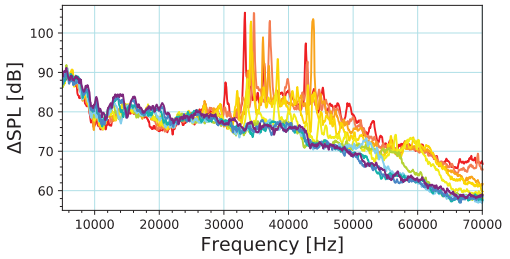
$$\Delta\,\mathrm{OASPL} = 10\,log_{10}\left(\sum_{f} 10^{\frac{\Delta\mathrm{SPL}_f}{10}}\right) \tag{3}$$

Fig. 9 に算出した$\Delta$OASPL のインシデンスによる変化を各マッハ数について示す。なお，$10\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 25\ \mathrm{kHz}$に関して，離散周波数音の発生域と重なっていた$M = 0.3$については除いている。Fig. 9 (a) より，低周波数帯においては広帯域音はインシデンスに関して単調に増加していることがわかる。また，高周波数帯においては Fig. 9 (b) よりインシデンスに関して減少傾向であることがわかる。

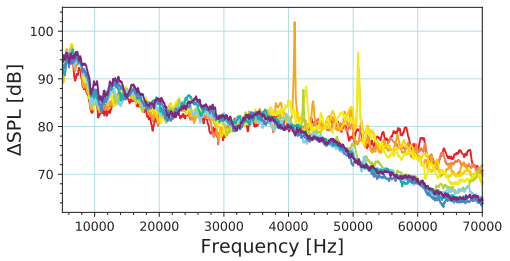
次に，広帯域音に関して一様流速に対する冪乗則を調べた。空力音響学では音源によってその従う冪乗則が異なることが知られており，例えば Lighthill は流体の乱れ




(a) $M = 0.3$

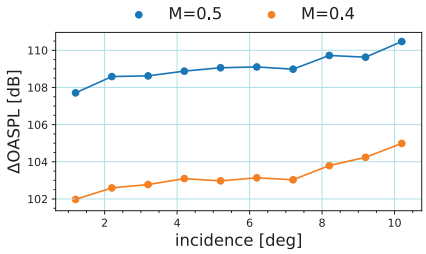



(b) $M = 0.4$

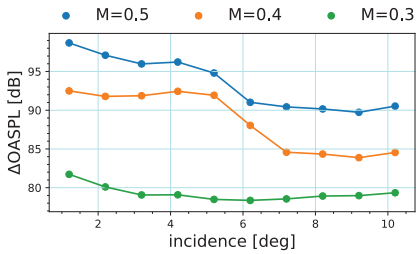



(c) $M = 0.5$

Fig. 8　Sound Pressure Level of various incidences




(a)　$10\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 25\ \mathrm{kHz}$




(b)　$55\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 65\ \mathrm{kHz}$

Fig. 9　The effect of incidence on broadband noise

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

による音が速度の 8 乗に比例すること，Curle は無限平板上の圧力変動による音が速度の 6 乗に比例すること，Ffowcs Williams らは鋭い後縁が存在する際には圧力変動による音が 5 乗に比例することを次元解析によって導出している[11),(12),(13)]。そこで，低周波数帯・高周波数帯それぞれについて ΔOASPLから対応する冪指数を算出した結果を Fig. 10 に示す。横軸はインシデンスを，縦軸は指数を示している。例えば$i = 4.2°$においては低周波数帯では速度の 6.0 乗に，高周波数帯では速度の 7.8 乗に比例して広帯域音が大きくなることが示されている。図を見ると，低周波数帯においてはおおよそ 6 乗で整理され，これは Curle の 6 乗則により圧力変動による音だと考えられる。また，高周波数帯においては$i = 6.2°$を境に 8 乗から 5 乗へと変化していることがわかる。これはオイルフローによって確認された，翼面上の剥離の様子が変化するインシデンスと一致しており，剥離形態の違いによって音源が変わったものと推測される。すなわち，剥離再付着状態においては Lighthill の 8 乗則により音源は流体の乱れであり，前縁剥離状態においては Ffowcs Williams の 5 乗則によって音源は圧力変動であると思われる。Deuse らは剥離再付着状態の単独翼について数値解析を行い，コード長基準のストローハル数St ~ 4を境に，それ以下のStでは後縁から生じる音が支配的であること，それ以上のStでは剥離泡そのものから生じる音が支配的であることを見出している[14)]。本実験においてSt = 4が$f = 23$ kHzに対応することを考えると，$i = 3.2°$において低周波数帯の広帯域音は後縁の圧力変動から，高周波数帯の広帯域音は剥離泡中の乱れから生じると推察される。

音の指向性は音源によって異なることが知られている。Fig. 11 に$i = 3.2°$および$10.2°$の場合について指向性の計測結果を示す。横軸・縦軸はそれぞれ Fig. 4 に示す$X, Y$座標をコード長によって規格化して表している。また，SPL は 1/3 オクターブバンドの値であり，それぞれ中心周波数$f_c$を記載している。初めに$i = 3.2°$に関して，Fig. 11(a)を見ると$f_c = 16$ kHzでは複数のローブが生じており，Fig. 11(b)を見ると$f_c = 63$ kHzにおいては主流に対して垂直よりもやや上流側への指向性が見られる。なお，$x/c = -5$では翼列とマイクロフォンとの間に流路があり，音が遮蔽されているため取得されるSPLは小さい値である。Doolan らによれば翼後縁から生じる音の指向性はコード長$c$と波長$\lambda$の関係により大きく変わり，$c \ll \lambda$の場合には上下二方向型，$c \sim \lambda$の場合には複数のローブ型，$c \gg \lambda$の場合には上流方向のカージオイド型となる[15)]。Fig.11 (a)(b)に示した$i = 3.2°$における結果は，本実験で$c = \lambda$となるときの周波数が$f = 14$ kHzであることを考慮すると，Doolan により述べられた傾向である$c \sim \lambda$における複数ローブ型および$c \gg \lambda$における上流方向型が確認できたと考えられる。このことから，低周波数帯では冪乗則による考察と同様に後縁の圧力変動により音が生じると考え

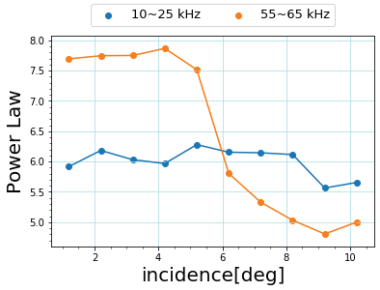
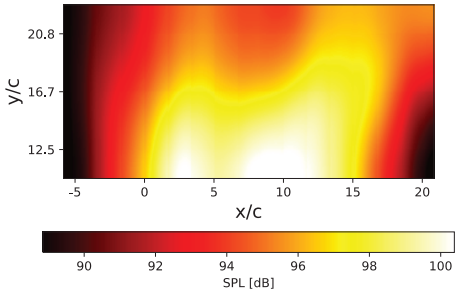
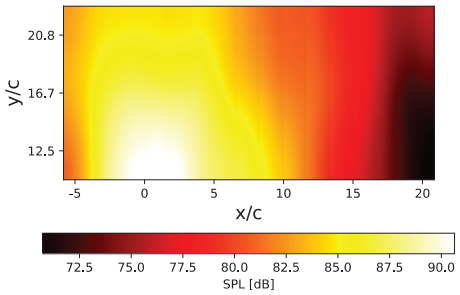


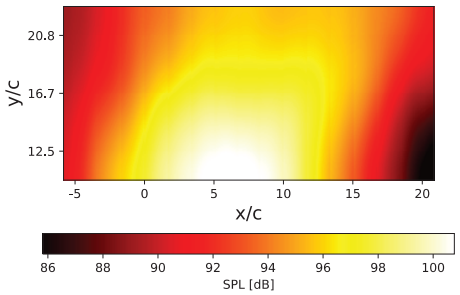

Fig. 10　Power law of the broadband noise



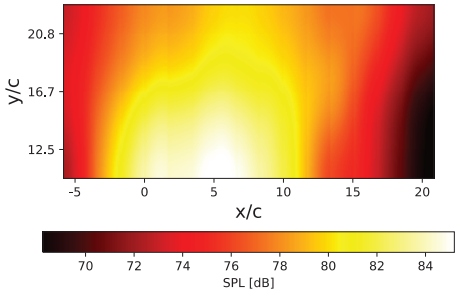

(a)　$i = 3.2°, f_c = 16\,k$Hz




(b)　$i = 3.2°, f_c = 63\,k$Hz




(c)　$i = 10.2°, f_c = 16\,k$Hz




(d)　$i = 10.2°, f_c = 63\,k$Hz

Fig. 11　Directivity of the broadband noise ($M = 0.4$)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

られる。Fig.11 (b)の高周波数帯における音の指向性の要因については今のところ定かでない。次に$i = 10.2°$の場合の結果について，Fig. 11(c)に示した$f_c = 16\,\mathrm{kHz}$においては$i = 3.2°$ (Fig.11 (a)) で見られたようなローブ状の指向性は見られず，垂直方向へ音が生じている。また，Fig. 11(d)の$f_c = 63\,\mathrm{kHz}$の結果では音が最大となる点が$x/c \sim 6$と下流へ変化しており，さらに上流方向の指向性も見られない。Turner らは単独翼に関して数値解析を行い，失速前後では翼の様々な点から音が生じるために指向性が変化すると述べている[16]。本計測においても，翼負荷の変化によって音源の違いが生じた可能性が考えられる。

### 3.3 境界層トリップによる効果

翼列から生じる空力音について，翼面上の剥離再付着の関連が示唆された。そこで，境界層を強制的に遷移させることで剥離を抑制し，それによる音の変化を計測した。使用した翼を Fig. 12 に示す。未加工の翼（通常翼）の20 %コード長位置に厚み0.10mm，幅2.0 mmのアルミテープを貼付し，翼面境界層を乱流遷移させる翼（トリップ翼）を作成した。なお，オイルフローによりトリップ翼において剥離泡が存在しないことを確認している。

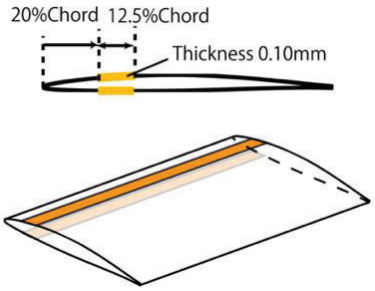
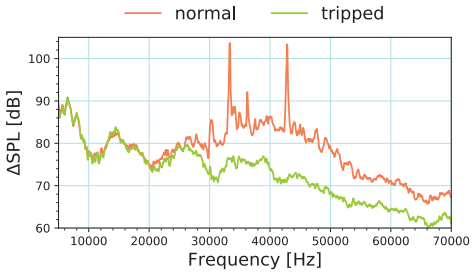
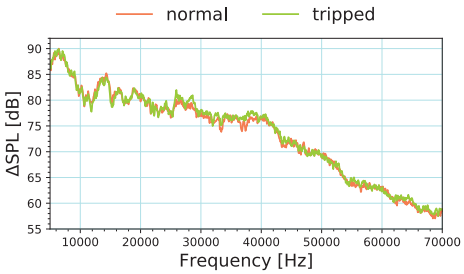



Fig. 12　A schematic of the tripped airfoil




(a) $i = 1.2°$

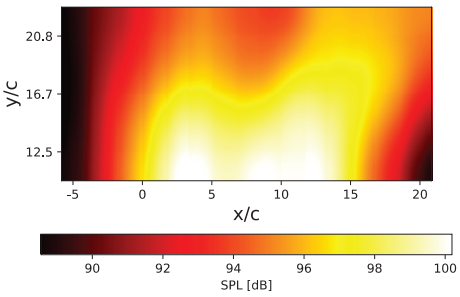



(b) $i = 10.2°$

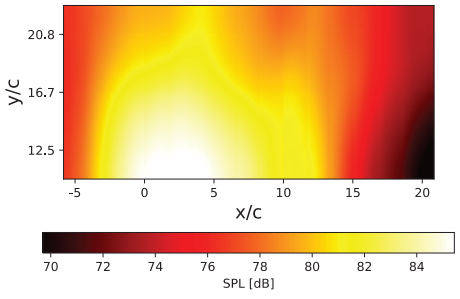
Fig. 13　The difference of SPL between normal cascade and tripped cascade

Fig. 13 に通常翼列とトリップ翼列における音響計測結果を示す。剥離再付着が生じている Fig. 13(a)のインシデンスに関して，25 kHz以下の低周波数帯では通常翼とトリップ翼で生じる音が変わっていない。一方で25 kHz以上の周波数帯では大きな変化が見られた。一つには，40 kHz付近で見られる離散周波数音がトリップ翼では観測されない。これは，境界層が遷移したために層流剥離と関連する離散周波数音が発生しなくなったのだと考えられる[10]。また，さらに高周波数帯の$50\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 70\ \mathrm{kHz}$においては通常翼からトリップ翼にしたことで5 dB以上の広帯域な音の減少が確認できる。一方で Fig. 13(b)を見ると，前縁剥離の生じるインシデンスでは音の変化はほとんど見られなかった。これは，トリッピングテープ設置位置より上流側で剥離が生じるためにテープが流れに作用しなかったのだと考えられる。低インシデンスにおいて広帯域に音の減少が見られた高周波数帯($55\ \mathrm{kHz} \leq f \leq 65\ \mathrm{kHz}$) に関して，Fig. 10 と同様に冪乗則の指数を算出したところ，$i = 1.2°$では 6.0，$i = 4.2°$では 5.8 となった。すなわち，低インシデンス・高周波数帯において，通常翼では 8 乗に整理されたが，トリップ翼では 6 乗に比例して音が増大するという違いが見られた。

トリップ翼に関しても，剥離再付着が生じる低インシデンスで指向性計測を行った。Fig. 14 に結果を示す。Fig. 14(a)に見られるように，定点計測で通常翼とトリップ翼との音の差がほとんど見られなかった$f_c = 16\,\mathrm{kHz}$のような周波数帯では，指向性にも通常翼とトリップ翼で大き




(a) $f_c = 16\,\mathrm{kHz}$




(b) $f_c = 63\,\mathrm{kHz}$

Fig. 14　Directivity of the sound from tripped cascade ($M = 0.4$, $i = 3.2°$)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

な差は生じていない。一方で Fig. 14(b)を見ると高周波数帯に関しては，通常翼で見られた上流方向への指向性とは異なり，主流に対して垂直方向への指向性が見られた。

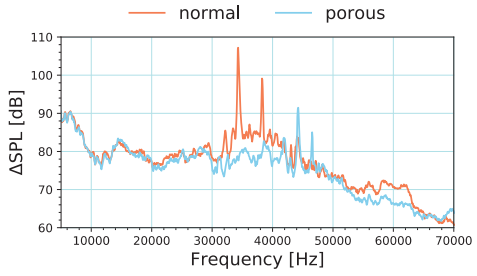
低インシデンス・高周波数帯の広帯域音について，冪乗則は通常翼は 8 乗，トリップ翼は 6 乗となることがわかった。Lighthill の 8 乗則および Curle の 6 乗則から，通常翼からトリップ翼へとしたことで音が四重極子音から双極子音へと変化したと考えられる。この結果と剥離を抑制するというトリッピングデバイスの働きを踏まえると，剥離泡の生じる通常翼について，離散周波数音以上の高周波数帯において生じる広帯域音は，剥離泡中の乱れによる音が支配的だと考えられる。また，低周波数帯の広帯域音については境界層遷移によって変化しなかったことから，剥離とは関連のない音だと考えられる。

### 3.4　多孔質素材による効果

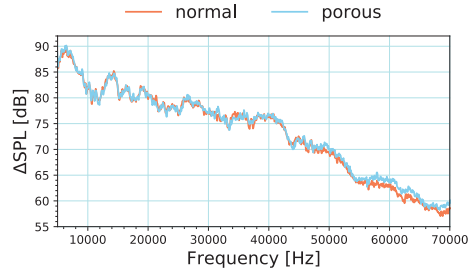
翼列から生じる音について，翼後縁の圧力変動が関連することが示唆された。そこで，翼から生じる音を低減するデバイスの一つである多孔質素材の翼に着目した。Geyer らはいくつかの多孔質素材からなる翼を作成し，翼後縁から生じる音に関して幅広い周波数帯で低減効果を確認したと報告している[17]。そこで全体が多孔質素材である翼（多孔翼）を作成し，本装置においてその低減効果を計測した。なお，使用した素材はポーセラックス II であり，その物性値を Table 2 に示す。

Table 2　Specifications of the porous material

| | |
|---|---|
| Porosity $\phi$ | 25 % |
| Flow resistivity $r$ | $4.5 \times 10^8$ (Pa · s)/m$^2$ |




(a) $i = 4.2°$




(b) $i = 10.2°$

Fig. 15　The difference of SPL between normal cascade and porous cascade

音響計測結果を Fig. 15 に示す。初めに Fig. 15(a)の低インシデンスについて，25 kHz以下の低周波数帯に関しては通常翼と多孔翼とで音の違いは見られなかった一方，離散周波数音には違いが見られた。離散周波数音は通常翼と多孔翼とで発生周波数やその大きさが変化している。なお，Fig. 15(b)を見ると高インシデンスにおいてはトリップ翼と同様に，通常翼と多孔翼とで音の違いはほとんど見られなかった。

次に，多孔翼における離散周波数音の発生要因を調べるために後流における熱線流速計測と定点音響計測を同時に行った。Fig. 16 に音響計測結果 (SPL)，速度変動のパワースペクトル密度 (PSD)，それら二つの相関を示すコヒーレンスを示す。コヒーレンスは 0 から 1 の値をとり，1 に近いほど二信号間に相関があることを示している。図を見ると，通常翼・多孔翼ともに離散周波数音の発生周波数でコヒーレンスが比較的大きな値を取ることが分かる。このことから離散周波数音に関して，通常翼でも多孔翼でも離散周波数音の発生機構は層流境界層に起因する後流への渦放出だと推測される。すなわち翼素材を多孔質としたことで層流境界層もしくは後流が影響を受け，それによって離散周波数音が変化したと推測される。ただし，Fig. 16 において離散周波数音の発生する周波数で必ずしもコヒーレンスが高いわけではなく，その詳細は現段階では不明である。一方，多孔翼の低周波数帯の広帯域音への影響が見られなかった。この原因の一つとしては，使用した多孔翼素材ポーセラックス II の resistivity が$4.5 \times 10^8$と大きく，流れの変化が低周波数帯の広帯域音へ影響するほど十分でなかったのだと考えられる。

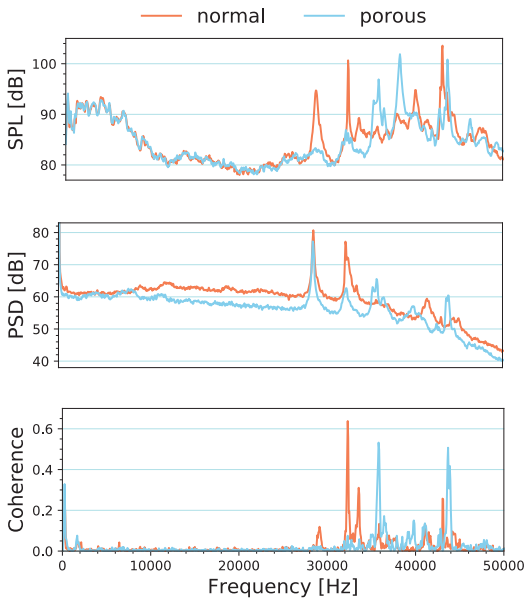



Fig. 16　The relation of noise and velocity fluctuation of wake ($M = 0.4$, $i = -1.8°$)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 4. 結論

本研究では無響室内の低騒音風洞を用いた実験を行った。翼列負荷を変化させながら圧縮機翼列から生じる音を計測し，その翼列負荷への感度を調査した。さらに速度依存性や指向性を議論し，その音源について考察した。また，翼面上境界層の遷移を促すトリップ翼や多孔質素材の翼を作成し，その騒音低減効果を調査した。得られた知見は以下のようにまとめられる。

(1) 翼列からは広帯域の音と離散的な周波数にピークを持つ空力音が発生する。広帯域音は離散周波数音発生周波数を境に大きく性質が異なる。

(2) 高周波数帯において，剥離再付着状態では広帯域音は流速の 8 乗に比例する。境界層を強制的に遷移させたことで広帯域音の低減が確認できたことから，この音は剥離泡によって生じると推察される。

(3) 高周波数帯において，流れが前縁剥離する状態では広帯域音は流速の 5 乗に比例し，翼面上の圧力変動に起因する音と考えられる。また，指向性計測の結果より，この音は翼周りの様々な点から生じることが示唆された。

(4) 低周波数帯における広帯域騒音は翼面上の剥離形態に関わらず流速の 6 乗に比例するため，翼面上の圧力変動に関わる双極子音と考えられる。一方で指向性は剥離形態の変化によって剥離再付着状態では複数ローブ型，前縁剥離では垂直方向型へと変化する。

(5)翼面境界層を乱流に強制遷移させるトリップ翼においては，離散周波数音および高周波数帯の広帯域音の低減が確認された。

(6) 多孔材で製作した翼において離散周波数音の周波数と音圧レベルが変化する結果が得られたが，明確な騒音低減効果は得られなかった。


## 謝 辞

本研究には株式会社 IHI から支援を受けた。ここに記して深く感謝の意を表する。


## 参 考 文 献


(1) ICAO ENVIRONMENT < https://www.icao.int/environmental-protection/pages/reduction-of-noise-at-source.aspx> (accessed on 19 August, 2022).

(2) 羽田空港のこれから-飛行経路の見直しによる羽田空港の国際線増便について -< https://www.mlit.go.jp/report/press/content/001316521.pdf> (accessed on 19 August, 2022).

(3) 大石勉，航空機騒音の低減化技術の現状と今後，日本ガスタービン学会誌，Vol. 33, No. 6 (2005), pp. 568-572.

(4) Sharland, I. Jr., Sources of noise in axial flow fans, Journal of Sound and Vibration, Vol. 1, No. 3 (1964), pp. 302-322.

(5) Brooks, Thomas F., D. Stuart Pope, and Michael A. Marcolini., Airfoil self-noise and prediction, NASA Ref. Publ. 1218, (1989).

(6) Finez, A., Jacob, M., Jondeau, E. and Roger, M., Experimental investigation of trailing-edge noise from a linear cascade of cambered airfoils, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference), AIAA 2011-2876, (2011).

(7) 鈴木康方，加藤千幸，鈴木常夫，藤田肇，低レイノルズ数の二次元翼の空力特性と発生する空力音の特性，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 73, No. 736 (2007), pp. 2476-2486.

(8) 鈴木康方，加藤千幸，宮澤真史，藤田肇，失速した二次元翼周り流れの空力音源の解析，日本機械学会論文集 B 編，Vol. 73, No. 736 (2007), pp. 2487-2497.

(9) Moreau, S., Roger, M. and Christophe, J., Flow features and self-noise of airfoils near stall or in stall, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), AIAA 2009-3198, (2009).

(10) 光末由宇陽，渡辺紀徳，姫野武洋，大石勉，楠田真也，圧縮機翼列から生じる空力騒音の特性と発生機構に関する研究，第 47 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，(2019).

(11) Lighthill, M. J., On sound generated aerodynamically I. General theory, Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, Vol. 211, No. 1107 (1952), pp. 564-587.

(12) Curle, N, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, Vol. 231, No. 1187 (1955), pp.505-514.

(13) Williams, J. F. and Hall, L. H., Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane, Journal of fluid mechanics, Vol. 40, No. 4 (1970), pp.657-670.

(14) Deuse, M. and Sandberg, R. D., Different noise generation mechanisms of a controlled diffusion aerofoil and their dependence on Mach number, Journal of Sound and Vibration, Vol. 476, 115317, (2020).

(15) Doolan, C. and Moreau, D., Airfoil Noise Mechanisms and Control. In: Flow Noise, (2022), p. 150, Springer.

(16) Turner, J. M. and Kim, J. W., Aerofoil dipole noise due to flow separation and stall at a low Reynolds number, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 86, 108715, (2020).

(17) Geyer, T., Sarradj, E., and Fritzsche, C., Porous airfoils: noise reduction and boundary layer effects, International journal of aeroacoustics, Vol. 9, No. 6 (2010), pp. 787-820.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-15

# CFRP 電熱防氷技術における消費電力の影響に関する数値シミュレーション

# Numerical Simulation for Influence of Energy Consumption on Anti-Icing Technology using Electro-Thermal Effect of CFRP

○高　羽欣[*1]　福留 功二[*1]　山本 誠[*1]　水野 拓哉[*2]　鈴木 正也[*2]
GAO Yuxin　FUKUDOME Koji　YAMAMOTO Makoto　MIZUNO Takuya　SUZUKI Masaya

**ABSTRACT**

Fan rotor blades are severely affected by icing because they are located at the entrance of jet engines. However, conventional anti-icing methods are not installed to fan blades due to their structural difficulties. Therefore, there is an urgent need to develop ice removal technologies suitable for fan blades. Recently, carbon fiber reinforced plastic (CFRP) has been applied to fan blades for weight reduction. JAXA proposed a new anti/de-icing system for fan blades using the electro-thermal effect of CFRP and conducted verification experiments of the anti/de-icing concept using CFRP heating. In the present study, the authors performed numerical simulations following the icing tunnel experiments and investigated the effect of energy input on anti-icing by comparing four cases whose airflow speed and droplet diameter were changed.

**キーワード：**ジェットエンジン，着氷，防氷技術，ファンブレード，CFRP，数値シミュレーション
**Key Words:** Jet Engine, Icing, Anti-Icing, Fan Blade, CFRP, Numerical Simulation

## 1. 緒言

航空機の運航において，大気中の過冷却液滴や氷晶が機体に衝突して氷層を形成する着氷現象が発生する。着氷は一般に高度 22 kft 以下，大気温度約−5°C で発生する。この条件は通常の航空機運航でしばしば発生するものである。着氷が主翼やエンジン，計測機器に発生すると，運航の安全性に悪影響を及ぼす。着氷は主翼の翼形状を変化させ空力性能の低下を招くほか，ピトー管などの計測機器の誤計測を引き起こす。特に，エンジンでの着氷は，流路の狭窄だけでなく離脱した氷が内部コンポーネントを損傷させることがあり，危険な現象である。例えば，2014 年にインドネシア・エアアジア航空 8501 便は，機体が積乱雲に侵入した際にエンジンが大量の氷晶を吸い込み重度な着氷被害を受けたことが原因で，エンジン機能が停止し，墜落事故を引き起こした[(1)]。

このような着氷被害を防ぐために，航空機エンジンにはブリードエアや電熱ヒータといった熱的な防除氷措置が採られているが，主翼や尾翼，エンジンナセルなどの静止部分への適用に限られ，回転部であるファンブレードは含まれていない。しかしながら，ファンブレードは航空機エンジンの入口に位置しており，非常に着氷しやすいため，ファンブレード防氷技術の開発は安全性を担保する上で重要である。

また，現状の防除氷装置の主要な課題に燃費の悪化が挙げられている[(2)]。これを受け，エネルギーインプットを必要としないスイープ翼[(3)]やコーティング[(4)]等の防氷技術が研究されてきた。しかし，これらの受動的な防氷技術はエネルギーを加える必要がない点で有効な反面，飛行中の気象状況に応じて柔軟に対応することが難しい。したがって，これらの受動的な防氷技術に加えて，経済的で制御性のある能動的な防氷対策が求められている。

他方で，航空機の燃費低減のため，炭素繊維強化プラスチック（CFRP）を用いた軽量化の取り組みが進んでおり，1990 年代に初めて CFRP ファンブレードが実用化された。また，燃費低減を目的とした高バイパス比化の

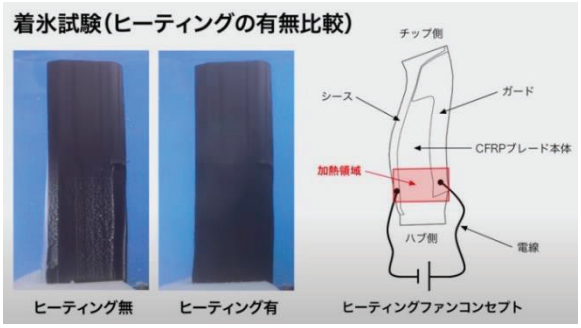



Fig. 1 Schematic of Anti-Icing Technology for CFRP Fan Blades Based on Electro-Thermal Effect[(5)]

*1　東京理科大学
〒125-8585　葛飾区新宿6-3-1
E-mail:4521527@tus.ac.jp
*2　航空宇宙研究開発機構
〒182-8522　調布市深大寺東町7-44-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

傾向は継続し続けており，ファンブレードのスパンは拡大傾向にある。このため，ファンブレードに対するCFRPの適用は今後も拡大していくものと考えられる。

この動向に着目し，JAXAはCFRPの電熱効果を利用したファンブレードの新たな防除氷システム[5]を提案した。図1にその概要を示す。岩間ら[6]は着氷風洞を用いて，気流速度と液滴直径を変えた4ケースについて実験を行い，各ケースの着氷質量から防氷効果を示した。この試験では，各ケースにおいて印加電力を変えた試験を行い，印加電力が防氷効果に与える影響を評価している。加えて，その実験に対応する数値解析が行われ，防氷効果の傾向が実験と一致することが確認された[7]。しかし，解析は比較的高い電力を課した防氷条件に限定されており，低電力の条件については行われていない。効率的な防氷を実現するためには，印加電力と防氷効果の関係を定量的に予測できる評価技術が必要である。

本研究では，以上の状況に鑑み，複数の印加電力の条件に対して数値解析を実施する。得られた結果から，電力と防氷効果の関係を調査する。

## 2. 数値計算手法

本計算には，JAXAで開発されたCFDソルバーであるUPACS[8]を用いた。氷の堆積は流れ場に比べて時間スケールが十分に大きいため，両者の弱連成により計算を行った。計算の手順は以下の通りとした。

(1) 初期格子に対して流れ場計算
(2) 供試体に衝突する液滴の軌道計算
(3) 氷層厚さを得るための供試体表面の熱力学計算
(4) 氷層厚さに対応した着氷後の格子再生成
(5) 再生成した格子に対して流れ場計算

以後，(2)〜(5)の手順を繰り返して時間変化を再現する。

### 2.1 流れ場計算

流れ場は三次元圧縮性定常乱流場と仮定し，支配方程式はファーブル平均を施した連続の式，ナヴィエ・ストークス方程式，エネルギー方程式である。支配方程式はセル中心有限体積法により離散化され，対流項はRoeの近似リーマン解法[9]による二次精度 MUSCL 法を用い，流束制限関数として Minmod 関数を採用した。粘性項は二次精度中心差分法を用いた。時間進行には MFGS 法[10]による一次精度 Euler 陰解法を適用した。乱流モデルには一方程式モデルである Spalart-Allmaras モデル[11]を採用した。

### 2.2 液滴軌道計算

液滴の追跡はラグランジュ的手法により行った。液滴は完全な球形と仮定し，外力として抗力のみを考慮した。また，飛翔中の変形・分裂及び液滴同士の衝突・合体は考慮せず，液滴は流れ場に影響を及ぼさない（One-Way Coupling）と仮定した。以上の仮定より，液滴軌道計算の支配方程式は次式で与えられる。

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_D \tag{1}$$

ここで，$m_p$は液滴質量，$u_p$は液滴速度，$t$は時間，$F_D$は流体抗力[12]をそれぞれ表す。

### 2.3 熱力学計算

熱力学計算にはステファン問題に基づき相変化の予測を行うExtended Messingerモデル[13]を採用した。本モデルにおいて着氷の過程は以下の4つの式により再現される。

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{k_i}{\rho_i C_i} \frac{\partial^2 T_i}{\partial h^2} \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \frac{k_w}{\rho_w C_w} \frac{\partial^2 T_w}{\partial h^2} \tag{3}$$

$$\rho_i \frac{\partial B_i}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial B_w}{\partial t} = m_{im} + m_{in} - m_{es} \tag{4}$$

$$\rho_i L \frac{\partial B_i}{\partial t} = k_i \frac{\partial T_i}{\partial h} - k_w \frac{\partial T_w}{\partial h} \tag{5}$$

式(2)と式(3)は氷層及び水層の熱伝導方程式，式(4)は質量保存式，式(5)は氷と水の界面における相変化の条件式をそれぞれ表している。ここで，添え字の$i$, $w$は氷と水を意味し，式中の$T$，$\rho$，$C$，$k$，$h$，$B$はそれぞれ温度，密度，比熱，熱伝導率，壁面垂直方向の座標，層の厚さを表す。また，$m_{im}$，$m_{in}$，$m_{es}$は衝突質量，ランバック質量，蒸発または昇華する質量であり，$L$は凝縮潜熱である。計算格子の1セルを検査体積として，本モデルに基づいた質量バランスおよびエネルギバランスにより氷層厚さの成長を計算した。

## 3. 計算対象と計算条件

計算対象は岩間ら[6]の実験を模擬した。図2は試験に用いた供試体であり，図中の青枠内が電極である。したがって，加熱範囲はミッドスパン30 mmの範囲である。

シミュレーションに用いた供試体モデルを図3に示す。供試体はコード長58.6 mm，スパン長200 mm，厚さ4.6 mmである。解析領域の概略を図4に示す。図中の$w$と$h$は液滴投入面積の横幅と高さである。計算格子はマルチブロック法により生成した。また，格子のトポロジーは供試体回りにO型格子，その外側はL型格子とした。総格子点数は335万点数である。壁第一格子点の最大$y$+は0.86であり，Spalart-Allmaras モデルにおいて十分な精度で解析できることを確かめた。

流れ場の境界条件は，流入面では流れ角・全圧・全温を固定，流出面では静圧を固定，壁面はすべて滑り無し等温条件，その他の面は鏡像条件とした。

表1に各ケースの気流速度，液滴直径，液滴投入面積，対応する実験の印加電力を示す。液滴直径は分布を考慮せず，平均直径に等しいとした。すべてのケースで着氷時間は120 s，液滴流量は1.0 ml/sである。なお，液滴投入面積は，Case 1とCase 3の着氷質量とスパン方向の着氷範囲が実験と一致するように調整し，Case 2とCase 4

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

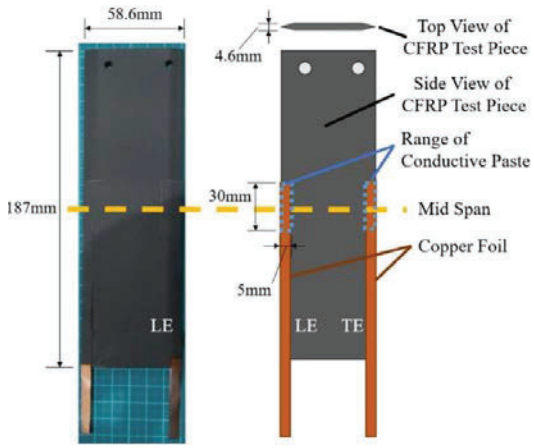



Fig. 2 CFRP Test Piece[6]

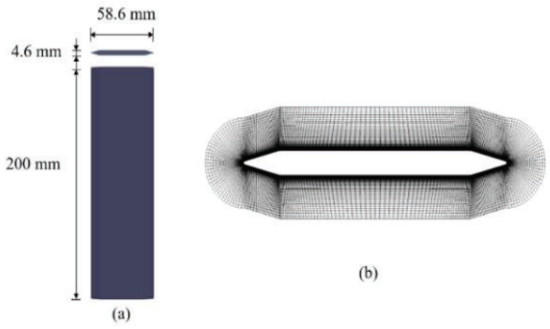



Fig. 3 Test Piece Geometry (a) and Grid (b)

はそれと同じ条件とした。これは実験[6]において液滴の空間分布が主流速度の影響を受けていること，分布の定量的なデータが取得できていないためである。

電気加熱は，実験[6]で得られた表面温度分布を等温条件として与えることで模擬した。図 5 は前縁の導電性ペーストが塗布された領域（図 2 の青枠内）の平均温度についての時間履歴である。温度履歴から，液滴が衝突すると表面温度が急激に低下することが確認されている。原理的には CFRP 電熱と液滴衝突等による熱収支を考慮した計算を行って表面温度分布を与えるべきであるが，簡易的にこの影響を考慮するため，表面温度として 2 通りの条件を使用した。一方は，液滴を噴霧していない低温気流中で電力を印加し，表面温度が平衡状態になった時点の値（図 6）を使用した。以後，BIT 条件と呼称する。他方はその平衡状態から液滴を噴霧し，30 秒後の表面温度（図 7）を与えた。30 秒後の表面温度を使用した理由は，図 5 の温度履歴がおおよそ平衡状態になっていると判断したためである。ただし，これらの表面温度分布は赤外線熱画像から得たものであり，液滴や氷の影響を排除できておらず，図 7 はおそらく実際の表面温度よりも低温になっていると思われる。以後，この条件を AIT 条件と呼称する。なお，図 6, 7 の白線は 0℃の等値線である。

図 6 において，前縁の温度が後縁と比べて低いのは，低温気流の対流熱伝達の影響である。また，同じ印加電

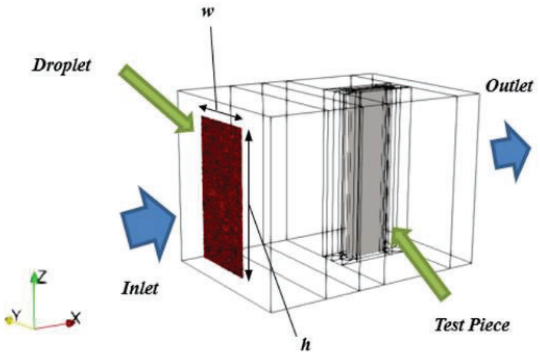
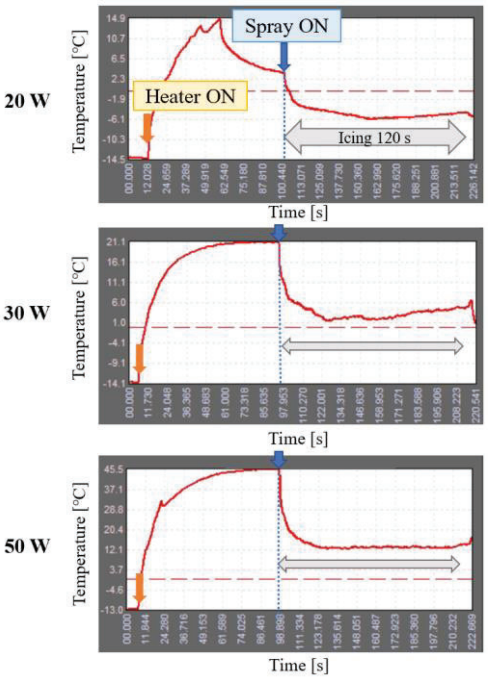



Fig. 4 Schematic of Computational Domain and Initial Droplet Position

Table 1 Computational Conditions

| Case | Airflow Speed [m/s] | Droplet Diameter [μm] | Droplet Injection Area $w \times h$ [mm$^2$] | Input Energy [W] |
|---|---|---|---|---|
| Case 1 | 20 | 15 | 87×160 | 20~50 |
| Case 2 | 20 | 29 | 87×160 | 20~50 |
| Case 3 | 40 | 15 | 116×100 | 20~90 |
| Case 4 | 40 | 29 | 116×100 | 20~90 |




**Case 1**

Fig. 5 Time Histories of Surface Temperature (Average Area of Conductive Paste at Leading Edge)

力で流速が異なるケースを比較した場合，Case 1, 2（気流速度 20 m/s）よりも流速の大きい Case 3, 4（気流速度 40 m/s）で，温度が低くなっている。これも気流速度が大きくなるほど対流熱伝達により奪われる熱量が大きくなるためであると考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

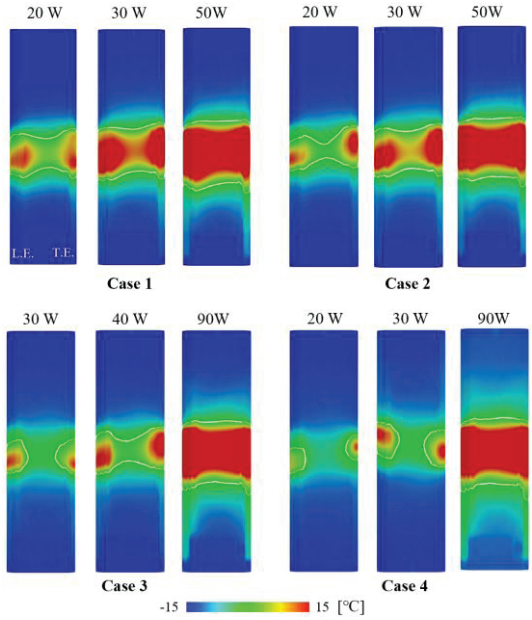
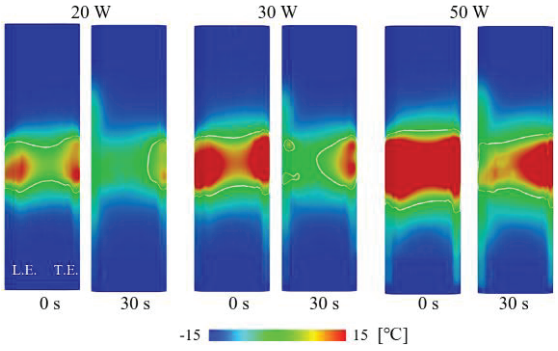
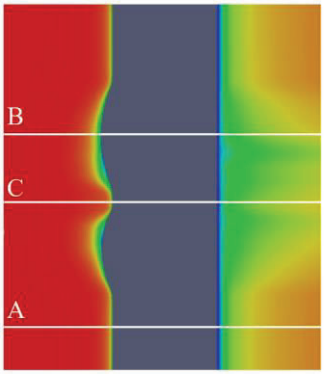



Fig. 6 Surface Temperature of Test Piece before Icing




**Case 1**

Fig. 7 Surface Temperature of Test Piece before Icing and during Droplet Impingement of Case 1




Visualized Span

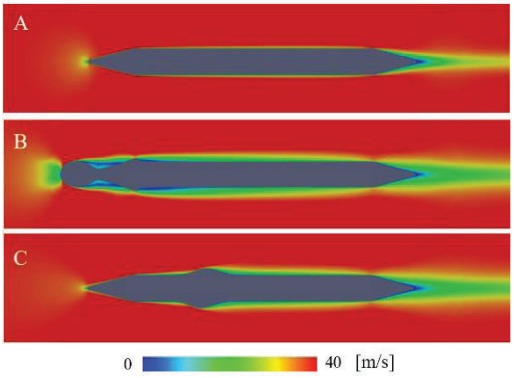



Fig. 9 Gas Velocity of Case 3 at 30 W after 90 s

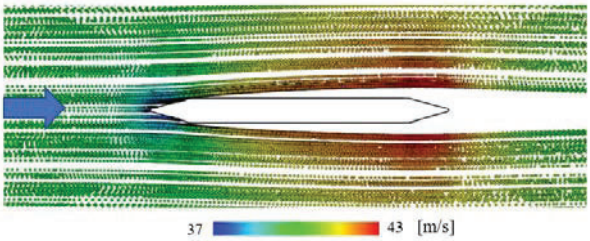



Fig. 10 Droplet Trajectories of Case 3 at 30W

## 4. 結果と考察

### 4.1 流れ場と液滴軌道

図 9 に Case 3 の印加電力 30 W について 90 s 経過後の流速分布を示す。断面 A は液滴衝突がない断面であり，初期の速度分布を保っている。断面 B は防氷がほとんど行われていない断面であり，前縁に氷の成長が見られる。この断面では，前縁からナイフエッジの傾斜部にかけて剥離領域が確認されており，その下流から後縁まで境界層が厚くなり，後流が拡大している。防氷範囲に含まれる断面 C については，前縁での着氷は見られないが，ランバックによるものと思われる氷が 30%コード付近にあり，境界層および後流の拡大が断面 B と同様に確認されている。

図 10 に Case 3 の印加電力 30 W についての液滴軌道を示す。液滴径は実際の 20 倍にして可視化表示しており，色は液滴速度を表している。液滴は前縁部からナイフエッジ斜辺部には衝突するが，それよりも後方には衝突しない。また，液滴の速度については，前縁部からナイフエッジ斜辺部への衝突前に若干減速しているが，ほとんど流入時の速度を保ったまま衝突している。供試体に衝突しない液滴は，流路が狭まるため，供試体の側面に沿って後方へ流れる際に速度が上昇し，供試体を通り過ぎると流入速度程度まで減速する。なお，ケース間による顕著な相違は見られなかったため，他のケースの結果は省略する。

### 4.2 供試体表面の熱収支

図 11 に Case 3 の印加電力 30, 40 W の条件について，90 s 後のミッドスパン断面の熱流束を示す。横軸は前縁から後縁までの距離を 1 として正規化した位置であり，0 は前縁，±1 は後縁を意味する。$Q_c$, $Q_d$, $Q_e$, $Q_s$, $Q_r$, $Q_a$, $Q_k$ はそれぞれ対流熱伝達，衝突する液滴による冷却，蒸発による熱損失，昇華による熱損失，ふく射による熱損失，空気による加熱，衝突する液滴の運動エネルギーである。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

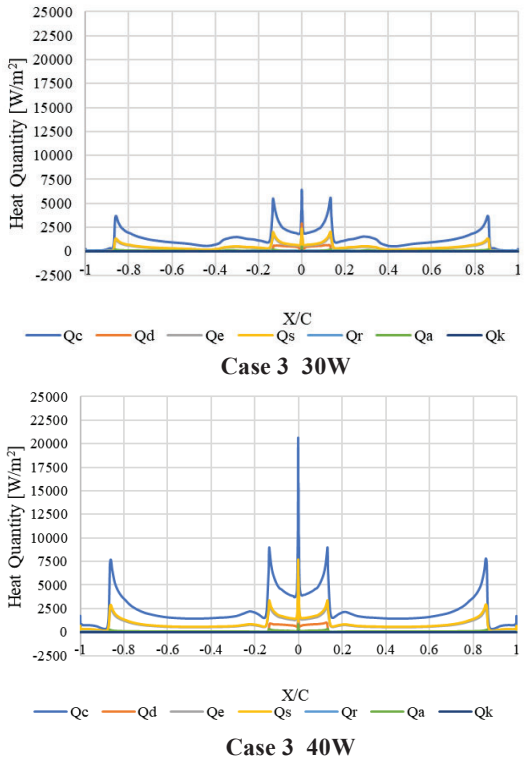



Fig. 11 Heat Budget of Test Piece Surface at Midspan

図 11 の通り，低速かつ低温の流れ場であることから $Q_r$, $Q_a$, $Q_k$ は無視することができ，$Q_c$, $Q_d$, $Q_e$, $Q_s$ が熱収支に影響している。特に $Q_c$ が最も大きく，対流熱伝達が支配的であることが分かる。印加電力が大きくなると，$Q_c$, $Q_d$, $Q_e$, $Q_s$ はいずれも大きくなる。これはそれぞれの熱流束が表面温度と気流の温度差に依存するためである。ただし，表面温度により粘性係数等が変化することから，温度差の単純な比例にはならない。影響の大きい熱流束は，前縁中心で最大値をとり，ナイフエッジの端部（$X/C \approx \pm 0.13, \pm 0.86$）でも極大値をとる。

### 4.3 防氷効果

防氷効果は，電力を印加しない非防氷条件の着氷質量に対して，電力を印加する防氷条件の着氷質量の減少率を表す指標として，式(6)のように定義した。

$$e = \left(\frac{m_{ice} - m_{anti-ice}}{m_{ice}}\right) \times 100 \qquad (6)$$

ここで，$e$ は防氷効果，$m_{ice}$ と $m_{anti-ice}$ はそれぞれ防氷条件と非防氷条件の着氷質量を表している。なお，この定義では加熱範囲以外の質量もカウントされるため，この防氷効果の絶対値には意味がなく，ケース間の相対的な評価を行うための指標であることを注記しておく。このような定義を用いているのは，比較対象の実験において加熱範囲の質量だけを直接計測することが困難であったためである。

非防氷条件でのシミュレーション[7]と実験[6]の着氷質量を表 2 に示す。シミュレーションによる予測結果は実験と概ね一致しており，非防氷条件においては妥当に予測できていることが分かる。以下，防氷効果の算出には表 2 の値を用いる。

Table 2 Icing Mass from Simulation[7] and Experiment[6]

| | | Case 1 | Case 2 | Case 3 | Case 4 |
|---|---|---|---|---|---|
| Icing Mass [g] | Sim. | 4.0 | 5.9 | 3.6 | 4.8 |
| | Exp. | 4.1 | 6.4 | 3.6 | 5.2 |

図 12 に Case 1~4 の各印加電力におけるシミュレーションと実験の防氷効果を示す。Case 1, 2 について，シミ

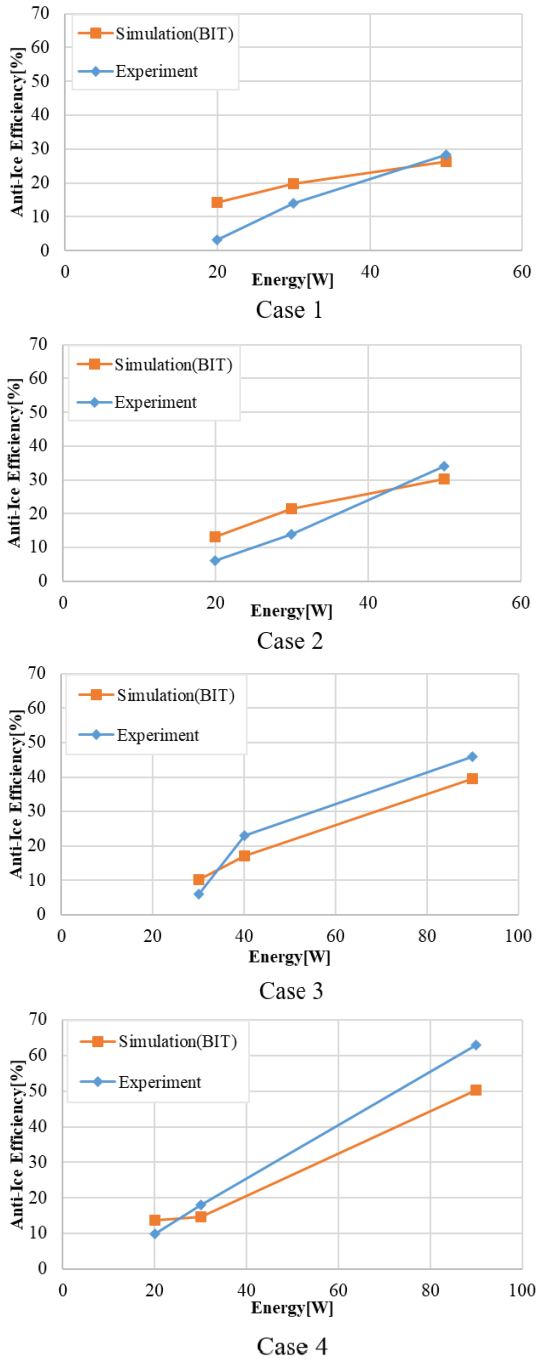



Fig. 12 Anti-Icing Effect with Input Energy from Simulation and Experiment[6]

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

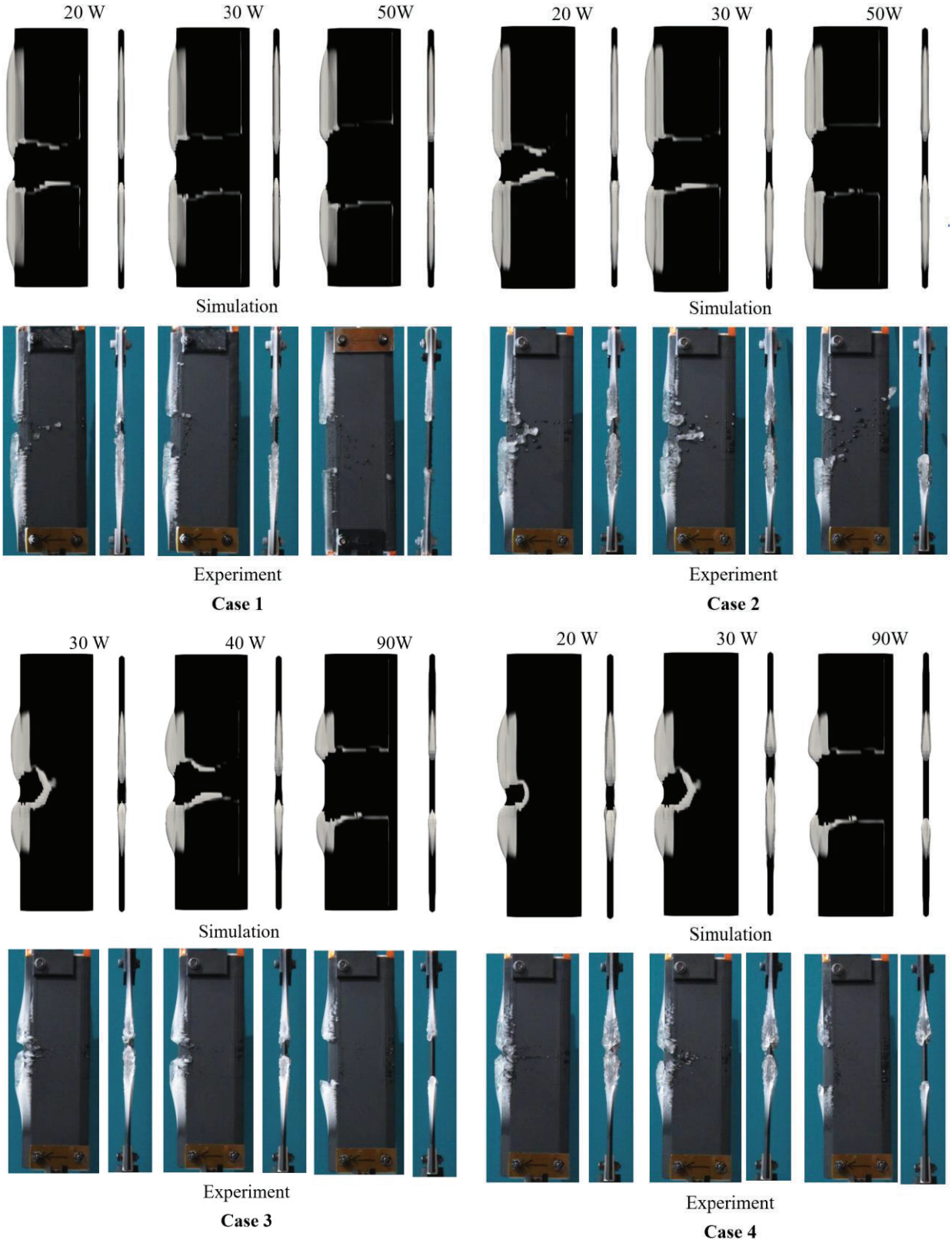



Fig. 13 Side Images of Accreted Ice on Test Piece from Simulation and Experiment[6]

ュレーションと実験の違いを比較すると，印加電力の高い 50 W の条件では防氷効果が一致しているが，低電力になるにつれて防氷効果を過大に予測している。これは実験とシミュレーションの表面温度の違いによって生じたもの考えられる。図 5 のように，実験では液滴の噴霧を開始すると表面温度が大幅に低下する。特に，低電力の 20 W では着氷前後に 0℃以上から 0℃以下まで低下している。このため，低電力の場合，ほとんど防氷されな

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

くなるのに対し，シミュレーションでは初期の温度が常に保持されているため，低電力のケースで防氷効果を過大評価したと考えられる。

Case 3, 4 のシミュレーションと実験の結果は比較的よく一致しているが，最小電力のケースでは，Case 1, 2 と同様にシミュレーションの防氷効果が高くなっている。これは Case 1, 2 と同様に，シミュレーションと実験の表面温度の差によるものと考えられる。

低電力の条件で防氷効果を過大評価する点については，4. 5 で改善方法について検討する。

### 4. 4　着氷形状

図 13 に着氷後の供試体の側面図を示す。低電力のケースでは，電力を印加した加熱領域にも氷が付着しており，前縁で凍らなかった液滴はランバックしてミッドコード付近で着氷している。一方，印加電力が最大のケースでは加熱領域のほぼ全体が防氷されていることが分かる。これらの定性的な傾向は実験を再現している。

加熱範囲外の前縁について氷の厚さに注目すると，実験では高電力になるにつれて氷が薄くなる傾向がある。一方，シミュレーションでは電力に関わらず厚さがほぼ一定である。この点については，シミュレーションでは予測できておらず，改善が必要と考えている。

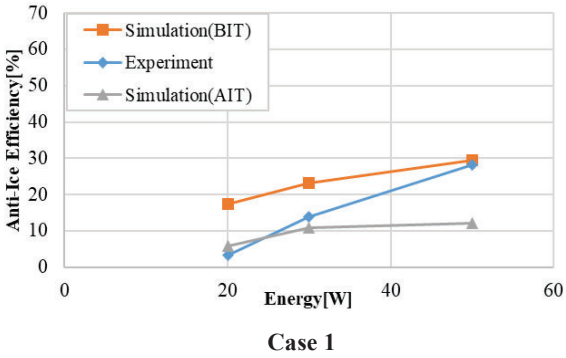
Case 1 と 2 を比較すると，Case 2 の方が Case 1 よりミッドコードの付着量が多い。これは Case 2 のランバック量が多いためである。Case 2 は液滴径が大きいため，ストークス数が大きく，供試体への衝突数も増える。さらに，瞬時に氷結せず，ランバックする量も Case 1 より多い。結果として，ランバックした液膜が下流で氷結した。同様のことが Case 3, 4 についても確認されている。これらの点についての詳細は文献[7]を参照されたい。

### 4. 5　表面温度の与え方の影響

低電力の条件の予測を改善するため，Case 1 について液滴噴霧開始後 30 s 後の表面温度分布を用いた場合（AIT）の計算を行った。図 14 に防氷効果の結果を，図 15 に氷の形状（赤い線は 0℃の等高線）を示す。図 14 中の Simulation（BIT）は液滴噴霧前の表面温度分布を用いた計算結果である。

印加電力 20 W，30 W では，AIT 条件の防氷効果は BIT 条件と比べて実験に近い結果となった。一方，BIT 条件で実験と防氷効果がよく一致していた 50 W においては，AIT 条件の防氷効果が実験を大幅に下回った。これは実験では完全に防氷された前縁ミッドスパン部に着氷したためである。側面の着氷形状は実験とおおよそ一致しているが，この条件では着氷質量の 85%を前縁部が占めているため，前縁部の不一致が主な要因である。前述の通り，BIT 条件で用いた表面温度分布は表面の水や氷の影響を受けており，供試体の表面温度よりも低い温度となっていると考えられる。このため，図 7 の通り，50 W でも前縁の温度がほとんど 0℃を超えていない。

低電力の 20, 30 W についても前縁部が防氷されていない点は同様である。特に 20 W では側面も防氷がなされていないように見えるが，氷の厚さは減少している。実験では前縁で解けた氷がランバックして側面に着氷しており，氷形状には差異があるものの，防氷効果としては実験に近づいたものと思われる。



Case 1

Fig. 14　Anti-Icing Effect with Input Energy from Simulation using Surface Temperature during Droplet Impingement

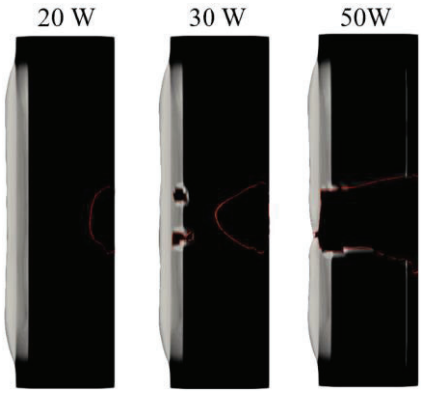


Fig. 15　Side Images of Accreted Ice on Test Piece from Simulation using Surface Temperature during Droplet Impingement

簡易的な方法として行った AIT 条件では十分な改善はできなかったが，図 14 の通り，実験結果は BIT 条件と AIT 条件の結果の間に位置しており，表面温度の時間変化を正しく考慮することで予測を改善できる可能性があると考えている。

## 5.　結言

本研究では，CFRP 電熱防氷技術の風洞試験に対応するシミュレーションを行い，印加電力による防氷効果への影響を評価した。加熱の効果は実験的に得られた温度分布を等温壁条件として与えることにより模擬した。以下に，本研究で得られた知見を示す。

(1)　防氷が行われていない場合、前縁からナイフエッジ傾斜部にかけて着氷し，氷の下流で流れが剥離する。結果として，境界層が厚くなり，後流が拡大する。

Download service for the GTSJ  via 216.73.216.164, 2025/10/07.

(2) 防氷が弱い場合，前縁の着氷が解消されても，ミッドコード付近で着氷し，境界層および後流が拡大する。

(3) 供試体表面の熱収支には，対流熱伝達，液滴からの熱輸送，液滴の蒸発・昇華による潜熱が影響している。

(4) 本計算手法では，印加電力が大きい条件では加熱領域のほぼ全域が防氷されること，印加電力が中程度の条件ではミッドコード付近にランバック着氷が発生すること，印加電力が小さい条件では前縁部に着氷する傾向を再現できる。

(5) 液滴を噴霧する前の低温気流中で平衡状態となっているCFRP電熱防氷状態の表面温度を等温壁条件として与えた着氷解析では，印加電力が十分に大きければ実験結果をよく再現できるが，印加電力が小さい条件では防氷効果を過大評価する。

(6) 液滴噴霧中の表面温度を等温壁条件として与えた着氷解析では，印加電力が小さい条件では予測が改善されるが，印加電力が大きい条件では悪化する。

表面温度の高精度な再現方法を開発し、CFRP 電熱防氷条件を最適化することが今後の課題である。

## 参 考 文 献


(1) Kharoufah, H., Murray, J., Baxter, G., and Wild, G., A Review of Human Factors Causations in Commercial Air Transport Cccidents and Incidents: From to 2000-2016, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 99, (2018), pp. 1-13.

(2) 富士重工業株式会社, 航空機用先進システム基盤技術開発（革新的防氷技術）, 経済産業省　第１回　航空機関連プロジェクト（２）事後評価検討会, (2015), 資料 6-3.

(3) Yagi, T., Fukudome, K., Yamamoto, M., Mizuno, T., Kazawa, J., and Suzuki, M., Numerical Investigation of Passive Anti-Icing Technology using Sweep for Fan Rotor Blade, (2019), IGTC-2019-201.

(4) Murooka, T., Shishido, S., Hiramoto, R., and Minoya, T., Surface Coating Effect on Protection of Icing for Axial Fan Blade, SAE Technical Paper, (2011), 2011-38-0009.

(5) JAXA航空技術部門, 気象影響防御技術（WEATHER-Eye）の研究開発, 特殊気象から航空機を守る WEATHER－Eye, https://www.aero.jaxa.jp/research/star/safety/ (accessed on 20 August, 2022)

(6) 岩間, 有賀, 水野, 鈴木, 賀澤, 野崎, 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, (2020), B-14.

(7) 高，福留，山本，水野，鈴木，CFRP の電熱効果を用いた能動的防氷技術に関する数値的研究，第 35 回数値流体力学シンポジウム講演論文集，(2021), C04-3

(8) 牧田，北條，北村，山根，賀澤，鈴木，西澤，JAXA における航空エンジン用シミュレーション技術の活用，日本ガスタービン学会誌，Vol. 43, No. 6 (2015), pp. 414-421.

(9) Roe, P. L., Characteristics Based Schemes for The Euler Equations, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 18, (1986), pp. 337-365.

(10) 嶋，構造/非構造CFDのための簡単な陰解法，第29回流体力学講演会講演集, (1997), pp. 325-328.

(11) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA-1992-439, (1992), pp. 5-21.

(12) Clift, R., Grace, J.R., and Weber, M.E., Bubbles, Drops, and Particles., Dover Publications, INC., (1978), pp. 110-113.

(13) Myers, T. G., Extension to the Messinger Model for Aircraft Icing, AIAA Journal, Vol. 39, No. 2 (2001), pp. 211-218.


Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-16

# 通電層選択及び通電部素材厚みによる CFRP 電熱防氷の効率化

# Efficient Anti-icing Methodology Based on Electro-Thermal Effect of CFRP by Selective Current Path Layer and Conductive Material Thickness

○武田 明樹[*1] 西山 和希[*1] 水野 拓哉[*2]
TAKEDA Tomoki NISHIYAMA Kazuki MIZUNO Takuya
鈴木 正也[*2] 賀澤 順一[*2] 野﨑 理[*3]
SUZUKI Masaya KAZAWA Junichi NOZAKI Osamu

**ABSTRACT**

Recently, carbon fiber reinforced plastic (CFRP) is being used in some fan blades of aircraft engines. The authors have focused on the heat generation characteristics of CFRP due to electric current and have been studying new anti-icing technology for fan blades. They have reported on the effects of different conductive materials and electrode arrangements on the anti-icing effect and active heating of the leading edge, which is likely to be icing. The present paper reports on the improvement of the anti-icing effect of the icing area by selecting the current path layer of CFRP and changing the thickness of the conductive material.

**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

雨や霧など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は着氷と呼ばれ，航空機への着氷は空力性能の低下，計器の異常などを引き起こす可能性がある。航空機ではこれらの着氷対策として，着氷を防ぐ防氷と氷を除去する除氷が行われている(1)。

ジェットエンジンの着氷に関しては，主にスピナー，ファンブレード，圧縮機などのエンジン入口付近に集中して発生し，成長した氷により空気流路の狭窄・空力性能の低下，回転体の偏心による振動，離脱した氷による下流要素の損傷などが生じる可能性がある。現状の対策として，着氷部位の表面に設置する電熱ヒータ(2)や圧縮機後段の高温空気を配管で着氷部位に送るブリードエアシステム(3)などがあるが，薄い形状・厳しい強度要求を持つファンブレードに対する防除氷対策は行われていない。

ファンブレードへの着氷対策としては，エネルギー投入を行わない受動的な技術として，スイープ翼による防氷(4)や，防氷コーティング(5)が研究されているが，必要な時に積極的に防氷を行うことが出来る能動的な対策技術も必要である。

本研究では，近年ターボファンエンジンのファンブレードに利用されている炭素繊維強化プラスチック(CFRP)に着目した。CFRP 内部に含まれる炭素繊維は導電性であり通電すると抵抗加熱により発熱することから，この特性を利用し，ファンブレード自体を発熱させる新しい防除氷システムを提案している。このシステムの利点として，防氷・除氷どちらにも利用可能であること，先述の防氷対策のようなヒータ・配管の取り付けが不要で，電極を取り付けるだけの単純な構造であること，CFRP は線膨張係数が小さく，加熱膨張による形状変化が抑えられることにより，空力性能に与える影響が少ないことなどが挙げられる。

先行研究(6)では，風洞内の CFRP 供試体に電流を印加した状態で過冷却液滴を噴霧することにより，防氷の効果を検証した。また防氷効果改善を目的として，電極に塗布する導電性接着剤の種類による電気抵抗率の違いを利用し，翼の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こと，前縁に電気抵抗値の大きい導電性接着剤を用いることで，主要な着氷部位である前縁の積極的な加熱と高い防氷効果を実現した。

著者らは，着氷量の多いファンブレードの前縁側，正

*1 高知工科大学 大学院
〒782-8502 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
〒782-8502 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

圧面側の防氷効果改善を目指した。具体的には，積層構造を持つ CFRP の一部の層に通電する層の選択，導電性接着剤の塗布厚の変更により，着氷量の少ない後縁の発熱温度低下を狙った供試体レイアウトを作成し，発熱温度の影響及び防氷効果を検証した。

## 2. 試験装置

### 2.1 着氷風洞

本研究では，着氷現象の再現と，電流印加した CFRP 供試体の防氷効果を実験により確認するため着氷風洞[7]を用いた。着氷風洞の模式図を Fig. 1，仕様を Table 1 に示す。本着氷風洞は冷凍庫内に設置された送風機により寒冷気流を模擬することが可能であり，流路内の噴霧洞から噴霧される液滴が寒冷気流によって過冷却状態となり，テストセクションに設置された CFRP 供試体に衝突することで着氷を再現できる。

液滴の噴霧ノズル（いけうち，充円錐ノズル CBIMJ2001）は液圧・空気圧の調整により噴霧流量・液滴径を変えることができ，噴霧洞中央縦一列に 3 個配置されている。

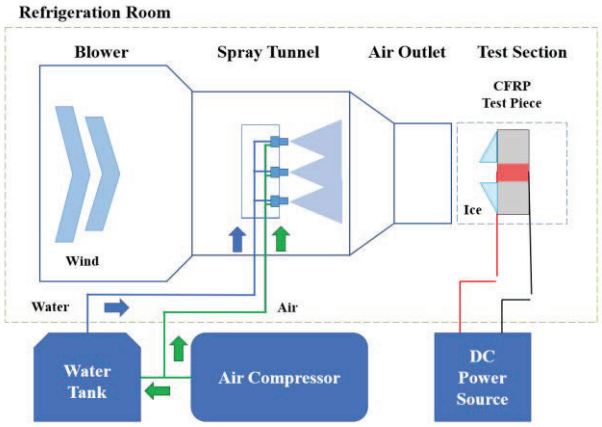



Fig. 1 Schematic of Icing Wind Tunnel

Table 1 Specification of Icing Wind Tunnel

| | |
|---|---|
| Maximum Airflow Speed [m/s] | 50 |
| Minimum Room Temperature [℃] | -30 |
| Volume of Refrigeration Room [mm³] | 2500×4500×2400 |
| Cross Section of Spray Tunnel [mm²] | 400×400 |
| Cross Section of Air Outlet [mm²] | 200×200 |

### 2.2 試験供試体

試験で使用した CFRP 供試体 Fig. 2 に示す。CFRP 供試体は，東レ製プリプレグ T800S/3900-2B を 24ply 積層したものであり，炭素繊維は [0/-45/+45/90]3S の疑似等方性を持つ。本供試体はコード長 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。

供試体は Fig. 3 に示す構成で作成されており，CFRP 供試体，通電のために塗布する導電性接着剤通電経路としての銅箔から成る。試験体中央の通電範囲は導電性のアルミテープ、それ以外の部分は絶縁性のポリイミドテープで固定し、サーモカメラでの撮影用に黒色塗装を施した。本研究の試験評価対象範囲は，供試体中央の通電範囲である 30mm 幅となっている。

本試験で使用した導電性接着剤は藤倉化成社製の 2 種類であり，それぞれの名称と電気抵抗率を Table 2 に示す。

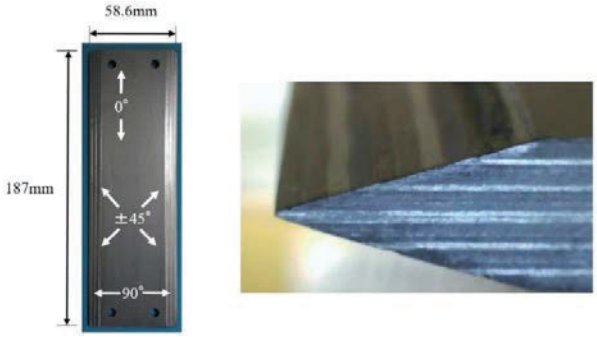



Fig. 2 Side View and Top View of CFRP Test Piece

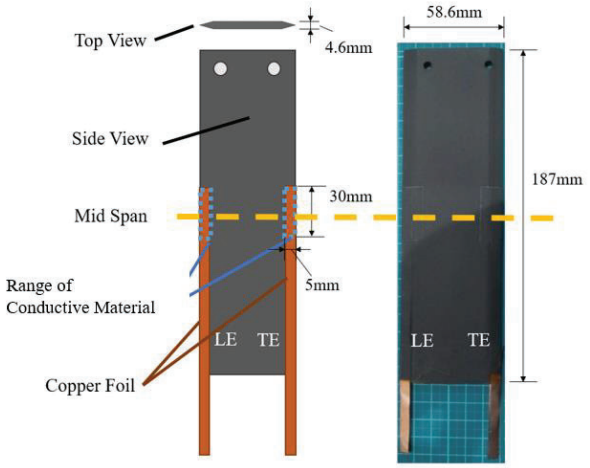



Fig. 3 Overview and Appearance of CFRP Test Piece

Table 2 Electrical Resistivity of Conductive Material

| Conductive Material | Range of Electrical Resistivity [Ω/cm] |
|---|---|
| FA-705BN | $3 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^{-4}$ |
| XA-910 | $8 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-4}$ |

## 3 CFRP 通電における層選択の影響

通電層数，レイアウトの違いによる発熱傾向の違いを供試体発熱試験により調べた。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

### 3.1　試験方法

先行研究のレイアウトも含め，4 種類のレイアウトの供試体を作成し発熱試験を行った。各レイアウトの模式図を Fig. 4 に示す。先行研究のレイアウトは前後縁のナイフエッジ部全体に導電性接着剤が塗布されており，90° 方向の通電層 6 層を含む全方向の層に通電するレイアウトとなっている。本研究の Layout A，B，C が 90° 方向の通電層が先行研究の 6 層に比べ 2 または 3 層と減少しているのは，不必要な部分には通電させず，必要な部分の抵抗に積極的に電力を供給することで，通電部分を効率よく発熱させる狙いによるものである。Layout A は前縁を集中的に加熱できるよう中央 2 層を通電，Layout B は翼表面を集中的に加熱できるよう表面に最も近い 2 層を通電させるレイアウトとした。Layout C は正圧面側に集中的に着氷する回転翼などに対応するため，前縁を加熱するための中央 2 層に加え，片面（C2 側）のみ表面に最も近い層も通電させたレイアウトである。

Table 3 に試験条件を示す。試験は主流温度が 10℃以下になったことを確認後，電力条件が一定となる様供試体加熱を開始した。発熱の様子はサーモカメラ(FLIR T630S)により計測した。

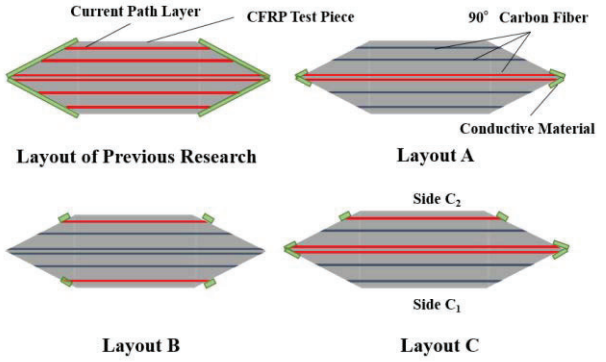



Fig. 4　Layouts of Selective Current Path Layer

Table 3　Test Conditions of Chapter 3

| Layout | A, B, C, Previous |
|---|---|
| Conductive Material (LE) | FA-705BN |
| Conductive Material (TE) | XA-910 |
| Material Thickness [μm] | 150 |
| Input Power [W] | 9, 15 |
| Room Temperature [℃] | -10 |
| Airflow Speed [m/s] | 20 |
| Heating Time [min] | 2 |

### 3.2　結果・考察

Fig.5 に試験供試体の通電開始から 90 秒後の発熱の様子を示す。また Fig.6 に供試体ミッドスパン部における温度分布を示す。ここで横軸 x/c は供試体翼弦長に対する前縁からの位置を表しており，0 は前縁，1 は後縁を表す。15W 投入条件は 9W と同様の結果となったため省略している。

Fig. 5 と Fig. 6 から, Layout C の C1 面の一部以外全てのレイアウトが先行研究より表面温度が高くなる結果となった。これは先行研究に対し，レイアウト A,B,C は通電層が少ないため，同一投入電力の場合には一層あたりに流れる電流が多くなり，発熱温度が上昇したと考えられる。。

Fig.6 より, 2 層を通電した Layout A, B を比較すると，エッジ部分を通電した Layout A はよどみ点付近の加熱により対流の影響を抑えられ前後縁が高温となっているのに対し, Layout B は表面に近い層を通電したためエッジ部以外の部分が高温となった。

3 層を通電した Layout C について, C1 と C2 の比較では，表面に近い層も通電している C2 の温度が全体的に高温となり，その温度差は発熱温度の高い導電性接着剤を塗布した前後縁において広がった。これは 2 層分の発熱により対流効果の影響を受けにくくなり C2 が高温になったと考えられる。また，どちらの面も Layout B のようにエッジ部先端の温度が低下することなく, Layout A の温度分布に傾向が近かった。主な着氷部分である前縁の温度では，Layout C の C2 面が最も高温となった。よって Layout C のような左右非対称のレイアウトは，ファンブレードのような正圧面・負圧面で着氷量の異なる場合に対して有効なレイアウトであると考えられる。

Layout A, C では特にエッジ部とエッジ部以外で温度差が大きくなる結果となった。防氷効果を向上させるためには着氷部である前縁の積極的な加熱が必要となるが，エッジ部以外との温度差が大きくなりすぎると，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ランバック着氷が発生してしまうため，両部分において着氷が発生しない温度分布バランスを模索することが重要であると考える。

前縁と後縁の発熱温度について，本試験における試験供試体は前後縁ともに高温となった。前縁に対し着氷量の少ない後縁の高温発熱は防氷へは寄与せずエネルギーロスになることが考えられる。よって本レイアウトと併用して，導電性接着剤の塗布厚みを増加させることにより，後縁の接触抵抗を抑え発熱を減少させるなどの方法の検討も必要である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

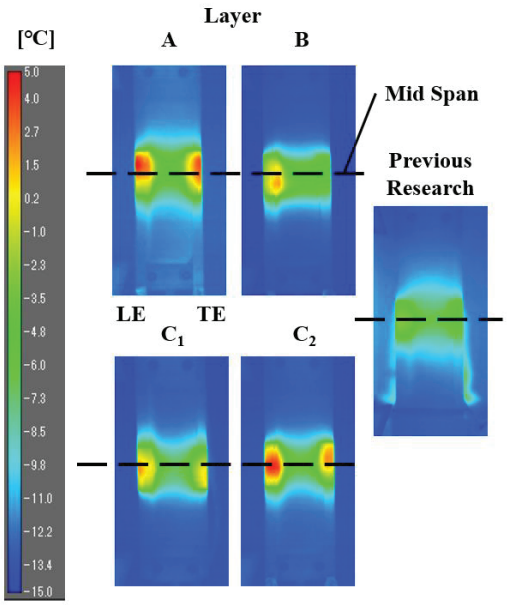



Fig. 5　Thermograph of CFRP Heating with 9W (Chapter 3)

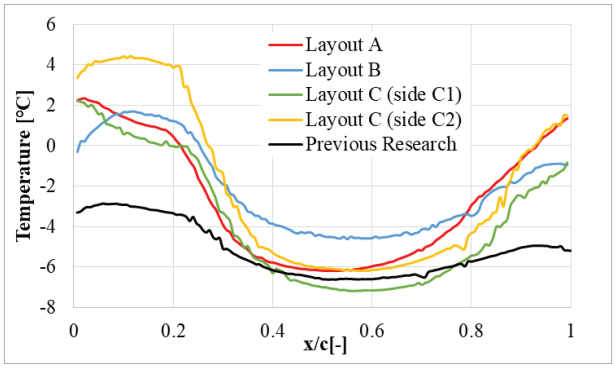



Fig. 6　Surface Temperature Profile on CFRP Heated with 9W (Midspan) (Chapter 3)

## 4　導電性接着剤の塗布厚の影響

導電性接着剤の塗布の厚みが抵抗値に与える影響を，異なる塗布厚みの供試体発熱試験により調べた。

### 4.1　試験方法

前縁に対し後縁の温度を更に低くするため，導電性接着剤の塗布厚を変更し，供試体の発熱温度への影響を調べた。

Table 4 に塗布厚変更試験の試験条件を示す。塗布厚のみの影響を確認するため，導電性接着剤は前後縁ともにFA705-BN を使用し，通電層選択レイアウトはLayout　A を使用した。また，導電性接着剤の厚みは，3 種類使用し，無風条件にて試験を行った。

Table 4　Test Conditions of Chapter 4

| Case (Layout) | A |
|---|---|
| Conductive Material (LE) | FA-705BN |
| Conductive Material (TE) | FA-705BN |
| Material Thickness [μm] | 150, 300, 400 |
| Input Power [W] | 10 |
| Room Temperature [℃] | -10 |
| Airflow Speed [m/s] | 0 |
| Heating Time [min] | 2 |

### 4.2　結果・考察

Fig. 7 に製作した供試体の導電性接着剤塗布厚ごとの抵抗値を示し，Fig.8, Fig.9 に通電開始から 90 秒後の供試体の発熱の様子を示す。各厚みの条件で，電力が 10W になったときの電流値と電圧値から算出した。

Fig. 7 から，塗布厚を増加させると抵抗値が低下する傾向を示した。また，Fig. 8, Fig. 9 から，抵抗値の増加に伴い温度も上昇した。

これらの結果から前縁の塗布厚を小さく，後縁の塗布厚を大きくすることで，着氷の集中する前縁を効率的に加熱することができると考えられる。

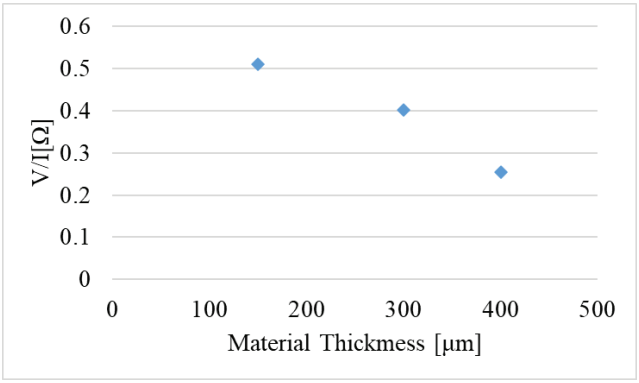



Fig.7　Electrical Resist of CFRP Test Piece (Chapter 4)

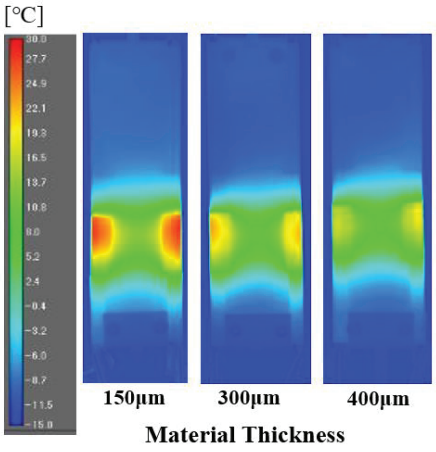



Fig.8　Thermograph of CFRP Heating with 10W (Chapter 4)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

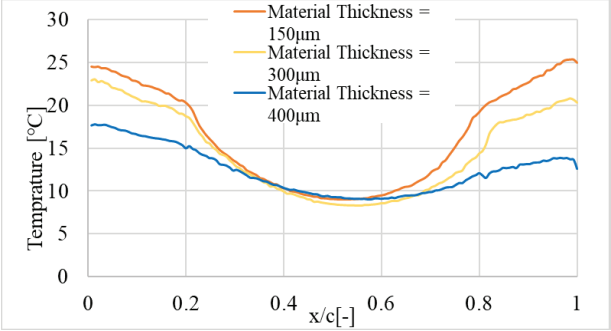



Fig.9　CFRP Heating with 10W (Midspan) (Chapter 4)

## 5　層選択・塗布厚変更を併用した防氷試験

3 章の全体の高温化を狙った通電層選択，4 章の前縁に対する後縁の低温化を狙った前後縁の導電性接着剤塗布厚変更を組み合わせた供試体を製作し，防氷試験を実施した。その際，層選択なし，導電性接着剤塗布厚はともに 150μmの先行研究[6]の結果と比較した。

### 5.1　試験方法

本試験条件を Table 5，先行研究の試験条件を Table 6 に示す。

電力条件は先行研究[6]と同様の 3 条件に加え，その間の 2 点を追加した 5 条件とした。電流印可後 1 分半後に通電したままの状態で液滴噴霧を 2 分間行い，各条件 3 回実施した。導電性接着剤について，前縁は積極的な加熱のため電気抵抗率の大きい FA-705BN，後縁は発熱を抑えるため電気抵抗率の小さい XA-910 を使用している。

防氷効果は，非発熱時の着氷および防氷試験時の着氷状態の供試体画像から，式(1)により定義される $e$ [%]として算出した。

$$e = \left(1 - \frac{A_{anti-ice}}{A_{ice}}\right) \times 100 \qquad (1)$$

ここで $A_{anti\text{-}ice}$ [mm²]は防氷試験後の正面と両側面の着氷面積の合計値，$A_{ice}$ [mm²]は非発熱時の着氷量確認試験後の正面と両側面の着氷面積の合計値である。$A_{anti\text{-}ice}$ および $A_{ice}$ の画像解析範囲は Fig. 10 に示す供試体の通電範囲と対応している。

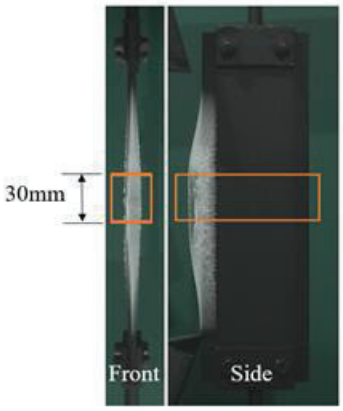



Fig. 10　Area of Image Analysis

Table 5　Test Conditions of Chapter 5

| Case (Layout) | A, B, C | |
|---|---|---|
| Conductive Material (LE) | FA-705BN | |
| Conductive Material (TE) | XA-910 | |
| Material Thickness (LE) [μm] | 150 | |
| Material Thickness (TE) [μm] | 400 | |
| Input Power [W] | 0, 9, 15, 20, 30, 40 | 0, 20, 25, 30, 40, 50 |
| Room Temperature [℃] | -10 | |
| Airflow Speed [m/s] | 20 | 40 |
| Heating Time [min] | 2 | |

Table 6　Test Conditions of Chapter 5 (Previous Research)

| Case (Layout) | Previous | |
|---|---|---|
| Conductive Material (LE) | FA-705BN | |
| Conductive Material (TE) | XA-910 | |
| Material Thickness (LE) [μm] | 150 | |
| Material Thickness (TE) [μm] | 150 | |
| Input Power [W] | 0, 9, 20, 40 | 0, 20, 30, 50 |
| Room Temperature [℃] | -10 | |
| Airflow Speed [m/s] | 20 | 40 |
| Heating Time [min] | 2 | |

### 5.2　結果・考察

#### 5.2.1　温度分布

Fig.11 に各供試体の温度分布を示す。3 章と同様に Layout A, B, C の温度はほぼ先行研究の温度を上回る結果となった。全ての供試体で 3.章の供試体よりも後縁の温度を低下させることができた。また，同時に前縁の温度も上昇した。これは後縁の抵抗値が下がり，全体としての抵抗値が小さくなり電流が多くなった結果、前縁での発熱量が増加したためだと考えられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

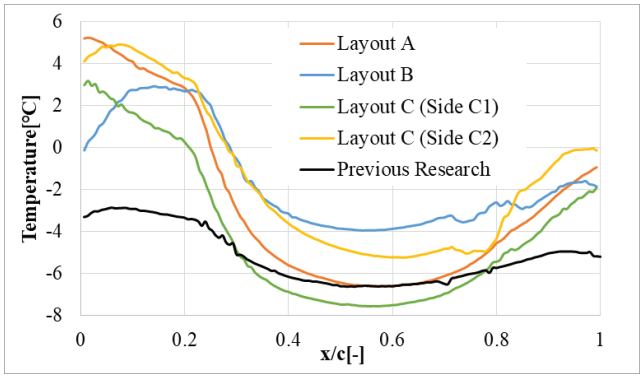



Fig.11　CFRP Heating with 9W (Midspan) (Chapter 5)

### 5.2.2　着氷形状

Fig.12 に主流流速 20, 40m/s の非発熱時の着氷を示す。また本研究の比較対象として，先行研究[6]に用いられた試験供試体の各投入電力時の着氷の様子を Fig. 13 示す。Fig.14 に, Layout A, B, C 試験供試体の各投入電力における着氷形状を示す。Layout C は通電層が非対称なため, 両面の着氷形状を示す。レイアウト，流速の違いで比較できるよう，同じ投入電力をもつ条件（20W, 40W）と 20m/s, 40m/s それぞれの最小, 最大投入電力時（9W, 50W）を掲載している。

レイアウト間の着氷形状について，温度分布の傾向と同様に，投入電力を上げると Layout A, C では前縁から氷が溶けていくことが確認できるのに対し，Layout B ではエッジ部以外から溶けていき，ランバック着氷も少ない様子が確認できる。また Layout C は C1 と C2 で異なる着氷形状を示した。どちらも前縁先端部の着氷量は少ないが, C1 はエッジ部以外の温度が最も低いことから，他の供試体よりランバック着氷の量が多くなった。C2 は表面に近い層も通電しているため, B ほどではないが C1 よりランバック着氷の量が少ない。このことから，層選択のレイアウトは着氷量の多い箇所を集中加熱できる考えられる。

異なる流速条件で比較すると，評価範囲境界で通電範囲でないためランバック着氷のしやすい通電範囲の端を除いても，レイアウト A, C の 40m/s 条件中央部では，ランバック着氷が 20m/s よりも多いことがわかる。これは 40m/s 条件のほうが対流の影響で氷が溶けにくいためであると考えられる。

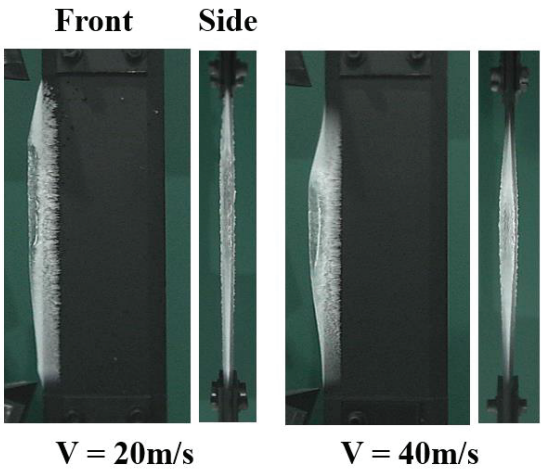



Fig.12　Picture of Anti-Icing Test for Input Power = 0 (Chapter 5)

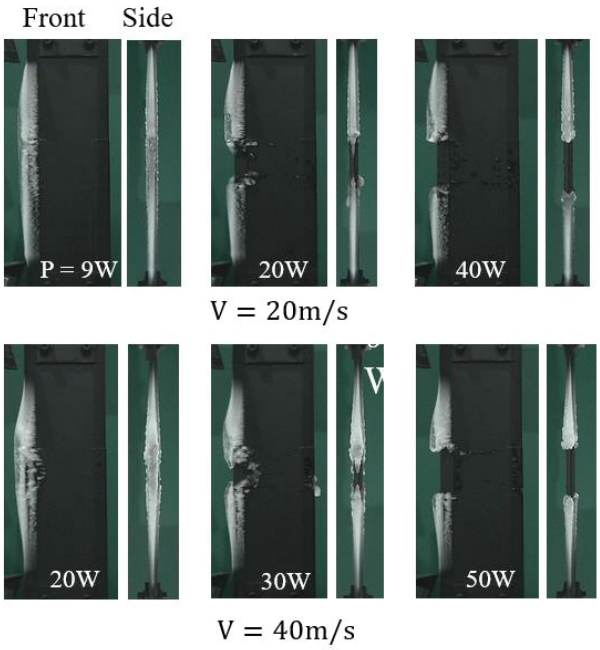
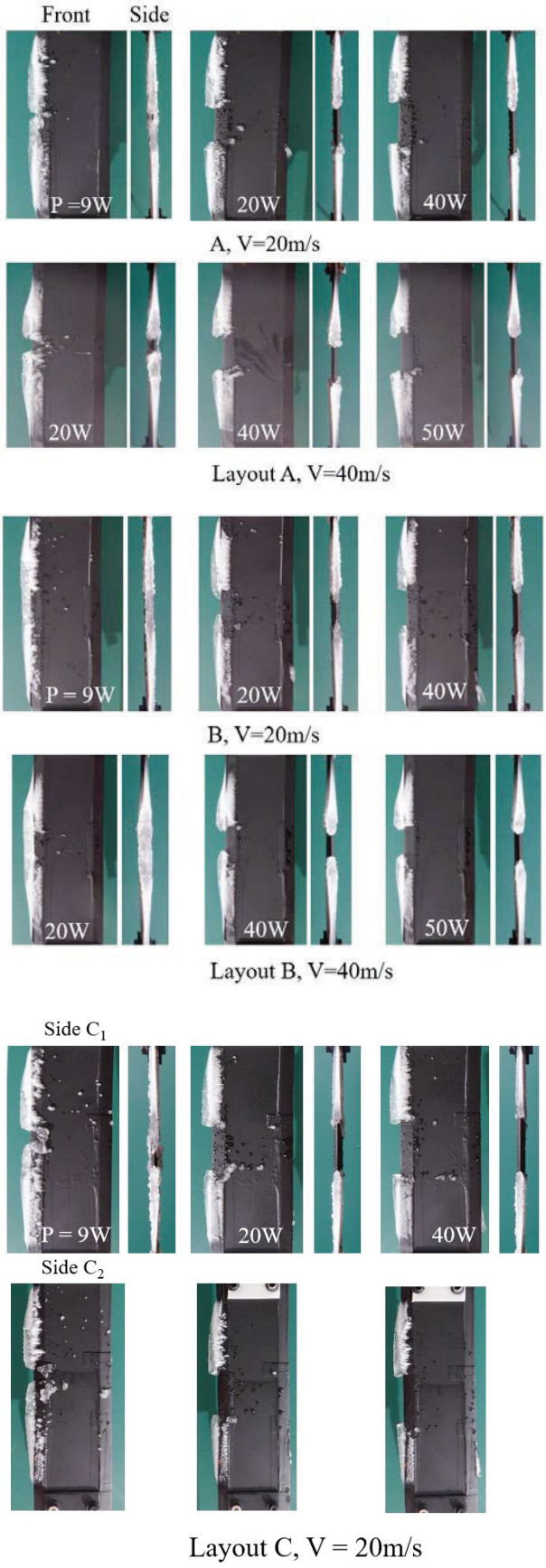



Fig.13　Picture of Anti-Icing Test for Input Power Changed (Previous Research) (Chapter 5)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.



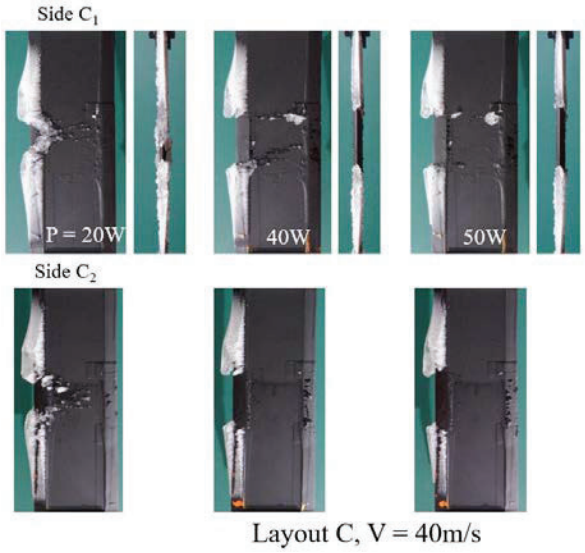




Fig.14　Picture of Anti-Icing Test for Input Power Changed (Layout A, B, C) (Chapter 5)

### 5.2.3　防氷効果

Fig.15, Fig.16 に流速条件ごとの防氷効果を示す。Fig. 17 に 20m/s 条件の Layout C，C1 面と C2 面の防氷効果を示す。ただし，Fig.17 は側面のみ（C1，C2 面）の着氷面積から防氷効果を算出した。

全てのレイアウトで，最大投入電力以外で先行研究における防氷効果を上回る結果となり，防氷効果は発熱温度の優劣と同じ傾向となった。中でも通電層数が同じ Layout　A と Layout　B では A の方は防氷効果が高くなった。また Layout C は着氷形状で述べたように C1 側にランバック着氷が見られるにも関わらず，ほとんどの条件で最も高い防氷効果を示した。このことから，防氷効果向上には，前縁部を積極加熱することが重要であることが分かる。

Fig. 17 より，Layout C においては常に C2 面のほうが C1 面よりも高い防氷効果を示す結果となった。このことから Layout C は，ファンブレードのような正圧面・負圧面で着氷量の異なる場合に対して有効なレイアウトであると考えられる。

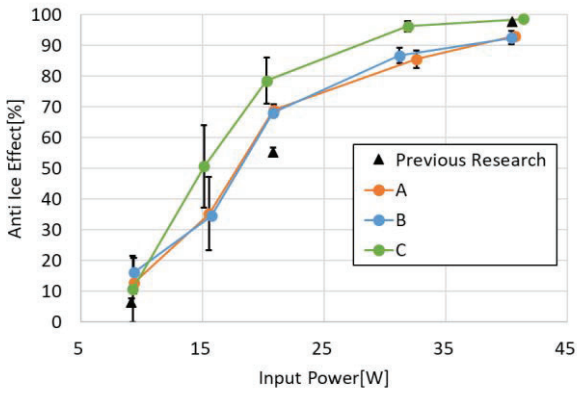



Fig. 15　Anti-Icing Effects for each Test Piece at 20m/s

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

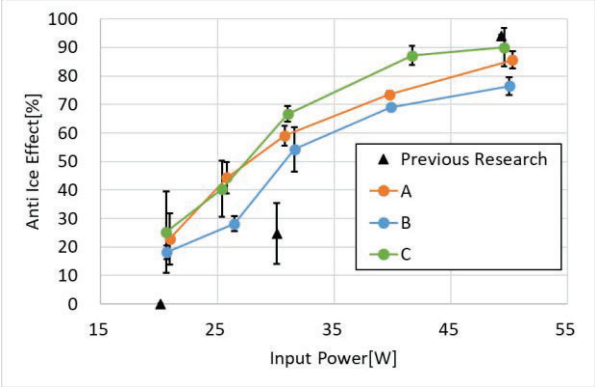



Fig. 16　Anti-Icing Effects for each Test Piece at 40m/s

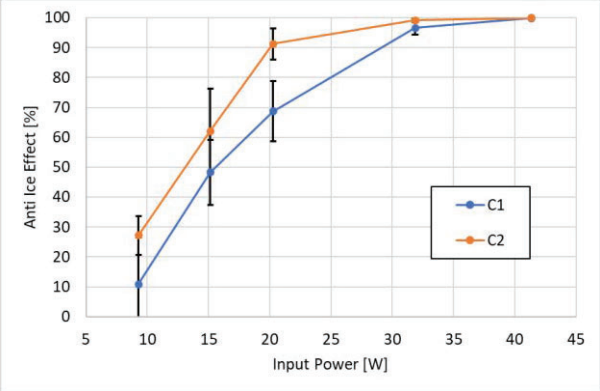



Fig. 17　Anti-Icing Effects for Side C1 and C2 at 20m/s

## 6. 結言

本研究では, CFRP 電熱防氷システムにおける，防氷効果の改善，消費電力の低減を目的とし，通電層選択及び通電部素材厚みによる CFRP 電熱防氷の効率化について防氷試験を行った。得られた知見は以下の通りである。

1）CFRP の通電層数を減らすことで，通電部表面の温度が上昇した。

2）Layout A のように，中央の通電層に電流印加すると，対流の影響を強く受けるよどみ点付近を集中的に加熱することができた。 Layout B のように，表面に近い層を通電させると，ミッドコード部の表面温度を上昇させることができた。Layout C のように CFRP 供試体の先端中央から非対称的に通電すると，片側を集中的に加熱できた。

3) 後縁の導電性接着剤の塗布厚を前縁に対し厚くすることで，後縁の導電性接着剤の抵抗値および発熱温度が低下した。

4) 通電層の選択と導電性接着剤の塗布厚変更の双方を用いることで，前縁温度を先行研究より上昇することができ，かつ後縁温度を抑えることができた。

5) 防氷効果においても，通電層選択，導電性接着剤塗布厚変更の併用により，先行研究よりも高い防氷効果を達成できた。

## 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, p. 150.

(3) Rolls Royce, The Jet Engine (1996), England, 13: Ice protection, pp. 147-149.

(4) Yagi, T., Fukudome, K., Yamamoto, M., Mizuno, T., Kazawa, J., Suzuki, M., 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) 西山和希，岩間輝佳，水野拓哉，鈴木正也，賀澤順一，野﨑理, 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，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, B-13 (2021).

(7) 岩間輝佳 有賀寛純 水野拓哉 鈴木正也 賀澤順一 野﨑理 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).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-17

# LIF を用いた環状液膜の膜厚と界面摩擦係数の非定常計測

# Unsteady measurement of the annular liquid film thickness and interfacial friction factor using LIF technique

○井上 拓哉[*1] 鎌田 祥彰[*1] 王 振英[*1] 井上 智博[*1] 妹尾 茂樹[*2]
INOUE Takuya KAMADA Yoshiaki WANG Zhenying INOUE Chihiro SENOO Shigeki

**ABSTRACT**

Reducing friction loss between thin liquid film surface and high-speed gas is greatly important to improve the efficiency of steam turbine. However, it is difficult to predict the interfacial friction factor due to the complicated interaction of gas-liquid interface. In this paper, we measure the annular liquid film thickness using LIF technique, which enables us to calculate the interfacial friction factor by liquid film theoretical model, recently established. As a result, the liquid film thickness without gas-flow well coincides with the theoretical results, which validates our method. We conduct unsteady measurements for the liquid film with gas-flow in the liquid Reynolds number of $Re_l = 30, 60, 90$ under the gas velocity of $u_g = 10\sim50\mathrm{m/s}$ and compare the experiment results with Blasius and Wallis equations. Interestingly, in the high liquid Reynolds number ($Re_l = 60, 90$) under the gas velocity ($u_g = 30\sim50\mathrm{m/s}$), the interfacial friction factor becomes large due to the increase of shear stress at the gas-liquid interface by large amplitude of destabilized waves.

**キーワード**：蒸気タービン，摩擦損失，環状気液下降流，界面摩擦係数，LIF
**Key Words:** Steam Turbine, Friction loss, Annular gas-liquid downward flow, Interfacial friction factor, Laser Induced Fluorescence

## 1. 緒言

壁面上を流れる液膜と，その上部を流れる高速気流との気液二相流の挙動解明は，様々な分野で応用可能であるため工学的に非常に重要である。火力・原子力発電などに広く採用される蒸気タービン(1)においても，翼やケーシングに形成された薄い液膜は，高速の主流に引きずられ，最終的には液膜表面や下流端部から液滴として飛散する。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。効率向上のためには，気液界面での摩擦損失を抑制することが必要である一方で，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，液膜は非常に厳しい気流条件にさらされている(2), (3)。こうした背景から，壁面上で激しく波立つ液膜に起因した摩擦損失の増加メカニズム解明とその予測が強く求められている。

近年著者らは，高速気流に駆動された壁面上液膜の円管内流れを対象に，不安定性による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，実験結果と比較することで妥当性を検証した(4)。その後，数理モデルを気液界面の摩擦係数を介して平板上の液膜挙動に対して拡張したうえで，蒸発を伴う液膜と高速気流の相互作用を定式化し，液膜ドライアウト点の定量的な予測に成功した(5)。液膜表面の不安定性を決定づけるのは気流の渦度境界層厚さであり，気液界面の摩擦係数に大きく影響される。摩擦係数は実験的に，液膜厚さや圧力勾配の値から算出され(6)，滑面での値の 1~10 倍と幅広い(7)。例えば Leng ら(8)は，平板上液膜を対象に，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，膜厚の予測モデルから摩擦係数を逆算して式(1)を導出した。また Fore ら(7)は，水と窒素を用いた環状上昇流れに対して，液膜厚さと圧力勾配を計測することで，式(2)を得た。

$$f = 0.106 Re_l^{-0.133} \tag{1}$$

$$f = 0.005\left\{1 + 300\left[\left(1 + \frac{17500}{Re_g}\right)\frac{h}{D} - 0.0015\right]\right\} \tag{2}$$

このように，界面摩擦係数は気流・液膜条件や膜厚など

*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
*2 三菱重工業株式会社 総合研究所
〒676-8686 高砂市荒井町新浜2丁目1番1号

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

多くのパラメータに依存し，一般的な定式化は困難である一方で，流れの圧力損失を見積もる上では非常に重要な指標である[9]。そのため，界面摩擦係数を容易に計測可能にしたうえで，気流と液膜の挙動に与える影響を明らかにすることが望ましい。そこで本研究では，LIF(Laser Induced Fluorescence)を用いて高速気流に駆動される環状液膜の膜厚測定を実施し，構築した数理モデルを用いて界面摩擦係数を逆算することを試みた。さらに，界面摩擦係数の既存式と比較することで計測結果の妥当性を検証したので報告する。

主な記号

$D$: 円管の直径[m]
$f$: 界面摩擦係数[-]
$Fr$: フルード数[-]
$g$: 重力加速度(=9.81m/s$^2$)
$h$: 膜厚[m]
$I$: 修正前輝度値[-]
$I'$: 修正後輝度値[-]
$K$: Sobel フィルタのカーネル[-]
$Q$: 液膜の体積流量[m$^3$/s]
$Re$: レイノルズ数[-]
$x$: 液膜の流れ方向[m]
$u$: 流速[m/s]
$u_m$: 液膜断面平均速度[m/s]
$y$: 壁面からの距離[m]
$\eta$: 粘性係数[Pa・s]
$\rho$: 密度[kg/m$^3$]
$\tau$: せん断応力[N/m$^2$]

添え字

$g$: 気流
$H$: 水平方向
$l$: 液膜
$V$: 垂直方向

## 2. LIF を用いた液膜厚さ測定実験

### 2.1 実験装置

LIF の手法を用いて，液膜厚さを計測した。LIF とは，レーザー等の単波長光源で計測対象に含まれる特定の分子を励起して,その分子からの蛍光を観察する手法である。本実験においては，レーザー光源としてヤグ二倍波(波長532nm)を用い，蛍光塗料としてローダミン b(蛍光波長570nm)を使用した。実験装置の全体図を Fig. 1 に示す。高速気流はコンプレッサーで加圧しタンクに貯蔵した上で，レギュレーターと流量計によって噴射する流量を調節し，供試液体はコンプレッサーでタンク圧を調整しながら送液する。本研究では，円管内流れを対象とすることで，気流の乱流境界層厚さを管理した上で，アクリル管内に液膜を張り，高速気流によって液膜が波立つ様子を可視化可能なテストセクション部を，Fig. 2 のように製作した。さらに，アクリル管両端部の撮影時の歪みを

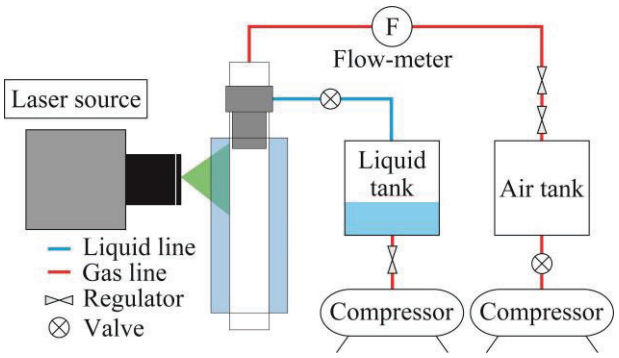



Fig. 1 Schematic flow diagram of the experiment setup

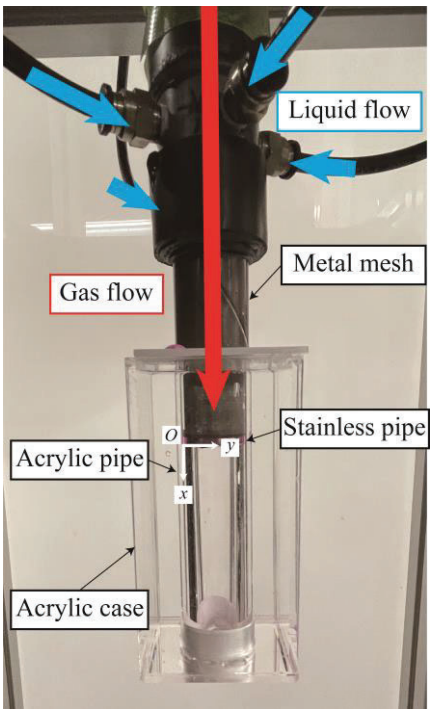



Fig. 2 Photograph of the test section

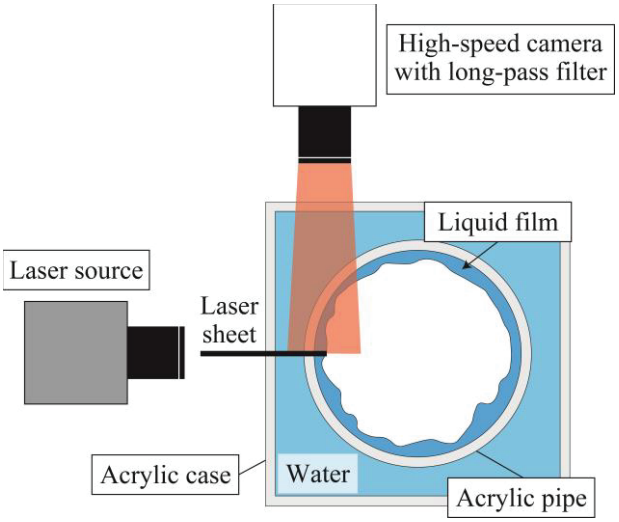
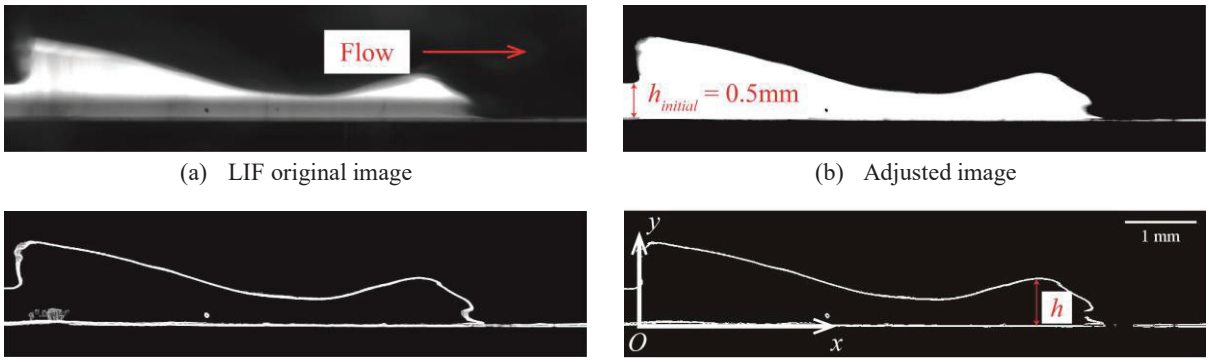



Fig. 3 Simplified schematic illustration of the experiment visualization setup

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(a) LIF original image　(b) Adjusted image

(c) Edge highlighted image　(d) Edge binarized image

Fig. 4 Illustrations of the image analysis process

軽減するために，テストセクション部全体をアクリルケースの水槽に沈めた。高速気流は内径 19mm の金属管から内径 21mm のアクリル管中央に，十分発達した状態で噴射し，供試液体はチューブ継ぎ手を取り付けた 4 方向の穴から送液する。金属管の外径は 20mm であり，アクリル管内壁との 0.5mm の隙間に挿入した金属メッシュを介して液膜に抵抗を与えることで，初期液膜厚さ 0.5mm の均一な低速液膜を形成する。座標系として，金属管出口を原点として流れ方向に$x$軸，アクリル管壁面からの距離として$y$軸を定義した。また，LIF 光学系の配置を Fig. 3 に示す。レーザー光源 (Dantec 製 RayPower2000) と高速度カメラ (Photron 製 FASTCAM Mini AX100)を直角に配置し，レーザー光はシート状に円管の直径を通る断面に照射する。カメラのレンズ先端に 550nm 以上の波長を透過するロングパスフィルターを取り付け，レーザーに励起された液膜断面を選択的に撮影した。

### 2.2 画像解析方法

本研究で行った画像処理では，まず Fig. 4(a)の実験で取得した生画像に対して，(b)の画像のような輝度調整を行う。輝度調整では，アクリル管と金属管の隙間 0.5mm が液膜で満たされているとみなし，(b)の赤線で示した箇所が初期液膜厚さ 0.5mm で均一な輝度値となるように調整した。続いて(b)の画像に対して，Sobel フィルタを用いて液膜のエッジ検出を行い(c)の画像を得る。Sobel フィルタでは，ある注目画素の輝度値$I(x,y)$を中心とする 3×3 の輝度値の行列に対して，式(3)で示す 3×3 の水平方向のカーネル$K_H$および垂直方向のカーネル$K_V$をそれぞれ式(4)で畳み込み演算(要素毎の掛け算の総和)し，注目画素の処理後の輝度値として水平方向として$I'_H(x,y)$，垂直方向として$I'_V(x,y)$をそれぞれ得る。

$$K_H=\begin{bmatrix}1&0&-1\\2&0&-2\\1&0&-1\end{bmatrix}, K_V=\begin{bmatrix}1&2&1\\0&0&0\\-1&-2&-1\end{bmatrix} \quad (3)$$

$$I'_{H,V}(x,y)=\sum_{i=-1}^{1}\sum_{j=-1}^{1}K_{H,V}(i,j)I(x+i,y+j) \quad (4)$$

Table 1 Filming and experimental conditions

| | |
|---|---|
| Frame rate | 10,000fps |
| Shutter speed | 1/10,000s |
| Spatial resolution | 8.1μm/pix |
| Record time | 0.1s($u_g$ = 0m/s)<br>0.5s($u_g$ > 0m/s) |
| $D$ | 21mm |
| $Q$ | $6.6\times10^{-7}$~$6.6\times10^{-6}$m$^3$/s |
| $Re_l$ | 10 ~ 90 |
| $u_g$ | 0 ~ 50m/s |
| $Re_g$ | 0~$7.0\times10^4$ |

Table 2 Physical properties of working fluids

| | Water | Air |
|---|---|---|
| $\rho$[kg/m$^3$] | $10^3$ | 1.2 |
| $\eta$[Pa・s] | $10^{-3}$ | $1.8\times10^{-5}$ |

そしてエッジ検出後の注目画素の輝度値$I'(x,y)$は，2 つの値の平方和の平方根として次式で与えられる。

$$I'(x,y)=\sqrt{I'_H(x,y)^2+I'_V(x,y)^2} \quad (5)$$

エッジ検出した(c)の画像を，ノイズ除去のために二値化し，(d)の画像を最終的に取得したうえで，壁面からの距離((d)の赤線部)として膜厚$h$を計測した。また，液膜の下流部を撮影し，液膜出口部が映らない場合は，出口部で撮影した画像で用いた値と全く同じ値で画像処理を行った。

## 3. 実験結果および考察

撮影条件および実験条件を Table 1 に示す。本研究では初めに計測が容易で液膜厚さの理論解が存在する，気流なし液膜流れに対して膜厚測定を実施し，構築した膜厚測定手法の妥当性を検証したうえで，気流を流した実験を行い，構築した数理モデルを用いて界面摩擦係数を逆算した。作動流体として水と空気を用い，液膜レイノルズ数を 10~90，気流速度を 0~50m/s の条件で行った。ここで，気流速度$u_g$は円管断面の平均速度である。作動流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

体の物性値は Table 2 に示す。

### 3.1 気流なし液膜流れ

気流が無い状態では，薄い液膜は重力と粘性により円管壁面を駆動する。本来であれば，ナビエストークス方程式は円筒座標系で解かれるべきであるが，液膜が円管内径に対して非常に薄い時はデカルト座標系で解いても差し支えない[10),(11)]。したがって，ナビエストークス方程式は次式で表される。ここで$g$は重力加速度(9.81m/s$^2$)である。

$$\rho_l g + \eta_l \frac{d^2 u_l(y)}{dy^2} = 0 \tag{6}$$

気流に流れがない(自由表面)とき，境界条件は$y = 0: u_l = 0$，$y = h: du_l/dy = 0$であるから，液膜の流速分布は

$$u_l(y) = \frac{\rho_l g}{\eta_l}\left(hy - \frac{y^2}{2}\right) \tag{7}$$

また液膜流量$Q$は

$$Q = \pi D \int_0^h u_l(y)dy = \pi D \frac{\rho_l g}{3\eta_l} h^3 \tag{8}$$

したがって，気流なしの条件における液膜厚さ$h$は，液膜レイノルズ数($Re_l = \rho_l Q/(\pi D \eta_l)$)を用いて次式で与えられる。

$$h = \sqrt[3]{\frac{3Re_l}{g}\left(\frac{\eta_l}{\rho_l}\right)^2} \tag{9}$$

画像処理後の可視化結果を Fig. 5 に示す。液膜レイノルズ数の増加(流量$Q$の増加)に伴い，定常状態になった下流部の膜厚が増加していることが確認できた。また，吐出直後に金属管出口に付着し，一時的に厚くなった液膜が安定し，膜厚がほぼ一定になるまでにかかる距離は，Fig. 5 中の赤線で示すように下方に遷移している。これは，流量が増加したことで液膜の速度が増加し，安定化するまで時間を要したためである。今回の条件においては，$Re_l = 10$で約 4mm，$Re_l = 90$で約 8mm であった。以上の結果から，膜厚が一定となったと考えられる$x = 10$~$15$mmにおける膜厚の平均値(0.1s の時間平均値を，さらに$x = 10$~$15$mmで平均した値)と，式(9)で計算される理論値の比較を Fig. 6 に示す。計測結果は，理論値と良好な一致を与えており，本研究で構築した手法の妥当性が検証された。以上の結果を踏まえ，気流を流した実験を実施し，膜厚および界面摩擦係数の非定常計測を試みる。

### 3.2 気流あり液膜流れ

気流がある状態では，薄い液膜は気液界面において受ける高速気流とのせん断応力により駆動される。ここで，直径$D$の管内を流れる液膜の流量保存は次式で表せる。

$$Q = \pi D h u_m \tag{10}$$

高速気流よって生じる気液界面でのせん断応力$\tau$は，界面摩擦係数$f$を用いて次式で与えられる[12)~14)]。

$$\tau = \frac{1}{2} f \rho_g u_g^2 \tag{11}$$

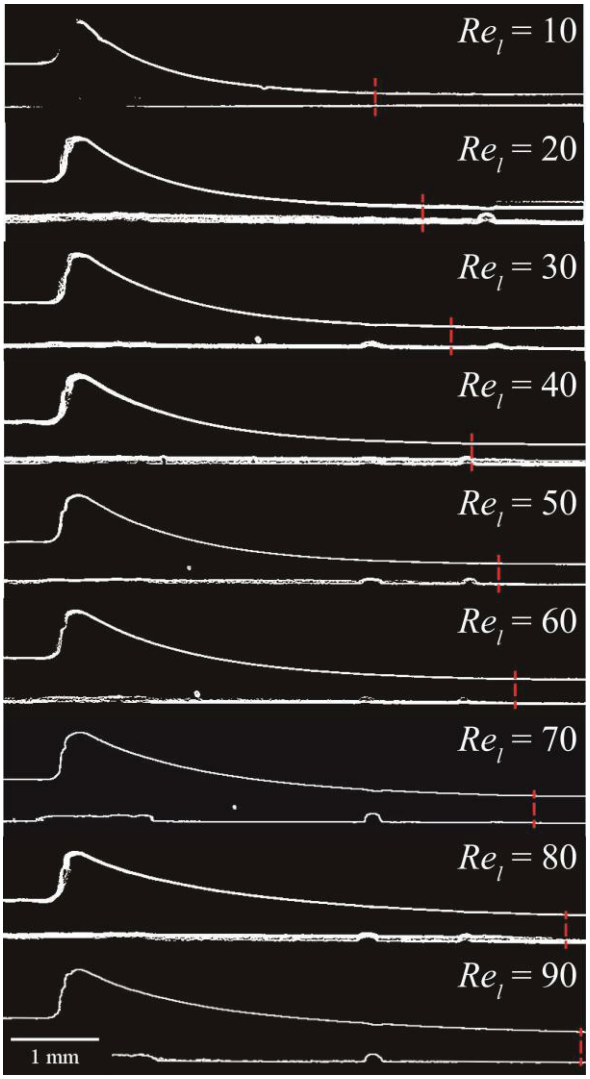



Fig. 5 Visualization images of the liquid film without gas-flow

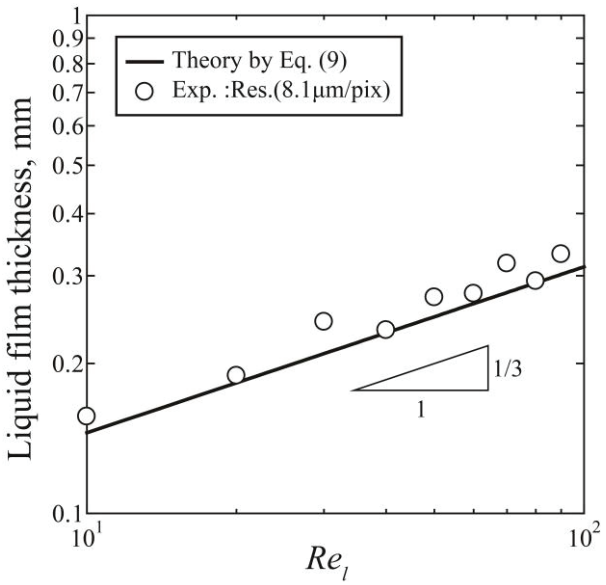



Fig. 6 Liquid film thickness averaged from 10mm to 15mm without gas-flow

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

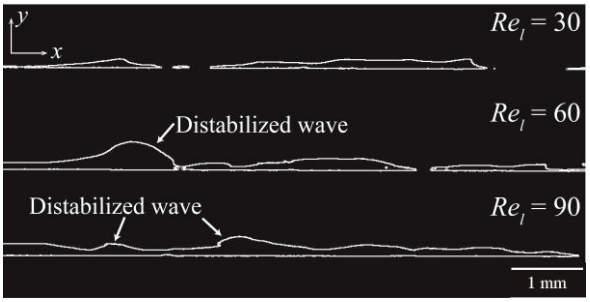



Fig. 7 Visualization images varying the liquid film Reynolds number at $u_g = 40$m/s

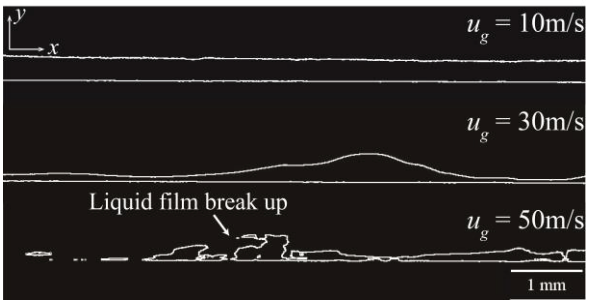



Fig. 8 Visualization images varying the gas velocity at $Re_l = 60$

液膜をクエット流と仮定すると[15), (16)]，液膜の速度は壁面上では 0，気液界面では$2u_m$であるから，気液界面を跨ぐ力のつり合いは，次式で表される。

$$\eta_l \frac{2u_m}{h} = \tau \tag{12}$$

以上，式(10)~(12)を連立することで，無次元化した次式の膜厚$h$を得る[5]。ここで，気流レイノルズ数は$Re_g = \rho_g u_g D/\eta_g$で定義される。

$$\frac{h}{D} = \frac{2}{\sqrt{f}}\frac{\eta_l}{\eta_g}\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}}{Re_l}^{1/2}{Re_g}^{-1} \tag{13}$$

したがって，実験で計測された$h$から界面摩擦係数$f$を推定する場合は次式を用いる。

$$f = \left(\frac{2D}{h}\right)^2\left(\frac{\eta_l}{\eta_g}\right)^2\frac{\rho_g}{\rho_l}Re_l{Re_g}^{-2} \tag{14}$$

気流速度を 40m/s に固定し，液膜レイノルズ数を変化させた時の$x = 10$~18mmにおける可視化結果を Fig. 7 に示す。液膜レイノルズ数(流量$Q$の増加)に伴って膜厚が厚くなり振幅が増加する。そのため，$Re_l = 60, 90$の条件では，高速気流との速度差に起因した Kelvin-Helmholtz(KH)不安定性により生じる不安定波を捉えることができた。同様に，液膜レイノルズ数を 60 に固定し，気流速度を変化させた時の$x = 10$~18mmにおける可視化結果を Fig. 8 に示す。気流速度が遅い 10m/s の時は，液膜の波立ちはほとんどなく，気流なし液膜流れと同様に，膜厚の時間変化は非常に小さかった。気流速度が増加すると，KH 不安定性による不安定波が生じ，さらに気流速度が増加した 50m/s の時，高速気流とのせん断応力により液膜が引きちぎられ，液滴が飛散している様子を確認した。

Fig. 7，8 のような可視化結果から，膜厚を非定常的に計測し，その結果から気液界面の摩擦係数を，式(14)を用いて逆算的に算出した。$Re_l = 90, u_g = 30\,\mathrm{m/s}, x = 15$mmにおける，膜厚$h$の計測結果と式(14)から算出される界面摩擦係数$f$の時間経過と時間平均を Fig. 9 に示す。この条件における膜厚の平均値は 176μm，界面摩擦係数の平均値は 0.02 であった。瞬時の膜厚は時間平均の最大 5 倍程度と非常に大きく変動しているが，実際はノイズや飛散している液滴を計測していると考えられるため，これらを除去することでより測定精度を向上できると考える。また，式(14)において$f$は$h^2$に反比例するため，$h$の結果から逆算される$f$の変化は非常に大きくなった。

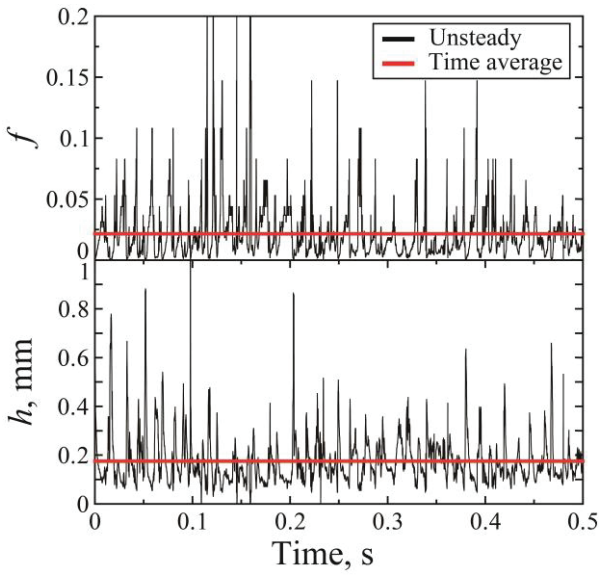



Fig. 9 Measurement results of liquid film thickness and interfacial friction factor in the condition of $Re_l = 90, u_g = 30\,\mathrm{m/s}, x = 15$mm

その他の条件に対しても，Fig. 9 のような計測を$x = 10$~15mmで行い時間平均値を取得したうえで，さらに$x = 10$~15mmで平均した。また今回は比較する$f$として，式(15)で示す円管滑面に対する Blasius の式[12)~14)]，液膜厚さを表面粗さとみなして構築された式(16)の Wallis の式[17)]の 2 つと比較することで，気流条件や液膜の波立ちが界面摩擦係数に与える影響を評価する。

$$f = 0.080{Re_g}^{-1/4} \tag{15}$$

$$f = 0.005\left(1 + 300\frac{h}{D}\right) \tag{16}$$

初めに，膜厚$h$と界面摩擦係数$f$の測定値と，式(15)の Blasius の式で計算した値を，横軸に気流レイノルズ数を取り比較した結果を Fig. 10 に示す。統一的に議論するた

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

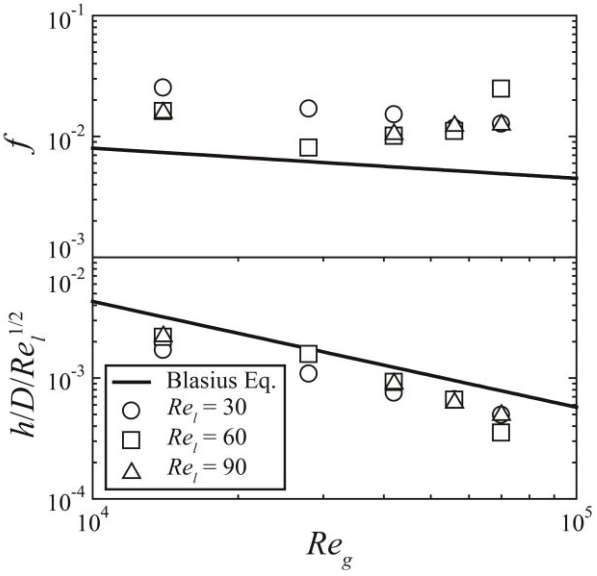



Fig. 10 Comparison of mean film thickness and interfacial friction factor between measurement results and calculation ones by Blasius equation

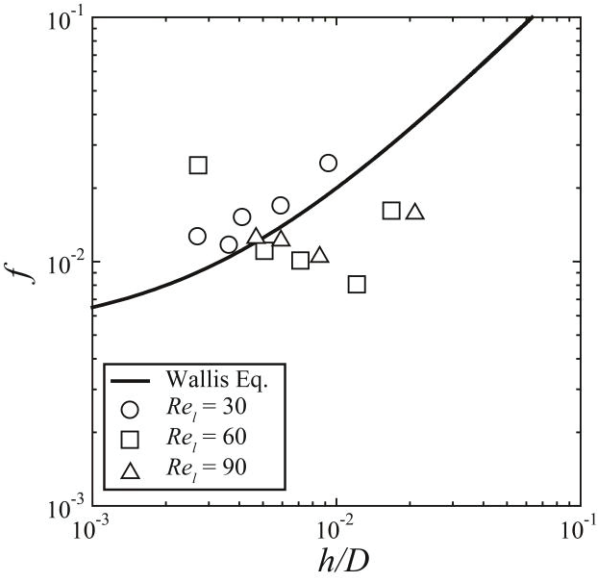



Fig. 11 Comparison of interfacial friction factor between measurement results and calculation ones by Wallis equation

めに，$h$の縦軸は液膜レイノルズ数と管径$D$で無次元化した。膜厚の計測結果は，Blasius の式で計算される結果と傾向が一致した。気流速度が増加すると，気液界面のせん断応力が増加し，膜厚が減少する。今回の実験条件では，重力の影響を示す無次元数であるフルード数($Fr = u_m/\sqrt{hg}$)は 1 より十分大きいため，重力の影響は無視できる。一方で，界面摩擦係数の結果は，液膜レイノルズ数により傾向が異なる。流量が少ない$Re_l = 30$の条件では，$f$は気流速度の増加とともに徐々に減少し，Blasius の式と同様の傾向を示した。しかし，流量が増えた$Re_l = 60, 90$の条件では，$u_g = 20\mathrm{m/s}$までは減少傾向を示すものの，気流速度が増加すると一転し増加する傾向を示した。液膜レイノルズ数が増加すると，流量が増えることで膜厚が増加し，それに伴って液膜の不安定波の振幅も増加する。その結果，液膜表面が大きく変動することになり，気液界面でのせん断応力が増加したことで，界面摩擦係数$f$が増加する。

続いて，式(16)の Wallis の式で計算された値と，$f$の計測値を横軸に$h/D$を取り比較した結果を Fig. 11 に示す。Fig. 10 と同様に，流量が少ない$Re_l = 30$の条件では Wallis の式の値と傾向が概ね一致するのに対し，流量が増えた$Re_l = 60, 90$における膜厚が厚い条件では，式(16)と値の乖離が見られた。Wallis の式は上昇流に対して構築された式であるうえ，液膜が厚い条件を正確に予測できないことが過去の研究で報告されている[7]。以上の観点から，幅広い液膜条件におけるデータを蓄積することで，計測結果の妥当性を検証する必要がある。しかしながら，環状流における界面摩擦係数の値はせいぜい 0.01~0.1 の範囲[7]に収まることから，本実験で得られた$f$の計測値は妥当な範囲であると考える。

## 4. 結言

本研究では， LIF を用いて高速気流に駆動される環状液膜の膜厚測定を実施し，構築した数理モデルを用いて界面摩擦係数を逆算し，既存式と比較することで妥当性を検証した。以下に得られた知見を示す。

1. LIF 法を用いて環状液膜の膜厚を測定する実験装置と画像解析手法を構築し，気流なし液膜流れの計測結果と理論解が一致したことで，本手法の妥当性を検証した。
2. 気流あり液膜流れに対して膜厚の非定常計測を実施し既存式と比較した結果，数理モデルを用いた界面摩擦係数の逆算が可能である見通しを得た。
3. 液膜流量が多い条件では，膜厚が厚くなることで気流速度の増加とともに不安定波の振幅が増加し，気液界面でのせん断応力が増加することで界面摩擦係数が大きくなる。

今後は，解析手法の改善による測定精度の向上を行うとともに，気流速度をさらに上げた実験を実施することで，気液界面での不安定性が気流条件に及ぼす影響を調査する予定である。

## 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) 鈴木篤英，桧佐彰一，“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).

(3) Kirols, H. S., Kevorkov, D., Uihlein, A. and Medraj, M.,“Water Droplet Erosion of Stainless Steel Steam Turbine Blades,”

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

Materials Research Express, Vol. 4, No. 8 (2017).

(4) Inoue, C., and Maeda, I., "On the Droplet Entrainment from Gas-Sheared Liquid Film," Physics of Fluids, Vol. 33, No. 1 (2021).

(5) Inoue, T., Inoue, C., Fujii, G., and Daimon, Y., "Evaporation of Three-Dimensional Wavy Liquid Film Entrained by Turbulent Gas Flow," AIAA Journal, Vol. 60, No. 6 (2022), pp. 3805-3812.

(6) Wang, Y., Liu, Z., Chang, Y., Zhao, X., and Guo, L., "Experimental Study of Gas-Liquid Two-Phase Wavy Stratified Flow in Horizontal Pipe at High Pressure," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 143 (2019).

(7) Fore, L. B., Beus, S. G., and Bauer, R. C., "Interfacial Friction in Gas-Liquid Annular Flow: Analogies to Full and Transition Roughness," International Journal of Multiphase Flow, Vol. 26 (2000), pp. 1755-1769.

(8) Leng, M., Chang, S., and Wu, H., "Experimental Investigation of Shear-Driven Water Film Flows on Horizontal Metal Plate," Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 94 (2018), pp. 134-147.

(9) Bai, X. and Newell, T. A., "Investigation of Two-Phase Viscous Liquid Flow," International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Paper 590 (2002).

(10) Friedman, S. J. and Miller, C. O., "Liquid Films in the Viscous Flow Region," Industrial and engineering chemistry, Vol. 33, No. 7 (1941), pp. 885-891.

(11) Bird, R. B., Stewart, W. E. and Lightfoot, E. N., Transport Phenomena, John Wiley&Sons, Inc (1960).

(12) Nikuradse, J., "Gesetzmassigkeiten der turbulenten stromung in glatten rohren," Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A, Vol. 4 (1933), pp. 44.

(13) Moody, L., "Friction Factors for Pipe Flow," Transactions of the ASME, Vol. 66 (1944), pp. 671-684.

(14) Schlichiting, H., Boundary Layer Theory, McGaw-Hill Seri. Mech. Eng., 9th ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Chap. 17 (2017).

(15) Ishii, M., and Grolmes, M. A., "Inception Criteria for Droplet Entrainment in Two-Phase Concurrent Film Flow," AIChE Journal, Vol. 21, No. 2 (1975), pp. 308‐318.

(16) Himmelsbach, J., Noll, B., and Witting, S., "Experimental and Numerical Studies of Evaporating Wavy Fuel Films in Turbulent Air Flow," International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 37, No. 8 (1994), pp. 1217-1226.

(17) Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw Hill (1969).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-18

# 解像度可変型 MPS 法を用いた金属溶融液滴のデポジション現象の数値的研究

# Numerical Investigation of Deposition Phenomena of a Molten Metal Droplet using Multi-resolution MPS Method

○加藤 收眞[*1] 福留 功二[*1] 山本 誠[*1]
KATO Shuma FUKUDOME Koji YAMAMOTO Makoto

**ABSTRACT**

Particle deposition in a jet engine is a complex physical phenomenon that includes free-surface flow and phase changes. The moving particle simulation (MPS) method is useful for numerical simulations, although it incurs high computational costs. In this study, we used the multi-resolution MPS (MRMPS) method to simulate the deposition phenomenon of a liquid droplet to correctly reproduce the deposit shape and reduce the computational cost. We modified some conditions concerning the division of the computational particle for the MRMPS method. As a result, the spreading behavior and rim shape of a droplet impinging on a cold wall with solidification showed reasonable agreement with the experiment. In addition, it is indicated that this model has the advantage of reducing computational time.

**キーワード：** MPS 法，解像度可変 MPS 法，デポジション，ジェットエンジン，マルチフィジックス現象
**Key Words:** MPS Method, Multi-resolution MPS Method, Deposition, Jet Engine, Multi Physics Phenomena

## 1. 緒言

稼働中のジェットエンジン内において，吸入された火山灰や砂は，高温の燃焼室を通過する際に溶融し，低温のタービン翼に衝突，凝固し，壁面上に堆積する．これはデポジション現象と呼ばれ，ジェットエンジンの空力性能やフィルム冷却性能の低下を引き起こす．したがって，デポジション現象の予測はジェットエンジンの設計において工学的に重要な技術課題である．実験による検証は，高温・高圧の流れ場を取り扱う必要がある上，エンジンを破損させる等，膨大なコストがかかる．そのため，数値シミュレーションを用いたデポジションの予測は工学的に有益である．

デポジション現象について，これまで多くの研究がなされている．Shakeri and Chandra[(1)]は，溶融スズの平板衝突と凝固過程を実験的に調査した．彼らは，溶融スズの衝突速度と平板の表面粗さが，衝突液滴の拡がりと凝固過程に与える影響を明らかにした．Ghafouri-Azar ら[(2)]は，固体表面に衝突する複数の溶融液滴の相互作用を実験的に調査した．さらに，Volume of Fluid (VOF) 法による数値シミュレーションを行い，液滴間の距離が凝固速度に及ぼす影響を明らかにした．Pasandideh-Fard ら[(3)]は，ステンレスへの溶融スズのデポジション現象を実験的および数値的に調査した．彼らは，熱伝達と凝固を伴う自由界面流れの 3 次元モデルを開発し，Bussmann ら[(4)]のモデルを用いた平板への液滴の衝突のシミュレーションを行った．城田ら[(5)]は，溶融金属と固体界面における凝固相の形成過程と衝突面の温度分布の計測を行った．その結果，彼らは，固体の冷却特性が凝固相形成や凝固時間に与える影響を明らかにした．

加えて，MPS（Moving Particle Simulation）法[(6)]を用いたデポジション現象の数値シミュレーションも行われている．MPS 法では，流体を計算粒子で離散化し，流体の運動を再現する．この粒子法を用いた数値シミュレーションは，界面の大変形に対応でき，格子作成をする必要がない等，様々な利点を持つ．しかし，粒子法は格子法に比べ計算負荷が大きいという短所がある．そこで，MPS 法の一種で，圧力を陽的に解く E-MPS（Explicit-MPS）法[(7)]が用いられることも多い．Kondo ら[(8)]は，E-MPS 法を用いて，等温壁への単一溶融液滴の衝突・凝固過程を 3 次元シミュレーションにより再現した．Fukudome ら[(9)]は，E-MPS 法を用いて，非等温壁に衝突した溶融液滴の凝固挙動を 3 次元シミュレーションにより明らかにした．その結果は実験データ[(1)]と良好な一致を示した．

E-MPS 法を用いてジェットエンジンにおけるデポジション現象を再現するためには，高速で壁面衝突する溶融液滴の挙動を再現する必要がある．したがって，高解

*1 東京理科大学
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

像度計算が必要となり，計算負荷の一層の増大が問題となる．この問題に対して，計算粒子の直径を必要に応じて変更し，解像度を制御することで計算負荷を低減することが有効であると考えられる．したがって，本研究では，デポジション現象に対して，MRMPS（Multi-resolution Moving Particle Simulation）法[10]を用いた数値シミュレーションを行い，本手法の妥当性と計算粒子の分裂に関するモデルの評価を行う．

## 2. 数値計算手法

本研究では，E-MPS 法に MRMPS 法を導入した．支配方程式は，非圧縮性流体のナビエ・ストークス方程式，連続の式，エネルギー方程式である．支配方程式の微分演算子は勾配モデルやラプラシアンモデルなどの粒子間相互作用モデル[11]を用いて離散化した．

MRMPS 法では，粒子の分裂と合体により解像度を変化させる．本研究では，分裂のみを導入し部分的に解像度を向上させた．図 1 は，1 つの粒子を 2 つの粒子に分裂させた場合の概略図である．分裂後の計算粒子径は質量保存則と分裂数に基づいて決定した．あらかじめ高解像度領域と低解像度領域を設定し，高解像度領域に侵入した低解像度計算粒子を対象に分裂判定[12]を行った．粒子 $i$ を分裂させる際，分裂後の粒子を配置する方向ベクトル$\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$を決定する必要がある．この方向ベクトル$\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$の決定を試みることを分裂判定とする．また，適切な$\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$を一意に決定できない場合は，粒子 $i$ を分裂させない分裂判定を下した．粒子数密度の値を基準粒子数密度の値に近づけるために，$\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$は周囲の計算粒子の分布の中で空隙が大きい方向に決めることが望ましい．そのため，周囲の空隙を評価する必要がある．評価に用いる評価関数は，$e_i^{\mathrm{SP}}$をと表され，次のように定義される．

$$e_i^{\mathrm{SP}} = \frac{1}{n_i}\sum_{j\neq i}\left|\frac{\boldsymbol{r}_{ij}}{|\boldsymbol{r}_{ij}|}\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}\right|\tilde{w}_{ij}. \tag{1}$$

ここで，$n_i$は粒子 $i$ の粒子数密度，$\boldsymbol{r}_{ij}$は粒子 $i$ から粒子 $j$ への相対位置ベクトル，$\tilde{w}_{ij}$は粒子 $i$ と粒子 $j$ のそれぞれの粒子径を考慮した際の重み関数を示す．また，分裂判定に用いた$e_i^{\mathrm{SP}}$の境界値については，次節で述べる．
次に，分裂後の直径は次のように算出される．

$$d'_i = \frac{d_i}{2^{1/D_s}} \tag{2}$$

ここで，$d'_i$は分裂後の粒子 $i$ の計算粒子径，$d_i$は分裂前の粒子 $i$ の計算粒子径，$D_s$は次元数を指す．
分裂後の位置ベクトルおよび速度は，以下のように算出する．

$$\boldsymbol{r}'_i = \boldsymbol{r}_i \pm \frac{1}{2}d'_i\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}} \ ; \ \boldsymbol{u}'_i = \boldsymbol{u}_i \tag{3}$$

ここで，$\boldsymbol{r}'_i$は分裂後の粒子の位置ベクトル，$r_i$は分裂前の粒子の位置ベクトル，$\boldsymbol{u}'_i$は分裂後の粒子の速度ベクトル，$\boldsymbol{u}_i$は分裂前の粒子の速度ベクトルを指す．

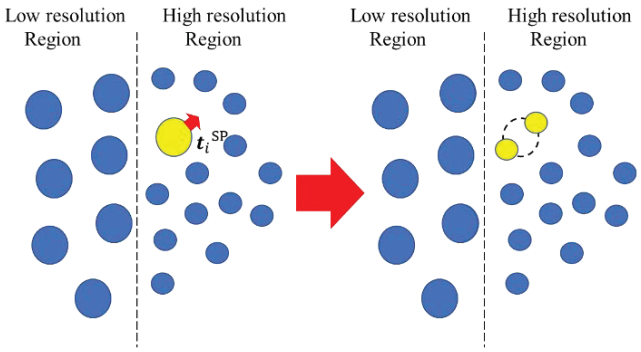



Fig. 1 Schematics of Splitting Particle and Splitting Direction $\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$

## 3. 計算条件

本研究での計算対象の概略図を図 2 に示す．計算対象は，Shakeri and Chandra の実験[1]に基づき決定した．初期液滴直径$D_0$ =2.2 mm のスズ単一溶融液滴を平板（10 mm ×10 mm）の中心の真上に配置し，初期速度$V_0$ =4.0 m/s で鉛直に落下させる．また，液滴の初期温度は$T_0$ =519 K とした．平板の材質はステンレスであり，平板の初期温度は$T'_0$ =298 K とする．

表 1 に計算条件を示す．Case A では，初期計算粒子直径$d_0$ =25.0 μm とし，分裂は導入しなかった．Case B では，初期計算粒子直径$d_0$ =25.0 μm とし，分裂を導入した．Case C では，初期計算粒子直径$d_0$ =20.0 μm とし，分裂は導入しなかった．

分裂個数は，計算粒子 1 つが 2 つに分裂するように設定し，体積保存により分裂後の計算粒子径$d_1$は約 19.8 μm となる．分裂方向$\boldsymbol{t}_i^{\mathrm{SP}}$を定める際の分裂判定は，$e_i^{\mathrm{SP}}$を用いて行い，$0.8 < e_i^{\mathrm{SP}} < 1.3$の場合に分裂させた．分裂判定を行う計算粒子は，液滴の中央から 3.3 mm の距離を超えたものを対象とした．また，計算粒子を液滴形状に初期配置した際の粒子数密度の最小値$n_{\min}$を基準に，高解像度領域に侵入した計算粒子の粒子数密度$n_i$が$n_i < 2.45n_{\min}$である場合に対してのみ分裂判定を行った．

本研究では，液滴が平板に衝突後，液膜を生成しながら凝固する様子を計算対象とした．計算粒子はその温度によって相を変化させ，融点以上で液体粒子，融点以下で固体粒子とした．また，融点において潜熱を放出する役割を担う固液相粒子も扱った．スズの融点$T_{\mathrm{melt}}$は 505 K であり，液相のスズ（Liquid），固相のスズ（Solid），ステンレス平板（Substrate）の熱伝導率 $k$，比熱 $C$，密度 $\rho$ を表 2 に示す．また，遷移相である固液相粒子では，これらの物性値を液相と固相の分率$\gamma_{\mathrm{m}}$を用いて固相と液相の値を線形補間して与えた．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

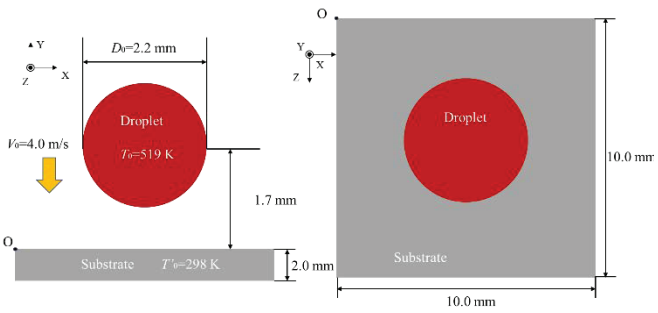



Fig. 2　Schematic of the Computational Object Displayed with the Side (left) and Top (right) Views.

Table 1　Initial Number of Particles and the Adaption of the Splitting Model

| Case | Computational particle diameter $d_0$ [μm] | Initial particle number | Splitting |
|---|---|---|---|
| Case A | 25.0 | 388500 | w/o |
| Case B | 25.0 | 388500 | w/ |
| Case C | 20.0 | 756000 | w/o |

Table 2　Thermal Properties of Tin for Liquid, Solid States, and Stainless-Steel Substrate.

| | $k$ [W/(m·K)] | $C$ [J/(kg·K)] | $\rho$ [kg/m$^3$] |
|---|---|---|---|
| Liquid Tin | 33.6 | 244 | 6980 |
| Solid Tin | 62.2 | 226 | 7200 |
| Stainless Steel Substrate | 14.9 | 477 | 7900 |

## 4. 結果と考察

図 3，4 にそれぞれ Case A と Case B の凝固過程を鳥瞰図で示す．図 3，4 中の赤，白，青の計算粒子はそれぞれ液相，固液相，固相である．

図 3，4 の(a)は，計算粒子が高解像度領域に到達していないため，形状に違いが見られない．図 3，4 の(b)では，Case B の方が Case A よりも周縁部の青い計算粒子が多く凝固が早く進むことがわかる．また，図 4 の(c)において赤い矢印で示した形状は，Shakeri and Chandra の実験結果[1]に見られる finger 形状と類似しており，図 3，4 の(c)の比較から Case B では Case A と比べ，より実験結果に近い形状となった．

Shakeri and Chandra の実験[1]および Case A，Case B，Case C での液滴径$D$を初期液滴径$D_0$で無次元化した Spread Factor の時間変化を図 5 に示す．2.5 ms 後に見られる収束値は，分裂を導入した場合（Case B）も含め，すべて実験データと良好な一致を示している．このように，分裂を導入し計算しても，最終的な Spread Factor の振る舞いは実験と良好に一致した．

各 Case に対する CPU time と増加した計算粒子数を表 3 示す．Case B の CPU Time は Case A の約 230 %に相当し，主な増加原因は分裂判定の処理の計算負荷増大によるものである．また，Case B の CPU time は Case C の場合の約 73.9 %に相当する．Case B では，分裂後の計算粒子径が約$d_1$=19.8 μm に変化しているため，部分的に Case C と同等程度の解像度が得られていると考えられる．したがって，計算粒子の分裂は計算負荷の低減に効果的であることが確認された．

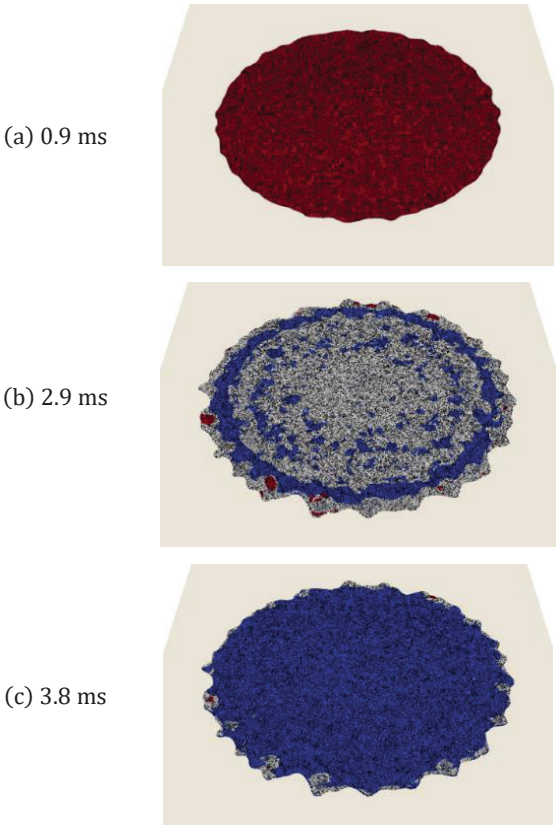



Fig. 3　Solidification Behavior for Case A

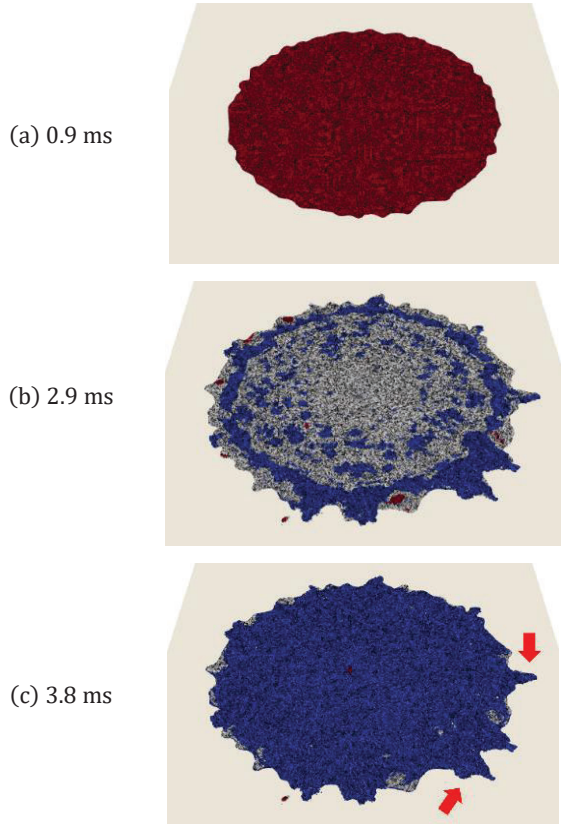



Fig. 4　Solidification Behavior of Case B

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

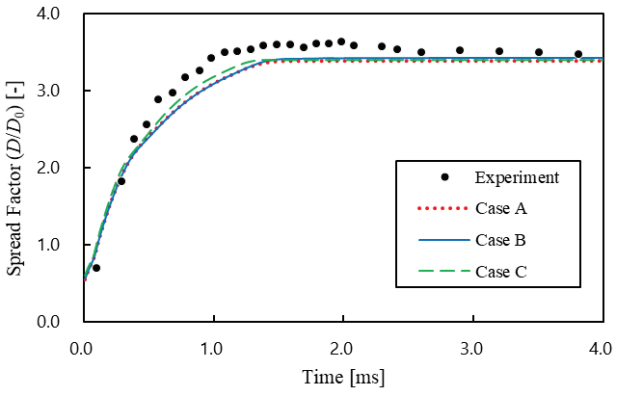



Fig. 5　Time Evolution of Spread Factor

Table 3　CPU Time of Simulation and Number of Increased Particles

| | Case A | Case B | Case C |
|---|---|---|---|
| CPU Time [hrs.] | 112 | 258 | 361 |
| Number of Increased Particles | - | 3,034 | - |

## 5. 結言

解像度可変型 MPS 法を用いたデポジションの数値シミュレーションを行うことで，以下の知見を得た．

- MRMPS 法を導入し部分的に解像度を高めることで，計算負荷が約 30%低減され，spread factor の予測の妥当性が確認された．
- 分裂を導入することで，導入前に見られなかった細かな finger 形状の再現が可能となった．

以上のように，MRMPS の有効性を示すことができたが，分裂判定の設定には経験的な要素が多いことから実用性を高めるには，今後，新たな評価関数や基準を確立することやスムージング手法を導入する必要がある．

## 参 考 文 献

(1) Shakeri, S., Chandra, S., Splashing of Molten Tin Droplets on a Rough Steel Surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, No. 23, (2002), pp. 4561–4575.

(2) Ghafouri-Azar, R., Shakeri, S., Chandra, S., Mostaghimi, J., Interactions between Molten Metal Droplets Impinging on a Solid Surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, No. 8, (2002), pp. 1395–1407.

(3) Pasandideh-Fard, M., Chandra, S., Mostaghimi, J., A Three-dimensional Model of Droplet Impact and Solidification, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, No. 11, (2002), pp. 2229–2242.

(4) Bussmann, M., Mostaghimi, J., Chandra, S., On a Three-dimensional Volume Tracking Model of Droplet Impact, Physics of Fluids, Vol. 11, No. 6, (1999), pp. 1406–1417.

(5) 城田農，木立華香，大川拓巳，中川裕亮，前田一明，岡部孝裕，福田泰行，溶融金属液滴の衝突界面における凝固を伴う気孔形成過程の可視化および計測, 混相流, Vol. 36, No. 2, pp. 220-228.

(6) Koshizuka, S., Oka, Y., Moving-particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, Nuclear science and engineering, Vol.123, No.3, (1996), pp. 421–434.

(7) 大地雅俊，越塚誠一，酒井幹夫，自由表面流れ解析のためのMPS陽的アルゴリズムの開発，日本機械学会論文集，Vol. 2010, No. 20100013, (2010).

(8) Kondo, S., Mamori, H., Fukushima., N., Fukudome, K., Yamamoto, M., Numerical Simulation of Solidification Phenomena of Single Molten Droplet on Flat Plate using E-MPS Method, Journal of Fluid Science and Technology, Vol. 13, No. 3, (2018), JFST0013.

(9) Fukudome, K., Muto, Y., Yamamoto, K., Mamori, H., Yamamoto, M., Numerical Simulation of the Solidification Phenomena of Single Molten Droplets Impinging on Non-isothermal Flat Plate using Explicit Moving Particle Simulation Method, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 180, No. 121810, (2021).

(10) 田中正幸，益永孝幸，中川泰忠，解像度可変型MPS法，日本機械学会論文集，　Vol. 2009, No. 20090001, (2009).

(11) Koshizuka, S., Shibata, K., Kondo, M., Matsunaga, T., Moving Particle Semi-implicit Method, 1st ed. Amsterdam: Elsevier, (2018), pp.12-16.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2022.10

【研究報告】 C-19

# 蒸気タービン内部における粗大水滴および水膜挙動の解析的研究

# Numerical Study on the Behavior of Coarse Droplets and Water Films in Steam Turbines

○笹尾 泰洋[*1] 田畑 創一朗[*2] 髙田 亮[*3] 大迫 正樹[*3] 妹尾 茂樹[*2]
SASAO Yasuhiro TABATA Soichiro TAKATA Ryo OSAKO Masaki SENOO Shigeki

**ABSTRACT**

In this paper, a comparison between the diameter of coarse water droplets measured by FRAP-OB on the actual load test of a 0.33 scale steam turbine and the predicted diameters by CFD is reported. The Sauter mean diameter of coarse droplet downstream of the final stage stator blade measured by FRAP-OB was approximately 53-60 micro-meter. This is converted from We number 13 as water droplet diameters calculated numerically based on the steam conditions in the measurement space. The coarse droplet diameter predicted by our Eulerian-Lagrange coupling solver agreed well with the measured droplet diameter. In addition, the erosion distribution of the final stage rotor blade was analytically reproduced by the Eulerian-Lagrangian coupling solver. Correctness of predicted erosion distributions are not directly guarantee the validity of predicted moisture losses of low-pressure steam turbine. However, it is an important step towards a comprehensive understanding of two-phase flow inside steam turbines.

**キーワード：**蒸気タービン，粗大水滴，水膜，オイラーラグランジュカップリングソルバー
**Key Words:** Steam Turbine, Coarse Droplet, Water Film, Eulerian-Lagrangian Coupling Solver

## 1. 序論

当社における近年の蒸気タービン製品群においては、最終段動翼先端周速が 600 m/s を大きく超える、40”/48” 級タービンが主力の一角を担っている。Baumann 則が発表されてから概ね 1 世紀が経過したが、今日の長大化したタービン翼設計においては、湿り損失を構成する熱力学的損失（非平衡凝縮、凝縮損失）と機械的損失（加速損失、捕獲損失、制動損失、ポンプ損失）の総量や内訳が大きく変化している。よって、性能向上とタービン保全の観点から、タービン内部の気液二相流について、より詳細な理解が求められている。

一方、低圧タービン内部を通過する気液二相流においては、均一核生成によって生成される微細水滴の成長と気相との速度非平衡、水滴の壁面捕集に続く気相剪断と回転運動による水膜の移送、水膜の壁面離脱と微細化現象や回転体との再衝突、といった現象が同時に進行している。よって、数値解析スキームの構築においては、空間スケール、時間スケールの異なるマルチフィジックス問題に適応しつつ、ロバスト性を失わないモデルの選定を行うことが肝要となる。

この様な複雑現象を比較的小規模な計算資源上において演算できる手法を構築する目的で、当社では、東北大学、帝京大学と共に、2010 年頃より、オイラー・ラグランジュ連成解析法による、蒸気タービン内部の気液二相流動解析ソルバーの開発に取り組んできた(1)(2)。近年では、蒸気タービン内部で発生する湿り損失の定量的かつ空間的な仕分けに留まらず、動翼やタービン車室において発生するエロージョン分布の予測においても、本手法適用による現象理解に一定の成果が得られつつあるので、本論文において、その適用事例を報告する。

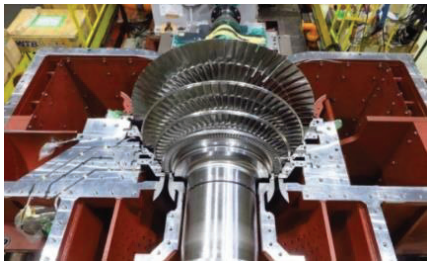


Fig. 1. A four-stage scaled model steam turbine

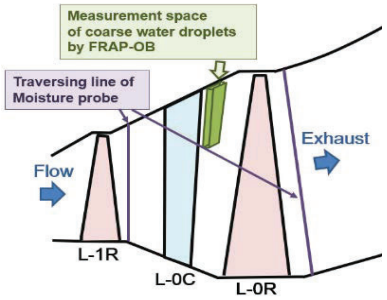



Fig. 2. Measurement areas of fine water droplets and coarse water droplets

*1 三菱重工業株式会社, 茨城県日立市幸町3-1-1
*2 三菱重工業株式会社, 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1
*3 三菱重工業株式会社, 長崎県長崎市深堀町5-717-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

## 2. 試験タービンおよび解析モデル

### 2.1 実流試験供試タービンと計測の概要

図 1 は供試タービンの鳥観写真である。本供試タービンは静動翼列 4 段から構成されており、実機スケールを 0.33 倍した縮小タービンである。実機 LP-end を 0.33 倍した実機模擬段落 3 段と、上流段出口フローパターンを模擬する為の調整段 1 段から構成されている。定格回転数は 9091rpm である。

図 2 は本実流試験にて実施された、湿りプローブによる微細水滴計測のトラバース線と、fast response optical probe for particle measurements (FRAP-OB)による粗大水滴の計測空間の模式図である。なお、OB は後方散乱現象(optical backscatter)を計測原理とすることを意味する。

湿りプローブは、微細水滴の Mie 散乱を計測原理としている。複数波長から構成されるレーザ光群を湿り蒸気に投入すると、水滴はその粒径に応じて、レーザの波長ごとに異なる散乱強度を示す。よって、各波長の減衰率を計測する事で、粒径分布と水滴の数密度が評価され、湿り度が算定される。湿りプローブは、空間的な湿り度分布を把握するだけでなく、最終段による湿分分離率を評価する目的で導入した。計測による湿分分離率は、段落における湿り度増加量と理論値との差分から評価する。

一方、FRAP-OB は、粗大水滴の後方散乱を計測原理としている。レーザ光の焦点に相当する検査空間内を粗大水滴が通過すると、後方散乱光は水滴の粒径と速度に対して特有の時間変化を示す。これを計測し、校正データと比較する事で、粗大水滴の粒径と速度が算定される。FRAP-OB は、その計測原理より、1 つ 1 つの水滴が個別に計測される点が、湿りプローブを大きく異なる。FRAP-OB は、最終段静翼から離脱した粗大水滴の粒径と数密度分布を把握する目的で導入した。

本論文では、湿りプローブによる最終段入口出口の湿り度計測結果と予測値の比較を行い、我々の解析手法による湿分分離解析の有効性を確認する。次に、FRAP-OB から得られた粗大水滴径の計測値と解析値の比較を行い、最終段静動翼列間を飛翔する粗大水滴径が正しく評価されているか確認する。最後に、解析的に算定された粗大水滴挙動に基づき、最終段動翼のエロージョン分布を予測し、実際の減肉量との比較を行った。

### 2.2 数値解法

蒸気タービン内部を通過する湿り蒸気の数値解析においては、過飽和蒸気中から均一核生成によって発生する凝縮核の臨界核半径と数密度を評価し、次に、水滴成長モデルにより流線に沿った水滴成長速度を評価することで液相の質量生成率を算出し、計算領域内に湿り蒸気流れを模擬する手法が広く採用されている。この様な手法は古典凝縮論と呼ばれ、凝縮核生成率 $I$ と水滴成長速度 dr/dt の二項から構成される次式によって定義される。

$$\Gamma = \frac{4}{3}\pi\rho_l\left(Ir_*^3 + 3\rho n r^2\frac{dr}{dt}\right) \tag{1}$$

我々の CFD コードにおいては、オイラー法側の基礎方程式として下式を採用しているが、式中における $\rho\underline{W}_n$ は、ラグランジュ法によって解析された水滴と気相の運動量の交換量に相当する。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + S + H = 0 \tag{2}$$

$$Q = J\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_1 - \rho W_1\\ \rho w_2 - \rho W_2\\ \rho w_3 - \rho W_3\\ e\\ \rho_v\\ \rho\beta\\ \rho n\\ \rho k\\ \rho\omega\end{bmatrix} \qquad F_i = J\begin{bmatrix}\rho W_i\\ \rho w_1 W_i + \partial\xi_i/\partial x_1 p\\ \rho w_2 W_i + \partial\xi_i/\partial x_2 p\\ \rho w_3 W_i + \partial\xi_i/\partial x_3 p\\ (e+p)W_i\\ \rho_v W_i\\ \rho\beta W_i\\ \rho n W_i\\ \rho k W_i\\ \rho\omega W_i\end{bmatrix},$$

$$S = -J\frac{\partial\xi_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial\xi_i}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{1j}\\ \tau_{2j}\\ \tau_{3j}\\ \tau_{kj}w_k + (\kappa+\kappa^t)\partial T/\partial x_j\\ 0\\ 0\\ 0\\ \sigma_{kj}\\ \sigma_{\omega j}\end{bmatrix},$$

$$H = -J\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \rho(\Omega^2 x_2 + 2\Omega w_3)\\ \rho(\Omega^2 x_3 - 2\Omega w_2)\\ 0\\ -\Gamma\\ \Gamma\\ I\\ S_k\\ S_\omega\end{bmatrix}$$

解析ではオイラー法により気相流れ場や湿り度を算出し、次に、ラグランジュ的に追跡する質点がオイラー法に基づいて流れ場に設置される。質点の粒径、質量分布および初速等の初期条件には、オイラー法の解が参照される。質点は計算資源に応じて設置数が制限される為、代表質点(parcel)を採用し、それぞれの質点が計算領域を移動する過程で発生する、連続流体側との運動量交換量が配列に保存される。この運動量交換量は、式(2)によってオイラー法側の支配方程式に Feedback される。この過

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

程を繰り返すことで、蒸気と水滴の速度非平衡に伴う運動量交換を計算領域に再現する、弱連成法を採用した。スキーム上は強連成も採用できるが、蒸気流と水膜流とでは、移送の時間スケールが大きく異なる為である。

ラグランジュ的に解析される水滴の運動方程式は、長尾ら[3]によって提案された以下の多項式から構成される。$F_{DS}$ は真球仮定において水滴に加わる抗力であり、$F_{friction}$ は壁面と水滴の間に働く摩擦力、$F_{centrifugal}$ は回転場における遠心力、$F_{Coriolis}$ はコリオリ力である。なお、抗力係数 $C_D$ は、広範な粒子レイノルズ数に対応するため、Morsi ら[4]の経験式を採用した。

$$m\frac{dw_d}{dt} = \frac{1}{2}F_{DS} + F_{friction} + F_{centrifugal} + F_{Coriolis} \qquad (3)$$

$$F_{DS} = \frac{1}{2}C_D A\rho_v |w_d| w_d$$

$$F_{friction} = -k_f W_L A$$

$$F_{centrifugal} + F_{Coriolis} = \begin{pmatrix} 0 \\ m_d\Omega^2 x_2 + 2m_d\Omega w_{dz} \\ m_d\Omega^2 x_3 - 2m_d\Omega w_{dy} \end{pmatrix}$$

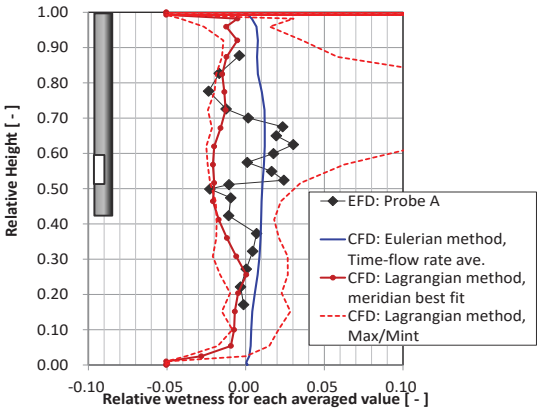
## 3. 解析結果

### 3.1 湿り度計測結果との比較

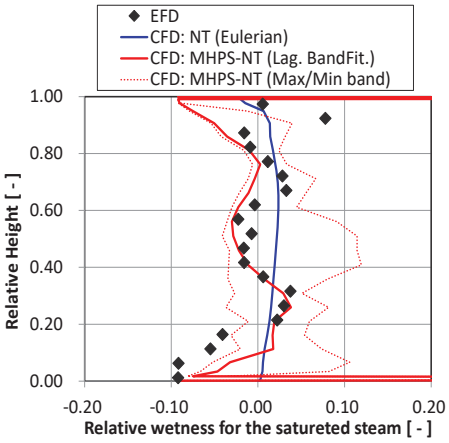
図 3(a), (b)は、それぞれ L-1R 下流および L-0R 下流で計測された湿り度分布(◆EFD)と、我々の解析手法により予測された湿り度分布の比較である。計測値は翼高さ方向に複雑な分布を有しているが、気液間の速度非平衡を考慮しないオイラー法では、湿り度は翼高さ方向に平坦な分布(青線)を示している事が分かる。一方、速度非平衡が考慮される、オイラー・ラグランジュ連成解法(赤線)では、翼高さ方向の湿り度変化を、より詳細に再現していることが確認できる。解析的に得られた動翼出口の湿り度は周方向に偏在している。そこで、周方向湿り度の最大値と最小値は図中において赤い破線で示した。赤の実線で示した湿り度分布は、湿りプローブのトラバース線上と同一で予測した湿り度である点に注意されたい。

ところで、L-1R 下流の湿り度分布においては、相対高さ 0.50~0.70 付近の計測湿り度と解析湿り度との間に大きな誤差が確認できる。これは、L-1R のスタブ構造(翼の連結構造)が、解析モデルにおいて省略されており、スタブ下流の流出角が、正しく再現されていないことに起因すると考える。解析湿り度は、相対高さ 0.50~0.85 の領域で大きな振れ幅を有しており、流出角の誤差は湿り度の予測値に大きな誤差をもたらす。ただし、スタブ下流以外の領域においては、計測された湿り度分布の定性的な凹凸や絶対値は、概ね良好に一致する事が確認できた。

図 4 は、タービン入口温度を変化させた場合の L-1R 下流および L-0R 下流における湿り度計測値と解析値の比較である。殆どの温度条件において凝縮が発生する L-1 段では、水滴と気相の速度スリップが殆ど無視でき、また除去される湿分の絶対値事態も小さいため、計測値とオイラー法による予測値との間に大きな誤差は認められない。しかし、微細水滴のザウタ平均水滴径が 1.0μm 前後に到達する L-0R 下流においては、水滴と気相の速度非平衡は無視できない為、湿分捕集を考慮できるオイラー・ラグランジュ法による湿り度予測値方が、実測値の湿り度変化をより定性的に再現する結果となった。解析では、全液相流量のうち 15.9%が，L-0R$_{out}$ に到達することなく排気室へ排出された。

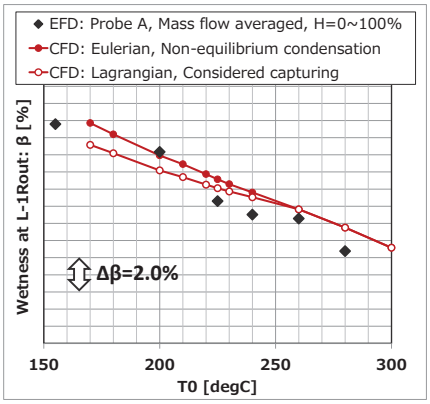



(a) at L-1R$_{out}$ [(1)]



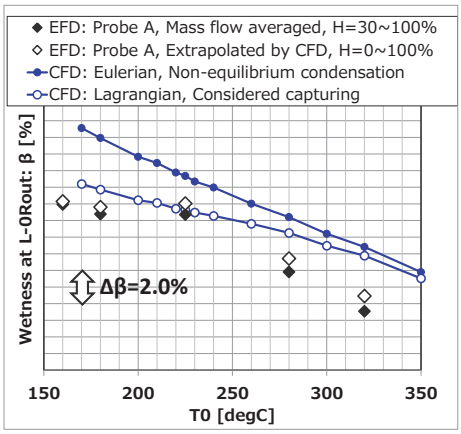

(b) at L-0R$_{out}$

Fig.3 Span-wise relative wetness distribution




(a) at L-1R$_{out}$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.




(b) at L-0R$_{out}$

Fig. 4 Mass flow-averaged wetness at stage outlet versus turbine inlet temperature.[1]

### 3.2 粗大水滴計測結果との比較

図 5 は FRAP-OB によって計測された、最終段静翼下流の粗大水滴流量分布とその水滴径分布の一例である。計測は、流れ方向 2 点、高さ方向 30 点、周方向 19 点、計 1140 点で実施された。左図において明るく色づけされた領域は、粗大水滴総量の高い領域であり、翼の後縁から離脱した粗大水滴や、静翼背面から隔離した水膜に起因する粗大水滴を多く含む領域である。この領域において計測された粗大水滴径分布は、サンプル数不足による凹凸があるものの、抜山棚沢分布型の数密度分布を呈している様に見える。計測された粗大水滴のザウタ平均径は 53~60μm の範囲であった。

本解析手法では、微細化後の粗大水径は、工学的に広く用いられている We 数を用いた下式によって与える。We 数は、湿り空気翼列試験[5]において実測された Sauter 平均水滴径に基づいてバリデーションが実施されており、本解析手法向けに(We＝) 13 を採用している。

$$D_d = \frac{We \cdot \sigma_l}{\rho_v \cdot W_d^{\,2}} \qquad (4)$$

解析では、静翼後縁に到達した質点は、直径 1000μm、初速 1m/s の超粗大水滴として、翼後縁の境界層外側の計算格子上に設置される。この時、気相と水滴の速度スリップに基づき、式(4)から代表水滴径が決定され、運動方程式が解かれる。次の time-step でも同様に、気相と水滴の速度スリップに基づき水滴径を決定するが、水滴径は小さくなることはできるが、大きくなることはない、との仮定を導入する。即ち、殆どの水滴は、壁面を離脱した直後か、翼後流から高速流側へ移動した場合にのみ、その粒径が小さくなる方向に変化する。この様な仮定を導入する事で算出された粗大水滴径分布が図 6 である。本節からも明らかな様に、本手法では、極めて単純化された手法によって粗大水滴径が決定されており、水滴微細化モデルの導入による高精度化が今後の課題である。

図 7 は周方向に流量平均された、翼高さ方向の粗大水滴粒径分布とマッハ数の分布である。計測された Sauter 平均水滴径は、翼高さ方向に対するばらつきが小さく、CFD による予測値は、外周側に近づくほど、水滴径が大きくなる傾向を示した。

一方、図中の青線は、超音速ピトー管によって計測されたマッハ数分布と、気相流速に基づき、CFD による粗大水滴径予測値を補正した場合のザウタ平均水滴径分布である。補正後の水滴径分布が実測値と良好に一致することから、We 数 13 による平均水滴径の概算自体は大きな誤差要因ではなく、オイラー法による気相側の解析誤差が、粗大水滴径を過大評価した直接的な要因と考える。

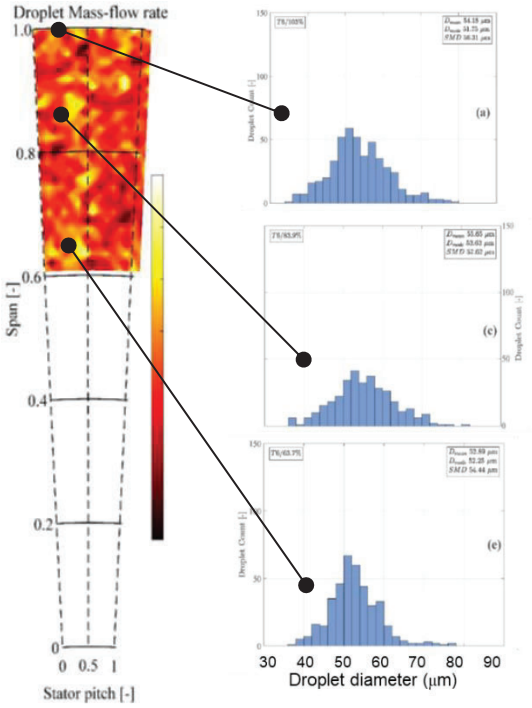



Fig. 5 Measured droplet mass-flow rate(a) and droplet diameter distributions

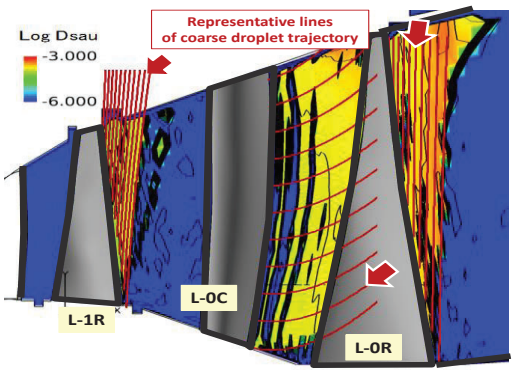



Fig. 6 Predicted Sauter mean diameter (D32) distribution. Red lines are the flow rate averaged trajectories of coarse droplets. D32 in the uniform blue area is less than 1 micrometer.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

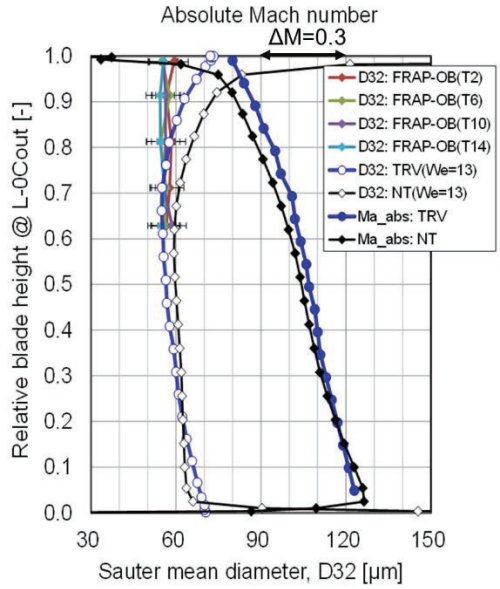



Fig. 7 Measured Sauter mean diameter of coarse water droplet and Mach number distributions at L-0$C_{out}$.

### 3.3 L-0R 前縁エロージョンの予測結果

最終段動翼の前縁において発生するエロージョンは、一般に最終段静翼の後縁や、静翼外輪部から離脱した水膜が衝突することによって発生すると考えられている。しかし、最終段動翼前縁のエロージョン量は、周速の大きな外周で最大となる場合もあれば、中間高さ付近や翼外周よりもやや内周側で最大値を示す場合もある。即ち、減肉量分布が形成される機序を理解することが、エロージョンの伸展速度を予測し、管理する上で重要となる。しかしながら、今日においても、動翼エロージョンを引き起こす粗大水滴の空間的な分布や発生源を包括的に計測した事例は少なく、解析的評価については学術的にも稀である。そこで、本研究では、最終段動翼前縁に到達する粗大水滴の発生源を解析的に分離した。

図 8 は、CFD によって解析的に分離された、最終段静翼翼面およびその内外輪上を通過する水膜流量の割合である。最終段静翼による湿分分離は、プロファイル背側において多く発生しており全体の 42.7%を占める。次に大きな割合を占めるのが、L-1R から L-0C 外輪に供給される粗大水滴に起因する水膜であり、全体の 28.6%を占める。図 6 に示す通り、L-1R を離脱した粗大水滴は、L-1R 下流の外周側に設置されたドレン除去ポケットによって回収されるものと、ドレン除去ポケットの下流側に後逸されるものとに分かれる。L-1R 表面を移送される水膜は、L-1R 自身が捕獲した微細水滴に加え、L-1C が捕集し粗大水滴として L-1R に供給する湿分も含まれている為、水滴の初生がより上流段で起こる低温条件程、最終段静翼外輪を通過する水膜の割合は増加することになる。そして、最終段静翼外輪を通過する水膜は、二次流れによって、ほぼ全量が最終段静翼背側に巻き込まれ、縮流となって静翼後縁へ運ばれる。この為、最終段静翼後縁の半径方向の水膜流量分布は、二次流れと主流側限界流線とが縮流する領域において最大となる。この様な水膜流の痕跡は、蒸気タービンの点検開放時に、極めて明瞭な流跡(酸化スケールや液相に溶出したシーリング材等の残留物)として、しばしば観察されることがある。

図 9 に、最終段動翼前縁の減肉量評価方の模式図である。減肉量分布は、無作為抽出された 7 本の最終段動翼に対して、翼高さ 55%から 100%に掛けて 12 断面で計測した。本研究における Erosion 量 $L_E$ は、設計断面形状と計測断面形状の差分である減肉面積 $A_E$ を翼前縁円弧直径 $D_{LE}$ で除した、下式で決定した。

$$L_E = A_E / D_{LE} \quad (5)$$

図 10 は、翼高さ方向の Erosion による減肉量分布と CFD による粗大水滴の流量および衝突速度分布から算出された減肉量分布の比較である。実測値については計測翼 7 本の算術平均値を黒の実線で示した。また、オイラー法から得られた最終段静翼入口の湿り度分布と捕集率に基づき、推算された理論減肉量の分布を青の実線で示した。エロージョン量の評価式については、社内モデルを用いたが、本紙への掲載は割愛する。

本実流試験条件では、最終段静翼の 50%高さ付近で微細水滴の捕集率が高いことが、湿り度分布と解析から突き止められている[1]。この為、50%高さ付近より離脱する粗大水滴量が相対的に多くなる。最終段静翼を離脱した粗大水滴は、気相流れに沿って概ね接線方向に運動する為、動翼前縁の粗大水滴流量分布は、静翼後縁の水膜流量分布を半径方向に移動した分布となる(図 6 の粗大水滴挙動を参照されたい)。これが、動翼 65%高さ付近に緩やかなピークが形成される要因となっている。また、図 8 より、二次流れ由来の水膜流量は、最終段静翼プロファイル上で捕集される微細水滴の総量の半分未満である。二次流れ由来の粗大水滴は、動翼外周付近に到達し、先端付近の減肉量を増加させることが分かった。オイラー法から算出された湿り度分布に基づく理論減肉量は、65%高さ付近の減肉量のピークや、100%高さ付近の減肉量の急激な増大を全く再現できていない。一方、最終段静翼の水膜流量分布と粗大水滴挙動とが加味された CFD 予測値(青の破線)は、実際の減肉量分布を良好に再現できることが確認できた。

図 11 は、いくつかの代表的なエロージョン予測モデルに、CFD から得られた粗大水滴流量分布と衝突速度を入力した場合の減肉量予測である。これらのモデルに代入すべき材料定数が不明の為、100%高さの減肉量を計測値で正規化して横並べした。Heymann(1992)のモデルは減肉量分布を最も定性的に再現したが、50%高さ付近のピークは殆ど確認できなかった。図 11 に列挙したモデルは、水滴径の影響指数が小さいことが誤差要因と考える。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.

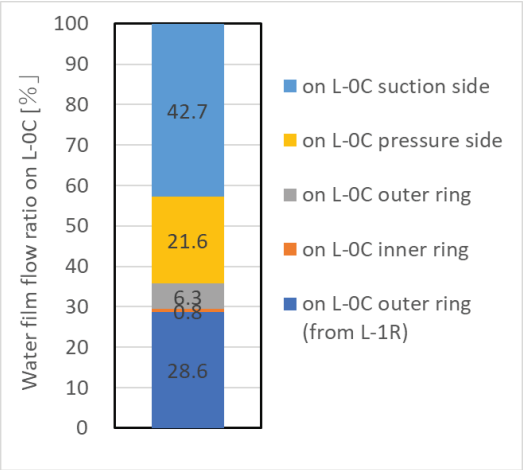



Fig. 8 Water film flow ratio on the surface of the final stage stationary blade

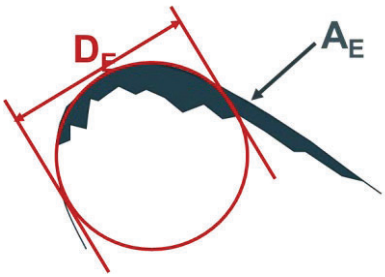



Fig. 9 Definition of wall loss

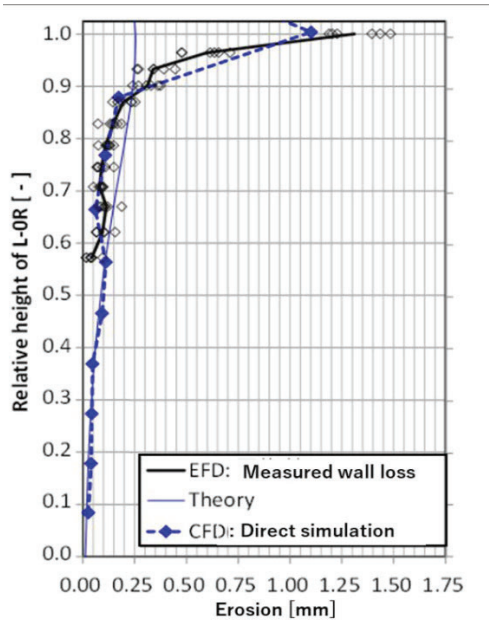



Fig. 10 Comparison of measured metal loss and CFD prediction

1) Gloger (1970) $R_e = C_2 \frac{Y^2 {v_{rel}}^3}{P_0}$

2) Heymann (1992) $R_e = C_1 {v_{rel}}^{4.8} d^{0.67}$

3) TTI (2003) $R_e = C_2 \frac{Y^2 {v_{rel}}^{4.8} d^{0.67}}{P_0}$

4) GEC (1983) $R_e = d^{1.6}\left(v_d - v_{tip}\right)^{2.45} A \left(\frac{WT}{A}\right)^{0.7}$

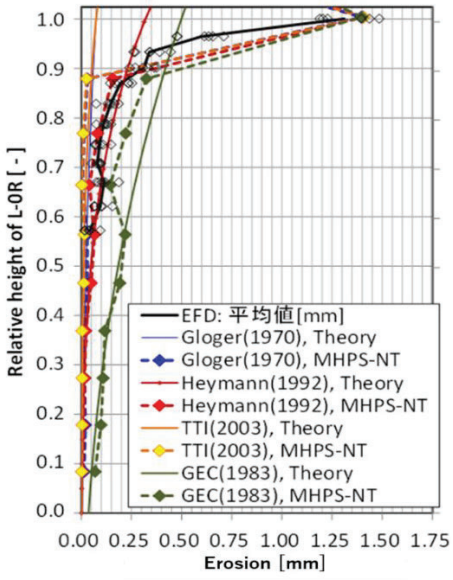



Fig.11 Comparision of erosion models

## 5. 結論

非平衡凝縮による微細水滴の初生から、湿分捕集、水膜移送、粗大水滴の挙動と再衝突までを包括的に解析できる、オイラー・ラグランジュ連成ソルバーを用いて、低圧蒸気タービン内部の微細水滴径分布、粗大水滴径およびエロージョン量までを包括的に予測した。

湿り度分布については計測値と良好な一致を見たものの、粗大水滴径については、実測値と予測値の間に誤差が認められた。これは、オイラー法による最終段静翼下流の流れ場予測の誤差に起因する可能性がある。エロージョン量予測については、局所的な誤差は認められるが、殆どの翼高さにおいて定量的に減肉量が再現され、翼高さ方向の減肉分布のトレンドについて、定性的な一致が見られることを確認した。

## 参 考 文 献

(1) Sasao, Y., Segawa, K., Kudo, T., Takata, R., Osako, M. and Yamamoto, S., Wetness Measurement and Droplet Transport Analysis in Actual Steam Test on a Scaled Low Pressure Turbine. Proc. ASME Turbo EXPO 2020, GT2020-16117(2020).

(2) Sasao, Y., et al. “Eulerian-Lagrangian Numerical Simulation of Wet Steam Flow through Multi-Stage Steam turbine,” Proc. ASME Turbo EXPO 2013, GT2013-95945(2013).

(3) Nagao, S., “Study on Behavior of Wet Steam in Steam Turbine for Improvement of Performance and Reduction of Blade Erosion, PhD Thesis, Dept. of Mechanical Engineering”, Waseda Univ., 2006, Japanese.

(4) Morsi, S. A., et al. “An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems”, Journal of Fluid Mechanics, 55(2): 193-208, 1972.

(5) Sasao, Y., Miyake, S., Tabata, S., Segawa, K., Takata, R. and Yamamoto,S., Coarse Droplet Measurement and Wet Loss Analysis on the Wet Air Flow Through the Subsonic Blade Cascade Channel. Proc. ASME Turbo EXPO 2019, GT2019-91928(2019).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.164, 2025/10/07.