第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 A-1

コルゲートインピンジメント冷却の伝熱特性

Heat Transfer Characteristics of Corrugated Impingement Cooling

○坂田 篤哉[*1] 伊藤 竜太[*1] 水上 聡[*1] 若園 進[*1]
SAKATA Atsuya ITO Ryuta MIZUKAMI Satoshi WAKAZONO Susumu

ABSTRACT

In order to improve the performance of a gas turbine, it is important to cool hot gas path parts with a small amount of air. However, if the cooling air is reused in impingement cooling, the spent air of jets forms crossflow which affects other downstream jets negatively, and the cooling performance decreases. Therefore, the corrugated wall impingement, which can trap the crossflow in the corrugations between impingement jets to reduce crossflow effects, is useful. This paper describes the experimental results of heat transfer characteristics of corrugated wall impingement.

キーワード： ガスタービン，インピンジメント冷却，クロスフロー，先進冷却構造
Key Words: Gas Turbine, Impingement Cooling, Crossflow, Advanced Cooling Structure

1. はじめに

昨今，CO2 排出量削減の観点から，再生エネルギーによる電力供給が計画及び実行されているが，自然変動の避けられない不安定電源であり，電力系統に急激な周波数変動や負荷変動が生じる等の懸念もある。そのため地球環境保全及びエネルギー安定供給の観点から，従来火力と比べ高効率かつ運用性に優れるガスタービンコンバインドサイクル発電（以下，GTCC）の重要性がより高まってきている。

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，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 GTCC の更なる高効率化のため，種々の研究開発に取り組んでおり，タービン翼については，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ている。そのような高性能な冷却翼においては，空気が十分にヒートアップし，その冷却能力を使い切るまで冷却空気を使い回す構造となることがある。

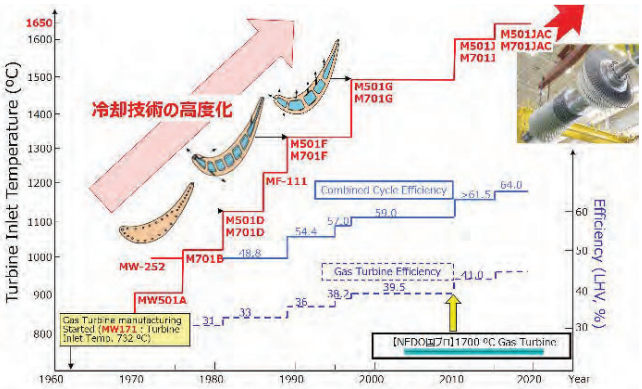


Fig. 1 Evolution of MHI Large Frame Gas Turbine

タービン翼の主な冷却要素の一つであるインピンジメント冷却は，よどみ点熱伝達率が非常に高いというメリットがある一方で，冷却に使われた噴流がクロスフローとなって下流の噴流に干渉し，その冷却性能を低下させることが知られている。冷却能力を使い切るまで冷却空気を使い回す場合，ヒートアップした多量のクロスフローが発生するため，下流における噴流の冷却性能を著しく低下させることが懸念される。そこで，下流の噴流に干渉しないようクロスフローの排出流路を確保したコルゲートインピンジメント冷却を考案し，その有効性を確認した。

本稿では，コルゲートインピンジメント冷却の伝熱特性を実験的に調査した結果について報告する。

*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 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 試験装置

図 2 に空気系統を示す。試験装置はコンプレッサー，バルブ，オリフィス流量計，圧力容器からなっており，空気系統はインピンジメント空気系統とクロスフロー空気系統の二系統がある。コンプレッサーから圧縮空気を各系統へ供給し，バルブにて空気の流量及び圧力を調節する。空気流量はオリフィス上流の空気温度および圧力とオリフィス上下流の圧力差から計算される。インピンジメント空気は入口チャンバーに入り，供試体プレートのインピンジメント孔を介して供試体部に供給され，クロスフロー空気は入口チャネルを介して供試体部に供給される。各系統の空気温度は供試体部入口に設置した熱電対で計測しており，入口における流速およびレイノルズ数を算出するのに使われる。インピンジメント空気とクロスフロー空気は供試体内部で合流し出口系統に排気される。高圧条件下で実験を行うため，試験供試体と薄膜ヒータを含む供試体部は圧力容器内に格納した。圧力容器には空気の給排気系統のほか，IR カメラでの温度計測用の赤外線透過窓用フランジおよびセンサ取り出し用のフランジを設けた。赤外線透過窓には，透過する波長範囲および強度の点から CaF2(フッ化カルシウム)を用いた。

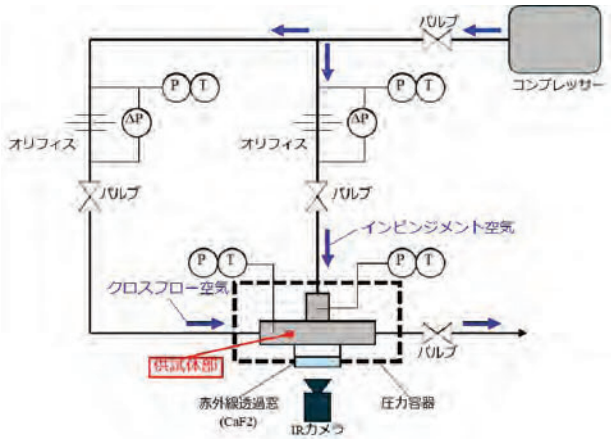


Fig. 2　Flow Diagram of Facility

図 3 に供試体部，図 4 に供試体プレートを示す。インピンジメント空気は供試体プレートを通して供給され，薄膜ヒータに衝突する。薄膜ヒータはハステロイ製であり，板厚が非常に薄く(0.25mm)，電気で均一に加熱可能である。供試体プレートや流路部品を入れ替えることでパラメータを変化させることができる。

表 1 に試験パラメータと供試体プレートの寸法パラメータを示す。レイノルズ数は 10,000，噴流に対するクロスフローの流速比 Uc/Uj は 0～0.3 である。これは流量比 Gc/Gj で 0～3.6 に相当する。孔径 D に対する孔間隔 X，壁面距離 Z，コルゲート高さ H はそれぞれ 12.5，3.5，9 である。また，比較のために通常の平板形状でも試験を実施した。

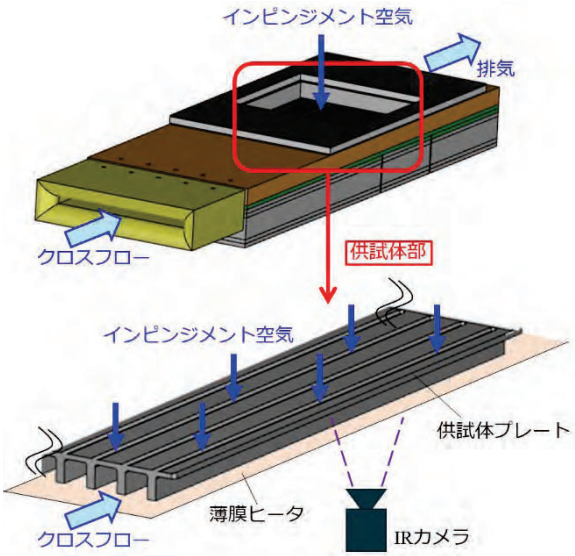


Fig. 3　Test Section

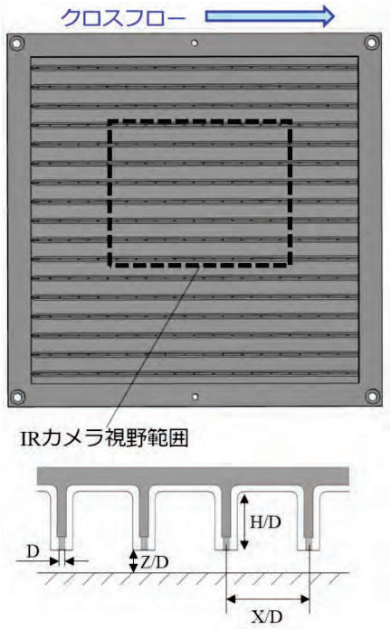


Fig. 4　Corrugated Wall Test Piece

Table 1　Experimental Parameters and Geometrical Parameters

		コルゲート	(参考) 平板
レイノルズ数 [-]	Re_D	10,000	10,000
クロスフロー流速比 [-]	Uc/Uj	0～0.3	0～0.3
クロスフロー流量比 [-]	Gc/Gj	0～3.6	0～1.1
孔間隔 [-]	X/D	12.5	12.5
壁面距離 [-]	Z/D	3.5	3.5
コルゲート高さ [-]	H/D	9	—

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3. 計測手法

図 5 に計測手法を示す。本研究では，薄膜ヒータと IR カメラを用いた定常法にてコルゲートインピンジメント冷却の熱伝達率を計測した。薄膜ヒータを電気で均一に加熱し，温度が安定した後，薄膜ヒータ表面の温度分布を裏面から IR カメラで撮影した。熱伝達率 α は次式で表される。

$$\alpha = q_t / (T_w - T_j) \quad (1)$$

ここで，qt，Tw，Tj は，それぞれ薄膜ヒータの熱流束，壁面温度，インピンジメント空気温度である。熱伝達率は次式で与えられるヌセルト数 Nu に変換される。

$$Nu = \alpha D / k \quad (2)$$

ここで，k は空気の熱伝導率である。インピンジメント冷却の構造上，噴流が当たる面を IR カメラで計測することは困難であるため，裏面の温度分布を計測した。なお，本試験で得られる面平均熱伝達率の合成不確かさは約 6%である。

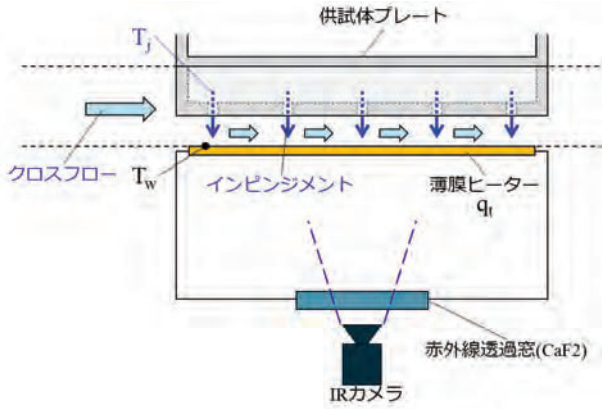


Fig. 5　Test Method

4. 試験結果

図 6 にコルゲートインピンジメント冷却における各クロスフロー流速比 Uc/Uj の熱伝達率コンターを示す。ここでクロスフローは左から右に流れている。Uc/Uj=0.03 はクロスフロー系統から空気を供給していない条件である。本試験の計測対象である供試体中央部では，上流のインピンジメントの空気がクロスフローとして排出されるため，Uc/Uj は 0 にならない。コルゲートインピンジメント冷却の熱伝達率分布のパターンは Uc/Uj が 0.3 を超えても大きく変化しないことを確認した。

図 7 にクロスフロー流量比 Gc/Gj に対するヌセルト数比 Nu/Nuo を示す。ここで，Nuo は Uc/Uj=0.03 の時のヌセルト数を示す。平板インピンジメント冷却では Gc/Gj が 0.5 以上でヌセルト数が低下しているのに対し，コルゲートインピンジメント冷却では Gc/Gj が 1.0 でもヌセルト数が低下しておらず，クロスフローによる熱伝達率の低下が小さいことを確認した。

図 8 にクロスフロー流速比 Uc/Uj に対するヌセルト数比 Nu/Nuo を示す。クロスフロー流速比の増大に伴い，平板インピンジメント冷却とコルゲートインピンジメント冷却のヌセルト数は同様に低下している。このことから，コルゲートインピンジメント冷却は，孔間の凹凸部がクロスフローの排出流路として機能し，クロスフローの流速が下がることで，下流におけるインピンジメント冷却の熱伝達率低下を抑える効果があることが分かった。

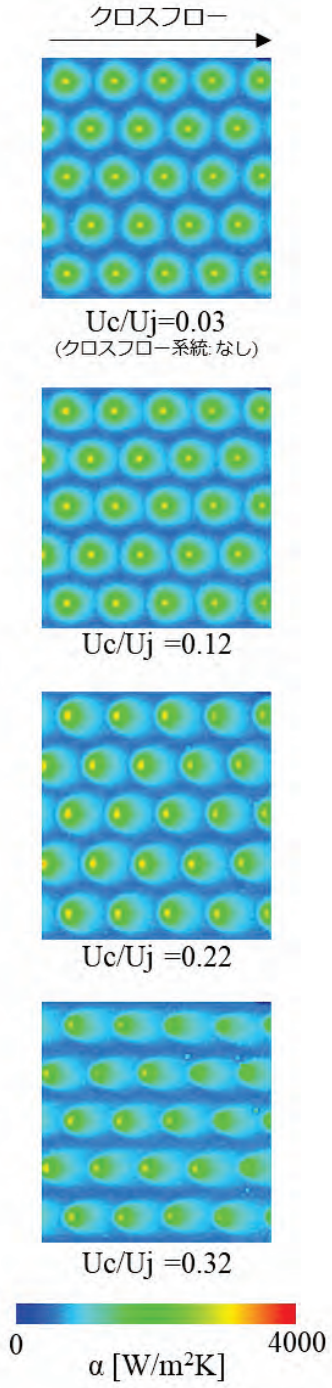


Fig. 6　Detailed Heat Transfer Coefficient Distribution of Corrugated Wall Impingement

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

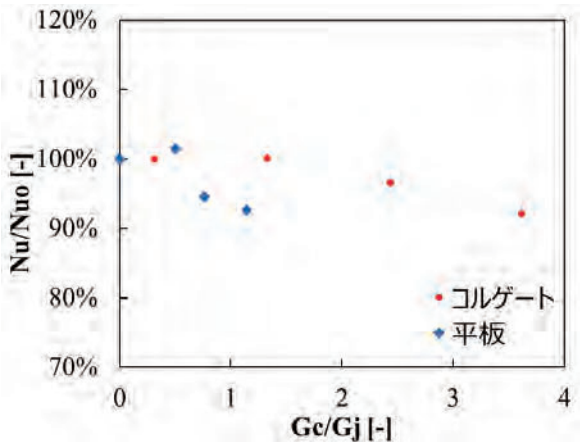


Fig. 7　Normalized Nusselt Number for Mass Flow Rate Ratio, Gc/Gj

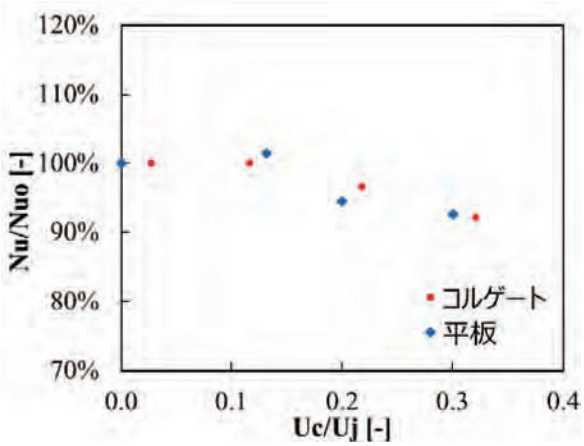


Fig. 8　Normalized Nusselt Number for Velocity Ratio, Uc/Uj

5. まとめ

ガスタービンの性能向上のためには，少ない空気量で高温ガスにさらされるタービン翼を冷却することが重要であり，そのような高性能な冷却翼においては，空気が十分にヒートアップし，その冷却能力を使い切るまで冷却空気を使い回す構造となることがある。インピンジメント冷却は，冷却に使われた上流の空気がクロスフローとなって下流の噴流に干渉し冷却性能が低下することが知られており，冷却能力を使い切るまで冷却空気を使い回す場合，ヒートアップした多量のクロスフローが干渉するため，下流における噴流の冷却性能を著しく低下させることが懸念される。そこで，下流の噴流に干渉しないようクロスフローの排出流路を確保したコルゲートインピンジメント冷却を考案し，その伝熱特性を実験的に調査した。

結果，コルゲートインピンジメント冷却は通常の平板インピンジメント冷却に対して，クロスフローによる熱伝達率の低下が小さく，その有効性について検証することができた。今後，コルゲートインピンジメント冷却の各種パラメータを変えて試験データを取得し，その伝熱特性を詳細に把握すると共に，より高性能な冷却構造の開発を進めていく所存である。

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.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-2

ガスタービン翼の連成伝熱解析
—ふく射熱伝達の影響評価—

Conjugate Heat Transfer Calculation of a Gas Turbine Blade
- Assessment of Influence of Radiation -

*高橋 俊彦[*1]　酒井 英司[*1]　藤井 智晴[*1]　泰中 一樹[*1]
TAKAHASHI Toshihiko　SAKAI Eiji　FUJII Tomoharu　TAINAKA Kazuki

ABSTRACT

This paper reports on numerical investigation of influence of radiation on overall heat transfer characteristics of a TBC-coated and film-cooled rotor blade in a 1300 degrees C class power generation gas turbine. Steady-state numerical analysis of conjugate heat transfer, coupling heat conduction calculation inside the blade with CFD calculations around the blade and of internal cooling, is applied to evaluate the heat transfer characteristics. Calculation of radiation intensity using the discrete ordinate method with the WSGG (weighted sum of gray gases) model is implemented in the CFD. The computations do not predict large difference in spatial averaged blade temperature between cases with and without radiation, as expected. But, in a region of high film cooling effectiveness, the fraction of radiative heat flux to total heat flux increased, and a significant increase in local convection heat transfer coefficient was estimated compared to the case without radiation.

キーワード： ガスタービン翼，数値解析，連成伝熱，ふく射，対流
Key Words: Gas Turbine Blade, Numerical Analysis, Conjugate Heat transfer, Radiation, Convection

1. はじめに

ガスタービン翼の耐久性には，運転時の温度分布が支配的な影響を及ぼす。この温度分布の評価には，通例，風洞試験による熱伝達率の計測結果や数値流体力学（CFD）などの数値計算結果が適用されるが，ガスタービン翼まわりの流れはレイノルズ数が比較的高く，対流熱伝達の影響が大きいことから，ふく射熱伝達については，直接考慮されないことも多い[例えば(1)]。試験においては，対流熱伝達，ふく射熱伝達，熱伝導が共存する実機環境の再現や計測が難しいこともその一因であると考えられる。

ガスタービン翼の伝熱特性を評価するための数値解析には，近年，翼まわり流れや翼内部の冷却流（流体領域）の CFD 解析と翼構造体（固体領域）の熱伝導解析を統合した連成伝熱（CHT）解析モデルの適用が進んできた[(1)-(8)]。著者らも，流入ガス温度が 1300℃レベルの発電用ガスタービン動翼を模擬した，遮熱コーティング（TBC）が施工されたフィルム冷却動翼について，CHT 解析モデルを構築して，温度分布などの数値計算を行っている[(8)]。

本報では，上記 CHT 解析モデル[(8)]に，燃焼ガスによるふく射強度の解析を連成させた解析モデルを構築して定常解析を行い，同ガスタービン動翼の伝熱特性におけるふく射熱伝達の影響を調べた結果を示す。

主な記号

h	熱伝達率, W/(m^{2}K)
q	熱流束（対流およびふく射の合計）, W/m^2
LE, TE	翼前縁，翼後縁
PS, SS	圧力面，負圧面
s, S	翼前縁を起点とした翼面上の距離（正圧面：正，負圧面：負）およびその翼後縁までの距離, m
T	温度, K
θ	無次元温度 $(T - T_c) / (T_g - T_c)$
η	フィルム冷却効率 $(T_g - T_{ad}) / (T_g - T_c)$

添え字

a	翼面平均
ad	断熱条件
c	冷却空気，あるいは対流
g	流入燃焼ガスにおける平均値
m	TBC トップコートとメタルの界面
r	ふく射
ref	TBC トップコート厚さ 300μm の計算結果
t	対流による寄与とふく射による寄与の合計
w	翼の TBC 表面

*1 一般財団法人 電力中央研究所
〒238-0196　神奈川県横須賀市2-6-1
E-mail: tosihiko@criepi.denken.or.jp e-sakai@criepi.denken.or.jp t-fujii@criepi.denken.or.jp tainaka@criepi.denken.or.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 解析モデル

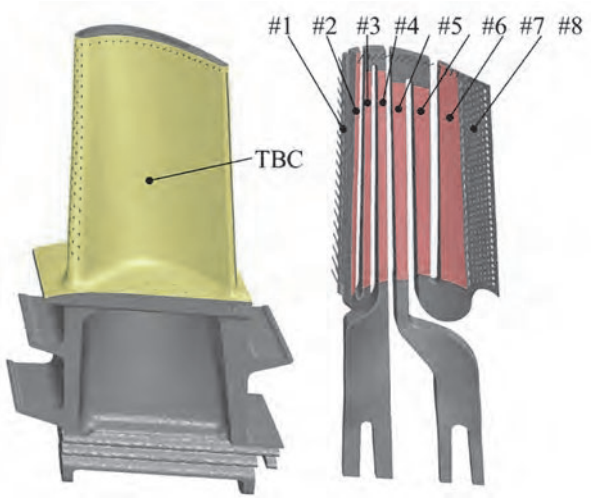
2.1 解析対象

図 1 に，解析対象としたガスタービン動翼のデジタルモックアップのサーフェスモデルを示す。本動翼の弦長は，翼高さ中央付近でおよそ 0.1m 程度，翼部の高さはおよそ 0.16m である。図 1(a)に黄色で示す翼面およびハブ面に TBC が施工される。TBC は翼の代表寸法に対して薄いため，本解析では，TBC を形状としては再現していない。また，図 1(b)に示す通り，本動翼は，翼内部のサーペンタイン流路#1～#7，後縁部のピンフィン付き流路#8 により対流冷却，さらにフィルム冷却される。冷却空気は，クリスマスツリー部の底面から流入して，翼内部冷却流路#1～#8 を通過して，前縁部ならびに圧力面翼端付近のフィルム冷却孔および後縁の孔から翼外に流出する。図 1(b)では，翼内部冷却流路を平滑面で構成しているが，後述する数値計算では，流路#2～#7 の壁面（図 1(b)に赤色で表示）には，表 1 に示す乱流促進体（以下 リブ）の設置を想定する。

2.2 CHT 解析

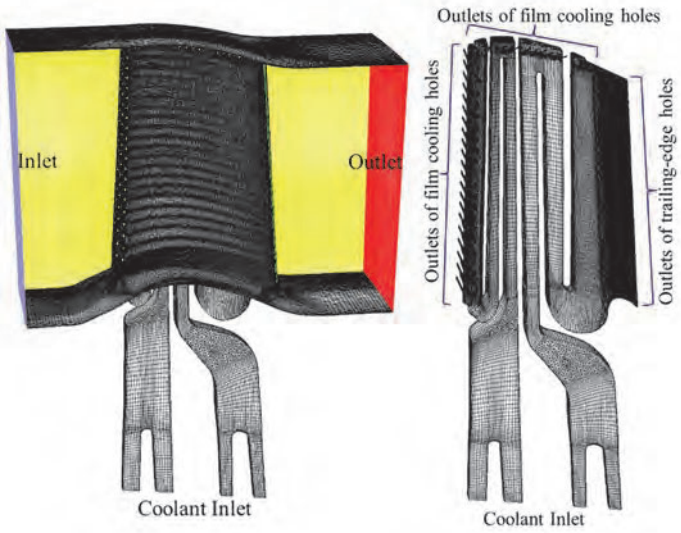
既報[8]で構築した翼まわり流れの対流熱伝達，翼構造部の熱伝導，および内部冷却（対流熱伝達）の CHT 解析モデルに，ふく射熱伝達を連成させて定常解析した。商用コード FLUENT を用いて，CFD には，定常圧縮性流れの RANS 解析を SIMPLE 法で実行した。渦粘性の計算には k-ωSST モデル[9]を，乱流熱流束の計算には渦粘性に基づく代数モデルを用いた。CFD の支配方程式は，タービン回転数（3600RPM）の回転座標系に基づく。作動流体は，H_2O，CO_2，O_2，N_2 からなる混合気体（後述の通り，流入境界では CH_4 の燃焼ガスおよび空気）を仮定して，各化学種濃度の輸送方程式を解いた。これらとともに，ふく射強度を，空間を立体角に分割して各方位に対して輸送方程式を解く discrete ordinate（DO）法[10]で計算した。ふく射による熱流束をエネルギー輸送方程式の生成項に加えることで，ふく射を考慮した。熱伝導解析は，CFD のエネルギー輸送方程式から速度や乱流量を排した熱伝導方程式を解いた。翼面およびハブ面における TBC の遮熱効果は，Caloni and Shahpar[11] と同様に，TBC トップコートの熱抵抗（厚さ／熱伝導率）を壁面セルに与えて，壁面垂直方向 1 次元の熱伝導解析で評価した。

図 2 に，CFD 解析領域の表面メッシュを示す。本解析は，動翼列内に設置された動翼 1 枚とその内外の流体領域を対象としており，黄色で示す面は，隣接翼間の周期境界である。解析メッシュには，6 面体セル，4 面体セルおよびプリズムセルを用いて，CFD 解析領域の，翼まわりにおよそ 1277 万セル，翼内部冷却流路におよそ 78 万セルを生成した。熱伝導解析領域の翼構造体には，およそ 712 万セルを生成した。なお，CFD 解析領域の翼面およびハブ面の近傍では 6 面体セルあるいはプリズムセルを積層して，翼面に最も近い計算点は y^+～1 とした。



(a) Exterior (b) Internal cooling passages

Fig.1 Digital mock-up of the blade



(a) Around the blade (b) Internal cooling passages

Fig.2 Surface meshes for CFD

Table 1 Properties of rib turbulators on the cooling passages

Angle	～45deg. to flow direction
Height	1 mm
Pitch	1 cm 3 mm only for path #7

Table 2 Inlet flow conditions

	Mass flow rate	Total temp.
Blade inflow	374 kg/s	1561 K
Coolant	11 kg/s	660 K

2.3 解析条件

翼まわりおよび内部冷却流路の流入境界に全温，流量，乱れ度および乱れの長さスケールを設定し，流出境界では静圧を与えた。表 2 には，それらの流入条件を示す。ふく射熱伝達および TBC トップコート厚さに関わる条件を除き，既報[8]と同じであるため，その詳細は割愛する。翼まわりの流入境界では，CH_4 を燃料とした燃焼ガ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

ス組成を与え，冷却流路の流入境界では，空気の組成を与えた。混合気体の粘性係数，熱伝導率，比熱は，各化学種の質量分率から計算した。また，ふく射物性（吸収係数）は，WSGG モデル[12]を用いて化学種濃度に応じて計算した。DO 法に関わる立体角は，八分儀を N×N（N は方位角，頂角の分割数，全方位に対しては 8×N×N）に分割して与えた。本解析では，事前にN=2～6 での解析を行い，翼面平均熱流束に変化がほぼ無くなる N=4 とした。

翼の熱伝導解析では，構造材料に Ni 基超合金を想定した熱伝導率および比熱を温度に関する多項式で与えた。TBC ボンドコートは，金属（メタル）であるため，構造材と同等の熱伝導率を仮定した。TBC トップコート（セラミクス）については，熱伝導率を 0.8W/(mK)，厚さをそれぞれ 100μm, 300μm および 500μm として解析した。ふく射強度の計算では，TBC が施工される翼面およびハブ面で放射率 0.8 の拡散反射面とした。

なお，図 1(b)に示したリブ設置面では，既報[8]と同じく粗さ関数を用いた伝熱相関式[13]を用いて，表 1 のリブ設置条件, 流路形状, および流路内流れのレイノルズ数，温度，密度に基づいて熱伝達率を推定して，壁面での熱流束を修正した。上記以外の，ハブ面よりもタービン回転軸側の固体面では，伝熱量が相対的に小さいため，本解析では簡単のため，断熱条件を与えた。

3. 解析結果

3.1 翼温度

図 3 に，各 TBC トップコート厚さにおける翼面平均温度を，ふく射を含めた解析（ふく射有り解析）と含めない解析（ふく射無し解析）について，それぞれ示す。図示する温度は，TBC 表面，および TBC トップコートとメタルの界面（以下，メタル表面）のそれぞれ面平均値とした。なお，本図には，流入燃焼ガス温度と冷却空気温度の差による無次元温度を示しており，以降の図でも同様である。

ふく射の有無に依る温度の差は，TBC 表面に比べて，メタル表面で小さく，TBC トップコート厚さの増加に伴い，TBC 表面，メタル表面ともに縮小する。TBC トップコート厚さが 100μm の場合および 500μm の場合，ふく射の有無に依るメタル表面平均温度の差異は，ふく射有り解析の平均温度を基準にして，それぞれ 3%および 1%であった。

図 4 に，翼高さ中央における，ふく射有り解析およびふく射無し解析の翼面温度分布をそれぞれ示す。上図に TBC 表面の局所温度，下図にメタル表面温度を示す。TBC トップコート厚さの増加に依り, TBC 表面温度分布は相対的に平坦になるが，TBC 下のメタル表面では，分布形状に大きな変化はない。ふく射の有無によるメタル表面の温度差は，翼弦中央部では相対的に小さく，前縁付近や後縁付近で大きくなる。

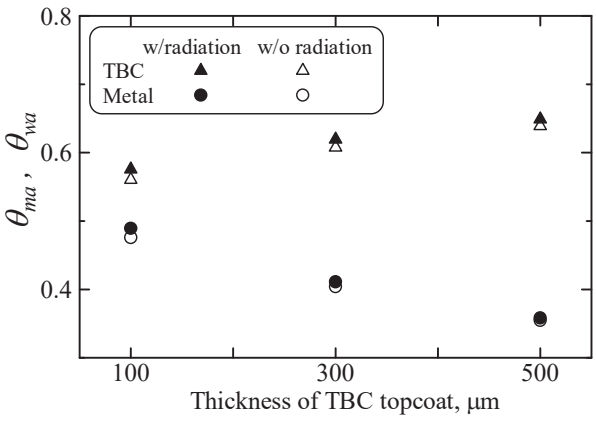


Fig.3 Spatial averaged temperature on the blade walls

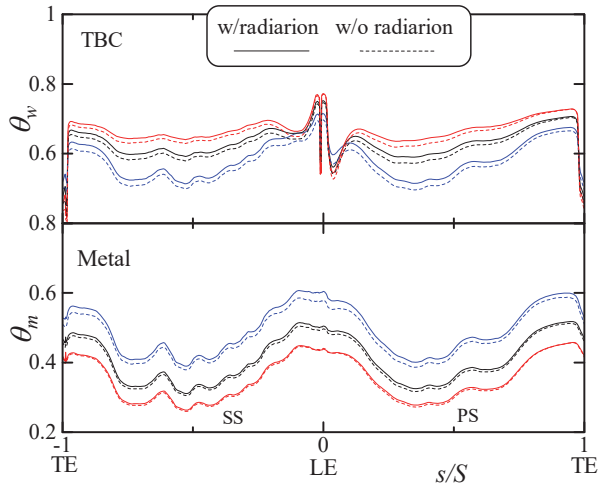


Fig.4 Local temperature on the blade walls at the mid-span
TBC topcoat thickness: 100μm (blue line), 300μm (black line), 500μm (red line)

3.2 熱流束

図 5 に, 各 TBC トップコート厚さにおける翼面平均熱流束を，ふく射有り解析およびふく射無し解析についてそれぞれ示す。図示する熱流束は，対流の寄与分（対流熱流束）とふく射の寄与分（正味のふく射熱流束）の合計（全熱流束）および対流熱流束とした。また，これらの熱流束は，TBC トップコート厚さ 300μm の解析の翼面平均値で無次元化しており, 以降の図でも同様である。

翼面平均熱流束は，TBC トップコートが薄く TBC 表面温度が低下するほど増大するが, ふく射有り解析では，いずれの TBC トップコート厚さにおいても, 全熱流束に対して対流熱流束は 94%であり，ふく射熱流束は 6%であった。ふく射無し解析は，ふく射有り解析に比べて，TBC 表面温度を低く，対流熱流束を大きく評価する。その結果，ふく射有り解析による平均全熱流束とふく射無し解析による平均対流熱流束の差は 2%程度であった。

図 6 に，翼高さ中央におけるふく射有り解析およびふく射無し解析の熱流束分布を示す。図示する熱流束は，全熱流束および対流熱流束とした。いずれの熱流束も，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

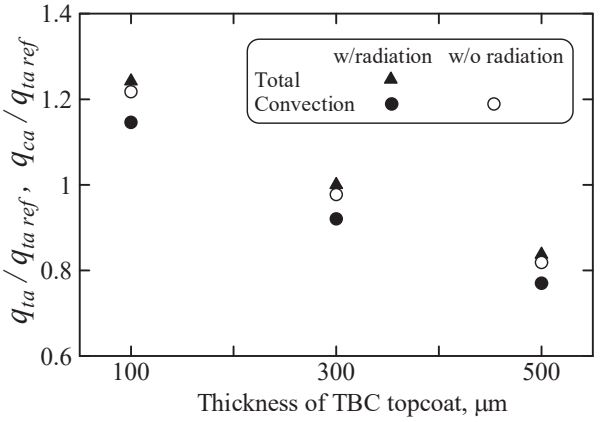


Fig.5 Spatial averaged heat flux on the blade TBC wall

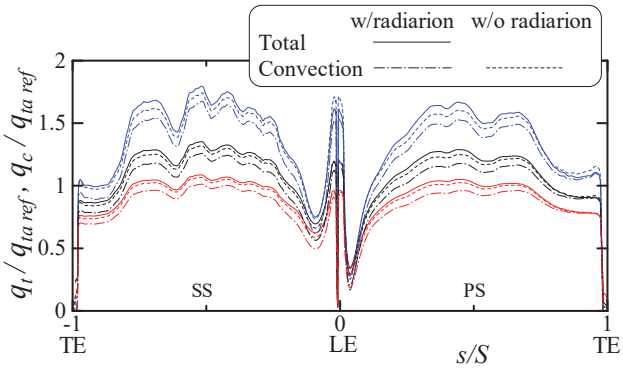


Fig.6 Local heat flux on the blade TBC wall at the mid-span, TBC topcoat thickness: 100μm (blue), 300μm(black), 500μm(red)

翼前縁付近のフィルム冷却孔近くや，冷却空気が流出する翼後縁近傍で大きく低下する。また，TBC 表面温度と同様に，熱流束も TBC トップコート厚さの増加に依り，相対的に平坦な分布になる。翼面平均熱流束の場合と同様に，局所対流熱流束は，ふく射の有無に依り明確な差が生じるが，ふく射有り解析の全熱流束とふく射無し解析の対流熱流束の差異は，両解析の対流熱流束の差よりも小さく，TBC トップコートが厚くなるほど小さくなる。

図 7 および図 8 に，TBC 表面のふく射熱流束分布を，翼面全域および翼高さ中央についてそれぞれ示す。図 8 には，図 7 の正味の熱流束とともに，入射熱流束も示す。入射熱流束は，燃焼ガス温度と翼形状の影響を強く受け，TBC トップコート厚さに依り TBC 表面近傍のガス温度が変化して差が生じる。正味のふく射熱流束は，入射熱流束に，反射を含む翼面の射出分を合わせたものであり，後者には TBC 表面温度が直接影響を及す。翼前縁部や翼後縁部では，図 4 上図で TBC 表面温度が局所的に低下する位置で，正味のふく射熱流束が増大している。さらに図 9 に，翼高さ中央における全熱流束に対する正味のふく射熱流束の割合を示す。翼前縁部のフィルム冷却孔近くや翼後縁部では，翼面の他の領域に比べて，ふく射熱流束の割合が明らかに上昇しており，同位置では，翼外に流出した冷却空気による影響が顕著にみられる。

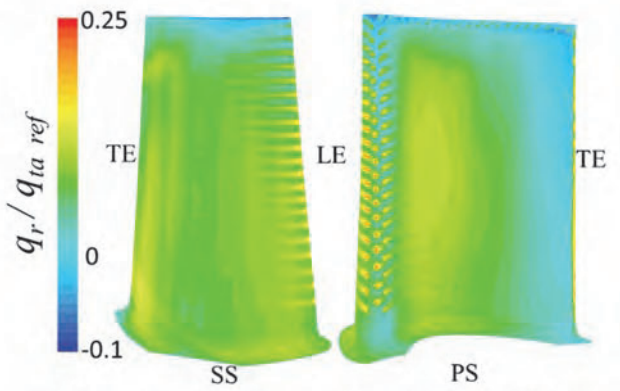


Fig.7 Local net radiation heat flux on the blade TBC wall TBC topcoat thickness 300μm

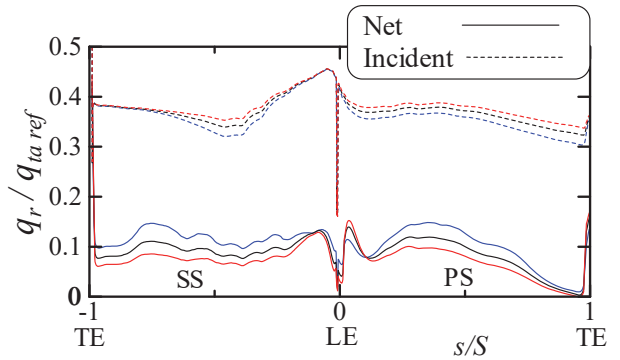


Fig.8 Local radiation heat flux on the blade TBC wall at the mid-span, TBC topcoat thickness: 100μm(blue), 300μm(black), 500μm(red)

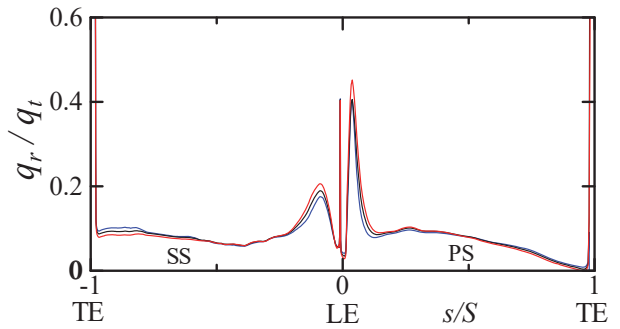


Fig.9 Local fraction of radiation heat flux on the blade TBC wall at the mid-span, TBC topcoat thickness: 100μm(blue), 300μm(black), 500μm(red)

3.3 熱伝達率

図 10 に，TBC 表面における平均熱流束の TBC 表面平均温度に依る変化を示す。図示する熱流束は，全熱流束および対流流束とした。いずれの解析結果でも平均熱流束は，TBC トップコート厚さの増加に伴う TBC 表面平均温度の上昇に依り直線的に低下する。図中の直線は，3 つの TBC トップコート厚さに対する解析結果の最小 2 乗法による近似であり，いずれの近似直線も決定係数は 0.99 以上であった。前述の通り，TBC 表面の全熱流束 q は，対流による寄与 q_c およびふく射による寄与 q_r の合計

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

（式(1)）であり，熱流束を，対流熱伝達率 h_c，ふく射熱伝達率 h_r を用いて表すと，それぞれ式(2)および式(3)となる。

$$q_t = q_c + q_r \tag{1}$$

$$q_c = h_c\ (T_{ad} - T_w) \tag{2}$$

$$q_r = h_r\ (T_g - T_w) \tag{3}$$

式(2)において，対流熱伝達率 h_c を TBC 表面温度 T_w に依存しない定数とすると，TBC 表面温度が ΔT_w だけ変化した場合の，対流熱流束の変化 Δq_c は下式(4)となる。

$$\Delta q_c = h_c\ \Delta T_w \tag{4}$$

さらに，式(3)のふく射熱伝達率 h_r についても，TBC 表面温度 T_w に依る変化がないと仮定すると

$$\Delta q_t = \Delta q_c + \Delta q_r = (h_c + h_r)\ \Delta T_w = h_t\ \Delta T_w \tag{5}$$

となり，対流とふく射の寄与を合わせた熱伝達率 h_t も定数となり，式(4)の対流熱伝達率 h_c と同様になる。

図 10 に示した平均熱流束と平均温度を，式(4)，また式(5)の関係に当てはめると，同図中の直線の傾きは，TBC 表面の平均熱伝達率を表すと解釈できる。そこで，これら直線の傾きから，平均対流熱伝達率を求めると，ふく射有り解析では 2855W/(m^{2}K)，ふく射無し解析では 2821W/(m^{2}K)となり，本解析の TBC 表面平均温度の変化範囲では，ふく射の有無に依る差は小さかった。なお，本報の解析条件では，熱伝達率 h_t の翼面平均値も定数として求めることができた。

図 11 に, TBC 表面の局所温度と局所熱流束の関係を，(a)負圧面の翼弦中央部(s/S=-0.5)，(b) 負圧面の翼前縁部のフィルム冷却孔近傍(s/S=-0.1)について, それぞれ示す。図示する熱流束としては，全熱流束，および対流熱流束とした。図中の直線は，ふく射無し解析の対流熱流束に関する最小 2 乗法による近似であり，いずれの近似直線も決定係数は 0.99 以上であった。

図 11(a)の s/S=-0.5（翼弦中央部）では，図 10 に示した平均熱流束と TBC 表面平均温度の関係と同様に, 対流熱流束および全熱流束ともに，TBC 表面の局所温度に依り直線的な変化を示した。一方，図 11(b)の s/S=-0.1（翼前縁部のフィルム冷却孔近傍）では，ふく射無し解析の対流熱流束は TBC 表面温度に対して直線的に変化するが，ふく射有り解析の全熱流束および対流熱流束ともに直線性が崩れ，TBC 表面温度の低下に伴い，増加量が明らかに増えた。図 9 に示した通り, 負圧面の同位置では，他に比べて全熱流束に占めるふく射熱流束の割合が大きいことが要因と考えられる。

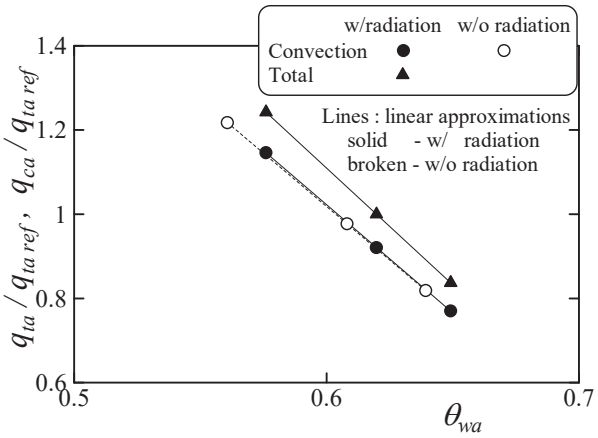
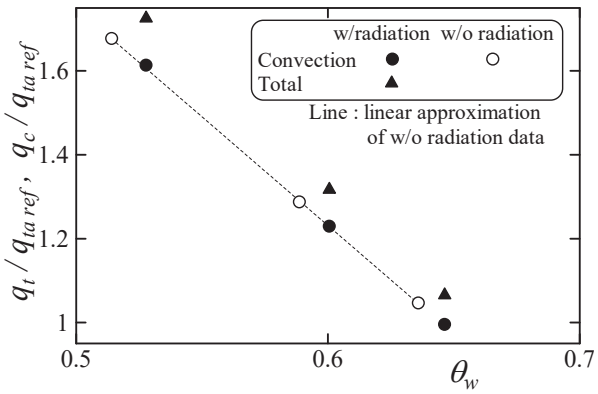
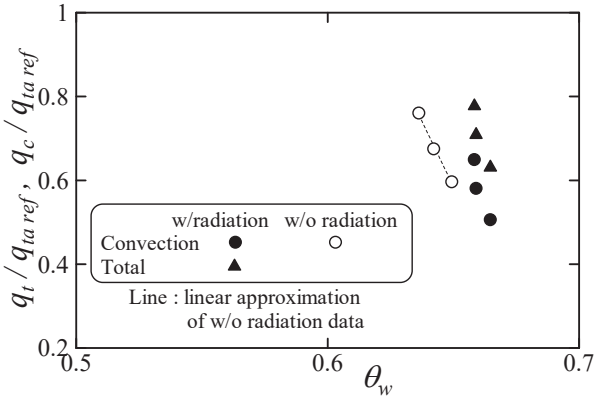


Fig.10 Spatial averaged heat flux with spatial averaged temperature on the blade TBC wall



(a) s/S = -0.5, around mid-chord on the suction side



(b) s/S = -0.1, close to the film hole on the suction side

Fig.11 Local heat flux with local temperature on the blade TBC wall at the mid-span

図 12 に，翼高さ中央における対流熱伝達率分布（上図）およびフィルム冷却効率分布（下図）を推定した結果をそれぞれ示す。推定した局所対流熱伝達率は，前述の平均熱伝達率と同様に，式(2)および式(4)を，3 つの TBC トップコート厚さにおける，図 4 上図の TBC 表面局所温度および図 6 の局所対流熱流束に適用して，最小 2 乗法で推定した。図 11(b)に示した通り，ふく射の影響が強い翼前縁部などでは TBC 表面温度に対して, 対流熱

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

流束が非線形的な変化を示すが，ここでは，TBC 表面温度と対流熱流束の変化を直線で近似した。すなわち，図 12 上図に示すふく射有り解析の局所対流熱伝達率は，本解析条件における TBC 表面温度の変化範囲内の平均的な値と解釈できる。

なお，上記の方法で推定する局所対流熱伝達率は，式(4)右辺の局所温度差$\Delta T_w = 0$K で無限大，$\Delta T_w < 0$K では負となる。一方で，本研究における CHT 解析は，翼内外の伝熱形態を網羅して再現しており，TBC トップコート厚さを変化させた場合の TBC 表面温度の応答は，翼まわり流れの影響のみならず，内部冷却や翼の 3 次元的な形状の影響を受ける。そのため，熱流束に対する翼まわり流れの影響が小さい（すなわち，翼外に噴出する冷却空気の影響が大きい）領域では，内部冷却や翼形状の影響が相対的に大きくなり，ΔT_w が 0K 以下になる領域が生じる。上記を考慮して，図 12 には，$\Delta T_w < 3$K となる領域の局所対流熱伝達率を示していない。

さらに，上記の通り推定した局所対流熱伝達率を，TBC 表面の局所温度および局所熱流束とともに，式(2)に代入して，局所断熱壁面温度を求め，図 12 下図の局所フィルム冷却効率を推定した。ふく射の有無に依り，図 12 下図の局所フィルム冷却効率にはほぼ差が生じない。一方で，図 11 上図に示す局所対流熱伝達率は，図 9 に示した，ふく射熱流束の割合が相対的に大きい，負圧面翼前縁部のフィルム冷却孔近くで大きな差が生じ，ふく射無し解析は，ふく射有り解析に対して対流熱伝達率を過小評価した。同領域ではフィルム冷却効率が高く，図 6 に示す対流熱流束が低下した結果，翼温度に及ぼすふく射熱流束の影響が増大することが要因と考えられる。また，翼前縁部の凸形状が，翼温度の上昇を促すことも影響を及ぼしていると考えられる。

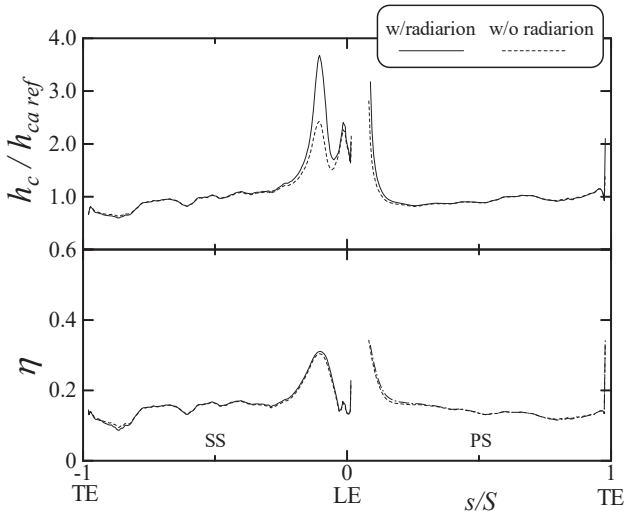


Fig.12 Local convection heat transfer coefficient and local adiabatic effectiveness at the mid-span

4. まとめ

1300℃級発電用ガスタービンの動翼を想定した TBC 施工・フィルム冷却翼に対して，翼まわり燃焼ガス流の対流熱伝達・ふく射熱伝達，翼構造体の熱伝導，および冷却（対流熱伝達）を連成する定常解析モデルを用いて，ふく射熱伝達が伝熱特性に及ぼす影響を調べた。

解析の結果，ふく射の有無により，翼面の平均温度や平均熱流束には大きな差は生じなかった。しかしながら，冷却効率の高いフィルム冷却孔近くでは，ふく射の影響が大きく，ふく射を考慮しない解析結果においては，対流熱伝達率が過小評価された。ふく射を考慮しない数値解析や試験に因る局所熱伝達率を境界条件にして，熱伝導解析等で翼の温度分布を推定する場合，フィルム冷却効率が高い領域では，温度などの推定誤差が大きくなる可能性がある。上記は，本解析対象よりも高温の GT や、より高性能なフィルム冷却を採用する翼では顕著になるものと推察される。

参 考 文 献

(1) Bohn, D., Becker, V., Kusterer, K., “3-D Conjugate Flow and Heat Transfer Calculations of a Film-cooled Turbine Guide Vane at Different Operation Conditions,” ASME Paper 97-GT-23 (1997).

(2) Takahashi, T., Watanabe, K., Takahashi, T., “Thermal Conjugate Analysis of a First Stage Blade in a Gas Turbine,” ASME paper 2000-GT-0251 (2000).

(3) Heidmann, J.D., Kassab, A.J., Steinthorsson, E., 2003, “Conjugate Heat Transfer Effects on a Realistic Film-cooled Turbine Vane,” ASME Paper GT2003-38553 (2003).

(4) Yamane, T., Yoshida, T., Enomoto, S., Takaki, R., Yamamoto, K., 2004,”Conjugate Simulation of Flow and Heat Conduction with a New Method for Faster Calculation,” ASME Paper GT2004-53680 (2004).

(5) Takahashi, T., Watanabe, K., Sakai, T., “Conjugate Heat Transfer Analysis of a Rotor Blade with Rib-roughened Internal Cooling Passages” ASME paper GT2005-68227 (2005).

(6) He, L., and Oldfield, M., “Unsteady Conjugate Heat Transfer Modeling,” ASME Journal of Turbomachinery, Vol.133(3), 031022 (2011).

(7) 堀内豪，谷口智紀，田中良造，笠正憲，餝雅英，“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誌 Vol.46 No.4(2016), pp.38-45 .

(8) デジタルモックアップによるガスタービン翼の温度分布解析モデル，第46回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 C-18(2018)

(9) Menter, F.R., “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” AIAA Journal, Vol.32 No.8 (1994), pp.1598-1605.

(10) Fiveland, W.A., “Discrete Ordinate Methods for Radiative Heat Transfer in Isotropically and Anisotropically Scattering Media”, ASME Journal of Heat Transfer, Vol.109(3) (1987), pp.809-813.

(11) Caloni, S. and Shahpar, S., “Multi-disciplinary Analyses for the Desgin of a High Pressure Turbine Blade Tip”, ASME paper GT2016-57794(2016).

(12) Modest, M. F., “The Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary Solution Methods in Radiative Transfer”, Journal of Heat Transfer, Vol.113(3) (1991), pp.650–656.

(13) Han, J. C., Park, J. S. and Lei, C. K., “Heat Transfer Enhancement in Channels with Turbulence Promoters”, ASME J. Eng. Gas Turbines and Power, Vol.107 (1985), pp.628-635.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 A-3

Improvements with computationally efficient conjugate heat transfer modeling workflow applicable for transient combustion simulations

Ishan Verma, Sudhanshu Prasad, Sourabh Shrivastava*1
Hiroshi Yukawa, Tsuyoshi Minowa*2

ABSTRACT

Conjugate Heat Transfer (CHT) calculations for solid components of a gas turbine combustor can provide significant insights into the thermal loads and locations of hot spots. However, combining CHT simulations with high-fidelity combustion calculations involving Large-Eddy-Simulations (LES) turbulence models poses a significant challenge because of requirement of running for large physical time to accommodate thermal inertia of solids. Methodologies developed as a part of workflow development to solve such conflicting requirements are discussed in this paper. Including The 'explicit CHT approach' - that allows running fluids and solids domain separately with different time-step sizes to accommodate thermal inertia. Newly added capabilities, to handle solid zones participating in radiation calculation, shell conduction zones, and the DO agglomeration method. With encouraging results obtained from the validation cases, the complete workflow is then applied to a generic gas-turbine combustor model to check the feasibility and robustness of the workflow on complex industrial cases.

Key Words: Gas Turbine, Combustor, Conjugated heat transfer, LES, Workflow

1. Introduction

Modern gas turbine engines are continuously being subjected to design changes to achieve higher efficiency, to improve performance, and subjected to various retrofitting to support decarbonization by using alternative fuels like hydrogen blends and sustainable aviation fuel (SAF). To aid such initiatives, design engineers are continuously working on developing novel methods to improve the reliability and durability of the hot components. Since the hot components interact with flame at temperatures more than 1500K, new materials such as thermal barrier coating (TBC) and advanced cooling methods like impingement and effusion cooling are used. In general, physics-based predictions for TMF involve the prediction of thermal distribution using computational fluid dynamics (CFD) and thermal stresses by using the finite element method (FEM)

For solving heat transfer in the gas turbine combustor, large eddy simulation (LES) is used, which provides much better flame characteristics, and also transient interaction between the hot core gases and cooling air. While the LES calculations offer high-fidelity temperature distribution, the conjugate heat transfer (CHT) analysis in combination with LES adds complexity due to significantly varying time scales associated with flow and heat transfer on the fluid side and solid side, where the solid timescale is many orders more than the fluid timescale. In many LES-CHT calculations, radiation isn't accounted for, but for industrial and aero gas-turbine engines, radiation is vital for overall heat transfer [5,6,7]. The calculations in a typical LES-CHT calculation have a well-established process via Dirichlet-Neumann thermal coupling (at a fixed frequency). The thermal coupling utilizes convective transfer of thermal boundary conditions (Dirichlet) to the solid wall while using solid temperature (Neumann) to the wall adjacent to the fluid cells. Various authors [8, 9, 10] have studied different methods for coupling the solid and fluid calculations (given that disparity between the two is large). Angela et al. [8] predicted that the CHT calculations have a significant benefit over the fixed temperature boundary conditions. Berger et al. [9] showed the impact of radiative heat transfer, by using the discrete-ordinate (DO) method, in overall CHT calculations plays a vital role in estimating correct wall temperature distribution in a helicopter combustor. Ghani et al. [10] explained the impact of CHT on predicting the limit cycle oscillation of a premixed-combustor, and hence LES-CHT being critical for accurate prediction of combustion dynamics. The objective of the current paper is to provide an accurate yet computationally efficient approach that can use a high-fidelity model with numerical methods to aid the acceleration of physics. Due to the larger disparity in time scales of solid-fluid interaction, a decoupled or loosely-coupled approach is used where the fluid-solid boundaries interact at a certain exchange frequency. In this paper, the acceleration is obtained by using an explicit CHT with a loosely-coupled approach [11,17], where temporally-averaged heat flow on the fluid side is used to compute the convective thermal boundary condition for conjugated conduction calculations. A schematic of the explicit approach is shown in Figure 1. Such an approach allows the two components to reach quasi-steady thermal inertia with fewer coupling and solver run times since the thermal inertia of the solid is very large and responds to the time-averaged aero-thermal conditions near the solid walls.

The computational approach and workflow of LES-CHT calculations are validated first against the experiments [12] of heated nozzle exhaust on a flat plate with cooling holes.

*1 Ansys Inc. Pune, India
*2 Ansys Japan K.K.
Nittochi Nishishinjuku, Building 18F, 6-10-1,
Nishishinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo 160-0023, Japan
E-mail: Tsuyoshi.minowa@ansys.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Experiments have the measurements of temperature from the surface of the perforated plate from both thermocouples (TC) and infrared (IR). Also available are the measurements from spontaneous rotational Raman scattering (SRS). Afterward, the validated approach for LES-CHT is then applied to a gas turbine combustor which was studied in the past for numerical sensitivities and combustor liner durability predictions [17]. As discussed above, the solution acceleration by using a loosely-coupled CHT approach, followed by a numerical acceleration of DO radiation calculations.

The paper is organized as follows, section 2: the numerical methods for LES-CHT calculations are described. In section 3, the computational domain of two test cases is described. In section 4, the results of the two test cases are discussed. The comparisons are performed for the LES-CHT calculations of heated exhaust over the perforated plate with experiments. The sensitivity of the numerical solution with different grid levels is also performed to access the grid convergence of the solution. The validated workflow for LES-CHT is then applied to a gas turbine combustor numerical model. Different acceleration methods are explored for the functional feasibility and ccomputational efficiency of the LES-CHT calculations. Finally, conclusions are made in the final section.

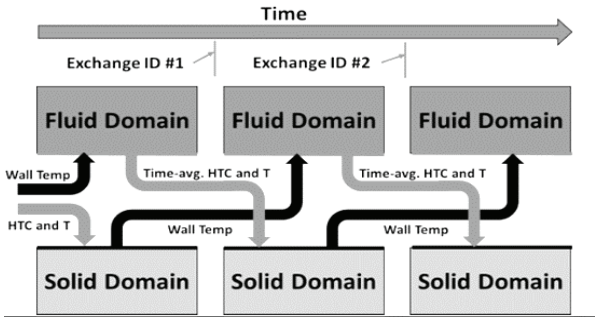


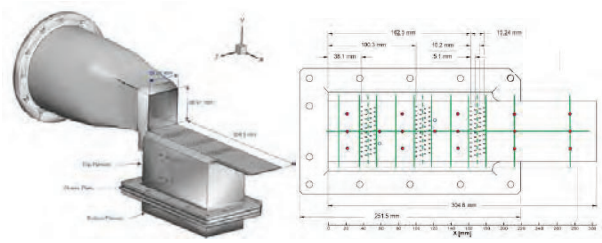
FIGURE 1. SCHEMATIC OF A TYPICAL DATA EXCHANGE IN A LOOSELY COUPLED EXPLICIT-CHT CALCULATION [17].

2. COMPUTATIONAL METHODS

The high-fidelity simulations are carried out by using LES and DO Radiation models, along with CHT approaches implemented in the finite-volume-based method in Ansys Fluent version 2022R2[11,17]. The LES model used as Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity (WALE) based subgrid-scale model, where a zero turbulent viscosity is obtained in the laminar shear flows, resulting in a correct treatment for laminar zones in the flow. The CHT calculations are performed by using a larger timestep size in the solid zone, thereby accounting for the higher thermal inertia of the solid zones. The calculation of timestep size in solid is automatic and is approximated as the ratio of length scale in the solid domain to its thermal diffusivity. As a result, in CHT calculations, the solid zone is allowed to reach its equilibrium faster while maintaining the robustness of the CHT calculations coupled with accurate fluid flow. A second-order upwind scheme is used for discretizing the governing equations. In LES, the momentum equations are discretized using a second-order bounded central difference scheme in space and a bounded second-order implicit scheme in time. The pressure-velocity coupling is achieved by using the SIMPLEC algorithm.

2.1 Case1: Rectangular exhaust nozzle

The rectangular exhaust nozzle configuration utilized at the AeroAcoustic Propulsion Laboratory (AAPL) [12] to acquire film-cooled measurement data at realistic gas turbine exhaust conditions is shown in Figure 2a. The convergent nozzle is attached to a plenum with a perforated plate on top (Figure 2b). This entire nozzle-plenum assembly was fabricated using 316-grade stainless steel. The nozzle transitions from a 152.4 mm radius round cross-section to a square nozzle exit of 68.07 mm sides through a series of super ellipses. The square shape of the nozzle was chosen to provide a large volume of uniform flow over the plate surface.



(a) (b)

Figure 2. Schematic of the (a) exhaust nozzle on THE perforated flat plate and (b) arrangement of cooling holes on the perforated plate.

The computational grid used for the LES-CHT calculation has a conical far-field which comprises four domains, namely: fluid domain, solid domain, nozzle domain, plenum domain, and injectors. The far-field boundary is represented by using a velocity inflow condition with ambient conditions such as standard temperature and pressure at 2 m/s. The nozzle inflow is a pressure inlet boundary with stagnation conditions based on experiments [12]. The computational domain is discretized with an unstructured grid by using a poly-hexcore element. The grid around the walls, especially near the nozzle and injectors, also includes prism layers for capturing the near-wall effects in the LES-CHT calculations. Figure 4 (a-c) shows various grid resolutions taken in the paper for establishing the grid convergence of the simulations, especially the wall temperature of the perforated wall. The grid at the fluid-solid interface is conformal.

The grid is coarser along the surface of the perforated plate in grid0, which is further refined in grid1. In both grid0 and grid1, the volumetric size field and the number of prism layers (three) are kept the same such that the impact of near-surface grid resolution could be established. In grid 3, the surface mesh remains the same with additional volumetric refinement in the regions around the nozzle, injector, and perforated plate. Further comparisons between the grids have been listed in Table 2.

The conditions in the nozzle and plenum are specified in Table 2. The experiments [12] have various data points; however, in this paper, the blowing ratio of 1 and 2 are studied. The nozzle is operated at a supply total pressure such that the Mach number (Mj) obtained is satisfied for a nozzle pressure ratio (NPR) of 1.066 and a temperature ratio of 2.7. The averaged ambient conditions are 99000 Pa for pressure and 300K for temperature. Assuming a calorically perfect gas with a specific heat ratio of $\gamma = 1.4$, total pressure (105,534 Pa), and total temperature (825 K) at the nozzle inlet (using isentropic laws). These total quantities are defined as boundary conditions to represent the incoming airflow at the inlet of the nozzle, as shown in Table 1. The LES calculations are performed with a timestep size of 10^{-5}s, which results in Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) being less than unity.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

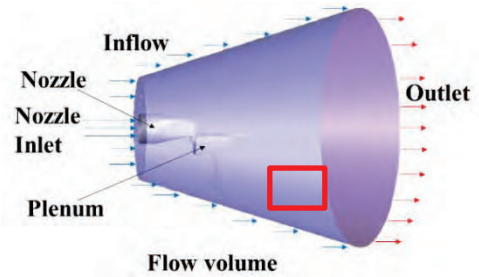
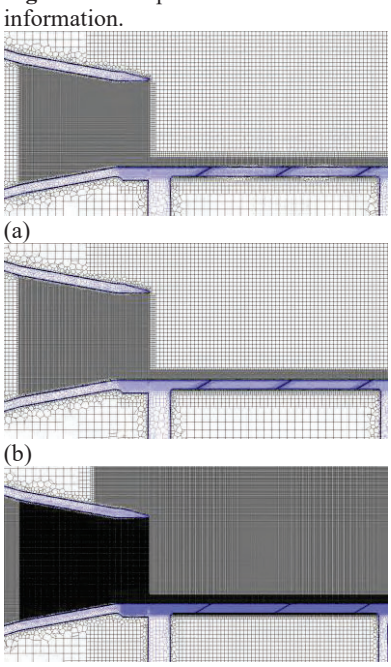


Figure 3. computational domain of case 1 with boundary information.



(a)

(b)

(c)

Figure 4. mid-plane mesh resolution for the three prism-polyhexcore grids; (A) grid 0, (b) Grid 1, and (c) grid 3; Blue: Solid and Black: Fluid.

Table 1. grid comparisons for the case 1.

Mesh Levels	*Wall y+*	*CHT*	*Node Count*	*Element Count*
Grid 0	11.6	Explicit	31,766,515	10,607,233
Grid 1	2.0	Explicit, Implicit	46,795,612	14,862,065
Grid 2	1	Explicit	102,167,501	67,854,616

Table 2. Nozzle and plenum operating conditions.

Blowing Ratio (BR)	TR	NPR	M_J	Nozzle $\dot{m}$ [kg/s]	Injector $\dot{m}$ [kg/s]
1.0	2.7	1.066	0.304	0.34	0.0081
2.0	2.7	1.066	0.304	0.34	0.0162

The medium in the fluid domain is air, and property calculations are based on ideal gas law with piecewise polynomial relation for temperature-dependent specific heat capacity, based on the data from NIST (Eq. 1). The laminar viscosity is temperature-dependent based on the relation using Sutherland's formula (Eq. 2), and thermal conductivity (Eq. 3) is based on kinetic theory. The material properties in the solid zone are based on 316-grade stainless steel, where a constant density of ρ = 7969.4 kg/m3 and a specific heat of Cp = 487.12 j/kg k are used. The thermal conductivity of the solid is represented by a polynomial profile (Eq. 4) [13].

$$\begin{cases} \text{for} \quad T_{min,1} \le T < T_{max,1}: C_p(T) = A_1 + A_2 T + A_3 T^2 + \cdots \\ \text{for} \quad T_{min,2} \le T < T_{max,2}: C_p(T) = B_1 + B_2 T + B_3 T^2 + \cdots \end{cases} \quad (1)$$

where, T is temperature, A_i and B_i are coefficients.

$$\mu(T)_{air} = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (2)$$

where for air, $\mu_0 = 1.716\, x\, 10^{-5}\, kg/m - s$; $T_0 = 273.11\, K$; $S = 110.56\, K$;

$$k_{air} = \frac{15}{4} \frac{R}{M_w} \mu \left[\frac{4}{15} \frac{c_p M_w}{R} + \frac{1}{3}\right] \quad (3)$$

where R is the universal gas constant, M_w is the molecular weight, μ is the material's specified or computed viscosity, and c_p is the material's specified or computed specific heat capacity.

$$k_{316} = 9.248x10^{-2} + 1.571x10^{-4}\, T \quad (4)$$

where, k is thermal conductivity in W/cm-K; T is temperature in K;

For CHT calculations, the walls are treated as a solid with material properties specification. Both Implicit fully coupled and explicit-loosely coupled CHT approaches have been carried out in the paper. The energy equations of the fluid and solid domains are coupled, and the thermal exchange between the conformal interfaces occurs at either every iteration (implicit) or using time-average information at user-specified frequency (explicit).

2.2 Case2: Gas turbine combustor

A liquid-fueled (kerosene) gas turbine combustor has been used in the paper to perform numerical comparisons for LES-CHT methods, mimicking a typical workflow in an actual aero-gas turbine combustor equipped with effusion cooling. The computational domain of the gas turbine combustor is shown in Figure 5. The effusion holes on the liner are staggered and vary in the deflection angle, i.e., from tangential in the rich zone to axial in the dilution zone. The atomizer is a typical airblast based, which leads to the creation of a very fine plume of liquid fuel. The key regions in the gas turbine combustor are studied where the flame-wall interaction is of key interest, such as inner diameter (ID) and outer diameter (OD) liners.

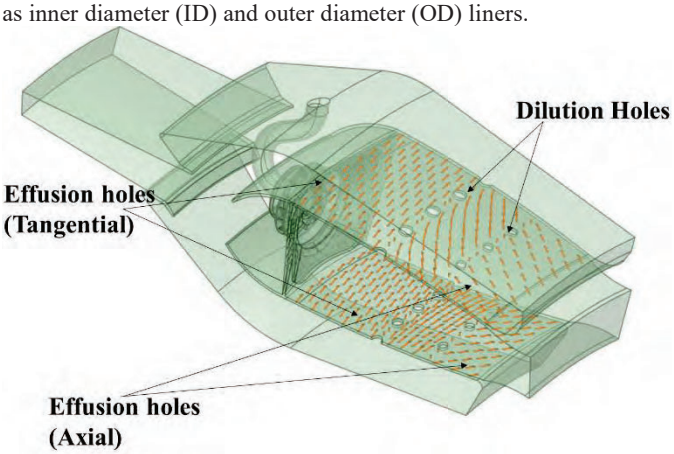


Figure 5. Computational domain of representative gas turbine combustor.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

The computational domain is meshed with prism-polyhedral elements with the conformal solid-fluid interface (Figure 6). The grid is sufficiently refined in the regions of spray and liner walls where cooling is dominated by film cooling. Overall, the grid resolves sufficient energy resolution (~75%) [18] for a typical LES calculation. The LES calculations are performed by using the dynamic Smagorinsky model. The timestep size of $5x10^{-5}$s is used in the LES calculations, which yields a CFL of less than four. The liquid spray and atomization process is modeled by using a discrete phase approach using a Lagrangian framework. The particle size distribution is based on the rosin-rammler, where the particle mean diameter is 20 µm with a spread parameter of 2.8. The liquid fuel is based on kerosene using temperature-dependent properties. The gas-phase chemical kinetics of JetA fuel is represented by using JetSurF2.0[14] consists of 348 species and 2163 reactions. The DO radiation model used in the paper where each octant of the angular space at any spatial location is discretized into N_θx $N_\emptyset$ the solid angle of the extent w_i, called control angles. The θ and $\emptyset$ are the polar and azimuthal angles, respectively. The angular discretization used in the paper is 2 for both pixels and divisions of θ $\emptyset$, which is reasonable for most gas turbine combustors, given the balance between computational speed and accuracy. The computational cost with DO can further be accelerated by reducing the number of effective cells in the domain used by the DO radiation model. For modeling a combustion system, the flamelet generated manifold (FGM) approach is used, where the chemistry is tabulated in terms of mixture fraction and reaction progress variable. The flamelets are generated by using an opposed diffusion flame configuration. A second-order upwind scheme is used for discretizing the governing equations. In LES, the momentum equations are discretized using a second-order bounded central difference scheme in space and a bounded second-order implicit scheme in time. The pressure-velocity coupling is achieved by using the SIMPLEC algorithm.

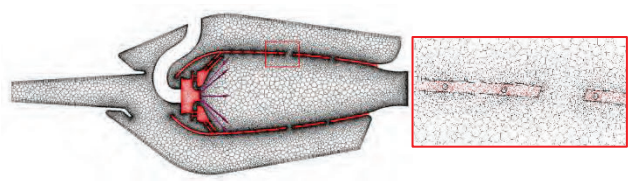


Figure 6. Prism-Polyhedral grid at mid-plane of the gas turbine combustor (top) with zoomed region at ODliner dilution hole (bottom); Red: Solid and Black: Fluid.

3. RESULTS AND DISCUSSION

The calculations are performed for the two test cases for validating the LES-CHT workflow for a gas turbine combustor with emphasis on accelerating the solution, a) by coupling the solution between two zones with the disparity in thermal inertia (solid and fluid) and b) by accelerating the radiation calculation with the agglomeration of background cells used by the radiation solver. The grid sensitivity of the LES-CHT workflow has been performed for case 1, where rich experimental data is available. Further, solution comparisons of the implicit and explicit CHT approach are performed by highlighting the impact on solution convergence and run time required by the two approaches.

Case1: Rectangular exhaust nozzle

As discussed above, the solution convergence between the fluid and the solid zone can be accelerated by using an explicit approach where time-averaged convective fluid properties are used to establish a coupling between fluid and conductive solid zones. The sensitivity of such an LES-CHT solution to grid resolution and the blowing ratio has been shown in Figure 7 and Figure 8 for time-averaged plate temperature. In general, a good qualitative and quantitative comparison is obtained for both blowing ratios with minor variations in the grid resolution. With the increase in the coolant flow rate, i.e., an increase in blowing ratio from 1 to 2, the coolant forms a more stabilized boundary layer downstream of each injection row. As a result, the plate temperature reduces with the increase in the blowing ratio. The LES-CHT calculations also capture the role of nozzle end-wall shear-layer "rollers," which increases the effective plate temperatures by mixing the hot nozzle flow with the side plate coolant flow. The strength of such a side-plate "roller" reduces as the blowing ratio increases from 1 to 2. The calculations are performed for 0.03 s and time-averaged for the last 0.02 s.

While the contours at various grid resolutions show a qualitative match with the experiments, there are two distinct regions where the solutions differ noticeably from the experiments. These regions include the nozzle temperature at the exit (x=0) and plate exit (x > 200 mm). Wernet et al. [15] attributed the higher temperatures (IR) at the nozzle exit to the reflected radiation from inside the nozzle. However, at the end of the plate, the differences between calculations and experiments aren't clear, as the difference between TC and IR shows larger uncertainty at this location.

The plate wall temperatures at the centerline are also compared spatially with the experimental profiles from IR and TC. The solution from each grid is plotted by creating a strip of 12.4mm wide with bands of 0.3mm. Figure 9 shows the comparison of the time-averaged solution of LES-CHT for three grid resolutions with experiments of both IR and TC at two blowing ratios, respectively. It can be seen that the distribution of plate temperatures at different rows of coolant injection is similar for three grid resolutions at different blowing ratios. However, as discussed, the calculations predict different temperatures at the locations, such as nozzle exits and end-plate. Zore et al. [16] also showed that the CFD calculations using RANS were highly sensitive to boundary conditions, especially the thermal contact between the nozzle and plenum. However, given the uncertainty in estimating the thermal contact properties, the present paper considers the contact to have no heat loss (i.e., adiabatic). The process of calibrating boundary conditions to establish a much closer match with experiments hence is beyond the scope of the paper. In general, the explicit solution provides grid-converged results, with a good match in the distribution of plate temperature as the blowing ratio is increased from 1 to 2.

Further, the workflow for carrying out LES-CHT calculations may differ either by using an implicit CHT approach or an explicit-CHT approach. Both approaches utilize different timescales for solid and fluid zone while only the coupling method changes. In the implicit CHT approach, the fluid-solid interface equations are resolved implicitly.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

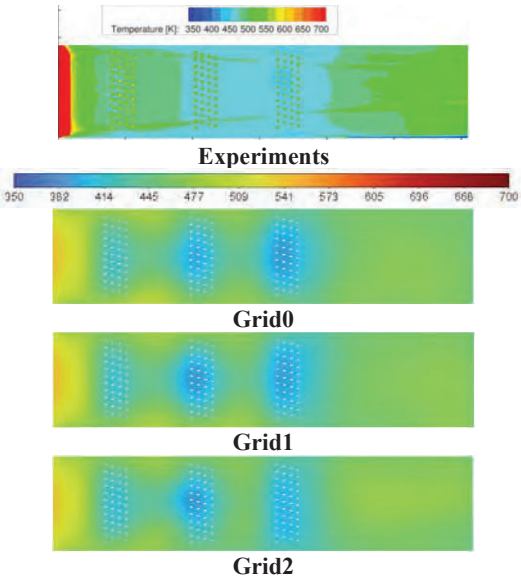


Figure 7. Comparison of Plate wall temperature at BR1 for Grid0, grid1, and grid2 (top to bottom).

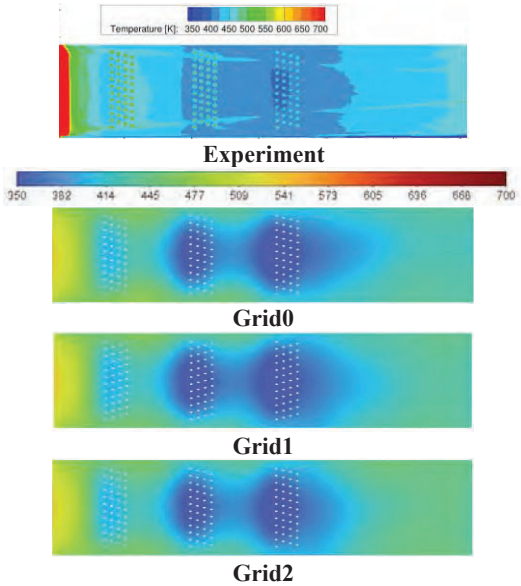
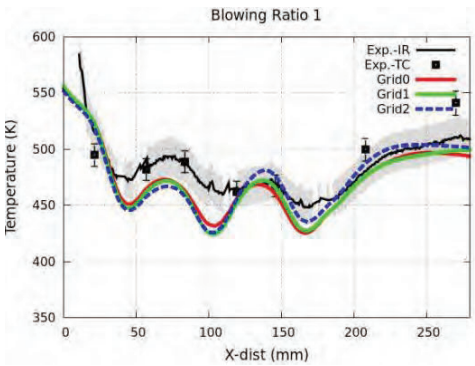


Figure 8. PLATE WALL TEMPERATURE AT BR2 FOR GRID0, GRID1, AND GRID2 (TOP TO BOTTOM).



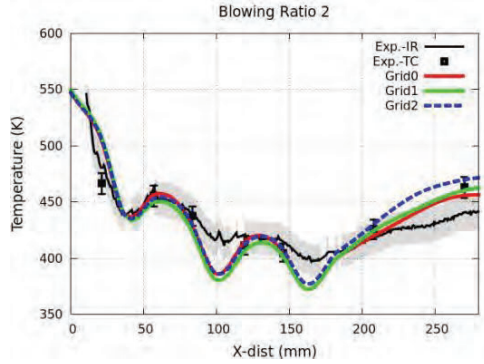


Figure 9. Comparison of centerline plate temperature between three grid resolutions and experiments of both tc and ir; LEFT: blowing ratio 1 and RIGHT: blowing ratio 2.

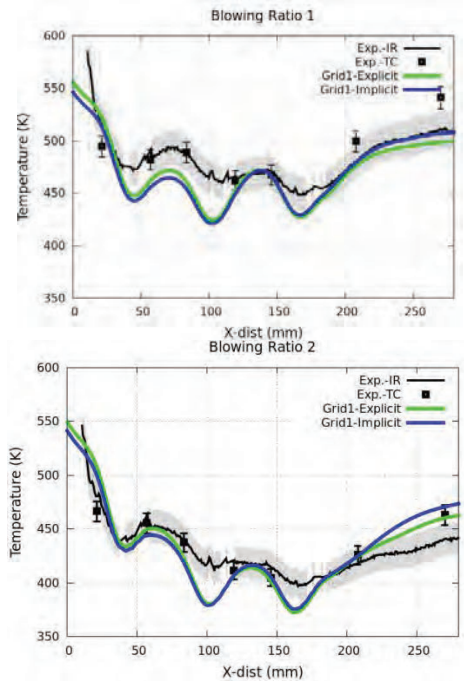


Figure 10. COMPARISON OF CENTERLINE PLATE TEMPERATURE BETWEEN two CHT apProaches AND EXPERIMENTS OF BOTH TC AND IR; LEFT: blowing ratio 1 and RIGHT: blowing ratio 2.

On the other hand, explicit CHT, calculates separately the fluid and the solid thermal fields with a coupling provided by the boundary conditions at the interface. A time-averaged fluid-side heat flow is applied as convective thermal boundary condition at the solid side at a given frequency (typically ~ 1 flow through, i.e., 100-time steps) and instantaneous solid temperature is applied on the fluid-side of the interface.

The fluid flow is highly transient along the perforated plate, and the distribution of coolant due to entrainment and shear-layer mixing at fluid timescale varies significantly. As a result, the convective coefficients vary significantly near the fluid-solid interface. This leads to the high computational run-time required to obtain a quasi-steady solution in both solid and fluid zones in the implicit approach. Alternately, the explicit solution marches quickly to a quasi-steady solution in both solid and fluid zones. However, the estimation of fluid local residence time could be more complex when the flow is not simplistic, as such swirling flow in a combustor. In the present case, estimation of flow through based on the nozzle flow over the plate is simplistic and hence provides reasonable coupling frequency of exchange and time-averaging of convective heat

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

transfer coefficient. In Figure 10, the centerline comparison with experimental (IR and TC) are performed for plate-strip for LES-CHT calculations using grid-1. Blowing ratios 1 and 2 have similar predictions with LES-CHT calculations using explicit and implicit approaches.

However, the solution varies significantly for the implicit approach and hence is run approximately two times the explicit calculations. Further, the transient solution is compared at different point probes and reported one point probe near the fluid side of interface. In general, the implicit calculation shows higher variations of ~ ± 50K, leading to convergence challenges for CHT calculations and requiring longer run-time for the time-periodic solution before averaging. With explicit CHT, the solution stabilizes quickly and enhances solution acceleration for a typical LES-CHT. Due to larger variations at both points, the solution differences, especially at the end plate, are obvious for implicit and explicit CHT approaches, where the former requires significantly more time-averaging of the plate temperature. Given the simplicity of the test case, the explicit CHT workflow for LES calculations over a perforated flat plate provides solution acceleration and accuracy for two-blowing ratios.

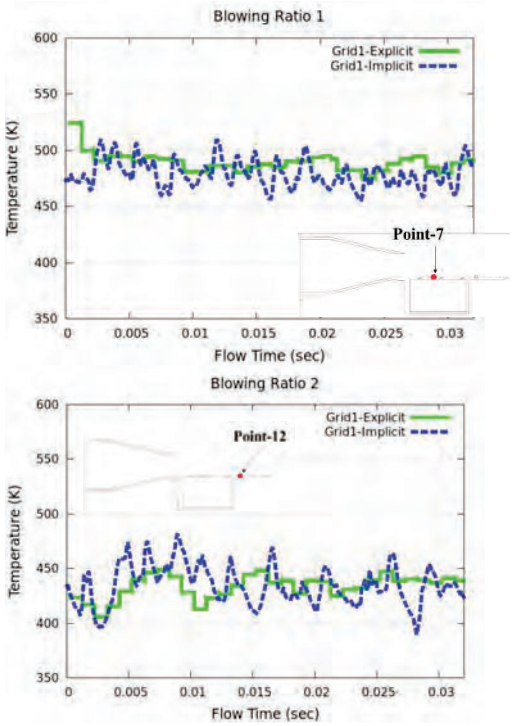


Figure 11. temporal evolution of temperature for two CHT approaches at point-7 left: bR1 and right: br2

Case2: Gas turbine combustor

For a typical gas turbine combustor, the flow is much more complex than the flow over a perforated plate. The explicit CHT calculations are performed for a typical gas turbine combustor, as described in the previous section (Figure 5). The flow through based on the residence time of swirling flow is around 0.025 s. Hence, the coupling is performed based on the estimate of one (500 time-steps), half (250 time-steps), and a quarter (125 time-steps).

On the solid side, the area-weighted average of the solid wall temperature is plotted for the ID and OD liners in Figure 12 and Figure 13, respectively. With a smaller coupling frequency, the solution on the solid side varies throughout the transient LES-CHT calculations on the solid side. As a result, the smaller coupling may lead to larger run times for establishing a solution on the solid side due to high fluctuations on the fluid side. The temperature with 250 and 500 timesteps leads to much more stability (quasi-steady) on the solid side, with the latter being more appropriate for the convective fluid heat transfer coefficients. For both the liners, the solution marches towards accelerated convergence for explicit-CHT coupling based on a flow-through, i.e., 500 timesteps. Hence, 500 timestep is more appropriate for transient combustor CHT calculations. The time-averaged wall temperature distribution for the three solutions is shown in Figure 14. The regions of characteristics of hot and cold wall temperatures are seen as qualitatively similar between the three approaches for time-averaged distribution, even though the transient solid temperature varies significantly with the lower timestep frequency. The radiation model used in the present study is based on 2x2 angular discretization and contributes *40%* of the total wall-clock time. This can further increase when the discretization is more refined to 5x5, such as for sooting operating conditions where soot radiation requires more resolution. Such conditions can further spike the wall-clock contribution of DO to be almost two times more than 2x2. DO calculations can further be accelerated by agglomerating the background mesh and use this reduced mesh for radiation solver only, based on the requirement of the solution [11]. A conservative interpolation is employed to update the radiation sources from coarse radiation mesh to fine flow solver mesh. The solid temperature and temporal evolution are compared at a point probe on the solid side of the ID liner in Figure-15. Comparisons of time-averaged wall temperature distribution on the liner walls (OD and ID) are shown in Figure 16. Overall, the temperature on the wall shows similar qualitative distribution with slight variations in colder regions. However, quantitative differences are very small compared to the overall speed-up of *44%* for the overall LES-CHT calculations.

The coupling for both baseline and agglomerated solution is based on explicit-CHT with 500 timestep frequency. The agglomeration of the DO solver grid with one level leads to an *80%* reduction (from 11 million to 2 million) in cells used for radiation calculations. In this way, the solution speeds up to *44%* in *overall wall-clock time* (Figure 17).

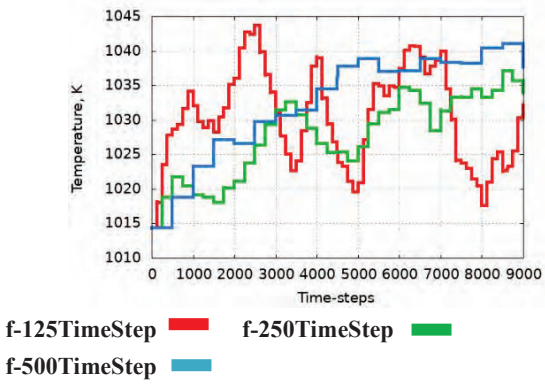


FIGURE 122. AREA-WEIGHTED WALL TEMPERATURE OF ID LINER FOR THE THREE COUPLING FREQUENCIES.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

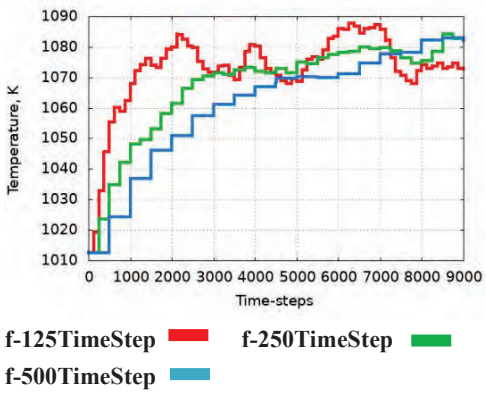
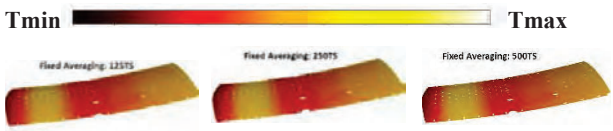


FIGURE 13. AREA-WEIGHTED WALL TEMPERATURE OF OD LINER FOR THE THREE COUPLING FREQUENCIES



(a) **(b)** **(c)**

Figure 14. Time averaged wall temperature at Id liner for three frequencies; (Left to right) 125 timestep, 250 timestep, and 500 timestep.

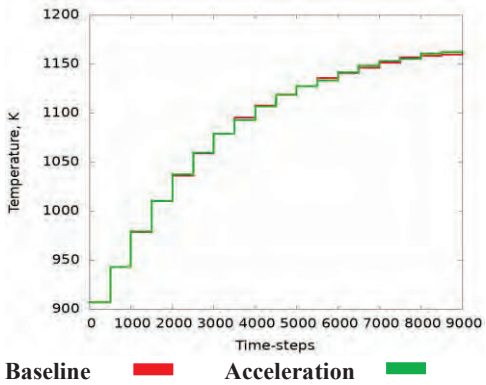
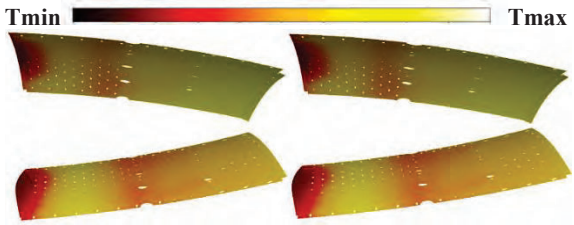


Figure 14. TEMPERATURE AT THE Solid SIDE ON A POINT ON ID-LINNER FOR baseline and agglomerated DO model.



(a) **(b)**

Figure 15. time-averaged wall temperature on OD liner (top) and ID liner (bottom) walls for (a) Baseline and (B) agglomeration.

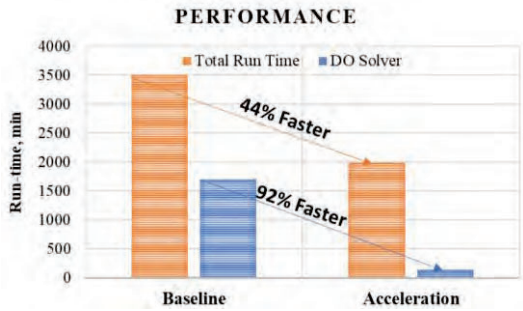


Figure 16. Comparision in solution performance for baseline and accelerated solutions for total run-time and DO solver.

4. CONCLUSION

The explicit-CHT approach with LES is validated with experiments of heated nozzle exhaust on a perforated plate for two blowing ratios (1 and 2). The CHT-LES solution is also explored for sensitivity to grid resolution, especially near the plate. The solution of different grids showed less sensitivity and accelerated convergence at the fluid-solid interface with the explicit-CHT approach. Overall, the CHT-LES solution agrees well with the temperature distribution on the plate for two blowing ratios (1 and 2). Further, the implicit CHT solution is compared with the explicit CHT solution in terms of the accuracy of the calculations and speed of time-marching of the solution at the fluid-solid interface. The implicit approach has higher fluctuations at the fluid-solid interface (~ ± 50K) and requires longer run-time for a time-periodic solution for the LES-CHT calculation. The solution with explicit LES-CHT solution reaches early stability (in time) and hence allows accelerated solution convergence.

The explicit-CHT solution requires reasonable assessment of coupling frequency, for gas turbine combustor where flow is complex. The coupling frequency is varied for explicit CHT calculation in a ga turbine combustor LES calculations. For very low coupling interval (a quarter of flow through), the solution showed high variability of temperature at the solid-fluid interface. Whereas stability found to be much better for higher coupling interval, typically between half and full flow through time. For DO radiation calculation cell agglomeration based algorithm was tried. The agglomeration by one level helped in achieving solution acceleration of *44%,* keeping the same accuracy level. Together with explicit CHT and radiation solver agglomeration, the CHT-LES calculations found to be computationally much more efficient for usage in the calculation of heat transfer in gas turbine combustors.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

References

(1) Ji, Yongbin, Bing Ge, and Shusheng Zang. "Conjugate Heat Transfer Characteristics of Effusion Cooling under Realistic Swirl Flow in a Three-sector Gas Turbine Model Combustor." Applied Thermal Engineering (2022): 118735.

(2) Kim, Kyung Min, et al. "Conjugated heat transfer and temperature distributions in a gas turbine combustion liner under base-load operation." Journal of mechanical science and technology 24.9 (2010): 1939-1946.

(3) Kim, Kyung Min, et al. "Analysis of conjugated heat transfer, stress and failure in a gas turbine blade with circular cooling passages." Engineering Failure Analysis 18.4 (2011): 1212-1222.

(4) Duchaine, Florent, et al. "Conjugate heat transfer with large eddy simulation for gas turbine components." Comptes Rendus Mecanique 337.6-7 (2009): 550-561.

(5) Nakod, P, Patwardhan, S, Verma, I, & Orsino, S. "Prediction of Soot Formation Trends in Turbulent Kerosene-Air Diffusion Jet Flames With Elevated Operating Pressure." Proceedings of the ASME 2017 Gas Turbine India Conference. Volume 1: Compressors, Fans and Pumps; Turbines; Heat Transfer; Combustion, Fuels and Emissions. Bangalore, India. December 7–8, 2017. V001T04A012. ASME. https://doi.org/10.1115/GTINDIA2017-4736

(6) Ghose, Prakash, et al. "Prediction of soot and thermal radiation in a model gas turbine combustor burning kerosene fuel spray at different swirl levels." Combustion Theory and Modelling 20.3 (2016): 457-485.

(7) Lefebvre, Arthur H. "Flame radiation in gas turbine combustion chambers." International journal of heat and mass transfer 27.9 (1984): 1493-1510.

(8) Wu, Angela, Seunghwan Keum, and Volker Sick. "Large eddy simulations with conjugate heat transfer (CHT) modeling of internal combustion engines (ICEs)." Oil & Gas Science and Technology–Revue d'IFP Energies nouvelles 74 (2019): 51.

(9) Berger, S., et al. "On the sensitivity of a helicopter combustor wall temperature to convective and radiative thermal loads." Applied Thermal Engineering 103 (2016): 1450-1459.

(10) Ghani, A., et al. "Effect of wall heat transfer on screech in a turbulent premixed combustor." Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program. 2016.

(11) Ansys, Inc. Product Documentation Release 22.2, Ansys, Inc., Canonsburg, PA 15317, USA, 2022

(12) Mark P. Wernet, Nicholas J. Georgiadis, Randy Locke, Douglas Thurman and Philip Poinsatte. PIV and Rotational Raman-Based Temperature Measurements for CFD Validation of a Perforated Plate Cooling Flow: Part I. AIAA 2020-1230, Session: Theoretical, Experimental and Computational Heat Transfer II, AIAA Scitech 2020 Forum, Orlando, FL, 6-10 January 2020, https://doi.org/10.2514/6.2020-1230.

(13) Kim, C S, "Thermophysical properties of stainless steels", Argonne National Lab., 9700 South Cass Avenue Argonne, Iilinois 60439. (USA), 1975-09-01, https://doi.org/10.2172/4152287.

(14) H. Wang, E. Dames, "A high-temperature chemical kinetic model of n-alkane (up to n-dodecane), cyclohexane, and methyl-, ethyl-, n-propyl and n-butyl-cyclohexane oxidation at high temperatures", JetSurF version 2.0, September 19, 2010 (http://web.stanford.edu/group/haiwanglab/JetSurF/JetSurF2.0/index.html).

(15) Wernet, M. P., Georgiadis, N. J., Locke, R., Thurman, D., and Poinsatte, P., "PIV and Rotational Raman-Based Temperature Measurements for CFD Validation of a Perforated Plate Cooling Flow: Part I," AIAA Scitech 2020 Forum, AIAA, 2020.

(16) Zore, Krishna, et al. "Conjugate Heat Transfer Simulations of a Nozzle Flow over a Film-Cooled Plate." Journal of Thermophysics and Heat Transfer (2022): 1-20.

(17) Shrivastava, Sourabh, et al. "Multi-physics simulation based approach for life prediction of a gas turbine combustor liner." Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Vol. 58646. American Society of Mechanical Engineers, 2019.

(18) Pope, Stephen B. "Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows." New journal of Physics 6.1 (2004): 35.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-4

IR カメラ計測によるタービン静翼面の冷却効率評価

Cooling Effectiveness Evaluation On turbine Vane Using Infrared camera

○池原 伶[*1] 仁田 耕造[*1] 藤本 秀[*1] 賀澤 順一[*2] 大北 洋治[*2]
IKEHARA Ryo NITA Kozo FUJIMOTO Shu KAZAWA Junichi OKITA Yoji

ABSTRACT

To evaluate the cooling effectiveness on turbine vane, we conducted to measure the vane surface temperature by four IR cameras and obtained overall thermal images. These thermal images were corrected with the temperature measured by thermocouples mounted on the vane surface. In the overlapping area between adjacent thermal images, we determined the cooling effectiveness to retain continuity and its gradient. Using the presented procedure, we obtained the temperature distributions and evaluated cooling effectiveness of the vane surface under various mainstream and cooling conditions while minimizing the measurement uncertainty.

キーワード： ガスタービン静翼，IR カメラ，冷却効率
Key Words: Gas Turbine vane, Infrared camera, Cooling effectiveness

1. 背景、目的

ガスタービンの高出力、高効率化のために、主流ガスからタービン部品への熱負荷は増加傾向にある。タービン部品が受ける大きな熱負荷に耐えるため、これまでに材料技術や冷却技術の向上が図られてきた。特に冷却技術は翼材料の耐熱温度以上の高温環境下においてもタービン翼を健全に保つために必要不可欠であり、これまでに様々な冷却構造が提案されている。量産機種への適用を実現するために、新規冷却構造をリグ試験に供試し、ガスタービン運転時と同等の条件下における性能実証も併せて進められている。

冷却性能実証では、高温環境下におけるガスタービン部品の表面温度分布を正しく計測する必要がある。温度計測方式は大きく分けて接触式、非接触式の 2 つに分類される。接触式は対象表面に触れて測定する方式で、熱電対、抵抗温度計などがある。計測精度が比較的良いが、計装したある 1 点の温度しか測れない。非接触式は測定対象に直接触れずに、放射エネルギー等を検出して温度計測する方式である。主な計測機器として IR(Infrared、赤外線)カメラがあり、2 次元の検出器で赤外線波長範囲の放射エネルギーを検出し、熱画像として出力する。カメラ視野に収めた広い範囲の温度を計測できるため、測定物の表面温度分布を取得できるのが特長である。ただし計測値には IR カメラ自体の計測誤差に加えて、測定対象周囲からの反射エネルギーによる誤差や計測面の放射率誤差等が乗っており、接触式に比べて計測精度に課題がある。そのため計測した温度データを適切に補正したうえで評価に用いる必要がある。

航空宇宙分野において IR カメラを使用したデータ取得は 1960 年代から行われており(1)、ガスタービン部品に対してはタービン静翼面やバンド面のフィルム冷却効率の計測(2), (3)や、燃焼器ライナ壁の冷却に向けた複合冷却構造の冷却効率計測(4)等にも表面温度分布計測装置として使われてきた。

我々は IR カメラを使用して、MGC(Melt-Growth Composites、融液成長複合材料)や CMC(Ceramic Matrix Composite、セラミック複合材料)等の耐熱材料で製作したタービン静翼面の温度計測(5) (6)や、翼内部冷却に用いられるピンフィン(7) (8)やディンプル(9)構造周りに高温ガスを流した時の主流表面を IR カメラで計測し、冷却効率や熱伝達率分布を算出する等の冷却性能評価をこれまでに行ってきた。タービン部品は表面全体が高温環境下にさらされるので、部品を耐熱温度以下に保つ必要がある。そのため、部品表面が意図通りに冷却されることを実証する手法を検討し、冷却性能の評価を行ってきた。今回は IR カメラ 4 台により計測したタービン静翼全周の翼面温度分布について、計測値の補正方法、冷却効率評価算出結果を示し、主流、冷却空気を振った場合においても内部構造を設けたタービン翼面の冷却効率を評価できることを示す。

*1 株式会社IHI
〒196-8686 東京都昭島市拝島町3975番地18
E-mail: ikehara2741@ihi-g.com
*2 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構(JAXA)
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7丁目44-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2.　試験装置

2.1 計測設備

Fig. 1 に、計測設備の概略図を示す。主流は空気源から予熱燃焼器を通過させて温度上昇させた後に試験機へ流す。試験機には静翼 8 枚からなる翼列を設け、翼列中央に供試翼を 2 枚配置する。今回は主流レイノルズ数を 1.2×10^6～2.3×10^6に設定し、主流温度も変化させることで、冷却空気の密度比も変えてデータ取得を行った。試験機下流の加圧弁を開閉することで、供試翼面のマッハ数分布が解析予測の翼面マッハ数分布と合うように翼列入口全圧、出口静圧を調整している。供試翼冷却空気は、主流ガスと別系統から供給しており、流量計を介して供試翼へ流入させている。

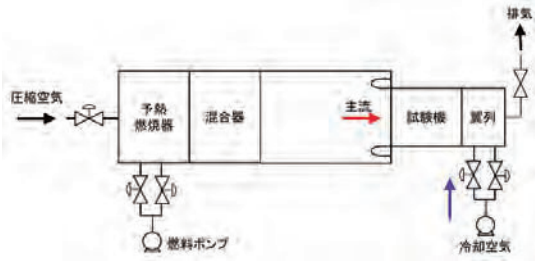


Fig. 1　計測設備概略図

2.2 供試翼

供試翼は、ガスタービンエンジン静翼形状を模擬している。Fig. 2 に供試翼断面形状を示す。供試翼内部にはインピンジ孔を設けた薄板を挿入し、翼表面には正圧面側、負圧面側それぞれにフィルム孔を設けている。これら 2 つの冷却構造による翼面冷却効率を評価する。

供試翼には、主流に触れる面全面に黒体塗料(JSC-3 号, ジャパンセンサー製, 放射率 0.94)を塗装する。黒体塗料を塗装して表面の放射率を高くしておくことで、翼面における周囲からの反射エネルギーを小さくし、計測誤差を小さくすることができる。なお、供試翼以外の静翼 6 枚や試験機ダクトにも、供試翼への反射エネルギーを小さくするために、主流に触れる面全面に黒体塗料を塗装しておく。

IR カメラ計測温度に含まれる誤差を補正するため、各 IR カメラ視野内の供試翼表面に熱電対(K-Type, 素線径 φ0.2mm)を計装し、IR カメラでの温度計測と同時に翼面温度を計測する。熱電対は静翼面上に設けた溝底面に各 2 点計装し、熱電対計装後の溝には熱伝導率が既知の接着剤を充填し、翼面と面一になるように形成した。

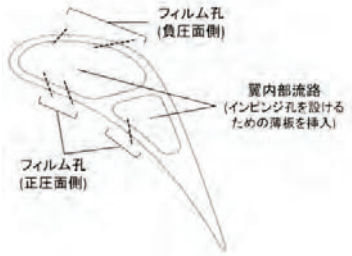


Fig. 2　供試翼断面形状

3.　計測手法

3.1 翼面温度分布計測、補正方法

IR カメラは Fig. 3 に示すように、翼列周辺に 4 台配置し、IR カメラ 1,2 で供試翼正圧面側、IR カメラ 3,4 で負圧面側を計測する。試験機 4 か所に開口部を設け、赤外線透過ガラス窓(ZnSe 製)を介して観測できるように IR カメラ計測視野を確保している。Fig. 4 に、各 IR カメラの計測範囲を示す。IR カメラ 3 の計測範囲のように、供試翼 1 枚のみの計測では、隣の翼に視野が遮られ観測出来ない箇所が存在するが、冷却構造および冷却空気量が同一の 2 枚の供試翼を計測することにより、供試翼全周を評価できるようにした。使用する IR カメラは日本アビオニクス製 InfReC®R550pro で、本試験条件における IR カメラ単体の計測温度精度は温度指示値±2%である。翼全周にわたり連続した範囲で冷却効率を評価するため、Fig. 4 に示すようにカメラ視野の隣り合うカメラ同士で、視野がオーバーラップするように計測範囲を設定した。

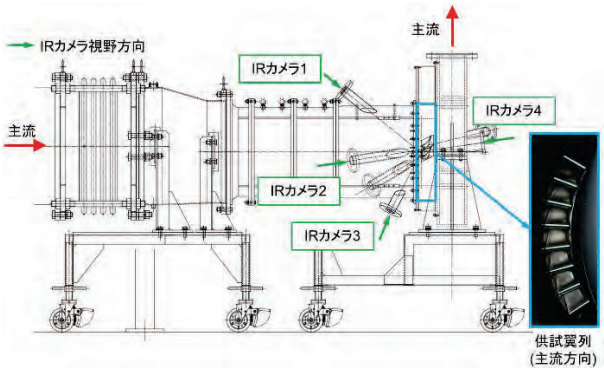


Fig. 3　IR カメラ視野方向

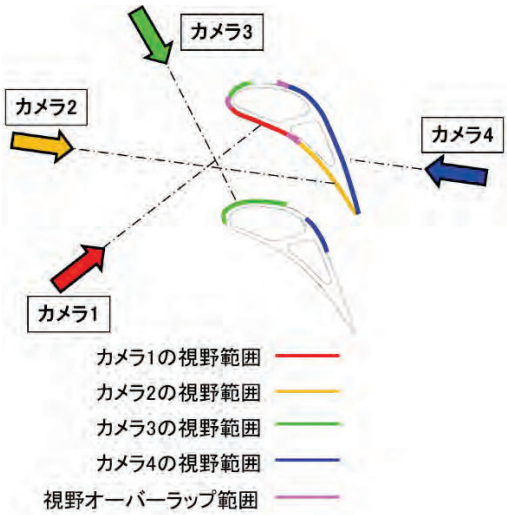


Fig. 4　各 IR カメラの翼面計測範囲

IR カメラ熱画像中の翼面温度分布から、翼スパン方向 50%付近を冷却効率の評価領域として使用した。

2.2 節で述べたように、IR カメラによる計測温度を、同時に計測した翼面熱電対温度で補正する。IR カメラは翼表面温度を計測しているのに対して、熱電対は接着剤

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

を充填した翼面溝底面の温度を計測している。そのため、溝部をモデル化した伝熱解析を行い、熱電対温度を翼表面温度に換算したうえで IR カメラ温度補正に使用する。この際、翼面計測温度が伝熱解析の境界条件となるため、IR カメラの温度誤差補正と伝熱解析がお互い収束するまでイタレーションさせた。

その他、翼面の周囲からの反射や、ガラス窓透過時の散乱、透過率誤差を考慮して計測温度を補正する。

上記より補正した IR カメラ計測温度 Tt を用いて、下記の(3.1.1)式より翼面冷却効率を算出する。

$$\boldsymbol{\eta = \frac{T_g - T_t}{T_g - T_c}} \qquad (3.1.1)$$

ここで、Tg：主流ガス温度、Tc：冷却空気温度、Tt：IR カメラ計測温度(IR カメラ計測誤差補正後の温度)である。

3.2 試験条件

今回の計測で設定した試験条件、供試翼冷却空気の条件を Table.1 に示す。

Table 1　試験条件

	主流 Re 数	主流－冷却空気 流量比 基準 (試験範囲)
単位	nond	[%]
Case1	1.2×10^6	0.9 (0.5~1.5)
Case2	2.3×10^6	

主流 Re 数は(3.1.2)式より求める。

$$\boldsymbol{Re = \frac{WL}{A\mu}} \qquad (3.1.2)$$

ここで、W：主流流量、L：供試翼実コード長さ、A：翼列スロート部有効面積、μ：粘性係数である。

3.3 不確かさ解析

計測温度により求めた冷却効率の不確かさを算出した。不確かさは翼面上の計測点毎に異なる値となるが、今回は Table.1 に示した条件において計測位置ごとに求めた不確かさの最大値を全体の不確かさとした。不確かさは、(3.1.1)式の各温度計測値に含まれている以下の誤差を、ASME 規格[10]の手法に基づいて算出した。

・熱電対計測温度：ロガー精度、熱電対校正精度、時間・空間ばらつき

・IR カメラ計測温度：ロガー精度、IR カメラ校正精度、時間ばらつき

上記により求めた静翼面全面における冷却効率の不確かさは±0.02 となった。

4.　試験結果

4.1 冷却効率算出結果

Fig. 5 に、Case1 の条件で取得した熱画像から算出した冷却効率分布を示す。横軸は翼面距離であり、供試翼軸コード長に対する供試翼前縁からのコード方向長さの比で表している。縦軸は冷却効率である。また、各カメラの計測範囲と、フィルム孔の位置も併せて示している。IR カメラ温度補正前の冷却効率を破線、補正後の冷却効率を実線で示している。破線で示した補正前の冷却効率を見ると、カメラ 3,4 間のように、IR カメラ間の冷却効率にギャップが生じている。このように IR カメラで取得した熱画像をそのまま評価に使用すると、計測誤差によりオーバーラップ範囲での IR カメラ間の冷却効率差が大きくなる。実線で示すように、熱電対計測値による補正等を行った場合の冷効率分布では、オーバーラップ範囲での IR カメラ間の冷却効率の差を小さくすることが出来ている。

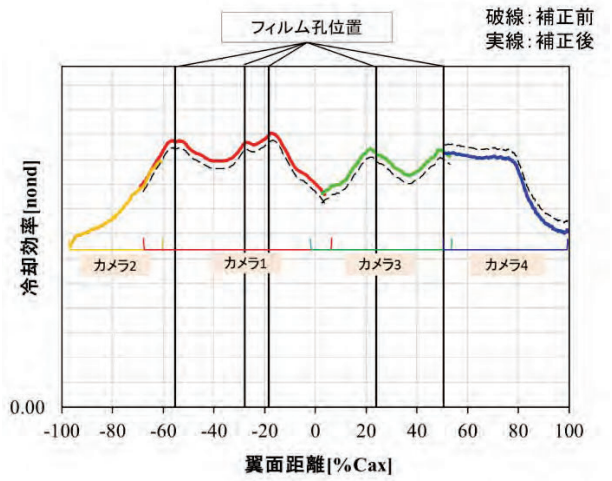


Fig. 5　冷却効率分布(Case1，基準ケース)

また、補正後の IR カメラ温度の妥当性を確認するために、各溝に施工した熱電対 2 点の計測値より熱電対 2 点間の距離に対する冷却効率の勾配を算出し、補正後の IR カメラ計測温度により算出した冷却効率と比較した。

IR カメラ 1,2 間を代表例として挙げると、熱電対 2 点の翼面距離 1.5mm 幅に対する冷却効率の変化量と、同じ位置で IR カメラ熱画像から算出した 1.5mm 幅に対する冷却効率の変化量はどちらも約 0.01 となった。したがって、熱電対計測値による冷却効率の勾配と IR カメラ計測による冷却効率の勾配は対応していることを確認した。

4.2 冷却効率の繋ぎ位置の検討

IR カメラの視野をオーバーラップさせた範囲の冷却効率算出方法を検討する。同じ範囲を計測していても、異なる IR カメラから算出した冷却効率分布には様々な要因で各 IR カメラ計測値に差が生じる。そのため、IR カメラ計測範囲がオーバーラップ範囲の計測温度をどのように扱うか検討する必要がある。今回計測した IR カメラ 4 台による翼全周の温度分布計測では、IR カメラ 1,2 間、2,3 間、3,4 間にオーバーラップ範囲があるが、オーバーラップ範囲の処理方法について、代表例として IR カメラ 1,2 間の冷却効率分布で説明する。

IR カメラ 1,2 間の冷却効率分布を Fig. 6 に示す。オー

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

バーラップ範囲の中央付近では、IR カメラ 1,2 からそれぞれ求めた冷却効率はほぼ等しいが、オーバーラップ範囲の端部ではずれが生じている。Fig. 7-1 に示す IR カメラ 1 の熱画像では、オーバーラップ範囲の下流側は、隣の翼前縁付近が評価対象領域に比べて温度が高く、当該前縁部からの放射エネルギーによる計測誤差の影響を受ける。一方、Fig. 7-2 に示す IR カメラ 2 の熱画像では、IR カメラ 1 とのオーバーラップ範囲の上流端付近において観測窓の縁から受ける反射の誤差を含む可能性がある。したがってオーバーラップ範囲両端部では IR カメラ 1,2 ともに特に誤差が大きい可能性があるため、Fig. 6 の破線で示すようにオーバーラップ範囲の中央付近までを IR カメラ 1,2 でのカバー範囲として、冷却効率分布を繋ぐこととした。同様に、その他のオーバーラップ範囲についても、誤差が一番小さいと考えられる位置で冷却効率を繋ぐこととした。

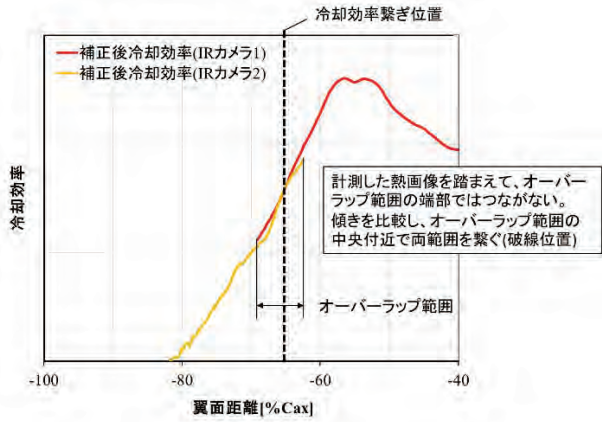


Fig. 6　オーバーラップ範囲の冷却効率分布

(IR カメラ 1,2 間)

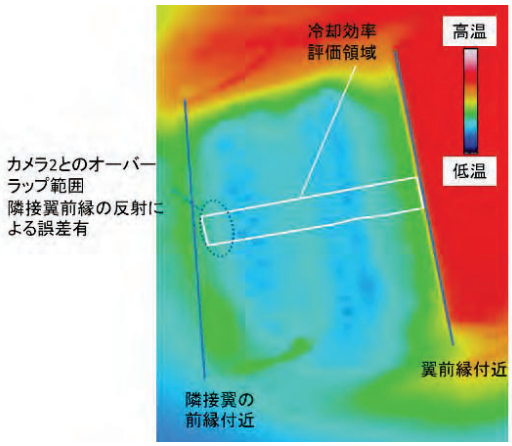


Fig. 7-1　供試翼熱画像(IR カメラ 1 で計測)

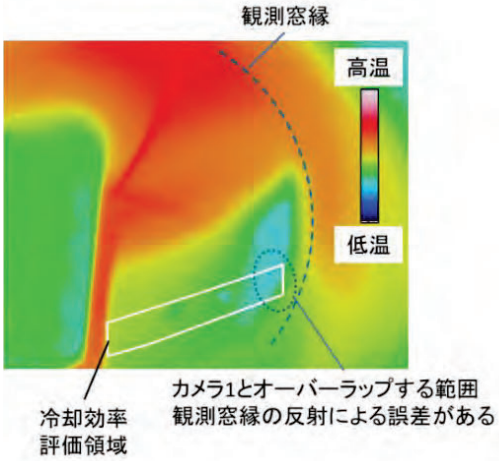


Fig. 7-2　供試翼熱画像(IR カメラ 2 で計測)

また、カメラ視野がオーバーラップ範囲の繋ぎ位置において、冷却空気流量を振った別の計測ケースにおいても同じ方法で補正し不確かさ以内に収まるかを確認した。主流条件を固定し、冷却空気流量をノミナル条件から振った場合の、各ケースに対する冷却効率繋ぎ位置の誤差をプロットした図を Fig. 8 に示す。3.3 節で示した Fig. 8 の青線で示す計測不確かさの範囲内に収まれば、オーバーラップ範囲で連続するように冷却効率を算出できているとした。Case1 基準ケースにて定めた繋ぎ位置において、冷却空気流量を変えた別のケースでも不確かさの範囲内で繋ぐことが出来ていることを確認した。

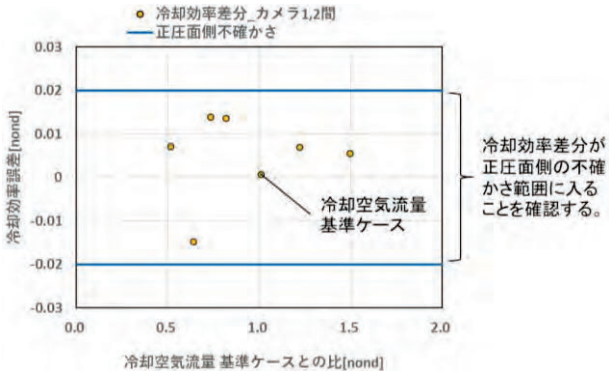


Fig. 8　各計測ケースでの冷却効率誤差

(Case1,カメラ 1,2 間)

4.3 主流条件を変えた場合の冷却効率評価

3 章および 4.1、4.2 節で述べた IR カメラ計測温度補正方法が、各 IR カメラのオーバーラップ範囲での冷却効率算出方法が異なる主流条件でも適用可能であることを確認するために、Table.1 の Case2 についても同様に冷却効率を算出した。Case2 は Case1 から主流温度を下げつつ主流 Re 数を大きくした条件である。Fig. 9 に、Case2 において算出した冷却効率分布を示す。Case1 と同様に、Case2 においてもオーバーラップ範囲を不確かさの範囲内で繋げることができており、主流条件を振った場合においても正しく冷却効率を算出できていることを確認し

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

た。

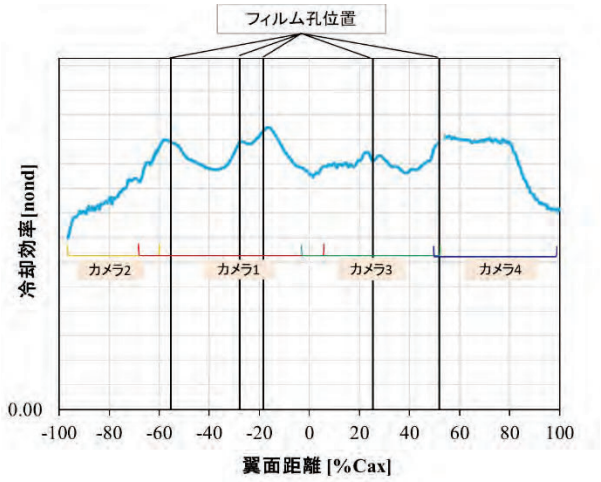


Fig. 9　冷却効率分布(Case2，基準ケース)

5.　まとめ

冷却構造を設けたタービン翼面全周の冷却効率評価を目的として、IR カメラ 4 台により温度分布を計測した。温度分布を翼面に計装した熱電対温度で補正した後、隣り合う IR カメラの視野オーバーラップ範囲における冷却効率が、不確かさの範囲内で連続するように補正した。また、異なる主流条件、冷却空気条件においても今回示した手法によりタービン静翼面の冷却効率が適切に評価できることを確認した。

謝 辞

「コアエンジン技術実証(En-Core [アン・コア])プロジェクト」の一環として、本研究にご支援いただいた国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構(JAXA)の関係者の皆様に感謝いたします。

参 考 文 献

(1) Gartenberg, E., and Roberts, A. S., Jr., “Twenty-Five Years of Aerodynamic Research With IR Imaging,” Thermosense XIII, Orlando,FL, Mar. 1, SPIE,pp. 338–356.(1991)

(2) Mensch, A., and Thole, K. A., “Overall Effectiveness and Flowfield Measurements for an Endwall With Nonaxisymmetric Contouring,” ASME J. Turbomach., 138(3), p. 031007 (2016)

(3) Eberly, M. K., and Thole, K. A., 2014, “Time-Resolved Film-Cooling Flows at High and Low Density Ratios,” ASME J. Turbomach., 136(6), pp. 1–11.

(4) Nakamata, C., Okita, Y., et al., “Spatial Arrangement Dependance of Cooling Performance of an Integrated Impingement and Pin Fin Cooling Configuration” ASME GT2005-68348, pp. 385-395 (2005)

(5) Nakamata, C., Fujimoto, S., and Okita, Y., “Recent Progress in The Research of High-Temperature Turbine Nozzles with MGC Materials” ACGT2005-063(2005)

(6) Nita, K., Okita, Y., and Nakamata, C., “Cooling performance tests of a CMC nozzle with annular sector cascade rig”, Proceedings of 37th International Conference and Expo on Advanced Ceramics and Composites (2013)

(7) Nakamata, C., Mimura, F., Matsushita, M., Yamane, T., Fukuyama, Y., Yoshida, T., “Local cooling effectiveness distribution of an integrated impingement and pin fin cooling configuration”, ASME Paper No.GT2007-27020 (2007)

(8) S.Y. Won, G.I. Mahmood, P.M. Ligrani, 2003, “Spatially-resolved heat transfer and flow structure in a rectangular channel with pin fins” Heat and Mass Transfer 47 (2004) 1731–1743

(9) Murata, A., Nishida, S., Saito, H., Iwamoto, H., Okita, Y., Nakamata, C., “Effects of Surface Geometry on Film Cooling Performance at Airfoil Trailing Edge” ASME J. Turbomach., 134(5):051033

(10) PTC19.1-1998 Test Uncertainty, ASME

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-5

高圧タービン翼面上フィルム冷却効率分布に与える密度比及び主流乱れの効果に関する研究

Effects of Density Ratio and Free-stream Turbulence upon Film Cooling Effectiveness Distributions downstream of Cooling Holes on a High-Pressure Turbine Vane

漆山　諒[*1]　○船﨑健一[*2]　藤本　秀[*1]
URUSHIYAMA Ryo　FUNAZAKI Ken-ichi　FUJIMOTO Shu

ABSTRACT

Film cooling effectiveness distributions over the suction and pressure surfaces of a HP (High-Pressure) turbine vane are investigated using a large-scale linear cascade test facility. Two different types of cooling hole exit geometries, a conventional round hole and fan-shaped hole, are employed in this study, whose film cooling performances are measured by use of PSP (Pressure-Sensitive-Paint) method under different free-stream turbulence and density ratio conditions. Since special attention is paid to the unsteady behaviors of ejected coolant, RMS (root-mean-squared) of acquired images of PSP are obtained and discussed to clarify the effects of flow conditions and hole exit geometries.

キーワード： タービン翼列試験，フィルム冷却，PSP 計測，密度比，主流乱れ，非定常
Key Words: Turbine Cascade Test, Film Cooling, PSP measurement, Density Ratio, Free-stream Turbulence, Unsteadiness

1. はじめに

ガスタービンの高効率化，高出力化のためには，主要部品であるタービン翼を少量の冷却空気で効果的に冷却する技術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，これまでに数多くの研究が実施されている(1)~(4)．過去に行われたフィルム冷却の研究の大半は，フィルム冷却効率（Film Effectiveness）などの時間平均特性に着目して行われていたが，冷却孔周辺の流れ場は本質的に非定常であり，時間平均的指標のみによる性能評価は不十分である．このことは，フィルム冷却効率が RANS（Reynolds-Averaged Navier-Stokes）解析よりも非定常計算である LES（Large-Eddy Simulation）解析でより正確に予測できるという報告(5)でも裏付けられている．以上の点を踏まえ，著者ら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 Circular Hole 及びファン形状孔 Fan-shaped Hole）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．特に，低応答性 PSP での結果ではあるが，主流乱れの増加によって主流と冷却空気の混合が促進されフィルム冷却効率が低下する一方で，冷却空気の非定常性が高まることによるフィルム冷却効率の回復をもたらす可能性などを明らかにした(6)．

本研究では，前回の平板での研究(6)を基に，翼列内翼の正圧面及び負圧面に設置されたフィルム冷却孔のフィルム冷却効率を，主流乱れ及び冷却空気の密度比をパラメータとして PSP により計測した．同様の実験的研究は，著者らのグループを含むいくつかの研究グループによって行われているが(7)(8)(9)，その研究では負圧面に設置した冷却孔周辺の詳細計測が困難，また，主流乱れの効果も未調査など，更なる研究が求められていた．今回の研究では，前報(8)で使用した試験装置の改修により多くの新たな知見を得ている．特に密度比の効果については，LES 解析と計測結果との比較を行い，冷却特性に与える影響の検討している．今回の研究では，先行研究(6)(9)に倣い，フィルム冷却空気の非定常挙動についても検討し，主として主流乱れとの関連性も明らかにしている．

2. 試験方法

本研究で使用した試験装置や計測手法の大半は先行研究(6)(8)に詳述されており，以下には概要を示す．

*1　（株）IHI
〒196-8686　東京都昭島市拝島町3975番地18
*2　岩手大学理工学部
〒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 216.73.216.217, 2026/10/03.

2.1　翼列風洞試験設備

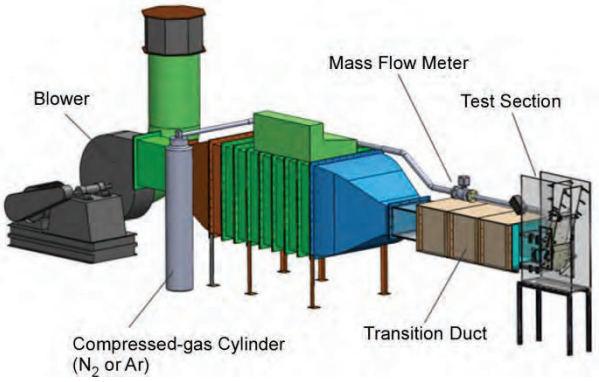


Fig. 1. Overview of the test facility

本研究で使用した翼列風洞試験設備を図１に，また，翼列試験部を図２に示す．風洞の絞りノズルからの流れは，接続ダクトを経由して，ABS（Acrylonitrile Butadiene Styrene）樹脂製高圧タービン静翼の大型モデル２枚で構成されている翼列試験部に流入している．翼形状は典型的な航空機用エンジン高圧タービン静翼をモデルとしている．軸コード長 Cx は 158mm，スパン長は 270mm である．翼列の後縁線から軸方向に 25%下流の位置には計測用のスリットが設けられており，そこで作動流体の出口流速や温度を計測しており，それらの計測結果を基に出口レイノルズ数 Re_2 を設定している．レイノルズ数の定義と設定レイノルズ数は以下の通りである．

$$\mathrm{Re}_2 = \frac{V_2 C}{\nu} = 681{,}000 \qquad (1)$$

ここで，C；翼コード長，V_2；出口流速，ν；動粘度．

翼列上流及び下流にはアクリル製の案内板（Guide Plate）が設置されており，これらの調整によって，測定された静圧係数分布 Cp をピッチ方向の周期性を仮定した流れ解析結果（後述）にほぼ一致させている（図３）．Cp の定義式を以下に示す．

$$Cp(x) = \frac{p_{0,in} - p(x)}{\frac{\rho}{2} V_2^2} \qquad (2)$$

ここで，$p_{0,in}$；入口全圧，p(x)；翼面静圧，ρ；密度．なお, Cp の計測には別途製作した静圧計測翼を用いている．

翼列の 250%上流には乱流格子（Turbulence Grid）が装着できるようになっている．使用した乱流格子は，一辺が 5mm の角柱を上下左右方向に間隔 M（=25mm）で組み合わせたものであり（開口率 64%），この乱流格子により生成された主流乱れは，熱線流速計による計測によって，翼列前縁から 40%Cx 上流（乱流格子からの距離 L=12.6M）で 8.3%であり，その積分長さスケールは 21.7mm と見積もられた．なお，乱流格子のない場合の主流乱れは 1.4%であった．

供試翼列周辺には，後述する PSP 法による翼面上フィルム冷却効率分布計測のため高感度冷却 CCD カメラ及び紫外線照射用（UV）LED ランプが配置されている．ここで, 翼負圧面の冷却孔近傍の計測時にはカメラＡを，翼負圧面全体の計測時にはカメラＢを，翼正圧面の計測にはカメラＣを用いている．なお，カメラＡ使用時には翼正圧面に観測用の透明窓を設置した翼を用いている．

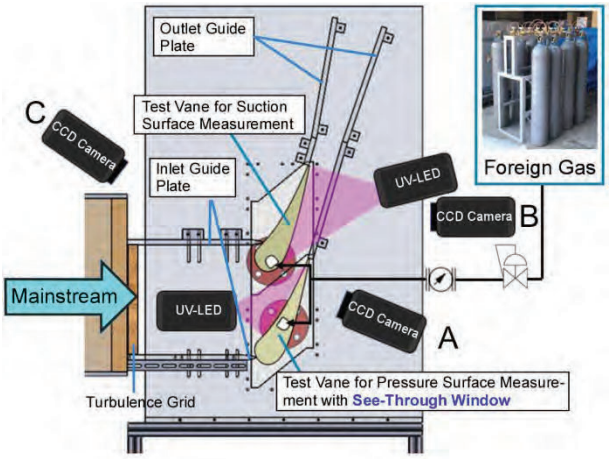


Fig. 2. Test section

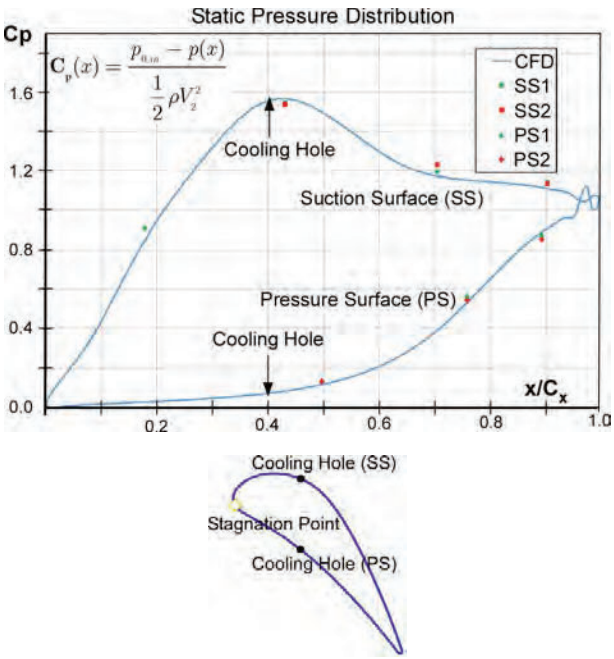


Fig. 3. Measured and calculated static pressure distributions

2.2　冷却孔

図４には，本研究で採用した２種類の冷却孔（丸孔 CH，ファン形状孔 FH）を示す．FH には Pennsylvania 州立大学で開発され詳細データが公開されている冷却孔 777-shaped hole[10]相当の冷却孔である．冷却孔は供試翼の正圧面（Pressure Surface; PS）及び負圧面（Suction Surface；SS）にそれぞれ一列配置されている．設置位置は，翼前縁から 40%Cx である．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

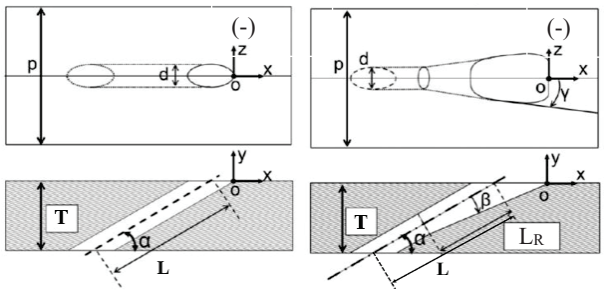


Fig. 4　Cooling hole geometry (Left; Cylindrical hole, Right; Fan-shaped hole)

Table 1　Hole geometry

Hole Type	SS_CH	SS_FH	PS_CH	PS_FH
Hole Pitch (p)	3d	3d	6d	6d
Inclination Angle (α)	35 [deg]	35 [deg]	27 [deg]	27 [deg]
Laid-back Angle (β)	-	10 [deg]	-	10 [deg]
Expansion Angle (γ)	-	10 [deg]	-	10 [deg]
Thickness (T)	2.6d	1.9d	2.0d	1.6d
Hole Length (L)	4.5d	3.3d	4.4d	3.5d

d ; Hole Metering Diameter

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計測法は標準的な計測法となっていることから[11][12], その詳細説明は既報[13]に譲り，以下に概要のみを示す．なお，本研究で使用した計測手法の妥当性については既報[6]で確認されている．

PSP は特定の波長の入射光に対する発光性を有する塗料であり, 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，PSP 塗布面上の酸素分圧が測定できる．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．使用した 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，冷却 CCD カメラにはカットオン波長 630nm のロングパスフィルタを装着した．

冷却空気として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，異種ガスと周囲空気（酸素分圧は $P_{O2,air}$）との混合効果により流れの酸素分圧 $P_{O2,fg}$ が局所的に変化する．この異種ガス−空気混合拡散現象（物質移動）と異なる温度の空気の混合拡散現象（熱移動）の相似性を利用すると，フィルム冷却効率 η は次式で推定可能できる．

$$\eta = 1 - 1\Bigg/\left\{1 + \left(\frac{P_{O_2,air}/P_{O_2,ref}}{P_{O_2,fg}/P_{O_2,ref}} - 1\right)\frac{W_{fg}}{W_{air}}\right\} \qquad (3)$$

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，較正試験により PSP 発光強度 I と圧力比の関係式を定めておくことで算定される．なお，PSP の温度依存性を考慮し，ペルチェ素子による温度制御を行っ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．

$$\frac{I_{ref} - I_{dark}}{I - I_{dark}} = A + B\frac{P}{P_{ref}} + C\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 + D\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^3 \qquad (4)$$

ここで，I_{ref} は主流のみ通風時の画像輝度，I_{dark} は暗電流時画像輝度，I は冷却空気を噴出した際の画像輝度である．また P/P_{ref} は表面圧力と大気圧の比，A, B, C, D は較正係数である．実際の試験では，対象物表面の画像輝度情報から圧力比を逆算し，式(3)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，較正試験では各圧力・温度条件で 150 枚の画像を取得し，それぞれを平均した画像を用いた．

2.4　試験条件

本研究での試験条件は下記の通りである．翼面上の主流流速U_∞には，図３に示す翼面静圧分布から推定した値を用いた．また，フィルム冷却性能試験では，「冷却空気」として窒素ガス N_2 及びアルゴンガス Ar を使用した．

噴き出し比　$BR = \rho_c u_c/\rho_\infty U_\infty$=0.5,1.0,1.5,2.5

密度比　$DR = \rho_c/\rho_\infty$=0.97 (N_2)，1.38 (Ar)

主流乱れ　$FSTI = 1.4\%, 8.3\%$

ここで，添字 c は冷却空気，∞は主流を表す．なお，冷却空気の質量流量計測には，Azbil®の大容量マスフローメータ CML050 を使用した．

2.5　翼面上画像の変換

翼列試験における PSP 計測では曲面上でのフィルム冷却効率分布が得られるが，冷却孔からの距離に対するフィルム冷却効率値の変化を理解するためには取得データの平面化が必要である．本研究では数値解析ソフト Matlab® (MathWork®)で画像変換を行うプログラムを作成し画像の平面化を行っている．はじめに 1 マス 10mm×10mm のチェッカーボードが印刷されたシートを翼面に張り付けた状態で対象とする翼面の撮影を行う．取得した画像から，チェッカーボードのマス毎に画像を分割し，それぞれを 10mm×10mm の正方形に変換し全ての画像を結合することで画像を平面化している．

2.6　フィルム冷却効率の不確かさ解析

PSP 法によるフィルム冷却効率計測における不確かさの評価を Natsui ら[14]の方法を用いて実施した．主な誤差要因は，画像取得及びその処理に関する過程での不確かさ，及び較正データに関する不確かさである．

この結果，BR =1.0 の試験条件では，フィルム冷却効率の不確かさは計測範囲内で最大 4.6%程度であった．

3. LES 解析

LES 解析には商用コード ANSYS® Fluent® Ver.19.4 を使用した．空間方向には 2 次精度中心差分で，時間方向には 2 次精度陰解法で離散化を行った．SGS モデルは Dynamic Smagorinsky モデルである．

計算領域は翼間流路に設定し，翼ピッチ方向には周

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

期境界条件を適用した．入口境界は翼列前縁線から100%Cx に，出口境界は翼列後縁線から 150%Cx に設置した．それぞれの境界には，出口レイノルズ数が実験値に一致するように境界条件を与えている．翼スパン方向は 6d の幅で，両側に周期境界条件を適用している．

計算格子は非構造格子で，翼面まわりに 13 層のプリズムメッシュを配置して，翼面最近接格子点について y+＜1 を実現している．総格子点数は約 1,000 万点である．

4. 結果

はじめに，異なるアングルで撮影した負圧面上のフィルム冷却効率値の一致度を確認し，次に密度比 DR の効果を調査した後，主流乱れの効果を議論する．その際に，非定常性の効果についても検討する．

4.1 異なる位置からの撮影結果の比較

本研究では，負圧面の冷却孔近傍の詳細な情報を得るため，図２に示したようにカメラ A を用いている．一方で, 負圧面全体のフィルム冷却効率値を把握するため，カメラ B を別途使用している．両者の測定値（スパン方向平均値）の比較例を図５に示す．なお，図の横軸は，冷却孔の軸と翼面との交点から図った翼面長さ s である．この結果から，冷却孔直下流でのピーク位置など，冷却孔近傍では両者に若干の違いはあるが，それ以外では異なるカメラからの計測値はほぼ一致することが確認できた．他の条件でも同様の結果が得られている．このことは, PSP 計測の再現性や画像変換の妥当性も示している．

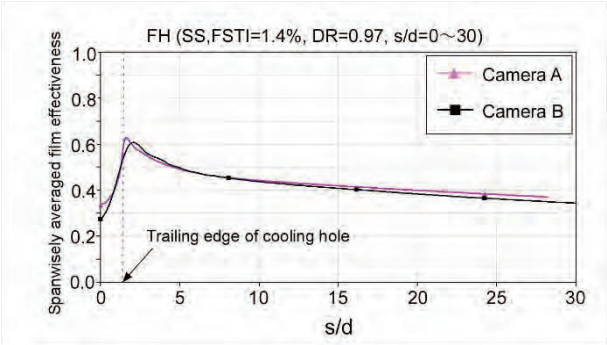


Fig. 5　A comparison of two spanwisely averaged film effectiveness data obtained by use of camera A and camera B (**FH on SS**, FSTI=1.4%, DR=0.97)

4.2 密度比の効果

密度比の効果については多くの研究例[(2)(13)]があるが，本研究で使用した翼面での結果を用いて改めて議論する．主流乱れは 1.4%である．

4.2.1 翼負圧面での比較

図６は翼負圧面上の CH 下流で得られたフィルム冷却効率分布に与える密度比の効果を，３つの噴き出し比 BR について比較したものである．BR=0.5 では，冷却孔から少し下流の位置で効率値のピークが発生していることから，軽微な Lift-off が発生していると判断できるが，負圧面への付着性は良好であり，密度比 DR＝0.97(N_2), 1.38(Argon)のいずれでも冷却孔下流で十分な冷却効果が得られているが, DR＝1.38 の方が冷却孔直下流での付着状況が優れている．一方で，s/d=12（図中の破線）以降は DR＝0.97 の場合の減衰は緩やかになっている．この傾向は図７に示すスパン方向に平均したフィルム冷却効率値からも読み取れるが，さらに下流側では両者の差はほとんどない．BR＝1.0，1.5 では DR＝1.38 の方が下流側まで相対的に付着性は良いが，Lift-off により CH からの冷却空気は翼面の冷却にはほとんど貢献していない．

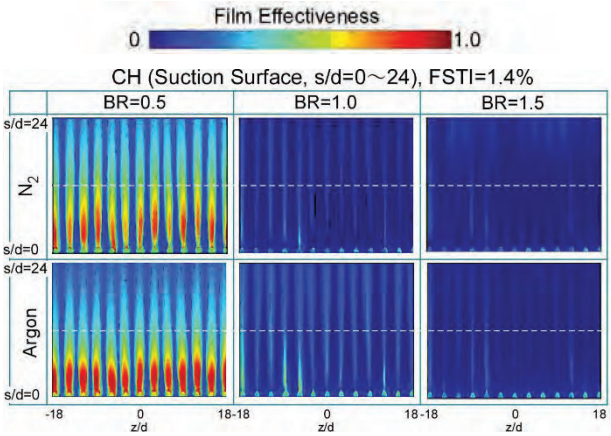


Fig. 6　Comparisons of film effectiveness contours of **CH on SS** obtained using N_2, DR=0.97 (top) and Argon, DR=1.38 (top) and Argon (bottom) for FSTI=1.4%

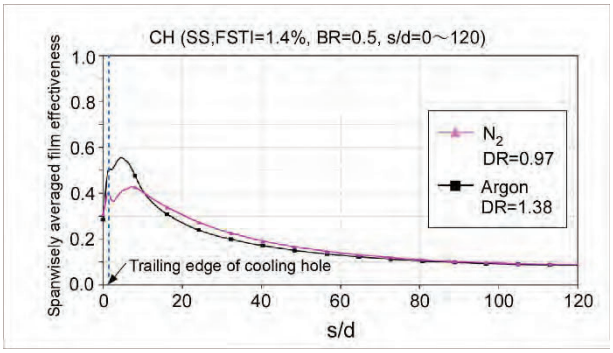


Fig. 7　A comparison of spanwisely-averaged film effectivenesses obtained using N_2 (top) and Argon (bottom) (**CH on SS**, FSTI=1.4%, BR=0.5)

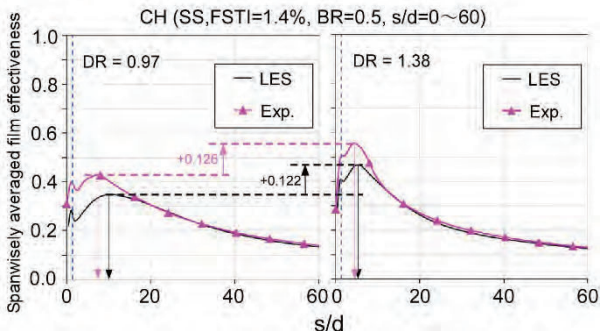


Fig. 8　Comparisons between LES results and measured data for DR=0.97 (left) and DR=1.38 (right) (**CH on SS**, FSTI=1.4%, BR=0.5)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

図８には，それぞれの密度比における LES 解析結果と測定値のスパン方向平均値に関する比較を示す. なお，冷却孔後縁部（鉛直破線）より上流では，冷却孔内の数値の取り扱いが異なるため直接的な比較はできない．前述のように冷却孔直下流で若干の Lift-off を示すフィルム冷却効率のピークが LES 解析でも確認できるが，ピーク効率値やその発生位置には違いがある．しかし，密度比を 0.97 から 1.38 に上げたときのピーク効率値の上昇の程度はほぼ同じであり，また，ピーク発生位置も実験値に近づいている．なお，LES 解析値はピーク以降測定値とほぼ一致している．

図９には FH 下流のフィルム冷却効率分布の変化の様相を示す．また，図 10 では，図９の６条件での測定値をスパン方向に平均したものを LES 解析結果と比較している．FH は本来翼面への付着性が良いことから比較的高い噴き出し比でも負圧面全体を覆っている状況が確認できるが, BR=1.5 では隣接する冷却孔からの冷却空気との間隔が大きくなる傾向が見られる．密度比の効果については，BR=0.5 の場合に DR=0.97 の方が下流まで高い効率値を維持していることが見て取れる．

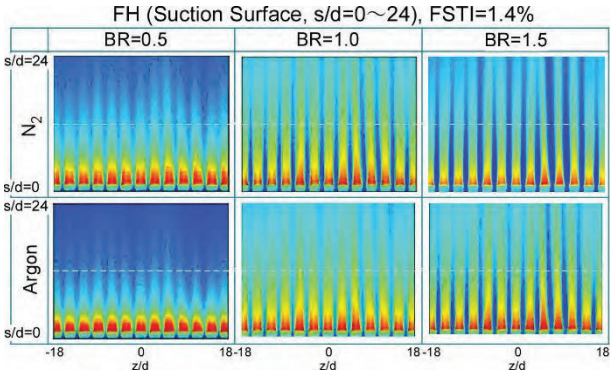


Fig. 9　Comparisons of film effectiveness contours of **FH on SS** obtained using N_2, DR=0.97 (top) and Argon, DR=1.38 (bottom) for FSTI=1.4%

実際，この傾向は図 10 のスパン方向平均効率値にも現れている．即ち，DR=1.38 では冷却直下流では高いピーク値（LES では約 0.8，測定では約 0.75）を示すが，その後急激に下流側へ減衰し, 効率値 0.4 は s/d=9.5（LES），9.2（測定）で，効率値 0.2 は s/d=32.9（LES），33.7（測定）で得られている．一方，DR=0.97 では，効率値 0.4 は s/d=11．4（LES），6.6（測定）で，効率値 0.2 は s/d=27.9（LES），23.4（測定）で得られており，DR=0.97 での比較的緩やかな減衰傾向が LES，測定それぞれの結果に現れている．より高い噴き出し比では高密度比での結果が高い冷却性能となっていることは, 図 10 中の LES 結果，測定結果にも見られる．なお，LES 解析の結果は定性的に測定値と良く一致しており，定量的にもかなりの精度で測定結果を再現していることが改めて確認された．ただし，BR=1.5 では全体的に効率値を過大評価している．

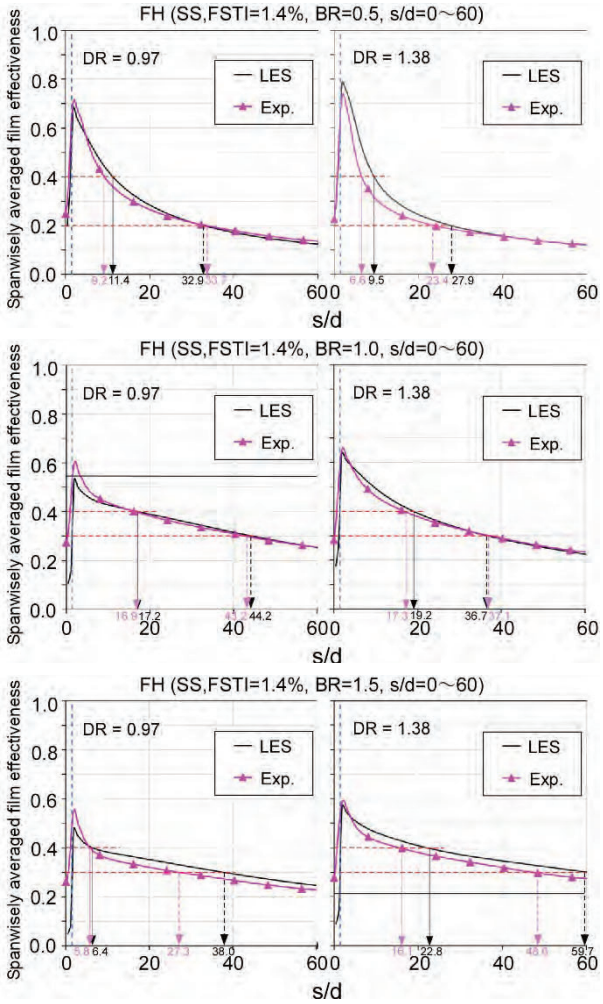


Fig. 10　Comparisons between LES results and measured data for DR=0.97 (left) and DR=1.38 (right) (**FH on SS**, FSTI=1.4%, BR=0.5, 1.0, 1.5)

4.2.2　翼正圧面での比較

図 11 は，翼正圧面上の CH 下流フィルム冷却効率分布（BR=0.5）に与える密度比の効果を比較したものである．この二つの効率分布に共通の特徴として，負圧面よりも下流側への減衰が速いこと，また，各冷却孔からの冷却空気の噴出状況（及び翼面付着状況）に非一様性が見られることが挙げられる．前者については先行研究[(7)(8)(9)]でも報告されており，翼正圧面での CH 下流で見られる現象である．後者については冷却孔の製作精度の影響や使用した翼列固有の事象が考えられたが，後述のように，FH の場合でもほぼ同様のパターンが確認されたことから，翼正圧面上での主流流れまたは冷却空気の挙動に起因するものと考えている．ゲルトラー渦などの影響も想定されたが，冷却空気の噴出による渦構造にまで影響を与えるかどうか不明である．いずれにしても，興味深い現象でありさらなる調査と検討している．

図 12 にスパン方向平均効率を示す．この図からも，密度比が大きくなると冷却空気の付着性が向上し，フィルム冷却効率値も上昇していることが確認できる. なお，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

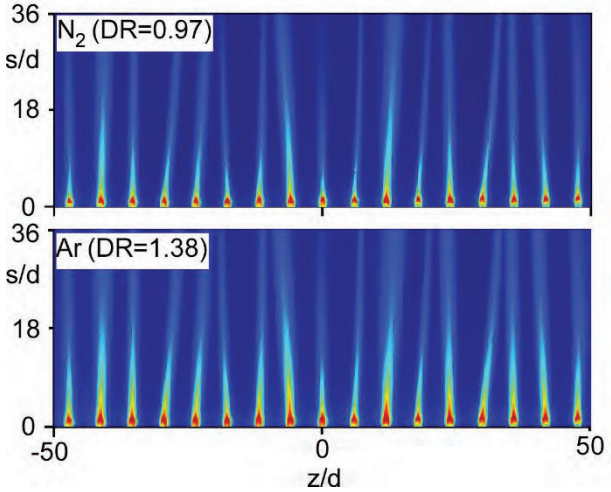


Fig. 11　Comparisons of film effectiveness contours of **CH on PS** obtained using N_2, DR=0.97 (top) and Argon, DR=1.38 (bottom) for FSTI=1.4%

BR=1.0 以上では CH の冷却空気付着性は著しく劣化した．図 13 に二つの密度比に対する LES 解析結果と測定値との比較を示す．両者は定性的には一致しており，密度比上昇による効率値増加の程度も LES 解析でおおよそ予測できているが，LES 解析は測定値を過小評価している．図 10 に示す翼負圧面での比較では LES 解析が過大評価の傾向にあったこととは対照的であるが，この原因については引き続き調査中である．

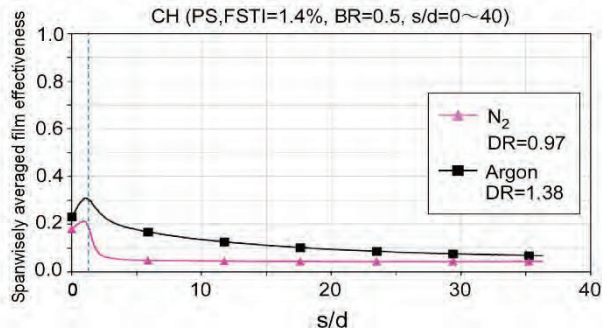


Fig. 12　A comparison of spanwisely-averaged film effectivenesses obtained using N_2 (top) and Argon (bottom) (**CH on PS**, FSTI=1.4%, BR=0.5)

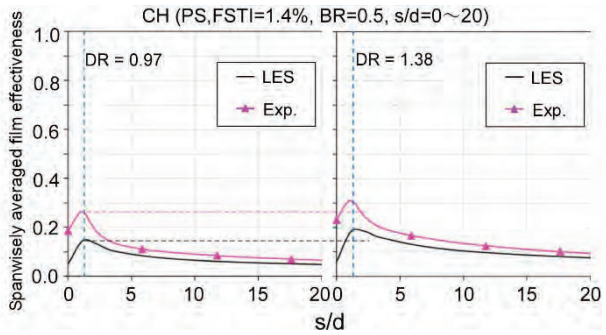


Fig. 13　Comparisons between LES and measured film effectiveness for DR=0.97 (left) and DR=1.38 (right) (**CH on PS**, FSTI=1.4%, BR=0.5)

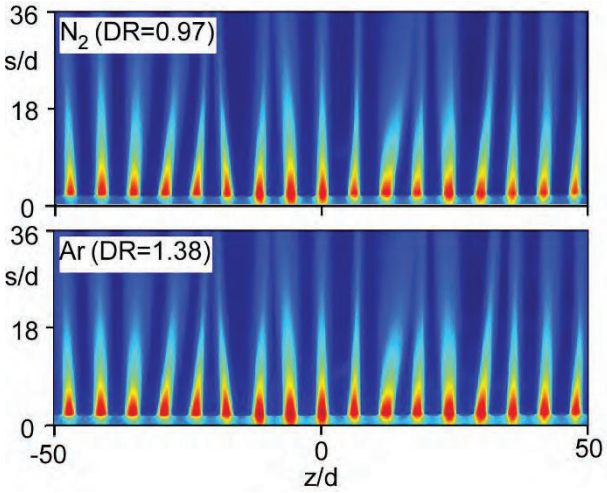


Fig. 14　Comparisons of film effectiveness contours of **FH on PS** obtained using N_2, DR=0.97 (top) and Argon, DR=1.38 (bottom) for FSTI=1.4%

図 14 は，翼正圧面上の FH 下流フィルム冷却効率分布（BR=0.5）に与える密度比の効果を比較したものである．この二つの効率分布に共通の特徴として，各冷却孔からの冷却空気の翼面付着状況が CH と比較して明らかに改善していることが挙げられる．また，図 11 で見られた翼面付着状況の非一様性が FH の場合でも確認され，そのパターンに共通性が見られる．図 15 には，FH について二つの密度比に対する LES 解析結果と測定値との比較を示す（BR＝0.5，1.5）．この比較からも密度比の増加により効率値が向上すること，高 BR でもその傾向は維持されることが LES 解析でも再現されている．また，LES 解析の過小評価傾向も FH に対しても確認された．

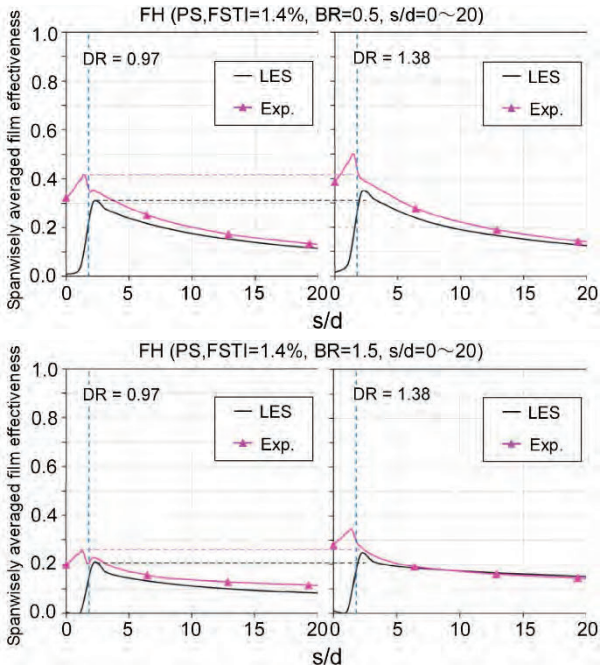


Fig. 15　Comparisons between LES and measured film effectiveness for DR=0.97 (left) and DR=1.38 (right) (**FH on PS,** FSTI=1.4%, BR=0.5 (top) and 1.5 (bottom))

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4.3　主流乱れの効果

今回の試験条件の範囲では，密度比の違いによる主流乱れ効果発現状況の違いは小さかったことから，DR=1.38 での結果のみを紹介する．

4.3.1　時間平均特性

図 16 に翼負圧面上の CH,FH 下流のスパン方向平均フィルム冷却効率値に及ぼす主流乱れの効果の例を示す（BR=0.5）．負圧面では主流乱れの効果は限定的であり，CH で全体的に効率値の低下傾向が確認でき，FH では冷却孔下流で徐々に低下が現れる程度である．

図 16 と同様に，翼正圧面上の CH,FH 下流での効率値の比較を二種類の噴き出し比について図 17 に示す．正圧面での CH は元々効率値が低いこともあり，主流乱れの効果は無視出来る程度だが，FH の場合，BR=0.5 では高主流乱れで効率値の低下が現れる一方, BR=1.0 では冷却孔直下流で効率値の逆転現象が発生している．

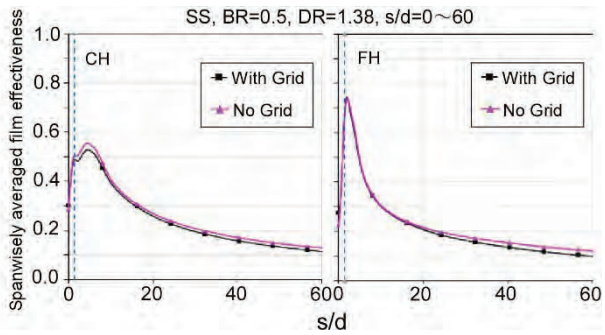


Fig. 16　Comparisons of film effectiveness on **SS** for CH (left) and FH (right) under FSTI=1.4% and 8.3% conditions (BR=0.5, DR=1.38)

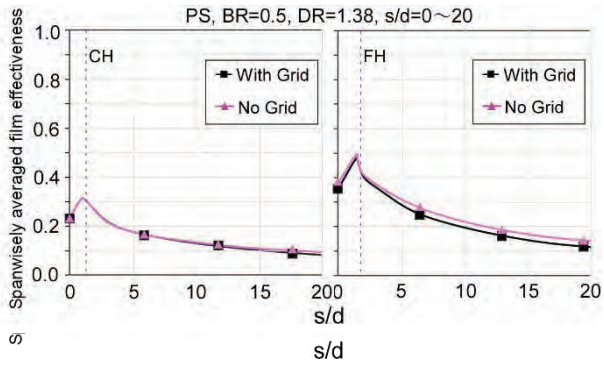


Fig. 17 Comparisons of film effectiveness on **PS** for CH (left) and FH (right) under FSTI=1.4% and 8.3% conditions (BR=0.5, DR=1.38)

この現象を図 18 の効率値分布で検討する．図中の右側が FSTI=8.3%の結果である．高主流乱れでは，下流側へは効率値の減衰が顕著であるが，低乱れ度時に見られた噴き出し状況の非一様性が消失し，ほぼ流れ方向に向いた効率値分布が現れている．また，BR=1.0 では，冷却孔直下流での一様化が奏効し図 17 での効率値の逆転現象に繋がったと考えられる．

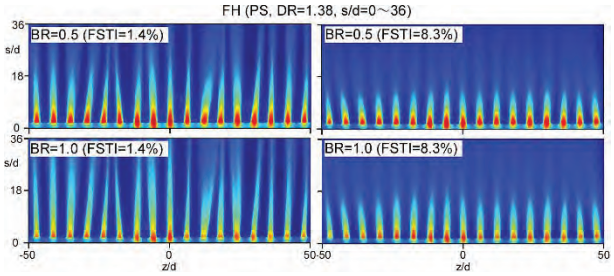


Fig. 18　Comparisons of film effectiveness contours on **PS** for FTSI=1.4% (left) and 8.3% (right) downstream of **FH** (top; BR=0.5, bottom; BR=1.0 for DR=1.38)

4.3.2　RMS 特性

本研究では，露光時間 0.05 秒，毎秒 5 フレームで合計 150 枚の画像から平均フィルム冷却効率を求め，そこからの偏差を基にフィルム効率値の RMS 値を算出した．その結果の一例を図 19 に示す．図 19 は BR=0.5，FSTI=1.4%及び 8.3%における翼正圧面 CH の RMS 値分布である．実際の撮影動画でも確認できるが，高乱れ度状態では冷却空気は非定常性が強まり，低乱れ度状態ではそれほど顕著ではなかった冷却空気の左右への揺動がほぼすべての冷却孔で発生している．その結果として，図 19 上では冷却孔直下流でのみ生じていた高 RMS 値領域が，図 19 下では冷却孔中心線に対して左右対称な紐状の高 RMS パターンがほぼ一様に発生している．

図 20 には，BR=0.5，FSTI=1.4%及び 8.3%における翼正圧面 FH の RMS 値分布を示す．冷却孔直下流で現れた，図 19 の場合よりもやや拡大した低 RMS 値領域の両側に高 RMS 値領域が発生している（図 20 下）．図 20 上が確認できるように FH では低乱れ度状態でも低 RMS 値領域が下流側に広がっており，弱い非定常性が発現していたようであるが，高乱れ度によりそれが強化されフィルム冷却効率分布の改善に繋がったと考えられる．

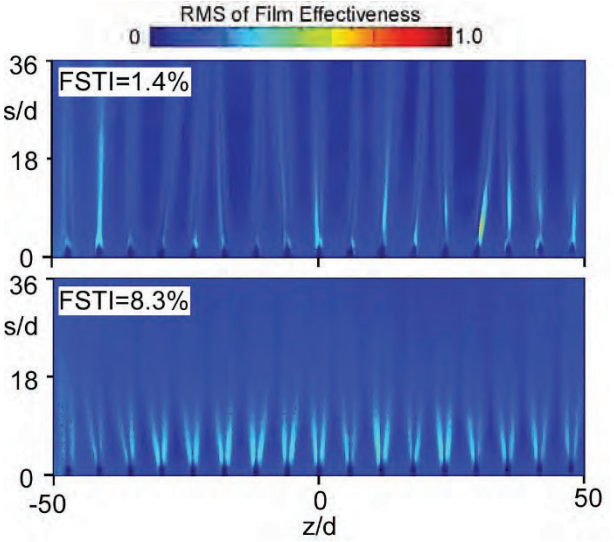


Fig. 19 A comparison of film effectiveness rms contours on **PS** for FTSI=1.4% (top) and 8.3% (bottom) downstream of **CH** (BR=0.5 for DR=1.38)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

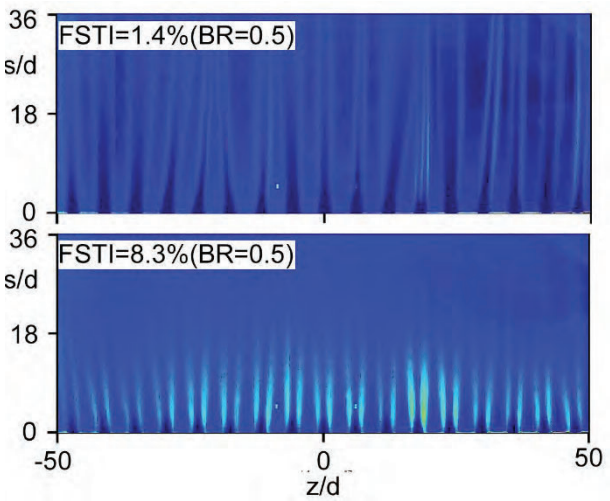


Fig. 20 A comparison of film effectiveness rms contours on **PS** for FTSI=1.4% (top) and 8.3% (bottom) downstream of **FH** (BR=0.5 for DR=1.38)

4. 結　論

本研究では，大型翼列試験装置を使用して，翼負圧面及び正圧面上に設けた二種類の出口形状（CH，FH）を有する冷却孔のフィルム冷却効率に与える冷却空気の密度比の効果及び主流乱れの効果を，冷却空気の非定常性とフィルム冷却効率との関連性に着目しながら，PSP 法を用いて詳細に計測した．また，いくつかの条件下での測定値（時間平均値）と LES 解析との比較を行った．その結果，以下のような知見を得た．

【密度比の効果】

(1) **翼負圧面上**では，冷却孔形状によらず密度比の上昇に伴い冷却孔直下流でのフィルム冷却効率値ピーク値が上がるが，その後の減衰は低密度比の場合よりも速い．ただし，この傾向は噴き出し比によっても異なり，本研究の場合では BR=1.5 以上では高密度比の方がより高いフィルム冷却効率値（より良好な翼面付着性）を示した．

(2) **翼正圧面上**では，高密度比条件の方がフィルム冷却効率値は高い．

【主流乱れの効果】

(1) **翼負圧面上**では，冷却孔形状にほぼよらず今回の高主流乱れ条件ではフィルム冷却効率値が低下傾向を示した．

(2) **翼正圧面上**では，高主流乱れ条件で冷却空気の非定常的な挙動が強化され，結果として低乱れ度条件時に見られた冷却空気の非一様な噴出状況及び翼面付着状況が解消され，冷却孔直下流での効率値改善が見られた．

【LES 解析と測定値との比較】

LES 解析結果は測定値とおおむね定性的に一致した．定量的にもある程度の精度を有していることが確認でき，冷却翼設計への有効性が示された．ただ，定量的な差異が顕著な場合も散見され，それが実験側の問題なのか，LES 解析精度の問題なのかは解明できなかった．今後さらなる調査を進める．

謝 辞

本研究遂行にあたり，岩手大学院生佐々木優大君の協力に深謝する．

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) 船﨑健一，ガスタービンの伝熱・冷却技術（50年間の軌跡と今後，日本ガスタービン学会誌，Vol.51，No.1（2023），pp.65-71

(5) Ann, J., Large Eddy Simulation of Film Cooling: A Review, Energies Vol. 15, 8876 (2022), https://doi.org/10.3390/en15238876

(6) 漆山諒，船﨑健一，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）

(7) Gao, Z., Narzary, D.P., Han, J.C., Film-Cooling on a Gas Turbine Blade Pressure Side or Suction Side with Compound Angle Shaped Holes, ASME Transaction, Journal of Turbomachinery Vol. 131, No.1 (2008)

(8) 漆山諒，船﨑健一，Pillala, V.K.Y.，大北洋治，感圧塗料（PSP）を用いた高圧タービンにおけるフィルム冷却に関する研究，第48回日本ガスタービン学会定期講演会（2020）

(9) Fukuoka, N., Oda, Y., Nakabayashi, Takeishi, K., Unsteady measurements of film cooling effectiveness with fast-response PSP in a linear turbine vane cascade, Proceedings of the International Conference on Power Engineering-2021 (2021), ICOPE-2021-0255

(10) https://sites.psu.edu/turbine/public-shaped-hole/ as of July 11, 2023

(11) 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

(12) 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

(13) 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.

(14) 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)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-7

General One Equation 乱流モデルによる翼列性能評価

Cascade Performance Evaluation with the General One Equation Model

○谷 直樹[*1] 神崎 大[*1] アレクサンダー ジェムコフ[*2]
TANI Naoki KANZAKI Dai Aleksandar JEMCOV

ABSTRACT

RANS analysis is classical but widely used for modern jet-engine design. To obtain quantitative agreement, selection of turbulence model is one of the key factor, however, conventional turbulence models, like SA, SST k-ω, sometimes show poor agreement. A lot of correction models are proposed, and some models show dramatical improvement. Those correction models are effective but cannot improve RANS model itself. SA model uses wall distance as turbulence length scale that mid-passage turbulence viscosity may not be calculated properly. The General One Equation model (GOE) can remove improve SA drawback that there is a possibility to improve turbulence prediction. In the present paper, evaluation of GOE model on compressor cascade is carried out to clarify the model capacity for gas-turbine problem. Performance evaluation show little difference compared to modified SA model, but high turbulence viscosity can be observed with GOE.–

キーワード：CFD，乱流モデル，多段翼列
Key Words: CFD，Turbulence Model, Multi Stage Cascade

1. はじめに

ガスタービンの内部流れは一般的に高レイノルズ数流れであり，流れは乱流化していると考えてよい。近年では Wall Resolved LES，Wall Modeled LES, Hybrid RANS-LES(1)も利用可能となりつつあるが，多くの場合数日の計算時間が必要な状況である。このため，設計段階では数時間程度の計算時間で現実的な解が得られるように，今となっては古典的といっても良い RANS（Reynolds Averaged Navier-Stokes），URANS（Unsteady RANS）を用いることが主流である。しかし，RANS での計算は乱流をある一定の仮定のもとにモデル化しており，複雑な内部流動の再現に関してはいまだに多くの研究がなされている。

乱流モデルに関しては SA(Spalart Allmaras)，SST k-ω (Share Stress Transport)が多く用いられており，さらに補正モデルを組み合わせることでより精度の高い予測に向けた検討がなされている。Rumsay ら(2)は航空機の外部流れに補正モデルを適用することで翼根部の剥離流れの予測精度を改善させることができることを示した。内部流れでは Li and Liu(3)により検証データが豊富な低速の 2 次元翼列に関して補正モデルの有効性を示し, Rumsay らと同じ補正モデルの翼列流れへの有効性を示した。

これらの補正モデルの適用は有効であるものの，元となる乱流モデルに内包されている問題点は決して改善されない。もともと SA モデルは外部流向けに開発されているため，乱流の長さスケールが壁距離で与えられてしまう，という欠点を内包したまま内部流れに適用される形となる。2 方程式系の乱流モデルを適用すればよいが，入口境界からの乱流粘性の過度な減衰，安定性，計算負荷などの課題もあり，可能であれば 1 方程式の乱流モデルを使いたいという要望も強い。このため，本検討では k-ω 乱流モデルをもとに 1 方程式系に再構築された General One Equation（GOE）モデル (4) (8) を翼列問題に適用しその精度を評価する。GOE モデルは乱流の長さスケールを k-ω モデルと同様に扱うため，SA 系の欠点である長さスケール＝壁距離という制約を取り払うことができる。検証対象として，まずは平板乱流境界層を用い，その後 2 次元翼列に適用する。最後に 3.5 段圧縮機に適用して翼列形態での検証を行い，相違要因を考察する。

2. 数値解析手法と乱流モデル

2.1 数値解析手法

本検討で用いた数値解析手法は一般的な圧縮性を考慮した密度ベースの解法を利用した，マルチブロック構造格子ソルバの UPACS を利用している (5)。本ソルバは JAXA

*1 株式会社IHI
〒196-8686 東京都昭島市拝島町3975-18
E-mail: tani3591@ihi-g.com
*2 University of Notre Dame
1165 Franklin St #200, South Bend, IN 46601, USA

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

にて開発されたものであり，数多くの検証がなされている。多段圧縮機解析で適用するミキシングプレーンについては，適度な無反射と適切な保存性を満足する Buffer Layer 型の無反射条件を用いている [6]。空間精度は移流に関しては MUSCL 内挿を用いた 3 次精度，粘性項については中心差分 2 次精度の一般的なものを用いている。

2.2 SA 系モデル

乱流モデルについては，本検討では前述した通り計算負荷が軽い 1 方程式モデルを主に検討対象とする。様々な乱流モデルが提案されているが，その中でも最も広く用いられている SA モデルを用いた(式 1)。

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

ここで$\hat{\nu}$は修正乱流動粘性、$\hat{S}$は生成項、d は壁面からの距離、ν は層流の動粘性、それ以外の文字は保存量から計算可能な係数もしくは定数である。また，過去の検討結果 [7] から内部流予測精度を改善した Optimized SA-R-H-QCR モデルも比較対象の一つとした。これは SA モデルに流れの回転による乱流生成の影響 (R 補正 式 2)，ヘリシティによる乱流スペクトル補正 (H 補正 式 3)，Navier Stokes 方程式の速度勾配テンソルに乱流の非等方性 (QCR 補正 式 4) を加え，さらに各係数をベイズ推定法によりチューニングしたものである。ヘリシティについては座標系依存性があるが，今回は絶対座標系で定式化している。

$$\hat{S}_R = \hat{S} + C_{rot}\min(0.0, S - \Omega) \quad (2)$$

$$\hat{S}_H = (1.0 + C_{h1}H)\hat{S} \quad (3)$$

$$\tau_{ij\,QCR} = \tau_{ij} - C_{cr1}\left[O_{ik}\tau_{jk} + O_{jk}\tau_{ik}\right] \quad (4)$$

ここで S，Ω，H はそれぞれひずみ速度，渦度，ヘリシティであり，τ は速度勾配テンソル，C はモデル定数である。SA に比べ SA-R-H-QCR ではひずみ速度が大きい箇所で乱流粘性が大きくなり全体的に失速を遅くなる。

2.3 GOE モデル

SA 系のモデルは，乱流の長さスケールを壁距離で与えており，内部流であれば流路中央ほど大きなサイズの渦ができる，というモデルとなっているが，この仮定は実際の内部流れに沿っていないのは明らかである。このため，Fares and Schroder [4] は k-ω 系の方程式を元に 1 方程式に変換して General One Equation (GOE) モデルを構築した。

$$\frac{D\hat{\nu}}{Dx_i} = 2(1-\alpha)\hat{\nu}\left(\frac{S_{ij}}{\omega}\frac{\partial u_i}{\partial x} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x}\right) - (\beta^* - \beta)\hat{\nu}\omega + \left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\nu + \sigma\hat{\nu})\frac{\partial\hat{\nu}}{\partial x_j}\right) + 2\frac{\nu+\sigma\hat{\nu}}{\omega}\frac{\partial\hat{\nu}}{\partial x_i}\frac{\partial\omega}{\partial x_i}\right] - D \quad (5)$$

右辺第 1 項が生成項，第 2 項は消失項，第 3 項が拡散項であり，最終項の D は SA モデルでは考慮されていない減衰項であるが,定常計算では考慮せずに解析を進めた。また，ω は比散逸率であり，式(6)の流れ場データから計算する形になる。β は比散逸率の消失項，β*は乱流運動エネルギの消失項であり，GOE モデルの消失項はこの 2 つのバランスから決定される形となっている。乱流粘性が判明していることから乱流エネルギや散逸率も導出可能であり実験結果との比較もやりやすい利点がある。

$$\omega = \sqrt{\frac{2S}{\beta_C^*}} \quad (6)$$

長さスケール L は式(7)で表され，壁距離だけで求めていた SA 系とは異なり，乱流粘性と ω の値で表される。

$$L = \sqrt{\frac{\nu_t}{\omega}} \quad (7)$$

乱流粘性も壁距離を用いずに下記で計算を行う。

$$\nu_t = \hat{\nu}\frac{\left(\hat{\nu}/\nu\right)^3}{\left(\hat{\nu}/\nu\right)^3 + c_{\nu 1}^3} \quad (8)$$

このモデルは Padilla ら [8] により乱流のエネルギスペクトルを適切に考慮可能であることが示されており，より適切な流れ場の模擬ができると考えられる。また，式(5)からわかるように GOE モデルは壁距離を用いないモデルとなっており，壁距離計算の手間を省くことができるメリットもある。

3. 基礎検証

3.1 平板乱流境界層

まず GOE モデルで基礎的な流れ場が適切に解くことができるか，ということを確認するために広く用いられている平板乱流境界層問題 [9] の結果を比較する。計算格子は Fig.1 に示すように助走区間を設けた壁面で，一様流マッハ数は 0.2,格子点数は 7 万点となっている。ほかの条件は参考文献に合わせた。Figure 2 に計算領域中央と出口での速度境界層分布を示すが，構成式との良い一致を示すことができている。GOE モデルは明示的に内層，外層の区別をしているわけではないが，粘性低層と Log Layer,その間の遷移域についても適切に解析できている点が確認できる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

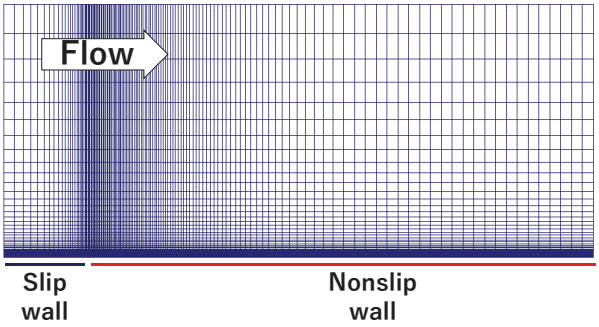


Fig. 1　Computational Grid of Flat Plate Boundary Layer Flow

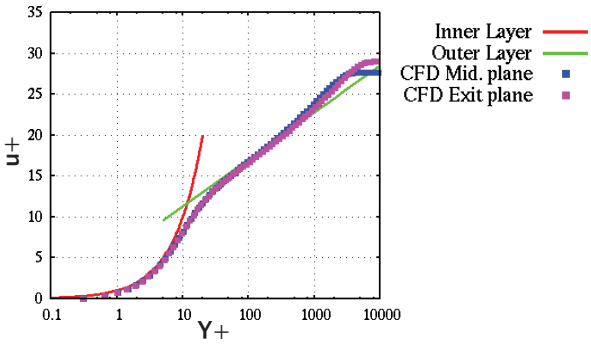


Fig.2 Boundary Flow Velocity Profile of GOE model

3.2 2次元翼列

次により実践的な流れ場である，チップクリアランスを有する2次元翼列流れであるGE Rotor-B流れ[10]で検証を行った。形状はFig.3に示すとおりであり，翼アスペクト比が1で，翼コード長比で1.65%のチップクリアランスが存在する。入り口と翼コード長で計算したレイノルズ数は 0.5M であり，実際の翼列に近い値となっている。総格子点数は720万点である。実験ではハブ，チップ双方で翼前縁近傍にて境界層抽気を行っているため，その箇所までは滑り壁で設定している。また，レイノルズ数のみを見ると層流－乱流遷移が発生する条件であるが，実験ではトリッピングデバイスで乱流化させているため乱流遷移のためのモデルは用いていない。入り口は全温，全圧，流れ角を固定し，出口は静圧固定を行って，出口静圧を調整することで実験と同様の流速を得られるようにした。

比較は実験結果が公開されている翼列出口における翼端渦中心部での翼出口垂直方向流れ(Vcross)分布で行った。Figure 4に比較結果を示すが，SA，SA-R-H-QCR，GOEともによく一致している。Figure 5に同一平面内での乱流動粘性分布を示すが，SAに補正モデルを入れたSA-R-H-QCR に関しては，剛体回転部分の乱流生成量を抑える補正となるためチップ側の翼端渦中心部の乱流粘性が小さくなっている。また，H補正＋QCR補正によりハブ側コーナー剥離に伴う高い乱流粘性の領域が小さくなる傾向は過去の検討結果と同様である[7]。GOEモデルに関しては，翼端渦についてはSAに近い分布となっており，ハブ側コーナー剥離は SA-R-H-QCR モデルに類似する分布となっている。GOE モデルでは乱流生成量がひずみ速度と速度勾配から計算されており，加減速が大きい箇所で乱流生成量が大きくなる定式化となっている。翼端渦やコーナー剥離部分では流れの減速が大きいため高い乱流粘性値になっている傾向となっている。乱流粘性が高いため，はく離なども小さくなる傾向であり，SA-R-H-QCRモデルでのヘリシティの値によるものとはメカニズムが異なると考えられる。このような乱流粘性係数の相違があっても，Fig.4 で見られたように実験結果との比較結果は大差ない結果となる点は注意が必要であり，単翼列や段解析程度の規模での検証では物理モデル間の違いが流速分布などの物理量に影響する前に流出している可能性が高い。

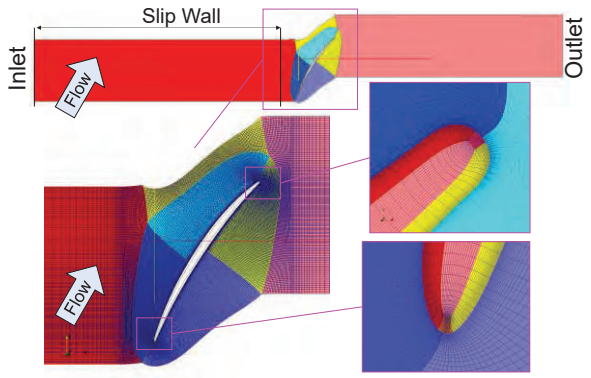


Fig.3 Computational Grid for 2D Cascade

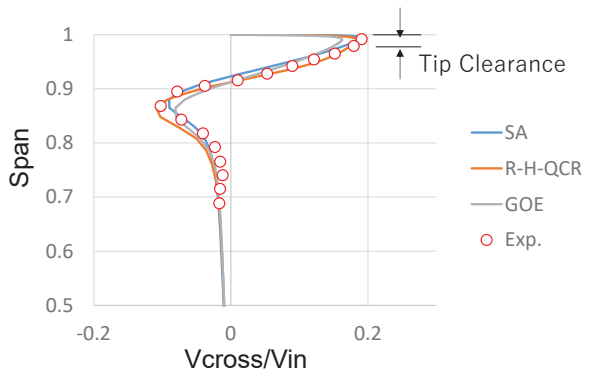


Fig.4 Outlet Velocity Profile Comparison Near Tip Vortex Core. Vin is an inlet velocity.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

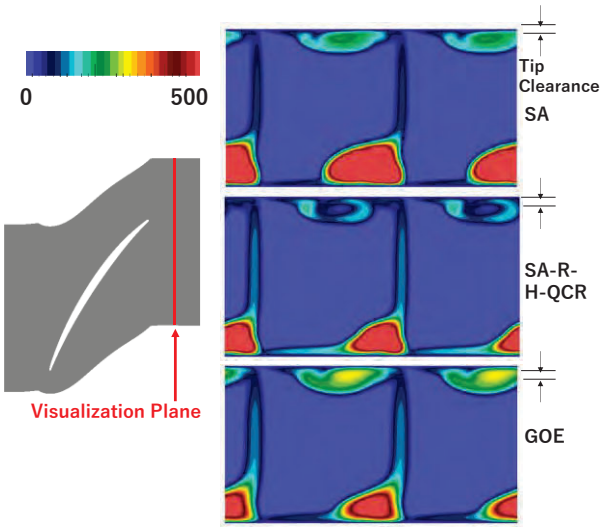


Fig. 5 Non-Dimensionalized Turbulence Viscosity at Cascade Outlet.

4. 多段翼列検証

最後により現実的な対象である多段圧縮機解析での検証を行う。対象は Purdue 大学で試験された 3.5 段圧縮機[11]とした。検証は定常計算と非定常計算双方で行い，内部流れの比較を行った。

Figure 6 に計算格子を示す。定常計算で 1400 万点，非定常計算で 1 億点となっている。入り口は全温，全圧を与え軸流流入としている。出口は半径平衡の圧力固定境界条件を与えている。計算はキャビティ内部での加熱やスワール流付加を考慮することができるように Tooth to Tooth モデル[7]と連成解析ができるようにしている。なお，比較した乱流モデルに関しては，SA モデルは多くの翼列解析で早期失速する傾向が確認されたことから除外している。

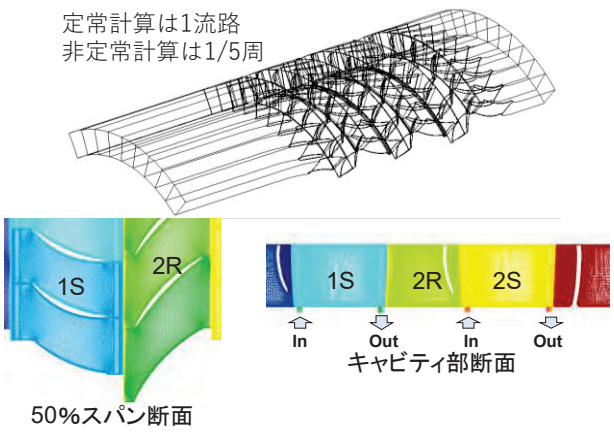


Fig. 6 Computational Grid for 3.5 Stage Compressor

4.1 定常計算

定常計算における SA-R-H-QCR，GOE それぞれの圧縮比と断熱効率の比較を Fig. 7 に示す。断熱効率に関しては実験データが無く，昇圧量のみに実験データのプロットを載せている。両者とも全体性能に関しては GOE モデルの方がごくわずかに昇圧量が大きく，その結果断熱効率が高く計算されているが大きな相違は見られない。しかし，Fig. 8 に示す乱流粘性分布では相違がみられる。SA-R-H-QCR モデルでは壁近傍で高い乱流粘性が発生しているが，GOE モデルでは下流段側で流路中央部に高い乱流粘性が発生している点が特徴的である。

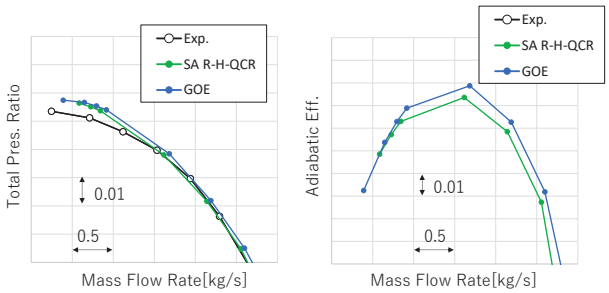


Fig. 7 Total Pressure Ratio and Adiabatic Efficiency for Steady CFD

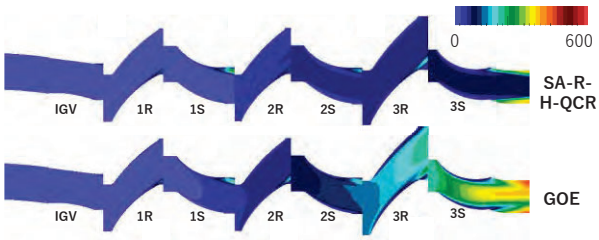


Fig. 8 Non-Dimensionalized Turbulence Viscosity Distribution at 50% Span

この要因を調査するために，式 (5) の生成項と消失項の大きさの比較を行ったのが Fig. 9 である。この図から，翼列出口の流路中央部の乱流粘性増加には生成項が大きい影響を及ぼしていることがわかり，消失項に関しては相対的には影響が小さいことがわかる。生成項 P は式(9)で成立していることから，どの項が影響しているのか調査を行う。

$$P = 2(1-\alpha)\hat{v}\left(\frac{S_{ij}}{\omega}\frac{\partial u_i}{\partial x} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_i}{\partial x}\right) \qquad (9)$$

式(9)の右辺カッコ内第 1 項と第 2 項を可視化したのが Fig. 10 である。どちらの項の影響も流路中央部では同様の分布となっており，特に項 2 に関しては寄与が小さいことがわかる。項 1 についてはどの翼列でも入口流路中央で有限の値を持っている。これはひずみ速度と速度勾配のテンソル積となっていることから速度勾配の影響が

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

加味されていることになる。最終的に，式(9)右辺カッコの外にある$\hat{\nu}$が大きくなると乱流生成量が増大する形になる。

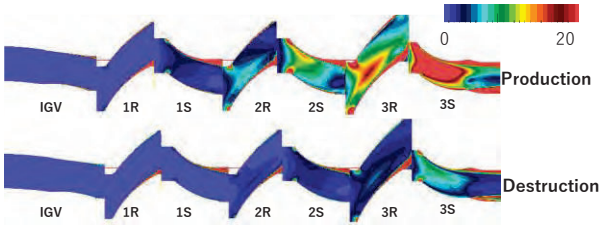


Fig. 9 Turbulence Production and Destruction of GOE model at 50% Span

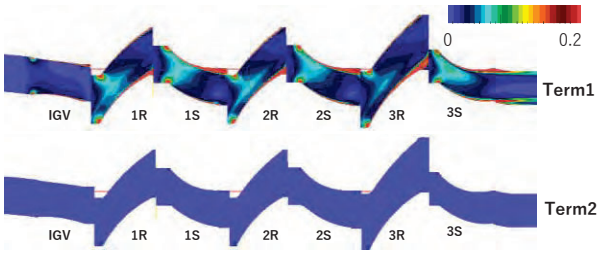


Fig. 10 Term 1 and 2 of GOE Production Term at 50% Span

これに対して SA-R-H-QCR の生成項部分の$C_{b1}\hat{S}$を可視化したのが Fig. 11 である。これに$\hat{\nu}$をかけると生成項となるが，流路中央部ではほぼゼロの値となっている。このため出口近傍でも壁近くでの乱流生成のみとなる。

つまり，Fig. 12 の概略図に示すが，SA 系と GOE モデルを比較すると，SA 系は速度せん断で乱流生成量を計算しており主に壁近傍での乱流生成が行われているが，GOE モデルの方が流路中央部での速度せん断と速度勾配双方の影響で乱流粘性生成が促進されている。

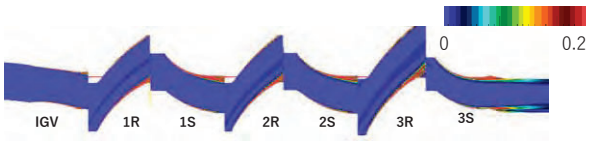


Fig. 11 SA-R-H-QCR Turbulence Production at 50% Span

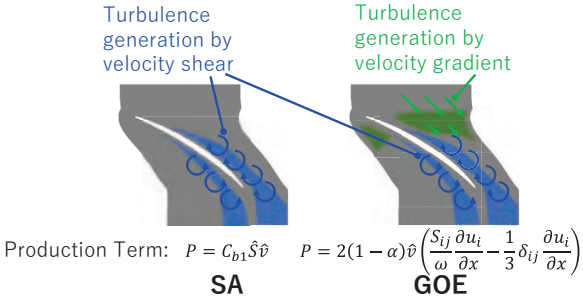


Fig. 12 Schematic Diagram of a Difference of GOE and SA family Turbulence Generation

4. 2 非定常計算

次に非定常計算での特性を比較する。Figure 13 に圧縮比と断熱効率の比較を示す。定常計算より相対的に一致が向上していることは確認できるが，モデル間の相違はやはり小さいことがわかる。

Figure 14 に時間平均の乱流粘性分布を示すが，定常計算と同様に GOE モデルの方が下流段に行くほど高い乱流粘性となっていることがわかる。ミキシングプレーンにて段間部で周方向平均を行う定常計算と異なり，非定常計算では上流段 Wake が下流段に流入する。一般的に Wake 部分は乱流粘性が高いため SA-R-H-QCR モデルでも流路中央部で高い乱流粘性になる。GOE モデルではさらに定常計算と同じメカニズムで高い乱流粘性が生成されている。

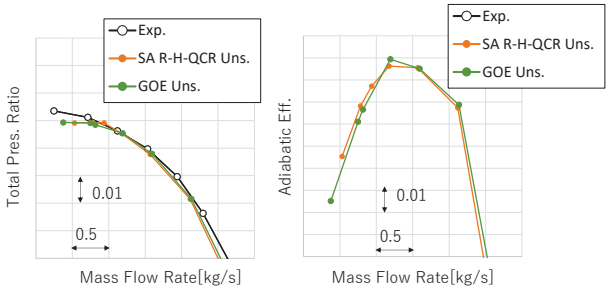


Fig. 13 Total Pressure Ratio and Adiabatic Efficiency for Unsteady CFD

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

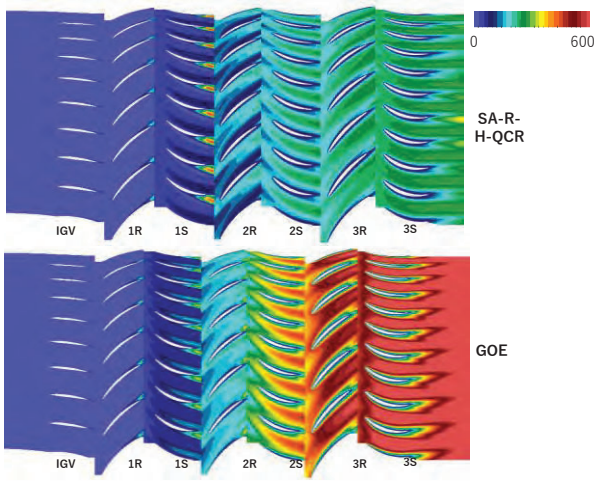


Fig. 14 Time-Averaged Non-Dimensionalized Turbulence Viscosity Distribution at 50% Span

5. まとめ

本検討では，1 方程式系の乱流モデルに関して SA よりも内部流により適しているのではないかと考えられる GOE モデルに関して基礎検証を行った。その結果をまとめると次のようになる。

- 単翼列，多段翼列ともに SA に補正モデルを加えた SA-R-H-QCR モデルと，GOE モデルの実験結果との定量的一致に関しては大きな違いは見られなかった。
- しかし，乱流粘性分布に関しては相違があり，特に多段翼列解析の場合は GOE モデルでは翼列出口で高い乱流粘性値となる結果となった。
- この相違は GOE モデルでは流路中央部での速度勾配の影響を考慮するモデルであると考えられる。

問題はどちらが実情に近いか，という点が重要であるが，乱流粘性と関連の深い乱流運動エネルギを比較することで比較検証が可能と考えられる。今回の検討で単翼列でも相違は見られているが，多段の場合の方が相違が大きい。あまり例のない多段圧縮機の出口乱流運動エネルギ計測は設計用 RAMS モデルの精度向上に有用ではないかと考えられる。

6. 謝辞

本検討を行う上で、JAXA の賀澤様，南部様には UPACS 利用許諾だけでなく、ソルバ間の相違の影響、技術的議論を通じて有用な助言を多数いただいた。また GUIde コンソーシアムからは多段圧縮機の試験結果を提供いただいた。この場を借りて謝意を表す。

参 考 文 献

(1) Xia, Guoping, Gorazd Medic, and Thomas J. Praisner. "Hybrid RANS/LES simulation of corner stall in a linear compressor cascade." Journal of Turbomachinery 140.8 (2018): 081004.

(2) Rumsey, Christopher L., Henry C. Lee, and Thomas H. Pulliam. "Reynolds-averaged navier-stokes computations of the nasa juncture flow model using fun3d and overflow." AIAA Scitech 2020 Forum. 2020.

(3) Li, Wenhao, and Yangwei Liu. "Evaluation of Spalart-Allmaras model with various modifications for predicting corner separation in a compressor cascade." GPPS Paper No. GPPS-BJ-2019-0177 (2019).

(4) Fares, Ehab, and Wolfgang Schröder. "A general one-equation turbulence model for free shear and wall-bounded flows." Flow, turbulence and combustion 73 (2005): 187-215.

(5) Kazawa, Junichi, et al. "Numerical study on fan noise generated by rotor-stator interaction." 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference). 2007.

(6) Tani, N., Simple Non-Reflecting Mixing-Plane Method for Multi-Stage Turbomachinery CFD with Improved Conservation, Proc. of Asian Joint Conference on Propulsion and Power, 2018

(7) Matsui, Kotaro, et al. "Calibrated Rotation-Helicity-Quadratic Constitutive Relation Spalart-Allmaras (RH-QCR SA) Model for the Prediction of Multi-Stage Compressor Characteristics." Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. Vol. 86113. American Society of Mechanical Engineers, 2022.

(8) Padilla, Jose, et al. “Simulation of Taylor-Green Vortex Flow using One-Equation and Two-Equation Turbulence Models”, Proceedings of IGTC2023(In Progress)

(9) https://turbmodels.larc.nasa.gov/flatplate.html

(10) Shin, Sangmook. Reynolds-averaged Navier-Stokes computation on tip clearance flow in a compressor cascade using an unstructured grid. Diss. Virginia Polytechnic Institute and State University, 2001.

(11) Murray III, William L., and Nicole L. Key. "Experimental investigation of a forced-response condition in a multistage compressor." Journal of Propulsion and Power 31.5 (2015): 1320-1329.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-8

非構造格子を用いた翼列空力解析における対流項解析スキームの高度化

Improvement of Advection Term Analysis Scheme for Aerodynamic Analysis of Blade Rows using Unstructured Grids

○南部 太介[*1] 河野 貴久[*2] 小島 良実[*1]
NAMBU Taisuke KOHNO Takahisa KOJIMA Yoimi

ABSTRACT

An evaluation of the Shock-Stabilized KEP (SSKEP) scheme, a low-dissipation advection term analysis scheme, was conducted for unsteady analysis of linear cascade by comparing the results with those of existing upwind analysis schemes. There are no significant differences between the schemes in the comparison of the time-averaged total pressure loss distribution in the wake. On the other hand, the comparisons of small eddies and turbulence intensity generated from the wake show the advantage of the SSKEP scheme due to its low-dissipation characteristic. We also conducted an analysis on a computational grid of similar quality to that used in the actual design analysis, which was generated by an automatic mesh generation tool, and confirmed that the SSKEP scheme can be used stably even for its low-dissipative characteristic.

キーワード： タービン，圧縮機，CFD、非構造格子
Key Words: Turbine, Compressor, CFD, Unstructured computational grid

1. 緒言

航空機エンジンの性能向上と開発コスト低減が強く要求される中、その主要要素たるファン、圧縮機、タービン等のターボ機械に対しても更なる改善は必須である。より高性能かつ低コストな開発を実現するために、シミュレーションツールを活用した開発プロセスのフロントローディング推進が重要となる。設計の初期段階からシミュレーションの活用による確度の高い設計を実現することは、実際に物を製作する段階からの手戻り回避につながる。また、高精度なシミュレーションによる最適化や詳細な流れの把握が高性能なターボ機械設計につながることに疑問の余地はない。ただし、シミュレーション活用を推進していくためには、その精度と使用コストが設計プロセスに叶うものであることが重要である。本報告ではターボ機械類を対象とした空力解析ツールを議論の対象としているが、現状精度とコストの両面から開発現場の需要を満たしたといえるツールは存在せず、解析技術のより一層の高度化が必要とされている。

ターボ機械の空力解析において、構造格子を用いたCFD（Computational Fluid Dynamics）ツールの実績は多く、開発現場での利用も成熟されつつある。しかし、構造格子を用いる場合、複雑形状要素（例えば、翼面上の冷却孔やキャビティなど）を含めた解析は困難（または格子生成コストが非常に高い）であり、その適用範囲には限界がある。よって、複雑形状要素への対応も容易な非構造格子や直交格子法を用いた CFD ツールへの期待は大きい。航空機体の空力設計においては、直交格子法による高精度な解析が実現されつつある(1)が、「保存則を厳密に満たさない」、「壁付近を高密度な格子で解析する場合実機開発で許容できるコストを超える」という問題から、ターボ機械開発現場の需要に叶うツールが実現されるには、時間を要する。よって、筆者らは非構造格子を用いた流体解析ソルバ FaSTAR-Move-AE(2)の研究開発を進めている。

非構造格子を用いた空力解析精度を決める主な技術要素は「対流項解析スキーム」、「乱流解析手法」、「格子生成」であり、本報告では、対流項解析スキームの高度化に焦点を当てる。圧縮性を考慮した流体解析において一般的に風上型のスキームが用いられる(3)。風上型スキームは安定性と精度のバランスが良く、開発から研究レベルの解析まで広く用いられているが、空力解析に要求される精度のレベルが増し、小スケール渦の非定常挙動などより詳細な解析を求められている昨今、大きな数値粘

*1 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構
〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: nambu.taisuke@jaxa.jp
*2 株式会社 菱友システムズ
〒455-0024 名古屋市港区大江町6-19 菱興ビル南館

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

性によって安定な解析を実現する風上スキームは、その要求に応えられていない。

非構造格子法を対象とした高精度な解析手法として、不連続ガラーキン法[4]（Discontinuous Galerkin 法、DG 法）や流束再構築法[5]（Flux-Reconstruction 法、FR 法）の研究が盛んに行われている。これらの解析手法は高々二次精度である風上型のスキームに対してより高次精度な解析を実現でき、また演算性能にも優れている。ただし、これらの解析手法を複雑な実機形状へ適用した報告例は少ない。またターボ機械特有の解析手法である sliding mesh 法等、複雑なプログラム構造を強いる一部手法への適用は容易ではない。DG 法や FR 法は有望な手法であるが、実機設計への適用には、時間を要するというのが筆者らの予測である。

風上型スキームより高精度かつ既存のプログラムへの適用が容易な手法の候補として、KEP スキーム[6,7]（kinetic energy preserving）が挙げられる。KEP スキームは、密度、運動量、全エネルギーといった保存量だけでなく、運動エネルギーの保存も数値的に満たすことで、数値粘性の付加なしに安定的な解析の実現をするというコンセプトのもと開発された手法である。KEP スキームは数値流束での定式化が提案されている[8]ため、風上型スキームを用いてきた既存の非構造格子ソルバへの適用も容易であり、またその使用コストも風上型スキームと同程度である。ただし、KEP スキームによって全てのケースで安定な解析が実現できるわけではなく、実機形状解析に適用するには、質の悪い格子や衝撃波等不連続な物理量分布が生じる領域において何らかの安定化策を付与することが必要となる。Kojima らは、実機解析での使用を念頭とした Shock-Stabilized KEP（SSKEP）スキーム[9]を提案しており、比較的形状が複雑な高揚力装置を含む翼型の空力解析[10]や、衝撃波を含む翼面上の衝撃波・境界層干渉の解析[9]などでそのポテンシャルを示している。ただし、比較的質の良い格子による機体空力を対象とした解析例が主で、開発現場で用いられるような、自動格子生成ツールによる一部質の低下した格子を用いる場合や、ターボ機械類への解析における実績は十分ではない。

本報告では、SSKEP スキームを直線翼列の空力解析に適用し、その有効性を確かめている。本報告では以下の 2 種類の格子を用いて解析を実施している。

- 質の良い六面体格子により形成された計算格子
- 自動構成生成ツールによって作成された一部に質が低下した格子を含む、実機解析に用いられるものに近い計算格子

まず、質の良い格子を用いて、SSKEP と既存の風上型スキームの比較による精度面での評価を実施する。次に実機開発で用いられるものに近い格子を用いて、実用に供する解析の使用にも耐えられるか確認する。

2. 数値解析概要

2.1 解析手法

本解析で用いた数値解析手法についてその概要を示す。本解析では非構造格子を用いた圧縮性流体解析ソルバである FaSTAR-Move-AE を用いている。本ソルバは宇宙航空研究開発機構（JAXA）で開発を実施している FaSTAR[11]を基に、ミキシングプレーン法やスライディングメッシュ法など、ターボ機械類の解析で有効な手法が実装されている。FaSTAR-Move-AE では Navier-Stokes 方程式を有限体積法で離散化している。対流項解析スキームには 2.2 節で示す SSKEP スキームとともに、その比較として、FaSTAR-Move-AE で標準的に使用されている風上型スキームである SLAU スキーム[12]及び一般的に広く用いられている Roe スキーム[13]での解析も併せて実施している、空間精度はそれぞれ二次精度である。勾配計算法にはセル中心間の距離で重みを付けた Green-Gauss 法を使用している。時間進展法として、Dual-time-stepping 法を用いた LU-SGS 法[14]を用いており、時間二次精度を実現している。乱流解析手法としては、特に明記しない限りは、SGS モデルを用いない Implicit LES による解析を用いている。比較用に実施した Zonal DES 解析[15]では、SA-noft2 モデル[16]を基にした手法を、定常 RANS 解析では SA-noft2-R モデル[16]を使用している。本解析の 1 iteration における時間刻み幅は、同様の条件で実施された DNS[17]を参考に$\Delta t = 0.00167\, C/U_{ref}$としている。ここで$C$はコード長、$U_{ref}$は上流側の流速である。

2.2 対流項解析手法

本節では、本研究の評価対象である、SSKEP スキームについて説明する。SSKEP スキームは低散逸な KEP スキームを基に、質の悪い格子や衝撃波等不連続な物理量分布が生じる領域における安定化策を施したもので、以下の式で表される。

$$\frac{1}{2}\left[F_{iv}(\boldsymbol{q_A}) + F_{iv}(\boldsymbol{q_B})\right] - \frac{\max(\gamma_{ws},\ \gamma_{ss})}{2}\left|\hat{\boldsymbol{A}}\right|(\boldsymbol{q_{ai}} - \boldsymbol{q_{bi}}) \tag{1}$$

$$\boldsymbol{q}_{(A,B)} = \begin{cases} \boldsymbol{q}_{(a,b)i} & \text{if } \gamma_{ss} = 1 \\ (\boldsymbol{q_a} + \boldsymbol{q_b})/\boldsymbol{2} & \text{otherwise} \end{cases} \tag{2}$$

ここでF_{iv}は保存形で表された Navier-Stokes 方程式における対流項流束を表し、$\boldsymbol{q_a}$及び$\boldsymbol{q_b}$は数値流束を算出するセル境界に接したセルのセル中心における基本量ベクトルとなる。γ_{ws}及びγ_{ss}は wiggle-sensor 及び shock-sensor であり。それぞれの sensor は通常は 0 となるが、wiggle-sensor はセルの質が悪い場合や数値振動が顕著であるときに最大 1 を、shock-sensor は衝撃波が存在する位置で 1 の値を取る。$\boldsymbol{q_{ai}}$と$\boldsymbol{q_{bi}}$は$\boldsymbol{q_a}$及び$\boldsymbol{q_b}$から MUSCL 補間により高精度化されたセル境界面における基本量であり、shock-sensor が 1 となった場合、SSKEP スキームは Roe

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

スキームと一致する。Wiggle-sensor が 1 となった場合は、KEP スキームに eq.(1)の第二項で表される数値粘性が付加されることとなる。ただし、本報告における解析対象は亜音速領域のみであり、shock-sensor は ON とならないことにご留意頂きたい。Shock-sensor を用いることで衝撃波を含む解析が安定的に実行できることは参考文献(9)で確認することができる。Wiggle-sensor の具体的な式は参考文献(18)を、shock-sensor は参考文献(19)を参考にしてほしい。

2.3 解析条件

解析対象である直線翼列流れの解析条件を示す。本報告の解析対象として、形状が公開されており、RANS から DNS まで広く解析が実施されている T106A を採用した。解析条件は Table 1 に示す通りである。より詳細な情報については、参照文献(20)を参照してほしい。実験における流入角度は 45.5deg であるが、本報告と同条件で実施された DNS 解析[21]では、46.1deg と修正した角度で解析が実施されており、本解析もそれに倣っている。

Table 1 Flow conditions of T106A analysis

Geometry	T106A
Isentropic exit Reynolds number	60000
Isentropic exit Mach number	0.405
Flow inlet angle [deg]	46.1

上流に位置する流入境界面では全圧、全温、流れ角度を固定した流入条件を、下流に位置する流出境界面では静圧固定の流入条件を用いている。それらの境界条件は翼前縁と後縁からそれぞれ $10C$遠方に配置されている。また境界面における数値的な反射波を防ぐため、遠方境界付近は格子を粗くしている。スパン方向の計算領域幅は 0.2 Cとしており、スパン方向及びピッチ方向の境界面には周期境界条件を用いている。

2.4 計算格子

本報告では、質の良い六面体格子によって形成された計算格子と、自動生成格子を用いて作成された一部に質が低下した格子を含む実機開発に使われるものに近い計算格子での解析を実施している。前者の格子（格子①）について、その諸元を Table 2 に、翼先端付近の拡大図を Fig.1 に示す。格子①は同等の条件で実施された DNS[17,21]を参考に作成されたきわめて格子密度の高い格子である。また、格子サイズの連続性など、質についても十分考慮されたものとなっている。

Fig. 1 Enlarged view of the area near the leading edge in grid 1

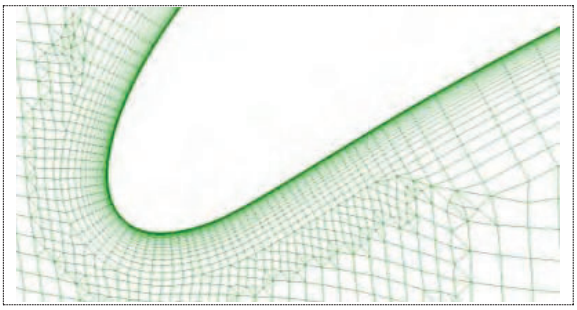


Fig. 2 Enlarged view of the area near the leading edge in grid 2

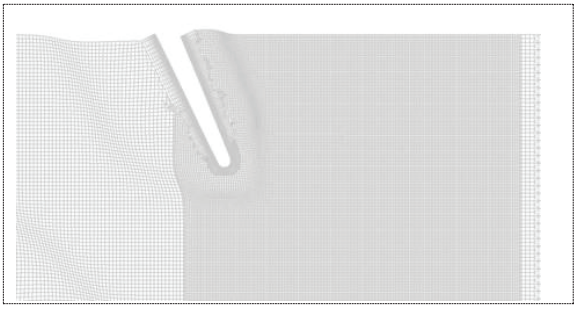


Fig. 3 Enlarged view of the area near the trailing edge in grid 2

Table 2 Information of computational grid 1

Total cell number	23489172
First layer cell size on blade surface	$1.5\times 10^{-4}C$
Number of cells located within a distance of 0.008C from the blade surface	50
Number of cells in circumferential direction of blade surface	1008
Number of cells in blade span direction.	63

自動生成格子ツールで作成された計算格子（格子②）の概要を Table 3 に、翼先端付近及び後縁付近の拡大図を Fig.2、3 に示す。格子②では非構造格子の利点を生かし、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

翼後端から後流が発生する方向に格子密度を高めたリファインメント領域を設定している。翼回りの格子密度は格子①と比べて粗い設定となっている。これは実機開発に用いられる格子設定を意識したものとなっている。

Table 3　Information of computational grid 2

Total cell number	6935166
First layer cell size on blade surface	$4.5\times 10^{-5}C$
Number of cells located within a distance of 0.008C from the blade surface	20
Number of cells in circumferential direction of blade surface	548
Number of cells in blade span direction.	63

3. 解析結果及び考察

3.1　質の良い六面体格子で作成された計算格子による結果（格子①）

質の良い六面体格子で形成された格子を用いて、翼後流に着目した検証を行う。Fig.4 に翼後流における全圧損失分布の比較を示す。実験値[21]も併せて示しており、測定面は翼後端より $0.4C$ 下流の位置である。横軸は全圧損失を縦軸はピッチ方向位置を表し、共に無次元化されている。具体的には以下の式で算出されている。

$$\Omega = \frac{p_{t_in} - p_t(y)}{p_{t_in} - p_{out}} \tag{3}$$

$$y^* = \frac{y - y_{max}}{y_{max} - y_{min}} \tag{4}$$

ここで、p_tは全圧、pは静圧を表し、添え字の in と out はそれぞれ流出、流入面の値を示している。また、yはピッチ方向位置を表し、添え字の max と min はそれぞれ測定面の最大、最小値（差分がピッチ幅となる）を表している。図では SSKEP、SLAU、Roe スキームを用いた implicit LES による解析結果と、参考として RANS（SLAU スキームを用いて解析を実施）による解析結果を併せて示している。実験結果の論文からピッチ方向測定位置の原点が確認できなかったため、実験と SSKEP による implicit LES の結果のピーク位置を合わせた位置で描画していることに留意頂きたい。図に示す通り、RANS による解析結果は実験値と比べて、圧損分布のピーク値が大きく、損失分布の幅は小さくなっている。一方、Implicit LES による非定常解析の結果は、スキームによらず RANS に比べてピーク値、損失分布の幅ともに実験値に近い。LES 等により非定常性を解析することが後流の解析で重要であることを本結果は示しているが、各スキームの優劣を

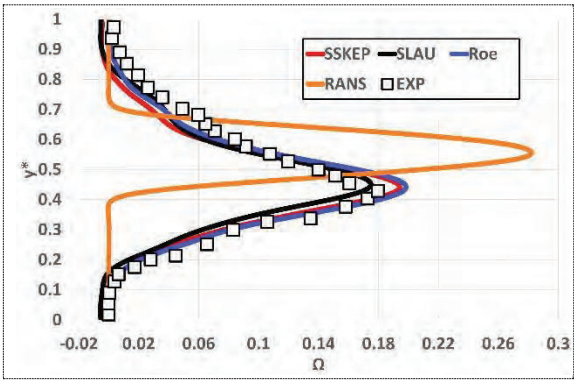


Fig. 4　Total pressure loss distribution in the blade wake region computed by grid1

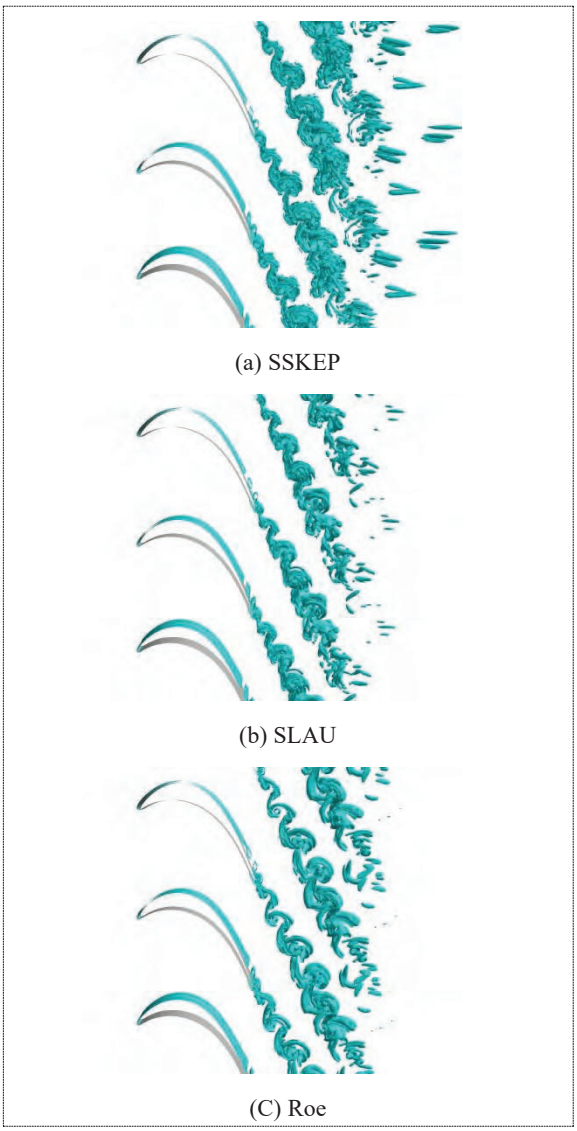


Fig. 5　Comparison of iso-surface distributions of Q-criterion for different advection schemes computed by grid1

本図のみで判断するのは難しい。

Fig.5 は翼後流における Q 値の等値面分布の比較を示している。各スキームの影響は、解像されている渦スケールに表れている。SSKEP による解析結果が最も小さい

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

渦スケールまで解像できており、SLAU、Roe の順で小規模渦の解像度が低下している。本解析と同じ流れ条件で実施した DNS の結果[21]では後流で小さなスケールの渦が確認できており、本報告における SSKEP の結果に近い。スキーム間の違いによる渦形態の変化は、スキーム間の数値粘性の大小によるものと考えられ、小スケールの渦の解像という観点において、SSKEP の低散逸性が有効に機能していることが推測できる。

Fig.6 に翼後端より 0.4C 下流の位置における乱流強度分布の比較を示している。本図の乱流強度Tuの定義は以下となっている。

$$Tu = \frac{u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2}{2U_{iso}^2} \tag{4}$$

ここで、U_{iso}は等エントロピーを仮定して算出される流出速度、u_{rms}、v_{rms}、w_{rms}は時間平均値の偏差から算出された変動速度の各方向成分における二乗平均値を表している。図から SSKEP スキームとそれ以外のスキームの結果に有意な差が生じていることが確認でき、SSKEP スキームの結果がより大きな乱流強度分布を示していることが分かる。

Fig.7 に翼後流における速度の軸流方向成分を用いた乱流スペクトル解析の結果を示す。縦軸はパワースペクトル密度、横軸は Strouhal 数を示している。解析に用いたサンプリング点は翼の前縁から軸方向に-0.9 C、ピッチ方向に-0.6 Cの位置であり、スパン方向の 4 点で得られたパワースペクトル密度を算術平均した値を示している。各スキームの結果は、それぞれ乱流理論から導出される勾配-5/3 に近い傾向を示している。ただ SSKEP スキームの結果は他スキームの結果に比べて-5/3 の勾配に多少近く、より低散逸な傾向を示している。

Fig.4 から Fig.7 の結果を総括すると、翼後流の全圧損失分布といった時間平均された指標による評価では、スキーム間によって明確な差が確認できなかったが、非定常性を含む指標での評価においては、スキームの違いによって結果に差が生じており、SSKEP スキームの低散逸性による結果への影響が確認できた。多段翼列での性能評価は実機開発で重要となり、3 次元 CFD による非定常解析を用いた多段翼列解析も多く実施されている。そのような解析では上流側翼列からの下流側翼列に対する影響を正確に解析することが主たる目的の一つであるため、後流をできるだけ散逸なく解析できていることは重要である。その点 SSKEP は有効といえる。

3.2　自動格子生成ツールによって作成された計算格子による結果（格子②）

次に、自動格子生成ツールで作成された格子による検証を実施する。本節では implicit LES による SSKEP スキームの解析結果と、比較として定常 RAN、Zonal DES による非定常解析の結果も併せて示している。

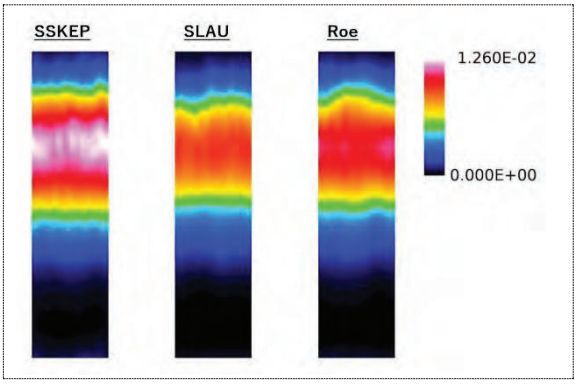


Fig. 6　Comparison of turbulence intensity distributions

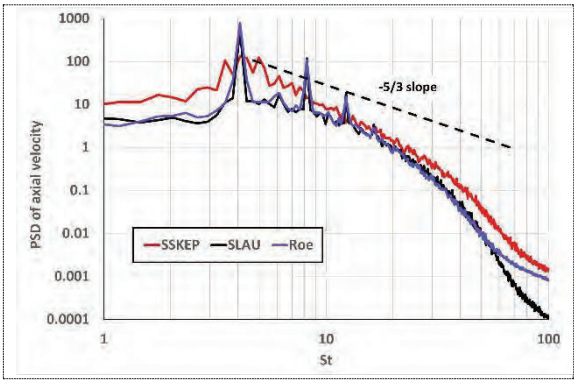


Fig. 7　Total pressure loss distribution in the blade wake region

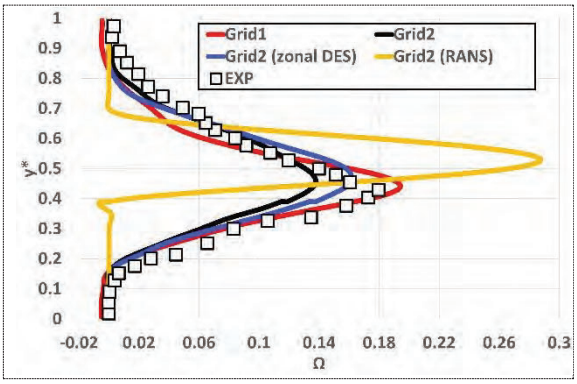


Fig. 8　Total pressure loss distribution in the blade wake region computed by grid 2

Fig.8 に fig.4 と同位置における、後流での全圧損失分布を示している。RANS による解析結果は格子①と同様の値を示しており、実験と比べて全圧損失のピーク値及び損失分布の幅に差がみられる。格子①と格子②を用いた implicit LES の結果を比較すると、格子②の結果は格子①に比べてピーク値が小さく評価されている。このピーク値の低下は、Zonal DES を用いて翼面近傍を RANS 解析とすることで、改善傾向となることが確認できる。これは、翼面近傍の格子解像度の低さにより、格子②を用いた解析では implicit LES によって境界層成長を十分捉えることができず、その影響が全圧損失の低下として表れていると推測される。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

既存の風上スキームと比べて低散逸な SSKEP スキームを用いても、実機解析に用いられるものに近い質の計算格子で安定的に解析ができることが確認できた。ただし、SSKEP スキームを用いても格子解像度の低さによる翼面境界層成長の誤差を解消することはできず、Zonal DES 等乱流解析手法の高度化により対応していく必要がある。

4. 結言

本報告では、直線翼列流れの非定常解析を主な対象として、低散逸な対流項解析スキームである SSKEP スキームの評価を、既存の風上型スキームの解析結果との比較により実施した。格子の質及び解像度が十分な六面体格子で形成された格子による評価を実施したところ、後流の全圧損失分布による比較ではスキーム間の大きな違いは見られなかった。一方、後流から発生する渦や乱流強度など非定常性を有する指標での比較では、既存の風上型スキームに比べて SSKEP スキームは小スケールの渦まで解像できていることが確認でき、SSKEP の特性である低散逸性が有効に働いていることを確認できた。自動格子生成ツールにより作成された実機解析に用いられるものに近い質の計算格子での解析も実施したところ、低散逸な SSKEP において安定的に解析できることが確認できた。ただし、SSKEP スキームを用いても格子解像度の低さによる翼面境界層成長の誤差を解消することはできず、Zonal DES 等乱流解析手法等の高度化により対応していく必要があることも併せて確認された。

謝辞

本報告で紹介した数値シミュレーションは JAXA Supercomputer System Generation 3（JSS3）を利用して実施された。また、自動格子生成ツールによって作成された格子②は、株式会社 IHI 技術基盤センターの宇賀神裕樹氏にご提供頂いた格子を基に作成している。ここに感謝の意を表す。

参 考 文 献

(1) 河合宗司，安定性と非散逸性を両立する圧縮性流体計算スキームと航空機全機 LES 解析，計算工学，Vol. 28, No. 3 (2023), pp. 4643-4647.
(2) 南部太介，上島啓司，布施亮祐，林謙司，保江かな子，非構造格子ソルバ FaSTAR-Move における Sliding mesh 法及び Mixing plane 法の研究開発，第 53 回流体力学講演会／第 39 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム，2C06.
(3) 嶋英志，簡単な圧縮性 CFD スキームの話，ながれ，Vol. 34 (2015), pp. 67-79.
(4) Bassi, F., Rebay, S., A high-order accurate discontinuous finite element method for the numerical solution of the compressible Navier–Stokes equations, J. of Comp. Phys., Vol. 131, No. 1 (1997), pp. 267-279.
(5) Huynh, H.T., A flux reconstruction approach to high-order schemes including discontinuous Galerkin methods, AIAA paper, 2007-4079 (2007).
(6) Jameson, A., The construction of discretely conservative finite volume schemes that also globally conserve energy or entropy, J. of Scientific Computing, Vol. 34, No. 2 (2008), pp. 152-187.
(7) Jameson, A., Formulation of kinetic energy preserving conservative schemes for gas dynamics and direct numerical simulation of one-dimensional viscous compressible flow in a shock tube using entropy and kinetic energy preserving schemes, J. of Scientific Computing, Vol. 34, No. 2 (2008), pp. 188-208.
(8) Pirozzoli, S., Generalized conservative approximations of split convective derivative operators, J. of Comp. Phys., Vol. 229 (2010), pp. 7180-7190.
(9) Kojima, Y., Hashimoto, A., Embedded Large Eddy Simulation of Transonic Flow over an OAT15A Airfoil, AIAA paper, 2022-0464 (2022).
(10) Kojima, Y., Ishida, T., Hashimoto, A., Aoyama, T., Numerical Simulation of Unsteady Flowover a 30P30N Slat by Embedded-LES, AIAA paper, 2020-2065 (2020).
(11) 橋本敦，村上桂一，青山剛史，菱田学，坂下雅秀，ラフール・パウルス，高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発，日本航空宇宙学会論文集，Vol. 63, No. 3 (2015), pp. 96-105.
(12) Shima, E., Kitamura, K., Parameter-free simple low-dissipation AUSM-family scheme for all speeds, AIAA. J., Vol. 49, No.8 (2011), pp. 1693-1709.
(13) Roe, P., L., Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes, J. of Comp. Phys., Vol. 43 (1981), pp. 357-372.
(14) Yoon, S., Jameson, A., Lower-upper Symmetric-Gauss-Seidel method for the Euler and Navier-Stokes equations, AIAA. J., Vol. 26, No.9 (1988), pp. 1025-1026.
(15) Scillitoe, A. D., Tucker, P. G., Adami, P., Evaluation of RANS and ZDES methods for the prediction of three-dimensional separation in axial flow compressors, Proceedings of ASME Turbo Expo 2015, GT2015-43975 (2015).
(16) NASA Langley Research Center Turbulence Modeling Resource, https://turbmodels.larc.nasa.gov/
(17) Wu, X., Jacobs, R. G., Hunt, J. C. R., Durbin, P.A., Simulation of boundary layer transition induced by periodically passing wakes, J. Fluid Mech., Vol. 398 (1999), pp. 109-153.
(18) Tajallipour, N., Babaee Owlam, B., Paraschivoiu, M., Self-Adaptive Upwinding for Large Eddy Simulation of Turbulent Flows on Unstructured Elements," Journal of Aircraft, Vol. 46, No. 3 (2009), pp. 915–926.
(19) Ducros, F., Ferrand, V., Nicoud, F., Weber, C., Darracq, D., Gacherieu, C., Poinsot, T., Large-Eddy Simulation of the Shock/Turbulence Interaction, J. of Comp. Physics, Vol. 152, No. 2 (1999), pp. 517–549.
(20) Stadtmüller, P., Investigation of wake-induced transition on the LP turbine cascade T106A-EIZ. DFG-Verbundproject Fo 136/11, Version 1.0 (2001).
(21) Sandberg, R. D., Pichler, R., Chen, L. W., Assessing the Sensitivity of Turbine Cascade Flow to Inflow Disturbances Using Direct Numerical Simulation, 13th International Symposium for Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity in Turbomachinery (2012).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-9

産業用ガスタービン圧縮機翼列流動の全周計算に基づく不安定稼働条件の分類

Classification of Unstable Operating Conditions Based on Numerical Simulation of Flows in Full Annulus Industrial Gas Turbine Compressor Blade Rows

○宮澤 弘法[*1]　萩田 泰晴[*1]　早川 陸駆[*1]　古澤 卓[*1]　山本 悟[*1]
MIYAZAWA Hironori　HAGITA Yasuharu　HAYAKAWA Riku　FURUSAWA Takashi　YAMAMOTO Satoru

ABSTRACT

This study introduces a classification method using time-series big data and the self-organizing map (SOM) technique to understand flow behavior that may lead blade failure in compressor of the gas turbine combined cycle (GTCC) power plants. Due to fluctuating renewable energy sources, GTCC plants operate under varying conditions, causing unstable flows and stress on compressor blades. The study applied full-annulus flow computations under different conditions, and the resulting time-series data was converted into frequency data using fast Fourier transform (FFT) and classified by SOM. The proposed method successfully identified critical flow conditions with large, unstable pressure fluctuations, which could help avoid conditions leading to blade failure.

キーワード： 産業用ガスタービン，軸流圧縮機，数値流体力学，部分負荷運転，自己組織化マップ
Key Words: Industrial Gas Turbine, Axial Compressor, Computational Fluid Dynamics, Partial-Load Operation, Self-Organizing Map

1. 緒言

多くの発電用ガスタービンおよびその圧縮機は，定格出力運転で最高の性能と信頼性を発揮するよう設計されている．しかし，近年ではガスタービン複合サイクル（GTCC：Gas Turbine Combined Cycle）発電所における産業用ガスタービンの急速な始動，停止，および部分負荷運転の頻度が増加している．これは太陽光や風力などの再生可能エネルギー源による発電量変動を，火力発電がカバーする役割を担っているためである．特にガスタービンの部分負荷運転では，入口案内翼（IGV：Inlet Guide Vane）の調整などにより圧縮機翼列を通る空気流量を減少させるため，不安定な流動場が形成される．そのような不安定流動は圧縮機翼に低周波の負荷変動を与え，長期繰り返しによって疲労破壊を引き起こす可能性がある(1)．ガスタービン運転中の流れの測定は非常に限られているため，その予測には数値的手法が有用である．現在，数値流体力学（CFD：Computational Fluid Dynamics）技術と高性能スーパーコンピュータにより，ガスタービン圧縮機における大規模な非定常流れの計算が可能になっており，非設計条件下の圧縮機における多段全周非定常流れのシミュレーションに関する研究が行われている(2)(3)．さらに，不安定流動を可変案内翼（VGV：Variable Guide Vane）等によって制御する方法も提案されている(4)(5)．これらの先行研究は，既に発生した不安定な流れの理解に焦点を当てている．一方で，現在稼働中のガスタービン圧縮機に起こりうる想定外の事故を予防するために，不安定な流れを引き起こすような運転条件を数値シミュレーションによって事前に予測・分類し，それらの条件を回避するアプローチも効果的であるかもしれない．考え得るすべての条件を計算することは現実的ではないため，限られた数の大規模計算に基づいてこのような不安定な流れを分類する新しい方法が必要である．

近年では機械学習に基づくデータ駆動型のアプローチが様々な分野で応用されている．ガスタービン・圧縮機の分野においても，膨大なセンサーデータを分析するいくつかの研究が報告されている(6)(7)．さらに，複数の圧縮機の専門家から得た知識をニューラルネットワークの入力パラメータとして使用した研究もある(8)．データ駆動型のアプローチは，ガスタービンの性能を予測するための有望なツールと期待されている．

本研究では，さまざまな運転条件下の圧縮機における全周流れのシミュレーションから大規模時系列データを生成し，それらのデータから圧縮機内部の流動特性を分

*1　東北大学
〒980-8579　仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-01
E-mail: hironori.miyazawa.c3@tohoku.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

類する手法について提案し，評価を行う．

2. 計算手法

2.1 基礎方程式

流動解析には我々の研究グループが開発した CFD ソルバーである数値タービン（NT：Numerical Turbine）を用いた．

基礎方程式として，圧縮性ナビエ・ストークス方程式ならびに凝縮･蒸発モデルと乱流モデルの方程式を解く．基礎方程式をベクトル形式で書くと以下のようになる．

$$\frac{\partial \boldsymbol{q}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{f}_i}{\partial x_i}=\frac{\partial \boldsymbol{f}_{v_i}}{\partial x_i}+\boldsymbol{s} \tag{1}$$

ここで，tとx_iはそれぞれ物理時間と直行座標を表す（$i=1,2,3$）．$\boldsymbol{q}$，$\boldsymbol{f}_i$，$\boldsymbol{f}_{v_i}$，$\boldsymbol{s}$はそれぞれ未知変数項，非粘性流束項，粘性項，生成項ベクトルであり，生成項ベクトルには，遠心力およびコリオリ力，水蒸気と液滴間の質量輸送，および乱流モデルの生成項が含まれている．本研究では式(1)を一般曲線座標系に変換した以下の式を用いた．

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial F_i}{\partial \xi_i}=\frac{\partial F_{v_i}}{\partial \xi_i}+S \tag{2}$$

ここで，ξ_i $(i=1,2,3)$は一般曲線座標，Q，F_i，F_{v_i}，Sは座標変換された各項を表す．

2.2 数値解法

空間差分には compact MUSCL[9]と Roe の流束差分離法[10]に基づいた高次，高解像度の有限差分法を用いた．粘性項には 2 次精度中心差分法を用いた．時間積分には LU-SGS 法[11]を採用した．乱流モデルは Spalart–Allmaras モデル[12]を用いた．

本研究目標を達成するためには，各大規模計算に対する CPU 時間の削減が必須である．そこで，東北大学のベクトルスーパーコンピュータシステム AOBA (SX-Aurora TUBASA)に対して，ハイブリッド並列化を採用し，並列計算の負荷分散を改善することにより，NT の計算速度の大幅向上に成功している[13]．

3. 計算対象・計算条件

実機発電用ガスタービンの遷音速多段圧縮機が本研究の計算対象である．この実機圧縮機は 18 段の翼列と IGV で構成されている．本研究では IGV(64 枚)，初段動翼(32 枚)，初段静翼(46 枚)，2 段目動翼(32 枚)の 4 つの翼列を計算領域とした．Fig. 1 に 50%スパン断面における計算格子の一部を示す．全体では 254 ブロックからなる全周計算格子で，その総格子点数は約 1 億 6 千万点である．

本研究で考慮した夏季の運転条件を Table 1 に示す．このときの大気の条件はすべて大気圧 1.01× 10^5Pa，気温 300K，相対湿度 70.0%とした．また，定格出力ならびに部分負荷運転条件の IGV 開度 43°のケースについては冬季の運転を想定した計算も実施した．そのときの大気の温度および相対湿度の条件はそれぞれ 280K，30.0%とした．なお，回転数はすべての条件で共通して 3000rpm とした．

Fig. 1 Computational Mesh (50% Span)

Table 1 Operating Conditions (Summer)

運転条件	IGV 開度 [°]	回転数 [rpm]	流量係数 [-]
定格出力	88	3,000	1.0
部分負荷	70	3,000	0.90
	60		0.78
	50		0.68
	43		0.62

4. 計算結果

Fig. 2 に圧縮機の入口流量係数-全圧比特性曲線を示す．IGV 開度ごとに出口静圧を変化させて質量流量を調整し，各条件で時間平均した入口質量流量と全圧比をプロットした．流量係数は，定格出力（IGV 88°）の実験値で正規化した質量流量を用いた．すべての IGV 角度において，流量が減少するにつれて全圧比は増加する傾向にあった．IGV の開度が小さくなると流量と全圧比は減少し，特性曲線はグラフの左下へシフトした．冬季を仮定した条件は菱形でプロットされているが，いずれも気温の影響により高流量側へシフトした．以降の比較では，各 IGV 開度において実際の運転条件に最も近いケースを用いる．

Fig. 3 に夏季の定格出力 (IGV 88°)と部分負荷（IGV 60°, 50°）における軸方向流速瞬間値分布の比較を示す．ここでは，圧縮機全周のうち，50%スパンの半周を展開した範囲を可視化している．定格出力条件では翼の後流や翼列干渉等に起因する周期的な流れ場が形成されていたのに対し，部分負荷運転条件の IGV 60°の条件では IGV 以外のすべての翼で剥離が発生した．特に，初段静翼負圧面での剥離が大きい．IGV 70°の条件ではこの条件と類似した流れ場が形成されていた．IGV 50°の条件においては，初段静翼および直後の動翼における剥離がより顕著に表れており，局所的な失速領域が周期的に現れた．IGV43°の条件においても，同様の不安定な流れ場が認められた．

Fig. 4 に初段静翼への圧力負荷変動を示す．ここで，初段静翼は本研究で対象としている圧縮機において，予測よりも短い期間で疲労寿命に達した翼である．グラフ横軸はある時間からの圧縮機の回転数，縦軸は夏季の定格

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

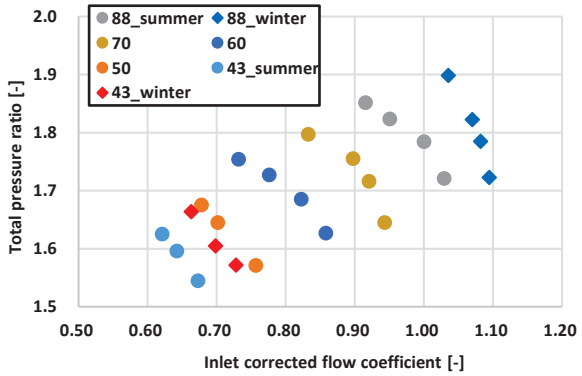
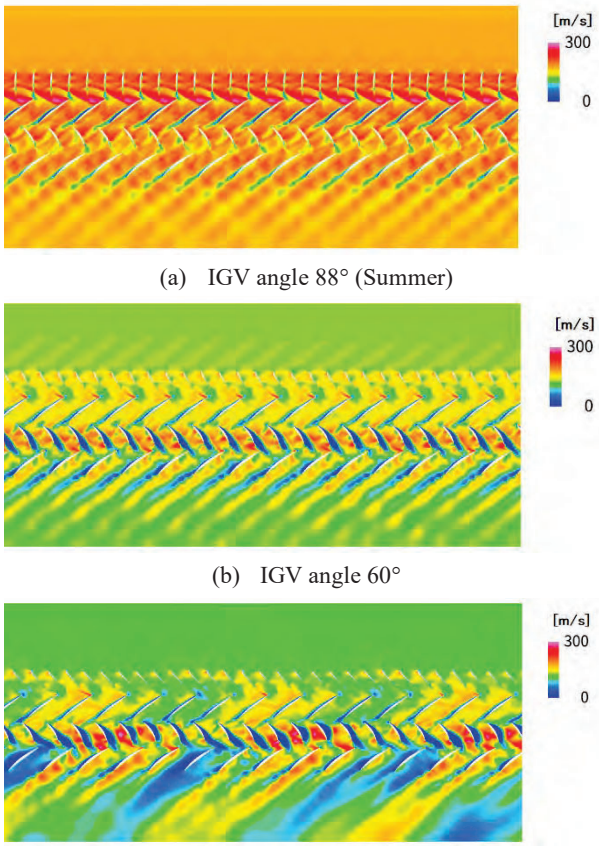


Fig. 2　Characteristics of the Total Pressure Ratio vs. Inlet Flow Coefficient



(a)　IGV angle 88° (Summer)

(b)　IGV angle 60°

(c)　IGV angle 50°

Fig. 3　Instantaneous Axial Flow Velocity (50% Span, Half Annulus)

出力の平均値で無次元化された圧力負荷である．ここでの圧力負荷とは正圧面と負圧面の静圧面積分値の差で定義される．定格出力（IGV 88°）の圧力負荷変動に対して，IGV 70°，60°の条件については振幅が小さくなっている．それに対して，IGV 50°および 43°の条件では定格出力よりも圧力負荷変動の振幅がより大きく，より長い周期で変動していることが明らかになった．このような翼通過周波数（BPF：Blade Passing Frequency）よりも低周波かつ振幅の大きな圧力変動は，予期せぬ共振現象の原因となる可能性がある．

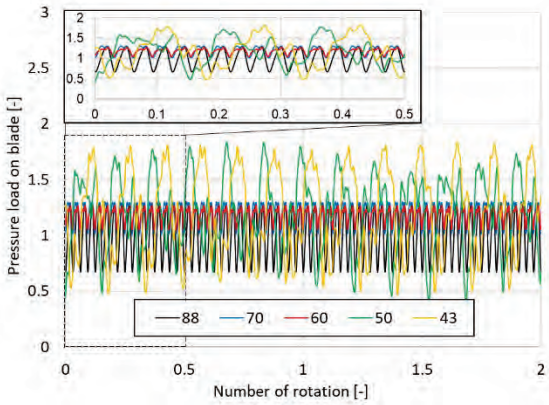


Fig. 4　Pressure Load Variation of the First-Stage Stator Blade

5. 計算結果の分類

本研究では計算結果の分類に自己組織化マップ(SOM：Self Organizing Map)法[14]を採用した．入力データは初段静翼の圧力負荷時系列データの振幅スペクトルとした．ここでは，python ライブラリ Somoclu.7.5 を用いて，データ空間の高次元データセットをマップ空間の等間隔なユニットが持つ参照ベクトルにマッピングする SOM を作成した．ここで，$\boldsymbol{A} = \{a_i\}$は入力データ，$\boldsymbol{B} = \{b_j\}$はデータ空間における参照ベクトルとする．本研究ではa_iとb_jは FFT によって得られた周波数スペクトルの離散データに相当する．各入力データと参照ベクトルとの距離は，以下のように求められる．

$$d_j = \|a_i - b_j\| \quad (\forall a_i \in \boldsymbol{A}, \forall b_j \in \boldsymbol{B}) \tag{3}$$

各入力データに対してd_jが最小のユニット，つまり入力データに最も近い参照ベクトルを持つユニットがベストマッチングユニット（BMU）となる．

$$d_b = \min_{\forall j}(d_j) \tag{4}$$

機械学習は，次のように BMU とその周辺のユニットを更新することで 1 ステップが進行する．

$$b_j(t+1) = b_j(t) + \alpha h_{bj}(t)\left(a_i - b_j(t)\right) \tag{5}$$

ここで，tは機械学習ステップ，αはステップごとに減少する学習率（$0 < \alpha < 1$），h_{bj}は近傍関数である．本研究では，h_{bj}としてガウス関数を使用した．ステップ数は 20，学習係数（h_{bj}で使用）は 0.5，マップサイズは 20×20 に設定した．

作成したマップは，より明確に分類するために色分けすることができる．隣接するユニット間の参照ベクトルの平均ユークリッド距離に応じて実行されるカラーリング処理には，U-matrix 法[15]を用いた．

Fig. 5 に入力データとなる静翼 1 枚の圧力負荷時系列データの振幅スペクトルを示す．黒の破線は左からそれぞれ動翼．静翼，IGV の BPF を示している．BPF は翼枚数と回転周波数に起因する周波数であり，それぞれ 1600，2300，3200Hz である．計算結果の可視化結果では，IGV

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

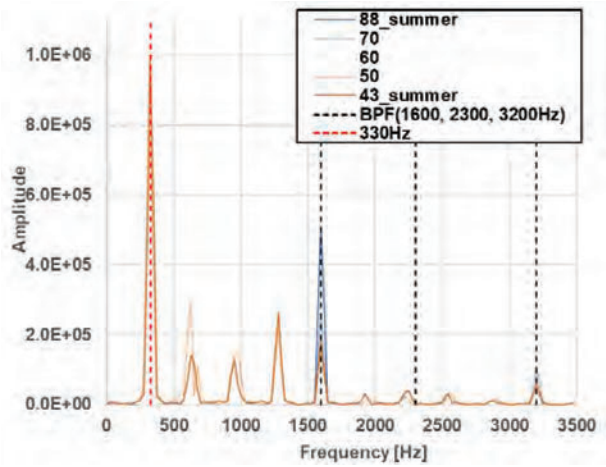


Fig. 5　Amplitude Spectra of Pressure Load Time-Series Data

開度が 88°から 60°までの条件では不安定流動は認められていない．これらの周波数のピークに注目すると，1600Hz と 3200Hz に大きなピークが立っており，これはそれぞれ動翼とその倍数の翼通過周波数である，すなわち，これらのケースにおいては主に翼列干渉が静翼の圧力負荷変動の主要因である．対して IGV 開度が 50°，43°の条件ではいずれも動翼の翼通過周波数よりも低い周波数帯にピークが立っており，赤い破線で示した周波数（約 330Hz）の振幅が最大となった．これは，翼列干渉ではなく，Fig. 3 に示したような不安定流動が静翼の圧力負荷変動において支配的な要因となっていることを意味する．さらに，330Hz という周波数はこの静翼の固有振動数である 317.3Hz に非常に近い値となっており，共振による応力増大が懸念される．このような条件下で圧縮機を繰り返し運転することによって，事前に予測された疲労寿命よりも早い段階で翼が破壊に至る恐れがある．

最後に，これらの不安定流動条件を分類するために SOM を作成した．使用した条件は全部で 11 条件であり，それぞれ夏季・冬季の定格負荷（88_s，88_w），部分負荷の IGV70°，60°，50°，ならびに夏季・冬季 IGV43°の 6 ケース(43s_1～43s_3，43w_1～43w_3)である．IGV43°の 6 ケースについている数字は，小さい方からサージ側に近い条件であることを表している．これらの条件のうち，IGV50°以下の条件では，ケース 43w_3 を除いたすべてのケースの可視化結果で失速を伴う不安定流動が確認されている．初段静翼はブレードの枚数が 46 枚であったため，FFT で得られた圧力負荷の周波数スペクトルデータを 1 条件につき 46 セット，すなわち計 506 の時系列データを SOM に入力として使用した．

Fig. 6 に初段静翼の圧力負荷時系列データの振幅スペクトルから作成された SOM を示す．SOM 上の色は隣接するベクトル間の距離を表し，赤が距離が大きく，青は距離が近い，すなわち類似データの集合を表す．この SOM は主に赤や黄色の線で 2 つの領域に分けられ，失速領域のないケースはマップ左上の領域に集まり，失速領域が認められたケースは下側の領域にプロットされた．さらに，失速領域が大きいケース（43_s1 や 43_w1 などの低流量条件）は，マップ左下の領域に集まった．また，43_w2 のように失速領域が比較的小さいケースは，右上の領域，つまり安定領域に比較的近いところに集まった．本研究では SOM を用いることで，安定と不安定の二項的な分類だけでなく，失速領域の大きさ，すなわち不安定の度合いによっても運転条件を分類することに成功した．

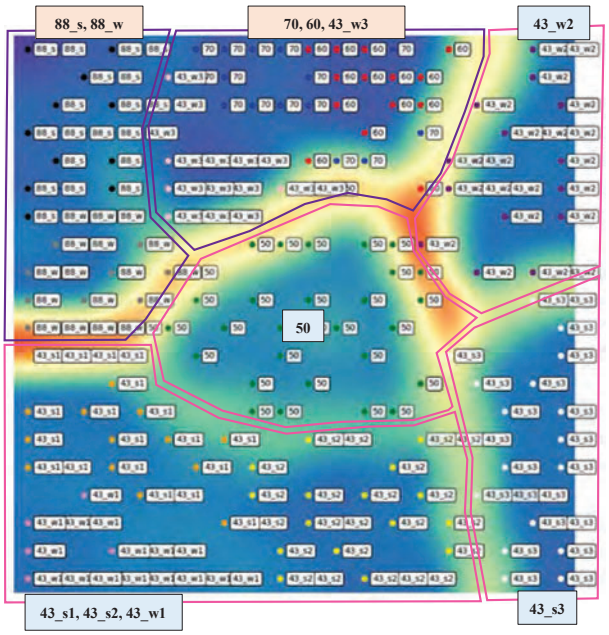


Fig. 6　SOM Created from the Amplitude Spectrum of Pressure Load Time-Series Data for the First-Stage Stator Blades

6. 結言

実機産業用ガスタービン圧縮機全周に対して定格出力および部分負荷運転に対応する複数の IGV 開度における非定常流動シミュレーションを実施した．夏季の大気条件では IGV 開度が 50°以下になると失速領域を伴う不安定流動が形成され，それらが静翼に対して高振幅・低周期の圧力負荷変動を引き起こしていることを明らかにした．初段静翼の圧力負荷時系列データの振幅スペクトルを入力データとして自己組織化マップを作成し，流動の安定/不安定の二項的な分類だけでなく，不安定の度合いについても分類されたデータベースの作成が可能であることを示した．

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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

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) Hagita, Y., Miyazawa, H., Furusawa, T., Yamamoto S., Yonezawa, K., Umezawa, S., Ohmori, S. and 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.

(2) Yamada, K., Kikuta, H., Iwakiri, K., Furukawa, M. and Gunjishima, S., An Explanation for Flow Features of Spike-Type Stall Inception in an Axial Compressor Rotor, Journal of Turbomachinery, Vol. 135(2) (2013), 021023.

(3) Mito, R. and Yamashita, S., Prediction of Rotating Stall During Startup for Axial Compressors, Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, GT2019-91340, (2019).

(4) 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).

(5) Marty, J., Castillon, L. and Joseph, P., Numerical Investigations on the Rotating Stall in an Axial Compressor and its Control by Flow Injection at Casing, Proceedings of ASME Turbo Expo 2022, GT2022-82834, (2022).

(6) Goyal, V., Xu, M., Kapat, J. and Vesely, L., Prediction of Gas Turbine Performance Using Machine Learning Methods, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2020, GT2020-15232, (2020).

(7) Li, S., Zhu, H., Zhu, M., Zhao, G. and Wei, X., Combustion Tuning for a Gas Turbine Power Plant Using Data-Driven And Machine Learning Approach, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2020, GT2020-15788, (2020).

(8) Taylor, J. V., Condiut, B., Dickens, A., Hall, C., Hillel, M. and Miller, R. J., Predicting the Operability of Damaged Compressors Using Machine Learning, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2019, GT2019-91339, (2019).

(9) Yamamoto, S. and Daiguji, H., Higher-order-accurate Upwind Schemes for Solving the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations, Computers and Fluids, Vol. 22, No.2/3 (1993), pp. 259–270.

(10) Roe, P. L., Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, Journal of Computational Physics, Vol. 43 (1981), pp. 357–372.

(11) 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.

(12) Spalart, P., and Allmaras, S., A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper, (1992), 1992-0439.

(13) Watanabe, O., Komatsu, K., Sato, M., Kobayashi, H., Optimizing Load Balance in a Parallel CFD Code for a Large-scale Turbine Simulation on a Vector Supercomputer, Supercomputing Frontiers and Innovations, 8-2 (2021).

(14) Kohonen, T., Self-Organizing Maps, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1995).

(15) Ultsch, A. and Siemon, H. P., Kohonen's Self Organizing Feature Maps for Exploratory Data Analysis, Proceedings of the International Neural Network Conference (INNC-90), Vol. 1 (1990), pp. 305–308.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-10

圧縮機動翼の翼端漏れ渦崩壊が空力安定性に与える影響

Effect of rotor tip leakage vortex breakdown on aerodynamic stability of axial compressor

○関 亮介[*1] 東 俊彦[*1] 岩谷 淳二[*1] 中庭 彰宏[*1] 奥井 英貴[*2] 柴田 貴範[*3]
SEKI Ryosuke AZUMA Toshihiko IWATANI Junji NAKANIWA Akihiro HIDETAKA Okui SHIBATA Takanori

ABSTRACT

Changes in aerodynamic performance of a high-speed multistage axial compressor with different rotor tip clearances were investigated by measurement tests and unsteady numerical simulations. As a result of conducting surge tests and unsteady numerical simulations with different tip clearances, the maximum value of the static pressure rise factor near surge point rapidly decreased under conditions with large tip clearance. At this time, large pressure fluctuations were observed in the rotor blade tip casing, revealing the tip leakage vortex breakdown. The blockage caused by vortex breakdown propagates circumferentially, causing rotating instabilities.

キーワード：ガスタービン，圧縮機，チップクリアランス，サージ，失速，渦崩壊
Key Words: Gas Turbine, Compressor, Tip Clearance, Surge, Stall, Vortex Breakdown

1. はじめに

カーボンニュートラルの達成に向け，太陽光発電や風力発電などの再生可能エネルギーの導入が各所で進められている。一方でその出力は，天候に左右されるため，安定電源としては課題が残る。そこで，負荷変動に柔軟に対応できる電源としてガスタービンが注目されている。急速な負荷変動に対応するための課題の一つに，圧縮機の動翼の翼端隙間を拡大した条件で安定に運転することが求められる。一方で，圧縮機の部分負荷運転時には旋回失速やサージを初めとする非定常不安定現象が発生する可能性がある。こういった部分負荷運転時における効率・空力安定性向上の観点から，翼端隙間が空力性能・作動範囲に与える影響を詳細に把握する必要がある。

ターボ機械における動翼の翼端漏れ流れ損失は大きく，全損失の内，最大で 3 分の 1 を占める(1)。したがって，翼端漏れ流れを対象に，今までに数多くの研究がなされてきた(2-5)。翼端漏れ流れは，翼の背腹の圧力差によって駆動され，発達する。この翼端漏れ流れによる渦の損失メカニズムとしては，翼端部のエッジでの剥離，翼端隙間を通って発達した漏れ渦と主流とのミキシング，漏れ流れのジェットによるエンドウォールでのせん断，等に起因することが近年明らかとなってきた(6-7)。

また，性能向上のために，翼端漏れ渦を如何に抑制するか，各種の対策が提案されている(7-8)。

失速やサージといった非定常的な不安定現象の観点からも，動翼翼端漏れ流れの重要性が明らかとなっている。Furukawa らは，低速圧縮機の失速点近傍で，翼端漏れ渦が気泡状の渦崩壊を引き起こして失速が初生し，圧力上昇が急減する現象を示した(9)。Mailach らは，低速圧縮機を対象に，動翼翼端隙間が大きい場合，翼端漏れ渦が上流/下流に変動しながら周方向に伝播し，翼通過周波数の 25-50%程度の周波数帯に緩やかなバンド幅圧力上昇として現れる旋回不安定擾乱が発生することを実験で示した(10)。また，Inoue らは，低速圧縮機を対象に，動翼翼端隙間が大きい場合に，翼通過周波数より低い周波数帯に緩やかなバンド幅圧力上昇として旋回不安定擾乱が発生することを明らかにした(11)。

一方で，実際のガスタービンに近い高速，かつ，多段の軸流圧縮機で，動翼翼端隙間が大きい場合における翼端漏れ渦崩壊現象の報告は少なく，未だに不明な点が多く残されている。

そこで本研究では，発電用ガスタービン多段圧縮機実機の中間段を模擬した高速多段圧縮機を用いて，動翼翼端漏れ渦の渦崩壊現象が圧縮機の空力安定性に与える影響を調査した。翼端漏れ流れに影響を与える，翼端隙間，及び，翼負荷を変化させた条件で，数値解析及び実験で詳細に調査した。

*1 三菱重工業㈱ 総合研究所 ターボ機械研究部
E-mail: ryosuke.seki.en@mhi.com
*2 三菱重工業㈱ エナジードメイン
ガスタービン技術部
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1
*3 岩手大学 理工学部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 供試圧縮機試験装置

2.1 圧縮機の仕様

実験に用いた圧縮機試験装置を Fig.1 に示す。圧縮機亜音速翼の平均的負荷である中間 4 段を模擬した亜音速 4 段軸流圧縮機試験装置を用いて，翼端隙間を変更した場合の翼端漏れ渦の不安定性とサージ限界を調査した。Table.1 に供試圧縮機の仕様を示す。供試圧縮機は増速機を介して 4000kW の電動機で駆動される。翼面での層流剥離を避ける設計とし，レイノルズ数に配慮している。圧縮機入口温度が実機と異なるため，定格回転数を調整して動翼チップマッハ数を補正し，速度三角形を実機と合わせた。動翼チップの相対マッハ数は 0.85 であり，入口のハブ・チップ比は 0.76 である。動翼入口の流れ角を模擬するために，入口案内翼 IGV を設置した。動翼は高スタッガ角（高反動度）を有する典型的な亜音速翼列がモデル化されている。翼型には，翼面速度分布を最適化した拡散制御翼（CDA）を使用し，更なる損失低減のため，前縁部には楕円化を施して翼面圧力分布の急激な変化を抑制し，高効率化を図った。CDA 翼型は NACA65 翼型より，有効インシデンス範囲が数度広く，負圧面での減速が後縁まで連続的であるため，翼面境界層による摩擦損失を低減可能な翼型である。また，エンドウォール部での剥離・二次流れをコントロールするために，先進的な三次元翼を採用した。翼面の粗度は，ムーディ線図上，十分に滑らかな領域となるように設計し，製作した。翼列間の軸方向隙間は，5 孔ピトー管でのトラバース計測のために，必要最小限の範囲で実機より拡大した。圧縮機上流は周方向 2 本の配管を設置して，周方向均一流入とし，供試圧縮機の IGV 上流には整流板を配置し，流れを均一化した。圧縮機出口に設置された圧力調整弁で作動点をコントロールし，サージ発生時には自動トリップさせて，放風弁を開いて大気へ放出し，サージ回避する仕組みである。

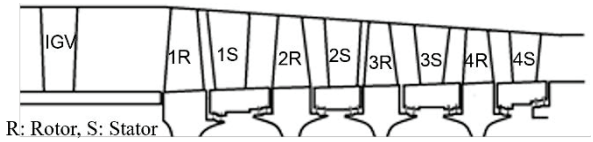


Fig.1 Test compressor configuration

Table.1 Spec of the compressor rig

Stage	IGV + 4stages
Rated Rotating Speed（rpm）	8500
Inlet Pressure（kPa）	About 100
Rated Total Pressure Ratio	2.4
Rotor Tip Relative Inlet Mach number	0.85
Reynolds number	8×10^5

2.2 計測手法

計測手法の概要を Fig.2 に示す。全体性能は，IGV の 1.3chord 上流～4 段静翼後縁の 1.3chord 下流位置での全圧・全温計測により算出した。IGV 上流では，翼高さ方向 12 点×周方向 4 ヶ所での全圧を計測，翼高さ方向 6 点×周方向 4 ヶ所の全温を計測した。圧縮機出口では，翼高さ方向 9 点×周方向 8 ヶ所の全圧・全温を計測した。段間マッチングの把握のため，各翼列前後でチップケーシングの定常壁圧を周 4 点で計測し，平均化した値を算出した。また，各段の動翼上流のチップケーシングには，非定常圧力センサ（Kulite, XCQ-062）を周 4 点設置して，サージ発生段を特定した。境界層が発達し，より実機に則した流れ場における動翼翼端漏れ流れを可視化するために，4 段動翼チップケーシングに非定常圧力センサを 16 点フラッシュマウントさせて設置し，100kHz のローパスフィルタを通して，1MHz のサンプリングレートで計測した。運転中の翼端隙間は，4 段動翼チップケーシングに，周方向 4 点の静電容量型クリアランスセンサを設置し，意図通りの幅となっていることを確認した。

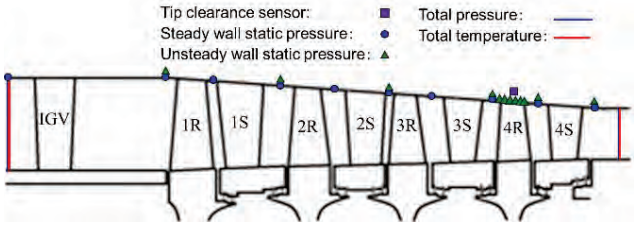


Fig.2 Measurement method overview

3. 数値解析手法

3.1 支配方程式

解析にはインハウスの流動解析コードを用いた。支配方程式は質量保存則，三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式，エネルギー保存則，理想気体の状態方程式であり，二次精度中心差分法による有限体積法で解いた。画像処理演算装置である GPU(Graphics Processing Unit)を用いた並列演算で解き，収束加速のためにマルチグリッド法を使用した。時間積分は Dual time stepping を用い，2 次と 4 次の圧力ベースのスムージングを使用した[12]。乱流モデルには，Spalart Allmaras(SA)モデルを用いた[13]。レイノルズ応力は歪テンソルに比例すると仮定したブジネスク近似を用いた。これらの方程式を（1）～（4）に示す。$\boldsymbol{u}$を保存変数，$\boldsymbol{C}$を対流流束項，$\boldsymbol{D}$は拡散流束項，$\boldsymbol{S}$はソース項，$\boldsymbol{n}$は検査面積$\boldsymbol{dA}$に垂直な方向の単位ベクトルとして表記した。予測精度を改良するとともに，計算の安定性を高めるため，標準の SA モデルから 2 点の修正を行った。①動翼翼端漏れ渦等の強い渦の中心部は乱れや流れ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

の歪みも小さく，本来，損失の発生量も小さいはずであるが，SA モデルの性質上，過度に渦粘性を与える傾向がある。そこで，回転と曲率による粘性発生量を抑え込む CR 修正の手法[14-15]を導入した。②二次流れが強い箇所では，渦粘性の線形仮説が成立せず，大きな数値誤差を発生する可能性がある。そこで，二次流れが強い剥離流等の問題に対して，他方向の歪速度も考慮して，渦粘性モデルに QCR（Quadratic Constitutive Relation）修正を行う SA-QCR モデル[16]を導入した。これらの数値解析の検証には，実験結果と多段軸流圧縮機の数値解析結果を比較することによって実施している[17]。

$$\frac{\partial}{\partial t}\iiint_V \boldsymbol{u}dV = -\iint_A \boldsymbol{C}\cdot\boldsymbol{n}\,dA + \iint_A \boldsymbol{D}\cdot\boldsymbol{n}\,dA + \iiint_V \boldsymbol{S}dV \tag{1}$$

$$\boldsymbol{u} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho U_x \\ \rho U_r \\ \rho r U_\theta \\ \rho E \end{bmatrix} \qquad \boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} \rho\boldsymbol{U} \\ \rho U_x\boldsymbol{U} + p\boldsymbol{e}_x \\ \rho U_r\boldsymbol{U} + p\boldsymbol{e}_r \\ \rho r U_\theta\boldsymbol{U} + rp\boldsymbol{e}_\theta \\ \rho H\boldsymbol{U} + \boldsymbol{\Omega} rp \end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{D} = \begin{bmatrix} 0 \\ \boldsymbol{\tau e}_x \\ \boldsymbol{\tau e}_r \\ r\boldsymbol{\tau e}_\theta \\ -\boldsymbol{q} + \boldsymbol{U}\cdot\boldsymbol{\tau} \end{bmatrix} \qquad \boldsymbol{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p + \dfrac{\rho U_\theta^2}{r} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2}$$

$$\frac{\partial\hat{v}}{\partial t} + u_j\frac{\partial\hat{v}}{\partial x_j} = c_{b1}\hat{S}\hat{v} + \frac{1}{\sigma}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left((v+\hat{v})\frac{\partial\hat{v}}{\partial x_j}\right) + c_{b2}\frac{\partial\hat{v}}{\partial x_i}\frac{\partial\hat{v}}{\partial x_i}\right] - c_{w1}f_w\left(\frac{\hat{v}}{d}\right)^2 \tag{3}$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_t\left(S_{ij} - \frac{1}{3}\nabla\cdot\boldsymbol{U}\delta_{ij}\right) \tag{4}$$

3.2　解析モデル

Fig.3 に示す通り，IGV の上流から 4 段静翼下流までを解析モデルに含めた。端壁部で発達する境界層を適切に捕らえるため，動翼翼端隙間，IGV 可動部の隙間，翼部のフィレット，静翼ハブ側のシュラウドキャビティも解析領域に含めた。社内のインハウスコードを用いて，構造格子で作成した[18]。失速現象を適切に予測するため，周方向 1/6 周を対象にマルチパッセージでモデル化した。空力的な条件を同等とするため，ピッチコード比を維持しながら±2 枚以内で翼枚数を調整した。解析格子は主流部を H 型メッシュで作成し滑らかに接続した。動翼の翼端隙間については，内側を H 型メッシュ，外側を O 型メッシュで作成することで，メッシュ品質を確保した。各パッセージで約 100 万セル(軸方向:約 185 点，半径方向:89 点，ピッチ方向:63 点)を配置した。全体の解析格子は約 1 億 3000 万セルである。翼端隙間部の翼高さ方向の格子点数は，事前に感度解析で確認しており，翼端隙間 I（小），II（中），III（大）でそれぞれ 17，25，29 と設定した。出口境界での安定性を向上させるため，解析モデル出口には絞りダクトを設置した[19]。

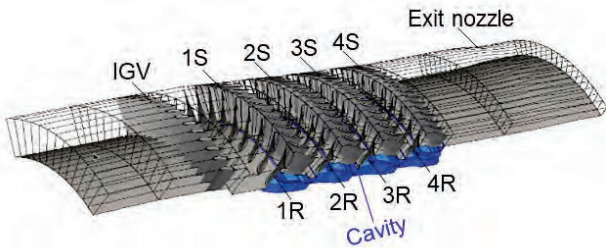


Fig.3 Unsteady multi-passage calculation model

3.3　境界条件

IGV 上流の入口境界には，吸気圧損を考慮した全圧値である 101,325[Pa], 全温に 288.15[K]を設定した。一様流入のため，流れ角は Yaw 角，Pitch 角ともに 0°の設定とした。出口境界では，ケーシング側で静圧を規定し，残りの範囲を半径平衡方程式で決定した。大型ガスタービンの軸流圧縮機を模擬した供試多段軸流圧縮機は，アキシャルギャップが狭いため，動静翼境界には注意が必要であり，定常解析では，バッファーレイヤーを設けた Mixing Plane[20]を使用し，非定常解析では，局所的な逆流もロバストに取り扱える Sliding Plane を使用した。周方向境界には，周期境界を適用し，y^+は 40 以上として壁面近くでは壁関数を使用した。

4. 翼端隙間・翼負荷が空力安定性に及ぼす影響

動翼翼端漏れ流れの量・強さは，翼端隙間の幅，及び，翼負荷で決まると考えられる。そこで，それぞれのパラメータが翼端漏れ流れ，及び，圧縮機の安定性に与える影響を調査した。

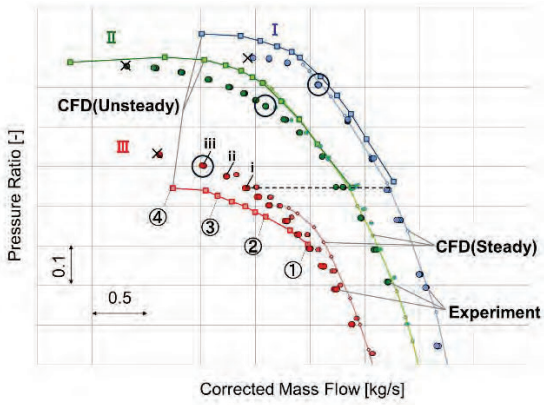
4.1　動翼翼端隙間の影響

異なる 3 つの翼端隙間(I，II，III)条件で，サージ試験を実施した。動翼翼端隙間は翼端隙間I（小），II（中，I の 2.1 倍），III（大，I の 3.6 倍）の 3 種類に設定した。動翼翼端隙間Iは，ガスタービン圧縮機中間段の典型的な翼端隙間幅に設定している。サージ試験は供試圧縮機の下流に設置された圧力制御弁を少しずつ調整して流量を減少させて行った。サージ試験は最低でも 2 回実施し，その再現性を確認した。動翼チップ上流の非定常圧力変動の Overall 量が±5kPa を超えた時にサージが発生したものと定義し，サージ放風弁を自動的に開き，安全に運転を停止した。Fig.4 に圧縮機マップを示す。サージ点は X 印で表示した。翼端隙間 I とIIの場合，ピーク圧力比はほぼ同じであるが，条件IIIではピーク圧力比の減少がみられる。翼端隙間IIの場合，特性線の勾配が平坦な流量範囲が広く，他の翼端隙間条件に比べて低い流量での作動が可能である。実測のサージ点近傍の高圧力比側までは定常解析での収束解が得られなかったため，高圧力比側では非定常解析に切り替え，実際のサージ点に相当する流量

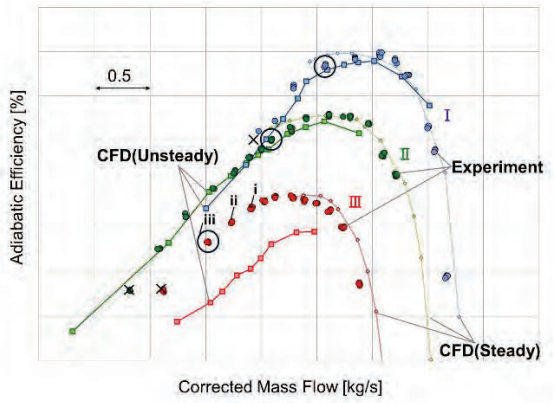
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

まで解析を行った。翼端隙間が大きいほど，流れ場の非定常性による定常解析と非定常解析の差が大きくなるが，非定常解析の方が実測の性能マップに近い。

サージ点における静圧上昇係数Cpの最大値を抽出し，圧縮機の失速限界を調査した。Cpは，段の静圧上昇を段入口の動圧で除した値であり，エンドウォールでの負荷を表すパラメータの1つである。流線曲率法に基づくインハウス2次元スルーフローコードを用いて，実測のサージ点 Cp を以下の手順で抽出した。各動翼翼端隙間条件で各翼列の上流および下流で定常チップ壁圧を計測している。計測した壁圧が得られるようにスルーフローコードのブロッケージのインプットを設定し，特性線を得た。各段の平均 Cp を計算し，その最大値を算出した。サージ点での翼端隙間と段平均 Cp の関係を Fig.5 に示す。翼端隙間と段平均 Cp はそれぞれ，翼端隙間Iにおける値で無次元化して表現した。翼端隙間IIIではサージ点 Cp の急激な減少が観察された。このメカニズムを明らかにするために，翼端隙間を変化させたときの翼端漏れ流れの挙動に関して，非定常数値解析と動翼チップケーシングの非定常圧力計測から調査した。



a) Pressure ratio – corrected mass flow



b) Adiabatic efficiency – corrected mass flow

Fig.4 Compressor characteristics

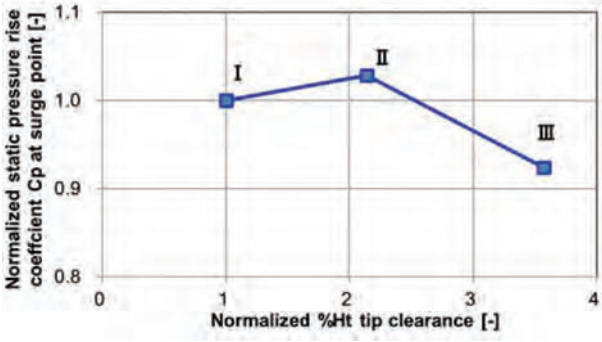
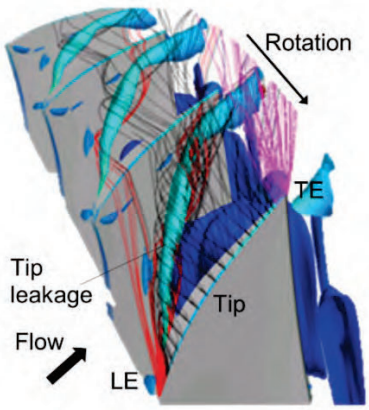


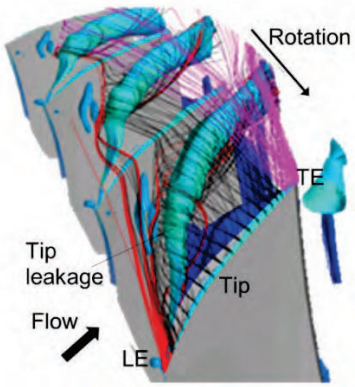
Fig.5 Relationship between tip clearance and static pressure rise coefficient Cp at surge point (Exp.)

急激なサージ点 Cp の変化と翼端漏れ渦構造を調べるため，非定常結果を時間平均，かつ，周方向平均して翼端漏れ渦の定常的な構造を可視化した。Fig.6 に，同一圧力比（Fig.4 の破線）で翼端隙間を変化させた場合の 4 段動翼の翼端漏れ流れ構造を Q 値で示す。流線は，シード位置に応じて異なる色で着色され，前縁付近を赤，ミッドコード付近を黒，後縁付近をピンクで色付けした。翼端隙間が拡大すると，翼端漏れ渦のコアが拡大し，チップ付近で逆流が生じる。翼端隙間IIIの条件では，ミッドピッチのミッドコード付近で渦コアが急拡大する様子が見られる。逆流域は，翼端漏れ渦を押し出して渦を周方向に曲げる役割を持っており，ケーシングでのせん断も増加していることが考えられる。これらの影響により，隣接翼の圧力面上に渦が干渉しやすくなるとともに，サージ点 Cp の急激な低下をもたらしているものと考えられる。

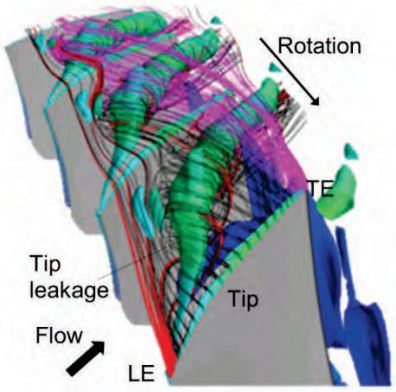


a) Tip clearance I

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



b) Tip clearance II



c) Tip clearance III

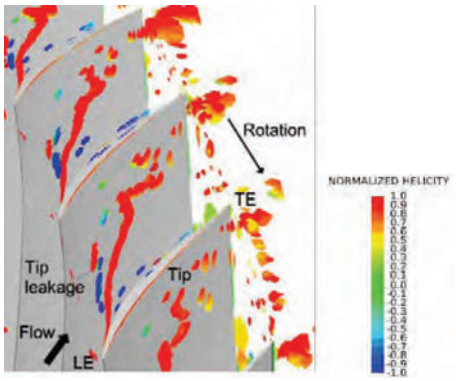
Fig.6 Tip leakage vortex flow structure using entropy colored Q-factor (Time averaged results)

翼端漏れ渦の非定常流れ構造を調べるために，非定常数値計算の瞬時結果を対象に，微細な渦を同定可能な Critical point 法[21]で可視化し，無次元ヘリシティで色付けした。無次元ヘリシティは，渦度ベクトルと速度ベクトルの内積で表され，なす角は θ で表現される。

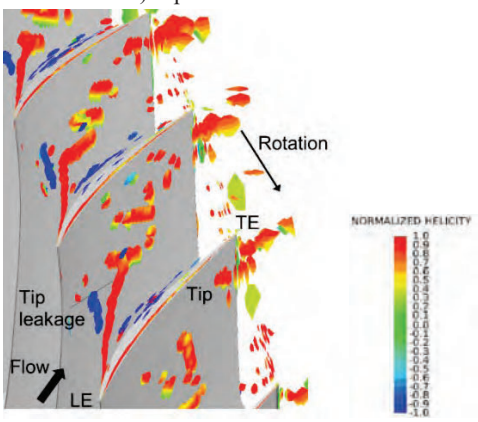
$$H_n = \frac{\vec{\omega}\cdot\vec{V}}{|\vec{\omega}||\vec{V}|} = cos\theta \tag{5}$$

異なる翼端隙間であってもスロットルが一定となる，Fig.4 の○印における翼端漏れ流れの渦構造を Fig.7 に示す。翼端隙間が小さい場合(I)，渦コアの無次元ヘリシティは 1 であり，漏れ渦構造の劇的な変化は観察されなかった。一方，翼端隙間が大きい場合(III)，無次元ヘリシティは突然正から負に変化し，翼端漏れ渦構造の劇的な変化が観察され，翼端漏れ渦の崩壊が発生した。翼端漏れ流れの渦コアが隣接翼の圧力面に近づくと，逆圧力勾配が増大し，渦破壊が発生している。翼端漏れ渦は各流路で無次元ヘリシティの色合いとその渦構造が異なり，強い非定常性を持つ複雑な流れ構造を示している。

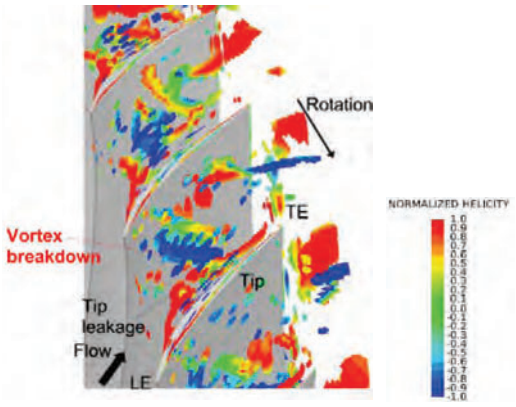
実測での翼端漏れ流れ渦の渦崩壊現象の発生有無を評価するため，4 段動翼チップケーシングに配置した非定常圧力センサの計測データの分析を実施した。Fig.4 に示す○印の作動点を対象に，動翼 10 回転分のデータを用いてアンサンブル平均し，1 ピッチ分のデータを出力した後，同一データを隣接翼にコピーして翼間のコンタを描画した。無次元静圧と非定常圧力の標準偏差のコンタを Fig.8 に示す。数値解析で 30 回転分のデータを用いて，3 つの翼間流路毎にアンサンブル平均してコンタを作成した結果を Fig.9 に示す。翼端隙間の拡大とともに，白破線で示す翼端漏れの方向が隣接翼の圧力面側に向き，その範囲も拡大している。翼端隙間が大きい条件（III）では，翼端漏れ渦の渦破壊が発生するために，動翼ミッドピッチのミッドコード付近で標準偏差に急増が見られる。数値解析結果は実験値と定性的な傾向がよく一致した。



a) Tip clearance I



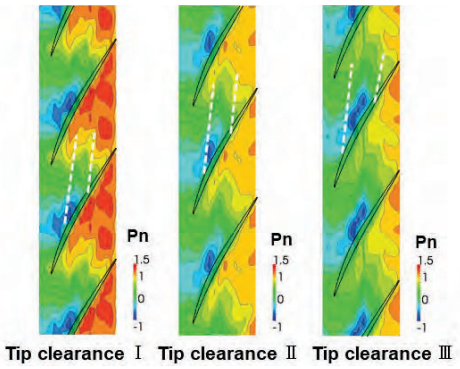
b) Tip clearance II



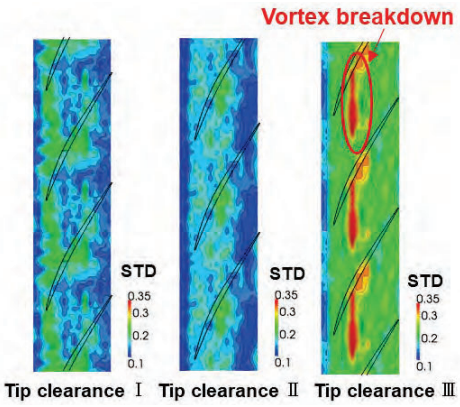
c) Tip clearance III

Fig.7 Tip leakage vortex flow structure using normalized-helicity colored critical point visualization (Instantaneous results)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

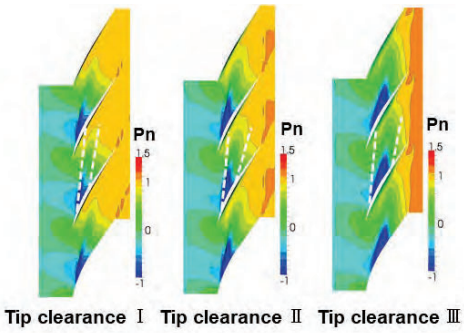


a) Normalized static pressure

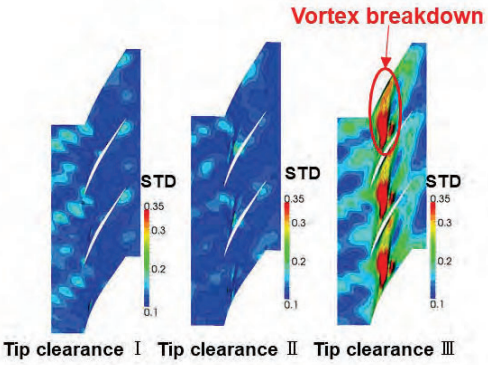


b) Standard deviation

Fig.8 Unsteady static pressure and standard deviation contour (Exp.)



a) Normalized static pressure



b) Standard deviation

Fig.9 Unsteady static pressure and standard deviation contour (CFD)

4.2 翼負荷の影響

翼端漏れ渦の渦崩壊の発生が確認された翼端隙間IIIの条件を対象に，Fig.4 に示す圧力比 i から iii まで変更した際の標準偏差のコンタを Fig,10 に示す。標準偏差は圧力比の増加と共に増加し，翼端隙間だけでなく，翼負荷も渦破壊の重要なパラメータであることを示した。また，標準偏差の最大値を定量化したものを Fig,11 に示す。圧力比の変化とともに翼端漏れ渦の渦崩壊が卓越し，標準偏差の値に急増が見られた。

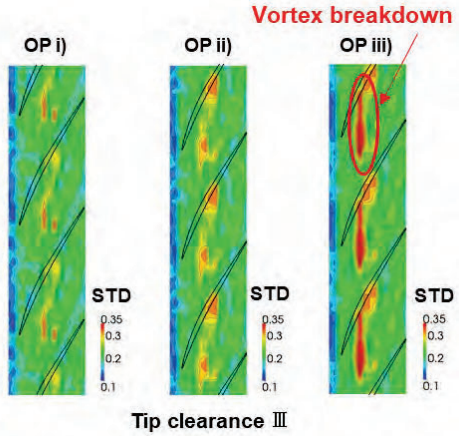


Fig.10 Standard deviation contour when the pressure ratio changes (Tip clearance III, Exp.)

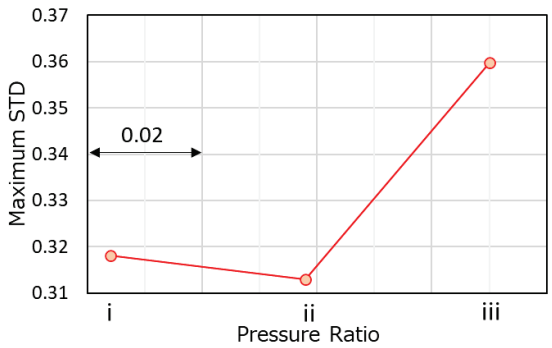


Fig.11 Trend of the maximum standard deviation value when the pressure ratio changes (Tip clearance III, Exp.)

5. 翼端漏れ渦崩壊の発達・伝播メカニズム

翼端隙間IIIの失速点近傍での翼端漏れ渦破壊現象発生時の内部流動メカニズムを非定常数値解析で調査した。

Fig4 に示す圧力比①から④までの各圧力比条件における翼端漏れ渦構造の変化と圧力面の限界流線を同時描画した図を Fig.12 に示す。①の条件では整然と流れていた動翼翼端漏れ渦も，②の条件から周方向一部の領域で翼端漏れ渦が揺動し，挙動が変化している様子がわかる。③の条件では，一部の翼間流路における翼端漏れ渦コアの無次元ヘリシティが 0 に近づき，その渦挙動がらせんを描いている。更に高圧力比の④では，周方向一部の流路で翼端漏れ渦コアの無次元ヘリシティが 0 以下となり，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

渦崩壊が発生していることがわかる。渦崩壊の発生メカニズムを Fig.13 に示す。動翼翼端漏れ渦は急に渦の方向は変わらない(圧力面から負圧面に漏れ流れが駆動される)ため，無次元ヘリシティがマイナスになる場合，渦コアにおける速度ベクトルがマイナスとなることを意味する。これは，圧力勾配に耐え切れず，渦コアの速度がマイナスになり，周囲の流体を巻き込む形で渦が崩壊し，渦コアが急拡大し，翼端漏れ渦の渦崩壊が発生したと考えられる。

翼端隙間が大きいIIIの条件を対象に，4 段動翼前縁上流のチップケーシングに数値プローブを設置して非定常圧力波形を取得して，FFT(Fast Fourier Transform)解析を実施した結果を Fig.14 に示す。横軸は，4 段動翼の翼通過周波数（1st BPF）で無次元化を施して描画している。1st BPF の約 54%付近の周波数帯に振幅が増大する領域が見られ，Mailach[10]らが提唱する Rotating Instability が発生している。これは，Fig.15 に示す通り，周方向一部の流路で発生する翼端漏れ渦崩壊に起因したブロッケージの卓越により，隣接翼に対する相対流入角が増大し，インシデンスが増大することで，隣接翼での翼負荷が増大し，局所的な逆圧力勾配が増大，新たな渦崩壊を助長したため，周方向に伝播したと考えられる。

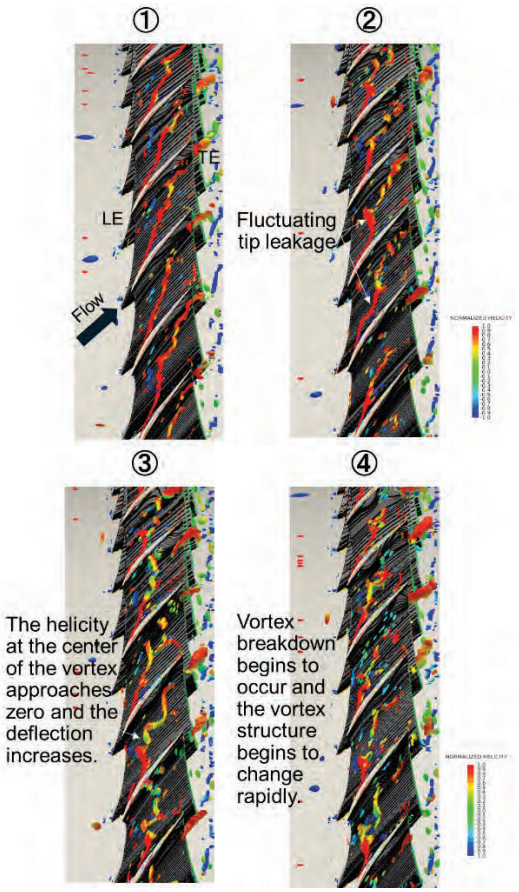


Fig.12 Tip leakage vortex structure change at 4R during load change

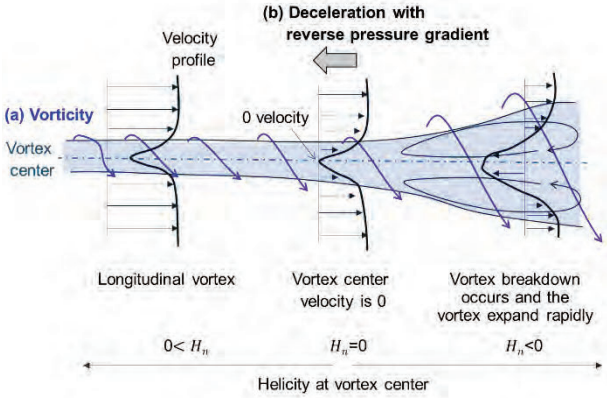


Fig.13 Vortex breakdown mechanism

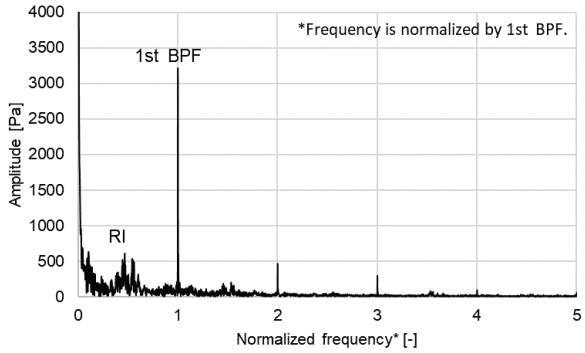


Fig.14 Unsteady pressure fluctuation waveform and pressure fluctuation spectrum (CFD)

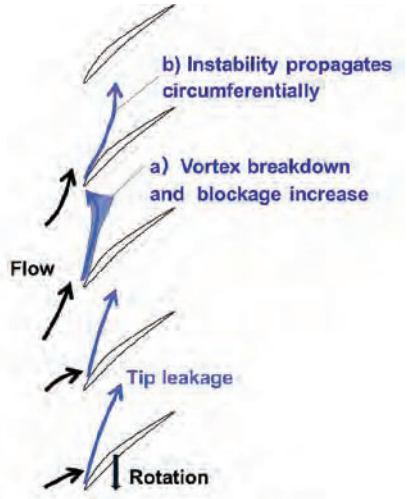


Fig.15 Mechanism of the rotating instability

6. 結論

発電用ガスタービン圧縮機実機の中間段を模擬した高速多段軸流圧縮機を対象に，動翼翼端漏れ渦の渦崩壊現象が圧縮機の空力安定性に与える影響を調査した。翼端漏れ流れに影響を与える，翼端隙間，及び，翼負荷を変化させた条件で，数値解析及び実験で詳細に調査した結果，以下が明らかとなった。

・翼端隙間が広い場合，翼端漏れ流れの渦コアの渦破壊が発生し，サージ点近傍での静圧上昇係数が急減する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

・翼端隙間が拡大すると，翼端漏れ渦の渦崩壊により，渦コアが急拡大し，チップ付近で逆流が生じる。ミッドピッチのミッドコード付近で渦コアが急拡大する。逆流域は，翼端漏れ渦を押し出して渦を周方向に曲げる役割を持っており，ケーシングでのせん断が増加し，効率・サージ限界の急減をもたらす。

・翼端隙間が広い場合，動翼ミッドピッチのミッドコード付近での非定常圧力の標準偏差に急増が見られ，CFD だけでなく，実測でも翼端漏れ渦の渦破壊が発生していることが明らかとなった。また，翼負荷が増大した際に渦崩壊が発生した場合，チップケーシングにおける非定常圧力の標準偏差の最大値が急増した。翼端隙間だけでなく，翼負荷も渦破壊の発生有無に関わる重要なパラメータであることが示された。

・翼端漏れ渦崩壊の発達・伝播メカニズムとして，周方向一部の領域で翼端漏れ渦が揺動した後，一部の翼間流路における翼端漏れ渦コアの無次元ヘリシティが 0 に近づき，その渦挙動がらせんを描く。更に高圧力比側の点では，周方向一部の流路で翼端漏れ渦が逆圧力勾配に耐え切れず，渦コアの速度がマイナスになり，周囲の流体を巻き込む形で渦が崩壊し，渦コアが急拡大し，翼端漏れ渦の渦崩壊が発生した。この時，圧力変動波形の FFT 結果で 1st BPF の約 54%付近に広帯域の周波数が卓越し，Rotating Instability を示した。翼端漏れ渦の崩壊に起因したブロッケージの発達により，隣接翼へのインシデンスが増大して，隣接翼での翼負荷が増大し，局所的な逆圧力勾配が増大し，新たな渦崩壊を助長し，周方向に伝播したと考えられる。

7. 謝辞

本研究は，新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) の助成 (JPNP16002) を受けて実施した。NEDO および関係者の皆様に感謝申し上げます。

参 考 文 献

(1) Denton, J. D., Loss Mechanisms in Turbomachines, J. of Turbomachinery, Vol.115, No.4 (1993), pp. 621-656.

(2) Lakshminarayana, B., Methods of Predicting the Tip Clearance Effects in Axial Flow Turbomachinery, J. Basic Eng., Vol.92, No.3(1970), pp.467-480.

(3) Storer, J. A., Cumpsty, N. A., Tip Leakage Flow in Axial Compressors, J. of Turbomachinery, Vol.113, No.2 (1991), pp. 252–259.

(4) Storer, J. A., N. A., Cumpsty, An Approximate Analysis and Prediction Method for Tip Clearance Loss in Axial Compressors, J. of Turbomachinery, Vol.116, No.4 (1994), pp.648-656.

(5) Hah, C., Effects of Double-Leakage Tip Clearance Flow on the Performance of a Compressor Stage With a Large Rotor Tip Gap, J. Turbomachinery, Vol.139, No.6(2017), Paper No: TURBO-16-1291.

(6) Maynard, J. M., Taylor, J. V., Wheeler, A. P. S., Wells, R., Unsteady Structure of Compressor Tip Leakage Flows, J. of Turbomachinery, Vol.145, No.5(2022), Paper No: TURBO-22-1153.

(7) Taylor, J. V., Dickens, A. M. J., Simpson, H., Compressor Tip Leakage Mechanisms, ASME paper, No.GT2023-103005 (2023).

(8) Bruni, G., Taylor, J., Krishnababu, S., Miller, R., Wells, R., Squealer Tip Treatment Design For Axial Compressors, ASME paper, No.GT2020-14906 (2020).

(9) Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K., Yamada, K., The Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics, J. Turbomachinery, Vol.121, No.3(1999), pp. 469–480.

(10) Mailach, R., Lehmann, I., Vogeler, K., Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex, J. Turbomachinery, Vol.123, No.3(2001), pp. 453–460.

(11) Inoue, M., Kuroumaru, M., Tanino, T., Furukawa, M., Propagation of multiple short-length-scale stall cells in an axial compressor rotor, J. Turbomachinery, Vol.122, No.1(2000), pp. 45–54.

(12) Jameson, A., Time Dependent Calculations Using Multigrid with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings, Proceedings of the AIAA 10th Computational Fluid Dynamics Conference, Honolulu, 24-26 June 1991, AIAA 91-1596.

(13) Spalart, P.R., and Allmaras, S.R., A One-EquationTurbulence Model for Aerodynamic Flows, Recherche Aerospatiale(1), (1994), pp. 5–21.

(14) Michael L. Shur, Michael K. Strelets, Andrey K. Travin and Philippe R. Spalart, Turbulence Modeling in Rotating and Curved Channels: Assessing the Spalart.Shur Correction, AIAA Journal, Vol.38, No.5, May 2000.

(15) Smirnov, P.E., Menter, F.R., Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart-Shur Correction Term, ASME Paper, No.GT2008-50480 (2008).

(16) Su, X., Yuan, X., Predicting Compressor Corner Separation with Nonlinear Eddy-viscosity Model, Asian Congress on Gas Turbines 2014 proceedings, ACGT Paper, No.2014-0003(2014).

(17) 関亮介，高学林，トーマスウォーカー，奥薗昌光，三戸良介，伊藤栄作,多段軸流圧縮機のチップクリアランス効果の数値・実験調査，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, Vol.43, No.B-1(2015.9), pp.101-106.

(18) Seki, R., Azuma, T., Iwatani, J., Nakaniwa, A., Okui, H., Shibata, T., Investigation of Tip Leakage Vortex Breakdown in a High-Speed Multistage Axial Compressor, Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.145(7), No.TURBO-22-1184(2022).

(19) Vahdati, M., Sayma, A., I., Freeman, C., Imregun, M., On the Use of Atmospheric Boundary Conditions for Axial-Flow Compressor Stall Simulations, J. Turbomachinery, Vol.127, No.2 (2005), pp.349-351.

(20) Pengcheng, D., Fangfei, N., Validation of a novel mixing-plane method for multistage turbomachinery steady flow analysis, Chinese Journal of Aeronautics Volume 29, Issue 6, December 2016, pp.1563-1574.

(21) 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).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】

A-11

Investigation of aero-engine compressor under inlet distortion using native multi-GPU solver

Michael Wise, Sunil Patil[*1] Hiroshi Yukawa, Tsuyoshi Minowa[*2]

ABSTRACT

Fully native, GPU-based industrial CFD solvers are rapidly changing the landscape for the problems which can be simulated with high fidelity methods. These solvers have the potential to significantly reduce the time required to solve computationally intensive problems, including those related to the complex flows found in turbomachinery applications. This paper illustrates the use of the Ansys Fluent native multi-GPU solver for several selected full wheel, sliding mesh turbomachine simulations. Comparisons are made with the CPU version of Ansys Fluent, which has been applied to turbomachinery flows over many years and is well-known for its accuracy and ease-of-use. This includes evaluating result parity between solvers, accuracy of performance against available data, effective speedup, and scalability of the numerical solutions.

Key Words: Gas Turbine, Jet Engine, GPU solver

1. Introduction

The use of Computational Fluids Dynamics (CFD) has today become standard practice in various phases of the gas turbine product life cycle [1]. Steady-state CFD analysis has reached a point where early design decisions and final machine performance can be obtained very quickly and reliably. But there remain certain classes of transient problems which require either scale-resolving simulations or full wheel analysis (or both) and are still significantly expensive on current CPU-based computer hardware resources. Furthermore, the goal of compressing design cycle times requires fast turn-around times for both steady-state and unsteady CFD analyses (for example, computing an entire compressor map using automated and robust steady-state solvers).

In addition to computational speed, the monetary and energy costs of computer hardware and infrastructure are coming into increased focus, both from budget limitations and an environmental footprint perspective. The costs associated with either acquiring computing hardware for engineering analysis or performing computations on cloud services are ever increasing. Consequently, an attractive strategy is to reduce both run-time and energy consumption by utilizing Graphical Processing Unit (GPU) clusters for CFD simulations (see e.g. [2] Park et al. 2017, [3] Vanka et al. 2011, [4] Xiang et al. 2017).

This paper presents some representative results which have been recently obtained for selected turbomachinery models using the native GPU-based solver in Ansys Fluent. The solver has been developed with the goal of achieving the highest possible parallel scalability and speed on modern GPU high-performance computing clusters. Experience has shown that full exploitation of GPU power can only be achieved through the development of an intrinsically GPU-based solver engine, contrary to simply porting parts of an existing CFD code for GPU execution.

The new solver is based on a flexible architecture which allows its compilation and efficient use on a variety of CPU/GPU hardware platforms. Some typical data concerning hardware costs and electrical power consumption can be found in [5] Ansys 2022, showing, for example, that electrical power savings of around a factor four can be achieved while reducing hardware costs by a factor of seven when compared to a CPU cluster with 1024 Intel® Xeon® Gold 6242 cores and a 6 x NVIDIA® V100 GPU server.

To demonstrate the efficacy of the native GPU solver, this paper will present some of the architectural as well as numerical aspects of the new solver for turbomachinery cases. First, a scalability study and CPU vs GPU comparison will be presented for a 10 MW wind turbine case with 100m blade span. This case is typical of steady-state CFD for turbomachines in

*1 Ansys Inc. Lebanon, NH, USA
*2 Ansys Japan K.K.
Nittochi Nishishinjuku, Building 18F, 6-10-1,
Nishishinjuku, Shinjuku-ku, Tokyo 160-0023, Japan
E-mail: Tsuyoshi.minowa@ansys.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

that fast solution turnaround times and good solution accuracy are essential given the range of operating conditions needed for design and performance assessment. Following this, some results will be shown for a multi-blade row axial compressor (three blade rows of a seven blade row machine). These compressor models are challenging in that they utilize a fully transient, full wheel simulation – all blade passages for each blade row are modelled. The main advantage of full wheel simulations is that no approximations are made for lateral periodic boundaries (e.g., phase lagging) or periodic interfacial fluxes. This provides the most realistic simulation of the flow within the machine (which is often aperiodic) and is a pathway towards full, unsteady engine simulation, wherein compressor, combustor, and turbine components are combined into a single model. The objective in employing GPU-based solution methods for these cases is to provide extremely fast transient solutions for the large meshes required for the full wheel models, and thereby obtain solutions in much less time and lower cost than traditional CPU-based solutions.

2. GPU Solver Architecture

The backend of the GPU solver in Ansys Fluent is an entirely new code design and has been developed to run efficiently on multiple GPU units. It takes advantage of the latest GPU architectures, allowing the numerical computations to be both fast and efficient. To take full advantage of the GPU, data and memory management is of the highest importance. The code is organized into "rules," which are self-contained computational units of varying complexity. The code automatically assembles the rules into a directed acyclic graph (DAG), which encodes the various data dependencies. The solver is thus able to automatically and efficiently allocate memory and reuse memory. A unified inter-process (MPI) and inter-thread communication interface is used to parallelize the calculation across multiple GPU's. The workload is split into subdomain local tasks (usually cell interior operations) and cross-subdomain tasks (such as boundaries). Communication and computation are then overlapped to achieve latency-hiding and thus run efficiently on multiple GPUs. Figure 1 shows schematically the communication pattern.

Figure 1. Communication pattern for multi-GPU solver

For the (non-linear) residual discretization of the solver consisting of multiple rules, parallelization is achieved by introducing an additional rule for data exchange between threads. The GPU solver utilizes a matrix-free, agglomeration based algebraic multi-grid (AMG) solver for linear systems. AMG solvers are needed for efficiency but are difficult to implement on GPUs. The matrix-free, agglomeration-based AMG solver was designed to be particularly suited for GPU architectures. The AMG solver is a single rule, accounting for a high percentage of the computational workload and needs special parallelization measures. Parallelization is achieved by matrix grouping allowing interleaf communication and computation. When the AMG goes to coarser levels, the computations are moved to a smaller number of GPUs as each GPU needs a certain matrix size to run efficiently.

Figure 2 shows the performance of the code for various architectures starting from an 80 CPU cores Intel Icelake up to 8 NVIDIA A100s. The test used for this scaling study is a car external aerodynamic case with 105 million cells, using steady state settings with the GEKO model run in single precision. A 32x speed-up was observed, while strong scaling efficiency from 1 to 8 GPUs is at 78%.

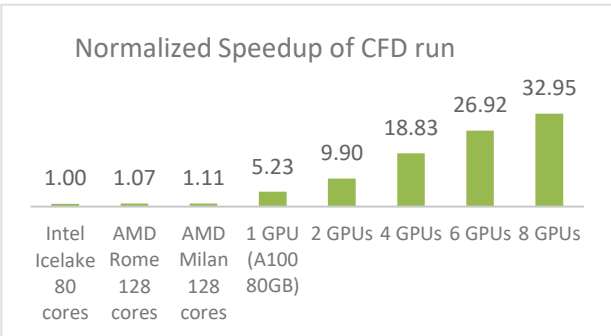


Figure 2. Strong scaling of the Native-multi-GPU-solver over various architectures

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3. GPU Turbomachinery Demonstration Cases

The Ansys Fluent native GPU solver is a fully general CFD solver with a wide range of capabilities for fluid flow and heat transfer. Its use in turbomachinery applications has been a focus of development and currently the solver provides for general moving reference frames (for steady-state rotating machinery modeling) as well as unsteady sliding mesh modeling with generalized non-conformal interfaces. As the solver development has proceeded, special attention has been paid to both ensuring that the GPU solutions are consistent with the baseline CPU solutions from Ansys Fluent and making the GPU solver is as efficient as possible on single and multiple GPUs.

Two cases are presented below: (1) the DTU Wind Turbine, which uses a moving reference frame modeling, and (2) a multistage axial compressor, which uses unsteady sliding mesh modeling. In both cases, all blades are modeled (no periodic boundaries are used). Although this is not strictly necessary for the DTU wind turbine case (which could be modeled as a single blade, periodic case), the performance advantage of the GPU solution would mirror other large mesh CFD cases with or without periodic boundaries.

3.1 DTU 10MW Wind Turbine

The details of DTU 10MW wind turbine are outlined in Table 1. It is a three-bladed wind turbine with a rotor diameter of 178.3m and a rated speed of about 10 rpm.

Table 1: DTU Wind Turbine specifications

Configuration	3 Blade
Power rating	10 MW
Hub diameter	5.6m
Rotor diameter	178.3m
Rated wind speed	11.4 m/s
Rated rpm	9.6
Rated tip speed	90 m/s

The geometry of the DTU wind turbine blade and hub are shown in Fig. 3. It can be seen that the tapered blade and blade/hub surface geometries require some attention in order to ensure a good quality mesh. To this end, a poly-hexcore mesh was employed, which uses an efficient combination of polyhedral and hexahedral elements (along with surface boundary layer cells) within the computational domain surrounding the wind turbine. Cell sizes were increased rapidly away from the rotor in the farfield part of the domain (not shown). Two different meshes were generated consisting of 10M and 35M total cells, respectively, with the mesh generation carried out using the Ansys Fluent Meshing preprocessor [6].

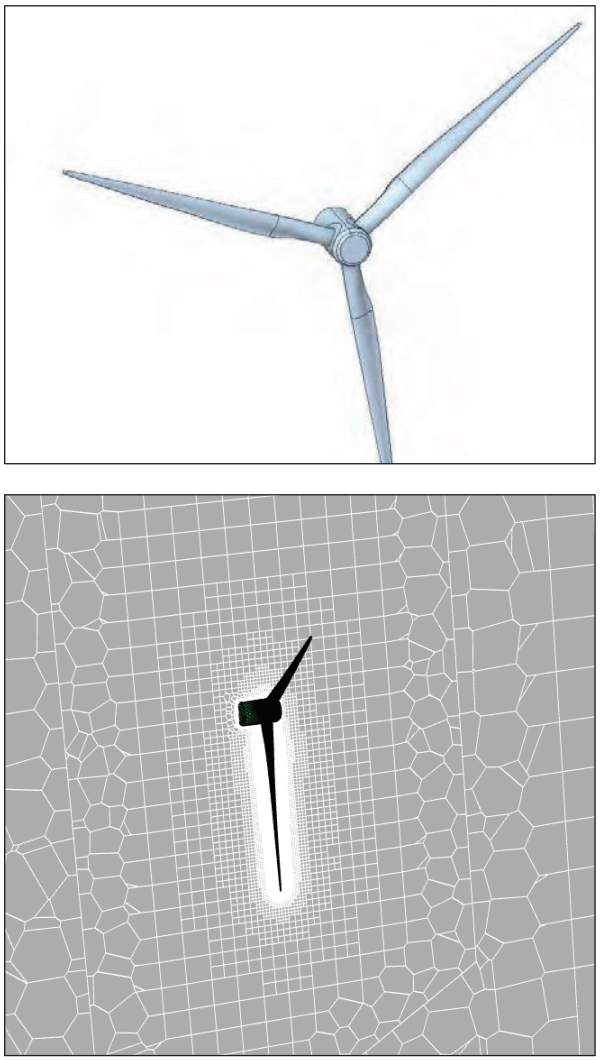


Figure 3 DTU 10MW wind turbine geometry and mesh

Numerical solutions were calculated for both meshes using the CPU and GPU solvers set up in an identical manner (steady-state, moving reference frame, incompressible flow, air properties, second order discretizations for transport equations). One advantage of the current GPU code architecture is that solver files (mesh, case, data) are compatible between the GPU and CPU solvers, and therefore identical setups are easily achieved between the GPU and CPU codes.

Figure 4 shows the total pressure field contours along the blades and hub of the wind turbine for both the GPU and Fluent CPU solvers. There is excellent match between the two plots, evidencing the agreement between the solvers. Figure 5 shows the turbulent viscosity ratio contours for a flow facing cut-section of the wind turbine computational domain. Significant agreement is seen between the CPU and

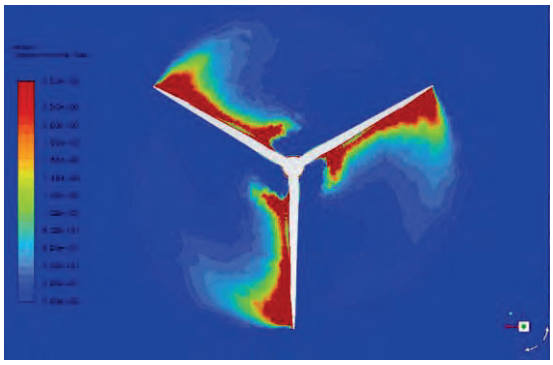
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

GPU results, with overall magnitudes exhibiting significant agreement.

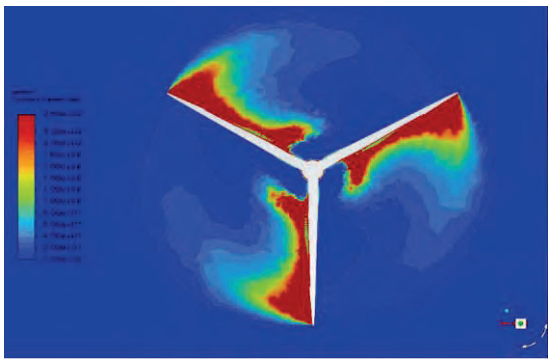
a.

b.

Figure 4 Comparison of static pressure field at blades (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)



a.



b.

Figure 5 Comparison of turbulent viscosity ratio field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

3.2 Multi-stage axial compressor (Purdue Compressor)

The second case examined for this paper is a multi-stage axial compressor, which was developed specifically to study the behavior of typical gas turbine compressor flows at Purdue University. A meridional view of the compressor rig is shown in Fig. 6. The compressor is a scaled-down axial design and representative of the rear stages of an aero-engine high pressure compressor. It consists of 3.5 stages (seven blade rows) rescaled while maintaining engine Reynolds number and Mach number. The compressor is designed for an operating speed of 5000 RPM and fully instrumented to obtain local as well as station-averaged conditions throughout the machine.

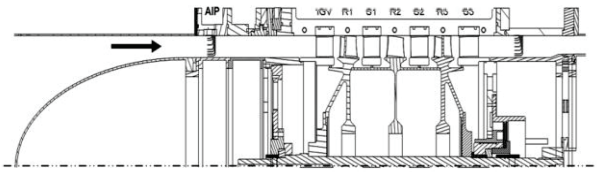


Figure 6 Scaled down rear stages of aero-engine High Pressure Compressor

For the present comparison of PGU and CPU solutions, a reduced 1.5 stage compressor model was used. The computational domain includes three blade rows from the inlet, including the inlet guide vane, first rotor, and first stator rows, as shown in Fig. 7 below.

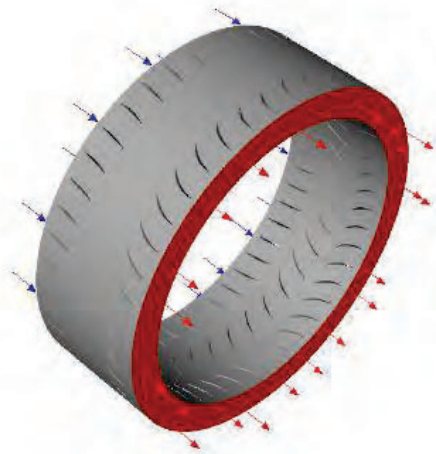


Figure 7. Three blade row model computational domain

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

The generated mesh for this case consists of 55 million hexahedral cells. The mesh generation was carried out in Ansys Turbogrid [7], with full wheel blade rows assembled from individual blade passage meshes (rotated and copied). Figure 8 below shows the topology of the mesh at 50% span.

Figure 8. Purdue 3 row polyhedral mesh topology

The two testcases described above were run on CPU and GPU hardware, specifically 120 LINUX cluster cores for the CPU cases and 2 NVidia A100 GPU cards for the GPU cases. The compressor model was run in both steady-state (frozen rotor) and transient modes (in contrast to the wind turbine case, which was run steady-state only). Problem setup consisted of compressible, turbulent flow with either frame motion or moving mesh defined for the rotor cell zone. The air was defined as an ideal gas and turbulence modeled with SST k-omega turbulence model. Boundary conditions were defined as pressure inlet at the compressor inlet (with total pressure and temperature prescribed along with turbulence boundary conditions) and a mass flow boundary at the outlet (with mass flow rate prescribed). The transient runs were carried using sliding mesh approach at the interface of rotating and stationary domain boundaries.

In evaluating the GPU based industrial solver, it is necessary to compare its results to those of a validated CPU-based industrial solver. To this end, each test case was evaluated for both steady and unsteady modes, using both the GPU solver and Fluent CPU. The figures below show selected flow fields for a midspan surface of the Purdue 3 row case geometry, specifically total pressure, total temperature, and velocity magnitude.

a.

b.

Figure 9. Comparison of total pressure field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

a.

b.

Figure 10. Comparison of total temperature field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

a.

b.

Figure 11. Comparison of velocity magnitude field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

a.

b.

Figure 12. Comparison of total pressure field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

a.

b.

Figure 13 Comparison of total temperature field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

a.

b.

Figure 14 Comparison of velocity magnitude field (a. GPU solver results, b. Fluent CPU results)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Table 3 GPU vs. CPU scaling comparison

	2GPU	120CPU
SM	1.651	19.019
MRF	0.362	6.543

It is clear across all case setups and both solvers that there is a good agreement between the two solvers. The most notable variance between them is in the width of the detached flow behind the stator row on the transient GPU velocity magnitude. Outside of this, there are minimal differences between the GPU solver and Fluent GPU solutions.

Table 3 shows the scaling of the steady and unsteady problems on 2 Nvidia A100 80GB GPUs, in addition to a 120 Core CPU run to demonstrate the magnitude of evaluation speed compared to a CPU application. It is clear, then, that there is significant speedup gained through the use of the GPU solver, with 2 GPUs having 12x speedup in the unsteady configuration, and 18x speedup in the steady configuration when compared to 120 CPU cores.

4. Conclusions

The native multi-GPU solver in Ansys Fluent is used to investigate Turbomachinery cases. It is shown systematically that the native GPU solver provides an order of magnitude speedup over equivalent CPU resources. Only 2GPUs provide 12x speedup in the unsteady (sliding mesh) configuration, and 18x speedup in the steady (frozen rotor, multiple reference frame) configuration when compared to 120 CPU cores.

It is shown that this speedup is accomplished while maintaining the accuracy of extensively validated CPU solver. For all the cases investigated, the results match in close agreement between the native GPU solver and Ansys Fluent CPU solver. This study provides a foundation to address challenges in gas turbines which require full wheel multi-stage unsteady analysis. Such applications will include engine performance with inlet distortion, rotating stall, hot streak migration, and acoustics. Extension of current study is being carried out to study inlet distortion on Purdue compressor, which will be subject of future publication.

References

(1) Ansys (2021) https://www.ansys.com/blog/design-and-maintain-turbomachinery

(2) Park, J. S. Witherden, F. D. and Vincent, P. E. (2017), "High-Order Implicit Large-Eddy Simulations of Flow over a NACA0021 Aerofoil," AIAA Journal, vol. 55, no. 7, pp. 2186–2197, Jul. 2017, doi: 10.2514/1.J055304.

(3) Vanka, S. P. Shinn, A. F. and Sahu, K. C. (2011), "Computational Fluid Dynamics Using Graphics Processing Units: Challenges and Opportunities," in Volume 6: Fluids and Thermal Systems; Advances for Process Industries, Parts A and B, Denver, Colorado, USA, Jan. 2011, pp. 429–437. doi: 10.1115/IMECE2011-65260

(4) Xiang, Y. Yu, B. Yuan, Q. and Sun, D. (2017), "GPU Acceleration of CFD Algorithm: HSMAC and SIMPLE," Procedia Computer Science, vol. 108, pp. 1982–1989, 2017, doi: 10.1016/j.procs.2017.05.124.

(5) Ansys (2022) https://www.ansys.com/de-de/blog/unleashing-the-power-of-multiple-gpus-for-cfd-simulations

(6) Ansys Fluent Meshing 2023 R2 help (2023)

(7) Ansys Turbogrid 2023 R2 help (2023)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-12

急速起動時の圧縮機動翼過渡変形に関する流体-熱-構造連成解析法の開発

Development of Thermo-Fluid-Structure Coupled Analysis Method for Transient Deformation of Compressor Blade during Fast Startup

○渡辺 紀徳[*1]　姫野 武洋[*1]
Watanaeb Toshinori　HIMENO Takehiro

ABSTRACT

For introducing large amount of renewable energy, the gas turbine generation system is a suitable energy source to cope with the abrupt load fluctuation because of its fast startup capability. In the fast startup process, a rapid structural deformation is expected, which may cause contact problem between the blade tip and the outer casing. The proper prediction of the deformation is hence strongly needed. The present study aims at developing a transient thermal-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 behavior of the blade shape and the tip clearance size were reasonably simulated.

キーワード： ガスタービン，圧縮機，急速起動，変形解析，流体-熱-構造連成
Key Words: Gas Turbine, Compressor, Fast Startup, Deformation Analysis, Thermo-Fluid-Structure Coupling

1. はじめに

2050 年までにカーボン・ニュートラルを実現する目標に向けて，多様な研究開発が世界中で活発に行われている。日本でも政府のグリーンイノベーション基金事業などをはじめ，産官学で多くの活動が進行しているところである(1)(2)。日本ガスタービン学会でもガスタービンを考える会が急速起動ガスタービンの基礎技術に関する産学連携研究開発プロジェクト案を取りまとめ，NEDO 先導研究に採択された。その後様々な経緯を経て電力中央研究所と三菱重工による NEDO プロジェクトが展開され，2021 年度に成功裏に終了した(3)。

カーボン・ニュートラルに向けて再生可能エネルギーを大量に導入する必要があるが，周知のように再生可能エネルギーによる電力供給は非常に不安定であり，多大な負荷変動を安定化させる電源が不可欠となる。ガスタービンコンバインドサイクル(GTCC)発電は，優れた起動特性，負荷変動に対する追従性，および高効率を兼ね備えた発電システムとして，再生可能エネルギー大量導入の実現に最適な発電システムであると考えられる。

*1　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

GTCC を電力安定化に有効に適用するには現状より飛躍的に負荷変動対応性能を高める必要がある。このため前述の NEDO プロジェクトでは大型 GTCC の起動を現状ホットスタートで 60 分かかるところ，10 分まで短縮することが目標に設定された(3)。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挙動が大きく変化するため，例えば翼端間隙の過度の減少により翼端がケーシングに接触するなどのトラブルが発生する危険性がある。このため急速起動時に発生する現象を的確に予測することが重要となる。

筆者らはこの NEDO プロジェクトに参加し，急速起動時の構造変形や流れの変化，更には性能の変化といった過渡特性の予測を可能とするシミュレーション手法の構築を目指して流体-熱-構造連成解析手法の開発を行って来ている。昨年の定期講演会では連成解析法の概要と，運転時の動翼を対象とした定常状態の翼端間隙の評価，および過渡温度分布の取得と翼変形の検討について報告した(4)。その後，解析手法に非定常構造解析を実装し，急速起動時の過渡的な構造変形のシミュレーションを可能とした。またこの手法を用いて翼端間隙の過渡的な変化を検討した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 解析手法

2.1 流体解析

流体解析（CFD）には研究室で開発し，従来から使用している 3 次元圧縮性 RANS コードを使用した[5]。空間離散化は有限体積法に基づき，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 次精度中心差分で評価し，乱流モデルには Spalart-Allmaras モデルを用いている。

2.2 構造解析

構造解析（FEM）にはターボ機械の翼構造・振動解析用に開発した内製コードを用いた[5]。仮想仕事の式から導出される変位関係式と，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, 2 次要素の 20 節点 6 面体要素を用いている。連立方程式の求解は共役勾配法により行い，数値積分には 3 点ガウス・ルジャンドル積分公式を用いている。

2.3 連成解析法

流体と構造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連成解析法を構築した。2 つのコード間での境界条件の通信には MPI（Message Passage Interface）を用いている。

FEM で計算された壁面温度が CFD に送られ，CFD 側は受け取った壁面温度を境界条件とする。これをもとに算出した壁面熱流束が FEM 側に送られる。FEM では受け取った壁面熱流束を境界条件に適用する。得られた境界条件より各コードの解を求めることで計算を進める。

CFD と FEM では空間の離散化手法が異なるため，同一の格子線・点を使っても物理量の定義位置がずれている。このため受け取った境界条件を補間し，定義位置における物理量を求める。温度の補間は移動最小二乗法により，また熱流束の補間は逆距離荷重法により行った[4]。このような境界条件のやり取りの際に発生する解の振動や発散といった不安定を抑制するため, FEM の温度分布の更新に Aitken の動的緩和法を用いた[6]。

Fig. 1 に過渡解析の過程を示す。流体解析は定常流れで行い，構造解析は非定常で行っている。対象とする系では構造の熱伝導の時間スケールが流体の対流時間スケールより非常に大きいため，流れを定常として扱っても構造変形に影響を与えない。このため計算コストを下げる目的で流れを準定常的に扱う。将来的に変動の大きい流れを扱う場合には非定常流体解析が必要となる。

過渡連成解析では CFD から受け取った壁面熱流束から FEM で次の時間ステップの温度分布を予測する。この予測温度分布に基づいて Aitken の動的緩和法により温度分布を修正し，結果を CFD に送る。予測・修正によって CFD に送る壁面温度は次の時間ステップの解へと漸近するので, これを繰り返すことで CFD に送る壁面温度と受け取る壁面熱流束は次の時間ステップのものへと収束する。各時間ステップにおける収束判定は CFD から受け取る壁面熱流束の収束で判定している。

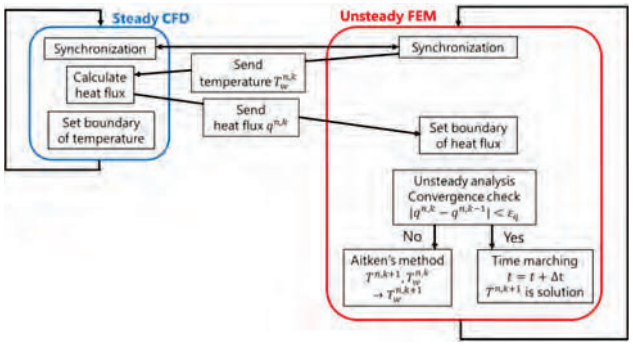


Fig. 1 Schematic of transient coupled method

なお，これまでのところ流体解析には移動格子を導入しておらず，構造の変形による流れの変化は考慮されていない。

2.3 静止時の翼形状の推定

翼の設計点形状は遠心力などの外力や温度変化が加わって変形した運転時形状である。一方，急速起動時の過渡現象をシミュレートするには静止時形状から計算をスタートする。そこで過渡連成解析を行うには運転時形状から静止時形状を予め求めておき，初期形状として与える必要がある。運転時形状をx_{hot}，静止時形状をx_{cold}として以下のように静止時の形状を求める。

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 ε が大きい時は，$X = x_{hot} - u$ と更新して 3 に戻る。
6. 残差 ε が十分小さくなれば$X \approx x_{cold}$と静止時形状が求まる。

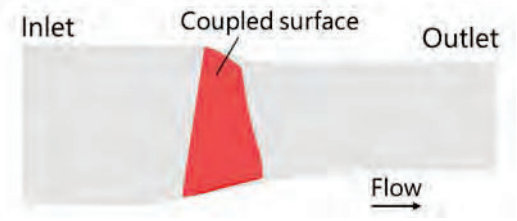
3. 結果及び考察

3.1 解析対象

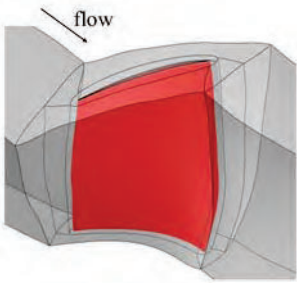
解析には NASA Rotor 67 を用いた。この遷音速ファンについては設計回転数における圧縮機性能や，相対マッハ数分布が計測されており，その結果が公開されている[7]。

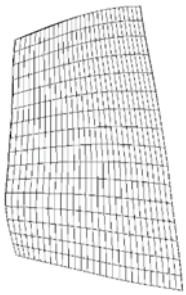
Fig. 2 に解析領域と計算格子を示す。翼間一流路を対象とし, Fig. 2(a)に示されるように流路入口から翼前縁まで約 2 コード，翼後縁から流路出口まで約 3 コード取っている。また，流れ方向に x 軸を定義している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) Overview





(b) CFD grid　　(c) FEM grid

Fig. 2 Computational grid of NASA Rotor 67

流体解析に用いた運転時形状の格子を Fig. 2(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 5.0×10-6 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。

定常解析で求めた特性曲線から，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 に設定した。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。翼表面及び翼端が温度と熱流束を FEM と通信する連成面である。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. 2(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。

Table 1 CFD parameter

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

3.2　急速起動時の過渡応答のシミュレーション

急速起動時の流れ場，温度場および構造変形をシミュレートするため，翼の運転時形状から求めた静止時形状を初期形状とし，構築した数値解析法により Fig. 3 に示す起動スケジュールに従った解析を実施した。起動スケジュールは NEDO プロジェクトで採用された技術目標を参考に，静止から 300sec で定格回転数まで線形に加速するものとした。解析では回転数と流量を制御変数として変化させた。なお計算開始から 1sec は計算の安定化のため回転数を変化させていない。このため起動加速は 1sec から 301sec で行われている。Fig. 4 はこの時の作動点の軌跡を圧縮機特性曲線上に示したものである。図の黒線上の各プロット点で収束解が得られており，妥当なシミュレーションが行われていると思われる。

Fig. 5 に急速起動中の動翼圧力面上の温度分布を示す。静止時から定格回転数まで安定的に温度分布が求められた。結果より翼根から翼端に向かうにつれて温度が上昇しているのが分かる。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り，既報[(4)]で示した運転時形状の定常温度分布と同様の傾向である。定常温度分布の結果と Fig.5(e)を比較したところ，定量的によく一致することが確かめられた。図で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起因している。

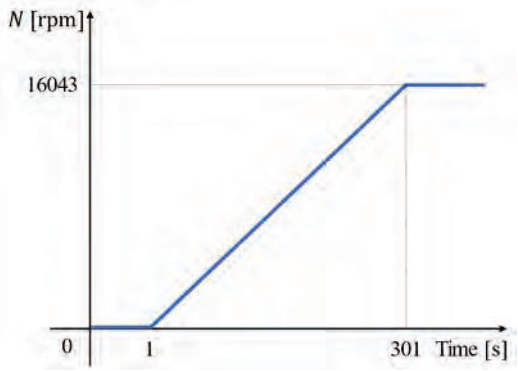


Fig. 3 Start-up schedule of rotational speed

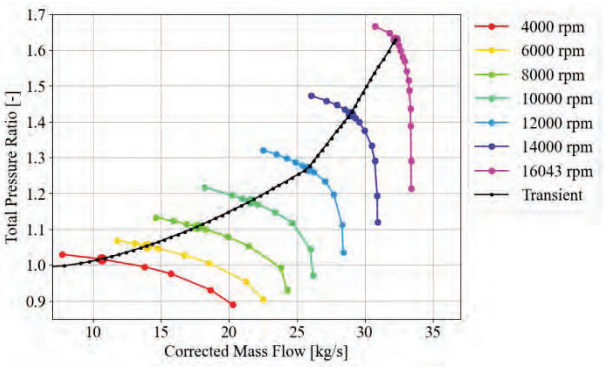
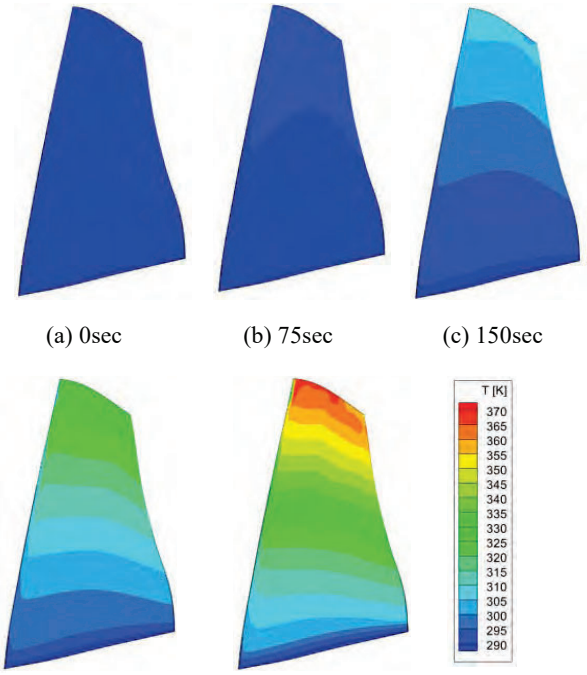


Fig. 4 Characteristic curve during start-up operation

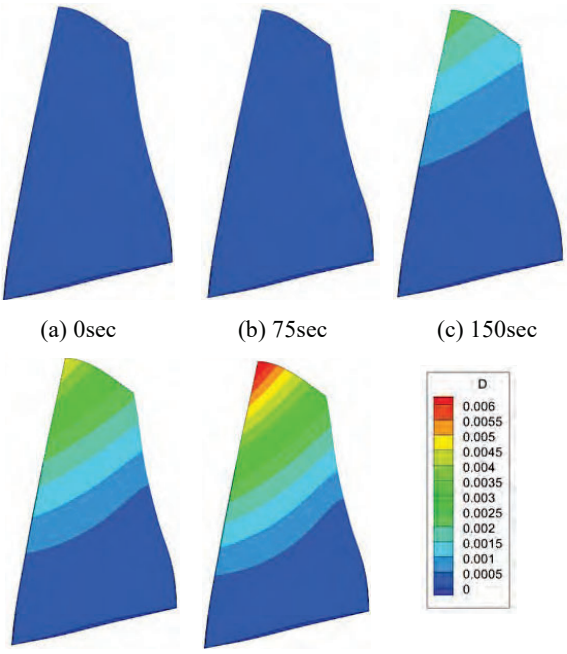
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) 0sec (b) 75sec (c) 150sec

(d) 225sec (e) 300sec

Fig. 5 Transient surface temperature distribution on rotor during start-up operation



(a) 0sec (b) 75sec (c) 150sec

(d) 225sec (b) 300sec

Fig. 6 Transient deformation distribution of rotor during start-up operation

Fig. 6 には起動時の動翼の変形分布を示す。回転数が低いほど遠心力の影響が小さく，動翼の相対全温も低いため変形量は小さくなる。この定性的な変化が捉えられている。こちらも前報の定常運転時の形状とよく一致することを確認した。

3.3 翼端間隙の変化

翼端間隙は翼だけでなくケーシングの変形によっても変化する（Fig. 7）。本来はケーシングの構造解析も行って翼端間隙を評価するべきであるが，今回は計算コストの点から単純にケーシングをフープとみなし，熱膨張による半径方向のみの変形を考えることとした。ケーシングの半径方向の温度分布はないものとし，ケーシング部材の温度は各軸位置における壁面温度に等しいとした。軸方向の変形については考慮していない。雰囲気温度は 288.15 K と与え，熱膨張係数は Ti-6Al-4V のものを使用した。

まずケーシングの変形を考慮せず，動翼の変形のみから求めた翼端間隙の時間変化を Fig. 8 に示す。「ALL」と書いた赤線が，過渡連成解析によって得た翼端間隙変化である。動翼の半径方向の伸びによる影響と，軸方向に変位することによってケーシング半径が軸方向に異なる影響が考慮されている。起動に従って翼端間隙は減少

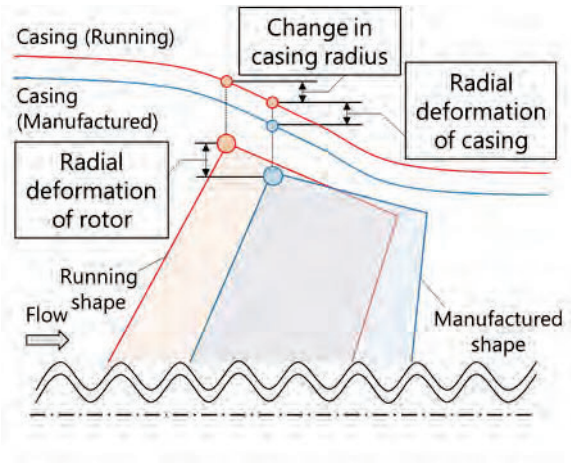


Fig. 7 Evaluation of steady tip clearance change

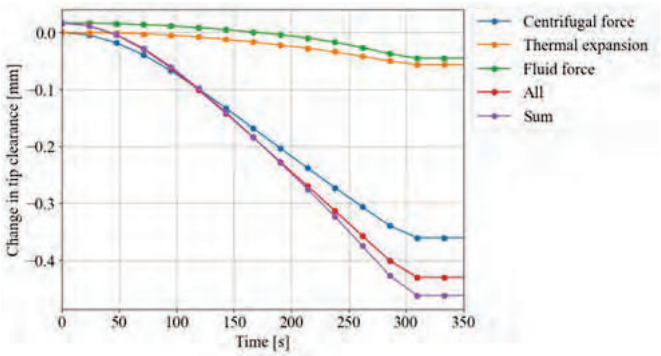
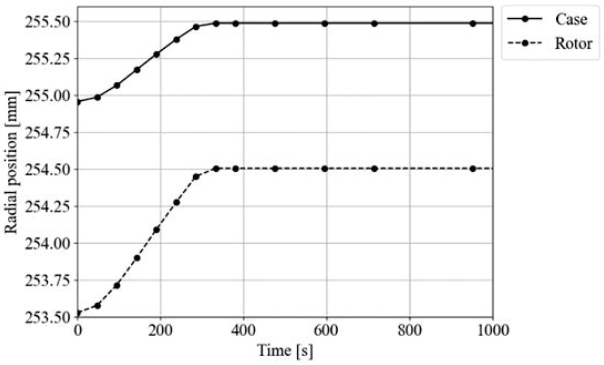


Fig. 8 Tip clearance change at blade leading edge (without casing deformation)

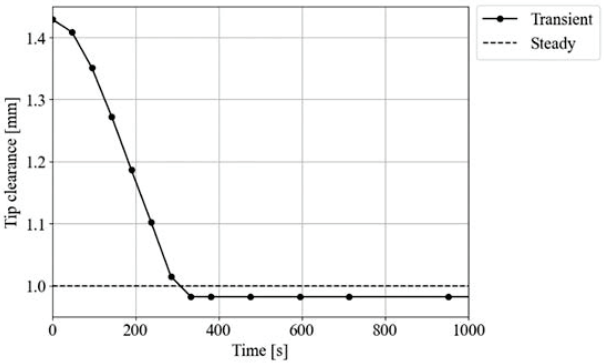
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

していき，定常状態の翼端間隙は初期状態に比べ 0.4 mm 程度小さい。続いて，この翼端間隙変化を遠心力・熱膨張・流体力によるものに分解する。計算によって得た過渡的な温度分布・荷重分布とその時刻における回転数をそれぞれ静止時形状に与え，各時刻において別途 FEM による定常解析を行った。これらを「Centrifugal force」「Thermal expansion」「Fluid force」として示す。また，それらの和を「Sum」として示している。「Sum」と「All」を見比べるとほぼ良好に一致しており，前述の方法によって各影響を切り分けることは問題ないと思われる。分解した結果を見ると，計算開始直後の翼端間隙変化は流体力によって概ね支配され，一方回転数が上昇すると，遠心力の影響が支配的になることが分かる。定常連成解析の結果から設計点での変形は遠心力が支配的という結論が出ており，その結果と符合する。

Fig. 9 には熱膨張によるケーシング変形を考慮した翼端間隙変化の計算結果を示す。Fig. 9(a)は翼端間隙を計算する際の動翼とケーシングそれぞれの半径位置を示し，Fig. 9(b)は前縁における翼端間隙の推移を示している。ケーシング厚みについては自由度があり，ここではケーシング厚みを 1 0mm にした場合について計算した。Fig. 9(b)には定常連成解析によって得られた定常状態の翼端間隙も示している。結果を見ると過渡連成解析によって得られる定常状態の翼端間隙と，定常連成解析によって得られる翼端間隙は一致していないが，この差は両者のケーシングの熱膨張の差によるものである。



(a) Radial position of rotor and casing



(b) Transient change in tip clearance

Fig. 9 Tip clearance change at blade leading edge (with casing deformation)

4. まとめ

急速起動時の圧縮機翼列における構造の過渡変形を予測するため，流体-熱-構造連成解析法の基礎的な枠組みを構築した。開発した手法を用いて NASA Rotor67 をモデルに急速起動時の翼端間隙の変化を検討した。

構築した連成解析法によって定常状態に至るまで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よく一致しており，構築した解析手法は妥当であると判断される。

これまでの結果から以下のようなことが分かった。

1. 翼端間隙の評価には動翼の半径方向変位だけでなく，動翼の三次元的な位置が変化することによるケーシング半径の変化および熱膨張によるケーシング半径の変化を考慮することが重要である。
2. 遠心力，熱膨張および流体力が翼端間隙変化に及ぼす影響を切り分けて検討することが可能である。設計点では翼端間隙変化には遠心力が支配的な影響を持ち，熱膨張が遠心力の 2 割程度，流体力が遠心力の 1 割程度の影響を持つ。また，各成分の翼端間隙変化の総和は，全ての影響を同時に考慮した翼端間隙変化と概ね一致する。

今後，構造解析の対象とする領域の拡張，流体解析への移動格子の導入，非定常流解析の実施などにより，実際の過渡応答を定量的に評価する手法が実現されると期待される。その際，実験との比較による解析精度の検証が重要である。

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」にて三菱重工業（株）からの再委託により実施した。また研究全般は東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻修士課程（当時）の武藤拓志君が実施した。ここに記して心からの謝意を表する。

参 考 文 献

(1) 経済産業省，第 6 次エネルギー基本計画，https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/pdf/20211022_01.pdf（参照日 2023.8.16.）.

(2) 経済産業省，グリーンイノベーション基金，https://www.meti.go.jp/policy/energy_environment/global_warming/gifund/index.html（参照日 2023.8.16）.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

(3) NEDO 2018 年度～2021 年度成果報告書，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，
https://seika.nedo.go.jp/pmg/PMG01B/PMG01BG02
（参照日 2023.8.16）.

(4) 武藤拓志，渡辺紀徳，姫野武洋，軸流圧縮機翼の過渡挙動に関する流体-熱-構造連成解析，第 50 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，C-13，(2022)，pp.1-7.

(5) 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.

(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 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-13

プロトン伝導体を用いた水素測定によるアンモニア雰囲気中での材料の耐環境性評価

Corrosion Behavior of Materials in Ammonia Atmosphere by Hydrogen Measurement Using Proton Conductor

○福本 倫久[*1]　原 聖也[*2]　高橋 弘樹[*2]
FUKUMOTO Michihisa　HARA Seiya　TAKAHASHI Hiroki

ABSTRACT

Ammonia is considering as a fuel instead of fossil fuels. The reason is that ammonia does not emit greenhouse gases when burned. However, there are few reports on the corrosion behavior of materials when ammonia is used as fuel. Therefore, in this study, the hydrogen produced by the reaction between ammonia and metal was measured using a hydrogen sensor using a proton conductor. As a result, the amount of hydrogen produced by the decomposition of ammonia was small at low temperatures but increased at high temperatures. Also, when the ammonia content was low, oxidation of metals occurred preferentially. In this way, the relationship between the amount of hydrogen generated and corrosion behavior could be clarified.

キーワード： アンモニア，水素センサー，高温腐食，窒化
Key Words: Ammonia, Hydrogen Sensor, High-temperature Corrosion, Nitridation

1. はじめに

異常気象などに代表されるように地球温暖化が大きな問題になっている。その原因は，化石燃料を燃焼した際に発生する温室効果ガスである。そのため，温室効果ガスの排出を抑制する必要がある。現在，化石燃料に代わり燃焼しても温室効果ガスを排出しない水素が注目されている。しかし，水素は常温では液化せず，気体状態であるため貯蔵および運搬に難がある。そこで，水素を容易に液化しやすいアンモニアにし，燃料として用いることが検討されている。

一方，アンモニア燃焼環境中での材料の耐高温環境性についての報告は，ほとんどないのが現状である。その理由として，アンモニアによる窒化およびアンモニアの分解による雰囲気の変化が起こり，腐食挙動は複雑になる。また，アンモニア含有量が少ない環境において，十分な還元環境とならないため酸化も起こる。したがって，窒化による水素の発生挙動と微量酸素による酸化挙動を詳細に検討する必要がある。

*1　秋田大学理工学研究科　革新材料研究センター
〒010-0825　秋田市手形学園町1−1
E-mail: fukumoto@gipc.akita-u.ac.jp
*2　秋田大学理工学研究科　物質科学専攻

著者らはこれまでプロトン伝導体を用いて高温酸化によって発生する水素をその場測定してきた [1)]。本研究では，プロトン伝導体を用いた水素センサーによって水素をその場測定することで材料の耐環境性とアンモニアの分解反応との関係を明らかにした。実際の環境ではアンモニアと酸素の反応により熱エネルギーを生成するため，酸素を供給した模擬環境で試験を行う必要があるが，本研究ではアンモニアのみの環境で材料の耐環境性について調査した。

2. 実験方法

2.1　水素センサーおよび酸素センサー

Fig.1 に(a)水素センサーおよび(b)酸素センサーの概略図を示す。水素センサーと酸素センサーはともに管状である。Pt ペーストを塗布し焼成することで電極を作製した。管の内部と外部に電極を作製することで測定ガスと参照ガス間の起電力を測定した。水素センサーにはプロトン伝導体である $CaZr_{0.9}In_{0.1}O_{3-\alpha}$管を用い，酸素センサーには酸化物イオン伝導体であるイットリア安定化ジルコニア管(8mol%Y_2O_3-ZrO_2)を用いた。測定した起電力を(1)および(2)式の Nernst の式に代入することで水素分圧および酸素分圧を算出した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

水素センサー：$E = \frac{RT}{2F} \ln \frac{P_{H_2(ref)}}{P_{H_2(mea)}}$　(1)

酸素センサー：$E = \frac{RT}{4F} \ln \frac{P_{O_2(mea)}}{P_{O_2(ref)}}$　(2)

ここで，R：気体状数(J K^{-1} mol^{-1})，T：温度(K)，F：ファラデー定数(A s mol^{-1})，E：測定起電力(V)，$P_{O_2(ref)}$：参照ガス（大気，21%O_2, 0.21 atm)，$P_{H_2(ref)}$：参照ガス（Ar-1.09%H_2, 0.01 atm)である。水素センサーは 500℃で，酸素センサーは 700℃で作動させた。

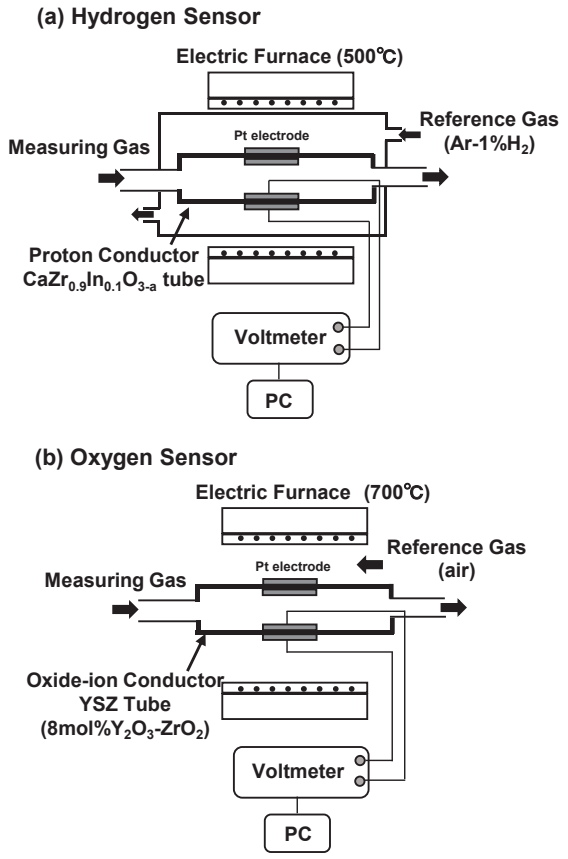


Fig.1 Schematic diagram of hydrogen sensor (a) and oxygen sensor (b).

その後，測定した水素分圧から発生水素量の算出を行った。測定ガスを理想気体としてシャルルの法則が成立すると仮定すれば，

$$P_{H2}(dVr/dt)=(dn/dt)RTr \quad (3)$$

が成立する。ここで，P_{H2} は測定した水素圧力，Vr は温度 Tr で測定したガス流量，n は発生ガス物質量，Tr は流量を測定した温度で，本研究では 25℃である。単位時間あたりの発生水素量を算出し，さらに全発生水素量を各温度で算出した。

2.2　実験装置

試料には，Fe（99.99%）を用いた。試料寸法は 2 cm^2 の正方形試料とした。試料表面をエメリー紙で研磨し，実験に供した。

Fig.2 に本実験で用いた装置の概略図を示す。電気炉の

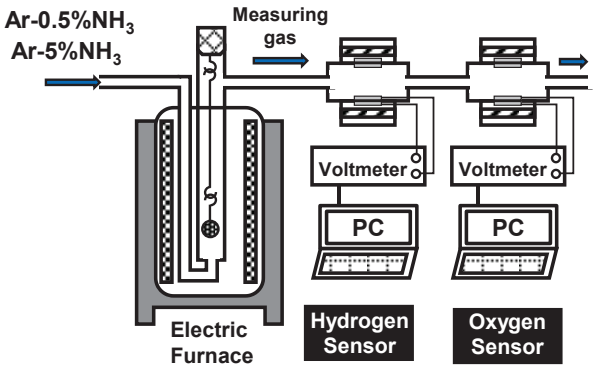


Fig.2 Schematic diagram of environmental resistance evaluation equipment.

後段に水素センサーと酸素センサーを設置した。この水素センサーで腐食ガスの水素分圧を測定し，酸素センサーを用いて酸素分圧を測定した。腐食ガスとして Ar−0.5%NH_3 および Ar−5%N H_3 ガスを用いた。その時のガス流速は 30 ml min^{-1} とした。

縦型のシリコニット電気炉内に試料を設置し，500℃から 1100℃の各設定温度まで 1 時間で昇温した後，4 時間保持し，その後炉冷した。電気炉の後段にいずれも管状の水素センサーおよび酸素センサーを設置し，排出されたガス雰囲気の水素分圧および酸素分圧を測定した。

発生水素量の算出は，測定水素分圧ΔR_{H_2}を式 3 の圧力の項に代入して単位時間あたりの発生ガス物質量 dn / dt を算出して容積に変換することにより求めた。耐環境性を評価した試料は，XRD を用いて生成した酸化物相の同定をおこなった。さらに FE-SEM，EPMA，FIB を用いて試料断面の観察，分析を行った。

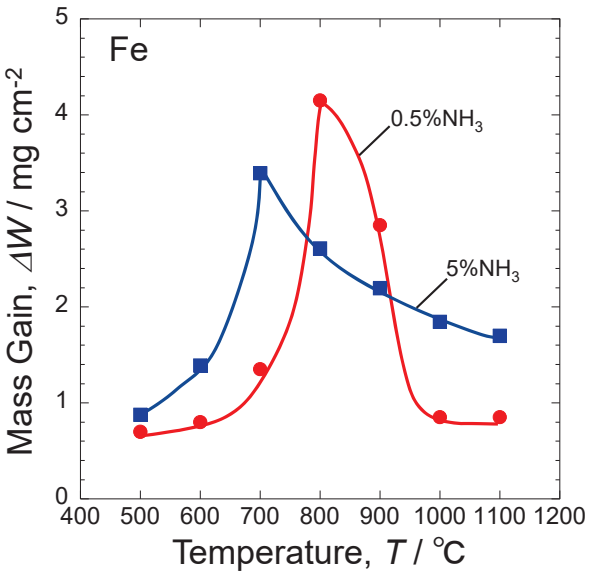


Fig.3 Mass change of Fe after 4 hours corrosion in each atmosphere.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

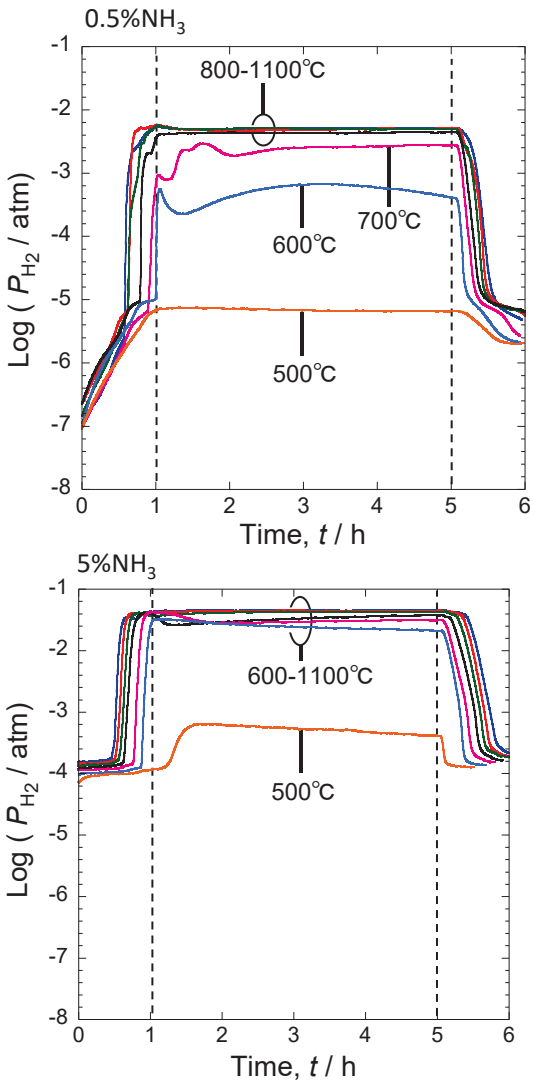


Fig.4 Time change of hydrogen partial pressure in each atmosphere.

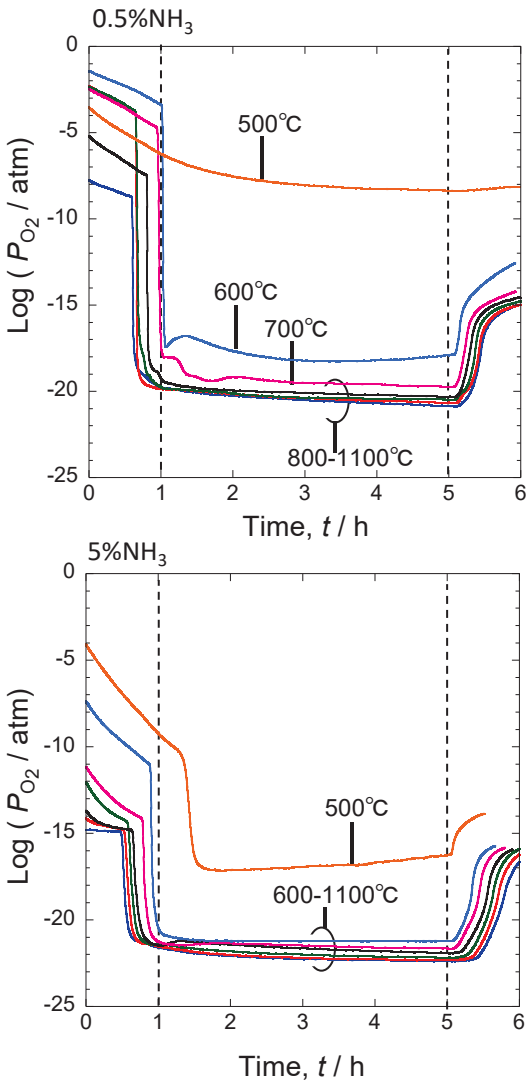


Fig.5 Time change of oxygen partial pressure in each atmosphere.

3. 結果

Fig.3にアンモニア雰囲気中でFeを腐食した際の試料の質量変化を示す。酸化時間は4時間である。試験は500℃から1100℃での各温度で実験を行った。その結果0.5%NH_3環境中では500℃と600℃では低い値を示したが，腐食温度を上昇させることで，酸化増量は大きくなった。しかし，800℃を超えると，酸化増量は小さくなり，1000℃と1100℃では酸化増量は500℃と600℃と同様の結果になった。一方，5%NH_3では700℃までは酸化増量が上昇するが，700℃以上では質量増量は徐々に減少した。また，1000および1100℃では0.5%NH_3よりも大きな質量増量となった。このように，アンモニア環境では一般的な腐食挙動と異なり温度の上昇に従い質量は増加する挙動を示さなかった。0.5%NH_3では800℃および5%NH_3では700℃で最大値を示し，その後低下する。

Fig.4 に電気炉後段の水素センサーで測定した水素分圧の結果を示す。0.5%NH_3 において水素分圧は 500℃で最も低い値を示した。腐食温度を上昇させることにより水素分圧は上昇した。昇温過程中では徐々に水素分圧が上昇する。その後，特定の温度に達すると急激に水素分圧が上昇した。800℃から 1100℃では等温保持過程中，ほぼ同様の値を示した。その時の水素分圧は $10^{-2.2}$atm であった。一方，5%NH_3 では，初期の値が 0.5%NH_3 よりも高い値を示した。昇温過程中の上昇は観察されなかった。また，500℃では腐食によって水素分圧が上昇するが，600℃から 1100℃ではで同様な値となった。おおよそ $10^{-1.5}$atm の水素分圧となっており 0.5%NH_3 よりも大きな値となった。

Fig.5 に酸素センサーで測定した酸素分圧を示す。0.5%NH_3 においては 500℃では酸素分圧は低下しなかった。しかし，600℃および 1100℃では酸素分圧は低下した。特に 1100℃では 10^{-21}atm まで酸素分圧は低下することが明らかになった。一方，5%NH_3 では酸素分圧は 10^{-23}atm まで低下した。すなわち，5%NH_3 の方が酸化過程中に酸素分圧が低下する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

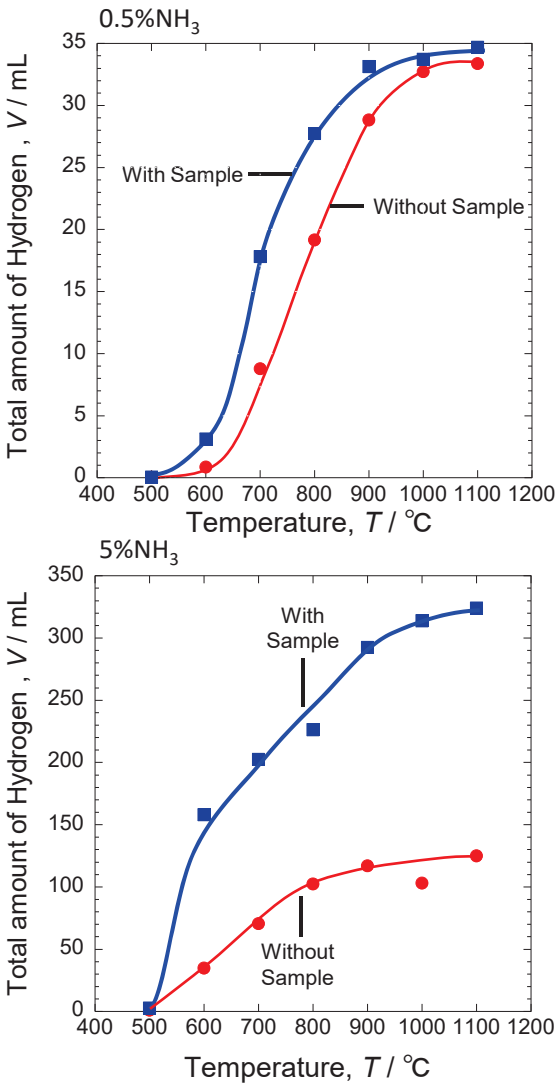


Fig.6 Temperature dependence of total amount of generated hydrogen in each atmosphere.

Fig.6 に単位時間当たりの発生水素量を積分して算出した全水素発生量を示す。比較のために試料を炉内に設置しない場合の水素発生量も示す。試料を腐食しない場合 600℃より水素は発生していることがわかる。すなわち，アンモニアの分解は 600℃付近より起こっていることがわかる。その後，徐々に，上昇し 1000℃および 1100℃では一定の値を示す。これより 1000℃および 1100℃ではアンモニアが完全に分解している。酸化時間は 4 時間であり，0.5%NH_3 を用いた場合，全水素発生量は計算より 36mL となる。1000℃および 1100℃の水素発生量は 35mL であるためすべてのアンモニアが本条件で分解していることが明らかである。しかし，試料を腐食すると水素発生量は上昇する。これは試料の窒化によってアンモニアの分解が加速することに起因する。一方，5%NH_3 では完全にアンモニアが分解すると 350mL の水素が発生する。本実験の 1000℃および 1100℃では発生水素量は 320mL であった。したがって，おおよそすべてのアンモニアが分解していることになる。また，試料を炉内に設置する

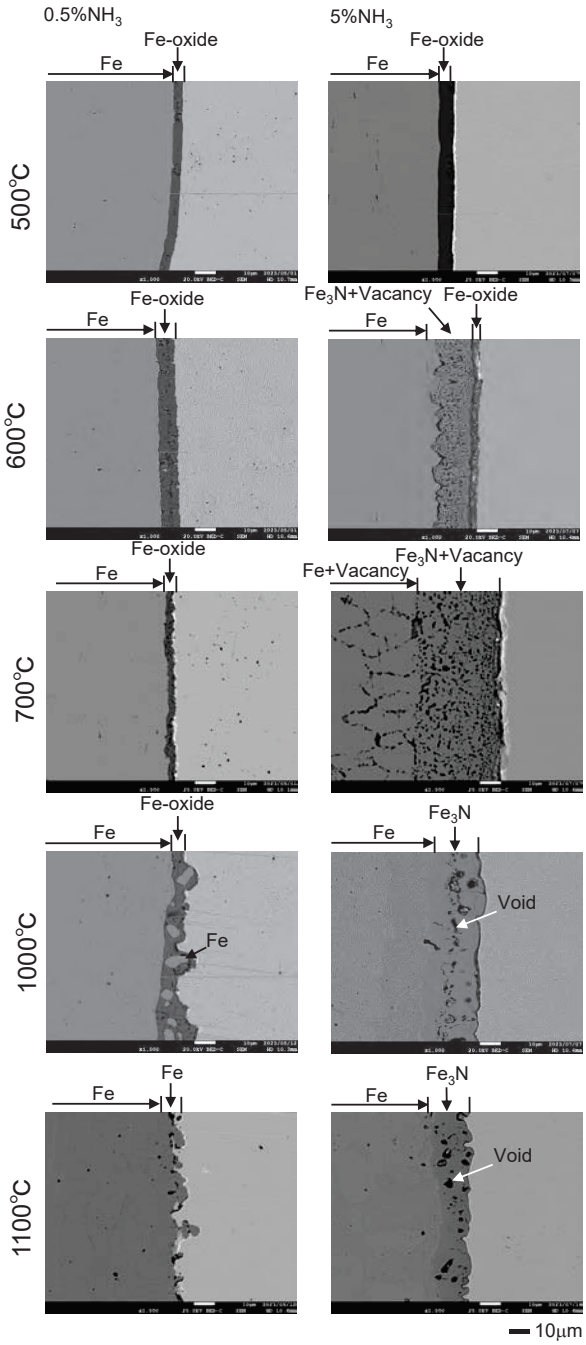


Fig.7 Cross-sectional structure after corrosion under each condition.

ことで急速に水素量は大きくなることがわかった。アンモニアの分解もしくは窒化による水素の発生が起こっていると考えられる。

Fig.7 に 500℃，600℃，700℃，1000℃および 1100℃で腐食試験した後の断面組織を示す。500℃においては両試料とも鉄酸化物が生成していた。500℃においては十分にアンモニアの分解が起こらないため Fig.5 に示しように還元雰囲気にならない。その結果，酸化物が生成したと考えられる。一方，600℃においては 0.5%NH_3 ではアンモニアの分解が起こっても酸素分圧は大きく低下しないため酸化物が生成したと考えられる。一方，5%NH_3

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

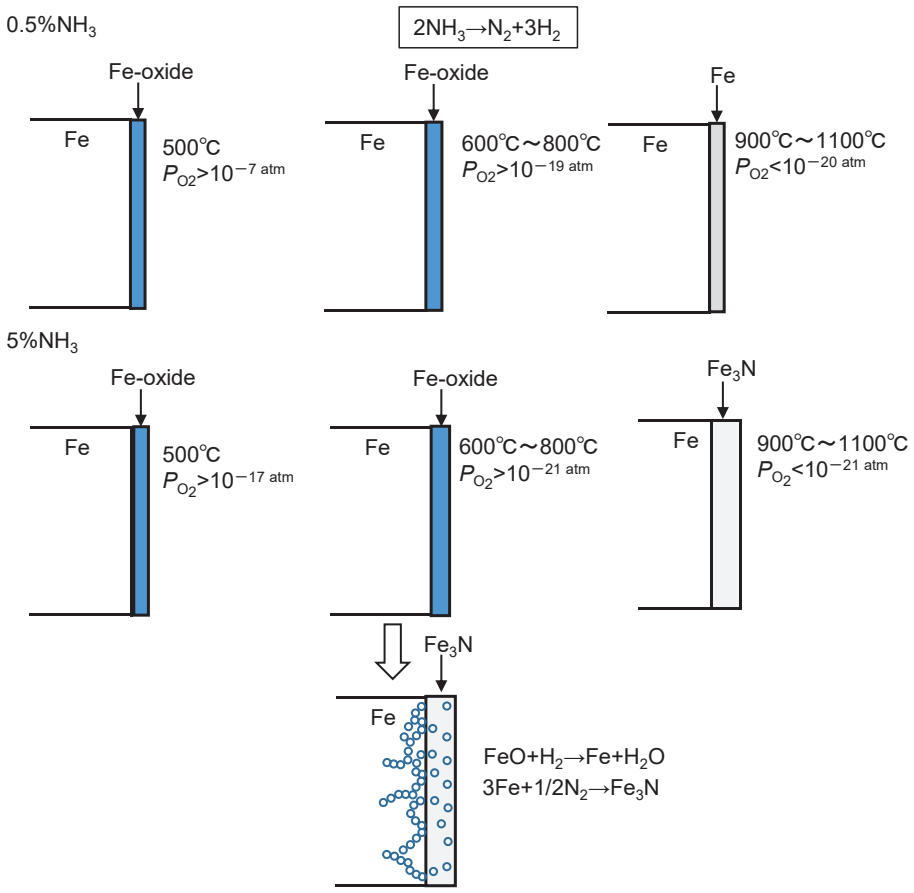


Fig.8　Schematic diagram of corrosion behavior under each condition.

においては，500℃では酸化物が生成していたが，600℃になると窒化物が生成していた。さらに，窒化物中に空隙が観察された。この空隙は，水素による酸化物の還元に伴い生成したと考えられる。

700℃において，0.5%NH_3 では酸化物の生成のみが観察された。しかし，5%NH_3 では窒化物の生成と多数の空隙が合金中に観察された。このように，酸化と窒化が同時に起こる環境においては材料中に多数の空隙が観察される。

1000℃では 0.5%NH_3 の酸化物中に Fe の粒が観察された。これは酸化物が水素によって還元されたことに起因する。一方，5%NH_3 では，窒化物が生成していた。600℃および 700℃で観察されたような空隙は観察されなかった。すなわち，酸化物の生成が抑制され，その還元が起こらなかったためだと考えられる。

1100℃において，0.5%NH_3 では酸化物および窒化物の生成は観察されなかった。アンモニアの完全な分解により水素が発生し還元雰囲気になったと考えられる。そのため昇温過程中に酸化物が生成したが，高温であるため酸化物の還元が十分に起こったと考えられる。一方，5%NH_3 ではアンモニアの分解が昇温過程中に起こり還元雰囲気になり酸化物の生成が起こらないと考えられる。その結果，窒素ポテンシャルが上昇し窒化が起こる。

4. 考察

Fig.8 に各条件における腐食機構の模式図を示す。0.5%NH_3 雰囲気において 500℃では，アンモニアの分解が起こらず酸素分圧が高いので酸化物が生成する。しかし，温度が上昇すると酸素分圧が低下して還元雰囲気になる。さらに窒素分圧も上昇すると考えられる。そのため，酸素分圧の低下に伴い酸化物の還元および残存アンモニによる窒化が起こる。しかし，雰囲気中のアンモニア含有量が少ないため窒化物層の生成は観察されなかった。さらに温度を上昇させるとアンモニアの分解が加速され還元雰囲気になる。そのため，表面に生成した酸化物が還元され金属粒子が観察された。

一方，5%NH_3 では，500℃において 0.5%NH_3 と同様に酸化物が生成していた。しかし，600℃になると酸化物の生成は認められず窒化物の生成と酸化物の還元に伴う空隙が観察された。さらに，高温になると窒化物層の単層が生成することが明らかになり，雰囲気中に含まれるアンモニアの量によって腐食挙動が大きく変化することが明らかになった。

5. 結言

プロトン伝導体を用いた水素センサーによりアンモニア雰囲気中における Fe における高温腐食に及ぼす温度とアンモニア含有量の影響について調査した。以下の結

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

果が得られた。

・0.5%NH_3 中において 500℃および 600℃では低い腐食量を示したが，温度を上昇させると増加した。しかし，800℃以上の温度では腐食量は減少した。

・5%NH_3 中において 500℃では低い値を示したが，温度の上昇に伴い腐食量が増加した。しかし，700℃以上では温度の上昇と共に減少した。

・水素分圧の測定から算出した全発生水素量より，アンモニアの分解と腐食挙動が明らかになった。

・断面組織より 0.5%NH_3 環境では高温で発生水素による酸化物の還元が起こることがわかった。

・5%NH_3 環境では高温では窒化物層が表面に生成することが明らかになった。

・アンモニア雰囲気中では酸化と窒化およびアンモニアの分解で生じた水素による還元が起こるため詳細に腐食挙動を検討することが必要である。

参 考 文 献

(1) 福本倫久，原　聖也，高橋弘樹，水素燃料を模擬した環境での水素センサーおよび酸素センサーを用いた純鉄の耐環境性の解析，日本ガスタービン学会誌，掲載決定.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-14

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（3）

Development of Oxide/Oxide Composites Using Continuous Zirconia Fiber as a Reinforcement (3)

○長谷川 良雄[*1] 秦 青[*1] 鉄井 利光[*1]
HASEGAWA Yoshio QIN Qing TETSUI Toshimitsu

早川 敏之[*2] 山岸 英明[*2] 粂田 和弘[*2]
HAYAKAWA Toshiyuki YAMAGISHI Hideaki KUMETA Kazuhiro

ABSTRACT

The development of oxide-based CMC that can be used at higher temperatures than SiC-based CMC, which improves the performance of jet engines, is progressing. In this study, zirconia-based continuous fibers with heat resistance of 1300°C, which were successfully mass-produced by the aqueous dry spinning method, were used as reinforcing fibers, and 1D-CMC with 8YSZ as the matrix was processed by PIP (polymer impregnation and pyrolysis) method. As a result, 1D-CMCs with a remarkably uniform structure were obtained compared to the short fiber bundles that were conventionally used as reinforcing fibers. For comparison, 1D-SiC/SiC was also fabricated by the PIP method, and these CMCs were subjected to three-point bending tests and tensile tests. Furthermore, structural analysis and heat resistance evaluation were performed, and the soundness of the fiber and carbon interphase was compared with 1D-SiC/SiC to examine the superiority of zirconia-based CMC.

キーワード： ジェットエンジン，水系乾式紡糸，ジルコニア連続繊維，酸化物系複合材料，1 D-CMC，PIP 法，機械的特性，耐環境性

Key Words: Jet Engine, Aqueous Dry Spinning, Continuous Zirconia Fiber, Oxide/Oxide Composites, 1D-CMC, PIP Method, Mechanical Property, Environmental 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，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。また，SiC 繊維および CMC の製造プロセスは超高コストである。したがって，更なるジェットエンジンの性能向上をもたらす，より高温で使用できる安価なセラミック複合材料（第二世代 CMC）を開発することが必要である。

第二世代 CMC としては，本質的に耐環境性が良好な酸化物系 CMC が候補に挙がる。しかしながら，これまで検討されてきたアルミナなどの従来の酸化物系 CMC[(2)-(4)]は SiC/SiC に較べると高温強度が大幅に低いため，本研究の提案者らは，従来続けていたジルコニア系連続繊維とこれを利用する酸化物系 CMC の研究を継続し，高温で実用的な強度を有するジルコニア系連続繊維の開発の可能性と，開発済みの新材料，$BaZrO_3$[(5)-(7)]，や安定化ジルコニアをマトリックスに用いた二次元強化複合材料（2D-CMC）が，予想通り，SiC/SiC より優れたエロージョン特性などの耐環境性を有することを見出した[(8)]。

しかしながら，開発した繊維は，高価な原料を用いる有機溶媒系乾式紡糸で製造され，CMC 強化繊維としては未だ耐熱性も不十分である。また，CMC の特性評価用と

*1 国立研究開発法人物質・材料研究機構 構造材料研究センター
〒305-0047 茨城県つくば市千現1丁目2-1
E-mail: HASEGAWA.Yoshio@nims.go.jp
*2 株式会社ニチビ
〒104-0044 東京都中央区明石町６番４号
E-mail: k.kumeta@nitivy.co.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

して作製した一方向強化複合材料（1D-CMC）の強化繊維としては，バッチ式での短繊維束であったため，CMC 内での均一な配向性確保が困難で，厳密な複合効果の評価に幾分無理があることも確認されている[(8)-(11)]。

一方，株式会社ニチビは，水系乾式紡糸による耐熱性アルミナ繊維の開発に成功しており，ジルコニア繊維についても水系乾式紡糸法で連続繊維の量産に着手している[(12)]。NIMS での高耐熱性繊維開発の基礎研究と統合することで，安価で高性能な CMC 用強化繊維の量産に対応できる繊維製造の基盤を確立することができる段階にある。

本研究では，水系乾式紡糸法により試作したジルコニア連続繊維の CMC の強化繊維としての有効性を評価するために，繊維の耐熱性評価と，繊維前駆体水溶液をマトリックスの前駆体として，1 D-CMC を，PIP（ポリマー含浸熱分解）法[(10),(11)]により作製し，その構造と特性の評価を，SiC/SiC と比較しながら行った。

その結果，強化繊維として使用していた短繊維束に比べ，格段に均一な構造の 1 D-CMC が得られた。比較のために 1 D-SiC/SiC も PIP 法により作製し，これら CMC の 3 点曲げ試験と引張試験を行うとともに，構造解析，耐熱性評価を行い，ジルコニア系 CMC の優位性を検討した結果について報告する。

2. 実験方法

2.1 ジルコニア連続繊維の合成

複合材料化に適した，すなわち従来繊維より耐熱性に優れたジルコニア連続繊維の合成は，水系乾式紡糸ができる無機塩を出発原料とする前駆体を合成し，濃度，粘度，安定性を調整した前駆体水溶液の水系乾式紡糸法で行った[(12)]。

まず，すでに見出している高温でも結晶成長が抑制される紡糸可能な無機高分子の分子設計をさらに進める目的で，以下の基本プロセスでジルコニア連続繊維の前駆体の合成を行った。

ジルコニウム含有化合物と部分安定化剤，焼結助剤および紡糸助剤からなる水溶液を以下の原料を用いて，水系乾式紡糸原液を調製した。

- ジルコニウム含有化合物：オキシ塩化ジルコニウム（+オキシ酢酸ジルコニウム）
- 部分安定化剤：焼成後 Y_2O_3 を生成する化合物
- 焼結助剤：焼成後 SiO_2，B_2O_3 を生成する化合物 SiO_2/ZrO_2=0.5/99.5-10/90, B_2O_3/ZrO_2=0/100-5/95（重量比）
- 紡糸助剤：ポリビニルアルコール（PVA）平均重合度 500-5000，ケン化度 70-100 モル%

調製の一例を Fig. 1 に示す。焼結助剤としては SiO_2 以外にホウ酸アンモニウムを原料とする B_2O_3 を添加した紡糸原液も調製し，紡糸助剤の PVA の添加量などを最適化し，紡糸原液を調製した。水系前駆体を易紡糸性の紡糸原液に調整するためには粘調な原液を作製しなければならないが，酸性度を高くしてゲル化等を抑制した安定な原液の作製が必要であった。しかしながら，安定なジルコニア原液の腐蝕性が強く，汎用ステンレス等では腐蝕されてしまうため，以下で述べるように，耐蝕性ノズル，耐蝕性部材を使用することにより安定して長時間紡糸することを可能にすることができた。

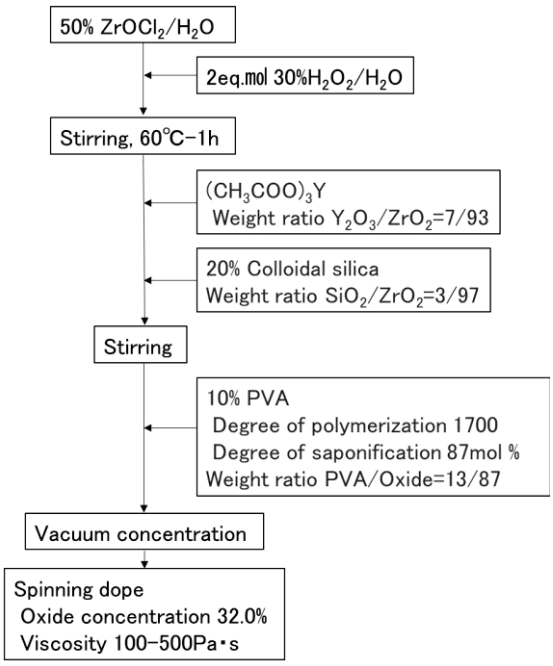


Fig. 1　Example of spinning dope preparation scheme

調製した前駆体溶液を紡糸原液として乾式紡糸法により，90 あるいは 160 ホールマルチホールノズル（ノズル径：70～200 μm）を用いて紡糸した。安定なジルコニア原液の腐蝕性が強く，汎用ステンレス等では腐蝕されてしまうため，本研究では，耐蝕性ノズル，耐蝕性部材を使用した。こうして糸切れがほとんどない状態長時間エンドレスで安定した連続紡糸が可能となり，100m 以上の長さの繊維束を得ることができた。Fig.2 に乾式紡糸プロセスを示す。

紡糸して得られた前駆体繊維束を 1100～1300℃（1400℃および 1500℃焼成では後述するように繊維間の癒着が起きた）で大気中において焼成してジルコニア連続繊維を得た。焼成後の繊維束をさらに所定の本数を束ねることにより，＞200tex の繊維束を作製した（Fig.2）。また，≧100m/ボビンで繊維束を作製することもできた，繊維のサイジング剤は，従来，アルミナ繊維で使用され，非酸化性雰囲気で炭化し，C コーティングを形成することが確認されている[(2)-(4)]ポリウレタン系サイジング剤を使用した。

強化繊維として用いるための CMC 製造プロセスの焼成温度の決定のためには，後述する方法で繊維の耐熱性の評価を行った。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

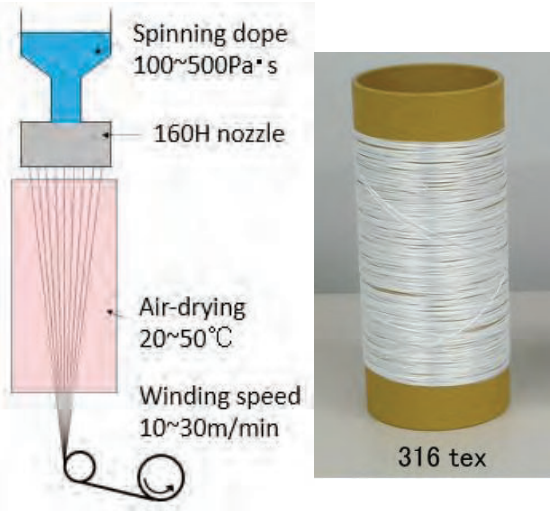


Fig. 2　Aqueous dry spinning process and Continuous zirconia fiber over 200 tex

2.2　ミニコンポジットの作製

ミニコンポジット（1 D-CMC）強化用ジルコニア繊維は，すでに報告している前駆体ポリマーの有機溶媒系乾式紡糸法で得られた繊維 [8]-[10] に替え，本研究の水系乾式紡糸法で得られた $ZrO_2/Y_2O_3/(SiO_2+B_2O_3)$=91/7/2（重量比）の組成の繊維を用いた。また，比較用の 1 D-SiC/SiC は，Type S（NGS アドバンストファイバー(株)製 Hi-Nicalon Type S）[1]を用いた。これらの繊維を用いて，1D-CMC を既報[10],[11]の PIP（polymer impregnation and pyrolysis）法で作製した。

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 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で行った。すなわち，Ar ガスを 150mL・min^{-1} でヘキサン中にバブリングし発生させた飽和ヘキサン蒸気を，150mL・min^{-1} の Ar 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。

ジルコニア系 1D-CMC は，C 界面層を付与したジルコニア系繊維束に，Fig.1 に示した繊維前駆体調製用原液（ZrO_2/Y_2O_3=93/7（重量比），1000℃固形分 41.6%）あるいは，この原液に強化繊維と同組成のジルコニア系微粉末を，微粉末と原液からの固形分の比がほぼ 1 : 2 になるように調製したスラリーを繊維束に含浸し，直径 2mm，長さ約 100mm の丸棒に成型した。成型は，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，1200℃あるいは 1300℃まで 200℃・h^{-1} で加熱し 1 時間保持して焼成した後，アルミナチューブを除去してプリフォームとした[11]。

得られたプリフォームから，その後，繊維前駆体調製用原液（ZrO_2/Y_2O_3=93/7（重量比），1000℃固形分 41.6%）を用いたマトリックス前駆体の含浸と焼成を行う PIP 法[11]でジルコニア系 1D-CMC を作製した。減圧下で前駆体溶液を含浸させた後，Ar 雰囲気中で 1200℃あるいは 1300℃まで 200℃・h^{-1} で加熱し 1 時間保持して焼成する PIP プロセスを 6 回行った。本検討では，焼成後にも C 界面層を残すため Ar 雰囲気での焼成を行った。ジルコニア系 1D-CMC は，以後，1D-ZrO_2/ZrO_2(マトリックス組成)-焼成温度，と表記する。得られた 1D-ZrO_2/ZrO_2-1200 の外観写真を Fig.3 に示す。1D-SiC/SiC と同様の真円に近い断面と湾曲のないほぼ均一な形態[10]のミニコンポジットが得られた。

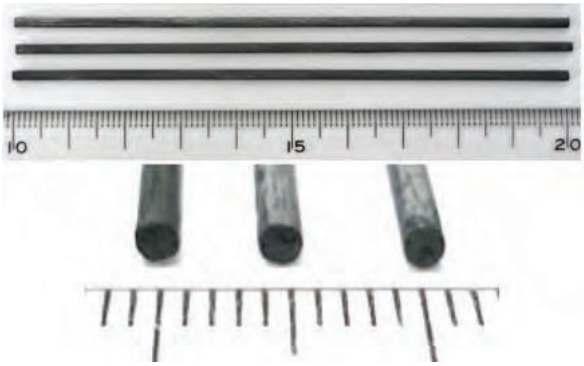


Fig. 3　Photograph of 1D-ZrO_2/ZrO_2-1200

また，比較用の 1D-SiC/SiC は，Type S にジルコニア連続繊維と同条件で，ヘキサンバブルフロー法で C 界面層を付与した強化繊維束に，SiC 微粉末（(株)フジミインコーポレーテッド製 SiC 微粉末（#40,000，平均粒子径 0.27 μm））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%のスラリーを含侵し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，Ar 雰囲気で，200℃・h^{-1} で 1000℃あるいは 1500℃まで加熱し 1 時間保持して行った。以後，1D-SiC/SiC-焼成温度，と表記する。

2.3　強化繊維およびミニコンポジットの評価法

合成したジルコニア系連続繊維および SiC 連続繊維，Type S，のモノフィラメント引張試験は，JIS R 7606 に準拠して，繊維長 25 ㎜で引張強度を測定し，引張弾性率（ヤング率）は 10mm～30mm で引張試験を行い，装置コンプライアンスを求めて補正を行って算出した。

繊維の耐熱性評価として，強化繊維として用いた繊維を，ジルコニア系繊維の場合は，引張強度の 1100℃以上での焼成温度依存性，1300℃での暴露時間依存性，および XRD 測定による結晶子サイズの変化，SEM による断面観察を行った。SiC 繊維では，Ar 雰囲気中での 1300-1500℃における暴露時間依存性を同様に評価した。

これらの結果を用いて，繊維の耐熱性とミニコンポジット作製時の焼成温度との関連を検討した。

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，引張試験を N=3 以上で行った。3 点曲

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

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，アルミ製タブ付き引張り試験片[11],[14]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。試験後の試料の破断面の 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し，強度との相関性を検討した。

耐環境性評価の一環として耐熱性評価を，ミニコンポジット作製プロセスにおける焼成温度との関係，さらに得られたミニコンポジットを焼成温度以上の温度で熱処理して強度測定および構造観察を行い検討した。

3. 実験結果および考察

3.1 ジルコニア系連続繊維

本検討では，焼結助剤としては SiO_2 以外にホウ酸アンモニウム B_2O_3 を添加した紡糸原液も調製し，紡糸助剤の PVA の添加量などを最適化し，紡糸原液を調製した。水系前駆体を易紡糸性の粘調な紡糸原液に調製するために酸性度を高くしてゲル化等を抑制した安定な原液の作製と耐蝕性ノズル，耐蝕性部材を使用することにより安定して長時間紡糸することを可能にすることができた。

開発したプロセスにより紡糸した前駆体繊維を 1100～1300℃で大気中において焼成して得たジルコニア繊維の紡糸条件，焼成条件，繊維特性を Table 1 に示す。繊維は，その組成を繊維前駆体中の含有酸化物構成金属元素を用いて表示した。強化繊維として用いた Type S の特性も示した。

Table 1　Fiber composition and properties of continuous zirconia bae fibers by aqueous dry-spinning

Fiber precursor composition	Oxide composition (weight ratio)			Number of holes in spinning nozzle	Calcination temperature/℃	Fiber diameter / μm	Tensile strength/GPa
	Y_2O_3/ZrO_2	SiO_2/ZrO_2	B_2O_3/ZrO_2				
Zr-Y	7/93	-	-	90	1300	9.2	Not measurable
Zr-Y-Si	7/93	3/97	-		1300	10.3	1.39
	7/93	12/88	-		1300	9.6	0.75
Zr-Y-Si-B	7/93	2/98	0.5/99.5		1300	9.8	1.68
	7/93	5/95	0.7/99.3		1300	9.7	1.35
	7/93	2/98		160	1100	7.4	1.27
					1100	9.1	0.79
					1100	9.2	0.90
					1300	6.3	1.18
					1300	8.3	1.40
					1300	9.3	1.70
Si-C (Type S)[15]	C/Si=1.05 (atomic ratio)			-	(1500, in Ar)	12.5	3.18

これらの結果から，ほぼ $ZrO_2/Y_2O_3/(SiO_2+B_2O_3)$=91/7/2（重量比）の組成を有する Zr-Y-Si-B 系前駆体から得られる繊維が 1300℃焼成後に引張強度 2GPa に近い値を示しており，160H ノズルによる水系乾式紡糸も可能で連続繊維の量産性にも優れていることから，1D-CMC の強化繊維として用いることとした。

そこで，Zr-Y-Si-B 系前駆体から得られた繊維について，1D-CMC 製造プロセスにおける焼成温度の決定に必要な繊維の耐熱性について検討した。

水系乾式紡糸プロセスで得られた前駆体繊維の，大気中 1300℃までの焼成では引張強度が増加し，2GPa に近い値が得られた（Fig. 4）。しかしながら 1300℃を超える焼成温度では繊維間の癒着によるモノフィラメントの単離が困難となり，繊維強度の測定ができなかった。

一方，1100℃から 1300℃へと焼成温度が上昇すると強度およびヤング率が増加するのは，繊維を構成する微粒子の結晶化度の増加と関連することを示唆している。

本研究で合成した繊維は焼成温度にかかわらず XRD 測定の結果，3 mol% Y_2O_3 安定化正方晶 ZrO_2 多結晶体であり，Halder Wagner 法で算出した結晶子サイズは，Fig. 5 に示すように，焼成温度の上昇とともにわずかに増加したが，顕著な増加は起こらないことが分かった。したがって，繊維の 1300℃以上での加熱による室温強度の低下は，繊維間の癒着による表面欠陥の増加によるものと考えることができる。

繊維間の癒着は繊維束を 1300℃に長時間暴露したときにも観測され（Fig. 6），現状の繊維の耐熱性は 1300℃

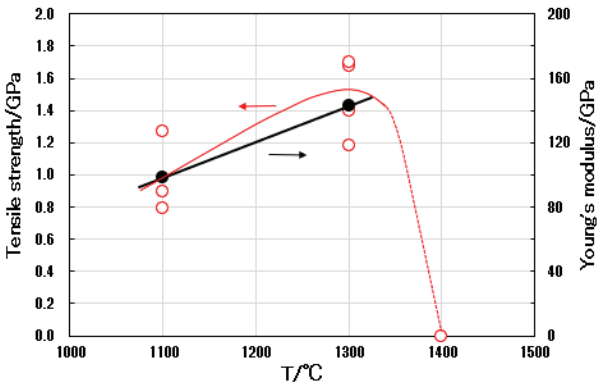


Fig. 4　Relationship between tensile strength and Young's modulus of fibers obtained by aqueous dry spinning process and firing temperature in air

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

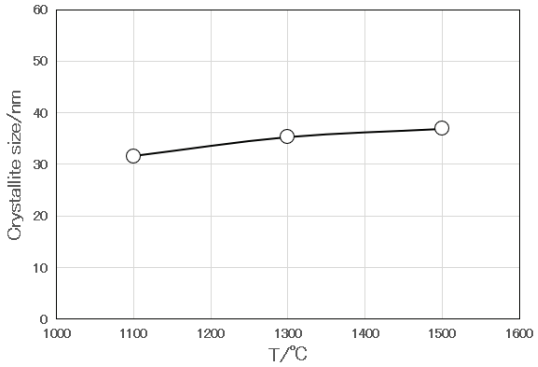


Fig. 5　Firing temperature dependence of tetragonal ZrO_2 crystallite size

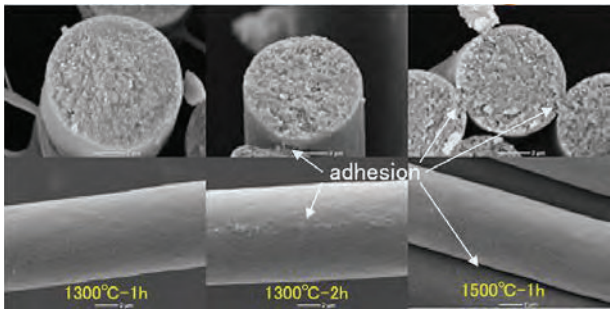


Fig. 6　Adhesion between fibers that appears when fiber bundles are exposed to temperatures above 1300°C

が限界であることが確認できた。癒着が起きない場合には，強度低下は抑制されるはずであるため，1300℃で 1 時間焼成した繊維にヘキサンバブルフロー法により 1000℃でカーボンコーティングを行った後，Ar 中 1300℃で 4 時間保持後，大気中 800℃でカーボンを焼失させ除去した，すなわち合計 5 時間 1300℃に暴露された繊維の室温強度保持率を，カーボンコーティングなしで大気中に暴露した場合と比較して調べた。Fig. 7 に，繊維の強度保持率の温度依存性を示した。

その結果，1300℃での長時間保持でも，カーボンコーティングがされており繊維間の癒着が起こらなければ強度保持率は 80%近く，さらに長時間の暴露でも強度が保持されることが示唆された。また，80%程度まで強度低下が起きるのは，Fig 5 で明らかなように，わずかではあるが結晶成長が起きるためであると推定できる。

組成および焼成条件の最適化による繊維間の癒着抑制と，1500℃焼成で繊維強度 2GPa 以上が目標ではあるが，本研究における 1D-CMC の作製にとって，焼成温度が 1200℃であれば，強化繊維として劣化なく用いることができると判断できた。また，あらかじめカーボンコーティングをしていることで，CMC 作製時に焼成温度が 1300℃でも繊維間の癒着および劣化はほぼ起こらないと考えてよいことも明らかとなった。

以上の繊維の耐熱性を考慮しながら，ミニコンポジットの特性評価を行い，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，耐熱性について考察して，酸化物系 CMC の耐環境性，実用性の可能性について検討した。

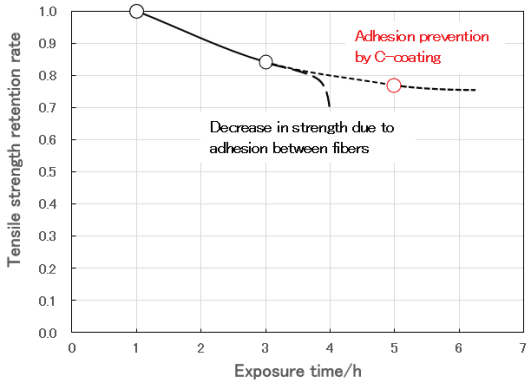


Fig. 7　Exposure time dependence of strength retention of fiber exposed to 1300°C in air

3.2　ミニコンポジット

本研究のミニコンポジット作製方法は，すでに報告した方法で作製し，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[(10),(11)]。

具体的には，酸化物系強化繊維として開発中の有機溶媒系乾式紡糸で得られたジルコニア系連続繊維を用いて，$BaZrO_3$ あるいは 8YSZ 微粉末スラリーと YSZ 前駆体ポリマーを用いる（バギング＋PIP）法により，最終熱処理温度を高くしてマトリックスの焼結性を高め高強度化を達成した。すなわち，1400℃処理 1D-CMC で室温引張強度 180MPa, 1500℃処理 1D-CMC で室温曲げ強度 250MPa 以上を確認している。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が明らかにされた。

本研究では，連続紡糸による 100m 以上でしかも 200tex 以上の連続繊維束を用い，さらに，繊維の前駆体と同様の合成法により調製した溶液を PIP プロセスの含浸用とすることで，マトリックスの焼結性を高め，強化繊維が従来以上に均一に一方向に配列し，焼結性の高いマトリックスを有する 1D-CMC を得ることを目的とした。

Table 2 に作製した 1D-CMC の室温曲げおよび引張り強度を示す。各強度は N=3～4 の平均値である。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。ジルコニア系連続繊維（1300℃焼成）は 5.77g・cm^{-3}（JIS R7603:1999 に準拠したエタノールを用いた液置換法による），SiC 繊維（Type S）は 3.1g・cm^{-3} を用いた[(15)]。

Fig. 8 に，焼成温度 1200℃と 1300℃の 1D-ZrO_2/ZrO_2 の曲げ試験の応力-歪曲線を示す。Fig. 9 には焼成温度 1200℃の 1D-ZrO_2/ZrO_2 の引張り試験の応力-歪曲線を示

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Table 2　The Calcination temperature and the flexural and tensile strengths at room-temperature of 1D-CMCs

1D-CMC	Calcination temperature /℃	V_f	Flexural strength /MPa	Tensile Strength /MPa
ZrO_2/ZrO_2(3YSZ)-1200	1200	0.24	364.8	145.0
ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3)-1200	1200	0.28	414.8	117.6
ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3)-1300	1300	0.28	312.5	–
SiC/SiC-1000	1000	0.29	1121.3	461.9
SiC/SiC-1500	1500	0.25	422.1	229.7

す。いずれの結果も従来のジルコニア系 1 D-CMC の強度をはるかに凌ぐ結果を示している。この原因は，まず，200tex 以上の連続繊維を用いることで繊維を 1 方向に均一に配向させることにより V_f=0.3 程度の均質な構造の緻密なミニコンポジットが製造できたことによる。

さらに，これまでの最高強度は最終熱処理温度を高くしてマトリックスの焼結性を高め，1400℃処理 1D-CMC で室温引張強度 180MPa，1500℃処理 1D-CMC で室温曲げ強度 250MPa を超えることを確認している[11]が，本研究では，これらよりも低い焼成温度で，曲げ強度は 2 倍近い強度を，引張強度は試料間でばらつきは大きいものの最大値で 189MPa を達成できている。試料の弾性率は，Fig. 7 の応力-歪曲線から明白なように焼成温度の上昇とともに増加しており，曲げ弾性率は，焼成温度 1200℃では 67.1（ZrO_2/ZrO_2(3YSZ)），104.1（ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3)），1300℃焼成では 93.57（ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3）GPa，となった。1200℃焼成の場合，ZrO_2/ZrO_2(3YSZ)より ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3)の方が大きな値を示すのは，プリフォーム作製に ZrO_2 粉末を含有するスラリーを用いたため，PIP プロセス 6 回終了の段階で気孔率が小さくなっているためである。スラリーを用いた場合には弾性率はほとんど変化しない。繊維強度は 1300℃暴露でも 80%程度の保持率を示していることから，強度，弾性率の向上はマトリックスの焼結性，緻密化が高まることに起因していることは明らかである。

一方，1300℃焼成で得られた 1 D-ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3)を Ar 中で 1500℃に 0.5 時間暴露した場合，質量減少は 0.32%であり，従来の有機溶媒系ジルコニア繊維および前駆体溶液を用いる PIP プロセスで作製された場合[11]の 1/10 程度で，平均曲げ強度は 332.1MPa，弾性率は 99.2GPa と従来の最大強度以上を示した。曲げ試験の応力-歪曲線を Fig. 10 に示す。Fig. 8 との比較から，1 D-ZrO_2/ZrO_2 では，1500℃までの高温暴露後でも室温強度の低下はほとんど起こらないことが確認できた。ただし，破壊の様式は脆性的な破壊を示すようになり，Fig. 11 に示す SEM 観察から，繊維の引き抜けは

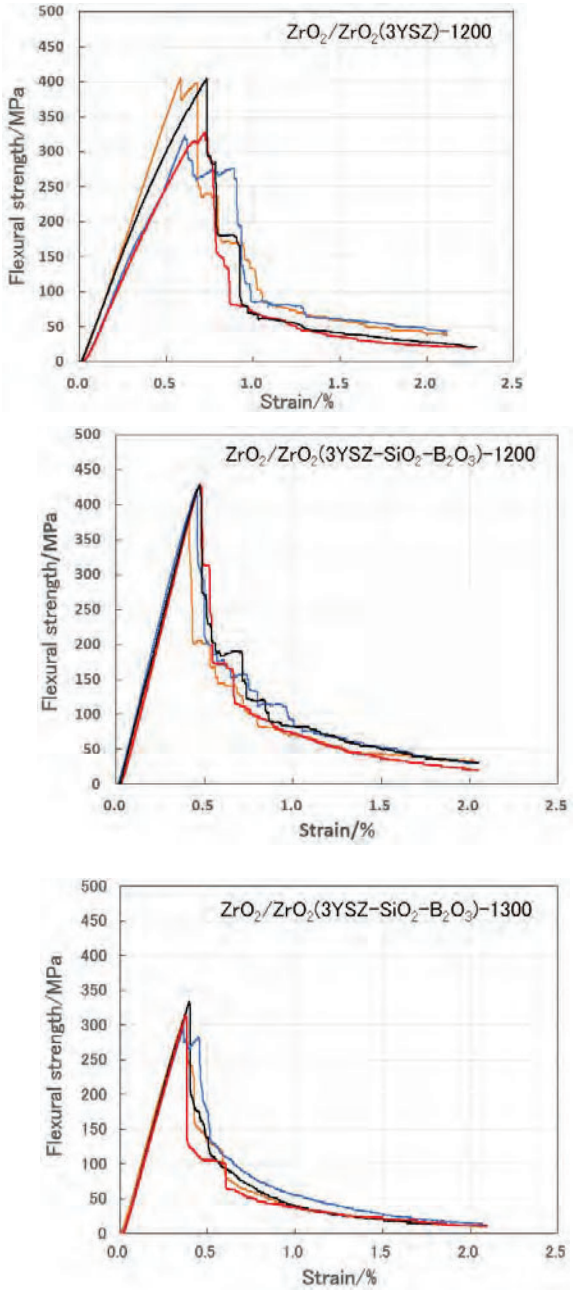


Fig. 8　Stress-strain curves of bending tests of 1D-ZrO_2/ZrO_2 sintered at 1200℃ and 1300℃

起きていないことが分かった。この場合，繊維内部には結晶成長と気孔の生成は見られず，Fig, 5，Fig. 7 に示したように 1500℃でも過度な結晶成長を起こさず，強度の低下も繊維間の癒着が発生しない条件であれば起きないことから，脆性的な破壊を示すようになるのは，高温での C 界面層のマトリックスおよび繊維との反応による固着が原因と考えられる。

一方，Table. 2 および Fig. 12 に示したように，1D-SiC/SiC の場合は，1000℃焼成の場合，非常に高い曲げ強度と引張強度を示すが，1500℃の焼成温度では強度は 1/2 から 1/3 に低下する。Fig. 13 に示したように破断面での繊維の引き抜けと，C 界面層が存在していることが

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

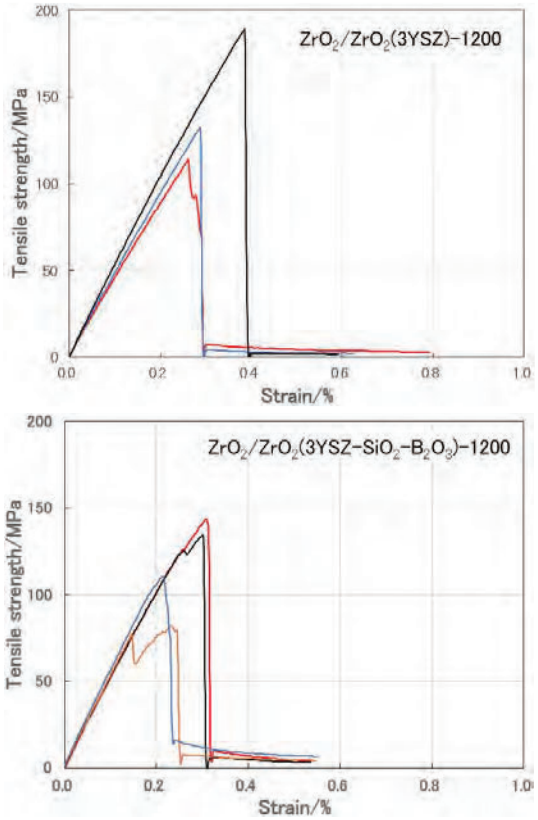


Fig. 9　Stress-strain curves of tensile tests of 1D-ZrO_2/ZrO_2 sintered at 1200℃

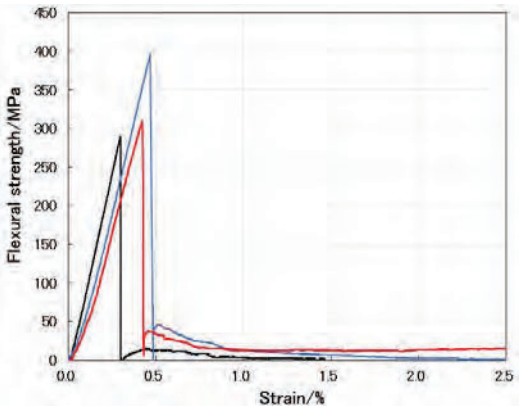


Fig. 10　Stress-strain curves of bending tests of 1D-ZrO_2/ZrO_2 after exposure at 1500℃ in Ar

分かる。しかしながら，SiC 繊維の耐熱性は，Fig. 14 に示したように，Ar 中で 1500℃に暴露されると，10 時間後には，引張強度は 55%程度に低下する。1400℃までは，結晶子サイズも強度もほとんど変化しない。1500℃では，結晶子サイズが 1 時間保持後で 1.7 倍，10 時間保持後で 2.1 倍となり，結晶成長により強度が低下すると考えられる。SiC マトリックスの場合も結晶成長は起き，粒成長とともにマイクロクラックの生成による強度低下が起こると考えられる。これに対して，ジルコニア系では結晶成長は起きにくく，それに伴う強度低下は起こらないと考えられ，強度の低下は，C 界面層のマトリ

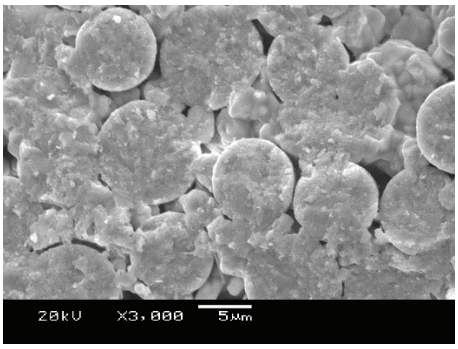
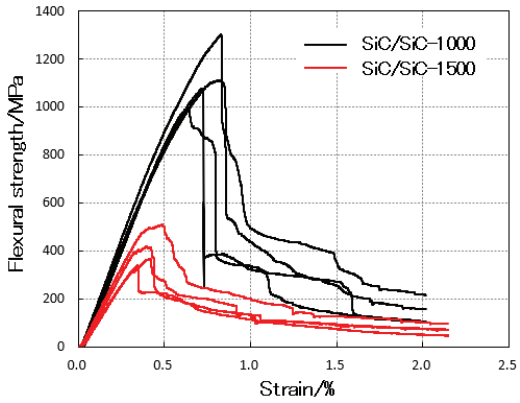


Fig. 11　SEM photograph of fracture surfaces of 1D-ZrO_2/ZrO_2(3YSZ-SiO_2-B_2O_3) sintered at 1500℃



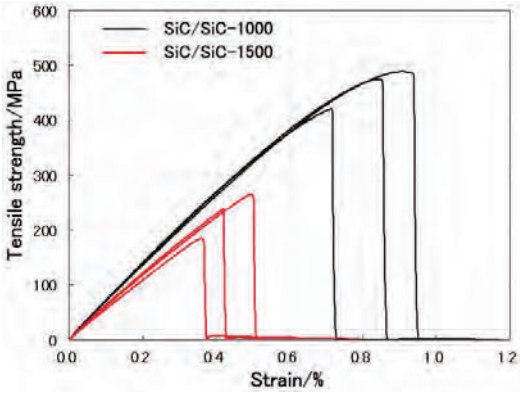


Fig. 12　Stress-strain curve of bending and tensile tests of 1D-SiC/SiC-1000 and 1500

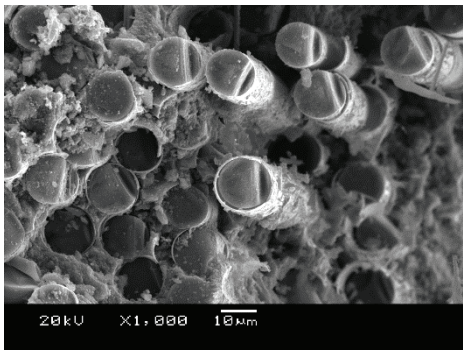


Fig. 13　SEM photograph of fracture surfaces of 1D-SiC/SiC sintered at 1500℃

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

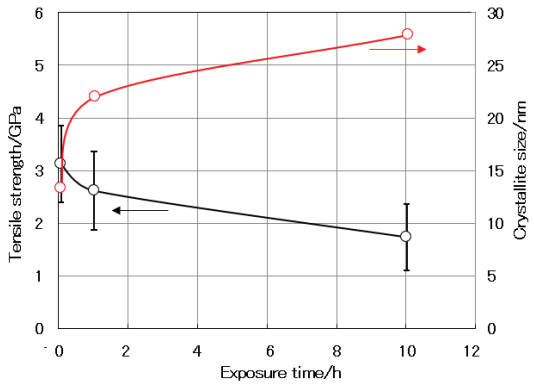


Fig. 14　Exposure time dependence of β-SiC crystallite size and tensile strength of SiC fiber exposed to 1500°C in Ar

ックスおよび繊維との反応による固着が原因である。

以上の結果から，本研究のジルコニア系連続繊維と，繊維前駆体原液を用いる PIP プロセスで作製される 1D-ZrO_2/ZrO_2 は，均質な構造とマトリックスの焼結性を高めることで，従来以上の強度と靭性を有することが示された。同様の方法で作製された 1D-SiC/SiC が，1500℃で大きな強度低下を示すのに対して，1D-ZrO_2/ZrO_2 は，1500℃暴露でも強度低下は示さず，むしろマトリックスの焼結性が向上することで，強度の向上も期待できる。

従来の 1D- ZrO_2/ZrO_2 の高温クリープ試験では，1000℃，8.5MPa にて 10 時間破断ことなく応力負担でき，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，この時のひずみは 0.4%となり，これはCMC として非常に大きなひずみ量であった。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 時間である[(16),(17)]。

1D-ZrO_2/ZrO_2 の高温クリープ特性が低い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推定しているので，今後，本研究で改善された試料を用い検討する。

4. まとめ

水系乾式紡糸ジルコニア系連続繊維を強化繊維として，均質な構造でマトリックスの焼結性を高めた 1D-ZrO_2/ZrO_2 を作製し，400MPa を超える室温強度を実現できた。Ar 雰囲気での 1500℃の高温暴露後でも，質量変化がほとんどなく，室温曲げ強度もほぼ維持された。

課題として，1300℃を超える熱処理で起きるジルコニア繊維間の癒着防止，C 界面層に代わる 1500℃以上で繊維およびマトリックスと反応しない界面層の開発が必要なことが明らかになった。

今後は，さらに繊維の耐熱性を改良し，1500℃以上でも安定に機能する界面層の探索を行うとともに，高温クリープ試験などで，耐環境性評価を実施する。

謝辞

本研究は，防衛装備庁が実施する安全保障技術研究推進制度 JPJ004596 の支援を受けたものである。

参 考 文 献

(1) 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，条田和弘，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) 戦略的イノベーション創造プログラム（SIP）「革新的構造材料」研究開発成果報告書, C45 酸化物系軽量耐熱部材の開発, (2019), pp. 139-142.
(4) 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，条田和弘，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.
(5) 鉄井利光，原田広史，長谷川良雄, A-12 超高温用酸化物系 CMC の開発，第 43 回日本ガスタービン学会定期講演会(米子)講演論文集 (2015) A-12.
(6) 鉄井利光，原田広史，超耐環境性高強度酸化物系セラミック複合材料の開発，第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2018), A-7.
(7) 鉄井利光，原田広史，ジルコニア連続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.
(8) 長谷川良雄，秦青，鉄井利光，超耐環境性高強度酸化物系セラミック複合材料用強化繊維の開発，日本ガスタービン学会誌, Vol. 49, No. 3 (2021), pp. 75-82.
(9) 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.
(10) 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.
(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(2)，第 50 回日本ガスタービン学会講演論文集 (2022), A-2.
(12) 川中朝一，杉下髙昭，鍋井栄二，“ジルコニア連続繊維の製造方法”，特開平 4-91227 号.
(13) 長谷川良雄，秦青，鉄井利光，PIP 法 SiC/SiC の特性とマトリックスの焼結性の確認，第 41 回無機高分子研究討論会講演要旨集 (2022) pp.41-42.
(14) 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.
(15) Hiroshi Ichikawa, Development of High Performance SiC Fibers Derived from Polycarbosilane Using Electron Beam Irradiation Curing – A Review, J. Ceram. Soc. Japan, Vol. 114, No. 6 (2006) pp. 455-460.
(16) A. G. Evans and C. Weber, Creep damage in SiC/SiC composites, Materials Science and Engineering, A 208 (1996) pp. 1-6.
(17) 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 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-15

フラットトップレーザ粉末床溶融結合法における ニッケル単結晶の造形に不可欠なレーザスキャンストラテジー

Laser scan strategy for the fabrication of a nickel single crystal using laser powder bed fusion with a flat-top laser beam

○北嶋 具教[*1,2]　ジョディ デニス[*1,2]　渡邊 誠[*1]
KITASHIMA Tomonori　JODI Dennis　WATANABE Makoto

ABSTRACT

The fabrication of single crystals of Ni-base superalloys using powder bed fusion has gained attention for high-temperature applications. In our previous study, we had successfully fabricated a pure-Ni single crystal using a flat-top laser beam in the laser powder bed fusion (LPBF) process. In this study, we investigated the role of scan strategies in the single-crystal formation in LPBF. The bidirectional laser scanning promoted the growth of <001>-oriented solidification cells in the build direction, resulting in a uniform <001>-texture formation. Simultaneously, a <001>-epitaxial growth occurred in a direction deviated by 45° to the scan direction (SD) near the melt pool tail. The 90° rotation of hatching direction (HD) at every layer caused the formation of the <101> textures parallel to both SD and HD. Thus, a single-crystal structure was formed using both the bidirectional laser scanning and the 90° hatching rotation.

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, Gas Turbine, Additive Manufacturing, Single Crystal, Nickel, Laser Powder Bed Fusion

1. はじめに

航空機エンジンでは積層造形部品が使用されている。GE Aviation 製エンジン GE9X では 7 部材 304 部品が粉末床溶融結合法で製造されており，Co-Cr 合金と Ni 基超合金の部品はレーザ方式，TiAl 金属間化合物の部品は電子ビーム方式で造形されている。近年，その粉末床溶融結合法において，種結晶を使用せずに純 Ni や Ni 基超合金の単結晶を造形する取り組みが行われており，レーザ方式と電子ビーム方式でそれぞれ報告されている(1)-(4)。それぞれの方式に特徴があり，レーザ方式の造形装置は，電子ビーム方式の装置に比べて安価であり，メンテナンスコストを抑えられるため，ユーザーが多い。

従来のレーザ方式の粉末床溶融結合法では，照射面の強度分布が正規分布に従うレーザを使用しているため，レーザ照射により形成する溶融池の形状はレーザ走査方向に垂直な面で中央が最も深くなる半楕円形となる。本稿では照射面の強度分布が正規分布に従うレーザを正規分布レーザと呼ぶ（Fig. 1a）。通常，立方晶系の結晶格子は凝固時，<001>方位に優先的に成長し，その優先的に成長する方向は温度勾配が最大になる方向である。つまり，固液界面にほぼ垂直な方向に<001>方位が優先的に成長する。従って，正規分布レーザを照射した溶融池では半楕円形の固液界面からその垂直方向に結晶成長を開始し，溶融池中央付近で湾曲しながら溶融池表面に向かって成長する。凝固時，結晶の方位は連続的に傾斜し，不可避的に大角粒界を形成する。著者らは，粉末床溶融結合法で照射面強度分布が一様なフラットトップレーザ（Fig. 1b）を使用し，プロセスパラメータを最適化することで，純 Ni 単結晶の造形に成功した(1)。このフラットトップレーザを照射して形成する溶融池では，平坦な固液界面から結晶が造形方向に成長し，柱状晶の結晶方位が揃い，凝固時に固液界面の結晶側の結晶構造と結晶方位を引き継ぎながらエピタキシャル成長する。しかしながら，フラットトップレーザを照射して平坦な溶融池を形成しても，適切なレーザの走査パターン（スキャンストラテジー）を採用しなければ単結晶を造形することができない(5)。本稿では，フラットトップレーザを使った純 Ni の粉末床溶融結合法でレーザのスキャンストラテジーが凝固時の結晶粒構造や集合組織，単結晶の形成に及ぼす影響を報告する。また，造形途中でスキャンストラテジーを切り替えた場合の集合組織や固液界面形態の遷移についても議論する。

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

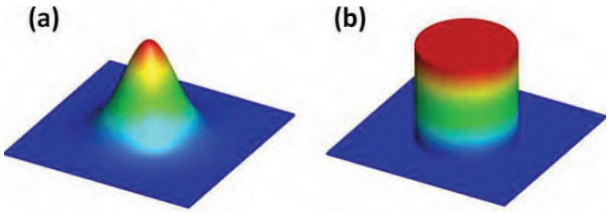


Fig. 1　Schematics of the intensity distribution of (a) Gaussian and (b) flat-top laser beams.

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。造形には SLM 280 HL (SLM Solutions 社)を用いた。この造形装置はフラットトップレーザを搭載しており，そのビームの直径は 700 μm である。造形ステージ上には SUS304 多結晶材のプレートを設置し，その上に，レイヤーごとに粉末を敷いて直径 12 mm，高さ 30 mm の円柱試料を造形した。造形体の外観写真を Fig. 2 に示す。造形ステージは加熱せず，造形に種結晶を使用していない。Ar 雰囲気下で造形した。本研究では，レーザ出力 500 W，レーザ走査速度 140 mm/s，レーザハッチ幅 100 μm，レイヤー積層高さ 30 μm を使用した。本稿では造形方向を Z 方向，レーザの走査方向とハッチ方向を X 方向，または Y 方向とする。次の３つのレーザスキャンストラテジーで造形した (Fig. 3)。(1)一方向走査でレイヤー毎のハッチ方向回転角 0°，(2) 双方向走査でレイヤー毎のハッチ方向回転角 180°，(3)双方向走査でレイヤー毎のハッチ方向回転角 90°。

組織解析では，造形ままを切断し，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 8 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。

Fig. 2　Cylindrical specimens after fabrication.

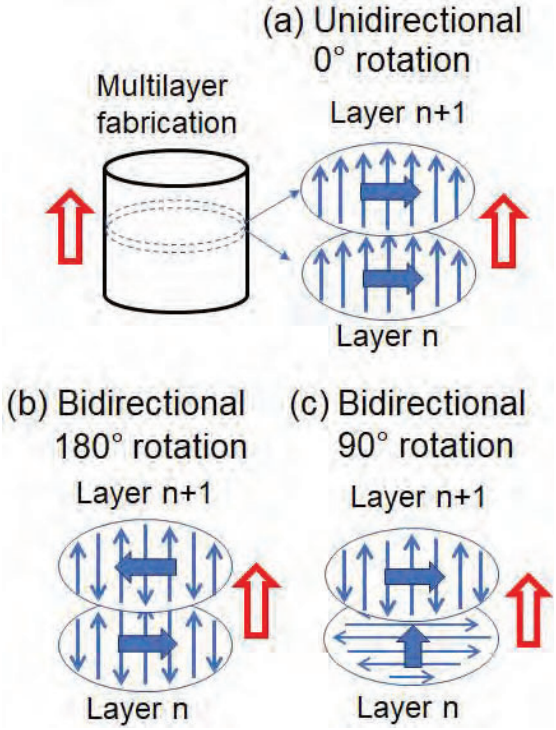


Fig. 3　Schematics of scan strategies (a) 1, (b) 2 and (c) 3.

3. 結果及び考察

3.1 レーザの走査方向とハッチ方向回転角の影響

Fig. 4 にスキャンストラテジー1 で造形した造形体の高さ 30 mm における結晶方位分布を IPF（Inverse Pole Figure）マップで示す。黒の実線は大角粒界である。レーザ走査方向に垂直な面(Fig. 4a)では, <111>, <101>, <001> 方位の凝固セルが成長している。Fig. 4b のハッチ方向に垂直な面では，左から右にレーザを一方向に走査しているが，溶融池後方の固液界面の傾きにより凝固セルの成長方向が傾いていることがわかる。Fig.4c に代表的な凝固セルの結晶格子<001>方位の造形方向に対する傾きを示しているが，この傾きは解析領域を通して，27～40° の傾きであった。

Fig. 5 にスキャンストラテジー2 で造形した造形体の高さ 30 mm における IPF マップを示す。粉末の積層高さは 30 μm であり，30 μm おきにレーザが双方向に移動しているが，レイヤー間の界面は確認できず，レーザ走査方向に垂直な面(a)とハッチ方向に垂直な面(b)において凝固セルが造形方向にエピタキシャル成長し，<101>方位の凝固セルが支配的である。Fig. 5c の結晶格子の傾きでは，造形方向に対して<001>方位の傾きが小さいことがわかる。その傾きは解析領域で 10～12° である。一つ重要な点として, ハッチ方向に垂直な面(Fig. 4b)において高さ 30 μm おきにレーザが左右を双方向に移動して，溶融・凝固が繰り返される。ティアドロップ状の溶融池後方では固液界面の傾きがあるために，凝固セルの成長方向がレイヤー毎に左右ジグザグに変化する可能性がある。しかし，Fig. 5b において凝固セルが造形方向に成長して

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

いる。この理由として，凝固時に，レイヤー下部の結晶から結晶方位が異なる凝固セルが固液界面の傾きに従って核生成して成長するよりも成長方向と結晶方位を株の結晶から引き継ぐエピタキシャル成長の方がエネルギー的に有利であるためと考えられる。

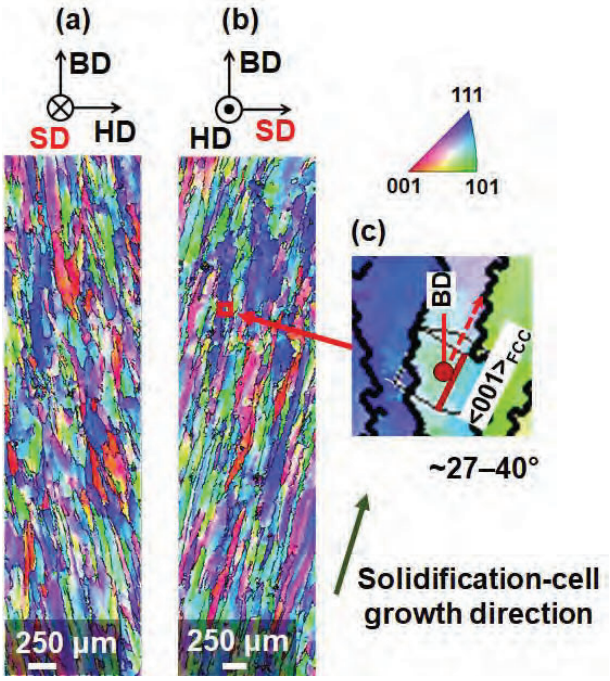


Fig. 4　IPF maps in the SD (a) and HD (b) for a multilayer specimen with scan strategy 1; (c) an face-centered cubic (fcc) tracing in a box in (b).

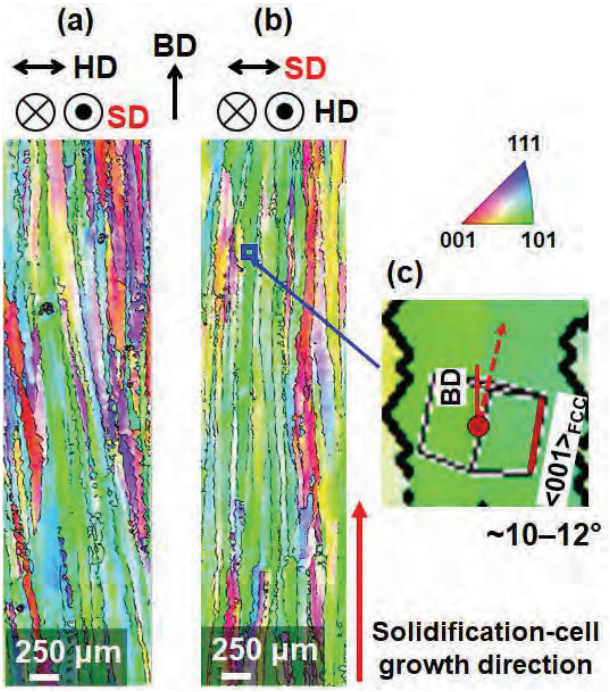


Fig. 5　IPF maps in the SD (a) and HD (b) for a multilayer specimen with scan strategy 2; (c) an fcc tracing in a box in (b).

Fig. 6 にスキャンストラテジー3 で造形した造形体の IPF マップを示す。スキャンストラテジー3 ではレーザを双方向に走査して，ハッチ方向がレイヤー毎に 90° 回転する。レーザの走査方向とハッチ方向に垂直な 2 つの面では一様に<101>に近い方位を示しており，実線で示される大角粒界は形成してない（Fig. 6a，b）。造形方向に垂直な面では一様に<001>に近い方位を示しており，この面でも大角粒界を形成していないことがわかる（Fig. 6c）。Fig. 6d からレーザの走査方向とハッチ方向に垂直な面では結晶格子<001>方位が造形方向に対しておよそ 11° 傾き，Fig. 6e から造形方向に垂直な面ではおよそ 40° 傾いていることがわかる。このことから，走査方向とハッチ方向に垂直な面では<101>に近い方位，造形方向に垂直な面では<001>に近い方位を示す面心立方格子が造形方向，レーザ走査方向，ハッチ方向のそれぞれからわずかに傾いてエピタキシャル成長していることがわかる。造形方向に垂直な面において，<001>方位がレーザの走査方向とハッチ方向から 45° 近く傾いている理由は，ティアドロップ状の固液界面後方の中心角が 90° に近い値を示し，レーザ走査方向に対してレーザ走査線の両側に 45° の角度を有し，この固液界面に垂直な方向に<001>方位のエピタキシャル成長が起こっているためと考えられる。

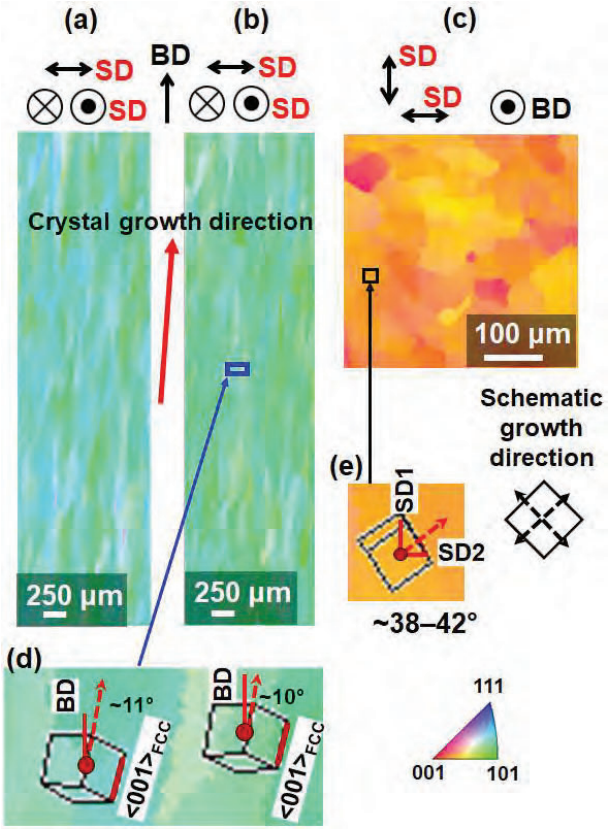


Fig. 6　IPF maps in the SD and HD (a-b) and in the BD (c) for a multilayer specimen with scan strategy 3; (d) fcc tracings in a box in (b), (e) an fcc tracing in a box in (c).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

レーザ走査のハッチ方向をレイヤー毎に 90° 回転させることで，レーザの走査方向とハッチ方向に垂直な 2 つの面で同様のエピタキシャル成長が起こり，それぞれに<101>方位の単結晶を形成する。ティアドロップ状の固液界面後方の中心角が 90° に近くなることを前述したが，ティアドロップの形状に加えて，そこでの結晶格子の傾きの分布は単結晶がエピタキシャル成長する上で重要である。積層造形や溶接で知られているが[6]，レーザの走査速度が速い場合，レーザの照射方向に垂直な面で溶融池がレーザ走査方向に伸び，ティアドロップ形状になる。この際，溶融池の固液界面の両側から溶融池センターラインに向かって結晶粒が成長し，その結晶格子の向きは一様になる。一方でレーザ走査速度が遅い場合，レーザの照射方向に垂直な面で溶融池形状は楕円形に近くなり，溶融池センターライン付近では固液界面に対して垂直方向に結晶が成長する。すなわち結晶粒が湾曲しながら成長するため，結晶格子の向きが一様でない。この場合，レーザ走査方向に対して 45° の傾きで<001>凝固セルのエピタキシャル成長は起こらない。板材表面にレーザを 500 W で照射して，1 パスのみシングル走査して，レーザ照射方向に垂直な面で結晶格子の傾きを調べたところ，レーザ走査速度 100 mm/s では溶融池センターライン付近から外側にかけて結晶格子の向きが連続的に傾斜したが，140 mm/s では結晶格子の傾きは中心付近と外側で近い値を示し，一様な傾きの分布であった。

Fig. 7 に単結晶形成におけるレーザの双方向走査とハッチ方向 90° 回転の役割について概略図を示す。フラットトップレーザを照射して，プロセスパラメータを最適化することで平坦な溶融池を得ることができる。レーザを双方向に走査する場合，レーザの走査方向に垂直な面において（Fig. 7a），積層レイヤーの界面は観察されず，凝固セルは造形方向にエピタキシャル成長する。ハッチ方向に垂直な面では（Fig. 7b），レーザが左右に移動するため，溶融池後方では温度勾配が最大となる方向（固液界面にほぼ垂直な方向）が造形方向に対して傾きを持つが，結晶方位が異なる凝固セルの核生成エネルギーを抑えるため，エピタキシャル成長が起こり，<001>方位の凝固セルが造形方向に成長する。造形方向に垂直な面では（Fig. 7c），ディアドロップ形状の溶融池後方において，固液界面の中心角が 90° ，つまり，レーザ走査の中心線に対して両側に固液界面がそれぞれ 45° になり，それぞれに垂直な方向に<001>方位のエピタキシャル成長が起こる。この双方向走査をレイヤー毎に 90° 回転させることで，直交するレーザの走査方向とハッチ方向において，同様のエピタキシャル成長が起こり，それらの直交する 2 つの面で<101>の結晶方位を持つ単結晶となる。

3.2 スキャンストラテジー切替による集合組織と固液界面形態の遷移

レーザの双方向走査とハッチ方向の 90° 回転の組み合わせ（スキャンストラテジー3）により単結晶構造を造形できることをこれまで示した。それでは，造形途中でスキャンストラテジーを 3 から 2 に切り替える場合，大角粒界の形成を抑制したまま単結晶を維持できるだろうか。前述の通り，スキャンストラテジー2 では，造形方向に垂直な面で<001>方位，レーザ走査方向とハッチ方向に垂直な面で<101>方位が優勢な柱状晶組織を形成する。したがって，スキャンストラテジーを 3 から 2 に切り替える場合，造形方向||<001>方位，レーザ走査方向/ハッチ方向||<101>方位を維持したまま成長する可能性がある。高さ 15 mm でスキャンストラテジー3 から 2 に切

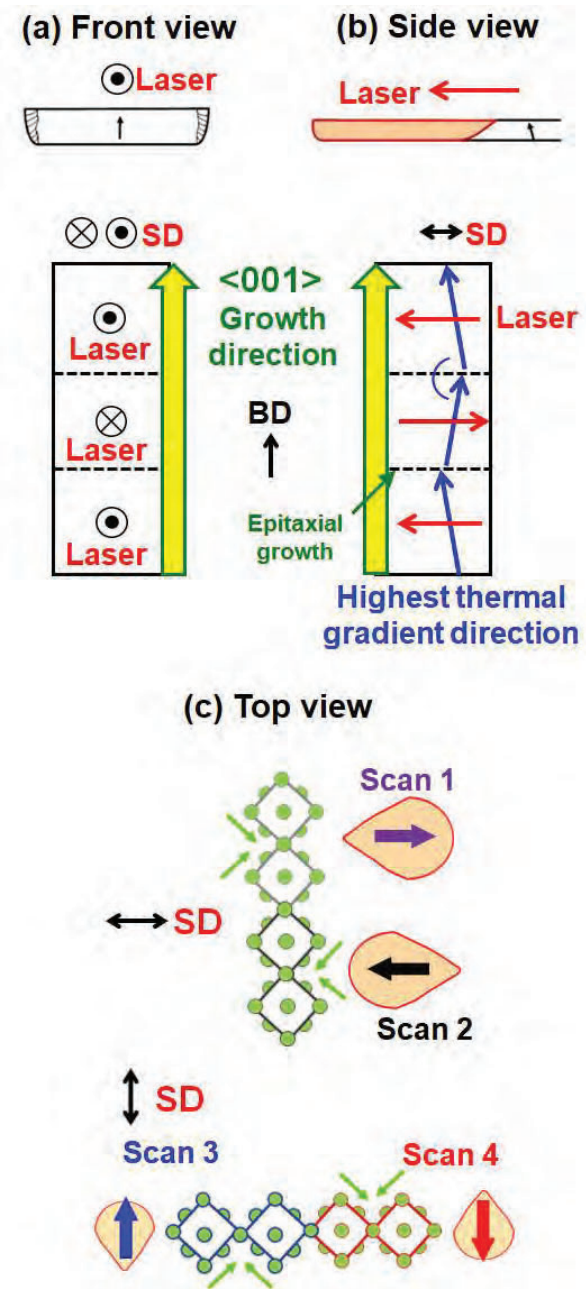


Fig. 7 Schematics of <001>-epitaxial growths on the front (a) and side (b) views during scanning strategy 2, as well as on the top view during scanning strategy 3(c).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

り替えた場合の造形方向の IPF マップ（IPF-Z）を Fig. 8 に示す。高さ 15 mm ではスキャンストラテジー3 により，レーザ走査方向とハッチ方向に垂直な面で造形方向に対して一様に<001>の結晶方位を有し，大角粒界の形成が抑制されている。Fig. 8a, b に示す通り，スキャンストラテジーを 3 から 2 に切り替える場合，下部の単結晶の結晶方位を引き継いでそのまま柱状晶に遷移するのではなく，凝固セルがセルラー・デンドライトに変化し，徐々に等軸化し，様々な方位を持つ結晶粒を生成することがわかる。その後，造形方向に<101>方位を持つ凝固セルが成長し，高さが増すにつれて<001>方位が優勢になる（Fig. 8c, d）。これは造形途中でハッチ方向の回転角が 90°から 180°に切り替わったことで，造形体の温度分布が変わり，溶融池の温度勾配の変化により，固液界面が不安定化したためと考えられる。金属や合金の凝固において，固液界面の形態は固液界面の温度勾配と成長速度の影響を受ける [7]。成長速度が大きくなり，温度勾配が小さくなるにつれて，セル成長はデンドライト成長，等軸晶成長に変化する。粉末床溶融結合法においても，スキャンストラテジーがこれら固液界面の温度勾配と成長速度に影響することが報告されている [8]。

4. まとめ

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，プロセスパラメータの最適化によりレーザ走査方向に垂直な面で平坦な溶融池を形成し，造形方向にエピタキシャル成長が起こることで単結晶が成長することを報告していた。本研究では，レーザの照射面強度分布やプロセスパラメータのみならず，適切なレーザのスキャンストラテジーの採用が単結晶の成長に不可欠であることを示した。すなわち，レーザの双方向走査は，平坦な溶融池底面で<001>の凝固セルの成長を造形方向に促進し，造形方向に垂直な面の<001>集合組織の形成に寄与する。レイヤー毎のハッチ方向回転角 90°は，ティアドロップ状の溶融池後方の固液界面で，レーザ走査方向と 45°の角度をなす<001>の凝固セル成長を促進し，レーザ走査方向とハッチ方向のそれぞれに垂直な面で<101>集合組織を形成する。本稿ではレーザの双方向走査とハッチ方向の 90°回転の組み合わせにより単結晶を造形できることを示した。

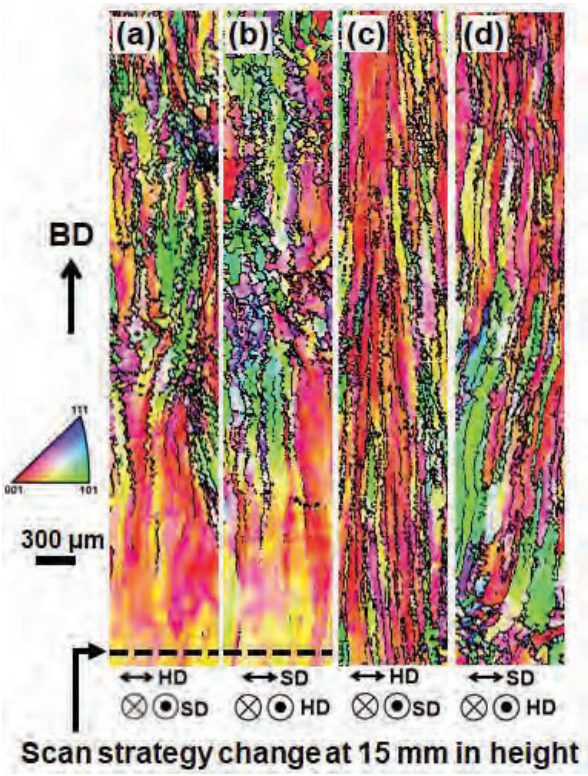


Fig. 8　IPF maps in the BD (IPF-Z) at heights of 15 mm (a, b) and 30 mm (c, d) on the front (a, c) and side (b, d) views. The scan strategy was changed from 3 to 2 at a height of 15 mm.

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。また，JSPS 科研費(JP23K04454)，池谷科学技術振興財団(0351192-A)の研究助成を受けました。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) 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.

(2) Chauvet, E., Tassin, C., Blandin, J.J., Dendievel, R., Martin, G., Producing Ni-base superalloys single crystal by selective electron beam melting, Scripta Materialia, Vol. 152, (2018), pp. 15–19.

(3) 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.

(4) Gotterbarm, M.R., Rausch, A.M., Körner, C., Fabrication of single crystals through a μ-Helix grain selection process during electron beam metal additive manufacturing, Metals, Vol. 10, (2020), No. 313.

(5) Jodi, D.E., T. Kitashima, T., Watanabe, M., Effect of scan strategy on the formation of a pure nickel single-crystal structure using a flat-top laser beam via laser powder bed fusion, Sci. Technol. Adv. Mater., Vol. 24, (2023), No. 2201380.

(6) DuPont, J.N., Fundamental of weld solidification, ASM Handbook, Vol. 6A, (2011), pp. 96–113.

(7) Kurz, W., Fisher, D.J., Fundamental of solidification, Trans Tech Publications, (1986), p. 91.

(8) Lee, Y.S., Kirka, M.M., Dinwiddie, R.B., Raghavan, N., Turner, J., Dehoff, R.R., Babu, S.S., Role of scan strategies on thermal gradient and solidification rate in electron beam powder bed fusion, Additive Manufacturing, Vol. 22, (2018), pp. 516–527.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 A-16

マテリアルズインテグレーションシステム Mint を活用した γ'相析出型 Ni 基合金の仮想熱処理実験

Virtual heat treatment for γ' precipitated Ni-based superalloys on the Materials Integration System, MInt

○長田 俊郎[*1]　小山 敏幸[*2]　ブルガリビッチ ドミトリー[*1]　源 聡[*1]
OSADA Toshio　KOYAMA Toshiyuki　BULGAREVICH Dmitry　MINAMOTO Satoshi

大澤 真人[*1]　渡邊 誠[*1]　川岸 京子[*1]　出村 雅彦[*1]
OSAWA Makoto　Watanabe Makoto　Kawagishi Kyoko　Demura Masahiko

ABSTRACT

The purpose of this study is to design an aging heat treatment that maximizes the 0.2 % yield strength of a Ni-based superalloy with a γ-γ' two-phase structure, and to develop a materials integration system (MInt), which implements an automatic process-structure-property-performance calculation workflow for Ni-Al binary alloys. In this study, we explain the phase-field simulation, image analysis, and mechanical property prediction modules on this system, and introduce an example of method determining the heat treatment process conditions of materials.

キーワード： Ni 基合金，熱処理，組織、強度、マテリアルインテグレーション，ガスタービン
Key Words: Ni-base alloy, Heat treatment, Microstructure, Strength, Materials Integration, Gas turbine

1. はじめに

γ - γ '二相組織を有する Ni 基合金は、高温機械的特性や耐酸化性等に優れるため、高温タービン部材として、航空機エンジンや発電用ガスタービンのコア部品として使用されている。最新の Ni 基超合金においては、10 元以上の多元強化元素および階層的な組織構造による複数の強化機構が働くことで、高温強度特性に対する要求性能を満たしている(1-2)。また、それらの内部組織は鋳造・ビレッティング・鍛造・熱処理により調整され、最終時効熱処理を経て組織は固定化される。通常、これら複数のプロセスにおける条件の最適化は試行錯誤の連続であり、多くの予算および年月を有する。したがって、プロセス・組織・特性・性能（PSPP）のつながりを正確かつ系統的に理解することは、部材設計において極めて重要であり、世界各国において PSPP 予測に関する取り組みが活発化している。これら動向下において、NIMS は PSPP 予測可能なシステムとして、マテリアルインテグレーション（MInt）システムの開発を進めてきた(3)。本研究では、γ - γ ’ 二相組織を有する Ni 基合金において最終性能を決定する重要なプロセスである、時効熱処理に注目し、高温 0.2%耐力を予測するための MI システムの開発を実施した(4)。

*1　国立研究開発法人　物質・材料研究機構
〒305-0047　つくば市千現1-2-1
E-mail: OSADA.Toshio@nims.go.jp
*2　名古屋大学
〒464-8603　名古屋市千種区不老町
工学研究科5号館4階409号室

2. マテリアルズインテグレーション，MInt

2.1　ワークフロー設計

図 1 に時効熱処理 MI におけるワークフローデザインを示す。本システムは、フェーズフィールド（PF）モジュール、画像解析モジュール、および特性予測モジュール(2)の主に 3 つのモジュールと、サブモジュールである初期場設定モジュールにより構成されている。青字が入力項目、黄色はモジュール（サブモジュール）、グレーが出力項目である。初期場形成サブモジュールで構築した初期場に対して、合金組成、時効温度・時間を PF モジュールに入力し、画像解析モジュールを介して、特性予測に必要な組成・組織情報を出力、これらを特性予測モジュールが受け取り任意の試験温度における 0.2%耐力を出力する構造となっている。

各モジュール内のモデル・数式の詳細に関して他の文献(4)に譲るが、例えば、特性予測モジュール(2, 4)では、試験条件：強度試験温度、組成・組織情報：合金組成、γ 組成、γ ’析出相のサイズ、体積率、および基礎物性：ポ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

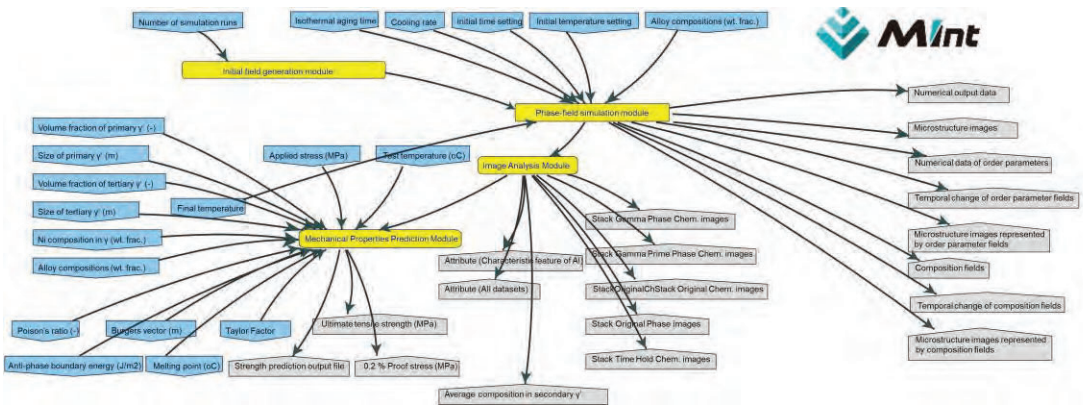


Fig.1 Workflow design for high-temperature Mechanical properties prediction in Materials Integration by network technology (Mint) system [4]

アソン比、バーガースベクトル、テーラー因子、逆移送界面エネルギー、融点を入力値として、0.2%耐力を出力可能である。

また、状態図や組織形成に必要な物性値、更には特性予測に必要な物性値等はユーザが任意に選択可能であり、目的に合わせた運用が可能であることも、本 MI システムの特徴である。また、本システムを AI と連携させることで、無数に存在する条件から最適な熱処理条件を探索することも可能となる[5]。

3. 仮想実験条件

計算に使用した Ni-Al 二元系合金状態図（$c_m^0(T)$ and $c_p^0(T)$）を**図 2a** に示す。本研究では Ni-19.11at.% Al を対象とした。PF の 2 次元計算領域を 2um×2um とし、各時効熱処理条件において、初期組織を変更して N=30 通りの計算を実施した。得られた個々の組織に画像解析モジュールを適用し、そこから得られるパラメータ値の平均値を出力結果として採用した。初期組織については、初期場設定モジュールを用い生成し、急速冷却した過飽和状態の組織を表現するため、その後 1000℃で 32s 等温熱処理した組織を初期状態と定義した。これら初期状態に対し、**図 2b** に示すように、時効温度：600-1000℃、時効時間： 3.98107×10^{-3} – 3.98107×10^{5} s の範囲にて 210 点の等温時効熱処理条件において、PF モジュールを用いた計算を実施した。画像解析モジュールを使用して、今回は Ni-Al 二元系合金の組織・特性変化の議論に重要な、析出物サイズ d、体積率 f_V、γ 中の Al 濃度 c_m^{Al}、γ'中のアルミ濃度 c_p^{Al} を出力し、その後の特性予測および議論に用いた。

4. 結果

4.1 組織予測

図 3 に、画像解析モジュールによって得られた、析出物サイズ d、体積率 f_V、γ 中の Al 濃度 c_m^{Al}、および γ'中のアルミ濃度 c_p^{Al} の時効温度及び時間依存性を示す。**図 3a** に示す様に、析出物サイズ d は、時効温度の上昇および

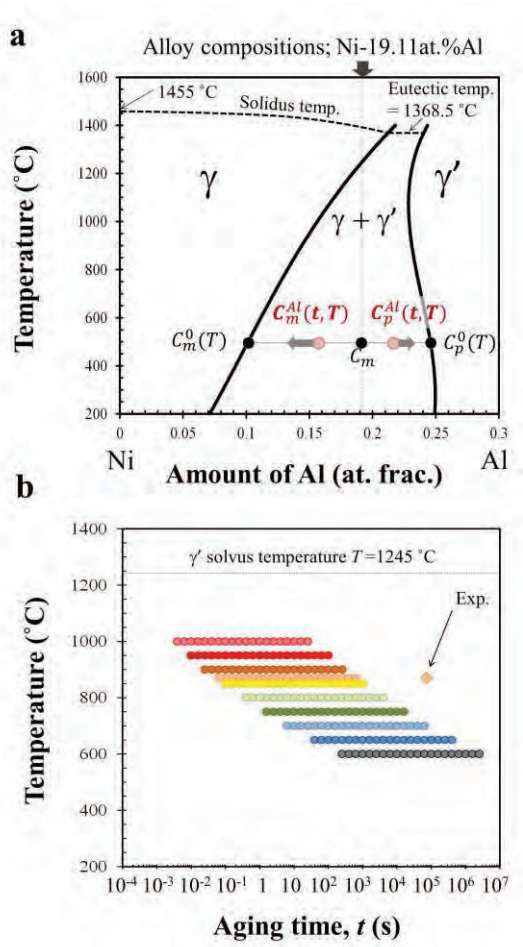


Fig. 2 Phase-diagram of Ni-Al binary alloy used for phase-field calculation and input test conditions for aging heat treatment. [4]

時効時間の増大に伴い増加した。Log-Log プロット上において、全ての計算結果の長時間側が直線的であることから、オストワルド成長が表現できていることが確認できる。また、870℃において示される直線の延長上に実験結果があることから、使用した計算モデルおよび計算に使用した Al の拡散係数値の妥当性は高いと結論づけられる。他方、時効初期において、体積率は時間増大に伴

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

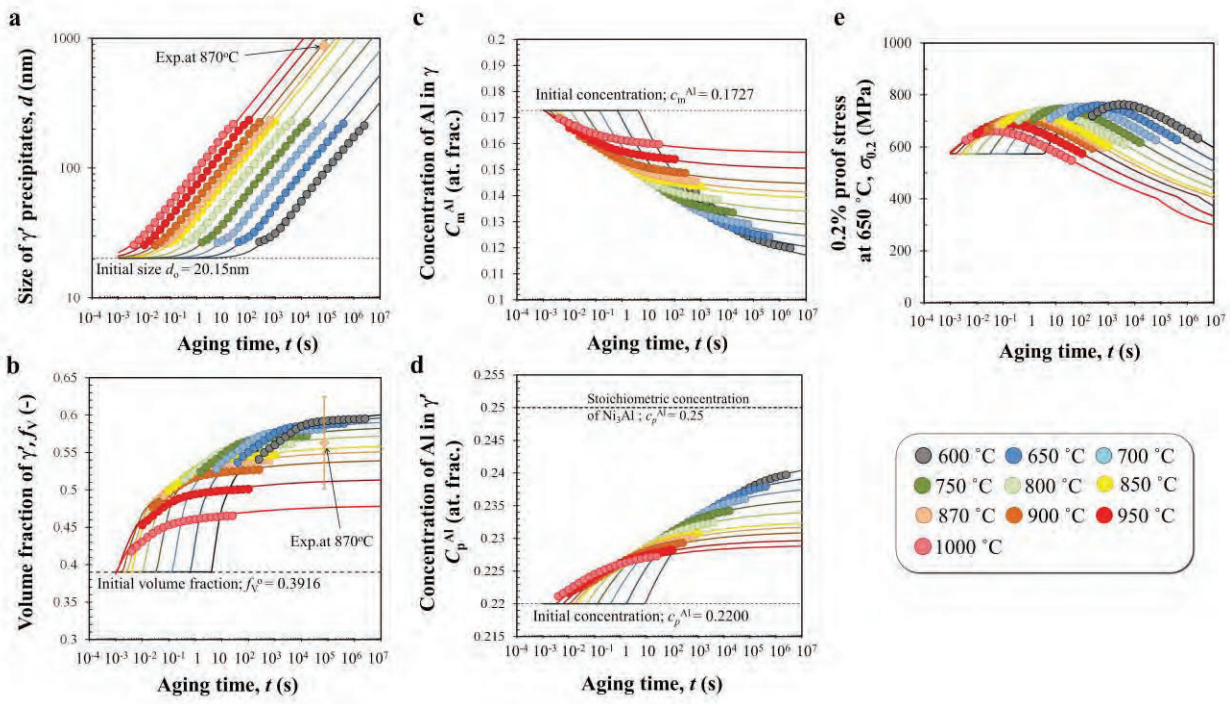


Fig.3 Output results of phase-field simulation, image analysis module and mechanical property prediction modules; (a) size of γ', (b) volume fraction of γ', (c) concentration of Al in γ, (d) concentration of Al in γ' , and (e) 0.2 % proof stress at 650 °C during aging heat-treatment in Ni-Al binary alloy (Ni-19.11at.%Al) [4]

い急激に増加するとともに、時効後期では各温度における平衡体積率に近い値までに達した。

PF 法を用いた計算機実験の特徴として、γ および γ' 相中の Al 濃度（c_m^{Al} および c_p^{Al}）の経時変化を出力できることは重要な点である。**図 3c** に示す様に、母相中の Al 濃度は初期濃度である c_m^{Al}=0.1712 に対し、時効初期において時間経過とともに大きく低下し、時効後期では各温度における平衡 Al 濃度に向かい、緩やかに低下した。更に、**図 3d** に示す様に、γ' 相の Al 濃度は初期濃度である c_p^{Al}=0.22 に対し、時効初期において時間経過とともに急激に増加し、時効後期では各温度における平衡 Al 濃度に向かい、緩やかに増加した。

4.2 特性予測

PF モジュールおよび画像解析モジュールの出力値である析出物サイズ d、体積率 f_V、および γ 中の Al 濃度 c_m^{Al} の時効温度及び時間依存性を、特性予測モジュールに引き渡すことで、任意の試験温度における合金の 0.2% 耐力を予測可能となる。

図 3e に各種温度で時効した Ni-19.11at.% Al 合金の 650℃における予測 0.2%耐力の経時変化を示す。図中の予測値は、Al 濃度から予測される固溶強化、f_V 等から予測される複合強化、および析出物の形状より予測される析出強化の寄与が反映されている。650℃における予測 0.2%耐力は、ピーク値を有していることから、本強度モデルが、析出強化型合金の過時効現象を適切に表現できていることが確認できる。また、0.2%耐力のピーク値の出現は、転位による析出物の切断機構の一つである strongly-coupled dislocation model[2]によって説明可能である。更に、**図 3e** に示す様に、0.2%耐力のピーク値は時効温度の低下に伴い向上した。これは時効温度の低下に伴い、f_V が大幅に増加することが要因である。また、ピーク値を示す時間は、時効温度の低下に伴い長時間化した。これは時効温度の低下に伴い、Al の拡散速度およびそれに伴う γ' の成長速度が大幅に低下したことが要因である。

4.3 プロセスマップの構築

PF モジュールによる計算結果を実験値と捉え、析出物粗大化に関する古典理論を用い数値解析することで、今回の仮想実験条件を超えた広範囲での時効温度・時間における d、f_V、c_m^{Al} および c_p^{Al} を容易に推定可能となる。詳細は他の文献に譲るが、これにより、広範囲の時効条件下における 0.2%耐力を推定可能となる。

図 4a-b に、時効温度:200~1400℃、時効時間:10^{-3}s~10^{10}s（3.17 年）の範囲の 15851 条件における $\sigma_{0.2}$ の 3D および 2D コンター図をそれぞれ示す。限定された範囲・条件数で実施した PF シミュレーション結果を数値解析することで、広範囲で高解像度なコンター図作製が可能となり、時効条件の最適化を議論可能となった。**図 4** に示

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

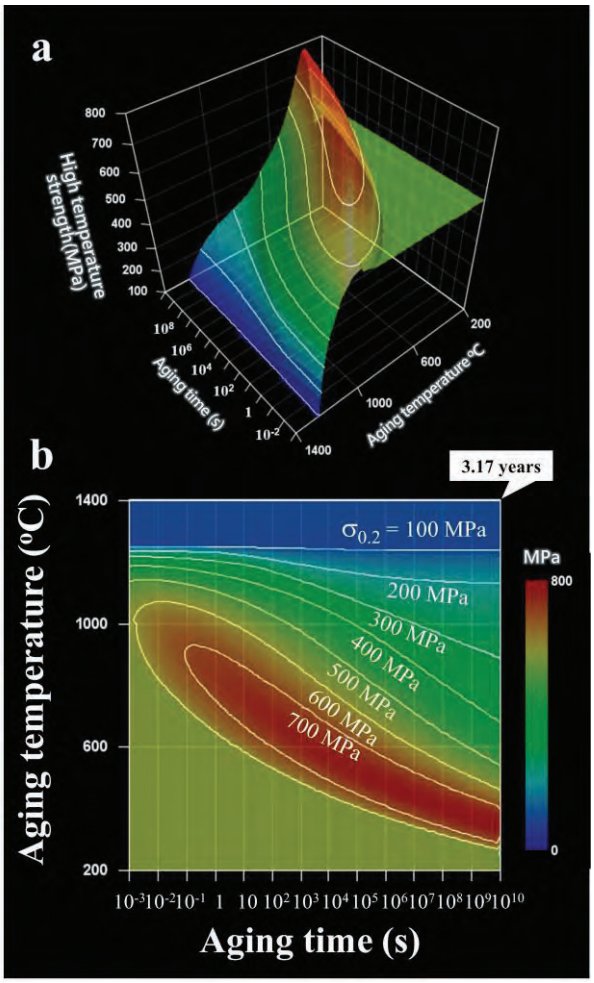


Fig. 4 3D and 2D contour map showing dependence of aging temperature and time on 0.2 % proof stress at 650 ºC in Ni-Al binary alloy (Ni-19.11at.%Al). [4]

す様に、固溶強化および析出強化機構の重ね合わせにより推定される $\sigma_{0.2}$ のコンターマップは時効温度が低温になるほど、強度ピーク値の出現が長時間化した。例えば、その最大値は $\sigma_{0.2}$=764.7MPa であり、T=340℃、t=10^{10}s（3.17y）の条件においてピーク値を示した。ただし、このような長時間時効は実用上非現実的である。例えば、10^5s（27.77h）を現実的な時効時間と設定した場合、T=520℃において最適組織（f_V = 58.42 %, d = 41.69 nm, c_m^{Al}=12.70 at.%）が形成され、650℃における耐力の最大値 σ0.2 = 769.0MPa（650℃）が出現すると推定可能である。

5. おわりに

本研究では、γ-γ’二相組織を有する Ni 基合金において最終性能を決定する重要なプロセスである、時効熱処理に注目し、高温 0.2%耐力を予測するための MI システムの開発を実施した。各種モジュールを組み合わせることで、時効熱処理中のプロセス・組織・特性・性能（PSPP）のつながりを正確かつ系統的に理解することは、部材設計において極めて重要であり、実用部材のプロセス最適化に大きく寄与すると考えている。更に、本システムを AI と連携させることで、無数に存在する条件から最適な熱処理条件を探索することも可能となる[5]。

参 考 文 献

(1) H. Harada, H. Murakami, Design of Ni-base superalloys, in: T. Saito (Ed.), Computational Materials Design, Springer-Verlag, Berlin, 1999, pp. 39–70.

(2) L. Wu, T. Osada, T. Yokokawa, Y. Chang, K. Kawagishi. The temperature dependence of strengthening mechanisms in Ni-based superalloys: A newly re-defined cuboidal model and its implications for strength design. Journal of Alloys and Compounds, 931 (2023) 167508

(3) 出村 雅彦、マテリアルズインテグレーションの挑戦. 鉄と鋼. 109 (2023) 490-500

(4) T. Osada, T. Koyama, D. S. Bulgarevich, S. Minamoto, M. Osawa, M. Watanabe, K. Kawagishi, M. Demura. Virtual heat treatment for γ-γ' two-phase Ni-Al alloy on the materials Integration system, MInt. Materials & Design. 226 (2023) 111631

(5) V. Nandal, S. Dieb, D. S. Bulgarevich, T. Osada, T. Koyama, S. Minamoto, M. Demura, Artificial intelligence inspired design of non-isothermal aging for γ-γ' two-phase, Ni‐Al alloys, Scientific Reports, 13 (2023) 12660

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 A-17

離散コサイン変換と最大エントロピー法によるガスタービン動翼用単結晶Ｎｉ基超合金の高温クリープ変形時の相転移内挿予測研究

Interpolated Prediction of Phase Transition during High Temperature Creep Deformation of Single Crystal Ni based Superalloy for Gas Turbine Blades via Discrete Cosine Transform and Maximum Entropy Method

○平口　英夫[*1]
HIRAGUCHI Hideo

ABSTRACT

Single crystal Ni based superalloys are composed of γ' phase cubes and γ phase channels. When the single crystal Ni based superalloy is high temperature creep tested, the γ' phase cubes begin to connect with one another perpendicular to the tensile direction. After completing the connecting perpendicular to the tensile direction, they become rafting structures of γ' phase. Then the rafting structures of γ' phase begin to connect with one another in the tensile direction. In this research, two sets of simple geometrical models of the single crystal Ni based superalloy were prepared and the simulation of interpolation of phase transition between two SEM images that are before and after the phase transition was performed via the Discrete Cosine Transform and the Maximum Entropy method. As a result, reasonable interpolated geometrical models could be obtained in both sets of the simple geometrical models..

キーワード： ２次元離散コサイン変換，最大エントロピー法，単結晶Ｎｉ基超合金
Key Words: 2 dimensional Discrete Cosine Transform, Maximum Entropy Method, Single Crystal Ni based superalloy

1. はじめに

ガスタービン動翼材料である単結晶Ｎｉ基超合金はγ'相の立方体群とその立方体間のγ相のチャンネルによって構成されている。高温クリープ試験において、遷移クリープ領域から定常クリープ領域にかけて、まず引張方向と垂直の方向にγ'相の立方体がお互いに連結を開始し、γ'相のラフト化構造を形成する。続いて、定常クリープ領域から加速クリープにかけて、複数のγ'相のラフト化構造が引張方向に互いに連結を開始する。そこで、本研究においては、クリープ試験前のγ'相の立方体群のＳＥＭ画像と、立方体が連結してできたγ'相のラフト化構造が引張方向に連結して幅の広いラフト化構造に変化した時点におけるＳＥＭ画像の二つの画像の間についての動的相転移のシミュレーションを２次元の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 [1)]を用いて行った。その結果、γ'相の立方体群が互いに引張方向と垂直な方向に連結していき、この連結が完了し終わってからγ'相のラフト化構造となり、今度は引張方向にこのラフト化構造が互いに連結していき、幅の広いラフト化構造となっていく動的画像を一気に得ることができた。これにより、２次元の離散コサイン変換と最大エントロピー法 [1)]の組み合わせによる方法が、初期の画像と立方体が引張方向と垂直方向に連結し終えてラフト化構造となった段階を一段階抜かしてその先のラフト化構造が引張方向に連結し幅の広いラフト化構造となった段階の画像との間の内挿予測にも適用できることが分かった。

2. 材料の選定および計算機実験の準備

2.1　単結晶Ｎｉ超合金ＣＭＳＸ－４

材料として単結晶Ｎｉ基超合金（ＣＭＳＸ－４）を選定した。後述する相転移または金属組織変化の動的シミュレーションのための簡易幾何学的モデルを作成するための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た。

2.2　高温クリープ途中止め試験

高温クリープ試験として、１，２７３Ｋ、１６０ＭＰａ下での高温クリープ途中止め試験を採用した。クリープ途中止め試験は、平行部径６ｍｍ、標点間距離３０ｍｍの平滑試験片を用い、遷移領域から加速領域に渡って行われた。また、このクリープ途中止め試験は、合計４本

*1　（公）日本技術士会
技術士（機械部門 登録番号：93064）
APECエンジニア（Mechanical No.JP-1-003405）
〒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 216.73.216.217, 2026/10/03.

の平滑試験片を用いて、（ａ）1.08×105 sec、（ｂ）1.08×106 sec（最小クリープ歪み速度時），（ｃ）2.52×106 sec,（ｄ）クリープ破断時（creep ruptured）の時点で、各種測定および金属組織のＳＥＭ画像の撮影等が行われた [2]。当該クリープ途中止め試験から得られたクリープ歪み速度－時間曲線を図１に示す。

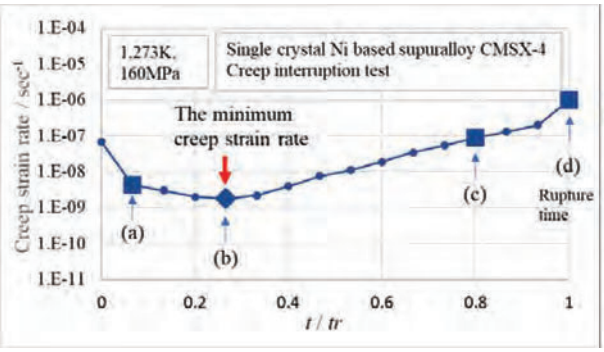


Fig. 1 Relationship between the creep strain rate and the ratio of the time to the rupture life[2]

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、途中止め位置（ｃ）は加速クリープ領域を、そして（ｄ）は破断点を示している。

また、図２に上記文献 [2]に記載され、後述する簡易幾何学的モデルの元としているＳＥＭ画像を示す。図２のａからｄは図１の（ａ）から（ｄ）に対応している。

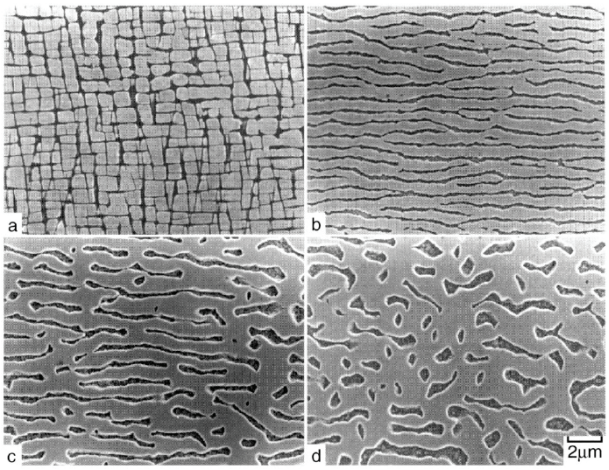
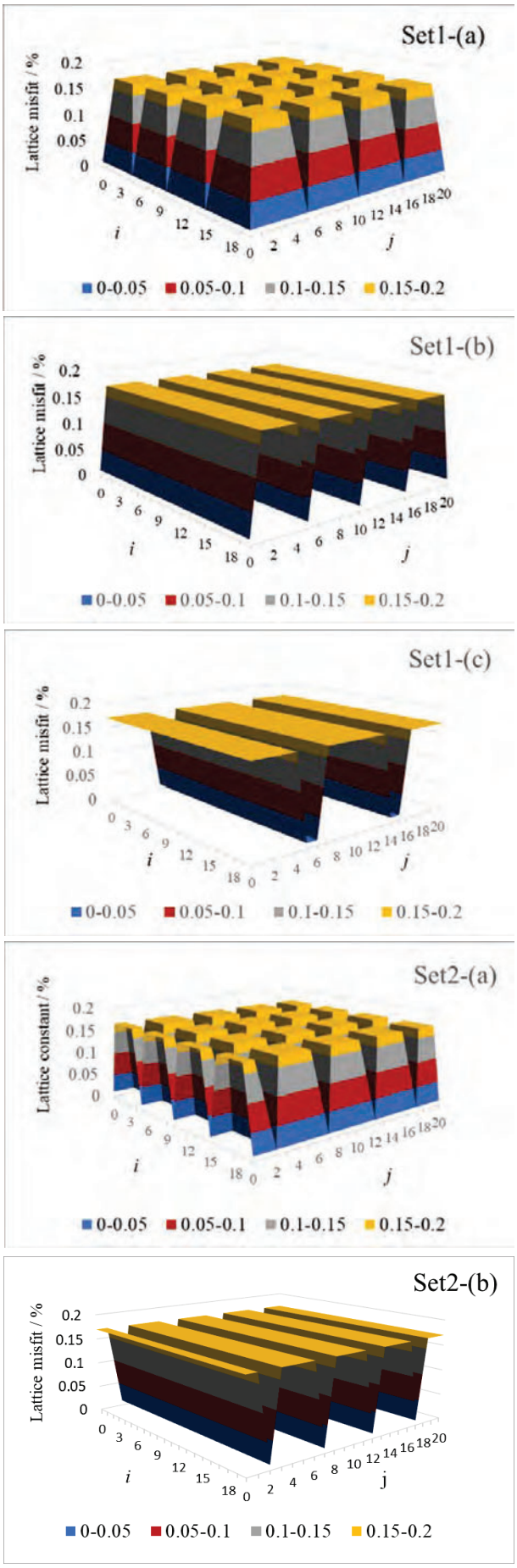


Fig. 2 SEM charts of the creep specimens at 160 MPa, 1273 K for (a)1.08E5 s, (b)1.08E6 s, (c)2.52E6 s and (d)creep ruptured (Fig. 8 of Miura, Kondo & Matsuo's paper[2])

そして、図３に２１×２１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２セットを示す。図３のＳｅｔ１-（ａ）～（ｃ）は、図２の（ａ）から（ｃ）のＳＥＭ図 [2]から作成した簡易幾何学モデルであり、Ｓｅｔ１－（ａ）は２１×２１にメッシュ切りした座標上に左右対称にγ'立方体が並んだモデルとなっている。



Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

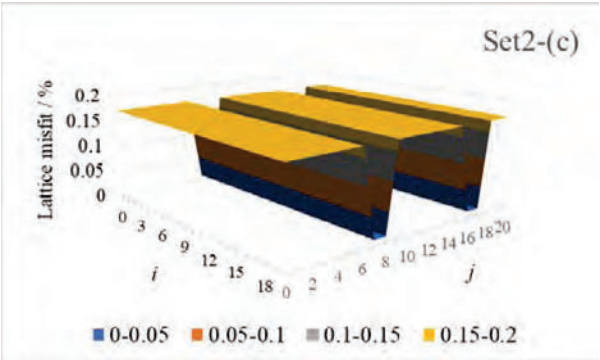


Fig. 3 Simple geometrical models of single crystal Ni based superalloy CMSX-4

一方、図３のＳｅｔ２−（ａ）〜（ｃ）は、Ｓｅｔ１とγ’相の立方体の形状、大きさとγ相のチャンネルの形状と幅は同等であるが、２１×２１にメッシュ切りした座標上に左右非対称に座標位置をＳｅｔ１のモデルの位置から j 軸方向に２メッシュ分だけずらして並べたモデルとなっている。図３のＳｅｔ１とＳｅｔ２の（ａ）のγ’相の立方体の一辺は０．４μｍであり、γ相チャンネルの幅は０．１μｍとなっている。Ｓｅｔ１とＳｅｔ２の（ｂ）のγ’相のラフト化構造の長方形の高さ（短い方の辺）は０．４μｍであり、γ相チャンネルの幅は０．１μｍとなっている。そして、Ｓｅｔ１とＳｅｔ２の（ｃ）のγ’相のラフト化構造の長方形の高さ（短い方の辺）は０．７μｍであり、γ相チャンネルの幅は０．２μｍとなっている。ＣＭＳＸ−４において、γ’相の格子定数 $C_{\gamma'}$ は１，２７３Ｋで３．５８０Åであり、γ相の格子定数 C_{γ} は１，２７３Ｋで３．５８６Åである[3]。それゆえ、格子ミスフィットは「−０．１７％」となる。ここで、格子ミスフィットの計算式は、$(C_{\gamma'}-C_{\gamma})/C_{\gamma}\times 100\%$ である[3]。図３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式（１−１）から式（１−３）で表される[4), 5)]。

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

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

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

ここで、$f[i,j]$は離散シグナルを示す。本研究では格子ミスフィットを意味している。これは図３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。

3.2 最大エントロピー法

最大エントロピー法は結晶学の分野で種々の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[6)]。

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、ρ 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 は単位格子を構成する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。

$$C = (1/N)\sum_h |F\mathrm{cal}(h) - F\mathrm{obs}(h)|^2 \,/\, \sigma^2(h) \qquad (3)$$

ここで、$F\mathrm{cal}(h)$ 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 $|F\mathrm{obs}(h)|$ 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。τ は一つ前の計算時の ρ 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 に基づいて S を最大化することで、以下の式（５）の $\rho_{\mathrm{ME}}(r)$ の指数関数表現を導くことができる[6), 7)]。

$$\rho_{\mathrm{ME}}(r) = \exp[\ln\tau(r) + \lambda F(0)/N \times \Sigma(1/\sigma^2(h))$$
$$\times \{F\mathrm{obs}(h) - F\mathrm{calc}(h)\}\exp(-2\pi i h/r)] \qquad (5)$$

ここで、λ はラグランジュの未定定数である。

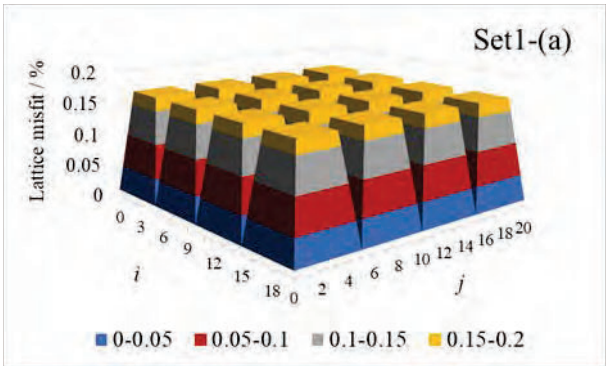
本研究においては、式（１−１）の２次元離散コサイン変換係数 $F(k, l)$ を式（２）および式（５）の結晶構造因子 $F(h)$ の代わりに用いて、遷移クリープ、定常クリープ領域そして加速クリープ領域下のＣＭＳＸ−４の金属組織構造の変化状況を示す $\rho_{\mathrm{ME}}(r)$（この場合は格子ミスフィット $f[i,j]$）を離散コサイン変換と最大エントロピー法を組み合わせた手法[1)]により算出した。

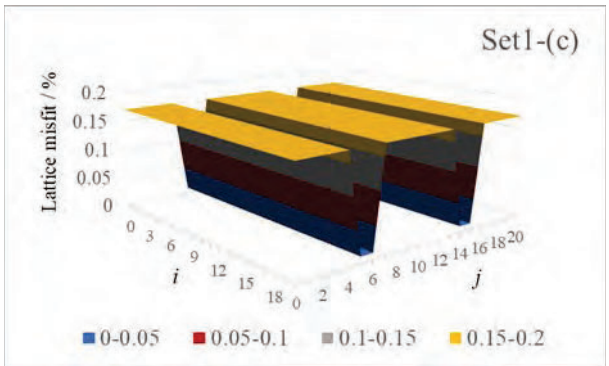
3.3 ＤＣＴと最大エントロピー法の内挿予測

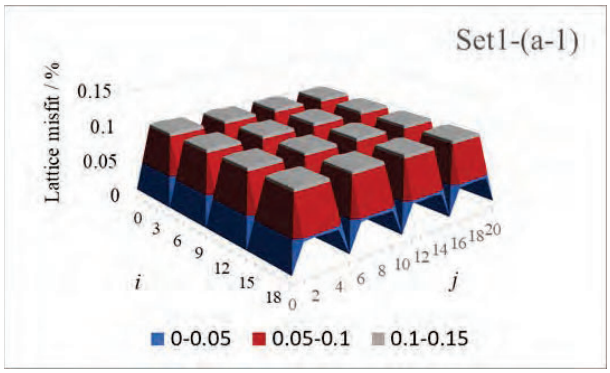
図１の（ａ）から（ｃ）までの動的相転移状況の推定を上記の２次元離散コサイン変換と最大エントロピー法を組み合わせた手法を用いて行った。当該推定に使用した簡易幾何学的モデルは図３のＳｅｔ１−（ａ）と（ｃ）およびＳｅｔ２−（ａ）と（ｃ）の２セットである。簡易幾何学的モデルのＳｅｔ１−（ｂ）とＳｅｔ２−（ｂ）は当該推定には使用していない。推定結果に（ｂ）の構造と類似の構造が出現するか否かで、上記の手法の内挿予測能力を確認することが目的である。

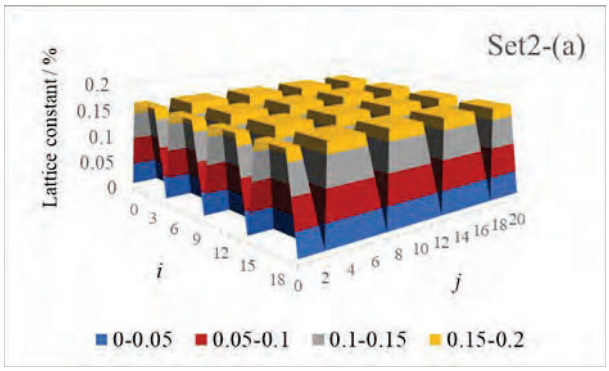
２次元離散コサイン変換と最大エントロピー法を組み合わせた上記手法による推定結果を以下の図４に示す。

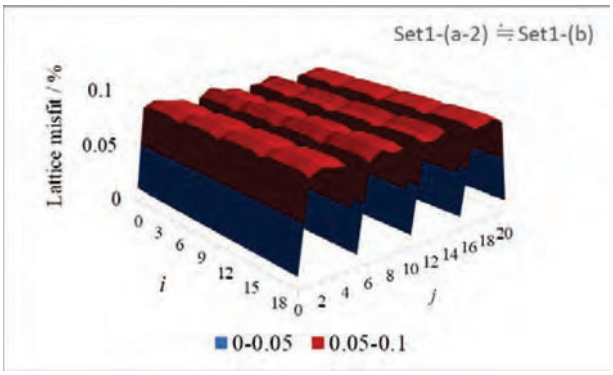
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

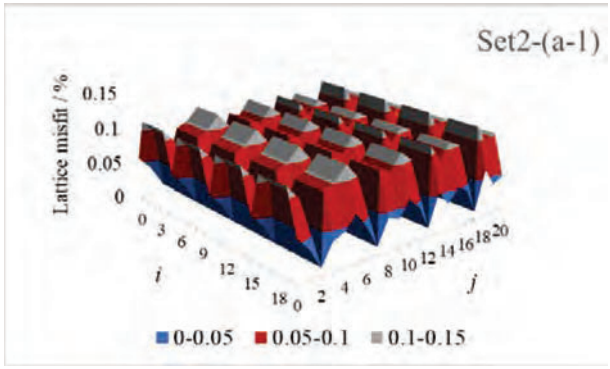


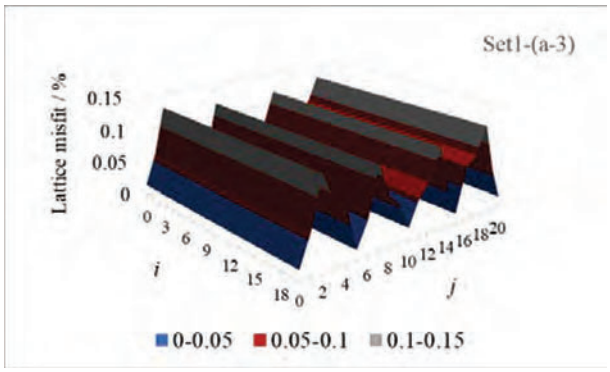


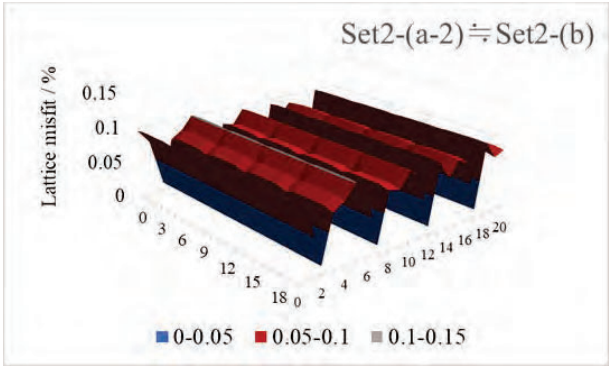


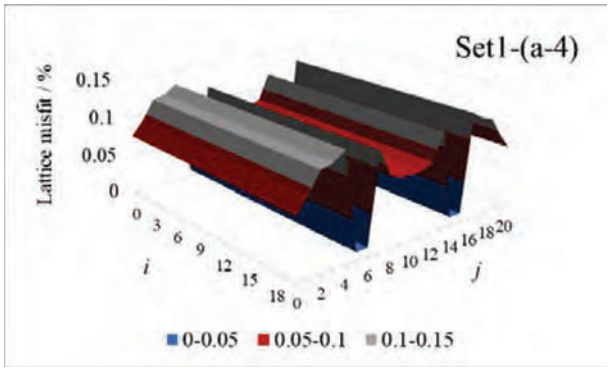


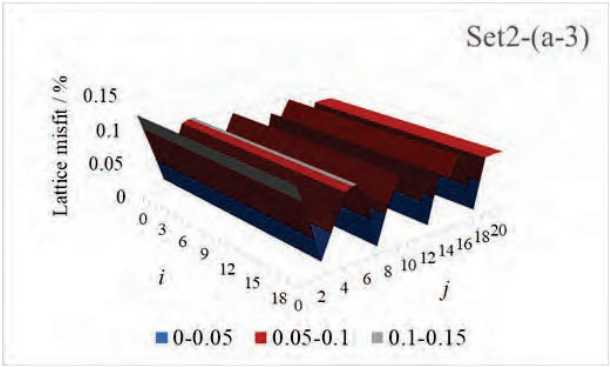












Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

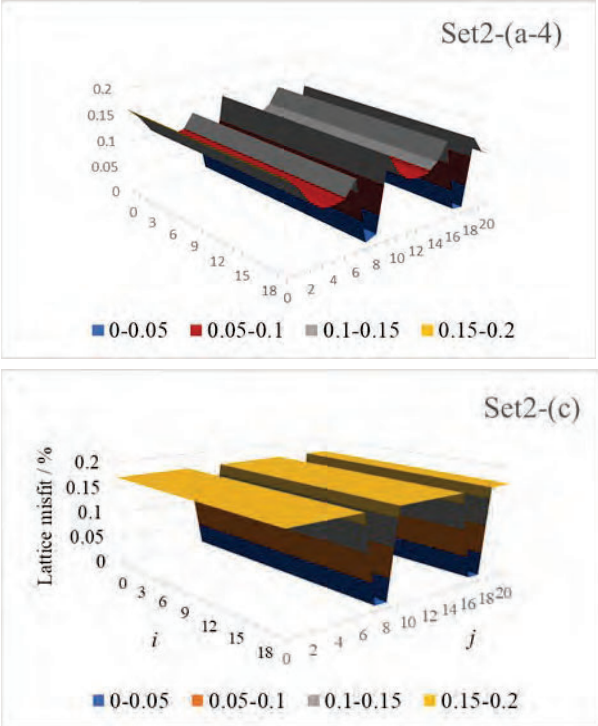


Fig. 4 Estimated state of dynamic metallographic changes of CMSX-4 between (a) and (c)

図４を見ると、Ｓｅｔ１-（ａ－２）が図３のＳｅｔ１-（ｂ）に類似しており、Ｓｅｔ２-（ａ－２）も図３のＳｅｔ２-（ｂ）に類似していることが分かる。類似度合いはＳｅｔ１の方が高い。ＳＥＭ画像（ａ）から（ｃ）への相転移を簡易幾何学的モデルＳｅｔ１-(ａ)と(ｃ)並びにＳｅｔ２-（ａ）と（ｃ）のみを用いて、その間の（ｂ）に類似した構造を抽出できるということは、２次元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方法の内挿予測能力の高さを示しているといえる。

4. 考察と結論

上記より、２セットある簡易幾何学モデルのいずれのモデルを用いても、遷移クリープ領域の（ａ）の金属組織から加速クリープ領域の（ｃ）の金属組織までの動的相転移の推定を、２次元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方法を用いることで、途中に存在する金属組織（ｂ）に類似の構造までも出現させることで実行できることが分かった。これは当該手法が高い内挿予測能力を有していることを示している。図４のＳｅｔ１-（ａ-２）とＳｅｔ２-（ａ－２）は図３の（ｂ）と類似しているが、格子ミスフィットの値が推定値の方が実際よりも低い値になっていることの検討が今後の課題となっている。

謝　辞

本研究を進めるにあたり、フーリエ変換等を含む様々な知見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（現：公益財団法人高輝度光科学研究センター常務理事）に厚く御礼申し上げます。

参 考 文 献

(1) H. Hiraguchi : “A NOVEL ESTIMATION METHOD FOR PHASE TRANSITION FOLLOWING HIGH TEMPERATURE CREEP STRAIN RATE OF SINGLE CRYSTAL Ni BASED SUPERALLOYS FOR GAS TURBINE BLADES VIA COMBINATION OF DISCRETE COSINE TRANSFORM AND MAXIMUM ENTROPY METHOD”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2023

(2) N. Miura, Y. Kondo, T. Matsuo : CMSX-4, *Tetsu-To- Hagane* 89, 1240-1247, 2003.

(3) H. Harada and M. Okazaki : *Journal of the Society of Materials Science, Japan*, Vol.51, No.7, pp.836-842, 2002.

(4) N. Ahmed, T. Natarajan and K. R. Rao : “Discrete cosine transform”, IEEE *Transactions on Computers*, Vol. C-23, No. 1, January (1974), pp. 88–93.

(5) H. Hiraguchi.: "Novel study on the electron density maps calculated via the D CT" *Journal of Applied Crystallography*, 54, 1198–1206, 2021.

(6) M. Sakata & M. Sato, *Acta Crystallographica*, A46, 263-270, 1990.

(7) M. Sakata, R. Mori, S. Kumazawa, M. Takata & H. Toraya, *Journal of Applied Crystallography*, 23, 526-534, 1990.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 A-18

超合金の合金設計技術の現状と可能性

Alloy Design Technology for Superalloys: Present Status and Future Possibilities

○原田 広史*1
HARADAI Hiroshi

ABSTRACT

Since 1970s the alloy design technology has been taking a key role in developing new superalloys. Using the alloy design technologies, for example, a series of turbine blade alloys such as conventionally cast, directionally solidified and single crystal superalloys have been developed and used in advanced aeroengines and land-based gas turbines. Combining an alloy design program with a turbine system program, also developed a virtual gas turbine for predicting the effect of new alloys in improving turbine efficiency. In the present talk, after the introduction of these work, future possibilities of alloy design technologies will also be discussed.

キー，ワード：超合金, 合金設計, バーチャルタービン, ガスタービン, ジェットエンジン
Key Words: Superalloy, Alloy Design, Virtual Turbine, Gas Turbine, Jet Engine

1. はじめに

ジェットエンジンや発電用ガスタービンの高温部に用いられる Ni 基超合金は、Ni をベースに約 10 元素を添加して得られる典型的な多元系合金であり、求められる特性も、クリープ、引張り、疲労、酸化、高温腐食など多岐にわたる。このため合金開発には多数の組み合わせの組成を実験検討することになり、求める特性を有する合金を得ることは容易でなかった。このような問題点を解消し、効果的・効率的に目標とする合金を開発するために、1970 年代に日本で開発され今日まで用いられてきたのがコンピュータを用いた合金設計法である。

本講演では、Ni 基超合金の合金設計法が開発された経緯をたどるとともに合金設計技術の現状を紹介し、将来の可能性について述べる。

2. 合金設計

2.1 PHACOMP

合金設計（Alloy Design）という概念は Decker[1] により提案され、第 2 相を用いて合金の組織や特性を最適化するための学術的な方法論が示された。しかし、合金設計が実践されるきっかけとなったのは、むしろ PHACOMP（Phase Computation）[2] であろう。Ni 基超合金の特性を向上させるために多数の元素をより多量添加するようになると、合金の固溶限を超えて TCP（Topologically Close Packed）相が析出し、高温強度がむしろ逆に低下する現象が生じた。この TCP 相生成の有無を予測するために開発されたのが PHACOMP である。添加元素の原子空孔数（Electron Vacancy Number）から合金の平均原子空孔数を計算し、経験的に知られた臨界値を用いて組織安定性を判定するこの方法は、多元系合金に適用可能であり、組織が不安定な合金を予め除外するには有効であった。しかし得られた組織の安定な合金組成の中から最適合金を選ぶ機能はなかった。

2.2 合金設計法の開発と合金開発への適用

渡辺と九重[3] は PHACOMP をより積極的に合金開発に用いて合金設計を行った。即ち、コンピュータプログラムを用いて合金組成を広く変化させ、PHACOMP にて TCP 相が析出すると判定されるものを除外したのち、合金の平均格子定数の大きいものを選び出すという方法でクリープ強度に優れた Ni 基超合金を開発した。これは世界初の合金設計の実践例といえよう。大野と渡辺[4] は後に改良した合金設計法を用いて単結晶合金 SC83K の開発を行った。

一方、PHACOMP を改良した d 電子合金設計が Morinaga ら[5] 及び Yukawa ら[6] によって開発された。従来の Nv 値に代えて、各添加元素の d 軌道エネルギーレベル（Md）と母合金と合金元素間の結合次数（Bo）の二つのパラメータを合金の組織安定性や高温強度の指標

*1 超合金設計研究所
〒305-0031 つくば市吾妻3－18－33
E-mail: harada@superalloy-lab.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

とするものである。この方法を用いて、単結晶合金TUT92などの新合金開発が行われた。

海外でも合金設計につながる技術としてサーモカルク（Thermo-Calc）と呼ばれる商用の熱力学計算ソフトが開発された[7]。当初対象としたU720Liなど鍛造超合金から徐々に対象を広げ、現在ではReやRuを含む最新の単結晶合金の組成に対応できる状況になっている。また平衡状態の組織因子を用いたクリープ強度予測など、特性予測も可能となっている。

Reedら[8]は、サーモカルクによる平衡計算により得られるγ相組成にMd-PHACOMPを適用するとともに、Ni中の各合金元素の拡散係数を指標にして合金選択を行うAlloys-by-Designと称する方法で単結晶超合金開発を行った。得られた合金は低温・高応力側では後述の第4世代単結晶超合金TMS-138Aと同等のクリープ強度を示したが、高温・低応力側でTCP相の析出による強度低下がみられた。Reedらは近年の積層造形の進展に対応して、プロセス時に発生する大きい熱応力中でもクラックを生じにくい合金の開発を行っている[9]。

原田と山﨑[10]は1979年、多変量解析法の一つである重回帰分析の有用性に着目し、多元合金中のγ/γ’2相領域とγ/γ’タイライン（Fig.1）を数式表示し、最適析出量となる合金群から高強度合金を抽出するという合金設計法を開発した。この方法で既存合金を超える高温特性の普通凝固合金TM-321、一方向凝固合金TMD-5を開発した。さらに、合金組成からγ/γ’2相の組成や量比、格子定数ミスフィットなどミクロ組織因子を予測し、これらの関数としてクリープ強度を予測可能にした。この方法を単結晶合金開発にも適用しTMS-6、12、26、64などの合金を開発した[11]。さらに第2世代のTMS-82＋、第3世代のTMS-75、第4世代のTMS-138、138A、第5世代のTMS-196、第6世代のTMS-238などの単結晶超合金を開発した。TMS-238の耐用温度は世界最高の1117℃に達し、貴金属元素Irを添加することでさらに上昇することが示されている(Fig.2)[12]。これらの実験データを随時フィードバックすることにより、合金設計プログラムをアップデートし予測精度を向上させるとともに、熱疲労特性や耐高温腐食性など、予測可能な特性が順次追加されている。最新の合金設計プログラムによるクリープ破断寿命予測の精度をFig.3[13]に示す。クリープ特性の予測については、これまで取り込まれていない弾性定数ミスフィットの導入を含めさらなる精度向上のための研究が行われている[12]。

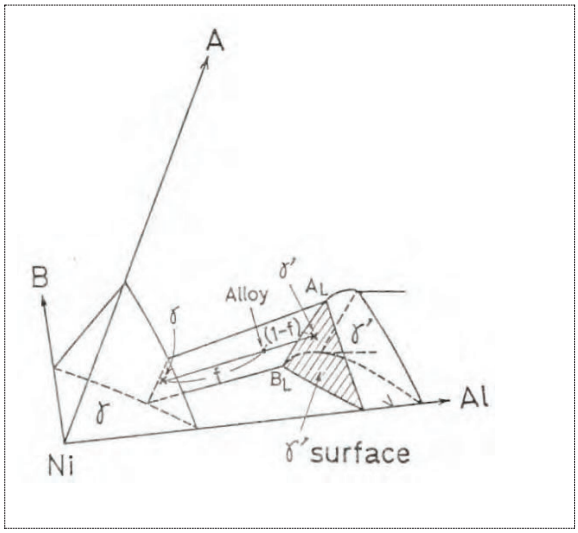


Fig.1　Schematic phase diagram of Ni-base superalloys. A and B represent alloying additions.

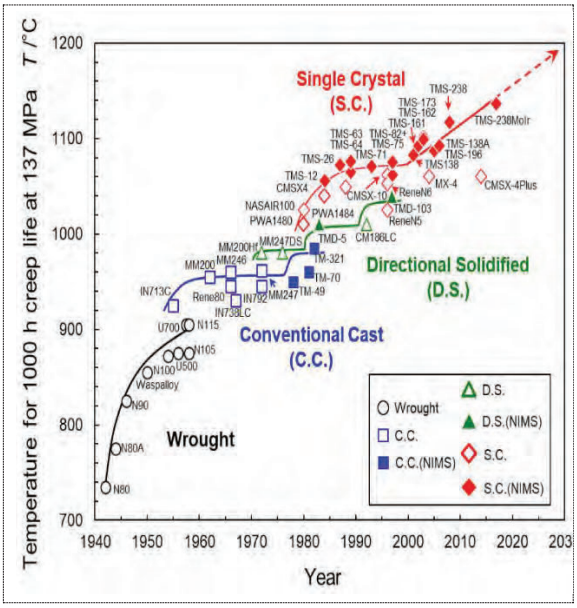


Fig. 2　The history of improvement in temperature capability of superalloys.

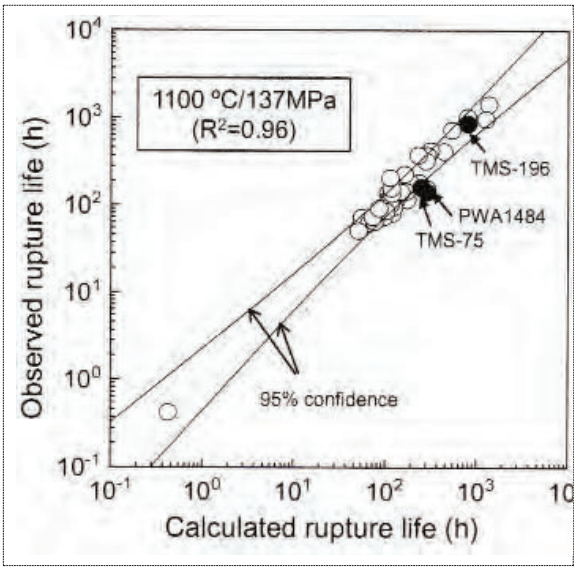


Fig.3　Agreement between calculated and observed creep rupture lives, showing an excellent predictability of the alloy design program

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

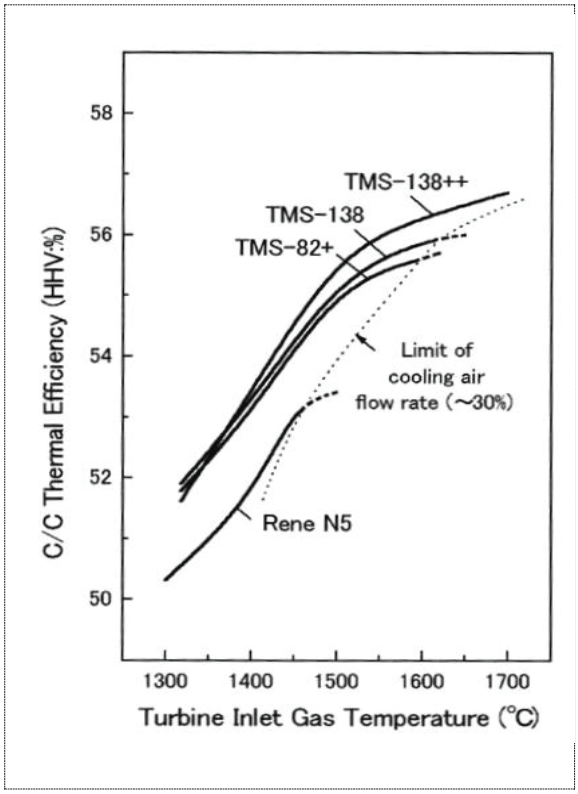


Fig. 4　Thermal efficiency prediction using a virtual gas turbine. Temperature capability of turbine blade alloy has a decisive effect.

3. 今後の可能性

以上の研究過程で原田ら[14]は、合金設計プログラムとタービンシステムプログラムを連動させたバーチャルガスタービンを提案し、物材機構、東芝、JAXA の協力によりプログラム開発を行った。バーチャルガスタービンは世界初の試みであった。得られたプログラムにより、任意の組成の超合金タービン翼（第１段動翼）を用いて実現可能なガスタービンの出力、熱効率などを予測することが可能になった。Fig. 4 は開発単結晶超合金を用いて設計可能なガスタービンを複合発電に用いた場合の熱効率を計算したものである[15]。一方、航空エンジンに特化したバーチャルガスタービン研究も行われているが[16]、合金設計プログラムとの連動には至っていない。

今後、航空エンジンに特化したバーチャルガスタービン、あるいはバーチャルジェットエンジンと呼べるものを最新の材料シミュレーションソフトと最新のジェットエンジンシステムソフトを融合させて構築することが期待される。さらに、バーチャルジェットエンジンと対応するリアルジェットエンジンの開発を並行して進めるいわゆるツイン技術開発として航空エンジン開発を進めることが効果的である。

4. まとめ

Ni 基超合金の合金設計法が開発された経緯をたどるとともに合金設計技術の現状を紹介し、今後の可能性について述べた。

日本の材料技術は優れているといわれてきた。超合金の分野でも、合金設計や合金開発において世界をリードする技術開発が行われてきたと思われる。これらの技術が有効に活用され、日本の航空エンジンメーカーがブランドメーカー（ＯＥＭ）として大きく飛躍するための一助となることを期待するものである。

参 考 文 献

1) Decher, R.F., Alloy Design, Using Second Phases, Met. Trans.,Vol.4(November 1973), pp.2495-2518.
2) Decher, R.F., Strengthening Mechanisms in Nickel-base Superalloys, Steel Strengthening Mechanisms Symposium, Zurich, Switzerland, May 5 and 6, 1969.
3) 渡辺力蔵、九重常男、鉄と鋼、Vol.61（1975）、p.2274.
4) 大野丈博、渡辺力蔵、鉄と鋼、Vol.77（1991）、pp.832-839.
5) Morinaga, M., Yukawa, N., Adachi, H., Ezaki, H., New Phacomp and its Applications to Alloy Design, Superalloys 1984, TMS(1984).pp.523-532.
6) Yukawa, N., Morinaga, M., Murata, Y., Ezaki, H., Inoue, S., High Performance Single Crystal Superalloys Developed by the d-Electron Concept, Superalloys 1988, TMS(1988).pp.225-234.
7) Saunders, N., Phase Diagram Calculation for Ni-based Superalloys, Superalloys 1996, TMS(1996).pp.101-110.
8) Reed, R.C., Mottura, A., Crudden, D.J., Alloys-by-Design: Towards Optimization of Compositions of Nickel-based Superalloys, Superalloys 2016, TMS(2016). pp. 15-23.
9) Yuanbo T. T., Chinnapat Panwisawas, Ghoussoub, J.N., Yilun Gong, Clark, J.W.G., André A.N. Németh, D. Graham McCartney, Reed, R.C., Alloys-by-design: Application to new superalloys for additive manufacturing, Acta Materialia, Vol.202(January 2021), pp. 417-436.
10) 原田広史，山崎道夫, Ti, Ta, W を含むγ’析出強化型 Ni 基耐熱鋳造合金の合金設計，鉄と鋼，Vol.65，No.7（1979），pp.1059-1068.
11) Harada, H., and Murakami, H., Design of Ni-Base Superalloys, Computational Materials Design, Springer, Saito, T(Ed.), p.39-70.
12) 齊藤拓馬，原田広史，横川忠晴，大澤真人，川岸京子，鈴木進捕，日本金属学会誌，Vol.86（2022），pp.157-171.
13) Yokokawa, T., Harada, H., Kawagishi, K., Kobayashi, T., Yuyama, M., Takata, Y., Advanced Alloy Design Program and Improvement of Sixth-Generation Ni-Base Single Crystal Superalloy TMS-238, Superalloys 2020, TMS(2020).pp.122-130.
14) 原田広史、横川忠晴、尾高聡子、吉田豊明、小河明紀、野崎理、佐伯祐志、仮想タービン計算法（特許第 3969518 号、2007.6.15）
15) Yokokawa, T., Saeki, H., Fukuyama, Y., Yoshida, T., and Harada, H., The Virtual Gas Turbine System for Alloy Assessment, Superalloys 2004, TMS(2004).pp.859-866.
16) Fukuda, M., Harada, H., Yokokawa, T., Kitashima, T., Virtual Jet Engine System, Materials Science Forum, Vols.638-642(2010), pp.2239-2244.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-1

前縁フィレットを有する超高負荷軸流タービン直線翼列内の流れの数値解析 —フィレットの幅の影響—

Numerical Analysis of Flow in Ultra-Highly Loaded Axial Turbine Linear Cascade with Leading Edge Fillet - Effect of Fillet Width -

○長島 健裕[*1] 古谷 琉翔[*1] 辻田 星歩[*2]
NAGASHIMA Takehiro FURUTANI Ryuga TSUJITA Hoshio

ABSTRACT

An increase of axial turbine blade loading, which can be achieved by the increase of blade turning angle, is an effective technique to improve the performance of various types of gas turbines especially in terms of the reductions in size and weight. However, since the increase of blade loading inevitably intensifies the secondary flows, the applications of the reduction techniques for secondary flow are required simultaneously. In this study, the application effect of the leading edge fillet on the secondary flow and the associated loss generation in an ultra-highly loaded linear turbine cascade with a turning angle of 160° are investigated by the CFD method focusing on the width of fillet. The results showed that the enlargement of the fillet width attenuated the passage vortex as well as the leading edge horseshoe vortex, and reduced the associated losses.

キーワード： 超高負荷タービン翼列，二次流れ，前縁フィレット，馬蹄形渦，数値シミュレーション
Key Words: Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade, Secondary Flow, Leading Edge Fillet, Horseshoe Vortex, Numerical Simulation

1. 緒論

近年，世界各国で気象災害が多発しており，今後気候変動により豪雨や猛暑などの災害リスクがさらに高まると予測されている。そのため，気候変動の要因の一つとされる CO_2 などの温室効果ガスの削減が急務となっており，先進国を中心にカーボンニュートラルの実現を目指して様々な取り組みが行われている。その一つに再生可能エネルギーによる発電の促進が挙げられる。特に太陽光や風力発電などの自然エネルギーから抽出された電力が総発電量に占める割合は増加の一途をたどっている。しかし，再生可能エネルギーは気候や天気などに左右されるため，電力供給における不安定性の解決が大量導入への鍵となる。その解決方法としてガスタービンを利用する場合，起動特性が重要となりその向上を目指した研究開発が行われている。また，航空用ガスタービンにおいてもカーボンニュートラルの実現に向けて，SAF の導入促進やバイパス比の向上による推進効率の向上に関する研究開発が行われている。このように脱炭素社会の実現を目指し，様々な用途のガスタービンに対して，環境負荷低減に向けた研究が盛んに行われている。

ガスタービンの空気力学的性能向上を図る上で，その主要構成要素のタービン翼に関しては，転向角の増加による高負荷化が挙げられる。この高負荷化は翼一枚から得られる負荷を増加させることで，タービン翼の枚数や段数の削減およびタービン径の縮小を可能にする。これにより，上述の起動特性の向上やバイパス比の増加に貢献する可能性へとつながる。しかしながら，タービン翼の高負荷化は翼間圧力勾配の増加を意味するため，翼間流路内で生じる二次流れを増強させ，タービン翼の空力性能の低下を招く。したがって性能低下を抑えつつ高負荷化を実現するには二次流れ低減技術の適用が不可欠となる。翼列内に発生する二次流れには馬蹄形渦, 流路渦, 漏れ渦が挙げられ, それらの低減技術が提案されている。

本研究では翼転向角 160°を有する超高負荷直線翼列(UHLTC)に対して，馬蹄形渦の低減技術として提案されている前縁フィレット(1)-(3)を適用し，その内部流れの数値解析を汎用 CFD コードにより実施した。また，フィレット形状を規定する幾何学的パラメータとして，フィレ

*1 法政大学大学院
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3-7-2
*2 法政大学
〒184-8584 東京都小金井市梶野町3-7-2

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

ット幅に着目し，それが翼列内の二次流れの形成および損失生成に与える影響について調査を行った。

2. 供試翼列形状

本研究の解析対象である UHLTC の翼形状を Fig. 1 に，主な仕様を Table 1 に示す。UHLTC の入口翼角度 α および出口翼角度 β は共に 80°であり，転向角 160°を有している。図中の記号 PS，SS，LE，TE はそれぞれ翼の圧力面，負圧面，前縁，後縁を示している。

前縁フィレット(LEF)の形状を規定する幾何学的パラメータの定義を Fig. 2 に，その仕様を Table 2 に示す。L_{up} は LE からα方向のフィレット幅，L_{ps} および L_{ss} はそれぞれフィレットの PS 側と SS 側の分布領域の LE からの軸方向距離である。また，h は LE におけるフィレット高さである。同図中の赤色の三角形状の領域は，LE におけるα方向のフィレット断面形状を表している。基準となる LEF を適用していないモデルを Normal とし，L_{up} を翼弦長 C に対して 12.5 %，23.75 %，35 %に設定したモデルをそれぞれ Type1，Type2，Type3 とした。また，その他の LEF を規定するパラメータは全て固定した。

3. 数値解析法

3.1 計算方法

本研究では株式会社ソフトウェアクレイドルの非構造格子系汎用 CFD コード SCRYU/Tetra Ver.14 SP2 を用いて，定常非圧縮性流れを仮定して翼列内部の流れの解析を行った。計算アルゴリズムには SIMPLEC 法を，対流項の評価には MUSCL 法を採用し，乱流モデルとして低レイノルズ数型 SST k-ω モデルを使用した。

3.2 計算格子および境界条件

本研究で使用した計算格子を Fig. 3 に示す。図中の Z/C_{ax} は LE を 0.0，TE を 1.0 とした軸方向無次元距離である。

入口と出口境界位置をそれぞれ Z/C_{ax}=-2.0, Z/C_{ax}=3.0 に設定した。入口境界条件として Fig. 4 に示す流速分布を軸方向に対して 80°の方向に与え，出口境界には自然流出条件を設定した。ここで，Y/H は Hub 側 Endwall(EW) を 0.0，Tip 側 EW を 1.0 としたスパン方向無次元距離である。計算領域を翼間 1 ピッチ分とし，ピッチ方向境界面には周期境界条件を適用した。要素数は各モデル共に約 2800 万であり，各固体壁面に隣接する第一格子点は無次元距離 y^+が，低レイノルズ数型の乱流モデルの適用条件の 1 以下となるように構造格子で配置した。

4. 解析結果および考察

4.1 格子依存性の検証

本研究で使用した解析方法による計算精度を検証するために，格子依存性の調査を行った。調査の対象は基準モデルの Normal とし，その計算格子の要素数 N_G を 2×10^7 から 4×10^7 の範囲で変化させて解析を実施した。

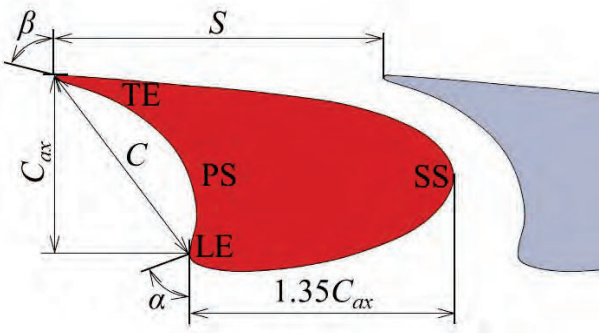


Fig. 1 Configuration of UHLTC

Table 1 Specification of cascade

Inlet metal angle : α [deg.]	80.0
Outlet metal angle : β [deg.]	80.0
Chord length : C [mm]	80.0
Axial chord length : C_{ax} [mm]	68.5
Blade height : H [mm]	100.0
Blade pitch : S [mm]	114.28

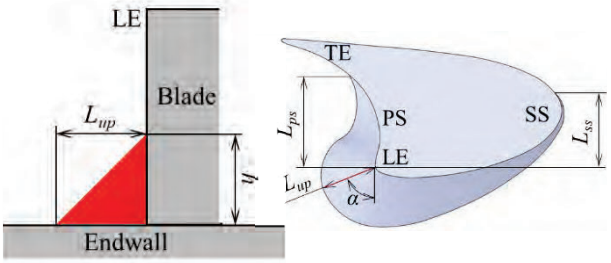


Fig. 2 Geometric parameters for leading edge fillet

Table 2 Specification of each fillet

Fillet width at PS: L_{ps} [mm]		$0.70C_{ax}$
Fillet width at SS: L_{ss} [mm]		$0.53C_{ax}$
Fillet height at LE: h [mm]		$0.25H$
Fillet width at LE : L_{up}[mm]	Normal	-
	Type1	$0.125C$
	Type2	$0.2375C$
	Type3	$0.35C$

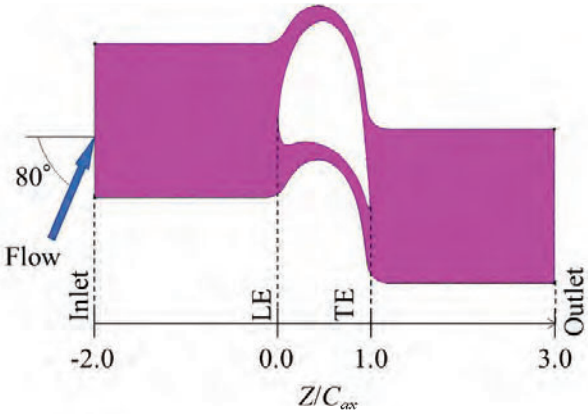


Fig. 3 Computational grid

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Fig. 5 に翼列下流の Z/C_{ax}=1.3 における全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値 C_{ptt} の，要素数 N_G に対する変化を示す。C_{pt} は次式により定義した。

$$C_{pt}=(P_{tin}-P_t)/(\rho V_{out}^2/2) \quad (1)$$

ここで，P_{tin}[Pa]は翼列上流 Z/C_{ax}=-2.0 における断面質量平均全圧，P_t[Pa]は全圧，ρ[kg/m^3]は気体密度，V_{out}[m/s]は翼列下流 Z/C_{ax}=1.3 における断面質量平均流速である。C_{ptt} は N_G の 2.8×10^7 付近までの増加に対しては増加しているが，それを超えるとほぼ一定の値を示している。したがって，本研究においては計算負荷も考慮して 2.8×10^7 付近の要素数で全ての解析を実施した。

4.2　翼前縁付近の流れ場

Fig. 6 に LE と Hub 側 EW に対して垂直な断面内の静圧係数 C_{ps} 分布に二次流れ流線を重ねた図を示す。図中の記号 MS は翼高さ中央(Midspan)を，V_H は馬蹄形渦を示している。また，C_{ps} は次式により定義した。

$$C_{ps}=(P_s-P_{tin})/(\rho V_{out}^2/2) \quad (2)$$

ここで，P_s[Pa]は静圧である。Fig. 7 には Hub 側 EW 面上の静圧係数 C_{ps} 分布に限界流線を重ねた図を示す。図中の黒色の輪郭線は LEF が分布する領域の EW 上の境界線を示している。Fig. 8 に LE 付近の Hub 側 EW 上の，流速で色付けた三次元流線を示す。

Normal では Fig. 6(a)において，LE の Hub 側 EW 近傍に V_H が確認でき，それが PS 側と SS 側に分岐して翼間流路内に流入していることが Fig. 8(a)から分かる。この V_H は EW 上のスパン方向に速度勾配を有する境界層流が LE に衝突することにより，LE 上では EW に向かって低下するスパン方向の圧力勾配が，EW 上では LE に向かって増加する主流方向の逆圧力勾配が誘起されることにより生じる。したがって，これらの圧力勾配を低減させることが V_H の抑制に繋がる。

Fig. 6 から，Normal における V_H を構成する LE 上を EW へ向かう流れは，LEF 適用モデルではフィレット面上の EW 付近に存在し，Type1 から Type3 への L_{up} の増加と共に縮小し，その結果 V_H が抑制されていることが確認できる。また，Fig. 6 において C_{ps} 分布に着目すると，その EW へ向かう流れ方向の勾配が，Type1 から Type3 への変化により低減していることが分かる。一方，Fig. 6 と Fig. 7 において Normal における EW 上の LE へ向かう逆圧力勾配と，LEF 適用モデルの EW 上のフィレット面へ向かう逆圧力勾配を比較すると，後者の方が低減しており，さらに Type1 から Type3 への L_{up} の増加はその傾向を強めていることが分かる。その結果，V_H を構成する EW 上の逆流領域が L_{up} の増加と共に縮小していることが確認できる。この逆圧力勾配の低減は Fig. 6 と Fig. 7 から分かるように，LE でのよどみ点圧は LEF の適用の有無に関わらず同じであるのに対して，LE より上流側へ張り出すフィレット面への境界層流の衝突が，L_{up} の増加に伴い圧力上昇の開始位置を上流側へ移動させることにより，LE よどみ点圧に達するまでの勾配が低減するため

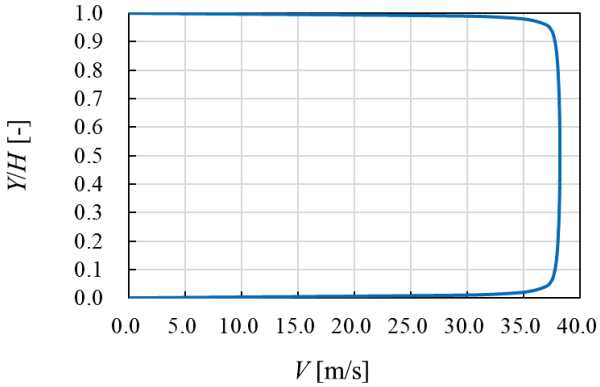


Fig. 4　Spanwise distribution of inlet velocity

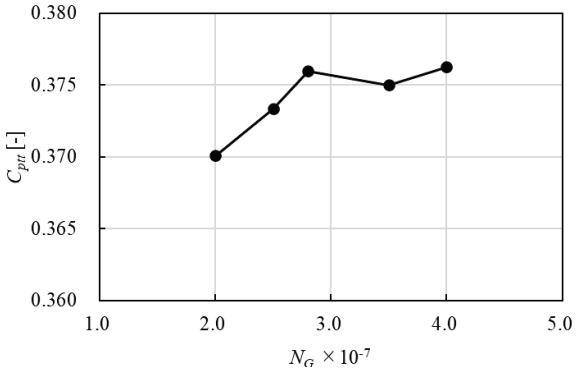


Fig. 5　Variation of total pressure loss with number of element

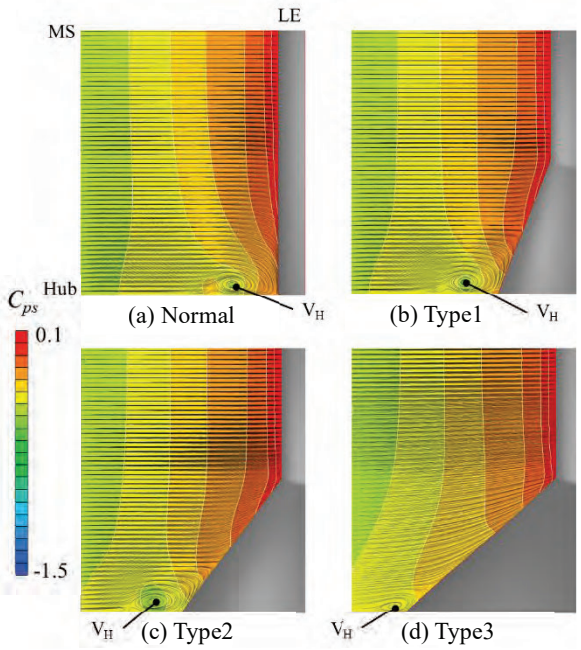


Fig. 6　Streamlines and static pressure distribution on cross section normal to leading edge

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

である。また，この圧力上昇の開始位置の上流側への移動は，フィレット面上に LE から上流へ延びる尾根状の C_{ps} 分布を形成している。その結果，尾根から隣接翼の SS の転向部付近の低圧領域へ向かう流れを誘起することにより，翼間流路前半部での横断流を抑制していることが Fig. 8 からも分かる。この現象は後に考察する流路渦(V_P)の抑制につながるものと考えられる。この LEF の適用による V_H の抑制は，Fig. 8 に示す LE 付近の三次元流線の挙動にも表れており，L_{up} の増加に伴い LE において PS 側と SS 側に分岐した V_H が共に衰退し，特に SS 側の脚がほぼ消滅していることが分かる。以上の結果から，LEF の適用は V_H を誘起する LE 上のスパン方向圧力勾配と EW 上の逆圧力勾配を共に低減することにより V_H を抑制し，さらに L_{up} の増加はこれらの抑制効果を向上させると云える。

4.3　翼間流路内部および下流の流れ場

Fig. 9 に翼間流路内の Z/C_{ax}=0.5 での軸方向に垂直な断面内の全圧損失係数 C_{pt} 分布と二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。Fig. 10 に同断面における全圧損失係数 C_{pt} のピッチ方向質量平均値 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布を示す。

Fig. 9 から，Normal では両 EW 付近に V_P が確認できる。この V_P は PS 側に分岐した V_H に翼間流路前半部の EW 上の横断流が巻き付くことにより形成および発達する渦である。したがって，V_H および横断流の抑制が V_P の縮小およびそれに起因する損失の低減につながる。LEF 適用モデルでは L_{up} の増加に伴う Hub 側の V_P の顕著な縮小が確認できる。これは先に述べた LEF の適用および L_{up} の増加に伴う，PS 側に分岐した V_H と翼間流路内での EW 上の横断流の双方の抑制に起因するものと考えられる。

Fig. 10 において Normal の $C_{pt,p}$ 分布に着目すると，Hub 側(Y/H=0.05)と Tip 側(Y/H=0.95)の両 EW 付近にピーク値を有する高損失領域が分布している。Fig. 9(a)においても両 EW 付近に存在する V_p の回転中心付近に，高損失領域が確認できる。したがって，両 EW 付近の高損失領域は，EW 上の高損失の境界層流体が V_P によって，SS 面側へ移送され，さらに SS 上を MS 側へ巻き上げられたことによるものであることが分かる。一方，LEF 適用モデルにおいては，L_{up} の増加に伴い Y/H=0.05 付近に存在する損失のピーク値が減少する一方で，Hub 側 EW 上の損失が増加しているのが確認できる。これは V_P の抑制により，EW 上の高損失の境界層流体の SS 側への移送，および SS 上での MS への巻き上げが抑えられたためと考えられる。

Fig. 11 と Fig. 13 に，それぞれ翼間流路出口付近(Z/C_{ax}=0.9)と翼列下流(Z/C_{ax}=1.3)での軸方向に垂直な断面内の全圧損失係数 C_{pt} 分布と二次流れ速度ベクトルを重ねた図を，また同断面でのピッチ方向質量平均全圧損

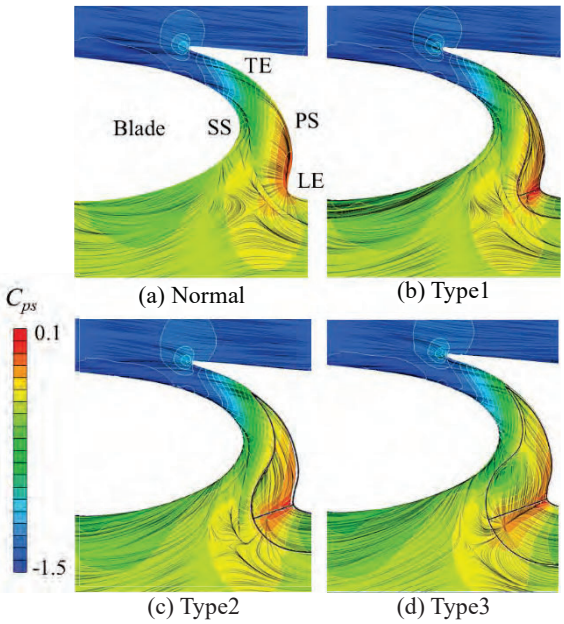


Fig. 7　Static pressure distributions and limiting streamlines on hub endwall

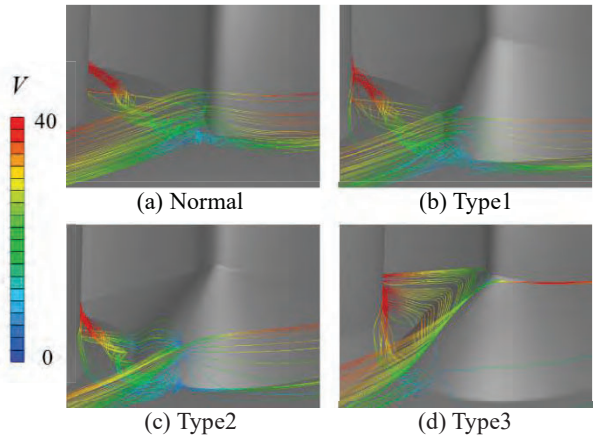


Fig. 8　Streamlines near leading edge

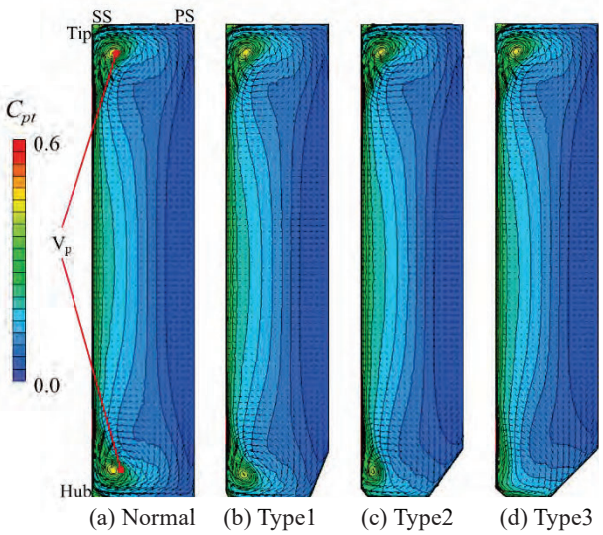


Fig. 9　Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors (Z/C_{ax}=0.5)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

失係数 $C_{pt,p}$ のスパン方向分布を，Fig. 12 と Fig. 14 にそれぞれ示す。Fig. 11 に示す Z/C_{ax}=0.9 と，Fig. 9 に示す翼間流路中央の Z/C_{ax}=0.5 での断面内の流れの挙動を比較すると，Normal では両 EW 付近の V_P の発達が観察され，SS 上および V_P の中心部付近の高損失領域の拡大が確認できる。また，Fig. 12 における Normal の $C_{pt,p}$ 分布に着目して，上流側の Fig. 10 と比較すると，先に述べた SS 上での高損失領域の拡大に伴い，全てのスパン方向位置において損失が増加している。これは翼間流路出口付近において隣接翼の PS 側 TE の拘束が無くなることによる拡散に起因するものと考えられる。また，V_P に起因する高損失領域の MS 方向への明確な移動も確認できる。

つぎに，LEF 適用モデルの Type1 から Type3 に対して上述の Normal で確認された現象に注目して比較すると，Hub 側においては Normal の場合よりも V_P が縮小し，MS 方向への移動が抑制されているのが確認できる。また，同様の現象が Fig. 12 に示す $C_{pt,p}$ 分布においても確認できる。これは LEF の適用による V_H および横断流の抑制効果によって V_P が縮小し，V_P による損失と EW 付近の高損失の境界層流体の MS 方向への巻き上げが低減されたことを裏付けている。

Fig. 13 に示す翼列下流の Z/C_{ax}=1.3 では，Fig. 11 に示す Z/C_{ax}=0.9 での分布と比較すると，Normal では V_P による高損失領域が MS に対して対称な分布を維持したまま MS に近づいている。また，V_P が離脱した EW 上では再び境界層が発達し，それに起因する高損失領域が分布している。この現象に対して Fig. 14 に示す Z/C_{ax}=1.3 での $C_{pt,p}$ 分布を，Fig. 12 に示す Z/C_{ax}=0.9 での分布と比較すると，Normal では V_P による損失のピークの位置は MS 側に移動し，EW 付近の損失が増加している。さらに MS 付近の損失も増加しており，これは両 EW 側の一対の V_P が MS 側に移動することにより干渉し，それに伴い混合損失が増加したためだと考えられる。

LEF 適用モデルの Type1 から Type3 では，Hub 側では Normal と比較して V_P による高損失領域が縮小し，MS への移動も抑制されている。また，この傾向は Type1 から Type3 への L_{up} の増加に伴い，強くなることが Fig. 13 から分かる。これらの現象は，Fig. 14 に示す $C_{pt,p}$ 分布でも確認でき，先にも述べたように LEF の適用による V_H および横断流の抑制効果によって V_P が縮小され，V_P による損失と EW 付近の高損失の境界層流体の MS 方向への巻き上げが低減されたためだと考えられる。

Fig. 15 に全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値 C_{ptt} の軸方向分布を示す。Table 3 に Fig. 15 に示した C_{ptt} の Z/C_{ax}=1.3 における Normal に対する減少率を示す。Fig. 15 から，Normal と LEF 適用モデルを比較すると，翼間流路前半部において損失の差異はほとんど生じていないが，翼間流路後半部から徐々に LEF 適用モデルの方が Normal より減少し，その減少量が増している。また，Table

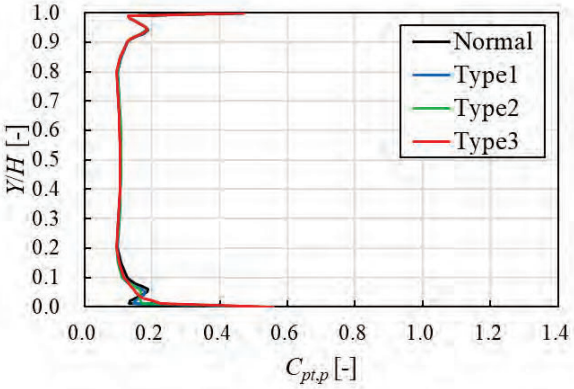


Fig. 10　Pitchwise mass-averaged C_{pt} (Z/C_{ax}=0.5)

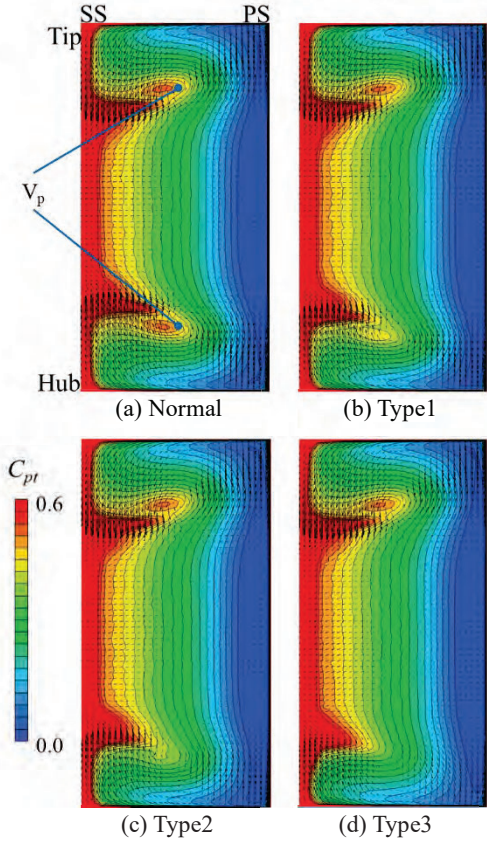


Fig. 11　Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors (Z/C_{ax}=0.9)

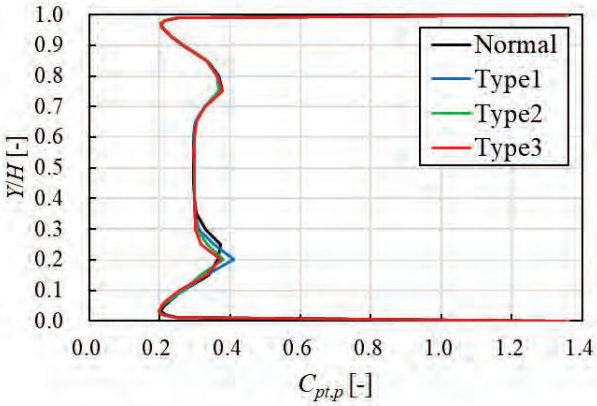


Fig. 12　Pitchwise mass-averaged C_{pt} (Z/C_{ax}=0.9)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3 から LEF 適用による損失低減効果は Type1 から Type3 への L_{up} の増加と共に高くなっており，Fig. 13 の損失分布が示す傾向と一致していることが分かる。この損失低減効果が翼間流路後半部から顕著になっていることから，LEF の適用および L_{up} の増加による損失低減効果の向上の原因は，V_H の特に PS 側の脚の抑制効果の増加に加えて，翼間流路内の EW 上の横断流の抑制効果の増加により，翼間流路後半部で発達する V_P を抑制し，それによる EW 上の高損失流体の移送および巻き上げと MS への移動に伴う V_P 同士の干渉に起因する混合損失の発生を抑えたためだと考えられる。

5. 結論

本研究より以下の結論を得た。

1. 前縁フィレットの適用は，超高負荷軸流タービン翼列の空力損失低減に対して有効である。
2. 前縁フィレットの適用は，前縁上のスパン方向圧力勾配と Endwall 上の逆圧力勾配を共に低減させることにより馬蹄形渦を抑制し，さらに前縁フィレット幅の増加はこの抑制効果を向上させる。
3. 前縁フィレット幅の増加は，Endwall 上の前縁よどみ点へ向かう圧力上昇開始位置を上流側へ移動させることにより尾根状の静圧分布を形成し，その尾根から隣接翼の負圧面の転向部付近の低圧領域へ向かう流れを誘起することにより，翼間流路前半部での横断流を抑制する。
4. 前縁フィレット幅の増加は，馬蹄形渦の圧力面側の脚の抑制効果および翼間流路内の Endwall 上の横断流の抑制効果を向上させることにより，流路渦を抑制し，その結果これらの渦に起因する損失低減効果を向上させる。

参 考 文 献

(1) Z. J. Wei, W. Y. Qiao, J. Liu, and W. H. Duan, “Reduction of endwall secondary flow losses with leading-edge fillet in a highly loaded low-pressure turbine,” Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part A Journal of Power and Energy, Vol. 230(2), (2016), pp. 184-195.

(2) G. A. Zess, and K. A. Thole, “Computational Design and Experimental Evaluation of Using a Leading Edge Fillet on a Gas Turbine Vane,” Journal of Turbomachinery, Vol. 124(2), (2002), pp. 167-175.

(3) 小田竜太郎，辻田星歩，“超高負荷タービン直線翼列内の二次流れの前縁フィレットによる抑制効果”，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，B-19，2021.10.

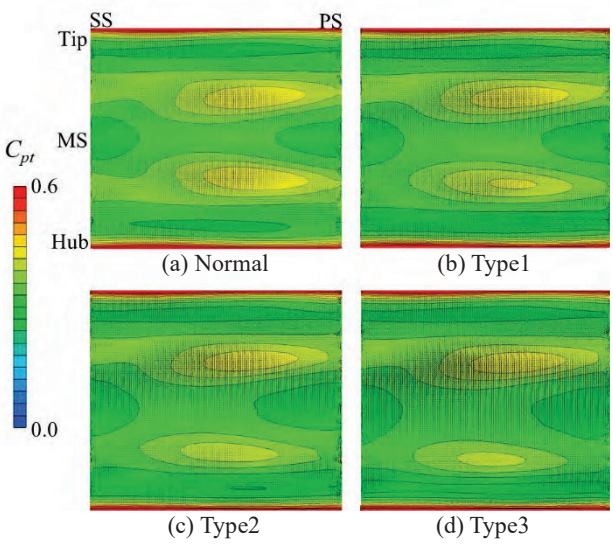


Fig. 13 Total pressure loss distributions and secondary flow velocity vectors (Z/C_{ax}=1.3)

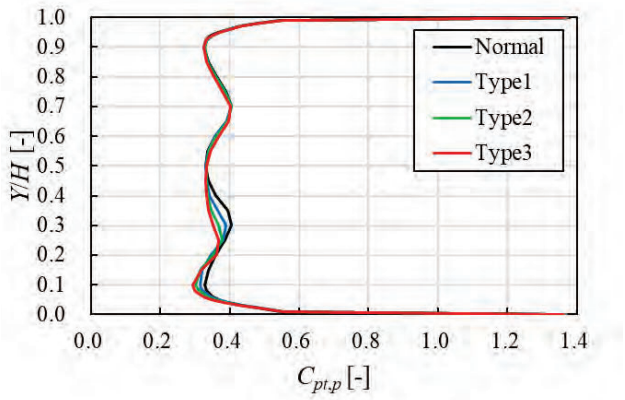


Fig. 14 Pitchwise mass-averaged C_{pt} (Z/C_{ax}=1.3)

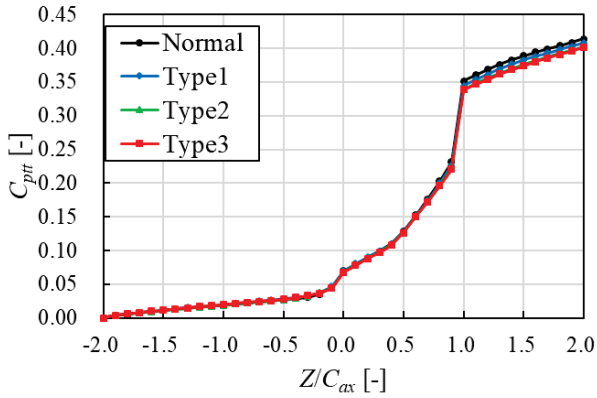


Fig. 15 Growth of total pressure loss

Table 3 Reduction rate of C_{ptt} (Z/C_{ax}=1.3)

Model	Reduction rate [%]
Type1	1.76
Type2	3.33
Type3	3.78

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-2

翼端溝加工が圧縮機翼列の失速特性に及ぼす影響の調査

Investigation of Tip Grooving Effects to Stall Characteristics of Compressor Cascade

○横山 貴大[*1] 髙島 涼太郎[*1] 佐藤 拓[*1] 荻野 要介[*2] 野﨑 理[*2]
YOKOYAMA Takahiro TAKASHIMA Ryotaro SATO Taku OGINO Yosuke NOZAKI Osamu

ABSTRACT

To improve the stall characteristics of a compressor cascade, the performance of a linear cascade with tip grooving was investigated. Using blades with simple tip grooving, blade tip clearance velocities and blade surface pressures were measured experimentally in wind tunnel and compared with those of blades without tip grooving. CFD was also used to confirm the tip grooving effect, and the results of CFD were compared with the results of experiment. Additionally, CFD calculations were performed for blades with circumferential grooving and streamwise grooving in order to investigate the effect of groove shaping.

キーワード： 圧縮機，翼列，直線翼列風洞，数値流体力学，翼端漏れ流れ，翼端溝加工，失速特性
Key Words: Compressor, Cascade, Linear Cascade Wind Tunnel, CFD, Tip Leakage Flow, Blade Tip Grooving, Stall Characteristics

1. 緒言

ジェットエンジンには高い安全性が求められ，構成要素の一つである圧縮機には良好な失速特性が必要とされている．一方で経済性や環境適合性の観点からジェットエンジンの燃料消費率の改善が求められており，圧縮機においては良好な失速特性だけでなく圧力比の向上も必要とされている．

失速特性を向上させる手法としてケーシングトリートメント(1)等が実用化されているが，圧力比や圧縮機効率の低下につながることが知られている．

そこで，本研究はケーシングではなく翼端部に溝加工を施すことで圧力比及び効率の低下を抑えながら失速特性を向上させることを目的とする．

2. 研究方法

翼端溝加工による失速特性の変化を調査するため，翼端に溝加工の無い翼と溝加工を施した翼に関して，数値計算と，風洞を用いた翼端隙間内の流速計測，翼面圧力計測を行った．風洞に関しては単純な溝形状のみで実験を行い，数値計算に関しては溝形状に違いによる変化を確認するため，複数の溝形状を試した．溝形状の詳細については後述する．

*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 高知工科大学
〒782-8502 高知県香美市土佐山田町宮ノ口185

研究対象には溝加工による翼端漏れ流れの変化を捉え易くするため，遠心力やコリオリ力の影響を排除できる直線翼列を用いた．

3. 実験装置

3.1 風洞

使用した風洞の外観を Fig.1 に示す．当風洞は流入角を無段階で変更できる直線翼列取り付け部を有する低速吹き出し風洞で，風速はインバーター制御により無段階に変更できる．最大流速は 40[m/s]であり，本実験では主流速度を 38[m/s]とした．

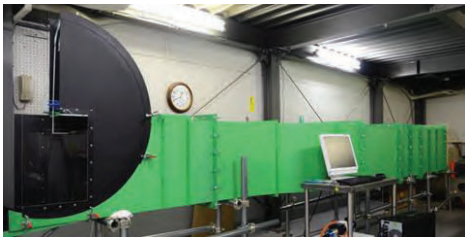


Fig.1 Linear Cascade Wind Tunnel

3.2 翼

使用した翼列は，翼型が NACA65-810 で，スパン 180[mm]，翼弦長とピッチが 80[mm]の弦節比 1 の翼列で 7 枚の翼により構成される．中央 3 枚の翼について，溝加工無しの場合は Fig.2 に示す通常翼を使用し，溝加工ありの場合は Fig.3 に示す溝加工付きの翼に取り換えて計測を行う．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

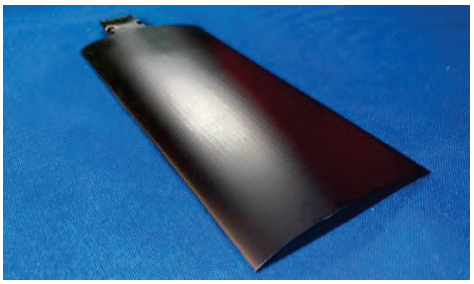


Fig.2　Normal Blade

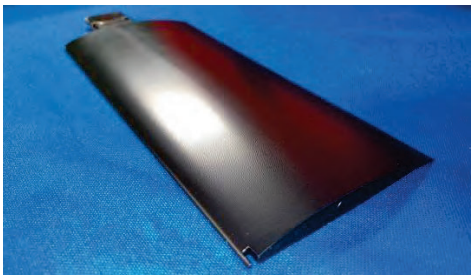


Fig.3 Tip Grooved Blade

3.3　可動壁

回転する動翼を動かない直線翼列に固定した際に，翼端とケーシングの相対運動を模擬するために可動壁を使用する．　Fig.4 に示すベルト部分が移動することで，翼に対するケーシングとして相対運動を再現している．ベルトの運動方向は翼列の流入角に合わせて変更できる．また，ベルトの移動速度は任意に調整でき，移動速度V_wは流入角βと主流速度Uを用いた式(1)により求められる速度で運転した．

$$V_w = U\sin\beta \tag{1}$$

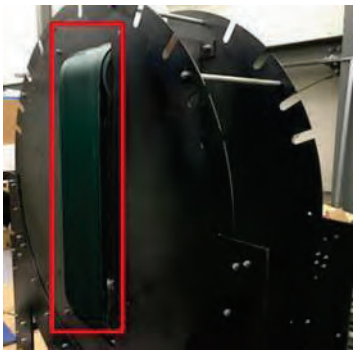


Fig.4　Moving Wall

3.4　圧力計測翼

翼面圧力計測用に製作した圧力計測孔付き翼を Fig.5 に示す．翼端からのスパン長が 11%，17%，44%の 3 か所において翼面圧力の計測が可能であり，各スパン位置において片面 12 点，両面 24 点の計測点を持ち，全 72 点で計測を行う．

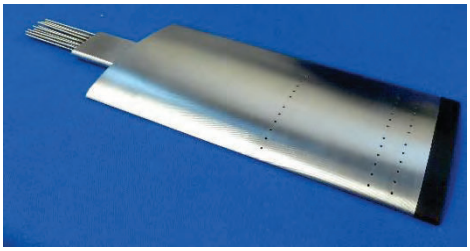


Fig.5　Pressure Measuring Blade

3.5　その他使用機器

翼端隙間付近の流速計測には日本カノマックス社のレーザードップラー流速計 SmartLDV Ⅱを用いた．また，圧力計測には Scanivalve 社の DSA3217/16Px を使用した．

4. 実験条件

4.1　翼端隙間流速計測

翼端漏れ流れの計測のため，7 枚の翼列の中央に位置する上から 4 枚目の翼の翼端隙間におけるスパン方向の流速を計測した．計測範囲は Fig.6 に示すように翼弦線を基準として鉛直上方向に 5[mm],下方向に 15[mm]とり，翼前縁から 5[mm]，後縁から 10[mm]とった範囲を計測した．翼根から翼端へ向かう流れを正，翼端から翼根へ向かう流れを負として計測した．計測に際して，計測範囲の上側にある 3 枚の翼や可動壁などの障害物にレーザーが遮られないように，Fig.7 に示すように主流方向に 72 度，スパン方向に 2.8 度傾けて LDV を設置している．計測は流入角 45 度，50 度，52 度の 3 つの角度に対し，翼端溝のある場合とない場合で調査した．得られた結果は主流速度によって無次元化を行った．

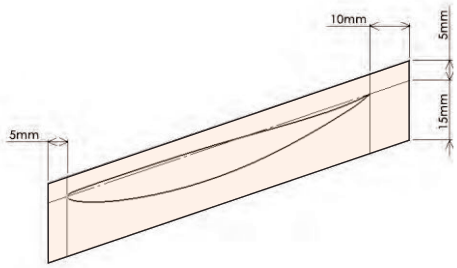


Fig.6　Measurement Area of Tip Leakage Flow

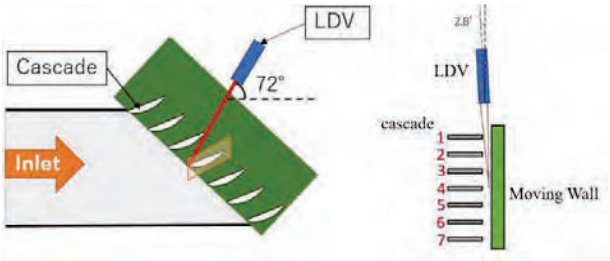


Fig.7　Measurement Position of LDV

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4.2　翼面圧力計測

翼端溝の有無が翼面圧力に及ぼす影響を調査した．計測は流速計と同様に流入角 45 度，50 度，52 度の 3 つの角度に対して翼端溝の有無とともに調査した．

5. 数値計算

数値計算には JAXA が開発中の三次元圧縮性流れソルバーである UPACS[2] (Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)を使用した．UPACS は複雑形状や歪みの大きな形状への対応として計算精度や信頼性が高いマルチブロック構造格子法を採用したセル中心型有限体積法による三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式ソルバーで，MPI を用いて並列化されている．

5.1　計算手法

支配方程式であるレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式の慣性項の離散化に MUSCL 法を用いて 3 次精度で高精度化した Roe スキーム，粘性項の離散化には 2 次精度中心差分を用いた．主流速度が 40[m/s]と低マッハ数流れであるため，空間精度を維持するために制限関数は用いていない．時間積分法には MFGS 法による陰解法を用い，物理時間刻み幅一定として計算を行った．乱流モデルには Spalart-Allmaras[3]を用いた．

5.2 計算対象・条件

計算対象は Fig.8 に示すように直線翼列の一流路をモデル化したもので，モデル上下面を周期境界条件とすることで一流路のモデルで直線翼列内の流れを再現した．翼型や翼列諸元は実験と合わせているが，主流速度は 40[m/s]としている．翼列の軸方向と翼弦方向のなす角である食違い角を 26.3 度で固定し，流入角を変化させることで翼に対する迎角を変化させ，失速特性を調査した．翼端隙間は実験と同じく 3.5[mm]，翼面及び壁面は滑りなし条件とした．実験と同様に，翼端とケーシングの相対運動を模擬するため，翼端側壁面の翼付近領域に関しては，壁面を式(1)の速度で運動する条件とした．

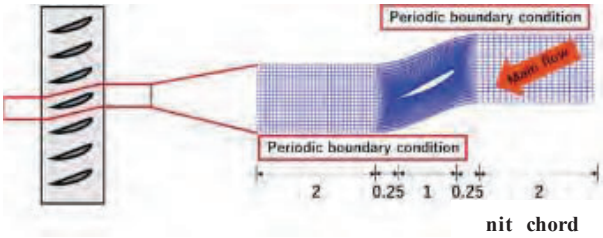


Fig.8　Computational Domain

5.3 評価方法

翼列性能を揚力係数[4]と全圧損失で評価した．揚力係数C_lは，式(2)によって翼面の圧力係数C_pを求め，圧力係数C_pを翼弦に対して垂直方向の成分C_{ph}と水平方向の成分C_{pf}に分解し，式(3)，(4)により翼弦に垂直な力の成分C_nと水平な力の成分C_cを求め，式(5)により導出した．翼全体の揚力係数C_Lは，翼スパンにおける揚力係数C_lを翼スパン方向に足し合わせ，翼スパン長で除すことで求めた．全圧損失ξは式(6)で求めた．

$$C_p = \frac{P - p_l}{q} \tag{2}$$

P：流入全圧，p_l：翼面圧力，q：流入動圧

$$C_n = \frac{\int \Delta C_{ph} dx}{c} \tag{3}$$

$$C_c = \frac{\int \Delta C_{pf} dy}{c} \tag{4}$$

dx：x 方向格子間隔，dy：y 方向格子間隔，c：翼弦長

$$C_l = C_n \cos\alpha - C_C \sin\alpha \tag{5}$$

α：食違い角

$$\xi = \frac{P_{total.in} - P_{total.out}}{q} \tag{6}$$

$P_{total.in}$：流入側全圧，$P_{total.out}$：流出側全圧

6. 結果

6.1 単純な溝形状での計測及び計算結果

まずは Fig.9 に示すような単純な形状の溝を持つ翼モデルで風洞実験計測及び数値計算を行った．このモデルは，前縁から 2[mm]（2.5%Chord）の位置に中心を持つ幅 2[mm]（2.5%Chord），深さ 4[mm]（5%Chord）の溝を翼弦に対して垂直に施している．

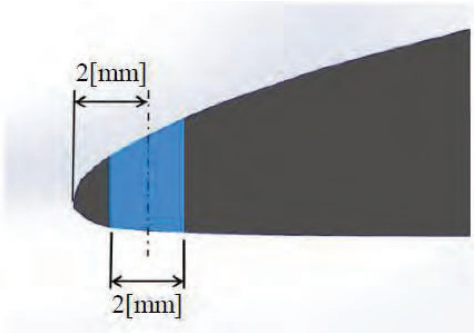


Fig.9　Detail of Simple Blade Tip Grooving

6.1.1 風洞実験

Fig.10 に流入角 45 度のスパン方向流速の計測結果を示す．図中の(a)が溝無しモデル，(b)が溝ありモデルである(以降 Fig.11，Fig.12 も同様)．溝無し・溝ありで共通して翼正圧面側の正方向の流れが翼負圧面側で逆方向に入れ替わっていることから，翼端漏れ流れを捉えられていると考えられる．

溝の有無による違いについては，溝の存在により翼面付近の流速が低くなっている．これは翼端溝により翼端隙間が増加し，翼面圧力差に対する流路幅が増えたことで流速が低下したと考えられる．また，翼負圧面側の負の流れの分布位置が変化し，流速の絶対値も増大していることがわかる．

Fig.11 に流入角 50 度のスパン方向流速の計測結果を示す．流入角 45 度のケースで見られた，50%Chord 以降の翼負圧面での負の流れが計測できていないが，これは

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

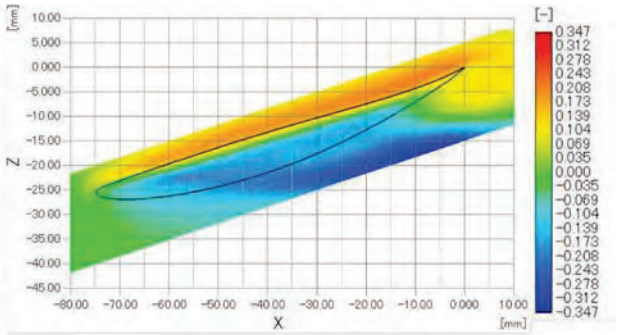
迎角が増えたことにより翼面圧力差が増大し，また翼端隙間に流入する翼弦に垂直な成分が増えたことで翼端漏れ渦が翼負圧面から離脱し，計測範囲に収まらない位置で翼根へ向かう流れが発生したためと考えられる．

溝の有無による違いについては，溝の存在により翼負圧面側の 25%Chord 付近に正方向の流れの範囲が広がり，80%Chord 以降に見られる正方向の流れが弱まっている．後縁付近は翼の剥離領域であると考え，翼負圧面側 50%Chord 付近で強い渦が翼面を流れ，剥離領域が縮小したと考えられる．

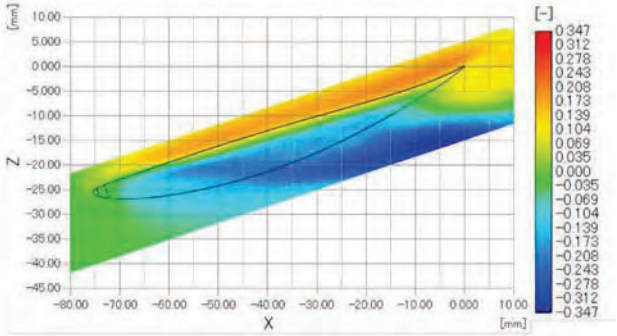
Fig.12 に流入角 52 度のスパン方向流速の計測結果を示す．流入角 50 度のケースで計測できなかった翼負圧面側の翼根方向への流れが計測できているが，これは流入角 52 度が失速後の流れであると考えられる(後述)ため，失速により翼面圧力差が低下し，翼端渦の離脱が遅れたためと考えられる．

溝の有無による違いについては，流入角 52 度においても翼負圧面側後縁付近の正方向の流れが弱まっていることから，剥離の成長をある程度抑制できていると考えられる．

以上のスパン方向流速の計測結果から，翼端溝により翼端漏れ渦を制御して下流の流れを変化させることが可能であると考えられる．

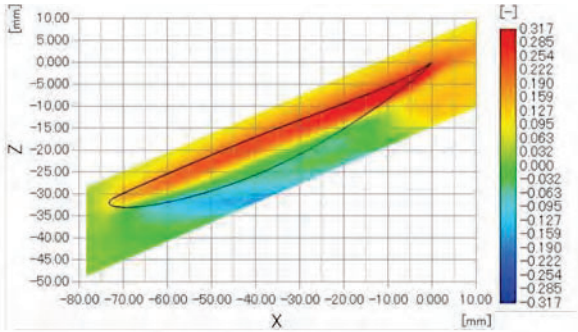


(a) Without Tip Grooving

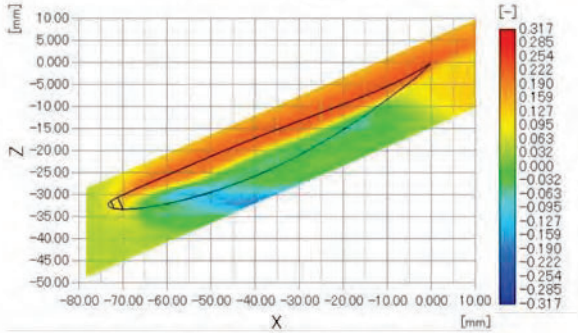


(a) With Tip Grooving

Fig.10　LDV Measurement Result (β = 45°)

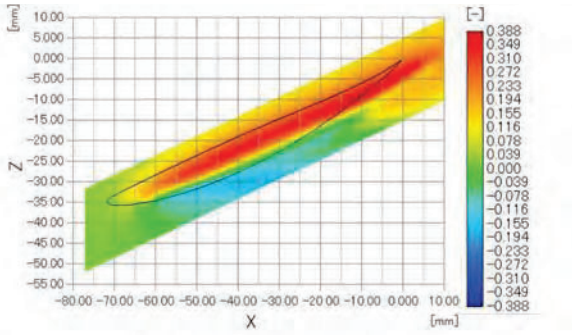


(a) Without Tip Grooving

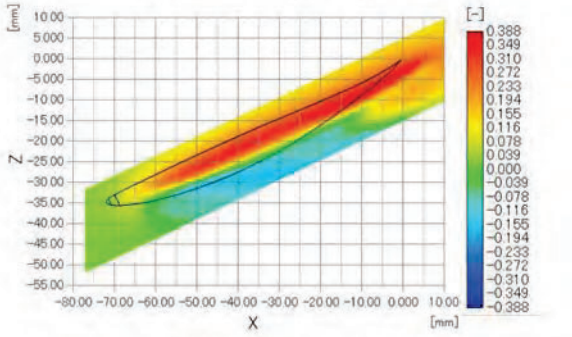


(a) With Tip Grooving

Fig.11　LDV Measurement Result (β = 50°)



(a) Without Tip Grooving



(a) With Tip Grooving

Fig.12　LDV Measurement Result (β = 52°)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Fig.13 に流入角 45 度，Fig.14 に流入角 50 度，Fig.15 に流入角 52 度の翼面圧力分布の計測結果を示す．

全体的な傾向として，溝の存在により翼負圧面側では圧力が上昇し，翼正圧面側では前縁付近の 11%Span 位置で圧力が低下，それ以外の位置では上昇している．これらは翼端溝に翼面の流れが流れ込んだことによる流速の増加が影響していると考えられる．

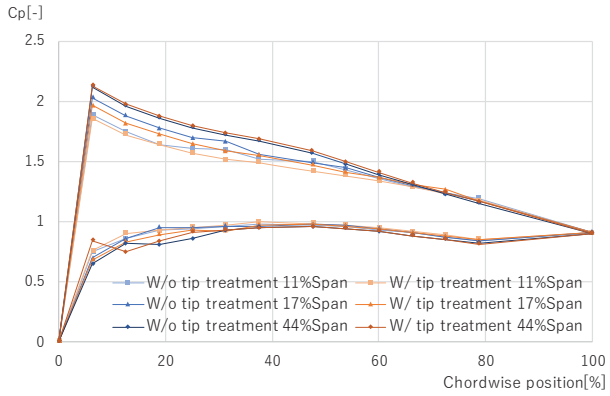


Fig.13　Surface Pressure Measurement Result (β ＝45°)

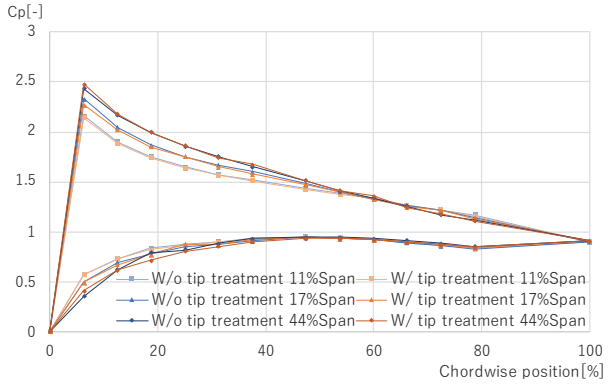


Fig.14　Surface Pressure Measurement Result (β ＝50°)

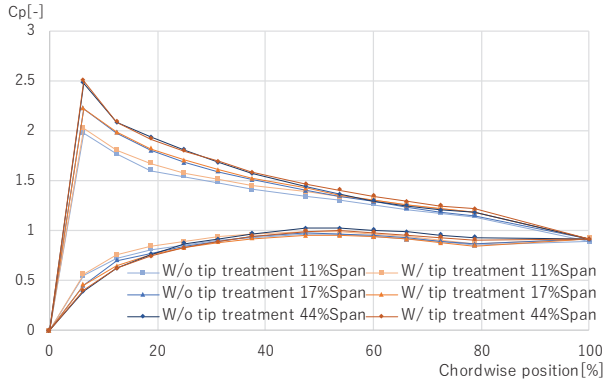


Fig.15　Surface Pressure Measurement Result (β ＝52°)

Fig.16 に翼面圧力分布により計算した揚力係数を示す．すべての角度で翼端に近い位置で揚力係数が低い値を示したが，これは翼端漏れ流れによる揚力の低下と考えられる．

溝ありの場合において，失速前の流入角 45 度，および 50 度では翼端での揚力低下が大きくなったが，これは翼端溝による揚力の低下と考えられ，隙間の変化の影響を観測できたと考えられる．また，流入角 50 度から 52 度の間での揚力係数低下の傾きが溝無しの場合よりも緩やかになっていることから，今回対象とした単純な溝モデルでは若干の失速特性改善効果があると考えられる．

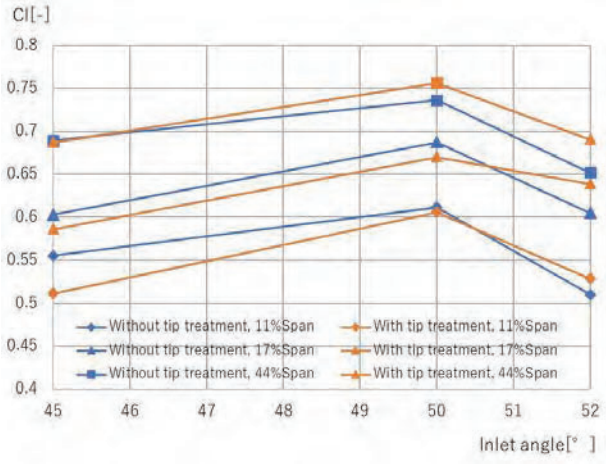


Fig.16　Effect of Tip Grooving on Lift Coefficient

6.1.2 数値計算

Fig.17 に実験の計測位置と同じ面での計算におけるスパンごとの揚力係数を示す．数値計算では翼片面あたり 200 点のデータ点があるのに対し，実験では片面あたり 12 点で計測しているため，あくまで定性的な比較となるが Fig.16 に示した実験で求めた揚力係数と比べると，翼端付近で揚力係数が上昇し，失速前後の揚力係数低下の傾きが溝無しの場合よりも増加しており，実験とは逆に失速特性が悪化しているような傾向を示した．

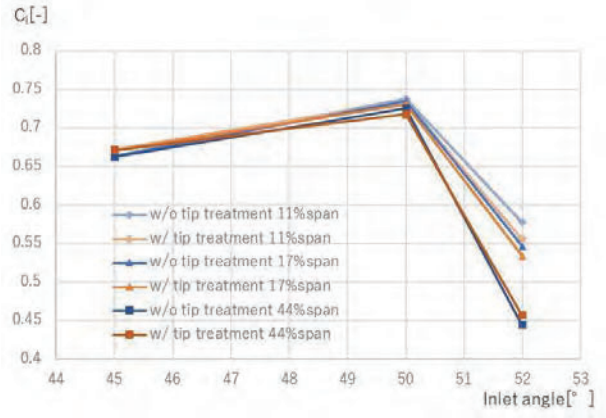


Fig.17　Effect of Tip Grooving on Lift Coefficient Calculated by CFD

原因としては翼端隙間や翼端溝による流れの影響を過小評価されていることが考えられる．その原因として，乱流モデルが翼に最適化されているために翼端隙間内の流れを正確に解けていないことが考えられ，対策として

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

乱流モデルのパラメータを最適化することや，LES を用いた計算に切り替えるなどが考えられる．また，失速が履歴現象であるため，数値計算と風洞実験で異なる履歴を持つために生じた違いであるとも考えられる．

今回対象とした溝形状のモデルでは数値計算で定量的に評価することは難しいと考えられるが，溝による流れ場への影響を定性的に評価することはある程度可能であると考えられる．

6.2 溝形状を変化させた場合の数値計算結果

次に数値計算のみを用いて溝形状の違いによる流れの違いを調査した．風洞実験の場合，溝形状を決定し，翼モデル作成の後に実験を行うため，多くの溝形状パターンを試すのには適していない．そのため，次に風洞実験を行う溝形状を効率的に決めるために数値計算を行った．今回は溝加工を周方向に施した場合と，流れ方向に施した場合について調査を行ったのでその結果を報告する．

6.2.1 周方向溝

ケーシングトリートメントについて，50%Chord 位置より前縁側に施した周方向への溝が失速特性の改善に効果的であるという報告[(5)(6)]を参考にして，Fig.18 に示すように 50%Chord 位置(Model1)と 20%Chord 位置(Model2)に周方向の溝を施したモデルを対象に計算を行った．

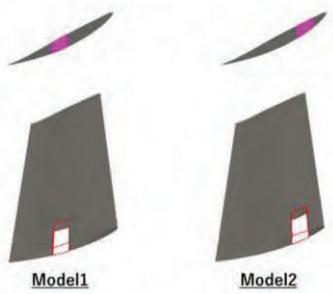


Fig.18　Models of Circumferential Groove

Fig.19 に周方向溝による失速特性の変化を示す．溝加工を施しても失速の発生を遅らせることは出来なかったが，前縁側に溝を施した Model2 において流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の低下が抑えられており，失速特性の改善傾向が見られた．

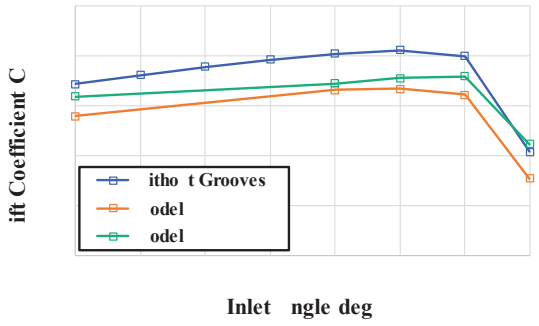


Fig.19　Variation in Stall Characteristics for Models of Circumferential Grooves

失速直前である流入角 51 度における翼負圧面側の流線を Fig.20 に，溝内を通過した流線を Fig.21 に示す．溝加工により溝付近の流れは乱れるが，翼端から離れた領域の剥離を抑制していることが分かる．また，前縁側に溝加工を施した Model2 の方が溝内を通った流体を翼根方向へ導けており，これにより翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制し，失速特性が改善したと考えられる．

Fig.22 に周方向溝による全圧損失の変化を示す．溝を施したモデルの方が全体的に全圧損失の値が大きくなっている．しかし失速後の流入角 52 度においては，前縁側に溝を施した Model2 の全圧損失の値が溝を施していないモデルよりも小さくなっていることが確認できる．溝によって溝付近の流れが乱れ，主流の抵抗となったことが全圧損失の増加につながったと考えられる．

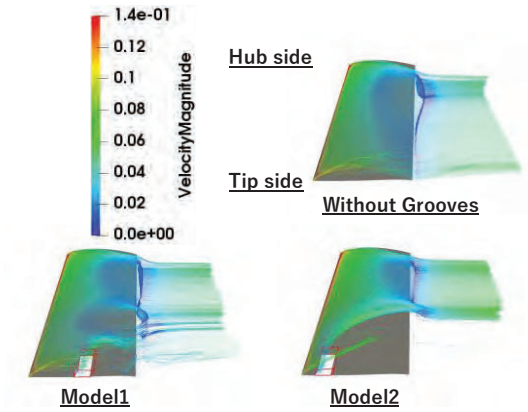


Fig.20　Flow Variation Near Suction Surface for Models of Circumferential Grooves

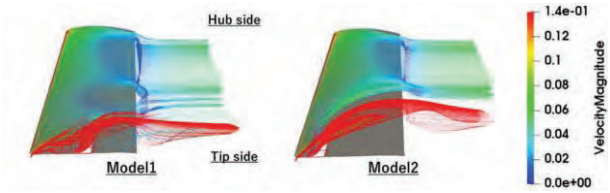


Fig.21　Flow Variation Near Suction Surface for Models of Circumferential Grooves (With Streamlines in Grooves)

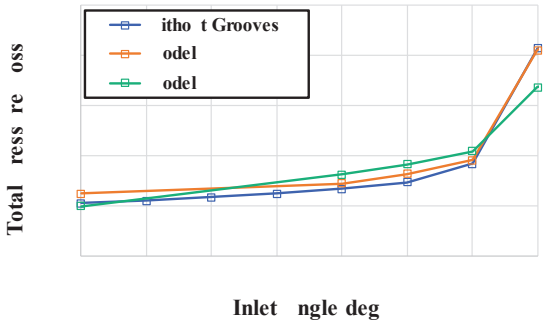


Fig.22　Variation in Total Pressure Loss for Models of Circumferential Grooves

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

6.2.2 周方向溝の乱れ抑制を目指した溝

周方向溝を施すと，翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制できるが，溝付近の流れが乱れることが分かったため，次に溝による乱れをできるだけ少なくすることを目的とし，Fig.23 に示すように 20%Chord 位置から 50%Chord 位置(Model3)，および 70%Chord 位置(Model4)にかけて溝加工を施した新たな二つのモデルを対象に計算を行った．(以後，流れ方向溝と呼ぶ.)

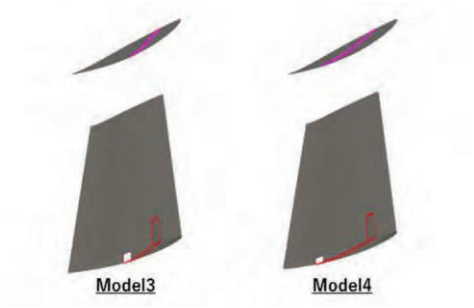


Fig.23　Models of Streamwise Groove

Fig.24 に流れ方向溝による失速特性の変化を示す．周方向溝と比べて，こちらの溝加工モデルの方が失速前後の揚力係数低下の傾きが大きくなっており，失速特性が悪化している．

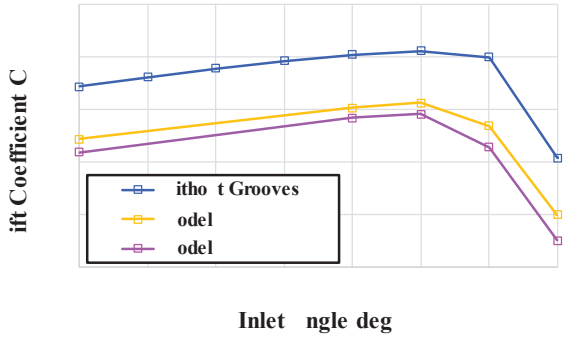


Fig.24　Variation in Stall Characteristics for Models of Streamwise Grooves

流入角 51 度における翼負圧面側の流線を Fig.25 に，溝内を通過した流線を Fig.26 に示す．溝加工を施すことで翼端付近の剥離の成長を抑制できているが，翼端から離れた領域では剥離の成長を促進していることが分かる．溝内を通った流体は翼面に沿って流すことが出来ているが，翼端から離れた領域に導けていないことが分かる．これにより，翼端付近の剥離を抑制し，翼端から離れた領域の剥離を促進した結果，失速特性が悪化したと考えられる．

Fig.27 に流れ方向溝による全圧損失の変化を示す．溝を施したモデルの方が全圧損失の値が小さくなっている．溝によって翼端付近の流れを主流方向に導くことができ，翼端付近の剥離の成長を抑制し主流の抵抗を低減できたことで，全圧損失の改善に繋がったと考えられる．

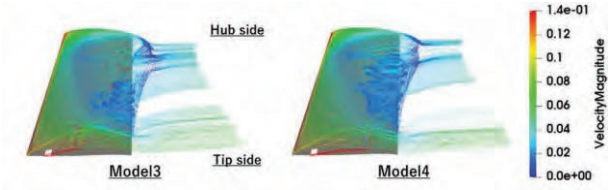


Fig.25　Flow Variation Near Suction Surface for Models of Streamwise Grooves

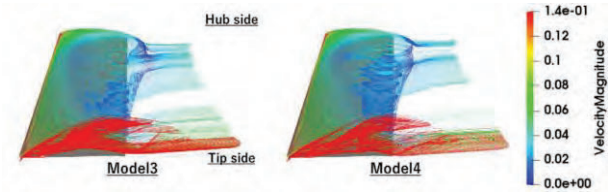


Fig.26　Flow Variation Near Suction Surface for Models of Streamwise Grooves (With Streamlines in Grooves)

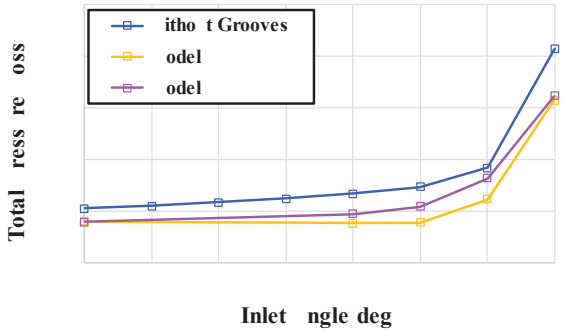


Fig.27　Variation in Total Pressure Loss for Models of Streamwise Grooves

今回調査した周方向溝と流れ方向溝では，失速特性を改善し，かつ全圧損失を抑えられるモデルは無かった．失速特性改善に有効な溝形状を見つけるためには，他にも様々な溝形状を調査して知見を広げていく必要がある．

7. 結言

本研究では翼端溝加工による圧縮機翼列の失速特性改善を目指し，風洞実験と数値計算により，翼端漏れ流れの流速分布，翼面圧力分布の計測および計算を行い，翼端溝の有無等について比較した．

単純な溝加工形状のモデルについては，実験計測ではまず翼端隙間内の流速分布を計測し，翼端漏れ流れ，翼端漏れ渦を捉えられていると考えた．また翼面圧力分布の計測では，翼端付近で揚力係数が低下し，失速前後の揚力係数低下の傾きが減少する，失速特性に若干の改善が見られる結果となった．このことより，翼端溝が失速特性改善に有効であると推定した．しかし，今後研究を進め，深化させていくに当たっては定量的な評価も必要となり，そのためには揚力のより正確な計測が必要であ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

ると考えられる．一方で数値計算では翼端付近の揚力係数は上昇し，失速前後の揚力係数低下の傾きが増加する，失速特性が悪化しているような結果となり，実験と計算で逆の傾向が見られた．数値計算の結果を定量的な評価で利用するためには，乱流モデルのパラメータ調整など，翼端隙間の計算に最適化した計算条件を設定する必要があるが，翼端溝が流れ場に及ぼす影響を定性的に評価することはある程度可能であると考えられる．

また，数値計算のみで調査した溝加工形状の違いについては，周方向に施した溝において，溝付近の流れは乱れるものの若干の失速特性改善が見られるモデルがあった．次に，前述の溝付近の乱れを少なくするために溝を流れ方向に伸ばして施した結果，翼端付近の剥離は抑制できたが，翼端から離れた領域での剥離が促進され，失速特性が悪化する結果となった．

以上より，今後は実験では揚力計測精度の向上を行い，数値計算では翼端隙間内の計算精度の向上を行ったうえで，異なる翼端溝形状について実験と計算を行い，翼端漏れ流れを分析することで翼端溝の形状と翼端漏れ流れの影響の関係を調査し，得られた知見をもとに良好な失速特性を示す翼端溝モデルの提案に繋げる必要がある．

謝 辞

CFD コードの UPACS を使用させていただくにあたり，JAXA の山本一臣氏と賀澤順一氏には貴重なご助言を頂戴した．ここに感謝の意を表する．

参 考 文 献

(1) 山本誠也，“ガスタービン工学”，日本ガスタービン学会，2013.
(2) 山本一臣，他，“CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発”，第 14 回数値流体力学シンポジウム，D02-1，2000.
(3) 吉澤徴，松尾裕一，“航空工学におけるレイノルズ平均乱流モデルの概観と時間スケールによる物理的意味の考察”，宇宙航空研究開発機構研究開発報告，2015.
(4) 谷一郎，他，“流体力学実験法”，岩波書店，1980，pp.223-224.
(5) 金子雅直，“Groove 型ケーシングトリートメントが圧縮機直線翼列内の翼端漏れ流れの挙動に及ぼす影響”，ターボ機械，Vol.48，No.6，2019，pp.17-24.
(6) Juan，D.，Jichao，L.，Lipeng，G.，Feng，L.，and Jingyi，C.，“The impact of Casing Grooves Location on Stall Margin and Tip Clearance Flow in a Low-Speed Axial Compressor”，ASME J Turbomach.，Vol.138，No.12，2016，p.121007.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-3

遷音速遠心圧縮機における三次元はく離の流れ構造および非定常挙動の DES 解析

DES Analysis of Three-Dimensional Separated Flow Structure and Unsteady Behavior in a Transonic Centrifugal Compressor

○能美 智[*1]　山田 和豊[*1]　谷口 直[*2]　冨田 勲[*2]
NOUMI Satoshi　YAMADA Kazutoyo　TANIGUCHI Nao　TOMITA　Isao

ABSTRACT

This paper discusses the separated flow structure and unsteady behavior in a transonic centrifugal compressor impeller with splitter blade and vaned diffuser at design condition. In this study, full annuals URANS and DES calculations are conducted to investigate the flow field inside compressor. In centrifugal compressor with a vaned diffuser, the flow field is inherently unsteady due to the influence of interaction between the impeller and the diffuser, and the unsteadiness of the flow field can often have a great influence on the aerodynamic performance of the compressor. The numerical results showed the unsteadiness of the internal flow field in the impeller causes separation on the diffuser pressure and suction surfaces, leading to loss generation.

キーワード： 遠心圧縮機，三次元流れ，はく離，非定常挙動，DES
Key Words: Centrifugal Compressor, Three-Dimensional Flow, Separation, Unsteady Behavior, Detached-Eddy Simulation

1. 緒言

遠心圧縮機は，小型で高い圧力比が得られるだけでなく，ロバスト性を有するが，一方で高効率が求められる．インペラから流出した流体の動圧を，ディフューザによりできるだけ小さい損失で静圧に変換することが性能向上に重要となる．遠心圧縮機の内部流れ場は、衝撃波や二次流れが発生し極めて複雑三次元はく離流れ場が形成される．さらにインペラとディフューザの翼列干渉の影響により一層複雑な流れ場になる．現在，航空エンジンおよびガスタービンの設計段階において一般的に使用される解析手法は定常解析で，流れ場の非定常性が考慮されておらず定量的な性能を予測が困難な場合がある．さらに，高負荷の圧縮機では流れ場の非定常性が強まり，空力性能に大きな影響を及ぼすため，遠心圧縮機の高性能化のためには複雑な非定常内部流動現象の理解が重要となる(1-5)．

本研究では，羽付きディフューザを有する遷音速遠心圧縮機に対して，URANS（Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes）および DES（Detached Eddy Simulation）による全周非定常流れ解析を行い，遠心圧縮機の内部流動場における三次元はく離の流れ構造および非定常挙動を調査した．

*1　岩手大学
〒020-8557　盛岡市上田4-3-5
*2　三菱重工業(株)

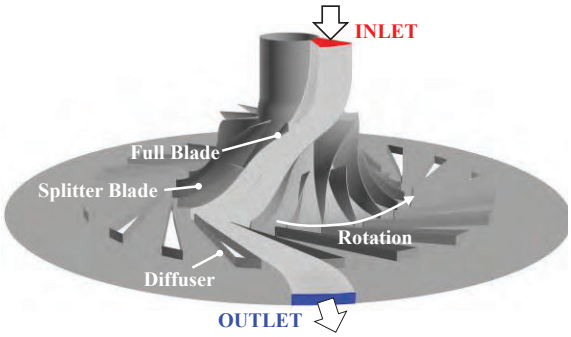


Fig.1 Transonic centrifugal compressor

2. 解析対象

本研究における解析対象は，スプリッタブレード付きインペラ，羽付きディフューザから構成される遷音速遠心圧縮機である．図 1 にインペラおよびディフューザの外観を示す．インペラは前縁から後縁まで一定の翼端すき間を有し，フルブレードおよびスプリッタブレードの翼枚数は，それぞれ 11 枚，ディフューザは 19 枚である．インペラ出口径とディフューザ入口径との比は 1.07 であ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

り，半径方向隙間は小さい．なお，インペラの出口周速が 480 m/s の条件で解析を行った．

3. 解析手法

3.1. 数値計算手法

本研究では非定常解析手法として，内製コードを使用した．同コードでは，非定常三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし，Cell-Centered 法による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）を用い，三次精度の MUSCL 法を組み合わせ高解像度化した．粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に評価し，時間方向は Euler 陰解法により離散化，時間積分には MFGS（Matrix Free Gauss-Seidel）陰解法を用いた．非定常計算にあたり，各時間ステップにおいてニュートン反復を 3 回行い，時間精度を最大二次精度に保った．なお，無次元時間刻み幅を 0.001 とした．このときの時間刻み幅は，インペラ 1 回転あたり約 7,412 ステップ，すなわち翼通過当たり約 664 ステップである．

本研究で用いた DES は，低レイノルズ数型の k-ω乱流モデルに基づいている[6]． DES では，k-ω乱流モデルの k の輸送方程式における散逸項が，次式のように修正される．

$$D_{DES}^{k} = \rho k^{3/2}/\tilde{l} \tag{1}$$

$$\tilde{l} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES}\Delta) \tag{2}$$

ここで，l は乱流長さスケール，Δ は局所の格子幅である．C_{DES}は，用いるスキームに応じて変更する必要がある定数で，本研究では 0.78 とした．

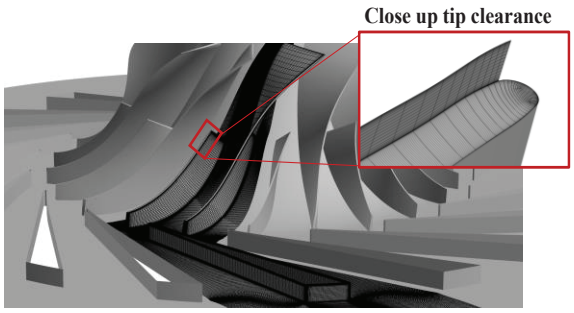


Fig.2 Computational mesh

3.2. 計算格子

図 2 に DES 解析で用いた計算格子を示す．計算格子は格子ソフトウェア AutoGrid5 を用いてすべて構造格子で作成した．インペラについては，フルブレードおよびスプリッタブレードの流れ方向にそれぞれ 140 点，108 点，周方向に 237 点の計算格子を配置した．ディフューザには流れ方向に 136 点，周方向に 200 点の格子を設定した．ハブからシュラウドまでのスパン方向に 65 点の格子を配置し，その内インペラのチップクリアランスにはスパン方向に 25 点を割り当てた．インペラおよびディフューザ 1 ピッチの合計の格子点数は約 460 万点である．DES では圧縮機全周を解析しておりの格子点数は全体で約 6,300 万点である．なお，壁面上の最小格子幅は壁面上の最小格子幅はすべて$y^{+} < 1$を満足するように十分小さい値を設定した．

3.3. 境界条件

インペラ上流の入口境界条件として，全圧，全温および流れ角(予旋回無し)を固定して与えた．ディフューザ下流の出口境界には，静圧を与え，流量を規定した．壁面境界には，滑りなし条件および断熱条件を与えた．また，インペラとディフューザの領域境界（インターフェース）については sliding-mesh を適用した．

4. 結果および考察

4.1. 全体性能特性

図 3 に実験結果および数値解析から得られた供試遠心圧縮機の性能特性である．縦軸は全圧比，横軸は体積流量であり，実験結果（図中の白抜き丸シンボル）および DES 結果（図中の赤色塗りシンボル），URANS 結果（図中の白抜きの三角形シンボル）を示している．同図の全圧比は計算領域出口のディフューザ出口全圧をもとに算出され，実験結果については，ディフューザ出口全圧として，ディフューザ部周方向 4 点のミッドスパンで計測された平均全圧を用いて評価している．なおチョーク流量に関しては実験結果と URANS の結果と比べ約 3.3%高流量側にある．全圧比およびチョーク流量の値は数値計算と実験とで一致していないがその差異は小さく性能特性は定性的に一致している．図 4 に実験結果および数値解析から得られたディフューザの圧力回復係数を示す．ディフューザの圧力回復係数は，ディフューザ入口と出口の静圧差を翼先端に基づく動圧で無次元化して定義される．URANS および DES 解析結果を見ると，数値解析結果と実験結果との差異は小さい．

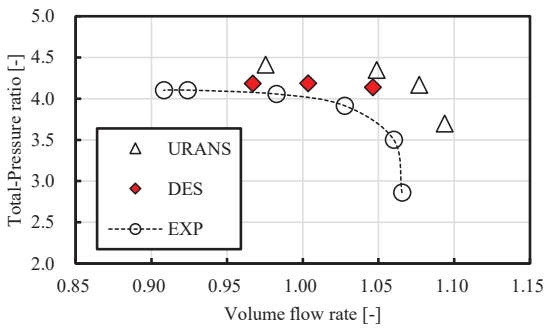


Fig.3 Performance characteristics

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

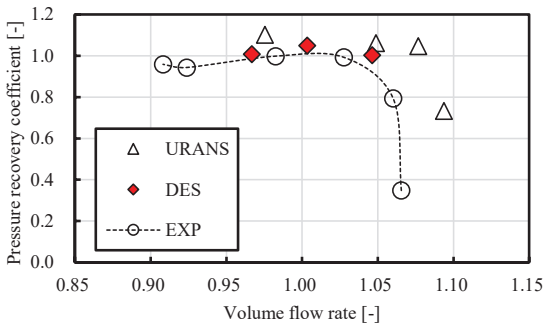


Fig.4 Pressure recovery coefficient of diffuser

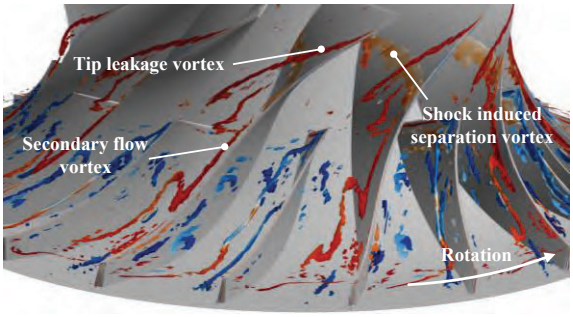
本研究では数値解析結果に対して，インペラおよびディフューザの内部流れの非定常流動現象について述べる．なお渦構造は Critical Point 理論に基づく渦同定法により同定されており，無次元ヘリシティ H_n で色付けされている．無次元ヘリシティは渦度ベクトルと速度ベクトルの余弦値として定義される．無次元ヘリシティは，符号の正負によって流れ方向に対する渦の回転方向を確認することができる．また，渦が崩壊すると渦コア内の逆流が生じるため，無次元ヘリシティにより渦崩壊の発生を確認することができる[7]．

$$H_n = \frac{\vec{\zeta} \cdot \vec{u}}{|\vec{\zeta}||\vec{u}|} \tag{3}$$

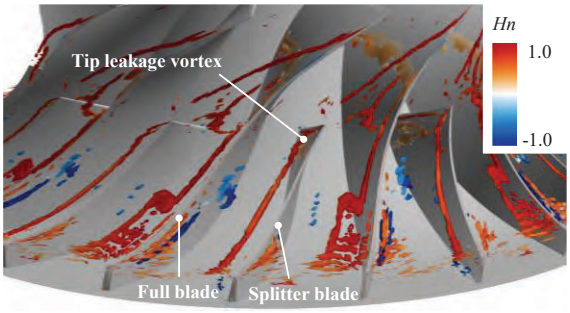
4.2. インペラ内のはく離および渦流れ構造

図 5 は設計流量点におけるインペラ内の渦流れ構造を示しており，URANS および DES により得られた時間平均の結果を比較している．(図 5(a)に示す)DES 結果をみると，フルブレードの翼端において前縁から翼端漏れ渦が形成されているのを確認できる．URANS の結果においても，同様の渦構造が確認できる．また，同様に翼端側に向かって運ばれた負圧面境界層内の低エネルギー流体が巻き上がることで発生した二次流れ渦の渦構造を確認できる．URANS と DES を比較すると，フルブレード負圧面ででは似たような渦構造であるの対して，スプリッタブレード前縁におけるヘリシティの色が異なる．図 5(a)でははく離渦が周方向に広がっており，図 6 の瞬時のスプリッタブレード負圧面における限界流線から，DES では黄色の枠線において負圧面に足をもつはく離渦が複数ピッチで確認できた．さらに隣接のフルブレード圧力面に干渉し，一部が千切れて下流へ移流する．スプリッタブレード後縁において，DES では翼端側に向かって運ばれた負圧面境界層内の低エネルギー流体が巻き上がることで発生した二次流れ渦の渦構造を確認できる．

図 7 に DES 解析結果の瞬時のスプリッタブレード前縁の渦構造を示す．スプリッタ前縁における馬蹄形渦と負圧面のはく離渦が融合し，渦崩壊した一部がフルブレード圧力面と干渉し，一部が千切れて下流へ移流することで，シュラウド側のエントロピーが増大したと考えられる．さらに DES の時間平均流れ場の無次元ヘリシティの色に関しても馬蹄形渦の発生や負圧面におけるはく離構造が発生しており，URANS の渦構造と異なることを示している．

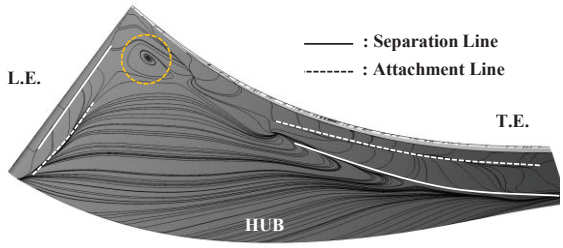


(a) DES

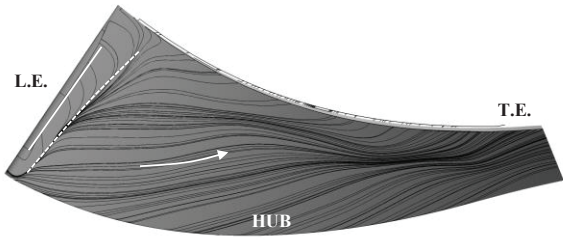


(b) URANS

Fig.5 Time-averaged vortical flow structure at design point



(a) DES



(b) URANS

Fig.6 Limiting streamline on suction surface of splitter at design point (instantaneous flow field)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

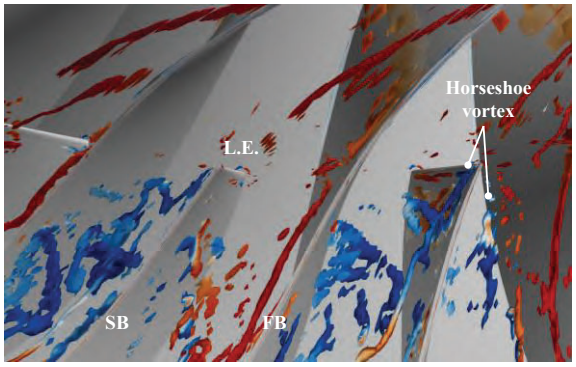
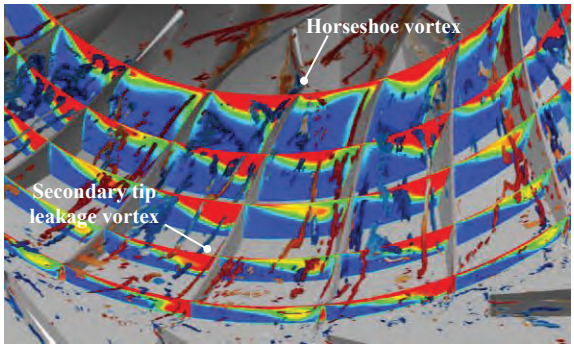
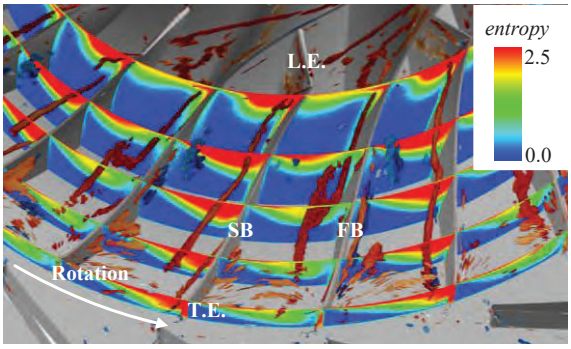


Fig.7 Instantaneous vortical flow structure of splitter leading age (DES)



(a) DES



(b) URANS

Fig.8 Instantaneous comparison of vortical flow and entropy distribution around impeller

図 8 に瞬時のインペラの横断面におけるエントロピー分布および渦構造を示す．インペラ負圧面側翼先端には翼端漏れ渦を中心として，低エネルギー流体の集積による高エントロピー領域 wake 構造の発生を確認できる．高エントロピー領域はスプリッタ翼負圧面側の方で大きく，前述の通り，DES ではスプリッタ後縁で二次流れ渦が発生しており，負圧面のエントロピーが増大したと考えられる．スプリッタ圧力面にはスプリッタ前縁から発生しているはく離により，シュラウド壁面での低エネルギー流体の集積が確認できる．フルブレード圧力面では出口側に千切られた渦と低エネルギー流体が移流しており，インペラの出口側のエントロピー分布が異なっている．両者の高エントロピー領域について比較すると，DES の方が瞬時の流れ場でもエントロピー値が大きく，図は省略するが時間平均の流れ場でも高くなっている．

4.3. インターフェース内の流れ場

本節では，URANS と DES により得られたインペラ内の流れ場の解析結果から，動静翼間での流れ場の違いについて説明する．図 9 および図 10 は，ディフューザ直情流における周方向に質量流量による重み付き平均したエントロピーおよび半径方向速度のスパン分布を示している．図 9 のエントロピー分布についてみると，DES ではシュラウド壁面側で高エントロピー領域が拡大していることが確認できる． また，図 10 の半径方向速度についてみると，DES では 90%高さからシュラウド壁面にかけて逆流域が発生しており，主流速度が増加している．上述したように，インペラ出口における低エネルギー流体の集積が異なることに対応して，シュラウド側でブロッケージ効果に違いが生じている．

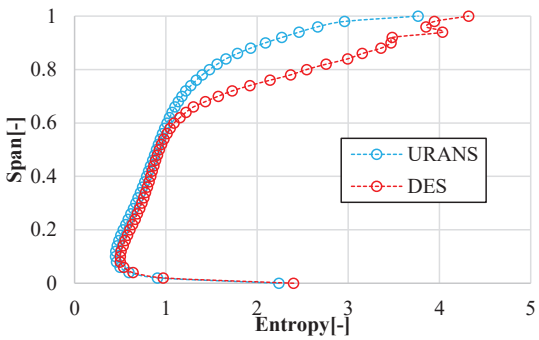


Fig.9 Circumferential averaged entropy

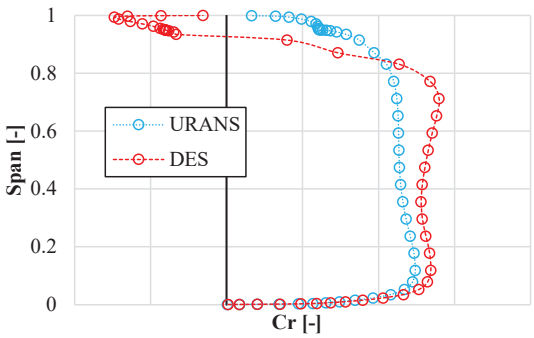


Fig.10 Circumferential averaged radial velocity

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4.4. ディフューザ内のはく離および渦流れ構造

図 12 は，シュラウド壁面静圧の子午面方向分布を示しており，URANS および DES により得られた時間平均結果と実験結果を比較している．なお，壁面静圧はインターフェース位置における URANS 結果の値で正規化されている．URANS の結果は，実験値と比較してディフューザ内の静圧回復が大きくなっている．一方，DES の結果は実験値と定量的に一致していることが確認できる．ディフューザでの圧力回復に差異があることから，ディフューザ内での損失生成が異なることからが示唆される．

図 13 は，URANS および DES により得られたディフューザ内の時間平均渦流れ構造を示している．DES では，ディフューザ前縁においてハブおよびシュラウドに馬蹄形の渦が形成されている．さらに，ディフューザ圧力面側には前縁付近にははく離渦の発生を確認できる．URANS においても，同様の渦構造を確認できる．下流にかけては，両者の流れ場は大きく異なり，DES では二次流れ渦および負圧面におけるはく離が発生していることが，複数のピッチで確認できた．

図 14 に，ディフューザ内のミッドスパンにおけるエントロピー分布を示す．URANS では，インペラ出口の jet- wake 構造がディフューザ前縁付近までに一様化し非定常性が減衰しているのに対し， DES では，ディフューザ内にインペラの jet-wake 構造が残っており，インペラとの干渉により非定常性が誘起されていることがわかる．また，URANS および DES ともに，圧力面側において高エントロピーがディフューザ前縁から発生しているのを確認できる．図 15 にディフューザにおける子午面方向のエントロピー上昇を示す．破線は時間平均，実線は瞬時の結果を表している．時間平均のエントロピー上昇についてみると，子午面距離 1.5 付近から，URANS と DES でエントロピーに差が生じ始めている．一方，図 12 に示した子午面方向静圧分布をみると，圧力回復については子午面距離 1.2 あたりで URANS と DES に差が生じ始めている．

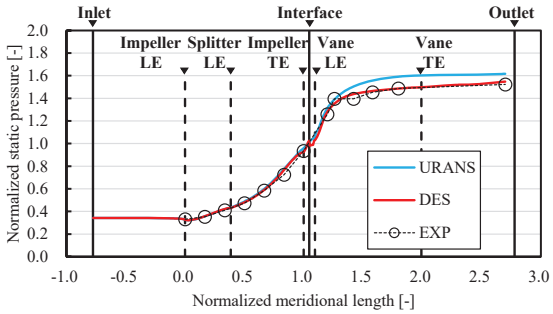
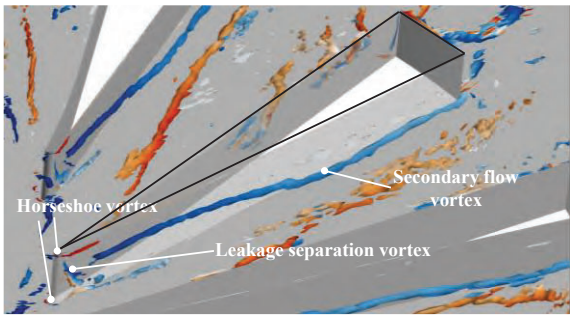
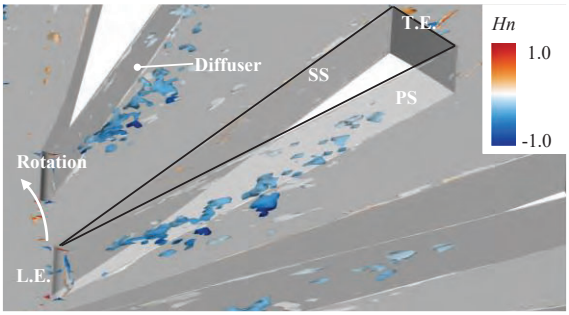


Fig.12　Static pressure increases in meridional direction

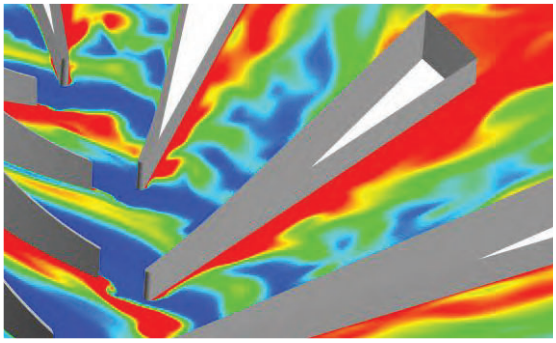


(a) DES

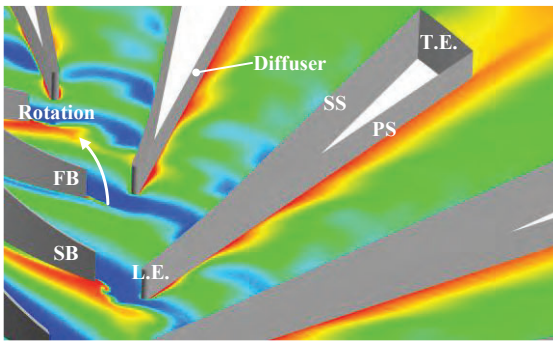


(b) URANS

Fig.13 Time-averaged vortical flow structures in diffuser



(a) DES



(b) URANS

Fig.14 Instantaneous entropy distributions around the diffuser at midspan

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

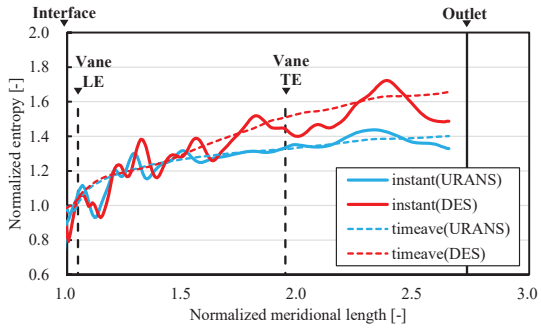
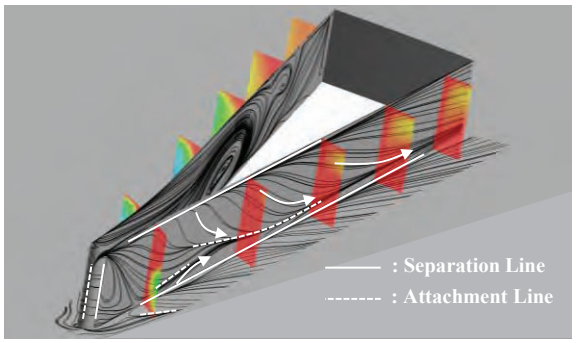
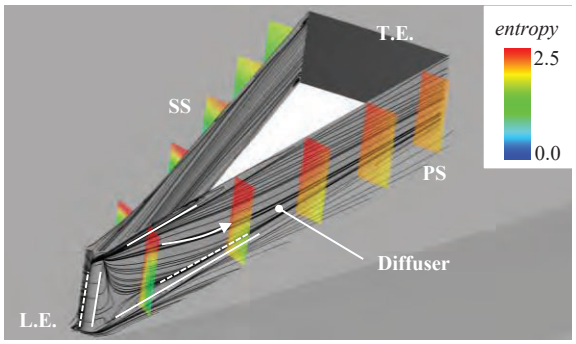


Fig.15 Entropy increases in meridional direction of diffuser



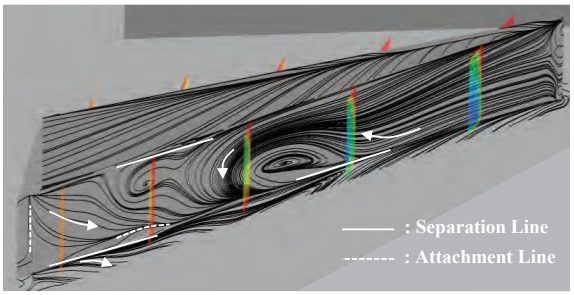
(a) DES



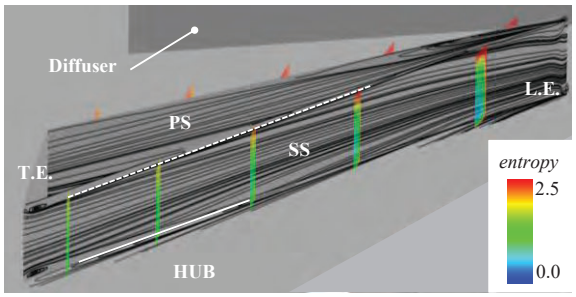
(b) URANS

Fig.16 Limiting streamlines on pressure surface and entropy distributions in the diffuser (time-averaged flow field)

図 16 および図 17 に，それぞれディフューザ圧力面上および負圧面上の限界流線を示す．同図には，あわせて横断面上のエントロピー分布を示している．同図において実線および破線はそれぞれはく離線および付着線を表している．図中の矢印は流れの向きを示している．図 16 に示すように，DES ではシュラウドからハブに向かう二次流れが強いことがわかる．これに伴い，DES では URANS に比べ圧力面付近のエントロピーがハブ側で大きい．図 17 をみると，DES ではミッドコード付近に付着型の渦状点が確認される．また，後縁付近の流れは逆流していることが分かる．



(a) DES



(b) URANS

Fig.17 Limiting streamlines on suction surface and entropy distributions in the diffuser (time-averaged flow field)

図 18 にディフューザ流路ミッドピッチ（主流部）における流れ角の流れ方向分布を示す[8]．流れ角は半径方向からの角度として定義される．流れ角は，10%および 50%，90%スパンの 3 つのスパンについて示されている．ディフューザ前縁では，図 10 に示したように，DES ではインペラ出口の流れはシュラウド側で逆流しており，90%スパンで URANS と DES に差異が大きい．10%コード位置より下流側では，50%および 90%スパンの流れ角は，URANS と DES で一致している．10%スパンでは DES で，20%コード付近から出口側にかけて約 10 度の流れ角の差異がある．

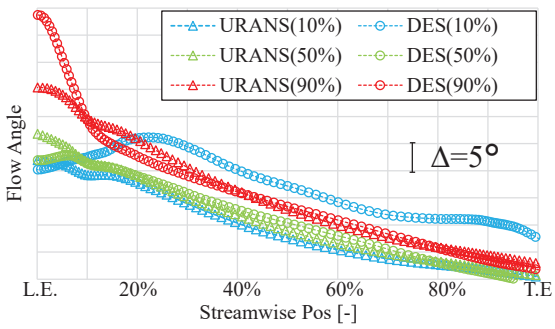
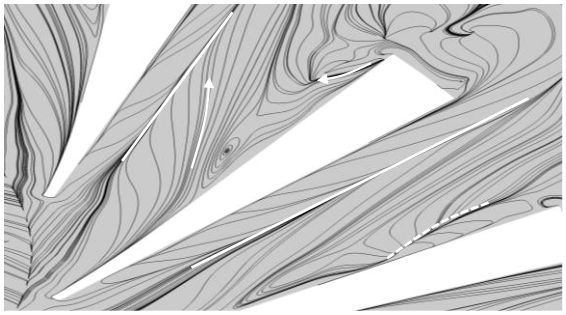


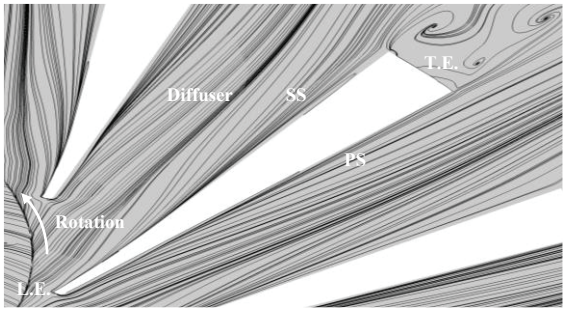
Fig.18 Time-Averaged flow angle between pressure surface and suction surface

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

図 19 にハブ面における時間平均の限界流線を示す．同図（b）に示すように，URANS では，特徴的な包絡線はみられず，ディフューザ翼に沿って流れていることがわかる．一方 DES では，負面近傍の流れは逆流していることがわかる．また，これに伴って負圧面側から圧力面側に向かう二次流れが発生し，本来の二次流れと衝突しはく離が発生している．



(a) DES

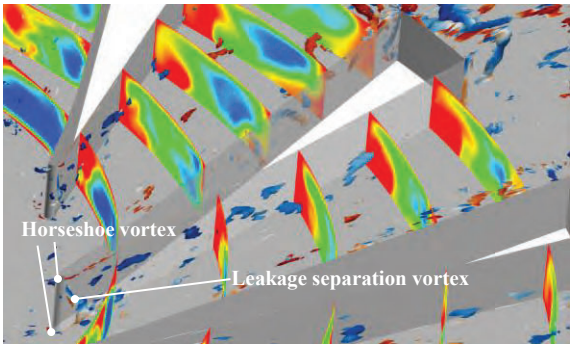


(b) URANS

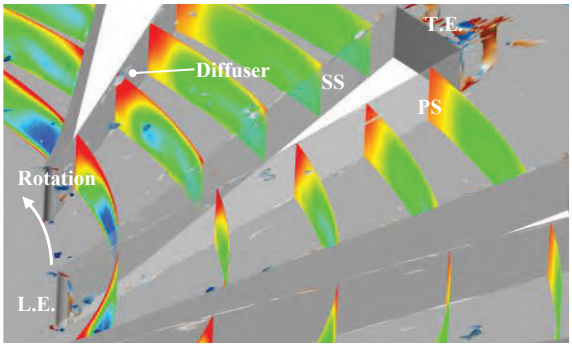
Fig.19 Limiting streamline on hub surface at design point (time-averaged flow field)

図 20 に，ディフューザ内の瞬時の渦流れ構造と横断面上のエントロピー分布を示す．横断面のエントロピー分布で， URANS 解析結果では，図 14(b)と同様に横断面のエントロピー分布でも一様な流れ場になっており，非定常変化が小さく，軸対称な流れ場になっている．さらに URANS ではハブ側に高エントロピー領域の発生が確認できない．同図(a)において前述したように，ハブ面におけるはく離および流れ角の差異により，圧力面および負圧面とハブ面のコーナーでは，低エネルギー流体の集積がみられる．

図 21 に横断面上の瞬時の半径方向速度分布を示す．URANS では，一様な速度分布となっている．DES では，図 20 に示した高エントロピー領域に対応して低速度域が広がっている．また流れ角が大きく異なる 10%スパンでは，DES において低速度域が全周で発生している．上述したように圧力面および負圧面とハブ面のコーナーにおける高エントロピー領域が異なることに対応してブロッゲージ効果に違いが生じている．DES ではこの違いが生じた結果，非軸対称性が強まった流れ場となることがわかる．

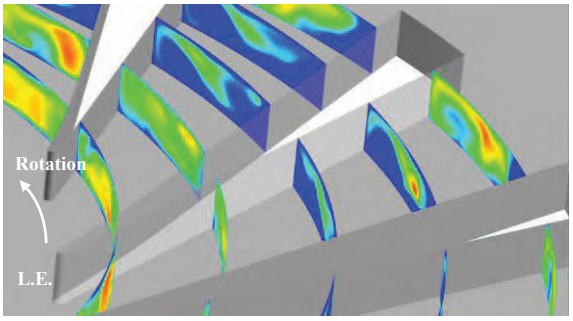


(a) DES

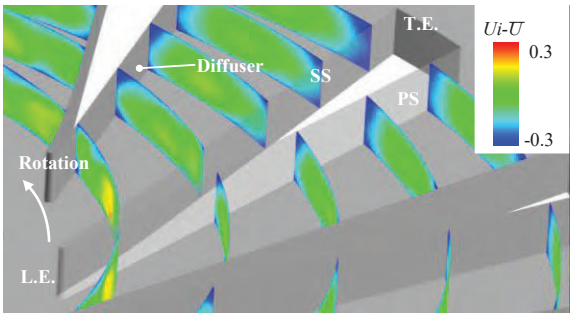


(b) URANS

Fig.20 Instantaneous vortical flow structure and entropy distribution at design point



(a) DES



(b) URANS

Fig.21 Instantaneous radial velocity distributions in the diffuser

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

5. 結言

本研究では，羽根付きディフューザを有する遷音速遠心圧縮機を解析対象とし，URANSおよびDESによる全周非定常計算を行い，設計点における内部流れ場を詳細に解析した．インペラおよびディフューザ，さらに動静翼間における流れ場に関して，URANSとDESの結果を比較し，乱流解析手法の違いが遠心圧縮機の内部流動および空力性能へ及ぼす影響について調べた．その結果より，以下の知見が得られた．

(1) 圧縮機の全圧比特性に関する実験との比較において，計算結果は実験と概ね良く一致したが，URANSはDESに比べ全圧比を全般に過大評価した．ディフューザ性能に関して，DESは実験と非常に良く一致した．一方，URANSは圧力回復を過大評価することが示された．

(2) インペラでは，スプリッタブレード負圧面側で特に顕著な高エントロピー領域が確認される．URANSでは，DESで見られたスプリッタブレード負圧面側の渦崩壊が確認されず，その結果，高エントロピー領域はDESと比較して小さい．DESでは，渦崩壊の発生に伴い，インペラ出口でシュラウド側に逆流が見られる．

(3) DES結果から，ディフューザでは，圧力面側においてシュラウドに集積した低エネルギー流体が巻き上がることで二次流れ渦が形成され，高エントロピー領域が確認される．また，ディフューザ負圧面側では，複数ピッチで50%コード付近に付着型の渦状点が確認され，アーチ状のハブコーナーはく離が形成されていることがわかった．このハブコーナーはく離の発生に伴い，高エントロピー領域がみられる．URANSの結果には，前述のような流動現象は確認されず，ディフューザ内の損失生成が大きく異なることが明らかとなった．

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) Trebinjac I., et al.: Effect of Unsteadiness on the Performance of a Transonic Centrifugal Compressor Stage, ASME J. Turbomach., Vol.131(4), 2009, 041011(9).

(2) Yamada K., et al.: Unsteady Effects of Blade Row Interaction on Flow Field and Aerodynamic Performance of a Transonic Centrifugal Compressor Impeller, ASME GT2021-59462.

(3) Ibaraki S., et al.: Investigation of Unsteady Flow Field in Vaned Diffuser of a Transonic Centrifugal Compressor, ASME J. Turbomach., 129(4), 2007, 686-693.

(4) 山田，神崎，古川，岡本，“大規模 DES による遷音速遠心圧縮機サージ点近傍の非定常流動解析”，JSFM，2015

(5) 久保浩介，遷音速遠心圧縮機における翼列干渉に伴う非定常流動場と Deterministic 応力，岩手大学大学院修士論文（2022）

(6) D. C. Wilcox, “Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model,” AIAA Journal, Vol. 32, No. 2 (1994), pp. 247–255.

(7) 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

(8) William J. Gooding, John C. Fabian, and Nicole L. Key.: LDV Characterization of Unsteady Vaned Diffuser Flow in a Centrifugal Compressor, ASME GT2019-90476

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-4

突極形タービン発電機の内部流動と冷却構造に関する研究

Study on Internal Flow and Cooling Structure of Salient Pole Turbine Generator

○浅沼 拓真[*1] 藤澤 信道[*2] 太田 有[*2]
ASANUMA Takuma FUJISAWA Nobumichi OHTA Yutaka

武藤 琢真[*3] 小澤 明[*3] 佐藤 和雄[*3] 増田 光[*3]
MUTO Takuma OZAWA Akira SATO Kazuo MASUDA Hikaru

ABSTRACT

The internal flow and cooling structure of a 4-pole salient pole synchronous generator are investigated by CHT analysis. About 60% of the total flow rate of the synchronous generator passes through the rotor and about 40% through the coil ends. A large total pressure loss occurs at the stator inlet. This is due to the separation caused by the sudden angular shift of the flow with a strong circumferential component coming out of the rotor. The rotor coil surface temperature is found to be higher in the axial center, especially on the suction surface. This is the same as the experimentally analysis. The flow field of the rotor has different characteristics depending on the interpolar. The results show that axial flow is dominant in the first interpolar, while radial flow is dominant in the second and third interpolar.

キーワード： タービン発電機，突極形同期発電機，流体・熱伝導連成解析，内部流動，熱伝達率
Key Words: Turbine Generator, Salient Pole Synchronous Generator, Conjugate Heat Transfer Analysis, Internal Flow, Heat Transfer Coefficient.

1. 緒言

タービン発電機は近年の電力需要の高まりを受けてさらなる高出力化・大容量化が求められている．同時に，発電機の高出力化・大容量化に伴う過剰な温度上昇を防ぐため，設計段階での詳細な温度分布の推定や冷却性能の向上が技術的課題となっている．対象とする突極形同期発電機（以下，同期機）は突極をもつ回転子とその周囲の固定子からなる．同期機内部に多くの分岐流路を有し複雑な流路構造になっていること，回転子が高速で回転していることから，実機計測による流れ場の評価が難しく，冷却空気の同期機内部流動を精度良く予測することは困難である．

従来の研究では，同期機全体を対象とした流れ場・温度場に関する初期の研究としてShanelら[(1)]による流体・熱伝導連成解析(Conjugate Heat Transfer Analysis; 以下，CHT解析と略記)を用いた研究報告がある．Shanelらは同期機内の熱伝達率を予測する手法としてCHT解析が有効であることを指摘している一方，流れ場と温度場の関係については言及していない．同期機内部の研究として，湯淺ら[(2),(3)]による回転子極間内部の流れの可視化実験やCFD解析に関する報告がある．湯淺らは4極突極形回転子の極間内部のみを対象としており，回転の影響により回転子の極間にキャビティ流れが形成され，その流れが衝突する壁面で*Nusselt*数が高くなることを明らかにした．この報告は実験・解析ともに回転子極内の軸方向の流れを考慮していない二次元的な調査にとどまっている．しかし近年，同期機内部流路の三次元のCFD解析が実施され，生田ら[(4)]はオイラーの理論揚程から同期機の回転子に生じる風損を精度良く予測している．また，武藤ら[(5)]は同期機全体の損失機構を明らかにしている．以上のように同期機全体を対象とした数値解析による先行研究はいくつか存在するものの，同期機内部の詳細な内部流動と温度場および冷却構造との関係について調査した報告は少ない．

そこで本研究では，同期機の内部流動や発熱体の温度上昇の関係を調査するために同期機全体を対象にCHT解析を行い，発熱体であり複雑な形状である回転子・固定子内の流れ場や温度場を詳細に調査した．

*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 東芝三菱電機産業システム株式会社 〒104-0031 中央区京橋3-1-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

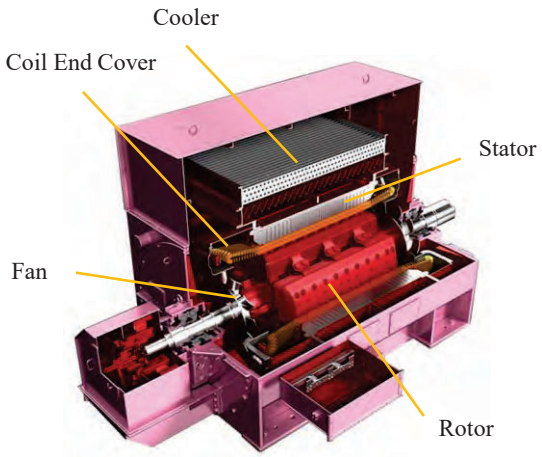


Fig.1　Salient Pole Synchronous Generator.

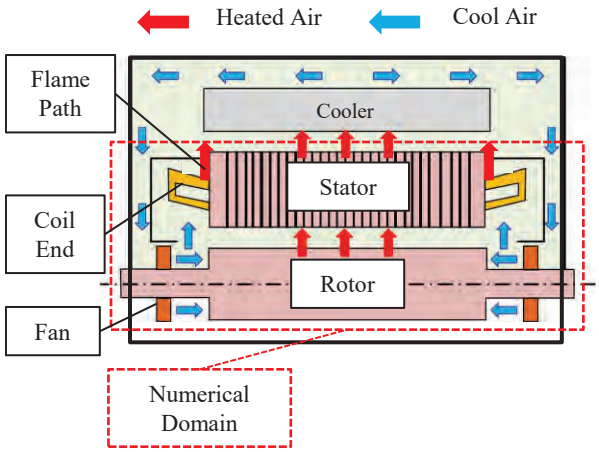


Fig. 2　Internal Flow Path.

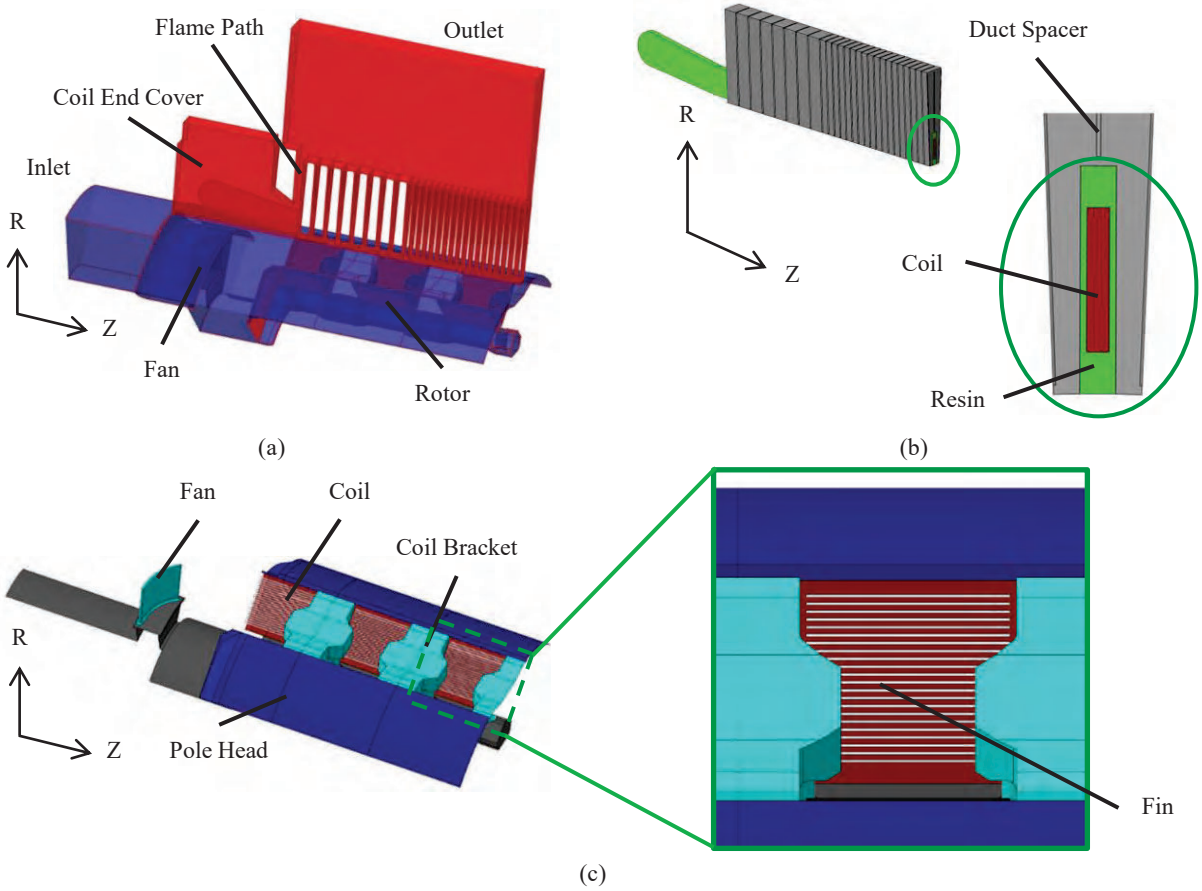


Fig.3　Numerical Domain (a：Over View, b：Stator, c：Rotor).

2. 解析モデル

図 1 に解析対象とする 4 極の突極形同期発電機の概観を示す．概略出力は 50MW，回転数は 1800 min^{-1}，外形寸法は長さ 3m，幅 3m，高さ 3m ほどである．図 2 に内部流路の模式図を示す．流体はファンにより加速された後，コイルエンドカバーを通過する流れ(図中青矢印)と回転子，固定子を通過する流れ(図中赤矢印)に分かれる．前者は固定子コイルエンドを冷却した後，固定子出口へと進み，後者は回転子，固定子のコイルおよび鉄心を冷却した後，固定子出口へ進む．その後，二つの流れは合流し，熱交換器で冷却され入口へと戻る循環流路である．回転子，ファンは同軸で接続されて回転している．

解析モデルは実機実寸大であり，構成要素はファン，回転子，固定子，フレームである．本解析では計算の簡素化のため固定子出口後の熱交換器および出口境界から入口境界への循環流路は模擬していない．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3. 数値解析手法

計算は非構造格子解析汎用 CFD ソルバである cadence 社の FINE/Open を使用し，定常三次元 RANS 解析を行った．乱流モデルは SA モデルを使用した．

図 3 に解析格子の概略図を示す．解析領域は流れの対称性を考慮し，周期性はファンで 1/10 周期，回転子 1/4 周期，固定子領域 1/84 周期(=1 スロット分)とし，いずれも 1/2 軸長としている．格子点数は流体格子約 5700 万点，固体格子約 1300 万点で総格子点数は約 7000 万点である．実機形状ではポールヘッド壁面に存在するボルトや座ぐりなどは大局的な流れ場に与える影響が小さいとして簡略化している．一方，コイルブラケットなど流れ場に大きな影響を及ぼすと考えられる要素は実機形状を忠実に模擬している．入口境界条件は全温全圧固定，出口境界条件は静圧固定(大気圧)とした．

本研究では，回転子コイル，ポールヘッド，固定子コイル，固定子鉄心からの発熱を考慮した CHT 解析を行った．流体・固体領域の境界に温度と熱流束が等しいという熱的な条件を与え，熱バランスによって流体・固体領域の温度を計算する．流体・固体領域の境界では熱流束と温度が等しいため，以下の式が導かれる．

$$h_f(T_w - T_f) = h_s(T_s - T_w) \qquad (1)$$

$$h = \frac{k}{\Delta y} \qquad (2)$$

ここで，h：熱伝達率，T：静温，k：熱伝導率，Δy：壁面からセル第一層までの距離である．添え字はそれぞれ f：流体, s：固体, w：接続面(壁面)である．

式(1)を壁面温度T_wについて解き，その温度を流体・固体領域の境界条件に与えることで境界温度が等しいという条件が満たされる．式(2)における流体の熱伝導率k_fは以下の式で与えられる．

$$k_f = \frac{\mu C_p}{Pr} \qquad (3)$$

ここで，μ：粘性係数，Pr：プラントル数，C_p：定圧比熱である．

式(1)で計算した壁面温度T_wを境界条件として，固体領域の温度は式(4)に示すエネルギー方程式により内部反復計算される．

$$\rho C_p \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \Omega = \sum (k \nabla T) \cdot \vec{n} \Delta S \qquad (4)$$

ここで，ρ：密度，$\Delta T/\Delta\tau$：微小時間 $\Delta\tau$ における静温変化，Ω：検査体積，$\vec{n}\Delta S$：検査体積の面ベクトルである．

流体解析に比べて固体熱伝導解析は時間スケールが大きいため，境界面で温度と熱流束の連続性を境界条件に与える連成解析手法で非定常解析を行うのは現実的でない．したがって，本研究では局所時間刻みによる定常解析のみを行った．

4. 結果および考察

4.1 同期機内部流れ場の概要

同期機全体における基本的な流れ場を理解するため，図 4 にθ=0 deg 断面における軸方向流速分布を示す．ファンを通過した流れはコイルエンドからフレームに通過する流れと回転子を通過する流れに分かれる．回転子へ流入した空気は回転子外径側を通過する流れと回転子内径側へ流入しコイルブラケット下部を通過する流れが存在する．図 5 に半径方向一定断面 R/R_{max}=53%における軸方向流速分布を示す．ここで，回転方向に対してファンと同じく回転子コイルにおいても正圧面・負圧面を定義した．ファンと回転子は同軸に接続され回転しているため，ファンを通過した空気は回転子に対して傾いて流入する．そのため回転子入口部の負圧面側で剥離渦(図中白破線)が生じ，これを避けるように正圧面側へと縮流している様子が確認できる．表 1 に同期機内の分岐流路における流量割合を示す．図 6 の評価断面にて分岐流路の流量を計算した．表中の値は同期機全体の質量流量を 100 とした際の，各流路における流量割合を表している．ファンを通過した後回転子に流入する空気は回転子下部I，回転子上部IIを通過する．その後コイルブラケット上部や下部を通過する流路に分岐し，固定子X~XIIを通過して固定子出口へと進む．表 1 よりファンを通過した後回転子に流入する流量割合は約 60%である．ファンの形状を最適化することでこの回転子流量割合を増大させることができ，冷却効果の向上が期待できるが，それは今後の課題としたい．

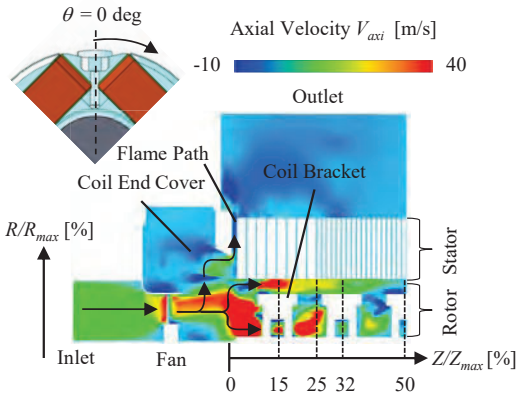


Fig.4 Distribution of Axial Velocity in Synchronous Generator (θ=0 deg).

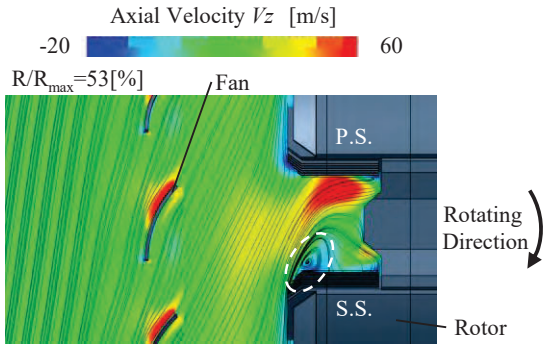


Fig.5 Distribution of Axial Velocity from Fan to Rotor.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Table1　Distribution of Mass Flow Rate.

	Position	Mass Flow Rate [%]
Rotor	I	13
	II	44
	III	0.063
	IV	13
	V	35
	VI	6.8
	VII	5.2
	VIII	23
	IX	5.2
Stator	X	9
	XI	19
	XII	29
Flame	XIII	43

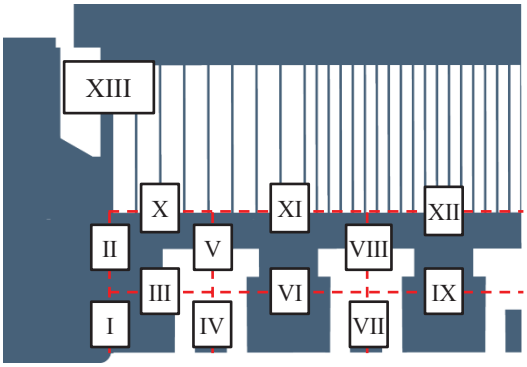


Fig.6　Measurement Section of Mass Flow Rate.

4.2 固定子および回転子内部流れ場

図 7 に同期機の回転子外側から固定子出口にかけての半径方向全圧分布を示す．横軸に全圧，縦軸に半径方向位置をとっている．回転子では遠心作用により全圧が上昇しているが，固定子流入部で大規模な圧力損失が生じている．また，固定子流入部の半径方向流速分布および流線を図 8 に示す．図 8 の軸方向一定断面の取得位置は図 4 中の軸方向 25%位置である．図 8 より，回転方向に対して手前側の固定子流路の入口で大規模な剥離渦が形成されていることがわかる．これは強い旋回成分をもった回転子吐出流が固定子へ流入する際に，急激に半径方向へと角度を転じることによる剥離が原因である．そのため回転方向に対して手前側の流路では全域で淀んでおり，流入空気のほとんどが回転方向に対して奥側の流路を通過する．また，奥側の流路ではダクトスペーサ前縁で発生する剥離を避けるように流れがコイル壁面側へと偏り縮流することで半径方向流速が増加している．

以上より，固定子内部の流れはコイルの左右で偏りが生じており，固定子コイルおよび鉄心を効果的に冷却するためにはこの流れの偏りを是正する必要がある．そこで，回転方向に対して手前側の固定子流路入口の剥離を抑制するために切欠き(図 7 上部)を設けた．切欠きを設けたモデルの半径方向の全圧分布および，軸方向位置

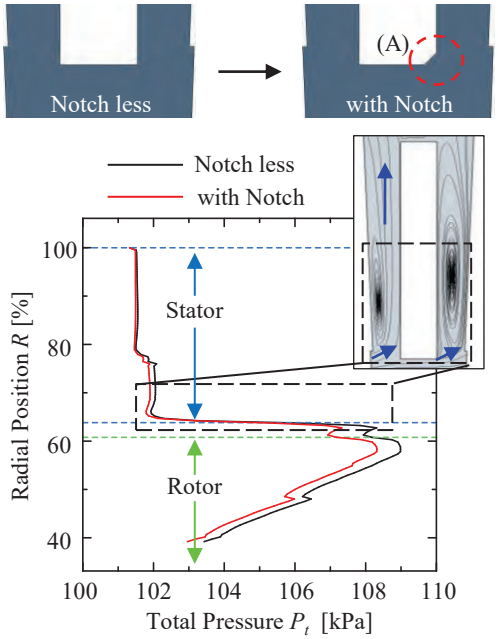


Fig.7　Distribution of Total Pressure at Radial Position.

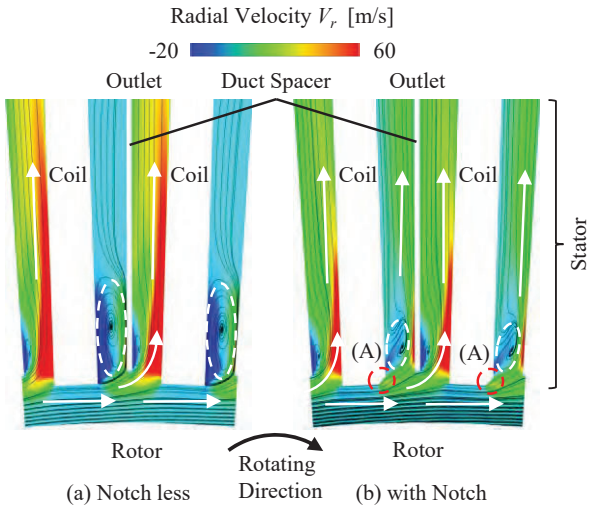


Fig.8　Distribution of Radial Velocity at Stator Inlet.

Z/Z_{max} = 25%での半径方向流速分布をそれぞれ図 7，図 8 に併記する．図 7 より切欠きを設けたことで固定子流入部での全圧損失が低減されたことが確認できる．これは図 8 より，切欠きによって回転方向手前側流路の剥離が抑制され，流れの偏りが是正されたためである．

次に回転子内部の流れ場について述べる．回転子内の軸方向流れはコイルブラケットに妨げられるため，極間ごとに流れ場が異なる．図 9 に第 1 極間での半径方向一定断面における軸流速分布，回転子コイル近傍の静温分布を示す．図 9(b)，(c)より，回転子入口部の負圧面側に剥離渦が形成されていることがわかる．この渦は回転子入口形状に起因するものであり，正圧面側では流れが縮流され，高軸流速領域となっている．このように第 1 極間では回転子入口部の剥離渦が流れ場に大きな影響を与え，軸方向流れが支配的となっている．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

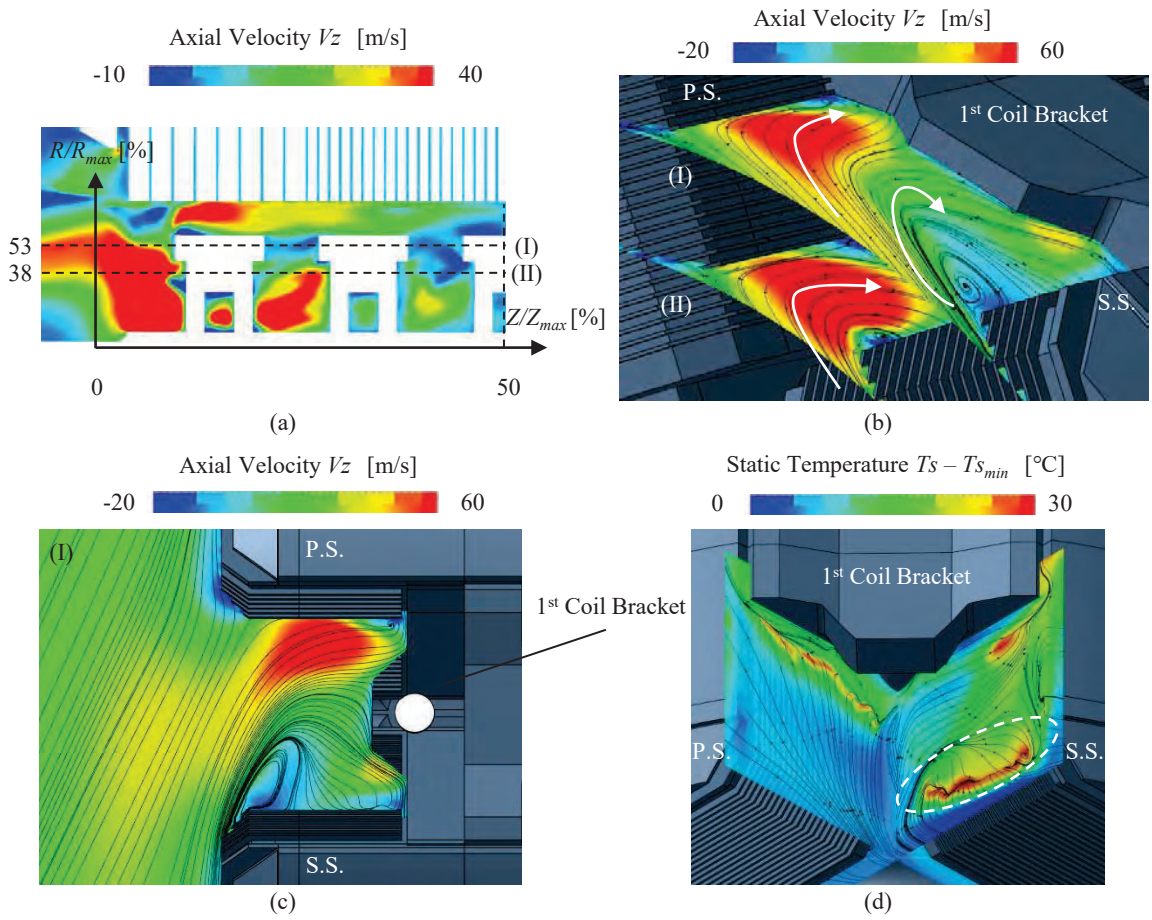


Fig.9 Distribution of Velocity and Temperature in the First Interpolar (a, b, c : Axial Velocity, d : Static Temperature).

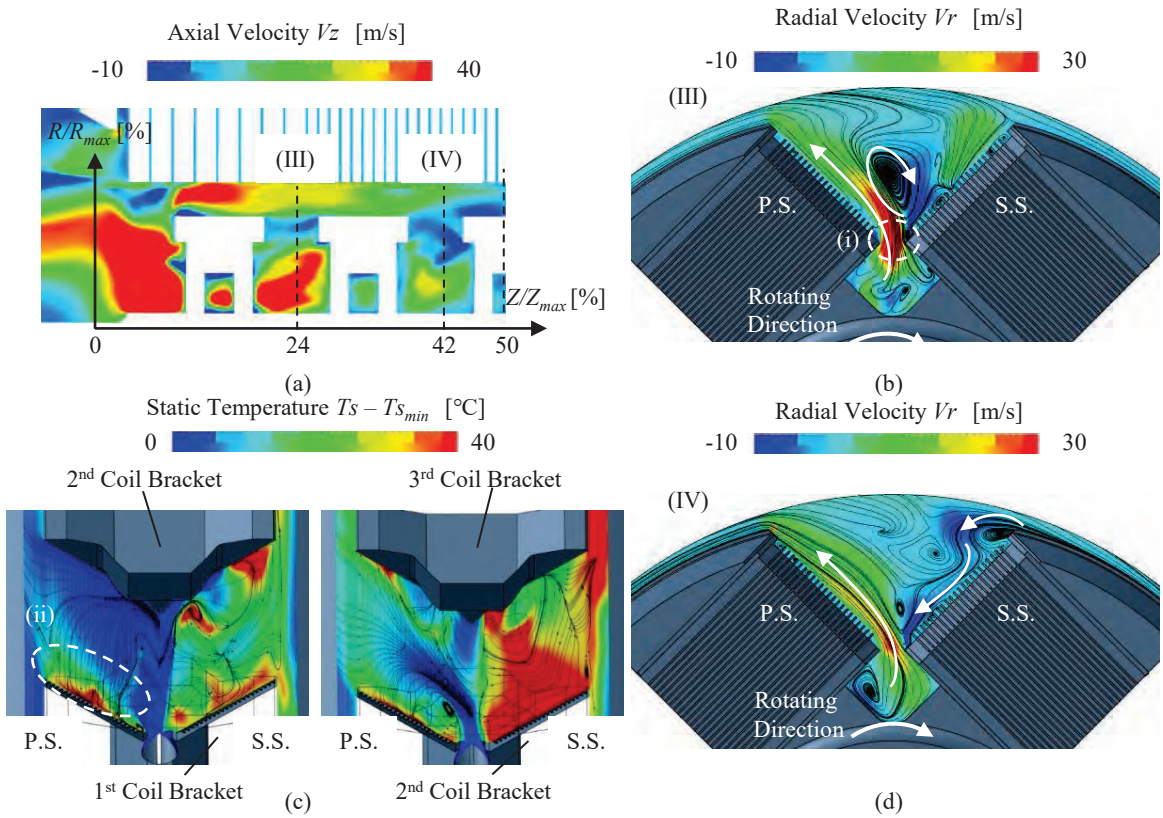


Fig.10 Distribution of Velocity and Temperature in the Second and Third Interpolar (a : Axial Velocity, b, d : Radial Velocity, c : Static Temperature).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

図 10 に第 2，第 3 極間軸方向一定断面の半径方向流速分布，回転子コイル近傍の静温分布を示す．図 10(a)より回転子内の軸方向流れはコイルブラケットによって妨げられるため，第 2，第 3 極間は第 1 極間よりも軸方向流速は小さくなる．また，第 2，第 3 極間ではコイルブラケット下部を通過した流れが半径方向に吹き上がるため，半径方向の流れが支配的となる．図 10(b)(i)より，第 2 極間では回転子内側から吹き上がる際にコイル形状によって流路が急縮するため，加速された流れが遠心力により正圧面に沿って半径方向に抜けていく様子がわかる．このとき主流によって形成される二次流れが負圧面側において渦を形成しよどみ領域となっている．図 10(d)より第 3 極間も同様に回転子内側から吹き上がった流れは正圧面に沿って半径方向へと流出する様子が確認できる．一方で負圧面では，ポールヘッド上部から回転子内側へと流入する流れが支配的である．

4.3 回転子内部伝熱構造

図 11 に実験，CHT 解析における回転子コイル表面温度分布を示す．図 11 より，いずれも軸方向，半径方向に分割した領域での平均温度を求め，最小温度との差で表している．どちらも共通して軸中心部，特に負圧面側でコイル温度が高くなっていることがわかる．ただし，解析，実験ともに精度には改善の余地があるため，定量的な評価については今後の課題である．

図 12 には CHT 解析より得られた回転子コイル近傍の熱伝達率分布を示す．熱伝達率 h は以下の式で表される．

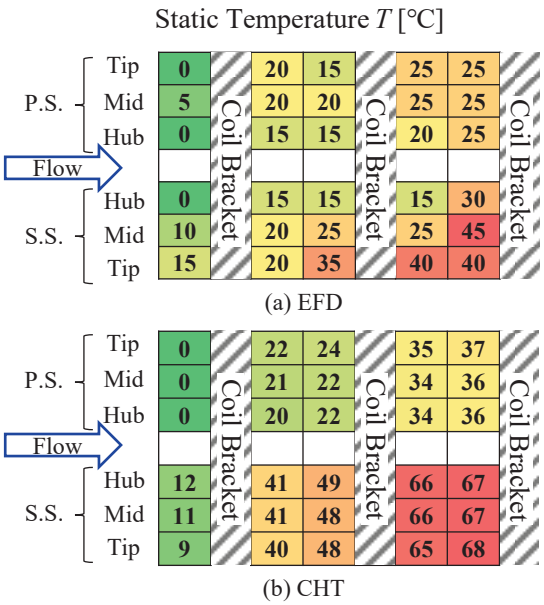


Fig.11 Distribution of Static Temperature at Rotor Coil Surface (a：EFD, b：CHT).

$$h = \frac{q}{T_w - T_f} \tag{5}$$

ここで，q：熱流束，T_w：固体壁面温度，T_f：流体温度である．固体壁面温度 T_w と流体温度 T_f のどちらも半径方向および軸方向に十分細かく分割して値を取得した後，半径方向に平均化処理を行っている．

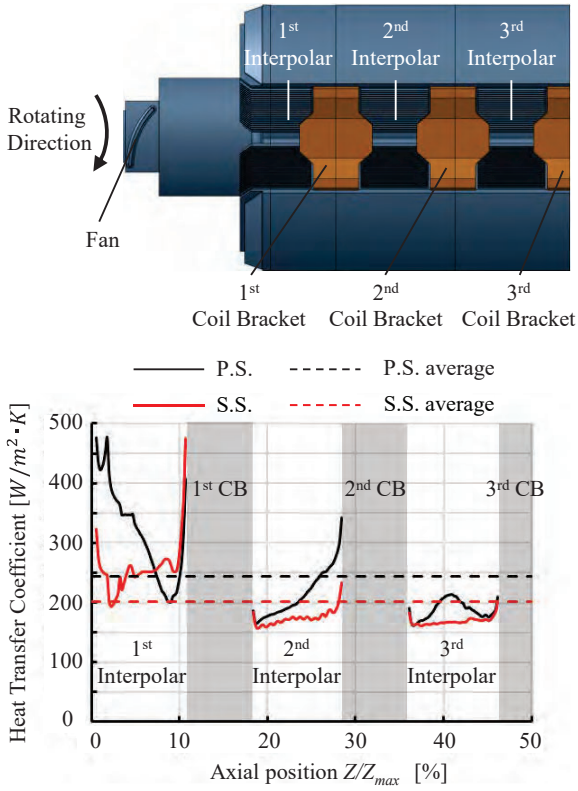


Fig.12 Distribution of Heat Transfer Coefficient at Rotor Coil Surface.

図 12 より回転子コイル近傍の熱伝達率分布はどの極間においても，負圧面に対して正圧面で高い値を示している．これは，図 9(b)で示したように第 1 極間正圧面では，回転子入口部の負圧面側に形成される剥離渦によって縮流された流れが正圧面側で高軸流速領域を形成しているためである．また，第 2，第 3 極間では回転子内側から吹き上がる流れが正圧面に沿って流れるため熱伝達率が上昇する．一方で，負圧面では第 1 極間において，回転子入口での剥離渦および，第 2，第 3 極間では二次流れによる渦によってよどみ領域が形成されているため，熱伝達率が低下すると考えられる．また，回転子中央側の極間では熱伝達率が低下していることがわかる．これは，回転子下部を通過して第 3 極間へと流入する流量がその他の極間と比べて小さいためである．

さらに，図 12 より極間ごとに熱伝達率の分布の特徴が異なっている．第 1 極間正圧面の熱伝達率は回転子入口部で最も高いが，軸中央へ向かうにつれてコイルブラケットの影響で流速が低下するため熱伝達が低下していく．一方で，第 2 極間正圧面の熱伝達率は軸中心へ向か

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

うにつれて高くなっている．これは図 10(c)が示すように，第 2 極間正圧面コイル近傍の流れは，フィンに沿って二次流れが生じ，回転子中央側から回転子入口方向へと流れている．最終的に空気はコイルブラケットに衝突するため，軸中央側では熱伝達率が高く，回転子入口側では局所的な高温領域(図 10(c)(ii))を形成している．図 10(c)より，第 3 極間の流れ場は極間中央部で半径方向へと流出する流れが支配的である．このため，第 3 極間正圧面の熱伝達率は極間中央部で極大となっている．

5. 結言

タービン発電機として利用される突極形同期発電機を対象に，3 次元定常流体・熱伝導連成解析を行い，基本的な内部流れ構造を把握するとともに，冷却構造との関連についていくつかの知見を得た．それらを以下に示す．

(1) ファンを通過した流れはコイルエンドを通過する流れと回転子へ流入する流れに分岐し，回転子流入流量は全体の 60%程度である．回転子へ流入する流れは，回転子外径側を通過する流れとコイルブラケット下部を通過する流れに分かれる．

(2) 回転子外径側から固定子入口部にかけて大きな全圧損失が生じている．これは回転方向に対して手前側の固定子流路の入口で大規模な剥離渦が生じていることに起因する．強い旋回成分をもった回転子吐出流が固定子へと流入する際に半径方向へと急激に角度を転じることで剥離が生じる．そのため固定子流入流量は回転方向に対して奥側の固定子流路に偏っている．

(3) 回転子コイル近傍の熱伝達率分布はどの極間においても正圧面の方が負圧面と比較して高い値を示している．これは第 1 極間では，回転子入口部の負圧面側に形成される剥離渦によって縮流された流れが正圧面側に高軸流速領域を形成するためである．第 2，第 3 極間では回転子内側から吹き上がる流れが正圧面に沿って流れるためである．

参 考 文 献

(1) M. Shanel, S. J. Pickering and D. Lampard, "Conjugate heat transfer analysis of a salient pole rotor in an air cooled synchronous generator," IEEE International Electric Machines and Drives Conference, 2003. IEMDC'03., Madison, WI, USA, 2003, pp. 737-741 vol.2.

(2) 湯淺朋久, 本間優人, 江尻光良, 金子暁子, 阿部豊, 溝付内円筒を有する回転電気機械の伝熱流動特性, 動力・エネルギー技術の最前線講演論文集, シンポジウム, 2017.

(3) 湯淺朋久, 本間優人, 平野覚, 金川哲也, 金子暁子，阿部豊, 空気冷却式発電機における突極型回転子モデルでの流動特性, 日本機械学会年次大会, 2015.

(4) 生田哲平, 藤澤信道, 太田有, 武藤琢真, 小澤明, 突極形同期発電機内部の複雑内部流動と損失発生機構, 第 81 回ターボ機械協会総会講演会, 2019.

(5) 武藤琢真, 小澤明, 生田哲平, 伊藤匠, 藤澤信道, 太田有, 数値解析を用いた突極形同期発電機の複雑内部流れ場の調査, 日本機械学会関東支部第 26 期総会・講演会, 2020.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-5

エンジンフロースルーでの抗力値を用いた解析フレームワークによる翼胴一体機(BWB)における境界層吸い込み(BLI)の利得評価

The Benefit Evaluation of Boundary Layer Ingestion (BLI) for Blende Wing Body (BWB) by Flow-through CFD

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

ABSTRACT

The benefit of Boundary Layer Ingestion (BLI) for Blended Wing Body (BWB) concept model designed by JAXA was evaluated using analysis framework derived from the power balance method. Without considering the fan efficiency loss caused by the distortion flow, the propulsion power was reduced by 18.2% and propulsion efficiency was improved from 0.83 to 0.90 compared to non-BLI configuration. However, including the effect of 5.0% efficiency loss, the benefit was reduced to 13.9%. In addition, it is shown that the power saving consists of some dissipation reductions. The reduction of surface dissipation and jet dissipation are dominant which is consistent with the trend with the D8 analysis conducted by other researchers. The estimated power saving of the D8 was smaller than the present BWB results, thus the BWB has better potential to maximize BLI benefit due to its wide surface area and less drag coefficient.

キーワード：境界層吸い込み（BLI），翼胴一体機（BWB），推進効率，散逸，パワーバランス法
Key Words: Boundary Layer Ingestion (BLI), Blended Wing Body (BWB), propulsion efficiency, dissipation, power balance method

1. はじめに

航空機輸送の需要が増加傾向にある一方で，世界的に地球温暖化抑止をはじめとした環境保全意識が高まっており，航空機の環境適合性を高める検討が進められている。その中で，翼と胴体が一体となった翼胴一体機(Blended Wing Body：以下，BWB)は次世代型の航空機形態として期待されているものの１つとして挙げられる。これは低騒音・高揚抗比といった空力的な利点のみならず，従来型の航空機に比べて機体レイアウトの自由度が高いといったメリットがあり，航空機の電動化を検討する上ではバッテリーの配置等の設計が容易になるとされている。現在，著者らは BWB の機体上部後方に埋め込むようにエンジンを配置した Fig. 1 に示す形態の航空機について，電動推進系の適正配置に重点化した研究を行っている。これは，境界層吸い込み（Boundary Layer Ingestion：以下，BLI）と呼ばれる機体・推進系の統合によって得られる効果を期待したもので，機体表面に発達した速度境界層を推進器が吸い込むことによる飛行時のエネルギー損失低減を狙っている。BLI では，機体に推進器が埋め込まれることで濡れ面積や形状抗力が削減されるという利点もあり，飛行時の必要動力削減によって推進効率の向上，ひいては燃費性能の向上が見込まれる。

Fig. 1　BWB 検討機体

BLI では，エンジンが機体と一体となっていることから，従来のように推進器系と機体を明確に分離して性能評価することは困難であり，全体を包括的に評価する必要がある。そこで本研究では，後述する Drela[(1)]のパワーバランス式を前提に，全機での総合的な評価を行った。

*1　早稲田大学大学院 基幹理工学研究科
〒169-8555　新宿区大久保3-4-1
E-mail: k.ando@fuji.waseda.jp
*2　宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 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 216.73.216.217, 2026/10/03.

本研究の主な目的は 2 つである。1 つは BWB の参照機体を定義し，実飛行環境を想定した BWB における BLI の利得評価を行うことである。飛行時の動力削減を定量的に試算する。もう 1 つは，分析結果の公開されている他形状機体での BLI 効果との比較である。Uranga ら[2]は 2018 年に D8 と称される機体について，BLI の利得評価を行った。当事例と比較することで，BWB で BLI を適用することの特性について考察を行う。

2. BLI 評価の方法

2.1 定性的な理論

Figure 2 の上図は従来型の航空機の模式図である。機体とエンジンが独立して存在しているため，後流の低速領域とジェット噴流による高速領域の 2 つの速度領域が独立して存在する。そのため，それぞれの速度領域において，主流との速度差に起因するエネルギー損失が生じている。一方，下図はエンジンが機体に統合された BLI の模式図である。境界層をエンジンで吸い込むことで，後流・ジェットそれぞれの速度差が平滑化され，エネルギー損失が削減される。

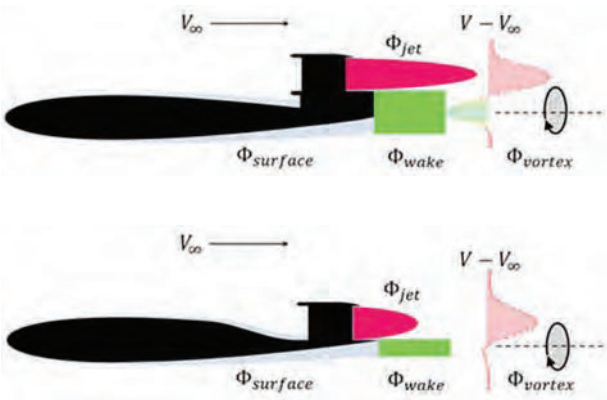


Fig. 2　従来型(上)と BLI 型(下)の模式図

ただし，BLI にはデメリットも存在する。従来型の航空機では吸い込むことがなかったディストーション流れをエンジンで吸い込むことによる，ファンブレードの負荷増大やファン効率の低下などがその一例である。BLI の推進性能の利得評価を定量的に行うためには，この空力特性であるファン効率低下を組み込んだ上で評価する必要がある。

2.2 解析フレームワーク

本稿で用いる解析手法は，対象翼胴体形状を用いた実験データに対して河野ら[3]が Uranga ら[2]に倣って用いた手法を参照する。本節では要点の記述に留める。

Figure 3 に示すような，機体表面を覆い，エンジンの入口・出口にまたがる内側の境界と実質的に無限遠方にある外側の境界によって囲まれた検査体積を考えると，先述のパワーバランス式は以下のように考えることができる。

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

ここで，F_xは機体に働く合力の流れ方向成分，Φ_∞は全散逸，P_Kは推進器による仕事，P_Vは体積力である。圧縮性流れでは$P_V \cong 0$と近似して問題ない。全散逸は Table 2 に示す 4 種類の散逸の合計である。以上を踏まえると式(1)は以下のように書き換えることができる。

$$F_x V_\infty = (\Phi_{\mathrm{surf}} + \Phi_{\mathrm{wake}} + \Phi_{\mathrm{vortex}}) - (P_K - \Phi_{\mathrm{jet}}) \tag{2}$$

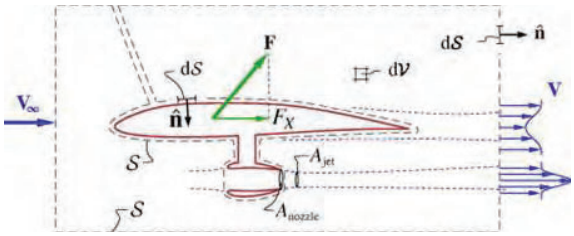


Fig. 3　パワーバランス式における検査体積[2]

Table 1　各種散逸

記号	名称	生じる要因
Φ_{surf}	表面散逸	機体表面の境界層
Φ_{wake}	後流散逸	機体後部の低速流
Φ_{vortex}	渦散逸	翼端周りの渦
Φ_{jet}	ジェット散逸	エンジン後部の高速噴流

ここで，各種パラメータを定義する。表面散逸と後流散逸の和において，後流散逸が占める割合f_{wake}を以下のように定義する。

$$f_{\mathrm{wake}} = \frac{\Phi_{\mathrm{wake}}}{\Phi_{\mathrm{wake}} + \Phi_{\mathrm{surf}}} \tag{3}$$

また，推進器の数をN_{prop}，エンジンで吸い込む境界層の割合をf_{BLI}と定義する。f_{BLI}は 0 から 1 までの値を取る。機体表面全体の境界層を吸い込む場合を 1 とし，境界層を吸い込まない non-BLI 形態では 0 とする。ここで，機体の上方投影面積S_{ref}を用いて式(2)の各項を無次元化することを考えると，P_Kの無次元係数C_{P_K}とF_xの無次元係数C_xはそれぞれ以下のように表すことができる。

$$C_{P_K} = N_{\mathrm{prop}} \left\{ \left(\frac{u_{\mathrm{jet}}}{u_\infty} \right)^2 - 1 \right\} \frac{\rho_{\mathrm{jet}}}{\rho_\infty} \frac{u_{\mathrm{jet}}}{u_\infty} \frac{A_{\mathrm{jet}}}{A_{\mathrm{nozzle}}} \frac{A_{\mathrm{nozzle}}}{S_{\mathrm{ref}}} + (1 - f_{\mathrm{wake}}) f_{\mathrm{BLI}} C'_{D_p} \tag{4}$$

$$C_x = C'_D - f_{\mathrm{BLI}} C'_{D_p} - (1 - f_{\mathrm{wake}})(C'_D - C_D) - 2N_{\mathrm{prop}} \left(\frac{u_{\mathrm{jet}}}{u_\infty} - 1 \right) \frac{\rho_{\mathrm{jet}}}{\rho_\infty} \frac{u_{\mathrm{jet}}}{u_\infty} \frac{A_{\mathrm{jet}}}{A_{\mathrm{nozzle}}} \frac{A_{\mathrm{nozzle}}}{S_{\mathrm{ref}}} \tag{5}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

このとき，ρ，u，Aはそれぞれ密度，流れ方向の速度，流路面積を表しており，添え字$()_\infty$は主流，添え字$()_{\mathrm{nozzle}}$はノズル出口での物理量を表している。一方，添え字$()_{\mathrm{jet}}$はノズル出口後方で圧力が主流圧力に達する地点での物理量を意味しており，出口からわずかに下流の位置に相当すると想定される。C_D，C_D'，C_{D_p}'は各種抗力係数であり，順に，BLI 形態の抗力係数，non-BLI 形態の抗力係数，non-BLI 形態の形状抗力係数である。なお Fig. 3 において，F_xは抗力方向を正値としているため，機体が推進するときは$-C_x > 0$であることに注意されたい。

最後に，推進効率η_pを以下の式で定義する。これは，推進器がした仕事のうち，ジェット散逸によって生じた損失を除いた分が最終的に機体を推進させる動力として働くことを意味している。

$$\eta_p = \frac{P_K - \Phi_{\mathrm{jet}}}{P_K} \tag{6}$$

2.3　数値解析の方法と条件

解析対象とした機体は星ら[4]が検討を進めている BWB 機体であり，全幅 55 m，全長 27 m，航続距離 3000 NM，最大離陸重量 75 ton，座席数 120-150 席クラスを想定したものである。また，推進器系には液体水素を冷媒とした超電導モーターによる分散ファンの導入を想定している。

本機体の飛行条件については河野ら[5]が検討しており，巡航時の高度を 35000 ft，Mach 数を 0.78，迎角を 1.0°として定めている。本研究では，この巡航条件での解析を行った。

本解析においてエンジンは，計算コストを鑑みて Fig. 1 に示すような複数のファンを個別に考えるのではなく，それらを 1 つの大きなナセルで覆う mail-slot 形状を採用した。これは Kim ら[6]が研究を進めている NASA-N3-X 機体で採用されている形状であり，今回の設計は Fig. 4 に示す通りである。また，本研究では BLI の利得を比較評価するための対称形態として Fig. 5 に示す non-BLI 形態の設計も行った。まず，これらの解析対象に対して，ダクトフロースルーの数値解析を行い，各種抗力値を取得する。解析には JAXA スーパーコンピュータシステム JSS3 を利用し，ソルバには JAXA が開発した圧縮性流体ソルバ FaSTAR を使用した。本解析に用いた数値解析条件を Table 2 に，格子条件を Table 3 にまとめる。

Fig. 4　BLI 形態

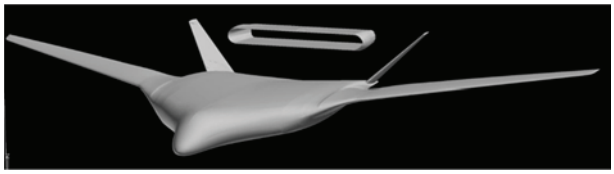


Fig. 5　non-BLI 形態

Table 2　数値解析条件

乱流モデル	RANS(SA-noft2-R)
空間精度	2 次精度（MUSCL 法）
時間進展法	LU-SGS 法
空間離散化	セル節点法

Table 3　格子条件

種類	3 次元非構造格子
節点数	約 4000 万
y^+	1.0 以下

3. 数値解析結果

参照機体 BWB に対する BLI 効果の評価結果を以下にまとめる。取得した各種抗力値を Table 4 に示す。この抗力値は無推力時のダクトフロースルーにおける空力性能である。この値を式(4)と式(5)に値を代入し，u_{jet}の値を変化させることで，推進器の仕事と機体に働く合力の関係を調べた。u_{jet}を変化させることは推進器の出力を変化させることと同意であり，値が大きいほど，推進器が高出力の作動状態にあることを意味する。

Table 4　各種抗力値

C_D	C_D'	C_{D_p}'
0.0142	0.0157	0.0100

巡航条件から$u_\infty = 231.3\ \mathrm{m/s}$, $\rho_\infty = 0.3796\ \mathrm{kg/m^3}$である。また，BLI と non-BLI の双方において機体の上方投影面積は$S_{\mathrm{ref}} = 499.6\ \mathrm{m^2}$，推進器 1 個あたりのノズルの出口面積は$A_{\mathrm{nozzle}} = 0.833\ \mathrm{m^2}$と設計されている。今回のナセル設計は mail-slot 形状を採用しているが，その内部は Fig. 1 に示すように，$N_{\mathrm{prop}} = 8$であることを想定している。

f_{wake}は Drela ら[7]によって，よく付着した乱流流れでは 0.08~0.14 程度の値をとるとされており，今回の解析では$f_{\mathrm{wake}} = 0.08$とした。また，f_{BLI}については，幾何的に機体表面に発達した速度境界層のうち 40%を吸い込むと仮定して，$f_{\mathrm{BLI}} = 0.40$と定めた。以上の値を用いて理論解析を行った結果を Fig. 6 に示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

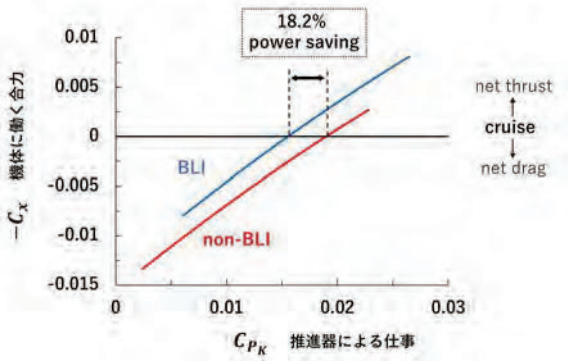


Fig. 6　推進器による仕事と機体に働く合力の関係
（効率低下を考慮しない場合）

Figure 6 に示す通り，機体に働く合力が 0 となる巡航時動力を２形態で比較すると，BLI 形態では 18.2%の動力削減が見込まれることがわかる。ただし，これはファンにおける効率低下がないとした理想的な場合での値であるため考察が必要であるが，これについては後述する。

Figure 7 には，推進効率と推進器がした仕事の関係を図示する。縦軸は推進器仕事の割合を示しており，Fig. 6 の結果通り 18.2%の動力削減が達成される。一方，横軸は式(6) で定義される推進効率η_pを示している。non-BLI ではη_p=0.828 なのに対し，BLI ではη_p=0.901 まで向上している。Fig. 7 は，BLI 化に伴い，機体形状に起因する散逸が削減されることで必要動力が低減し，さらにそれによってジェット散逸が削減されるという BLI の効果を示したものになる。各種散逸がどのように寄与しているかについての詳細は，４章にて考察しているのでここでは結果を示すに留める。

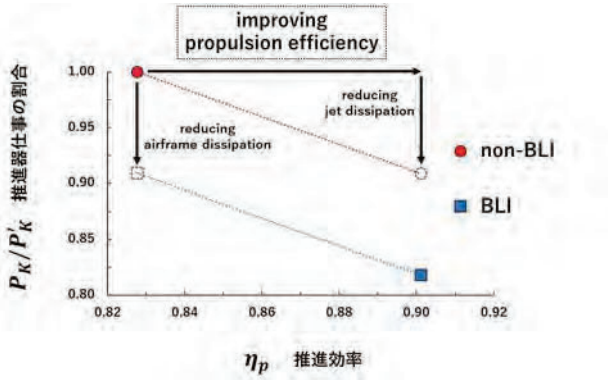


Fig. 7　推進器仕事の割合と推進効率の関係

4. 考察

4.1　BLI による効率低下を組み込んだ利得評価

前述の通り，Fig. 6 に示した解析結果はファンにおける効率低下を考慮していない理想的な場合での利得評価であるため，さらなる検討の余地がある。現実的には，電動モーターを動力とすることを想定しており，消費電力P_Eと推進器がなす仕事P_Kを関係づけるパラメータを導入すべきである。そこで，河野ら[3]に倣い２つの物理量を関係づける変換効率ηを次式で定義する。

$$\eta = \frac{P_K}{P_E} \tag{7}$$

無次元化を考えると

$$C_{P_E} = \frac{C_{P_K}}{\eta} \tag{8}$$

となる。河野ら[3]はモーター効率とファン効率の積として変換効率ηを定義しているが，実際にはモーター効率はほとんど 1 に近い値を取り，ファン効率の影響が支配的である。そこで本稿ではモーター効率は 1 と仮定し，変換効率はファン効率と同義であると考えることにする。Hall ら[8]によると，先行研究では BLI によるファン効率低下は 0.5~5.0%であると見積もられている。そこで，non-BLI 形態での効率が 0.80 とし，BLI の効率を 5.0%の効率低下を見込み 0.76 とすることを考える。このときの消費電力と機体に働く仕事の関係を Fig. 8 に示す。

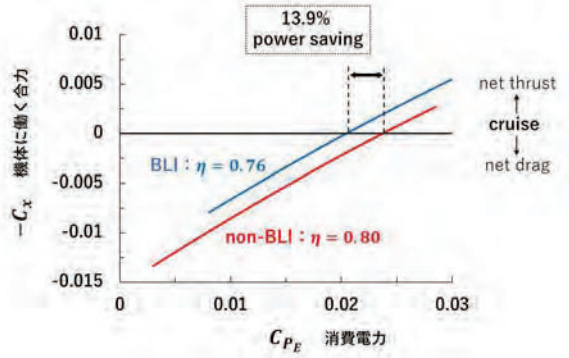


Fig. 8　消費電力と機体に働く合力の関係
（効率低下を考慮した場合）

式(8)により，BLI と non-BLI の二形態における効率低下を各々組み込むことで，定量的な利得評価が可能となった。Fig. 7 で示す通り，今回の解析条件下では 13.9%の消費電力が削減されるという結果になり，前章で効率低下を考慮せずに算出した利得よりも 20%以上低減している。これは変換効率の低下により，BLI における消費電力が増加した影響である。従って，BLI の利得評価のためには境界層吸い込みによる効率低下を正確に見積もることが重要と言える。

これを解決する手法は，風洞実験によって機体に働く合力と消費電力の関係を直接測定することである。ηをパラメータとして理論曲線を変化させることで，実験測定値のプロットと一致する効率を求めることができる。実際に，河野ら[3]は対象翼胴体形状について風洞試験と理論曲線を比較することにより，BLI による効率低下を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

定量的に算出することに成功している。本機体形状においても，同様にしてより定量的に利得評価を行うことが可能であると考えられる。

また，本稿では無推力条件でのファンダクトを含む機体空力性能を CFD により取得したため，推力条件において吸い込み空気・排気等で変化する機体周りの空気の流れ場は考慮されていない。したがって，より正確に見積もるために，実現象との乖離や一致を詳細に調査する必要がある。そのための手法としては，エンジンの作動状態を適切な境界条件で模擬した CFD 解析が挙げられる。これは Yildirim ら[9]が採用している手法であり，CFD により機体に働く合力と推進器がした仕事の関係を算出することで，理論曲線との比較を行うことができることが予想される。今後著者らは，後者の CFD 解析に取り組み，解析フレームワークについての知見をより深めた上で，前者の実験を通じて更なる定量的な利得評価を行うことを目標としている。

4.2　先行研究との比較

先述の通り，Uranga ら[2]が Fig. 9 に示すような D8 と称されるダブルバブル形状の機体について BLI の利得評価を行った先行事例がある。本節では，本研究の結果と先行事例の比較を行い，考察する。なお，以下では Fig. 4 に示す機体形状を「JAXA 参照機体」と称することにする。

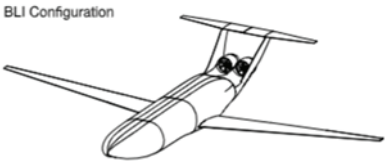


Fig. 9　D8 の BLI 形態[2]

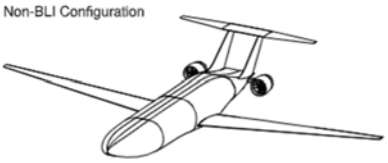


Fig. 10　D8 の non-BLI 形態[2]

Table 5 には解析に必要な抗力値と各種パラメータについてまとめる。JAXA 参照機体では，抗力値が小さいことや境界層吸い込み割合が大きいこと，ノズル出口面積と機体の上方投影面積の比が小さいことなどが機体形状の特徴として現れている。

Table 5　JAXA 参照機体と D8 の各種諸元値

各種諸元	JAXA 参照機体	D8
C_D	0.0142	0.0357
C'_D	0.0157	0.0370
C'_{D_p}	0.0100	0.0286
N_{prop}	8	2
f_{wake}	0.08	
f_{BLI}	0.40	0.12
$A_{\mathrm{nozzle}}/S_{\mathrm{ref}}$	0.0017	0.0088

D8 における推進器による仕事と機体に働く合力の関係を Fig. 11 に示す。Uranga ら[2]は D8 の動力削減は 8.2%と算出した。JAXA 参照機体は 18.2%であったので，BWB 機体での BLI の効果が大きいことが示されている。これについて，各種散逸の削減割合を比較することで考察をする。

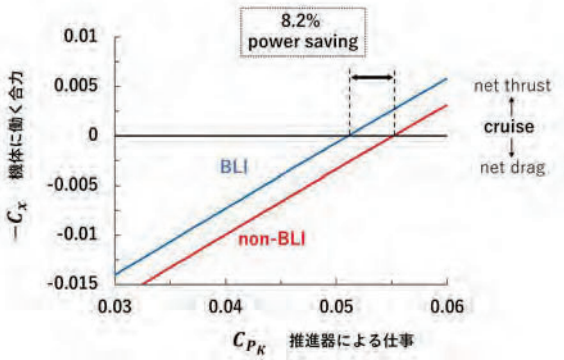


Fig. 11　推進器による仕事と機体に働く合力の関係
（効率低下を考慮しない場合：D8）

JAXA 参照機体と D8 の各種散逸の削減が寄与している割合を Fig. 12 と Fig. 13 にそれぞれ示す。渦散逸は式(4)，式(5)の導出過程において，BLI と non-BLI で等しいと仮定しているため評価には表れない。２種類の機体において共通しているのは，ジェット散逸と表面散逸の削減が BLI による効果として必要動力削減に大きく寄与しているということである。どちらにおいても，BLI 化によって削減された動力の 90%以上が表面散逸とジェット散逸の和によるものである。その上で，JAXA 参照機体では表面散逸，ジェット散逸の減少が大きいことが相違点として挙げられる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

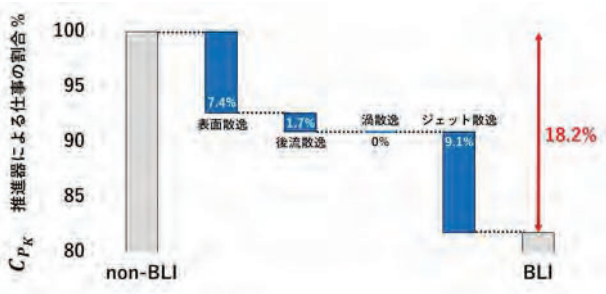


Fig. 12　JAXA 参照機体における各種散逸の削減

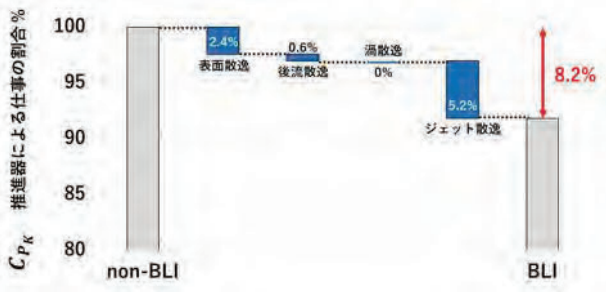


Fig. 13　D8 における各種散逸の削減

表面散逸については，BWB においてエンジンで吸い込む境界層の割合が大きいことに起因すると考えられる。後流散逸についても同様の理由から効果が見込めるが，$f_{\mathrm{wake}} = 0.08$から分かるように，機体形状に起因する散逸としては表面散逸が支配的であるため，効果としては大きく表れていない。今後，JAXA 参照機体についてf_{wake}の値を精緻化することで値の増減が予想されるが，表面散逸が支配的である傾向は変わらないものと考えられる。

一方のジェット散逸については，u_{jet}の低減割合に起因すると考えられる。Table 6 に示す通り，JAXA 参照機体では BLI 化により 8.5%ものu_{jet}の削減が見込める一方，D8 では 3.6%のみである。ジェット散逸は主流との速度差の 2 乗に起因して生じるため，u_{jet}を低減することが散逸の削減に大きく寄与する。

Table 6　u_{jet}の削減率

		JAXA 参照機体	D8
$\frac{u_{\mathrm{jet}}}{u_\infty}$	non-BLI	1.42	1.66
	BLI	1.30	1.60
低減割合 %		8.5	3.6

JAXA 参照機体で大きく効果が出た理由の一つとして考えられるのは，BLI 化による形状抗力の削減割合が大きいことである。Tabel 5 に示すC_DとC_D'を比較すると，D8 は BLI 化により 3.5%のみの抗力削減であるが，JAXA 参照機体では 9.6%の抗力が削減されている。これは機体形状に起因する表面散逸の低減に寄与する。それに伴い必要推力も低減するので，u_{jet}が削減されると考えられる。

ただし，JAXA 参照機体において抗力削減割合が大きい理由を，mail-slot 形状による効果と端的に結論付けられるか否かは，今後検証の必要がある。Fig. 5 に示す non-BLI 形態では，ナセルと機体の間に流路が閉塞した圧縮領域が存在する。これによる影響を受けて，C_D'が大きく見積もられている可能性を否定することは，現時点ではできない。今後，さらなる解析を通して検証していく必要があると著者らは考えている。

もちろん，BLI によってエンジン入口の平均流速が低下したことに伴いu_{jet}が低減していることも理由の一つとして考えられる。しかしながら，本解析では無推力条件下におけるダクトフロースルーの空力特性に対しu_{jet}を変化させただけであり，その効果を定量的に裏付けることはできない。この効果を実証するためにも，今後，前述の通りエンジンの作動を模擬した上での CFD 解析を行う必要性が高いと著者らは考えている。

5. 結言

本研究の結果および考察によって得られた知見をまとめる。

・JAXA 参照機体について BLI を適用したときの利得を評価した。

・解析フレームワークを用いた理論解析の結果，効率低下を想定しない理想的な条件の下では，JAXA 参照機体は 18.2%の動力削減が見込めることが試算された。また，推進効率は 0.83 から 0.90 まで向上した。

・BLI によるファン効率低下を 5.0%と仮定した場合の JAXA 参照機体の動力削減率は 13.9%まで低下し，効率低下を正確に見積もることが，BLI の利得を評価する上では重要であることが示された。

・JAXA 参照機体の BLI による利得は，主に表面散逸とジェット散逸の削減に起因していた。これは先行事例の D8 とも一致していた。

・BLI による利得は JAXA 参照機体の方が D8 よりも大きいと試算され，BWB の特性によるものと考えられた。

最後に，今後の展望についてまとめる。

・風洞実験を行うことで，BLI による利得評価を精緻化することを検討する。

・CFD において，エンジンの作動状態を適切に模擬することで理論曲線の妥当性について検証する。

・圧縮領域を生じている可能性のある non-BLI 設計の最適化などを通じ，BLI の利得評価を精緻化する。

参 考 文 献

(1) Drela, M., Power Balance in Aerodynamic Flows，AIAA Journal, Vol. 47, No. 7 (2009), pp. 1761-1771.

(2) 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), pp. 4271-4181.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

(3) 河野雅大，岡井敬一，正木亮好，小桐間智也，佐藤哲也，賀澤順一，正木大作，エンジン/機体統合モデルを用いた境界層吸い込み(BLI)の実験・解析による性能評価，航空宇宙技術, Vol. 22 (2023), pp. 11-19.
(4) 星光，青木雄一郎，杉本直，志谷徹，山上知宏，中村俊哉，日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).
(5) 河野雅大，小桐間智也，安藤翔，佐藤哲也，岡井敬一，賀澤順一，正木大作，小島孝之，Blended Wing Body の推進統合設計における境界層吸い込みの検討，第 50 回ガスタービン学会定期講演会講演論文集 (2020).
(6) Kim, H., Liou, M., Flow simulation and optimal shape design of N3-X hybrid wing body configuration using a body force method, Aerospace Science and Technology 71 (2017), pp. 661-674.
(7) Drela, M., Giles, M. B., Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low Reynolds Number Airfoils, AIAA Journal, vol. 25, No. 10 (1987), pp. 1347-1355.
(8) Hall, D. K., Huang, A. C., Uranga, A., Greitzer, E. M., Drela, M., Sho, S., Bounadry Layer Ingestion Propulsion Benefit for Transport Aircraft, Journal of Propulsion and Power, Vol. 33, No. 5 (2017), pp. 1118-1129.
(9) Yildirim, A., Gray, J. S., Mader, C. A., Martins, J. R. R. A., Boundary Layer Ingestion Benefit for the STARC-ABL Concept, Journal of Aircraft, Vol. 59, No. 4 (2022).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-6

横風により励起されるインテーク内のディストーション計測

Measurement of Inlet Distortion Excited by Crosswind

○細野 俊輔[*1] 石井 達哉[*2] 生沼 秀司[*2] 大木 純一[*2]
HOSONO Shunsuke ISHII Tatsuya OINUMA Hideshi OKI Junichi
楠田 真也[*3] 大庭 芳則[*3] 石川 仁[*4]
KUSUDA Shinya OOBA Yoshinori ISHIKAWA Hitoshi

ABSTRACT

Turbofan engines are designed with short inlets to improve fuel efficiency. It is important to understand the inlet flow behavior because short inlets have less ability of rectifying ingested flow and increase inlet distortion. When crosswind occurs, distortion increases by causing flow separation in the intake, which interferes with the fan, causing stalling and noise. The purpose of this paper is to clarify the characteristics of the intake flow to change of the mass flow rate and crosswind velocity. We have conducted fan rig tests to measure the total pressure and static pressure in the non-axisymmetric intake. In this study, distortion and flow separation hysteresis in the intake were clarified by varying the parameters of mass flow rate and crosswind velocity.

キーワード： ターボファンエンジン，インレットディストーション，はく離流れ，ナセルインテーク
Key Words: Turbofan engine, Inlet distortion, Flow separation, Nacelle intake

1. 緒言

航空輸送は世界の CO2 排出量の約 3%であり，航空業界においては燃料消費量及び排出ガスなどの環境負荷の低減する航空機の開発及び研究が行われている(1)。民間用航空機のエンジンは，低燃費化，低騒音化を目的として高バイパス化することが予想される。高バイパス化ではバイパス流量が多く確保できる一方，ナセル直径が拡大することで重量とナセル抵抗が増加する。このような理由から，ナセルの設計ではインテークを短くする設計が採用される傾向にある(2)。インテークが短くなると重量と空力抵抗の低減という利点が得られる一方で，整流距離が短くなることでインレットディストーションが増大して，不均一な流れがファンに吸引される。ディストーションは，離着陸時の高インシデンス，横風，地表付近のグランドボルテックスなどの外乱により発生する。特に横風は発生する頻度が高く，インテーク内の流れではく離を容易に引き起こしディストーションを増大させる。はく離流れはファンブレードと相互作用することで，ファンの失速や干渉騒音を増大させる可能性がある(3)。そのため，横風により発生するインテーク内のディストーションの把握は，環境性能を考慮したナセル，ファンの設計において重要な要素となる。

横風に関するインレットディストーションに関する研究は多くなされている。Nichols ら(4)はインテーク内の流れについてオイルフローにより可視化実験を行い，吸気流量が大きいほどはく離により発生したインテーク壁面の渦の構造が複雑化することを示したが，はく離発生位置の静圧場に関しては示していない。著者ら(5)の先行研究では，異なる長さのインテークを用いた実験的研究により，短いインテークの方がディストーションを増大させ，ファン騒音を増大させる傾向を示したが，吸気流量変動時の検証はされていない。しかし，実験的な研究はまだ少なく，実機エンジンに設けられる垂下型の形状を持つインテークを用いた調査は十分に行われていない。

Harjes ら(6)はインテーク内で発生する流れのはく離についてヒステリシスが存在することを実験で示し，CFD ではヒステリシスを部分的にしか予測できないことを示した。はく離のヒステリシスの発生については不明な点が多く，航空エンジンのインテーク内の流れに限定すると先行研究例は少ない。

そこで本研究では，吸気質量流量と横風流速のパラメータ変動に対する非軸対称ナセルのインテーク内のディストーション，吸気質量流量増減時に発生するはく離

*1 東京理科大学 工学研究科 機械工学専攻
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1
*2 宇宙航空研究開発機構 (JAXA)
〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1
*3 (株)IHI
〒196-8686 昭島市拝島町3975-18
*4 東京理科大学工学部 機械工学科
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

のヒステリシス性について考察を加え，その結果を報告する。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 小型ファン回転試験装置

Fig.1 に本研究で用いた小型ファン回転試験装置の断面図を示す。動翼，静翼形状は，DGEN380 エンジン[7]のサブスケールモデルで製作され，ファンのチップ径は D = 150 mm，ハブ径は D_h = 75 mm とした。動翼 14 枚と静翼 40 枚で構成され，モータ駆動によりファン回転数の制御が可能である。試験時には，時刻ごとにモータに与える電流値を設定することで，毎試験時に同じファン回転数となる自動制御方法を用いた。

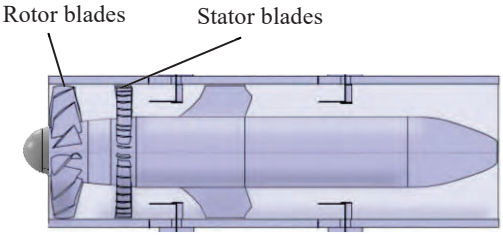


Fig.1 Small rotating fan rig

2.2 ナセルインテーク装置

Fig.2, 3 に本研究で用いたナセルインテーク装置示す。ナセルインテーク装置は，インテークと全圧計測用ダクトで構成され，小型ファン試験装置に接続をしている。インテークの形状は 6th AIAA CFD Drag Prediction Workshop[8]にて公開された形状を参考に作成され，Fig.2 よりリップからディフーザ部までの距離を L_{intake}，ファン直径 D とすると L_{intake}/D= 0.5 である。航空機は巡行時に 3~5 deg 上向きの姿勢を保ち飛行を行うため，インテークは吸気流れの向きに合わせて垂下した形状が施されている。本研究のナセルインテーク装置はドループ角を 5 deg に設定し，インテークのチップ半径 r_{lip}，スロート部半径 r_{th} とすると，Top 側は r_{lip}/r_{th} = 1.11, Bottom 側は r_{lip}/r_{th} = 1.16 である。Fig.3 よりインテーク内壁面の円周方向に 45 deg 間隔に 8 点，軸方向に 6 点の合計 48 点の静圧孔が設けられている。全圧計測用ダクトはインテークと小型ファン試験装置の間に接続し，インテークリップからファン面までの距離を L としたときに L/D = 1.26 となる。全圧計測用ダクトはファン前方の円周方向 θ = 0~240 deg に 15 deg 間隔で櫛形全圧管の挿入可能な孔が設けられている。櫛形全圧管は，吸気流れの全圧が測定可能な孔が半径方向に 9 点ある。試験ごとに櫛形全圧管を入れ替え，各位置で複数回の測定を行い再現性の確認を行った。使用しない孔は穴埋めマウントで塞ぎ測定を行った。θ = 270, 330 deg 位置にはノーズコーンを片持ち支持する 2 本のストラットが設けられ，軸方向位置は櫛形全圧管より後方である。静圧孔及び櫛形全圧管に加わった圧力は，ウレタンチューブを通して多点圧力スキャナによりサンプリングレート 100 Hz で試験開始時から試験終了後までの時系列データを収録した。

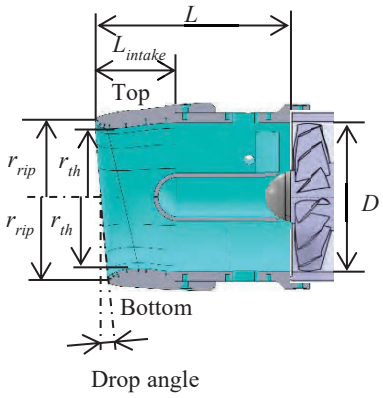


Fig. 2 Nacelle intake

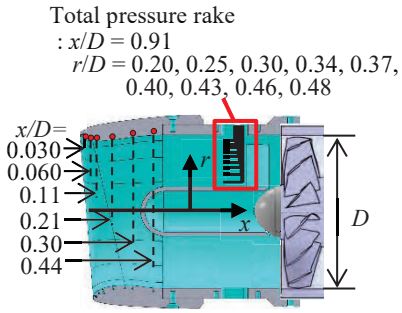


Fig. 3 Pressure measurement point

2.3 風洞

Fig.4 に試験装置の概要図，Fig.5 に試験装置の写真を示す。本研究は，JAXA 所有の多目的低騒音風洞内[9]で実験を行った。小型ファン回転試験装置とナセルインテーク装置は風洞内中央部の懸架台に固定し，ファン排気流れの方向は風洞出口方向に配置した。送風機によりファンの吸気と垂直となる方向に送風を行うことで，横風を発生させた。横風は送風機出口にノズルを装着し，気流はノズル内の整流金網とハニカムを通過し発生する。横風については，事前に送風機制御周波数に対応した風速を計測することで校正を行った。

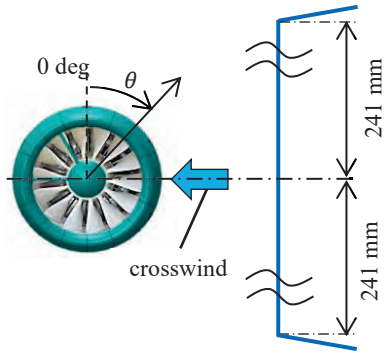


Fig. 4 Schematic view of crosswind measurement test

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

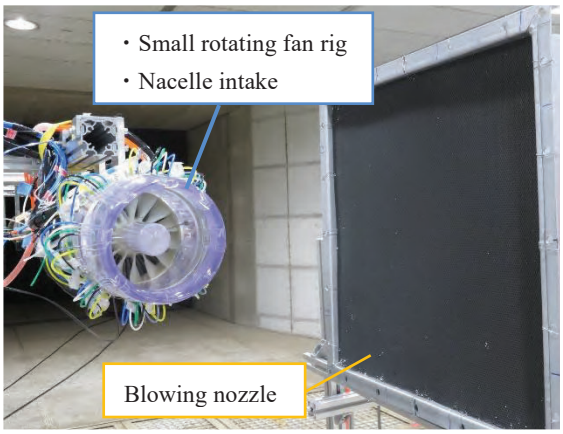


Fig. 5　Experiment apparatus

2.4　実験方法・実験条件

本実験では，送風機を規定の制御周波数に固定した状態で小型ファン試験装置の運転を開始し，目標ファン回転数を一定に保つことで圧力計測時間を設けた。圧力計測時間における各測定点の圧力の時系列データを時間平均することで圧力データを取得した。小型ファン試験装置の回転数は，4,200, 5,800 および 9,100 rpm とし，対応する質量流量は$\dot{m}$ = 0.35, 0.46, 0.75 kg/s である。Fig.6 のように一回の運転で$\dot{m}$ = 0.35, 0.46, 0.75 kg/s の計測を行い，ヒステリシス性の確認を行うために$\dot{m}$ = 0.35, 0.46 kg/s では流量増加時減少時でそれぞれ計測時間を設けた。以降流量増加時を up，減少時を down とする。

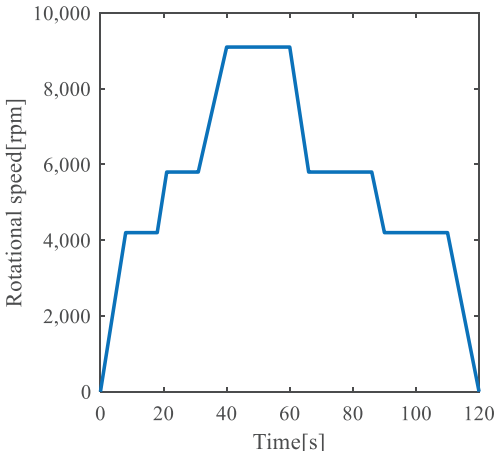


Fig. 6　Measurement time and fan rotational speeds

3.　実験結果

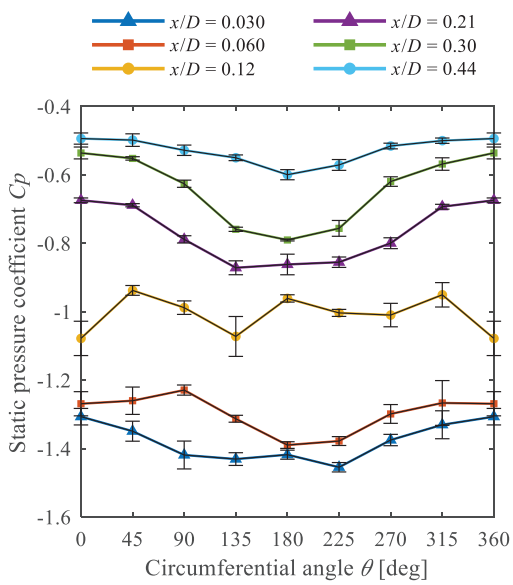
3.1　インテーク壁面静圧

インテーク壁面部分の静圧から求めた静圧係数C_p[10]を式(1)に示す。ここで，P_{t0}は環境大気圧，p_sはインテーク壁面静圧値，$\overline{p_{sth}}$はナセルスロート部 x/D = 0.11 での周方向平均静圧値である。C_pはインテーク内の流れが外部流れに受ける影響を示す指標となる。Fig.7 に$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)の静圧係数の円周方向分布，測定点ごとの 95%信頼区間のエラーバーを示す。

$$C_p = -\frac{P_{t0} - p_s}{P_{t0} - \overline{p_{sth}}} \tag{1}$$

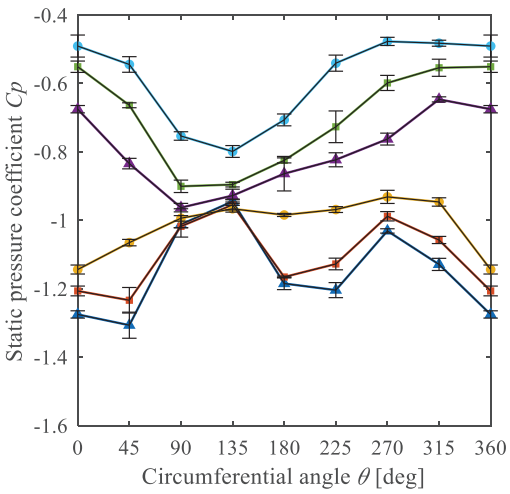
Fig.7(a)の横風なし(U_∞= 0 m/s)の条件では，インテークリップで低下した静圧が，x 方向進むにつれてファンに近づき静圧回復していることが確認できる。Fig.7(b)の横風あり(U_∞= 1.6 m/s)の条件では，θ = 90~135 deg において静圧が一定値となっている。これは，横風上流側のインテーク壁面ではく離が発生し，流れがない死水域となっているためと考えられる。死水域より後流の x/D = 0.30, 0.44 においてわずかに静圧が上昇する部分は，逆流領域に相当すると考えられる[11]。また，横風下流側(θ = 270 deg 近傍)の静圧が増加し，下流側の圧力場にも不均一性を発生させることが確認できる。これは吸気流れがインテーク内壁面に当たることで，静圧が上昇したと考えられる。

Fig.8 に各流量，横風条件の円周方向 θ = 90 deg 位置の静圧係数の x 軸方向分布を示す。Fig.8(a)に示した横風なし(U_∞= 0 m/s)の条件では，流量条件に関らず同一の静圧分布となった。Fig.8(b)(c)よりU_∞= 1.6 m/s の$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)，U_∞= 2.0m/s の$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up), 0.46 kg/s (up)ではく離が発生し，静圧値が x 軸方向に一定となる。このことから吸気流量$\dot{m}$に対する横風流速U_∞が増加するとはく離しやすいことが確認できる。またU_∞= 2.0 m/s について同じ流量$\dot{m}$= 0.35 kg/s でも流量増加時ははく離しているが，減少時ははく離が発生していないことが分かる。この理由については，次項のファン前方の全圧結果にて述べる。また，Fig.9 に示すはく離流れの比較から，横風流速に対する流量の比($\dot{m}/U_\infty$)が小さいほど静圧の軸方向一定となる死水領域が長く，圧力回復しづらくなるといえる。



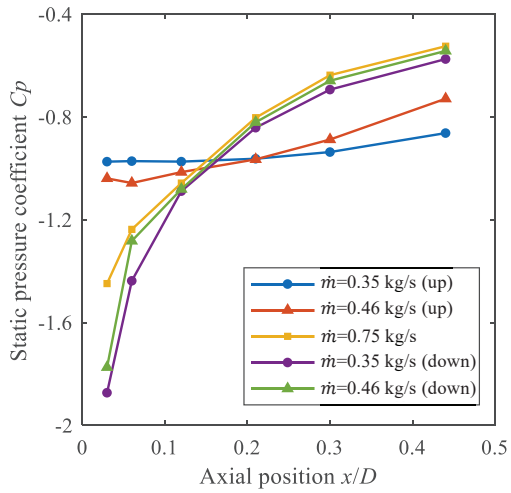
(a)　$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)　U_∞= 0 m/s

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



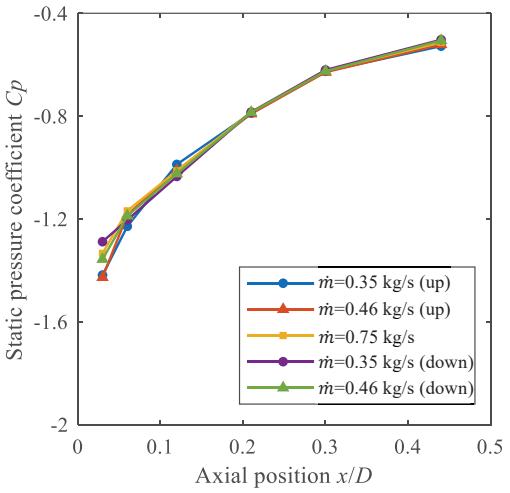
(b) $\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up) U_∞= 1.6 m/s

Fig. 7 Circumferential distribution of static pressure



(c) U_∞= 2.0 m/s

Fig. 8 Axial distribution of static pressure(θ = 90 deg)



(a) U_∞= 0 m/s

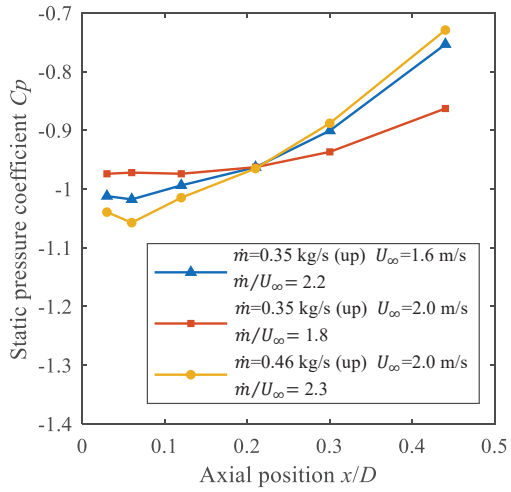
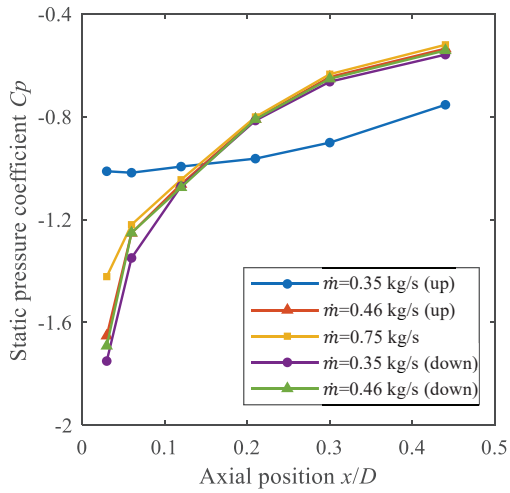


Fig. 9 Extraction of the separation flow results



(b) U_∞= 1.6 m/s

3.2 ファン前方全圧

ファン前方の全圧から求めた全圧損失係数σ[12]を式(2)に示す。ここで，P_{t0}は環境大気圧，P_tは全圧測定値である。Fig.10, 11, 12 に x/D = 0.91 の周方向θ = 0~240 deg の全圧分布を示す。

$$\sigma = \frac{P_t}{P_{t0}} \tag{2}$$

Fig.10 に示す横風なし(U_∞ = 0 m/s)の条件では，圧力分布が一様であり，流量増加に伴い壁面分布の全圧損失が発生している。これは，吸気流速が増大に伴い境界層の壁面せん断力が強くなるためである。

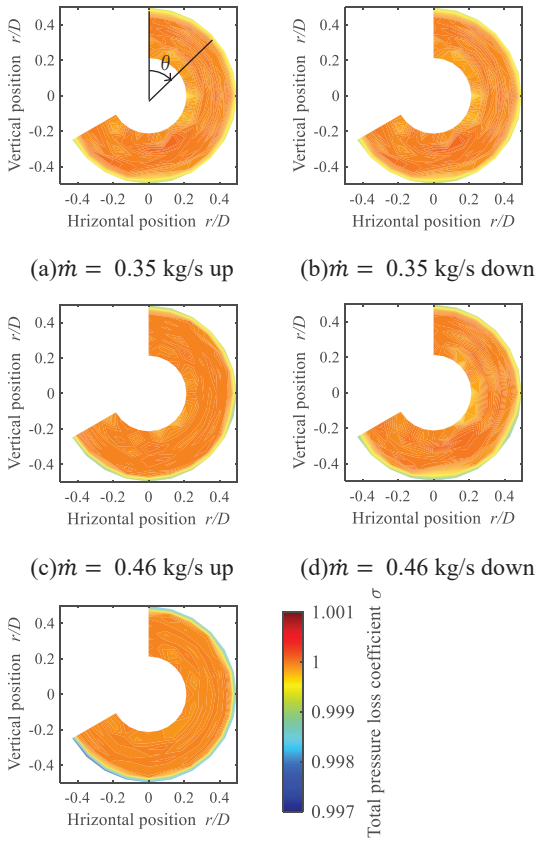
Fig.11 に示すU_∞ = 1.6 m/s においては，$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)の円周方向θ=105～135 deg で大きな全圧損失が発生している。これは，Fig.7(b)の静圧分布によるはく離発生位置と整合し，インテークリップ部分で発生したはく離

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

によるディストーションがファン動翼近傍の流れにまで影響するといえる。横風上流側のインテーク下部(θ=135 deg 近傍)ではく離が発生した要因は，ナセルインテーク形状のドループ角により横風がインテーク下部に吸入されやすいためと考えられる。

Fig.12 に示すU_∞ = 2.0 m/s においては横風が吸気流れに及ぼす影響が高くなるため，$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)のディストーションが大きくなり，$\dot{m}$ = 0.46 kg/s (up)においてもはく離が発生している。また，Fig.9 のインテーク壁面静圧分布において$\dot{m}$ = 0.35 kg/s (up)のはく離の影響が大きく静圧回復が小さかったが，ファン前方の全圧損失は$\dot{m}$ = 0.46 kg/s (up)の方が大きい。これは，はく離領域に伴う速度欠損部分が広がることで全圧損失が大きくなったためである。

Fig.11, 12 の流量増加，減少時の比較を行うと，はく離が発生の有無について直前の流れの影響を受ける過渡現象であるはく離のヒステリシスが確認できる。流量増加時において，横風の影響が小さくなり，はく離が再付着している。はく離が再付着すると乱流境界層に遷移される。また，Fig10, 11, 12 より，吸気流量増加に伴い境界層が厚くなっているのが確認でき，乱流境界層に遷移する可能性も考えられる。そのため，乱流境界層遷移後の流量減少時においては，はく離が発生しづらくなり，ヒステリシスを発生させる原因と考えられる。

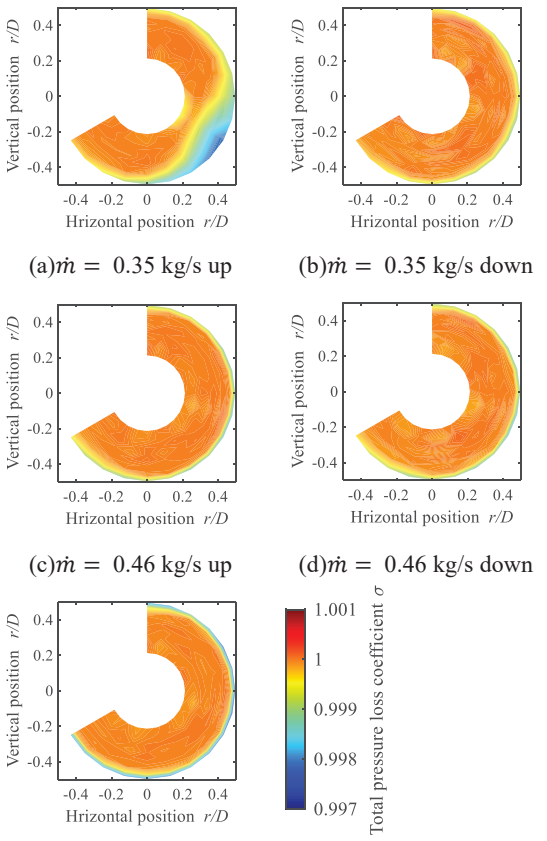


(a)$\dot{m}$ = 0.35 kg/s up (b)$\dot{m}$ = 0.35 kg/s down

(c)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s up (d)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s down

(e)$\dot{m}$ = 0.75 kg/s

Fig. 10 Distribution of total pressure(U_∞ = 0 m/s)

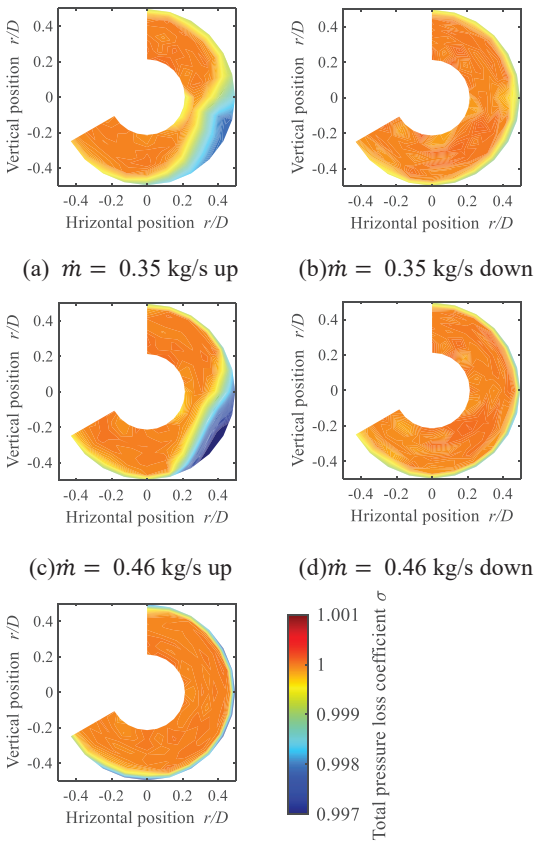


(a)$\dot{m}$ = 0.35 kg/s up (b)$\dot{m}$ = 0.35 kg/s down

(c)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s up (d)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s down

(e)$\dot{m}$ = 0.75 kg/s

Fig. 11 Distribution of total pressure(U_∞ = 1.6 m/s)



(a) $\dot{m}$ = 0.35 kg/s up (b)$\dot{m}$ = 0.35 kg/s down

(c)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s up (d)$\dot{m}$ = 0.46 kg/s down

(e)$\dot{m}$ = 0.75 kg/s

Fig. 12 Distribution of total pressure(U_∞ = 2.0 m/s)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4. 結言

本研究では，ナセルインテーク装置と小型ファン回転試験装置を用いた実験により得られた知見は以下の通りである。

(1) 横風によるインテーク内のはく離発生の有無は吸気流量と横風流速の比に影響されるが，はく離発生時のファン前方付近に及ぼすディストーションの大きさは吸気流量と横風流速に比例する。垂下型の非軸対称インテークの特性から，インテーク下部を中心にディストーションが増大する。

(2) 横風によるインテーク内のはく離した流れについて流量増加時と減少時で異なる挙動となりヒステリシス性が確認できた。ヒステリシスの原因は流量増加または，はく離再付着後に乱流境界層へ遷移したので，流量減少時は，はく離が発生しづらくなったと考えられる。

参 考 文 献

(1) 大崎博之，寺尾悠，航空機のゼロエミッション化，国際交通安全学会誌, Vol. 47, No. 2(2022), pp. 116-125.

(2) Peters, A., Spakovszky, Z. S., Lord, W. K. and Rose, B.. Ultrashort nacelles for low fan pressure ratio propulsors, GT2014-26369(2014).

(3) Übelacker, S., Hain, R., and Kähler, C.J., Flow Investigations in a Stalling Nacelle Inlet Under Disturbed Inflow, *In Advance in Simulation of Wing and Nacelle Stall*, Vol. 131(2016), pp. 271-283.

(4) Nichols, D.A., Vukasinovic, B. and Glezer, A., Characterization and control of nacelle Inlet flow in crosswind, AIAA 2019 Forum, Paper No. AIAA 2019-3685(2019).

(5) 成勢 弘城, 石井 達哉, 生沼 秀司, 楠田 真也, 大庭 芳則, 平川 香林, 青野 光, 石川 仁, 航空機用エンジンのインテーク空力性能に横風による入り口乱れがおよぼす影響，日本機械学会論文集, Vol.88, No.910 (2022).

(6) Harjes, L., Bode, C., Grubert, J., Frantzheld, P., Koch, P., and Friedrichs, J., Investigation of jet engine intake distortions caused by crosswind conditions, Journal of the Global Power and Propulsion Society Vol.4 (2020), pp. 48-62.

(7) Ishii, T., Nagai, K., Oinuma, H., Kagaya, R. and Oishi, T., Experimental study on acoustic performances of notched nozzle using to a subscale turbofan engine, ASME-GT2018-76713(2018).

(8) Tinoco, E.N., Brodersen, O.P., Keye, S., Laflin, K.R., Feltrop, E., Vassberg, J.C., Mari, M., Rider, B., Wahls, R.A., Morrison,J.H., Hue, D., Roy, C.J., Mavriplis, D.J. and Murayama, M., Summary Data from the 6th AIAA CFD Drag Prediction Workshop: CRM Cases, Journal of Aircraft, Vol.55, No.4(2018), pp.1352-1379.

(9) 生沼秀司，武田克己，長井健一郎，石井達哉，空力研究用多目的低騒音風洞の特性，日本機械学会流体工学部講演会講演論文集(2001), p.123

(10) Hall, C.A. and Hynes, T.P., Measurements of intake separation hysteresis in a model fan and nacelle rig, Journal of Propulsion and Power, Vol. 22, No. 4 (2006), pp.872- 879.

(11) 李家賢一，翼型上に生ずる層流剥離泡，日本流体力学会誌「ながれ」22(2003), pp.15-22.

(12) Yeung, A., Vadlamani, N. R., Hynes, T., and Sarvankar, S., Quasi 3D nacelle design to simulate crosswind flows: Merits and challenges, International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power, Vol.4(.3)(2019).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-7

音響及び空力性能に優れた航空エンジン用音響ライナの提案と実験的評価

Proposal and Experimental Evaluation of Acoustic Liners for Aeroengine Applications with Superior Acoustic and Aerodynamic Performance

○大木 純一[*1] OKI Junichi
近藤 依央菜[*1] KONDO Iona
増倉 明寛[*1] MASUKURA Akihiro
橋口 大輝[*1] HASHIGUCHI Taiki
久保 凱[*1] KUBO Gai
榎本 俊治[*1] ENOMOTO Shunji
長井 健一郎[*1] NAGAI Kenichiro
生沼 秀司[*1] OINUMA Hideshi
岡村 直行[*1] OKAMURA Naoyuki
石井 達哉[*1] ISHII Tatsuya
村田 耀[*2] MURATA Yo

ABSTRACT

To address noise problems associated with higher and higher bypass ratio of turbofan engines, improving performance of acoustic liner, one of the noise reduction devices, is a key issue. The technical challenges in acoustic liner developments are maintaining acoustic energy dissipation and reducing aerodynamic drag on a liner surface in grazing flow. In the present study, we propose novel design concepts that achieve both acoustic and aerodynamic performance, and present experimental results using a flow duct rig capable of evaluating the performance under the grazing flow condition, within the scope of the liner consisting of a thin fine perforated film, which we have proposed in the previous study.

キーワード： ジェットエンジン，ターボファンエンジン，音響ライナ，吸音ライナ，騒音低減，抵抗低減
Key Words: Jet Engine, Turbofan Engine, Acoustic Liner, Noise Reduction, Drag Reduction

1. 緒言

航空エンジンの騒音低減用としてナセル内壁等に装着される共鳴型音響ライナは，一般に 1 mm 程度の孔が無数に空けられた多孔表面板とキャビティ部を組み合わせた単純な構造であり，ヘルムホルツ共鳴を利用して騒音低減を実現する。その特性上，吸音率は離散的なピークを持ち，ファン騒音のトーン音のような離散周波数音の低減に適している。

稼働中の航空エンジン内には高速の気流が存在し，ライナ表面は気流（文献中では一般に”グレージング流れ”と呼称される）に晒される。グレージング流れの存在により，航空用途の吸音デバイス開発においては種々の技術課題に直面する。例えば，共鳴型音響ライナの音響特性は静止場における特性と異なることが知られている[1-3]。具体的には，ライナの吸音率は低下し，ピーク周波数は高周波側にシフトする。この音響性能の低下は，主に気流がライナ開口部に流入することにより，本来の音響低減現象が損なわれるためである[4]。また，ライナ表面では，その表面性状に起因し剛壁と比較して大きな空力抵抗（圧力損失）が生じる。エンジン内部流の圧力損失は燃料消費率といったエンジン性能に悪影響を及ぼす。従って，音響ライナの空力抵抗低減を目的とした研究も過去行われおり[5-9]，表面の孔形状を工夫することで空力性能が改善する等の知見が得られている[8-9]。しかしながら，音響性能と空力性能を両立させる確固たる指針は存在せず，未だ研究要素の強い分野と言える。

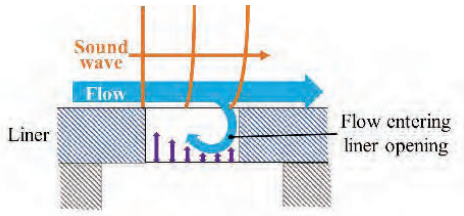
近年著者らは，グレージング流れ下においても音響性能を維持させるアイディアとして，気流とライナ開口の分離を実現する特殊表面構造を有するライナを提案し，実験室レベルでの性能評価を行った[10-12]。この表面構造は微細多孔膜（Fine Perforated Film；FPF）及び空隙から構成される。実験では，気流中における特殊構造ライナの音響特性を調査し，従来型ライナと比べ音響性能が向上することが確認された。グレージング流れによる性能低下が抑制されたことから，FPF および空隙により流れと開口部が分離され，ライナ本来の音響低減現象が維持

*1 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
*2 東京大学
〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1

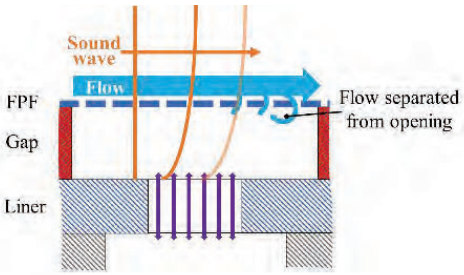
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

されたと結論付けられた（Fig.1）。また，小型ターボファンエンジンを用いた屋外騒音試験においても，特殊構造ライナの音響性能の優位性が示されている[13]。一方，空力性能の観点では，特殊構造ライナは従来型ライナよりも劣ることが示唆されている[11]。

本研究では，FPF と空隙から構成される音響ライナにつき，本来トレードオフの関係にある音響性能と空力性能を両立させる設計コンセプトの創出を目的とする。本稿では，両性能に対する影響度が大きいと推測される，FPF 及びその背後に位置する多孔板の開口率に着目し，これをパラメータとした実験室レベルの性能評価について議論する。



(a) Conventional liner



(b) Liner with FPF and gap

Fig. 1　Aeroacoustic phenomena around two types of acoustic liners

2. 実験方法

2.1　フローダクト試験装置

実験では，JAXA 調布航空宇宙センターにあるフローダクト試験装置[14,15]を使用した。装置の概略図及び写真を，それぞれ Fig. 1 及び Fig. 2 に示す。フローダクト試験装置は内面寸法が高さ：60 mm，幅：80 mm，全長：約 3 m の矩形金属管である。ダクト中央に位置する試験部の側壁一部は取り外しが可能であり，この側壁にライナ供試体をフラッシュマウントして実験を実施した。試験部の両端には剛壁から成る矩形導波部及び音響ターミネーションが接続されている。管端の一部には圧縮空気の供給システムが接続され，もう一端は大気に解放されている。空気供給システムを稼働させることで，管内に中心 Mach 数 0.45 の気流を供給した。

二つの導波部にはそれぞれ高音圧ドライバ（BMS 社製 4599ND）が設置されている（上流側：A、下流側：B）。実験中，これらのドライバにはパワーアンプ（YAMAHA 社製 PC406-DI）を介して正弦波信号が供給され，ドライバによりダクト内に特定周波数のトーン音波が供給される。音波の周波数は 200 Hz から 2000 Hz の間で 50 Hz あるいは 10 Hz の間隔の周波数ステップで設定され，ステップごとに単一周波数の音波が供給される。なお，フローダクトの内面寸法によって決定されるダクト内のカットオフ周波数は約 2100 Hz であるため，試験中に供給される（2000 Hz 以下の）音波はすべて平面波である。各周波数ステップにおいて，音波供給と音響計測は二回ずつ実施された。1 回目はドライバ A が駆動され，音波が気流と同一方向に伝播する。2 回目はドライバ B が駆動され，音波が気流と逆方向に伝播する。なお，後述の 3. 結果では，音波と気流が同一方向の場合のみを紹介する。ダクト内における音波の音圧は概ね 145 dB となるよう，入力信号の振幅やアンプの増幅値を設定した。

上流及び下流の導波部において，それぞれ 7 本，計 14 本の 1/4 インチマイクロホン（Brüel & Kjær 社製 4957）がフラッシュマウントされ，ダクト内の音圧計測に用いられた。また，ライナ供試体面で生じる空力抵抗の評価のため，上流及び下流の導波部壁面には複数の圧力孔が設けられ，ライナ供試体の上流・下流の 2 点間における差圧を Honeywell 社製のピエゾ抵抗型圧力センサを用いて計測した。データ収録には National Instrument 社製 NI-DAQ-9188 を使用した。同装置はアンプへの信号入力にも用いられ，信号出力と同時にマイクロホン信号の収録を行った。データ収録は 51.2 kHz のサンプリングレートで，周波数ステップごとに 2 秒間実施した。

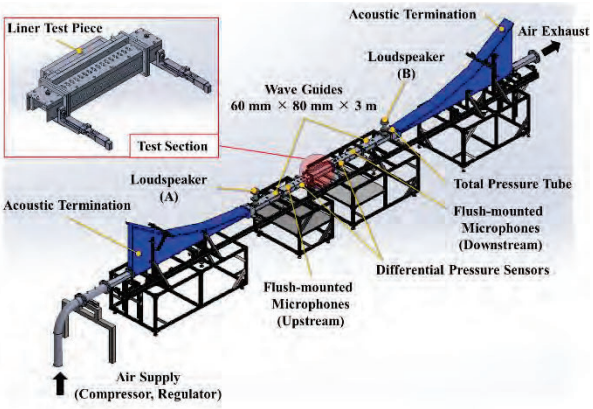


Fig. 2　Schematic of the flow duct rig at JAXA

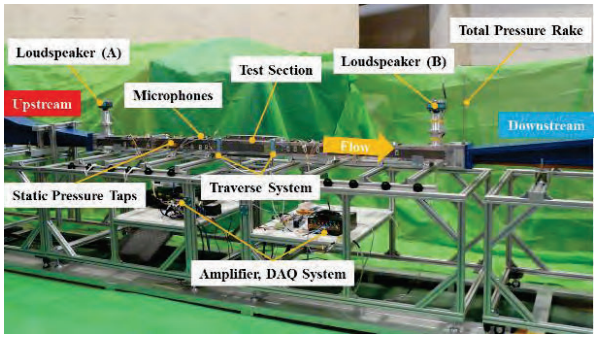


Fig. 3　Photograph of the flow duct rig at JAXA

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2.2　音響解析手法

各ライナ供試体の音響特性を評価するため，本試験では，マイクロホンで取得した音響データからダクト内における吸音率を算出する解析[15]を実施した。

解析ではまず初めに，入力信号を基準とした計測音圧信号のクロススペクトルから，供試体前後における音波の複素音圧を推定する。供試体前後の剛壁部における複素音圧は以下のように表される。

$$p_{u,A}(x) = P_{u,A}^{+}\exp(-jk_u^{+}x) + P_{u,A}^{-}\exp(-jk_u^{-}x) \qquad (1)$$

$$p_{d,A}(x) = P_{d,A}^{+}\exp(-jk_d^{+}x) + P_{d,A}^{-}\exp(-jk_d^{-}x) \qquad (2)$$

$$p_{u,B}(x) = P_{u,B}^{+}\exp(-jk_u^{+}x) + P_{u,B}^{-}\exp(-jk_u^{-}x) \qquad (3)$$

$$p_{d,B}(x) = P_{d,B}^{+}\exp(-jk_d^{+}x) + P_{d,B}^{-}\exp(-jk_d^{-}x) \qquad (4)$$

ここで，P は複素音圧，x はダクト軸方向座標，k は波数である。添え字 ＋及び－はそれぞれ気流と同一および逆の方向を，添え字 u 及び d はそれぞれ供試体の上流側及び下流側領域を，添え字 A 及び B はそれぞれドライバ A 及び B 稼働時を表す。ドライバ A 駆動時の計測値から $p_{u,A}(x)$ と $p_{d,A}(x)$ が得られるので，式(1)及び(2)から $P_{u,A}^{\pm}, P_{d,A}^{\pm}$ が求まる。同様にドライバ B 駆動時の計測値から $p_{u,B}(x)$ と $p_{d,B}(x)$ が得られるので，式(3)及び(4)から $P_{u,B}^{\pm}, P_{d,B}^{\pm}$ が求まる。

続いて，求められた $P_{u,A}^{\pm}, P_{d,A}^{\pm}, P_{u,B}^{\pm}, P_{d,B}^{\pm}$ を用い，Fig. 4 に示される関係に基づき，ライナ搭載領域における複素透過率 $t^{\pm}$ および複素反射率 $r^{\pm}$ が求まる。

$$\begin{bmatrix} r^{+} & t^{-} \\ t^{+} & r^{-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{\mathrm{u,A}}^{-} & p_{\mathrm{u,B}}^{-} \\ p_{\mathrm{d,A}}^{+} & p_{\mathrm{d,B}}^{+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{\mathrm{u,A}}^{+} & p_{\mathrm{u,B}}^{+} \\ p_{\mathrm{d,A}}^{-} & p_{\mathrm{d,B}}^{-} \end{bmatrix}^{-1} \qquad (5)$$

最後に，複素透過率および複素反射率から吸音率が求まる。

$$\alpha^{\pm} = 1 - \frac{(1 \mp M_{\mathrm{mean}})^2}{(1 \pm M_{\mathrm{mean}})^2}\left|r^{\pm}\right|^2 - \left|t^{\pm}\right|^2 \qquad (6)$$

ここで，α が吸音率であり，M_{mean} は一様流の平均マッハ数である。

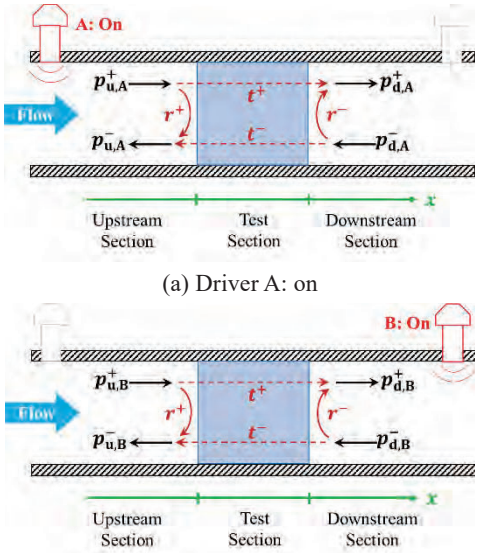
2.3　空力抵抗評価手法

計測されたダクト内の静圧降下（差圧）に基づき，ライナ供試体によって生じる空力抵抗を評価した。Fig. 5 に示すように，2 点間の距離が異なる 3 つの差圧値を用い，次式を用いてそれぞれ無次元の抵抗係数を算出する[9]。

$$\lambda_{L+HW,i} = \frac{\Delta P_i}{\Delta x_i}\frac{2D_h}{\rho U^2} \qquad (7)$$

$$\lambda_{L,i} = \lambda_{HW} + \frac{2a+2b}{b}\frac{\Delta x_i}{L}\left(\lambda_{L+HW,i} - \lambda_{HW}\right) \qquad (8)$$

ここで，距離 Δx_i 間で計測された差圧を ΔP_i とし，D_h は矩形ダクトの水力直径，ρ は気流の密度，U は気流速度，a 及び b はダクト断面の高さ（80 mm）及び幅（60 mm），L はライナ長さ（70 mm）である。また，λ_{HW} は供試体面



(a) Driver A: on

(b) Driver B: on

Fig. 4　Schematic of the acoustic pressure and scattering coefficients inside the duct

をライナではない金属剛壁（Hard wall）とした場合の抵抗係数であり，式(8)を用いてライナ供試体面のみの抵抗係数を推算する。

差圧計測区間が長くなるほど，つまり圧力孔位置が供試体から遠くなるほど，供試体の形状パラメータによる，計測値に対する相対的な差圧変化が小さくなるため，計測区間ごとに算出される 3 つの抵抗係数を用い，次式で加重平均を求めた。

$$\overline{\lambda_L} = \frac{\sum w_i \lambda_{L,i}}{\sum w_i} \qquad (9)$$

$$w_i = \frac{1}{\Delta x_i} \qquad (10)$$

式(9)で求まる抵抗係数を最終的な空力性能評価結果として採用した。

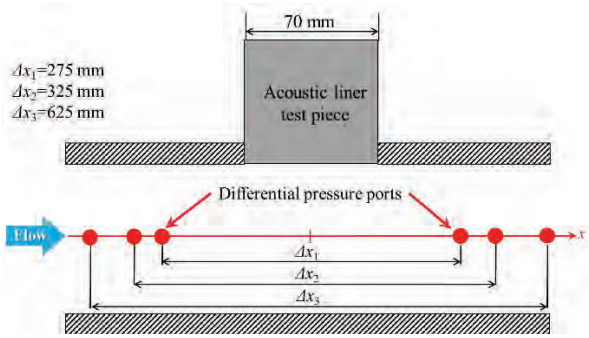


Fig. 5　Differential pressure measurement in the duct of the flow duct rig

2.4　ライナ供試体

フローダクト試験装置の試験部に装着されるライナ供試体の概略図を Fig. 6 に示す。また，供試体の断面図を Fig. 7 に示す。気流に晒される側から順に FPF，その背後

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

の空隙と一体の多孔板，及びキャビティ群から構成される。また，特殊構造ライナの比較対象となる FPF と空隙を持たない従来型ライナとして，Fig. 6 右に示すような Reference ライナも用意した。FPF 以外は 3D プリンタで造形された樹脂製であり，FPF は Fig. 8 に示すように微細孔が無数に空けられたステンレス製の薄板である。

Table 1 に各供試体の多孔板とキャビティの諸元を示す。ライナ A～C は FPF と空隙が付与される供試体であり，それぞれ多孔板の孔径と開口率が異なる。Two-Parameter model[16]を用いて理論共鳴周波数を推算し，いずれの供試体についても 1070～1080 Hz になるようにキャビティ深さ（体積）を設定した。

FPF 及び空隙の諸元を Table 2 に示す。開口率が異なる 2 種類の FPF を，それぞれライナ A～C に適用した。空隙の各径は全供試体（Reference は空隙無し）で共通である。

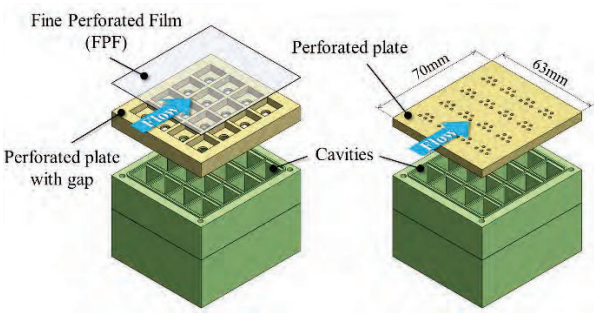


Fig. 6　Schematic of acoustic liner test pieces

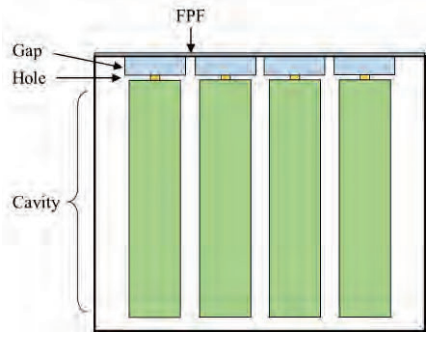


Fig. 8　Cross-sectional view of an acoustic liner test piece with FPF and gap

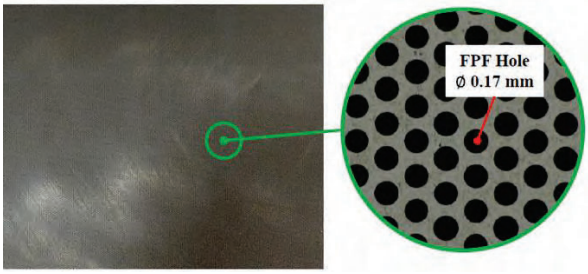


Fig. 8　Photograph of fine perforated film (FPF)

Table 1　Configurations of perforated plates and cavities

	A	B	C	Reference
Open area porosity [%]	5.2	19.0	40.2	5.2
Hole diameter [mm]	3.6	6.9	10.0	1.6
Number of holes per cavity	1	1	1	5
Perforated plate thickness [mm]	1.0	1.0	1.0	1.0
Cavity cross section [mm×mm]	11×11.2	11×11.2	11×11.2	11×11.2
Cavity depth [mm]	37	61	70	50
Theoretical resonance [Hz]	1071	1071	1077	1076

Table 2　Configurations of FPF and gap

	FPF #1	FPF #2
Open area porosity [%]	30	17
Hole diameter [mm]	0.12	0.15
Thickness [mm]	0.1	0.1
Gap cross section [mm×mm]	12.8×11.2	
Gap depth [mm]	4.0	

3. 結果及び考察

本章では最初に空力性能について述べる。続く音響性能の議論では，ケース数をある程度限定させるべく空力性能に優れる供試体条件についてのみ紹介する。

3.1　空力性能

各ライナ供試体の抵抗係数を Fig. 9 に示す。壁面上の空力抵抗に影響を与える因子として，気流に晒される表面性状が重要であることは容易に想像できるが，開口率 30 %の FPF #1 の結果に着目すると，気流には直接晒されない FPF 背後の多孔板開口率が大きくなるほど抵抗が増大している。ダクト内の主流部と FPF 背後の空隙間の空力的な分離が十分ではなく，多孔板の開口率が大きくなるほど FPF の開口部を介した流体の運動量交換が活発であると推測される。一方，開口率 17 %の FPF #2 の結果を見ると，FPF 背後の多孔板開口率の影響は小さいようで，抵抗はほぼ一定である。表面の開口率を 30 %から 17 %に絞ることで，FPF による気流の分離が十分施されたものと思われる。本実験では流動現象を直接観察できているわけではないが，開口率が異なる 2 種類の FPF では，グレージング流れの境界層の様相がそれぞれ異なると予想される：開口率 30 %では境界層が積極的に空隙内に侵入し，開口率 17%では剛壁面上のような比較的安定した境界層が発達しているのだろう。

開口率 17 %の FPF #2 の抵抗係数は，開口率 30 %の FPF #2 に対して半分以下であり，表面の開口率が抵抗の大小に多大な影響を与えることが明らかである[5]。また，開口率 17 %の FPF #2 では，多孔板が露出する従来型ラ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

イナである Reference と比較しても同等以下である。気流に晒される表面の開口率は FPF の方が Reference ライナよりも大きいため，この結果は非常に興味深い。孔径が小さいほど低抵抗である[6]ことを考慮すると，FPF における孔の微細さが，開口率が大きいという空力的欠点をカバーしたと言える。

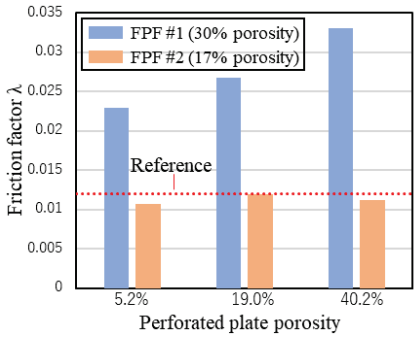


Fig. 9　Friction factor for each test piece. The dashed red line represents the friction factor for the reference liner

3.2　音響性能

2.2 節で示した手法に基づき各供試体の吸音率を算出し，比較した。なお、本説では音波が気流と同一方向に伝播する条件で，かつ空力性能に優れる開口率 17%の FPF #2 を適用した供試体のみに着目する。

まずは流れが無い場合の吸音率について，供試体間の比較を行った。比較の結果を以下の Fig. 10 に示す。結果から分かる通り，FPF 背後の多孔板開口率が大きくなるほど，吸音率のピークは狭域化し最大吸音率が上昇する。加えて，ピーク周波数が低くなる。これは，入射音波の音圧が大きいことに由来すると考えられる。ライナへの入射音波の音圧が大きいとき，ライナの音響低減メカニズムは，渦を伴う現象が支配的となる[4,17,18]。音波がライナ表面を通過する際，高い音圧により開口部に強い粒子運動が励起され，その際，開口周辺に渦が発生する。音

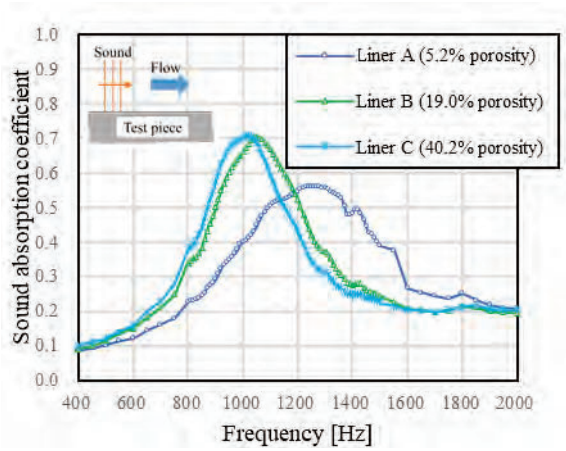


Fig. 10　Comparison of the sound absorption coefficients for the test pieces with FPF #2 (17 % porosity) and gap under no flow conditions

響エネルギーが渦の回転運動エネルギーに変換され，空気の粘性により渦とともに散逸される。音響インピーダンスの観点で見ると，同現象により高音圧条件時にはライナのレジスタンスが増大することが知られており[17,18]，これにより吸音率のピークが広域化し，最大吸音率が低下する。また，ピーク周波数もシフトする。ライナ開口率が大きい場合は本来のレジスタンスは小さく，それに加え，開口径が大きいほど渦現象によるレジスタンス増大は抑制されると考えられる。以上をまとめると，本実験においては，ライナ開口率が大きいほど「高音圧効果」が抑制されたと考えられる。

続いて，マッハ 0.45 の気流中における吸音率を比較する。比較の結果を以下の Fig. 11 に示す。まず Fig. 10 と見比べると，どの供試体についても最大吸音率が流れ無し条件と比べて低くなっていることが明らかである。これは一般的に見られるグレージング流れの効果の一つである。全体的に吸音率が低くなるものの，理論共鳴周波数（1070～1080 Hz）付近にはピークが存在していることがわかる。このピークの吸音率はライナ開口率が大きくなるにつれて増大している。また，流れ無し条件（Fig. 10）において，この周波数付近にピークを持たなかったライナ A（開口率 5.2%）でも流れ有り条件（Fig. 11）ではピークを持っている。これは，グレージング流れと FPF 孔の干渉等によってライナ開口に入射する音波の音圧が低減され「高音圧効果」が抑制されたからであると考えられる。

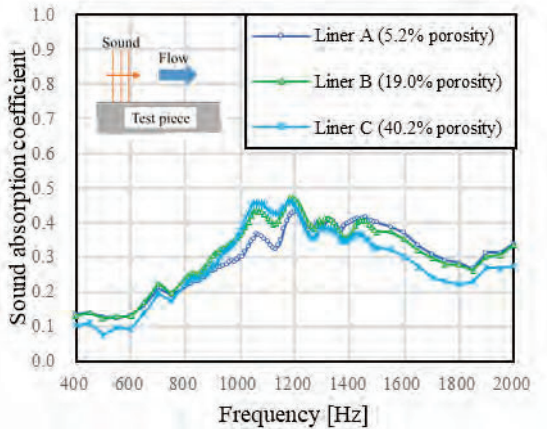


Fig. 11　Comparison of the sound absorption coefficients for the test pieces with FPF #2 (17 % porosity) and gap under Mach 0.45 flow conditions

最後に，ライナ C（開口率 40.2%）と従来型の Reference ライナの吸音率を比較した。比較結果は Fig. 12 の通りである。グラフから分かる通り，理論共鳴周波数（1070～1080 Hz）付近において，ライナ C（開口率 40.2%）の吸音率は Reference ライナに比べて明らかに高いことが見て取れる。高速気流中においてもピークが維持され，な

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

おかつピーク周波数が変化しない点は，ファンのトーン騒音の低減を目的とする共鳴型音響ライナにとって非常に有利な特徴であると言える。

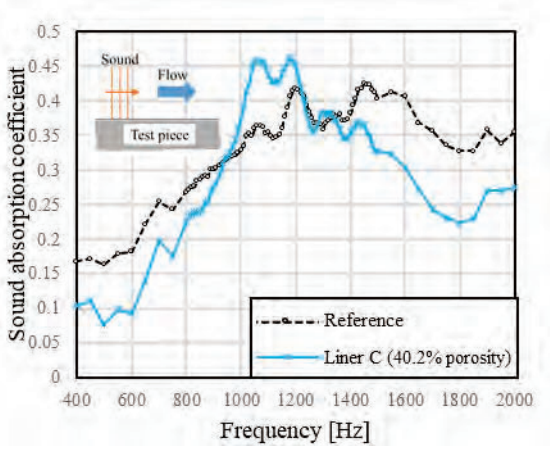


Fig. 12　Comparison of the sound absorption coefficients for the liner C (40.2 %) and the reference liner under Mach 0.45 flow conditions

4. 結言

本稿では，航空エンジンの騒音低減デバイスである音響ライナについて，音響と空力の両観点で高性能化を実現させる設計コンセプトを生み出すべく，著者らがこれまで提案してきた，FPF と呼称される微細多孔膜と空隙を付与した特殊構造ライナを対象とした実験的研究について報告した。実験では，FPF 及びその背後の多孔板の開口率をパラメータとし，音響・空力性能を同時に評価可能なフローダクト試験装置を使用した。

気流に晒される FPF の開口率を 30 %から 17 %に絞ることで，グレージング流れと FPF 背後の空隙が空力的に分離され，空力抵抗が大幅に低減することが分かった。さらに，FPF 背後に位置する多孔板の開口率を大きくすると，高音圧効果が抑制されることで，吸音率のピークは狭域化し，最大吸音率が上昇した。

本実験結果から，音響・空力性能を両立させる設計コンセプトを簡潔にまとめると次のようになる。

(1) FPF の開口率については，空力性能を満足しつつ、音響透過の観点で出来る限り大きな値を模索する。（本稿では 17 %）

(2) 上記(1)の FPF を用いれば多孔板の開口率は空力性能に影響しないため，搭載スペース等も考慮しつつ（多孔板開口率はキャビティ体積に影響），従来型ライナよりも大きくする。（本稿では 40 %）

ところで，FPF や空隙が無い従来型ライナについても，開口率を大きくしていけば音響性能はある程度向上すると予想されるが、同時に空力性能が悪化することは先行研究においても明らかである。FPF を適用することで，FPF の孔の微細さ（従来型ライナの孔の 1/10 程度）のおかげで空力性能の悪化を抑えつつも表面の開口率を大きくすることができ，完全にとは断言できないまでも，気流と音の分離ができる。これにより，本来吸音に作用する多孔板・キャビティの設計自由度が広がることが，FPF と空隙を付与する利点の一つである（前述の(2)に相当）。

今後の課題として，開口率以外の設計パラメータの影響を調査することや，FPF の開口率変化に伴う境界層の挙動を解明すること，つまり「グレージング流れと FPF 背後の空間が空力的に分離」の流体力学的根拠を得ること等が挙げられる。

参 考 文 献

(1) Myers, M. K., On the Acoustic Boundary Condition in the Presence of Flow," Journal of Sound and Vibration, Vol. 71, No. 8 (1980).

(2) Heuwinkel, C., Enghardt, L., Roehle, I., Experimental Investigation of the Acoustic Damping of Perforated Liners with Bias Flow, AIAA Journal, 2007-3525 (2007).

(3) Enghardt, L., Fischer, A., Determination of the Impedance for Lined Ducts with Grazing Flow, AIAA Journal, 2012-2243 (2012).

(4) Tam, C. K. W., Pastouchenko, N. N., Jones, M. G., Watson, W. R., Experimental Validation of Numerical Simulations for an Acoustic Liner in Grazing Flow: Self-Noise and Added Drag, Journal of Sound and Vibration, Vol. 333, No. 13 (2014), pp. 2831–2854.

(5) Wolter, W., Drag Measurements of Porous Plate Acoustic Liners, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2005-803 (2005).

(6) Howerton, B. M., Jones, M. G., Acoustic Liner Drag: A Parametric Study of Conventional Configurations, 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2015-2230 (2015).

(7) Gerhold, C. H., Brown, Jasinski, C., Evaluation of Skin Friction Drag for Liner Applications in Aircraft, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA 2016-1267 (2016).

(8) Howerton, B. M., Jones, M. G., Acoustic Liner Drag: Measurements on Novel Facesheet Perforate Geometries, 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2016-2979 (2016).

(9) Howerton, B. M., Jones, Acoustic Liner Drag: Further Measurements on Novel Facesheet Perforate Geometries, AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2018-3605 (2018).

(10) Murata, Y., Ishii, T., Enomoto, S., Oinuma, H., Nagai, K., Oki, J., Daiguji, H., Proposal of Acoustic Liners Combined with Fine-Perforated-Film, INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings, Institute of Noise Control Engineering, Vol. 263, No. 1 (2021).

(11) Murata, Y., Ishii, T., Enomoto, S., Oinuma, H., Nagai, K., Oki, J., Daiguji, H., Experimental Research on New Acoustic Liners Combined with Fine-Perforated-Film, AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2022), p. 2885.

(12) Ishii, T., Oinuma, H., Nagai, K., Enomoto, S., Oki, J., Pressure Fluctuation Absorbing Structural Body, WO Patent 2022/091542, May. 5 (2022).

(13) Murata, Y., Ishii, T., Enomoto, S., Oinuma, H., Nagai, K., Oki, J., Daiguji, H., Fan Noise Reduction by Acoustic Liners Combined

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

with Fine-Perforated-Film: Noise Tests by a Small Turbofan Engine DGEN 380, INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings, Vol. 265, No. 5 (2023).

(14) Ishii, T., Nagai, K., Oinuma, H., Experimental Study of Acoustic Liner Panels Shared in IFAR Program, AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2019), p. 2602.

(15) 長井健一郎，生沼秀司，石井達哉，微小多孔ライナーの流れ場における音響性能計測，環境工学総合シンポジウム講演論文集 (2017), p. 120.

(16) Parrott, T. L., Jones, M. G., Assessment of NASA's Aircraft Noise Prediction Capability, Chapter 6: Uncertainty in Acoustic Liner Impedance Measurement and Prediction, NASA TP 2102-215653 (2012).

(17) Roche, J. M., Leylekian, L., Delattre, G., Vuillot, F., Aircraft fan noise absorption: DNS of the acoustic dissipation of resonant liners, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference) (2009).

(18) Zhang, Q., Daniel J. B., Numerical investigation of a honeycomb liner grazed by laminar and turbulent boundary layers, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 792 (2016), pp. 936-980.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-8

レーザー光と位置検出素子を用いた超音速ジェット騒音計測の妥当性に関する研究

The validity of the supersonic jet noise measurement using laser and position sensitive detector

○松本 一希[*1]　権 寧河[*1]　岡本 光司[*1]　赤嶺 政仁[*2]　寺本 進[*2]
MATSUMOTO Kazuki　KWON Youngha　OKAMOTO Koji　AKAMINE Masahito　TERAMOTO Susumu

ABSTRACT

Acoustic measurements in the near field are significant to find a method to suppress supersonic jet noise. The microphone measurement is commonly used to measure noise, but it is not appropriate for the jet noise measurement in the near field, because it may be broken or disturb the sound field. In this study, we propose an optical acoustic measurement method using a laser and a 2-D position sensitive detector, which can measure the propagating direction and the spectra of acoustic waves. In the previous study, it was validated for the measurement of Mach waves and screech tone noise from supersonic jets. The purpose of this study was to validate this optical acoustic measurement method for acoustic phenomena of lower sound pressure level. The results showed good agreement with those by microphones, and the difference in OASPL was less than 0.7 dB.

キーワード： 超音速ジェット騒音，レーザ計測，マッハ波，ファインスケールの乱流渦，音圧スペクトル
Key Words: Supersonic Jet Noise, Laser Measurement, Mach waves, Fine-scale turbulence noise, Sound pressure level

1. 研究背景

航空宇宙工学分野において，排気ジェットから発生する騒音の低減は重要な技術課題として挙げられる(1)．亜音速機の旅客機を例に挙げると，Fig.1 に示すように，特に離陸時においてジェット騒音が非常に高い騒音レベルを示すことが指摘されている(2)．また，近年開発が進められている超音速旅客機においては，亜音速機以上にジェット騒音の影響が大きいことが指摘されている(3)(4)(5)．さらに，ロケット発射時に排気から発生する超音速ジェット騒音は，ペイロード内の電子機器の故障や構造部材の疲労などを引き起こす可能性があることも指摘されている(6)．以上のことから，超音速ジェットの複雑な音場が持つ特徴や，空力騒音の発生メカニズムおよび音源位置などを明らかにするため，ジェット近傍で音響計測を行い，解析するという試みがなされている(7)．しかし，マイクロホンを用いた従来の音響計測法の場合，マイクロホンの本体との干渉により，ジェット近傍の音場や流動場が乱される恐れがある．そこで，本研究室では，音場内に機器を配置せず遠方からレーザ光を照射し，音波によるレーザ光の屈折を位置検出素子(Position-Sensitive Detector, PSD)で捉えることで，音波の伝播方向および音圧スペクトルを計測する手法を提案し，その妥当性が議論されてきた(8)(9)(10)(11)．

先行研究では，適正膨張噴流から発生するマッハ波と過膨張噴流から発生するスクリーチ音にレーザ計測手法を適用し，その妥当性が議論された(11)．その結果，音波の伝播角度をレーザ計測で捉えられることが確認され，また， Fig2 および Fig.3 に示すように，マイクロホン計測とレーザ計測で得られる音圧スペクトルが良く一致し，OASPL は 0.2dB の差であることが分かった．

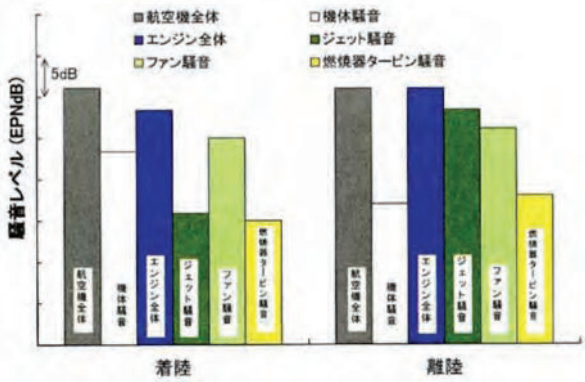


Fig.1 Takeoff/landing noise source classification(2)

*1　東京大学大学院　新領域創成科学研究科　先端エネルギー工学専攻
〒277-8561　千葉県柏市柏の葉5-1-5
E-mail: 2590122433@edu.k.u-tokyo.ac.jp
*2　東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻
〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

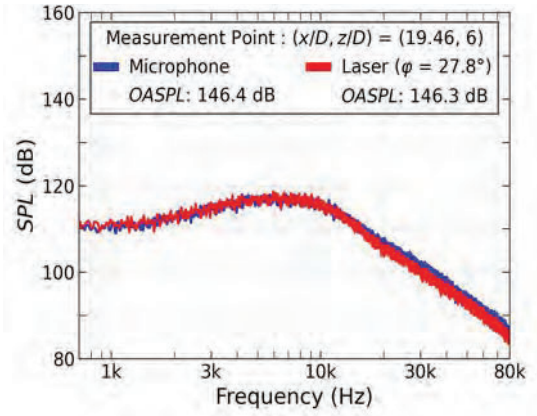


Fig.2 Sound pressure spectrum of Mach waves (comparison between microphone measurement and laser measurement)[11]

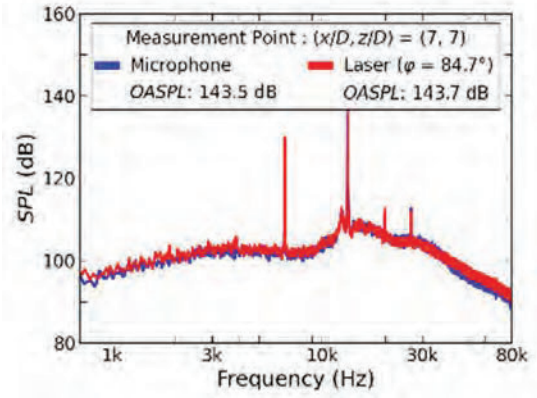


Fig.3 Sound pressure spectrum of Screech tones (comparison between microphone measurement and laser measurement)[11]

レーザ計測手法が音波を正確に計測するためには，レーザ光が音波から生じる密度勾配によって，有効に屈折を起こす必要がある．したがって，音圧の低い音波や波面が不明瞭な音波は，レーザ光の屈折が十分に生じず，本手法による計測ができない可能性がある．したがって，レーザ光が十分な屈折を生じない現象として考えられる，音圧が低い音波，および，波面が不明瞭な音波について，レーザ計測手法の妥当性を議論する必要があると考えられる．

2. 研究目的

本研究では，レーザ光が十分な屈折を生じない可能性がある現象として，音圧が低い音波，および，波面が不明瞭な音波を挙げ，それらの計測の妥当性を検証することを目的とした．初めに，波面が明瞭に形成されているが低い音圧を有する，遠方におけるマッハ波の計測を行い，妥当性を検証した．次に，波面が不明瞭な音波について，計測の妥当性を検証した．Fig.4 は適正膨張噴流から生じる音波を，シュリーレン法によって可視化した画像である．シュリーレン法で可視化される現象と，レーザ光の屈折に関わる現象は，ともに音波によって生じる密度勾配である．先行研究[11]では，Fig.4 の赤枠で示した波面が明瞭に形成されているマッハ波について，計測の妥当性が確認されているのに対して，本研究では青枠で示した波面が不明瞭な音波について計測を行い，レーザ計測手法の妥当性を検証した．

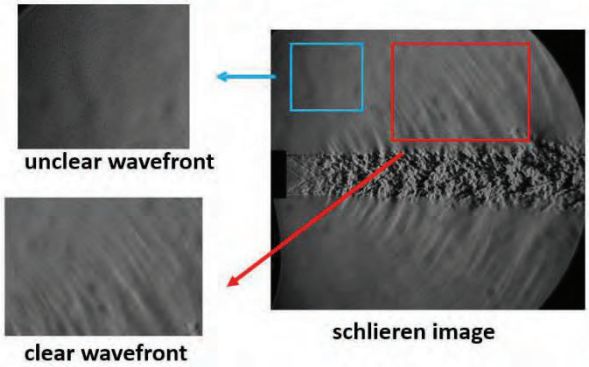


Fig.4 Clear and unclear sound wavefronts

3. 計測方法[11]

3.1 光学系セットアップ

本研究の光学系セットアップを Fig.5 に示す.レーザ光は，光量調節用の ND フィルタを通過後，焦点距離 1.2 [m]のレンズで集光され，超音速ジェットの真上の音場を通過して位置検出素子(PSD)に入射する．ここで，位置検出素子(PSD)は，PSD 受光面上の入射光の重心位置の電気信号を出力する装置である．4 つの電気信号を出力することで，入射光の重心位置の座標(X,Z)に変換することができる．また，レーザ計測との相互比較のため，1/4 インチ自由音場マイクロホン Type 4939 Brüel & Kjær)を用いて同じ計測座標(x/D, z/D)で計測を行う．

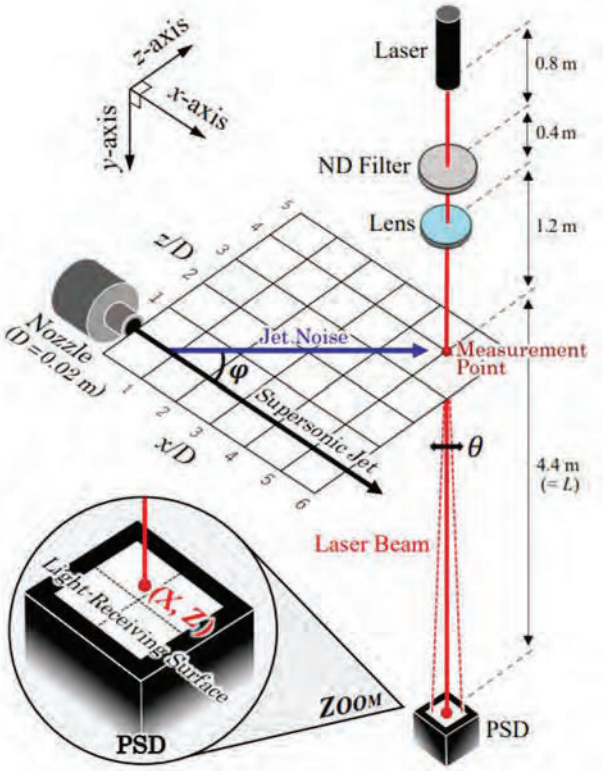


Fig.5 Laser Optics Setup

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3.2　計測原理

3.2.1　音圧と屈折角の関係

疎密波である音波が媒質の中を伝播する際には，媒質の密度勾配が生じる圧力変動が伴う．一方，Fig.6 に示すように，光は音場を通過する際，密度勾配の大きさと向きに応じて屈折を起こす．したがって，音場を通過する光線の屈折角θは，静止大気において下記のように音圧pに変換することができる．

まず，Fig.6 のように音波は x 方向に進行する一次元の平面波であると仮定する．この音波の密度ρの空間勾配と，y 方向に進行する光線の屈折角θとの関係は，下記の積分式で表すことができる．

$$\theta \approx \int_0^d \frac{K}{n} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} dy = \frac{K}{n} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot d \tag{1}$$

ここで，d は音波の影響により光線が有効に屈折する領域の長さであり，本研究では屈折寄与長と呼ぶ．屈折寄与長 d に関する詳細な内容については 3.2.2 節にて説明する．なお，n は屈折率，K は Gladstone-Dale 定数である．

$$K = \frac{n-1}{\rho} \tag{2}$$

Gladstone-Dale 定数 K は，上式のように，真空（屈折率 $n = 1$）に対して空気が存在することによる屈折率の増加分 $n-1$と密度 ρとの関係を表す定数である．ここで，電磁波の波長が 640 [nm] (赤色光; He-Ne Laser)，大気圧p_0が 1013 [hPa] (標準大気圧)，気温Tが 15°C，空気の密度 $\rho = 1.226$ [kg/m^3] の条件下で，屈折率 $n = 1.0002764$である．

一方，音波の伝播は断熱プロセスとして近似できるため，等エントロピー過程とし下記の過程を導出できる．一般的な状態方程式の場合，圧力p，媒体の密度ρ，および音速cの関係は次のように導き出すことができる．

$$\left.\frac{\partial p}{\partial \rho}\right|_s = c^2 \tag{3}$$

一次元の波動方程式は次の式のように表せる．

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \tag{4}$$

上式は下式のように整理することができる．

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial x}\right)\rho = 0 \tag{5}$$

式(3)と式(5)を式(1)に代入し，下記の関係式が得られる．

$$\theta = \frac{K}{n} \cdot \frac{1}{c^3} \frac{\partial p}{\partial t} \cdot d \tag{6}$$

次に，上式のフーリエ変換を行い，周波数領域での音圧を評価する．時間 t での屈折角$\theta(t)$と音圧$p(t)$のフーリエ変換を各々$\Theta(\omega)$と $P(\omega)$とし，上式のフーリエ変換を行うと下式が得られる．ここで，i は虚数単位，$2\pi f$は角周波数である．

$$P(\omega) = \frac{c^3 n}{i2\pi f K d}\Theta(\omega) \tag{7}$$

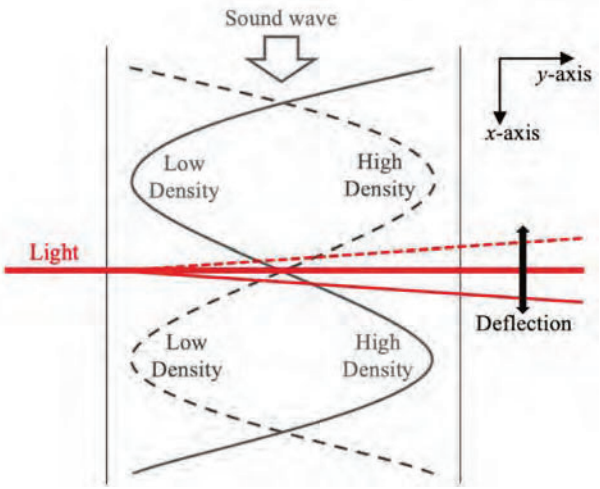


Fig.6 Laser passing through a sound field

3.2.2　屈折寄与長の算出式

マイクロホンは振動膜の面積が比較的小さいため（直径 1/4 インチ），ある一点の音圧を計測することができるが，レーザ計測は計測部（音波に暴露される光路）が比較的長いため，一点の音圧のみを計測することができない．これは，PSD によって得られるレーザ光の屈折角は，レーザ光路中に存在する全ての密度勾配の積算値に比例するためである．

したがって，一点の音圧に換算するためには，音波の影響によりレーザ光が有効に屈折する領域の長さdを求め，式(7)のようにレーザ計測で得られた音圧を d で除する必要がある．本研究では，この長さdを屈折寄与長と呼ぶ．権らの研究では，この屈折寄与長dを数値解析的かつ実験的に推定を行い，その算出式を導き出しており，本研究においても同様の算出式を用いている[11]．その概要を以下に示す．

まず，Fig.7 に示すように，超音速噴流から発生する騒音源は噴流軸上に存在する点音源であり，音波は球面状に広がると仮定する．ここで，逆位相の波面同士の影響によりレーザ光の屈折が打ち消され，残った領域の長さが屈折寄与長，この点音源から伝播される球面波の円弧半径をr [m]，音源から計測点までの距離を l [m]，屈折寄与長 d [m]とすると，三平方の定理を用いて下式のように表すことができる．

$$d = 2\sqrt{r^2 - l^2} \tag{8}$$

また，rは下式のように表すことができる．

$$r = l + C_1\lambda \tag{9}$$

ここで，λ[m]は音波の波長であり，λの係数であるC_1 (< 1)は，レーザ光と波面との位置関係を指定するための定数である．

次に，式(9)を式(8)に代入することで，下記の式のような関係が得られる．ただし，λは lより十分小さいと仮定する．

$$d = \sqrt{4{C_1}^2\lambda^2 + 8C_1\lambda l} \approx \sqrt{8C_1}\sqrt{\lambda l} \propto \sqrt{\lambda l} \tag{10}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

上式より，屈折寄与長 d は $\sqrt{\lambda l}$ と比例関係を持つことが分かる．両者の比例定数を求めるために，マイクロホン計測とレーザ計測によって得られる OASPL を相互比較した．任意の計測点 10 箇所における，マッハ波およびスクリーチ音を対象にした OASPL データの近似曲線が．$OASPL_{mic} = OASPL_{laser}$ となる比例定数を求めた．その結果，計測対象に関わらず比例定数は 0.774 と算出されたため，本研究では式(11)を用いて，屈折寄与長の算出を行った．

$$d = 0.774\sqrt{\lambda l} \tag{11}$$

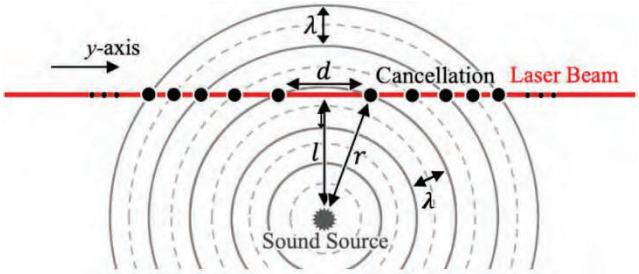


Fig.7 Relation between refraction contribution length d, distance l, and wavelength λ

3.3 計測データの取得

3.3.1 音圧レベルの算出

Fig.5 に示すように，PSD 受光面上での入射光の重心位置座標(X, Z)とし，時間経過に伴うこの座標の変化を分析すると，下式のように時間tでの変位 $s(t)$を求めることができる．

$$s(t) = X(t)\cos\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right) + Z(t)\sin\left(\frac{\varphi}{180}\pi\right) \tag{12}$$

ここで，φは音波の伝播角度である．

次に，変位$s(t)$および，計測点から PSD までの距離 L (=4.4 [m])を用いて，レーザ光の屈折角 $\theta(t)$を算出する．

$$\frac{s(t)}{L} = \tan\theta(t) \approx \theta(t) \tag{13}$$

次に，一つの θ 信号（サンプリングレート $4 \cdot 10^5$ [Hz]）に対して，高速フーリエ変換（Fast Fourier Transform, FFT）を行い，音圧信号の実効値$\bar{P}_{laser}(f_\beta)$を求める．求めた音圧信号の実効値$\bar{P}_{laser}(f_\beta)$を用いて，下記の式で音圧レベル(Sound Pressure Level, *SPL*)を求める．

$$SPL_{laser}(f_\beta) = 10\log_{10}\left[\left\{\frac{\bar{P}_{laser}(f_\beta)}{p_{ref}}\right\}^2 \frac{1}{\delta f}\right] \tag{14}$$

全音圧レベル(Overall Sound Pressure Level, *OASPL*)は，$1 \leq f_\beta \leq 80$ [kHz]の音圧レベルの積算値であり，下式で求めることができる．

$$OASPL_{laser} = 10\log_{10}\left\{\sum_{f_\beta} 10^{\frac{SPL_{laser}(f_\beta)}{10}} \delta f\right\} \tag{15}$$

3.3.2 音波伝播角度の算出

音波の伝播角度は，レーザ光が屈折した方向を検出することによって求めることができる．ここで，レーザ光の屈折方向は，PSD 受光面上での入射光の重心位置座標(X, Z)の分布の分散が最大となる方向を検出することで求めることができる．したがって，入射光の重心位置座標(X, Z)に対し，主成分分析(Principal Component Analysis, PCA)を行うことで，レーザ光の屈折方向（= 音波伝播角度）を求めた(12)．Fig.8 の左図に，先行研究で可視化されたマッハ波の伝播角度[13][14]，右図にレーザ光の軌跡と本手法によって得られる伝播角度を示しており，レーザ計測によって音波の伝播角度を捉えられることが分かる．

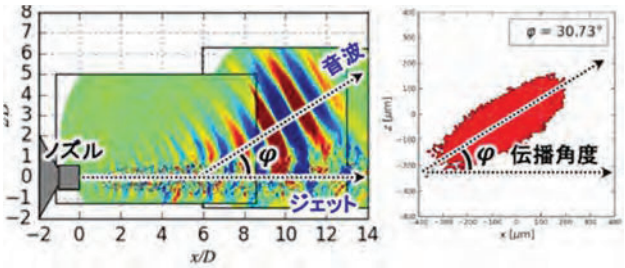


Fig. 8 Propagating direction of sound wave (left: visualized image of sound wave, right: laser trajectory)[11]

3.2 節で示したように，本手法を用いて音圧を算出するには屈折寄与長を算出する必要がある．さらに，屈折寄与長は音源から計測点までの距離lに関係するため，この距離lをレーザ計測で得られる伝播角度φから算出している．Fig.9 に示すように，音源はジェット軸上に点音源として存在することを仮定しているため，計測点における伝播角度から音源位置を特定し，音源から計測点までの距離を算出することができる．ここで得られた距離lを用いて屈折寄与長および音圧の算出を行っている．

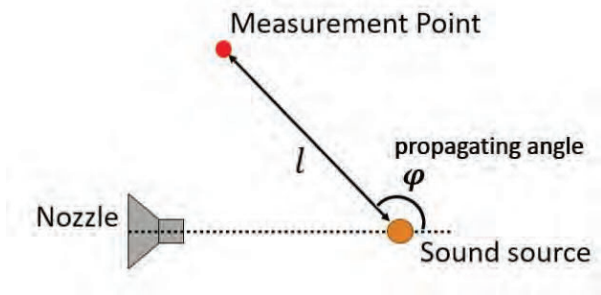


Fig.9 Relationship between propagation angle and distance l

4. 実験内容

本研究の計測対象は，マッハ数$M = 1.8$，ノズル圧力比$NPR = 5.73$の適正膨張噴流から発生する空力音響現象である．実験は，出口直径$D = 0.02$[m]の収縮拡大ノズルを取り付けた東京大学柏キャンパス極超音速高エンタルピー風洞で行った．なお，本風洞施設は無響室ではないが，フランジやノズル周りを吸音材で巻き，音の反射を

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

抑制している．本施設での音響計測の妥当性については，先行研究にて確認済みである[15]．

また，実験時には，ノズル上流全圧，上流全温度，大気圧，温度，湿度を実験時に計測している．また，比較対象としているマイクロホン計測については，1/4 インチマイクロホン(Type 4939, Brüel&Kjær)を使用して，レーザ計測と同時計測を行っている．いずれの計測データも LabVIEW を用いて PC に記録しており，レーザ計測とマイクロホン計測のデータサンプリングレートはいずれも 400[kHz]である．なお，PSD の周波数応答が 160[kHz]であるため，本研究では 80[kHz]までの音圧スペクトルを議論の対象とする．

本研究の計測対象は以下の 2 つである．

(1) 遠方におけるマッハ波

(2) 波面が不明瞭な音波

Fig.10 に，マッハ波が伝播することで波面が明瞭に形成されると予想される領域と，今回の実験での計測座標を示す．なお，図中の座標はノズル直径Dで無次元化した値である．まず，計測座標(19.5,11.2)および(87.5,54)から，近傍と遠方におけるマッハ波の計測を行い，音圧が低く波面が明瞭に形成されている音波の計測の妥当性を検証した．次に，マッハ波の到達しない計測座標(6,15,8)および(6,22.8)から，音圧が低く波面が不明瞭な音波の計測の妥当性を検証した．

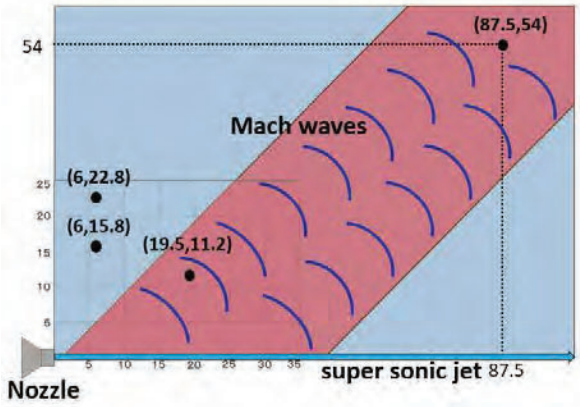


Fig.10 Mach waves area and measurement points

5. 結果

5.1 遠方におけるマッハ波

先行研究において計測対象とされてきた，近傍のマッハ波の計測座標(19.5,11.2)と，今回の研究で新たに計測対象とした，遠方におけるマッハ波の計測座標(87.5,54)での比較を行った．

まず，計測座標(19.5,11.2)において，レーザ計測から得られる伝播角度を Fig.11，レーザ計測とマイクロホン計測で比較した音圧スペクトルの結果を Fig.12 に示す．これらの結果から，近傍におけるマッハ波の伝播角度については，本実験条件でのマッハ波の伝播方向として知られる約 30 度を良く捉えており，音圧スペクトルについてはマイクロホン計測と良く一致することが確認された．

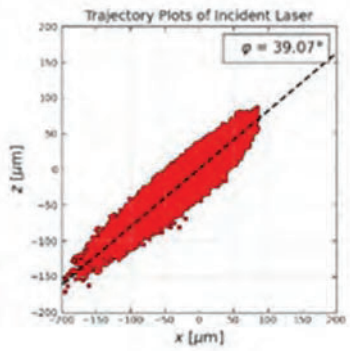


Fig.11 Trajectory of laser path on PSD and propagating direction at (19.5,11.2)

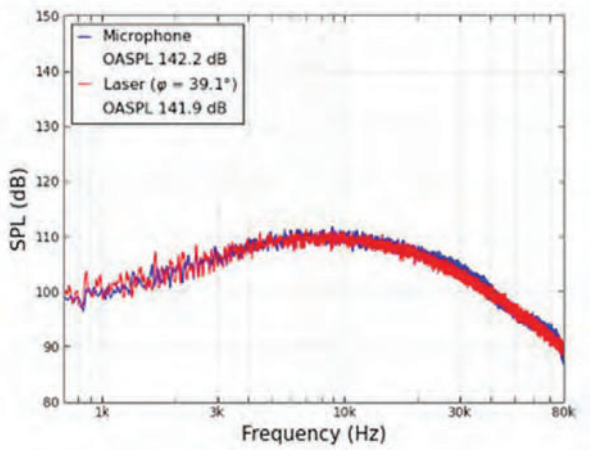


Fig.12 Sound pressure spectrum of microphone and laser measurements at (19.5,11.2)

次に，計測座標(87.5,54)において，レーザ計測から得られる伝播角度を Fig.13，レーザ計測とマイクロホン計測で比較した音圧スペクトルの結果を Fig.14 に示す．Fig.11 および Fig.13 を比較すると，レーザの軌跡変動が遠方において減少しているものの，マッハ波の伝播角度を良くとらえられていることが確認できる．また，Fig.12 および Fig.14 を比較すると，遠方においては OASPL が 10[dB]程度減少しているが，音圧スペクトル全体の結果はマイクロホン計測と良く一致していることが確認できる．

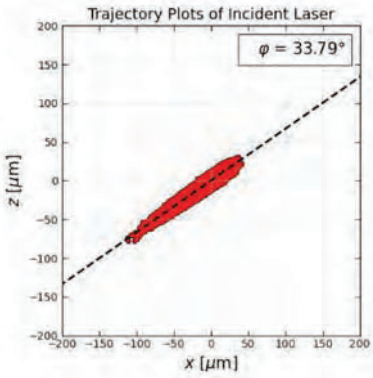


Fig.13 Trajectory of laser path on PSD and propagating direction at (87.5,54)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

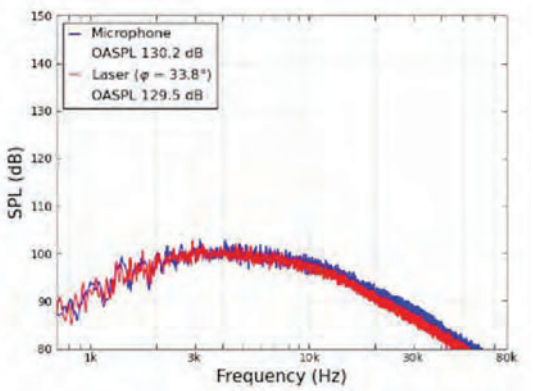


Fig.14 Sound pressure spectrum of microphone and laser measurements at (87.5,54)

以上の結果から，従来は主に OASPL が 140[dB]程度の音波に対して，レーザ計測手法の妥当性が確認されていたが，今回の遠方におけるマッハ波の結果から，OASPL が 130[dB]程度の波面が明瞭な音波についても伝播角度と音圧スペクトルを計測可能であり，マイクロホン計測との比較では先行研究と同様に OASPL が 0.7[dB]以下の差であることが確認できた．

5.2 波面が不明瞭な音波

波面が不明瞭な音波として，計測座標(6,15.8) および(6,22.8)での計測を行った．それぞれの計測座標において得られた伝播角度と音圧スペクトルの結果を Fig15.-Fig.18 に示す．

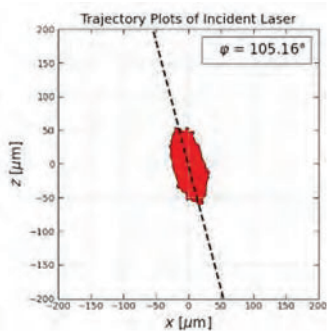


Fig.15 Trajectory of laser path on PSD and propagating direction at (6,15.8)

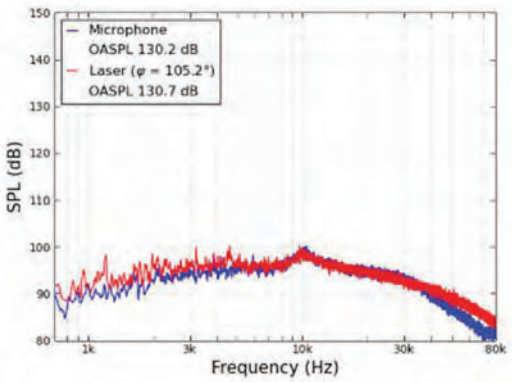


Fig.16 Sound pressure spectrum of microphone and laser measurements at (6,15.8)

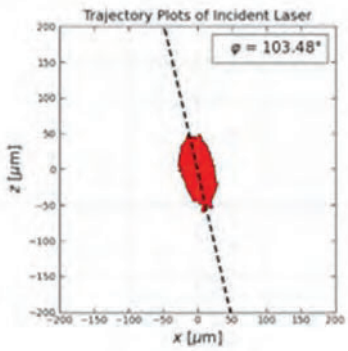


Fig.17 Trajectory of laser path on PSD and propagating direction at (6,22.8)

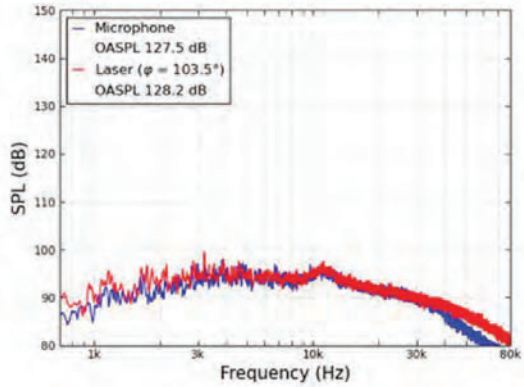


Fig.18 Sound pressure spectrum of microphone and laser measurements at (6,22.8)

Fig.15 および Fig.17 から，波面が不明瞭な音波についても，レーザ計測によって音波の伝播角度を捉えられていることが分かる．また，Fig.16 および Fig.18 から，レーザ計測とマイクロホン計測による音圧スペクトルが全体的に一致しており，先行研究と同様に OASPL は 0.7[dB]以内の差であることが確認できた．しかし，Fig.14 の遠方におけるマッハ波の音圧スペクトルと比較すると，7[kHz]以下の低周波側と 30[kHz]以上の高周波側において，レーザ計測とマイクロホン計測の結果に差が見られることが分かる．

ここで，計測座標(87.5,54)および(6,15.8)の詳細な比較を行う．これらの計測点はそれぞれ，遠方におけるマッハ波，および波面が不明瞭な音波を対象としており，OASPL がともに 130[dB]程度であることから．波面形状の違いが結果に表れていると考えられる．まず，Fig.19 から，波面が不明瞭な音波は，伝播方向(図中黄色矢印)へのレーザの変位が小さく，伝播方向に対して垂直の方向(図中青色矢印)への変位が大きいため，レーザの軌跡に膨らみが見られることが分かる．したがって，波面が不明瞭な音波については，主成分分析によって得られる伝播角度の精度に差があると考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

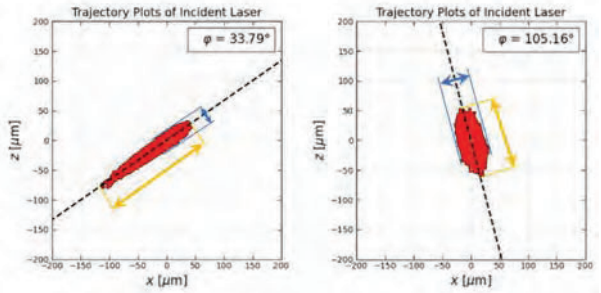


Fig.19 Propagating direction of sound wave and its vertical component (left:(87.5,54), right:(6,15.8))

5. 結論

本研究では，超音速噴流から発生する騒音の中で，音圧の低い音波と波面が不明瞭な音波の，2 つの現象に対するレーザ音響計測手法の妥当性の検証を行い，以下の結論を得た．

・遠方におけるマッハ波の計測結果から，OASPL130[dB]程度の現象であっても，レーザ計測とマイクロホン計測の音圧スペクトルが全体的に良く一致すること，先行研究と同様に OASPL が 0.7[dB]以内の差であることが確認できた．また，伝播角度をレーザ計測で捉えられることが確認できた．

・波面が不明瞭な音波に関しては，レーザ計測とマイクロホン計測の音圧スペクトルが全体的に良く一致すること，OASPL については先行研究と同様に 0.7[dB]以内の差であることが確認できた．

なお, 波面が不明瞭な音波の音圧スペクトルついては, 遠方におけるマッハ波と比較して，マイクロホン計測との差異が大きいことが確認された．その原因の一つとして，レーザ光の軌跡に膨らみが見られ，主成分分析による伝播角度の算出精度に差があることが挙げられた．

参 考 文 献

(1) Wall, A. T., Gee, K. L., Morris, P. J., Colonius, T., and Lowe, K. T. “Introduction to the Special Issue on Supersonic Jet Noise.” The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 151, No. 2, 2022, pp. 806–816

(2) 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. 6,2022, pp. 568-572.

(3) Voet, L. J. A., Speth, R. L., Sabnis, J. S., Tan, C. S., and Barrett, S. R. H. On the Design of Variable Noise Reduction Systems for Supersonic Transport Take-off Certification Noise Reduction. 28th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2022

(4) Nöding, M., Schuermann, M., Bertsch, L., Koch, M., Plohr, M., Jaron, R., and Berton, J. J. “Simulation of Landing and Take-off Noise for Supersonic Transport Aircraft at a Conceptual Design Fidelity Level.” Aerospace, Vol. 9, No. 1, 2022.

(5) Zubayer, M. H., and Wu, J. “Modal Analysis of Commercial Aircraft Engine Noise Source and Noise Reduction Technology.” ACM International Conference Proceeding Series, 2018, pp. 164–168.

(6) Lubert, C. P., Gee, K. L., and Tsutsumi, S. “Supersonic Jet Noise from Launch Vehicles: 50 Years since NASA SP-8072.” The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 151, No. 2, 2022, pp. 752–791

(7) Tam, C. K. W. “Supersonic Jet Noise.” Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 27, 1995, pp. 17–43

(8) Fukatsu, K., Akamine, M., Okamoto, K., and Teramoto, S. “Laser Optical Measurement of Acoustic Phenomena of a Supersonic Jet Using 2-D Position Sensitive Detector.” Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2018, Xiamen, China, AJCPP2018-158, Mar. 2018.

(9) 岸 映裕. “レーザー光と二次元位置検出素子を用いた音響計測手法に関する研究.” 東京大学修士論文, 2019.

(10) Yamamura, A., Okamoto, K., Teramoto, S., and Akamine, M. “Optical Measurement of Supersonic Jet Noise Using Laser and 2-D Position Sensitive Detector.” Asian Joint Conference on Propulsion and Power 2021, Jeju, Republic of Korea, 4B2-2, Mar. 2021

(11) 権寧河. “レーザ光と位置検出素子を用いたジェット騒音音響計測手法の周波数特性評価に関する研究” 第 54 回流体力学講演会, 2022, pp.203-214

(12) Rao, C. “The Use and Interpretation of Principal Component Analysis in Applied Research.” *Sankhyā: The Indian Journal of Statistics, Series A (1961-2002)*, Vol. 26, No. 4, 1964, pp. 329–358.

(13) Takemura, M., Okamoto, K., and Teramoto, S. “Visualization and Acoustic-Triggered Conditional Sampling Analysis of Acoustic Phenomena with Screech-Tone of an over Expanded Supersonic Jet.” The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 146, No. 4, 2019, p. 3041

(14) Akamine, M., Okamoto, K., Teramoto, S., Okunuki, T., and Tsutsumi, S. “Conditional Sampling Analysis of Acoustic Phenomena from a Supersonic Jet Impinging on an Inclined Flat Plate.” Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., Vol. 59, No. 5, 2016, pp. 287–294

(15) Akamine, M., Nakanishi, Y., Okamoto, K., Teramoto, S., Okunuki, T., and Tsutsumi, S. “Acoustic Phenomena from Correctly Expanded Supersonic Jet Impinging on Inclined Plate.” AIAA Journal, Vol. 53, No. 7, 2015, pp. 2061– 2067.

(16) Gokan, M., Araki, M., González, J. C., Kojima, T., and Taguchi, H. “Development of 1MHz Class High Frequency Optical Microphone and Its Application to Jet Noise Reduction Device Performance Investigation.” Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 70, No. 1, 2022, pp. 7–13

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-9

マルチショット計算を導入した格子 - 粒子カップリング法による雨氷条件下での SLD 着氷の数値シミュレーション

Numerical Simulation of SLD Icing under Glaze Ice Conditions by Grid- and Particle-Based Method introducing Multi-shot Computation

○兼次 正隆[*1] 阿部 優輝[*1] 福留 功二[*2] 藤村 宗一郎[*1] 山本 誠[*1]
KANESHI Masataka ABE Yuki FUKUDOME Koji FUJIMURA Soichiro YAMAMOTO Makoto

ABSTRACT

Ice accretion on an aircraft threatens navigation safety because it changes the wing shape and reduces the aerodynamic performance. Therefore, establishing the prediction methods for the icing phenomenon is a significant technical issue. In glaze ice conditions, the impinged supercooled droplets runback along the wing surface as a liquid film. In addition, splashing and rebounding occur, which generate secondary droplets if supercooled large droplets (SLD) impinge on an aircraft. In the present study, the numerical simulation by the coupling scheme composed of grid- and particle-based methods introducing multi-shot computation was conducted to consider changes in airflow due to the icing. As a result, the droplets became harder to impact as the ice layer grew, and the icing mass was reduced by 6% in the multi-shot computation compared to the single-shot computation. The simulation showed a good prediction of the ice thickness near the stagnation point.

キーワード： ジェットエンジン，航空機着氷，SLD 着氷，格子ー粒子カップリング法，マルチショット計算
Key Words: Jet Engine, Aircraft Icing, SLD Icing, Grid- and Particle-Based Method, Multi-shot Computation

1. 緒　言

着氷現象とは，大気中の過冷却液滴や氷粒子が固体表面に衝突し，そこに氷層を形成する現象である。中でも，航空機における着氷現象は主翼形状の変化による空力性能の低下や計測機器不良などを引き起こす。また，航空機のジェットエンジン入口で発生した着氷は，ブレード形状の変形による空力性能の低下や，離脱した氷片によるエンジン内部の機械的損傷を引き起こし，墜落等の事故に至る可能性がある。このように，着氷現象は航空機の航行安全性を脅かすことから，航空機の設計段階において着氷現象を予測する数値シミュレーション手法を確立することが重要な技術課題となっている。

航空機着氷の中で，気流温度が約−10 ℃から−3 ℃と比較的高い雨氷条件では，翼に衝突した過冷却液滴は瞬時に凍結せず，液膜を形成して気流によって翼の後流側に流されながら凍結する。それにより，ホーンのような特徴的な着氷形状を形成する。加えて，直径が 40 μm を超える粗大過冷却液滴（Supercooled Large Droplet; SLD）が翼に衝突すると，スプラッシュやリバウンドといった現象が生じ，それにより生じた二次液滴によってさらに複雑な着氷形状が形成される[(1)]。

先行研究では，格子法による SLD 着氷条件下での着氷形状の再現が試みられてきた[(2,3)]。格子法では，スプラッシュやリバウンドのような SLD 特有の衝突挙動をモデル化した SLD 衝突モデルを用いて SLD 着氷の再現が行われている。しかし，この手法では詳細なホーン形状の再現は未だ困難である。一方，著者ら[(4)]は格子ー粒子カップリング法を用いた着氷シミュレーションを提案した。さらに近年，著者ら[(5)]は上記の着氷シミュレーションに，新たに開発した雨氷条件特有のランバック現象を再現する液膜流動モデルや過冷却液滴の熱輸送と凝固を模擬する凝固潜熱輸送モデルを導入した。その結果，ランバック現象と SLD 着氷特有のスプラッシュ現象の再現に成功したが，実験で見られたホーン形状の再現には至らなかった。これは，数値シミュレーションにおいてホーン形状などの雨氷条件特有の形状を再現するためには，マルチショット計算によって着氷に伴う流れ場の変化を考慮することが必要であると考えられている[(6)]のに対し，著者らの研究ではシングルショット計算を採用していたためであると考えられる。

本研究では，雨氷条件下における SLD 着氷の予測精度

*1 東京理科大学
〒125-8585 東京都葛飾区新宿6-3-1
E-mail: 4522512@ed.tus.ac.jp
*2 金沢工業大学
〒921-8501 石川県野々市市扇が丘7-1
E-mail: kfukudome@neptune.kanazawa-it.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

向上を目的として，計算負荷を減らしつつ着氷界面を明瞭にとらえることのできる格子ー粒子カップリング法にマルチショット計算を導入し，NACA0012 翼を対象とした着氷シミュレーションを行った。さらに，着氷前後の流れ場の変化を考慮した着氷計算を行うことで，着氷シミュレーションにおけるマルチショット計算の影響を調査した。

2. 数値計算手法

本研究では，着氷計算に格子ー粒子カップリング法[4]を用いた。これは，格子法を用いた翼周りの気流と過冷却液滴の軌道計算の後，粒子法を用いて翼面付近での液滴や液膜の振る舞いとそれらの凝固過程を計算するものである。

格子法における気流の流れ場は二次元圧縮性乱流場としオイラー法により算出する．支配方程式はファーブル平均を施した連続の式，ナビエ・ストークス方程式，エネルギー式を用いた。乱流モデルには Kato-Launder k-ε モデル[7]，粘性項には二次精度中心差分法，非粘性項には二次精度風上型 TVD スキーム[8]を適用した。境界条件は流入境界で全温，全圧を固定，マッハ数を外挿し，流出境界で静圧を固定した。

液滴軌道計算は，翼表面から離れた領域では格子法を用いた。格子法での液滴軌道の計算には，液滴が気流から受ける抗力と重力のみを考慮した Basset-Boussinesq-Ossen (BBO)方程式によるラグランジュ法を用いた。また，液滴軌道は気流の影響を受けるが，気流は液滴の影響を受けない One-way カップリングとした。液滴が翼表面，もしくは氷表面，液膜界面の計算粒子から影響半径内に位置したときに，液滴の振る舞いの計算を粒子法に切り替えることで，格子法と粒子法のカップリングを行った。翼面近傍のみを粒子法で計算し，その他の大部分の軌道計算を格子法で行うことにより，粒子法の課題である計算負荷を低減しながら，飛翔液滴が周囲流体から受ける抗力を考慮することができる。また，壁面付近の粒子軌道や熱輸送の計算に粒子法を用いることで，格子法では再現することができない，複雑な着氷形状を再現することが期待される。

壁面近傍における液滴や液膜の挙動は，粒子法の一種で圧力を陽的に計算することで計算負荷を低減した Explicit-Moving Particle Simulation（E-MPS）法[9]によって計算した。E-MPS 法の支配方程式には，非圧縮性流体の連続の式，ナビエ・ストークス方程式，エネルギー式を用いた。粒子法における壁面境界条件にはポリゴン壁を用いた。これは，壁粒子を使う手法に比べて，壁面を滑らかに取り扱うことができる他，計算コストを削減できるなどの利点が多いためである。また，液膜界面の粒子に，気流の壁面せん断応力に等しい力を加えることで，気流が液膜に与えるせん断力をカップリングした。過冷却液滴の衝突に伴う過冷却解除や凝固過程の再現には河野ら[10]の凝固モデルを用いた。

以上の手法を用いて，格子法による格子形成および流れ場計算，カップリング法による液滴軌道計算および熱力学計算を 1 ショットとして，同じ着氷時間間隔で繰り返し計算を行うマルチショット計算を行った。着氷による翼表面形状の変化に伴う流れ場の変化を考慮するため，格子法の計算格子に対して Icing Cell Method (ICM)[11]を適用した。ICM は，各格子セルが氷で満たされている場合，これを着氷セルとみなしてセル表面に新たに壁面境界条件を与えることで，着氷後の翼面形状に対して流れ場計算を行う手法である。本研究では，格子法で提案された ICM において，粒子法における氷相の計算粒子が格子法のセルを満たした場合に着氷セルと判定した。

3. 計算対象および計算条件

計算対象は 2 次元 NACA0012 翼である。図 1 に，流れ場計算および液滴軌道計算で用いた格子を示す。十分な計算空間を持つメイングリッドと，翼周辺部の格子密度が大きいサブグリッドを用いる重合格子法を採用した。格子点数はメイングリッドが約 16,000 点，サブグリッドが約 10,000 点である。メイングリッドは，翼を中心としてコード方向とコード垂直方向にそれぞれ 20 コード長分，サブグリッドは前縁から後縁方向に 0.8 コード長分，翼面垂直方向に 0.3 コード長分の領域に配置した。計算条件を表 1 に示す。表 1 の計算条件は，それぞれ Olsen ら[12]と Tsao & Kreeger[13]を参照し設定した。本研究では，計算負荷低減のため，パーセル近似に基づいて実験より大きい液滴径を採用した。粒子法において，1 つの液滴

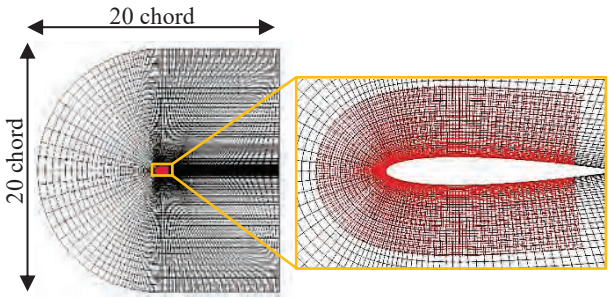


Fig. 1　Computational Grid for NACA0012 Airfoil (Black: Main Grid, Red: Sub Grid)

Table 1　Computational Conditions

		Case 1[12]	Case 2[13]
Exposure Time	[s]	300	318
Chord Length	[m]	0.53	0.356
Inflow Velocity	[m/s]	58.1	62.0
Angle of Attack	[deg.]	4.0	0.0
Ambient Temperature	[°C]	-8.0	-6.8
Liquid Water Content	[g/m^3]	2.1	0.95
Droplet Diameter	[mm]	1.0	
Particle Diameter	[mm]	0.1	

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

は計算粒子 78 個で構成される。翼表面温度は，翼の熱容量が十分に大きいと仮定し，大気温度に等しい温度で一定とした。マルチショット計算では，30 秒の着氷計算を 1 ショットとして計算を行った。

4. 結果および考察

4.1 シングルショット計算とマルチショット計算

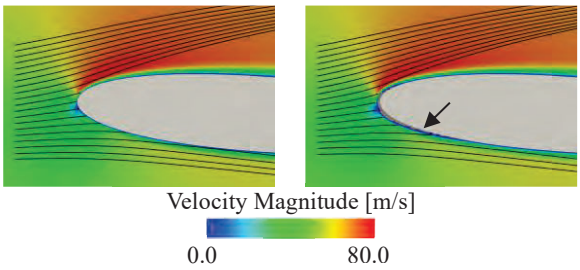
本節では，マルチショット計算を導入したことによる着氷シミュレーションへの影響を調査するため，表 1 に示したケースのうち，ケース 1 に注目する。

図 2 に，着氷前（図 2(a)）と，120 秒の着氷シミュレーションを行った後（図 2(b)）での，それぞれの翼周辺の流れ場と液滴軌道を示す。ここで，図 2(b)の濃い灰色の領域は ICM において着氷セルと判定されたセルを表す。また，図 3 に着氷前後における液滴軌道を重ねて示す。図 3 において，黒線は着氷前，赤線は着氷後の液滴軌道を示す。図 2 より，双方のケースで，液滴は気流の影響を受けながら，翼の負圧面側よりも正圧面側に多く衝突することが確認された。図 2(a)と比較して，図 2(b)では，着氷が発生した位置の後流側に薄い剥離領域が確認された（図 2(b)矢印参照）。一方，図 3 より，着氷による流れ場の変化に伴って，液滴軌道は着氷前に比べ着氷後においてより下流側で翼に衝突する軌道を示した。この傾向は正圧面側でより顕著であった。

図 4 に，シングルショット計算およびマルチショット計算のそれぞれにおいて，120 秒および 300 秒の着氷シミュレーションによって得られた着氷形状を示す。ここで，赤色の粒子は液相粒子，青色の粒子は固相粒子を表す。図 4 より，負圧面側よりも液滴が多く衝突する正圧面側を中心に着氷が発生したことが確認できる。シングルショット計算とマルチショット計算の着氷形状を比較すると，マルチショット計算では特に正圧面側の着氷形状が変化し，Ice Ridge の淵が前縁側に移動した（図 4(c)(d)矢印参照）。

図 5 にシングルショット計算およびマルチショット計算での着氷シミュレーションにおけるそれぞれの着氷質量の時間変化を示す。ここで，青色とオレンジ色のプロットはそれぞれシングルショット計算，マルチショット計算の結果を表す。図 5 より，100 秒前後で単位時間当たりの着氷質量の増加量が変化するものの，両方のケースの結果で，着氷質量は時間経過とともにほぼ線形に増加した。また，シングルショット計算に比べ，マルチショット計算では着氷質量が減少し，その差は時間経過とともに大きくなった。300 秒では，シングルショット計算に比べて，マルチショット計算における着氷質量が 6%減少した。これらの結果は，着氷による流れ場の変化によって液滴が衝突しにくくなる傾向を，マルチショット計算で捉えることができたためであると考えられる。

図 6 に，Olsen ら[12]の実験とシミュレーションによって得られた着氷形状を示す。図 6 において，黒色の実線



(a) 0 s　　(b) 120 s

Fig.2　Flow Velocity Field and Droplet Trajectories Before/After Icing

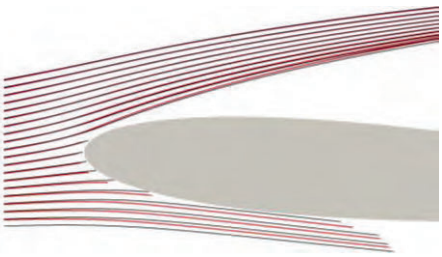
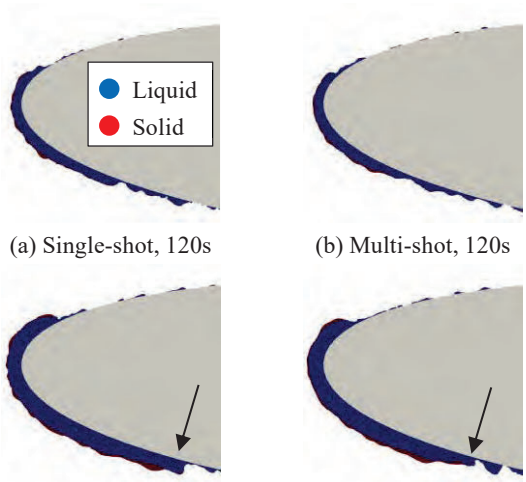


Fig.3　Droplet Trajectories of Before/After Icing (Black: Before Icing, Red: After Icing)



(a) Single-shot, 120s　　(b) Multi-shot, 120s

(c) Single-shot, 300s　　(d) Multi-shot, 300s

Fig.4　Ice Shape for Single- and Multi-shot Simulations

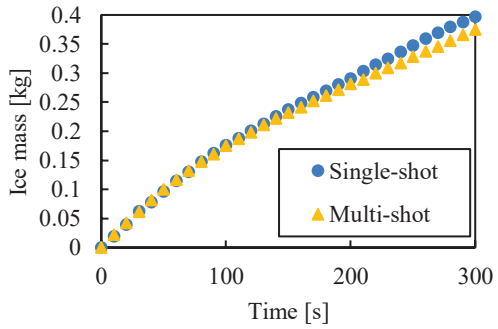


Fig.5　Time Variation of Ice Mass for Single- and Multi-shot Simulations

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

は実験結果，青色と赤色のプロットはそれぞれシングルショット計算，マルチショット計算の着氷形状を表している。また，実験における平均液滴直径は 20 μm である。計算結果と実験結果を比較すると，120 秒では，特に前縁付近において，着氷高さに良好な一致が見られる。300 秒時点では，よどみ点付近（図 6(b)黒矢印）の着氷高さは実験と近い結果を示すが，その近傍では着氷量を過小評価していた。また，実験では雨氷条件特有のホーン形状が得られている（図 6(b)青矢印参照）が，シミュレーションではホーン形状を再現することはできなかった。これは，現在考慮している熱収支が翼面および粒子間の熱伝導のみであることが原因であると考えられ，対流熱伝達等の熱収支を考慮する必要があると考えられる。また，本研究で得られた着氷形状は，120 秒および 300 秒の段階において，シングルショット，マルチショットともに実験と比較して後縁側まで着氷が発生していた。これは，本研究において計算コスト等の観点から実験よりも液滴直径を大きく設定したためであり，液滴直径が大きいために，多大な慣性力の影響で後縁側でも翼に液滴が衝突し，ランバック量も増大するため，実験と比較して着氷限界位置が後縁側に移動したと考えられる。

4.2　SLD 条件での計算

本節では，SLD（液滴直径 $D = 68$ μm）を用いて行われた実験と比較を行うため，ケース 2 に注目する。また，本節ではマルチショット計算を行った結果を示す。図 7 に，ケース 2 における着氷前の翼付近での流れ場と液滴軌道を示す。液滴は重力の影響を受けるが，迎角が 0 度の気流から受ける抗力によりほぼ水平に飛翔し，翼弦線を軸として上下対称に衝突した。

図 8 に，ケース 2 の 227.9 秒で発生した，SLD が液膜に衝突したことによるスプラッシュの様子を示す。図 8 において，青色と赤色の粒子はそれぞれ固相，液相粒子を表す。格子法による SLD 着氷シミュレーションで用いられる SLD 衝突モデルを使用せずに，粒子法によって液相の挙動を直接計算することで，図 8 に示すような二次液滴の形成を捉えることができた。本研究では，SLD の衝突に伴い複数の二次液滴が形成されることを再現でき，格子法で用いられる SLD 衝突モデルでの“形成される二次液滴は 1 つ”という仮定の下では再現できない挙動を捉えることができた。スプラッシュにより生じた二次液滴は数個から 10 数個の計算粒子で構成されることが多かったことから，一次液滴と比較して解像度が十分とは言えない。そのため，本研究の手法を用いて SLD のスプラッシュを高精度に予測するためには，粒子法の計算においてより高解像度な解析が必要になると考えられる。

図 9 に，Tsao ら[13]の実験と本シミュレーションで得られた着氷形状を示す。図 9 において，青色とオレンジ色のプロットはそれぞれ実験結果，シミュレーション結果を表す。図 9 より，シミュレーションはよどみ点付近での着氷高さを妥当に再現できていることがわかる。しかし，後縁側では着氷量を過小評価した。また，着氷が発生した最も後縁側の位置である着氷限界は実験に比べて前縁側であった。これは，考慮した熱収支が翼面との熱伝導のみであったことや，スプラッシュによって発生した二次液滴に作用する力が気流によるせん断力のみであったことによると考えられる。スプラッシュ等により形成された二次液滴は翼面付近の気流によって後縁側に再衝突するために，SLD 条件下での着氷は着氷限界位置が後縁側に位置するが，本研究では二次液滴が翼面に再衝突する事例はほぼ見られなかったために，着氷限界位置が前縁側に位置したと考えられる。そのため，着氷限界位置を正確に予測するためには，二次液滴として放出された計算粒子の軌道を正しく計算する必要があると考えられる。

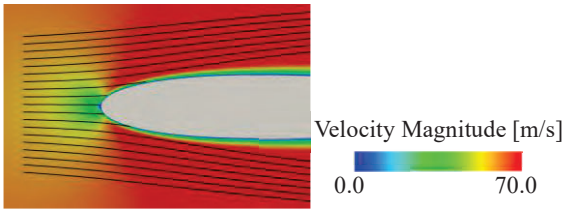


Fig.7　Flow Velocity Field and Droplet Trajectories Around the Airfoil at Case 2

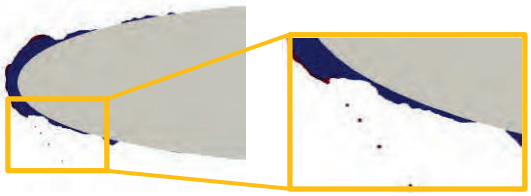


Fig.8　Splash Phenomenon due to SLD Impact

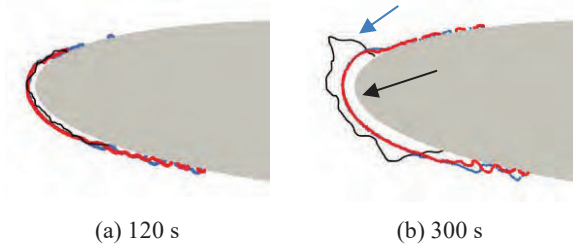


Fig.6　Comparison of Ice Shapes
(Black: Experiment[12], Blue: Single-shot, Red: Multi-shot)

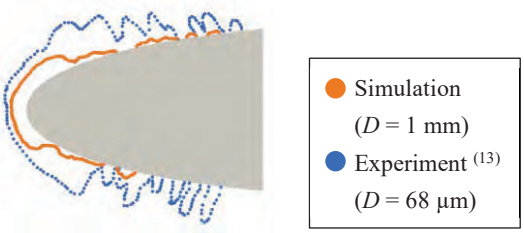


Fig.9　Comparison of Ice Shapes at Case 2

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

5. 結　言

本研究では，マルチショット計算を導入した格子 - 粒子カップリング法を用いて，NACA0012 翼に対する着氷シミュレーションを行った。本研究で得られた知見は以下のとおりである。

- ICM を用いたマルチショット計算によって，着氷による翼周辺の気流や液滴軌道の変化を捉えることができた。
- 着氷が成長し, 液滴が翼に衝突しにくくなったことで, シングルショットと比較してマルチショット計算では着氷質量が減少した。
- 実験結果と比較して，シミュレーションでは，よどみ点付近で着氷高さを妥当に再現できた。
- SLD 着氷特有のスプラッシュ現象が再現できた。さらに, 液滴のスプラッシュ時に複数の二次液滴が形成される現象を再現できた。

参 考 文 献

(1) Anderson, D. N., Tsao, J.C., Ice Shape Scaling for Aircraft in SLD Conditions, NASA/CR-2008-215302 (2008).

(2) Bae, J., Yee, K., Numerical Investigation of Droplet Breakup Effects on Droplet-Wall Interactions Under SLD Conditions, Int. J. of Aeronautical and Space Science, Vol. 22, No. 5 (2021), pp.1005-1018.

(3) Raja, L. P., Lee, J. W., Myong, R. S., Ice accretion and aerodynamic effects on a multi-element airfoil under SLD icing conditions, Aerospace Science and Technology, Vol. 85 (2019), pp.320-333.

(4) Toba, D., Fukudome, K., Mamori, H., Fukushima, N., Yamamoto, M., Proposal of Novel Icing Simulation Using a Hybrid Grid- and Particle-Based Method, J. of Mechanics, Vol. 36, No. 5 (2020), pp. 699-706.

(5) 兼次正隆，河野結香，福留功二，山本誠，格子ー粒子カップリング法を用いた NACA0012 翼における雨氷条件下の SLD 着氷シミュレーション，日本流体力学会年会 2022 講演論文集 (2022), pp. 1-4.

(6) Shad, A., Sherif, S. A., Quasi-Steady Simulation of Glaze Ice Accretion and Heat Transfer in the Supercooled Large Droplet Regime in Atmospheric Turbulent Air Flow, J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 145, No. 5 (2023), pp. 1-14.

(7) Kato, M., Launder, R. E., The Modelling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinder, Proc. of 9th Symp. on Turbulent Shear Flows, Vol. 1 (1993), pp.10-14.

(8) Yee, H. c., Upwind and Symmetric Shock-capturing Schemes, NASA TM, No. 89464 (1987).

(9) 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，Transactions of JSCES，No. 20100013 (2010).

(10) 河野結香，福留功二，山本誠，E-MPS 法を用いた過冷却液滴凝固の数値シミュレーション, 第 35 回数値流体力学シンポジウム講演論文集，D02-2 (2021), pp.1-3.

(11) Hayashi, R., Yamamoto, M., Numerical Simulation on Ice Shedding Phenomena in Turbomachinery, J. of Energy and Power Engineering, Vol. 9, No. 1 (2015), pp.45-53.

(12) Olsen, W., Shaw, R., Newton, J., Ice Shapes and the Resulting Drag Increase for a NACA 0012 Airfoil, NASA TM No. 83356 (1984).

(13) Tsao, J. C., Kreeger, R. E., Evaluation of Scaling Methods for Rotorcraft Icing, NASA/TM-2010-215801 (2010), pp.1-8.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-10

氷粒子付着判定を導入したアイスクリスタル着氷モデルの数値的研究

Numerical Investigation of Ice Crystal Icing Model with Ice Particle Sticking Judgment

○龍田 和佳奈[*1] 福留 功二[*2] 藤村 宗一郎[*3] 山本 誠[*3]
TATSUTA Wakana FUKUDOME Koji FUJIMURA Soichiro YAMAMOTO Makoto

ABSTRACT

When ice particles are sucked into a jet engine, a layer of ice may form in the compressor. It is called ice crystal icing. Ice crystal icing is considered to cause engine power loss, but the mechanism of ice crystal icing still needs to be fully understood. Therefore, the modeling of ice crystal icing is an urgent issue. In the present study, numerical simulations were performed using the ice crystal icing model with ice particle sticking judgment proposed by Inagawa et al. (2021) and compared the numerical results with the experimental data to evaluate the model's accuracy. As a result, when the melting ratio was extremely low, no icing occurred as in the experiment. When icing occurred at a high melt ratio, the blade surface temperature at the stagnation point and the ice accretion mass agreed well with experimental results.

キーワード： ジェットエンジン，氷粒子，着氷現象，混合相，付着，数値流体力学
Key Words: Jet Engine, Ice Particle, Ice Accretion, Mixed-Phase, Adhesion, CFD

1. 緒言

着氷現象とは，大気中の過冷却液滴もしくは氷粒子が固体に衝突し，過冷却液滴・氷粒子と固体間の熱移動により，固体表面に氷層を形成する現象である。着氷現象は風車のブレードや電線など様々な場所で発生するが，中でも航空機における着氷現象は，運航中の機体の安全性や安定性を脅かすため，着氷現象を予測するための実験や数値計算による研究が数多く行われている(1)。その中でも実験と比較して簡易かつコスト性に優れるため数値計算による予測に期待が高まっている。

着氷現象の中に，アイスクリスタル着氷という現象が存在する。アイスクリスタル着氷は，温暖な熱帯地域の高高度を航行する航空機において発生した多数のエンジン出力低下事象の原因であると考えられている(2)。しかし，アイスクリスタル着氷の発生メカニズムは未だに解明されていない上，実機における実現象も確認されていない。アイスクリスタル着氷の有力な発生メカニズムは，次の通りである。まず，大気中の多量の氷粒子がエンジン内へ吸引され，エンジン内では完全に融けきらずに，主流温度が 30 ℃程度の低圧圧縮機や高圧圧縮機初段にまで侵入する。そして，融解した氷粒子が金属表面に水膜を形成し，そこに後続の氷粒子が新たに捕らえられることで金属温度が氷点下になり，氷が堆積していくものである(3)。

Currie(4)らは，アイスクリスタル着氷試験を行い，気流内の液体含有量(Liquid Water Content, LWC)と全水分含有量 (Total Water Content, TWC) を測定し，融解率(LWC/TWC)による着氷率の関係を調査した。その結果，融解率が 10%~20%の範囲で最も着氷しやすいということを明らかにした。稲川ら(5)は融解した氷粒子の条件によって氷粒子がブレード表面に衝突して付着するか否かが非常に重要であると考え，圧縮機静翼への氷粒子衝突を想定し，氷粒子の衝突時の条件に基づく付着判定を導入したアイスクリスタルの着氷モデルを開発した。このモデルによって，氷粒子の跳ね返りや崩壊を再現することができ，氷粒子の融解率によって着氷質量が変化することが確認できた。しかし，この着氷モデルによる結果をアイスクリスタル着氷の実験と比較した研究は報告されていない。そこで本研究では，NACA0012 翼に稲川らの着氷モデルを用いて，アイスクリスタル着氷の数値シミュレーションを行い，実験結果との比較を行うことでモデルの精度を検証した。比較対象となる実験(6)は，2018 年に NASA によって行われたアイスクリスタル着氷試験

*1 東京理科大学大学院
〒125-8585 東京都葛飾区新宿6-3-1
E-mail: 4523545@ed.tus.ac.jp
*2 金沢工業大学
〒921-8501 石川県野々市市扇が丘7-1
E-mail: kfukudome@neptune.kanazawa-it.ac.jp
*3 東京理科大学
〒125-8585 東京都葛飾区新宿6-3-1
E-mail: s.fujimura@rs.tus.ac.jp, yamamoto@rs.tus.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

である。この実験では，融解率が 0.3 から 0.65 の間で最大付着効率値を示し，流速が高いほど最大付着効率が低下すると確認された。また，前縁の迎角が小さいほど氷の成長率が低いことも確認された。本研究ではこの実験の一部の条件を模した数値シミュレーションを行うことでモデルの精度を検証した。

2. 数値計算手法と計算条件

本研究では，十分な計算空間を持つ 1 つのメイングリッドと，翼周りの詳細な流れ場を計算するため，および翼内部の温度場を計算するための 2 つのサブグリッドを使用した重合格子法を用いた。図 1 に，使用した計算格子を示す。格子点数は，メイングリッドが約 15,000 点，翼周辺に配置したサブグリッド 1 が約 42,000 点，翼内部の温度場を計算するために配置したサブグリッド 2 が約 750,000 点である。流れ場は二次元圧縮性乱流場とし，支配方程式にはファーブル平均を施した連続の式，ナビエ・ストークス方程式，エネルギー式を使用した。非粘性項は二次精度風上型 TVD スキーム[7]，粘性項は二次精度中心差分を用いて離散化し，時間進行には LU-ADI 法[8]，乱流モデルは Kato-Launder k-ε モデル[9]を適用した。流入条件は全温・全圧を固定し，マッハ数を外挿した。流出条件は静圧を固定し，その他を外挿した。y 方向の境界は周期境界条件とした。翼壁面は，着氷前は滑りなし・断熱壁条件・壁関数を適用し，着氷後は滑りなし・等温壁条件・壁関数を適用した。

粒子軌道計算では，翼表面上の氷粒子の付着判定と衝突位置の算出を行った。氷粒子はラグランジュ的に扱い，非回転で球形であると仮定し，外力として流体定常抗力のみを考慮した Basset-Boussinesq-Oseen（BBO）方程式により計算した。氷粒子の衝突までの状態変化は，Pruppacher ら[10]の式を用いて再現し，氷粒子が流れ場に影響を及ぼさない One-Way Coupling を仮定した。また，氷粒子の付着判定は稲川ら[5]のモデルを使用した。

熱力学計算には，翼表面上の検査体積における氷層と水膜の質量及びエネルギーバランスに基づいた Extended Messinger Model[11]を用いた。このとき，翼壁面は非断熱条件としており，微小時間における水膜と氷層の間のエネルギー収支が等しくなるという条件から，翼壁面温度を求めた。そして，翼内部の温度は，フーリエの法則から得られる熱伝導方程式に算出した翼壁面温度を適用させて計算した。

本着氷計算は，上述の流れ場計算・粒子軌道計算・熱力学計算の順で行った。このサイクルを 1 ショットとして，着氷形状による流れ場への影響を考慮するために，同じ着氷時間で複数回計算を行うマルチショット計算を行った。また，マルチショット計算において熱力学計算の後に行う格子の再生成の代わりに，着氷形状が複雑で格子の再生成が行えない場合でも計算を可能とする，Icing Cell Method[12]を用いた。

表 1 と表 2 に計算条件を示す。表 1 には，比較する 3 ケースで共通の計算条件，表 2 には各ケースで異なる条件を示す。これらの条件は 2018 年に行われた NASA の実験[6]を参考に設定した。表 2 の融解率は，流入時における気流内の融解率(LWC/TWC)である。本研究では，60 秒の着氷計算をシングルショットとし，3 または 4 サイクルのマルチショット計算を行った。

3. 結果および考察

図 2 に着氷前の翼近傍における平均流速分布を示す。上下翼表面に沿う流れは前縁からミッドコード付近で加速し，最も速い箇所では 98.7 m/s に達していることが確認できる。また，下流に向かうにつれて境界層が発達するが，剥離は発生しないことが確認できる。

図 3 に，よどみ点における翼表面温度の時間変化を示す。オレンジ色の実線が実験結果で，青色の破線が本研

Table 1　Computational Conditions[6]

Blade	NACA0012
Angle of attack [deg.]	0.0
Chord length [m]	0.267
Inlet velocity [m/s]	85.0
Inlet total pressure [kPa]	44.8
Inlet total temperature [°C]	7.2
Ice particle diameter [μm]	35.0

Table 2　Computational Conditions for Each Case[6]

	Case A	Case B	Case C
Total water content [g/m^3]	1.2	2.1	2.1
Inlet melt Ratio [-]	0.03	0.37	0.57
Icing time [s]	180	240	240

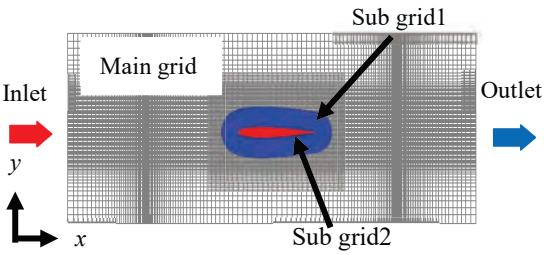


Fig. 1　Computational grids for NACA0012 airfoil

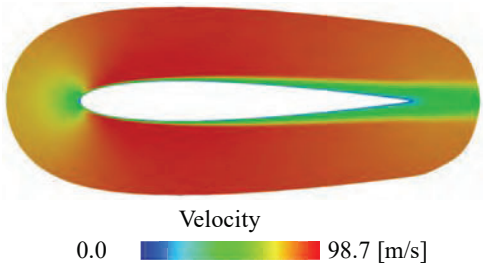


Fig. 2　Mean Velocity Distribution around NACA0012 Blade

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

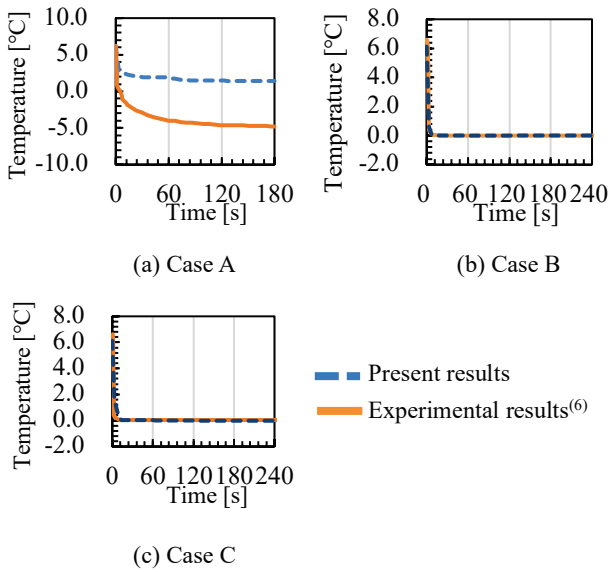


Fig. 3 Comparison of Blade Surface Temperature at the Stagnation Point with the Experiment[6]

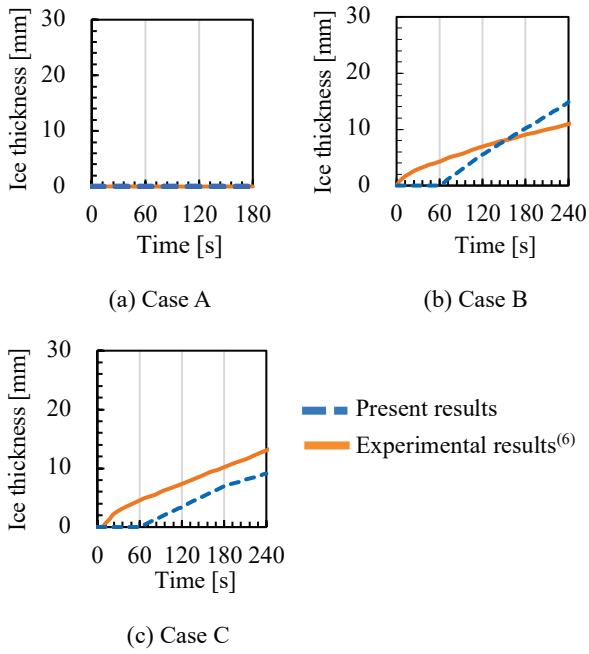


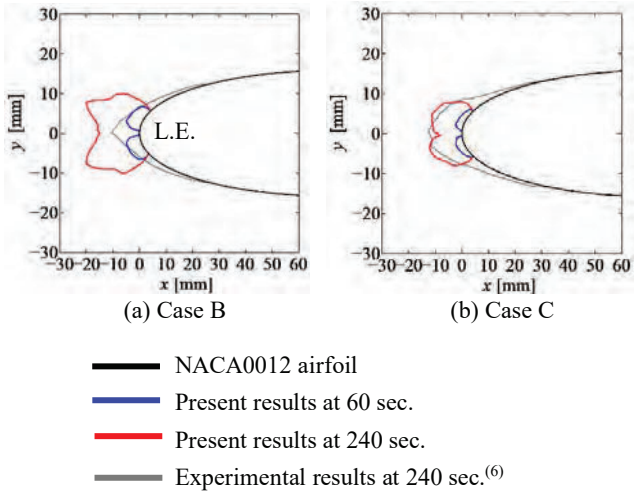
Fig. 4 Comparison of Ice Thickness on Blade Surface at the Stagnation Point with the Experiment[6]

究で得られた計算結果である。ケース A（図 3(a)）の計算結果は，開始後 3 秒間で 2.8 ℃付近まで急激に温度が下がった後，緩やかに温度が低下し，180 秒では翼表面温度は 1.4 ℃となった。一方，実験結果は，開始 5 秒後に 0 ℃まで急激に温度が低下し，180 秒では−4.8 ℃となっている。計算結果と実験結果を比較すると，温度が一定となった着氷時間 120 秒から 180 秒の間で，温度差の平均 6.2 ℃であった。ここで，ケース A は，融解率が 0.03 であることから，翼表面に水膜がほとんど形成されないため，氷粒子は付着せず跳ね返ることが予測される。そのため，本着氷モデルでは氷点以下の温度が再現できなかったものと考えられる。一方，図 3(b)と(c)に示すケース B と C では実験結果と計算結果の温度変化の傾向がよく一致していることがわかる。

図 4 によどみ点における氷層厚さの時間変化を示す。図中のオレンジ色の実線と青色の破線は図 3 と同様にそれぞれ実験と計算の結果である。ケース A では着氷が発生しなかったため，よどみ点の氷層厚さは図 4(a)に示す通り常に 0 という結果となった。ケース A の実験結果において氷が付着しなかった要因としては，融解率が 0.03 と低く，翼表面で氷粒子が融解しないため液膜が形成されず，氷が付着しなかったためであると考えられている[6]。一方，本計算において着氷しなかった要因は，翼表面温度が実験よりも過大評価され，氷点以上であったために翼表面に氷が生成されなかったためである。ケース B（図 4(b)）では，計算結果では 60 秒以降によどみ点において着氷が発生し，氷層厚さは単調増加した。実験結果では，着氷試験開始時点から着氷が発生し，氷が成長した。着氷の開始時間については，計算結果と実験結果で相違が見られたが，着氷時間 120 秒から 240 秒までの氷層厚さを比較すると，その差は 5-14%であり，計算結果は実験結果と概ね一致した。ケース C（図 4(c)）では，計算結果では 60 秒以降によどみ点で着氷が発生し，氷層厚さはケース B と同様に単調増加した。実験結果では着氷時間 7 秒からよどみ点において着氷が発生した。着氷の開始時間については，ケース B と同様に計算結果と実験結果で相違が見られたが，氷の成長率の差は約 13%であり，計算結果は実験結果と同じ氷の成長の傾向が得られた。また，ケース B と C で着氷開始時間が計算結果と実験結果で相違が見られた理由は，本着氷シミュレーションにおいて時間刻みが 60 秒のマルチショット計算を行っているためであり，これはマルチショット計算の時間刻みを小さくすることで改善すると考えられる。

図 5 に着氷形状の変化を示す。ケース A は，実験と計算結果ともに着氷が発生していないため，ケース B とケース C の結果のみを示す。黒色の実線が翼形状を示し，灰色の実線は実験結果，青色の実線は着氷時間 60 秒時点，赤色の実線は着氷時間 240 秒時点の計算結果の着氷形状を示す。図中の L.E.は前縁を表す。本研究では，着氷が最も後縁側まで発生した位置である着氷限界位置を，よどみ点を基準とした翼弦上の位置として考える。ケース B（図 5(a)）では，計算結果の着氷形状は，着氷時間 60 秒で負圧面側および正圧面側にホーンをもつダブルホーン形状となり，その後も氷の成長が観察される。これは，よどみ点が最大着氷厚さとなった実験結果とは異なる傾向である。また，計算結果の着氷限界位置は，翼弦長の約 7%の長さ分だけ実験結果よりも前縁方向の位置であり，着氷質量は実験結果の約 2.8 倍となった。ケース C（図 5(b)）では，計算結果の着氷形状は，ケース B と同様のダブルホーン形状が見られた。計算での氷の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) Case B　　(b) Case C

Fig. 5　Comparison of Ice Shapes with the Experiment(6) at 60 and 240 seconds

の成長過程は，最大着氷厚さがよどみ点となるような実験の成長過程とは異なるが，着氷時間 240 秒の着氷形状は実験結果と概ね一致した。また，計算結果の着氷限界位置は，翼弦長の約 10%の長さ分だけ実験結果よりも前縁方向の位置であった。着氷質量については，実験結果と計算結果の差は約 5%であり，概ね一致した。

融解率が異なるケース B とケース C を比較すると，実験結果では融解率が大きいほど着氷質量が大きい傾向を示していたが，計算結果では融解率が低いケース B の方がケース C に比べて約 63%着氷質量が大きい結果が得られた。ケース C の方が，融解率が高く，水膜の厚さが大きくなるため，反発係数小さくなり，付着量が多くなると考えられる(13)。しかし，ケース C の水膜厚さは，ケース B の約 2.2 倍であったにもかかわらず，着氷質量はケース B よりも小さかった。本研究で用いた氷付着判定モデルは，融解した氷粒子が乾いた金属表面に衝突するという仮定のもと計算されており，金属表面にできる水膜による衝突挙動への影響が考慮されていない。このことが，計算結果で融解率が低い方が，着氷質量が大きくなった要因の 1 つであると考えられる。そのため，氷形状の再現精度を改善するためには，付着判定において金属表面に形成される水膜が氷粒子の衝突に与える影響を考慮する必要があると考えられる。さらに，氷粒子が着氷形状に衝突した際にエロージョンを生じる場合があるため，氷形状の高精度予測のためには，エロージョンに関しても考慮する必要があると考えられる。

4. 結言

本研究では，アイスクリスタル着氷の再現を目的として，付着判定を導入した着氷モデルを用いて二次元着氷シミュレーションを行い，実験との比較を通してモデルの精度を調査した。本研究で得られた知見を以下に示す。

- 融解率が極端に低い場合（Case A），実験結果と同様に，着氷が発生しない結果を得た。
- 着氷が生じた場合（Case B, C）において，よどみ点の翼表面温度の時間変化は実験をよく再現できた。
- よどみ点における氷の成長は，実験結果と同様の傾向が得られた。また，融解率が高い場合（Case C）において，実験結果と同様の着氷質量と着氷形状が得られた。
- 氷形状のより高精度な再現のためには，翼および氷の表面に生じる液膜の氷付着に対する影響を考慮する必要がある。

参 考 文 献

(1) Peter M. S, Andy P. B., Jen-Ching T., Mario V., William B. W., Tom C., Danny K, Dan F., Fundamental ice crystal accretion physics studies, NASA/TM -2012-217429, (2012), pp. 1-27.

(2) Mason, J., Strapp, W., Chow, P., The ice particle threat to engines in flight, AIAA-2006-206 (2006), pp.1-21.

(3) Federal Aviation Administration, AC No: 20-147A Turbojet, turboprop, turboshaft, and turbofan engine induction system icing and ice ingestion, ANE-110 (2014), pp.1-54.

(4) Currie, C. Thomas, D. Fuleki, and A. Mahallati., Experimental studies of mixed-phase sticking efficiency for ice crystal accretion in jet engines., 6th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, 1-8, 2014.

(5) 稲川美緒，福留功二，山本誠，“氷粒子付着判定とマルチショットを導入したアイスクリスタル着氷の数値的研究”，第 48 回日本ガスタービン学会定期公演会講演論文集，B-12 (2021), pp.1-5.

(6) Peter, S, Tadas, B, Jen-Ching, T, Analysis of experimental ice accretion data and assessment of a thermodynamic model during ice crystal icing, SAE-2019-01-2016 (2019), pp.1-17.

(7) Yee, H.C., Upwind and symmetric shock-capturing schemes, NASA-TM-89464, A-87236 (1987), pp.8-42.

(8) Fuji, K., and Obayashi, S., Practical applications of new LU-ADI scheme for the three-dimensional Navier-Stokes computation of transonic viscous flows, AIAA-86-0513 (1986), pp.5-13.

(9) Kato, M., The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinder, Proceedings of 9th Symposium on Turbulent Shear Flows 1, 10-4(1993), pp.1-6.

(10) Pruppacher, H.R., and Klett, J.D., Microphysics of clouds and precipitation, Kluwer Academic, Nature 284. 5751 (1980), pp.502-503.

(11) Özgen, S., and Canıbek, M., Ice accretion simulation on multi-element airfoils using Extended Messinger Model, J. Heat Transfer, Vol. 45, No. 3 (2009), pp.305-322.

(12) Hayashi, R, and Yamamoto, M., Numerical investigation of ice shedding associated with engine fan icing, No. 2015-01-2091. SAE Technical Paper (2015), pp.1-8.

(13) Louis M. Reitter, Andreas Mayrhofer, Ilia V. Roisman, Cameron Tropea and Jeanette Hussong, Experimental investigation of normal and oblique impact of ice particles onto a wetted wall, AIAA AVIATION 2022 Forum, pp.1-10.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-11

計算負荷低減手法を用いた SLD 着氷の 格子ー粒子カップリングシミュレーションの数値的研究

Numerical Investigation of Grid- and Particle-Based Simulation for SLD Icing using Computational Cost Reduction Method

○阿部 優輝[*1] 兼次 正隆[*1] 福留 功二[*2] 藤村 宗一郎[*1] 山本 誠[*1]
ABE Yuki KANESHI Masataka FUKUDOME Koji FUJIMURA Soichiro YAMAMOTO Makoto

ABSTRACT

Ice accretion on an aircraft, which forms the ice layer on the body, threatens navigation safety as it decreases aerodynamic performance. Since the phenomenon is based on a multi-physics nature, it is difficult to establish the numerical prediction scheme. Furthermore, in supercooled large droplet (SLD) conditions, where the diameter of droplets in the cloud is over 40 μm, the behavior of impinged droplets is very complex. In this study, the SLD icing simulation on NACA0012 airfoil using grid- and particle-based methods was conducted. To realize high-resolution icing simulation, the computational cost reduction method was proposed. As a result, the computational time of the icing simulation was reduced significantly compared to the previous study. The predicted ice shape at the leading edge showed good agreement with the experimental result. The present simulation scheme will provide a more practical icing prediction in the design process of an aircraft.

キーワード： 航空機着氷，SLD 着氷，ジェットエンジン，混相流，格子法，粒子法
Key Words: Aircraft Icing, SLD Icing, Jet Engine, Multiphase Flow, Grid-Based Method, Particle-Based Method

1. 緒言

着氷現象とは，大気中の過冷却液滴が固体表面に衝突し，氷層を形成する現象である。航空機への着氷は主翼形状の変化による空力性能の低下を引き起こす他，離脱した氷片がジェットエンジン内に吸引されることによるエンジン内の機械的損傷の原因となり，航行安全性を脅かす。着氷対策として航空機に搭載されている防除氷装置を適切かつ効率的に作動させるため，着氷の正確な予測が求められている。

航空機着氷は大気温度や過冷却液滴の大きさにより特異な着氷形状を示すことがある。大気温度が–10 ℃から–3 ℃と比較的高い雨氷条件下では，翼に衝突した過冷却液滴がすぐには凍結せず，液膜を形成し気流により後流側に流されながら凍結する。これをランバック着氷と呼び，気流に逆らう方向へ氷層が成長するホーン形状を形成することがある。加えて，直径が 40 μm を超える粗大過冷却液滴（Supercooled Large Droplet; SLD）が翼に衝突すると，液滴のスプラッシュやバウンドにより生成される二次液滴によって複雑な着氷形状を示す[(1)(2)]。

数値計算による先行研究として，兼次ら[(3)]は格子法と粒子法をカップリングして雨氷条件における着氷シミュレーションを行った。凝固潜熱輸送モデルを導入することで粒子法計算において相変化を考慮し，液膜に気流によるせん断力を与えることでランバックを再現することに成功した。しかし，計算コストの観点からシミュレーションでは実際の液滴よりも数十倍大きい液滴を使用したため，過大な慣性力により後流側への液滴の衝突量が増大するほか，スプラッシュ量が過大評価される問題があった。この数値計算を実際の SLD の直径のスケールで行うと概算して 5000 倍程度の CPU 時間を要し，実用上非現実的である。

本研究では，着氷の数値計算における計算負荷低減と予測精度向上の両立を目的とし，NACA0012 翼を対象とした SLD 着氷のシミュレーションを行った。気流に追従する液滴の軌道計算および複雑な着氷形状の再現を可能にするため格子法と粒子法のカップリング手法を採用し，着氷による流れ場の変化を考慮するためマルチショット計算を導入した。シミュレーションの高解像度化を実現するため，各ショットで着氷形状を外挿し計算コストを削減する計算負荷低減手法を提案し，一連の着氷シミュレーションに導入した。

*1 東京理科大学
〒125-8585 葛飾区新宿6-3-1
E-mail: 4523502@ed.tus.ac.jp
*2 金沢工業大学
〒921-8501 石川県野々市市扇が丘7-1
E-mail: kfukudome@neptune.kanazawa-it.ac.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 数値計算手法

本研究では，格子法を用いた翼周りの流れ場および飛翔する過冷却液滴の軌道計算，粒子法を用いた翼面近傍の液滴の挙動および凝固過程の計算，新たに提案する計算負荷低減手法による着氷形状の外挿，着氷形状が流れ場に与える影響を考慮するための計算格子の更新の一連の過程を 1 ショットとし，それらの計算を繰り返すマルチショット計算を導入して着氷シミュレーションを行った。

格子法により計算する翼周りの気流の流れ場は二次元圧縮性乱流場を仮定し，支配方程式にはファーブル平均を施した連続の式，ナビエ・ストークス方程式，エネルギー式を用いた。乱流モデルには Kato-Launder k-ε モデル[4]を採用し，粘性項には二次精度中心差分，対流項には二次精度風上型 TVD スキーム[5]を適用した。また，定常流場を得るための時間項スキームには Clank-Nicolson 法[6]を用いた。計算格子については，十分な計算空間を担保するメイングリッドと，翼面近傍の流れ場を詳細に計算するため翼近傍に密に配置したサブグリッドを用い，双方の解を補完する重合格子法を使用した。

飛翔する過冷却液滴の軌道計算では，翼から離れた領域では格子法を用い，液滴が気流から受ける抗力のみを考慮した Simplified Basset-Boussinesq-Oseen（BBO）方程式によりラグランジュ的に計算した。気流に対し過冷却液滴は十分に希薄であるため，液滴は気流の影響を受けるが気流は液滴の影響を受けない One-way カップリングを仮定した。

液滴が翼壁面または着氷表面に近づいた際には格子法で計算した液滴の座標や速度を引き継ぎ，粒子法での計算へ移行する。粒子法計算では計算コスト削減のため圧力を陽的に計算する Explicit-Moving Particle Simulation（E-MPS）法[7]を採用した。支配方程式は非圧縮性流体の連続の式，ナビエ・ストークス方程式，エネルギー式であり，微分演算子は重み関数を使用した粒子間相互作用モデル[8]により離散化した。本手法で粒子間相互作用を考慮する範囲を影響半径と呼び，本研究ではこれを計算粒子径の 3.1 倍に設定した。熱輸送については粒子間および翼面との熱伝導によるエンタルピー変化を計算し，潜熱を完全に放出した液相計算粒子を固相計算粒子として判定する。また，液膜表面の液相計算粒子に格子法で得た気流の壁面せん断力を与えることで，気流が液膜に与えるせん断力を考慮した。

本研究では着氷シミュレーションの計算コストを削減するため，計算負荷低減手法を提案する。これは，①粒子法計算で着氷した箇所では経過時間に比例して着氷質量が増加する，②氷層内の温度分布は壁面からの距離に線形である，③粒子法計算における液相計算粒子の熱輸送は着氷表面の固相計算粒子との熱伝導が支配的である，という仮定に基づく。仮定①により，直前の粒子法計算で凝固した計算粒子に対して外挿半径 r_{ext} 内に固相計算粒子を配置する。i 番目の固相計算粒子に対して与える外挿半径 $r_{ext,i}$ は次式で定義する。

$$r_{ext,i} = n_i \frac{r_{med}}{n_{med}} \tag{1}$$

ここで，n_i は i 番目の計算粒子の近傍粒子数，n_{med} は近傍粒子数の中央値である。r_{med} は外挿半径であり，近傍粒子数が n_{med} となる計算粒子について，外挿する固相計算粒子の総数が次式で定義される N_{ext} となるように与える。

$$N_{ext} = \frac{\alpha \Delta t_{ext} A_{in} U_{in} LWC}{m_p} \tag{2}$$

ここで，Δt_{ext} [s]は外挿により補完するシミュレーション時間，A_{in} [m^2]は検査体積の入口面積，U_{in} [m/s]は液滴の流入速度，LWC [g/m^3]は水分含有率，m_p [g]は一計算粒子の質量である。係数 α は直前の粒子法計算において，投入した液滴を構成する計算粒子の数に対する，翼に衝突し凝固した計算粒子の数の割合である。続いて仮定②により，壁面の温度を気流温度，その法線方向の最大着氷厚さにおける固相計算粒子の温度を氷点とし，線形に温度分布を与えた。液膜は温度分布の仮定に基づき，壁面との距離を用いて質量が線形に増加するように外挿した。最後に仮定③により氷層表面の計算粒子について，影響半径と計算粒子径を加えた厚さに内在する固相計算粒子のみを次のショットの初期段階での固相計算粒子とした。粒子法計算では影響半径内の粒子と相互作用を考慮するため，次のショットで使用する計算粒子のうち，最も翼面側に位置する粒子から影響半径内の粒子の温度を固定する境界条件を与えた。氷層内部の計算粒子を適宜削除することにより，シミュレーションが進んだ際に計算粒子数が過度に増加することを防ぎ，計算負荷低減を図った。

最後に，着氷形状が気流に与える影響を考慮するため，ショット毎に格子法で使用する計算格子に Icing Cell Method（ICM）[9]を適用した。ICM では，格子セルが粒子法の固相計算粒子によって満たされている場合，これを着氷セルとみなしてセル表面に新たに壁面境界条件を与える。粒子法計算により得られた複雑な着氷形状に対して，従来の着氷形状に沿った格子再生成は困難である場合が多いが，ICM を用いることで容易に着氷形状を格子法に反映させることができる。

3. 計算条件

計算対象は実験や流体解析で広く使用される NACA0012 翼である。図 1 に格子法の流れ場計算および液滴軌道計算で使用した計算格子を示す。格子点数はメイングリッドが約 18,000 点，サブグリッドが約 13,000 点である。メイングリッドで与える境界条件は，流入境界で全温・全圧を固定，マッハ数を外挿し，流出境界で静圧を固定した。計算条件は Anderson ら[10]の実験を参考に，表 1 に示す通り設定した。粒子法計算において 1 つ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

の過冷却液滴は計算粒子 78 個で構成され，前縁よりコード長の 10%上流からランダムに投入した。着氷シミュレーションに計算負荷低減手法を導入するにあたり，粒子法による計算 2 秒，外挿時間 28 秒の計 30 秒を 1 ショットとし，7 ショット繰り返すことで合計 210 秒間の着氷結果を得た。

4. 結果と考察

4.1 計算負荷低減手法の評価

図 2 に 1 ショット目における計算負荷低減手法の計算結果を示す。図 2(a)は粒子法計算で得られた着氷形状に対して固相計算粒子を外挿した結果であり，青色の領域が粒子法計算で得られた固相計算粒子，赤色が外挿した計算粒子である。近傍粒子数に基づいた定式化により，粒子法による着氷形状を反映した外挿がなされていることが分かる。図 2(b)は固相計算粒子に与えた温度分布を示しており，前述の通り温度を翼壁面からの距離の線形関数として内挿している。図 2(c)は氷層内部の計算粒子を削除した結果であり，次ショットで粒子に与える温度境界条件を示している。青色が与えた温度分布を固定する影響半径分の厚さ内の計算粒子，赤色が粒子法で温度計算する計算粒子である。また，図 3 に各ショットにおける内部計算粒子の削除処理前後の総計算粒子数の変化を示す。青色が外挿した後の総粒子数，赤色が内部粒子を削除した後の計算粒子数である。外挿した粒子に比べ削除処理後の粒子数は大幅に減少しており，時刻 $t = 210$ s において 97%の計算粒子を削減することができた。また，時間変化による外挿粒子の増加率に比べ処理後の計算粒子数の増加率は小さい。E-MPS 法の計算コストは計算粒子数に比例する[8]ため，本研究で提案する計算負荷低減手法は外挿操作を導入することで粒子法を用いて計算するシミュレーション時間を短縮できることに加え，計算粒子数を減らすことで粒子法の計算コストを大幅に削減することができる。また，シミュレーション時間が増加しても計算粒子数の増加率は比較的小さく，長時間の着氷シミュレーションにおける計算負荷低減効果も期待できる。

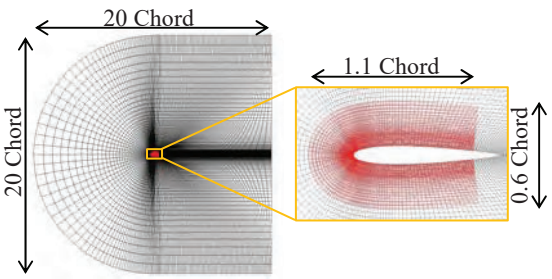


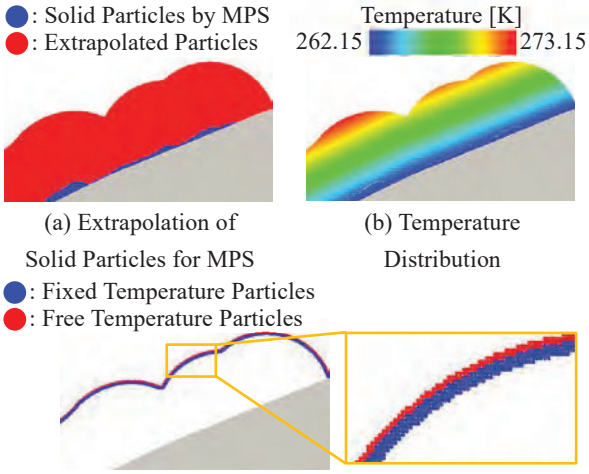
Fig.1 Computational Grid for NACA0012 Airfoil
(Black: Main Grid, Red: Sub Grid)

Table 1 Computational Condition

Exposure Time (= t)	[s]	210
Chord Length (= c)	[m]	0.267
Inflow Velocity (= U_{in})	[m/s]	50.93
Angle of Attack	[deg.]	0.0
Ambient Temperature	[°C]	-11.0
Droplet Diameter	[μm]	135.0
Particle Diameter	[μm]	13.5
Liquid Water Content (= LWC)	[g/m^3]	1.19

4.2 着氷シミュレーション

図 4(a)，(b)に時刻 $t = 0$ s，120 s における気流の流れ場および液滴軌道（黒線）を示す。図 4(b)において，前縁部灰色の領域は ICM により判定した着氷セルである。図 4(b)では前縁部の着氷により着氷部分の後流側で流れの剥離が生じ，後流の液滴軌道が翼から離れていることが分かる。図 4(c)に $t = 0$ s，120 s における液滴軌道の比較を示す。黒線が $t = 0$ s，赤線が $t = 120$ s を表す。時刻 $t = 120$ s では，$t = 0$ s の軌道で着氷表面に衝突すると予想される外側の液滴が流れ場の更新により衝突しなくなり，衝突する液滴はよどみ点に近い領域に限定される。液滴軌道が変化したことにより，図 5 に示すように氷層表面



(c) Particle Reduction

Fig. 2 Computational Cost Reduction Process for the Solid Particles at 1st Shot

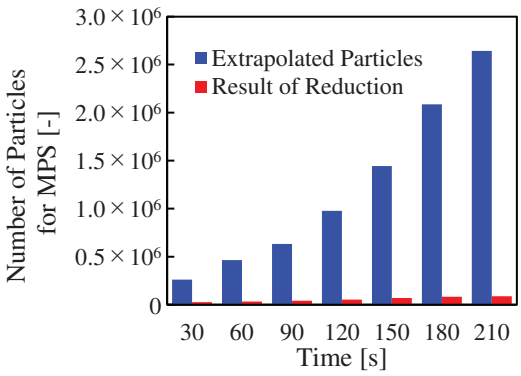


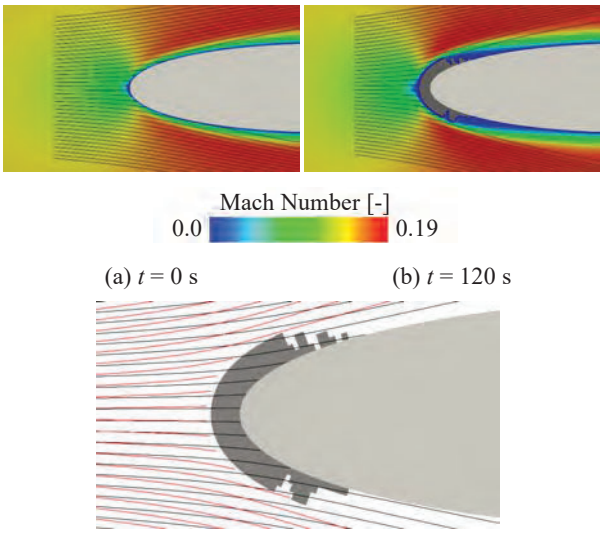
Fig. 3 Total Particle Number with and without Particle Reduction Method

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

の液膜に浅い角度で衝突した液滴がスプラッシュし，生じた二次液滴が後流側で再付着する様子が確認された。なお，オレンジ色が過冷却状態，青色が固相，赤色が液相の計算粒子を表す。着氷に伴う流れ場の更新は，液滴の挙動を決定づける衝突位置や衝突角度を変化させ，着氷予測の精度向上に寄与すると考えられる。

図 6 に Anderson ら[10]の実験とシミュレーションによる着氷形状の比較を示す。黒線，青線，赤線はそれぞれ翼形状，実験結果，シミュレーションにより得られた着氷形状（$t = 210$ s）を表し，いずれもコード長により無次元化している。シミュレーション結果は各ショットで施す外挿を含むものであるが，前縁部の $x/c < 0.04$ における着氷の凸形状は実験結果と概ね一致していることが分かる。各ショットで氷の成長率が一定であると仮定した本提案スキームにより，着氷形状は妥当な結果を示した。後流側については実験と同等の領域に着氷が生じており，雨氷条件および SLD 条件に特有なランバックやスプラッシュに起因するフェザー形状が得られたものの，実験と比較すると着氷量は少ない。図 7 に翼面における着氷厚さの分布を示す。よどみ点から翼面に沿った長さ s（翼上面で正，下面で負）および着氷厚さはコード長で除すことで無次元化している。時刻 $t = 210$ s における $|s/c| < 0.05$ の着氷形状は実験とよい一致を示している。また，この領域では時間経過に伴い着氷厚さの増加率が大きくなっていることが分かる。これは図 4 からも確認できるように，ICM による流れ場の更新によって，前縁に衝突し凝固する液滴が増加したためであると考えられる。

図 6 および図 7 より，よどみ点近傍において着氷量を過大評価，後流側で過小評価がなされていることが分かる。また，図 7 から後流側の着氷の成長が 1 ショット目（$t = 30$ s）以降ほとんど見られないことが分かる。この原因としては，前縁付近でのランバックやスプラッシュが過小評価されたことが挙げられる。本研究では粒子法における表面張力の計算に近藤ら[11]のポテンシャルモデルを採用しているが，このモデルでは表面張力およびそれに起因する圧力が Young-Laplace 式の理論値に比べ大きくなる傾向があると指摘されている[12]。この過大評価によって，液滴の運動量や流れのせん断力の影響が相対的に小さくなり，よどみ点付近にとどまり凝固する液相計算粒子が増加したと考えられる。加えて，提案した計算負荷低減手法では外挿時に液膜のランバックを考慮できないため，後流側に流れる液膜のモデル化が必要であると考える。また，実験結果においてよどみ点の両端で着氷量が増加する現象は対流熱伝達の影響であることが知られている[13]。本シミュレーションで考慮している熱収支は熱伝導のみであるため，対流熱伝達による熱輸送を導入することにより，より高精度な着氷予測が可能になると考えられる。



(c) Comparison of Trajectories at $t = 0$ s and $t = 120$ s
(Black: $t = 0$ s, Red: $t = 120$ s)

Fig. 4　Maan Flow Field and Droplet Trajectory

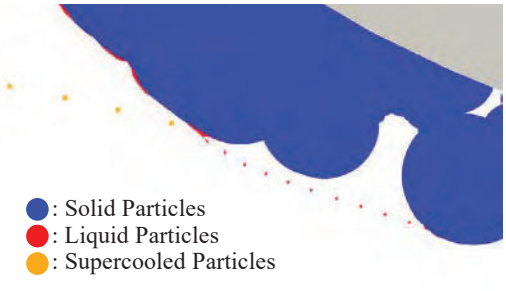


Fig. 5 Splashing at the Surface of Ice

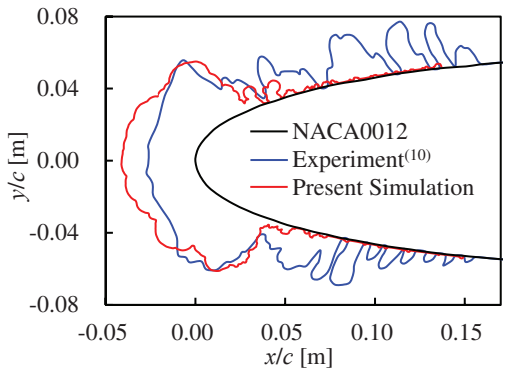


Fig. 6　Comparison of Ice Shapes with Experiment[10]

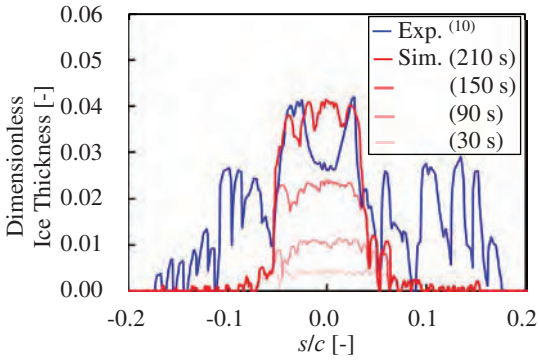


Fig. 7　Ice Thickness Distribution

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

5. 結言

本研究では着氷シミュレーションにおける計算負荷低減手法を提案し，Anderson らの実験条件において格子－粒子カップリング法を用いた SLD 着氷の数値計算を行った。得られた知見は以下の通りである。

- 提案する計算負荷低減手法により, 粒子法の計算コストを大幅に削減することができた。また，時間経過に伴う計算負荷の増加を抑制することができた。
- マルチショット計算を導入し，ICM を用いて着氷形状が流れ場に及ぼす影響を考慮することで, 液滴軌道の変化が得られた。
- 計算負荷低減手法を導入した着氷シミュレーションでは実際のスケールでの解析を実現し, 得られた着氷形状は実験結果と概ね一致することが確認できた。

参 考 文 献

(1) Tsao, J. C., Anderson, D. N., Further Assessment of MVD Effects in SLD Applications, NASA/CR-2006-214125 (2006).

(2) Cao, Y., Xin, M., Numerical Simulation of Supercooled Large Droplet Icing Phenomenon: A Review, Archives of Computational Methods in Engineering (2020), pp.1231-1265.

(3) 兼次正隆，河野結香，福留功二，山本誠，格子-粒子カップリングを用いた NACA0012 翼における雨氷条件下の SLD 着氷シミュレーション, 流体力学会年会講演論文集 (2022).

(4) Kato, M., Launder, B. E., The Modelling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Square Cylinder, Proceedings of the 9th Symposium on Turbulent Shear Flows (1993), pp. 10.4.1-10.4.6.

(5) Yee, H. C., Upwind and Symmetric Shock-capturing Schemes, NASA Technical Memorandum, 89464 (1987).

(6) Crank, J., Nicolson, P., A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type, Advances in Computational Mathematics 6 (1996), pp. 206-207.

(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，Transactions of JSCES, No. 20100013 (2010).

(8) 越塚誠一，柴田和也，室谷浩平，“粒子法入門”，丸善出版，(2014).

(9) Hayashi, R., Yamamoto, M., Numerical Simulation on Ice Shedding Phenomena in Turbomachinery, Journal of Energy and Power Engineering 9 (2015), pp. 45-53.

(10) Anderson, D. N., Tsao, J. C., Ice Shape Scaling for Aircraft in SLD Conditions, NASA/CR-2008-215302 (2008).

(11) 近藤雅裕，越塚誠一，滝本正人，MPS 法における粒子間ポテンシャル力を用いた表面張力モデル，Transactions of JSCES, No. 20070021 (2007).

(12) 石井英二，杉井泰介，粒子法における表面張力モデルの開発，日本機械学会論文集, 78, 794 (2012).

(13) Bansmer, S. E., Ice Roughness and Its Impact on the Ice Accretion Process, 8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference (2016).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-12

オイラー・ラグランジュ三次元非定常解析による蒸気タービンの湿り損失評価

A Numerical Evaluation of Moisture Losses in Steam Turbine Using the 3-D Eulerian-Lagrangian Unsteady Solver

○笹尾 泰洋[*1] 田畑 創一朗[*2] 瀬川 清[*1]
SASAO Yasuhiro TABATA Soichiro SEGAWA Kiyoshi

ABSTRACT

A gas-liquid two-phase flow passing through a steam turbine forms a multi-scale multi-physics flow with a wide range of states such as a transonic non-equilibrium condensation flow or a water film flow on the wall surface. In this study, the major gas-liquid two-phase flow phenomena that govern the moisture loss in steam turbines were reproduced in a computational space using the Eulerian-Lagrangian coupling solver, and the amount of the moisture losses generated was evaluated. Moisture losses are governed by the wetness of each stage. It was confirmed that the predicted values of the wetness distribution considering the water droplet capturing by the walls have good agreement with the measured values. The turbine output characteristics against the total temperature at turbine inlet were measured. The output characteristics was well reproduced by a Euler-Lagrangian coupling solver that can directly analyze moisture losses.

キーワード：蒸気タービン，気液二相流，湿り損失，オイラー・ラグランジュ連成ソルバ
Key Words: Steam Turbine, Gas-Liquid Two Phase Flow, Moisture loss, Eulerian-Lagrangian Coupling Solver

1. 序論

Baumann 則[(1)]が提案されてから約 1 世紀が経過したが，今日においても，効率向上を目的とした低圧タービン(LP)の長大化傾向は続いており，当社の LP 最終段では，40/48 インチスチール翼および 50/60 インチチタン翼が採用されている。LP-end 翼群の長大化や翼プロファイルへの三次元設計の適用は，従来の湿り損失評価モデルが前提とした液相挙動と実際との間に，無視できない乖離を生む要因となっており，性能評価手法やドレン制御，Erosion 制御に関する，設計課題の１つとなっている。

そこで，蒸気タービン内部の気液二相流挙動を巨視的視野で把握しながら，気液二相流に由来するタービン効率低下量の把握を目的として，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解析ソルバー（MHPS-NT）の開発に取り組んできた[(2)]。本研究では，0.33 スケールタービン試験に MHPS-NT を適用し，過冷却損失，凝縮損失，加速損失，捕獲損失，制動損失およびポンプ損失等の主要な湿り損失について，定量的かつ空間的に評価しながら，タービン出力実測値と予測値の比較を行ったので報告する。

*1 三菱重工業，317-8585 茨城県日立市幸町3-1-1
*2 三菱重工業，兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1

2. 試験タービンおよび解析モデル

2.1 0.33 スケール試験タービン

図 1 は，0.33 スケール試験タービンの鳥瞰写真である。LP-end の 3 段は，実機のほぼ忠実な縮小モデルであり，LP-end 流入条件を整えるための調整段 1 段を加えた，4 段構成となっている。主な軸系は，減速機，水動力計，及び，インバータ発電機から構成されている。主蒸気は，場内の試験ボイラから供給し，蒸気流量や排気真空度の僅かな上下動が引き起こす出力変化は，インバータ発電機で適切に相殺して，定格回転数 9091rpm を維持する。タービン出力は，変速機前後の軸トルク，水動力計出力，インバータ発電機出力，各部メカロス評価値，蒸気流量，復水流量，グランドシールの蒸気リーク量などを加味し，評価される。

図 2 は，湿りプローブの微細水滴計測トラバース線と，Fast Response Aerodynamic Probe - Optical Backscatter (FRAP-OB)による粗大水滴計測空間の模式図である[(3)]。複数波長のレーザ光源を有する湿りプローブは，最終段入口と最終段出口に導入され，Mie 散乱によるレーザ波長毎の減衰量を計測することで，微細水滴(D<2μm)の粒径分布と数密度(即ち，湿り度)を評価する。また，最終段における湿り度増加量の実測値と，理論湿り度の増加量と比較することで，最終段における正味の湿分除去量を評価する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

なお，本紙面での報告は割愛するが，タービン入口および各段落出口には 5 孔ピトー管が設置されており，翼高さ方向の計測値と CFD による予測値とを比較することで，CFD の妥当性を検証した[4]。

図 3 は，試験タービン内部の蒸気膨張の模式図である。排気側静圧 P_{out} が一定である時，蒸気表湿り度仮定の膨張線(黒)に対し，熱的損失を伴う非平衡凝縮過程の膨張線(青)の出口湿り度は，乾き側にシフトする。しかし，現実の蒸気タービンを想定する場合は，壁面による湿分除去を考慮するため，出口湿り度は膨張線(赤)のように，さらに乾き側にシフトする。制動損失やポンプ損失に代表される機械的湿り損失は，ドレン流量に対して 1 次の感度をもつ。よって，L-0 段入口出口の湿り度計測は，非平衡凝縮による液相の生成量や，ラグランジュ法による湿分除去量予測の妥当性検証の観点から重要となる。

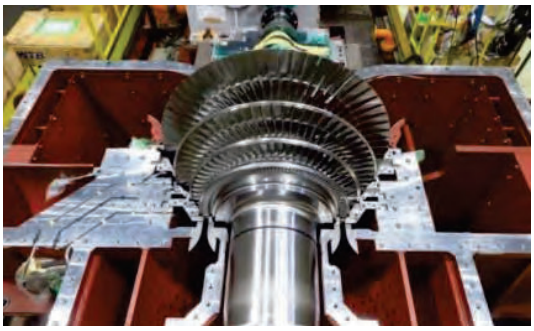


Fig. 1. A four-stage scaled model steam turbine

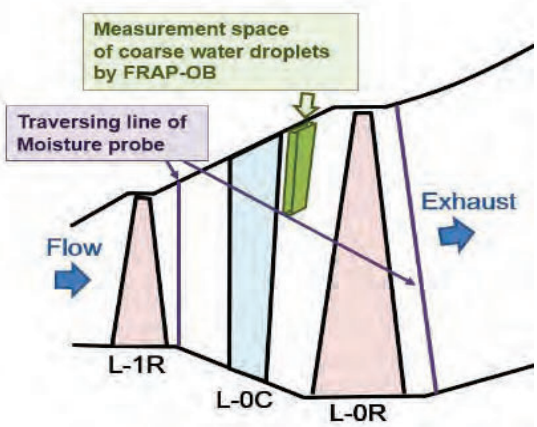


Fig. 2. Measurement areas of fine water droplets and coarse water droplets

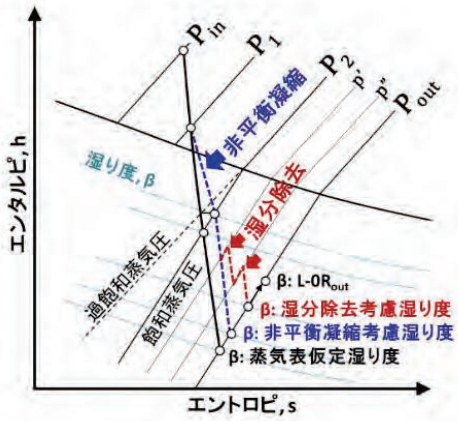


Fig. 3. Schematic diagram of h-s diagram of LP-end.

2.2 数値解法

非平衡凝縮を考慮する湿り蒸気流れの数値解法では，気液二相間の速度スリップが無視できる均質流を仮定し，流線に沿って，水滴の核生成と水滴の成長を解くことで，液相の質量生成量を評価する手法を採用する場合がある。この様な手法は，一般に非平衡凝縮モデルと呼ばれ，同手法を採用した CFD では，過冷却状態に伴う水蒸気の体積流量低下がもたらす段落出力の低下や，核生成から準飽和状態に至る間に発生する，急激な潜熱放出に伴う局所的な圧力変動，といった現象を評価可能である。

非平衡凝縮を伴う高速流は，本質的に非定常流れとなることが知られているが，凝縮衝撃波の非定常性を捉えるためには，高次空間-時間精度を有する数値解法の適用と，非常に高密度の計算格子が必要とされる。一方，現実の蒸気タービン内部における凝縮核生成率は，境界層やウェーク，衝撃波により誘起される場の温度分布の影響により，自ずと局所性を有する。例えば，気液速度非平衡が殆ど無視できる，サブマイクロスケールの微細水滴であっても，慣性による自発的な空間分布の形成や，乱流境界層内部の微細渦構造による壁面近傍への移送と付着，といった機械的作用により，空間的偏りを呈する。古典凝縮論より，上流の凝縮核の数密度分布は，下流の水滴径や湿り度分布を支配する。よって，静動翼列間の移動境界面において，風上風下に周方向平均値を適用する必要のない非定常流動解析手法の適用は，湿り度分布の予測精度を高める上でも有効と考える。

MHPS-NT の基礎方程式を以下に示す。本研究では，東北大学オリジナルの数値タービンコード(original-NT)の生成項 H に対し，気液二相間の速度スリップにより生じる，運動量交換量に相当する F_{Li} を追加した。

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial E_i}{\partial \xi_i}+S+H=0 \qquad (1)$$

$$Q=J\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_1\\ \rho w_2\\ \rho w_3\\ e\\ \rho_v\\ \rho\beta\\ \rho n\\ \rho k\\ \rho\omega\end{bmatrix},\qquad E_i=J\begin{bmatrix}\rho W_i\\ \rho w_1 W_i+\partial\xi_i/\partial x_1 p\\ \rho w_2 W_i+\partial\xi_i/\partial x_2 p\\ \rho w_3 W_i+\partial\xi_i/\partial x_3 p\\ (e+p)W_i\\ \rho_v W_i\\ \rho\beta W_i\\ \rho n W_i\\ \rho k W_i\\ \rho\omega W_i\end{bmatrix},$$

$$S=-J\frac{\partial\xi_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial\xi_i}\begin{bmatrix}0\\ \tau_{1j}\\ \tau_{2j}\\ \tau_{3j}\\ \tau_{kj}w_k+(\kappa+\kappa^t)\,\partial T/\partial x_j\\ 0\\ 0\\ 0\\ \sigma_{kj}\\ \sigma_{\omega j}\end{bmatrix},$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

$$H = -J\begin{bmatrix} 0 \\ -F_{L1} \\ \rho(\Omega^2 x_2 + 2\Omega w_3) - F_{L2} \\ \rho(\Omega^2 x_3 - 2\Omega w_2) - F_{L3} \\ 0 \\ -\Gamma \\ \Gamma \\ I \\ S_k \\ S_\omega \end{bmatrix}$$

下式は，ラグランジュ的に追跡する液相の運動方程式である。液相の運動方程式では，抗力 F_{DS}，壁面水滴間の摩擦力 $F_{friction}$，回転場において水滴に作用する遠心力 $F_{centrifugal}$ とコリオリ力 $F_{Coriolis}$ が考慮される。MHPS-NT では，この他，時間刻み幅 Δt における水滴の速度変化と排除体積に基づく非定常抗力項を導入しているが，本研究ではゼロとした。

$$m_d \frac{dw_d}{dt} = F_{DS} + F_{friction} + F_{centrifugal} + F_{Coriolis} \quad \cdots(2)$$

$$F_{DS} = \frac{1}{2} C_D A \rho_v |w_d| w_d$$

$$F_{friction} = -k_f W_L A_w$$

$$F_{centrifugal} + F_{Coriolis} = \begin{pmatrix} 0 \\ m_d \Omega^2 x_2 + 2 m_d \Omega w_{d,3} \\ m_d \Omega^2 x_3 - 2 m_d \Omega w_{d,2} \end{pmatrix}$$

本手法では，オイラー法により連続流体仮定の流動解析を実行し，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算出された流れ場に設置される。質点の粒径，質量分布および初速などの初期条件は，オイラー法の解に基づき設定される。質点設置数は計算資源によって制限されるため，代表質点(Parcel)法を採用し，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。解析コードにおける強連成と弱連成の切り替えは，単にラグランジュ解法に関するサブルーチンを，オイラー解法側のループ内に入れ込むか否か，で簡単に切り替えることができる。しかし，蒸気流と水膜流では，移送の時間スケールが大きく異なるため，計算コストの観点から弱連成を採用した。

なお，本研究報告における湿り損失量は，断りがない場合，湿り損失が考慮されない場合のタービン出力に対する，出力低下量として議論する。

3. 各湿り損失発生量の定義と評価結果

3.1 湿り度予測結果

機械的湿り損失に分類される，加速損失，捕獲損失，制動損失およびポンプ損失は，液相流量に対して 1 次の感度を有する。即ち，湿り度と捕集率の予測精度は，湿り損失の評価誤差に対して 1 次の感度を有する。図 4 は，実測湿り度と予測湿り度の比較である。殆どの温度条件において凝縮が開始する L-1 段の出口湿り度の予測値は，実測値と良好に一致することが分かる。非平衡凝縮が発生する翼列においては，高温の境界層内部は乾いている。よって，任意の翼列において湿分捕集が発生するのは，0.5 段以上上流の翼列で凝縮が発生する場合に限られる。本試験タービンの L-1 段出口湿り度計測値は，捕集効果を考慮しない理論湿り度と一致するか，僅かに乾き側であり，捕集効果は限定的であるとする解析結果と定性的に良く一致することを確認した。

一方，L-0 段出口湿り度は，L-0C よりも上流側の湿分捕集の影響を受けるため，殆どの温度条件で乾き勝手となる。低温条件における湿り度実測値は，L-1R 出口湿り度と概ね同値となっているが，湿分捕集を考慮した湿り度予測値は，この傾向を非常に良く再現できた。以上より，少なくとも，低温条件側においては，湿分捕集効果が概ね正しく評価されているものと判断する。

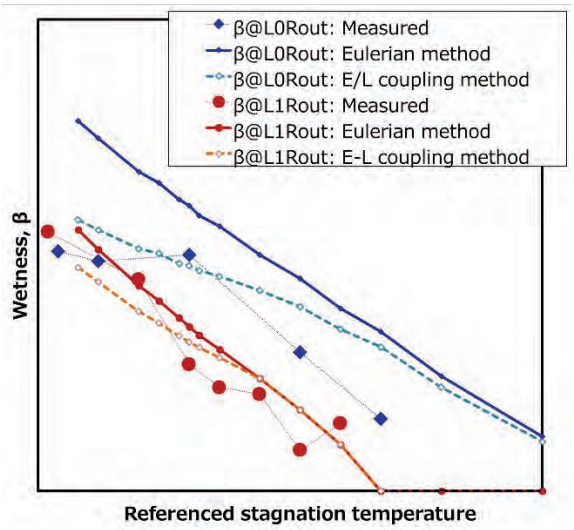


Fig.4 Comparison of the absolute wetness

3.2. 過冷却損失

過冷却損失は，非平衡凝縮モデルを適用したオイラー解法と，凝縮モデルに修正を加え過冷却現象を抑制した強制平衡凝縮モデルを適用したオイラー解法とが算出する各段落出力の差分として，下式で評価する。

$$L_{sc} = W_{non-equilibrium} - W_{equilibrium} \quad (3)$$

古典凝縮論においては，水滴の質量生成率 Γ は，凝縮核生成率 I と水滴成長速度 dr/dt の 2 項からなる下式を用いて評価される。

$$\Gamma = \frac{4}{3}\pi\rho_l \left(I r_*^3 + 3 p_{acc} \rho n r^2 \frac{dr}{dt} \right) \quad (4)$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

本研究では，計算空間内に仮想的な飽和蒸気流れを形成する目的で，水滴成長速度の加速パラメータ p_{acc} を古典凝縮論に導入する。飽和蒸気流れ仮定の場合では，凝縮核生成率 I に 0.0，p_{acc} に 46.0 を与える。この場合，水滴は一切発生しないため，入口境界条件として，臨界核半径相当(D=50nm)の質量をもたない仮想粒子を，空間数密度換算で 10^{18} [1/m3]となるだけ設置する。質点を，微細水滴の様な質量をもつ粒子として境界に与えた場合，タービン通過流量が増加し，タービン出力に流量増加分の誤差が発生する。よって，質量を持たない，仮想的な粒子を与えることが望ましい。一方，過冷却現象を考慮する場合は，p_{acc} に 1.0 を与え，凝縮核生成率 I を考慮することで，非平衡凝縮を伴う流れ場を解く。

図 5 は，非平衡凝縮考慮モデルと強制平衡凝縮仮定モデルを適用した場合の過冷却度分布であり，赤は加熱蒸気，青は過冷却蒸気を意味する。この条件下では，水蒸気は L-2C 喉部近傍で過冷却状態に陥り，L-2R において Wilson 点に到達する。同条件下における LP-end 出口の湿り度は約 12%であるが，この様な高湿り環境下にあっても，L-0R tip 近傍の過冷却度は，Wilson 点に到達し，新たな凝縮核が発生した。一方，強制平衡凝縮モデルでは，湿りの生成は L-2C 喉部から開始し，L-2R から下流側の過冷却が抑制され，飽和温度が維持されていることを確認した。

図 6 は，各段落の静・動翼列出口断面における過冷却度の平均値と段落出力低下量の比較である。どの段落においても，過冷却度のピークと出力低下量のピークに相関性が確認できる。均一核生成直後の非平衡凝縮過程においては，水滴の急激な成長に伴う局所的な潜熱の放出が発生し，翼列内の静圧が上昇する。この圧力変化は，段落の入口出口圧力比を変化させるため，図 6 の出力低下量は，負荷分担(ロードバランス)の変動も含んだ値であることに注意が必要である。

均一核生成過程おいて，凝縮核が安定して成長するためには，表面エネルギーと体積エネルギーの和からなる，ギブスの自由エネルギーのポテンシャル障壁を超えるだけの，初期粒径が必要とされる。即ち，均一核生成時の凝縮核半径が，ポテンシャル障壁を超えるに足るまでの余剰な冷却が過冷却現象であり，ポテンシャル障壁の頂きから飽和に向かう間の，水滴の急激な成長が，局所的な潜熱放出による温度上昇と圧力上昇を引き起こす。しかし，LP-end の様な，断熱的な膨張を続ける遷音速蒸気流れにおいては，水滴の成長に伴う潜熱の放出量は，飽和温度を維持するには不足する場合があり，条件によっては，1.5 段程度の領域が過冷却状態に陥る場合がある。過冷却度が 30 度を上回る領域では，体積流量が 10%以上低下する場合があり，翼設計において理想気体または飽和蒸気を仮定する場合には，現実の蒸気流れにおける速度三角形との間に，若干の誤差を含む可能性に留意する必要がある。

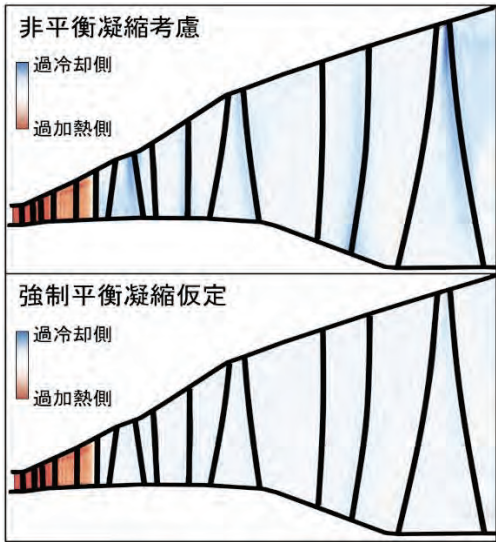


Fig. 5. Supercooling temperature distributions at the typical inlet temperature condition.

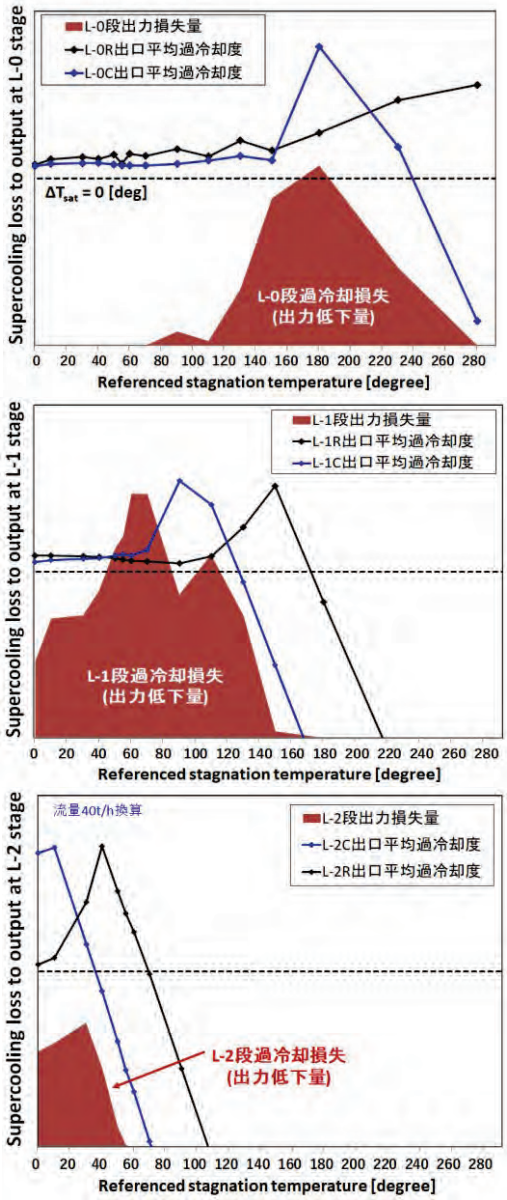


Fig. 6. Correlations between supercooling temperature at blade cascade exit and output loss.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3.3. 加速損失

加速損失はオイラー解法とオイラー・ラグランジュ・連成解法とか算出する各段落出力の差分として，下式を用いて算出する。

$$L_{acc} = W_{slip} - W_{non-slip} \tag{5}$$

図 7 は，気相と微細水滴，並びに，気相と粗大水滴との間に発生する運動量交換量の分布であり，signum 関数によって符号を与えられた，対数値のコンターである。青い領域は水滴が気相の絶対速度を上回り，気相が運動エネルギーを獲得する利得領域であり，赤い領域は気相が水滴の絶対速度を上回り，気相が運動エネルギーを喪失する損失領域を意味する。大まかな傾向として，蒸気流速の絶対値が増加する静翼内部では損失が発生し，逆に，気相の絶対流速が低下する動翼内部では利得が発生する。静翼(L-0C)の後流内部では，翼列間で加速された水滴から翼列の後流領域に対し運動量が還元されるため，加速損失の小さな領域が周期的に表れる。L-0C 喉部のλショックや，L-0C 後縁と L-0R 後縁より発達した斜め衝撃波においては，気液二相間で活発な運動量の交換が発生している様子が捉えられた。圧縮波の上流側では利得，下流側では損失が発生し，膨張波ではその逆となることから，水滴は，常に衝撃波前後の気相の状態変化を緩和する方向に作用することが分かる。

弱連成解析の場合は，図 7 で得られた加速損失分布を式(1)の外力項に与え，解が収斂するまで流れ場解析を反復することで，加速損失を織り込んだ流れ場を求める。また，壁面水滴挙動解析によって得られた，壁面表面の速度スリップも，併せて壁面境界条件に適用するが[5]，本研究報告では割愛する。

ラグランジュ的に追跡するパーセルの初期速度には，場の蒸気速度が与えられるため，加速損失は，乾湿交番が発生する翼列の 0.5 段下流から有意な値をもつ。微細水滴は概ね気相と同様の挙動を示すため，損失と利得を考慮した正味の運動量交換量は小さな値となる。加えて，気相密度の小さな LP-end では粗大水滴と気相間の運動量交換量も小さく，加速損失は，現象論としての面白さに反し，湿り損失として大きな割合を占めることはない。

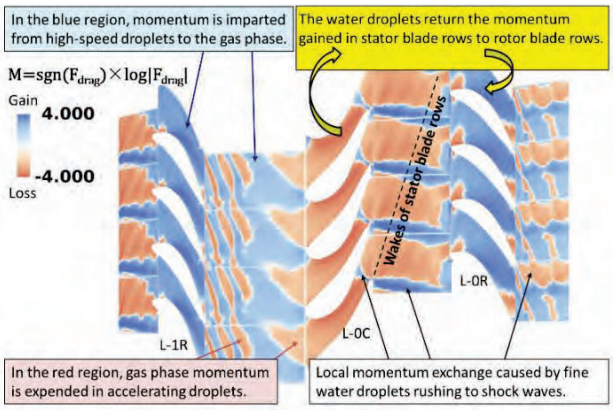


Fig. 7. Instantaneous log scaled total momentum exchange distributions. (M=sgn(Fdrag)×log|Fdrag|) (5)

3.4. 捕獲損失

捕獲損失は，壁面に衝突する直前の水滴の運動エネルギーを下式よって合算することで評価する。

$$L_{cap} = \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}m_i {u_{d,i}}^2 \tag{6}$$

本研究では，水滴の移動速度は，壁面上のパーセルと壁面に衝突するパーセルの流量平均から算出するので，衝突直前の水滴の挙動は，水膜挙動にも影響を与える。一方，試験タービンはインバータ発電機により回転数が一様に保たれており，解析上も軸の回転運動と水滴衝突の相互作用は無視される。よって，計算空間内において，捕獲損失の効果は，みかけのタービン出力には表れない。捕獲損失量は，パーセル挙動の履歴に対し，ポスト処理によって，湿り損失として計上されるが，後述の 3.5 節における分類法に基づく発生量分布は可視化可能である。

3.5. 制動損失

制動損失は，動翼衝突前後の水滴の周方向速度の変化に供する動翼仕事として，下式を用いて算出する。

$$L_{break} = \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N} m_i\left(r_i\omega - u_{tan,i}\right)r_i\omega \tag{7}$$

しばしば，制動損失は上流翼列で発生した粗大水滴が，動翼と大きな相対速度で衝突することで発生する，と説明されるが，エネルギー保存の観点からは，蒸気流速と概ね等しい速度で流入する微細水滴と動翼の衝突も，制動損失に織り込む必要がある。特に，L-0C 内輪側の出口マッハ数は 1.4 前後に達するため，動翼翼根側へ流入する微細水滴は，動翼旋回速度よりも大きな周速を有する。よって，翼根側においては，駆動利得，とも呼ぶべき，負の制動損失が発生する場合がある。

図 8 は，任意の子午面における粗大水滴の粒径分布である。流量平均された粗大水滴の挙動については，赤の曲線で示す。L-0C 後縁から発生する粗大水滴の粒径，FRAP-OB 計測によって，概ね 55μm であることが確かめされている[3]。一方，本手法による粗大水滴径の予測値は，55μm~60μm である。蒸気密度の小さい LP-end 最終段では，粗大水滴は自身の慣性によって直線運動に近い挙動を示す。このため，円筒空間内における粗大水滴挙動を子午面に投影する場合には，赤線のように下に凸の曲線を描くことになる。よって，粗大水滴は，動翼前縁の翼根側に到達できず，この領域の制動損失は小さい。

図 9 は，微細水滴と粗大水滴の双方の衝突を加味した，翼高さ方向の制動損失分布である。翼高さ 90%よりも内周側では，入口温度に応じて制動損失が単調増加する一方，翼の外周側では，入口温度の低下に伴って，制動損失が急激に増加する傾向がみられる。図 8 にて，黄色の矢印を付記した赤の破線は，L-1R のポンプ効果によって外輪側へ移送された粗大水滴が，L-0C 外輪上を移送され，L-0R に再衝突するまでの挙動である。本手法

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

により，L-0R 外輪側の制動損失は，上流段動翼の入口湿り度に大きく依存することが確認できた。

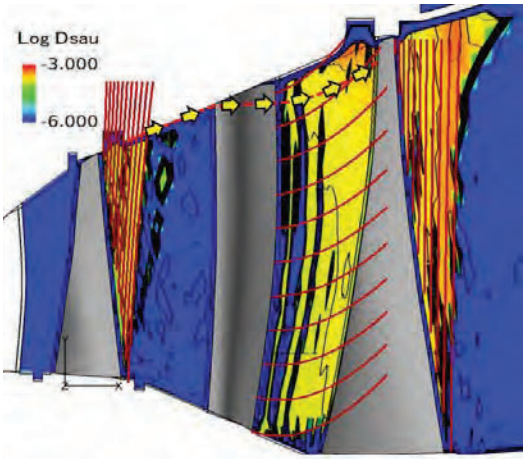


Fig. 8. Predicted Sauter mean diameter (D32) distribution. Red lines are the flow rate averaged trajectories of coarse droplets[4].

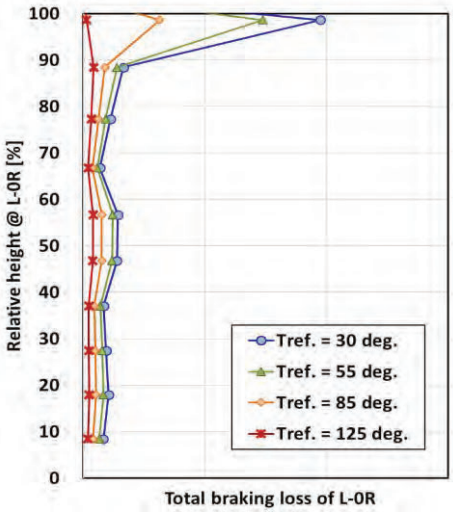


Fig. 9. The braking loss distribution in the blade height direction caused by all the water droplets that collided with L-0R (including fine droplet).

3.6. 捕獲損失と制動損失の考え方

制動損失と捕獲損失は，どちらも壁面と水滴の衝突に伴う運動量の授受扱うため，水滴の速度成分をどちらの湿り損失に計上するかについて明確にする必要がある。水滴が壁面に衝突する際に失う運動エネルギーは，動翼との周速を加味して，下式で算出される。

$$L_{cap.} = \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}m_i {U_{d,i}}^2$$
$$= \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{2}m_i\{{u_{ax,i}}^2 + (u_{tan} - r_i\omega)|u_{tan} - r_i\omega| \quad + {u_{rad,i}}^2\} \qquad \cdots(8)$$

ここで，U は水滴の運動速度のスカラー量であり，$r_i\omega$ は i 番目のパーセルと動翼の相対速度である。軸方向と半径方向の捕獲損失は，定義上，制動損失と無関係であることは自明であるので，周方向の捕獲損失についてのみ考慮すると，捕獲損失は，式(8)の第 2 項を展開して，下式で表される。

$$L_{cap.tan} = -\frac{1}{2}m(r\omega)^2 + m u_{tan} r\omega - \frac{1}{2}m {u_{tan}}^2 \qquad (9)$$

一方，制動損失は，水滴の動翼に対する仕事なので，衝突に伴う発生トルクと角速度の積から次式で与える。

$$L_{brake} = m(r\omega - u_{tan})r\omega = m(r\omega)^2 - m u_{tan} r\omega \qquad (10)$$

$L_{cap.tan}$ と L_{brake} の和は下式の通りであり，衝突前後で水滴が獲得した周方向の運動エネルギーそのものである。

$$L_{cap.tan} + L_{break} = \frac{1}{2}m(r\omega)^2 - \frac{1}{2}m {u_{tan}}^2 \qquad (11)$$

3.7. ポンプ損失

動翼による捕獲の過程（捕獲損失，制動損失）を経た水滴は動翼と同じ周速を得る。水滴はポンプ効果によって半径方向に移送された後，翼面より離脱して蒸気流へ復帰する。水滴は，動翼面上を移送される間は，常に動翼と等しい周速をもつ。よって，ポンプ損失は，水滴が捕獲された任意の翼高さ r_1 と，水滴が翼面より離脱する任意の翼高さ r_2 より，下式から算出される。

$$L_{pump} = \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N} m_i({r_2}^2\omega^2 - {r_1}^2\omega^2) \qquad (12)$$

図 10 は，L-0R にて発生するポンプ損失の翼高さ方向分布とその内訳である。ポンプ損失への寄与度は，動翼腹側で捕獲される微細水滴が最も大きいことが分かった。これは，L-0C 内輪側出口の流速が，マッハ 1.4 前後の高速流であり，微細水滴であってもその慣性力によって L-0R 側によって捕集される割合が増加するためである。これらの微細水滴は，制動損失を幾分減少させる方向に作用するものの，ポンプ損失の主要な発生源である。

図 11 は，L-1R および L-0R 表面の液相の流線分布である。腹側では翼根側から翼端側に向かって，一面に水膜が観察されており，対して背側では，翼前縁側に水膜が偏在するとの予測値が得られた。これは，微細水滴自身の慣性により，動翼背側の境界層内部には，微細水滴が供給され難いことに加え，最大キャンバー付近では，翼面から水滴が離脱する方向に慣性力が働くためである。

Filippov らは，動翼に残る流跡(水垢)の観察記録と，その力学的な考察に基づいて，動翼表面の液相挙動を整理している[6]。特に，気相から受ける抗力に対し，水滴自身の慣性と壁面から受ける反力の合力が上回る場合には，水膜は気相の運動方向に逆らって，翼前縁側へ移送され，水脈を形成する可能性がある。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

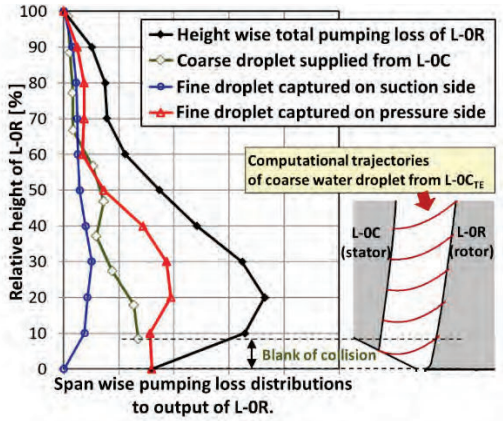


Fig. 10. The pumping loss distribution in the blade height direction and its breakdown at L-0R (T_{ref} = 55deg) (5).

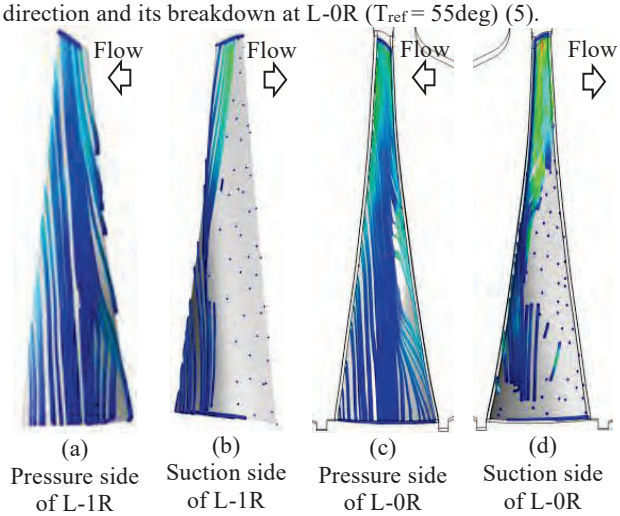


Fig. 11. The predicted time-mass averaged streamline on blade surfaces of L-1R and L-0R.

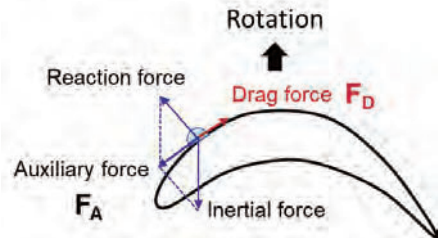


Fig. 12. Schematic diagram of the force acting on backflow water droplets.

3.8. 凝縮損失

蒸気タービン内部で発生するドレンが長く滞留する程，回転体との衝突により，エロージョンや動翼の折損等の損傷を引き起こすリスクが高まる。よって，殆どの火力原子力向け蒸気タービンにおいては，湿分捕集により発生するドレンを，速やかに復水器へと排出する湿分回収機構を備えている。上流で回収・排出されるドレンは，復水器ホットウェルに対して相対的に高温であるため，両者の温度差に相当する熱量は回収不能な損失となる。

本研究報告においては，湿分捕集効果によってドレンとなった液相の内，系外に排出されるドレンの有する熱量を凝縮損失と定義し，下式に基づき計上した。

$$L_{cond.} = \frac{\partial}{\partial t}\sum_{i=1}^{N} m_i C_{p,l}(T_i - T_{cond.}) \qquad (13)$$

3.9. 湿り損失とその内訳

蒸気タービン内部で発生する全湿り損失は，前節までに述べた各種出力損失としての湿り損失の合算として，下式の通り定義する。

$$L_{total} = L_{sc} + L_{cond.} + L_{acc} + L_{cap} + L_{pump} + L_{brake} \qquad (14)$$

図 13(a)は，試験タービンで実際に計測されたタービン出力の絶対値と，本手法によって予測されたタービン出力の直接比較である。いくつかの温度条件において若干の誤差が認められるが，絶対値同士の比較であっても，本手法が高い予測精度を有することが確認できた。

図 13(b)は，タービン入口温度に対する各湿り損失の内訳の比較である。高温条件では過冷却損失が支配的となり，低温条件では機械的湿り損失の占める割合が増加する。図 14 に，代表的な温度 3 条件について，各段落で発生する湿り損失の内訳を示す。低温条件である入口参照温度(T_{ref})が 10 度の場合では，L-2 段で Wilson 点を超越し，L-1 段までが過冷却現象の影響下にあることが分かる。この時，高湿り条件となる L-0 段では，殆ど，過冷却損失は生じず，機械的湿り損失が大勢を占めた。一方，T_{ref} が 130 度の高温条件では，L-0 段までが過冷却損失の影響範囲にある反面，機械的湿り損失は殆ど発生しない。しかし，いずれの場合も，湿り損失は全ての湿り損失発生量の 6 割以上を占める結果となった。

0.33 スケールタービンおいては，実機に対して蒸気膨張速度が 3 倍となるため，Gyarmathy[7]が報告する通り，実機タービンに対し，Wilson 点を超越する蒸気温度が，より低温側となる。さらに，過冷却損失は体積流量の変化による翼性能の低下をも引き起こすので，Wilson 点を超越する領域の移動に応じで，タービン出力の低下は複数のピークを示すことになる。この様な特異なトレンドは，実機に対して若干，過大評価されている可能性が有るが，概ね既往の報告[8][9][10]と定性的に一致する。

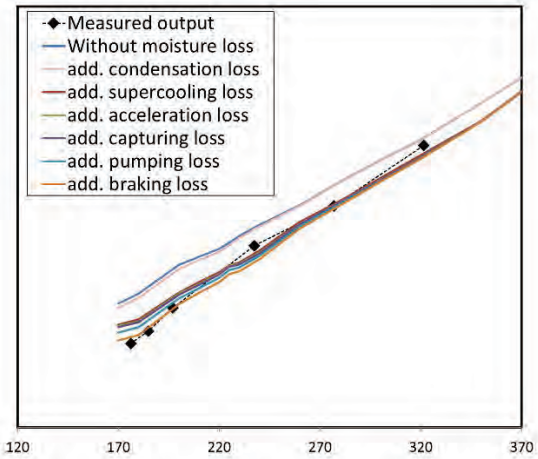
4. 結論

非平衡凝縮に伴う液相生成量の予測精度に優れる，東北大学数値タービンコードに対し，ラグランジュ法による液相水滴手法をカップリングすることで，小規模の計算環境で，試験タービン入口からディフューザ出口までを対象とした液相挙動を追跡できる計算手法を構築した。本手法を MHI(旧 MHPS)で実施した蒸気タービン試験に適用し，直接観察が極めて困難な，蒸気タービン内部の各湿り損失現象を計算空間に再現することに成功した。

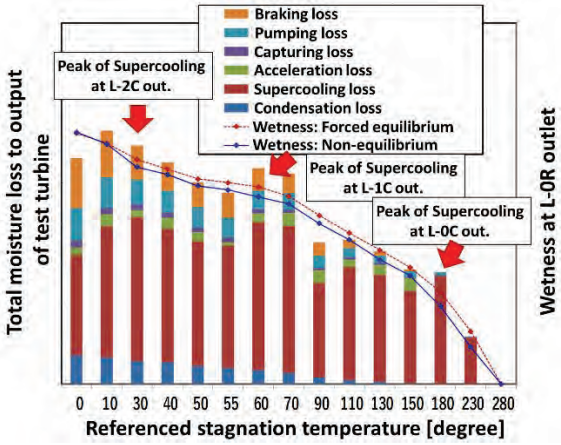
本手法によるタービン効率の予測値は実測値と良好に一致しており，エロージョン問題等，より高度な問題への展開が期待できる。

一方，水滴の衝突時の振る舞い(Stick, Splash, Bound)や，壁面上の液相挙動(半球，水脈，水膜)，液相の分裂過程など，取り組むべき課題が多く残されている。今後も，蒸気タービン内部の気液二相流の詳細な把握に向けて，試験計測と計算手法の発展に尽力したい。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

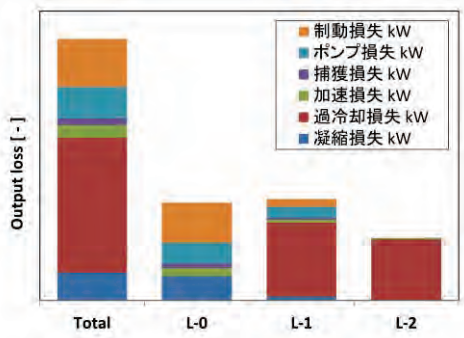


(a) measured turbine output and predicted output.

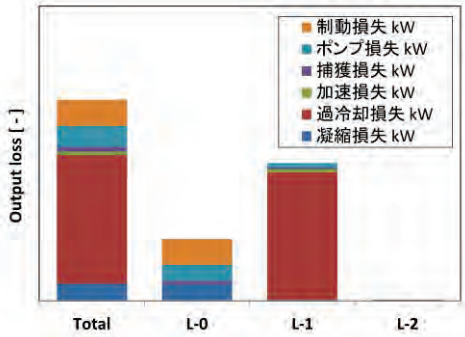


(b) breakdown of the output loss

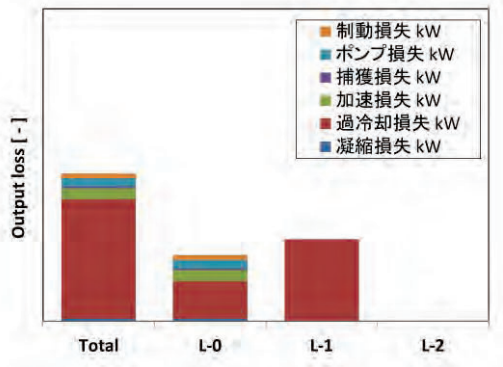
Fig. 13. The measured turbine output and the breakdown of the test turbine output loss with respect to the inlet temperature[5].



(a) $T0_{ref}$ = 10 deg



(b) $T0_{ref}$ = 55 deg



(c) $T0_{ref}$ = 130 deg

Fig. 14. Comparison of moisture loss in each stage.

参 考 文 献

(1) Baumann, K., "Some Recent Developments in Large Steam Turbine Practice", Journal of Institution of Electrical Engineers, Vol. 59 (1921), pp. 565-663.

(2) Sasao, Y., Miyake, S., Okazaki, K., Yamamoto, S., Ooyama, H., "Eulerian-Lagrangian Numerical Simulation of Wet Steam Flow through Multi-Stage Steam turbine," Proc. ASME Turbo EXPO 2013, GT2013-95945(2013).

(3) Sasao, Y., Senoo, S., Bosdas, I., Kalfas, A., "Coarse Droplet Measurement at the Last Stage Stator Exit of a Four-Stage Scaled Steam Turbine Using an Optical Backscatter Probe", Proc. ASME Turbo EXPO 2023, GT2023-103378(2023).

(4) Sasao, Y., Segawa, K., Kudo, T., Takata, R., Osako, M., 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).

(5) Sasao, Y., Kudo, T., Segawa, K., Tabata, S., Senoo, S., Takata, R., "Comprehensive Simulation of Moisture Loss in LP Steam Turbine Base on 3D Unsteady Eulerian-Lagrangian Solver", Proc. ASME Turbo Expo 2023, GT2023-103379 (2023).

(6) Filippov, G.A., Povarov, O.A. "Problems of Moisture Separation in Wet Steam Turbines", Proc. Of ASME Winter Annual Meeting, San Francisco, 1978.

(7) Gyarmathy, G., "Foundation of Theory of the Wet-steam Turbine", FTD-TT-63-785 (1964).

(8) 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.

(9) Tsukuda, T., et al., "An Experimental Investigation of thermal Wetness Loss in the Full Scale Size Low Pressure Turbine," Proc. ASME Turbo Expo 2014, (2014), GT2014-26012.

(10) Chandler, K., Melas, M., Jorge, T., "A Study of Spontaneous condensation in an LP Test Turbine," Proc. ASME Turbo EXPO 2015, GT2015-42458(2015).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-13

素反応計算によるガスタービン燃焼器内燃焼履歴の最適化検討

Optimization of Gas History by Elementary Reactor Model of Gas Turbine Combustor

○日下部 侑汰[*1]　廣光 永兆[*1]　松山 新吾[*2]
KUSAKABE Yuta　HIROMITSU Nagayoshi　MATSUYAMA Shingo

ABSTRACT

Increasing engine operating conditions to higher temperatures in order to reduce engine fuel consumption can cause serious environmental problems, such as increasing harmful NOx in the combustor. NOx emission regulations are expected to become even stricter for commercial aircraft in the future, and efforts to reduce NOx emissions from jet engines are as important as reducing CO_2. Hydrogen, a potential carbon-free alternative fuel, is highly reactive and its contribution to NOx emissions is a concern. The objective of this study is to determine the optimal fuel and gas history for NOx reduction in the combustor to achieve the target performance. To this end, a simple one-dimensional virtual combustor model based on PSR was developed to investigate fuel and oxidizer input conditions that lead to NOx reduction. The model is dedicated to examining fuel and oxidizer input conditions, and several characteristic assumptions are employed in the model.

キーワード： ガスタービン，燃焼器，燃焼，素反応計算，NOx
Key Words: Gas Turbine, Combustor, Combustion，Elementary Reaction, NOx,

1. 緒言

政府が主導する 2050 年のカーボンニュートラルの実現(1)に向けて，熱エネルギー機関の高効率化や炭化水素代替燃料適用の取り組みが盛んにおこなわれている。一方，作動ガスの高圧化・高温化によるエンジンの高効率化・高出力化は，有害な窒素酸化物（NOx）の増大を招き，光化学スモッグやオゾン層の破壊などの別の深刻な環境問題を引き起こす可能性がある。特に，民間用航空機の場合は，運航量の飛躍的な増加が見込まれていた経緯から，国際民間航空機関（ICAO：International Civil Aviation Organization）において NOx 排出基準の強化が毎年のように議論されており，今後もさらに厳しくなることが予想されることから，ジェットエンジンから排出される有害成分を低減する取り組みは CO_2 削減と同様に重要である。

カーボンフリーを目指す代替燃料として期待の大きい水素は反応性が非常に高く，従来の燃焼方式をそのまま適用することが困難であり，燃焼器の設計変更が必要になる。しかし，燃焼器の中で生じている現象は，微粒化，混合，相変化，反応，熱移動と多岐に渡っており，さらに，空力的に複雑な形状を有することから，数値解析のみによる設計は，現状ではまだ困難であり，そこから精度よいエミッションの見積もりを行うことも同様に困難である。また，エミッション生成要因の把握には，着目するガスの時間履歴を追跡することが必要であるが，実際の燃焼器ベースの解析では任意のガスの追跡が難しい。ラグランジュ的視点による数値解析を行う取り組みも行われているが，膨大な計算リソースが必要となる。そのため，燃焼器の新しい概念設計は妥当性の提示が難しく，革新的な燃焼器を生み出しにくい要因となっており，形状や要求性能に制約条件の多い航空エンジンではその傾向がさらに強くなる(2)。

そこで，本研究では，完全混合反応器（PSR：Perfectly Stirred Reactor）モデルを用いて一次元的な仮想燃焼器を構築し，性能目標に対して最適な燃焼器内の燃料・ガスの履歴を明確化することを目標とした。本報では，燃料および酸化剤の投入条件と NOx 排出量の関係を検討した結果について報告する。

2. 記号表

T：ガス温度
H：通過ガスのエンタルピー
h：単位質量あたりのガスエンタルピー
m：PSR 内のガスの質量
$\dot{m}$：ガス流量
Q：燃料として加えられるガスの加熱に必要な熱量

*1　金沢工業大学
〒921-8501　石川県野々市市扇が丘7-1
*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

τ：滞留時間
φ：当量比
x：総燃料流量の割合
y：総空気流量の割合
n：化学種

添字

0：燃焼器入口
1：(火炎基部を構成する)循環流の上流端位置
2：循環流の内部
3：循環流の下流端位置
4：反応開始前，主流
5：燃焼器出口
a：空気
f：燃料
all：系全体
k：k番目の化学種
$unburnt$：未燃分

3. 燃焼器モデル

本研究で使用した仮想燃焼器モデルを Fig. 1 に示す。仮想燃焼器は，循環流領域と主燃焼領域およびそれらを接続するインターフェイスで構成される。循環流領域および主燃焼領域は完全混合反応器（以下，PSR）により表現し，インターフェイス部分では，物質の流入出や熱の移動に伴う状態量変化の操作を行う。

燃焼器入口において，圧縮機出口温度T_0の空気$\dot{m}_{a0}$と燃料$\dot{m}_{f0}$が循環流領域に流入すると，瞬間的に予混合され，さらに循環流領域より供給される熱Q_0により火炎基部を構成する循環流の最低温度（化学反応が開始する温度）T_1まで上昇する。T_1は，十分な反応速度で化学反応が開始可能な温度である。循環流領域の維持のために供給された$\dot{m}_0$に相当する既燃ガス（温度T_1）は連続的に主流側に供給される。Q_0は，循環流領域に供給される予混合気$\dot{m}_0$をT_0からT_1までに加熱するのに必要な熱量であり，3.1 式で定義される。循環流領域で発生した発熱量Q_1は，Q_0と主燃焼領域の予混合気を加熱する熱量Q_2に使われる(3.2 式，3.3 式)。過程の 1 から 2 は，循環流領域の反応過程を示し，T_2は，循環流領域の反応過程における平均最高温度を示す。また，循環流領域を通過する特性時間をτ_{13}とした。

循環流領域の特性は，供給する燃料流量の総燃料流量に対する割合 x（3.4 式），循環流領域に供給する空気流量の総空気流量に対する割合 y（3.5 式），および，特性時間τ_{13}で定義した。x は循環流で発生させる熱量，y とτ_{13}は循環流の大きさに相当する。主燃焼領域に供給される予混合気$\dot{m}_3$は，循環流領域より得た熱量Q_2および流入する温度T_3の既燃ガス$\dot{m}_0$により主燃焼ガスの反応開始温度T_4の混合気を形成し，設定した反応時間τ_{45}の後に燃焼器出口温度T_5の作動ガスを形成して燃焼器より排出される。このとき，定常状態ではT_1とT_3は等しくなる。また，本計算における質量保存，エネルギー保存および化学種の保存は，3.6 式から 3.8 式のように示される。

また，総滞留時間を固定し，$\dot{m}_3$との流入させるタイミングである。(3.9 式)

$$Q_0 = \dot{m}_0 c_p (T_1 - T_0) \qquad eq.3.1$$

$$Q_1 = \dot{m}_0 c_p (T_2 - T_1) \qquad eq.3.2$$

$$Q_1 = Q_0 + Q_2 \qquad eq.3.3$$

$$\dot{m}_0 = x\dot{m}_{fall} + y\dot{m}_{aall} \qquad eq.3.4$$

$$\dot{m}_3 = (1-x)\dot{m}_{fall} + (1-y)\dot{m}_{aall} \qquad eq.3.5$$

$$m_0 + m_3 = const \qquad eq.3.6$$

$$(\dot{m}_0 + \dot{m}_3)h_0 + Q_{ALL} = (\dot{m}_0 + \dot{m}_3)h_5 + Q_{unburnt} \qquad eq.3.7$$

$$\because Q_{ALL} = (\dot{m}_0 + \dot{m}_3)c_p(T_5 - T_0) = \dot{m}_{fall}h_f$$

$$\sum_{k=1} n_{k0} = \sum_{k=1} n_{k3}\ ,\ \sum_{k=1} n_{k4} = \sum_{k=1} n_{k5} \qquad eq.3.8$$

$$\tau_{all} = \tau_{13} + \tau_{45} \qquad eq.3.9$$

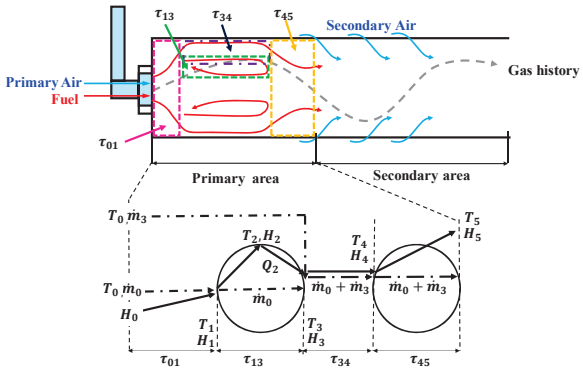


Fig. 1 Combustor model for calculation of emissions

本モデルでは，燃料および酸化剤の投入条件の検討に特化し，連続的な燃焼を維持するために循環流領域から主燃焼領域に向けた熱や反応中間生成物の供給などについて次の前提および仮定を用いた。

(1) 燃料および酸化剤は全て理想気体として扱い，燃料は空気と同じ温度のガスで供給される。

(2) 気体の熱伝導および熱伝達に要する時間を 0 とし，熱が伝わると瞬間的に温度平衡状態になる。ただし，循環流領域内部の反応時間を考慮する。

(3) 気体の混合に要する時間を 0 とし，物質を混合すると瞬間的に予混合状態になる。

(4) 気体の混合および熱の移動はインターフェイス部分でのみ生じ，反応過程中での系外への熱と物質の移動は生じない。

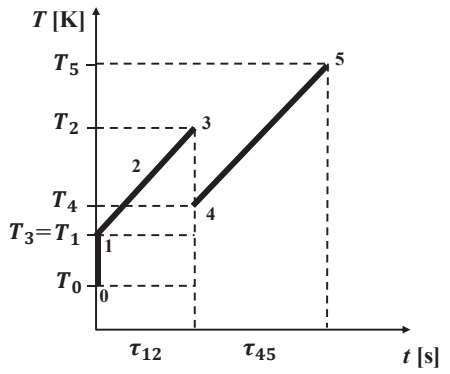
(5) 循環流領域は定常的に反応可能温度T_1以上を保持した領域を形成し，かつ，主流空気と熱の授受後のインターフェイス温度がT_1で一定であるとする。また，循環流領域で発生する熱の一部は，循環流を継続させるために供給される新気（予混合気）をT_1まで加熱するための熱として自動的かつ継続的に消費される。

(6) 循環流領域で発生する熱および中間生成物を含む

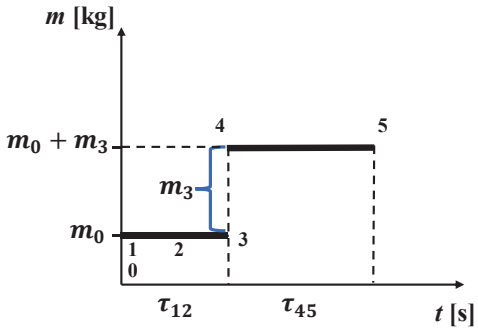
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

組成の変化は，反応器による素反応計算により与える。

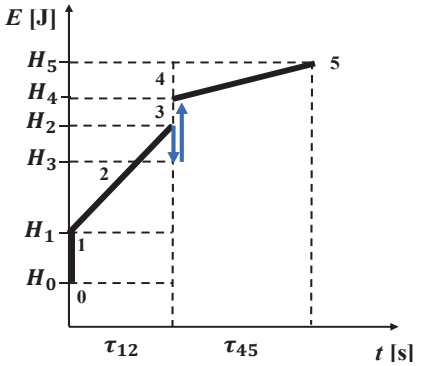
これらの過程の元に，本燃焼器モデルを通過する混合気の熱と物質および温度の想定される履歴について示したものが Fig. 2 である。この仮定の下では，主燃焼領域のガスは，循環流領域の直後に供給されることと同義になる。



(1)　Gas temperature transition



(2)　Mass transition of fluid



(3)　Gas enthalpy transition

Fig. 2　Relations between residence time and state quantities at each station of the combustor

4.　素反応モデル

本研究では，燃料に水素，酸化剤に空気を想定し，素反応モデルには Burke ら[3]の水素反応モデル(9 化学種，19 素反応式)に，GRI-Mech3.0[4]から NOx に関係する素反応モデル(9 化学種, 41 素反応式)を加えたものを使用する。Fig. 3 は，GRI-Mech3.0 の 41 素反応式における N を含む化学種の相関を示す。反応器には，各インターフェイスにおける燃料量や空気量および，投入後の滞留時間が NOx の生成量に与える影響を独立して評価することを考慮し，PSR を用いた。

各領域の化学反応計算には，JAXA が開発した乱流燃焼解析コード「CHARIOT」[5] の素反応計算機能を利用している。

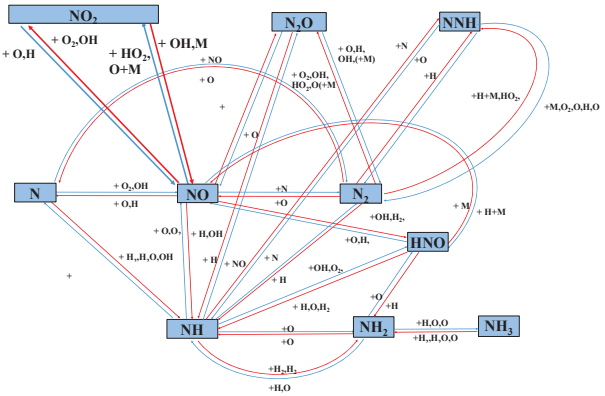


Fig. 3　Linkage diagram of NO based on GRI-Mech3.0

5.　計算条件

本仮想燃焼器を用いた検討の固定条件は，圧力比 20 程度のガスタービンエンジンを想定し Table 1 に示す値を使用した。また，循環流領域の燃料流量，空気流量および滞留時間を変化パラメータとし，Table 2 に示す設定値を用いた。また，循環流領域で発生した発熱量Q_1のQ_0とQ_2への分配は，主流に供給される燃料からQ_0に相当する量を差し引くことで代替した。なお，作動ガス全体をT_0からT_5まで加熱するのに必要な燃料流量$\dot{m}_{fall}$と，循環流領域に流入するガスをT_0からT_1まで加熱するのに必要な燃料流量$\dot{m}_{f0}$は，化学平衡計算[6]により算出した。

Table 1　Fixed conditions of the model combustor

燃焼器内圧力 P_0[MPa]	2.0
圧縮機出口温度 T_0[K]	676
化学反応開始温度 T_1[K]	1200
燃焼器出口温度 T_5[K]	1973
水素燃料の低位発熱量 h_{lf}[MJ/kg]	120
総滞留時間 τ_{all}[s]	6.0×10^{-4}

Table 2　Parameters of recirculation zone in combustor design

燃料流量比 x[-]	0.25, 0.49, 0.74
空気流量比 y[-]	0.25, 0.50, 0.75
滞留時間 τ_{13}[s]	1.5×10^{-4} , 2.0×10^{-4}

6.　結果および考察

Fig. 4 に各条件の燃焼器出口温度を示す。また，Fig. 5 に各条件の燃料単位質量あたりの NO 排出量を，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Fig. 6 に各条件のガス温度履歴を示す。

出口温度は平衡状態に達していれば本来同一になるが，熱の授受を主流に供給される燃料からQ_0に相当する量を差し引くことで代替したため，条件ごとのガス組成の差が生じ，定圧比熱が同一とならないことから想定の温度増分に対して3～5%程度の差が生じている。循環流領域の滞留時間が異なることによる燃焼器出口温度の差分はない。

設定した循環流領域への燃料および空気の流入条件に対し NO 排出量が異なり，ガス温度履歴からは循環流領域ガス温度の差分が大きいため，循環流領域ガス温度が NO 排出量に影響すると想定して，循環流領域ガス温度およびその当量比と NO 発生量について Fig. 7 に整理した。参考として，燃焼器に流入する全量が循環流に流入した場合を完全予混合のケースとみなして図中に併せてプロットした。循環流領域の当量比が1以上の条件で NO 発生量が減少に転じていることが確認でき，循環流領域のガス温度が高い条件であっても，NO 排出量が最も多かった条件に対して 1/10 程度の比較的低い条件があることがわかった。このことは，燃料に水素を用いた場合において過濃燃焼が有効であることを示唆していると考えられる。ただし，今回の条件では，完全予混合想定条件と比較して 10 倍程度の NO 排出量となっている。

循環流領域の温度が同等で，NO 排出量の差分が大きい条件について，ガス中の温度，NO 量および，NO の生成や消費に関係する代表的な中間生成物として選択した NH_3 および H_2O_2 の各量の時間履歴を Fig. 8 に示す。NO 排出量の少ない燃料過濃条件は，NO 排出量の多い条件に比べて，ガス中の NH_3 の量が循環流領域中で多く，その後の主燃焼領域（希薄燃焼）では少なくなるが，H_2O_2 は，反応初期では一旦同程度の量に増加し，その後，循環流領域中および主燃焼領域とも少なくなる傾向にあった。H_2 過濃条件による還元反応が関与していると考えられ，さらに循環流の H_2 過濃の状態を上げることで，この効果が向上する可能性が示唆される。

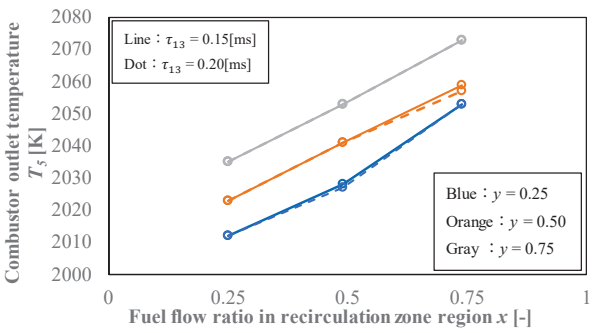


Fig. 4 Relation between each flow ratio and combustor outlet temperature

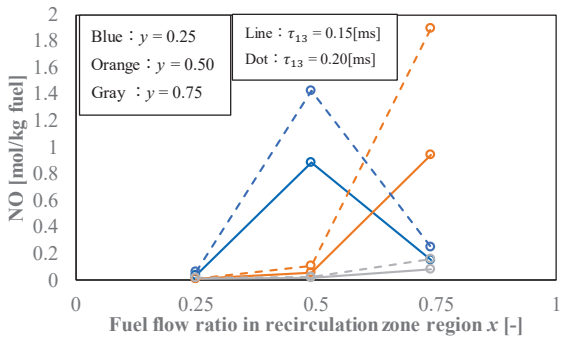


Fig. 5 Relation between each flow ratio and NO production ratio per unit fuel mass

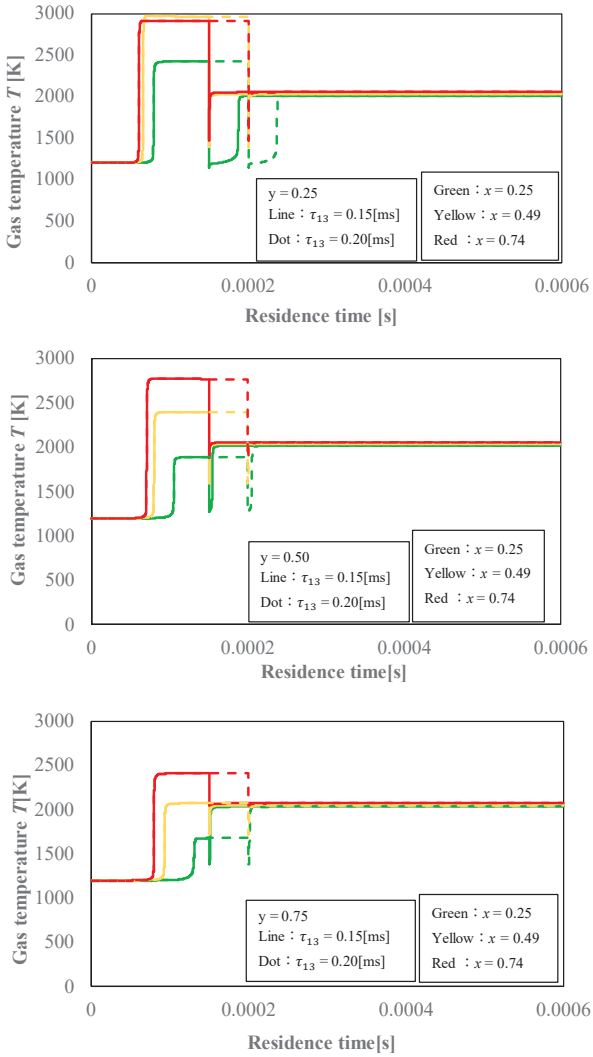


Fig. 6 Relation between residence time and Gas temperature

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

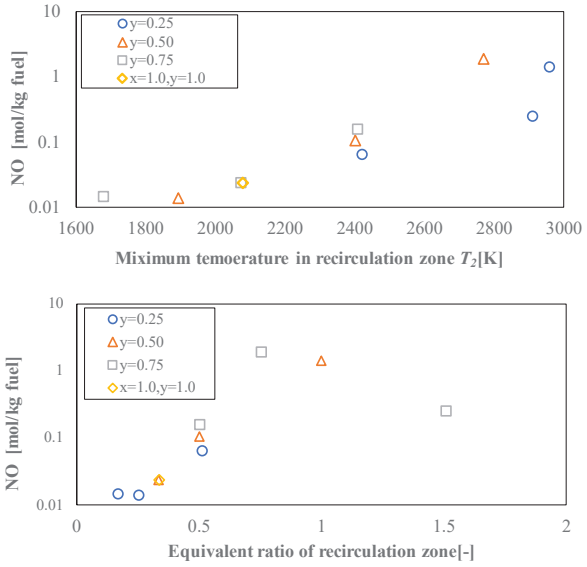


Fig. 7 Relation between equivalence ratio of recirculation zone and NO production ratio per unit fuel mass

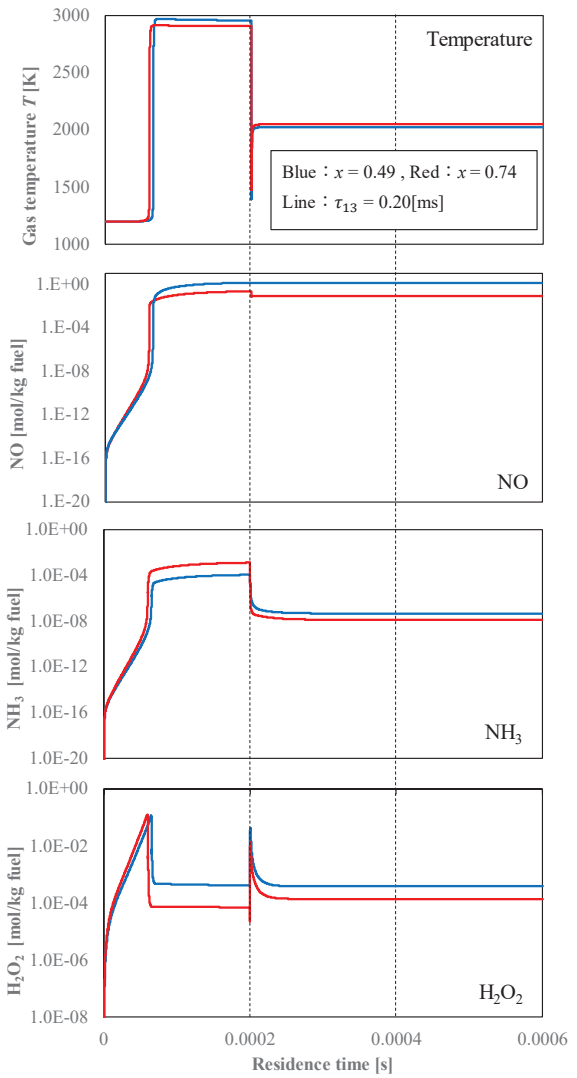


Fig. 8 History of Gas temperature, NO, NH_3 and H_2O_2

7. 結言

本研究では，PSR 反応器を組み合わせた仮想燃焼器を構築し，水素燃料および酸化剤の投入条件を変更した検討を行った結果，循環流領域の燃料濃度条件によって NOx 抑制に効果があることを確認した。

また，今後の取り組みとして，この効果の範囲を確認していくとともに，他燃料での効果についても確認を行う。また，燃焼器モデルとしては熱量的に等価にできる反応器モデルを組み込み，燃料濃度に差分が生じないように改良を行う予定である。

謝辞

本研究は，JSPS 科研費 JP 22K03970 の助成を受けて実施されたものである。また，本研究の成果の一部は JAXA 航空技術部門との共同研究により得られたものを使用している。

JAXA 航空技術部門　松山新吾様には，乱流燃焼解析コード「CHARIOT」の使用にあたり，多くのご協力および助言をいただいた。ここに感謝の意を表する。

また，研究実施のサポートをいただいた金沢工業大学航空システム工学科 4 年 大坪君，高山君に感謝の意を表する。

参 考 文 献

(1) 国土交通省航空局，航空の脱炭素化推進に係る工程表
(2) 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 第 64 巻 207 号 (2022 年) 10-20
(3) Burke, M.P.,Chaos,M.,Ju,Y.,Dryer,FL.,and Kliippensteon, S.j., “Comprehensive H2/Os kinetic model for high-pressure combustion,” Int.j. of chemical kinetics 44, pp.444-474, (2012)
(4) Gregory P. smith, David M. Golden, Michael Frenklach, Nigel W. Moriarty, Boris Eiteneer, Mikhail Goldenberg, C. Thomas Bowman, Ronald K. Hanson, Soonho Song, William C. Gardiner, Jr., Vitali V. Lissianski, and Zhiwei Qin, GRI-Mech 3.0, http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/
(5) 松山新吾, “乱流解析コード CHARIOT の開発”, 日本航空宇宙学会 第 49 期 定時社員総会および年会講演会講演論文集, 2C05, 2018.
(6) S. Gordon and B. J. McBride, “Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications “NASA Reference Publication 1311 (1996).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-14

水素-空気燃焼の数値シミュレーション：選択拡散・火炎伸長・熱損失効果を考慮可能な FGM 法の開発

Numerical simulation of H_2-air combustion: Development of FGM method considering preferential diffusion, flame stretch, and non-adiabatic effect

○衣田 和弘[*1] 甲斐 玲央[*2] 黒瀬 良一[*1]
KINUTA Kazuhiro KAI Reo KUROSE Ryoichi

ABSTRACT

Flamelet-generated manifold (FGM) method has been widely used as an effective combustion model for premixed combustion. However, the conventional FGM method cannot take the preferential diffusion, flame stretch, and non-adiabatic effects into account at the same time, despite the fact that the preferential diffusion and flame stretch play important roles especially in hydrogen combustion. In this study, the FGM method is extended to consider the preferential diffusion, flame stretch, and non-adiabatic effects. Then the applicability of the extended FGM method to hydrogen flames is investigated. The extended FGM method is applied to a two-dimensional numerical simulation of hydrogen/air premixed flame under an unburnt temperature of 750 K, an ambient pressure of 1 atm, and an equivalence ratio of 0.5. The results show that the extended FGM method successfully improves the prediction accuracy of hydrogen flames.

キーワード： 水素燃焼，Flamelet 法，選択拡散，火炎伸長，予混合火炎
Key Words: Hydrogen combustion, Flamelet method, Preferential diffusion, Flame stretch, Premixed flame

1. 緒言

近年，燃焼時に二酸化炭素を排出しない水素を燃料とした燃焼装置の開発が進められている[1,2]. 燃焼装置の開発には，燃焼試験と併用して数値シミュレーションを利用することが有効であるが，燃焼数値においては，計算コストを抑えるために燃焼モデルを利用することが一般的である. 燃焼モデルの一種である flamelet 法[3]は，層流火炎片特性を格納したデータベースから必要な物理量の値を参照することで計算負荷を削減する手法で，その中でも flamelet-generated manifold (FGM)法[4]は予混合燃焼に広く用いられている.

しかし，従来の FGM 法では，物質ごとの拡散性の違いから生じる選択拡散や，火炎伸長の影響が十分に考慮されておらず，これらは水素燃焼では特に重要であることが知られている[5,6]. 火炎の予測精度を向上させるためにこれらの影響を考慮した FGM 法の開発が行われてきたが[6,7]，選択拡散，火炎伸長，非断熱効果の全てを明示的に考慮した FGM 法を用いた研究は，我々の知る限り行われていない.

そこで本研究では，選択拡散，火炎伸長，非断熱効果を考慮可能な FGM 法を開発して水素火炎の数値シミュレーションに適用し，提案モデルの妥当性を評価する.

2. 計算手法

2.1 燃焼モデル

本研究では，燃焼モデルを用いずに厳密な計算を行う詳細計算法，選択拡散・火炎伸長・非断熱効果を考慮する FGM-PD-S-NA 法，選択拡散・非断熱効果を考慮する FGM-PD-NA 法，火炎伸長・非断熱効果を考慮する FGM-S-NA 法の 4 つの手法を用いて計算を行う.

詳細計算法では，質量，運動量，エネルギー，各化学種の質量分率の輸送方程式を解く．計算手法の詳細については文献[8]を参照されたい．また，9 化学種 21 素反応からなる Conaire メカニズム[9]を用いて水素燃焼反応の詳細反応機構を考慮する.

FGM-PD-S-NA 法および FGM-S-NA 法においては，質量，運動量の輸送方程式に加えて以下に示す反応進行変数C，Bilger の定義[10]に基づく混合分率Z，エンタルピーhの輸送方程式を解く.

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho C \boldsymbol{u}) = \nabla \cdot \left(d_c \nabla (WC) \right) + \rho \dot{\omega}_c$$

*1 京都大学
〒615-8540 京都市西京区京都大学桂 桂キャンパスCクラスタ（C3棟）b4N04室
E-mail: kinuta.kazuhiro.36w@st.kyoto-u.ac.jp
*2 九州大学
〒816-8580 福岡県春日市春日公園6-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

$$\frac{\partial \rho Z}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Z \boldsymbol{u}) = \nabla \cdot (d_{ZC} \nabla C) + \nabla \cdot (d_{ZZ} \nabla Z) + \nabla \cdot (d_{Zh} \nabla h)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \boldsymbol{u}) = \nabla \cdot (d_{hC} \nabla C) + \nabla \cdot (d_{hZ} \nabla Z) + \nabla \cdot (d_{hh} \nabla h) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \boldsymbol{u}$$

ここで，ρは密度，$\boldsymbol{u}$は流速，Wはモル質量，$\dot{\omega}_c$はCの反応率，$\boldsymbol{\tau}$は粘性応力テンソルである．これらの式を解いて得られたC，Z，hの値を参照パラメータとして，予め作成したデータベースから$\dot{\omega}_c$や係数dを得る．FGM-PD-S-NA 法および FGM-S-NA 法では，様々な火炎伸長率の火炎データをC，Z，hの関数としてまとめてデータベースを作成することで，火炎伸長の影響を考慮する．一方で FGM-PD-NA 法では伸長を受けていない火炎のデータをC，hの関数としてデータベースにまとめ，支配方程式として質量，運動量，C，hの輸送方程式を解く．また，FGM-PD-S-NA 法および FGM-PD-NA 法では，空間的に分布を持ち化学種ごとに異なる Lewis 数を用いて係数dを算出することで選択拡散の影響を考慮する一方で，FGM-S-NA 法では全化学種の Lewis 数が 1 と仮定してdを算出する．

また，データベースに格納する火炎片データは，計算コード FlameMaster[11]による計算結果から得る．

2.2 計算領域および条件

Fig. 1 に，計算領域の概略を示す．未燃ガスで満たされた 5.12 mm×20.48 mm の長方形領域の中央部に既燃ガスの組成および温度を与えることで着火し，火炎が外側に伝播する様子を数値シミュレーションで再現する．x 方向には流出境界を適用し，y 方向境界には 750K の滑りなし等温壁を与える．未燃ガスは温度 750 K，当量比 0.5 の水素-空気予混合気であり，雰囲気圧力は 1 atm とする．計算にはインハウスコードである FK[3][12]を用いる．

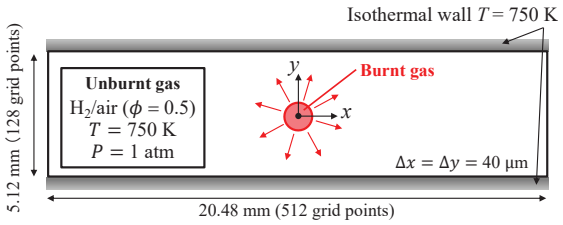


Fig. 1　Computational domain and conditions

3. 結果および考察

Fig. 2 に，詳細計算法，FGM-PD-S-NA 法，FGM-PD-NA 法，FGM-S-NA 法により得られた時刻 t = 0.125 ms での反応進行変数Cおよび混合分率Zの分布を示す．FGM-PD-S-NA 法による結果は，C，Zのいずれについても詳細計算法による結果と良好に一致する一方で，FGM-PD-NA 法および FGM-S-NA 法は，特にZ分布を正確に再現することができない．火炎が伸長を受けておらず選択拡散も無視された予混合燃焼場では，Zは一定値をとり空間分布を持たないが，選択拡散や火炎伸長が存在することでZ分布を変化することが知られている．そのため，これらの影響を考慮することでZ分布の予測精度が向上したと考えられる．Fig. 3 に，y 方向の中心位置における火炎面の x 座標の時間変化を示す．なお，火炎面は，反応進行変数C (= Y_{H2O})の反応率$\dot{\omega}_c$が極大値をとる位置として定義する．FGM-PD-S-NA 法および FGM-PD-S-NA 法は火炎伝播速度を正確に予測する一方で，FGM-S-NA 法は火炎伝播速度を過小評価することが分かる．

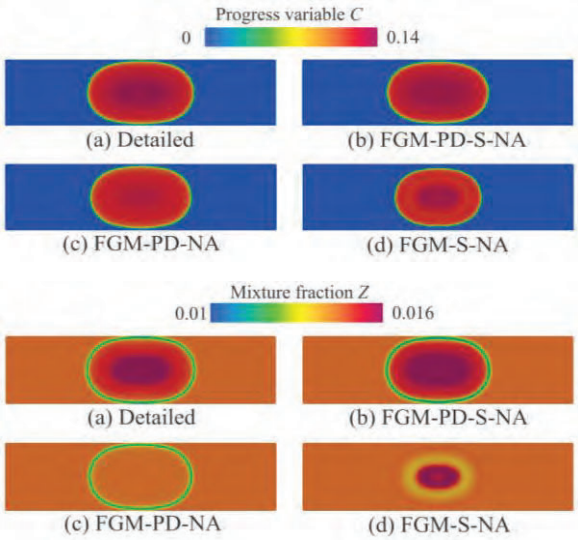


Fig. 2　Distributions of progress variable C and mixture fraction Z at t = 0.125 ms reproduced by (a) detailed calculation, (b) FGM-PD-S-NA method, (c) FGM-PD-NA method, and (d) FGM-S-NA method.

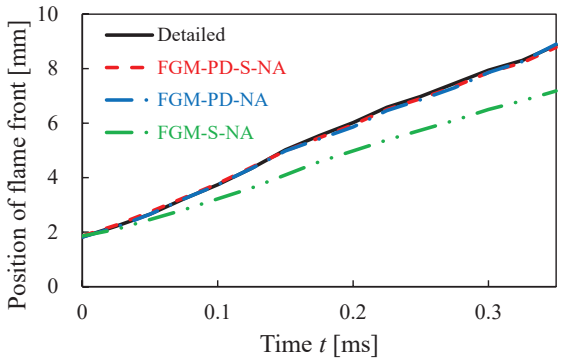


Fig. 3　Time variation of flame front position along the x-axis.

4. 結言

本研究では，水素-空気希薄予混合燃焼の 2 次元数値シミュレーションを行い，詳細計算法，選択拡散・火炎伸長・非断熱効果を考慮する FGM-PD-S-NA 法，選択拡散・非断熱効果を考慮する FGM-PD-NA 法，火炎伸長・非断熱効果を考慮する FGM-S-NA 法による結果を比較した．その結果，FGM-PD-NA 法，および FGM-S-NA 法と比較して，FGM-PD-S-NA 法は詳細計算法による結果をよく再現することが分かった．このことから，FGM-PD-S-NA

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

法のモデルの妥当性を確認するとともに，選択拡散と火炎伸長の両者の影響を考慮することの重要性を確認することができた．

謝 辞

本研究は，文部科学省 科研費基盤（A）（22H00192），および文部科学省「富岳」成果創出加速プログラム「「富岳」が拓く Society 5.0 時代のスマートデザイン」（課題番号：JPMXP1020210316）の一環として実施されたものである．また，本研究の一部は，スーパーコンピュータ「富岳」の計算資源の提供（課題番号：hp220004, hp230004）を受けて実施した．

参 考 文 献

(1) 新エネルギー・産業技術総合開発機構, https://www.nedo.go.jp/koubo/EF3_100171.html.
(2) 三菱重工業, https://solutions.mhi.com/jp/clean-fuels/.
(3) Peters, N., Laminar diffusion flamelet models in non-premixed turbulent combustion, Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 10, No. 3 (1984), pp. 319-339.
(4) Van Oijen, J., De Goey, L., Modelling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds, Combust. Sci. Technol., Vol. 161, No. 1 (2000), pp.113-137.
(5) Aung, K., Hassan, M., Faeth, G., Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure, Combust. Flame, Vol. 109, No. 1-2 (1997), pp. 1-24.
(6) de Swart, J., Bastiaans, R., van Oijen, J., de Goey, L., Cant, R., Inclusion of preferential diffusion in simulations of premixed combustion of hydrogen/methane mixtures with flamelet generated manifolds, Flow Turbul. Combust. Vol. 85 (2010), pp. 473-511.
(7) Kai, R., Tokuoka, T., Nagao, J., Pillai, A. L., Kurose, R., LES flamelet modeling of hydrogen combustion considering preferential diffusion effect, Int. J. Hydrogen Energ. Vol. 48 No. 29 (2023), pp. 11086-11101.
(8) Kitano, T., Tsuji, T., Kurose, R., Komori, S., Effect of pressure oscillations on flashback characteristics in a turbulent channel flow., Energy Fuels, Vol. 29, No. 10 (2015), pp. 6815-6822.
(9) Ó Conaire, M., Curran, H.J., Simmie, J.M., Pitz, W.J., Westbrook, C.K., A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation, Int. J. Chem. Kinet., Vol. 36, No. 11 (2004), pp. 603-622.
(10) Bilger, R.W., The structure of turbulent nonpremixed flames, Symp. (Int.) Combust., Vol. 22, No. 1 (1989), pp. 475-488.
(11) Pitsch, H., “FlameMaster: A C++ computer program for 0D combustion and 1D laminar flame calculations”, (1998).
(12) Kurose, R., FK^3, http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-15

微小噴射孔を用いる水素浮き上がり火炎バーナの NOx 性能

NOx Performance of Hydrogen Lifted Flame Burner with Miniature Injection Holes

○市枝　和典[*1]　　櫻井　毅司[*2]
ICHIEDA Kazunori　　SAKURAI Takashi

ABSTRACT

The application of lifted flames with miniature injection hole to hydrogen gas turbine combustors is expected to reduce NOx emissions without flashback. The objective of this study is to investigate the combustion characteristics of lifted flame with an injection hole diameter of less than 1 mm. Four types of hydrogen injectors (0.2, 0.4, 0.6, and 0.8 mm) were used under atmospheric air temperature conditions to investigate the height and length of the lifted flame, combustion efficiency, and NOx emissions. Flame stability and formation conditions, combustion efficiency, and NOx emissions were also investigated with 0.6 and 0.8 mm injectors under preheated air conditions. NOx emissions decreased with decreasing injection hole diameter, however as the air flow velocity increased, the difference in NOx emissions became smaller due to the residence time of the burned gas. When air was preheated, the lifted flame formed for wider conditions. NOx emissions for preheated air conditions did not differ from room temperature conditions.

キーワード： 水素，浮き上がり火炎，微小水素噴射孔，燃焼特性，NOx 排出量
Key Words: Hydrogen, Lifted flame, Miniature hydrogen injection hole, Combustion characteristics, NOx emissions

1.　はじめに

現在主流となっている化石燃料には燃焼時に二酸化炭素を排出する問題点がある．そのため，2050 年のカーボンニュートラル実現に向け，化石燃料の代替エネルギーとして水素が着目されており，発電用や航空機用の水素ガスタービンの開発が行われている．水素燃料はメタン等の燃料に比べて可燃範囲が広いが，一方で燃焼速度が速いことによる逆火の危険性及び火炎温度が高いことによる NOx 排出量の抑制が課題である[1].

ガスタービン用水素燃焼器の 1 つの開発方向は水素の噴射に微小な噴射孔を用いるものである．Funke らが取り組む Micromix 燃焼方式は，水素火炎を小さくすることにより，高温燃焼ガスの滞留時間を短くすることで NOx 低減を狙っている[2]. 現在，2MW 級のガスタービンで実用性を検証する試験が進行中であり，低 NOx 化を図ることができているが[3]，局所的な高温領域の抑制でさらなる低 NOx 化が見込まれる．

本研究では，水素の逆火防止と空気との良好な混合を両立する燃焼方式として浮き上がり火炎に着目している．同軸バーナに微小水素噴射孔を用いて小さな浮き上がり火炎を形成し，局所的な高温領域と燃焼ガスの滞留時間の低減により低 NOx 化を実現させる．

本研究では，浮き上がり火炎の燃焼特性を評価するため，直径 1mm より小さい数種類の水素噴射孔を用いて実験を行った．インジェクタ孔径が異なることによる燃焼特性への影響及び, 火炎形状と NOx 排出量の関係について検討するため，孔径毎の水素噴射圧力損失や本バーナで形成される浮き上がり火炎の火炎基部高さ，火炎長さ，NOx 排出量，燃焼効率を調査した．また，室温条件だけでなく，ガスタービン運転を想定した空気予熱時の火炎安定限界，NOx 排出量，燃焼効率についても調査を行った．

2.　実験装置および方法

Fig.1 にバーナの概略図を示す. 燃焼の様子を観察するために内径 15mm の石英筒を用いており，出口には内径 12mm の出口絞りを設置した．水素インジェクタの孔径（dH_2=0.2，0.4，0.6，0.8mm）をパラメータとして変化させて実験を行った．空気は水素と同軸に流れており，空気流速はバーナ部 A における軸方向の流速を示し，体積流量から推定した．

本研究で示す水素噴射速度はインジェクタ噴射孔出口における軸方向速度であり，噴射孔出口で流れがチョークしている場合としていない場合で評価式を変更して計

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

算した．水素がチョークしているかの判定は，インジェクタ上流淀み領域と出口の圧力比p_b/p_0を臨界圧力比p_{cr}/p_0と比較することで行った．臨界圧力は（1）式を用いて算出した．（1）式の背圧p_bには実験当日の大気圧，γは水素の比熱比で 1.4 とした．

$$\frac{p_b}{p_{cr}} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \qquad (1)$$

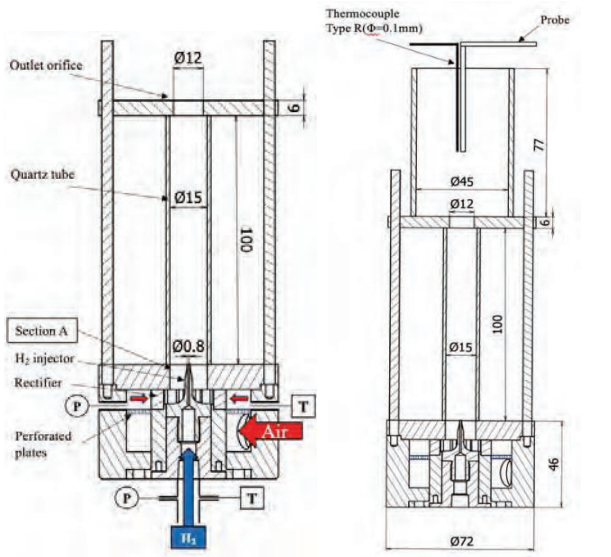
インジェクタ上流の圧力p_0が臨界圧力p_{cr}より低い場合（$p_0 < p_{cr}$），水素はインジェクタ出口でチョークしておらず亜音速で噴射する．この時の水素の噴射速度は(2)式で表される．ρ_0はインジェクタ上流の水素密度を表す．

$$u_{inj} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\cdot\frac{p_0}{\rho_0}\cdot\left\{1-\left(\frac{p_b}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right\}} \qquad (2)$$

インジェクタ上流の圧力p_0が臨界圧力p_{cr}より高い場合（p_0>p_{cr}），水素は噴射孔出口でチョークしその点における水素の音速と等しくなる．この時の水素の噴射速度は(3)式で表される．(3)式のa_0はインジェクタ上流における水素の音速，R_{H_2}は水素の気体定数，T_0はインジェクタ上流温度を表す．

$$u_{inj} = a_0\sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} = \sqrt{\frac{2\gamma\, R_{H_2}T_0}{\gamma+1}} \qquad (3)$$

火炎写真は全て Nikon D80 デジタルカメラと AF-S Micro NIKKOR 60mm f/2.8G ED レンズで撮影した． NOx 排出量は，内径 2mm の石英サンプリングプローブを用いてガスから水蒸気を除去した後，NOx 分析器(ECL-77A/アナテックヤナコ製)で分析した．燃焼ガスの温度計測には線径 0.1mm の R 型熱電対素線を外形 1.5mm の 2 つ穴セラミック管に通したものを用いた．熱電対の接点は水素との触媒反応を防止するために酸化ケイ素をコーティングした．室温条件に加えて，ヒーター(SH-51/関西電熱製)で予熱した空気（353，473，573K）を用いて浮き上がり火炎を形成し NOx 排出量を計測した．この時，室温条件に比べて予熱空気を使用すると，火炎先端が出口絞りよりも下流に形成された．そのため，排ガス計測時には内径 45mm，長さ 77mm の石英ガラスを出口絞り上に設置し，そのガラス内にプローブを挿入（ガラス出口から深さ約 47mm の位置）した．計測時のバーナの概略図を Fig.1(b)に示す．



(a) (b)

Fig.1 Schematic diagram of a burner (a) For room temperature conditions (b) For exhaust gas measurement with preheated air

3. 実験結果および考察

3.1 水素噴射圧力損失

Fig.2 に各噴射孔径における水素噴射圧力損失と質量流量の関係を示す．これは燃焼時の実験値を示す．この実験では燃焼室圧力は測定していないが，燃焼中のバーナ上流の空気供給圧力の値は数 kPaG（ゲージ圧）であり，およそ大気圧とみなすことができる．噴射圧力は，水素供給圧力と大気圧から表される．この実験では，供給システムの制限のため，水素供給圧力を 0.5MPaG に制限した．この結果より，噴射孔径が 0.2mm や 0.4mm では，噴射圧力をかなり上げないと噴射孔径 0.6mm や 0.8mm に比べ，質量流量を増やすことができない．

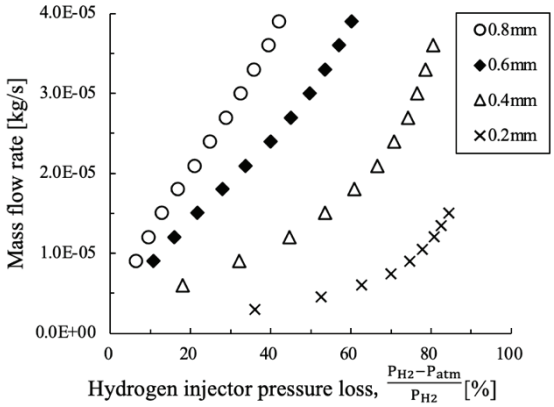


Fig.2 Relation between hydrogen injection pressure and the mass flow rate for each injector hole diameter

3.2 室温空気条件の場合

3.2.1 浮き上がり火炎高さと火炎長さ

浮き上がり火炎の火炎基部高さは水素と空気の混合距離に関係し，火炎長さは高温燃焼ガスの滞留時間に関係すると考えられる．そこで，浮き上がり火炎の NOx 排出量に対して火炎基部高さや火炎長さがどのような相関を持つのかを確かめるために計測を行った．水素噴射孔径に対する火炎基部の高さ及び火炎長さの測定には，全て同じ撮影条件で撮影した火炎写真を用いた．露光時間は 4 秒，F 値は 10 とした．ここで，孔径 0.2mm では空気流速約 9m/s までしか浮き上がり火炎を形成できず [4]，火炎輝度もかなり低かったため，撮影及び計測が行えなかった．撮影した画像は，画像処理ソフトウェアである ImageJ を用いて二値化した．二値化の基準値は青チャンネルの 40 とした．Fig.3 に二値化画像の例を示す．孔径

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

0.4mm～0.8mm に対して，空気流速を変化させた時の火炎基部高さを Fig.4 に示す．全体当量比は一定に保たれている．本研究ではバーナに供給した空気と水素から計算した当量比を全体当量比と呼ぶ．空気流速 15m/s 以下では，空気流速による火炎基部高さの変化は小さい．孔径 0.4mm の場合の高さは，0.6mm と 0.8mm よりも高かったが，0.6mm と 0.8mm の場合の差は小さかった．火炎基部高さが高い場合には，水素と空気の混合距離が長くなるため，より混合が促進されると考えられる．しかし，Fig.4 の結果より孔径や空気流速の変化にあまり影響されないことから，孔径 0.4mm～0.8mm では混合度合いに大きな違いはないことが示唆される．火炎基部高さと水素／空気運動量比の関係を調査したが，両者の間に良い相関は見られなかった．

Fig.5 に火炎長さの流速依存性を示す．全ての噴射孔径において，火炎長さは空気流速に対して単調に増加する傾向にあった．噴射孔径が小さいほど火炎長さは短くなった．空気流速が 20m/s を超えると，火炎先端が燃焼室出口より下流に形成された．そのため，それ以上の流速のデータ測定は行っていない．次に孔径 0.4，0.8mm において，全体当量比を変化させた場合の火炎基部高さの変化を Fig.6 に示す．孔径 0.4mm も 0.8mm も当量比が高くなるにつれて火炎高さが低くなる傾向は一致している．これは浮き上がり火炎の燃焼速度が上がるためと考えられる．また，当量比 0.3 の条件においては孔径 0.4mm の方が多少火炎が高いが，0.35 以上の条件においては孔径による差はほとんど見られない．

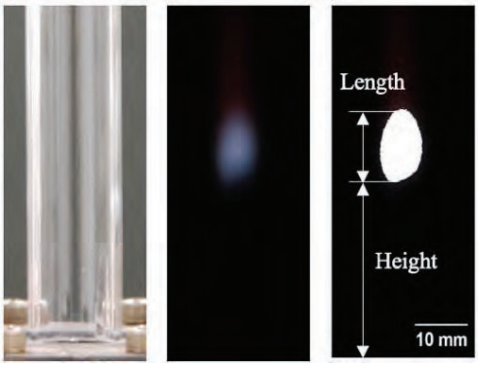


Fig.3　Binarized image of the lifted flame（d_{H2}=0.4mm）

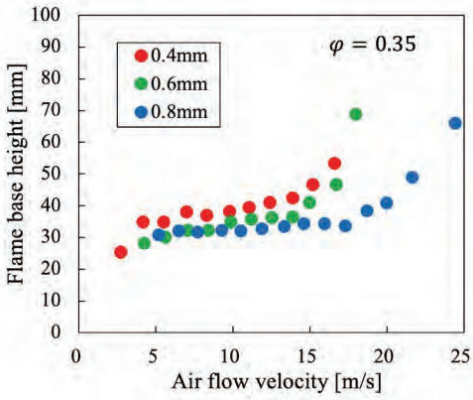


Fig.4　Variation of flame base heights with air flow velocity

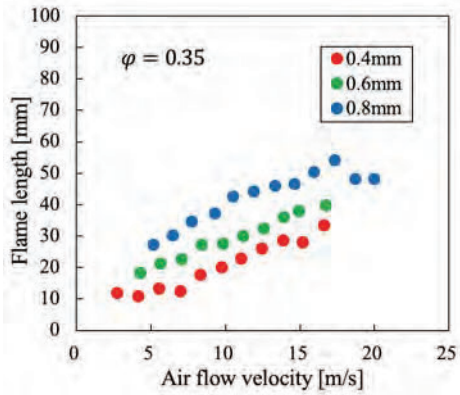


Fig.5　Variation of flame length with air flow velocity

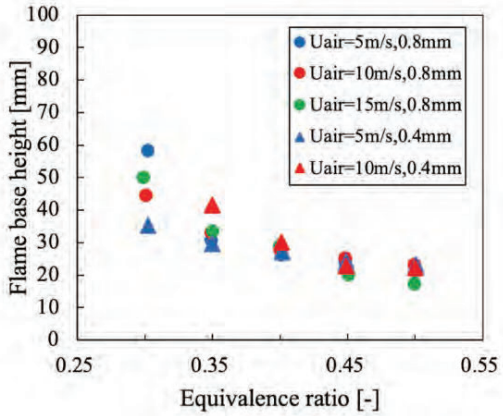


Fig.6　Variation of flame base height with equivalence ratio

3.2.2　室温空気条件における NOx 排出量と燃焼効率

Fig.7 は全体当量比を 0.35 とした場合の各噴射孔径の NOx 排出量を示している．孔径 0.2mm では，空気流速 10m/s 以上の条件で浮き上がり火炎が形成できなかったため，プロットは 5m/s の 1 条件のみである．全ての測定条件において，未燃水素は 0ppm であり，完全燃焼が達成されている．孔径が小さくなるにつれて NOx 濃度が低くなり，空気流速 5m/s では孔径 0.2mm が最も NOx 濃度は低く，10m/s と 15m/s では孔径 0.4mm が最も低くなった．孔径 0.8mm の場合の NOx 濃度は，0.2mm～0.6mm の場合よりも高かったが，その値は空気流速が増加するにつれて大きく減少した．

Fig.4 に示す結果より，孔径 0.4～0.8mm で混合度合いに大きな違いはないことが示唆されたが，Fig.7 では孔径 0.8mm の NOx 排出量が他の孔径と比べてかなり高くなっていることから，火炎基部高さとは別の要因が NOx 濃度に大きく影響していることが分かる．Fig.5 に示す結果から，火炎長さが空気流速に比例して長くなっても，必ずしも NOx に悪影響を与えないことが推察される．また，いずれの噴射孔径においても，空気流速の増加とともに NOx 濃度が減少する傾向にあることから，燃焼ガスの滞留時間が NOx 排出の支配的な要因であることが示唆される．Fig.8 は，各噴射孔径の全体当量比を変えた場合の NOx 濃度を示しており，当量比が大きくなるにつれて全ての噴射孔径で NOx 濃度が上昇した．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

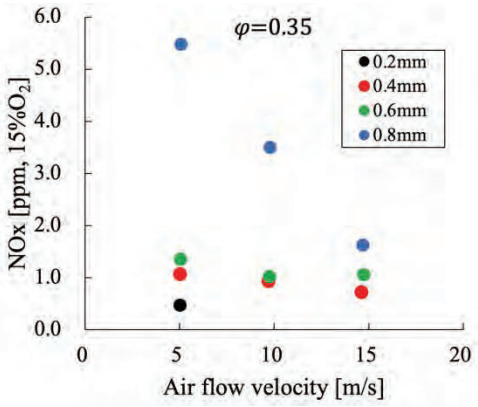


Fig.7　NOx emissions for each injector hole diameter

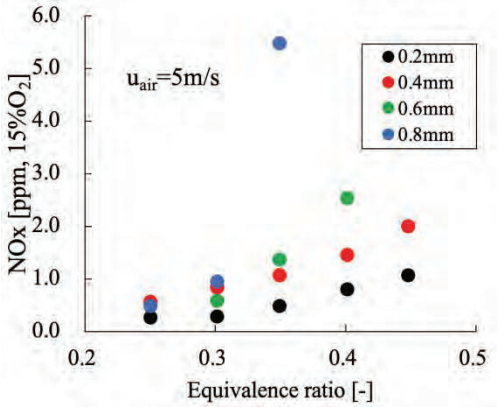
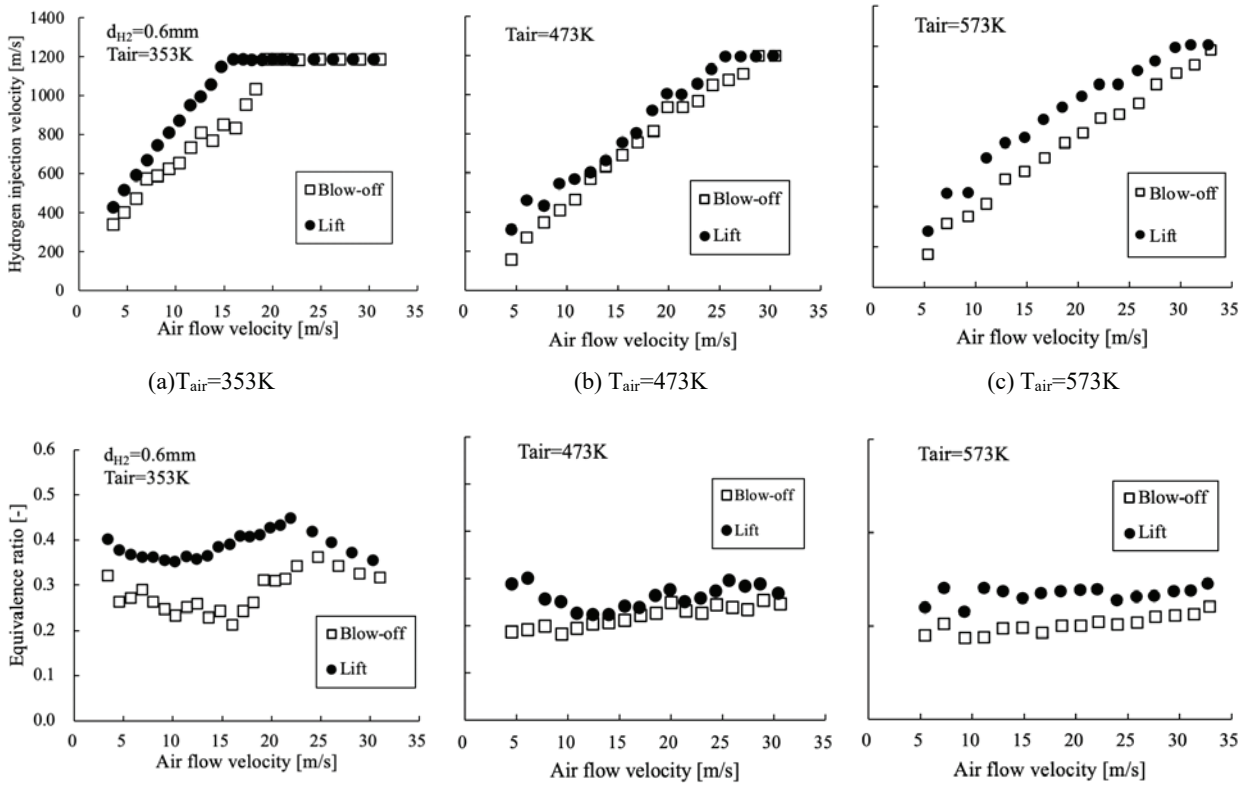


Fig.8　NOx emissions at different overall equivalence ratios for each injector hole diameter

3.3　予熱空気条件の場合

3.3.1　予熱空気を用いた場合の火炎安定限界

燃焼器に流入する空気を 3 条件に予熱して，火炎安定限界の調査を行った．Fig.9（a)～(f)に孔径 0.6mm で予熱空気温度 353K，473K，573K の火炎安定限界の結果を示す. 実験でははじめに 5m/s 未満の低い空気流速で水素噴射孔径先端に付着した噴流火炎を形成し，水素噴射速度と空気流速を調整する．図中の黒丸は水素噴射速度を増加した場合に火炎が浮き上がる点を示しており，この点よりも上の領域は浮き上がり火炎の形成領域である．浮き上がり火炎の状態から水素噴射速度を減少して火炎が吹き飛ぶ点を Blow-off としている．Fig.9(a)～(c)では，空気流速に対する水素噴射速度で火炎安定限界を整理しており，(d)～(f)では空気流速に対する全体当量比で整理している．この図より予熱空気温度が高い条件ほど，低い水素噴射速度及び低当量比条件まで浮き上がり火炎が形成できることから，火炎の安定性の向上及び安定限界の拡大が確認できる．Fig.10(a)～(f)には孔径 0.8mm の安定限界の結果を示しており，0.8mm の条件も同様に予熱空気温度を上げることにより浮き上がり火炎の安定限界が拡大していることが分かる．しかし，孔径 0.6mm よりも 0.8mm の場合の方が予熱空気による安定形成拡大への影響は小さい．

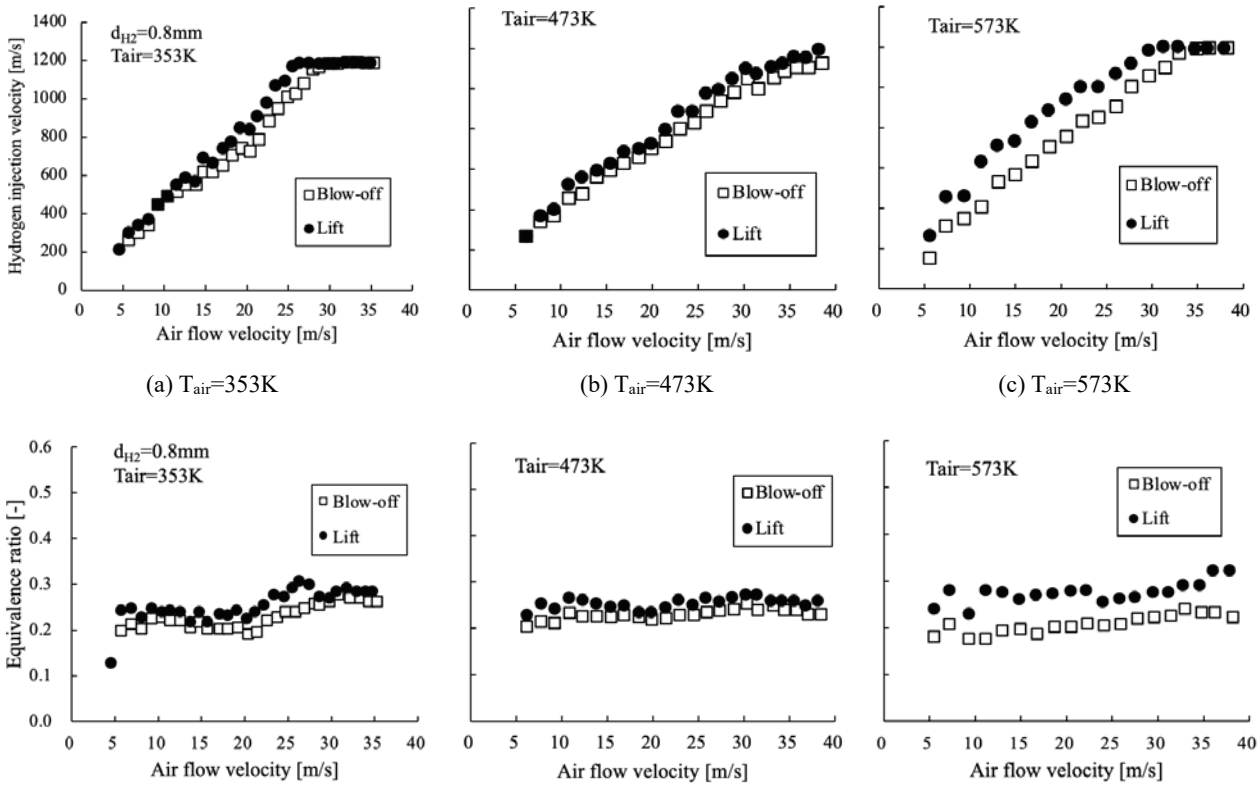


(a)T_{air}=353K　(b) T_{air}=473K　(c) T_{air}=573K

(d)T_{air}=353K　(e) T_{air}=473K　(f) T_{air}=573K

Fig.9　Flame stability limits（Injector hole diameter:0.8mm）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) T_{air}=353K (b) T_{air}=473K (c) T_{air}=573K

(d) T_{air}=353K (e) T_{air}=473K (f) T_{air}=573K

Fig.10 Flame stability limits（Injector hole diameter:0.8mm）

火炎安定限界の拡大の要因は空気温度の上昇による反応性上の向上と考えられるが，内径 15mm の石英ガラス壁面の温度上昇が保炎性の向上に繋がったことも要因の１つとして考えられる．これは予熱空気温度を高くするほど，浮き上がり火炎が形成される位置のガラス壁面がかなり赤熱していたためである．

空気を予熱することで室温条件よりも速い空気流速条件での安定限界の調査が可能であったが，いずれの孔径も室温条件で調査できた 30m/s～35m/s 付近までしか安定した火炎が形成できなかった．

3.3.2 予熱空気を用いた NOx 排出量と燃焼効率

火炎安定限界と同様の予熱空気条件で空気流速 10m/s の時の NOx 排出量と燃焼効率を調査した．この時，予熱空気温度を変えると当量比に対する断熱火炎温度も変化する．Fig.11 に NASA-CEA で計算した断熱火炎温度を示す．Thermal NOx は火炎温度と燃焼ガスの滞留時間によって大きく変化することから，全ての予熱空気条件で断熱火炎温度が同じになるように当量比を変え，かつ滞留時間に関係する空気流速も同じにした．断熱火炎温度は 1250～1550K で 50K 毎に調査した．

Fig.12 は各予熱空気温度での実験条件と火炎写真を示す．Fig.12(a)～(c)では，予熱温度が高い条件の火炎サイズは小さくなっていることが確認できる．孔径 0.6mm の場合に顕著であるが，火炎温度を下げると明確な浮き上がり火炎の状態から反応帯が不明瞭な燃焼状態へ変化した．後者は当量比が低下した際に観察されており，その値は Fig.9 の火炎安定限界において吹き飛び当量比に近い値となっている．

Fig.13 には断熱火炎温度に対する NOx 排出量と燃焼効率を示している．Fig.13(a)の孔径 0.6mm では，全条件で完全燃焼を達成した．NOx 排出量は断熱火炎温度の変化に伴って増加しており，特に 1500K 付近で増加率が大きくなっている．予熱空気温度の変化に対しては，温度が高い条件ほど NOx 排出量は低くなった．また，断熱火炎温度に対する排ガス温度の関係を示した Fig.14(a)においても，予熱温度が高い条件ほど排ガス温度が低くなる結果となった．これらは，断熱火炎温度は同じであるものの当量比が異なっていることによる反応性や熱発生量の変化による石英ガラスへの熱損失などが影響していると考えられる．

Fig.13(b)の孔径 0.8mm では，予熱温度に関わらず低当量比条件で燃焼効率が低下した．NOx については，孔径 0.6mm と同様に予熱温度の増加に伴って NOx 排出量が低下する傾向は一致した．しかし，全体的に NOx 排出量が孔径 0.6mm の条件よりも高くなっており，さらに Fig.14(b)の排ガス温度も孔径 0.6mm よりもかなり高くなっている．これにより，孔径 0.6mm と 0.8mm では燃焼室内の温度分布が大きく異なっていることが示唆される．噴射孔径が異なることで，水素と空気の混合度合いの影響が温度場や燃焼効率に生じていると考えられる．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

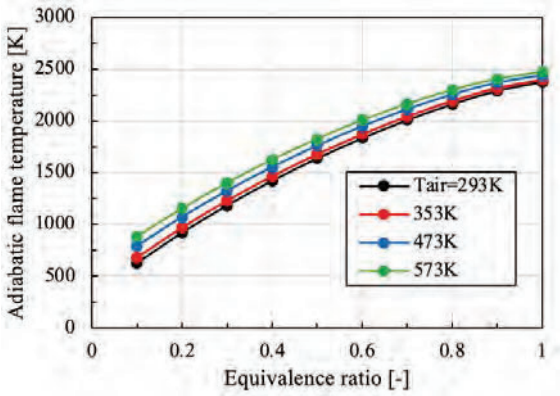
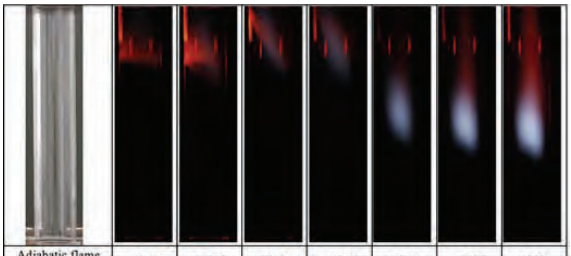
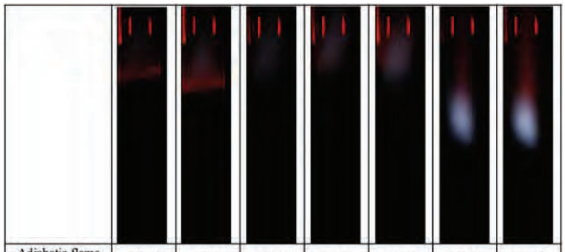


Fig.11 Variation of adiabatic flame temperature with equivalence ratio



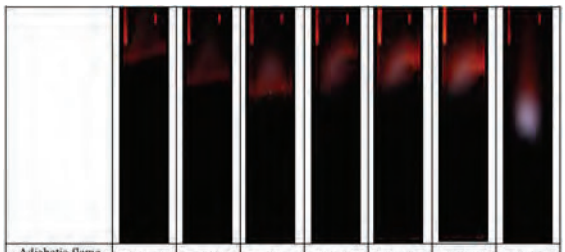
Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.31	0.33	0.35	0.37	0.39	0.42	0.44
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	773	816	849	886	919	951	994
Air mass flow [g/s]	1.75						
H2 mass flow [g/s]	0.016	0.017	0.018	0.019	0.020	0.021	0.022

(a) Injector hole diameter: 0.6mm, Air temperature: 353K



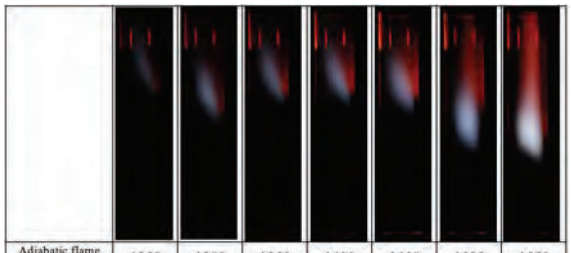
Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.27	0.29	0.31	0.33	0.35	0.38	0.40
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	629	658	702	728	752	797	808
Air mass flow [g/s]	1.30						
H2 mass flow [g/s]	0.010	0.011	0.012	0.013	0.013	0.015	0.015

(b) Injector hole diameter: 0.6mm, Air temperature: 473K



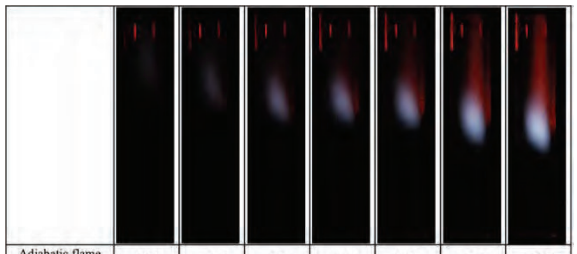
Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.24	0.26	0.28	0.30	0.32	0.34	0.37
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	567	601	633	661	690	705	756
Air mass flow [g/s]	1.08						
H2 mass flow [g/s]	0.008	0.008	0.009	0.010	0.010	0.011	0.012

(c) Injector hole diameter: 0.6mm, Air temperature: 573K



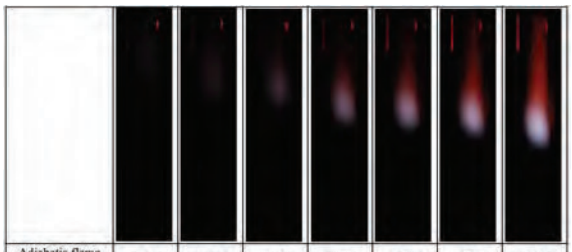
Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.31	0.33	0.35	0.37	0.39	0.42	0.44
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	613	644	688	701	727	764	797
Air mass flow [g/s]	1.75						
H2 mass flow [g/s]	0.016	0.017	0.018	0.019	0.020	0.021	0.022

(d) Injector hole diameter: 0.8mm, Air temperature: 353K



Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.27	0.29	0.31	0.33	0.35	0.38	0.40
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	501	541	560	577	594	611	627
Air mass flow [g/s]	1.30						
H2 mass flow [g/s]	0.010	0.011	0.012	0.013	0.013	0.015	0.015

(e) Injector hole diameter: 0.8mm, Air temperature: 473K

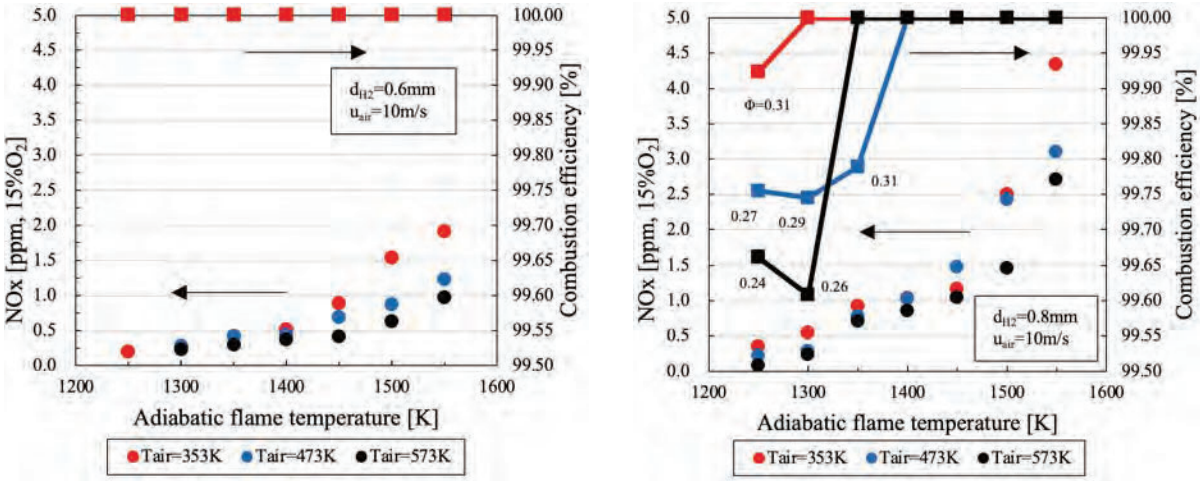


Adiabatic flame temperature [K]	1250	1300	1350	1400	1450	1500	1550
Equivalence ratio [-]	0.24	0.26	0.28	0.30	0.32	0.34	0.37
Air velocity [m/s]	10						
H2 velocity [m/s]	461	484	506	524	545	564	565
Air mass flow [g/s]	1.08						
H2 mass flow [g/s]	0.008	0.008	0.009	0.010	0.010	0.011	0.012

(f) Injector hole diameter: 0.8mm, Air temperature: 573K

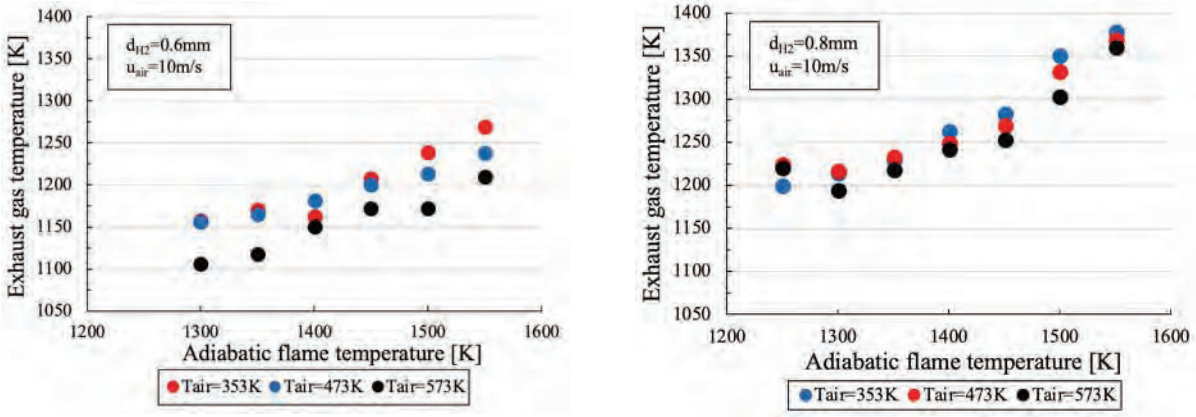
Fig. 12 Flame appearances at constant air flow velocity

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) Injector hole diameter: 0.6mm (b) Injector hole diameter: 0.8mm

Fig. 13 Variation of NOx emissions and combustion efficiency with adiabatic flame temperature



(a) Injector hole diameter: 0.6mm (b) Injector hole diameter: 0.8mm

Fig. 14 Variation of exhaust gas temperature with adiabatic flame temperature

4. まとめ

本研究では，1mm 未満の水素噴射孔を用いて浮き上がり火炎の燃焼特性を調査した. 室温空気条件においては，水素噴射孔径を 0.2，0.4，0.6，0.8mm の 4 通りに変えて燃焼実験を行った. 孔径を小さくすることで低 NOx 化を図ることが可能であるが，孔径 0.2mm や 0.4mm では水素噴射圧力損失がかなり大きくなった．浮き上がり火炎の長さは，全ての噴射孔径において空気流速の増加とともに単調に増加した. 一方で NOx 排出量は空気流速が増加するにつれて減少する傾向を示し，火炎長さよりも高温領域の滞留時間の方が NOx 生成に影響した．また，空気流速が 15m/s になると NOx 排出量に対する噴射孔径の差は小さくなった.

孔径 0.6mm と 0.8mm で予熱空気温度を 353, 473, 573K の 3 通りに変えて燃焼特性を調査した．予熱空気温度を高くする事で，浮き上がり火炎の安定形成範囲は拡大した．孔径 0.6mm では全条件で完全燃焼を達成したが，孔径 0.8mm では低当量比条件で燃焼効率が低下した．NOx 排出量と排ガス温度のいずれも孔径 0.8mm の方が全体的に高くなった.

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] Sanchez, A.L., Williams, F.A., 2014, “Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen,” Progress in energy and Combustion Science, Vol.41, pp.1-55.

[2] H.-W. Funke, H.,Beckmann, N.,Abanteriba, S., 2019, “An overview on dry low NOx Micromix combustor development for hydrogen-rich gas turbine applications,” International Journal of Hydrogen Energy, 44, pp.6978-6990.

[3] Horikawa, A., Yamaguchi, Aoki, H.H.-W. Funke, Kusterer, K., Wirsum, M.: 100% Hydrogen Dry Low NOx Combustor Developments for 2MW Class Gas Turbine and Engine Demonstration Test, Journal of the Gas Turbine Society of Japan, Vol.49, **4**(2021), pp.70-79.

[4] 半谷和瑳，櫻井毅司，湯浅三郎，“水素の噴射孔径が浮き上がり火炎の燃焼状態に及ぼす影響”，第 49 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，B-14，2021

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023．10

【研究報告】 B-16

冷却孔を有するリブ付き内部冷却流路の熱伝達特性に関する実験的・数値的研究（流路断面形状の効果）

Experimental and Numerical study on heat transfer characteristics of ribbed internal channels with cooling holes - Effect of flow path cross-sectional shape -

澤村 優太[*1]　竹内 祥人[*1]　船﨑 健一[*2]　堀内 豪[*3]　福田 芽衣[*3]
SAWAMURA Yuta　TAKEUCHI Yoshito　FUNAZAKI Ken-ichi　HORIUCHI Takeshi　FUKUDA Mei

ABSTRACT

In this study, heat transfer characteristics in ribbed internal cooling channels with rectangular cross sections and trapezoidal electric surfaces with cooling holes were investigated experimentally and numerically. In the experiment, the heat transfer coefficient was obtained by the transient response method using temperature-sensitive paint. Experimental and numerical results confirm the occurrence of high heat transfer zones around the cooling holes. It was also confirmed that the cooling holes affect the sidewalls in the channel, which depends on the cross-sectional shape of the channel.

キーワード：ガスタービン，内部冷却，冷却孔，TSP 計測，ＣＦＤ
Key Words: Gas Turbine, Internal Cooling, Cooling Hole, TSP Measurement, CFD

1. 緒言

ガスタービンは航空機用エンジンや発電用エンジンに用いられている．現在，ガスタービンには燃費削減や環境適合性などの要求が高まり高効率化が求められている．高効率化にはタービン入口温度（以下 TIT，Turbine Inlet Temperature）の上昇が有効とされており，年々上昇傾向にある．TIT の上昇に伴い，燃焼器直下に位置する高圧タービンが強い熱負荷に曝される．材料の融点を越える強い熱負荷のため，クリープ，クラックの原因となり，翼の破損へと繋がる．このような環境から翼を保護する目的として耐熱材料，遮熱コーティング，冷却技術の研究が行われている．

本研究では冷却技術の一つである内部対流冷却に焦点を当て研究を行った．内部対流冷却では，伝熱促進をするためにリブと呼ばれる乱流促進体が取り付けられる．これによって，剥離や再付着，二次流れを誘起し伝熱促進をする．リブの設置角や配置，ピッチが流路内の熱伝達特性に与える影響を調査する研究 (1)，180° の折り返し流路内の研究 (2) や，回転の影響を調査した研究(3)などがある．

実機では，もう一つの冷却技術である，フィルム冷却も同時に行われており，フィルム冷却に使用される冷却空気は内部流路から供給される．そのため，内部冷却の研究において冷却孔の存在を考慮した研究も行う必要がある．過去の研究例では，例えば Guo ら (4) が翼前縁部に用いられる double-row bleed hole が設置された冷却流路内を対象に実験による熱伝達特性の調査をした．彼らの研究によると冷却孔周辺の熱伝達が上昇することが明らかとなっている．

本研究でも内部流路内に冷却孔を内包するモデルを用いて，感温塗料（TSP）及び過渡応答法による実験的検証と RANS による定常解析で流路内の熱伝達特性を調査した．研究対象として，多くの研究がなされているリブ付き矩形形流路と，実機流路を模した台形流路の 2 種類を対象とすることで，流路断面形状の効果を明らかにする．

*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
*3　川崎重工業株式会社
〒673-8666　兵庫県明石市川崎町1-1

主な記号

A_c：冷却孔合計断面積	BR：噴き出し比
C_d：流量係数	Dh：水力直径
h：熱伝達率	H：流路高さ
Nu：ヌセルト数	P：静圧
Pr：プラントル数	Q：体積流量

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Re：レイノルズ数　　T：温度
V：流速　　w：流路幅
x，y，z：座標系（流れ方向，高さ方向，スパン方向）
λ：熱伝導率　　ρ：密度

添字

c：冷却孔　　down：下流
g：流体　　in：入口
out：出口　　r：矩形流路
t：台形流路　　up：上流
w：壁面

2. 実験手法

本研究では，TSP（Temperature Sensitive Paint）塗料の温度消光性を利用し，流路壁面の熱伝達率を計測した．以下にはその概要を述べる．

2.1 試験装置概要

Fig. 1 に試験装置の概観を示す．本試験で使用する供試体には３つの冷却孔が設けられており，その冷却孔を通して内部流路と主流流路が接続されている．二つの流路内を流れる流体は，２つのブロワーを用いて供給される．噴射した冷却空気は主流側でフィルム冷却空気として機能し，その挙動も研究対象であるが今回の報告では扱わない．実際のガスタービンでは，内部流路側に冷却空気が供給され主流側に噴出するが，実験ではその環境を再現することは困難であった．そのため実機環境と熱の正負を逆にし，主流を低温（室温），内部流路側の流れを高温（ヒーターで昇温）にすることで内部流路側の熱伝達率計測を実施している．

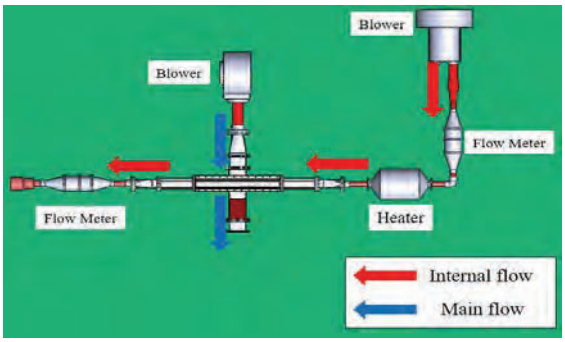


Fig. 1　Overview of the experimental apparatus

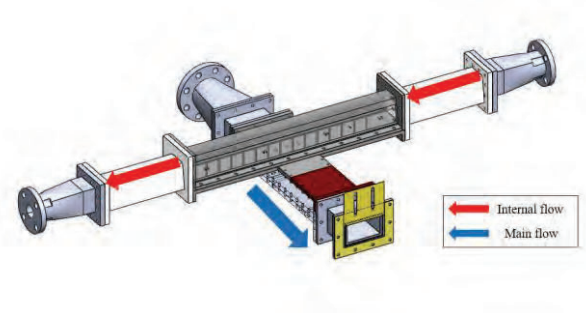


Fig.2　Test Section

2.2 内部流路

Fig. 3 に内部流路の断面形状を，Table 1 に内部流路の各パラメータを示す．内部流路内の上面と底面の各面には 14 のリブが設置してあり，合計で 28 である．上面と底面のリブは平行となっており，流れに対して 60°傾いている．この配置により一般的には渦対が発生する．また，前述のように内部流路内には３つの冷却孔が設けてあるがリブピッチと冷却孔ピッチは等しくないため，冷却孔と隣接する２つのリブ間の位置関係はそれぞれ異なっている．

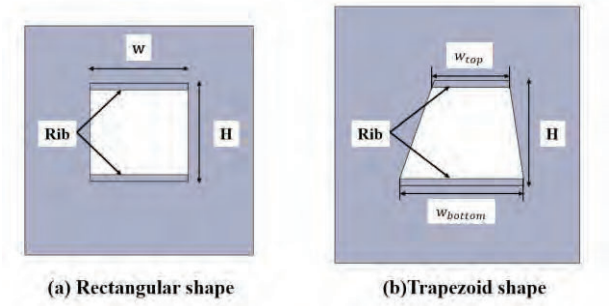


Fig. 3　Cross-sectional of internal flow channel

Table 1 Internal Channel parameters

	(a)	(b)
Hydraulic diameter[m]	$D_{h,\ r} = 0.06$	$D_{h,\ t} = 0.0618$
Height [-]	$H/D_{h(r)} = 1$	$H/D_{h(t)} = 1.04$
Width[-]	$w/D_{h(r)} = 1$	$w_{bottom}/D_{h(t)} = 1.26$ $w_{top}/D_{h(t)} = 0.73$
Rib parameters		
Rib num.	28	
Rib arrangement	Parallel	
Rib angle [°]	60	
Rib pitch [m]	0.042	
Rib height [m]	0.0042	

2.3 主流流路

主流は遠心送風機によって主流ダクト内に供給される．主流流入部を通過する際，流入空気はダクト内に取り付けられた２枚の整流網を通過し流路内に流入する．主流は矩形ダクトとなっており断面寸法は 112.5×60mm であり，主流方向に対しての流路全長は 610mm となっている．主流の出口には調整弁(Fig. 4)が設けられており，この調整弁の開閉によってダクト内静圧を変えることにより主流流速，冷却孔内流速を調整し噴き出し比を調整している．調整弁は側面に取り付けた目盛り線によって調整している（後述）．また，主流側の流速は，冷却孔設置位置よりも上流でピトー管を使用して計測している．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

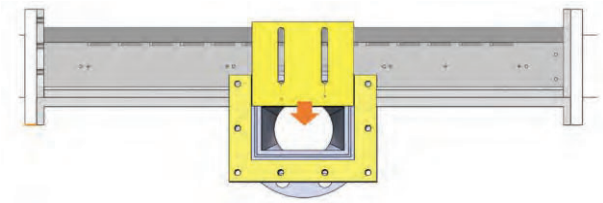


Fig. 4　Mainstream outlet

2.4　TSP 試験

本研究では，感温塗料（TSP）を用いた計測を実施した．感温塗料は温度の変化によって発光強度が変化し，温度が高いほど発光強度が弱くなる．温度上昇に伴う発光強度の低下（温度消光）を CCD カメラによって計測し，得られる壁面温度の時間的変化と空気の温度上昇の情報を利用した過渡応答法を用いて熱伝達率を算出している．TSP 計測を実施するにあたって，温度と発光強度に関する較正式を事前に取得する必要がある．較正試験はペルチェ素子に TSP 塗料を塗布した銅板を取り付け，温度調整された試験片の発光強度を CCD カメラで取得する．

半無限物体に接する流体温度が初期状態 Ti からステップ状に Tg まで上昇した際，一次元の非定常熱伝導方程式(1)に従うと仮定すると，半無限物体表面の温度 Tw の時間的変化は式(2)のように示される．しかしながら，実際の実験装置において流体温度をステップ状に上昇させることは難しい．そのため，流体温度の変化に Duhamel の定理を適用し，緩やかな温度変化を微小なステップ状の温度変化の積み重ねと捉え，計測開始からの時間遅れ τ を用いることで壁面温度を近似的に与える．その時間変化に関する式を式(3)，(4)に示す．得られた方程式において，壁面温度 Tw，流体温度 Tg，初期温度 Ti を計測によって取得し代入することで，未知数である熱伝達率 h を算出する．なお，この式は非線形方程式となることから数値的に説く必要があるため，後処理プログラムにより熱伝達率を求めている．主流温度の近似の際の温度上昇曲線の分割数 N に関しては，石澤ら[3]の研究から 40 としている．

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{1}$$

$$\frac{T_w(t)-T_i}{T_g-T_i} = 1-\exp\left(\frac{h^2 t}{\rho c\lambda}\right) erfc\left(\frac{h\sqrt{t}}{\sqrt{\rho c\lambda}}\right) \tag{2}$$

$$T_w(t)-T_i = \sum_{j=1}^{N} U(t-\tau_i)\left(T_{g,\ i}-T_{g,\ j-1}\right) \tag{3}$$

$$U(t-\tau_i) = 1-\exp\left[\frac{h^2(t-\tau_j)}{\rho c\lambda}\right] erfc\left[\frac{h\sqrt{t-\tau_j}}{\sqrt{\rho c\lambda}}\right] \tag{4}$$

2.5　試験条件調査

前述のように，本研究における試験装置は主流側と内部流路側の２種類の流路を冷却孔で接続した構造となっており，双方の流れ条件，特にフィルム冷却空気の噴き出し比調整には以下のような工夫が必要であった．

計測条件を設定するにあたって，まず内部流路側は送風機に取り付けたインバータによる回転数制御を用いて目標の Re 数を実現した．次に噴き出し比の設定である．噴き出し比は式(5)に示すように定義される．また冷却孔流速は式(6)に示すように二次空気側の上流と下流に設置した層流流量計による体積流量差から算出されるが，その値は冷却孔入口圧力と冷却孔出口圧力の差圧に依存する．ここで，先述した，主流流路出口に設置した出口弁を操作し主流流速と主流圧力を調整することで，条件を満たす主流流速と冷却孔流速を設定した．本試験では，冷却孔が内部流路の熱伝達特性に与える影響調査を目的としているため，主流側の Re 数が変化することは認識の上で冷却孔の噴き出し比調整の優先している．Fig. 5，Fig. 6 に各 Re 数において主流静圧を変化させた際の冷却孔流速と噴き出し比の変化をそれぞれ示す．ここで，内部流路 Re 数の上昇に伴って内部流路内圧力が上昇するため，吹き出し比の設定のために主流静圧を上げる必要がある．この条件下では，主流静圧のわずかな変動で噴き出し比が大きく変動する可能性があり操作上の注意を要する．

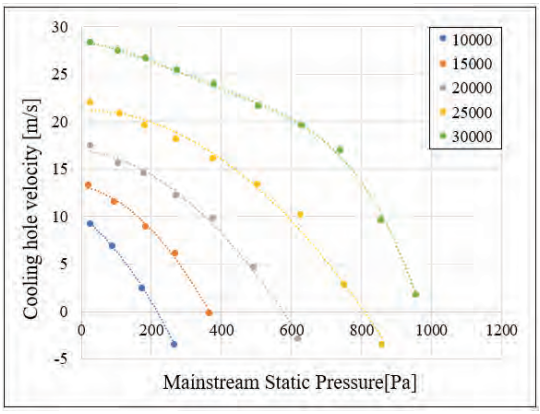


Fig. 5　Relationship between mainstream static pressure and cooling hole velocity

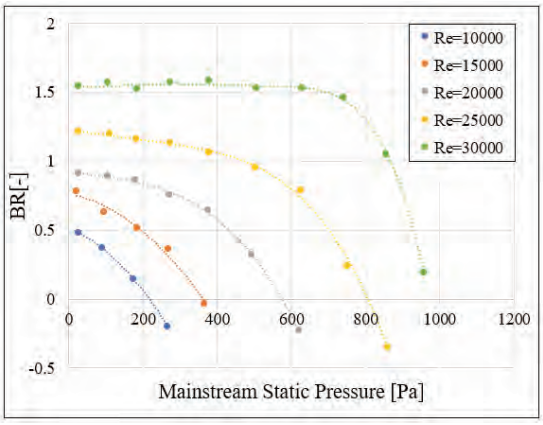


Fig. 6　Relationship between mainstream static pressure and blowing ratio

$$BR = \frac{V_c\rho_c}{V_\infty\rho_\infty} \tag{5}$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

$$V_c = \frac{Q_{in}-Q_{out}}{n \times A_c} = C_d\sqrt{\frac{2(P_{in}-P_{out})}{\rho}} \quad (6)$$

3. 数値解析

3.1 境界条件及び計算条件

Fig. 7 に台形流路計算ドメインを示す．内部部流路の上面と下面のリブは，互いに向かい合うように配置し，下面(bottom)には冷却孔を３つ配置した．また，実験装置と同様に助走区間を設けており，流れが発達した状態で内部流路内に入るようにしている．

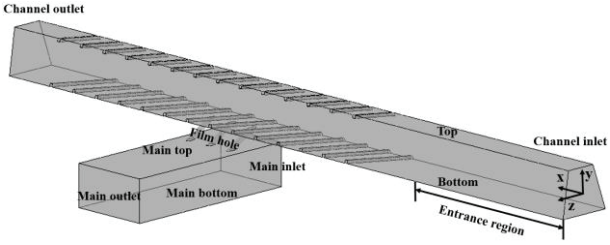


Fig. 7　Analysis Domain

解析には，ANSYS®社の CFX® ver18.1 を用い，RANS による定常解析を実施し，乱流モデルには，SST モデルを採用した．境界条件を Table 2 に示す．

Table 2 Boundary condition

Channel inlet	Mass flow,　Temperature
Channel outlet	Mass flow
Channel wall	Isothermal wall
Cooling hole	Adiabatic wall
Main inlet	Velocity, Temperature
Main outlet	Static pressure
Main top	Adiabatic wall
Main side	Periodic boundary
Main bottom	Adiabatic wall

内部流路入口，出口で与えている質量流量は実験で使用している値を使用している．また，内部流路入口温度は 60[℃]，内部流路壁面は熱伝達率の算出のために，等温壁を採用しており壁面温度は 20[℃]に設定している．また，噴き出し比の調整に関しては主流入口流速を変えることによって調整している．

3.2 格子生成

格子生成には，ANSYS®社の格子生成ソフト ICEM®ver18.1 を使用し，非構造格子で作成した．基本格子サイズは 4.0，助走区間である 0≦x/e≦70.24 の範囲で 7.0，内部流路下面 0≦y/e≦1 の範囲で 0.5，1≦y/e≦3 の範囲で 2.0，また，内部流路上面も（H/e-1）≦y/e≦H/e の範囲で 0.5，（H/e-3）≦y/e≦（H/e-1）の範囲で 2.0 で作成している．また，内部流路上面，下面にはプリズムメッシュを適用しており，最小格子幅：約 0.011，拡大率：1.2，生成層 20（プリズム幅：2.0[mm]）とし，y +は 1 未満である．総格子要素数は，約 2200 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．

4. 結果と考察

4.1 評価式

熱伝達特性の評価指標にはヌセルト数 Nu を用いた．Nu を式(7)のように示す．ヌセルト数算出に関して，熱伝達率 h は式（8）を用いて算出した．実験では未知数である Tw は前述した通り過渡応答法により算出しており，数値解析では境界条件で等温壁を与えている．Tg は流路入口，出口に用意した熱電対により取得した温度から，線形補間により算出している．数値解析に関しても線形補間によって算出しているが，流路内を 17 分割しその断面平均温度によって線形補間している．ヌセルト数比の正規化には静止直円管内完全発達域における乱流熱伝達の経験式である，Kays&Crawford の式(9)を用いた．

$$Nu = hD_h/\lambda \quad (7)$$

$$h = q/(T_w - T_g) \quad (8)$$

$$Nu_0 = 0.022{Re_{Dh}}^{0.8}Pr^{0.5} \quad (9)$$

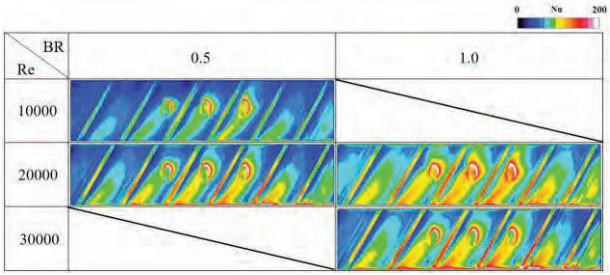


Fig. 8　Experimental Nusselt number contours(rectangular)

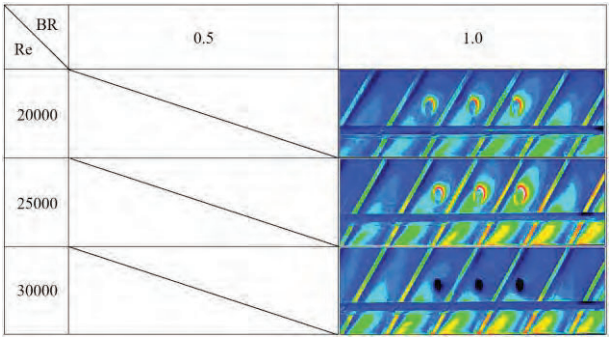


Fig. 9. Experimental Nusselt number contours(trapezoid)

4.2 実験結果

Fig. 8 に矩形流路，Fig. 9 に台形流路での Nu 数分布を示す．冷却孔設置面では再付着点から冷却孔に向け，Nu 数が高い値を示している．冷却孔周辺では，後述の CFD 解析の結果から明らかなように，冷却孔へ流入しようとする流れが衝突するため熱伝達率が向上したと考えられる．Re 数の増加に伴い流路内の流速が上昇し乱れも増加するため Nu 数も向上している．しかし，矩形流路の噴き出し比（1.0）での Re20000 と Re30000 とを比較する

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

と，Re20000の方が高いNu数の値を示している．これは，噴き出し比を調整するにあたって主流静圧が上昇し，冷却孔へ流入する流体が減少しため，冷却孔内流速がRe20000 より Re30000 の方が遅いためだと考えられる．Re20000 において，噴き出し比の上昇に伴い付着点から冷却孔までの領域で Nu 数の上昇が顕著に現れている．これは，噴き出し比の上昇に伴い冷却孔流速が上昇し冷却孔へ流入する流量が増加することで，壁面への衝突が強まることが要因と考えられる．台形流路の Re30000 の結果を見てみると，他の条件では確認できていた冷却孔周りの Nu 数の上昇が確認できない．これは，主流静圧の上昇により冷却孔へと流体がほとんど流入していないことが要因と考えられる．矩形流路と台形流路を比較すると，台形流路の方が側面近傍の熱伝達が低い．これは側面と底面とがなす角が鋭角であることが影響している．

4.2　数値解析結果

4.2.1　冷却孔有無の比較

Re＝10000, 30000 の条件下での冷却孔の有無による内部流路内の熱伝達特性を Nu 数比を用いて調査した．Fig.10 に示すように内部流路内を 14 区間に分割し，それぞれの区間における面平均 Nu 数比を比較した．

Fig.10　Measurement Plane

4.2.2　内部流路下面の熱伝達特性

Fig.11，Fig.12 に矩形流路及び台形流路下面の面平均 Nu 数比の分布を示す．これらの結果では，冷却孔設置面よりも上流側の面 1～5 面においては冷却孔の有無による熱伝達特性の変化は見られなかった．冷却孔設置区間の 6～9 面では，冷却孔付流路の方が冷却孔無し流路よりも面平均 Nu 数比が向上している結果が得られ，冷却孔設置区間よりも下流の 10～14 面では冷却孔付流路は面平均 Nu 数比が大幅に下がり，冷却孔無し流路と同程度もしくはそれよりも低い値となっている．冷却孔無し流路は，下流に向かうにつれ乱流促進体による渦構造の成長と乱流化のため熱伝達率が向上することにより Nu 数比が向上したと考えられる．冷却孔付流路は，冷却孔の影響で内部流路内の流量の減少による減速により熱伝達率が下がったと考えられる．

冷却孔設置区間に着目し，冷却孔設置により面平均 Nu 数比が増加した要因を調査した．Fig.13, 14 に区間 6～9 における Nu 数比コンターを示す．Nu 数比コンターには，限界流線を重ねている．冷却孔付流路は冷却孔付近での Nu 数比が増加している．また，冷却孔無し流路では，リブ直下に位置する壁面そして流路側面に熱伝達率が低い領域がみられる．冷却孔の影響により，リブによって一度剥離した流れが下面に再付着し冷却孔に向かって流れていくため，壁面 Nu 数比が向上したと考えられる．また，Fig.15 に冷却孔入口付近の流れ場を示した．流線は内部入口流速との比をとった無次元流速で色付けしている．冷却孔付近での Nu 数比の上昇は，冷却孔へ流入しようとする流体が下面に衝突したことが原因とする考察を裏付けるものとなっている．冷却孔無流路を見てみると，側面近傍で剥離しており低熱伝達領域の拡大の原因となっている．しかし，冷却孔付流路は冷却孔の影響により下面に付着したまま側面へと流れていくため，低熱伝達領域拡大を緩和することが出来る．

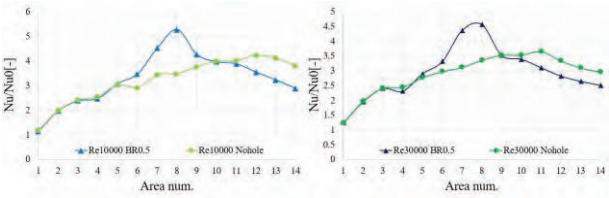


Fig. 11　Area averaged Nu/Nu0 (rectangular)

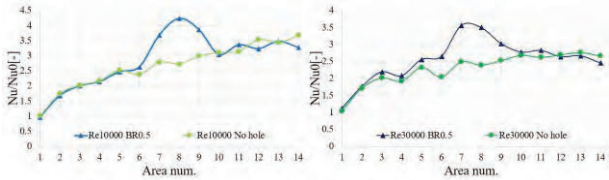


Fig.12　Area averaged Nu/Nu0(trapezoid)

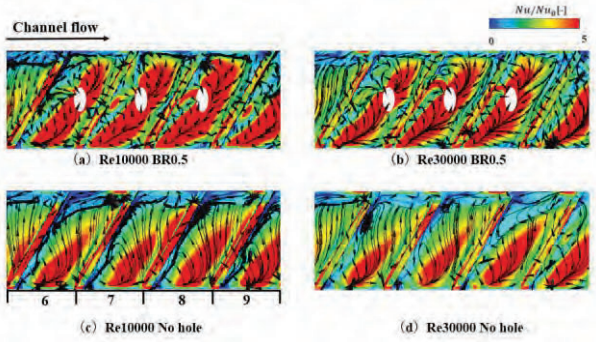


Fig.13 Limiting streamlines and contours of heat transfer on the channel surface (rectangular)

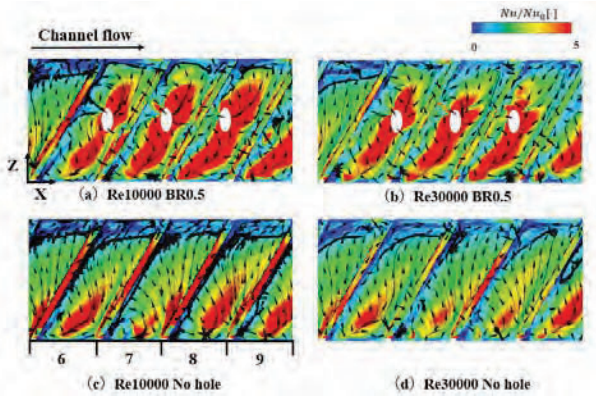


Fig.14 Limiting streamlines and contours of heat transfer on the channel surface (trapezoid)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

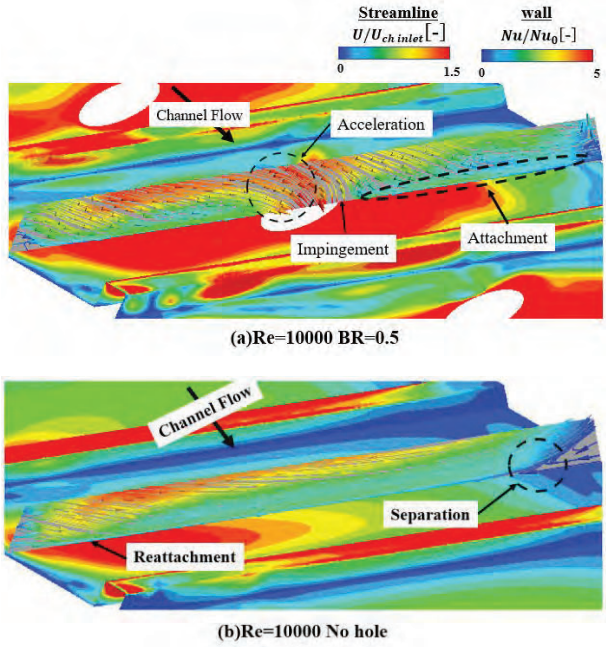


Fig. 15　Nu/Nu0 distribution with streamlines on the channel cross section(trapezoid)

4.2.3　内部流路側面の熱伝達特性

次に冷却孔の有無による側面への影響及び断面形状の変化による側面への影響を見ていく．Fig.16, 17 には矩形流路と台形流路の流路左壁面の Nu 数比コンター，そして，Fig.18, 19 には右壁面の Nu 数比コンターを示す．流体の進行方向（X 軸方向）に対して+Z 方向の側面を左壁面，-Z 方向の側面を右壁面とする．

まず Fig.16，17 を見てみると，冷却孔無し流路は，局所的に Nu 数比が高い箇所が目立ち，台形流路に関しては低熱伝達領域も顕著に現れているが，冷却孔付流路は広範囲で Nu 数比が高く，低熱伝達領域を緩和している．これは，冷却孔の影響により側壁へ流れていく際に剥離を抑制することができ，下面へ付着した流体が左壁面に向かってそのまま流れていくためだと考えられる．右壁面を見てみると，冷却孔の有無による影響はあまりないように見える．しかし，冷却孔付流路は Nu 数比が高く出ている箇所が途切れる傾向がみられ，冷却孔無し流路では途切れていない．これは冷却孔へ流体が引き寄せられ，右側面への付着性が僅かに損なわれたことが要因として挙げられる．

次に，断面形状の違いによる影響を見ていく．左壁面から見ていくと，冷却孔設置位置よりも上流を比較すると，下部の方で台形流路の方が矩形流路よりも Nu 数比が低い値を示している領域が広い．これは，台形流路側面下部は角が鋭角であることが原因と考えられる．しかし，上部は鈍角となっているため，台形流路の方が広範囲で Nu 数比が高い．右側面の下部でも同様のことが考えられ，鋭角である台形流路は矩形流路よりも Nu 数比が高い箇所が狭い．しかし，上部を見てみると，矩形流路の方が広範囲で Nu 数比が鈍角である台形流路と同程度ないしは高い．

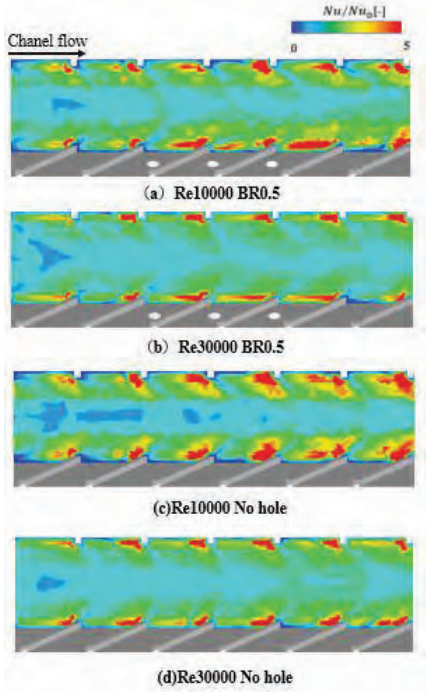


Fig. 16 Contours of heart transfer on the left wall（rectangular）

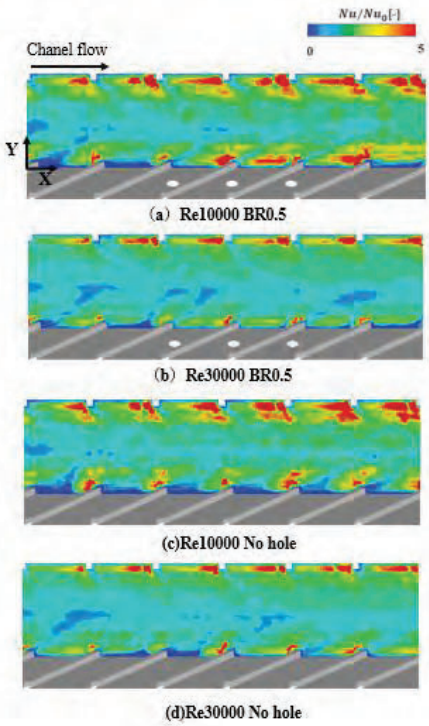


Fig. 17 Contours of heat transfer on the left wall（trapezoid）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

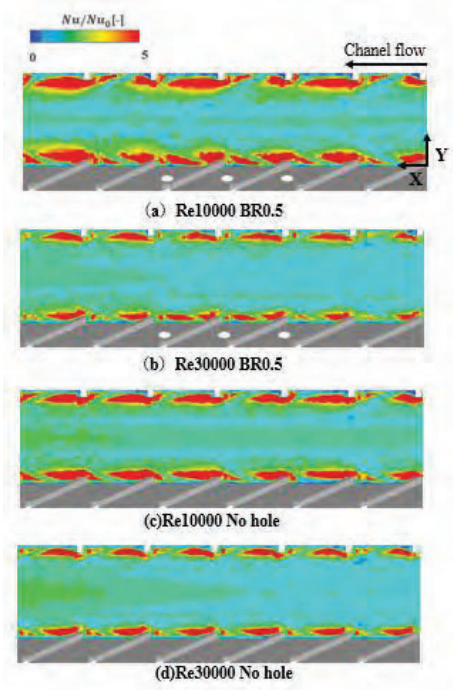


Fig.18　Contours of heat transfer on the right wall (rectangular)

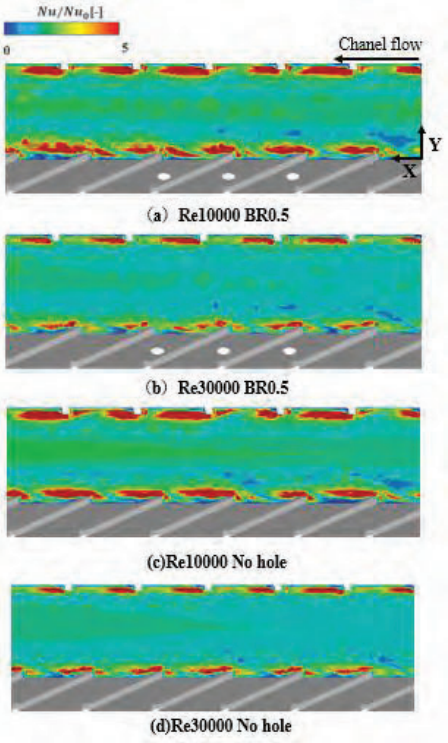


Fig. 19　Contours of heat transfer on the right wall (trapezoid)

4.2.4　流路内流れ場

次に流路内の流れ場を見ていく．Fig. 20，21 に各 YZ 断面の無次元速度コンターとその断面にベクトルを重ねたものを示す．無次元速度コンターは，内部流路入口との比をとっている．A-A’は冷却孔よりも上流の位置，B-B’は 2 つ目の冷却孔の中心位置 C-C’は冷却孔設置位置よりも下流となっている．冷却孔よりも上流では，冷却孔の有無による影響はあまりない．冷却孔の影響により，中心線より下側の二次流れ渦が縮小する．それにより上側の二次流れが支配的となる．それにより，冷却孔よりも下流側では，中心線よりも上側の方が加速の範囲が広がり上側でより流体の混ざり合いが起きる．Re30000 の方が，二次流れ渦の発達が早く流路内でより混ざり合う．

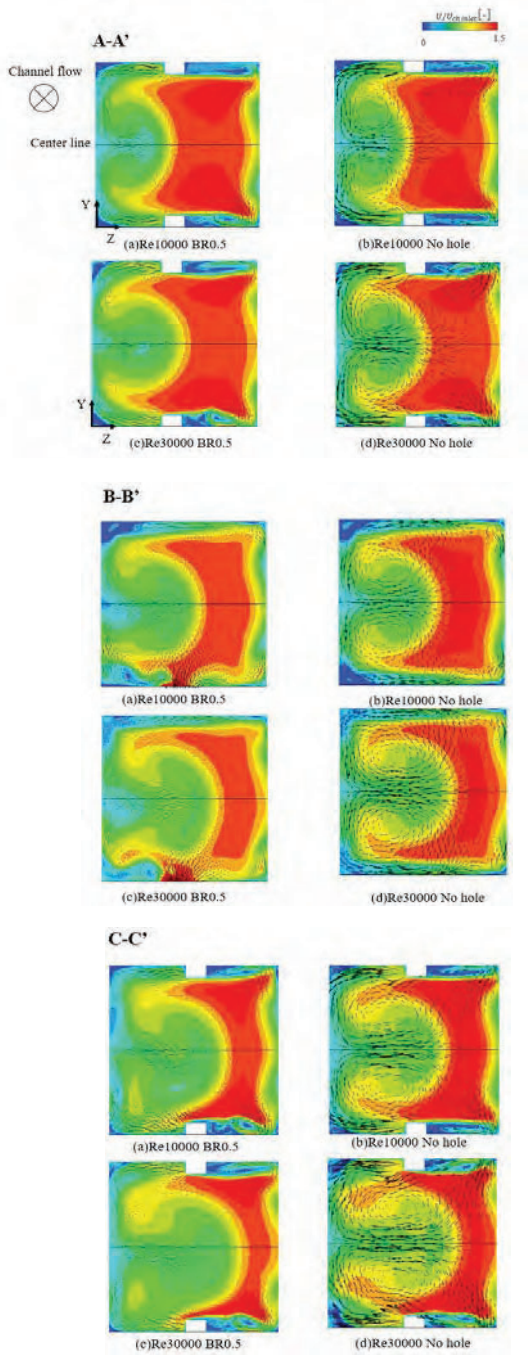


Fig. 20　Vector on Y-Z cross sectional dimensionless velocity contour(rectangular)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

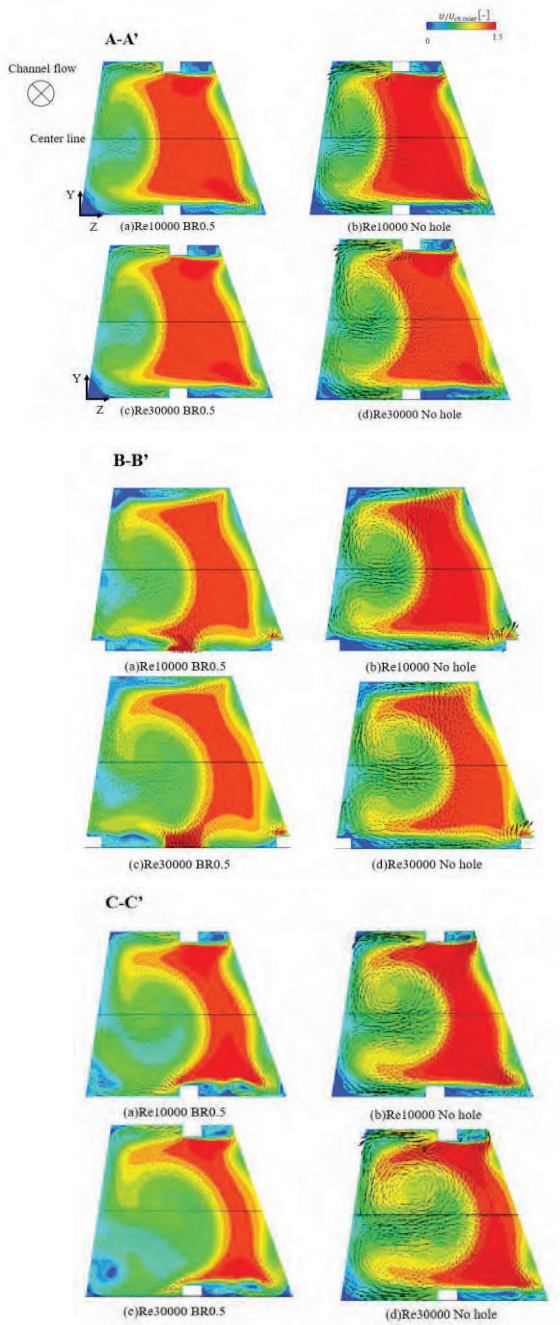


Fig. 21　Vector on Y-Z cross sectional dimensionless velocity contour(trapezoid)

矩形流路は流れの構造が上下対称的だが，台形流路は非対称である．そのため，冷却孔よりも下流を比較すると上側への巻き込みが矩形よりも強く見られる．また，台形流路の左側面下部の鋭角になっている角を見てみると，速度コンターがほとんど 0 に近くなっている．これにより，矩形流路よりも低熱伝達領域の広がりを生んでいると考えられる．冷却孔設置位置そして，それよりも下流では，速度コンターが 0 に近い領域が減少するため，低熱伝達領域の広がりを抑えられたと考えられる．

5. 結言

本研究では，冷却孔が内部流路内の熱伝達特性に与える影響と断面形状の変化による影響を TSP 試験及び RANS 解析により調査した．本研究で得られた成果は下記のようにまとめられる．

1. 冷却孔内流速は内部流路内の冷却性能を左右する要因の一つである．冷却孔流速の上昇に伴って再付着点から冷却孔までの領域や冷却孔周辺の熱伝達特性も上昇する．
2. 冷却孔の存在が，下面の境界層を薄くし，冷却孔周辺の熱伝達特性を向上させると共に，剥離も抑制されるため側壁の熱伝達特性も向上する．
3. 台形流路は矩形流路とは違い左右上下に非対称な流れ場が生じる．鋭角形状である側面下部付近では，流速が 0 に近くなる領域があり，低熱伝達領域を招くが冷却孔の存在によりそれを緩和できる．

以上のことが知見として得られた．冷却孔は冷却孔設置面はもちろん，冷却孔が設置されていない側壁の熱伝達特性にも影響を及ぼす．また，内部流路断面形状の変化により生まれる低熱伝達領域を僅かだが緩和する．

参 考 文 献

(1) Han, J. C., Dutta, S. and Ekkad, S., Gasturbine Heat Transfer and cooling Technology , 2nded., CRC Press, 2013
(2) Town, J., Thole, K. and Shin, T. State of the Art cooling Technology for a Turbine Rotor Blade, ASME TURBO EXPO, GT2017-64728（2017）
(3) Behnam et al. Investigations on Nusselt Number Enhancement in Ribbed Rectangular Turbine Blade Cooling Channels of Different Aspect Ratios and Rotation Numbers, ASME Turbo Expo, GT2013-94710 (2013)
(4) Guo et al, Heat Transfer Investigation of the Channels With Rib Turbulators and Double-Row Bleed Holes, GT2011-46319 (2011)
(5) 船﨑健一，ガスタービンの伝熱，冷却技術（50 年間の軌跡と今後）日本ガスタービン学会誌，Vol.51, No.1(2023), P65-71

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-17

高性能フィルム冷却孔形状を用いたフィルム冷却の高効率化に関する研究 —Pick-Shaped Hole の最適化—

Studies on Highly-Efficient Film Cooling using a High-Performance Film Cooling Hole Shape - Optimization of Pick-Shaped Hole -

○佐々木 優大[*1]　船﨑 健一[*2]　柴田 貴範[*2]
SASAKI Yudai　FUNAZAKI Ken-ichi　SHIBATA Takanori

ABSTRACT

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. This paper describes the optimization of a Pick-Shaped Hole (PSH) proposed by the authors to improve the efficiency of film cooling. In this study, the Taguchi method was used to derive the geometry that maximizes the area-averaged film cooling effectiveness for the PSH with high cooling performance and low aerodynamic performance. The film cooling shape was created and its cooling and aerodynamic performance was compared with that of the Base shape.

キーワード： ガスタービン，フィルム冷却，フィルム冷却孔形状，平板，最適化
Key Words: Gas Turbine, Film Cooling, Film Cooling Hole Shape，Flat Plate，Optimization

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．

フィルム冷却はタービン翼表面に設けられた冷却孔から冷却空気を吹き出し，タービン翼表面に空気の膜を作ることで高温主流からタービン翼を守る手法である．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て，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り[(2)]，CRVP を抑制するために数多くの流れ制御手法[(3)(4)]が研究されている．

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[(5)]．最もよく知られている出口形状は Diffuser Hole（または Fan-Shaped Hole）[(6)]であり，これにより主流への冷却空気の貫通を低減化するとともに CRVP を制御することで，壁面への付着性が向上す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[(7)]や NEKOMIMI cooling hole[(8)]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．さらに，イチョウ型の Ginkgo Shaped Hole[(9)]というユニークな形状なども提案されている．このように冷却孔出口形状の工夫がフィルム冷却の高効率化に貢献している．

本研究では著者らが提案し，高いフィルム冷却効率と低い空力損失であることが実証された形状である Pick-Shaped Hole（PSH）[(10)]の最適化を試みている．最適化手法にはタグチメソッド[(11)]を用いており，ガスタービンの作動条件に対してロバストな性能を持つ形状の探索を行った．その後，今回の探索範囲内で最適形状の候補となり得る形状の供試体を作製し，Base 形状（PSH）との比較を実施した結果，Base を大きく上回る冷却・空力性能を示した．

*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 216.73.216.217, 2026/10/03.

○主な記号

$A_{0,1,2,3}$	：Stern-Volmer係数[-]	BR	：吹き出し比[-]
C	：酸素濃度[%]	DR	：密度比[-]
D~H	：制御因子	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[-]
n	：誤差因子数	P	：圧力[kPa]
Po_2	：酸素分圧[kPa]		
Re	：レイノルズ数$(=\rho_\infty U_\infty d/\mu)$[-]		
U	：流速[m/s]	x	：流れ方向[-]
Y	：評価指標	y	：高さ方向[-]
z	：スパン方向[-]	δ	：境界層厚さ[mm]
δ_1	：排除厚さ[mm]	δ_2	：運動量厚さ[mm]
ε	：主流流入角[deg.]	ζ	：全圧損失係数[-]
η	：フィルム冷却効率[-]	μ	：粘性係数[Pa･s]
ρ	：密度[kg/m^3]	φ	：全体効率[-]
ω_x	：流れ方向渦度[s^{-1}]		

○添え字

∞	：主流空気	2	：冷却空気
dark	：暗電流画像	i	：条件名(Case1~18)
ref	：リファレンス		
wall	：断熱壁		

2. 最適化手法

2.1 概要

本研究ではタグチメソッドを最適化手法として用いている．本最適化手法は解析対象の環境変動に対してロバストな設計を可能とする．さらに，少ないサンプルデータから最適形状を導出できるなどの利点が挙げられる．

本最適化では最適化指標に面平均フィルム冷却効率（0≦x/d≦20, -3≦z/d≦3）を選定し，高吹き出し比 BR=1.5 の条件下で最適化を実施した．また，パラメータを選択する際に冷却孔の出口面積が広すぎると主流の影響を大きく受け，空力性能に悪影響を及ぼしてしまう．そのため，最適化において空力損失の低減化も意識している．SN 比の特性は面平均フィルム冷却効率を最大化する望大特性を用いて，数値解析による調査から PSH の最適形状候補の導出及びタグチメソッドの再現性を確認した．

2.2 タグチメソッド

(1) 最適化形状導出の流れ

以下に最適化形状の流れを示す．

① PSH の制御因子・誤差因子の選定
② 各因子の水準値の選定
③ 適用する直交表の選定
④ 決定した水準値の直交表への割り付け
⑤ ④で作成した形状を用いた最適化形状導出用のサンプルデータの取得
⑥ サンプルデータを用いた SN 比の算出及び最適化形状の決定
⑦ 導出された最適形状の性能評価

(2) 制御因子及び誤差因子

制御因子は設計パラメータとして固定可能な因子，誤差因子は出力に影響するが設計で制御できない因子である．図 1 に Base 形状の外観及び最適化に用いた制御因子 D~H を示す．D：レイドバック角，E：スパン方向拡大角，F：直管部長さ，G：冷却孔出口部前縁から接点までの長さ，H：冷却孔出口部後縁のフィレットとして定義している．基準寸法 d は冷却孔直径（10[mm]）である．制御因子の水準値及び Base 形状のパラメータは表 1 に示す通りである．本最適化では制御因子は 5 因子，水準値は 3 水準を選定し，L18 直交表に割り当てている．全 18 種類の形状を用いてサンプルデータの取得を行った．表 2 に使用した L18 直交表を示す．また，図 2 に作成した全 18 種類の形状を示す．

誤差因子には主流流入角 ε（=0，5，10deg.）を選定している．主流流入角が変化すると主流と冷却空気の混合現象によって誘起される渦構造が変化し，結果的にフィルム冷却効率に大きく影響することから誤差因子として選定している．主流流入角は主流に対して冷却孔の設ける角度をスパン方向に傾けることで再現している．

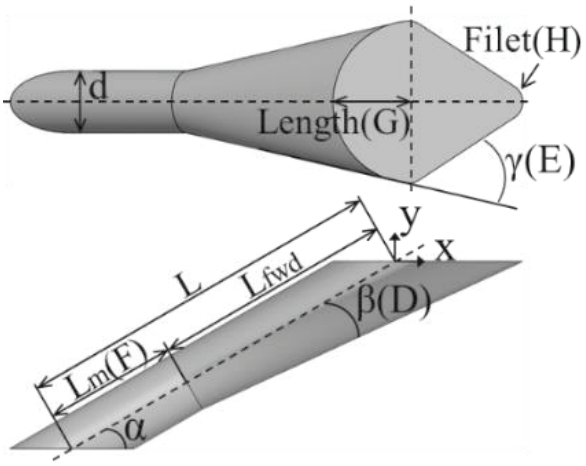


Fig. 1 Control factor of Base

Table 1 Control factor's level

	Level 1	Level 2	Level 3	Base
D [deg.]	4	8	12	5.3
E [deg.]	10	14	18	11.2
F [mm]	2.5d	3.0d	3.5d	2.13d
G [mm]	0.7d	1.2d	1.7d	1.22d
H [mm]	0.1d	0.3d	0.5d	0.3d

Table 2 L18 orthogonal table

	D[deg.]	E[deg.]	F[mm]	G[mm]	H[mm]
Case1	4	10	2.5d	0.7d	0.1d
Case2	8	14	3.0d	1.2d	0.3d

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Case3	12	18	3.5d	1.7d	0.5d
Case4	4	14	3.0d	1.7d	0.5d
Case5	8	18	3.5d	0.7d	0.1d
Case6	12	10	2.5d	1.2d	0.3d
Case7	8	10	3.5d	1.2d	0.5d
Case8	12	14	2.5d	1.7d	0.1d
Case9	4	18	3.0d	0.7d	0.3d
Case10	12	18	3.0d	1.2d	0.1d
Case11	4	10	3.5d	1.7d	0.3d
Case12	8	14	2.5d	0.7d	0.5d
Case13	8	18	2.5d	1.7d	0.3d
Case14	12	10	3.0d	0.7d	0.5d
Case15	4	14	3.5d	1.2d	0.1d
Case16	12	14	3.5d	0.7d	0.3d
Case17	4	18	2.5d	1.2d	0.5d
Case18	8	10	3.0d	1.7d	0.1d

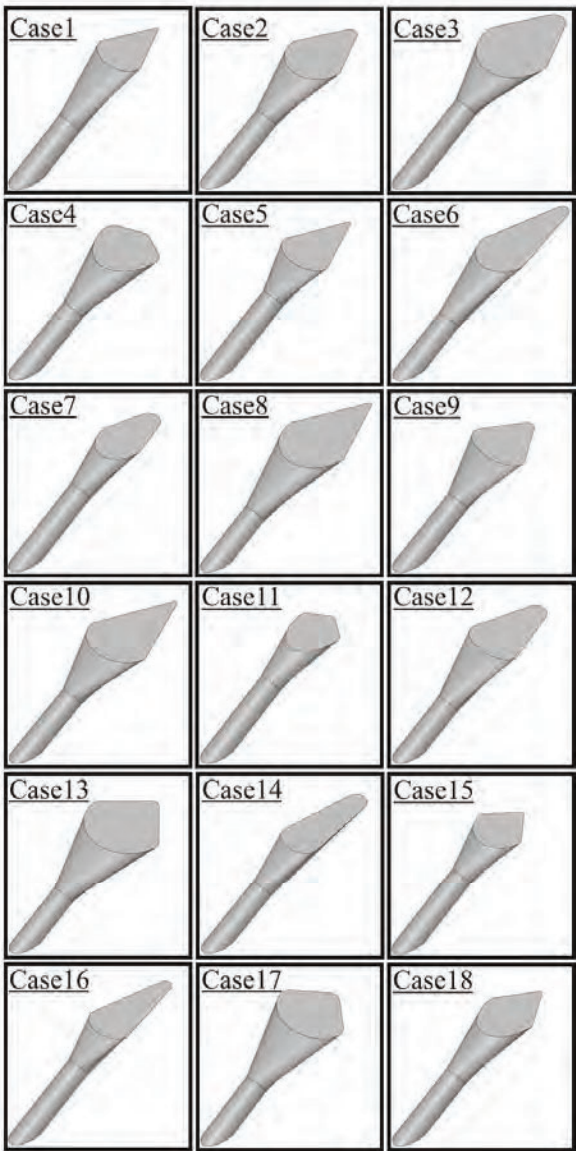


Fig. 2　Appearance of 18 cases created

(3) 評価指標

最適化形状導出のためには SN 比と呼ばれるシグナル：S とノイズ：N の比を算出することが必要である．SN 比は式(1)で定義される，本研究では S は最適化指標であり，N は誤差因子として選定した主流流入角である．また，Y は面平均フィルム冷却効率であり，3 つの流入角におけるY_iを平均化することで全体効率を式(2)で定義した．

$$(S/N)_i = -10log\frac{1}{n}\left(\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=0deg.}{}^2}+\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=5deg.}{}^2}+\frac{1}{Y_{i,\varepsilon=10deg.}{}^2}\right) \quad (1)$$

$$\varphi_i = \frac{Y_{i,\varepsilon=0deg.}+Y_{i,\varepsilon=5deg.}+Y_{i,\varepsilon=10deg.}}{3} \quad (2)$$

3. 実験手法

3.1　平板試験装置

図 3 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．PSP 計測では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 励起用の紫外線 LED 光源を用いている．

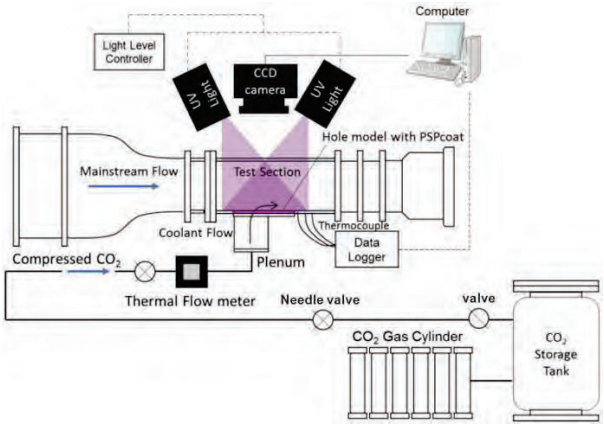


Fig. 3　Flat plate test equipment

3.2　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，紫外線 LED 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．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

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．そのため紫外線LED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(3)のように定義される[12]．

$$\eta = \frac{T_\infty - T_{wall}}{T_\infty - T_2} = \frac{C_\infty - C_{wall}}{C_\infty - C_2} \tag{3}$$

本研究では，分子量比の影響も考慮したCharbonnierら[13]が提案した式(4)を定義式として採用している．MWは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．$P_{O_2,air}/P_{O_2,ref}$は冷却空気として空気を使用した際の酸素分圧比，$P_{O_2,gas}/P_{O_2,ref}$は冷却空気として二酸化炭素を代用した際の酸素分圧比である．なお冷却空気として空気を使用した際の酸素分圧の変化は非常に小さく，無視できると仮定し，$P_{O_2,air}/P_{O_2,ref} \approx 1$として計測を行っている．

$$\eta = 1 - \frac{1}{\left\{1 + MW\left(\frac{P_{O_2,air}/P_{O_2,ref}}{P_{O_2,gas}/P_{O_2,ref}} - 1\right)\right\}} \tag{4}$$

また，PSPの発光強度と圧力の間には式(5)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．

$$\frac{I_{ref} - I_{dark}}{I - I_{dark}} = A_0 + A_1\frac{P}{P_{ref}} + A_2\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 + A_3\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^3 \tag{5}$$

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（リファレンス）の比である．A_0, A_1, A_2, A_3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[14]．較正試験を行った後，式(5)を利用し，取得した画像から分圧比を算出し，式(4)に分圧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，平均した画像を後処理に用いた．

3.3　境界層計測

本研究ではDenton[15]による空力損失の考えに基づき，境界層計測を行っている．以下に境界層計測の手順を述べる．まず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=19，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~3.0dまで移動させながら流速を計測することで境界層内の流速分布を得る．なお，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としている．境界層内の速度分布から，式(6)及び式(7)によりそれぞれ排除厚さδ_1及び運動量厚さδ_2を算出する．これらの二つの積分量は，Denton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おり，本研究では運動量厚さを空力損失の評価指標として採用している．なお，境界層厚さδ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．

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \tag{6}$$

$$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{u}{U}\left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \tag{7}$$

3.4　計測条件

本研究では，PSP計測・境界層計測共に冷却孔直径d=10mmを代表長さ，ピトー管により取得した主流流速（取得位置：x/d=0，y/d=7.5，z/d=0）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．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．また境界層計測ではPSP計測と比べて計測時間が長いことなどの理由から冷却空気として空気を用いている．そのため，PSP計測と境界層計測では冷却空気の拡散の様子が異なることに留意していただきたい．今回の行った試験ケースは表3に示す通りである．

Table 3　Test cases

Cooling hole shape	Base		Can2	
BR[-]	0.5	1.0	1.5	2.5

4. 数値解析手法

図4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．総格子点数は約2,800万点で，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．乱流モデルにはSSTモデルを使用した．SSTモデルの選定理由は，過去に行われた流れ制御デバイスの最適化の研究[16]において，RANS解析かつSSTモデルを採用した場合の数値解析結果と実験結果から導出された最適形状が一致した前例があるためである．また，実験における境界層厚さδ（x/d=-9，z/d=0の位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

で 0.24d）を再現するため，主流入口部には速度分布を与えた．境界条件を表 4 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．

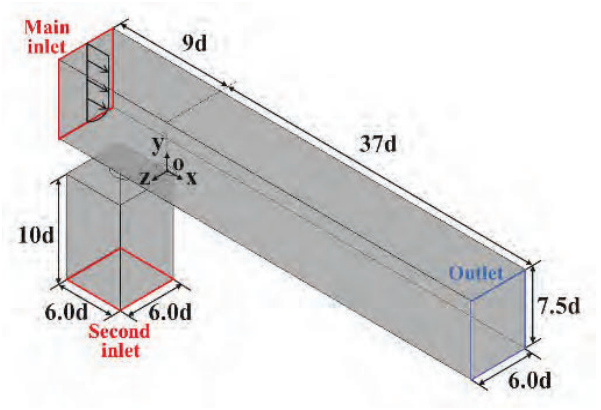


Fig. 4　Analysis domain

Table 4　Boundary conditions

Reynolds number	*Re*=6,000
Blowing ratio	*BR*=1.5
Density ratio	*DR*=1.53
Mainstream inlet	Velocity profile[m/s] Temperature: 298.15[K] Turbulence: 0.3[%]
Mainstream outlet	Static pressure: 0[Pa]
Secondary flow inlet	Mass flow rate[kg/s] Temperature: 194.85[K]

5. 結果と考察

5.1　最適化結果

図 5 には全 54 条件（形状数: 18×誤差因子: 3）の BR=1.5 の数値解析結果から算出した要因効果図を示す．本最適化では望大特性を用いているため各制御因子の最も SN 比が高い水準値を選択することで最適形状を導出できる．したがって，この結果から今回の調査範囲における最適形状の候補となり得るパラメータは D3-E2-F2-G3-H1（以下，便宜的に Candidate1 という）であることが示された．要因効果図から E：スパン方向拡大角は他の制御因子より SN 比に対する影響が高いことが分かる．また候補の 2 つ目として Case8（以下，便宜的に Candidate2 という）を選択している．Candidate1（Can1）と Candidate2（Can2）では F：直管部長さのみパラメータが異なり，図 6 に Base と併せてそれぞれの形状の外観図を示している．

タグチメソッドでは推定結果と確認結果を比較することで SN 比の再現性を確認する必要がある．表 5 にはそれぞれの条件での SN 比と全体効率の推定値・確認結果を示す．Can1 は最適条件の結果，ref は参照条件の結果を示している．参照条件とは各制御因子の第 2 水準を選択した場合の条件である．また，gain は最適条件と参照条件の結果の差（利得）を示している．SN 比の推定値と確認結果の差は 0.832[db]であり，一般的な SN 比の再現性の基準（±3db）の間に収まっているため再現性があることを確認できた．

図 7 には各条件の面平均フィルム冷却効率を示す．各条件の面平均フィルム冷却効率値は Base のそれぞれの流入角における面平均フィルム冷却効率値で除している．Base と比較して Case4，Can1，Can2 のみがどの流入角においても効率が増加していることが分かる．さらに Can2 は全ての流入角で Can1 の効率値を上回っている．

図 8 には各条件の全圧損失係数を示す．全圧損失係数は式(8)，参照全圧は式(9)で定義している．ここで$P_{t,ref}$は x/d=19 で算出した値である．また図 8 は図 7 と同様に各条件の全圧損失係数は Base のそれぞれの流入角における全圧損失係数で除している．全圧損失係数は面平均フィルム冷却効率と比べて各条件の流入角による違いがあまりない．ただ，Case13，17 は E：スパン方向拡大角が 18[deg.]，F：直管部長さが 2.5d[mm]の組み合わせであり，このように冷却孔出口部のスパン方向の幅が広い形状は全圧損失係数が増加する傾向にあると推測される．2.1 節でも触れたように主流が冷却孔内部に流入することによる悪影響が表れていると考えられる．

$$\zeta = \frac{P_{t,ref} - P_t}{1/2 \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty^2} \tag{8}$$

$$P_{t,ref} = \frac{M_2}{M_2 + M_\infty} \cdot P_{t,2} + \frac{M_\infty}{M_2 + M_\infty} \cdot P_{t,\infty} \tag{9}$$

Base と比較して全圧損失がやや増加してしまったが，面平均フィルム冷却効率が平均的に 20%を超える大幅な向上が確認できたことから，本研究では Can2 に着目して供試体を作製し実験を行った．PSP 計測結果，境界層計測結果及び数値解析結果について次節で説明する．

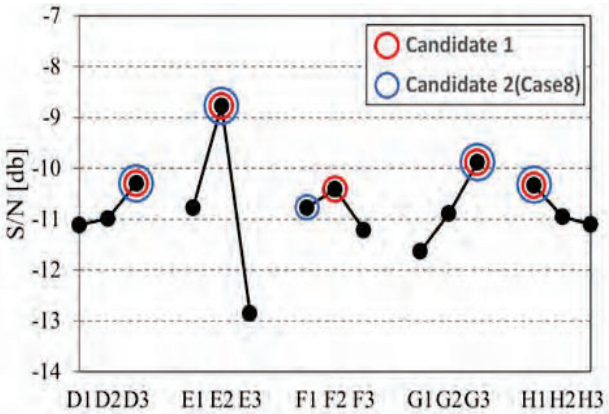


Fig. 5　Factor effects on SN ratio

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

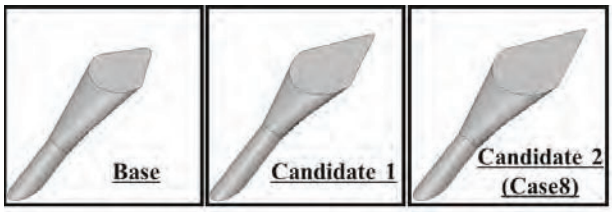


Fig. 6　Appearance of each case
(Base, Candidate 1 and Candidate 2)

Table 5　Predicted value and Confirmed value

	(S/N)		φ	
	Predicted value	Confirmed value	Predicted value	Confirmed value
Can1	-7.856	-8.004	0.409	0.400
ref	-8.854	-8.170	0.365	0.390
gain	0.998	0.166	0.044	0.010

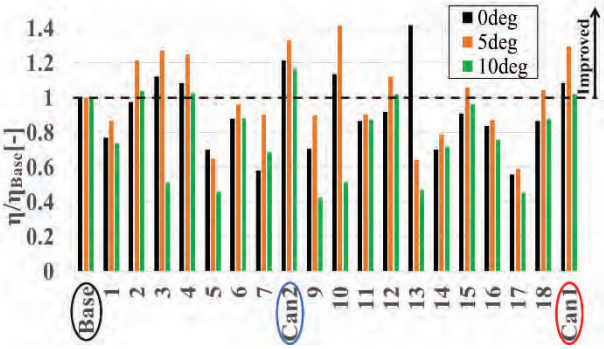


Fig. 7　Area-averaged film cooling effectiveness
(0≦x/d≦20,　-3≦z/d≦3)

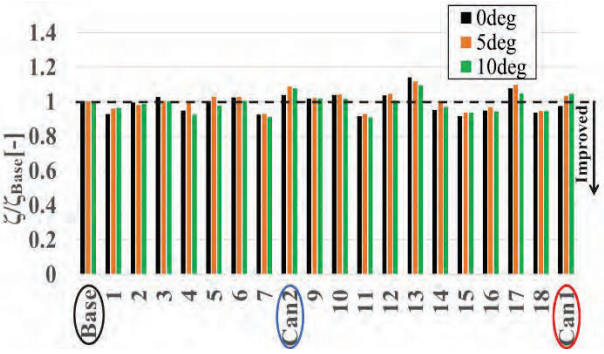


Fig. 8　Total pressure loss coefficient at x/d=19

5.2　PSP 計測結果

図 9 に Base と Can2 のフィルム冷却効率分布を示す．Can2 は Base と比べて BR=0.5 ではあまり大きな違いが見られないが，BR=1.0, 1.5, 2.5 において上流部での冷却空気のスパン方向への付着の幅が広くなっていることが分かる．さらに BR=2.5 ではそ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．

図 10 に Base と Can2 のフィルム冷却効率のスパン平均値を示す．スパン平均の範囲は図 9 と同様に-3≦z/d≦3 の領域である．図中の点線，実線の鉛直線は，それぞれ Base，Can2 の冷却孔の後縁（T.E.）の位置を示す．x/d=3.8 付近に不連続性が見られるが，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．Can2 は Base と比べて BR=0.5, 1.0 では冷却孔直下流部での効率値の増加が見られ，BR=1.5 では全体的に広がり，BR=2.5 では流れ方向の全ての領域で効率値を上回っている．Can2 は Base のスパン平均値と比較して BR=2.5 では x/d=10 で約 18%，x/d=20 では約 13%スパン平均値が増加した．

これらの結果から Can2 は優れた冷却性能を有していることが分かり，特に高い吹き出し比においてその性能を発揮することが確認できた．

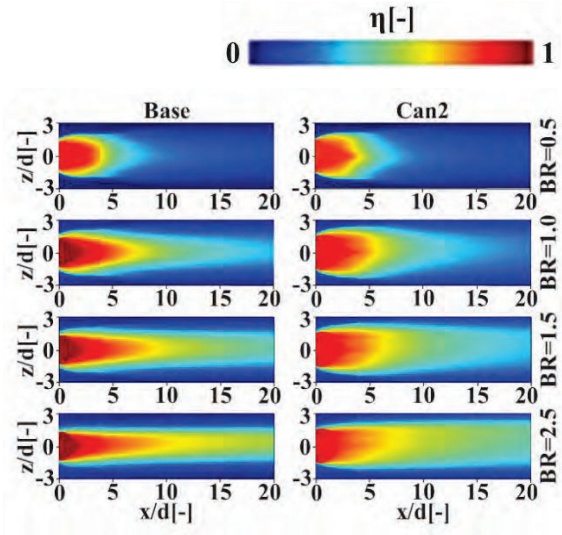


Fig. 9　Film cooling effectiveness distributions (Exp.)
(0≦x/d≦20,　-3≦z/d≦3)

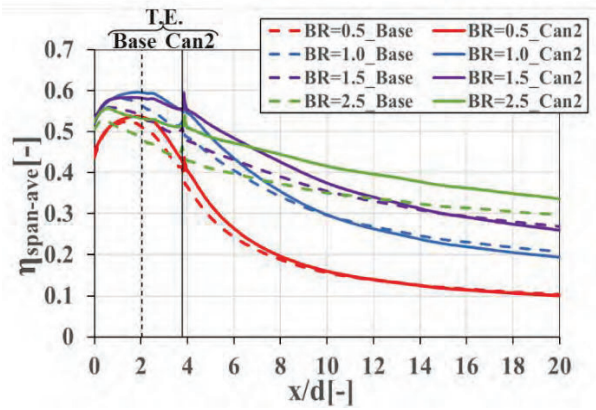


Fig. 10　Span-averaged film effectiveness (Exp.)

5.3　境界層計測結果

図 11 に Base と Can2 の時間平均速度分布を示す．互いに BR=0.5, 1.0, 1.5 の結果に違いがあまりなく，BR=2.5

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

で境界層が薄くなる傾向が一致している．これらの結果から算出した時間平均排除厚さ（δ_1）及び時間平均運動量厚さ（δ_2）の結果を図 12 に示す．なお，それぞれ代表長さである冷却孔直径で無次元化している．互いに BR=0.5 を除いては吹き出し比の増加に伴って排除厚さ・運動量厚さが小さくなっていくことが分かる．Can2 は Base と比べてどの吹き出し比においても排除厚さ・運動量厚さが小さく，BR=1.5 では約 26%の空力損失（運動量厚さ）が低減された．

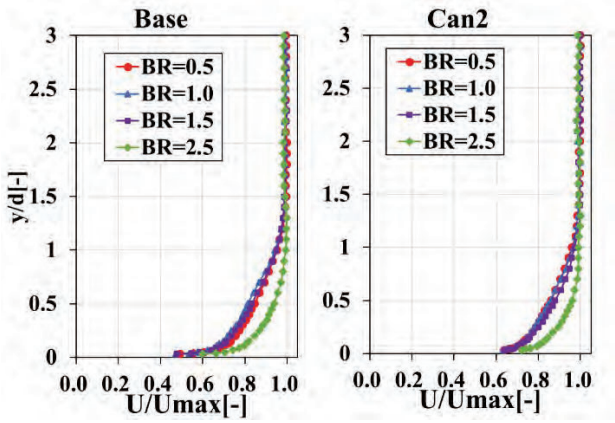


Fig. 11　Time-averaged velocity profile at x/d=19 (Exp.)

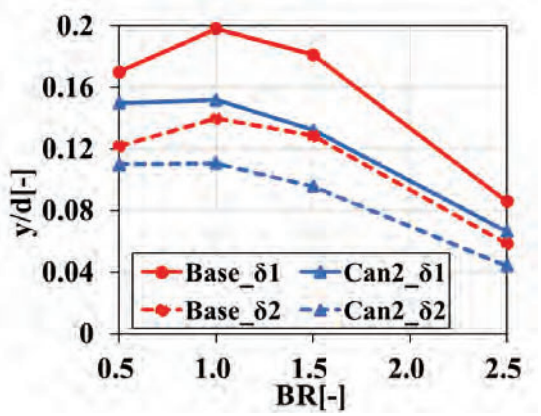


Fig. 12　Time-averaged displacement thickness and momentum thickness at x/d=19 (Exp.)

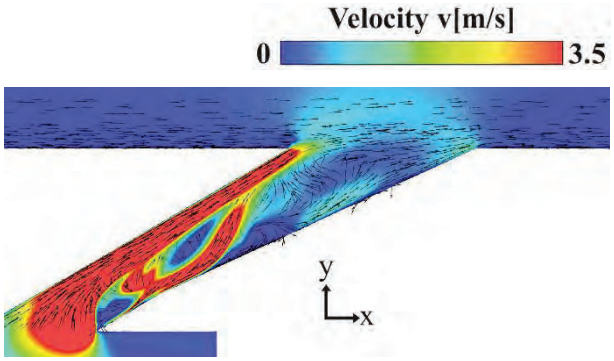
5.3　数値解析結果

図 13 に x-y 面における y 方向速度と速度ベクトルを示す．Can2 は Base と比較して冷却孔出口面上部の流速が抑えられており，冷却空気の主流への貫通が緩和されていると考えられる．また，Can2 は冷却孔内部で大規模な剥離が見られるが，再付着後にスムーズに主流と合流している．

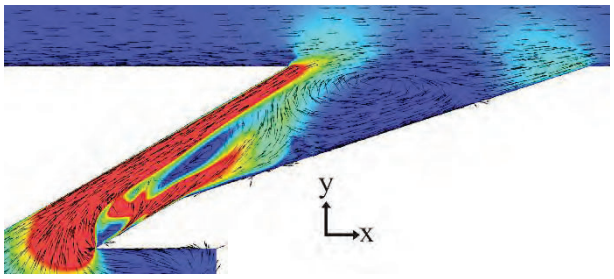
図 14 にはフィルム冷却効率分布と x/d=0, 5, 10, 15, 20 における流れ方向渦度分布を示す．ここで流れ方向渦度は式(10)で定義される．w は z 方向速度，v は y 方向速度である．

$$\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \tag{10}$$

Base は下流においても渦度の規模が変わらない一方で Can2 は下流に行くにつれて渦度の規模が小さくなっていくことが分かる．また，Can2 は Base と比較して CRVP がスパン方向に広がっている．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）である．その CRVP を抑えるように逆回転の渦（Anti-CRVP）が CRVP を制御している．これによって Can2 は冷却空気の lift-off を抑制し，冷却空気をスパン方向へと拡散させる効果を有していると考えられる．

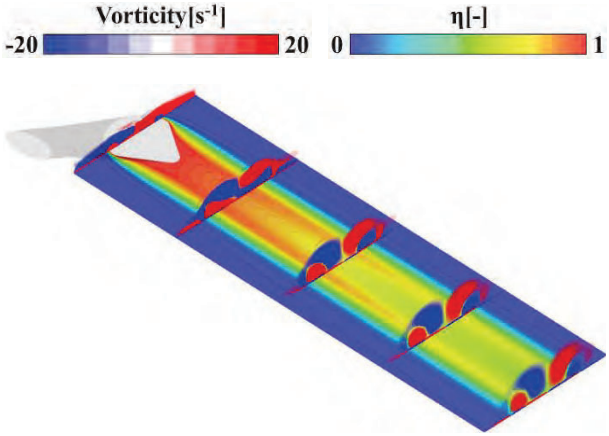


(a) Base



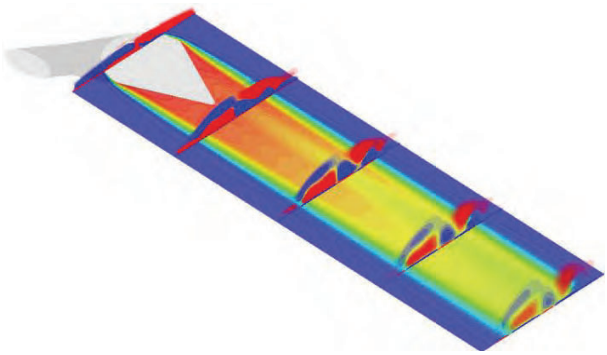
(b) Can2

Fig. 13　Contours of Velocity v and velocity vector (x-y plane, z/d=0, BR=1.5)



(a) Base

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(b) Can2

Fig. 14　Contours of film effectiveness and streamwise vorticity (BR=1.5)

6. 結言

本研究では，タグチメソッドを用いて高性能フィルム冷却孔形状である Pick-Shaped Hole（PSH）の最適形状の探索を行い，以下の知見を得た．

最適化結果

- タグチメソッドによる推定結果と確認結果の比較から再現性が確認できた．
- 今回の調査範囲内での最適形状の候補となり得る形状を導出でき，Base を大きく上回る冷却・空力性能を示した．

PSP 計測結果

- Can2 は Base を大きく上回る冷却性能を示した（BR=2.5 の条件で x/d=10 では約 18%，x/d=20 では約 13%のスパン平均値が増加した）．

境界層計測結果

- 空力損失評価より，Can2 は Base よりも空力損失（運動量厚さ）が低減化された（BR=1.5 の条件で約 26%低減した）．

数値解析結果

- Can2 は Base と比較して CRVP がスパン方向に広がり，それを Anti-CRVP が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．

参 考 文 献

(1) Haven, B, A., Yamagata, D, K., Kurosaka, M., Yamasaki, 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) Sakai, E., Takahashi, T., and Agata, Y., 2012, “Experimental Study on Effects of Internal Rib and Rear Bump on Film Effectiveness”, ASME Paper No. GT2012-68268

(4) Zhou, W. and Hu, H., 2017, “A Novel San-Dune-Inspired Design for Improved Film Cooling Performance”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.110, pp. 908-920.

(5) Bunker, R.S., A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology, Journal of Heat Transfer, Vol. 127 (2005), pp.441-453.

(6) Goldstein, R. J. and Eckert, E. R. G., International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.17, Issue 5, (1974), pp. 595-607.

(7) Okita, Y., Nishiura, M., Film Effectiveness Performance of an Arrowhead-Shaped Hole Film Cooling Hole Geometry, ASME paper GT2006-90108, (2006)

(8) Kusterer, K., Tekin, N., Bohn, D., Sugimoto, T., Tanaka, R., Azaria, M., Experimental and numerical investigations of the NEKOMIMI film cooling technology, ASME paper GT2012-68400, (2012)

(9) Muhammad A., Raaz H., and Md. Hamidur R., Effect of blowing ratio on Film-Cooling effectiveness of Ginkgo Shaped Holes: A numerical approach, TCSME-2021-0014.R1, (2021)

(10) 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)

(11) 立林和夫，入門タグチメソッド，日科技連出版，(2004)

(12) 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. 22-27.

(13) 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)

(14) Takisawa, H., Funazaki K., Sasaki, H., Kawamura T., Tagawa, H. and Nakano, S., Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Devices under High Density Ratio, ACGT2016 (India), ACGT2016-123 (2016)

(15) Denton, J.D., Loss Mechanisms in Turbomachines, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, Oct. (1993), pp. 621-656.

(16) Kawabata, H., Funazaki, K., Nakata, R., Tagawa, H. and Horiuchi, Y., Improvement of Flat-Plate Film Cooling Performance by Double Flow Control Device: Part2 - Optimization of Device Shape and Arrangement by Experiment and CFD-Based Taguchi Method, ASME Turbo EXPO, GT2014- 26070, (2014)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 B-18

フィルム冷却効率測定の高精度化に向けた重ね塗り感圧・感温塗料の開発

Development of a Dual-Layer PSP/TSP for the Measurement of Film Cooling Effectiveness with Improved Accuracy

○岡　雅登[*1]　仲林　直斗[*1]　松浦　健太[*1]　小田　豊[*2]
OKA Masato　NAKABAYASHI Naoto　MATSUURA Kenta　ODA Yutaka

ABSTRACT

Simultaneous measurement of heat transfer coefficient and film cooling effectiveness is demanded to evaluate the overall performance of film cooling applied to gas turbine vanes and blades. To achieve this goal, we attempted to develop a dual-layer PSP/TSP (DL-PTSP) that can measure pressure and temperature simultaneously even at substantially sub-atmospheric pressures. By devising a transparent layer, deviation in the intensity ratio for temperature measurement with DL-PTSP is reduced to less than 1.3% within the temperature range of 20 to 30°C at all pressure levels from atmospheric to vacuum conditions, while it remains to be 2 to 4% at elevated temperatures spanning 40 to 50°C. Although there remains some points that need to be improved in the future, the developed DL-PTSP will be a promising tool for the initial assessment of film cooling designs and performance.

キーワード：フィルム冷却効率，正味熱流束低減率，重ね塗り感圧・感温塗料，温度感度
Key Words: Film cooling effectiveness, Net heat flux reduction, Dual-layer PSP/TSP, Temperature sensitivity

1. 緒言

ガスタービンは，地球温暖化問題の観点から熱効率の更なる高効率化が求められている。熱効率向上にはタービン入口温度の上昇が最も効果的であるが，タービン入口温度の上昇に伴い，翼部材はより高温のガスに晒されるため熱負荷が増大する。そのため，翼部材への熱流入を低減するフィルム冷却技術の重要性が増している。

フィルム冷却効率ηは，主流，冷却ガス，翼面（断熱壁）の温度を用いて式(1)で定義される。熱・物質輸送のアナロジーに基づき，式中の温度は酸素濃度に置き換えることができ，冷却ガスに酸素濃度 0%の純窒素を使うと，ηは酸素分圧を用いて式(2)のように書ける。

$$\eta = \frac{T_\infty - T_{aw}}{T_\infty - T_c} \tag{1}$$

$$\eta \approx \frac{C_{O_2,\infty} - C_{O_2,aw}}{C_{O_2,\infty} - C_{O_2,c}} = 1 - \frac{P_{O_2,aw}/P_{O_2,ref}}{P_{O_2,\infty}/P_{O_2,ref}} \tag{2}$$

感圧塗料を用いた実験では，計測した酸素分圧を式(2)に代入することでフィルム冷却効率を算出することができ，冷却気体の壁面被覆率の評価指標となる。一方，フィルム冷却による壁面熱流束の低減量を評価する指標として NHFR (Net Heat Flux Reduction : 正味熱流束低減率)が知られている。NHFR は次式で定義される。

$$NHFR = 1 - \frac{q_f}{q_0} = 1 - \frac{h_f}{h_0}\left(1 - \frac{\eta}{\phi}\right) \tag{3}$$

NHFR の算出にあたってはηと熱伝達率 h_f の値が必要である。このため，通常は 2 回の実験が必要になり，計測手法によっては試験部の交換作業が必要になる。例えば，Li[(1)]らは感圧塗料でフィルム冷却効率を，感温液晶で熱伝達率をそれぞれ計測している。また，Shi[(2)]らは感圧塗料でフィルム冷却効率を，赤外線カメラで熱伝達率を計測している。Zhou[(3)]らは感圧塗料でフィルム冷却効率を，感温塗料で熱伝達率を計測している。

著者らは，NHFR 評価実験の行程数削減のため，感圧塗料と感温塗料を重ね塗ることでフィルム冷却効率と熱伝達率を 1 回の実験で同時計測することを目標にしている。既往研究における重ね塗り感圧・感温塗料は，大気圧付近での圧力計測において模型表面に生じる温度分布と感圧塗料の温度依存性に起因する計測誤差を補正する目的で使用されており，文[(4)]らは約 98kPa~102hPa の圧力範囲で感圧塗料の温度補正を試みている。これに対し，

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

フィルム冷却効率の測定では酸素分圧の測定範囲が非常に広い点に特徴がある。そこで本研究では，フィルム冷却効率の測定に必要な全酸素分圧域での圧力・温度計測を実現できる重ね塗り感圧・感温塗料の開発を試みたので，初期の開発状況について報告する。

2. 測定手法

2.1 感圧塗料

感圧塗料は，色素分子近傍の酸素濃度が低下すると光励起した色素が発する燐光の発光強度が減少する酸素消光性を利用して圧力を測定する塗料である。

圧力 P と感圧塗料の発光強度 I の関係は，参照条件での発光強度 I_{ref} と圧力 P_{ref} を用いて Ster-Volmer の式に基づく以下の多項式で近似できる。

$$\frac{I_{ref}}{I} = A_0(T) + A_1(T)\frac{P}{P_{ref}} + A_2(T)\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^2 \qquad (4)$$

較正係数 A_0，A_1，A_2 は後述の較正実験で決定される。

感圧塗料は酸素消光による圧力依存性だけでなく，熱消光による温度依存性も有しているため，測定面の温度分布が感圧塗料による圧力計測の誤差要因になる。そのため，温度分布がある場所で正確な圧力計測を実現するためには局所温度に基づく温度補正を行う必要がある。

本研究で使用する感圧塗料の構成を Table1 に示す。バインダーには入手が容易で比較的安価な PtBS を使用した。PtBS は江上[5]らの報告で比較的温度感度が低いことが知られている。

Table 1 Component of PSP

Luminophore	Binder	Solvent
PtTFPP	PtBS	Toluene

2.2 感温塗料

感温塗料は温度が上昇すると，光励起した色素が発する蛍光の発光強度が減少する熱消光性を利用することで温度を測定する塗料である。

感温塗料の温度 T と発光強度 I の関係は，参照条件での発光強度 I_{ref} と温度 T_{ref} を用いて以下の式で表される。

$$\frac{I}{I_{ref}} = B_0 + \sum_{n=1}^{N} B_n \left(\frac{T}{T_{ref}}\right)^n \qquad (5)$$

較正係数 B_0 と B_n は後述の較正実験で決定される。

感温塗料は酸素消光による圧力依存性をできる限り小さくする必要があり，酸素透過性が低いバインダーが選択される。本研究で作製した感温塗料の構成を Table2 に示す。同じ組成の感温塗料に関する Ikami[6]らの研究により，この感温塗料の較正曲線は線形であり，光劣化が 1 時間で 2.1%と低く，圧力依存性が小さいことが分かっている。Ikami[6]らの報告によると，80 ~ 100 kPa の圧力範囲であれば，この感温塗料を用いた温度計測が可能とされるものの，通常の使用範囲から外れた低圧域での検討はなされておらず，追加の調査が必要である。

Table 2 Component of TSP

Luminophore	Binder	Solvent
$Ru(phen)_3$	PAA	EtOH

2.3 重ね塗り感圧・感温塗料

重ね塗り感圧・感温塗料は感圧塗料と感温塗料を重ね塗ることで圧力と温度を同時に測定する塗料である。本研究で作製した重ね塗り感圧･感温塗料の塗膜構成を Fig. 1 に示す。

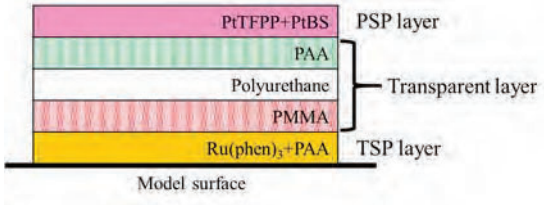


Fig. 1 Schematic diagram of a developed DL-PTSP

酸素透過性が必要な感圧塗料を最表面に塗布しており，感圧塗料と感温塗料の間には両者の物理的干渉を防ぐための中間層を塗布している。感圧層と感温層の間に温度差が生じないように，中間層はできるだけ薄く塗布している。

中間層の構成を Table 3 に示す。本研究で開発した重ね塗り感圧・感温塗料の中間層には，最下層にある感温層の圧力依存性を低下させるために酸素透過性の低い PMMA，ポリウレタン樹脂，PAA を採用した。中間層の塗装手順としては，はじめに最下層にある感温層を溶解しないトルエンを溶媒とする PMMA を塗布する。次に水とエタノールに溶解しない PMMA の上にポリウレタン樹脂を塗布し，十分に乾燥させる。乾燥時間を設けることでポリウレタン樹脂はエタノールに容易に溶解しなくなる。最後にエタノールを溶媒とする PAA を塗布する。この順序で塗布することにより，感圧層と感温層それぞれの特性に悪影響が生じないようにした。

Table 3 Component of transparent paint

	Binder	Solvent
Top layer	PAA	EtOH
Middle layer	Polyurethane	Water+EtOH
Bottom layer	PMMA	Toluene

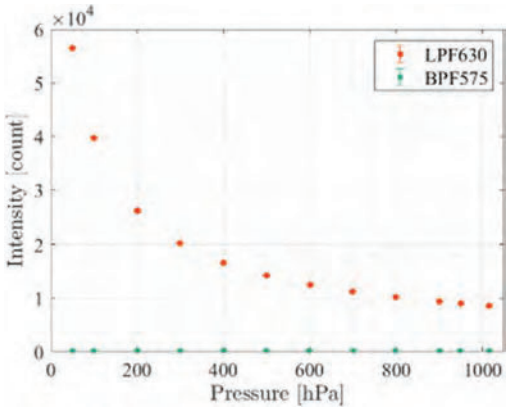
2.4 単層の感圧塗料と感温塗料に対する予備実験

本研究では，感圧色素と感温色素を同時に励起させるために波長 400 nm の LED を使用する。感圧色素（PtTFPP）と感温色素（$Ru(phen)_3$）からの発光は光学フィルターを用いて分離する。両者の吸収･発光スペクトルに基づき，

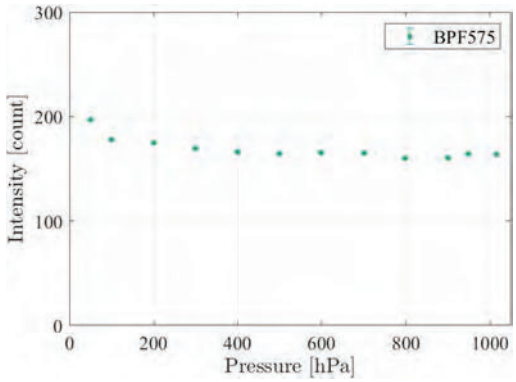
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

感圧色素が発する燐光をロングパスフィルター(W-R630)で,感温色素が発する蛍光をバンドパスフィルター(ET575/40m)で分離する。光学フィルターによる発光量の分離を確認するため，単層の感圧塗料と単層の感温塗料についてそれぞれ予備実験を行った。

Fig. 2 (a)に感圧塗料単層の発光量をロングパスフィルター（LPF630）とバンドパスフィルター（BPF575）を通して測定した結果を示す。図(a)よりバンドパスフィルター側には感圧塗料からの燐光が混入しないように見える。しかしながら，Fig. 2 (a)を拡大表示した Fig. 2 (b)を見ると，本来は排除したい感圧塗料からの燐光がバンドパスフィルターを僅かに透過していることが分かる。これは低圧域での感温塗料による温度測定において誤差要因になり得る。



(a) PSP intensity through two optical filters



(b) Close-up of (a) for BPF575

Fig. 2 PSP luminescence intensity through optical filters

Fig. 3 に感温塗料単層の蛍光をバンドパスフィルターとロングパスフィルターを通して測定した結果を示す。Fig. 3 から PSP 発光を計測するためのロングパスフィルター側にも感温塗料が発する蛍光の長波長成分が混入していることが分かる。これは感圧塗料の圧力感度低下の原因になり得ることから，重ね塗り感圧・感温塗料の作製時には感圧塗料と感温塗料の発光量のバランスを考慮する必要がある。

3. 較正実験

重ね塗り感圧・感温塗料の圧力・温度特性を評価するための較正実験装置の概略図を Fig. 4 に示す。評価する試験片(50mm×50mm)を真空容器内に設置し，試験片に熱伝導率の高いアルミテープでサーミスタを固定した。サーミスタにより試験片の表面温度を測定し，ペルチェ温度コントローラーで任意の温度に設定することができる。また，真空容器は真空ゴムホースを介して真空ポンプと繋がっており容器内の圧力を圧力コントローラーで制御することができる。任意の圧力・温度に設定した後，16bit sCMOS カメラ(Andor 社 Zyla-5.5)で撮影した。

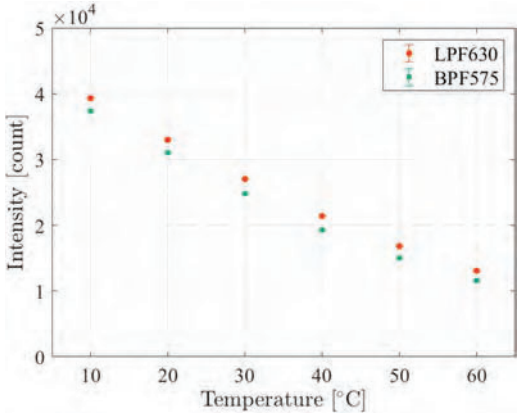


Fig. 3 TSP luminescence intensity through optical filters

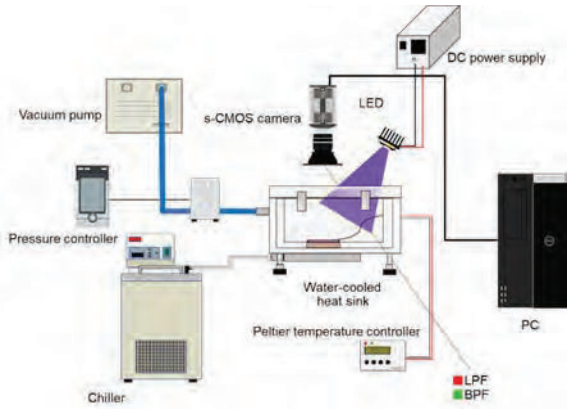


Fig. 4 Schematic of calibration system

4. 実験条件

単層の感温塗料と重ね塗り感圧・感温塗料を 2 枚ずつ作製し，較正実験を行った。単層の感温塗料の較正実験では，大気圧下で温度を 20~50℃ (刻み幅 10℃)に変化させて温度感度を評価した。また，20℃の条件のみ圧力を 2 kPa，10~90 kPa (刻み幅 10 kPa)，95 kPa，大気圧まで変化させ，圧力感度も評価した。重ね塗り感圧・感温塗料では温度を 20~50℃まで 10℃刻みで変化させ，各温度の圧力を 2 kPa，10~90 kPa (刻み幅 10 kPa)，95 kPa，大気圧まで変化させて，圧力感度と温度感度を評価した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

5. 結果と考察

5.1 温度計測における圧力感度特性評価

Fig. 5 にバンドパスフィルターを用いた温度計測時における感温塗料単層と重ね塗り感圧・感温塗料それぞれの圧力感度特性の計測結果を温度 20℃の条件について示す。Fig. 5 を見ると，本来一定であるべき感温塗料単層の発光強度比が圧力減少に伴って大きく増加しており，大きな圧力依存性を示している。この結果から，感温塗料単層では低圧域（2 kPa）の発光強度比に最大 55%の変化が生じることが分かる。一方，重ね塗り感圧・感温塗料では僅かな圧力依存性を示したものの，最大 1.2%の変化にまで抑えることが出来た。単層の感温塗料と比較して重ね塗り感圧・感温塗料は，温度計測時の圧力依存性を大幅に低減できたことから感温塗料単層で見られた 55%の変化は低圧下の酸素消光が原因と考えられる。

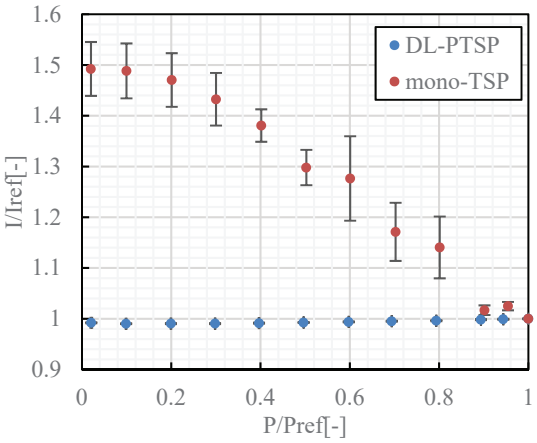


Fig. 5 Pressure sensitivity of monoTSP and DL-PTSP (T = 20 ℃)

Fig. 6 に 20~50℃の環境下でバンドパスフィルターを用いた温度計測時の重ね塗り感圧・感温塗料の圧力感度特性を示す。Fig. 6 から高温になるにつれ，特に低圧域における発光強度比の変化量が増加することが分かる。また，各温度条件においても，低圧域では減圧するにつれ発光強度比が増加する傾向を示した。これは低圧になるほど発光強度が増す感圧塗料からの燐光の一部（短波長成分）がバンドパスフィルター側に混入することが原因と考えられる。さらに，感温塗料の発光量は高温になるにつれて熱消光性により減少するため，混入した感圧塗料からの燐光強度が相対的に大きくなる。このことが発光強度比の変化が低温下よりも高温下で大きくなる原因と考えられる。以上のことから，感圧塗料と感温塗料の発光量のバランスが重要であることが分かった。

5.2 温度計測における温度感度特性評価

Fig. 7 にバンドパスフィルターを用いた温度計測時における感温塗料単層と重ね塗り感圧・感温塗料の温度感度特性を示す。重ね塗り感圧・感温塗料の温度感度は単層の感温塗料と比較して僅かに温度感度が低下している。これは，Fig. 2 (b)で見たようにバンドパスフィルターが感圧塗料の励起光を完全に遮断できていないためと考えられる。

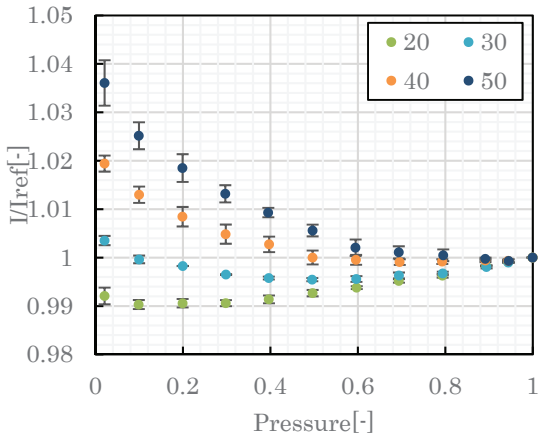


Fig. 6 Pressure sensitivity of DL-PTSP(T=20~50℃)

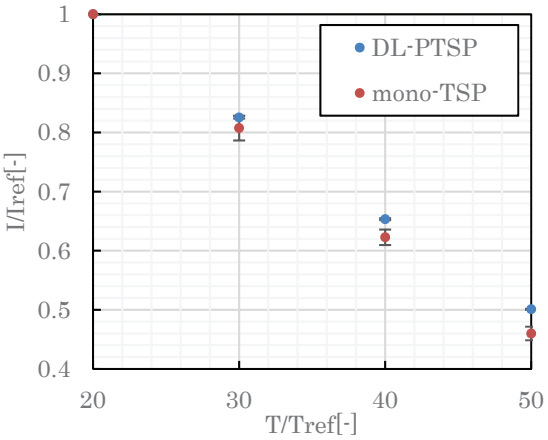


Fig. 7 Temperature sensitivity of monoTSP and DL-PTSP

5.3 圧力計測における圧力感度特性評価

Fig. 8 にロングパスフィルターを用いた圧力計測時における重ね塗り感圧・感温塗料の圧力感度特性を示す。ただし，本図における参照条件(P_{ref}, I_{ref})は，大気圧下 20℃の値に固定している。図より重ね塗り感圧・感温塗料の発光強度比は温度上昇に伴い増加しており，通常の感圧塗料と同様に温度依存性を有する。圧力感度については感圧塗料単層に比べて少し低くなることを確認しているが，フィルム冷却効率の測定用途に対しては十分な値を示している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

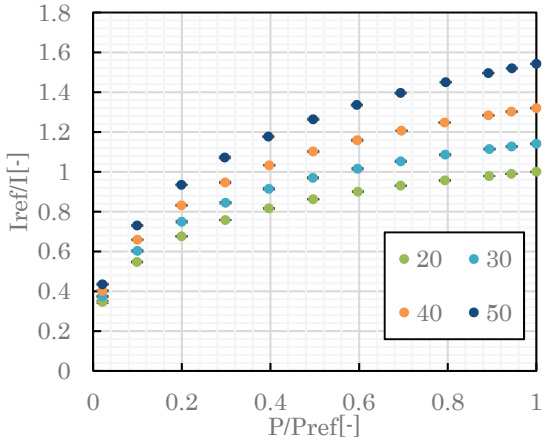


Fig. 8 Pressure sensitivity of DL-PTSP (T = 20~50 ℃)

6. 結言

本論文ではフィルム冷却の性能評価指標の一つである正味熱流束低減率（NHFR）の実験的評価に向けて，広い酸素分圧範囲にわたって圧力・温度の同時計測が可能な重ね塗り感圧・感温塗料の開発を試みた。新たに開発した中間層を適用した重ね塗り感圧・感温塗料と単層の感温塗料について，温度測定時の圧力依存性と温度感度特性を調査し，両者を比較検討した。以下に得られた知見を示す。

(1) 新たに開発した中間層を適用した重ね塗り感圧・感温塗料は，20～30℃の温度測定範囲において，低圧域における発光強度比の変化が 1.3%未満と極めて小さく，単層の感温塗料に比べて大幅に低減できた。

(2) 開発した重ね塗り感圧・感温塗料を用いた温度測定において，発光強度比の圧力による変化量は比較的高温の温度測定範囲（40~50℃）では2~4%と大きく，今後さらなる改良が必要である。

(3) 開発した重ね塗り感圧・感温塗料の温度感度は，単層の感温塗料に比べて若干低下したが，十分な温度感度を示した。

参 考 文 献

(1) Li, W., Lu, X., Li, X., Ren, J., Jiang, H., Wall thickness and injection direction effects on flat plate full-coverage film cooling arrays: Adiabatic film effectiveness and heat transfer coefficient, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 136, (2019), pp. 172-181.

(2) Shi, B., Li, X, Ren, J., Adiabatic effectiveness and heat transfer measurements of simple and trenched cylindrical holes with backward injection, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 170, (2021), 107086.

(3) Zhou, W., Peng, D., Liu, Y., Hu, H., Assessment of film cooling's surface quantities using pressure- and temperature-sensitive paint: Comparisons between shaped and sand-dune inspired holes, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 101, (2019), pp. 16-26.

(4) 文吉周，森英男，吉本俊純，井上雄策，重ね塗り感圧・感温塗料を用いた低速流れ場における圧力・温度計測技術，日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, (2010), pp. 437-438.

(5) 江上泰広，染矢聡，松田佑，満尾和徳，沼田大樹，多様な感圧・感温物質とその諸特性，可視化情報学会誌，37 巻 147 号，(2017)，pp. 11-16.

(6) Ikami, T., Fujita, K., Nagai, H., Influence of Formulations on Characteristics of Ruthenium-Based Temperature-Sensitive Paints, Sensors, Vol. 22 (3), (2022), 901.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, 2023. 10

【研究報告】 C-1

背圧を下げ、推力を下げず、最高温度を下げるターボファンサイクル

The Improved Turbofan Cycle with Reduced Turbine Inlet Temperature and Core Exhaust Pressure while Maintaining Its Thurust

○根本　勇
NEMOTO Isamu

ABSTRACT

The present turbofan cycle study is aimed at realizing the Sustainable Aviation Engine suited for small- and mid-size, narrow boby aircraft. Its objective is to find a way to achieve high engine performance, without relying on a very high turbine inlet temperature (TIT). During this study, it was found that the combination of a decreased TIT and reduced core exhaust pressure by using an increased core exhaust nozzle area would significantly increase expansion ratio of low pressure turbine (LPT). With the increased LPT pressure ratio and rotational speed ,while note affecting HPT speed, it is possible to increase FAN flow and to maintain the thrust, which results in the reduction of specific fuel consumption. This cycle can provide benefits also to hydrogen combustion engines, in the future, with reduced NOx emission.

キーワード：タービン入口温度、コア排気圧、推力、膨張比、 バイパス比、燃料消費率、窒素酸化物
Key Words: Turbine inlet temperature, Exhaust pressure, Thrust, Expansion ratio, BPR, SFC, NOx

１．はじめに

ターボファンエンジンは、発祥以来ずっと高温・高圧化を至上命題として技術を積み重ねてきた。これに対して Sustainable Aviation Engine の観点から、適正な温度範囲で高性能化を追求する技術思想が生まれても良いのではないかと云う問題意識をもった。

そのような観点からサイクル検討を続けてきたが、様々なサイクル検討の中のケーススターディの一つとして、最高温度を下げ、低圧タービン・ファン系の仕事を増やして推力を保つと、燃料消費率（SFC）を低減できると云う知見を得た。

しかしながらガスタービンの常識から、最高温度を下げれば低圧タービン・ファン系の仕事は下がり、推力は落ちる。この常識に反し、最高温度を下げて低圧タービン（LPT）膨張比を高める方法、即ち高圧軸を過回転にすることなく低圧軸回転数を高める新しいサイクルの構想を得た。その方法は TIT を下げることとコアの排気ノズルを広げて排圧を下げることを組合せる方法である。この組合せが本研究の要である。

この物理現象を原理説明で定性的に、サイクルの近似計算で定量的に説明する。考察では本サイクルの工学的価値について吟味する。

２．記号

A：流路面積　　a：エンジン上流の大気
ADP（Aerodynamic Design Point)：空力設計点
BPR：バイパス比　　COMB：燃焼器
Cpc：圧縮機部定圧比熱　Cpt：タービン部定圧比熱
Fn：正味推力　　FPR：ファン圧力比
f：燃料空気混合比　　G：重量流量
Ga：ファン空気流量　　GB：バイパス流量
Gf：燃料流量　　Ghc：圧縮機流量
g：重力加速度　　HPC：高圧圧縮機
HPR：高圧圧縮機圧力比　　HPT：高圧タービン
LPC：低圧圧縮機　　LPR：低圧圧縮機圧力比
LPT：低圧タービン　　M：マッハ数
P：静圧　　P0：全圧
R：ガス定数　　SFC：燃料消費率
SLS（sea-level static）：海面上静止状態
Sqrt ( )：自乗根　　T：静温度
TIT：タービン入口温度　　T0：全温度
TS（Top Speed）：ファン最大回転数の作動点
V：流速　　VF：バイパスジェット速度
VT：コアジェット速度
δ：圧力修正係数　　ε：全圧損失係数
η：効率　　κc：圧縮機部比熱比
κt：タービン部比熱比　　θ：温度修正係数
添字
数字：エンジンの各断面位置
conv：conventional　e：出口　f：ファン
hp：HPC　i：入口　lp：LPC
( ) choke：チョーク値またはチョーク点

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

３．サイクル原理の説明

３－１．機構

本エンジンの概念図を図１に示す。本エンジンは同じファン前面面積を持つ通常のターボファンよりコアエンジンの排気ノズル面積を大きく取る。図において Wide は本エンジンのコア排気ノズル、Normal は従来型ターボファンの排気ノズルである。排気ノズル面積 A7 を広く取ると HPC 後流の抵抗が減少し HPC 作動線がチョーク側に移動する。HPC 流量が増すと燃空比 f が減少し TIT が下がる。また広い A7 はエンジン背圧を下げ LPT 膨張比を増すのでファン吸込流量が増す。HPC 作動線を支配するのは排気ノズル Wide である。その際、両タービン共チョークしているが、常に下流に位置するノズルの作動条件が上流の HPC に伝わるように HPT、LPT ともに離陸定格でその膨張比がチョーク値を超えてはならない。

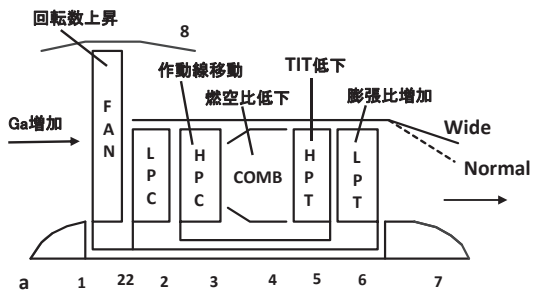


Fig.1 本エンジンの概念図

３－２．作動原理（タービン膨張比を増す二つの方法）

推力を維持したままコアの排気ジェット速度を下げるにはエンジン流量を増す必要がある。エンジン流量を増すにはタービン膨張比を増して低圧タービン・ファン系の仕事を増せばよい。本報では膨張比の増加を二つの方法により実現する。

１） コアの排気ノズル面積を広げエンジン背圧を下げる。
　　しかしこれだけでは十分な膨張比は得られない。

２） もう一つの方法は、タービン入口温度（TIT）を下げる。

上の二つを併せて行うと非常に大きな膨張比を得られる。コアの排気ノズル面積を大きく設定し背圧を下げると LPT 膨張比が増すことを示す。コアエンジンの排気ノズルはチョークしているとして出口の流れは、静圧を用いた流れ関数より

$$\left(\frac{m\sqrt{T0}}{AP}\right)_7 = M_7\sqrt{\frac{\kappa g}{R}}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M_7^2\right)^{\frac{1}{2}} = const \quad \cdot\cdot\cdot(1)$$

ここで添字７はコアエンジンのノズル出口を表す。

式（1）の右辺は一定である。設計点でノズル面積 A7 を広く取ると、ノズル流量m7（G7/g）が増加するが、コア流量は上流の低圧圧縮機（LPC）により制約を受ける。従って式（1）から Sqrt(T07)/P7 も大きくなるが、T07=T06 で全温度 T07 はノズルで変化しないので P7 が小さくなりエンジン排圧が下がる。ノズル入口全圧 P06（LPT 出口全圧）は

$$\frac{P06}{P7} = \left(1+\frac{\kappa-1}{2}M_7^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \cdot\cdot\cdot(2)$$

ノズルはチョークしているので式（２）の右辺は一定、よって P7 が低下すればノズル入口全圧 P06（LPT 出口圧）も低下する。このサイクルは離陸定格で圧縮機側の全圧力比はほとんど低下しないので（表２参照）、P06 が低下すると低圧タービン膨張比が増加しファン回転数が上昇、エンジン流量 Ga が増す。ファン流量が増すとファン出口のコア側、バイパス側ともその面積は一定だからコア流量 Gc、バイパス流量 G_B 共に増加する。バイパス流れの推力 F_B は

$$F_B = G_B\sqrt{2gJT022\left\{1-\left(\frac{P022}{Pa}\right)^{\frac{(1-\kappa)}{\kappa}}\right\}} \quad \cdot\cdot\cdot(3)$$

ここで位置番号 22 はファンの出口、即ちバイパスノズル入口を表し、J は熱の仕事当量である。式（３）から推力 F_B はノズル入口全圧力 P022 を高めバイパス流量 G_B を増加すれば大きくなることが分かる。よって F_B が増し推力を保てる。

もう一つタービンの膨張比を大きくする上で強力な方法は TIT を下げることである。タービンの仕事 W_T は式（４）で表される。

$$W_T = \eta_T mCpT0i\left\{1-Cp\left(\frac{P0i}{Pe}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}\right\} \quad \cdot\cdot\cdot\cdot\cdot(4)$$

ここで添字 i は入口、e は出口である。

式（４）からタービンの入口温度 T0i を下げると、タービンの仕事 W_T は減少する。これが常識的な入口温度とタービン仕事の関係である。ここで排気ノズル面積を広げて式（１）（２）より式（４）の Pe を下げると、圧縮機側の仕事が増加し、増加した圧縮仕事と釣り合う W_T をタービンが発生するためには、膨張比 P0i/P0e が大きくならざるを得ない。従ってコア排気ノズルを広げることと、TIT を下げることを併せて行うとタービン膨張比が著しく大きくなることに気付いた。

３－３．膨張比を増すために、何故二つの方法が必要か

図２にコアエンジンの排気ノズル面積と TIT を変化させた場合の HPT、LPT の膨張比の変化と排圧 P7 の大気圧への近付き方を示す。ここで A 軸はこのサイクル計算の基準となる通常のターボファンで相対修正回転数 Nfc=1 で TIT=1820K、B 軸は本案で Nfc を 1 から 1.03 に高め TIT を 1690K に下げた場合、C 軸も本案で Nfc を 1.04 に上げ TIT を 1650K まで下げた場合である。図２から本案 B、C はコアの排気ノズル出口圧 P7 が低く P7/Pa が小さくなりタービン膨張比 P04/P05、P05/P06 が大きくなることが分かる。

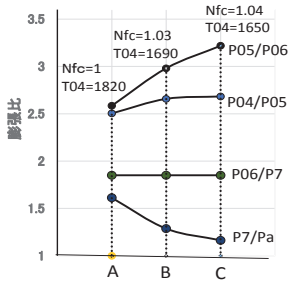


Fig.2 膨張比の変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

また表１に TIT と A7 の変化が及ぼす推力 Fn と SFC への影響を示す。表１において、A7/A7conv はコアの排気ノズル面積の従来型 A7 との面積比である。

Table1　TIT と A7 の変化が及ぼす推力と SFC への影響

	Nfc	TIT	Ga	BPR	Fn	SFC	A7/A7conv
A	1	1820	9	8	2.58	0.399	1
B	1.03	1690	9.27	7.84	2.59	0.367	1.235
C	1.04	1650	9.38	7.96	2.57	0.354	1.333
A’	1.03	1820	9.27	7.84	2.70	0.397	1.068
A”	1	1650	9	8	2.43	0.355	1.194

Nfc はファン相対修正回転数、温度は K、圧力は kg/cm^2、流量は kg/s、推力は kN

表１の下側２段は、A’が従来型 A の TIT はそのままでファン相対修正回転数のみを Nfc=1.03 に高めた場合、A”は従来型 A の Nfc＝１はそのままで、TIT を 1650K に下げた場合である。表１から TIT はそのままでファン回転数 Nfc のみを高める A’は、推力は増すが SFC の改善はなく、ファン回転数一定で TIT のみを下げる A”は、SFC は良くなるが推力が落ちてしまう。つまりファン回転数、TIT の何れかを単独で変化させた場合の Fn と SFC の変化は極めて常識的である。

次に表１の A、A’よりも本案 B、C の SFC が良くなる理由を説明する（A”は推力が落ちるのでこの検討の対象にはならない）。エンジンが作り出すエネルギーW（機関の発生動力）は推進仕事と排気残留エネルギーの和として表される。参考文献１）のターボジェット・サイクルのエネルギー増分の式（１１頁）からターボファンのエネルギー増分の式（５）が導き出される。

$$W = \frac{1}{2}m_c V_{jc}^2 + \frac{1}{2}m_b V_{jb}^2 - \frac{1}{2}m V_0^2$$

$$= m_c\left\{(V_{jc} - V_0)V_0 + \frac{1}{2}(V_{jc} - V_0)^2\right\}$$

$$+ m_b\left\{(V_{jb} - V_0)V_0 + \frac{1}{2}(V_{jb} - V_0)^2\right\} \quad \cdots (5)$$

P7 が低下すると式（５）W の内のコアエンジンが捨てる無駄な残留エネルギーの一部が LPT に吸収されて推力となる。本案が推力当りの燃料消費量を低減出来る理由はここにあると考えられる。

以上から推力を保ちながら十分なタービン膨張比を得るには、A7 を広げることと TIT を下げることの両方を合わせ行う必要があることが分かる。

４. サイクル計算

計算によるサイクル検討では、FAN、LPC、HPC を同一ハードウエアとする次の３つのケースを比較する。

A：Nfc=1、TIT=1820K（conventional Turbofan）

B：Nfc=1.03、TIT=1690K（proposal）

C：Nfc=1.04、TIT=1650K（proposal）

４．１ 作動マップとサイクルパラメータ

本サイクルの計算方法について説明する。ここでは上記 B についての計算方法を取り上げる。コアの排気ノズル面積が通常の広さで、本案と同じファン前面面積をもつ従来型ターボファン A と比較検討するためのサイクル計算である。

計算を簡単にするため次の仮定を設ける。FAN、LPC の断熱効率：0.85、HPT 断熱効率：0.88、LPT 断熱効率：0.9 それぞれ一定とし、HPC 断熱効率のみマップから読み取る。また管路内の圧損や冷却空気、軸封空気、そして補助動力による負荷は全てゼロと仮定する。また本計算では温度の比熱への影響は考慮せず、空気の定圧比熱は Cpc=0.24（kcal/kg℃ ）、比熱比は κc=1.4、燃焼ガスの定圧比熱は Cpt=0.276（kcal/kg℃ ）、比熱比は κt=1.33 一定とする。

このサイクル計算には、JAXA (Japan Aerospace eXploration Agency）の前身である航空宇宙技術研究所（NAL；National Aerospace Laboratory of Japan）の研究所報告 347 号に記載されていた計算式及び構成要素の作動マップを用いた。そのマップには飛行マッハ数ごとの作動線が記入されているのでその作動線上に作動点を置くことで間違いや勘違いを防ぐことができる。また本報は細胴機への搭載を想定しているので、ファンや圧縮機の圧力比や TIT の上限温度は大きく外れてはいないと考える。図３に FAN 作動マップ、図４に LPC 作動マップ、図５に HPC 作動マップを示す。図３～５は、上記 NAL の報告書に掲載されていたマップから、回転数に対する流量特性を、流量に対して放物線近似する方法で再現し、その作動線上に計算した各作動点をプロットしたものである。

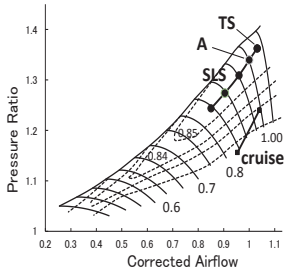


Fig.3 FAN作動マップ

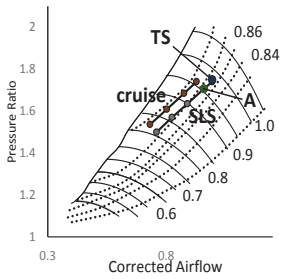


Fig.4 LPC作動マップ

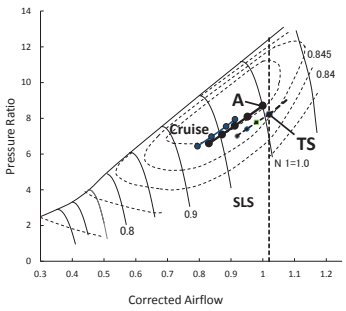


Fig.5 HPC作動マップ

この計算はファン前面面積が等しい二つのエンジン、即ち通常の大きさの排気ノズルを持つ従来型のエンジン A と広い排気ノズルを持つ本エンジン B の離陸性能を比較計算する。

マップにおいて点 A は空力設計点（ADP：Aerodynamic Design Point)であり、ファン相対修正回転数 Nfc=1 の作動点で

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

ある。従来型、本エンジン共に FAN、LPC、HPC の ADP は点Aである。従来型エンジン A の離陸定格の作動点は点 A で、TIT は 1820K（中小型機の上限温度）である。従来型エンジンは簡単のため点 A でタービンがチョークすることとする。

点 TS（Top speed）は最大推力発生時の作動点でファン相対修正回転数 Nfc=1.03 であり、本エンジン B の離陸定格作動点である。FAN、LPC の運転点が TS にあるとき、本エンジン B の HPC 作動線は図５に点線で示す如くチョーク側に移動するので、HPC の作動点はチョーク側に移動した作動線上の点 TS になる。本エンジン B の点 TS における TIT は 1690K で従来型と本エンジンの離陸定格における温度差は 130 度である。ファンと LPC の作動点 A と TS は、同一作動線上にある。本エンジンの HPT、LPT は点 TS をチョーク点とする。尚、従来型と本エンジンの FAN、LPC、HPC は同一のハードウエアである（ファン前面面積同一）。

離陸定格の計算では、本エンジンの作動点 TS（Nfc=1.03、TIT=1690K）の推力が、従来型の A 点（Nfc=1、TIT=1820K）での推力とほぼ同じになるにはコアの排気ノズルの面積 A7 を如何程広げればよいか、A7 を広げた結果、推力や SFC にどのような影響を及ぼすかを計算する。尚、NAL 研究所報告 347 号は工学単位系で書かれておりこの論文もそれに準じた。

本計算の比較の基になる従来型エンジン A の地上静止状態での点 A における設定値は、コア重量流量１ｋｇ/ｓ、ファン重量流量９ｋｇ/ｓ、BPR を８とする。HPC の断熱効率は図５に示す如く A 点では 0. 85、TS 点では約 0. 8475 である。

４．２ タービン流量特性

タービンの流量特性は、一般に膨張比とタービン軸修正回転数の関数である。しかし回転数は膨張比が小さい範囲以外はほとんど影響がないので、膨張比のみの関数とする。NAL 研究所報告 347 号では、タービン特性を式（６）の楕円式で近似している。

$$\frac{G_i\sqrt{\theta_i}}{\delta_i} = \left(\frac{G_i\sqrt{G_i}}{\delta_i}\right)_{choke} \times \sqrt{1 - \left\{\frac{P0_i}{P0_e} - \left(\frac{P0_i}{P0_e}\right)_{choke}\right\}^2 \Big/ \left\{\left(\frac{P0_i}{P0_e}\right)_{choke} - 1\right\}^2} \quad \cdots\cdots(6)$$

式（６）の特徴はタービン修正流量とそのチョーク値、膨張比とそのチョーク値を用いてタービン特性を表現している点である。

式（６）を用いて計算した HPT 流量特性曲線を図６に、LPT 流量特性曲線を図７に示す。図において点線は従来型エンジン A のタービン特性曲線であり、実線が本エンジン B のタービン特性曲線である。従来型は黒点の作動点 A（Nfc=1）でチョークしており、本案は黒点の作動点 TS（Nfc=1.03）でチョークする。タービンは図６、７に示すように HPT、LPT とも従来型 A と本エンジン B は異なるハードウエアである。

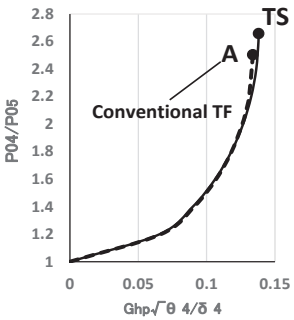


Fig.6 HPT流量特性曲線図

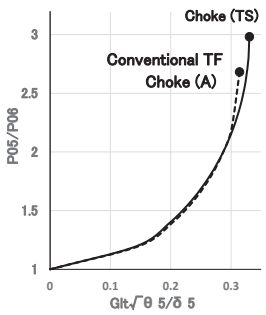


Fig.7 LPT流量特性曲線図

４．３ 離陸定格の近似計算

従来型ターボファンの空力設計点 A の計算は、通常の設計点性能計算なので省略し、HPC 作動線がチョーク側に移動する本案 B の TS 点の計算方法を説明する。

点 A のファン圧力比（FPR：FAN Pressure Ratio）は図２から 1.344、ファン相対修正流量 Nfc は１、点 TS の FPR は 1.363、相対修正流量 Nfc は 1.03 である。A 点から TS 点への作動点の上昇は TIT の上昇によらずノズル面積 A7 を広くし、TIT を下げて LPT 膨張比を増すことにより行う。

LPC の回転数バランスはファンと同軸の条件より、Nlc=Nfc＊Sqrt（T01/T022）で与えられる。つまり機械回転数はファンと同じで、相対修正回転数は入口温度が T022>T01 と高くなるので Nfc=1.03 に対し Nlc=0.978 と低くなる。図４の LPC マップ上に相対修正回転数 97.8%一定の特性曲線を描き、その曲線と LPC 作動線の交点を読み取ると、その点が LPC の作動点 TS となる。相対修正流量は 0.995、LPC 圧力比 LPR は 1.74 である。よって LPC の出口条件（修正流量）が求まる。LPC 出口条件から得られる HPC 入口の相対修正流量 1.02 を HPC マップ図５に縦の点線で示す。この点線と HPC 作動線の交点は、HPC 作動線を大流量側に移動せずにファン相対修正回転数 Nfc を 100%から 103%に高めたときの HPC 作動点で、HPC の圧力比と TIT は HPR＝8.94、T4＝1983.5K となって限界超過、運転不可となる。

ノズルスロート面積 A7 を増すことは、物理的に見れば流量の制約を緩めることで、HPC 作動線がチョーク側に移動して圧縮機流量 Ghc が増し、HPR が下がって HPC 相対修正回転数 Nhc は約 1.02、HPR は約 8.22 となる。以上からコアの流量が増し燃空比 f が下がるので TIT（T04）が低くなる。

図５の HPC 作動点 TS の HPR の値は、以下のようにして求まる。T04（TIT）を 1690K に指定した燃焼器出口修正流量を式（７）に示す。HPR＝P03／P02 を仮定して、上流から下流へ計算を進める。

$$\left(\frac{G4\sqrt{\theta 4}}{\delta 4}\right)_{out} = \frac{Pa}{\sqrt{Ta}}\frac{G4\sqrt{1690}}{P04} = \frac{Pa}{\sqrt{Ta}}\frac{Gc(1+f)\sqrt{1690}}{(1-\varepsilon)P02 \cdot HPR} \quad \cdots\cdots(7)$$

ここで ε は燃焼器全圧損失係数である。

式（７）の右辺第２項、分母の HPR をいろいろ変えて左辺の燃焼器出口修正流量を計算し、位置番号 i を４、e を５とし

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

た式（6）左辺のHPT入口修正流量と一致させれば、HPRの値を確定できる。式（6）右辺根号内のP04/P05（HPT膨張比）はHPCとHPTの流量と仕事の釣り合いから求まる。

次に式（6）のエンジン位置番号をLPT入口、出口の位置番号5、6に替えて計算し、HPT出口修正流量（G5*Sqrt(θ5)/δ5)outとLPTの入口修正流量（G5*Sqrt(θ5)/δ5)inを合致させればLPTの特性を得ることができる。このサイクルの部分負荷計算ではファン入口からコアノズル出口まで順を追って計算を行いマッチングを取り、面積一定のコアノズル出口で計算を閉じることができるまで繰返し計算を行う。

４．４ 従来型と本案の離陸性能の比較

従来型ターボファンA（上限温度TIT=1820K）と本案のB：TIT=1690K、本案のC：TIT=1650Kの離陸性能を表２に示す。

【表２】離陸定格の計算結果の比較

特性	従来型A	本案B	本案C
FAN			
Nfc	1	1.03	1.04
空気流量	9	9.27	9.378
圧力比	1.344	1.363	1.37
断熱効率	0.85	0.85	0.85
入口圧力	1.0332	1.0332	1.0332
入口温度	288.16	288.16	288.16
LPC			
Nlc	0.952	0.978	0.987
空気流量	1	1.0487	1.0468
圧力比	1.7067	1.74	1.773
断熱効率	0.85	0.85	0.85
入口圧力	1.389	1.408	1.416
入口温度	318.04	319.52	320.07
HPC			
Nhc	1	1.02	1.03
空気流量	1	1.0487	1.0468
圧力比	8.7	8.219	7.91
断熱効率	0.85	0.8475	0.8475
入口圧力	2.37	2.45	2.51
入口温度	379.78	383.98	387.004
燃焼器			
空気流量	1	1.0487	1.0468
燃料流量	0.0291	0.0269	0.0258
燃焼効率	0.995	0.995	0.995
圧力損失	0.0323	0.0322	0.0326
入口圧力	20.619	20.139	19.85
入口温度	761.977	757.973	754.9
HPT			
ガス流量	1.029	1.0756	1.0726
膨張比	2.504	2.658	2.683
断熱効率	0.88	0.88	0.88
機械効率	0.99	0.99	0.99
入口圧力	19.954	19.492	19.206
入口温度	1820	1690	1650
LPT			
ガス流量	1.029	1.0756	1.0726
膨張比	2.585	2.981	3.219
断熱効率	0.9	0.9	0.9
機械効率	0.99	0.99	0.99
入口圧力	7.969	7.334	7.159
入口温度	1493.8	1369.72	1334.63
Bypass nozzle			
空気流量	8	8.22	8.33
推進効率	0.97	0.97	0.97
入口圧力	1.389	1.408	1.416
スロート圧力	1.0332	1.0332	1.0332
入口温度	318.04	319.524	320.066
スロート温度	292.279	292.466	292.534
マッハ数	0.66	0.69	0.69
Core Jet nozzle			
ガス流量	1.029	1.0756	1.0726
推力効率	0.97	0.97	0.97
入口圧力	3.08	2.46	2.224
スロート圧力	1.666	1.33	1.202
入口温度	1211.577	1077.09	1032.22
スロート温度	1039.98	924.54	886.029
マッハ数	1	1	1
A7/A7(A)	1	1.235	1.333
エンジン全体性能			
BPR	8	7.84	7,96
SFC	0.399	0.367	0.354
VF/VT	0.3613	0.3927	0.4047
推力	2.579	2.586	2.571
全圧力比	19.957	19.49	19.22

温度はK,圧力はkg/cm^2，流量はkg/s、推力はkNである。

ターボファンにとって低圧タービン・ファン系の仕事を増すことは、BPRを高め推進効率を改善することである。ところが本案ではLPT膨張比を増してもBPRは寧ろ減る。従って推進効率が改善されるのではなく、表２のエンジン全体性能からVF/VTが増すのである。

４．５ NfcとTITの設定根拠（HPTとLPTの結合特性）

従来型Aのファン相対修正回転数Nfc=1、TIT=1820Kに対し、本案BはNfc=1.03、TIT=1690Kと設定した理由を説明する。それは部分負荷でのHPTとLPTの結合特性が制約を生むからである。図８～１０に２軸直列フリータービンの空力的繋がりの例を示す。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

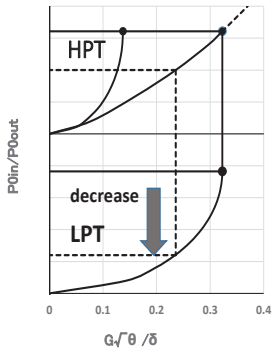


Fig.8 従来のHPTとLPTの空力的繋がり

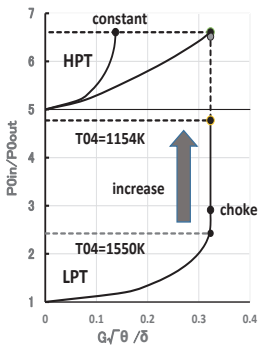


Fig.9 可変サイクルでの空力的繋がり

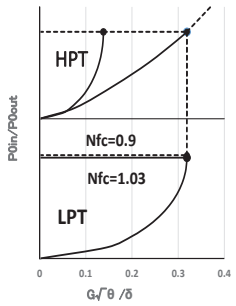


Fig.10 本案のHPTとLPT空力的繋がり

図８は通常の従来型２軸直列フリータービンの結合特性。図９はコアの排気ノズルを可変機構とした場合で、離陸定格において従来型の TIT=2000K、Nfc=1 に対し、VCE は TIT=1773K、Nfc=1.05 とした場合、つまり従来型と VCE の離陸定格での温度差を 227 度とした場合の高度 10km 飛行マッハ数 0.9 における Nfc=0.9 のタービン結合特性である。図 10 はコア排気ノズルを固定とした本案 B である。図８の従来型ターボファンは設計点では両タービンの関係は実線で示されるように結ばれるが部分負荷時に全膨張比が減ると点線のようになり HPT では膨張比の減少が小さく LPT で大きく減少する。即ち TIT を下げると HPT の仕事と LPT の仕事の比は大きくなり LPT の出力は急激に減少する[3)]。図９は、部分負荷でコアの可変ノズルを大きく広げると LPT 膨張比がチョーク点を超え BPR が大きくなり燃費が非常に良くなる。しかし部分負荷の LPT 出口修正流量が離陸定格よりはるかに大きくなってしまう。よってコアの排気ノズルを固定ノズルとすれば離陸定格の推力を最大にすることが出来なくなる。但し図９は TIT を高めずにタービン膨張比を高める方法を示唆してくれた。図９のノズルを固定化するためサイクルパラメータの値を変更したのが本案であり、図１０に示す如く部分負荷で LPT 膨張比が設計点の値を超えないよう Nfc と TIT の設計点の設定値を定めた。

５．考察

考察では、本案の工学的価値について検討したい。図１から本案は構造や機構的に従来と何ら変わりなく、パラメータの値をいろいろ変えてサイクル検討したものに過ぎないと思われるかもしれない。そこで特許法を参考にする。特許要件とは発明に新規性（新しいものであること）と、進歩性（同業他者が容易に考え出すことができないこと）があることである。また特許は物や方法の発明であり、実用新案は物品の形状、構造または組み合わせに関わるものである。従って本案は図１から実用新案の対象ではなく、方法の発明として特許の対象であることが分かる。では本案には誰も容易には考え出すことが出来ない非典型的な技術思想があるだろうか。

そこで昔、筆者が考案した超音速機用インターターボビンバイパス エンジンに対する NASA の白書を参考にする。以下にコメントの一部を掲載する。

White Paper Discussion of
The Nemoto Mixed-Flow Turbofan
Bypass Ratio Modulation Approach
For Supersonic Cruise Propulsion
May 1999
NASA Glenn Research Center

Discussion of VABI Impact

Mr.Nemoto's concept of inter-turbine bypass VABI (Variable Area Bypass Injector) will operate as proposed, and closely resembles the NASA Aft Turbine Bypass concept briefly studied in 1989. As with most BPR modulating concept for the two spool MFTF, the necessary cycle effect is to overspeed the HP spool (thereby increasing the core massflow when desired) without adversely influencing the LP spool operation. Mr.Nemoto's concept operates as a traditional MFTF during take-off. A mid-stage HPC bleed (supplying greater massflow than a traditional LPT cooling duct) effectively reduces the HP spool work thereby providing increased energy for the LPT to power the fan at SLS design speed and FPR (figure 11)

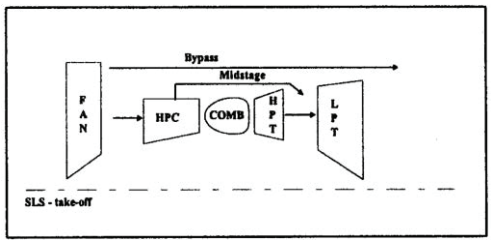


Fig.11 Inter-turbine bypass VABI (Take-off operation)

At supersonic cruise, the combustor T4 is greatly increased compared to SLS, overspeeding the HP spool and reducing the BPR. To maintain choked operation of the LPT during supersonic cruise when the core massflow and temperature are highest, a rear VABI is opened at the LPT entrance. This allows overspeed of the HP spool without overspeed of the LP spool. The rear VABI flow is reintroduced downstream of the LPT through the subsonic mixer (figure 12).

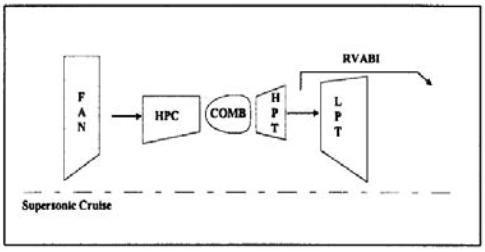


Fig.12 Supersonic cruise operation

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

上のコメントからこのエンジンは提案のように作動するであろうとある。離陸定格における十分な推力を得るため、図１２とは逆に高圧軸回転数を高めずに低圧軸回転数を高めることは正しいことが分かる。その方法として図１１は、圧縮機中間段から抽気し、その抽気を LPT 入口に再導入している。つまり可変機構を用いている。本案ではこれを固定サイクルで行うため排気ノズル面積を大きく設定し、背圧を下げて低圧軸回転数を上げ、TIT を下げて高圧軸が過回転になることを防いでいる。通常 TIT を下げれば燃料流量が減少し、推力が落ちるのが常識である。これに反し本案は推力を落さず TIT を下げることに成功している（図 13）。

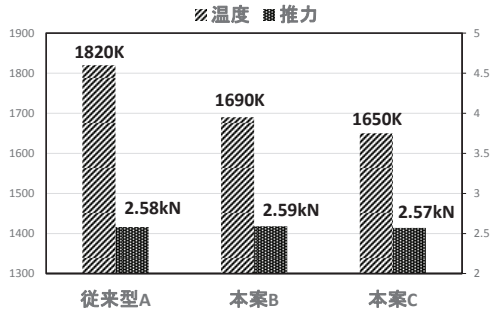


Fig.13 タービン入口温度と推力の関係

本案 SDGs コンセプトの肝は

最高温度を高めず

▽

どのような方法で

▽

タービン膨張比を高めるか

発見した解決方法は

コアの背圧を下げる

＋

最高温度を下げる

‖

この２つの合わせ技は
タービン膨張比を増す

Fig. 14 本案の思考経路

本案は、排気ノズルを広くし TIT を下げることで、LPT 膨張比を高め推力を維持し、SFC を低減している。エンジン性能を向上させるために最高温度を下げると云う発想は今までになく、これを固定サイクルで実現することは、工学的に意味あることであろう。地球温暖化の時代は終わり地球沸騰化の時代が到来したと言われる今、酷暑対策は喫緊の課題であり、大胆な方向転換が必要ではないだろうか。

高温高圧化を至上の技術として追求し続けてきたターボファンの研究開発を、このサイクルは低い最高温度で性能を高める新しい世界に誘うことが期待される。そのために、このエンジンのコンセプトは、出来るだけシンプルにタービン膨張比を大きくすることに重点を置いた。

６．まとめ

1）コアエンジンの排気ノズル面積を広く設定し、同時に TIT を下げると、タービンの膨張比が非常に大きくなることを発見した。

2）この方法によれば低圧タービン・ファン系の仕事が増し、前面面積当りの流量が増すので、推力を落さず最高温度を下げることができる。

3）この方法によれば、推力に対するエンジン流量が多くなるため SFC を低減できる。

また従来型 A の LPT 入口軸流マッハ数を 0.4 と仮定すると、本案 B のそれを約 0.44 とすれば、LPT 入口面積は同一面積となり、推重比は大きな問題にはならないと考える。

温暖化対策としての効果は、SFC が減少するので CO2 排出量が、燃焼温度が下がるので NOx の生成が抑制される。またタービン寿命が延び、ライフサイクル・コストが低減されるので、安全性が高く環境対応と経済性に優れた Sustainable Aviation Engine となる。将来的には水素燃料エンジンが実現した時、この方法を用いれば水素燃焼の欠点である NOx の生成を抑えることができる。

参考文献

1）姫野武洋：電動化・水素化の動向を理解するための基礎 第 51 回ガスタービンセミナー資料集、公益社団法人 日本ガスタービン学会 P-9～18

2）森田光男、関根静雄：多軸ターボファンエンジンの設計点外性能、航空宇宙技術研究所報告 347 号

3）八田桂三：ガスタービンおよびジェットエンジン、共立出版株式会社 P-26～27

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会（福井）講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-2

水素ジェットエンジンに関する一考察

Technical issues about hydrogen fuel jet engines

○二村 尚夫*1
FUTAMURA Hisao

ABSTRACT

Hydrogen is a promising candidate substance to reduce carbon emission in substitution for petroleum based aviation fuels. Japanese government proclaim “Carbon neutral in 2050” and promotes “Green Innovation” initiative. Author examined past efforts in literature concerning hydrogen related engine research and developments. They tell merits and demerits are found to exist. Safety is most important issues reflecting the physical and chemical properties of hydrogen.

キーワード： ガスタービン，ジェットエンジン，水素，エンジンサイクル，
Key Words: Gas Turbine, Jet Engine, Hydrogen, Engine cycle,

1. はじめに

日本国政府は『2020 年 10 月、我が国は「2050 年カーボンニュートラル」を宣言し、2050 年までに、温室効果ガスの排出を全体としてゼロにする目標を掲げた。この目標は、従来の政府方針を大幅に前倒すものであり、並大抵の努力で実現できるものではない。エネルギー・産業部門の構造転換や、大胆な投資によるイノベーションといった現行の取組を大幅に加速することが必要である。…』という目的の下に野心的な 2030 年の目標を掲げている [1)]。グリーン成長戦略において重点化が定められている 14 分野のひとつに輸送・製造関連産業の中から⑩航空機産業が選ばれている。具体的な新技術として①装備品・推進系の電動化、②水素航空機、③ 機体・エンジンの軽量化・効率化、④ バイオジェット燃料等・合成燃料

水素航空機実現に向け、コア技術の研究開発等を推進する…燃料タンクやエンジン燃焼といった、水素航空機が成立するために必要不可欠なコア技術の研究開発を推進。水素燃料の保管、輸送、利用のための空港の民間設備など、空港周辺インフラの検討を、政府、航空機メーカー、その他関連企業や学術関係者が連携しつつ推進する [2)]。

ICAO(国際民間航空機関)では 2020 年以降て CO2 排出量を増加させないとの目標を採択しており、この目標を達成するためには、運航方式の改善や新技術導入、代替燃料、市場メカニズムの活用を組み合わせることが必要であるとされている [3)]。また、国際航空運送協会（IATA）は 2050 年時点で CO2 排出量を 2005 年比で半減させる目標を掲げている [4)]。

2. 水素ジェットエンジン

NEDOのプロジェクトでは水素航空機を成立させるコア技術として、燃料タンク、エンジン燃焼に取り組み始めている。

AdlerおよびMartinsにもあるように、水素を燃料とする航空機は、1950年代にはすでに試作されており、当時の技術で飛行に成功している[5)]。

さらに過去の文献等を調べてみると、1974年に通商産業省工業技術院から日本航空宇宙工業会に対して「航空機用水素エンジンに関する調査」がサンシャイン計画の一環として委託されており[6,7)]、1979年には日本航空工業会が設けた水素エンジン調査委員会の解説が日本航空宇宙学会誌に掲載されている[8)]。洋書としてはBrewerによる”Hydrogen Aircraft Technology”がある[9)]。Brewerは永年、Lockheed Aircraft社で革新的航空機の開発に携わった技術者であり、同書で水素の航空利用に関して経緯を含め、詳細かつ具体的に要点を述べている。以下、本報の歴史的内容の多くは同書に拠っている。

2.1 水素

水素の物理化学的特徴は、軽さ、比熱の大きさ、燃えやすさ、燃焼エネルギーの大きさである(表 2-1)。飛行機出現前の水素利用は、その軽さを浮力として利用した、気球と飛行船であった。これは、浮力だけであれば、分子量 2 の水素分子と分子量 4 のヘリウムでは、分子量 29 の空気との分子量の差は、それぞれ、27 対 25 と 7%に過ぎない。それ故、ヘリウム製造プラントの開発が進むと、以降、安全性の観点から観測気球以外には水素は使われ

*1 (国研)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: Futamura.hisao@jaxa.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

なくなった。

水素で浮力を得る飛行船は 1900 年にドイツで事業化されたが、1937 年に米国ニュージャージー州のレークハーストにおけるヒンデンブルグ号の炎上墜落事故後、米国が対独ヘリウムの輸出を禁止したことにより、事実上、事業を終了した。ヒンデンブルグ号は全長 247.2m、ガス体積 190000m3、4600HP のエンジンで最大速度 135km/h で 1002 名の乗員でドイツ-米国間を東行 65 時間、西行 52 時間で運航した [9]。

水素が燃えやすいという特徴に関して、ジェットエンジン開発の歴史上のトピックスとしては、ドイツのハンス・フォン・オハインが地上でのジェットエンジン開発時に水素ガスを利用したことが有名である。

自動車用の燃料としては、19世紀から利用例があるが、レシプロエンジンでは、燃えやすさのため、予混合状態の水素は圧縮過程における燃焼の可能性が高く、超希薄燃焼など通常のガソリンエンジンには無い特別な工夫を施している。また水素を用いた燃料電池車が2014年から販売されている。

家庭用には、コークス炉ガス(水素55%メタン28%)、石油を原料とした都市ガス(6B:水素41%メタン26%一酸化炭素2.6%)として1960年代まで使用されていた実績がある。現在の都市ガス(13A：メタン89%)は天然ガスを原料としており水素は含まれていない。工業用には、半導体製造などに都市ガス、LNGを原料とした水素ガス製造装置が販売されている。

2.2　液化水素か高圧ガス水素か

現状、航空燃料はレシプロエンジン、ジェットエンジンとも揮発油が使用されている。水素および主な炭化水素の融点、沸点等を航空燃料とともに表1に示す()。

表1　水素および炭化水素の熱物性

燃料名	炭素数	水素数	融点 [K]	沸点 [K]	低発熱量 [MJ/kg]
水素	0	2	14	20.4	120.0
アンモニア	-	3	195	240	22.3
一酸化炭素	1	-	68	82	10.10
メタン	1	4	90	112	50.01
プロパン	3	8	83	231	46.34
nブタン	4	10	135	273	45.71
nペンタン	5	12	144	309	45.35
nオクタン	8	18	216	399	44.79
セタン	16	31	291	560	44.30
航空ｶﾞｿﾘﾝ	析出点		215	443	43.53
Jet A-1	及終点		226	573	42.8
成層圏大気温度			216.15		
標準大気地表温度			288.15		

ASTM規格などで規定されている航空燃料は石油の分留、添加物などで引火点、密度、発熱量等が調整されている混合物である。表1から、航空燃料は航空機の飛行範囲において液体であることが分かる。

現在、水素ガスは20MPaで圧力容器に充填されて供給されているが、燃料電池車向けには、35MPa、70MPaの高圧タンクが使用されている。

燃料タンクの問題

現代の旅客機等は、翼内に航空燃料を搭載し、燃料ベントを機外に通ずるインテグラルタンクとすることで、タンク内圧を大気圧に等しく保ち、タンク重量を軽減している。水素、メタンなどの可燃性ガス燃料は圧力容器で高圧に保つか、または、極低温にして液化する方法が取られている。圧力に耐える肉厚の円筒容器、または、外部からの熱の侵入を防ぐ断熱保冷容器が用いられることになり、いずれにしても表面積/体積比の小さい球形容器が理想的であるが、空力抵抗を小さくする細長胴体と薄翼の組み合わせからなる現代の飛行機の形状とは相容れない。

また、液化水素燃料タンクをジェット燃料タンクのように大気圧にベント配管で通気すると、地上と巡航高度における大気圧の違いにより、液化水素のボイル・オフが発生する。この水素を無駄にしないため、水素ガスを用いる燃料電池APUを駆動することが提案されている。

空港における機体への供給

近年、航空輸送量の増大に伴い、空港の大型化、離発着間隔の短縮が進んでいる。ゲートインした旅客機は降機、清掃、搭乗を１時間ほどで済ませ、再び飛び立っていく。この間に給油が行われている。ハブ空港では各ゲートに給油口が配置され、地上支援車がポンプにより翼内燃料タンクに給油する。液化水素配管を空港ターミナルの直近に張り巡らせる必要があり、液化水素製造プラントを含めてインフラ整備が必要となる。

駐機時の抜き取り

液化水素は放置するとボイル・オフが生じるため、夜間駐機などの際には、地上のタンクに戻す必要が生じると考えられる。

緊急時の放出

旅客機は非常時に着陸時のリスクを軽減するため、燃料の海上投棄を実施している。水素は軽く、拡散しやすいため、同様な投棄処置が可能と考えられる。

配管パージ

ガス水素は窒素等の不活性ガスにより配管内から排除することが可能であるが、液化水素の場合には、ほとんどのガスが接触すると凝固してしまうため、ヘリウムしか使用できない。

2.3　水素の燃焼

水素は比熱が大きく、可燃範囲が広く、燃焼エネルギーが大きく、軽いという特性を有している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

表2　燃料の燃焼性[16)]

燃料名	比熱容量 [kJ/kgK]	可燃域 下限%	可燃域 上限%	爆轟域 下限%	爆轟域 上限%
水素	14.229	4.0	75	18	59
メタン	2.218	5.0	15.0	6.5	12
プロパン	1.654	2.1	9.5	2.6	7.4
13A	2.083	－	－	－	－

ガスタービンの燃焼器では、低NOx性を得るために主に希薄予混合燃焼方式が採用されるが、水素燃料に関しては予混合状態では爆轟、逆火の可能性があり、短縮拡散燃焼方式が採用される傾向がある。

2.4　水素の安全性

液化水素は極低温であり、火傷の可能性もあるが、水素ガス自体には毒性がない[17)]。但し、前項の良好な燃焼性は、さらに着火エネルギーが小さい事により、混合気が容易に燃焼する特徴があり、安全上の配慮が必要である。

Brewer[9)]は、『第8章　安全　現代の航空機に用いられている燃料は生来、危険なものであり、運航者に安全をもたらす手続きを必要とする。燃料は結局、空気又は酸素と混合され、点火源により燃焼してエネルギーを与えるものである。様々な燃料と機器の取り扱い方は多岐に亘るが、全て物理化学的な特性を考慮した手続きでなければならない。』と述べている。同章は15ページほどのものであるが、『燃料の特性表を見比べて、相対的な安全性に関して一般的な結論を得ようとするのは非現実的である。』とも説いている。

即ち、想定される事故に関し、個別のハザードを識別したうえで、そのリスクを分析して対策を立てなければならないのである。

Brewerは航空機の衝突火災を例にとり、NASAで1980に実施されたLH2漏洩試験(NASA TM 83131：未入手)同時期にLLNLで実施されたLCH4漏洩試験の結果を元に、翼タンクと胴体内タンクの強度の差と水素の揮発性からLH2タンクがより安全と結論している[19)]。

Adler[5)]は上記を踏まえ、ケロシン火災のように長く地上にプールが形成されることが無い点も水素の利点としている。ただし、極低温におけるタンク素材の特性変化は要注意として、水素漏洩検知と予防が必須であるとしている。また同時に型式承認に関しては、2017年にFAAが発表した燃料電池に関する報告書で「水素タンクと配管は、(1)不安全な温度から保護されていること、(2)衝突着陸時の破壊の可能性を極力小さくすること」の2点を提言している。

近年の日本における水素爆発というと東日本大震災時の福島第一原子力発電所の事故がある。この事故は原子炉冷却水の喪失による炉心のメルトダウンによって、放射線分解水素が継続的に発生したものが、建屋内に漏洩して空気と混合、爆発に至ったものである。日本原子力研究開発機構は「原子力における水素安全対策高度化ハンドブック(第１版)」を発行して安全性強化に取り組んでいる。空気-水蒸気-水素系の挙動という原子炉特有の事象もあるが、水素を取り扱う上で参考になる[20)]。
即ち、「水蒸気濃度がおよそ60vol%以上では不燃になる」性質が、温度の低い壁、冷気で水蒸気が凝縮すると可燃限界範囲内に戻ることがある。安全上の注意としては、・着火源を遠ざける。・静電気の防止(21)付録4-3)。着火装置(イグナイタ)、PAR(受動的再結合器：触媒反応処理装置)の設置が提案されている。

主に燃料電池自動車を対象にしているが、Molkov[21)]によると、ISO/TR15916:2004”Basic considerations for the safety of hydrogen systems”は潜在的事故を軽減するための一般的提言として、11点を挙げている。

・水素の貯蔵量と取り扱量を最小限にすること
・水素を酸化剤、危険な材料、機器から遠ざけること
・点火源を特定し、可能であれば、分離、排除すること
・人と設備を誤動作など火炎、爆燃、爆轟の可能性がある影響域外に遠ざけること
・水素システムを高い位置に設置するか、他の設備より高い位置で放出すること
・閉鎖空間で水素-酸化剤の混合気が集積することを防止すること(庇・屋根の下、機器庫、棚、装置カバー、カウリング等)
・触れる要員数と時間を最小限にすること
・保護具を装着させること
・水素、火災検知器を含む警報機器を使い水素システム周辺のエリア管理を行うこと
・整理整頓を心掛け、アクセス路、避難路の確保、除草すること
・危険な状況では、二人で作業するなど操作要求を遵守すること
を提言している。

3 JAXAにおけるエンジン試験研究

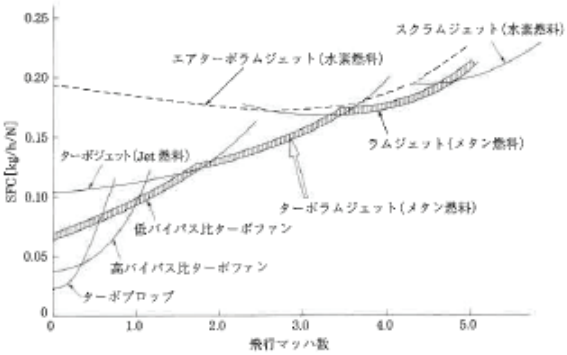


図１ 超音速機エンジンの選択[21)]

水素航空機の実現性を論じるBrewer[9)]とAdler[5)]には30年の開きがあり、1990年当時は航空機の環境面としては、空港周辺における騒音と未燃燃料、スス、窒素酸化物が関心事であり、気候温暖化の議論が進む以前であった。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

したがって、水素の燃料としての質量当たりの発熱量を活かして、超音速旅客機、極超音速機への適用が検討されていた。これは、水素燃料の価格がジェット燃料より高めでも、その軽さを勘案すれば事業化にプラスに働くと考えていたからである。飛行速度域が広いということは、文献[22]にあるように、飛行速度に適したエンジンサイクルがあり、可変サイクル、複合サイクルを採用する可能性が生まれることを意味しており、米国のSST計画では可変翼に合わせて低騒音低燃費のターボファンエンジンのバイパス流を加熱するダクトバーニングターボファンが紹介されている[23]。

水素燃料は高エネルギー性に加えて冷却能力が携わっており、高温部分の冷却に利用することが考えられているが、ジェットエンジンサイクルの観点からは、最高圧力と最高温度が限定された場合、圧縮機の入口または中間に作動空気を冷やす熱交換器を組み込むことが

JAXAでは、前身となる航空宇宙技術研究所、宇宙科学研究所、宇宙開発事業団の時代から、それぞれジェットエンジンおよびロケットエンジン関連の研究開発を実施し、試験設備の整備を実施している。

3.1　極超音速エアブリージングエンジン

人工衛星打ち上げ用のロケットは最も燃料比推力(Isp)が大きい液化水素/液化酸素ロケットでも約450[秒]であるため、高いペイロード率を得るのが困難である[24]。これに対して空気中の酸素を酸化剤として用いるエアブリージングエンジンの研究が1960年代より各国で続けられている。

JAXAでは、1990年代から水素予冷エキスパンダーサイクルエンジン(ATREXエンジン)[25]、予冷ターボジェットエンジン[26]、スクラムエンジン[27]等の実証研究が行われている。

図２　ＡＴＲＥＸエンジン[25]

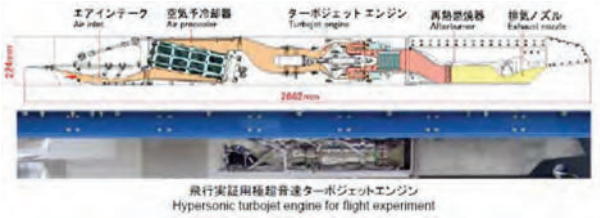


図3　予冷ターボジェットエンジン[26]

図4　スクラムジェットエンジン[27]

3.2　エンジン試験設備

JAXAでは前項のエアブリージングエンジンおよび航空機用エンジンの研究開発のため、様々な試験設備が整備されている。

1)調布航空宇宙センター

・回転要素試験設備

ファン、圧縮機の性能試験

図5・高温高圧燃焼試験設備[28]

表3-1　高温高圧燃焼試験設備の要目

	空気流量 [kg/s]	空気圧力 [MPa]	空気温度 [K]
A系	～1	～5	～1000
B系	～4	～5	～1000
C系	～2	～1	～1273
設置：1983　改修：2006			

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

図6・環状燃焼器試験設備[29)]

表3-2　環状燃焼器試験設備の要目

	空気流量 [kg/s]	空気圧力 [MPa]	空気温度 [K]
	～20	～2	～1000
設置：1975　改修：2007			

・タービン空力試験設備
　高圧タービンの空力・冷却試験
・エンジン地上運転設備
　ターボファンエンジンの性能試験
・エンジン高空試験設備
　ジェットエンジンの高空性能試験(M2.0まで)

2)角田宇宙センター
・ターボポンプ試験設備
　液化酸素ポンプ、液化水素ポンプ
・ロケットエンジン試験設備
　液酸／液水ロケットエンジン
・ロケット高空試験設備
　液酸／液水ロケットエンジン

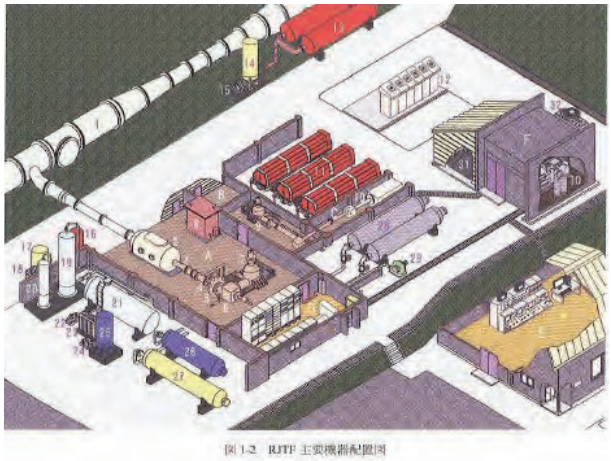


図7・ラムジェットエンジン試験設備[30)]

表3-3　環状燃焼器試験設備の要目

	模擬飛行速度	吹き出し口	試験時間
	M4,6,8	□50cm	約1分間
設置：1994			

3)能代ロケット実験場
・液体水素ロケット試験設備
　液酸／液水ロケットエンジン等々。

3.3　試験設備の改修

水素航空機の実現に向け、技術実証に必要となるのは、各種試験設備である。水素は宇宙分野では推進薬として実用化されているが、航空機用に関する研究開発を進める上で、特に重要と考えられるのは、エンジン燃焼器の開発と燃料系統を構成する燃料タンク、燃料移送ポンプ、エンジン燃料ポンプ等であろう。

4. まとめと結論

冒頭述べたように、日本政府による水素航空機の研究開発は始まった所であるが、航空機用エンジンにとって水素は軽量かつ高エネルギーで、実用化が常々望まれてきた燃料である。文献調査等でも分かるように各国で取り組みが進んでいる。既に出来上がった石油を燃料とする航空機のシステムを水素に置き換えていくのは大変なことである。国家、全地球レベルでの息の長い取り組みが肝要である。

JAXAでは、宇宙、航空分野における様々な水素利用の経験があり、これからも実績を積み重ねていく。

謝辞

水素航空機技術の研究にあたり共同で取り組みご助言をいただいている、小島孝之氏、岡井敬一氏、高橋英美氏、岡村直行氏、田口秀之氏に謝意を表します。　この成果の一部は、国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）のグリーンイノベーション基金事業「水素航空機向けコア技術開発」（JPNP21014）に関連しています。

参考文献

(1) 日本国政府，2050 年カーボンニュートラルに伴うグリーン成長戦略，2021
(2) 経済産業省，グリーン成長戦略(概要)，2021
(3) ICAO, “Consolidated statement of continuing ICAO policie and practices related to environmental protection – Climate change”, Resolution A40-18, 2019
(4) IATA, Resolution on the Industry’s Commitment to Reach Net Zero Carbon Emissions by 2050, 2010
(5) Eytan J. Adler and Joaquim R. R. A. Martins, ”Hydrogen-Powered Aircraft: Fundamental Concepts, Key Technologies, and Environmental Impacts”, Progress in Aerospace Sciences, (2023).
(6) (社)日本産業機械工業会，”水素ガスタービン I”, (1975)
(7) (社)日本航空宇宙工業会, “航空機用水素エンジンに関する調査”, 昭和49年度サンシャイン計画委託研究開発成果報告書「水素利用サブシステムの総合的検討と周辺技術に関する研究」, (1975).
(8) (財)日本航空宇宙工業会　水素エンジン調査委員会, "水素航空機について”, 日本航空宇宙学会誌　第27巻第305号, (1979).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

(9) G. D. Brewer, “HYDROGEN AIRCRAFT TECHNOLOGY”, CRC Press, Inc. (1991).
(10) 牧野光雄，”流体抵抗と流線形”，産業図書，1991
(11) 日本規格協会, 航空ガソリン, JIS-K2206-1991，1991
(12) 日本規格協会，航空タービン燃料油，JIS-K2209-1991，1991
(13) F. Van Zeggeren and S. H. Storey, “The Computation of Chemical Equilibrium”, Cambridge at the University Press, 1970
(14) M. W. Chase, jr.,”NIST-JANAF Thermochemical tables 4th edition”, Journal of Physical and Chemical Reference Data Monograph No.9, 1998
(15) ICAO, “Manual of the ICAO Standard Atmosphere 3rd edition”, Doc 7488/3, (1993)
(16) 吉田邦夫，”ガス燃焼の理論と実際”，省エネルギーセンター，1995
(17) 高圧ガス保安協会，”圧縮水素編”，高圧ガス取扱ガイドブック　第二次改訂，2018
(18) JIMGA，安全テータシート【水素ガス】GC:13，2020
(19) G. D. Brewer 他, Assessment of Crash Fire Hazard of LH2 – Fueled Aircraft, NASA CR-165525, 1981
(20) 日本原子力研究開発機構，”原子力における水素安全対策高度化ハンドブック(第１版)”, JAEA-Review 2016-038, 2016
(21) Vladimi Molkov, Fundamentals of Hydrogen Safety Engineering I&II, bookboon.com, 2012
(22) 日本航空宇宙学会，航空宇宙工学便覧第３版，丸善，2005，pp.495
(23) 今井兼一郎，”SST用エンジン”，航空学会誌第14巻　第155号, 1966
(24) 佐貫亦男，”ロケット工学”，コロナ社，1970
(25) 佐藤哲也、小林弘明、棚次亘弘，ATREXエンジンシステムについて，宇宙科学研究所報告　特集第46号，2003
(26) 宇宙航空研究開発機構，極超音速機技術の研究開発，パンフレット
(27) 角田宇宙センター，ラムジェットエンジン試験設備，JAXAパンフレット
(28) 宇宙航空研究開発機構，”高圧燃焼試験設備”，パンフレット，
(29) 宇宙航空研究開発機構，”環状燃焼器試験設備”，パンフレット，
(30) 小野文衛　他，”ラムジェットエンジン試験設備の液化水素供給装置について”，JAXA-RM-05-001，2005

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 C-3

上越火力発電所第 1 号機
熱効率および運用性向上への取組みについて

Efforts to improve thermal efficiency and operability of Joetsu Thermal Power Station Unit No.1

○鎌田 嘉尚*
KAMATA Yoshinao

ABSTRACT

Tohoku Electric Power Co., Inc. has systematically promoted the replacement of aging thermal power stations and has developed the latest thermal power sources that are cost-competitive and contribute to the reduction of environmental impact.

Joetsu thermal power station No. 1 uses the JAC (J-series-air-cooled) gas turbine, which is the latest model of the J-series gas turbine with a turbine inlet temperature (TIT) of 1,600°C upgrade to 1,650°C, and started commercial operation in December 2022.

This thermal power station incorporates the latest technologies and knowledge gained from operation throughout the plant, achieving the world's highest plant thermal efficiency of 63.6%. Compared to conventional gas turbine combined cycle power generation facilities, we have achieved improvements in facility operability such as shorter plant start-up time, faster power generation output change speed, and lower minimum output.

キーワード： 熱効率向上，運用性向上，起動時間短縮，負荷変化率向上，最低負荷低減
Key Words: Improved thermal efficiency, improved operability, shortened start-up time, improved load change rate, reduced minimum load

1. はじめに

東北電力（株）は，国内初となる事業用大容量ガスタービンコンバインドサイクル発電設備（以下，GTCC）を東新潟火力発電所に導入して以降，環境負荷および発電コスト低減による競争力強化の観点より，GTCC 新設毎に熱効率の向上に取組んできた。

2022 年 12 月に営業運転を開始した上越火力発電所第 1 号機（以下，上越火力 1 号機）においては，高効率化の実現に加えて，一般的には熱効率とトレードオフの関係にある運用性向上の両立に取組んだ。

本稿では，当社のこれまでの GTCC 導入の経緯と，最新の上越火力 1 号機における熱効率および運用性向上への取組みについて紹介する。

* 東北電力株式会社　発電カンパニー
火力部（火力建設）
〒980-8550 仙台市青葉区本町一丁目7番1号
E-mail:kamata.yoshinao.nk@tohoku-epco.co.jp

2. 当社の GTCC 導入経緯

当社は，国内初の事業用大容量 GTCC を 1984 年，東新潟火力発電所 3 号系列（営業運転開始時 1,090MW）に導入した。タービン入口温度（以下，TIT）1,100℃級ガスタービンを採用し，当時としては画期的な熱効率 48.3%（LHV : 低位発熱量基準）を達成すると同時に，GTCC の環境特性の良さを実証し，我が国における GTCC 発展の礎を築いた。

その後，東新潟火力発電所 3 号系列の運用実績をもとに，ガスタービンの更なる高効率化，大容量化を図るため，国内重電メーカーと共同で「高効率ガスタービンの開発研究」を実施し，1999 年に本共研成果を反映した TIT 1,450℃級ガスタービンを東新潟火力発電所 4-1 号系列（営業運転開始時 805MW）に導入し，当時世界最高水準の熱効率 55.6%（LHV）を達成した。

さらに，2010 年には，新たに TIT1,440℃級ガスタービンを仙台火力発電所 4 号機（営業運転開始開始時 446MW）に導入し，熱効率 58.6%（LHV）を達成，2016 年には，TIT 1,530℃級ガスタービンを新仙台火力発電所 3 号系列

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

（営業運転開始時980MW）に導入し，熱効率60.9%（LHV）を達成した。（Fig1）

このように当社は，熱効率の向上に絶えず取組み続け，これまでに多くの運用実績と技術を蓄積してきた。

3. 上越火力１号機の新設について

上越火力１号機は，これまでの GTCC 建設と同様に，自社発電設備の経年化が進んでいる状況や電力小売り全面自由化等による競争の進展を踏まえ，計画的に経年火力の代替を進めるとともに，コスト競争力があり，環境負荷低減に寄与する最新火力電源を開発する一環として，三菱重工業（株）製ガスタービンの最新機種 JAC（J-series-Air-Cooled）形ガスタービン（TIT1,650℃）を採用し，2022年 12 月に営業運転を開始した。

本発電所は随所に最新の技術や運用で得られた知見を導入し，プラント熱効率は世界最高の 63.6%を実現するとともに，一般的には熱効率とトレードオフの関係にある運用性向上の両立を計画し，従来のガスタービンコンバインドサイクル発電設備と比較して，プラント起動時間の短縮，発電出力の変化速度向上，最低出力の低減等設備運用性の向上を達成した。

3・1　導入した最新技術および運用性向上に向けた取組みについて

上越火力１号機で導入した JAC 形ガスタービン※は，三菱重工業（株）製 J 形ガスタービン（T1T 1,600℃級）をベースに、さらなる高効率化と運用性の改善を目指して，当社と三菱重工業（株）が共同で新技術検証チームを立ち上げ，ユーザーとメーカーの知見を結集し，設計・製作・試運転の各断面における検証を重ね，信頼性と性能が実証された技術を取り入れた最新鋭ガスタービンであり，採用した最新技術は次のとおり。（Fig2）

※（一社）日本機械工業連合会主催の平成３０年度優秀省エネ機器・システム表彰において，「強制空冷燃焼器システム採用次世代ガスタービン」として，最高位となる経済産業大臣賞を受賞。

①強制空冷燃焼器システムの採用

強制空冷燃焼器システムはガスタービン圧縮機出口から抽気した空気を強制冷却空気冷却器（クーラー）にて冷却した後，強制冷却空気圧縮機で昇圧し，燃焼器の冷却に用いたのち燃焼器内に戻す冷却系統としている。本システムの特徴については以下のとおり。

ⅰ．従来，TIT 1,600℃級ガスタービンは冷却効率の高い蒸気を使用した冷却が必要であった。一方，強制空冷燃焼器システムでは蒸気同等の冷却効果を得るため，冷却した圧縮空気を用いるとともに，冷却構造等を工夫することでTIT1,600℃級ガスタービンでも空気冷却を可能にした。

ⅱ．蒸気冷却システムは燃焼器の冷却で得られた熱は全て蒸気タービン等のボトミングで回収するのに対し，本システムでは燃焼器の冷却で得られた熱の一部をガスタービン側で回収することで，より効率の良いシステムとすることが可能である。

②高温部品の遮熱コーティング：TBC（Thermal-Barrier-Coating）の厚膜化

一般にガスタービンは遮熱コーティング（以下，TBC）を適用して高温部品のメタル温度を低減しており，遮熱性能の向上のためには TBC の厚膜化が有効であるが，厚膜化するとコーティングの耐久性が低下する。

TBC を厚膜化しても均一かつ高い耐久性を有する施工技術を開発し，本ガスタービンに適用した。

③高圧力比圧縮機の採用

ガスタービン圧縮機の圧力比を 25 の高圧力比とすることで，タービン入口温度を上昇させながらガスタービン排ガス温度の上昇を抑制し，排熱回収ボイラや蒸気タービン等ボトミング設備への熱影響を低減した。

④タービンクリアランスコントロール

一般に，タービン回転体と静止体の熱膨張特性の違いにより，タービンクリアランスは発電設備起動時や負荷変化中に狭くなり，定格負荷運転中は広くなる傾向がある。本ガスタービンは，静止体である翼環を冷却する強制冷却空気の系統を三方弁により切替え，冷却空気量を調整することで，運転状況に応じたクリアランスコントロールを可能とし，高い機動性と高効率を同時達成した。

ⅰ．起動時は，翼環を冷却する空気をバイパスしクリアランスを拡大させることにより起動時間を短縮

ⅱ．負荷運転中は，負荷に合わせて翼環を冷却する空気量を調整しクリアランスを縮小させることにより熱効率を向上

⑤最低出力低減に向けた設備対策

当社と三菱重工業(株)が取組んだ共同研究の成果として，上越火力 1 号機ではプラントの最低出力低減を達成した。

当社がこれまでに導入した GTCC では最低出力（CC 出力の 50%）から負荷を降下させると，ガスタービン排ガス温度低下量が大きく，主蒸気温度も急激に低下するため，蒸気タービンロータ寿命を大きく消費する課題があった。東北電力(株)と三菱重工業(株)の共同研究において蒸気タービンロータの構造解析や熱応力解析を行い，寿命消費を低減するロータ形状を検討し，実機に採用するとともに，試運転データにより熱応力を測定し蒸気タービンロータの寿命消費予測の妥当性を確認した。

⑥最低出力における熱効率向上

当社 GTCC の部分負荷において，同じ出力にも関わらず夏季と冬季のプラント熱効率に差異が発生する傾向があり，三菱重工業(株)と共同で解析した結果，冬季は夏季に比べて TIT が低くなるため GT 燃焼効率の低下による影響がプラント熱効率の差異となることが判明した

上越火力 1 号機の運用性向上のため，本成果を活用し，IGV 開度の調整等を行い，TIT を上昇させることで最低出力における熱効率向上を実現した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4.　導入の成果

上越火力 1 号機に適用した最新技術の効果は，以下のとおり。

＜熱効率向上の成果＞

・プラント熱効率 ： 世界最高の 63.6%を達成

＜設備運用性向上の成果（当社比較※）＞

・プラント起動時間： 約 25%短縮

・発電出力変化速度： 約 3 倍に向上
（定格出力の 5%/min→15%/min）

・最低出力　　： 定格出力の 50%→25%に低減

・最低出力における熱効率向上： 最低出力における熱効率を 1%以上改善

※当社 GTCC である新仙台火力発電所 3 号系列

5.　おわりに

上越火力 1 号機で採用した技術の普及により、火力発電の熱効率向上による環境負荷低減や運用性向上が図られ、我が国のみならず世界で取り組むべきカーボンニュートラルに向けた火力発電と再エネの共生および再エネ導入促進に寄与し、電気事業の発展を通じて経済や社会に大きく貢献するものと期待できる。

当社は，熱効率向上および設備運用性向上の取組みを今後も推進していくことで，カーボンニュートラルに向けた取組みとして社会に貢献するとともに，競争力を確保しながら引き続き電力の安定供給の達成を図っていくものである。

以上

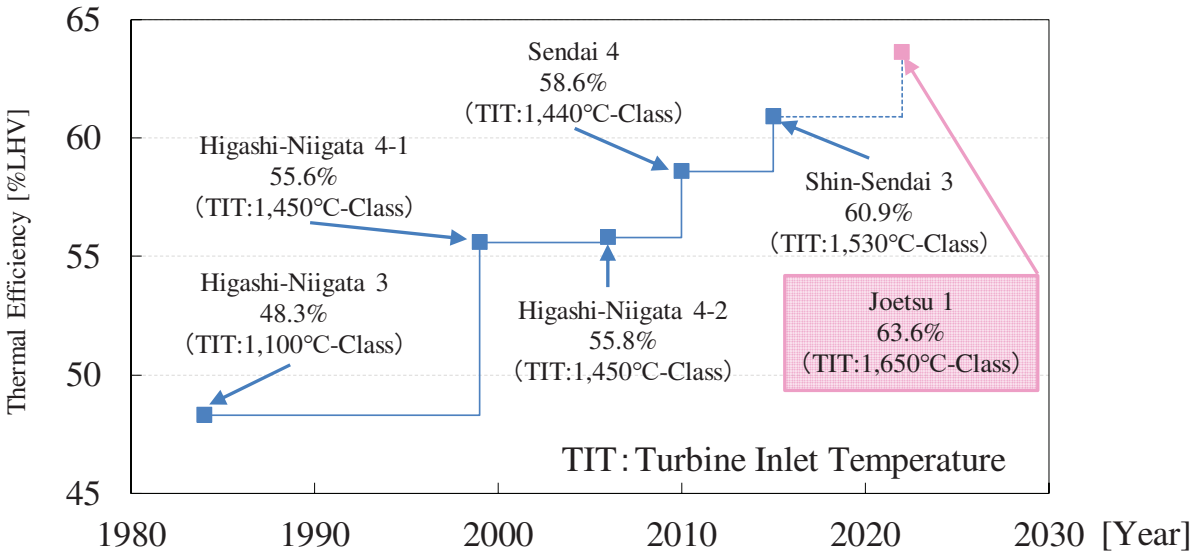


Fig.1 Historical trend of thermal efficiency

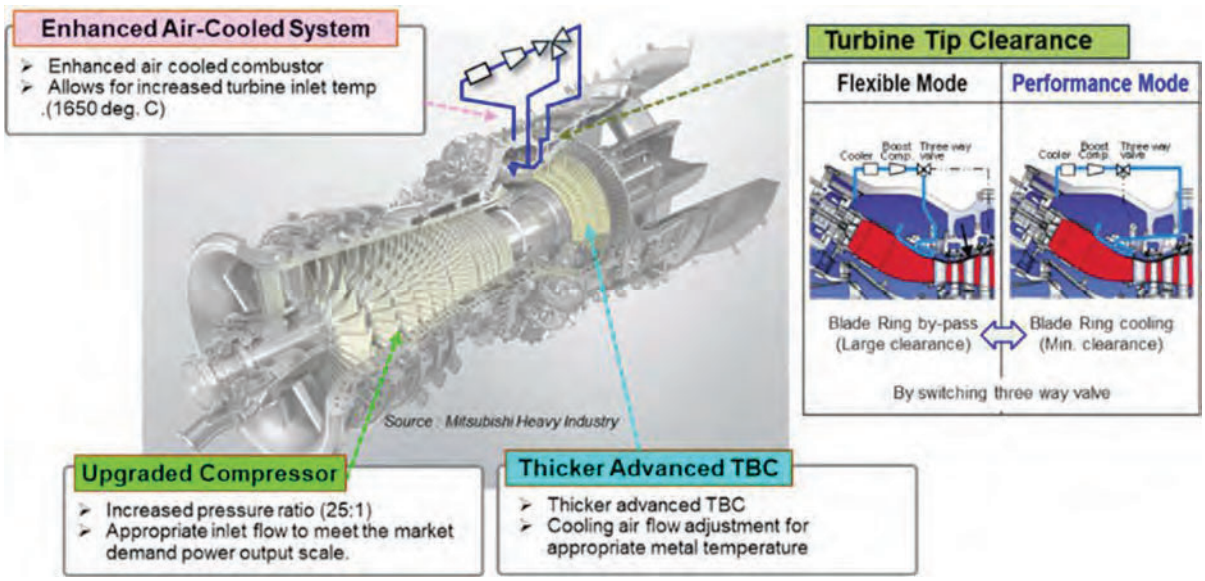


Fig.2 M701 JAC gas turbine

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-4

高強度粉末鍛造ディスク材の製造プロセスの開発

Development of Manufacturing Process for High Strength Disk Material by Powder Metallurgy Process

○今野晋也[*1] IMANO Shinya　芝山隆史[*1] SHIBAYAMA Takashi　長田俊郎[*2] OSADA Toshio　佐々木泰祐[*2] SASAKI Taisuke

長濱大輔[*3] NAGAHAMA Daisuke　奥野元貴[*3] OKUNO Motoki

ABSTRACT

The high-pressure disks of recent high-efficiency aircraft engines have excellent high-temperature strength. Powder forged disk material is used. Since powder forging disks are manufactured using superplastic processing at high temperatures, manufacturers are limited, and it is impossible to manufacture them in Japan. In this development, we developed a unique process that does not use superplastic working and prototyped a powder forged disk material developed by NIMS and Honda R&D Co., Ltd. using domestic equipment. In this presentation, we will introduce the outline of this process and the results of trial manufacturing.

キーワード：ガスタービン，ジェットエンジン，粉末鍛造ディスク
Key Words: Gas Turbine, Jet Engine, Powder Metallurgy disk

1. はじめに

近年の高効率航空機エンジン高圧ディスクには高温強度に優れた粉末鍛造(P/M)ディスク材が採用されている。粉末鍛造ディスクの製造には，高温での超塑性加工を用いるため，製造メーカが限定され国内で製造することは不可能であった。本開発では，超塑性加工を用いない独自プロセスを開発し，NIMS と（株）本田技術研究所が開発した粉末鍛造ディスク合金 HGN200 (TMP-5002)[1)]を国内設備で試作した。ここでは，本プロセスの概要と試作結果を紹介する。海外プロセス材料を HGN200，国産プロセス材料を TMP-5002 と以後表記する。

本開発では，加工ひずみ速度として $10^{-2}(s^{-1})$以上を目標とした。この目標が達成されれば世界に数台しかない大型高温塑性加工設備ではなく，国内の一般的な鍛造設備での鍛造が可能となる。また，従来の高温での金型鍛造では，金型の酸化等による劣化が顕著となるため，本研究では，据込加工温度としては金型材の酸化が顕著にならない 1000℃以下を目標とした。Fig. 1 は本開発の目標範囲を示す。

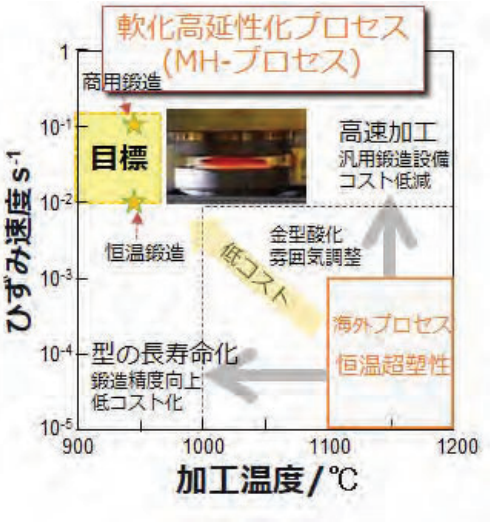


Fig. 1 Forging process benchmark for P/M disk

高強度 Ni 基合金は金属間化合物相であるγ'相(Ni_3Al)を整合析出させることで高い強度を得ている。今野らは通常は整合析出するγ'相の析出形態を制御し，非整合に析出させることで，強化メカニズムを発現させず，軟化させ，高強度鍛造ディスク材の加工性を大幅に改善することを可能とした [2)]。粉末鍛造ディスクでは，粉末由来

*1　三菱重工業株式会社
〒317-8585 茨城県日立市幸町3-1-1
*2　国立研究開発法人　物質・材料研究機構
〒305-0047　つくば市千現1-2-1
*3　株式会社　本田技術研究所
〒351-0193　埼玉県和光市中央1-4-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

の酸素を多く含み,酸化物が結晶粒成長を抑制するなど,溶解鍛造材とは，組織変化が異なるため，γ'相を非整合化するプロセスを再検討した。

粉末鍛造ディスクでは,微細な粉末を用いることから,従来の粉末製造装置では，歩留まりが 50%以下であり,低コスト化のためには，歩留まり向上が必要である。本開発では，60%以上の歩留まりを目指した。

2. 実験方法

2.1 ディスクの試作

粉末製造には，三菱重工業株式会社が金属積層造形用粉末の製造用に開発したガスノズルを搭載した国産ガスアトマイズ装置(溶解量 20kg）を用いた。製造した粉末について，53μm以下の粉末のみを選別して使用した。前記粉末を筒状金属容器に充填し HIP 処理後，熱処理，鍛伸を行いビレットとした。ビレットは自由鍛造機(4000 ton)により据込鍛造（加熱温度：950℃，据込速度：約 $0.1s^{-1}$）を行いディスク形状(φ200~250, t50~200 mm)にした。

2.2 試作ディスクの評価

上記のディスクから引張試験片，クリープ試験片，低サイクル疲労試験片を採取し試験を行った。

3. 結果

製造した粉末の歩留まりは約 70～80 パーセントの範囲であり良好であった。Fig. 2 は製造したビレットの据込鍛造時の写真を示す。完成したディスクは機械加工により所定の形状とした(Fig. 3）。

ディスク材で評価が必要な基本特性として，引張・クリープ・LCF 試験を実施した。結果を Fig. 4~6 に示す。

Fig. 2 Upset process

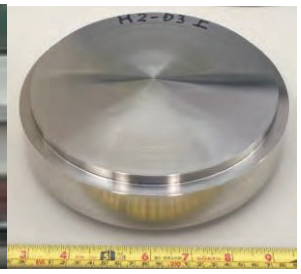


Fig. 3 Trial P/M disk

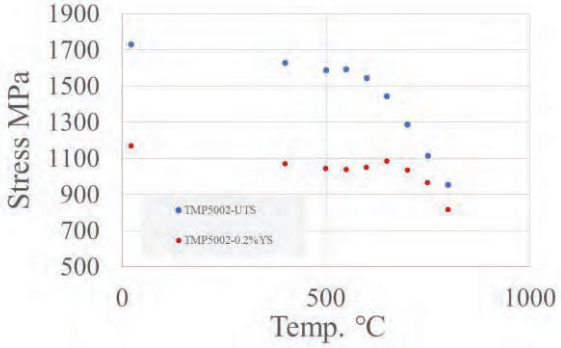


Fig. 4 0.2%YS and UTS of TMP-5002

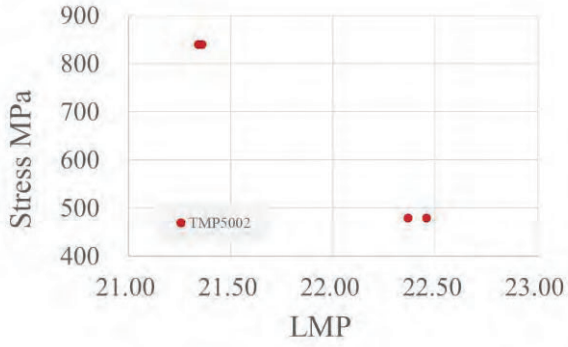


Fig. 5 0.2% Creep strength of TMP-5002

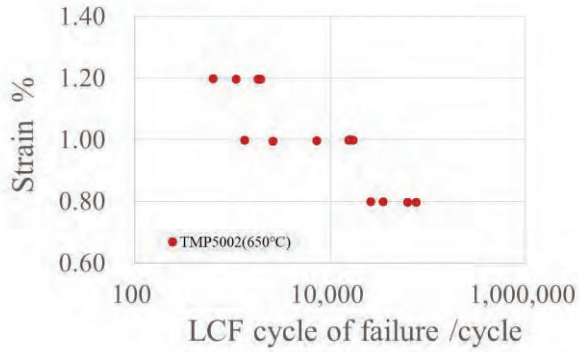


Fig. 6 LCF cycle of failure of TMP-5002

4. まとめ

これまでは海外でしか製造できなかった高強度粉末鍛造ディスクを国内設備により製造することができた。詳細は講演にて示す。

5. 謝辞

本研究の一部は，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。関係各位に感謝します。

参 考 文 献

(1) Gu, Y. F., Osada, T., Yokokawa, T., Harada, H., Fujioka, J., Nagahama, D., Okuno, M., "DEVELOPMENT OF NICKEL-COBALT BASE P/M SUPERALLOYS FOR DISK APPLICATIONS", Superalloys 2016, ed. M Hardy, et al. (TMS 2016), 209-216.

(2) Imano, S., Sato, J., Kamoshida, H., Shibayama, T., Ota, A., "Alloy Design and Innovative Manufacturing Technology of High-Strength Ni-base Wrought Alloy for Efficiency Improvement in Thermal Power Plants", Mitsubishi Heavy Industries Technical Review Vol. 52 No. 2 (2015), 32-38.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】

C-5

付加造形と三次元計測を組み合わせた ガスタービン翼の新しい補修システム

A New Repair System for Gas Turbine Blades Combining Additive Manufacturing And 3D Measurement

○中川 知哉[*1] NAKAGAWA Tomoya
木村 祐二[*1] KIMURA Yuji
川﨑 雄太[*1] KAWASAKI Yuta
上野 和樹[*2] UENO Kazuki
舩津 貴行[*1] FUNATSU Takayuki
長坂 博之[*2] NAGASAKA Hiroyuki

ABSTRACT

Nikon has developed a new repair system for gas turbine blades. It employs both additive manufacturing (AM) and three-dimensional (3D) measurement technology. Using 3D scanning and model editing technique, our machine can determine, and extract worn parts of a blade exactly. Once we extracted a worn part as a 3D model named difference model, our Lasermeister laser metal deposition (LMD) type AM machine can build it onto the original blade automatically. In this paper, we propose a new 3D model editing method that incorporates model adjustment and difference extraction technique. We also report a result of repair test using an example blade-like shape. It is described that proposed method can adapt a reference shape to deviation introduced into worn blade and can extract valid difference model. This is welded onto actual blade. Finally, we discuss about further applications.

キーワード： 付加製造，三次元計測，3D スキャン，3D モデル，自動化，差分抽出
Key Words: Additive Manufacturing, 3D Measurement, 3D Scanning, 3D Model, Automation, Difference Extraction

1. はじめに

脱炭素社会を実現するためには再生可能エネルギーの利活用が欠かせない。しかしながら，再生可能エネルギーは天候など不確実性が高いので，電力の安定供給には，水素やアンモニアなどの脱炭素燃料への置き換えを進めながら，一定程度の火力発電を維持することが必要である[(1)]。また，長距離旅客機ではケロシンに比肩する高エネルギー密度のエネルギー源が見当たらないことから，持続可能な航空燃料への代替を進めつつ，引き続きガスタービンエンジンが活用される[(2)]。以上より，ガスタービンは今後とも社会を支えるために必要である。

ガスタービンの運用にあたり，点検や修理，補修の重要性は従来から指摘されている[(3)]。ガスタービン入口温度は高効率化の要求に応えるために 1700℃近くにまで上昇しており，高温部品の動作条件は過酷となっている。この条件で運用されるタービン翼の材料にはニッケル基合金が用いられる。ニッケル基合金は高価である[(4)]ことに加え，難削材である[(5)]。使用済みのタービン翼を補修し再利用することができれば，新品の翼の購入を減らすことができる。すると費用を削減できるだけでなく，加工時に捨てられる材料を減らし，さらには二酸化炭素の排出を減らすことができる。従って，タービン翼の補修は循環型社会への貢献という観点でも期待されている。

タービン翼の補修には TIG 溶接[(6)]，ワイヤアーク積層造形（Wire Arc Additive Manufacturing，WAAM）[(7)]，レーザー粉体肉盛[(8)]等が用いられてきた。タービン翼の損傷は個体によって多様であるため，高度な溶接技術を備えた作業者が個体に合わせた補修作業を行っている。しかしながら，昨今の人材不足を背景に，必要な溶接技術者を確保することが難しくなっている。加えて，メンテナンス中の停止期間を削減し設備の稼働率を上げるためには，多量の翼を速やかに補修する必要がある。さらに，補修費用を削減するためには歩留まりの改善も必須である。

これらの課題を解決するため，近年，金属 AM 技術の取り組みが盛んになっている。我々は，金属 AM 技術の中でも，表面への溶射だけでなく，欠損部の補修が可能な指向性エネルギー堆積法（Directed Energy Deposition,

原稿受付
*1 株式会社ニコン　次世代プロジェクト本部
〒360-8559　埼玉県熊谷市御稜威ケ原201-9
*2 株式会社ニコン　アドバンストマニュファクチャリング事業部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Table 1 Classification of directed energy deposition

		材料	
		粉体	ワイヤ
エネルギー	レーザー	(LP-)LMD	LMD-w
	電子ビーム		EBAM
	アーク放電		WAAM
	運動エネルギー	低温溶射 (CSAM)	

DED）に着目した。

Table 1 に DED の分類を示す。DED は，エネルギーと材料の供給手段でいくつかに分類される。アーク放電と金属ワイヤを用いる WAAM[7]は，高速な造形が可能であり，タービン翼の補修に従来から用いられてきた。WAAM は材料の利用効率が高い一方で，造形精度がワイヤ径に依存してしまう。他方，レーザー光と金属粉末を用いる LMD は，扱う金属粉末に合わせてレーザー集光径などの条件を変えることが可能なので，タービン翼の補修のための精密な溶接に適していると考える。

LMD の 3D プリンターは，目標形状を入力すれば，自動で造形することができる。Pallos[7]は特定の構成のスキーラ翼端についてロボットによる自動的な溶接を実現した。また，タービン翼のエアロフォイル部の輪郭を基にして修復する手法[9]も提案されている。しかしながら，一般に，損傷を受けた実物の部品から，AM 装置に入力できるような，補修対象箇所の 3D モデル（Stereolithography，STL ファイルなど）を生成することは難しかった。

そこで我々は，金属 AM 技術と三次元計測技術を組み合わせた新しいタービン翼の補修システムを開発した。

2. 装置構成

Fig. 1 に今回開発したシステムの構成を示す。本システムは AM 装置と三次元計測機の 2 つの装置から成ることが特徴である。タービン翼を三次元計測機で撮影し，補修対象箇所を計測したのち AM 装置に移動させる。AM 装置は当社が上市した金属 3D プリンタ「Lasermeister 100A シリーズ[10]」をタービン翼の補修向けに拡張した装置である。三次元計測機は 3D スキャナを内蔵しており，補修が必要なタービン翼（ワーク）を設置後，自動で全周囲撮影を行うことができる。撮影結果（3D モデル）と設計時の 3D モデル（CAD モデル）を比較して欠損の形状を表す 3D モデル（「差分モデル」と呼ぶ）を抽出し，AM 装置に送信する機能を有している。以降，実翼の撮影結果を「測定モデル」，タービン翼の設計情報やリバースエンジニアリングによって得た補修目標形状を「参照モデル」と呼ぶ。

3. タービン翼の損傷箇所の抽出

Fig. 2 にタービン翼の補修対象箇所を 3D モデルとして抽出し，差分モデルを得る手順を示す。

3.1 三次元計測による形状の取り込み

補修対象箇所を特定するため，本装置ではまず三次元計測によって摩耗した翼の形状を計算機に取り込む（デジタイズ）。三次元形状を取り込むためには，レーザーを用いた Time of Flight 法，光切断法などいくつかの方法が存在する。本装置では縞投影とステレオ写真撮影を組み合わせた位相シフト方式の 3D スキャナを用いている。これは一度の撮影において広い範囲で高密度の計測を行い，複数の翼を一度に撮影し，作業の効率を上げるためである。

3.2 対象の検索と位置合わせ

測定モデルと参照モデルの形状を比較するためには，まずそれぞれの基準位置を合致させなければならない。これを位置合わせ（レジストレーション）と呼ぶ。位置合わせの手法として ICP アルゴリズム[11]が有名である。しかし ICP アルゴリズムは計算開始時点で 2 つの 3D モデルの初期位置が大まかに合致していなければ，局所最適解に収束してしまう。このため特徴点[12]を用いた大域的なマッチングを用いて撮影結果から対象の翼を抽出し，なおかつ大まかな位置合わせを行っている。複数の翼を

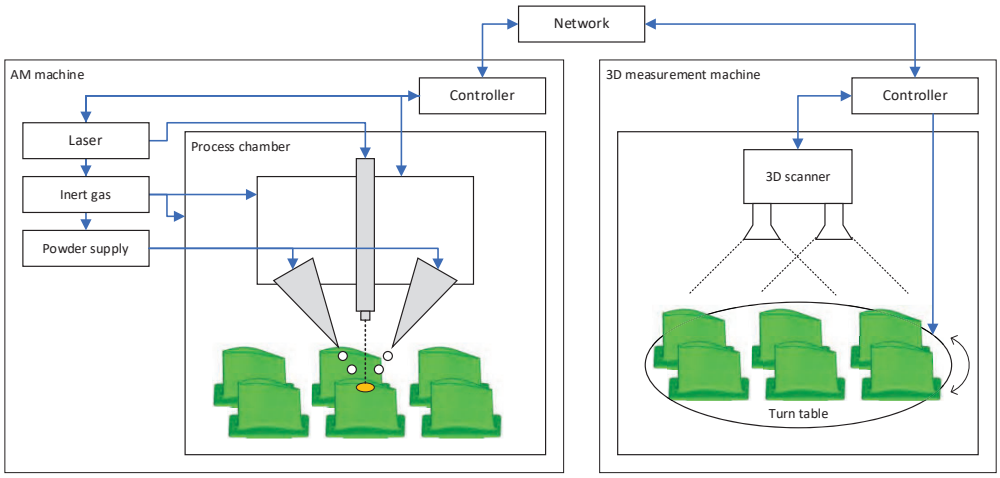


Fig. 1 System configuration of the proposed system.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

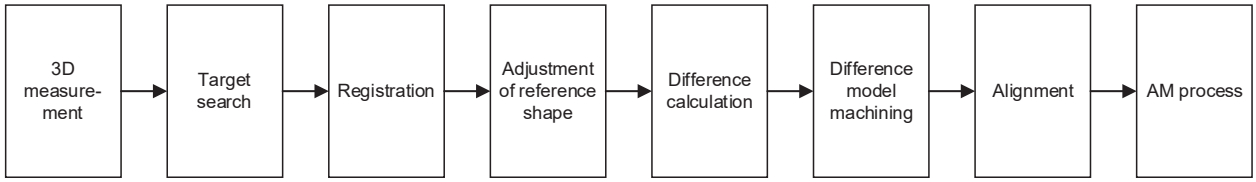


Fig. 2 Processing procedure of proposed difference extraction method.

同時に撮影している場合，この段階で一つ一つの翼のモデルに分割する。

3.3　参照形状の調整

タービン翼の大きな特徴は，個体によって形状が一定でないことである。新品であっても鋳造や加工の際に個体差が生じる。なおかつ，補修が必要な翼はガスタービン内部で使用された後であるため，応力を受けながら高温に晒されクリープ変形を生じている。すると，摩耗し欠損した箇所以外においても参照モデルとの不一致が生じ，補修する部分だけを正確に抽出することができなくなる。

この問題に対し，Wilson ら[9]は Prominent Cross Section (PCS)[13]により測定モデルから抽出した断面形状を用いる手法を提案している。AM 装置は造形する体積をステージの走査方向に平行な平面でスライスし各層ごとに走査して積層するため，積層方向に対する処理は直感的である。しかしながら，欠損部は外挿による表現であることから，単調な形状に限定される。また，スプライン曲線へのフィッティングにより形状に誤差が入り込む可能性がある。

そこで我々は，新しい表面メッシュの変形アルゴリズムを導入した。Fig. 3 に本アルゴリズムの概念を示す。同図(a)に参照モデルと測定モデルの差異を考慮せずに差分の抽出を試みたことにより，望ましくない形状が出力される手順を示す。同図(b)に変形を取り入れた手順を示す。参照モデルを測定モデルに合わせて変形することで，所望の形状の差分モデルを得ることができる。この手法

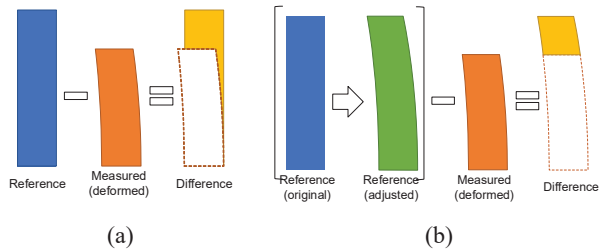


Fig. 3 Concept of model synthesize. (a) Without and (b) with model synchesize.

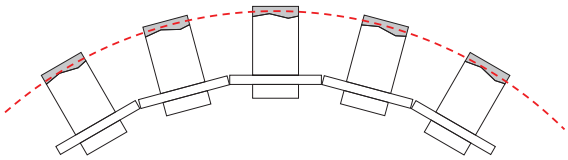


Fig. 4 Concept of difference model trimming (model machining.)

をモデルシンセサイズと名付けた。測定モデルと参照モデルの共通と考えられる部分の特徴を検出し，お互いにマッチングする。マッチングの結果を用いてラプラシアンメッシュ変形[14]を適用することで，参照モデルの欠損部以外の形状を測定モデル形状に一致するように変形する。モデルシンセサイズにより，実際の翼を「現物合わせ」で修復することが可能になる。

3.4　差分計算

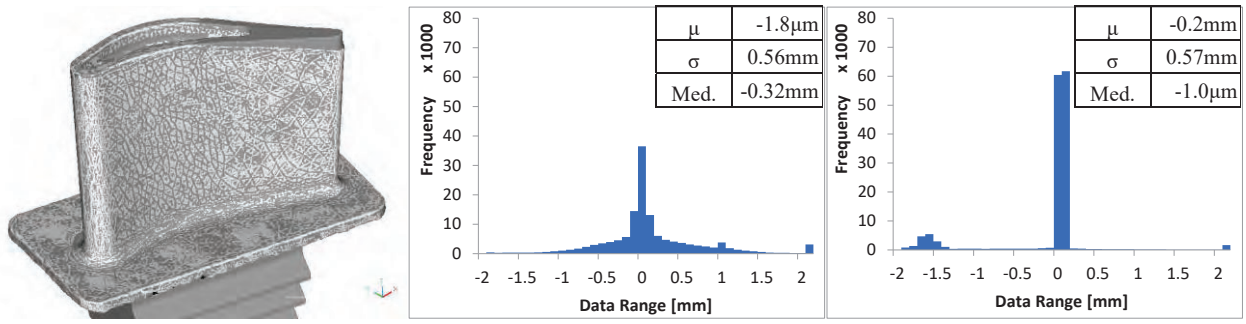
欠損部分のみが異なるような 2 つの 3D モデルが準備できれば，両者を比較して差分を抽出することができる。これは CAD モデリングにおける差(difference)の Boolean 演算[15]に相当する。CAD で扱う CSG や B-rep などソリッドモデルは空間の内外を一意に記述できる。一方で，3D スキャナで得た表面メッシュは，あくまで撮影された表面の一部である。表面メッシュに対する Boolean 演算にはいくつかのアルゴリズムが存在するが，結果を保証するためには，入力メッシュが 2-多様体であることを要求することがある[16][17]。3D スキャナは計測した密な点群から表面を再構成し，表面メッシュを出力する。しかしながら，局所的な鏡面反射やノイズによる S/N 比の低下，死角により，飛び値や欠測点を生じる。このため 3D スキャナから出力された 3D モデルは，一般に 2-多様体ではない。欠測が少なければ周囲の点を用いた内挿により補間することができるが，大きな欠測では難しい。従って，3D スキャナの出力を自動的に修復し，2-多様体に変換することは困難である。

そこで我々は，表面メッシュが 2-多様体でなくても差分を計算する方法を開発した。新しい方法では，3D スキャナの出力から一度表面に関する情報を削除する。これによりノイズ除去，検出感度の調整等の処理が容易になる。この状態で差分に該当する領域を抽出し，最後に表面メッシュを再構成することで，CAM ソフトウェアに入力可能な STL や PLY 形式の 3D モデルを得る。これにより，差分モデルとして必要な摩耗部の周辺に大きな欠測がなければ，差を検出することができる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

(a) (b) (c)

Fig. 5 3D shapes of an example turbine blade. (a) Reference model, (b) measured model and (c) overlay display.



(a) (b) (c)

Fig. 6 Experimental result of proposed method. (a) Overlay display of measurement model and derived model, deviation (b) before and (c) after proposed method.

3.5 差分モデルの加工

抽出した差分モデルの仕上げ面は，参照モデルの面そのものとなる。これが望ましくない場合，差分モデルと別のモデルを用いてさらに差分を抽出することで，所望の仕上げ面を形成することができる。例えば，ケーシングの形状に沿って上面の曲率を整えたいことがある。Fig. 4 **エラー! 参照元が見つかりません。**にこの処理の概念を示す。仕上げ位置（高さ）を翼の個体に応じて合わせたい場合，共通の参照モデルの面をそのまま適用できないことがある。このとき，少し高めの参照モデルを使って差分モデルを得，これに対して別途位置合わせを行った加工モデルを使って上部を切削加工することが考えられる。これをモデルマシニングと命名した。

4. 実験

4.1 差分抽出

提案手法の有効性を確認するため，タービン翼を模した形状を用いて実験を行った。

Fig. 5(a)に翼先端の補修を想定した翼の形状を示す。大きさはプラットフォーム部が幅 25mm×長さ 50mm，翼の高さが約 60mm である。翼形状は，まず上面をプラットフォームから垂直に立ち上げるようにモデリングした。この状態で上面を時計回りに 10 度回転して翼の自由曲面を模擬した。これを参照モデルとおく。

次に，翼の変位を想定し，上面をさらに 5 度回転させた形状をモデリングした。後者の形状にて翼を製作し，摩耗を想定して先端を手作業にて任意にグラインダで切除した。同図(b)にこれを三次元計測したものを示す。これを測定モデルとおく。翼を把持する部分はオクルージョンとなるため，測定モデルには翼全体の一部しか含まれていない。同図(c)に参照モデルと測定モデルを重ね描きした様子を示す。5 度のひねり回転による変位があるため，両者は摩耗していない部分においても一致していない。

Fig. 6(a)に，モデルシンセサイズを用いて参照モデルを

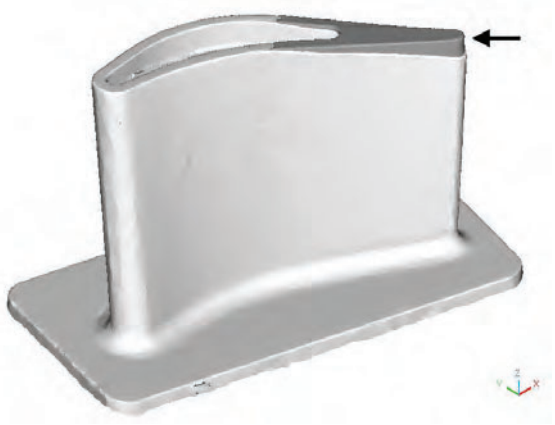
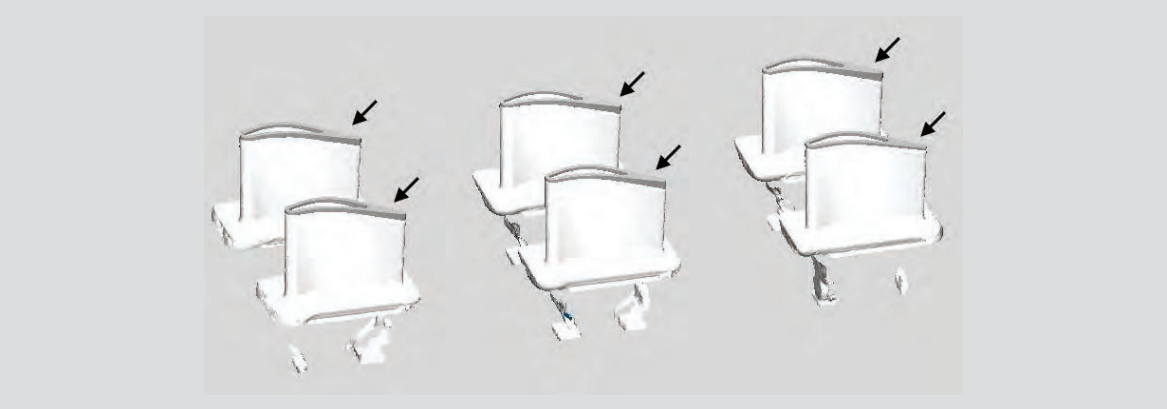
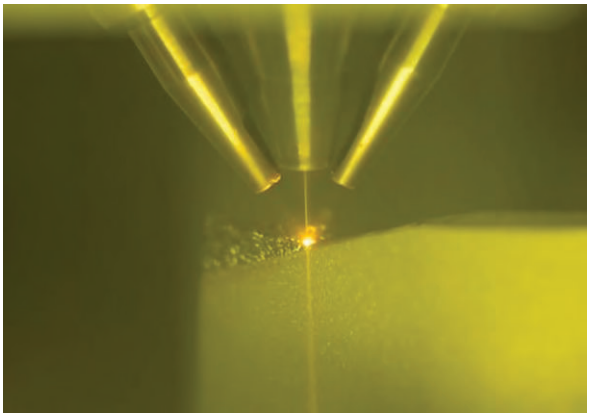


Fig. 7 Extracted difference model (worn part of the blade.)

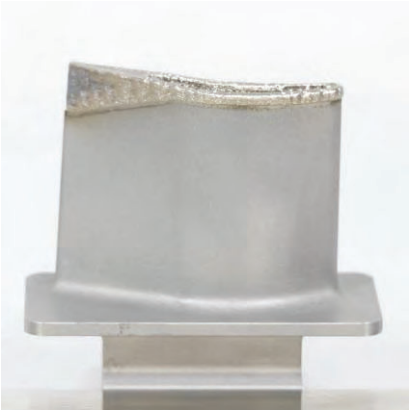
Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a)



(b)



(c)

Fig. 8 Processing of multiple blades. (a) Difference models on measured model, (b) welding process and (c) welding result.

測定モデルと一致するように変形させた結果を示す。提案手法により，摩耗部のみが正確に異なるような 3D モデルが得られる。

同図(b)(c)に，測定モデルと変形前後の参照モデルの変位を示す。参照モデルの各点から測定モデルまでの最近傍距離を符号付きで求め，度数分布を計算した。変形前は距離ゼロの近傍になだらかに分布が広がっている。ICP アルゴリズムにおける最小二乗法の性質により，左右対称の分布が得られている。これは，両者の位置が平均的に合っていることを示している。分布の幅は翼の形状の変位を示すと考えられる。一方，同図(c)の変形後の分布では距離ゼロの近傍に度数が集中している。これは提案手法により両者の共通部が一致したことを示す。-1.6mm 近傍に出現した分布は摩耗部を示すと考えられる。Fig. 7 灰色部に抽出した差分モデルを示す。翼の摩耗部のみを抽出できていることがわかる。

4.2 複数枚の一括処理と補修造形

本システムの有効性を確認するため，摩耗させた翼 6 枚を用いて差分モデルの抽出と補修造形を行った。三次元計測機に翼を 6 枚搭載して三次元計測を行い，計測完了後に AM 装置に移動する[18]。Fig. 8(a)に生成した差分モデルを示す。翼ごとにそれぞれ異なる摩耗の形状に応じた差分モデルが生成できていることがわかる。次に，このモデルを CAM ソフトウェアで NC ツールパスに変換し，AM 装置に転送，造形を行った。同図(b)に造形中の様子を示す。同図(c)に造形後の翼を示す。差分モデルに合わせた積層造形が正しく行われている。

5. まとめ

三次元計測技術に三次元データの処理技術を組み合わせ，これをさらに AM 技術と組み合わせることにより，新しいタービン翼の補修システムを開発した。この新しいシステムは高度な自動化技術を備え，高い生産性を実現できる。

なお，提案手法は，タービン翼の補修以外にも応用できる。例えば，完成品ワークの寸法検査にも利用できる。また，差分モデルを用いて部品の摩耗度合いをあらかじめ計測し補修可否の判定が可能である。

我々のシステムがガスタービンの安定的かつ効率的な運転に貢献することができれば幸いである。

6. 参考文献

(1) 経済産業省 資源エネルギー庁 エネルギー基本計画について <https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_plan/> (参照日 2023 年 8 月 7 日).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

(2) 平塚真二，村田亮，陶山修二，民間航空機用ガスタービンエンジン，ガスタービン学会誌，Vol. 51, No. 1 (2023), pp. 18–26.
(3) 市川国弘，関原傑，今野晋也，日立のガスタービン予防保全技術，ガスタービン学会誌，Vol. 40, No. 4 (2012), pp.135–140.
(4) 中野剛，エアラインにおける航空機用エンジン部品の修理技術開発の現状，ガスタービン学会誌，Vol. 40, No. 4 (2012), pp. 147–151.
(5) 熊谷信男，難削材研削加工の実例 Ti-6Al-4V, インコネル 718 について，精密工学会誌，Vol. 58, No. 12 (1992), pp. 1985–1988.
(6) 澤徹，酒井義明，ガスタービンの保守技術，ガスタービン学会誌，Vol. 40, No. 4 (2012), pp. 141–146.
(7) Pallos, K. J., Gas Turbine Repair Technology, GER-3957B, GE Power Systems (2000).
(8) 日野武久，河野渉，伊藤勝康，ガスタービン翼の補修技術開発，ガスタービン学会誌，Vol. 40, No. 4 (2012), pp. 130–134.
(9) Wilson, J. M., Piya, Cecil, Shin, Y. C., Zhao, F., Ramani, K., Remanufacturing of turbine blades by laser direct deposition with its energy and environmental impact analysis, J. of Cleaner Production, Vol. 80 (2014), pp. 170–178, doi: 10.1016/j.jclepro.2014.05.084.
(10) 株式会社ニコン 金属 3D プリンター Lasermeister 100A シリーズ <https://ngpd.nikon.com/product/laser-processing-machine/lasermeister100a.html> (参照日 2023 年 8 月 7 日).
(11) Besl, P. J., McKay, N. D., A method for registration of 3-D shapes, IEEE Transactions of Pattern Analysis and Machine Intelligence, Vol. 14, No. 2 (1992), pp. 239–256, doi: 10.1109/34.121791.
(12) 藤吉弘亘，橋本学，物体認識のための二次元・三次元特徴量，日本ロボット学会誌，Vol. 35, No. 1 (2017), pp. 22–27.
(13) Sellamani, S., Muthuganapathy, R., Kalyanaraman, Y., Murugappan, S., Goyal, M., Ramani, K., Hoffman, C. M., PCS: Prominent Cross-Sections for Mesh Models, Computer-Aided Design and Applications, Vol. 7, No. 4 (2010), pp. 601–620, doi: 10.3722/cadaps.2010.601-620.
(14) Taubin, G., A signal processing approach to fair surface design, In proceedings of 22nd annual conference on Computer graphics and interactive techniques (SIGGRAPH ’95), pp. 351–358, doi: 10.1145/218380.218473.
(15) Foley, J. D., 12.2 Regularized Boolean Set Operations, Computer Graphics: Principles and Practice, Addison-Wesley Processional, pp. 535–539.
(16) Loriot, S., Rouxel-Labbé, M., Tournois, J., Yaz, I. O., Polygon Mesh Processing, In CGAL User and Reference Manual, CGAL Editorial Board, 5.6 edition (2023).
(17) Mei, G., Tipper, J. C., Simple and robust Boolean operations for triangulated surfaces, arXiv 2013, arXiv:1308.4434.
(18) 株式会社ニコン 既存部品の補修 <https://ngpd.nikon.com/additive-manufacturing/repair.html> (参照日 2023 年 8 月 7 日).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第51回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 C-7

Turbulence Model Tuning Using Adjoint Optimization and Machine Learning for Gas Turbine Combustion (GTC) Applications

George Klavaris[*1], Min Xu[*2], Ishan Verma[*3], Stefano Orsino[*2], Saurabh Patwardhan[*4], Hiroshi Yukawa, Tsuyoshi Minowa[*5]

ABSTRACT

The present study utilized a new methodology in Ansys Fluent based on data-driven turbulence modelling using adjoint optimization and Machine Learning (ML). This methodology is applied to the DLR PRECCINSTA burner, an industrial configuration concerning a non-reacting, isothermal flow scenario. The velocity field variance between LES and GEKO-RANS solutions is used as the observable, with the free-coefficient of the Turbulent Kinetic Energy (TKE) source term serving as the tuning parameter in the optimization problem. Results using the optimized GEKO model demonstrate qualitative and quantitative agreement with LES and experiments. The trained Neural Network model's generalization is tested on various flow conditions, including different Reynolds numbers and a reacting flow scenario, showcasing significant improvements over the baseline solution. This optimized workflow holds promise for future studies involving different geometries with similar flow fields.

Key Words: Turbulence Modelling, Machine Learning, Neural Networks, Gas Turbine Combustion

1. INTRODUCTION

The precise modeling and simulation of turbulence hold paramount significance across diverse industrial applications. Over the years, multiple Computational Fluid Dynamics (CFD) codes have emerged, along with several turbulence models, aimed at achieving the utmost accuracy predicting turbulent phenomena. Gas Turbine Combustion (GTC) constitutes a critical industrial domain wherein the prediction and modeling of turbulent reacting flows are pivotal. Gas turbine combustion is an intricate process encompassing spray dynamics, fuel droplet evaporation mixing of gases and multi-component reactions, all within a turbulent flow confined by complex geometries. To accurately predict emissions within such intricate physical and chemical processes, sophisticated modeling approaches such as Large Eddy Simulations (LES) are required [1], [2]. However, LES modeling presents inherent drawbacks. It mandates high resolution meshes to capture intricate turbulent structures and relies on sub-grid scale eddy modeling for turbulent transport contributions [3], [4]. Larger mesh sizes escalate computational demands, consuming time and resources. Furthermore, LES simulations are transient and require significant time for statistical analysis. In a competitive context with shorter design cycles, LES proves costly. Therefore, the research and development of cost-efficient models that do not compromise the accuracy of LES is in high demand.

Yet, the abundance of high-fidelity data from computational advancements and the increasing attention to machine learning has introduced new perspectives to turbulence modeling [5]. In recent times, data-driven turbulence modeling has gained traction, with research spanning nearly two decades. Early applications of machine learning in turbulence modeling can be traced to Marusic et al. [6]. Initial steps toward data-driven RANS modeling involved uncertainty quantification and Bayesian averaging to calibrate coefficients in eddy viscosity models [7], [8]. These methods, however, are limited by their problem-specific nature.

Among various machine learning approaches, deep neural networks have emerged as a promising route for turbulence model enhancement [9]. Ling et al. [10] developed a deep neural network architecture, incorporating Galilean invariance to enhance model generalizability. A significant advancement arrived with the Field Inversion and Machine Learning (FIML) framework pioneered by Parish and Duraisamy [11]. They combined machine learning and statistical inference for inverse modeling-based corrective models. Wu et al. [12] employed FIML train the GEKO turbulence model [13] on a baseline car configuration, utilizing the experimental drag a reference. The neural network model was then deployed to different car variants, showing moderate improvements in flow predictions.

The present study aims to investigate the capability of a FIML-based framework in Ansys Fluent applied to gas turbine combustion problems. Using the industrial PRECCINSTA burner [14] as a baseline, with cold non-reacting flow, the research evaluates the augmented GEKO model's generalizability under unseen flow conditions.

2. TURBULENCE MODELING

RANS models frequently fall short of meeting accuracy criteria, particularly for complex phenomena including flow separation, mixing, and secondary flows. As a result, traditional eddy viscosity models must be tailored without compromising their basic calibration. Alternatively, employing higher-fidelity methods such as LES can enhance flow predictions. These approaches address RANS limitations and yield more precise results, however they require fine mesh resolutions which lead to very expensive and often prohibitive computational costs.

2.1 GEKO-model

*1 Ansys Inc. Milton Park, Abingdon, UK
*2 Ansys Inc. Lebanon, NH, USA
*3 Ansys Inc. Pune, India
*4 Ansys Software Pvt. Ltd., Pune, India
*5 Ansys Japan K.K. Shinjuku-ku, Tokyo, Japan
E-mail: tsuyoshi.minowa@ansys.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

The Generalized k-ω (GEKO) model, developed by Menter et al. [13], is a new paradigm of two-equation k-ω model formulation. GEKO offers the flexibility to tune its coefficients to capture various flow behaviours such as separation and mixing, without the risk of breaking the basic calibration of the model. The model formulation is shown below:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho U_j k)}{\partial x_j}=P_k-C_\mu\rho k\omega+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+S_k, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho U_j\omega)}{\partial x_j}=C_{\omega1}F_1\frac{\omega}{k}P_k+C_{\omega2}F_2\rho\omega^2+\rho F_3 CD+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right]+S_\omega, \quad (2)$$

where ρ is the fluid density, U_j the velocity, k is turbulence kinetic energy, ω the specific dissipation rate, μ is the molecular dynamic viscosity and $\sigma_k, \sigma_\omega, C_\mu, C_{\omega1}, C_{\omega2}$ the model constants which are also included in the original k - ω implementation.

The turbulent production term is defined as:

$$P_k=-\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \quad (3)$$

where, $\tau_{i,j}$ is the Reynolds stress and is expressed as:

$$\tau_{i,j}=\tau_{ij}^{EV}-C_{CORNER}\frac{1.2\mu_t}{\max\left(0.3\omega,\sqrt{0.5(S^2+\Omega^2)}\right)}\left(S_{ik}\Omega_{kj}-\Omega_{ik}S_{kj}\right), \quad (4)$$

with $\tau_{ij}^{EV}=-\rho\overline{u_i'u_j'}=2\mu_t S_{ij}-\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij}$ and $C_{CORNER}=1$ as it is inactive in the default formulation. The stress, S and rotational, Ω tensor terms, are defined as:

$$S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}\ ;\ S_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right),$$
$$\Omega=\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}\ ;\ \Omega_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}-\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right). \quad (5)$$

The turbulent viscosity is determined by:

$$\mu_t=\rho\nu_t=\rho\frac{k}{\max\left(\omega,\frac{S}{C_{Realize}}\right)}, \quad (6)$$

with $C_{Realize}=1/\sqrt{3}$ in the default formulation. The Cross-Diffusion term in the ω-equation is specified as:

$$CD=\frac{2}{\sigma_\omega}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial\omega}{\partial x_j}. \quad (7)$$

The GEKO free coefficients are implemented through functions $F1, F2,$ and $F3$ in the ω-equation. Furthermore, two additional source terms for turbulent kinetic energy and dissipation rate are introduced in equations (1) and (2), denoted as $S_k=C_k\rho k\omega$ and $S_\omega=C_\omega\rho\omega$ respectively. These terms are incorporating the coefficients, C_k and C_ω which can serve as parameters subject to tuning within the Neural Network training process. Initially, both coefficients are set to $zero$ as per default formulation.

3. MACHINE LEARNING

3.1 Neural Network Strategies

The Machine Learning framework in Ansys Fluent extends the concept by Perish and Duraisamy [11], utilizing the *online* optimization strategy outlined in [15] within the present study. This approach simplifies the original FIML architecture, offering a direct FIML perspective where model parameters can be directly inferred, as described by Holland [16]. In this method, the candidate turbulence model parameters and neural network weights are specific functions of input flow features. Post-optimization, the correlation between optimized design variables and input flow features is already established. A workflow illustrating the *online* training is depicted in Figure 1. The process begins with solving the RANS equations using the flow solver. Initially, the FIML workflow is inactive during the CFD calculation, avoiding concurrent training. Once primal flow solution is obtained, the observable is defined, considering the variance between RANS and high-fidelity or experimental data. Subsequently, the machine learning workflow is activated by defining input flow features and selecting the GEKO model parameter (output) for optimization. Concurrently, this parameter is incorporated into the GEKO model for local optimization across the computational domain's cells.

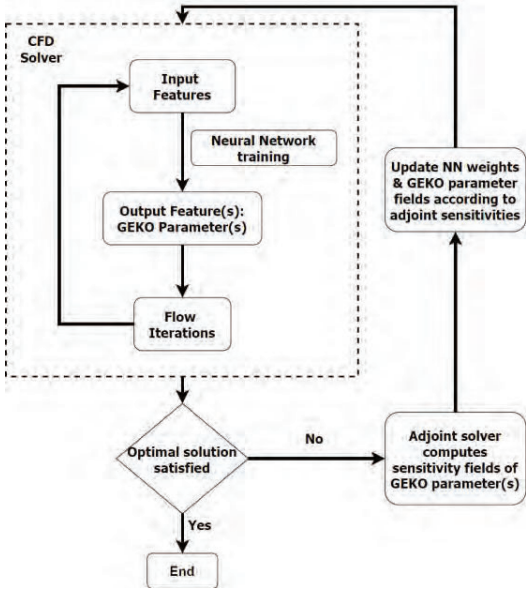


Figure 1: Schematic of the Adjoint-based Machine Learning Online framework for data augmented turbulence modelling in Ansys Fluent.

The adjoint solver computes the parameter's sensitivity field, which guides updates to the neural network weights and the parameter field. These updated values are then incorporated into the flow solver, aligning neural network training with flow convergence. This iterative process continues until an acceptable optimal solution is reached.

3.2 Neural Network Model

The machine learning approach in Ansys Fluent employs a Feed Forward Neural Network framework. This network consists of multiple layers of neurons that transform inputs through nonlinear activation functions [17]. In the context of ML-based

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

turbulence model tuning, design variables encompass GEKO model parameters or turbulence source terms, while input features involve fluid flow principles based on invariant definitions, such as Galilean and Rotational invariance, along with non-dimensional and scaled definitions. The network comprises an input layer representing characteristic flow features, followed by hidden layers for information propagation, ultimately leading to an output layer representing GEKO model parameters. Each layer contains neurons that receive weighted input signals from the previous layer's neurons, incorporating a bias value and employing an activation function to generate an output signal. This signal then advances to neurons in the subsequent layer, as depicted in Figure 2.

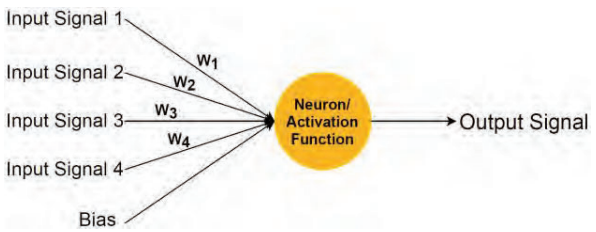


Figure 2: Schematic of neuron operations propagating signals to subsequent layer neurons.

An activation function's generalized form is given by equation (8) mathematically transforming the summed weighted input signal and bias into an output signal for the subsequent hidden layer's neurons.

$$Signal_{OUT} = f\left(Bias + \sum w_i \cdot Signal_{IN_i}\right) \tag{8}$$

Selecting appropriate hyperparameters is a major challenge during NN training. These parameters govern the learning process and include the number of hidden layers and neurons in each layer. Various activation functions [18] were tested, including $tanh$, $ReLU$, $Softsign$ and $Leaky\text{-}ReLU$. In this implementation, the activation function choice minimally impacts the results.

3.3 Neural Network Inputs

Appropriate selection of input flow features, specific to the optimization problem is pivotal for creating a successful neural network model. By default, a set of built-in input features is available in Ansys Fluent, which have been carefully selected to aid the generalization of the NN model. These features meet Galilean and rotational invariance, non-dimensionalization and scaling principles. The input features are defined as follows:

$$\varphi_1 = \frac{s}{0.3\omega} - 1, \tag{9}$$

$$\varphi_2 = II'_S = S'_{ij}S'_{ji}, \tag{10}$$

$$\varphi_3 = III'_S = S'_{ij}S'_{jk}S'_{ki}, \tag{11}$$

$$\varphi_4 = IV' = S'_{ij}\Omega'_{jk}\Omega'_{ki}, \tag{12}$$

$$\varphi_5 = V' = S'_{ij}S'_{jk}\Omega'_{kl}\Omega'_{li} - \frac{1}{2}II'_S II'_\Omega, \tag{13}$$

$$\varphi_6 = \frac{\sqrt{k}}{20 * 0.09\omega y} \tag{14}$$

Equation (9) describes the non-equilibrium parameter where ω, is the specific dissipation rate. Roman numerals II, III, IV & V in equations (10) – (13), represent the 2nd, 3rd, 4th and 5th invariants respectively and φ_6 in equation (14) is the length ratio where k and y are the turbulent kinetic energy and position in the y-direction respectively. The definitions of strain rate and rotation rate tensons are used to derive the invariant input features [15].

$$\hat{s}^2 = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij}S_{ji} - \Omega_{ij}\Omega_{ji},$$

$$S'_{ij} = \frac{S_{ij}}{\hat{s}}, \quad \Omega'_{ij} = \frac{\Omega_{ij}}{\hat{s}}$$

4. TESTCASE DESCRIPTION

The investigated test case is the PRECCINSTA burner [14], [19], used for the analysis of gas turbine combustion, fuel mixing, and flame stabilization. This case serves as a simplified representation of a gas turbine combustor, making it a valuable tool for initial turbulence combustion validation in industrial GTC applications. Meier et al. [14] conducted experimental studies to measure flow velocities. These measurements form the primary reference data for the initial validations in this study. Additionally, The geometry of the DLR-PRECCINSTA burner is depicted in Figure 3. It comprises three key components: a radial swirling mechanism consisting of 12 vanes, the combustion chamber, and an outlet section with a cone-based exit connected to the chamber's downstream face. This exit leads to a central exhaust pipe with a diameter of 40 mm. The chamber features a large 1.5 mm thick quartz window and possesses a square cross-section of 85×85 mm^2, standing 114 mm in height.

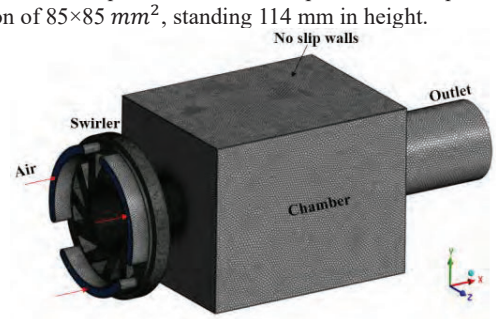


Figure 3: Geometry and surface mesh of the DLR-PRECCINSTA.

The geometry employs polyhedral cells for the core and prism layers near the walls to capture the boundary layer. The grid comprises 3M cells, with local refinement around the swirl mechanism and swirling regions in the chamber for LES resolution. Figure 4 illustrates the mesh topology within the burner at a mid-domain cut plane.

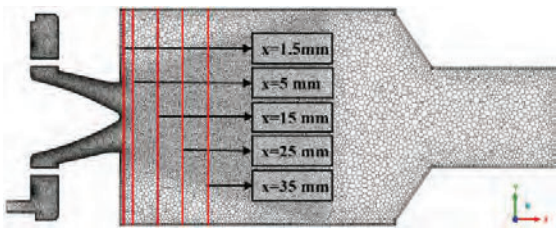


Figure 4: Polyhedral mesh resolution at the mid-plane, Z=0, indicating the refined regions required for LES, along with designated locations used for quantitative comparisons with experimental data.

Dry ambient air is fed into the swirl mechanism via three equally sized inlet sections, eventually entering the combustion chamber as a recirculated, non-reacting, and isothermal flow. To assess turbulence model performance, flow velocity distributions were

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

measured at five pivotal positions downstream from the injector as indicated in Figure 4.

5. Numerical Simulations

All simulations were conducted using Ansys Fluent $2023R2$. Both RANS and LES studies were performed and compared to available data from non-premixed, isothermal, cold-flow experiments [14], [20]. A compressible flow was modelled using the ideal-gas law, and a piecewise polynomial relation for temperature was specified for the specific heat. The dynamic viscosity was modeled using the three-coefficient Sutherland low. The burner operates at atmospheric pressure and air temperature at the inlet is $300K$. For the inlet boundary condition a total mass flow rate of $12\ g/s$ was evenly divided among the three inlet sections illustrated in Figure 3. The pressure outlet boundary condition was used to model the outlet domain. All the walls were treated as no-slip and adiabatic (no heat losses).

For the steady-state RANS simulation, the Coupled scheme was used for the Pressure-Velocity (P-V) coupling, while for transient-LES, the Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations-Consistent (SIMPLEC) scheme was employed to accelerate convergence. The governing equations were numerically discretized using a 2nd -order upwind scheme and the Least Square Cell Based (LSCB) gradient scheme for both steady RANS and transient LES computations. In LES, the momentum equation was discretized using a bounded 2nd-order central difference scheme in space and a bounded 2nd-order implicit scheme in time. Sub-grid scales in LES were modeled using the Wall Adapting Local Eddy Viscosity (WALE) approach. LES was also initialized from a well-converged steady RANS solution, running for 8 flow-throughs with a time-step of $1e$-5 s to ensure a converged and stable solution, followed by 8 more flow-throughs ($84\ ms$) for the statistical averaging analysis. Initial validation entailed comparing RANS-GEKO and LES solutions with experimental data [20]. The performance of the turbulence models was evaluated based on their ability to accurately capture directional velocity profiles at designated regions in the domain.

6. Results and Discussion

6.1. Baseline Validation

The turbulence model tuning methodology begins with initial validation studies that were conducted to assess discrepancies between the baseline RANS and high-fidelity LES solutions. This helps identify areas for potential improvement in the optimization process. The existing setup and mesh resolution were previously validated in both premixed and cold-flow conditions using LES, instilling confidence in the target solution. The time-averaged LES velocity components were compared to corresponding experimental data [20], [21] at the five locations depicted in Figure 4. Subsequent RANS simulations employed the GEKO model formulation, producing x-, y-, and z-velocity profiles as depicted in Figure 5. The LES solution effectively validates against experimental data, accurately capturing swirling strengths and the central recirculation zone across all directional velocities. Some discrepancies between LES and the experiment are noted at higher velocity peaks downstream of the vortex core ($x = 15, 25,$ and $35\ mm$), particularly evident in the radial velocity profiles. Radial velocity, being the least dominant component, poses challenges for LES, however, the results remain acceptable, aligning with reference LES data from [21]. Hence, the optimization study adopts LES time-averaged data as the target.

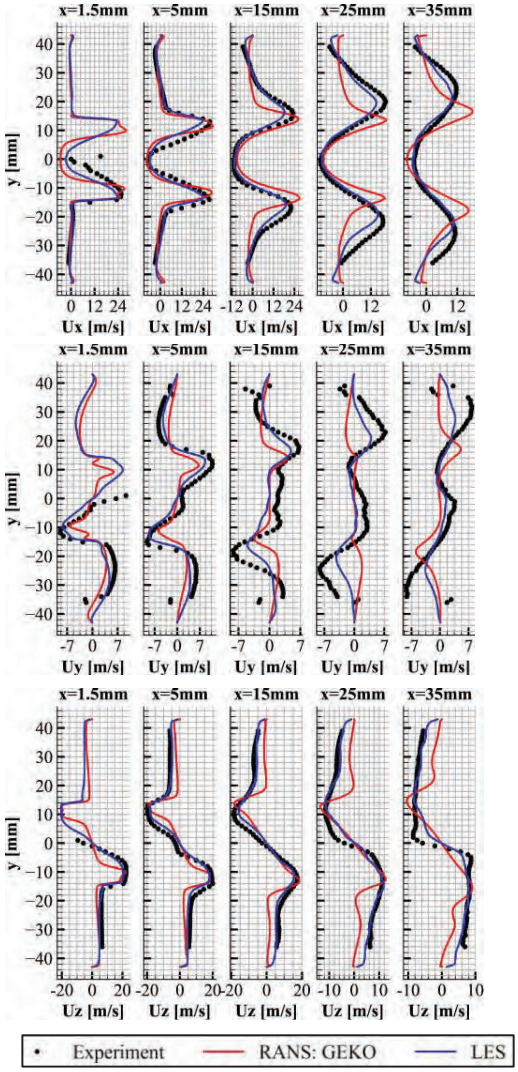


Figure 5: Time-averaged axial (upper), radial (middle) and tangential (*lower*) velocity profiles.

The GEKO model adequately predicts axial velocity profiles, yet noticeable differences arise when comparing it to LES and experimental data. Notably, over-prediction of recirculation occurs at $x = 1.5\ mm$. The baseline GEKO model struggles to accurately capture peak velocities near $y = -10$ and $+10mm$, in contrast to LES. Discrepancies extend to the chamber's sidewalls at locations $x = 15$ to $35\ mm$. For radial velocity, GEKO RANS discrepancies from LES are evident, predominantly under-predicting regions with maximum y-velocity. Improved matching occurs in tangential velocity profiles, though discrepancies accentuate near the chamber's sidewalls.

These discrepancies will be addressed through the adjoint optimization method, aiming to minimize them. This involves computing gradients of the relevant GEKO parameters and adjusting their values to create a new model that approximates the LES solution. The observable, denoted as J, is defined as the integral of the velocity field difference between the RANS GEKO solution and the corresponding time-averaged velocity field from LES, as expressed in the equation below:

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

$$J = \int_{\Omega} \left(U_{LES} - U_{RANS/GEKO}\right)^2 d\Omega, \qquad (15)$$

where Ω signifies the computational domain considered for the adjoint computations, and U represents the velocity field.

6.2 Optimization & Machine Learning

The current study employed the NN topology illustrated in Figure 6. Six input features as described in equations (9) – (14) were chosen, with the TKE-Source coefficient serving as the output parameter. The NN architecture comprises three hidden layers with 24, 16, and 8 neurons, each utilizing the $Softsign$ activation function, $y = x/(1+|x|)$, selected for its smooth properties.

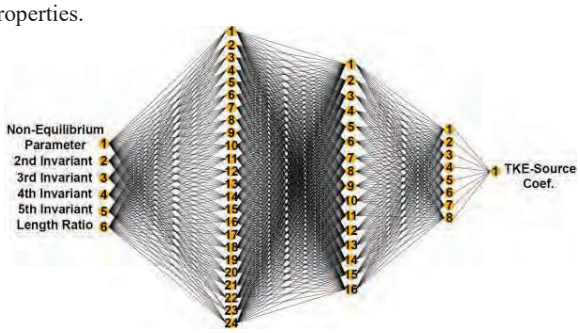


Figure 6: Graphical representation of the Neural-Network model used in the present turbulence model tuning approach.

Upon achieving adequate convergence in both primal CFD and adjoint solutions, the turbulence model optimization was initiated. The objective, J, was minimized iteratively with a -5% reduction step per iteration. This cycle spanned 28 iterations, resulting in a 71.1% reduction in the observable value.

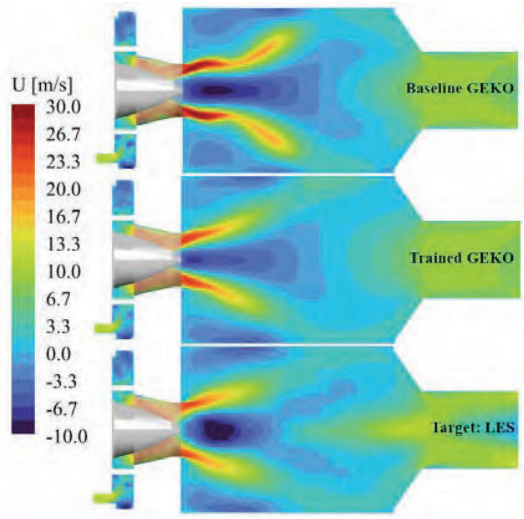


Figure 7: X-Velocity contours at the midplane, Z=0 of the DLR-PRECCINSTA burner comparing Baseline GEKO, Trained GEKO, and Target LES Solutions.

Figure 7 illustrates the qualitatively improved trained GEKO solution (*middle*) via an axial velocity contour at the PRECCINSTA burner's mid-plane. Comparison is made with the default GEKO model's solution (*top*) and the corresponding contour derived from time-averaged LES (*bottom*) for reference. Evidently, the optimal GEKO solution enhances the overall velocity field compared to the baseline. High velocity regions, which were over-predicted by the baseline GEKO, show substantial improvement in strength and length after tuning. The tuned GEKO model now aligns qualitatively more closely with LES. Furthermore, enhancements are observed in the tuned GEKO's handling of the secondary recirculated corner flow near the walls.

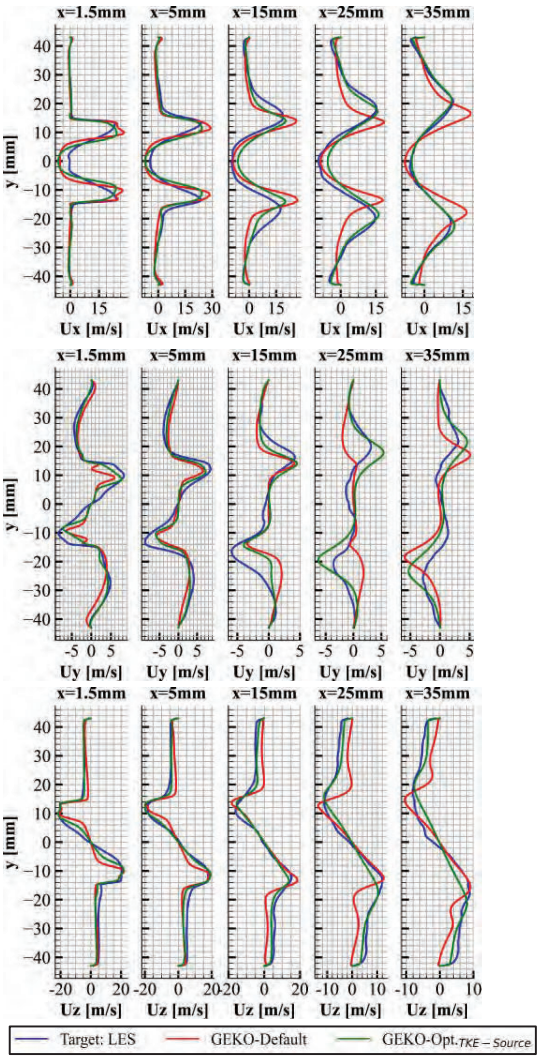


Figure 8: GEKO-Optimized model performance comparison for axial, radial, and tangential velocity components at designated locations. Comparison with baseline GEKO and target LES data.

Nevertheless, an identified limitation of the tuned/trained GEKO solution emerges in the vortex core downstream the swirler within the chamber's midsection. This region of intense recirculation experiences unnecessary reduction by the trained GEKO model, leading to greater deviation from the target LES solution. This compromise might be attributed to the model's adjustment to match downstream velocities within the context of a linear eddy viscosity model. A detailed quantitative comparison between the baseline GEKO and the trained model against the target LES solution is presented in Figure 8, illustrating axial, radial, and tangential velocity profiles at previously validated locations.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

Trained GEKO results, optimized for the TKE-source coefficient, are depicted in *green*, while baseline GEKO outcomes are shown in *red*. The *blue* curves represent reference mean-LES data. Tuned GEKO predictions demonstrate improved alignment with the LES target compared to the baseline model. Axial velocity distribution plots reveal that the optimal GEKO model achieves pronounced enhancements in velocity peaks at all five locations, closely matching the LES. Enhanced axial velocity trends near the walls are observed, particularly beyond $x = 15\,mm$, where the baseline GEKO struggles with secondary flow predictions. Notably, the trained GEKO excels at $x = 35\,mm$, almost perfectly matching with the LES data. Nevertheless, the study's primary challenge lies in the trained GEKO's deficiency in capturing vortex core generation by the swirler in the highly recirculated $y = 0$ zone, evident in the first four profile locations. The radial and tangential components are also improved.

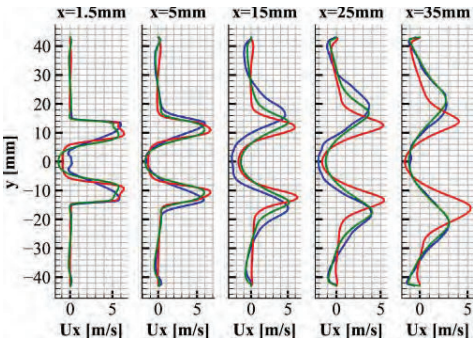
6.3 Generalization: Reynolds Number

The NN model's capability for extrapolation to unseen flow conditions was explored by varying the Reynolds number in the cold-flow simulations. Table 1 summarizes the variations in inlet mass flow rate for six additional test cases.

Table 1: Range of Reynolds numbers for NN generalization.

Quantity	Inlet Mass Flow $[g/s]$	Velocity Variance Improvement
$Re \times 0.25$	3	69.95%
$Re \times 0.5$	6	65.16%
Re $(baseline)$	12	71.1%
$Re \times 1.5$	18	71.39%
$Re \times 2$	24	70.74%
$Re \times 3$	36	58.93%
$Re \times 4$	48	61.72%

Results from the augmented GEKO model are once again compared to default GEKO and mean LES data (used as target) across various Reynolds number variations. Augmented GEKO improvements are quantified by assessing the velocity variance reduction as per equation (15) after NN model implementation. These improvements are summarized in Table 1, exhibiting a consistent percentage enhancement across all Reynolds numbers. Velocity profiles were plotted for all Reynolds variations, demonstrating improved flow behavior, similar to the trendwise predictions of the tuned GEKO model in the baseline study.



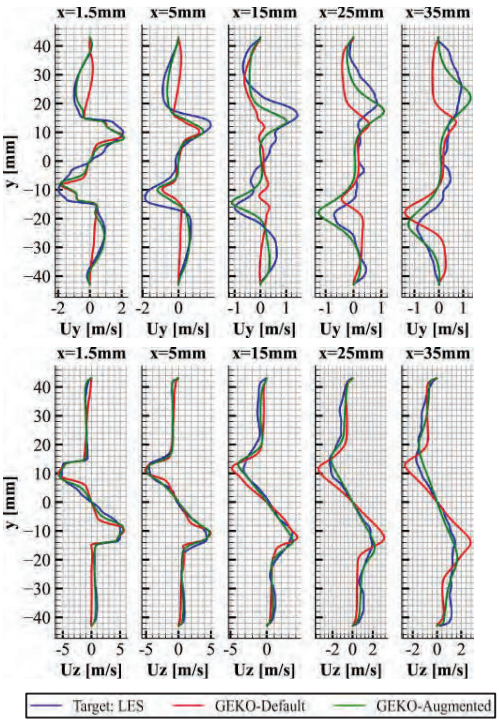
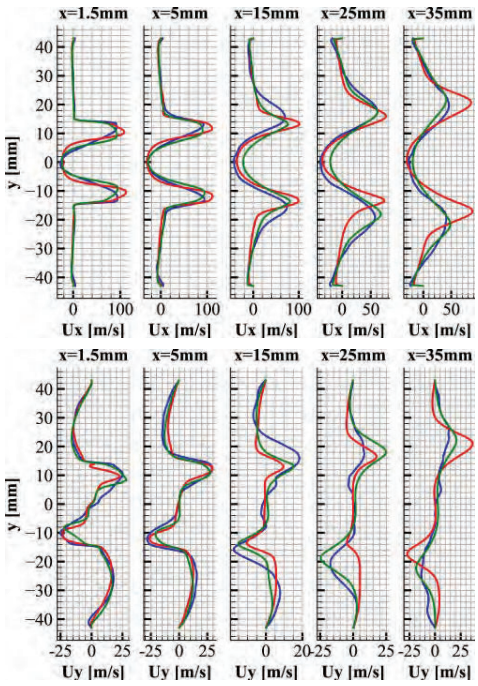


Figure 9: Velocity profiles for axial, radial, and tangential components at designated locations, assessing the GEKO-augmented model with a $2\times$ reduction in baseline Reynolds number or an equivalent inlet mass flow rate decrease to 3 g/s.

Given this consistency, only the two extreme Reynolds variants are highlighted in the paper with Figure 12 illustrating the $Re \times 0.25$ case, and Figure 13 portraying the $Re \times 4$ investigation.



Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

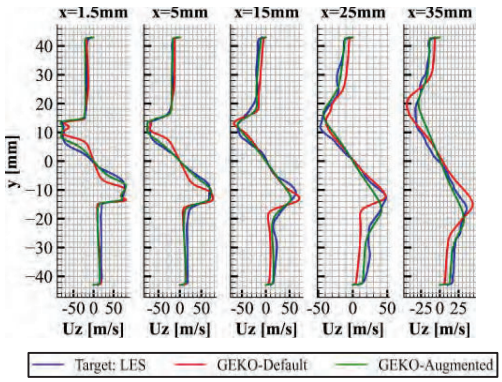


Figure 10: Velocity profiles for axial, radial, and tangential components at specified positions, evaluating the GEKO-augmented model under $4\times$ baseline Reynolds number or equivalently, with inlet mass flow rate increased to 48 g/s.

6.4 Generalization: Reacting Flow

To further assess the NN model's generalization and efficacy, the same DLR-PRECCINSTA burner configuration and mesh were used under reacting flow conditions. The reacting flow case has been validated with LES in [19] and combustion operating conditions are shown in Table 2 as taken from [14]. However, detailed combustion setup falls beyond this study's scope and won't be extensively elaborated.

Table 2: Operating conditions used in the experimental setup of the reacting flow scenario.

Quantity	Measurement
Airflow rate $[g/s]$	12.24
Fuel flow rate $[g/s]$	0.6
Inlet temperature $[K]$	320
Equivalence ratio $[\phi]$	0.83
Power $[kW]$	30

The NN model's performance in reacting flow conditions is assessed through axial-velocity and temperature distributions, presented in Figure 11 and Figure 12, respectively. Locations downstream of the swirler injector $(x = 10,20,60mm)$ are considered for temperature analysis. The $NN_{TKE-Source}$ model, initially trained for non-reacting cold-flow conditions, is extended to the reacting flow scenario to enhance the GEKO model.

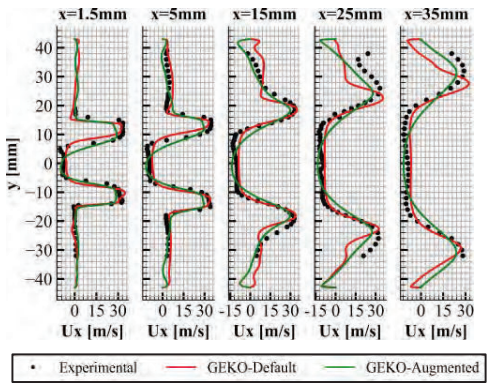


Figure 11: GEKO-Augmented model vs. baseline GEKO on axial velocity distribution for reacting flow, compared to experiments.

The GEKO-Default model matches experimental axial velocity across all locations. However, the augmented GEKO model introduces slight discrepancies. The model drives the initially flat velocity distribution ($y = -10\ to\ +10\ mm$) towards a parabolic trend, while maintaining magnitudes. Downstream, improvements in velocity predictions near the walls ($x = 15mm$) are evident, along with enhanced capture of velocity peak locations compared to the default GEKO model, while retaining comparable magnitudes as shown at $x = 35mm$. The GEKO-augmented model exhibits impressive predictions for temperature distributions in the reacting-flow case. In Figure 12, the default GEKO model performs inadequately, significantly underestimating high temperatures away from the central recirculation zone towards the walls.

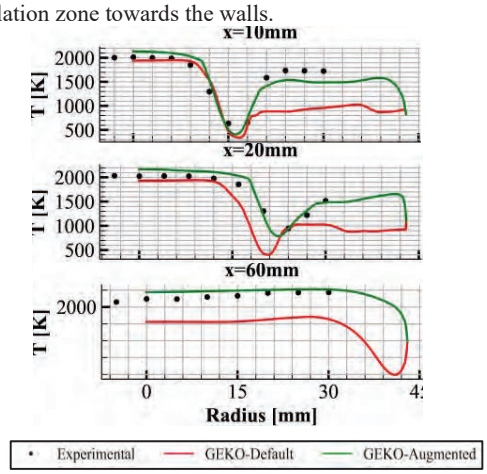


Figure 12: Improved temperature distribution of GEKO-Augmented model compared to baseline GEKO, matching experimental data at designated axial locations.

Upon deploying the NN model, the augmented GEKO accurately matches experimental data, effectively capturing flame length and overall temperature across all the addressed locations within the combustor. Comparing augmented GEKO's performance in axial-velocity and temperature distributions, the NN model's impact is more notable in the latter assessment. The parabolic behavior observed in velocity distribution curves by the augmented GEKO model warrants further investigation. This might arise from the interaction between the default model's strong performance and the NN model's attempt to improve more while maintaining good predictions.

7. Conclusions

The research presented in this study leveraged a data-driven turbulence modeling framework, employing Field Inversion and Machine Learning within Ansys Fluent, to enhance an eddy viscosity RANS model for gas turbine combustion scenarios. Utilizing the discrete adjoint method, a source term coefficient in the turbulent kinetic energy equation of the GEKO model was optimized to align with high-fidelity LES data. The DLR-PRECCINSTA cold flow case served as the baseline, with the velocity field discrepancies between RANS/GEKO and mean LES data serving as the minimization objective. The tuned GEKO model's predictive accuracy was assessed via directional velocity component distributions across critical combustion chamber locations. After 28 design iterations, the observable reduced by 71%, leading to significant enhancements in the tuned GEKO model's predictive abilities compared to the baseline. Notable

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

improvements were observed in axial velocity regions, with strong agreement between the tuned GEKO and LES data. The radial and tangential velocities also exhibited substantial improvement post-tuning. However, a limitation emerged in the high recirculation zone downstream the swirler's vortex core, where the optimization led to increased deviation of the tuned GEKO from the LES solution. This reflects the compromise linear eddy viscosity models like GEKO face, in matching higher velocities further downstream. The generalizability of the NN model, developed under cold-flow conditions, was tested in varied flow scenarios. It exhibited consistent trends during testing with all the different cold-flow conditions. Deploying the NN-embedded GEKO model to reacting flows improved temperature predictions within the combustion chamber. Future work entails hyperparameter optimization to maximize the NN model's performance through optimal choices of hidden layers, neuron counts, and input features. Additionally, testing the NN model on unseen geometries under similar conditions will provide more insights into its generalizability. In summary, turbulence and combustion pose intricate challenges. This study aimed to enhance RANS models via machine learning, achieving a reasonable approximation to high-fidelity simulations. While not a replacement for LES, this approach holds promise for Design of Experiments (DoE) by offering efficient and robust RANS models capable of producing higher fidelity predictions across diverse flow conditions, thereby expediting the DoE process.

REFERENCES

[1] J. Janicka and A. Sadiki, 'Large eddy simulation of turbulent combustion systems', *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 30, no. 1, 2005, doi: 10.1016/j.proci.2004.08.279.

[2] H. Pitsch, 'Large-eddy simulation of turbulent combustion', *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 38. 2006. doi: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092133.

[3] J. SMAGORINSKY, 'GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS', *Mon Weather Rev*, vol. 91, no. 3, 1963, doi: 10.1175/1520-0493(1963)091<0099:gcewtp>2.3.co;2.

[4] D. K. Lilly, 'A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method', *Physics of Fluids A*, vol. 4, no. 3, 1992, doi: 10.1063/1.858280.

[5] K. Duraisamy, G. Iaccarino, and H. Xiao, 'Turbulence modeling in the age of data', *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 51. 2019. doi: 10.1146/annurev-fluid-010518-040547.

[6] I. Marusic, G. V. Candler, V. Interrante, P. K. Subbareddy, and A. Moss, 'Real Time Feature Extraction for the Analysis of Turbulent Flows', 2001. doi: 10.1007/978-1-4615-1733-7_13.

[7] S. H. Cheung, T. A. Oliver, E. E. Prudencio, S. Prudhomme, and R. D. Moser, 'Bayesian uncertainty analysis with applications to turbulence modeling', *Reliab Eng Syst Saf*, vol. 96, no. 9, 2011, doi: 10.1016/j.ress.2010.09.013.

[8] W. N. Edeling, P. Cinnella, R. P. Dwight, and H. Bijl, 'Bayesian estimates of parameter variability in the k-ε turbulence model', *J Comput Phys*, vol. 258, 2014, doi: 10.1016/j.jcp.2013.10.027.

[9] S. L. Brunton, B. R. Noack, and P. Koumoutsakos, 'Machine Learning for Fluid Mechanics', *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 52. 2020. doi: 10.1146/annurev-fluid-010719-060214.

[10] J. Ling, A. Kurzawski, and J. Templeton, 'Reynolds averaged turbulence modelling using deep neural networks with embedded invariance', *J Fluid Mech*, vol. 807, 2016, doi: 10.1017/jfm.2016.615.

[11] E. J. Parish and K. Duraisamy, 'A paradigm for data-driven predictive modeling using field inversion and machine learning', *J Comput Phys*, vol. 305, 2016, doi: 10.1016/j.jcp.2015.11.012.

[12] H. Wu, H. Zhou, S. Xu, C. Ren, Q. Chen, and T. Jadhav, 'Adjoint-Based Model Tuning and Machine Learning Strategy for Turbulence Model Improvement', in *SAE Technical Papers*, 2022. doi: 10.4271/2022-01-0899.

[13] F. R. Menter, A. Matyushenko, and R. Lechner, 'Development of a Generalized K-ω Two-Equation Turbulence Model', in *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 2020. doi: 10.1007/978-3-030-25253-3_10.

[14] W. Meier, P. Weigand, X. R. Duan, and R. Giezendanner-Thoben, 'Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame', *Combust Flame*, vol. 150, no. 1–2, 2007, doi: 10.1016/j.combustflame.2007.04.002.

[15] Ansys, 'Ansys Fluent User's Guide', 2022. https://ansyshelp.ansys.com/account/secured?returnurl=/Views/Secured/corp/v221/en/flu_ug/flu_adj_sec_adjoint_grad_opt.html%23flu_adj_sec_grad_turb_opt_strategies_online (accessed Dec. 22, 2022).

[16] J. R. Holland, J. D. Baeder, and K. Duraisamy, 'Field inversion and machine learning with embedded neural networks: Physics-consistent neural network training', in *AIAA Aviation 2019 Forum*, 2019. doi: 10.2514/6.2019-3200.

[17] J. Heaton, 'Ian Goodfellow, Yoshua Bengio, and Aaron Courville: Deep learning', *Genet Program Evolvable Mach*, vol. 19, no. 1–2, 2018, doi: 10.1007/s10710-017-9314-z.

[18] A. Apicella, F. Donnarumma, F. Isgrò, and R. Prevete, 'A survey on modern trainable activation functions', *Neural Networks*, vol. 138. 2021. doi: 10.1016/j.neunet.2021.01.026.

[19] I. Verma, R. Yadav, P. Sharkey, S. Li, and E. Meeks, 'Modeling of turbulent swirl stabilized flame with flamelet generated manifold and hybrid LES-RANS turbulence model', in *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 2019. doi: 10.1115/GT2019-91147.

[20] G. Lartigue, U. Meier, and C. Bérat, 'Experimental and numerical investigation of self-excited combustion oscillations in a scaled gas turbine combustor', in *Applied Thermal Engineering*, 2004. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2003.10.026.

[21] S. Roux, G. Lartigue, T. Poinsot, U. Meier, and C. Bérat, 'Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis, and large eddy simulations', *Combust Flame*, vol. 141, no. 1–2, 2005, doi: 10.1016/j.combustflame.2004.12.007.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 C-8

ドライ水素燃焼器の NOx 排出量低減と混焼範囲拡大

NOx emissions reduction and fuel flexibility extension of a dry hydrogen combustor

°岡田 邦夫[*1] クロニガー ダニエル[*1] 神谷 浩武[*1] 堀川 敦史[*1]
OKADA Kunio KRONIGER Daniel KAMIYA Hiromu HORIKAWA Atsushi
山口 正人[*1] 足利 貢[*1] 青木 茂樹[*2] 石村 祐宜[*2]
YAMAGUCHI Masato ASHIKAGA Mitsugu AOKI Shigeki ISHIMURA Yuki

ABSTRACT

Kawasaki Heavy Industries, Ltd. (KHI) has demonstrated a pure hydrogen gas turbine combustor based on the micro-mix combustion technology in an M1A-17 engine test. The objective of this paper is to present the recent achievement of the combustor development regarding to the reduction of NOx emissions and enhancement of fuel flexibility. The improvements have been demonstrated in a combined heat and power plant in Kobe city, Japan. NOx could be reduced down to less than 35 ppm (O_2-16%) by reduction of the flame size and the application of an additional supplemental burner system. Moreover, the fuel flexibility could be enhanced and the operation was confirmed to be between 20 and 100 cal.% H_2 over the entire load range.

キーワード： ガスタービン，燃焼器，水素，混焼，ドライ低 NOx，発電
Key Words: Gas Turbine, Combustor, Hydrogen, Mixture fuel, Dry Low NOx，Power generation

1. はじめに

当社は水素の製造，精製，液化，貯蔵，輸送，利用を含めた将来の水素社会実現に向けた研究開発を進めており，特に利用に関しては，ガスタービン，ガスエンジンによる水素発電技術の開発に取り組んでいる。

ガスタービンでの水素利用において，安定したドライ低 NOx 燃焼が重要な技術となる。当社は AcUAS(Aachen University Applied Science)，B&B AGEMA 社と共に micro-mix 燃焼方式の産業用ガスタービンへの適用可能性について調査をすすめ [1-3]，2014~2015 年には戦略的イノベーション創造プログラム(SIP)を通じて，2MW 級ガスタービン燃焼器に micro-mix 方式を適用し，基本的な特性を取得した [4-5]。2019~2020 年において，NEDO「水素社会構築技術開発事業／水素 CGS 活用スマートコミュニティ技術開発」において，図 1 に示す神戸ポートアイランドの実証プラント（神戸水素 CGS エネルギーセンター）にプロトタイプ燃焼器を実装し，市街地における 100cal.% H_2 燃料のガスタービン発電による熱電供給を行い，NOx 排出量は大気汚染防止法の規制値である 70ppm(O_2-16%)以下を達成した。2021 年より，NEDO「水素社会構築技術開発事業／水素 CGS の地域モデル確立に向けた技術開発・研究」において，2 つの開発目標を設定した。1 つが NOx 排出量を法規制値の 1/2 である 35ppm 以下の実現，もう 1 つが適用可能燃料範囲の拡大であり，天然ガス・水素混合燃料において 20～100cal.% H_2 への対応を開発目標とした。

本報では，2 つの開発目標達成に向けて，micro-mix 火炎の縮小による NOx 排出量低減，当社天然ガス焚き DLE 燃焼器に実装している追焚きバーナの適用による混焼範囲の拡大，エンジン運転試験結果について報告する。

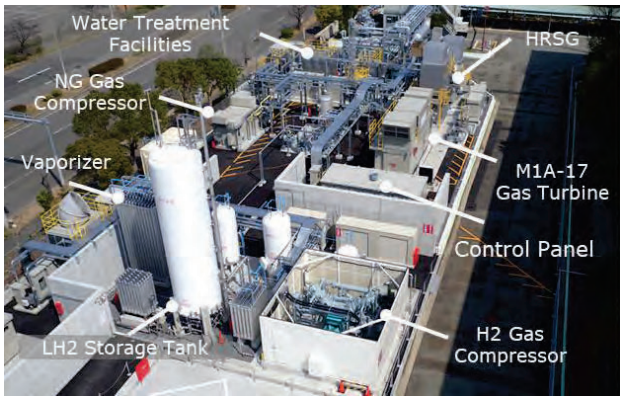


Fig. 1 Hydrogen gas turbine co-generation power plant

*1 川崎重工業株式会社 技術開発本部
〒673-8666 兵庫県明石市川崎町1-1
*2 川崎重工業株式会社
エネルギーソリューション&マリンカンパニー
〒673-8666 兵庫県明石市川崎町1-1

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. M1A-17 ガスタービン

micro-mix 燃焼器を神戸水素 CGS エネルギーセンターに実装し，エンジン運転試験を実施した。ここでは，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しており，2021 年から天然ガス・水素混合燃料へも対応できるように，設備改修を行った。M1A-17 は豊富な運転実績を持つ M1A-13 をベースとした高い信頼性に加え，このクラスにおける世界最高レベルの発電効率と排気ガス性能を有している。図 2 に M1A-17 を示す。

Fig. 2 M1A-17 gas turbine

3. Micro-mix 燃焼

本章では，micro-mix 燃焼原理を説明し，M1A-17 ガスタービンへの適用, 噴射孔縮小による NOx 排出量低減について述べる。

3.1 燃焼方式

図 3 に micro-mix 燃焼の模式図を示す。micro-mix 燃焼は 1mm 以下の多数の噴射孔により，拡散燃焼火炎を分散および微細化する。このような火炎を多数形成することで，高温での滞留時間を抑制し，NOx 排出量を低減する[9~10]。燃料と空気による直交噴流は逆火のリスクを抑えることができるため，燃焼速度が速く，逆火リスクの高い水素または水素含有量が多い混合燃料に適した燃焼方式といえる。また，これら燃料と空気により形成される流れ場により，micro-mix 火炎に不可欠な二対の渦（CRVR：Counter-Rotating Vortex Pair，AGP vortex と Segment vortex）が形成される。micro-mix 火炎はこれら二対の渦によるせん断層の間に安定化され，約 10～40mm の長さで形成される[11]。

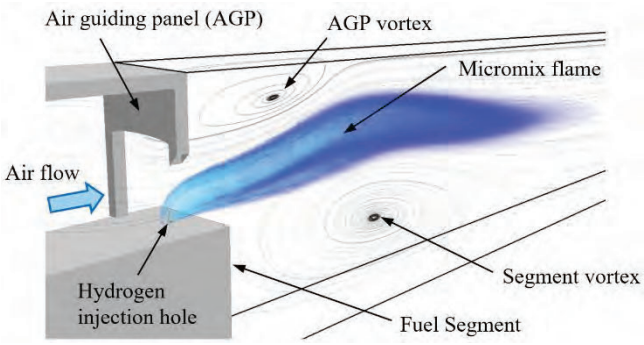


Fig. 3 Schematic of the micro-mix combustor geometry showing the recirculation zones, aerodynamic flame stabilization, and the jet-in-crossflow mixing process

3.2 火炎縮小による NOx 低減

NOx 排出量は燃焼ガス温度と滞留時間に依存する。micro-mix 燃焼においては, 燃料噴射孔を縮小することで, 火炎の縮小ならびに高温での滞留時間を短縮し，NOx 低減が実現できると考えられる。

熱流体解析が可能な Siemens Star-CCM+を用いて，燃料噴射孔縮小による NOx 低減効果の検証を行った。解析は定常 RANS で実施し, 乱流モデルは Realizable k-epsilon, 燃焼モデルは詳細化学反応，乱流と化学反応の相互作用モデルには層流火炎コンセプトを用いている。噴射孔中央断面における温度分布を図 4 に示す。噴射孔径は基準とした d_{ref}, d_{ref} よりも小さい噴射孔径である d_{scaled} の 2 種類を適用した。噴射孔径を縮小することで，高温領域の形成を抑制できていることを確認した。

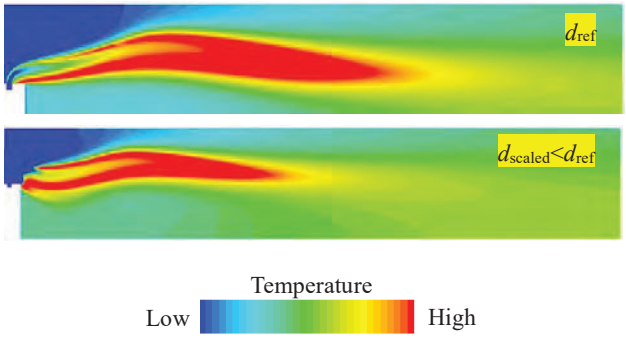


Fig. 4 Temperature distributions for different injection hole diameters (CFD)

大気圧条件での要素試験により，燃料噴射孔径縮小による NOx 性能への影響を評価した。試験装置を図 5，試験結果と解析結果の比較を図 6 に示す。試験結果，解析結果ともに NOx 排出量は約 25%低減できることが確認され, 噴射孔径縮小による NOx 低減効果の妥当性が検証された。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

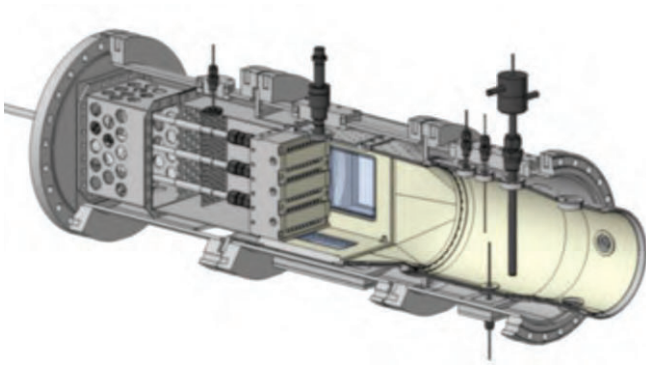


Fig. 5 Atmospheric test rig for generic experiments of micro-mix flames

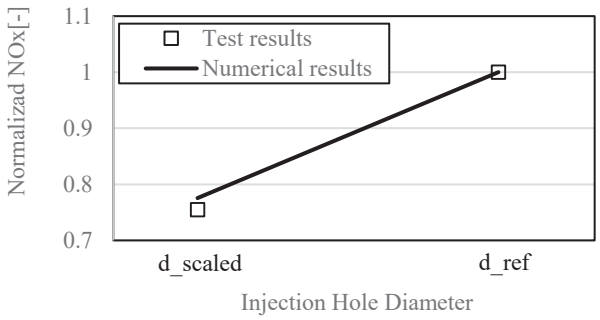


Fig. 6 Comparison of NOx emissions of two different fuel injection hole diameters

4. 追焚きバーナの適用

さらなる NOx 排出量低減と対応可能な燃料範囲の拡大に向けて，追焚きバーナの適用検討を行った。追焚きバーナは当社の天然ガス焚き DLE 燃焼器に採用しているシステムである。図 7 に追焚きバーナを導入した micro-mix 燃焼器を示す。追焚きバーナを適用することで，燃焼用空気がバイパスされるため，micro-mix 燃焼領域をより燃料リッチに保つことができる。これにより，天然ガス割合が高い場合や燃焼負荷が低い条件においても，保炎範囲を拡大することが可能となる。さらに，追焚きバーナに負荷が分配されるため，micro-mix 燃焼領域におけるエネルギー密度を低減させることができ，さらなる滞留時間の低下および NOx 排出量の低減が実現できる。

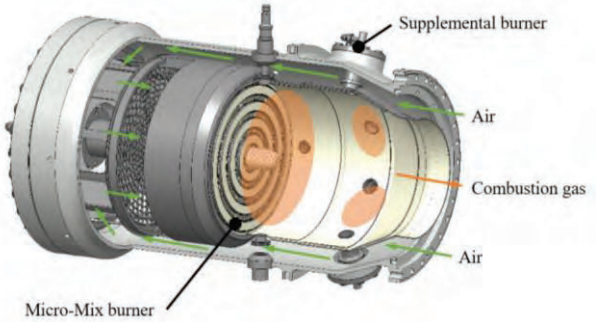


Fig. 7 Novel micro-mix combustor with supplemental burner system

追焚きバーナについて，形状変更による燃料と空気の混合性能の改善を行った。図 8 に 100cal.% H_2 燃料での非燃焼定常解析における，各追焚きバーナ出口での水素モル分率の比較を示す。形状変更後の追焚きバーナでは，断面上の最小空燃比を約 16 希薄化させる結果が得られた。

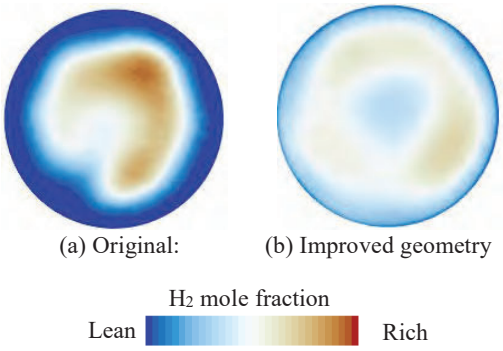


Fig. 8 Distribution of hydrogen mole fraction at exit plane of supplemental burner supplied pure hydrogen in case of original (a) and improved geometry (b)

追焚きバーナの適用により，燃料スケジュールにさらなる自由度がもたらされる。図 9 に追焚きバーナを適用した micro-mix 燃焼器における燃料スケジュールを示す。着火は始動用燃料（天然ガスなど）によって，外側リングで行う（図 9(A)）。着火後，中央リング（Middle Ring）から水素または水素混合燃料を供給し，火移りさせ，100%回転数まで到達後，始動用燃料を遮断し，燃料を完全に始動用燃料から置き換える（図 9(B)）。負荷運転においては，まず内側リング（Inner Ring）から燃料供給し，外側リング（Outer Ring），追焚きバーナの順に燃料供給を行う（図 9(D)～(F)）。

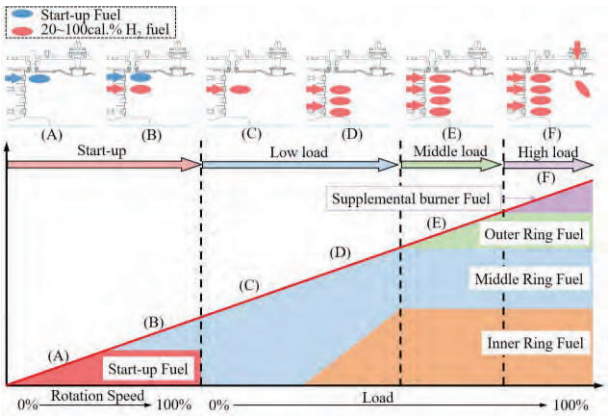


Fig. 9 Fuel operation procedure

供給する燃料組成が変化する場合，NOx 排出量と失火マージンの観点から，燃料配分を適切に調整する必要がある。水素割合が多い燃料を用いる場合，NOx 排出量が増加し，失火マージンも増加する。一方，水素割合が低下した場合，NOx 排出量低下とともに失火マージンも減少する。そこで，水素割合が多い燃料を用いる場合は追焚きバーナの燃料割合を増加させ，micro-mix バーナの燃

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

焼負荷を低下させることで NOx 低減を図る。一方水素割合が少ない燃料を用いる場合は追焚きバーナの燃料割合を減らし, micro-mix バーナの燃焼領域を燃料リッチに保つことで失火マージンの拡大を図っている。このような燃料制御の概念図を図 10 に示す。

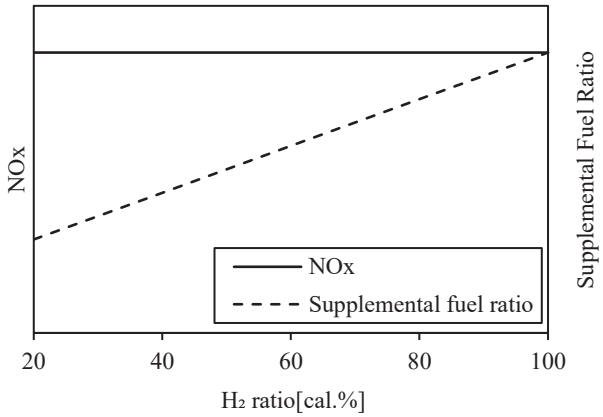


Fig. 10 Concept of fuel allocation

5. 熱電供給実証試験結果

燃料噴射孔の縮小と追焚きバーナを適用した micro-mix 燃焼器の燃焼性能を評価するため，神戸水素 CGS エネルギーセンターにてエンジン運転試験を行った。図 11 に 100，60，20cal.% H_2 燃料における NOx 性能を示す。内側リング，中央リング，外側リング，追焚きバーナの各燃料割合を調整することにより，いずれの条件でも NOx は 35ppm(O_2=16%)を下回っており，開発目標を達成した。過去の開発段階では強い燃焼振動が開発課題であったが，追焚きバーナに負荷を分配させることで，図 12 に示すように，いずれの運転条件でも強い燃焼振動がないことを確認した。

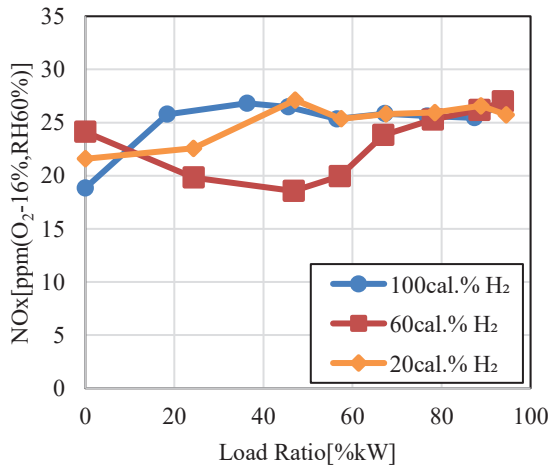


Fig. 11 NOx emission for three fuel blends of H_2 and natural gas

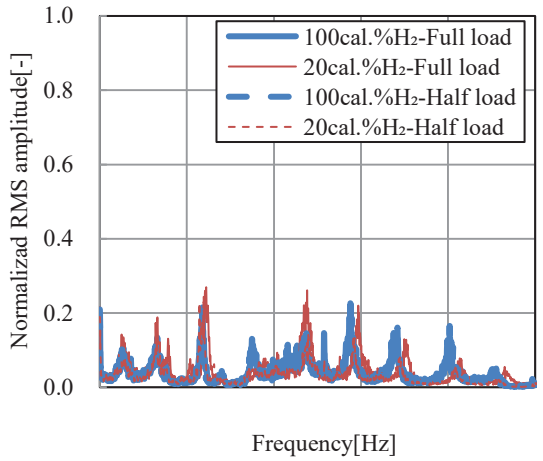


Fig. 12 Combustion oscillation measurement results for two load stages and 100cal.%/20cal.% H_2

2022 年 12 月～2023 年 2 月にかけて熱電供給実証試験を実施した。100cal.% H_2 燃料での試験結果を図 13，20cal% H2 燃料での試験結果を図 14 に示す。本燃焼器による運転は，始動回数 49 回，総運転時間 274.6 時間，等価運転時間 764.6 時間を達成している。エンジン運転試験を通じて，20~100cal.% H2 燃料において，安定した低 NOx 運転技術を確立した。

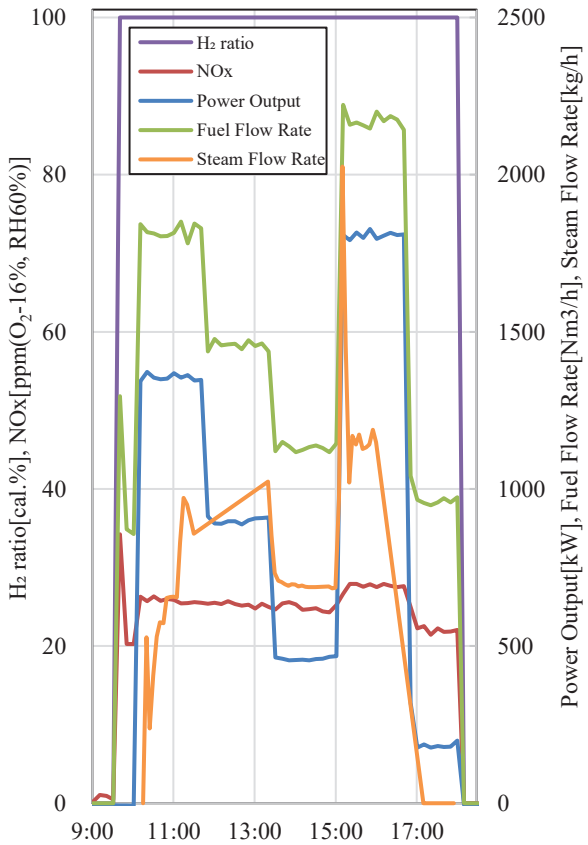


Fig. 13 Operational data in case of pure hydrogen

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

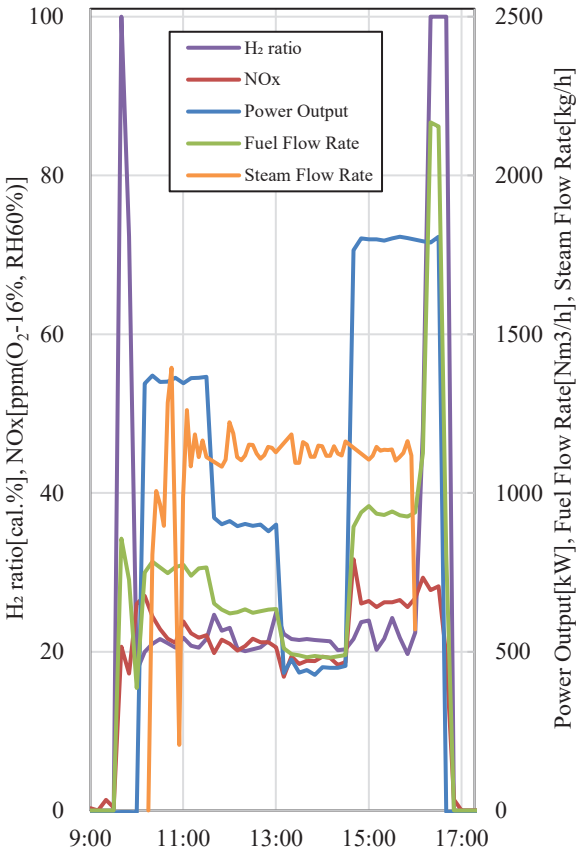


Fig. 14 Operational data in case of 20cal.% H_2 fuel

6. おわりに

当社は天然ガス焚き DLE 燃焼器に採用している追焚きバーナをmicro-mix燃焼方式と併用した燃焼器の開発，神戸水素 CGS エネルギーセンターでの熱電供給実証を行い，開発目標である水素 20～100cal.% H_2 燃料における NOx35ppm(O_2=16%)以下を達成した。本燃焼器を搭載したガスタービンは着火から全負荷まで，過渡状態や負荷遮断を含めて，問題なく運転可能であることを確認した。

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開発／水素ガスタービン燃焼技術の県有開発」，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」にご支援をいただき得られた成果です。

参 考 文 献

[1] Funke, H., Boerner, S., Keinz, J., Kusterer, K., Kroniger, D., Kitajima, J., Kazari, M., Horikawa, A., 2012, "Numerical and Experimental Characterization of Low NOx Micromix Principle for Industrial Hydrogen Gas Turbine Applications," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2012*, Copenhagen, Denmark, GT2012-69421

[2] Funke, H., Boerner, S., Keinz, J., Kusterer, K., Haj Ayed, A., Tekin, N., Kazari, M., Kitajima, J., Horikawa, A., Okada, K., 2013, "Experimental and Numerical Characterization of the Dry Low NOx Micromix Hydrogen Combustion Principle at Increased Energy Density for Industrial Hydrogen Gas Turbine Applications," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas, GT2013-94771

[3] Haj Ayed, A., Kusterer, K., Funke, H. Keinz, J., Kazari, M., Kitajima, J., Horikawa, A., Okada. K., Bohn, D., 2014, "Numerical Study on Increased Energy Density for the DLN Micromix Hydrogen Combustion Principle," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2014*, Dusseldorf, Germany, GT2014-25848

[4] Horikawa, A., Okada, K., Kazari, M., Finke, H., Keinz, J., Kusterer, K., Haj Ayed, A., 2015, "Application of Low NOx Micro-Mix Hydrogen Combustion to Industrial Gas Turbine Combustor and Conceptual Design," *Proceeding of IGTC2015*, Tokyo, Japan, IGTC2015-0238

[5] Kroniger, D., Wirsum, M., Horikawa, A., Okada, K., Kazari, M., 2015, "Investigation of the pressure dependence of NOx emission of an industrial gas turbine combustor with high hydrogen content fuels," *Proceeding of IGTC2015*, Tokyo, Japan, IGTC2015-0055

[6] Horikawa, A., Okada, K.,Uto, T., Uchiyama, Y., Wirsum, M., Finke, H., Kusterer, K., 2019, "Application of Low NOx Micro-Mix Hydrogen Combustion to 2MW Class Industrial Gas Turbine Combustor," *Proceeding of IGTC2019*, Tokyo, Japan, IGTC2019-0129

[7] Horikawa, A., Ashikaga, M., Yamaguchi, M., Ogino, T., Aoki. S., Wirsum, M., Funke, H., Kusterer, K., 2022, "Combined Heat and Power Supply Demonstration of Micro-mix Hydrogen Combustion Applied to M1A-17 Gas Turbine," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2022*, Rotterdam, The Netherlands, GT2022-81620

[8] Funke, H., Beckmann, N., Keinz, J., Horikawa, A., 2020, "30 Years of Dry Low NOx Micromix Combustor Research for Hydrogen Rich Fuels: an Overview for Pat ans Present Activities," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2020*, London, The United Kingdom, GT2020-16328

[9] Kroniger, D., Horikawa, A., Funke, H., Pfaeffle, F., Kishimoto, T., Okada, K., 2021, "Experimental and Investigation on the effect of pressure on micromix hydrogen combustion," *Proceeding of ASME Turbo Expo 2021*, Virtual, Online, GT2021-58926

[10] Funke, H., Keinz, J., Kusterer, K., Haj Ayed, A., Kazari, M., Kitajima, J., Horikawa, A., Okada. K., 2017, "Development and Testing of a Low NOx Micromix Combustion Chamber for an Industrial Gas Turbine", *Proceedings, International journal of Gas turbine, Propulsion and Power Systems (JGPP)*, Vol. 9, No.1, pp.27-36.

[11] Funke, H., Beckmann. N., 2019, "Flexible Fuel Operation of a Dry-Low-NOx Micromix Combustor with Variable Hydrogen Methane Mixtures," *Proceeding of IGTC2019*, Tokyo, Japan, IGTC2019-0131

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-9

Pressure gain combustion を適用するガスタービンのサイクル解析

Cycle analysis of a gas turbine with pressure gain combustion

○井上 素良[*1]　櫻井 毅司[*2]
INOUE Sora　SAKURAI Takashi

ABSTRACT

The thermal efficiency of pressure gain combustion applied to a gas turbine was investigated by cycle analysis. To improve the thermal efficiency of a gas turbine, it is important to mitigate the unsteady flow in the combustor and increase the compressor and turbine adiabatic efficiency. Limiting the turbine inlet temperature limits the pressure ratio at which thermal efficiency gains can be achieved in the pressure gain combustion cycle to low values. Experiments were conducted on a gas turbine operating in pulse combustion mode. The thermal efficiency of pulse combustion operation was lower than that of constant pressure combustion due to the decrease in output power. Based on the experimental conditions, the difference in thermal efficiency between the pulse and constant-pressure combustion modes was small even in the cycle analysis.

キーワード： ガスタービン，熱効率，圧力増大燃焼，サイクル解析
Key Words: Gas Turbine, Thermal Efficiency，Pressure Gain Combustion，Cycle analysis

1. はじめに

ガスタービンの熱効率や比出力を向上させる手法として，デトネーションやパルス燃焼といった Pressure gain combustion（本研究ではこれを圧力増大燃焼と呼ぶ） が世界中で研究されている[(1)-(4)]. Fig.1 には 1 本の燃焼器内でデトネーションを繰り返し発生させた場合の数値解析例を示す．この燃焼では，自動車のレシプロエンジンのように燃焼ガスの排気，燃料空気混合気の吸気，燃焼を繰り返し行うため, 圧力と温度は周期的に変化している．この図は燃焼を 1 秒間に 71.4 回行った場合である．圧力履歴でスパイク状に見えるものがデトネーションによる燃焼圧力の上昇であり，圧力と同時に温度も上昇している．燃焼ガスの排気後，空気を吸気するため，温度は大きく変化している．このように圧力増大燃焼の多くは程度の差こそあるものの，圧力や温度，ガス流速，流量などが非定常に変化する点が特徴である．圧力増大燃焼をガスタービンに応用する場合，この特徴は圧縮機やタービンにとっては望ましくない．それは圧縮機やタービンが特定の設計状態における定常な流れを想定しているためで，非定常かつ状態量の変化が大きい流れでは効率を維持することが出来ない．そのため，この種の燃焼器をガスタービンに搭載する場合には燃焼器の前後に流れの非定常性を緩和する装置を設置することや，燃焼室の本

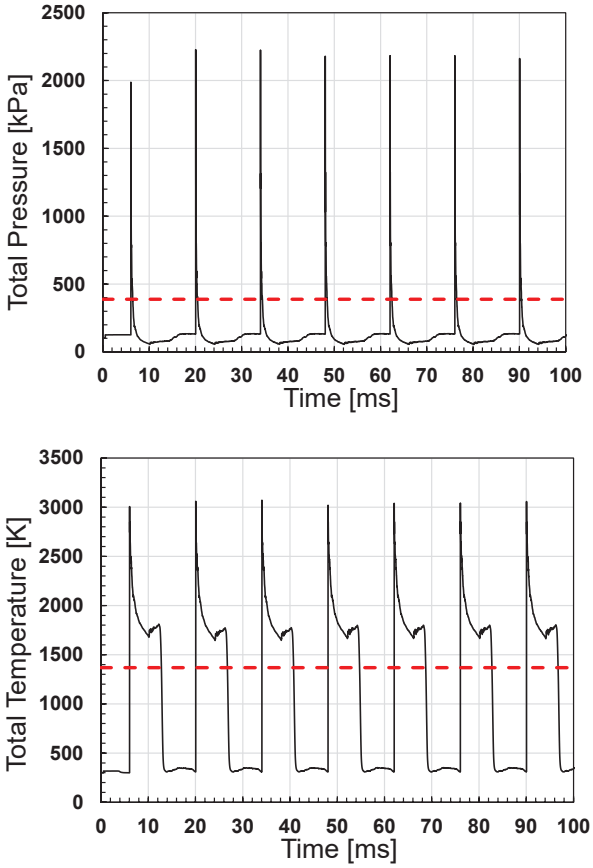


Fig.1　デトネーション燃焼を繰り返した場合の圧力と温度の時間変化

*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

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

数を増やすなどの方法が考えられている[3].

本研究では，はじめに圧力増大燃焼器をガスタービンに搭載し，その非定常性が緩和された最も理想的な場合について熱効率向上の効果を調べるためにサイクル解析を行った．また，その実証を目的に行っているガスタービン実験の結果を報告する．

2. サイクル解析による理論性能評価

2.1 解析方法

サイクル解析モデルとしては，遠藤らが提案したサイクル解析モデル[5]を基に，圧縮機やタービン断熱効率を考慮したものを使用した[6]．Fig.2 に解析対象としたガスタービンの概略図を示す．水素-空気の混合気を作動流体として圧縮機に流入し（状態 1），圧縮機で圧縮し（状態 2），燃焼器で所定の燃焼方式によって燃焼（状態 3），タービンで出力を発生させ，排気される（状態 4）．燃焼方式は，定圧燃焼，定積燃焼，デトネーションとした．本解析では圧縮機やタービンにおいて作動流体の流れが定常となるように燃焼器の入口や出口の接続部に工夫がなされているものとする．図中の数字は作動流体の状態の位置を示す．以下，定圧燃焼で計算したサイクルを定圧燃焼サイクル，デトネーションや定積燃焼で計算したサイクルを圧力増大燃焼サイクルと呼ぶことにする．

作動流体の状態変化は化学平衡計算が可能な Cantera を用いて計算した[7]．化学反応モデルには GRI-Mech 3.0 を用いた[8]．また，デトネーションの燃焼状態は SDtoolbox を Cantera に組み込み計算した[9]．圧縮機における作動流体の状態変化 1→2 では，まず損失のない理想的な場合を等エントロピー変化で計算した．理想的なエンタルピーh_{2s}と圧縮機の断熱効率 η_c を用いて，次式(1) より圧縮後のエンタルピーh_2 を求め，h_2 と圧縮機出口圧 P_2 における予混合気の状態を Cantera で計算した．なお，組成は予混合気のまま変わらないよう凍結化学組成とした．

$$h_2 = h_1 + \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} \tag{1}$$

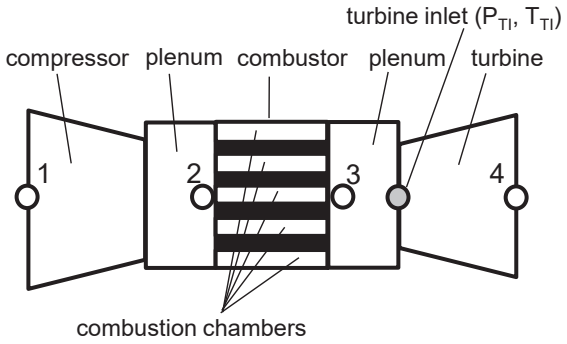


Fig.2　ガスタービンのサイクル解析モデル

状態変化 2→3 では，定圧燃焼，定積燃焼，デトネーションのいずれかを指定して Cantera で計算した．状態変化 3 → 4 のタービンにおける膨張も圧縮機と同様に損失のない理想的な場合を等エントロピー変化で計算した．理想的なエンタルピーh_{4s}とタービン断熱効率 η_t を用いて，次式(2) より圧縮後のエンタルピーh_4 を求め，h_4 と圧縮機出口圧 P_4 における予混合気の状態を Cantera で計算した．

$$h_4 = h_3 + \eta_t\,(h_{4s} - h_3) \tag{2}$$

熱効率 η_{th} は水素の低位発熱量 q_{LHV} を用いて次式(3) で求めた．

$$\eta_{th} = \frac{h_1 - h_4}{q_{LHV}} \tag{3}$$

2.2 解析結果

Fig.3 は各サイクルの *P-v* 線図と *T-s* 線図を示す．定積燃焼やデトネーションでは状態 3 の燃焼器で大きな圧力上昇を生じる．また，燃焼ガス温度も定圧燃焼に比べて高い点が特徴的である．一方，Fig.2 で示したようにタービン入口の圧力や温度は燃焼器とタービンの間にあるプレナムで非定常性を緩和した際に低下している．

Fig.4（TIT 制限なし）は圧縮機とタービンの断熱効率を考慮した場合の熱効率を示す．破線は断熱効率を 1 と

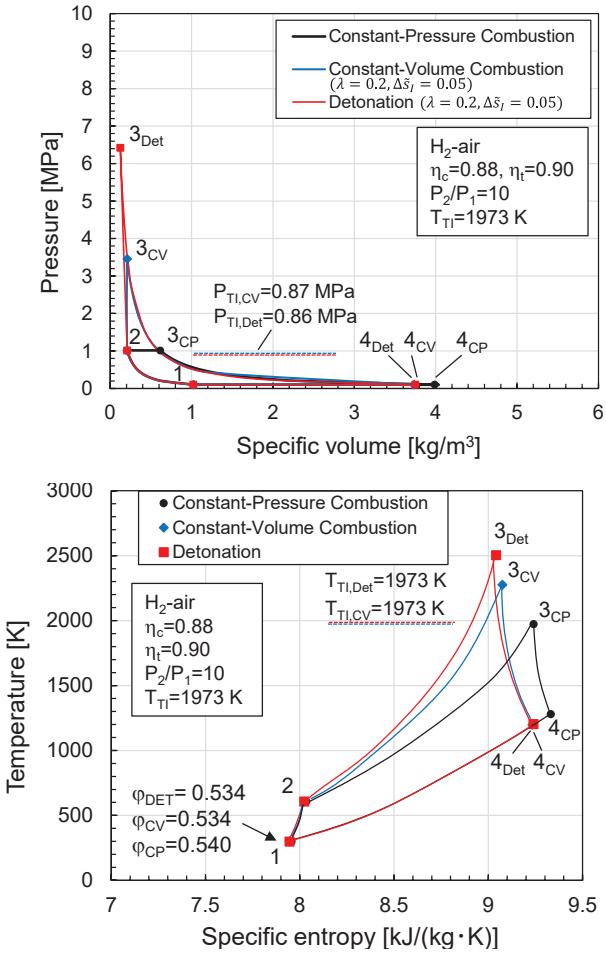


Fig.3　断熱効率およびタービン入口温度を考慮した場合の各燃焼サイクルのサイクル線図（圧力比 10）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

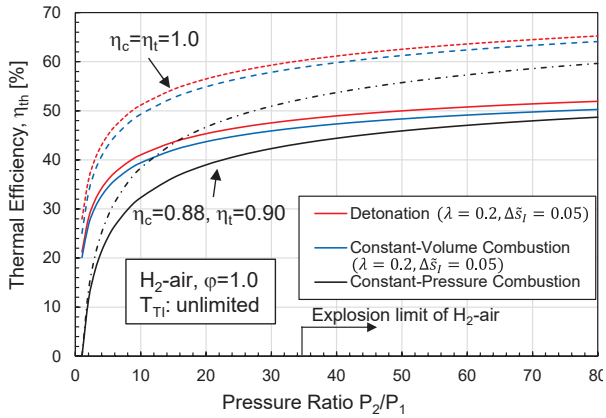


Fig.4　圧縮機とタービンの断熱効率を考慮した圧力増大燃焼サイクルの熱効率

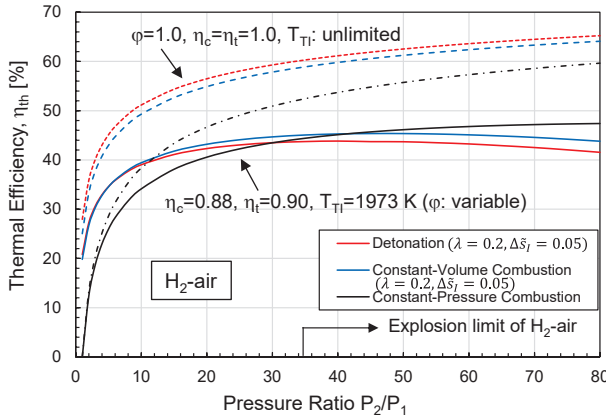


Fig.5　圧縮機とタービンの断熱効率およびタービン入口温度を考慮した圧力増大燃焼サイクルの熱効率

した理想的な場合である．断熱効率を考慮すると定圧燃焼と圧力増大燃焼サイクルの熱効率の差は小さくなる．

よって，圧力増大燃焼の利点を生かすためには，非定常な流れをいかに損失なく定常な流れに近づけて，圧縮機やタービン断熱効率を高めるかが重要になる．

Fig.5（TIT 制限あり）に示すようにタービン入口温度を制約すると，定圧燃焼に対して圧力増大燃焼サイクルで熱効率の向上が得られる圧力比は限定的になることがわかる．加えて，圧力増大燃焼サイクルの熱効率は圧力比に対して最大値を持つようになるが，圧力比を限定しなければ最大熱効率は定圧燃焼よりも低い．

本サイクル解析におけるタービン入口温度の評価については，まだ多くの検討の余地があり，実験や CFD による検証も必要である．ただし，この解析結果が示唆することは，圧力増大燃焼サイクルでは Fig.3（T-s 線図）にも見られたように同じ燃料混合気条件で燃焼した場合に燃焼温度が高くなるということであり，これを生かせないと熱効率の向上も得られないということである．

3. ガスタービンエンジン実験

3.1　実験装置および実験方法

実験装置の概略図を Fig.6 に示す．青色の線が空気，緑色の線が燃料の水素（H_2）を示している．ガスタービンは軽自動車用の小型ターボチャージャー（TD015，三菱重工業製）と燃焼室 A と B からなる燃焼器により構成されている． 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．ノズル出口に配置されているスラストプレートに燃焼ガスが当たり，スラストプレートに接続されているロードセルで推力を計測する．

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手動バルブで徐々に増加させた後，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，運転が安定した状態で燃焼モードを切り替えて燃焼圧力や推力などの各種計測を行う．燃焼モードには A と B 両方の燃焼室で定圧燃焼を行う定圧燃焼モードと，燃焼室 A でパルス燃焼し燃焼室 B では定圧燃焼を行うパルス燃焼モードがある．パルス燃焼は燃焼室 A に配置された点火プラグにて発生させ，燃焼を 1 秒間に何回行うかをサイクル速度[c/s]で表す．パルス燃焼モードでは水素を 7ms 噴射し，その 4ms 後にイグナイターを点火する．その後，次サイクルの水素噴射開始までが燃焼と掃気の時間となる．パルス燃焼モードの運転は 10 秒間継続し，その後水素供給をカットし運転を停止した．本研究における熱効率は推力から算出している[10]．

3.2 ガスタービン運転の時間履歴

Fig.7 にガスタービンの始動からパルス燃焼モードでの運転終了までの各計測値の時間履歴を示す．0s~160s がブロワーによる立ち上げ，160s~235s が定圧燃焼モード，235s~がパルス燃焼モードである．160s 以降は圧縮機による吸い込みで空気を取り込んでおり，切り替え時に空気流量が減少した．自立状態である定圧燃焼モードからパルス燃焼モードに切り替わる 235s 前後では空気流量の減少，水素流量の増加，温度の増加，圧力の大きな変動といった変化が現れた．Fig.8 にパルス燃焼モードの一部を拡大したものを示す．この実験ではサイクル速度 40 c/s でパルス燃焼を発生させている．タービン入口圧力の

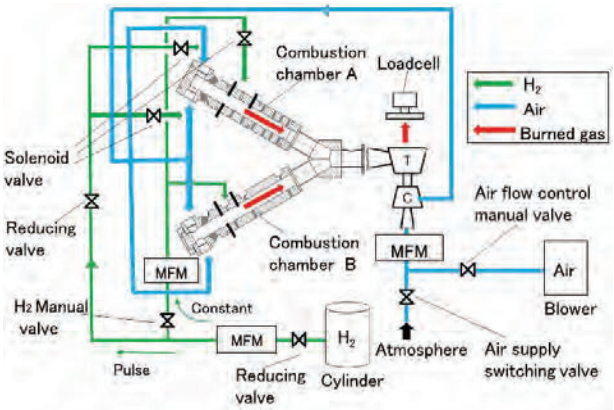


Fig.6 ガスタービンエンジン実験装置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

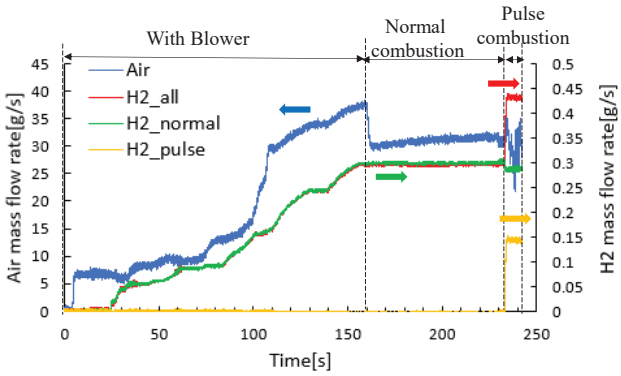


Fig.7(a) 質量流量の時間履歴(実験番号#128-9)

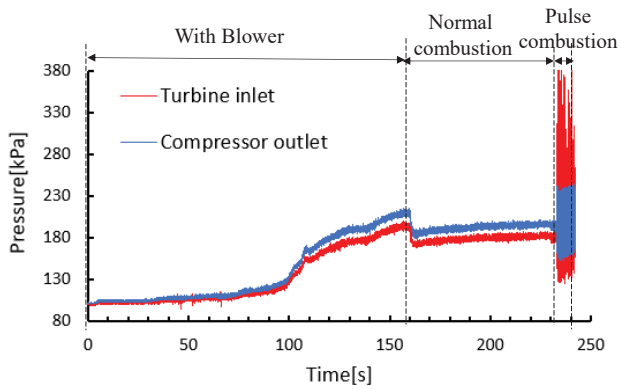


Fig.7(b) 圧力の時間履歴(実験番号#128-9)

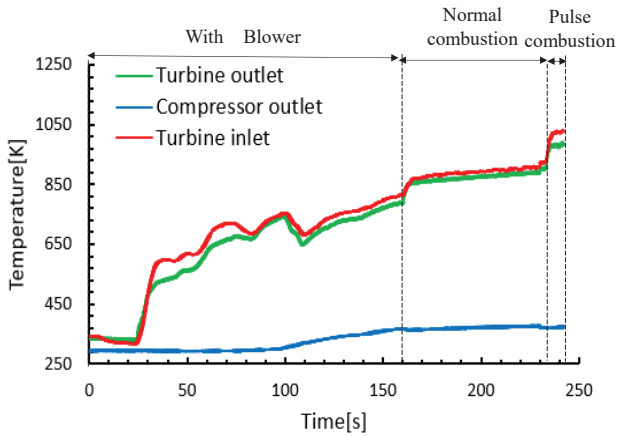


Fig.7(c) 温度の時間履歴(実験番号#128-9)

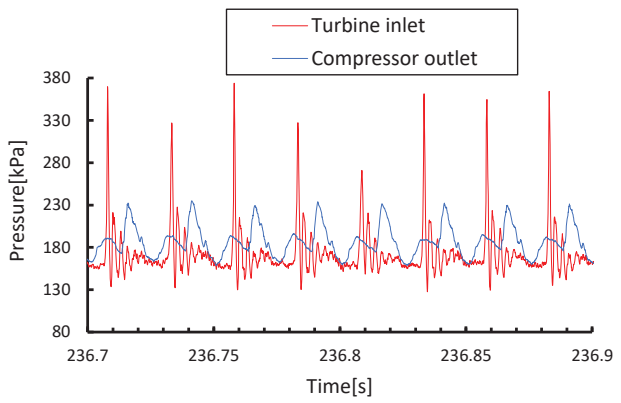


Fig.8 パルス燃焼モードの圧力値（実験番号#128-9)

周期的な上昇と，それに追随する圧縮機出口圧の上昇が確認できる．圧力のピークは最大で 400kPa 程度と，同じ燃焼条件で解析した場合の定積燃焼圧力（892kPa）には及んでいないことがわかる．これは燃焼器の入口と出口が常時開放状態であることや燃料混合気の濃度不均一などが影響していると考えられる．

3.3 定圧燃焼モードとパルス燃焼モードの熱効率の比較

定圧燃焼モードとパルス燃焼モードにおける熱効率およびその他のパラメータを Table 1 に示す．定圧燃焼モードの値は自立運転切替後，流量が安定した 210s から 220s の時間平均値を載せている．パルス燃焼モードの値は，モード切替後パルス燃焼用の水素流量が安定した 235s-242s の時間平均値を載せている．両者を比較すると，出力と空気流量に大きな差はないが，パルス燃焼モードの水素流量が増加し当量比が 0.51 と高くなったために，パルス燃焼の方が定圧燃焼よりも低い熱効率となっている．

本実験では定圧燃焼モードで状態が安定したときの圧力比は 1.8，圧縮機断熱効率 η_c=65%，タービン断熱効率 η_t=59%と推定された．Fig.9 はこれらの値を用いて定圧燃焼サイクルで当量比 0.3 の場合と定積燃焼サイクルで当量比 0.5 の場合の熱効率を示している．本研究のパルス燃焼は燃焼室 A のみで行われ，燃焼室 B では定圧燃焼しているため，定積燃焼サイクルとはみなすことができないが，理想的な場合として計算を行った．定圧燃焼と定積燃焼サイクルの熱効率は偶然にも本実験で運転した圧力比 1.8 でほぼ同じ値を取っている．よって，仮にパルス燃焼モードで定積燃焼サイクルの熱効率が得られたとしても，熱効率は定圧燃焼と変わらないことが見込まれる．なお，熱効率の値が実験と異なる原因としては，エンジン各部の熱損失が大きいことが主要因であると考えられる．

パルス燃焼モードの熱効率は定圧燃焼よりも低い．これは Fig.8（パルス燃焼モードの圧力値）に見られるようにパルス燃焼による燃焼ガスの非定常流れがタービン効率に影響したためと考えられる．そこで定積燃焼サイクルでタービン断熱効率を変化した場合の熱効率を Fig.10 に示す．解析ではタービン断熱効率を 0.59 と仮定しているが，数ポイントの低下が熱効率に及ぼす影響は大きい．

Table1 定圧燃焼モードとパルス燃焼モードの比較

燃焼モード	空気流量 [g/s]	水素流量 [g/s]	当量比 [-]	出力 [W]	熱効率 [%]
定圧燃焼モード (210s-220s)	31.45	0.30	0.32	98.8	0.28
パルス燃焼モード (235s-242s)	29.35	0.43	0.51	104	0.20

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4. まとめ

圧力増大燃焼をガスタービンに応用した場合の熱効率向上の効果を調べるためにサイクル解析を行った．圧縮機やタービンの断熱効率を考慮すると，定圧燃焼サイクルと圧力増大燃焼サイクルの熱効率の差は小さくなる．圧力増大燃焼で熱効率を向上するためには，燃焼器の非定常な流れを緩和して定常な流れに近づけ，圧縮機やタービン断熱効率を高めることが重要である．タービン入口温度を制約する場合には，定圧燃焼に対して圧力増大燃焼サイクルで熱効率の向上が得られる圧力比は限定的になる．

熱効率向上の実証を目的にガスタービン運転実験を行った．パルス燃焼の圧力ピークは最大で 400kPa 程度であり，同じ燃焼条件における定積燃焼圧力（892kPa）までに到達していない．パルス燃焼モードの出力と空気流量は定圧燃焼モードとほぼ変わらなかったが，当量比が高かったために，パルス燃焼の熱効率は定圧燃焼より低くなった．サイクル解析でも本実験条件の場合にはパルス燃焼モードと定圧燃焼モードの熱効率の差は小さいことがわかった．

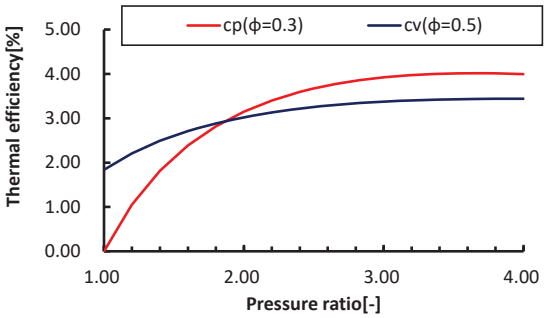


Fig.9　定圧燃焼サイクルと定積燃焼サイクルの熱効率（η_c=65%，η_t=59%）

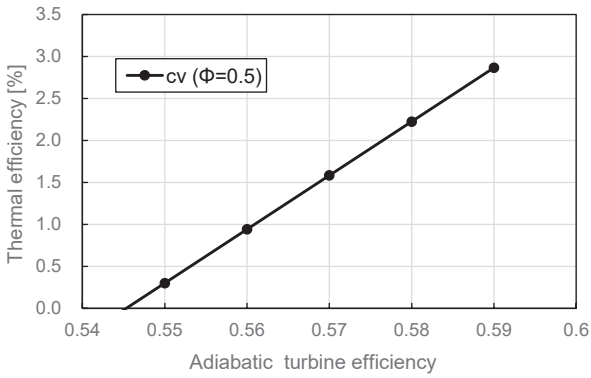


Fig.10　定積燃焼サイクルの熱効率に対するタービン断熱効率の影響

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) J. Hoke, R. Bradley, J. Stutrud, F. Schauer, Integration of a pulsed detonation engine with an ejector pump and with a turbo-charger as methods to self-aspirate, in: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 2002, p. 615.

(2) J. Lu, L. Zheng, Z. Wang, L. Wang, C. Yan, Experimental investigation on interactions between a two-phase multi-tube pulse detonation combustor and a centrifugal compressor, Appl. Therm. Eng. 113 (2017) 426–434, https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.10.188.

(3) Nicolai Neumann , Majid Asli , Niclas Garan , Dieter Peitsch , Panagiotis Stathopoulos , A fast approach for unsteady compressor performance simulation under boundary condition caused by pressure gain combustion Thermal Engineering 196 (2021) 117223

(4) Fatma Cansu Yücel , Fabian Habicht , Myles D. Bohon , Christian Oliver Paschereit, Autoignition in stratified mixtures for pressure gain combustion，Proceedings of the Combustion Institute 38 (2021) 3815–3823

(5) 遠藤琢磨，八房智顕，滝史郎，笠原次郎：パルスデトネーションタービンエンジンの性能に関する熱力学的解析，Science and Technology of Energetic Materials, 65, 4 (2004), pp. 103–110.

(6) 櫻井毅司，中村駿介，関口武央，井上素良，圧力増大燃焼で作動するガスタービンの理論性能解析，日本航空宇宙学会論文集，2022 年 70 巻 6 号 p. 215-226.

(7) Goodwin, D. G., Moffat, H. K. and Speth, R. L.: Cantera: An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes, http://www.cantera.org, Version 2.3.0, 2017. https://doi: 10.5281/zenodo.170284

(8) Smith, G. P., Golden, D. M., Frenklach, M., Moriarty, N.W., Eiteneer, B., Goldenberg, M., Bowman, C. T., Hanson, R. K., Song, S., Gardiner, W. C., Jr., Lissianski, V. V. and Qin, Z.: http://www.me.berkeley.edu/gri mech/ (accessed February 4, 2022)

(9) Shock and Detonation Toolbox, https://shepherd.caltech.edu/EDL/PublicResources/sdt/ (accessed February 4,2022).

(10) 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）.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-10

Influence of the scalar variances in a quasi-two-dimensional flamelet model to the LES of MILD combustion

○余 盼龍[*1] 甲斐 玲央[*1] 渡邊 裕章[*1]
YU Panlong KAI Reo WATANABE Hiroaki

ABSTRACT

Large-eddy simulation (LES) of the MILD combustion in a jet-in-hot-coflow configuration has been used to investigate the effects of the scalar variances as flamelet model is coupled. Flamelet-based models with constant but no necessary unity Lewis number for each species in the chemistry mechanism are used to consider the differential diffusion. One library is generated with only mixture fraction variance (FM1), and two other different libraries of flamelet progress variable approach are established by taking account of progress variable variance (FM2) or premixing fraction variance (FM3) other than the mixture fraction variance. It is confirmed that the premixing fraction variance is two orders of magnitude larger than progress variable variance in this configuration, and the premixing fraction variance should not be ignored in flamelet model.

キーワード： 無炎燃焼，フレームレットモデル，選択拡散，スカラー変動，ラージエディーシミュレーション
Key Words: MILD combustion, Flamelet model, differential diffusion, scalar variances, Large-eddy simulation

1. Introduction

Moderate and intense low-oxygen dilution (MILD) combustion is identified as a promising technology as it can achieve high thermal efficiency and low pollutant emissions while huge investment for the modification of the traditional plant configurations can be avoided. The basic concept of MILD combustion is that the high-temperature exhaust gas is used to preheat and dilute the oxidizer so as to make the oxygen in a low-concentration and high-temperature state, therefore, maintain the flame in a relatively low-temperature level [(1)]. In this configuration, fuel is composed of CH_4 and H_2 in equal volume fraction, and it is issued into a high-temperature coflow with the oxygen mass fraction varied from about 3% to 9%, and this burner is mounted in an air tunnel with fixed temperature and flux. In this work, only the case of 3% is being used. In a similar configuration, Oldenhof et al. [(2, 3)] confirmed that the entrainment of the oxidizer in the hot coflow plays a significant role in the ignition location and flame-stabilization in the MILD regime, illustrating the interaction of three streams is fundamentally important. Therefore, a quasi-two-dimensional flamelet model [(4)] that can account for three-feed system is adopted in this work. In addition, as half of fuel volume fraction is H_2, the differential diffusion is considered by using constant Lewis numbers in the flamelet equations [(5)]. Flamelet model is considered as a very attractive method due to it can consider complex chemistry mechanism while the computational cost is modest. The influences of the variances of tracking scalars in flamelet-based models are investigated via large-eddy simulations (LES).

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

2. Methodology

2.1 Governing Equations

In this work, conservation equations for mass and momentum are solved. In addition, two mixture fractions for fuel stream (Z_1) and air (Z_2) are also considered. A mixture fraction for the third stream which is composed of air and nitrogen is defined as Z_3 and can be derived based on the conserved nature. Transport equations for variances of the three mixture fractions are also solved [(6)]. A parameter defined as premixing fraction W can be obtained as below.

$$W = Z_3/(Z_2+Z_3). \quad (1)$$

The filtered value can be obtained by using the mean and variances of the mixture fractions as modeled in literature [(4)]. The equation of state is also used. To save space, the detailed governing equations are omitted here.

The in-house code named NGA is used to solve the governing equations. The lagrangian-based averaging is used for the Germano dynamic procedure.

2.2 Computation Details

The computational domain can be referred to in Fig. 1 which

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

is designed to keep consistent with the experimental configuration. The burner consists of a central jet which supplies methane/hydrogen mixture in the ratio of 1:1 by volume. The inner diameter of the fuel pipe (D) is 4.25 mm. The bulk velocity of the fuel is 73.5 m/s, corresponding to a Reynolds number of 9500.

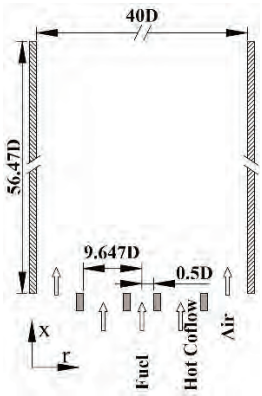


Fig. 1 Sketch of the computational domain: x designates the axial direction, and r stands for the radial direction.

The outer diameter of the coflow annulus is 82 mm, and the bulk velocity is 3.2 m/s. According to the experiment, the diluted hot coflow is generated via a secondary burner and it is spatially inhomogeneous [1], and the chemistry states are determined by mapping a quasi-two-dimensional flamelet library. In the flamelet library, to improve the resolution the normalized variance of the mixture fraction is used. In this work, the progress variable is defined by sum of mass fractions of four species ($Y_{CO2}+Y_{H2O}+Y_{CO}+Y_{H2}$). Three cases have been calculated with the library in the following forms:

$$\text{FM1:}\ \tilde{\phi}=\tilde{\phi}(\tilde{Z}_1,\widetilde{Z_1''^2},\tilde{W},\tilde{C});$$

$$\text{FM2:}\ \tilde{\phi}=\tilde{\phi}(\tilde{Z}_1,\widetilde{Z_1''^2},\tilde{C},\widetilde{C_1''^2},\tilde{W});$$

$$\text{FM3:}\ \tilde{\phi}=\tilde{\phi}(\tilde{Z}_1,\widetilde{Z_1''^2},\tilde{W},\widetilde{W_1''^2},\tilde{C}).$$

It should be mentioned that in the three LES libraries, all probability density functions (PDF) for the sub-filters are following the Beta distribution. The variance of progress variable is obtained by an algebraic model [7,8] as follows:

$$\widetilde{C''^2}=\beta_C\Delta^2\left|\frac{\partial\tilde{C}}{\partial x_i}\right|^2, \tag{2}$$

Where Δ is the filter width, and the coefficient β_C is 0.15.

3. Results

Fig. 2 shows the temperature distribution along the radial direction at four streamwise locations. It is observed that FM1 and FM2 models give similar predictions, while FM3 model is the best candidate. Through the comparisons, it can be concluded that the variance of the premixing fraction plays a significant role in this actual MILD combustion configuration. However, in the previous research, Ihme et al. [6] pointed out that the variance of progress variable should not be overlooked.

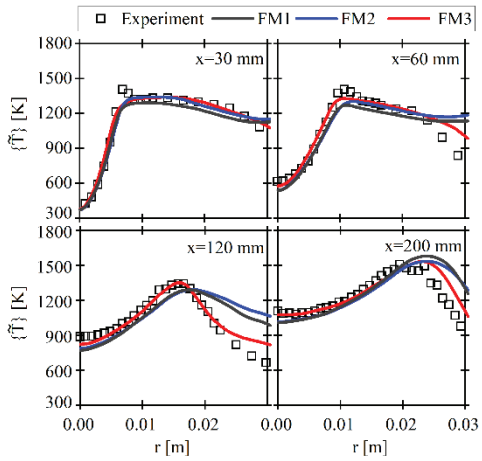


Fig. 2 Comparison of the time-averaged temperature along radial direction for various streamwise locations x: 30 mm, 60 mm, 120 mm, and 200 mm.

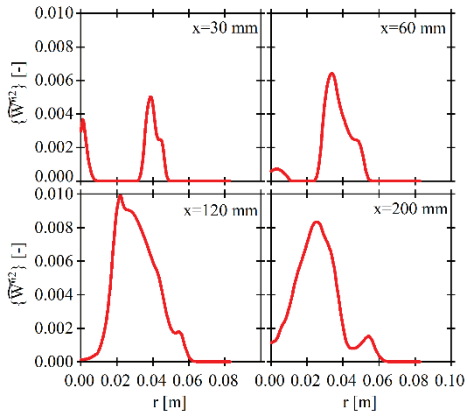


Fig. 3 Comparison of the time-averaged premixing fraction variance along radial direction for various streamwise locations x: 30 mm, 60 mm, 120 mm, and 200 mm.

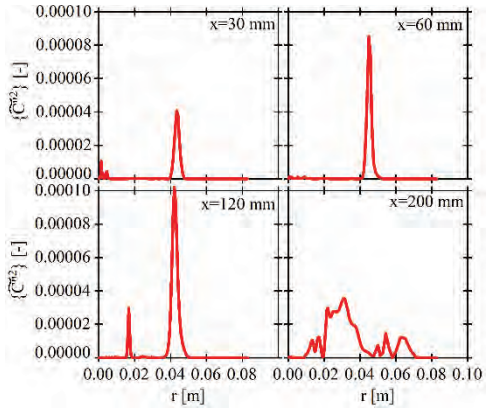


Fig. 4 Comparison of the time-averaged progress variable variance along radial direction for various streamwise locations x: 30 mm, 60 mm, 120 mm, and 200 mm.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

In order to clarify the reason, distribution of time-averaged premixing fraction variance and progress variable variance are both plotted in Fig. 3 and Fig. 4. It can be seen that the premixing fraction variance is two orders of magnitude larger than progress variable fraction. This is also the reason that FM1 and FM2 give similar computation, while FM3 model demonstrates better prediction. Around r =0.02~0.03 m, the difference of predicted temperature at x=60 mm, 120mm, and 200 mm is quite large, and it can be observed that in these areas the premixing fraction variance is relatively large.

4. Conclusion

It would be important to check the tracking scalar variances when using flamelet model to compute the MILD combustion case. It is confirmed that for the jet-in-hot-coflow configuration the premixing fraction variance is two orders of magnitude larger than progress variable variance in this configuration, and the premixing fraction variance should not be ignored in flamelet model.

Acknowledgements

This work was partially supported by MEXT as “Program for Promoting Researches on the Supercomputer Fugaku, Digital Twins of Real World's Clean Energy Systems with Integrated Utilization of Super-simulation and AI” (hp210175, hp220169).

参 考 文 献

(1) Dally, B., B., Karpetis, R., Barlow, R., Structure of turbulent non-premixed jet flames in a diluted hot coflow, Proceedings of the combustion institute 29 (1) (2002) 1147-1154.

(2) Oldenhof, E., Tummers, M., Veen, E., V., Roekaerts, D., Ignition kernel formation and lift-off behaviour of jet-in-hot-coflow flames, Combustion and Flame 157 (6) (2010) 1167-1178.

(3) Oldenhof, E., Tummers, M., Veen, E., V., Roekaerts, D., Role of entrainment in the stabilisation of jet-in-hot-coflow flames, Combustion and Flame 158 (8) (2011) 1553-1563.

(4) Yu, P., Kurose, R., Watanabe, H., Investigation of the derivation and consistency of the quasi-two-dimensional flamelet models for non-premixed flames, Physics of Fluids 35 (1) (2023) 015116.

(5) Pitsch, H., Peters, N., A consistent flamelet formulation for non-premixed combustion considering differential diffusion effects, Combustion and flame 114 (1-2) (1998) 26-40.

(6) Ihme, M., & See, Y. C. Prediction of autoignition in a lifted methane/air flame using an unsteady flamelet/progress variable model. Combustion and Flame, 157(10), 1850-1862 (2010).

(7) Hu, Y., & Kurose, R. (2018). Nonpremixed and premixed flamelets LES of partially premixed spray flames using a two-phase transport equation of progress variable. Combustion and Flame, 188, 227-242.

(8) Tang, T., Yu, J., Wang, Z., Yang, D., Sun, M., Wang, H., ... & Yang, Y. (2023). An improved flamelet/progress variable modeling in a hydrogen-fueled scramjet. International Journal of Hydrogen Energy.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-11

Effect of fuel injection and composition on thermoacoustic instability of a micromix flame

KRONIGER Daniel OKADA Kunio KAMIYA Hiromu HORIKAWA Atsushi

ABSTRACT

The micromix (MMX) combustion principle is a dry combustion concept for high hydrogen fuels. The objective of this article is the effect of the injection geometry and the fuel composition on thermoacoustic instabilities for operating conditions at rated power and beyond. Experimental investigations with flame visualization by high speed OH chemiluminescence imaging were conducted. We observe that the appearance of thermoacoustic oscillations is shifting to a lower equivalence ratio when reducing the fuel injection diameter. This results in a tradeoff during the design of micromix combustors, because NOx emissions are suppressed as the injection diameter decreases. Moreover, the vertical oscillation mode discovered at pure hydrogen is changing to a longitudinal mode in case of natural gas admixture. Below 80 vol.% H_2, combustion oscillations were not observed.

Key Words: Gas Turbine Combustion, Hydrogen, Micromix, Combustion instabilities, OH chemiluminescence

1. Introduction

Thermoacoustic oscillations are a result of coupling between unsteady heat release and combustor acoustic modes, resulting in the amplification of pressure oscillations. These oscillations are undesirable as they can result in hardware damage, unacceptably high levels of pollutant emission, and other operability issues [1]. The significant change in fundamental combustion parameters with increased levels of hydrogen enrichment results in new technological challenges [2].

The objective of this study is the investigation of the effect of the fuel injection geometry and the fuel composition on the presence of thermoacoustic instabilities. Both parameter variations are key studies for micromix combustor design:

Reducing the fuel injection diameter is a known measure to reduce the NOx emissions. With decreasing fuel injection hole diameter and at the same time increasing the number of flames in order to remain at the same rated power output of the gas turbine, the residence time within the hot flame region becomes shorter and thus the formation of NOx is suppressed [2]. However, the effect of the fuel injection hole diameter on the occurrence of combustion oscillations and the underlying modes have not been investigated yet.

The fuel composition is varied by admixing natural gas to the reference fuel hydrogen. When admixing natural gas, the reactivity of the fuel blend reduces, which results in a significant change in shape of the micromix flame [4-6]. However, the effect of natural gas admixing on the occurrence of thermoacoustic oscillations has also not yet been investigated.

In order to address these objectives, experiments have been carried out with an atmospheric combustion test rig and generic micromix flames. The effect of the fuel injection hole diameter and the effect of the fuel composition is investigated with high speed OH chemiluminecence imaging and thereby, the combustion modes are identified. The oscillation frequencies are detected by dynamic pressure sensors.

The remainder of this article is as follows: Section 2 describes the fundamentals of the micromix combustion concept and its known thermoacoustic modes in case of pure hydrogen. The experimental setup of the underlying study is presented in Section 3. The next section then shows and discusses the results of the effect of the fuel injection hole diameter (Section 4.1) and the effect of fuel composition (Section 4.2) on thermoacoustic oscillations. To the end, Section 5 summarizes and concludes.

2. Fundamentals

The underlying micromix combustion of Kawasaki Heavy Industries Ltd. is a dry low NOx gas turbine combustion concept and originally developed for high hydrogen fuels. It has been developed in collaboration with B&B-AGMEA GmbH and Aachen University of Applied Sciences [7]. Recently, this combustion concept has been successfully

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 216.73.216.217, 2026/10/03.

demonstrated at a combined heat and power generation plant in Kobe, Japan, using a Kawasaki M1A-17 gas turbine of 2 MW class [8].

2.1 Micromix combustion

The micromix combustion principle shown in Fig. 2.1 is a dry combustion concept for high hydrogen fuels. Miniaturized flames are based on jet-in-crossflow and are thus inherently safe towards flashback. The flame is stabilized between the shear layer of an AGP vortex and a larger segment vortex. NOx emissions are suppressed by the short residence time due to short flame length.

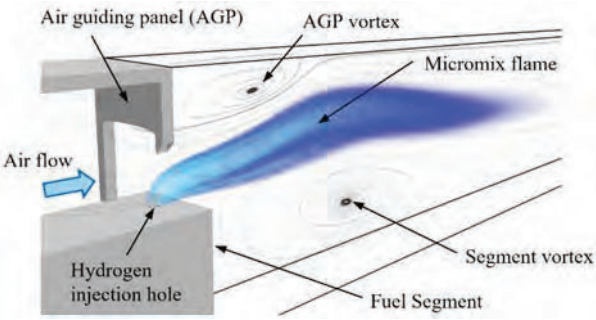


Fig. 2.1 Micromix combustion principle (single flame).

Multiple of low scale reaction zones are required for achieving the gas turbine load conditions. The can type combustor shown in Fig. 2.2 consists of more than 400 single flames.

Fig. 2.2 Can-type micromix combustor.

2.2 Combustion oscillation review

In OH chemiluminescence visualization tests, which have been conducted to investigate the micromix flames independent from the circumferential flame arrangement in a can-type combustor, a longitudinal mode was observed at 130% load, see Fig. 2.3 (left). A vertical mode was observed at 170% overload coming along with a strong interaction of the two opposing micromix flames, see Fig. 2.3 (right). Note that the frequency of the limit cycle (lc) in case of 170% load is half the frequency of the measured dynamic pressure (dp). This instability leads to a violation of the key principle of the micromix concept, which should guarantee flame separation at all times. The strong flame interaction is coming along with a

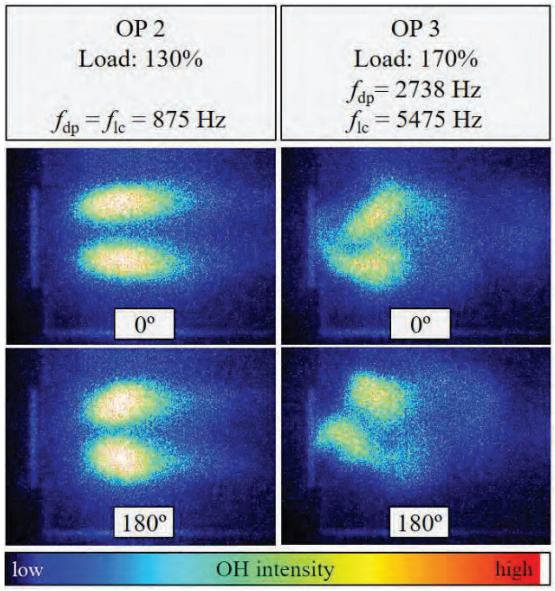


Fig. 2.3 Oscillation modes for pure hydrogen beyond rated gas turbine power (left: 130% left, right: 170% load).

significant increase in NOx emissions. More details of this experimental study can be found in [9].

3. Experimental setup

A sketch of the test rig is shown in Fig. 3.1. The test combustor features 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 air flow toward 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.

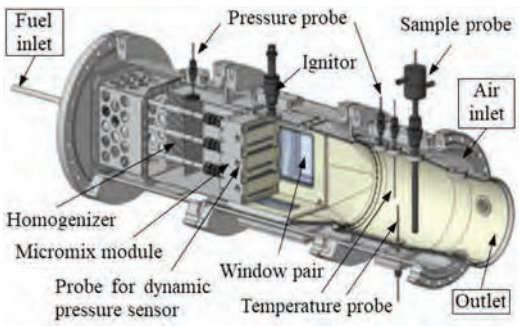


Fig. 3.1 Experimental setup of visualization test rig.

The OH chemiluminescence imaging system is set up in front of the side window pair. The position of the optical measurement system is set up so that the OH images are line-of-sight images of all 10 flames of each row. The dynamic pressure sensor has direct access to the combustion volume via

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

a static pressure probe. This probe is located at the opposite side of the window pair. More details about the experimental setup can be found in [8].

The parameter variations of the underlying studies are summarized in Tab. 3.1.

Table 3.1 Operating parameters of this study.

Study	Fuel injection hole diameter d	Fuel composition (in vol.% H_2)	GT load (in %)	Results section
1	d_{ref}, d_{scaled} ($d_{scaled} < d_{ref}$)	100	50-170	4.1
2	d_{ref}	0 - 100	170	4.2

Regarding the parameter variations, the gas turbine load is adjusted by varying the fuel flow rate. 100% load refers to the rated gas turbine power. Thereby, the air inlet temperature is similar to the corresponding temperature in the engine. Both, the air flow rate and pressure remain constant during the load variation. The fuel composition is varied at a constant gas turbine load.

4. Results

4.1 Effect of fuel injection hole diameter on combustion oscillation

The fuel injection hole has been reduced from the reference diameter d_{ref} to a downscaled diameter d_{scaled}. In the downscaled version, for each fuel injection hole, the fuel flow rate is reduced accordingly. Thus, when applying this measure, the number of flames is higher in order to keep the thermal energy conversion of the combustor constant.

The resulting combustion oscillation pattern is shown in Fig. 4.1 for the two injection diameters d_{ref} and d_{scaled}. As already shown before [9], thermoacoustic instabilities do not

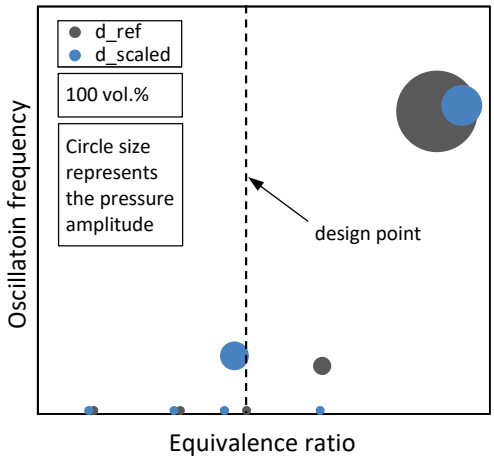


Fig. 4.1 Effect of injection hole diameter on the occurrence of combustion instabilities.

appear for the reference diameter until the design point of the combustor. At higher equivalence ratios, however, instabilities were overserved with an increasing trend of frequency and pressure amplitude. For the smaller injection hole diameter d_{scaled}, however, the thermoacoustic instabilities already appear the design point. Thus, smaller injection holes are prone to instabilities at a lower equivalence ratio. The increase in frequency can be also observed for higher equivalence ratios, however, the pressure amplitude is in general at a lower level compared to the reference diameter.

The main target of reducing the fuel injection hole diameter is the effect of suppressing NOx emissions due to a reduced residence time in shorter flames. The NOx emissions trend of this study is shown in Fig. 4.2. At the equivalence ratio of the rated gas turbine power (design point), the NOx emissions of the reduced fuel injection hole diameter d_{scaled} were significantly reduced. While the NOx emissions in case of the reference fuel injection hole diameter has an increasing trend also within the operating range, the emissions in case of d_{scaled} remain on a low level. This trend continues also at equivalence ratios above the design point, where the NOx emissions at the reference fuel injection hole diameter are drastically increasing, whereas the NOx emissions of the reduced injection hole diameter remain on a lower level.

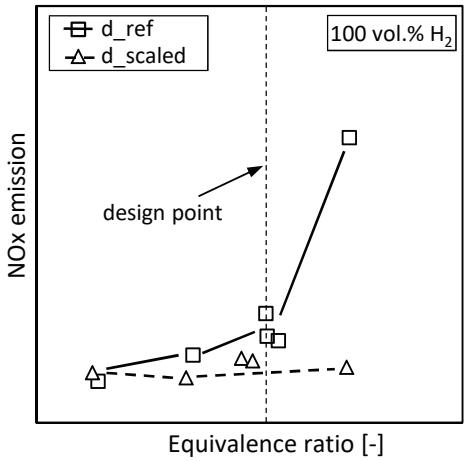


Fig. 4.2 Effect of injection hole diameter on NOx emissions.

In summary it can this be stated that the NOx emission can be reduced with the measure of decreasing the fuel injection hole diameter. However, this is coming along with an increased risk of thermoacoustic instabilities at lower equivalence ratios.

4.2 Effect of fuel composition on combustion oscillation

The fuel composition has been varied in stages between 0 and 100 vol.% H_2 at a thermal load of the combustor that exceeds its rated power (170%). The frequency spectra of all

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

tested fuel compositions are shows in Fig. 4.3. As a general result, thermoacoustic instabilities are appearing at higher caloric fuels. The highest frequencies and pressure amplitudes were observed for 100 and 95 vol.% H_2. The underlying mode is a vertical mode, see the right side of Fig. 2.3. The oscillation mode at 90 vol.% H_2 is the transition point between vertical and longitudinal mode. At a fuel blend of 80 vol.% H_2, a solely longitudinal mode occurred. At 60 and 0 vol.%, no combustion oscillations were observed.

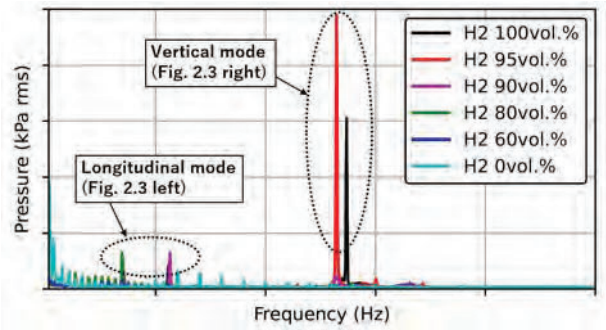


Fig. 4.3 Frequency spectra at 170% gas turbine load for different fuel blends.

In summary it can be stated that the occurrence of thermoacoustic oscillations of the micromix combustion principle are more likely in high hydrogen-content fuel blends.

6. Conclusion

The effect of the fuel injection hole diameter and the fuel composition on the occurrence of thermoacoustic oscillations of a micromix combustor have been investigated. The reduction of NOx emission with decreasing fuel injection hole diameter is coming along with a wider operating range wherein combustion oscillations are expected. Combustion oscillations were furthermore only observed in fuel blends with a high hydrogen fraction of greater than and equal to 80 vol.% H_2. While at highest hydrogen fractions a vertical oscillation mode occurred, the oscillation mode changes to a longitudinal mode at intermediate hydrogen fractions. No oscillations were observed at natural gas and low hydrogen admixtures.

Acknowledgements

This research was funded by the NEDO grant project "Development and Demonstration Project for Low-NOx Hydrogen-fueled Gas Turbine Combustion Technology". The authors also appreciate the support of C-COM CO., Ltd.

References

(1) Lieuwen, T.C., Yang, V., "Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modelling", American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.

(2) Datta, A., Gupta, S., Hemchandra, S., Chterev, I., Boxx, I., "Impact of Hydrogen Addition on the Thermoacoustic Instability and Precessing Vortex Core Dynamics in a CH4/H2/Air Technically Premixed Combustor", Proceedings of ASME Turbo Expo, GT2021-58794.

(3) 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 the International Gas Turbine Congress 2019 Tokyo, IGTC-2019-129

(4) Beckmann, N., "Characterization of the Hydrogen-Dry-Low-NOx-Micromix-Combustion Principle for Hydrogen-Methane Fuel Mixtures", PhD thesis, RMIT University

(5) Funke, H. H.-W. Beckmann, N., Abanteriba, S., "Development and testing of a fuelflex dry-low-NOx micromix combustor for industrial gas turbine applications with variable hydrogen methane mixtures", Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, GT2019-90095.

(6) Funke, H. H.-W. Beckmann, N., "Flexible Fuel Operation of a Dry-Low-NOx Micromix Combustor with Variable Hydrogen Methane Mixtures", Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2019 Tokyo, IGTC-2019-13

(7) 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

(8) 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, GT2022-81620

(9) Kroniger, D., Kamiya, H., Horikawa, A., "Investigation of combustion oscillation modes of hydrogen micromix flames", Proceedings of ASME Turbo Expo 2023, GT2023-102068.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-12

火炎自発光計測を用いた断面内燃焼振動モード評価

Evaluation of Transverse Modes Combustion Oscillation with Chemiluminescence Measurement

○宮﨑 洸治　堀田 和郎　齋藤 敏彦
MIYAZAKI Koji　HOTTA Kazuro　SAITO Toshihiko

ABSTRACT

A diagnostic system capable of measuring the spatial distribution of chemiluminescence fluctuations from flames has been developed to identify transverse modes in gas turbine combustors. The system was applied to a full-scale GT combustor, and measurements were carried out in a single can combustion test under high pressure conditions. As a result, it was confirmed that 1T and 1R modes could be identified from the measured phase distribution.

キーワード： ガスタービン，燃焼器，燃焼振動，計測手法
Key Words: Gas Turbine, Combustor, Combustion oscillation, Diagnostic method

1. はじめに

ガスタービンの燃焼器で発生する燃焼振動のうち，缶燃焼器で発生する断面内モードの燃焼振動は周波数が高く，燃焼器の損傷に繋がりやすいことが知られており[1]，発生した燃焼振動のモードを特定し，ノズル構造，燃料配分などに反映することで燃焼振動を抑制する必要がある。火炎変動を計測して燃焼振動を評価する試みはこれまで様々な研究者で取り組まれており，アニュラ―燃焼器において燃焼器出口に設置されたミラーとカメラで火炎変動の様子を大気圧下で計測したり[2]，高圧下で総発熱量変動を計測したり[3]した例が報告されているが，缶燃焼器に対し高圧下で火炎を計測し断面内モードを判定した報告はほとんど見られない。そこで，本研究では自発光計測を用いた断面内燃焼振動モードの特定技術を開発した。その内容について報告する。

2. 判定モード

断面内のモードは複数存在しており，その一部のモードをFig.1 に示す。これらの，モードは発生した周波数から推定することができるが，予測誤差から隣接する周波数のモードは判定が難しい。また，燃焼器壁面上に設置した複数の圧力変動センサーで，周方向モード（1T，2T・・・・）を判定[4]することが可能であるが，周方向に均一である1次の半径モード（1R）を直接判定することはできない。そこで，火炎変動の分布を光学的に計測することでモードを判定する技術を開発した。

3. 計測システム

Fig.2 に計測装置概要を示す。燃焼器下流に設置した光学プローブで火炎からの自発光を集光する。光学プローブ（Fig.3）は，複数の光ファイバを束ねて構成されており，燃焼器ノズル表面に複数の集光スポットを形成する。今回は，7 本のファイバからなるプローブを適用しており，ターゲットとする燃焼振動モードを認識できるように，燃焼器断面に均等に集光スポットを配置した。各光ファイバはそれぞれコリメータと光学フィルタを介し，フォトンカウンティングモードで動作する PMT に接続されており(Fig.4)， 自発光強度の変動が高感度・高速で計測スポットごとに検出される。検出波長は 310nm 付近の OH*自発光を対象にした。また，PMT に入る光の強度は，ND フィルタを用いて飽和しないように調整し，試験中でもリニアアクチュエーターでフィルタ濃度の切り替えを可能とした。検出器の仕様を Table.1 に示す。本装置を用いて計測した各チャンネル間の位相を比較することで，断面内の燃焼振動のモードを特定することができる。

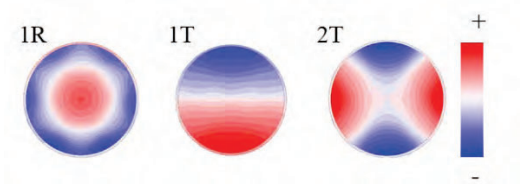


Fig.1 Acoustic mode shape.

*1　三菱重工業株式会社
〒676-8686　兵庫県高砂市荒井町新浜２－１－１
E-mail: koji.miyazaki.dr@mhi.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

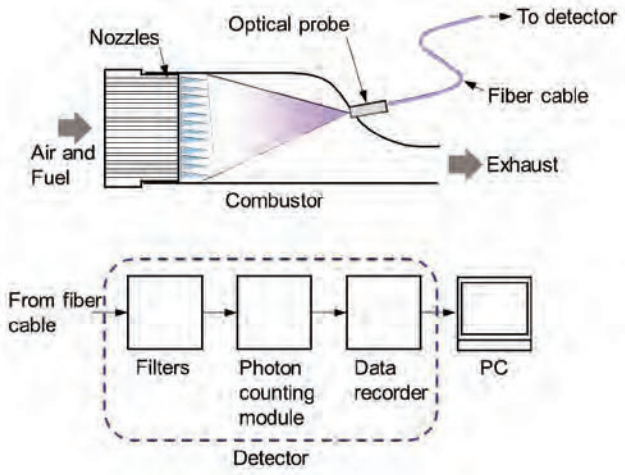


Fig.2 Schematics of measurement system.

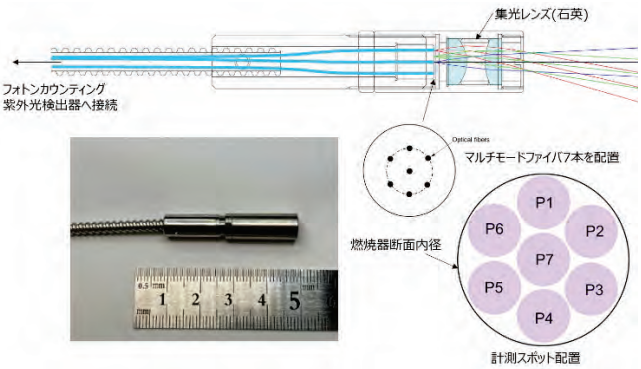


Fig.3 Multi spots optical probe

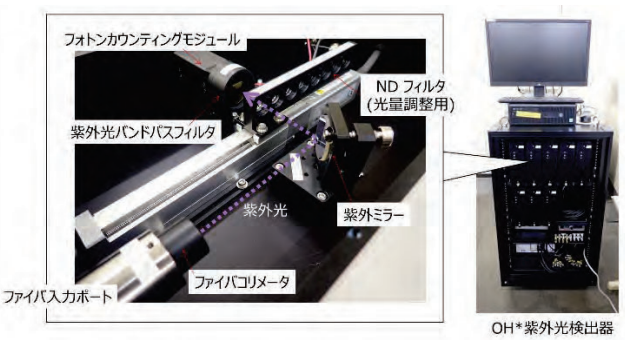


Fig.4 Detector unit for chemiluminescence measurement

4. 計測結果

計測は，実機サイズの燃焼器[5]を対象とし，1.0MPa 超の高圧条件下の単缶試験で実施した。1kHz~5kHz の燃焼振動が発生しそれを計測対象とした。Fig.6，Fig.7 に計測例を示す。図には生波形と，5kHz でフィルタリングした波形を示した。

Fig.5 の計測例では，中央の P7 の火炎変動が大きく，周囲の変動は小さくなっている。特に P4,P5 の変動が小さい。また，P1~P7 すべての値は同位相で変動している。以上から，本計測結果は 1R モードと推定する。P1~P6 の

Table.1 Specification of detector unit.

検出器チャンネル数	19 ch. (最大64ch.まで増設可能)
検出波長	320 nm、FWHM=40nm (OH*化学発光)
検出器仕様	フォトンカウンティングPMT (H10682, 浜松ホトニクス)
紫外光検出感度	6.1×10^{5} (メーカカタログより)
最小検出光量	8.2×10^{-5} pW (メーカカタログより)
ダイナミックレンジ	1.0×10^{5} (メーカカタログより)
光量調整	OD0、OD1、OD2から選択可
データ収録速度	~1 MHz (可変)
外形寸法(W × H × D)	570 × 1000 × 530 (mm)
電源仕様	100VAC

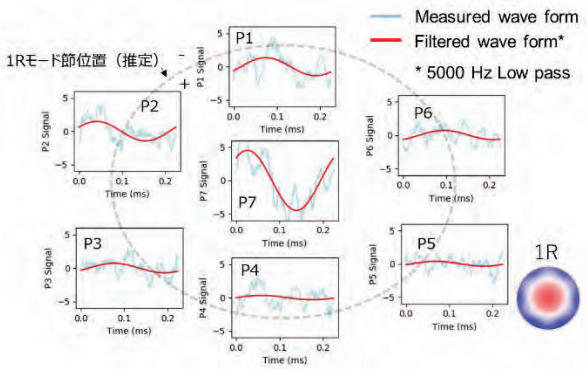


Fig.5 Measured data of 1R mode combustion oscillation.

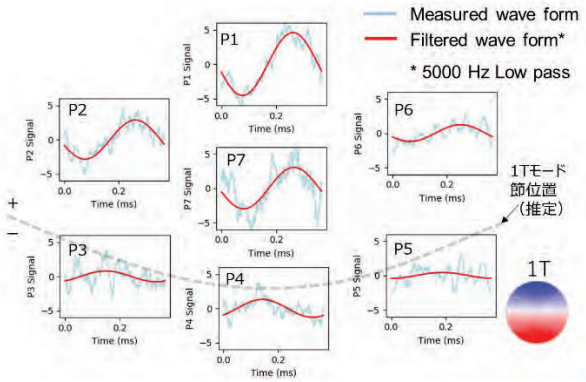


Fig.6 Measured data of 1T mode combustion oscillation.

計測点のスポットは 1R モードの外周側の変動の正負を跨いでいるため発光強度変動が打ち消しあい変動が小さくなっていると考える。ただ，そのなかの P1，P2 の値は変動が打ち消しきれず他より高めの値を示しており，計測点配置に対しモードが偏っているなどの原因が影響していると考える。

Fig.6 の計測例では，外周部の位相が P1,P2,P6 のグループと p3,p4,p5 のグループの上下 2 つに分けられ，グループ間で位相が反転している。以上から，本計測モード

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

は１T モードと推定する。ただし，本来正負の変動で打ち消しレベルが小さくあるべき中心の P7 が大きな振幅を示すとともに，P3~P5 は値が小さくなっており，本計測結果においても，計測点配置に対しモードが偏っている可能性を疑っている。

5. 結論

水素焚き燃焼器で発生する燃焼振動の断面内モードの評価のため，火炎自発光変動の分布を計測可能な計測技術を開発し，1R，1T モードの識別に成功した。今後，計測点をより増やし，分解能を上げることで高次の燃焼振動の評価を可能とすることを予定している。

本成果の一部は，国立研究開発法人新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）の助成事業（JPNP 16002）の結果得られた。

参 考 文 献

(1) Sewell, J. B., and Sobieski, P. A., 2005, Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling, 210, pp. 147-162.
(2) J. R. Dawson, N. A. Worth, Combustion and Flame 161 (2014) 2565-2578.
(3) B. Schuermans, et. al., J. Eng. Gas Turbines Power. Vol. 132(11) (2010),111503
(4) J. KIM, et. al., AIAA J., Vol. 60, No. 6, (2022), pp.3874-3883.
(5) 松本ら，三菱重工技報 Vol.59 No.4 (2022)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-13

ファン動静翼における雨滴衝突の三次元数値予測

Three-dimensional Numerical Prediction of Droplet Impingements on Rotor and Stator in Aeroengine Fan

○池田 悠馬[*1]　福留 功二[*1]　藤村 宗一郎[*1]　山本 誠[*1]　鈴木 正也[*2]
林 亮輔[*3]　岡田 隆一[*3]
IKEDA Yuma　FUKUDOME Koji　FUJIMURA Soichiro　YAMAMOTO Makoto　SUZUKI Masaya
HAYASHI Ryosuke　OKADA Ryuichi

ABSTRACT

When aircraft engines operate in rainy weather, water droplets can cause rain erosion on structure surfaces. Since few studies have dealt with droplet impingements on engines, the behavior of droplets in engines has not been clearly elucidated. In this study, droplet trajectories impacting on the fan blade and stator vane were estimated by three-dimensional numerical simulation. As a result, large droplets entering near the hub of the fan impinged on the cone and did not flow into the stator. Small droplets impinged more frequently on the leading edge of the pressure side and the 50-90% span at the trailing edge in the stator vane, while large droplets impinged more frequently on the leading edge of the suction side in the stator vane.

キーワード： ジェットエンジン，ファン動翼，ファン出口案内翼，レインエロージョン，数値流体力学
Key Words: Jet Engine, Fan Blade, FEGV, Rain Erosion, CFD

1. 緒言

エロージョン現象は，固体粒子や液滴などが連続的に衝突することで部材表面が損傷を受け，一部が脱離していく現象である。エロージョンによる損傷は流体機械の障害や効率低下を生じることがあり，機械の保全・高効率化の観点から，近年この問題への関心が高まっている。

その中でもレインエロージョン現象は，雨滴の衝撃によるエロージョンであり，雨中を高速で移動する物体に生じる。航空機エンジンの運転において，雨天時や着陸時の水しぶきによって水滴を吸い込み，レインエロージョンが発生する可能性がある(1)。数値流体力学（CFD: Computational Fluid Dynamics）解析に基づいたレインエロージョンの数値予測に関して，風力タービンブレードを対象とした報告(2), (3)は多くみられるが，航空機エンジンの翼に対する先行研究は少なく，未知の部分が多い。また，検証実験を行う際の適切な試験条件に関する知見も不足している。

*1　東京理科大学
〒125-8585　東京都葛飾区新宿6-3-1
*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　IHI
〒196-8686　東京都昭島市拝島町3975-18

本研究では，ファン動翼とファン出口案内翼（FEGV）を通過する液滴の軌道と衝突位置を三次元の CFD 解析に基づいて評価し，FEGV におけるレインエロージョン現象解明及び，検証実験を行う際の適切な試験条件への指針取得に向けた予備データ取得を目的とする。

2. 数値計算手法と計算対象

2.1 数値計算手法

本研究では，JAXA が開発した汎用 CFD 解析プログラムの UPACS(4), (5)（Unified Platform for Aerospace Computational Simulation）を用いて数値解析を行う。UPACS はマルチブロック構造格子法の採用や MPI による並列計算処理といった特徴を有しており，数値計算の信頼性を保ちつつも，少ないリソースで，高速な計算ができる。本研究では，投入液滴粒子の濃度が希薄として One way coupling を仮定し，気体流動計算と液滴軌道計算を行った。

(1) 気体流動計算：三次元圧縮性乱流場を仮定し，流れ場の情報を得た。支配方程式には，ファーブル平均した連続の式，ナヴィエ・ストークス方程式，エネルギ式を使用し，乱流モデルには Spalart-Allmaras モデル(6)を採用した。離散化はセル中心有限体積法に基づき，対流項

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

には Roe の近似リーマン解法と三次精度 MUSCL 法，粘性項には二次精度中心差分を使用した。

(2) 液滴軌道計算：流れ場の情報を用いて液滴を追跡し，壁面への液滴の衝突情報を取得した。液滴軌道計算は，計算領域の入口付近に一様配置した液滴をラグランジュ的に追跡して行った。液滴は球形で，変形・回転がないと仮定し，液滴に作用する力は流れ場からの定常抗力，遠心力，コリオリ力のみとした。また，液滴は一度壁面に衝突すると壁面に付着したものと仮定し，液滴軌道計算を終了した。実際には空気流の影響により液滴の分裂・変形が発生することが考えられる。しかし，本研究は初期段階であり，問題を簡易化するため，液滴の分裂・変形の影響は無視した。

2.2 計算対象及び計算条件

計算対象は，ファン動翼と FEGV[7]である。計算領域の概略を図 1 に示す。ファン動翼と FEGV は，周方向に周期境界条件を用いて，各翼列の 1 ピッチを計算対象とした。壁面は滑りなし・断熱壁とした。投入する液滴は水であり，密度を 1000 kg/m^3，液滴直径を 50 μm，100 μm，500 μm，1000 μm，2000 μm の 5 パターンとし，追跡液滴数を 300 万個として流入面に一様に配置した。それぞれの粒径におけるストークス数を表 1 に示す。ストークス数は流体中を運動する粒子の流体追従性を示す無次元数で，値が小さい程追従しやすい。ストークス数 St は入口流速と液滴直径で定義される。500 μm で 10^2 のオーダーとなり液滴の空気流への追従性が大きく低下する。動静翼間の接続にはミキシングプレーンを用いた。ミキシングプレーンにおいて，液滴の位置情報はエンジン軸方向とスパン方向で保存，周方向ではランダムに配置して，液滴速度は全液滴の平均とした。

Table 1 Stokes number (St) in each diameter of droplet

Diameter [μm]	50	100	500	1000	2000
St [-]	3.77	15.1	377	1.51E+3	6.03E+3

3. 結果と考察

3.1 ファン動翼

ファン動翼の 0-20%スパンに初期液滴を配置した際の液滴軌道を図 2 に示す（液滴直径が 50 μm，100 μm，500 μm， 1000 μm，2000 μm の結果を，それぞれ図 2 (a)，(b)，(c)，(d)，(e)に示す）。各液滴軌道は最大液滴速度で

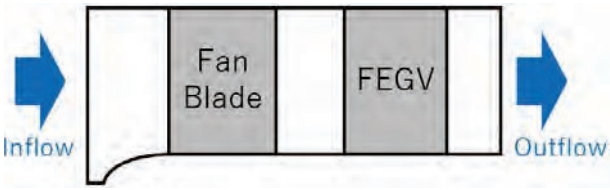
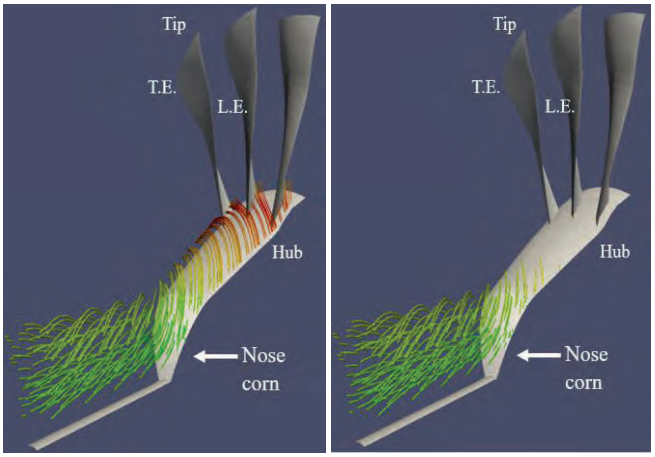
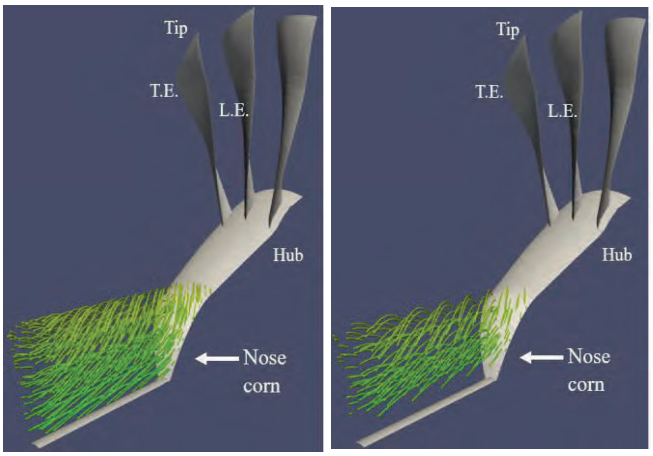


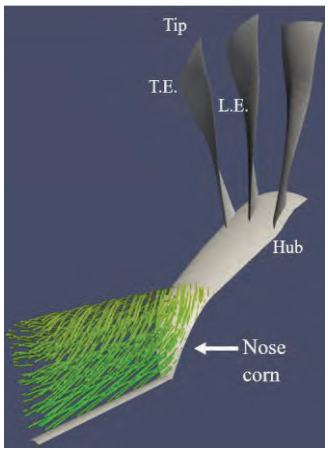
Fig.1 Schematics of the computational domain



(a) 50 μm (b) 100 μm



(c) 500 μm (d) 1000 μm



(e) 2000 μm

Fig.2 Droplet trajectories entering from 0-20% span at the fan inlet colored by normalized velocity

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

無次元化した液滴速度により色付けした。図中の L.E.及び T.E.はそれぞれ前縁及び後縁を示す。液滴直径が 100 μm 以上の場合，Hub 側（0-20%スパン）に流入した液滴はファン動翼のノーズ部分に衝突し，FEGV に流入しないことが分かる。一方，50 μm の液滴は粒径の大きさから慣性力が小さく，空気流に比較的追従しやすいため，多くの液滴がノーズコーンを過ぎてもファン動翼 Hub 表面およびパッセージに衝突せずに下流へと移動する。更に，500 μm 以上の液滴と比較して 100 μm 以下の液滴はノーズ部分に沿って下流に移動し，翼手前の Hub パッセージに衝突するが，500 μm 以上の粒径では慣性力が大きくノーズ部分にのみ衝突した。ファン動翼を通過した液滴の割合を表 2 に示す。液滴径が小さいほど流れに追従しやすく，ファン動翼 Hub パッセージ及び翼面に衝突しにくいため，FEGV に多く流入する傾向が見られた。

Table 2　Number of droplets passing through fan blade

Diameter [μm]	50	100	500	1000	2000
Passing quantity [%]	54.4	35.6	15.8	13.3	12.1

3.2　FEGV

FEGV の 70%スパンに初期液滴を配置した際の液滴軌道を図 3 に示す（液滴直径が 50 μm，100 μm，500 μm，1000 μm，2000 μm の結果を，それぞれ図 3 (a)，(b)，(c)，(d)，(e)に示す）。各液滴軌道は最大液滴速度で無次元化した液滴速度により色付けした。粒径が大きいほど，空気流に追従しにくく，上流のファン動翼流路内で遠心力を受けて得た，Tip 方向の速度が減衰しにくい。液滴軌道のパターンは 100 μm 以下の液滴と 500 μm 以上の液滴で大きく異なるものとなった。流入時点で，どの粒径でも周方向に速度を有し，100 μm 以下の液滴では流れに追従して翼に沿いながら流れていくが，500 μm 以上の液滴では流れに追従しにくく負圧面に液滴が衝突している。

それぞれの液滴径の結果で正規化された FEGV への液滴の衝突頻度を図 4 に示す（液滴直径が 50 μm, 100 μm, 500 μm，1000 μm，2000 μm の結果を，それぞれ図 4 (a)，(b)，(c)，(d)，(e)に示す）。衝突頻度は当たった個数をセル面積で割ることで定義している。図中の P.S.と S.S.はそれぞれ正圧面と負圧面を示す。50 μm と 100 μm の液滴では，前縁及び正圧面後縁 Tip 側の衝突頻度が高い（図 4 (a)，(b)赤丸参照）。前縁部 50~90%スパンの位置での衝突頻度が高い要因は，ファン動翼流路内の遠心力の影響により Tip 側に液滴が流れ、FEGV 前縁部に衝突したためと考えられる。一方，正圧面後縁 Tip 側の衝突頻度が高い要因は，後縁に向かうにつれ，液滴はより Tip 側に移動するためと考えられる。100 μm と 50 μm で結果の違いが生じたのは, Hub 側近傍部分とミッドスパンより Tip 側の部分である。50 μm において，Hub 側近傍部分の衝突頻度が高い要因は，粒径が小さいため空気流に追従しやすく，ファン動翼通過時にノーズ部分へ衝突しにくいため，FEGV に流入する液滴量が多いことに起因している。ミッドスパンより Tip 側の領域で局所的に衝突頻度が低い部分が生じたのは，図 3 (a)より前縁部が影となり液滴の衝突しない位置が出来たためだと考えられる。500 μm 以上の液滴では，負圧面側前縁の衝突頻度のみが高い（図 4 (c-e)参照）。これは図 3 (c-e)を見てわかるように，液滴が空気流に追従しにくく，負圧面に衝突することに起因する。

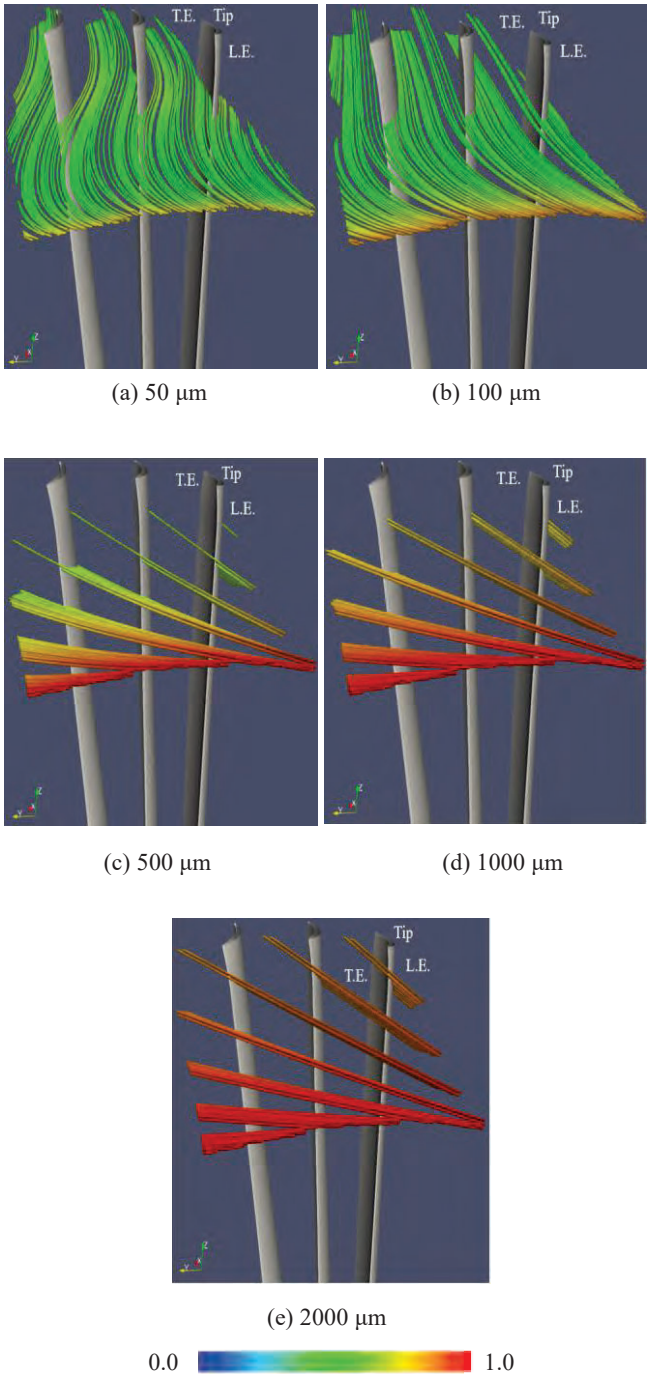


Fig.3　Droplet trajectories colored by normalized velocity around the FEGV

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4. 結言

FEGV におけるレインエロージョンの現象解明及び検証実験を行う際の適切な試験条件への指針を得るため，ファン動静翼における液滴軌道の三次元数値解析を実施した。得られた知見は以下の通りである。

・液滴径が大きい程，慣性力が大きく空気流に追従しにくいため，ノーズに衝突しやすくなり，FEGV に流入する液滴数も減少した。
・FEGV において，100 μm までは流れに追従するため，前縁部 50~90%スパンと正圧面後縁 Tip 側の衝突頻度が高い。
・FEGV において，500 μm 以上の液滴径の液滴では負圧面側前縁の衝突頻度が高い。

本研究では，液滴の衝突軌道及び衝突頻度のみを扱ったが，今後はエロージョンの影響やその後の空力性能の解析を行っていく。そのためには，高速度で衝突する液滴のエロージョンのモデル化やスプラッシュ，浮遊時の変形・分裂の影響などを考慮することが必要であると考えられる。

参 考 文 献

(1) P., Venturini, M., Andreoli, D., Borello, F., Rispoli, S., Gabriele, Modeling of Water Droplets Erosion on a Subsonic Compressor Cascade, Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 103 (2019), 1109-1125.
(2) A., Castorrini, A., Corsini, F., Rispoli, P., Venturini, K., Takizawa, T., E., Tezduyar, Computational Analysis of Performance Deterioration of a Wind Turbine Blade Strip Subjected to Environmental Erosion, Computational Mechanics, Vol. 64 (2019), pp. 1133-1153.
(3) J., C., Lopez, A., Kolios, L., Wang, M., Chiachio, A Wind Turbine Blade Leading Edge Rain Erosion Computational Framework, Renewable Energy, Vol. 203 (2023), pp.131-141.
(4) Yamane, T., Yamamoto, K., Enomoto, S., Yamazaki, H., Takaki, R., and Iwamiya, T., Development of a Common CFD Platform UPACS, Proceedings of the Parallel CFD 2000 Conference, (2000), pp. 257-264.
(5) 畠谷尊明，鈴木正也，山本 誠，CFD 共通基盤プログラム UPACS を用いたサンドエロージョンの数値計算，計算工学講演会論文集, Vol. 19, C-5-4 (2014), pp. 1-5.
(6) Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA-1992-439 (1992), pp. 5-21.
(7) R. Hayashi, N. Tanaka, T. Enoki T. Murooka, D. Kato, D. Masaki, J. Kazawa, S. Enomoto, T. Nishizawa,Experimental Study of Laminar Flow Effect for Transonic Engine Fan, Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2019, (2019), No. 88.

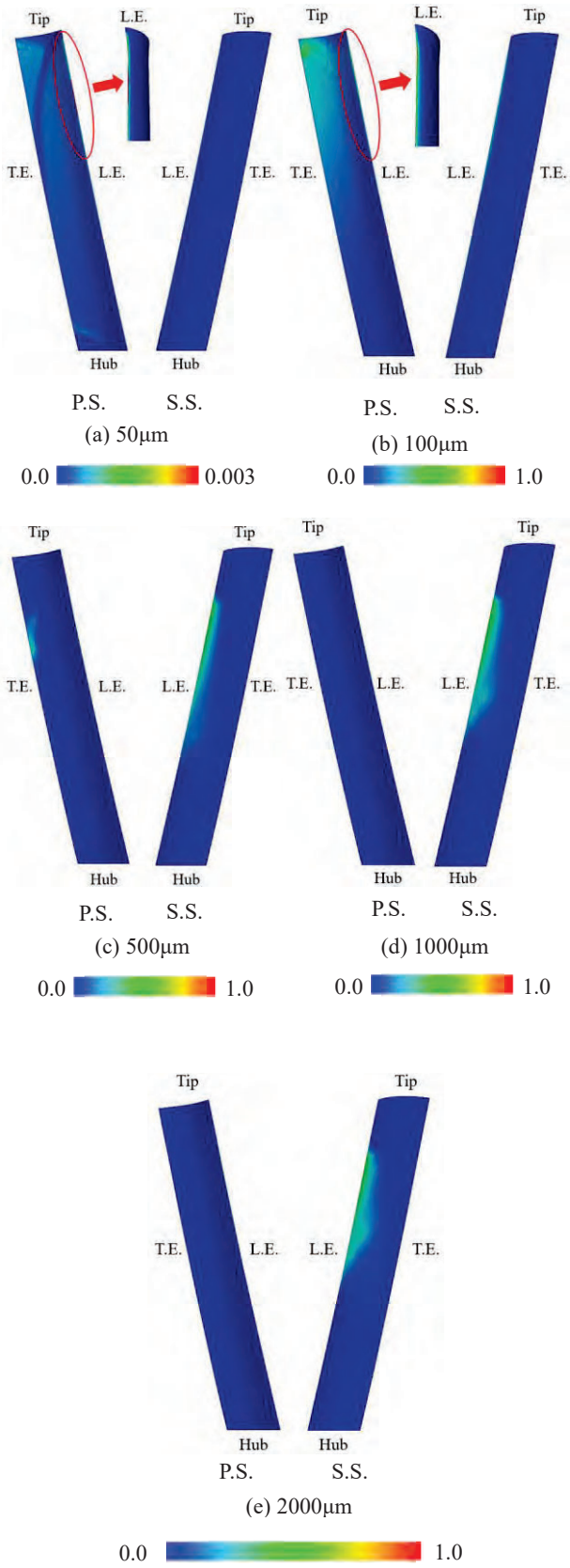


Fig.4 Normalized collision frequency on FEGV surface

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-14

高温高速固気二相流によるステンレス鋼のエロージョン試験

Erosion Testing of Stainless Steel in High-Temperature and High-Velocity Gas-Solid Two-Phase Flow

○横濵 充[*1]　石川 仁[*1]　鈴木 正也[*2]
YOKOHAMA Mitsuru　ISHIKAWA Hitoshi　SUZUKI Masaya

ABSTRACT

Erosion, which occurs on the compressor and turbine due to gas-solid two-phase flow at high temperatures and high velocity, can cause serious accidents by deterioration of the performance and the lifetime of jet engines. To clarify the erosion mechanism and reduce erosion impacts on jet engines, sand erosion testing of SUS304 flat plates was conducted at high-velocity and high-temperature environments. This paper presents the shape change and erosion rate of the specimens obtained by a series of erosion testing varying impact angle, impact velocity, and surface temperature. The erosion was severe at an impact angle of 90 degrees. The erosion rate increased in proportion to the square of impact velocity and decreased at high temperatures.

キーワード： ジェットエンジン，壊食，粒子付着，固気二相流，噴流
Key Words: Jet Engine, Erosion, Deposition, Gas-Solid Two-Phase flow, Jet Flow

1. 緒言

エロージョンとは流体の連続的な衝突作用により材料表面が機械的に損傷を受け，一部が離脱していく現象であり，流体が高速で流動する機械ではしばしばこのエロージョンが問題となる。ジェットエンジンにおいては運転する際に大気中に浮遊している砂塵や火山灰，黄砂といった微粒子を吸込むことによってエロージョンが発生する。これはエンジンの性能や寿命の低下につながり，重大な事故を引き起こす要因になることもある。そのため，エロージョンのメカニズムを理解することによって耐エロージョン性を向上させ，エンジン作動の健全性を高める必要がある。

Bitter[(1)(2)]は一般化されたサンドエロージョンによる壁面損傷モデルを提案し，Neilson-Gilchrist[(3)]は Bitter のモデルに基づき，簡易なモデルを提案した。以下の式(1), (2), (3), (4), 及び式(5)に Neilson-Gilchrist によるモデル式を示す。

$$W = W_{\mathrm{D}} + W_{\mathrm{C}} \tag{1}$$

$$W_D = \frac{M(V\sin\alpha - V_{\mathrm{e}})^2}{2\delta} \tag{2}$$

$$W_{\mathrm{C}} = \frac{MV^2\cos^2\alpha\sin n\alpha}{2\phi} \quad (\alpha \le \alpha_0) \tag{3}$$

$$W_{\mathrm{C}} = \frac{MV^2\cos^2\alpha}{2\phi} \quad (\alpha \ge \alpha_0) \tag{4}$$

$$\alpha_0 = \frac{\pi}{2n} \tag{5}$$

ここで，W [kg]は総壊食量，W_{D} [kg]は塑性壊食量，W_{C} [kg]は切削壊食量，M [kg]は供試体に衝突した粒子の総質量，V [m/s]は衝突速度，V_{e} [m/s]は壁面材料が弾性限界に達するときの垂直衝突速度，δ [m^2/s^2]は塑性壊食により単位体積の壁面材料を除去するのに必要なエネルギ，ϕ [m^2/s^2]は切削壊食により単位体積の壁面材料を除去するのに必要なエネルギ，α [deg]は衝突角度，α_0 [deg]は粒子が固体表面を離れるときに水平速度成分が 0 となる衝突角度，n [-]は α_0 を決めるための材料定数である。しかし，温度のパラメータを含まないなど，ジェットエンジンへの適用にあたっては不十分な点がある。

本研究ではジェットエンジンにおいて発生する高温高速サンドエロージョン現象を理解するために，高温高速固気二相流をステンレス鋼 SUS304 平板供試体に噴射し，エロージョンを生じさせる実験を行った。この際，粒子衝突速度，粒子衝突角度及び供試体表面温度の 3 つの要素がエロージョンに及ぼす影響を調査した。

*1　東京理科大学
E-mail: ishi@rs.tus.ac.jp
*2　宇宙航空研究開発機構
〒182-0012　東京都調布市深大寺東町7-44-1
E-mail: suzuki.masaya@jaxa.jp

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 実験装置及び実験方法

本研究に使用した高温度落差バーナー/材料・コーティング試験装置(4)の概略を図 1 に示す。この装置は，燃料として灯油，酸化剤として圧縮空気を用いた HVAF（High Velocity Air Fuel）方式のバーナーにより高温高速燃焼ガスを生成させる。また，バーナー燃焼室の下流から珪砂を投入し，バレル内で加速させる。高温高速燃焼ガスと珪砂を供試体に衝突させることにより，高温高速状態でエロージョンを生じさせる。

本試験では，初めに供試体に高温高速燃焼ガスを噴射することにより目的の表面温度 T まで上昇させ，静定後，高温高速燃焼ガスと共に珪砂を噴射し，エロージョンを生じさせた。このとき，珪砂の粒径は 45~53 μm，供試体表面への供給流量は 7.99 g/min.，暴露時間は 16 min.とした。速度と温度についてはバーナーの燃焼状態，バーナーから試験体までの距離 L をトラバース装置により変化させるとともに，供試体背面に冷却空気を噴射することにより調節し，衝突角度 α については供試体の設置角度を変更可能な支持部を用いて調節した。図 2 に衝突角度 α とバーナーから試験体までの距離 L の定義を示す。衝突角度は供試体長手方向と固気二相流の噴射方向がなす角（図中青矢印）とし，二軸が重なるときを 0 deg とする。

供試体の材質は入手性の観点からステンレス鋼 SUS304 とし，幅 50 mm × 50 mm，厚さ 3 mm の平板を使用した。本試験は供試体表面温度 T を一定にして衝突速度 V を変化させることにより衝突速度がエロージョンに与える影響を，衝突速度 V を一定にして供試体表面温度 T を変化させることにより供試体表面温度がエロージョンに与える影響を調査した。さらに，各条件において衝突角度 α を変化させることにより衝突角度がエロージョンに与える影響についても調査した。試験条件を表 1 及び表 2 に示す。ジェットエンジンのエロージョンにおいては，大気温度からタービン入口温度までの温度レンジを考慮する必要があり，おおよそ 1,500 ℃程度[5]までが条件として考えられる。速度はマッハ数 1 のオーダーである。そのため，高温，高速かつ条件の幅を広くとること，各角度において同条件で実験をおこなう点に注意して試験条件を決定した。なお，ステンレス鋼 SUS304 の軟化点が 800 ℃付近であるため，供試体表面温度は最高温度を 750 ℃に設定した。ここで，衝突速度は過去に本試験装置を使用して測定したアルミナ粒子の PIV データに基づいている。

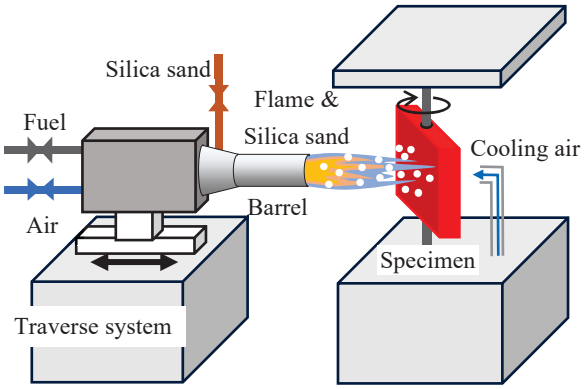


Fig. 1　Schematic of Jet Blasting Rig for Erosion Testing

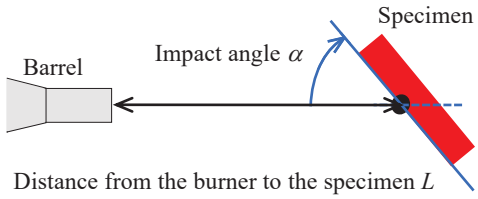


Fig. 2　Definition of Impact Angle α and Distance L

Table 1　Impact Angle and Impact Velocity for Constant Temperture Testing

α [deg]	T [℃]	V [m/s]
0	750	270
		320
		370
60		270
		320
		370
90		270
		320
		370

Table 2　Impact Angle and Surface Temperture for Constant Velocity Testing

α [deg]	T [℃]	V [m/s]
30	600	320
	675	
	750	
60	600	
	675	
	750	
90	600	
	675	
	750	

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

エロージョン試験を行ったあと，装置から供試体を取り外し，レーザー変位計により表面形状の変化を調査した。点計測用のレーザーヘッド（KEYENCE 社製 KS-H050）と電動ステージ（KEYENCE 社製 KS-1100）を組み合わせることで，供試体表面形状の三次元測定を行った。また，エロージョン試験前後の供試体の重量を分析天秤（島津製作所製 ATX224）により測定し，粒子の単位質量当たりの損傷質量である壊食率 E [kg/kg]を算出した。壊食率 E を以下の式(6)で示す。

$$E = \frac{W}{M} \tag{6}$$

3. 実験結果及び考察

3.1 エロージョン試験後の供試体の表面形状

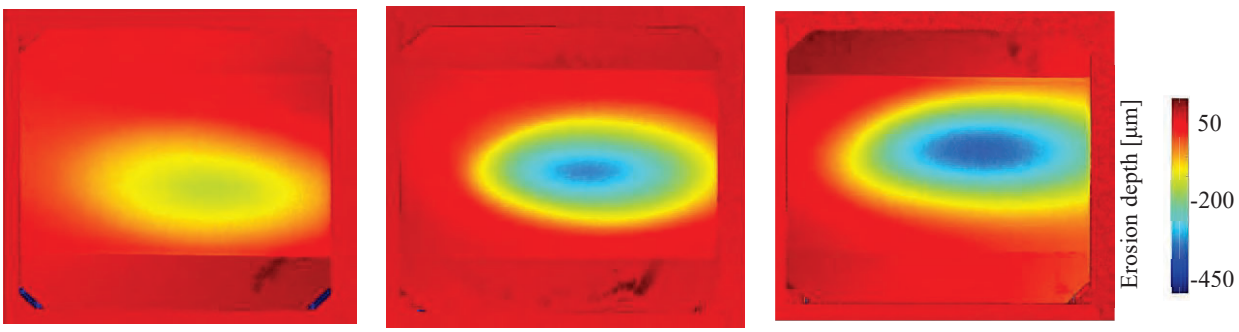
図 3 に供試体表面温度 T = 750℃, 衝突速度 V = 320 m/s, 衝突角度 α = 30 deg の条件で行ったエロージョン試験後の供試体の写真を示す。供試体の中央から右にかけて楕円状に変色している箇所が確認できる。なお，供試体の上下は供試体支持部への固定のため，固気二相流に直接さらされていないため，ほぼ変色していない。

図 4 に供試体表面温度 T = 750℃，衝突角度 α = 30 deg の条件でエロージョン試験を実施した後，その供試体をレーザー変位計により計測したエロージョン深さの分布を示す。エロージョン痕の形状には大きな差は見られないが，衝突速度 V が大きくなるにつれて，最大エロージョン深さが大きくなっていることが分かる。

図 5 に供試体表面温度 T = 750℃，衝突速度 V = 320 m/s の条件で衝突角度 α を変化させて試験を行った際のエロージョン深さを示す。図 5(c)の衝突角度 α = 90 deg のときは供試体の中心から放射状に広がり円状にエロージョンが発生している。図 5(a)の衝突角度 α = 30 deg のときは珪砂の衝突位置が下流側に広がり楕円状に発生している。図 5(b)の衝突角度 α = 60 deg のときは 30 deg と 90 deg の中間のような形状となる。

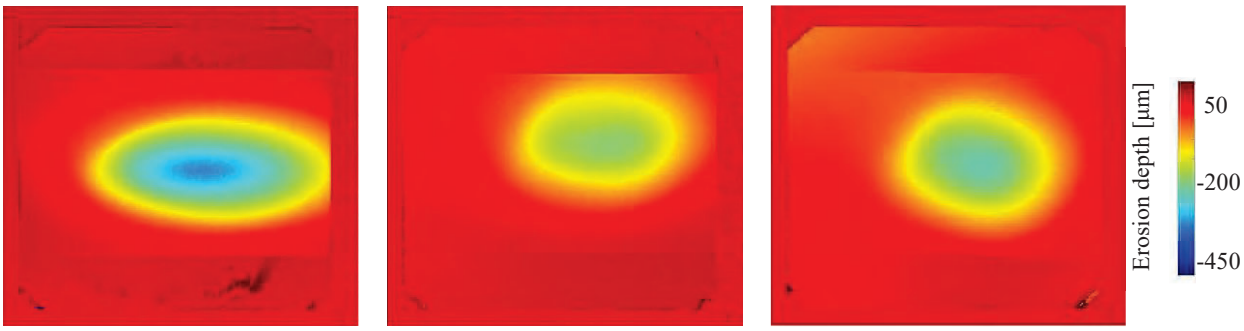
図 6 に衝突速度が V = 320 m/s，衝突角度が α = 30 deg の条件で供試体表面温度 T を変化させて試験を行った際のエロージョン深さを示す。温度によるエロージョン痕に明確な違いは見られなかった。

Fig. 3　Photograph of Specimen After Erosion Test



(a)　270 m/s　　(b)　320 m/s　　(c) 370 m/s

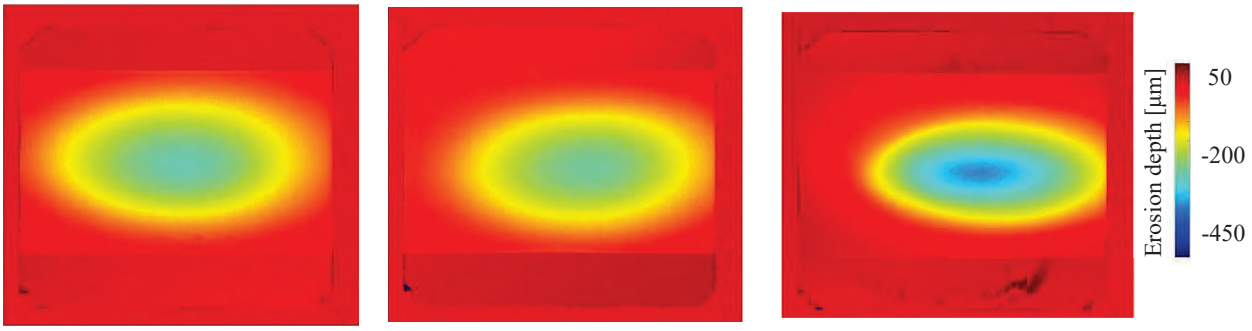
Fig. 4　Erosion Depth by Constant Temperature Testing at Impact Angle of 30 deg with Different Impact Velocity



(a)　30 deg　　(b)　60 deg　　(c) 90 deg

Fig. 5　Erosion Depth by Constant Temperature and Impact Velocity with Different Impact Angle

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.



(a) 600 ℃ (b) 675 ℃ (c) 750 ℃

Fig. 6 Erosion Depth by Constant Velocity Testing at Impact Angle of 30 deg with Different Temperature

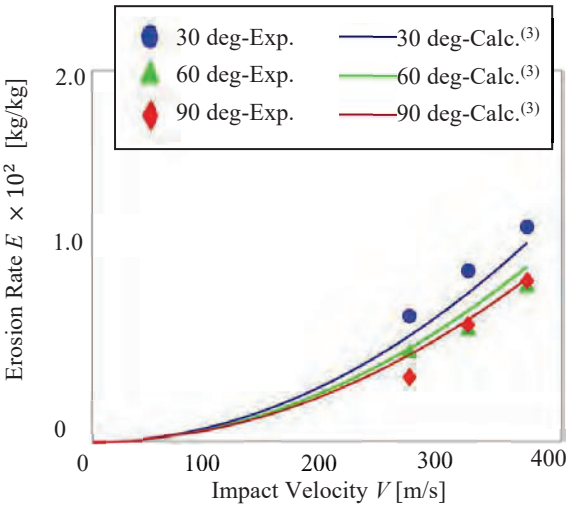


Fig. 7 Impact Velocity and Erosion Rate of Constant Temperture Testing

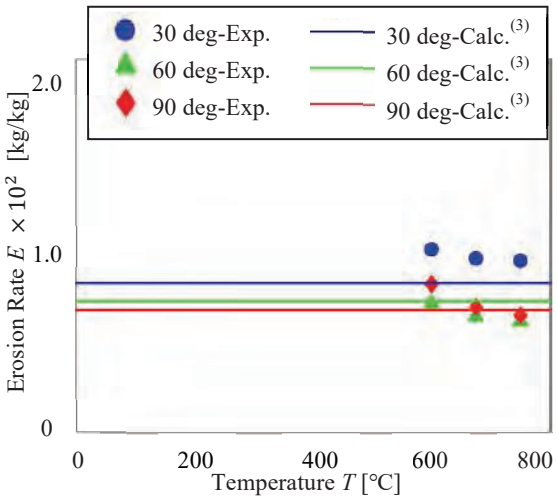


Fig. 8 Temperture and Erosion Rate of Constant Velocity Testing

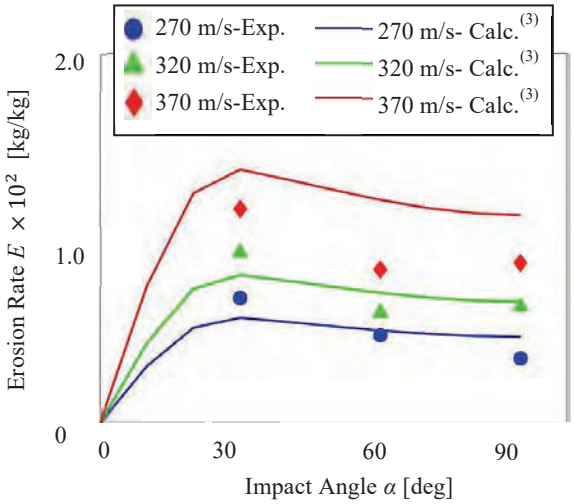


Fig. 9 Impact Angle and Erosion Rate of Constant Temperature Testing

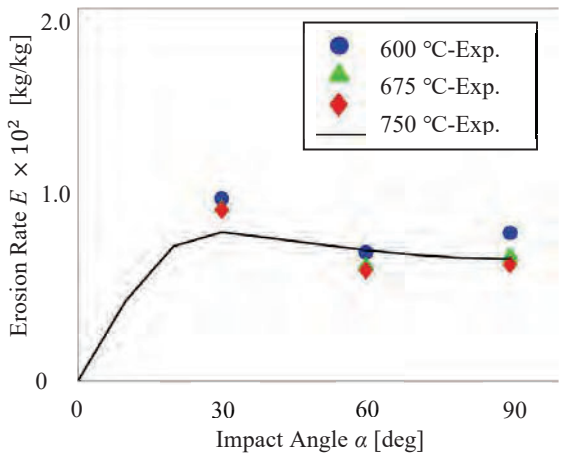


Fig. 10 Impact Angle and Erosion Rate of Constant Velocity Testing

3.2 壊食率の比較

図 7, 図 8, 図 9, 及び図 10 は各パラメータと壊食率 E の関係を示した。図中のシンボルは試験データ，実線は Neilson-Gilchrist モデルによって求めた壊食率である。

図 7 は衝突速度 V と壊食率 E の関係を示している。壊食率が衝突速度の 2 乗に比例する傾向は試験と計算で一致している。これは粒子の運動エネルギがエロージョンに影響しているためと考えられる。衝突速度の影響については既存のモデルの妥当性が確認できた。

図 8 は供試体表面温度 T と壊食率 E の関係を示してい

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

る。Neilson-Gilchrist モデルには温度に関するパラメータが含まれないため変化はないが，試験では温度が高いほど壊食率は減少している。これは高温になることで供試体及び珪砂が軟化することが影響していると予想される。このため，ジェットエンジンで生じる高温条件のエロージョンにおいては温度の効果をモデルに導入することが必要である。

図 9 及び図 10 は衝突角度 α と壊食率 E の関係を示している。両図においても壊食率が α = 30 deg のときに大きくなり，α = 60 deg と α = 90 deg はほぼ変わらないという傾向が試験値と計算値で一致している。このことから，衝突角度と壊食率の関係は，衝突速度及び表面温度の影響を受けづらいものと推測される。壊食率のピークが α = 30 deg である原因は，ステンレス鋼 SUS304 が延性材料であり，衝突角度が浅くなると，衝突した粒子がすぐに跳ね返らずに下流に流れながら損傷を生じさせる機構（切削壊食）が支配的な損傷モードになるためと考えられる。

5. 結言

(1) エロージョンは衝突角度が 90 deg のときに円状に発生し，衝突角度が浅くなるにつれて粒子の衝突位置が下流域に広がっていき，徐々に横長の楕円状になっていく。

(2) 粒子の衝突速度は壊食率に大きく影響しているパラメータであり，壊食率は衝突速度の 2 乗にほぼ比例する。

(3) 供試体表面温度は壊食率に影響を与え，温度が高くなるほど壊食率は減少する。

(4) 粒子の衝突角度は壊食率に影響を与え, 30 deg のときが最も壊食率が大きくなり，60 deg と 90 deg では大きな差が見られない。

参 考 文 献

(1) Bitter, J. G. A., A Study of Erosion Phenomena Part I, Wear, Vol.6, No.1 (1963), pp.5-21.

(2) Bitter, J. G. A., A Study of Erosion Phenomena Part II, Wear, Vol.6, No.3 (1963), pp.169-190.

(3) Neilson, J. H. and Gilchrist A., Erosion by a Stream of Solid Particle, Wear, Vol.11, No.2 (1968), pp.111-122.

(4) 鈴木正也，山根敬，耐熱材料のエロージョン試験法に関する研究, 第 46 回日本ガスタービン学会定期講演会, (2018), C-19.

(5) 原田広史，川岸京子，谷月峰，横川忠晴，藤岡順三，ガスタービン用高温部材の開発と実用化戦略—CO2 排出 25%削減への貢献をめざして—，日本ガスタービン学会誌，Vol. 38, No. 2(2010), pp.71-77.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 C-15

高速気流中における液滴の微細化に関する研究

Investigation of Water Film Shed from an Airfoil in a High-Speed Flow

○田畑 創一朗[*1] 妹尾 茂樹[*1]
TABATA Soichiro SENOO Shigeki
Vincent McDonell[*2] Brandon Esquivias[*2] Brendan Hickey[*2]

ABSTRACT

The breakup of liquid films in high-speed flows is found in many applications. In this work, a test rig has been developed and applied to study the breakup of water films from the trailing edge of an NACA 0012 airfoil placed in a high-speed air flow. High speed video was used to document the sheet breakup behavior from the edge of the airfoil. Image analysis was used to identify the breakup length of ligaments formed. Laser diffraction was used 50 mm downstream of the trailing edge of the vane to determine the droplet size distribution and associated representative average diameters generated. A series of test conditions were run between 50 m/s and 175 m/s using multilevel factorial designed experiments. The results obtained were subjected to analysis of variance to generate correlations for breakup length and droplet representative diameters as a function of the conditions studied.

キーワード： 微細化，実験，数値解析，レーザ回折法，高速度ビデオカメラ，蒸気タービン，エロージョン
Key Words: Atomization, Experiment, CFD, Laser diffraction, High speed video, Steam turbine, Erosion

1. 緒言

脱炭素社会の実現に向け，様々な熱源に対応可能な蒸気タービンによる発電の重要性がますます高まっている．

蒸気タービンは, 熱エネルギを効率的に利用するため, 低圧タービンの下流段が湿り環境 (蒸気の流れに液滴が同伴)で作動することがある. ほとんどの液滴は直径 1 ミクロン以下であるため蒸気と同じ速度で流れるが，翼面に捕集されその後縁から再放出される液滴は直径が数百ミクロンのものも含まれる．これらの粗大水滴は慣性力が大きいため，蒸気の流れから逸脱し高速回転する動翼に衝突し，エロージョンおよび制動損失を引き起こす原因となる．そのため，高速気流によって駆動される翼面上の液相挙動，翼後縁から放出される液相の挙動と液滴への微細化の過程，および微細化による液滴径の頻度分布について詳細に理解する必要がある．

そこで本研究では，高速気流中に置かれた翼の後縁から液相が放出され，微細化する現象を実験的に観察し，二次微細化後の液滴のサイズ分布計測することで，放出された液膜 (リガメント)の破断長およびそれに伴って発生する代表的な平均径を算出するモデルを構築した．

*1 三菱重工業株式会社
〒676-8686 兵庫県高砂市荒井町新浜2-1-1
E-mail: soichiro.tabata.w7@mhi.com
*2 UCI Combustion Laboratory, University of California, Irvine, CA 92697-3550

2. 実験手法

本研究に用いたテストスタンド全体を Fig. 1 に示す．今回の実験においては, 高速度ビデオカメラ (High Speed Video, HSV) および レーザ回折分光法 (Laser Diffraction Spectroscopy, LDS)を用いて計測を実施した．

図 1 の中央部に供試翼を含むテストセクションが配置されているが，テストセクションの詳細を Fig. 2 に，供試翼の詳細を Fig. 3 に示す．Fig. 2 に示すテストセクションは円形から矩形のダクトに変化し，また矩形入口部にハニカム構造を有する．

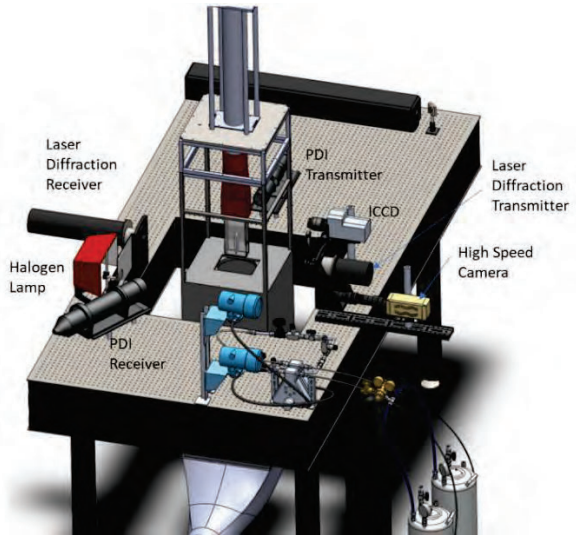


Fig. 1 Test stand

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

このテストセクションの設計の詳細については参考文献[1]を参照されたい．空気の流量は手動制御バルブと圧力モニタにより制御され，最大 10bar の流量を発生させる圧縮機により供給される．なお，気流流速の確認のため，テストセクション出口にてピトー管を用いた流速の計測も実施している．

供試翼は Fig. 3 に示すように対象翼である NACA0012 を用いた．最大厚み位置より下流に，26 個の液相供給孔を配置し，これらの液相供給孔より液相 (ここでは水)を供給する．なお，本実験では液相供給は翼面の片側のみから実施した．

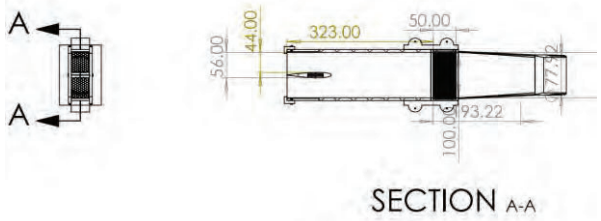


Fig. 2 Test section geometry (mm)

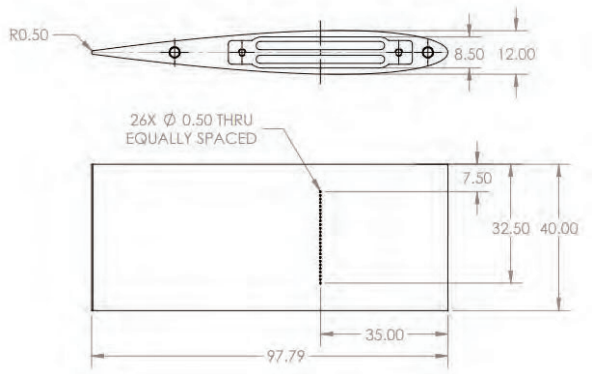


Fig. 3 NACA 0012 vane detail (mm)

計測条件は Table 1 に示す通りであり，気流流速 および 水の供給量の２つのパラメータを変化させた. 計測結果は We 数を代表とする各種無次元数で整理されるべきであるが，その詳細については後述の結果と議論のセクションにて述べる．

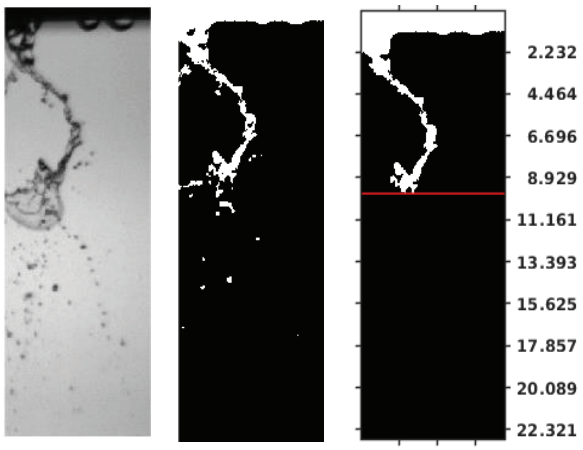
Table 1 Ranges for factorial design

Parameter	Low	Midpoints	High
Air velocity (m/s)	50	75, 100, 125, 150	175
Water flow (g/s)	1.0	3.5, 5.0, 7.0	9.0

2.1 High Speed Video (HSV)

翼の後縁から放出される液糸 (リガメント)の破断長さを分析するため，HSV を使用した．本研究では，FASTCAM Nova S6 タイプ 800K-M-16GB HSV を用いた．カメラの視野は翼後縁に合わせ，解像度は 896×512 ピクセルである．500W のハロゲンランプで液体シートを照らし，ランプと供試翼の間に設置したすりガラス板で拡散させた影像を収集した．動画は 15,000 フレーム/秒 (fps)で記録され，露光時間は 10 マイクロ秒，記録時間は 1.667 秒である．

撮影画像群から，リガメント破断長さは以下のプロセスにより分析される．まず，画像処理関数を用いてセグメンテーションのための閾値を設定し，各フレームで画像を二値化しリガメントを分離し，リガメントの破断長さを定義する．これらのプロセスの例を Fig. 4 に示す．二値化における背景画像とリガメントの間の閾値を自動的に決定する手法が検討されたが，詳細は参考文献[1]を参照されたい．



a) Raw image　b) Isolated ligament　c) Length

Fig. 4 Ligament length breakpoint

2.2 Laser Diffraction Spectroscopy (LDS)

液滴径の計測はレーザ回折分光法 (Laser Diffraction Spectroscopy, LDS)を用いて実施された．データ計測および処理は，RTSizer ソフトウェアを搭載した Malvern insitec ST97 Ensemble Particle Concentration and Size instrument (EPCS)を使用した．LDS 計測においては，図 1 に示すように翼面に垂直方向にレーザが走るように光源とレシーバが直線状に配置される．そしてこのΦ9mm のレーザ径の円柱の中に存在する液滴が計測対象となり，レシーバで観察された光は, 中心からの距離が液滴径を，入力に対する減衰比がその液滴径の体積分率を表す．従ってこの計測手法は，PDPA (点計測であり，焦点を通過する全ての液滴の大きさおよび速度を計測し，液滴の数密度分布を得るもの)にように液滴を一つずつ数えるわけではなく，また Rosin-Rammler や抜山棚沢分布などのモデルを用いて分布をフィッティングするわけではなく，実際に測定された液滴の頻度分布を用いて液滴の代表径である D32 (Sauter Mean Diameter-SMD とも定義される)を決定した．D32 は表面積分布の平均を表し，代表的な液滴径として一般的に使用される[2]．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

3. 数値計算手法

本研究では，二次微細化後の平均的な液滴径を CFD で予測できるかどうかの検証を実施した．まず，翼面上の液相の挙動については，気液界面を直接解像する VOF (Volume of Fluid)のようなアプローチではなく，後述する Eulerian Wall Film (EWF)によりオイラー的に液膜厚さをシミュレートし，その後翼の後縁から放出される液滴については，その分裂についてもモデルを用いて表現し，液滴径の追跡はラグランジュ的に計算する Discrete Phase Model (DPM)手法を用いた．

解析モデルは Fig. 5 に示すような矩形ダクト内に供試翼を配置する構成とした．Fig.1 および Fig. 2 に示すように，供試翼後縁部より大気開放となる実験体系ではあるが，計算格子の観点からこのような構成としている．メッシュは Ansys Fluent Meshing 2021R1 により生成した．Fig. 6 にメッシュの様子を示す．ウェークの解像のため翼後縁部およびその下流に密な格子を配置した．また境界層の解像のためにレイヤメッシュを配置し，液相供給孔も正確に形状を模擬している．総計算セル数は 6,867,971 セルである．ソルバは Ansys Fluent 2021R1 を用い，乱流モデルは SST k-omega モデルを用いた．

境界条件としては，表 1 に示す実験条件に準拠し，入口境界条件として表 1 に示す速度を，出口境界条件は大気圧とした．液相供給は 26 個の液相供給孔より表 1 に示す流量を供給する境界条件を付した．

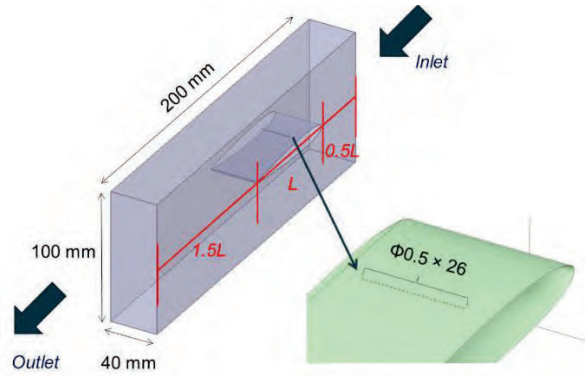
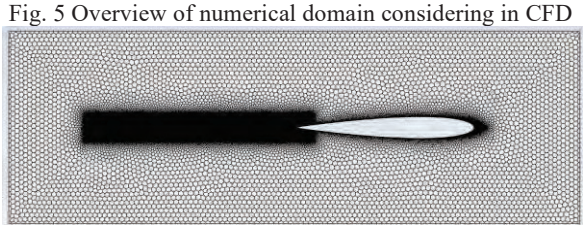
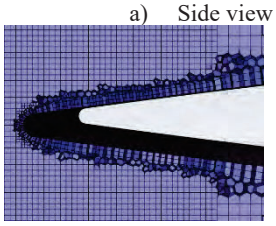


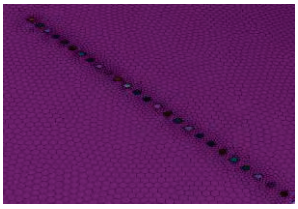
Fig. 5 Overview of numerical domain considering in CFD



a) Side view with surface mesh



b) Around the trailing edge



c) Around the multiple water supply holes

Fig. 6 Computational mesh

3.1 Eulerian Wall Film (EWF)

EWF モデル[3]は，壁の表面における薄い液膜 (および液脈のシミュレートも可能)の生成と流れを予測するために用いた．液膜の質量保存は式(1)の通り．

$$\frac{\partial \rho_l h}{\partial t} + \nabla_s . \left(\rho_l h \vec{V_l}\right) = \dot{m}_s \tag{1}$$

ここで，ρ_lは液相の密度，h は液膜の高さ，$\vec{V_l}$は液膜の平均速度，$\dot{m}_s$は液相の質量流量のソース項であり，液滴の液膜への衝突や，液膜の剥ぎ取りなどで生じる．運動量保存は式(2)で与えられる．

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla_s . \left(\rho_l h \vec{V_l}\, \vec{V_l} + \vec{D_V}\right) \tag{2}$$

$$= -h\nabla_s P_L + \rho_l h \vec{g_\tau} + \frac{3}{2}\vec{\tau_{fs}} - \frac{3\mu_l}{h}\vec{V_l} + \vec{q_s} + \vec{\tau_{\theta_w}}$$

ここで，

$$P_L = P_g + P_h + P_\sigma \tag{3}$$

$$P_h = -\rho h(\vec{n} . \vec{g}) \tag{4}$$

$$P_\sigma = -\sigma \boldsymbol{\nabla_s} . (\boldsymbol{\nabla_s} h) \tag{5}$$

式(2)の左辺の項は，それぞれ非定常効果および対流効果を表し，テンソル$\vec{D_V}$は膜速度に関する微分移流項[4],[5]を示す．右辺の項は，第 1 項は気相の圧力，壁面に垂直な重力成分，および表面張力の影響を含み，第 2 項は液膜に並行な重力の影響を表し，第 3 および第 4 項は気液界面のせん断応力を表し，最終項は液膜の表面張力と接触角の効果を表現する．

EWF を用いた液膜厚みの予測結果の妥当性については本論文では言及しないが，違う体系ではあるが参考文献[6]にその妥当性の検証結果をまとめている．液膜厚みおよび液膜速度の予測は，その後の現象である翼後縁からの液相の離脱・崩壊・分裂の入力となるため，その予測精度は重要であると考える．

3.2 Discrete Phase Model (DPM)

EWF で翼面の液膜挙動を予測した後，後縁から液相が離脱・崩壊・分裂する物理については，それらすべての物理を予測するのではなく，二次分裂モデルを用いて液相崩壊後 (さらには二次分裂後)の平均液滴径 (D32)の評価を実施した．すなわちリガメントの崩壊に対応する一次分裂は本研究の数値計算ではモデル化していない．本研究では二次分裂モデルとして Schmehl のモデル[7]を適用した．

Schmehl の二次分裂モデルは，図 7 に示す 3 つの分裂形態から構成される．これらの分裂形態は式(6)で示される崩壊ウェーバー数で定義される．また，表面張力に対する液滴中の粘性摩擦の減衰効果を評価するオーネゾルゲ数は式(7)で定義される．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

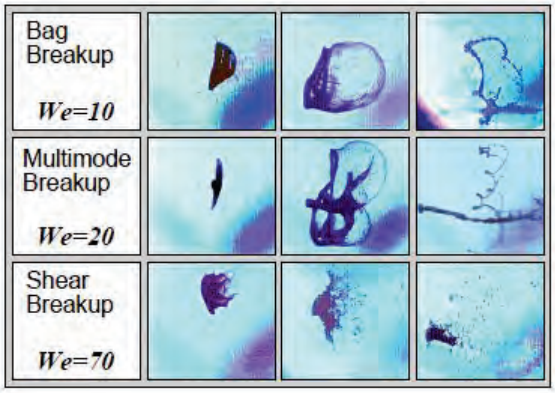


Fig. 7 Breakup mechanisms of water droplets[8]

$$We_{break} = \frac{\rho_g u_{rel}^2 D_{parent}}{\sigma_l} \tag{6}$$

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l D_{parent} \sigma_l}} \tag{7}$$

Fig. 7 で示す異なる崩壊現象の切替は，Table 2 で示すように式(6)で示す局所的な崩壊ウェーバー数で行われる．ここでρ_gは気相の密度，ρ_lは液相の密度，u_{rel}は気液の相対速度，D_{parent}は分裂前の液滴の直径，σ_lは液滴の表面張力である．

Table 2 Breakup mode depending on the local breakup We

Breakup mode	Equation
Deformation with no breakup	$We_{break} \le We_{crit} = 12(1 + 1.077Oh^{1.6})$
Bag breakup	$We_{crit} < We_{break} \le We_{multimode} = 20(1 + 1.200Oh^{1.5})$
Multimode breakup	$We_{multimode} < We_{break} \le We_{shear} = 32(1 + 1.500Oh^{1.4})$
Shear breakup	$We_{shear} < We_{break}$

4. 結果

4.1 リガメントの挙動

Fig. 8 に HSV により撮影された後縁付近のリガメント挙動の例を示す．Fig. 4 に示す手法を用いてリガメント破断長さ l_b を，87 セットの画像解析により決定した．平均的な破断長さを決定するため，各動画から約 5,000 枚の画像を用いた．分散分析 (Analysis of variance, ANOVA) を用いて破断長さに最も支配的なパラメータを探査した．結果的に正規化されたリガメント破断長さは式(8)で表される．

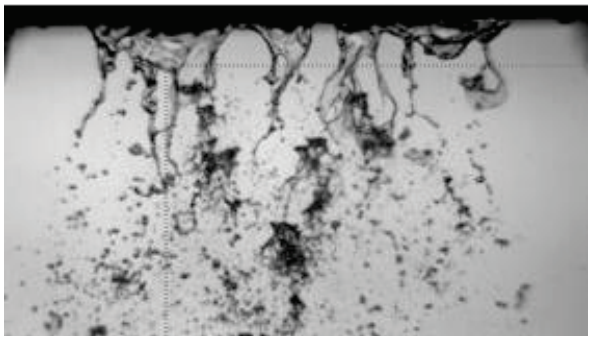


Fig. 8 Example still frame from HSV

$$\frac{l_b}{h_{TE}} = 1.7 - 0.0021 \times We + 214.4 \times \left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_g}\right) + 0.373 \times We \times \left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_g}\right) - 1730.5 \times \left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_g}\right)^2 - 17.92 \times We \times \left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_g}\right)^2 \tag{8}$$

ここで，$\dot{m}_L/\dot{m}_g$は気液の質量流量比であり，リガメント破断長さl_bは供試翼の後縁厚みh_{TE}で無次元化されている．また式(8)中に現れるウェーバー数 We は，次式(9)で定義される．

$$We = \frac{\rho_g U_r^2 h_{TE}}{\sigma} \tag{9}$$

ここでρ_gは気相の密度，σは液相の表面張力，h_{TE}は供試翼の後縁厚み，U_r は気相の流速を用いた．

式(9)で示すウェーバー数の代表速度 および 代表長さに何を用いるかについては議論が必要であるが，ここでは実験結果を最も整理しやすいパラメータとして，気相の速度 および 後縁の長さを適用下．微細化を議論する場合には代表速度は気液の速度差，代表長さについては液膜の厚みなどがふさわしい可能性は残る．

式(8)より，リガメント破断長さはウェーバー数に反比例し，液相流量に直接依存することがわかった．式(8)の予測精度を Fig. 9 に示す．適合分散係数 (R2)は 0.98 であった．

先行研究においてもリガメント破断長さを調べている例があるが，それらは水以外の液体を使用した場合と，気流流速が 70m/s 以下の場合のものであった[9],[10]．これらはウェーバー数が 80 以下の条件に相当する．これらの先行研究例で報告されたリガメント破断長さは 1~7mm の範囲にあり，Fig. 9 に示す本研究の結果と同等であった．

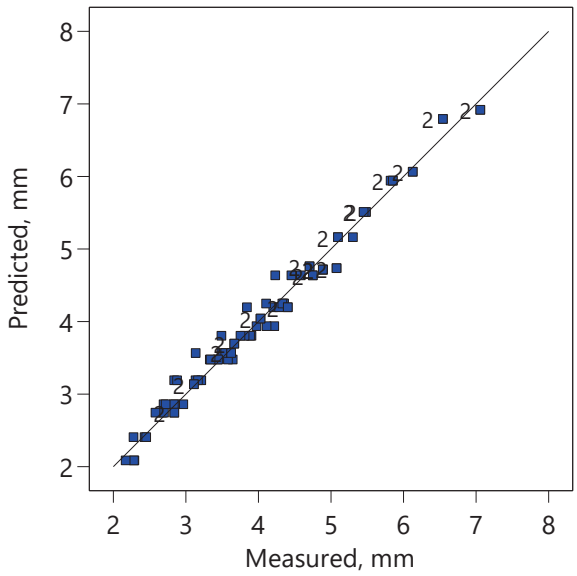


Fig. 9 Predicted (Eq. 8) vs measured ligament length at its breakpoint

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

4.2　液滴径の評価

二次微細化後の液滴径の評価においては，リガメントや非球形の液滴を避けるために後縁より十分に下流位置で評価する必要がある．これは 2.2 で示した LDS 手法は球形の液滴を仮定することにも影響する．そこでまず，後縁からの距離に対する非球形の液滴数を HSV より評価した．Fig. 10 にその結果を示す．Fig. 10 の横軸は後縁からの距離であり，縦軸は非球形の液滴の数である．Fig. 10 より 70mm 以降ではほぼ球形の液滴しか存在していないことがわかる．本研究では，先行研究[11]との比較の観点も含め，概ね二次微細化が完了している 50mm 下流での液滴径の評価を実施した．

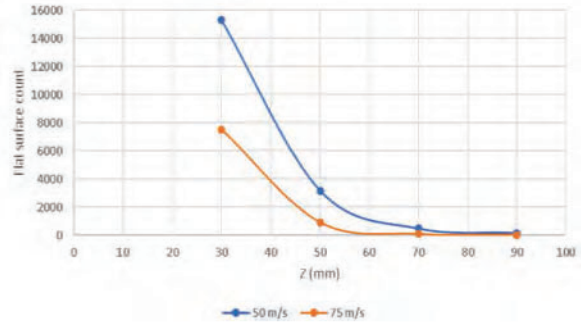


Fig. 10 Relationship between flat surface count vs distance from trailing edge by HSV

まず Fig. 11 に，後縁から 50mm 位置で LDS により計測された液滴の体積分率を示す．Fig. 11 は縦に液相流量の違いを，横に気流流速の違いを示すものである．気流流速の増加に伴い分布が狭くなり液滴径が小さくなる様子が認められるが，液相流量の違いによる液滴径分布の差には明確な相間は認められない．特に低い気流流速である 75m/s においては，液相流量の増加に伴い平均液滴径の低下の傾向が認められるが，これは直感的には受け入れ難い事象である．また，100m/s および 125m/s といった気流速度が高い場合は液相流量が液滴径の体積分率分布に及ぼす影響は認められない．

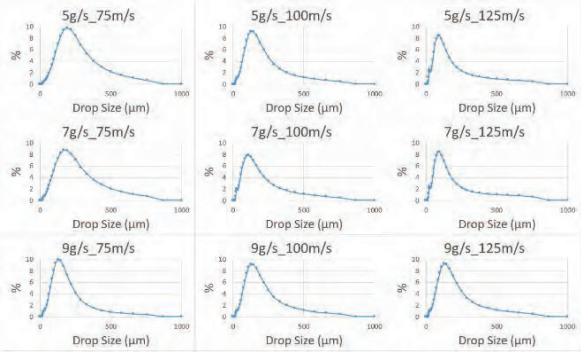


Fig. 11 Droplets volume distributions 50mm downstream of vane trailing edge by LDS

計測された液滴径分布へのパラメータの影響を定量化するため，計測結果の分散分析を実施した．D32 に対する導出された予測式を式(10)に示す．

$$\frac{h_{TE}}{D_{32}} = 2.126 + 0.065 \times We - 3.07 \times 10^{-5} \times We^2 \tag{10}$$

まず式(10)の解釈として，ウェーバー数の定義である慣性力と表面張力の比ということからも，高ウェーバー数だと液滴が分裂しやすいという直感的な理解からも，液滴径と We 数が反比例関係となっていることがわかる．これらは特に，誤差の正規性と等分散を満たすように変数変換する Box-Cox 法からも逆変換の必要性が示されている．統計分析からはウェーバー数のみが D32 に対して統計的に有意であることが示されている．

Fig. 12 に式(10)の予測精度を示す．適合分散係数 (R2) は 0.95 であった．さらに Fig. 13 に D32 の計測結果 (○プロット)，計測結果のベストフィット (95%信頼区間も合わせて)，Inamura らの計測結果[11]，および CFD による予測値を示す．

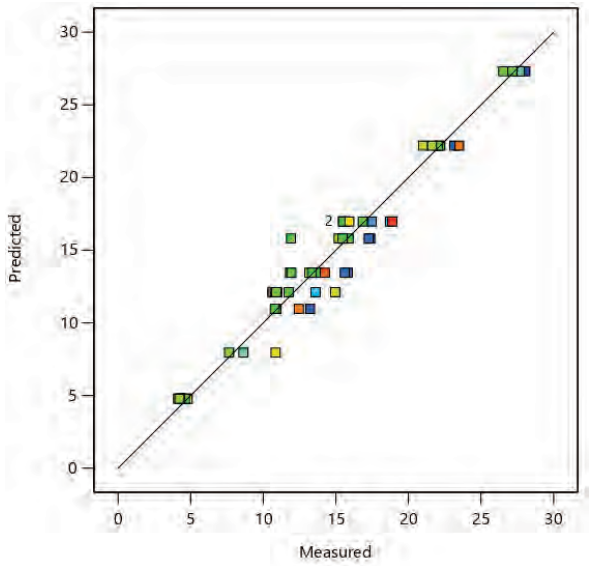


Fig. 12 Predicted (Eq. 10) vs actual inverse D32

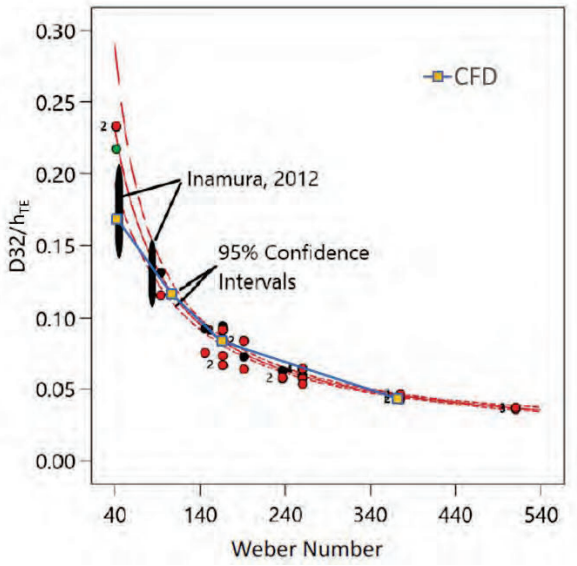


Fig. 13 Comparison of current droplet size vs Inamura 2012 and CFD results

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

図 13 の横軸は，式(9)で定義されるウェーバー数であり，代表長さは後縁の厚み，代表速度は気流速度としている．Fig. 13 には CFD 結果をオーバープロットしているが，解析の入口境界条件に対応する気流速度は，50, 80, 100, および 150m/s の条件を適用した．この時，式(9)で定義されるウェーバー数は 41, 106, 165 および 371 となる．また図 13 の縦軸は D32 を代表長さ (ここではウェーバー数と同様に後縁厚みを用いた)で除した無次元液滴径を示す．

まず, Fig. 13 の本研究の実験結果と先行研究の Inamura らの結果の比較について，これらは非常に良い一致をしていることがわかる．Inamura らの結果では，気流流速 52m/s および 78m/s で供試翼の 50mm 下流で，それぞれ 160~205 μm および 120~145 μm の D32 値を計測した[11]．またこの Inamura らの研究を含む先行研究では，気流流速は最大でも 80m/s 程度のケースがほとんどであり, Fig. 13 のウェーバー数においては 106 を上限とする範囲までの調査が多い．これら先行研究例の調査範囲である気流流速が低い領域では，D32 の勾配が急峻であることがわかる．より具体的には，流速が 50m/s から 100m/s に変化すると，ウェーバー数が 41 から 165 まで変化することとなり，Fig. 13 の無次元液滴径は半分に変化することがわかる．

CFD 結果に着目すると，D32 の予測結果は実験結果と非常に良い一致を示すことがわかる．これは本研究で適用した, Fig. 7 および Table 2 で示すモデルである Schmehl の二次分裂モデルが事象を良く表していることを示しており，工学利用上は平均径の予測レベルであれば，リガメントの崩壊を含めた気液界面の解像まで実施する CFD が不要ということを示す．気流速度 100m/s および液相流量 5g/s の CFD (EWF+DPM)の結果の例を Fig. 14 に示す．翼面上のコンタは液膜厚さのコンタであり，描画されている粒子は液滴径で色付けされている．液膜厚さとしては後縁付近で厚くなっている様子がシミュレートされており，またリガメントの崩壊の現象は解像していないため，後縁から放出される液相は瞬時に二次微細化後の径を持つ液滴径としてモデル化され，放出されている様子が確認できる．

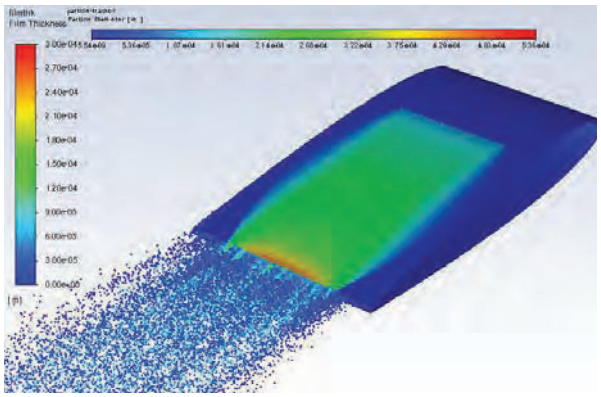


Fig. 14 Film thickness contour and droplets trajectory obtained by EFD and DPM approach (100m/s, 5g/s)

さらに注目すべき点は，液相流量が液滴径に及ぼす影響は小さいという点である. Inamura らの先行研究では，液滴径は気流流速が低い場合は液相の流量に影響を受け，気流流速が増加するにつれて液相流量は影響しなくなることを示している[11]．また，Lefebvre の研究によると，液膜の厚さを増加させると常に液滴径が増加することを示唆している[2]．一方で他の研究者は，液滴径は液相流量 (液膜厚さ)に影響されないと主張しているケースもある[12], [13]．これらの矛盾は実際の微細化プロセスの詳細に起因していると考えられる．本研究のように後縁を有するベーンの場合，液相は後縁に集積し，後縁で集積した液相が崩壊することで下流に流出する．一方で液相流量 (液膜厚み)が重要という立場をとる研究では，後縁での液相集積が発生しないケースであると考えられる．これは図 15 に示すように Inamura によって良く概念化されている．

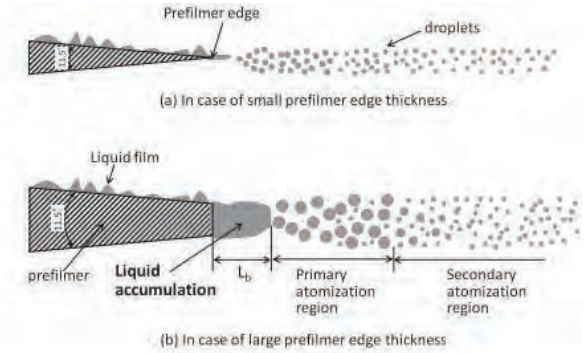


Fig. 15 Conceptualization of how trailing edge detail impacts effect of film thickness on drop size[14]

5. 結言

低圧蒸気タービンにおけるエロージョン および 制動損失予測の高度化を目的として，翼面から放出される液相のリガメント破断長さ および 二次微細化後の D32 の予測モデルを実験結果ベースで構築した．

リガメント破断長さのモデル化では，ウェーバー数および気液の質量流量比を変数とするモデルを構築した．先行研究例と同等の 10mm 以下の破断長さが本実験でも確認された．

二次微細化後の D32 の予測モデルは，ウェーバー数のみで記述される．先行研究例では気流速度 80m/s 以下の実験結果が多いが, 本研究では最大で 175m/s までのデータを取得した．低流速側では流速の変化による液滴径の変化が大きいが, 高流速側になるとその変化は鈍化する．本研究で用いたウェーバー数の代表長さは後縁厚みとしており，そのウェーバー数を用いた D32 の評価は，先行研究例や CFD 結果とよく合うことが示されたが, 代表長さとして後縁厚みを取るべきか，液膜厚さを適用するべきか等は今後検討の価値がある．

今後の展開としては，リガメント崩壊に影響する液膜厚みの計測 (非定常計測含め)や，供試翼の後縁厚みを変化させた場合の D32 への影響などを調査していく．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

参 考 文 献

(1) Esquivias, B., Hickey, B., McDonell, V., Tabata, S., and Senoo, S. (September 28, 2022). "Investigation of Water Films Shed From an Airfoil in a High-Speed Flow." ASME. J. Eng. Gas Turbines Power. December 2022; 144(12): 121002.

(2) Lefebvre, A.H. and McDonell, V.G. (2017). Atomization and Sprays, 2nd Edition, CRC Press Boca Raton, FL.

(3) ANSYS Fluent Theory Guide, July 2021

(4) Kakimpa, B., Morvan, H., and Hibberd, S., The Depth-Averaged Numerical Simulation of Laminar Thin-Film Flows With Capillary Waves, ASME. J. Eng. Gas Turbines Power, 138 (11) (2016).

(5) Kakimpa, B, Morvan, HP, & Hibberd, S. Solution Strategies for Thin Film Rimming Flow Modelling, Proceedings of the ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition. Volume 5C: Heat Transfer. Montreal, Quebec, Canada. June 15–19 (2015). V05CT15A026. ASME.

(6) Okui, T, Mizumi, S, Tabata, S, Mizushima, Y, & Sanada, T. "Experimental and Numerical Assessment of Liquid Film Thickness Under High-Speed Gas Flow." Proceedings of the ASME Turbo Expo 2022: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Volume 2: Coal, Biomass, Hydrogen, and Alternative Fuels; Controls, Diagnostics, and Instrumentation; Steam Turbine. Rotterdam, Netherlands. June 13–17, 2022. V002T20A010. ASME.

(7) Schmehl, R., Klose, G., Maier, G., and Wittig, S., 1998, “Efficient Numerical Calculation of Evaporating Sprays in Combustion Chamber Flows,” 92nd Symp. on Gas Turbine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, RTO Meeting Proceedings 14, Lisbon.

(8) W. Samenfink. Sekundärzerfall von Tropfen. In Atomization and Sprays, Short Course. Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH), 1995.

(9) Gepperth, S., Muller, A., Koch, R., and Bauer, H.-J. (2012). Ligament and Droplet Characteristics in Prefilming Airblast Atomization, ICLASS 2012, Heidelberg, Germany.

(10) Warncke, K., Gepperth, S., Sauer, B., Sadiki, A., Janicka, J., Koch, R., and Bauer, H.-J. (2017). Experimental and Numerical Investigation of the Primary Breakup of an Airblasted Liquid Sheet, International Journal of Multiphase Flows, Vol 91, pp. 208-224.

(11) Inamura, T., Shirota, M., Tsushima, M., Kato, M., Hamajaima, and Sato, A. (2012). Spray Characteristics of Prefilming Type of Airblast Atomizer, ICLASS 2012, Heidelberg, Germany

(12) Sattelmayer, T. and Wittig, S. (1986). Internal Flow Effects in Prefilming Airblast Atomizers: Mechanisms of Atomization and Droplet Spectra, J. Engr Gas Turbines and Power, Vol 108, pp 465-472.

(13) Gepperth, S., Koch, R., and Bauer, H.-J. (2013). Analysis and Comparison of Primary Droplet Characteristics in the Near Field of a Prefilming Airblast Atomizer, Paper GT2013-94033, TurboExpo 2013, San Antonio, TX

(14) Inamura, T., Kataga, N., Nishikawa, H., Okabe, T., and Fumoto, K. (2019). Effect of Prefilmer Edge Thickness on Spray Characteristics in Prefilming Airblast Atomization, International Journal of Multiphase Flow, Vol 121, pp 103117

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-16

電動ターボチャージャーにおけるタービンに流入する液滴挙動の予測について

Behavior prediction of water droplet flowing into turbine for Electric Turbocharger

○中村 一諒[*1] NAKAMURA Kazuaki　伊藤 光紀[*1] ITOH Mitsunori　池田 諒介[*1] IKEDA Ryosuke　森田 功[*1] MORITA Isao
桐明 拓郎[*1] KIRIAKI Takuro　崎坂 亮太[*1] SAKISAKA Ryota　鈴木 涼馬[*1] SUZUKI Ryoma

ABSTRACT

A turbine of an electric turbocharger applied to a fuel cell vehicle is concerned turbine blade abrasion by the impact of water droplet discharged from a fuel stack. It is needed to predict impact location and momentum when water droplet impact with high accuracy for the abrasion countermeasure. In this research, behavior prediction of water droplet discharged from a housing inlet by using CFD analysis with the particle tracking method and a basic test to check the atomization of a water film made by the water droplet impact on a housing wall around a tongue were performed to get the basic knowledge about water droplet behavior.

キーワード： タービン，ターボチャージャー，液滴，粒子追跡法，微粒化
Key Words: Turbine, Turbocharger, Droplet, CFD, Particle tracking method, atomization

1. 緒言

カーボンニュートラル社会の実現に向け，燃料電池自動車をはじめとした燃料電池システムの活用が進められている。これまで，燃料電池の空気極への空気供給はモータ駆動のコンプレッサが用いられてきたが，電動ターボチャージャー（Electric Turbocharger = ETC）を用いることで大幅な消費電力の低減を実現することが可能である [(1)]。電動ターボチャージャーは通常のコンプレッサ，モータ，軸受，インバータに加えてタービンを組み合わせて構成されている。コンプレッサで圧縮された空気がFC スタックで水素と反応し電力を供給するとともに，反応で発生した水蒸気は空気極側に排出される。この水蒸気および反応に使われない空気は大気に対して温度，圧力共に高い状態でありタービンエネルギーを回収することが可能である。燃料電池の中でも起動時間などの関係から自動車用途等で使用される PEFC（固体高分子形燃料電池）は反応温度が低く，配管などを通して熱を奪われることで容易に過飽和状態となる。このため，液滴を含んだガスがタービンに流入することとなり，回転体であるタービン翼への衝突による翼面のエロージョンが懸念される。エロージョンを適切に評価するためには液滴のサイズや衝突速度，衝突位置を高精度で予測する必要がある。そこで本研究では液滴の挙動を確認するために，粒子追跡法を用いた挙動予測を行った。また液滴がタービン流路壁面に付着することで生じる液膜がタービン内で微粒化し再度液滴を形成する現象の再現試験を実施した。これに加えて位相ドップラ法（PDPA）を用いた液滴の粒子径，液滴速度の計測を実施したのでこれらの内容について報告する。

Fig. 1　Exterior of Electric Turbocharger[(1)]

*1　株式会社IHI
〒235-8501　神奈川県横浜市磯子区新中原町1
E-mail: nakamura6691@ihi-g.com

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2. 粒子追跡法を用いた CFD 解析

2.1 解析対象と解析条件

タービン翼に到達する液滴の挙動を確認するため，タービンの入口から流入する粒子に着目し，粒子追跡法を用いた CFD による流れ解析（解析ソルバーとして ANSYS CFX 2019R3）を行った。解析対象は Fig. 2 と Fig. 3 に示す通り，ETC のタービン部分のスクロールとタービンホイールとディフューザを解析対象としている。

本解析では Table 1 に示す通り，3 つの空気ガス条件に対して 4 つの粒子径を振った計 12 点のストークス数の条件で解析が行われた。ストークス数は以下の式(1)を使って算出される。

$$St = \frac{\rho d^2 U}{18\eta L} \tag{1}$$

ここで ρ は粒子密度，d は粒子径，U は流れの代表速度，η は流体の粘性，L は代表長さを示し，ストークス数 St は流体への追従性を示す無次元数である。U はスクロール入口における空気の断面平均流速を使用し，L はスクロール入口直径を代表値として使用した。

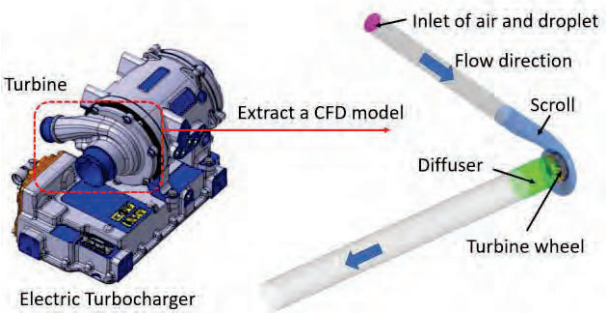


Fig. 2　CFD model

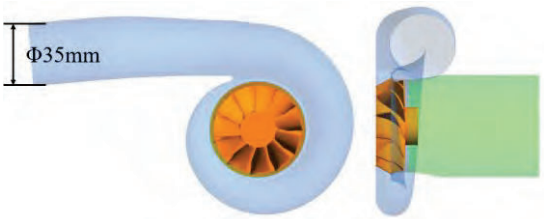


Fig. 3　Enlarged view of CFD model

Table 1　Stokes number of CFD conditions

	1μm	2μm	20μm	100μm
Gas conditions 1	0.007	0.029	2.920	73.004
Gas conditions 2	0.010	0.040	4.017	100.435
Gas conditions 3	0.005	0.020	1.982	49.554

2.2 解析結果と考察

Fig. 4 に各空気ガス条件に対して，各粒子径の粒子が壁面に衝突した粒子数の割合を示す。また Fig. 5 から Fig. 8 に粒子径違いの粒子軌跡を示す。1μm や 2μm の小さい粒子径の場合，スクロール入口から流入した粒子はタービンホイールを通りディフューザまで流れている。これに対して 20μm や 100μm の大きい粒子径の場合，流入した粒子が全てスクロール壁面に衝突している。これは粒子径が大きいことで慣性力が大きくなるため，スクロールで形成された曲がり部の空気の流れへの追従性が悪化していることが原因と推測される。縦軸に壁面に衝突した粒子数の割合，横軸にストークス数を示したグラフを Fig. 9 に示す。本解析での計算点において，ストークス数が 2 を超える粒子（20μm や 100μm）は最終的に空気の流れに追従できずに壁面へ衝突する。またこれらの粒子径が大きい液滴は Fig. 10 に示すように，大部分の液滴がスクロールの壁面に衝突後，壁面で液膜を形成しスクロール内を進展することが予想される。最終的にこの液膜は舌部において，空気の気流のせん断力により微粒化することで，再度液滴を形成すると考えられる。

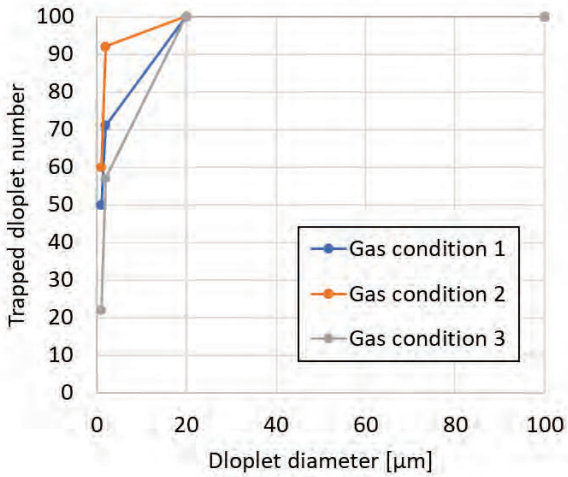


Fig. 4　Droplet diameter vs Trapped droplet

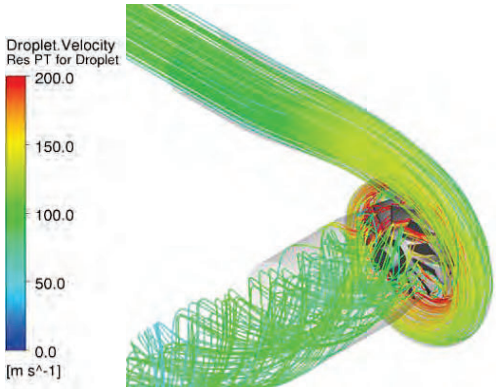


Fig. 5　Droplet trajectory : 1μm : Condition 3

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

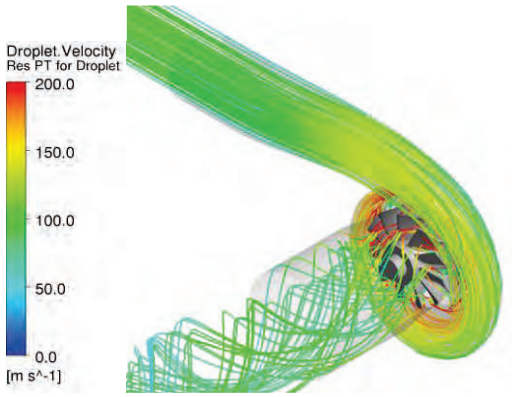


Fig. 6　Droplet trajectory : 2μm : Condition 3

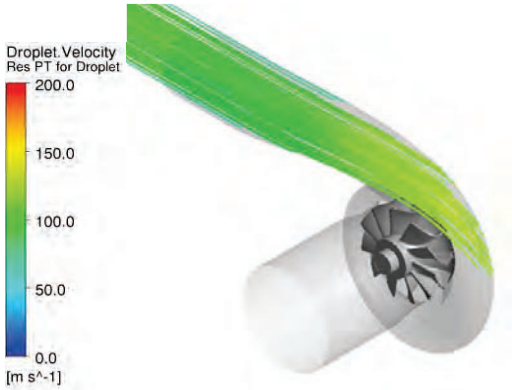


Fig. 7　Droplet trajectory : 20μm : Condition 3

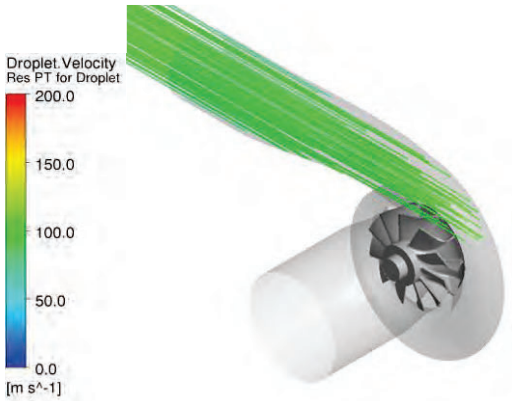


Fig. 8　Droplet trajectory : 100μm : Condition 3

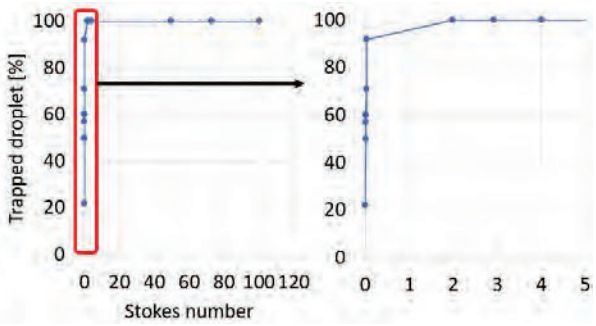


Fig. 9　Stokes number vs Trapped droplet

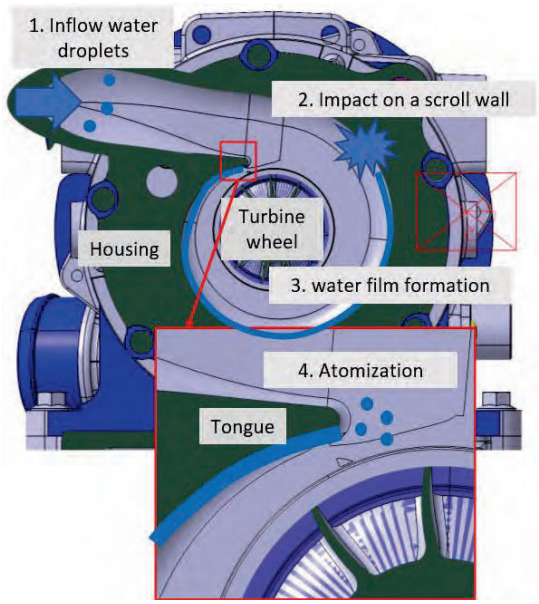


Fig. 10　Atomization of water film around a tongue

3.　再現試験

3.1　舌部を簡易的に模擬した試験体と試験条件

2 章で述べた通り，粒子径の大きい液滴については衝突によりスクロール壁面で液膜を形成し，舌部で微粒化することで再度液滴を形成する現象が予想される。この舌部での微粒化による液滴の再形成に対して，Fig. 11 に示す舌部を簡易的に模擬した試験体を 3D プリンターで製作した。流路 A と B から空気および水供給口から水を流すことで舌部における微粒化を簡易的に模擬することができる。また Fig. 12 に示す PDPA（Phase Doppler Particle Analyzer）を用いた噴霧計測を行った。この PDPA はレーザ・ドップラ流速計の原理を応用したものであり，空間中のある 1 点での噴霧粒子径と流速を同時計測することが可能である。2 本（または 4 本）のレーザービームを交差させ，干渉縞を形成し，その干渉縞を通過する噴霧の粒子径ならびにその速度を測定する[2]。

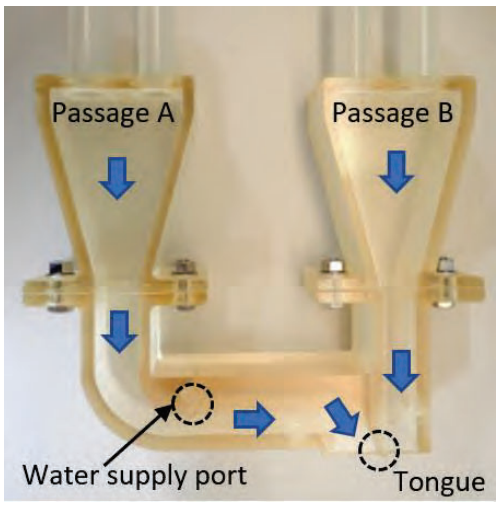


Fig. 11　Test piece

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

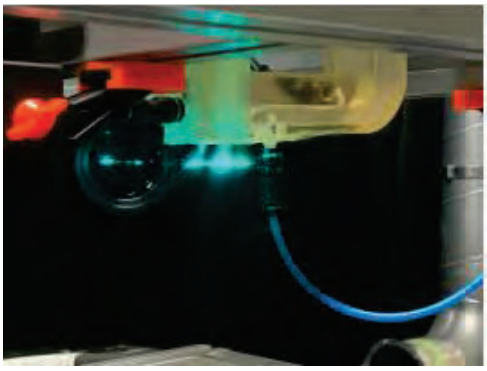


Fig. 12　PDPA measurement

3.2　試験条件

試験条件については Table 2 に示す 3 条件を設定した。ETC 用タービンの実機形状を用いた CFD で得られた舌部周りの速度分布を基に，空気流路 A と B の流速を設定したため，空気流路 A 側の方が B 側よりも流速が速い試験条件となっている。また計測位置については Fig. 13 に示すように舌部先端を原点位置として，Z=10mm の位置で X 軸方向にトラバースしながら PDPA 計測を行った。

Table 2　Test conditions

	Unit	run 1	run 2	run 3
Passage A Reynolds number	-	1.16×10^5	0.87×10^5	0.58×10^5
Passage B Reynolds number	-	0.93×10^5	0.65×10^5	0.46×10^5
Water mass flow	mL/min	100	100	100

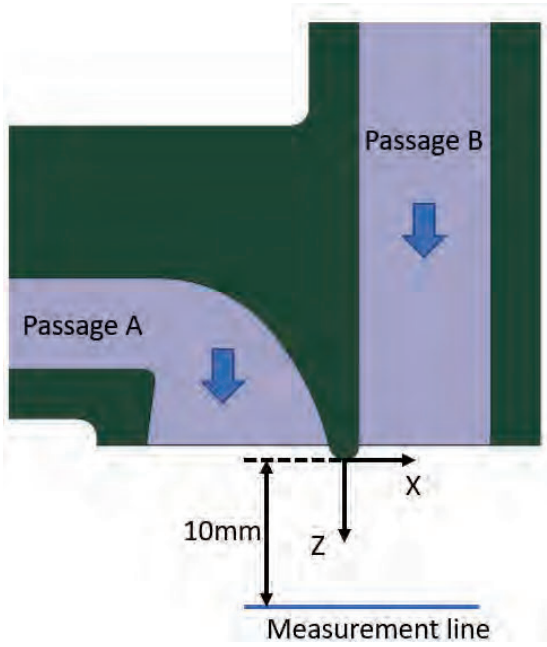


Fig. 13　PDPA measurement location

3.3　基礎試験結果と考察

Fig. 14 に舌部における微粒化の様子を示す。空気流路 A と B のそれぞれから流出する空気流れのせん断力により，舌部に到達した液膜が微粒化する様子が確認できる。また噴霧中心は空気流路 A と B を流れる運動量の違いから形成される流れ角によって，舌部直下ではなく空気流路 B 側に傾いた噴霧形状になっている。Fig. 15 の粒子検出数分布の傾向から原点位置から X 軸方向に+2mm 程度ずれた位置に噴霧中心が確認できる。Fig. 16 は X 軸方向における D32（ザウター平均粒径：SMD）の空間分布を示し，この図から空気流速が速くなるに伴い粒子径は小さくなることが分かる。ここで D32 は計測した液滴の体積の総和と表面積の総和の比である。Fig. 17 と Fig. 18 は Fig. 13 における X 軸方向と Z 軸方向の液滴速度分布を示している。空気流速が速くなるに伴い，各軸方向の速度成分も速くなっていることが確認できる。Z 軸方向の速度分布に関しては，空気流路 A 側の方が空気流速が速いため，この影響を受けて空気流路 A 側で Z 軸方向の液滴速度が速い傾向が確認できる。空気流速が変化することで形成される液膜厚さ，液膜が気流から受けるせん断力，微粒化後の液滴が空気の流れから受ける抗力が変化することで，微粒化した際の液滴の大きさおよび速度が影響を受けていると推測される。また Fig. 15 の粒子検出数分布において，各空気流速の条件に対して噴霧の中心位置は似通っており，この傾向は，D32 の空間分布や液滴速度分布にも共通している。したがって本試験での計測範囲においては，空気流速の条件によって噴霧構造は大きく変わらないと言える。

最終的なエロージョンの適切な評価のために必要なタービン翼衝突時の液滴速度，衝突位置を粒子追跡法を用いて予測していくため，本論文の解析，基礎試験の結果を基に今後は様々な条件で PDPA 計測を行い，舌部における噴霧条件を整理する必要がある。また Fig. 19 に示すように実際の ETC 用タービンではタービン翼は回転しており，回転時における舌部とタービン翼の間にはタービン翼の位相毎に舌部付近の流れ場が時々刻々と変わる。このような現象を再現するために非定常 CFD 解析を用いて液滴の軌跡を予測する必要があると考えられる。

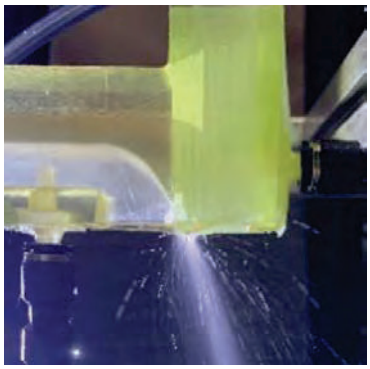


Fig. 14　Atomization around a tongue

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

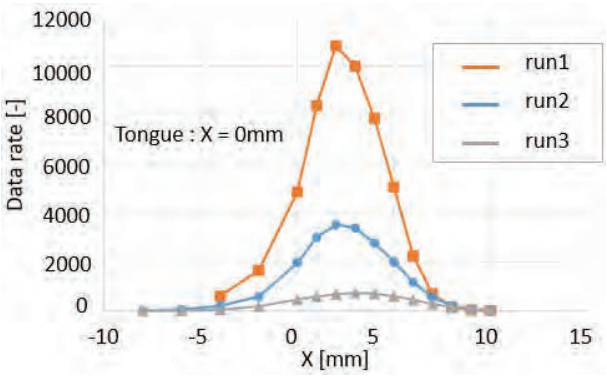


Fig. 15　Data rate

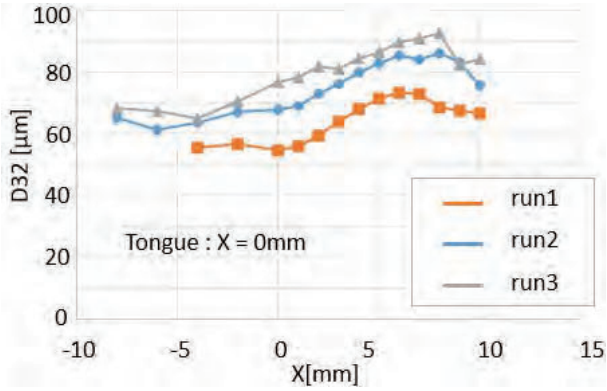


Fig. 16　D32 spatial distribution

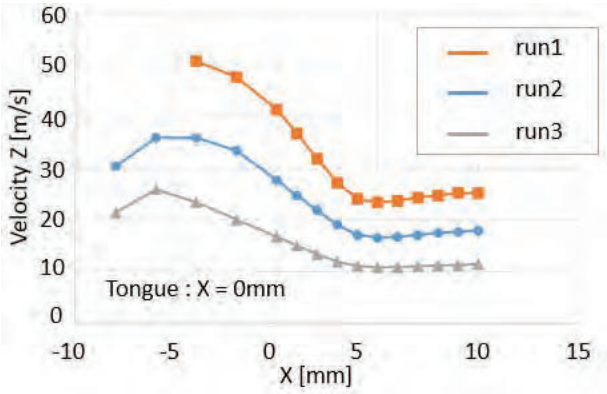


Fig. 17　Velocity distribution in Z direction

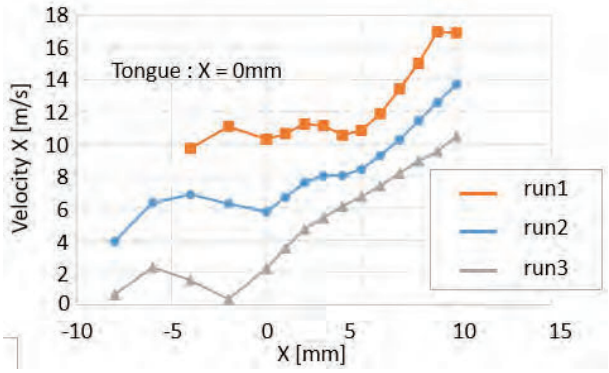


Fig. 18　Velocity distribution in X direction

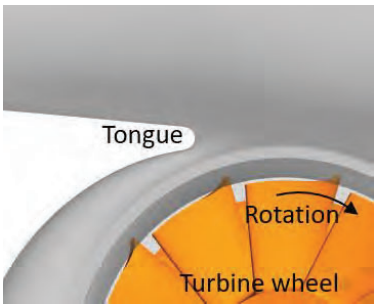


Fig. 19　Relationship between tongue and turbine wheel

4. 結言

ETC 用タービンに対して，スクロール入口から流入する液滴の挙動を確認するために粒子追跡法を用いた液滴挙動予測を行った。また液滴がタービン流路壁面に付着することで生じる液膜が，タービン内で微粒化し再度液滴を形成する現象の再現試験を実施した。

・本解析の条件の範囲ではストークス数 2 以上の粒子（20μm や 100μm）は最終的に排気ガス流れに従わず，スクロール壁面に衝突する。粒子径の大きい粒子についてはスクロール壁面に衝突し，液膜を形成することが予想される。

・舌部を簡易的に模擬した試験体で噴霧計測を行った結果，空気流速が速くなると粒子径は小さくなり，各軸方向の速度成分は速くなっている。空気流速が変化することで形成される液膜厚さ，液膜が気流から受けるせん断力，微粒化後の液滴が空気流れから受ける抗力が変化することで，微粒化した際の液滴の大きさおよび速度が影響を受けていると推測される。

・計測された粒子検出数分布において，各空気流速の条件に対して噴霧の中心位置は似通っている。この傾向は粒子径分布や各軸方向測分布にも共通しており，本試験での計測範囲にでは，空気流速の条件によって噴霧構造は大きく変わらないと考えられる。

以上のことから最終的なエロージョンの適切な評価のためにタービン翼衝突時の液滴速度，衝突位置の予測には舌部周りの流れ場を再現する必要がある。さらに実際のタービンではタービン翼が回転しており，舌部とタービン翼の間には時々刻々と流れ場が変わるため，予測精度向上には非定常 CFD 解析の実施が有効であると考えられる。

参 考 文 献

(1) 林克憲，金田真一，池谷信之，大東祐一，北村和浩，カーボンニュートラルの実現に貢献する燃料電池向け電動ターボチャージャの開発，IHI 技報，Vol. 62, No. 1 (2022), pp. 41-46.

(2) 河原伸幸，冨田栄二，位相ドップラ法（PDA/PDPA）を用いた噴霧粒子径および速度の同時計測，ながれ 27，第 27 巻，第 4 号 (2008), pp. 303-310.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【研究報告】 C-17

ミスチューンを有する翼・ディスク系のモーダルパラメータ同定に関する研究（共振通過時の過渡応答を利用したモーダルパラメータ同定）

Study on identification of modal parameters of mistuned bladed disks (Identification by use of transient response passing through resonance)

○金子 康智[*1]　渡邉 敏生[*2]　古川 達也[*2]
KANEKO Yasutomo WATANABE Toshio FURUKAWA Tatsuya

ABSTRACT

In the vibration tests of bladed dusks, it is sometimes required to predict the natural frequency and damping of blades on a disk from the measured transient response passing through the resonance. If the sweep rate of the rotor in the vibration test is large, the identification of these parameters becomes difficult. In addition, in the mistuned bladed disks, because responses of many vibration modes are superimposed, it becomes impossible to correctly identify the natural frequency and damping of an individual blade. To overcome the issues, a novel identification method of modal parameters of a mistuned system is proposed, where the steady frequency response is generated from the measured transient response of a mistuned bladed disk passing through the resonance using Wavelet transform or Fourier transform, and the modal parameters of a mistuned bladed disk are identified using the generated frequency responses consisting of many vibration modes. To verify the validity of the identification method proposed, typical mistuned systems are analyzed, and the modal parameters are identified.

キーワード： 翼，強制振動，過渡応答，ミスチューニング，ウェーブレット変換
Key Words: Blade, Forced Vibration, Transient Vibration, Mistuning, Wavelet Transform

1. はじめに

信頼性の高い翼を開発するためには運転中の翼の振動を計測し，固有振動数や振動応力の予測精度を改善していくとともに，加振力や減衰のデータを蓄積し，新規開発翼の設計に反映していくことが重要になっている。

運転中の翼の振動応答の計測方法は，①動翼に直接ひずみゲージを貼り付けてスリップリングやテレメータを利用して静止側に信号を伝送する方法（ひずみゲージ法）[(1)]，②静止側に複数個のレーザーセンサや電磁センサを配置し，動翼がセンサを通過するタイミングが，翼が振動しているときと振動していないときとで時間差を生じることを利用して翼振動を計測する方法（非接触翼振動計測法）[(2)(3)] に大別できる。何れの方法においても，運転中の翼の固有振動数，減衰，共振応力を計測する場合には，ロータの回転速度を徐々に変化させて共振を通過させ，得られる周波数応答曲線から固有振動数や減衰を求める。

しかしながら，機種によっては回転速度を徐々に変化させて共振を通過させることが困難な場合があり，この場合は共振通過時の過渡応答から回転中の翼の固有振動数や減衰を求めることが必要になる。図 1 に，翼・ディスク系の対数減衰率δを 0.01 と仮定し，後述の式（10）で定義される無次元昇速率βをパラメータにしてチューン系の共振通過時の過渡応答解析を行った結果[(4)]を示す。チューン系ではディスク上の全ての翼の応答は同一になるが，共振通過時の昇速率が大きくなると過渡応答の周波数応答曲線は定常応答（$\beta = 0$）の周波数応答曲線とは著しく異なるようになる．図 2 には，個々の翼の特性が異なるミスチューン系の共振通過時の過渡応答解析を行った結果（ディスク上の 1 枚の翼に対する解析結果）[(4)] を示すが，ミスチューン系では翼を一定の翼間位相差で加振しても多くのモードの応答が重畳するため，個々の翼の固有振動数や減衰の同定は極めて困難になる。

最近，Carassale らは，ウェーブレット変換やフーリエ変換を応用して，共振通過時の過渡応答から定常応答を

*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 216.73.216.217, 2026/10/03.

再現する手法を提案している[5][6][7]。また著者らは，低次元モデル FMM (Fundamental Mistuning Model)[8]を利用して，ミスチューン系の周波数応答（定常応答）から個々の翼のモーダルパラメータ（固有振動数，減衰）や加振力の大きさを同定する手法を提案している[9]。本研究ではこの二つの手法を組み合わせて，図 2 に示すミスチューン系の共振通過時の過渡応答から個々の翼のモーダルパラメータや加振力の大きさが同定できるかどうかを検討する。具体的には，ミスチューンを有するインペラを等価ばね・質量モデルでモデル化し，共振通過時の過渡応答解析を行う。つぎに，過渡応答解析から得られる周波数応答曲線にウェーブレット変換やフーリエ変換を応用して，定常応答を再現する。さらに，再現された定常応答に著者らが提案している同定法を適用して，個々の翼のモーダルパラメータや加振力の大きさを同定し，入力に使用した値と一致するかどうかを検証する。

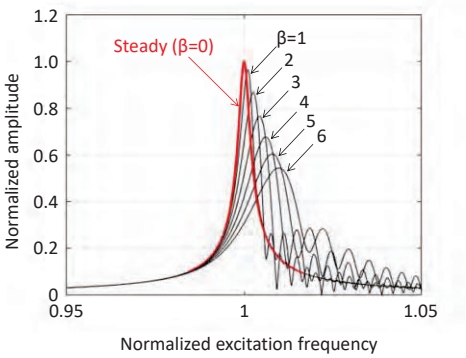


Fig. 1 Transient response of the tuned system (δ=0.01)

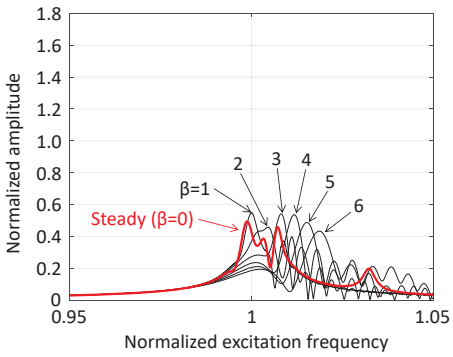


Fig. 2 Transient response of the mistuned system (δ=0.01)

2. 解析方法

2.1 共振通過時の過渡応答から定常応答の再現

ウェーブレット変換を利用して共振通過時の過渡応答から定常応答を再現する定式化は，文献[6]に詳しく説明されているので，ここでは要点だけを説明する。関数$x(t)$のウェーブレット変換$W_{u,s}[x]$は式（1），式（2）で与えられる。

$$W_{u,s}[x] = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\psi_{u,s}^{*}(t)dt \tag{1}$$

$$\psi_{u,s}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}}\psi\left(\frac{t-u}{s}\right) \tag{2}$$

ここで$\psi(t)$はアナライジングウェーブレットであり，上添え字$\psi^{*}(t)$は複素共役を表す。u，sは共に実数であり，それぞれシフト変換とスケール変換を表すパラメータである。本論文では文献[6]と同様に，アナライジングウェーブレット$\psi(t)$に，式（3）で定義されるガボールウェーブレットを用いる。

$$\psi(t) = \left(\frac{2\sigma_{\omega}^{2}}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \exp(i\omega_c t)\exp(-\sigma_{\omega}^{2}t^{2}) \tag{3}$$

ここでω_cはアナライジングウェーブレットの中心周波数を，σ_{ω}は減衰を表すパラメータである。ウェーブレット変換時の中心周波数，すなわち共振通過時の過渡応答から定常応答の周波数応答を再現するときの周波数をηとすると，$\eta = \omega_c/s$の関係がある。

翼・ディスク系が一定の昇速率（または降速率）で共振点を通過しているとき，翼・ディスク系の回転数は式（4）で表すことができる。

$$\omega(t) = \Omega_0 + \frac{1}{2}\alpha t \tag{4}$$

ここでΩ_0は初期（時刻$t = 0$）のロータの回転角速度，αは昇速率（負の場合は降速率）である。このとき静止座標で観測した基準翼の位置（周方向の座標）は式（5）で表すことができる。

$$\theta(t) = \Omega_0 t + \frac{1}{2}\alpha t^{2} \tag{5}$$

ディスク上の個々の翼の共振通過時の過渡応答$\boldsymbol{x}(t)$，および翼に作用する加振力をウェーブレット変換し，その比を求めると近似的に定常応答（単位加振力当たりの応答）を式（6）のように求めることができる。

$$\bar{\boldsymbol{H}}(\eta) = \frac{W_{u,s}[\boldsymbol{x}(t)]}{a_r W_{u,s}[\exp(ir\theta(t))]} \tag{6}$$

ここでrは加振力のハーモニックス数(エンジンオーダー)であり，a_rは加振力の振幅である。式（6）は，加振力と過渡応答を加振周波数η毎にウェーブレット変換し，その比から近似的に定常応答(周波数応答)を求めており，本研究では文献[6]に従い，式（6）の $\bar{H}$を W-FRF と呼んでいる。

フーリエ変換を利用して過渡応答から定常応答を再現する場合も同様であり，加振力と過渡応答を加振周波数η毎にフーリエ変換し，その比から近似的に定常応答（周波数応答）を求める。

$$\tilde{\boldsymbol{H}}(\eta) = \frac{F_{\eta}[\boldsymbol{x}(t)]}{a_H F_{\eta}[\exp(ir\theta(t))]} \tag{7}$$

ここで$F_{\eta}[\cdot]$は$[\cdot]$のフーリエ変換であり，本研究では式(7)の$\tilde{\boldsymbol{H}}$を FFT-FRF と呼んでいる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

2.2 ミスチューン系のモーダルパラメータの同定

共振通過時の過渡応答から再現された周波数応答$\bar{\boldsymbol{H}}$（W-FRF）や$\tilde{\boldsymbol{H}}$（FFT-FRF）から，個々の翼のモーダルパラメータ（固有振動数や減衰）や加振力の大きさを同定する手法には，著者らが提案している方法[9]を適用する。同定法の詳細な定式化は文献に記述されているため省略するが，この同定法では，先ずミスチューン系の周波数応答を計算する低次元モデル FMM[8]の基礎式を，チューン系の固有振動数$\{\lambda^0\}$，振動数のミスチューン分布$\{\Delta\omega\}$，減衰のミスチューン分布$\{\xi\}$，加振力の大きさ$\{F^W\}$が未知数になるように書き直す。つぎに，書き直した式を周波数応答が計測されている加振周波数に対して適用し，これを計測点毎に積み重ねると式（8）が得られる。

$$\begin{bmatrix} \tilde{B}_r & \tilde{L}_{gr} & -\frac{\omega}{\omega_\varphi^0}\tilde{L}_{gi} & -\widetilde{[I]} \\ \tilde{B}_i & \tilde{L}_{gi} & \frac{\omega}{\omega_\varphi^0}\tilde{L}_{gr} & 0 \\ 0 & c_\omega & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \lambda^0 \\ \Delta\omega \\ \xi \\ F^W \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{r} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{8}$$

ここでωは加振力の振動数，ω_φ^0はチューン系の着目するモード族の固有振動数の平均値である。c_ωは全ての要素が 1 の行ベクトルであり，振動数のミスチューン分布$\{\Delta\omega\}$の平均値をゼロにする拘束を課している。式（8）左辺の係数行列や式（8）右辺のベクトルは，周波数応答計測値から計算することができる。

この同定法では式（8）を最小二乗法で解いてチューン系の固有振動数$\{\lambda^0\}$，振動数のミスチューン分布$\{\Delta\omega\}$，減衰のミスチューン分布$\{\xi\}$，加振力の大きさ$\{F^W\}$を求める。ただし，式（8）左辺のL_{gr}，L_{gi}，ω_φ^0はチューン系の固有振動数$\{\lambda^0\}$の関数になるため式（8）は非線形方程式になっている。従って最小二乗解が収束するまで，式(9)のように$(k-1)$回目の最小二乗解を使用して係数行列を計算し，k回目の最小二乗解を求める。

$$\begin{Bmatrix} \lambda^0 \\ \Delta\omega \\ \xi \\ F^W \end{Bmatrix}_k = Lsq\left(\begin{bmatrix} \tilde{B}_r & \tilde{L}_{gr} & -\frac{\omega}{\omega_\varphi^0}\tilde{L}_{gi} & -\widetilde{[I]} \\ \tilde{B}_i & \tilde{L}_{gi} & \frac{\omega}{\omega_\varphi^0}\tilde{L}_{gr} & 0 \\ 0 & c_\omega & 0 & 0 \end{bmatrix}_{k-1}, \begin{bmatrix} \tilde{r} \\ 0 \end{bmatrix} \right) \tag{9}$$

3. 解析結果

図 3 に検証計算に使用したインペラの等価ばね・質量モデルを示す。この等価ばね・質量モデルは図 3 のインペラ（翼枚数N=10）を 2N 自由度系でモデル化したものであり，m_1, k_1は翼部の等価質量と等価剛性を，m_2, k_3, k_4はディスク部の等価質量と等価剛性を表している。これらのパラメータは，1 次モード族の振動モードの節直径数と固有振動数の関係が FEA モデルと等価ばね質量モデルの計算値とで一致するように決めている。図 4 に FEA モデルと等価ばね質量モデルの固有振動数の比較を示す。インペラのミスチューンは 10 枚の翼の固有振動数の分布（計算上は翼剛性の分布k_1^i）で与えており，翼剛性k_1^iの変動係数を 1%と仮定し，乱数を利用してインペラのミスチューン分布（各翼の固有振動数の分布）を求めている。また，個々の翼の減衰係数cは全ての翼で同一と仮定しており，各翼の対数減衰率δが 0.01 と 0.003（減衰比ξに換算すると 0.16%と 0.048%）の 2 条件で計算している。具体的には，以下の手順で検証計算を行っている。

(1) 加振力のハーモニック数を$r = 4$と仮定し，文献[10]の手順に従い等価ばね･質量モデルの定常周波数応答解析と共振通過時の過渡応答解析を行う。
(2) 式（6）や式（7）を使用して，過渡応答解析結果から定常周波数応答（W-FRF，FFT-FRF）を再現する。
(3) 式(8)を使用して定常周波数応答(W-FRF, FFT-FRF)からモーダルパラメータの同定を行い，過渡応答解析に入力した値と一致するかどうかを確認する。

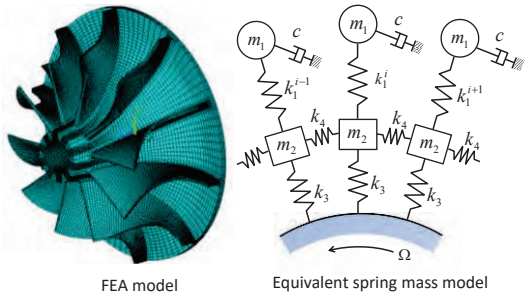


Fig. 3 FEA model and equivalent spring mass model of impeller

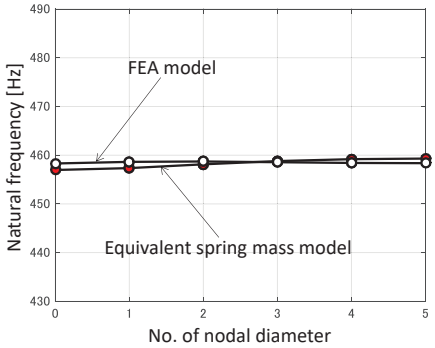


Fig. 4 Natural frequency of impeller

なお，共振通過時の過渡応答解析では昇速率（式（5）のα）が重要なパラメータになるが，従来の研究から，1 自由度系の共振通過時の振幅は昇速率と減衰比だけに支配されることが分かっているため，ここでは参考文献[4][10]と同様に，昇速率を表すパラメータとして，式（10）で定義される無次元パラメータβを使用している。

$$\beta = \frac{1}{\zeta_r f_r}\sqrt{\frac{\alpha r}{2}} \tag{10}$$

ここで，αは昇速率（ロータ回転数の変化率） [Hz/s]，f_rとζ_rは翼・ディスク系（チューン系）の着目する節直径モードの固有振動数[Hz]と減衰比である。実際の翼の昇速率は機種により異なるが，文献[11]には代表的な例として，「戦闘機のエンジンでは，翼の固有振動数が約 500Hz，減衰比が約 0.2%であり，4 秒間に 6000 rpm の昇速率で 3

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

ハーモニックの共振を通過する。」と記述されている。これからβを求めると β=6.1 になる。従って，本論文では$\beta = 6$（昇速率が大きいケース）と$\beta = 3$（昇速率が小さいケース）の 2 条件で解析している。

3.1 W-FRF を利用したモーダルパラメータの同定結果

図 5 は翼剛性k_1^iの変動係数が 1%（各翼の対数減衰率δは 0.01）のミスチューン系の定常周波数応答解析結果を，図 6 は共振通過時（昇速率$\beta = 3$）の過渡応答解析結果を示す。本論文では以下の全ての図において，振幅（図 5 や図 6 の縦軸）はチューン系の完全共振時の振幅で無次元化している。図 5 と図 6 の比較から分かるように，共振通過時の過渡応答では共振が完全に成長しないまま共振点を通過するため，定常応答に比べて最大振幅は小さくなり，ピーク周波数は高周波数側に移動している。

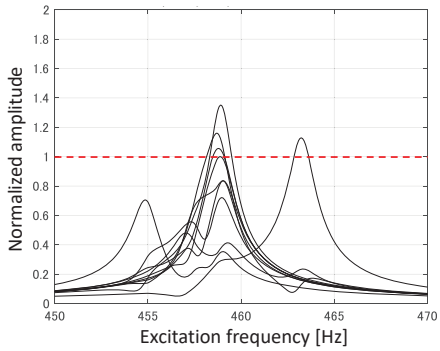


Fig. 5 Steady frequency response (δ=0.01)

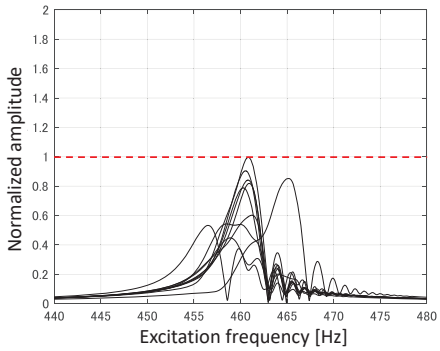


Fig. 6 Transient response (δ=0.01, β=3)

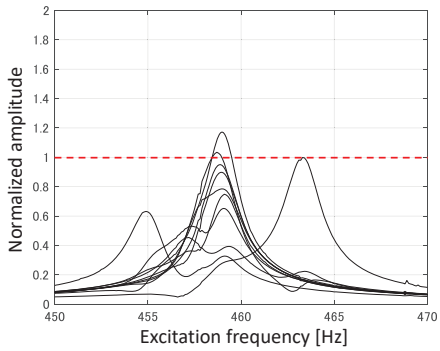


Fig. 7 Steady frequency response reproduced by Wavelet transform (δ=0.01, β=3)

図 7 は，図 6 の過渡応答解析結果に式（6）を適用して定常応答を再現した結果（W-FRF）を示している。図 7 と図 5 の比較から分かるように，W-FRF の最大振幅は定常応答の最大振幅に比較して約 15%小さくなっているが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は再現できている。

図 8 から図 11 は，過渡応答から再現した W-FRF（図 7）を式（8）に適用してモーダルパラメータを同定した結果であり，図 8 はチューン系の固有振動数，図 9 は個々の翼の固有振動数の偏差，図 10 は個々の翼の減衰比，図 11 は加振力の同定結果を示している。図中の白丸（○）が過渡応答解析（図 6）に入力した値であり，黒丸（●）が同定結果である。

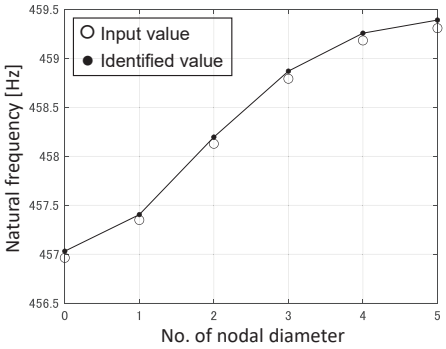


Fig. 8 Natural frequency of tuned system identified by W-FRF (δ=0.01, β=3)

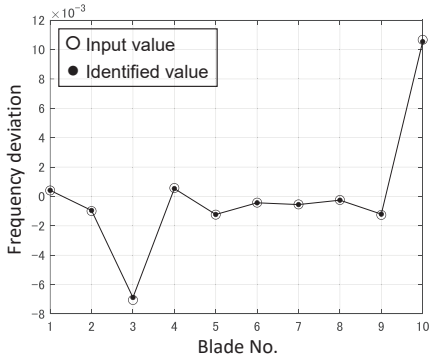


Fig. 9 Frequency deviation identified by W-FRF (δ=0.01, β=3)

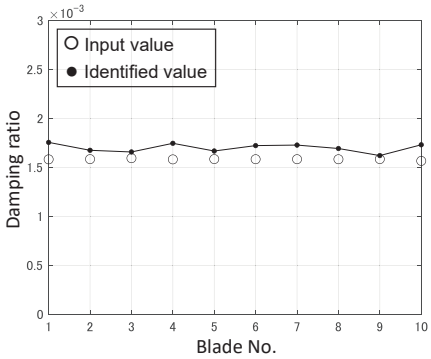


Fig. 10 Damping ratio identified by W-FRF (δ=0.01, β=3)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

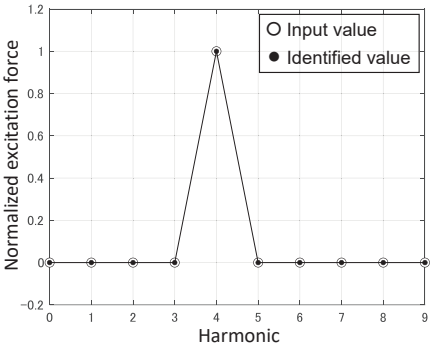


Fig. 11 Excitation force identified by W-FRF (δ=0.01, β=3)

これから分かるように，個々の翼の減衰比については最大で 10%程度の同定誤差が発生しているが，その他のパラメータについては入力値と同定値は良く一致している。個々の翼の減衰比の同定値が入力値よりも僅かに大きくなるのは，W-FRF の振幅が定常応答の振幅よりも僅かに小さくなることに起因していると考えられる。

図 12 は, 図 6 の条件から昇速率だけを大きく($\beta = 6$)して共振通過時の過渡応答解析を行った結果を, 図 13 は図 12 の過渡応答解析結果に式（6）を適用して定常応答を再現した結果（W-FRF）を示している。

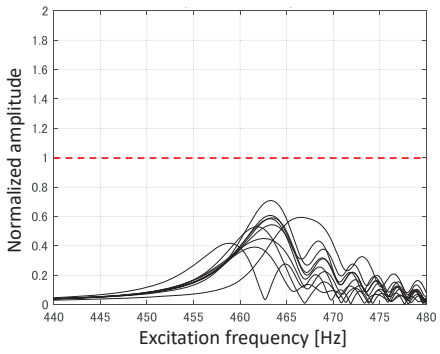


Fig. 12 Transient response (δ=0.01, β=6)

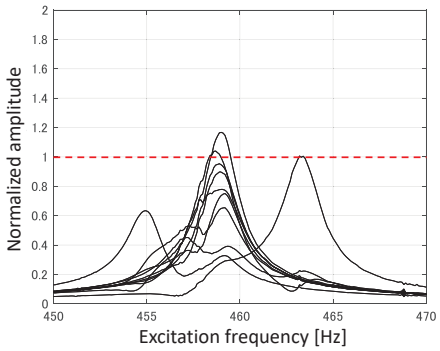


Fig. 13 Steady frequency response reproduce by Wavelet transform (δ=0.01, β=6)

図 5，図 6，図 12 の比較から分かるように，昇速率を大きくするほど共振通過時の過渡応答の最大振幅は小さくなり，ピーク周波数は高周波数側に移動するため，過渡応答と定常応答の周波数応答曲線の形状は大きく異なるようになる。ただし，共振通過時の過渡応答から再現した W-FRF の形状は$\beta = 3$（図 7）と$\beta = 6$（図 13）でほぼ同一であり，最大振幅は定常応答の最大振幅に比較して約 15%小さくなっているが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は再現できている。

図 14 と図 15 は，過渡応答から再現した W-FRF（図 13）を式（8）に適用してモーダルパラメータを同定した結果であり, 図 14 は個々の翼の固有振動数の偏差, 図 15 は個々の翼の減衰比の同定結果を示している。これから分かるように，$\beta = 6$の過渡応答に対する同定結果も$\beta = 3$に対する同定結果とほぼ同一であり，個々の翼の減衰比については最大で 10%程度の同定誤差が発生しているが，その他のパラメータについては入力値と同定値は良く一致している。なお，チューン系の固有振動数や加振力の同定結果については，以後の全ての解析において図 8 や図 11 とほぼ同一になるため，紙面の都合上省略している。

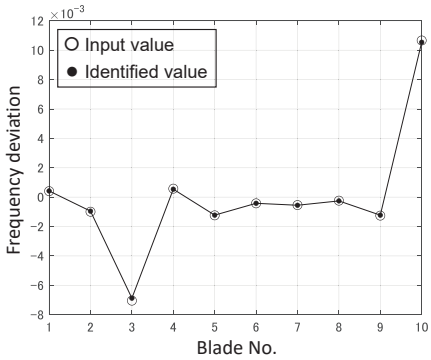


Fig. 14 Frequency deviation identified by W-FRF (δ=0.01, β=6)

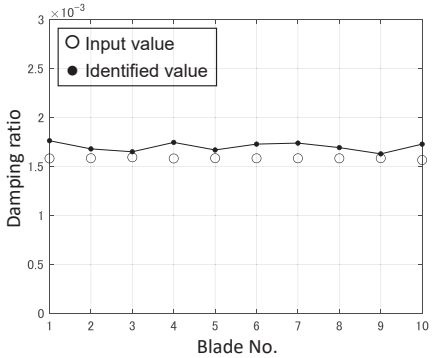


Fig. 15 Damping ratio identified by W-FRF (δ=0.01, β=6)

図 16 は翼剛性k_1^iの変動係数が 1%（各翼の対数減衰率δは 0.003）のミスチューン系の定常周波数応答解析結果を，図 17 は共振通過時（昇速率$\beta = 6$）の過渡応答解析結果を示す。図 18 は, 図 17 の過渡応答解析結果に式(6)を適用して定常応答を再現した結果（W-FRF）を示している。これから分かるように, 減衰比が小さい場合にも, W-FRF（図 18）の最大振幅は定常応答（図 16）の最大振幅に比較して約 15%小さくなっているが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は再現できている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

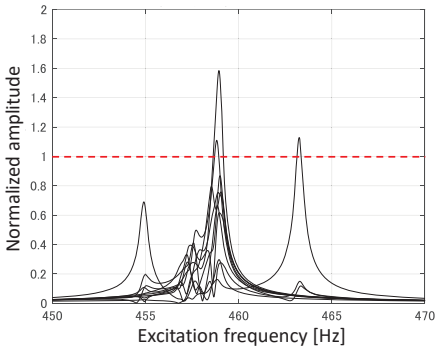


Fig. 16 Steady frequency response (δ=0.003)

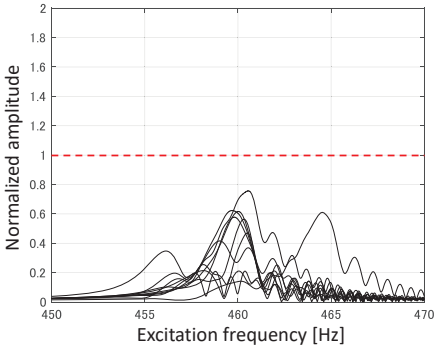


Fig. 17 Transient response (δ=0.003, β=6)

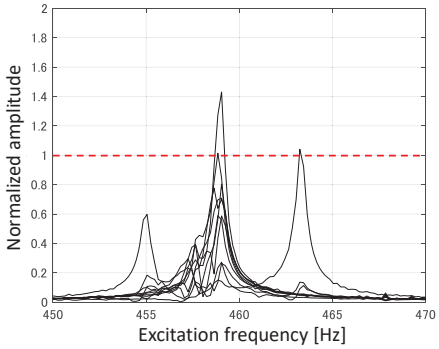


Fig. 18 Steady frequency response reproduced by Wavelet transform (δ=0.003 β=6)

図 19 と図 20 は，過渡応答から再現した W-FRF（図 18）を式（8）に適用してモーダルパラメータを同定した結果であり，図 19 は個々の翼の固有振動数の偏差，図 20 は個々の翼の減衰比の同定結果を示している。これから分かるように，$\delta = 0.003, \beta = 6$の過渡応答に対する同定結果（図 19，図 20）は，$\delta = 0.01, \beta = 6$の過渡応答に対する同定結果（図 14，図 15）とほぼ同一であり，個々の翼の減衰比については最大で 10%程度の同定誤差が発生しているが，その他のパラメータについては入力値と同定値は良く一致している。

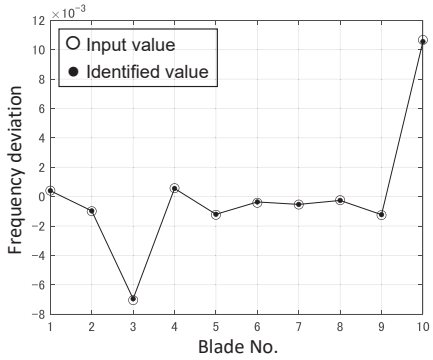


Fig. 19 Frequency deviation identified by W-FRF (δ=0.003, β=6)

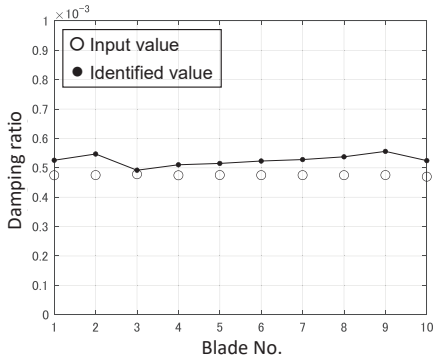


Fig. 20 Damping ratio identified by W-FRF (δ=0.003, β=6)

3.2 W-FRF を利用したモーダルパラメータの同定結果

図 21 は，図 12 の過渡応答解析結果（$\delta = 0.01, \beta = 6$）に式 (7) を適用して定常応答を再現した結果（FFT-FRF）を示している。図 21 と図 5 の比較から分かるように，FFT-FRF の最大振幅は定常応答（図 5）の最大振幅に比較して約 10%小さくなっているが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は再現できている。

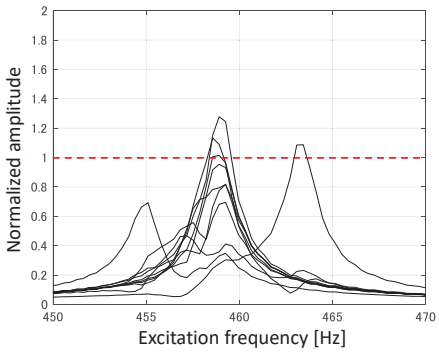


Fig. 21 Steady frequency response reproduce by Fourie transform (δ=0.01, β=6)

図 22 と図 23 は，過渡応答から再現した FFT-FRF（図 21）を式（8）に適用してモーダルパラメータを同定した結果であり，図 22 は個々の翼の固有振動数の偏差，図 23 は個々の翼の減衰比の同定結果を示している。これから

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

分かるように，FFT-FRF を利用して定常応答を再現した結果を利用しても，個々の翼のモーダルパラメータ（固有振動数，減衰）の分布や加振力の大きさを正しく同定できることが示されている。

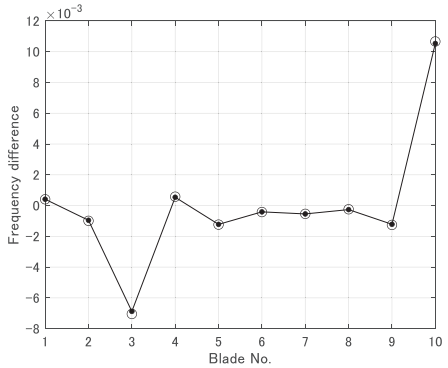


Fig. 22 Frequency deviation identified by FFT-FRF (δ=0.01, β=6)

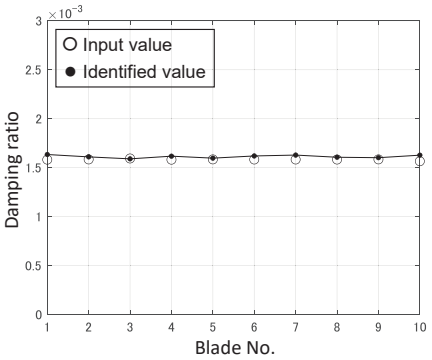


Fig. 23 Damping ratio identified by FFT-FRF (δ=0.01, β=6)

図 24 は, 図 17 の過渡応答解析結果($\delta = 0.003, \beta = 6$)に式(7)を適用して定常応答を再現した結果(FFT-FRF)を示している。図 24 と図 16 の比較から分かるように，減衰が小さい場合にも FFT-FRF の最大振幅は定常応答（図 16）の最大振幅に比較して約 10%小さくなっているが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は良く再現できている。

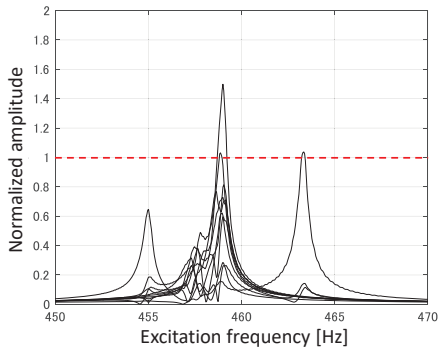


Fig. 24 Steady frequency response reproduce by Fourie transform (δ=0.003, β=6)

図 25 と図 26 は，過渡応答から再現した FFT-FRF（図 24）を式（8）に適用してモーダルパラメータを同定した結果であり, 図 25 は個々の翼の固有振動数の偏差, 図 26 は個々の翼の減衰比の同定結果を示している。図 26 に示すように，FFT-FRF を使用しても減衰比が小さく昇速率が大きい場合には減衰比の同定精度が悪化するが，個々の翼のモーダルパラメータ（固有振動数，減衰）の分布や加振力の大きさを正しく同定できることが示されている。

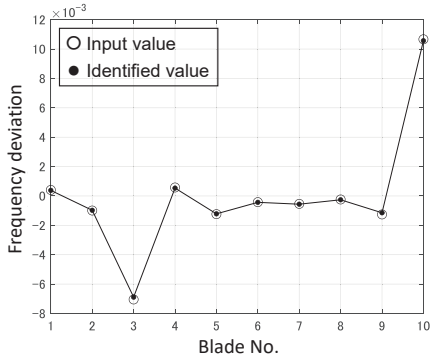


Fig. 25 Frequency deviation identified by FFT-FRF (δ=0.003, β=6)

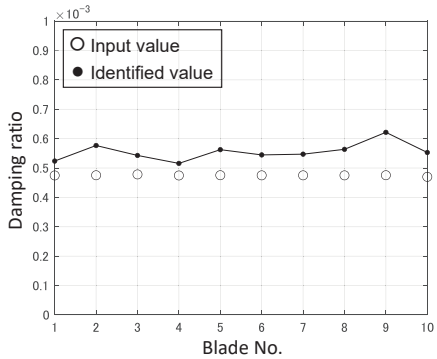


Fig. 26 Damping ratio identified by FFT-FRF (δ=0.01, β=6)

4. 結 論

本論文では，ミスチューンを有する翼やインペラについて，ひずみゲージ法や非接触翼振動計測法で計測された共振通過時の過渡応答から，ミスチューン系のモーダルパラメータを同定する手法を提案した。具体的には，ウェーブレット変換やフーリエ変換を利用して共振通過時の過渡応答から近似的な定常応答（W-FRF, FFT-FRF）を求め，これに低次元モデル FMM を利用した同定法を適用して個々の翼のモーダルパラメータや加振力を同定した。提案する手法の有効性を検証するため，ミスチューンを有するインペラを等価ばね・質量モデルでモデル化して共振通過時の過渡応答解析を行い，過渡応答解析の入力に使用したパラメータと同定したパラメータが一

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

致するかどうかを検証した。その結果，以下の結論が得られた。

(1) 共振通過時の過渡応答から再現した定常応答（W-FRF，FFT-FRF）の振幅は，実際の定常応答に比較して 10～15%小さくなるが，ピーク周波数や全体的な周波数応答曲線の形状は再現できる。

(2) 従って，現実的な昇速率の範囲（無次元昇速率βが 6 以下）であれば，提案する手法を利用することにより共振通過時の過渡応答から実用的な精度でミスチューン系のモーダルパラメータ（個々の翼の固有振動数，減衰）や加振力を同定できる。

(3) 共振通過時の過渡応答から再現した定常応答（W-FRF，FFT-FRF）の振幅は，実際の定常応答に比較して 10～15%小さくなるため，W-FRF や FFT-FRF を強度評価に使用する場合には注意が必要である。W-FRF や FFT-FRF の振幅予測精度向上が今後の課題である。

参 考 文 献

(1) Kaneko, Y., Mori, K. and Ito, E., Proceedings of the International Gas turbine Congress 2007 Tokyo, IGTC2007 Tokyo TS-021, pp.1-6.

(2) 金子康智，飯塚信也，池上康彦，日本機械学会論文集 C 編, Vol. 67, No. 658 (2001), pp.1846‐1852.

(3) Wang, P., Karg, D., Fan, Z., Gao, R. X. and Kwolek, K., Bulletin of the JSME, Mechanical Engineering Journal (2015), Paper No. 15-00025, pp.1-12.

(4) 金子康智, 影大雅, 竹下友祥, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 50, No. 5 (2022), pp.1‐8.

(5) Carassale, L., Marrè-Brunenghi, M. and Patrone, S., Proceedings of ASME Turbo Expo 2015 (2015), GT2015-42945, pp.1-7.

(6) Carassale, L., Marrè-Brunenghi, M. and Patrone, S., Proceedings of ASME Turbo Expo 2016 (2016), GT2016-57251, pp.1-11.

(7) Bessone, A., Guida, R., Marrè-Brunenghi, M., Carassale, L., Kubin, Z., Arnone, A. and Pinelli, L., Proceedings of ASME Turbo Expo 2020 (2020), GT2020-15450, pp.1-11.

(8) Feiner, D. M. and Griffin, J. H., Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.124 (2002), pp.597-605.

(9) 金子康智, 渡邉敏生, 古川達也, 日本機械学会 Dynamics and Design Conference 2022 講演論文集 (2022), 論文 No. 603, pp.1‐12.

(10) Kaneko, Y., Proceedings of ASME Turbo Expo 2013 (2013), GT2013-94052, pp.1-10.

(11) J. P. Ayers, D. W. Feiner and J. H. Griffin, Proceedings of ASME Turbo Expo 2005 (2005), GT2005-68128, pp.1-10.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

第 51 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集，2023.10

【技術紹介】 C-18

BVM による翼振動計測および遠隔監視システムの開発と実用化

Development and Practical Application of BVM for Blade Vibration Measurement and Remote Monitoring

○三宅 哲[*1] 門間 和弘[*1] 宮島 慶一郎[*1] 後藤 俊郎[*1] 田村 和浩[*1] 渡邉 敏生[*1]
MIYAKE Satoshi MOMMA Kazuhiro MIYAJIMA Keiichiro GOTO Toshiro TAMURA Kazuhiro WATANABE Toshio

ABSTRACT

Non-synchronous vibration like flutter and random vibration is one of the most important design issues for steam turbine long blade. MHI developed Blade Vibration Monitoring (BVM) to measure non-synchronous vibration. Since BVM is without battery, long term measurement and monitoring can be realized. In this paper, MHI's recent activities of BVM development and remote monitoring of vibration are shortly described.

キーワード：蒸気タービン，翼振動計測，非同期振動，最終段動翼，遠隔監視
Key Words: Steam Turbine, BVM, Non-Synchronous Vibration, Last Stage Blade, Remote Monitoring

1. 緒言

脱炭素化として再生可能エネルギーの拡大に伴い，蒸気タービンは再生可能エネルギーを補完するための柔軟な負荷変動運転が求められている。当社は市場のニーズや環境負荷低減への要求に応えるために，幅広い運転に柔軟に対応できる技術の改良を続けてきており，低圧タービン最終段動翼の振動強度への信頼性向上もその一つである。

低圧タービン最終段動翼は翼長が長く、負荷変動や排気圧力の変動の影響を大きく受けるため，高い信頼性が要求される。特に低負荷におけるランダム振動や高負荷におけるフラッタ振動などの回転非同期振動は、事象が非常に複雑であるため、高度な解析技術を適用すると同時に、実機での計測による検証を行いその妥当性を確認することが重要である(1)(2)。当社はこれまで翼振動計測技術の開発を続けてきており，特に非接触振動計測技術である Blade Vibration Monitoring (BVM)を確立している。従来の歪ゲージによる計測は計測精度が高い一方で，バッテリ駆動であるため長期計測には向かなかった。近年，BVM を実機適用し，プラント試運転期間中の振動計測から運開後の長期計測監視するシステムを構築した。これにより電力需要による負荷変動や通年の排気圧力変動による振動特性の把握や翼振動に対する予防保全が可能となった。本報においては，当社における BVM の開発概要と実機適用の概要について述べる。

*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
E-mail: satoshi.miyak.pu@mhi.com

2. Blade Vibration Monitoring (BVM)

2.1 BVM の概要

当社の非接触振動計測技術の開発は 1980 年代から始まり，当初はガスタービン圧縮機をターゲットとしていた。BVM はバッテリ不要であり継続的な運用が可能であることから，長期間の計測・監視の用途を期待されていた。その後，センサ改良や分析アルゴリズムの開発を経て 2000 年代から実負荷試験や実証発電設備にて蒸気タービンへも適用してきた。近年は，湿り環境下である低圧タービンに適用するためエロージョン対策も実施している。

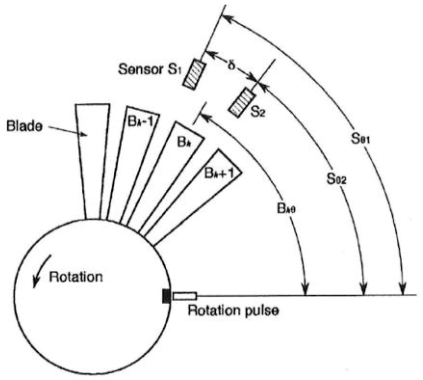
BVM センサは動翼チップ側の静止部に周方向に数点設置される。Fig. 1 に示すように動翼がセンサ間を通過する時間差を計測して振動振幅を計測する。

2.2 TOMONI を用いた遠隔監視

BVM と当社の発電プラント向けインテリジェントソリューションである TOMONI を組み合わせることによって，翼振動の遠隔監視も可能となった。Fig. 2 に翼振動遠隔監視システムの概要を示す。TOMONI は Microsoft Azure 上に構築されたセキュアなクラウドプラットフォームであり，発電プラントとクラウドを直接繋いでいる。さらに，PI システムと連携することで発電所の運転データと翼振動データを同時に取り込むことができる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.

TOMONI 上には翼振動分析ツールも整備されており，これにより，振動状況の変化を運転データと関連させてタイムリーに分析することができるようになった。



$$T_{S1} = T_r r + T_r \frac{(S_{\theta 1} - B_{k\theta})}{2\pi} + \frac{a}{u}\sin\{n(2\pi r + S_{\theta 1} - B_{k\theta}) + \phi\}$$

T_{s1} : Blade passing time under the probe
T_r : Rotational period of the rotor ($1/f_r$)
r : Number of the data acquisition
$B_{k\theta}$: Angle from the rotation pulse key to the B_k-th blade
$S_{\theta 1}$: Angle from the rotation pulse key to the probe (S_1)
u : Blade tip velocity

Fig. 1　Principle of BVM measurement

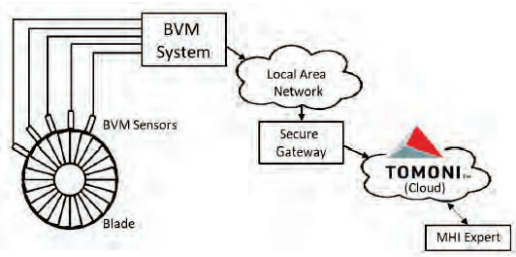


Fig. 2　Schematic diagram of remote monitoring

3. BVM の実機適用

BVM を実機に適用し，振動計測および遠隔監視を実施したためその結果を示す。まず，試運転期間中に実施された低圧最終段動翼の BVM 計測の結果を述べる。試運転は低負荷から徐々に負荷を上げていき，各負荷において真空変化試験を実施し，様々な排気圧力を模擬して翼振動を計測した。Fig.3 に負荷と排気圧力で表された運転マップ上に振動振幅の計測値を示す。振幅は円の大きさで示され，図左上の LIMIT の円の大きさが非同期振動に対する振幅制限値を示す。図から，いずれの負荷および排気圧力においても振幅は十分に小さいことが確認され，翼の健全性が確認された。

次に，試運転後に実施した BVM 遠隔監視結果について述べる。遠隔監視は 3 年以上に渡って実施された。Fig. 4 に BVM によって計測された年間の振幅の変化とばらつきを示す。いずれも制限値に対して十分に小さな振幅であることが確認できた。また，水温が高く排気圧力が悪化する夏場において振幅が増加する傾向が確認され，年間の振動特性を把握することができた。さらには，急激な，あるいは経時的な振幅の増加は確認できず，長期間に渡る翼の健全性が確認ができた。実際、3 年間運転後の定期点検において、動翼が健全であることが確認されている。

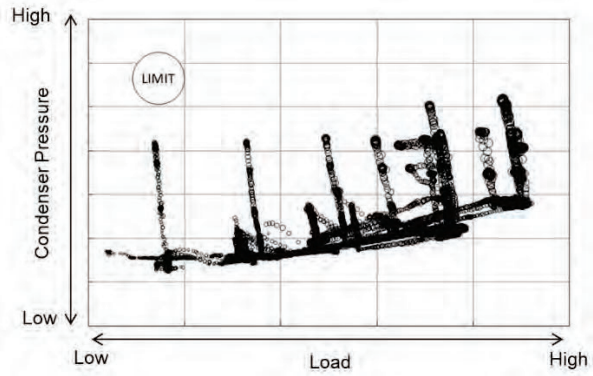


Fig. 3　Load and condenser pressure map with BVM amplitude; Babble size shows BVM amplitude

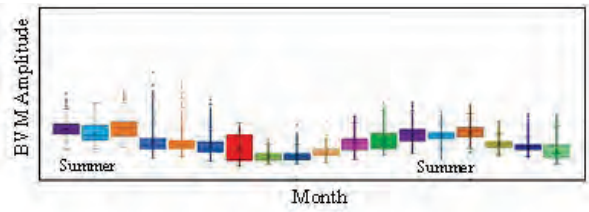


Fig. 4　Monthly Change of BVM amplitude

4. 結言

当社で開発してきた BVM の概要とその実機適用および遠隔監視の結果について述べた。BVM により試運転期間中の翼の健全性確認の実施および長期間の安定した高精度の振動計測が可能となった。また TOMONI と組み合わせることで遠隔監視も可能となり年間の振動特性の把握や，当社タービンの更なる信頼性向上へ貢献できるようになった。

参 考 文 献

(1) Goto, T., Watanabe, T., Baba, T., Momma, K., Miyajima, K., Damping Prediction Method for a Synchronous Vibration Modes and Verification by Electromagnetic Excitation for Full Scale turbine Blade, Proc. ASME Turbo Expo 2023, GT2023-102146 (2023).

(2) Tochitani, N., Momma, K., Takahashi, T., Ozaki, S., Goto, T., Design Evaluation and Verification for Steam Turbine Long Blade Flutter Vibration in High Loading Operation, Proc. IGTC2023 (2023).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.217, 2026/10/03.