

JAXA 航空ビジョンとエンジンの研究動向

坂田公夫、林 茂、柳 良二 (JAXA)

JAXA's Aeronautics Vision and Jet Engine Research Overview

While a future large market expansion of transport is predicted and the upgrading of science and technology by aeronautics, and the growth of aerospace industries' capability in our country are expected, the technology trends of the aircraft and aero-engine, which is moving, are grasped, the future vision of technology and industry which should hold our country is drawn. The basic policy for engine R&D of the JAXA is described with the current status of joint promotion of eco-engine plan. Furthermore, a proposal is tried about the strengthening measure in the each role assignment of JAXA, private sector and universities to be effective, and for the cooperation of those organizations.

概要

今後の大幅な市場拡大が予測され、我が国における科学技術の向上、航空機/エンジン産業の自立拡大による産業構造高度化が期待される中で、動きつつある航空機・エンジンの技術動向を把握し、我が国の保有すべき技術と産業の将来ビジョンを描き、これを実現するための JAXA 航空・基盤の研究開発計画の推進方策について、エコエンジン研究開発の共同推進の現状とともに述べる。さらに、ますます重要になる民間・大学と JAXA の連携について、これら機関の効果的な役割分担とともに、その強化策について、提言を試みる。

はじめに

今後 20 年で 3 倍にも成長するとされる航空輸送需要の拡大予測をもとに、航空機の開発販売は、欧米伯加に加え、中国、ロシア、インド等においても積極的な動きがある。我が国でも国が支援する 70/90 席の MRJ 機の開発が 2008 年春に本格着手に至り、防衛省機の民間転用が研究されている。エンジン分野では、高まる燃料コストや環境保護の要求と、総合的な競争力への対応から、MRJ に採用されたギアードファン・エンジンや最近オープンロータと称されている 90 年代に研究された高速ターボプロップの再来など、新たなエンジンシステムの開発が進展する可能性が出てきている。いずれにしても、エンジンのキーワードは低 CO₂、ライフサイクルコストの低減、高環境適合性である。また、機が熟せば出現すると考えられている超音速機や極超音速機に向けたエンジンについても、その技術先端性や防衛目的などの目的で研究が行われている。この様な中、我が国のエンジン部門は、エンジンライフサイクル完結による日本ブランドエンジンの開発、高度な環境技術要求への対応、産業規模の拡大、産業構造の素材から組み立てまでの整備、などが今後の発展に向けた基本的な課題と言える。

本稿は、新たな時代を迎えつつある我が国の航空機、エンジンの技術と産業活動について、技術競争力を強化し、世界の中で規模ならびに質においてより高いレベルに引き上げること目的とした研究開発の推進方策について考察するものである。そのため、今後の技術動向を見通し、JAXA と民間の連携の強化を進め、研究開発を効果的にするために検討している JAXA 航空・基盤部門のビジョン「JAXA 航空ビジョン」の骨格を紹介し、その具体策の案について、そのいくつかを述べ、関係者との議論に付そうとするものである。

1. 我が国エンジン研究開発の基本課題

航空エンジン産業は、エンジンシステムを支える多様で信頼性の高い、高度な技術と、高い製造技術要求のため、その生産国は航空機以上に限られており、大型民間エンジンのブランドは米国とイギリスの 2 カ国に限られ、エンジン全体の売上高シェアも、米国の 52%、英国の 22% と高い (図 1) [1]。このことは、航空用エンジンの分野が極めて高い技術優位性の産業であり、ブランド力が大きな意味を持つことである。また、我が国は産業の高度化を目指しており、航空宇宙分野はこのために残された大きな機械産業であり、上記の特性を持つ航空エンジン産業は戦略的な重要分野である。現在の我が国の世界売上高シェアは、主要 3 社を合わせても 6% に届かず、民間機用のエンジンブランドも持っていない。自主開発エンジンとして自主ブランドエンジンを持ち、シェアを十分な数値まで高めることが、容易ではないが、我が国が目指さなければならない目標である。そのためには、重点化された戦略性のある技術開発と、エンジン開発基盤としての大型試

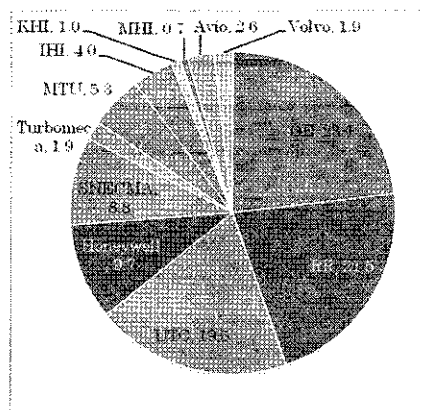


図 1 世界のエンジン売上高シェア(2006) [1]

験設備、マーケットを掴むための各種活動、我が国の関係方面が保有するポテンシャルの有機的な連携などが一つに統合された方針の下に総合的に実施されなければならない。総合力と経験で劣る我が国が、欧米の先行する国に対抗するためには、可能な限りの合理的行動が求められる。

21世紀初頭の予測ではどの機関も図3[2]に示すように、大きなマーケット拡大を示している。特に今後もエンジンマーケットの拡大が続く見通しであっても、国際共同あるいは連携の路線は依然として産業施策の重要な手法である。当面、我が国エンジン産業規模を世界の6%から、10%を超えるものにすることが目標となる。5年で達成するとすれば、年率で17%の成長が必要であり、10年であっても約11%の成長が必要とされる。

図2は我が国のエンジン研究開発と実機エンジンの歴史であり、技術の展開の流れでもある。我が国の少ない研究開発機会を活用して、国際共同開発への参入などを果たしてきており、これまでに年産高3000億円にまで成長してきた。23%の生産分担であるV2500シリーズエンジンは、FJRエンジンの研究開発が契機となっており、受注は大変好調ではある。さらに、GEのCFシリーズ、RRのTRENTな

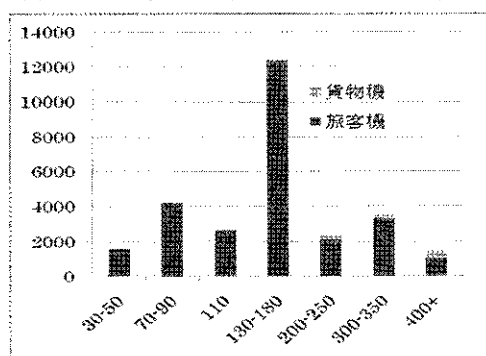


図2 2026年までの航空機需要予測(RR)

どの共同開発への発展も出てきている。これらの成果の上に、現在、

機体産業と同様な目標としてのライフサイクルを完結させた自立したエンジン開発販売国になることを目指してエコエンジン計画がJAXAのグリーンエンジン技術研究と連携して進められている。現在は実証エンジン開発の段階にあるが、上記の動向変化への対応に苦慮する場面も見られ、技術目標と研究開発の目的の再確認、あるいは再構築が必要である。技術的には、低NOx燃焼器や新しいファン形態、超耐熱合金適用、CFD活用の低騒音、高効率ターボ要素などに挑戦しており、成果が生まれつつある。

これらの背景あるいは問題意識から、JAXAは次の8項目を我が国エンジン分野の基本課題と考えている。

- (1) 自主エンジンのブランドの獲得: 我が国が主導するエンジンの開発販売。このためのインテグレーション技術の獲得。さらに、国内TC技術力の獲得。
- (2) 国際共同開発における位置付けの向上、技術貢献の拡大。これによる産業規模の拡大。
- (3) 優位技術の確立と持続的強化、このためのJAXA研究開発の強化。
- (4) 技術・産業の国際競争力強化。このためのJAXA技術評価インフラ(試験設備とシミュレーション技術)の整備運用、他機関所有試験設備の活用。
- (5) 防衛部門のエンジン技術の持続的強化と民間部門との交流活発化。
- (6) 研究開発と技術実用化のシームレスな計画と実行。このための統合技術政策の確立と推進戦略の共有。
- (7) ライフサイクル全体を見通す技術力の強化、このための国内航空機メーカー、エアラインとの連携強化。
- (8) MRO(整備、部品事業)の展望

2. JAXAが目指す航空ビジョンと課題[3]

JAXA航空及び基盤技術部門では、我が国を取り巻く情勢の急速な変化と、我が国が抱える課題あるいは目標から、自らの役割と計画を明らかにした上で、将来の姿を提示する目的でJAXA航空ビジョンを検討している。その主要なポイントは下記の3つの任務と4つの重点研究方策とに定義される。

その1: 三大任務

- ① 我が国の基盤充実、産業底力強化のための研究開発(ニーズ対応研究)
= ライフサイクルを完結する国産機・国産エンジンに求められる技術の研究
= 国の基盤としての試験設備の

我が国のエンジン研究開発と実用・国際共同開発エンジン - 技術の発展、関連 -

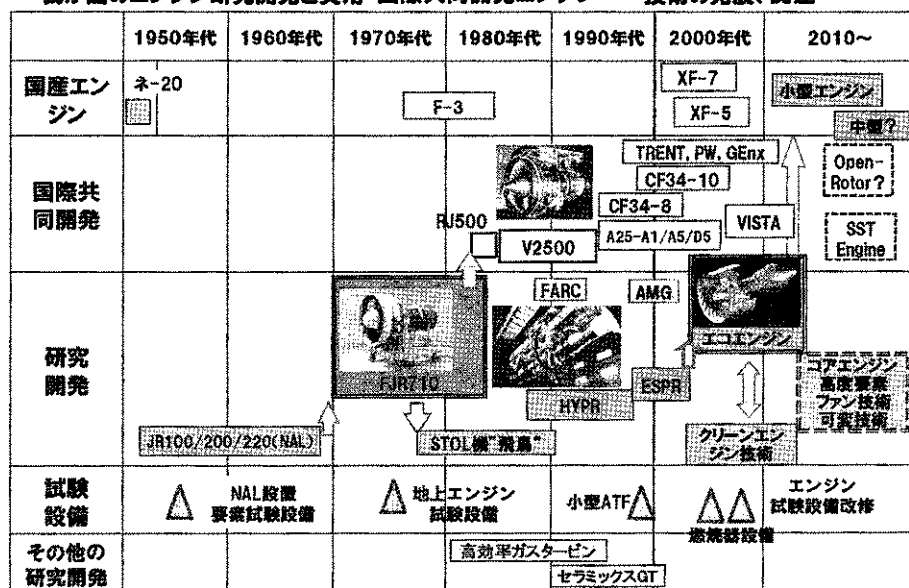


図3 我が国におけるエンジン研究開発と実用エンジンの歴史

高度運用

- ② 世界のリーダーの一員となるための研究開発(先端技術研究)
 - = 先行技術による超音速機を主導し、中大型機の国際共同開発を技術支援
- ③ 使える安全な航空システムのための研究開発(輸送対応研究)
 - = 運航を支える航空安全技術、航空管制システムにおける国際基準化技術
 - = V/STOL 機、災害無人機などの新たな可能性追求

その2: 重点研究と方策

- (1) MRJ 開発支援、エコエンジン共同研究、航空安全の研究推進=現実社会への貢献
- (2) 静粛超音速機の推進=先端性の確保、未来への提案
- (3) インフラ整備と研究開発基盤拡充: Jet・FTB(実験用航空機)の導入と飛行センター設置=インフラの充実
- (4) 国内外の共同研究、技術連携の推進=研究の国際化、研究課題の整合、研究能力の向上

以上の3役割と4重点研究方策を中核として構成している内容が現在議論している JAXA の航空ビジョンの柱である。航技研が 2003 年に JAXA 統合以来、文部科学省航空科学技術委員会や関係方面との議論を通じて、目標をより明確にし、産業や行政との密接な連携、と役割分担を明確にしたあるべき姿を検討してきたものである。特に、国産旅客機開発への決断は、公的な研究機関としての役割について、産業の国際競争力の一環として、あるいは国交省などの行政の技術力基盤として、より一層の明確な定義と、責任ある活動が求められている。ビジョンを JAXA に留めることなく、国全体の共通概念としてのビジョンあるいはグランドデザインが必要とされている。航空宇宙学会ではこのため、今年度にビジョン委員会を立ち上げて、国としての航空技術基盤の形成と産業、大学への期待について、関係方面の議論を集約しようとしている。

ジェットエンジンの分野も、その一環としても議論され、航空ビジョンの重要な要素であるが、技術の流れあるいは産業の構成は航空機とは多少異なり、国際共同開発を含むその戦略にも当然違いがある。そこで、JAXA エンジン部門として、エンジン固有の事項を含む将来の姿とその実現方策について、我が国の共通の課題認識と目標設定を是非行なっておきたいと考えている。

3. JAXA エンジン研究の現状

上記の方針に沿って研究を進めており、技術課題としては我が国の今後を見据えて次の各項目を重視している。

- エンジンのシステムインテグレーション技術
- 耐熱材料に関する材料部門との連携研究
- 高負荷化と複合材適用による軽量化技術
- CFD 適用都とデバイスや搭載法による低騒音化技術

- CFD、シミュレーションによる設計・検証技術
- センサとコンピュータによる故障診断・補償技術
- 超音速エンジン技術、可変構造機構技術
- エンジン・要素試験評価技術、シミュレーション技術
- 代替燃料、電気エネルギー利用技術
- エンジン技術実証研究

具体的な研究として、重点研究(1)に対応して、エコエンジンの研究開発に共同研究として参加し、これまでに培った、低NOx燃焼器技術、低CO2技術としての高温タービン技術、CFDを活用した内部空力の高性能化技術、ノズル低騒音化技術、高音材料適用技術などを参加メカと共同で研究し、その実用化を目指している。重点研究(2)に対応しては、クリーンエンジン技術、可変形状超音速エンジンの研究と先端要素研究がこれに当たる。重点研究(3)では、これまで各社得燃焼器を評価できる環状燃焼器試験設備、および ESPR エンジン地上試験できるエンジン試験設備を整備しており、平成 20 年度からは圧縮機試験設備の整備を進めている。重点(4)に対してはエンジンメカとの共同研究をこれまで以上に緊密に行い、技術移転を促進すると共に、我が国の役割分担を有機的効果的に行うこと、総合的な研究開発力を強化することなどを目指している。また技術の共用性から、防衛用エンジンとの研究開発連携も積極的に行う事としている。以下、研究の内容を詳しく述べる。

3.1 エコエンジンの研究開発

エコエンジンの計画には民間との共同研究として、研究開発に参加し、保有技術の移転、技術評価のための試験、技術実証エンジンの開発支援などを分担している。その技術課題は図 4 に示す各項目である。

(1) 低 NOx 燃焼器技術

燃料スレーシングを含め、低 NOx 燃焼技術の研究はエコ・クリーンエンジン技術の中核テーマである。JAXA はこれまでの研究蓄積から、技術として燃料ノズル、燃焼器技術、燃焼器の性能評価技術の研究を進めている。NOx 排出の

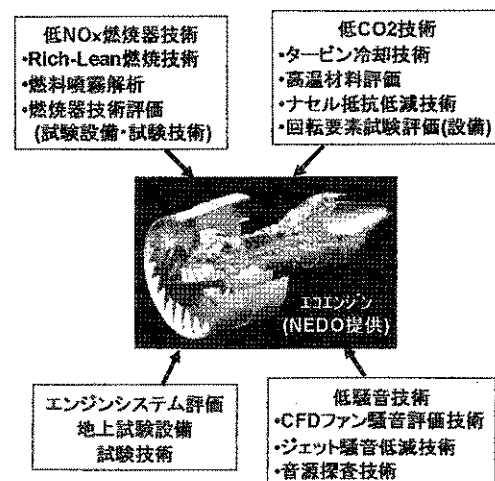


図 4 JAXA のエコエンジン参加技術課題

削減目標は、を行わない方式で ICAO CAEP4 基準の 50% 削減、メインとパイロットの 2 系統の燃料噴射を備え、低推力条件ではパイロットのみに、高負荷ではメインにも燃料を噴射する燃料ステージング方式で 80% 削減である。昨年度、非ステージング方式のリッチ・リーン燃焼方式の環状燃焼器の排出評価試験(TRL5)において NO_x については 60% を越える削減が実証されており、CO、HC(未燃炭化水素)も ICAO の基準からそれぞれ 40%、85% もの削減が確認され、エンジン試験においてもエコエンジンの排出低減目標を達成できると考えられる。一方、ステージング方式は現在、セクター形態燃焼器レベルの段階にあり、NO_x と燃焼効率とのトレードオフの課題に取り組んでいるところである。

燃料ノズルからの噴霧の特性を 1MPa までの高圧雰囲気下において評価するための噴霧試験タワーとともに、先進的なレーザー計測手段として、噴霧断面内の粒径分布と燃料濃度の画像が得られる噴霧構造解析装置、3 次元液滴速度と濃度の測定が可能なステレオ画像干渉法による装置を開発し、JAXA および企業で開発中の燃料ノズルの性能評価に供している。図6は噴霧の可視化像と 3 次元の画像処理結果である。

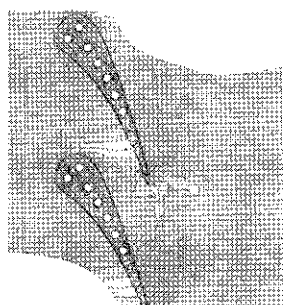
(2) 低 CO₂ エンジン技術

タービン冷却技術として、IHI と東京農工大と共同で進めてきた初段静翼用マルチスロット冷却構造(図7)は、シンプルな構造にもかかわらず従来のものと同程度の冷却性能が確認されている。冷却性能向上型としてピンフィンを追加した複合冷却構造では冷却空気量の 10% 以上の削減が期待できる。図7は初段タービンの CFD と熱伝導との複合解析結果であり、迅速かつ正確な設計評価を実現した。また、国産耐熱材料の評価として、熱応力を印加した状態で繰返し引っ張り試験を行なえる繰返し熱機械応力試験装置(図8)を開発し、IHI-NIMS 共同開発の単結晶耐熱材料 TMS183 等の試験を行った。また、燃焼器ライナ候補材料の高温雰囲気における疲労試験を MHI と共同研究の一環として実施している。

ファン・圧縮機は CFD 設計、高負荷化、広域安定作動などの技術課題となるが、JAXA は、回転要素試験設備の整備を進め、20 年度末から IHI と共同でエコエンジン用圧縮機試験に着手する。また、ナセル抵抗、バイパスダクト内の損失等を評価し、低減するため、ナセル周り流れ、ファン動翼、静翼、ストラット、パイロンを含めたファン・バイパスダクト全周流れ解析等を進めている。

(3) 低騒音化技術など

図7 ECO-高圧タービンの CFD と冷却複合解析



騒音抑制デバイス、CFD によるファン騒音予測、音響計測評価技術の開発を進めている。ジェット騒音抑制デバイスについては IHI と共同で、ノズル出口部に配設したノッチによる低減効果を地上エンジン試験で評価する計画である。また、CFD によるノッチによるノズル下流のコア・ファン流混合解析による騒音抑制評価や空力効果、ファン騒音予測を行っている。

3.2 先端的萌芽的研究

(1) エンジンシステムと制御技術の研究

新しいエンジン概念を創出するシステム研究や、システム信頼性や機動性の向上のための制御技術の研究は重要であり、JAXA が保有する YJ69 小型エンジンの活用や、研究用の高空試験設備(超音速エンジン試験施設)を用いて研究を進めている。

(2) 超音速・極超音速エンジン

マッハ数 2 程度の超音速エンジンは、ESPR 技術を元に可変形状化などを検討することが効果的である。昨年度旧 FJR テストセルを改修し、ESPR エンジン試験を可能とする設備にしたので(図 12)、今後この分野の研究を進めることとした。また、YJ69 も研究用の TB として有用である。

マッハ 5 程度を巡航する極超音速機に関しては、予冷ターボジェットの研究を既に数年にわたって行なっている。極超

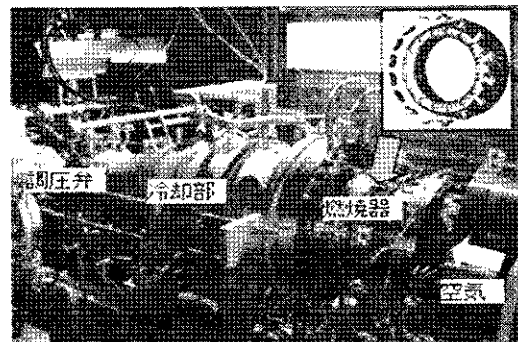


図5 環状燃焼器試験設備と試作燃焼器

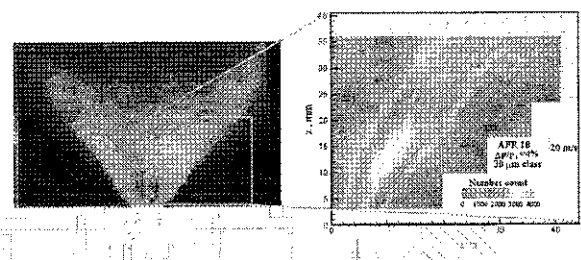


図6 燃料噴霧の可視化画像



図8 高温耐熱材料の繰返し熱機械応力試験

音速の高温スタグネーション温度の空気を燃料水素で予冷却し、ターボ部の作動温度を下げることで、エンジン作動と性能を確保することを狙ったエンジンで、研究は現在エンジン概念検証の段階にあり、これまで小型の検証用エンジンで始動試験などを行ってきた(図9)。

(3) レーザ計測法

燃焼状態の診断にレーザ計測技術は不可欠だが、JAXAではレーザ誘起蛍光法(LIF)、レーザ誘起プラズマスペクトルスコピー(LIPS)および、PIVを開発し、適用している。特に、ノイズとなる燃焼光の存在と高圧ガスによる励起光の吸収の克服に努めており、この問題に対して2波長を使う新たなLIPS法を開発し、図10に示すような水素燃料のプラズマ着火特性の解明を高圧条件下で高精度に実現するなどの結果を得た。

(4) 電動エンジンなど

航空機の代替燃料化とCO2発生的大幅削減を目的とする研究として、燃料電池や太陽電池をエネルギー源に想定した電動エンジンの研究を開始したところである。ジェットエンジンのコア部をなくし、これを電動モータとすることで、エンジンシステム概念の自由度は無限とも言えるほどに大きくなる。そこで、JAXAでは究極の形態のひとつと考えられる、ファン外周にリニア型の駆動部を配した電動ファンを考案し、その成立性の検討に入った。その概念と駆動部のイメージを図11に示すが、これにより、単なるファン部だけからなる円盤状のエンジン形状が可能となる。これは、軽量化に大きく寄与することは言うまでもなく、必要推力に応じて、複数エンジンの一部を翼内などに積み込むようなシステムを検討することも出来る。しかしこの実現にはきわめ

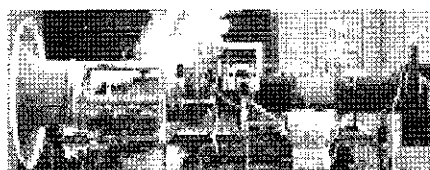


図9 予冷ターボジェットの地上試験

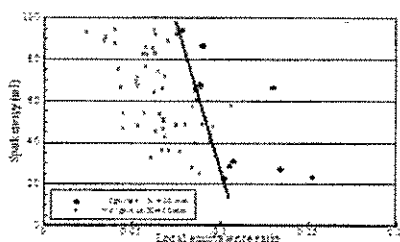


図10 新しいLIPS法による水素着火特性の解明

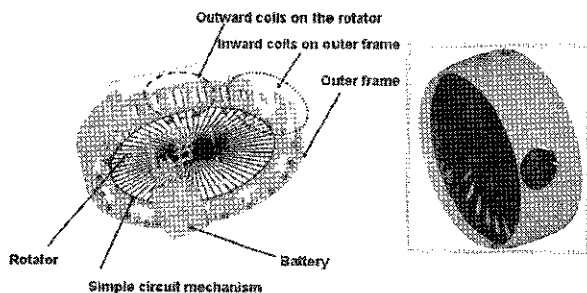


図11 電動エンジンの概念とリニアモータ部

て強力なリニアモータシステムと遠心力に耐えるファンなどが必要で、研究の息は長い。

これらのほか、エンジン内部流全体 CFD と熱、構造を一括した数値シミュレーションによりデジタルエンジンを作る試み、故障対応を含むインテリジェント制御技術についても研究開発を進めている。

3.3 試験研究設備の整備

エンジンにおいても風洞と同様に、国のエンジン技術基盤として大型試験設備が位置づけられる。欧米と等しく、これらの試験設備は多額の投資と高度な技術基盤が必要であることから公的試験研究機関が保有し供用することが求められるが、JAXA はまさにその位置にある。試験設備は、開発における国際競争力の一部であり、開発品の質を支える基盤となる。JAXA はこの観点からの設備整備と運用を重視しているが、財政上の制約から思う様には進んでいないのが現状である。しかし、これまで小なりとは言え小型の高空性能試験設備(図12)、テストセル(図13)、回転要素試験設備などの整備を進めて来た。今後、我が国がどこまで世界と戦ってエンジンの技術を高め、自主開発エンジンを進めるかの決断と計画に依存するが、これは卵と鶏の関係にある。実際には整備と技術蓄積に時間と資金を要することから、先見性を持って、適切な合意の上で計画的に整備することが求められる。残念ながら、前述した米英(仏)に比較してその設備基盤の遅れはきわめて大きく、従って、防衛機関も含めて国内の持てるポテンシャルを最大限生かすことがまずは求められ、さらに自前整備と海外設備の借用について、

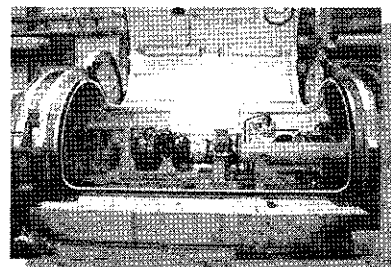


図12 小型エンジン高空試験設備

その時々
の最大効
果を考え
た処方
で実施
する以
外に道
はな
ら
う。

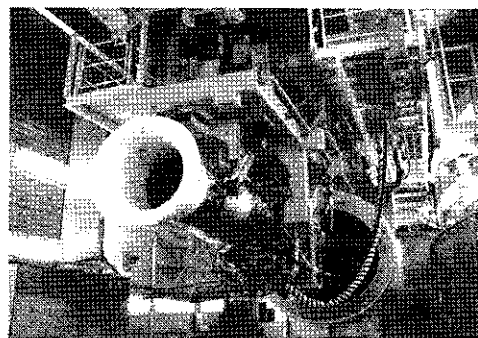


図13 研究用地上エンジン試験設備
2008年ESPR運転用に改修

4. 技術動向と航空エンジンビジョンに関する考察

4.1 エンジン技術動向[4]

ここではオープンロータと呼ぶ超或いは超超高バイパスエンジンの動向について詳しく見たい。図14は亜音速ファンエンジンの低燃費化に寄与するバイパス比増大の傾向であり、既に現状の高バイパスエンジンでは燃費削減に限界が来ていることを示している。これまで、減速歯車や、機構の複雑性から敬遠され、あるいは技術不足が言われてきたギアドファン(GTF)や過去 ATP あるいは UDF と呼んでいた超高バイパスエンジンが、オープンロータなどの名で形態の革新が始まろうとしている[7]。これは、MRJ が PW1217G、バイパス比8の GTF を採用したことが契機ともいえるのであろうが、今後燃費の更なる削減要求にこたえる有力な手段として見る事が出来、ATP の復活とともにエンジン形態が大きく変貌する兆しを感じる。技術的には、ギアによる重量増や機械損失は既に、推進効率のゲインや低圧タービンの段数削減・軽量化、タービン性能向上が十分に勝っておりが来ることを意味している。耐久性高効率ギアの開発、潤滑やシステムの研究開発が十分成果をもたらしつつある。

さらに、オープンロータと呼ばれる旧 ATP などは、着陸時の逆推力のための可変ピッチ機構や、静翼の無い2重反転タービンや、GE が UDF でトライしたティップファンなどが必要な重要技術となる。騒音や信頼性の観点から敬遠されていた ATP、UDF がオープンロータとなって再挑戦である。図15に欧州のオープンロータ概念 (SNECMA) と80年代の PWA- Allison の ATP を示す。いずれにしても我が国には技術蓄積も乏しく、今後の研究開発計画に十分な検討が必要である。特にコア部への進出が急務である我が国のエンジン業界にと

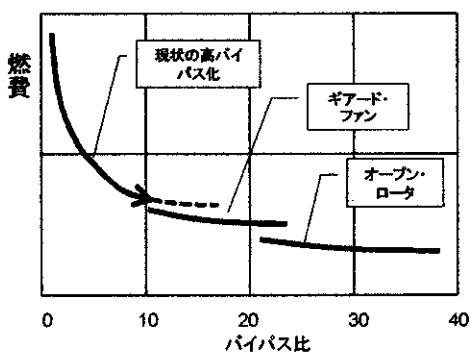


図14 超高バイパス化と低燃費化

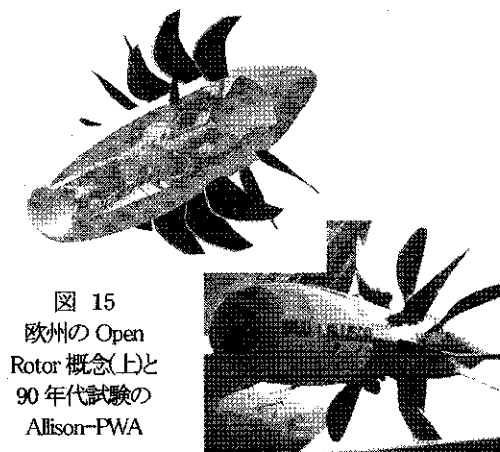


図15 欧州の Open Rotor 概念(上)と 90 年代試験の Allison-PWA

って、極めて重要である。

4.2 我が国の航空エンジン・ビジョンの検討

以上のオープンロータの技術トレンドへの対応も含め、我が国航空エンジンが、今後、世界の10%以上の生産シェアを占めるほどの大きな成長を果たす

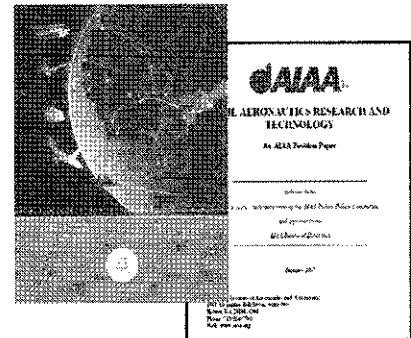


図16 米国の航空 Plan と AIAA 提言

には、技術と基盤、産業力が備わらねばならず、オール日本の議論による施策の共有と、よく検討した戦略が必要である。施策やビジョンについて欧米を見ると、その動きは顕著である。特に米国は2006年に大統領が、米国歴史上始めて統一政策の策定を科学技術会議に諮問し、2006年12月に Policy を、2007年12月に研究開発計画 Plan を提示した[4]。これに対し、学会も施策の必要性を説いた提言を発表し、一役担っていることも注目すべきである。図16は米国の Plan と AIAA の提言の表紙である。ヨーロッパでは、2001年の Vision 2020 発表以来、ACARE(Advisory Council for Aeronautics Research)を設置して検討を重ね、SRA(Strategic Research Agenda)により目的 Objectives を順次設定してきた。これに沿って各種の研究開発計画を推進し、それらは EU の Framework Programme として位置づけられている。2008年からは FP7 計画において Clean Sky プログラムが、エンジンを含む飛行デモンストラータ開発計画として始まった[6]。

5. 結び

我が国のエンジンはV2500を中心に順調に伸びてきたが、自主エンジンの開発、国際共同開発の参加率の拡大を目標にすれば、一本化された強固な施策が必要であり、重要技術の研究開発、産学官の密接な連携、国際戦略、官民の有機的な役割分担、そして実行力が期待される。JAXA 航空ビジョンがその一端になれば幸いである。

[参考文献]

- (1) 日本航空宇宙工業会「航空宇宙産業データベース」2007
- (2) Rolls Royce "Market Outlook 2006-2025", 2006
- (3) 坂田「我が国航空グランドデザインの基本事項」航空エンジンシンポジウム、航空宇宙学会、2008.9.11
- (4) 石澤「超高バイパスエンジンの動向」JAXA 航空基盤懇談会、2008.9
- (5) National Science and Technology Council (USA), "National Plan for Aeronautics Research and Development and Related Infrastructure", Dec.2007
- (6) ACARE Home Page (EU), 2008

Cool Earthーエネルギー革新技术計画の概要と水素・燃料電池関連技術

坂田 興

財団法人 エネルギー総合工学研究所

2007年には、気候変動に関する政府間パネル(IPCC)の第4次評価報告書が公表される中、地球温暖化問題が重大な国際的な政治課題として登場した。わが国の安部首相(当時)は同年5月に「美しい星へのいざない Invitation to Cool Earth 50」を発表し、「世界全体の温室効果ガスの排出量を、現状に比して2050年までに半減する」との長期目標を、全世界に共通する目標として提案した。これらの動きを受けて、ドイツのハイリゲンダムで開催されたG8サミットでは、「2050年までに世界全体の温室効果ガスの排出量を少なくとも半減することなどを真剣に検討する」との合意に達した。

わが国では、Cool Earth 50の目標の実現には革新的技術の開発が不可欠との認識を基に、21の革新技术に関して、「Cool Earth-エネルギー革新技术計画」有識者会議報告をとりまとめた。内容の大筋は、下記のとおりである。

- ① 2050年の大幅削減に向け我が国として重点的に取り組むべき技術の特定(図参照)
- ② 長期にわたる技術開発のマイルストーンとして、各技術のロードマップの作成
- ③ 長期的視点から技術開発を着実に進めるためロードマップを軸として国際連携のあり方

本講演では、この報告の概要を紹介するとともに、水素・燃料電池関連技術に関して、説明を加える。

ー重点的に取り組むべきエネルギー革新技术ー

エネルギー源毎に、供給側から需要側に至る流れを俯瞰しつつ、効率の向上と低炭素化の両面から、CO₂大幅削減を可能とする「21」技術を選定。



CO₂回収型発電システムの技術開発と展望

*犬丸 淳（電中研）

Development and View of Technology for Power Generation System with CO₂ Capture

*Jun INUMARU (CRIEPI)

ABSTRACT

The emission of CO₂ in the coal thermal power plant is one of the most important problem for the electric utility companies. A lot of projects of CO₂ capture and storage (CCS) are planned recently in EU and North America. However, existing technologies on CCS have difficult problems, such as a great decrease of the thermal efficiency and the rise of the cost, to introduce to the power generation system. In this paper, existing technologies for Power generation System with CO₂ Capture are reviewed, and a new highly efficiency IGCC system with CO₂ capture was introduced. The system consists of a new oxygen- CO₂ blown coal gasifier and a closed gas turbine using the gas mixed oxygen with CO₂, which is recycled from exhaust gas, and the CO₂ separation system is not required in the system. The net thermal efficiency of this system is calculated as 42% (HHV base, 1300°C class gas turbine) with CO₂ capture and technical subjects for practical use are clarified.

Key words: CO₂ capture and storage, Pre combustion, Post combustion, Oxy-fuel, IGCC

1. はじめに

地球環境問題への対応から、石炭火力発電における CO₂ の排出抑制が極めて重要な課題となっている。この課題に対して、電気事業は USC や IGCC をはじめとする高効率化技術の開発、バイオマス燃料の導入など様々な対策を進めている。一方、近年欧米を中心に、中長期的な温暖化防止対策オプションの一つとして炭酸ガスの分離回収・貯留 (CCS; CO₂ Capture and Storage) の導入に向けた動きが活発化している。2005 年の気候変動に関する政府間パネル (IPCC) で、CCS に関する特別報告書¹⁾が採択されて以来、CCS は有力な温暖化対策のひとつとして注目され、欧米を中心に多くの導入計画が発表されている。現在検討されている CO₂ 回収型発電システムは、燃焼後回収システム (Post Combustion)、酸素燃焼システム (Oxy-fuel Combustion)、燃焼前回収システム (Pre Combustion) の 3 種類に大別される。しかしながら、いずれのシステムでも、発電効率の大幅な低下やコスト上昇が大きな課題となっており、それらを解決する革新的な発電システムの開発が望まれている。

本報では、現在考えられている CO₂ 回収型火力発電の概要と技術開発動向を述べるとともに、新たな将来オプションとして、「CO₂ 回収型次世代 IGCC システム」について紹介する。

2. CO₂回収型火力発電の概要と開発動向²⁾

(1) 燃焼後回収システム

本システムは、微粉炭火力発電などの排煙処理装置の後流に CO₂ 回収装置を設置し、排ガスからの分離・回収を行うものである (図 1 (1))。CO₂ 回収技術としては、吸収法、吸着法、膜分離法などがあるが、現時点では化学吸収法が実用化されている。化学吸収法の最大の課題は、吸収液から CO₂ を放出させるための熱エネルギー消費量が大きいため、プラント熱効率が低下することである。燃焼後回収システムによる実証プロジェクトは、英国、ノルウェー、米国などで計画されている。

(2) 酸素燃焼システム

図 1 (2) に示すように、本システムは空気かわりに CO₂ で酸素濃度を調整したガスをボイラに供給して微粉炭を燃焼するシステムで、空気中の窒素が混入しないので燃焼排ガスは CO₂ が主成分となり、これを直接圧縮してを液化することで CO₂ を回収することができる。このため、燃焼後回収システムと比べ、CO₂ 回収装置が不要となるメリットがある。本技術による主な実証プロジェクトを表 1 に示す。本技術の開発課題としては、スケールアップ技術、大型ボイラでの収熱特性の検証、酸素製造動力の低減などが挙げられている。

(3) 燃焼前回収システム

本システムは、石炭ガス化複合発電 (IGCC) をベースとし、ガスタービンで燃焼する前に CO_2 を分離・回収するものである。石炭ガス化炉で発生した石炭ガスを改質器で水性シフト反応 ($\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2 + \text{CO}_2$) により、 CO_2 と水素に改質し、 CO_2 を分離・回収する (図 1 (3))。 CO_2 回収後の水素主体のガスはガスタービンに送られ、発電に利用される。 CO_2 の分離・回収には、吸収法、吸着法および膜分離法のいずれの方法も適用できる。現在、表 2 に示すように米国 FutureGen など様々な IGCC + CCS の実証・商用プロジェクトが計画されている。本技術においては、 CO_2 分離・回収装置のスケールアップ、改質器の性能向上、水素ガスタービンの開発などが課題と考えられる。

(4) CO_2 回収型火力発電の発電効率とコスト

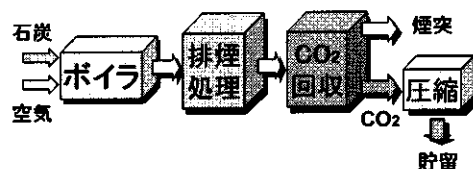
1000MW の微粉炭火力発電に燃焼後回収システム (化学吸収) を適用し、90% の CO_2 を回収したとすると、年間 500 万トン程度の CO_2 を削減することができる (回収前送電端効率 41.8%、稼働率 80% の場合)。しかしながら、 CO_2 回収することにより所要動力が増え、発電効率が低下するとともに、 CO_2 回収設備などの設備費の増大により発電コストは大幅に増加する。燃焼後回収システムでは、 CO_2 回収により発電効率は約 2 割低下し、発電コストは約 1.5 倍になるとの報告もある¹⁾。さらに、 CO_2 の輸送・貯留も含めた場合、発電コストは回収なしに比べて 2 倍程度になるものと想定されている。

3. CO_2 回収型次世代 IGCC システムの概要

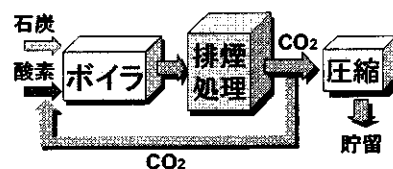
(1) システムの概要

以上のように、既存の技術ではいずれのシステムでも、発電効率の大幅な低下やコスト上昇が大きな課題となるため、これらの課題を解決する革新的な発電システムの開発が望まれる。(財)電力中央研究所では、 CO_2 を回収しながら高い効率を維持し、プラントの簡素化などによるコスト低減も期待できる、新しい CO_2 回収型次世代 IGCC システムを提案している^{2),3),4),5)}。本システムの概念図を図 2 に示す。本システムは、回収した CO_2 を効果的に利用する新たな酸素- CO_2 吹き石炭ガス化炉と、リサイクルした排ガスに酸素を混合して燃焼させるクローズドガスタービンを組み合わせたもので、酸素燃焼と燃焼前回収を融合したシステムといえる。

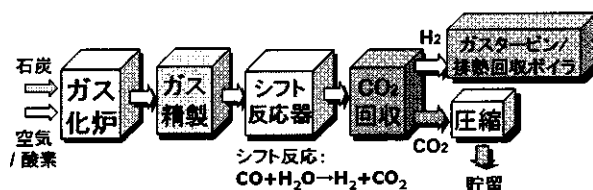
ガス化炉では、従来窒素を用いていた微粉炭搬送等によりリサイクルした CO_2 を用いている。脱塵、乾式脱硫を経た生成ガスは、ガスタービン燃焼器



(1) 燃焼後回収システム



(2) 酸素燃焼システム



(3) 燃焼前回収システム

図 1 各種 CO_2 回収型発電システムの構成

表 1 主な酸素燃焼発電プロジェクト

プロジェクト	開発国	出力	運転開始(予定)
Callide	日・豪	30MW	2010 年
Vattenfall 社	ドイツ	30MW th	2008 年
SaskPower 社	カナダ	300MW	2012 年

表 2 主な CO_2 回収型 IGCC プロジェクト

プロジェクト	開発国	出力	運転開始(予定)
FutureGen	米国	300MW 以上	2015 年
RWE 社	ドイツ	450MW	2014 年
Magnum (NUON 社)	オランダ	750MW (+天然ガス=1200MW)	2011 年
ZeroGen	豪州	80MW	2012 年
GreenGen	中国	400MW	2015 年

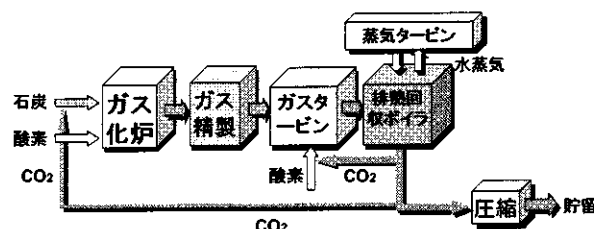


図 2 CO_2 回収型次世代 IGCC 発電システムの概念

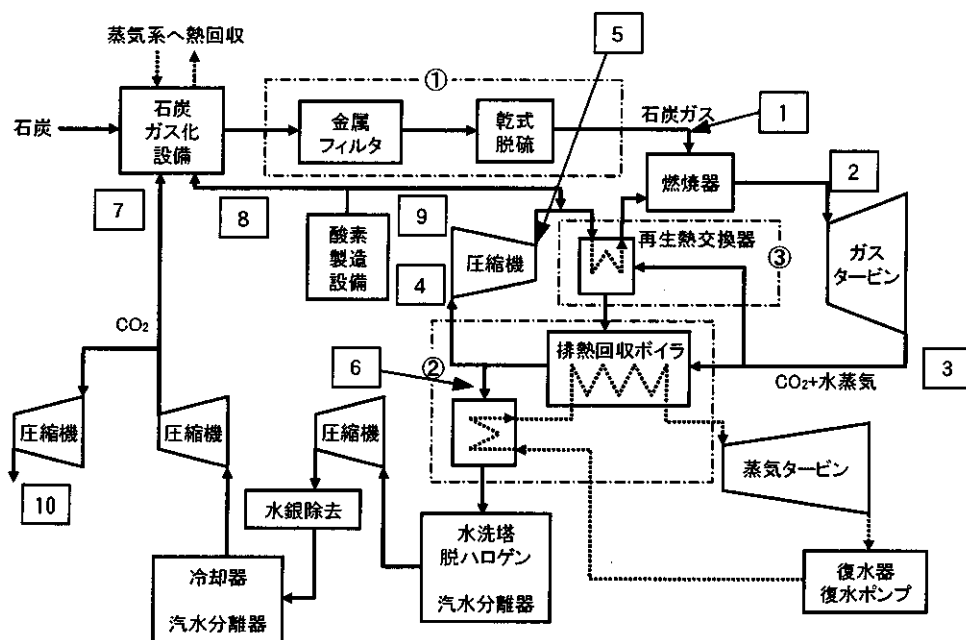


図3 CO₂回収型次世代IGCCシステムの構成

に供給され、リサイクル排ガスと酸素の混合ガスにより燃焼する。ガスタービン排ガスは主成分がCO₂および水蒸気となり、排熱回収ボイラで蒸気系に熱回収された後、水洗塔で冷却されると同時にハロゲンなどの除去が行われる。水分が除かれた高CO₂濃度排ガスは、ガス化炉に必要なガス量を抽気後に圧縮・回収工程へと導かれる。また、排熱回収ボイラおよび石炭ガス化設備で熱回収した蒸気で蒸気タービンを駆動する。

図3にシステム構成を示す。本システムでは、所要エネルギーの大きいCO₂分離回収装置が不要になることに加え、以下の効果により大幅な熱効率向上が期待できる。

- ・酸素-CO₂で石炭をガス化することにより、従来の酸素-N₂吹きガス化に比べて、ガス化性能が向上する（後述）。
- ・ガスタービン燃焼器に入るまでのガス精製設備が金属フィルタと乾式脱硫のみで、ガス精製設備が簡素化できるとともに熱交換に伴う有効エネルギーのロスが小さい（図3①）。
- ・排熱回収ボイラで十分に熱回収した後の排ガスを水洗塔にて脱ハロゲンするため、ここでも有効エネルギーのロスが小さい（図3②）。
- ・ガスタービンの作動ガス中のCO₂分圧が高く、比熱比が小さいことから、タービン側、圧縮機側ともに出入口温度差が小さく、再生熱交換器を設置できる（図3③）。

(2) ガス化炉性能の検討結果

酸素-CO₂ガス化、および比較のため酸素-窒素ガス化、空気吹きガス化について、1次元石炭ガス化炉解析プログラムによるガス化性能の試算を行った。本プログラムは軸方向1次元の反応計算を行うプログラムで、石炭のガス化反応には熱分解、チャーガス化反応、および気相反応を考慮している。チャーガス化反応には、当研究所の超高温・加圧型燃料反応実験設備（PDTF）の実験データから構築したチャーガス化反応速度式を採用した。各計算格子のガス性状（温度、濃度等）は、揮発ガス、ガス化ガス、およびガス化剤の混合ガスに対して平衡計算を行うことで決定する。生成チャー量は、ある初期値を与え、生成チャー量と投入

表3 石炭ガス化性能の比較

ガス化方式			酸素-CO ₂	酸素-N ₂	空気
炉内炭素転換率		%	100	69.9	69.5
生成チャー量		t/h	13.9	51.8	58.1
チャー中 C		wt%	< 0.1	72.9	66.3
チャー中 Ash		wt%	100	27.1	33.7
生成ガス流量		t/h	274.6	274.6	536.3
生成ガス発熱量		MJ/m ³ N	11.1	10.3	5.7
生成ガス組成	H ₂	vol%	21.3	24.4	12.9
	CO	vol%	66.5	56.9	31.8
	CO ₂	vol%	5.4	< 0.1	2.0
	H ₂ O	vol%	5.3	< 0.1	2.2
	N ₂	vol%	1.5	18.7	51.1
冷ガス効率		%	80.8	78.8	76.5

※いずれのケースでも生成ガス中CH₄<0.1%

表 4 主要位置における作動ガスの組成、温度、圧力、流量

		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		燃料ガス	燃焼器 出口	タービン 出口	圧縮機 入口	圧縮機 出口	排ガス冷 却器入口	ガス化炉 CO ₂	ガス化 酸素	GT酸素	回収CO ₂
温度	℃	400.0	1220.5	680.2	75.0	454.6	58.1	108.0	124.0	124.0	40.0
圧力	MPa	3.00	2.80	0.12	0.10	3.06	0.10	4.00	4.00	3.50	10.00
流量	kg/s	70.1	861.1	861.1	743.6	743.6	117.5	10.7	30.8	47.3	91.0
組成 (mol%)	CO	66.2%									
	CO ₂	4.9%	70.8%	70.8%	70.8%	70.8%	70.8%	97.1%			97.5%
	H ₂	23.8%									
	H ₂ O	3.2%	27.3%	27.3%	27.3%	27.3%	27.3%	0.4%			
	CH ₄	0.3%									
	H ₂ S										
	COS										
	N ₂	1.5%	1.5%	1.5%	1.5%	1.5%	1.5%	2.1%	2.5%	2.5%	2.1%
	O ₂		0.3%	0.3%	0.3%	0.3%	0.3%	0.4%	97.5%	97.5%	0.4%

チャー量がバランスするまで繰り返し計算を行った。表3に示すように、酸素・CO₂で石炭をガス化すると、CO₂のガス化促進効果(C+CO₂→2CO)によって、従来の空気吹きおよび酸素-N₂吹きガス化に比べて、炉内炭素転換率および冷ガス効率が大幅に向上することが推算された。生成チャー量およびチャー中炭素を大幅に低減できれば、チャーリサイクル系がコンパクト化でき、設備コストを低減できる可能性がある。

(3) プラント熱効率解析結果

当所で開発した「発電システム熱効率解析汎用プログラム(EgWin)」を用いて、実用規模プラントの熱効率解析を行った。解析に当たっては、プラント出力400～450MWを想定し、石炭入熱992MW(石炭投入量118.5t/h)、供給酸素濃度97.5%とし、1300℃級ガスタービンについて解析を行った。また、回収CO₂は10MPaまで圧縮・液化するものとして、その圧縮動力も考慮した。

表4に主要な位置(図3における□内の数字と対応)における作動ガスの組成、温度、圧力、および、流量を示した。ガスタービン燃焼器においては、一酸化炭素の生成を避けるため、酸素供給量を理論等量比の1.05倍程度とする必要がある。本システムでは、リサイクル排ガス中に未反応の酸素が存在するので、必要酸素量の0.6%増程度の酸素を補給すればよいことが分かった。また、1,300℃級ガスタービンを採用した場合には、排熱回収ボイラにおける高温側の熱が再生熱交換器(RX)で消費され、高温側の熱量が不足気味となるため、本検討では中圧蒸気圧力を下げ、再熱蒸気温度を450℃とした。さらに、同様の理由から高

表 5 発電効率試算結果

ガス化方式		酸素-N ₂	酸素-N ₂	酸素-CO ₂	酸素-CO ₂
ガスタービークラス		1300℃級	1300℃級	1300℃級	1500℃級
CO ₂ 回収率	%	0	90	99以上	99以上
発電出力	MW	473	424	564	595
送電端出力	MW	422	346	417	447
発電端効率(HHV/LHV)	%	47.7/49.8	42.7/44.7	56.9/59.6	60.0/62.8
送電端効率(HHV/LHV)	%	42.5/44.5	34.9/36.5	42.1/44.1	45.1/47.2

圧給水流量が少なく、石炭ガス化炉設備における収熱を高圧蒸発器(HP-EVA)のみでは消費しきれないので、中圧蒸発器(IP-EVA)および過熱器(IP-SH)の一部(400℃以下)と、高圧の節炭器(HP-ECO)および蒸発器(HP-EVA)の熱源として利用することとした。今後更なる高効率化を目指すには、検討システムの最適化が必須と考えられる。

表5にプラント熱効率の試算結果を示す。ここで、従来型システム(酸素-N₂)の値は、「酸素吹きガス化+湿式ガス精製+CO₂化学吸収システム」試算値⁶⁾を入熱992MWベースで換算したものである。従来型の酸素-N₂方式では、1300℃級ガスタービン(GT)の場合、CO₂回収により送電端熱効率(HHV)が42.5%から34.9%と大幅に低下するのに対して、CO₂回収型次世代IGCCシステム(酸素-CO₂)では42.1%と極めて高い値となった。これは、前節で述べたガス化性能の向上と、クローズドGTの採用、GT圧縮機後流への再生熱交換器の導入などによる高効率化と、CO₂濃縮・分離の所要エネルギーが不要であることなどによるものと考えられる。

4. おわりに

海外ではCCSによる大型発電プロジェクトが数多く計画されているが、商業的CCS発電プラント

の成立性については、政府援助や排出権取引による CO₂ コストの動向などに強く依存するため、今後も各国の温暖化政策や種々プロジェクトの動向を注視していくことが重要と考えられる。また、CO₂回収型次世代 IGCC システムについては、事前性能試算の結果、CO₂ を回収しながら従来にない高い熱効率を達成でき、システムの簡素化も期待できることが明らかになった。ただし、実現に向けては、①システムの最適化、②ガス化炉本体のコンパクト化、システムの簡素化（チャーリサイクルシステムの削減）、③脱硫工程における高 CO 濃度ガス雰囲気下での脱硫剤中への炭素析出対策、④クローズド GT の最適設計と適切な制御方法などの課題がある。本システムの実現性について、これらの課題を踏まえた上で、今後、詳細な検討評価を進める予定である。

参 考 文 献

- 1) IPCC Special Report on Carbon dioxide Capture and Storage, Cambridge, Univ. Pr. (2005. 12)
- 2) 白井裕三ら：CO₂ 回収型高効率石炭ガス化複合発電システムの提案とその課題, 電力中央研究所報告, M07003, (2007. 10)
- 3) 犬丸淳ら：CO₂ 回収型次世代石炭ガス化複合発電システムの提案, 第 44 回石炭科学会議発表論文集、日本エネルギー学会, (2007. 10).
- 4) 中尾吉伸, 幸田栄一：CO₂ 回収対応次世代型 IGCC システムの提案, 日本機械学会 第 13 回動力・エネルギー技術シンポジウム講論文集, p337-340, (2008. 6)
- 5) 犬丸淳：低炭素社会に向けた高効率石炭ガス化技術および CO₂ 回収型火力発電, 化学工学会 第 40 回秋季大会講演要旨集, (2008. 9).
- 6) NEDO 成果報告書：平成 16 年度グリーン・コール推進事業石炭ガス化を核とするコプロダクションシステムに関する調査, 04002145-0 (2005. 3)

石炭ガス化複合発電(IGCC)の開発について

石橋 喜孝 (株式会社クリーンコールパワー研究所)

1. はじめに

石炭ガス化複合発電(IGCC)は、石炭ガスを燃料とするガスタービン発電と蒸気発電を組み合わせた高効率発電システムである。日本の電力会社は、海外の先行機(酸素吹き IGCC)より高い発電効率が期待できる空気吹き IGCC 技術の開発を進めてきた。これまでの成果を受け、最終段階として信頼性、運用性、保守性、経済性などを実証し、商用機としての成立性を確認するため、IGCC 実証機プロジェクトが行われている。

2. IGCC の特徴

IGCC は従来の微粉炭火力に比べ、以下に記すメリットを持っている。

①発電効率の向上

石炭ガスをガスタービン複合発電の燃料とすること、また、所内動力の大半を占める空気分離設備の容量を小さくできることから、現状の微粉炭火力に対して商用段階で約 2 割の送電端効率の向上が可能である。

②環境特性の向上

発電効率の向上により、発電電力量あたりの SO_x、NO_x、ばいじんの排出量が低減される。また、CO₂ の排出原単位は重油火力並となる。複合発電システムにより温排水は約 3 割低減される。

③灰の有効利用拡大

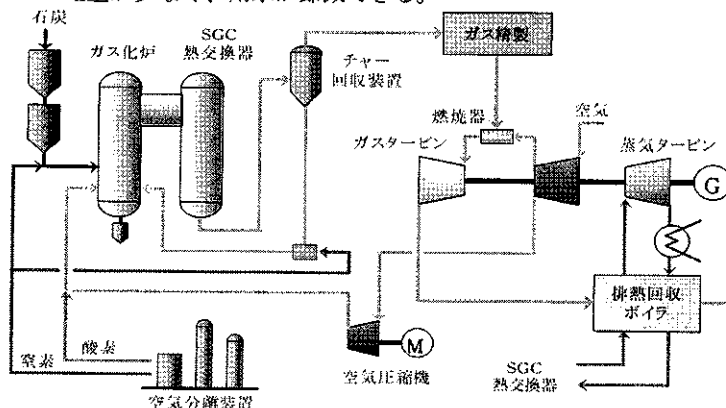
石炭灰をガラス状の溶融スラグとして排出するため、土木工用材料などへの有効利用が期待できる。

④適用炭種の拡大

灰をガス化炉内で溶融してスラグとして排出するため、既設微粉炭火力では利用が難しい低灰融点炭が利用可能となる。

⑤用水使用量の削減

微粉炭火力の排煙脱硫装置は多量の用水を使用するが、IGCC は高压の石炭ガスの状態で脱硫するためガスの処理量が少なく、用水が節減できる。



IGCC 実証機の系統図

3. 開発の経緯

日本では 1986 年から 1996 年にかけて石炭使用量 200t/日のパイロットプラント(25MW 相当)の国家プロジェクトが実施され、空気吹きガス化炉を用いた IGCC 技術の成立性が確認された。IGCC 実証機は、この成果を受け NEDO が実施した FS で選定された最適システムを反映したものであり、現在常磐共同火力(株)勿来発電所構内で実証試験が行われている。

4. プロジェクトの実施体制

本プロジェクトは、北海道から九州までの 9 電力会社と電源開発(株)が設立した(株)クリーンコールパワー研究所(CCP)が実施している。プロジェクト費用の 30%は国からの補助金で、残り 70%を上記 10 電力会社と(財)電力中央研究所が分担している。さらにこれら 11 法人は、人材面でも CCP を支援している。また、CCP は燃料・送電系統などの調整や設備運転のために、常磐共同火力(株)の協力を受けている。

5. 実証機の概要と進捗状況

実証機の仕様と、系統図を下に示す。パイロット試験の結果を受け、種々の事前検証試験を実施した後、2001 年に CCP が設立された。設計と並行して環境アセスメントを進め、2007 年 9 月に 3 年にわたる建設工事が終了した。2008 年 3 月まで調整運転を行い、定格負荷である 250MW 運転を達成した。2008 年から長時間連続運転や運転最適化試験等、本格的な実証試験を開始し、2010 年まで実施する計画である。

6. まとめ

空気吹き IGCC は、高度なガス化技術を必要とするが、世界で最も高効率な IGCC となり得る。CCP は、国、10 電力会社、(財)電力中央研究所の支援を受けながら、効率や信頼性が高く、経済的にも競争力を有する国産 IGCC の早期実用化に向けて、鋭意開発を進めて行く。

IGCC 実証機の仕様

出力	250MW 級	
石炭使用量	約 1,700t/日	
方式	ガス化炉	乾式給炭空気吹き加圧二段噴流床
	ガス精製	湿式ガス精製(MDEA)+石膏回収
	ガスタービン	1200℃級
目標熱効率(LHV)	発電端	48%
	送電端	42%
環境特性(目標値)	SO _x 排出濃度	8 ppm (O ₂ 16%換算)
	NO _x 排出濃度	5 ppm (O ₂ 16%換算)
	ばいじん排出濃度	4 mg/m ³ (O ₂ 16%換算)

多目的石炭ガス製造技術（EAGLE）開発について

電源開発株式会社 技術開発センター 若松研究所

鴻上 享一

1. 概要

石炭は世界的に埋蔵量が豊富で、かつ広く賦存していることから、安定した供給が見込め、わが国のエネルギーセキュリティ上欠くことのできない重要な資源である。しかしながら、石炭は単位発熱量当りの二酸化炭素排出量が他の化石燃料に比べて多く、燃焼時には煤塵、 NO_x 、 SO_x を排出することから、近年の地球環境問題の高まりと共に、その利用拡大においては高効率な利用技術の開発が求められている。

燃焼時における煤塵、 NO_x 、 SO_x の低減についてはこれまでの技術開発により世界最高の技術水準を擁しており、残る課題は二酸化炭素低減に向けた取り組みである。

電源開発株式会社（J-POWER）は、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）との共同研究事業として、「多目的石炭ガス製造技術（EAGLE）」の開発に取り組んでいる。本技術開発は、環境負荷低減、特に地球温暖化ガス発生量の低減を図ることを目的に、高効率で合成ガス（ $\text{CO} + \text{H}_2$ ）を製造することが出来る最も先進的な酸素吹1室2段旋回流ガス化炉を開発するものであり、併せて、得られた石炭ガス化ガスを高度に精製（除塵・脱 H_2S ・脱ハロゲン等）する技術を開発し、化学原料用、水素製造用、合成液体燃料用、電力用等幅広い用途への

適応が可能な石炭ガス化技術およびガス精製技術の確立を目指すものである。本ガス化炉を適用し、ガスタービン、蒸気タービン及び燃料電池との組み合わせにより、既設石炭火力発電と比較し最大30%の CO_2 発生量低減が期待される高効率発電も可能となる技術である。

更に、EAGLE STEP-2においては石炭ガスにシフト反応を施し、 CO_2 を分離回収する試験を計画している。本稿ではプロジェクトの概要および開発状況について記述する。これにより、国内のエネルギー安定供給や環境影響負荷低減に貢献できるなど、クリーン・コール・テクノロジーとしての石炭ガス化技術の展開の可能性を拡大するものである。

2. EAGLE プロジェクト

J-POWER が実施している EAGLE プロジェクトは、燃料電池・ガスタービン・蒸気タービンのトリプルコンバインドサイクルである「石炭ガス化燃料電池複合発電（IGFC: Integrated Coal Gasification Fuel Cell Combined Cycle）」の開発を最終目標としている。

EAGLE プロジェクトでは、福岡県北九州市にある電源開発(株)若松研究所に石炭供給量 150t/d 規模のパイロット試験設備を設置して研究開発を実施している。図-1に EAGLE パイロット試験設備の外観を示す。

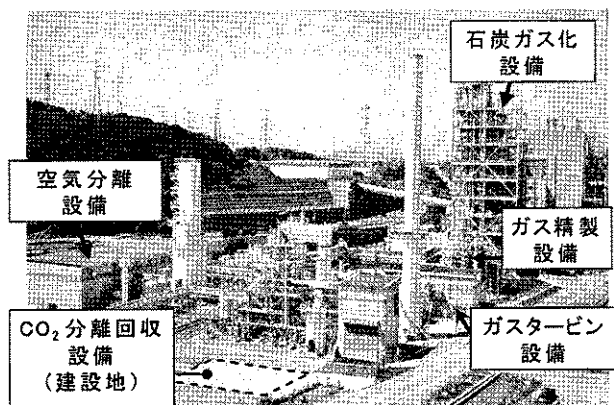


図-1 パイロット試験設備外観

2006 年度までは EAGLE STEP-1 として以下の項目を主要開発目標として取り組み所期の目標を達成した。

- ① 国産酸素吹噴流床型石炭ガス化炉の開発
- ② 石炭ガスを燃料電池に適用可能なレベルまでクリーンアップするガス精製技術の確立

表-1 開発目標および結果

項 目		目 標	結 果
炭素転換率(%)		≧ 98	≧ 99
冷ガス効率(%)		≧ 78	≧ 82
発熱量(HHV) (kJ/m ³ N)		10,000	10,100
連続運転時間(hr)		1,000	1,015
炭種(種類)		5	5
生成ガス (精密脱硫出口)	硫黄分(ppm)	≦ 1	< 1
	ハロゲン類(ppm)	≦ 1	< 1
	アンモニア(ppm)	≦ 1	< 1
	ばいじん(mg/m ³ N)	≦ 1	< 1

2007 年度からは EAGLE STEP-2 として、CO₂ 排出の更なる削減と、実用化に向けた研究開発を目的に以下の項目を新たな開発課題に設定して取り組んでいる。

- ① 石炭ガス化ガスからの CO₂ 分離回収試験
- ② 高灰融点炭への炭種拡大
- ③ 石炭ガス化プラントにおける微量物質挙動調査

EAGLE のプロジェクトスケジュールを図-2 に示す。

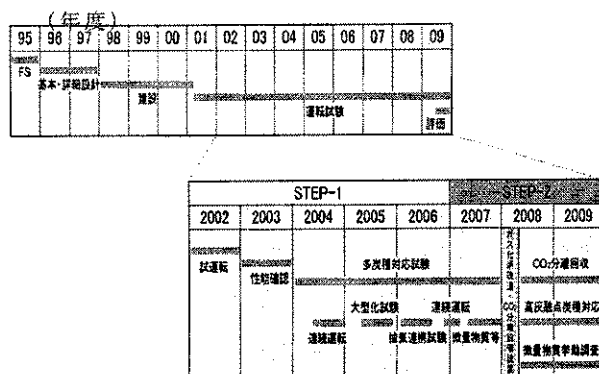


図-2 プロジェクトスケジュール

パイロットプラントは図-3 に示すように石炭ガス化設備、ガス精製設備、空気分離設備、ガスタービン設備およびユーティリティ設備等の付属設備で構成されており、2008 年度からは CO₂ 分離回収設備を新たに設置し、石炭ガス化ガスからの CO₂ 分離回収試験を開始する計画である。

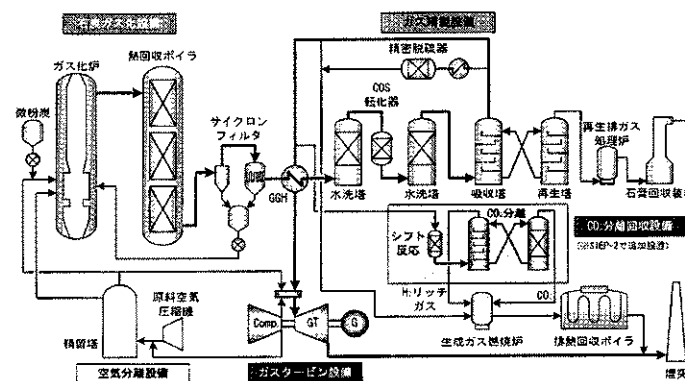


図-3 EAGLE パイロット試験設備システムフロー

本技術開発は、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)との共同研究事業として電源開発株式会社が実施しているものであり、経済産業省を始め、関係各位への謝意を表したい。

膜冷却に関する数値解析 —プレナム内流れの影響—

*酒井 英司 (電中研), 高橋 俊彦 (電中研),
船崎 健一 (岩手大), ハミドン ビンサーレ (岩大院)

Numerical Study on Film Cooling —Effects of Plenum Flow on Film Cooling—

*Eiji SAKAI(CRIEPI), Toshihiko TAKAHASHI(CRIEPI),
Ken-ichi FUNAZAKI(Iwate Univ.) and Hamidon Bin Salleh(Iwate Univ.)

ABSTRACT

Flow fields around a film cooling hole were numerically investigated using $k-\omega$ type turbulence models and Detached Eddy Simulation (DES). Although SST model under-predicted lateral spread rate of film effectiveness, laterally averaged film effectiveness showed good agreement with the experimental prediction. In DES simulation, fluctuation of the cooling flow was observed in the shear layer between the main flow and cooling flow. Due to the fluctuation of cooling air, lateral spread rate of the cooling air was enhanced comparing to SST result. Changing the flow structure in cooling pipe, the inlet velocity of plenum chamber strongly affected the film effectiveness.

Key words: Film Cooling, CFD, Heat Transfer

1. はじめに

ガスタービンの高効率化・高出力化に伴って、ガスタービン入口温度は上昇する傾向にある。このため、タービン翼冷却技術が重要視され、その一つの方法として膜冷却が注目されている。膜冷却は、タービン翼表面にあけた冷却孔から主流よりも低温の空気を吹き出して、翼表面の熱負荷を低減させる方法で、タービン冷却翼に広く用いられている。しかしながら、主流と冷却流の干渉、剥離や渦形成が冷却性能に大きく影響するため、その数値的予測は困難な状況にある。

そこで本研究では、膜冷却の基本的なモデルとして平板膜冷却を取り上げ、まず数値解析による膜冷却の予測性能について検討し、ついでプレナム内の流れが膜冷却効率に及ぼす影響について調べた。

2. 数値解析手法

2.1 支配方程式と解析手法

解析は、汎用熱流体解析ソフト Fluent (ver.6.2) を用いて行った。RANS の解析では、3次元定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とした。乱流モデルに、Kato-Launder による k 生成項の修正を加えた $k-\omega$ モデル¹⁾、時間スケールの制限を加えた $k-\omega$ モデル (time-scale bound)²⁾、および SST モデル³⁾ を用いた。支配方程式の離散化には、対

流項に 3 次精度の MUSCL 法を、粘性項に中心差分を用いた。

非定常計算として、DES⁴⁾ の解析を行った。DES の解析では 3 次元非定常圧縮性 Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、壁近くは SA モデル⁵⁾、壁から離れたところは LES で解析した。時間積分に 2 次陰解法を用い、空間の離散化には中心差分を用いた。

状態方程式は理想気体のもの、粘性係数はサラーランドの式を用いた。物理量はセルの中心で定義した。離散化した方程式の解法には SIMPLE 法⁶⁾ を用いた。

2.2 流路

Fig. 1 に計算の対象とした流路の概略図を示す。Kohli ら⁷⁾、Pedersen ら⁸⁾ の実験を参考にして、流路を決定した。作動流体は空気を仮定した。流路は、平面上を主流が流れる部分、平板の下側に配したプレナム部、それらをつなぐ冷却孔部から構成される。冷却空気はプレナム部から冷却孔を通して主流部に吹き出される。冷却孔の内径は $d=12.7\text{mm}$ で、これを基に、主流部の大きさ ($50d \times 3d \times 6d$)、プレナム部の大きさ ($6d \times 3d \times 10d$) を決定した。冷却孔の長さは $L=3.5d$ で、主流部およびプレナム部に対して 35 度の角度であいている。計算ではスパン方向に周期境界条件を仮定して、Kohli ら⁷⁾、Pedersen ら⁸⁾ の流路の 1 ピッチ分を解

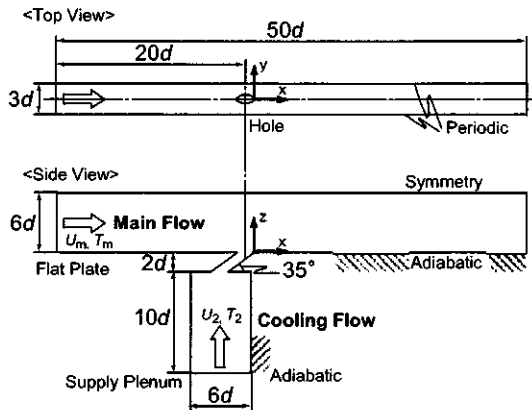


Fig. 1 Schematic View of Numerical Grid

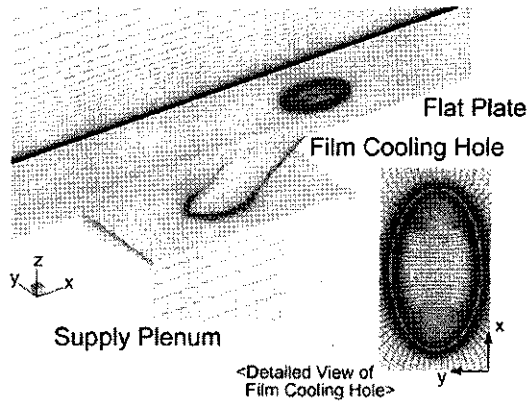


Fig. 2 Detailed View of Numerical Grid

析対象とした。

流路を31個のブロックで構成し、壁と冷却孔の周りに格子を密に配置した。Fig. 2に計算に用いた格子を冷却孔周りを拡大して示す。RANSの解析では、格子依存性の検討結果を踏まえて、セル数が210万のものを用了。DESの解析ではセル数が580万の格子を用了。Fig. 2に示した格子はセル数が210万のものである。

出入り口の条件として、主流部の入口に様な流速 ($U=20\text{m/s}$) を与えた。主流部の出口は圧力を大気圧に固定して自由流出とした。プレナム下面に様な流速を与えた。壁面は断熱粘着壁とした。主流および冷却流の温度はそれぞれ $T_m=298\text{K}$, $T_2=188\text{K}$ とした。吹出し比 $BR=\rho_c U_c / \rho_m U_m=1.0$ について計算を行った。 ρ_c と U_c はそれぞれ冷却孔出口における密度と平均流速である。

2.3 無次元数

膜冷却効率 η は次式により定義される。

$$\eta = \frac{T_f - T_m}{T_2 - T_m} \quad (1)$$

ここで T_f は流体の温度、 T_m は主流空気温度および T_2 は冷却空気温度である。

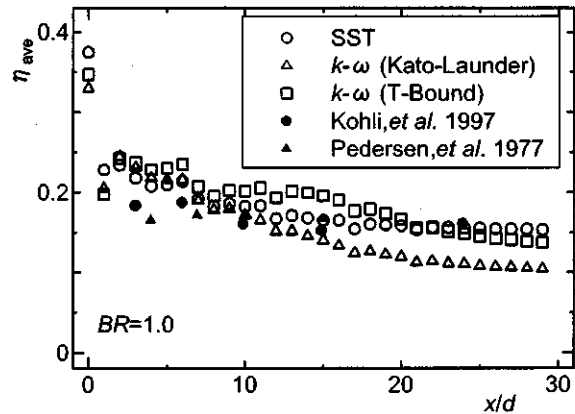


Fig. 3 Effects of Turbulence Model on η_{ave}

3. 結果および考察

3.1 乱流モデルの影響

まず、RANSの計算において乱流モデルが膜冷却効率に及ぼす影響について調べた。Fig. 3に平板面上の膜冷却効率の x 軸方向の分布を示す。膜冷却効率はスパン方向に平均して示した (η_{ave})。図中の○がSST³⁾, △がKato-Lauderによる k 生成項の修正を加えた $k-\omega$ モデル¹⁾, および□が時間スケールの制限を加えた $k-\omega$ モデル²⁾ を表している。●と▲がそれぞれKohliら⁷⁾, Pedersenら⁸⁾の実験結果を表しており、 η_{ave} は冷却孔出口から下流に移行するのに伴って緩やかに低下する。冷却孔の直後で少し実験値とのずれがあるものの、 η_{ave} の分布に関しては、SSTの結果が最も実験値に近く、妥当な一致を示している。このことから以降のRANS解析ではSSTモデルを用了。

3.2 RANSとDESの比較

Fig. 4~Fig. 6に、DESとSSTについて、中心面上および平板面上における膜冷却効率 η の分布を比較して示す。DESの計算では時間刻みを 1×10^{-6} 秒として、0.004秒間の計算を行った。DESの結果については、中心面上の瞬時の分布と平板面上の時間平均の分布を示した。Fig. 4で中心面上における膜冷却効率の分布を比較すると、DESの計算では、主流と冷却流の界面が不安定になって、不規則に変化している様子が捉えられている。主流と冷却流の界面においては速度せん断が大きいため渦が生じて⁹⁾、この渦により両者の混合が促進される。

Fig. 6は、主流と直交する断面内 ($x/d=3, 10$) について、瞬時および時間平均した膜冷却効率の分布を示したものである。 $x/d=10$ について時間平均の分布を見ると、DESではSSTに比べて等高線の間隔が広がって、断面内の拡散が促進している

様子が見られる。また DES の計算において、瞬時と時間平均の膜冷却効率の分布を比較すると、時間平均した分布は $y/d=0$ の中心面についてほぼ対称になっているのに対して、瞬時の分布は非対称でいびつな様相を呈している。このことは、主流と冷却流の界面が時間変動していることを示唆し、この変動によって DES では SST に比べてスパン方向の拡散が促進していると考えられる。DES の時間平均の分布と SST の分布を比較すると、SST では丸形の分布であるのに対して、DES (平均値) の場合には三角形の分布になって、壁面近くにおいて膜冷却効率がスパン方向に広がっている。Fig. 5 で平板面における膜冷却効率の分布を見ると、DES では SST に比べて膜冷却効率が大きい領域が広く、スパン方向にも冷却空気が混合している様子が観察される。

Fig. 7 は $x/d=10$ について平板面上における膜冷却効率のスパン方向の分布を示したものである。◇が DES, ○が SST に対応し、実線は Walter らの実験結果¹⁰⁾を表す。RANS 解析においてよく知られるように¹¹⁾, SST の解析ではスパン方向の拡散が小さく見積もられている。一方で DES の解析ではスパン方向の拡散が促進している。

Fig. 8 は、スパン方向に平均した平板面上の膜冷却効率 η_{ave} の x 軸方向の分布を DES と SST について示したものである。今回の DES の計算では、冷却孔近くの膜冷却効率が大きく見積もられ、 η_{ave} に関しては、SST の方が実験値に近い値を示した。

3.2 プレナム流れの影響

これまで、プレナム内流れの流速は小さいものとし、プレナム下側から冷却空気を与え、RANS および DES による膜冷却効率の数値予測性について調べた。実機におけるプレナム内の流動は模擬されていないため、ここで得られた膜冷却効率に関する知見を実機へ適用しようとする場合、プレナム内の流動状態により膜冷却効率がどの程度変化するか把握する必要がある。そこで、プレナム内の平均流速を数値実験的に変化させ、膜冷却効率に及ぼす影響について調べた。

Fig. 9 に計算格子を示す。基本的な構成は Fig. 1 のものと同様であるが、膜冷却孔が主流部およびプレナム部となす角は 30 度で、冷却孔の径は $d=8\text{mm}$ 、長さは $L=7.6d$ である。セル数は 240 万で、Fig. 3 と Fig. 8 の結果から SST モデルを用いた。プレナムの左側をプレナム入口とし、主流の平均流速を $U=23\text{m/s}$ として、 $U=U/20$ (case1), $U=U/6$ (case2), $U=U/3$ (case3) を与えた。ケース 1 の計算が前節での計算に近い。

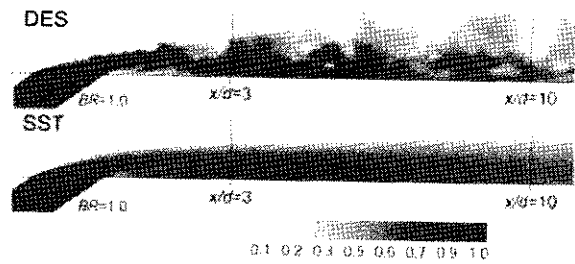


Fig. 4 Film Effectiveness on Center Plane (top: DES, bottom: SST)

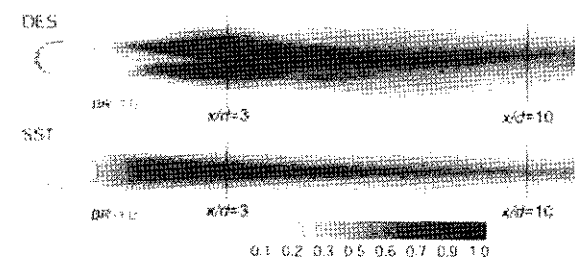


Fig. 5 Film Effectiveness on Flat Plate (top: DES, bottom: SST)

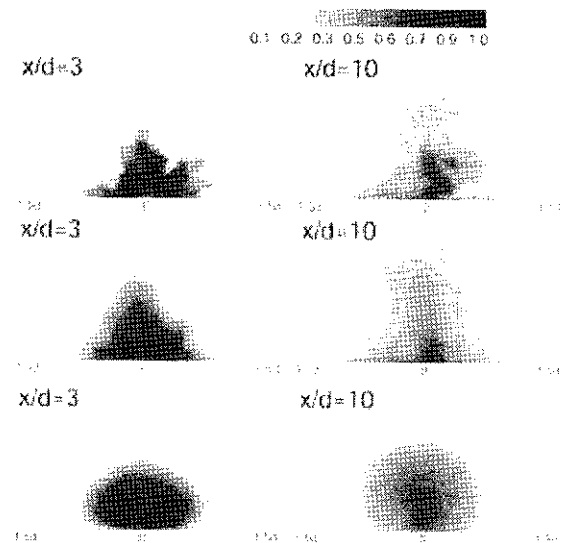


Fig. 6 Film Effectiveness on Cross Section (top: DES, center: DES(averaged), bottom: SST)

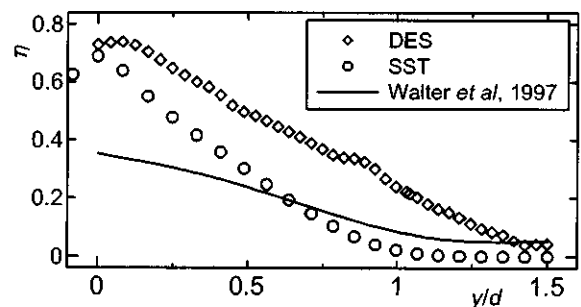


Fig. 7 Spanwise Distribution of η

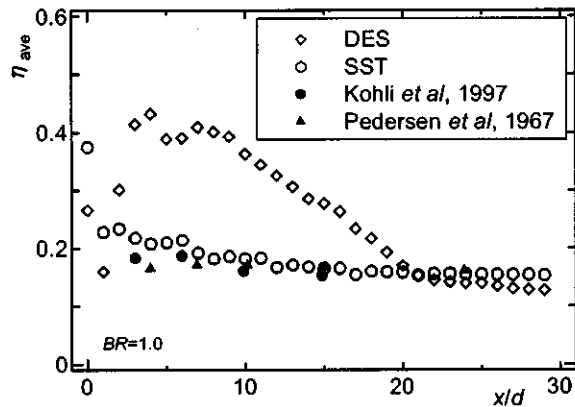


Fig. 8 Span Averaged Film Effectiveness on Flat Plate

プレナムの右側をプレナム出口として、所定の吹出し比になるように圧力を調節した。主流と冷却流の温度はそれぞれ $T_m=298\text{K}$, $T_c=313\text{K}$ とした。

Fig. 10 は、 η_{ave} を $x/d=0\sim 30d$ の範囲で平均した膜冷却効率 (η_{AVE}) と吹出し比 BR の関係を示したものである。○はケース 1, △はケース 2 に、□はケース 3 に対応する。ケース 2 とケース 3 の η_{AVE} は、ケース 1 のものよりも大きく、 $BR=1.0$ ではおよそ 2 倍の差がある。

Fig. 11 は $BR=1.0$ について、各ケースにおける平板上のスパン方向平均の膜冷却効率 η_{ave} の x 軸方向の分布を示したものである。ケース 2 とケース 3 のプロットはほぼ一致しているものの、ケース 1 では冷却孔直後の膜冷却効率が大きく低下している。下流に移行すると膜冷却効率は回復するが、膜冷却効率はケース 2、ケース 3 と比べて小さい。Fig. 12 で $x/d=3$ における断面内の膜冷却効率の分布を見ると、ケース 3 ではケース 1 よりも壁面の近くに膜冷却効率の大きい領域が存在して、冷却空気の Lift off が弱くなっていることがわかる。また、膜冷却効率が高い領域の分布形状も異なっており、ケース 1 では冷却流の中央部の膜冷却効率が小さくなっている。この部分は冷却孔内の壁面付近を通して流出した冷却空気が流れ込んでいる領域で、冷却孔内の流速分布の違いによって、Fig. 12 において膜冷却効率の断面内の分布形状に違いが見られるものと考えられる。

Fig. 13 は $BR=1.0$ について、ケース 1 とケース 3 における中心面上の流速分布を示したものである。ケース 1 とケース 3 で共に、冷却孔入口で流れが剥離して主流の出口側の壁に剥離域が形成される。剥離域と反対側の壁には高流速域が観察される。

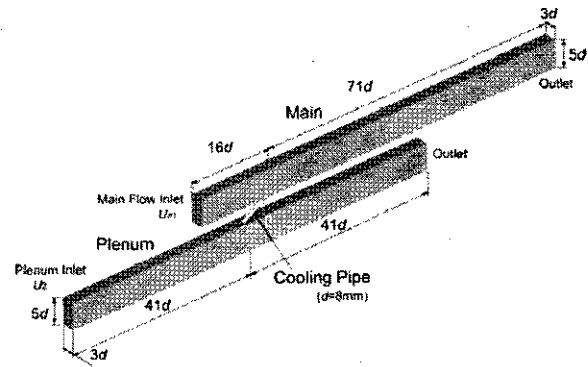


Fig. 9 Numerical Grid

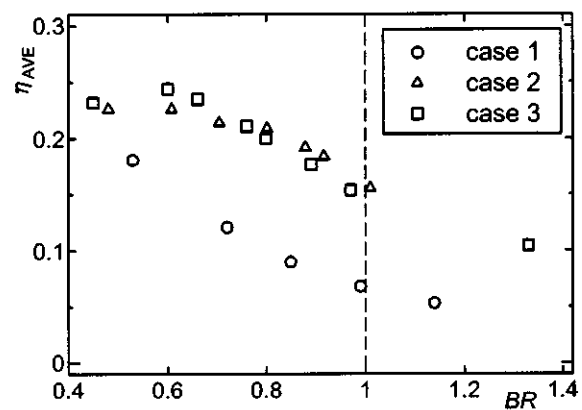


Fig. 10 Effects of Plenum Flow on η_{AVE}

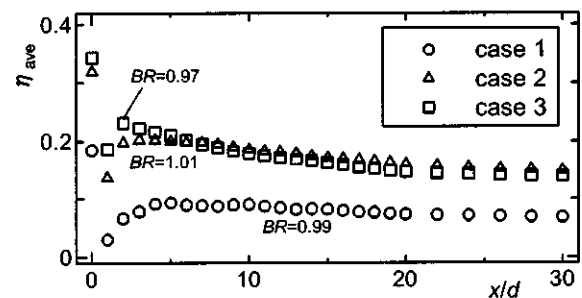


Fig. 11 Span Averaged Film Effectiveness on Flat Plate

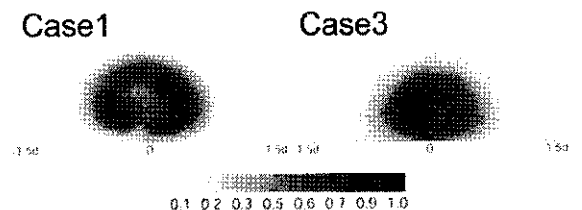


Fig. 12 Film Effectiveness on $x/d=10$

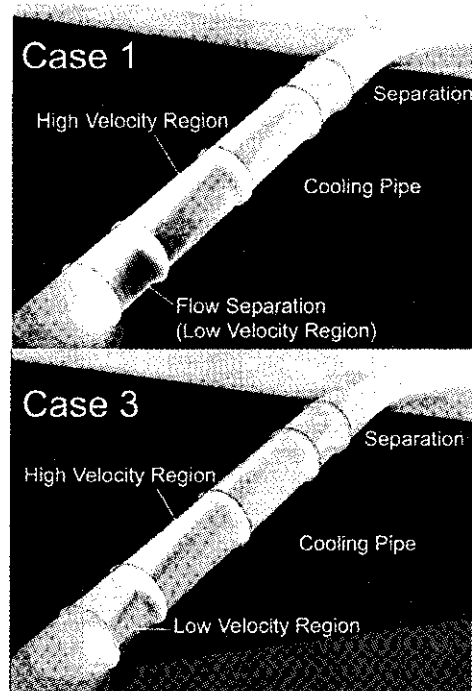


Fig. 13 Velocity Distribution on Center Plane

ケース 1 ではケース 3 よりも断面内の流速分布が不均一で、高流速域が発達するため、Lift off が強くなっているものと思われる。

4. まとめ

本研究では、数値解析による膜冷却の予測について検討し、さらにプレナム部流れが膜冷却性能に及ぼす影響について調べた。得られた結論を以下に示す。

- 1) RANS の解析において、SST モデルはスパン方向に平均した平板上の膜冷却効率を実験と同程度に予測する。
- 2) DES の解析では、主流と冷却流の界面は不安定に変動して、膜冷却効率のスパン方向への拡散が促進される。
- 3) プレナム内の流れは冷却孔入口に生じる剥離渦の形成、冷却流の Lift off に影響して、ひいては平板上の膜冷却効率に大きく影響を及ぼす。今回の計算の範囲内では、プレナム部入口流速の違いにより、 η_{AVE} に 2.0 倍程度の差が見られた。

参考文献

- 1) Kato, M. and Launder, B. E.,: The Modeling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders, Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, (1993), pp. 10.4.1-10.4.6.
- 2) Durbin, P. A.,: On the $k-\epsilon$ Stagnation Point Anomaly, Int. J. of Heat and Fluid Flow, (1996), Vol.17, pp.89-90.
- 3) Menter, F.R., Kuntz, M. and Langtry, R.,: Ten Years of Experience with the SST Turbulence Model, Turbulence Heat and Mass Transfer, (2003), 4, pp.625-632.
- 4) Shur, M., Spalart, P. R., Strelets, M., and Travin, A.,: Detached-Eddy Simulation of an Airfoil at High Angle of Attack, In 4th Int. Symposium on Eng. Turb. Modeling and Experiments, Corsica, France, (1999).
- 5) Spalart, P. R. and Allmaras, S.,: A One-equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, Technical Report AIAA-92-0439, (1992).
- 6) Patanker, S. V. and Spalding, D. B.,: Calculation procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-dimensional Parabolic Flows, Int. J. Heat Mass Transfer, (1972), 15, pp.1787-1806.
- 7) Kohli, A., and Bogard, D. G.,: Adiabatic Effectiveness, Thermal Fields, and Velocity Fields for Film Cooling with Large Angle Injection, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, (1997), Vol.119, pp.352-358.
- 8) Pedersen, D. R., Eckert, E. R. G., and Goldstein, R. J.,: Film-Cooling with Large Density Difference between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by Heat-Mass Transfer Analogy, Trans. ASME Journal of Heat Transfer, (1977), Vol. 99, pp.620-627.
- 9) 森 翔平, 武石賢一郎, 小宮山正治, 小田豊, 梶内丈史, : フィルム冷却の PIV・LIF 同時計測による混合メカニズム解明に関する研究, 日本機械学会年次大会講演会講演論文集, (2008), Vol.7, pp.39-40.
- 10) Walter, D. K. and Leylek, J. H.,: A Systematic Computational Methodology Applied to A Three-Dimensional Film-Cooling Flowfield, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, (1997), Vol. 119, pp. 777-785.
- 11) 馬場隆弘, 田中浩平, 山根 敬, 福山佳孝, 吉田豊明, : フィルム冷却流れにおける連成解析, 第35回ガスタービン講演会講演論文集, (2007), pp.125-130.

次世代ガスタービンにおける熱伝達 およびフィルム冷却に関する研究

*北村 剛 (三菱重工), 松浦正昭 (三菱重工), 羽田 哲 (三菱重工)
塚越敬三 (三菱重工), 武石賢一郎 (大阪大学)

Study on Heat Transfer and Film Cooling for Next Generation Gas Turbines

*Tsuyoshi KITAMURA(MHI), Masaaki MATSUURA(MHI), Satoshi HADA(MHI)
Keizo Tsukagoshi(MHI) and Ken-ichiro Takeishi(OSAKA univ)

ABSTRACT

Heat transfer coefficient and film cooling effectiveness in a rotating blade have been measured with a Low-Speed Research Turbine (LSRT) facility. The turbine model airfoils applied to LSRT were high loaded type suitable for next generation gas turbines. The measurements of film cooling effectiveness have been conducted with pressure sensitive paint (PSP) technique. PSP is comparatively new approach based on a mass-heat transfer analogy. The detailed film cooling effectiveness can be obtained.

In addition, this paper deals with CFD (Computational Fluid Dynamics) to predict the heat transfer coefficient around turbine airfoils. The comparison between experimental data and the analytical results is reported.

The useful information to attain high reliability cooling design has been obtained.

Key words: Gas turbine, heat transfer, film cooling, pressure sensitive paint, CFD

1. はじめに

天然ガスを主燃料とする大容量ガスタービンは、1980年代から高効率コンバインドサイクルの主機として活躍し、以後エネルギー消費の低減、排ガスの低公害化に大きく貢献してきた。ガスタービンの高効率化のためには、タービン入口温度(TIT)の上昇がもっとも有効な方法であり、現在、1500℃級ガスタービンが実用化されている。さらに最近では、1700℃級ガスタービン⁽¹⁾の実現にむけた要素技術開発が進められている。

ガスタービンの高温化により、その高効率化が実現されてきたが、これを可能にしてきた最も有効な技術は冷却技術である。特に高温ガスに直接さらされるタービン翼の冷却は重要であり、熱負荷を正確に予測し、それに応じたフィルム冷却を適用することが不可欠である。したがってタービン翼面における熱伝達、フィルム冷却については、これまでに多くの研究が報告されている。そのなかで、回転する動翼に関する熱伝達、フィルム冷却は、前方静翼によるウェークの影響、回転場の影響をうけると考えられるが、その計測が困難なこともあり、報告されている研究は比較的少ない。

動翼面上の熱伝達は、Guenetteら²⁾、Blairら³⁾に調査された。近年ではBergholzら⁴⁾、Tallmanら⁵⁾、Haldemanら⁶⁾が衝撃風洞にて動翼面上の熱伝達係数を取得するとともに、CFDによる予測を実施

した。

動翼面上のフィルム効率を計測したものとして、まずDring⁷⁾、Takeishiら^{8) 9)}、AbhariおよびEpstein¹⁰⁾の研究があげられる。最近ではSuryanarayananら¹¹⁾、Yangら¹²⁾は感圧塗料を用いて、動翼プラットフォーム面上のフィルム冷却効率を調査し、さらにCFDによるフィルム冷却効率の予測を試みた。

本研究では、回転する動翼面上の熱伝達、フィルム冷却を実験的に調査した。また実験と同体系、条件でCFDによる熱伝達係数評価を実施し、その予測精度について比較、検討した。

2. 試験装置

試験装置は、三菱重工業(株)高砂研究所設置の大型低速回転試験装置(LSRT: Low Speed Research Turbine)を用いた。図1に試験装置の外観および仕様を示す。本装置は、1.5段のタービン動静翼で構成されおり、導入したタービン翼は、Sakamotoら¹³⁾により高負荷条件用に翼形設計された。すべての翼列の翼枚数は50枚である。

主流空気は下流側設置のプロアで吸い込まれ、フィルタ、整流格子を通して1段静翼へ流入する。主流速度とタービン回転数をそれぞれ調整し、動翼の流入角、すなわち主流の速度三角形を計画値にあわせた。

本装置は、静止系および回転系から翼列内の複雑な流れの計測を行うためのレーザー計測装置、各種小型プローブおよび回転系からの圧力・温度信号を取り出すシステムを有しており、回転場における空力・伝熱に関する詳細計測が可能である。



外径	1500mm
回転数	480rpm
入口主流速度	12m/s
入口乱れ度	3%

図1 大型低速回転試験装置

3. 翼面、プラットフォーム面における熱伝達

3.1 熱伝達係数計測

図2に熱伝達係数計測翼を示す。本計測翼は樹脂製で、翼表面およびプラットフォーム表面に熱電対を約50点埋め込んだ。その上にNi箔貼付、または無電解メッキを実施し、ヒーターを形成した。通電加熱により等熱流束壁として、翼面温度を計測し、次式から翼面熱伝達係数 h を評価した。

$$h = q / (T_w - T_s) \quad (1)$$

(1) 式中の q は通電加熱による熱流束、 T_w は壁面温度、 T_s は主流温度である。

静圧計測翼¹³⁾には、約160点の静圧タップを設置した。

また回転体へのヒーター電流供給、熱電対計測信号および圧力計測信号の回転体からの取り出しが必要であるため、試験装置軸端に装着したスリップリング、回転スキャニバルブを用いた。

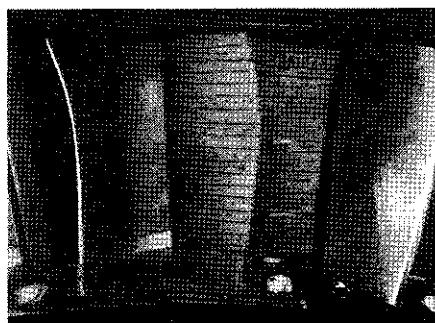


図2 熱伝達係数計測翼

3.2 数値解析

2. の1.5段タービン翼列と同体系、条件で三次元圧縮粘性解析を実施した。解析コードは

Fluent6.1で、乱流モデルはRealizable $k-\epsilon$ モデル⁽¹⁴⁾を採用した。

1.5段タービン翼列の解析体系を図3に示す。1段静翼入口から2段静翼出口までを解析対象とし、1段動翼のチップクリアランス、段間のギャップもモデル化した。

解析メッシュを図4に示す。回転系の動翼周りには、スライディングメッシュを適用した。メッシュ数は約150万メッシュである。熱伝達係数を評価する1段動翼の翼面、プラットフォーム面には、等熱流束条件を与えた。

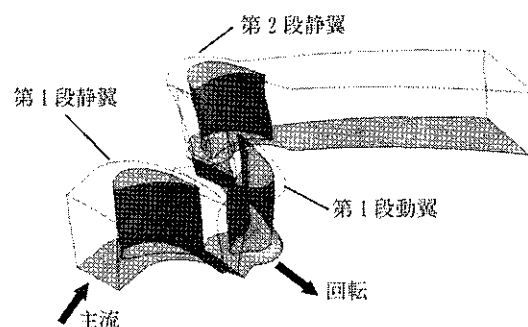


図3 解析体系

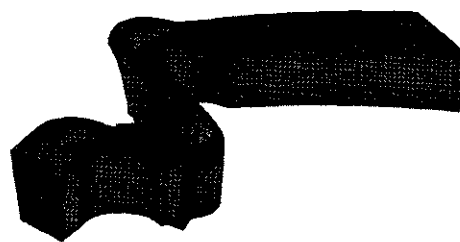


図4 解析メッシュ

3.3 結果および考察

図5に参照する3つのタイミングにおける1段動翼と、静止系との位置関係を示す。

図6に50%高さにおける速度ベクトル図を示す。1段動翼が1段静翼からウェークの影響を受けている状況を確認できる。また図7に50%高さにおける、翼面静圧の計測値と解析値をあわせて示す。両者は良い一致を示している。

図8に50%高さにおける翼面熱伝達係数の計測結果を示す。図中には前縁部をSchmidt⁽¹⁵⁾の式で、他の部位を層流平板、乱流平板の式で評価した結果もあわせて示している。背側の大部分で計測値は層流平板評価値に近く、背側下流域において計測値は乱流平板評価値に近い。背側翼面長75%程度の位置で、乱流遷移が生じていると考えられる。一方、腹側では、計測結果と乱流平板の評価結果がよい一致を示している。全域で乱流境界層となっていることが推測され、1段静翼からのウェー

クの影響と考えられる。前縁部では、計測値と Schmidt⁽¹⁵⁾ の式による評価値は比較的一致している。

図9に15%、50%、90%断面における翼面熱伝達係数の計測値と解析値をあわせて示す。50%断面の背側では、前述のとおり層流境界層の領域で、計測値と解析値の差が大きい。また腹側下流域において、解析は熱伝達係数を過大評価する傾向である。RANSモデルは腹側下流域のような加速域で、乱流エネルギーを過大評価する傾向があり、これが原因の一つと考えられる。その他の部位においては、両者は概ね一致している。

図10にプラットフォーム面熱伝達係数コンター図を示す。翼出入口付近で高熱伝達部が観察される。それらが静止系と1段動翼の位置関係と、1段静翼からのウェークの影響により、変化していることがわかる。図11にプラットフォーム面における熱伝達係数の計測値と解析値の比較を示す。点列3の結果から、前縁の腹側付近で計測値と解析値の差が大きいことがわかる。Pasinatoら⁽¹⁶⁾によると、この領域はRANSモデルによる予測が過少評価すると報告されている。さらに図12⁽¹⁷⁾に示す馬蹄渦、流路渦の影響が強い領域でもあり、今後とも、Hadaら⁽¹⁸⁾のような数値解析を含めた研究を継続してゆく必要がある。その他の部位においては、両者は概ね一致している。

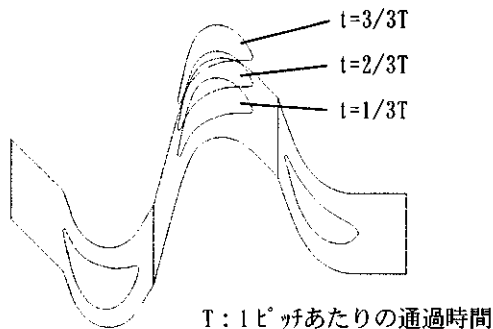


図5 1段動翼と静止系の位置関係



図6 速度ベクトル図 (50%高さ) $t=1/3T$

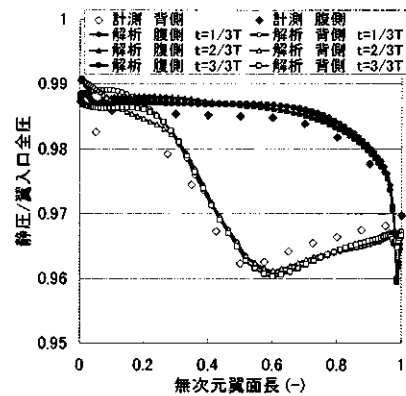


図7 翼面静圧分布 (50%高さ)

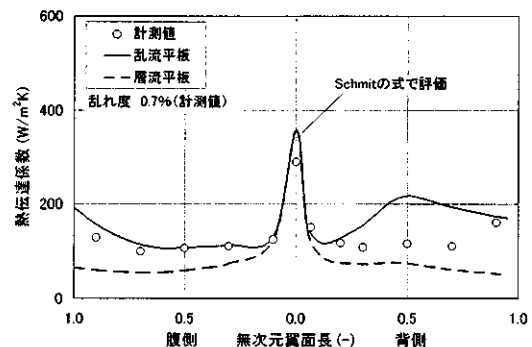


図8 翼面熱伝達係数分布 (50%高さ)

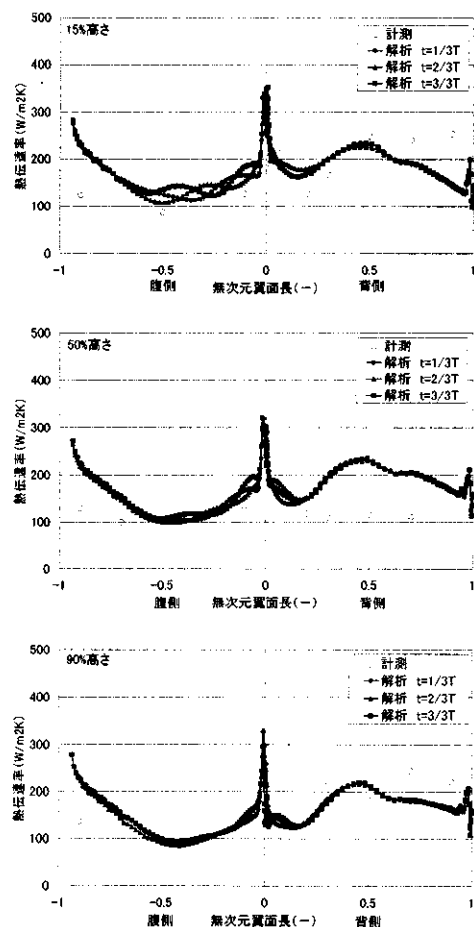


図9 翼面熱伝達係数分布
計測値と解析値との比較

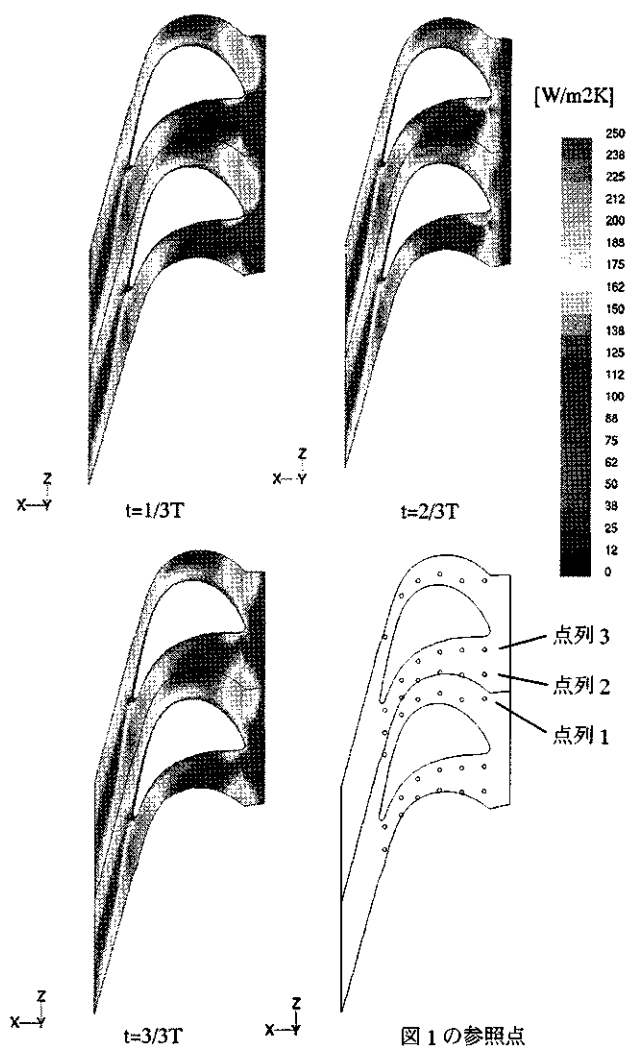


図 10 プラットフォーム面熱伝達係数コンター図

4. プラットフォーム面におけるフィルム冷却

4.1 フィルム冷却効率計測

本研究では、フィルム冷却効率計測に感圧塗料 (PSP: Pressure Sensitive Paint) を用いた。本計測は、感圧塗料の蛍光発光強度が酸素濃度に関係することを利用している。

図13にシェイプトフィルムを加工した動翼プラットフォーム面の供試モデルを示す。フィルム孔径は0.8mmである。またプラットフォーム面には、感圧塗料が塗装されている。

図14にフィルム流体の供給系統を示す。フィルム流体は、ローターシールをとおして、回転している1段動翼へ供給される。

感圧塗料は、ISSI 社製の FIB PSP Single Coat (405nm excitation) を用いた。LED 光源から波長405nmの励起光が感圧塗料に照射され、バンドパスフィルター付き CCD カメラにより、感圧塗料が発した波長650nmの燐光のみを撮影する。

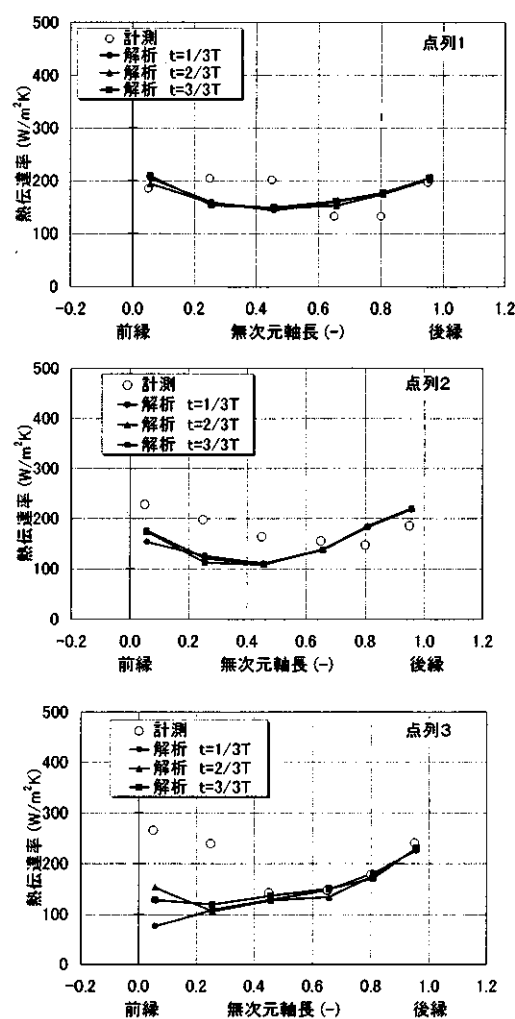


図 11 プラットフォーム面熱伝達係数分布
計測値と解析値との比較 (図 10 参照)

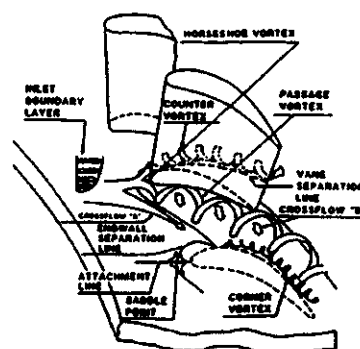


図 12 翼端壁まわりの二次流れ状況⁽¹⁷⁾

つぎにフィルム冷却効率 η は次式で定義される。

$$\eta = (T_g - T_{aw}) / (T_g - T_f) \quad (2)$$

(2) 式において T_g は主流温度、 T_{aw} は断熱壁温度、 T_f はフィルム温度である。したがって、一般に断熱壁温度 T_{aw} を計測することで、フィルム冷却効率を得られる。熱伝達と物質移動のアナロジーを利用すると、(2)式は次式に書き換えられる。

$$\eta = (C_g - C_{mix}) / (C_g - C_f) \quad (3)$$

本計測では主流に空気、フィルム流体に窒素を用い、主流とフィルム流体の混合割合によって変化するプラットフォーム表面の酸素濃度 C_{mix} を感圧塗料により計測した。そして(3)式からフィルム冷却効率を評価した。(3)式において C_g は主流の酸素濃度(21%)、 C_{mix} は空気と窒素の混合ガスにおける酸素濃度(0~21%)、 C_f はフィルム流体の酸素濃度より0%である。

フィルム流体の条件として、次式で定義される吹き出し比 M は1.0である。

$$M = \rho_f v_f / \rho_g v_g \quad (4)$$

(4)式において ρ 、 v は密度、速度で、添え事 ∞ 、 f は主流、フィルム流体を示す。感圧塗料の発光には温度依存性があるため、フィルム温度は主流温度と同じ常温である。密度比 ρ_f / ρ_g は結果的に、ほぼ1.0となる。

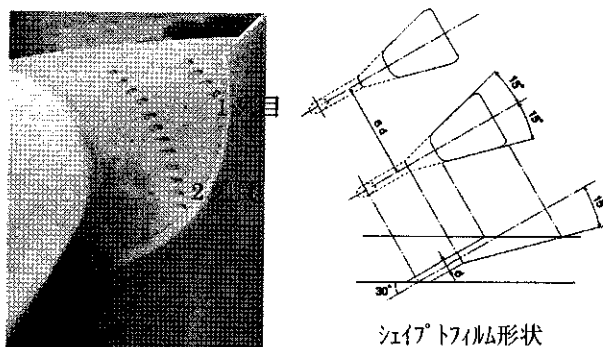


図13 動翼プラットフォーム面供試モデル

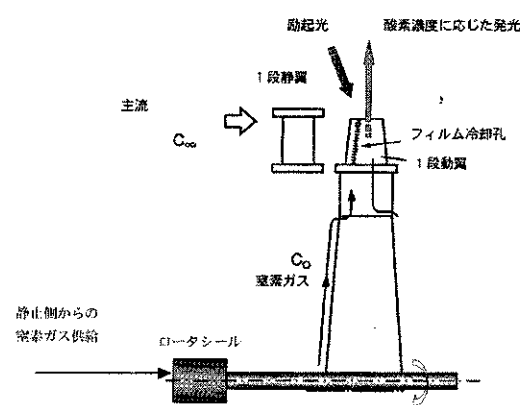


図14 フィルム流体供給系統

4.2 結果および考察

図15にプラットフォーム面のフィルム冷却効率コンター図を示す。フィルム流体は、概ね腹側から背側に向かう二次流れに沿って流れていることが確認できる。ただし、前縁近傍であるフィルム孔2列目の前方においては、低フィルム冷却効率の

領域が観察される。Kitamuraら⁽¹⁹⁾は1段静翼においても同様の現象を報告しており、これは図16⁽¹⁷⁾に示す馬蹄渦、流路渦の影響と考えられる。

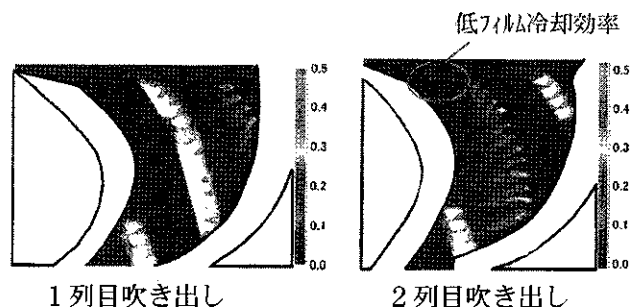


図15 プラットフォーム面のフィルム冷却効率コンター図

5. まとめ

大型低速回転試験装置にて、回転する動翼面上の熱伝達、フィルム冷却を実験的に調査し、さらCFDによる熱伝達係数予測を実施した。結果的に、以下の結論を得た。

- 1) 動翼面 50%高さの熱伝達係数は、従来の経験式で評価可能であることを確認できた。
- 2) RANS モデルの数値解析による動翼面上の熱伝達係数予測は、概ね良好である。しかしながら、翼面腹側の下流域、プラットフォーム面の前縁まわりにおける予測には課題があり、今後とも、研究を継続してゆく必要がある。
- 3) 馬蹄渦および流路渦は、動翼プラットフォーム面のフィルム冷却効率に影響を与え、フィルム冷却効率の低下の原因となっている。この点は、静翼シュラウド面のフィルム冷却効率特性と類似している。

謝辞

本研究は経済産業省補助事業「高効率ガスタービン実用化要素研究」にて実施した。関係者に謝意を表します。

参考文献

- 1) Ito, E. et al.: Development of Key Technologies for the Next Generation Gas Turbine, ASME Turbo Expo 2007 GT2007-28211
- 2) Guenette, G. R. et al.: Fully Scaled Transonic Turbine Rotor Heat Transfer Measurements, ASME Journal of Turbomachinery, Vol.111, (1989) pp.1-7
- 3) Blair, M. F.: An Experimental Study of Heat Transfer in a Large-Scale Turbine Rotor Passage, ASME Journal of Turbomachinery, ASME Paper 92-GT-195 (1992)
- 4) Bergholz, R. F. et al.: Rotor/Stator Heat Transfer Measurement and CFD Predictions for Short-Duration Turbine Rig Tests, ASME Turbo Expo 2000 2000-GT-0208

- 5) Tallman, J. A. et al.: Heat Transfer Measurement and Predictions for a Modern, High-Pressure, Transonic Turbine, Including Endwalls, ASME Turbo Expo 2006 GT2006-90927
- 6) Haldeman, C. W. et al.: Aerodynamics and Heat Flux Measurement in a Single Stage Fully Cooled Turbine – Part II: Experimental Results, High-Pressure, Transonic Turbine, Including Endwalls, ASME Turbo Expo 2006 GT2006-90968
- 7) Dring, R. P. et al.: An Experimental Investigation of Film Cooling on a Turbine Rotor Blade, ASME Journal of Engineering for Power, Vol.102, (1980) pp.81-87
- 8) Takeishi, K. et al.: Film Cooling on a Gas Turbine Rotor Blade, Transaction of the ASME, Vol.114, (1992) pp.828-834
- 9) Takeishi, K. et al.: Research on Film Cooling of a Rotating Turbine Blade by Using Low Speed Turbine Test Facility, Proceeding of the 12th International Heat Transfer Conference Grenoble, France (2002)
- 10) Abhari, R. S. et al.: An Experimental Study of Film Cooling in a Rotating Transonic Turbine, ASME Journal of Turbomachinery, Vol.116, (1994) pp.63-70
- 11) Suryanarayanan, A. et al.: Film-Cooling Effectiveness on a Rotating Turbine Platform Using Pressure Sensitive Paint Technique, ASME Turbo Expo 2007 GT2007-27112
- 12) Yang, H. et al.: Prediction of Film-Cooling and Heat Transfer on a Rotating Blade Platform with Stator-Rotor Purge and Discrete Film-Hole Flow in a 1-1/2 Turbine Stage, ASME Turbo Expo 2007 GT2007-27112
- 13) Sakamoto, Y. et al.: Development of High loaded and High Efficiency Turbine for the Next Generation Gas Turbine, IGTC2007 Tokyo TS-060
- 14) Shih, T. H. et al.: A New $k-\epsilon$ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flow, Computers Fluid, Vol. 24 No. 3 (1995) pp.227-238.
- 15) Schmidt, E., Wenner, K.: Forschung, Vol.12, (1941) pp.65
- 16) Pasinato, H. D. et al.: Assessment of Reynolds-Averaged Turbulence Models for Prediction of the Flow and Heat Transfer in an Inlet Vane-Endwall Passage, Trans ASME J Fluids Eng, Vol.126, No.3, (2004) pp.305-315
- 17) Takeishi, K. et al.: An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, Transaction of the ASME, Vol.112, (1990) pp.488-496
- 18) Hada, S. et al.: The Effect of Leading Edge Diameter on the Horse Shoe Vortex and Endwall Heat Transfer, ASME Turbo Expo 2008 GT2008-50892
- 19) Kitamura, T. et al.: Study on Film Cooling for the Next Generation Gas Turbine, IGTC2007 Tokyo TS-115

流体・熱伝導連成数値解析における 重合格子法の活用手法について

*山根 敬、山本一臣 (JAXA)

Overset Grid Method in Conjugate Heat Transfer Simulation

* Takashi YAMANE, Kazuomi YAMAMOTO (JAXA)

ABSTRACT

The conjugate heat transfer simulation is expected to simulate precise temperature distributions of turbine cooling structures and contribute to the reduction of cooling air usage. However, the generation of computational grids for highly complicated cooling structures in turbine blade is a quite difficult work, especially in the conjugate simulation because grids for flow and solid regions should be generated simultaneously. In this study the combination use of the overset grid method with the attached multi block grid method is introduced for the grid generation with less effort.

Key words: Conjugate Simulation, Overset Grid, Heat Transfer

1. はじめに

高温タービン翼まわりのガス流や冷却空気流と翼材の熱伝導を同時に解析する流体・熱伝導連成数値解析は、詳細な温度分布の予測を可能にすることで冷却空気の使用量が少ない冷却構造の開発に有用なツールとして期待されている。

JAXA で開発している CFD 共通基盤コード UPACS には流体・熱伝導連成解析機能が組み込まれており、複合冷却構造体の連成解析による温度分布予測¹⁾、連成解析の様々な流れ場における乱流モデルの改良や精度検証を行って来た²⁻⁵⁾。

一方、構造格子を複雑なタービン翼冷却通路形状に生成する作業は極めて煩雑で、さらに冷却空気通路格子にあわせて固体熱伝導部分の格子を作成する用途は格子作成ツールの多くは想定していないため、連成解析の実用性が向上するとともに格子生成が大きな問題として立ちはだかっている。

究極の解として考えられるのは非構造または直行格子の採用であるが、熱伝達予測精度に影響する乱流解析においては構造格子の域には達していない問題がある。本報では、UPACS の重合格子を使った解析機能を連成解析に適用する手法について報告する。

2. UPACS の重合格子対応機能の概要

CFD 共通基盤コード UPACS は、マルチブロック構造格子を用いた圧縮流解析を目的として開発されたが、複雑形状への対応や形状変化にともなうパラメトリックスタディーを容易にするために、重合格子にも対応している⁶⁾。Figure 1 は左から右

への流れの中に配置したひし形物体周りの流れを解析する格子の例で、重合格子を使用すると、シンプルな背景格子に物体を取り囲む格子を配置することで格子生成が容易になる。なお背景格子、重なる格子ともに単一ブロックである必要はなく、互いに接合したマルチブロックが重なる形態に対応している。以下の説明では背景側を背景格子ブロック群、重なり側を重合格子ブロック群と呼ぶ。

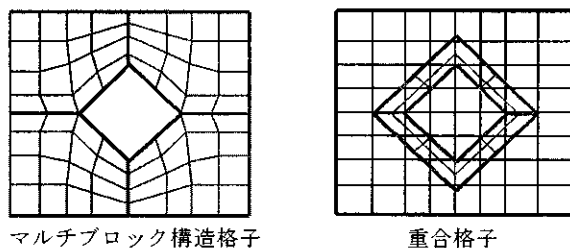


Fig. 1 マルチブロック構造格子と重合格子

背景格子ブロック群と重合格子ブロック群の間の値の受け渡し関係を Fig. 2 に示す。UPACS による重合格子解析での補間情報は、相手側格子セルから物理量を受け取る補間点のインデックスと、相手側格子セルに物理量を渡すドナーセルのインデックスとその補間係数からなる。補間点は、重合格子ブロック群の境界に生成される境界型補間点と、境界型補間点の配置から背景格子ブロック群側に生成される派生型補間点に分けられる。補間点の物理量は、相手側ブロック群に属するセル中心から生成した四面体のうち補間点を内部に含む(外挿の場合には補間点に最も近い)四面体の4頂点の非保存量を線形補間して決定する。解析に

において例外処理なしに差分を行なうためには、補間点は双方とも最低でも二層必要となる。

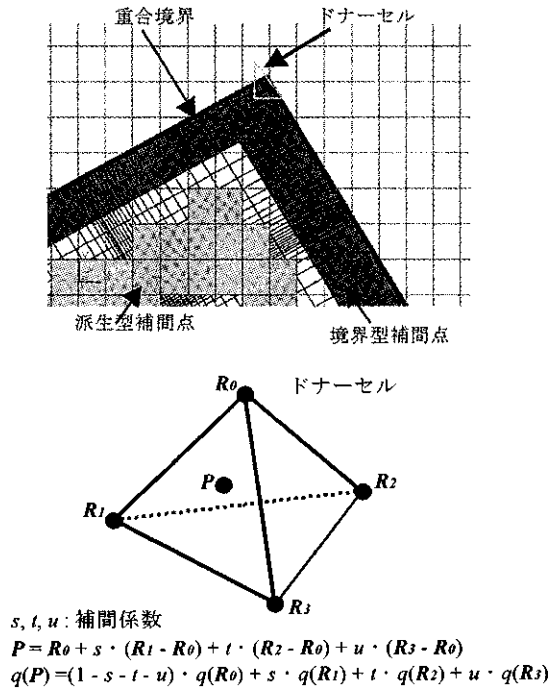


Fig. 2 補間点の関係と補間係数

境界型補間点は重合格子ブロック群の境界にそってあらかじめ指定しておくが、背景格子ブロック群の派生型補間点は境界型補間点に対するドナーセルよりも内側に二層の帯を形成しなければならない。これを示したのが Fig. 3 で、まず、重合格子ブロック群側で境界型補間点の一つ内側の格子セルのセル中心を使って三角形パッチを作成する。次に、この三角形パッチと交差する背景格子ブロック群側の格子セルを算出する。この交差セルの内側の格子点にフラグをもたせ、そこから境界型補間点の生成と同様の方法で、派生型補間点を生成する。これによって必要かつ十分な数の派生型補間点を生成することができる。

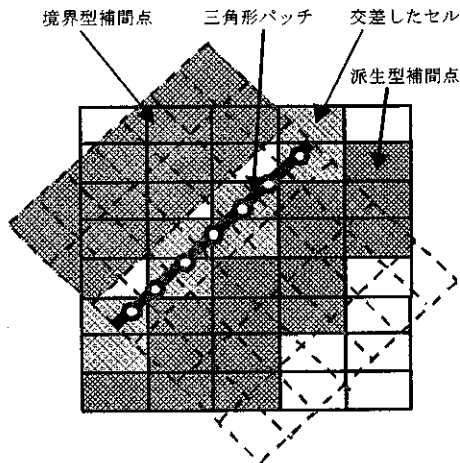


Fig. 3 派生型補間点生成法

また、この方法によって、境界型補間点のドナーセルが派生型補間点となる循環参照も自動的に避けることができる。これら補間点探索と補間係数の計算は解析プログラムとは独立した前処理プログラム createOversetIndex が実行し補間情報ファイルを作成する。

3. 連成解析への拡張

3.1 重合格子と接合格子の併用

UPACS による流体・熱伝導連成解析では、固体熱伝導解析領域でもマルチブロック構造格子を生成し、物体表面は固体ブロックと流体ブロックが通常のブロック境界と同様に完全に接合していることを前提としている。同種解析のブロック間接続では、接続境界の保存量を相互に交換することで計算領域を接続しているが、物体表面の連成境界においては、物理量交換後に表面での温度、圧力、速度条件を満たすように変換している。この方法は連成境界においてセル界面が完全に合っていることを前提としており (Fig. 4)、熱流束は自動的に保存される。

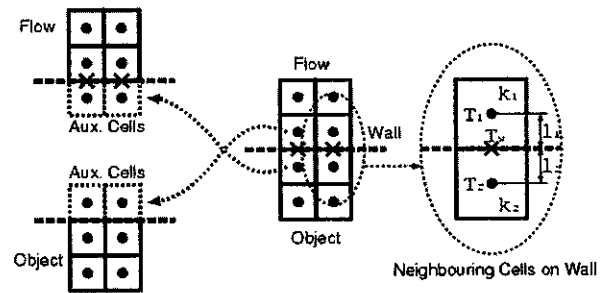


Fig. 4 連成境界でのデータ交換

重合格子法を利用して最も格子作成の労力を減らすには、流体領域を背景格子ブロック群、固体領域を重合格子ブロック群とする方法が考えられるが、連成境界でデータ補間を行わなければならないとすると、実質的には直行格子法と同じ処理が求められることになる。そこで連成境界は必ず接合格子として、流体領域どうし、あるいは固体領域どうしでのみ重合格子を利用できるとすることで、物体表面での精度を維持するとともに格子作成の軽減を図ることにした。前処理プログラム createOversetIndex には重合格子を探る範囲をブロック単位でグループ分け指定する機能を追加して、異種ブロック間での補間が行われなかったようにした。なお、連成解析ソルバーの修正はほとんど必要なかった。

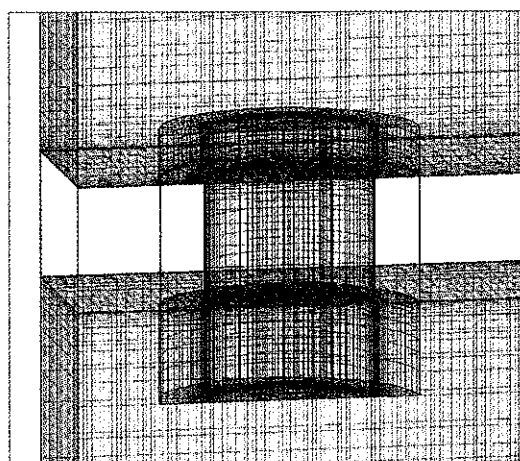
3.2 格子作成方法

流体ブロックと固体ブロックの連成境界での接合状態を保ったまま重合格子を利用する格子作成手順を、孔があいたプレート为例に説明する。

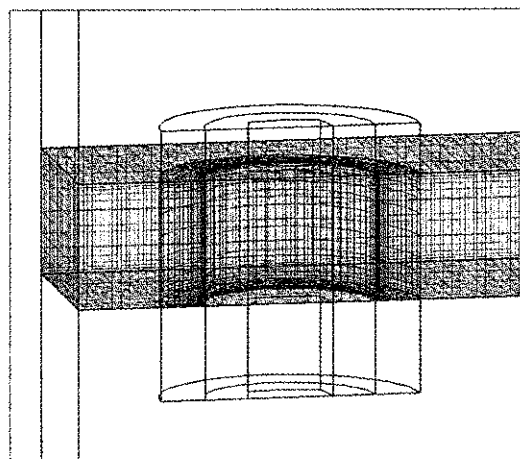
まず流体解析領域を考える。プレートの上下にシンプルな矩形格子を作成し、孔を形成する格子ブロックを貫通させて上下の領域に重合させる。ただし孔の縁と境界型補間点が近すぎると計算精度に影響するため、襟巻状のブロックを追加して背景格子との重合部分を孔から遠ざけることを推奨している(Fig. 5(a))。

この流体格子に対して固体格子を追加する。まず上下の領域に接合するようにプレートの格子を作成する。次に孔内部の流体ブロックと孔壁面で接合するように取り囲む形の固体ブロックを作成するが、このブロックは流体側で作成した「襟巻」をそのまま上下に延長することで作成できる。

すなわち孔の部分は、孔よりも一回り大きい領域を流体ブロックと固体ブロックが接合したブロック群として作成し、これをシンプルな平板とその上下空間の格子に重合させれば良いことになる。



(a) 流体ブロックの重合関係



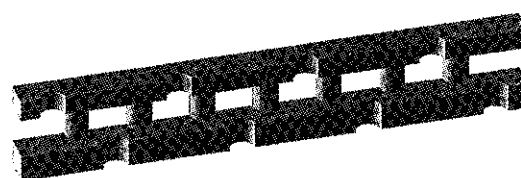
(b) 固体ブロックの重合関係

Fig. 5 平板に開けた孔の連成解析格子

4. 重合格子による連成解析例

4.1 解析テストモデル

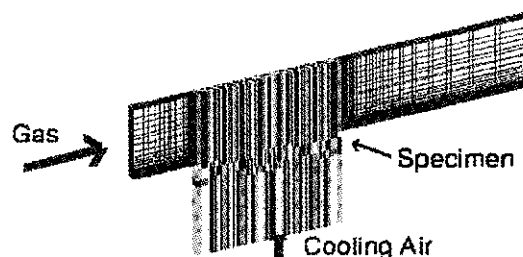
重合格子を併用した連成解析の動作確認は、マルチブロック接合格子を使用して行った複合冷却構造の一形態の解析¹⁾との比較で行うこととした。Figure 6(a) に示すように、インピンジ冷却とフィルム冷却にピンフィンを追加した構造で、接合格子による解析を実施した際は孔とピンの配置に合わせて作成した二次元格子を高さ方向に延長して格子全体を生成した(Fig. 6(b, c))。



(a) 複合冷却構造モデル



(b) 原型の二次元格子



(c) 全体計算領域

Fig. 6 複合冷却構造の接合マルチブロック格子

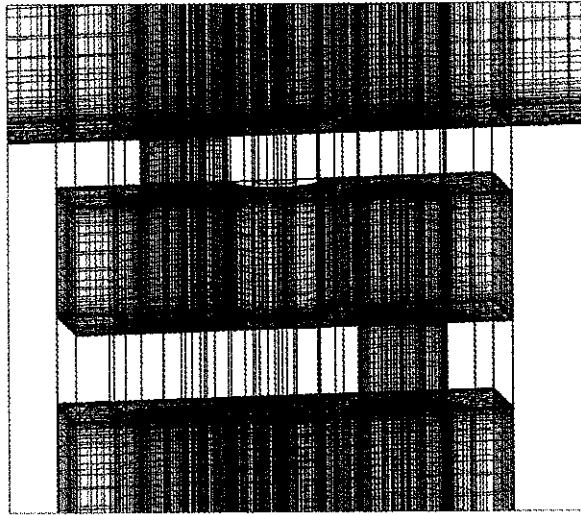
4.2 作成した格子形状

今回のテストではまず、Fig. 6 のモデルからインピンジ孔1、フィルム孔1、ピンフィン1に領域を縮小して解析の動作確認を行った。

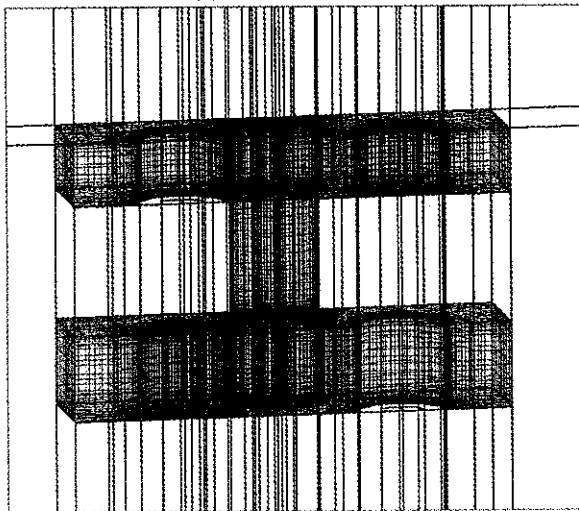
まず Fig. 7 に従来型の接合格子のみを用いた格子を示す。孔の角やピンの付け根付近で不自然にカーブした格子となることを防ぐために、小さな格子ブロックを組み合わせて形状を表現したため、流れ方向に対して不必要に細かい分割となっている領域が存在するとともに、ブロック間接続の数が多すぎて解析実行の際の効率を阻害する可能性がある。

これに対して重合格子法を併用した格子(Fig. 8)では、3.2 で説明した手順に従って2枚の平板とその上中下の流体領域に対して、フィルム孔、インピンジ孔、ピンフィンそれぞれを包含する接合ブロック群を重合させている。孔やピンの配置を変

える際にはブロック群を移動させて補間点探索と補間係数を再計算すれば良く、格子全体の作成をやり直す必要がある接合格子に対して大幅に労力を削減できる。

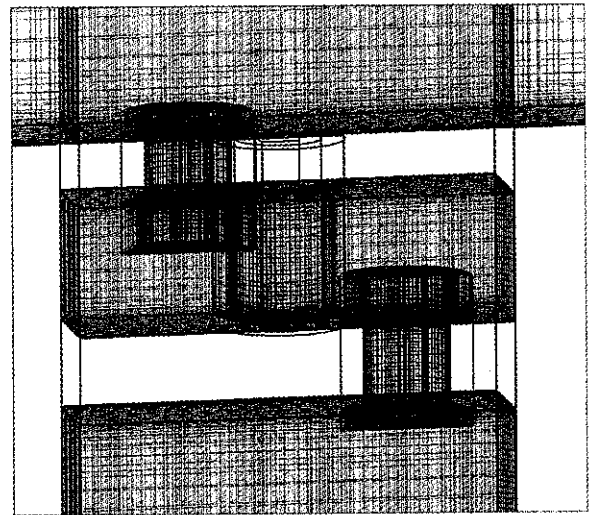


(a) 流体ブロック

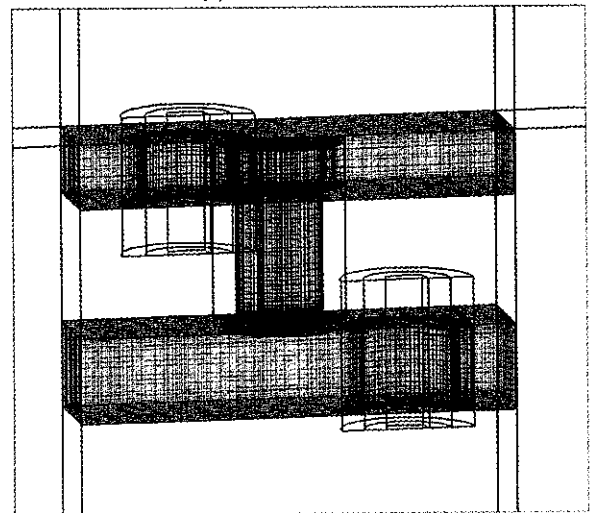


(b) 固体ブロック

Fig.7 接合格子による計算格子



(a) 流体ブロック

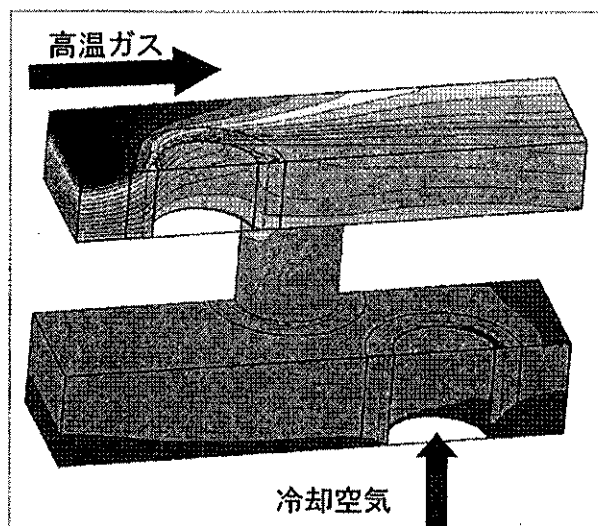


(b) 固体ブロック

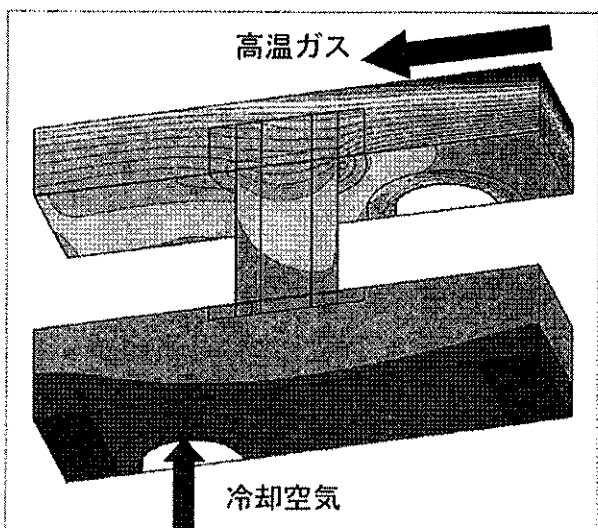
Fig.8 重合格子併用による計算格子

4.3 解析例

現段階では Fig. 8 に示した格子によるテスト計算を実施している。計算結果の一例として Fig. 9 に固体部温度分布を示す。フィルム孔を通過する冷却空気流によって孔周囲に生じる温度勾配が、孔を取り巻くブロックと平板ブロックの間でシームレスに接続されているのが確認できる。またピンフィンを構成するブロックは上下のプレートと重合で接続しているが、上下のプレートの温度差による温度勾配がピン内部に見られ、この部分の接続も機能していることが確認できた。



(上面及び左断面)



(下面および右断面)

Fig. 9 固体部表面温度分布解析結果

5. 今後の予定

重合による接続領域では線形補間により物理量が交換されるため、全領域を接合格子で行う解析とは異なり保存性は保証されない。この点がどの程度解析結果に影響するかを、詳細に比較する必要がある。また重合格子を併用することでシンプルになるブロック構成によって、解析効率に結び付くかどうか調べる予定である。

参考文献

- 1) Yamane, T., Yoshida, T., Enomoto, S., Takaki, R., and Yamamoto, K., "Conjugate Simulation of Flow and Heat Conduction with a New Method for Faster Calculation," (2004) ASME Paper GT2004-53680.
- 2) 馬場隆弘、今村太郎、山根敬、福山佳孝：インピンジ冷却の流体・熱伝導連成解析における乱流モデルの影響，第33回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2005) pp.165-168.
- 3) 馬場隆弘、山根敬、福山佳孝：流体・熱伝導連成による2次元翼列の熱伝達解析における乱流モデルの影響，第34回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2006) pp.25-30.
- 4) Bamba, T., Yamane, T., and Fukuyama, Y., "Turbulence Model Dependencies on Conjugate Simulation of Flow and Heat Conduction," (2007) ASME Paper GT2007-27824.
- 5) 馬場隆弘、田中浩平、山根敬、福山佳孝、吉田豊明：フィルム冷却流れにおける連成解析，第35回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2007) pp.125-130.
- 6) 松村洋祐、東田明宏、村上弘幸 (みずほ情報総研)、山根 敬、高木亮治、山本一臣：UPACS の重合格子解析における重合境界設定手法について，航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2004 論文集，JAXA-SP-04-12, pp. 248-253

赤外線放射温度計を用いた過渡応答法による Teardrop 形状ディンプル面の熱伝達率計測

*西田 怜美, 村田 章, 齋藤 博史, 岩本 薫 (東京農工大)

Heat Transfer Measurement on Surface with Modified Teardrop-Shaped Dimples by Using Transient Technique with Infrared Thermometer

Satomi NISHIDA, Akira MURATA, Hiroshi SAITO, and Kaoru IWAMOTO
(Tokyo Univ. of A. and T.)

ABSTRACT

Recently, heat transfer enhancement by using dimpled surfaces has been an attractive topic because of its low pressure loss. In this configuration, flow separation occurs at leading edge of the dimple, and local heat transfer coefficient becomes low there. Chyu et al. proposed teardrop-shaped dimples, having a linear slope at the leading edge of the dimple to prevent the flow separation, and it gave higher heat transfer although pressure loss also became larger.

In this study, modified teardrop-shaped dimple having a curved slope at the leading edge of the dimple was proposed aiming at the smooth fluid entry to the dimple. Using the transient technique with the infrared thermometer, local heat transfer distributions on the dimpled surfaces have been obtained. The cases of smooth surface and surfaces with hemispheric dimples were also measured for comparison. The experiments were performed in the range of $6,000 \leq Re \leq 11,000$, and the maximum Nusselt number of teardrop-shaped dimple case was 3.6 times higher than that of smooth case.

Key words: Heat Transfer Enhancement, Turbulent Flow, Blade Cooling, Dimpled Surface, Transient Technique

1. はじめに

近年、環境負荷低減や燃料節約のためにガスタービンの熱効率向上が求められており、タービン入口ガス温度の高温化が進んでいる。このため、タービン翼の温度条件はより苛酷になり、翼の高温強度・耐久性を確保するために、効果的な翼冷却は必須である。翼内部冷却の流路壁には一般に乱流促進体としてリブが設けられており、伝熱促進が図られる。しかしリブは大きな圧力損失を生じさせるため、より圧力損失の小さい乱流促進体としてのディンプルが注目されている¹⁾。

単純球状ディンプルではディンプル前縁部で流れが剥離し熱伝達が悪化する²⁾。そこで Chyu et al.³⁾は、ディンプル前縁部に直線状傾斜加工を施した Teardrop 形状ディンプルを提案し、前縁部における剥離を防ぐことで熱伝達が向上することを示した。しかし同時に、Teardrop 形状では圧力損失も増加した。

本研究では前縁部傾斜加工を滑らかな曲線に沿って行う修正 Teardrop 形状ディンプルを提案し、その伝熱促進特性を過渡応答法により調べた。また、単純球状ディンプルと平滑面についても計測を行い、比較した。

2. 実験装置および実験方法

本実験では矩形断面流路内にディンプル加工を施した伝熱面（片面）を設け、ディンプルが熱伝達に及ぼす影響を調べた。図1に実験装置概略系統図を、図2にテストセクション詳細図を示す。テストセクション下流に設置したプロアにより空気を吸い込み駆動させ、ヒーター部で加熱された空気によって生じる伝熱面の非定常な温度変化の計測から熱伝達率を算出した。

流路はアクリル製で、断面形状が $200\text{mm} \times 20\text{mm}$ 、流路長さ $13.5D$ (540mm) である。ここで D は実験装置の代表長さであり、流路高さ H [m] の2倍とした。この流路上側壁面に平滑面またはディンプル面を設置した。入口から距離 $10.5D$ (420mm) の流路下側壁面に反射防止コーティング付 Ge ガラス観察窓（直径 75mm ）を設け、赤外線放射温度計 (AVIO TVS-500) によって伝熱面の非定常温度分布を計測した。また、K 型熱電対（素線直径 $50\mu\text{m}$ ）でも壁面温度を計測し、赤外線放射温度計の温度較正を行った。観察窓の上流・下流側に静圧孔（直径 0.5mm 、間隔 $3.75D = 150\text{mm}$ ）を設け、圧力損失を微差圧計で計測した。

ヒーター部には長さ 200mm 、幅 5mm のリボン状スーパーインバー箔（厚さ 0.1mm ）を主流方向に 16 枚並べ

たものを上下2段に設置した。これらを直接通電加熱することで空気を加熱した。

テストセクションの入口と出口に白金線抵抗温度計(ϕ 50 μ m)を設置し、非定常空気温度を計測した。空気流量は、テストセクション出口の層流型流量計で測定した。確実な乱流遷移と混合のため、入口部白金線抵抗温度計直前に金属メッシュ(格子間隔 0.55mm)を、テストセクション入口部に高さ 4mm のリブを設置した。

ディンプル配置・形状を図3に示す。ディンプルの直径 $d = H$ (20mm)、深さ $\delta = 0.25d$ (5mm) とし、Teardrop 形状についてはボールエンドミルの頂点を上流方向へ図3(b)に示す円弧に沿って動かし切削加工を行い、実線で描いたディンプル形状を作成した。また、一辺 1.25 d (25mm) の正三角形の頂点がディンプルの中心となるような配列とし、配置のピッチを流れ方向に 1.08 d (21.7mm)、幅方向に 1.25 d (25mm) とした。

熱伝達率は赤外線放射温度計で計測した壁面温度を、半無限物体表面上における非定常一次元熱伝導方程式の解析解と対比し算出した。空気温度が一次遅れをもって上昇するため、空気の温度上昇を微小な温度上昇の積み重ねに近似した壁面温度変化の式²⁾(式(1))を用いた。

$$T_w - T_i = \sum_{j=1}^N \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h^2 a (t - t_j)}{\lambda_w^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{h \sqrt{a(t - t_j)}}{\lambda_w}\right) \right\} (T_{g,j} - T_{g,j-1}) \quad (1)$$

ただし、 T_w [°C]は壁面温度、 T_i [°C]は初期温度、 h [W/(m²·K)]は熱伝達率、 a [m²/s]は伝熱面の温度伝導率、 λ_w [W/(m·K)]は伝熱面の熱伝導率、 t [s]は壁面温度計測時刻である。時刻 t_j [s] ($j = 0, 1, 2, \dots$)における空気温度を $T_{g,j}$ [°C]とした。 N は空気温度変化を微小なステップ状温度上昇で近似する際の、計測開始から終了までの時間分割数である。

伝熱性能評価には式(2)に示す局所ヌセルト数 Nu [-]を用いた。

$$Nu = \frac{hD}{\lambda_g} \quad (2)$$

ただし、 λ_g [W/(m·K)]は空気の熱伝導率である。また、平均ヌセルト数 Nu_m [-]は伝熱面平均温度 T_m [°C]と式(1)から平均熱伝達率を求めて算出した。

圧力損失は式(3)に示すダルシーの管摩擦係数を用いて評価した。

$$f = \frac{4p_l}{\frac{1}{2} \rho_g U_m^2 \frac{l}{D}} \quad (3)$$

ただし、 $4p_l$ [Pa]は静圧孔間圧力差、 l [m]は静圧孔間距離、 ρ_g [kg/m³]は空気密度、 U_m [m/s]は流路内平均流速である。

レイノルズ数は代表流速を U_m [m/s]とし式(4)で定義した。

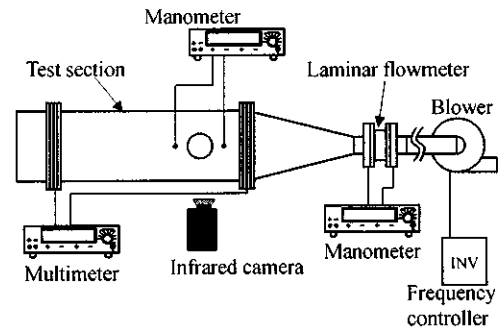


Fig. 1 Schematic of experimental setup.

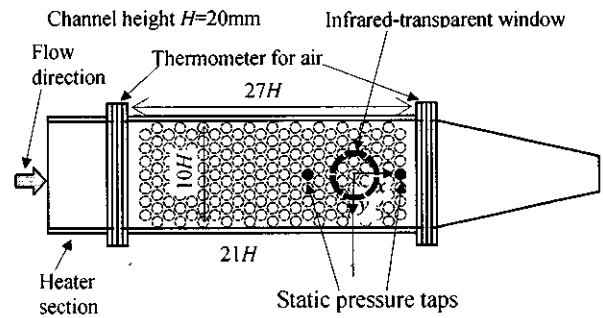


Fig. 2 test section.

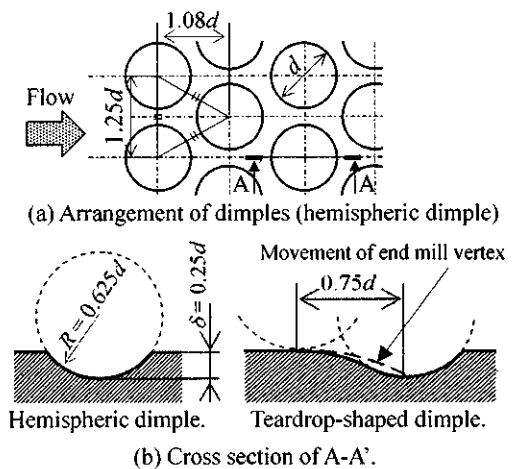


Fig. 3 Arrangement and shape of dimples.

$$Re = \frac{U_m D}{\nu_g} \quad (4)$$

ただし、 ν_g [m²/s]は空気の動粘性係数である。なお、実験条件は $Re = 6,000, 9,000, 11,000$ とした。

3. 実験結果および考察

3.1 局所熱伝達率分布および圧力損失

Teardrop 形状と球状ディンプルにおける局所ヌセルト数分布を、平滑面平均ヌセルト数との比として図4に示す。両ディンプルとも、ディンプル後縁部でヌセルト数

が最大になり、平滑面と比較し Teardrop 形状で約 3.6 倍、球状で約 4.2 倍となった。また、ディンプル前縁部でヌセルト数が最小になり、Teardrop 形状で約 0.9 倍、球状ディンプル面で約 0.6 倍となった。両ディンプル面および平滑面における平均ヌセルト数を図 5 に示す。両ディンプル面の平均ヌセルト数は、平滑面の約 1.6 倍である。本研究のレイノルズ数範囲では、両ディンプルの平均ヌセルト数にほとんど差がなかった。Teardrop 形状の局所ヌセルト数の最大・最小値の差が球状の場合よりも小さいので、より一様冷却に近い伝熱特性を持つと言える。

本研究の Teardrop 形状は前縁部が主流に対して滑らかに傾斜するので、流れの剥離域が減少し熱伝達率低下を防いだと考えられる。しかし、同時に伝熱面近傍における流体混合作用も小さくなり熱伝達率の最大値が小さくなった。

摩擦係数を図 6 に示す。両ディンプル面の摩擦係数はほとんど差は現れず、平滑面の 1.5~2.5 倍程度となった。

3.2 性能係数

実験において求められたヌセルト数と摩擦係数より下式(5)を用いて性能係数 η を求め、圧力損失を考慮した伝熱性能評価を行った (図 7)。

$$\eta = \frac{Nu/Nu_s}{(f/f_s)^{1/3}} \quad (5)$$

ただし、添字 s は平滑面を用い同一動力により実験した際に計測された値である。両ディンプル面間でヌセルト数・摩擦係数にほとんど差がないため性能係数はほぼ等しくなるが、すべてのレイノルズ数において Teardrop 形状ディンプルの性能係数が球状ディンプルよりも低くなった。ディンプルは渦を発生させ熱伝達を促進することが知られている¹⁾。今回実験を行った Teardrop 形状では摩擦係数が球状ディンプルより若干大きいことから渦を発生させる作用は大きいですが、熱伝達促進に有効な渦でないため圧力損失のみが大きくなり熱伝達向上が見られなかったと考えられる。

4. 結言

前縁部で曲線状に傾斜する Teardrop 形状ディンプルの熱伝達特性を調べ、球状ディンプルとの比較を行った。今回実験を行ったレイノルズ数範囲では、Teardrop 形状ディンプルの方が局所熱伝達率の空間的变化が小さいが、平均熱伝達性能にはほとんど差がなかった。今後ディンプルの曲率等の形状や配置を変化させ、熱伝達促進に有効な渦を発生する形状を探っていく。また実験条件を増やし、より高レイノルズ数で熱伝達特性がどのように変化するか確認する。

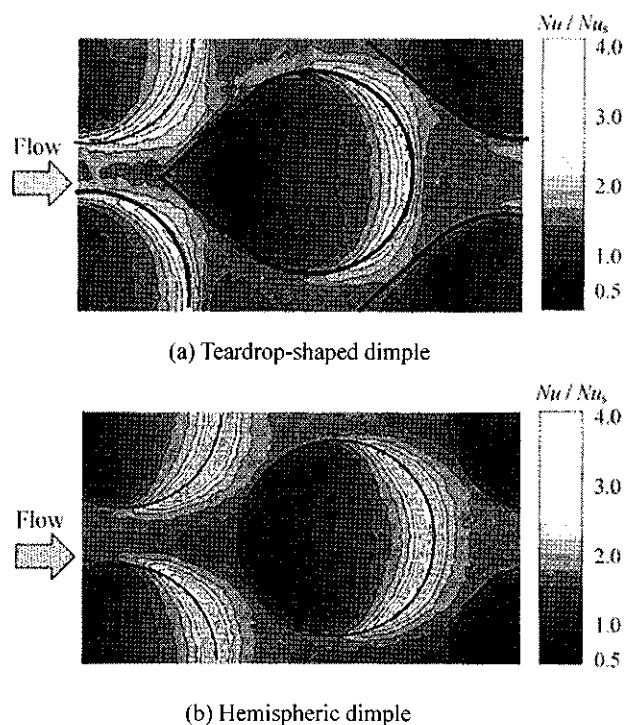


Fig. 4 Nusselt number distributions on dimpled surfaces. ($Re = 10,000$)

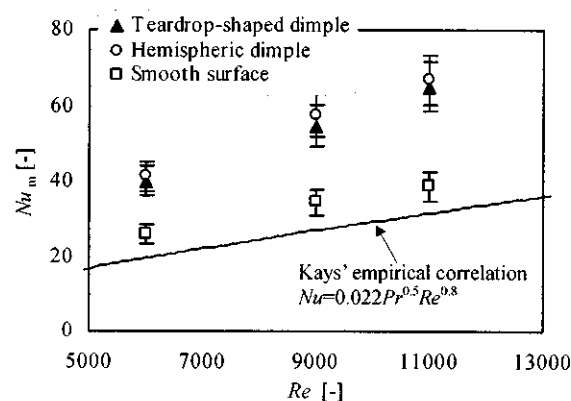


Fig. 5 Relation between Re and mean Nusselt number Nu_m on smooth and dimpled surfaces.

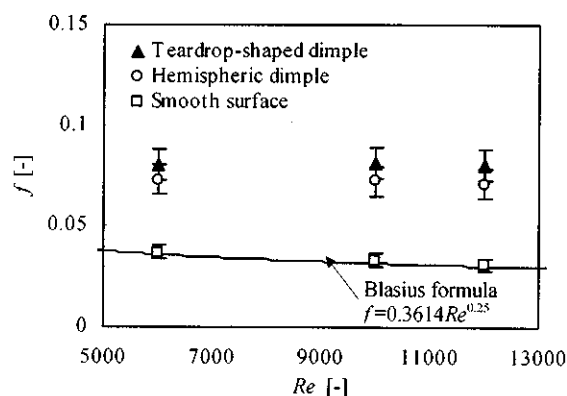


Fig. 6 Relation between Re and friction factor f on smooth and dimpled surfaces.

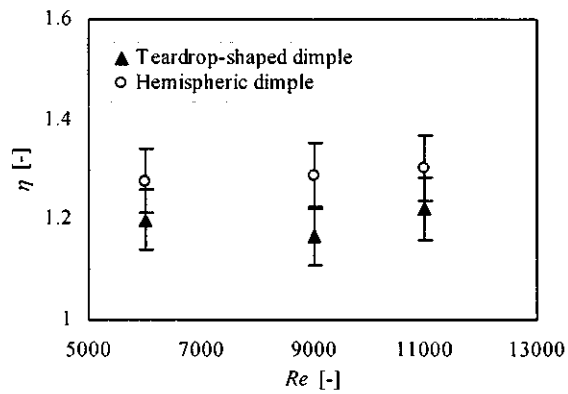


Fig. 7 Relation between Re and performance factor η on smooth and dimpled surfaces.

参考文献

- 1) P. M. Lingrani et al.: Nusselt Numbers and Flow Structure on and Above a Shallow Dimpled Surface Within a Channel Including Effects of Inlet Turbulence Intensity Level, J of Turbomachinery, Vol. 127 (2005), pp. 327-330
- 2) S.D. Hwang, et al.: Heat Transfer Enhancement of Internal Passage Using Dimple/Protrusion, IHTC-13, HTE-24 (2006)
- 3) M. K. Chyu et al.: Heat transfer enhancement in rectangular channels with concavities, J of Enhanced Heat Transfer, Vol.6 (1999), pp.429-439

冷却孔形状がタービン翼空力伝熱特性に与える影響に関する研究

船崎健一（岩手大工），*山地直太（岩手大院），篠原光暢（SMC）

Effects of Cooling Hole Exit Geometries upon Aero-Thermal Characteristics of a Turbine Blade

Funazaki Ken-ichi(Iwate University), Yamachi Naota(Graduate School of Iwate University), Shinohara Mitsunobu(SMC)

ABSTRACT

This paper deals with the experimental and numerical studies of aero-thermal characteristics of film cooling for turbine blades having four differently shaped hole geometries. The geometries used in this study are called fan-shaped hole, arrowhead shaped hole, cusp shaped hole, and diffuser shaped hole. The purpose of this study is to sort out the most suitable hole exit geometry. To meet this goal, measurements are made on aerodynamic loss downstream of the cascade, heat transfer coefficient and film effectiveness. To measure the aerodynamic loss, a 5 hole yaw meter is used, and liquid crystal coating technique is used to measure the thermal characteristics. In addition, measurement of film effectiveness on test blade surface and on some cross-flow planes is performed using comb-shaped thermo probe consisting of 8 thermocouples of K-type.

Key words: High Pressure Turbine, Film Cooling, Shaped hole, aerodynamic loss, film effectiveness

1. 緒言

現在、地球環境問題あるいはエネルギー問題が報じられる中で、これらへの取り組みの1つとして、ガスタービンエンジンの高性能化・高効率化が必要とされている。ガスタービンエンジンは重量や体積に比べて高出力が得られることから航空機の動力源や産業用発電に用いられている。このガスタービンエンジンにおいて熱効率を向上させるためには、タービン入口温度（TIT）を上げ、ブレイトンサイクルにおいて最高温度比を大きくすることが有効であることが知られている。近年、航空エンジンの高性能化によって TIT は上昇の一途をたどっており、金属系の溶融温度を超えているため、高温の燃焼ガスが通過する高圧タービン部には冷却技術が適用されている。そして、今後更に高い TIT を実現させるためには、冷却技術の向上が不可欠となっている。フィルム冷却はその冷却技術の中の1つであり、タービン翼内部から冷却孔と呼ばれる複数の孔を通じて冷却空気を噴き出し、翼表面に薄い膜状の低温層を形成することで翼表面を保護し、タービン翼と高温ガス間の熱伝達を低減しようというものである。冷却空気流量を多くすると熱効率を下げってしまうため、できるだけ少ない流量で翼表面を均一に冷却する必要がある。その必要性に応える一つの方法として、Fan-shaped hole 等のシェイプト孔の導入がある。シェイプト孔はその出口形状を広くすることで円

筒孔に比べて冷却孔出口での運動量を減らし表面への付着性を維持すると共に横方向への冷却空気の拡散を促進することでより広い面積を冷却することが期待される手法である。Gritsch ら⁽¹⁾は平板試験で円筒孔と Fan-shaped hole のフィルム効率を比較し、全ての噴き出し比条件において Fan-shaped hole の方が、高いフィルム効率を得られると報告している。また、Colban⁽²⁾はエンドウォール上のフィルム冷却において主流乱れを変えた実験を行い、円筒孔と Fan-shaped hole のフィルム効率の比較を行い、Fan-shaped hole の優位性を確認した。Okita ら⁽³⁾は従来の Fan-shaped hole と冷却空気が表面に付着性を改善し冷却効率を上げることが目的として考案された arrowhead shaped hole に対して実験と数値計算を行い、冷却効率の向上を示した。

本研究では、Okita ら⁽³⁾によって設計された出口形状を含む4つの冷却孔形状をそれぞれ有するタービン翼を供試体として、直線翼列試験装置を用いて実験を行った。空力特性に関しては5孔ピトー管を用いた翼列下流での圧力計測を、伝熱特性に関して感温液晶による非定常熱伝達計測を試み、また櫛型温度プローブによるフィルム効率の空間及び翼表面分布を測定した。また、汎用数値解析ソフトを用いてCFDによる熱流体解析も試みた。

本研究の最終的な目的は、実験とCFDにより空

力特性と伝熱特性を調べ、最適な冷却孔形状を推定することであるが、今回は伝熱特性に着目し、主にフィルム効率について議論する。

主な記号

BR	: 噴き出し比 $= (\rho U)_c / (\rho U)_g$
c	: 比熱
erfc	: 誤差余関数
h	: 熱伝達率
k	: 熱伝導率
L	: 代表長さ (=コード長)
M	: 流量比 $(=m_o/m_g)$
N	: 温度上昇曲線の分割数
p_s	: 静圧
p_t	: 全圧
Re	: レイノルズ数 $(=U_\infty L / \nu)$
t	: 経過時間
t_a, t_b	: 参照経過時間
T_{aw}	: 断熱壁温度
T_g	: 主流空気温度
T_i	: 表面初期温度
T_w	: 表面温度
T_2	: 冷却空気温度
U	: 速度
ζ	: 損失係数
η	: フィルム効率
κ	: 比熱比
ν	: 動粘度
ρ	: 密度
τ	: 時間遅れ

2. 冷却孔出口形状

本研究で用いる冷却孔出口形状を図1に示す。冷却孔形状は Okita ら⁽³⁾によって提案された従来型の Fan-shaped hole (FSH) と Arrowhead shaped hole (ASH) に加えて、出口面積を拡大した Diffuser shaped hole (DSH) と出口の中心にリブを有する Cusp shaped hole (CSH) の4種類である。

3. 実験装置と計測法

3-1 実験装置

本研究では図2に示すように、負圧面に冷却孔出口が位置する冷却翼を供試翼として実験を行った。実験装置の概略図を図3に示す。作動流体である主流空気は、送風機から送り出され、風洞内で整流及び縮流されテストセクションへと流入する。テストセクションの翼列通過後、流体は大気へと

放出される。テストセクションは高圧タービン翼を5枚並べた直線翼列で構成されており上下の亚克力製の板で翼を挟みこむ構造となっている。図4にその概略図を示す。5枚の翼の内、中央の3枚が供試翼であり、両端の翼は観測窓付きのダミー翼である。供試翼は Rapid Prototype 技術で作製されている。

図5に冷却空気供給システムの概略図を示す。冷却空気の作動流体は主流用の送風機とは別の送風

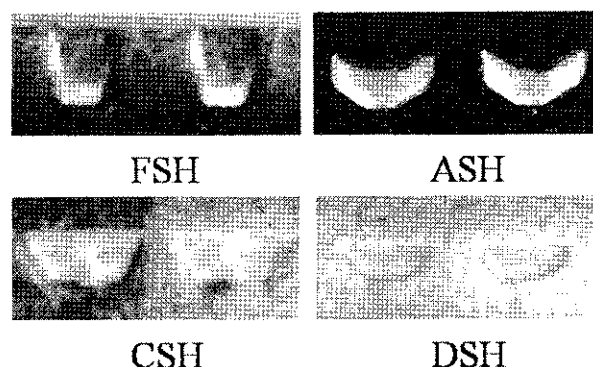


Fig.1 Shaped hole geometry

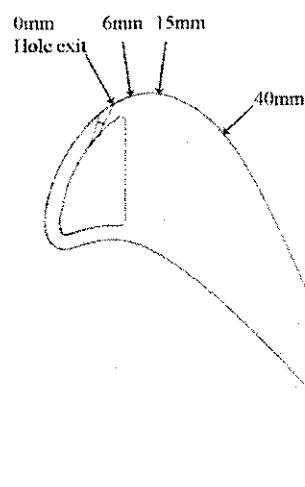


Fig.2 Cross section view of test model and locations of measurement planes

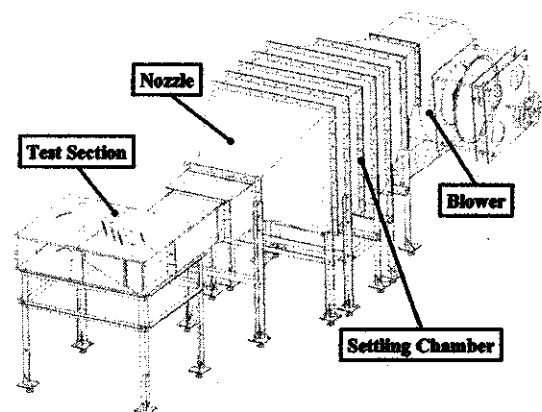


Fig.3 Experimental apparatus

機から供給し、流量計、ヒーターを通過してチャンバー内へ流入する。チャンバーは 3 つの供試翼に対応させて 3 部屋に分けられており、ホースを付け替えることで流入する箇所を変えられる。

3-2 計測法

3-2-1 空力計測

空力計測は主に 5 孔ピトー管と圧力変換器を用いた空力計測を行う。今回、出口計測は翼前縁から軸方向 150% C_x 下流の位置に設けられたスリットで行い、5 孔ピトー管をピッチ方向及びスパン方向にトラバースすることで各点の圧力を取得している。また、入口ではミッドスパン位置において、翼前縁から軸方向 130% C_x の線上で、供試翼 No.1 (図 4 参照) の前縁部よどみ点の延長線と交差する位置でピトー管を挿入して圧力を計測しており、同様の位置で K 型熱電対にて温度を計測している。本研究では損失に関して冷却空気の影響を考慮するために、Reiss, Böls の文献⁽⁴⁾を参考にし、以下のような式を用いる。ここで (1) 式中の h はエンタルピーを示す。

$$\zeta = 1 - \frac{(1+M) \cdot h_{r2mix} (1 - (\frac{p_{s2}}{p_{r2}})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}})_{mix}}{h_{n1g} (1 - (\frac{p_{s2}}{p_{n1}})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}) + M \cdot h_{ic} (1 - (\frac{p_{s2}}{p_{ic}})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}})} \quad (1)$$

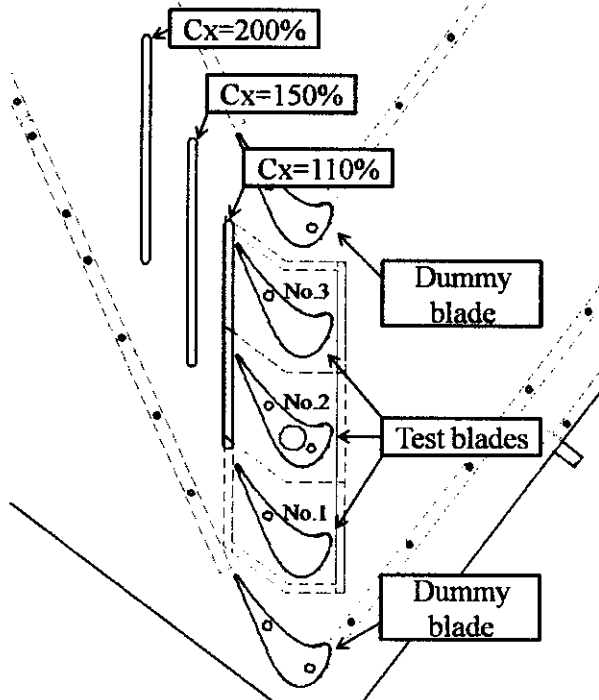


Fig.4 Detail of test section

3-2-2 伝熱計測

本研究では感温液晶を用いて翼表面温度を計測し、過渡応答法によって熱伝達率、フィルム効率を求める。過渡応答法とは感温液晶から得られる表面温度の時間的変化と 2 次空気 (冷却空気と同

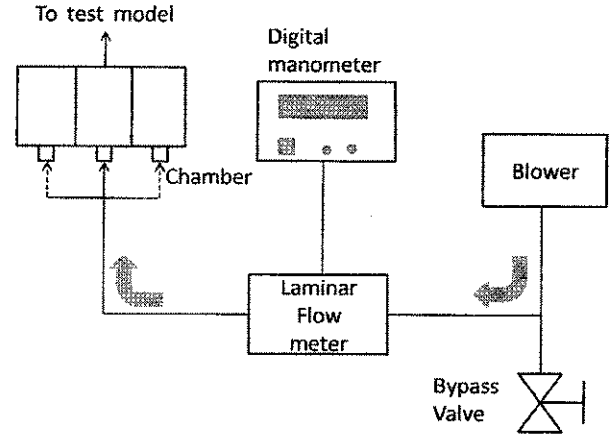


Fig.5 Cooling air supply system

意) の温度上昇を利用する方法である。通常ステップ状に主流温度 T_g が変化する際の表面温度 T_w に関する 1 次元非定常熱伝導方程式の理論解を利用するが、 T_g がステップ状に変化しない場合でも、 T_g の変化を階段状に近似することで、表面温度 T_w を次のように表すことができる。

$$T_w(t) - T_i = \sum_{j=1}^N U(t - \tau_j) (T_{g,j} - T_{g,j-1}) \quad (2)$$

$$U(t - \tau_j) = 1 - \exp\{\beta^2\} \operatorname{erfc}\{\beta\}, \beta = \frac{h\sqrt{t - \tau_j}}{\sqrt{\rho c k}} \quad (3)$$

T_j は、 T_g の時間的変化を一連のステップ変化で表すための時間遅れである。

フィルム冷却が存在する場合、式 (1) 中の T_g を断熱壁温度 T_{aw} で置き換える。フィルム効率 η を

$$\eta = \frac{T_{aw} - T_g}{T_2 - T_g} \quad (4)$$

と定義し、同じ実験で η が一定と仮定すると、次式を得る。

$$T_{aw} - T_g = \eta(T_2 - T_g) \quad (5)$$

$$\therefore T_{aw} = \eta T_2 + (1 - \eta) T_g$$

上の関係式が、小ステップに分解した場合も成立すると仮定すると、

$$T_{aw,j} = \eta T_{2,j} + (1 - \eta) T_g \quad (6)$$

この関係から、 η と T_g を一定とすると次式を得る。

$$T_{aw,j} - T_{aw,j-1} = \eta(T_{2,j} - T_{2,j-1}) \quad (7)$$

従って、

$$T_w(t) - T_i = \eta \sum_{j=1}^N U(t - \tau_j) (T_{2,j} - T_{2,j-1}) \quad (8)$$

この式を組み合わせると、2つの時間 $t=t_a$, $t=t_b$ での結果を組み合わせることにより、

$$\frac{T_w(t_a) - T_i}{T_w(t_b) - T_i} = \frac{\sum_{j=1}^N U(t_a - \tau_j)(T_{2,j} - T_{2,j-1})}{\sum_{j=1}^N U(t_b - \tau_j)(T_{2,j} - T_{2,j-1})} \quad (9)$$

を得る。この式を数値的に解くことで、熱伝達率 h を推定し、その h を用いて式 (8) からフィルム効率 η が計算できる。例えば、 $t=t_a$ とすると、

$$\eta = \frac{T_w(t_a) - T_i}{\sum_{j=1}^N U(t_a - \tau_j)(T_{2,j} - T_{2,j-1})} \quad (10)$$

以上のようにして計算するために、実験においては主流と冷却空気に温度差を与える必要がある。実際の操作環境においては主流側の温度が高いわけだが、大容量の空気を温めることができないため、本研究では冷却空気側を温めることで温度差を与える。2次空気を加熱するためにヒーターを用いており可変抵抗で電流を調整し温度を制御する。ヒーターを用いる際には図 5 のシステムにおいて層流流量計の下流に設置される。2次空気の温度計測は、K 型熱電対を供試翼プレナム内から通し、冷却孔スロート部に設置して行った。翼表面には黒色塗料と感温液晶を順に塗布する。今回用いた感温液晶の発色範囲はメーカー表示で $32 \sim 34^\circ\text{C}$ である。しかし、撮影、照明などによって発色範囲が異なるので、実験と近い条件で感温液晶の発色と温度の較正をしなければいけない。感温液晶の撮影は CCD のデジタルビデオカメラを使用した。感温液晶の較正は感温液晶を塗布したステンレス箔を貼ったアクリル製の平板を用いて行った。そのときの照明、カメラの位置は本実験時と同じにしている。

3-2-3 櫛型温度プローブを用いたフィルム効率の測定

櫛型温度プローブでの計測は上記の 2 つと異なる小型簡易風洞を用いて行った。図 6 に実験装置の概略図を示す。送風機により送り出された空気は、管路に設置されたヒーターにより所要温度まで加熱され、風洞内で整流及び縮流され翼列へと流れ込む。翼列部分は 3 枚の供試翼で構成され、中央の供試翼の冷却孔からのみ冷却空気が噴き出される。冷却空気の供給源にはコンプレッサーを使用し、レギュレーターと流量計が取り付けられ、流量調整弁で流量を調整し、噴き出し比を変えら

れる。

翼表面及び空間の温度計測は、8 本の熱電対が取り付けられた櫛型温度プローブを用いて行った。Fig.7 に概要を示す。熱電対の間隔は 4mm であり、この櫛型温度プローブをスパン方向、流れ方向、ピッチ方向にトラバースし計測した。算出されるフィルム効率の定義式は式 (4) と同様の形で定義される。主流空気温度はテストセクション入口で、冷却空気温度は冷却孔スロート部でそれぞれ K 型熱電対を用いて計測した。実験条件は主流レイノルズ数が 5×10^5 、噴き出し比が 0.5~3.0 である。

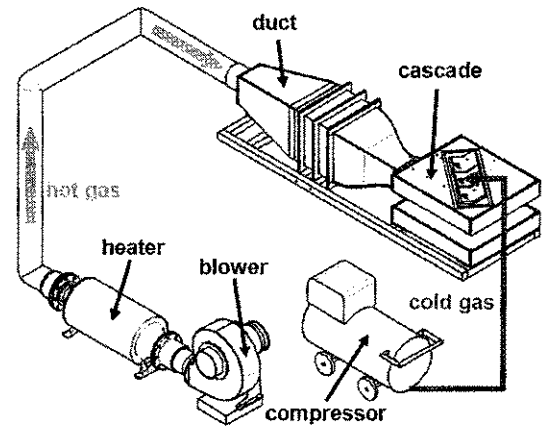


Fig.6 Experimental facility

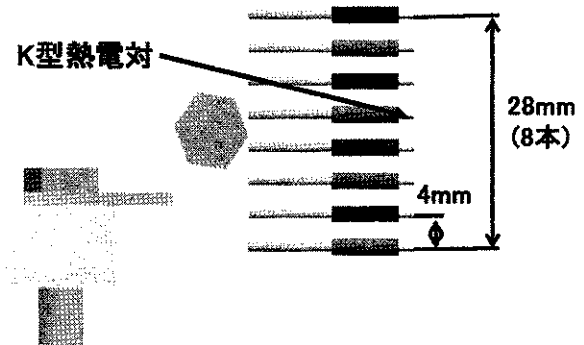


Fig.7 Overview of comb-shaped probe

4. CFD による数値解析

フィルム冷却の伝熱特性の予測と主流との乱流混合過程についての詳細な流れ場を捕捉するために CFD ツールを用いた数値解析を試みた。数値解析には汎用熱流体解析ツールである ANSYS 社の ANSYS CFX11.0 を用いた。格子生成には VINAS 社の格子生成ツール Gridgen を使用し、非構造のハイブリッドメッシュを生成した。解析は流路 1 ピッチとし、ピッチ方向に対して対称条件を適用した。入口条件は実験値を使用し、出口条件は静圧 0Pa とした。また、乱流モデルは SST (Shear-stress Transport) モデルを用いた。

5. 実験結果と考察

5-1 櫛型温度プローブによる計測結果

図8は噴き出し比1.0と2.0の場合の翼表面上のフィルム効率の分布とスパン方向平均したフィルム効率を示しており、スパン方向に平均したフィルム効率は冷却孔間隔2ピッチ分の結果である。横軸は翼表面距離、縦軸は翼スパン方向距離を示しており、それぞれ冷却孔スロート部が円孔に相当するとしたときの直径で無次元化している。

上下の冷却孔でのフィルム効率の分布の差は流量が均一でないことが起因しており、冷却空気の注入方法による実験装置の特徴と考えられる。両噴き出し比においてCSHの場合、冷却孔出口で高いフィルム効率の部分が広がっていることが確認できる。そして噴き出し比1.0ではCSHが他の形状よりフィルム効率の高い領域が下流に広がっている。

噴き出し比2.0の場合には、1.0と比べて冷却空気流量が多くなるため、フィルム効率が冷却孔出口付近で高くなっている。また、本研究で用いている供試翼は $X/D=15$ の位置で流れが転向するが、噴き出し比が変わっても $X/D=15$ 以降ではフィルム効率が顕著になるところはなかった。しかし、FSHとASHは噴き出し比が大きくなることでフィルム効率が大きくなる範囲が広がるのに対して、CSHとDSHでは逆に小さくなるという対照的な結果を得た。図9に噴き出し比2.0の場合のASHとCSHでのフィルム効率の空間分布を示す。ASHはCSHに比べて表面への付着性が良く、主流への浸透が避けられている。CSHの15mmの空間断面では冷却空気が主流へ貫通する現象(Lift-off)が捉えられた。これにより $BR=2.0$ では流量が増えてもフィルム効率が顕著になる領域が変化しなかったと考えられる。また、Lift-offは熱伝達の促進や混合損失の増大を招く可能性がある。空間分布に関しては、FSHはASHと、DSHはCSHとそれぞれ同様の傾向を示していた。

6. 結言

4種類の冷却孔出口形状に対して、負圧面側での翼表面及び空間の温度計測を行い以下のような知見が得られた。

- ・FSHは表面への付着性、スパン方向への分布ともに良く調査した4つの形状の中で最も高いフィルム効率が得られた
- ・ASHは表面への付着性がよく、高噴き出し比時でも比較的高いフィルム効率を維持できる。この傾向はOkita, Nishiura⁽³⁾の研究での結果と同様のもの

のとなっている。

・CSH、DSHは噴き出し比が大きくなるとlift-offを生じ、下流への効率増加が得られず今後改良が必要とされる。

・CSHにおいて冷却孔出口で高いフィルム効率の領域が形成されていることを観察でき、リブによる冷却効率の向上が期待できる。

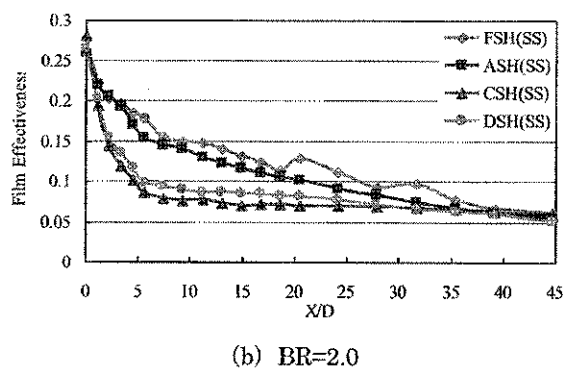
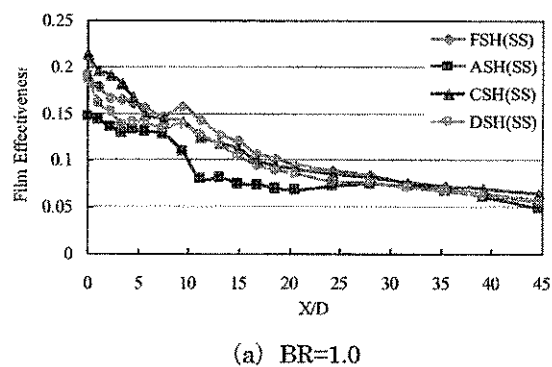
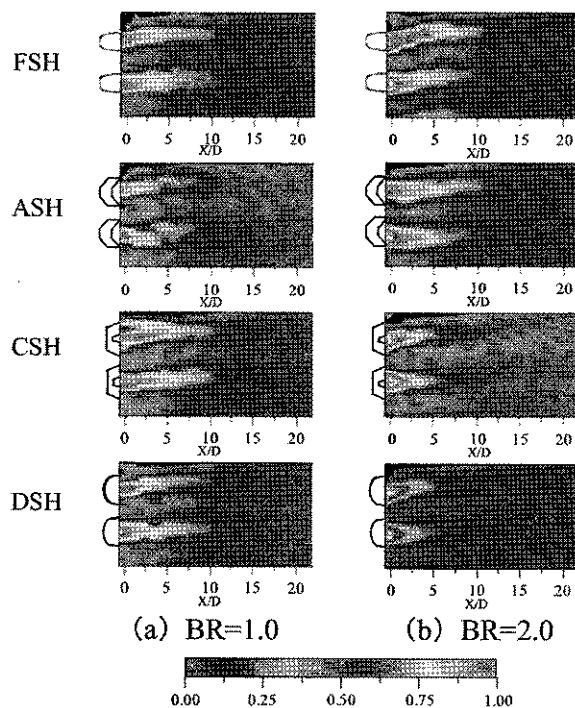


Fig.8 Distribution of film effectiveness and laterally averaged film effectiveness for $BR=1.0$ and $BR=2.0$

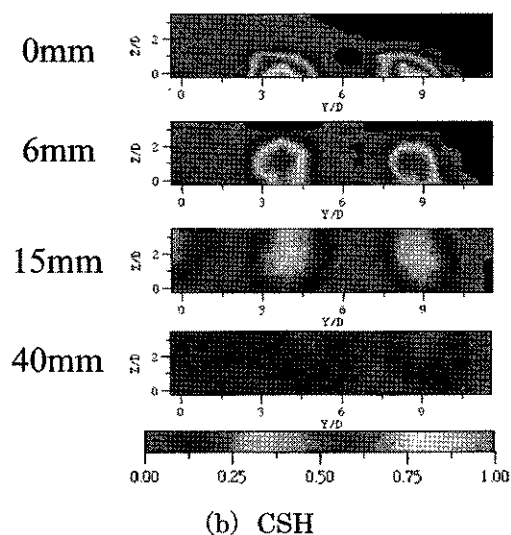
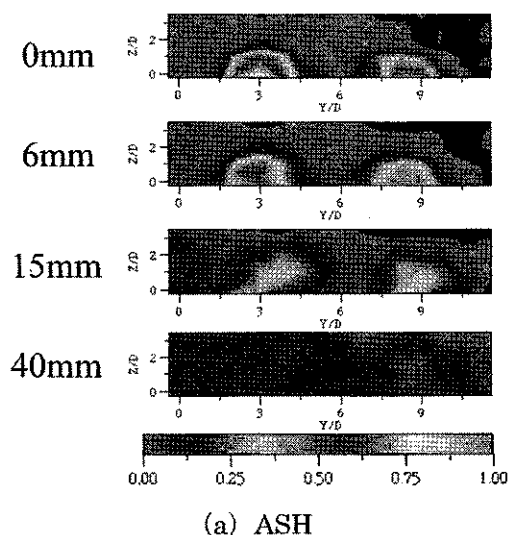


Fig.9 Spatial distribution of film effectiveness
for BR=2.0

参考文献

- (1) Gritsch, M., Schulz, A., and Witting, S., "Adiabatic Wall Effectiveness Measurements of Film-Cooling Holes with Expanded Exits," ASME Journal of Turbomachinery vol.120, PP.549-PP.556, 1998
- (2) Colban, W., Thole, K.A., Haendler, M., "A Comparison of Cylindrical and Fan-Shaped Film-Cooling Holes on a Vane Endwall at Low and High Freestream Turbulence Levels", ASME2008, Journal of Turbomachinery, 2008
- (3) Yoji Okita, Masakazu Nishiura, "Film Effectiveness Performance of an Arrowhead-Shaped Film-Cooling Hole Geometry" ASME Journal of Turbomachinery vol.129 PP.331-PP.339, 2007
- (4) H. Reiss, A. Böls, "Aerodynamic Loss Measurements in a Linear Cascade with Film Cooling Injection", 15th Bi-annual Symposium on Measurement Techniques in Transonic and

蒸気タービン多段翼列を通る非定常湿り蒸気流れの数値解析

*笹尾 泰洋 (東北大院情報), 山本 悟 (東北大院情報)
 梶月 浩史 (三菱重工), 大山 宏治 (三菱重工), 石坂 浩一 (三菱重工)

Numerical Analysis of Unsteady Wet-Steam Flows through Multi-Stage Steam Turbine

*Yasuhiro Sasao (Tohoku Univ.), Satoru Yamamoto (Tohoku Univ.)
 Hiroshi Satsuki (MHI), Hiroharu Ohyama (MHI) and Kouichi Ishizaka (MHI)

ABSTRACT

Unsteady 3-D flows through two-stage stator-rotor cascade channels in the steam turbine developed by Mitsubishi Heavy Industry(MHI) are numerically investigated. The mass generation rate for water droplets is formed as a sum of the mass generation rate of critical-sized nucleus and the growth rate of a water droplet based on the classical condensation theory. Wetness due to condensation, pressure distributions, and total pressure losses obtained by the 3-D calculations are compared with each other and compared with the experimental data. Also flow distributions of yaw and pitch angle in span-wise direction at the outlet of stators and rotors are compared with the experiments.

Key words: Steam Turbine, Multi-Stage, Wet Steam, Unsteady Flow

1. 序論

低圧蒸気タービン最終段近傍では水蒸気の非平衡凝縮により気液二相流れが形成されている。液滴の成長は時間・空間スケールに依存するため、湿り蒸気流れでは相似則が成立しないことが知られている。よって、蒸気タービンの厳密な性能予測や流動現象の解明には実機規模の実験が求められるが、コストや安全性等の問題から実現が難しく、同様の実験を対象とした数値解析も皆無であった。ところが、近年、三菱重工によって、湿り蒸気を用いた実機規模の静動翼列 2 段からなるモデルタービン試験が行われ、我々の研究グループは同実験を対象に数値解析を行う機会を得た。

我々はこれまで低圧タービンの最終段近傍を通る湿り蒸気を対象に非平衡凝縮を考慮した 2 次元および 3 次元非定常流動解析を行ってきた[1][2]。そこで、本研究では改めて我々の数値解析コード(数値タービン)を三菱重工による低圧蒸気タービンの試験結果へと適用し、その信頼性を確認すると同時に、非平衡凝縮を考慮した 3 次元非定常流動解析による流れ場の予測を行ったので報告する。

2. 湿り蒸気流れの基礎方程式

基礎方程式として水蒸気の質量、運動量、エネルギー保存式に新たに液滴の質量、液滴の数密度、乱流運動エネルギーおよびその比散逸率を加えた下式を用いた。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi_i} + \hat{S} + \hat{H} = 0 \quad (i=1,2,3) \quad (1)$$

$$\hat{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ e \\ \rho v \\ \rho \beta \\ \rho m \\ \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}, \quad \hat{E}_i = \begin{bmatrix} \rho U_i \\ \rho u_i U_i + \partial \xi_i / \partial x_i p \\ \rho u_1 U_i + \partial \xi_i / \partial x_1 p \\ \rho u_2 U_i + \partial \xi_i / \partial x_2 p \\ \rho u_3 U_i + \partial \xi_i / \partial x_3 p \\ (e+p)U_i \\ \rho v U_i \\ \rho \beta U_i \\ \rho m U_i \\ \rho k U_i \\ \rho \omega U_i \end{bmatrix}$$

$$\hat{S} = -J \frac{1}{Re} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \sigma_{ij} \\ \sigma_{\omega} \end{bmatrix} \tau_{ij} u_k + (\kappa + \kappa') \partial T / \partial x_j, \quad \hat{H} = -J \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\Gamma \\ \Gamma \\ S_k \\ S_{\omega} \end{bmatrix} \quad (i=1,2,3)$$

ここで、 $\hat{Q}$ は未知変数ベクトル、 F は流束ベクトル、 S は粘性項、そして H は凝縮・蒸発に伴う生成項である。本研究では凝縮により生成される液相の質量分率は十分小さい($\beta < 0.1$)と仮定し気液 2 相間での速度非平衡は無視できるものとする。そこで、同様の仮定に基づき石坂ら[3]により定式化された湿り蒸気の状態方程式および音速の式を採用した。凝縮による液滴の質量生成率 Γ は、古典凝縮論に基づき凝縮核生成と液滴の成長による質量増加の和より算出した。

3. 数値解法

時間積分に LU-SGS 法, 空間差分には Roe の流束差分法に 4 次精度コンパクト MUSCL TVD スキームを用いた. 粘性項には 2 次精度中心差分を用いた. 乱流モデルには SST モデルを採用した.

4. 蒸気タービン多段翼列を通る湿り蒸気流れの三次元非定常流動解析

4.1. 計算格子

図 1 に計算格子の俯瞰図を示す. 計算格子は助走区間に相当する入口側, 出口側の H 型格子 2 ブロックと, 静動翼列の各流路に相当する拡張 H 型 4 ブロックの計 6 ブロックから構成されている. 格子点数は各ブロック共に $96 \times 96 \times 96$ であり, 合計で約 600 万点となる. いずれも壁面近傍に十分に格子点をよせてある.

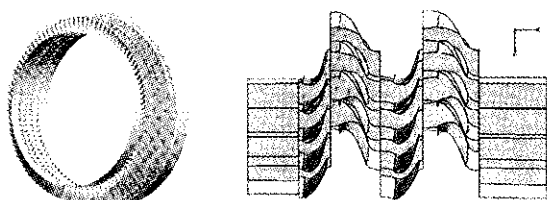


Fig. 1 Computational grid

4.2. 解析結果

数値解析は速度比および入口湿り度をパラメータとした 3 ケースについて行った. ここでは入口湿り度 6.9% の場合について紹介する.

図 2 は解析で得られた瞬間のマッハ数分布である. 解析では最大マッハ数約 0.6 前後の亜音速流れが形成され, 流れ場の速度分布に湿りの有無による差異は殆ど認められなかった. 図 3 は同時刻の液滴の質量分率分布である. 1 段目静翼下流から 1 段目動翼のど部にかけて成長した液滴が, 2 段目に断続的に流入しながら成長する様子が捕らえられた. この条件下では, 液滴の成長は比較的穏やかであり, 潜熱の放出による局所的な静圧分布の上昇は, 凝縮の起こらない場合に対して無視できる程度であった. 図 4 は初段動翼列および 2 段目静動翼列の後流を対象とした内部流動計測結果と解析結果との比較である. 図 4 左図は Yaw 方向の気体流出角について実験結果と解析結果をプロットしたものである. チップおよびベース近傍のピークが捉えられており, 概ね実験結果と一致した結果が得られた. 図 4 右図は全圧分布および静圧分布の比較である. 2 段目動翼下流においては全圧分布, 静圧分布ともに実験と良く一致しているといえる. 一方, 初段動翼, 2 段目静翼では実験と解析

の間で誤差が見られるが, チップ側で静圧を高くする傾向など, 定性的な一致が得られた.

今後は数値タービンを全周解析へと適用し, より詳細な流動現象の解明を目指す.

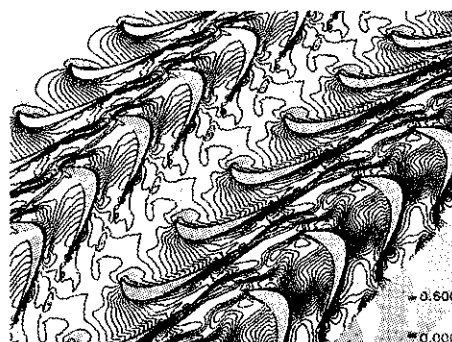


Fig. 2 Instantaneous contours near the blockage region.

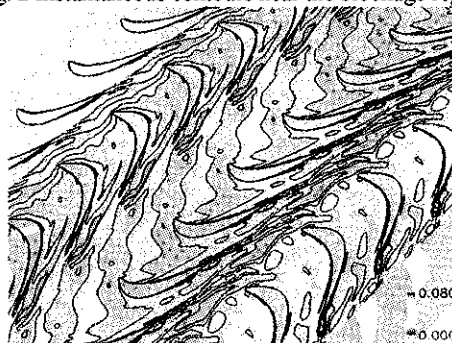


Fig. 3 Instantaneous contours near the blockage region.

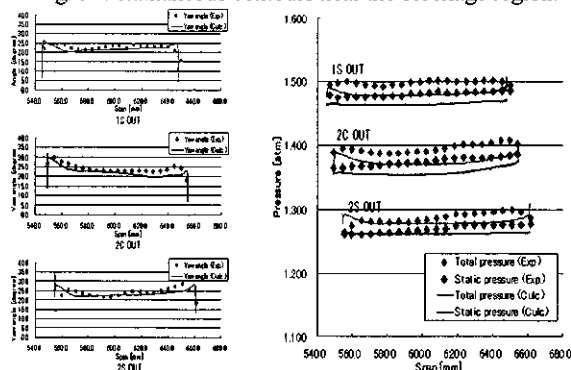


Fig. 4 Yaw angle distribution (left) and total-static pressure distribution (right).

5. 結言

実機規模の蒸気タービン試験を対象に 3 次元流動解析を行い内部流れの予測を行った. 気体流出角および静圧, 全圧分布について実験と定性的な一致が得られた.

参考文献

- 1) Sasao, Y. and Yamamoto, S. 2005 Proceeding of ASME Fluids Engineering Summer Conference, FEDSM 2005-77205, CD-ROM.
- 2) Yamamoto, S., Sasao, Y., Sato S. and Sano K. 2006 Proceedings of the 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, CD-ROM (paper#4460).
- 3) Ishizaka, K., Ikohagi, T. and Daiguji, H., Proc. of the 6th ISCFD, 1, (1995), 479-484.

単段軸流タービン段内部流の非定常性と空力性能に関する研究 —動静翼間隔の効果—

船崎 健一, 山田 和豊, 菊池 護 (岩手大), *渥美 秀勝 (岩手大院)

Investigation of Unsteadiness of Internal Flow and Aerodynamic Performance in an Axial Turbine Stage

—Effect of the Rotor/Stator Axial Gap—

Ken-ichi Funazaki, Kazutoyo Yamada, Mamoru Kikuchi, *Hidekatsu Atsumi (Iwate University)

ABSTRACT

Flow field in an axial turbine is measured for three axial spacings between rotor and stator by means of a conventional five-hole pitot probe and slanted single hot wire probe. The evolution of the main flow structures downstream of the stator are discussed using time-averaged data in order to define characteristics of rotor incoming flow. Furthermore, detailed comparisons of behavior downstream of the stage are carried out to elucidate the effect of the rotor/stator axial gap on the stage performance from time-averaged and unsteady measurement results.

Key words: Axial Turbine, Unsteady Flow Field, Secondary Flow, Wake, Rotor-Stator Axial Gaps

1. 緒言

羽根車によって流体とエネルギー変換を行うターボ機械は、ポンプ、水車、圧縮機、車など人間生活及び産業活動には欠かせないものとなっている。そのようなターボ機械の一つである軸流タービンは、静翼と動翼からなる段で構成されており、両者は動翼が回転することによって相対的な運動をする。これにより、上流側の翼列で生じた後流や二次流れは周期的に分断され、タービン内における非定常的な現象が引き起こされる。したがって、タービン内部の流れ場は三次元性のみならず、隣接する翼列との干渉による非定常性を有し、非常に複雑な流れ場として特徴づけられる。よって、今後の更なる高負荷化、高効率化を実現するためには、非定常的な流れ場での損失の生成メカニズムに関する理解が重要な課題である。

そのような背景の下、計測技術やCFDの発達に伴い、今日まで様々な実験的・数値的研究が国内外で行われてきた。松沼は、光学の実験手法であるLDVを用いて軸流タービン内部の流れ場の三次元的な、そして非定常的な後流干渉などの現象を調査した⁽¹⁾。また、船崎らは、本研究で用いられる供試タービンを対象とし、数値解析的研究を行い、動静翼間隔を変化させた場合の非定常流動現象とそれが段性能に及ぼす影響について詳細に解析を行った⁽²⁾。その結果、動翼流路内における静翼後流内のNegative Jet⁽³⁾の振る舞いが、動翼二次流れの巻き上がりを抑制し、この抑制効果は動静翼間隔を狭めた方が強く、空力性能上有効であると述べている。

しかしながら、この非定常効果の一つである動静翼間隔に関しては、実験的データの蓄積が少なく、その効果についての把握が完全に成されていない。

そこで本研究では、非定常的な流れ場の理解のために、回転翼列試験機を用い、動静翼間隔の変化に伴うタービン段内部の流れ場の変化について、5孔ピトー管及び単一傾斜型熱線流速計により実験的に調査した。本論文では、その実験結果について報告する。

2. 実験手法

2.1 実験設備

本研究で使用した回転翼列試験機は、大気吸込み型で、実機のシュラウド付き蒸気タービンを模擬しており、静翼列、動翼列はそれぞれ50枚、68枚から構成されている。タービンの回転の制御は、動翼シャフトと連結された動力計によって行われる。

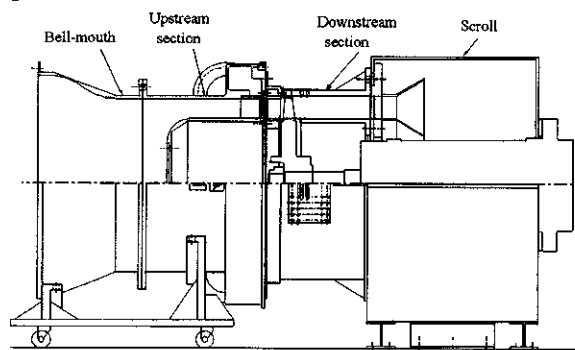


Fig.1 Schematic diagram of the test rig.

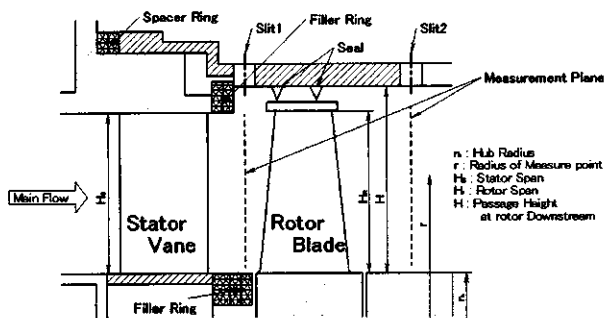


Fig.2 Schematic view of the turbine section.

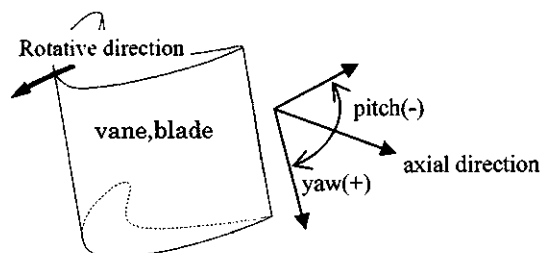


Fig.3 Definition of yaw and pitch angle.

試験機及びタービン部子午面の概略図を Fig.1 及び Fig.2 に示す。動翼ハブ側前縁から約 7mm 上流側及び後縁から約 29mm 下流側の位置にそれぞれ静翼下流流れ場及び動翼下流流れ場計測用のスリット (Slit1 及び Slit2) が設けられており、図中には示していないが、そのスリット上方には 3 軸トラバース装置が備えられている。このトラバース装置により、半径方向、周方向へのトラバース計測を可能にしている。動静翼間隔は、Spacer Ring を挿入することで、静翼列を軸方向前方に移動させ調節する。

動静翼間隔の増大に伴う静翼側ケーシング後縁と動翼シュラウド前縁の間隙の増大は、その周囲の流れ場あるいは主流と漏れ流れの干渉等に影響を及ぼすと考えられるため、Filler Ring を取り付けることで、その間隙は一定になるようにした。また、ハブ側の間隙も同様に、Filler Ring を取り付けることで、その影響を可能な限り排除している。

2.2 計測方法

本研究では、5 ピトー管を用いて静翼、動翼それぞれの下流を計測することで、流れ場の把握及び段効率の算出を行った。また、動翼下流においては、単一傾斜型熱線流速計を用いた 3 次元非定常流れ場計測も実施した。この非定常計測の概要を以下に記す。

非定常流れ場を計測するために、九朗丸らにより開発された周期的多点抽出法⁽⁴⁾を採用した。この計測手法は、周期的な流れにおいて、ある計測点で観察される周期毎の現象はほぼ等しいという前提を基に成り立っている。

Table 1 Angle and velocity of calibration.

	Pitch angle [deg]	Yaw angle [deg]	Velocity [m/s]
5-hole pitot tube	-30.6~30.6	-30.6~30.6	15.0
Slanted hot wire (SHW)	-36~36	-144~144	15.0

Table 2 Measurement grid.

	Circumferential	Radial	Total
Stator exit	61	28	1708
Rotor exit (5-Hole)	16	33	528
Rotor exit (SHW)	11	29	319

Table 3 Rotor/Stator axial gap variations.

Axial Gap	x [mm]	x/Cs [-]
S	10	0.255
M	15	0.383
L	20	0.510

データの取得に関しては、動翼シャフトに取り付けられたロータリーエンコーダから 1pulse/rev で出力される信号 (Z 相) をデータ取得のトリガーとし、熱線プローブからの出力電圧と動翼シャフトの回転運動に同期して 10pulse/deg だけ出力される信号 (A 相) とを同期させることで、動翼下流の流れ場を短時間で計測することを達成している。取得された 3600data/rev は、重み付け補間により 3604data/rev とすることで、53data/rotor passing period となる。標本数を十分にとるために、動翼 30 周分のデータを取得した。

計測前に行うそれぞれのプローブの角度に関する較正範囲と較正流速は、Table 1 のようになっており、Table 2 には静翼下流及び動翼下流の計測点数を示す。周方向に関しては、静翼下流で静翼 2pitch 分、動翼下流では、静翼の影響も観察するため静翼 1pitch 分の計測範囲となっている。

2.3 計測条件

動静翼間隔は Table3 に示すように 3 種類に設定し、それぞれの条件を GapS, M, L と称する。ここで、x 及び Cs はそれぞれ翼間距離及び静翼軸コードを表す。なお、翼間距離の定義は、ハブ側における静翼後縁から動翼前縁までの距離である。動翼の回転数は 1300rpm とし、段入口流速は流路高さの中心で 15m/s に設定した。この入口流速に関しては、静翼前方において常時標準ピトー管による計測を行い、一定を保っている。回転数の変動は、渦電流式電気動力計を用いたトルク制御により $\pm 0.5\%$ 以内とし、この際計測されたタービントルク値は、(1)

式により定義されるタービン段の断熱効率の算出に使用される。ここで、 T_i, ω, P_i, T_i はそれぞれ温度、動翼回転角速度、圧力、トルクを表す。また、添字 1 及び 2 は静翼列上流及び動翼列下流であることを表している。

$$\eta_{\text{adiabatic}} = \frac{T_i \omega}{\frac{\kappa}{\kappa-1} R T_i \left\{ 1 - (P_{i2}/P_{i1})^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right\}} \quad (1)$$

3. 実験結果及び考察

3.1 時間平均流れ場について

この節では、静翼下流及び動翼下流流れ場の時間平均流れ場について、動静翼間隔が及ぼしている影響について比較、考察を行う。なお、翼列下流での流れ場の Yaw 角及び Pitch 角の方向定義は Fig.3 のようになっており、下流側から上流側を見たとき、右から左へ吹くような流れを正の Yaw 角、吹き下ろすような流れを正の Pitch 角と定義した。

Fig.4 には、5 孔ピトー管により取得された静翼下流の時間平均スパン方向分布を示す。この図は周方向に流量による重み付き平均した結果であり、縦軸は静翼の翼高さで無次元化された半径方向位置である。(a)の絶対 Yaw 角分布をより、80%スパンにケーシング側の流路渦による Yaw 角の半径方向

への変動を確認することができるが、一方ハブ側では、ハブ側流路渦が端壁面近傍にとどまるため、Yaw 角の転向はケーシング側程顕著に見られない。また、動静翼間隔の拡大に伴い、全スパンに亘り旋回が強まっていることから、その結果、動翼に対するインシデンス変化がもたらされていると考えられる。(b)の Pitch 角分布を見ると、GapS において 80%スパン以下で強い半径方向下向きの流れとなっており、動静翼間隔を広げることでその傾向は弱まり、GapL では Pitch 角に関しほとんど軸方向を向いている。これは、旋回流に伴う半径方向の圧力勾配による内向きの流れが、静翼後縁と計測面との距離が最も短い GapS の時に顕在化した結果である。(c)に示す入口流速で無次元化された軸流速分布より、80%スパンにケーシング側流路渦のブロックageによる減速が見られる。また(d)の全圧比分布では、同じ高さにおいて、大きな全圧降下を確認され、そのピーク位置は、Gap の拡大と共にミッドスパン側へ移動し、その影響を受ける領域も、GapL で 70%スパン程度まで広がっている。10%スパン以下でも、ハブ側の二次流れによる全圧降下は存在するが、動静翼間隔の影響は見られない。

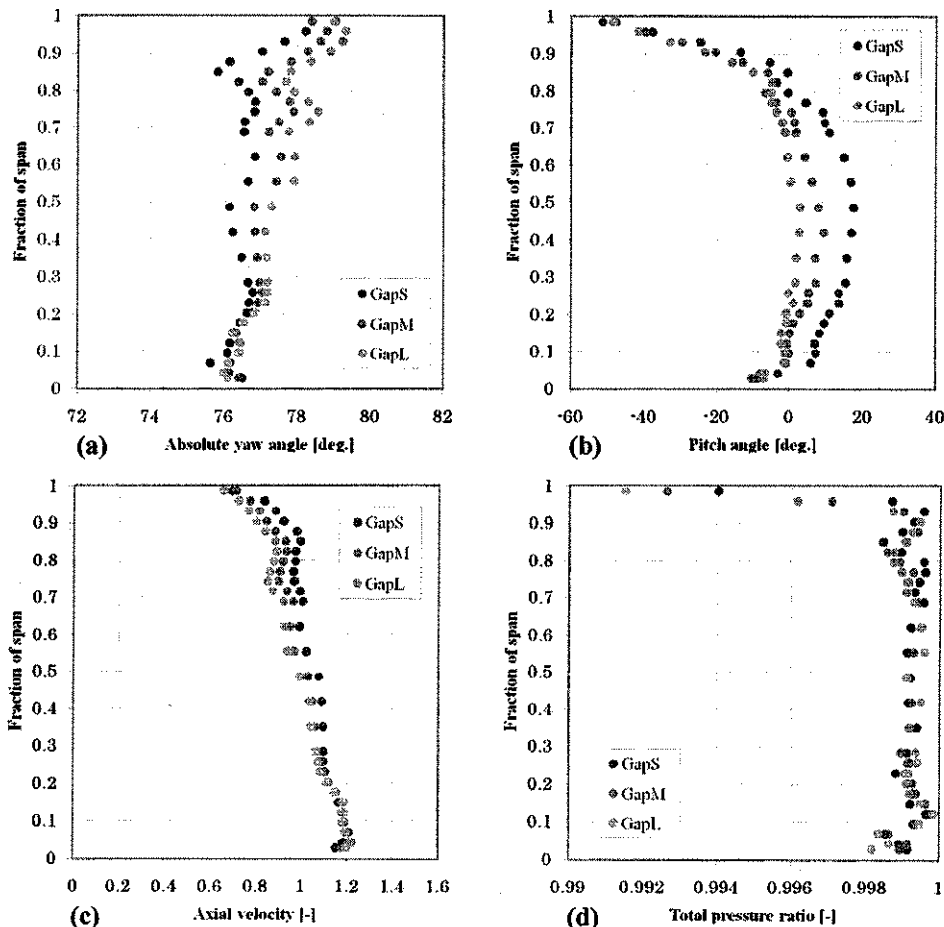


Fig.4 Spanwise distribution of pitchwise mass averaged flow field (Stator Exit).

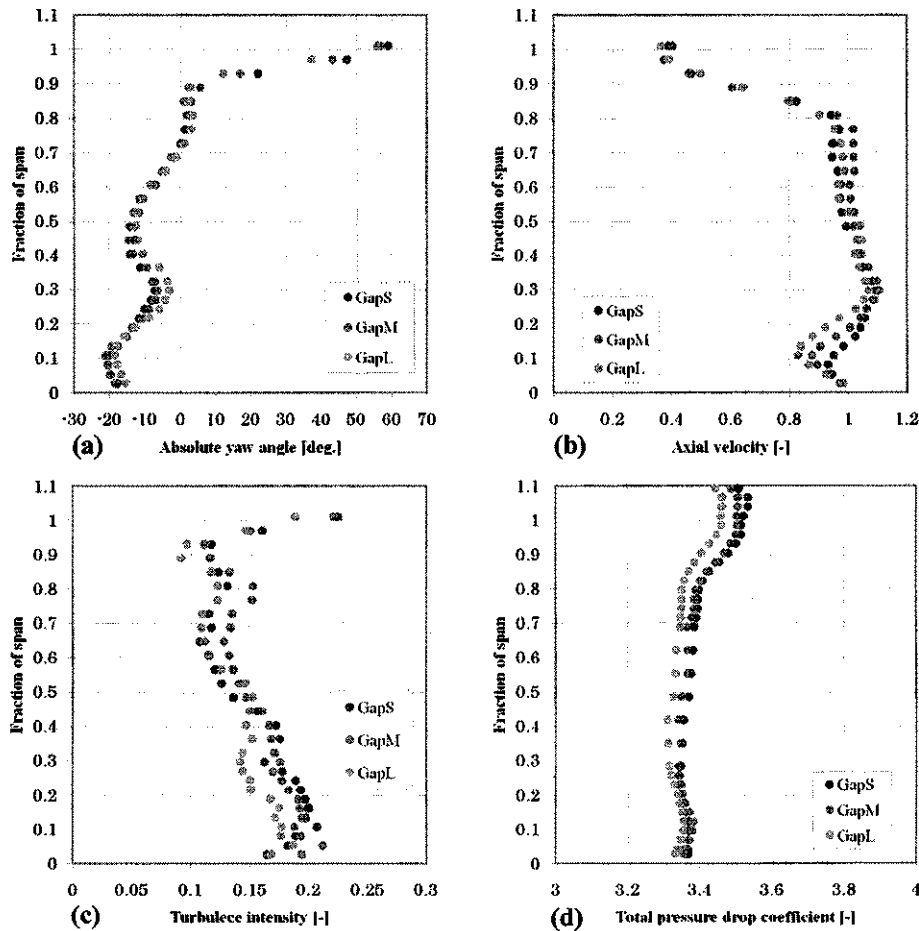


Fig.5 Spanwise distribution of pitchwise mass averaged flow field (Rotor Exit).

次に Fig.5-(a), (b), (c)に、傾斜型熱線プローブにより計測された動翼下流流れ場の時間平均スパン方向分布を、(d)には5孔ピトー管の計測から(2)式により算出した全圧降下係数をそれぞれ示す。式中において P_t 及び P_{tm} は動翼下流で計測された全圧値及び入口全圧を表わす。それぞれの図は Fig.4 と同様に、周方向に流量による重み付け平均した結果である。

$$\phi = \left(1 - \frac{P_t}{P_{tm}} \right) \times 100 \quad (2)$$

(a)の絶対Yaw角分布より、40%スパン以下の広い範囲にかけて overturn 及び underturn が見られ、この領域に注目して(b)の軸流速分布(入口流速で無次元化)をみると減速領域が確認され、30%スパンから始まる減速の傾向は間隔が広がるにつれて強くなっている。これは、動翼ハブ側流路渦の存在によるブロック効果、あるいは、翼間距離が広がったことによる壁面境界層の発達による影響であると推測される。(c)の乱れ度分布では、60%スパンからハブ側にかけて徐々に乱れ度が増加しており、その結果ハブ側二次流れ領域では高乱れ度領

域として表れている。また、80%スパン付近には乱れ度の高い領域が存在しており、動翼のチップ側流路渦の影響を捉えたものと思われる。(d)に示した全圧降下係数を見ると、20%スパン以下及び80%スパン以上で全圧が低下していることが分かる。また、翼先端漏れ流れの影響により90%スパン以上で最も大きな全圧降下が見られ、GapL に比べ GapS, M で高い値となっていることから、動静翼間隔が翼先端漏れ流れに影響を与えているものと考えられる。

3.2 非定常流れ場について

Fig.6 に動翼下流における瞬時の渦度分布と速度変動ベクトル(a, d)、絶対Yaw角(b, e)、そして軸流速の速度変動(c, f)を示す。速度変動は、瞬時値と時間平均値の差を計算したものである。(a),(b),(c)は GapS, (d),(e),(f)は GapL であり、同時刻における結果を示している。これらの図は下流側から見た流れ場であり、右から左へ動翼は回転している。

最初に渦度分布より、30%から20%スパンの間に正の値をもった渦度が見られ、GapS に比して GapL で大きくなっている様子が捉えられており、その周辺を取り巻く速度変動ベクトルも大きくな

っていることが分かる。この正の値をもった渦度は、動翼通過と同期して周期的に動翼回転方向へ移動しており、動翼ハブ側流路渦であると考えられる。一方、ミッドスパンよりチップ側の範囲では、翼先端漏れ流れ(90%から 100%スパン)ははっきり捉えられており、また、60%から 70%スパン、Stator pitch で 0.2 から 0.4 の領域(破線で囲まれた領域 A)では大きな速度変動ベクトルをもった流れ場となっていることから、この領域は動翼チップ側二次流れであると思われる。しかしながら、船崎らの研究⁽⁶⁾により、シュラウドリング間からの漏れ流れもこの領域で計測されており、よって翼先端漏れ流れとの干渉も含み、非常に複雑化された流れ場が形成され、ハブ側の二次流れ領域に比して動静翼間隔の影響は見られていないこと分かる。

また、ハブ側二次流れ領域では絶対 Yaw 角が大きく転向している領域が確認され、GapL で領域が拡大していることも分かる。この流れが大きく転向した領域は、動翼の回転とともに、後段静翼のイ

ンシデンスに対し、非定常的な振舞いをすると考えられる。軸流速の速度変動からは、動翼の後流(破線 B)が速度欠損領域として見ることができ、ハブ側流路渦の影響を受け、ハブ側で大きく湾曲している様子がわかる。

次に、Fig.7 にはミッドスパンにおける軸流速の時空間図を示す。図中の黒破線 AA で示すように、動翼の後流は、傾斜した速度欠損領域として現れるが、GapS では静翼ピッチの 0.5 から 0.8、GapL では 0 及び 0.8 から 1.0 の領域に、動翼後流とは異なった挙動を示す速度欠損領域が見られる(黒一点鎖線 BB)。この速度欠損領域は、時間が経過しても静翼に対する位置を変えず、周期的に現れていることから、静翼後流であると考えられ、特に静翼二次流れが減衰せずに動翼に流入する GapS で明確に視認することができる。その結果として、動静翼間隔の変化に伴い、静翼後流の流出位置が周方向に変化することで、後段の静翼のインシデンスに影響を及ぼすものと推測される。

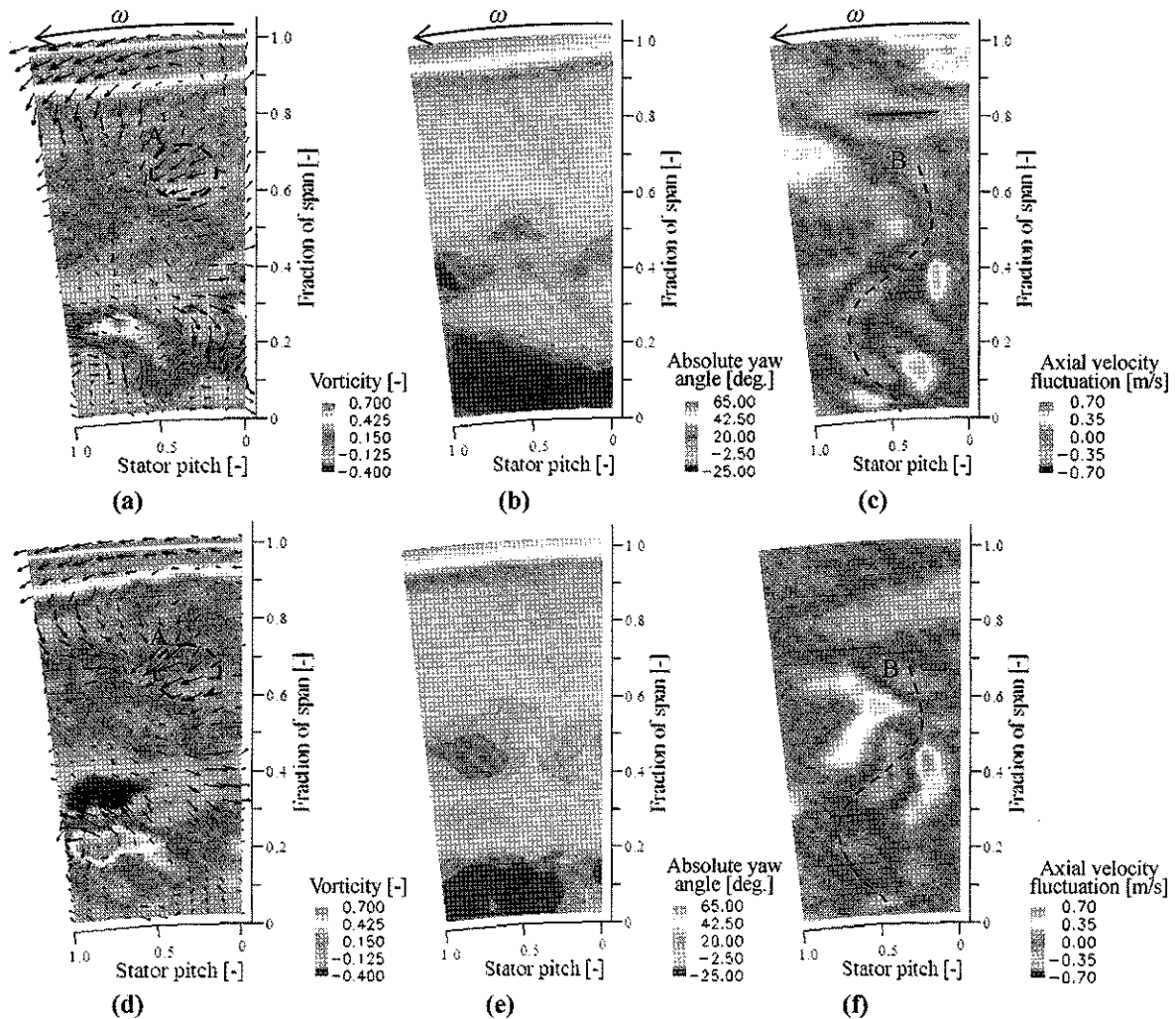


Fig.6 Vorticity contour and velocity fluctuation vector, absolute yaw angle and axial velocity fluctuation contours downstream of the rotor. GapS - (a), (b), (c), GapL - (d), (e), (f).

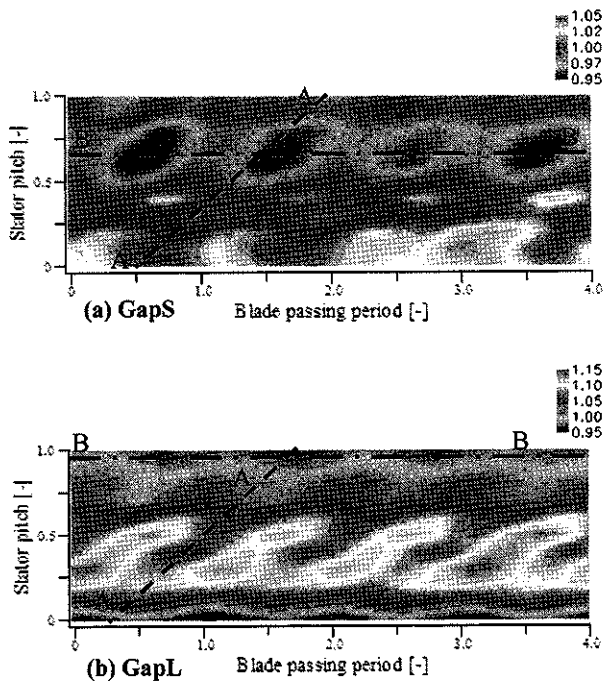


Fig.7 Time-space contours of axial velocity at midspan.

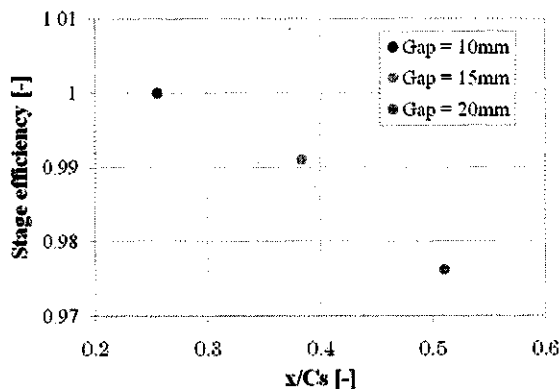


Fig.8 Adiabatic stage efficiency for each axial gaps.

3.3 段総合特性

Fig.8 には段の総合特性として、(1)式により算出された各動静翼間隔における断熱効率の比較を示す。横軸は翼間距離を静翼の軸コードで無次元化しており、さらに縦軸は GapS の値で無次元化している。Fig.8 では動静翼間隔が大きくなるに連れて、微少ながら効率が減少する傾向が見られ、これは、本章1節で述べたように、動翼のインシデンスの変化に伴う翼負荷の低下や、二次流れ損失の増加による空力性能の低下が要因であると考えられるが、明確な結論は本実験の結果から述べることはできない。

4. 結論

本研究では、単段の軸流タービン回転試験機を用いて、5 孔ピトー管及び傾斜型熱線プローブを使用し、定常空力計測及び3次元の非定常流れ場計測を行い、時間平均特性と非定常流れ場に与える動静翼間隔の効果を調査した。以下に本研究で得られた知見を示す。

- 1) 動翼下流の時間平均流れ場に与える動静翼間隔の効果は小さいが、静翼下流では、流れ場の発達に伴い旋回が強まるため、周方向の流れ角が増大し動翼のインシデンスの変化を誘発することが確認された。
- 2) 非定常流れ場の観察結果から、動静翼間隔の変化は動翼ハブ側二次流れに影響を及ぼし、また動翼下流における静翼後流の周方向流出位置を変化させることが分かった。
- 3) 1), 2) に記述したことが要因になり、段効率は動静翼間隔を狭めるに連れてわずかに低下する。

参考文献

- 1) T. Matsunuma, "Unsteady Flow Field of an Axial-Flow Turbine Rotor at a Low Reynolds Number", ASME J. Turbomach., 129, pp.360-371, 2007.
- 2) 佐藤 英明, "環状タービン翼列の非定常三次元流動解析及び空力性能に与える動静翼間距離の効果", 岩手大院, 2007 年度修士論文.
- 3) H. P. Hadoson, W. N. Dawes, "On the interpretation of measured profile losses in unsteady wake-turbine blade interaction studies", Transactions of the ASME, 120, 1998.
- 4) 九郎丸 元雄, 井上 雅弘, 檜垣隆夫, F. Abd-Elaziz, 生井 武文, "周期的多点抽出法による羽根車後方の三次元流れ場の計測", 日本機械学会論文集(B編), 48-427, 1982.
- 5) 船崎 健一, 山田 和豊, 菊池 護, 渥美 秀勝, 佐藤 英明, "単段軸流タービンの空力性能に対する非定常効果に関する研究", 日本機械学会東北支部講演会, 2008.
- 6) P. Gaetani, G. Persico, V. Dossena, C. Osnaghi, "Investigation of the flow field in a HP turbine stage for two stator-rotor axial gaps: part 1 -3D time-averaged flow field", ASME Turbo Expo 2006, GT2006-90553.
- 7) L. Porreca, Y. I. Yun, A. I. Kalfas, S. J. Song, R. S. Abhari, "Investigation of 3D unsteady flows in a two stage shrouded axial turbine using stereoscopic PIV and FRAP Part1: interstage flow interactions", ASME Turbo Expo 2006, GT2006-90752.

A/R およびウエストゲートポート径をパラメタとした ラジアルタービンの性能評価

*角田 俊和（慶大院），松尾 亜紀子（慶大）

Numerical Estimation of Radial Turbine Performance with Various Geometric Configurations

*Toshikazu TSUNODA(Keio Univ.), Akiko MATSUO(Keio Univ.)

ABSTRACT

Numerical simulations of radial turbines are conducted with various A/R, waste gate port diameter and gate open angle. The amount of outlet mass flow rate through the waste gate port increases with smaller A/R or larger port diameter. The area-averaged circumferential momentum on the nozzle, which corresponds approximately to the turbine revolving speed, is linearly related to only the pressure drop between inlet and nozzle. There are two minimal and one maximal values on the circumferential momentum distribution at the nozzle. A series of simulations clarified that the circumferential momentum fluctuation on the nozzle decreases with the smaller A/R, whereas the port diameter has little effects on the fluctuation.

Key words: Radial turbine, CFD, A/R, Waste gate

1. はじめに

地球温暖化をはじめとした地球環境問題に対する関心の高まりに加え昨今の原油価格の高騰を受け、石油由来物質を燃料とする機関の高効率化の必要性がこれまで以上に強くなってきている。ガスタービンも例外ではなく燃焼過程や流れ場の改善により機関全体での高効率化を促進していかなくてはならない。本報では小型航空機エンジンや自動車用ターボチャージャに用いられ、将来の需要増大が見込まれるラジアルタービンについて数値解析を行う。ただし回転するインペラを含めた数値計算は膨大な計算メモリ空間と計算時間を要し高コストであるため本報ではインペラを考慮せず計算を行い、実機においてインペラ直前部にあたるノズル面までの流れ場やノズル面における物理量に着目する。流路の合流直前部の断面積(A)とその断面中心からスクロール中心の距離(R)の比で定義される A/R, ウェストゲート(WG)のポート径および WG 開度をパラメタとし、これらを変化させた際の流れ場や性能の変化について検討を行う。

2. 数値計算法

2.1 計算対象と計算条件

本報では図 1 に示すラジアルタービンスクロールとその上流管や WG ポートを含む流れ場を計算対象とし、A/R やポート径が異なる三種類の形状に対して数値計算を行った。各形状のパラメタを表 1 に示す。全ての形状で R は一定としたため A/R の相違は A の相違と同義である。Type I と Type II の

比較により A/R の影響を調査し、Type II と Type III の比較によりポート径の影響を調査する。総格子点数は約 200 万点であり、境界条件として全ての壁面に滑り無し壁、流入面には亜音速流れ特有の特性波の影響を考慮するために亜音速流入境界条件^[1]を用いた。またスクロール上方に十分広い計算空間を設置し、この空間の境界条件に圧力固定条件を用い流出面とした。流入および流出条件を表 2 に示す。計算は定常流として行い、乱流モデルは用いていない。またインペラは考慮せずポート内のゲートは厚みの無い円状の板として再現した。以後の議論において着目するノズル面は図 2 に示す位置である。

2.2 計算手法

複雑な形状の対象に対して数値解析を行うため、本報では Fujii の提唱する複数の構造格子を重合格子として扱う解強制置換法(Fortified Solution Algorithm: FSA)^[2]を用い、支配方程式には解強制置換項を含む三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。対流項の離散化には MUSCL 法にて三次精度化した SHUS^[3]を用い、時間積分には LU-ADI 陰解法^{[4][5]}を用いた。

表 1 各形状のパラメタ (Type I との比で表示)

	Type I	Type II	Type III
A/R	100%	85%	85%
ポート径	100%	100%	110%

表 2 流入, 流出条件

流入温度	1200 K
流入質量流量	0.218 kg/s
出口面圧力	1.0 atm

3. 結果と考察

3.1 WG からの流出流量と周方向運動量

図 3 に各形状の開度と WG から流出する質量流量の関係を示す。なお流出質量流量は流入質量流量で無次元化した。図 3 より, WG からの流出質量流量は全ての形状で単調に増加し, 同開度で比較すると $\text{Type I} < \text{Type II} < \text{Type III}$ となった。これはポートの開口面積とノズル面積を同開度で比較した際, A/R が小さくポート径が大きいほどポートの開口面積の割合が大きくなるためである。

図 4 に各形状の開度と周方向運動量 (以下, 単に運動量と表記) のノズル面における平均値の関係を示す。Type I と Type II を比較すると全ての開度において $\text{Type II} > \text{Type I}$ となることが分かった。これは Type II の A/R が小さいためスクロール入口における周方向速度が大きくなり, 角運動量保存則によりノズルにおける運動量が大きくなるためであると考えられる。また Type II と Type III を比較すると開度の増加に伴う運動量の減少に差異があり, Type III は開度 0° では Type II と同程度であるが開度の増加に伴いより急激に減少することが分かった。これは, Type III は A/R が小さいことにより運動量を大きくすることができ, ポート径も大きいほど大開度になるほどスクロールに流れる気体が少なくなるためであると考えられる。以上のことから, A/R が小さいほど運動量は大きくなり, ポート径が大きいほど開度の増加に伴う運動量の減少がより急激になることが分かった。

3.2 運動量を基準とした各物理量の比較

図 5 に運動量と流路内の差圧の関係を示す。差圧は流入面圧力とノズル面平均圧力の差として定義した。 A/R やポート径, 開度, さらに WG の有無にもよらず全てのプロットは一本の直線上に分布した。このことからタービンの回転数は差圧により定められることが分かった。

図 6 に運動量と WG からの流出質量流量の関係を示す。3.1 節において述べたように運動量の増加に伴い流出流量は単調に減少し, その分布は一次関数的であることが分かった。また図中に二本の直線が存在し, 一本は Type I の結果によるものであり, もう一本は Type II と Type III の結果によるものである。以上のことから運動量の増加に伴い WG からの流出質量流量は一次関数的に減少し, 変

化のしかたはタービンの A/R により異なることが分かった。

3.3 運動量の周方向分布

図 7-図 9 にノズル旋回角と運動量の関係を示す。それぞれの図の(a)に全周の分布を, (b)にノズル旋回角 0° 近傍の拡大図を示し, 運動量はそれぞれのケースの平均値により無次元化した。またノズル旋回角はノズル面の位置を表すもので, 図 10 のように合流位置を 0° とし流れ方向に増加するように定義した。図 7-図 9 より, いずれの形状においてもノズル旋回角 20° - 80° に極小値あり, 30° 付近の第一ピークと 60° - 80° 付近の第二ピークが存在すること, 90° - 270° は均一な値を示し流出が理想的な状態であること, 270° 以降に極大値が存在することが分かった。また第一ピークが現れるノズル旋回角やピーク値は開度によらず一定であるが第二ピークの値は開度の増加とともに負に大きくなること, および極大値の現れるノズル旋回角やその値は開度による相違は小さいことが分かった。

ラジアルタービンはインペラへの流入が周方向に一樣であることが理想とされており, 上述の極大, 極小値が存在することはあまり望ましくないことである。以下, 流れ場を観察し極大, 極小値の生成要因について考察を行う。

3.3.1 極大値および第一ピークの生成要因

図 11 に Type III 開度 6° の静圧分布を示し, 図 12 に同ケースの流れ方向速度が負の等値面を示す。これらの図よりスクロールの合流部直前逆圧力勾配とそれに対応した逆流域が存在し, スクロールの合流部直前において境界層剥離が発生していることが分かった。逆圧力勾配は導入管からの流入気体の静圧が相対的に高いため生じていると考えられる。境界層剥離により流れの断面積が減少しノズル近傍の流れ方向速度が増加し, 運動量の極大値が形成されたのではないかと考えられる。

図 13 に Type III 開度 6° の合流部の流れ方向運動量分布を示す。剥離に起因する低運動量域が合流し, 運動量が回復しないままノズル旋回角 30° 付近へ流出することにより第一ピークが生成されることが分かった。このように, スクロール後半の境界層剥離が合流部付近の流れ場全体に影響を与えていることが分かった。今回の計算では乱流モデルを使用しなかったが, 一般に境界層剥離は乱流であれば抑止しやすいことが知られており, また実機における流れは乱流であると考えられるため, 今後は乱流モデルを使用した計算を行い検討を進める必要がある。

3.3.2 第二ピークの生成要因

図 14(a)に Type III 開度 3° の合流部付近の渦度分布を、(b)に Type III 開度 20° の同様の分布を示す。開度の大きいケースでは導入管内の内壁に高渦度域が形成されていることが分かった。これは開度が大きいほど WG へ多く流出するために上流の管内が広範にわたり乱されるためである。第二ピークの値は開度の増加に伴い負に大きくなり、一方で WG による主流の乱れも開度の増加に伴い強くなることから、第二ピークの生成要因は WG による主流の乱れであると考えられる。第二ピークを低減するためには WG の設置方法を改善し主流への影響の低下を図る必要がある。

3.4 運動量の変動幅

図 15 に運動量と運動量の最大変動幅の関係を示す。最大変動幅は運動量の最大値と最小値の差を各ケースの平均値で無次元化したものであり、インペラへの一様流入の実現のためには最大変動幅が小さいことが望ましい。まず運動量の大きい（開度の小さい）条件に着目すると、Type II と Type III は差異が無く、Type I はこれら二ケースと比較し最大変動幅が大きいことが分かった。図 7-図 9 によると、開度の小さい条件における最大変動幅に対しては第一ピークの値が支配的であることが分かる。Type I は他の二ケースと比較し A が大きいいため流入面と合流直前部の差圧が小さい。また 3.2 節において述べたように、運動量が等しければ全てのケースでノズル面と流入面の差圧も等しい。従って Type I では合流直前部とノズル面の差圧が大きくなり 3.3.1 節において述べた境界層剥離が強くなり、結果的に第一ピークの値が負に大きくなったと考えられる。次に運動量の小さい（開度の大きい）条件に着目すると、最大変動幅は運動量の大きい条件と比較し大きく、各形状の差異は小さいことが分かった。図 7-図 9 によると、開度の大きい条件における最大変動幅に対しては第二ピークの値が支配的である。3.3.2 節より第二ピークは WG による乱れに起因するものなので、開度の大きい条件では WG による流れ場の乱れがノズルへの不均一な流入を引き起こしていることが分かった。また WG の影響の強さについては A/R やポート径、運動量によらず同程度であると考えられる。

4. 結論

本報では流路の合流直前部の断面積(A)とその断面中心からスクロール中心の距離(R)の比で定義される A/R、ウェストゲート(WG)のポート径および WG 開度の異なるラジアルタービンについて数値解析を行い、流れ場やノズル面における周方向運

動量などに着目し以下の結論を得た。

- ・運動量は A/R やポート径、WG 開度によらず、流入面-ノズルの差圧の一次関数により表される。
- ・運動量とゲートからの流出流量は A/R のみにより異なる一次関数で表される。
- ・運動量の周方向分布には、境界層剥離や合流域の乱れに起因する二つの極小値と一つの極大値が存在する。
- ・運動量の最大変動幅は、運動量の大きい条件では A/R が小さいほど小さいがポート径による差異は無い。また運動量の小さい条件では A/R やポート径による差異は小さく、その値は運動量の大きい条件と比較して大きい。

5. 参考文献

- [1] T.J.Poinso, "Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows", *Journal of Computational Physics*, 101, 1992
- [2] K. Fujii, "Unified Zonal Method based on the Fortified Solution Algorithm", *Journal of Computational Physics*, 118, 1995
- [3] 嶋英志, 城之内忠正, "設計における数値解析の活用について (その 12) - 一粒子的風上法とその検証", 第 12 回航空機計算空気力学シンポジウム論文集
- [4] S. Obayashi, K. Matsushima, K. Fujii and K. Kuwahara, "Improvement in Efficiency and reliability for Navier-Stokes Computations using the LU-ADI Factorization Algorithm", *AIAA Paper*, 86-338, 1986
- [5] S. Obayashi and K. Fujii, "Practical Application of Improved LU-ADI Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes Computations of Transonic Viscous Flows", *AIAA Journal*, 25, 1987

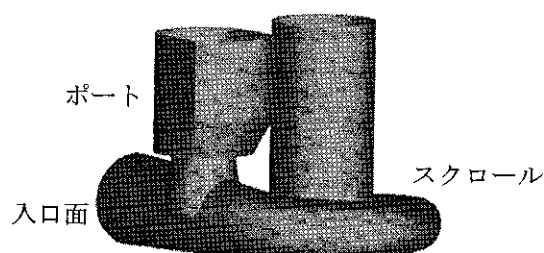


図 1 計算対象の概念図

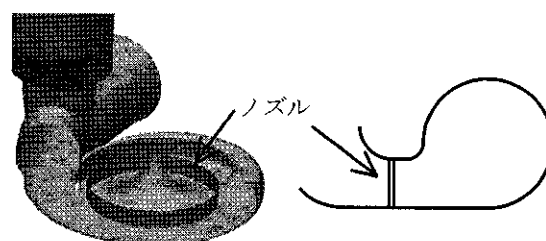


図 2 ノズルの位置

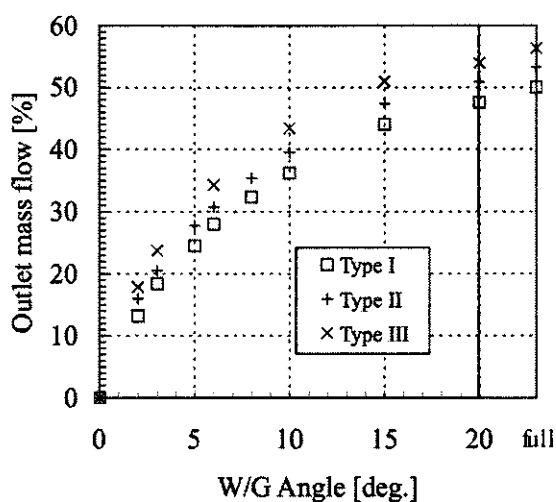


図3 ウエストゲートから流出する質量流量

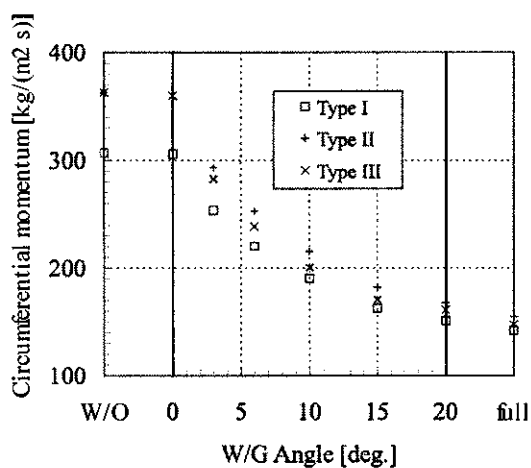


図4 各ケースのノズル面周方向運動量

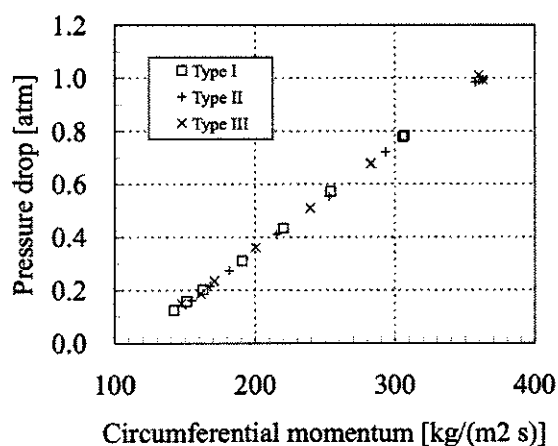


図5 ノズル面周方向運動量vs差圧

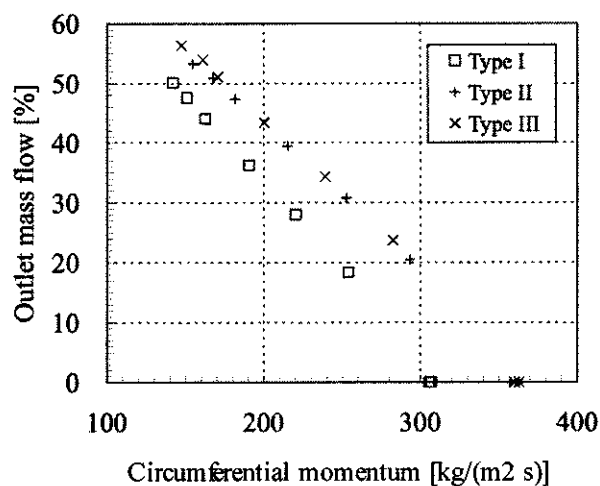
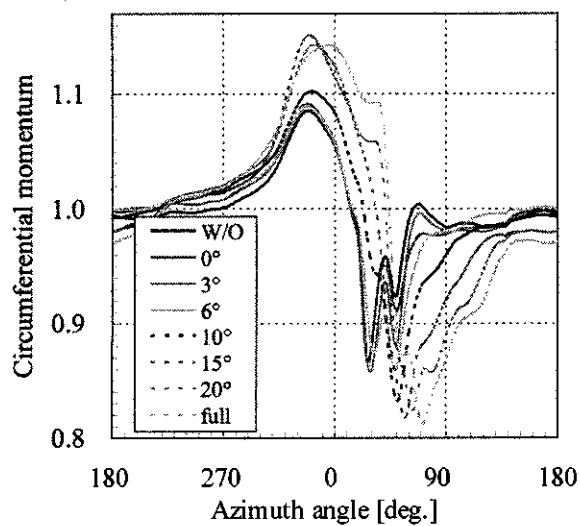
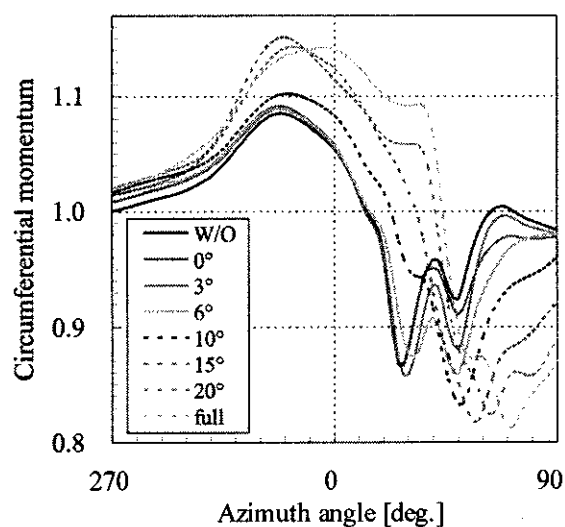


図6 ノズル面周方向運動量vs流出質量流量



(a) ノズル全周の分布図



(b) ノズル旋回角0°近傍の拡大図

図7 ノズル面周方向運動量の周方向分布(Type I)

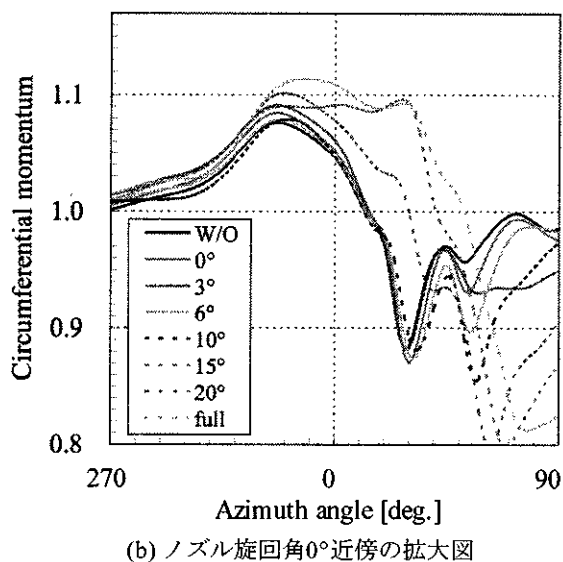
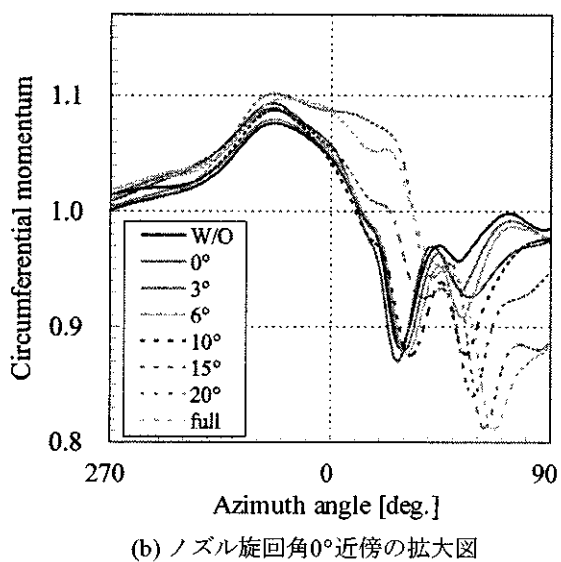
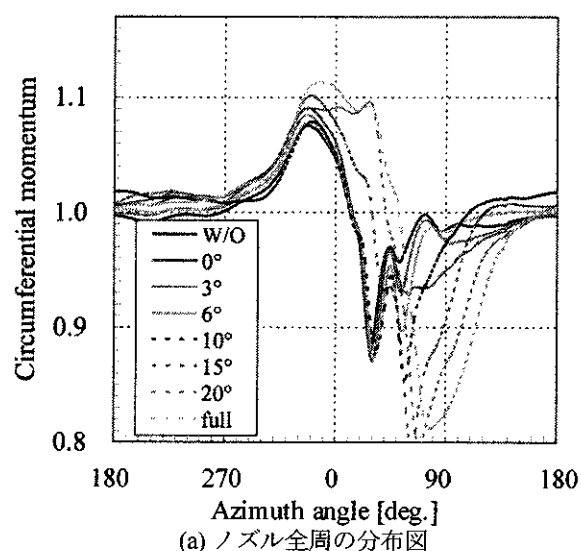
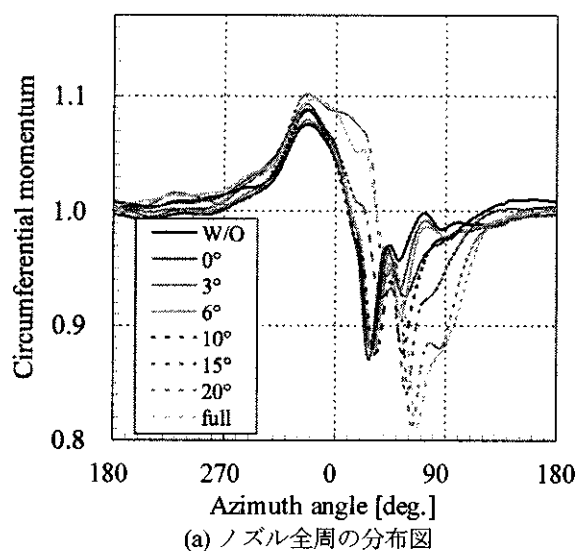


図8 ノズル面周方向運動量の周方向分布(Type II)

図9 ノズル面周方向運動量の周方向分布(Type III)

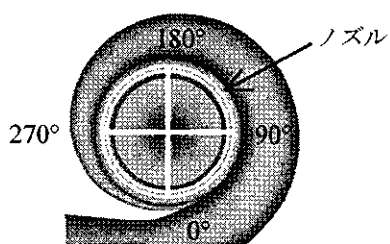


図10 ノズル旋回角の定義

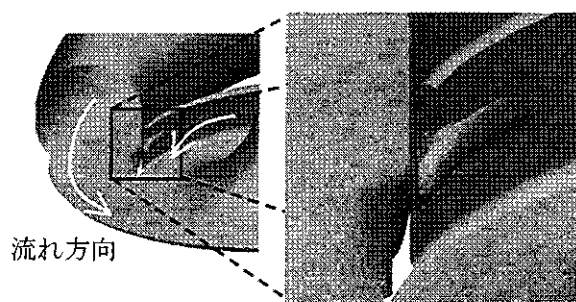


図12 流れ方向速度が負の等値面 (Type III 開度6°)

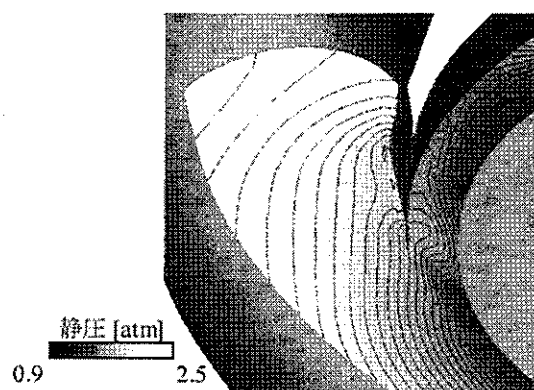


図11 合流部の静圧分布 (Type III 開度6°)

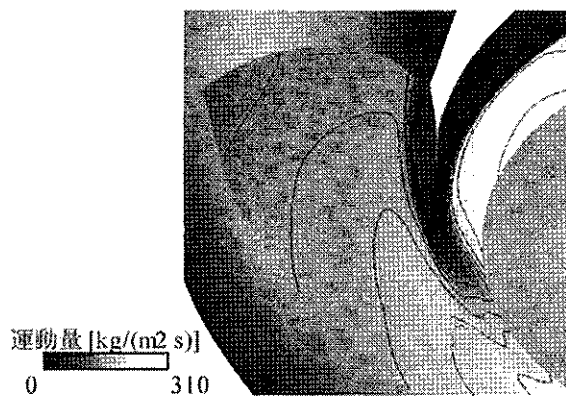


図13 流れ方向運動量 (Type III 開度6°)

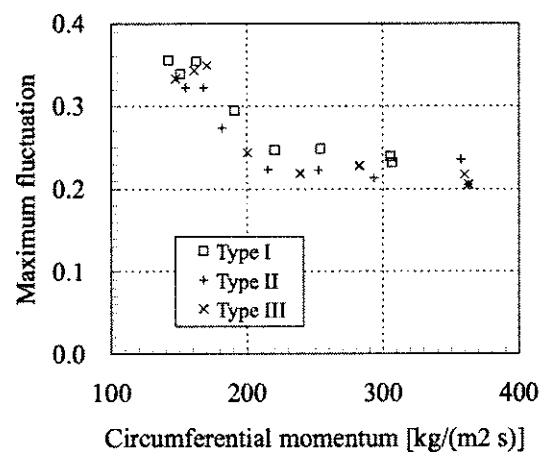
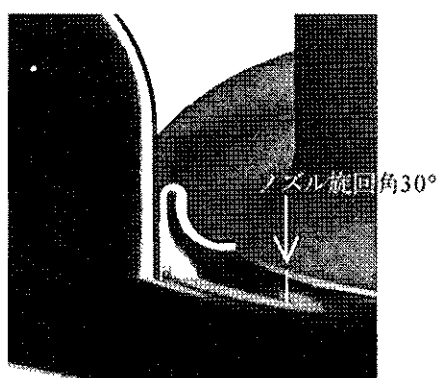
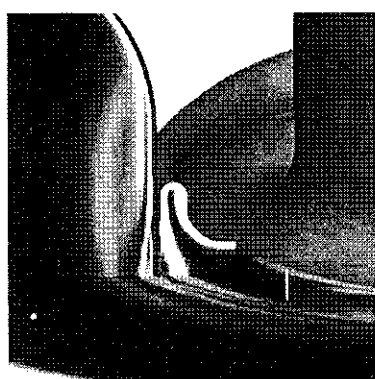


図15 ノズル面周方向運動量と最大変動幅



(a) 開度3°



(b) 開度20°

図14 合流部の渦度分布 (Type III)

航空エンジン用超高負荷低圧タービン翼に関する研究

船崎 健一 (岩手大工), ○柴 孟宏 (岩手大院), 田中 望 (岩手大院)
佐々木 幸枝 (IHI), 谷光 玄行 (IHI), 山脇 るり子 (IHI)

Studies on Ultra-High-Lift LP Turbine Airfoils of Aero Engines

FUNAZAKI Ken-ichi(Iwate Univ.), SHIBA Takairo(Iwate Univ.), TANAKA Nozomi(Iwate Univ.)
SASAKI Yukie(IHI), TANIMITSU Haruyuki(IHI), YAMAWAKI Ruriko(IHI)

ABSTRACT

This paper details experimental studies on the flow field around a low-pressure linear turbine cascade whose load-peak position is changeable. Highly loaded low-pressure turbine (LPT) blades or ultra-high lift airfoils are one of the key paths to successful future aero-engines, however those blades are usually accompanied with separation bubble, eventually leading to the increase in aero dynamic loss. The purpose of this study is to clarify the performance of newly designed aft-loaded LPT blade(Aft-Loaded Model) and compare it to that of the conventional LPT blade(Base Model) through the measurements of wake-affected boundary layers upon including separation bubble for low Reynolds number conditions. Cylindrical bars on the timing belts work as wake generator to emulate upstream stator wakes that impact the rotor blade. Hot-wire probe measurement is conducted over the blade suction surface to understand to what extent and how the interaction of incoming wakes affect the boundary layers containing separation bubble. In particular, from the viewpoint of providing database for blade designing, this paper focuses on differences of characteristics of the separated boundary layer influenced by the wake passing, making a comparison between the measurements for base and aft-loaded types of airfoils.

Key words: Boundary Layer Mesurement, Low-PressureTurbine, Separation Bubble, Wake Interaction, Unsteady flow

1. はじめに

近年, 航空エンジンに代表されるターボファンエンジンでは, 環境問題への配慮や原油価格の高騰のあおり等から, 環境性や経済性に対する高性能化が強く求められている。その結果, 低燃費化・低騒音化を実現させるためにターボファンエンジンのバイパス比は増加傾向にある。このエンジンは推力の大半をファンブレードが生成するため, ファンブレードを駆動する役割を持つ低圧タービン部の性能は非常に重要で, 高い効率が要求されている。しかし低圧タービンは翼枚数が非常に多く, エンジン総重量の増加だけでなく, 付随して燃費向上やインシヤル・ランニングコスト削減を達成する上で大きな足枷となっている。よってタービン段効率を維持しつつも翼枚数の削減を行うことが必要であり, 各研究機関で数多くの研究が行われている。^{[1][2][3][4][5][6]}

翼枚数を減らすことで, 単純にエンジンの軽量化は可能である。しかし同時に, これまでの段負荷を維持するためには, 翼一枚にかかる空力的な負荷を上昇させなければならない。結果, 高負荷状態では翼負圧面において強い逆圧力勾配が発生する。この逆圧力勾配は境界層剥離を誘起し, 剥離した境界層流れが再付着しない場合(Burst)は翼周りでの流れ場が極度に变化するため空力・境界層損失の増大につながる。また, 再付着する場合でも境界層は乱流遷移し, 遷移過程で生まれる損失を増加

させる。^[2]また, 航空機は高高度を巡航するため, 周囲密度の低下によって低圧タービン翼負圧面上では低レイノルズ数状態となり, 層流境界層の占める割合が増加する。そのため, 流れは逆圧力勾配に対する抵抗力が減少し剥離が生じやすく, いわゆる“低レイノルズ数効果”が顕著となる。加えて, 低圧タービン翼はアスペクト比が大きいいため, 損失要因は翼負圧面で生ずる形状損失が支配的であることを考えれば, 翼負圧面の境界層損失を加味した上での適切な圧力勾配・負荷分布の設計が重要と言える。

本研究では, 典型的な航空エンジン用低圧タービン翼列(Base model)に対して, 翼負圧面上の負荷ピーク(流れ方向における負圧面・正圧面における圧力差の最大地点)位置が従来よりも下流へ後退したAft-Loaded modelの翼列を調査対象とする。Aft-Loaded modelと呼ばれる翼形状は, 剥離境界層再付着後の遷移過程において, mixingによる急激な摩擦損失の増加を抑制するために, 負荷ピーク位置を下流にずらすことで剥離境界層再付着後の翼後縁までの距離を短くし, 乱流境界層の発達を抑制できると期待されている。^[3]しかし, Aft-Loaded modelは高負荷状態において翼負圧面上の逆圧力勾配をより一層強め, 定常条件では流れ場がBurstを起こし損失の増大につながる危険性が高く, 必ずしも損失の低減につながらないという報告もある。^[4]そのため, 実機環境に存在する前

段翼からのwake通過による剥離抑制等の非定常効果^[5]を加味した上での非定常設計が必要となる。

本論文では wake 通過による時間平均的剥離抑制効果と翼面負荷分布の違いによる損失抑制効果の因果関係を調査するために、高負荷状態を模擬した Base model と Aft-Loaded model の翼列の空力性能比較を行い、また、負圧面遷移挙動の変化を空力計測・境界層計測を用いて実験的な観点から考察する。

2. 主な記号

C	: コード長
C_x	: 軸コード長
C_p	: 翼表面圧力係数
f_{bp}	: 円柱通周波数[Hz]
d_b, d_2	: 排除厚さ, 運動量厚さ
H_{12}	: 形状係数($=d_1/d_2$)
P	: 翼面静圧
p_{01}, p_{02}	: 入口, 出口全圧
Re	: 出口速度で無次元化したレイノルズ数
RRS	: ソリディティ削減率[%]
St	: 円柱通過ストローハル数
t, t_{base}	: ピッチ, 基準ピッチ
U_{x1}, U_{x2}	: 入口軸流速, 出口軸流速
β_1, β_2	: 設計流入角, 設計流出角 (軸方向からの角度)

3. 計測対象及び計測条件

計測対象には、従来の典型的な低圧タービン翼(Base model) に対して、負荷ピーク位置の異なる Aft-Loaded model を用いる。詳細は 5.1 節の図 6 に翼表面圧力分布で示す。

次に、高負荷化に関して、翼負荷のレベルを表す指標として式(1)の Zweifel 係数 Z を示す。本研究で用いた条件は Hoheisel^[6]らが使用した翼の 1.2 3 倍に相当する超高負荷条件である。Funazaki ら^[5]の研究では、ソリディティ($=C/t$)を削減することで Hoheisel らの 1.2 ~ 1.3 倍の超高負荷条件を再現し、翼負圧面上の調査を行った。今回はその中から、Aft-Loaded model と近い負荷レベルである RRS(ソリディティ削減率: Reduction Ratio of Solidity)-15%条件を Base model として用いる。

$$Z = 2 \left(\frac{t}{C_x} \right) \cos^2 \beta_2 \left(\tan \beta_2 + \frac{U_{x1}}{U_{x2}} \tan \beta_1 \right) \quad (1)$$

レイノルズ数は翼コード長と翼列出口平均流速で定義する。本条件では実機高高度巡航時を想定した低レイノルズ数条件 ($Re=57,000$) を模擬して計測を行った。

また計測には、Wake 通過周期に関するパラメータとしてストローハル数を用いる。

$$St = \frac{f_{bp} C}{U_{in}} \quad (2)$$

f_{bp} は円柱通過周期であり、モータの回転数と円柱ピッチから求めることができる。計測時には光電回転検出器からの信号を基にベルト移動速度を算出し、円柱通過周期を所定の値に調整することで決定する。本研究には航空エンジン低圧タービン内部で想定される 3 つのストローハル数条件($St=0.4, 0.8, 1.2$)と定常条件($St=0.0$)を用いて調査した。

4. 実験装置・計測手法

4. 1 実験装置

実験装置の直線翼列部と後流発生装置を図 1 に示す。直線翼列は 5 枚の翼で構成されている。翼はアルミ製または真鍮製で、真鍮製翼のミッドスパンには孔径 0.5mm の静圧孔を負圧面/正圧面に設けている。これによりそれぞれ負圧面と正圧面の静圧分布を取得する。計測するターゲット流路は 2・3 番翼、3・4 番翼間であり、各流路間全圧分布がピッチ方向に周期性を持っていることを確認した。

後流発生装置は、タイミングベルトに 68 ないし 34 本の円柱を取り付け、モータで駆動することで回転させる。モータには制御インバータ Hitachi 製 EFOUP-K を使用した。円柱直径は 3mm で、円柱ピッチは 63.5mm, 127mm から所定のストローハル数になるように選択する。円柱は 3 番翼前縁から 116.5mm 上流を移動する。この後流発生装置は供試部の上流で円柱が 2 度主流を横断するが、供試部上流側で円柱が通過する際に発生する wake は、加速ダクトの設置と、さらに供試部までの距離を十分とすることで無視できる程度にまで減衰し、翼前縁では翼列側を通過した円柱 wake が卓越することを確認している。なお、wake を流入させない条件：定常条件($St=0.0$)では円柱を取り外して計測する。

図 2 に供試翼列の上から 2・3・4 番翼の計測座標系を示す。座標系は翼前縁を基準として入口全圧・動圧値は翼前縁から軸コード-30%の地点でミニチュアピトー管を用いて計測した。出口動圧は軸コード 115%の位置に設置したミニチュアピトー管で取得している。これらの空力計測に用いる圧力変換器は岡野製作所製 DMP-301N で、圧力変換精度は ± 0.5 Pa である。翼は翼支持プレートに挿入して支持される。

境界層計測では I 型熱線流速計と定温度型熱線流速システムであるカノマックス社製 MODEL1011 を使用した。出力電圧値は同社 MODEL 1013 を使い線形化し、KEYENCE 社製 A/D 変換器 NR500 を通して USB 通信に

より PC で取得する。また、リニアライザには計測時の温度変化を補正するためにカノマックス社製 MODEL 1020 を組み込んでいる。更に、境界層計測を行う前に熱線出力に対する較正試験を行い、較正曲線は多項式近似する。熱線の較正試験位置と計測座標系を図 3 に示す。熱線は DANTEC 製 I 型プローブ 55P11 を使用している。さらにプローブサポータはトラバース装置で移動させる。

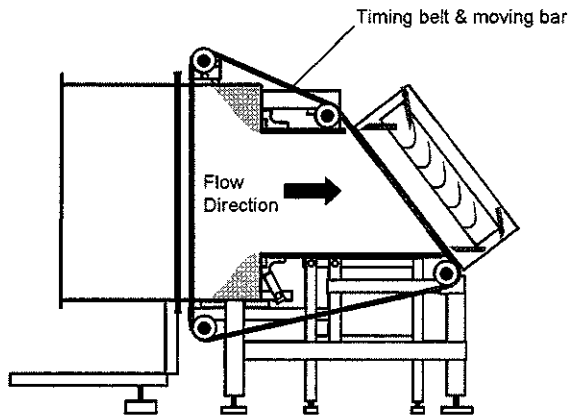


Fig.1 Close-up of test section, which includes test cascade and wake generator.

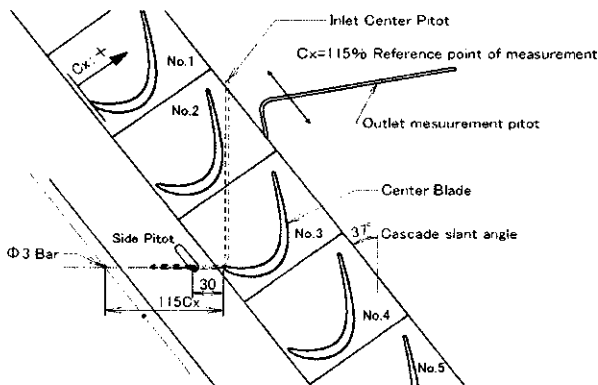


Fig. 2 Schematic view of the cascade.

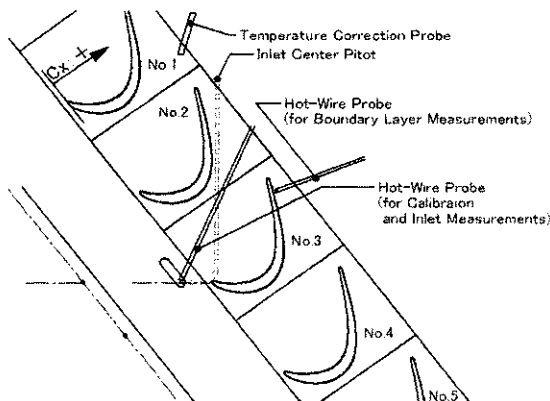


Fig.3 Hot-wire probe setting locations of boundary layer measurements.

4. 2 計測手法及びデータ処理

空力計測では翼表面圧力係数 C_p によって評価する。

$$C_p(x) = \frac{P_{01} - p(x)}{1/2 \bar{U}_2^2} \quad (3)$$

$\bar{U}_2$ は出口における局所速度をピッチ方向に平均化したものである。式(3)の $C_p(x)$ は翼列軸方向の翼表面圧力分布を表す。この翼面圧力係数の分布から、時間平均的な剥離開始点や遷移点・再付着点がわかり、剥離泡の変化を時間平均的に知ることができる。

計測はミッドスパンで行っているが、翼列上流側に入口全圧 P_{01} を取得するためのピトー管が設置されているため、その影響が懸念された。そこで、ピトー管設置の影響を避けるため、あらかじめミッドスパンにおけるピトー管全圧と軸方向、スパン方向に設置場所をずらしたピトー管全圧との差圧を計測しておき、その差圧を補正值として入口全圧を取得している。(図 4) 翼面動圧はその入口全圧と各静圧孔との圧力差として 30 秒間計測し、時間平均を行うことで取得する。出口に設置されたピトー管先端は、細糸を用い流れ方向に対して平行になるように設置している。このピトー管がトラバース装置によりミッドスパンをピッチ方向に移動する事で、2 流路間の分布を得る。1 地点におけるデータ数は 4 個であり、時間平均する。実験レイノルズ数の定義はこの出口における動圧値を平均して算出する。

境界層計測はサンプリング周波数 20kHz、サンプリング数 $2^{13}(=N_d)$ で行われ、結果を時間平均またはアンサンブル平均する。定常試験では各計測点で 25 個のデータを取得し、時間平均処理を行った。非定常 wake 流入条件では取得データ数を 100($=N_d$)とし、後流発生装置に取り付けてある小野測器製 PP940 光電回転検出器からの信号を位相基準としてアンサンブル平均処理を行う。更にアンサンブル平均速度を基に各境界層積分値を求めた。また、境界層外端速度は翼面から法線方向へのトラバース線上において、速度極大値の 98% で定義した。

流れ方向計測位置を図 5 に示す。計測位置は $x/Cx=0.6 \sim x/Cx=0.98$ まで (Base model は $x/Cx=0.5 \sim x/Cx=0.98$) の 11~12 箇所高さ方向に 32 点 (0.2mm~10mm) 取得した。空力試験により得られている翼面静圧分布より、剥離挙動を示す近傍点においては軸方向に計測間隔を狭め、計測を行っている。熱線プローブの翼面限界接近点は 0.2mm とし、翼負圧面法線方向へのプローブのトラバースの制御には 2 相ステッピングモータを使用している。

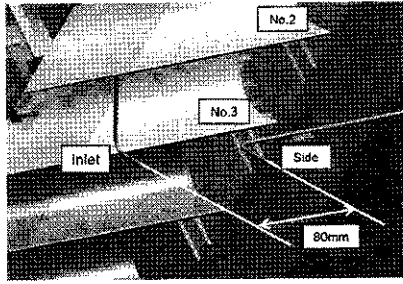


Fig. 4 Probe arrangement for the inlet total pressure measurement.

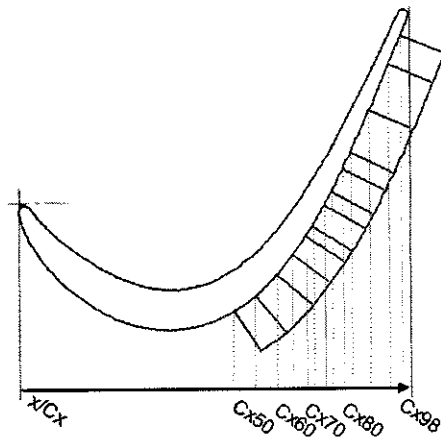


Fig. 5 Hot-wire probe location for the boundary layer measurement.

5. 実験結果・考察

5. 1 定常条件空力特性

まず, wake を流入させない定常条件($St=0.0$)での試験を行った. 図6に Aft-Loaded model と負荷レベルに近い Base model の翼表面圧力分布を示す. Aft-Loaded model は Base model よりも負荷ピーク位置が約 $8\% Cx$ 下流に位置している点が大きな違いである.

図6より, どちらの翼も翼負圧面上の負荷ピークより下流では, いくつかの変曲点が見られる. これは剥離領域の存在を特徴づけるもので, Base model では $x/Cx \approx 0.65$ で剥離が始まり(剥離点), $x/Cx \approx 0.8$ で遷移が開始され(遷移開始点), $x/Cx \approx 0.85$ で境界層が再付着(再付着点)していることが読み取れる. 剥離領域は剥離点から再付着点までで定義されるので, $x/Cx \approx 0.65 \sim 0.85$ と言える. 一方, Aft-Loaded model では, 剥離点が $x/Cx \approx 0.7$, 遷移開始点が $x/Cx \approx 0.83$, 再付着点は $x/Cx \approx 0.9$ となっており, 剥離領域は $x/Cx \approx 0.7 \sim 0.9$ である. Aft-Loaded model は負荷ピーク位置が下流にずれるため, 剥離領域も下流へ移動し, Burst を起こすことが懸念される. しかし, 本研究で用いた翼は, 時間平均的に見て再付着する流れ場であることを確認した. また, 境界層計測で得られた境界層積分値, 形状係数と運動量厚さを図7に示す. 一般的には剥離

を生じた流れ場は, 低運動量領域となるために排除厚さが増し, 形状係数は増加する. そのため, Aft-Loaded model では $x/Cx=0.65$ 以降で形状係数の増加が見られ, さらに $x/Cx=0.83$ から急激に減少することから, 剥離点・遷移開始点が空力計測と一致した. 一方, 運動量厚さは, 遷移開始点である $x/Cx=0.83$ から急激に増加しており, 境界層が乱流遷移し始めていることを示唆している. Base model も同様の傾向が見られるが翼後縁までの運動量厚さの増加率は Aft-Loaded model の方が大きい.

さらに, 翼負圧面($x/Cx=0.6 \sim 0.98$)における時間平均速度コンタ及び RMS コンタを図8に示す. 逆圧力勾配によって生じた剥離泡は速度コンタより低速度領域として現れる. RMS コンタと合わせて見ると剥離泡内前縁($x/Cx=0.73 \sim 0.83$)は低 RMS 領域であり, ほぼ定常的に剥離泡が存在していることがわかる. また, 主流と剥離泡の間にはせん断層が存在し, 下流に行くにつれて厚みを増す. そして剥離高さ及び遷移開始点である $x/Cx=0.83$ 付近において, 剥離最大高さに近いおよそ $Yn=2.0[\text{mm}]$ から, 上流にせり出すように高い RMS 領域が存在している. Funazaki ら¹⁵⁾によると, このような高い RMS 領域は剥離せん断層の巻き上がりや渦崩壊の可能性を示唆している. 図9の Base model の時間平均速度コンタと図8を比較すると, 剥離泡の形成が同様に確認できるが, Base model では剥離高さが $Yn \approx 1.0$ 対して, Aft-Loaded model では $Yn \approx 1.8$ と高さ方向に成長した剥離泡を有していることがわかる. それに伴い, 剥離泡下流における速度欠損領域も高さ方向に成長している(図中矢印). これらの現象は Aft-Loaded model 特有の強い逆圧力勾配がもたらしたものと考えられ, 結果として翼後縁での運動量厚さの増加につながる.

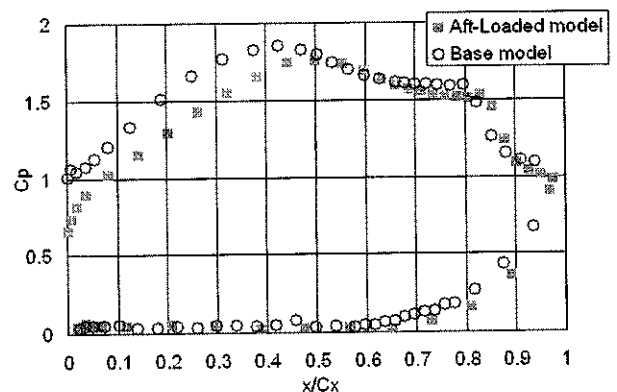


Fig. 6 C_p distribution, Steady ($St=0.0$), $Re=57,000$, Aft-Loaded & Base model.

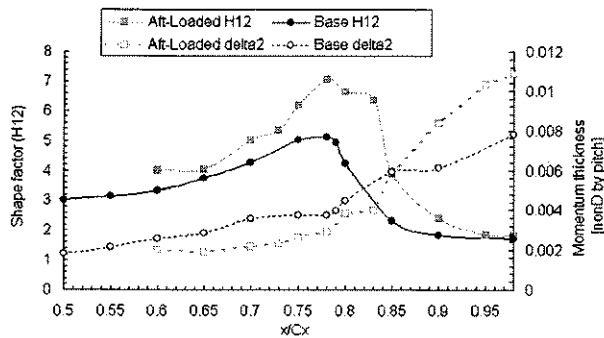


Fig. 7 Time-averaged Shape factor(H_{12}) and Momentum thickness (δ_2), Steady($St=0.0$), $Re=57,000$, Aft-Loaded & Base model.

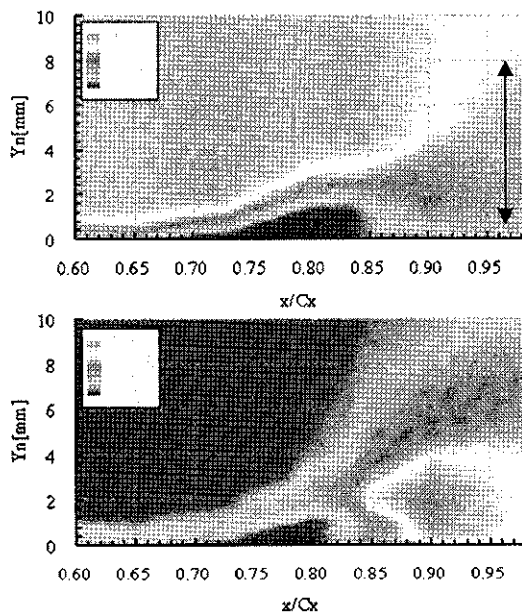


Fig. 8 Time-averaged velocity (top) and RMS (bottom) contours [m/s], Steady($St=0.0$), $Re=57,000$, Aft-Loaded model.

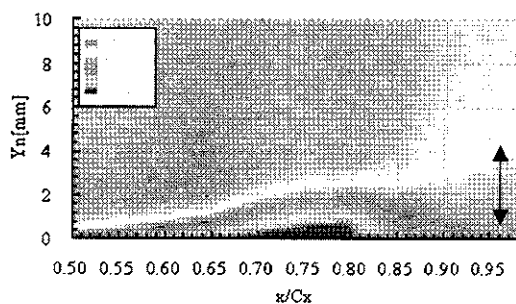


Fig. 9 Time-averaged velocity [m/s] Steady($St=0.0$), $Re=57,000$, Base model.

5. 2 非定常条件空力特性

次に Aft-Loaded model において wake を流入した計測を行った. Base model よりも大規模剥離(ただし, 時間平均的に再付着している)を伴う流れ場に対しての wake の効果を確認する. 一般に wake による剥離抑制効果はストローハル数が大きい程顕著に現れる. 図 10 に翼表面圧力分布を示す. 非定常条件として $St=0.4, 0.8, 1.2$ の 3 条件を行った. 負圧面側に注目すると, 図 10 より, どの非定常条件においても遷移開始点が $x/Cx \approx 0.83$ から, $x/Cx \approx 0.78 \sim 0.8$ へ, 再付着点は $x/Cx \approx 0.9$ から $x/Cx \approx 0.88$ へとそれぞれ上流に移動している. また, 図 11(上)の形状係数を見ると, ストローハル数が増加するほど, 剥離領域での形状係数のピーク値が減少していることから, 図 10 と図 11(上)より, 時間平均的に見て剥離が定常条件よりも抑制されていることが確認できた. 一方, 図 11(下)の運動量厚さでは, wake の効果によって翼後縁に向かって運動量厚さの増加が抑えられていることがわかる. 以上より, 高さ方向に大規模な剥離泡を持つ流れ場においても, wake の効果が現れている事を確認した.

先にも述べたが, Aft-Loaded model は非定常設計が重要な翼形状であるため, wake の存在を加味した上でいかに空力性能を高められるかが重要となる. ここで, 代表的なストローハル数($St=0.4$)条件において, 定常条件に対しての翼後縁での運動量厚さの減少率に着目する. 図 12 は Base model と Aft-Loaded model の定常条件と $St=0.4$ での翼後縁の運動量厚さである. 定量的に比較すれば, Aft-Loaded model は wake の効果を加味しても, Base model を下回らない. しかし, wake を流入させた時の定常条件からの運動量厚さの減少率は, Base model が約 12% に対して Aft-Loaded model が約 20% であることがわかった. つまり, wake による運動量厚さの抑制効果は Aft-Loaded model のほうが大きいと言える. その他のストローハル数条件においても, 減少率に関して同様の相関を得ており, Aft-Loaded model での非定常設計の重要性を示す結果を得ることができた.

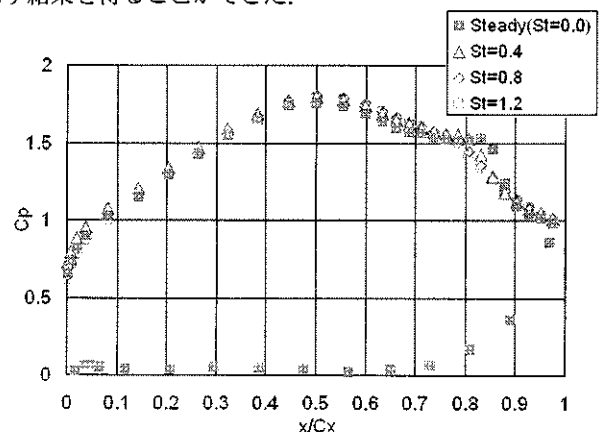


Fig. 10 C_p distribution, $St=0.0, 0.4, 0.8, 1.2$, $Re=57,000$, Aft-Loaded model.

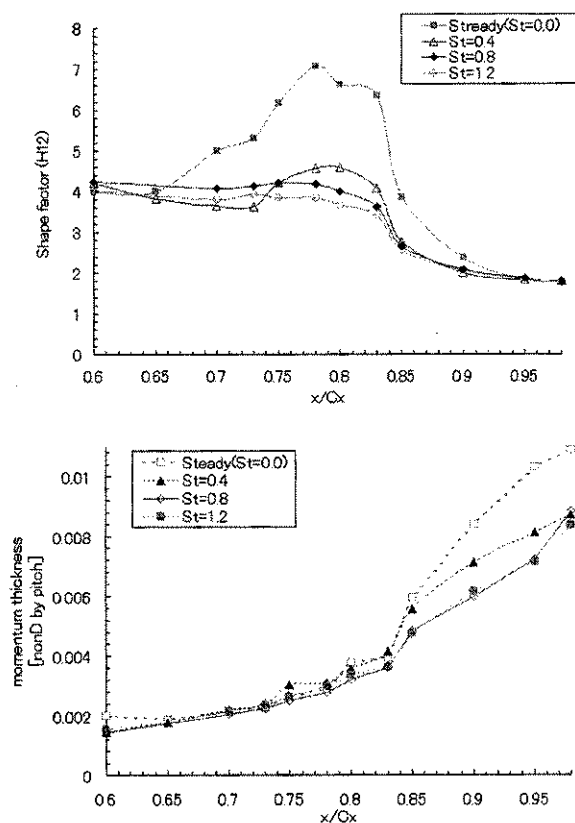


Fig.11 Time-averaged Shape factor (top),
Momentum thickness(bottom),
Re=57,000, Aft-Loaded model.

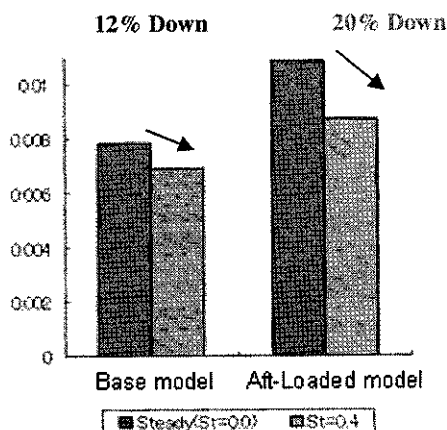


Fig.12 Time-averaged Momentum thickness
at Trailing edge. St=0.0, St=0.4,
Re=57,000, Aft-Loaded & Base model.

6. 結言・今後の展望

従来の典型的な低圧タービン翼: Base model に対して、翼表面圧力分布の異なる Aft-Loaded model を用い、低レイノルズ数条件での空力及び境界層計測を行った。その結

果、時間平均的な議論として以下の知見を得た。

- 1) 定常条件において、Base model と比較した結果、Aft-Loaded model 翼負圧面上では、強力な逆圧力勾配によって高さ方向にも成長した大規模剥離を生じ、かつ後縁近傍で再付着する流れ場であることを確認した。結果として、境界層による損失が Base model よりも増加した。
- 2) 高さ方向に成長した大規模剥離に対しても、wake による剥離抑制効果や運動量厚さの抑制効果が確認された。また、ストローハル数を変えた場合でもその効果を確認した。
- 3) wake による運動量厚さの抑制は確認されたが、定量的に比較すると、Base model よりも Aft-Loaded model での境界層損失は大きい。ただし、定常条件に対する運動量厚さの減少率は、Aft-Loaded model の方が高い。このことから、wake による非定常効果を設計に反映することによって、Base model と同レベルの損失の高負荷翼設計を実現することが可能であると考えられる。

今回の調査で、Aft-Loaded model と非定常設計の有効性を時間平均的な議論で示唆することができた。しかし、より非定常効果を実際の設計に反映させるには 3 次元的な現象理解も必要である。今後は時空間図を用いた議論の他に、さらに負荷ピーク位置を変えた翼を用いて調査を行う。

参考文献

- 1) Funazaki, K., Tezuka, N., Effects of wake Interaction for cascade of LP-turbine (primary report time-averaged performance), JGTSJ, Vol. 27, (1999)
- 2) Lou, W. and Hourmouziadis, J., "Separation Bubble Under Steady and Periodic-Unsteady Main Flow Conditions", Trans. of ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 634-643, (2000)
- 3) Howell, R., J., "Wake-Separation Bubble Interactions in Low Reynolds Number Turbomachinery", Ph.D. thesis, Cambridge University (1999)
- 4) Popovic, I., Zhu, J., Dai, W., Sjolander, S. A., Praisner, T., Grover, E., "Aerodynamics of a Family of Three Highly Loaded Low-Pressure Turbine Airfoils: Measured Effects of Reynolds Number and Turbulence Intensity in Steady Flow", ASME paper, GT2006-91271, (2006)
- 5) Funazaki, K., Tanaka, N., Ono, T., Yamada, K., Kikuchi, M., Taniuchi, H., "Studies on High-Lift LP turbine Airfoils of Aero engines (Understanding of Time-Averaged Behavior of Separated Boundary Layer under the Influence of Incoming Wakes)", JSME paper, Vol. 74, (2008)
- 6) Hoheisel, H., Kiock, R., Lichtfuss, H. L. and Fottner, L., Influence of Free-Stream Turbulence and Blade Pressure Gradient on Boundary Layer and Loss Behaviour of Turbine Cascades, ASMEJ. Turbomachinery, Vol. 109, April, pp. 210-219 (1987)

翼面フィンによる2次流れ損失低減に関する研究

*寺尾 敏浩 (阪工大院), 藤井 賢志 (阪工大院), 川田 裕 (阪工大)

A research on secondary flow loss reduction by the blade fins

*Toshihiro TERAOKA (OIT), Kenji FUJII (OIT) and Yutaka KAWATA (OIT)

ABSTRACT

The high temperature gas turbine with highly loaded turbine cascade is under development to prevent the global warming effect by the carbon dioxide and to save natural resources. The larger loss at the highly loaded turbine cascade is generated by the horseshoe vortex and the passage vortex. In this research flow visualization and the loss measurement was carried out to understand the behavior of the horseshoe vortex and its effect on the loss. The blade fins are tested as countermeasures. The fins on the blade surface proved to reduce the peak loss of the secondary flow.

Key words: Horseshoe vortex, Highly loaded cascade, Flow visualization, Blade fins

1. 緒 言

近年, 地球環境保護の観点から地球温暖化における対策が進められている。その中でも全 CO₂ 発生量の 40%強を占める発電部門からの CO₂ 削減は重要である。CO₂ 削減の有効な手段として, 現在発電方式で主流となっているガスタービンコンバインドサイクルの高効率化がある。そのため, タービン入口温度の高温化が進められており, それに伴い, 高負荷翼が開発されている。しかし, 高負荷化により転向角が大きくなり, 入口境界層が翼前縁と干渉して生じる馬蹄渦⁽¹⁾⁽²⁾が強くなるため, 2次流れ損失の増大と空力性能の低下を引き起こす。そして, 2次流れ損失が増加し, 空力性能の低下原因となる。そこで, 損失低減手法の開発が進められている。最近では, トリップワイヤによる2次流れの制御⁽³⁾, 3次元エンドウォールコンタリング⁽⁴⁾や渦発生器⁽⁵⁾の開発が進められている。

本研究では特に高負荷翼における損失の低減を目的に, 翼面フィンを用いた損失低減手法の検討を行った。そのため, 翼列風洞実験により圧力損失分布を計測すると共に煙可視化実験により翼列内部での流れを把握し, 低減手法の効果を確認した。

2. 実験装置・実験手順

Fig.1に示す翼列風洞を用いて, 圧力損失の計測を行った。計測には5孔ピトー管, 高精度多点圧力計を用いた。計測は入口流速をおよそ10m/sに設定し, 翼列出口下流側断面の計測領域をピッチ方向に100mm, スパン方向に95mmに設定し, 5mm間隔でトラバースを行い, 計420点の計測を行った。得られた全圧分布から圧力損失を計測し, 損失低減手法の効果を確認した。

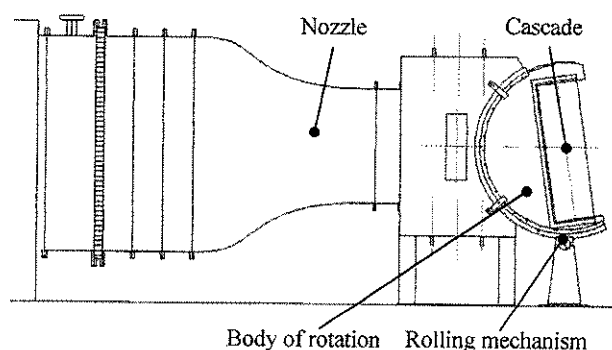


Fig.1 Cascade wind tunnel.

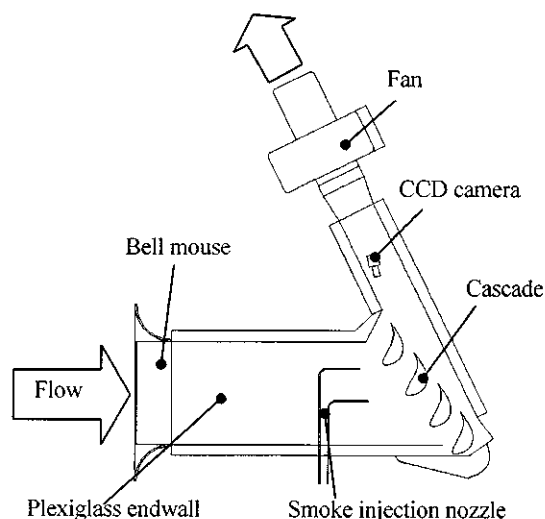
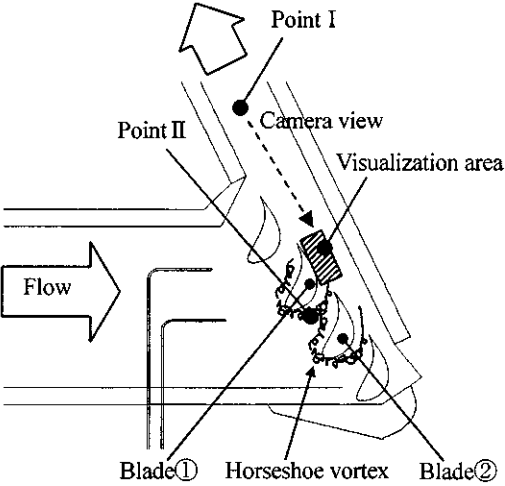


Fig.2 Visualization experiment with smoke.

Fig.2 の煙可視化実験装置では, 同じ寸法の翼列を用いて壁面付近に設置した煙注入管から煙を注入し, CCDカメラにより渦の軌跡を撮影した。煙注入管を2本設置

することで2枚の翼に煙を当てることができ、翼の腹側および背側からの馬蹄渦の挙動を同時に計測することが可能となる。煙注入管は移動可能であり、翼列上流側の任意の位置に煙を当てることができる。入口流速は渦の可視化に適したおよそ1m/sに設定した。

Fig.3 に可視化を行った際の CCD カメラの設置位置を示す。



撮影箇所は2箇所を設定した。ポイント I では、翼後縁部における渦の挙動を観察するために流れの下流側から撮影を行った。ポイント II では、翼の腹側および背側における渦の挙動を装置外部からアクリル板を通して撮影を行った。背側からの渦を可視化する場合翼①に煙を当て、腹側からの渦の場合は翼②に当てる。2枚の翼に当てると、背側、腹側の渦の干渉を同時に可視化することができる。

今回用いた翼列の概要をTable 1に示す。

Table 1 Test cascade.	
Span length (mm)	270
Turning angle (deg.)	118
Incidence angle (deg.)	0

風洞実験および可視化実験共に上記の翼列を使用した。

3. 入口境界層の計測

可視化実験および風洞実験における翼列への流入条件を比較するために、境界層厚さの計測を行った。それぞれの計測結果を Fig.4 と Fig.5 に示す。

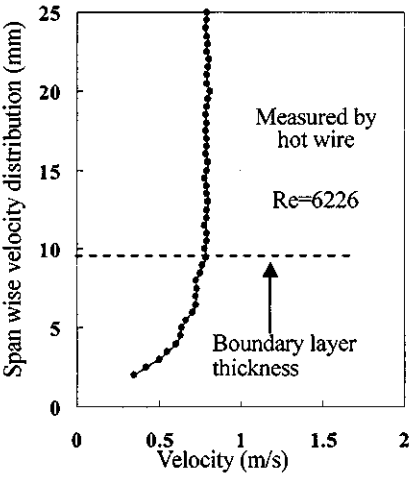


Fig.4 Measured boundary layer of visualization test stand.

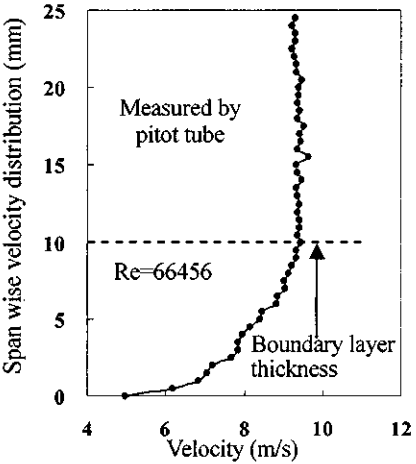


Fig.5 Measured boundary layer of cascade wind tunnel.

計測結果より、可視化実験装置、風洞実験装置共に境界層厚さは10mm程度であることが分かる。よって、境界層によって形成される馬蹄渦の大きさはほぼ同じであると考えられる。これより、可視化実験および風洞実験で得られる馬蹄渦に、対応関係があるものと考えることができる。

4. 現翼列での圧力損失

まず現在の翼列下流断面における圧力損失分布の計測を行った。結果を Fig.6 に示す。

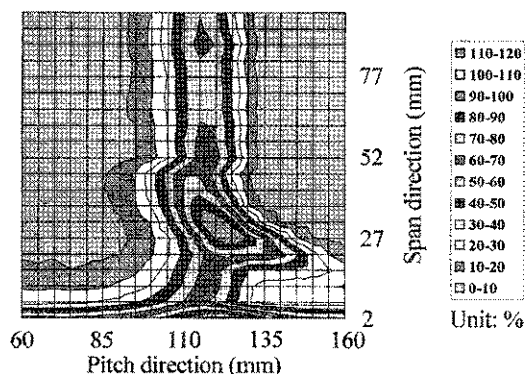


Fig.6 Loss distribution measured at cascade wind tunnel.

Fig.6の結果より、翼後縁 50mm 下流において翼端壁面から約 30mm の位置にピークを有する。2 次流れ損失が生じていることが確認できる。

次に煙可視化実験を行い、現在の翼列における流れの様子を確認した。可視化条件を Table 2 に示す。煙は翼前縁上流の翼端壁に寄せ、馬蹄渦中心に煙が入るように調整した。渦の中心部では煙の拡散が小さいため、馬蹄渦の軌跡が明確に把握できる。

Table 2 Visualization conditions.

Test case	Injection position	Shoot point
Original 1	①s	I
Original 2	②p	I
Original 3	①s, ②p	I
Original 4	①s, ②p	II

※： s:Suction side p:Pressure side

翼後縁部、翼前縁部の 2 箇所でも可視化計測を行った。特に、翼後縁付近の渦糸の形状および渦の位置、翼腹側から背側へと渦が流される様子の確認を重点的に行った。以下に可視化結果を示す。

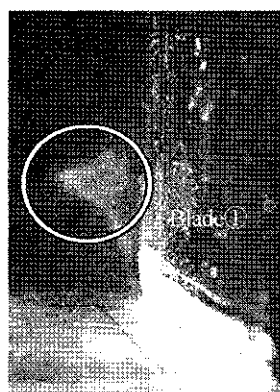


Fig.7 Photo of Original 1 case.

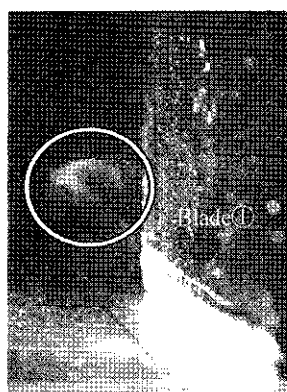


Fig.8 Photo of Original 2 case.



Fig.9 Photo of original 3 case.

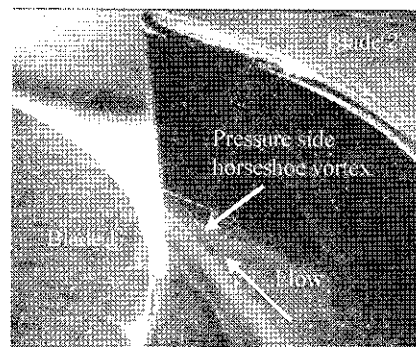


Fig.10 Photo of Original 4 case.

Fig.7 の背側からの流れでは、馬蹄渦の形成、Fig.8 の腹側からの流れからは、馬蹄渦を巻き込んで発達した流路渦が確認できる。そして、Fig.9 より馬蹄渦と流路渦が干渉していることが確認できる。また、Fig.10 より腹側から背側に流れ込む様子が確認できる。これより、腹側馬蹄渦が負圧面に到達する位置が分かり、流れを制御する際の参考になる。また、Fig.6 の圧力損失分布と比較すると、可視化により得られた渦の位置と後縁下流 50mm における圧力損失のピーク位置が壁面からそれぞれ 25mm と 30mm 付近となり、後縁からの軌跡を考慮するとほぼ一致する。よって、可視化で確認できる渦が損失の発生原因になっていることが確認できた。また、Fig.11 の油膜法を用いた可視化結果においても、翼後縁で渦の大きさが翼端面からおおよそ 25mm 付近であることが確認できる。

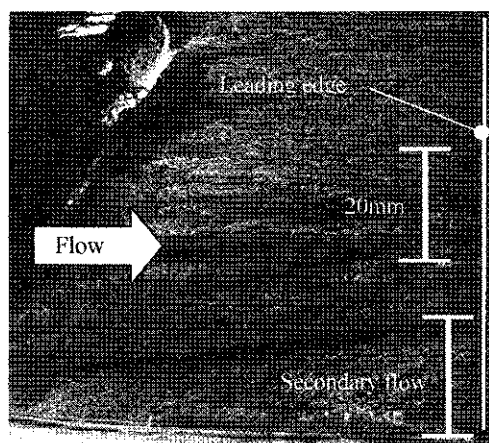


Fig.11 Photo of oil film method.

5. 損失低減手法

次に損失低減手法に関する実験を行った。損失低減手法としては翼に薄板のフィンを設置することで、馬蹄渦の形成を阻止すると共に流れを制御し、馬蹄渦による影響の低減を目指した。

5.1 翼前縁フィン

翼前縁における馬蹄渦の形成を阻止することを目的とし、高負荷翼にフィンを設置した。Fig.12 にイメージ図を示す。

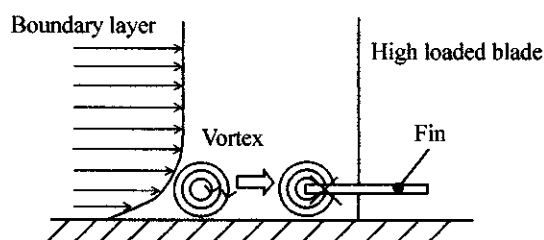
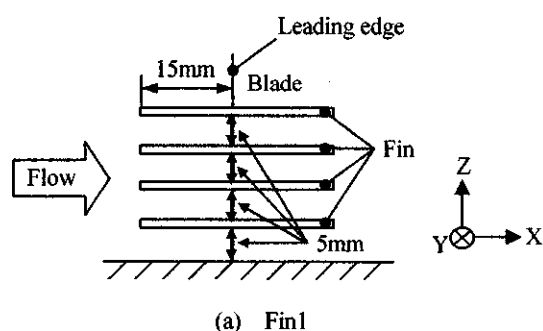
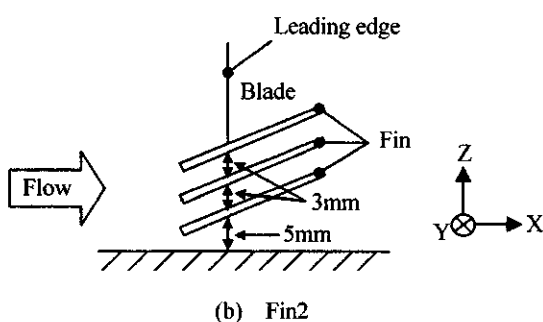


Fig.12 Image of horseshoe vortex control.

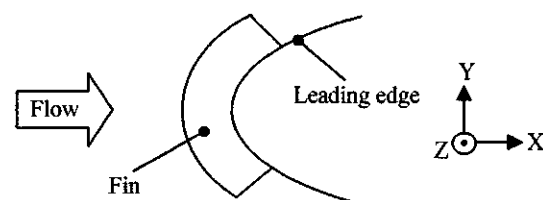
フィンのサイズや取り付け角度を変更し、圧力損失の計測、および可視化により流れの確認を行った。Fig.13 にフィンの形状を示す。



(a) Fin1



(b) Fin2



(c) Figure of the upper surface.

Fig.13 Shapes of test fins.

Fin1は馬蹄渦が前縁から若干斜め方向に壁から離れるように流れるため、油膜で得られた流路に合わせて斜めに設置するようにした。

フィンにおける可視化実験条件を示す。

Table 3 Visualization conditions of Blade leading edge fins.

Test case	Injection position	Shoot point
Fin1-1	①s	I
Fin1-2	②p	I
Fin1-3	①s, ②p	I
Fin2-1	①s	I
Fin2-2	②p	I
Fin2-3	①s, ②p	I

※ : s:Suction side p:Pressure side

Fin1における圧力損失および可視化結果を示す。

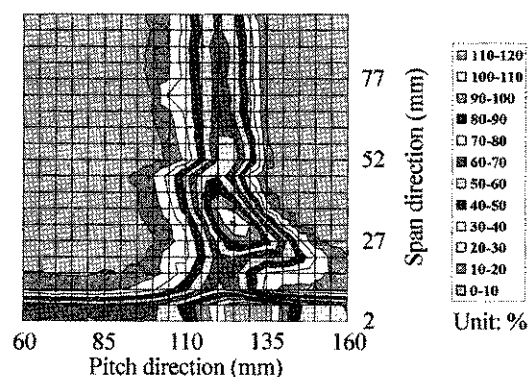


Fig.14 Loss distribution of Fin1 measured at cascade wind tunnel.

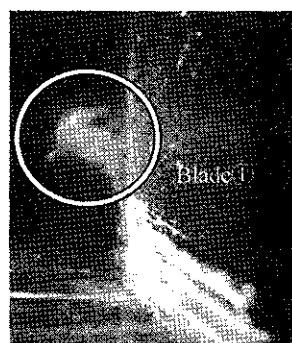


Fig.15 Photo of Fin1-1 case.

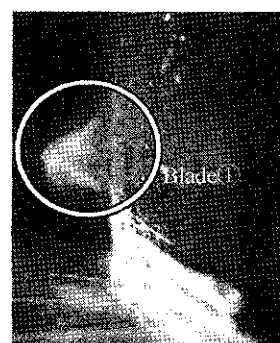


Fig.16 Photo of Fin1-2 case.

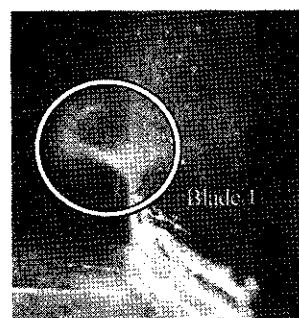


Fig.17 Photo of Fin1-3 case.

Fig.14 より、原型翼列の 2 次流れによる損失分布と同様の分布になっていることが分かる。また、Fig.15 および Fig.16 からは馬蹄渦と流路渦の確認ができ、Fig.17 ではその 2 つの渦が合体していることが確認できる。可視化結果においても、原型翼列と同様の結果になっていることが分かる。

Fig.18 に示すように、Fin2 の圧力損失分布の結果を見ると Fin1 同様、Fig.6 の原型翼列とほぼ同じ結果になっていることが分かる。さらに Fig.19 の背側からの流れの様子からは、馬蹄渦の確認ができる。Fig.20 からはフィンを斜めに取り付けた影響から、煙をフィンに当てたことで、腹側の流れの一部が翼端壁付近に押し流されていることが確認できる。しかし、渦の形状は煙注入位置の関係から確認できなかったが、うまく制御できなかったものと考えられる。

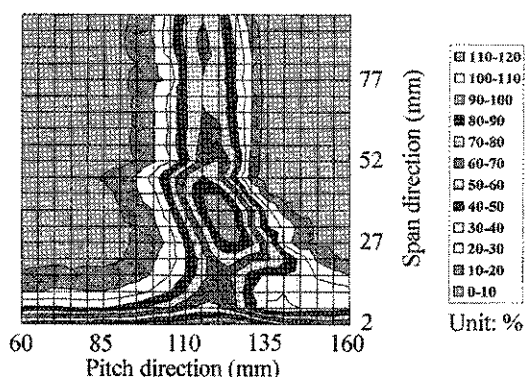


Fig.18 Loss distribution of Fin2 measured at cascade wind tunnel.

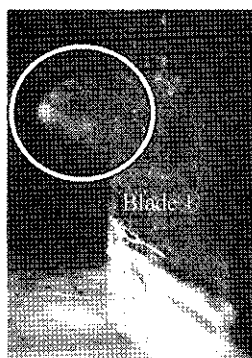


Fig.19 Photo of Fin2-1 case.

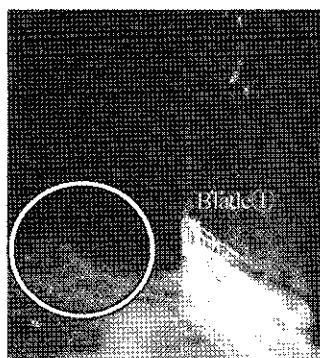


Fig.20 Photo of Fin2-2 case.

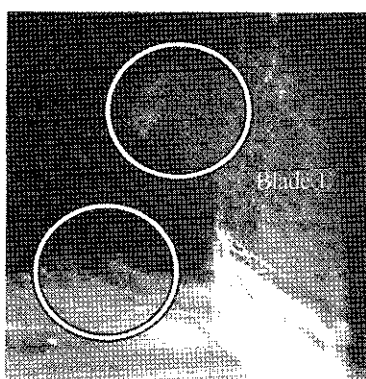


Fig.21 Photo of Fin2-3 case.

さらに、原型翼列との圧力損失の比較を行った。原型翼列における損失ピーク値および平均値を 100%とし、損失係数を算出した。

圧力損失係数のピーク値および平均値(境界層損失を除く)の比較を Table 4 に示す。

Table 4 Comparison of between Original and Blade leading edge fins.

Test case	Peak value (%)	Average value (%)
Original	100	100
Fin1	112.1	96.2
Fin2	98.7	102.5

Table 4 より Fin1 では損失係数の断面平均値が若干減少し、Fin2 に関してはピーク値の若干の減少する結果となった。しかし、Fin1 ではピーク値の増加、Fin2 では損失係数平均値の増加が見られる。これらの結果より、損失低減手法としてはあまり有効でないことが分かった。

5.2 負圧面フィン

腹側および背側から流れ込んだ馬蹄渦の干渉を制御することで、2 次流れ損失の低減を目指して、Fig.10 で確認することができる腹側と背側の馬蹄渦が干渉するポイントにフィンを取り付けた。Table 5 に可視化実験条件、Fig.22 に負圧面フィンの形状を示す。

Table 5 Visualization conditions of Suction surface fins.

Test case	Injection position	Shoot point
Suction surface fin1	①s	I
Suction surface fin2	②p	I
Suction surface fin3	①s, ②p	I

※ : s:Suction side p:Pressure side

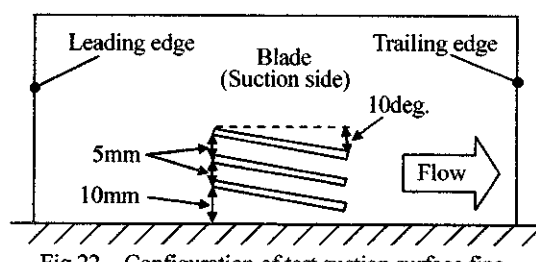


Fig.22 Configuration of test suction surface fins.

負圧面フィンにおける圧力損失および可視化結果を示す。

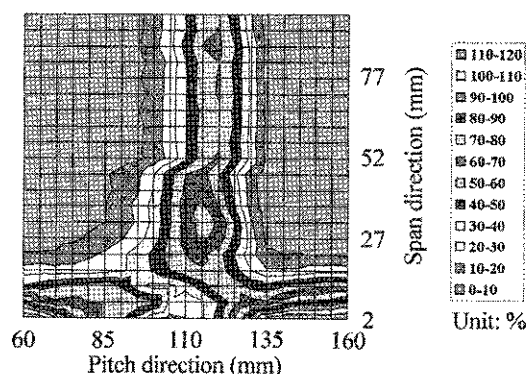


Fig.23 Loss distribution of Suction surface fin measured at cascade wind tunnel.

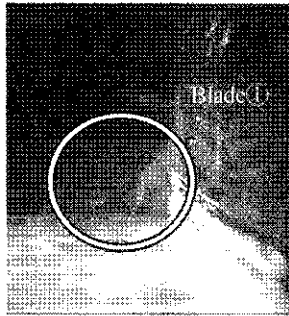


Fig.24 Photo of Suction surface fin1 case.

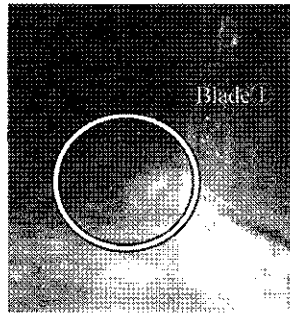


Fig.25 Photo of Suction surface fin2 case.

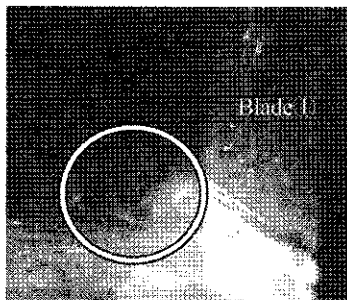


Fig.26 Photo of Suction surface fin3 case.

Fig.23 の圧力損失係数分布より、ピーク値の大幅な減少が確認できる。また可視化結果においては、Fig.24 および Fig.25 共に背側、腹側の渦が翼端面側に押し流されていることが確認できる。

負圧面フィンにおける圧力損失係数のピーク値および断面平均値(境界層損失を除く)の比較を Table 6 に示す。

Table 6 Comparison of between Original and Suction surface fin.

Test case	Peak value (%)	Average value (%)
Original	100	100
Suction surface fin	73.3	97.7

ピーク値においては、26%の減少が確認でき、全体の平均値においても若干の減少が見られる。

次に、スパン方向に圧力損失係数を平均した結果を示す。原型翼列との比較を行った。

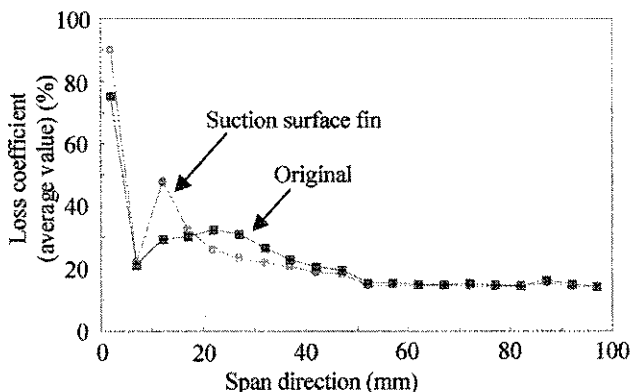


Fig.27 Pressure loss coefficient (average of span direction).

Fig.27 の結果から、原型翼列に比べて翼端面付近に損失が集中していることが確認できる。これらの結果より負圧面フィンでは、背側および腹側の流れを翼端面付近に押し流すことで、2次流れ損失のピーク値低減に結びつけることができたと考えられる。

6. 結 言

本研究によって得られた知見を示す。

- (1)翼列風洞実験装置および可視化実験装置における境界層厚さはほぼ同程度であることと、可視化試験と翼列風洞試験で翼後縁における渦の位置がほぼ一致したことから、翼列風洞で生じている現象を可視化実験で推定できることが判明した。
- (2)翼前縁フィンにおける実験結果より、若干の損失低減が見られたが、全体的に大きな低減はなかった。
- (3)負圧面フィンを取り付けることにより、断面平均損失はあまり変化しないが、圧力損失のピーク値が26%低減していることが確認できた。
- (4)今後、さらに負圧面フィンの最適化により、背側および腹側の流れを翼端面付近に押し流すことができれば、圧力損失の低減を図れる可能性があると考えられる。

参 考 文 献

- 1) 園田豊隆：タービン翼列内の2次流れ，ターボ機械，Vol.14, No.6 (1986), pp.356-361
- 2) 山本孝正，タービン翼列の2次流れ損失と発生メカニズム，ターボ機械，Vol.14, No.4 (1986), pp.234-241
- 3) 井深孝彦，佐藤浩二，他3名：PIVによる超高負荷タービン翼列内の流れの可視化(トリッピングワイヤによる2次流れの制御)，第30回ガスタービン定期講演会講演論文集 (2002), pp.181-186
- 4) Sakamoto, Y., Ito, E., et al., : Development of high loaded and high efficiency turbine for the next generation gas turbine, IGTC2007 Tokyo TS-060, (2007)
- 5) 遠藤慎也，本阿弥眞治，他2名：可動渦発生器下流に生じる縦渦の周期的挙動(回転 X 形熱線流速計を用いたレイノルズせん断応力の挙動)，日本機械学会論文集(B編)，Vol.72, No.714 (2006), pp.238-245

航空エンジン用高負荷タービン翼面上剥離境界層 に与える主流乱れの効果に関する研究

船崎 健一 (岩手大), 山田 和豊 (岩手大), *田中 望 (岩手大院), 千葉 康弘 (デンロ)

Studies on Separated Boundary Layers over Ultra-High Lift Low-Pressure Turbine Airfoils with variable Solidity: Effect of Freestream

FUNAZAKI Ken-ichi, YAMADA Kazutoyo, TANAKA Nozomi and CHIBA Yasuhiro

ABSTRACT

This paper deals with experimental and numerical investigation on the interaction between inlet freestream turbulence and boundary layers with separation bubble under Ultra-High Lift condition for low-pressure turbine airfoils. The solidity of the cascade can be reduced by increasing the airfoil pitch by at least 25%, while maintaining the throat in the blade-to-blade passage. Reynolds number examined is 57,000, based on chord length and averaged exit velocity. Freestream turbulence intensity is 0.80% (no grid condition) and 2.1% (with grid condition). Hot-wire probe measurements of the boundary layer on the suction surface for LP turbines rotor are carried out to obtain time-averaged and time-resolved characteristics of the boundary layers under the influence of the freestream turbulence. The turbulence grid constituting of wires is installed upstream of the cascade.

Numerical analysis based on high resolution Large Eddy Simulation is also executed to enhance the understanding on the flow field around the Ultra-High Lift turbine airfoils. Emphasis is placed on the relationship of inherent instability of the shear layer of the separation bubble and the freestream turbulence. Standard smagorinsky model is employed for sub grid scale modeling.

Key words: Boundary Layer Measurement, Large Eddy Simulation, Low-Pressure Turbine, Separation Bubble, Freestream Turbulence

1. はじめに

現在、旅客機用航空エンジンは地球環境問題への配慮に伴うエネルギー使用の効率化、エアライン競争の激化などに起因する経済性、エンジンの騒音低減などの様々な要求に対して、一層の高性能化が求められている。このような要求に対して発展を遂げた高バイパス比ターボファンエンジンは、バイパス比を増加させることで低燃費、低騒音化を実現している。この場合ファン動翼がエンジンでの推力の大半を発生することになり、ファン動翼を駆動する低圧タービンには高い効率が要求される。この効率を維持しつつ、イニシャル・ランニングコストの削減を目的とし、低圧タービン動翼枚数を削減するための研究が数多く行われている^{(1)・(2)・(3)・(4)}。

これらの研究の中には、高負荷・超高負荷設計を可能にするため、主な損失要因である負圧面境界層を制御するような報告がされており^{(1)・(2)・(3)・(4)}、2次元翼列を用いた基礎研究が盛んに行われている。特に wake 通過が空力性能に与える影響を調査した例として、次のような報告がある。Schulte ら⁽¹⁾は周期的 wake 下での圧力計測及び翼面境界層計測を行い、高負荷翼負圧面上で発生する剥離泡が wake との干渉により時間平均的に抑制される事を示し、その抑制効果と wake 通過に伴って生ず

る calm region との間に強い相関があることを報告した。

数値計算例としては、Wissink とそのグループ⁽²⁾が DNS(Direct Numerical Simulation)を行い、剥離泡の巻き上がりや遷移過程における wake の negative-jet 効果と流れ方向速度変動の役割を議論した。その結果、剥離泡の巻き上がりは negative-jet 効果が誘発すること、また、巻き上がり渦の崩壊は wake 内の速度変動が関与していると報告した。Funazaki ら⁽³⁾は、典型的な航空用エンジン低圧タービン翼列を用い、そのソリディティを減少させることで高負荷状態を発生させ、そのときの翼面静圧分布及び剥離泡を伴う翼面境界層を計測した。流れ場の時間平均特性から、wake 通過の効果で剥離泡を抑制し、時間平均的運動量厚さ(境界層損失に相当)を低減させることが可能であることを示した。

これまでの研究により、wake 通過による損失抑制効果とは、境界層外を周期的に通過する乱れによって剥離せん断層の不安定性が促進され、定常条件の剥離泡に比べて時間平均的に抑制される事がわかってきた。しかし、wake が通過していない時間の流れ場や定常条件における剥離泡とその下流域の乱流遷移領域に対する報告は意外に乏しい、それは平板試験に代表されるバイパス遷移

研究や乱流スポット研究の報告に始まる古くからの境界層研究が、高負荷低圧タービン翼面上に適用された例が少ないからである。だからこそ等方性乱流を模擬した主流乱れを導入し、逆圧力勾配下に生じた大規模剥離を伴う流れの実験・数値計算の比較は今後の境界層研究において重要な意味を持つ。更に今後の高負荷低圧タービン翼開発においても剥離せん断層の乱流遷移過程が翼列性能に与える影響についての詳細な調査が望まれている。

本研究の目的は、流れ場に意図的な主流乱れを与えたことによる効果を明らかにすると共に、翼負荷を変えた場合に境界層遷移が翼列性能に与える影響を考察することである。

2. 解析対象・試験条件

解析対象は典型的な航空エンジン用低圧タービン翼列である。主な仕様を表1に示す。レイノルズ数は翼コード長と翼列出口平均流速で定義され、高空巡航時の低レイノルズ数条件($Re=57,000$)を模擬した。

本研究では主に2つの主要なパラメータに着目して試験が行われる。1つ目はソリディティ減少率である。翼枚数の削減率を示すソリディティ減少率(以下:RRS)は翼ピッチの増加によって調整した。ここで、元となった翼列のソリディティを σ_{base} として、削減率は次式で与えられる。

$$RRS=(1-\sigma_{base}/\sigma), \quad (1)$$

また、計測においてはピッチ増加に伴う翼負荷の上昇と剥離泡の動的挙動を調べた。翼負荷レベルを示す指標として、式(2)のZweifel係数がよく用いられる⁽³⁾。

$$Z=2\left(\frac{s}{C_x}\right)\cos^2\beta_2\left(\tan\beta_2+\frac{U_{x1}}{U_{x2}}\tan\beta_1\right), \quad (2)$$

本研究で用いた条件は、RRS0%でのZweifel係数はHoheisel⁽⁴⁾らの翼と同レベルであり、RRS-15%でのZweifel係数はRRS0%の場合の1.14倍、RRS-25%では1.23倍に達する超高負荷条件である。

2つ目のパラメータは主流乱れである。試験装置についての詳細は次章で説明する。試験条件の表記は、上流に乱流格子を取り付けていない状態をnoGrid、乱流格子を取り付けた状態をwithGridで示す。風洞主流乱れは平均で0.8%であり、乱流格子を取り付けた場合の主流乱れは1.9~2.1%となっている。図1に乱流格子を取り付けた状態での熱線プローブからの出力の違いを示す。

3. 翼列試験

3.1 試験装置・乱流格子

図1に実験に用いた直線翼列部と後流発生装置を示す。直線翼列は7枚の翼で構成されている。表1に供試翼の概要を示す。7枚の内5枚はアルミ製で、残り2枚の真鍮製の翼のミッドスパンには静圧孔が設けてあり、それぞれ負圧面と正圧面の静圧分布を得る事ができる。静圧孔はそれぞれ30孔設けてあり、孔径は0.5mmとなっている。計測流路は3・4番翼、4・5番翼間であり、各流路間全圧分布がピッチ方向に周期性を持っている事を確認している。後流発生装置は非定常wake通過による効果を再現するための装置だが、本研究では使用していない。

乱流格子は図2に示すように624mm上流位置に配置されている。ダクト内にレールを取り付け、ダクト側板からスライドさせることで乱流格子を装着する。装置の都合上、翼列試験装置の傾きと乱流格子の傾きが異なっているが、測定点から設置部までの距離が長いために、主流乱れのピッチ方向分布は無視できる。乱流格子は格子間隔が16mm×16mmで、格子幅は2mmとなっている。取り付け時ダクト面における開口率は78%である。

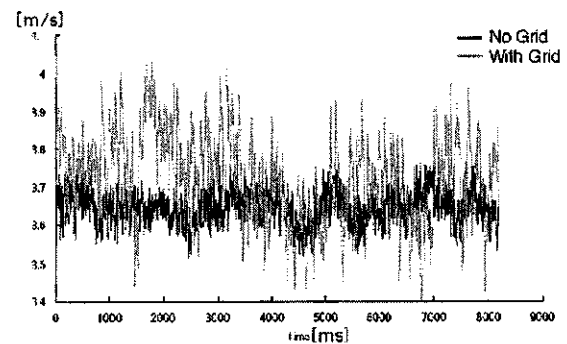


Fig.1 Inlet velocity fluctuations with and without turbulence grid

Table 1 LPT blade geometry and cascade configuration

Chord length C	114mm
Axial chord length C_{ax}	100mm
Span	260mm
Pitch t	variable
Inlet flow angle β_1	47deg
Outlet flow angle β_2	-60deg

3.2 計測手法及びデータ処理

空力計測において翼面静圧は入口全圧と各静圧孔との圧力差として 30 秒間計測し、時間平均を行うことで取得している。出口に設置されたピトー管先端は、細糸を用い流れ方向に対して平行になるように調整されている。トラバース装置によりミッドスパンをピッチ方向に移動する事で 2 流路間の分布を得る。1 地点における計測時間は 1 秒でデータ数は 4 であり、時間平均を行っている。実験レイノルズ数の定義はこの出口における動圧値を平均して算出する。ピトー管により得られた局所全圧損失係数 Y_P と翼面圧力係数 C_P は以下の式により与えられる。

$$Y_P(y) = \frac{P_{01} - P_{02}(y)}{1/2 \bar{U}_2^2}, \quad (3)$$

$$C_P(x) = \frac{P_{01} - p(x)}{1/2 \bar{U}_2^2}, \quad (4)$$

$\bar{U}_2$ は翼列出口における局所速度をピッチ方向に平均化したものである。式(3)は出口におけるピッチ方向に広がりを持った損失分布を表している。ピッチ方向へのトラバースは 1mm 間隔で行った。全圧損失係数分布(以後 Y_P 分布)において水平方向負は負圧面側に、正は正圧面側の損失分布に対応している。式(4)は翼列軸方向の翼面静圧分布(以後 C_P 分布)を表している。この翼面圧力係数 C_P を基に時間平均的な剥離開始点や遷移点、再付着点がわかるため、ソリディティの変更に伴う剥離泡の変化を時間平均的に知る事ができる。

境界層計測では定温度型熱線流速システム、カノマックス社製 MODEL1011 を使用した。出力電圧値は同社 MODEL 1013 を使い線形化し、KEYENCE 社製 A/D 変換器 NR500 を通じて USB 通信により PC に格納される。また、リニアライザには計測時の温度変化を補正する温度測定プローブ・温度補償ユニット MODEL 1020 を組み込んでいる。熱線の較正試験位置と計測座標系を図 3 に示す。熱線は DANTEC 製 I 型プローブ 55P11 を使用した。また、プローブサポータも同社のものを使用した。プローブサポータはトラバース装置で移動する。サンプリング周波数 20kHz、サンプリング数 2^{13} で行われ、結果を時間平均した。定常試験では各計測点で 25 個のデータを取得し、時間平均処理を行った。また、境界層外端速度は翼面から法線方向トラバース線上で、翼面に再接近する速度最大値の 98% で定義した。

境界層計測の流れ方向計測位置を図 4 に示す。計測位置は $x/C_x=0.5 \sim x/C_x=0.98$ までの 11

12 箇所、翼面法線方向に 32 点(0.2mm~10mm)取得した。熱線プローブの翼面限界接点近点は翼面から 0.2mm の地点とし、翼負圧面法線方向へのプローブのトラバースの制御には 2 相ステッピングモータを使用し、翼面法線方向の角度調整と共に VisualC++ で作成したモータ制御アプリケーションを使用した。

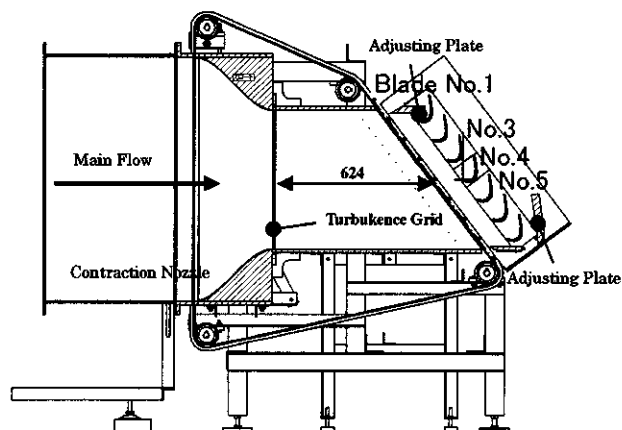


Fig.2 Cross-section of the test apparatus

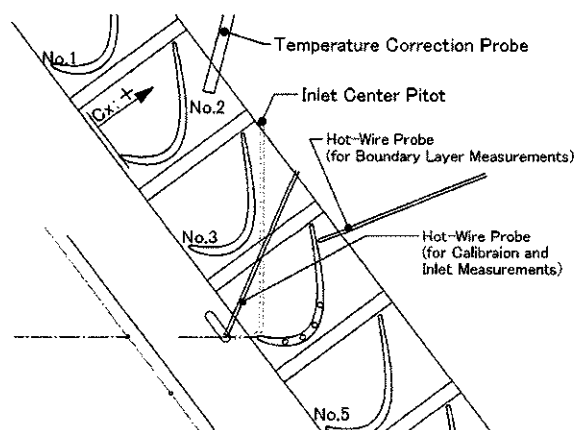


Fig.3 Test cascade and indication of the measurement location

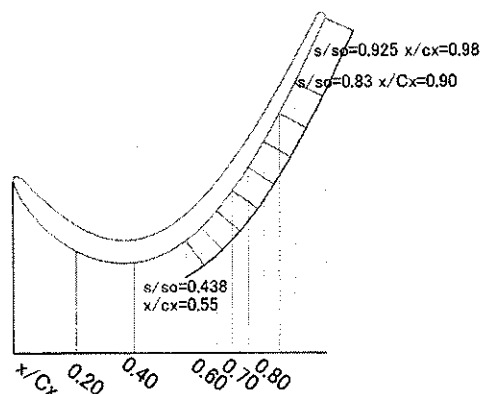


Fig.4 Target blade for boundary layer measurement with measurement points

4. 数値計算(Large Eddy Simulation)

4.1 計算手法・計算格子

数値計算に用いたソルバは、支配方程式に 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用い、これを時間方向に対し非粘性流束と粘性流束の全てを陰的に離散化した。また空間方向には 6 面体計算セルを用いたセル中心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、少ないステンシル数で高次精度化が可能な 4 次精度コンパクトスキームを適用した。このスキームの数値振動を除去するために、10 次精度フィルタリングスキームを併用し、粘性流束は中心差分的に評価した。時間積分は Gauss-Seidel 型の点緩和法を用い、その際各時間ステップで 5 回のニュートン反復を行った。時間精度は最大 2 次精度となる。また、軸コード長 C_x と入口音速で無次元化された時間刻み幅 0.001 で計算を行い、クーラン数は 3 程度である。サブグリッドスケールのモデルには Smagorinsky モデルを適用し、Smagorinsky 定数 (C_s) は 0.1 とした。また、壁面近傍で過大に評価される SGS 渦粘性は Van Driest の壁面減衰関数 (A^+)25.0 を用いて減衰させた。

計算格子は Pointwise 社の Gridgen を用いて作成した。トポロジは H 型を採用し、総セル数は 2400 万セルである。内訳は、翼負圧面に 1421 セル、ピッチ方向に 241 セル、スパン方向は $0.1C_x$ の領域を確保し、その中に 49 セルを設けた。上記のような空間解像度は負圧面上での主流乱れと剥離泡との干渉を解像し、乱流遷移過程の渦構造を同定するためである。

4.2 主流乱れ生成法

主流乱れの計算はランダムフーリエモードに基づいており、まず式(5)から瞬時の乱流速度場 $u_i(\mathbf{x})$ を生成する。

$$u_i(\mathbf{x}) = 2 \sum_{n=1}^N \hat{u}_n \cos(\mathbf{k}_n \mathbf{x} + \psi_n) \mathbf{s}_n \quad (5)$$

$\hat{u}_n$ は振幅で、図 6(左)より式(6)のように与えられる。

$$\hat{u}_n = \sqrt{E(k_n) \Delta k_n} \quad (6)$$

添え字 n は第 n 項までのフーリエモードであることを示す。 $\mathbf{k}_n$ は波数ベクトルであり、速度場の等方性を満たすため、図 5(右)から幾何学的に決定され、式(7)のように表される。

$$\mathbf{k}_n = \{\cos \varphi_n \sin \theta_n \quad \sin \varphi_n \sin \theta_n \quad \cos \theta_n\} = \{k_1 \quad k_2 \quad k_3\} \quad (7)$$

また、 σ_n は方向を表す単位ベクトルで、非圧縮の

仮定から波数ベクトル $\mathbf{k}_n$ と直交する ($\mathbf{k}_n \cdot \sigma_n = 0$)。

図 6(右)から σ_n は式(8)になる。

$$\sigma_n = \{k'_1 \quad k'_2 \quad k'_3\} = \frac{1}{\sqrt{3}} \{k_2 - k_3, k_3 - k_1, k_1 - k_2\} \quad (8)$$

また、 ϕ_n , ψ_n , θ_n は表 2 の確立密度関数 p によって与えられ、これを本研究では擬似乱数生成アルゴリズムで与えた。 n はモード数を表し、 $n=1000$ とした。すなわち以下に示す初期エネルギースペクトル $E(k)$ を 1000 個の正弦波で表す事になる。

$E(k)$ として、式(9)及び図 5(左)で示される von Karman-Pao Spectrum を採用した。

$$E(k) = \alpha \frac{u'^2}{k_e} \frac{(k/k_e)^4}{[1 + (k/k_e)^2]^{7/6}} e^{[-2(k/k_e)^2]} \quad (9)$$

$$k_{total} = \int_0^\infty E(k) dk \quad (10)$$

α は Kolmogorov 定数(=1.45276)である。また u' は流入速度 U_{in} の RMS を表す。 k_{total} は全乱流運動エネルギー、 k_n は Kolmogorov 波数を示す。 k_e は乱流の積分長さスケールから得られる波数であり、式(11)に実験で用いた乱流格子幅を代表スケールとして与えた。

$$k_e = \frac{2\pi}{L} \quad (11)$$

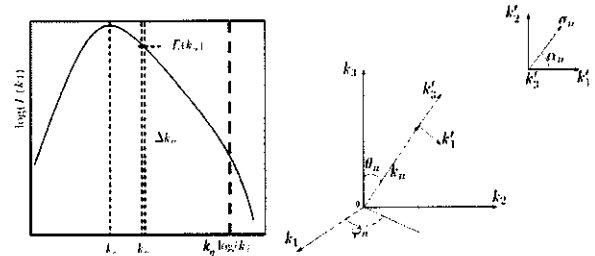


Fig.5 Von Karman-Pao spectrum(left) and wave number vector $\mathbf{k}_n$ and unit vector $\mathbf{k}'_n$ (right)

Table.2 Probability functions used to create random variables

$p(\varphi_n) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \varphi_n \leq 2\pi$
$p(\psi_n) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \psi_n \leq 2\pi$
$p(\theta_n) = (1/2) \sin(\theta)$	$0 \leq \theta_n \leq \pi$
$p(\alpha_n) = 1/(2\pi)$	$0 \leq \alpha_n \leq 2\pi$

4.3 境界条件・主流乱れの導入

主流乱れを生成する領域は、図 7 に示すような計算対象とする翼列の 1 ピッチの長さ及びスパン長さ、そして時間方向からなる。ここから 1 ステップに相当する時間刻み幅 Δt の間に図中の検査面(色付きの領域)に対し、入口流体が移流する距離 $U_{in} \Delta t$ だけ時間方向に移動させる。次に、その検査

面内における速度 3 成分を抽出し、それを変動速度として、空間方向の乱れをテイラーの凍結仮説を用いて時間進展方向のデータへと変換し、等方性乱流を流入境界に与える。図 7(右)にはある瞬時の渦度分布を示す。入口境界は上記の乱れとは別に翼列上流の全圧、全温及び速度から求まる物理量を与えた。出口の境界条件は全流量を規定し、ピッチ方向・スパン方向には周期境界を適用した。翼面上は滑りなしかつ断熱境界とした。

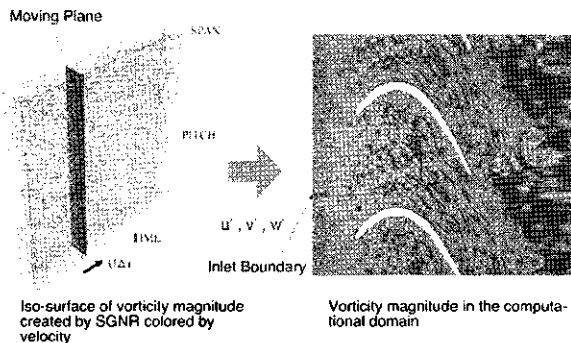


Fig.6 Implementation of the turbulent flow field created by SNGR into computational domain

5. 実験/LESの結果と考察

図 7 には高負荷条件(RRS-15%)空力試験によって得られた C_p 分布の結果と同流れ場条件での LES 結果を示す。 C_p は最大値を過ぎた後、変化率の小さい領域が剥離領域に対応し、その下流の急激な変曲点は遷移開始点に相当する。実験結果より withGrid では遷移開始点は上流へ移動し、剥離領域は縮小する。また、LES では noGrid よりも withGrid の方がそれぞれの条件に対する実験値と良い一致を示した。この一致は LES への主流乱れの導入が、負圧面剥離に対して、実験条件の流れ場に近い現象を再現できているからだと考えられる。一方、主流乱れが小さい範囲では剥離泡は主流乱れに対して敏感である事を示唆する。

更に、図 8 には境界層計測によって得た負圧面速度分布(上)と RMS 分布(下)； $x/C_x=0.50\sim0.98$ ，翼面法線方向距離： $Y_n=0.2\sim10.0\text{mm}$ を示す。図 8(上)にて壁面近傍に現れる剥離泡は、withGrid では剥離最大高さが減少しているだけでなく、再付着点も上流へ移動する事が翼面圧力分布の結果と一致した。図 8(下)では noGrid よりも withGrid はせん断層内に強い乱れを誘起されている(矢印 A)。また、速度分布における剥離最大地点より下流で一部に高 RMS 領域が形成されている(矢印 B)。次に noGrid と withGrid を境界層法線方向プロファイルで比較するために、図 9 には剥離上流・剥離高さ最大地点(遷移開始点近傍)・高 RMS 生成地

点における RMS プロファイルを示す。上流の壁面近傍においてのみ見られた違いは、剥離高さ最大地点では withGrid は特徴的なピークを持ったプロファイルに変化する。遷移開始後のプロファイルは高さ方向にほぼ様な強い乱れを持ち、乱流境界層が厚くなっていく。それを定量的に示したのが図 10 には流れ方向における運動量厚さである。運動量厚さの増加は境界層損失の指標となるが、図 9 に示す高 RMS 領域近傍から急激に増加し、一旦落ち着いた後、また増加した。更に withGrid では増加が上流から発生する。結果的に後縁近傍の運動量厚さは withGrid 条件の方が若干下回っている。

比較のために、solidity を変更して、超高負荷条件(RRS-25%)の調査も行った。主流乱れが与える影響は RRS-15%とほぼ同等だが、LES 結果では主流乱れによる違いが見えた。図 11 に示すのは LES で得られた瞬時値に対し、渦を速度勾配テンソルの第二不変量(Q 値)で同定し、遷移開始点近傍から翼後縁にかけての領域を下流側から見た図である。左は noGrid, 右は withGrid である。剥離泡はせん断層内の KH 不安定性により巻きあがり、下流に向かって巨大な渦構造が放出されると考えられるが、この渦構造は主流乱れによって大きく変化する様子が観察された。特に withGrid ではスパン方向に不均一な構造となり、noGrid より上流側から巻きあがる様子が捉えられた。図 8,9 に示す境界層計測の結果に現れている高 RMS 領域(矢印 B)はこの巻きあがり渦が誘起する乱流運動エネルギーの急激な増加を捉えたと考えられる。このせん断層の巻きあがりについて、LES を用いて渦層の厚さと局所速度勾配から KH 不安定性の増幅率 $Gain$ を算出すると図 12 になる。RRS-15%よりも RRS-25%の方が、noGrid よりも withGrid の方が、 $Gain$ が高い事がわかる。最も $Gain$ の高い条件ほど早期遷移する傾向が実験と数値計算で一致している。

これらの事から、主流乱れがせん断層内の RMS や巻きあがり渦構造に深く関係していることがわかる。境界層遷移に関わる翼面境界層内の乱れの成長や、遷移メカニズムに関しては流れ方向局所地点における FFT(Fast Fourier Transform)を用いて調査する。また、乱流格子を用いた実験結果と LES 結果の良好な一致は、本研究で用いた主流乱れが現実に近い流れ構造を再現できている事を示す。しかし、LES で用いている主流乱れが流路中で正しい評価されているか、翼面境界層と主流乱れの干渉についてもより詳細な調査が必要である。

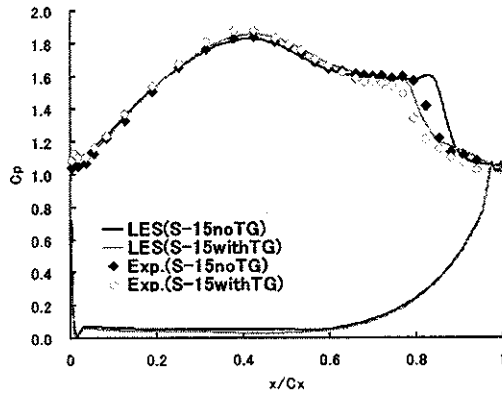


Fig.7 C_p distribution, EXP and LES, noGrid and withGrid, RRS-15%

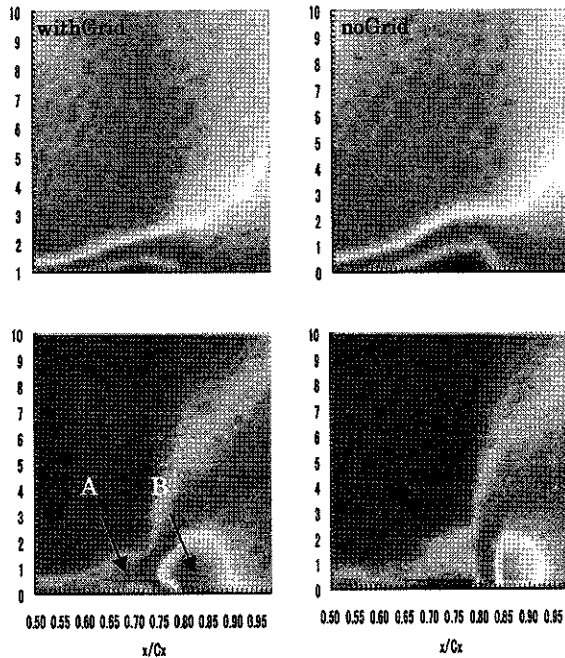


Fig.8 Time-averaged velocity(up) and RMS(under) EXP, noGrid(left) and withGrid(Right), RRS-15%,

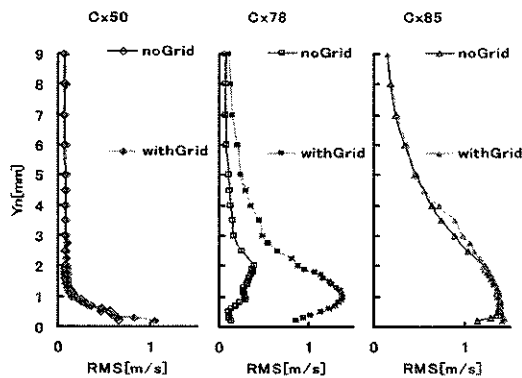


Fig.9 Time-averaged RMS profiles, $x/C_x=0.50,0.78,0.85$ EXP, for noGrid and withGrid, RRS-15%

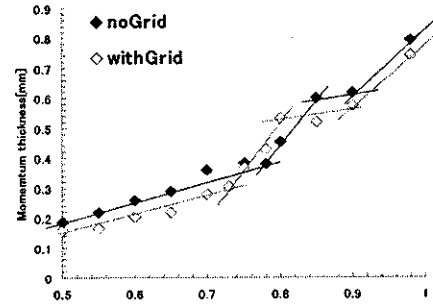


Fig.10 Time-averaged Momentum thickness EXP, noGrid and withGrid for RRS-15%

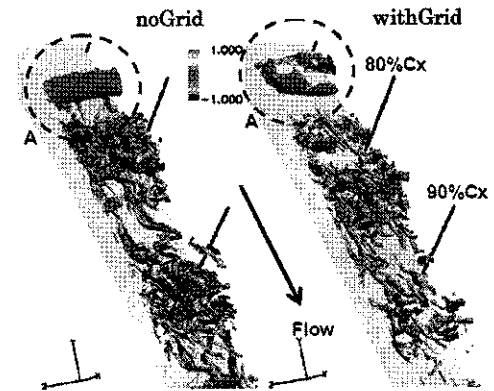


Fig.11 Time-resolved flow field over the suction surface near trailing edge for RRS-25%, $Q=30$

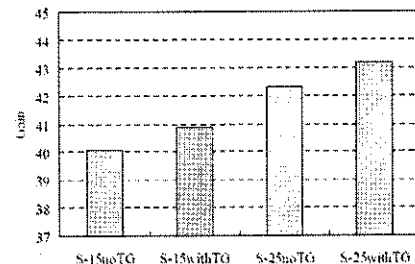


Fig.12 Gain of Kelvin-Helmholtz instability LES, for RRS-15% & 25%, noGrid & withGrid

参考文献

- 1) Schulte, V., Hodson, H. P., Prediction of the Becalmed Region for LP Turbine Profile Design, Trans. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 120, (1998), pp. 839-846
- 2) Wissink J. G., Rodi, W., Hodson, H., The Influence of Disturbances Carried by Periodically Incoming Wakes on the Separating Flow around a Turbine Blade, International Journal of Heat and Fluid Flow 27, (2006), pp.721-729
- 3) Funazaki, K., Tanaka, N., Ono, T., Yamada, K., Kikuchi, M. and Taniguchi H., TStudies on High-Lift LP turbine Airfoils of Aero Engines (Understanding of Time-Averaged Behavior of Separated Boundary Layer under the Influence of Incoming Wakes), (in Japanese), JSME paper, Vol.74, (2008)
- 4) Hoheisel, H., Kiock, R., Lichtfuss, H. L. and Fottner, L., Influence of Free-Stream Turbulence and Blade Pressure Gradient on Boundary Layer and Loss Behaviour of Turbine Cascades, ASMEJ. Turbomachinery, Vol. 109, April 1987, pp. 210-219

垂直軸型風車の空力性能に関する研究（周速の影響）

*井上 亮二（拓大院），藤本 一郎（拓大），平野 孝典（拓大）
平本 政明（元東大），石井 進（日大）

A Study on the Aerodynamic Performance of Vertical Axis Wind Turbine (Effect of Rotational Speed)

*Ryoji INOUE(Takushoku Univ.), Ichiro FUJIMOTO(Takushoku Univ.),
Takanori HIRANO(Takushoku Univ.), Masaaki HIRAMOTO(Former of Univ. of Tokyo)
and Susumu ISHII(Nihon Univ.)

ABSTRACT

So far, we reported the usefulness of notched airfoil and the optimum setting angle of nearly -70 degrees to improve the starting characteristics of a wind turbine¹⁾.

In this study, we calculated the rotating energy in consideration of a peripheral speed. As a result, to obtain the maximum performance, the setting angle should be controlled to change from -62° to -3° immediately with increase of peripheral speed. Furthermore, we found that the interference of flow from other Blades increases the rotating energy in all setting angles.

Key words: Wind turbine, Aerodynamic characteristics, Performance, Rotating energy

1. はじめに

これまでに、低出力ではあるが小型で設置が容易なジャイロミル形（垂直軸形）風車の空力性能に関して、単独翼の静的空力特性を基に風車全体の起動特性を解析してきた¹⁾。その結果、翼腹面の一部を切り取った切欠き翼が起動性能向上に有効に作用することを確認し、起動時の最適な翼の取付角は-72°近辺であることを報告した。また、渦法(Vortex Method)による数値シミュレーションを行い、起動時における風車の空力特性が実験結果と定性的に一致することを報告した²⁾。

本報では、単独の実験結果¹⁾を用いて準静的な風車性能を解析し、周速比と最適取付角の関係について調べた結果を報告する。また、4枚翼で構成される風車の静的空気力測定を行い、他の翼の干渉が風車の空力特性に及ぼす影響についても報告する。

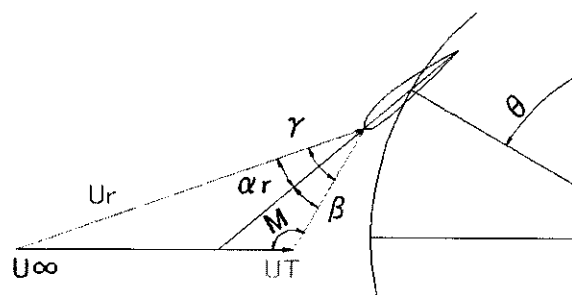
2. 実験装置、実験方法及び解析方法

2.1 周速比の影響

ここでは、風車回転時の性能を調べるために、参考文献 1)の静止単独翼の実験結果を基に4枚の翼で風車を構成した場合について空力特性を求める。

2.1.1 風車回転時の相対速度 U_r と相対迎角 α_r 周速比を考慮した場合、翼の回転速度の影響で相対的に翼に流入する風速と迎角が変化する。

この相対速度 U_r は、余弦定理を用いて式(1)のように求まる。また、相対迎角 α_r も同様に、主流風速を求める余弦定理の式から角度 γ を求めて式(2)のように求まる。ここで、相対迎角 α_r は $\gamma - \beta$ と求めることができるが、迎角の定義を「風向と翼弦のなす角度で、時計回りを正」としているため、求めた値に負を乗じている。Fig.1に相対速度 U_r と相対迎角 α_r の関係を示す。



(U_∞ : Flow Velocity, U_r : Relative Flow Velocity,
 U_t : Tangential Velocity, α_r : Relative Attack Angle,
 β : Setting Angle, s : Peripheral Speed Ratio)

Fig.1 Schematic of Relative Flow Velocity and Relative Attack Angle

$$U_r = \sqrt{U_\infty^2 + U_t^2 - (2 \times U_\infty \times U_t \times \cos M)} \quad \dots(1)$$

$$\begin{cases} M = \pi - \theta & (0 \leq \theta \leq \pi) \\ M = \theta - \pi & (\pi \leq \theta \leq 2\pi) \end{cases}$$

$$\alpha_r = \gamma - \beta \Rightarrow \alpha_r = -(\gamma - \beta) = \beta - \gamma \quad \dots(2)$$

$$\begin{cases} \gamma = \cos^{-1} \left(\frac{U_i^2 + U_r^2 - U_\infty^2}{2 \cdot U_i \cdot U_r} \right) & (0 \leq \theta \leq \pi) \\ \gamma = -\cos^{-1} \left(\frac{U_i^2 + U_r^2 - U_\infty^2}{2 \cdot U_i \cdot U_r} \right) & (\pi \leq \theta \leq 2\pi) \end{cases}$$

2.1.2 風車回転時の回転力係数 C_T^* と回転エネルギー係数 C_E まず、揚力係数 C_L 、抗力係数 C_D は、実験で求める1枚の翼に作用する揚力 L 、抗力 D を動圧 ($\rho U_\infty^2/2$) と代表翼面積 S (翼弦長×翼幅) で無次元化し、式 (3) (4) のように定義する。次に、回転力係数 C_T は、風車回転面の接線方向に作用する力であり、式 (5) で与えられる。さらに、風車回転時を考える場合には、回転力係数 C_T^* は、相対迎角 α_r と一致する迎角での静止時の回転力係数 C_T の値と、相対速度比を加味して式 (6) のように求まる。また、回転エネルギー係数 C_E 、 C_E^* は、翼が方位角に対して一周回転したときの回転力係数のなす仕事で、 $2\pi l$ で無次元化し式 (7) (8) のように求まる。Fig.2 に記号の説明を示す。

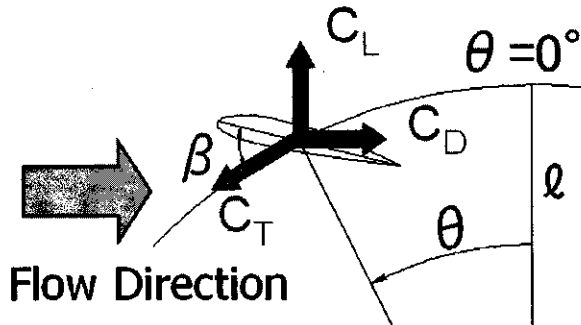


Fig.2 Schematic of Parameters

$$C_L = L \times 2 / \rho U_\infty^2 S \quad \dots(3)$$

$$C_D = D \times 2 / \rho U_\infty^2 S \quad \dots(4)$$

$$C_T = -(C_L \cdot \sin \theta + C_D \cdot \cos \theta) \quad \dots(5)$$

$$C_T^* = C_T \times (U_r / U_\infty)^2 \quad \dots(6)$$

$$\begin{aligned} C_E &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} C_T \cdot l d\theta \\ &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} C_T \cdot d\theta \quad (l: \text{回転半径}) \quad \dots(7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_E^* &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} C_T^* \cdot l d\theta \\ &= (1/2\pi) \int_0^{2\pi} C_T^* \cdot d\theta \quad (l: \text{回転半径}) \quad \dots(8) \end{aligned}$$

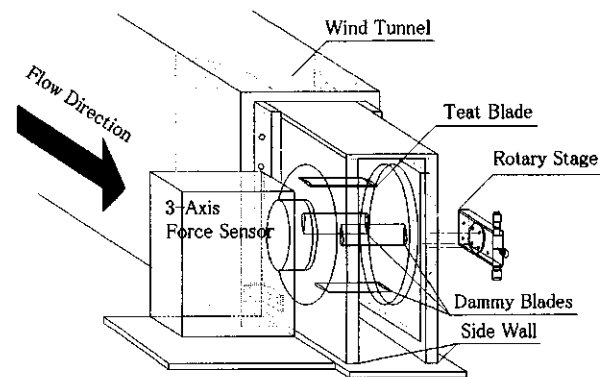
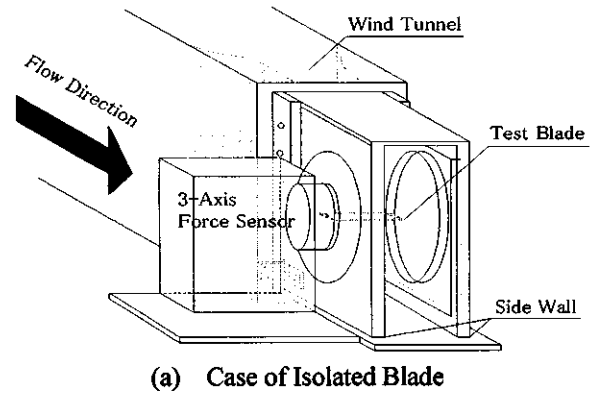
2.2 風車モデル実験

翼干渉の影響を調べるために、1枚のみの翼の空気力測定 (以下「1枚翼実験」と記す) と、4枚の翼を取り付け、その中の1枚の翼に作用する空気力測定 (以下「4枚翼実験」と記す) を行なった。

2.2.1 実験装置概観 実験装置概観を Fig.3 に示す。本装置は回流式低速風洞の吹出し口に設置されている。

「1枚翼実験」では、Fig.3 (a) の様に吹出し口に取り付けられた2枚の平行な側壁の間に供試翼を1枚設置し、三分力計で空気力を測定する。

「4枚翼実験」では、吹出し口に4枚翼の風車モデルを設置する。この実験装置は、三分力計測装置に空気力測定用の翼が1枚、回転ステージに3枚のダミー翼が取り付けられている。翼の干渉がある流れ状態で、三分力計に取付けられた1枚の翼に作用する空気力を測定する。



(b) Case of Four Blades
Fig.3 Test Section

2.2.2 供試翼 供試翼は実機 (株式会社シグナスミル社製風力発電機シグナスミル) の風車で使用している NACA2415 型翼を使用する。Fig.4 に供試翼を示す。材質は真鍮で、翼弦長は 30 mm、翼幅は 139.3 mm である。

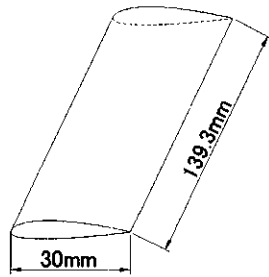


Fig.4 Test Blade

2.2.3 実験条件 今回は NACA2415 型翼を使用して、翼に掛かる空気力の測定を行なった。実験条件を Table 1 に示す。

Table1 Test Condition

Flow Velocity U_∞	30 m/s
Setting Angle β	$-80^\circ \sim 0^\circ, +30^\circ$ (10° interval)
Rotation Angle θ	$0^\circ \sim 360^\circ$ (Isolated Blade Test : 1° interval) (Four Blades Test : 5° interval)
Reynolds Number Re	0.65×10^5

3. 結果及び考察

3.1 周速比の影響

単独の G6801 型翼の翼面圧力計測結果を基に風車の回転数を考慮し、周速が風車性能に及ぼす影響について調べた。

3.1.1 回転力係数 C_T^*

一例として、Fig.5 (a) (b) (c) に周速比 $s=0$ 、 $s=0.1$ 及び $s=0.5$ における回転力係数 C_T^* の方位角 θ に対する変化を、取付角 β をパラメータとして示す。ここで、周速比 s とは、回転速度 U_T と主流風速 U_∞ の比で、式 (9) のように定義する。

$$s = U_T / U_\infty \quad \dots(9)$$

$s=0$ (a) では、 β が小さくなる程 $C_T > 0$ となる θ の領域は θ の小さい方向へシフトし、 C_T の値が大きくなる。 $s=0.1$ (b) の場合も、ほぼ同様の傾向を示している。しかし、 $s=0.5$ (c) では、 θ の領域については同様であるが、 C_T の値は $\beta = -30^\circ$ で最大となり、 β が小さくなると減少する傾向を示している。全体的には、 s が増加すると、ほぼ同じ分布形状のまま C_T は負側へシフトする傾向が見られる。

ここで、 $C_T > 0$ となる θ の領域幅について $\beta = 0^\circ$ と $\beta = -70^\circ$ で比較してみる。 $s=0$ (a) では、 231° ($\beta = 0^\circ$) と 286° ($\beta = -70^\circ$)、 $s=0.1$ (b) では、 223° ($\beta = 0^\circ$) と 175° ($\beta = -70^\circ$)、 $s=0.5$ (c) では、 193° ($\beta = 0^\circ$) と 130° ($\beta = -70^\circ$) になっている。つまり、 s が大きくなると、 β によらず $C_T > 0$ となる θ の範囲は狭まることがわかる。また、 $s=0$ では、 β が小さい程 $C_T > 0$ となる θ の範囲は広がるが、 s が増加すると、逆に β が 0° に近い方がその範囲は広がる。

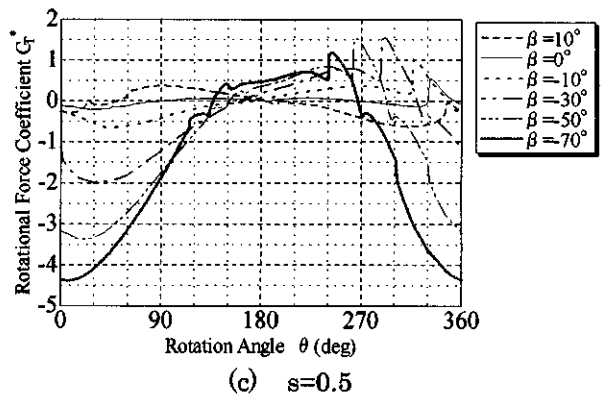
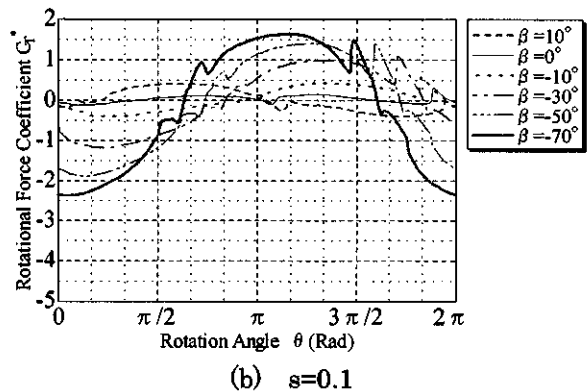
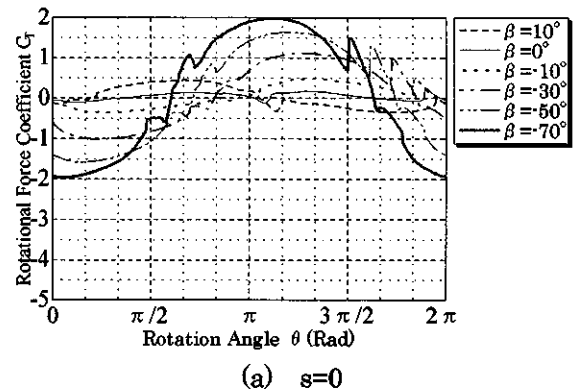


Fig.5 Rotational Force Coefficient

3.1.2 回転エネルギー係数 C_E^* 一例として、Fig.6 に回転エネルギー係数 C_E^* の取付角 β に対する変化を求めた結果を、周速比 s をパラメータとして

示す。図中の●印は、各周速比において回転エネルギー係数が最大となる点を示している。また、Fig.7に周速比 s に対する翼の最適取付角 β を示す。

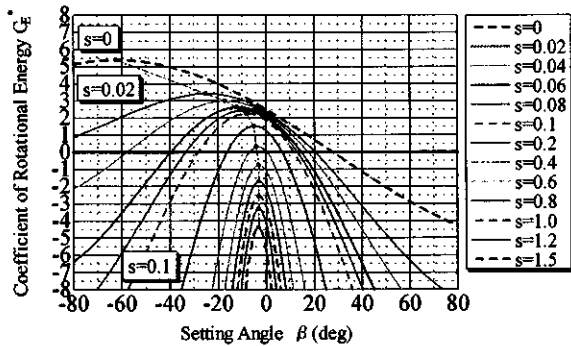


Fig.6 Coefficient of Rotational Energy

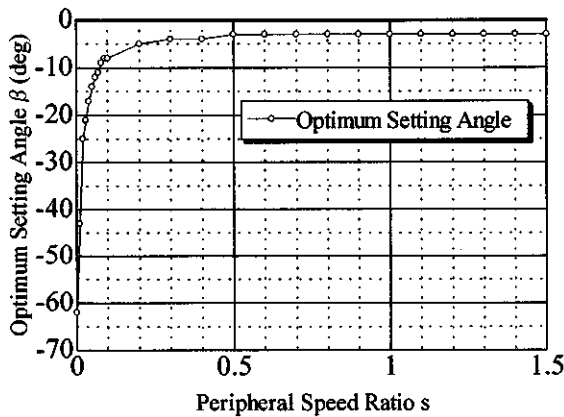


Fig.7 Optimum Setting Angle versus Peripheral Speed Ratio

図を見ると、例えば $s=0$ の場合、 $\beta \leq 27^\circ$ では $C_E > 0$ となり、最大の C_E は $\beta = -62^\circ$ で得られることがわかる。また、 $s=0.1$ では $-28^\circ \leq \beta \leq 11^\circ$ で $C_E > 0$ となり、最大の C_E は $\beta = -8^\circ$ の時に得られることがわかる。これらを整理すると、風車起動時($s=0$)では取付角を $\beta = -62^\circ$ と負側に大きく設置した方が大きな回転エネルギーを得られるが、風車が回転を始めると最適取付角は急速に小さくなり ($s < 0.1$)、 $s \geq 0.5$ では $\beta = -3^\circ$ 近辺となることがわかった。また、周速比が増すと、 $\pm 90^\circ$ に近い取付角付近では、回転エネルギーはまったく得られないことがわかる。これは、回転速度が大きいと、相対速度が回転速度に漸近し、方位角 θ によらず相対迎角が取付角 β に漸近するためである。このことから、ジャイロミル型風車は、起動時は取付角を大きく負側に取り「抗力型」として始動させ、その後、風車が回転を始めてからは本来の

「揚力型」に変化させるように取付角をコントロールすると良いという特徴を持つことがわかる。

3.2 翼干渉が空力特性に及ぼす影響

「1枚翼実験」と「4枚翼実験」の結果を比較して、翼の干渉が風車の空力特性に及ぼす影響を調べた。ここでは、周速比 $s=0$ の場合についてのみ述べる。

3.2.1 揚力係数 C_L と抗力係数 C_D 一例として、Fig.8に取付角 $\beta=0^\circ$ 、周速比 $s=0$ における揚力係数 C_L を、Fig.9に取付角 $\beta=0^\circ$ 、周速比 $s=0$ における抗力係数 C_D を各々方位角 θ に対して示す。

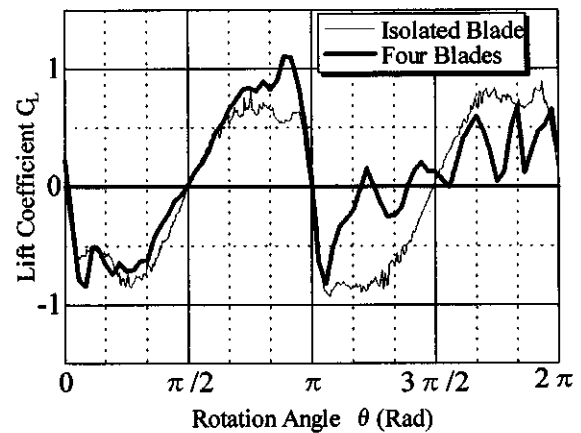


Fig.8 Lift Coefficient ($\beta=0^\circ$, $s=0$)

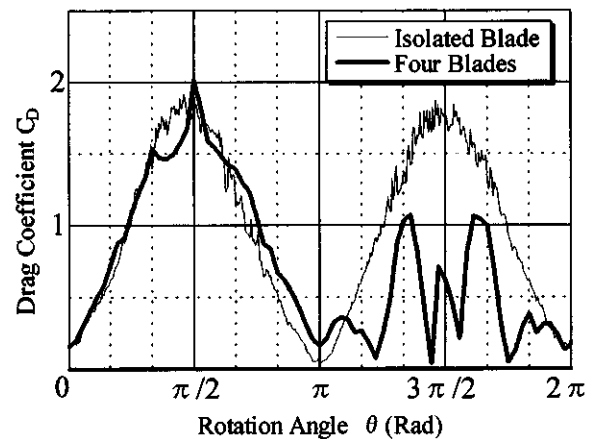


Fig.9 Drag Coefficient ($\beta=0^\circ$, $s=0$)

Fig.8を見ると、着目翼に対して上流側に他の翼が重なり始める $\theta = 135^\circ$ 付近から干渉の影響が現れている。特に、着目翼の位置と上流側の翼の位置が重なる方位角付近で大きな変化が見られ、 $\theta = 225^\circ$ 付近では、上流側の翼が流れを遮ることで負に作用する揚力を大きく減少させている。 $\theta = 270^\circ$ では、正に作用する揚力をほとんど得るこ

とが出来ない迎角なので、二つの結果に差はない。また、 $\theta=315^\circ$ では、 $\theta=225^\circ$ とは逆に流れが遮られることで、本来得られていた揚力が生じていないことがわかる。

次に、Fig.9を見ると、着目翼の上流側に位置する翼の後流の影響が現れ始める $\theta=180^\circ$ 以降の殆どの範囲で干渉の影響を受け、1枚翼に比べ抗力の低減が見られる。特に、着目翼の位置と上流側の翼の位置が重なる $\theta=225^\circ$ 付近、 $\theta=270^\circ$ 付近、 $\theta=315^\circ$ 付近で、抗力は大きく減少している。

3.2.2 回転力係数 C_T 式(7)により求めた着目翼の回転力 C_T の方位角 θ に対する変化を、取付角 $\beta=0^\circ$ 及び周速比 $s=0$ についてFig.10に示す。

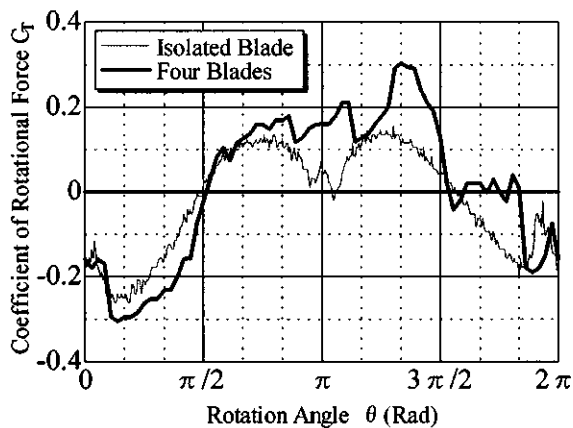


Fig.10 Coefficient of Rotational Force ($\beta=0^\circ, s=0$)

$20^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ では、Fig.8で見られる C_L の若干の低下と、Fig.9で見られる C_D の低下($60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$)により、 C_T は4枚翼の方が1枚翼よりも低下している。しかし、 C_L, C_D で干渉の影響が顕著に見られた $135^\circ \leq \theta \leq 330^\circ$ の範囲では、全体的に4枚翼の方が1枚翼よりも C_T は大きく増加している。つまり、干渉により翼の回転力は増加する傾向を示す。

3.2.3 回転エネルギー係数 C_E ここでは、 $s=0$ における1枚翼と4枚翼の回転エネルギー係数 C_E を比較する。Fig.11に回転エネルギー係数 C_E と取付角 β との関係を示す。ここで、1枚翼、4枚翼共に、 C_E は1枚の翼に対する値である。

図を見ると、干渉の影響を受けた結果、 C_E は4枚翼実験の方が本実験内の全ての取付角で大きな値を示すことがわかる。さらに、干渉がある場合においても、 C_E が最大となる風車起動時における最適取付角は、干渉のない場合とほぼ同様に、 $\beta=-70^\circ$ 付近であることを確認した。

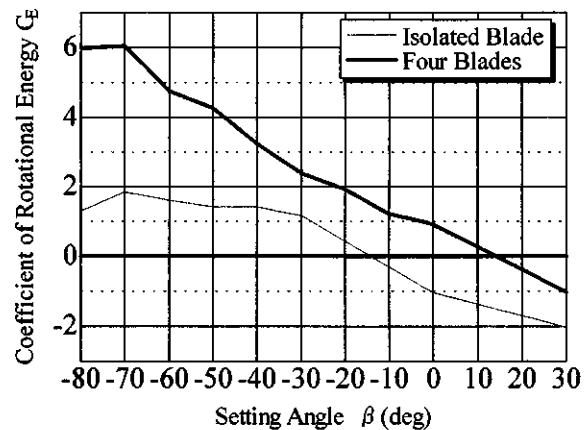


Fig.11 Coefficient of Rotational Energy ($s=0$)

4. 結論

1枚翼の翼面圧力計測結果で求めた空気力を用いて、周速比 s を考慮した風車性能計算を行なった。その結果、起動時(周速比 $s=0$)では $\beta=-62^\circ$ 程度が最大の回転エネルギーを得られる最適取付角であり、「抗力型」として起動させ、その後、風車が回転を始めてからは取付角を本来の「揚力型」である $\beta=-3^\circ$ に急速に漸近させるようにコントロールすると効率が良いことを示した。

次に、翼干渉が風車の空力特性に及ぼす影響を調べるために、「1枚翼実験」と「4枚翼実験」を行い、回転起動時(周速比 $s=0$)において比較した結果、上流側にある翼の干渉が顕著となる方位角の範囲で回転力 C_T が増大することがわかった。この回転力増大により全ての取付角の範囲で、干渉のある場合の方が回転エネルギーが大きくなることがわかった。さらに、干渉がある場合でも、風車起動時の最適取付角は $\beta=-70^\circ$ 付近であることが確認できた。

今後は、干渉の影響がある4枚翼実験でのデータを用いて、周速比を考慮した風車性能を求め、さらに、風車の出力や、翼枚数が及ぼす回転軸振動問題の解析を行ない、風車としての特性を調べる予定である。

参考文献

- 1) 江口正一, 石井進, 平本政明, 野口常夫, 平野孝典, 田中英穂, 藤本一郎; 風車用切欠き翼の空力特性に関する研究, ガスタービン学会第33回定期講演会講演論文集(2005)pp.107-111.
- 2) 平野孝典, 石井進, 平本政明, 田中英穂, 藤本一郎; 渦法による風車翼周りの流れの数値シミュレーション, ガスタービン学会第34回定期講演会講演論文集(2006)pp.85-89.

遠心圧縮機におけるディフューザ前縁渦の挙動と非定常流れ構造

*後藤 尚志, 大本 絵利, 太田 有, 大田 英輔 (早稲田大学)

Behavior of Leading-Edge Vortex and Mechanism of Unsteady Flow in Centrifugal Compressor

*Takashi Goto, Eri Ohmoto, Yutaka Ohta and Eisuke Outa (Waseda Univ.)

ABSTRACT

Behavior of diffuser leading-edge vortex in a centrifugal compressor is investigated by both experiments and computational analyses. In centrifugal compressor with vaned diffuser, while high pressure-rise characteristics can be obtained, radiated noise level becomes larger and steady operating range becomes narrower. Therefore, understanding the complicated unsteady flow structure within diffuser passage is important not only for the noise reduction but for the compressor performance improvement. The leading-edge vortex exists stationary at the front part of the diffuser passage, and its scale becomes larger when the mass flow rate is decreased. Finally, enough grew-up vortex covers the diffuser inlet passage to form a passage blockage. This phenomenon may be one of the undiscovered incipient pattern of the diffuser rotating stall. The hub side tapered diffuser vane can disturb the growth of the leading-edge vortex and also can improve the surge margin of the compressor.

Key words: Centrifugal Compressor, Tapered Diffuser Vane, Leading-Edge Vortex

1. 緒言

遠心圧縮機は羽根付ディフューザを採用すると、高い圧力上昇が得られる反面、騒音レベルが著しく増大し、安定作動範囲も狭くなる¹⁾。そのため、高効率・高圧力上昇を維持しつつ発生騒音の抑制可能な遠心圧縮機の開発が期待されている。遠心圧縮機の発生騒音低減化法については、従来より多くの報告がなされているが、圧縮機性能や非定常内部流れ場と関連させて騒音低減・性能改善を同時に指向した研究はほとんど見当たらない²⁾。

また圧縮機内の流れ場は、その構造上急激な逆圧力勾配下に存在することになるため、本質的には不安定で、逆流や渦、境界層剥離など様々な非定常挙動を呈することになる。このような非定常挙動下で発生する不安定現象の把握は、特に低流量運転時で重要になるが、遠心機の場合は内部流れ場の三次元性や非対称性が原因となって、軸流機の場合ほど解明が進んでいないのが現状である。

本報では、羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機において、案内羽根前縁でのスパン方向半径方向流速および入射角分布の違いが原因となって発生する渦（以下、前縁渦と略記）に着目し、実験および数値解析により、その挙動と性能・騒音との関係を調査した。この前縁渦は案内羽根前縁に定在的に存在し、ディフューザ案内羽根翼間入口部で主流を阻害することにより性能劣化の要因と

なる。さらに、この渦はディフューザ案内羽根入口部全体を覆うようなブロックageを形成することから、羽根付ディフューザを採用した遠心圧縮機における旋回失速初生の一要因となっている可能性が示唆される。

この前縁渦は、著者らがこれまでに提案した 3 次元テーパ形案内羽根³⁾を用いることで、発達の抑制が可能である。テーパ形案内羽根は案内羽根前縁に 3 次元テーパ加工を施すことで、発生騒音増大の主な原因である動静翼干渉騒音を抑制する目的で設計されたが、同時に流路ブロックageの発達を抑えて性能を改善する効果も確認された。

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

図 1 に本研究に用いた供試圧縮機の概略を示す。供試圧縮機は定格回転数 6000rpm、質量流量 1.64kg/s、圧縮比 1.1 の船舶用ディーゼルエンジンに用いられる過給機用遠心圧縮機である。供試羽根車は短羽根 7 枚とインデューサのついた長羽根 7 枚の計 14 枚から構成されている開放型羽根車であり、入口径 248mm、出口径 328mm となっている。ディフューザには 15 枚の案内羽根を設置した羽根付ディフューザを用いた。供試案内羽根には、チャンネルディフューザ用くさび型案内羽根と案内羽根前縁ハブ側にテーパ加工を施したテーパ形案

Table 1 Dimensions of Tested Compressor.

Tested Centrifugal Compressor		
Rotational Speed	N	7000 rpm
Mass Flow Rate	G	1.64 kg/s
Pressure Ratio	P_5/P_0	1.1
Impeller		
Number of Blades (Main + Splitter)	Z	14 (7+7)
Inlet Diameter	D_1	248 mm
Outlet Diameter	D_2	328 mm
Exit Blade Width	B_2	26.14 mm
Diffuser		
Blade Shape		Wedge
Number of Vanes	V	15
Leading Edge Diameter	D_3	360 mm
Trailing Edge Diameter	D_4	559 mm
Diffuser Width	B_4	26.14 mm

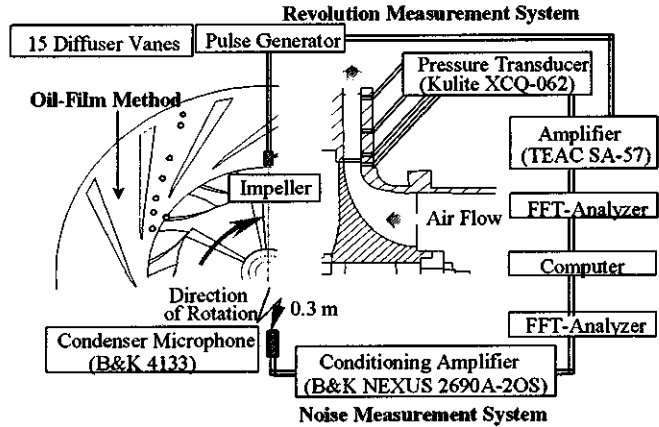


Fig. 1 Experimental Apparatus and Measuring System.

内羽根の 2 種類を使用した。テーパ形案内羽根の概観を図 2 に示す。テーパ部は案内羽根前縁から圧力面側(L_{ep})、負圧面側(L_{es})それぞれ翼弦長の 13.1%, 27.4%となるように 3 次元加工を施し、前縁幅は $B_T=0.8B_4$ とした。

2.2 実験方法

圧縮機出口圧力は吐出管出口後方に設置した差圧発信器、流量は下流管路に設置したオリフィスを用いて測定した。騒音測定は、吸込管軸線上 0.3m の位置に設置したコンデンサマイクロホンを用いて行った。ディフューザ内の圧力分布は案内羽根翼間ミッドピッチ 7 点と羽根車出口部 1 点の計 8 点に圧力センサを埋め込み測定した。図 3 に測定孔の概略を示す。また、ディフューザ案内羽根翼間内の流れ場を把握するため、油膜法にて可視化実験を行った。

3. 数値解析法

3.1 解析スキーム

連続の式、3 次元圧縮性 Favre-Filtered N-S 方程式、エネルギー保存則を支配方程式とし、有限体積的に離散化を行った。乱流モデルには Spalart らによ

り提唱された Detached Eddy Simulation(DES)を用いた。DES は LES/RANS ハイブリッド法で、壁面近傍に RANS、主流部に LES を用いる方法である。本研究では RANS に Spalart-Allmaras モデルを採用した。対流項には Weighted Compact Nonlinear Scheme(WCNS)により 5 次精度まで高精度化した Roe による FDS を適用し、拡散項は 2 次精度中心差分により評価した。また時間積分には、Newton-Raphson 反復法と、Crank-Nicolson 法を組み合わせることで時間 2 次精度を確保できる LU-SGS 陰的時間積分法を用いた。

3.2 解析対象

羽根車長羽根 1 翼間、ディフューザ案内羽根 2 翼間を解析対象とした。計算格子を図 4 に示す。羽根車領域は、短羽根を境に 2 領域に分けて解析を行った。格子点数はそれぞれ翼面上流れ方向に 300 点、周方向に 65 点、翼高さ方向に 65 点の計 253.5 万点である。ディフューザ領域は、案内羽根翼間と案内羽根後端部に分けて解析を行った。ディフューザ案内羽根の翼枚数は供試圧縮機では 15 枚であるが、数値解析では羽根車一翼間で解析を

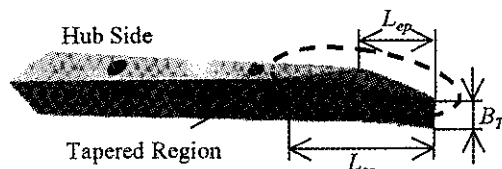


Fig. 2 Overview of Tapered Diffuser Vane.

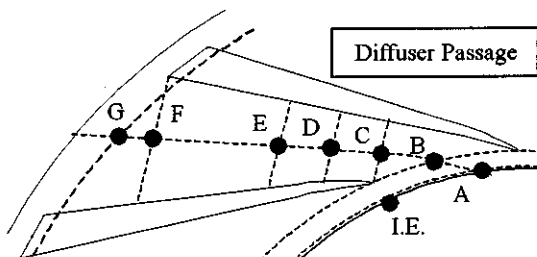


Fig. 3 Position of Pressure Measurement.

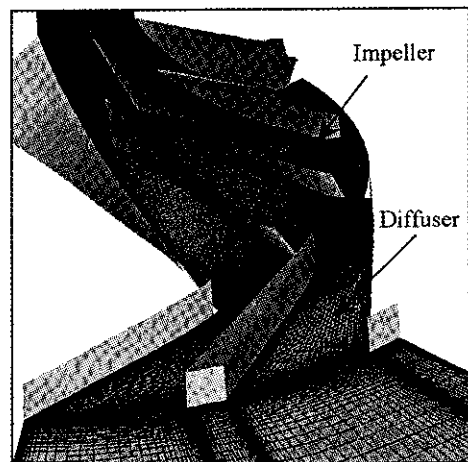


Fig. 4 Computational Grid.

行うため、14 枚に近似を行った。格子点数は案内羽根翼間部では翼面上流れ方向に 200 点、周方向 65 点、翼高さ方向 65 点とし、案内羽根後端部は流れ方向に 60 点、周方向に 25 点、高さ方向に 65 点の計 188.5 万点である。計算格子の総計は 442 万点である。最小格子幅は羽根車領域、ディフューザ領域ともに $1 \times 10^{-5} \text{m}$ とした。

4. 結果および考察

4.1 圧縮機特性

図 5 に供試圧縮機の性能曲線と発生する騒音レベルを示す。羽根なしディフューザに比べ、羽根付ディフューザを用いた場合には高い圧力上昇が得られている。その反面、安定作動範囲が狭まり、低流量域において右上がり不安定領域が拡大している。また、くさび型案内羽根 (15VD) とハブ側テーパ形案内羽根を比較すると、設計点 ($\phi=0.24$) および高流量域では、ほぼ同等の性能が得られる。それに対し、低流量域ではハブ側テーパ形案内羽根の方が高い圧力上昇が得られるとともに、サージマージンを改善することが可能である。

またテーパ形案内羽根は、ほぼ全流量範囲において発生騒音を低減可能である。これは、案内羽根前縁にテーパ加工を施したことにより、羽根車後流とディフューザ前縁との干渉面積が小さくなり、支配的な離散周波数騒音の音圧レベルが減少したためである。

4.2 ディフューザ案内羽根前縁渦

羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機の内部流れ場を調査するため、油膜法による可視化実験および数値解析を行った。油膜法による可視化の結果、前縁渦はディフューザ案内羽根前縁の負圧面シュラウド側に広い運転流量範囲にわたって存在している。この傾向は数値解析の結果からも、同様に確認された (図 6)。

数値解析によって得られた羽根車出口から案内羽根入口までの半径方向流速のスパン方向分布および案内羽根入口における入射角を図 7, 8 に示す。

半径方向流速はスパン方向に非常に不均一な分布を示しており、ハブ側に偏った流れとなっている。そのため、ハブ側スパン高さ 20% における流量は運転状態が $\phi=0.24$ から $\phi=0.16$ まで変化しても、あまり大きく変化しない。一方、ミッドスパンにおいては、低流量になるにつれて、半径方向流速の低下が確認され、シュラウド側においては、羽根車出口から案内羽根入口に進むにつれて、逆流が生じている。

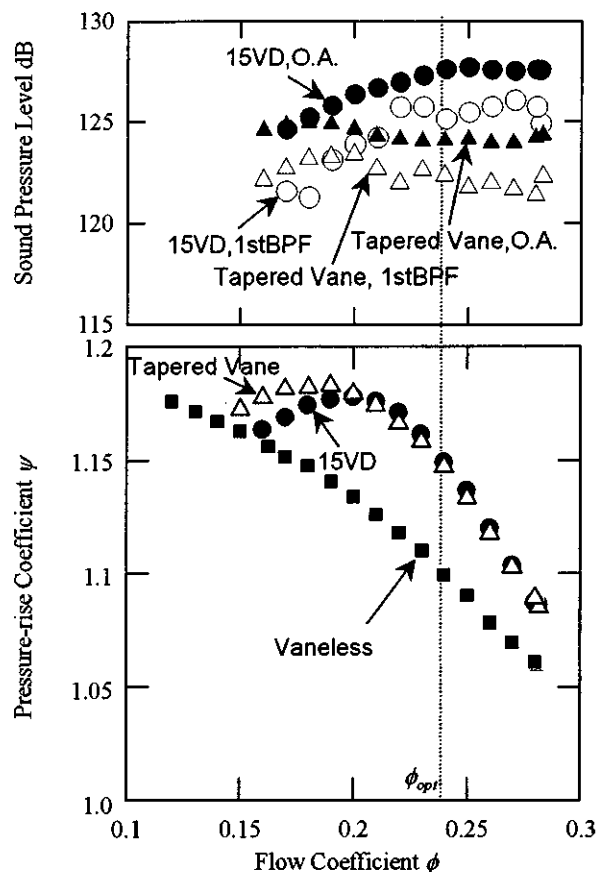


Fig.5 Compressor Performance and Noise Characteristics.

この半径方向流速分布により、シュラウド側には常に渦度が発生しており、逆圧力勾配の影響も受け、案内羽根前縁の負圧面シュラウド側に足をもつ前縁渦が発生し定在する。また流量低下に伴って、シュラウド側での逆流領域が拡大するため、この前縁渦の規模は次第に大きくなる (図 9-A2, B2 参照)。

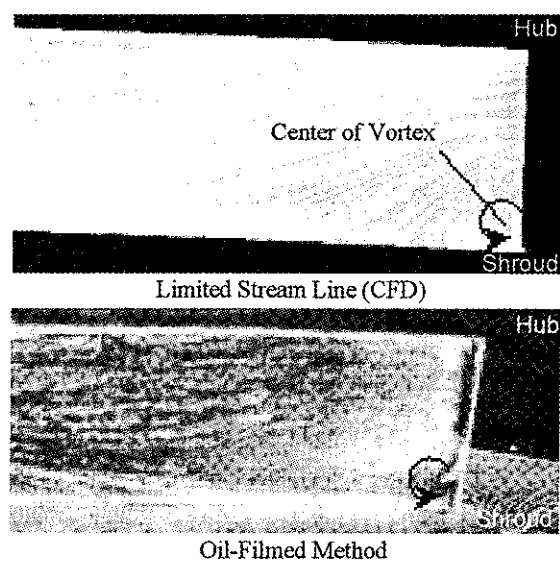


Fig.6 Figures of Leading-edge Vortex.

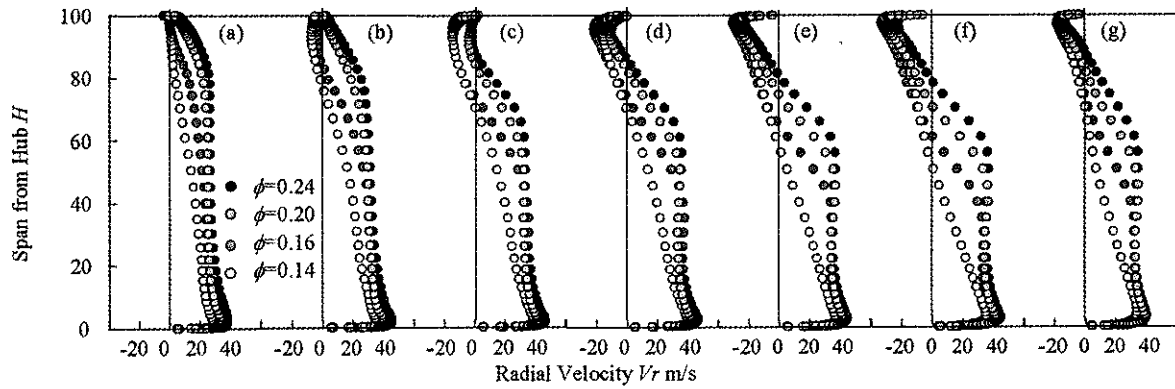


Fig.7 Distribution of Averaged Radial Velocity.

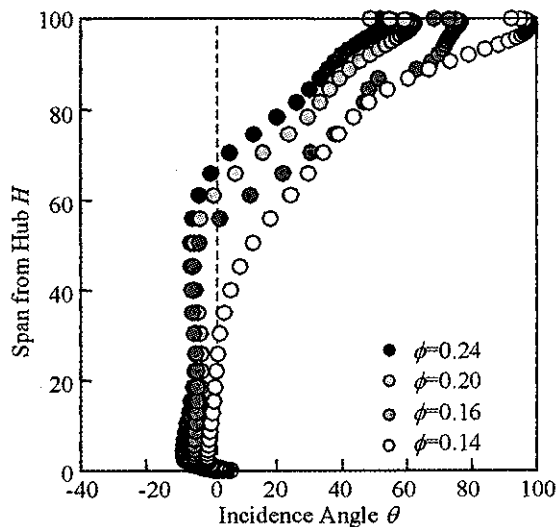
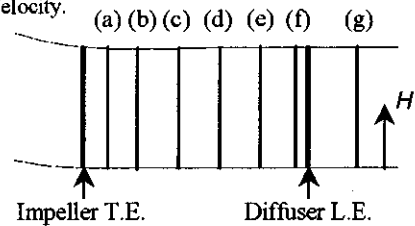


Fig.8 Averaged Incidence Angle.

ハブ側の半径方向流速はあまり流量変化に影響をされないことから、 $\phi=0.24$ から $\phi=0.16$ までは案内羽根入射角もスパン高さ 50%程度まではほぼ一定である。それに対し、シュラウド側では半径方向流速が低速なため、相対的に羽根車周速の影響を大きく受け入射角は正となる。このため、案内羽根前縁渦は羽根車回転方向に移流され、隣接案内羽根と干渉する。この特徴は、案内羽根前縁の分岐線（図 9-A1, B1）により確認できる。この分岐線は流量の低下とともに下流に移動していることがわかる。これは、流量低下にともない前縁渦がより大きく成長し、逆流量が増加したためである。このように、案内羽根のど部近傍において、前縁渦はディフューザ内部の流れを阻害する形で横たわり、ディフューザ性能に大きな影響を及ぼす。

この前縁渦の成長によるディフューザ内部流れ場に与える影響を図 10 に示す。低流量運転時（ $\phi=0.14$ ）では、前縁渦はさらに大きく成長して不安定となり、ディフューザ 2 翼間のうち 1 翼間の流れを交互に阻止する流路ブロックを形成す



る（図 10 (ii)）。このように、前縁渦の影響が隣接翼を越えて複数翼間に及ぶ現象はディフューザ旋回失速の一要因となる可能性が示唆される。

4.3 テーパ型案内羽根による前縁渦の挙動

前縁渦の抑制を指向し、著者らがこれまでに提案したハブ側テーパ形案内羽根を適用した実験を行った。油膜法の結果を図 11 に示す。設計運転時（ $\phi=0.24$ ）では、くさび型およびテーパ形案内羽根は分岐線の位置や前縁渦の大きさ、位置などよく似た傾向を示している（図 9, 図 11）。このため、ディフューザ性能に大きな違いはなく、圧縮機性能は同等な結果が得られている。一方、低流量域（ $\phi=0.18$ ）においてテーパ形案内羽根を設置すると、前縁渦は成長しない（図 11-D2）。また負圧面上の流れは、くさび型案内羽根設置時には流量低下に伴ってシュラウド側からハブ側に移動している（図 9-A3, B3）。それに対し、テーパ形案内羽根を用いると、設計運転（ $\phi=0.24$ ）とほぼ同じ傾向を示す（図 11-C3, B3）。これらにより、逆流量も増加せず、分岐線（図 11-D1）は設計運転時とほぼ同様の位置に存在し、ディフューザ性能の劣化が抑制できる。しかし、ハブ側テーパ形案内羽根を用いた場合に前縁渦を抑制できる要因はまだ不明な点が多く、今後数値解析による調査が必要であると考えられる。

次に、ディフューザ案内羽根翼間内の圧力測定結果に式(1)を用いて圧力回復係数を求めた結果を図 12 に示す。

$$C_p = 2(P - P_{IE}) / \rho V_{IE}^2 \quad (1)$$

ただし、添字 IE は羽根無しディフューザ設置時における羽根車出口における実験値を意味する。

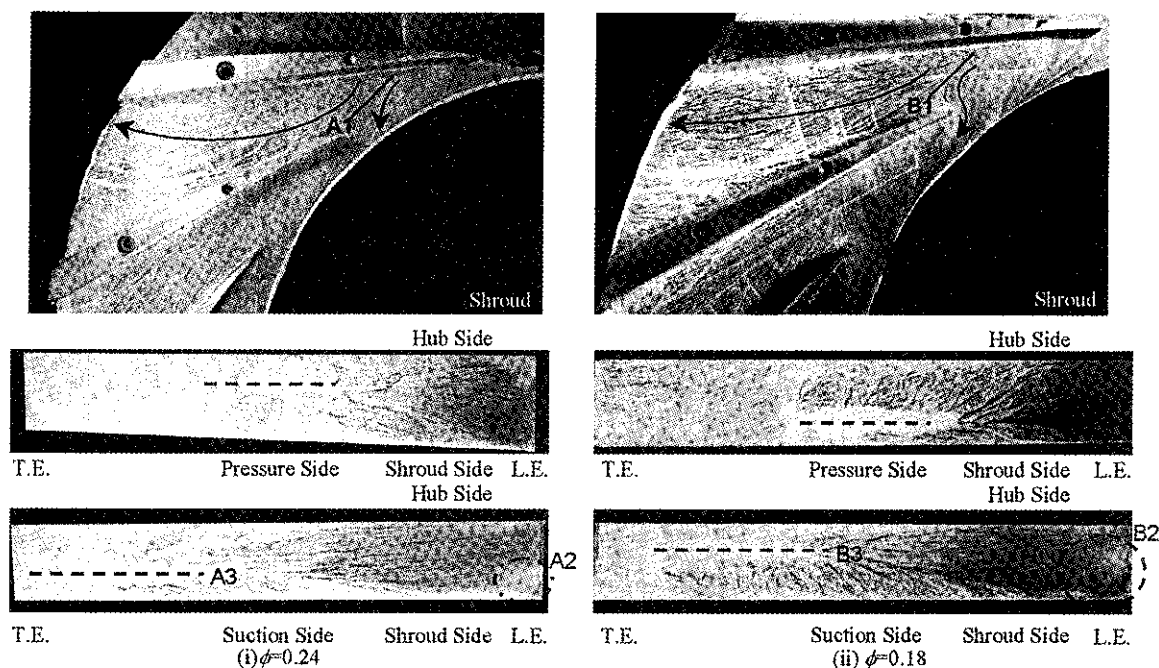


Fig.9 Visualization of Flow Fields in Diffuser Passage by Oil-Film Method (15VD, $N^*=6000$).

ディフューザ内の圧力は、羽根車出口（図 12-I.E.）から案内羽根のど部（Throat）にかけて、急激に上昇し、案内羽根後縁（T.E.）まで緩やかに回復する。設計運転時（ $\phi=0.24$ ）には、くさび型およびテーパ形案内羽根翼間の圧力回復の傾向に大きな違いは確認されない。一方、低流量運転時（ $\phi=0.18$ ）では、テーパ形案内羽根は羽根車出口からのど部までの区間での圧力回復の勾配が小さく、

のど部からディフューザ後縁までの領域では、勾配が大きくなっている。その結果、全体的にテーパ形案内羽根を用いるとディフューザ部では、圧力回復の負荷分布の偏りが改善され、ディフューザ部での性能劣化を抑制可能であると考えられる。

また実機試験では実験・計測困難な遷音速運転時における前縁渦の挙動を調査するため、回転数を $N=22000\text{rpm}$ に設定し、設計運転時（ $\phi=0.24$ ）に

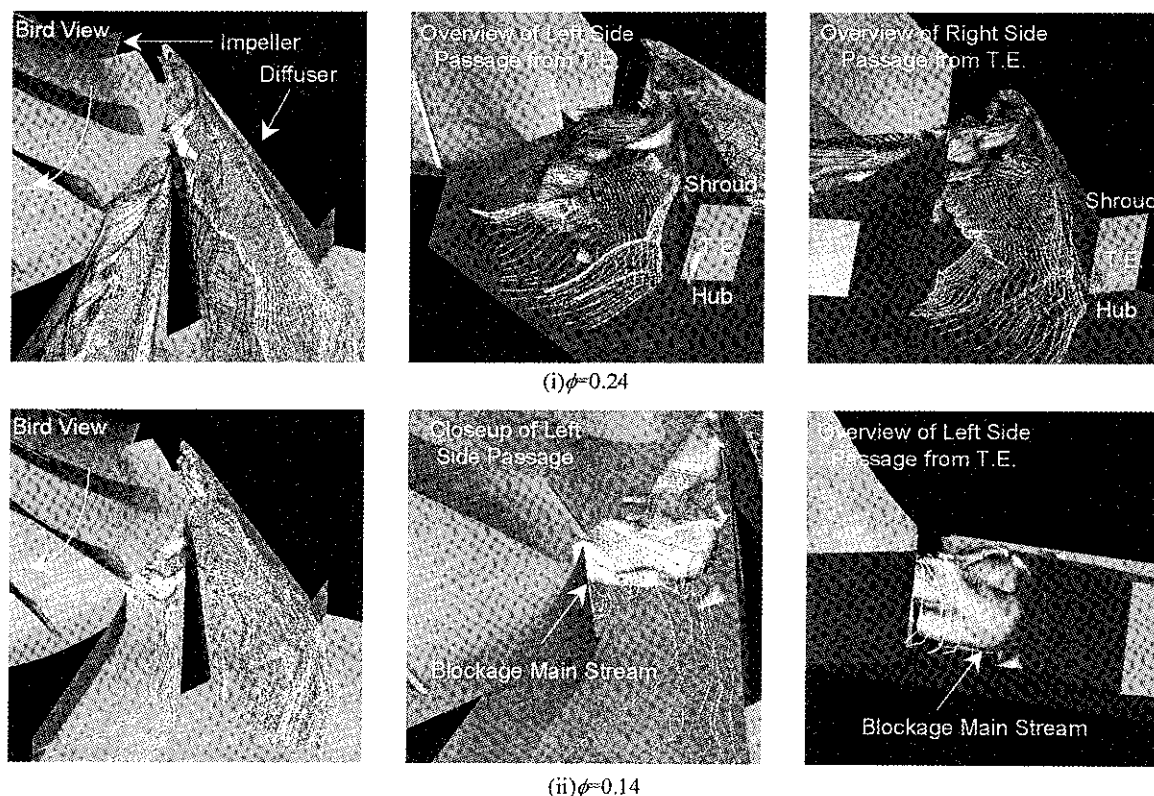


Fig.10 Behavior of Leading-edge Vortex in Diffuser Passage.

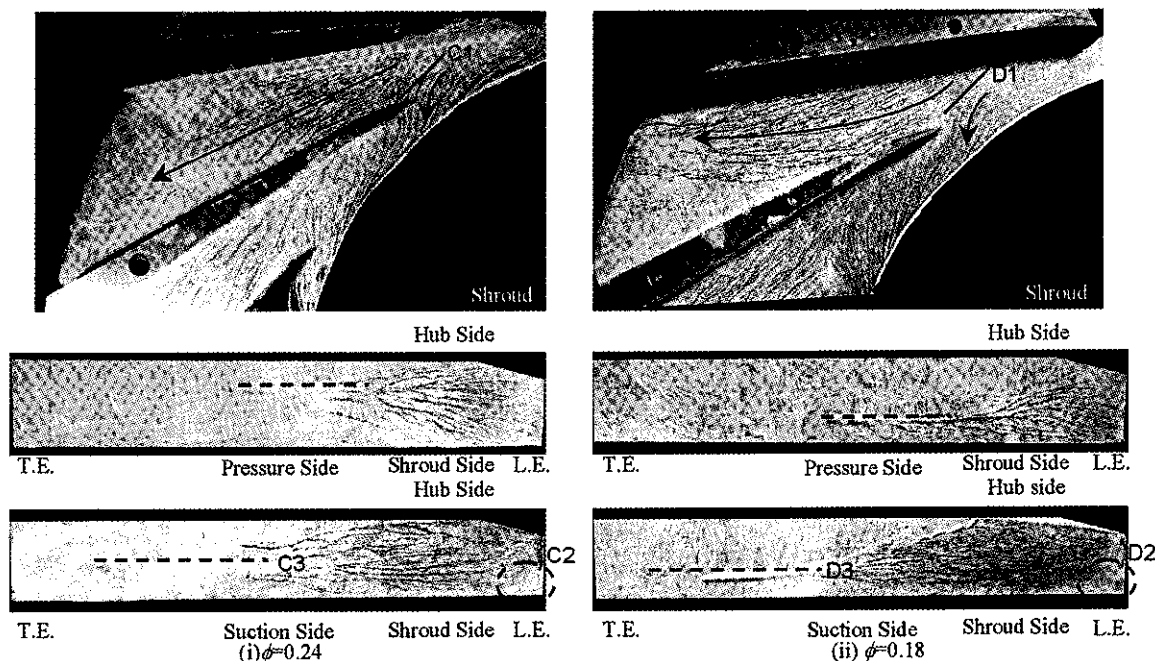


Fig.11 Visualization of Flow Fields in Diffuser Passage by Oil-Film Method (Hub-Side Tapered Vane 80%, $N^*=6000$).

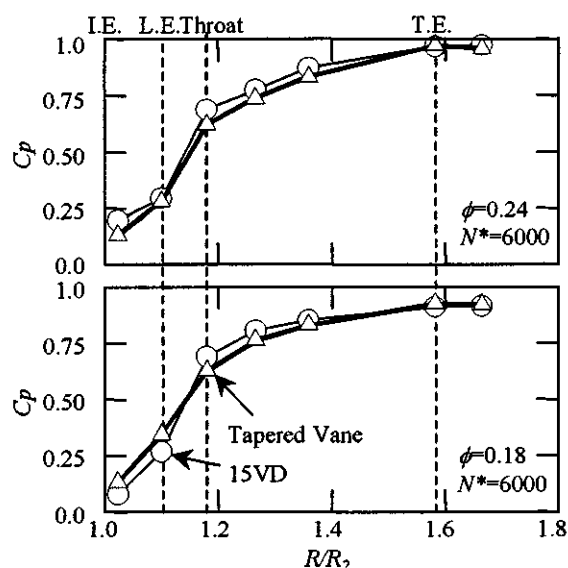


Fig.12 Pressure Recovery Coefficient.

において数値解析を実施した。その結果、前縁渦は $N=6000\text{rpm}$ 運転時と同様、案内羽根前縁のシュラウド側に存在することを確認した (図 13)。高速運転時での前縁渦の挙動や、失速との関連については、今後更なる調査が必要である。

5. 結言

羽根付ディフューザを用いた遠心圧縮機に対して、ディフューザ案内羽根前縁の負圧面シュラウド側に形成される前縁渦の挙動およびその渦による圧縮機内部の非定常流れ構造について実験的、数値的調査を行った。その結果を以下にまとめる。

- (1) 羽根車出口のスパン方向の半径方向速度分布および、ディフューザ内の急激な圧力勾配によ

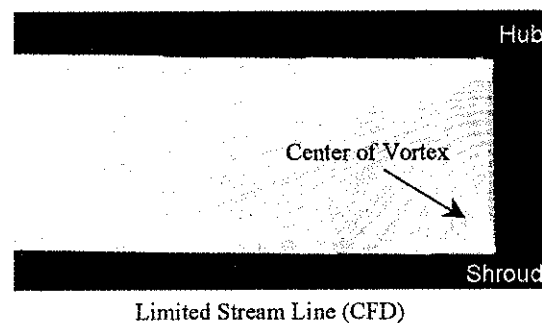


Fig. 13 Behavior of Leading-Edge Vortex (15VD, $N=22000$).

り案内羽根前縁では渦が定在する。

- (2) 前縁渦はディフューザの翼間流れを阻害し、圧縮機性能劣化の要因となる。またこの渦は、流量低下とともに大きく成長し、低流量時には案内羽根翼間を覆うようなブロッキングを形成し、案内羽根を有する遠心圧縮機における旋回失速初生の一要因になっていると示唆される。
- (3) 発生騒音の低減が可能なハブ側テーパ形案内羽根を用いると流量低下に伴う前縁渦の成長を抑制可能である。また同時に、低流量時における圧縮機性能を改善し、サージマージンを増大可能である。

参考文献

- 1) Yoshinaga, Y., et al., Trans. of ASME, Journal of Fluid Engineering, Vol.102(1980), pp. 486-493
- 2) 速水洋, 妹尾泰利, 宇都宮浩司, 河口紀宣勝, 機論, 55-511, B(1989), 758.
- 3) Goto, T., Ohta, Y., Outa, E. Proceedings of IGTC 2007, TS-033.

高高度無人機における圧縮機翼列の空力特性に関する研究

*児玉 大樹 (東大院), 渡辺 紀徳 (東京大学),
姫野 武洋 (東京大学), 鶴沢 聖治 (東京大学)

Reynolds Number Effects on Aerodynamic Characteristics of Compressor Cascade for High Altitude Long Endurance Aircraft

*Taiki Kodama(Univ. of Tokyo), Toshinori Watanabe(Univ. of Tokyo),
Takehiro Himeno(Univ. of Tokyo) and Seiji Uzawa(Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

In the jet engines on the aircrafts cruising at high altitude over 20 km with subsonic speed, the Reynolds number in terms of the compressor blades becomes very low. In such operating conditions, it is widely reported that total pressure loss of the air flow through the compressor cascades increases dramatically due to separation of the boundary layer and the secondary-flow. In the present study, the flow fields in the transonic compressor were simulated under the several conditions, which corresponded to the operation at sea level static and at high altitude with low density and temperature. It was found that the compressor performances deteriorated at high altitude conditions. In the flow fields of the compressor cascade, the separation region on the blade surface became lager, and the radial and reverse flow around the trailing edge became stronger than those under sea level static condition.

Key words: Compressor, Cascade, High Altitude Long Endurance Aircraft, Reynolds Number Effects

1. はじめに

近年、無人航空機は急速に発展し普及している。この無人航空機の中で、地球環境の観測や無線通信の中継基地などを任務とするものは、高高度(高度 20[km]付近)を飛行することが求められる¹⁾。その理由は、第一に民間航空機への安全性を確保するために民間航空機よりも高空を飛行する必要があること、第二に高度の上昇と共に地上の情報収集を行える範囲、また地上へ情報を提供できる範囲が拡大されるためである。更に、この無人航空機は長時間の飛行が求められるため低速で飛行する必要がある。

高高度を低速で飛行する無人航空機(以下、高高度無人機)においては、ジェットエンジン内流れのレイノルズ数が大きく低下し、その影響を無視することはできない。一般に、低レイノルズ数域では境界層剥離の発生や二次流れの増大によってターボ機械の効率が急激に減少し^{2),3)}、また、作動線がサージ線に近付きサージマージンが狭くなる^{4),5),6)}ことが知られている。このため、低レイノルズ数域で作動する圧縮機翼列の開発においては、レイノルズ数の影響を考慮しなければ、性能が大幅に劣化することになる。よって、低レイノルズ数域で作動する翼列の空力特性を解明するための研究が現在までに種々行われてきた⁷⁾。しかし、それ

らの研究では低レイノルズ数且つ低マッハ数域の流れ場を対象としており、現在、高高度無人機のジェットエンジンで問題となっている低レイノルズ数且つ高マッハ数域の流れ場を対象とした研究は、その実験の困難さからほとんど見られず、詳細な流れ場は明らかではない。

本研究においては、圧縮機翼列の空力特性に及ぼすレイノルズ数の影響に関する知見を得ることを目的に、遷音速圧縮機動翼列が様々な高度において作動した状況を模擬し、各高度での翼列性能と流れ場の変化を調べ、レイノルズ数の影響を考察した。

2. 解析法

2.1 翼列モデル

解析対象は NASA Rotor37⁸⁾とした。周知のように、このモデル翼列は 1970 年代に NASA Lewis 研究所で設計され、試験に供されたもので、詳細な設計仕様と計測データが公表されており、その後の圧縮機流れの数値解析において、頻繁に利用されている。Table 1 に主な設計パラメータを示す。Fig.1 はローターの概形と、実験における 4 ヶ所の計測面(stn1~4)を示している。

2.2 数値解析法

基礎式は圧縮性三次元レイノルズ平均

Navier-Stokes 方程式で、空間離散化をセル中心有限体積法で行い、時間積分は LU-SGS スキームを用いたオイラー陰解法で行った。非粘性流束は三次 MUSCL 補間 SHUS スキームで評価し、粘性流束は中心差分的に評価している。乱流モデルには $k-\omega$ 二方程式モデルを用いた。

計算格子を Fig.2(a), (b) に示す。本研究では 1 ピッチ分の流路を対象とし、翼列方向の境界は周期境界として扱った。主流部分は H 型格子で、翼端間隙部分は Fig.2(b) に示されるように、O 型と H 型の格子で表現されている。主流部の格子数は流れ方向 124 セル、ピッチ方向 66 セル、スパン方向 86 セルである。また、翼端間隙部分ではスパン方向 16 セルとなっている。固体壁境界上の最小格子間隔は 5.0×10^{-6} で、壁面上で $y^+ < 1$ となるようにした。

解析は、ミッドスパンでの翼弦長を代表長さとしたレイノルズ数が、 1.6×10^6 、 4.8×10^5 、 1.0×10^5 の三つの条件において行った。これは Rotor37 が高度無人機の圧縮機であることを想定し、海面上、高度 10[km] および高度 20[km] において作動している状況を模擬している。すべての高度において修正回転数は設計回転数として 1800[rad/s] に固定した。現在は機速の影響は考えていない。

境界条件は、流入境界ではリーマン不変量を外挿し、全圧、全温および周方向速度を固定した。機速のない場合を想定しているため、各高度での静圧、静温を国際標準大気より算出し、流入境界での全圧、全温として与えた。すべての高度において修正回転数は一定としているので、回転数から周方向速度を算出し固定した。流出境界では単純半径平衡を仮定して静圧を固定した。内外壁と翼面上では滑りなし、断熱の条件を与えている。二つの流路間の境界は周期境界とした。スキーム自体は非定常解析が可能であるが、今回は定常解析を行っている。

Table 1 Design overall parameter for NASA Rotor37

Number of rotor blades	36
Tip solidity	1.288
Rotor inlet hub-to-tip diameter ratio	0.7
Rotor blade aspect ratio	1.19
Rotor tip relative inlet Mach number	1.48
Rotor hub relative inlet Mach number	1.13
Mass flow rate (kg/s)	20.93
Design wheel speed (rad/s)	1800
Tip speed (m/s)	454.136
Rotor total pressure ratio	2.106
Rotor adiabatic efficiency	0.877

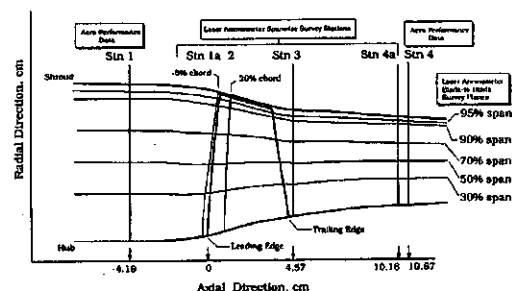
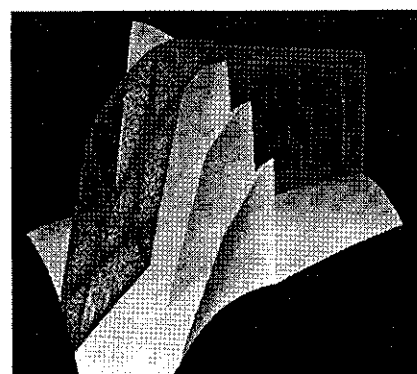
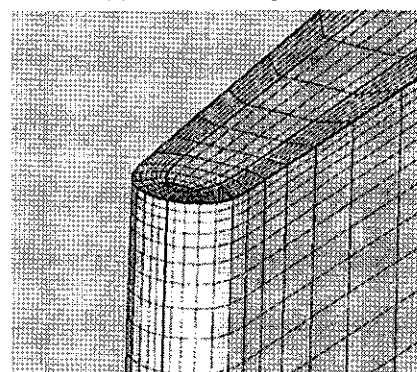


Fig.1 NASA Rotor37



(a) Main flow region



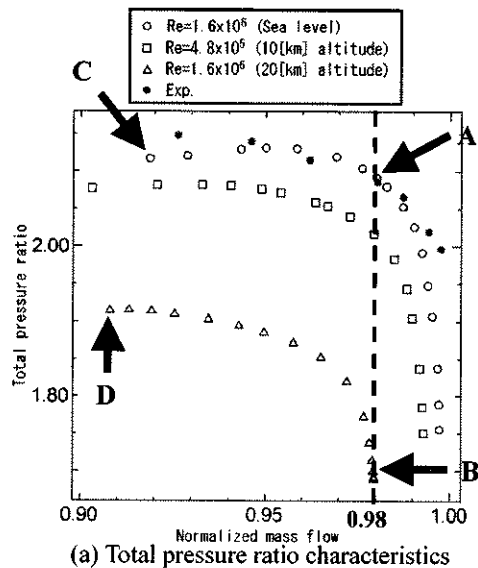
(b) Close-up of blade tip near leading edge

Fig.2 Computational grid for NASA Rotor37

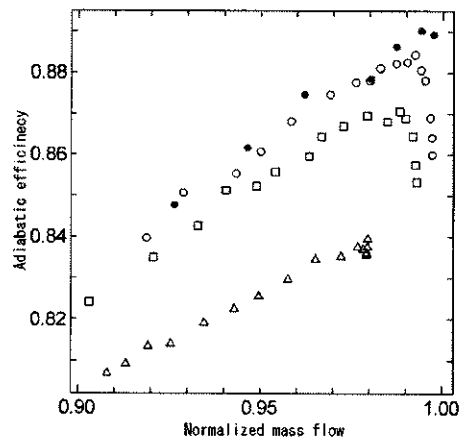
3. 数値解析結果

3.1 圧縮機性能に及ぼすレイノルズ数の影響

レイノルズ数の低下によって圧縮機性能がどのように変化するかを調べるため、各レイノルズ数において圧縮機特性曲線を描き、実験結果と比較を行った。Fig.3 に全圧比と断熱効率の特性曲線を、Fig.4 に 98%チョーク流量（設計点近傍）での出口全圧と全温のスパン方向分布の解析結果と実験結果の比較をそれぞれ示す。解析結果の $Re=1.6 \times 10^6$ は実験と同じ作動条件での解析結果である。まず、解析結果の $Re=1.6 \times 10^6$ と実験結果を比較すると、Fig.3、Fig.4 共に解析結果は実験結果と良好な対応を示していると思われる。これらより、本解析手法が定性的には妥当に Rotor37 の圧縮機内流れを再現していると判断し、これらの結果を基準として、レイノルズ数の影響を検討することにする。



(a) Total pressure ratio characteristics



(b) Adiabatic efficiency characteristics

Fig.3 Compressor map

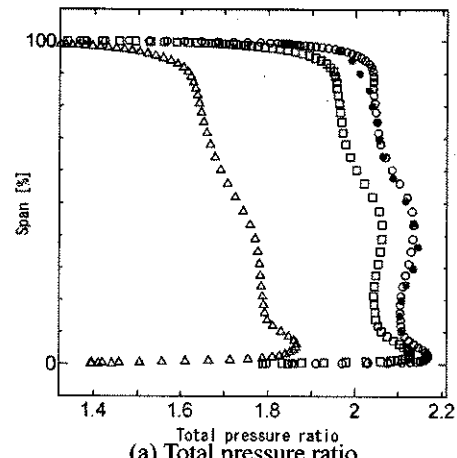
Fig.3 を見ると、作動高度の上昇によるレイノルズ数の低下によって、特性曲線はその形はあまり変えず低流量側へ、また全圧比と断熱効率が低下する方向へシフトしている様子が見られる。これは過去に、異なる圧縮機において行われた実験結果と同様の傾向であり¹⁾、数値解析において遷音速圧縮機翼列の空力特性に及ぼすレイノルズ数の影響を捕らえることができていると思われる。Fig.4 を見ると、レイノルズ数の低下によって全圧と全温が低下している様子が見られるが、特に翼端側において低下が著しくなった。

3.2 翼列内流れに及ぼすレイノルズ数の影響

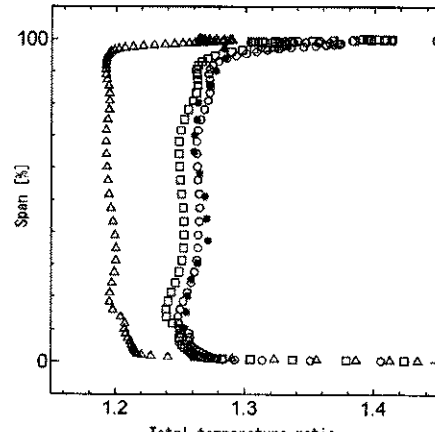
レイノルズ数の低下によって翼列内流れがどのように変化するかを調べるため、 $Re=1.6 \times 10^6$ と $Re=1.0 \times 10^5$ の流れ場を比較した。

3.2.1 設計点近傍における流れ場の変化

3.1 で見出された、レイノルズ数の低下による圧縮機性能の低下の要因を検討するため、設計点近傍である 98%チョーク流量での作動点 (Fig.3(a) の A と B) において流れ場の比較を行った。この二つの



(a) Total pressure ratio



(b) Total temperature ratio

Fig.4 Total pressure and temperature distribution at exit

作動点においては修正流量と修正回転数が等しいため、流れ場の違いはレイノルズ数の影響であると考えられる。

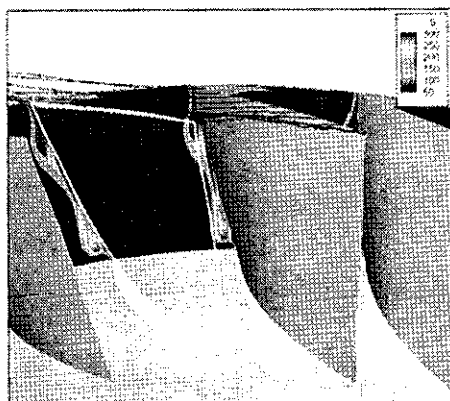
Fig.5 に翼間の流路断面でのエントロピーの分布を示している。まずレイノルズ数が高い場合の Fig.5(a) を見ると、翼面上とケーシング付近にエントロピーが生成した領域が見られる。前者は翼面上境界層の発達や剥離によって生じ、後者は翼端渦によると考えられる。レイノルズ数が低い場合の Fig.5(b) と比較すると、レイノルズ数の低下によって翼面上でのエントロピーが生成している領域は広がり、一方で、ケーシング付近では狭くなった。

Fig.6 に限界流線と壁面せん断応力の分布を示す。壁面せん断応力は軸方向成分が負の領域のみを示しており、これは境界層の剥離域に対応する。Fig.6 より、レイノルズ数の低下によって翼面上での剥離域が拡大している様子が見られる。これによって翼面上においてエントロピー生成が増加したと

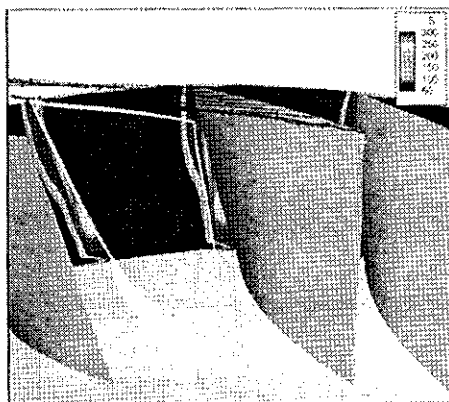
考えられる。

Fig.7にQ値と翼端付近の流線を示す。レイノルズ数の低下によってQ値が大きな領域は狭くなっており、翼端渦が弱められた様子が見られる。この原因を調べるため、翼面上圧力のコード方向分布を98%スパン位置において比較を行ったものをFig.8に示す。Fig.8より、レイノルズ数の低下によって翼面背側と腹側の圧力差が低下している様子が見られる。これによりレイノルズ数の低下によって翼端漏れ流れが減少し、翼端渦の生成が弱められたため、ケーシング付近のエントロピー生成が減少したと考えられる。これを確かめるため、Fig.9に翼端部における流速ベクトルを示す。Fig.9より、レイノルズ数の低下によって、流速ベクトルの翼に対して垂直方向の成分が減少している様子が見られる。

以上より、3.1で見出された圧縮機性能の低下は翼面上の剥離域の拡大によって生じたと考えられる。そして、Fig.4で見られるように翼端側において特に性能低下が著しいのは、Fig.6に見られるようにレイノルズ数の低下によって逆流領域が翼端側へ広がったためと考えられる。また、翼端渦はレイノルズ数の低下により弱められたため、それによる損失は減少した。

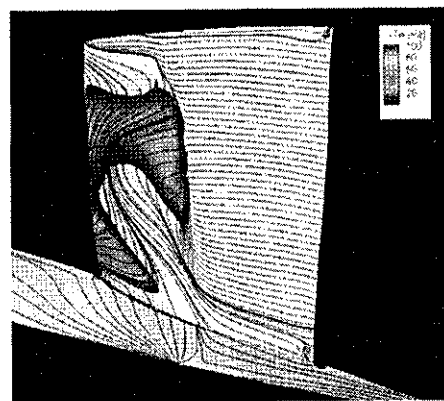


(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)

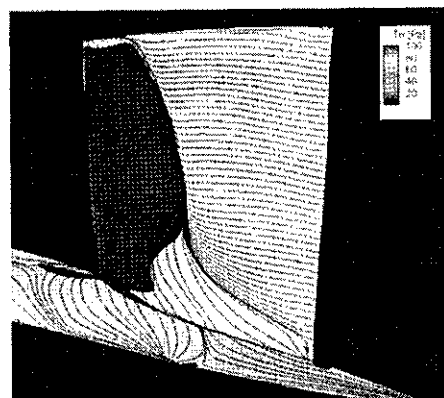


(b) $Re=4.8 \times 10^5$ (20[km] altitude)

Fig.5 Entropy contour

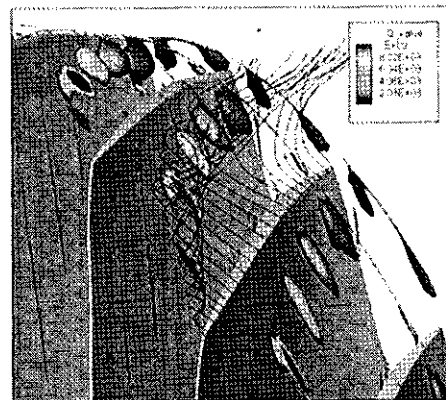


(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)



(b) $Re=1.0 \times 10^5$ (20[km] altitude)

Fig.6 Limiting streamlines and wall surface shear stress



(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)



(b) $Re=1.0 \times 10^5$ (20[km] altitude)

Fig.7 Q value and streamlines near the tip region

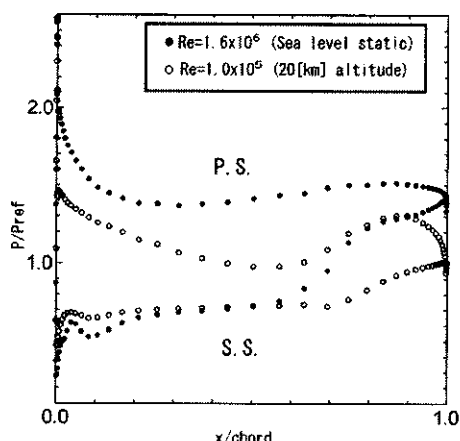


Fig.8 Pressure distribution on blade, 98% span

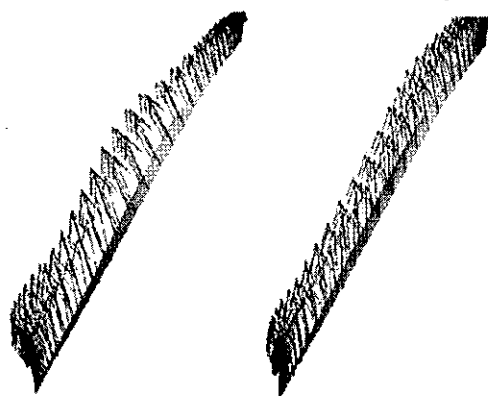


Fig.9 Velocity vector at tip clearance region
Left : $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)
right : $Re=1.0 \times 10^5$ (20[km] altitude)

3.2.2 失速点近傍における流れ場の変化

レイノルズ数の低下による失速点近傍の流れ場の変化を調べるため、Fig.3(a)のCとDにおいて流れ場の比較を行った。

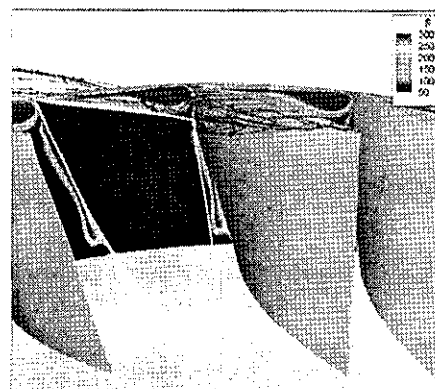
Fig.10 に翼間の流路断面でのエントロピーの分布を示している。レイノルズ数が高い場合の Fig.10(a)を見ると、ケーシング付近において大きくエントロピーが生成している領域が見られる。翼端部の流れの挙動から、このエントロピー生成は翼端渦によって生じたものと考えられる。一方で、レイノルズ数が低い場合の Fig.10(b)を見ると、ケーシング付近において大きくエントロピーが生成している領域が見られるが、翼端部の流れはそこには流れ込んでおらず、翼面上の境界層の影響によりエントロピー生成が生じたと考えられる。

Fig.11 に限界流線と壁面せん断応力の分布を示す。レイノルズ数が高い場合は、ミッドスパン付近において境界層が剥離すると、ティップ側とハブ側の両サイドから剥離域に流れ込み、翼面上のほとんどの領域において軸方向に向いた流れとなっている。そのため、Fig.10(a)に示すように、翼面上でのエントロピー生成が小さくなっていると考えられる。一方で、レイノルズ数が低い場合には、

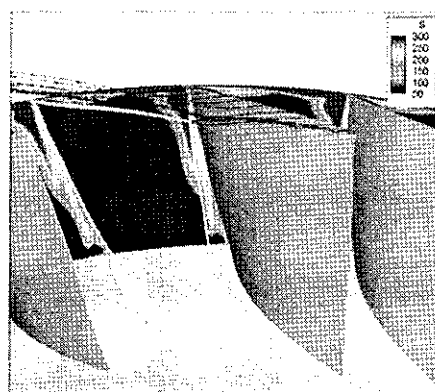
翼面境界層の剥離域に後縁側からの逆流が生じ、翼面上でのエントロピー生成が増加したと考えられる。

Fig.12 に Q 値と翼端付近の流線を示す。レイノルズ数が高い場合は翼端漏れ流れが複雑な挙動を示している様子が見られる。一方で、レイノルズ数が低い場合は設計点付近の作動での翼端渦の挙動とあまり変化していない。

以上より、失速点近傍においては翼面上に大きな剥離領域が形成され、その剥離領域への後縁側からの逆流はレイノルズ数の低下と共に強くなり、翼面上においてエントロピー生成が増加したと考えられる。また、翼端渦による損失はレイノルズ数の低下と共に減少した。Fig.10 を見ると主要な損失要因は、レイノルズ数が高い場合は翼端漏れ流れの複雑な挙動であるが、一方で、レイノルズ数が低い場合は翼面上境界層の剥離である様子が見られる。この様に、失速点近傍における流れ場において、レイノルズ数によって主要な損失要因が変化していることから、失速に至る要因もレイノルズ数によって変化することが考えられる。これは、従来指摘されているレイノルズ数低下によるサージマージン減少と関連がある可能性があるが、詳細は未だ不明であり、今後の研究により解明する必要がある。

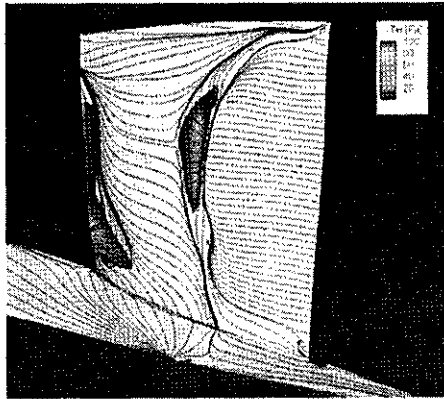


(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)

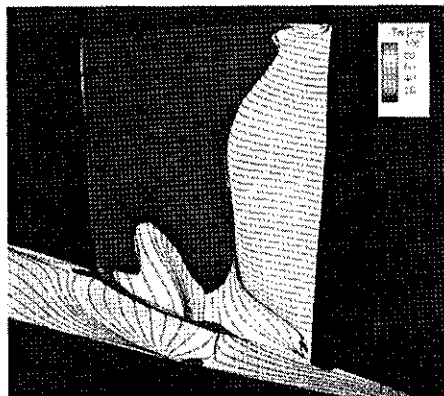


(b) $Re=1.0 \times 10^5$ (20[km] altitude)

Fig.10 Entropy contour

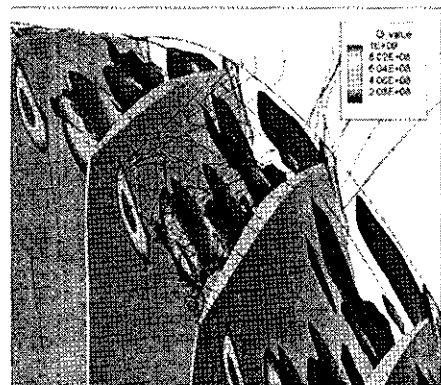


(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)

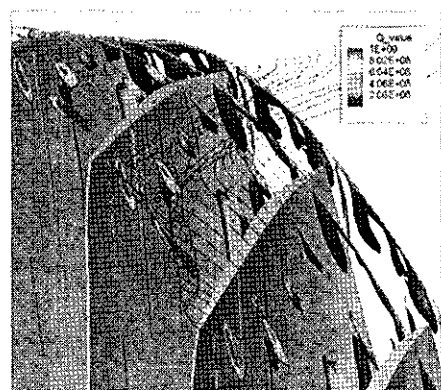


(b) $Re=1.0 \times 10^6$ (20[km] altitude)

Fig.11 Limiting streamlines and wall surface shear stress



(a) $Re=1.6 \times 10^6$ (Sea level)



(b) $Re=1.0 \times 10^6$ (20[km] altitude)

Fig.7 Q value and streamlines near the tip region

4. 結論

高高度無人機用ジェットエンジンにおいて、圧縮機翼列の空力特性に及ぼすレイノルズ数の影響に関する知見を得ることを目的に、遷音速圧縮機動翼列が様々な高度において作動した状況の数値解析を行い、以下の結論が得られた。

- (1) レイノルズ数の低下によって圧力比と断熱効率が低下した。その主な原因は翼面境界層の剥離であると考えられる。
- (2) 設計点近傍での作動においては、レイノルズ数の低下によって翼面上での剥離域が拡大し、エントロピー生成が大きくなったが、一方で、レイノルズ数の低下によって翼面背側と腹側の圧力差が低下したため翼端渦によるエントロピー生成は低下した。
- (3) 失速点近傍での作動において、レイノルズ数が高い場合は翼端漏れ流れの複雑な挙動が主要な損失要因であるが、レイノルズ数が低い場合は翼端漏れ流れの挙動は変化せず翼面上境界層の剥離が主要な損失要因であると考えられる。

参考文献

- 1) 例えば David J. Bents, Ted Mockler, and Jaime Maldonado, "Propulsion System for Very High Altitude Subsonic Unmanned Aircraft", NASA/TM-1998-206636, April 1998
- 2) Bullock, R. O.; Johnsen, I. A., "Aerodynamic Design of Axial Flow Compressors", NACA SP-36, 1965
- 3) H. G. Rhoden, M. A., Wh. Sc., "Effects of Reynolds Number on the Flow of Air through a Cascade of Compressor Blades", ARC R&M, No.2919, June 1952
- 4) A. B. Wassell, "Reynolds Number Effects in Axial Compressors", Journal of Engineering for Power, April 1968
- 5) 神津正男, 八島聡, 「レイノルズ数がターボファンエンジンの飛行性能に及ぼす影響について」, 日本ガスタービン学会誌 Vol.16, No.63, 1988, pp78-87
- 6) Curtis L. Walker, S. C. Huntley and W. M. Braithwaite, "COMPONENT AND OVER-ALL PERFORMANCE EVALUATION OF AN AXIAL-FLOW TURBOJET ENGINE OVER A RANGE OF ENGINE-INLET REYNOLDS NUMBERS", NACA RM E52B08
- 7) 例えば Garth V. Hobson, Denis J. Hansen, David G. Schnorenberg and Darren V. Grove, "Effect of Reynolds Number on Separation Bubbles on Compressor Blades in Cascade", Journal of Propulsion and Power, No.1, January-February 2001
- 8) Reid, L., and Moore, R. D., "Design and Overall Performance of for Highly Loaded High Speed Inlet Stages for an Advanced High-Pressure-Ratio Core Compressor", NASA-TP-1337,1978

軸流圧縮機動翼列の内部流れ場に及ぼす 後置静翼の影響に関する数値解析

* 亀井 裕介 (岩手大院), 船崎 健一, 山田 和豊 (岩手大)

Numerical Analysis on Effect of Downstream Stator on Flow Field in an Axial Compressor Rotor

*Yusuke KAMEI, Ken-ichi FUNAZAKI and Kazutoyo YAMADA(Iwate Univ.)

ABSTRACT

The purpose of this study is to investigate the effect of downstream stator on a stall event in a low-speed axial compressor. Unsteady RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) simulations were performed for the compressor with isolated rotor and stage conditions. The simulation showed that in the rotor passage a separate vortex from the tip leakage vortex occurred periodically near the casing wall prior to the stall and caused the unsteadiness of the tip clearance flow field. The flow in the vortex core rotated in the counter direction to that in the tip leakage vortex. That vortex has similar features to the "induced vortex", which was observed in the spike-type rotating stall inception. At near-stall condition, the boundary layer separation happened on the suction surface of the stator blade as well as the rotor blade, but that separation might not have much effect on the stall inception, because it was far away from the rotating stall started from the leading edge separation in the rotor.

Key words : Axial Compressor, Rotating Stall, Tip Leakage Flow, Numerical Analysis

1. 緒言

軸流圧縮機は大流量かつ高効率という特長を有しており、航空用エンジンや産業用ガスタービンに用いられるターボ機械である。しかし、安定動作範囲は旋回失速やサージの発生によって制限される。旋回失速は、低流量領域において局所的な失速（失速セル）が周方向に伝播する現象であり、圧縮仕事の低下だけでなく、翼に繰り返し荷重をかける原因となり疲労破壊を招く可能性がある。また、初期擾乱の違いから大スケールのモーダル型と小スケールのスパイク型に区別されている。

翼列全周を解析領域とする旋回失速初生の数値計算では、多段圧縮機の解析は計算負荷が極度に大きいこともあり、動翼列単体の解析が多く、多段を対象としたものは少ない。したがって、翼列間干渉が旋回失速の非定常流動現象に及ぼす影響はほとんど調べられていない。動翼列単体での解析によって、翼先端漏れ渦の崩壊がもたらすブロック効果^[1]や、翼先端漏れ流れが隣接翼先端の前縁を回りこむ現象"spillage"^[2]によってスパイク型旋回失速初生が特徴付けられるなどということが解明されてきている。しかし、上述のように多段圧縮機での数値解析は少なく、旋回失速初生の流れ場に及ぼす上流および下流翼列の影響は不明である。また、低速の多段軸流圧縮機の試験装置を用いて非定常流れ場の計測^[3]が

行われ、失速初生に及ぼす翼列間距離の影響が調べられているが、実験で計測された結果だけでは旋回失速初生の複雑な非定常流動の理解が不十分であるために、その影響は不明である。

本研究では、軸流圧縮機動静翼列における旋回失速初生の非定常流れ場に及ぼす後置静翼の影響を調査することを目的として、動静翼列それぞれ4流路での段解析を実施し、圧縮機内部の流れ場を詳細に調査するとともに、動翼列単体での解析結果と比較を行った。

2. 解析対象

九州大学流体科学研究室所有の多段軸流圧縮機^[3]を解析対象とした。供試圧縮機は図1に示すように、IGV（入口案内羽根）、前置静翼、動翼、後置静翼、OGV（出口案内羽根）から構成されている。

翼形状は動翼、静翼ともにNACA65系を採用しており、設計点における流量係数 ϕ （軸方向流速を動翼先端周速で無次元化）は0.50、全圧上昇係数 ψ （全圧上昇を動翼先端周速に相当する動圧で無次元化）は0.4335である。なお、設計回転数は1800rpmで

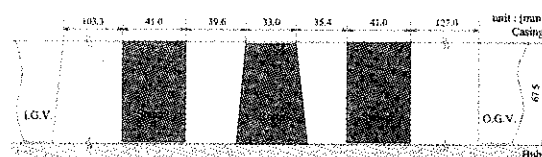


Fig. 1 Schematic view of test section

ある。ケーシング直径は 450mm であり、ハブ比は 0.7、動翼先端でのコード長が 50.1mm、翼先端隙間は 0.5mm (1%翼先端コード)、動翼と静翼の翼枚数はそれぞれ 24 枚と 22 枚である。

3. 計算手法

3.1. 計算手法

Reynolds 平均を施した非定常三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とした。数値計算コードは、有限体積法を用いた緩和型陰の高解像度スキームに準拠して構築された [4][5]。非粘性・粘性流束および体積力は時間方向に全て陰的に離散化され、空間上では六面体セルを用いた 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 MUSCL 法 [6] を用いて高次精度化した SHUS [7] を用いており、非粘性流束は Gauss の発散定理を用いて中心差分的に求められた。乱流モデルには、 $k-\omega$ モデルを採用した [8]。また、線形化されて得られた連立一次方程式は、近似因子化法によらず、Gauss-Seidel 形の点緩和法により解いている。非定常計算を行う場合には、各時間ステップにおいて内部反復を施し時間精度を最大二次精度とした [9]。

3.2. 境界条件

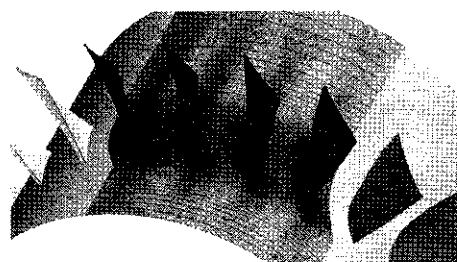
本解析では計算領域の境界の外側に仮想セルを設けている。仮想セルには各境界条件を満足するように物理量が与えられ、計算領域内部と同じスキームを用いて境界での流束が評価される。

入口境界には実験で得られた前置静翼下流のピッチ方向平均された速度分布と圧力分布を与えており、出口では流量を釣り合わせるように圧力を補正している。段解析において、動翼列と静翼列のブロック間の境界では、相対的にお互いのブロックが移動するため、仮想セルには半径方向および周方向に補間した物理量を代入した。

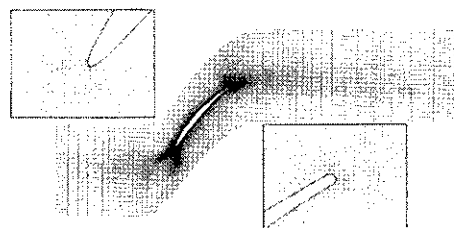
3.3. 計算格子

動翼単体での計算に用いた格子を図 2 に示している。定常計算では動翼 1 流路について計算を行い、非定常計算では実験において 5 つまたは 6 つの小スケールの失速セルが発生することを考慮して、動翼列 4 流路について計算を行った。また、本研究では格子の歪みを小さくするためにマルチブロック法を用い、J 型のトポロジーを採用している。スパン方向の格子点数は 140 点であり、クリアランスには 20 点が設定された。動翼 1 流路あたりの格子点は約 150 万点であり、4 流路の総格子点は約 600 万点となる。

段解析に用いた格子は図 3 に示している。動翼と静翼の翼枚数比は 12 対 11 であるが、本解析では簡素化のため 1 対 1 となるように静翼を 24 枚と仮定



(a) Overall view (four passages)



(b) Close up (rotor tip)

Fig. 2 Computational grid for isolated rotor calculation

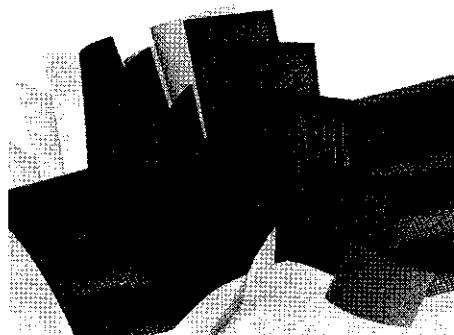


Fig. 3 Computational grid for stage calculation

し、動翼列単体の計算と同様に 4 流路を解析領域にした。なお、静翼についても J 型のトポロジーを採用した。1 流路あたりの格子点は動翼、静翼ともに約 150 万点であり、総格子点は約 1200 万点である。なお、どちらの格子も滑りなしの断熱条件を適用するために壁面の最小格子幅は、 $y^+ < 1$ を満足するように十分小さく設定している。

4. 動翼列単体解析の結果

本研究では、旋回失速初生の流れ場が捕らえられるように失速ヒステリシスの影響を避けて、実際の実験と同様に高流量側から徐々に流量を減少させた。流量係数 $\phi = 0.375$ での定常解析の結果を初期解として、入口音速と動翼先端半径に基づく無次元時間が 5.0 経過する毎に、流量係数を 0.001 ずつ段階的に減少させた。なお、動翼 1 回転に要する無次元時間は約 51.0 である。旋回失速初生の現象が確認できた時点で、流量を固定して解析を行った。以下に、その旋回失速初生の現象が現れた流量係数 $\phi = 0.362$ の流れ場について示す。

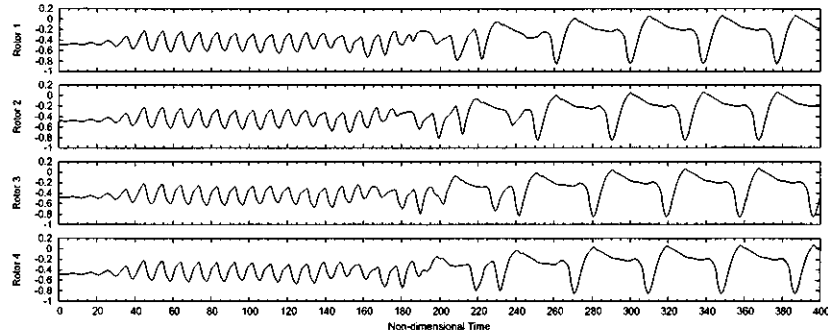


Fig. 4 Time history of pressure coefficient on the casing wall near leading edge

図4は、ケーシング壁面での圧力係数の時間変化を示している。同図は動翼とともに回転する座標系から得られたものであり、4枚の各動翼の前縁付近における圧力の時間変動である。実験でケーシングに埋め込まれた圧力センサによって得られるものとは異なり、同図には翼通過に伴う圧力変動は見られない。縦軸は次式で表される圧力係数であり、横軸は無次元時間である。

$$C_p = \frac{P_w - P_{oi}}{\frac{1}{2}\rho u_t^2} \quad (1)$$

ここで、 P_w は壁面静圧、 P_{oi} は入口全圧、 ρ は密度、 u_t は動翼先端周速である。無次元時間 $t^* = 20$ を過ぎたあたりから、10 無次元時間程度の周期を持った圧力変動が各動翼で一斉に現れている。この圧力変動は、同位相を保ちながら無次元時間 $t^* = 150$ あたりまで続いている。その後、無次元時間 $t^* = 150$ を過ぎたあたりから圧力変動の周期性が崩れ、より低周波数の変動へと遷移している。この低周波数の圧力変動は、各動翼で周期は同じであるが位相差を持っている。後述するが、無次元時間 $t^* = 150$ 以降では旋回失速が発生しており、この低周波数の圧力変動は失速セルの伝播に伴うものであることが分かった。また、各動翼における圧力変動波形の位相差から失速セルの伝播速度を計算すると動翼回転速度の約 78% であり、これは実験で確認された失速セルの伝播速度の 72.2% よりも大きい。

図5は、無次元時間 $t^* = 100$ から $t^* = 109.6$ における動翼列内の渦流れ構造の時間変化を示している。同図に示されている渦コアは、無次元ヘリシティ（速度ベクトルと渦度ベクトルの内積）で色付けされている。上述したように、無次元時間 $t^* = 150$ までは10 無次元時間程度の周期を持った圧力変動が各動翼で見られる。同図に示すように、無次元時間 $t^* = 100$ と無次元時間 $t^* = 109.6$ の渦流れ構造は酷似しており、この約 10 無次元時間で動翼列内の流れ場が変動していることが分かる。動翼圧力面側のケーシング付近には、この周期で大規模な渦構造が発生している。

無次元ヘリシティの分布から分かるように、この渦の旋回方向は翼先端漏れ渦とは逆方向であり、翼先端漏れ渦とは異なると考えられる。図6は、無次元時間 $t^* = 103.2$ における渦コアと翼先端隙間を通過する流線を描いている。動翼後縁側から漏れ出た流れが圧力面側の渦構造を構成している。失速点近傍において見られるこのような渦構造は、他の研究者らによっても確認されている^[10]。Hah らは、"induced vortex" と呼ばれる渦の下流に低運動領域が形成され、それがスパイク型失速の初生に見られる "spillage" を誘起することを報告している。図7は、無次元時間 $t^* = 160$ および無次元時間 $t^* = 180$ の渦流れ構造を示している。圧力変動が低周波数の変動へと遷移している時間帯である。このとき、流路毎の渦流れ構造に差異が生じ始めている。時間経過と共にこの差異は大きくなっていき、最終的には翼端側で前縁剥離が引き起こされて旋回失速へと至る。

図9は、旋回失速発生時における渦流れ構造の時間変化が示されている。同図には、動翼2において発生した前縁剥離が竜巻型の剥離渦へと成長し、隣りの動翼1の翼端側に新たな前縁剥離を引き起こすまでが示されており、失速セルが隣接翼間に伝播する過程が示されている。 $t^* = 327.6$ では、動翼3において、三次元的な渦構造が負圧面から周方向に動翼2の前縁付近まで伸びていることが分かる。一方で、動翼2では翼先端漏れ渦が確認できることから、翼端側での負荷がまだ維持されていると考えられる。 $t^* = 330.0$ になると、動翼2において前縁剥離が発生している。これは、動翼3で発生した三次元的な渦構造が、動翼2の前縁に近づくことで、ブロッケー効果により動翼2のインシデンスを大きくしたためであると考えられる。動翼2で発生した前縁剥離は focal 型の三次元剥離であり、竜巻型の三次元剥離渦が発生する。図8は、竜巻型の剥離渦および翼負圧面上の限界流線を可視化したものである。限界流線から focal 型の剥離が確認され、その focal 型の剥離点から竜巻状の三次元渦構造が形成されているこ

とが分かる。竜巻型の剥離渦は、一方は翼負圧面に脚を持つが、もう一方はケーシング壁面に脚を持つ。竜巻型剥離渦のケーシング側の脚は、渦の成長と共に動翼前縁付近を周方向に移動して、 $t^* = 337.2$ までに動翼1の前縁に到達する。この時の竜巻型剥離渦が、 $t^* = 327.6$ で見られた動翼3の三次元的な渦構造に対応している。従って、次の瞬間、動翼1で前縁剥離が形成される。以上のような一連の過程が、動翼回転方向と反対に伝播していく。

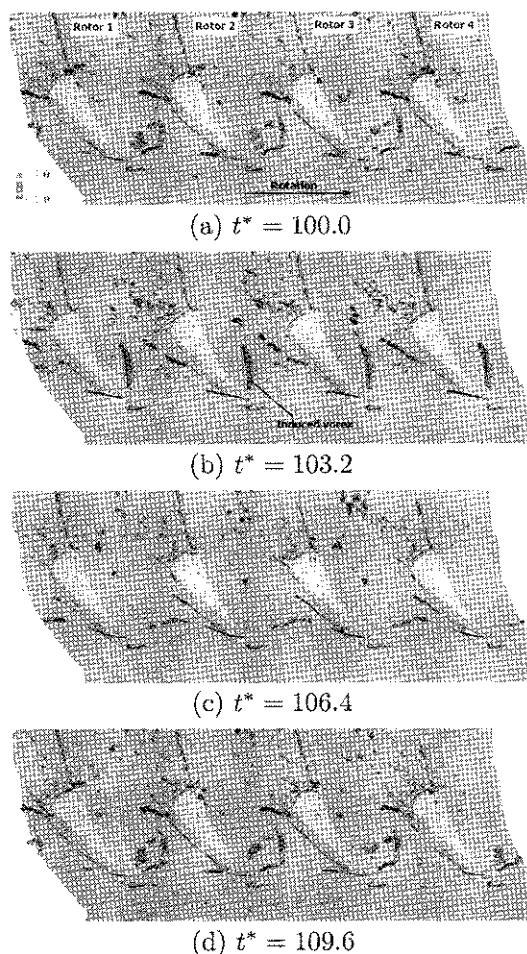


Fig. 5 Vortex cores colored with normalized helicity

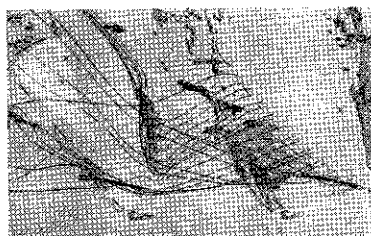


Fig. 6 Vortex cores colored with normalized helicity and tip leakage streamlines

5. 段解析の結果

動翼列単体の計算で失速初生が見られた流量係数 $\phi = 0.362$ において、非定常段解析を行った。この計算では、初めから流量係数は固定された。失速点近

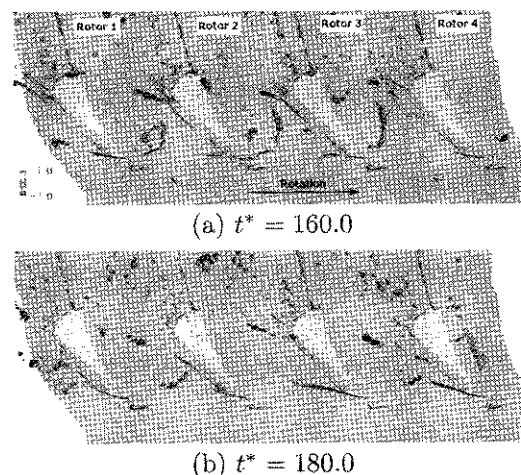


Fig. 7 Vortex cores colored with normalized helicity

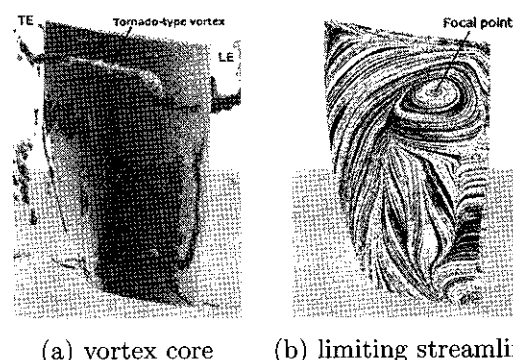


Fig. 8 Tornado-type separation vortex

傍の非定常流れ場に関して、動翼列単体の解析結果と比較した。

図10は、渦コアと無次元ヘリシティを用いて翼列内の流れ場を示している。動翼列の翼先端領域と静翼列後縁付近において複雑な渦構造が見られる。また、段解析においても動翼列単体の計算で確認された動翼列内での”induced vortex”に類似した渦の発生と移流や翼先端漏れ渦の揺動が確認できた。圧力係数の時間変化(図11)からこの現象の周期は約10無次元時間であり、周期についても等しいことが分かった。

6. 時間平均流れ場の比較

図12と図13は動翼列の時間平均流れにおける渦流れ構造とケーシング壁面上の圧力係数分布を示している。時間平均流れの渦構造に大きな差異は見られない。圧力係数分布を比較すると、ポテンシャル干渉の影響によって、段解析の結果では動翼列下流の圧力が動翼列単体解析の結果に比べてわずかに高いが、動翼列内およびその上流の圧力場にはほとんど影響がないことが分かる。また、図14に動翼下流における全圧上昇係数の比較を示す。段解析の方が動翼列単体よりも高いが、ピークの位置など定性的には近い分布になっている。したがって、この圧縮

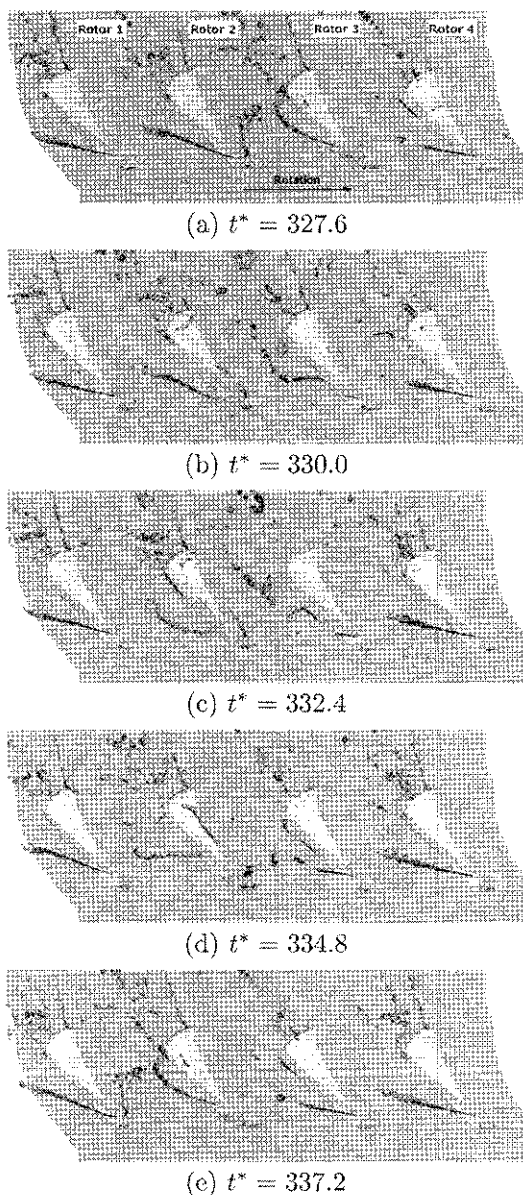


Fig. 9 Vortex cores colored with normalized helicity

機では、旋回失速初生には後置静翼は影響していないと考えられ、動翼列単体の解析と同様に動翼列前縁付近から旋回失速が起こるものと予想される。

7. まとめ

本研究では、軸流圧縮機動静翼列における旋回失速初生の非定常流れ場に及ぼす後置静翼の影響を調査することを目的として、動静翼列それぞれ4流路での段解析を実施し、圧縮機内部の流れ場を詳細に調査するとともに、動翼列単体での解析結果と比較を行った。その結果、以下の知見が得られた。

(1) 失速点近傍において、翼先端漏れ渦とは異なる渦が動翼列内のケーシング付近に発生した。この渦は、旋回方向が翼先端漏れ渦とは反対であり、周期的に発生した。この渦のいくつかの特徴は、スパイク型失速初生に確認された「induced vortex」のそれに類似する。

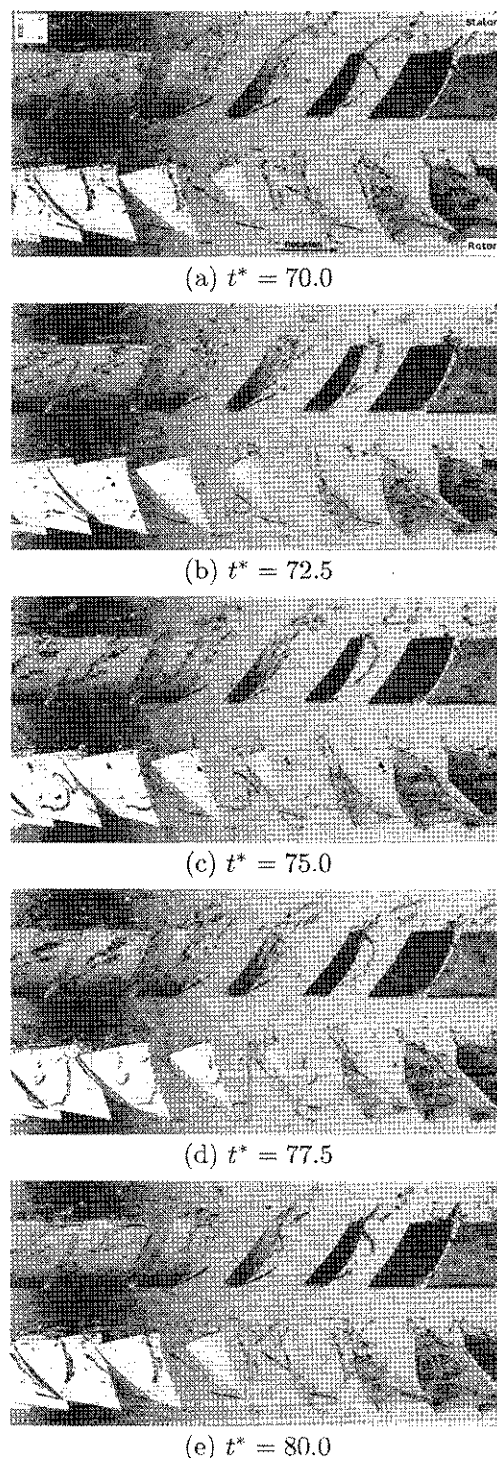


Fig. 10 Vortex cores colored with normalized helicity

(2) 旋回失速は、動翼列前縁の翼端側から発生した。失速セルは、翼負圧面とケーシング壁面に足を持つ竜巻状の剥離渦によって支配されていることが明らかにされた。竜巻状の剥離渦は翼前縁剥離が成長したもので、成長とともに翼列流路内に大きなブロック効果を生むため、隣接翼前縁で新たな剥離が引き起こされる。これが繰り返されることによって、失速セルが伝播することが分かった。

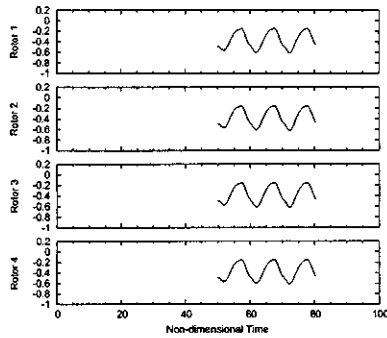


Fig. 11 Time history of pressure coefficient on the casing wall near leading edge

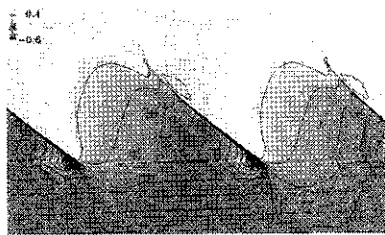


(a) Isolated rotor



(b) Stage

Fig. 12 Vortex cores colored with normalized helicity



(a) Isolated rotor



(b) Stage

Fig. 13 Pressure distributions on the casing wall

(3) 動翼列では流れ場の非定常性に加えて翼端側に小さな前縁剥離を確認できたが、静翼列では翼負圧面の後縁で剥離が発生していたものの、大きな非定常流動は確認されなかった。静翼列を設置すること

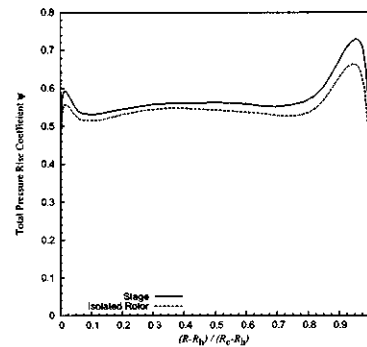


Fig. 14 Spanwise distribution of total pressure rise coefficient

によるポテンシャル干渉の効果やフローパターンの変化は小さく、旋回失速初生に及ぼす影響は小さいと考えられる。今後、動静翼間距離の効果や旋回失速発生時の流れ場に及ぼす影響について調査する。

参考文献

- 1) Yamada, K., Funazaki, K., Furukawa, M.: The Behavior of Tip Clearance Flow at Near-Stall Condition in a Transonic Axial Compressor Rotor, ASME GT2007-27725 (2007).
- 2) Vo, H.D., Tan, C.S., Greitzer, E.M.: Criteria for Spike Initiated Rotating Stall, ASME GT2005-68374 (2005).
- 3) Inoue, M., Kuroumaru, M., Yoshida, S., Minami, T., Yamada, K., Furukawa, M.: Effect of Tip Clearance on Stall Evolution Process in a Low-speed Axial Compressor Stage, ASME GT2004-53354 (2004).
- 4) Furukawa, M., Nakano, T., Inoue, M.: Unsteady Navier-Stokes Simulation of Transonic Cascade Flow Using an Unfactored Implicit Upwind Relaxation Scheme with Inner Iterations, ASME J. Turbomachinery, 114(3), pp. 599-600 (1992)
- 5) Inoue, M., Furukawa, M.: Artificial Dissipative and Upwind Schemes for Turbomachinery Blade Flow Calculations, VKI Lecture Series. No.1994-06 (1994)
- 6) Anderson, W.K., Thomas, J.L., van Leer, B.: Comparison of Finite Volume Flux Vector Splittings for the Euler Equations, AIAA Journal, 24(9), pp. 1453-1460, (1986)
- 7) Shima, E., Jonouchi, T.: Role of CFD in Aeronautical Engineering (No.14) -AUSM Type Upwind Schemes-, Proceedings of the 14th NAL Symposium on Aircraft Computational Aerodynamics, pp.7-12. NAL-34 (1997)
- 8) Wilcox, D.C.: Simulation of Transition with a Two-Equation Turbulence Model, AIAA Journal, 32(2), pp. 247-255 (1994)
- 9) Chakravarthy, S.R.: Relaxation Method for Unfactored Implicit Upwind Schemes, AIAA Paper No. 84-0165 (1984)
- 10) Hah, C., Bergner, J., Schiffer, H.P.: Short Length-scale Rotating Stall Inception in a Transonic Axial Compressor - Criteria and Mechanisms, ASME GT2006-90045 (2006)

ラジアルタービン可変ノズルの翼端隙間がタービン性能へ及ぼす影響

*玉木 秀明, 海野 大 (株式会社 IHI)

The Effect of Clearance of Variable Area Nozzle Vanes on Radial Turbine Performance

*Hideaki TATAMKI and Masru UNNO (IHI Corporation)

ABSTRACT

The effect of the clearance of the variable area nozzle vanes on the turbine performance was estimated and the strong influence on the turbine efficiency was confirmed at the smallest opening. The flow fields in the impeller downstream of the nozzle vane at the smallest opening and the largest opening with and without the nozzle clearance were investigated with CFD. The setting angle of the nozzle vane without the clearance was adjusted to match the operating points of the turbine with the nozzle clearance. It was found that the larger positive or negative incidence angle at the impeller inlet with the nozzle clearance than that without nozzle clearance deteriorated the turbine efficiency.

Key words: Radial Turbine, Nozzle, Variable Area Nozzle, Clearance

1. はじめに

ディーゼルエンジンは過給機を装着することで、高圧縮比化によるエンジン的高出力化と熱効率（燃費）の向上、高出力化によるエンジンの小型化と車両重量低減による燃費の向上、高空燃比化による黒煙の抑制と燃焼ガスの低温化によるNO_xの抑制が可能となる。過給機は出力と燃費を向上させると同時に排ガス対策を兼ねる重要な技術である。近年、エンジン回転数の変化に応じて、タービンノズルバーンの取付け角を変化させることができ、エンジン作動点に対して圧縮機の過給圧を最適に制御できる可変ノズル機構(VGS)を備えた過給機の装着率が急増している。

これらの VGS を備えたラジアルタービン (VGS タービン) を設計するためには、その流れ場と流れと性能の関係を理解する必要がある。著者らは、既報⁽¹⁾において、ノズル単体試験装置を用いて、ノズルの最小および最大開度（ノズルバーンの取付け角が最大、最小。以下、角度は全て半径方向から計測）の状態、ノズルが可動であるために存在する翼端隙間を通過する翼端漏れ流れが、ノズル出口（タービンインペラ入口）の流れ場へ及ぼす影響について調べた。その結果、以下のことが明らかとなった。

(1) ノズル開度小の場合、ノズルバーン下流の流れ場は、翼端漏れ流れの影響を強く受け、壁面近傍には、漏れ渦に起因する低エネルギー域が発生する。また、開度小の場合、主流の流れはノズルバーンで周方向に曲げられ回転速度の大きい流れ

となる。流れ場には、この旋回による遠心力と釣り合うように、ノズル外周から内周に向け圧力勾配が生じる。一方、境界層内の旋回速度は主流に比べ小さいため、主流の圧力勾配に対抗できる遠心力を発生することができない。このため、境界層内の流れは半径方向に曲げられ、壁面近傍では、流れ角が小さくなり半径方向速度が増加する。この結果、壁近傍を通過する流量が増加し、主流を通過する流量が減少する。翼端隙間がある場合、隙間を通過する流れはノズルバーンの拘束を受けないため、壁面近傍の旋回速度はさらに小さくなり、半径方向の速度成分が大きくなる。

(2) ノズル開度大の場合、ノズルバーン下流の流れ場は、ノズル後流に起因する低エネルギー域が存在する流れ場となり、翼端漏れ流れの影響は小さい。

本報では、ノズルバーンから流出した流れが、VGS タービンの性能(効率)へ及ぼす影響について CFD を用いて明らかにした。

2. ノズル翼端隙間とタービン性能の関係

CFDを用いて VGS タービンを解析しノズル翼端隙間がタービン性能に及ぼす影響を調べた。

計算には自社開発のコードを使用した。対流項には Chakravarthy-Osher の TVD スキームを乱流モデルには Spalart-Allmaras モデルを用いている。検討に使用したノズルとインペラの形状を Fig. 1 に、寸法を Table 1 に示す。

インペラ出口シュラウド半径、ノズル前縁・後

縁半径はインペラ入口半径を基準に無次元化されている。また、スロート幅は翼端隙間のある開度大のスロート幅に対する相対値である。なお、

0.2mmの翼端隙間は実機の翼端隙間と同じである。検討は以下の手順で行った。

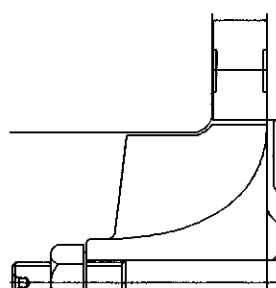
Table 1 Impeller Nozzle Dimensions

(a) Impeller

インペラ入口半径 (-)	出口シュラウド半径 (-)	インペラ翼高さ (mm)	翼枚数 (-)	
			試験	CFD
1.0	0.933	10.9	10	11

(b) Nozzle

開度	項目	入口角度 (度)	出口角度 (度)	ノズル翼高さ (mm)	ノズル 翼端隙間 (mm)	スロート幅 (-)	ノズル 前縁半径 (-)	ノズル 後縁半径 (-)	翼枚数 (-)
開度小	c=0.2	74.2	82.70	10.7	0.2	0.245	1.482	1.278	11
	c=0.0	73.45	81.95	10.9	0.0	0.267	1.487	1.272	11
開度大	c=0.2	49.93	51.73	10.7	0.2	1.000	1.642	1.058	11
	c=0.0	59.33	52.67	10.9	0.0	0.986	1.638	1.065	11



(a) Turbine Impeller



Smallest Opening

Largest Opening

(b) Nozzle Vane

Fig.1 Schematic of Impeller and Nozzle Vane

Table 2 Number of Computational Grid

開度	項目	ノズル	ノズル翼端隙間		インペラ	インペラ クリアランス
			ハブ	シュラウド		
開度小	c=0.2	85×45×85	37×35×13	37×35×25	150×45×85	57×35×25
	c=0.0	85×45×73	—	—	150×45×73	57×45×25
開度大	c=0.2	77×45×77	37×27×13	37×37×21	146×45×77	57×35×21
	c=0.0	77×45×65	—	—	146×45×65	57×35×21

(注) (流れ方向) × (周方向) × (スパン方向)

まず、翼端隙間の有るノズル (c=0.2、ハブ、シュラウド側にそれぞれ 0.1mm の翼端隙間) とインペラの一体解析を行い、流量-圧力比の関係を求めた。その後、翼端隙間が無いノズル (c=0.0) とインペラの一体解析を実施した。このノズルは、翼端隙間があるタービンと同じ流量-圧力比特性を実現するように c=0.2 のノズルを回転したものである。本ノズルの回転角は開度小の場合、ノズル開度が増加する方向に 0.75 度、開度大の場合、ノズル開度が減少する方向へ 0.94 度であった。

両者の解析結果を比較して、翼端隙間の有無がタービン性能へ及ぼす影響を調べた。なお、計算時間を短縮するため、ノズルとインペラの翼枚数

を同一にし、フローゼンロータモデルを用いて解析を行った。スクロールは考慮せず、インペラ径の 2.4 倍の位置に計算領域入口を設け、流れ角と全温を固定し、全圧をパラメータに計算を行った。流れ角にはスクロール出口流れ角 (設計値 68 度) を与えた。出口境界はインペラブレードの回転軸方向長さの 3.75 倍の位置にあり、静圧一定 (大気圧) の条件を用いた。Table 2 に計算に用いた格子点数を示す。

CFD の精度を検証するために、Fig. 1 のノズルとインペラを有する VGS タービンの実験をおこなった。翼端隙間は計算と同様に 0.2mm である。Fig. 2 に実験値と解析値の比較を示す。Fig. 2 はノズル入

口と出口の静圧比 (P_1/P_2)、インペラ入口とインペラ出口の静圧比 (P_2/P_3)、ノズル入口とインペラ出口の静圧比 (P_1/P_3) とタービン効率を示している。 $N(\text{rpm})$ は回転数、 P_0 はタービン入口全圧、 T_0 はタービン入口全温を示す。開度小の場合、計測された静圧比と解析値は比較的良好一致をしている。また、効率については定性的に良好一致をしている。開度大の場合、CFD で得られた流量係数 ($GT_0^{0.5}/P_0$) は実験値に対して6%大きい。CFD による解析の際に考慮しなかった損失が、試験の際には発生しており、試験とCFD のかい離が大きくなったと考えられる。開度大の時は、ノズルベーン前縁がスクロール出口に接近する。このため、スクロールからの不均一な流れが一様化すること

なくベーンへ流入し、タービン性能の低下を引き起こす可能性がある。CFD ではスクロールの流れに起因する損失を考慮していないことが、このかい離の一因と考えられる。CFD の結果と実験値の間に流量の差異はあるものの、定性的な傾向は良くとらえられている。このため、CFD は流れ場の特徴を再現していると推定できる。なお、効率の計測はタービン入口、出口配管で計測された圧力とタービンの同軸上にある圧縮機の仕事から算出している。CFD の効率は計算領域入口と出口の状態量から算出している。

Fig. 3 にCFD で得られた Table 1 のタービン性能とインペラ効率を示す。タービン性能は計算領域

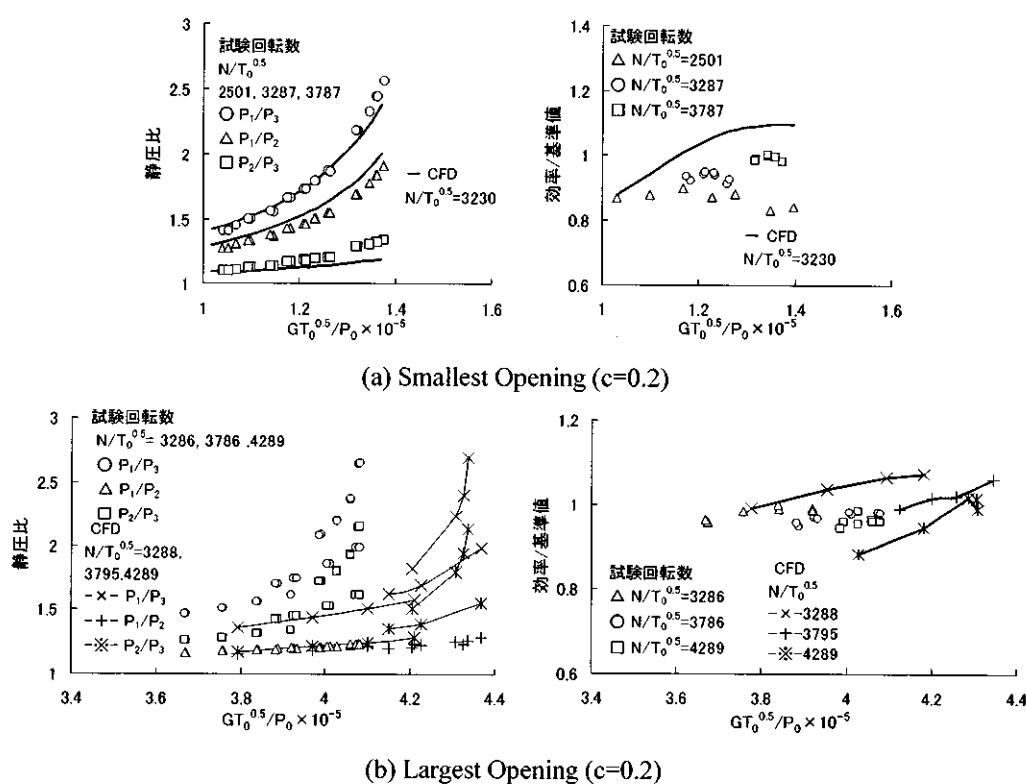


Fig. 2 Comparison between Test and CFD Results

入口、出口の状態量を混合平均して算出した。インペラ効率は、インペラ前縁、後縁での状態量を混合平均して求めた。開度小の場合、 $c=0.2$ のタービン効率は $c=0.0$ に比べ約 10 ポイント低く、インペラ効率は約 5 ポイント低い。一方、開度大の場合、タービン効率、インペラ効率ともに、1.5 ポイント低い。

Table 3 に示す解析点で、各ノズル下流およびインペラ内部流れを比較する。

Fig. 4 にインペラ前縁における半径方向速度 (Cr)、周方向速度 (Cu)、絶対流れ角および相対流れ角のスパン方向分布を示す。

開度小の場合、 $c=0.0$ よりも $c=0.2$ の方が、壁近傍における流れの非一様な領域が広い。1 章で述べ

Table 3 Operational Points to Examine the Flow Field

開度	項目	$G(T_0)^{0.5}/P_0$	$N/T_0^{0.5}$	膨張比	効率
開度小	$c=0.2$	1.35×10^{-5}	3230	2.19	0.634
	$c=0.0$	1.34×10^{-5}	3230	2.18	0.718
開度大	$c=0.2$	4.18×10^{-5}	3288	1.57	0.731
	$c=0.0$	4.17×10^{-5}	3288	1.57	0.745

た理由から $c=0.2$ の半径方向速度は壁近傍では $c=0.0$ より大きくなり、主流では小さくなっている。インペラ入口での絶対および相対流れ角を α 、 β 、 U をインペラ入口周速とすると、相対流れ角の変

化量 $\Delta\beta$ と絶対流れ角、半径方向速度の変化量 $\Delta\alpha$ 、 ΔCr の間に以下の式が成立する。

$$\Delta\beta = \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \alpha} \Delta\alpha + \frac{U \cos^2 \beta}{Cr^2} \Delta Cr$$

開度小の場合、 α が 80 度以上となり、第 1 項が支配的となる。主流の半径方向速度成分の低下による絶対流入角の増加は、主流の相対流れ角を増大させる。ラジアルタービンインペラの場合、相対流れ角がインシデンス角となる。このため、 $c=0.2$ のインシデンスロス $c=0.0$ よりも大きくなることが推定できる。

開度大の場合は、 $c=0.0$ より $c=0.2$ の方が、わず

かではあるが、スパン方向全体にわたり相対流れ角が小さく、インペラに対する負のインシデンス角が大きくなっている。このため、 $c=0.2$ の効率が $c=0.0$ より低下していると推定される。

本論文では流量－圧力比の関係が同一となる条件下で議論を行っているが、過給機において、タービンは同軸上にある圧縮機を駆動する役割を担っており、実際にはタービンの出力が問題となる。同一流量、同一圧力比の下で効率が低下している場合、同一出力を達成するためには、ノズルを閉じて、より流れ角を大きくした状態を作り出す必要がある。以下に、Table 3 の各開度におけるインペラ内部の流れ場について説明する。

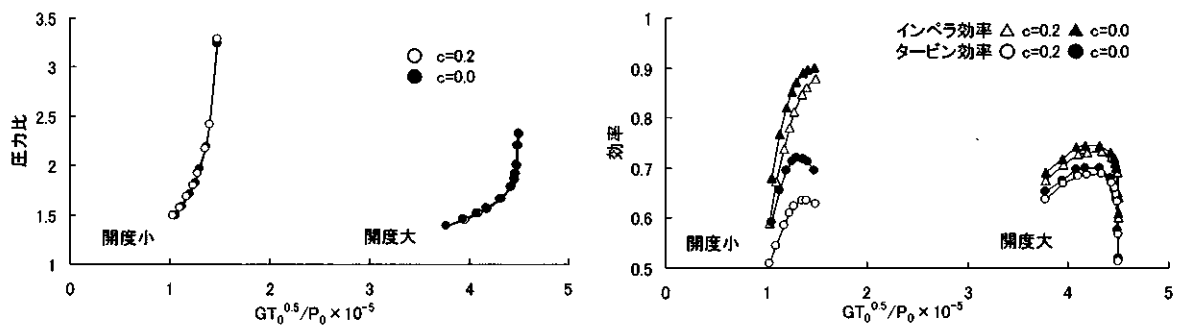


Fig. 3 CFD Results of Impeller and Turbine Performance ($c=0.0$ and $c=0.2$)

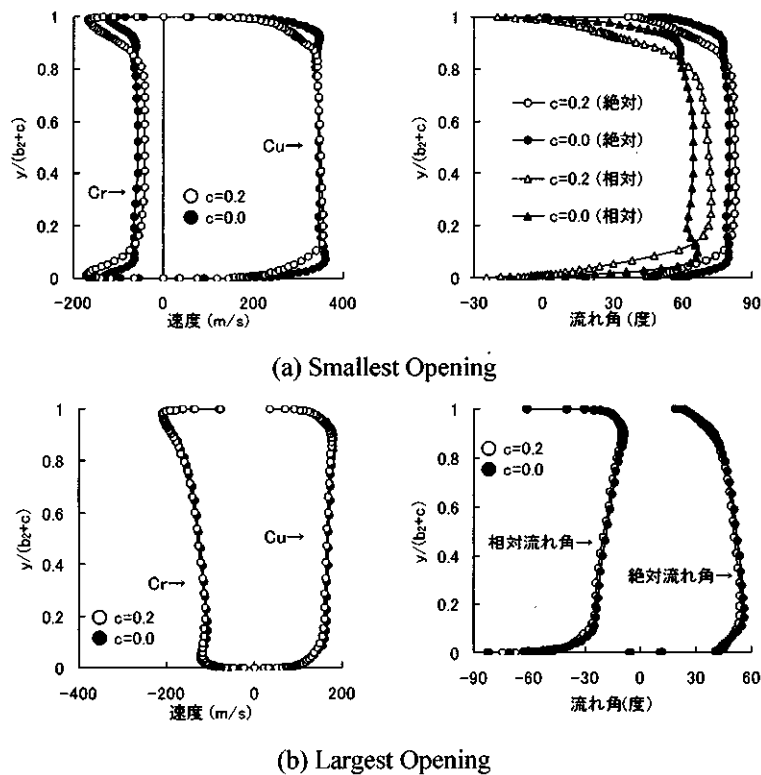


Fig. 4 Velocity and Flow Angle Distribution

2.1 開度小の場合

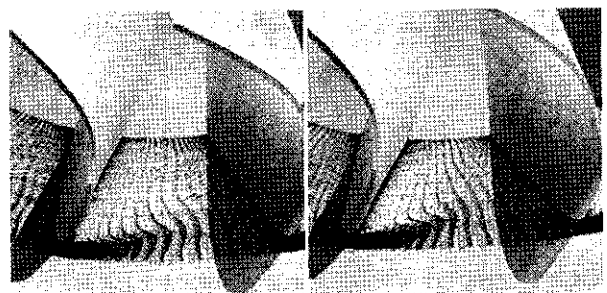
Fig. 5 にインペラのミッドスパン位置における相対速度ベクトル、エントロピ分布を示す。 $c=0.2$ の

剥離領域が $c=0.0$ よりも大きいことが分かる。Fig. 6 にインペラのハブ近傍と、ミッドスパン位置を通過する流線を示す。Fig. 6 はノズルが $c=0.2$ の場合

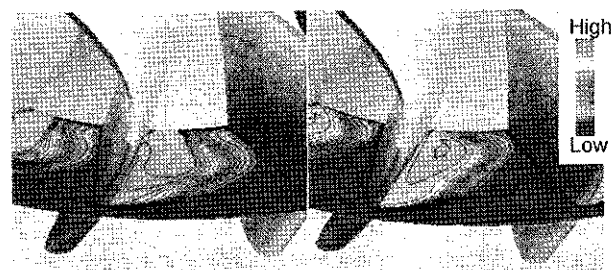
である。Fig. 7に $c=0.2$ と $c=0.0$ の等エントロピ面を示す。ここでのエントロピは、インペラ入口での流量平均エントロピからの増分を示している。ミッドスパン位置でのインペラへの流入角は 60° 以上あり、インペラ入口部に循環を伴うはく離域が形成される。このはく離によってインペラ入口ハブ近傍に渦が誘起される。この渦は、インペラ上流部のはく離の核となりシュラウド側負圧面に沿って流出する。 $c=0.2$ のはく離域は $c=0.0$ より大きい。インペラの仕事は主に入口部で成されるため、下流で発生する仕事は小さい。このため、圧力面と負圧面の圧力差は小さく、インペラ翼端漏れ流れに起因する損失は小さい。ノズル翼端隙間は、インペラへ流入する流れの周方向速度の増加を妨げる効果がある。このため、インペラからある仕事を取り出そうとする時、翼端隙間がある場合は、翼端隙間が無い場合と比べ、ペーン取付角を大きくする必要がある。この取付角の増加はインペラ内でのインシデンスロスを増大させ、効率低下を引き起こす。

2.2 開度大の場合

Fig. 8にインペラのミッドスパン位置におけるエントロピ分布および翼前縁近傍の相対速度ベクトルを示す。わずかであるが $c=0.2$ の剥離領域が $c=0.0$ よりも大きい。また、ノズル後流が拡散すること

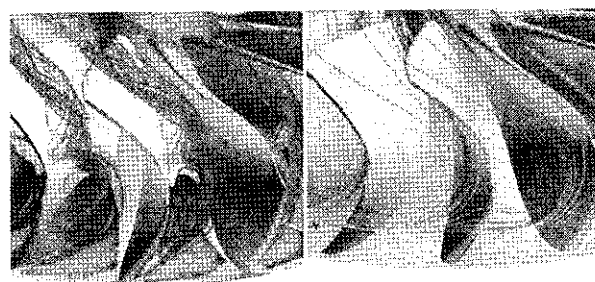


(a) Relative Velocity Vector (Left $c=0.2$, Right $c=0.0$)



(b) Entropy (Left $c=0.2$, Right $c=0.0$)

Fig. 5 Relative Velocity and Entropy Distribution (Smallest Opening)



(a) Hub Side

(b) Mid Span

Fig. 6 Streamline Passing Impeller Leading Edge (Smallest Opening)



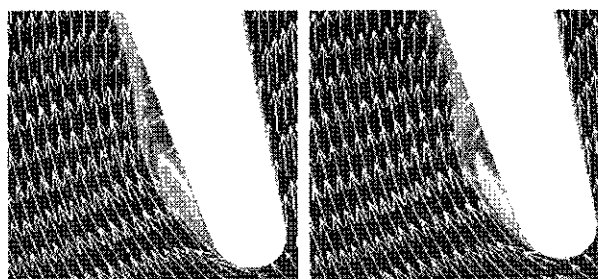
(a) $c=0.2$

(b) $c=0.0$

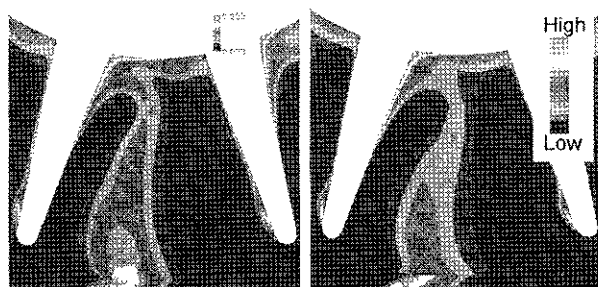
Fig. 7 Entropy Iso-Surface (Smallest Opening)
($\Delta S/R=0.4$ R: Gas Constant, ΔS : Entropy Increment)

なくインペラへ流入していることが分かる。Fig. 9から Fig. 11に $c=0.2$ の流線、等エントロピ面、インペラ出口におけるエントロピ分布を示す。インペラ入口では、インペラに流入する流れが負のインシデンスを持つため、圧力面側にはく離が生じエントロピが増加（損失が発生）する (Fig. 8)。また、インペラ入口部では負圧面の圧力が圧力面の圧力より高くなるため、この部分から発生する仕事は小さく、インペラ下流部で成す仕事が大きくなる。このため、インペラ下流では圧力面と負圧面の圧力差が大きくなり、圧力面から負圧面へ向かう漏れ流れによって負圧面に翼端漏れ渦が形成されシュラウド側に沿って流出する。この結果、インペラ出口ではシュラウド側負圧面のエントロピが大きくなる。なお、 $c=0.0$ と $c=0.2$ の流れ場に顕著な差は見られなかった。開度大では、ノズル流出角がノズル流入角より小さくなる。翼端隙間を通過する流れが、ノズル流出角より大きい（寝ている）場合、ノズル翼端隙間はインペラへ流入する流れの周方向速度の増加をさせる効果がある。このため、インペラからある仕事を取り出そうとする時、翼端隙間がある場合は、翼端隙間が無い場合と比べ、ペーン取付角を小さくする必要がある。この取付角の減少はインペラでのインシデンスロスを増大させ、効率低下を引き起こす。しか

し、この取付角の減少に伴う効率低下は、開度小と比較して小さく、ノズル翼端隙間の有無がインペラ内部流れに及ぼす影響は小さい。



(a) Relative Velocity Vector (Left $c=0.2$, Right $c=0.0$)



(b) Entropy (Left $c=0.2$, Right $c=0.0$)

Fig. 8 Relative Velocity and Entropy Distribution
(Largest Opening at Mid Span Position)

3. 結論

(1) インペラからある仕事を抽出するとき、ノズル翼端隙間があると、それがない場合と比べ、インペラに対する正または負のインシデンスが増加してインペラ性能が低下する。

(2) ノズル開度小の場合、ノズル翼端隙間は、インペラへ流入する流れの周方向速度の増加を妨げる効果がある。このため、インペラからある仕事を取り出そうとする時、翼端隙間がある場合は、翼端隙間が無い場合と比べ、ペーン取付角を大きくする必要がある。この取付角の増加はインペラ内での正のインシデンスを増加させる。その結果、インシデンスロスが増大し、効率低下を引き起こす。

(3) ノズル開度大の場合、ノズル翼端隙間は、インペラへ流入する流れの周方向速度を増加する効果がある。開度大の作動点で要求される仕事を取り出そうとする時、翼端隙間があると、翼端隙間が無い場合と比べ、ペーン取付角を小さくする必要がある。この取付角の減少はインペラでの負のインシデンスを増加させる。その結果、インシデンスロスを増加させ、効率低下を引き起こす。しかし、この取付角の減少に伴う効率低下は、開度小と比較して小さく、ノズル翼端隙間の有無がインペラ内部流れに及ぼす影響は小さい。

参考文献

- 1) 玉木秀明,海野大,岩上玲,石井慎之介: ラジアルタービンのノズル性能に関する研究, ターボ機械, Vol.35, No.4 (2007) pp.10-17.

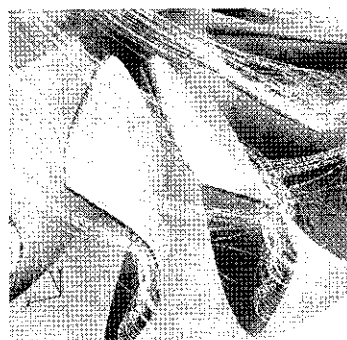


Fig. 9 Streamline Passing Impeller Leading Edge
(Largest Opening)

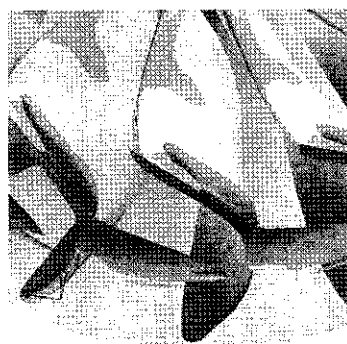


Fig. 10 Entropy Iso-Surface (Largest Opening)
($S/R=0.5$ R: Gas Constant, S: Entropy)

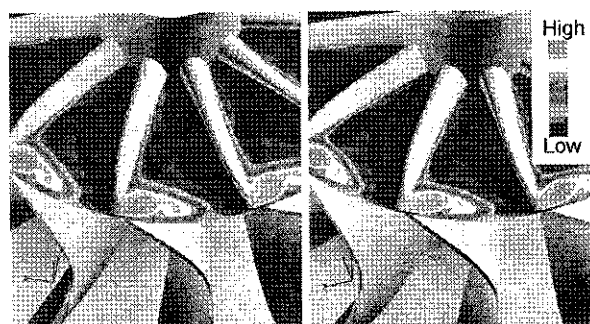


Fig. 11 Entropy Distribution (Largest Opening)

Numerical Simulation of Bypass Transition by the Approach of Intermittency Transport Equation

Most. Nasrin Akhter (Iwate Univ.), *Funazaki Ken-ichi and Yamada Kazutoyo

Abstract

This paper deals with the development of a numerical approach to predict freestream-turbulence-induced (FST-induced) boundary layer bypass transition on vane and blade surfaces of turbomachines. An intermittency transport equation, which is critical for invoking transition onset according to Abu-Ghannam and Shaw correlation, is implemented into the proven Reynolds-Averaged N-S (RANS) solver constructed by one of the authors (Yamada) employing Wilcox's $k-\omega$ turbulence model. The newly developed code is carefully tested and tuned against ERCOFTAC test cases; the well-known benchmark using a flat plate with and without pressure gradient for various inlet freestream turbulence intensities. The code is then applied to the predictions of LP and HP turbine flow analyses. It follows from the detailed comparisons of the calculated results with the relevant experimental data and other researchers' simulations that the present code is capable to make a reasonable prediction of FST-induced bypass transition of attached as well as separated boundary layers, although further efforts seem to be necessary for attaining better agreement with the experiment for the cases accompanied with separation bubble.

1. INTRODUCTION

The process in which a laminar boundary layer changes to a turbulent boundary layer is termed boundary layer transition. Since heat transfer and skin friction tend to increase dramatically throughout the transitional region, accurate prediction of this process is of practical importance in gas turbine industries. At this moment, unfortunately, the boundary layer transition is still a very difficult phenomenon to make a full understanding of and will stay as a long-lasting challenging problem. This is because the boundary layer transition is easily influenced by various kinds of factors such as free stream turbulence, wake passing or surface roughness. It is a widely accepted idea that the transition governed by the free stream turbulence or wake passing, which is called bypass transition, is a common mode of boundary layer transition in gas turbines. Therefore, accurate predictions of the bypass transition induced by freestream turbulence, which can be called FST-induced bypass transition, or the transition induced by wake-passing, which is WP-induced bypass transition, are important and challenging tasks for developing reliable and highly efficient gas turbines.

As the turbulence modeling makes steady progresses over the years, FST-induced transition can be simulated to some extent nowadays, usually using RANS-based approach with low-Reynolds version of two equation model. However, such a prediction tended to predict too early transition onset and/or too fast completion of the transition in comparison with the measurements, even for the simple flat plate case. One example of the seemingly successful approaches to predict FST-induced transition was that of Schmidt and Patankar¹⁾ using Production Term Modification method. Their method aimed at control of the evolution process of turbulent kinetic energy in order to emulate realistic transitional behaviors of the boundary layer. Unfortunately, the approach of Schmidt and Patankar failed to gain popularity even among the turbomachinery community, probably because it requires two empirical parameters in a first-order ordinary differential equation.

An alternative approach for predicting the bypass transition, which is nowadays being implemented into some of the commercial codes, is the usage of intermittency²⁾⁻⁶⁾. The concept of intermittency, a measure of the probability of a given point to be inside the turbulent region, has evolved from the need to distinguish between the uniform and random behaviors of the flow in the intermittent region. Recently Suzen and Huang⁷⁾ sophisticated intermittency-based transition model by combining above-mentioned two intermittency equations (Stelland and Dick model and Cho and Chung model). Their transition model has turned out to be superior to the precedents in predicting the bypass transition, however, some test cases identified that there still remained some discrepancies between the predictions and experimental data. Very recently the present authors (Akhter and Funazaki)⁸⁾ introduced a new intermittency-based transition model, using Schmidt and Patankar¹⁾ boundary layer analysis code with Myong and Kasagi turbulence model. Their model exhibited a comparable or in some cases better predicting capability than that of Suzen and Huang.

The present paper then tries to apply the same concept of the previous study from a boundary layer analysis code to the well-established and highly accurate RANS code developed by one of the authors (Yamada). Some adjustments should be made on the intermittency transport equation since this code employs Wilcox $k-\omega$ turbulence model⁹⁾. The newly developed code is tuned and tested against T3 series of experiments of Savill¹⁰⁾ and the prediction of the $k-\epsilon-\gamma$ model of Suzen and Huang⁷⁾, $k-\epsilon$ model of Launder-Sharma¹¹⁾. Then the code is applied to rather challenging problem, that is, the prediction of flow field around the LP turbine airfoil that was extensively investigated by Simon et al.¹²⁾.

NOMENCLATURE

C_f : skin friction coefficient
 C_p : pressure coefficient
 k : turbulent kinetic energy

P_k	: production of turbulent kinetic energy
L_x	: axial chord length
L_{ss}	: suction surface length
Re	: Reynolds number, $L_{ss} U_{exit} / \nu$
Re_x	: Reynolds number based on x
Re_θ	: Reynolds number based on momentum thickness
s	: distance along the surface from the stagnation
p, p_{total}	: static pressure, total pressure
Tu	: turbulence intensity
U_e	: free stream velocity
U_{in}	: inlet velocity
U_{exit}	: exit velocity
x	: axial distance from the leading edge
y	: distance normal to the wall
y^+	: non-dimensional distance from the wall
γ	: intermittency factor
δ^*	: displacement thickness
θ	: momentum thickness
μ	: molecular viscosity
μ_t	: eddy viscosity
ρ	: density

Subscripts

e	: free stream
tr	: transition onset

2. NEW TRANSITION MODEL

RANS-based intermittency transport equation (abbreviated as ITE) is developed as shown in the following by modifying Cho and Chung⁴⁾ model. The aim of this modification is to improve the capability of the original model for predicting transition of wall bounded shear flows and at the same times the intermittency profile in the cross stream direction. The proposed transport equation is coupled with Wilcox low Reynolds $k-\omega$ model⁹⁾ with no modification.

2.1 Intermittency (γ) equation

The proposed intermittency equation is

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \gamma) = & c_s \gamma (1-\gamma) \frac{P_k}{k} + \frac{cg2}{\beta^*} \rho \frac{k}{\omega} \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_\gamma (1-\gamma) (\mu + \mu_t) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

The first term of right hand side represents the production term, where $P_k = 2\mu_t S^2$ represents the production of turbulent kinetic energy by the shear stress, where $\mu_t = k/\omega$. This term expresses the generation of γ owing to the production of the turbulent kinetic energy. The second term represents the increase of γ by the spatial inhomogeneity or gradient of γ itself. The last term represents the diffusion term. The role of diffusion term is to allow a gradual variation of γ towards zero in the free stream.

Here presented intermittency transport equation is coupled with the turbulent kinetic energy k and its dissipation equation ω , where the original Cho and Chung⁹⁾ model was coupled with the turbulent kinetic energy and its dissipation

rate ε . The conversion of ITE from $k-\varepsilon$ base to $k-\omega$ base was made simply using $\varepsilon = \beta^* \omega k$, where $\beta^* = 0.09$. Details will appear in the following.

The present model also differs from the original version of Cho and Chung⁴⁾ in diffusion term and empirical constants. The proposed new diffusion term is expected to control gradual increase of intermittency in the streamwise direction location with the newly selected set of model constants tuned for wall bounded shear flows. Note that the original model constants were selected based only on plane jet experiments. Since any sink term did not exist in original model of Cho and Chung, the destruction effect was embodied by decreasing the model constant c_{g1} . In the present model, the value of c_{g1} is set to be 0.19 where the original constant is 1.6. The model constants c_{g2} is set to be 1.0 instead of original constants 0.15. As shown later, this constant controls the transition lengths in higher turbulence intensity cases. All constants are finally determined through some numerical experiments (not shown).

The intermittency concept is incorporated in to the computation through the eddy viscosity. The eddy viscosity relation is expressed as

$$v_t^* = v_t \left[1 + c_{\mu g} \frac{k}{\omega^2} \gamma^{-2} (1-\gamma) \frac{\partial \gamma}{\partial x_k} \frac{\partial \gamma}{\partial x_k} \right] \quad (2)$$

The above expression for the eddy viscosity was originally proposed by Cho and Chung⁴⁾ to account for the effect of outer irrotational fluid motion. The above relation reduces to the fully turbulent flow, when $\gamma = 1.0$. v_t is calculated from the Wilcox low Reynolds $k-\omega$ model.

Finally the model empirical constants are

$$c_{\mu g} = 0.001 \quad c_{g1} = 0.19 \quad c_{g2} = 1.0 \quad \sigma_\gamma = 1.0 \quad (3)$$

2.2 Turbulence model and onset location

As mentioned above, the two equation $k-\omega$ turbulence model of Wilcox was chosen. The model read as follows,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j k) = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k \quad (4)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 \quad (5)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]$$

And eddy viscosity,

$$v_t = \alpha^* \frac{k}{\omega} \quad (6) \quad \alpha^* = \frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_k}{1 + \text{Re}_t / R_k} \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{5}{9} \frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_\omega}{1 + \text{Re}_t / R_\omega} (\alpha^*)^{-1} \quad (8)$$

$$\beta^* = \frac{9}{100} \frac{5/18 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4}{1 + (\text{Re}_t / R_\beta)^4} \quad (9)$$

The empirical constants of the model are

$$\beta = \frac{3}{40}, \quad \sigma^* = \sigma = 0.5, \quad \alpha_0^* = \frac{\beta}{3}, \quad \alpha_0 = 0.1 \quad (10)$$

$$R_k = 6, \quad R_\omega = 2.7, \quad R_\beta = 8$$

One of the important points associated with the intermittency-based turbulence model is to specify the transition onset point properly since the intermittency transport equation does not feature a capability to tell where the transition will occur. This study has employed the well known Abu-Ghannam and Shaw correlation¹³⁾ for determining onset location, which is given as follows;

$$Re_{\theta_i} = 163 + \exp(6.91 - Tu), \quad (11)$$

where Tu is turbulence intensity and Re_{θ_i} is the Reynolds number based on momentum thickness at onset location. Before the onset location, the production term of turbulent kinetic energy was set to be zero inside the boundary layer.

2.3 Numerical Method

Calculations have been done by the CFD code developed by Yamada et al.¹³⁾. The three dimensional Reynolds-averaged Navier-Stokes equations were discretized spatially by a cell-centered finite volume formulation and in time using the Euler implicit method. The inviscid fluxes at cell interfaces were evaluated using a highly accurate upwind scheme based on a TVD formulation (Furukawa et al.¹⁴⁾), where a Roe's approximate Riemann solver of Chakravarthy¹⁵⁾ and third-order accurate MUSCL-type approach with the Van Albada limiter were implemented. The viscous fluxes were determined in a central differencing manner with Gauss's theorem. Simultaneous equations linearized in time were solved by a point Gauss-Seidel relaxation method. To obtain a time-accurate solution, inner iteration so called Newton iteration, was introduced at each time step. The code is able to deal with the multi-blocked computational grid system taking advantage of MPI.

3. RESULTS AND DISCUSSION

The test cases have been presented in this paper, including ERCOFTAC (Savill¹⁰⁾) T3 series of flat plate zero pressure gradient experiments, which are commonly used as a benchmark for validating any transition model. The second test case concerns turbine cascade flow. In this study a low-pressure turbine called PAK-B, examined by Simon et al.¹²⁾, was chosen.

3.1 Test Cases of Flat plate

In T3 series the first two cases (T3A, T3B) are zero pressure gradient with free stream turbulence intensity 3% and 6%, respectively. The grid sensitivity study was first performed on each of the simulations. Grid sensitivity was checked by using four types of grids and $100 \times 100 \times 4$ was finally chosen in all cases, where the streamwise grid point number was 100 and crossstream grid point number was also 100. The streamwise direction grid points were clustered near the leading edge. The grid was expanded in crossstream direction with the first wall unit grid spacing y^+ approximately equal to one. The grid configuration of the plate is shown in Figure 1.

In all computations, the inlet turbulent kinetic energy

was fixed using the experimental freestream turbulence level. The transition onset was specified according to the correlation of Abu-Ghannam and Shaw¹³⁾ for all cases. Comparisons were performed for these cases among the relevant experimental data and the predictions using the new transition model, conventional turbulence models of Launder-Sharma $k-\epsilon$ model¹¹⁾, $k-\omega$ model of Wilcox⁹⁾ and Suzen-Huang $k-\epsilon-\gamma$ model⁷⁾.

Figures 2 shows the surface skin friction coefficients C_f for T3A case. As can be seen in Figure 2, Launder-Sharma $k-\epsilon$ model and Wilcox $k-\omega$ model predicted early transition, while Suzen-Huang model and the present model exhibited better performance in the prediction of the skin friction coefficients. It appears that the present model yielded an improved agreement with the experiment in comparison with that of the Suzen-Huang model.

The second test case of T3 series is the T3B case. This test case is also for flat plates zero pressure gradient flow with free stream turbulence intensity 6 % at the leading edge. Due to this higher free-stream turbulence intensity, the boundary layer experienced very early transition. Figure 3 clearly demonstrates that the prediction by the present model matched the experimental skin friction coefficient more adequately than any other models employed in this study. Again the Wilcox model and Launder-Sharma model yielded much prompted transition and the model of Suzen and Huang predicted slightly delayed onset of transition.

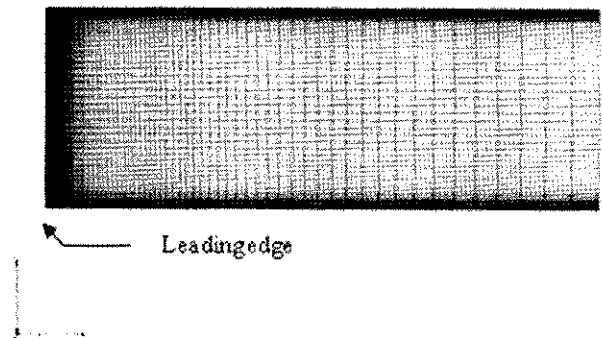


Figure 1 Grid system used for fat plate simulations

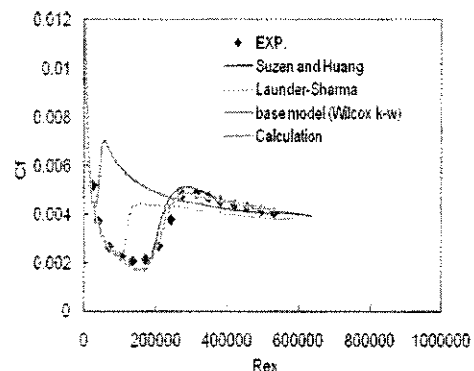


Figure 2 Comparison of surface skin friction coefficient for T3A case

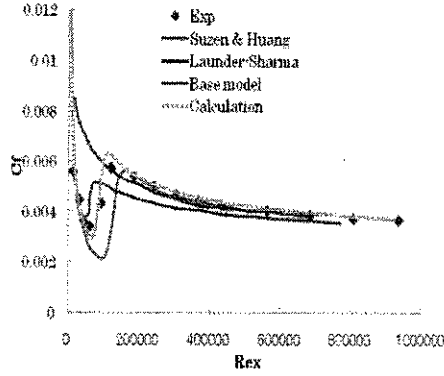


Figure 3 Comparison of surface skin friction coefficient for T3B case

3.2 Test Cases of LP Turbine blade

The intermittency transport model was been applied to the low-pressure turbine blade of Pratt and Whitney (Pak-B blade). Measurements were made on the suction surface of the blade at locations from P2 to P13 as shown in Figure 4. Note that the exact positions in terms of the suction surface length are as follows: location 2, 4.5%; location 3, 17.8%; location 4, 29%; location 5, 35%; location 6 40.9%; location 7 47%; location 8, 52.9%; location 9, 59%; location 10, 67.9%; location 11, 73.8%; location 12, 82.1%; and location 13, 92.6%.

These experiments were conducted in order to examine the effect of Reynolds numbers and freestream turbulence intensity. Four Reynolds numbers; $Re = 50,000, 100,000, 200,000, 300,000$ and three levels of free stream turbulence intensity (FSTI), 0.5%, 2.5%, 10% were studied. These Reynolds number was based upon the exit velocity and suction surface length. The calculations were performed using H type of grid with the inlet and outlet boundaries set one chord length upstream and downstream of the turbine blade leading and trailing edges, respectively. No slip boundary condition was applied to the blade surface and periodic boundary condition was applied along with the pitchwise direction. The wall unit y^+ of the nearest grid point to the blade surface was approximately equal to 0.5. The grid dependency study was first performed in this case. As a result all calculations reported here was obtained by the use of grid $400 \times 100 \times 4$ where the surface grid point number was 200 along streamwise direction and pitchwise grid point number was 100.

In the present study two freestream turbulence intensities (FSTI = 10% and =2.5%) and three Reynolds numbers were dealt with. For the FSTI=10% case Reynolds number are considered $Re = 1 \times 10^5$ and $Re = 2 \times 10^5$ and for the case FSTI=2.5% the Reynolds number are $Re = 2 \times 10^5$, $Re = 3 \times 10^5$. Figure 5 shows the comparisons of pressure coefficients over the blade suction surface for $Re = 2 \times 10^5$ and $Re = 3 \times 10^5$ with FSTI = 2.5%. Actually, in this case inlet turbulence intensity was set to 3% at the inlet boundary, which decayed so as to become 2.5% near the blade leading edge. Transition onset location was predicted by setting FSTI = 2.5%. Agreement between the calculations and the

experiments was good, where the coefficient was defined as

$$C_p = 2(p_{total} - p) / \rho U_{exit}^2 \quad (12)$$

As shown in Figure 5(a), the measurement for $Re = 2 \times 10^5$ indicated the existence of separation and reattachment around $x/L_x = 0.7 - 0.8$. The corresponding calculation reasonably reproduced those phenomena. For higher Reynolds number, i.e., $Re = 3 \times 10^5$, it is clear from the measurement and calculations that the separation was substantially suppressed.

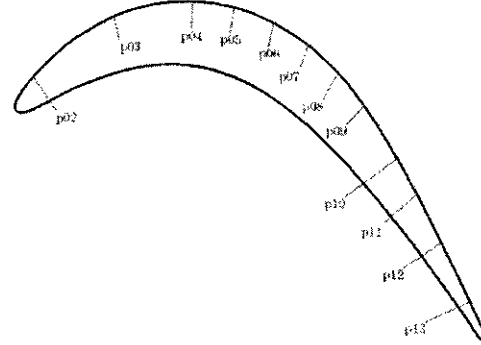


Figure 4 Pak-B airfoil geometry and measured stations of the suction surface of the blade

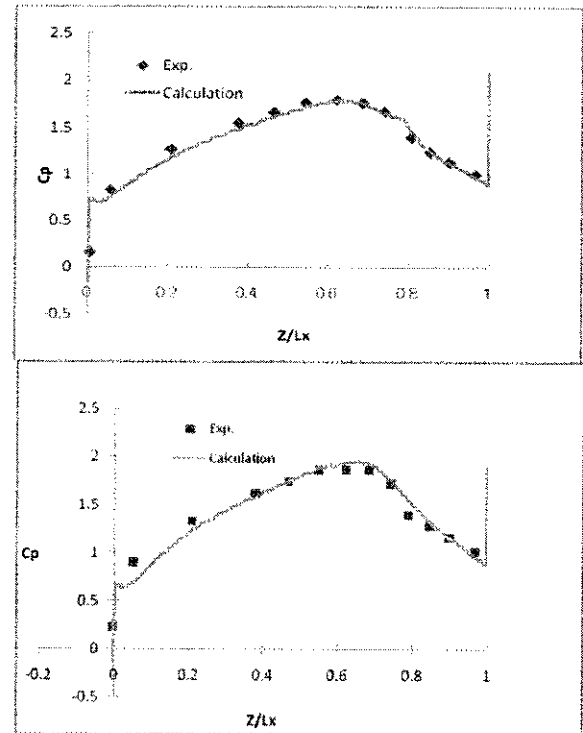


Figure 5 Comparisons of pressure coefficient for the cases of

(a) $Re = 2 \times 10^5$ FSTI=2.5% (b) $Re = 3 \times 10^5$ FSTI=2.5%

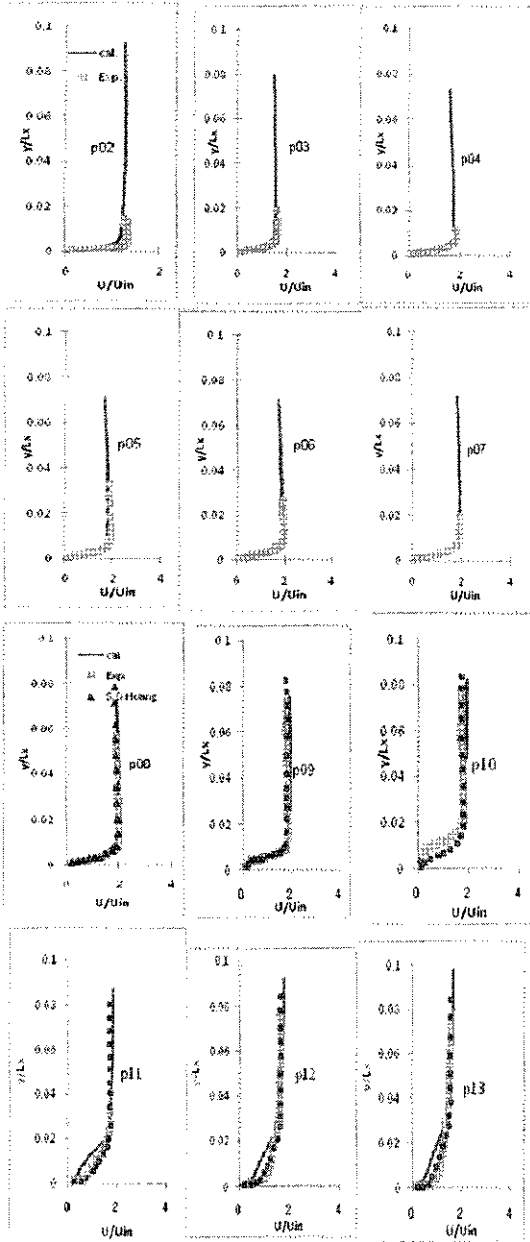


Figure 6 Comparison of velocity profile from p02-p13, for the case of $Re = 2 \times 10^5$ and $FSTI=2.5\%$

Figure 6 shows calculated and measured velocity profiles for the case of $FSTI$ 2.5% and $Re = 2 \times 10^5$. It seems from the comparison that the velocity profiles calculated in this study agree with the measurements on the upstream portion (p02-p07). From the comparison of the data on the aft portion (p08-p13), reasonable prediction of the separation bubble was identified. Note that Suzen and Huang model showed little earlier reattachment of the separation bubble at position p10, while the present model almost reproduced the experiment. Unfortunately, the present model failed to capture the transitional behavior of the separation bubble, which can be

attributed to the lack of a function in the model to invoke separation-induced transition. The present authors are now under way to cope with this task.

The next case was $FSTI=2.5\%$ and $Re = 3 \times 10^5$, as shown in Figure 7. The comparisons of the velocity profile in the front portion of the blade shows that good agreement was observed over the region from p02 to p07. The experiment also suggested that there appeared a separated region around p09 station, which was so tiny that not only the present model but also Suzen & Huang model did not reproduce the reverse flow. Apart from this discrepancy, it can be concluded that reasonable agreement was observed in this rather high Reynolds number case.

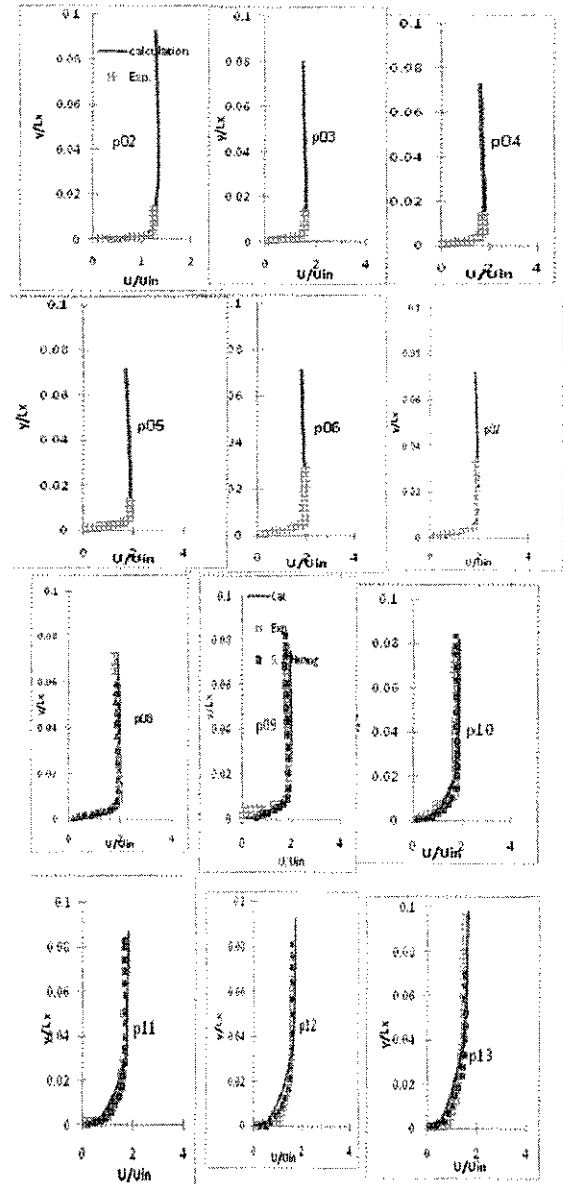


Figure 7 Comparison of velocity profile from p02-p13, for the case of $Re = 3 \times 10^5$ and $FSTI=2.5\%$

4. CONCLUDING REMARKS

A transition model, based on a dynamic transport equation for the intermittency factor, has been presented. For validation, the new model was tested against transitional boundary layer of flat plate zero pressure gradient case as well as transitional boundary layer of low-pressure turbine accompanied with separation bubble. In all flat plate cases the model showed good agreement with the experiments. On the other hand, since the low pressure turbine cascade cases were tough test cases for the present model due to the co-existence of attached and separated boundary layer transition modes, some discrepancies were observed between the predictions and the measurements. However, as a whole, the present approach seems promising and worthy of being implemented in the various types of RANS codes. Still, further study is being continued to improve capability of the current model via the applications to various kinds of flow fields.

REFERENCES

- (1) Schmidt, R. C., and Patanker, S. V., "Two-Equation Low-Reynolds -Number Turbulence Modeling of Transitional Boundary Layer Flows Characteristic of Gas turbine
- (2) Dhawan, S., and Narasimha, R., 1958, "Some Properties of boundary Layer during the transition from laminar to turbulent flow motion" *J. Fluid Mech.*, 3, pp. 418-436
- (3) Steelant, J., and Dick, E., 1996, "Modelling of bypass transition with conditioned NS equations coupled to an intermittency transport equation," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 23, pp. 193-220.
- (4) Cho, J. R., and Chung, M. K., 1992, "A $k-\varepsilon-\gamma$ equation turbulence model," *J. Fluid Mech.*, 237, pp. 301-322
- (5) Myong H. K. and Kasagi N. , 1988 "A new proposal for a $k-\varepsilon$ turbulence model and its evaluation" *Trans. JSME(B)* 54 3003-3009 and 3512-3520
- (6) Libby, P. A., 1975, "On the prediction of intermittent turbulent flows" *J. Fluid Mech.*, 68, part 2, pp. 273-295.
- (7) Suzen, Y. B., and Huang, P. G., 2000 "Modelling of flow transition using an intermittency transport equation for modeling flow transition," *J. Fluid Engg.* Vol.122, pp.273-284
- (8) Akhter, M.N. and Funazaki K., Development of Prediction Method of Boundary Layer Bypass Transition using Intermittency Transport Equation, *International Journal of Gas Turbine, Propulsion and Power Systems*, Vol. 1, Number 1, pp. 30-37, 2007
- (9) Wilcox, D. C., 1988, "Reassessment of the scale determining equation for Advanced Turbulence Models," *AIAA J.*, 26, No. 11, pp. 1299-1310
- (10) Savill, A. M., 1993, "Further progress in the turbulence modeling of bypass transition, Engineering Turbulence modeling and experiments 2," W. Rodi and F. Martelli, Eds., *Elsevier science*, p. 583-592
- (11) Launder, B. E., and Sharma, B. I, 1974, "Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a Spinning Disc," *Lett. Heat mass transfer*, 1, pp. 131-138
- (12) Simon, T. W., Qiu, S., and Yuan, K., " Measurement in a Transitional Boundary Layer Under Low-Pressure Turbine Airfoil Conditions," NASA CR 2000-209957, March 2000
- (13) Abu-Ghannam, B. J., and Shaw, R., 1980, "Natural transition of boundary layer the effect of turbulent pressure gradient and flow history," *J. Mech. Engg.Sci.* 22, no.5 pp. 213-228
- (14) Furukawa, M., Yamasaki, M., and Inoue, M., 1991, " A Zonal approach for Navier-stokes Computations of Compressible Cascade Flow Fields Using a TVD Finite Volume Method," *ASME Journal of Turbomechinary*, Vol.113 No.4, pp. 573-582.
- (15) Chakravarthy, S. R., 1986, " The Versatility and Reliability of Euler Solvers Based on High - Accuracy TVD Formulations" AIAA paper No. 86-0243.

FEGV における着氷現象の数値予測 —運転条件による影響—

坂井俊彦 (東理大院), *山本誠 (東理大), 水田郁久 (IHI)

Numerical Prediction of Ice Accretion Phenomena on FEGV

—Effect of Operating Condition—

Toshihiko SAKAI(TUS), Makoto YAMAMOTO(TUS) and Ikuhisa Mizuta(IHI)

ABSTRACT

Ice accretion is a phenomenon where supercooled water droplets impinge and accrete on a body. The occurrence of ice accretion leads to the performance degradation in a jet engine, and may cause serious damage to fan, compressor and so on. Since the flight tests and wind tunnel tests are difficult and too expensive, a numerical simulation is very useful to predict ice accretion a prior. If we can accurately simulate ice accretion in the design phase and improve the performance, it should become possible to reduce the cost and design time of a jet engine. In the present study, we simulated ice accretion process for a 3-dimensional FEGV to clarify how the engine operation condition affects the ice accretion and the aerodynamic performance of the vane.

Key words: FEGV, Ice Accretion, Numerical Simulation, Computational Fluid Dynamics

1. 緒言

着氷とは、大気中の過冷却水滴が物体に衝突することによって、固体表面上に氷層を形成する現象である。ジェットエンジンにおける着氷の発生は、空力性能の低下や、エンジン流入空気の流れを乱して作動不調を引き起こすほか、はく離した氷片によるエンジン内部の機械的損傷等、きわめて深刻な影響をもたらす^{1,2}。このため様々な防水/除氷システムが開発されているが、いまだ空気力学的な損失を生み出しているのが現状である。また、航空エンジンの設計・開発において、着氷に起因した不安定作動が発生した場合、対応が非常に困難であり、開発の後戻りも大きい。それゆえに、設計段階で着氷過程を再現し、着氷による空力性能低下を抑制することができれば、設計時間や開発コストの削減につなげることが可能である。しかし、着氷は流体力学と熱力学の側面を併せ持つ非常に複雑な物理現象であり、実験によって着氷現象を繰り返し再現することは容易ではない。また、地上で模擬実験を行うための実験設備には莫大な費用を必要とし、実機を用いた飛行実験では危険すら伴う。このため、様々な気象条件における着氷現象を妥当に再現し、かつファン動翼等の3次元的な幾何形状にも適用可能な着氷シミュレーションが強く求められている。

本研究は、ジェットエンジンのFEGV（ファン出口案内翼）を対象として3次元着氷シミュレーションを行い、エンジン運転状況の変化による着氷の変化と、翼空力性能への影響を明らかにすることを目的として行われたものである。

2. 数値計算手法

2.1 計算アルゴリズム

本研究で用いた着氷現象の計算手法は、流れ場に依存した着氷形状の計算と、その着氷形状に対する流れ場計算の反復からなっている。まず、着氷していない翼周りの流れ場をRANS（Reynolds-Averaged Navier-Stokes）計算し、水滴軌道計算によって翼面に対する水滴の衝突特性を得る。次に、熱力学計算を行うことで、翼面上における氷層の成長率を算出し、着氷形状を決定する。その後、着氷した翼面に沿って計算格子を再構成し、再び流れ場計算を実行する。この一連のプロセスを着氷時間に達するまで反復することで、氷層の時間的・空間的な成長過程を再現する。

2.2 流れ場計算

流れ場は3次元圧縮性乱流と仮定し、支配方程式としてレイノルズ平均した連続の式、Navier-Stokes方程式、エネルギー式を、乱流モデルとして高レイノルズ数型標準k-εモデルを用いた。支配方程式は、非粘性項をYee-Hartenの提案した2次精度風上型TVDスキーム³、粘性項を2次精度中心差分でそれぞれ離散化しており、時間進行には4段階ルンゲ・クッタ法を用いた。また、流れ場計算では、次式に示す氷による表面の粗さ効果を壁関数に導入している。

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y^+}{k_s^+} + A_r, \quad k_s^+ = u_\tau k_s / \nu \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 A_r の値にはNikuradse(1933)の実験⁴を参考にして、以下のような定数を与えた。

$4 < k_s^+ < 70$ (粗滑遷移領域) $A_r = 9.525$

$k_s^+ > 70$ (完全粗面領域) $A_r = 8.5$

2. 3 水滴軌道計算

水滴軌道計算にはラグランジュ法を用い、計算を進めていく上で以下の仮定を行った。

- ・ 水滴は完全な球形で変形しない
- ・ 水滴に働く力は抗力のみ(重力等の外力は無視)
- ・ 水滴間の衝突は起きない
- ・ 水滴は気体に影響を及ぼさない (1-Way 手法)
- ・ 流入部における水滴の速度は主流速度に等しい

これらの仮定により、水滴の運動方程式は次式のように簡略化することができる。

$$\frac{du_p}{dt} = -\frac{3}{8} C_d \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{1}{r_p} |u_f - u_p|^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで ρ は密度、 u は速度、 r は水滴半径であり、添字 f 、 p はそれぞれ周囲流体、水滴を表している。また抗力係数 C_d には Shiller-Naumann 係数⁹⁾を採用した。この運動方程式を時間積分することにより、水滴の位置を時々刻々計算することが出来る。また、本研究では、扱う水滴径に均一の大きさではなく、NASA で行われた実験¹⁰⁾により得られた分布を導入し、より実条件に近い環境を再現した。

2. 3 熱力学・氷堆積計算

本計算では、LEWIS Code⁶⁾に準拠し、格子 1 セルを検査体積として、質量およびエネルギーバランスを計算することにより、検査体積内に堆積する氷の質量を決定する。エネルギーバランスは以下のように表される。

$$E_{in} + E_m + E_{ac} + q_f = E_{va} + E_{ou} + q_c \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 E_m は翼面上に衝突する水滴によるエネルギー、 E_m は周囲のセルから検査体積へ流入するエネルギー、 E_{ac} は検査体積内に堆積する氷の潜熱によるエネルギー、 E_{va} は蒸発・昇華によるエネルギー、 E_{ou} は検査体積から流出

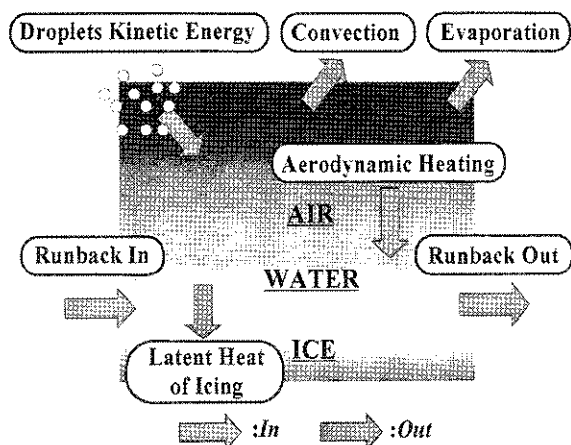


Fig.1 Schematic of Energy Balance

するエネルギー、 q_f は摩擦によって空気から検査体積に与えられる熱エネルギー、そして q_c は空気の対流による熱損失である。なお、質量バランスについても同様の式を用いていることを付記しておく。

また、本コードでは、氷表面の粗さを半球体の粗さモデルで表現した。ランバックする水滴がこの粗さの谷間にトラップされるとし、粗さの影響を対流熱伝達係数や流れ場の計算だけではなく、水滴のランバック量に対しても考慮した。なお、氷表面の粗さ高さは一様ではなく温度の関数である。本研究では、Fortin ら⁷⁾の経験式を用いてこれを考慮することとした。

3. 計算条件

3. 1 計算対象

本研究では図 2 に示す FEGV を対象として 3 次元数値計算を行う。計算に用いた格子は、図に示すように H 型格子の Main-Grid $201 \times 41 \times 101$ (図中青)と、翼形状に適合した O 型格子の Sub-Grid $201 \times 26 \times 101$ (図中赤)である。

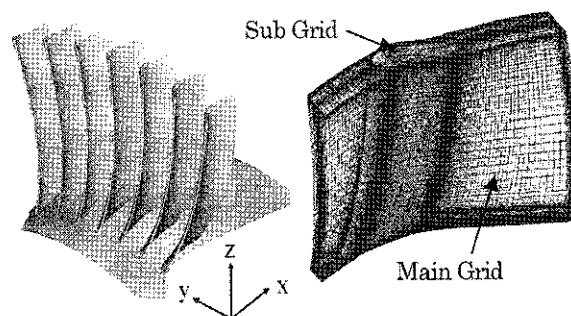


Fig.2 FEGV and Computational Grids

3. 2 計算条件

本研究で用いた計算条件を表 1 に示す。表中で、 P_m 、 T_m 、 M_m はそれぞれ流入圧力、温度、マッハ数であり、 LWC は大気中の水分含有量である。表 1 に示したように、本研究では、運転条件の異なる 4 ケースの計算を実施した。これらの運転条件は、Case1 から 4 の順に通常運行、上昇時などの高出力時、アイドリング状態、高温時の通常運行を模擬して決められている。また、この表における値はミッドスパンにおけるものであり、着氷時間はいずれのケースでも 3 秒とした。なお、いずれのケースにおいても、平均水滴直径 MVD は $20 \mu m$ で固定した⁸⁾。

Table1 Computational Conditions

	Case1	Case2	Case3	Case4
P_m [MPa]	1.1	1.2	1.0	1.1
T_m [K]	262	266	255	277
M_m	0.61	0.69	0.25	0.60
LWC [g/m ³]	1.0	1.0	1.0	2.0

4. 計算結果および考察

4. 1 水滴軌道計算

図3はCase1において、FEGVの正圧側、負圧側に衝突した水滴の単位面積あたりの衝突個数分布を、図4は翼周りにおける水滴の軌道を表している。図3より、水滴の衝突は、翼前縁に集中していることが見て取れる。また、通常の航空機翼等とは異なり、後縁近傍に至るまで正圧面のほぼ全域で水滴の衝突が見られる。一方、負圧面側では前縁以外に衝突は認められない。これは、図4の水滴軌道に示されたように、前縁に衝突しなかった水滴がそのまま流れに追従して翼後方に飛び去る、あるいは、隣接する案内翼の正圧面後縁側に衝突するためである。また、同じ正圧面でも、チップ側に比べて、ハブ側で水滴の衝突個数が多い。これは、ハブ面形状が翼後縁近傍で流路を狭めるような形状をなしているためであると考えられる。

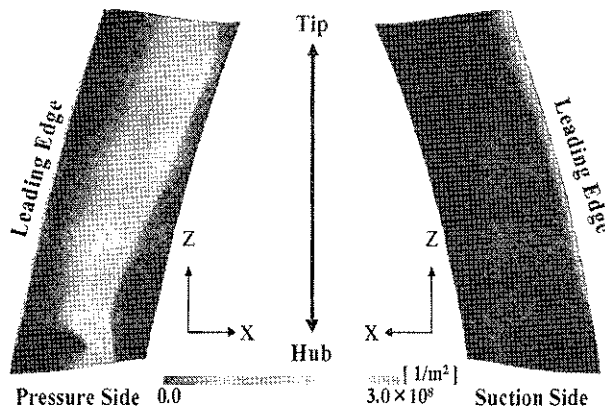


Fig.3 Distribution of Droplet Impingement

4. 2 氷形状および氷厚さ

図5は、Case1から4で得られた氷層厚さを鳥瞰図として示す。この図より、運転条件の違いによって生成される氷層形状が異なることが明らかである。

まず、いずれの運転条件においても、前縁の着氷が著しく、一方、ハブ側では着氷が確認されなかった。しかし、正圧面後方に生成される氷厚さは、ハブ側が丘状に最も厚くなるのが分かる。これは、ハブ面形状により水滴がこの付近に集中して衝突するためであると考えられる。

Case3 と他の Case で氷厚さに顕著な差が現れた。これは、表面温度により、形成される氷密度に違いが生じたためである。

ミッドスパンでは、前縁部及び正圧面後方への着氷が確認でき、その形状は Case1 から Case4 の運転環境条件によりかなり異なることが確認できる。

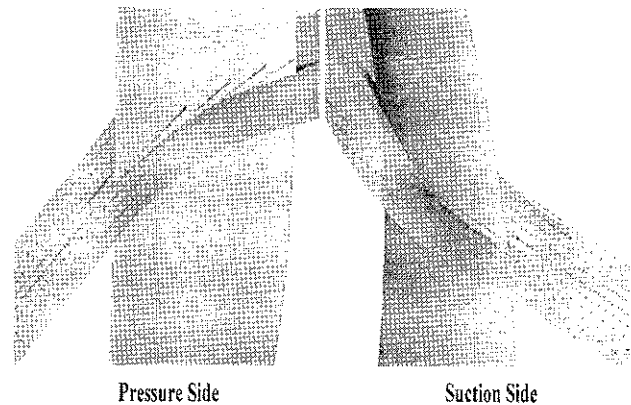


Fig.4 Droplet Trajectory around FEGV

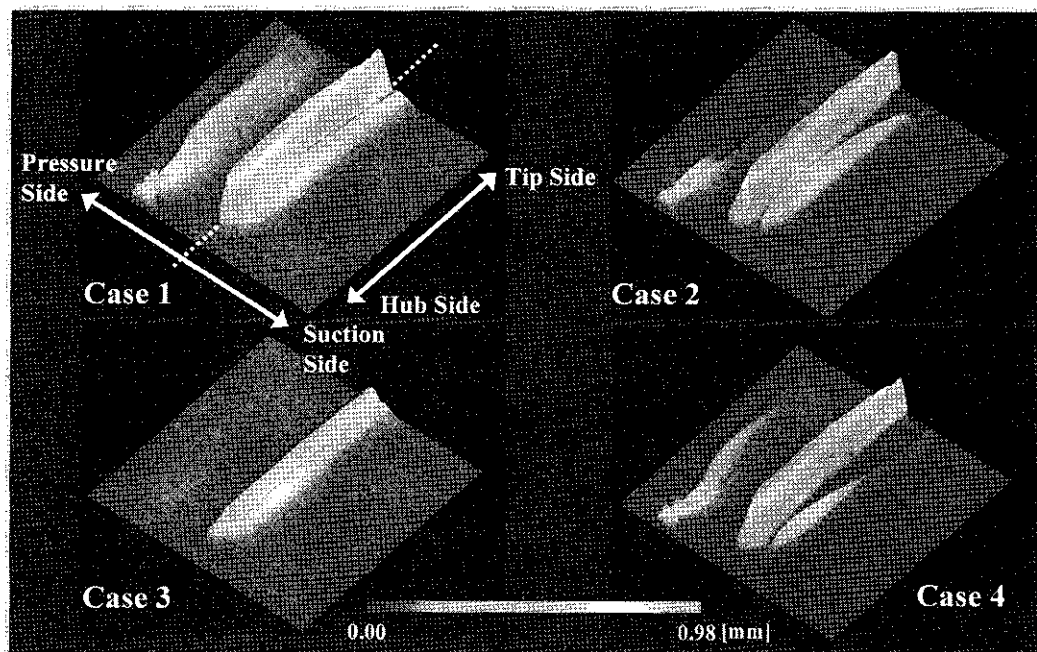


Fig.5 Ice Thickness around Leading Edge

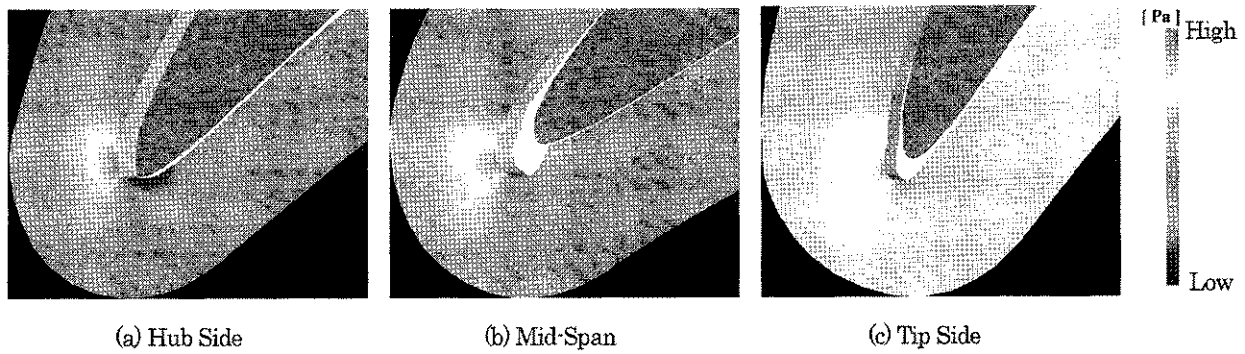


Fig.6 Ice Shape and Pressure Distribution around Leading Edge in Case1

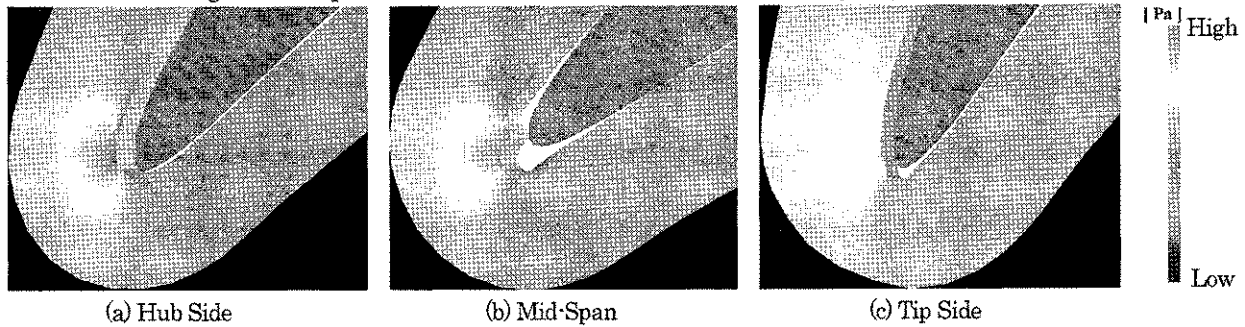


Fig.7 Ice Shape and Pressure Distribution around Leading Edge in Case2

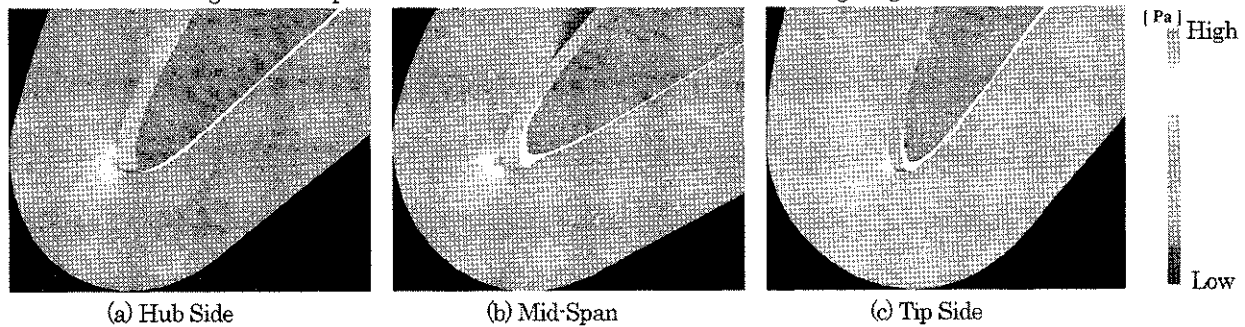


Fig.8 Ice Shape and Pressure Distribution around Leading Edge in Case3

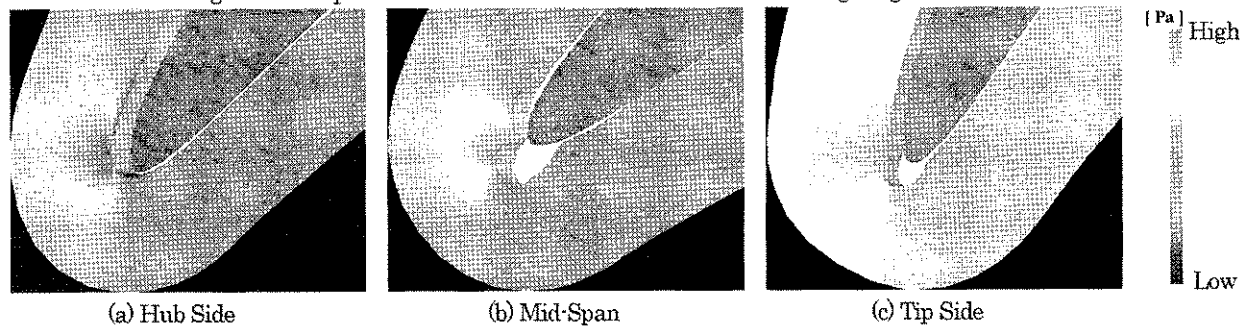


Fig.9 Ice Shape and Pressure Distribution around Leading Edge in Case4

また、ハブやミッドスパンとは異なり、チップ側正圧面後方への着氷は少ない。これは、流路形状によるほか、チップ側ほど翼の捩れやキャンバーが強くなるため、正圧面前縁で剥離が生じ流れ場の挙動が変化し、これにより水滴の衝突頻度が減少するためであると考えられる。

図6から9に、各Caseにおける前縁付近の着氷の様子と静圧分布（カラーマップ）を示す。

Case3のアイドリング状態では温度が低いため、前縁に形成された氷は上流側に向かって成長する霧氷形状をなしている。これに対し、流入温度が10℃近く高い他のCaseでは、よどみ点近傍の氷形状がくぼみ、ホーンを形成していることから、水滴のランバックが確認でき、Case3に比べて雨水寄りの形状となっている。この傾向は、特にCase2で顕著に現れている。

Case1とCase4は流入温度とLWCを除いて、運転

環境条件にはほとんど違いはないが、氷形状は大きく異なっている。これは、表面温度が高くなることによる氷結率の違いだけではなく、温度が高いほど粗度要素高さ ϵ_s が大きくなるため、翼表面をランバックする水質量が減少するという2つの理由によるものと考えられる。チップでは、ミッドスパンとは異なり、生成される氷形状はどちらの運転条件でも、霧氷よりの形状となる。しかし、Case1では温度が10℃以上高く、雨水の発生範囲であるため、形状こそ似ているが生じる氷層厚さは倍近くも厚いものとなっている。

いずれのCaseでも、チップ側では着氷量が少ない。これは、チップ側ほど流入温度は高く、したがって氷結率が低くなるので、ミッドスパンに比べて生成される氷の量が少なくなったためと考えられる。

5.3 流れ場への影響

図10に、着氷後のCase1から4における前縁近傍の流れ場を示す。これより、流入温度が低く霧氷よりの形状をなすCase3では、着氷による流れ場への影響が弱いことが分かる。一方、Case1や4では前縁正圧側にはく離が発生し、渦ができていたことが確認できる。また、Case2や4では流入する空気温度が高く、よどみ点近傍では温度が氷結温度を超えるため着氷しないが、その上下でホーン形状が形成されている。これは、よどみ点近傍に衝突した水滴が凍ることなく、

上下部にランバックしたためである。したがって、ランバックが生じる雨水の方が流れ場に与える影響が大きいと言える。この雨水の特徴を最も顕著に表しているのは、Case2である。さらに時間が進んでホーンが成長すれば、翼周りの流れ場が大きく変化し、翼性能が著しく低下することが予想される。

5.4 圧力係数分布

図11に、ミッドスパンでの壁面静圧係数分布の変化を比較する。図より、Case3を除いて、着氷の存在が翼性能に大きな影響を与えていることが明らかである。着氷により前縁形状が変化し、さらに翼後方の厚さも増加したため、正圧面・負圧面を問わず全面的に圧力係数は変化する。着氷の有無による性能を C_p 分布で囲まれた面積で比較したところ、ほぼ全てのCaseで5%程度の減少を確認した。具体的に見ていくと、特にCase2では C_p 分布で囲まれる面積がクリーンな状態と比べて明らかに小さくなっている。これより、エンジン高出力時、エンジン流入温度が0℃に近づくほど翼に雨水形状を生じやすくなるため、翼性能に与える影響が大きくなることが分かる。一方、Case3では着氷の有無による C_p 分布の変化はほとんど見られない、これは、前述のように、Case3では霧氷よりの氷形状を形成し、雨水に見られるようなホーン形状やくぼみが生じないためである。

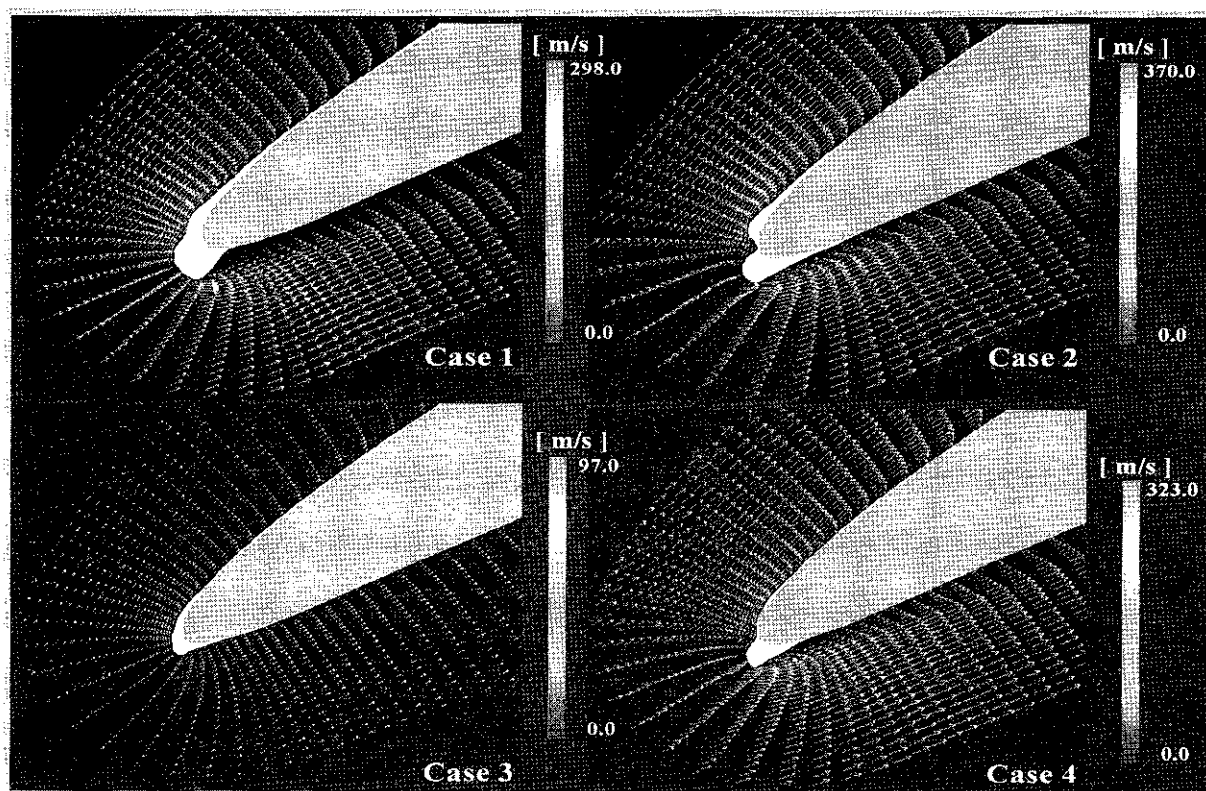


Fig.10 Mean Velocity Vector around Leading Edge

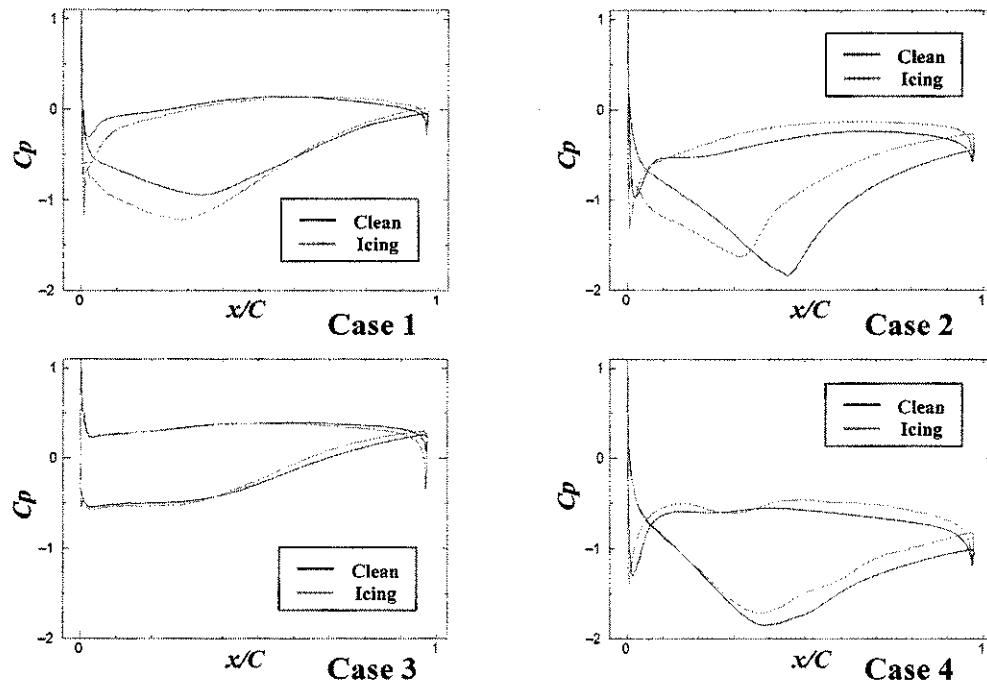


Fig.11 Static Wall Pressure Coefficient around Mid-Span

興味深いことに、Case1では、 C_p 分布で囲まれた面積が増え、翼性能が向上する結果となった。これは、氷が翼弦方向に最も伸びたことで翼弦が長くなる効果が現れたものと思われる。

6. 結 言

本研究で得られた知見を以下に示す。

- (1) FEGV では前縁部だけではなく、正圧面後方にも比較的厚い着氷が発生する。
- (2) ハブ側では着氷が起きにくい。
- (3) いずれの運転条件においても、スパン方向ではミッドスパン付近で最も厚い氷が生成される。
- (4) 流入時の周囲温度が -20°C 程度と低ければ、霧氷よりの形状を生成し、 -10°C 程度の比較的暖かい温度では雨氷よりの形状となる。
- (5) 霧氷に比べ、雨氷の方が前縁・正圧面後方の氷層が厚くなるため、翼全体にわたって圧力係数分布に影響が現れる。
- (6) 高出力時のように、ファン流入部の温度が高くなるほど雨氷よりの形状となり、翼性能へ与える影響は大きくなる。
- (7) アイドリング時のように温度が低く、霧氷形状が生成されるとき、翼性能へ与える影響は、雨氷が生じる Case と比較して小さい。

今後は、着氷のモデル化をより洗練するとともに、ファン動静翼干渉場での着氷現象の再現・解明に取り組む、ジェットエンジンの安全性向上に貢献したいと考えている。

文 献

- 1) K.Das et. al., "Ice Shape Prediction for Turbofan Rotating Blades", AIAA-2006-209, 2006
- 2) K.Das et. al., "Icing Analysis of Fan Rotor at Part Load Conditions", FEDSM2006-98241, 2006
- 3) Yee,H.C. and Harten,A., Implicit TVD Scheme for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates, AIAA J., 3, (1987), 266-274
- 4) H.Schlichting, "Boundary Layer Theory", McGraw, Hill, 1979, 615-623
- 5) Y.Bourgault et al., "A Finite Element Method Study of Eulerian Droplets Impingement Models", Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 29, 1999, 429-449
- 6) W.B.Wright, "Validation Results for LEWICE3.0", NASA/CR-2005-213561, 2005
- 7) G.Fortin et.al., "A New Roughness Comp. Method and Geometric Accretion Model for Airfoil Icing", J. of Aircraft, Vol.41, 2004
- 8) J.C.Taso and D.N.Anderson, "Additional Study of Water Droplet Median Volume Diameter(MVD) Effects on Ice Shapes", NASA/CR-2005-213853, 2005

可動渦発生器による周期的縦渦対と 馬蹄形渦の位相平均挙動に関する研究

本間伸洋(東理大院), 安藤正晴, 元祐昌廣(東理大), *本阿弥眞治

A Study on Phase-averaged Behavior of a Horseshoe Vortex
Interacted with Periodic Longitudinal Vortex Pair by Active Vortex Generator

Nobuhiro HOMMA(Tokyo Univ. Science), Masaharu ANDO,
Masahiro MOTOSUKE and *Shinji HONAMI

ABSTRACT

A horseshoe vortex occurs around a wing-body junction. The adverse pressure gradient around a leading edge produces three-dimensional separation and a horseshoe vortex which introduces the total pressure loss. Various techniques of suppressing the horseshoe vortex have been attempted. The purpose of this study is to show the phase-averaged behavior of the horseshoe vortex interacted with the periodic longitudinal vortex pair produced by active vortex generators. Interaction of the horseshoe vortex with the weak longitudinal vortex improves flow distortion downstream of the wing.

Key words: Horseshoe vortex, Vortex generator, Flow control, Total pressure loss

1. はじめに

平板上の境界層に置かれた障害物の上流では、逆圧力勾配により境界層は三次元化し離れる。障害物を取り囲むように馬蹄形渦 (Horseshoe Vortex : HV) が形成される。例えば、タービン翼と End Wall(壁面)の接合部において翼基部を取り囲むように馬蹄形渦が形成され、馬蹄形渦は乱れが強く、圧力損失や熱応力をもたらす、壁面せん断応力を増大させるなど好ましくない性質がある。馬蹄形渦の制御・抑制は流体工学上、重要な課題となり、受動・能動制御に関する研究が 1980 年代から実施されている。近年、低圧タービンの重量減を目指し、タービンの枚数を減少させ、タービン 1 枚当たりの負荷を高めることが試みられ、その結果、タービン翼通路の馬蹄形渦を含む二次流れの抑制に大きな関心が向けられている。

まず、受動制御の観点から、Mehta[1] は翼前縁を楕円、超楕円そして楔状楕円の 3 種類を選び、馬蹄形渦の大きさと強さを抑制することを試み、Kubendran ら[2]は障害物にフィレットを設置し、渦を減衰させており、一方、Devenport ら[3]は、翼と壁面の接合部すべてにフィレットを装着した結果、渦は大きく、強くなり、渦の抑制に逆効果であると報告した。

次に、能動制御に関し、Philips ら[4]、Bloxham ら[5]は壁面あるいは翼基部に設けたスリットから馬蹄形渦を吸い込む方法を報告した。原ら[6]は縦渦対の干渉効果[7]に注目し、翼の上流に一对の

三角形の渦発生器(Vortex Generator : VG)を設置し、翼上流で発生した縦渦対と下流で発生する馬蹄形渦を干渉させた流れ場について報告した。原らは VG の迎え角を固定し、Littell ら[8]は迎え角を周期的に変化させ、遠藤ら[9]は渦発生器の高さを周期的に変化させ、縦渦の挙動を明らかにした。

本研究では渦発生器の迎え角を 5Hz で周期的に変化させ、小型回転熱線流速計により干渉過程における流れ場の速度 3 成分を測定した。特に、渦の位相平均挙動に着目し、馬蹄形渦の渦度と正負の渦度を持つ縦渦を与えた場合について、馬蹄形渦と縦渦の動的な干渉過程を明らかにし、馬蹄形渦の動的抑制方法に関する可能性を検討することを目的とする。

2. 記号

C	: 翼弦長 [mm]
C_{pt}	: 全圧損失係数
P_t	: 全圧 [Pa]
P_s	: 静圧 [Pa]
Re_θ	: レイノルズ数 (代表長さ: θ)
t	: 時間 [ms]
T	: 翼最大厚さ [mm]
U, V, W	: X, Y, Z 方向時間平均速度 [m/s]
U_{ref}	: 基準点主流方向流速 [m/s]
X, Y, Z	: 直交座標系 (図 1 参照)
Γ	: 循環値
δ	: 境界層厚さ [mm]

θ : 運動量厚さ [mm]
 ϕ : 渦発生器ヨウ角 [deg]
 Ω_x : X方向渦度

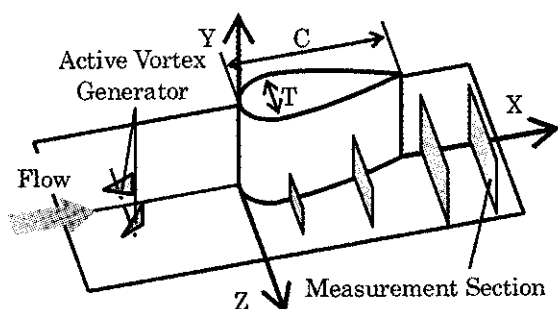


Fig.1 Test Apparatus

3. 実験装置および方法

本研究では、熱線流速計の弱点である点計測をできるだけ補うため計測の自動化とセンサプロングの高機能化に努めた。

3.1 実験装置

本研究では吸い込み式風洞を用い、試験部は全長 2000 mm の試験部を持ち、高さ 130 mm、スパン 720 mm の長方形断面を有する。基準点流速 U_{ref} は 16 m/s、境界層厚さ δ は 20 mm、運動量厚さ θ は 1.7 mm であり、運動量厚さを代表長さとするレイノルズ数 Re_θ は 1670 である。図 1 に可動渦発生器と翼の配置及び座標系を示す。座標系は翼前縁部を原点とし、流れ方向を X、壁面高さ方向を Y、スパン方向を Z と定める。

翼には NACA0024 翼を用いた。翼の前縁曲率半

径は 15.9 mm、翼弦長 C は 250 mm、翼スパンは 120 mm である。最大翼厚は翼弦長の 30 % に位置し、厚さ T は 60 mm である。

本研究では周期的に縦渦を発生させるため、ステッピングモータによりヨウ角及び周期を変化させる可動渦発生器 (Active Vortex Generator : AVG) を用いた。渦発生器は一对の三角翼で構成され、底辺は 30 mm、高さは 15 mm、厚さは 1 mm である。翼両面とも対称に干渉させるため AVG は $X = -165$ mm に一对設置し、間隔は 45 mm とする。稼動時の周期は、図 2 に示すように 1 周期 200 ms、5 Hz である。

本実験の流速測定には小型回転 X 型熱線プローブ (図 3) を用いた。これは、遠藤らが開発したプローブのプローグ部の空力に配慮し、センサからの配線を改良し、(有)ウィンテックが製作したものである。回転プローブは、直径 5 μ m、長さ 1.13 mm の検知部を持つ。プローブのプローグ部は、直径 4.3 mm のステッピングモータにより正逆方向に回転できるため、一本のプローブで速度 3 成分を計測できる。即ち、X 型プローブを二本用いる場合の個体差と取付け誤差が発生せず、三線プローブと比較して空間分解能が高いという特徴がある。

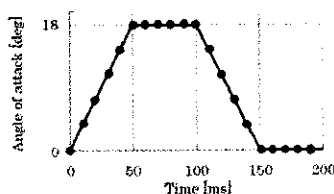


Fig.2 Angle Trace

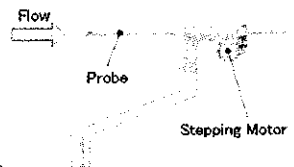


Fig.3 Rotating X Type Probe

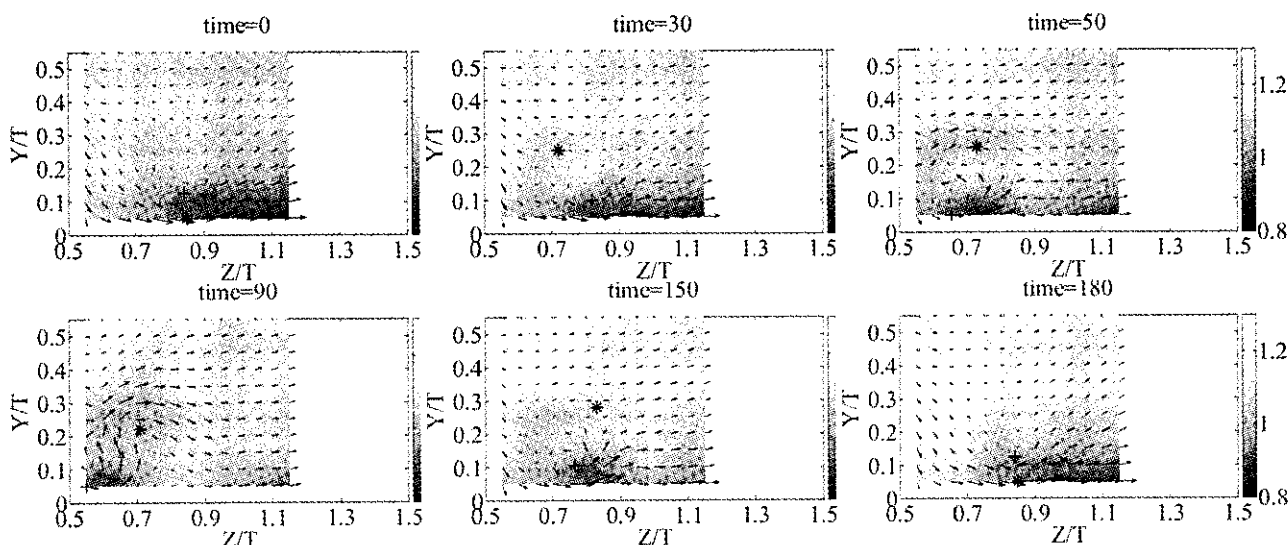


Fig.4(a) Contours of Streamwise Velocity U/U_{ref} Common Flow Up, $X/C=0.3$

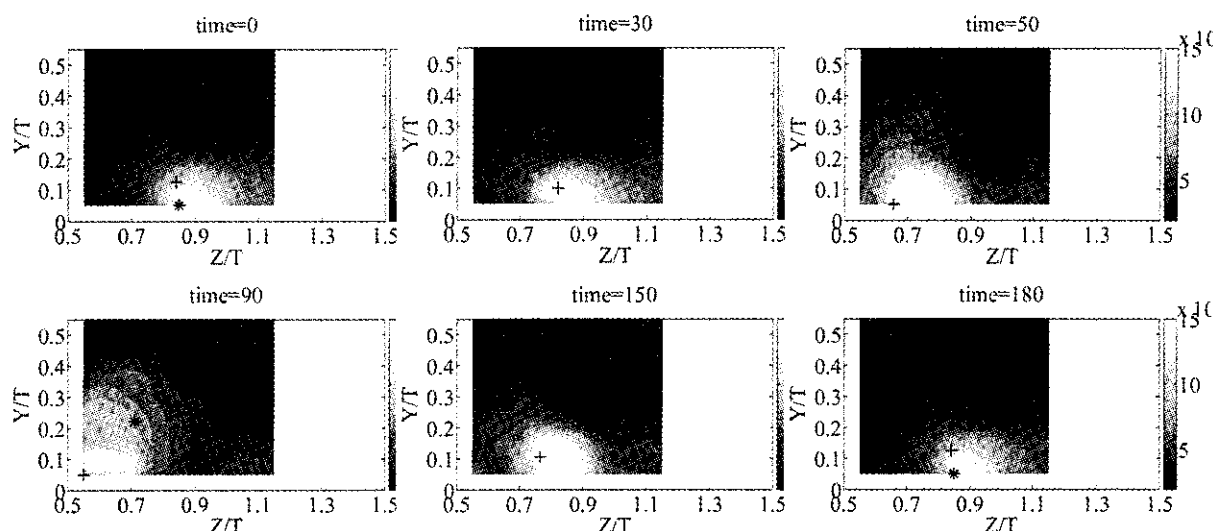


Fig.4(b) Contour Plots of Turbulence Intensity, Common Flow Up, $X/C=0.3$

4. 実験結果および考察

馬蹄形渦と干渉させる縦渦対は Common Flow Up (CFU) と Common Flow Down (CFD) の二種類の形態とする。CFU とは渦対の間で壁面から吹き上げる Upwash 運動が発生し、CFD では壁面に吹きおろす Downwash 運動が発生する渦対の配置である。馬蹄形渦と CFU の干渉では2つの渦の回転方向が逆回転となり、CFD では同回転となる

4.1 逆回転の縦渦 (CFU) を干渉させた場合

4.1.1 最大翼厚さ部 ($X/C=0.3$) における流れ

図4 (a) に $X/C=0.3$ における主流方向流速分布と2次流れ速度ベクトル, 渦中心位置を示す。図4 (b) に乱流値分布を示す。

$t=30$ ms から馬蹄形渦の左上部に弱い縦渦が発生している。縦渦の発達に伴い、巻き込みも強くなり馬蹄形渦が壁面と翼の接合部に向かって移動する。縦渦の位置は位相によらず、ほとんど変化しないが、馬蹄形渦が縦渦と壁面の間を通過している時 ($t=40, 150$ ms) に壁面から離れる。ヨウ角が最大となり縦渦が十分に発達している時、馬蹄形渦は接合部近傍に移動し、縦渦は馬蹄形渦の上に載るような配置となる。CFU では2つの渦が接合部に存在するため、接合部に低速度領域が広範囲に分布し、複雑な2次流れの挙動を示す。乱流値分布を見ると馬蹄形渦の乱れが非常に強く、縦渦の乱れはそれほど大きくない。乱流値の高い領域は流速が低い領域と一致する。このことから渦の存在する領域では流速は遅く、乱流値は高いことがわかる。図には示さないが、渦度の位相変化に注目すると、馬蹄形渦の渦度は縦渦よりも壁面側にあるとき ($t=50\sim140$ ms) に渦管が細くなるため渦度が高くなっていることが観察された。

4.1.2 翼下流部 ($X/C=1.5$) における流れ

図5 (a) に $X/C=1.5$ における主流方向流速分布と2次流れ速度ベクトル, 渦中心位置を示す。図5 (b) に $X/C=1.5$ における乱流値分布を示す。

$X/C=1.5$ でも馬蹄形渦は縦渦の発達に伴い対称面 ($Z=0$) に近づいている。上流で翼面に接近した渦はそのまま翼面に沿って移流し、 $t=50\sim140$ ms で翼両面の渦が干渉している。翼両面の渦が干渉すると馬蹄形渦の乱流値が縦渦の影響を受けない場合 ($t=0$ ms) に比べ、値は約2倍高くなる。

渦度は上流と比較して低下している。循環値の位相変化を見ると、馬蹄形渦の循環値は上流と下流での変化は小さいが、縦渦の循環値は渦の干渉によって大きく減衰している。

$t=60$ ms の流速分布に注目すると流れの歪みが弱くなっている。 $X/C=0.3$ と 1.5 において 20 ms の位相遅れが発生していると考えれば、 $X/C=1.5$ での主流の歪みが改善している状態は $X/C=0.3$ の断面の $t=40$ ms の流れの状態が移流していると考えられる。

$X/C=0.3$ の $t=40$ ms をみると渦の強さが異なる2つの渦が最も接近し、渦が減衰しやすい条件となることがわかる。主流の歪みが弱くなったのは、縦渦の位置と強さが馬蹄形渦を打ち消すのに適した配置のためと考えられる。

4.2 同回転の縦渦 (CFD) を干渉させた場合

図6, 7 (a) に主流方向流速分布と2次流れ速度ベクトル, 渦中心位置を示す。図6, 7 (b) に乱流値分布を示す。CFD では馬蹄形渦と縦渦の回転方向が同じであるため2つの渦を明確に区別することが困難である。したがって渦中心位置と渦度の位相変化については、 $t=0\sim20$ ms, $180\sim200$ ms

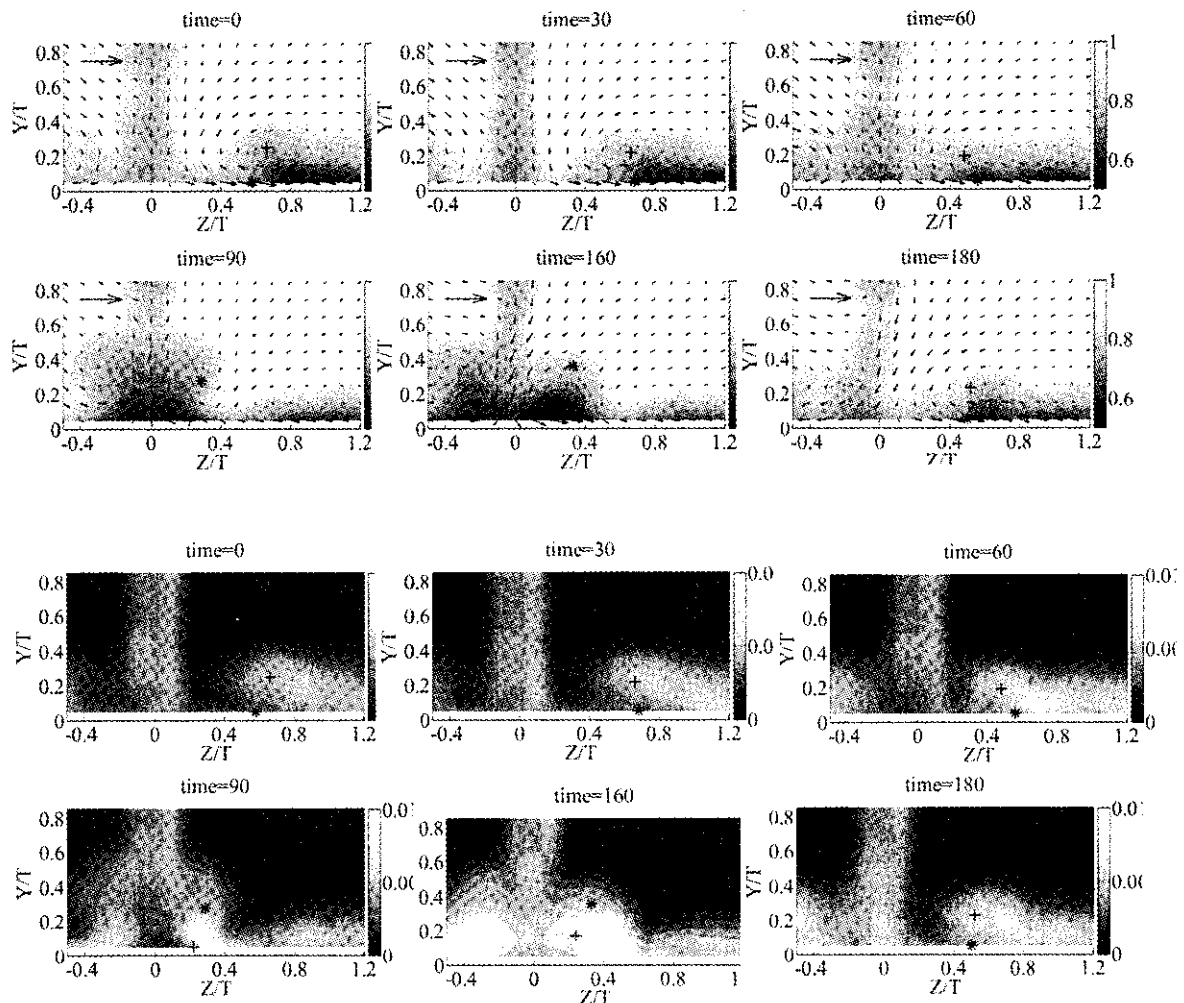


Fig.5(a)(b) Contours of Streamwise Velocity U/U_{ref} and Turbulence Intensity, Common Flow Up, $X/C=1.5$

は馬蹄形渦, $t = 50 \sim 140 \text{ ms}$ は縦渦を示す。

4.2.1 最大翼厚さ部 ($X/C=0.3$) における流れ

図 6(a) の流速分布を見ると, $X/C=0.3$ の断面では 30 ms で馬蹄形渦の上部に縦渦が発生している。馬蹄形渦上部に発生した縦渦は発達しながら, 渦中心位置は翼面から離れる。縦渦の Downwash 運動により接合部に主流の高い運動量の流体が輸送され, 高速度領域が存在する。図 6(b) に示す乱流値分布を見ると, 馬蹄形渦は縦渦の発達に伴い Downwash 運動の影響を受け, 壁面に押し付けられる。また, 馬蹄形渦の方が乱流値は高いが, 縦渦の中心部も局所的に乱流値が高い。回転方向が同じ縦渦が存在する場合, 渦の合体現象が起こることが知られているが, 乱流値分布からこの断面では合体は起きていないことがわかる。また, 最大渦度を見ると馬蹄形渦の最大渦度のほうが, 十分に発達した縦渦の最大渦度よりも高い。

4.2.2 翼下流部 ($X/C=1.5$) における流れ

図 7(a) の流速分布より, この断面でも縦渦の発達に伴い翼接合部付近に主流の流体が輸送され,

高速領域がさらに拡大していることがわかる。

乱流値分布を見ると 2 つの渦は一つに合体し, 縦渦の発達に伴い, 翼面から離れる。そこで, $X/C = 0.3$ と 1.5 の間で 2 つの渦が合体したことがわかる。その際 $X/C = 0.3$ の断面から下流で, 馬蹄形渦が縦渦の Downwash 運動に巻き込まれたと考えられる。

乱流値のピークは位相によって 7×10^{-3} 程度ではほとんど変化しないが, 馬蹄形渦のみの場合は渦全体の乱流値が高いのに対して, 縦渦が十分発達した状態では渦の巻き上がりの部分で乱流値が局所的に高くなることはない。

図には示さないが, 最大渦度と循環値を比較すると, 最大渦度は減衰しているが, 循環値は粘性による減衰は見られるが CFU の減少量に比べて小さい。

4.3 全圧損失

全圧力測定時の測定断面は, CFD 形態, CFU 形態共に $X/C=1.5$, 基準面として VG を設置しない状態で $X/C=-0.66$ とする。また全圧管は応答性が低

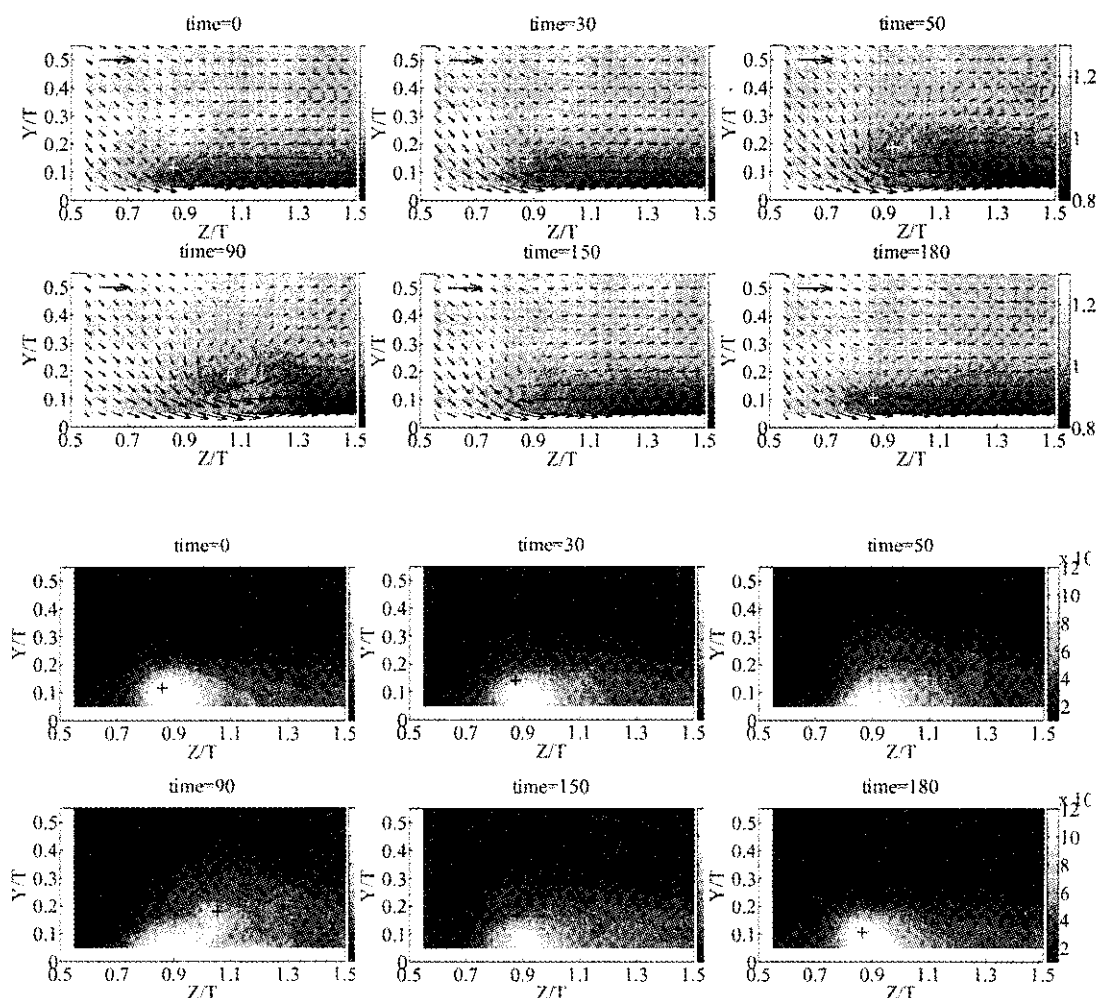


Fig.6(a)(b) Contours of Streamwise Velocity U/U_{ref} and Turbulence Intensity, Common Flow Up, $X/C=0.3$

いため、固定 VG を用いて迎角 0 度から 18 度まで 3.6 度毎とした。得られた全圧力から $Z/C \geq 0$ における質量流量平均全圧力を算出した。図 8 に VG の迎角と全圧損失の関係を示す。CFD 形態では全圧損失は 7.2 度まで減少し、それ以上の角度で増加する傾向を示す。渦の合体で Downwash 運動が強まったことにより、高い運動量の流体が壁面へ輸送され、その結果、全圧損失は減少すると考えられる。また 7.2 度以降の全圧損失の増加は、迎角の増加に伴う VG 本体および縦渦による損失が増加したためである。CFU 形態では 3.6 度で最小となり、それ以上の角度で増加する。馬蹄形渦と逆回転の縦渦により馬蹄形渦が減衰し、境界層外縁部の流れの一様化および二次流れの低減によって、全圧損失が減少すると考えられる。しかし VG の迎角が増加すると、2 次流れの挙動が複雑になり、CFU 形態の渦対の Upwash 運動により、低速度領域が拡大し、そして CFD 形態と同様に VG の損失

が増加することによって全圧損失が急激に増加していく。

5. 結論

可動渦発生器による周期的縦渦を馬蹄形渦に干渉させた結果、以下の結論を得た。

(1) 馬蹄形渦と逆回転の縦渦 (CFU 形態) を干渉させた場合、最大翼厚部では、乱れの大きい二次流れが発生するが、翼下流では特に馬蹄形渦と縦渦の距離が近いときに整流効果がある。

(2) 馬蹄形渦と同回転の縦渦 (CFD 形態) を干渉させた場合、縦渦の Downwash 運動により、壁面と翼の接合部近傍の高速度領域が拡大する。また、翼下流では馬蹄形渦は縦渦に巻き込まれて 1 つの渦となり、翼面から離れる。

(3) CFD 形態、CFU 形態共に約 12 度以下において全圧損失は減少し、減少割合は CFU 形態の方が大きい。

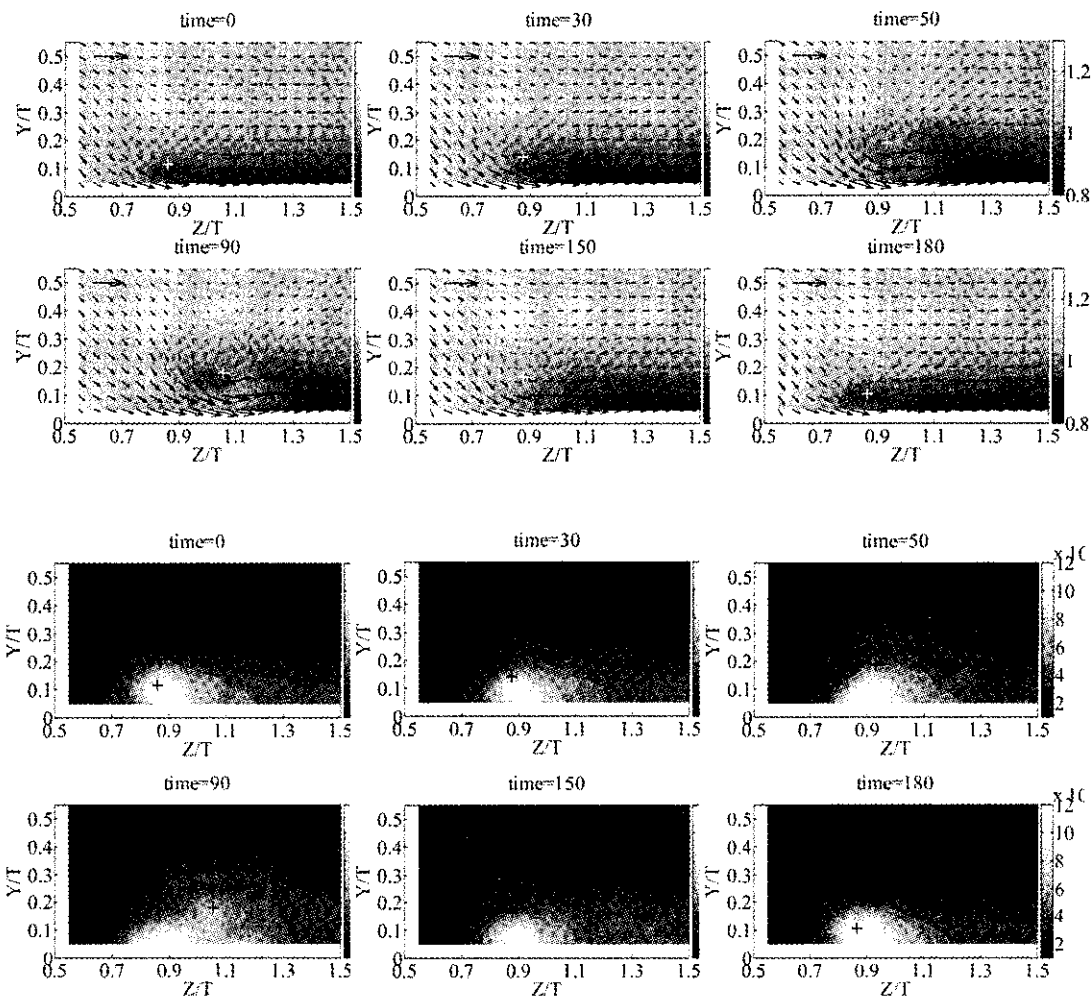


Fig. 7(a)(b) Contours of Streamwise Velocity and Turbulence Intensity, Common Flow Down, $X/C=1.5$

参考文献

- 1) Mehta R.D. : Effect of Wing Nose Shape on the Flow in a wing/body junction, Aeronautical J. Vol. 88, 1984, pp. 456-460.
- 2) Kubendran L.R., Bar-Sever A., Harvey W.D. : Flow Control in a Wing/Fuselage Type Juncture, AIAA Paper 88-0614 (1988).
- 3) Devenport W.J., Agarwal N.K., Dewitz M.B., Simpson R.L., Poddar K. : Effect of Fillet on the Flow Past a Wing-Body Junction, AIAA J. Vol. 28, No. 12, (1990) pp. 2017-2024.
- 4) Philips D.B., Cimbala J.M., Treaster A.L. : Suppression of the Wing-Body Junction Vortex by Body Surface Suction, J. Aircraft, Vol. 29, No. 1, (1992) pp. 118-122.
- 5) Bloxham, M., Hollis R., Bons, J. : Horseshoe Vortex Control with Leading Edge Endwall Boundary Layer Removal, AIAA 2008-4319 (2008)
- 6) 原浩之・ほか2名, 機械学会論文集, 65巻640号, B編 (1999) pp. 3971-3976.
- 7) Pauley, W. R., Eaton, J. K. : Experimental Study of the Development of Longitudinal Vortex Pairs Embedded in a Turbulent Boundary Layer, AIAA J. Vol. 26, No. 7 (1988) pp. 816-823.
- 8) Littell, H.G., Eaton, J.K. : Unsteady Flowfield Behind a Vortex Generator Rapidly Pitched to Angle of Attach, AIAA J. Vol. 29, No. 4 (1991) pp. 577-584.
- 9) 遠藤慎也・ほか3名, 機械学会論文集, 72巻714号, B編 (2006) pp. 238-245.

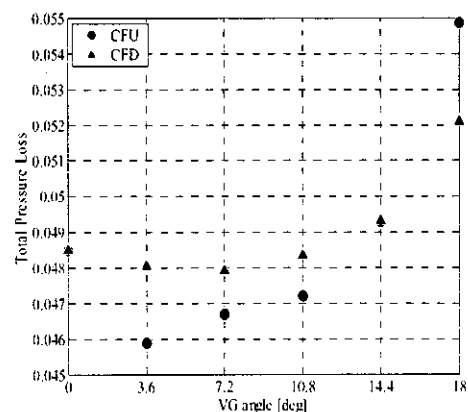


Fig.8 Total pressure loss ($X/C=1.5$)

高負荷タービンへの3次元エンドウォールの適用 —1700℃級ガスタービンの開発・高負荷高性能タービンの開発—

*坂元 康朗, 伊藤 栄作, 中村 剛志 (三菱重工業株式会社)

An application of 3D end-wall profiling for the high loaded turbine —Development of 1700deg.C Gas-turbine, development of high loaded and high efficiency turbine—

*Yasuro Sakamoto, Eisaku Ito and Takeshi Nakamura(MHI)

ABSTRACT

As a national project, the development of technologies for 1700 deg.C Gas-turbine is ongoing. The improvement of turbine efficiency is one of the important items in the project. As one of the promising technologies, the 3D end-wall profiling is researched. The 3D end-wall profiling is usually applied in airfoil-passage. It reduces passage cross flow and secondary loss. This type of 3D end-wall profiling was investigated in this project and the rig test showed that it has potential for the control of the flow near the end-wall portion. In this paper, the other type of 3D end-wall profiling is discussed. It is applied in front of Row-2-Vane on tip portion, where the flow is affected by Row-1-Blade's tip leakage and strong cross flow on suction surface of Row-2-Vane is developed. The new type of 3D end-wall profiling was designed and tested in turbine rig which showed significant improvement of turbine efficiency.

Key words: 1700deg.C Gas-turbine, High loaded turbine, 3D end-wall profiling

1. はじめに

地球温暖化問題に対して、温室効果ガス排出削減の有効な打ち手の一つとして、天然ガスを主燃料とするガスタービンを主機としたガスタービン・コンバインド・サイクルがある。

当社は、1980年代初期から、大容量・高効率ガスタービンを開発し、エネルギー消費量の低減、排ガスの低公害化を達成してきた。1997年には、世界最高のタービン入口温度 1500℃級 (M501G/M701G) ガスタービンを開発している。

このような実績を背景に、当社は2004年度から国家プロジェクト「1700℃級ガスタービン要素技術開発」に参画している。本ガスタービンを用いた複合発電設備の発電効率は56% (HHV基準) 以上となり、従来火力発電設備に比べ大幅な効率改善が見込まれる (Fig. 1)。

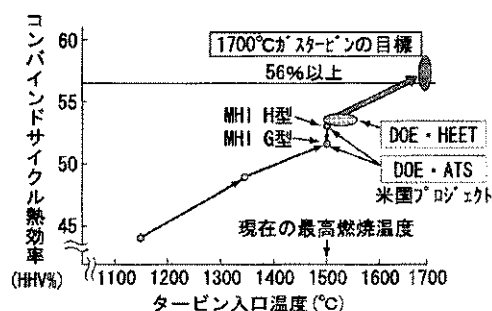


Fig.1 1700℃級ガスタービンの目標

1700℃級ガスタービンの要素技術開発では、耐熱材料・冷却・遮熱コーティング(TBC)による高温化技術の開発に加えて、更なる高効率化・低公害化のため、低 NO_x 燃焼器システム、高負荷高性能タービンおよび高圧力比高性能圧縮機を開発を行っている (Fig. 2)。この内、コーティング、冷却翼、燃焼器、タービン、圧縮機については経済産業省の補助事業として、また超耐熱材料に関しては文部科学省及び独立行政法人 物質・材料研究機構 (NIMS) と連携し新世紀耐熱材料プロジェクトからの委託研究費で開発を実施している。

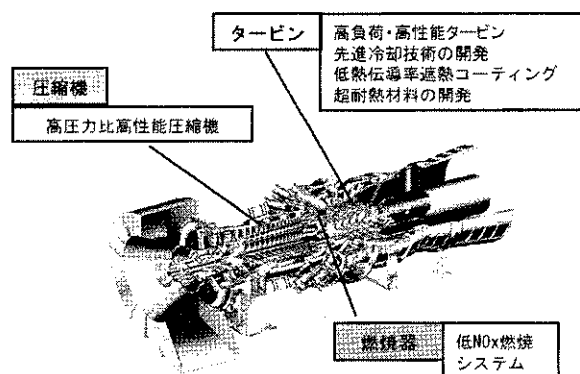


Fig.2 1700℃級ガスタービンの要素技術開発項目

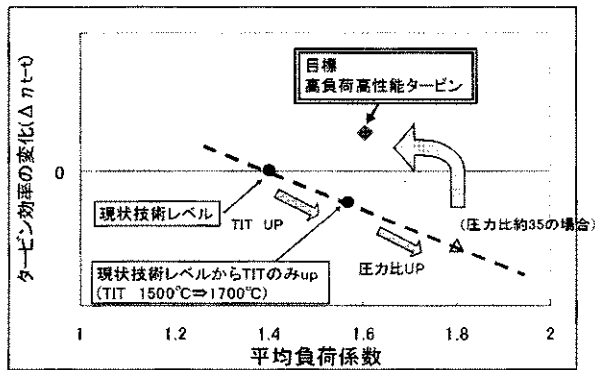


Fig.3 タービン空力負荷と効率向上

1700℃級の高スタービンにおいて、タービンの負荷は、従来タービンと同一の段数の場合、非常に高くなる。これは、高温化とこれに伴う圧力比の増加が原因である (Fig. 3)。そのため、従来技術では効率低下が避けられないが、本プロジェクトでは新コンセプトの要素技術の開発により、逆に従来レベル以上の効率を目標としている。

この目標達成のため、高負荷で高性能な翼等の開発とともに 3 次元エンドウォールの開発を進めている。本開発では、CFD 解析による設計・予測、低速線形翼列、低速回転翼列、高速回転翼列による性能確認を行っている (Fig. 4)。

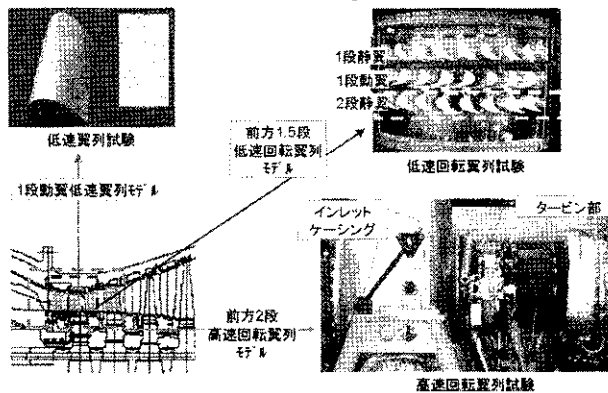


Fig.4 タービン空力性能確認試験

2. 3次元エンドウォール

2.1 翼列間での3次元エンドウォール

従来翼の端壁部分は周方向半径一定の流路面であったが、端壁で生じるクロスフローによる 2 次流れを抑制する 3 次元流路面を設計することにより、圧力損失が低減し空力性能を改善できる。このような 3 次元エンドウォールは主として翼列間に適用される (Fig. 5)。

本プロジェクトでも、このような高負荷翼に対して効果的な 3 次元エンドウォール形状を開発している (Fig. 6) ¹⁾。高速回転翼列試験装置での比較試験結果を Fig. 7 に示す。従来のフラットな端

壁形状に比べて 3 次元エンドウォールでは、壁面近傍での流れの制御によりタービン効率の向上が得られることを確認した。

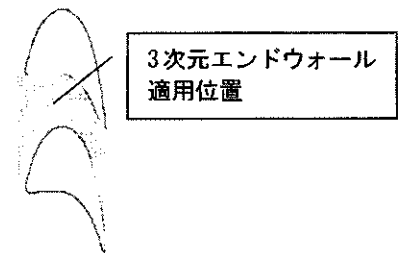


Fig.5 翼列間での3次元エンドウォール

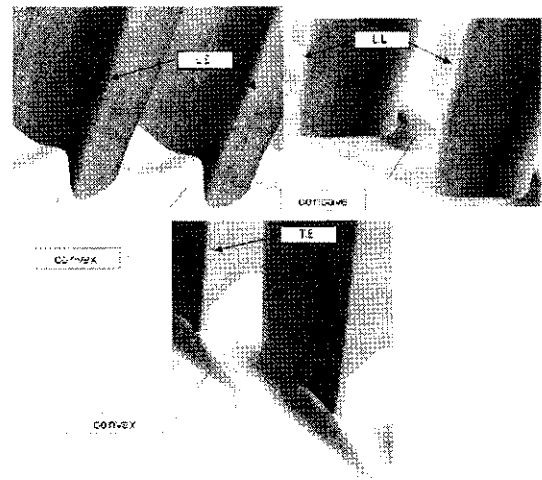


Fig.6 3次元エンドウォール (1段動翼)

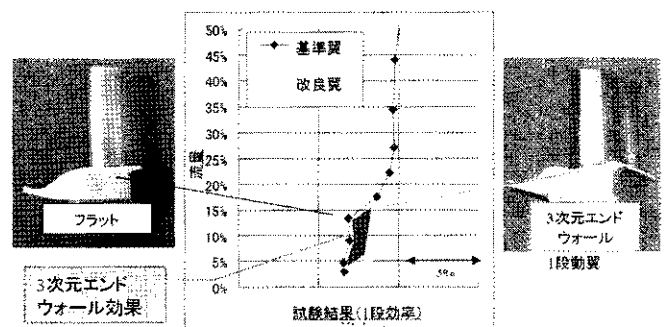


Fig.7 高負荷翼での3次元エンドウォール効果

2.2 前方段動翼後方の静翼での流れ

3 次元エンドウォールは、翼列間以外でも、従来は周方向半径一定の流路面であった部分に適用することによって、流れが制御できると考えられる。

そこで、3 次元エンドウォールの適用が可能で、かつ、損失の発生が大きい部位としてフリースタANDING翼である前方段動翼の後方に位置する静翼に着目した。フリースタANDING翼のチップ側にはケーシングとの間にクリアランスがあり、

漏れ流れが生じる。この漏れ流れは、後方の静翼に対して背打ち気味に流入する。よって、静翼のチップ側では淀み線が背側に回り込み、等圧線が翼高さ方向から傾く。翼の背面には、この等圧線に垂直にハブ側に向かう流れが誘起され、大きな損失要因となっている。特に高負荷翼では転向角が大きく、チップ漏れ流れと主流との静翼に対する流入角の差が大きく、この損失が顕著である (Fig. 8)。

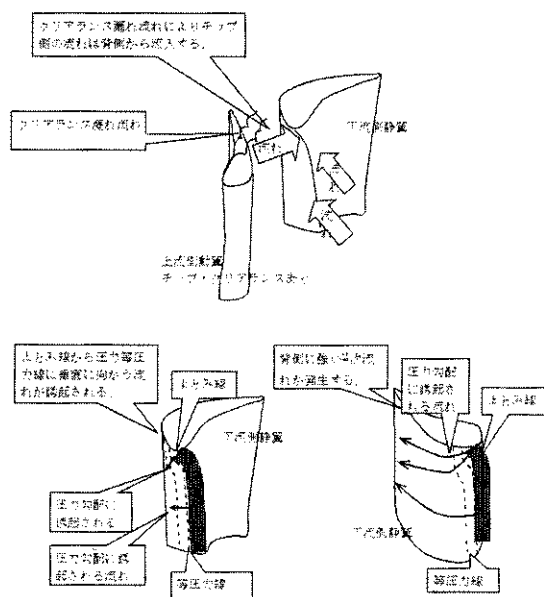


Fig. 8 前方段動翼後方の静翼での流れ

2.3 新3次元エンドウォールのコンセプト

新3次元エンドウォールのコンセプトは、前節で示したチップ漏れ流れを後方の静翼への流入前に制御することである。よって、その適用位置は翼の前縁前方付近となる (Fig. 9)。

Fig. 10 に示すように、翼前方背側に凸面を形成し、チップ漏れ流れを凸面前方で翼の背面に沿う方向に転向させる。また、背面と凸面の間の流路は狭く、流速が増加し静圧が低下することにより、同じくチップ漏れ流れを翼の背面に沿う方向に転向させる。これらの転向により翼背面でのハブ側への流れが緩和され、損失を低減する。

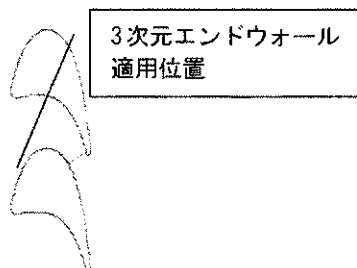


Fig. 9 新3次元エンドウォール

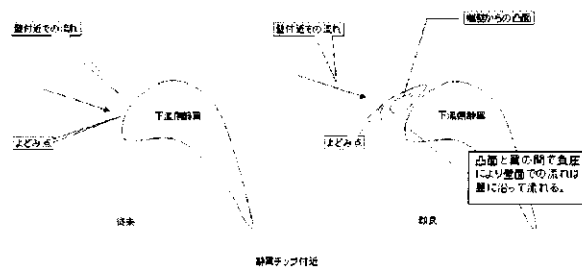


Fig. 10 新3次元エンドウォールのコンセプト

2.4 新3次元エンドウォールの設計

前節のコンセプトを基に形状を作成し、CFD 解析を実施した。複数の形状について検討を行い、凸面に加え、その上流側に凹面を形成することで、より性能向上が得られることが分かった。

高速回転翼列試験装置の2段静翼に適用した形状を Fig. 11 に示す。翼前縁前方から、背面側に凸面、更に上流側に凹面を配置した。

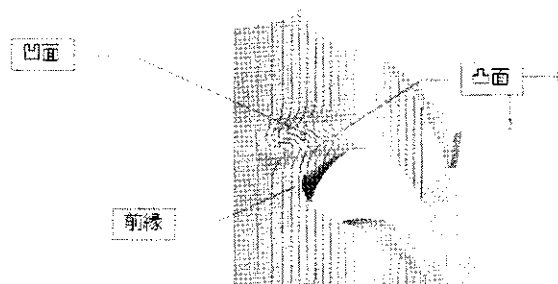


Fig. 11 新3次元エンドウォール形状 (2段静翼チップ面)

CFD 解析による2段静翼背面の流線の比較を Fig. 12 に示す。3次元エンドウォールを適用することにより、チップ側の翼前縁付近からハブ側への流れが緩和されていることが分かる。また、段効率 (2段) 向上量の予測値は約 0.35% であった。

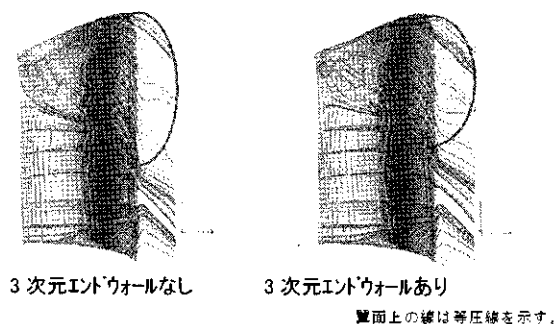


Fig. 12 新3次元エンドウォール効果 (2段静翼)

3. 高速回転翼列試験

3.1 試験装置

試験装置は実機の前方 2 段を模擬した高速回転翼列試験装置を用いた。Table 1 に主要諸元を実機の前方 2 段と比較して示す。また、装置概観を Fig. 13 に示す。

効率算定のための計測として、翼高さ方向に複数のプローブを配置した入口全温管、入口全圧管と、周方向にトラバース計測が可能な出口全温管、出口全圧管および流れの混合後の温度計測のために排気筒内に配置した固定の全温管による、温度および圧力の計測を実施した。その他、流量計測、5 孔プローブによる段間トラバース計測、壁圧計測等を行っている。

Table 1 高速回転翼列試験装置主要諸元

項目	実機タービン 前方 2 段	2 段空気タービン
段数	2	2
入口全温	1,700℃	200℃
圧力比(T-T)	4.54	4.95
回転数	3600rpm	7000rpm

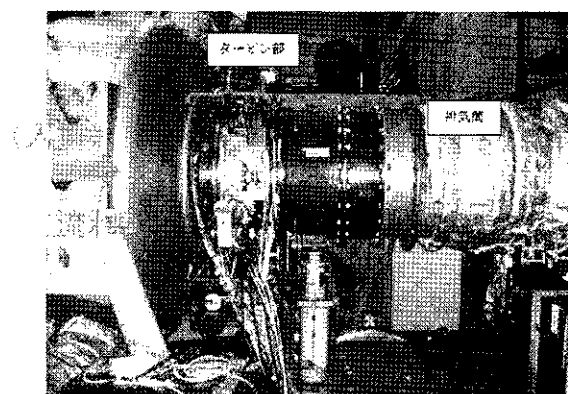


Fig.13 高速回転翼列試験装置 (2 段空気タービン)

3.2 試験結果

Fig. 14 に 2 段タービンでの新 3 次元エンドウォール効果を示す。2 段タービンで 0.2% 強の効率改善効果が認められた。これは、段効率換算では 0.5% 強に相当し、予測値より若干大きい値であった。Fig. 15 に出口トラバース計測による翼高さ方向の効率分布を示す。3 次元エンドウォールにより、翼面でのハブ側への流れが緩和されたことにより 50% 翼高さ以下の部分で大きく効率が改善していることが分かる。

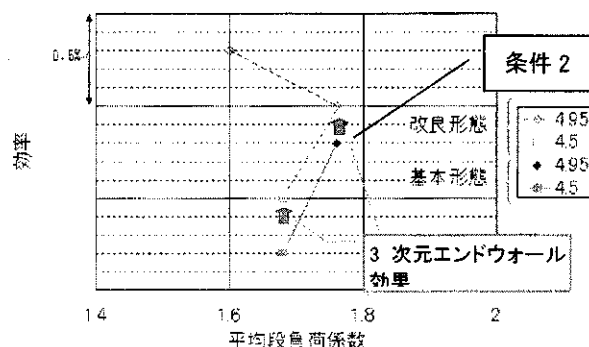


Fig.14 新 3 次元エンドウォール効果

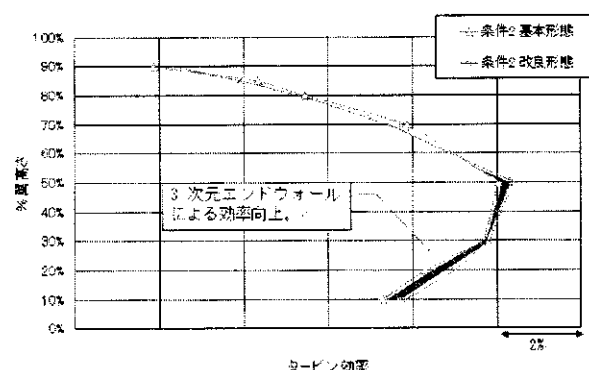


Fig.15 新 3 次元エンドウォール効果
(翼高さ方向分布)

4. まとめ

1700℃級ガスタービン要素技術開発における高負荷高性能タービンの開発で検討した 3 次元エンドウォールについて述べた。

本プロジェクトでは、端壁で生じるクロスフローによる 2 次流れを抑制する翼列間での 3 次元エンドウォールに加え、フリースタANDING翼の後方の静翼に着目した新 3 次元エンドウォールを開発した。2 段静翼のチップ面への適用により段効率で 0.5% 強の効率改善結果を高速回転翼列試験により確認した。

本プロジェクトでは、今後も、更に性能向上のための研究を進める予定である。

参考文献

- 1) Yasuro S., Eisaku I., et.al.: Development of high loaded and high efficiency turbine for the next generation gas turbine, IGTC07-ABS-43 (2007)
- 2) 塚越敬三: 高効率天然ガス火力発電, 電気評論, 7 月号(2008)

ピエゾ素子を用いた遷音速翼列フラッターの 能動制御に関する実験

*渡辺紀徳（東京大学），賀澤順一（JAXA），鶴沢聖治（東京大学），姫野武洋（東京大学）

Experimental Study on Active Control of Transonic Cascade Flutter with Piezoelectric Device

*Toshinori Watanabe (Univ. of Tokyo), Junichi Kazawa (JAXA),
Seiji Uzawa (Univ. of Tokyo), Takehiro Himeno (Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

Active suppression of transonic cascade flutter with piezoelectric device was experimentally studied based on the previous numerical results. The proposed control method in which the blade trailing edge was actively oscillated with piezoelectric device had been found to be effective for flutter suppression in the numerical study. In the present experiment, the effect of the control method was investigated in a linear cascade wind tunnel under a transonic flow condition. Unsteady aerodynamic force on the blades induced by the active oscillation was measured and superposed into the unsteady induced force causing flutter instability. The results showed substantial stabilizing effect on flutter instability in the case with appropriate phase of active oscillation.

Key words: Aeroelasticity, Cascade Flutter, Active Control, Smart Structure, Piezoelectric Device

1. 緒言

翼列フラッターの能動制御について，従来からいくつかの手法が提案され，主として理論的なアプローチで有効性が示されている。制御手法には，例えばケーシング面に音響アクチュエータを設置し，音響擾乱を非定常流れに重畳させる方法や¹⁾，ケーシング面に装着した音響ライニングに対し，その音響インピーダンスを能動的に最適化する方法²⁾などが提案されてきた。

一方著者らは，近年技術の進展が著しいスマート構造に着目し，翼をスマート構造化することによってフラッターを抑制する方法を検討してきた^{3), 4)}。はじめに構造-流体連成数値解析コードを開発し，形状記憶合金や，ピエゾ素子を翼に適用した制御の可能性を検討した。その結果，特に遷音速翼列で衝撃波の挙動が支配要因となる翼列フラッターに対し，ピエゾ素子によって翼後縁を能動的に振動させる方法を適用すると，効果的にフラッターを抑止できる可能性があることを見出した⁴⁾。また，その後，実験による検証を試み，まず亜音速流れにある翼列で，ピエゾ素子により翼列の非定常空力特性に影響を及ぼすほどの能動加振が実現できることを確認し，更に非定常空力仕事の計測から，亜音速流れの条件で実際に不安定振動を安定化させ得ることを示した⁵⁾。

本研究では継続して実験を行い，数値解析で振動抑制効果を見出した，衝撃波を伴う遷音速流れにおける翼列フラッターの能動制御について，その可能性を検討した。

2. 数値解析結果の概要

実験を報告する前に，数値解析結果の一部を示して，制御手法の概要を説明する。

数値解析で対象とした翼列は，NASA Quiet Engine Program で用いられた Quiet Fan B と呼ばれる翼列の翼端部である。Fig. 1 に翼列を通過する流れの定常等マッハ数線図を示す³⁾。入口マッハ数 1.25，出口／入口静圧比 1.7 であり，各翼の後縁から隣接翼腹面の翼弦中心に，強い翼間衝撃波が観察される。また，前縁斜め衝撃波が腹側隣接翼の背面 90%コード位置付近に当たっている。

翼振動の安定性を調べるため，各翼を隣接翼間位相差 σ で微小振動させ，このとき翼に働く非定常空気を計算する。その結果から振動翼に流入する仕事を算出する

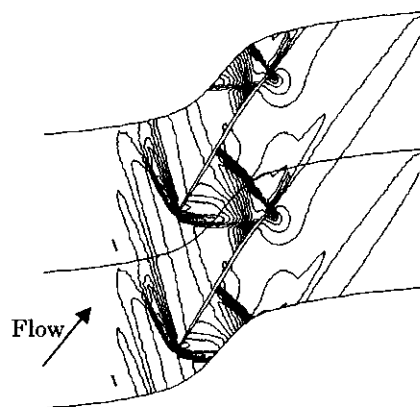


Fig.1 Mach contour diagram (Inlet Mach 1.25, Interval 0.05)

と、仕事が正になるとき、振動が不安定であると判定できる。Fig.2は算出した流入仕事の翼面上コード方向分布を示したものである。無次元振動数 $k=0.086$ 、翼間位相差 $\sigma=90^\circ$ で翼が並進振動をしており、振動が不安定な条件での結果である。図より、腹面の50%コード位置に急峻な不安定仕事のピークが見られる。また、背側90%コード付近にも、不安定仕事の小さいピークが見られる。この結果から、当該翼列の遷音速領域における振動不安定が、衝撃波位置に発生する非定常空気に支配されること、それも主として翼間衝撃波が支配的であることが分かる。なお、流れの数値解析は二次元オイラー方程式に基づき、H-O-H型の移動格子を用いている。連成解析での計算負荷を抑える目的から非粘性計算を行っているが、このフラッターのように衝撃波運動が支配的要因である場合には、オイラー解析でも現象が十分把握できることが知られている。解析手法の詳細については文献3), 4)を参照されたい。

以上より、この翼間衝撃波の運動に何らかの変化をもたらせば、振動不安定性が変化することが予想される。そこで、Fig.3に示すように、翼後縁をフラップのように能動的に微小振動させて、フラッターを抑制する制御法を考え、数値解析で制御可能性の検討を行った。能動加振はピエゾ素子により実現できると判断した。

数値解析では能動加振する領域を後縁から30%コードの範囲とし、振動角 ϕ を 0.5° とした。このときももとの翼並進振動と、ピエゾ素子による後縁振動との間の位相差を δ とする。この位相差は衝撃波の振動位相を支配するため、重要なパラメータである。

Fig.4に数値解析のモデルを示す。振動が不安定な $k=0.086$ 、 $\sigma=90^\circ$ の場合を対象としており、4流路の領域でピッチ方向の外側境界に周期境界条件を課している。能動制御の数値検討ではNo.1およびNo.3翼にピエゾ素子を設置した場合を考えた。計算初期に流入流れの速度に対し、図に示すように正弦波状の擾乱を与えると、構造-流体連成解析により、翼が振動を開始する。

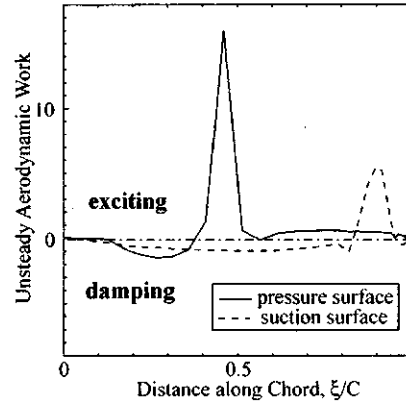


Fig.2 Unsteady aerodynamic work distribution on blade surface ($k=0.086$, $\sigma=90^\circ$)

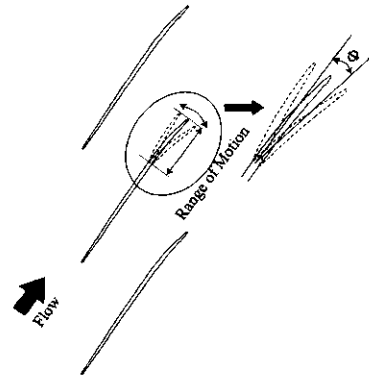


Fig.3 Active trailing edge oscillation

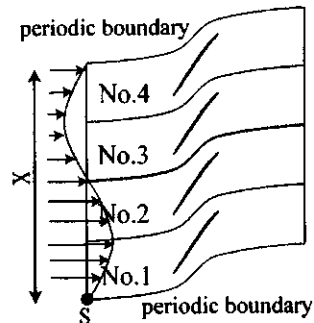


Fig.4 Computational domain for flow-structure coupled simulation

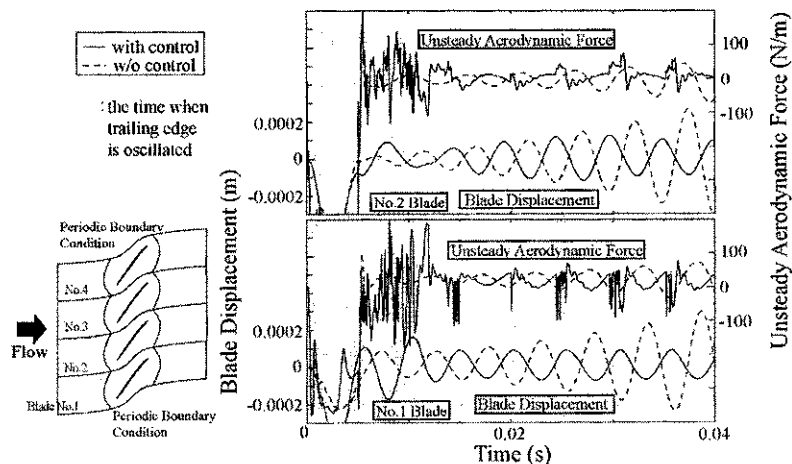


Fig.5 Time history of blade displacement and unsteady aerodynamic force

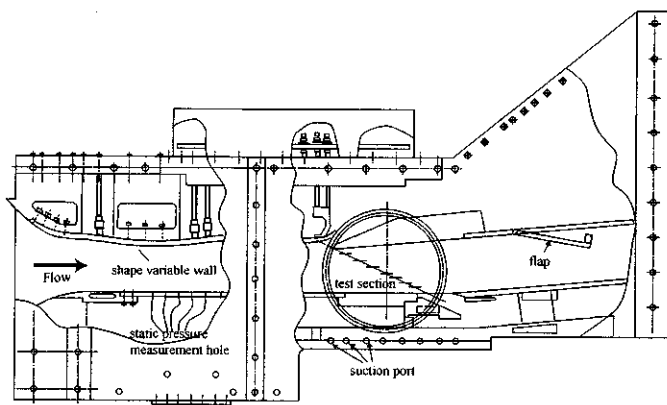


Fig.6 Transonic linear cascade wind tunnel

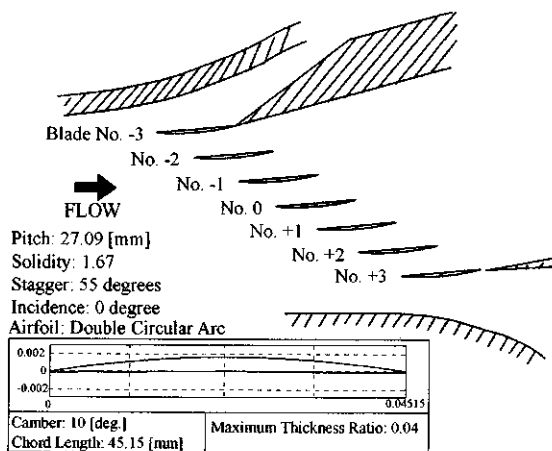


Fig.7 Test section and cascade configuration

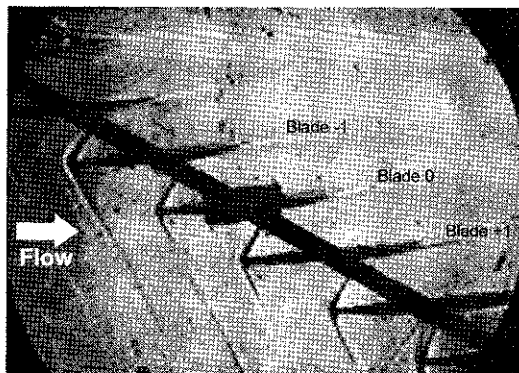


Fig.8 Flow field around cascade

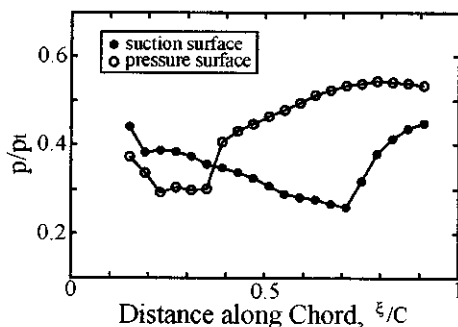


Fig.9 Pressure distribution on blade surface

Fig.5に解析の結果を示す。図はピエゾ素子を装着した制御翼 No.1 と、その隣の通常翼 No.2 の変位および非定常空気力を、時間に対して示している。能動制御を施していない破線の結果を見ると、No.1, No.2 の翼ともに、振動変位が発散して行っており、不安定なフラッターの状況が模擬されている。これに対し、No.1 および No.3 の翼後縁に対し、ピエゾ素子による能動加振を行った。計算では各タイムステップで翼の振動速度と変位を監視し、翼の全エネルギーを計算して、エネルギー値が閾値を越えたときに能動加振をスタートさせることとした。Fig.5で制御を加えた実線の結果を見ると、変位の発散が No.1 と No.2 の両翼で抑えられていることが分かる。なお、図で影を施した時間帯に能動制御が加えられている。

3. 実験方法

遷音速流れにおいて、ピエゾ素子による翼列フラッター抑制が実現可能であるかどうかを調べるため、直線振動翼列による実験を行った。

Fig.6 に遷音速直線振動翼列風洞の概観を示す。ブローダウン式で、測定部上流の可変ノズルで流入マッハ数を設定でき、また下流のフラップで背圧を調整できる。今回の実験では流入マッハ数を 1.2、入口／出口静圧比を 1.27 とした。

Fig.7 は測定部の翼配置と主要諸元を示している。翼型は二重円弧で、コード長は 45.5mm である。スパンは測定部流路幅と等しく、50mm である。下側が翼背面、上側が腹面となっており、図のように中央翼を No.0 として背側にプラス、腹側にマイナスの番号付けを行う。実験は一翼振動法で行っており、中央 0 番翼を加振装置により並進振動させ、振動により発生する非定常空気力を 0 番翼、+1 番翼、および -1 番翼で計測し、それらを位相差を考慮して合成することにより、全翼が一定の翼間位相差で振動するときの流入仕事を求める⁶⁾。翼に働く非定常空気力は、翼マウント部に装着した歪ゲージで測定した。翼列は数値解析で対象としたものと同一ではないが、以前行った研究から、この翼列でも遷音速流れで発生するフラッターの不安定性には、翼間衝撃波が支配要因となっていることが分かっている⁷⁾。

Fig.8 に流れ場のシャドウグラフ写真を示す。各翼に発生する衝撃波が可視化されており、前縁斜め衝撃波と、やや見にくいだが、翼間衝撃波の形成されている様子が分かる。Fig.9 は翼表面の圧力分布である。背面（負圧面）の 70～80%コード位置付近と、腹面（正圧面）の 40%コード位置付近に不連続的な圧力変化が見られ、ここに衝撃波が存在していることが分かる。以上のように、実験の流れ場は数値解析で扱ったものと定性的に類似している。

Fig.10 に翼振動の無次元振動数 k が 0.018 の場合の流入仕事（無次元係数）を、隣接翼間位相差 σ に対して示す。仕事係数が正のとき振動は例振され、不安定となる。図には 0 番翼、および ± 1 番翼それぞれに流入する仕事と、それらを合成した結果とが示されている。合成した仕事係数の変化を見ると、翼間位相差が -180° から -90° までの範囲と、 140° から 180° の範囲で、振動が不安定となることがわかる。今回はこの不安定な条件を採用し、ピエゾ素子による能動制御の実験も $k=0.018$ で行った。対応する実振動数は 40Hz である。

ピエゾ素子を装着した翼（以下ピエゾ翼）を Fig.11 に示す。ピエゾ素子は圧電効果をもつセラミックスである。これを翼背面と腹面に接着した。接着部分にはピエゾ素子の厚さに相当する深さの掘り込みを入れ、翼表面の形状に合致するようにピエゾ素子の片面の形状を製作した。ピエゾ素子に任意の周波数で電気信号を与えれば、その周波数の振動を誘起することができ、電圧を高めれば振幅を大きくすることができるが、振動特性は翼とそれに接着したピエゾ素子とを合わせた系のそれとなるため、今のところ明確には決定できない。本実験では交流 210V の電圧で、10Hz から 50Hz の電気信号を与えてみた。図の下側の部分をマウントに支持するので、翼は片持ち状態となる。Fig.12 は 40Hz の信号を与えたときにレーザー変位計で計測した翼面の変位の分布である。変位は翼の自由振動にしたがって分布しており、翼端の前縁部分と後縁部分の変位が大きい。最大の変位は 0.1mm 程度となっている。ピエゾ素子による翼振動のモードは、数値解析で仮定したものと異なるが、亜音速流れでは実際のピエゾ翼における振動モードでも制振効果が得られることが、数値解析でも実験でも確かめられており^{4),5)}、今回も Fig.12 のモードそのままにピエゾ素子の加振を行うこととした。

4. 結果および考察

ピエゾ翼によるフラッター能動制御の実験を遷音速振動翼列風洞で行った。翼の並進振動と、ピエゾ素子の振動を同時に行わせることは困難である。このため、ピエゾ翼を 0 番翼として遷音速流れの中で能動加振し、このとき 0 番翼自身と ± 1 番翼に誘起される非定常空気を歪ゲージで計測した。このデータを線形的に合成してピエゾ翼の振動による非定常空気を算出し、前節で述べた並進振動による空気に加え合わせた。このような線形的取り扱いの妥当性は、既報⁴⁾で確認している。

Fig.13 はピエゾ翼に 40Hz、210V の電気信号を与えたとき、各翼で計測された非定常空気力信号のスペクトルである。ピエゾ翼自身である 0 番翼と、背側隣接翼である $+1$ 番翼には、40Hz に鋭いスペクトルピークが現れており、ピエゾ翼の能動加振で加振周波数の非定常空気力

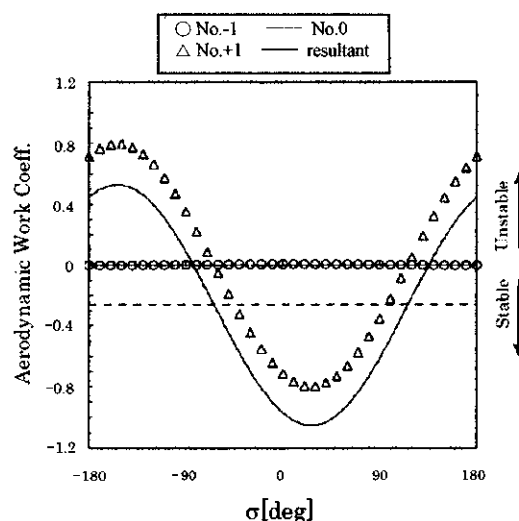


Fig.10 Unsteady aerodynamic work ($k=0.018$)

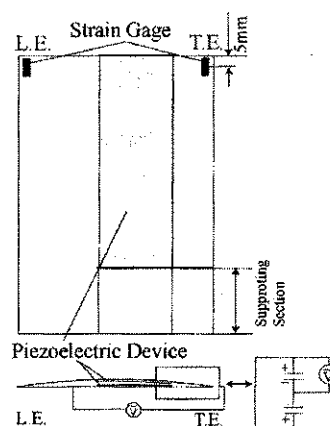


Fig.11 Blade with piezoelectric device

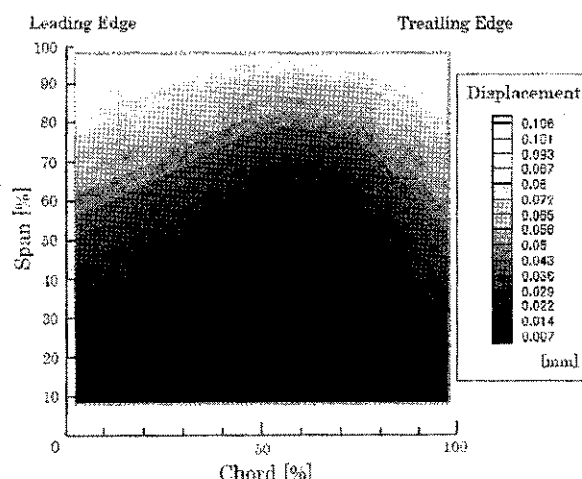


Fig.12 Displacement contour of piezo-blade

を発生させ得ることが分かる。腹側の -1 番翼にはほとんど非定常空気が誘起されていないが、これは -1 番翼が 0 番翼から見て流れの上流側に位置するため、能動振動による影響が及びにくいためである。

全ての翼が翼間位相差 σ で並進振動し、その上でピエゾ素子が並進振動との位相差 δ で振動している場合、ピ

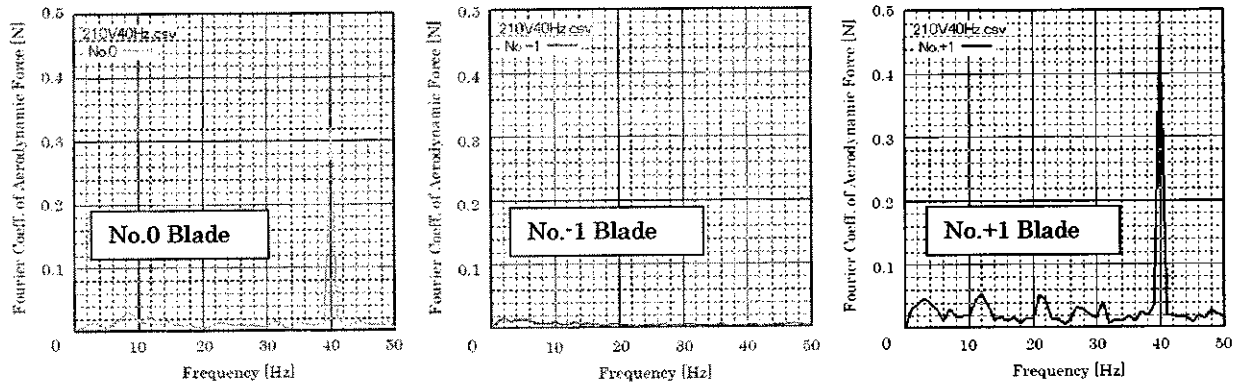


Fig.13 Spectrum of induced aerodynamic force by trailing edge oscillation

エゾ翼に誘起される非定常空力仕事 W_{total} は、並進振動による空力仕事 $W(\sigma)$ と、ピエゾ翼の振動による空力仕事 $W'(\delta)$ との和になる。

$$W_{total} = W(\sigma) + W'(\delta)$$

もし全ての翼にピエゾ素子が装着されているなら、並進振動とピエゾ振動の影響を全て加え合わせて、 W_{total} は以下のように表されることになる。

$$W_{total} = W(\sigma) + W'_{+1}(\delta - \sigma) + W'_{-1}(\delta + \sigma) + W'_0(\delta)$$

ここで W'_{+1} , W'_{-1} はピエゾ翼 No.+1 と No.-1 による非定常空力仕事であり、 W'_0 は 0 番翼自身により誘起される非定常空力仕事である。なお、位相差 δ は、ピエゾ翼の振動位相が並進振動の位相より進んでいるときに正と定義する。

ピエゾ翼の加振周波数を 4 種類変化させ、3 枚の翼に誘起される非定常空気を計測した。周波数は 10Hz ($k=0.0045$), 20Hz ($k=0.009$), 30Hz ($k=0.0135$), 40Hz ($k=0.018$) である。計測した空力から算出した非定常空力仕事を Fig.14 に δ に対して示す。負の仕事はピエゾ翼の振動により制振力が発生したことを示し、正の場合は励振力を示す。図から、誘起される非定常仕事は位相差 δ によって、制振の場合も励振の場合もあることが分かり、 δ を適切に選ばないと、フラッターを助長する場合もあることが分かる。どの振動数でも正の δ のとき制振効果があり、負の δ では励振される。最も制振効果が大きいのは δ が 120° 付近の場合である。

Fig.15 は Fig.14 の空力仕事を Fig.10 のもとの並進振動による空力仕事と合成した結果である。ピエゾ翼の能動加振周波数を並進振動と同じ $k=0.018$ とし、2 種類の位相差 δ における結果を示した。横軸は隣接翼間位相差 σ である。実線はピエゾ翼による制御を行わない場合の結果である。これと比較すると、 $\delta=120^\circ$ では仕事の正のピークが低くなり、また、仕事为正で不安定性を示す σ の範囲が狭まっている。即ち、このときピエゾ翼の能動加振により、フラッターの不安定性が抑制される結

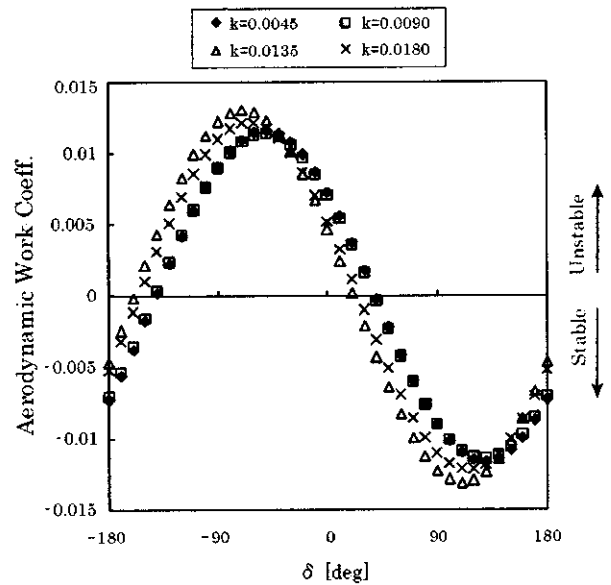


Fig.14 Unsteady aerodynamic work induced by trailing edge oscillation

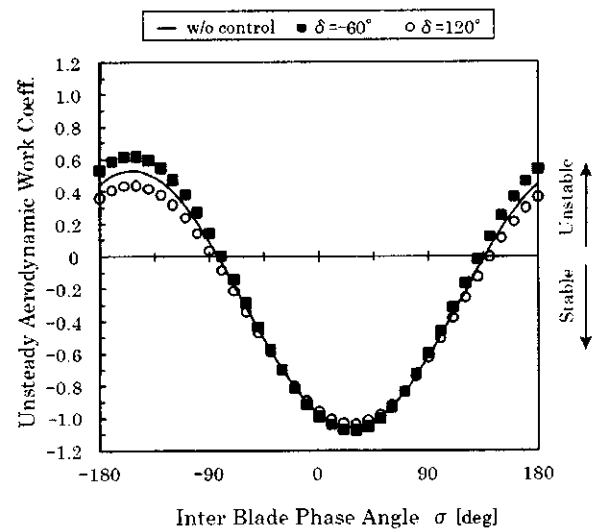


Fig.15 Resultant unsteady aerodynamic work ($k=0.018$)

果が得られている。しかし一方、 δ を -60° とすると、逆に不安定性が助長される結果となっている。

本実験の条件で、ピエゾ翼の振動によりフラッターが抑制された要因は、翼の並進振動に起因する衝撃波振動の位相が、ピエゾ翼の能動加振により変化することであると推定されるが、実験からこれを分析することは困難である。そこで数値解析の結果から、衝撃波の運動を捉えることを試みた。5 流路の計算領域を用いて中央の翼を振動させたときの流れ場を数値解析し、得られた翼面圧力分布から腹面上の衝撃波位置を求めた。結果をFig.16に示す。図にはピエゾ翼の振動1周期における腹面上の衝撃波位置の変化が、各翼について示されている。実線はピエゾ素子による振動角の履歴である。これと衝撃波位置を比較すると、どの翼でも衝撃波振動は翼後縁の振動と同位相または逆位相となっており、ピエゾ翼の能動加振と同期して衝撃波が振動することが分かる。したがってフラッター不安定性の抑制または助長は、ピエゾ翼の能動加振による衝撃波振動の位相変化に対応づけられると判断される。

5. 結論

ピエゾ素子を装着した翼を能動加振することにより、遷音速翼列のフラッターを抑制する手法について、以前行った数値解析ではその有効性が示された。本研究では抑制効果を確認するため、遷音速直線振動翼列風洞を用いて実験を行った。得られた結論は以下のようにまとめられる。

- (1)ピエゾ翼の能動加振により、遷音速流れの中で、振動翼の非定常空力特性に影響を与える程度の非定常空気を発生させることが可能である。
- (2)ピエゾ翼の振動と、もともとの翼振動との位相差を適切に設定すれば、翼列フラッターの不安定性を抑制することができる。しかし、位相差が不適切であると、フラッターがかえって助長される場合もある。実験した範囲では、ピエゾ翼の振動位相が翼振動の位相より進んでいると、抑制効果が得られる。
- (3)フラッター不安定性の変化は、ピエゾ翼の振動により、翼間衝撃波の振動位相が変化することに起因すると推定される。

謝 辞

本実験に参加した、アーヘン工科大学学生（当時）Benjamin Keim 君、東京大学学生（当時）堀圭吾君、および東京大学大学院生 東海太郎君に、深甚なる謝意を表す。

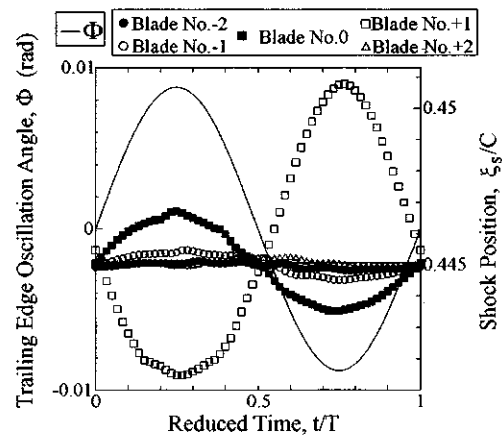


Fig.16 Time history of the passage shock position on pressure surface

参考文献

- 1) Nagai, K. and Namba, M. : Effect of Acoustic Control on the Flutter Boundaries of Supersonic Cascade, Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines, Fransson, T. H. ed., Kluwer Academic Publishers, 1998, pp.165-179.
- 2) Sun, X., Jing, X., and Zhao H. : Control of Blade Flutter by Smart-Casing Treatment, AIAA Journal of Propulsion and Power, Vol.17, No.2, 2001, pp248-255.
- 3) 賀澤順一・渡辺紀徳：スマート構造を用いた翼列フラッターの能動制御 ー第一報 流体・構造連成解析法の開発と制御方法の予備的検討ー, 日本ガスタービン学会誌, Vol.33, No.4, 2005, pp.313-322.
- 4) 賀澤順一・渡辺紀徳：スマート構造を用いた翼列フラッターの能動制御 ー第二報 ピエゾ素子を用いた制御法の検討ー, 日本ガスタービン学会誌, Vol.33, No.4, 2005, pp.323-332.
- 5) Kazawa, J., Watanabe, T. : Active Suppression of Cascade Flutter with Piezoelectric Device, ASME GT2006-90645, Proceedings of ASME Turbo Expo 2006, Barcelona, 2006.
- 6) 渡辺紀徳：翼列フラッターに関する計測技術, 日本ガスタービン学会誌, Vol.33, No.2, 2005, pp.92-98.
- 7) Aotsuka, M., Watanabe, T., Machida, Y. : Role of Shock and Boundary Layer Separation on Unsteady Aerodynamic Characteristics of Oscillating Transonic Cascade, ASME GT2003-38425, Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, Atlanta, 2003.

ファン遷音速失速フラッタの発生機構の数値解析

* 青塚 瑞穂, 土屋 直木, 加藤 大 (IHI)
堀口 泰生 (ASI 総研), 山本 一臣, 野崎 理 (JAXA)

A Numerical Study on Transonic Stall Flutter for Fan Rotor

*Mizuho AOTSUKA, Naoki TSUCHIYA, Dai Kato (IHI), Yasuo HORIGUCHI(ASIRI)
Kazuomi YAMAMOTO and Osamu NOZAKI (JAXA)

ABSTRACT

Recently, the demand of making a higher load and more efficient jet engine has strengthened further. In the design of fan and compressor blades, flutter prediction is a critical factor. Numerical simulation is performed for transonic stall flutter of a research model fan with 3D unsteady NS code. It is shown that the imaginary part of unsteady pressure at the shock impingement point causes the blade instability.

Key words: Flutter, CFD, Unsteady N-S, Turbo Machinery

1. はじめに

近年、原油価格の高騰や地球温暖化対策のためのCO₂排出量削減のために、更なるジェットエンジンの高効率化の要求が高まってきている。ファン・圧縮機の開発においては、設計点での性能向上とともに、設計点外でのサージ・フラッタ等の非定常現象の発生を遅らせて、安定作動範囲を広げることも高性能化のための重要な要素となる。

ファン・圧縮機翼列で観察されるフラッタの発生領域を Sisto は図1に示すような特性曲線図上で5つの領域に分けている。これらのフラッタの中でサージライン近傍の領域で生じるフラッタは、高負荷側の作動領域を狭める要因となるので、ファン・圧縮機の安定作動に関して大きな問題となってくる。これらのフラッタの発生には、衝撃波、剥離やチップクリアランス漏れ流れ等の現象が影響を与えていると考えられる。特に境界層の剥離やチップクリアランス漏れ流れは非線形性が強く、線形化理論では取り扱うことが難しい。また、衝

撃波に関しても強い衝撃波の場合には、翼面上の境界層と干渉し、非線形的な動きをすることがある。したがって、これらのフラッタの発生原因の解明には、3次元非定常NS解析により、非線形現象の効果を考慮した解析が必要となってくる。

最近のコンピュータの能力の向上に伴い、設計段階でのCFDの利用は進んできているが、非定常現象については、未だ研究レベルである。そこで、筆者らは、JAXAとの共同研究によって、格子の移動・変形を含む非定常3次元NSコードを開発し、検証を行った。その結果、ファン翼列の部分回転数で発生するフラッタに対して試験結果との良い一致を見る解析結果を得た。さらに翼面上の非定常空力仕事の分布から、翼面背側に入射する衝撃波が、翼振動の不安定性に寄与していることが明らかになった。本報告では、それらの結果について翼面背側の流れ場について詳細に見ていくことにする。

2. 数値解析手法

2.1 解析コード

数値解析コードは JAXA の標準 CFD コード UPACS²⁾³⁾をベースに開発を行った。JAXA の UPACS 翼列段解析バージョン⁴⁾に、翼振動対応のためのモジュールを組み込んだ UPACS Vibrate を開発した⁵⁾。従って、このコードでは翼列の段干渉を扱うとともに翼が振動した際の、非定常空力特性を解明することが出来るようになる。

流体解析に関する基本的な部分は、UPACS の機能と同一である。UPACS はマルチブロック構造格子法を用いた完全気体の圧縮性粘性流れの解析が

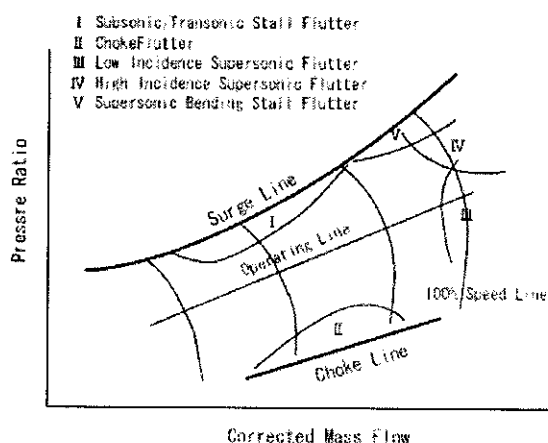


図1 フラッタ境界

可能であり、セルセンター法と MUSCL 法を用いた有限体積法によって離散化を行っている。複数のスキーム、乱流モデルが利用できるが、ここでは対流項は Roe スキーム、拡散項には通常の 2 次精度中心差分を用いている。時間積分は 2 次精度 Euler 陰解法を用い、ニュートン反復により計算している。また、乱流モデルには、Spalart-Allmaras の 1 方程式モデルを適用している。

2.2 格子移動・変形手法

実機の翼振動の場合には、いくつかのモードが考えられる。しかし、複数の翼振動モード形状を空力解析と同時に取り扱うのは困難であり、また、フラッタという現象の特性上、ほぼ固有のモードが卓越して現れるので、事前にターゲットとなるモード形状を FEM 解析により計算しておき、その結果を CFD 用の格子上にマッピングし各格子点の移動量を求めるという方法を採用した。翼の振動は、各格子点における振幅を持った調和振動となる。

2.3 翼列非定常空力特性解析手法

翼列の非定常空力特性の解析には、翼振動の 1 周期に翼に加わる空力仕事を計算し、その正負によって翼振動が安定化不安定化を判別する。翼が調和振動しているので、翼の振動振幅を A とすると、翼の変位と振動速度は、それぞれ、 $Ae^{i\omega t}$ 、 $i\omega Ae^{i(\omega t + \pi/2)}$ のように表すことができる。また、翼の振動に伴う翼面上の非定常圧力 $\tilde{p}e^{i\omega t}$ とすると、翼に加わる空力仕事は

$$\begin{aligned} W &= \int_{\text{BladeSurface}} \tilde{p}e^{i\omega t} i\omega Ae^{i(\omega t + \pi/2)} dt (\vec{n} \cdot d\vec{S}) \\ &= \sum_{i \in \text{BladeSurface}} -\pi A \text{Im}(\tilde{p})(\vec{n} \cdot \Delta \vec{S}_i) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\vec{n}$ は翼面上の法線ベクトルである。 $d\vec{S}$ 、 $\Delta \vec{S}$ は翼面上の面積ベクトルである。この翼に加わる空力仕事 W が負の場合には、翼振動は減衰し安定となる。反対に空力仕事为正の場合には、翼振動は増幅され不安定となる。

3. 解析結果及び考察

3.1 解析対象

開発したコードの検証として、社内で行われたリグ試験の結果を用いた。図 2 に示すような実機

を模擬した翼列となっている。試験においては、設計点よりも低い回転数の高負荷側の領域でフラッタの発生が確認された。このフラッタは、図 1 における、領域 I の Transonic Stall Flutter に該当すると考えられる。

試験において観測されたフラッタの Nodal Diameter は 4 であり、翼間位相差は 80° となる。また、翼チップ付近の条件で計算した無次元振動数 $k(=\pi fC/U_{in}f)$ 振動数、 C :コード長、 U_{in} : 相対流入速度)は 0.34 である。このときのモードは、試験で計測されたフラッタ周波数とモード解析で得られた周波数との比較により、1 次曲げモードであると考えられる。本解析における振動モード形状を図 3 に示す。図は、振動モード解析から得られた X 方向及び Y 方向の変位量の分布である。翼端前縁側の方がやや大きく振れており、チップ部では曲げにねじりが混じったような変形をしている。

著者らはこのリグ試験に対応した解析を行い、試験とほぼ同じ条件で翼振動が不安定になることを示した⁶⁾⁷⁾。そこで、今回は、フラッタが生じる、翼間位相差 80° での解析結果に絞って流れ場を詳細に検討していくことにする。

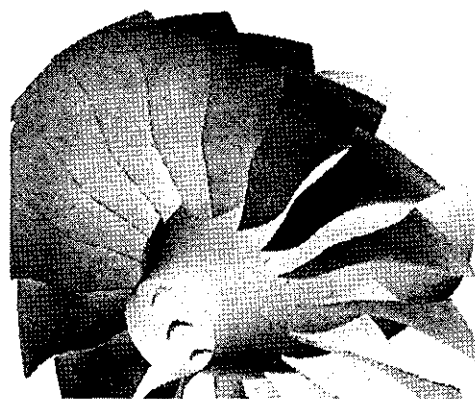


図2 供試翼列概観

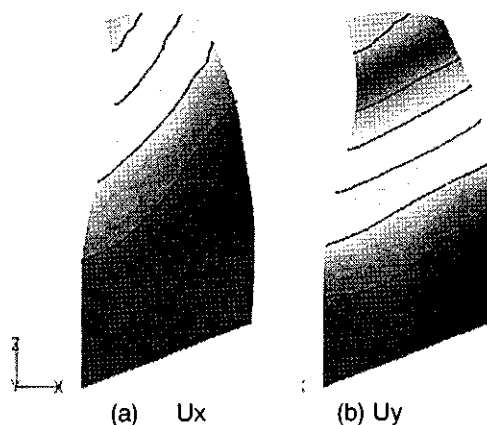


図3 翼振動変位

3.2 定常解析結果

翼面背側の静圧等高線を図 4 に示す。解析条件は、翼列の負荷の低い方から順に P1, P2, P3, P4 と名づけることにする。また、翼周りの相対マッハ数等高線を図 5~8 に示す。図 5 が P1、図 6 が P2、図 7 が P3、図 8 が P4 の結果である。また、各図において(a)が 77.2%スパン断面、(b)が 92.6%スパン断面の結果である。

翼面上の静圧分布を見ると、ミッドスパンよりもチップ側で衝撃波の入射点に沿って静圧の等高線の集中した部分が見られる。P1 から P4 の流れ場において、ミッドスパンから 80%スパン付近までは、1 本の太い線にまとまっているが、そこから先は、二股に分岐している。翼周囲の相対マッハ数等高線を見ると、この“分岐”の上側と下側で流れ場の様子が変わっていることがわかる。すなわち、下側の 77.2%スパンでは、強い衝撃波が 1 本生じており、衝撃波の足元で境界層と干渉している様子が見てとれる。一方、“分岐”より上側の 92.6%スパンでは、翼前縁付近で一度弱い衝撃波が生じた後で、ミッドコード付近で再び強い衝撃波が生じている。この衝撃波の足元での境界層との干渉は、下側のスパン位置のそれに比べると弱くなっている。

また、翼負荷の変化に対する流れ場の変化を見ると、負荷が大きくなるにつれて、衝撃波の位置が前方に移動するとともに、衝撃波の“分岐”位置が、チップ側に近づいていき、衝撃波と境界層の強い干渉が起きている領域が広がっていくことがわかる。

3.3 非定常解析結果及び考察

非定常解析の結果から、翼に加わる空力仕事を計算した結果を図 9 に示す。図は横軸が流量で縦軸が空力仕事である。また、翼面背側の空力仕事の分布を図 10 に示す。図中(a)が P1、(b)が P2、(c)が P3、(d)が P4 の結果である。

図 9 を見ると、P1 から P2 までは空力仕事の大きさにさほどの変化はなく、P2 以降空力仕事が増大していき、P4 では空力仕事为正の値となり翼振動は不安定となる。

図 10 の空力仕事の分布を見ると、P1 では、衝撃波の入射点近傍で、正の値を取り、衝撃波入射点より下流側では負の値を取る領域が存在している。P2 になると、正の値の領域と負の値の領域がスパン方向に交互に並ぶような分布になる。そして、P3 以降では、再び衝撃波入射点近傍に正の値、下流側で負の値の領域という分布になる。さらに、

P4 になると衝撃波入射点での正の値が特に大きな値をとるようになる。この衝撃波入射点での空力仕事は、翼全体にかかる空力仕事为正になる主要因である。

ここで、各条件における翼面背側の非定常圧力の FFT 解析結果を図 11 から 14 に示す。図は翼面上の非定常圧力を翼の振動と同じ周波数で FFT 解析した結果を実部と虚部に分解したもので、(a)が実部を(b)が虚部を示している。また、77.2%、92.6%スパン断面における翼面背側の非定常圧力の分布を図 15 から 18 に示す。図 15 は P1、図 16 は P2、図 17 は P3、図 18 は P4 の結果であり、図中(a)が 77.2%、(b)が 92.6%スパンの結果である。

空力仕事は、式(1)に示したように非定常圧力の虚部とモードシェープ(翼面の移動の仕方)によって決まってくる。今、図 10 の空力仕事の分布と図 11 から 14 の FFT 解析結果の虚部の分布を比較すると、両者の分布の特徴は良く似ており、空力仕事の分布は非定常圧力の虚部の分布に大きく依存していると考えられる。

そこで、図 15 から 18 の図で翼面上の非定常圧力の虚部の変化を見ていくことにする。各図で虚部の分布を見ると、衝撃波の入射位置付近を中心にして正または負の大きな値が生じている。衝撃波入射点付近での値は、P2 以外の条件では、負の値をとっており、P2 においては正の値となっている。虚部の値が正ならば、空力仕事は負で安定側に寄与し、逆に負の値ならば、不安定側に寄与することになる。したがって、P2 では、衝撃波による非定常圧力は翼振動の安定側に寄与し、それ以外の条件では、不安定側に寄与していることがわかる。

P2 の条件でのみ、衝撃波の影響が異なっているが、図 4 の翼面上の静圧分布や、図 5 から 7 の翼周りの相対マッハ数を前後の負荷条件と比較してもそれほど差はなく、定常的な流れ場の変化は小さいと考えられる。このように定常的な流れ場の変化が小さい時でも、非定常空力特性は大きく変化する場合がある。

また、P3 以降の条件では、負荷が大きくなるにつれて、衝撃波入射点付近での虚部の絶対値が大きくなっていることがわかる。P4 における 77.2%スパン位置の虚部の絶対値が、特に大きくなっていることがわかる。

4. まとめ

非定常 3 次元 NS 翼振動解析コードを用いてファン部分回転数におけるフラッタ解析を行い、翼振動が不安定になる条件を中心に翼面上の空力仕事の分布と非定常圧力分布を調査した。

フラッタ発生点では、衝撃波入射点近傍での非定常圧力の虚部の絶対値が急激に大きくなる。これにより、空力仕事が増加し翼振動が不安定になると考えられる。

また、翼列の負荷の違いによる定常的な流れ場の差がわずかな場合にも、非定常圧力の分布は大きく異なってくる様子が観察された。

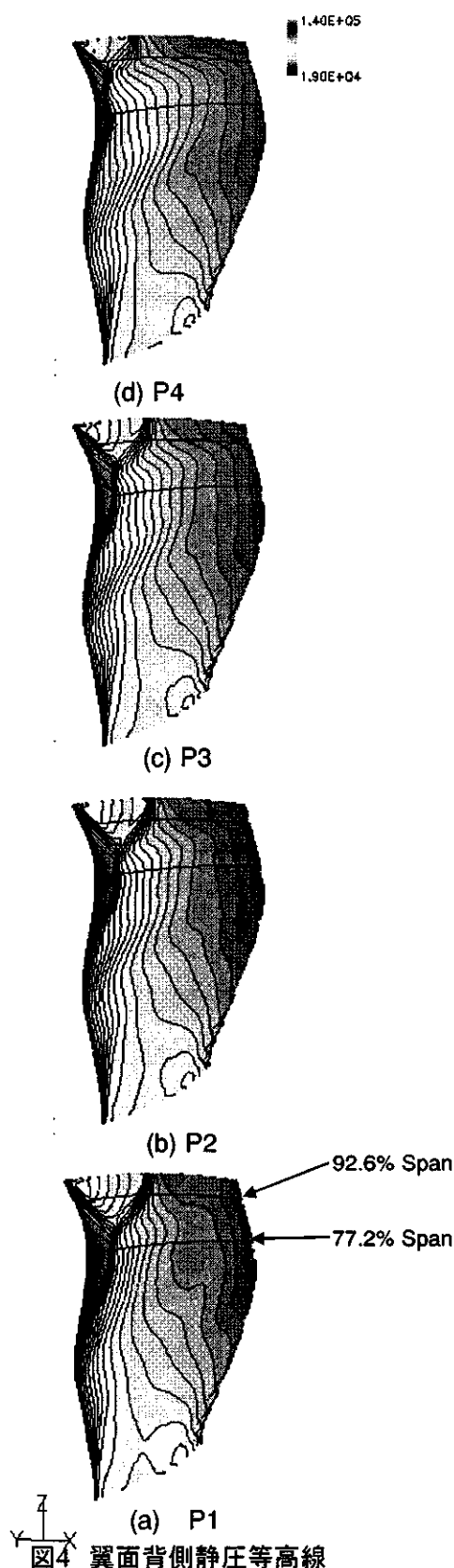
非定常圧力の変化には、衝撃波とモードシェープの位置関係や、剥離の挙動の影響等が考えられるが、今後は、これらの点に注目して解析を行い、フラッタ発生のメカニズムを解明していく。

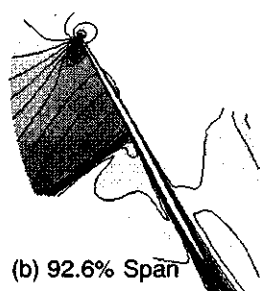
謝辞

本研究において I H I は、経済産業省の民間航空機基盤技術プログラムによる「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発」の一環として独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) からの助成を受けて実施しています。本研究の実施に当たり、ご指導とご協力をいただいた NEDO および多くの関係各位のご厚誼に対し、深く感謝の意を表します。

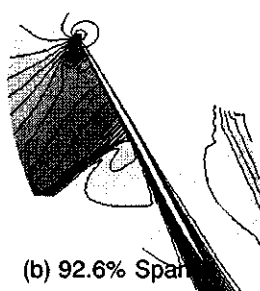
参考文献

- 1) Sisto, F., "INTRODUCTION AND OVERVIEW", AGARD Manual on Aeroelasticity in Axial-Flow Turbomachines, vol. 1, AGARD - AG-298, March 1987, Chap. 1
- 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講演論文集, 2000
- 3) 山本一臣, 他, "CFD 共通基盤プログラム UPACS の現状と今後の課題", 第 15 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 2001
- 4) 賀澤 順一, 他, "翼列内を伝播する音波の数値解析", 第 34 回ガスタービン学会定期講演会 講演論文集, 2006
- 5) 青塚瑞穂, 他, "3 次元非定常 NS 解析を用いたファンフラッタ予測", 第 47 回航空原動機・宇宙推進講演会アブストラクト集, 2007
- 6) 青塚瑞穂, 他, "3 次元非定常 NS コードを用いたファンフラッタの数値解析", 第 35 回ガスタービン学会定期講演会アブストラクト集, 2007
- 7) Aotsuka, M., Tsuchiya, N., Horiguchi, Y., Nozaki, O., Yamamoto, K., 2008. "NUMERICAL SIMULATION OF TRANSONIC FAN FLUTTER WITH 3D N-S CFD CODE". ASME Paper GT2008-50573

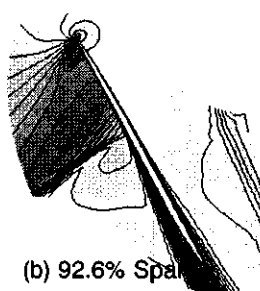




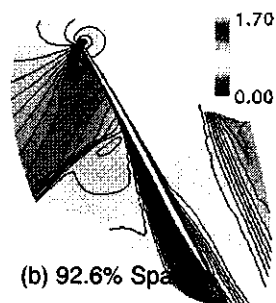
(b) 92.6% Span



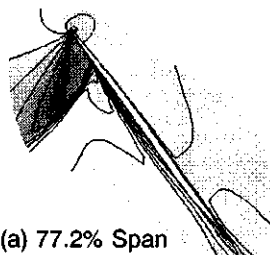
(b) 92.6% Span



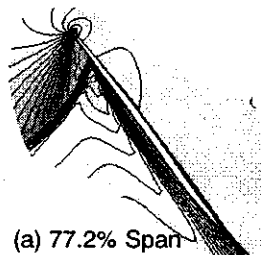
(b) 92.6% Span



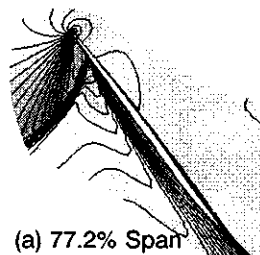
(b) 92.6% Span



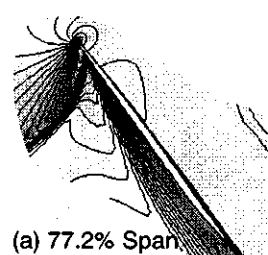
(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span

図5 相対マッハ数等高線 (P1)

図6 相対マッハ数等高線 (P2)

図7 相対マッハ数等高線 (P3)

図8 相対マッハ数等高線 (P4)

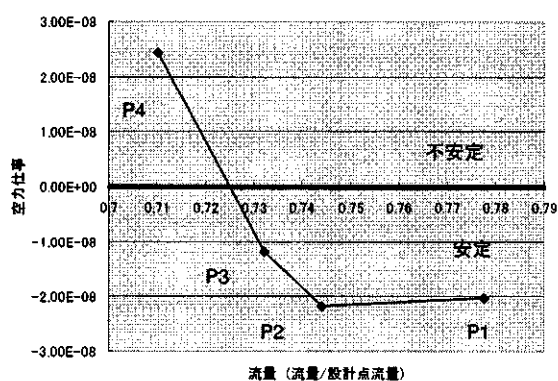
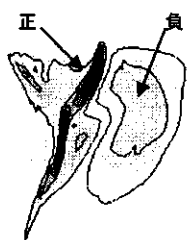


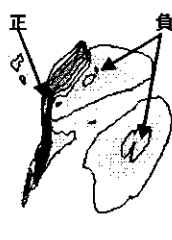
図9 空力仕事の変化



(a) P1



(b) P2



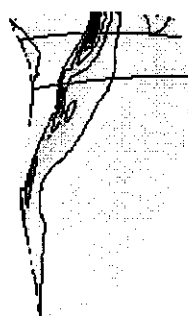
(c) P3



(d) P4



図10 空力仕事等高線

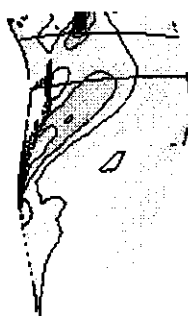


(a) 実部



(b) 虚部

図11 非定常圧力等高線 (P1)



(a) 実部



(b) 虚部

図12 非定常圧力等高線 (P2)

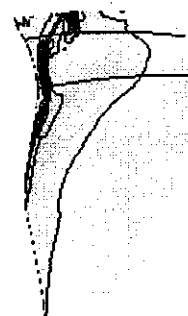


(a) 実部

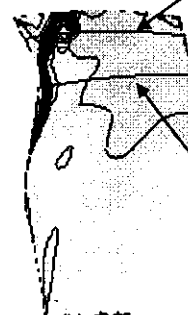


(b) 虚部

図13 非定常圧力等高線 (P3)



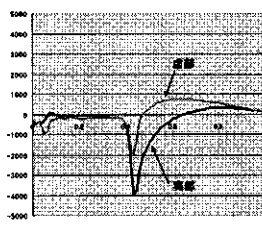
(a) 実部



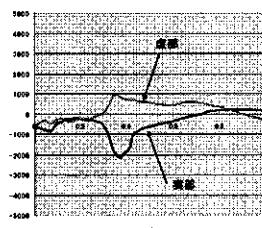
(b) 虚部

図14 非定常圧力等高線 (P4)

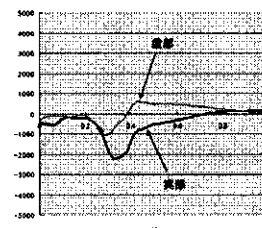
92.6% Span
77.2% Span



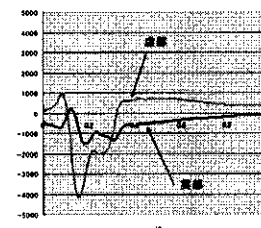
(b) 92.6% Span



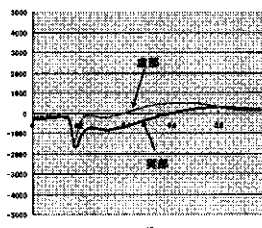
(b) 92.6% Span



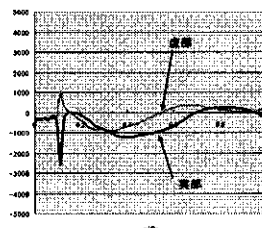
(b) 92.6% Span



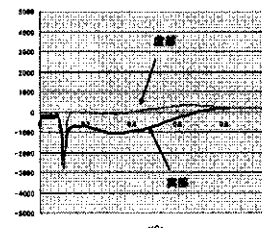
(b) 92.6% Span



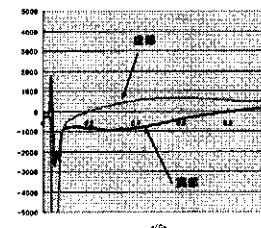
(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span



(a) 77.2% Span

図15 翼面上非定常圧力分布 (P1)

図16 翼面上非定常圧力分布 (P2)

図17 翼面上非定常圧力分布 (P3)

図18 翼面上非定常圧力分布 (P4)

URANS/LEE によるファントーンノイズのダクト内伝播に関する数値解析

*賀澤 順一 (JAXA), 堀口 泰生 (ASI 総研), 今村 太郎, 才木 一寿, 山本 一臣,
野崎 理 (JAXA), 土屋 直木, 大石 勉 (IHI)

A Numerical Study on Fan Tone Noise Propagation through Fan Duct by URANS/LEE

* Junichi KAZAWA(JAXA), Yasuo Horiguchi(ASIRI), Taro IMAMURA, Kazuhisa SAIKI, Kazuomi YAMAMOTO, Osamu NOZAKI(JAXA), Naoki TSUCHIYA, and Tsutomu OISHI(IHI)

ABSTRACT

A numerical high-accurate prediction system of fan noise is important to realize "quiet" jet engines. In our study, fan tone noise induced by rotor-stator interaction is analyzed numerically. To predict fan tone noise generation and propagation around fans, both of flow field and acoustic field are calculated by numerical code based on unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (URANS). The results by URANS are applied to calculation by numerical code based on linearized euler equations (LEE) to analyze the fan tone noise propagation through fan duct. From the results, the details of duct propagation of fan tone noise are revealed. The results by LEE calculation are compared with experimental data. Numerical results agree with experimental results. It is confirmed that our URANS/LEE calculation method have good potential to predict fan tone noise generation and propagation.

Key words: Fan noise, Aeroacoustics, Rotor-Stator interaction, CFD

1. 緒言

ファン騒音はジェットエンジンから発生する騒音の要因の一つであり、特に離着陸時に支配的となる。このため、近年規制が厳しくなる傾向にある空港周辺騒音を考えた場合に、ファン騒音低減は重要な課題となっている。したがって、ファン騒音を数値解析で精度良く予測することができれば、低騒音ファンの設計段階で有用なツールとなりうる。

ファン騒音は、バズソー騒音、広帯域騒音（ブロードバンドノイズ）、動静翼列干渉騒音の3つに大別することができる。バズソー騒音は衝撃波に起因する騒音であり、ファン動翼相対マッハ数が超音速である場合に生じる。ブロードバンドノイズは、翼の境界層や後縁から発生するセルフノイズや、ケーシング壁の境界層と動翼端との干渉、動翼後流と静翼境界層の干渉などで生じる、広帯域の周波数で発生する騒音である。動静翼列干渉騒音は、動翼後流が静翼と干渉し、静翼まわりの流れ場が変動することによって生じる騒音で、動翼後流が静翼を通過する周波数（Blade Passing Frequency : BPF）およびその高調波にピークを持つファントーンノイズである。

ファン騒音の予測ではファン近傍での発生・伝播、ファンダクト内伝播、遠方場への放射のすべてを

精度良く予測することが必要であるが、著者らはこれまでに、非定常 Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式（URANS）を基礎方程式としてファン近傍での動静翼列干渉騒音の発生・伝播について詳細な解析を行ってきた¹⁾。その結果、URANS を用いて動静翼列干渉騒音を妥当に捉えられることを確認し、実験では可視化が難しいファン近傍での音場の詳細を知ることができた。本報では、URANS で得られた結果を用いて、静翼下流におけるダクト内伝播を線形オイラー方程式（LEE）で解析した。得られた結果について音響モード解析を行い、BPF およびその高調波について周方向モードと半径方向モードに分解し、ダクト内を伝播するカットオンのモードとカットオフのモードが存在することが確認できた。更に、計算結果と理論式による結果とを比較したところ、定性的に一致することが分かった。また、実験における計測値と計算結果との比較では、両者の結果は良い一致を見せた。これらより URANS と LEE を組み合わせた本解析手法によって、ダクト内を伝播する音波を妥当に解析できることが確認できた。

2. 数値解析手法および解析対象

数値解析コードとして、JAXA で開発されている UPACS のうち、ファン近傍では UPACS-turbo を、

ダクト内伝播解析では UPACS-LEE を用いた。それぞれの概要と、URANS/LEE のデータ接続について以下に述べる。

2.1 ファン近傍解析手法

ファン近傍での動静翼列干渉騒音の発生・伝播を解析するために、基礎方程式を URANS とした。空間離散化は 2 次精度 MUSCL スキームで、時間発展はオイラー陰解法にニュートン反復を組み合わせている。乱流モデルには Spalart-Allmaras の 1 方程式モデルを用いた。ファン近傍場での解析手法の詳細については、文献 1 を参照されたい。

2.2 ダクト内伝播解析手法

ファン騒音の数値解析による予測について、URANS で遠方場まで全てを解析するのは計算負荷の観点から難しい。そのため、音源近傍では URANS、ダクト内伝播は支配方程式を線形オイラー方程式 (LEE) とした手法、遠方場の予測には Kirchhoff 法を用いることが多い (例えば Rumsey ら²⁾)。本研究においても、これと同様の手法をとることにした。LEE については、今村らが開発した UPACS-LEE³⁾を用いる。空間離散化には Kobayashi によって提案された有限体積法に適した 6 次精度コンパクトスキームを採用し、数値振動を抑えるために Gaitonde-Visbal の提案した 10 次精度のフィルターを用いた。時間積分には 4 次精度の Jameson-Baker Runge-Kutta 法を採用した。以上の UPACS-LEE の詳細および検証については、文献 3 を参照されたい。

URANS による近傍場の結果と LEE との接続は図 1 のようにして行っている。URANS で得られた解に FFT (Fast Fourier Transfer) を適用し、保存量 (ρ , ρu , ρv , ρw , e) の特定周波数成分を抜き出す。URANS で用いる格子と LEE で用いる格子では格子密度が異なるため、得られた変動成分を LEE で用いる計算格子へと内挿して音源とする。LEE では定常流のデータが必要となるため、こちらも URANS の結果から時間平均した保存量を内挿して求める。特定の周波数成分に分解したデータを用いるため、この周波数での全ての周方向モードと半径方向モード (後述) が含まれた形で音

源が与えられることになる。LEE による解析では、URANS とダクトの断面形状は同じであるが、動翼や静翼が存在しないこと、ダクト長さが異なることなどから、厳密には URANS と LEE の計算領域とでダクトの音響抵抗が異なるが、現在は考慮していない。

2.3 解析対象および計算格子

解析対象として ESPR プロジェクトで使用されたファン実験モデルを用いた。このモデルでは、動翼が 18 枚、静翼が 45 枚であるが、数値解析では周期境界条件を用いて 1/9 セクターを計算領域としている。計算領域は 196 ブロックに分けられており、総格子点数は約 1200 万点である。周方向、軸方向には伝播する波を捕捉するために格子密度を高くしてあるが、半径方向には 38 点と比較的粗い格子となっている。ケーシング壁とハブ壁は滑り壁境界条件を課している。また、ダクト内伝播解析において、LEE では高精度スキームを用いているため、解析対象とする波の 1 波長あたりに格子点が 10 点から 15 点程度あれば良いと言われている。本報では、支配的となる周波数および周方向モードに主眼を置くことにし、それに合わせて軸方向および周方向の格子密度を決定しており、総格子点数は約 100 万点である。近傍場解析、ダクト内伝播解析ともに入出口での波の反射を避けるために格子密度を軸流方向に粗くしたバッファ領域を設けてある。

3. 静翼下流におけるファン近傍音場

解析対象としたファン実験モデルにおいて、実験では静翼下流側のケーシング壁における計測データが存在することから、静翼下流へと伝播する音波について解析を行うこととした。本章では、URANS によって得られた静翼下流側近傍での音場について述べる。

動静翼列干渉騒音は動翼後流と静翼との干渉で生じる騒音のため、動翼後流が静翼を通過する周波数 (Blade Passing Frequency : BPF) を基本周波数とするトーンノイズとなる。これまでに著者らは、静翼下流側近傍における実験計測結果と URANS

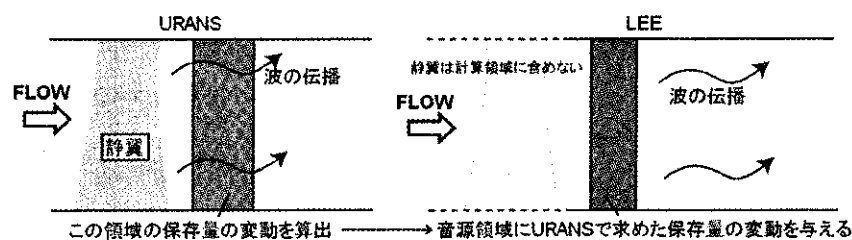


Fig.1 Noise Source Input Method in LEE using URANS Results

による計算結果との比較を行った⁵⁾。図2に静翼下流側近傍における音圧レベルの比較結果を載せる。計測位置はケーシング壁の周方向に異なる2箇所の位置で、位置Aは静翼後縁近傍、位置Bは静翼間である。図2より、最大で10dB以上の差があるものの、特に2BPFから4BPFでは傾向は良く一致しており、URANSによる計算結果は妥当であると判断した。

本研究では、TylerとSofrinの理論を基にし、各BPFごとに、音波を周方向モードと半径方向モードに分解して解析を行った。動静翼列干渉騒音に関して、TylerとSofrin⁶⁾は二重円筒ダクトにおける圧力の線形波動方程式を解いた。得られた解から、ダクト内を伝播する波は、まず周方向モードに分解でき、得られた周方向モードごとに半径方向モードに分解できる。ここで周方向モードは周方向に存在する波の数で、半径方向モードとは得られたそれぞれの周方向モードについて、半径方向に存在する節の数に相当する。周方向モードが m の任意の位置での圧力は以下の式で表される。

$$p(r, \phi, x) = A_a J_m(K_r r) \exp i(cKt - m\phi - K_x x) \quad (1)$$

式中の A_a は圧力振幅、 c は音速、 $K = hB\Omega/c$ で、 h はBPFの次数、 B は動翼枚数、 Ω は回転数である。 m は周方向モード次数であり、

$$m = hB - kV \quad (2)$$

ただし、 k :任意の整数、 V :静翼枚数

m は整数となり、 m の符号が正の場合には動翼と同じ方向、負の場合には動翼と逆の方向に回転する波を表す。

$J_m(K_r r)$ はベッセル関数で、二重円筒ダクトのハブおよびケーシング壁における境界条件として、

$$J'_m(K_r R) = 0 \quad (3)$$

ただし、 R はハブおよびケーシングの半径を満たす複数の K_r によって半径方向モードが決定する。(3)式を満たす最も小さい K_r に対応する半径方向モード次数が $\mu=0$ 、その次に小さい K_r に対応する半径方向モード次数が $\mu=1$ 、...となる。

K_x は軸方向波数で、下流へ向かう波の場合、

$$K_x = \frac{K}{1-M^2} \left(-M + \sqrt{1 - \left(\sqrt{1-M^2} K_r / K \right)^2} \right) \quad (4)$$

となり、ダクト内において音波が伝播するか(カットオン) 減衰するか(カットオフ)は式(4)中の平方根の中の正負で決まる。すなわち、

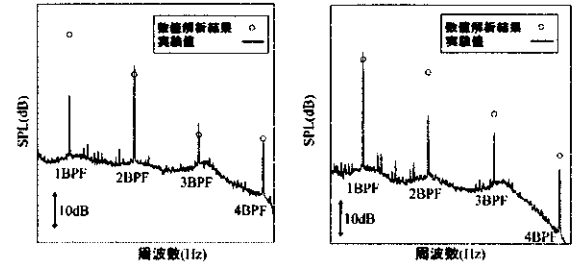
$$\beta_{m\mu} = \frac{K}{\sqrt{1-M^2} K_r} \quad (5)$$

で定義される $\beta_{m\mu}$ の値に応じて、 $\beta_{m\mu} > 1$ ならばカットオン、 $\beta_{m\mu} < 1$ ならばカットオフとなる。本解析対象において、上式から $\beta_{m\mu}$ を算出したと

ころ、1BPFでは全てのモードがカットオフ、2BPFでは $m=-9$ で $\mu=0$ から $\mu=2$ のモードがカットオン、3BPFでは $m=9$ で $\mu=0$ から $\mu=4$ のモードがカットオン、4BPFでは $m=-18$ で $\mu=0$ から $\mu=4$ と $m=27$ で $\mu=0$ から $\mu=2$ のモードがカットオンとなった。これらより、主にカットオンとなるのはいずれの周波数においても低次の周方向モードである。また、カットオンとなる周方向モードにおいても、高次の半径方向モードはカットオフとなることが分かる。

理論解析より、2BPFの $m=-9$ はカットオン、 $m=+36$ はカットオフとなることが考えられるため、ファン近傍でのこれらの波の様子を調べることとした。図3に2BPFの $m=-9$ と $m=+36$ のTip, Mid-span, Hubでの無次元圧力分布を示す。 $m=-9$ と $m=+36$ ではSPL平均値で10dB以上の差があることから、波面を見やすくするため、 $m=-9$ と $m=+36$ で等高線のレンジを変更してある。 $m=+36$ のレンジに対して $m=-9$ のレンジは約8倍となっている。 $m=-9$ では特にTipではっきりとした波面を形成しており、このモードが下流へと伝播するカットオンであることが予想できる。これに対して $m=+36$ は波面がはっきりとしておらず、振幅も急速に減衰しているため、カットオフになると考えられる。

図4に $m=-9$ における各半径方向モードのTip, Mid-span, Hubでの無次元圧力分布を示す。 $\mu=0$



Position A Position B
Fig.2 Sound Pressure Level near Stator Vanes

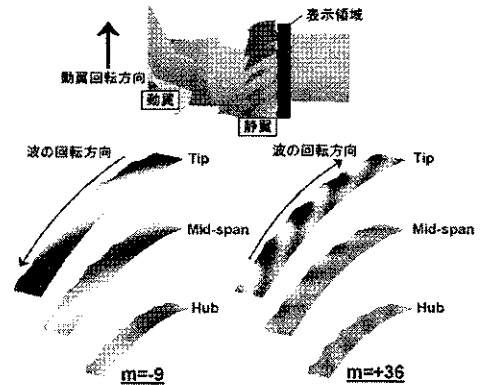


Fig.3 Reduced Pressure Distribution (2BPF)

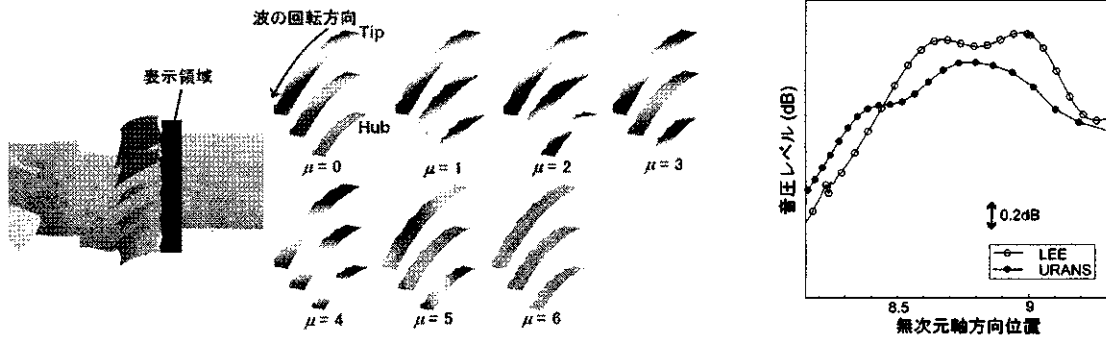


Fig.4 Reduced Pressure Distribution of Radial Modes (2BPF, $m=-9$) Fig.5 SPL Distribution in Axial Direction (2BPF, $m=-9$)

から $\mu=4$ までは伝播する波面が鮮明に捉えられているが、それよりも高次の半径方向モードは非常に小さくなっている。 $\mu=0$ から $\mu=4$ まではカットオンと考えられるが、それよりも高次のモードについてはカットオンかオフか、はっきりしない。これらの結果は理論解析結果とは異なっているが、その理由は更に詳細な解析を行わなければわからない。また、計算格子は半径方向に粗いため、高次の半径方向モードが正確に捕捉できていない可能性もある。本報では、数値解析結果は定性的には理論解析結果と一致していると判断し、解析を進めることにした。

4. ダクト内伝播解析結果

前章の結果を踏まえて、LEE によるダクト内伝播解析を行った。理論解析より、周方向モードについては、 $|m|$ が 27 以下のモードがカットオンとなることが分かったため、これらを中心に LEE での解析を行うこととした。カットオフのモードもある程度捕捉できるように、LEE での格子密度は $|m|$ が 36 以下の周方向モードが捕捉できるように設定した。半径方向に関しては、URANS での半径方向格子密度が低い (38 点) ことから、音源での解像度がそれほど高くはないと考えられるため、LEE でも同程度とした。

4.1 URANS と LEE の接続の確認

2 章で述べたように、LEE の音源として URANS の結果を用いている。URANS では LEE で音源領域としている軸方向位置よりも下流まで計算結果が存在することから、URANS と LEE との接続が妥当にできているかどうかを調べるため、両方で重複している領域での音圧レベルを比較した。図 5 に 2BPF で $m=-9$ の波の音圧レベルの軸方向変化を示す。URANS と LEE とで音圧レベルの差は 1dB 以下であり、ほぼ一致していることが分かる。図 6 に $m=-9$ における各半径方向モードの音圧レベルの軸方向変化を示す。左図は $\mu=0$ から $\mu=6$ まで全てのモードについて示してあり、中央図と右図は $\mu=0$ から $\mu=4$ について拡大したものである。各半径方向モードが軸方向に変動を持っていることが分かる。URANS ではこの軸方向変動を捉えられているが、LEE では音源を与えている領域の軸方向長さ (無次元距離で約 0.3) が軸方向変動の波長よりも短いために、軸方向変動が LEE へと正確に接続されていない。このため、軸方向に位相がずれている、あるいは変動自体が捉えられていないモードもある。これにより URANS と一致しない部分もあるが、カットオンとなる半径方向モードでは音圧レベルはほぼ一致しており、妥当に接続ができていると判断した。

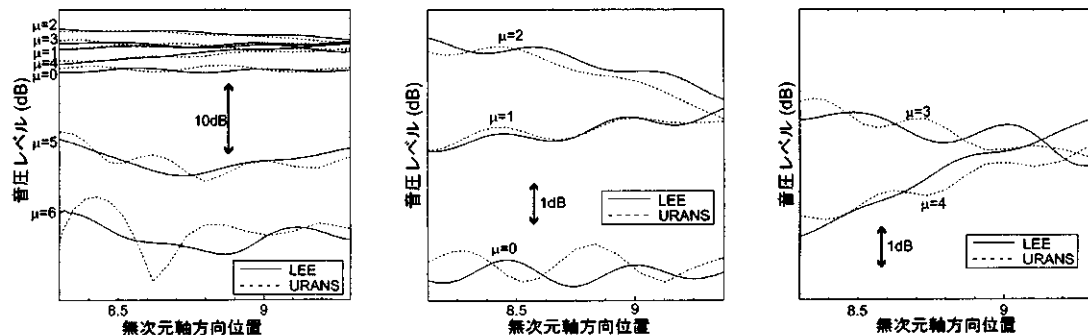


Fig.6 Radial Modes SPL Distribution in Axial Direction (2BPF, $m=-9$)

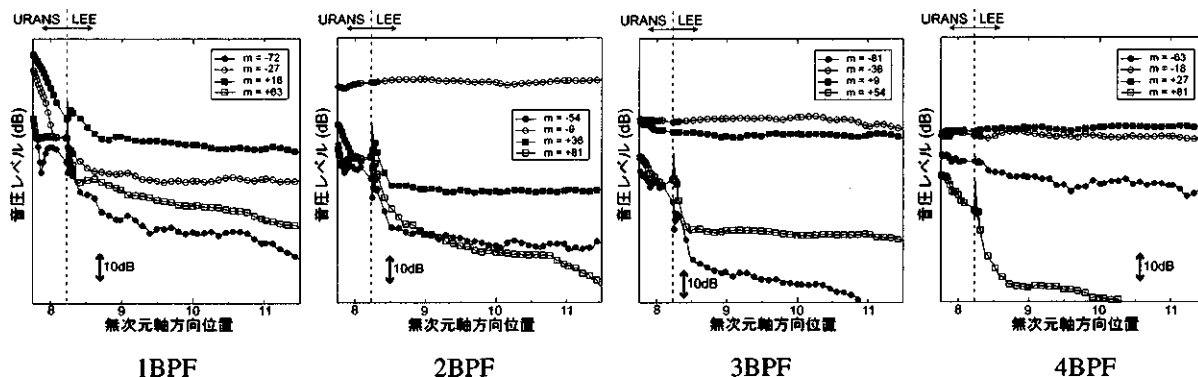


Fig.7 Circumferential Modes SPL Distribution in Axial Direction

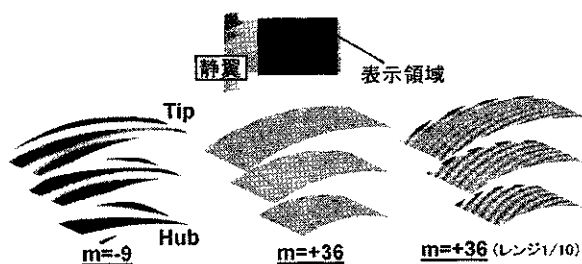


Fig.8 Reduced Pressure Distribution (2BPF)

4.2 ダクト内伝播解析結果

図 7 に静翼下流における周方向モードの音圧レベルを示す。音圧レベルは軸方向位置一定の断面での平均値となっている。1BPF は下流へ行くにしたがって減衰しており、理論解析結果と同様にカットオフであることがわかる。2BPF についても理論解析結果と同様で、 $m=-9$ 以外のモードはカットオフである。3BPF, 4BPF では $m=-36$, $m=+9$ (3BPF), $m=-18$, $m=+27$ (4BPF) がカットオンになっている。高次の周方向モードに関しては、LEE では周方向波長に対して格子点数が足りないため、数値的な減衰をしている可能性がある。しかし、カットオフとなっているモードは URANS で計算した領域において既に減衰している。URANS では図中の周方向モードの全てを捕捉できるだけの周方向格子密度を確保しており、数値的な減衰はほぼないと

言える。以上から、1BPF は全てカットオフ、2BPF では $m=-9$ のみがカットオン、3BPF では $m=-36$ と $m=+9$, 4BPF では $m=-18$ と $m=+27$ がカットオンである。前章の理論解析においては、3BPF の $m=-36$ はカットオフであったが、計算結果ではカットオンとなった。それ以外のモードのカットオン/オフについては理論解析と同様となった。図 7 において、例えば $m=+36$ の波は $x=8.5$ 程度までは減衰しているが、それよりも下流では振幅が減衰しておらず、ほぼ一定となっている。これについて、 $m=-9$ と $m=+36$ の無次元圧力分布を図 8 に示す。 $m=+36$ についてはレンジを $m=-9$ と同じにしたもの(中央)と 10 分の 1 にしたもの(右)とを載せた。 $m=-9$ では波面が鮮明に見られるが、 $m=+36$ では上流部分に強い波が存在するものの、波面は形成されていない。レンジを 10 分の 1 にすると上流側の強い波とは別の波面が形成されていることが分かる。この波は弱いながらもほぼ減衰していない。図 7 において $m=+36$ の音圧レベルが $x=8.5$ よりも下流で一定となっているのは、この波が原因であることが分かる。しかし、この波の発生についての詳細は分かっておらず、更に解析する必要がある。図 9 にカットオンである $m=-9$ (2BPF) における半径方向モードの音圧レベルの軸方向変化を示す。左図は全ての半径方向モードを示してあり、右図

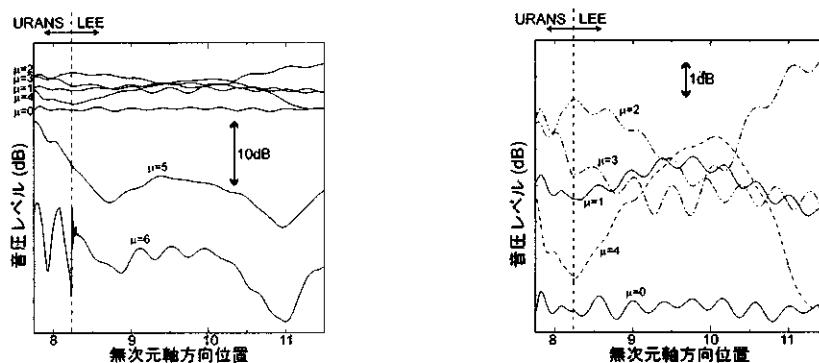


Fig.9 Radial Modes SPL Distribution in Axial Direction

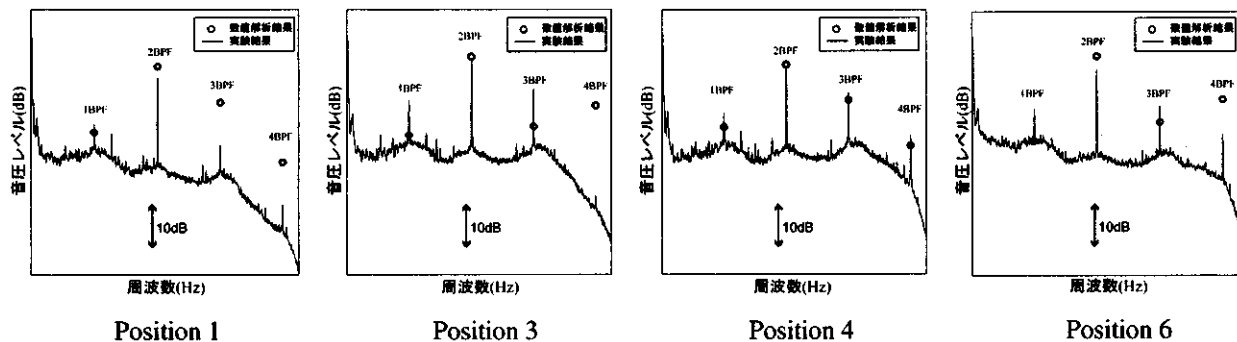


Fig.10 SPL in Downstream Region of Stator Vanes

は $\mu=0$ から $\mu=4$ について拡大した図である。 $\mu=5$, $\mu=6$ の波は減衰しているように見える。また、全ての半径方向モードで軸方向に変動を持つ分布となっている。先述の通り、LEE での音源領域が軸方向の波長よりも短いために、URANS と LEE の接続面付近において、軸方向位相の不連続が生じているモードもあり、軸方向変動は正確に捉えられていない。

以上の解析結果をふまえて、LEE の結果と実験計測結果を比較した。実験においては、静翼下流側において、図 2 に示した静翼近傍での計測結果の他にダクトの下流でも計測している。このダクト下流の計測位置は URANS では計算負荷の問題から計算領域には含まれていなかったが、LEE では計算領域に含めて計算を行っている。図 10 に結果を示す。計測位置は軸方向位置 3 点、それぞれの位置において周方向に 2 点の計 6 点であるが、位置 5 に関してはセンサ不良でデータが存在しない。位置 1 と 2 と 3 は軸方向位置が異なり周方向位置が同じであり、位置 1 と 4、および位置 3 と 6 が軸方向に同じ位置となる。紙面の都合上、位置 1, 3, 4, 6 についてのみ載せてある。周波数、計測位置によっては 10dB 以上の差はあるものの、全体的に良好な一致を見せている。特に 2BPF はいずれの計測位置でも良く一致している。2BPF は唯一カットオンである $m=9$ の波のうち、支配的な半径方向モードが URANS と LEE で比較的良く接続されているため、実験結果との比較も各計測位置で良く一致する結果となったと考えられる。本報では省略したが、3BPF と 4BPF では支配的な波について、音圧レベルは同程度であるが、軸方向変動が位相や波形を含めて正確に接続されていなかった。このことから、計測位置によっては大きく異なる結果となったことが考えられる。更に精度良くファン騒音を予測していくためには、軸方向変動まで含めて正確に URANS と LEE とを接続する必要があると言える。

5. まとめ

動静翼列干渉騒音について、URANS を用いてファン近傍の音場を解析し、その結果を利用して LEE によるダクト内伝播解析を行った。URANS と LEE の接続は軸方向変動まで含めて正確に接続することはできていないが、LEE の解析結果においてダクト下流での実験値との比較では妥当な結果を得た。また、カットオン/オフとなる周方向モードや半径方向モードについて理論解析結果と同様の傾向を捉えられており、ダクト内伝播解析が妥当に行われていることが確認できた。

今後は本解析結果を踏まえて、軸方向変動や周方向モードについて考慮した上で URANS と LEE の接続を行い、より精度の高いファン騒音予測手法を開発していく予定である。

参考文献

- 1) Junichi Kazawa, Yasuo Horiguchi, Kazuhisa Saiki, Kazuomi Yamamoto, Osamu Nozaki, Tsutomu Oishi : Numerical Analyses of Fan Tone Noise Generated by Rotor-Stator Interaction, International Gas Turbine Congress 2007 Tokyo (2007) (CD-ROM)
- 2) Rumsey, C. L., Biedron, R. T., Farassat, F. : Ducted-Fan Engine Acoustic Predictions Using a Navier-Stokes Code, J. of Sound and Vibration, Vol.213, No.4 (1998) pp.643-664.
- 3) 今村太郎, 雨宮和久, 榎本俊治, 山本一臣 : 線形オイラー方程式解析コードの構築と複雑形状への適用, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 53, No. 621 (2005) pp. 452-460
- 4) 賀澤順一, 堀口泰生, 才木一寿, 山本一臣, 野崎理, 土屋直木, 大石勉 : 動静翼列干渉によって生じるファントーンノイズの数値解析, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 74, No. 744 (2008), pp.1707-1716
- 5) Nakamura, Y. : Japanese Activities on Engine Noise Technology - Focusing on SST and Small Subsonic Aircraft -, AIAA/AAAF Aircraft Noise and Emissions Reduction Symposium (2005) <http://www.aiaa.org/events/aners/Presentations/>
- 6) Tyler, J. M., Sofrin, T.G : Axial Flow Compressor Noise Studies, SAE Transactions, Vol.70 (1962) pp.209-332

マイクロジェットを用いた超音速ジェット騒音低減の実験的検討

*渡辺紀徳（東京大学），岡田隆一（東京大学大学院），鵜沢聖治（東京大学），
姫野武洋（東京大学），大石勉（IHI）

Experimental Study of Supersonic Jet Noise Reduction with Microjet

* Toshinori Watanabe (Univ. of Tokyo), Ryuichi Okada (School of Engineering, Univ. of Tokyo)
Seiji Uzawa (Univ. of Tokyo), Takehiro Himeno (Univ. of Tokyo), Tsutomu Oishi (IHI)

ABSTRACT

Jet noise reduction is a current key issue to realize environmentally-friendly, highly efficient supersonic jet engines in future. A series of experimental study was conducted concerning active control of supersonic jet noise with a microjet injection technique. The microjets were injected into a rectangular main jet with Mach number of up to 1.49. The nozzle lip of the main jet was equipped with 44 injection holes of the microjets, whose angles against the main jet were changed as 0, 60, and 90 degrees. From far-field sound pressure data, a significant reduction of the jet noise by several dB was found in the cases with 60 and 90 degrees of injection angles. Schlieren visualization was also made for the jet flow, and the microjet was observed to affect the shock structure and shear layer behavior of the supersonic jet.

Key words: Jet Noise, Supersonic Jet, Active Control, Microjet Injection

1. 緒言

次世代の環境適合型超音速ジェットエンジン実現には、ジェット騒音の低減が極めて重要な技術課題である。本研究では超音速ジェット騒音を対象として、マイクロジェット噴射による騒音低減手法の確立を目指し、実験を行っている。昨年度報告した実験結果¹⁾では、アスペクト比の大きい矩形ジェットの長辺側出口部から、主ジェット軸に対して 60° の角度で微小流量のマイクロジェットを噴射したところ、遠方音場で最大 10dB 近くの大きな騒音低減効果を得た。このときマイクロジェット流量の主ジェット流量に対する比は約 6%であった。その後、噴射条件を種々変化させ、マイクロジェット噴射角度も変えて実験を続けている。また、騒音低減効果の要因を考察するため、流れ場のシュリーレン法による可視化も行った。ここではこれら最近の実験結果を報告する。

2. 実験装置と計測方法

実験は Fig.1 に示す無響室内にジェットノズルを設置して行った。空気源の圧力は最大 0.83MPa である。空気源から 2 系統の流路を設け、主流ノズルとマイクロジェット噴射口にそれぞれ導く。流路途中の調圧弁により、主ジェットとマイクロジェットの噴射圧を独立に設定することができる。

Fig.2 にノズルを示す。幅 72mm、スロート高さ 6mm、出口高さ 7mm の矩形ラバールノズルで、設計点マッハ数は約 1.5 である。出口リップ部は着脱可能であり、こ

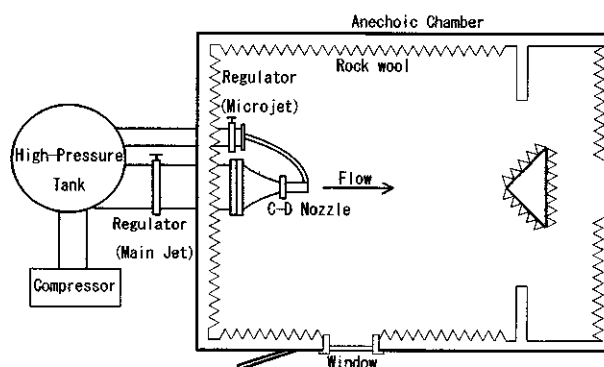


Fig.1 Anechoic Chamber

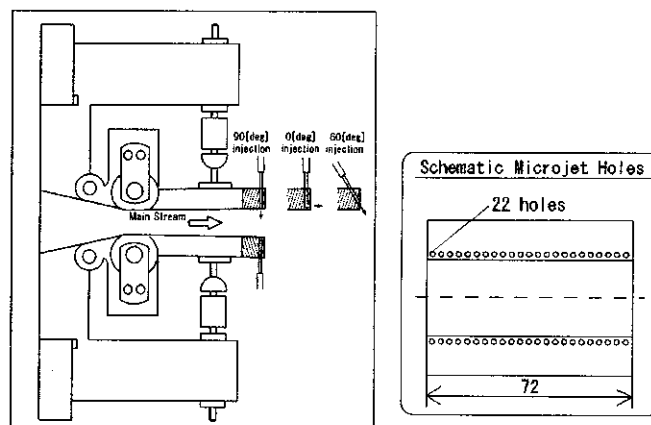


Fig.2 Nozzle with microjet injection holes

の部分にマイクロジェット噴射口を設けてある。初めに実験を行ったのは、マイクロジェット噴射角 60° の場合であるが、他に図に示す 0° と 90° のノズルリップ部を製作し、主ジェット剪断層に対して平行方向および垂直方向の噴射の実験も行った。マイクロジェット噴射口は直径 0.8mm で、ノズル出口上下に22個ずつ開けてある。

実験では遠方場での音圧分布、ノズル壁面圧力、および上流の整流部における壁面圧力を測定した。上流の壁面圧とノズル壁面圧からジェットのマッハ数を算出している。遠方場音圧分布の測定にはB&K社1/4インチ自由音場型マイクロフォンを用い、50kHzまでの音圧信号を取り込んだ。Fig.3に実験の座標系と音圧計測点を示す。ノズル出口の中心から 0.75m の球面上で、図に示す角度 θ と ϕ を設定し、 $\theta=0\sim90^\circ$ 、 $\phi=0\sim120^\circ$ の範囲で計測した。ただし、ジェット流れ中の $\theta<30^\circ$ かつ $\phi<30^\circ$ の範囲は測定していない。

計測時には主流設定圧を種々変化させ、主ジェットのマッハ数 M を1.04から1.49まで変えた。各マッハ数条件において、マイクロジェットの設定圧 P_m を変化させると、マイクロジェットと主ジェットの流量比 ψ を変化させることができる。また、マイクロジェット噴射口を一定間隔で塞ぎ、マイクロジェットの数、間隔を変化させる実験も行った。ただし、このとき流量とジェットの数は比例しており、独立に変化させてはいない。更に、マイクロジェットによる主流ジェットの変化を観測するため、流れ場のシュリーレン法による可視化も試みた。

3. 結果および考察

上で述べたように、マイクロジェットの主ジェット軸に対する角度が 0° 、 60° 、 90° の3つの場合について実験を行った。しかし、主ジェットと平行な 0° の場合、マイクロジェットを噴射しても遠方音場への影響は非常に小さかった。このため、ここでは 60° 噴射と 90° 噴射の結果を報告する。

3.1 マイクロジェット噴射角 60° の場合

60° 噴射のときの騒音低減効果については既に一部を報告しているが¹⁾、後の比較のためにここでは既報も含めて述べることにする。

Fig.4は $\theta=60^\circ$ 一定の面で、 ϕ 方向の音圧分布を示したものである。全周波数成分を積分したオーバーオール音圧 OASPL を表示している。主ジェットマッハ数 $M=1.49$ 、マイクロジェット設定圧 $P_m=0.51\text{MPa}$ 、流量比 $\psi=6.4\%$ で、最も大きな減音効果が得られた場合を示している。マイクロジェットを噴射しない場合と比較して、 ϕ 方向の全域にわたりマイクロジェットによる騒音低減効果が得られており、最大でほぼ 10dB の低減が見られる。

Fig.5は $\theta=30^\circ$ の面で、種々のマイクロジェット噴射

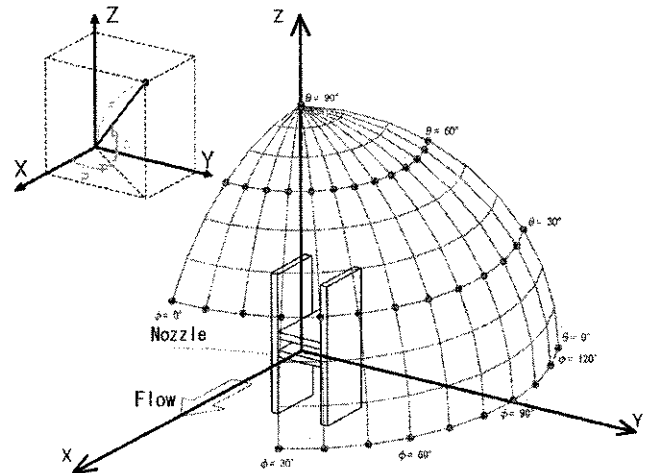


Fig.3 Coordinate system and measurement points

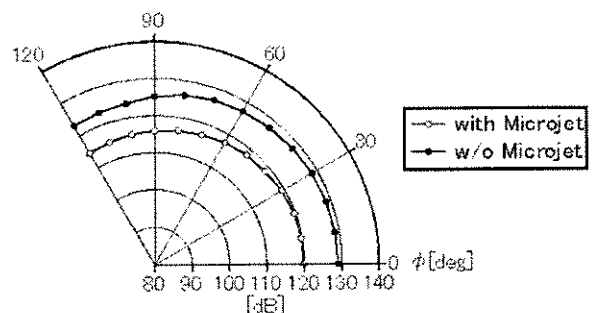


Fig.4 OASPL distribution on $\theta=60^\circ$ plane
($M=1.49$, $P_m=0.51\text{MPa}$, $\psi=6.4\%$)

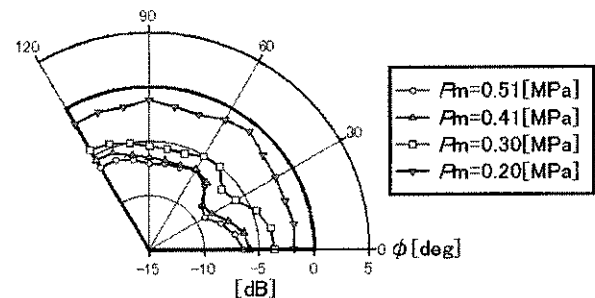


Fig.5 ΔOASPL distribution on $\theta=30^\circ$ plane ($M=1.49$)
 $\left[\begin{array}{ll} P_m=0.51:\psi=6.4\%, & P_m=0.41:\psi=5.1\% \\ P_m=0.30:\psi=3.8\%, & P_m=0.20:\psi=2.6\% \end{array} \right]$

圧における騒音低減量 ΔOASPL の ϕ 方向分布を比較したものである。 ΔOASPL は各位置におけるマイクロジェットの有無による音圧の差で定義しており、負の場合はマイクロジェットにより音圧が減少している。図から分かるように、 P_m の増加により減音量が増加する傾向があり、また、 ϕ の 40° 方向に減音量の最大値が見られ、減音に指向性のあることが分かる。ただし、実験条件が異なるとき、必ずしもこの方向が常に減音しやすいわけではない。

次に全計測点の音圧データを積分して音響パワーレベルを算出した。Fig.6はマイクロジェットを噴射しない場合 (w/o) からの変化量を、マイクロジェット噴射圧に対してプロットした図である。噴射圧の増加に対し、音響パワーレベルは単調に減少し、マイクロジェットによる減少量は最大で8dBに達していることが分かる。図には全てのマイクロジェット噴射口から噴射を行った場合 (all:44噴射口)、一つおきに噴射した場合 (22噴射口)、二つおきの場合 (14噴射口) の結果をまとめて示してある。この結果から、全てのマイクロジェットを噴射する必要はなく、相互の比較では一つおきに噴射を行う場合に最も大きな減音量が得られることが分かる。マイクロジェットの間隔、流量には最適値が存在することが明らかであるが、最適な噴射の条件がどのようなものであるかは、これまでの結果のみからは判断できず、今後の課題である。

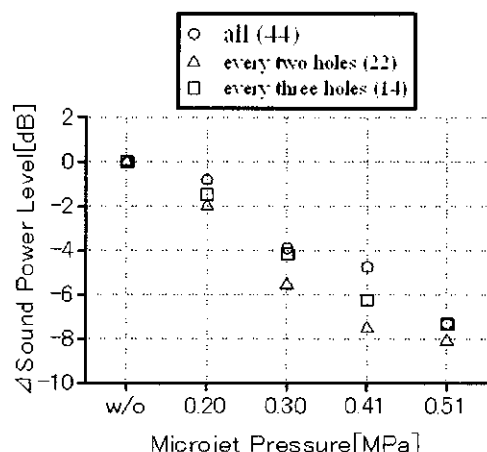


Fig.6 Sound power level ($M=1.49$)
Numbers 44, 22, 14 : the number of microjet injection
In case of 22 holes; $P_m=0.20$: $\psi=2.6\%$, $P_m=0.30$: $\psi=3.8\%$,
 $P_m=0.41$: $\psi=5.1\%$, $P_m=0.51$: $\psi=6.4\%$

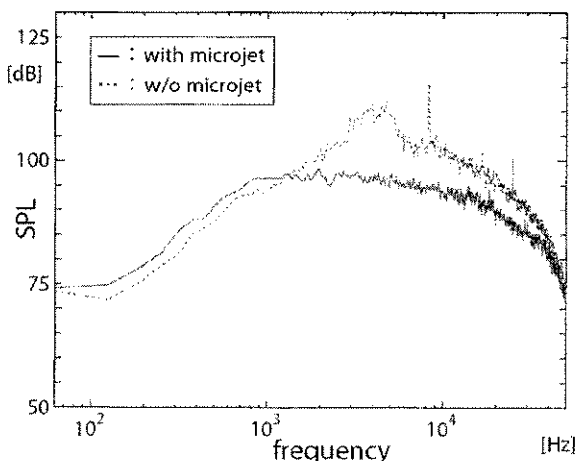


Fig.7 Power spectrum of jet sound
($M=1.49$, $P_m=0.51$ MPa, $\psi=6.4\%$, $\theta=60^\circ$, $\phi=0^\circ$)

Fig.7には大きな騒音低減が得られた場合の、典型的なスペクトルを示す。マイクロジェットの無い場合、スペクトルには超音速ジェット騒音の特徴である広帯域騒音、衝撃波関連騒音 (4kHz付近に見られる緩やかなピーク)、および鋭い離散的ピークを持つスクリーチ音が現れている。マイクロジェットが噴射されると、衝撃波関連騒音とスクリーチ音のピークが消滅し、広帯域の騒音も高周波側で減少していることが分かる。

以上のように、 60° 噴射のマイクロジェットには、大きなジェット騒音低減効果があることが明らかになった。

3.2 マイクロジェット噴射角 90° の場合

ノズルリップ部で、主ジェットに対し直角にマイクロジェットを噴射する 90° 噴射の場合について、 60° 噴射と同様の実験を行った。

Fig.8は $\theta=30^\circ$ におけるOASPLの ϕ 方向分布である。マイクロジェット無しの場合と、二つおきの噴射口からマイクロジェットを噴いた場合の結果を比較している。 $M=1.48$, $\phi=2.2\%$ である。この場合もFig.4と同様、マイクロジェットによる騒音低減効果が現れており、特に $\phi=0^\circ$ のジェット上方で低減効果が大い。しかし、 $\phi>90^\circ$ のノズル後方では、マイクロジェットを噴射すると音圧が若干増加している。

このときの音圧減少量の分布をFig.9に示す。ここでは二つおきの噴射口による噴射の場合に得られた Δ OASPLを、2種類の噴射圧に対して示した。 $P_m=0.2$ MPa

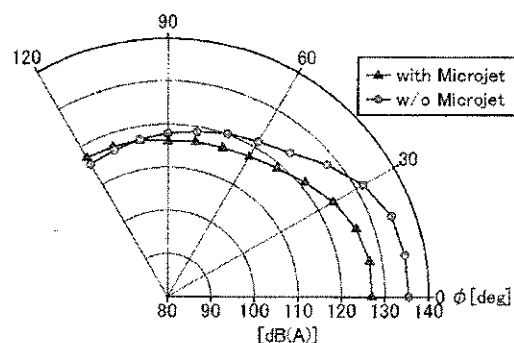


Fig.8 OASPL distribution on $\theta=30^\circ$ plane
($M=1.48$, $P_m=0.51$ MPa, $\psi=2.2\%$, 90° injection)

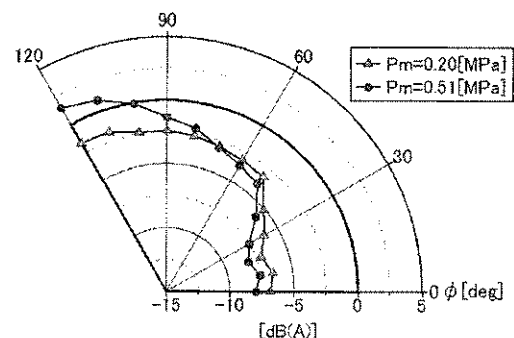


Fig.9 Δ OASPL distribution on $\theta=30^\circ$ plane ($M=1.48$)
($P_m=0.51$: $\psi=2.2\%$, $P_m=0.20$: $\psi=0.88\%$, 90° injection)

のとき流量比 $\psi=0.88\%$, $P_m=0.51\text{MPa}$ のとき $\psi=2.2\%$ となっている。この結果では、噴射圧が小さい方のマイクロジェットで ϕ の全域にわたって騒音低減が得られており、特にジェット上方で低減量が大きい。噴射圧が高いときは、前の図にも見られたように、ノズル出口の後方で音圧が増加してしまっている。

Fig.10 は全噴射口からマイクロジェットを噴いたときの ΔOASPL の分布である。このときは噴射圧によらず、ほぼ ϕ の全域で音圧が増大してしまっている。流量比は $P_m=0.2\text{MPa}$ のとき 2.8% , $P_m=0.51\text{MPa}$ のとき 7.0% であり、マイクロジェットの間隔や流量が不適切であると思われる。

全噴射口からの噴射、二つおき、および五つおきの噴射の各場合について、音響パワーレベルの変化を Fig.11 に示す。横軸は P_m である。二つおきと五つおきの噴射の場合は、 60° 噴射のときと同様に、 P_m の増加につれて騒音が減少しており、最大で 6dB 程度の騒音低減が得られている。このときの流量比は二つおき噴射で 2.2% 、五つおき噴射では 0.96% である。一方、全噴射口からの噴射では、噴射圧の増加に伴って音響パワーは増加している。五つおきの噴射の場合、噴射口はノズル上下のリップ部にわずか3つずつしかなく、流量比も非常に小さいにも関わらず、大きな騒音低減効果が得られており、注目される。

ジェット騒音が大幅に低下した、二つおき噴射の場合の典型的なスペクトルを Fig.12 に示す。マイクロジェットの噴射により、スペクトル中央部に見られる衝撃波関連騒音の大きなピークが消滅している。また、 10kHz 付近のスクリーチ音と思われる鋭いピークも見られなくなっている。このように、衝撃波に起因する騒音が大幅に減少していることが分かる。

一方、同じ噴射条件でも Fig.8 で音圧の低下が見られなかった、 $\phi=90^\circ$ 方向におけるスペクトルを Fig.13 に示す。この方向ではマイクロジェットにより、数 kHz の周波数範囲で広帯域の減音が見られるものの、高周波域で音圧レベルが顕著に増加している。マイクロジェットにより微細な流れ構造の変化が助長されたか、あるいはマイクロジェット自身により騒音が発生し、高周波域の音圧が増大したものと思われるが、詳細な要因は今のところ不明である。

Fig.14 には全噴射口からマイクロジェットを噴射し、騒音が大きく増大したときのスペクトルの例を示す。マイクロジェットにより、スクリーチ音と思われる離散周波数音が非常に大きくなっている。また、衝撃波関連騒音もあまり減少していない。この場合はマイクロジェットにより、スクリーチ音を発生する流れ場の不安定な自励現象が、大幅に励振されたものと思われる。

以上のように、 90° 噴射の場合には、 60° 噴射と同様

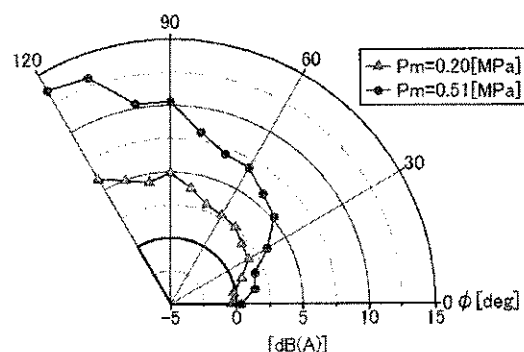


Fig.10 ΔOASPL distribution on $\theta=30^\circ$ plane ($M=1.48$) ($P_m=0.51:\psi=7.0\%$, $P_m=0.20:\psi=2.8\%$, 90° injection)

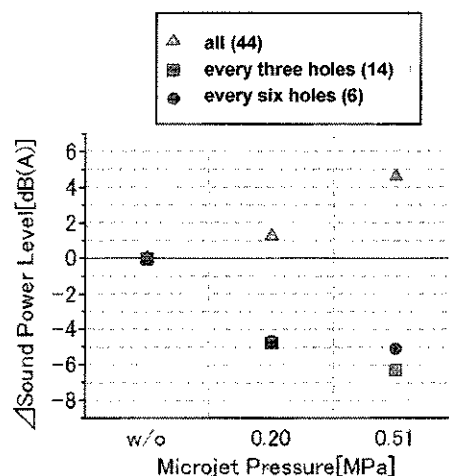


Fig.11 Sound power level ($M=1.48$)

Numbers 44, 14, 6 : the number of microjet injection
every three holes; $P_m=0.20:\psi=0.88\%$, $P_m=0.51:\psi=2.2\%$
every six holes; $P_m=0.20:\psi=0.38\%$, $P_m=0.51:\psi=0.96\%$

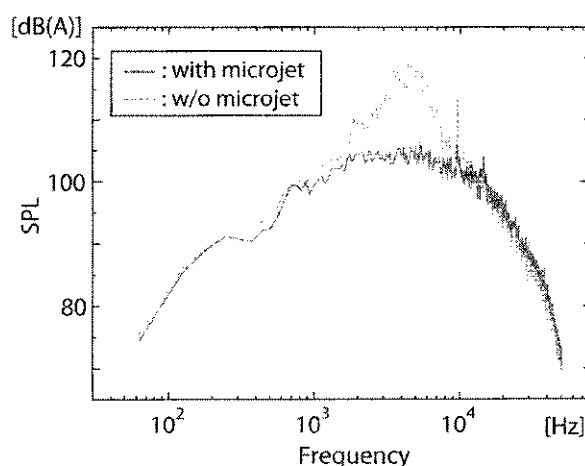


Fig.12 Power spectrum of jet sound

($M=1.48$, $P_m=0.51\text{MPa}$, every three holes, $\psi=2.2\%$,
 $\theta=30^\circ$, $\phi=0^\circ$, 90° injection)

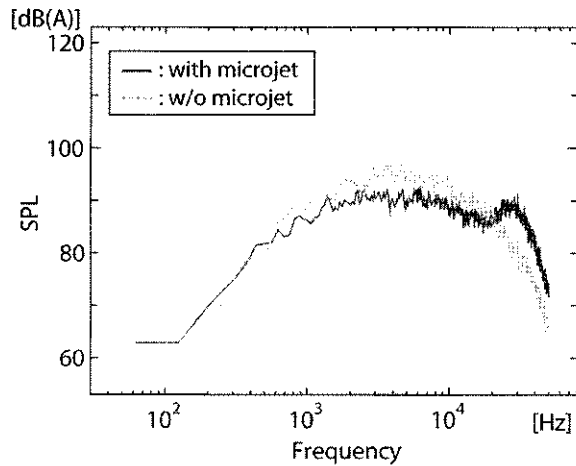


Fig.13 Power spectrum of jet sound

[$M=1.48$, $P_m=0.51\text{MPa}$, every three holes, $\psi=2.2\%$, $\theta=30^\circ$, $\phi=90^\circ$, 90° injection]

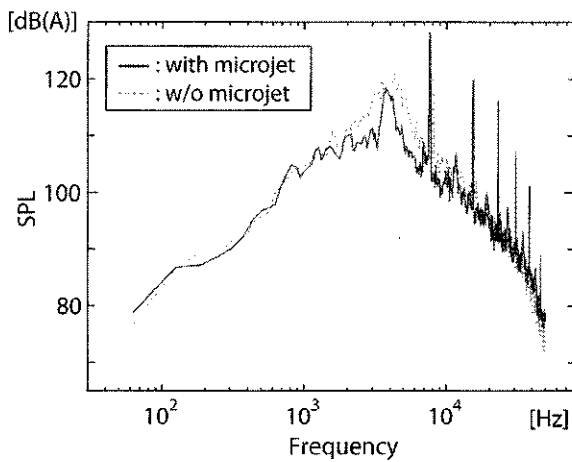


Fig.14 Power spectrum of jet sound

[$M=1.48$, $P_m=0.51\text{MPa}$, all holes, $\psi=7.0\%$, $\theta=30^\circ$, $\phi=0^\circ$, 90° injection]

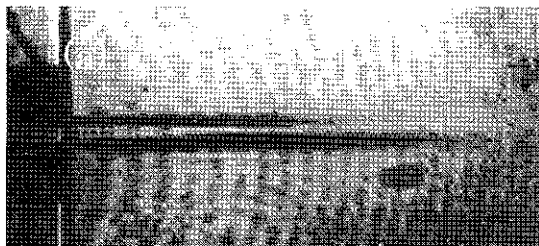


Fig.15 Schlieren picture ($M=1.04$, $P_m=0.51\text{MPa}$, $\psi=12.8\%$)
(a) w/o microjet (b) with 60° microjet injection

の騒音低減効果が得られるものの、大幅に騒音が増大する場合もあり、効果の性質は同一ではない。流れを変化させるパラメータは多様であり、これまでの実験で全貌を見ることはできていないが、マイクロジェットの噴射角度、噴射口間隔、流量などを適切に設定すれば、わずかの流量で大きくジェット騒音を低下させる技術が実現可能ではないかと思われる。また、本研究の範囲では、特に衝撃波に起因するジェット騒音が、マイクロジェットによって大きく影響を受けると言える。

3.3 マイクロジェットによる流れ場の変化

60° 噴射の場合について、ジェットの流れ場のシュリーレン画像を取得し、マイクロジェットの無い場合とある場合で比較した。

Fig.15 は主流設定圧の低い、 $M=1.04$ のケースで、 $P_m=0.51\text{MPa}$ 、流量比が 12.8% と比較的大きい場合である。画像を見ると、マイクロジェットを噴射することにより、ポテンシャルコアが短くなり、また、主ジェットの混合層が厚くなっていることが分かる。

Fig.16 はマッハ数の高い $M=1.49$ で、 $P_m=0.51\text{MPa}$ 、流量比 $\psi=6.4\%$ の、騒音低減効果が大きい場合である。この条件ではスクリーチ音が発生しており、過去の研究から、主ジェットは周期的なフラッピング運動をすることが分かっている。図は時間平均的な画像であるため、明確には現れていないが、(a)で切断層の中央から右部分に上下方向に大きく広がる不鮮明な領域が、フラッピング運動で大きく振動している部分に対応する。マイクロジェットを噴射した(b)では、このフラッピング運動が抑制され、ジェット切断層の不鮮明な部分が縮小している。また、(a)で主ジェット出口付近に見られる鮮明な衝撃波のセル構造が、マイクロジェット噴射により乱されている様子が分かる。このように、マイクロジェットが衝撃

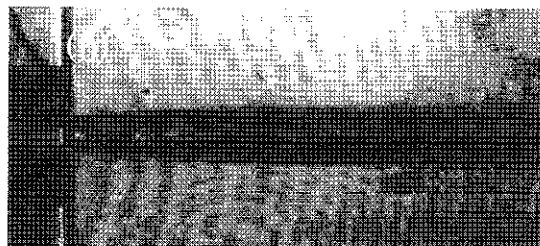
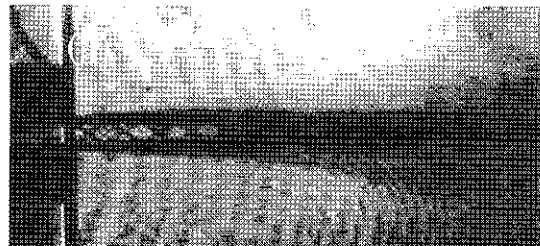


Fig.16 Schlieren picture ($M=1.49$, $P_m=0.51\text{MPa}$, $\psi=6.4\%$)
(a) w/o microjet (b) with 60° microjet injection

波構造と、スクリーチのフィードバック機構を大きく変化させ、ジェット騒音を低減させているものと思われる。

今後、騒音低減のメカニズムを更に解明するため、流れ場の詳細な計測や、数値解析を実施して行く予定である。

4. 結言

マイクロジェット噴射による超音速ジェット騒音の低減効果を実験的に調べた。アスペクト比の大きい矩形ノズルの長辺にあたるリップ部から、微小流量のマイクロジェットを主ジェットに対して 0° , 60° , 90° の角度で噴射し、音響計測とシュリーレン法による流れの可視化を行った。これまでの結果は以下のようにまとめられる。

- (1) 既報で 60° 噴射のマイクロジェットによる大きな騒音低減効果が得られているが、 90° 噴射でも同様の低減効果が確認された。しかし、主ジェットに平行な 0° の噴射では、マイクロジェットはほとんど超音速ジェット騒音に影響を与えなかった。
- (2) 音響データのスペクトル分析の結果から、 90° 噴射では超音速ジェット騒音のうち、主として衝撃波に関連する騒音が低減されていることが分かった。
- (3) 最大の減音効果を与えるマイクロジェットの数、および流量は、 90° 噴射の方が 60° 噴射より少なかった。 90° 噴射では、マイクロジェットの数が多いと、騒音のパワーレベルが大幅に増大した。このときスペクトルには、超音速スクリーチ音が励起されている様子が観察された。
- (4) 流れの可視化から、 60° 噴射のマイクロジェットにより、衝撃波のセル構造が変化していること、スクリーチ音をもたらすジェットのフラッピング運動が抑制されていること、などが観察された。また、衝撃波が顕著でない低マッハ数の場合は、ポテンシャルコアの短縮化や、混合層厚さの増大が見られた。

参考文献

- 1) 儘田あゆみ・渡辺紀徳・鶴沢聖治・姫野武洋：マイクロジェット噴射による超音速ジェット騒音低減に関する実験，第35回ガスタービン定期講演会講演論文集，2007，pp.221-226.

部分流入を考慮したタービン初段静動翼列全流路流れの数値解析

*笹尾 泰洋 (東北大院情報), 門間 和弘 (東北大院情報), 山本 悟 (東北大院情報)
田沼唯士 (東芝京浜事業部)

Numerical Analysis of Unsteady Flows through Whole Nozzle-Rotor Cascade Channels with Partial Admission

*Yasuhiro Sasao (Tohoku Univ.), Kazuhiro Monma (Tohoku Univ.), Satoru Yamamoto (Tohoku Univ.)
and Tadashi Tanuma (Toshiba Corp.)

ABSTRACT

Unsteady flows through whole nozzle-rotor cascade channels in partial admission stage are numerically investigated using the high-resolution finite-difference method developed by our group. Compressible Navier-Stokes equations are solved by the fourth-order compact MUSCL TVD scheme, Roe's approximate Riemann solver, and the LU-SGS scheme. The SST-model is used for evaluating the eddy-viscosity. As numerical examples, unsteady two-dimensional flows in a partial admission stage of steam turbine are first calculated. 108 nozzle passages with two blockages and 60 rotor passages are simultaneously calculated. The effect of the blockage to the lift of rotors is numerically investigated. Also the efficiency of the partial admission stage changing the number of blockages and the number of nozzles is parametrically predicted.

Key words: CFD, Numerical Turbine, Partial Admission

1. 序論

近年、人為的地球温暖化説が社会的に広く認知されるに至り、先進国を中心に、二酸化炭素に代表される温室効果ガスの排出量削減が強く求められている。我が国では人為的に排出される二酸化炭素の多くが発電に由来しており、また、原油価格高騰などの事情も相まって、より高効率なコンバインド方式の火力発電や原子力発電への移行が進められている。

発電所で用いられる大出力の蒸気タービンでは、蒸気の供給方法として全周噴射と部分噴射の2つの方法が用いられている。経験的にノズル段翼高さの小さいタービン程、部分流入の方が高効率であることが知られているが、部分流入タービンでは蒸気の質量流量が周方向で不均一となるため、初段動翼列を通過する水蒸気の流量は激しく時間変化することになる。加えて、蒸気の閉止部下流で生じるベンチレーション損失や、ノズルと閉止部の境界近傍で生じる噴射端部損失など、構造に起因する損失を伴う極めて複雑な流れ場が形成されており、CFDによる現象解明が求められている。

部分流入タービンのノズル段を対象とした解析例としては、Sakai ら[1]や He ら[2]による非定常流動解析などがある。一方、我々の研究グループでは独自の CFD プログラムである数値タービンを開発し、これまで、低圧タービンの最終段近傍を通

る湿り蒸気を対象に、非平衡凝縮を考慮した2次元および3次元非定常流動解析を行ってきた[3][4]。そこで、本研究では数値タービンを用いて、部分流入タービンノズル段を対象とした全周流動解析を行い、流動現象に対する考察を行うとともに全体性能予測を行った。さらに、ノズル段の高効率化を目的とし、ノズル部の改良案を示すとともに全周流動解析を行ったので、その結果を報告する。

記号

p	: Static pressure
u_i	: Component of physical velocities
U_i	: Component of contravariant velocities
e	: Total internal energy per unit volume
q_i	: Component of heat fluxes
S_k	: Source term for k equation
S_ω	: Source term for ω equation
t	: Physical time
ρ	: Density
κ	: Laminar heat conductivity coefficient
κ'	: Turbulent heat conductivity coefficient
σ_{kj}	: Diffusion term for k equation
$\sigma_{\omega j}$	: Diffusion term for ω equation
ξ_i	: Component of general curvilinear coordinates
τ_{ij}	: Viscous stress tensors
ω	: Specific dissipation rate

2. 基礎方程式

基礎方程式として密度保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、乱流運動エネルギーおよびその比散逸率の保存式を解いた。本論文では二次元流れに限定されるので次式の様になる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial \xi_i} + S + H = 0 \quad (i=1,2) \quad (1)$$

ここで、 Q は未知変数ベクトル、 F は流束ベクトル、 S は粘性項、そして H は生成項であり、以下の様に表される。

$$Q = J \begin{bmatrix} \rho_v \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ e \\ \rho k \\ \rho \omega \end{bmatrix}, \quad F_i = J \begin{bmatrix} \rho_v U_i \\ \rho u_1 U_i + (\partial \xi_i / \partial x_1) p \\ \rho u_2 U_i + (\partial \xi_i / \partial x_2) p \\ (e + p) U_i \\ \rho k U_i \\ \rho \omega U_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$S = -J \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{1i} \\ \tau_{2i} \\ \tau_{ik} u_k + q_i \\ \sigma_{kj} \\ \sigma_{\omega j} \end{bmatrix}, \quad H = -J \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ S_k \\ S_\omega \end{bmatrix}$$

3. 数値解法

空間差分には Roe の流束差分法[5]および 4 次精度コンパクト MUSCL TVD スキーム[6]を用いた。時間積分には LU-SGS 法[7]を用いた。粘性項には 2 次精度中心差分を用い、乱流モデルには SST モデル[8]を採用した。

4. 計算結果

4.1. 計算格子

本数値解析で用いた部分流入タービンノズル段の計算格子を図 1 に示す。計算格子は実機と同様にノズル部翼列に 108 流路、動翼列に 60 流路から構成されている。図中の Blockage Region(壁部)はノズルボックスの構造物に相当し、この部分からは蒸気は流入しない。翼形状およびピッチは実機のミッドスパン形状に順ずるものとした。格子点数はノズル部が 64×64 点、壁部が 24×64 点、128×64 点とした。計算格子は全て拡張 H 型格子であり、いずれも壁面近傍に十分に格子点をよせてある。2 次元解析であるため、動翼列はノズル部に対し平行に直線運動するものとし、移動速度は実機動翼列の平均半径および旋回周期に基づいて与えた。

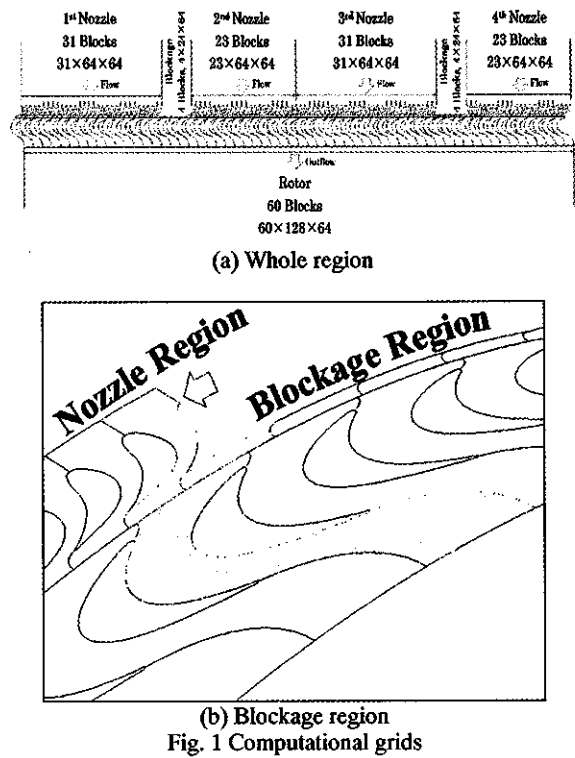


Fig. 1 Computational grids

4.2. 部分流入タービンノズル段の非定常流動解析

まず、全てのノズルを全開とした場合について非定常流動解析を行った。境界条件として流入マッハ数 0.131、流入レイノルズ数 1.20×10^8 、出口マッハ数 0.185 を固定値として与えた。

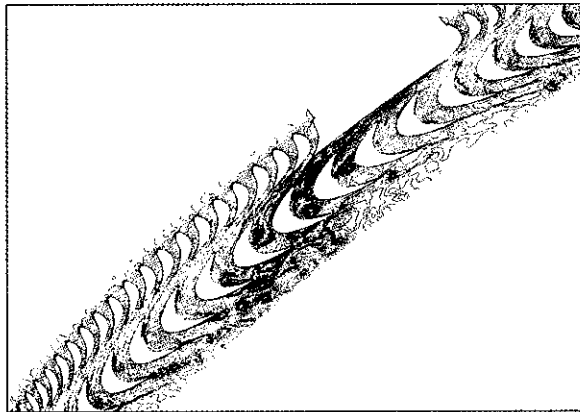
図 2(a), (b)はそれぞれ数値解析によって得られた瞬間のマッハ数分布および渦度分布である。壁部下流では蒸気の供給が無いために流れが淀み、さらに動翼の運動に伴い強い渦流れが形成されている様子が確認できる。この渦流れは、動翼が壁部を通り抜け 4 ピッチから 5 ピッチを移動する間、動翼に影響を及ぼしている様子が捕らえられた。

図 3 は数値解析で得られた動翼 1 周期分の揚力の変動をプロットしたものである。横軸は動翼の移動距離を動翼 1 ピッチ間の距離で無次元化した値であり、縦軸は下式によって無次元化された揚力係数である。

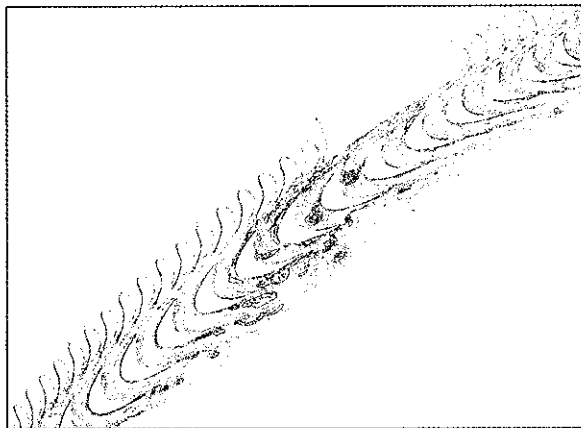
$$C_L^* = \frac{N_L}{A_{rotor} P_0} \quad (3)$$

ここで、 P_0 は岐点圧力、 A_{rotor} は動翼の表面積、 N_L は揚力係数である。横軸上に示された灰色の四角は壁部の位置を示している。数値解析により、動翼は壁部下流に侵入した後、一旦、翼力が大きく増大し(図中 A)、壁部を通過した後、大きな負圧を受ける(図中 B)ことが解った。図 4 および図 5 は、時刻 A および B の瞬間の動翼翼面上静圧分布と周囲の流れ場の静圧分布である。時刻 A では、壁部-

動翼間で生じた強い渦流れが動翼背面付近を通過することで、翼の一部に大きな圧力のピークが現れていることが判る。一方、時刻 **B** では壁部を通過する間に淀んでしまった動翼間の蒸気に、ノズルから供給された蒸気が衝突することで、周期的な圧縮が起り、動翼に負圧が発生している[2]。この領域で生じる運動量から熱への不可逆的な変換が、いわゆる噴射端部損失の主要因と考えることができる。



(a) Mach number



(b) Vorticity

Fig. 2 Instantaneous contours near the blockage region.

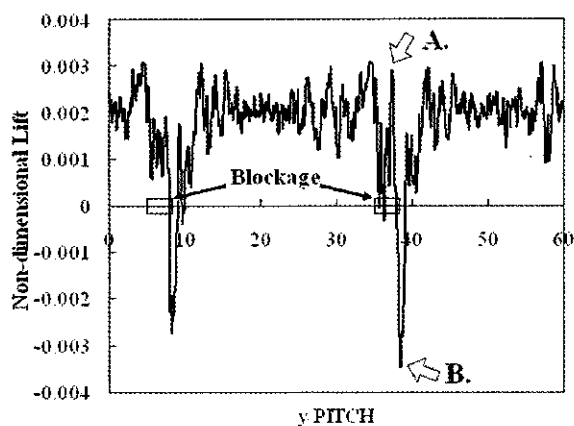
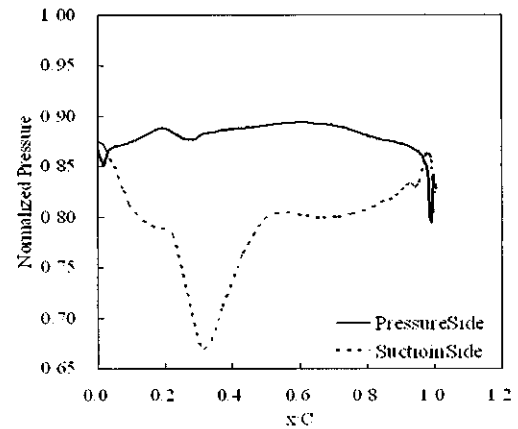
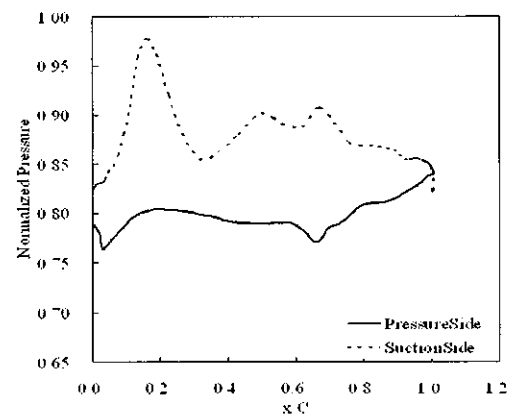


Fig. 3 Trace of non-dimensional lift coefficient of a rotor

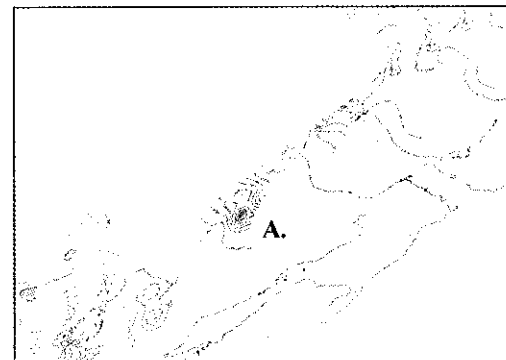


(a). Location A

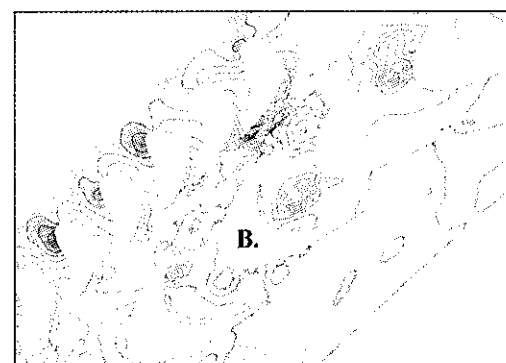


(b) Location B

Fig. 4 Instantaneous static pressure distributions on the rotor surface.



(a) Location A



(b) Location B

Fig. 5 Instantaneous static pressure contours

4.2. 部分流入タービンノズル段の性能予測

本節では部分流入タービンを通る蒸気の全周流動解析を行うことで、ノズル段の全体性能予測を行った。図6に計算格子を示す。Case 1は前節と同様の計算条件である。Case 2はノズル1を全閉とした場合、Case 3はノズル2を全閉とした場合である。ところで、前節では壁部下流を通過する際に生じる動翼列流路内の淀みが負圧の原因であるとの知見が得られた。そこで、淀みが生じないよう壁部を分散させて配置したCase 4およびCase 5についても性能予測を行った。なお、Case 4, 5の壁部が流路全周に占める割合は、実機およびCase 1, 2, 3と同様である。

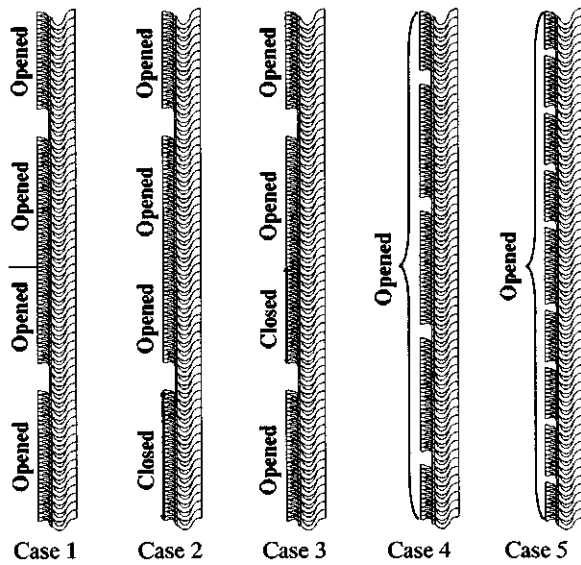


Fig. 6 Schematic of computational grids

動翼の全体性能 η_H は式(4)より算出した。

$$\eta_H = \frac{h_{t0} - h_{t1}}{h_{t0} - h^*} = \frac{\frac{L}{G}}{h_{t0} - h^*} \quad (4)$$

ここで、 G は蒸気の質量流量、 h_{t0} は流入蒸気的全エンタルピー、 h^* は断熱熱落差であり蒸気表より求めた。 L は出力であり、動翼の回転速度 $v_{rotation}$ を用いて下式より算出した。

$$L = v_{rotation} \times \sum_{n=1}^{60} N_n \quad (5)$$

表1は各計算条件で得られた出力と全体性能をCase 1の結果で正規化した値である。Case 2および3ではノズルが閉鎖され蒸気の流入量が減ったことで出力が低下しただけでなく、全体性能も低下するとの結果が得られた。これはノズルの閉鎖に伴いベンチレーション損失の生ずる区間が拡大したことが原因であると考えられる。一方、

Case 4およびCase 5の全体効率は、Case 1に対して、それぞれ3.6%、7.3%向上した。図7はCase 5で得られた動翼1周期分の揚力の変動をプロットしたものであるが、図3の時刻Bで見られたような負圧が、Case 5では生じていないことがわかる。以上の結果より壁部を分散して配置することで、ノズル段の性能が向上する余地のあることが示された。

Table 1 Numerical result

Case No.	1	2	3	4	5
Num. of cascades	108	77	85	108	108
The output ratio	1.000	0.705	0.784	1.036	1.073
The total-total efficiency ratio	1.000	0.967	0.996	1.036	1.073

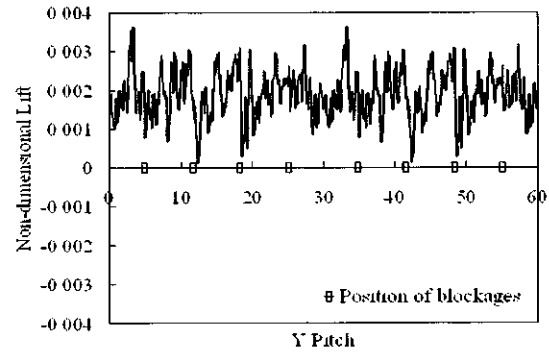


Fig. 7 Trace of non-dimensional lift coefficient of a rotor in case 5

5. 結言

数値タービンを用いて、部分流入タービンノズル段の全周解析を行い、性能予測を行った。さらに、ノズル段の性能向上の可能性を検討した。

参考文献

- 1) Sakai, N., Harada, T. & Imai, Y. 2006 JSME International Journal, Series B, Vol. 49, No. 2, pp. 212-217.
- 2) He, L. 1997 Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol. 211, Part A, pp. 197-205.
- 3) Sasao, Y. and Yamamoto, S. 2005 Proceeding of ASME Fluids Engineering Summer Conference, FEDSM 2005-77205, CD-ROM.
- 4) Yamamoto, S., Sasao, Y., Sato S. and Sano K. 2006 Proceedings of the 18th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, CD-ROM(paper#4460).
- 5) Roe, P.L. 1981 J. Comp. Phys., 43(1981), pp. 357-372.
- 6) Yamamoto, S. and Daiguji H. 1993 Computers and Fluids, 22-2/3, pp. 259-270.
- 7)
- 8) Yoon, S. and Jameson, A. 1988 AIAA Journal, 26, pp. 1025-1026.
- 9) Menter, F.R. 1994 AIAA Journal, 32-8, pp. 1598-1605.

インレットディストーションが過給機圧縮機の性能に及ぼす影響

*元田 奈都子, 山口 諭, 山方 章弘, 文野 謙治 (株式会社 IHI)

Influence of inlet distortion on turbocharger compressor

*Natsuko MOTODA, Satoshi YAMAGUCHI, Akihiro YAMAGATA, Kenji BUNNO (IHI Co.,Ltd)

ABSTRACT

In recent years, in order to satisfy the demand of reduction of CO₂ emissions for a passenger car, automobile manufacturers are progressing the development of down-sized engines to improve its fuel consumption, and turbo-charged engines are applied as an effective way to compensate its less power due to the decrement of engine displacement. One of the large concerns of the recent turbo-charged engine is the decrement of aerodynamic performance of turbocharger caused by the installation of inlet and outlet ducts which have very complex geometries because of its limited installation space. In this study, measurement and CFD analysis of a turbocharger compressor with inlet bend duct are conducted to investigate the influence of the flow distortion due to the inlet duct on a compressor performance. The results reveal the mechanism of compressor performance decrement caused by the flow distortion at compressor impeller inlet.

Key Words: Compressor, Turbocharger, Inlet distortion

1. 緒言

近年、環境問題への関心の高まりから、CO₂排出量の削減が求められており、乗用車においても早急な燃費改善が課題として挙げられている。燃費改善に有効な手段として、エンジンのダウンサイジング（小排気量化）が世界的に進められており、小排気量化に伴うトルク・出力の低下を補うために、過給機を搭載した過給エンジンが、欧州を中心に普及している。

小型化の一途をたどるエンジンへの搭載性から、過給機周りのレイアウトは複雑化し、その結果、過給機の上流や下流に接続される配管における流れの損失や流れの偏流（ディストーション）による過給機の性能低下が問題となる。ジェットエンジン用ファン・圧縮機などの軸流ターボ機械の分野では、翼列上流に流れのディストーションが発生する場合、翼列性能に大きな影響を及ぼすことが知られている¹⁾。一方で、車両過給機に使われている遠心のターボ機械においては、Caponら²⁾やArigaら³⁾により、圧縮機上流にディストーションが発生した場合の圧縮機性能に関して論じた研究が発表されているが、その例はあまり多くない。

本研究では、過給機圧縮機上流にインレットエルボが配置された場合の圧縮機入口の詳細な流れ計測を実施するとともに、インレットエルボを含む圧縮機のCFD解析を実施し、インレットディストーションが圧縮機性能に及ぼす影響とそのメカニズムを明らかにした。

2. 検討内容

2.1 過給機圧縮機の仕様

試験及びCFD解析を実施した供試体として、図1に示すRHF4型過給機を使用した。本過給機は2.0Lクラスの乗用車に搭載される過給機であり、圧縮機インペラ外径は約50mmである。この圧縮機上流にインレットエルボがある場合と無い場合の2ケースについて、試験とCFD解析を実施した。

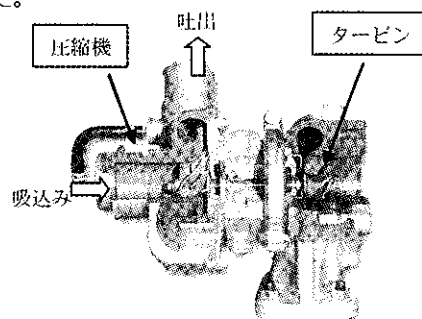


図1 RHF4型過給機

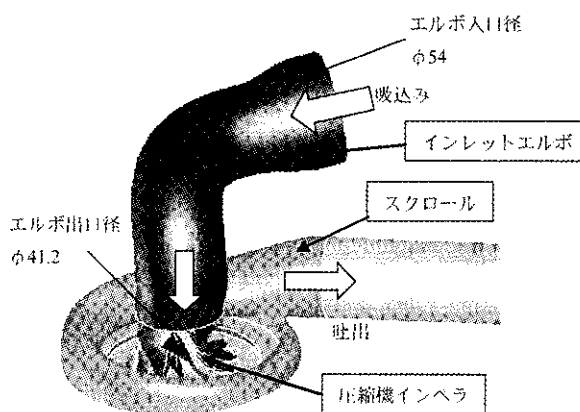


図2 流路形状

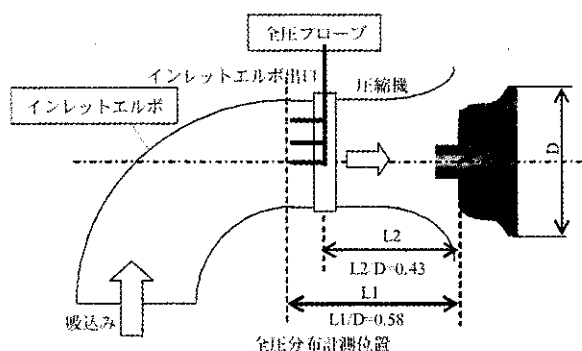
2.2 インレットエルボ

図2にインレットエルボ形状、及びインレットエルボを付けた状態の圧縮機の流路形状を示す。インペラ入口径が約40mmであるのに対して、インレットエルボ入口径はφ54、出口径はφ41.2である。インレットエルボ全体の流路長さを1とすると、流路は入口からの流路長さ比が0.33の位置で、φ43に滑らかに絞られている。このインレットエルボは2回の約90°曲がりを有し、2回目の曲がりからインペラ入口までの距離L1は、インペラ外径Dの比で $L1/D=0.58$ である。実際のエンジンに搭載する上での制約から、かなり曲率の大きな曲がりとなっている。

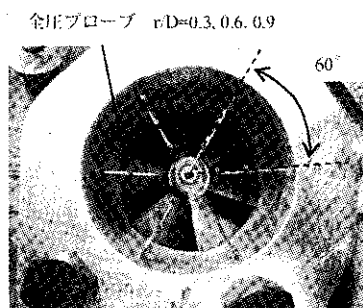
2.3 圧縮機性能及びインペラ上流の圧力分布の計測

圧縮機上流にインレットエルボが有る場合と無い場合の2ケースについて、圧縮機インペラの出口周速450m/sとなる回転数を100%とし、70%と100%の2つの回転数で、圧縮機性能計測を実施した。

また、インレットエルボによって生じる流れのディストーションについて調査するため、インレットエルボ下流（圧縮機インペラ上流）において全圧プローブを複数挿入し、性能計測と同じ作動点で全圧分布を計測した。図3に圧縮機吸込み側より見た全圧プローブのレイアウトを示す。圧力分布計測面は、インペラ入口までの距離L2が $L2/D=0.43$ となる軸方向位置で、インペラ回転中心を0、インペラ入口半径を1としたときに、中心位置から0、0.3、0.6、0.9の半径位置、周方向に60°間隔で全圧プローブを設置し、合計19点で圧力計測を行なった。



(a) 全圧プローブ挿入位置（模式図）



(b) 全圧プローブ

図3 全圧分布計測位置

2.4 CFD解析

CFD解析条件を表1に示す。図2で示した流路形状が解析モデルの概観である。解析領域としては、インレットエルボ、圧縮機インペラ、スクロールを含む圧縮機全体であり、解析には汎用CFDコードFluent6.3を使用した。計算格子はテトラ・プリズムによる完全非構造格子で構成されており、総格子点数は約220万セルである。

また静止部であるインレットエルボおよびスクロールと回転部である圧縮機インペラの動静翼干渉については、動静翼の相対位置が変わらないFrozen rotorの仮定を用いて定常計算にて解析を行った。

CFD解析は、性能計測と同様にインレットエルボが有る場合と無い場合の2ケースについて行ない、インレットエルボからスクロールまでの圧縮機全体性能及び圧縮機直上流での全圧分布について評価した。解析結果は前述の性能試験、全圧分布計測結果との比較を行ない、予測精度の検証を行なった。また、インペラ内部流れの変化を詳細に観察し、インレットディストーションが圧縮機性能に与える影響を調べた。

表1 CFD 解析条件

CFDコード	Fluent 6.3
数値解析手法	陰解法による有限体積法
ソルバー	定常SIMPLE法
乱流モデル	RANS渦粘性モデル(k-epsilon)
格子モデル	完全非構造格子(多面体セル)
格子数	約220万セル

3. 結果及び考察

3.1 インレットエルボ有り無しでの圧縮機性能

通常性能計測により、インレットエルボ有り無しでの圧縮機性能を比較したものを図4に示す。なお流量および効率は最大値で無次元化している。エルボ無しに対してエルボ有りでは、70%回転数において3%の効率低下、100%回転数では5%の効率低下が生じている。またエルボ有りでは最大流量も4%減少しており、作動域、効率の両面でインレットエルボが悪影響を及ぼしている。

試験を実施した供試体について、インレットエルボからスクロールまでの圧縮機全体のCFD解析を行なった結果を図5に示す。ここで、CFD解析では圧力特性が右上がりとなる領域では安定に計算を行なうことができないため、小流量側において試験結果と比較するデータは得られていない。解析の結果、エルボ有りはエルボ無しに対して、4～5%の効率低下が発生しており、試験におけるエルボ有り無しでの効率差をCFD解析でも精度良く再現している。また最大流量についても、計測に比べて流量差を過小評価する傾向ではあるが、エルボ有りでは2%流量が減少する結果となっており、試験結果と定量的に一致している。

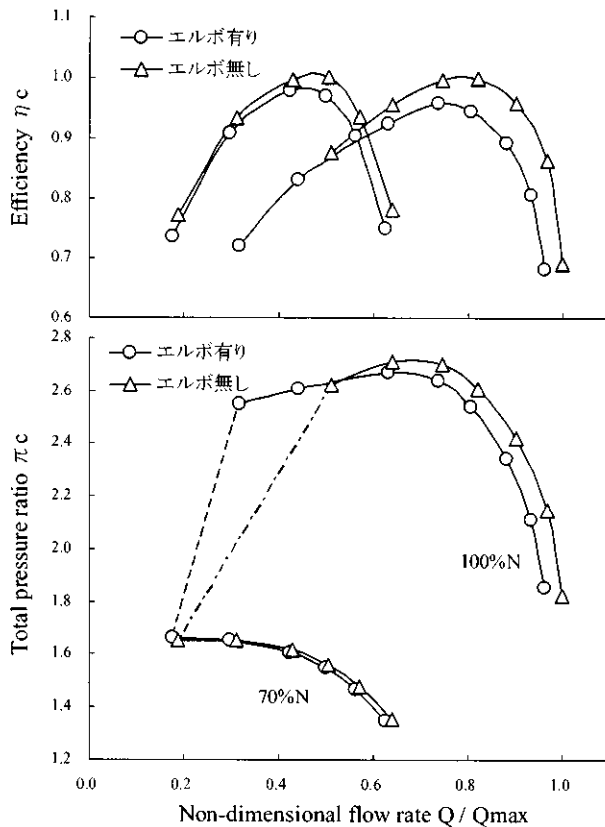


図4 インレットエルボ有り／無し 圧縮機性能試験結果

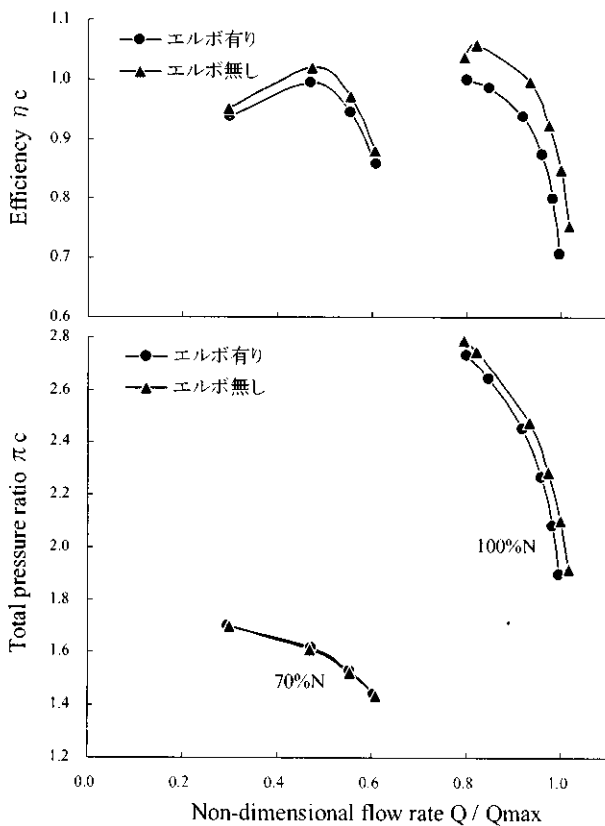


図5 インレットエルボ有り／無し CFD解析結果

3.2 インレットエルボでの損失と流れの分布

インレットエルボでの全圧損失について、計測とCFD解析結果とを比較したグラフを図6に示す。流量に対す

るインレットエルボでの全圧損失の変化は計測と解析で良く一致しており、解析においてインレットエルボでの全圧損失を適切に評価出来ている。図7, 8に100%回転数、流量 $Q/Q_{\max}=0.8$ 付近で、インペラ入口上流の $L2/D=0.28$ に位置する面での全圧損失分布、及び半径 $r/D=0.9$ での周方向の圧力分布を示す。図7から、計測、CFD共にインレットエルボの内径側に相当する位置Aで大きな圧力損失が生じている。また図8から、全圧欠損の位相についても計測とCFD解析で良い一致を示している。

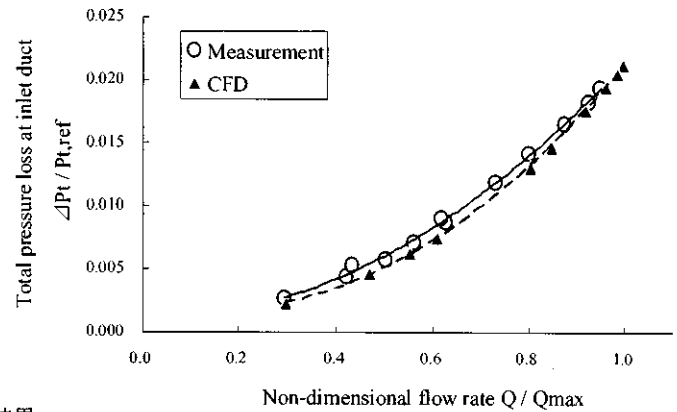


図6 インレットエルボでの全圧損失

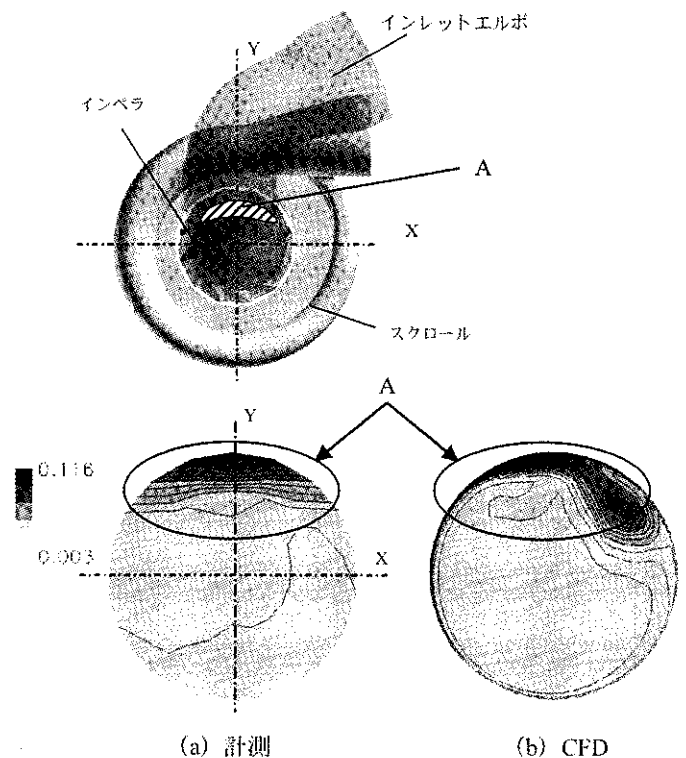


図7 全圧損失分布の比較

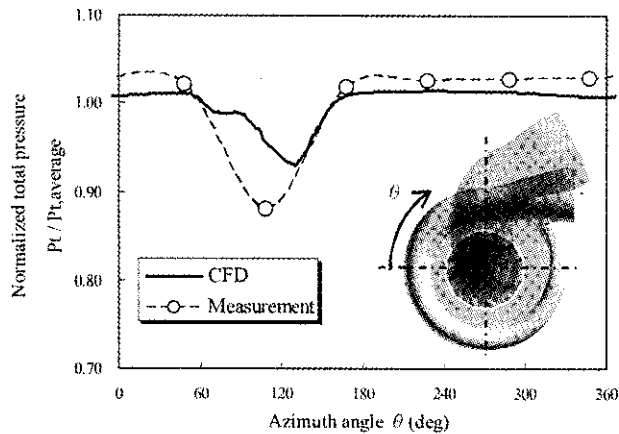


図8 圧縮機直上流での周方向全圧分布の比較

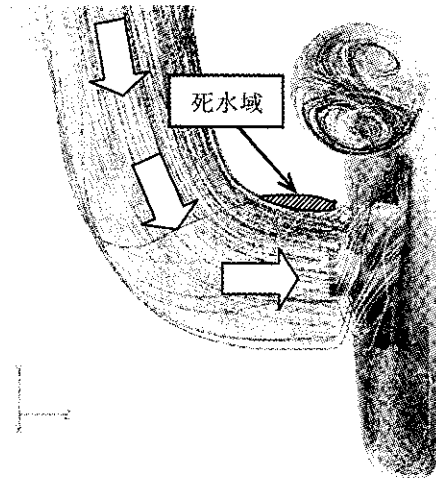
3.3 CFD解析による性能低下のメカニズム解明

インレットエルボによって生じた圧縮機直上流での流れのディストーションが圧縮機性能に及ぼす影響を明らかにするため、CFD解析結果からインレットエルボの有無によるインペラ内部流れの相違について考察する。

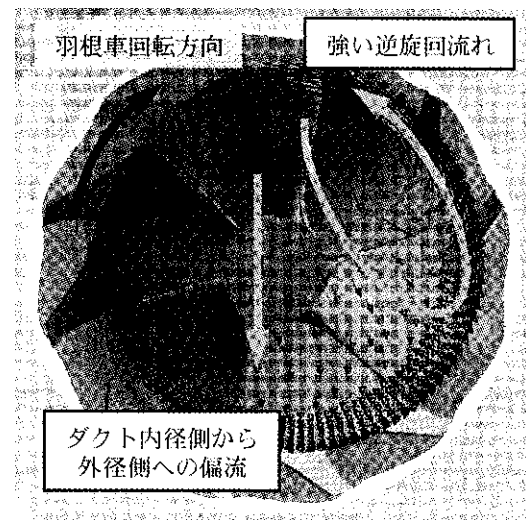
インレットエルボ有りでの圧縮機直上流での二次流れの分布を図9に示す。図9(a)に示す圧縮機側面から見た流線から、エルボ内径側の曲率大きい箇所において流れが剥離し、死水域が生じている。図9(b)に示す圧縮機入口断面での二次流れベクトルから、インレットエルボの2回曲がりによって、回転方向と逆方向の強い旋回流が発生しているとともに、遠心力でインレットエルボ内径側から外径側に向かって流れが偏っている。これにより、インレットエルボ有りでは、逆旋回流れと径方向の偏流の影響のため、特定の位相でインペラへの相対的な流れ角がより大きくなる。

インレットエルボ内径側の位相から見た、インペラシュラウド側の相対マッハ数分布及びエントロピー分布を図10に示す。インレットエルボ無しのケースでは、インペラ入口付近において、負圧面で弱い衝撃波が発生している。一方、インレットエルボ有りのケースでは、負圧面でマッハ数が増加しており、エントロピーの増大によって損失が拡大している。これは、前述したインレットエルボの曲がりに伴う内径側での境界層の発達と流れの偏りによって軸方向速度成分が減少するとともに、二次流れによるインペラ回転方向と逆方向の旋回流の発生によって、インペラ入口での迎え角が増加した結果、インペラ入口付近の翼負荷が過剰となり、負圧面での衝撃波・境界層干渉が促進され、損失が増加したためである。

以上のことから、インレットエルボを圧縮機上流に装着することによって、エルボの曲がりによる損失だけでなく、下流のインペラの損失も増加される。このため、圧縮機性能の確保にはインレットエルボでの損失を低減するとともに、インペラ上流におけるディストーションの抑制が重要である。

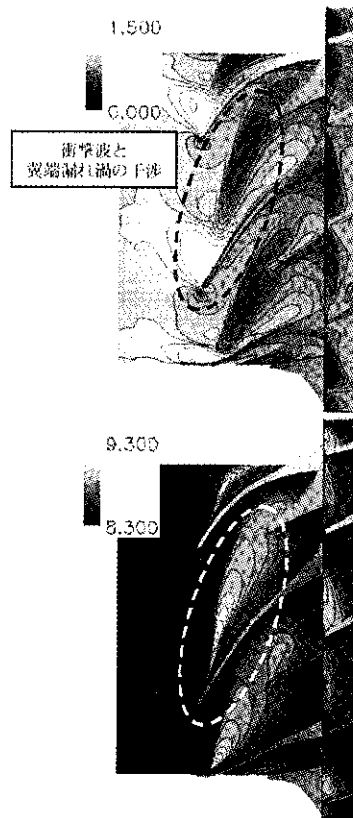


(a) 側面から見る

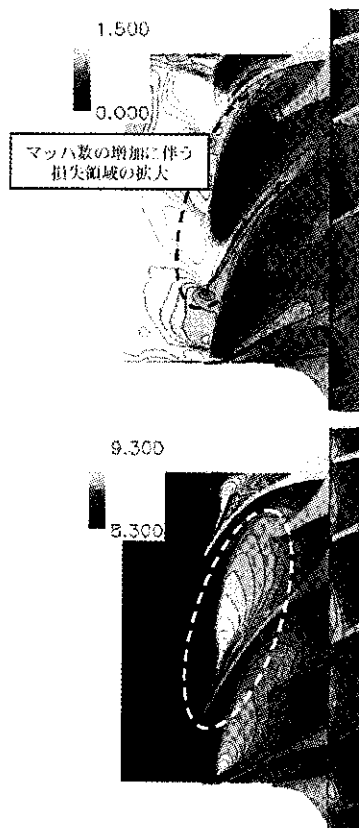


(b) 正面から見る

図9 圧縮機直上流での二次流れ分布



(a) インレットエルボ無し
(上：相対マッハ数，下：エントロピ)



(b) インレットエルボ有り
(上：相対マッハ数，下：エントロピ)

図10 インレットエルボ有り／無しでの翼間流れ分布

4. 結言

インレットディストーションが車両過給機の圧縮機性能に及ぼす影響を調査するため、インレットエルボが有る場合と無い場合について、圧縮機入口詳細計測を含む圧縮機性能試験とインレットダクトからスクロールまで含む圧縮機全体CFD解析を行い、インレットエルボによる圧縮機性能の低下とそのメカニズムを明らかにした。以下に本検討によって得られた知見を記す。

- ・今回検討に用いた圧縮機では、インレットエルボの装着により流量、効率ともに4%程度減少し、過給機用圧縮機の空力性能に対して、作動域、効率の両面で見逃しできない影響を及ぼす。

- ・複数回の曲がりを有すインレットエルボでは、局所的な旋回渦と径方向の偏流を伴った流れが生じ、これにより羽根車への相対流れ角が大きくなるため、インペラ内部で損失が増加する。

- ・インレットエルボの過給機圧縮機への影響は、インレットエルボの損失によるものだけでなく、インレットエルボ下流のインペラ内部においても損失を増加させる。

以上より、圧縮機性能を確保するためには、インレットエルボ自体の損失を低減させるとともに、インペラ上流でのディストーションの抑制が重要である。

5. 参考文献

- 1) N.A.Chmpsty: Compressor Aerodynamics, Krieger Pub Co, 2004.
- 2) G.Capon, A.Leong, T.Morris : The Influence of Installation Parameters on Turbocharged Automotive Engine Performance, ImechE-8th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, 2006.
- 3) I.Ariga, N.Kasai, S.Masuda,Y.Watanabe, I.Watanabe:The effect of Inlet Disortion on the performance Characteristics of a Centrifugal Compressor, Trans-ASME, J.Eng.power, Vol.105,pp.223-230,1983.

高負荷遷音速軸流圧縮機動翼の流れに及ぼす周方向ケーシングトリートメントの影響

*加藤 崇也, 加藤 大 (株式会社 IHI)

EFFECT OF CIRCUMFERENTIAL CASING TREATMENT ON A HIGH LOADING TRANSONIC AXIAL COMPRESSOR

*Takaya KATO, Dai KATO(IHI Corporation)

ABSTRACT

In order to expand stall margin of a transonic compressor, circumferential grooves are applied to its first stage rotor. This paper's aim is to understand effect of circumferential grooves on a high loading transonic compressor. A casing treatment with circumferential grooves was numerically studied and validated by experimental data. Inflow and outflow of circumferential grooves deflect the tip clearance flow in the main stream direction. This deflection prevent L/E tip clearance vortex from expanding. Then the blockage and incidence by vortex were reduced.

Key words: Axial Compressor, Tip Clearance flow, Casing Treatment, Stall Margin

1. はじめに

近年のファン・圧縮機翼の高負荷化にともなう課題としてサージマージン（以下SMと表記）の改善がある。SM改善の手段の一つとしてケーシングトリートメント（以下CTと表記）が有用であると考えられている。近年のCFDや詳細な計測による研究においてCT装着による流れ場の変化の様相が明らかにされつつあるが⁽¹⁻⁴⁾、遷音速高負荷翼についてCT装着にともなうSM改善や流れ場の変化のメカニズムは十分に解明されていない。

本研究では、遷音速高負荷翼に周方向CTを装着した場合の流れ場をCFD解析し、圧縮機リグ試験結果と比較して妥当性を検証する。その上でCTを取り付けていないスムーズケーシング（以下SCと表記）翼のCFD結果と流れ場を比較してCTが流れ場やSMの改善にどのように寄与しているかを分析する。

2. 解析対象

遷音速高負荷多段圧縮機の初段動翼にCTを取り付け、試験を行った。このうち解析対象は初段動翼とし、第一段階として単翼列の定常CFD解析を実施した。この初段動翼の設計回転数における諸元をTable.1に載せる。

多段圧縮機リグ試験における性能計測はFig.1に示すようにHPC入口において、全圧、全温、流量計測を行い、また初段動翼出口において全圧、全温計測を行い、性能を算出している。なお、CT無し(SC翼)試験は行っていない。

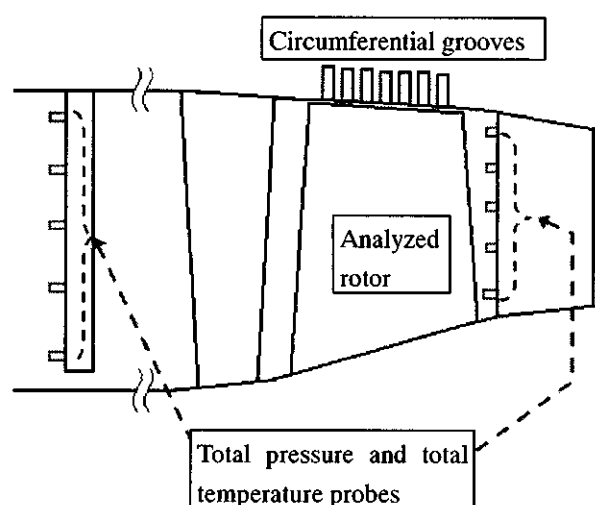


Fig.1 Analyzed rotor

Table.1 Design parameters of analyzed rotor

Flow coefficient	0.51
Work coefficient	0.36
Relative tip gap(% of chord length)	0.8
Relative Mach number at rotor tip	1.3
Diffusion factor	0.51

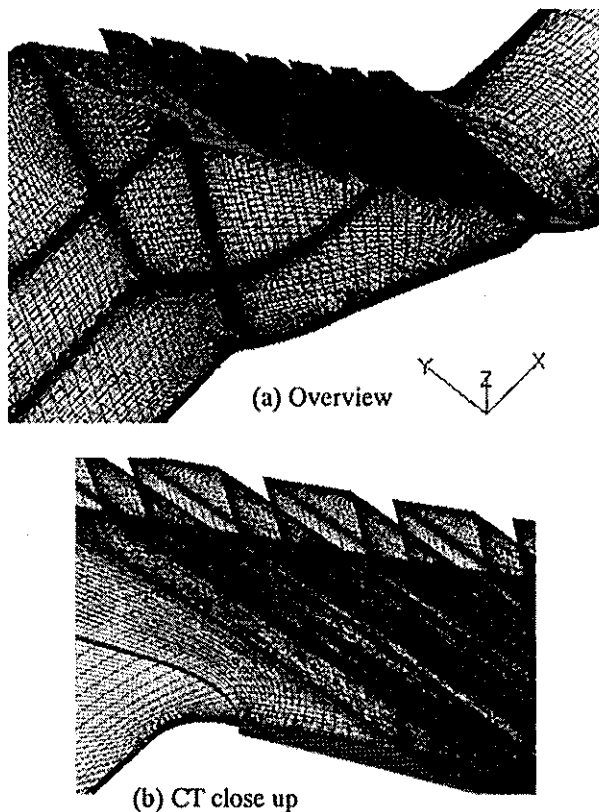


Fig.2 CFD grid

3. 数値解析の概要

SC翼とCT翼の両者の流れ場を計算した。CFD解析には有限差分法ベースの定常RANSコードを用いている。空間差分については、対流項はChakravarthy-OsherのTVDスキームを用い、粘性項は中心差分を用いている。乱流粘性については、Spalart-Allmarasの1方程式モデルにより評価した。境界条件は、試験結果を用い流線解析から求めた全圧、全温及び流れ角分布を入口で、静圧分布を出口で与えている。翼面及びエンドウォールは断熱で滑りなしとした。また、周方向の境界面では周期境界条件を用いた⁽⁵⁾。格子は、マルチブ

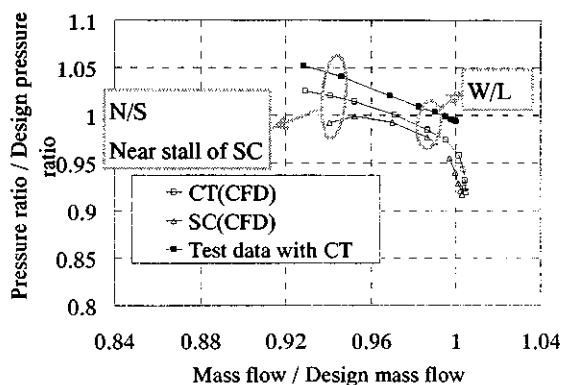


Fig.3 Overall characteristic of analyzed rotor

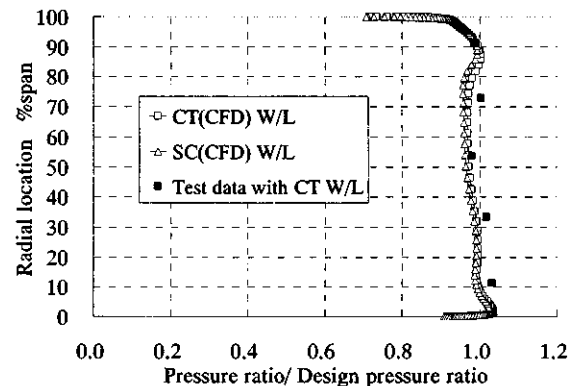
ロック形式で、格子点数は総数約500万点(CT有りの場合)であり、Fig.2にその概略を示す。

4. 試験結果及びCFD妥当性

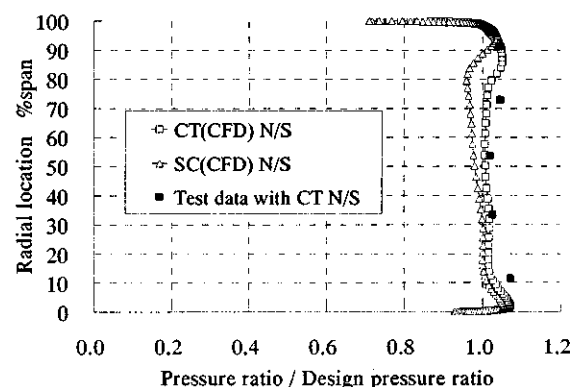
Fig.3に解析対象動翼の全体性能特性を示す。これよりCT翼のCFD計算結果は試験結果より2%ほど全圧が小さい傾向となつてはいるが、CT翼CFD解析結果の圧力比の流量に対する傾きは試験結果のそれと良く一致している。

次に、Fig.4にW/L (Fig.3内におけるW/Lで示された点) 及びN/S点 (Fig.3内のN/Sで示されたCFDでのSC翼のストール点) の圧力比半径方向分布を示す。これより、CT翼CFD計算結果は試験結果の半径方向分布を計算できている。これらより、このCFD計算では少なくとも定性的に試験における流れ場を表現できている。

次にSC翼、CT翼のCFD計算結果を比較すると、SC翼の方が高流量側でストールに入ることが言える。また、N/Sの圧力比半径方向分布も特にチップ側でCT翼の方がSC翼よりも圧力比が大きい。よってCTがSM改善に有用であると言える。これらの要因を次節以降で分析する。



(a) Work line (W/L)



(b) Near stall of smooth casing (N/S)

Fig.4 Radial profile of pressure ratio

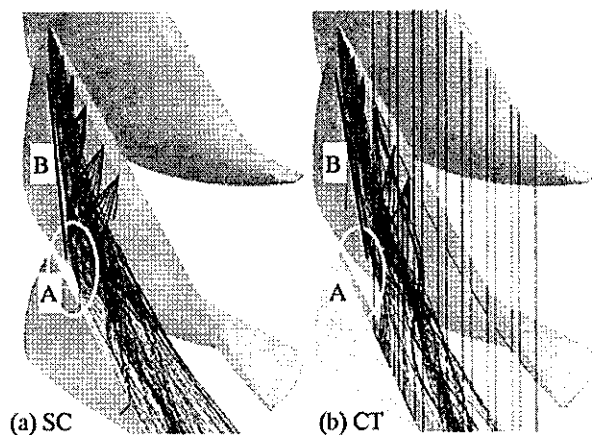


Fig.5 Comparison of tip clearance vortex at N/S

5. CFD 計算結果

5. 1 渦の成長・インシデンスの低減について

Fig. 5 に翼負圧面側翼先端間隙部の L/E $\sim$ 40%コードから流跡線を描き、N/S 点の SC 翼、CT 翼の L/E $\sim$ 40%コードから生じる翼先端漏れ渦を比較する。SC 翼ではチップ L/E 近傍から発生する渦が 10% $\sim$ 40%コード周辺における翼先端漏れ流れによって圧力面側近くまで広範囲に渦が成長しているが、CT 翼ではこの渦の成長が抑えられている。(Fig. 5 内 A 参照) Fig. 6 に動翼出口断面におけるマッハ数コンターを示す。CT 翼で渦の成長が抑制された結果、チップ近傍のブロックエッジが小さくなっている。また、Fig. 5 の渦の軌道そのものが CT 翼において翼の負圧面に添う形になっている。

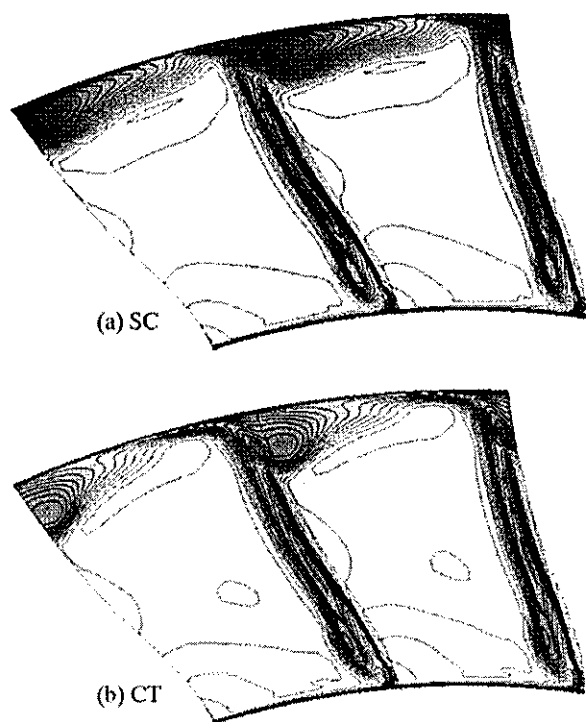


Fig.6 Comparison of Mach number contours at rotor exit; N/S

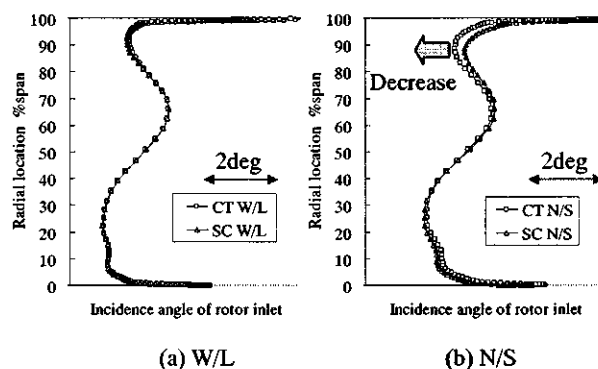


Fig.7 Radial profile of incidence angle at rotor inlet

(Fig. 5 内 B 参照) よって渦の方向の変化を受け、チップ近傍の主流の流れ場も変化していると考えられる。Fig. 7 に L/E のチップ近傍におけるインシデンスの比較図を示す。W/L では SC 翼と CT 翼の両者に差は無いが、N/S において、CT 翼のチップ近傍のインシデンスが小さくなっている。

次に Fig. 8 に 95%スパンにおける翼間静圧分布を、Fig. 9 にエントロピー分布を示す。FIG. 8 より、翼前縁衝撃波の位置は大きな差は認められないが、SC 翼ではわずかに CT 翼よりも離脱している。

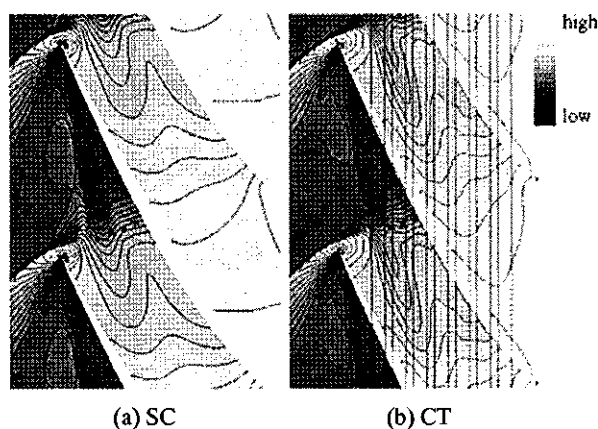


Fig.8 Static pressure contours at 95% radial location; N/S

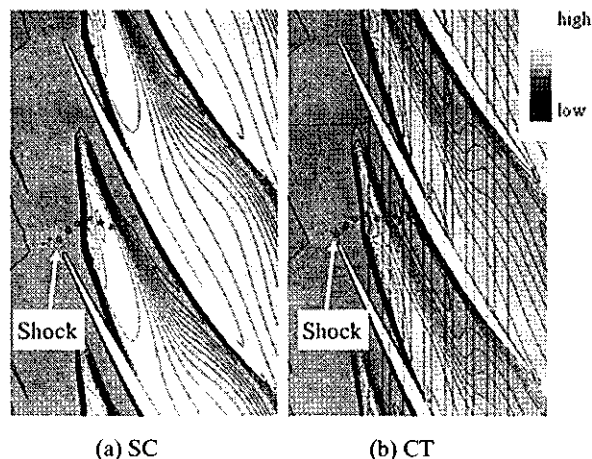


Fig.9 Entropy contours at 95% span; N/S

Table.2 Tip leakage mass flow

	Tip clearance flow rate %mainflow	
	Entire chord	L/E-Midchord
CT	2.45	1.41
SC	2.41	1.52

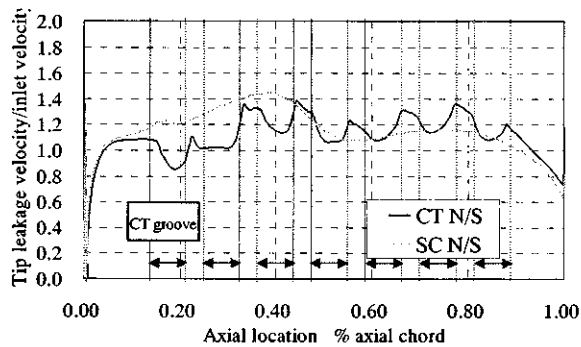


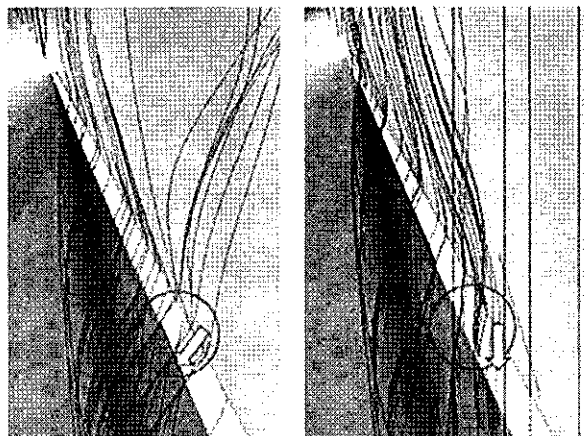
Fig.10 Tip leakage flow velocity at mid gap location

しかしながらこの渦の翼前縁衝撃波前後のエントロピー上昇はCT翼で小さい。これもまた、CTにより翼前縁衝撃波に到達するまでの渦の成長が抑制されているため、翼前縁衝撃波通過後の渦崩壊が軽減されている。よって、渦の成長抑制と、インシデンス低減の2点がSMを改善している一次的な要因ということが出来る。

5. 2 翼先端漏れ流れの比較

この渦の成長抑制と、インシデンス低減について考える上で翼先端漏れ流れに注目する。

N/Sにおける翼先端漏れ流量をTable.2に載せる。全コードにおける翼先端漏れ流量はSC翼とCT翼において大きく変化していないが、渦の成長の促進に寄与しているL/E～ミッドコードでの翼先端漏れ流量はCT翼のほうが小さい。



(a) SC (b) CT

Fig.11 Stream lines in tip clearance

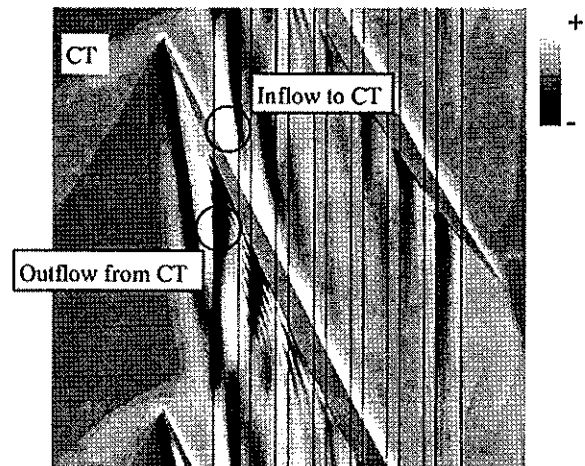
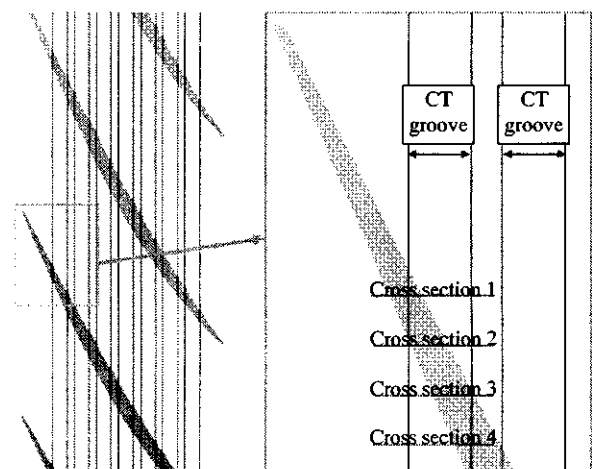


Fig.12 Radial velocity contours at 99%span; N/S

Fig.10に翼先端とケーシングの中間の翼局所キャンバ角に垂直な方向の翼先端漏れ流れ速度成分を示す。翼先端漏れ流量と同様に上流側のCT溝に相当する位置にて翼先端漏れ流れ速度が軽減している。よって、翼先端漏れ流れ速度及び翼先端漏れ流量の低減が渦の成長を低減させている。

Fig.11において、L/E～CT第1溝までの翼先端漏れ流れがチップクリアランス内部においてどのように流れているか流線を比較した。SC翼では、おおむね翼面垂直方向に翼先端漏れ流れが向いている（すなわちこの部分で軸方向逆流成分が存在）が、CT翼では、CT溝に沿う方向の流れとなっている。（すなわち軸方向速度逆流成分がない）CT溝に相当する位置の翼先端漏れ流れの向きがCTにより変化している。

つまり、CT翼の流れの向きは、SC翼の流れの向きに比べ主流及び翼負圧面に沿う方向であり、渦を成長させる成分（渦の軌道に対し垂直成分）が弱められ、渦の成長が妨げられている。

Fig.13 Cross section at 1st groove

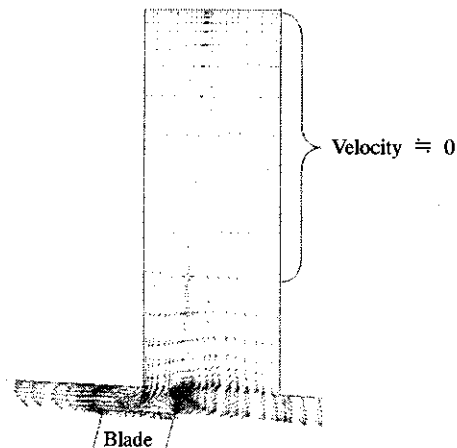


Fig.14 Velocity vector overview at cross section 1

5. 3 C T溝内部の流れメカニズム

これらの現象をC Tがどのようにして引き起こしているか考察した。Fig.12 にC T翼解析における 99%スパンにおける半径方向速度分布を示す。(白色：外向き流れ、黒色：内向き流れ) 翼圧力面側で主流からC T溝内部へ流入、負圧面側でC T溝から主流へ流出している。

特にこれらの傾向の大きい第一溝に注目し、

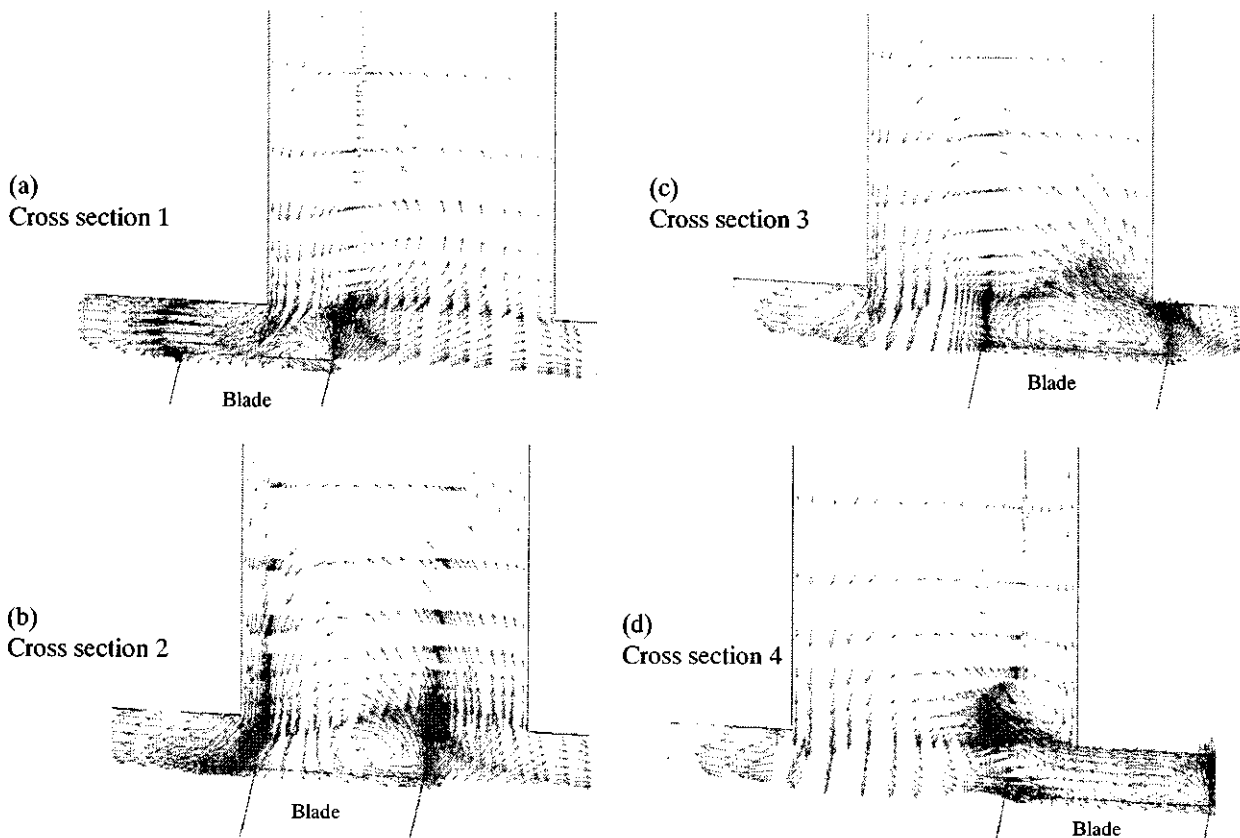


Fig.15 Close up velocity vectors of CT at N/S

Fig.13 に示すように翼圧力面から負圧面に向けて4断面 (Cross section 1~4) で切り出して、流れ場の変化について調査した。

Fig.14 に Cross section1におけるC T溝内部のベクトル図を示す。C T溝内部の外側領域で死水域となっているため、C T溝の内側 (主流に近い部分) 及びチップクリアランス部に注目し、Fig.15 にて各断面 (Cross section 1~4) のC T溝内部及びチップクリアランス部の速度ベクトルを比較した。同様にS C翼についてFig.16に Cross section3 に相当する位置の翼先端漏れ流れのベクトル図を示す。S C翼では、翼先端漏れ流れとしてチップクリアランス部の圧力面側から負圧面側に向けて単純に流れが噴出しているが、C T翼のこの部分の流れは複雑で、以下のような流れになっている。

まず、主流からC T溝内部への流入では、Cross section1~3 では翼圧力面側主流から静圧差によりC T溝内部へ流体が流入しており、Cross section4 では、翼先端漏れ流れが翼負圧面に至る前にC T溝内部へ流入している。

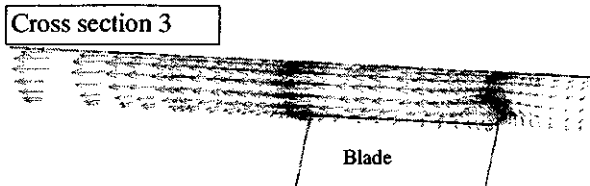


Fig.16 Close up velocity vectors of SC at N/S

その後、Cross section1~4 で共通して前述した C T 溝外側領域の死水域とのミキシングにより流入流れは減速し、C T 溝の反対側の壁の制約により軸方向速度を失い、チップクリアランス部（主流部）へ流出する。Cross section2~4 では、C T 溝に相当する軸方向位置にこれらの流れが流出し、軸方向速度逆流成分が無い流れが主流へ流出している。Cross section1 では、翼負圧面側の翼先端が C T 溝の外側に位置するため、C T 溝より流出した流体は通常の翼先端漏れ流れと同様に翼先端負圧面側から流出する。

また、Cross section2~4 では、翼チップの上部において発生する渦が通常の翼先端漏れ流れとは逆向きの流れを引き起こしており、翼先端漏れ流れをせき止めている。

6. 結論

C T 溝内部の流れの概略を Fig. 17 に示す。C T 溝内部の流れのメカニズムは以下と纏めることが出来る。翼圧力面側（領域Ⅰ）から C T 内部（領域Ⅱ）へ静圧差により流入する。ここで C T 溝外側領域（領域Ⅳ）の死水域とのミキシングにより流入流れは減速する。この後、C T 溝の反対側の壁の制約により軸方向速度を失い、主流へ流出する。（領域Ⅲ）これが、前述した C T 溝内部の翼先端漏れ流れの軸方向逆流成分を低減させるメカニズムと言える。また、翼 tip 部の領域Ⅴにて発生する渦が通常の翼先端漏れ流れを妨げる効果になっている。

このメカニズムより、C T 溝位置における翼先端漏れ流れ速度及び流量が低減されると共にその向きが主流に沿うように変化し、渦を成長させる成分（渦の軌道に対し垂直成分）が弱められる。

この結果、C T を装着することにより渦の成長が抑制され、チップ近傍のインシデンスが小さくなることにより、S M の拡大をもたらしていると言える。

7. 謝辞

本研究は、経済産業省の民間航空機基盤技術プログラムによる「環境適応型小型航空機用エンジン

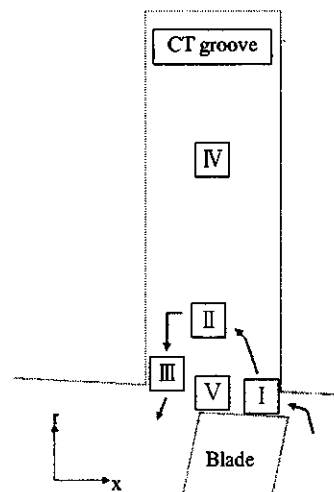


Fig.17 Summary of flow in grooves

研究開発」の一環として、独立行政法人新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) から助成を受けて実施したものです。本研究の実施に当たり、ご協力をいただいた NEDO および多くの関係各位のご厚誼に対し、深く感謝の意を表します。

8. 参考文献

- 1) I.Wilke: A NUMERICAL INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF CASING TREATMENTS ON THE TIP LEAKAGE FLOW IN A HPC FRONT STAGE, ASME Paper, GT2002-30642 (2002).
- 2) Jörg Bergner, Matthias Kinzel, Heinz-Peter Schiffer, and Chunill Hah: SHORT LENGTH-SCALE ROTATING STALL INCEPTION IN A TRANSONIC AXIAL COMPRESSOR – EXPERIMENTAL INVESTIGATION, ASME Paper, GT2006-90209 (2006)
- 3) Martin W. Muller, Heinz-Peter Schiffer, and Chunill Hah: EFFECT OF CIRCUMFERENTIAL GROOVES ON THE AERODYNAMIC PERFORMANCE OF AN AXIAL SINGLE-STAGE TRANSONIC COMPRESSOR, ASME Paper, GT2007-27365 (2007)
- 4) Martin W. Muller, Christoph Biela, Heinz-Peter Schiffer, and Chunill Hah: INTERACTION OF ROTOR AND CASING TREATMENT FLOW IN AN AXIAL SINGLE-STAGE TRANSONIC COMPRESSOR WITH CIRCUMFERENTIAL GROOVES, ASME Paper, GT2008-50135 (2008)
- 5) 後藤 信也, 他: 高負荷軸流圧縮機設計における CFD の適用, 第 34 回ガスタービン定期講演会講演論文集, (2006) pp. 53-56.

翼端隙間の大きい軸流ファンに発生する旋回失速に関する研究 —第1報 旋回失速の発生過程—

*萩野 直人 (神奈川工科大学), 柏原 康成 (神奈川工科大学)

A Study of Rotating Stall in an Axial Fan with Large Tip Clearance —1st Report Rotating Stall Inception—

*Naoto HAGINO (KAIT), Yasushige KASHIWABARA (KAIT)

ABSTRACT

In this study, we examined tip flow and a tip clearance flow during the inception of the rotating stall in an axial flow fan with large tip clearance. The experimental results show that a periodic tip clearance flow with half of the blade passage frequency occurred before inception of the single cell rotating stall. This periodic wave length is about 2 times the rotor blade pitch. In addition, this periodic flow did not become extinct even if the rotating stall of the single cell occurred.

Key words: Axial fan, Rotating stall, Tip clearance, Inception, Rotating instability

1. はじめに

ターボ圧縮機を含む圧縮機システムにおいて、流量を絞ると内部流動が不安定になり旋回失速が発生する。旋回失速は圧縮機の周方向に失速領域（失速セル）が伝播する現象である。この旋回失速が発生すると圧縮機の性能低下を招くだけでなく、翼の破損を生じる恐れがあるため実機の運転に際しては避けなければならない。

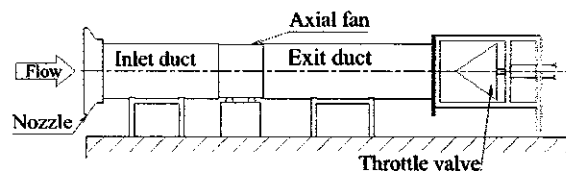
これまでの研究によって旋回失速の初生時は周方向に擾乱波が発生し、その発生過程の違いにより、モーダル波形およびスパイク状波形などの発生過程があることが判明している¹⁾。また、動翼先端とケーシングとの間隙から巻き上がる漏れ流れ渦が圧縮機の失速形態に影響を及ぼすことが近年明らかにされている^{2,3)}。さらに、翼先端隙間の大きい圧縮機では、失速点近傍で漏れ流れを起因とする高周波の旋回擾乱が生じる場合のあることが示されている^{4,5)}。このように旋回失速の発生形態と漏れ流れ渦との関係は密接であると考えられる。

本研究では、翼端間隙の大きい産業用軸流ファンに発生する旋回失速の発生過程における動翼先端流れと翼端漏れ流れ渦を詳細に調べた。その結果、旋回失速の発生前に翼通過周波数の約半分の周波数の周期的漏れ流れが翼端に形成されることが判明した。

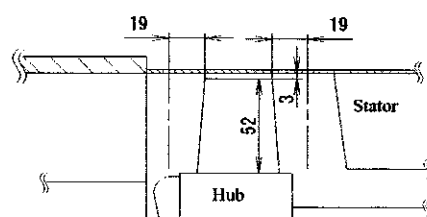
2. 実験装置および実験方法

実験装置は、Fig.1(a)に示すように、吸込みノズルを含む入口ダクト、単段軸流ファン、出口ダク

ト、および流量調節弁で構成されている。本実験で使用したファンは動翼・静翼からなる単段の産業用低速軸流ファンである。ファンの主な仕様をTable1に示す。動翼は基本形をNACA65翼としたアルミ鋳造製で静翼は等厚のスチール製である。



(a) Test facility



(b) Schematic view test section

Fig.1 Test facility

Table 1 Specification of a axial fan

Rotational speed	2940rpm
Tip diameter	294mm
Hub/tip ratio	0.65
Stagger angle of rotor blades at tip	64°
Number of rotor blades	10
Number of stator blades	5
Tip clearance	3mm (4.2 % of tip chord)

動翼は10枚、静翼は5枚である。動翼とファンケーシングの間隙は3mmであり、翼先端隙間比(隙間/動翼先端コード長)が4.2%と大きいことが特徴である。ファンの作動点は、出口側の流量調節弁の流路面積により変更できる。定常計測はFig.1(b)に示すように動翼の前後19mmで3孔ピトー管を半径方向にトラバースさせて計測を行った。

非定常計測は、Fig.2に示すようにファン壁面軸方向A~Fに豊田工機製非定常圧力センサを設置し壁面の非定常圧力を計測した。さらに、周方向への圧力伝播を計測するために、センサCと同一断面の周方向60°の位置にセンサGを取り付けた。

3. 実験結果および考察

3.1 定常特性

軸流ファンの定常性能をFig.3に示す。図中の流量係数 Φ および圧力係数 Ψ は下式で得られる

$$\Phi = \frac{v}{U} \dots\dots\dots (1)$$

$$\Psi = \frac{p_e - p_i}{\rho U_i^2} \dots\dots\dots (2)$$

v : ファン入口平均流速 ρ : 空気密度
 p_i : ファン入口平均全圧 U_i : 翼先端周速度
 p_e : ファン出口平均全圧

流量調節弁を絞り、ファンを通過する流量を減少させると図中に示す作動点d ($\Phi=0.290$)付近で最大圧力となり、その後減少する。

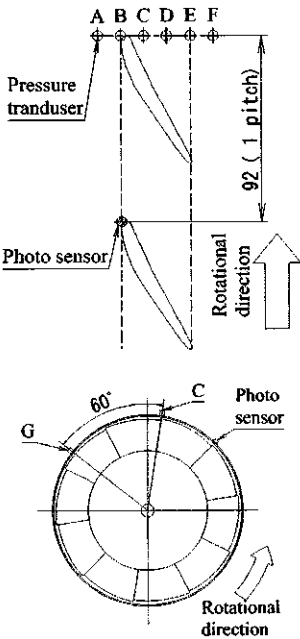


Fig.2 Location of pressure transducers

図中に示す作動点において非定常計測を行った。各作動点の流量係数をTable 2に示す。

3.2 非定常特性

非定常特性を調べるためにFig.2のCに半導体圧力センサを設置し、各作動点における壁面変動圧力を詳細に測定した。その結果をFig.4に示す。ここで図中の $\Delta \Psi$ は下式で与えられる。

$$\Delta \Psi = \frac{\Delta p_w}{\rho U_i^2} \dots\dots\dots (3)$$

ここで Δp_w は壁面での変動圧力である。また、図中の ξ は時間 t を動翼が1回転に要する時間で除した無次元時間である。

最大圧力点よりも十分に高流量側の作動点a ($\Phi=0.425$)では、翼通過に伴う鋸歯状の周期的な波形が現れる。このときの周波数分析結果には

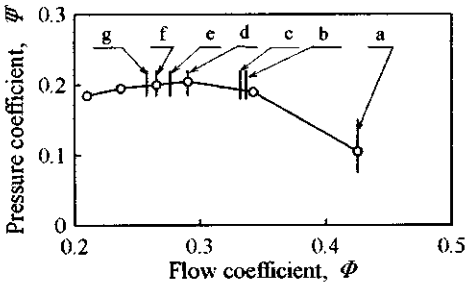


Fig.3 Fan characteristics

Table 2 Operating point

Operating point	Flow coefficient
a	0.425
b	0.337
c	0.332
d	0.290
e	0.276
f	0.265
g	0.257

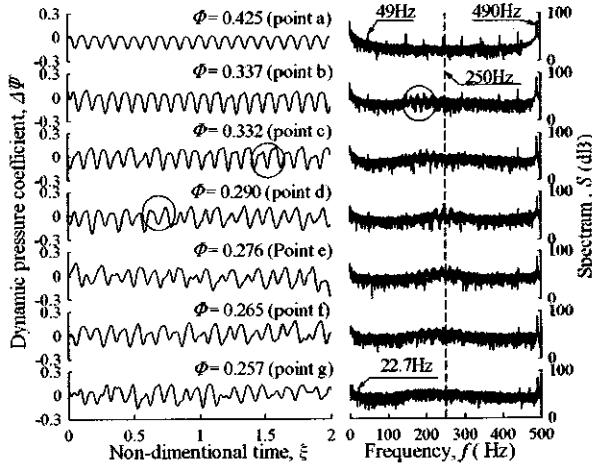


Fig.4 Time trace of dynamic pressure coefficient at sensor C on Fig.2

動翼回転周波数 49Hz の整数倍および動翼通過周波数 490Hz のほかに特徴的な変動成分は見られない。この波形形状にはほとんど差が見られず、翼の個体差による影響は小さいと考えられる。作動点 b ($\Phi=0.337$) では、周波数分析結果の 200Hz 付近に特徴的なピークが現れ、作動点 c ($\Phi=0.332$) では、中の円部に示すように、翼 1 枚おきに変動圧力振幅が小さくなる現象が数箇所見られた。作動点 d ($\Phi=0.290$) では、円部に示すような翼 1 枚おきに変動圧力振幅が小さくなる現象が連続で生じる。このとき周波数分析結果には 250Hz 付近に複数のピークが強く現れることが分かる。さらに流量を減少させた作動点 g ($\Phi=0.257$) では、周波数分析結果に 250Hz 付近のピークは見られなかったが、100~200Hz 付近にスペクトルの盛り上がりが見られた。一方、周波数分析結果において、周波数 22.7Hz に強いピークが現れた。そこで 22.7Hz の変動の周方向への伝播を調べるために 40Hz のローパスフィルタを用い波形処理を行った。その結果を Fig.5 に示す。ただし、Fig.2 の C および G における波形である。このとき、周方向への伝播が確認され、伝播速度が回転速度の約 45%、セル数 1 の巡回失速であることがわかった。

以上の結果から、1 セルの巡回失速が発生する前に、動翼通過周波数の 50% 程度の周波数を有する変動が発生することが判明した。この高周波の変動は作動点 b から見られることが分かる。

Marz ら⁵⁾は高スタック角の軸流圧縮機において翼端隙間の大きい場合、翼先端漏れ流れに起因する高周波の巡回擾乱が生じることを示した。よって、この 250Hz 付近の周期的な変動成分も漏れ流れによる現象と考えられるため、各作動点におけ

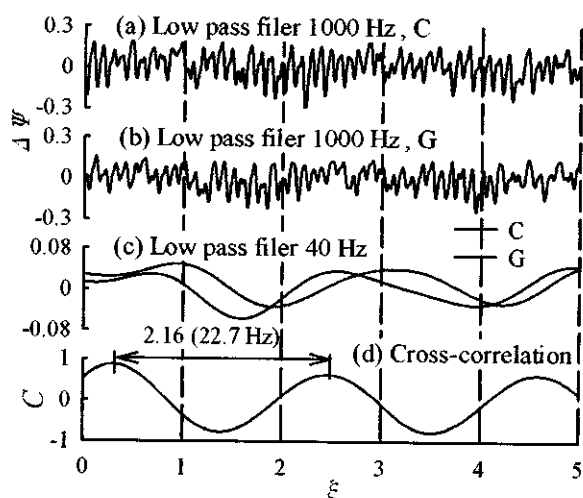


Fig.5 Time trace of dynamic pressure coefficient at $\Phi=0.257$ (point g)

る漏れ流れを調べた。非定常圧力センサを Fig.2 の壁面 A~F に設置し、得られた壁面変動圧力から圧力分布図を作成した。Fig.6 および Fig.7 に示す圧力分布図は、回転中の動翼に位相を固定し、100 回転にわたる時間平均を求め作成した。ただし、作動点 d では高周波変動成分が発生・消滅を繰り返すため、位相が異なる数回転を除去した。圧力係数 C_p は、式(4)に示すように各圧力センサで得られた変動圧力値 Δp_w に圧力センサ位置で測定した壁面定常静圧 p_{ws} を加えた値を、動翼先端周速度を用いた動圧で無次元化した。

$$C_p = \frac{\Delta p_w + p_{ws}}{\rho U_t^2 / 2} \quad (4)$$

また、 σ は各点における標準偏差である。ここで、図中の横軸は、動翼ピッチとしている。

Fig.6 に示す作動点 a の圧力分布では、低圧力域が前縁から翼中央にかけて分布している。このとき、翼による分布の差は見られず、標準偏差も小さい。作動点を低流量側に移動させ、作動点 d となると、低圧力域が翼前縁に集中し、翼一枚ごとに低圧力域に差が生じる (Fig.7)。このとき図中に示す矢印のように低圧力の溝が翼負圧面から翼列出口に向かって延びている。このような低圧溝の存在は従来の研究でも確認されており²⁾、翼端の間隙からの漏れ流れによる漏れ渦 (翼端渦) によって形成されるものである。標準偏差では、低圧溝が観測された翼の次の翼の中央部付近で大きくなる。これは漏れ渦が次の翼に干渉しているため

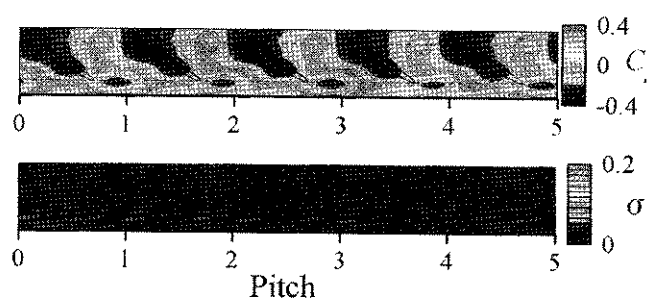


Fig.6 Pressure contour at $\Phi=0.425$ (point a)

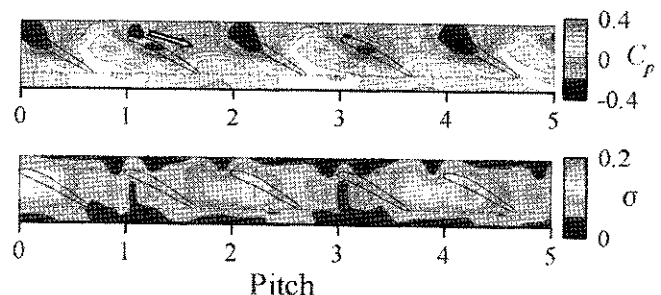


Fig.7 Pressure contour at $\Phi=0.290$ (point d)

と考えられる。以上の結果から、この圧力分布図で示した翼端の圧力変動と、さきに示した圧力変動波形に現れる翼 1 枚毎の変動圧力振幅が小さくなる現象が対応している。よってこの高周波振動成分は翼端に発生する漏れ流れ渦の挙動に起因するものであることが判明した。Mailach⁵⁾らは翼 2 ピッチ分の波形長さを有し、周方向へ動翼回転速度の 50～60% で伝播する旋回擾乱(Rotating Instability)が失速点近傍で現れることを示した。本研究のファンに発生する高周波変動も、この旋回擾乱の可能性も考えられるが、Fig.2 のセンサ C から G への周方向への伝播は、波形の乱れが大きく確認することができなかった。供試ファンに発生する高周波変動が旋回擾乱であるか検証することは今後の課題である。供試ファンに発生する高周波変動は最大圧力点よりも比較的高流量側で発生していることが特徴である。

次に、単セルの旋回失速が発生している場合に、高周波変動成分が存在しているのか検証を行った。単セルの旋回失速が発生する作動点 g では、前に述べたように 250Hz 付近のピークは見られなかったが、100～200Hz 付近にスペクトルの盛り上がりが見られた。このような場合、変動は存在するが、何らかの要因により変動の周期性が弱められている、もしくは変動の周波数・振幅が時間的に変化している可能性がある。そこで単セルの旋回失速が発生する作動点 g における変動圧力波形を、Wavelet 解析を用いて調べた。その結果を Fig.8 に示す。ここで上段は 1kHz のローパスフィルタを、中段は 40Hz のローパスフィルタを通過させた時系列データである。中段に示す旋回失速の圧力変動が小さくなると Wavelet 解析結果の 100～200Hz 付近に変動成分が現れる。このとき上段の波形では、楕円で示すように、翼 2 枚の長さの波形がみられる。これは、前に示したように、漏れ流れに起因する変動と考えられる。よって、単セルの旋

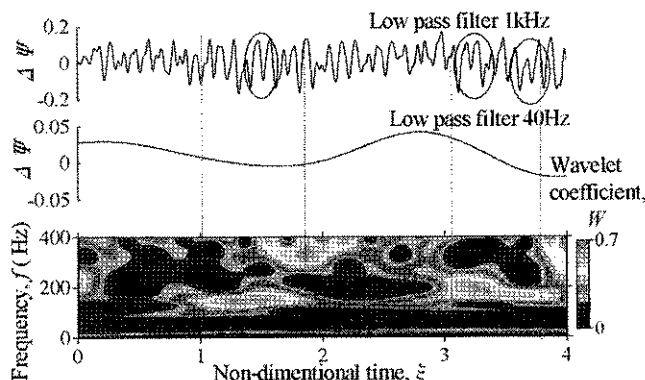


Fig.8 Wavelet analysis of pressure coefficient at sensor C on Fig.2, $\Phi=0.257$ (point g).

回失速が発生した後も、周期的漏れ流れが存在すると考えられる。周期性が弱くなるのは、セルが通過している翼において、セルの影響により漏れ流れが非常に弱くなっているためと考えられる。

上の結果をまとめると、流量減少に伴い動翼通過周波数の約半分の周波数を持つ翼端漏れ流れ渦が形成されることがわかった。流量の減少と共に周期的漏れ流れ渦はシングルセルの旋回失速へ移行することがわかった。よって、何らかの方法で周期的漏れ流れ渦の形成を抑制すれば、旋回失速の発生点を遅らせることが可能であると考えられる。

4. 結論

翼端隙間の大きい産業用単段軸流ファンに発生する旋回失速の発生に至る流れの変化、特に旋回失速の発生に大きい影響を持つ動翼先端における流れの非定常挙動を調べた。主な結果を以下に示す。

- (1) 単セルの旋回失速の発生前に動翼通過周波数の約半分の周期の周期的漏れ流れ渦が形成されることが判明した。
- (2) 単セルの旋回失速発生後においても翼端漏れ流れ渦があることがわかった。失速セルの発生によって翼端漏れ流れ渦の周期性が弱くなることを示した。

参考文献

- 1) Camp, T.R. and Day, I. J., A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 120 (1998), pp.393-401.
- 2) 古川, 才木, 山田, 井上, 軸流圧縮機動翼の失速点近傍における翼端漏れ渦の崩壊に伴う異常流動現象, 機論, 6-644,B (2000), pp.1029-1037.
- 3) Hoving, D. A., Tan, C. S., Huu Duc Vo, and Greitzer, E. M., Role of Blade Passage Flow Structures in Axial Compressor Rotating Stall Inception, Trans. ASME, J. Turbomachinery, Vol. 121 (1999), 735-742.
- 4) Mailach, R., Sauer, H., and Vogler, K., Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating from the Fluctuating Blade Tip Vortex, Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 123, (2001) pp.453-463.
- 5) Marz, J., Hah, C., and Neise, W., An Experimental and Numerical Investigation Into the Mechanisms of Rotating Instability, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 124 (2002) pp.367-375.

CIP-LSM を用いた液膜微粒化に関する数値解析

*大田 識史 (慶大院), 松尾 亜紀子 (慶大), 堀川 敦史 (川崎重工)

Numerical Simulation on Atomization of Liquid Film Using CIP-LSM

*Satoshi OHTA(Keio Univ.), Akiko MATSUO(Keio Univ.) and Atsushi HORIKAWA(KHI)

ABSTRACT

Numerical simulations using CIP-LSM were performed on atomization process of air-blasted liquid film. The two dimensional analysis on the behavior of liquid sheet with air co-flow was carried out. As a result, the sinusoidal vibration of the liquid sheet was observed, and the amplitude increased with time. The experimental and numerical investigations on the liquid atomization phenomena of air blasted liquid film on wall surface were performed. The experimental results showed that the surface pattern of the liquid film changes depending on air velocity. The simulated results clarified the importance of grid resolution and the process that liquid film was atomized by air influencing each other.

Key words: Fuel Injector, Liquid Film, Atomization, CIP, CIP-LSM

1. 緒言

近年, 燃料費の高騰や環境意識の高まりから, 航空機用ガスタービンエンジンに関しても一層の性能向上が望まれている。中でも燃焼器の性能はそれらの問題に直結しており, 燃焼状態を改善するためには, 液体燃料の微粒化技術の発展が必須である。現在, 航空機用ガスタービンに採用されている微粒化法の一つに, インジェクターのノズル内壁上に液体を膜状に流し, 先端部に達した液体をインジェクター内外に流れる低速で多量の空気で挟みエネルギーを付加することで微粒化させるプレフィルミングエアブラストアトマイザーという方法¹⁾が存在する。これまでエアブラストアトマイザーに関する研究として, 実験では, 例えば近年の Lozano, Barreras による気液構造の可視化実験²⁾などが行われている。一方, 数値解析については液膜微粒化後に着目した研究は盛んに行われてきたが, 微粒化過程に着目した例は未だ少ないのが現状である。本研究では, 数値解析手法として様々な自由表面流問題に対し成果を挙げている CIP-LSM^{3) 4)}を使用し, 液膜が空気に挟まれた状態, 壁面上に形成された液膜に空気が干渉する状態という, エアブラストアトマイザーで特徴的な環境下における液膜の挙動について数値解析を行った。そして実験との比較を通じ, 液膜の微粒化過程について検討を行った。

2. 数値解析法

CIP-LSM では流体解法として温度を密度, 圧力の従属変数として求めるのではなく, 直接解く

Temperature-based CCUP 法と, 界面追跡法として Level Set 法⁵⁾を援用した MARS 法⁶⁾を使用する。

気液界面は体積率 H_V により判定し, 物性値 X に関しては,

$$X = 0.5(X_{Liq} + X_{Gas}) + H_V(X_{Liq} - X_{Gas}) \quad (1)$$

と重み付けを行い決定している。ここで, H_V は,

$$H_V = 0.5 \quad : \text{液相}$$

$$H_V < |0.5| \quad : \text{界面近傍} \quad (2)$$

$$H_V = -0.5 \quad : \text{気相}$$

である。界面張力は CSF モデル⁷⁾により体積力として扱う。また相変化は考慮しない。

3. 気流中の液膜挙動

3.1 解析条件

Lozano, Barreras の行った実験を解析対象とし 2 次元解析を行った。実験に用いられた噴射弁のノズルヘッドを Fig.1 に示す。実験では, 噴射弁中央の幅 0.35mm のスリットから水が鉛直下向きに噴射され, 水を挟むよう幅 3.45mm の出口から空気が鉛直下向きに噴射された。ノズルリップの厚さは 0.35mm である。水と空気の運動量比を変えて液膜の振動を観察するとともに, 空気にアセトン蒸気を混ぜることで, 気流の可視化が行われた。

解析対象および境界条件を Fig.2 に示す。また, 計算プログラムの都合上, 奥行き方向に計算点を 2 点配置している。いくつかの実験条件の中で, 本稿では Table 1 に示した条件について数値解析を行った。表面張力係数や粘性係数などの物性値は常

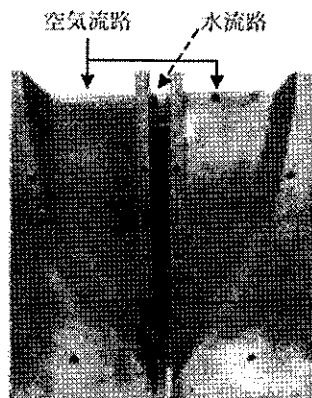


Fig. 1 ノズルヘッド断面図

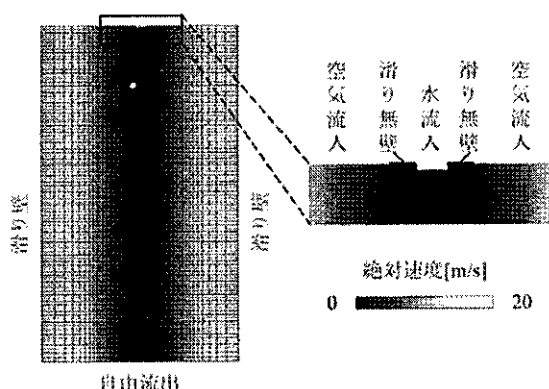


Fig. 2 解析対象および境界条件

Table 1 解析条件

計算領域	6.3mm×10.6mm
格子点数	130×300×2点
最小格子幅	35μm
水流入速度	1.7 m/s
空気流入速度 U_0	20.0 m/s

温常圧を基準とし算出した。流入する空気は平行平板間流であると想定し、最大流入速度を U_0 、平板間幅を h 、一方の平板からの距離を y とした場合、

$$u(y) = \frac{4U_0}{h^2}(hy - y^2) \quad (3)$$

で与えられる層流の速度分布を与えた。

3.2 解析結果

Fig.3 に数値解析より得られた計算開始から 20, 40, 60msec 後における液膜形状を示す。本解析と同条件の場合、Lozano, Barreras の実験では、ノズル出口から噴射された水は液膜を形成し、正弦関数波からジグザグ波に発達することがわかっている。そして液膜の振動に伴い、空気の循環領域が形成されると指摘されている。数値解析結果からも、Fig.4 に示すように数値解析結果からも液膜の凸側に空気の循環領域が交互に存在し、液膜の

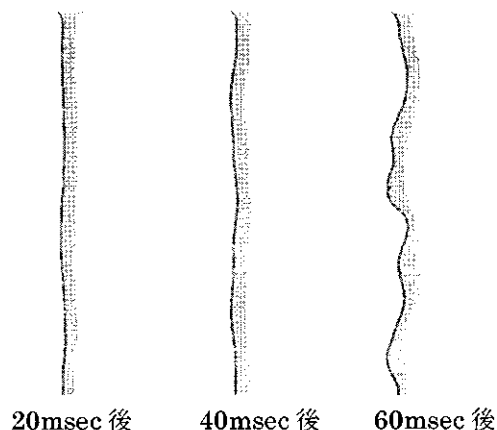


Fig.3 気流中の液膜挙動

(空気流入速度 20m/s, 水流入速度 1.7m/s)

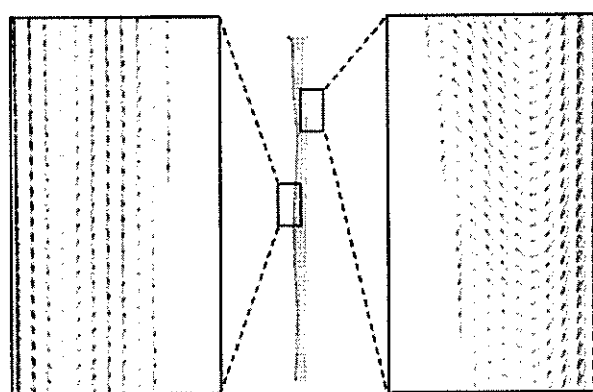


Fig.4 液膜周囲の速度ベクトル

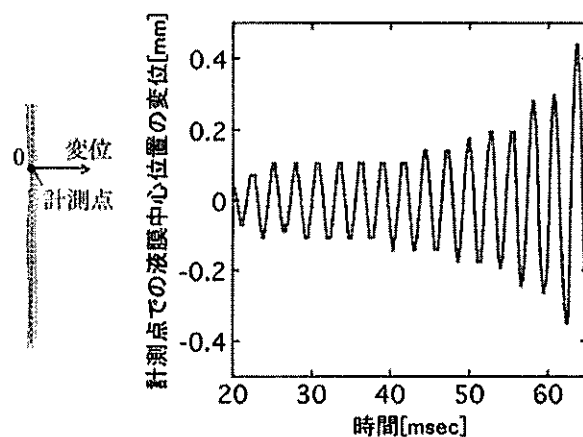


Fig.5 液膜中心位置の変位の時間履歴

振動が循環領域の形成に寄与していることがわかる。Fig.5 に流入境界から下流に 3.5mm における液膜の厚さ方向の中心位置の変位の時間履歴を示す。液膜は正弦関数で振動し、振動周期は平均 2.75msec でほぼ一定であるが、振幅は時間発展的に増大している。速度せん断力により生じた擾乱により、液膜は振動を開始し、表面曲率が大きくなることにより、気体からの運動量の伝達量が増加し振幅が大きくなるのではないかと考えられる。

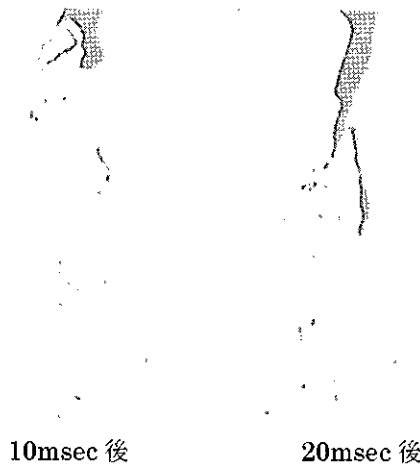


Fig.6 気流中の液膜挙動
(空気流入速度 60m/s, 水流入速度 0.6m/s)

また実験では、空気流入速度 60m/s, 水流入速度 0.6m/s とした場合、水は液膜を形成できず、ノズル出口付近で瞬時に微粒化が行われた。Fig.6 に同条件で 2 次元解析を行った場合の液膜挙動を示す。Fig.6 から、流入する水は液膜を形成することなく微粒化していることがわかり、数値解析と実験に同様の傾向が確認された。数値解析の面からも、液膜を空気で挟みこむ実際のエアースラストアトマイザーに関しても、気液の運動量比を大きくすることで速やかな微粒化を実現できることが明らかとなった。

4. 壁面上に形成された液膜の微粒化

4.1 実験概要

常温常圧の環境で、壁面上に形成された液膜の微粒化に関する可視化実験を行った。Fig.7 に実験装置断面模式図を示す。液膜を形成させるためガイド板を設け、水を 0.2 kg/min で流し、別ノズルから差圧 0%, 0.5%, 1.0%, 1.5% で空気を流した。また水と空気のノズルリップの厚さは 1mm であり、ガイド板に対し 12° の傾斜をつけることで、液膜と空気の干渉促進を図った。Fig.8 に Fig.7 と同方向から撮影した作動中の実験装置を示す。Fig.8 からわかるように、液膜はガイド板先端において微粒化する。Fig.9 に各条件におけるレーザーシート光で捉えた液膜表面模様を示す。液膜表面は 3 次元的に変形し、セル模様が現れた。差圧が大きくなり、液膜に干渉する空気速度が上昇する程、液膜表面のセル幅や波の間隔が短くなっていくことがわかる。Fig.10 に差圧が 1.5% の場合における PIV による空気の平均速度ベクトルを示す。空気の速度ベクトルはガイド板と平行であり、液膜との間に境界層が存在することがわかる。

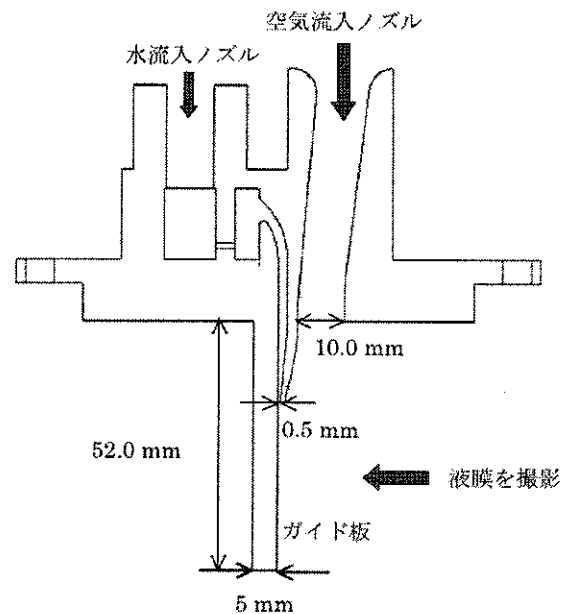


Fig.7 装置断面模式図

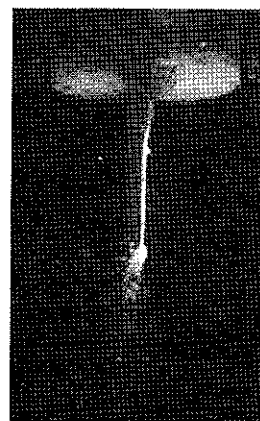


Fig.8 作動中の実験装置

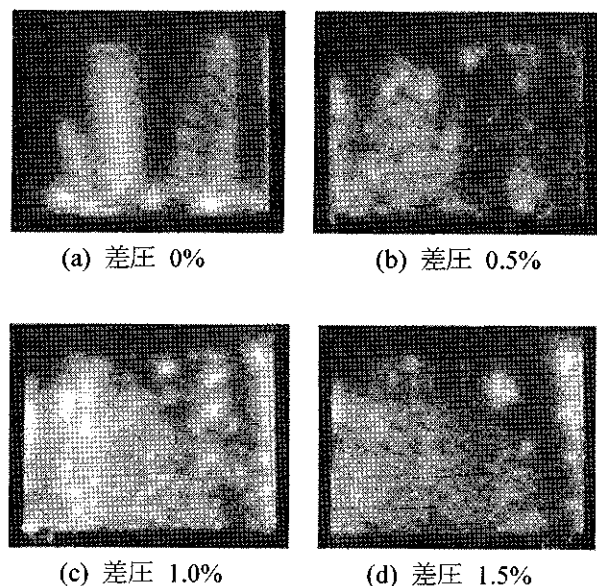


Fig.9 レーザーシート光で捉えた液膜表面模様

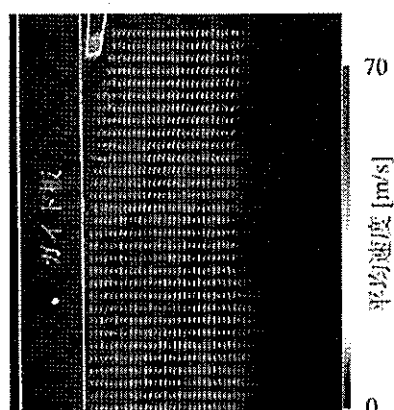


Fig.10 空気平均速度ベクトル分布

4.2 装置全体を解析対象とした場合

差圧を 1.5%とした実験条件を模擬し、2次元解析を行った。Fig.11 に解析対象および境界条件を、Table 2 に解析条件を示す。表面張力係数や粘性係数などの物性値は常温常圧を基準とし算出した。装置表面は全て滑りなし壁とした。流入境界は実験条件を満たすよう境界値を固定とし、出口境界は自由流出とした。また、水は低速であり、水が流入境界からガイド板先端に到達するまで解析を行うためには膨大な計算時間が必要となるため、初期条件として、板先端まで厚さ 0.5 mm の液膜を配置した。

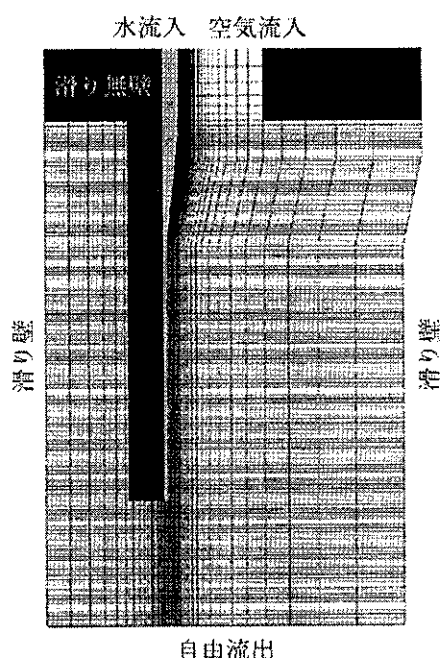


Fig.11 解析対象および境界条件

Table 2 解析条件

計算領域	48mm×72mm
格子点数	150×700×2点
最小格子幅	各方向 50 μm, 100 μm, 50 μm

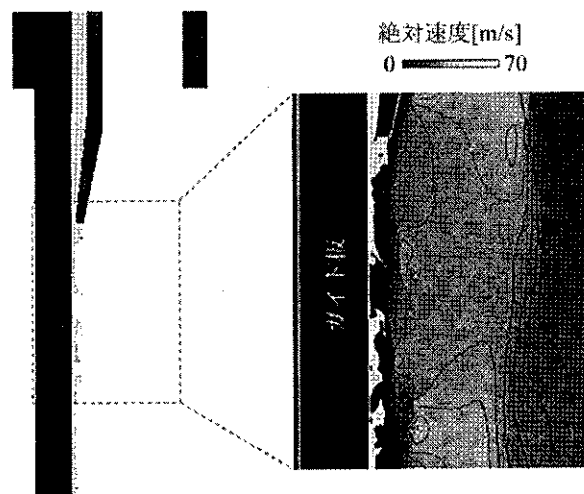


Fig.12 ガイド板上の液膜形状および空気の絶対速度分布

Fig. 12 に数値解析より得られたガイド板上の液膜形状および空気の絶対速度分布を示す。Fig. 12 より、液膜が空気と干渉し波うち、ガイド板先端で微粒化していることが確認できる。しかし Fig. 9(d)と比較すると、数値解析ではガイド板上で液膜の分裂が起こるなど液膜の変形が過剰であると言える。板から離れ空気がほぼ定速となる領域に関して、実験では Fig.10 から空気速度は 35~40m/s と推測されるが、数値解析では 空気速度が 45~50m/s となった。また、境界層が剥離していることもわかる。これらの相違の要因として、本解析は 2 次元解析であることや、Fig .10 が平均速度分布であること他、現在の計算手法では、物性値を式(1)のように与えていることがあげられる。固定格子を用いた計算法では気液界面が常に計算点上に存在するとは限らないため、気液界面近傍での値が正確に求まらない場合がある。今後、界面近傍での物性値の算出法に関しては検討する必要がある。また、この影響は解像度を上げることで低減できると考えられる。

4.3 ガイド板先端を解析対象とした場合

解析対象をガイド板先端に限定した 2 次元解析を行い、より詳細な微粒化過程および格子解像度の影響について検討した。Fig.13 に解析対象および境界条件を示す。空気の速度分布に関しては実験より得られた Fig.10 の速度分布を模擬し、ガイド板と平行方向に、線形に与えた。液膜厚さは 0.5mm、水流入量は 0.2kg/min とした。ガイド板は滑りなし壁とした。Table 3 に解析条件を示す。また、解像度は低い方から順に Case i, ii, iii, iv と表す。

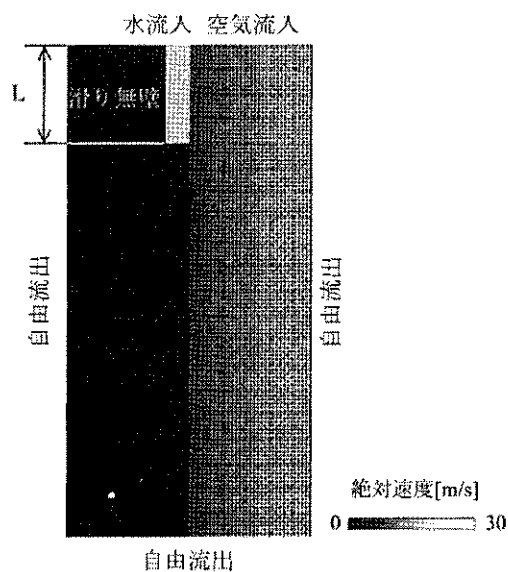


Fig.13 解析対象および境界条件

Table 3 解析条件

	Case i	Case ii	Case iii	Case iv
格子幅	100 μ m	50 μ m	33.3 μ m	25 μ m
格子点数	50 $\times$ 100 $\times$ 2 点	100 $\times$ 200 $\times$ 2 点	150 $\times$ 300 $\times$ 2 点	200 $\times$ 400 $\times$ 2 点
計算領域	5mm $\times$ 10mm			
ガイド板 長さ L	2mm			

表面張力係数や粘性係数などの物性値は常温常圧を基準とし算出した。計算開始を $t=0$ msec とする。

Fig.14 に $t=1.2, 1.8, 2.4, 3.0, 3.6$ msec における各条件での液膜形状および空気の絶対速度の等値線を時系列に示す。Fig.14(a),(b),(c),(d)より、変形に関する共通の傾向として、速度せん断力により波面は変形し、ガイド板先端において液糸が伸張していることが確認できる。また、変形した液膜が空気に対し障害物として働くことで気流は乱れ、その乱れにより液膜は更に多様に変形あるいは分裂している。また、下流において、液膜から分裂した液滴の 2 次分裂が観察された。このように液膜の微粒化過程では、液膜が空気から一方的に影響を受けるのではなく、気液が相互に強く影響を及ぼし合うことが数値解析を通じて明らかにできた。そして、解像度を上げる程、液膜の変形度合いが小さくなることがわかるが、その形状に同一性は認められなかった。

液膜の微粒化現象に関して重要とされるのは、微粒化後の液滴の粒径であるため、ガイド板先端から 3L 下流における液滴の粒径を解像度毎に比較した。その際、各液滴の面積から相当径を計算し、相当径が $10a \pm 5 \mu$ m ($a=1,2,\dots$) の範囲で各液滴をグ

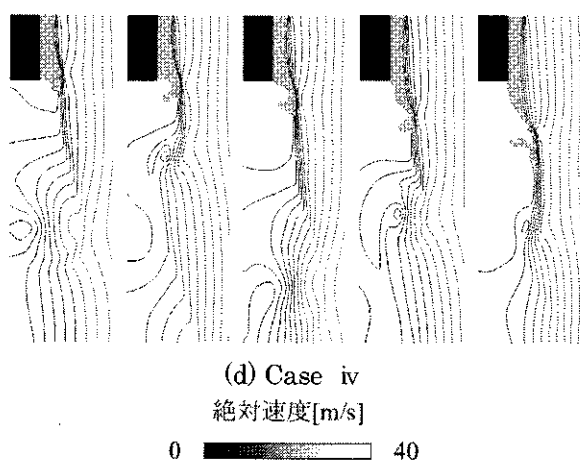
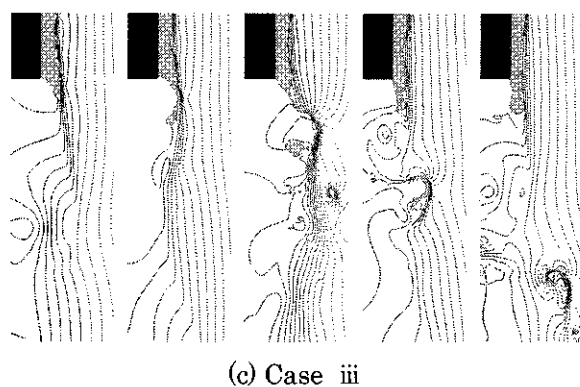
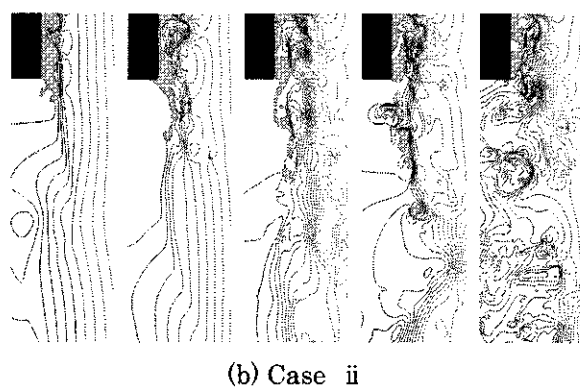
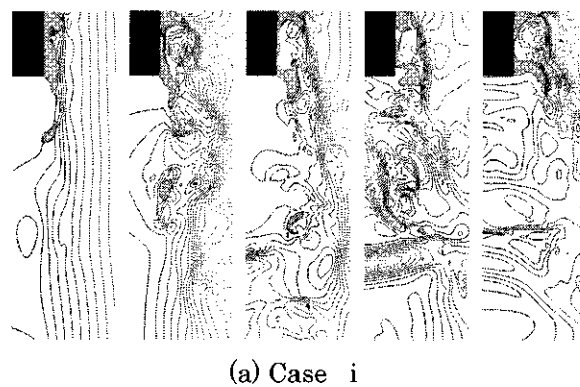


Fig. 14 液膜形状および空気の絶対速度等値線

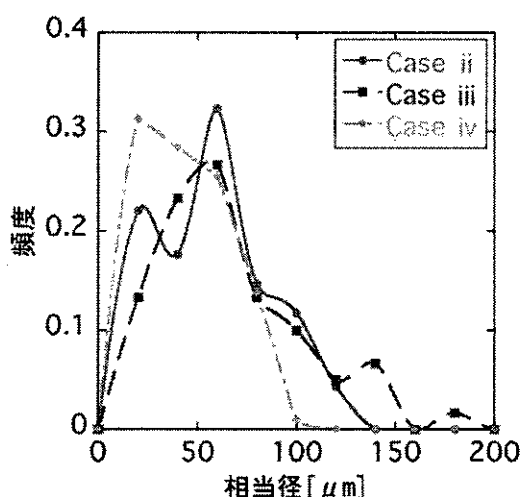


Fig. 15 液滴の相当径頻度分布

ループ化した。Fig.15にCase ii, iii, ivの数値解析から得られた液滴粒径の頻度分布を示す。縦軸は各範囲に含まれる液滴数を全液滴数で割った値である。最頻度径がCase ivでは20 μm クラスであったのに対し、Case ii, iiiでは60 μm クラスであった。これは、Case ivは解像度が高いため、小さな液滴を数値的に消失することなく捉えることができたためであると考えられる。粒径分布の概形に着目すると、各Caseに大きな差は現れなかった。結果として生じる液滴の粒径分布に対する解像度の影響は、微粒化過程における変形形状に対する解像度の影響程大きくないことがわかった。気液が相互に強く影響し界面のわずかな擾乱が増幅されるような液膜の微粒化現象では、変形形状比較による解像度の検討は難しい。しかしながら最終的な液滴の粒径分布といった指標は、必要な解像度を判断する基準となり得ると考えられる。

最後に、条件iiの解像度で、格子点数100 $\times$ 100 $\times$ 40、奥行き方向に周期境界を用い3次元解析を行った結果を紹介する。Fig.16に代表的な液膜表面の形状を時系列に示す。液膜表面や液糸の伸張に関して、実験同様に3次元性が確認された。また、Case iiと同じ解像度にも関わらず、ガイド板上で液膜が分裂しなかった理由として、運動の自由度が増えたことにより、空気、液膜間での運動量の受渡が減少したためであると考えられる。



1.2msec 後 2.0msec 後
Fig.16 3次元解析より得られた液膜表面形状

5. 結言

エアースラストアトマイザーを想定し、液膜の微粒化現象に関して CIP-LSM を用いて数値解析を行った。

まず、空気に挟まれた液膜の挙動に関する数値解析を行った。液膜は正弦関数で振動することが確認され、対象とした Lozano, Barreras の実験結果と一致した。

次に、壁面上に形成された液膜の微粒化に関する実験および数値解析を行った。実験結果より、液膜に干渉する空気の流れに依存し、液膜の表面模様が変化することがわかった。解析結果より、液膜の微粒化過程において、液膜の変形と気流の間に強い相互影響があることが予測された。また、格子解像度の影響を調査し、液膜の変形形状を評価基準として議論することは難しいが、液滴の粒径分布が評価基準となり得ると結論づけた。

本研究から得られた知見を元に、今後数値解析、実験を行い、より詳細な比較、議論をしていく。

謝辞

本研究は、CIP-LSM の開発者である東京大学姫野武洋准教授の多大な助力のもと進展した。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- 1) 日本液体微粒化化学会: アトマイゼーション・テクノロジー, 森北出版 (2001) pp.3-18
- 2) A. Lozano, F. Barreras: Experimental study of the gas flow in an air-blasted liquid sheet, Experiments in Fluids, Vol.31 (2001) pp.367-376.
- 3) 姫野武洋, 渡辺紀徳: 低重力環境における熱流体管理に関する研究(第1報, 熱流体解析に適した CCUP 法-TCUP 法-の提案), 機論 B, Vol.69, No.678 (2003) pp.266-273.
- 4) 姫野武洋, 渡辺紀徳: 低重力環境における熱流体管理に関する研究(第2報, 界面張力に駆動される流れの観察と数値解析), 機論 B, Vol.69, No.687 (2003) pp.2400-2407.
- 5) S. Osher, J. A. Sethian: Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations, J. of Comp. Phys., Vol.79 (1998) pp.12-49
- 6) 功刀資彰: 自由表面流を含む多相流の直接数値解析法, 機論 B, Vol.63, No.609 (1997) pp.1576-1584
- 7) J. U. Brackbill, D. B. Kothe, C. Zemach: A Continuum Method for Modeling Surface Tension, J. of Comp. Phys., Vol.100 (1992) pp.556-593

航空エンジン用気流微粒化燃料噴射弁の噴霧特性に 雰囲気圧力が与える影響

*鈴木 一弘(早大・院), 黒澤 要治, 松浦 一哲, 林 茂(宇宙航空研究開発機構),
太田 有(早大)

Effects of ambient pressure on spray characteristics of an aero-engine airblast fuel injector

*Kazuhiro Suzuki (Waseda University Graduate School), Yoji Kurosawa (JAXA), Kazuaki Matsuura (JAXA),
Shigeru Hayashi (JAXA), Yutaka Ohta (Waseda Univ.)

ABSTRACT

The effects of ambient pressure (p_a) on spray characteristics of an aero-engine airblast fuel injector were researched. The ambient pressure was changed from 0.10 to 0.82MPa. Laser sheet visualization and phase Doppler anemometry (PDA) were employed for spray characterization. As p_a increased, the spray pattern changed from cone shape to bell shape. For a fixed mass fuel flow rate at $m_f=0.78\text{g/s}$, an exponent of p_a in the expression of p_a - SMD correlation by a simple power-law did not change significantly through the whole range of p_a examined. In contrast, for fixed air-to-fuel mass flow rate ratio $AFR=14.2$, an exponent was relatively larger in the low p_a range whereas it was smaller in the high p_a range. The expression of p_a - SMD correlation by a simple power-law for wide range of p_a may be difficult for a constant AFR .

Key words: Fuel injector, Elevated ambient pressure, Phase Doppler anemometry

1. 序論

航空機用エンジンにおける排気ガス中の有害物質の規制は年々厳しくなっており、航空機用エンジンの性能改善が早急の課題となっている。航空機用エンジンの排気ガス中の二酸化炭素(CO_2)削減のため、高温高压化を行うと、高負荷時の窒素酸化物(NO_x)の排出が増加する。この NO_x を他の燃焼性能を保持しつつ削減するためには、微粒化特性および燃料と空気の混合特性に優れた燃料噴射弁が必要であるため、航空用エンジンでは上記性能に優れた気流微粒化燃料噴射弁がしばしば使用される。気流微粒化燃料噴射弁においては噴霧特性が空気密度により影響を受けるため、 NO_x 排出が顕著となる高負荷作動条件での噴霧特性を解明するためには、気流圧力を昇圧し、実際の空気密度を模擬した試験を行う必要がある。そこで本研究では、高压における噴霧試験が可能である高压噴霧試験装置を用い、雰囲気圧力(燃料噴射弁下流圧力)に注目し、雰囲気圧力と燃料噴射弁の噴霧特性の関係を、位相ドップラ流速計(PDA: Phase Doppler Anemometry)による燃料噴霧の粒径、液滴速度測定およびレーザシート法による噴霧の可視化より明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置および方法

2.1 実験装置

実験装置は、高压噴霧試験装置(Fig.1)と位相ドップラ流速計^{[1][2]}を使用した。

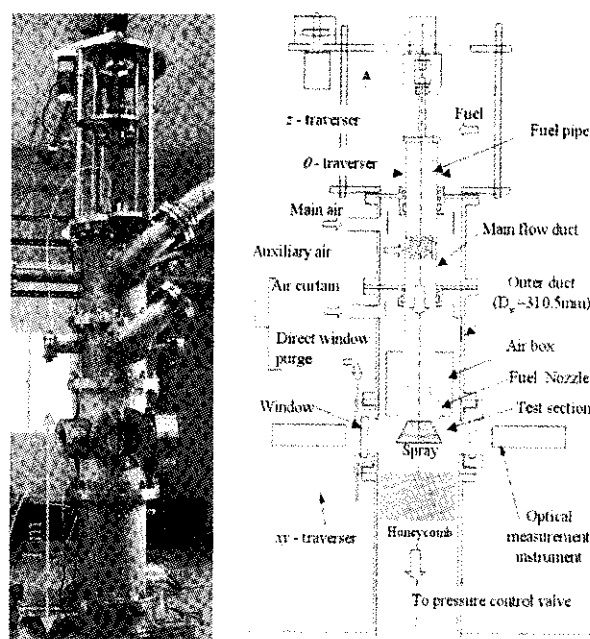


Fig.1 High pressure spray test facility.

高圧噴霧試験装置は常温、最大圧力 1.0MPa、最大空気流量 1.2kg/s (入口圧力 0.80MPa 時)における燃料噴射弁の試験が可能な装置で、光学計測用の窓が設置されている。補助空気により、窓への噴霧付着を防止できるため、長時間の計測が可能である。詳しい仕様等は文献[3]に記載されている。

本研究で用いた燃料噴射弁は、宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の TechCLEAN プロジェクト^{[4],[5]}の中で行われている小型航空機エンジン用燃焼器の研究において設計されたものである^{[6],[7]}。供試燃料噴射弁の断面図を Fig.2 に示す。

なお、供試燃料噴射弁の内側旋回羽根 (Inner Swirl Vanes)、外側旋回羽根 (Outer Swirl Vanes) はヘリカル状羽根であり、ミッドスパンにおける角度はそれぞれ、 -45° 、 $+60^\circ$ となっている。また、燃料スリット (Fuel Swirl Slit) の角度は $+45^\circ$ である。

本研究における旋回方向の正負の定義は Fig.2 下部に示したように燃料噴射弁を下流側から見たとき、時計回りを正方向としている。座標系については次のように定義した。Fig.2 において、Outer Shroud の出口面と燃料噴射弁の軸との交点を原点にとり、半径方向を x 、燃料噴射弁の軸方向を z とした。 z 軸については燃料噴射弁から下流方向を正とした。

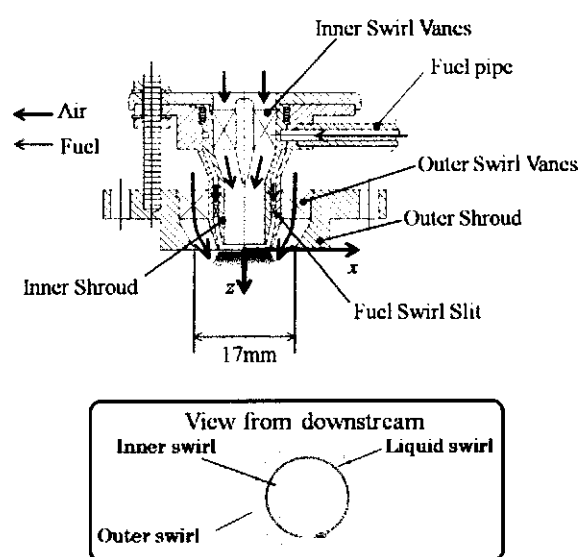


Fig.2 Schematic of fuel injector.

2.2 実験方法および条件

PDA による測定は、気流条件を雰囲気圧力 p_a (燃料噴射弁下流圧力) 0.10、0.23、0.42、0.52、0.82MPa、噴射弁前後差圧 4%、常温 (約 293K) とし、燃料流量 (m_f) 0.78g/s と空燃比 (AFR) 14.2 となる二つの

条件について測定を行った。(PDA において、噴霧が濃い状態になると、粒径が真値より大きく測定されてしまう特性を考慮し、AFR を比較的薄い状態である 14.2 とした。) なお、本実験において噴霧する燃料は航空機用エンジンで用いられている燃料とほぼ同じ組成である灯油 (kerosene) を用いている。

各条件における測定については燃料噴射弁出口より下流 15mm の断面で、半径方向 -28mm から +28mm まで 2mm おきに行った。

測定データより液滴速度およびザウタ平均粒径 (Sauter mean diameter, SMD) の半径方向分布と、断面ザウタ平均粒径の圧力依存性に対する雰囲気圧力の影響について調べた。なお、断面ザウタ平均粒径は半径方向の重みと各測定点におけるデータレートを考慮し算出している。

レーザシート法による噴霧写真撮影は Nd:YAG レーザ (New Wave Solo PIV、パルス幅 4-6ns) を光源として、燃料噴射弁中心軸上にレーザシートを入射し、CCD カメラ (PCO Sensicam QE 12bit 1376 × 1024 pixels) にレンズ (Nikon Micro Nikkor 60mm f2.8D) を装着し撮影を行った。各条件において 100 枚ずつ撮影し、撮影した写真の光強度を平均することで、噴霧のパターンを評価した。

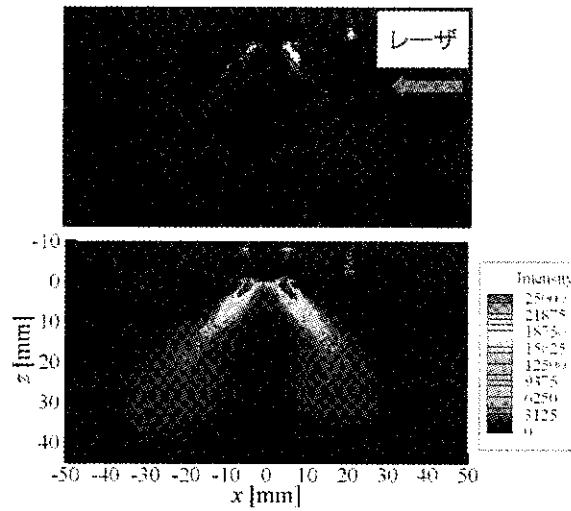
3. 実験結果

3.1 雰囲気圧力と噴霧形状の関係

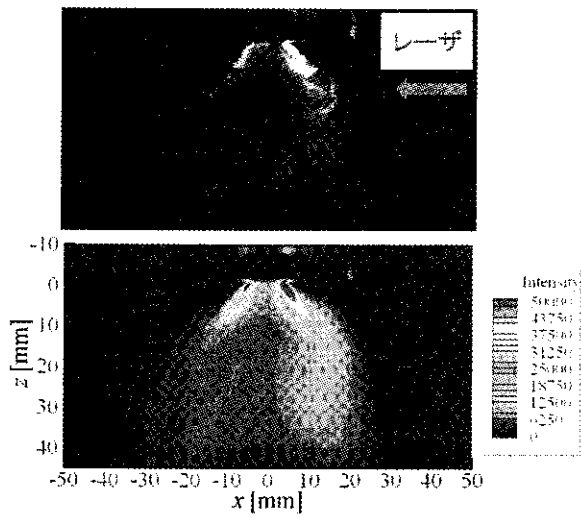
Fig.3 はレーザシート法により得られた噴霧写真である。それぞれ、上は瞬間撮影像、下は撮影した 100 枚の写真の平均光強度を示している。

まず、雰囲気圧力 0.52MPa における写真において左側よりも右側の方が光の強度が強くなっていることが分かる。これは、図のようにレーザが噴霧の右側から照射しているため、噴霧液滴により光が減衰しているからである。雰囲気圧力 0.52MPa でこのような傾向が見られるのは、雰囲気圧力が高くなると、燃料流量が同じ時でも、燃料の微粒化が促進されることにより噴霧液滴数が低圧に比べ増加し、結果として全散乱断面積が増加するからである。

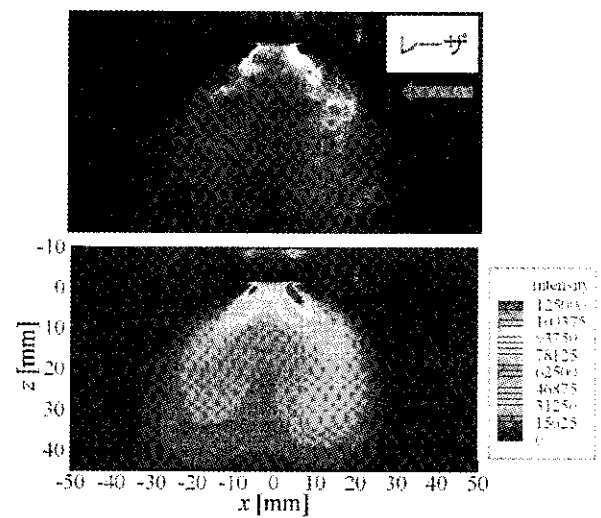
各図について比較をすると、燃料流量 0.78g/s と AFR 14.2 のどちらの条件においても、圧力が低い時には噴霧は円錐状となっているが、圧力が高くなるにつれて釣鐘型へと変化する様子が分かる。これは雰囲気圧力が高くなるにつれて微粒化が促進されるため、気流に噴霧液滴が追従しやすくなるためであると考えられる。



(a) $p_a=0.10\text{MPa}$, $AFR=14.2$ ($m_f=0.78\text{g/s}$)

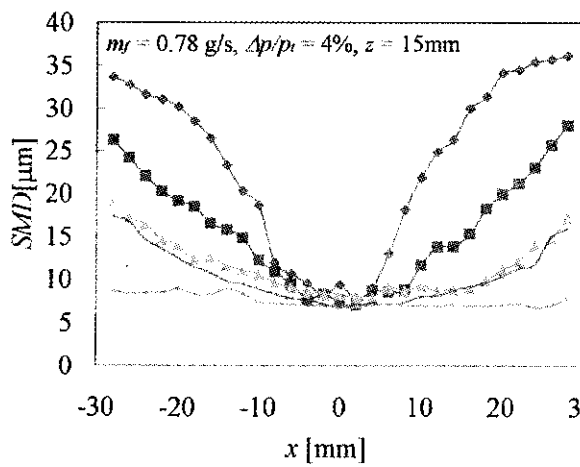


(b) $p_a=0.52\text{MPa}$, $m_f=0.78\text{g/s}$

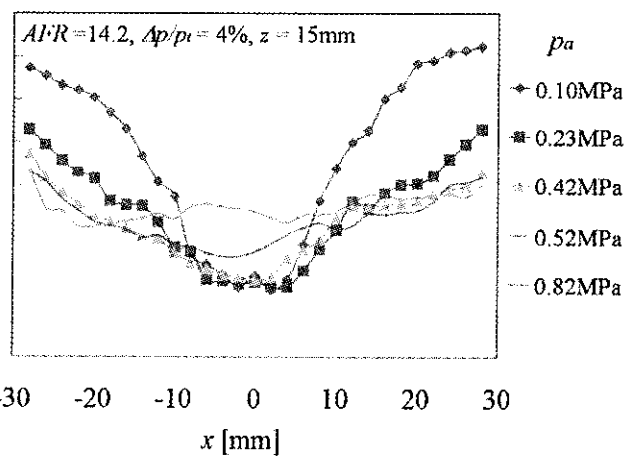


(c) $p_a=0.52\text{MPa}$, $AFR=14.2$

Fig.3 Spray pattern dependence on ambient pressure.



(a) $m_f=0.78\text{g/s}$



(b) $AFR=14.2$

Fig.4 Radial distributions of SMD ($z=15\text{mm}$).

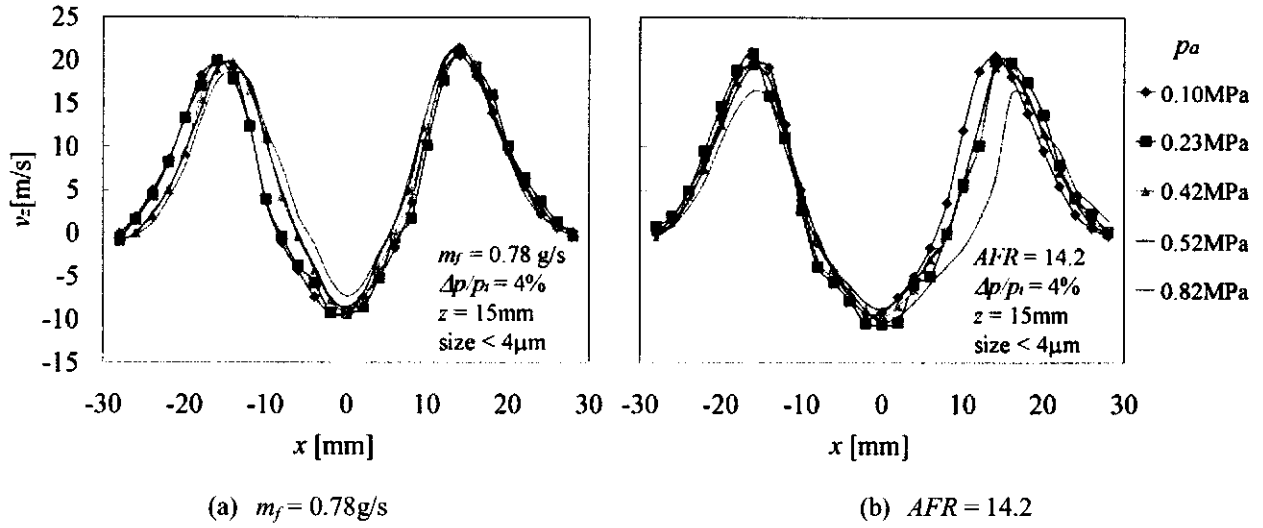


Fig.5 Radial distributions of mean axial velocity for droplets of 0-4 μm ($z=15\text{mm}$).

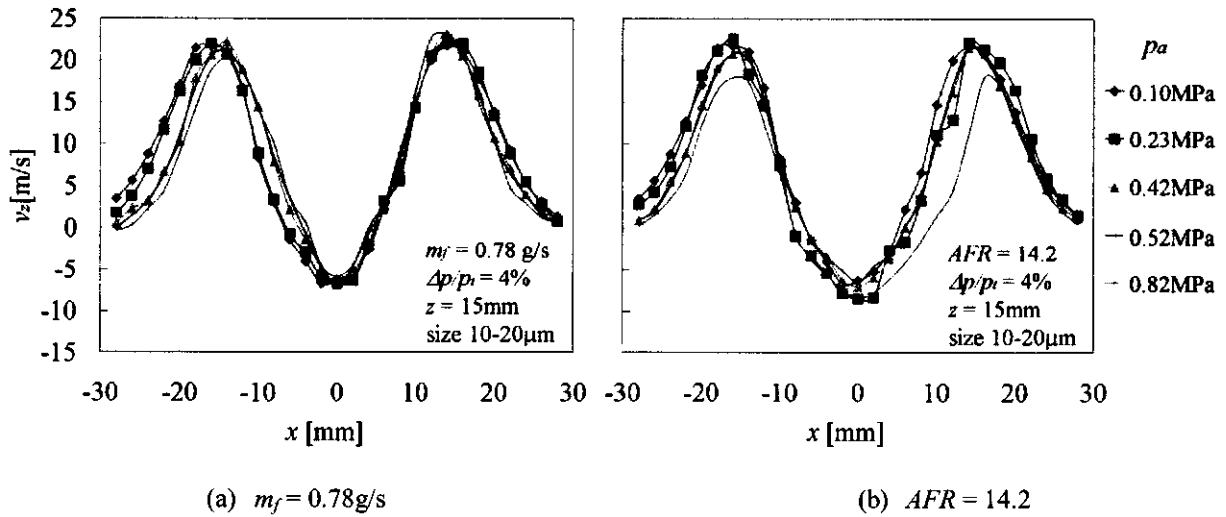


Fig.6 Radial distributions of mean axial velocity for droplets of 10-20 μm ($z=15\text{mm}$).

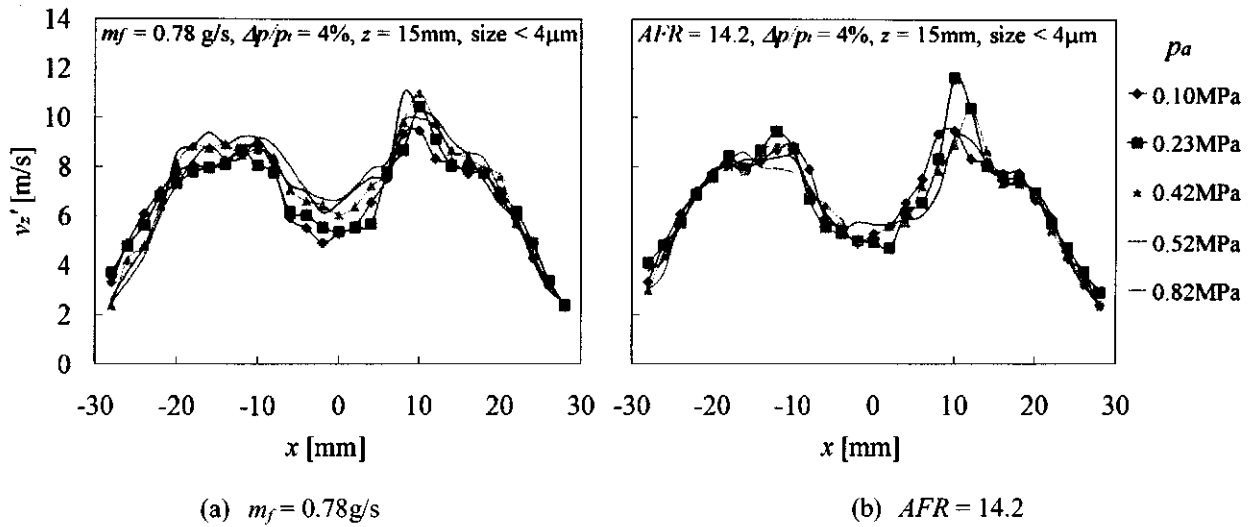


Fig.7 Radial distributions of *rms* values of axial velocity for droplets of 0-4 μm ($z=15\text{mm}$).

3.2 噴霧の半径方向分布に関する結果

Fig.4 は燃料流量 0.78g/s および AFR14.2 におけるザウタ平均粒径の半径方向分布である。

まず、燃料流量 0.78g/s における分布については、噴霧の半径方向全体において圧力が高くなるほど粒径が小さくなっていることが分かる。また、外周と内周では粒径の変化の割合は異なっており、内周では 8-13 μm 程度の変化しかないが、外周では 8-35 μm 程度の変化をしている。粒径の分布については、圧力が高くなるほど全体で平均粒径が 1 様な噴霧になり、0.82MPa において粒径は 8-10 μm 程度になっている。AFR 14.2 における SMD 分布については、外周では燃料流量 0.78g/s での分布と同様に圧力が高くなるほど SMD は小さくなるという傾向がみられる。しかしながら、中心付近での SMD については圧力が高くなるにつれて、特に 0.52MPa 以上において、大きくなる傾向がみられる。半径方向の粒径の変化は、燃料流量 0.78g/s と同様に圧力が高くなるほど全体で平均粒径が 1 様な粒径となる傾向がある。

Fig.5 は燃料流量 0.78g/s および AFR 14.2 における液滴の平均軸方向速度の半径方向分布を示したものである。なお、この平均軸方向速度は 4 μm 以下の気流に追随していると考えられる噴霧液滴の平均速度を示している。燃料流量 0.78g/s の条件においては圧力に関係なく速度分布はほぼ同じであることが分かる。AFR 14.2 の条件においては、圧力が高くなるにつれて速度の大きさが小さくなる傾向があり、特に速度の正のピーク ($x=\pm 17\text{mm}$ の付近) で顕著である。

粒径の違いによる軸方向流速の違いをみるため、Fig.6 に 10-20 μm の液滴の平均軸方向速度を示した。4 μm 以下の液滴の平均軸方向速度と比べると、半径方向の分布はほぼ同様であるが、全体的に v_z が正の速度方向に大きいことがわかる。

Fig.7 は軸方向速度 (0-4 μm の液滴) の変動成分 (軸方向速度の rms 値) の半径方向分布である。 rms 値を正確に得るには十分大きなサンプル数を得る必要があるが、AFR を固定して高圧条件にすると噴霧が高濃度となり、データレートが減少するため、これが困難となり、特にこの傾向は PDA 受光系に対して噴霧奥側となる $x>0$ で顕著となる。そこでここでは有効データが 1000 個以上得られた計測点について、サンプル数を 1000 個にそろえた rms 値を示してある。尚、データ数の十分得られた点において、サンプル数を 4000 個と 500 個として rms 値を比較したところ、その差は最大で 1m/s 程度であった。

rms 値の分布について見てみると、燃料流量 0.78g/s では中心付近で圧力が高くなるにつれて値が大きくなっている。また、噴霧外周では圧力に関係なくほぼ同じ値となっている。AFR 14.2 の条件においては 0.23MPa の $x=10\text{mm}$ 付近において他の条件よりも大きな値となっているが、これは 0.23MPa の条件においては噴霧形状が多少時間的に変動していたため、おそらくこの変動に起因するものと推測される。この点を除けば、AFR14.2 では rms 値分布の圧力によるはっきりした差や傾向は特に見られなかった。

3.3 断面 SMD と圧力の関係

Fig.8 に燃料流量 0.78g/s および AFR 14.2 における断面ザウタ平均粒径 (以下、断面 SMD) と圧力の関係を示す。また、従来行われてきた気流微粒化式噴射弁の研究^{[8][9]}との比較を行うため、式(1)のように累乗近似を行った。

$$SMD = A p_a^n \quad (1)$$

雰囲気圧力の大きさによる傾向を見るため、雰囲気圧力範囲の全体 (0.10-0.82MPa)、低圧側 (0.10-0.42MPa)、高圧側 (0.42-0.82MPa) の各範囲についてそれぞれ近似をした。この累乗近似による定数 A および指数 n の計算結果を Table.1 に示す。

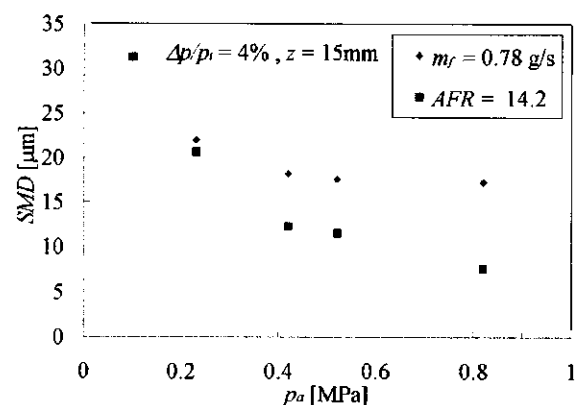


Fig.8 Effects of ambient air pressure on SMD ($z=15\text{mm}$).

Table.1 Dependence of SMD on ambient air pressure.

$$SMD = A p_a^n$$

p_a	$m_f = 0.78\text{g/s}$		$AFR = 14.2$	
	A	n	A	n
0.10-0.82	7.21	-0.66	15.0	-0.29
0.10-0.42	7.64	-0.63	12.9	-0.38
0.42-0.82	6.78	-0.76	17.0	-0.07

燃料流量 0.78g/s の条件においてはどの圧力の範囲においても定数 A 、指数 n はともにほぼ同様の値を示している。しかしながら、 AFR 14.2 の条件において、指数 n は雰囲気圧力が高圧になるにつれて小さくなっている。すなわち、断面 SMD の圧力依存性が高圧になるほど小さくなることが分かる。一方、文献[8]においては気流微粒化式燃料噴射弁を 2 つのタイプに分類して議論が行われているが、このうち *low-shear type* と呼ばれるタイプのものについては指数 n が -0.45、*high-shear type* と呼ばれるタイプのものについては -0.05 であるとしている。これについて本実験結果と比較すると、本実験で使用した燃料噴射弁は *high-shear type* に相当するが、その結果については、低圧側では *low-shear type*、高圧側では *high-shear type* と近い値を示している。このように高圧側において、文献[8]に示される *high-shear type* の結果に近い値が得られたのは、文献に示されている結果に関する累乗近似が 1bar、6bar、12bar の 3 点における SMD を用いて算出されたものであり^[9]、雰囲気圧力の比較的高い状態における結果 (6bar、12bar) の重みがより強くなっているためであると考えられる。いずれにしても、空燃比を固定した条件においては、文献[8,9]で試みられているのと同様の形で、本実験結果に関する断面 SMD と雰囲気圧力の関係を広い圧力範囲で式(1)のような簡単な累乗近似式により表すことは難しく、空燃比を固定したまま圧力を変化させることによる液膜の状態や噴霧パターンの変化などの影響もあわせて考慮する必要があると考えられる。

4. 結言

航空エンジン用気流微粒化式燃料噴射弁の噴霧を位相ドップラ流速計(PDA)を用いて測定し、また、レーザシート法により撮影することにより、雰囲気圧力と噴霧特性の関係を調べた。これにより以下のことが明らかになった。

噴霧形状については 0.10MPa では円錐型であるが、0.52MPa においては釣鐘型に変化した。

噴霧の SMD の半径方向分布について、燃料流量 0.78g/s においては噴霧のどの位置でも圧力が高くなるにつれて粒径が小さくなる傾向が見られた。これに対して、空燃比 (AFR) 14.2 においては外側では同様の傾向であったが、中心付近の粒径が、圧力が高くなると大きくなる傾向があった。

軸方向液滴速度分布については、燃料流量 0.78g/s においては圧力に関係なく速度分布形状はほぼ同様であった。 AFR 14.2 においては圧力が高

い条件において、平均軸方向速度の最大値が小さくなる傾向が見られた。

軸方向液滴速度の rms 分布について、燃料流量 0.78g/s では中心付近において圧力が高くなると速度の変動が大きくなる傾向が見られた。一方、 AFR 14.2 の条件においては圧力による rms 分布の顕著な変化や傾向は見られなかった。

断面 SMD と雰囲気圧力の関係について、累乗近似を行ったところ、燃料流量 0.78g/s の場合、本研究で試験した雰囲気圧力範囲において、圧力指数はほぼ一定の値を示した。一方、 AFR 14.2 の条件においては、圧力が高くなるほど断面 SMD の雰囲気圧力に対する依存性が小さくなる (圧力指数の絶対値が小さくなる) という結果が得られた。

参考文献

- [1] 日本液体微粒化学会編、アトマイゼーションテクノロジー、森北出版(2001)
- [2] H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke, C. Tropea, *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*, Springer(2002)
- [3] 松浦 一哲、黒澤要治、山田秀志、林茂、航空エンジン用燃料噴射弁評価のための高圧噴霧試験装置の開発、JAXA-RM-06-010 (2007)
- [4] 林 茂、クリーンエンジン技術計画の概要、独立行政法人宇宙航空研究開発機構 第1回総合技術研究本部公開研究発表会前刷集、pp.11-16 (2004)
- [5] 林 茂、柳 良二、二村尚夫、福山佳孝、JAXA 航空エンジン環境技術研究開発プロジェクト (TechCLEAN) の概要、第 47 回航空原動機・宇宙推進講演会講演論文集、No.B22 (2007)
- [6] Makida, M., Yamada, H., Kurosawa Y., Yamamoto, T., Matsuura, K. and Hayashi, S., Preliminary Experimental Researches to Develop a Combustor for Small Class Aircraft Engine Utilizing Primary Rich Combustion Approach, ASME GT2006-91156 (2006)
- [7] 松浦 一哲、丸永 拓哉、鈴木 俊介、須田 充、井戸 教雄、黒澤 要治、牧田 光正、林茂、液膜式気流噴射弁の設計パラメータ・作動条件が噴霧特性に与える影響 ― 第 1 報 複数の噴射弁形態の比較による考察 ―、JAXA-RM-06-014(2006)
- [8] A. K. Jasuja, Behaviour of Aero-Engine Airblast Sprays in Practical Environment, *Proc. 10th ICLASS 2006*, Paper No.06-287(2006)
- [9] Q. P. Zheng, A. K. Jasuja and A. H. Lefebvre, "Structure of Airblast Sprays under High Ambient Pressure Conditions", *ASME 96-GT-131*(1996)

二重旋回気流微粒化燃料噴射弁の火炎特性に関する研究

*鮎田 篤 (早大・院), 須田 充 (国際石油開発帝石ホールディングス),
山口 健太 (川崎重工), 松浦 一哲, 林 茂 (宇宙航空研究開発機構), 山本 勝弘 (早大)

Characteristics of Spray Flames on a Double-swirl Air-blast Fuel Injector

*Atsushi AYUTA(Waseda University Graduate School), Mitsuru SUDA(INPEX), Kenta YAMAGUCHI(KHI),
Kazuaki MATSUURA(JAXA), Shigeru HAYASHI(JAXA), Katsuhiko YAMAMOTO(Waseda University)

ABSTRACT

The effects of swirling air flow, pressure drop $\Delta p/p_t$ and air-to-fuel ratio on the flame characteristics of spray flames on a double-swirl air-blast fuel injector were investigated at atmospheric pressure to obtain insights about the design of high-performance jet-engine fuel injectors. Laser sheet Mie scattering visualization was used in order to obtain the distributions of fuel droplets and a direct flame imaging system with an optical filter was used in order to obtain the distributions of OH radicals. A transition from a blue conical flame to a luminous disc flame suddenly occurred at a threshold outer swirl angle. The present paper discusses the flame shapes and the distributions of OH chemiluminescence and fuel droplets.

Key words: Air-blast fuel injector, flame characteristics, Spray combustion, Swirl, OH Chemiluminescence imaging

1. 研究背景と目的

航空の分野においても地球温暖化防止の観点から二酸化炭素(CO₂)の排出抑制が必要な時代になり、エンジンの高効率化, すなわちエンジンサイクルの高温高压化による効率向上が従来以上に求められている。CO₂に加え高温化・高压化によって生成が増大するNO_x, さらにはスス等の粒子状物質の排出を同時に抑制するためには, 燃料のより良い微粒化と, 燃焼室内における燃料の適切な分散, 空気との十分な混合が不可欠であり, これらの要求を満たす噴射弁の開発が必要とされている。近年ジェットエンジンでは燃焼室内に流入する空気流により燃料を微粒化する気流微粒化燃料噴射弁が使用される傾向にある。同噴射弁は微粒化性能や燃料と空気との混合の点で優れるが, その噴霧特性と火炎構造の相関は未解明な部分が多く, 詳細な研究が必要とされている。そこで本研究では, 同噴射弁を対象とし, ノズルから噴出する気流の旋回が噴霧とその火炎の構造に及ぼす影響を, 反応に密接に関係するOHラジカルの可視化^[1]及び燃焼場でのMie散乱撮影による燃料液滴の可視化を行い明らかにする。

2. 試験装置

2.1 試験用気流微粒化燃料噴射弁

本研究に用いた二重旋回気流微粒化燃料噴射弁の概略図をFig.1に示す。周方向一様に流出した燃料液膜が, インナスワロー及びアウトスワローにより旋回を与えられた空気で内周と外周から同時に挟み込む様にして微粒化される構造^[2]である。また燃料液膜出口は中心軸に平行である。各スワローはヘリカルな旋回羽根を備

えており, 羽根角はミッドスパンでの角度とし, 旋回方向は噴射弁下流から見て反時計回りを正とする。なお各スワローはそれぞれ個別に交換可能である。

ここに報告する試験では旋回羽根角45 degのインナスワローを用い, アウトスワローの旋回羽根角(OS4)を+45 deg. から+60 deg. の間で変化させ, 火炎構造に与える影響を調べた。各旋回羽根角での霧化空気差圧と空気流量の関係をFig.2に示す。ここで霧化空気差圧とは, 噴射弁上流全圧 p_t と背圧(大気圧) p_a との差 Δp を p_t で除して無次元化した $\Delta p/p_t$ と定義する。

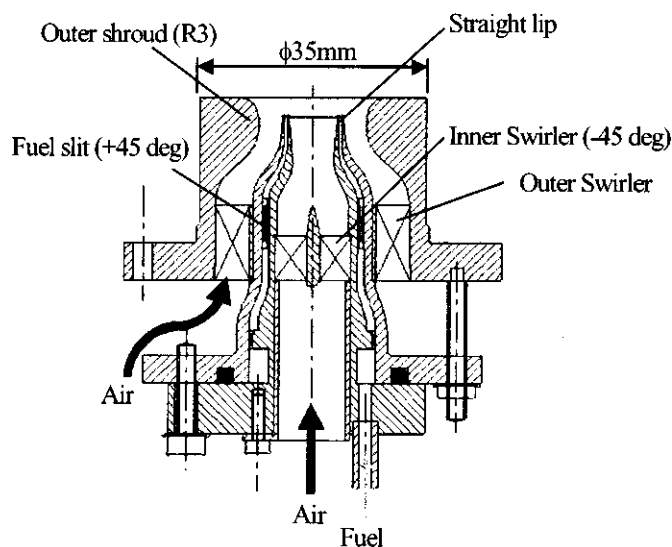


Fig.1: Schematic of the air-blast fuel injector

2.2 燃焼試験装置

本試験に用いた燃焼器の概略をFig.2に示す。可視化のため燃焼室には内径105 mm, 長さ300 mmの円筒形

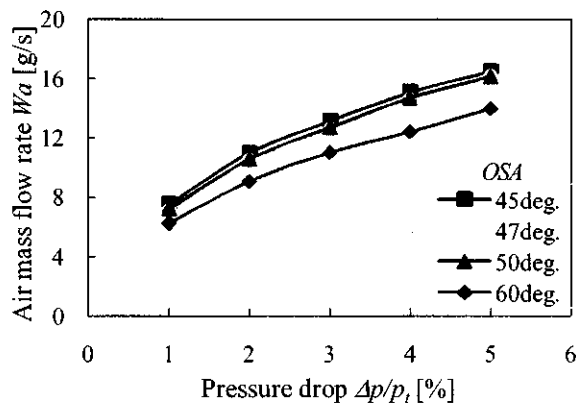


Fig.2: Air mass flow rate for different outer swirl angles

状石英管を用いており、燃焼室出口部は大気中に開放されている。また、供給される空気は約 293 K である。

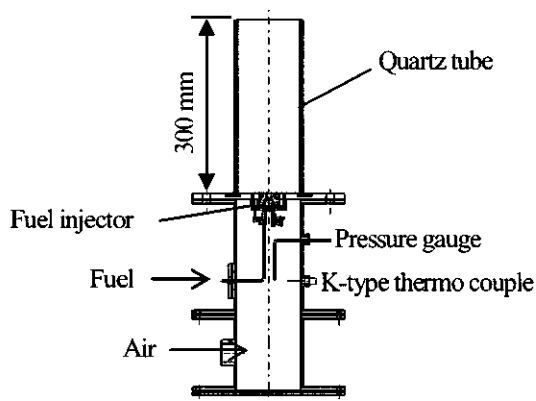


Fig.3: Schematic of the experimental combustor

2.3 計測装置

火炎の撮影にはデジタル一眼レフカメラ (Nikon, D200) と望遠レンズ (Nikkor, UV-105 mm F4.5) を用いた。OH ラジカル自発光の撮影に際しては、上記組み合わせに中心波長 308 nm (半値幅 10 nm) のバンドパスフィルタとイメージンテンシファイアユニット (浜松ホトニクス株式会社, C6598-40) を付加した。Mie 散乱画像の撮影を行う際は、Nd:YAG レーザ (New Wave Solo-PIV) の第二階調波 (波長 532nm) をシリンダリカルレンズによって厚さ約 3 mm のシートとして用いた。空気燃料質量流量比 (AFR) を 20 とし $\Delta p/p_i$ を 2 %, 3 %, 4 %, 5 % と変化させ、さらに 4 % のときは AFR を 15, 20, 25, 30 と変化させ試験を行った。

3. 実験結果

3.1 火炎形状の直接比較

火炎を直接撮影したところ、 $OSA = +48 \text{ deg}$ で火炎が円錐状の青炎からドーム壁に付着した輝炎へと遷移した。それぞれの場合の代表例として $OSA = +45, +60 \text{ deg}$ での火炎写真を Fig.4 に示す。各写真ともカメラの露光時間は 50 ms である。ここでは $OSA = +45 \text{ deg}$ のよう

な火炎をコーン状火炎、 $OSA = +60 \text{ deg}$ のような火炎をディスク状火炎と呼ぶこととする。

$OSA = +45 \text{ deg}$ の場合をしてみる。気流微粒化燃料噴射弁では $\Delta p/p_i$ が上昇すると、それに伴い微粒化性能は向上する^[2]。AFR = 20 一定で $\Delta p/p_i$ が小さいときには、微粒化が十分ではない燃料液滴が下流部で筋状の輝炎となって燃えているのが確認できる。 $\Delta p/p_i = 4 \%$ 一定とし AFR を小さくしていくと、火炎の色が暗い青から白みを帯びた青へと変化しており、全体として化学量論比に近い AFR = 15 では局所的に燃料過濃となり輝炎が発生しているのが確認できる。

一方、外側の気流の旋回が強い $OSA = +60 \text{ deg}$ では青炎はノズル近傍にのみ確認でき、全体としては輝炎になっている。AFR = 20 一定で $\Delta p/p_i$ を上昇させると、それにともない輝炎の発生量が増大している。また $\Delta p/p_i = 4 \%$ 一定とし AFR を変化させた場合も、化学量論比に近づく程、輝炎が多く発生しているのが確認できる。

3.2 OH ラジカル空間分布による燃焼領域比較

カメラの露光時間を 1s とし $OSA = +45 \text{ deg}, +60 \text{ deg}$ での OH ラジカル自発光を撮影した。得られた画像は発光強度が奥行き方向に積算されたものであるため、撮影した火炎が軸対称であると仮定し、アーベル逆変換^[3]を施し OH ラジカル発光強度空間分布を求めた。なおアーベル逆変換を行う前に画像のノイズ低減のため自発光撮影画像に 3*3 のメディアンフィルタ処理を 5 回行っている。OH ラジカルの発光強度は当量比への依存性が高く、一般に予混合火炎では当量比 0.9 から 1.1 で最大発光強度^[4]となる。

コーン状火炎である $OSA = +45 \text{ deg}$ での OH ラジカル発光強度分布を Fig.5 に示す。これより、 $z = 8 \text{ mm}$ 付近から相対的に発光強度の高い領域が存在し、斜め下流に向かって直線的に発光領域が分布していることがわかる。

発光領域は $\Delta p/p_i$ が増加すると半径方向外側に広がっているのがわかる。AFR = 20 一定とし $\Delta p/p_i$ を変化させたときの z 断面での発光強度分布を Fig.6 に示す。なお曲線は容易に比較をできるように移動平均処理を適宜施し平滑化を行っている。これを見ると OH ラジカルの発光強度が最大となる r は $\Delta p/p_i$ の増加に伴い半径方向外側へと広がり、かつ発光領域全体も外側へ膨らんでいるのが確認できる。これは $\Delta p/p_i$ が大きくなったことにより気流の速度が大きくなるが、個々の液滴の粒径も小さくなるので、結果としてこの噴霧では、液滴の気流への応答時間が短くなる割合が、流れの特性時間が短くなる割合を上回り、燃料液滴が旋回気流の流れに追従しやすくなるため^[5]と考えられる。

同一の $\Delta p/p_i$ で AFR を変化させた場合をみると、

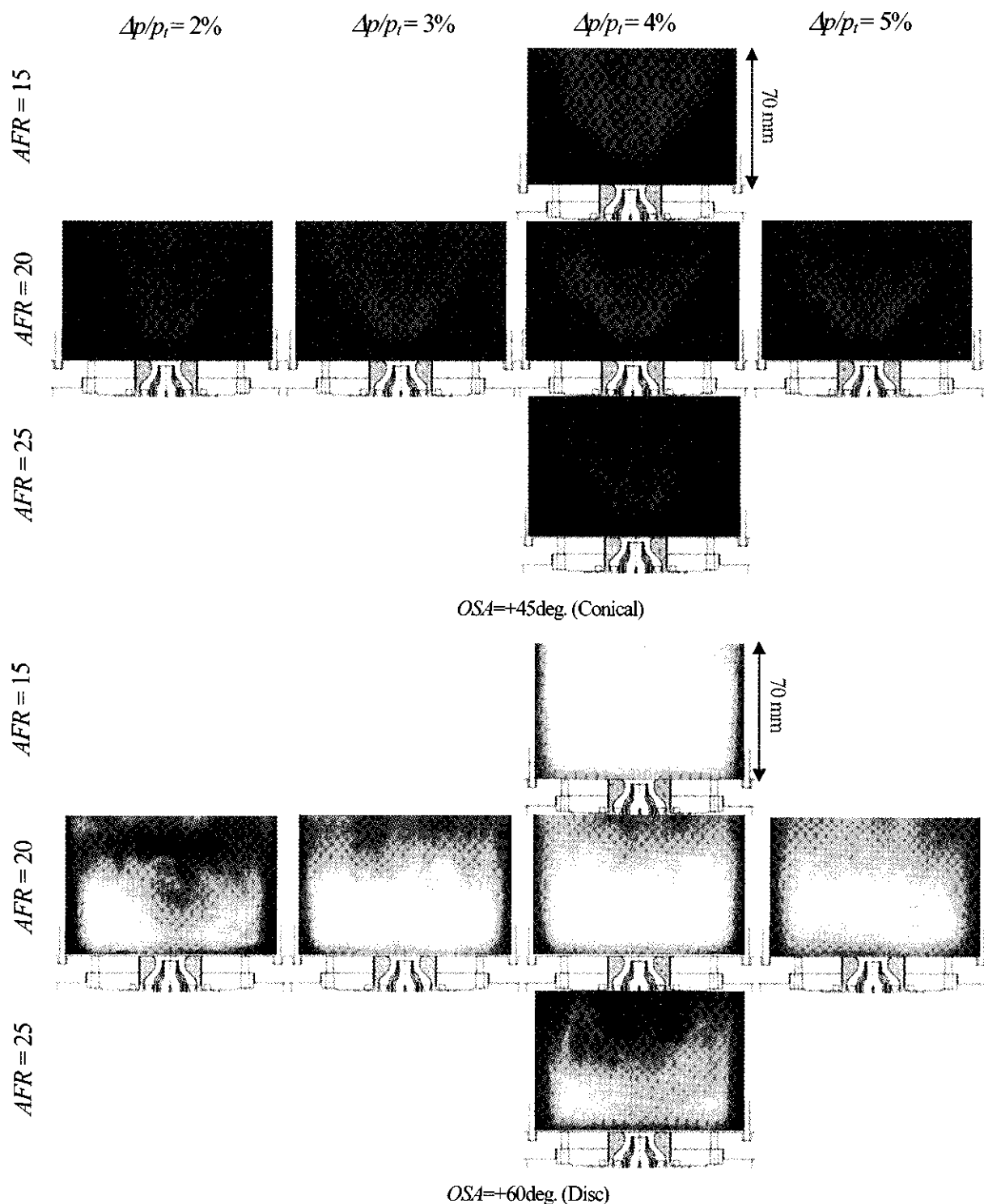


Fig.4: Comparison of flame shapes

$AFR=20$ では $AFR=25$ のときよりも下流まで発光している。 $AFR=15$ ではさらに下流の管壁まで発光領域が到達しているが、最も強く発光していることを示す赤の領域は $AFR=20, 25$ に比べ細く短く、その部分での発光領域はコーンがくびれたような形状になっている。 $\Delta p/p_i=4\%$ 固定とし、 AFR を変化させたときの z 断面での発光強度分布をFig.7に示す。Fig.7より、 $AFR=20, 25$ では概ね同様の r 位置で最大の発光強度を示すのに対し、 $AFR=15$ ではより中心に近い r 位置で最大の発光強度を示している。

ディスク状火炎である $OSA=+60\text{ deg.}$ での OH ラジカル発光強度分布を Fig.8 に示す。コーン状火炎に比べ発光強度の強い部分が少なく、ノズル近傍 $z=0\text{ mm}$ 付近から発光領域が存在し、そのままドーム壁から管壁にかけて付着するように発光領域が存在しているのが確認できる。

$\Delta p/p_i=4\%$ として $AFR=30$ から AFR を小さくしていくと主な OH ラジカルの発光領域が管壁付近へ移動していくのがわかる。まず $AFR=25$ では燃料流量の増加に伴い $AFR=30$ のときよりも発光領域が管壁方向に広

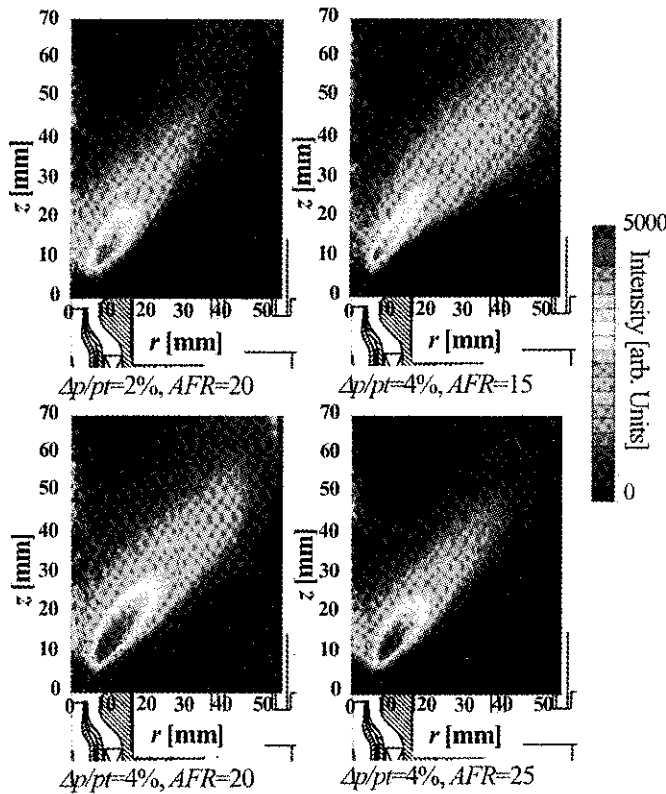


Fig.5: Distributions of OH* (OSA=+45deg.)

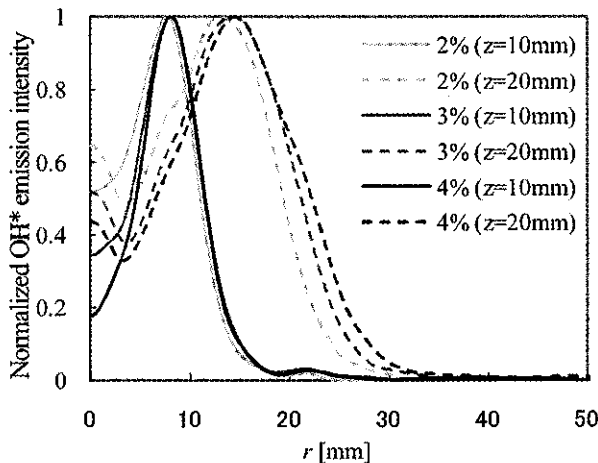


Fig.6: Distribution of OH* for $\Delta p/p_t$ (OSA=+45deg.)

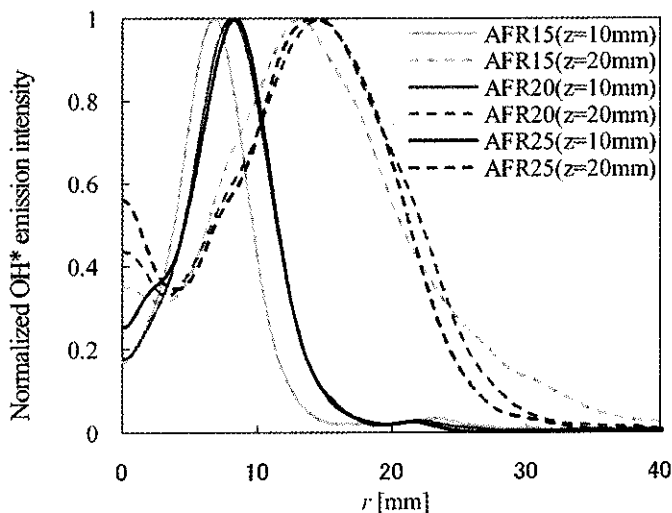


Fig.7: Distribution of OH* for AFR (OSA=+45deg.)

がっているのがわかる。AFR = 20 では発光領域の管壁方向への広がりにはさらに大きくなるが、AFR がより大きい場合に主に発光していた位置での発光が弱くなっている。全体として化学量論比に近い AFR = 15 ではほとんどの発光は管壁付近で行われるようになり、今まで主に発光していた位置では弱い発光が起こるのみである。

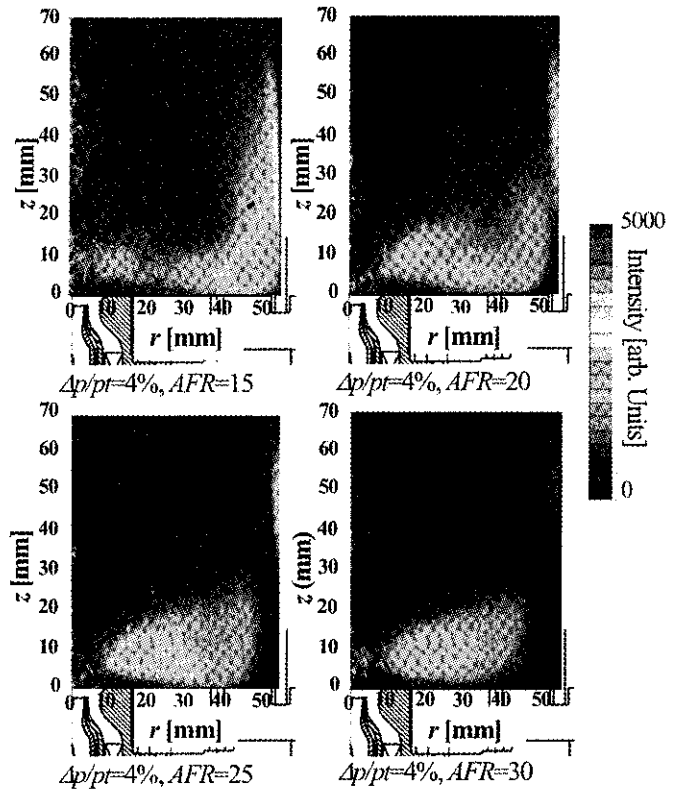


Fig.8: Distributions of OH* (OSA=+60deg.)

3.3 Mie 散乱による燃料液滴の可視化

燃料液滴の空間分布を得るため、燃焼場での燃料液滴の Mie 散乱を撮影した。カメラの露光時間を 50 ms とし、一枚の写真に一度のレーザーが入るようにした。得られた画像を Fig9 に示す。画像中に見える緑色の縦の筋はレーザーの石英管からの反射光である。コーン状火炎である OSA = +45 deg. の場合、燃料液滴は火炎に沿って斜め下流へと分布していることがわかる。一方ディスク状火炎である OSA = +60 deg. の場合、輝炎が多く判別し難いが燃料の噴霧角がコーン状火炎の広がり比べて大きくなっていることがわかる。

OSA = +45 deg. における OH ラジカル発光強度分布と Mie 散乱画像を重ね合わせた代表的なもの、OH ラジカルの発光領域と燃料液滴分布の位置関係図を Fig.10 に示す。コーン状火炎のとき噴射弁近傍から $z = 30$ mm 辺りにかけて存在する燃料液滴が多量に分布する位置では、燃料液滴は OH ラジカル発光強度が最も強いことを示す赤い領域の半径方向外側に分布している。AFR = 15 では赤い領域が、AFR = 20, 25 のときに比べ細く短くなり、コーンにくびれが生じたのは、全

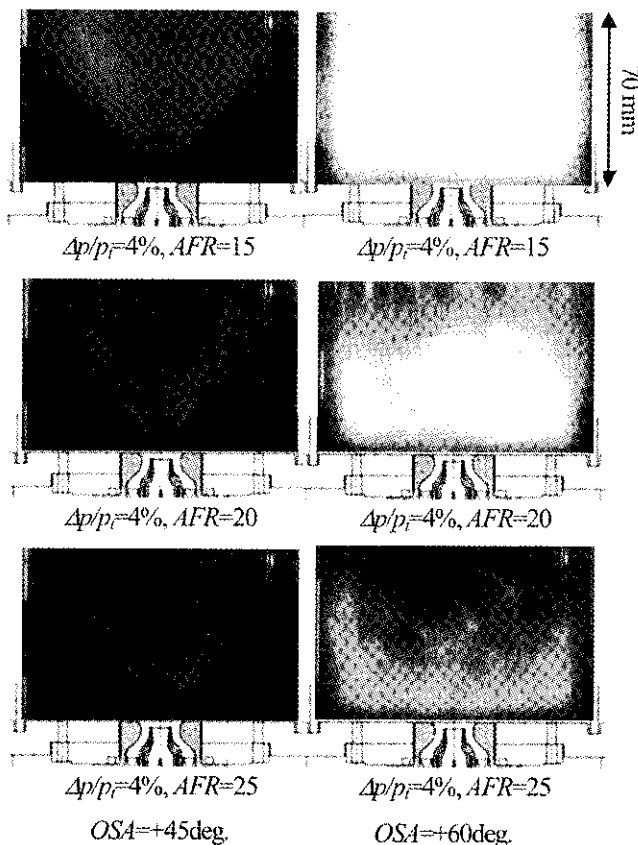


Fig.9: Comparison of fuel droplets by Mie scattering

体としては化学量論比に近いが、燃料流量の増加に伴い図中斜線で示す A の領域が燃料過濃となり、OH ラジカルの発光が活発に行われなくなったためと考えられる。ここで燃え残った燃料がより下流で反応するため、それに付随する OH ラジカル発光が管壁近くまで観測できるようになったと思われる。

OSA = +60 deg. における OH ラジカル発光強度分布と Mie 散乱画像とを重ね合わせた代表的なものと、 $\Delta p/p_i = 4\%$ で AFR = 15, 20, 25 以上の 3 通りでの燃料液滴の分布と OH ラジカル発光領域の関係図を Fig.11 に示す。ディスク状火炎ではドーム壁に沿うように OH ラジカルの発光領域が存在したが、Mie 散乱ではドーム壁近辺に燃料液滴が確認できない。Mie 散乱光強度は液滴粒径の 2 乗に比例するので小粒径液滴ではほとんど観測することができない。ドーム壁近傍には非常に小さい燃料液滴か、もしくは蒸発した燃料蒸気が存在すると考えられる。

流れ場の確認を行ったところ、ディスク状火炎での巡回気流はドーム壁から管壁へと沿って拉がっており、ドーム壁と管壁に囲まれた部分での再循環領域が確認できなかった。ところが燃料液滴が多く分布するのは Fig.12 のような位置なので、燃料が多く存在する場所に十分な空気が供給されているとは考え難い。 $\Delta p/p_i = 4\%$, AFR = 20 での OH ラジカルの発光領域は AFR = 25, 30 の場合に比べ二つに分かれる傾向を示すが、これは上述の理由から、燃料液滴が多量に分布する場所に燃

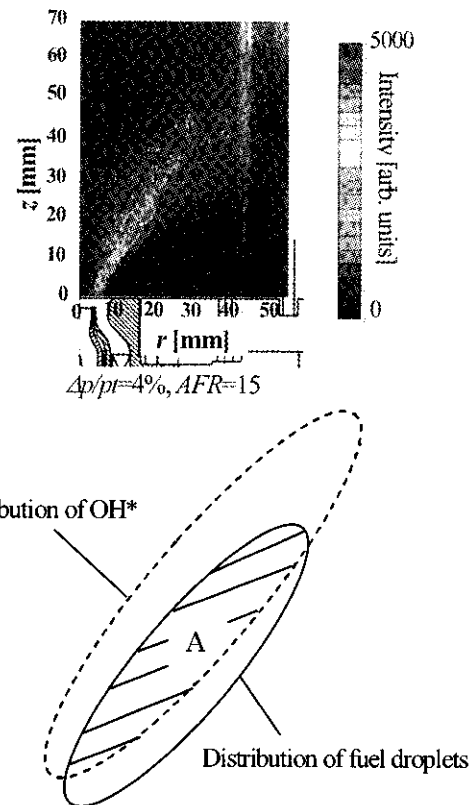


Fig.10: Distribution of OH* and fuel droplets (OSA = +45 deg.)

料流量の増加に見合う十分な量の空気を供給できず、局所的に過濃な混合気が形成されているためと考えられる。さらに燃料流量の多い AFR = 15 では、燃料液滴の多く分布する領域では OH ラジカルの発光はほとんど確認できず、主な発光領域は管壁付近に存在する。これも先と同様の理由で燃料液滴が多く分布する場所では燃料過濃となり、ここで燃え残った燃料が気流の流れに追従し、管壁付近で十分に空気と混合され燃焼を行うため、管壁付近に主な OH ラジカルの発光領域が存在するものと考えられる。

燃料液滴分布及び主な OH ラジカル発光領域は、 $\Delta p/p_i$ が増加することにより巡回気流の流れに近づいていっている。これは、霧化空気差圧の増加により流れの特性時間と液滴の気流への応答時間も共に短くなるが、コーン状火炎同様、後者の短くなる割合が前者の短くなる割合よりも大きいため、個々の燃料液滴がより気流の流れに追従し易くなるためと考えられる。

最後に OSA = +45deg. と +60deg. にて空気流量を一定とし燃料流量を徐々に減少させていったときの吹き消え限界を測定した結果を Fig.12 に示す。これよりディスク状火炎である OSA = +60deg. の方がコーン状火炎である OSA = +45deg. よりも希薄側まで保炎可能であることが見て取れる。これは先述の理由からディスク状火炎では全体として希薄でも局所的に保炎可能な混合気を形成できるため希薄吹き消え限界が高くなっている。

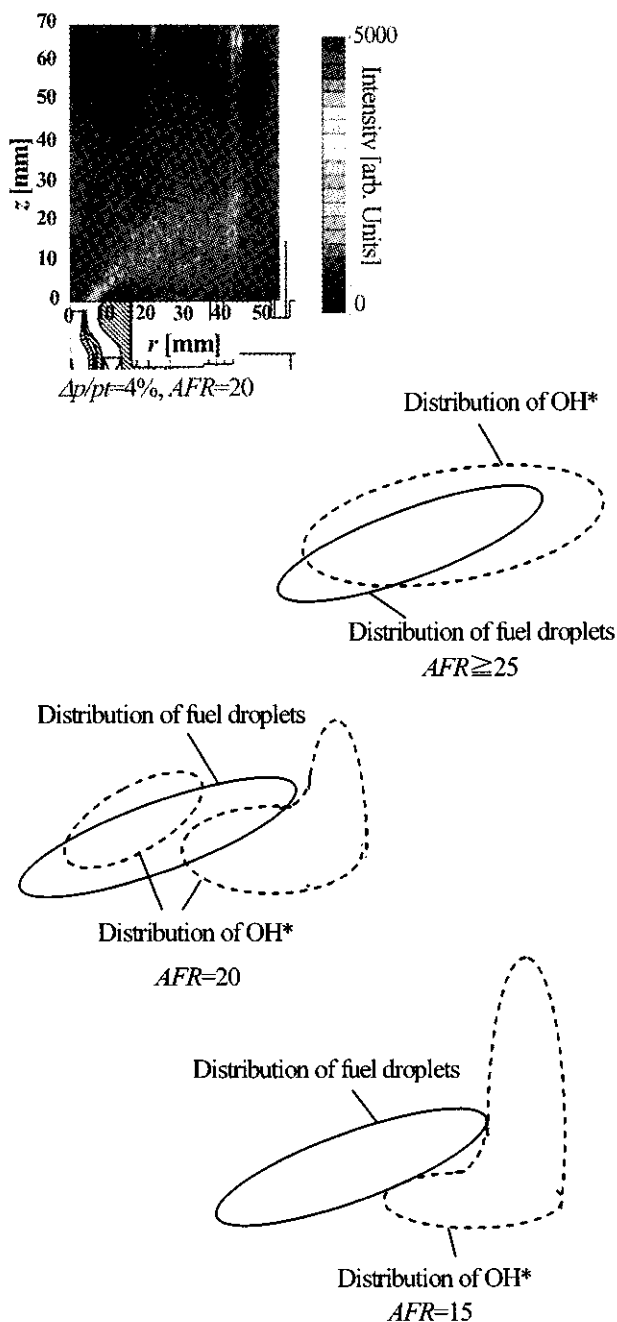


Fig.11: Distributions of OH* and fuel droplets (OSA=+60deg.)

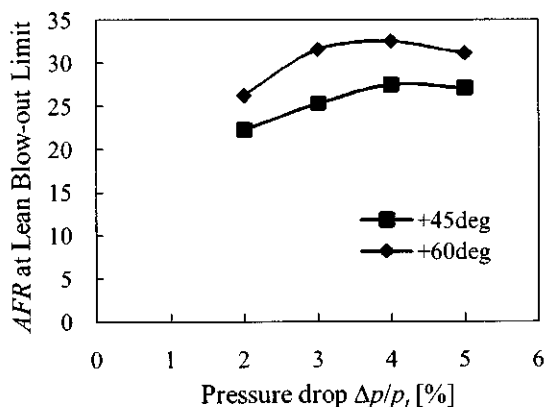


Fig.12: Lean blowout limits performance

4. まとめ

二重旋回気流微粒化燃料噴射弁からの噴霧火炎について、噴射弁外周旋回気流の強さ、霧化空気差圧と空気室燃料質量流量比が及ぼす影響を調べるため、OH自発光強度分布の可視化及び燃料液滴の可視化を行い以下の結論を得た。

- 1) ノズル内周側の旋回羽根角を-45 deg. 一定とし、外周側の旋回羽根角を+45 deg. から徐々に大きくしていくと、今回の試験範囲では+48 deg. で火炎がコーン状火炎からディスク状火炎へと遷移する。
- 2) ノズル外周側の旋回羽根角が+48 deg. 以下では気流が燃料の濃い場所に供給されるため青炎となるが、それ以上の角度では気流の流れがドーム壁から管壁に沿う流れにかわるため、空気が燃料の濃い場所に供給されなくなりノズル近傍を除き全体が輝炎となる。
- 3) 霧化空気差圧を大きくしていくと、コーン状火炎、ディスク状火炎のいずれにおいても燃料液滴分布と OH ラジカル発光領域がノズル外周側の旋回気流の流れに近づく。これは、流速が増加し気流の特性時間が短くなる割合よりも、微粒化が向上し燃料液滴の気流への応答時間が短くなる割合の方が大きいので、燃料液滴の気流への追従性が増すためである。
- 4) ディスク状火炎はコーン状火炎よりも高い希薄吹き消え限界を示す。これは、全体として希薄な場合でもディスク状火炎では保炎可能な混合気が存在するためである。

5. 参考文献

- [1] 幸田清一郎, 田久保嘉隆, 日本分光学会測定法シリーズ20 火炎の分光学的計測とその応用 — フレームスペクトロスコピー —, 学会出版センター, 1990
- [2] A. H. Lefebvre, Gas Turbine Combustion, Hemisphere Publishing Corporation, 1983
- [3] Y.T. Cho, S.-J. Na, Application of Abel inversion in real-time calculations for circularly and elliptically symmetric radiation sources, Institute of Physics Publishing, 2005
- [4] 飯田訓正, 木戸口和浩, 久保進, 予混合火炎からのラジカル発光に関する研究(ガソリン, メタノール, メタン火炎の発光スペクトルの特徴と当量比依存性), 日本機械学会論文集(B編)59巻568号, pp.4001-4007, 1993
- [5] 丸永拓哉, 岩本順二郎, 牧田光正, 松浦一哲, 航空エンジン用エアブラスト燃料噴射弁の噴霧特性に対する霧化空気差圧の影響, 第15回微粒化シンポジウム講演論文集, 2006

燃料噴射弁近傍における液膜微粒化過程に関する研究

*井上 智博, 渡辺 紀徳, 姫野 武洋, 鶴沢 聖治 (東大)

Near-Field Atomization Process of Liquid Sheet at Fuel Injector

*Chihiro INOUE, Toshinori WATANABE, Takehiro HIMENO and Seiji UZAWA (Univ. of Tokyo)

ABSTRACT

Aiming at elucidation and prediction of near-field atomization characteristics of liquid sheet at fuel injector, numerical method was developed and applied to atomization phenomena at pressure swirl atomizer. Firstly, the method was verified through quantitative comparisons with corresponding experiment concerning pinch off. Numerical and experimental results showed satisfactorily good agreement. Then theoretical and numerical analyses were performed on atomization of axisymmetric liquid sheet, which was produced by collision of two water jets in opposite direction. The numerical results of the atomization process through Kelvin-Helmholtz type of instability showed qualitative resemblance with theoretical results. Finally, an atomization characteristic at pressure swirl atomizer was numerically analyzed as a preliminary investigation. Three dimensional liquid distributions at the near field of injector were presented, where experimental measurement was distinctly difficult.

Keywords: Atomization, Primary breakup, Liquid Sheet, Fuel Injector, CFD

1. 緒言

環境適合性とサイクル効率の両立が求められる昨今の状況下において、燃焼性能を改善する観点から、ガスタービンにおける液体燃料の微粒化は重要な技術要素の一つに挙げられる。将来的にも、NOx 等の有害排出物に対する規制がますます厳しくなる中で、より優れた燃焼性能を有するガスタービンを開発するためには、燃料の噴霧特性を事前に予測し、最適化することが不可欠になるものと予想される。今日に至るまで幅広く用いられてきた圧力噴射弁において、液体燃料の微粒化過程は、噴射弁近傍の一次分裂と、下流の二次分裂とに大別される。一次分裂過程では、液膜と周囲流体との相互作用によって、液膜が変形して分裂に至る。他方、二次分裂過程では、一次分裂によって形成された液糸や液滴が、微細な液滴へと分裂する。液滴径や燃料の空間分布等の実用上重要な噴霧特性を予測するためには、二次分裂の初期条件となる上流の一次分裂過程を把握しておく必要がある。

液膜の微粒化に関して、実験的計測と理論解析を中心に古くから多くの研究が行われてきた。しかし、噴射弁近傍の噴霧特性の計測は、液体密度の高さゆえ今もって極めて難しい¹⁾。また、非線形性が顕著に現れる微粒化現象に対して、理論解析の適応範囲は、依然として単純な場合に限られている。近年、噴射弁近傍の微粒化過程の数値解析^{2,3)}

が行われ始めたものの、実現象と比較可能な段階には必ずしも到達していない。そのため、一次分裂が顕著に現れる噴射弁近傍の微粒化過程に関する工学的知見の蓄積は、これまでのところ十分であるとは言い難い。

近年、著者らは独自に構築した数値解析法を用いて、基礎的な微粒化過程から実現象との比較を通して検証を行い、その上で一次分裂過程を明らかにすることを試みている^{4,5)}。本論文では、噴射弁近傍における液膜の一次分裂過程を明らかにすることを目的として、数値解析法の高精度化を試みた。続いて、同解法の液膜微粒化への適応可能性を探るべく、衝突噴流によって形成された円板状の自由液膜流を対象として理論解析と数値解析を実施し、両者の比較を行った。最後に、旋回式圧力噴射弁における微粒化過程の数値解析を行い、噴射弁近傍の微粒化特性を把握することを試みた。

2. 数値解法

本研究では、界面の大変形や分裂・合体を伴う微粒化現象への適応を想定して、界面をオイラー的に捕捉する固定格子法を採用した。自由表面を含む流れ場は、均質二相流の Navier-Stokes 方程式(1)-(3)および二流体の識別関数に関する移流方程式(4)により記述される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{u} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \rho(\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = \nabla : \Pi + \rho \bar{g} \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho(\bar{u} \cdot \nabla) e = [\Pi : \nabla] \cdot \bar{u} - \nabla \cdot \bar{q} \quad (3)$$

$$\frac{\partial H_S}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \nabla) H_S = 0 \quad (4)$$

ここで ρ , $\bar{u}$ 及び e は密度, 速度, 内部エネルギーをそれぞれ表す。式(3)の右辺に現れる $\bar{q}$ は熱流束を表す。式(2)と式(3)中の応力テンソル Π は圧力テンソル pl , 粘性応力テンソル T_v , 及び界面張力テンソル T_σ の和であり, 次式で表される。

$$\Pi = -pl + T_v + T_\sigma \quad (5)$$

$$T_v = \lambda(\nabla \cdot \bar{u})I + \mu(\nabla \bar{u} + \nabla \bar{u}^T) \quad (6)$$

$$T_\sigma = \sigma \delta_S (I - \bar{n}_S \bar{n}_S) \quad (7)$$

但し, 式(6)中の μ と λ はそれぞれ第一, 第二粘性係数である。式(7)の σ は界面張力係数であり, δ_S は界面でのみ 1 となる delta 関数, $\bar{n}_S$ は界面上で液相側に向けた単位法線ベクトルである。式(4)の識別関数 H_S は, 系の各点が噴射流体と雰囲気流体のどちらに属するかを表す関数で, 以下のように定義される。

$$H_S = 0.5 \quad (\text{in liquid phase})$$

$$H_S = 0 \quad (\text{on liquid/gas interface})$$

$$H_S = -0.5 \quad (\text{in ambient gas phase})$$

燃焼室内で起きる微粒化過程において, 液体燃料と周囲ガス間の熱交換に伴う気液両相の密度変化が生じるため, 非圧縮を仮定した流体解析法は必ずしも適切でない。また, 微粒化に続く蒸発・燃焼現象まで想定すると, 液体燃料の十分な体積保存性が求められる。そこで本研究では, 自由表面流の数値解法として, CIP-LSM(CIP-based Level Set & Mars)⁶⁾を採用した。CIP-LSMは, 流体解法として CCUP 法の一種である TCUP 法を, 界面追跡法として, 界面形状捕捉に優れる Level Set 法(LSM)と体積保存性に優れる MARS 法を融合した HLSM (Hybrid LSM & MARS)を用いている。これにより, 例えば高温高圧環境下において, 理想気体の仮定が必ずしも満足されない状況にある微粒化現象の解析に対しても適応可能性を有している。尚, 界面張力は CSF モデルにより体積力として扱う。

各格子点における流体の物性値の与え方は, 式(8)で定義される体積率を用いて, 例えば密度に関して式(9)で算出する。

$$\frac{H_v}{J} = \int_{\Omega} H_s dV \quad (8)$$

$$\rho = 0.5(\rho_{liq} + \rho_{gas}) + H_v(\rho_{liq} - \rho_{gas}) \quad (9)$$

ここで, J はヤコビアン, Ω は検査体積を表す。

式(9)に示されるように, 気液界面を横切る物性値の不連続は, 界面厚さ(surface thickness)を導入することなく 1 格子幅以内で捉えている。

3. 数値解法の検証

Longmire, E.K. ら⁷⁾が行った液柱からの単一液滴生成の実験(pinch off)を対象に, 三次元非定常解析を実施し, 構築した数値解法を検証した。作動流体や物性値および噴射条件は文献[4]と同様であるが, ここでは流入速度に正弦的に重畳される変動振幅を平均流入速度の 4% に設定した。Fig.1 に解析対象を, Fig.2 に用いた計算格子を示す。液柱部分と分裂位置近傍に格子を密に配置した。重力加速度方向と同じく下向きを軸方向とした。本解析では, 慣性力, 界面張力, 粘性力, 重力を考慮した。

流入速度が一周変動する間の数値解析結果の液面形状を, Fig.3 に示す。流入速度の変動に伴って液柱が軸対象に変形し, 最終的に界面張力によって分裂に至る(位相 $\phi = 0\text{deg}$)。分裂後の液滴は, 振動しながら落下する。次に, 実験結果と数値解析結果の液柱および液滴の断面形状を比較した(Fig.4)。上段の実験結果において, 分裂後の液柱先端部が界面張力によって上方に引き上げられるのと同時に, 分裂点の上流側に存在する太い液柱

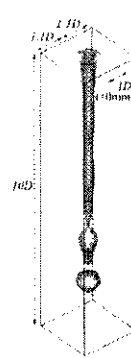


Fig.1 Analysis Model

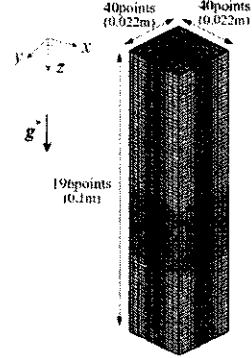


Fig.2 Grid System

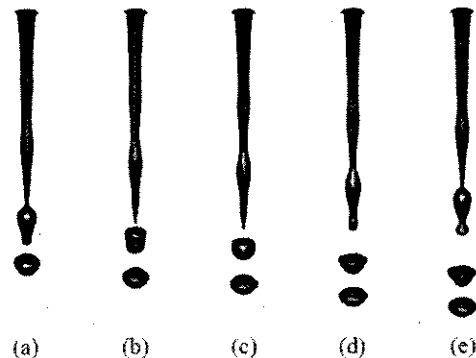


Fig.3 Liquid Configurations in One-cycle of Pinch off ((a)0deg,(b)80deg,(c)160deg,(d)240deg,(e)320deg)

部分が下方へと至り、両者が $\phi=240\text{--}320\text{deg}$ において合体することで、“だるま型”の液柱が形成される。また、液滴は上面の振動を伴いながら落下する。中段の界面厚さを排除した数値解析結果は、これら特徴的な液面形状を定性的な観点から再現しており、pinch offの動的な挙動を精度よく模擬していると評価される。一方、下段に見られるように、界面厚さを導入して同条件下で実施した解析(物理量を界面から数セルにわたって平滑化する方法)⁴⁾では“だるま型”の液柱形状は再現されていない。液面形状をより正確に再現できることから、界面厚さを排除した解析法(中段)の優位性が認められる。続いて、液柱および液滴の中心軸における軸方向速度分布を比較した(Fig.5)。界面厚さを排除した解析結果は、実験結果の速度分布の傾向の

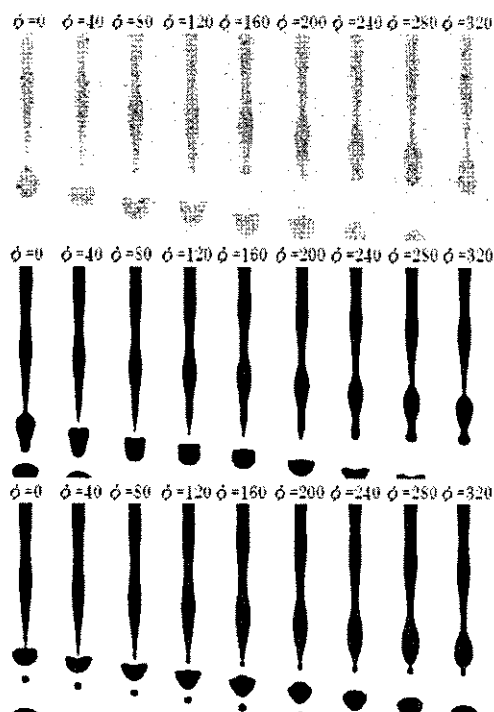


Fig.4 Phase-locked Flow Images of Cross Sections (upper; experiment⁷⁾, middle; present CFD(w/o surface thickness), lower; present CFD(with surface thickness))

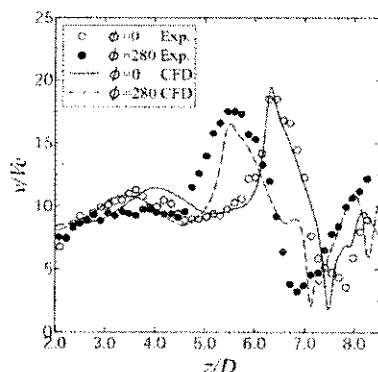


Fig.5 Axial Velocity Profiles along Central Axis

みならず、最大・最小速度およびその軸方向位置をよく再現している。以上の実験結果との比較を通して、慣性力、界面張力、粘性力、重力が関連し、かつ分裂を伴う流れを精度よく模擬できる可能性を有する数値解法が構築されたと評価できる。

4. 円盤状自由液膜流の微粒化過程

液膜微粒化過程に対する数値解法の適応可能性を探るべく、円盤状自由液膜流を対象とした理論解析と数値解析を実施し、両者の結果を比較した。本研究では、対向ノズルから噴射した水を互いに衝突させることで、観察が容易な軸対象二次元液膜を形成した。ジェットの数が約1000を超えると、Fig.6に認められるように液膜が周囲の静止空気との速度差に起因した不安定性(Kelvin-Helmholtz instability)によって波立ち、分裂に至ることが知られている。

4.1 円盤状自由液膜挙動の線形安定性解析

解析対象を Fig.7 に示す。可視化実験の結果(Fig.6)と同様に二液が衝突して円盤状の液膜が形成される。本解析では、K-H不安定性に伴って振動する液膜の振幅を導出する。ノズル径を D 、水噴流の速度を V 、液膜厚さを $2h$ 、中心軸からの距離を r とする。また、二液の衝突点において片振幅 a_0 の正弦的な擾乱が誘起されると仮定する。振動モードは、液膜上下面が逆位相モード(dilational wave)より増幅率が高い、同位相モード(sinuous wave)を想定し、流れはポテンシャル流を仮定した。

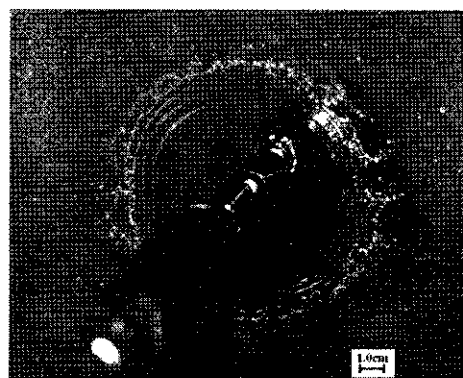


Fig.6 Atomization of Axisymmetric Liquid Sheet⁵⁾

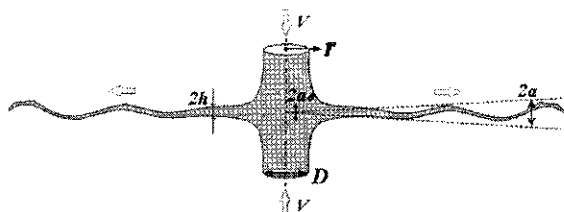


Fig.7 Theoretical Analysis Model of Axisymmetric Liquid Sheet

ノズルから噴射された二つのジェットの流量と、半径 r の位置における液膜断面を流れる流量は等しく、かつ液膜の半径方向速度はジェットの噴射速度と等しいことから、流量保存に関して次式が成り立つ。

$$\frac{\pi}{4} D^2 \times V \times 2 = 2\pi r \times 2h \times V \quad (10)$$

これより液膜厚さが次式(11)で与えられる。

$$h = \frac{D^2}{8r} \quad (11)$$

Sinusoidal wave の位相速度は⁸⁾,

$$\frac{c}{V} = \frac{1 \pm \left[\rho_r \coth(kh) \left(-1 + \left(\sigma k / V^2 \rho_s \right) (1 + \rho_r \coth(kh)) \right) \right]^{\frac{1}{2}}}{1 + \rho_r \coth(kh)} \quad (12)$$

から求められる。以下、半径方向距離 r 、位相速度 c 、波数 k について式(13)の無次元化を施す。

$$\hat{r} \equiv r/D, \quad \hat{c} \equiv c/V, \quad \hat{k} \equiv kD \quad (13)$$

次に、位相速度を実部と虚部に分解する。

$$\hat{c} = \hat{c}_r \pm i\hat{c}_i \quad (14)$$

式(12)において長い波、即ち $kh \ll 1$ の仮定のもと、式(14)と比較すると、位相速度の実部と虚部がそれぞれ式(15)(16)で与えられる。

$$\hat{c}_r = \frac{1}{1 + 8\rho_r \hat{r} / \hat{k}} \quad (15)$$

$$\hat{c}_i = \frac{(8\rho_r \hat{r} / \hat{k})^{\frac{1}{2}}}{1 + 8\rho_r \hat{r} / \hat{k}} \left[1 - \frac{8\hat{r}}{We} \left(1 + \frac{\hat{k}}{8\rho_r \hat{r}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

式(15)で表された位相速度は波数に依存するから、群速度 $\hat{c}_g$ が次式(17)で与えられる。

$$\hat{c}_g = \frac{\partial(\hat{c}_r \cdot \hat{k})}{\partial \hat{k}} = \frac{1 + 16\rho_r \hat{r} / \hat{k}}{(1 + 8\rho_r \hat{r} / \hat{k})^2} \quad (17)$$

無次元角振動数 $\hat{\omega}_0$ は式(18) で与えられるので、式(15)を用いて、波数が式(19)から算出される。

$$\hat{\omega}_0 = \hat{k} \cdot \hat{c}_r \quad (18)$$

$$\hat{k} = \frac{\hat{\omega}_0}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{32\rho_r \hat{r}}{\hat{\omega}_0} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

また、液膜振動の振幅増幅率は次式で与えられる。

$$G(\hat{r}) = \int_{\hat{r}_1}^{\hat{r}_2} \hat{k} \cdot \hat{c}_i d\hat{r} = \int_{\hat{r}_1}^{\hat{r}_2} \frac{\hat{c}_i}{\hat{c}_g} d\hat{r} \quad (20)$$

いま、液膜の振動振幅 a は、増幅波振幅 a_1 と減衰波振幅 a_2 の和であると仮定すると、式(21)が導かれる。さらに、衝突点における振動振幅 a_0 は、 a_1 と a_2 の和と一致するとすれば式(22)が成立する。

$$\frac{a}{a_0} = \frac{a_1}{a_0} \exp(G(\hat{r})) + \frac{a_2}{a_0} \exp(-G(\hat{r})) \quad (21)$$

$$a_1 + a_2 = a_0 \quad (22)$$

後述の数値解析結果との比較では、

$$a_1 / a_0 = 7 \quad (23)$$

と設定した。

4.2 液膜微粒化過程の数値解析

数値解析対象を Fig.8 に示す。理論解析モデルと同様に、円形ノズルを正対して配置した。二液の衝突によって形成される円盤状の液膜流において、中心角 20 度の領域を解析した。作動流体は水である。用いた計算格子を Fig.9 に示す。扇型の計算領域の頂点に位置するノズル中心軸を z 軸とし、半径方向を r とした。格子 20 点でノズル半径を解像した。上下面の境界条件は、ノズル部分で流入速度を固定し、他は滑り壁とした。半径方向の外周部は自由流出とし、周方向の境界は滑り壁とした。慣性力、界面張力、粘性力を考慮しているが、重力の影響は無視した。乱流モデルは導入していない。水噴流の衝突点における擾乱振幅を明確にするために、一方のノズルの流入速度に正弦的な変動を付加した。前述の線形理論解析をもとに、速度変動の条件を決定した。最も成長率が大きい波、即ち式(12)の虚部の最大値を与える波長 λ_m は、平均流入速度を V として、次式で与えられる⁹⁾。

$$\lambda_m \approx \frac{4\pi\sigma}{\rho_{gas} V^2} \quad (24)$$

よって、擾乱の最大成長率を与える周波数 f_m は、式(25)から算出できる。

$$f_m \div V / \lambda_m = \rho_{gas} V^3 / 4\pi\sigma \quad (25)$$

平均流入速度を 20m/s とすると、 $\rho_{gas} = 1.18 \text{ kg/m}^3$ のとき、 $f_m = 10 \text{ kHz}$ となる。同周波数で、平均流入

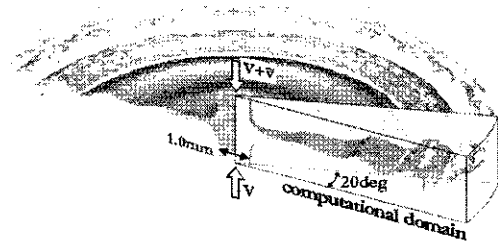


Fig.8 Analysis model of axisymmetric liquid sheet

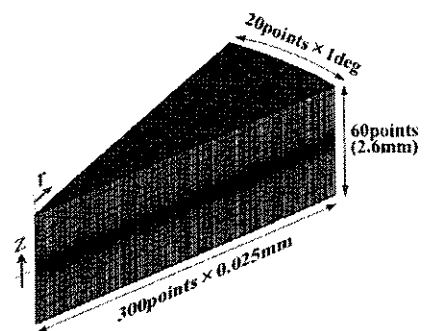


Fig.9 Computational grid system.

速度に、振幅 $\alpha=5\%$ の正弦的な変動を一方の噴流に重畳した。このとき、噴射流体のウェーバー数は $We=5500$ である。

速度変動が5周期経過した時刻 $t=5T$ における液膜形状を Fig.10 に、周方向に平均した液膜上下および中心振幅の半径方向分布を Fig.11 に示す。但し Fig.11 では、分裂前の液膜形状のみを表しており、振幅は式(26)で与えられる初期振幅 a_0 で無次元化している。

$$a_0 = \frac{1}{2} \int_0^{T/2} |V_{up} - V_{low}| dt = \frac{V\alpha}{2\pi f} \quad (26)$$

Fig.10 において、液膜は外周部で分裂し、液糸や液滴となって飛散している。Fig.11 において、液膜中心の振幅が、半径方向に増幅すると同時に、液膜の厚さが薄くなり、分裂に至ることが確認できる。Fig.11 の液膜形状を時々刻々並べると、液膜振動の包絡線が得られる。 $z=0$ における液膜中心の包絡線について、数値解析結果と理論解析結果の式(21)を比較する。Fig.12 において、 $r/R < 3$ の領域では両者はよく一致するが、それ以降、振動振幅が大きくなると両者は一致しない。Bremond, N.

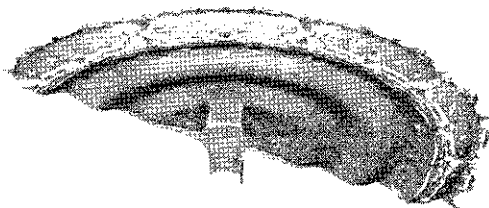


Fig. 10 Shape of Liquid Sheet at $t=5T$

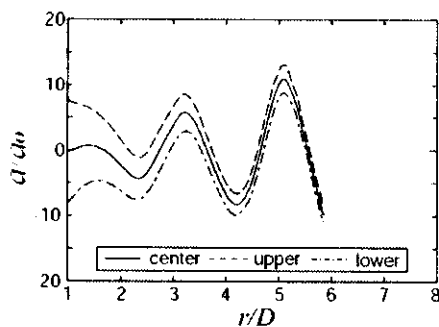


Fig.11 Deflection of the Sheet at $t=5T$

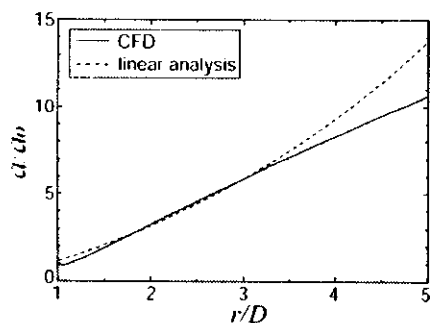


Fig.12 Envelope of Undulated Liquid Sheet

ら⁸⁾は、水噴流を振動板に衝突させて液膜を形成した実験で、液膜の包絡線の計測結果と前述と同様の理論解析結果を比較した結果、振動振幅が小さい範囲では良い一致をみるが、振幅が大きくなると、Fig.12 と同様に、理論解析結果が振幅を過大評価することを報告している。従って、線形安定性解析は、振幅が比較的小さい範囲内では実現象を捉えており、本解析結果も液膜の挙動を一定程度再現していると評価できる。

5. 圧力噴射弁における液膜の微粒化過程

旋回式圧力噴射弁における液膜の微粒化過程について、Santoraya, J.L.⁹⁾の実験を対象に予備的な数値解析を試みた。Santoraya, J.L.らは、噴射弁近傍の微粒化に注目して実験的計測を行ったものの、液膜分裂点近傍における液体流量の約35%~68%が計測できなかったことを報告しており、また分裂点より上流の情報は得られていない。本解析では、噴射弁から分裂点付近までの噴射弁近傍の微粒化過程に注目した。

用いた計算格子を Fig.13 に示す。計算領域は、噴射弁出口から0.5mmまでとした。流体の物性値および計算条件を Table1, 2 に示す。作動液体のオイルを、実験⁹⁾と等しく噴霧角が80度になるように旋回を加えて噴射した。尚、乱流モデルは考慮していない。

時系列の液面形状を Fig.14 に示す。噴射後の液膜は、時間とともに中空円錐状の連続液膜形状を

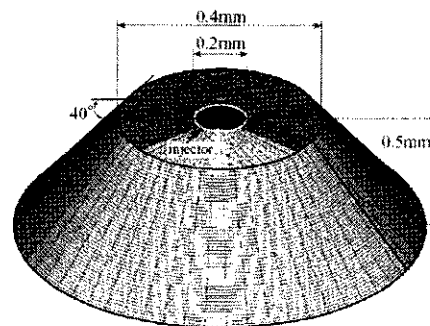


Fig.13 Computational Grid Systems

Table1 Liquid Properties(oil at 368K)

density	847	kg/m ³
viscosity	0.0166	Pa·sec
surface tension	0.032	N/m

Table2 Injection Conditions

injection pressure	20	atm
volume flow rate	0.854	10 ⁻⁶ m ³ /sec
nozzle diameter	0.2	mm
injection velocity	27	m/sec

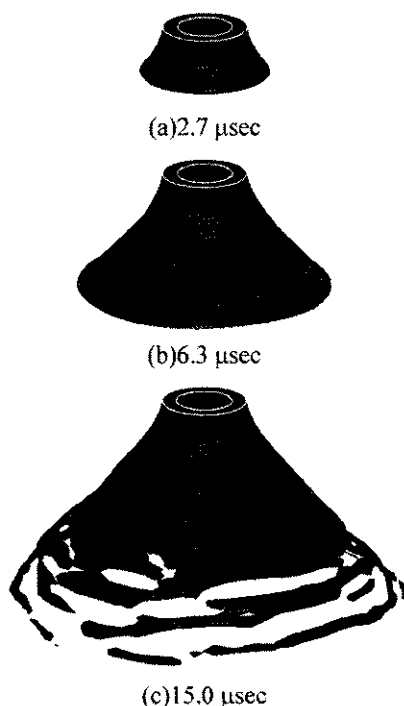


Fig.14 Time Variant Configurations of Liquid Sheet

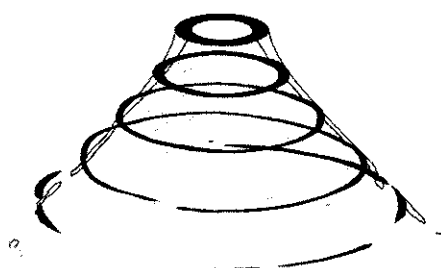


Fig.15 Spatial Distributions at Each Cross Section
(at $t=15.0 \mu\text{sec}$)

保持したまま空間的に広がる。その後、十分に広がると、液膜の端部から分裂を開始し、液糸や液滴が形成される。噴射後 $15.0 \mu\text{sec}$ における軸方向断面内の液体の空間分布を Fig.15 に示す。液膜の厚さが軸方向に薄くなりながら、半径方向外向きに広がり、膜が破断する様子が認められる。実験結果との比較・検証は今後の課題である。

6. 結言

燃料噴射弁近傍の液膜微粒化過程を明らかにすることを目標として、数値解法を構築し、基礎的な微粒化過程を対象とした数値解法の検証と、液膜微粒化過程の理論解析および数値解析を実施した。得られた結論を以下に示す。

1. 基礎的な微粒化過程である pinch off を題材に、数値解法の検証を行った。数値解析結果と過去

に得られた実験結果を速度場まで含めて比較した。物性値の不連続を 1 格子幅以内で補足できる CIP-LSM 法は慣性力、界面張力、粘性力、重力を適切に評価でき、界面張力が介在する液体分裂現象を模擬できる可能性を有することが確認された。

2. 二液の衝突によって形成された円盤状自由液膜流の微粒化過程に関して、理論解析と数値解析を実施した。液膜の振動振幅を理論的に導出し、対応する数値解析結果と比較した結果、振幅が比較的小さい領域では両者の一致を確認した。液膜の微粒化過程に対する数値解法の適応可能性は、一定程度示されたと評価される。
3. 旋回式圧力噴射弁における液膜の微粒化過程について、数値解析によって予備的に検討した。実験的計測が困難な噴射弁近傍の領域において、連続液膜から分裂点付近までの液体分布を示した。但し、定量的な検証は課題として残されている。

今後は、噴射器内部流動を含め、より実機に近い環境下での微粒化過程の解析や、蒸發現象、メゾ・ミクロスケールのモデリングなどへの展開を想定している。

参考文献

- 1) Santolaya, J. L., Aisa, L. A., Calvo, E., García, I., and Cerecedo, L. M., :Experimental Study of Near-Field Flow Structure in Hollow Cone Pressure Swirl Sprays, J. of Propulsion and Power, Vol. 23, No. 2(2007) pp. 382-389.
- 2) Menard, T., Tanguy, S., Berlemont, A.: Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet, Int. J. of Multiphase Flow, Vol.33 (2007) pp.510-524.
- 3) Ishii, E., Ishikawa, T., Tanabe, Y.: Hybrid Particle/Grid Method for Predicting Motion of Micro- and Macrofree Surfaces, J. of Fluids Engineering, Vol.128 (2006) pp.921-930.
- 4) 井上智博, 渡辺紀徳, 姫野武洋: 加振液体噴流における分裂過程と内部構造の数値解析, 機論 B, Vol.73, No.736 (2007) pp.2397-2402.
- 5) 井上智博, 渡辺紀徳, 姫野武洋, 鶴沢聖治: 液膜の一次分裂過程に関する研究, 第 35 回ガスタービン定期講演会講演論文集(2007), pp.33-38.
- 6) Himeno, T., Watanabe, T., and Konno, A., :Numerical Analysis for Propellant Management in Rocket Tanks, J. of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 1(2005) pp.76-86.
- 7) Longmire, E. K., Norman, T. L., and Gefroh, D. L., : Dynamics of Pinch-Off in Liquid/Liquid Jets with Surface Tension, Int. J. of Multiphase Flow, Vol. 27 (2001) pp.1735-1752.
- 8) Bremond, N., Clanet, C., and Villermaux, E., : Atomization of Undulating Liquid Sheets, J. of Fluid Mechanics, Vol.585(2007) pp.421-456.
- 9) Squire, H. B., :Investigation of the Instability of a Moving Liquid Film, British Journal of Applied Physics, Vol.4(1953) pp.167-169.

小型ガスタービン用圧力噴射弁による液体燃料の微粒化

* 壹岐 典彦 (産総研)

The atomization of the liquid fuel by the pressure injector for small gas turbine

*Norihiro IKI(AIST)

ABSTRACT

The atomization of liquid fuel with the pressure injector is investigated. It is designed for mini jet engine Sophia precision J850 that is the baseline engine of the micro CGT of AIST. The original fuel and kerosene are injected. The original fuel is the mixture of 70% kerosene and 30% gasoline (Sophia jet fuel). At the low injection pressure P_i condition, fuel is not atomized well and two lines of fuel droplets are observed. At $P_i = 0.05\text{MPa}$, two lines of droplets of the original fuel become finer sprays. The fuel spray similar to solid cone spray is observed at the condition of high P_i . Mixing 30% gasoline accelerates atomization phenomena.

Key words: Pressure atomization, Kerosene, Small jet engine, Laser measurement, Liquid atomization

1. はじめに

分散型エネルギーシステムでは、エネルギー源の多様化を想定したマイクログリッドなどの実証研究も進められている。かかる状況において、ガスタービンは多様な燃料に対応できる点、高温の排気ガスが得られる点に優位性がある。ガスタービンは構造がシンプルであり、出力に比べて軽量である特徴があり、航空機の推進エンジンとしては他の熱機関に比べて適しているが、マイクロガスタービンなどの小型のガスタービンはディーゼルエンジンやガスエンジンに比べて熱効率が低いため、発電用としての普及が進んでおらず、車両用としても研究開発は進められているものの⁽¹⁾⁽²⁾、用いられている例は少ない。この問題点を改善する上で、高温部品へのセラミック材料の採用が期待されているものの、その信頼性の実証は未だ不十分なままである。

産業技術総合研究所ではマイクロCGTとして、セラミック部品と金属部品を用いたハイブリッド構造の小型ガスタービンの研究開発を行っている。セラミック部品の使用量をできる限り抑えて、小型部品とすることにより、①欠陥が入る確率が低くなる、②製造コストが安くなる、③試作が容易になる、というメリットがあり、研究開発に適している。この発想の下にミニターボジェットエンジンをベースエンジンとして、マイクロセラミックガスタービン⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾の研究開発に取り組んでいるが、その燃焼器の性能は不十分であり、その燃焼状態を観察するためにセクター試験燃焼装置を試作したり、燃料噴霧形成を観察したりしている

⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本報では燃料を混合燃料（灯油 7、ホワイトガソリン 3 の体積割合）から灯油に変更した場合について、圧力噴射弁による燃料微粒化状態を調べたので、報告する。

2. 主な記号

L_x : 噴孔出口からの噴孔軸方向距離 mm
 P_i : 噴射圧力 MPa
 SMD : ザウタ平均粒径 μm

3. 実験装置と方法

既報に示したように供試噴射弁はソフィアプレシジョン製 J-850 ミニジェットエンジンのベアリングハウジングと一体型であり、図 1 のように周上に内径 D_n が約 0.2mm の噴孔が 10 個設けられている。内部の構造は図 2 のようになっており、2 本のスパイラル状の溝で液体燃料に旋回力を付与して、噴射される仕組みになっている。個々の噴孔の微粒化状態を調べるために、図 3 に示すようなアルミニウム製のノズルカバーを製作し、ゴム板を間に挟んで噴射弁全体を覆い、単孔から噴射される噴霧の微粒化状態を観察できるようにした。実験には、灯油とホワイトガソリンが 7:3 の体積割合で混合されたオリジナル燃料 (Sophia Turbo Jet Fuel) と、灯油 100% を使用した。噴射圧力 P_i は 0.01~0.25MPa とし、大気圧条件下で鉛直下方向に噴射し、噴霧状態を観察した。J-850 のフルスロットル時の噴射圧力は 0.20MPa である。微粒化状態は、レフレクターフラッドランプを用いた噴霧の散乱光および YAG レーザ (ニューウェーブ

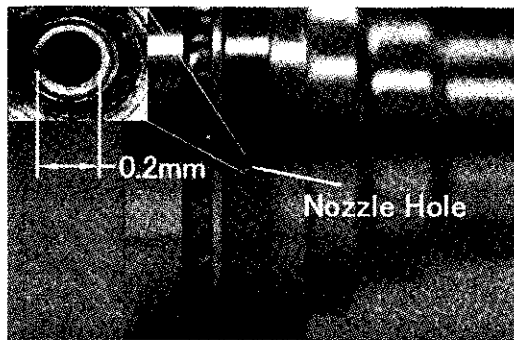


Fig.1 Fuel Injector⁽⁸⁾

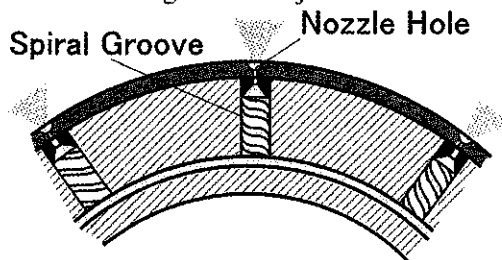


Fig.2 Internal Structure of Fuel Injector⁽⁸⁾

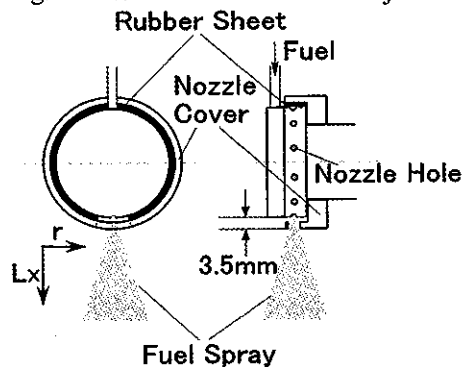


Fig.3 Experimental Setup of Fuel Injector⁽⁸⁾

Solo120)の厚さ 1mm、波長 532nm のシート光による瞬間の断層像の両方により観察を行った。画像はデジタルカメラ (Nikon D1X, 3008×1960 ピクセル) にて撮影した。噴霧液滴径はレーザ粒度分布測定装置(東日コンピュータアプリケーションズ LDSA1500A)を用いて、レーザ回折法により測定を行い、ヒストグラム・モードを用いた。噴孔からの距離 Lx は 10mm~150mm で測定を行った。

4. 実験結果と考察

供試噴射弁を燃焼器に取り付けた場合には $Lx=18mm$ で噴霧が燃焼器外筒に衝突することになるので、噴射弁出口付近を中心に観察した。噴霧の広がりが見やすいように画像を図4, 5には白黒を反転させて表示した。また、図6, 7に断層画像を示した。なお、噴射弁のカバーに燃料滴が付着している場合があるので、注意いただきたい。ジェットエンジンの起動条件に相当する噴射圧 Pi が 0.02MPa と低い場合にはオリジナル燃料は筋状に観察され、さほど微粒化しておらず、燃料噴霧の蒸発に時間がかかることが想定される。ただし、

断層の瞬間像から液滴列には分裂していることは明らかである。灯油の場合にも筋状に噴出しているが、液滴列には分裂している。 Pi が 0.05MPa と上昇すると燃料は二つの筋となって噴出し、液滴列だけでなく噴霧になって広がり、下流ではソリッドコーンに近い形状になっていることがわかる。灯油の場合には、二つの筋となって噴出しているが、瞬間断層写真から見ると液滴列には分裂しているものの、細かな噴霧液滴の形成はほとんど見られない。 Pi が 0.10MPa となると、オリジナル燃料の場合、燃料の筋はほとんど観察されなくなり、ソリッドコーン状の噴霧が形成される。細かな噴霧液滴が $Lx=5mm$ 付近でも観察される。灯油の場合には二つの筋が残っており、粗滴が多く細かな噴霧はわずかであり、ソリッドコーン状の噴霧は形成されない。 Pi が 0.15MPa と高くなるとオリジナル燃料の場合、ノズルカバーから出るときには噴霧となって更に広がる。一方、灯油の場合には、ソリッドコーン状の噴霧が形成されるものの、二本の液柱状のものが内部に観察される。 Pi が 0.2MPa 以上ではオリジナル燃料の場合には噴霧が更に広がるが、灯油の場合には液柱状の部分が残る、オリジナル燃料よりも粗滴が多く観察され、噴霧の広がりも狭い。以上の観察結果から、低い Pi でも 30%のガソリンの混合によって微粒化が促進されて噴霧形成が行われること、高い Pi の場合には、噴射直後から噴霧が広がることがわかる。灯油の場合には高い Pi でも液柱状の部分が噴霧内に残り、粗滴が観察されることがわかった。

図8, 9は噴霧粒径分布の変化を示す。オリジナル燃料の場合、 Pi の上昇とともに噴霧の体積分布のピークは粒径が小さい側に移動し、 Pi 0.1MPa 以上では、 $Lx=20mm$ のところよりも下流で分布の山の幅が狭くなる傾向がある。すなわち、大きな液滴も小さな液滴も少なくなる傾向がある。一方、灯油の場合には Pi 0.1MPa 以上では体積分布のピークは必ずしも粒径が小さい側に移動するわけではないが、 $Lx=20mm$ のところよりも下流で分布の山の幅が狭くなる傾向は認められる。

ザウタ平均粒径 SMD は図10, 11のようにオリジナル燃料の方が灯油よりも小さい傾向があるが、 $Pi=0.10$ および 0.15MPa の場合は逆に灯油の方が小さくなっている。これは前述の観察結果を考慮すると、灯油の場合には微粒化前の液柱が含まれており、これが計測されない影響ではないかと考えている。図12のように周辺下流になると SMD の大きな場所があり、ホローコーン状に粗滴の多い領域があることが窺われる。

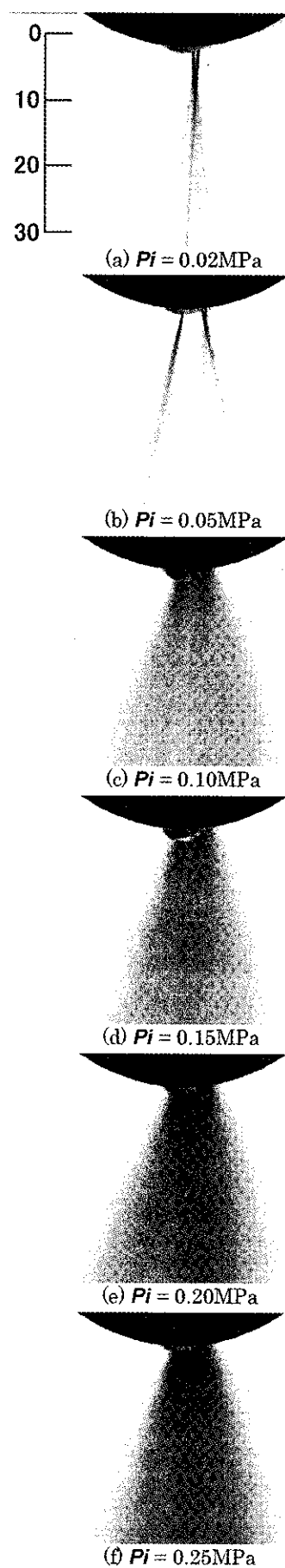


Fig.4 Reverse Image of Spray of Original Fuel

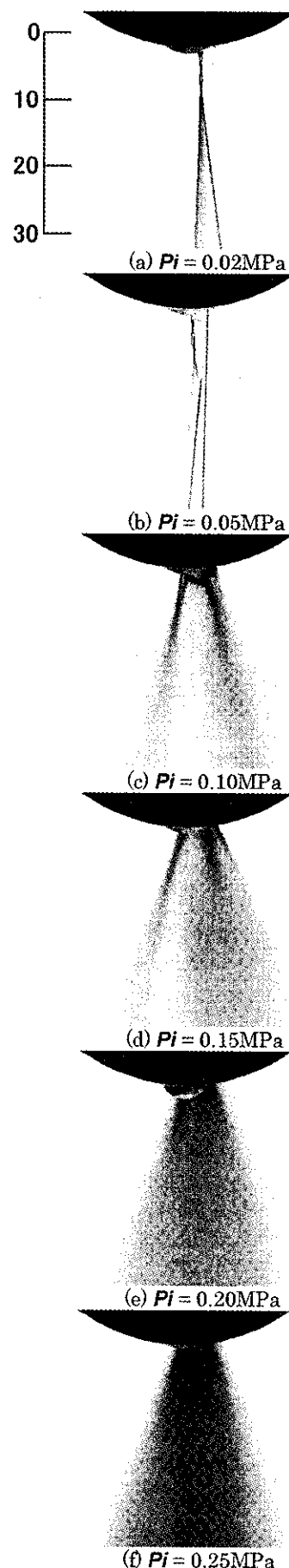


Fig.5 Reverse Image of Spray of Kerosene

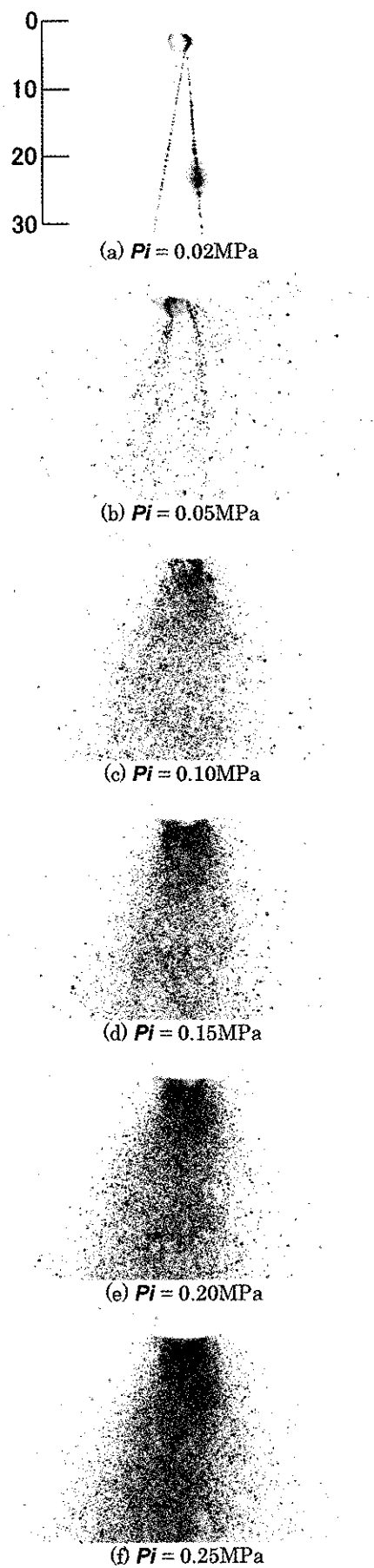


Fig.6 Reverse Image of Laser Tomogram of Spray of Original Fuel

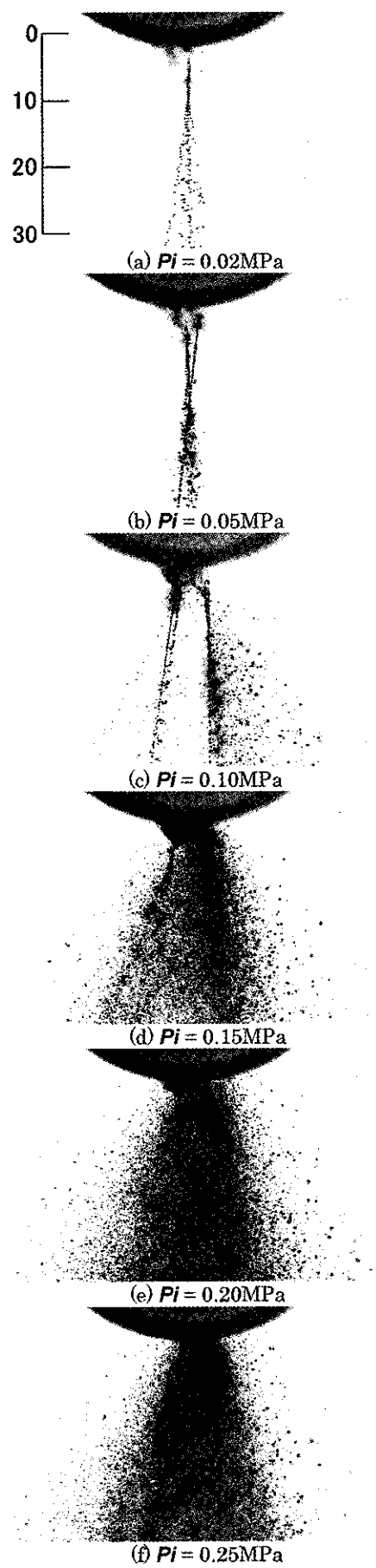
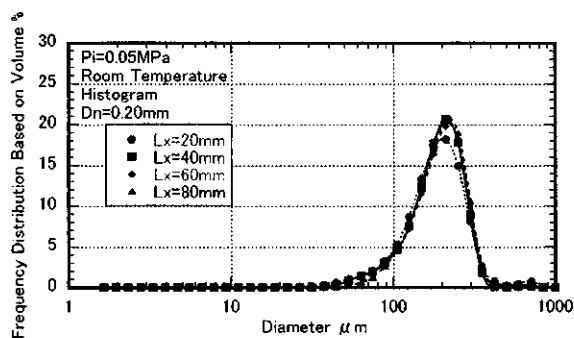
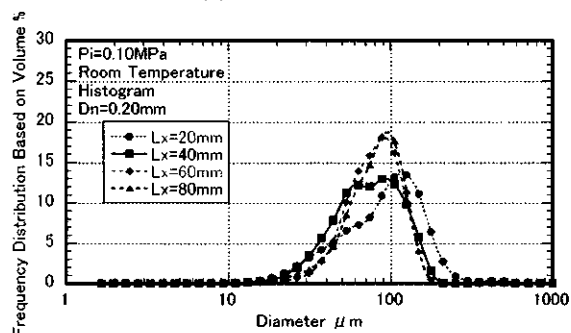


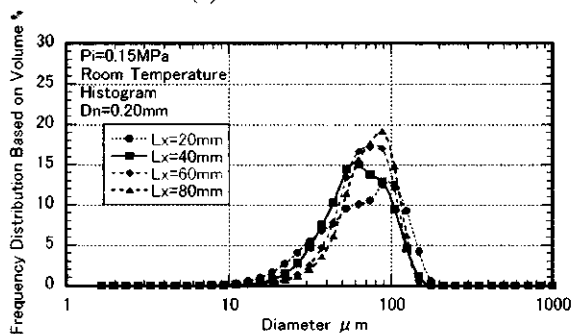
Fig.7 Reverse Image of Laser Tomogram of Spray of Kerosene



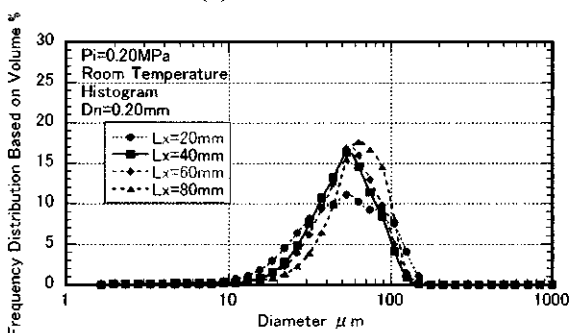
(b) $Pi=0.05\text{MPa}$



(c) $Pi=0.10\text{MPa}$



(d) $Pi=0.15\text{MPa}$



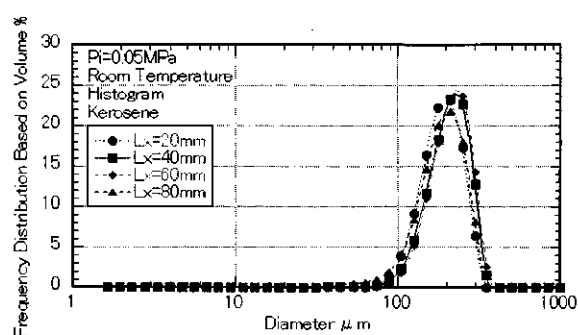
(e) $Pi=0.20\text{MPa}$

Fig.8 Particle Size Distribution of Spray of Original Fuel

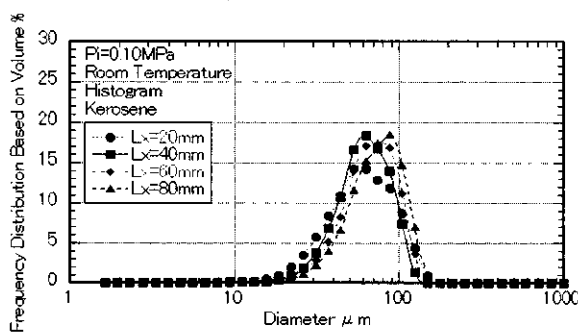
以上の結果から灯油を用いた場合には起動時の微粒化状態が悪く、予混合気の形成は困難であり、燃料や燃焼器の予熱などにより点火が可能となる状況が裏付けられた。

5. まとめ

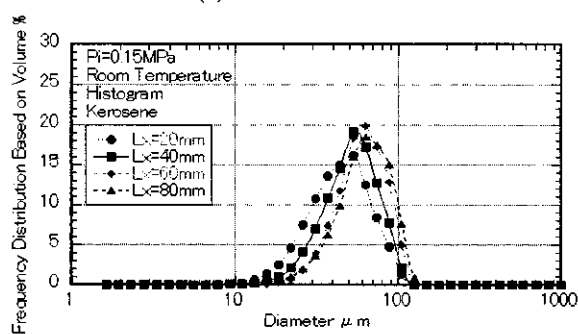
混合燃料（灯油 7、ガソリン 3）から灯油に変更した場合について圧力噴射弁による燃料微粒化状態の相違を調べた。低い噴射圧 Pi の条件では、混合燃料に比べて、



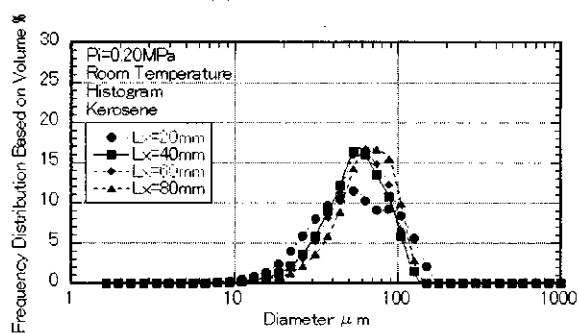
(b) $Pi=0.05\text{MPa}$



(c) $Pi=0.10\text{MPa}$



(d) $Pi=0.15\text{MPa}$



(e) $Pi=0.20\text{MPa}$

Fig.9 Particle Size Distribution of Spray of Kerosene

灯油は微粒化がほとんど行われなことが明確になった。30%のガソリンの混合によって微粒化が促進されて噴霧形成が行われること、高い Pi の場合には、噴射直後から噴霧が広がることがわかった。

謝 辞

本報をまとめるに当たり、林修一氏、清水大輔氏、江原拓未氏に装置の製作、試験にご協力を頂いた。ここに記して感謝の意を表す。

参考文献

- 1) 例えば, Barnitt, R.: Case Study: Ebus Hybrid Electric Buses and Trolleys, NREL Technical Report, NREL/TP-540-38749 (2006)
- 2) 田中秀樹, 速水悟, 多村哲嗣: 4kW 級マイクロガスタービンの応用研究 —小型車両開発—, 第35回ガスタービン定期講演会論文集 (2007) pp.1-4.
- 3) 壹岐典彦, 李允煥, 吉田博夫, 袖岡賢, 井上貴博, 松沼孝幸, 鈴木雅人, 江原拓未: マイクロセラミックガスタービンの試験運転, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 3, No. 36 (2008) pp.81-86.
- 4) Iki, N., Inoue, T., Matsunuma, T., Yoshida, H., Sodeoka, S., Suzuki: Gas Turbine with Ceramic and Metal Components, ASME Paper GT-2007-27630 (2007)
- 5) 壹岐典彦, 松沼孝幸, 吉田博夫, 袖岡賢, 井上貴博, 鈴木雅人: セラミック部材を組み込んだ小型ガスタービンの試験と今後の課題, 第35回ガスタービン定期講演会論文集 (2007) pp.5-10.
- 6) Iki, N., Gruber, A., Yoshida, H.: A numerical and an experimental study for optimization of a small annular combustor, Journal of Power and Energy Systems, Vol.2, No.3 (2008), pp.921-933
- 7) 清水大輔, 壹岐典彦, 江原拓未: 小型ジェットエンジン用圧力噴射弁による液体燃料の微粒化状態, 第32回ガスタービン定期講演会論文集 (2004) pp.113-118.
- 8) Iki, N., Shimizu, D., Ebara, T., Hayashi, S.: The liquid

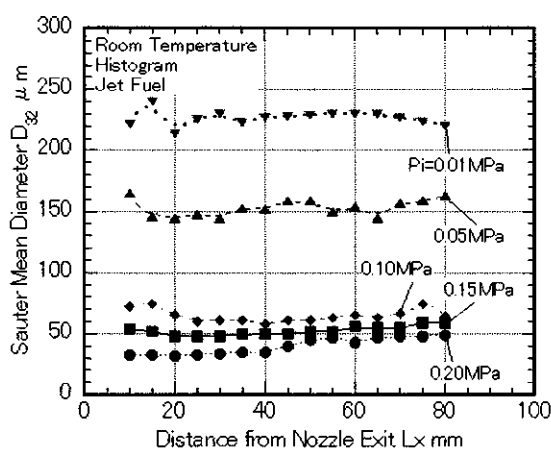


Fig.10 Sauter Mean Diameter of Spray of Original Fuel⁽⁸⁾

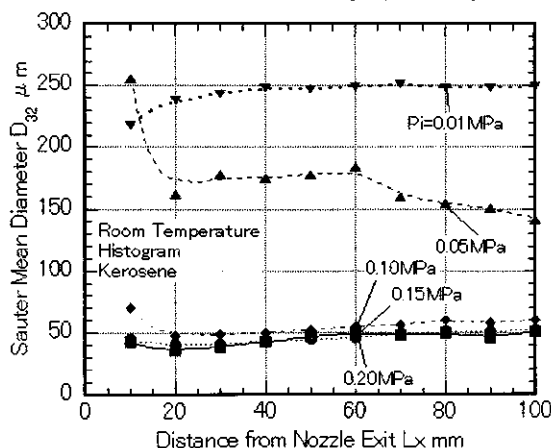
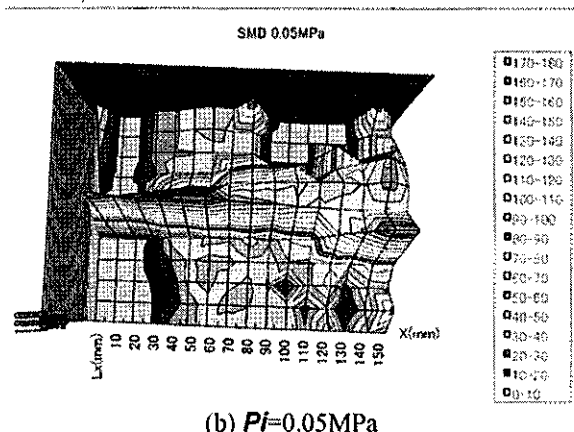
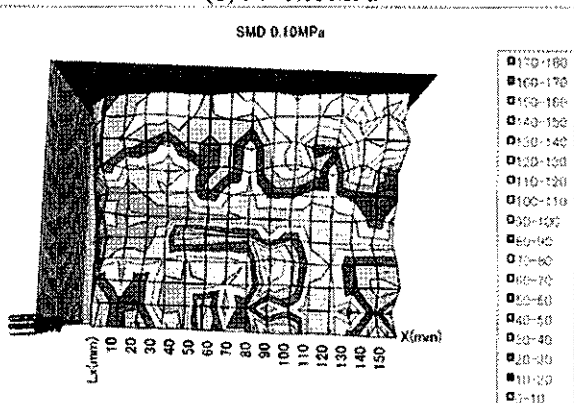


Fig.11 Sauter Mean Diameter of Spray of Kerosene

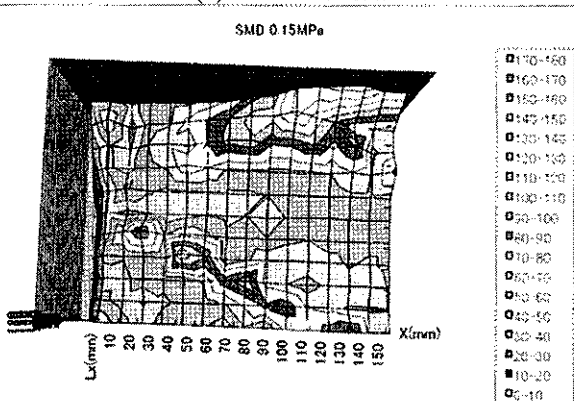
atomization of the pressure atomizer for the mini jet engine, Proc. International Gas Turbine Congress 2007, TS-127 (2007)



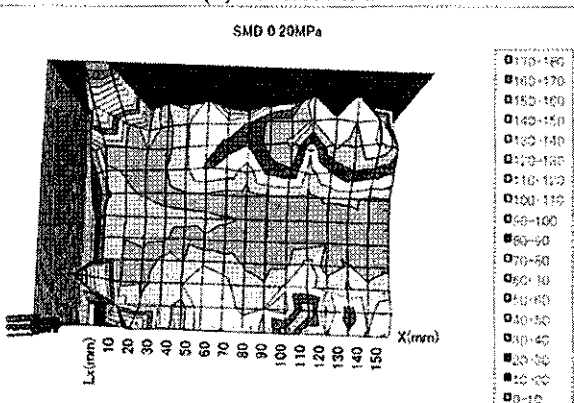
(b) $P_i=0.05\text{MPa}$



(c) $P_i=0.10\text{MPa}$



(d) $P_i=0.15\text{MPa}$



(e) $P_i=0.20\text{MPa}$

Fig.12 Sauter Mean Diameter of Spray of Kerosene

バイオマスガス化ガス用低カロリー燃焼器の開発

* 柏原 宏行, 飴 雅英, 小山 優 (川崎重工)
山田 健一, 松田 吉洋, 清水 正也 (カワサキプラントシステムズ)

Development of the Low-calorie fuel combustor for woody biomass gasification gas.

*Hiroyuki KASHIHARA, Masahide KAZARI, Suguru OYAMA(KHI)
Kenichi YAMADA, Yoshihiro MATSUDA, Masaya SHIMIZU(Kawasaki Plant Systems)

ABSTRACT

For the anti-global warming measure, it is important to use biomass energy. But it is not easy to transport large amount of woody biomass. Therefore the distributed generation system which consisted of a Pressurization Fluidized Bed and a small gas turbine was devised to use biomass. In this system, the very low calorific value gas from the Fluidized Bed Gasifier is used in gas turbine at steady-state operation. In addition, the kerosene is used at the time of system start. Therefore, we developed the gas turbine combustor of the dual fuel type for this system newly. We succeeded in the start of the gas turbine and the Fluidized Bed Gasifier with kerosene. After that, we used biomass gasification gas as fuel in this combustor and succeeded in generation of 150kW. This paper presents the development of gas turbine combustor for biomass gasification power generation system.

Key words: Biomass, Fluidized bed, Combustor, Gasification

1. はじめに

地球温暖化対策の一つの方策として、バイオマスエネルギーの積極的な利用が求められている。しかし、特に日本において木質系バイオマスは山間部に広く薄く堆積しており、大規模発電に利用するためには、広い範囲からの収集が必要になる。だが、木質系バイオマスは嵩が高く長距離の輸送に適さないため、有効に利用されていないのが現状である。そこで本研究では、収集の範囲を広げなくてもいい小規模分散型発電システムをねらいとし、加圧流動層による木質系バイオマスのガス化と低カロリー燃焼器を持った小型ガスタービンの組み合わせにより、ボイラー・スチームタービンを用いた同規模の発電システムより高効率を目指したものである。

本稿では、発電システムの概要を説明し、本システムのために開発された、灯油/低カロリーガス化ガスのデュアル燃料システムをもつガスタービン燃焼器とその実証試験について主に述べる。

2. バイオマスガス化発電システムの概要

2.1 起動、昇温時

Fig.1 に、現在実証試験中のバイオマスガス化発電システムのフロー図を示す。本システムでは、起動時、ガスタービンとガス化炉である加圧流動層をつなぐ行きと帰りの配管にあるそれぞれのバルブを閉じるにより、ガスタービンとガス化

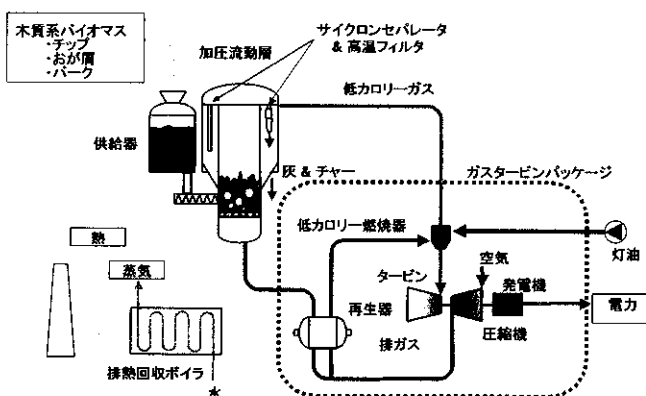


Fig.1 Biomass Gasification System Flow Diagram

炉を分離する。その状態でまず灯油を用いてガスタービン単体の立ち上げを行う。その後、ガス化炉行きのバルブを開き、ガスタービンの圧縮機からの空気を一部抽気し、再生器を通してガス化炉に送り、ガス化炉の加圧を行う。ガス化炉の加圧が完了したのち、ガス化炉出口側（帰り）のバルブを開き、ガスタービンの圧縮機から抽気された空気がガス化炉を通過しさらにガスタービン燃焼器へもどされる状態になる。これをガス化炉の通ガス状態と呼んでいる。この状態で、ガス化炉内の流動媒体である珪砂および炉体・配管の昇温を行う。珪砂がバイオマスを燃焼させるのに十分な

温度に達したら、さらにバイオマスをガス化炉に投入し、かつ珪砂がアグロメ（凝集）をおこさないように送風空気量とバイオマス量を調整しながら完全燃焼させ、さらに昇温を行う。昇温運転はガスタービン燃焼器への生成ガスラインの配管温度がタールの析出温度より高い 400℃になるまで行われる。

2.2 ガス化運転

昇温が完了した時点でガス化炉における通ガス空気量を減少させ、ガス化に適正な空塔速度となるように設定した後、投入バイオマス量を急増させ空気比 1 以下でのガス化運転に入る。

ガス化運転中は、定格出力である 150kW を目標にガス化炉へのバイオマス投入量が制御されるが、あらかじめ設定した最低発電出力での運転にガス化ガスの発熱量が足りない場合は、灯油により助燃が行われる。設定した最低発電出力を超え定格出力である 150kW までは、ガス化ガスでの完全専焼状態となる。

ガス化炉である加圧流動層でガス化されたガスは、灰やチャーを含むためサイクロンにより一次除塵されたのち、セラミック製の高温フィルタによりさらに除塵され、ガスタービン燃焼器へ送られる。生成ガス中にはタール分も含まれるが、生成ガス温度が 400℃以上の高温に保たれたままガスタービン燃焼器に送られるため、タール分もガス状のまま高温フィルタを通過し、これらも有効に利用される。

ガスタービンで発電された電力は、商用電力網に系統連系されており、隣接する製材所、木質ペレット製造設備に供給され全量消費される。また排熱回収ボイラーで回収された蒸気は、製材所における木材乾燥機に利用され、さらに排熱回収ボイラーからの排熱は木質ペレット製造設備に送られ、木質ペレットの原材料の乾燥に利用される。

2.3 運転停止作業

ガス化運転を停止するときは、ガス化炉へのバイオマスの供給を停止すると同時に、ガス化炉への供給空気も流動化が維持できる最小流量に減少させる。ガス化炉からの生成ガスが急速に減少し、かつ発熱量を持たなくなるが、ガスタービン燃焼器ではかわりに灯油が投入されガスタービンの運転は維持される。この段階で、ガス化炉には少量の空気が送風され、ガス化炉内にある残存可燃物を徐々に燃焼させる。ガス化炉内の残存可燃物を焼却し終わった後、ガス化炉とガスタービンを切り離し、その後ガスタービンを停止する。

3. ガスタービン燃焼器

3.1 ベンチ試験用 20kW 級ガスタービン燃焼器

先に述べた 150kW 級実証試験に先立ち、20kW 級ガスタービンでのベンチ試験を実施した。試験で用いたエンジンは、当社製の S5 型のガスタービンで、通常はシンプルサイクルであるが、ベンチ試験では再生式に改造を行った。また S5 型のガスタービンは通常油燃料を使用するが、ベンチ試験では、燃料流量のターンダウンを大きくとることが容易なメタンと加圧流動層でガス化される低カロリーのバイオマスガス化ガスとのデュアル燃料システムとし、燃焼器は低カロリーガスの燃焼を可能とするため新たに開発された²³⁾。

Fig. 2 に 20kW 級燃焼器の外観とライナー内を示す。エンジンの起動時や停止時、またガス化炉からのガス化ガスの発熱量が充分でない場合の助燃用として、メタンを燃料とした拡散燃料ノズルがバーナ中心部におかれる。そのまわりにバイオマスガス化ガスと燃焼用空気が交互に噴出するスワローが設置されている。本燃焼器の特徴としては通常の S5 型エンジンの燃焼器とくらべ、燃焼器の開口面積は大きく取られ、また燃焼器内の容積も大きくなっている。これらの特徴により、バーナ部での燃料と空気の混合を積極的に行うとともに、噴きだし流速を遅くし吹き消えしにくくしている。また燃焼器内での滞留時間を長く取ることで、反応時間を充分にとり、低カロリー燃料の完全燃焼を目指している。

ベンチ試験では加圧流動層を用いたバイオマスガス化炉と本エンジンを接続し、バイオマスガスを燃焼させる試験を実施した。

Fig. 3 と Fig. 4 に示すように、起動直後は補助燃料であるメタンで運転し、その後ガス化反応が始まるとメタンの流量を減少させ、生成ガスだけを燃料にした運転に切り替える。この運転試験では約 590～840min の運転時間の間ほぼ生成ガスだけ

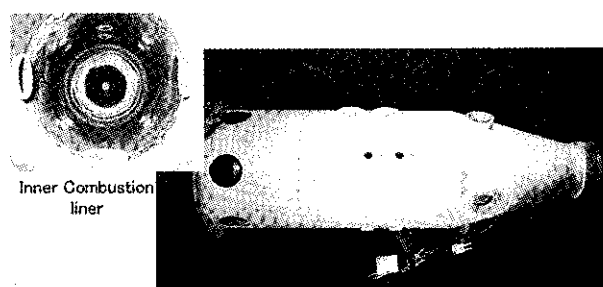


Fig2 Combustor liner for low calorie gas

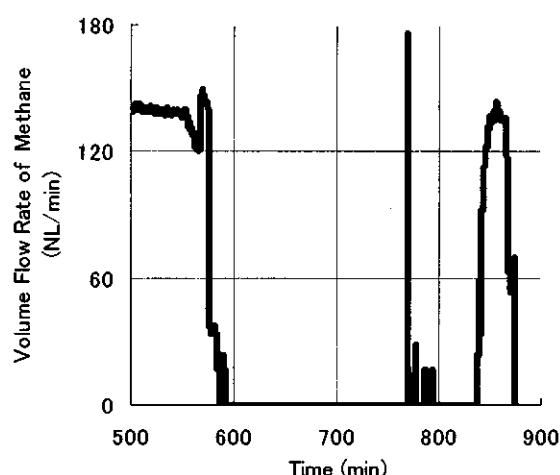


Fig.3 Time Variation of Methane Volume Flow Rate
(Utilized Biomass Fuel)

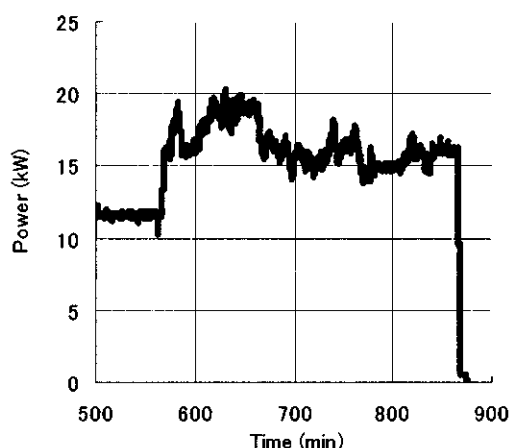


Fig.4 Time Variation of Engine Power
(Utilized Biomass Fuel)

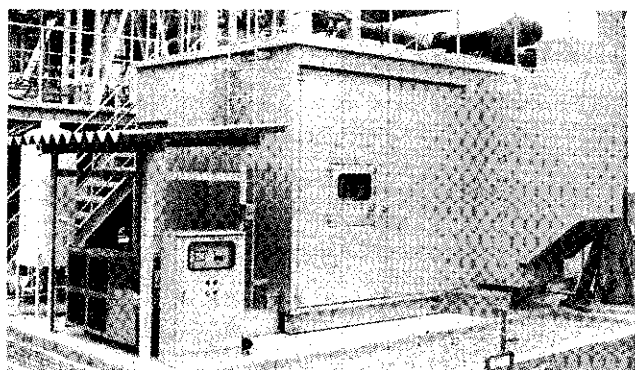


Fig.5 150kW class gas turbine package

でガスタービンを運転している。生成ガスを燃料とした運転試験では、発電機を系統電力に接続している状態を模擬し、動力計による回転数一定運転を行った。この時ガスタービンの制御としてはメタンのみによる回転数一定制御から出力一定制御モードに切り替えて、生成ガスのカロリーや流量の変動による出力変動は生成ガス流量制御バルブやバイオマスの供給量を変更することによって制御している。ベンチ試験でのガスタービンからの排気ガス成分分析結果は、CO:6ppm、NOx:45ppm、THC:0ppm で、十分な燃焼効率を達成している事を確認した。

3.2 実証試験用 150kW 級ガスタービン燃焼器

実証試験では、当社の 150kW 級ガスタービンである S1A 型をベースに、新たに再生熱交換器ならびに低カロリー焚き燃焼器の開発を行い、エンジンをパッケージ化した。Fig. 5 にパッケージ外観を示す。

実証試験でのガスタービン燃焼器の燃料ラインは、ベンチスケール試験と同じくバイオマスガス化ガスラインとシステムの起動時用燃料ラインの 2 系統を持つ。ただし、ベンチスケール試験においては、起動時用燃料としてメタンを使用したのが、実証試験設備は山間部に設置されるため、ガス燃料の供給が難しいことから灯油を使用するものとした。

システム起動用の灯油からガス化ガスの燃料に切り替える際、ベンチ試験で用いたメタンでは流量を減らして行くだけで問題無かったが、液体燃料を使用した場合、S1A のノーマルエンジンで用いられている圧力噴射型デュプレック燃料ノズルでは、燃料切り替え時に必要なターンダウン性能を満たすことが出来なかった。そのため、実証試験では新たに空気を利用し燃料を微粒化する 2 流体燃料ノズルを設計製作し使用した。これにより起動・停止時等の燃料である灯油において、十分な微粒化特性をもったまま、連続で最大流量の 1/5 まで燃料噴射量を減少させることができるようになった。2 流体ノズルの作動に関しては、常に十分な噴霧の微粒化がなされるように、燃料流量に対して噴霧空気の流量が変化するように制御されている。この制御により、ガスタービン起動時のスモーク発生なども抑制されている。

本システムで使用する 2 流体ノズルの設計にあたっては、ガス化炉から送られてくるガス化ガスが 400℃ 以下に冷やされるとタール分が析出することや、さらに燃料ノズル内の油ラインが加熱されると、燃料がベーパーロックを起こしたり、ラ

インのコーキングが発生したりすることに注意する必要がある。そのため、今回設計された2流体ノズルでは、中心部に灯油ラインを設置し、その同心円状の外側に噴霧空気ラインを設置した。これにより、灯油ラインを噴霧空気により冷却・断熱できるようにした。さらに噴霧用空気ラインの外側には断熱材を挿入した断熱層を設けることで、2流体ノズルによりガス化ガスが冷やされタール分が析出したりしないように配慮した。なお、2流体ノズルの噴霧空気ラインは、ガス化ガス専焼状態においても常に少量のパーリエアが流れるようになっている。

ガス化ガス用の燃料ノズルは、ベンチスケール試験で用いたものと同じコンセプトで、バーナの中心部に起動・停止時ならびに助燃に使用される先に説明した灯油焚きの2流体ノズルを設置し、その回りに燃焼用空気ならびにガス化ガスが交互に噴出するスワラを設けた。ベンチ試験の20kW級エンジン用の燃焼器に比べ、燃料・燃焼用空気の体積流量が増えた分、バーナ径などを大型化した。ただし、大型化するにあたって、スワラの羽根枚数ならびに形状の見直しを行い、スワラ部での空気、ガス化ガス燃料の偏りを防ぐためにダブルスワラ形状とした。

燃焼器においては燃焼器内の体積を大きくし、ベンチ試験同等の滞留時間となるように設計した。また今回システム起動時に使用する燃料が、灯油に変更されたことから、燃焼器内火炎の輻射が強

くなる事が予想されたため燃焼器ライナー部の冷却構造を見直し、冷却能力を強化した。なおライナーの冷却構造としては、主にインピンジ冷却構造を用いた。

4. 実証試験と結果

4.1 ガス化移行時

大型のガス化発電システムにおいては、ガス化炉からのガス化ガスがガスタービンでの燃焼に十分なガス性状になるまで、別に設置された焼却設備によりガス化ガスを焼却するものもある。しかし、本システムで目指す小規模分散型発電においては、イニシャルの設備費用を抑制するため、なるべくシンプルなシステムにする必要があることから、別置きの焼却設備を備えず、ガス化移行時に発生する不活性ガスを多く含む状態においても、すべてガスタービン燃焼器に送られる構造となっている。そのため、ガス化移行時はガス化炉でのバイオマスの完全燃焼状態すなわち残存酸素を含んだ排ガスから、ガス化炉での空気比1での残存酸素0%でまだ発熱量を持たない不活性ガス状態を経て、ガス化炉での空気比1以下での可燃性ガスを含んだガス化ガス状態へと変化する間、ガスタービン燃焼器では失火せずに保炎し続ける必要がある。また、ガス化運転突入時には上記工程の最後でガス化ガスの発熱量が急激に上昇するため、助燃燃料である灯油流量を制御し、発電機が過負荷にならないように制御する必要がある。

Fig. 6 にガス化移行時のバイオマス供給量、生成

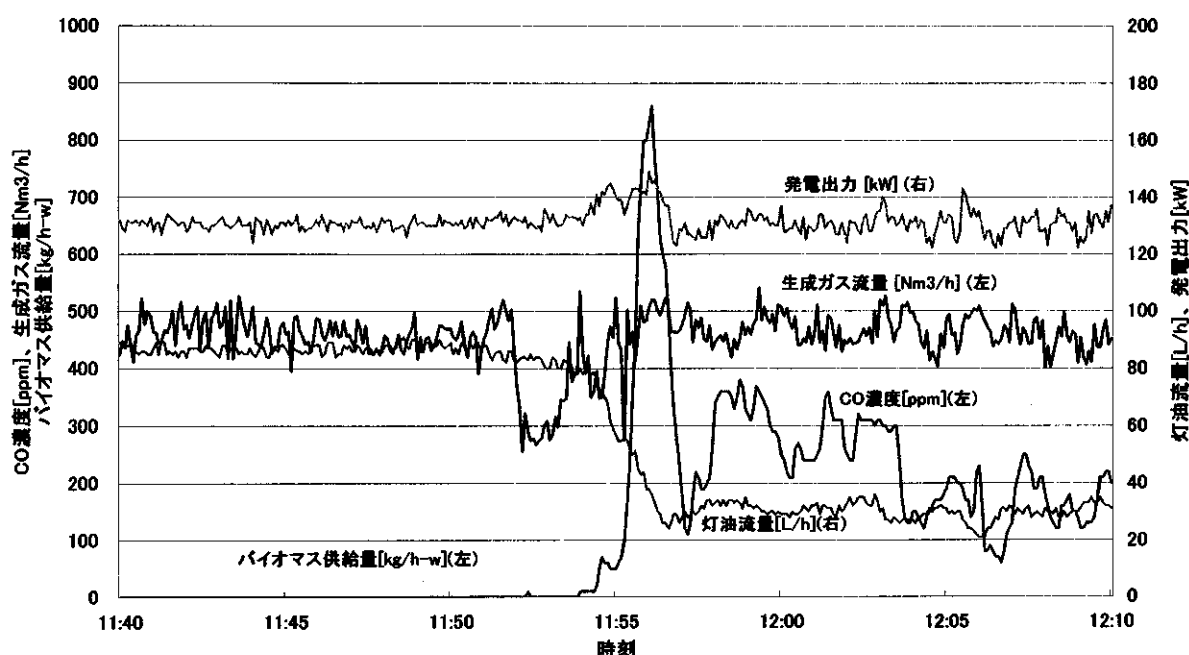


Fig.6 Trend Graph (Shift to Gasification)

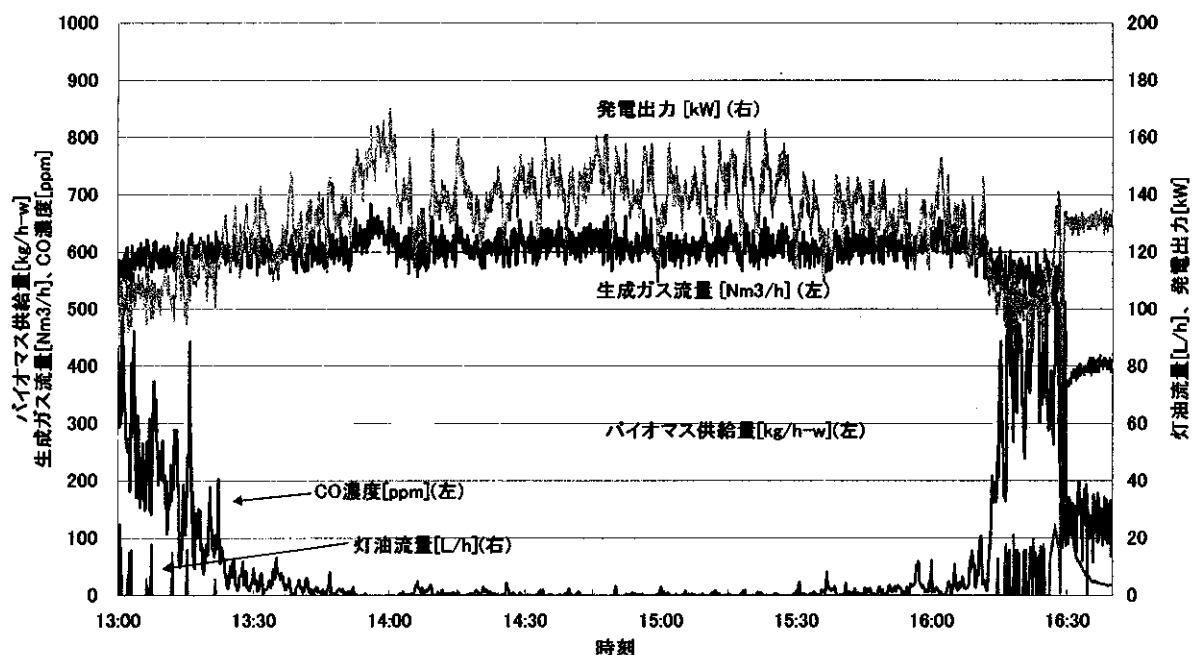


Fig.7 Trend Graph (Gasification and Shift to Stop)

ガス流量、灯油流量、ガスタービンからの排ガスCO濃度のトレンドを示す。本トレンドに示される試験においては、時刻 11 時 53 分頃にバイオマス供給量を増加させガス化運転に入っている。それに伴い生成ガス流量が増加し、その後幾分おくれで灯油流量が減少し始める。バイオマス供給量が設定値に到達した後も、灯油流量は約 60 秒減少を続けて底を打つ。CO 濃度については、ガスタービンからの排ガスサンプルラインの関係から約 60 秒のタイムラグがある。ガス化移行時にはCOが最大で 870ppm 発生しているが、この状態を乗り越えると急激にCO濃度は減少し、ガス化への移行が成功した事を確認できる。

4.2 ガス化運転時

バイオマスの供給量を増加させ、ガス化ガス専焼状態からバイオマスの供給を停止し、再度灯油だけでのエンジン運転にいたるまでのトレンドを Fig.7 に示す。

ガス化移行後から、ガス化炉へのバイオマス供給量を徐々に増加させていくとガス化ガスの生成ガスカロリーが上昇し、灯油の助燃が無くなりガス化ガスでの専焼状態へとなる。エンジン出力が定格の 150kW に近づくと、排ガス中のCOはほぼ無くなる。この運転状態では、バイオマス投入量は約 320kg/h-w である。Table1 にそのときのガス化ガス組成を示す。

Table1 Gas Composition

生成ガス組成	
H ₂	3%
CO	10%
CH成分	3%
CO ₂	10%
H ₂ O	40%
N ₂	34%

4.3 ガス化運転停止時

ガス化炉停止作業では、いったんガス化炉での流動化が維持出来る最小流量まで空気を減少させ、助燃である灯油がガスタービン燃焼器に投入される状態にした後、ガス化炉へのバイオマスの供給を停止する。そのため、ガスタービン燃焼器に供給される生成ガス量とその発熱量が急激に減少していくので、助燃燃料である灯油の流量が増加し、最低発電出力が維持される。この後、ガスタービンが灯油だけで安定して運転できる状態になった後、ガス化炉への供給空気を停止し、ガス化炉とガスタービンの縁を切り、ガスタービンを停止する。

5. おわりに

木質系バイオマスを用いた小規模分散型高効率発電システムをねらった本開発において、加圧流動層と生成ガスフィルタリング、それに低カロリー焚き小型ガスタービンが3つの大きな開発課題である。その中で、今回は特にガスタービン燃焼器の詳細について取り上げた。

本システムにおけるガスタービン燃焼器の開発では、未燃がしやすい低カロリーガスをいかに燃やすかという課題と、ターンダウン比が取りにくい灯油という燃料を用いて、いかにターンダウン比を拡大するかというのが大きな課題であった。そこで本開発では、バーナならびに燃焼器形状を工夫することにより低カロリーガスを用いた場合の燃焼性能を高め、また従来の圧噴型燃焼ノズルの代わりに、新たに空気アシスト型の2流体ノズルを開発することにより灯油ノズルでのターンダウン比を拡大することで対応した。

現在、実証試験機は高知県に設置され、バイオマスガス化ガス専焼状態で、定格発電出力である150kWの運転に成功している。今後は、耐久性、経済性の評価を行っていく予定である。

謝辞

本事業は、高知県仁淀川町がNEDOから委託を受けて実施している「バイオマスエネルギー地域システム化実験事業/仁淀川流域エネルギー自給システムの構築」事業の中のエネルギー転換システムとして採用され、高知県にて実証試験を行っているものです。ここに関係各位に深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 山田健一, 渡辺達也: 木質系バイオマスによる小規模分散型高効率ガス化発電システムの開発, コーエネレーション, Vol.19, No.2, (2004) pp.29-35.
- 2) 鋸雅英, 柏原宏行, 堀川敦史, 渡辺達也: バイオマス加圧流動層ガス化システム用再生型ガスタービンの開発, 動力・エネルギー技術の最前線講演論文集, Vol.2005, No.10, (2005) pp.227-230.
- 3) Kashiara, H., et al.: Development of an Efficient Small-scale Distributed Power Generation System Using Gasification of Woody Biomass, 9th International Gas Turbine Congress (2007).

UMGT 用実機型水素燃料超小型燃焼器の試作と燃焼実験

*湯浅 三郎（首都大），下鳥 翔子（首都大院），桜井 毅司（首都大），本田 拓（首都大院），

Development of an Engineering-Model of Hydrogen-Fueled Ultra-micro Combustor for UMGT

* YUASA Saburo (TMU), SHIMOTORI Shoko (TMU), SAKURAI Takashi (TMU)
and HONDA Taku (TMU)

ABSTRACT

The key issue to actualize practical ultra-micro combustors for Ultra Micro Gas Turbine (UMGT) is to reduce the heat losses from the combustor. Use of heat-insulation material reduces the heat losses to the surroundings. The heat loss ratio decreases substantially in reverse proportion to the space heating rate, leading the idea that it could be reduced by burning at high space heating rates. By settling the combustor insulated from the compressor and turbine, the heat transfer from the combustor to the compressor and turbine becomes negligible. Base on these considerations, an engineering-model of hydrogen-fueled flat-flame ultra-micro combustor with a combustion chamber volume of 69.4 mm³ was developed. To obtain high overall heat-insulation, heat-resistant and strength, the engineering-model combustor had a triple layer structure with an advanced ceramic, a heat insulation material and a stainless steel. To solve the heat transfer issue in the combustor, it was isolated from the other components. Furthermore it was designed by considering structure, size, material, velocity, pressure loss and prevention of flashback. The burning test of the combustor showed that it was easy to ignite and burn with a stable flame. The stable flame region was enough wide to satisfy the design operation point of the combustor.

Key words: UMGT, Flat-flame Ultra-micro Combustor, Engineering-model, Hydrogen, Insulating Structure

1. はじめに

1 セント玉サイズのUltra Micro Gas Turbine（以下UMGT と呼ぶ）がMIT より提案¹⁾ されてから10年以上経過しているが、未だに一つのシステムとして完成を見ておらず、個々の要素研究の段階である。筆者らはUMGTサイズの極超小型燃焼器の研究開発を行ってきた。これまでにこのような微小空間内での燃焼学的な特性を明らかにし²⁾、特にUMGT用燃焼器としては①低圧力損失、②低熱損失割合（発熱速度に対する熱損失速度の割合：*HRL*）、③高い燃焼負荷率（単位体積・圧力当たりの発熱量：*SHR*）、④予混合燃焼、が不可欠であることを提言した³⁾。加えて、高負荷燃焼によって熱損失割合の低減が図れることを指摘し、実証した^{4,5)}。従って実用的な極超小型燃焼器実現の鍵は微小空間内での高負荷燃焼の達成であると言える。筆者らはこのための燃焼方式としてFlat-flame燃焼方式が適していることを提案し⁶⁾、水素を燃料とする幾つかの試験燃焼器を用いて、この燃焼方式が微小空間内で低圧力損失のもと、高い火炎安定性と高燃焼効率及び高燃焼負荷率を実現できる、UMGTに適した燃焼方式であることを実証した^{4,6-8)}。現在は、この燃焼方式はプロパンを燃料とするUMGT用燃焼器に対しても極めて有効であることがわかっている^{4,9)}。

Flat-flame型燃焼器の実用性を確認するため、次の段階として、水素を燃料とする実機型のUMGT用Flat-flame型極超小型燃焼器を試作することにした。この目的は、実用的な極超小型燃焼器開発における問題点を抽出・明確化し、高負荷な極超小型燃焼器を設計・試作することである。本報告では、この燃焼器の設計方針や構造、製作した燃焼器の燃焼実験の結果について述べる。

2. UMGT 用実機型超小型燃焼器の試作

2.1. 実機型超小型燃焼器の設計方針

前節で述べた超小型燃焼器が達成しなければならない4つの課題に沿って、Flat-flame燃焼方式のUMGT用実機型水素燃料超小型燃焼器を設計・試作した。Fig.1 に試作した超小型燃焼器の概略を示す。またFig.2 (a)に試作した燃焼器の外観を、Fig.2 (b)に燃焼室と排気スリットを形成しているLOTEC-TM（石原薬品製。後述のFig.4の第1層目のもの）を下方から見た写真を示す。これらの図からわかるようにこの燃焼器は大別して、予混合気流入部、中間部、燃焼室・排気ノズル部から構成されている。さらに、後述するように、機械的強度を保ちつつ熱損失を極力低減できるように熱・機械的性質の異なる3つの材料を組み合わせで製作した。加えて、燃焼器条件の変更や燃焼後

の内部の様子を確認できるようにするため、各部品には溶接や接着等は施していない。Table 1 に設計点における稼動条件を示す。これはMIT 設計値を参考とした¹⁾。着火は、燃焼室内部に挿入した極細白金線のスパークプラグによって行った。燃焼室出口付近には測定用孔を開けてあり、温度や排ガスの測定が可能である。

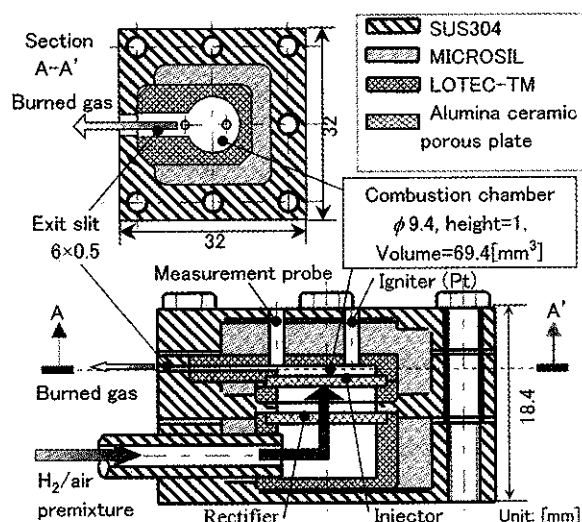


Fig.1 Schematic of an engineering-model of hydrogen-fueled flat-flame ultra-micro combustor

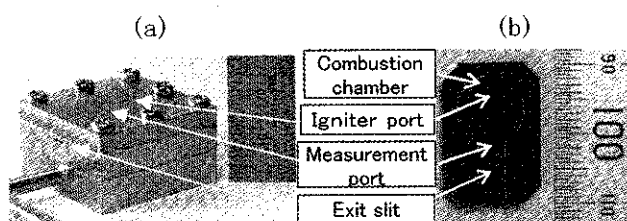


Fig.2 (a) Appearance of an engineering-model of hydrogen-fueled ultra-micro combustor and (b) a combustion chamber

Table 1 Burning condition

At Room Temperature, Atmospheric Pressure	
Fuel	Hydrogen
Combustor Exit Temperature	1600 [K]
Pressure Ratio	1
Air Mass Flow Rate, $\dot{m}_a$	0.037 [g/s]
Equivalence Ratio, ϕ	0.4
UMGT Power Output	16 [W]

2.2. 燃焼器の配置

低熱損失割合実現には、高燃焼負荷率の達成の他に、UMGTの構造や材料からのアプローチも必要である。Fig. 3 に燃焼器のUMGT 搭載構想図を示す。本研究では、コンパクト性には欠けるが、燃焼器

構造が単純で燃焼器から圧縮機・タービンへの熱移動を殆ど無視できる燃焼器別置き型構造を採用した。さらに、今回の試作では製作していないが、Fig. 1や2に示すように燃焼器入口と出口とを同一方向にすることによって、圧縮機からの空気を排気ガスによって加熱する再生サイクル機構が可能となる構造とした。これによってUMGT 全体を薄くすることもできる。従って燃焼器内の流れは、予混合気が一方向から流入し、整流用多孔質板を通して整流され、インジェクタ用多孔質板を通してその上面にflat-flame を形成させ、排気スリットから予混合気流入と同一方向に排気される。

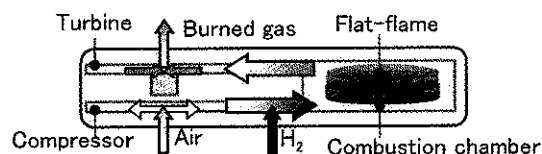


Fig.3 Combustion chamber layout in UMGT

2.3. 構造材料

このサイズの燃焼器では冷却構造を取り入れることは困難なので、実機型の第一段階として、適切な構造材料を選定することで対応することにした。すなわち構造材料には必然的に断熱材を用いて熱損失割合を小さくすることと共に、材料の耐熱性も求められる。さらに実機として十分な緻密性・強度も必要である。しかし現段階で断熱性・耐熱性・緻密性・強度の全てを兼ね備えた材料は、筆者らの知る限りでは市販されていない。そこでFig. 1に示すように、燃焼室内壁に耐熱性に優れたLOTEC-TM、燃焼器外壁に金属の中でも比較的耐熱性があり熱伝導率も低いステンレスを用い、それらの間には非常に熱伝導率の低いMICROSIL

(ZIRCAR製)を断熱材として挿入する3層構造とし、全体でこれらの要求を満たした。使用した材料の物性値をTable 2 に示す。

Table 2 List of properties of materials

	LOTEC-TM Machinable Ceramics	MICROSIL Microporous Insulation	SUS304
Main Composition	Aluminum Titanate ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{TiO}_2$)	Ultra-fine Silica Powder/ Glass Reinforcing Fiber (SiO_2)	
Max Use Temperature [°C]	1500	950	600
Thermal Conductivity [W/(m·K)]	1.6 at 1000°C	0.030 at 600°C	16.2 at 100°C
Porosity[%]	4.6	High	0

熱伝達・熱伝導の概略計算を行い¹⁰⁾、燃焼室周りのステンレス内壁での温度が最高使用温度よりも十分に低い 700 K 以下となるように、燃焼室を形成するLOTEC-TMの外側の MICROSILの厚さを3 mm とした。なお試験燃焼器を用いた実験で、MICROSIL 厚さ3mmの燃焼器外壁で十分な断熱効果が得られることが確認されている⁸⁾。各部のシールには耐熱性に優れた黒鉛系ガスケットのグラシール（ニチアス製）を用いた。

2.4. 燃焼室構造

Fig. 4に燃焼室の構造を模式的に示す。Fig. 4(a)と(b)に示したLOTEC-TMの1段目の円形溝部分と2段目の円形穴部分が燃焼室を形成し、1段目の直線形溝が排気スリットを形成している。燃焼器高さは1 mmで、容積は69.4 mm³である。この容積はMIT提案のUMGT設計値よりも小さい。またLOTEC-TMは機械的強度が十分でないため、その外側に挿入されるMICROSILを一種の緩衝剤として使い、ボルトによる締結力が直接加わらないように、この図に示すような4段のはめ込み式構造とした。

一般に予混合燃焼器では逆火対策が必要となる場合がある。本燃焼器の場合は多孔質板の最大気孔径(0.26mm)が大気圧・大気温度下での設計当量比0.4の水素/空気予混合気の消炎距離(約0.7mm)より小さいので、火炎が多孔質板を通過して逆化する危険性は少ないと言える。事実これまで製作し実験を実施してきた、同様の構造を持つ試験燃焼器^{4,8)}では逆火は全く認められなかった。しかし密閉された構造を持つ実機燃焼器では、火炎が保炎される多孔質板が過度に加熱される事態も考え、安全のためその上流部にもう一枚の多孔質板を設置した。この多孔質板より上流側の空間は予混合室としても作用する構造となっている。

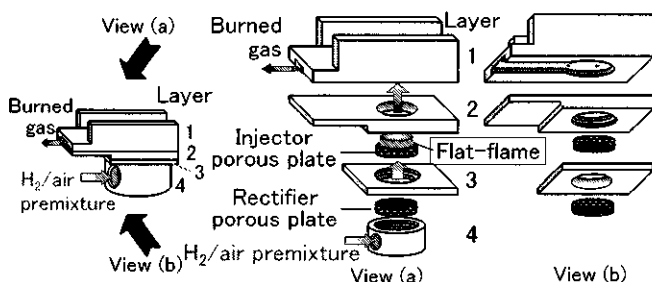


Fig.4 LOTECH-TM 3D structure model

2.5. 性能予測値

Table 1の設計稼働条件下での燃焼負荷率は、完全燃焼を仮定すると 7300 MW/(MPa・m³)となり、極めて高負荷な燃焼となる。設計流量の未燃状態での燃焼器内全圧力損失率の推定値は0.39%であり、燃焼時においても一般的な小型ガスタービン

の許容圧力損失率 3~5 % よりも十分に低くなると予想される。

3. 実機型超小型燃焼器の燃焼実験

3.1. 燃焼室出口温度履歴

Fig. 5 に設計稼働条件（当量比=0.4、空気流量=0.037 g/s）下で測定した燃焼室出口と燃焼室外壁の温度履歴を示す。熱電対からの輻射及び熱伝導による熱損失の補正は行っていない。本燃焼器はスパークプラグによって容易に着火することができた。着火後、燃焼室出口温度は急上昇し、着火1分後には 1050 K に達している。着火より20分経過後、燃焼室出口温度は 1300 K、燃焼器外壁温度は 540 K 近くに達し、それ以降はいずれの温度もほぼ一定値となって温度変化が見られなくなった。この時の燃焼室出口温度は、当量比=0.4における予熱していない水素/空気予混合気の断熱火炎温度 1425 K に近い値である。熱電対からの熱損失が 100 K 程度あると考えられるので、燃焼室内でほぼ完全燃焼が達成できていることは十分に期待出来る。本研究の実機型燃焼器は第一段階の試作品で非常に頑丈に作ったため、燃焼室外側の断熱効果の高いMICROSIL を通過してステンレスに伝わる熱流束と狭い排気スリット流路で排気ガスからステンレスに伝わる熱流束に比べて、燃焼器熱容量が大きく、燃焼器の時定数が大きくなったのは否めない。今後、燃焼器の時定数を小さくするためには、ステンレスで作った外壁を極力薄くし、さらにその外側を断熱材で覆うなどの工夫が必要となろう。

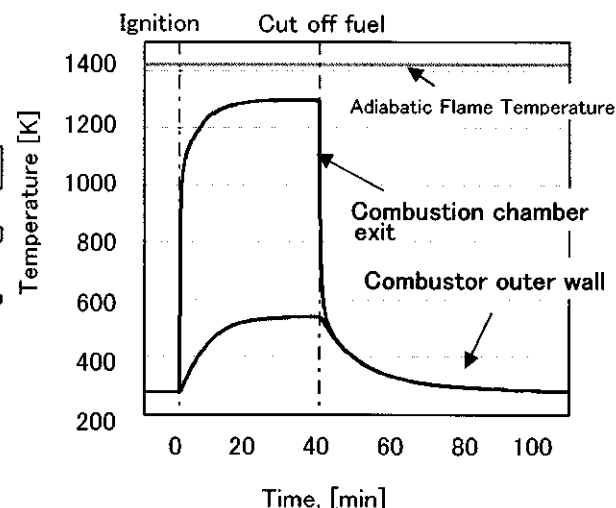


Fig.5 Time record of temperature at combustion chamber exit and stainless steel outer wall

($\dot{m}_a=0.073$ [g/s] $\phi=0.4$)

3.2. 火炎安定限界

Fig.6 に本実機型燃焼器の火炎安定限界の測定結果を、Flat-flame型試験燃焼器の結果⁸⁾と比較して示す。本実機型燃焼器は、設計点を十分に満たして、広範囲にわたって高い火炎安定性を示した。空気流量が少ない領域では、急激に火炎安定性が悪化した。これは、空気流量低下に伴って燃焼器壁への熱損失が相対的に大きくなるため、当量比を増して燃焼負荷率を増加し、熱損失割合を低下させることによって保炎されているからである⁴⁻⁶⁾。試験燃焼器と比較すると、火炎安定限界は殆ど一致した。試験燃焼器上部には断熱材のMICROSILを使用しており、7100 MW/(MPa・m³)の高燃焼負荷を達成している⁸⁾。さらに試験燃焼器では、火炎が安定に形成されている限りでは99.5%を超える高い燃焼効率を達成している^{6,7)}。本実機型燃焼器はこれと同等の火炎安定性を示しており、さらに燃焼室出口温度も断熱火炎温度に近いことから、本実機型燃焼器でもそれと同等の高い燃焼効率が得られていると考えられる。

今後は排ガス特性や耐久性を調べる予定である。

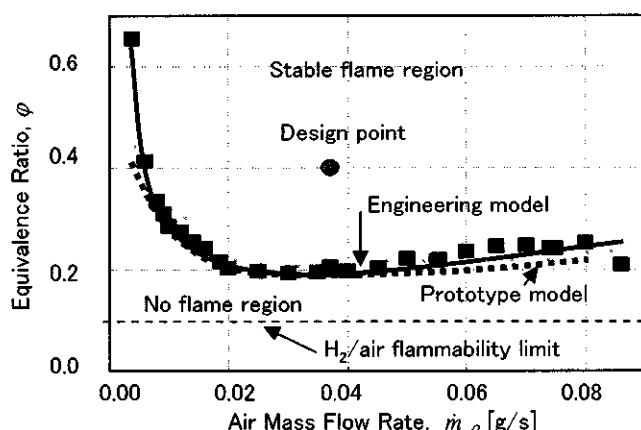


Fig.6 Flame stability limits of engineering combustor model and prototype combustor model

5. まとめ

○ UMG用実機型極超小型燃焼器が具備すべき条件を吟味し、燃焼器別置き型で予混合flat-flame燃焼方式、3層構造の実機型極超小型水素燃料燃焼器（燃焼室：高さ1mm、容積69.4mm³）を設計・試作した。

○ 試作した実機燃焼器は、燃焼室内部に挿入したスパークプラグで容易に着火し、設計点を十分に満たす広範囲で高い火炎安定性が得られた。

○ 試作した燃焼器構造は、UMGT搭載用実機燃焼器として応用可能と考えられる。

なお本研究は、科研費基盤研究（B）

（No.19360383）、科学技術振興機構（平成19年度「シーズ発掘試験No.04-069」）および首都大学東京の平成19年度傾斜的研究費（特定）の助成を受けた。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) Epstein, A. H. et al.: Micro-Heat Engines, Gas Turbines, and Rocket Engines -The MIT Microengine Project-, 28th AIAA Fluid Dynamics Conference, 4th AIAA Shear Flow Control Conference, AIAA 97-1773 (1997).
- 2) 湯浅：極超小型水素燃焼器の現状と課題、日本ガスタービン学会誌、29(4) (2001), pp.247-254.
- 3) Yuasa, S., Oshimi, K., Nose, H., Tennichi, Y.: Concept and Combustion Characteristics of Ultra-Micro Combustors with Premixed Flame, Proceedings of the Combustion Institute, 30-2 (2004), pp.2455-2462.
- 4) Yuasa, S., Sakurai, T., Shimotori, S., Wong, Proc. S.F.: Issues for Developing Ultra-Micro Combustors for UMG: Heat Loss, Combustion Method and Fuel, 18th ISABE 2007-1167 (2007).
- 5) 湯浅、下鳥、本田、桜井：UMGT用微小燃焼器内での高負荷燃焼に対する一考察、日本燃焼シンポジウム講演論文集、45 (2007), pp.108-109.
- 6) Yuasa, S., Oshimi, K.: Concept and Experiment of a Flat-flame Micro-combustor for Ultra Micro Gas Turbine, 38th AIAA/ASME /SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA 2002-3771 (2002).
- 7) Yuasa, S., Oshimi, K., Wong, Proc. S.F.: Specified Problems and Development of Prototypes of Ultra-micro Combustor, 17th ISABE 2005-1272 (2005).
- 8) 押味、湯浅：超小型燃焼器の熱輸送評価、日本ガスタービン学会誌、33(3) (2005), pp.221-229.
- 9) Sakurai, T., Yuasa, S., Honda, T.: Concept and Experiment of a Propane-fueled Flat-Flame Ultra-Micro Combustor for UMG, IGTC2007, TS-147 (2007).
- 10) 下鳥：UMGT用実機型水素燃料超小型燃焼器の開発、首都大学東京大学院博士前期課程論文 (2008).

消化ガス用マイクロガスタービン燃焼器を 模擬した試験燃焼器の燃焼特性（第2報）

* 尾崎 翔（首都大院），桜井 毅司（首都大），湯浅 三郎（首都大），

中川 貴博（荏原製作所）

Combustion characteristics of a prototype combustor for a digester-gas-fueled micro gas turbine (second report)

OZAKI Sho (TMU), SAKURAI Takashi (TMU), YUASA Saburo (TMU),
NAKAGAWA Takahiro (Ebara Corporation)

ABSTRACT

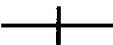
The combustion characteristics of the digester-gas-fueled micro gas turbine was investigated using a test combustor simulating the flow field of the micro gas turbine combustor. It was composed of a primary combustion area with a fuel/primary-air premixture injector and a surrounding air injector, and a secondary combustion area. Dam air injector was located between the two area. The combustion experiment showed that in primary area, a premixed flame was formed when the stoichiometric fuel-air mixture ratio was within the flammability limit independent of the dam air injection velocity. Although the flame stability limits for digester gas was narrower than that of methane, the tendency of the flame stability for the two fuels was almost the same. By preheating air up to 873 K the flame of digester gas achieved complete combustion and low NOx emission around 20 ppm.

Key words: Digester gas fuel, Micro Combustor, Micro Gas Turbine, Combustion characteristics

1. はじめに

化石燃料の枯渇や地球環境問題はいまや現実的な問題となり，新エネルギーの導入など様々な取り組みが行われている．新エネルギーの一つとして，生ゴミや下水，家畜の排泄物などの有機物がメタン発酵する際に発生する 60vol%のメタンおよび 40vol%の二酸化炭素からなる可燃性の消化ガスがあり，消化ガスを用いた都市ガス用ガスタービン（EESI 社製）が稼動している^{1,2)}．しかし消化ガスで運転した際の燃焼特性や燃焼器内における保炎機構には不明な点が多い．そこでガスタービン燃焼器における消化ガス燃焼機構の把握のため，その燃焼器を模擬した試験燃焼器を用いて都市ガスの主成分であるメタン（都市ガスに 90vol%存在する）及び消化ガスの燃焼特性を調べてきた³⁾．本研究では第 2 報として，新たに得られたより詳細な火炎の形状，ダム空気流速を変化させた火炎安定限界，燃焼器内火炎温度分布，NOx・CO 濃度分布の実験結果について報告する．

記号及び線種の定義

- U_I : インジェクター空気流速 [m/s]
- U_S : 周囲空気流速 [m/s]
- U_D : ダム空気流速 [m/s]
- L_I : インジェクター空気流量 [NL/min]
- L_S : 周囲空気流量 [NL/min]
- L_D : ダム空気流量 [NL/min]
- r : 燃焼器中心軸からの半径方向距離 [mm]
- $\Phi(I)$: インジェクター空気と燃料の当量比
- $\Phi(I+S)$: インジェクター空気と周囲空気を加味した当量比
- $\Phi(I+S+D)$: インジェクター空気と周囲空気とダム空気を加味した当量比
-  : プライマリー（Pr）領域火炎消炎限界線
-  : 管外火炎形成線
-  : インジェクター当量比 $\Phi(I)=2$ の線

2. 試験燃焼器および実験方法

2.1 試験燃焼器

Fig.1 に EESI 社製ガスタービン燃焼器の概略図を、Fig.2 に実機燃焼器 (Fig.1) を模擬した試験燃焼器の概略図を示す。実機燃焼器には 12 個のインジェクターがあり、円周方向へ設計当量比 2 の予混合気が噴射されて強い旋回流を形成する。またダムと呼ばれる二次空気流入部から流入する二次空気の一部は、プライマリー領域の旋回流によって発生する逆流のためプライマリー領域に流入すると考えられる。

試験燃焼器は上記の流れを模擬し、実機と同様な構造を持つインジェクター、ダム部からインジェクター周りに流入してくる空気流を模擬した周囲空気流入部、ダム部を模擬したダム空気流入部の三つの空気流入部を持つ³⁾。また実機燃焼器の作動空気温度は 600℃であるため、インジェクター空気、周囲空気、ダム空気はそれぞれ 600℃まで予熱可能であり、以後この条件を空気予熱下と呼ぶ。

Table 1 に試験燃焼器の設計点における仕様を示す。実機燃焼器における定格運転時のインジェクター空気流速やダム空気流速と、試験燃焼器での各空気流速を等しくするため、各空気流量を設定した。

2.2 実験方法

試験燃焼器の支配パラメータであるインジェクター空気・周囲空気・ダム空気の各流速と当量比を変えて実験を行った。更にメタンガスと消化ガスの違いによる火炎形成への影響を調べた。

燃焼器内温度の測定には二酸化ケイ素をコーティングした素線径 $\phi 0.3\text{mm}$ の R 熱電対を用いて行った。測定範囲は燃焼器断面の中心から右半分のみである。なお素線への熱伝導とジャンクションからの輻射の補正は行っていない。

NO_x ・CO 濃度の測定は吸入口径 $\phi 0.5\text{mm}$ の石英製サンプリングプローブを用いて燃焼器断面の出口部分で行った。採取したガスは水分を除去した後、CO 濃度計 (定電位電解法)、 NO_x 濃度計 (化学発光法) で計測した。

3. 実験結果と考察

3.1 試験燃焼器における代表的な火炎形状

一連の実験で観察された代表的な火炎形状を Fig.3 に示す。この図は U_I を 10m/s、 U_S を 0.6m/s、 U_D を 28m/s で固定した際の写真である。基本となる火炎は火炎〈I〉であり、プライマリー領域からセカンダリー領域にかけて火炎が形成されて

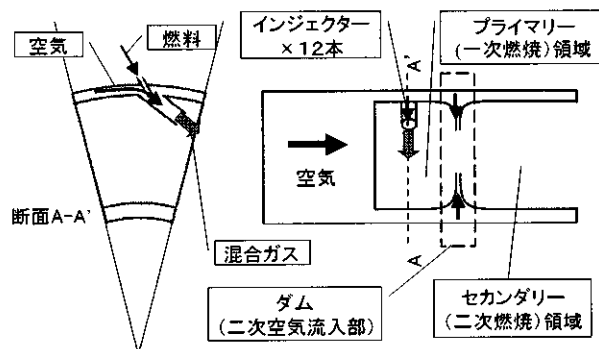


Fig.1 実機燃焼器概略図

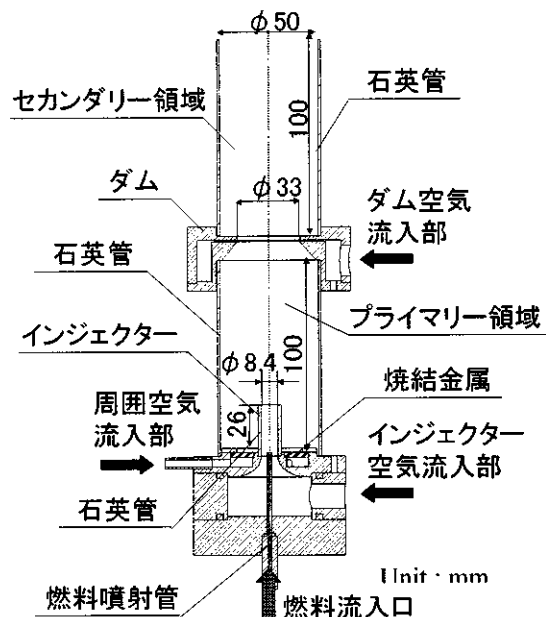


Fig.2 試験燃焼器 概略図

Table 1 設計点での試験燃焼器の仕様

燃焼器入口温度	[°C]	600	15
プライマリー領域当量比		2	
インジェクター空気流量	[Nm ³ /h]	4.2	
消化ガス流量	[Nm ³ /h]	1.5	
メタンガス流量	[Nm ³ /h]	0.9	
インジェクター空気噴出流速	[m/s]	67	22
消化ガス噴出流速	[m/s]	85 (at 15°C)	
メタンガス噴出流速	[m/s]	50 (at 15°C)	
セカンダリー領域当量比		0.8	
ダム部空気流量	[Nm ³ /h]	7	
ダム部空気流速	[m/s]	86	28

いる。ダム部ではダム空気の流れに沿うように火炎が絞られ、先端が尖った形になっている。プライマリー領域においてインジェクターのリムに火炎が付着することはない、浮き上がり火炎がプライマリー領域上部のダム部付近に形成されている。火炎〈I〉から燃料を薄くしていくと火炎が小さくなり、やがて吹き消える。火炎〈I〉から燃料を濃くしていくと、セカンダリー領域で主に燃焼反応が進行する火炎〈II〉が形成されるが、プラ

イマリー領域にも周囲空気流を噴出する焼結金属板周囲に揺らめく火炎が形成されるようになる。この時、プライマリー領域とセカンダリー領域の火炎は繋がっていない。火炎〈Ⅱ〉から更に燃料を濃くしていくとやがてセカンダリー領域内に火炎を形成できなくなり、周囲大気中で燃焼する火炎〈Ⅲ〉へと遷移する。この時もプライマリー領域に火炎は形成されたままであり、いわゆる Smithell 火炎のような火炎が形成される。ダム空気流速が早い場合には火炎〈Ⅰ〉から燃料を濃くしていくと、プライマリー領域に火炎は残るがセカンダリー領域には火炎が存在しない火炎〈Ⅳ〉に遷移する。

消化ガスを用いた場合、火炎〈Ⅲ〉及び火炎〈Ⅳ〉から燃料を濃くしていくとプライマリー領域の火炎が吹き飛び、火炎〈Ⅲ〉では周囲大気中でのみ燃焼する管外火炎へ、火炎〈Ⅳ〉では全ての領域で火炎が存在しなくなる。

3.2 ダム空気流速による火炎安定限界の変化

3.2.1 メタンガスの場合

U_l を 10m/s, U_s を 0.6m/s で固定した際のメタンを用いたダム空気流速による火炎安定限界の変化を Fig.4 に示す。Fig.4(a)はプライマリー領域当量比 Φ ($I+S$) で整理したグラフ、Fig.4(b)は全体当量比 Φ ($I+S+D$) で整理したグラフで、破線は実機燃焼器の設計点であるインジェクター当量比 $\Phi(I)=2$ の線である。管外火炎形成点とは、その境界以上の当量比ではその境界以下の当量比の火炎形状（火炎〈Ⅰ〉もしくは火炎〈Ⅱ〉）を保ったままで、それに加えてセカンダリー領域の石英筒上部のリム部に火炎が付着し周囲大気中で燃焼する火炎を形成する境界である。

Φ ($I+S$) のグラフにおいては、ダム空気流速 U_D が約 8m/s 以上では火炎〈Ⅱ〉が形成され始め、火炎〈Ⅰ〉から火炎〈Ⅱ〉への遷移及び火炎〈Ⅰ〉が吹き消える時の当量比はダム空気流速によらず一定である。メタンの可燃範囲は当量比 $\phi=0.5\sim1.7$ であり、火炎〈Ⅰ〉の形成範囲はメタンの可燃範囲にほぼ一致している。これはダム空気流速如何によらずプライマリー領域の予混合気がメタンの可燃範囲内にある時に火炎〈Ⅰ〉が形成される事を示している。プライマリー領域の当量比がメタンの可燃範囲よりも濃い当量比になると火炎〈Ⅱ〉を形成するが、この時プライマリー領域に火炎は形成されたままである。Fig.3を見るとその火炎は周囲空気流入部の周囲に付着しており、これは燃料過濃な予混合気がプライマリー領域に充満して

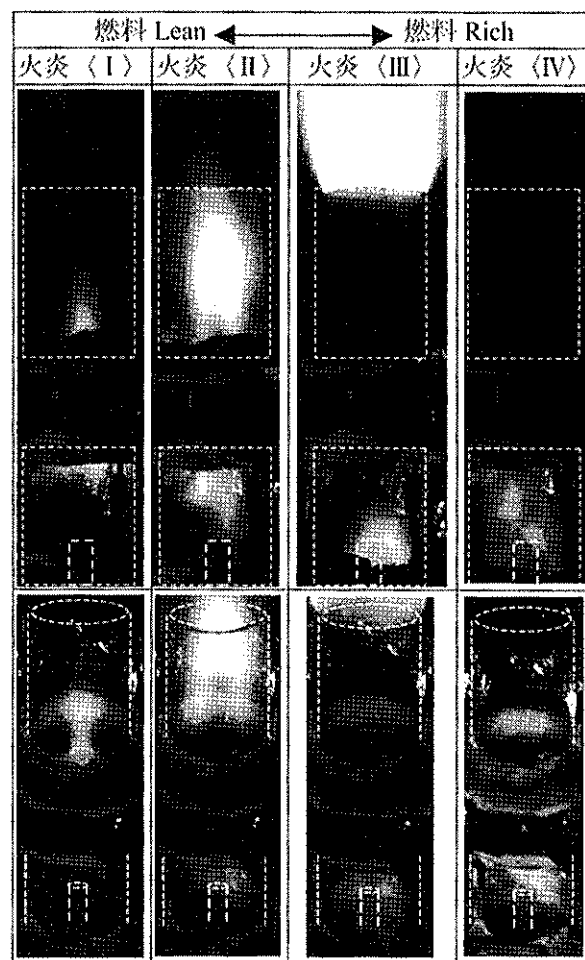


Fig.3 代表的な火炎形状

$U_l: 10\text{m/s}$, $U_s: 0.6\text{m/s}$, $U_D: 26\text{m/s}$ 〈Ⅲ〉
 $U_D = 33\text{m/s}$ 〈Ⅳ〉

いるため、燃焼器内に流入する周囲空気との境界に拡散火炎を形成していると考えられる。一方、セカンダリー領域ではダム部下流にブンゼン火炎のような乱流火炎が形成されており、ダム空気が入るまでは火炎が形成されていない。これはプライマリー領域の予混合気がメタンの可燃範囲外のためプライマリー領域で予混合火炎を形成できず、ダム空気によって希釈されたためセカンダリー領域で予混合火炎を形成していると考えられる。

Φ ($I+S+D$) のグラフでは、全てのダム空気流速範囲で管外火炎形成点が Φ ($I+S+D$) = 1.0 程度で一定である。これは Φ ($I+S+D$) が燃料過濃となるため燃焼器内で一部の燃料が燃えきらず、周囲大気中の空気と反応して火炎を形成することを表している。 U_D = 約 8m/s 以上では火炎〈Ⅱ〉から火炎〈Ⅲ〉への遷移が Φ ($I+S+D$) = 1.5 程度で一定である。これもメタンの可燃上限界 ($\phi=1.7$) にほぼ一致しており、セカンダリー領域がメタンの可燃上限界を超えるためセカンダリー領域内に火炎は形成されなくなり、火炎〈Ⅲ〉へと遷移すること

を示唆している。

U_D = 約 33m/s 以上では火炎〈I〉から火炎〈IV〉へと遷移している。 $\Phi(I+S+D)$ のグラフを見ると、火炎〈I〉から火炎〈IV〉への遷移は $\Phi(I+S+D) = 0.5$ 程度で、メタンの可燃下限界 ($\varphi=0.5$) に一致している。従ってこれは、プライマリー領域には拡散火炎が存在するもののセカンダリー領域より下流がメタンの可燃下限界 ($\varphi=0.5$) であるためセカンダリー領域に火炎が形成できないことを示唆している。設計当量比であるインジェクター当量比 $\Phi(I) = 2$ の線は全てのダム空気流速範囲で火炎〈I〉を形成している。

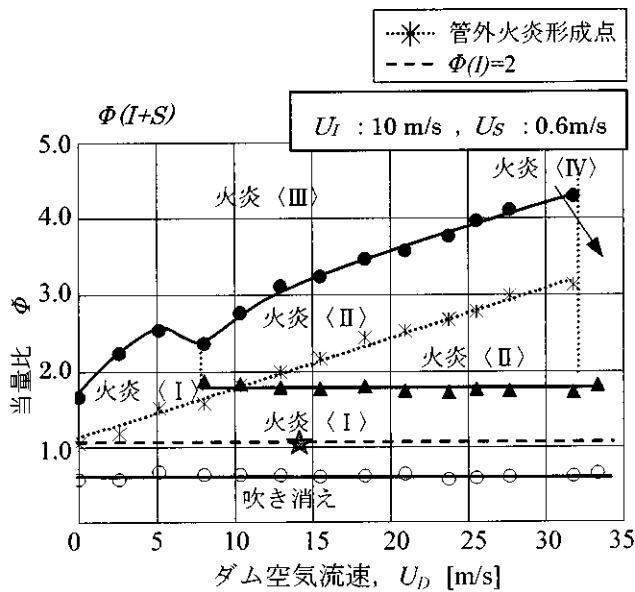


Fig.4 (a) $\Phi(I+S)$ のグラフ (常温下)

3.2.2 消化ガスの場合

U_I を 10m/s, U_S を 0.6m/s で固定した際の消化ガスを用いたダム空気流速による火炎安定限界の変化を Fig.5 に示す。Fig.5(a) はプライマリー領域当量比 $\Phi(I+S)$ で整理したグラフ、Fig.5(b) は全体当量比 $\Phi(I+S+D)$ で整理したグラフで、破線は実機燃焼器の設計点であるインジェクター当量比 $\Phi(I)=2$ の線である。メタンの結果 (Fig.4) と比較すると、火炎〈III〉から管外火炎への遷移や火炎〈IV〉から吹き飛びを生じる領域が新たに存在する。これを除いた全体の傾向はメタンの結果 (Fig.4) とほぼ変わらないが、火炎〈I〉の形成範囲は狭まり

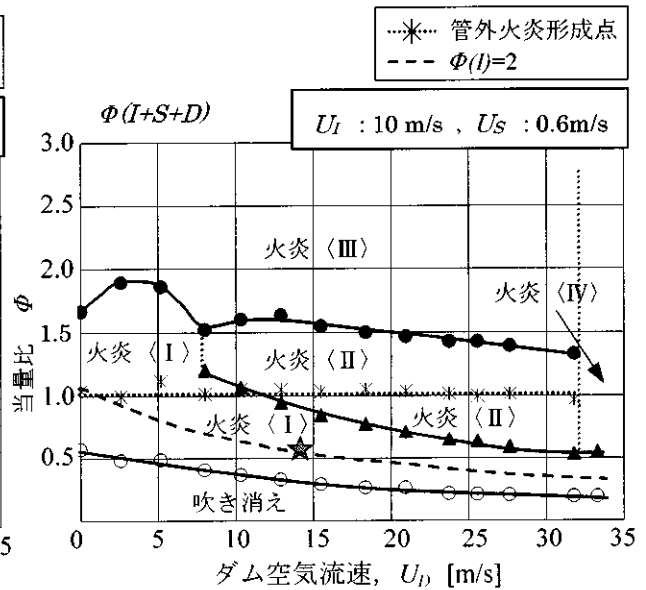


Fig.4 (b) $\Phi(I+S+D)$ のグラフ (常温下)

Fig.4 ダム空気流速による火炎安定限界の変化 (メタンガス)

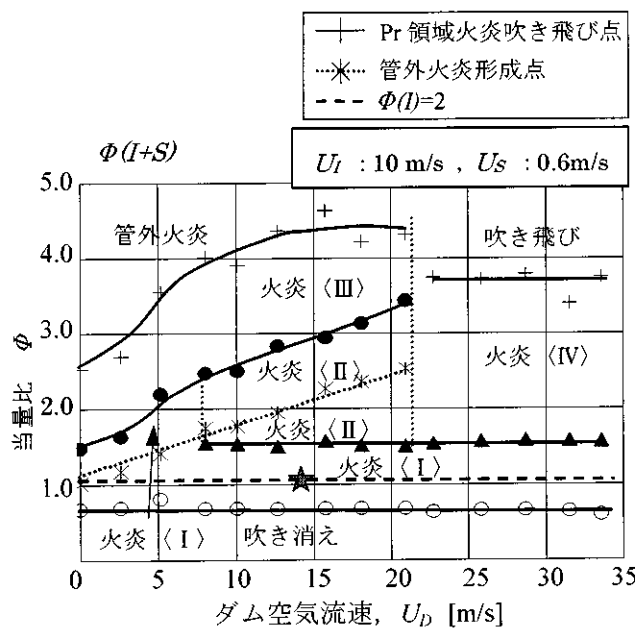


Fig.5 (a) $\Phi(I+S)$ のグラフ (常温下)

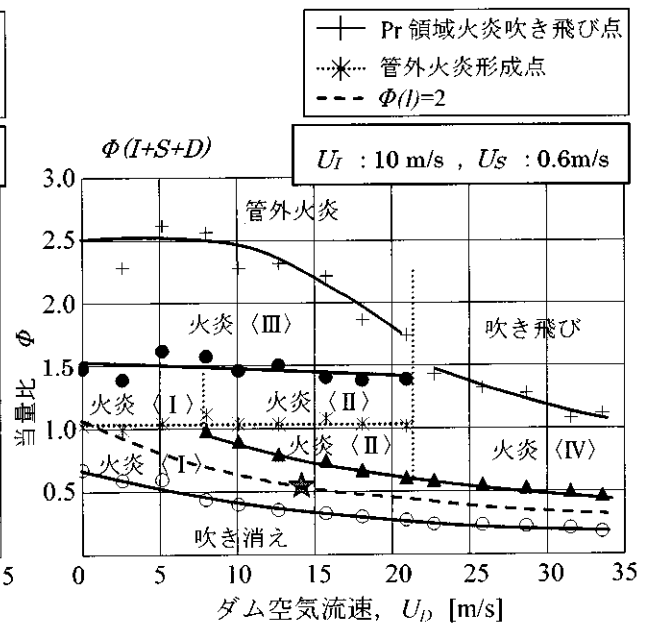


Fig.5 (b) $\Phi(I+S+D)$ のグラフ (常温下)

Fig.5 ダム空気流速による火炎安定限界の変化 (消化ガス)

(約 $0.6 < \Phi (I+S) < 1.5$), 火炎 (IV) の形成範囲が広がっている ($U_D > 22\text{m/s}$). これは消化ガスにすることで燃焼速度が遅くなり, 火炎の安定性が悪くなったことが原因と考えられる. また, 火炎 (I) の形成範囲は燃料と空気の可燃範囲とほぼ一致すると考えられることから, 消化ガスと空気の可燃範囲は約 $\phi=0.6\sim 1.5$ と予想される.

$\Phi(I)=2$ の線は全てのダム空気流速範囲で火炎 (I) を形成している.

3.4 火炎温度分布

3.4.1 常温下での火炎温度分布

$\Phi(I)$ を 2.1, L_D を 55NL/min, L_S を 25NL/min, L_I を 30NL/min の条件において火炎 (I) を形成した時 (Fig.4, Fig.5 に★で示した点) のメタンと消化ガスでの火炎温度分布と直接写真を Fig.6 に示す. メタンを見ると, プライマリー領域のダム部下部からセカンダリー領域に至る広い範囲で高温の領域が存在している. 火炎はプライマリー領域のダム部付近の上流側に保炎され, 反応がセカンダリー領域まで及んでいるのが分かる. 消化ガスでもメタンの場合と同様プライマリー領域のダム部下部に高温の領域が存在し, ここに低速の場が出来て保炎されていると考えられる. しかし消化ガスではセカンダリー領域に高温の領域がない. Fig.5(b)を見るとこの計測点は $\Phi(I+S+D)=0.6$ 程度で, 予想される消化ガスと空気の可燃下限界 ($\phi=$ 約 0.6) とほぼ一致している. 従って消化ガスでの計測点はセカンダリー領域が可燃下限界のため火炎が形成されず, 高温の領域がないと考えられる.

3.4.2 空気予熱下での火炎温度分布

$\Phi(I)$ を 2.1, L_D を 55NL/min, L_S を 25NL/min, L_I を 30NL/min, 全ての空気を 600°C に予熱した条件において火炎 (I) を形成した時のメタンと消化ガスでの火炎温度分布と直接写真を Fig.7 に示す. メタンに注目し常温下の Fig.6 と比較すると, プライマリー領域での高温領域が広がり, インジェクター側に高温領域が近づいているのが分かる. 消化ガスも予熱をすることではじめてプライマリー領域からセカンダリー領域へ至る広い範囲に高温領域が形成され, その温度は 1200°C 程度と反応の進行に十分な温度まで達している. この事は空気予熱によって燃焼速度が増加し火炎の安定性が向上したことによるものと考えられる.

3.5 NOx・CO 濃度分布

$\Phi(I)$ を 2.1, L_D を 55NL/min, L_S を 25NL/min, L_I を 30NL/min の条件において火炎 (I) を形成した時の CO 濃度分布を Fig.8 に, NOx 濃度分布を Fig.9 に示す. なお常温下で消化ガスを用いた CO 濃度は, 値が 4000ppm を超えてしまい計測不能だった.

常温下のメタンと消化ガスを比べると, メタンの CO は平均 90ppm 程度で十分反応が完了していることが分かるが, 消化ガスは 4000ppm を越えて計測不能のため, 未燃焼である. NOx も消化ガスは 3ppm 程度であり, 常温下の火炎温度分布 (Fig.6) を見ても消化ガスの方がメタンよりも火炎温度が低くセカンダリー領域で火炎が形成されていないために反応が十分に完了していないことが分かる. 空気予熱下のメタンと消化ガスを比べると, CO はほぼ一致しているが NOx は消化ガスの方が低い. また常温下に比べ両者共 CO は下がり, NOx は上がっている. 空気予熱下の火炎温度分布 (Fig.7) を見ても常温下の火炎温度分布 (Fig.6) に比べ高温域がプライマリー領域で広がり, 燃焼反応を促進していることが分かる. この事は空気予熱をすることによって燃焼反応が促進し, 消化ガスの方が排ガス性能が向上することを示している.

4. まとめ

試験燃焼器の燃焼特性を明らかにするため, メタンガスと消化ガスの場合の火炎安定限界, 火炎温度分布, NOx・CO 濃度分布を計測した. その結果, 次のことが明らかになった.

- ・ メタンおよび消化ガスのいずれの場合も, プライマリー領域の当量比が可燃範囲内の時にプライマリー領域に予混合火炎が保炎される. プライマリー領域の当量比が可燃上限界を超え, なおかつセカンダリー領域が可燃範囲内の場合, プライマリー領域に拡散火炎が形成され, セカンダリー領域にも予混合火炎が保炎される.
- ・ 常温下における消化ガスの火炎安定限界はメタンガスより劣る.
- ・ 常温下の設計当量比で消化ガスは CO 排出量が多く不完全燃焼であるが, 空気予熱下では燃焼特性が向上し, メタンガスよりも消化ガスの方が排ガス性能は良い.

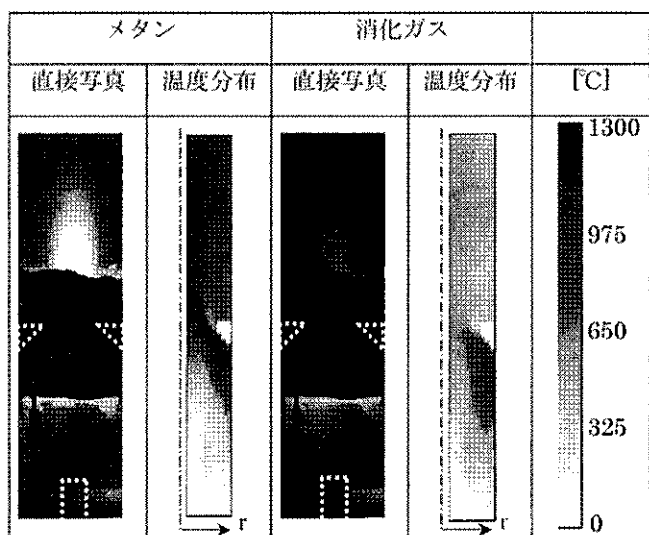


Fig.6 常温下での火炎温度分布

(L_I : 30NL/min, L_S : 25NL/min, L_D : 55NL/min, $\Phi(l)$: 2.1)

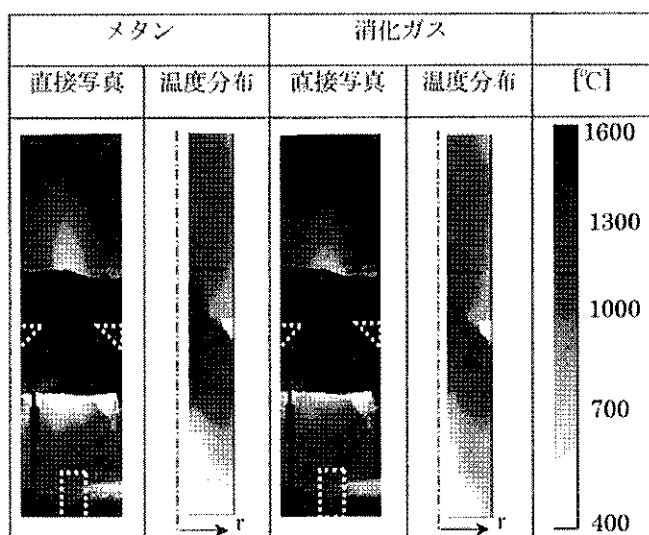
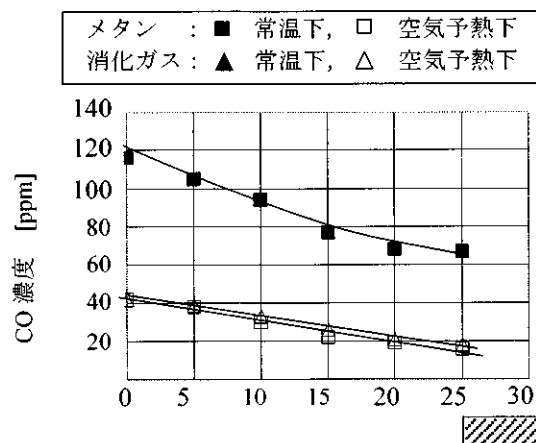


Fig.7 空気予熱下での火炎温度分布

(L_I : 30NL/min, L_S : 25 NL/min, L_D : 55NL/min, $\Phi(l)$: 2.1)

参考文献

- 1) KATAOKA, T. et. al., "Combustion characteristic of methane-CO₂ mixture and a microturbine cogeneration system utilized sewage digester gas," Proceedings of ASME Turbo Expo 2007 (2007), GT2007-27351.
- 2) 中嶋照幸 他, 「消化ガスマイクロタービンコージェネシステムの実証運転」, 第44回下水道研究発表会講演集 (2007), pp.409-411
- 3) 尾崎翔 他, 「消化ガス用マイクロガスタービン燃焼器を模擬した試験燃焼器の試作と燃焼実験」, 第35回ガスタービン定期公演会講演論文集 (2007), pp.11-16

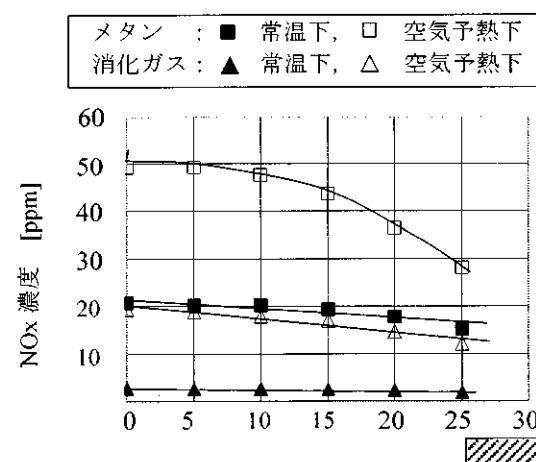


燃焼器出口半径方向位置 r [mm]

Fig.8 燃焼器出口におけるCO濃度分布

(L_I : 30NL/min, L_S : 0.6NL/min,
 L_D : 55NL/min, $\Phi(l)$: 2.1)

注) 常温下消化ガスのCO濃度は4000ppmを超えていたため計測不能



燃焼器出口半径方向位置 r [mm]

Fig.9 燃焼器出口におけるNOx濃度分布

(L_I : 30NL/min, L_S : 0.6NL/min,
 L_D : 55NL/min, $\Phi(l)$: 2.1)

プロパンを燃料とする超小型ガスタービン用 アニューラ型実機燃焼器の燃焼特性

*芳賀 誠 (首都大院), 湯浅 三郎 (首都大), 桜井 毅司 (首都大), 村山 元英 (IHI)

Combustion Characteristics of an Annular-Type Combustor for a Propane-fueled MGT

* HAGA Makoto(TMU), YUASA Saburo(TMU), SAKURAI Takashi(TMU), MURAYAMA Motohide(IHI)

ABSTRACT

An annular-type propane-fueled combustor was developed for a several hundreds W-class micro gas turbines. The combustion characteristic was investigated by varying the location and flow rate of dilution air. Where the dilution air was introduced from inner liner at 10 mm downstream from the orifice, the flame stability limit showed enough wide including design point. The combustion efficiency was more than 99.5 % and NO_x concentrations were quite low of around 10 ppm at the 16% residual oxygen condition at the total equivalence ratio 0.35.

Key words: Micro combustor, Propane fuel, Lean premixed combustion, Micro Gas Turbine

1. はじめに

近年, 携帯型電子機器や自立移動型ロボット等の開発が盛んに行われているが, それらの動力源に対する要求も, より小型で高出力かつ長時間使用が可能な事が求められてきている。現在, リチウムイオン電池に代表され, 多岐に渡り使用されている二次電池や現在開発中の燃料電池は, 高出力密度と高エネルギー密度の両立が難しく, それらを満足した上での小型化が困難な状況にある。そこで, 新たな次世代小型動力源として高出力密度と高エネルギー密度を両立可能な超小型ガスタービンが注目され, その研究開発が進展している^[1-2]。

著者らは, 災害救助や介護支援用ロボットに搭載可能な出力数百Wクラスの超小型ガスタービンの開発を目指し, 高負荷で高燃焼効率・低エミッションを実現できる超小型燃焼器の研究開発に取り組んでいる^[3-6]。燃料には, 燃料ポンプが不要でかつ可搬性・高密度貯蔵に優れ, インフラ設備の確立されているプロパンを使用する。

本研究では, ガスタービン全体の小型化・簡易化を考慮に入れ, 燃焼器構造は小型化に有利なアニューラ型とし, 燃焼方式には低 NO_x 化に有効な希薄予混合燃焼方式を採用した。これまでの試験燃焼器での実験結果では, 一次燃焼領域に火炎長さの短い環状火炎の形成が確認され, 高燃焼効率・低 NO_x 燃焼が実現されている事が判明した^[6]。しかし, タービン入口温度の調節と低 NO_x 化の為に希釈空気を燃焼室に導入したところ, 燃焼ガス中の CO 濃度が増加し燃焼効率が低下するという結果を得た^[6]。著者らは, これらの結果を受け, 燃焼器の小型・高負荷化に貢献できる環状火炎に注目し, より実機での作動条件を模擬できる実機型

燃焼器の製作を行い, 希釈空気が燃焼特性に与える影響をより詳細に調査することにした。今回は, 製作した実機型燃焼器の燃焼室に, 希釈空気の導入位置・導入量が異なる希釈空気孔を4条件用意し, 各条件に於ける火炎安定性, 火炎形状を観察すると共に, 燃焼ガス成分の計測を行い, 最適な希釈孔導入位置の検討を行った。

2. 実験装置および方法

2. 1 実験装置

図1に本実験で用いた燃焼器の概略図を示す。図1(a)は燃焼ガス分析に用いた実機型燃焼器であり, 図1(b)は燃焼器内部の火炎形状やライナ壁面の焼け具合を観察できる開放型燃焼器である。いずれの燃焼器も材質はステンレスである。本燃焼器では, 逆火の危険性を排除する観点から, プロパン燃料を燃焼器内部へ噴射し, これと同軸噴流で噴出される空気と予混合気を形成する。さらに, 燃焼器上流部からプロパン/空気を燃焼器一次領域のライナ接線方向に供給し, 燃焼器内に再循環領域を形成させて火炎の安定化を図る。一次空気とプロパンの導入部は4ヶ所である。

本燃焼器の特徴は, 燃焼器内部に絞り (図1(a)-β) を設け, 燃焼器上流部 (一次領域) における予混合気の混合促進と, 絞り下流側のステップ (図1(a)-α) に形成される壁側の再循環領域の形成, および中心軸まわりに形成される環状火炎の安定化を意図した点である。絞りの度合いは, 絞り比を $(1 - (\text{絞り部断面積} / \text{上流側断面積}))$ で定義し, これまでの試験結果より火炎長さが極めて短くなる0.19とした。火炎は絞り部上流からステップ背後のアウトターライナ側へ管状に形成される。着火には一次領域に挿入したスパーク型イグナイ

タを用いた。

本燃焼器で導入される全空気は、一次空気、希釈空気、冷却空気として燃焼室に分配され、その分配は各空気孔の面積比で決定される。図1に示した希釈空気孔は、実験条件によって孔径や導入位置（インナーライナ側、アウターライナ側、絞り板からの高さ h ）を変化させる事が出来る。

2. 2 実験方法

火炎形状と火炎安定性の把握に図1-(b)の開放型燃焼器を、燃焼ガス成分の測定に図1-(a)の実機型燃焼器を使用した。実験条件は以下の通りである。

表1. 実験条件

	希釈孔	導入位置	空気流量配分
条件 i	$\phi 2.2\text{mm}$ $\times 12$ 個	インナー側 $h=10\text{mm}$	一次 48.7% 希釈 40.1%
条件 ii	$\phi 2.2\text{mm}$ $\times 12$ 個	アウター側 $h=10\text{mm}$	一次 48.7% 希釈 40.1%
条件 iii	$\phi 2.7\text{mm}$ $\times 16$ 個	インナー側 $h=5\text{mm}$	一次 34.7% 希釈 57.3%
条件 iv	$\phi 2.0\text{mm}$ $\times 16$ 個	インナー側 $h=5\text{mm}$	一次 50.0% 希釈 40.0%

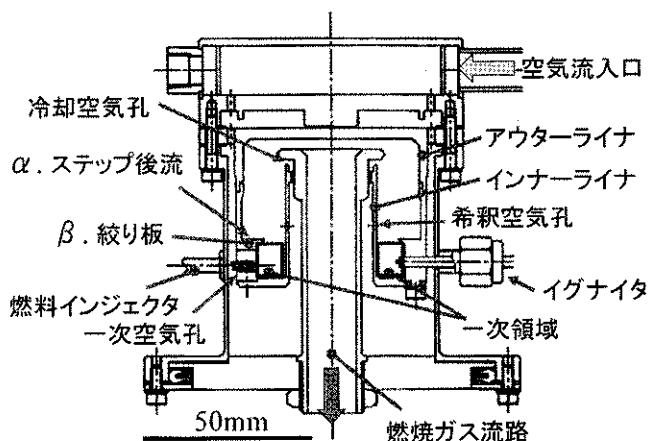
条件 i 及び条件 ii は、試験燃焼器での希釈空気導入試験に於いて、 $h=6\text{mm}$ での希釈空気の導入が燃焼反応を妨げているとの解釈から^[6]、希釈空気の導入位置をより下流側へと移行させ、火炎への干渉を遅らせる事を主な意図とした。加えてインナー及びアウター側からの希釈効果の違いを調査する。条件 iii は、希釈空気量の配分を増加させ、一次空気量の配分を減少させることで一次領域の当量比（以下、一次当量比）を増加させ、火炎の安定化や燃焼効率の改善を図る。一方、条件 iv は、条件 iii と対称的に一次空気流量の配分を増加させることで一次当量比を減少させて火炎温度を下げ、NOx の生成を抑制させる事を意図する。

実験はすべて常温・大気圧下で行った。この条件における定格条件は空気流量 4.0 [g/s]、全体当量比 0.32 である。燃焼ガスは実機型燃焼器の出口より 20 mm 内側に挿入したプローブで採取した。プローブには $\phi 1.4\text{mm}$ の微細オリフィスを有する石英ガラスプローブを用い、採取したガスは水分を除去した後に CO 濃度計（定電位電解法）、NOx 濃度計（化学発光法）で計測した。

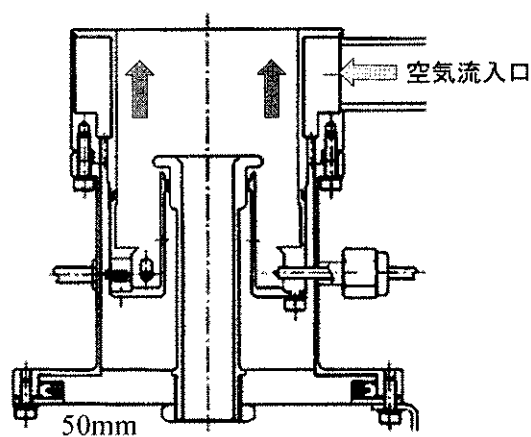
3. 実験結果および考察

3. 1 火炎安定限界

図2に各条件での火炎安定限界を示す。この結果は、各空気流量に於いて当量比の高い状態で着火し、徐々に燃料流量を絞っていった際に観察される火炎形状の遷移と吹き消え限界の様子を示したものである。横軸に全体空気流量[g/s]、縦軸に全体当量比 ϕ_f と一次当量



(a) Closed-type Combustor



(b) Open-type Combustor

図1 燃焼器概略図

比 ϕ_p を併せて示した。火炎安定範囲は、火炎の吹き消えが生じる当量比から開放型燃焼器の外部まで火炎が伸びる筒外火炎領域までの当量比範囲とした。

各条件に共通する傾向として、当量比の低い範囲において一次領域を主たる反応領域とする環状火炎が形成され、当量比の増加に伴い火炎が一次領域から下流側に向けて伸びた状態へと遷移する。このような傾向は、試験燃焼器での希釈空気導入試験の結果と共通するものであり^[6]、条件 i ~ iv で示した希釈空気の導入方法の違いがこのような基本的な燃焼形態を変化させる事はなかった。

条件 i と条件 ii とでは、設計点を含む範囲で安定に火炎が形成されるものの、環状火炎が形成されるのは空気流量の小さい低当量比範囲に留まり、当量比が増加するに従って条件 iii や iv と比較して筒外火炎になり易い傾向にある。一方、吹き消え限界については、プロパン/空気の可燃下限界当量比が 0.5 付近である事を考慮すると、定格空気流量の 4.0g/s 付近まで可燃限界外の一次当量比範囲で火炎が形成されていることが判る。これは一次領域に於ける燃料/空気の混合が不均一である事を示唆しており、局所的に燃料過濃な混合気形成されることで保炎していると考えられる。また、条件 i と ii は共に類似した火炎安定範囲を示している

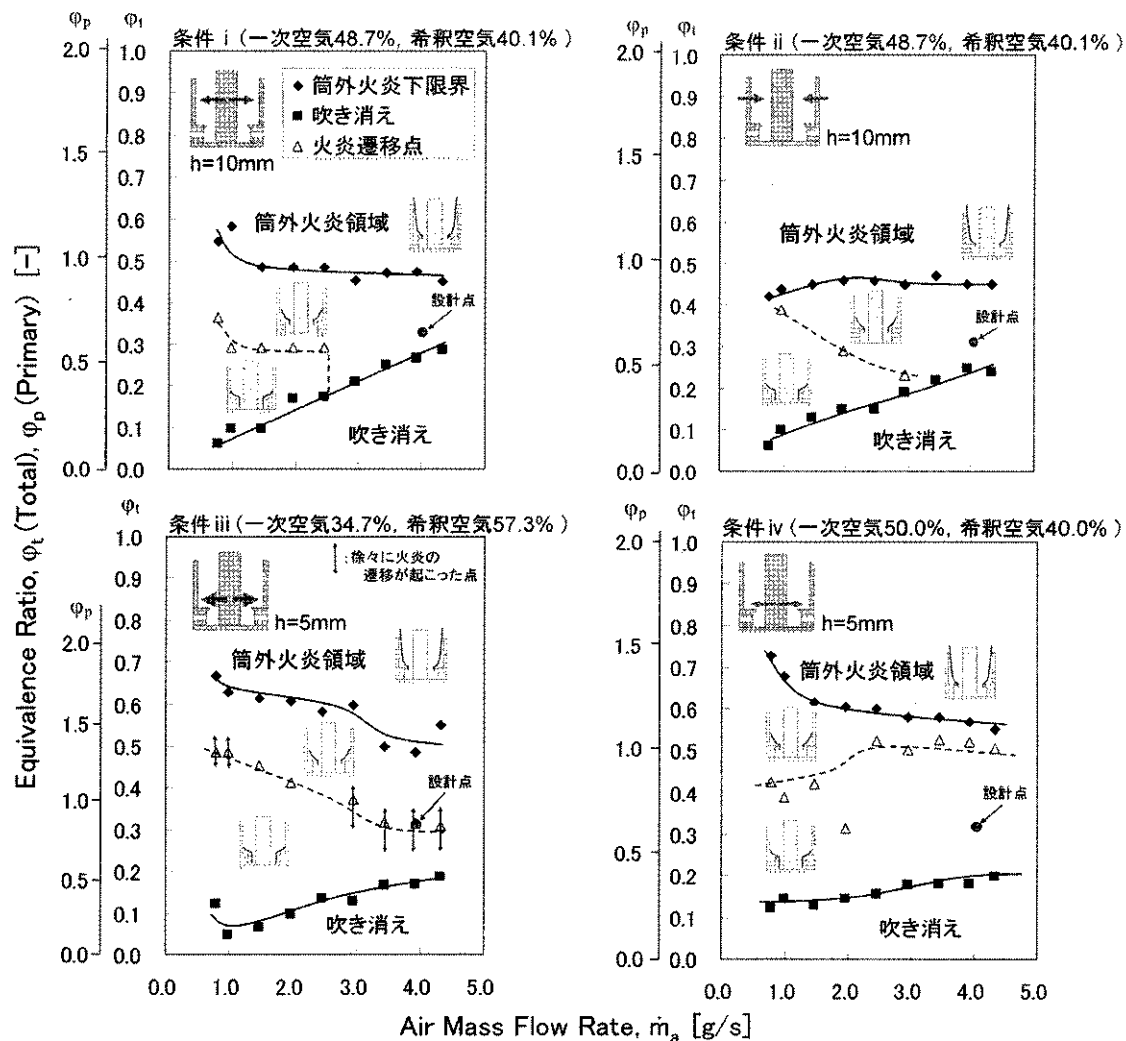


図2 各条件での火炎安定限界

ことから、インナーライナ及びアウターライナからの希釈空気の導入方法の違いが火炎の安定性に及ぼす影響は小さいと言える。

条件iiiでは、一次当量比に対する吹き消え限界は条件i及び条件iiと同様の傾向であるものの、全体当量比に対する吹き消え限界が広がっている。これは空気流量配分の変化によって一次当量比が増大した為と考えられる。さらに条件i及び条件iiと比較して広い空気流量範囲で環状火炎が形成され、設計点を含む広範囲で火炎の安定性が確保できたといえる。

条件ivは、条件iやiiとほぼ同様の一次当量比条件であるにも関わらず、条件iiiと同等に広い火炎安定範囲を示し、なおかつ環状火炎の形成範囲も広がっている。これは本条件が、一次当量比に対して全条件中最も広い吹き消え限界を持つことから、他の条件より一次領域の混合の不均一さが特に大きいと考えられ、前述したような燃料過濃な混合気の形成により火炎安定範囲が拡大したと考えられる。

以上から、希釈空気孔をより下流側に設置することは火炎長さの増大を招く傾向があるが、希釈孔を絞りに近い位置に設置することで一次当量比が小さい空気

流量配分に於いても、広い範囲で安定に火炎が形成できる事が判明した。

3. 2 火炎形状

図3に各条件に於ける設計点付近での火炎形状を示す。各条件とも一次領域に環状火炎の形成が確認できるが、火炎の発光や絞り後流の形状に相違が見られた。

条件iでは、他の条件と比較して一次領域に於ける火炎の発光が特に弱い。これは、一次領域での燃料/空気の混合が他の条件よりも均一に行われ、比較的低い当量比で火炎が形成されている事を示唆している。

条件iiiと条件ivでは環状火炎の発光が条件i及びiiよりも青緑色に近かった。このことは、より高い当量比で火炎が形成されていることを示唆している。

各条件に共通している現象として、一次領域のインナーライナ側が円周上に赤熱していることが挙げられる。これは赤熱箇所が環状火炎のすぐ内側であることから、火炎からの熱輻射や高温の燃焼ガスによる熱伝達が主な原因であると考えられる。さらに、条件iと条件iiでは、アウターライナ側にも円周上の赤熱が見られた。このような赤熱箇所の存在は、燃焼器の焼損を

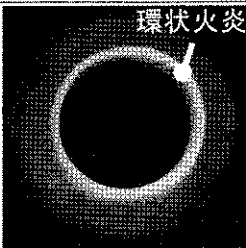
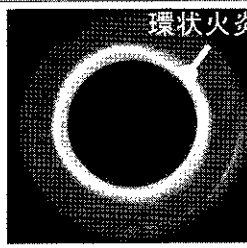
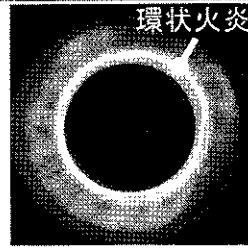
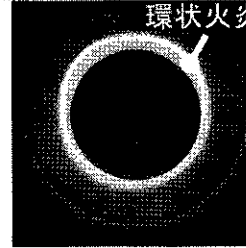
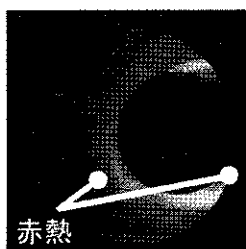
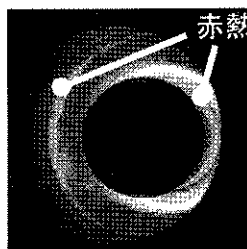
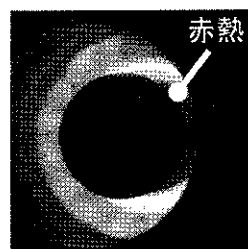
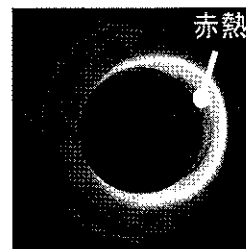
	条件 i	条件 ii	条件 iii	条件 iv
全体空気流量 $\dot{m}_a$	4.3g/s			
全体当量比 ϕ_t	0.33	0.31	0.37	0.32
一次当量比 ϕ_p	0.68	0.63	1.08	0.64
上面				
斜め				

図3 各条件での代表的な火炎形状

招く事が危惧されるため、冷却方式の見直しが必要である。

3. 3 燃焼ガス成分計測

図4に燃焼ガス成分計測で得た各条件に於ける $\phi_t=0.35$ 時の CO 排出濃度を示す。全体的に CO の排出濃度は、試験燃焼器で得た値よりも増加してしまっており^[6]、燃焼反応を妨げずに希釈空気を導入するという当初に期待した効果は得られなかった。特に条件iiiでは、火炎に近い位置で希釈空気を導入している為、燃焼反応が完結する前に反応が凍結させられていると考えられ、空気流量の増加と共に大量の CO が排出されるようになる。同様の希釈孔位置である条件ivに於いても、定格空気流量 4.0g/s 時に於いて排出量が 600ppm と多く、条件iiiと同様に燃焼反応の凍結が生じていると考えられる。また、条件iとiiを比較すると、条件iの方がCO排出量が少ない。特に条件iは、空気流量 3.0g/s 付近で CO の排出量が一時増加するものの、定格流量付近では排出量が 400ppm 付近まで減少し、本研究の実験条件の中では最も良好な値を示した。したがって、希釈空気の導入はインナーライナ側から行う方が好ましいと言える。

また、計測した燃焼ガス中の CO 排出濃度をもとに、各条件での燃焼効率を算出した。燃焼効率は次式で定義した^[6]。

$$\eta_b = \left\{ 1 - \left(\frac{\dot{m}_f + \dot{m}_a}{\dot{m}_f} \right) \left(\frac{X_{CO} \Delta H_{CO} M_{CO}}{\Delta H_f M_b} \right) \right\} \times 100 [\%]$$

ここで、 m_i : 質量流量、 ΔH_i : 発熱量、 M_i : 分子量、 X_i : 燃焼ガス中のモル分率を示し、下添え字 i は a : 空気、 f : 燃料、 co : CO 成分、 b : 燃焼ガス、をそれぞれ表す。

図5に算出した燃焼効率を、また図6には CO と同

時計測した NOx 排出濃度の 16%残存酸素濃度換算値を示す。燃焼効率は条件iiiを除き作動空気流量範囲で 99%以上を達成している。特に条件iでは定格空気流量 4.0g/s に於いて燃焼効率 99.5%以上を達成した。また、NOx の排出量は、試験燃焼器での実験結果と比較して若干の改善が見られており^[6]、特に条件iに於いては、定格空気流量付近で NOx 排出濃度の 16%O₂ 換算値が 10ppm 程と低く、条件iが他の条件よりも高燃焼効率及び低 NOx 燃焼を両立できる事を示している。これには、前述した条件iに於ける燃料/空気の混合の均一さが起因しており、他条件よりも希薄燃焼することで火炎温度が低くなり、NOx の生成が抑制された為と考えられる。他の条件では、条件iよりも NOx の排出量が多いことから火炎温度が高いと考えられるが、CO 排出量も同時に多い。つまり、燃焼反応が十分に完結していないにも関わらず NOx の生成が盛んに行われる高温領域が存在する事を示唆している。

以上の結果から、各条件での希釈空気の導入方法の内、本燃焼器に最も適しているのは、高燃焼効率と低 NOx を両立したという面で条件iだと言える。今回は常温・常圧の基で燃焼実験を行ったが、本ガスタービンで作動圧は3気圧を想定しており、実際の燃焼器入口温度は170℃程になる為、CO の排出は今回の結果よりも低減できると考えられる。今後はより適している希釈孔導入位置を模索しつつ、作動空気を予熱した条件下で燃焼実験を行い、燃焼ガス成分に与える影響を調査する予定である。

4. まとめ

本研究では超小型アニュラー型プロパン燃焼器の開発に向けて、燃焼室内に導入される希釈空気の導入方法を検討する為、希釈位置および希釈流量が異なる

4つの条件に於いて燃焼特性の把握を試み以下の結果を得た。

- ・ インナーライナ側から、絞り板下流 $h=5\text{mm}$ の位置で希釈空気を導入すると、一次領域内に局所的に燃料過濃な混合気が形成されて保炎し易くなり、広い火炎安定範囲が得られた。一方、 $h=10\text{mm}$ の位置で希釈を行った場合には、一次領域での燃料/空気の混合が促進され、他の条件より希薄な火炎が形成された。
- ・ 全ての条件下で燃焼器のインナーライナ側が赤熱した。さらに希釈孔高さ $h=10\text{mm}$ の条件下ではインナー側のみならずアウター側も赤熱した。
- ・ $\phi 2.2\text{mm} \times 12$ 個の希釈孔を燃焼器のインナーライナ側の絞り板下流 5mm の位置に円周上に配置した条件は、4つの条件の中で最も優れており、定格空気流量 4.0g/s 、全体当量比 0.35 に於いて燃焼効率 99.5% 以上、 NOx の排出濃度は $16\%\text{O}_2$ 換算値で 9.7% を達成した。

参考文献

- (1) 磯村浩介、「パワーMEMSの現状」、ターボ機械、Vol.32, No.2 (2004), pp.65-72.
- (2) 田中秀治、「MEMS 技術に基づくガスタービン発電」、表面技術、Vol.55, No.3 (2004), pp.172-178.
- (3) 皆川和大、湯浅三郎、桜井毅司、村山元英、磯村浩介、「超小型ガスタービン用アニュラー型燃焼器の基礎燃焼特性」、第34回ガスタービン学会定期講演会(2006)、pp.221-225.
- (4) 桜井毅司、湯浅三郎、村山元英、磯村浩介、「超小型ガスタービン用アニュラー型燃焼器内の高負荷プロパン火炎の燃焼特性」、第12回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集 (2007)、pp.45-48.
- (5) Murayama, M., Yuasa, S., Sakurai, T., and Isomura, S., "Development of a Teacup-size Annular Combustor for Propane-fueled MGT," IGTC2007, IGTC-TS-147, 2007.
- (6) 桜井毅司、湯浅三郎、「超小型ガスタービン用アニュラー型燃焼器内のプロパンの燃焼特性」、第35回ガスタービン学会定期講演会(2007)、pp.51-56

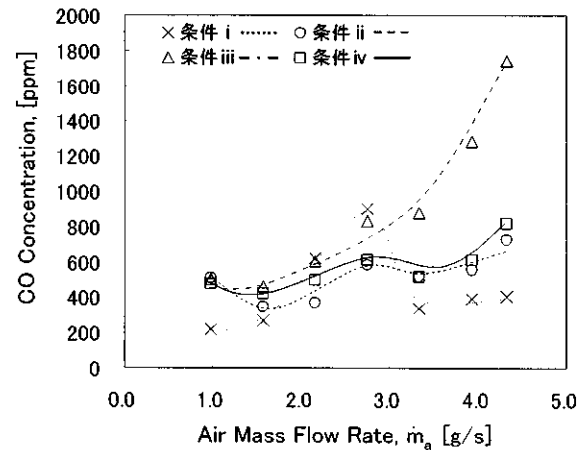


図4 CO 排出濃度 $\phi_f=0.35$

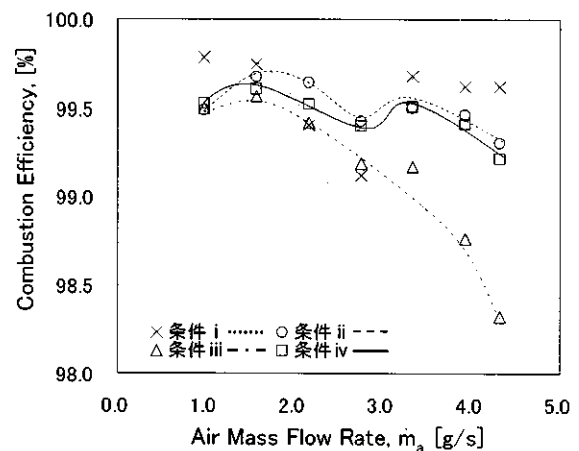


図5 燃焼効率 $\phi_f=0.35$

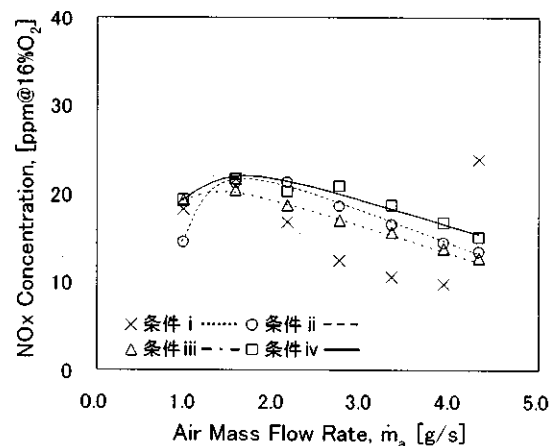


図7 NOx 排出濃度 16% 残存酸素濃度換算 $\phi_f=0.35$

流体素子により空気流制御を行う燃料ノズルの動作特性

*吉田 征二, 山本 武, 黒澤 要治, 下平 一雄 (宇宙航空研究開発機構)

Characteristics of Fuel Nozzle with Airflow Control by Fluidics

*Seiji YOSHIDA, Takeshi YAMAMOTO, Yoji KUROSAWA, Kazuo SHIMODAIRA, (JAXA)

ABSTRACT

Air flow control of pilot nozzle and main nozzle allows rich stable combustion at low power and low emissions combustion at high power. Fluidics offers a solution to air flow control with no moving parts. Liquid flow tests were conducted in order to obtain the characteristics of fluidic diverter. The test showed that the fluidic diverter has good capability of modulating air flow and it could be applied to fuel nozzle. Annular fluidic diverter was connected to co-axial fuel nozzle. The combustion test of the nozzle was conducted in atmospheric condition. The test showed that the flame and the air flow field were changed by fluidics.

Key words: Fluidics, Air flow control, Fuel nozzle, Combustor, PIV

1. はじめに

航空機用ジェットエンジンなどのガスタービンからの NOx 排出量を低減するために、希薄予混合燃焼方式は有望な方法の一つである。しかし、予混合燃焼は拡散燃焼と比較して、安定に燃焼する当量比範囲が狭く、燃焼効率の低下や振動燃焼の発生を招きやすい。広いエンジンの作動範囲にわたって安定な燃焼を実現するために、安定な拡散燃焼を行うパイロットバーナと、希薄予混合で低 NOx 燃焼を行うメインバーナを組み合わせたステージング型燃料ノズルの研究開発が行われており、産業用ガスタービンでは実用化されている。ステージング型燃料ノズルでは、負荷に応じて各バーナに供給される燃料の流量配分を調節することにより、低 NOx 性と燃焼安定性を両立させている。また、産業用ガスタービンでは燃料流量配分の制御だけではなく、燃焼器の尾筒部にバイパス流路を設けて燃焼領域に流入する空気量を調節したり、一部のバーナに空気流量を制限する機構を設けて燃焼領域の空燃比を適正範囲に収めたりすることが行われている²⁾。しかし、航空機用ジェットエンジンの燃焼器では、このような空気流量の制御機構が組み込まれた例はない。

空気流量の制御機構は、燃焼用空気の流路である高温高圧の場に設けなければならない、厳しい環境において動作することが必要であり、この点が空気流路の外部に制御機構を設置することができる燃料流量の制御機構とは異なる。航空機用ジェットエンジン燃焼器で空気流量制御を行うには、制御機構が、この厳しい環境で動作し、信頼性が高いこと、また、小型軽量であることが必要である。

これらの点を考慮し、制御機構として流体素子を用いることが試みられている。流体素子は燃焼用空気の流路中に機械的な可動部がなく単純な構造なので、厳しい環境においても信頼性の高い機構であると考えられている。例えば、Brundish ら³⁾は流れの向きを制御する流体素子である fluidic diverter と流量制御を行う流体素子である vortex valve を組み合わせて燃焼領域に流入する空気流量の制御を行っている。また Sun ら⁴⁾は fluidic diverter のみを用いて流量制御をおこなうために流体素子の動作特性を調べている。

本研究では航空機用ジェットエンジンの燃焼器において空気流量の制御を行うことにより安定燃焼範囲を拡大することを目指し、燃料ノズルに流入する空気の流量を制御する流体素子の動作特性を調べた。

Sun らの研究に示されているように、fluidic diverter のみを用いて流量を変化させようとしてもその変動量は 10%程度であり大きくない。十分な流量変動量を得るためには、fluidic diverter の二つの出口を燃焼器の別々の場所に接続することが必要である。本研究では、同軸に配置されたパイロットバーナとメインバーナに、fluidic diverter の二つの出口をそれぞれ接続し、各バーナに流入する空気流量配分の制御を行った。

2. 流体素子

流れの向きを制御する fluidic diverter は高速の流れが壁面に付着して流れるコアンダ効果を利用した流体素子であり、少量の制御流によって、より大きな流れの向きの二つの状態を切り替えるこ

とができる。図1に fluidic diverter の動作を示す。fluidic diverter は主流の入口と二つの出口、二つの制御孔が接続された形状をしている。(a)主流入口から入ってきた流れはコアンダ効果により、どちらか一方の壁面に付着して流れる。(b)制御孔から少量の流体(制御流)を流出させるか、あるいは流入させることにより、主流が反対側の壁面に付着し、流れの向きが変わる。(c)制御流を止めても主流の向きは前の状態を保つ。図1(b)では上側の制御孔から制御流が流出することにより主流の向きが切り替わる様子を示しているが、下側の制御孔から制御流を流入させることによっても主流の向きを切り替えることができる。一般的には流体素子の制御は制御流を流入させることにより行い、この場合には制御流の流量の5倍から30倍の流量の主流の流れを切り替えることができる。

燃焼器内にこの流体素子を設けることを考えると、制御流を流入させることにより制御を行うには、エンジン内で最も圧力の高い部位である燃焼器よりもさらに圧力の高い空気源を用意しなければならない。それに対して、制御流を流出させることにより制御を行うには、より圧力の低い場所に接続するだけでよいので、容易に実現することができる。そのため、本研究では流体素子の制御はすべて制御流を流出させることにより行っている。

3. 水流試験

流体素子の形状を決定するために、2次元形状の流体素子と3次元形状の流体素子について水流試験を行い、PIV計測を行った。光の屈折や反射の影響を排し良好な粒子画像を得るために、模型の材料としてアクリル樹脂、流体としてヨウ化ナトリウム水溶液を使用し、屈折率整合法を用いて試験を行った^{5),6)}。

3.1 2次元模型試験

2次元形状の流体素子模型は、入口の流路の幅が10mm、奥行き方向の長さが100mmであり、奥行き方向に同一の流路形状をしている。奥行き方向の中心断面でPIV計測を行った。主流の体積流量 Q_a を $6.7 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ とし、100回の計測結果から計算した平均流速分布を図2に示す。(a)と(b)は上下の出口を仕切るスプリッターの形に違いがあり、標準的な形態である先端が鋭角の形状(a)と、より安定した動作が期待できる先端を切り落とした平坦な形状(b)について試験を行った。これらの図はいずれも上側の制御孔から制御流を流出させた後、制御流を止めた時の状態を示している。どちらの

形状でも、制御流を止めた後も入口から入った流れが上側の壁面に沿って流れ、上側の出口から流出していることが分かる。

PIVの計測結果から、それぞれの出口から流出する流量を計算し、上下の出口から流出する流量の合計に対する側の出口の流量割合を求めた。その結果を図3に示す。図の横軸のstate1は上側の制御孔から制御流が流出している状態、state3は下側の制御孔から制御流が流出している状態、state2はどちらの制御孔からも流出していない状態を表している。また、流体素子の出口流路の幅6.6mmの一部を塞ぎ、出口幅を4.4mmにした時の計測結果も同図に示す。出口の一部を塞ぐことは、流体素子の下流に圧力損失を発生させるもの、つまり本研究においては燃料ノズルが存在する場合を想定している。

出口を塞いでいない場合には、スプリッターの形によらずほぼ同じ流量配分特性を示している。すなわち、state1からstate2に移行した時には流量割合はあまり変化せず、主流の向きは変化しない。そこからstate3に移行すると主流の向きが変わり流量割合が大きく変化する。またstate2に移行しても流量割合はあまり変化せず、主流の向きは前の状態を保存する。つまり、それぞれの出口の流量変動量が130%程度あり、また、この流体素子はヒステリシス特性を有している。流量配分が100%を超えるあるいは0%を下回っているが、これは主流が流出する出口とは逆の出口から流れが逆流してきていることを示している。

流体素子の出口の一部を塞ぐとstate1とstate3での流量配分の差は50%程度に減少するが、スプリッターの形状による違いはほとんどない。しかし、state2では違いが見られ、平坦なスプリッターでは制御流を止める前の状態を保っているのに対して、鋭角のスプリッターでは流量配分は50%と、主流は上下どちらの壁面にも付着していない流れとなり、ヒステリシス特性を有さなくなっている。つまり、スプリッターの先端を平坦な形状にすることにより、出口下流の流路の抵抗が大きい場合でもヒステリシス特性を持ちやすくなることが分かる。

3.2 3次元模型

同軸に配置されたパイロットバーナとメインバーナの流量配分を制御するために、入口と出口が円環状になっている流体素子模型を製作し、水流試験によりPIV計測を行った。試験模型は図4のように円環状の流体素子の下流に燃料ノズルを模擬したダクトを取り付けている。流体素子入口流

路の内径は 26.2mm、外径は 35.4mm である。流体素子を通らずに、直接パイロットノズルやメインノズルに至る流路も設けているが、いずれも入り口を塞いで試験を行った。図の枠で囲んだ部分の流速分布を PIV により計測した。主流の体積流量 Q_a を $5.8 \times 10^{-4} \text{m}^3/\text{s}$ とし、100 回計測した結果から計算した平均流速分布を図 5 に示す。図の右上側の流路がメインノズルに通じる流路で、右下側がパイロットノズルに通じる流路である。(a)はメイン側の制御孔から制御流体を流出させた後、制御流を止めた状態で計測を行い、(b)はパイロット側の制御孔から制御流体を流出させた後、制御流を止めた状態で計測を行った結果である。いずれの結果も入り口から入った流れが、メイン側あるいはパイロット側の壁面に沿って流れている様子を示しており、円環状の流体素子によって流量配分制御を行うことが可能であり、またこの流体素子がヒステリシス特性を持っていることを示している。

2 次元形状での PIV 計測の場合と同様に、3 次元形状での PIV 計測結果から、全体の流量に対するメイン側出口の流量割合を計算した。その結果を図 6 に示す。メイン側出口の流量割合は、メイン側の制御流を流した状態で約 120%、制御流を止めると約 115%、パイロット側制御流を流すと 0%、制御流を止めると 12%と遷移する。流体素子の出口が、一方は円筒の中心に向かう流路であり、他方は円筒の外周に向かう流路なので、形状が対称ではないので、流量配分特性も対称ではない。

二次元形状の流体素子の場合と異なり、流量配分特性が対象ではないものの、二次元形状の場合と同様に流量変動量は 120%と大きく、またヒステリシス特性を有していることが確認できた。

4. 大気圧燃焼試験

円環状の流体素子を、パイロットノズルとメインノズルが同軸に配置された燃料ノズルの上流に取り付け、大気圧燃焼試験を行った。燃料ノズル部分は JAXA で行っている TechClean 用の希薄予混合燃料ノズルの形状をそのまま使用した。燃焼試験模型の断面図を図 7 に示す。ブロワから供給され、電気ヒータで加熱された空気は流体素子と燃料ノズルを通して燃焼室に流入する。燃料ノズルは 4 重のスワラーで構成されており、内側の二つがパイロットノズル、外側の二つがメインノズルである。パイロット用の燃料は二つのスワラー流路の間にフィルム状に噴射され、メイン用の燃料はメインノズル流路の内側の壁面から噴射するプ

レインジェットを用いている。ただし、本試験では、パイロット燃料のみを用いた。燃焼試験模型には流体素子を通る流路のほかに、流体素子を通らずにパイロットノズルやメインノズルに通じる流路も設けているが、本試験ではどちらも入り口を塞いでいる。燃焼室は、内寸が $83\text{mm} \times 83\text{mm} \times 274\text{mm}$ で、3 面が石英ガラス、1 面がステンレスでできており、出口は大気開放されている。

水流試験で用いた円環状の模型とは異なり、流体素子下流にスワラーがあるので、流路の抵抗が大きくなり、流体素子がヒステリシス特性を持たなくなるかもしれないことを考慮し、燃焼試験では先端が平坦な形状のスプリッターを用いた。その結果、燃焼試験においても、流体素子がヒステリシス特性を有していることが確認できた。しかし、制御流を止めている時に、流れの状態が変化してしまうことがあった。これは、ノズルの上流あるいは下流からの外乱による影響によるものと考えている。この意図していない状態変化を防ぐために、燃焼試験では常にパイロット側あるいはメイン側のどちらかの制御流を流しながら試験を行った。

4.1 燃焼試験

火炎の直接写真を図 8 に示す。(a)はメイン側制御流を流しているとき、(b)はパイロット側制御流を流しているときである。ノズル入り口での空気の体積流量を燃焼室断面積で除した燃焼室の断面平均流速 U_c は 9.2m/s 、ノズル入り口空気温度 T_{ia} は 460K 、全体空燃比 A/F は 58 である。制御流をメイン側にした時には、火炎のほとんどが輝炎であり、また燃えながら下流に流れていく液滴のような物が観察でき、燃料の微粒化が進んでいないと考えられる。それに対して、制御流をパイロット側にした時には、一部に輝炎が形成されているが、火炎は青色の部分が多く、燃料噴霧の分布に偏りがある等の原因により燃料の濃い領域が存在するが、燃料の微粒化と混合は良好に行われていると考えられる。

4.2 非燃焼流速分布計測

次に非燃焼状態で、ノズルの中心軸を通る断面上の流速分布を PIV により計測した。トレーサ粒子として使用したオイルミストの蒸発を防ぐために空気温度は燃焼試験時よりも下げて $T_{ia}=370\text{K}$ とした。 U_c は 9.3m/s である。300 回計測を行った結果から求めた平均流速分布を図 9 に示す。ノズル出口中心を原点とし、軸方向下流を X 軸、それと直交する上下方向を Y 軸としている。矢印の向きと大きさを流速を表し、等高線で X 方向流速 U を

表している。制御流をパイロット側にした時には $U=10\text{m/s}$ の等高線がノズル出口近傍まで伸びているが、メイン側にした場合には $X=20\text{mm}$ 付近までしか伸びていない。また、ノズル出口から伸びている $U=0\text{m/s}$ の等高線が、制御流をメイン側にした時の方がより大きな角度で外側に向かっているなど、両者はノズルの出口近傍の流れに違いがみられる。ノズル近傍の流れを比較するために、 $X=7.2\text{mm}$ での軸方向流速 U の分布を図 10 に示す。制御流をパイロット側にした場合もメイン側にした場合も、 $Y=\pm 23\text{mm}$ 付近で流速分布の傾きが急に変わっており、この位置より外側がメインノズルからの流れ、内側がパイロットノズルからの流れと考えられる。パイロットノズル下流の流れ場は、ノズルから直接流れてくる流れと、逆流によってこの領域に入ってくる流れの混合した流れである。制御流を変えることにより、パイロットノズル下流の流速分布は大きく変化している。図 9 の流速分布および燃焼試験時の火炎形状の目視による観察から、パイロットノズルからの流れは、パイロットノズル出口の円錐状に広がる壁面に沿って流れていると考えられる。すなわち、図 10 の $Y=\pm 20\text{mm}$ 近傍がパイロットノズルからの直接の流れであり、この部分の流速は、制御流をパイロット側にするによって速くなり、メイン側にするによって遅くなる。流速の変化は流量の変化を表しており、流体素子によって流量配分の制御が行われていることを示している。パイロットノズルからの流れの流速が変化することによって、この流れに同伴する流れの流速も変化し、それに対応して中心付近の逆流の流速も変化している。

4.3 制御流の流量

次に、流れの状態を切り替えるために必要な制御流の流量を調べた。本試験で用いた流体素子はヒステリシス特性を持っており、制御流の流量が少ないと、流れの状態を切り替えることができない。メイン側からパイロット側に切り替えるときの制御流の必要量を図 11 に示す。縦軸は燃焼器に流入する空気量 W_a に対するパイロット側制御流の流量 W_{control} の割合、横軸は燃焼室の断面平均流速 U_c である。コントロール流をメイン側からパイロット側に切り替えたあと、即座に流れの状態が切り替わる時、即座には切り替わらないが 10 秒以内に切り替わる時、10 秒以上経過しても切り替わらない時、に分類して図に結果を示した。この図からわかるとおり、燃焼器の空気流量が変化しても、制御流の必要流量の割合はほぼ一定で、 W_{control}/W_a

が 3.1% 以上であれば、流れを切り替えることができる。パイロット側からメイン側に切り替えるときの結果についてはグラフを示さないが、パイロット側に切り替えるときとほぼ同じ 3% の流量で流れを切り替えることができる。

5. 結言

流体素子を用いて、同軸に配置されたパイロットノズルとメインノズルの空気流量配分の制御を行うために、二次元模型の水流試験、三次元模型の水流試験および大気圧での燃焼試験を行った。

その結果、燃料ノズル上流に取り付けた流体素子により空気流量配分の制御をおこなうことができ、それによって燃焼状態が変化することを確認した。

今後は、燃焼効率や排出物特性などの燃焼性能に関する研究を進めるとともに、燃料ノズル内に流体素子を組み込み、一体化した形状についての検討を進める。

参考文献

- 1) 橋爪保夫, 土樋俊夫, 広田良夫, 森義孝, 灘井義和, 佐藤友彦, 中原崇文, 日浦治也, 福江一郎, 塚越敏三: 東北電力・東新鴻火力発電所第 3 号系列, 三菱高性能大容量ガスタービン(MW-701D 形)及び新形低 NOx 燃焼器の開発並びに 1090MW コンバインドサイクルプラントにおける試運転実績, 三菱重工技報, Vol. 22 No. 3(1985) pp. 8-16
- 2) 小林成嘉, 井上洋, 竹原勲, 笹尾敏文: 既存の低 NOx 燃焼器に関して, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 32 No. 1(2004) pp. 10-14
- 3) K D Brundish, C W Wilson, J R Tippetts, R J Woolhouse: Initial Optimisation of a Fluidically Controlled Variable Swirl Fuel Injector, AIAA-99-2403 (1999)
- 4) F Sun, R Lin, M Haas and T Brogan: AIR FLOW CONTROL BY FLUIDIC DIVERter FOR LOW NOx JET ENGINE COMBUSTION, AIAA 2002-2945 (2002)
- 5) 西田正浩, 山根隆志, Balazs Asztalos, 遠心血液ポンプ内流れの可視化定量解析, 機械技術研究所報, Vol. 52, No. 3(1998) pp. 16-34
- 6) 吉田征二, 牧田光正, 飯野淳, 山田秀志, 下平一雄, 山本武, 林茂: ジェットエンジン燃焼器用気流微粒化ノズル内流れの PIV 計測, 第 35 回可視化情報シンポジウム講演論文集 (2007) pp. 155-156.

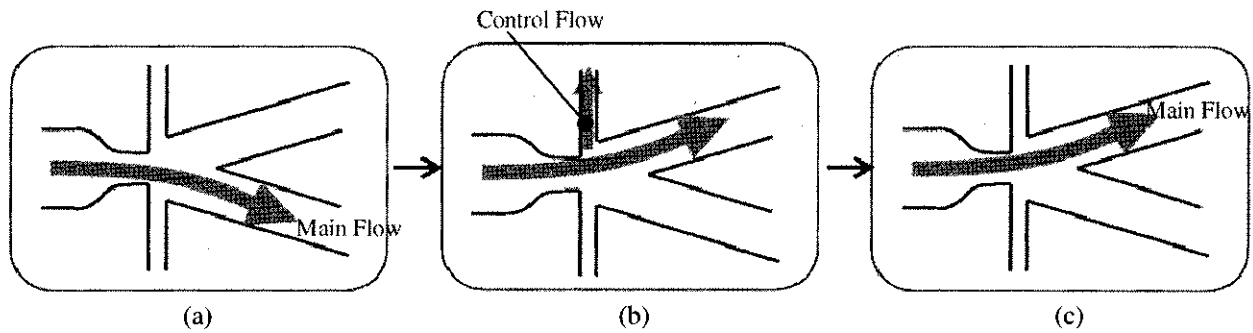
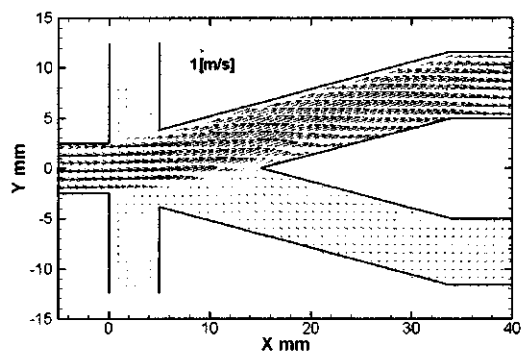
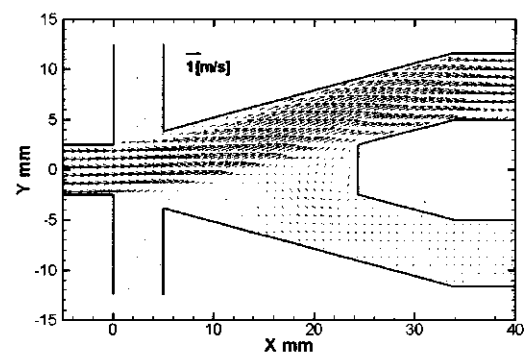


Fig.1 Behavior of Fluidic Diverter



(a) Sharp edge splitter



(b) Flat edge splitter

Fig.2 Flow Field of 2D Fluidic Diverter

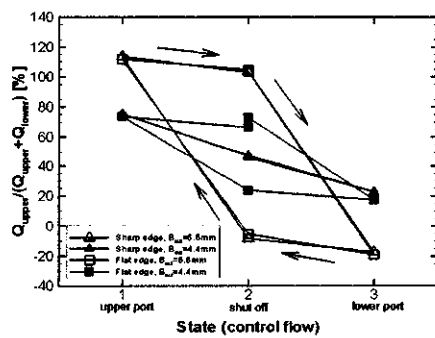


Fig.3 Ratio of exit flow rate

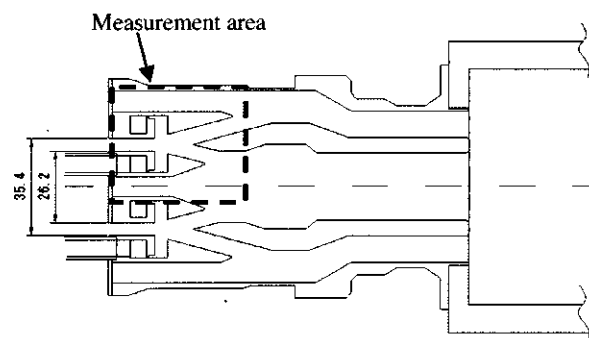
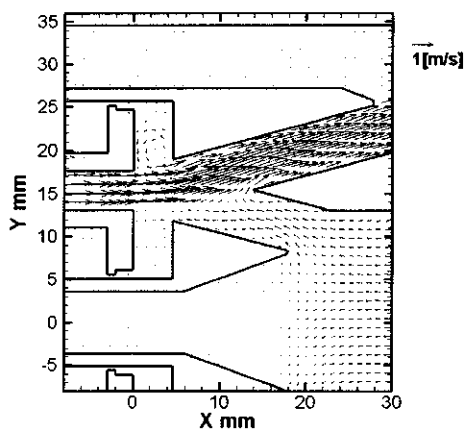
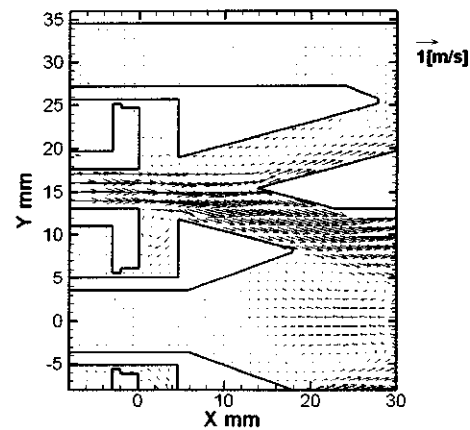


Fig.4 3D liquid flow test model



(a) Main exit is selected



(b) Pilot exit is selected

Fig.5 Flow field in annular fluidic diverter

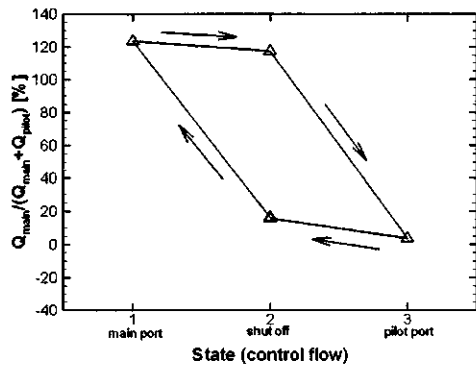


Fig.6 Exit flow ratio of annular fluidic diverter

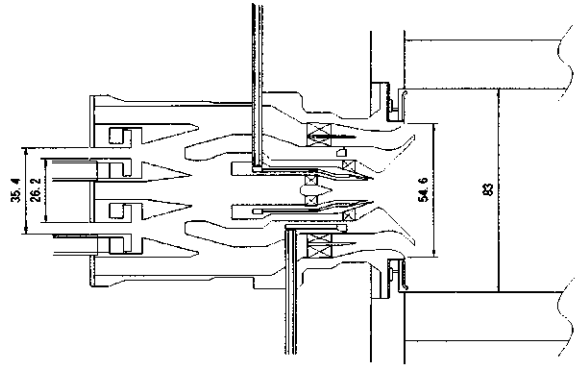
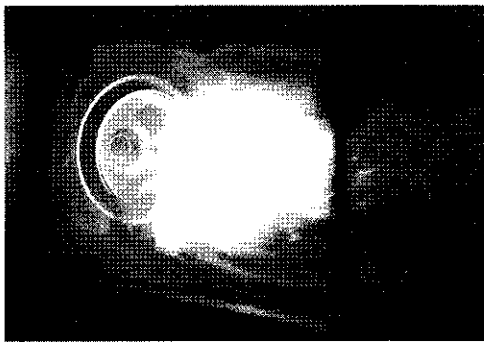
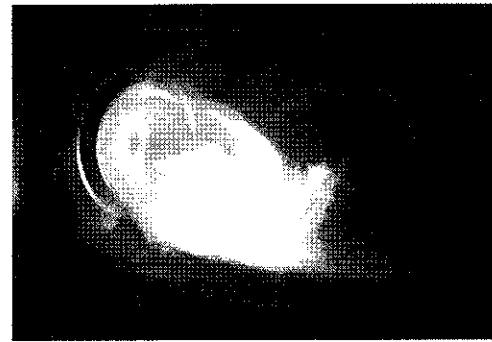


Fig.7 Combustion test model

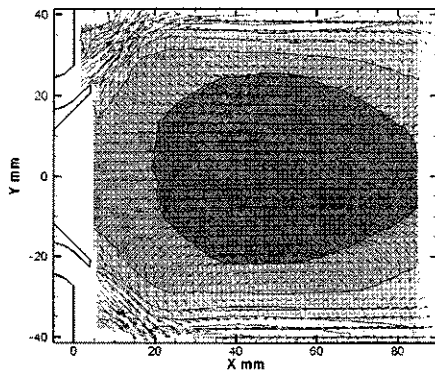


(a) Main control port is selected

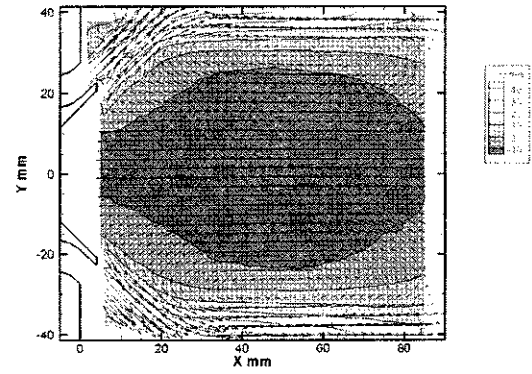


(b) Pilot Control port is selected

Fig.8 Variation of flame by air flow control



(a) Main control port is selected



(b) Pilot Control port is selected

Fig.9 Variation of air flow field

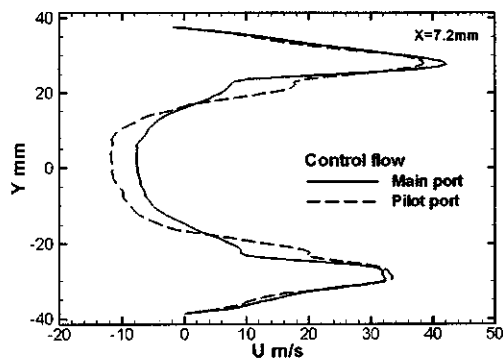


Fig.10 Axial velocity near nozzle exit

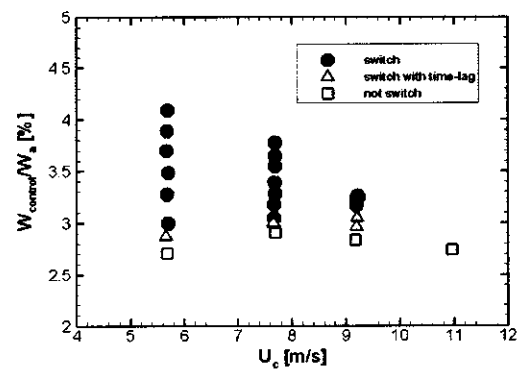


Fig.11 Control flow rate needed to flow switching

燃料－空気混合不均一を考慮した NOx 生成量予測

*阿部 一幾, 小金沢 知己, 三浦 圭祐 (日立)

NOx Emission Prediction Considering Fuel-Air Unmixedness

*Kazuki ABE (Hitachi, Ltd.), Tomomi KOGANEZAWA and Keisuke MIURA

ABSTRACT

The Advanced Humid Air Turbine (AHAT) system is promising as a high efficiency medium-size gas turbine system. The AHAT system improves thermal efficiency by using high-humidity air without needing high firing temperature and pressure ratio. However, the effect of humid air on NOx formation is not well understood. In previous study, a prediction relation for NO formation was produced, but the predicted NO emission was much smaller than the measured NOx emission. It is because fuel-air unmixedness which increased the local flame temperature wasn't taken into account in the prediction. In this study, a way to predict NOx emission was improved considering fuel-air unmixedness which was evaluated by the flow visualization experiment. The predicted NO emission gave good agreement with measured NOx emission when the flame lift-off height was assumed as $x_r/D_r=2.5$ (x_r/D_r : nondimensional distance).

Key words: Advanced Humid Air Turbine, Low NOx Emission, CHEMKIN, Probability Density Function, Unmixedness

1. はじめに

低コストで高効率な発電システムとして期待されている高湿分空気利用タービン (AHAT) の早期実証と実用化のための検討を進めている¹⁾。AHAT システム構成を図 1 に示す。圧縮機吸気流路に設けた水噴霧冷却装置から微細な液滴を空气中に噴霧し、吸気を冷却する (*Water Atomization Cooling* : WAC) とともに、圧縮機内部での空気温度上昇を

抑制することによって、圧縮動力を低減する。圧縮機吐出空気は空気冷却器で冷却した後、増湿塔で温水と直接接触させ高湿分空気とし、再生熱交換器で予熱して燃焼器で高温の燃焼ガスとする。湿分により流量と比熱が増加しているため、タービン発生動力が増加するとともに、タービン排ガスの持つ熱エネルギーが再生熱交換器、節炭器で回収されるので熱効率も高い。その後、水回収器

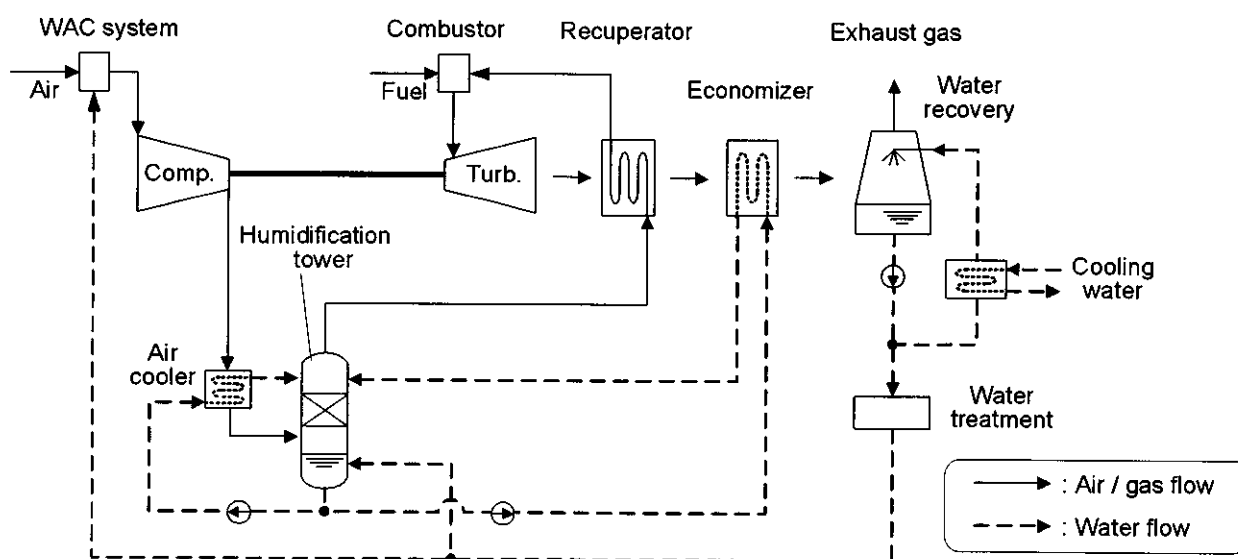


Fig. 1 Schematic of the AHAT system

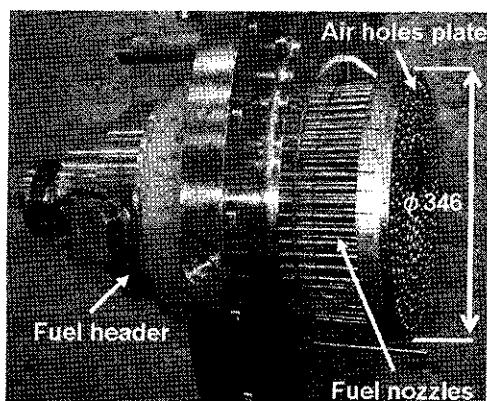


Fig. 2 Cluster nozzle burner

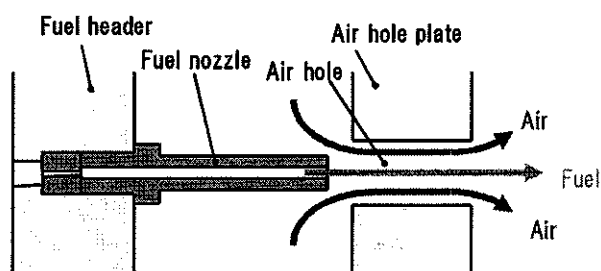


Fig. 3 Schematic of coaxial flow of cluster nozzle burner

で冷水との直接接触により排ガス中の水分を回収し、水の消費量を抑制する。

AHAT が通常のカスタバーンと異なるのは、燃焼器入口の空気条件が今までに無く高温かつ高湿な点であり、AHAT 検証機²⁾においては、温度 630℃、湿度 17wt%となる。高湿分燃焼は、火炎温度の低下による窒素酸化物 (NOx) 生成量の低減効果が期待できる一方、燃焼の不安定や不完全燃焼に伴う一酸化炭素、未燃炭化水素の排出などが懸念される。さらに、従来の予混合燃焼を用いる場合は、空気温度が高いため自発火防止策が必要となる。

そこで AHAT 燃焼器には、自発火温度の低いジメチルエーテル焚きガスタービン燃焼器として開発された、多孔同軸噴流クラスタバーナ³⁾を採用した。図 2 に AHAT 検証機向けクラスタバーナ、図 3 にクラスタバーナの燃料ノズルと空気孔の一组を拡大した模式図を示す。クラスタバーナは、図 3 に示す燃料-空気の同軸噴流を多数構成することによって、燃料と空気を急速混合する構造となっており、従来の予混合燃焼方式と同等の低 NOx 性能が得られる。

前回の報告⁴⁾において、著者らは高湿分燃焼において、NOx の主成分である NO 生成に与える燃焼温度と反応物組成の影響を個別に評価する目的で、詳細反応を考慮した一次元素反応解析を実施

した。そして、得られた知見から一次元層流予混合燃焼の NO 生成量予測式を構築した。

さらに、構築した予測式によって実機 NOx 生成量を予測したところ、予測値は実測値の 1/10 程度となった。これは、実機では燃料-空気の混合不均一によって局部的に火炎温度が上昇するのに対して、予測式では燃料と空気の完全混合を仮定したことにより、実機における局所的な温度上昇が考慮されず、NOx 生成量が過小評価されたためと考えた。

そこで、本報ではガスタービン燃焼器内の空間的、時間的な燃料-空気の混合不均一を考慮する NOx 生成量予測法を検討した。

2. 燃料-空気の混合不均一と

NOx 生成量の予測方法

クラスタバーナでは、図 3 に示すように空気孔出口での流路の急拡大によって急速に混合が促進する。しかし、その混合度合いが十分でない場合には、燃料-空気の混合不均一が生じ、この混合不均一が NOx 生成量に影響を及ぼす。すなわち、混合不均一が大きい場合には、局所の燃料濃度の増加が燃焼温度の上昇を引き起こし、NOx 生成量が増加する。特に、火炎帯位置における混合不均一と、火炎中における混合不均一の流れ方向の変化が NOx 生成量に大きく影響すると考える。そこで、本報では先ず空気孔出口から下流の燃料-空気の混合不均一をモデル化し、次いでこの混合不均一が NOx 生成量に与える影響を検討した。

2.1 燃料-空気の混合不均一の評価方法

図 4 に、混合不均一をモデル化した領域の概略

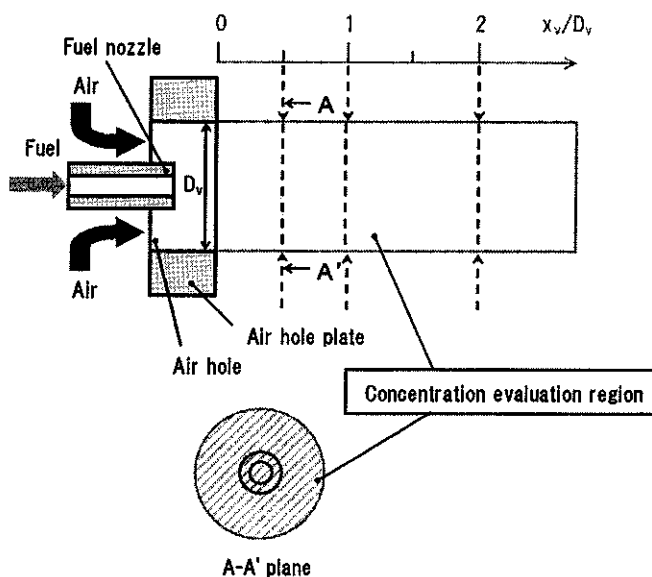


Fig. 4 Concentration evaluation region of coaxial flow

図を示す。上部横軸は、空気孔出口からの距離 x_v を空気孔径 D_v で除した無次元距離 x_v/D_v を示している。本報では、 x_v 方向の複数の位置について、流れに垂直方向となる図中斜線部（空気孔径寸法の内部）で示される領域の燃料濃度分布をモデル化することとした。この燃料濃度分布のモデル化には、3.1節で説明する水流モデル⁵⁾による混合模擬試験（以下、混合模擬試験）のデータを活用した。

まず、燃料質量分率である混合分率 Z を導入し、領域の断面燃料濃度分布から、各断面について平均混合分率 $\bar{Z}$ 、分散 $\bar{Z}^2$ を求めた。そこから、式(1)で定義される燃料-空気の混合状態を示す混合不均一度（Unmixedness : G ）⁶⁾ を求めた。

$$G = \frac{\bar{Z}^2}{\bar{Z}(1-\bar{Z})} \quad (1)$$

流れ方向の燃料濃度分布の変化は、 x_v/D_v に対する G の変化で評価できる。ここで、混合模擬試験の無次元距離 x_v/D_v と実機の無次元距離 x_r/D_r (x_r : 実機のバーナ出口からの距離(mm), D_r : 実機の空気孔径(mm)) の混合状態が同じと仮定し、実機燃焼ガス流速 V (m/s)を用いて、実機の滞留時間 τ (ms)に直すと、

$$\tau = \frac{x_r}{V} = \frac{x_v/D_v}{V} D_r \quad (2)$$

となる。すなわち、混合模擬試験の無次元距離 x_v/D_v における G は、実機の滞留時間 τ (ms)における G と読み替えることができる。本報では、複数の断面において混合模擬試験から求めた G を、式(3)の形で近似した。

$$G = C_1 \cdot \exp(-C_2 \cdot \tau) \quad (3)$$

C_1 , C_2 は燃料ノズルの混合性能によって決まる係数である。

したがって、滞留時間 τ が与えられると式(3)により混合不均一度 G が求まる。そして、求めた G と平均混合分率 $\bar{Z}$ から、式(1)によって分散 $\bar{Z}^2$ を求めることが可能となる。

2.2 NOx 生成量の予測法

次に、NOx 生成量を予測する方法を説明する。なお、ガスタービン燃焼器の運転範囲では生成される NOx のうち 90%以上が NO である⁴⁾ ことから、以下では NOx 生成量は NO 生成量で近似できるものとする。

のとする。

燃料-空気の混合不均一を表現するために、混合分率 Z に対して確率密度関数 (Probability Density Function : PDF) $P(Z)$ を導入した。 $P(Z)$ は、多くの燃焼研究や混合の研究において広く用いられているベータ関数を用いた⁷⁾。

$$P(Z) = \frac{Z^{\alpha-1}(1-Z)^{\beta-1}}{\int_0^1 Z^{\alpha-1}(1-Z)^{\beta-1} dZ} \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{\bar{Z}}{\bar{Z} \cdot \{ \bar{Z} \cdot (1-\bar{Z}) / \bar{Z}^2 - 1 \}} \quad (5)$$

$$\beta = \alpha \cdot \frac{1-\bar{Z}}{\bar{Z}} \quad (6)$$

$P(Z)$ は、平均混合分率 $\bar{Z}$ と式(3)から求まる混合不均一度 G から一意に決定することができる。なお、混合模擬試験の $P(Z)$ をベータ関数で近似することの妥当性については、3.1節で述べる。

混合状態、すなわち混合不均一度 G は 2.1 節で述べたように滞留時間によって変化するので、確率密度関数を改めて $P(Z, \tau)$ とおくと、燃料-空気の混合不均一を考慮した NO 生成量(ppm)は、火炎面の位置を滞留時間 τ_f (ms)として式(7)で計算される。

$$[NO](\bar{Z}, \tau_s) = \int_{\tau_f}^{\tau_s} \int_0^1 \frac{d[NO]_{ideal}(Z, \tau)}{dt} P(Z, \tau) dZ d\tau \quad (7)$$

τ_s は燃焼ガスの滞留時間(ms), $[NO]_{ideal}(Z, \tau)$ は完全混合時の NO 生成量(ppm)である。NO は、Prompt NO を主成分とする SNO と、Thermal NO を主成分とする LNO に分離可能⁴⁾ であり、完全混合時に τ_s (ms) で生成する NO 生成量 (ppm)は式(8)となる。

$$[NO]_{ideal}(Z, \tau_s) = [SNO](Z) + \int_{\tau_f}^{\tau_s} \frac{d[LNO]}{dt}(Z) d\tau \quad (8)$$

したがって、

$$[NO](\bar{Z}, \tau_s) = \int_0^1 [SNO](Z) P(Z, \tau_f) dZ + \int_{\tau_f}^{\tau_s} \left\{ \int_0^1 \frac{d[LNO]}{dt}(Z) P(Z, \tau) dZ \right\} d\tau \quad (9)$$

となる。なお、 $[SNO](Z)$ (ppm), $d[LNO]/dt(Z)$ (ppm/ms)

は前報⁴⁾で報告した、燃料を CH_4 としたときの NO 生成量計算式を用いた。

$$[SNO](Z) = A_1 \cdot (1 - X_{H_2O})^\alpha \cdot \frac{X_{CH_4}}{X_{O_2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{a,1}}{RT_g}\right) \quad (10)$$

$$\frac{d[LNO]}{dt}(Z) = A_2 \cdot X_{PO_2}^\beta \cdot \exp\left(-\frac{E_{a,2}}{RT_g}\right) \quad (11)$$

ここで、 A_1 , A_2 : 係数, X_i : i 化学種のモル分率, α , β : 乗数, $E_{a,1}$, $E_{a,2}$: 活性化エネルギー(J/mol), R : 気体定数(J/K·mol), T_g : 燃焼温度(K)である。なお、 PO_2 は平衡状態の酸素を表す。この式(10), (11)によって、ガスタービン燃焼器の燃焼温度として想定される燃焼温度 1400℃以上の範囲では、素反応解析 (CHEMKIN-II, PREMIX) から得られる NO 生成量を精度 20%で簡易に計算することができる⁴⁾。

図 5 に、バーナ平均燃空比 $\bar{F}/\bar{A}=0.03$ (平均混合分率 $\bar{Z}=0.0291$) のときの代表的な混合不均一度 G における確率密度関数 $P(Z)$ と、SNO の濃度 $[SNO](Z)$ (ppm), LNO が単位時間当たりに生成する濃度 $d[LNO]/dt(Z)$ (ppm/ms)の混合分率 Z に対する分布を示す。確率密度関数 $P(Z)$ は、混合不均一度 G が小さくなると最大値は大きくなり、分布形状も急峻となる。そして、 $P(Z)$ が最大値となる混合分率 Z は、バーナ平均燃空比に相当する平均混合分率 $\bar{Z}$ (=0.0291) に近づく。ここで、図 5 を用いて式(9)について説明する。まず、式(9)の第一項は、図の

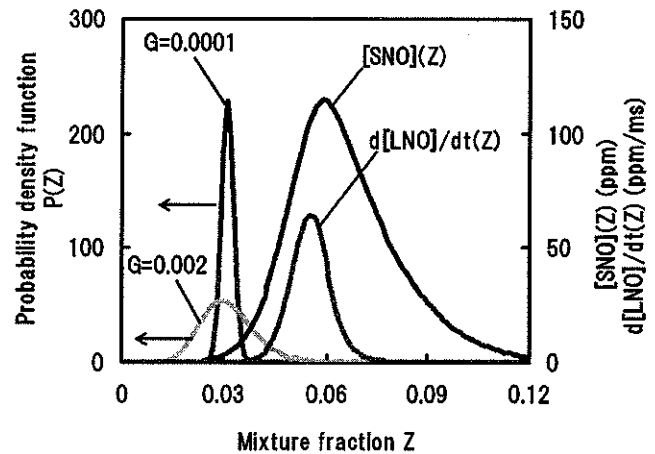


Fig.5 The distributions of probability density function, $[SNO]$ and $d[LNO]/dt$

確率密度関数 $P(Z)$ と SNO 濃度 $[SNO](Z)$ とで囲まれる部分の面積を表している。ここで、確率密度関数 $P(Z)$ は火炎帯位置におけるものである。一方、第二項は確率密度関数 $P(Z)$ と LNO が単位時間当たりに生成する濃度 $d[LNO]/dt(Z)$ とで囲まれる部分の面積を、火炎の滞留時間で時間積分したものである。第二項の確率密度関数 $P(Z)$ は、第一項と異なり滞留時間 τ によって変化していくという特徴がある。図から、混合不均一度 G が増加すると、SNO, LNO 共に囲まれる部分の面積は増大する。したがって、式(9)から計算される NOx 生成量は、混合が悪いときに増加することが分かる。

3. NOx 生成量予測法の検証

3.1 混合性能評価手法の妥当性検証

本節では、先の報告⁵⁾の水流モデルによる混合

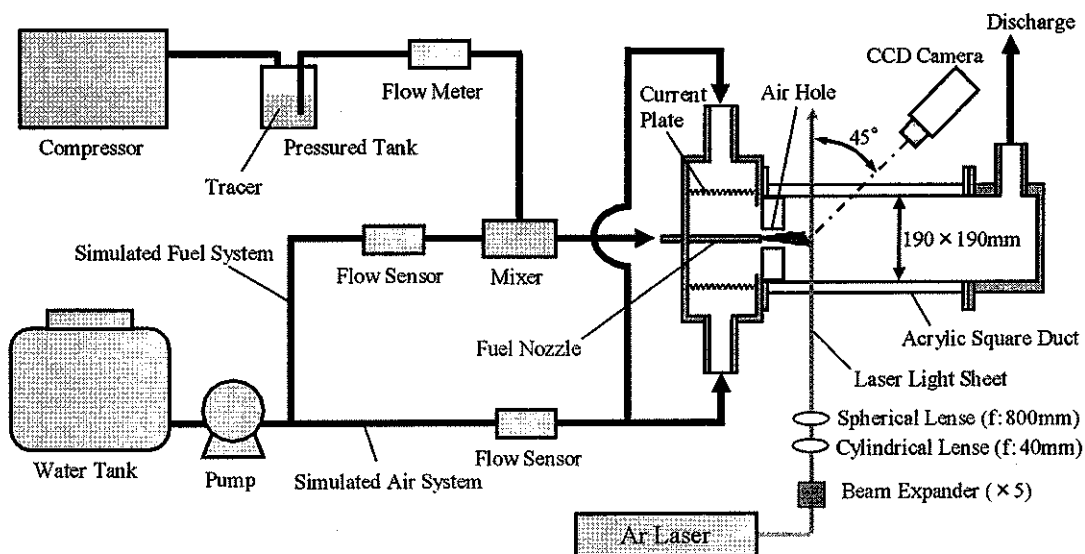


Fig.6 Schematic of flow visualization test rig⁵⁾

模擬試験データを用いて、2.1節で述べた方法で燃料-空気の混合不均一を再評価した。

図 6 に、水流モデルによる混合模擬試験装置を示す。実機スケールを相似拡大した 1 組の亚克力製の同軸ノズルを対象として混合状態を可視化した。空気側を水、燃料側をトレーサとし、可視化には、*Mie* 散乱を利用したレーザーライトシート法を適用した。レーザーには Ar イオンレーザーを用いた。レーザーシートは、シート面を流れ方向に対し垂直にしてテストセクションに入射し、レーザー光に対し約 45° の角度前方の位置に CCD カメラを設置して噴流の断面画像を計測した。そして、断面画像の輝度分布から燃料濃度分布を評価した⁵⁾。

本報では、得られた燃料濃度分布のデータを用いて、混合分率の確率密度関数としてベータ関数を用いたことの妥当性を検証した。図 7 に、空気

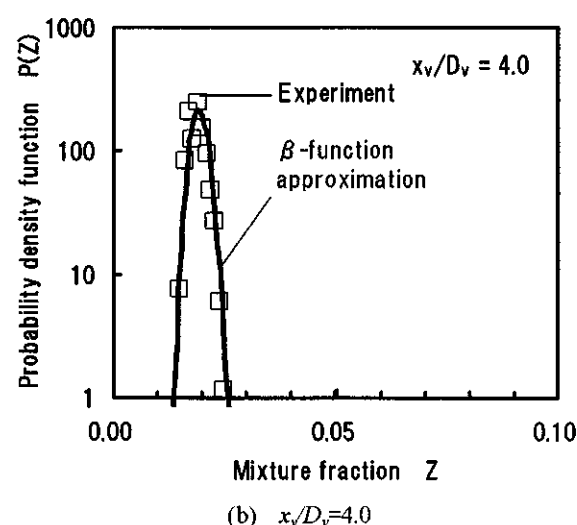
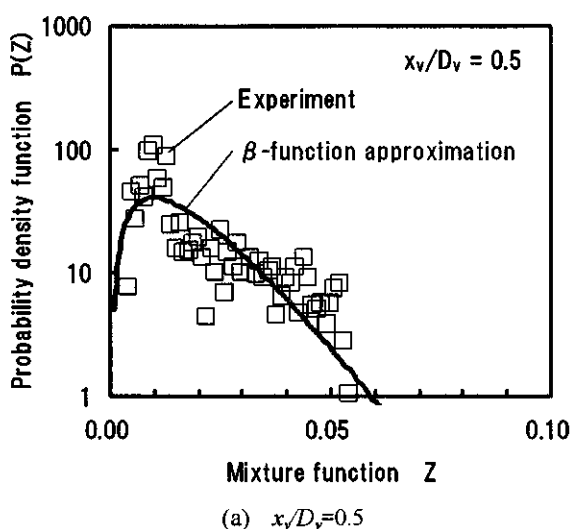


Fig.7 Comparisons of probability density functions derived from water experiment and β -function approximation

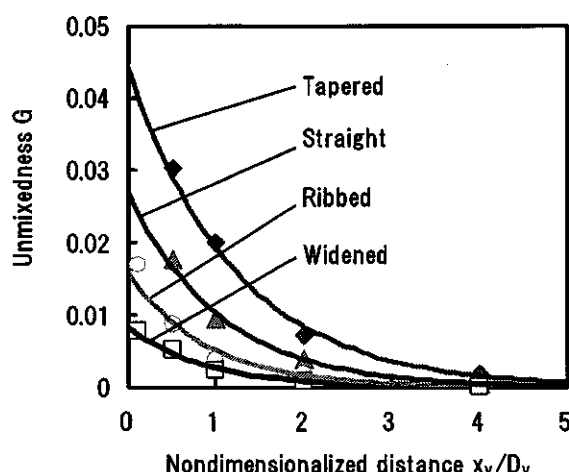


Fig.8 Unmixedness spatial variations of each nozzles

孔出口近傍と下流の代表的な 2 点について、水流による混合模擬試験結果の確率密度分布と、それを近似したベータ関数を示す。図 7(a) ($x_v/D_v=0.5$) では、ベータ関数の確率密度分布の最大値は、混合模擬試験結果の確率密度分布の最大値の 1/2 以下となったものの、 NO_x 生成に影響する $Z > 0.03$ の領域 (図 5) では混合模擬試験結果を概ね表現できている。また、図 7(b) ($x_v/D_v=4.0$) では、ベータ関数は混合模擬試験結果を偏差なく表現しており問題ない。以上から、混合分率の確率密度分布にベータ関数分布を仮定して NO_x 生成量を予測することは、問題ないと考えられる。

そこで、混合模擬試験結果を基に、混合性能の異なる 4 種のノズルについて、混合不均一度 G を混合模擬試験の無次元距離 x_v/D_v に対してまとめた。その結果を図 8 に示す。対象は、先の報告⁵⁾ に示したテーパ型 (Tapered)、ストレート型 (Straight)、リブ型 (Ribbed)、先端拡大型 (Widened) とした。図中プロットが、各ノズルの混合模擬試験結果から求めた混合不均一度 G であり、曲線はそれらを指数関数で補間したものである。図から、混合性能は先端拡大型が最も優れていることが分かる。このようにして、混合性能の異なる 4 種のノズルについて、(3)式に相当する空気孔出口からの空間的、時間的な燃料-空気の混合不均一をモデル化した。

3.2 大気圧燃焼試験による予測精度検証

次に、混合不均一を考慮した NO_x 生成量予測法の精度を検証するため、混合特性の異なる 4 種の燃料ノズルについて、モデルサイズのクラスターバーナに用いた大気圧燃焼試験における NO_x 実測値と比較した。図 9 に、燃焼試験に用いたモデルサイズのクラスターバーナの概略図を示す。バーナに

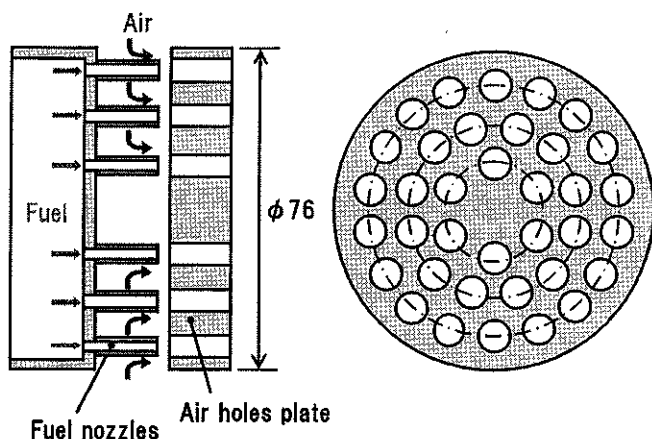


Fig.9 Schematic of the model size cluster burner

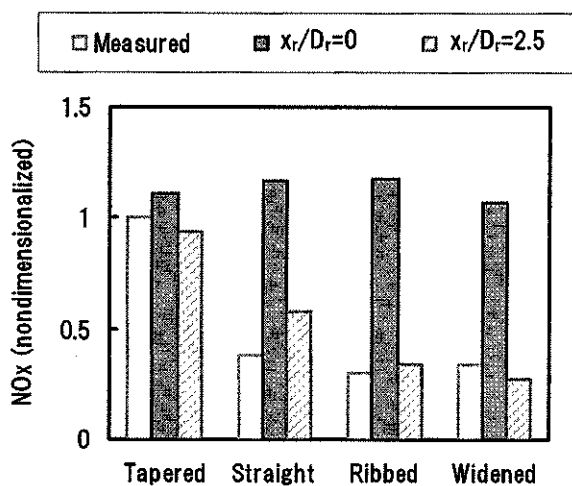


Fig.10 Comparisons of measured and predicted NOx emissions

は、36 組の燃料ノズルと空気孔から成る同軸噴流が同心円状に 3 列、中央から 6 孔、12 孔、18 孔の順に配置されており、中央の 6 孔には保炎のための循環流強化を狙って 30 度の旋回角を付与している。

図 10 に、4 種の燃料ノズルについて NOx 生成量の大气圧燃焼試験結果と予測結果の比較を示す。白抜きが実測値、 $x_r/D_r=0$ および $x_r/D_r=2.5$ が予測値である。図中の値は全て、テーパ型の実測値で規格化してある。

図中の黒塗りが、火炎帯が空気孔出口 ($x_r/D_r=0$) に存在すると仮定して予測した結果である。このとき、予測値は最大で試験結果の約 4 倍となった。これは、実際の燃焼場において火炎帯は空気孔出口ではなく、端面から浮き上がった位置において形成されるが、予測では火炎帯における混合不均一度を実機よりも高く見積もり、NOx 生成量を過

大に評価したためと考える。

そこで、火炎帯位置を大気圧燃焼試験の直接写真から $x_r/D_r=2.5$ と推定して NOx 生成量を予測した。図中の斜線部がこの結果である。予測値は試験結果とよく一致しており、火炎帯の位置の見積もり精度が、NOx 生成量の予測精度を左右する重要な因子であることが分かった。今後は、火炎帯の位置の見積もりに、燃焼数値解析や燃焼場の詳細計測を活用して、NOx 生成量の予測精度を向上させていく予定である。

4. 結論

前回報告した NOx 予測法について、精度向上を目的に、ガスタービン燃焼器内の空間的、時間的な燃料-空気の混合不均一を考慮した NOx 予測法を検討した。本予測法では、実機における混合不均一度を把握する必要があるが、ここでは水流モデルによる混合模擬試験結果を利用した。大気圧燃焼試験によって NOx 予測精度を検証したところ、火炎帯位置での混合不均一度を実際に即して考慮することで、予測値は実用に耐えうる精度で実測値と一致した。

参考文献

- 1) 幡宮他：「高湿分ガスタービン AHAT のシステム検証試験」, 日本機械学会 2007 年度年次大会, 2007.
- 2) 小金沢, 幸田：「高湿分空気高効率ガスタービン (AHAT) の研究開発」, 日本エネルギー学会誌, 86, 450-454, 2007.
- 3) T. Saitou, et al.: Performance Demonstration of the Full Size Multi Cluster Combustor for DME under Real Engine Conditions, ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68647.
- 4) 阿部, 小金沢：反応解析による高湿分空気が NOx 生成に及ぼす影響の検討, 第 35 回ガスタービン定期公演論文集, 2007.
- 5) 三浦他：流れの可視化による燃料/空気同軸ノズルの混合性能改善, 第 34 回ガスタービン定期講演論文集, 2006.
- 6) T. F. Fric: Effects of Fuel-Air Unmixedness on NOx Emissions : Journal of Propulsion and Power 9 : 708-713, 1993.
- 7) Forman A. Williams : 燃焼の理論, 日刊工業新聞社, 1988.

大気圧要素試験による LNG 焚きガスタービン燃焼器の開発

*三浦 圭祐, 百々 聡, 阿部 一幾, 小山 一仁 (日立)

Development of Gas Turbine Combustor for LNG by Element Burner Test under Atmospheric Pressure

* Keisuke MIURA, Satoshi DODO, Kazuki ABE and Kazuhito KOYAMA(Hitachi)

ABSTRACT

Low NO_x combustor for 25MW class gas turbine, which is composed of a burner with a lot of coaxial fuel/air nozzles, has been developed. This burner is named "Cluster Nozzle Burner". In this study, the effect of air hole length and fuel nozzle diameter to combustion performance was surveyed. Extending air hole length from 15mm to 25mm, blow out temperature was risen about 300°C. But additional extension of air hole length and enlarging fuel nozzle diameter lowered blow out temperature. Under the conditions of extending air hole length over 50mm, flame was attached to dead-space between air holes of outer region on the burner. It generated flicker and rose up blow out temperature. Narrowing dead-space between air holes pretended flicker and lowered blow out temperature.

Key words: Gas Turbine, Combustor, Low NO_x

1. はじめに

世界的に環境規制が厳しくなっており, ガスタービン燃焼器に対する NO_x (窒素酸化物) の低減要求も日増しに高くなっている。そのため, 従来多くの燃焼器で拡散燃焼方式が採用されていたが, 現在では NO_x の排出量が少ない予混合燃焼方式の採用が主流となっている。

一方で, 地球温暖化に対する対策が国レベルで盛んに議論されるようになっており, 地球規模での CO₂ (二酸化炭素) の削減が急務となっている。そのためガスタービンはさらに高効率化のため高温化が進むことが予想される。従来型予混合燃焼器では予混合器内に火炎が戻る逆火のリスクが増加するが, 著者らはこの問題に対し, NO_x 排出量が少なくかつ逆火の可能性の少ないバーナとして, 短い予混合距離で燃料と空気を急速混合する多孔同軸噴流バーナ (以下クラスタバーナと表記) を開発してきた^{1)~4)}。

本研究では, 大気圧燃焼試験によりクラスタバーナの空気孔長さや燃料ノズル形状に対する燃焼特性を調べた。また空気孔の旋回角の有無が火炎形状に与える影響を調べた。

2. クラスタバーナ

クラスタバーナは Fig. 1 に示すように, 複数の燃料ノズルと空気孔から構成され, それぞれの燃料ノズルと空気孔が組となって一つ一つの同軸ノズルとなり, 燃料噴流とその周囲の空気噴流が多

数の同軸噴流として燃焼室に噴出される。同軸噴流は空気孔出口で急拡大され, それに伴う乱れによって燃料と空気の混合が促進される。この同軸ノズルをバーナに多数配置することにより燃料と空気の境界面が増加し, 従来の予混合バーナに比べて非常に短い距離で十分な混合が進み, さらに燃焼室へ予混合気を均等に供給することができる。

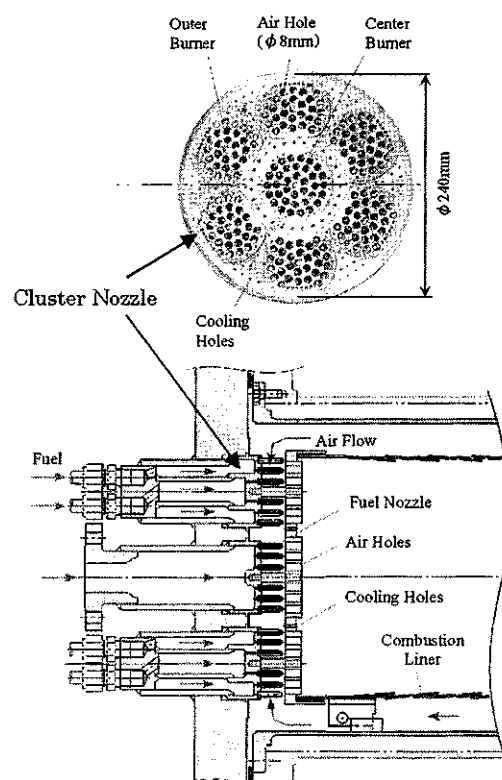


Fig.1 Cluster Nozzle Burner³⁾

また、これまでの研究により、空気孔内部に燃料ノズル先端を挿入し、さらに先端部分にリブを設けることで空気流に乱れを起こし、空気孔内部での混合を促進できることがわかっている。

3. 大気圧燃焼試験

3.1 供試バーナ

Fig.2 に本研究で用いた大気圧要素試験用のクラスタバーナの概略構造を示す。燃料ノズルおよび空気孔は 3 列の同心円周上に配置され、それぞれ中央 1 列目 6 本、2 列目 12 本、3 列目 18 本となっている。燃料ノズルは空気孔の内部に挿入されており、燃料ノズル先端に設けたリブにより周囲を流れる空気流に乱れを発生させ、燃料と空気の混合を促進している。本試験に用いたバーナでは、燃料ヘッダ内部が 2 室に分かれており、内周側のヘッダ室は中央 6 本の燃料ノズルに燃料を供給し、外周側のヘッダ室は 2、3 列目の燃料ノズルに燃料を供給する。空気孔プレートはベースプレートと旋回プレートの 2 枚のプレートから構成されており、Fig.2 には本研究で用いた旋回プレート A を示している。旋回プレート A は厚み 15mm で、3 列ある空気孔列のうち中心 1 列目の空気孔に 30° の

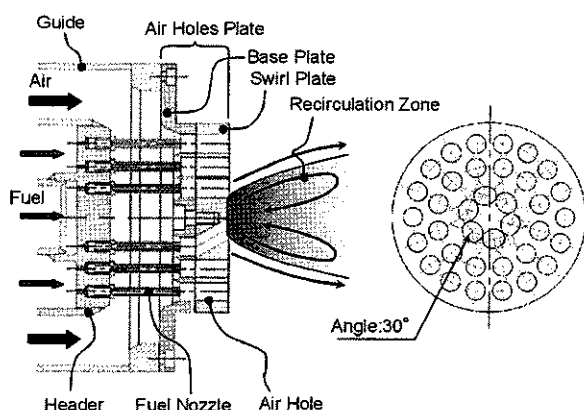


Fig.2 Test Burner (Swirl Plate A)

旋回角を設け、燃焼安定性の強化を図っている。ベースプレートに設けた空気孔の中心軸は 3 列すべてバーナ軸方向と平行となっており、空気孔の長さはベースプレートの厚みにより変更できる。

3.2 試験装置

燃焼器の断面図と試験装置の概略図を Fig.3 および Fig.4 に示す。燃焼器は試験装置の圧力隔壁を成す燃焼器外筒の内側に、燃焼室を構成する石英ガラスライナ、断熱材ライナとクラスタバーナを設置した内筒から成る二重管構造となっている。燃焼器外筒側面には矩形型石英ガラス観察窓が水冷フランジを介して設けられており、この観察窓により火炎が観察できる。矩形ガラスライナは $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ の矩形断面となっており、内周にはガラス面を保護するため冷却空気を流している。圧縮機から吐出された空気は、流量測定オリフィス、流量調整弁を介した後に電気ヒータにより 320°C まで昇温される。加熱された空気はオリフィスによって燃焼用空気と石英ライナ冷却用空気に分配され、試験スタンドに供給される。一方、本試験では純メタンを燃料としているが、メタンガスは高压ガスボンベから供給され、減圧弁にて 0.5MPa まで減圧された後に 5kW のヒータ、遮断

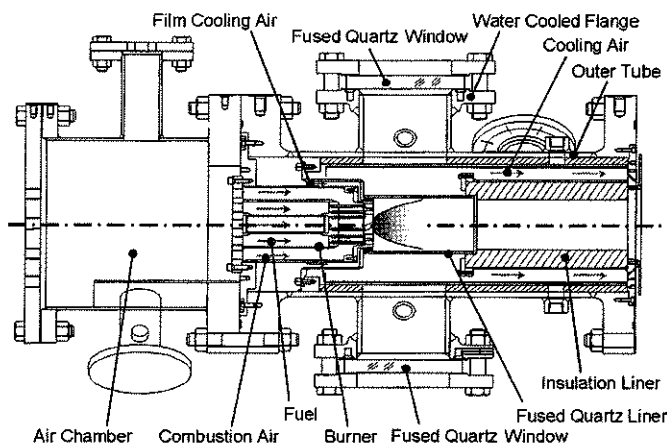


Fig.3 Test Rig

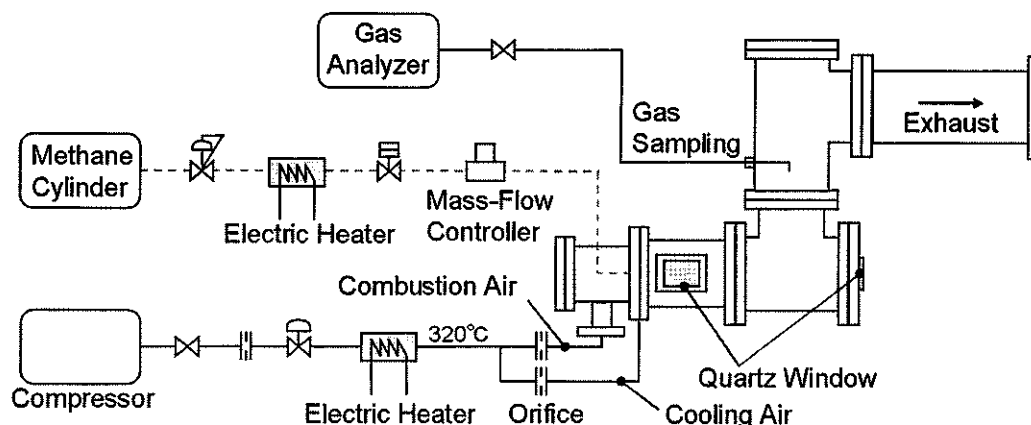


Fig.4 Test Equipment

弁、マスフローコントローラを介して試験スタンドに供給される。排出ガス組成のサンプリングは、ダクト下流部のガスサンプリングプローブにより燃焼ガスの一部を抽気し、サンプリングユニットにて除湿した後に NO_x 、 CO （一酸化窒素）、 UHC （未燃炭化水素）、 O_2 （酸素）、 CO_2 の各濃度を計測した。

3.3 試験条件

本研究の試験条件をTable 1に示す。空気孔噴出流速は30m/sと50m/sの2条件で試験した。燃焼器圧力は最大0.15MPa、入口空気温度は320℃である。空気孔径を代表長さ、空気孔噴出流速を代表速度としたレイノルズ数は $7 \sim 8 \times 10^3$ である。

Table 1 Test Conditions

Air Jet Velocity	Compressor Pressure	Air Temperature	Fuel	Burned Gas Temperature	Reynolds Number
m/s	MPa	℃	-	℃	-
30, 50	~0.15	320	CH_4	~1700	$7 \sim 8 \times 10^3$

4. 空気孔長さとリブ外径の影響

4.1 試験品

本研究ではTable 2の試験品を用い、空気孔長さと燃料ノズルの先端に設けたリブの外径を変え、空気孔出口における燃料と空気の混合状態が燃焼特性に及ぼす影響を調べた。空気孔長さ L は15mm, 25mm, 50mm, 100mmの4ケースを試験した。空気孔プレートは旋回プレートとベースプレートから構成されているが、空気孔長さ $L=15\text{mm}$ だけ空気孔プレートは旋回プレートのみから構成されている。空気孔長さ $L=100\text{mm}$ にはリブ外径 $\phi 4.3\text{mm}$ の燃料ノズルとリブ外径 $\phi 6\text{mm}$ の燃料ノズルを組合せて試験した。旋回プレートはFig.2に示す旋回プレートAを用いた。

Table 2 Test Parameters

Test NO.	Rib Diameter : D_F (mm)	Air Hole Length : L (mm)
①	4.3	15
②	4.3	25
③	4.3	50
④	4.3	100
⑤	6	100

4.2 失火試験

燃料と空気の混合が燃焼安定性に与える影響を調べるため失火試験を行った。失火試験では2・3列目の燃料ノズルに供給する燃料流量を所定流量に維持した状態で、1列目の燃料ノズルに供給する燃料流量を減らし、火炎が失火した流量を記録することで失火条件を調べた。空気噴出流速は30m/s

に設定し試験した。

試験結果をFig.5に示す。横軸はバーナに供給する燃料のうち、中央1列目6本の燃料ノズルに供給する燃料の割合を示す“1列目燃料比率”である。1列目燃料比率16.7%のとき、すべての燃料ノズルに均一に燃料が供給される。縦軸は失火温度を示しており、失火したときの流量指示値から求めた理論火炎温度である。空気孔長さ $L=15\text{mm}$ 、リブ外径 $D_F=\phi 4.3$ の試験品①は、他の試験品に比べて最も失火温度が低く、1列目燃料比率が大きくなるに従い失火限界が拡大している。これは1列目燃料比率が大きくなると火炎全体のガス温度は同じでも火炎中心部の燃焼ガス温度が上昇するためである。次に空気孔長さ $L=25\text{mm}$ の試験品②では、同じ1列目燃料比率に対し失火温度が試験品①に対して300℃前後高く、火炎が非常に不安定であることがわかる。しかし、空気孔長さを50mmに延ばした試験品③の失火温度は、1列目燃料比率が17%以上では試験品②に比べて失火温度が150~200℃下がり失火限界が拡大している。また、1列目燃料比率16%付近では失火曲線はS字カーブを描いている。図中の点線領域では、Fig.6の火炎写真のようにクラスタバーナの2列目空気孔と3列目空気孔の間のデッドスペースに火炎が付着したりバーナ下流に離れたりするフリッカが発生しており、これが原因となって失火温度が上昇し

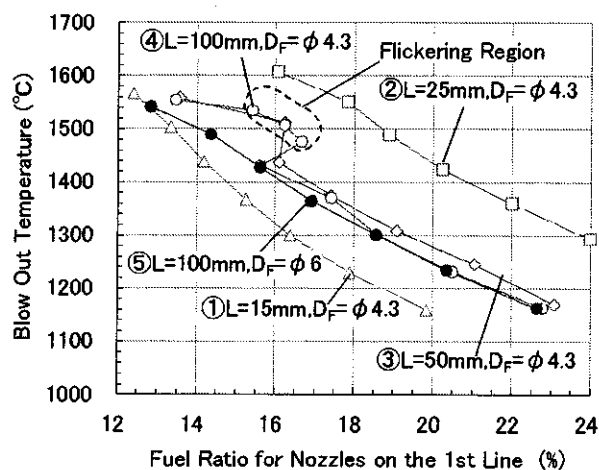


Fig.5 Blow Out Temperature

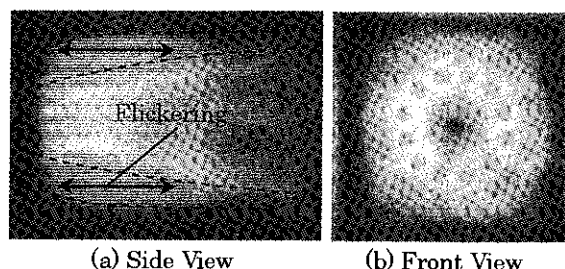


Fig.6 Flickering Flame

ている。L=100mm でリブ外径 $D_F=4.3\text{mm}$ の試験品④も同様の特性を示しており、同じような条件でフリッカが発生している。1 列目燃料比率が 18% 以上では L=50mm の試験品に比べて失火温度は若干低下している。最後に同じく空気孔長さ L=100mm でリブ外径 $D_F=6\text{mm}$ の試験品⑤は、1 列目燃料比率 16% 以上では試験品④とほぼ一致しているが試験品③、④で見られた S 字カーブは見られず、1 列目燃料比率が 16% より小さい条件で失火温度が燃焼ガス温度の高い条件から図中に示す点線領域を通過するときには同じようにフリッカが発生するが、燃焼ガス温度をさらに下げると失火せずに外周部の火炎が完全に浮き上がり、フリッカが発生しなくなる。

ここで L=15mm と L=25mm の燃料ノズルと空気孔の位置関係を Fig.7 に示す。L=15mm では燃料ノズル先端部が空気孔壁面近傍にあるため、燃料噴流が空気孔壁面に偏って流れ、空気孔出口において燃料の濃い塊が存在することで火炎中心部では拡散的に燃焼していると考ええる。一方、L=25mm では旋回部の上流側に 10mm の直管流路が設けられているため、燃料噴流の偏りが抑制されることで燃料と空気の予混合化が進み、その結果、L=15mm に比べて燃焼安定性が悪化したものと考ええる。しかし、空気孔長さの延長とリブ外径の拡大により燃料と空気の混合を促進し、さらなる予混合化を図ることで失火限界を拡大できることがわかった。

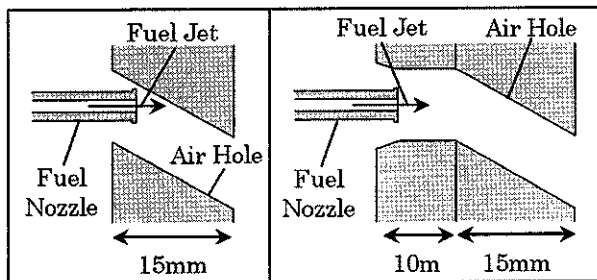


Fig.7 Coaxial Nozzles on the 1st Line

4.2 NOx 排出特性

平均燃焼ガス温度 1494°C 条件で、クラスターバーナの中央 1 列目の燃料ノズル 6 本と 2・3 列目の燃料ノズル 30 本に供給する燃料比率を変えて NOx 排出特性を調べた。Fig.8 に結果を示す。横軸は 1 列目燃料比率、縦軸は NOx 排出量 (15% O_2 換算) である。白抜きの点は失火点を示す。

空気孔長さ L=15mm の試験品①は、他の試験品に比べ NOx 排出量が 2 倍近く高い結果となっている。また、全燃料ノズルに燃料が均等に分配される条件である 1 列目燃料比率 16.7% よりさらに 1

列目の局所燃焼ガス温度を下げても NOx 排出量は大幅に低減していることから、火炎中心部からの NOx 排出量が支配的であることがわかる。

次に空気孔長さ L=25mm 以上の試験品を比較すると、L=25mm の試験品②は L=50mm, L=100mm の試験品よりも NOx 排出量が低い結果となっており、単純に燃料と空気の混合改善で NOx 排出量を低減できるとは限らないことがわかる。試験品②は非常に不安定な火炎であることから、火炎面では燃料が十分に反応しきれず、下流で後燃えしている可能性がある。L=50mm 以上では空気孔長さが長いほど、また燃料ノズルのリブ外径が大きい方が NOx 排出量は低い結果となっている。L=100mm で燃料ノズルのリブ外径が $\phi 6\text{mm}$ の試験品⑤では、1 列目燃料比率 16.7% 近傍で変曲点を持っており、1 列目燃料比率をさらに下げると

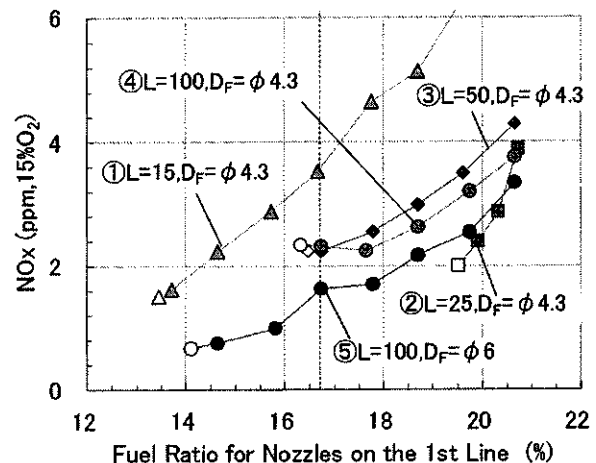
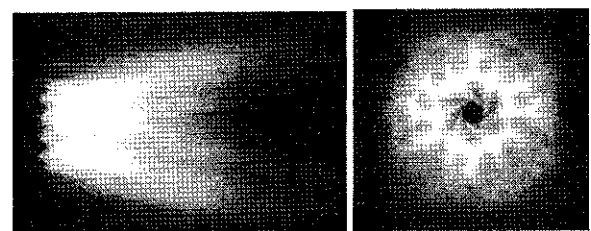


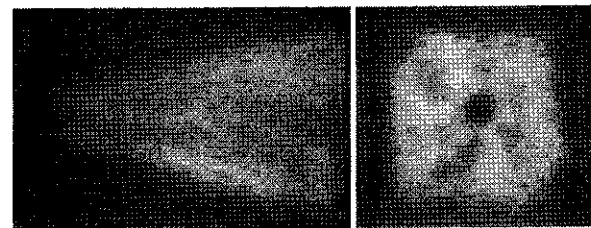
Fig.8 Property of NOx Emission



(a) Side View (b) Front View

Fig.9 Flame Picture

(Fuel Ratio for Nozzles on the 1st Line $\geq 16.7\%$)



(a) Side View (b) Front View

Fig.10 Flame Picture

(Fuel Ratio for Nozzles on the 1st Line $< 16.7\%$)

NOx 排出量が一段と下がる結果となった。1 列目燃料比率 16.7%以上では Fig.9 のように 1 列目空気孔と 2 列目空気孔の間や 2 列目空気孔周囲に火炎が付着しているのに対し、1 列目燃料比率が 16.7%より下がると、Fig.10 に示すように空気孔 1 列目の内側から火炎が伸びる火炎形状に変化する。そのため、燃料と空気が火炎面に到達する前までに混合が進み、結果として NOx 排出量が下がったと考える。

5. 火炎形状の最適化

これまでに燃料と空気の混合を改善すると、空気孔間のデッドスペースに火炎が付着しやすくなることがわかった。デッドスペースへの火炎の付着はフリッカ発生による燃焼不安定を引き起こし、空気孔出口から火炎までの到達距離が短くなることで NOx 排出量が増加する可能性がある。そこで、1 列目空気孔だけではなく 2 列目と 3 列目の空気孔にも旋回角を設けた旋回プレート B を用い、火炎形状および燃焼特性に与える影響を調べた。

次節で説明する燃焼試験では、旋回プレート A および旋回プレート B を用いて試験した。空気孔長さはともに $L=50\text{mm}$ である。燃料ノズルはリブ外径 $\phi 5\text{mm}$ で燃料噴孔を 4 つ設け、混合性能を改善した燃料ノズルを使用した。空気噴出流速は 50m/s に設定して試験した。

5.1 失火試験

4.1 節の失火試験と同様に、2・3 列目の燃料ノズルに供給する燃料流量を所定流量に維持した状態で、1 列目の燃料ノズルに供給する燃料流量を減らし、火炎が失火した流量を記録することで失火温度を調べた。

試験結果を Fig.11 に示す。横軸は 1 列目燃料比率、縦軸は失火温度である。旋回プレート A は Fig.5 の試験品③、④と同様に 1 列目燃料比率 17%付近

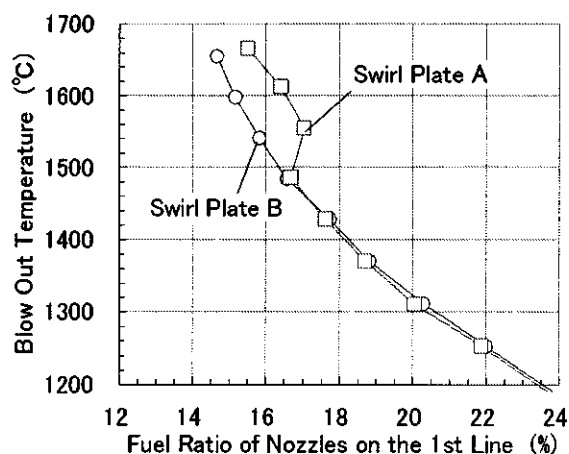
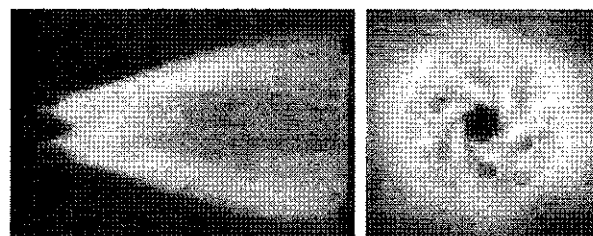


Fig.11 Blow Out Temperature

で S 字カーブを描いており、フリッカの発生により失火温度が上昇している。一方、旋回プレート B は、1 列目燃料比率 16.7%においても Fig.12 に示す火炎写真のように円錐状の火炎が形成されており、フリッカは発生しない。そのため、1 列目燃料比率 16%以下では旋回プレート A に比べて失火温度が低下している。



(a) Side View (b) Front View
Fig.12 Flame Picture

5.2 NOx 排出特性

燃焼ガス温度 1494°C 条件で、1 列目燃料比率に対する NOx 排出特性を調べた。試験結果を Fig.13 に示す。横軸は 1 列目燃料比率、縦軸は NOx 排出量 ($15\%\text{O}_2$ 換算) である。図に示されるように、旋回プレート A に対し旋回プレート B の方が NOx 排出量は 10~15%低い傾向にある。これは 2・3 列目空気孔にも旋回角を設けたことで円錐状の火炎が形成され、空気孔出口から火炎面までの到達距離が伸びたことにより、火炎面に到達するまでに燃料と空気の予混合が進んだためと考える。

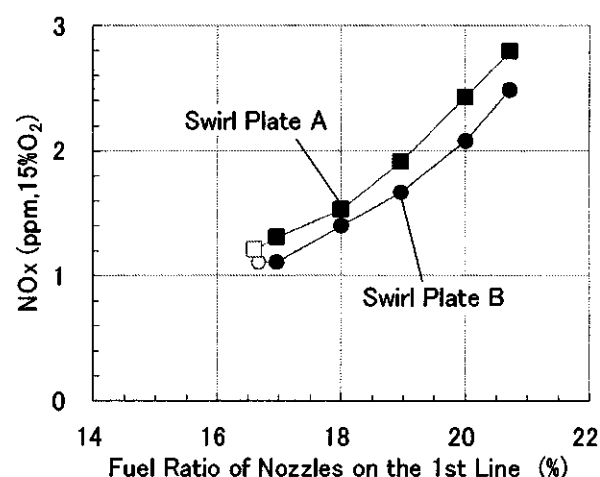


Fig.13 Property of NOx Emission

6. 結論

大気圧燃焼試験によりクラスタバーナの空気孔長さと燃料ノズル形状および空気孔の旋回角の有無が燃焼特性に与える影響を調べた結果、以下の知見を得た。

- 1) 空気孔長さを 25mm から延長すると失火温度が下がり、失火限界が拡大することがわかった。

- 2) 空気孔長さ 50mm 以上の条件では、空気孔間のデッドスペースに火炎が付着し、フリッカ発生によって燃焼不安定になる条件があることがわかった。
- 3) 2・3 列目空気孔に旋回角を設けることで円錐状の火炎が形成され、燃焼安定性が改善できることがわかった。また、空気孔出口から火炎面までの到達距離が延び、NO_x 排出量が低減することがわかった。

参考文献

- 1) 小泉 浩美, 他 3 名, “DME 用ガスタービン燃焼器の開発” 第 30 回ガスタービン定期講演会論文集, (2002・10) , 91-96
- 2) Saitou, T., Inoue, H., Kobayashi, N., “Development of Multi Cluster Burner for Fuel Grade DME” ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53689, (2004・6)
- 3) Saitou, T., et al., “Performance Demonstration of the Full Size Multi Cluster Combustor For DME under Real Engine Conditions” ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68647, (2005・6)
- 4) 三浦圭祐, 他 3 名, “流れの可視化による燃料/空気同軸ノズルの混合性能改善” 第 34 回ガスタービン定期講演会論文集, (2006・10) , 239-244

実機使用した航空機用高圧タービンブレードの再生技術

*木村 智人 (芝浦工大), 小泉 裕 (物質・材料研究機構),
横川 忠晴 (物質・材料研究機構) 坂本 正雄 (物質・材料研究機構),
原田 広史 (物質・材料研究機構), 今井 八郎 (芝浦工大)

Rejuvenation of Serviced Turbine Blades by Re-Heat-Treatment

* Tomohito KIMURA(Graduate School of Shibaura Institute of Technology),
Yutaka KOIZUMI(NIMS), Tadaharu YOKOKAWA(NIMS)
Masao SAKAMOTO(NIMS), Hiroshi HARADA(NIMS),
Hachiro IMAI(Shibaura Institute of Technology)

ABSTRACT

Turbine blades of jet engines, made from precipitation-strengthened Ni-base superalloys experience the effects of high temperature and stress during service, which inevitably cause various microstructural changes. Some coatings used in turbine blades of jet engines can be re-coated. However, substrates of turbine blades are difficult to be restored to original single crystal conditions based on the current technology.

This research will discuss the influence of microstructural changes on the rejuvenated service-retired turbine blades made from PWA1484 superalloy and operated in a PW4000 series engine. The reheat-treatment (1315°C-4hours, 1080°C-4hours, 704°C-24hours) can restore a severely overaged blade microstructure to original microstructures.

Key words: Re-heat-treatment, Ni-base superalloy, turbine blade, microstructure, PW4000, PWA1484

1. はじめに

航空機用ジェットエンジンのタービンブレード (以下ブレード) 材として用いられる Ni 基超合金は、高温・高圧の過酷な環境下で使用されており、離陸時のタービン入口ガス温度が 1600°C を超える場合がある。通常、ブレードは内部の冷却と TBC (Thermal Barrier Coating) によってメタル温度の上昇を防ぎ、融点以上の高温ガス流中での使用を可能にしている。

ブレード材には高温強度に優れる Ni 基単結晶超合金が多用されるようになり、ブレードはこれまで以上に高価な部材の一つとなっている。そのためコストパフォーマンス向上の点からタービンブレードを繰り返し再利用することを目的とした高温での再生熱処理法が考案されている^{1,2)}。現在、ブレードの補修技術に、ブレード表面のコーティングをし直すリペアコーティングの技術がある。しかしリペアコーティングはブレード表面部の補修であり、基材が高温・高圧の過酷な環境下で受けたダメージを除去することは困難である。

そこで本研究では実機使用後に廃棄された Ni 基単結晶超合金のブレードを用いて高温の再生熱処理による方法でダメージを受けた組織の回復を試みた。

2. 実験方法

2.1 ブレードの概観と使用履歴

本研究で用いたブレードの外観図を Fig.1 に示す。米国 Pratt&whitney 社製 PW4000 シリーズのエンジンで使用運転された後に廃棄された第 2 段目高圧ブレードである。

実験には、同一条件で使用された 2 枚のブレードを用いた。使用履歴を Table 1 に示す。

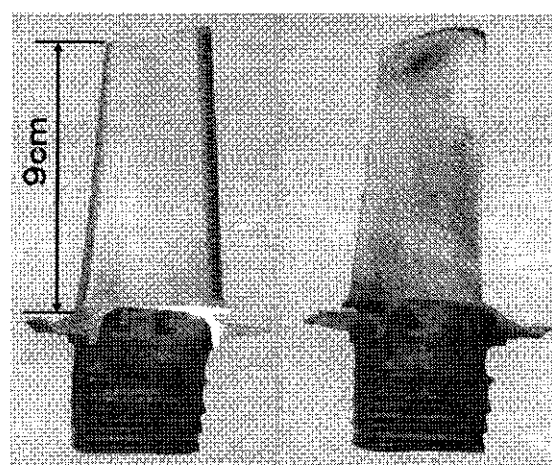


Fig.1 2nd stage blade for PW4000series engine.

Table 1 Total operating time and cycles on the engine.

総使用時間	総サイクル数
7257h	5808cycles

2.2 ブレードの成分調査

用いたブレード材の基材について詳細が明らかでないため、まず、X線のラウエ法により単結晶であることを確認した後、ブレード基材組成をEPMA分析により調べた。分析の結果、Reを3wt%程度含む第2世代のNi基単結晶超合金PWA1484²⁾であること判断した。その分析結果と公称組成をTable 2に示す。

Table 2 Chemical composition of the blade analyzed, with a nominal composition of PWA1484 alloy

	Chemical composition in mass% (Ni:bal.)							
	Co	Cr	Mo	W	Al	Hf	Ta	Re
Analyzed	9.8	5.1	1.9	5.7	5.5	0.1	8.0	2.8
PWA1484 (Nominal)	10.0	5.0	2.0	6.0	5.6	0.1	9.0	3.0

2.3 試料の作成

2.3.1 プラストによるブレードの表面処理

ブレードの表面には、TBC 遮熱コーティングが施されており、そのコーティングを剥がす目的でブレード表面にプラスト処理を行った。供試材として用いた2枚のうちプラスト処理を行わなかったものをブレードA、プラスト処理をしたブレードをブレードBと名づけた。

2.3.2 切断・埋め込み・研磨

両ブレード共にFig.2のようにブレードの長手方向に1cm間隔で切断を行い、さらに、切断した部位を3~4等分に切断した。切断には、精密切断機を用いた。それらの試験片をエポキシ樹脂により埋め込みを行い、その端面を鏡面研磨した。組織観察が容易に行えるようにグリセリジアを用いてエッチングを行った。

また、ブレードのツリー部から熱処理条件を決めるために試験片(5×5×1.5mm)を切り出し、その端面に対して研磨を施した。

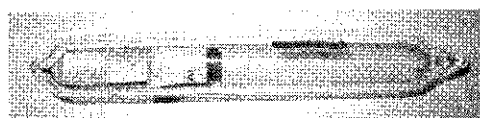


Fig.3 Pieces of the blade enclosed by quartz glass

2.3.3 封入

Fig.3のようにブレードから切り出した試験片の一部とツリー部から切り出した試験片をAr置換(1300℃/1atm)による石英管封入を行った。これは、溶体化処理温度が高温なため、試験片表面の酸化によって生成する酸化物の影響を少なくする目的で行った。

2.4 再生熱処理の条件

再生熱処理温度はPWA1484の合金開発者らの文献に基づいた条件を用いることとした³⁾。

ここで、本研究で用いたブレードは、一度、使用前に熱処理を行っており、短時間の熱処理でも組織が回復する可能性があるため、溶体化処理時間をTable 3のような条件で行った。

2.5 ブレードAの熱影響部の測定方法

ボンドコートと基材との間に析出した影響層(IDZ: Inter Diffusion Zone)より基材側の粗大化した組織を熱影響部と定義づけ、その部分のブレード肉厚方向長さ(以後、熱影響部の大きさとする)を測定した。

Fig.5のようにブレードのTip部からSection.1,3,5,7に対して、熱影響部の大きさを定量的に評価した。観察には、SEM(Scanning Electron Microscope)を用いた。また、熱影響部の大きさは画像処理ソフトを用いて求めた。

また、各切断部位に対してFig.6の示したa~jの位置で組織観察を行った。

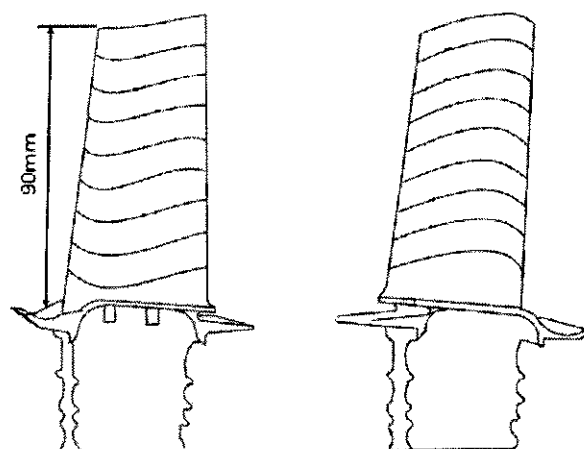


Fig.2 Schematic diagram of the blade

Table 3 Re-heat-treatment conditions

標準熱処理条件	溶体化処理	時効(1-stage)	時効(2-stage)
温度	1315℃	1080℃	704℃
時間	0.5h	4h	24h
	1h		
	2h		
	3h		
	4h		

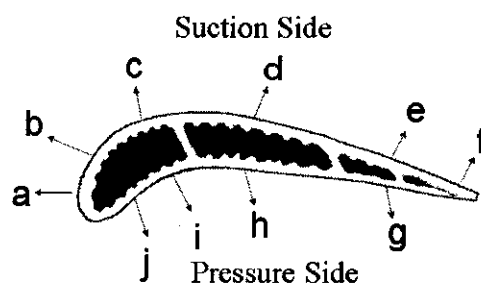


Fig.6 Observed positions on cross section of blade A

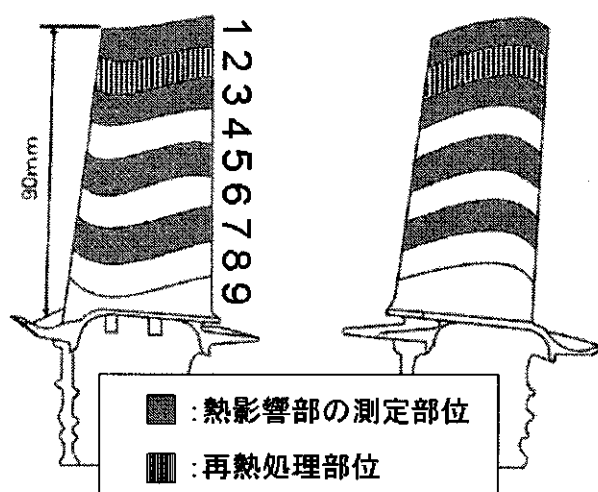


Fig.5 Sections to observe the heat affected zone (HAZ) and the part of re-heat-treatment on blade

3. 熱影響部の測定結果及び考察

測定結果を Fig.7 に示す。各切断部位ごとに比較するとブレード A の Leading edge 近傍の、suction side の部位 a が共通して熱影響部が大きいことが分かった。これは、CF 6 エンジンの第 1 段ブレードでも同様の結果が報告されている⁴⁾。今回の実験で PW4000 シリーズエンジンの第 2 段ブレードについても同様の結果が得られたことからブレードでもっとも熱影響を受けやすい部位は、Leading edge 近傍の suction side であることが考えられる。

また、Section 3 では、trailing edge 近傍部でも熱影響部が大きくなっていた。著者ら PW400 シリーズのこれまで報告にもあるようにコーティング層の研究結果では Section 1 や Section 3 の trailing edge 近傍部で IDZ (inter diffusion zone) や TGO (thermal growth oxide) の影響が大きい領域となっていた⁵⁾。従って、Section 3 の trailing edge 近傍部は、比較的、高温になっていたと考えられる。この要因として

は、燃焼ガス流分布、冷却構造などが考えられる。

また、もっとも熱影響が大きかった部位は Section 1 の部位 a であることが分かった。従って、PW4000 シリーズのエンジンの第 2 段ブレードは Tip 部に近い Leading edge 近傍の suction side の基材温度が非常に高くなっていたことが考えられる。

以上の結果より、再生熱処理による組織回復の程度を把握するには、Section 2 部位が適当であると考えた。

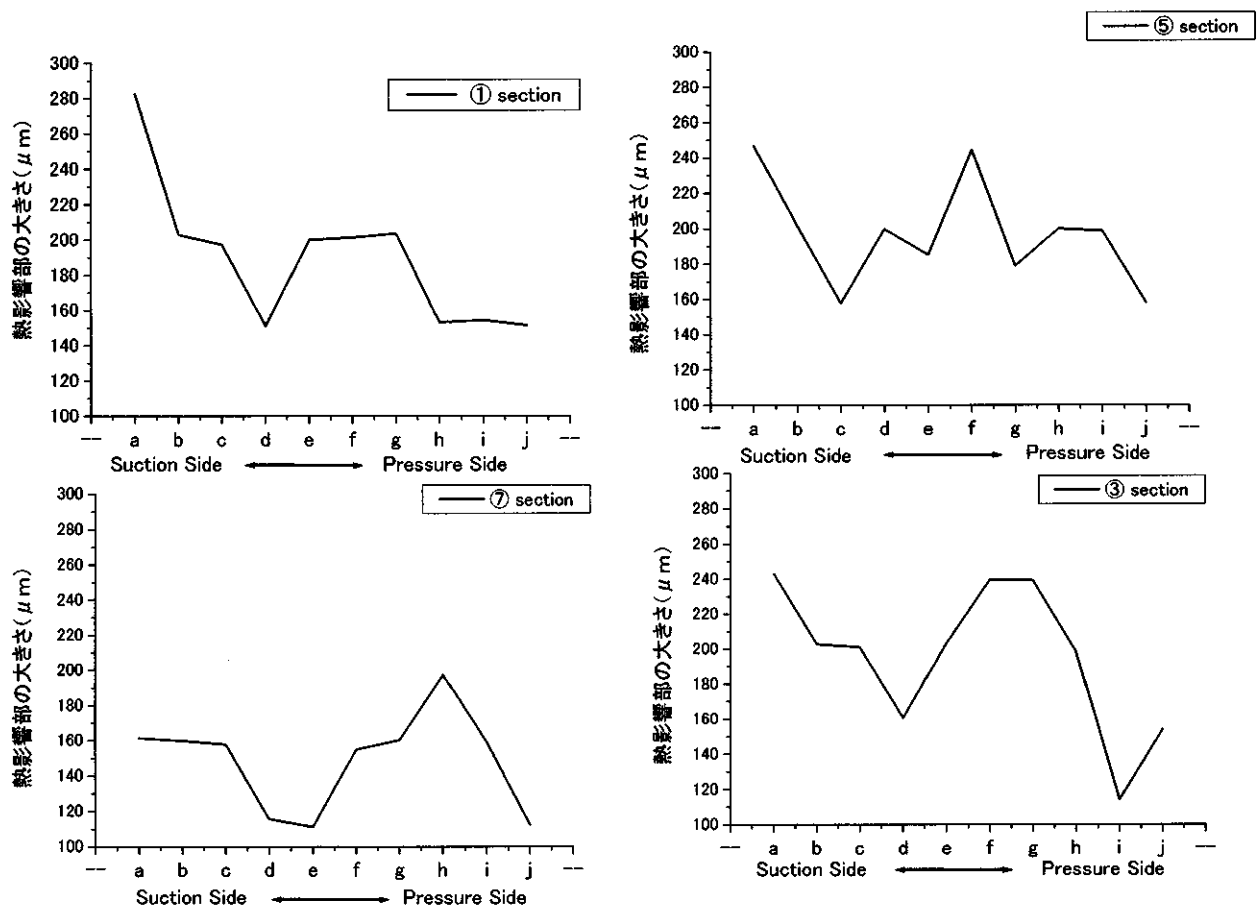


Fig.7 Result of measured HAZ on blade A

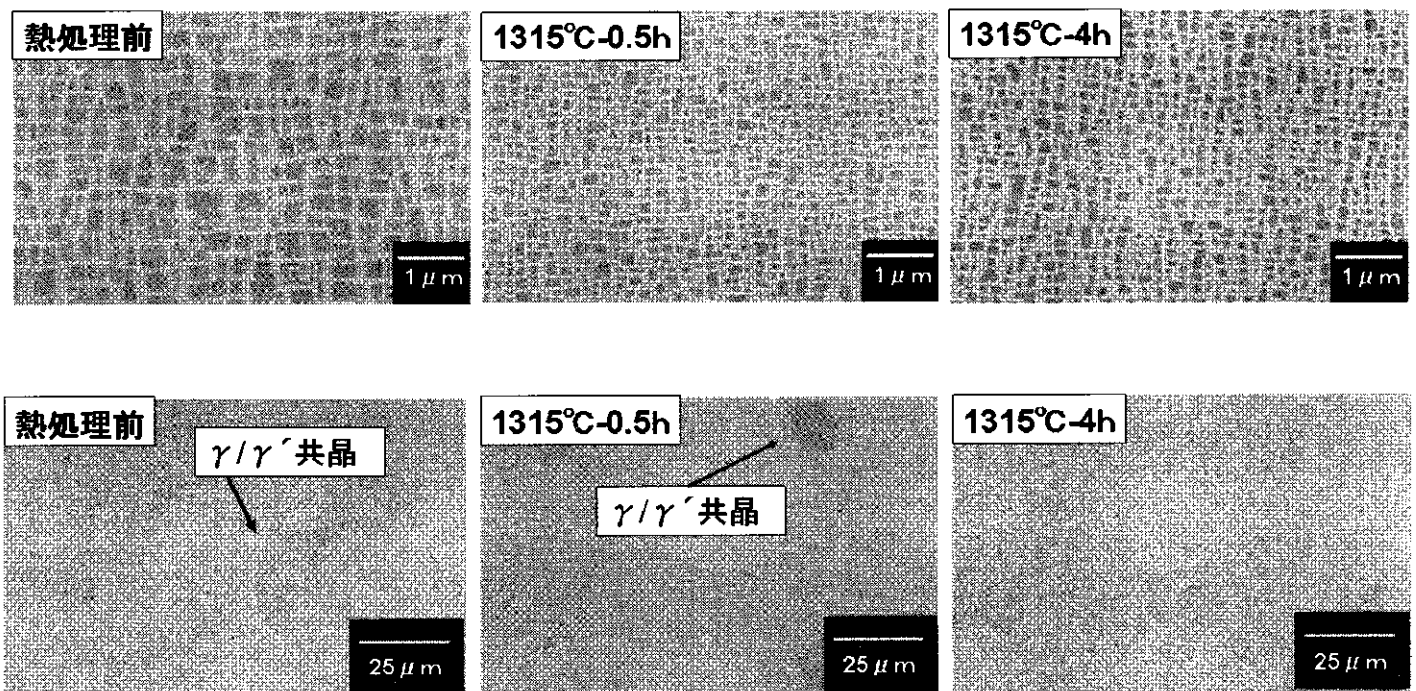


Fig8. Microstructures before and after re-heat-treatment

4. 再生熱処理の結果及び考察

4.1 ツリー部の再生熱処理

ツリー部から作成した試料に再生熱処理を行った結果、Fig.8 に示すように廃棄状態で粗大化していた γ/γ' 組織が1315°C-0.5 hの再熱処理により熱処理前の状態より金属組織が微細となっていた。この結果より、運転・使用前の整合のとれた初期組織に回復したことが考えられる。また、熱処理前の状態から γ/γ' 共晶組織が有り、完全溶体化が不十分であったことが考えられる。

1315°C-0.5 hの再生熱処理では、金属組織は整合組織に回復していたが、 γ/γ' 共晶組織が残存しており、0.5 hの再生熱処理では、 γ/γ' 共晶組織をとりきることはできなかった。しかし、1315°C-4 hの再生熱処理を行うと、 γ/γ' 共晶組織がほとんど消失していた。

また、小泉らによってクリープ試験片で再生熱処理した¹⁾ものも整合組織に回復しており、本研究結果と一致していた。

4.2 ブレード部の再生熱処理

本研究では、1315°C-4 hの溶体化処理を用いてブレード部に対して再生熱処理を行うこととした。ブレードAとB共に、Section 2の部位で再生熱処理を行った。

1315°C-4 時間の溶体化処理を行ったところ TBC コーティングをつけたままのものは、TBC コーティングがすべて剥離したと同時に、石英管の内側が黒く煤けており、幾分、管が膨張していた。一方、ブラスト処理を行ったものでは、このようなことは見られなかった。

1315°Cの温度ではTBC コーティングが容易に剥離し、同時にTBC コーティング表面に含まれていたなんらかの物質が蒸発し、管を膨張させたことが考えられる。

4.3 ブレード部における再生熱処理後の組織

Fig.9 にブレードAのSection 1とSection 2の間の熱処理前と後のコーティング層近傍部の低倍率でのSEM像（低倍率）を示す。

熱処理前のブレードでは、 γ/γ' 共晶組織が多く観察された。一方、熱処理後のブレードには、極少量の共晶が観察されただけであった。よって、実使用されたブレードに対して1315°C-4 時間の溶体化処理を行うとほぼ完全に溶体化できることが分かった。

Fig.10 にブレードAの切断部位 Section 1とSection 2の間の熱処理前と後のコーティング層近傍部の γ/γ' 組織を示す。熱処理前の組織状態は、

Leading edge 近傍の suction side の位置や trailing edge 近傍で粗大化が進んでいた。熱処理後の組織は、すべての観察部位において、整合のとれた組織に回復していた。また、基材中に含まれていたSRZ(Secondly Reaction Zone)や TCP(Topologically Close Packed)相が消失していた。

従って、この熱処理条件は、 γ/γ' 共晶組織、SRZやTCP相などの有害析出相の低減し、金属組織を整合組織へ回復させることが分かった。

5. 結言

PW4000 シリーズのエンジンで実使用された第2段目高圧ブレードの熱影響部の測定及び再生熱処理を行った結果、以下のことが明らかとなった。

1. ブレードの Tip に近い部位 (Section 1) での Leading edge 近傍の suction side がもっとも熱影響部が大きいことが分かった。
2. 1315°C-0.5 hの再熱処理により初期組織に回復することが分かった。
3. ブレードに残存していた γ/γ' 共晶組織は1315°C-4 hの再熱処理により消失することが分かった。
4. 再生熱処理によりSRZやTCP相などの有害相が消失することが明らかとなった。

今後、短時間の溶体化処理条件で再生熱処理を行い、共晶組織の消失を抑えかつ、整合組織への回復を目指し、調査・研究を行いたい。

謝辞

本研究の遂行にあたり、物質・材料研究機構 材料創製支援ステーションの方々に大変お世話になりました。深く感謝致します。

参考文献

- 1) Y.Koizumi,T.Kobayashi,H.Harada and T.Yamaga a:Advances in Turbine Materials,Design and Manufacturing(1997),pp.679-684
- 2) 日本国特許第 3069580 号
- 3) A.D.Cetel and D.N.Duhl:Superalloys 1988,(Warrendale ,PA,USA,Minerals,Metal and Materials Soc. 1988), pp.235-244.
- 4) T.kimura,T.suzuki,Y.Koizumi,T.Yokokawa,H.Harada and H.Imai:日本金属学会誌 第 71 巻 第 11 号(2007), pp.1041-1045
- 5) T.kimura,Y.Koizumi,K.Kawagishi,T.Yokokawa,H.Harada and H.Imai:日本金属学会秋期大会 (2007), p.244

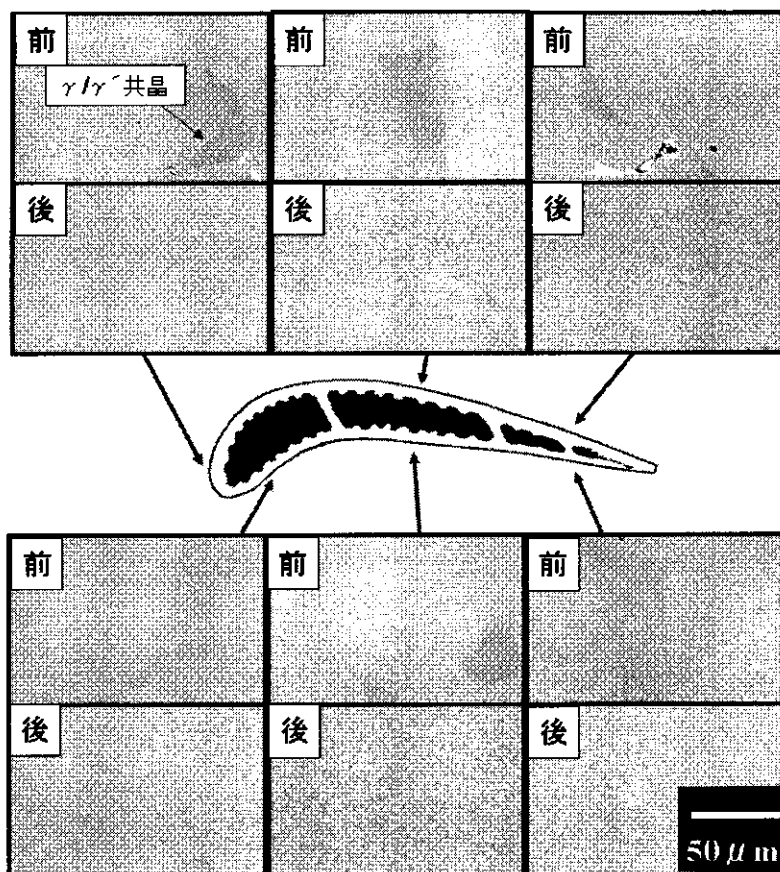


Fig.9 Comparison microstructures before and after re-heat-treatment on blade A

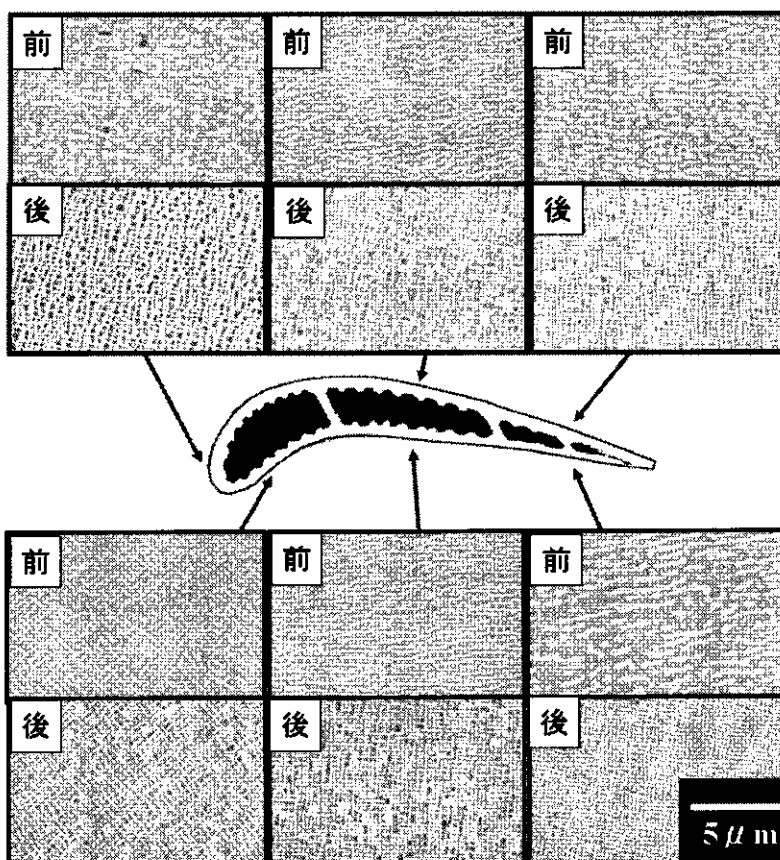


Fig.10 Comparison microstructures before and after re-heat-treatment on blade A

レーザ肉盛溶接法によるニッケル基単結晶超合金の補修技術の開発

*日野 武久 (東芝), 河野 渉 (東芝), 高久 歴 (東芝),
齊藤 大蔵 (東芝), 吉岡 洋明 (東芝), 伊藤 勝康 (東芝)

Repair of Ni base single crystal superalloy by laser cladding

*Takehisa HINO(Toshiba), Wataru KONO(Toshiba), Reki TAKAKU(Toshiba)
Daizo SAITO(Toshiba), Yomei YOSHIOKA(Toshiba) and Shoko ITO(Toshiba)

ABSTRACT

The repair technology of nickel base single crystal superalloy by YAG laser cladding was studied. Single crystal could be obtained at the low laser power energy input. The grain growth was influenced on the angle between growth direction and deposit direction. However the grain growth was not influenced on the angle between growth direction and welding direction. The stress relief (SR) heat treatment was effective to prevent the recrystallization for cladding of single crystal. Cuboidal γ' precipitates, which size is about $0.3 \sim 0.7 \mu\text{m}$, could be obtained with partially solid solution with SR heat treatment and aging heat treatment.

Key words: Single crystal, Turbine, Laser cladding, YAG laser

1. はじめに

燃焼ガス温度の高温化による効率向上を目的としてガスタービン入口ガス温度の上昇が図られてきている。この温度上昇に従ってタービン動/静翼高圧段は普通鑄造超合金から、より高強度な一方向凝固超合金、単結晶超合金へと変化してきた。単結晶翼は普通鑄造翼、一方向凝固翼に対して高価であるため、補修の需要は高いと予想される。しかしながら従来と同様な TIG 等で補修を行うと補修部が多結晶化する可能性があり、Ni 基単結晶超合金は粒界強化元素を含まないため、これらの補修方法の適用により粒界が形成されると重大な特性劣化が生じ、補修後の再使用に対して大きな問題が生じる¹⁾と考えられる。

単結晶のレーザを用いた肉盛補修については、すでに研究が行われつつあり、母材と同一方位の肉盛補修組織が得られてきている^{1) 2) 3)}。

しかしながら、母材の結晶方位の肉盛組織へ与える影響、熱処理を行った際の再結晶の問題などについてはあまり議論がなされていない。そこで YAG レーザを用いた肉盛試験について基礎的な検討を行ったので報告する。

2. レーザによる肉盛補修技術

図 1 にレーザによる肉盛補修技術を模式的に示す。単結晶母合金の上に粉末、あるいはワイヤーを供給し、レーザにより溶融する。ここでレーザ出力および肉盛時の移動速度をコントロールする

ことによって溶融池内部の温度勾配を制御し、溶接金属をエピタキシャル成長させ、母材と同一結晶方位の合金組織を得る。

3. 試験方法

供試材は母材、溶接ワイヤーとも Re を約 3% 含む第 2 世代の Ni 基単結晶超合金を用いた。

母材は CMSX-4 (Ni-6.5Cr-9.0Co-0.6Mo-6.0W-1.0Ti-5.6Al-6.5Ta-3.0Re-0.1Hf) および自社にて溶製した材料を使用した。いずれも Al を 5.6~6.0% 含み、溶体化、時効熱処理後の γ' 相の析出率は面積率で 75% 以上である。

溶接ワイヤーには Polymet 社製 PMET842 (Ni-6.8Cr-12.0Co-4.9W-1.5Mo-6.1Al-6.3Ta-0.02Zr-0.12C-2.8Re-1.2Hf) を使用した。

レーザ溶接装置には 4kWYAG 溶接装置を用い、下記ステップにより評価を実施した。

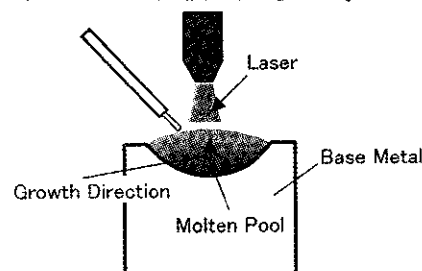


Fig.1 Schematic illustration of grain controlled laser cladding

- ① 単結晶合金組織が得られる溶接条件の検討
- ② 翼チップ部の補修を想定した多層肉盛試験
- ③ 翼表面部の補修を想定した母材方位が異なる試験材への肉盛試験および多パス肉盛試験
- ④ 肉盛溶接後の熱処理条件の検討

単結晶合金組織が得られる溶接条件の検討では母材として CMSX-4、溶接ワイヤーとして PMET842 溶接ワイヤーを使用し溶接速度、レーザー出力をパラメータとして肉盛溶接試験を行い、単結晶超合金組織が得られる条件範囲を検討した。

単結晶翼チップ部の結晶方向は Ni 基超合金の優先結晶成長方向である $[001]$ 方向となるが、翼表面部の補修においては $[001]$ 方位と異なる場合がある。そこで表面部を想定した肉盛試験では、図 2、図 3 に示すように母材結晶方位、溶接方向を $[001]$ 方位から傾斜させた試験片を作製し、これらパラメータが肉盛組織の方位に与える影響について検討を行った。

溶接での補修では溶接ひずみが熱処理時に開放され、再結晶が生じる可能性がある。そこで溶体化熱処理温度以下の 1473K~1533K にて 1~5 時間の応力除去焼鈍を行った後、溶体化熱処理を行いひずみの除去が可能か検討を実施した。

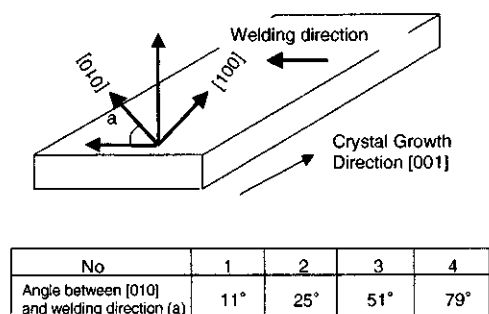


Fig.2 Schematic illustration of specimen for evaluating the effect of direction of base metal

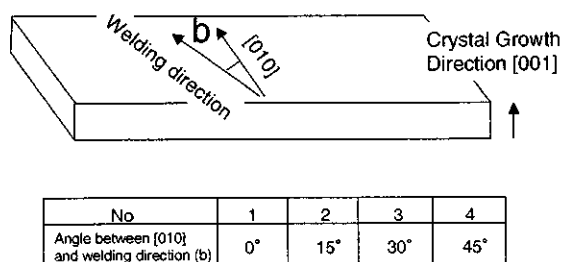


Fig.3 Schematic illustration of specimen for Evaluate the welding direction

4. 試験結果

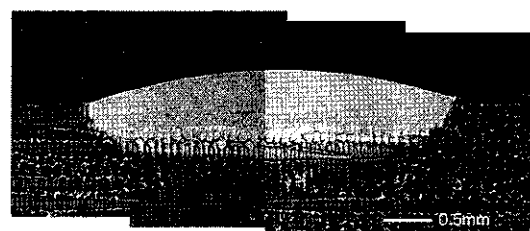
4.1 単結晶合金組織が得られる溶接条件

図 4 に得られた代表的な単結晶超合金の断面組織を示す。母材は CMSX-4 であり、溶接ワイヤーには PMET842 を使用した。

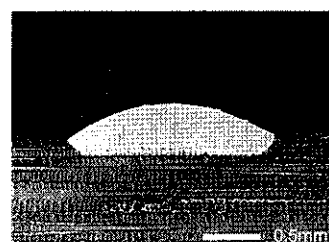
レーザー出力が大きい場合は表面からストレイ結晶と呼ばれる異結晶の形成が認められた。レーザー出力を低下させていくと、ストレイ結晶は消滅し単結晶のみの組織となる。しかしながら単結晶合金のみの組織となる場合も図 4 (a) に示すようにレーザー出力が比較的大きい場合は $[100]$ 方位以外に、母材表面と肉盛部表面界面近傍から肉盛部中央に向かってと、肉盛表面部直下に $[010]$, $[001]$ 方位に成長する結晶が認められた。

さらにレーザー出力が小さい場合は図 4(b)に示すような母材結晶方位と同一方向の肉盛組織へと変化した。

図 5 に結晶成長性に与える溶接速度、レーザー出力の影響を示す。図中、一方向に結晶成長をしたと示したものは図 4(b)に示したような 80%以上が母材の結晶組織を引き継いだものであり、3 方向に結晶成長したものは図 4(a)に示したように肉盛溶接部は単結晶組織ではあるものの $[001]$ 方位だけでなく $[010]$ および $[100]$ 方位にも結晶が成長したものである。レーザー出力が高いほど表面にストレイ結晶および多方向に結晶成長が生じやすく、溶融ライン近傍に一方向デンドライトが得られる領域があることが明らかとなった。



(a) Cladding layer with high laser power



(b) Cladding layer with low laser power

Fig.4 Cross-sectional microstructure of laser cladding

4.2 翼チップ部の補修を想定した多層肉盛試験

4.1 にて得られた条件より翼チップ部の補修を想定した多層肉盛を行った。断面組織の観察結果を図 6 に示す。母材は白社溶製合金、溶接ワイヤーは PMET842 であり、15 層の肉盛を行った。

断面組織観察の結果、最外層表面に数 μm の異結晶の形成が認められたものの、ほぼ最外層まで下地の結晶方位を引き継いだ肉盛組織を得ることができた。

4.3 翼表面部の補修を想定した肉盛試験

図 7 に母材の結晶成長方位が傾斜した場合について溶接試験を行い、(a)[010]と鉛直方向、(b)[010]と水平方向から断面組織観察を行った結果を示す。

溶接材料は母材として白社溶製合金、溶接ワイヤーとして PMET842 を使用した。

溶接方向と[010]方位の角度が 25° 、 51° 、 79° は母材の結晶方位を保ちつつ肉盛部の結晶が成長していた。一方 11° では母材近傍では母材の結晶方位に沿って結晶が成長するものの、肉盛部上層部では母材と方位の異なる結晶の成長が認められた。

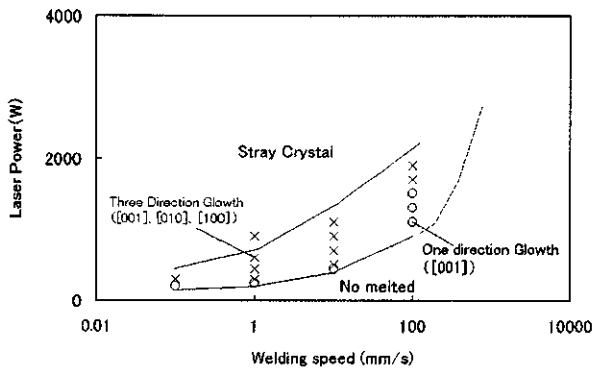


Fig.5 Effect of laser power and welding speed on the single crystal growth

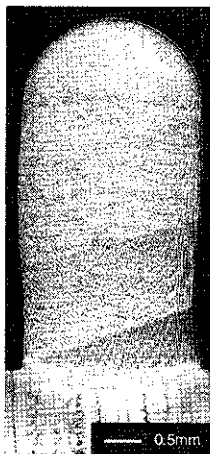
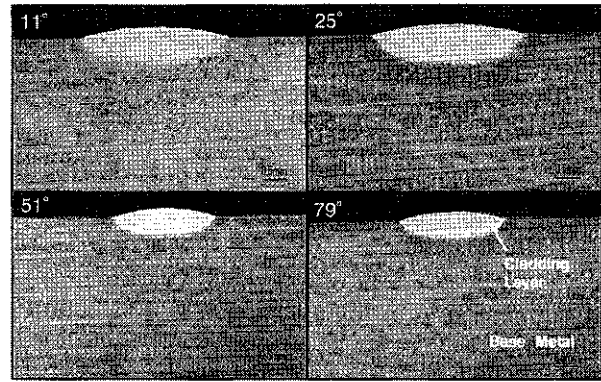
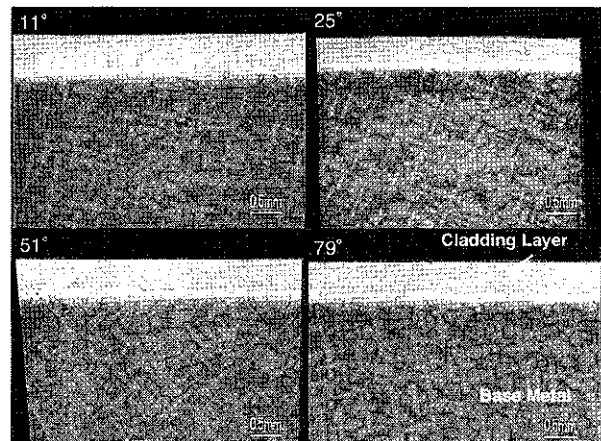


Fig.6 Cross-sectional microstructure of multi-layered laser cladding



(a) Perpendicular to [001] axis



(b) Horizontal along [001] axis

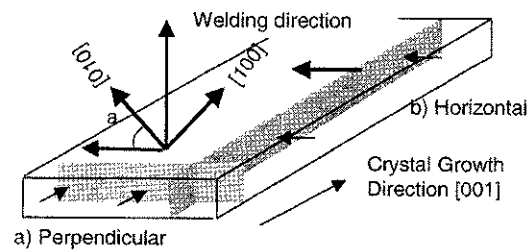


Fig.7 Effect of base metal growth direction on the quality of welds.

図 8 に溶接方向の結晶成長方位に与える影響を検討した結果を示す。[010]軸と溶接方向の傾きにかかわらずほぼ母材の結晶方位と同様な方位を有する肉盛部が得られた。

以上の結果から多パス多層の肉盛試験を行った。結果を図 9 に示す。母材の結晶組織を引継ぎ、溶接割れのない良好な肉盛組織を得ることができた。

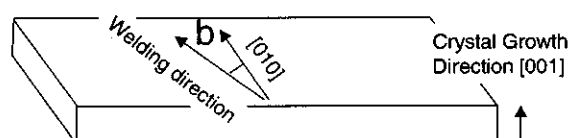
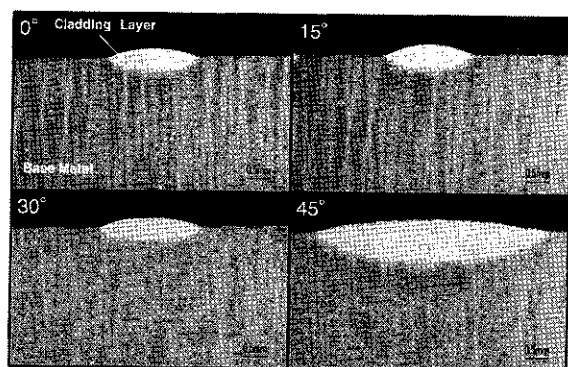
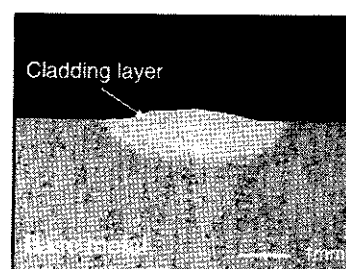


Fig.8 Effect of the angle between welding direction and [010] axis on the quality of welds.

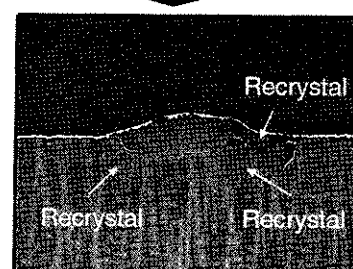
4.4 肉盛溶接後の熱処理条件の選定

熱処理条件選定試験では母材に自社溶製合金、溶接ワイヤーに PMET842 を使用して熱処理用試験片を作製した。図 10 に未熱処理材および得られた肉盛試験片について 1553K/2 時間の溶体化熱処理を行った材料の断面組織を示す。その結果、溶接により導入されたひずみが開放されることによって再結晶が形成していた。

次に 1473K~1533K にて 1~5 時間の応力除去焼鈍を意図した熱処理の後、1553K/2 時間の熱処理を行い、断面組織観察により再結晶の有無および再結晶の面積率を測定した。図 11 に熱処理後の組織、図 12 に再結晶の面積率と溶体化温度および時間のグラフを示す。



As-cladding



After solution heat treatment (1553K/2hours)

Fig.10 Cross-sectional micrograph before and after solution heat treatment

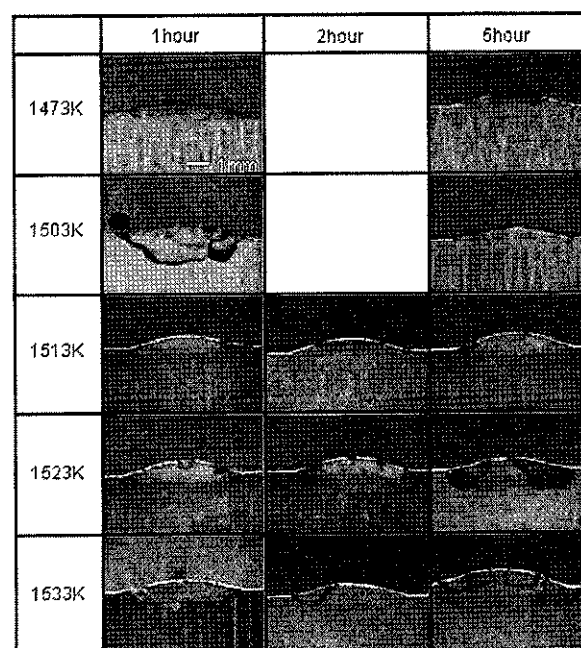


Fig.11 Cross sectional micrograph after stress relief and solution heat treatment.

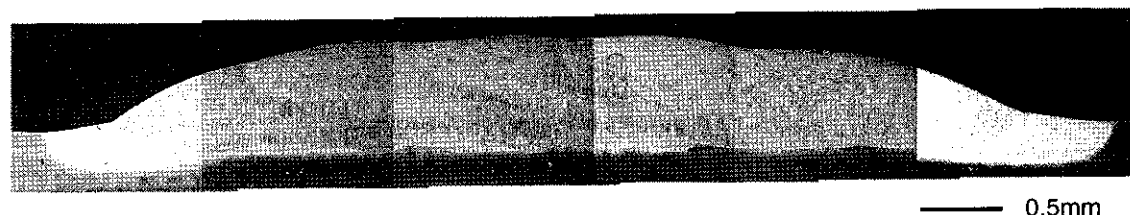


Fig.9 Cross-sectional micrograph of multi pass cladding

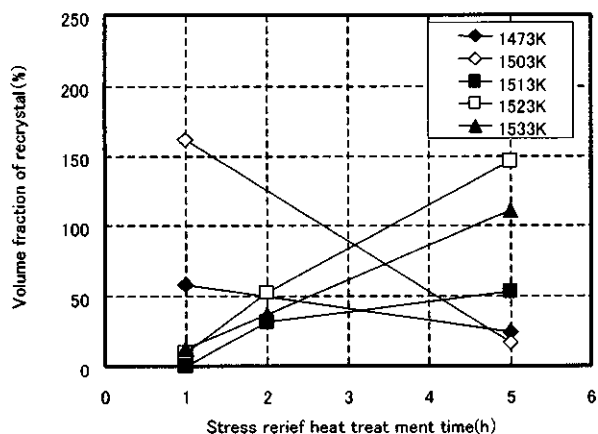


Fig.12 Correlation between stress-relief heat treatment temperature and volume fraction of recrystal

応力除去焼鈍試験温度が 1503K 以下と 1513K 以上では傾向が異なっていた。1513K 以下では応力除去焼鈍時間が長くなるほど再結晶の面積率が少なくなり、1513K 以上では再結晶の面積率が多くなる傾向が認められた。

これは 1513K 以上の温度域では応力除去焼鈍熱処理時に再結晶の核が形成していた可能性が考えられる。

次に応力除去焼鈍+溶体化熱処理の後、1423K/4 時間の時効熱処理を行い、 γ' 相の析出形態を確認した。断面組織観察結果を図 13 に示す。0.3~0.7 μm の γ' 相の均一な析出が確認できた。

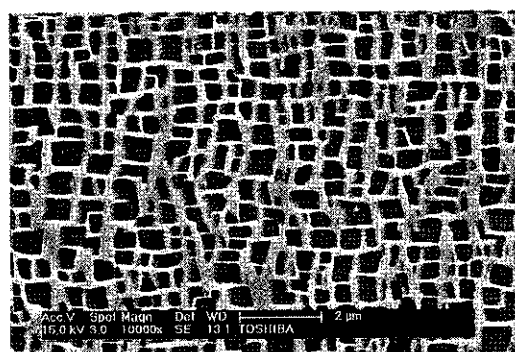


Fig.13 Cross-sectional micrograph at cladding layer after stress relief/solution heat treatment/ageing heat treatment

5.まとめ

レーザ肉盛溶接による単結晶の補修技術開発の基礎的検討を行い、下記の結果を得た。

- 1) 単結晶化率に与える溶接速度とレーザ出力の影響について検討を行い、下地の結晶方位を引き継ぐ溶接条件範囲を明らかにした。
- 2) 多層肉盛溶接を行った結果、15 層まで母材の結晶組織を引き継いだ溶接組織を得ることができた。
- 3) 母材の結晶方位および溶接方位の肉盛品質に与える影響について検討を行った。その結果、母材の結晶方位は肉盛品質に影響を及ぼすが、溶接方位の肉盛品質に与える影響に有意な差は認められなかった。
- 4) 肉盛溶接時に導入されたひずみの除去への応力除去焼鈍の効果を検討した。その結果、1513K を境に再結晶の面積率の増加傾向に違いが認められた。
- 5) 応力除去焼鈍+溶体化熱処理+時効熱処理を行うことによって再結晶の形成がなく、また矩形の γ' 相の析出が可能であることが明らかとなった。

参考文献

- 1) 才田 一幸, 西本 和俊: 単結晶合金溶接補修への凝固解析の適用, 溶接学会誌, Vol.76, No.4 (2007) pp.30-42.
- 2) R.Baumann, B.Fritsche and M.Gaumann : Repairing Single Crystal , Sulzer Technical review, No.2(1997), p.38-41
- 3) M.Gaumann, S.Henry, F.Ceton, J.-D. Wanniére and W.Kurz: Epitaxial Laser Metal Forming : Analysis of Microstructure Formation, Materials Science and Engineering A, Vol271 (1999) , p232-241.

コーティング材の高温耐食性

*春山 博司, 有川 秀行, 児島 慶享, 玉置 英樹 (株式会社日立製作所),
大野 貞彦, 茅野 利宏 (東北電力株式会社)

High Temperature Corrosion Resistance of Coating Materials

*Hiroshi HARUYAMA, Hideyuki ARIKAWA, Yoshitaka KOJIMA, Hideki TAMAKI (Hitachi, Ltd.),
Sadahiro OHNO, and Toshihiro CHINO (Tohoku Electric Power CO., INC.)

ABSTRACT

Hot corrosion of gas turbine hot parts would become major problem for using various fuels. In this study, hot corrosion resistance of MCrAlY coatings, thermal barrier coating, and aluminum pack cementation coating was evaluated by burner rig test at 900°C for 300 hours. The amount of alkali sulphate of combustion gas under test condition was approximately 80 times larger than that of combustion gas under Hitachi H25 condition. Three kinds of MCrAlY coatings with different chromium content have similarly high corrosion resistance. Thermal barrier coating can be considered as more effective than MCrAlY coatings under the combustion gas condition when it contains alkali sulphate. Al coating shows moderate degree of corrosion resistance, while sulfate forms in Al coating.

Key words: MCrAlY Coating, Thermal Barrier Coating, and Burner Rig Test

1. はじめに

ガスタービンの燃料は、軽油、灯油、LSA 重油 (Low Sulfur A Heavy Oil) に代表される油燃料、及び天然ガス、都市ガスに代表されるガス燃料に大別される。日立で自主開発した H-15/25 ガスタービンは、広い範囲のガス及び油燃料に対応していることが特徴である。しかし、近年の原油価格の高騰に伴い、より価格の安い低質な油燃料の需要が増加する可能性があり、更なる多種燃料への対応が求められている。低質燃料は、通常の油燃料より多くの不純物 (Na, K, S 等) を含み、これらに起因するアルカリ硫酸塩の溶融塩により、高温腐食が発生し易い。溶融塩による高温腐食は、通常のガス燃料による高温酸化と比較して、著しく速い速度で進行するため、高温部品の寿命保証上、非常に重要な課題である。

溶融塩腐食の発生は、不純物量だけでなく、温度及び圧力に依存することが知られている。熱力学計算を用いて、温度と圧力の関係から溶融塩の生成条件を検討している例としては、Hart ら¹⁾の研究がある。これは、 Na_2SO_4 の分圧計算から、 Na_2SO_4 の露点を計算し、溶融塩生成条件を検討しているものである。また、Bordenet ら²⁾は、燃焼ガス中の不純物量を考慮して溶融塩の露点を計算し、溶融塩生成条件を検討している。これらの研究は、溶融塩の露点 (気相領域と溶融塩領域との境界) のみを議論しており、固相線 (溶融塩領域と固相領

域の境界) については議論されていない。

本研究では、Na, K, S を添加した油燃料を用いて、大気圧バーナリグ高温腐食試験により、各種耐食コーティング材を評価検討した。熱力学計算を用いて、実機の燃焼ガス中に含まれる不純物量から溶融塩の生成量、露点及び固相線を計算し、得られた結果からバーナリグ試験における溶融塩生成条件を検討した。

2. 熱力学計算及び試験方法

2.1 溶融塩生成条件の検討

溶融塩腐食は、アルカリ硫酸塩が液相である場合に発生し、液相が存在する範囲は、アルカリ硫酸塩の露点と固相線の間である。アルカリ硫酸塩の露点温度は、アルカリ硫酸塩の飽和蒸気圧に依存するため、アルカリ硫酸塩の分圧の関数で表すことができる³⁾。さらに、アルカリ硫酸塩の分圧は、全圧及び系のアルカリ硫酸塩量に依存する。したがって、露点温度は、全圧が一定の場合にはアルカリ硫酸塩量、アルカリ硫酸塩量が一定の場合には全圧の関数としてそれぞれ表すことができる⁴⁾。一方、固相線温度は、アルカリ硫酸塩の固相と液相のみの反応であるため、圧力依存性は小さいものと考えられる。本研究では、GTT Technology 社製の熱力学計算ソフト FactSage⁵⁾を使用して、アルカリ硫酸塩の露点、固相線、及び溶融塩生成量を計算した。燃焼環境中への燃料、吸い込み空気及

び噴霧蒸気(水)を構成する成分組成と流量から、燃焼環境中における成分元素ごとの単位時間当たりの導入量(kg/s)を求め、それらと温度及び圧力を入力することにより、計算結果が得られる。計算に使用したデータベースは、Fsalt-liquid, [Li], Na, K//SO₄, CO₃(ss), K, Na//SO₄, CO₃(ss), K₃Na(SO₄)₂, Na₂SO₄-[K₂SO₄](ss)である。

LSA 重油を燃料とする自家発電用 H25 ガスタービンの燃焼条件から計算した露点及び固相線を、横軸を圧力として Fig.1 に示す。燃料中の不純物量は、Na : 0.4ppm, K : 0.1ppm, S : 0.06%とした。以下、横軸を圧力またはアルカリ硫酸塩量として露点及び固相線を表したものを熔融塩マップと呼ぶ。ここで、露点と固相線の間の領域が熔融塩領域を表している。図中には、1 段動翼の表面温度及び圧力も 1B として示す。この図から、固相線は約 840℃でほぼ一定であるが、露点は圧力に伴い上昇し、1 段動翼の一部が熔融塩領域に入っていることが分かる。一例として、1B の 850℃における単位時間、単位断面積当たりの熔融塩生成量は、 8.03×10^{-9} g/s/mm²であり、その 99%以上が Na₂SO₄ 及び K₂SO₄ であった。ここで、熔融塩生成量を単位断面積当たりの量で示したのは、後述するバーナリグ試験における熔融塩生成量による加速倍率を考慮するためである。

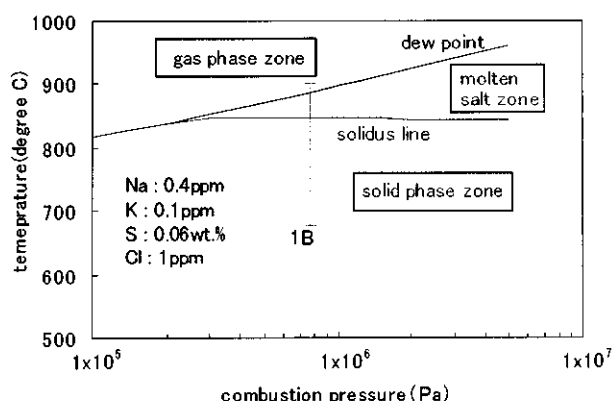


Fig. 1 Hot corrosion map as a function of combustion gas pressure.

次にバーナリグ試験における熔融塩の露点及び固相線を検討した。バーナリグ試験は大気圧 (1×10^5 Pa) で実施するため、全圧が一定の条件となる。したがって、アルカリ硫酸塩の露点はアルカリ硫酸塩量に依存し、アルカリ硫酸塩は主に Na₂SO₄ 及び K₂SO₄ から成るため、実機条件から Na+K 量のみを変えて計算した。なお、バーナリグ試験は燃料に灯油を使用するが、計算に当たっては、重油、軽油共に主要組成は、質量%で C : 85%, H : 12%

と考えることとした。さらに Na+K の内訳は、最も熔融塩領域が広がるように、Na₂SO₄ 及び K₂SO₄ の共晶組成に相当する Na : K = 3 : 2 (重量比) とした。Fig.2 は、横軸を Na+K 量(ppm)とした、バーナリグ試験における熔融塩マップを示す。アルカリ硫酸塩の露点は、Na+K 量の増加と共に上昇し、約 1ppm から熔融塩領域が現れ、固相線は Fig.1 と同様に Na+K 量への依存性は見られなかった。

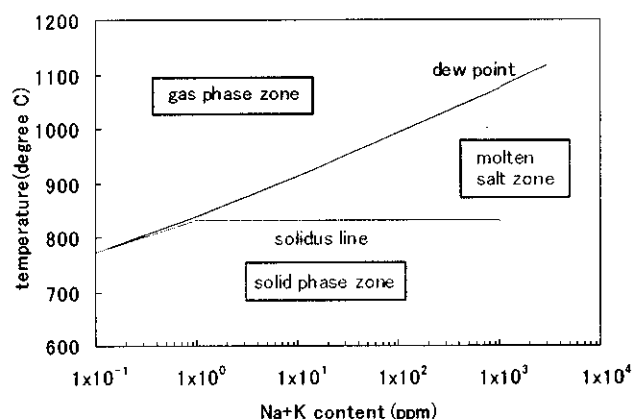


Fig. 2 Hot corrosion map as a function of Na+K content for experimental condition of burner rig test.

2.2 バーナリグ試験

供試材の基材は、動翼及び静翼を対象とした 2 種類の Ni 基超合金を使用した。試験片形状を Fig.3 に示す。動翼材に Cr, Al 量の異なる 3 種類の MCrAlY 合金コーティング及び遮熱コーティング (Thermal Barrier Coating, 以後 TBC と呼ぶ)、静翼材に Al パックをそれぞれ施工したものを供試材として使用した。コーティング材の主な組成を Table 1 に示す。なお、合金コーティングは 50torr の Ar 雰囲気中で減圧プラズマ溶射により施工した後、真空中において 1052℃で 4 時間、843℃で 16 時間の熱処理を行った。TBC は、アンダーコート of NiCoCrAlY を減圧プラズマ溶射、トップコート of ZrO₂-8Y₂O₃ (Yttria-Stabilized Zirconia, 以後 YSZ と呼ぶ) を大気プラズマ溶射により施工した。Al パックは、750℃の 20%Al-1%NH₄Cl-79%Al₂O₃ 中で 2 時間処理した後、1121℃の真空中で 2 時間の拡散処理を行った。

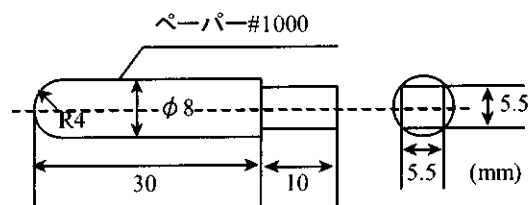


Fig.3 Shape and dimensions of the specimen.

Table 1 Chemical composition of the coating material.

coating	main composition (mass%)
NiCoCrAlY	Cr:17, Al:12.5
CoNi21Cr8AlY	Cr:21, Al:8
CoNi27Cr10AlY	Cr:27, Al:10
TBC	NiCoCrAlY(under), ZrO ₂ -8Y ₂ O ₃ (top)
Al (pack cementation)	Al

バーナリグ試験装置の概略を Fig.4 に示す。燃料である灯油中に、アルカリ熔融塩の構成元素である N 及び S を有機物として添加し、K は KCl を水に溶かして燃焼ガス中に噴霧して添加した。添加量は、燃料中の組成換算で、Na : 1800ppm, K : 1200ppm, S : 1800ppm である。900℃の燃焼ガス中に試験片を曝し、300 時間まで試験を行った。なお、試験片は 25 時間毎に取り出し、湯煎にて洗浄した後、外観写真、重量変化を測定した。300 時間試験後の試験片は、さらに光学顕微鏡及び走査電子顕微鏡(SEM/EDX)を用いて断面組織を観察した。

熔融塩による腐食量は、コーティングしていない基材のみの場合、熔融塩量に依存する³⁾。本バーナリグ試験における熔融塩生成量の計算値は、 $6.42 \times 10^{-9} \text{g/s/mm}^2$ であり、LSA 重油燃料の実機 (1B) 環境と比較すると、加速倍率は約 80 倍と考えられる。

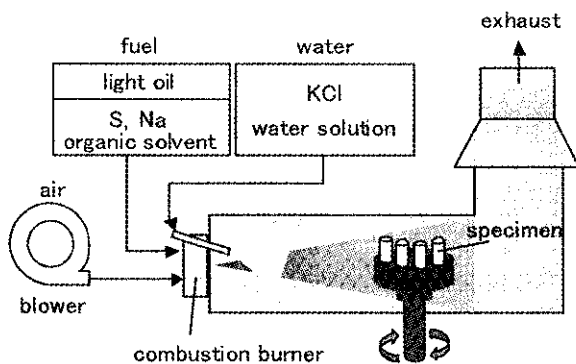


Fig. 4 Schematic illustration of corrosion test(burner rig).

3. 試験結果及び考察

Fig.5 は、300 時間試験後の試験片の外観写真を示す。3 種類の合金コーティングの外観は、ほぼ同様であり、熔融塩による腐食は見られなかった。TBC は変色したものの割れなどは見られず、外観上の損傷は合金コーティングよりも少なかった。Al パックも他のコーティングと同様に、外観上の大きな損傷は確認されなかった。

Fig.6 は、300 時間試験後の試験片の断面光学顕微鏡写真を示す。合金コーティングは、いずれも基材に達するような腐食は見られなかった。TBC

は、多孔質 YSZ 層の剥離等の損傷は認められなかった。Al パックは、最も表面が粗くなっており、Al 層の表面から約半分の深さまで浸食されているように見えた。

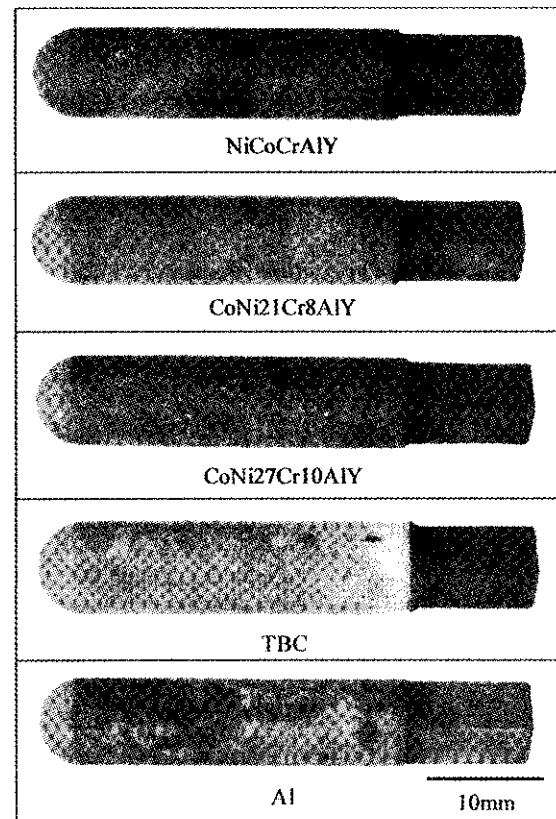


Fig.5 Appearance of the specimen after 300h burner rig test.

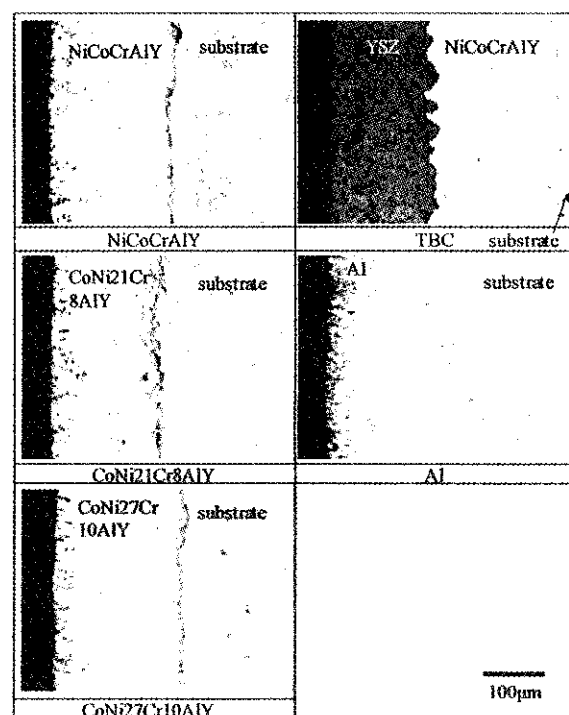


Fig.6 Optical microscopic images of cross section surface after 300h burner rig test.

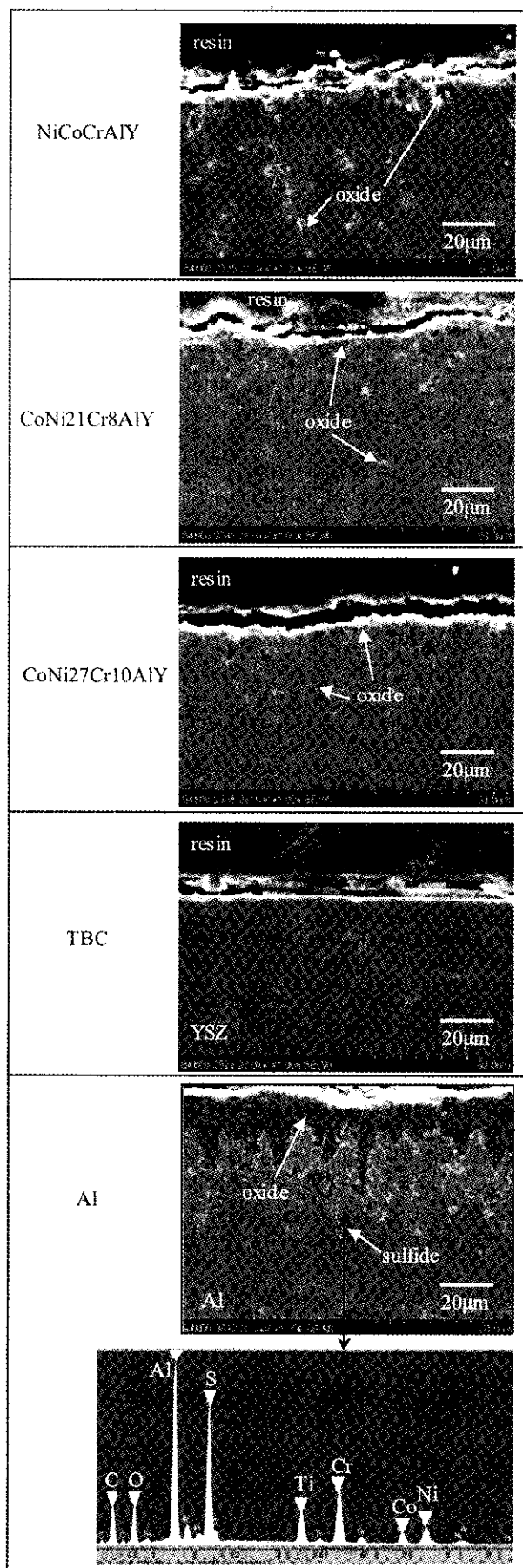


Fig 7 SEM images and EDX pattern of cross section surface after 300h burner rig test.

Fig.7 は、300 時間試験後の試験片表面の断面 SEM 写真及び EDX 分析結果を示す。同図中には、一例として Al パックの EDX 分析結果を示す。この結果、3 種類の合金コーティングにおける析出物は、主に Al の酸化物であり、熔融塩腐食による硫化物の生成は確認されなかった。TBC は、YSZ 層の組成である Zr の酸化物以外は検出されず、健全であった。Al パックの表面近傍は、Al の酸化物または Al, Ti の複合酸化物であったが、表面から 50μm 深さの位置に S が検出された。これは熔融塩腐食により生成した Cr の硫化物であると考えられ、Fig.6 の顕微鏡写真で浸食されているように見えたことと一致する。

Fig.8 は、300 時間後の腐食重量変化を示す。重量変化は、全てのコーティングにおいて $1.5\text{mg}/\text{cm}^2$ 以下であり、ほぼ同等の高い耐食性を有していると考えられる。合金コーティングは、耐食性に効果のある Cr 量を変えた 3 種類を使用した。今回の試験条件では、明確な差は見られなかった。Al パックは、Fig.7 で内部硫化物が検出されたものの、重量変化は最も小さく、耐食性の効果が確認された。TBC は、基本的に熱遮蔽を目的としたコーティングであり、一般的に V を含む油焼き環境に適していないとされる⁹⁾が、本実験での重量変化は、合金コーティングと比較して同等以下であった。これは、LSA 重油環境中に V を含まないためと考えられ、生成する熔融塩がアルカリ硫酸塩のみとなる LSA 重油環境では、耐食性に大きな問題がないことが明らかとなった。さらに TBC は、合金コーティングに対して YSZ 層がバリア効果を発揮するため、LSA 重油環境では、合金コーティングより優れた耐食コーティングとして作用するものと期待される。

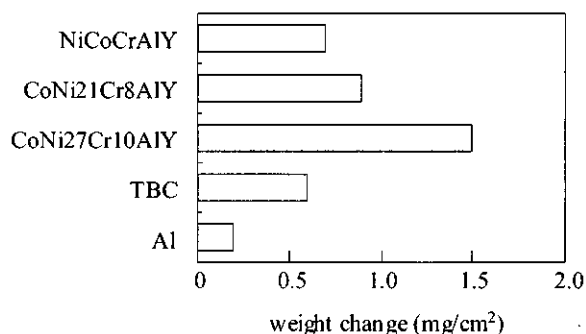


Fig.8 Weight change of the specimen after 300h burner rig test.

4. まとめ

燃料多様化に対応したガスタービン用の耐食コーティングとして、Cr 量の異なる 3 種類の MCrAlY 合金コーティング、TBC、及び Al パック材を用いて、LSA 重油実機環境の約 80 倍のアルカリ硫酸塩を含む加速条件で 300 時間のバーナリグ試験を行い、耐食性を評価した。その結果、以下の結論が得られた。

- 1) 3 種類の MCrAlY 合金コーティングは、ほぼ同等の高い耐食性を示し、Cr 及び Al 量による耐食性の差は、今回の試験時間の範囲では確認されなかった。
- 2) TBC は、YSZ 層の剥離等の損傷がなく、環境バリアとして、MCrAlY 合金コーティングよりも高い効果が期待できる。
- 3) Al パックは、耐食性の効果を示したが、内部硫化物が生成し、溶融塩による損傷が確認された。

参考文献

- 1) A.B. Hart, J.W. Laxton, C.G. Stevens and D.Tidy, "Deposition of Sodium Compounds under Gas Turbine Conditions", High Temperature Alloys for Gas Turbines, ed. by D. Coutouradis et al., Applied Science Publishers, Ltd. (1978), 81-107.
- 2) B. Bordenet and H.P. Boßmann, "High Temperature Corrosion in Gas Turbines: Fuel Model and Experimental Results", Materials for Advanced Power Engineering 2002, ed. by J. Lecomte-Beckers et al., Forschungszentrum Jülich GmbH (2002), 871-881.
- 3) D. Cubicciotti and F.J. Keneshea, "Thermodynamics of Vaporization of Sodium Sulfate", High Temperature Science, 4 (1972), 32-40.
- 4) H. Kamoshida, H. Tamaki, Y. Kojima and T. Watanabe, "Feasibility Study of Thermodynamical Prediction Method for Hot Corrosion Risk of Gas Turbine Components", International Gas Turbine Congress, (2007), ABS-098.
- 5) C.W. Bale, P. Chartrand, S.A. Degterov, G. Eriksson, K. Hack, R. Mahfoud and J. Melancon, "FactSage Thermochemical Software and Databases", Calphad, 26, N.2 (2002), 189-228.
- 6) 小野修二, 山本博一, 角田英雄, 本村光, "ジルコニアセラミックスの溶融塩中における耐食性", 三菱重工技報, 25, N.3 (1988), 230-235.

ガスタービン翼取り付け部の損傷予測法に関する検討

*倉嶋 寛貴, 松田 博和, 平松 秀基, 谷村 和彦 (川崎重工)

Investigation on prediction method of damage in gas turbine blade root fixings

*Hiroataka Kurashima, Hirokazu Matsuda, Hideki Hiramatsu, Kazuhiko Tanimura (KHI)

ABSTRACT

Turbine blade root fixings have been used under the severe condition and it is necessary to evaluate the fatigue strength with high accuracy. In this study, prediction method of crack initiation in the contact edge between a blade and a disk was discussed. Stress and strain distributions near the contact edge were calculated by large-scale finite element analysis, and low cycle fatigue tests which simulated blade root fixings were carried out. It was indicated that low cycle fatigue life in the contact edge was able to be predicted using tangential strain range calculated by finite element analysis.

Key words: Blade, Disk, Contact stress, Low cycle fatigue, Large-scale finite element analysis

1. はじめに

ガスタービンの動翼取り付け部は強度的に厳しい部位の一つであり、特に動翼とディスクが接触する領域の端部には応力集中が生じるため繰り返し荷重によってき裂が発生する可能性がある。そのため疲労寿命を精度良く評価する手法が必要であるが、接触端部の応力・ひずみ分布は複雑であり、実機における接触端部の応力・ひずみ分布を正確に求めるためには、大規模な FEM 解析などに頼らざるを得ない。一方、近年の解析技術およびコンピュータの発展により、数百万自由度の大規模解析が比較的容易に実施可能となり、接触端部の局所的な応力・ひずみ分布が求められるようになってきた。

そこで、本研究では、接触端部の局所的な発生応力およびひずみに着目した、疲労寿命予測法を検討した。動翼とディスクの取り付け部を模擬したモデル試験、および試験に対応した FEM 解析を行った。FEM 解析で求めた接触端近傍におけるひずみを評価指標として、母材の強度データから動翼取り付け部の疲労寿命を予測できる可能性について検討を行った。

2. モデル試験

モデル試験の外観を Fig.1 に示す。供試材は、動翼を模擬した試験片（以下、ブレードとする）がチタン合金、ディスクが 11Cr 鋼である。ブレードの厚みは 10mm、ピン間の距離は 130mm である。取り付け部の形状は一般的なダブルテール形状である。容量 200kN の電気油圧サーボ式試験機を用いて、室温大気中にて疲労試験を行った。起動停止に伴い翼取り付け部に繰り返し負荷される遠心力を模

擬して、引張荷重を荷重制御で与えた。荷重比は $P_{min}/P_{max}=0.1$ とし、最大荷重 $P_{max}=25、40、50、75kN$ とした 4 体の試験を行った。周波数は 1~3Hz とした。また、き裂の有無を確認するため、定期的に試験を中断して浸透探傷による接触面観察を行った。

破断後の試験片の例を Fig.2 に示す。破壊はブレードで起こっており、試験後に破断面を観察したところ、すべての試験片でディスクとの接触端からき裂が接触面に対してほぼ垂直方向に進展していた。

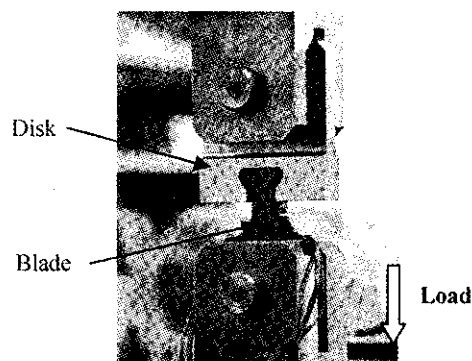


Fig.1 Test appearance

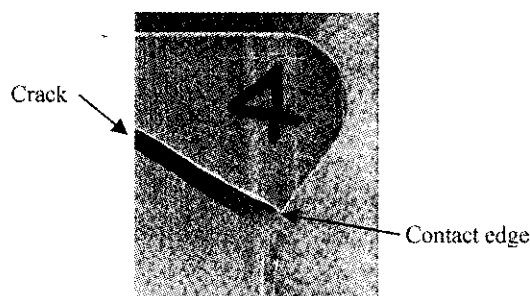


Fig.2 Blade specimen after test

3. FEM 解析による接触部の応力算定

モデル試験での接触端近傍における局所的な応力・ひずみを求めるために FEM 解析を行った。FEM 解析で接触端近傍の応力・ひずみ分布を求めるためには数 μm レベルの要素サイズが必要となり、大規模な解析モデルが必要となる。そこで大規模構造解析ソフト ADVIC[®]を用いて接触解析を行った。ADVIC は有限要素解析を並列処理により計算するため大規模問題を効率よく解くことができる。Fig.3 に解析モデルを示す。解析モデルの自由度は約 300 万である。接触部のみを解析対象とした 1/4 対称モデルであり、四面体要素を使用した。材料特性はブレード・ディスク側ともに弾性体とした。弾性解析にて接触端部のように特異性を含んだ解析を行う場合、接触端の応力・ひずみの絶対値が解析モデルの要素サイズの影響を受ける。そこで、接触端近傍の要素サイズを 2、10、50 μm とした 3 ケースの解析を行い、要素サイズの影響を確認した。境界条件はモデル試験を模擬するものとした。

接触部の摩擦係数は同材を用いて別途計測した。材料同士を押付けた状態で横方向に滑らせた際の摩擦力から摩擦係数を求める、引掻き試験を実施した。計測結果を Fig.4 に示す。3 回計測した結果、ばらつきは少なく平均値はほぼ 0.3 となった。これより解析では接触部の摩擦係数は 0.3 とした。

Fig.5 に負荷荷重 25kN での FEM 解析で得られたブレード表面板厚中央における接触端近傍の応力分布を示す。接触端近傍の要素サイズは 2 μm である。横軸および応力方向は図中に示す接触面に沿う座標系に対するものである。荷重負荷による弾性変形により接触範囲が広くなり、新たな接触端部は無負荷時の接触端部よりも約 0.12mm 外側となった。面圧 σ_N は滑らかに分布し、接触端部内側で最大値となった。

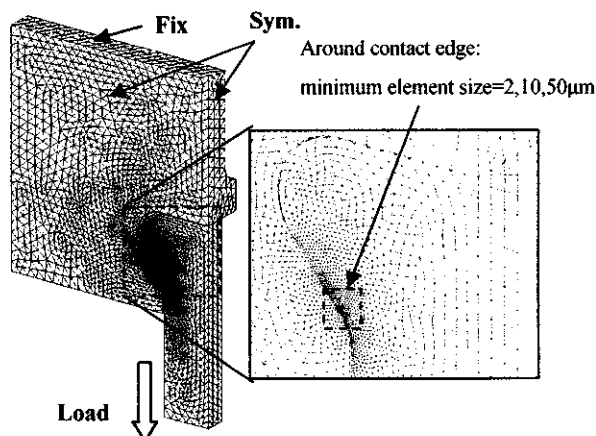


Fig.3 Finite element model (1/4 symmetry)

この場合、外力、摩擦係数および初期接触面積から求められる平均面圧は -225MPa であるが、接触端近傍において面圧 σ_N は -900MPa に達しており、ブレードとディスクが滑らかに接触する場合においても接触端近傍では面圧が上昇することがわかる。一方、接線方向応力 σ_P は接触端に向かって急激に増加し、接触端部にて最大となった。

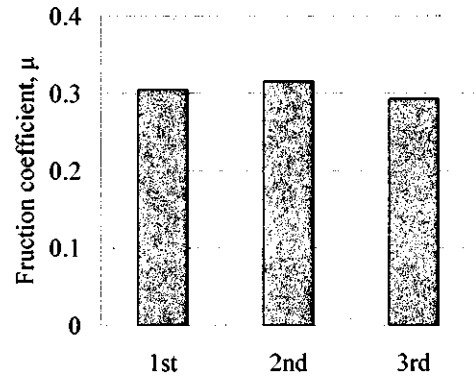


Fig.4 Friction coefficient between the blade and the disk

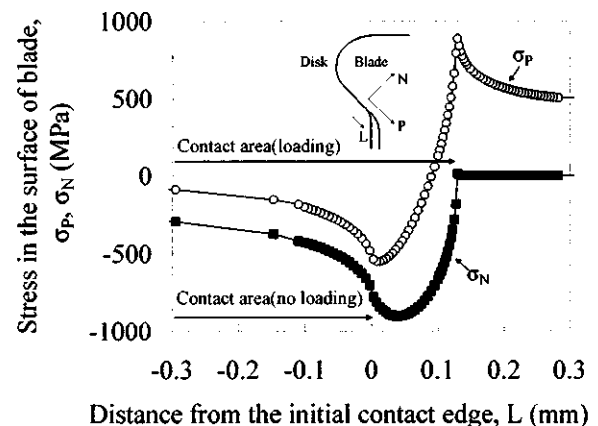


Fig.5 Relation calculated stress distributions near the contact edge and distance from the initial contact edge

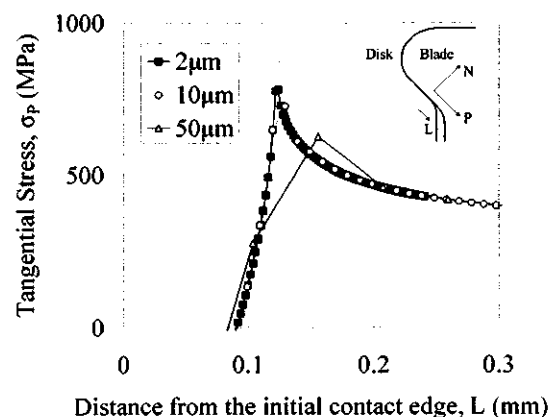


Fig.6 Effect of element size on the calculated tangential stress near the contact edge

接触端近傍の応力分布に与える要素サイズの影響を確認するために、接触端近傍の要素サイズが2、10 および 50 μm での接触端近傍の接線方向応力分布を Fig.6 に示す。要素サイズが大きくなるにつれ、最大応力および最大応力が発生する接触端の位置変化することがわかった。本研究では接触端近傍の局所的な応力・ひずみに着目するため、これらをより正確に求められる要素サイズ 2 μm での解析結果を用いることにした。

4. 接触部の疲労き裂発生寿命予測

モデル試験および試験に対応する FEM 解析から接触部のき裂発生寿命予測について検討した。Fig.2 に示したき裂発生状況より、接触端の疲労強度を支配するのはき裂に対して直角方向の接線方向応力（またはひずみ）と考えられる。ここでは母材の低サイクル疲労試験データとの比較を行うため、接触端部の最大接線方向ひずみを強度評価指標とした。

接触端における接線方向応力・ひずみには特異性があり、要素サイズの差異により接触端における最大応力・ひずみが異なることになり、それらを指標とした普遍的な強度評価ができない。そこで、特異点である接触端から特定の距離でのひずみが母材の限界値に達すると疲労き裂が発生すると仮定して²⁾、試験結果の整理を行った。Fig.7 に荷重 25kN における、接線方向ひずみの接触端から接触面に対して垂直方向（深さ方向）の分布を示す。図中には特異場であるひずみ分布の近似式³⁾を合わせて示した。

Fig8 に接触端から特定の距離でのひずみで整理した疲労試験結果を示す。接触端 ($r=0$) ひずみでのプロットは、接触端近傍の要素サイズが 2 μm の

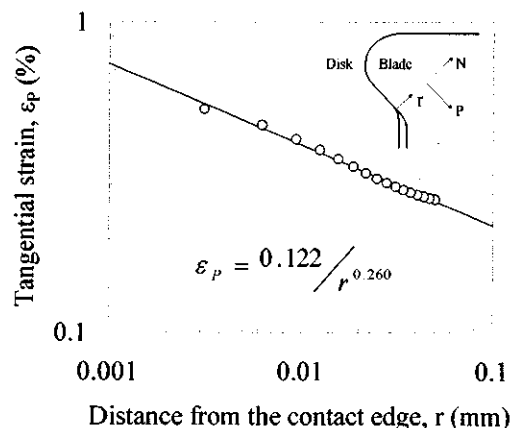


Fig.7 Relation the calculated tangential strain distribution near the contact edge and distance from the contact edge

FEM 解析結果の最大ひずみを用いた。r=2、4 μm でのプロットは Fig.7 に示したように各荷重に対する FEM 解析結果より得られるひずみ分布の近似式から求めた。接触端での接線方向ひずみによる評価では母材の疲労線図よりも高い位置にプロットされている。同図より表面から 2 μm 内部の接線方向ひずみは母材データとよく一致しており、この位置での接線方向ひずみを評価指標とすることで動翼取り付け部のき裂発生寿命が推定できると考えられる。

5. まとめ

動翼とディスクの接触端部におけるき裂発生寿命を予測することを目的に、モデル試験および FEM 解析を行い、予測手法について検討した。その結果を以下に示す。

- (1) 接触端部の局所的な応力・ひずみ分布を大規模 FEM 解析により求められることを示した。
- (2) FEM 解析で得られる接触端から内部方向にある距離離れた位置における接線方向ひずみ、および母材の疲労線図により接触端の疲労き裂発生寿命を予測できると考えられる。

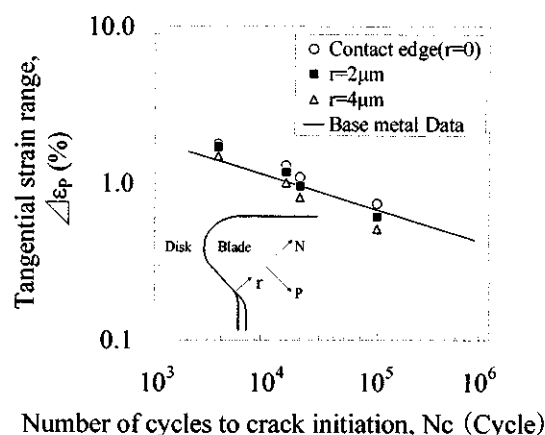


Fig.8 Relation between the tangential strain range and the number of cycles to crack initiation

参考文献

- 1) 秋葉博：大規模並列構造解析のための CGCG 法とその背景，日本機械学会第 20 回計算力学講演会講演論文集，No. 07-36，pp. 177-178，2007. 11
- 2) 中村眞行、服部敏雄、石塚達郎：応力特異場パラメータを用いたフレット疲労強度評価，日本機械学会第 5 回計算力学講演会講演論文集，No. 920-92，pp. 51-52，1992. 11
- 3) 服部敏雄、中村眞行、渡辺孝：接触端応力特異場からのき裂発生評価，日本機械学会第 67 期通常総会講演会公演論文集 (Vol. A)，No. 900-14，pp. 40-42，1990. 3，4

発電ガスタービン用 Ni 基単結晶動翼の開発

*吉成 明, 有川 秀行, 玉置 英樹, 木塚 宣明 (日立)

Development of Ni-based Single Crystal Superalloy Bucket for Industrial Gas Turbine

*Akira Yoshinari, Hideyuki Arikawa, Hideki Tamaki and Nobuaki Kizuka (Hitachi, Ltd.)

ABSTRACT

The first stage single crystal bucket was developed with YH-61 for H25 gas turbine. As for YH-61 of the single crystal alloy, various characteristics were estimated as single-crystal materials. And then, mis-oriented grain was simulated in directionally solidified materials and bicrystal materials; there fatigue strength was evaluated. With stress calculated by FEM analysis, fatigue life of portion with mis-oriented grain was evaluated. As a result, mis-oriented grain in radial fin and dovetail parts were permitted. In the single-crystal casting examination of the H25 first stage bucket, the casting yield that was similar to conventional casting product was achieved. As for the cast single-crystal bucket, thickness of the wing part was corrected. In addition, vibration of all single crystal buckets was measured. The H25 gas turbine that a single-crystal bucket was used for is run afterwards.

Key words: Single Crystal, YH-61, Ni-based Superalloy, Bucket, H25, Turbine

1. 緒言

ガスタービンの高効率化に有効な手段として燃焼ガス温度の上昇があり、そのためにはタービン動静翼用材料の耐熱性(高温強度)向上が必要である。耐熱性に優れた材料としてニッケル基超合金の単結晶材があり、航空機用ジェットエンジンの動静翼材として数多く使用されている。発電用ガスタービンでは、熱効率向上の効果が大きい大型ガスタービンの最新機種に単結晶翼が使用され⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、更に中小型のガスタービンにも適用され始めている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

しかし発電用ガスタービンの動静翼は、航空機用ジェットエンジンの動静翼より大型で複雑な構造のため、単結晶翼の鑄造歩留まりが悪く、結果としてコスト高になることが実用上の大きな課題となっている。従って、発電用ガスタービンへの単結晶翼の適用拡大を図るためには、単結晶翼の低コスト化が重要である。

日立では、発電ガスタービン用の大型動静翼を対象にして、鑄造性に優れた単結晶合金 YH-61 を開発してきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。YH-61 は、発電用ガスタービンの動翼として既に実用化されている単結晶合金 CMSX-4⁽⁸⁾に対し、Re 量を 1.4% と CMSX-4 の約半分としながら、CMSX-4 とほぼ同等なクリーブ破断強度、低サイクル疲労強度、耐食・耐酸化性を有する合金である。更に従来の単結晶合金では不純物元素として低減を図ってきた C、B、Hf を取って添加し、単結晶翼鑄造

時の異結晶を許容することで、鑄造歩留まりの向上を図っており、大型動静翼の鑄造により適した合金である。今回、YH-61 を用いて量産化に当たっての課題を検討すると共に、H25 ガスタービンの初段単結晶動翼 1 リングの鑄造を実施した。

2. 実験方法

(1) 試験片の作製及び強度評価試験

YH-61 の各種評価用試験片は、鑄型引出し式一方向凝固法で鑄造した。Table 1 に YH-61 の化学組成を、Table 2 に試験片の鑄造条件を示す。鑄造は $3 \times 10^{-2} \sim 7 \times 10^{-3}$ Pa の真空中で行い、15~30 cm/h の速度で鑄型を引出し一方向凝固させた。鑄造後、塩酸：過酸化水素水=9：1 の腐食液でマクロエッチングを行い、組織を目視で確認後、溶体化熱処理及び時効熱処理を行った。Table 3 に YH-61 の熱処理条件を示す。熱処理後機械加工を行い各種試験を実施した。Fig.1 に試験片の採取位置を示す。本研究では、YH-61 の結晶粒界の強度評価を行なうことから、単結晶材の他に種結晶を 2 個用いた 2 結晶材(Fig.1-a)、及び一方向凝固材(Fig.1-b)を鑄造した。

Table 1 Nominal Composition of YH-61. (mass%)

Cr	Co	W	Re	Mo	Ta	Nb	Al	Hf	C	B	Ni
7.2	1.0	8.8	1.4	0.9	8.8	0.8	5.0	0.3	0.1	0	Bal.

Table 2 Casting condition of YH-61 specimens.

Casting condition	SC Bicrystal	DS
Mold heating temperature	1813K	1793K
Casting temperature	1850K	1820K
Mold drawer speed	20cm/h	30cm/h
Atmosphere (Pressure)	$3 \times 10^{-2} \sim 7 \times 10^{-3}$ Pa	
Dissolution melting pot	Alumina	
Mold material	Alumina	

Table 3 Heat-treatment condition of YH-61.

Solution heat treatment	1523K/4h+1533K/4h+1543K/4h+1553K/4h, GFC
Aging	1353K/4h, AC +1144K/20h, AC

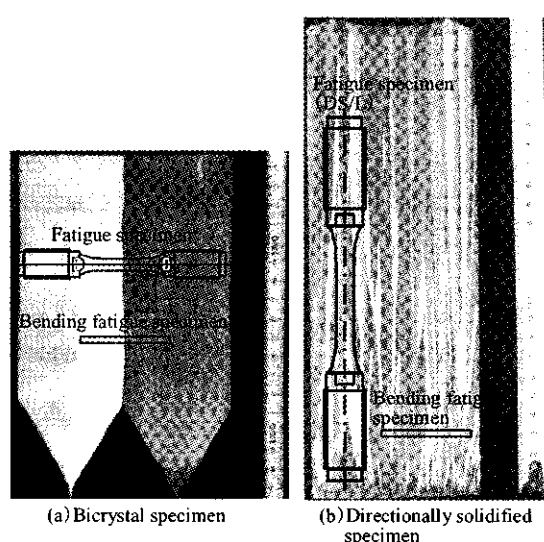


Fig.1 Collection position of the specimen.

(2) H25 初段動翼での寿命評価

得られた試験結果を用いて、H25 初段動翼に異結晶が発生した場合の疲労寿命を評価した。評価では、YH-61 単結晶材の物性値を用いて、初段動翼の温度及び応力を有限要素法で解析し、解析結果と試験結果から、シャंक部、プラットホーム部、ラジアルフィン部、及びダブティル部について、異結晶が存在する場合の疲労寿命を推定した。

3. 結果

3.1 YH-61 単結晶動翼での異結晶部の評価

単結晶動翼の鑄造において、鑄造歩留りの大幅向上を図るためには、異結晶の発生を抑制するか、或いは異結晶が発生しても使用上の問題が無ければ、これらの異結晶を許容することが有効と考えられる。

Fig.2 に単結晶動翼の鑄造で見られる代表的な異結晶を示す。異結晶の多くは、最も肉厚となるダ

ブティル部、及び横方向に張り出しているラジアルフィン部で発生していた。

ダブティル部は単結晶翼の鑄造で最も単結晶化が難しいが、温度は 800K 以下でありクリープは生じない温度域となっている。従って、起動停止時の遠心応力による低サイクル疲労強度が最も重要になる。

一方、ラジアルフィン部もダブティル部と同じく、温度は 800K 以下でありクリープは生じない温度域であるが、片持ち形状であることから、起動停止時の遠心応力による曲げ疲労が重要になる。

Fig.3 に YH61 を一方向凝固させて柱状晶組織とした時の凝固方向での低サイクル疲労強度を示す。本試験は、ダブティル部に異結晶が存在する場合を想定して行ったものであり、試験温度は 773K である。Fig.3 の結果を見ると、YH-61 の SC 材と DS 材はほとんど同じ強度となっており、両者の差はほとんど見られず、更に既存材である MM247LC 一方向凝固(DS)材をやや上回っていた。

ここで、ダブティル部について、遠心方向を<001>とし、軸方向を<100>、<210>及び<110>とした 3 方位について、FEM による応力解析を行ったところ、軸方向が<210>方位の時に、1 段ネック部でミゼスの相当応力が最大になることが明らかとなった。Fig.3 の結果と FEM による解析結果を用いて、YH61/DS 材の片振り条件での疲労強度を、グットマン線図を用いて評価したところ、異結晶の存在を想定した DS 材においても、設計寿命を上回っていた。この結果から、YH-61 ではダブティル部の異結晶が許容できることが明らかとなった。

Fig.4 に 773K での YH-61 単結晶材、2 結晶材、及び DS 材横方向材 (DS/T 材) の 4 点曲げ疲労試験結果を示す。本試験は、ラジアルフィン部に異結晶が存在する場合を想定して行った試験である。単結晶材と比較すると、<100>材と<110>材では、<110>材の寿命が約 10 倍長くなっており、結晶方位の影響と考えられる。また、2 結晶材及び DS/T 材はほぼ同じ強度を示し、単結晶材の約 1/10 まで寿命が低下している。

ここで、ダブティル部と同様に、ラジアルフィン部についても、遠心方向を<001>とし、軸方向を<100>方位として、FEM による応力解析を行った。その結果、翼リーディングエッジ側の下段ラジアルフィンで最大応力が発生していた。Fig.4 の結果を用いて、ラジアルフィンの最大応力での疲労寿命を評価した結果、異結晶が存在するラジ

ルフィン部の疲労寿命も、ダブティル部と同様に、設計寿命を上回っていた。この結果から、YH61ではラジアルフィン部を単結晶とする必要は無く、2結晶、或いは異結晶が存在していても強度的に問題無く、使用可能であることがわかった。

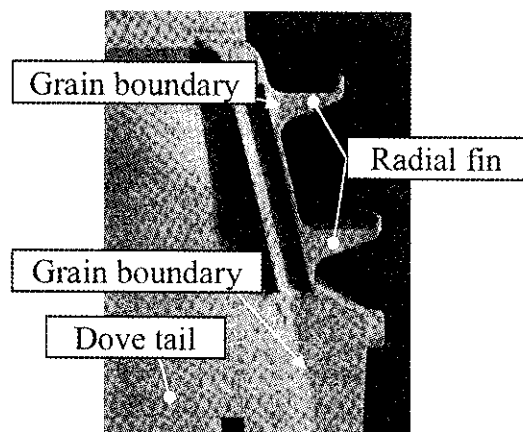


Fig. 2 Grain boundary mis-orientation of SC bucket.

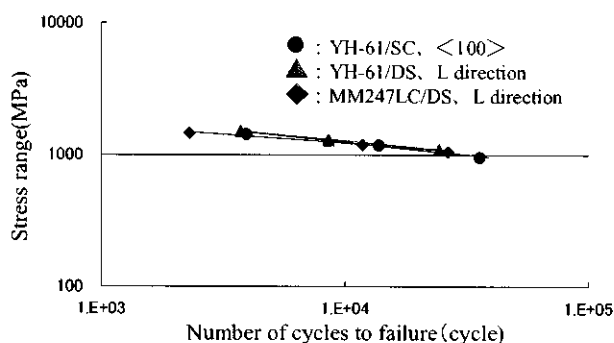


Fig. 3 Fatigue strength of YH-61.

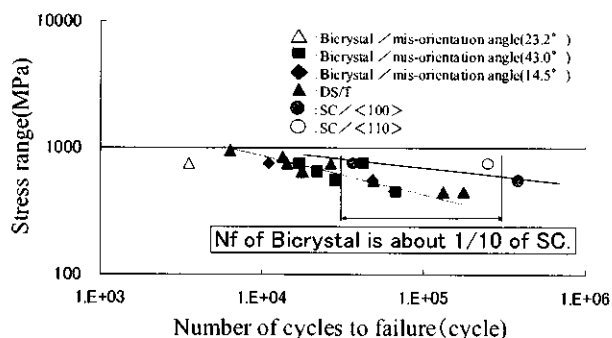


Fig. 4 Bending fatigue strength of YH-61.

3.2 単結晶動翼の製造

単結晶動翼は、内部にリターンフロー型の冷却

構造を有してことから、冷却孔が正しい位置に形成されているかを確認するため、超音波による肉厚測定を実施した。

Fig.5に示すように単結晶翼の軸方向(遠心方向)の方位は<001>であることから、翼面の結晶方位は、<100>~<110>方位の間で任意の方位が出現する。結晶方位が異なるとヤング率が異なることから、超音波による肉厚測定では測定位置の結晶方位により、測定誤差が発生する。

Fig.6は、<100>方位での厚さを基準とした時の<100>からの角度差と厚さとの関係を示す。角度差45°は<110>方位となる。この結果から、<100>方位での厚さを基準とした場合、結晶方位により最大で15%の測定誤差が生じることがわかる。

以上の結果から、単結晶翼の铸造では、翼部の高さ方向で3断面、1断面につき5箇所の計15箇所について、超音波による肉厚測定後、翼面の結晶方位を求めて Fig.6 に基づく肉厚の補正を行い、規格の寸法公差内に入る翼を合格とした。

Fig.7に溶体化熱処理及び時効熱処理を行った単結晶翼のミクロ組織を示す。熱処理後の単結晶翼には、再結晶組織や再溶融組織は観察されず、溶体化率もほぼ一定であった。またγ'の形態は、丸棒試験片とほぼ同じであり良好な組織を示した。

Fig.8に単結晶動翼の実体クリープ破断強度を示す。実体強度の評価用試験片は、H25初段単結晶動翼のダブティル部より採取し、ゲージ部の直径が4mmの縮小試験片である。クリープ破断強度は丸棒試験片とほぼ同じであり、強度の低下はほとんど生じていない。

Fig.9に単結晶翼の翼振動測定結果を、Fig.10に普通铸造翼との固有振動数の比較を示す。単結晶は、遠心方向が<001>であり、普通铸造翼とはヤング率が異なることから、ベンチテストによる振動測定を実施した。曲げモードである1次、2次、4次の固有振動数は普通铸造翼より低下し、捻りモードである3次、5次の固有振動数は普通铸造翼より大きくなった。これは、1次、2次、4次に影響する<001>方位のヤング率が普通铸造材より小さく、3次、5次に影響する<110>方位のヤング率が普通铸造材より大きいためである。これらの測定結果について、キャンベル線図を用いて評価した結果、単結晶翼ではすべての共振周波数から回避していた。

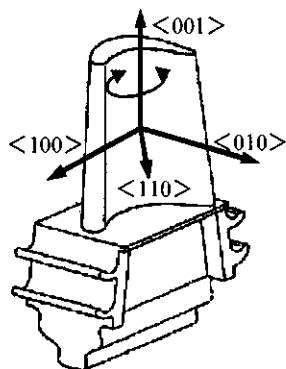


Fig. 5 Crystal orientation of SC bucket.

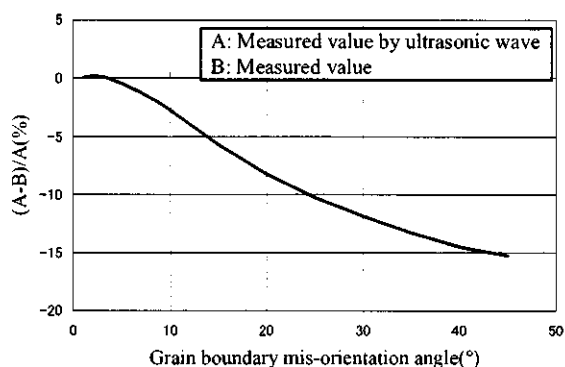


Fig. 6 Influence of Grain boundary mis-orientation angle on measured value by ultrasonic wave.

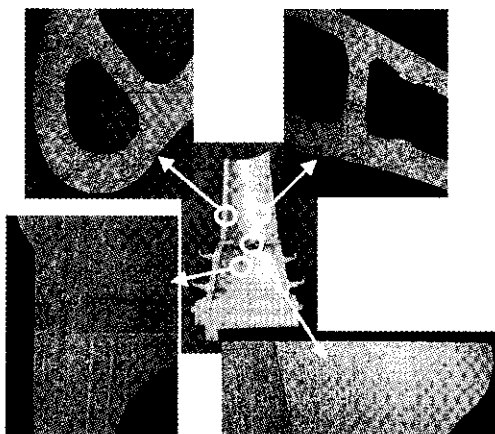


Fig. 7 Microstructure of SC bucket.

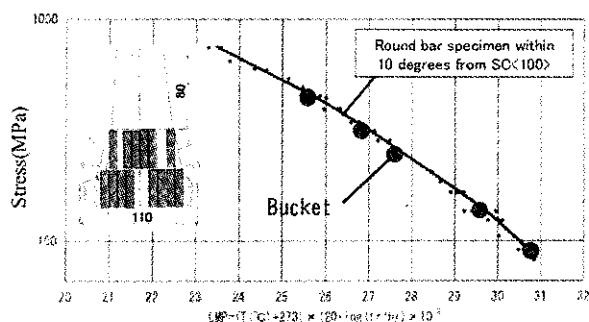


Fig. 8 Creep rupture strength of SC buckets.

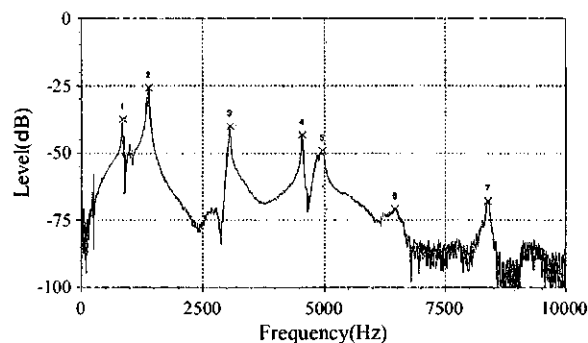
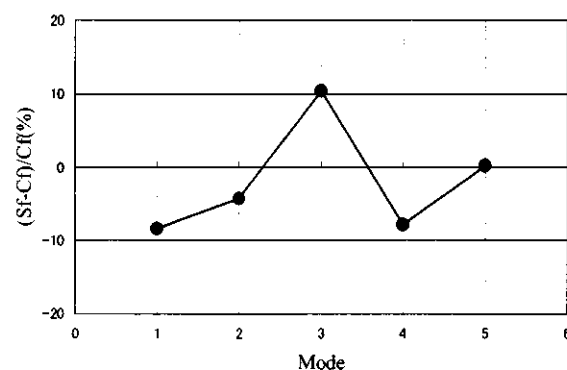


Fig. 9 Vibration property of SC bucket.



Sf: SC buckets frequency
Cf: Conventional buckets frequency

Fig. 10 Frequency of the conventional buckets and SC buckets.

3.3 実機試験

最初に、単結晶動翼単独での熱疲労、振動を確認するため、自家発電用の H25 に単結晶翼を 4 枚搭載し実機試験を実施した。

Fig.11 に YH-61 単結晶翼の搭載状況を示す。単結晶翼には、耐食コーティングである MCrAlY のみを施工し、TBC は施工していない。実機試験では、試験後の損傷状況を比較するため、現用材の翼を両脇に配置した。実機試験での運転時間は 16,032 時間、試験期間中の平均出力は 25.6MW/h であった。試験期間中は、振動等のトラブルは発生せず順調に推移し、2 年間の試験を問題無く終了した。

以上の結果を踏まえ、五井コストエナジー（株）五井発電所での実機実証試験を行なうため、H25 ガスタービン初段動翼 1 リングの単結晶铸造を行った。その結果、普通铸造翼と同等レベルの铸造歩留まりが得られた。铸造した翼は遠心力方向の結晶方位を測定し、<100>から 15° 以内を合

格とした。また、測定した遠心力方向の結晶方位をから翼面の法線方向の方位を求め、翼肉厚の補正を全数実施した。

Fig.12に五井発電所のH25ガスタービン⁽⁹⁾に搭載した単結晶動翼の搭載状況を示す。搭載翼は、機械加工後に全数の振動測定を行い、すべての共振周波数から回避していることを確認してからTBCを施工した。また、搭載するに当っては、単結晶としての優れた強度特性を生かし、冷却空気量を約30%削減し、燃焼温度を上昇させた模擬環境での試験とした。

現在、実証試験を実施中であるが、実証試験により単結晶動翼の長期信頼性を確認し、高効率ガスタービンへの適用性や、現行のガスタービンに適用した場合の翼寿命の延長によるライフサイクルコスト等の評価を予定している。なお、実証試験は商用機で実施するため、運転条件は変更できないが、冷却空気の削減効果により熱効率が向上することを見込んでいる。

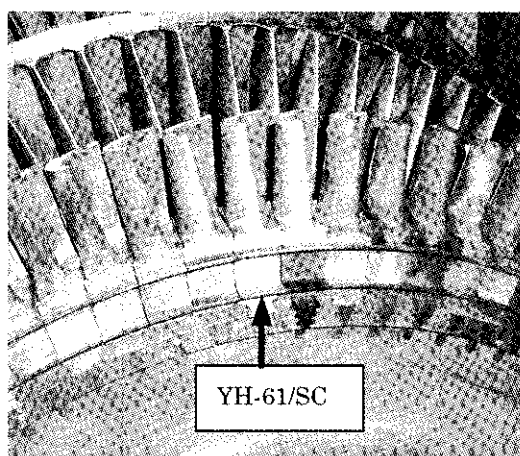


Fig.11 Appearance of YH-61/SC bucket before the field test.

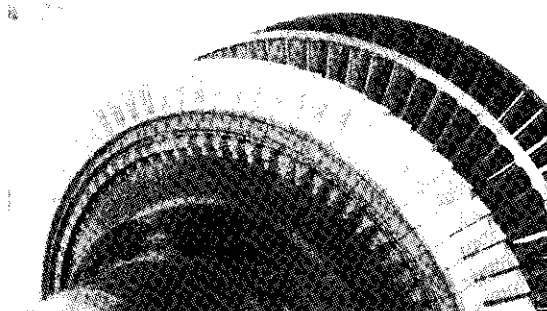


Fig.12 Setting situation of SC buckets.

4. 結言

発電ガスタービン用の大型動静翼を対象に開発した単結晶合金 YH-61 を用いて、H25 ガスタービンの初段単結晶動翼を開発した。また翼1リングの鋳造を行い、以下の結論が得られた。

1) 773KでのYH-61一方向凝固材の低サイクル疲労強度は、単結晶材の強度とほぼ同じであった。また、YH-61の2結晶材、及び一方向凝固材横方向材(DS/T材)の4点曲げ疲労強度は、単結晶材の約1/10まで低下した。

2) ダブティル部、及びラジアルフィン部に異結晶が存在する場合の寿命を、FEM解析で求めた応力で評価した結果、疲労強度は設計寿命を上回っていた。このことから、ダブティル部、ラジアルフィン部ともに、異結晶を許容できることが明らかとなった。

3) 単結晶動翼での超音波による翼面の肉厚測定では、測定位置の結晶方位の影響により最大で15%の誤差が生じることが明らかとなった。また、単結晶動翼の固有振動数は、曲げモードである1次、2次、4次の固有振動数は普通鋳造翼より低下し、捻りモードである3次、5次の固有振動数は普通鋳造翼より大きくなった。

4) H25初段動翼1リングの鋳造を行い、普通鋳造翼と同等レベルの鋳造歩留まりが得られた。鋳造した単結晶動翼は、ミクロ組織、実体強度とも良好な値を示した。

5) 単結晶動翼単独での熱疲労、振動を確認するため、単結晶翼を4枚搭載した2年間の実機試験を実施し問題なく終了した。その結果を踏まえ、現在H25の初段に単結晶動翼を全数搭載した実証試験を実施している。

本研究で実施している実証試験は、経済産業省からの交付金を原資とし「エネルギー使用合理化技術戦略的開発」事業の一つとして実施するNEDO技術開発機構との共同研究で進めています。

参考文献

- 1) J. C. Corman: H Gas Turbine Combined Cycle Power Generations System for the Future, International Gas Turbine Congress, 95-YOKOHAMA-IGTC-143 (1995), pp. I-267-273
- 2) J. S. Joyce: The Prototype-Tested 3A-Series Gas Turbines, International Gas Turbine Congress, 95-YOKOHAMA-IGTC-145 (1995), pp. I-283-289

- 3) R. Former: Reliant Service-testing First 184-MW PG7251FB in Simple Cycle Operation, Gas Turbine World・May-June (1997), pp.10-14
- 4) 三上康宏: ABB の 43MW クラス・GTx100 ガスタービンの紹介, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 27, No. 3 (1999) pp. 66-67.
- 5) Kalyan Kalyanaraman: Turkish plant launches GE turbine, Turbomachinery International November/December 2005, pp. 6-8.
- 6) Hideki TAMAKI, Akira OKAYAMA, Akira YOSHINARI, Kagehiro KAGEYAMA, Koji SATO, Takehiro OHNO: Development of A Grain Defect Resistant Ni-Based Single Crystal Superalloy YH61, Proceedings of the International Gas Turbine Congress 2003 Tokyo (2003) pp. TS-124, 1-8.
- 7) 吉成明, 玉置英樹, 岡山昭: 大型ガスタービン用異結晶許容型ニッケル基単結晶超合金の開発, 平成16年度火力原子力発電大会論文集 (2004) pp. 175-182.
- 8) K. Harris et al: Development of the Rhenium Containing Superalloys CMSX-4 & CM 186 LC for Single Crystal Blade and Directionally Solidified Vane Applications in Advanced Turbine Engines, Superalloys 1992, pp. 297-306.
- 9) 村田英太郎, 仲田智将: 高効率 H25 ガスタービンのコンバインド発電設備への適用とその展開, 日立評論, Vol. 87, No. 2 (2005) pp. 19-24.

Ni 基鍛造材， 鋳造材からなる摩擦圧接材のクリープ疲労強度

*関原 傑（日立），早坂 靖（日立），玉置 英樹（日立），
岡崎 正和（長岡技術科学大学）

Creep Fatigue Strength of Friction Welded Joints Consisting of Ni-based Cast and Forged Alloy

*Masaru Sekihara (Hitachi Ltd.), Yasushi Hayasaka (Hitachi, Ltd.), Hideki Tamaki (Hitachi, Ltd.),
Masakazu Okazki (Nagaoka University of Technology)

ABSTRACT

To develop a compact and highly reliable micro gas turbine rotor, a turbine wheel and rotor-stacking shaft were integrated by friction weld. The characteristic strength of a friction-welded (FW) joint made of Ni-based cast alloy, MM247, and Ni-based forged alloy, IN718, was investigated. The 0.2% proof strength of MM247 was lower than that of IN718. The FW joint showed the same tensile strength as MM247 but the same creep rupture strength as IN718. The low cycle fatigue strength of the joint was lower than that of MM247 under a large strain load or low strain rate, but the joint showed the same fatigue strength as MM247 under other conditions. The creep fatigue strength of the FW joint was lower than that of MM247 and of IN718. Three mechanisms were considered to explain this deterioration: elastic follow up in IN718 due to low creep strength, anisotropic behaviors in MM247 due to large grain size, and secondary stress at the interface due to different resistances to deformation.

Key words: Micro Turbine, Creep Fatigue, Ni-based Alloy, Friction Welded Joint, Elastic Follow Up

1. 緒言

近年，省電力化を目的とし，高効率かつ小，中容量の発電設備を電力需要の大きい地域を中心に複数拠点に分散させて配置し，送電損失などを低減する分散電源システムが提案されている。本システムに適した高効率な発電設備としては，マイクロガスタービン(MGT)，固体酸化物型燃料電池(SOFC)などを用いたコジェネレーションシステムなどが期待されている。特にMGTは，急速起動などの運用性に優れ，低NO_x化，低騒音化を図れる等の利点がある。

MGTは，Fig.1に示すように圧縮機，タービン，燃焼器，再生熱交換器から構成されており，高いメンテナンス性とコンパクトな構造の両立が求められている。また，高温の作動流体に直接接触する高温部品と低温部品が隣接しており，両者を効率よく配置する必要がある。特にFig.2に示すように，タービンホイールとロータを締結するシャフトを一体化することで，回転軸の曲げ剛性向上など多くの構造上の利点が見られる。タービンホイールには高温の作動流体が直接接触するため，耐熱性が高いNi基鋳造合金が用いられる。一方，やや低温側であるシャフトには，疲労強度を考慮してNi基鍛造合金が用いられることが多い。

両者を一体化するに当り，Fig.3に示すように一方の軸を高速で回転させつつ他方の軸に押当てて接合する摩擦圧接法が簡便かつ信頼性の高い接合手法として期待されている。摩擦圧接の手法としては，Fig.4に示すように所定の回転速度へ昇速した後に，所定の寄り代（変位）を得るまで圧力を負荷する工程の適用が一般的である。しかしながら，難溶接材であるNi基鋳造合金とNi基鍛造合金の組み合わせからなる接合部材の強度には不明な部分が多く，その破損形態を明らかにする必要がある。

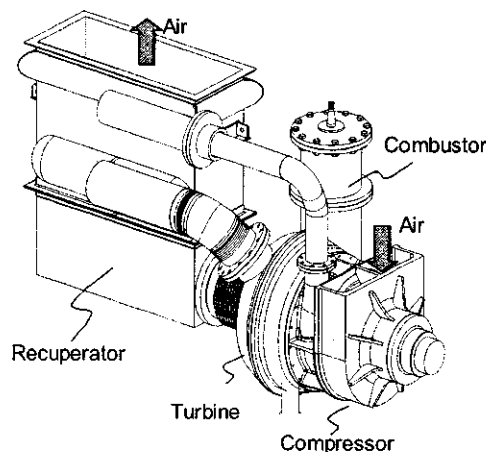


Fig. 1 Components of Micro Gas Turbine.

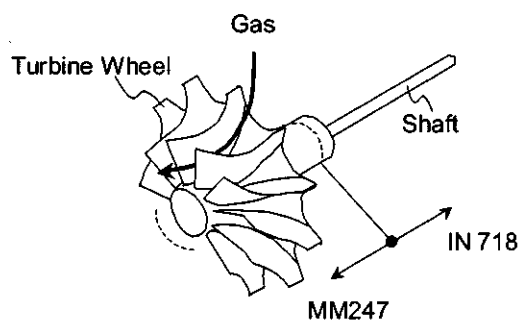


Fig. 2 Schematic of Turbine Wheel and Shaft.

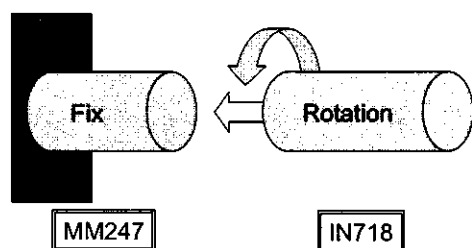


Fig. 3 Schematic of Friction Welding.

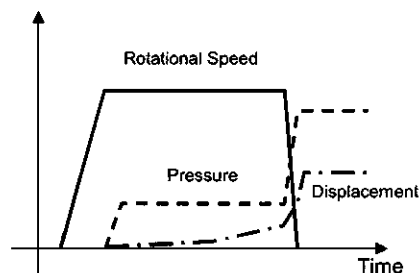
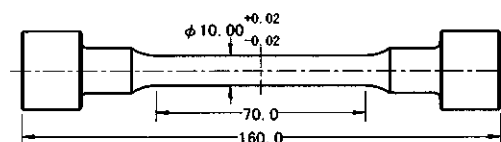


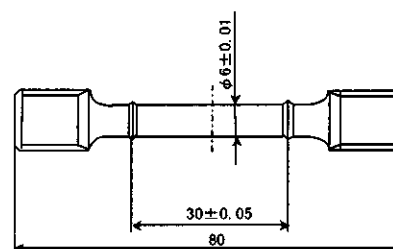
Fig. 4 Control Parameters.

Table 1 Test Conditions.

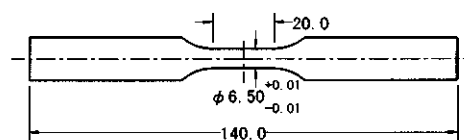
Specimen	Test	Temp. (°C)	Strain Ratio	Strain Rate	Tension Hold Time
FW	Tensile	RT, 600	-	-	-
	Creep	650	-1	0.05	-
	LCF (Fast-Fast)			0.001	-
	LCF (Slow-Slow)			0.01	10
MM247	Creep Fatigue	650	-1	0.1	-
	LCF (Fast-Fast)			0.01	10
	Creep Fatigue			0.0017	-
IN718	LCF (Fast-Fast)	650	-1	0.1	-
	Creep Fatigue			0.01	10



(a) Tensile Test



(b) Creep Test



(c) Fatigue and Creep Fatigue Test

Fig. 5 Test Specimens.

本研究では、Ni 基鋳造合金である MM247 材¹⁾と、Ni 基鍛造合金である IN718 材²⁾からなる摩擦圧接材を用いて、接合強度と微視組織の関係について、実験的に検討を行った。

2. 試験方法

両材を摩擦圧接により接合した部材には、定格時に周方向の遠心応力、タービンホイールの重量による軸方向の回転曲げ応力、および起動・停止時に伴い熱応力が繰り返し作用する。本研究では、代表的な強度試験である引張試験、クリープ破断試験を行うとともに、低サイクル疲労およびクリープ疲労試験を併せて行った。

Table 1 に試験条件を示す。試験温度は室温を除いて概ね 650°C を選定し、実機よりも高温（加速）側の条件とした。低サイクル疲労およびクリープ疲労試験でのひずみ比は -1 とし、ひずみ負荷波形としては Fast-Fast 波形、Slow-Slow 波形、および引張側にて 10 分間の保持を行うクリープ疲労波形の 3 種類を選定し、ひずみ速度および保持が破損挙動へ及ぼす影響の評価を試みることにした。

各試験に用いた試験片形状を Fig.5 に示す。なお接合界面は、いずれの試験片においても評点部の中央とした。

3. 試験結果および考察

3.1 引張試験

Fig.6 に引張試験の結果を示す。700℃程度までは IN718 材の方が MM247 材よりも高強度側であることから、圧接材の引張強さは低強度側の MM247 材とほぼ同等であり、0.2%耐力も MM247 材に近い値であった。また Fig.7 に示すように、破断面は MM247 材のほぼ中央であった。これはより 0.2%耐力が小さな MM247 材に塑性変形が集中するとともに、破断伸びが小さいことが影響したものと考えられる。

3.2 クリープ試験

Fig.8 にクリープ試験の結果を示す。試験温度である 650℃では、MM247 材の方が IN718 材よりも高強度側であることから、圧接材のクリープ強度は低強度側の IN718 材とほぼ同等の値であった。また Fig.9 に示すように、破断部位は界面を基点としてやや IN718 側に入った位置であった。破断面は IN718 材の Nb 欠乏層と細粒層の境界付近に位置しており、この付近がクリープ強度の低い領域に該当したためと考えられる。

3.3 低サイクル疲労およびクリープ疲労試験

低サイクル疲労試験およびクリープ疲労試験の結果を Fig.10 に示す。Fast-Fast 波形下での疲労寿命は IN718 材が最も長く、次いで 1%のひずみ負荷の下では MM247 材、圧接材の順に長寿命であった。一方で 0.7~0.8%のひずみ負荷の下では、MM247 材と圧接材の疲労寿命に大きな差は認められなかった。

Fig.11 に示すように、圧接材に 1%ひずみを負荷した場合の破断位置は界面であり、他の場合は MM247 材の内部であった。ひずみ負荷による強度の違いは、この破壊形態の違いと密接な関係があると考えられる。

Slow-Slow 波形下での疲労寿命も IN718 材が最も長寿命であった。Slow-Slow 波形の方が Fast-Fast 波形よりも短寿命側の結果を与えており、一般的な知見と一致した。しかしながら Slow-Slow 波形下での破断位置は界面であったことから、破壊メカニズムの違いも影響したと考えられる。

クリープ疲労寿命は、IN718 材、MM247 材、圧接材の順に長寿命であった。ここまで引張強度、クリープ強度、および実機条件に近い低ひずみ負荷下での疲労強度において、圧接材の強度はそれぞれの条件下で IN718 材および MM247 材の低強度側と同等となる傾向であった。

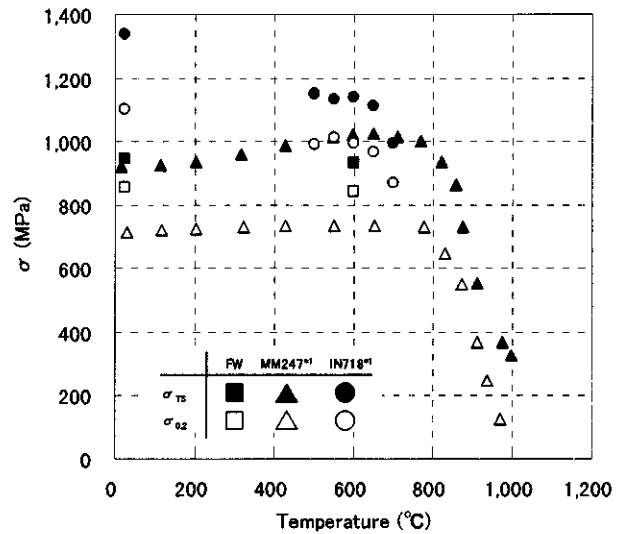


Fig. 6 Tensile Strength*1.

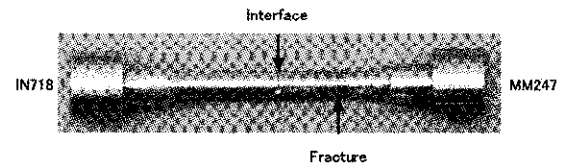


Fig. 7 Specimen after Tensile Test.

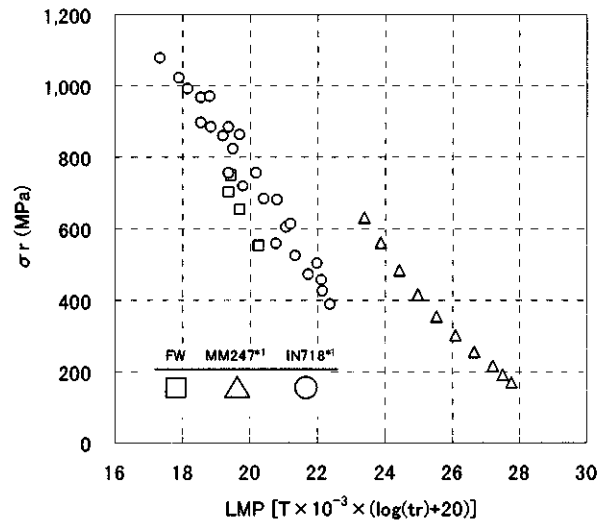


Fig. 8 Creep Rupture Strength*1.

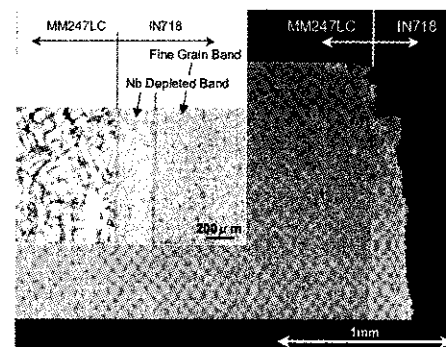


Fig. 9 Micro Structure of Creep Ruptured Specimen.

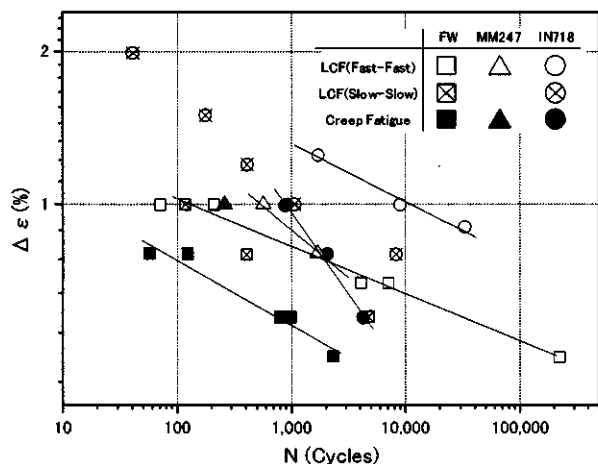


Fig. 10 Low Cycle Fatigue and Creep Fatigue Strength.

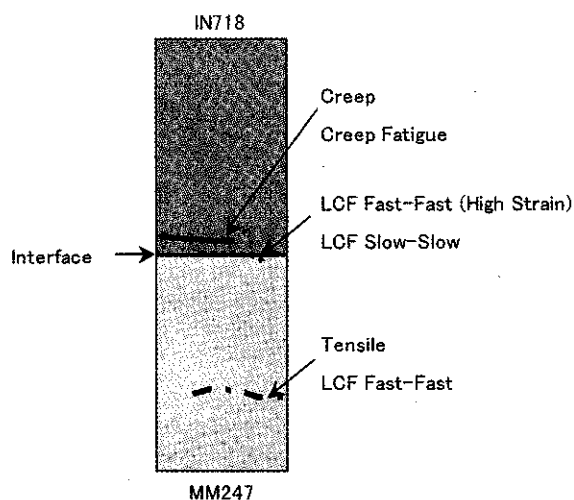


Fig. 11 Schematic of Fracture Modes.

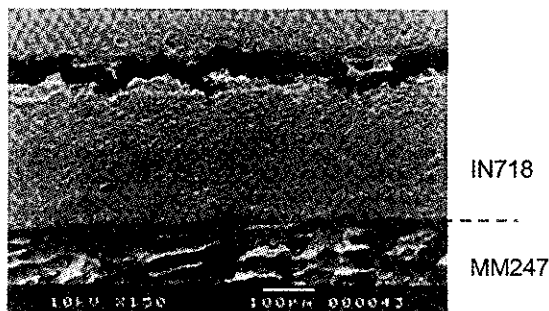


Fig. 12 Cross Section of FW Specimen.
(Creep Fatigue, $\Delta\epsilon = 0.8\%$)

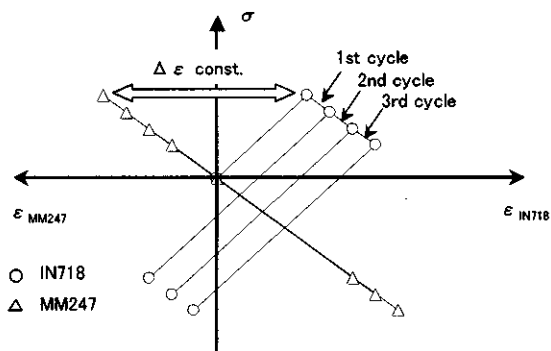


Fig. 13 Schematic of Elastic Follow Up.

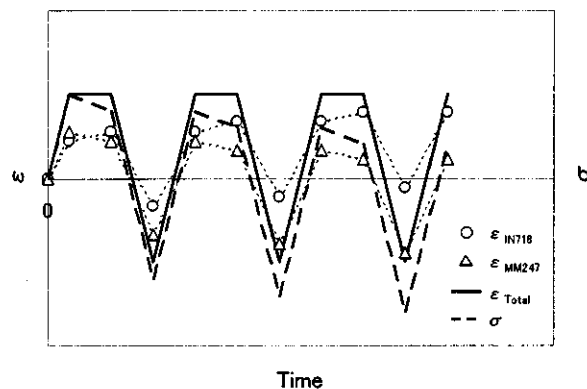


Fig. 14 Schematic of Time Dependant Stress and Strain Behavior.

しかしながら、圧接材のクリープ疲労寿命は、どちらの材料に対しても大きく低下している。これはクリープ疲労寿命の評価に際して、低強度側の材料の強度データを用いることは危険側であることを意味しており、強度低下の要因について検討を行う必要がある。

3.4 クリープ疲労強度低下の要因

Fig.12 に、クリープ疲労試験を行った後の圧接材の界面付近を観察した写真を示す。破断位置は界面よりも、IN718 材側に $300\mu\text{m}$ 程度入った位置であり、Fig.11 に示すようにクリープによる破断位置と同等であった。このため IN718 材のクリープ破壊メカニズムとの関連性が考えられるものの、先述のように、IN718 材のクリープ疲労強度から説明しきれない点がある。

そこでまず Fig.13 に示すように、異材接合部材の弾性追従メカニズムについて考察を行った。ひずみ制御によるクリープ疲労試験条件下では、

IN718 材はクリープひずみの増加に伴い応力緩和挙動を示す一方で、MM247 材は弾性挙動のみを示すと考えられる。ここで圧接材の応力を縦軸に、横軸右側を正に IN718 材のひずみを、横軸左側を正に MM247 材のひずみを示すと、図に示すように IN718 材での応力緩和挙動に伴い、IN718 材へ圧接材の平均ひずみがシフトすると考えられる。

このとき IN718 材の平均ひずみは、Fig.14 に示すように徐々に増加し、MM247 材の平均ひずみは徐々に低下する。一方、圧接材全体のひずみ挙動には変化は生じず、応力緩和に伴い徐々に応力は低下していくと思われる。

したがって IN718 材にのみクリープひずみ負荷が蓄積されることにより、圧接材としてのクリープ疲労強度が低下していくメカニズムが示唆された。

また他の要因としては、IN718 材および MM247 材の結晶粒径の違いが考えられる。Fig.15 に示すように、MM247 材には 2mm 近い粒径の結晶が界面付近に見られる一方で、IN718 材の結晶粒径は約 1/10 の 0.2mm 程度であった。したがって、界面付近において MM247 材の結晶 1 個が及ぼす異方性の影響は無視できないほど大きいことも考えられる。

また結晶組織が大きく異なることから MM247 材と IN718 材の変形抵抗も異なることが予想され、Fig.16 に示すように界面近傍にて両材が拘束しあうことにより 2 次応力が発生することも要因のひとつとして考えられる。

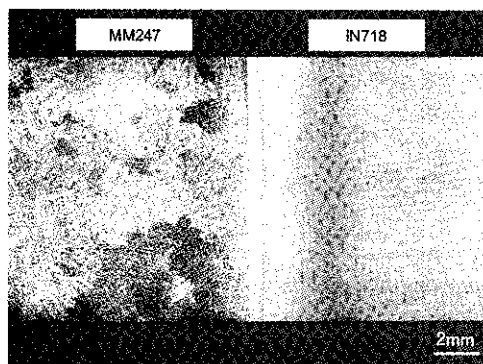


Fig. 15 Observed Image of Friction Welded Specimen.

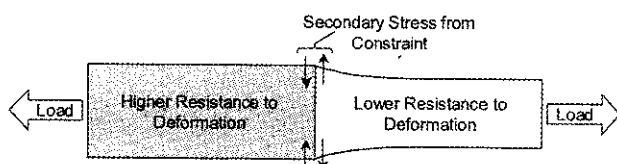


Fig. 16 Secondary Stress from Constraint.

4. 結言

MM247 材と IN718 材を摩擦圧接により接合した試験片を用いて、母材の強度と比較しつつ接合強度について検討を行い、以下の結論を得た。

- (1) 圧接材の引張強さは MM247 材と同等であり、破断部位も MM247 材内部であった。これは同材の方が IN718 材よりも引張強さ、および破断伸びが小さいためと考えられる。
- (2) クリープ破断強度は IN718 材と同等であり、界面を起点として、IN718 材の Nb 欠乏層と細粒層の境界に沿って破断することが明らかとなった。
- (3) 圧接材の低サイクル疲労強度は、高ひずみ、低速負荷の条件では MM247 材よりも低強度で界面にて破壊し、その他の条件では MM247 材と同等の強度にて同材の内部で破壊する傾向にあった。
- (4) クリープ疲労強度は IN718 材、MM247 材のどちらよりも低強度となり、その要因として IN718 材での弾性追従挙動、MM247 材での異方性挙動および両材の変形抵抗の違いによる 2 次応力の発生などが考えられる。

参考文献

- 1) AEROSPACE STRUCTURAL METALS HANDBOOK, 1999 Edition, Purdue Research Foundation (1999).
- 2) S. Nakano, Y. Hayasaka, et al., Development of an Advanced Microturbine System Using Humid Air Turbine Cycle, ASME, GT2004-54337 (2004).
- 3) M. Okazaki, M. Sakaguchi, et al., Creep-Fatigue and Thermo-Mechanical Fatigue of Friction-Welded IN718/MarM247 Dissimilar Joint, Superalloys 2008 (2008).
- 4) K. Kuwabara, A. Nitta, and T. Kitamura, Elevated Temperature Low Cycle Fatigue Strength of Forged Ni-base Superalloy IN718, JSMS, Vol. 32, No. 357 (1983) pp. 657-661.

多軸応力下におけるニッケル基単結晶超合金の 低サイクル疲労寿命評価

*磯部 展宏 (日立), 寄川 盛男 (日立エンジニアリング・アンド・サービス),
松田 憲昭 (日立エンジニアリング・アンド・サービス), 吉成 明 (日立), 坂根 政男 (立命大)

Low Cycle Fatigue Life Assessment for Ni-base Single Crystal Superalloy Under Biaxial Loading

*Nobuhiro ISOBE(Hitachi), Morio YORIKAWA(Hitachi Engineering and Service),
Noriaki MATSUDA(Hitachi Engineering and Service), Akira YOSHINARI(Hitachi)
and Masao SAKANE(Ritsumeikan Univ.)

ABSTRACT

Multiaxial low cycle fatigue life of YH61 nickel base single crystal superalloy was investigated. Strain controlled tension-torsion combined fatigue tests were carried out at 1173K using YH61 hollow cylinder specimens of which the specimen axis was $\langle 001 \rangle$ crystallographic direction. The deformation behavior of the single crystal superalloy was quite different in comparison with polycrystalline alloys due to the anisotropy. A large stress and inelastic strain ranges were observed in torsional fatigue tests and their behavior could not be expressed by Mises equivalent stress and strain. Therefore, a large scatter was obtained in the correlation of multiaxial low cycle fatigue lives with Mises equivalent strain range that has been conventionally used to fatigue life assessment in multiaxial conditions. A new strain parameter, taking the anisotropy of elastic constants and inelastic strain range into account was proposed, and the parameter estimated the multiaxial low cycle fatigue lives with a reasonable scatter.

Key words: Single crystal superalloy, anisotropy, Fatigue, Multiaxial, Life assessment, Turbine blade

1. はじめに

ガスタービン動翼の強度設計においては、タービンの回転による遠心力や、起動停止や冷却による部材内の温度分布に伴う熱応力に対する評価が必要になる。これらの部材は、高温で使用されるため、クリープによる損傷の発生、成長が考えられるが、これらの損傷は結晶粒界を起点とすることが多い。これに対して、Ni 基単結晶超合金は、結晶粒界を有さないため、通常の多結晶材に比べてクリープ強度が向上し、さらに $\langle 001 \rangle$ 方位のヤング率が多結晶材に比べて小さく、熱応力の観点からも有利であることから、ガスタービン動翼材料として期待されている^{1,2)}。一方、単結晶超合金の変形は結晶方位による異方性の影響を強く受ける。一般的な寿命評価や強度設計に際しては、Mises や Tresca 型などの相当応力、ひずみが用いられるが、異方性材料においては、多軸応力場の応力-ひずみ挙動を、これらの相当ひずみで表示することは困難であり、異方性を考慮した評価法が必要となる。

本研究では Ni 基単結晶超合金の引張・圧縮-繰返しねじり組合せ負荷による高温多軸低サイクル

疲労試験を行い、応力-ひずみ応答および破損繰返し数に及ぼすひずみ多軸性の影響を検討した。これらの結果をもとに、弾性定数の異方性を考慮した異方性修正全ひずみ範囲を提案し、同ひずみ範囲による多軸低サイクル疲労寿命の評価を試みた。また、組合せ応力下の応力-ひずみ応答評価に関して、結晶のすべりに基づく評価についても検討した。

2. 試験方法

供試材は、Ni 基単結晶超合金 YH61³⁾であり、その化学成分および熱処理条件を Table 1 に示す。試験片は、Fig.1 に示す、平行部外径 19 mm、肉厚 1.5 mm の中空円筒形状であり、標点距離は 25mm とした。なお、試験片軸方向が $\langle 100 \rangle$ の結晶方位となるように素材を鍛造した。

多軸疲労試験は、引張・圧縮と繰返しねじりの組合せ負荷条件で行い、試験環境は大気中、1173 K とした。試験装置は引張-圧縮荷重容量が 1245kN、トルク容量が 2.82kN・m の油圧サーボ式引張ねじり二軸疲労試験機であり、試験片の加熱には出力 10kW の高周波誘導加熱装置を用いた。

Table 1 Chemical composition and heat treatment of the material tested(mass%).

C	Cr	Co	Mo	W	Re	Ta	Nb	Al	Hf	B	Ni
0.07	7.1	1.0	0.8	8.8	1.4	8.9	0.8	5.1	0.25	0.02	Bal.

Solution Heat Treatment:

1523K/4h+1533K/4h+1543K/4h

+1553K/4h: Ar Gas Fan Cooling

Aging: 1353K/4h+1144K/20h: Ar Gas Fan Cooling

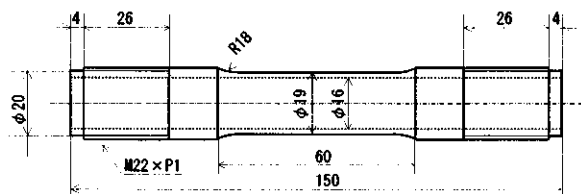


Fig.1 Shape and dimensions of the specimen (mm)

負荷波形は完全両振対称三角波であり、ひずみ速度は Mises 型の相当ひずみで 0.1 %/s とした。破損繰返し数は、引張側の応力振幅(純ねじりの場合はどちらか一方の振幅)が、その最大値から 25 %低下したときの繰返し数として定義した。

3. 試験結果および考察

3.1 多軸応力下の疲労寿命評価

Mises 型の相当全ひずみ範囲と破損繰返し数の関係を、Fig.2 に示す。なお、図中には中実丸棒試験片の単軸疲労試験結果⁴⁾も図示した。本研究ではひずみ多軸条件を表示するパラメータとして主ひずみ比 $\phi(=\epsilon_3/\epsilon_1)$ を用いた。なお、 ϕ は、異方性は考慮せず、等方性材料として求められる値を用いており、 $\phi=-0.5$ が引張圧縮、 $\phi=-1.0$ が純ねじり条件に対応し、組合せ負荷条件は、-0.5 と-1.0 の間の値となる。Mises 型の相当全ひずみ範囲で比較した場合、引張・圧縮条件が最も長寿命で、主ひずみ比の低下に伴い寿命が短くなり、純ねじり条件が最も短寿命となった。多結晶で、等方性材料である IN738LC では、Mises 型の相当ひずみでほぼ寿命評価が可能であったことから⁵⁾、多軸応力下での寿命特性に異方性が影響していると考えられる。

引張圧縮と純ねじり条件でのヒステリシスループを Fig.3 に示す。引張・圧縮条件ではほぼ弾性域での挙動となっているのに対し、純ねじり条件では非弾性ひずみ範囲がかなり大きくなっている。IN738LC では、Mises 型の相当応力、相当ひずみで組合せ条件の応力-ひずみ関係を取り扱うことができ、同相当ひずみで寿命評価したときのばらつ

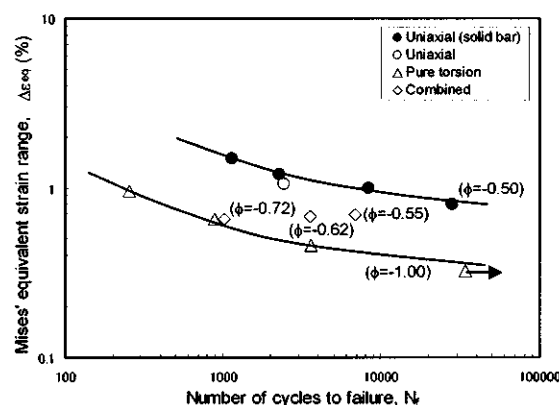


Fig.2 Fatigue lives in biaxial fatigue tests for YH61 single crystal superalloy.

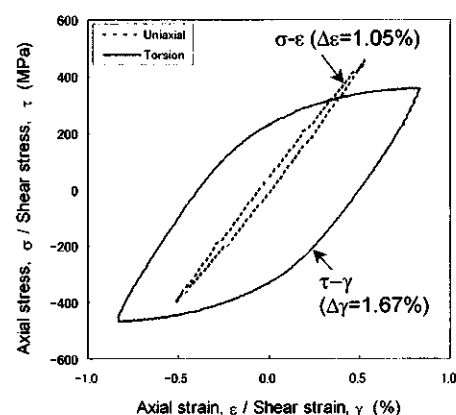


Fig.3 Stress-strain relationship in push-pull and torsion fatigue tests.

きも小さいことと比較すると、単結晶超合金では、純ねじり条件で、発生応力や非弾性ひずみが大きく低寿命になり、その分短寿命になるといえる。したがって、ねじり変形時の大きな応力応答や非弾性ひずみを考慮した寿命評価が必要と考えられる。Fig.4 に Mises 型の相当応力範囲と寿命の関係を示す。相当ひずみに比べると、主ひずみ比によらず良好な寿命評価が可能である。しかし、純ねじり条件では非弾性ひずみが大きくなるため、各試験での応力範囲の差が小さく、単軸のデータに比べて、疲労曲線上の傾きが小さくなる。そのため、応力だけでなく非弾性ひずみも考慮する必要がある。

以上より、次式の異方性修正相当ひずみ範囲による寿命評価を試みた。

$$\Delta \epsilon_{eq}^{I*} = \Delta \epsilon_{eq}^{\epsilon*} + \Delta \epsilon_{eq}^p$$

$$= \sqrt{\Delta \epsilon_{\epsilon}^2 + 3 \left(\frac{G_{<100>}}{E_{<100>}} \right)^2 \Delta \gamma_{\epsilon}^2} + \sqrt{\Delta \epsilon_p^2 + \frac{\Delta \gamma_p^2}{3}} \quad (1)$$

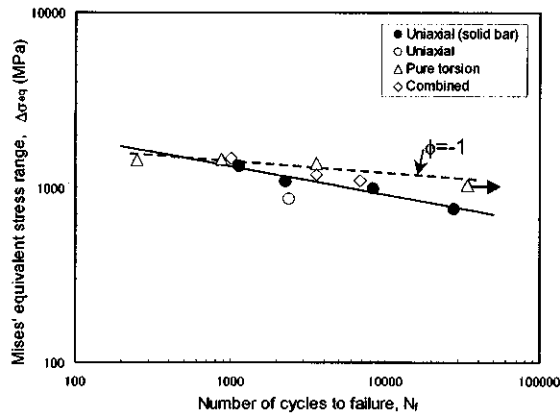


Fig.4 Correlation of failure lives with Mises' equivalent stress range.

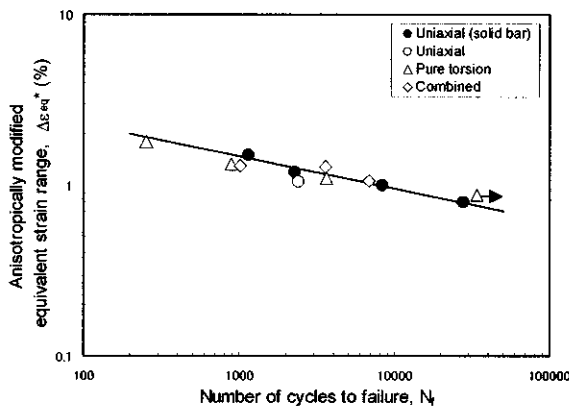


Fig.5 Correlation of failure lives with anisotropically modified equivalent strain range.

本相当ひずみ範囲は弾性ひずみ範囲と非弾性ひずみ範囲を個別に求めているが、弾性ひずみ範囲は Mises 型の相当応力を材料主軸方向のヤング率 $E<100>$ で除した値と等価である。これに相当非弾性ひずみ範囲を加えることで、応力応答と非弾性ひずみ範囲の両方を考慮した相当ひずみ範囲となっている。この相当ひずみ範囲と破損寿命の関係を Fig.5 に示す。引張・圧縮—繰返しねじり組合せ条件下での疲労寿命を良好に評価できることがわかる。

3.2 すべり理論による非弾性変形評価

(I)式の相当ひずみ範囲は、全ひずみ範囲を弾性と塑性の成分に分離して算出する必要があるが、Fig.4 では、両者の値を試験結果より求めており、試験データが無い状態では、パラメータの値を決定することができない。一般的な多結晶材料では、Mises 型の相当応力—相当ひずみが用いられることが多いが、単結晶超合金については、Fig.2 からわかるように、同相当応力、ひずみでは、多軸応力場の変形を表すことができない。単結晶超合

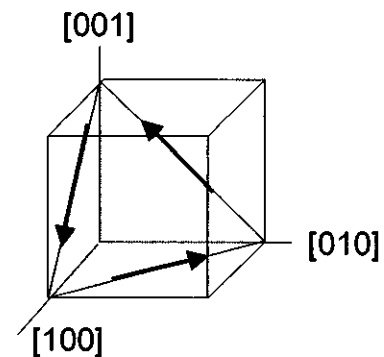
金の非弾性変形は、結晶のすべりに強く依存するため、ここでは、すべり理論⁶⁾による非弾性変形評価について検討した。

Ni 基単結晶超合金におけるすべり系は、温度によっても変化するが、Fig.6 に示す、八面体すべり系と立方体すべり系が活動すると考えられる⁷⁾。八面体すべり系は{111}面上の<110>方向、立方体すべり系は{100}面上の<110>方向のすべりである。すべり系が活動するには、その面上にせん断応力が発生する必要があるが、例えば、Fig.6 で、[001]方向の引張負荷を与えた場合、(100)面は負荷方向と垂直であるため、同面上のせん断応力は発生せず、立方体すべり系は活動しないことになる。

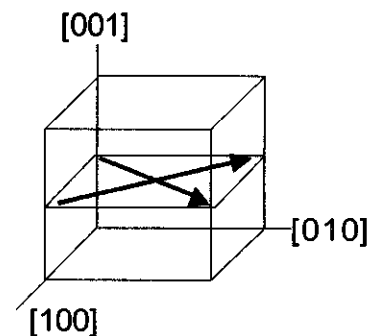
応力成分を σ_{ij} ($i,j=1,2,3$)、すべり系 s が存在するすべり面の法線ベクトルを n_i 、すべり方向ベクトルを b_i とすると、せん断応力 τ^s は次式となる。

$$\tau^s = \frac{1}{2} (n_i^s b_j^s + n_j^s b_i^s) \sigma_{ij} \quad (2)$$

同様に、すべり系のせん断ひずみ $D\gamma^s$ と座標系のひずみ成分 ϵ_{ij} の間には次式が成り立つ。



(a) Octahedral slip system



(b) Cube slip system

Fig.6 Slip systems considered in inelastic analysis.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (n_i^s b_j^s + n_j^s b_i^s) D\gamma^s \quad (3)$$

これに、すべり系のせん断応力とせん断ひずみの関係を与えれば、応力-ひずみ関係が得られる。すべり系のせん断応力-せん断ひずみ関係は、次式の指数関数で表されるとした。

$$D\gamma^s = \text{sign}[\tau^s] \left(\frac{|\tau^s|}{K} \right)^{1/n} \quad (4)$$

上述の疲労試験における単軸試験($\phi=-0.5$)は、Fig.5の[001]方向に、垂直応力 σ のみが発生する条件に相当する。この場合、八面体すべり系のみが活動するが、等価なすべり系は12個存在し、各すべり系のひずみの合成により、[001]方向の応力-ひずみ関係を求めると、次式となる。

$$\varepsilon = \frac{8}{\sqrt{6}} \left(\frac{\sigma}{K_{\text{oct}}} \right)^{1/n_{\text{oct}}} \quad (5)$$

なお、このひずみは非弾性成分であるため、これに弾性ひずみを加えた値が全ひずみとなる。

一方、純ねじり条件では、Fig.7に示すように、せん断応力の方向とすべり面のなす角度が周方向に変化する。各すべり系に作用するせん断応力が周方向に変化し、また立方体すべり系も活動するため、周方向にひずみの分布が生じる。各材料主軸(<100>方位)は互いに等価であるため、ひずみ分布は90°周期で変化し、Fig.7のように[100]方向

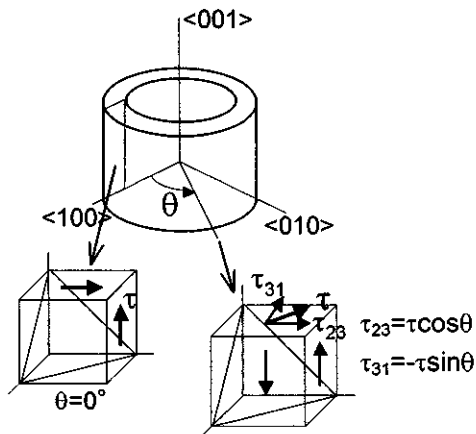


Fig.7 Stress components and crystal orientations in torsion test.

からの回転角を θ とすると、 $\theta=45^\circ$ のときに最大となる。なお、単結晶超合金の純ねじり疲労試験では、き裂が周方向に90°間隔で発生することが報告されているが⁸⁾、すべり理論により評価されるひずみ分布はこの試験結果にも対応しているといえる。 θ が0°および45°のときのせん断応力とせん断ひずみの関係は次式となる。

$\theta=0^\circ$ のとき；

$$\gamma = \frac{4}{\sqrt{6}} \left(\frac{\tau}{2\sqrt{6}K_{\text{oct}}} \right)^{1/n_{\text{oct}}} + \frac{2}{\sqrt{2}} \left(\frac{\tau}{2\sqrt{2}K_{\text{cub}}} \right)^{1/n_{\text{cub}}} \quad (6)$$

$\theta=45^\circ$ のとき；

$$\gamma = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{\tau}{4\sqrt{3}K_{\text{oct}}} \right)^{1/n_{\text{oct}}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{\tau}{2\sqrt{3}K_{\text{oct}}} \right)^{1/n_{\text{oct}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{2K_{\text{cub}}} \right)^{1/n_{\text{cub}}} + \left(\frac{\tau}{4K_{\text{cub}}} \right)^{1/n_{\text{cub}}} \quad (7)$$

ここで、 K_{oct} 、 K_{cub} 、 n_{oct} 、 n_{cub} は、はそれぞれ八面体および立方体すべり系の応力-ひずみ関係の係数、指数であり、すべり系ごとに値を決定する必要がある。

Fig.3に示した単軸の疲労試験におけるヒステリシスループに対して、(5)式により予測される応力-ひずみ挙動との比較をFig.8に示す。弾性ひずみについては、別途行った引張およびねじり試験で計測した<100>方位のヤング率、横弾性係数、ポアソン比より、弾性コンプライアンスマトリックスを作成し、評価に用いた。単軸条件では八面体すべり系のみが活動するため、 K_{oct} 、 n_{oct} を求める必要があるが、これらの値は試験結果に合わせるように決定した。純ねじり試験について、同様の評価を行った結果をFig.9に示す。同図には八面体すべり系のみが活動するとしたときの解析結果も示したが、この場合は非弾性ひずみがほとんど発生せず、実験結果を再現することができない。これに立方体すべりを考慮すると、ねじり条件でのループを再現でき、単軸条件に比べて、応力や非弾性ひずみが大きくなることが説明できる。今回の試験結果からは、立方体すべり系に大きなせん断ひずみが加わる条件では、応力の応答が大きくなり、寿命低下する傾向があり、立方体すべり系が活動するような条件については寿命評価が重要になると考えられる。

上述の単結晶超合金の応力-ひずみ挙動の評価においては、各すべり系の K 、 n を決定する必要がある。今回は、単軸およびねじり試験結果に合う

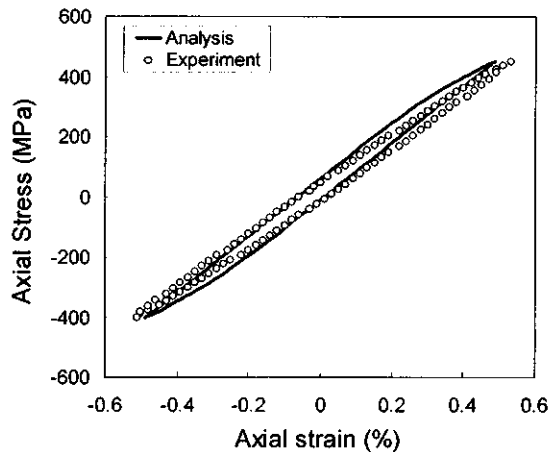


Fig.8 Comparison of stress-strain hysteresis loop obtained by slip theory with the experimental result in uniaxial condition.

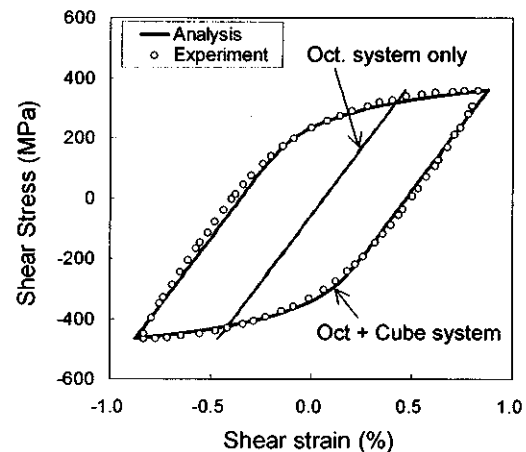


Fig.9 Comparison of stress-strain hysteresis loop obtained by slip theory with the experimental result in torsion condition.

ようにこれらの値を決定したが、 K や n は部材内のひずみ分布とも密接に関係するため、評価の高精度化のためには、様々な条件での応力-ひずみ挙動のデータが必要といえる。これらのデータが整備されれば、単結晶超合金の非弾性変形および寿命評価の高度化につながると考えられる。

4. まとめ

ガスタービン動翼材として用いられる Ni 基単結晶超合金について、引張圧縮-繰返しねじり組合せ負荷による高温多軸疲労試験を行い、応力-ひずみ応答と寿命評価技術について検討した。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) 純ねじり疲労試験では、単軸の疲労試験に比べて、応力の応答および非弾性ひずみ範囲が大きくなり、破損寿命も短くなった。これは多結晶超合金とは異なる傾向である。
- (2) 組合せ応力下における応力応答と非弾性ひずみを考慮した相当ひずみ範囲を提案した。同相当ひずみ範囲により、疲労寿命を良好に評価できることを確認した。
- (3) すべり理論による応力-ひずみ挙動の評価を行った。純ねじり条件では、立方体すべりが活動することで、単軸条件に比べて大きな応力や非弾性ひずみが発生すると考えられた。

参考文献

- 1) Y.Fukui, M.Sato, Y.Kobayashi, A.Yoshinari, K.Iijima, H.Tamaki, H.Matsuzaki and K.Wada: Single Crystal Casting Technology for Nickel base Superalloy Buckets of Industrial Gas Turbines, Proc. of International Gas Turbine Congress (1995) pp.III-7-12.
- 2) 原田広史: Ni 基超合金開発の現状と新材料の可能性, 日本ガスタービン学会誌, Vol.28 No.4 (2000) pp.14-20.
- 3) H.Tamaki, A.Yoshinari, A.Okayama and S.Nakamura: Development of a Low Angle Grain Boundary Resistant Single Crystal Superalloy YH61, superalloys 2000, TMS (2000) pp.757-766.
- 4) 寄川盛男, 松田憲昭, 安部実, 吉成明, 磯部展宏: Ni 基単結晶超合金のクリープ・疲労相互作用下の寿命評価, 日本材料学会, 第 40 回高温強度シンポジウム前刷集 (2002) pp.120-124.
- 5) 磯部展宏, 坂根政男, 大南正瑛, 藤山一成, 岡部永年: ニッケル基超合金インコネル 738LC の高温多軸クリープ疲労寿命評価, 日本材料学会, 第 30 回高温強度シンポジウム前刷集 (1993) pp.59-63.
- 6) R. J. Asaro: Crystal Plasticity, Trans ASME, J. of Applied Mechanics, Vol.50 (1983) pp. 921-934.
- 7) D. P. Pope and S. S. Ezz: Mechanical Properties of Ni₃Al and Nickel-based Alloys with High Volume Fraction of γ' , International Metals Reviews, Vol.20, No.3 (1984) pp.136-167.
- 8) 旭吉雅健, 坂根政男: CMSX-2 ニッケル基単結晶超合金の引張・圧縮-繰返しねじり多軸クリープ疲労寿命評価, 材料, Vol.50 No.2 (2001) pp.137-143.

デュアル燃料焚き低 NOx 燃焼器用モデルバーナの 燃料多様化技術の検討

* 関口 達也 (日立), 平田 義隆 (日立), 吉田 正平 (日立)
井上 洋 (日立), 渡邊 朋子 (JOGMEC)

Experimental investigation of fuel flexibility of dual fuel low NOx combustor

*Tatsuya Sekiguchi (Hitachi), Hirata Yoshitaka (Hitachi), Shouhei Yoshida (Hitachi),
Hiroshi Inoue (Hitachi) and Tomoko Watanabe (JOGMEC)

ABSTRACT

Hitachi has been developed a dual fuel dry low NOx combustor for Gas-to-Wire (GTW) Power generation system. For GTW Power generation system, fuel flexibility is one of the most important characteristics for gas turbine combustor because fuel properties depend on gas field, so fuel flexibility of a model burner for dual fuel dry low NOx combustor was experimentally investigated using high pressure combustion test facility. To change fuel properties, blended fuel of heavy oil A and heavy oil C were used. As a result, NOx emission was linearly increased as increase in the ratio of heavy oil C, from 35 ppmv (15%O₂) of heavy oil A to 59 ppmv (15%O₂) of blended fuel of 15% heavy oil C. In addition, mass of cokes were linearly increase as increase in the ratio of heavy oil C.

Key words: Combustor, Dual Fuel, NOx, GTW, Fuel Flexibility

1. 緒言

天然ガスは発熱量あたりの二酸化炭素の排出量が少なく、硫黄酸化物や煤塵の発生量が少ないクリーンな燃料として近年注目が高まっている。天然ガスは石油と異なり単位体積当たりのエネルギー密度が低いいため、輸送コストが高いという課題がある。このため、天然ガス田の開発は LNG(Liquid Natural Gas)やパイプラインといった輸送インフラへの投資に見合う埋蔵量や地理的条件が調ったものに限られ、中小ガス田の多くが未利用で放置されている。

未利用の中小ガス田を有効利用するために提案されている様々なシステムの一つに、Fig.1 に示す井戸元発電システム(Gas to Wire : GTW)がある。GTW とは、井戸元に高効率・低環境負荷のガス

タービンコンバインドサイクルを設置し、採掘した天然ガスを燃料として発電し、消費地へ電力として供給するシステムである。

日立製作所は独立行政法人石油天然ガス・金属鉱物資源機構 (Japan Oil, Gas and Metals National Corporation : JOGMEC) の委託研究「中小ガス田/油田随伴ガス向け環境対応高効率井戸元発電システム」を受け、GTW 向けガスタービン燃焼器の開発に着手した。

中小ガス田では燃料ガスの組成や供給量が変動する可能性があるため、GTW ではガスの採掘の際に副生するコンデンセートや原油をバックアップ燃料として用いることが考えられている。また、近年の厳しい環境規制に対応するため、排ガス中の窒素酸化物(NOx)の抑制が必要である。以上のことから、ガス、油ともに幅広い燃料性状での低 NOx 燃焼が求められる。

これまで当社では GTW のバックアップ燃料に A 重油を想定し、予蒸発予混合燃焼方式の A 重油/LNG デュアル燃料焚き低 NOx 燃焼器の開発に取り組み、その燃焼特性を確認した⁽¹⁾。

本報では予蒸発予混合燃焼方式のモデルバーナを用いた高温、高圧場での燃焼試験による液体燃料の性状が燃焼特性に与える影響の検討結果について報告する。

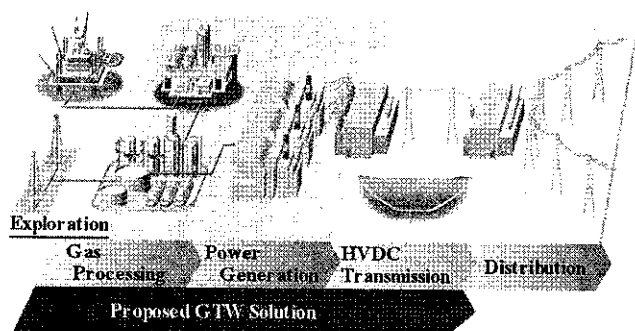


Fig.1 Concept of Gas-to-Wire

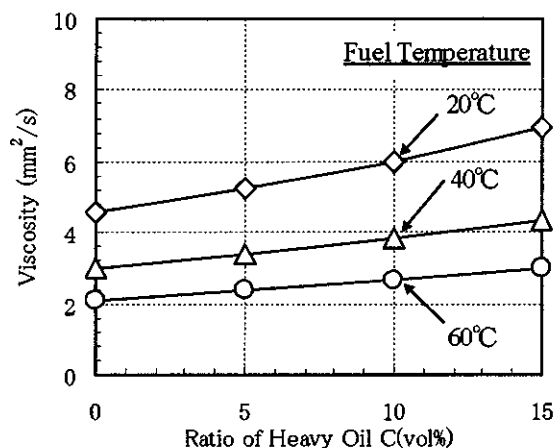


Fig.2 Viscosity Characteristics of Blended Fuel

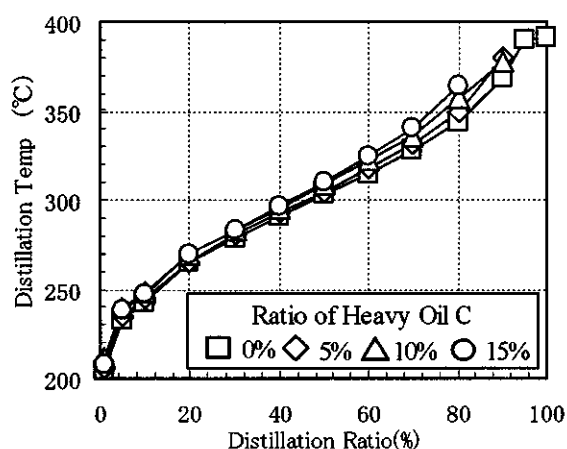


Fig.3 Distillation Characteristics of Test Fuels

2. 研究方法

2.1 燃料性状

本研究で使用した燃料及びその物性について説明する。GTWで用いることが検討されている液体燃料は、コンデンセートのように軽質な燃料から原油のように重質な燃料まで多岐に渡る。さらに、原油の物性は産地によって異なり、燃料性状の特定が難しいため、本研究では先ず低NO_x化が困難な重質燃料の燃焼特性を検討するため、A重油にC重油を混合した燃料を用いた。

Fig.2にC重油混合率と混合燃料の動粘性係数の関係を示す。C重油は動粘性係数がA重油よりも高く、C重油混合率の増加とともに動粘性係数も増加する。また、燃料を加温することで動粘性係数が低下し、C重油15%混合燃料でも60℃まで加温することで20℃のA重油よりも動粘性係数が低下し、ハンドリング性が向上する。

Fig.3にC重油混合率を変化させたときの蒸留特性を示す。蒸留特性はJIS-K2254に規定される常圧法による蒸留試験⁽²⁾で検討した。80%留出点において、C重油混合率15%の混合燃料はA重油より

Table 1 Properties of Test Fuels (Fuel Temp.40℃)

	Heavy Oil A	Ratio of Heavy Oil C		
		5%	10%	15%
Kinetic Viscosity (mm ² /s)	2.30	2.55	2.85	3.18
Density (kg/m ³)	863	866	870	873
LHV (MJ/kg)	42.39	42.36	42.32	42.29
N ₂ (wt%)	0.03	0.04	0.05	0.06

も蒸留温度が20℃高く、蒸発しにくい燃料となる。

Table 1に本研究で用いた燃料の物性値を示す。本研究ではC重油混合率0～15%の燃料を対象とし、燃料温度は40℃で試験した。

2.2 モデルバーナ構造

Fig.4に本研究で使用したモデルバーナの構造を示す。このモデルバーナは、当社でロボストデザイン手法により最適化したもので⁽³⁾、予蒸発予混合燃焼による低NO_x化と、コーキング抑制を両立する構造となっている。ここで、コーキングとはバーナ壁面に液体燃料が付着して炭化物の層を形成する現象である。

バーナ上流側には中空円錐形状の混合室を形成し、その壁面には混合室内部に空気を導入するための空気孔を軸方向に3列設け、1列目には周方向に6個、2、3列目には各12個設けた。バーナの上流側に空気孔を集中して配置する事で、混合室に多量の空気を導入でき、燃料と空気の混合促進が可能となる。1、2列目の空気孔は空気流による燃料の微粒化や混合促進を目的として混合室壁の周方向に傾斜して形成し、3列目空気孔は燃料液滴の

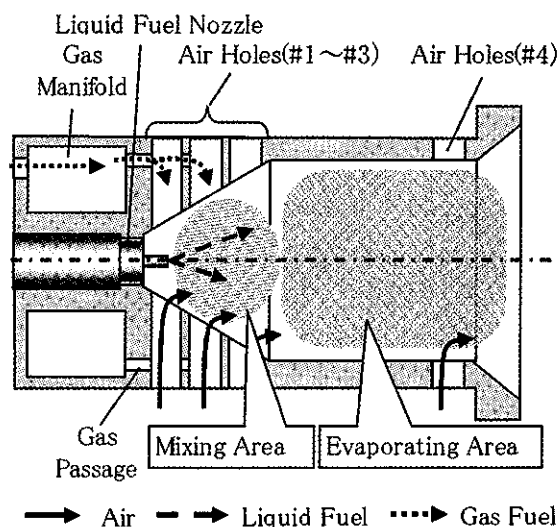


Fig.4 Structure of Model Burner

バーナ壁面への付着を抑制するため、空気がバーナ軸中心に向かって流入するように設けた。

混合室の下流には、円筒形状の蒸発室を形成し、その下流には空気孔を1列設けた。蒸発室はバーナの空間容積を大きくして、燃料の滞留時間を長く出来る構造とした。蒸発室下流に設置した空気孔はバーナ下流側の空気流に強い旋回を与えて循環流を形成し、火炎を安定させるため、蒸発室壁の周方向に傾斜するように形成した。

バーナの上流側には気体燃料マニホールドを設置し、1列目および2列目空気孔内壁に各1個設けた18個の気体燃料孔と接続した。バーナ上流側から気体燃料マニホールドに供給した気体燃料は、気体燃料孔から空気孔内部へ噴出し、流入する空気と合流、混合しながらバーナ内部に流入し、バーナ内部に形成される旋回流で気体燃料と空気をさらに混合する。

バーナ上流の軸中心位置には、液体燃料用のノズルとして、圧力噴霧式の一流体ノズルを設けた。

2.3 燃料ノズル構造

Fig.5 に本研究で使用した燃料ノズル構造を示す。バーナの軸中心に設置した燃料ノズルは、A-A断面に示すように、その内部に渦巻室を形成したノズルチップと、ノズルチップを収納するノズルキャップと、ノズルキャップにノズルチップを固定するノズルステイで構成した。

燃料はノズルキャップ、ノズルステイ、ノズルチップによって構成される燃料流路を通じてノズル内部に形成される渦巻室に流入し、渦巻室において強い旋回を付与され、燃料噴出口から噴出する。燃料噴出口となるノズルチップの先端は、バーナ1列目空気孔の軸心線まで突出しており、一列目空気孔から流入する空気流のせん断力によっても燃料の微粒化を促進できる。

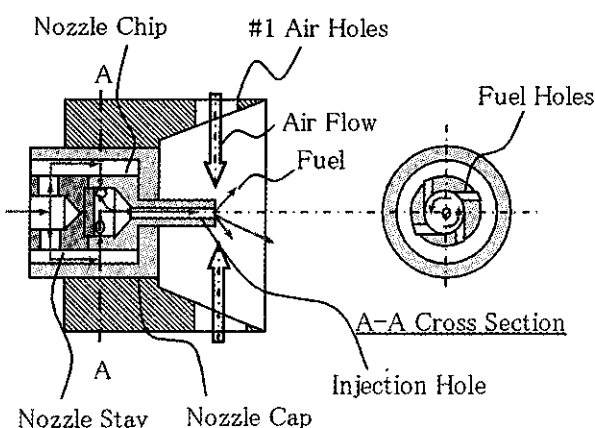


Fig.5 Structure of Fuel Nozzle

2.4 実験装置

Fig.6 に本研究で使用した試験装置の概略を示す。燃焼室の直径は $\phi 200$ であり、最高1.5MPaの高圧条件でバーナモデル単体の要素試験が可能である。燃焼空気は圧縮機から吐出された圧縮空気を予熱燃焼器、熱交換器からなる空気加熱装置において設定温度まで加熱した後、流量測定オリフィス、流量調節弁を介して燃焼スタンドへ供給した。

入口空気温度、燃焼ガス温度は熱電対で測定し、燃焼ガス中のNOx排出量は減温器下流に設けたサンプリング管から排ガス分析計で測定した。火炎の状況は燃焼器側面の観察窓からデジタルビデオカメラを用いモニタで観察した。燃焼振動は、スタンド内部に挿入した $\phi 6$ の測定配管の一端に燃焼振動センサを設置して測定した。コーキングについては試験終了後にバーナ壁面に付着したコーキング層を収集し、その総重量で評価した。

Table 2 に試験条件を示す。入口空気圧力0.7MPa, 1.5MPa, 入口空気温度400℃の条件で試験した。燃料と燃焼空気はバーナ内部で混合して燃焼室で燃

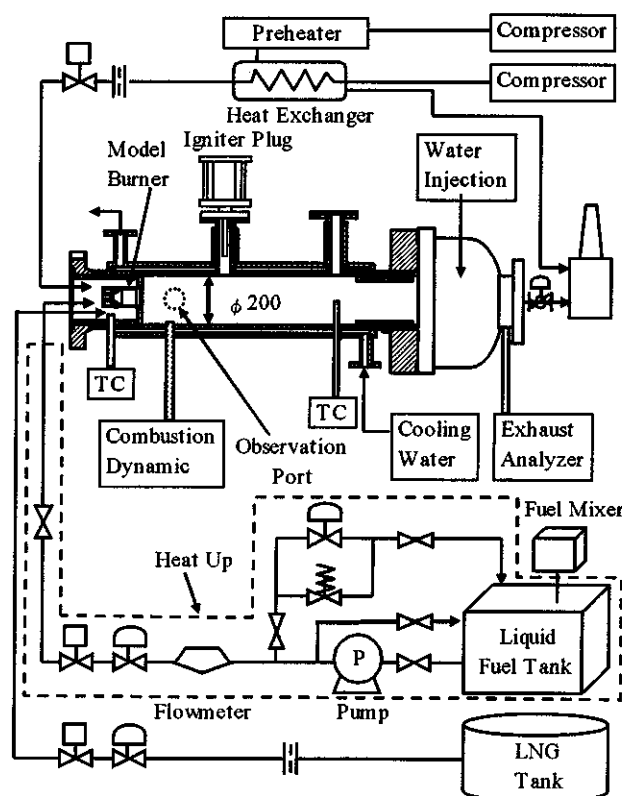


Fig.6 System Diagram of Combustion Test Facility

Table.2 Experimental Condition

Air Flow Rate	0.43 , 0.9 kg/s
Inlet Air Temperature	400 °C
Inlet Air Pressure	0.7 , 1.5 MPa
Fuel Air Ratio	~0.04
Fuel Temperature	40°C

焼する。試験は空気流量一定で燃空比(燃料と空気の質量流量比, F/A)を変化させ, 燃焼室の圧力は減温器の下流に設置した背圧弁で調節した。

燃料は高粘性油供給設備を用いて供給した。高粘性油供給設備は混合燃料用の燃料タンク, 高圧油ポンプ, 燃料予熱用の電気ヒータ, 燃料の供給系統で構成し, 燃料タンクには燃料を混合するための攪拌機を設置した。燃料タンクおよび燃料配管には燃料を加熱・保温するための電気ヒータを取り付け, 燃料の温度を制御した。タンクに貯蔵した混合燃料は高圧ポンプで加圧し, 圧力調節弁で所定の圧力に設定し, 質量流量計, 流量調節弁, 燃料遮断弁, 手動弁を介して燃料ノズルへ燃料を供給した。

3. 実験結果

3.1 モデルバーナの基本燃焼特性

混合燃料の試験に先立ち, モデルバーナの A 重油および LNG の燃焼特性を入口空気圧力 0.7MPa, 1.5MPa 条件で確認した。Fig.7 に A 重油および LNG 焚きの NOx 排出量と燃焼振動特性を示す。A 重油

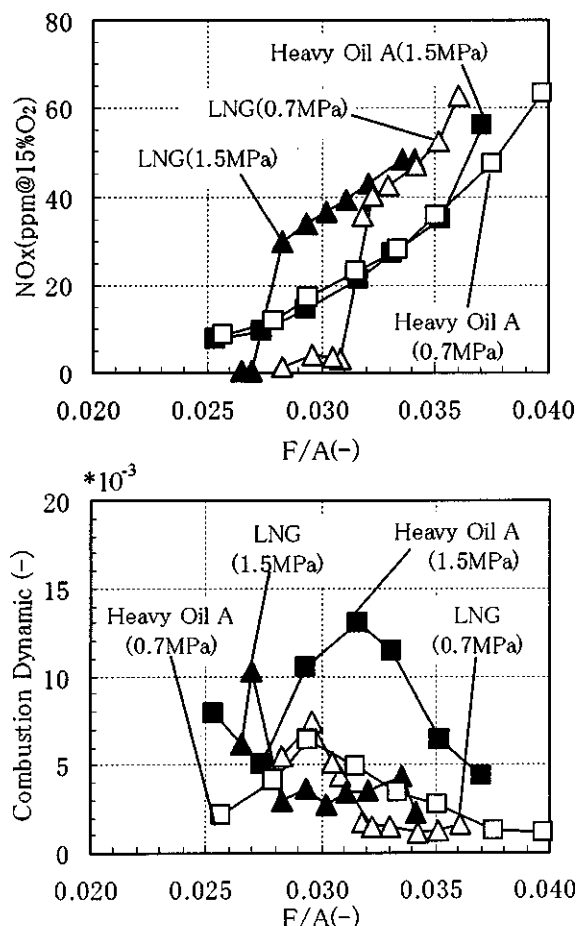


Fig.7 Combustion Characteristics of Model Burner

焚きの NOx 排出量は燃空比 0.035 の条件で 36ppm と LNG 焚きの 48ppm よりも低い。LNG 焚きでは燃空比が高くなると火炎がバーナ内部に侵入する事象が発生し, 燃料と空気の混合が不十分な状態で火炎が形成されるため NOx 排出量が増加したと考える。火炎がバーナ内部に侵入する事象は, 入口空気圧力が 1.5MPa 条件では 0.7MPa 条件よりも低燃空比で発生し, NOx 排出量も低燃空比で増加する。燃焼振動の振幅値は, A 重油焚きは燃空比 0.032 付近で, LNG 焚きは低燃空比側で増大する。

3.2 C 重油混合燃料の燃焼特性

Fig.8 に A 重油および C 重油 15%混合燃料の燃空比に対する NOx 排出量と燃焼振動特性を示す。NOx 排出量は C 重油の混合により増加し, 燃空比 0.035 の条件において A 重油 35ppm に対して C 重油混合率 15%では 59ppm と増加する。NOx 排出量の燃空比に対する傾向は A 重油, C 重油混合燃料共にほぼ同じ傾向である。また, 入口空気圧力の違いについては, 燃空比 0.035 以下では NOx 排出量に対する圧力の影響は小さいが, 燃空比 0.035 以上では 1.5MPa 条件の NOx 排出量が高くなる。こ

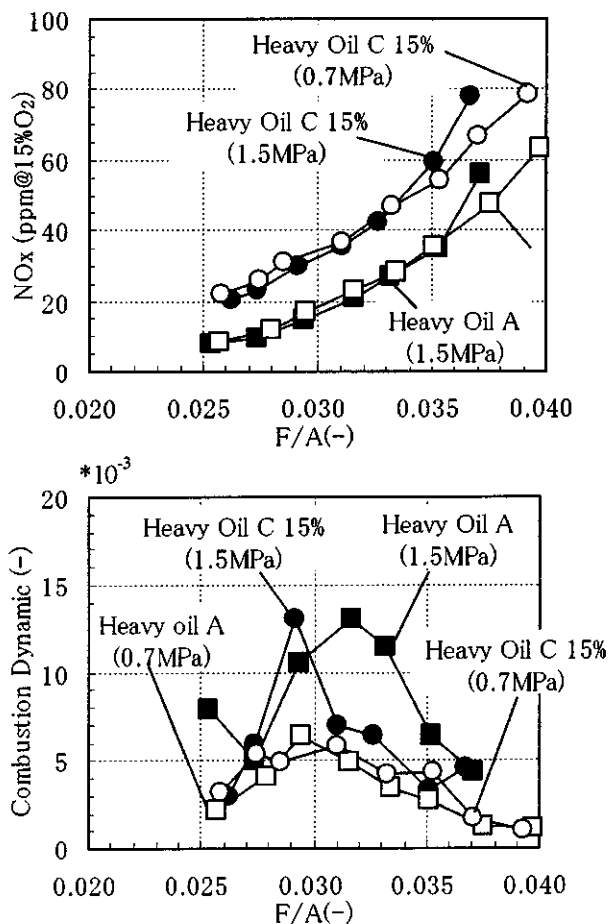


Fig.8 Combustion Characteristics of Blended Fuel

れは、高圧、高燃空比条件では雰囲気圧力の上昇により燃料噴霧の広がりや抑制され、燃料供給量が増加することで噴霧の液滴数密度が高くなり燃料液滴の蒸発や燃料と空気の混合が損なわれるためと考える。

燃焼振動の振幅値は 0.7MPa 条件では A 重油、C 重油混合燃料でほぼ同じ傾向を示す。1.5MPa 条件では振幅値は同じだが、C 重油混合燃料は燃空比 0.029 と A 重油よりも低い燃空比でピークとなる。

3.3 C 重油混合による NOx 排出量増加の検討

Fig.9 に燃空比 0.035 条件における C 重油混合率に対する NOx 排出量を示す。NOx 排出量は C 重油混合率にほぼ比例して増加し、C 重油混合率 15% において NOx 排出量は 0.7MPa 条件で 18ppm、1.5MPa 条件で 25ppm 増加する。この増加量はフューエル NOx およびサーマル NOx の増加によるものと考えられる。

はじめにフューエル NOx について考察する。一般に、燃料がバーナ内部で蒸発して希薄予混合燃焼し、また燃料中の窒素濃度は 0.1% 以下と低い条件では、燃料中の窒素分のフューエル NOx への転換率は高い。燃料中の窒素分が全て NO に転換すると、燃空比 0.035、1.5MPa 条件で、A 重油で 20ppm、C 重油混合率 15% の燃料で 40ppm のフューエル NOx が発生する。このため、本研究で用いた予蒸発予混合方式の低 NOx バーナにおいては、燃料中の窒素濃度が NOx 排出量に与える影響が大きいと考える。

次にサーマル NOx について考察する。Table 1 に示すように C 重油を混合することで燃料の動粘性係数が高くなり、燃料の微粒化が損なわれる。一般に燃料噴霧の平均粒径は粘性係数の 0.2 乗に比例することから⁽⁴⁾、Fig.10 に示すように C 重油 15% 混合燃料は A 重油の平均粒径の約 1.1 倍になる。粒径が増加することで燃料の蒸発・混合が損なわれ、バーナ出口部において未蒸発の燃料液滴が増える。このため、未蒸発の液滴が火炎帯で拡散燃焼し、火炎に局所的な高温領域が形成されてサーマル NOx が増加する。

燃料中の窒素分のフューエル NOx への転換率は燃空比や燃料と空気の混合状態で変化する。重質燃料へ対応し、燃料多様化を図るため、NOx 排出量の増加に占めるフューエル NOx とサーマル NOx の割合について検討し、燃料の重質化に伴う動粘性係数や窒素分の増加が NOx 排出量に与える影響の評価が必要である。

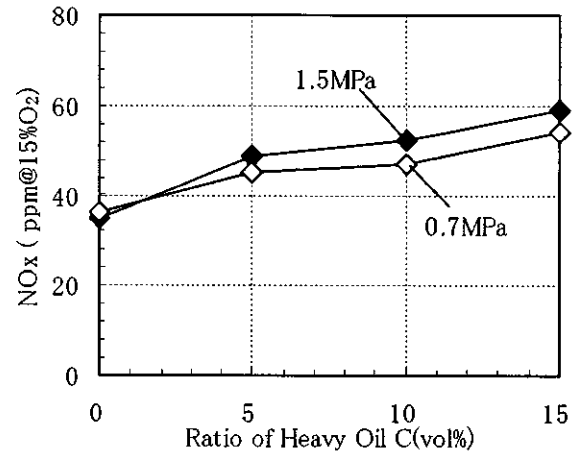


Fig.9 NOx Characteristics Versus Ratio of Heavy Oil C (F/A=0.035)

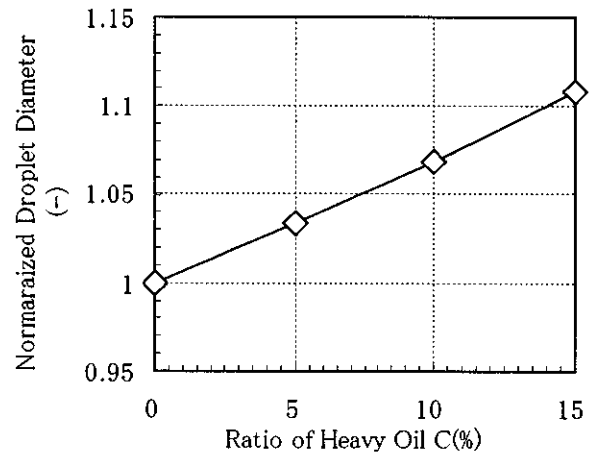


Fig.10 Normalized Droplet Diameter Versus Ratio of Heavy Oil C

3.4 コーキング

Fig.11 に A 重油および C 重油混合率 15% の混合燃料で試験した後のバーナ内部の様子を、Fig.12 に C 重油の混合率と炭化物の付着量の関係を示す。Fig.11 から、燃料に C 重油を混合することで、バーナ壁面にコーキングが発生している様子が確認できた。Fig.12 から、炭化物の付着量は C 重油の混合率に比例して増加する。本研究で用いたバーナは 3 列目の入口空気孔をバーナ中心方向に向けることで燃料噴霧の広がりを抑える構造としたが、C 重油を加えることで、燃料噴霧の平均粒径が増大し蒸留温度の上昇によって燃料の蒸発期間が増加したため、バーナ壁面に燃料噴霧が付着し、コーキングが発生したと考える。コーキングの発生を防ぐためには燃料ノズルの燃料噴射角度やバーナ形状を適正化し、燃料噴霧がバーナ壁面に付着することを避ける必要があると考える。

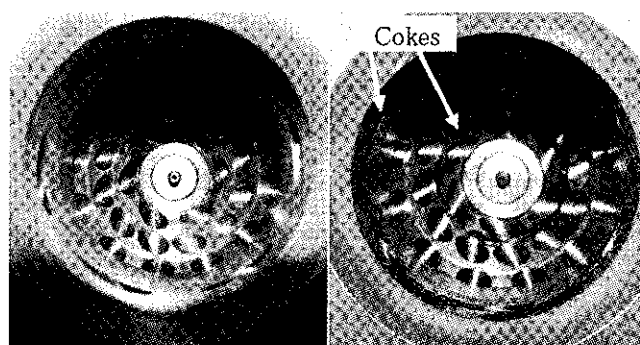
4. 結言

GTW 向けデュアル燃料焚き低 NO_x 燃焼器の燃料多様化技術の検討するために、A 重油に C 重油を混合した混合燃料を用いた要素燃焼試験により、燃料性状の変化が燃焼特性に与える影響を調べ、以下の結論を得た。

- (1) 燃空比 0.035, 燃焼器内圧 1.5MPa において C 重油混合割合が 0%から 15%まで増加すると、NO_x 排出量は 35ppm から 59ppm に増加する。
- (2) C 重油の混合によってバーナ壁面にコーキングが発生し、C 重油混合率の増加に伴ってコーキングの量は増加する。

参考文献

- 1) 吉田正平他:デュアル燃料焚き低 NO_x 燃焼器の開発, 第 35 回ガスタービン定期講演会講演論文集(2007) pp.63-68.
- 2) 日本規格協会: JIS ハンドブック 25 石油(2002) pp.475-488
- 3) 平田義隆他:デュアル燃料焚き低 NO_x 燃焼器用モデルバーナの燃焼特性, 第 35 回ガスタービン定期講演会講演論文集(2007) pp.57-62.
- 4) A.H.Lefebvre 著, 佐藤幸徳監訳: ガスタービンの燃焼工学, 日刊工業新聞社, pp.470



Ratio of Heavy Oil C : 0% Ratio of Heavy Oil C : 15%

Fig.11 Model Burner After Experiment

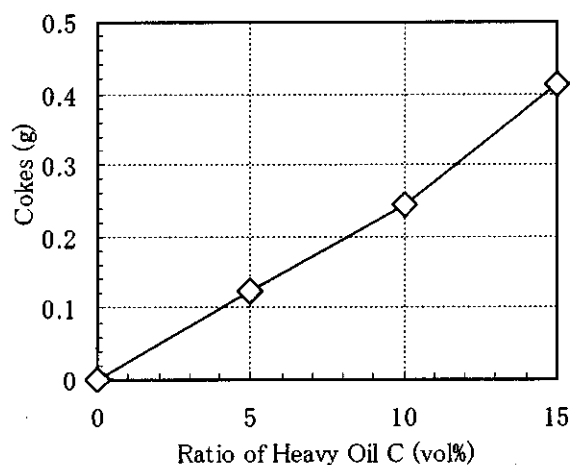


Fig.12 Characteristics of Coking

小型エコエンジン用部分希薄燃焼器の開発

*小林正佳, 緒方秀樹, 小田剛生, 堀川敦史, 木下康裕 (川崎重工業株式会社)

Development of a Lean Staged Combustor in ECO Engine project

* Masayoshi KOBAYASHI, Hideki OGATA, Takeo ODA, Atushi HORIKAWA and Yasuhiro KINOSHITA
(Kawasaki Heavy Industries, Ltd.)

Abstract

KHI has been conducting research and development of lean burn combustor technology under the project of Environmentally Compatible Engine for Small Aircraft led by New Energy and Industrial Technology Development Organization (NEDO) and Ministry of Economy, Trade and Industry (METI). Several concentric lean staged burners have been developed and evaluated through CFD analysis, spray tests, and single sector combustion tests. Combustor performance has been evaluated through multi sector tests with the combination of the burner and several combustor configurations. One of the burner and the combustor combinations showed about 63% NO_x reduction potential from ICAO CAEP4 regulation. With this combustor specification, annular combustor test has been performed in JAXA AP6 test cell to raise the technical readiness level. This paper describes the annular test result together with the brief introduction on burner development activities through burner tests and multi sector tests.

Key Words: NO_x, combustor, fuel staging, concentric burner

1. はじめに

航空機の増加に伴い航空エンジンでも環境適合性が強く要求されるようになっており、Fig.1に示すようにICAO (International Civil Aviation Organization) が定めるNO_x排出規制¹⁾は年々厳しくなる傾向にある。このような状況の中で、各エンジンメーカーは市場に競争力があるエンジンを投入するために競って低エミッション燃焼器の技術開発を進めている。

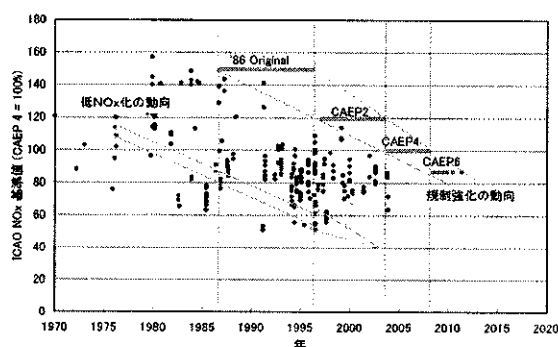


Fig.1 Trends of ICAO regulation and NO_x emission level of existing engines

現在、経済産業省主導で推進されている推力10000lb級の環境適応型小型航空機用エンジン研究開発(小型エコエンジン)プロジェクト²⁾において、当社は希薄燃焼方式をベースとし、排ガスレベルをICAO CAEP4規制値に対し下記レベルまで低減することを目標として燃焼器開発を進めている。

NO_x: -50%減, THC, CO: -10%減

Fig.2に一般的な燃焼器の開発ステップを示す。右上に進む程、技術成熟度が高く、より実機に近い完成度となる。コンセプト設計、希薄燃焼バーナー単体試験およびマルチセクタ燃焼器での性能検証試験を行った結果、燃焼器へ要求項目の一部についてはまだ未達成の項目があるものの、ほぼ目標性能をクリアする燃焼器を開発することができた。この燃焼器仕様に基づきアニュラ燃焼器を試作し、実温実圧の性能検証試験を行った。ここでは、アニュラ試験に供する燃焼器仕様を決定するまでの開発経緯の簡単な紹介とともに、アニュラ試験結果について報告する。

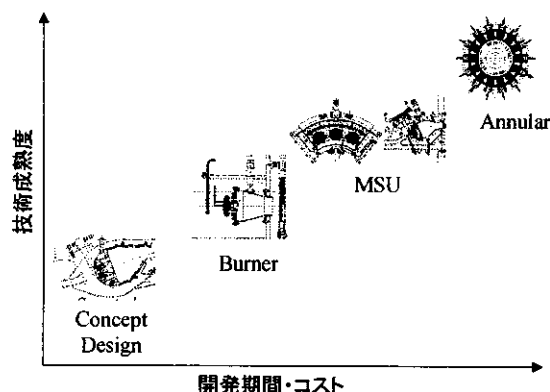


Fig.2 Combustor development step

2. 希薄燃焼器開発における技術課題

2.1 希薄燃焼バーナー

Fig.3に当社が開発している希薄燃焼バーナーの主断面図を示す。パイロット拡散バーナーを中心にして、その外周同軸上にメイン予混合バーナーを配置するコンセントリック

バーナーである。バーナー外径は63mmで、燃料噴射弁中心部にプレーンジェット方式のパイロット燃料噴射部を備え、その外周に互いに逆旋回2重のスワラによりパイロット燃料との混合気を形成させる。またメインバーナーにもプレーンジェット燃料噴射孔を周上等配置させ同旋回の2重スワラにより30mmの予混合ダクトにて空気と混合させている。

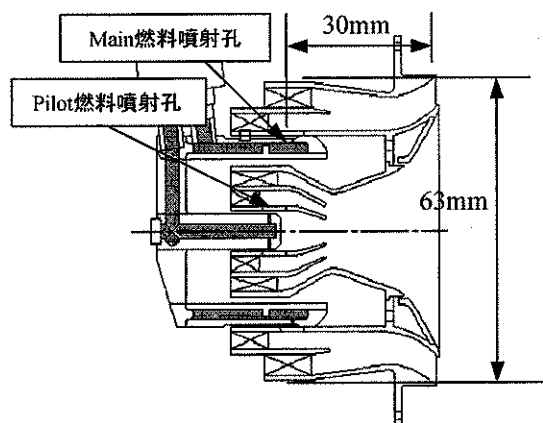
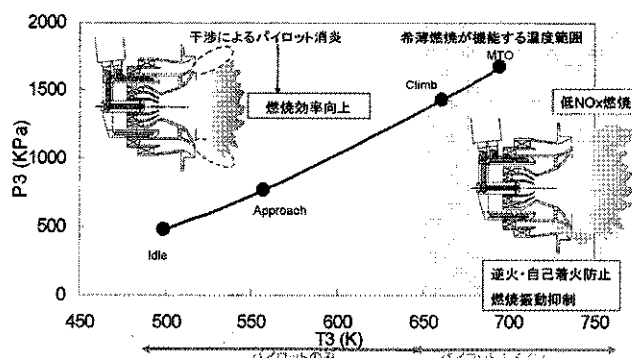


Fig.3 Section view of KHI concentric lean burn nozzle

2.2 技術課題



	Wa(kg/s)	T3(K)	P3(KPa)	AFR	T4(K)
Idle	4.52	458	343	93.0	874
Approach	8.89	551	742	74.0	1053
Climb	14.85	661	1424	47.6	1395
MTO	16.68	694	1668	41.8	1514

Fig. 4 Eco engine combustor operating conditions and lean burn nozzle technical issues

本希薄燃焼バーナーをエンジンにて運用する際の技術課題を、小型エコエンジンの燃焼器の作動条件とともにFig. 4に示す。低出力条件では、局所的に火炎温度を上げて燃焼効率を高く保つため、パイロットバーナーのみに燃料噴射して燃焼させる。この際、パイロット火炎が外周に覆うように存在する大量のメイン空気に触れてしまうと消炎作用により燃焼効率が低下する。また中間出力条件では、パイロット火炎によりメイン混合気の燃焼を補助する必要がある。この

二つの相反する事項を両立させるために、パイロット火炎とメイン空気の干渉度合を適正化することが技術課題となる。

一方、燃焼器の作動条件が高温高压となる高出力条件では、大量の空気が流れるメイン予混合ダクトにも燃料噴射し、希薄均質な混合気を形成させることにより、火炎温度を低下させて低NO_x化を図ることを狙っている。より均質な混合気を形成させるには予混合ダクトが長い方が有利であるが、逆火・自己着火の危険性が増加するため、より短いダクトにて如何に均質な混合気を形成させるかが技術課題となる。

燃焼領域の空燃比配分を作動条件に応じて最適に調整するには、燃料流量配分を可変にする必要があるが、本研究では実用化の際の燃料システムを簡素化することを念頭において、パイロットのみの運用とパイロット+メインの運用の切り替えステージングは中間出力における一回とし、パイロットとメインの燃料流量割合は1:9に固定した。

以下に、アニュア試験にて供する燃焼器仕様を決定するまでに行ったバーナー単体開発試験およびマルチセクタ試験結果についてトピックを簡単に紹介し、最後にアニュア試験結果について報告する。

3. バーナー単体開発試験

パイロットのみで燃焼させる際には、メイン空気による消炎を抑制することが課題であることは述べた。ここでは、その工夫例との効果について説明する。

パイロットのみで燃焼させているとき、メイン空気による消炎を抑制する工夫として、Fig. 5に示すようにパイロットバーナーとメインバーナーの間に設けたスリットから空気を噴射し、パイロット噴霧を外周側のメイン流入するのを遅らせるようにした。Fig. 6にスリット空気の有無に対する空気流れ場PIV計測結果およびMie散乱による燃料分散分布を示す。左側の図では、スリット空気が噴射されている様子が計測されており、この空気があることにより、パイロット燃料がメイン空気へ流入するのを遅らせている様子が伺える。Fig. 7は燃料噴射弁にかかる圧力損失が入口全圧の3%と5%の2条件について燃焼効率を計測した結果であるが、スリット空気がある噴射弁(図中 青)は高い燃焼効率を示しメイン空気により消炎作用が抑制されていることがわかる。

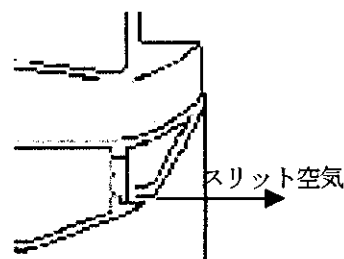


Fig.5 Slit air arrangement between pilot and main burners

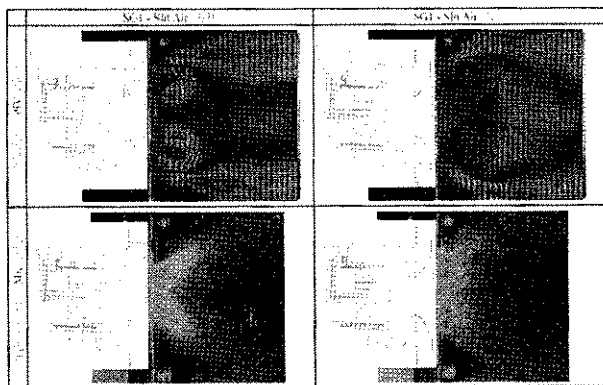


Fig.6 Burner flow field measured by PIV and spray displacement measured by Mie scattering with/without slit air arrangement

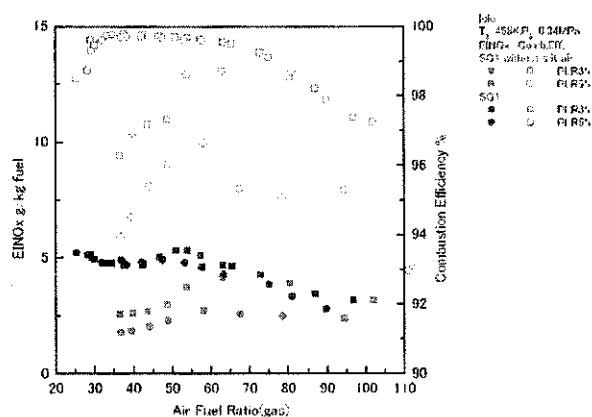


Fig.7 Burner combustion efficiency with/without slit air arrangement

4. マルチセクタ試験

単体のバーナー試験により性能向上を図った燃焼噴射弁を、燃焼器としての性能を評価するためマルチセクタ燃焼器に搭載し燃焼試験を行ったところ、予想に反して単体で試験で示した燃焼効率を達成できず、大幅な劣化を示した。この原因を以下のように推定する。

希薄燃焼燃料噴射弁には、燃焼器への流入空気への多くの割合が流入することになる。現時点で主流である拡散燃焼器においては燃料噴射弁から流入する空気は約10～15%程度にあるのに対し、本エコエンジン燃焼器の場合は、燃焼器流入空気の約50%程度を燃料噴射弁から流入させる設計となっている。燃料噴射弁近傍の空気量が多く、かつ燃料噴射弁出口直後で空気は強い旋回が残っているため、隣接する燃料噴射弁間の流れの干渉が発生して、噴射弁単体状態での良好な流れ場が形成されなくなったのが燃焼効率低下の原因と推定した。

この劣化を抑制するための対策として、Fig.8に示すようにバーナー間にパーティションウォールを配置し、バーナー間の流れの干渉を物理的に抑制した。ただし、地上着火や高空再着火においては、イグナイタによるバーナーの点火後、隣接するバーナーへ火炎伝播していく必要があるた

め、最低限の干渉は必要であり、パーティションウォールの中心部には長孔をあけた。本パーティションウォールの長さや長孔の大きさ位置については現時点では最適化されていないが、この対策により、特にアイドル条件での燃焼効率は格段に向上した。Fig.9にICAO LTOサイクルに基づく排ガスレベルを圧力比がほぼ同じ代表的な現行エンジンでの結果と比較して示す。希薄燃焼器の特徴の1つであるSmokeの低減が顕著であり、またNOx排出値はCAEP4規制値の約63%減をマルチセクタ形態で達成した³⁾。

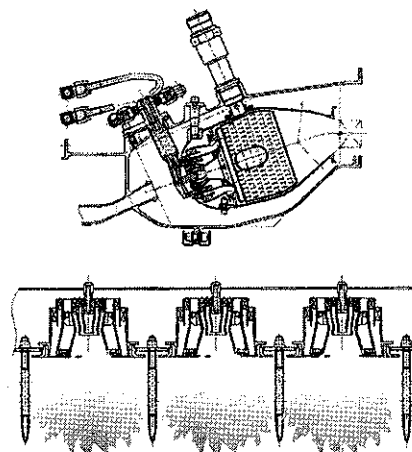


Fig.8 Partition walls placed between burners to improve combustion efficiency

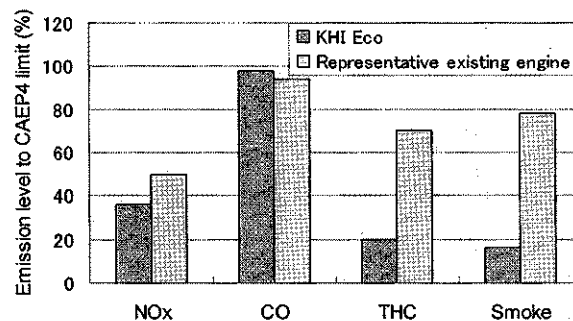


Fig.9 Emission level against ICAO CAEP4 limit

5. アニュラ試験

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が所有するAP6号館環状燃焼器試験設備において、2007年12月に実圧実温度アニュラ試験を実施した。試験に供した燃焼器は、前項で示したセクタ燃焼器の仕様に基づいた燃焼効率維持のためパーティションウォールを燃料噴射弁間に配置したものである。

通常の開発ステップとして、Fig.2に示すようにセクタ形態での課題を解決した後、環状試験にステップアップするのが定石である。しかしながら、前項で説明したように、シングルセクタ形態からマルチセクタ形態へ移行した際に経験した性能劣化と同様な事象が、アニュラ形態への移行の際に発生するか否かを事前に調査するため、初期型仕様に基づ

づくアニュラ燃焼器を試作して性能試験を実施した。その後、現時点で既に判明している課題とアニュラ試験により判明した課題を含めて解決するため、再びマルチセクタ形態に立ち戻り開発を行って燃焼器最終仕様を決定し、その最終仕様のアニュラ燃焼器試験により性能実証を行う予定である。Fig.10に試作した初期型アニュラ燃焼器および燃焼試験状況を示す。

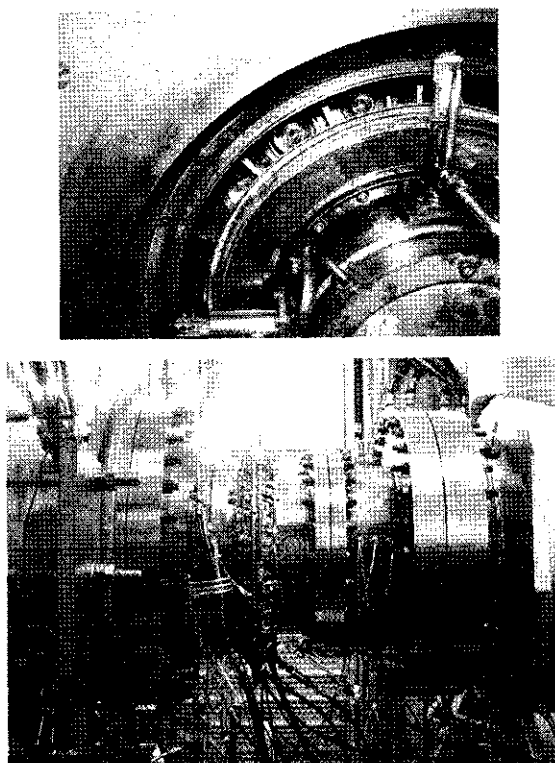


Fig.10 Annular combustor and annular test unit installed into JAXA AP6 test cell

Table.1にセクタ燃焼器形態試とアニュラ形態での主な試験結果の比較を示す。Table.1において圧力損失は燃焼器全体圧損であり、Fig.11において区間aの全圧差をディフューザ出口全圧P3で除した値である。そしてライナ圧損は区間c1あるいはc2の全圧差をディフューザ出口全圧で除した値である。今回の試験では区間c1とc2において相違はなかった。燃焼器ライナ圧力損失(区間c1およびc2の圧力損失)は約3%程度でアニュラとマルチセクタで同程度であるが、燃焼器全体圧損(区間aの圧力損失)がアニュラ試験では低減する結果となった。これはアニュラ形態では区間b1、b2のディフューザ圧損が低減したことによる。これに伴い、燃焼器のほぼ全体圧力損失に相当する圧力差がかかる燃料噴射弁においては、通過空気量はアニュラ形態ではセクタ形態よりも少なくなり、燃料噴射弁はセクタでの設定値よりも燃料過濃な条件で作動することになった。言い換えるとアニュラ形態ではセクタ形態と比較して同じ空気条件であっても燃料噴射弁近傍は火炎温度の高い状態で燃焼することになる。このため、燃焼効率などの排ガス特性に影響が生

じている。

MCL条件での燃焼効率はセクタ形態では99.4%程度であったのがアニュラ形態では0.2%改善する結果となり、またICAOの規定するLTOサイクルにおける排ガス特性は、火炎温度の上昇によりNO_x排出量の規制値CAEP4の63%減から55%へ増加したがプロジェクト目標値内には収まる結果となっている。未燃成分は減少して改善され、特にCO成分の低減が顕著となった。

Table.1 Comparison on major combustor performance items between multi sector rig and annular rig tests

主アイテム	プロジェクト目標	セクタ	初期型アニュラ
圧力損失	4.73%以下 (ライナ2.73%以上)	5.8% (2.9%)	5.3% (3.0%)
LTOサイクル排ガス特性	NO _x : -50%CAEP4 THC: -10%CAEP4 CO: -10%CAEP4	NO _x : -63% THC: -80% CO: -2%	NO _x : -55% THC: -83% CO: -24%
燃焼効率(MCL)	99.9%	99.4%	99.6%
高空着火	25kftで着火	20kft (空気減25kft)	未実施

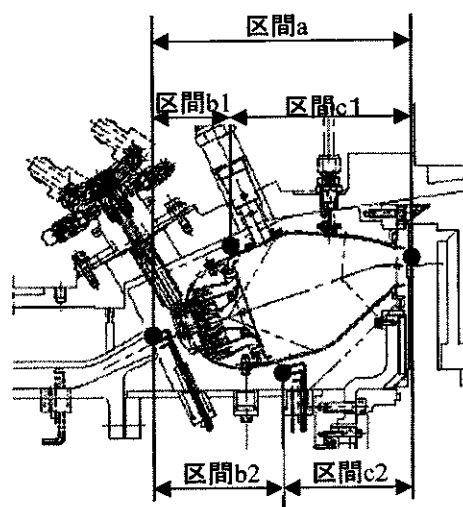


Fig.11 Pressure measurement locations

6. 今後の計画

今回実施したアニュラ形態での試験では、セクタ形態での試験からディフューザ性能が変わることにより燃焼器内へ流入する空気量配分が変化し、燃焼特性に影響を与えた。しかしながら、シングルセクタ形態からマルチセクタ形態で経験をしたような大きな性能劣化が発生しないことが判明したことは今後の改良設計作業においては安心材料である。

今後は、今回のアニュラ形態での試験で得られたデータをベースに空気量配分を適正化するとともに、燃焼効率の劣化を抑制するために暫定的に装着した燃料噴射弁間に配置したパーティションウォールの短縮化あるいは除去に

向けて研究開発を進めていく。その開発を実施するにあたり、バーナー単体試験およびマルチセクタ形態での試験に戻って燃焼器性能の向上させ、燃焼器の最終仕様を決定した後、再度アニュラ試験を行って希薄燃焼器の性能実証を行う計画である。

参考文献

- 1) ICAO Annex 16 Vol. II: "Aircraft Engine Emissions"(1993)
- 2) AJCPP2006-22011 Tetsuji F. and Osamu F. "Research and technology Development in Japanese Environmentally Compatible Engine for Small Aircraft Project"
- 3) IGTC2007 Tokyo TS-142 Ogata H. Oda T., Horikawa.A., and Kinoshita Y. "Development of partial lean staged combustor for small Environmentally Compatible Engine"

謝辞

本研究開発は、経済産業省の課題設定型産業技術開発費助成事業による「環境適応型小型航空機用エンジン研究開発」について、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)との共同研究により実施したものです。本研究の実施にあたり、ご指導とご協力をいただいた経済産業省、NEDO、JAXAおよび多くの関係者各位のご厚誼に対し、深く感謝の意を表します。

Thin Reaction Zone 火炎を対象とした乱流予混合燃焼モデル

*室田 知也(日立)

Turbulent Premixed Combustion Model for Thin Reaction Zone Regime

*Tomoya MUROTA (Hitachi)

ABSTRACT

Turbulent premixed flames of gas turbine combustors are mainly classified into the Thin Reaction Zone (TRZ) regime and they are sometimes classified into the Corrugated Flamelets (CF) regime or the Wrinkled Flamelets (WF) regime when turbulence is weak. Then the turbulent premixed combustion model which can treat both TRZ, CF and WF flames was developed in this study. The diffusion enhancement effect by turbulent eddies within the preheat zone, the flame stretch effect and the increasing rate of flame surface area were modeled here. The verification analysis was done for the TRZ flame stabilized by a bluff body and it was confirmed that the numerical result calculated using the developed model was excellently corresponding to the experimental data.

Key words: Turbulent Premixed Flame, Combustion Model, Numerical Simulation

1. 緒言

工業製品の性能や信頼性を向上するために、数値解析技術の重要性が高まっている。数値解析により検証試験や試作の回数を減らすことで、開発期間の短縮や開発費用の削減が期待できる。

産業用ガスタービン燃焼器の開発においても数値解析への期待は大きい。ガスタービン燃焼器の開発では、エネルギー資源の有効活用や燃料費の削減を目的とする燃料多様化への対応と、環境負荷を緩和するための窒素酸化物の排出量低減が課題となっている。これらの課題の解決には多くの検証試験や試作が必要で、その一部を数値解析で代替することが求められている。

しかしガスタービン燃焼器の数値解析で扱う乱流燃焼現象は、熱と流れと化学反応とが相互に影響しあう複雑な現象であり、数値解析で用いる乱流燃焼モデルは未だに開発途上にある。特にガスタービン燃焼器における乱流予混合火炎は、後述のように燃焼ダイアグラム^[1]上の Thin Reaction Zones (TRZ) 火炎であり、TRZ 火炎に関する乱流燃焼モデル^{[2][3]}の検討は十分にはなされていない。

そこで本研究では TRZ 火炎を対象とする乱流予混合燃焼モデルを開発する。なお、ここでは乱流モデルに Large Eddy Simulation (LES)を用いることを前提とする。

2. 乱流予混合燃焼モデルの開発

2.1 乱流予混合火炎の分類とモデル化の範囲

乱流予混合火炎の形態は、層流火炎厚さ δ_L に対する乱流積分スケール Λ の比と、層流燃焼速度 S_L に対する乱流強度 u' の比を用いて Fig.1 のように分類される^[1]。図中の Ka_η は Kolmogorov スケール η に対応する渦の速度勾配に対して定義された Karlovitz 数であり、次式で表される。

$$Ka_\eta = \frac{\delta_L}{S_L} \frac{v}{\eta^2} \approx \left(\frac{\delta_L}{\eta} \right)^2 \approx \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{3/2} \left(\frac{\Lambda}{\delta_L} \right)^{-1/2} \quad (1)$$

ここで ν は動粘性係数である。また層流火炎厚さは次式で

定義される。

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L} \quad (2)$$

ここで λ は熱伝導率、 ρ_u は未燃状態での密度、 C_p は定圧比熱である。

Wrinkled Flamelets (WF) と Corrugated Flamelets (CF) は $Ka_\eta \leq 1$ の領域の乱流火炎である。Karlovitz 数 Ka_η は式(1)のように Kolmogorov スケールに対する火炎厚さの比の二乗なので、この領域の火炎の厚さは Kolmogorov スケールよりも小さい。そのため火炎面は乱流渦により波打ち変形するが、火炎帯の内部構造は乱流渦の影響をあまり受けず、層流火炎と大差ない構造となる。特に $u' \leq S_L$ の領域の WF 火炎では、火炎要素の局所的な燃焼速度は層流燃焼速度とほぼ等しく、火炎面がしわ状に変形して面積が増大した分だけ乱流燃焼速度が増加すると考えられている。

また $u' > S_L$ の領域の CF 火炎においても、火炎面積の増大は乱流燃焼速度を増加させる効果を持つ。一方、この領域では乱流渦の速度勾配が大きくなるので、火炎面近傍の速度勾配と火炎面の曲率に起因する火炎伸張の影響が無視できなくなる。火炎伸張は火炎要素の局所的な層流燃焼速度を低下させる効果を持つ。

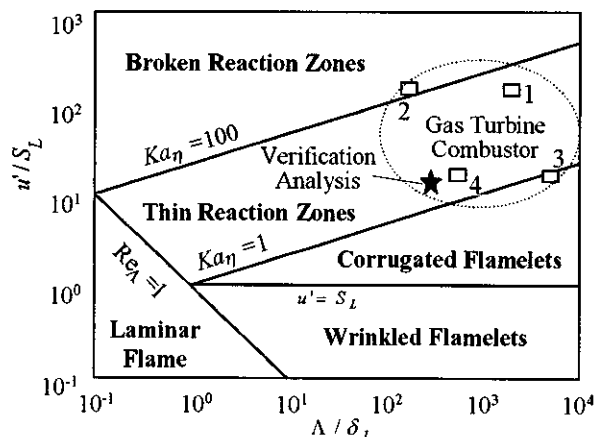


Fig.1 Diagram of premixed turbulent combustion regimes

Table 1 Turbulent flame parameters of gas turbine combustor

No.	T_u [K]	p [MPa]	ϕ [-]	S_L [m/s]	δ_L [m]	u' [m/s]	Λ [m]	Ka_n [-]
1	673	1.5	0.5	0.07	7.0×10^{-5}	10	0.1	44
2							0.01	140
3			1	0.54	1.5×10^{-5}		0.1	1
4							0.01	3

Thin Reaction Zones (TRZ)は $1 < Ka_\eta \leq 100$ の領域の乱流火炎である。この領域の乱流渦は火炎厚より小さく、そのため火炎帯の予熱領域に進入して予熱領域内を攪拌し、火炎帯の構造を変化させて火炎帯の厚みを増加させる。しかし乱流渦は反応領域に達するまでに消散してしまい、反応領域は乱流渦の影響を受けない。TRZ 火炎では火炎伸張が乱流燃焼速度の減少に寄与し、その一方で火炎面積の増大と、乱流渦による予熱領域での熱とラジカルの拡散促進とが、乱流燃焼速度の増加に寄与する^[3]。

Broken Reaction Zones (BRZ)は $100 < Ka_\eta$ の領域の乱流火炎である。この領域では乱流渦は火炎帯内の反応領域内に進入してその構造を変化させる。BRZ 火炎の内部構造は十分には解明されていない。

ガスタービン燃焼器の乱流予混合火炎の火炎形態に関するパラメータの一例を Table 1 に示す。ここで T_u は未燃ガス温度、 p は圧力、 ϕ は当量比であり、燃料をメタンとして層流燃焼速度と層流火炎厚さを算出した。乱流強度と乱流積分スケールは推測値である。Karlovitz 数は1~100程度の値となる。Table 1の内容をFig.1に□印でプロットした。図中の番号はTable 1の番号に対応する。ガスタービン燃焼器の乱流予混合火炎が概ね TRZ 火炎に属していることがわかる。

以上よりガスタービン燃焼器の乱流予混合火炎は概ね TRZ 火炎である。また局所的に乱れが弱い領域では CF 火炎あるいは WF 火炎になることも予想される。そこで本研究では、TRZ, CF, WF 火炎を包括的に扱う燃焼モデル(以降 TRZ モデルと称する)を開発する。また比較検討のため、CF, WF 火炎のみを対象とする燃焼モデル(以降 CF モデル)も合わせて開発する。

2.2 乱流予混合燃焼モデルの全体像

乱流予混合燃焼の LES では、未燃状態と既燃状態の識別に反応進行度 G を用いる。本研究では反応進行度を既燃気体の質量分率として定義する。反応進行度の輸送方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{G}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{G}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\rho} (D + D_{sgs}) \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_i} + \bar{w}_G \quad (3)$$

ここで ρ は密度、 u_i は速度ベクトルの i 方向成分、 D は拡散係数、 D_{sgs} はSubgrid Scale (SGS)拡散係数、 w_G は反応進行度の生成速度である。また $\bar{\psi}$ は物理量 ψ の空間平均フィルター値、 $\tilde{\psi}$ はFavre 平均フィルター値である。乱流予混合燃焼モデルでは、生成速度の空間平均フィルター値 $\bar{w}_G$ を具体的に定式化する必要がある。

ここで火炎の伝播速度が S_L^* である一次元の定常予混合火炎を想定し、反応進行度の輸送方程式

$$\rho_u S_L^* \frac{\partial G}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \rho D \frac{\partial G}{\partial x} + w_G \quad (4)$$

を距離 x に関して積分すると次の関係が得られる。

$$\rho_u S_L^* = \int_{-\infty}^{\infty} w_G dx \quad (5)$$

次に体積が V の計算セルについて考える。計算セル内の火炎の表面積を A 、火炎の局所的な伝播速度を S_L^* とし、計算セル内の火炎を一次元火炎の集合体とみなして式(5)を用いて w_G の空間平均フィルター値 $\bar{w}_G$ を計算する。

$$\bar{w}_G = \frac{1}{V} \int_{cell} w_G dV = \frac{A}{V} \int_{-\infty}^{\infty} w_G dx = \rho_u S_L^* \Sigma \quad (6)$$

$$\Sigma = A/V \quad (7)$$

ここで Σ は計算セル内の火炎面積密度である。

LES の計算では空間の解像度がグリッドスケール Δ (メッシュ幅程度のサイズ)しかないため、計算セル内の火炎面の凹凸を考慮した表面積 A を幾何計算で直接算出することはできない。そこで火炎面積増大率 Ξ を導入して火炎の表面積 A を次式のようにモデル化する。

$$A = \Xi \bar{A} \quad (8)$$

ここで $\bar{A}$ は計算セル内の火炎の凹凸を無視して得られた見かけの火炎面積である。火炎面積増大率を用いると火炎面積密度 Σ は次式となる。

$$\Sigma = \Xi \bar{\Sigma} \quad (9)$$

$$\bar{\Sigma} = \bar{A}/V \quad (10)$$

TRZ 火炎の局所的な伝播速度 S_L^* は、火炎伸張の効果と、乱流渦による予熱領域での拡散促進効果の影響を受ける。そこで火炎伸張を受けていない平面層流火炎の伝播速度を S_L^0 として、 S_L^* を次式でモデル化する。

$$S_L^* = IJS_L^0 \quad (11)$$

ここで I は火炎伸張効果、 J は乱流渦による予熱領域の拡散促進効果である。

以上をまとめると生成速度の空間平均フィルター値 $\bar{w}_G$ は以下のように定式化される。

$$\bar{w}_G = \rho_u I \Xi \bar{\Sigma} S_L^0 \quad (12)$$

ここで更にモデル化が必要なのは、予熱領域の拡散促進効果 J 、火炎伸張効果 I 、火炎面積増大率 Ξ である。

2.3 予熱領域の拡散促進効果

予熱領域の拡散促進効果 J のモデルとして、本研究では Kim & Menon が LES 用に開発したモデル^[2]を採用する。

ここでは火炎伸張の影響を受けない平面状の TRZ 火炎を想定し、その伝播速度を S_L^0 とする。すると予熱領域での拡散促進効果は次式で表される。

$$J = S_L^0 / S_L^0 \quad (13)$$

火炎伸張の影響を受けていない平面層流火炎の火炎帯の厚さを $c_\delta \delta_L^0$ と表す。ここで c_δ は比例係数であり δ_L^0 は次式で定義する。

$$\delta_L^0 = \frac{\lambda_i}{C_{Pi}\rho_u S_L^0} \quad (14)$$

ここで下付き添え字の i は火炎中で温度勾配が最大となる位置での値であることを示す。同様に平面 TRZ 火炎の厚さを $c_\delta \delta_L^0$ とする。

$$\delta_L^{*0} = \frac{\lambda_i^*}{C_{Pi}\rho_u S_L^{*0}} \quad (15)$$

ここで λ_i^* は次式に示す実効熱伝導率である。

$$\lambda_i^* = \lambda_i + \lambda_e(c_\delta \delta_L^{*0}) \quad (16)$$

ここで $\lambda_e(l)$ は大きさが l 以下の乱流渦による渦熱伝導率である。

平面層流火炎においても平面 TRZ 火炎においても、燃焼反応に関わる化学反応の特性時間 τ_{chem} は変わらないと仮定すると、次の関係が得られる。

$$\tau_{chem} \propto \frac{\delta_L^0}{S_L^0} = \frac{\delta_L^{*0}}{S_L^{*0}} \quad (17)$$

式(13)(14)(15)(17)より、拡散促進効果は次式となる。

$$J = \sqrt{\frac{\lambda_i^*}{\lambda_i}} = \sqrt{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_i} \frac{\nu_e(c_\delta \delta_L^{*0})}{\nu_i}} \quad (18)$$

ここで Pr , Pr_i はそれぞれ Prandtl 数、乱流 Prandtl 数であり、 ν_i は動粘性係数、 $\nu_e(l)$ は大きさが l 以下の乱流渦による渦動粘性係数である。

渦動粘性係数の計算に Smagorinsky モデルを援用する。グリッドスケールを l とすると、渦動粘性係数は次式となる。

$$\nu_e(l) = (C_S l)^2 |S_e(l)| \quad (19)$$

ここで C_S は Smagorinsky 定数、 $|S_e(l)|$ はグリッドスケール l における速度歪率テンソルの絶対値である。

Kolmogorov スケール η_i および粘性散逸率 ε に関する以下の式を用いると、

$$\eta_i = \left(\frac{\nu_i^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (20)$$

$$\varepsilon = (C_S l)^2 |S_e(l)|^3 \quad (21)$$

渦動粘性係数は次式で表される。

$$\nu_e(l) = \left(\frac{C_S l}{\eta_i} \right)^{4/3} \nu_i \quad (22)$$

これを式(18)に代入すると次式が得られる。

$$J = \sqrt{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_i} \left(\frac{C_S c_\delta \delta_L^0}{\eta_i} \right)^{4/3}} J^{4/3} \quad (23)$$

あとは式(23)を J に関して代数的に解けばよい。

火炎帯厚さに関する比例係数 c_δ は、予混合火炎に関する HTA (Hyperbolic Tangent Approximation) 理論^[4]より $c_\delta = 4$ とする。

以上が TRZ, CF, WF 火炎を包括的に扱う TRZ モデル用の拡散促進効果のモデルである。なお、CF, WF 火炎のみを対象とする CF モデルでは $J = 1$ とする。

2.4 火炎伸張効果

はじめに CF 火炎および WF 火炎を対象に火炎伸張モデルを構築する。ここでは火炎伸張効果 I を次式でモデル化する^[5]。

$$I = \frac{S_L}{S_L^0} = \frac{1}{1 + MaKa} \quad (24)$$

ここで S_L は伸張火炎の伝播速度、 S_L^0 は非伸張火炎の伝播速度、 Ma は Markstein 数、 Ka は Karlovitz 数である。

Markstein 数は次式でモデル化する^[6]。

$$Ma = (\theta + 1) \frac{\ln(\theta + 1)}{\theta} + \frac{Ze(Le - 1)}{2\theta} \int_0^1 \frac{\ln(1 + \theta s)}{s} ds \quad (25)$$

$$\theta = \frac{T_b^0 - T_u^0}{T_u^0} = \frac{\rho_u^0 - \rho_b^0}{\rho_b^0} \quad (26)$$

ここで Ze は Zel'dovich 数、 Le は Lewis 数である。また下付き添え字の u および b はそれぞれ未燃、既燃状態であることを示し、上付き添え字の 0 は非伸張火炎に対する値であることを示す。

Karlovitz 数は次式で定義する。

$$Ka = \frac{K \delta_L^0}{S_L^0} \quad (27)$$

ここで K は火炎伸張率であり、次式で与えられる。

$$K = -[\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{n})] \cdot \mathbf{n} + \nu_n (\nabla \cdot \mathbf{n}) \approx \left| n_i n_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right| + S_L \sigma \quad (28)$$

ここで ν_n は火炎面の法線方向移動速度、 n_i は火炎面の法線ベクトル、 σ は火炎面の曲率である。火炎伸張率は速度勾配の効果 K_S と曲率の効果 K_C に分離できる。

$$K_S = \left| n_i n_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right| \quad (29)$$

$$K_C = S_L \sigma \quad (30)$$

CF 火炎と WF 火炎では、乱れの最小スケール渦は火炎帯の厚さよりも大きい。そのため火炎帯全域が最小スケール渦の速度勾配の影響を受ける。宮内&店橋による各種乱流場の DNS (Direct Numerical Simulation) の結果では、乱れの最小スケール渦は Kolmogorov スケール η の約 10 倍の直径を持つ Burgers 渦である^[7]。そこで本研究では、乱れの最小スケール渦の大きさを $c_M \eta$ と表記し、 $c_M \approx 10$ とする。ここで最小渦の軸方向を ξ_1 軸とし、それに垂直な方向に ξ_2 軸、 ξ_3 軸を設定する。このとき ξ_2 軸上の速度は ξ_3 軸に平行とみなせるので K_S は次のように書ける。

$$K_S = \left| n_{\xi 3} n_{\xi 2} \frac{\partial u_{\xi 3}}{\partial \xi_2} \right| \quad (31)$$

最小スケール渦の速度歪率は式(21)より次式で表される。

$$\frac{\partial u_{\xi 3}}{\partial \xi_2} = |S_e(c_M \eta)| = \left(\frac{\varepsilon}{(C_S c_M \eta)^2} \right)^{1/3} \quad (32)$$

また、火炎面の法線ベクトルの向きが最小渦の位置とは無関係にランダムに決まると仮定して平均をとると K_S は最終的に次式で計算できる。

$$K_S = \frac{2}{3\pi} \left(\frac{\varepsilon}{(C_S c_M \eta)^2} \right)^{1/3} \quad (33)$$

火炎面の曲率に起因する火炎伸張率 K_C については、火炎面の曲率半径が最小渦の大きさに比例すると仮定して次式で与える。

$$K_C = c_c \frac{S_L}{c_M \eta} \quad (34)$$

ここで c_c はモデルパラメータである。

以上が CF モデル用の火炎伸張モデルである。次に TRZ モデル用に火炎伸張モデルを拡張する。TRZ 火炎に対しては火炎伸張率 I を次式で与える。

$$I = \frac{S_L^*}{JS_L^0} = \frac{1}{1 + Ma^* Ka^*} \quad (35)$$

ここで S_L^* は伸張 TRZ 火炎の伝播速度、 Ma^* は実効 Markstein 数、 Ka^* は実効 Karlovitz 数である。

実効 Markstein 数は、乱流渦による予熱領域での拡散促進効果の影響を Lewis 数効果に反映させ、次式で計算する。

$$Ma^* = (\theta + 1) \frac{\ln(\theta + 1)}{\theta} + \frac{Ze(Le^* - 1)}{2\theta} \int_0^1 \frac{\ln(1 + \theta s)}{s} ds \quad (36)$$

ここで Le^* は乱流渦による拡散促進効果を考慮した実効 Lewis 数であり、次式で計算する。

$$Le^* = \frac{\frac{\lambda_u}{\rho_u C_{Fu}} + \frac{1}{Pr_t} (J^2 - 1) \nu_i}{D + \frac{1}{Pr_t} (J^2 - 1) \nu_i} \quad (37)$$

実効 Karlovitz 数は次式で与える。

$$Ka^* = \frac{\delta_L^0}{S_L^0} (K_S^* + K_C^*) = \frac{\delta_L^0}{S_L^0} (K_S^* + K_C^*) \quad (38)$$

TRZ 火炎において火炎伸張に寄与するのは、火炎帯の厚さと同程度の大きさの渦であると考えられる。乱れの最小スケール渦は火炎帯の厚さよりも小さく、火炎帯の内部に侵入して消散してしまうので、火炎帯全域にわたる現象である火炎伸張には寄与しない。本研究では火炎伸張に寄与する渦スケールを l_{fs} と表記する。TRZ, CF, WF 火炎の全てに適用できるモデルとするため、ここでは l_{fs} を次式で与える。

$$l_{fs} = \max(c_M \eta, c_\delta J \delta_L^0) \quad (39)$$

速度勾配に起因する火炎伸張率は次式で計算できる。

$$K_S^* = \frac{2}{3\pi} \left(\frac{\varepsilon}{(C_S l_{fs})^2} \right)^{1/3} \quad (40)$$

火炎面の曲率に起因する火炎伸張率は次式で与える。

$$K_C^* = c_c \frac{S_L^*}{l_{fs}} \quad (41)$$

以上が TRZ モデル用に拡張した火炎伸張モデルである。

2.5 火炎面積増大率

乱流予混合火炎の火炎面は次式に示すフラクタル特性を備えており、本研究ではこの性質を利用して火炎面積増大率 Ξ をモデル化する。

$$\Xi = \frac{A}{\bar{A}} = \left(\frac{\Delta}{l_{ic}} \right)^{D_F - 2} \quad (42)$$

ここで A は計算セル内の火炎の実際の表面積、 $\bar{A}$ はグリッドスケール Δ で火炎面を粗視化したときの見かけの表面積である。 D_F はフラクタル次元で 2.2–2.3 程度の値^{[8][9]}である。また l_{ic} はインナーカットオフスケールで、フラクタル特性が成り立つ最小のスケールである。

Gülder^[10]や吉山ら^[11]によると、インナーカットオフスケールは Kolmogorov スケールの約 10 倍である。店橋ら^[12]が指摘するように、インナーカットオフスケールは乱れの最小スケール渦の大きさ $c_M \eta \approx 10\eta$ に対応するものと考えられる。そこで CF モデルにおいては、インナーカットオフスケールを

$$l_{ic} = c_M \eta \quad (45)$$

で与える。

ただし TRZ 火炎においては、乱れの最小スケール渦は火炎帯の内部に侵入して消散するので、火炎面の変形には寄与しない。TRZ 火炎の火炎面の変形に寄与するのは、火炎帯の厚さと同程度の大きさの渦と考えるのが妥当であり、インナーカットオフスケールも火炎帯の厚さ程度と考えられる。そこで TRZ モデルではインナーカットオフスケールを次式でモデル化する。

$$l_{ic} = \max(c_M \eta, c_\delta J \delta_L^0) = l_{fs} \quad (46)$$

3. 検証解析

3.1 検証対象

ここでは Fig.2 に示すプラフボディ火炎の実験体系^[13]を対象に検証解析する。検証体系の条件を Table 2 に示す。ここで u_m は流入速度である。また Fig.1 に本体系の条件を★印でプロットした。本体系への流入気体は 600K に予熱されたプロパンと空気の混合気体で、当量比は 0.6 である。Karlovitz 数 Ka_η の概算値は 3 である。Fig.1 より本体系の火炎は TRZ 火炎に該当する。

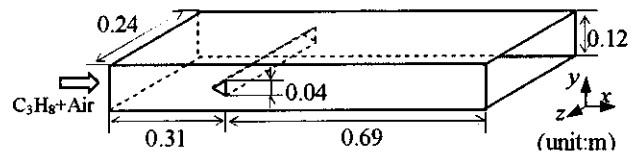


Fig.2 Computational Domain

Table 2 Condition of verification analysis

Fuel	T_u [K]	p [MPa]	u_m [m/s]	ϕ [-]	S_L [m/s]	δ_L [m]	u' [m/s]	Λ [m]	Ka_η [-]
C_3H_8	600	0.1	35.5	0.6	0.8	1.3×10^{-4}	10	0.04	3

3.2 解析条件

乱流予混合燃焼モデルには TRZ, CF, WF 火炎を包括的に扱う TRZ モデルと、CF, WF 火炎のみを対象とする CF モデルを用いた。

乱流モデルには LES を用い、SGS 応力モデルとしてダイ

ナミックプロシージャの一種の LISEA モデル^[14]を用いた。

空間の離散化には有限体積法を用いた。運動量の移流項は 4 次中心差分法で離散化し、4 次精度の Runge-Kutta 法で時間積分した。それ以外の物理量の移流項は流束制限関数付の 2 次精度差分法で離散化し、Euler 陽解法で時間積分した。拡散項は 2 次中心差分法で離散化し、Crank-Nicolson 法で時間積分した。

なお、計算コードはオープンソースの数値流体力学ツールキット OpenFOAM^[15]を用いて開発した。

3.3 解析結果

主流方向速度の時間平均値の分布を Fig.3 に示す。また時間平均温度の分布を Fig.4 に示す。速度および温度に関し、TRZ モデルは実験値をよく再現している。

CF モデルの結果は、速度、温度ともに TRZ モデルの結果に近いものとなっている。しかし Fig.3 の $x=0.376\text{m}$ での時間平均速度に関しては、CF モデルの結果は TRZ モデルよりも約 10m/s の過小評価となっており、そのため実験値との誤差も TRZ モデルに比べて大きくなっている。

また Fig.4 の $x=0.35\text{m}$ および $x=0.55\text{m}$ での温度分布では、CF モデルは TRZ モデルに比べて壁際の時間平均温度を過小評価する傾向がある。

Fig.5 に、瞬時の火炎面上における SGS 乱流燃焼速度 S_T と非伸張火炎の層流燃焼速度 S_L^0 との比の分布を示す。ここでは反応進行度が $\tilde{G} = 0.5$ の等値面を火炎面とした。また SGS 乱流燃焼速度は次式で定義した。

$$S_T = I \tilde{G} S_L^0 \quad (47)$$

CF モデルは TRZ モデルに比べて S_T / S_L^0 を全般的に過小評価している。CF モデルが TRZ モデルに比べて時間平均温度および時間平均速度を過小評価するのは、これが原因と考えられる。式(47)より、SGS 乱流燃焼速度は予熱領域での拡散促進効果 J 、火炎伸張効果 I 、火炎面積増大率 Ξ の影響を受ける。以下、これらの分布について調べる。

Fig.6 に予熱領域の拡散促進効果 J の火炎面上での分布を示す。TRZ モデルでは J は 1.0~1.2 程度の値となっており、これが TRZ モデルでの SGS 乱流燃焼速度の増大に寄与している。一方で CF モデルでは拡散促進効果は無視しており、 $J=1$ となっている。

Fig.7 に火炎伸張効果 I の火炎面上での分布を示す。 I が小さいほど SGS 乱流燃焼速度は低下する。CF モデルに比べて TRZ モデルでは I の値が大きめとなっている。このことも TRZ モデルでの SGS 乱流燃焼速度が CF モデルよりも大きくなる一因となっている。

Fig.8 に火炎面積増大率 Ξ の火炎面上での分布を示す。CF モデルに比べて TRZ モデルの火炎面積増大率は小さな値になっている。火炎面積増大率は火炎面のフラクタル特性を利用して式(42)を用いて算出するが、この際に用いるインナーカットオフスケールのモデルが、CF モデルと TRZ モデルとで異なるため、両者で火炎面積増大率の値に差が生

じた。

以上に示したように、TRZ モデルと CF モデルとでは SGS 乱流燃焼速度を計算する際に用いる予熱領域での拡散促進効果、火炎伸張効果、火炎面積増大率が異なる値を示す。今回の解析では、解析対象が燃焼ダイアグラム上で CF 火炎との境界に比較的近い位置にある TRZ 火炎であるため、TRZ モデルと CF モデルとの差は比較的小さかった。しかし Karlovitz 数がより大きい TRZ 火炎では、その差は顕著になると考えられる。

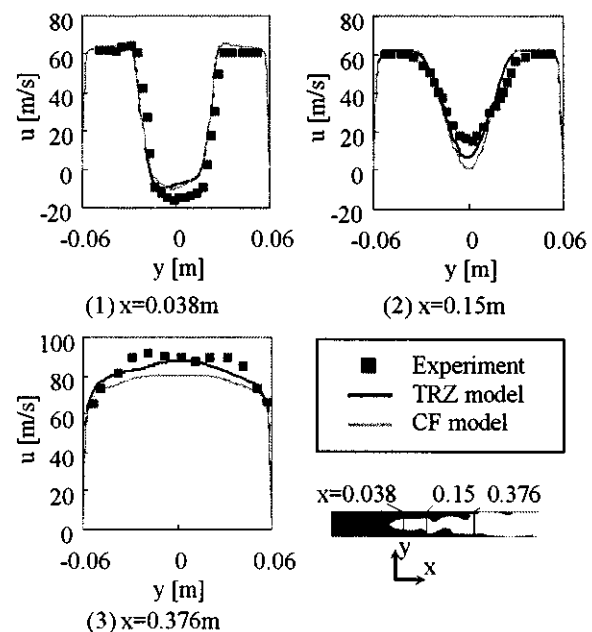


Fig.3 Mean velocity profile

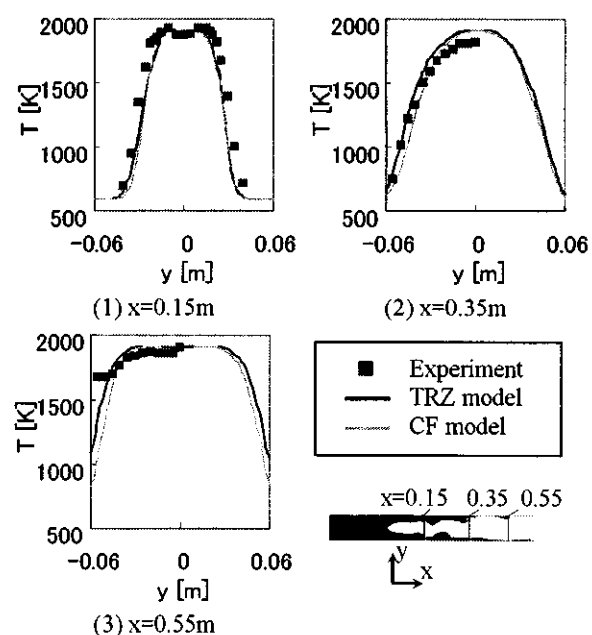


Fig.4 Mean temperature profile

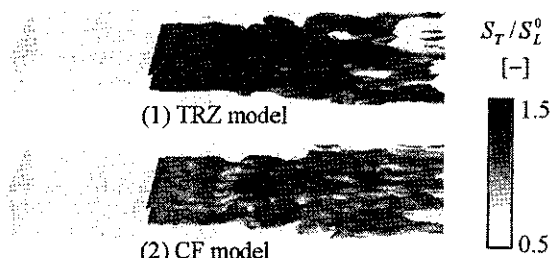


Fig.5 S_T/S_L^0 distribution on the flame surface

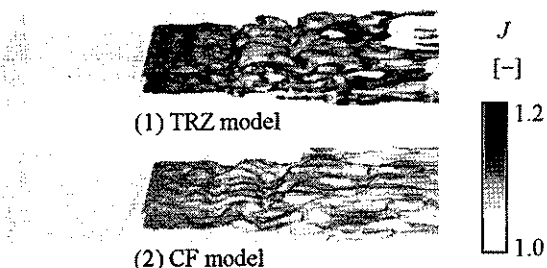


Fig.6 Diffusion enhancement effect within preheat zone

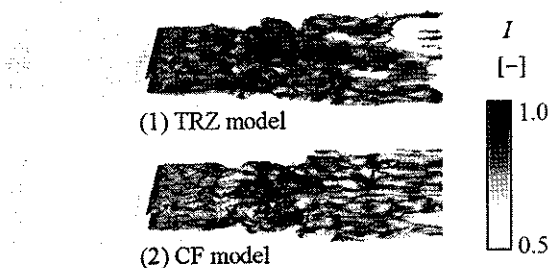


Fig.7 Flame stretch effect

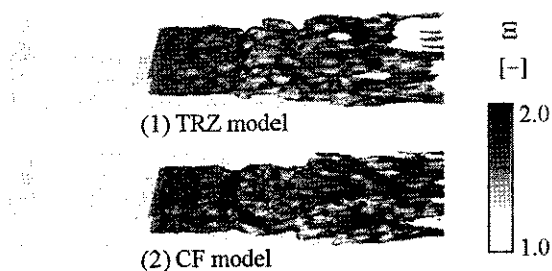


Fig.8 Rate of flame surface area increase

4. 結言

ガスタービン燃焼器における乱流予混合火炎の形態は概ね Thin Reaction Zones (TRZ) 火炎に該当し、局所的に乱れの弱い領域では Corrugated Flamelets (CF) 火炎、あるいは Wrinkled Flamelets (WF) 火炎に該当する。

そこで本研究では、TRZ、CF、WF 火炎を包括的に扱う乱流予混合燃焼モデルを開発した。本モデルでは、火炎帯の予熱領域内の乱流拡散促進効果、火炎伸張効果、火炎面積増大率をモデル化した。

TRZ 火炎に該当するブラフボディで保炎された乱流予混合火炎を対象に検証解析し、本モデルが速度分布、温度分

布ともに実験値を良好に再現することを確認した。

参考文献

- 1) Peters, N.: "Turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence", J. Fluid Mech., 384, (1999) pp.107-132.
- 2) Kim, W. L., Menon, S.: "Large-Eddy Simulation of Turbulent Premixed Flames in the Thin Reaction Zone Regime", ALAA Paper 99-2816 (1999)
- 3) Gülder, O. L.: "Contribution of small scale turbulence to burning velocity of flamelets in the thin reaction zone regime", Proc. Combust. Inst., 31 (2007) pp.1369-1375
- 4) 稲毛真一, 大塚雅哉: 新たな乱流燃焼モデルの提案とその評価(第1報, モデルの開発), 日本機械学会論文集中(B編), 61巻586号(1995) pp.324-331
- 5) Know, S., Tseng, L.-K., Faeth, G. M.: "Laminar Burning Velocities and Transition to Unstable Flames in H₂/O₂/N₂ and C₃H₈/O₂/N₂ Mixtures", Combust. Flame, 90 (1992) pp.230-246
- 6) Clavin, P., Williams, F. A.: "Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity", J. Fluid Mech., 116 (1982) pp.251-282
- 7) 宮内敏雄, 店橋護: 乱流のコヒーレント微細構造, 第11回数値流体力学シンポジウム講演論文集 (1997) pp.13-18
- 8) 矢作祐司, 他: よどみ流中に形成される乱流予混合火炎に関する研究第5報 火炎面形状の検討, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集 (1993) p.416
- 9) 吉田亮, 他: しわ状層流火炎のフラクタル性の非等方性, 第31回燃焼シンポジウム講演論文集 (1993) p.422
- 10) Gülder, Ö. L., Smallwood, G. J.: "Inner Cutoff Scale of Flame Surface Wrinkling in Turbulent Premixed Flames", Combust. and Flame, 103 (1995) pp.107-114
- 11) 吉山定見, 他: 乱流予混合伝播火炎のフラクタル特性値, 第34回燃焼シンポジウム講演論文集 (1996) p.89
- 12) 店橋護, 他: 乱流予混合火炎の階層構造に基づく SGS 燃焼モデルの構築, 京都大学数理解析研究所講究録, 1496巻 (2006) pp.96-102
- 13) Sjunnesson, A., Olovsson, S., Sjöblom, B.: "Validation rig - a tool for flame studies", Volvo Flygmotor Internal Report VFA 9370-308 (1991)
- 14) Murota, T.: "A Dynamic Subgrid Scale Model of Eddy Viscosity Type Deduced from a Local Inter-Scale Equilibrium Assumption of Energy Transfer", Third International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (2003) pp.425-430
- 15) OpenFOAM, <http://www.opencfd.co.uk/openfoam/>

航空機用ジェットエンジンの制御技術 (FADEC) の評価方法

*宮入 嘉哉, 篠宮 正嗣, 赤城 正弘 (防衛省技術研究本部)

Functional Test and Evaluation of Aircraft Engine Control Systems

*Yoshiki MIYAIRI, Masashi SHINOMIYA and Masahiro AKAGI

ABSTRACT

The Aero-Propulsion control technology in Japan has matured substantially within aircraft engine R&D programs of Technical Research and Development Institute, Ministry of Defence. This paper describes an outline of the functional test and evaluation of the aircraft engine control systems (FADEC) throughout our programs. The FADEC (Full Authority Digital Electronic Control), which is one of the jet engine control technologies, has been adopted to the latest aircraft engine control systems. The newly-introduced method in our R&D project, which is a kind of Hardware-In-the-Loop-Simulation, enables us to evaluate more efficiently both software and FADEC systems.

Key words: Aero-Propulsion, Control, FADEC, Hardware-In-the-Loop-Simulation

1. はじめに

航空機用の推進システムとして広く実用化されているジェットエンジンは、作動環境や作動状態の変化に伴って動特性が大きく変動することが知られている。このような特性を持つエンジンの制御は、複雑な制御則の組合せから成り立っており、戦後初期のエンジンでは、これらの制御則は3次元カムやリンク等を組み合わせた油圧機械方式の燃料制御装置によって実現されていた。

1980年代に入り電子部品の耐環境性の向上や電子技術の急速な発展を背景に、ソフトウェア上で複雑な制御則を実現した全デジタル式エンジン制御方式 (FADEC: Full Authority Digital Electronic Control) が登場した。図1に示すようにFADECは、エンジンの始動から停止までの全ての制御を電子制御部 (ECU: Engine Control Unit) を中心とした燃料システム、点火システム及び電気システムからなる制御システムによって実現したもので、油圧機械式では個々に独立したシステムをECUを中心に結合したシステムとなっている。

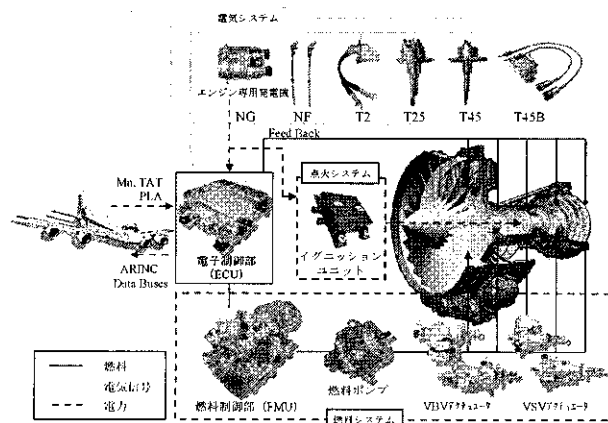


図1 FADEC システムの系統図

1990年以降は、軍民間機用を問わずFADECによるエンジン制御方式が主流となっており、機体の飛行制御コンピュータとの接続 (IFPC: Integrated Flight Propulsion Control)^[1]やエンジンの劣化に応じて制御パラメータを最適化する性能追求制御 (PSC: Performance Seeking Control)^[2]等、航空機やジェットエンジンに新たな可能性をもたらす技術として期待されている。

防衛省技術研究本部航空装備研究所が研究開発を行っているジェットエンジンに関しても、油圧機械式からFADECへとエンジン制御技術の変遷を辿っており、1955年~1962年の1軸ターボジェットエンジン (J3) には油圧機械式の制御方式が採用されていたが、1975年~1985年に実施した中等練習機用 (T-4) 用の低バイパス比2軸ターボファンエンジン (F3) には油圧機械式をバックアップする形で電子制御装置を追加した電子油圧機械式が、そして1995年から着手したアフターバーナ付2軸低バイパス比ターボファンエンジン (XF5) と2001年の次期固定翼哨戒機 (XP-1) 用の高バイパス比2軸ターボファンエンジン (XF7) には、全ての制御機能を電子制御装置で実現するFADECが採用されている^{[3][4]}。

次項では航空装備研究所が実施しているジェットエンジンの飛行安全性の評価について紹介する。

2. ジェットエンジンの飛行安全性の評価

2.1 ジェットエンジンの安全性要求

航空装備研究所では、これまで新規に研究開発を実施したエンジンに対して、飛行安全性や耐久性等を評価するために米軍規格 MIL-E-5007D^[5]に準拠した予備飛行定格試験 (PFRT: Preliminary

Flight Rating Test) と認定試験 (QT : Qualification Test) を行っている。主に PFRT では飛行試験前のエンジンに対する飛行安全性の検証を、QT はエンジン量産の妥当性の検証を目的としており、QT の完了をもって部隊等への運用に移行する。また、PFRT 及び QT 試験では評価対象部位を、エンジン本体、ブレード及びディスク等の構造強度部品、制御のための補機類と3つに細分化しており、各々の部位に対して飛行安全性の評価のための様々な試験項目が要求されている。

2.2 FADEC システムに対する安全性要求

FADEC システムを構成する ECU 本体、アクチュエータや温度センサ等のハードウェアは補機類に該当するため、環境試験 (持続加速度、衝撃、振動試験等) が課されることになる。一方、同規格は油圧機械式の制御装置を想定して作られており、エンジン制御機能を司る ECU 内部のソフトウェアについては特に試験項目が定められていない。同規格では未対応のソフトウェアの検証のために、航空装備研究所を始めとして諸外国でも取り入れられているのが、エンジン作動を模擬したシミュレータによるシミュレーション試験である。

3. 従来の FADEC のソフトウェアの評価方法

航空装備研究所では、FADEC が有するソフトウェアの信頼性とエンジン制御機能の妥当性の検証のために、シミュレーション試験及びエンジン運転試験を行っている。主にシミュレーション試験では FADEC のソフトウェアのエラー等の有無の確認を、エンジン運転試験では制御設定値 (制御パラメータ等) の妥当性の確認を目的としている。

3.1 シミュレーション試験

図2はシミュレーション試験の概要を示したもので、ECU とエンジン及びその他の補機類 (アクチュエータやセンサ等) の動特性を模擬したエンジンシミュレータから構成されている。

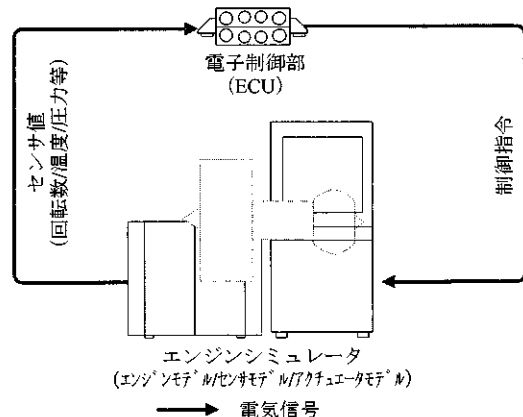


図2 シミュレーション試験の概要図

シミュレーション試験では、ECU 内部のソフトウェアのエラー等の有無の確認、すなわち制御ロジックの妥当性の検証を目的としており、エンジンやアクチュエータ等の数学モデルは制御ロジックの検証が可能な範囲で、動特性等が模擬されている。しかしながら、シミュレータの計算能力を考慮すること、また、エンジンやアクチュエータ等の劣化による動特性の変化は考慮しないなど、モデルの簡略化が行われることが一般的である。

3.2 エンジン運転試験

シミュレーション試験で制御ロジックの妥当性が検証されたソフトウェアは、エンジン運転試験に供されて、制御設定値の妥当性、すなわち実運用条件下で過回転やサージ等の飛行安全を脅かすような状態に陥らないかが検証される。この検証は飛行試験等の前に機体の飛行範囲 (フライトエンベロープ) に渡ってエンジン運転試験で実施されることになり、検証のために使用されるのが、防衛省技術研究本部札幌試験場 (図3) や米空軍アーノルド技術開発センターを代表とする高空試験装置 (ATF : Altitude Test Facility) である。ATF を用いる試験では、地上に設置された大気開放型の運転セルでは検証が困難なフライトエンベロープを包含したエンジンの作動を保証する環境全域 (エンジンエンベロープ) にわたって試験の実施が可能である。

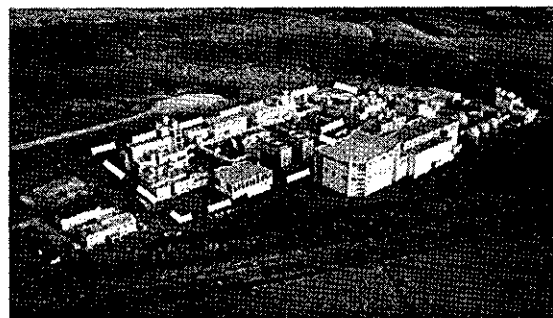


図3 札幌試験場 (破線部が ATF 施設) ^[6]

しかしながら、ATF 試験の実施には、図3に示すような大規模な設備が必要となるだけでなく、開発サイクルの短縮や費用対効果の面から検証範囲はエンジンエンベロープ内の最小限度 (試験点の省略等) に限られる。また、エンジン運転試験で制御ロジックに不備が確認された場合、シミュレーション試験まで立ち返って、制御ロジックの妥当性の再検証が必要となり、非効率である。

以上のようなことから、シミュレーション試験とエンジン運転試験との間を補完する新たな評価方法の必要性が高まってきている。

次項では、航空装備研究所が新たに実施した FADEC システムの評価方法について紹介する。

4. FADEC システムの新たな評価方法

4.1 米国のソフトウェア検証状況

米国では、航空機に搭載する飛行制御装置等のソフトウェアに対して、民間航空機分野では米国連邦航空局 (FAA) の Radio Technical Commission for Aeronautics が発行する RTCA/DO-178B^[7]に従った設計/検証を推奨しており、軍用航空機に関しては DOD-STD-2167^[8]がこれにあたる。これらの規格では、ソフトウェアの設計/検証プロセスとして各システムで段階的に検証を行うことで、信頼性と共に費用対効果が期待できると提唱している。

4.2 FADEC システムとしての評価

航空装備研究所においても 3 項で述べたとおりシミュレーション試験とエンジン運転試験で FADEC が有するソフトウェアの妥当性を検証していたが、RTCA/DO-178B で推奨する各システムの段階的な評価を実現するために、図 4 に示すとおり 2 つの試験の間を補完する新たな FADEC システムの評価のための FADEC 統合試験を実施した。

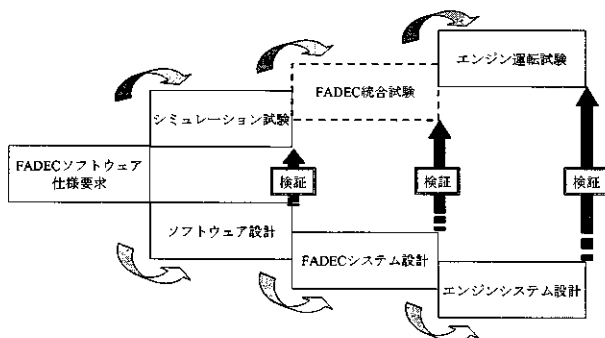


図4 ソフトウェアの設計/検証プロセス

図5は FADEC 統合試験の概要を示したもので、FADEC システムを構成する補機類全てを実物のハードウェアに置き換えているところに特徴がある。

次項では、FADEC 統合試験の概要について説明する。

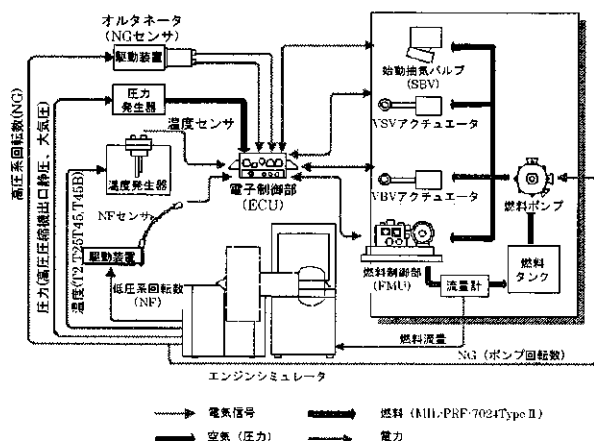


図5 FADEC 統合試験概要図

5. FADEC 統合試験の概要

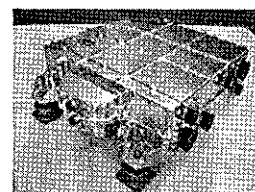
FADEC 統合試験では、従来のシミュレーション試験で実施していた制御ロジックの妥当性の検証と共に、実物のハードウェアを使用することで個々の作動状況の確認が可能となり、FADEC システムの接続性の検証、そして各センサ類に対しても実運用の環境条件に合わせた温度や圧力の負荷が可能となっている。当該試験により、FADEC システム全体の検証が可能となり、個々に作動状況を確認するよりも効率的で、かつ実エンジンの作動状態に近づいたハードウェア・イン・ザ・ループ・シミュレーションである。

5.1 試験に使用した FADEC システム

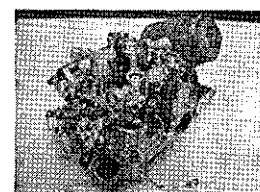
表 1 に FADEC システムを構成する各補機類と図 6 に補機類の外観 (代表例) を示す。

表 1 FADEC システムを構成する各補機類

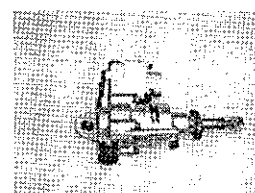
番号	FADEC システムを構成する各補機類
1	電子制御部 (ECU : Engine Control Unit) ※
	電子制御部周囲圧力 (P0) センサ ※ECU に内蔵
	高圧圧縮機出口静圧 (PS3) センサ
2	燃料制御部 (FMU : Fuel Management Unit)
3	燃料ポンプ
4	主燃料フィルタ (MFF : Main Fuel Filter)
5	高圧圧縮機可変静翼 (VSV : Variable Stator Vane) アクトエータ マス
6	高圧圧縮機可変静翼 (VSV : Variable Stator Vane) アクトエータ スレーブ
7	可変抽気バルブ (VBV : Variable Bleed Valve) アクトエータ マス
8	可変抽気バルブ (VBV : Variable Bleed Valve) アクトエータ スレーブ
9	始動抽気バルブ (SBV : Start Bleed Valve)
10	燃料加圧弁 (FPV : Fuel Pressurizing Valve)
11	ECU 冷却用燃料ポンプ (ECFP : ECU Cooled Fuel Pump)
12	燃料入口チェック弁 (FICV : Fuel Inlet Check Valve)
13	点火システム
14	イグニッション・リード
15	イグニッション・プラグ
16	エンジン専用発電機 (オルタネータ)
17	低圧系回転数 (NF) センサ
18	ファン入口温度 (T2) センサ
19	高圧圧縮機出口 (T25) センサ
20	低圧タービン入口温度 (T45) センサ
21	低圧タービン 1 段動翼翼面温度 (T45B) バイロメータ



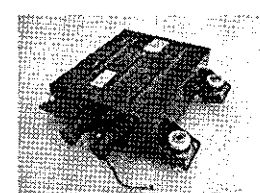
1. 電子制御部 (ECU)



2. 燃料制御部 (FMU)



5. VSV アクトエータ マス



13. イグニッション・ユニット

図6 エンジン補機類 (図中の番号は表 1 に対応)

Download service for the GTSJ via 3.145.158.137, 2025/05/14.

(4) 温度及び圧力発生装置

図 1 2 に示す温度発生装置内の恒温槽、赤外線加熱炉及び黒体炉によって、エンジンシミュレータからの温度信号に応じた実温度を各センサに対して発生することできる。また、圧力発生装置も同様に圧力信号に応じて、実圧力を ECU 内蔵の各圧力センサに供給可能となっている。

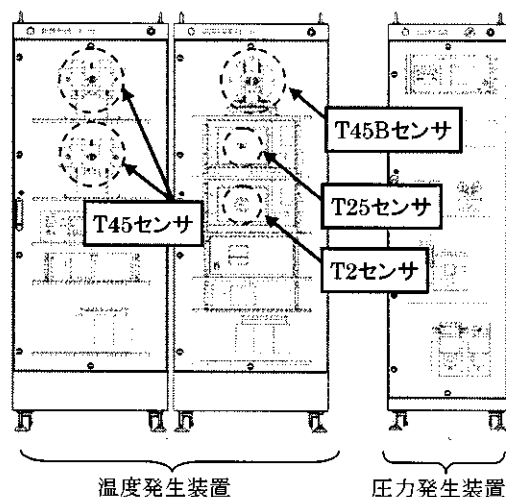


図 1 2 温度及び圧力発生装置

6. 試験の実施状況

FADEC の特徴である利便性や拡張性によりエンジン制御機能は多様化している。表 2 にジェットエンジンの制御機能の一例を示す。

表 2 エンジン制御機能

エンジン制御機能	細部機能
(1) 推力制御機能	回転数制御(定常・過渡制御)機能
	推力トリム機能
	自動離陸推力制御機能
	オルタネートモード機能
	推力ディレータ機能
	スラストリバーサ制御機能
(2) エンジン制限機能	最大制限値制御機能
	最小制限値制御機能
	過回転防止機能
(3) 始動・停止機能	始動点火機能
	始動燃料制御機能
	燃料遮断機能
	連続点火機能
	自動再着火機能
(4) 冗長系管理機能	故障検出機能
	故障識別機能
	故障対応機能
(5) 整備支援機能	エンジンの運転状態の記録
	FADEC の健全性モニタリング
(6) 機体入出力機能	機体との入力・出力・通信機能
	FADEC 運転支援器材との通信機能

推力を安定に出力するための推力制御機能等の従来からある機能だけでなく、FADEC システムが機能的に接続されたことで実現した始動・停止機能、ECU に結合されたセンサやアクチュエータの故障を検知し、残ったセンサで制御系を再構成する冗長系管理機能等、これらの機能は全てソフトウェアで実現されている。

そのため、FADEC 統合試験及びエンジン運転試験では、運用でエンジンが遭遇する様々な条件下で表 2 に示したエンジン制御機能を確認することになる。以下に、試験の実施状況を紹介する。

6.1 FADEC 統合試験の実施状況

図 1 3 は、始動・停止機能のうち自動再着火機能の試験状況の一例を示したもので、高空で飛行中にエンジンが吹き消えを起こした場合のエンジン主要パラメータ（低圧系回転数（NF）、高圧系回転数（NG）、T45B パイロメータ温度等）の時系列データである。

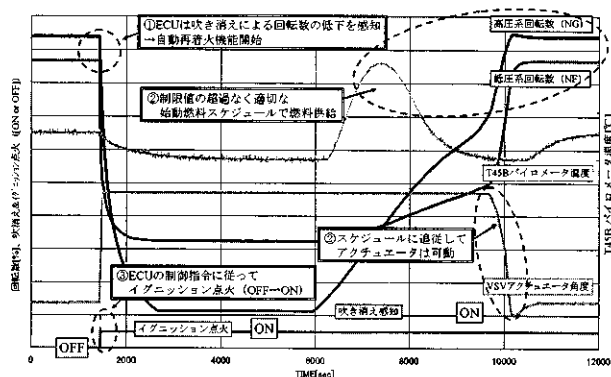


図 1 3 自動再着火機能試験 実施状況

同図より、以下の①～④に示す各システムの作動状況の確認や接続性の検証が一度に確認可能である。

①制御システム

ECU は吹き消えによるエンジン回転数の急激な低下を感知して、自動的にイグニッションの点火を実施し、再着火を試みており、自動再着火機能で設定した制御ロジック通りに機能している。

②燃料システム

再着火後の T45B パイロメータ温度が制限値の範囲内であることから適切な燃料流量が供給されており、その後も低圧系回転数（NF）等の動きから適切な始動燃料スケジュールに従って回転が上昇していることが分かる。更に、アクチュエータは低圧系回転数（NF）で規定されたスケジュールに追従して可動している。

③点火システム

ECU の指令に従ってイグニッションが作動しており、制御システムとの接続性が確認できる。

④電気システム

通常、ECU とイグニッション（ユニット）は機体電源とオルタネータの回転によって発電した電力の2系統で作動しているが、機体電源損失時、もしくはオルタネータ故障時の作動状況も FADEC 統合試験で検証可能である。なお、図 1 3 ではエンジン停止後もオルタネータが発電可能な回転数を維持していたため、2 系統の電力で作動していることを確認しており、従来のシミュレーション試験では、このような確認は困難である。

6.2 エンジン運転試験の実施状況

図 1 4 は、一例として冗長系管理機能の FADEC 統合試験とエンジン運転試験（ATF 試験）試験の実施条件をエンジンエンベロープ上で比較したものである。

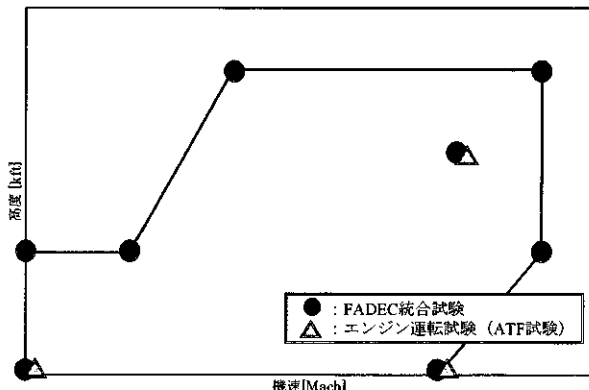


図 1 4 冗長系管理機能の試験実施状況の比較

同図より、FADEC 統合試験では主にエンジンエンベロープ端点を、エンジン運転試験（ATF 試験等）では最も厳しい試験条件（例えば、エンジンエンベロープの低空高速域の端点等）のみを実施することで、当該機能の健全性等の確認が可能である。

一例として挙げた冗長系管理機能以外の表 2 に示した各機能も、同様な評価方法による検証が可能であり、FADEC 統合試験を実施することにより、エンジン研究開発全体を通じて効率的、かつ低リスクで FADEC が有するエンジン制御機能の妥当性の検証が可能になると考える。

7. おわりに

防衛省技術研究本部航空装備研究所が実施しているジェットエンジンの飛行安全性の評価と合わせて、新たなエンジン制御技術の評価方法について紹介した。

特に、現在のジェットエンジンの制御方式の主流となっている FADEC は、複雑な制御則をソフトウェアによって実現しており、利便性や拡張性か

ら今後も更なる発展が期待されている技術の一つである。

その一方で、FADEC のソフトウェアに内在するエラー等は飛行安全性を脅かす無視できない存在ではあるが、制御（ECU）システム、FADEC システム、エンジンシステムと RTCA/DO-178B^[7]が推奨する各々の段階において適切な検証を行うことで、効率的に、かつ低リスクでエンジン研究開発を進めることができるものと考えており、特に今回紹介した FADEC 統合試験が FADEC システムの評価を実施する上で有効な評価方法の一つとして、定着することを期待している。

参考文献

- 1) 山根秀公, 松永易, 草川剛, “飛行推進統合制御対応航空エンジン制御装置の研究第 1 報: FADEC システム及びエンジン制御”, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.56, No.649 (2008) pp.80-87.
- 2) J. S. Orme, Timothy R. Conners, AIAA-94-3210(1994)
- 3) 林利光, 高原雄児, “防衛庁におけるジェットエンジン研究開発の歴史と将来への展望”, 日本ガスタービン学会誌, Vol.34, No.3 (2006) pp.24-29.
- 4) 檀原伸補, “飛行実証用アフターバーナ付ターボファンエンジン (XF5) の概要”, 第 36 回ガスタービンセミナー資料集, 日本ガスタービン学会, (2008)
- 5) MIL-E-5007D, “Engine, Aircraft, Turbojet and Turbofan, General Specification For, US Military Specification”, (1973)
- 6) 赤城正弘, “エンジン高空性能試験装置の概要”, 日本航空宇宙学会誌, Vol.54, No.629 (2006)
- 7) RTCA/DO-178B, “Software Considerations in Airborne Systems and Equipment Certification”, Radio Technical Commission for Aeronautics
- 8) DOD-STD-2167, “Defense System Software Development”

航空エンジン用排煙濃度測定装置の開発

*山田 秀志, 岩澤 利幸, 牧田 光正, 山本 武 (宇宙航空研究開発機構)

Development of smoke measurement device for aircraft engine exhaust

*Hideshi YAMADA, Toshiyuki IWAZAWA, Mitsumasa MAKIDA and Takeshi YAMAMOTO
(Japan Aerospace Exploration Agency)

ABSTRACT

A measurement device of the exhaust smoke from the aircraft engine is developed by JAXA. The specification of the device and the measurement procedure conform to the ICAO regulations (ARP1179 of SAE), and the device is also enabled to measure in sequence almost automatically. Measurement tests are conducted to sample the smoke from an experimental aircraft combustor, and obtained smoke number is compared to that of the Bacharach smoke meter and the correlation between them proposed by General Electronics.

Key words: Smoke measurement, Exhaust gas from gas turbine engine, Aircraft combustor.

1. はじめに

近年、航空需要の伸びに伴い、地球温暖化等の環境問題への対応や、エネルギー利用効率を大幅に向上させた低コストエンジンの実用化に向けた技術開発が進められている。また、航空機から排出される排煙や NO_x、CO、HC のエミッション規制を検討する機関である国際民間航空機関(ICAOP^{*1})の航空環境保全委員会(CAEP^{*2})が定めている排出基準も NO_x については数年ごとに強化されている。現行では、環境影響の評価に一般的に使用される LTO^{*3} サイクルによる高度 3,000 フィートまでの離着陸時に伴う排出について規制が行われている。

これまでの航空エンジン用燃焼器の研究開発における排煙濃度の測定については簡便な Bacharach スモークスケール (オイルバーナ用) で代用することもあったが、エンジンの型式証明を取得するためには、ICAOP の規格に準拠した排煙濃度測定法で行うことが必要である。

国内で ICAOP に準拠した排煙濃度測定装置を手に入れることが難しく、海外のメーカーでも二十数年前に製作された部品を組立てて出荷する程度のものでしかないため、JAXA では SAE の ARP1179 Rev C⁽¹⁾ に基づいたスモーク採取機能とそのスモークの反射率を測定する機能を一体化した航空エンジン用排煙濃度測定装置を開発したので紹介する。

2. 現行の規制

排煙濃度の規制は排気ジェットが目に見えない濃度まで減らすことを目的としており、排煙濃度が等しくても、小型エンジンの場合には排気ノズルの口径が小さいために排気が見えにくく、大型エンジンの場合には排気ノズルの口径が大きくなり見えやすくなるため、大型エンジンには小型エンジンよりも厳しい規制が掛けられている。

排煙濃度の規制値は、エンジンの離陸時の最大推力 (F₀₀) を用いて、次式で得られたスモークナンバー (SN) の値と SN=50 の低い方の値となっている。

$$SN = 83.6(F_{00})^{-0.274}$$

F₀₀ : Rated output (kN)

ICAOP の航空エンジンのエミッションデータバンク⁽²⁾に掲載されている各エンジンのスモークナンバーをプロットしたものを Fig.1 に示す。計算式から得られた規制値も併記したが、低出力の小型エンジンは 50 に近づき、200kN 以上の大型エンジンは 20 以下となっている。

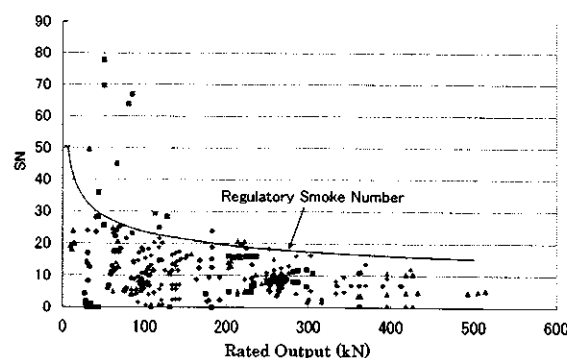


Fig.1 ICAOP Engine Emissions Databank-Issue

*1 International Civil Aviation Organization

*2 Committee on Aviation Environmental Protection

*3 Landing and Take-Off

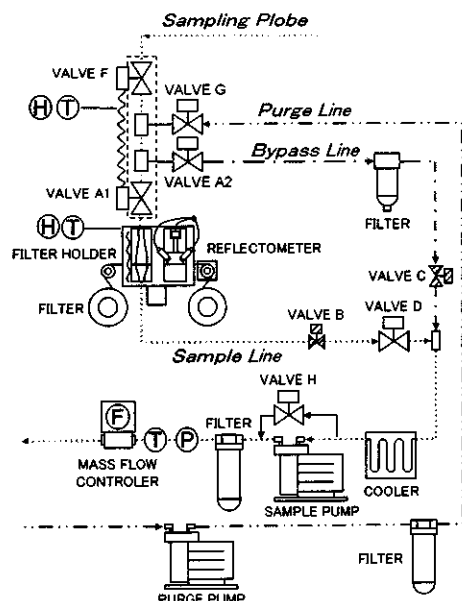


Fig.2 Schematic of Sampling System

3. 測定システムの概要

ARP1179 Rev C に準拠し製作した航空エンジン用排煙濃度測定装置の概略図を Fig.2 に装置内部の写真を Fig.3 に示す。

サンプリングプローブからの試料ガスを測定時に流す「サンプルライン」と非測定時に流す「バイパスライン」を備え、さらに、サンプルラインをパージするための「パージライン」で構成されている。

サンプルラインはスモークを採取する「フィルターホルダ部」、「反射率測定部」、「フィルターペーパー巻取り部」から成り、計測を自動化するために瞬時に開閉できる空気圧作動のボールバルブ (Valve B,C,H を除く) を採用した。

配管部分とフィルターホルダは、電気ヒータで 60℃ に温度制御され、導電性と耐食性を確保するためステンレス製とした。

3.1 フィルターホルダ部

フィルターホルダは Fig.4 に示す ARP1179 Rev C の規格からスモークスポット径 $D=25\text{mm}$ 、 $\theta=7.5\text{deg}$ 、 $\alpha=20\text{deg}$ を採用した。フィルターは Whatman No. 4 濾紙を使用することが定められている。

フィルターホルダと反射率測定部は連結され上下に分割できる構造となっている。ロールタイプのフィルターペーパーが装着され、空気圧シリンダーによってクランプされる。スモークスポットの採取が終了した後、クランプが解除されスモークの着いた部分が反射率測定部まで移動する。次のスモークスポットを採取している間に、先に得たスポットの反射率の測定を行う。

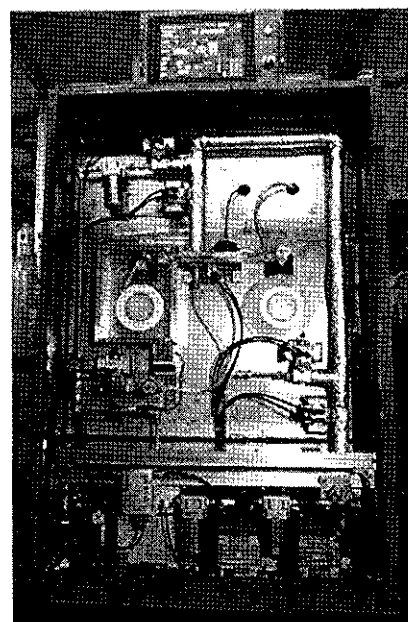


Fig.3 Inside View of Smoke Measurement System

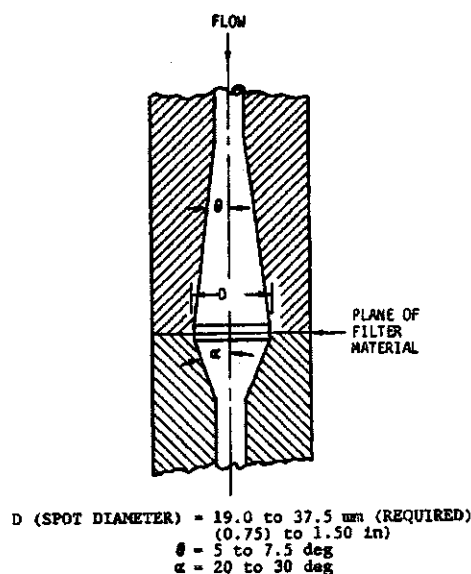


Fig.4 Schematic of Filter Holder

3.2 反射率測定部

スモークスポットの反射率測定部は、ANSI PH2.17⁽³⁾に記載されている光学反射率測定法では Fig.5(a)で示されているような入射光と受光部の位置関係が規定され、リングライト光源からサンプルスポットに対して 45° で入射し、垂直方向 0° の位置で受光するようになっている。

また、フィルター上のビーム径の大きさは、スモークスポット径 ($D=25\text{mm}$) の 0.1D~0.5D にするように規定されているため、本装置では直径 8mm とした。

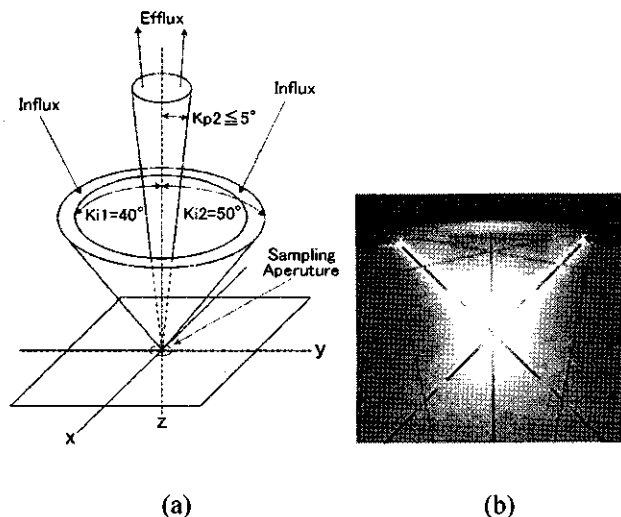


Fig.5(a) Schematic of the annular influx mode
(b) Check test on influx angle

Fig.5(b)は、製作したリングライトの照射角度の確認検査を行った際の写真である。光源の中心断面に置いた色紙に描かれた45°の一点鎖線に沿って上部のリングライトから光が照射されている。光が中心軸上の焦点面で交差し規定を満足しているのが判る。

リングライトの光源にはハロゲンランプを用い、反射率計のセンサー用光学フィルターは中心波長545nm、半値幅100nmを持つ等色関数（三刺激値）フィルターのグリーンを使用した。

Fig.6(a)は、リングライトから9mm離れた焦点面での光量の分布を測定した時の光源とセンサーの位置を示す。ハロゲン光源から光ファイバーで導入した光をリングライトで照射し、焦点面に光量測定用センサーのSiフォトダイオードを置いた。中心から外側に1mmずつ移動させた時の光量を測定し、つぎに、センサーを45°ずつ回転させて同様の測定を行った。

Fig.6(b)に、直径10mmまでの光量の減衰率を求めた等高線を示す。中心部の光が強く、外に広がるに従い弱くなる。直径8mm付近では約40%の減衰率であるが、周方向の光量の分布は一樣となっている。

このリングライト中心軸の上方に反射率測定用の光学センサーを取り付けた。

3.3 質量流量の制御

著者等が二十数年前、旧航空宇宙技術研究所で排煙濃度測定装置を製作した際には、試料ガスをローターメーターと積算流量計を用いて一定の吸引体積流量でフィルターを通過させることは困難であった。フィルターに堆積したスモークのため

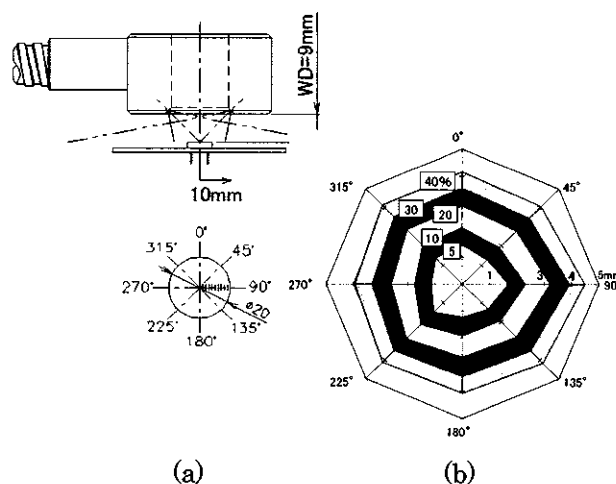


Fig.6 (a) Optical power distribution measurement
(b) Characteristic of attenuation rate of strength of light

にフィルターの圧力損失が大きくなり、吸引速度が低下して手動バルブで調整しても一定に維持することができなかった。

そのため、今回の開発では、吸引ポンプの能力向上とマスフローコントローラを使用することによって試料ガスの吸引速度を一定に保持することを試みた。マスフローコントローラ下流に圧力計、温度計、積算流量計を接続して吸引速度や積算質量流量を求め、正確に計測できていることを確認した。

4. サンプルスポットとスモークナンバーの計算

スモークナンバーは下記で定義され、フィルター1m²当たり16.2kgのサンプルガスを14±0.5 L/minの体積流量で通過させてできるスモークスポットの反射率から求める。

$$W/A = 3.483 \times PV/AT = 16.2 \quad (\text{kg/m}^2)$$

A: フィルタースポット面積 (m²)

W: 試料ガスの質量 (kg)

P: 試料ガスの圧力 (kPa)

V: 試料ガスの体積 (m³)

T: 試料ガスの温度 (K)

4.1 スモークナンバーの計測

測定毎のスモークナンバーSN'の定義は下記の通りである

$$SN' = 100(1 - Rs/Rw)$$

Rs: サンプルスポットの反射率

Rw: 使用前のフィルターの反射率

規定のW/AにおけるスモークナンバーSNの決定には二通りの方法が示されている。ひとつは、フィルターに通過させる試料ガスをW/A=16.2 kg/m²を挟むように12~21 kg/m²の範囲で3点以上で採取し、各スモークスポットからSN'を求め、

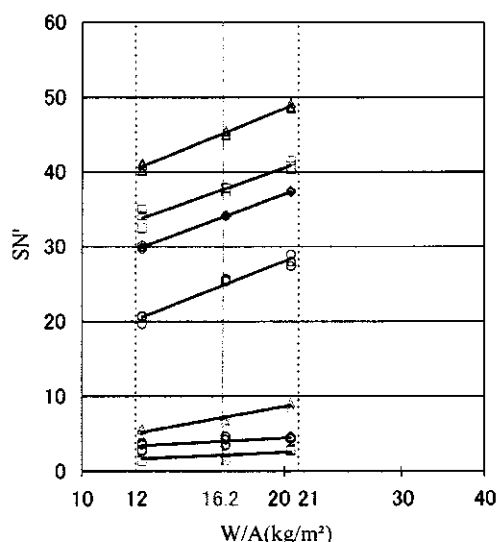


Fig.7 Example of executing measurement

W/A の対数を横座標に、縦軸に SN' をプロットして、最小二乗法によって W/A=16.2 の時の SN' 値を内挿してスモークナンバー SN とする。もうひとつは、W/A=16.2±0.7 kg/m² でのスモークスポットを 3 回以上測定して、内 3 回の SN' が ±3 以内であればそれらの平均値を SN とする。

本装置は、これらの計測を自動化して一連の計測終了後に SN 値が表示される。また、排煙採取時はエンジン近傍に設置が可能で、LAN ケーブルで接続されたタッチパネル式のコントローラから遠隔で操作を行うことができる。

4.2 実施例

ARP1179 の規定に合わせた手順に従って、SN=50 程度までのスモークを含む燃焼ガスを発生させ、燃焼排気ガスのサンプリングにより排煙濃度の測定を行った実施例を fig.7 に示す。W/A に対する SN' を求め、最小二乗法によって W/A=16.2 の時の SN を求めた。このように SN' のばらつきも少なく安定したサンプリングの場合には、最小二乗法によらない W/A=16.2±0.7 kg/m² のポイントだけの繰り返しでも SN を決定できる。

4.3 BSN と SN との比較

本装置による SAE の SN の測定と並行して Bacharach スモークナンバー (BSN) の計測も同時に行った。

Fig.8 に示す破線は、BSN 値から SAE の SN 値を推測するために使われていた曲線⁽⁴⁾である。図中の □ はフィールド用 Bacharach で得られたサンプリングスポットの濃さを目視でスモークスケールと比較して得た値、○ はそのサンプリングスポットの反射率を測定し、Bacharach の反射率規準⁽⁵⁾に基づいて BSN 値を計算した値であり、SN に対して

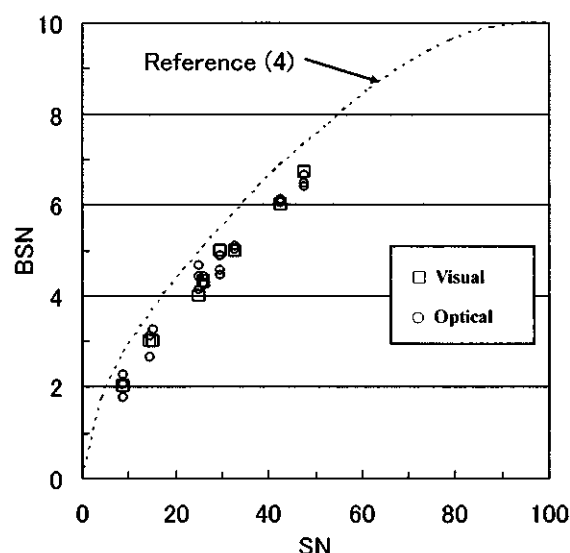


Fig.8 Comparison of experiment results

プロットした。両者の値は一致しているが、実験点は文献(4)から引用した曲線の下側となった。

Bacharach で測定して得られた BSN 値を曲線から求めた換算 SN 値は、本装置で測定した SN の値より小さく、SN の小さな領域で 5、SN が大きな領域では 10 程度小さく見積もることになる。

5. まとめ

ICAO の規格に準拠したスモーク採取と反射率の測定を一体化した、航空エンジン用排煙濃度測定装置を開発し、装置の確認試験を実施した。

- 1) ARP1179 の規準書に基づく性能を全て満足していることを確認し、燃焼排気のスモークナンバーを測定することができた。
- 2) バルブ操作やスモーク採取の自動化と反射率測定の一括化により、測定時間の短縮化が図れた。
- 3) 遠隔制御ができることから、スモーク採取点と本装置までの配管内のデッドボリュームが少ない。
- 4) Bacharach で得られた BSN 値を曲線から換算した SN 値は、本装置で測定した SN の値より小さい。

参考文献

- 1) Aerospace Recommended Practice. SAE ARP1179, Aircraft Gas Turbine Engine Exhaust Smoke Measurement, rev C 1997.
- 2) ICAO Engine Emissions Databank-Issue 15-C, Updated 07 April 2008.
- 3) For Photography, Density Measurements, Part4: Geometric Conditions for Reflection Density. ANSI PH2.17-1985
- 4) Wayne M. Shaffernocker and Chales M. Stanforth, "Smoke Measurment Techniques", SAE paper 680346
- 5) "Standard Test Method for Smoke Density in Flue Gases from Burning Distillate Fuels", ASTM D2156-94

ジェットエンジンの鳥吸い込み解析のモデル化方法について

*梶原 林太郎, 黒木 博史, 篠崎 正治 (株式会社 I H I)

Modeling method of bird strike analysis for aircraft engine

*Rintaro KAJIWARA, Hiroshi KUROKI and Masaharu SHINOZAKI

ABSTRACT

Bird strike is one of the biggest threats to aircraft engines. Since in a bird strike event fan blades are subject to damage by contact with a bird, it is very important to predict damage of fan blades for today's high bypass ratio fan engines. With the recent progress of computational dynamics, various numerical modeling approaches to bird strike problem have been employed. Since bird strike analysis deals with contact between a bird and fan blades, different contact algorithm can be applied to different modeling of bird. However, the effect of combination between contact algorithm and bird modeling is not revealed. In this report, simulations are presented which compare the results of deferent contact algorithms (penalty method and constrained method) using Lagrangian and SPH bird model.

Key words: Bird strike, Impact, Fan blade, Contact algorithm, Lagrangian, SPH

1. はじめに

航空機に搭載されるジェットエンジンにとって、鳥の吸い込みは大きな脅威のひとつである。FAA (FEDERAL AVIATION ADMINISTRATION: 連邦航空局) のレポート¹⁾によると、アメリカ国内で航空機と野生動物との衝突による損害は年間推定 1.25 億 US ドルにのぼり、そのうちエンジンへの鳥吸い込みが約 3 割を占めている。日本においても、鳥と航空機の衝突は年間約 1000 件の報告があり、そのうちプロペラやエンジンに衝突したり吸い込んだりするケースが 15% にのぼる²⁾。このように、ジェットエンジンの鳥吸い込みによって発生する経済的損失は少なくなく、また、その発生頻度も少なくない。ジェットエンジンが鳥を吸い込んだ場合、最も前側に位置するファンブレードが著しく損傷することが多い。近年の高バイパス比ファンエンジンではその推力の大半をファンブレードが発生させているため、ファンブレードの損傷や変形は推力の低下につながる。したがって、ジェットエンジンの設計においてファンブレードの耐鳥吸い込み性を確保することは非常に重要である。

これまで、鳥の衝突によるファンブレードの損傷の簡易的な評価方法はいくつか提案されているが、例えばダメージファクターによる手計算手法³⁾では、局所的な損傷の評価しかできない、翼の根元の部分などの鳥の衝突位置から離れた部分の損傷は評価できない、変形量の予測もできない、など

の欠点がある。このような簡易評価手法に対して、計算力学の著しい発展に伴い、数値解析によって耐鳥吸い込み性を予測する技術が発達してきている。近年、鳥吸い込み解析の事例は数多く発表されており、中でもファンブレードと衝突した際に大きく変形する鳥のモデル化については様々なアプローチがとられている。鳥を Lagrangian⁴⁾⁵⁾や SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)⁶⁾、ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian)⁷⁾でモデル化した事例のほか、上記のうち 2 者あるいは 3 者を比較した事例も見られる⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾。3 者の比較から、ALE の精度が最も良いとしている文献が比較的多いが、一方で Lagrangian や SPH に比べて計算時間が非常に長いことが示されており、形状チューニングで何度も計算を行なう設計にとっては Lagrangian や SPH での精度向上が望まれる。また、鳥吸い込み解析では鳥とファンブレードの衝突を扱うことから、鳥のモデル化方法が異なると、それに応じて衝突の計算方法も適したものを選択する必要があると考えられる。しかし、前述した鳥吸い込み解析事例では、鳥のモデル化方法の違いによる計算結果の違いについては議論されているものの、衝突の計算方法の影響まで調べたものは少ない。

したがって、ここでは Lagrangian と SPH の 2 つの手法で鳥をモデル化し、衝突の計算方法としてペナルティ法と節点拘束法を用いて、衝突の計算方法が計算結果に与える影響を調べた。

2. 数値解析

鳥吸い込み解析では、鳥とファンブレードが衝突していく過程の動的な挙動を予測する。ここでは動的解析ソフトである LS-DYNA を用いた。解析モデルは、図 1 に示すように鳥とファンブレードから構成されている。解析モデルの単純化のため、ファンブレードは 1 枚をモデル化し、鳥は球形として重心がファンブレード前縁を通過するように配置した。ファンブレードには遠心力を与えた状態で衝突計算を行なった。

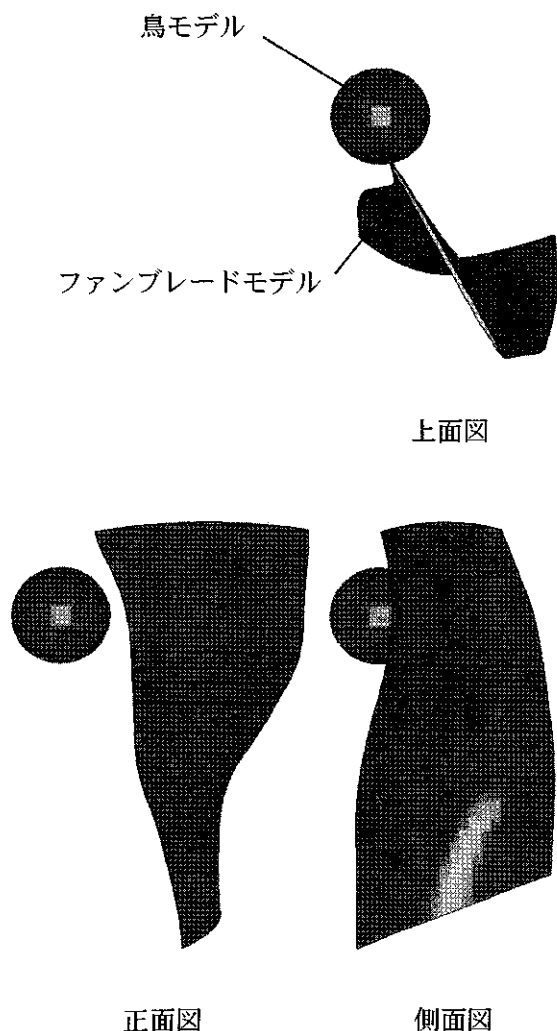


図 1 解析モデル
(鳥：Lagrangian の例)

2.1 鳥のモデル化方法

Lagrangian のソリッド要素を用いる方法と、SPH 要素を用いる方法の 2 つを比較した。鳥は高速で衝突する際に流体に近い挙動を示すことが知られており、水と同じ物性値を与えている。Lagrangian を使用する場合は、要素の変形が過大になると計算を継続することが困難となるので、一定の変形より大きくなった時点で要素を削除している。

2.2 ファンブレードのモデル化方法

ファンブレードの材料は Ti-64 を想定した。材料特性はひずみ速度依存性を考慮した弾塑性体として与え、ソリッド要素を用いた。

2.3 接触の取り扱い

鳥とファンブレードの衝突を表現するために、両者のモデルの間に接触を定義した。数値解析では、鳥の要素とファンブレードの要素が重なり合うような場合に、両者の間に反力を発生させて押し戻すことで接触を表現している。本検討では、要素の剛性と貫入量に比例した反力を発生させるペナルティ法と、一方の接触面（スレーブ面：鳥）の節点変位を他方の接触面（マスター面：ファンブレード）に沿わせて計算する節点拘束法の 2 種類を比較した。

2.4 解析ケース

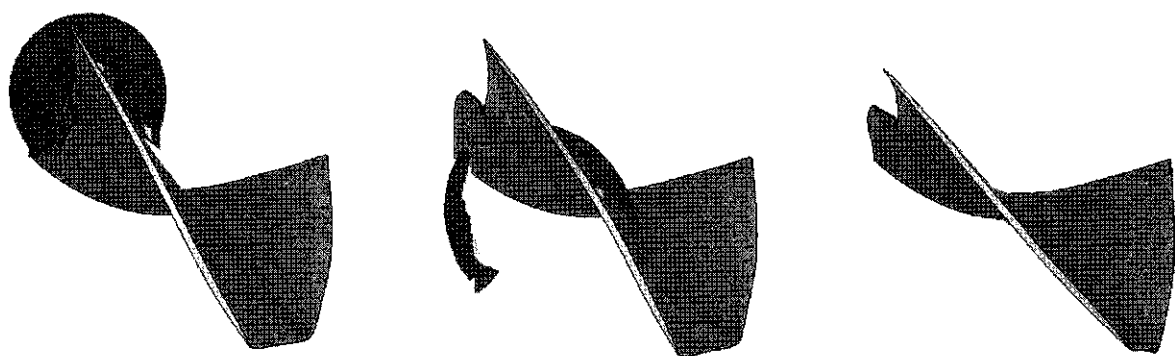
鳥とファンブレードのモデルを組み合わせた解析ケースを表 1 に示す。

表 1 解析ケース

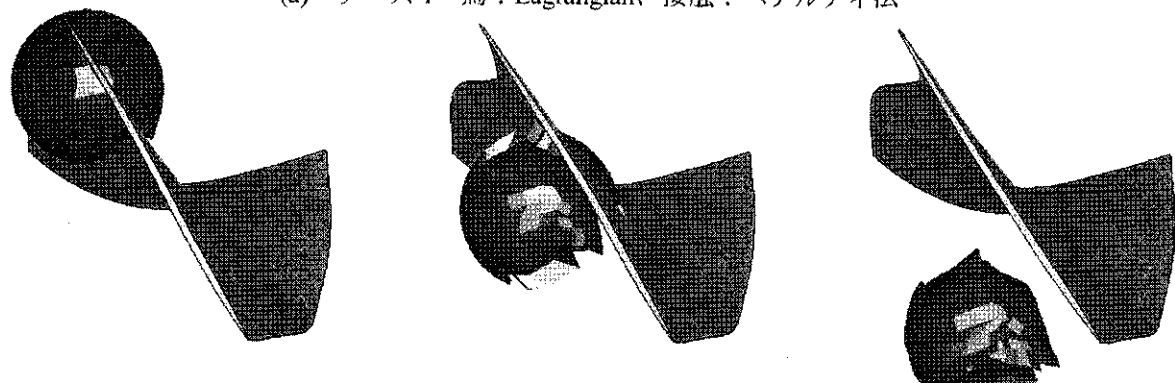
	鳥	接触
ケース 1	Lagrangian	ペナルティ法
ケース 2	Lagrangian	節点拘束法
ケース 3	SPH	ペナルティ法
ケース 4	SPH	節点拘束法

3. 解析結果

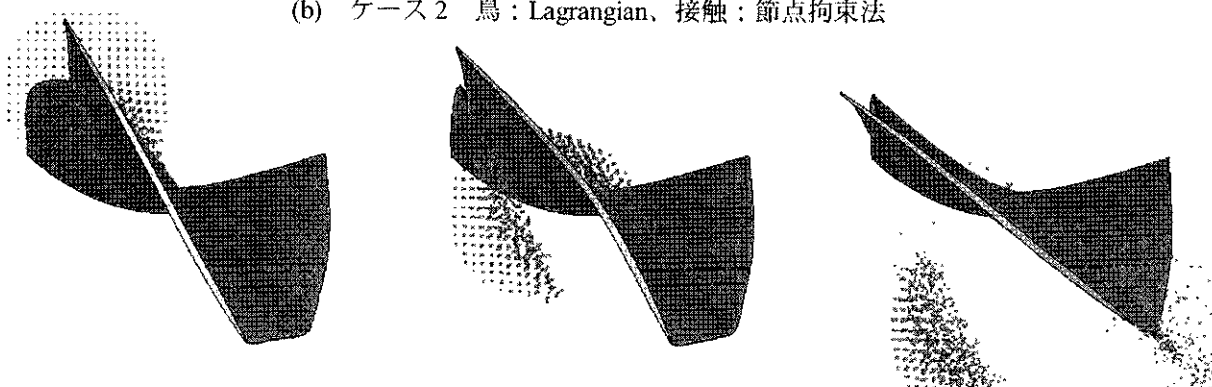
鳥とファンブレードの衝突の様子を図 2 に示す。鳥を Lagrangian でモデル化した場合、接触設定にペナルティ法を用いたケース 1 では鳥とファンブレードの衝突を表現できているのに対し、節点拘束法を用いたケース 2 では衝突が模擬できず、鳥がファンブレードをすり抜ける結果となった。一方、鳥を SPH とした場合には、ペナルティ法と節点拘束法で衝突の過程に大きな違いは見られず、ファンブレードの変形もほぼ同じである。衝突を模擬できたペナルティ法同士で Lagrangian と SPH（ケース 1 とケース 3）を比較すると、Lagrangian



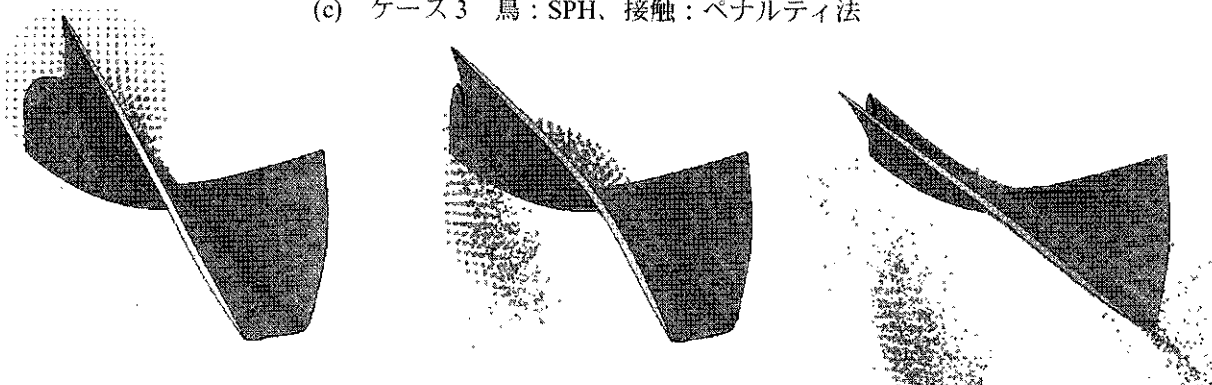
(a) ケース 1 鳥：Lagrangian、接触：ペナルティ法



(b) ケース 2 鳥：Lagrangian、接触：節点拘束法



(c) ケース 3 鳥：SPH、接触：ペナルティ法



(d) ケース 4 鳥：SPH、接触：節点拘束法

図 2 鳥とファンプレードの衝突過程の比較

では鳥がコード方向中央に到達したあたりで変形が大きくなり削除されてしまうが、SPH はファンプレードの後縁まで衝突し続けている。その結果、SPH ではファンプレード全体が周方向に倒れるよ

うな変形挙動となる。図 3 はファンプレードが最も倒れた時刻におけるケース 1,3 の形状を比較した図である。図 3 から SPH ではファンプレードの倒れが大きくなっていることが確認できる。

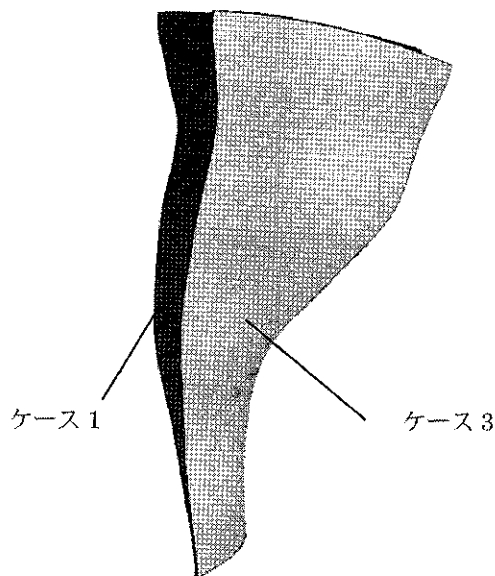


図3 ケース1とケース3の倒れの比較

図4にファンブレードの変形形状と相当塑性ひずみ分布を示す。Lagrangian では衝突部近傍で大きなひずみが局所的に発生しているが、SPH の場合は衝突部から離れた根元側の方がひずみは大きい。SPH では翼全体が倒れながら鳥の荷重を受けたため、根元にひずみが発生したと考えられる。

図5はファンブレードが受けた接触荷重の時刻歴である。接触荷重は、鳥が持つ運動量のうち翼面に垂直な成分の変化量を接触時間で平均した値

$mv \times \sin \theta / \Delta t$ で正規化している。ここで、 m : 鳥の質量[kg]、 v : ファンブレードに対する鳥の相対速度[m/s]、 θ : 鳥の速度ベクトルとファンブレードの前縁とのなす角[°] (図7参照)、 Δt : 接触時間 ($=D/v$ 、 D : 鳥の直径) である。Lagrangian の場合、節点拘束法のケース2では鳥とファンブレードがすり抜けたため、ペナルティ法のケース1に比べて接触荷重が小さくなっている。SPH の場合、ペナルティ法と節点拘束法で接触荷重に大きな違いは見られない。ペナルティ法同士で比較すると、Lagrangian は衝突初期の荷重の立ち上がりがSPH に比べて大きく、接触時間が約 0.5ms と SPH に比べて短い。衝突初期の荷重が大きいことは図4で衝突部近傍にひずみが集中していることと対応し、また、接触時間が短いことは図2でコード方向中央付近で鳥が削除されてしまうことと対応している。

接触荷重を積分して求めた力積の時刻歴を図6に示す。なお、力積の値は鳥が衝突前に持つ運動量のうちファンブレードの翼面に垂直な成分 $mv \times \sin \theta$ で除して正規化している。衝突終了後、力積が一定となった値で見ると、すり抜けが発生したケース2を除いて、SPH はLagrangian に比べて1.5倍ほど大きい。これは、前述したように、Lagrangian ではコード方向中央付近で要素が削除されるが、SPH ではファンブレードの後縁側にも SPH 要素が衝突していくためである。

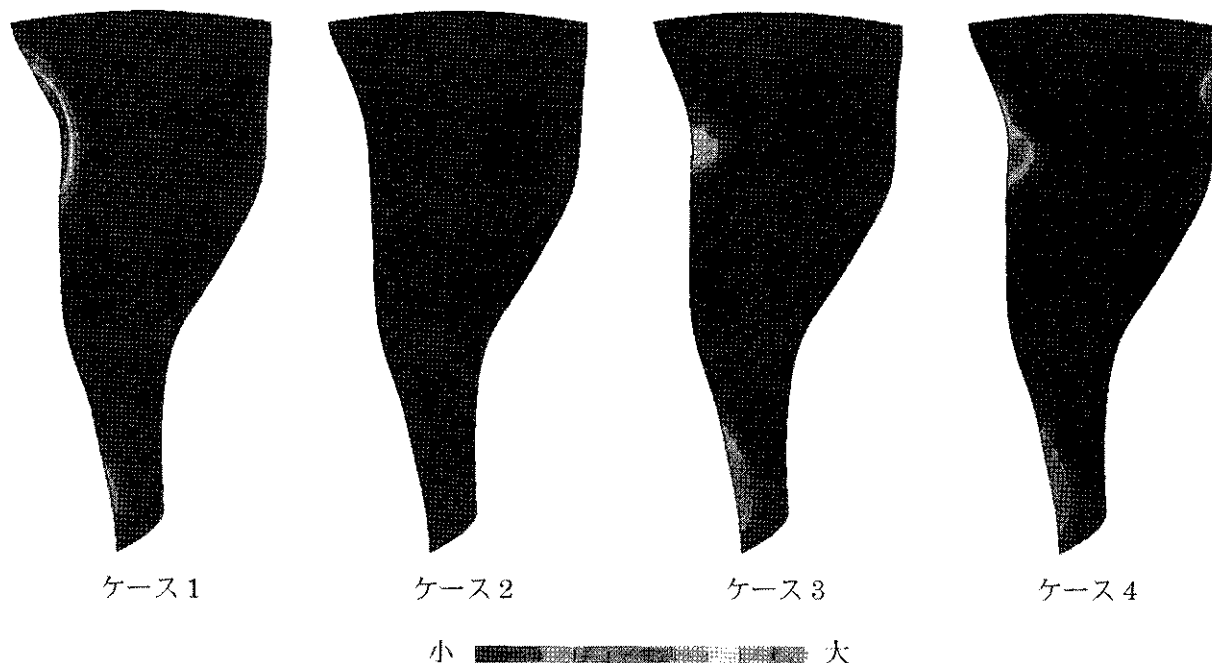


図4 相当塑性ひずみ分布

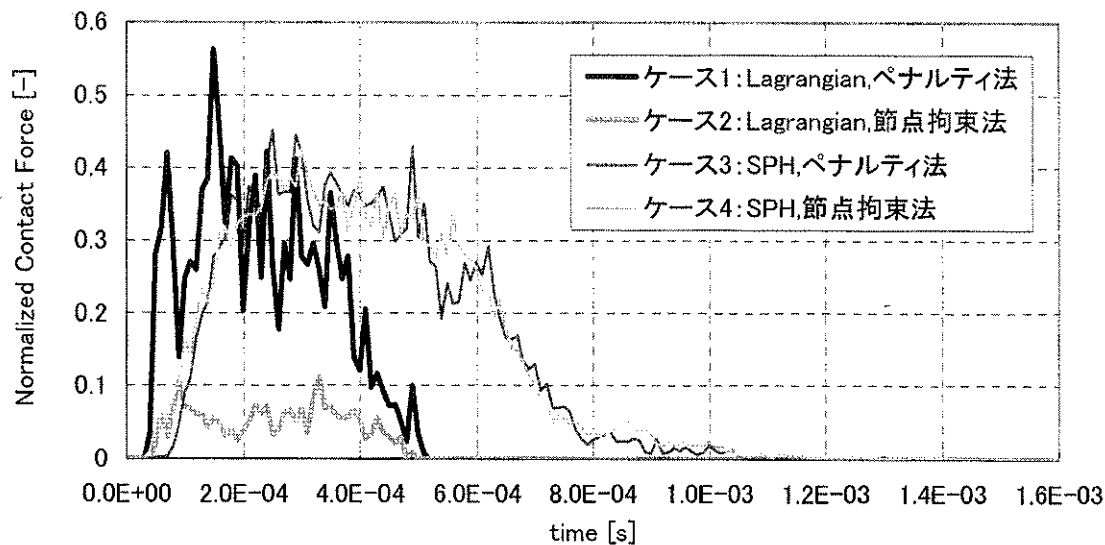


図5 接触荷重の時刻歴

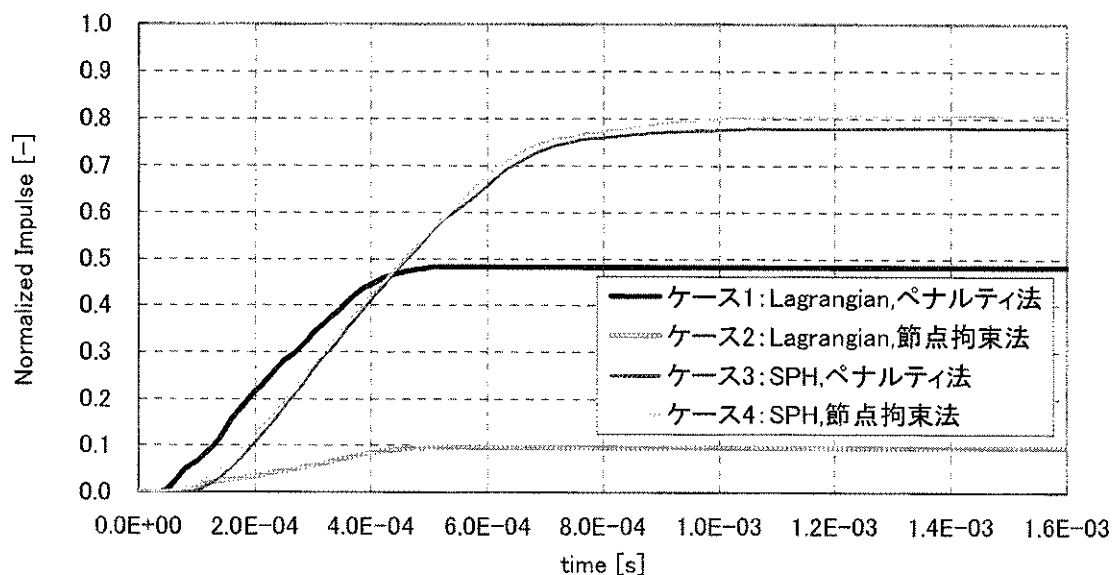


図6 ファンブレードが受ける力積の時刻歴

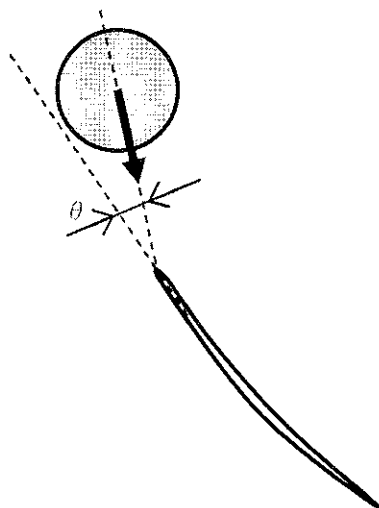


図7 鳥の速度ベクトルとファンブレードの前縁とのなす角 θ

4. まとめ

ジェットエンジンの鳥吸い込み解析において、鳥を Lagrangian と SPH でモデル化し、接触反力の計算方法としてペナルティ法と節点拘束法を用いたときの、接触計算方法の影響を調査した。鳥を Lagrangian でモデル化した場合、ペナルティ法では鳥とファンブレードの衝突を表現できたが、節点拘束法ではすり抜けが生じて接触計算が正常に行なえなかった。一方で、鳥を SPH でモデル化すると、ペナルティ法と節点拘束法で結果に差は見られず、接触計算方法の影響なく解析が行なえることがわかった。また、接触設定をペナルティ法としたケース同士で比較すると、Lagrangian と SPH でファンブレードの受ける荷重が異なり、その結果、ファンブレードの変形挙動やひずみ分布にも違いが見られた。

参考文献

- 1) FAA, WILDLIFE STRIKES TO CIVIL AIRCRAFT IN THE UNITED STATES 1990-2007
- 2) MSN 産経ニュース, 2008 年 3 月 13 日
- 3) L.Cernoch and H.Kaehler, Damage-Tolerant Fan Blade Design, SAE and ASME Joint Propulsion Conference 1979.
- 4) A. Airoldi, B. Cacchione “Modelling of impact forces and pressures in Lagrangian bird strike analyses”, International Journal of Impact Engineering 32 (2006) 1651-1677
- 5) S.A. Meguid, R.H. Mao and T.Y. Ng “FE analysis of geometry effects of an artificial bird striking an aeroengine fan blade” International Journal of Impact Engineering, Volume 35, Issue 6, June 2008, Pages 487-498
- 6) Dr.-Ing. W. Gaertner “Development-Share of MTU Aero Engines in TP400-D6, Propulsion-System for A400M”, ISABE-2005-1166
- 7) Czeslaw Wojtyczka, SamyAmin “Fan Blade Optimization under Medium Bird Strike Load”
- 8) Joerg Frischbierl, Astrid Kraus “MULTIPLE STAGE TURBOFAN BIRD INGESTION ANALYSIS WITH ALE AND SPH METHODS”, ISABE-2005-1016
- 9) S.C.McCallum, C. Constantinou “The influence of bird-shape in bird-strike analysis”, 5th European LS-DYNA Users Conference, 2005
- 10) Alexander A. Ryabov, Vladimir I. Romanov, Sergey S. K Kukanov “Fan Blade Bird Strike Analysis Using Lagrange SPH and ALE Approaches”, 6th European LS-DYNA Users Conference, 2007

AHATシステムの検証試験結果

*樋口 眞一, 荒木 秀文, 小金沢 知己
柴田 貴範, 堀内 康広, 圓島 信也 (日立)

Test Results from the Advanced Humid Air Turbine System Pilot Plant

*Shinichi HIGUCHI, Hidefumi ARAKI, Tomomi KOGANEZAWA,
Takanori SHIBATA, Yasuhiro HORIUCHI and Shinya MARUSHIMA (Hitachi)

ABSTRACT

The AHAT (Advanced Humid Air Turbine) system is based on a recuperated cycle using high-humidity air. This system improves thermal efficiency by using the high-humidity air as working gas. This plant mainly consists of a gas turbine, a humidification tower, a recuperator, an economizer and a water recovery system. After many studies and elemental tests, a small-sized pilot plant was built to verify the feasibility of the AHAT system from the viewpoints of performance and engineering. In overall performance tests, the plant achieved 40%LHV of thermal efficiency and 4MW of output power.

Key words: gas turbine, recuperator, humid air, humidification, water atomization, water recovery, AHAT, HAT

1. 緒言

地球環境を保護するため発電システムの高効率化が継続的に求められている。中容量から大容量の火力発電に関しては、ガスタービンと蒸気タービンを組み合わせたコンバインドサイクルシステムが現在の最も高効率な発電技術であり、今なお改良が進められている。それと同時に近年では、より高い熱効率を達成し得る新しいヒートサイクルを創出するべく数多くの研究がなされている。作動ガスとして高湿分空気を利用するガスタービンシステムはその一つであり、コンバインドサイクルシステムと同等以上の性能及び低コストを達成し得る可能性の高さから注目されている。弊社もAHAT (Advanced Humid Air Turbine)システムを考案し研究を進めてきた。2006年度に小容量AHAT総合試験プラントを建設し検証試験を行った^{1,2,3)}。

本稿ではAHATシステムの総合検証試験結果について報告する。

2. AHATシステム

図1にAHATシステムの基本構成を示す。AHATサイクルは高湿分空気を作動ガスとする再生サイクルの一種と表現することができる。AHATシステムは、主としてガスタービン、再生熱交換器、加湿装置、給水加熱器、吸気噴霧冷却装置、水回収装置により構成される。

圧縮機の吸気ダクト内には図2に示すように吸気噴霧冷却装置が設置されている。吸気噴霧冷却装置は微細な水滴を吸込空気に対して噴霧する。噴霧水量はプラント仕様(圧力比、タービン入口温度等)や圧縮機形式に依存する。水滴の一部はダクト内で蒸発し、その際の気化熱により吸込空気を冷却する。残りの水

滴は圧縮機内部を浮遊中に徐々に蒸発し、圧縮に伴う作動ガスの温度上昇を緩和する。吸気噴霧冷却装置により吸気冷却と中間冷却の2つの効果が得られ、圧縮機動力が低減されると共に主流空気流量が増加する。圧縮機吐出空気は空気冷却器において水冷さ

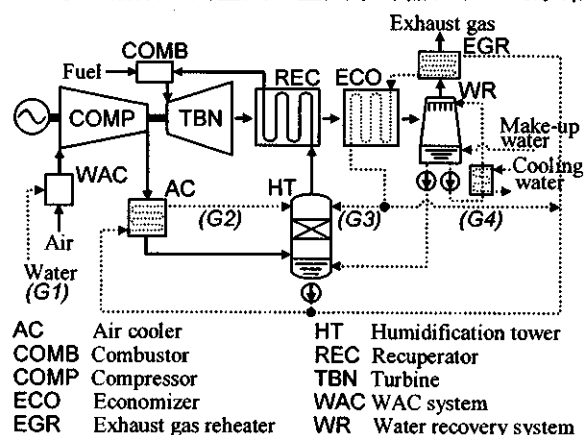


Fig.1 Schematic of AHAT system

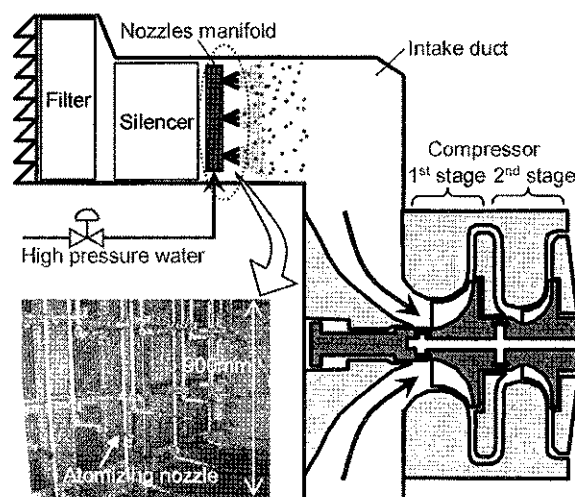


Fig.2 WAC (Water Atomization Cooling) system

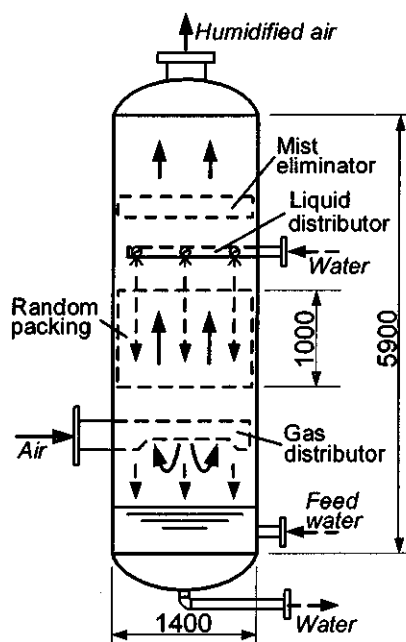


Fig.3 Humidification tower

れた後、加湿装置に流入する。今回の総合試験プラントでは加湿方法として、図3に示す温水を主流ガスに直接接触させることにより加湿する増湿塔方式を採用した。増湿塔において高湿分空気となり流量が増大する。なお供給される温水は空気冷却器及び給水加熱器において主流ガスの熱エネルギーを回収したものである。増湿量は圧縮機吸込空気流量の15wt%程度である。高湿分空気となった主流ガスは、再生熱交換器において排気熱を回収後、燃焼器に流入し燃料を燃焼させる。燃焼ガスとなった主流ガスはタービンにおいて仕事をした後、再生熱交換器及び給水加熱器において熱回収される。給水加熱器から出た排ガスは、水回収装置において冷水と直接接触させられ減温する。その際、排ガス中の蒸気の大半が凝縮され水としてシステムに回収される(図4)。

AHATシステムはガスタービンのみでコンバインドサイクルシステムと同等以上の出力と熱効率を達成する。これは、圧縮機駆動動力のタービン出力に対する割合がAHATシステムの方が小さいことによる。タービンに流入する作動ガス内、吸気噴霧冷却装置或いは増湿塔により水が蒸発して作動ガスとなった分は、圧縮機ではなく水状態でポンプによって圧縮されたものである。このためシンプルサイクルに比べて、タービン出力に対する圧縮動力が小さく、発電機出力が大きくなる。また、蒸発させる水はヒートサイクル上の低熱源となっており排気熱を有効に利用することが可能となっている。AHATシステムでは再生熱交換器に加えて給水加熱器を有し、排気熱を有効利用できるため熱効率が向上する。

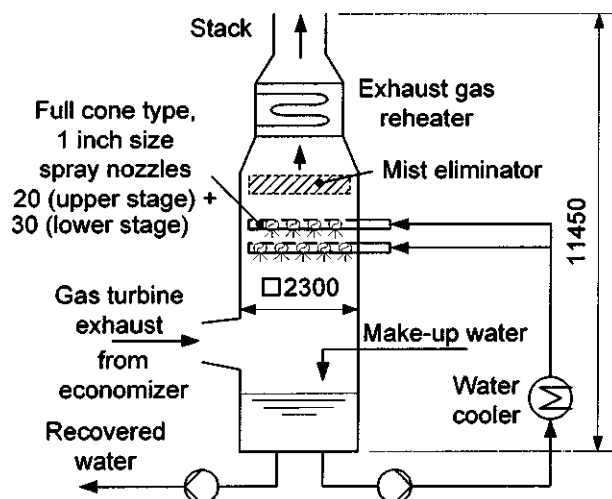


Fig.4 Water recovery system

3. 総合試験プラント

図5に茨城県ひたちなか市に建設された総合試験プラントの鳥瞰写真を示す。試験プラントであるため機器のメンテナンスがしやすいように十分な作業スペースを設けた。表1に設計目標仕様を示す。

図6及び図7に示すようにガスタービンは、2段遠心圧縮機、リバースフロー型単缶燃焼器及び2段軸流タービンから構成される。AHATシステムにおいては、一般的なシンプルサイクルガスタービンと異なり、圧縮機を出た主流ガスが増湿されるため、タービンに流入する主流ガス流量は圧縮機が吸い込む主流ガス流量よりも増湿された分だけ多い。よって、AHATシステムではシンプルサイクルガスタービンをそのまま利用することは出来ないため、AHATシステム専用にガスタービンを新設計した。図8にタービン第1段の静翼及び動翼の冷却構造を示す。シンプルサイクルガスタービンに比べて主流ガス中の湿分が多いため、主流ガス温度が同じでも翼の受熱量が多くなることを考慮して冷却設計がなされている。

図9に燃焼器バーナを示す。本プラントでは、多孔同軸噴流クラスターバーナを採用した。このバーナは多数の燃料と空気同軸噴流によって燃料と空気の急速混合を可能とする。これにより予混合燃焼器と同等の低NO_x性能が得られる。バーナはF1からF4の4つの領域に分けられ、それぞれ独立に燃料流量を調整可能である。図10に示すように出力に応じて燃焼モードを設定し、出力70%以上のF1+F2+F3+F4モードではF4により出力調整を行う。

なお、本プラントには性能を詳細に把握するために温度、圧力、振動計測用など900点以上のセンサが取り付けられ、リアルタイム計測が行われた。また、本プラントは独立した発電システムとして機能するため、発電機出力及び燃料流量から正確にプラント熱効率を計算することが可能である。

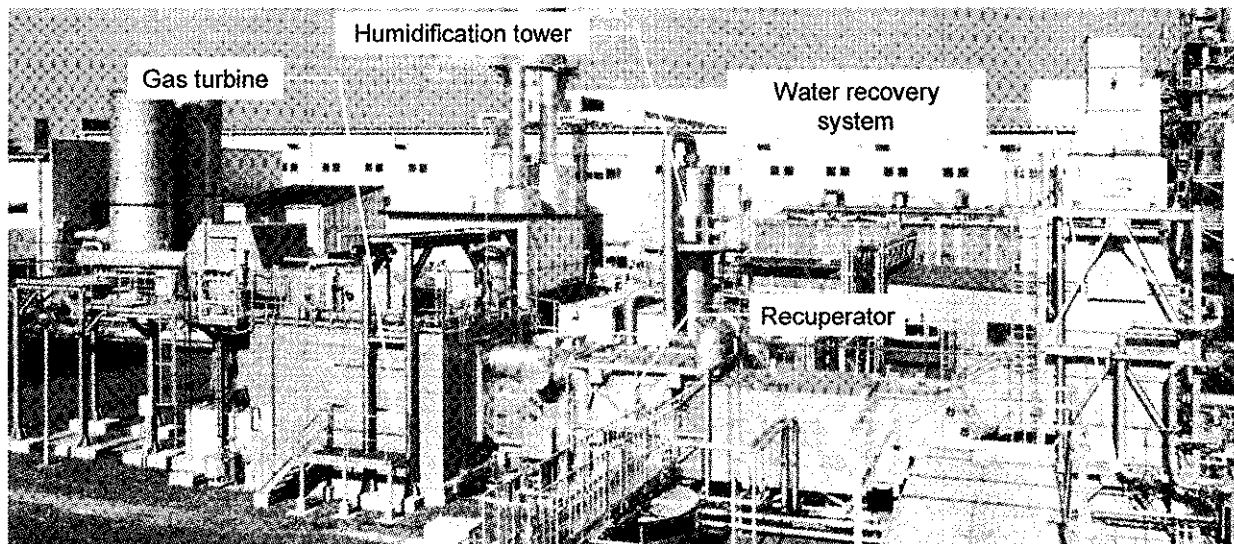
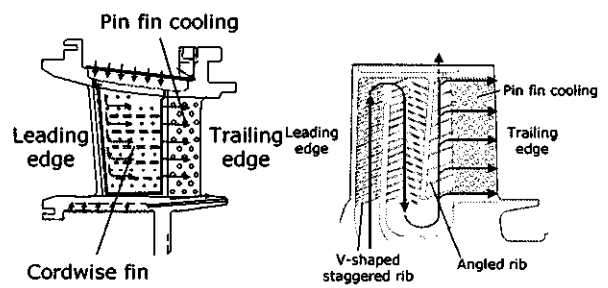


Fig. 5 Photo of pilot plant

Table 1 Target specifications of pilot plant

Item	Unit	Value
Rated power output	kW	3,680
Electrical efficiency	%LHV	42.46
Gas turbine speed	min ⁻¹	17,800
Inlet air mass flow rate	kg/s	10.3
Pressure ratio	-	8.1:1
Turbine entry temperature	°C	1,180
Turbine exhaust temperature	°C	669
WAC flow ratio to inlet air flow	wt%	1.5
NOx emissions (@15%O ₂)	ppm	<10



(a) First-stage stator blade (b) First-stage rotor blade

Fig. 8 Schematic of turbine blades

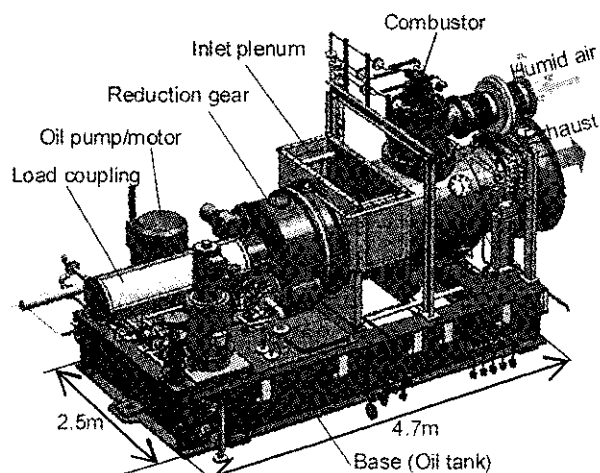


Fig. 6 Gas turbine

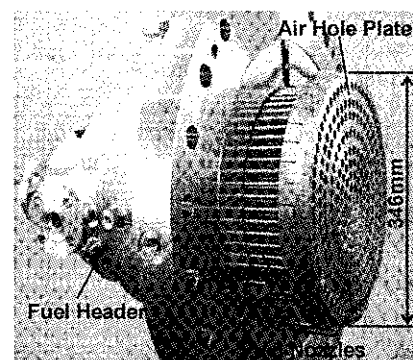


Fig. 9 Combustor (Cluster nozzle burner)

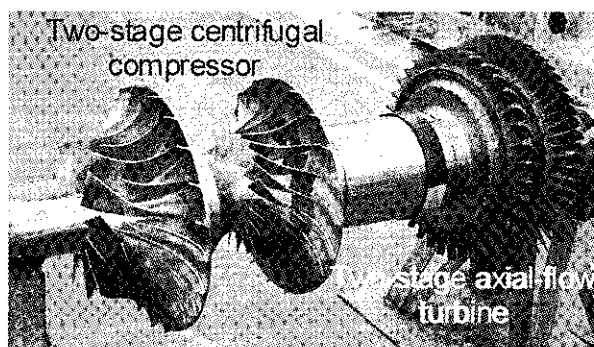


Fig. 7 Gas turbine rotor

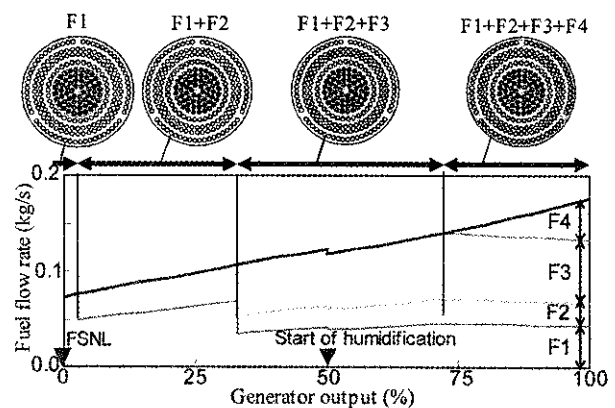


Fig. 10 Operating modes (designed)

4. 試験結果

4.1 全体性能

試験は2006年10月に開始し、5ヶ月間で30回実施した。運転は、検証試験という性格上、手動制御にて行った。今回の試験で得られたシステム特性・挙動等を分析し、最終的には自動運転制御を行う予定である。

図11に最大負荷試験時のトレンドグラフを示す。図11(a)及び図11(b)は制御項目を示す。AHATシステムは燃料流量だけでなく、水系統の水量も制御する。本プラントでは、吸気噴霧冷却用水量G1(図1参照)、空気冷却器から増湿塔へ流れる水量G2、給水加熱器から増湿塔へ流れる水量G3、給水加熱器から排ガス再加熱器へ流れる水量G4も制御した。プラントの発電機出力は、シンプルサイクルシステムと同じように燃料流量により制御される。

プラントは、起動及び停止時はドライモードで、それ以外時はウェットモードで運転される。ドライモードとは主流ガスへの加湿を行わない運転モードであり、水量G1、G2及びG3はゼロである。一方、ウェットモードとは主流ガスへの加湿を行う運転モードである。ガスタービン起動後15分で定格速度17,800rpmに達した(図11(c))。ドライモードで出力1.8MWまで発電機出力を上昇させた。途中、出力0.9MWと1.8kWにおいて30分間出力維持しプラントの健全性を確認した。その後、ウェットモードに移行した。徐々に主流ガスへの増湿量を増加させ出力を2.6MWまで増大させ、更に3.3MWまで増大させ45分間出力維持した。その後、吸気噴霧冷却を開始し出力を3.6MWまで増大させ、更に3.9MWまで増大させ2時間のヒートランを行った。その後の最大負荷試験において、出力4.0MW、熱効率40%LHVを達成した。表1に示した計画値42.46%LHVよりも2.5pt低い値となったが、これは各種センサ取付けに伴うリーク及び圧力損失の増大が主な原因であることが分かっており、これらを補正した熱効率は43%LHV程度となる見込みを得た。

4.2 圧縮機

図11(e)及び図11(f)には吸気噴霧冷却の効果が顕著に現れている。圧力比の上昇にも拘らず吐出温度が20℃低下している。図12に特性曲線を示す。吸気噴霧冷却は作動ガスの冷却と同時に流量増大に寄与する。吸気噴霧冷却により圧力比は7.8%、吐出流量は3.7%増大した。噴霧水量は圧縮機吸込空気流量の0.9wt%であった。なお、これらの値にはマッチング点の移動による影響も含まれている。

図13に圧縮機ガスパス内に設けられた熱電対温度分布を示す。熱電対はガス流路外周壁近傍のガス温度を測定するように取付けられている。但し、吸気噴霧

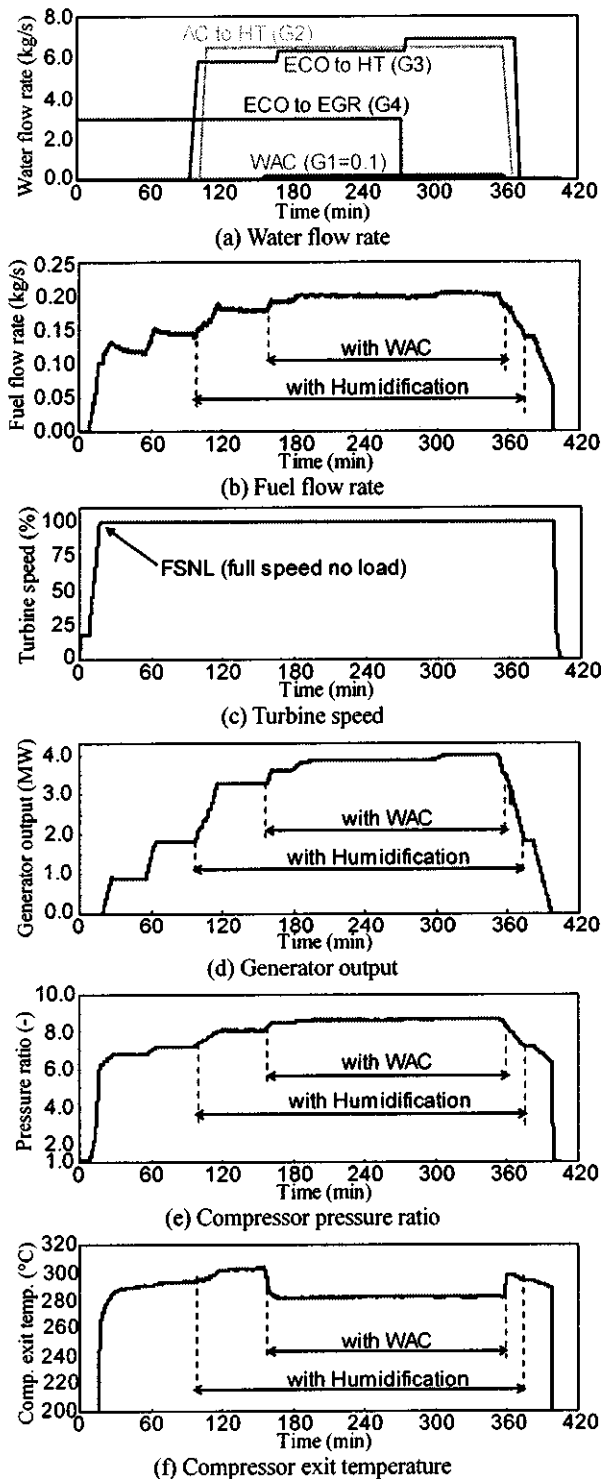


Fig.11 Trend data during the full load test

により熱電対に水滴が付着した場合は湿球温度が測定されるものと考えられる。そこで、吸気噴霧なしの状態量から噴霧水が全て第1段インペラ出口で蒸発すると仮定して計算した湿球温度を併記する。位置L1～L5における吸気噴霧時の測定温度はこの湿球温度に近く、インペラ内部では液滴が存在していると推定される。インペラを出てから徐々に吸気噴霧冷却有り無しの温度差が小さくなりL8以降は一定値となった。L8で噴霧水の蒸発が完了したと考えられる。また、この温度

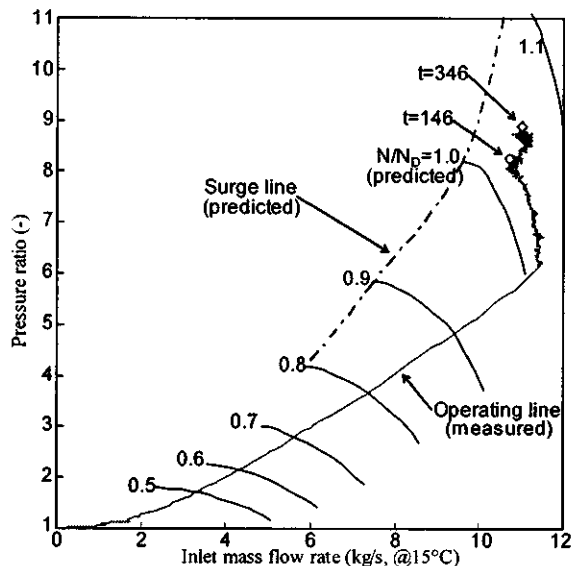


Fig. 12 Compressor characteristics

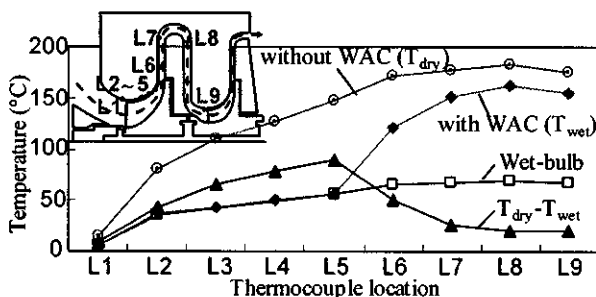
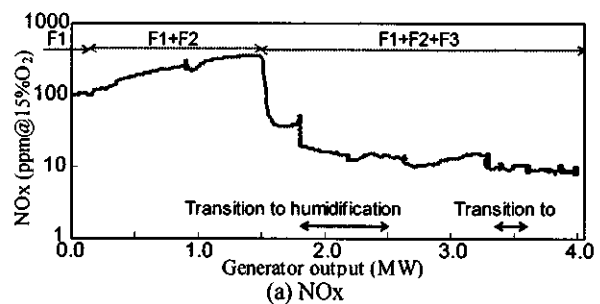


Fig. 13 Temperature distributions in the compressor

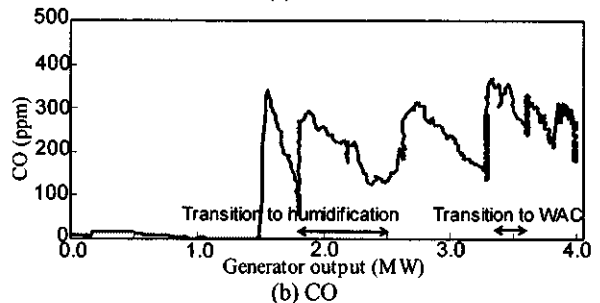
差は噴霧水の蒸発潜熱に相当する。遠心式の圧縮機では流路のリターン部が噴霧水の蒸発に有効に機能していることが分かった。吸気噴霧冷却は小容量機に多い遠心圧縮機を採用するガスタービンにおいても、出力を増大させる手段として有効であることが確認できた。

4.3 燃焼器

図14にNO_x及びCO排出量を示す。ガスタービンと再生熱交換器の間で燃焼ガスを抽気し分析した。図15にCO及び未燃炭化水素排出量から計算した燃焼効率を示す。出力4.0MWではNO_x値は10ppm以下であり目標を達成できた。出力1.5MWにおいて280ppmと高くなるが、負荷運転領域ではなく過渡領域であるため運用上問題ないとする。出力1.5MWにおいて加湿を開始したが、開始直後に急速にNO_x値が低下していることが分かる。一方、CO値に関しては出力3.0MW以上の負荷運転領域においても300ppm以上と大きくなった。これは、F4領域に火災がなく冷たいガスが放出され、これがF3領域の火災と接触し不完全燃焼を引き起こしているからであると考えられる。F4領域に火災がある場合は、この問題が起らずCO値はほぼ0ppmであり、それに対応して燃焼効率も99.99%以上であることが



(a) NO_x



(b) CO

Fig. 14 Combustor emissions

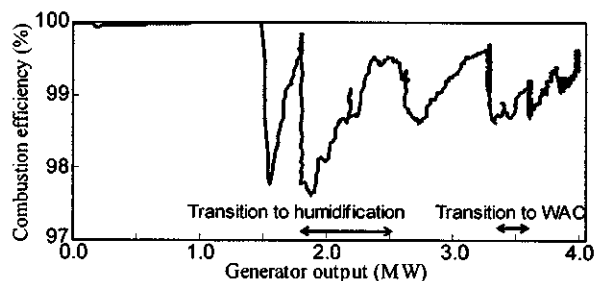


Fig. 15 Combustor performance

要素試験にて確認されている⁴⁾。本試験においてF4領域が燃焼していないのは、圧縮機流量が設計点より大きくなったために燃焼モードが計画点から外れたためである。燃焼モードの修正により負荷運転領域をF1+F2+F3+F4モードすることが可能である。

4.4 タービン

図16にタービン第1段の静翼及び動翼のメタル温度を示す。横軸は燃焼温度でありTET₀=1,180°C(表1参照)である。縦軸は制限温度との偏差を示す。静翼は翼面に埋め込まれた熱電対により、動翼はパイロメータにより計測した。静翼及び動翼とも全ての運転点において制限温度以下となることが確認できた。吸気噴霧冷却の有無により同じタービン入口温度でもメタル温度が約10°C異なる。これは図11(f)に示すように冷媒となる圧縮機吐出空気温度が吸気噴霧冷却により低下するためである。

4.5 増湿塔

表2に示すように発電機出力に応じて増湿塔への散水量(G2及びG3)、吸気噴霧冷却の噴霧水流量(G1)を変化させた。図17に増湿量に与える影響を示す。また、同図に燃料流量から計算したタービン入口ガス温

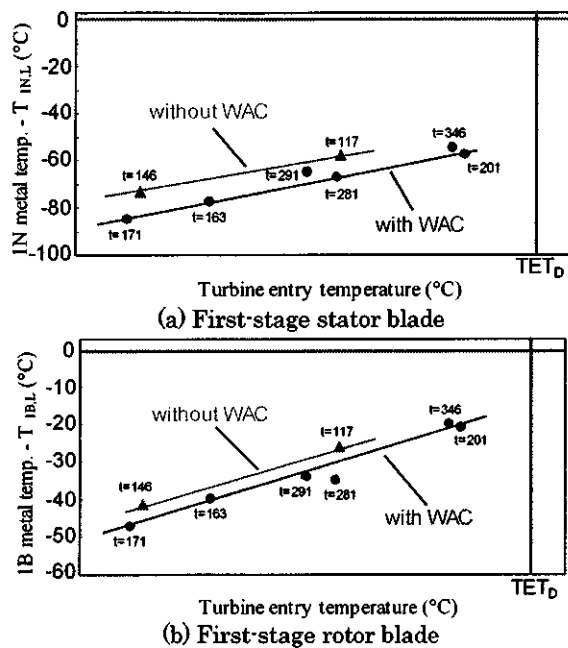


Fig.16 Metal temperature on turbine blades

度を併記した。図18にはプラント熱効率を示す。これらの図から増湿量とタービン入口ガス温度の上昇に対応して熱効率が上昇することが確認された。

4.6 水回収装置

図19に表2に示した試験ケースでの増湿塔における増湿量と水回収装置における水回収量を比較して示す。これら試験ケース平均で増湿塔における増湿量の95%を回収できており、スプレイ式水回収装置によりAHATシステムの補給水量を大幅に低減できる見通しを得た。

5. 結言

高湿分空気利用ガスタービン(AHAT)システムを考案し、総合試験プラントを建設し検証試験を行った。その結果、吸気噴霧冷却、増湿及び水回収に関して設計仕様を満足する見込みが得られAHATシステムの成立性が確認できた。タービン入口温度1,180℃、圧力比8、吸込流量10kg/sの条件において、出力4MW、熱効率43%LHV、NOx値10ppm以下を達成できる見込みが得られた。

謝辞

本研究は、経済産業省資源エネルギー庁からの支援を受けて実施されました。ここに謝意を表します。

Table 2 Experimental conditions

ID	Generator output (MW)	Water flow rate (kg/s)			
		WAC (G1)	AC to HT (G2)	ECO to HT (G3)	ECO to EGR (G4)
E1	1.8	-	-	3.0	3.0
E2	2.2				
E3	3.3				
E4	3.6	0.1	6.5	5.5	-
E5	3.9				
E6	4.0			7.0	

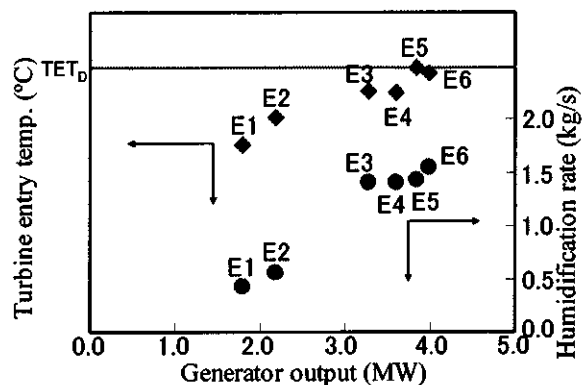


Fig.17 Humidification rate and turbine entry temperature

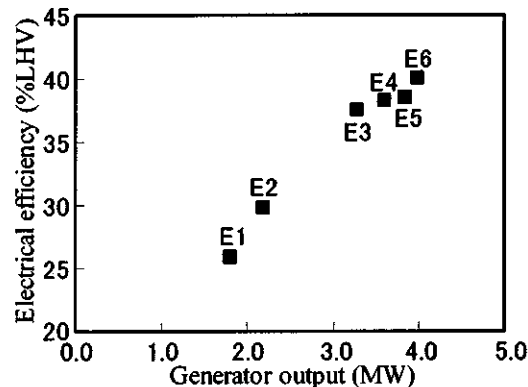


Fig.18 Electrical efficiency

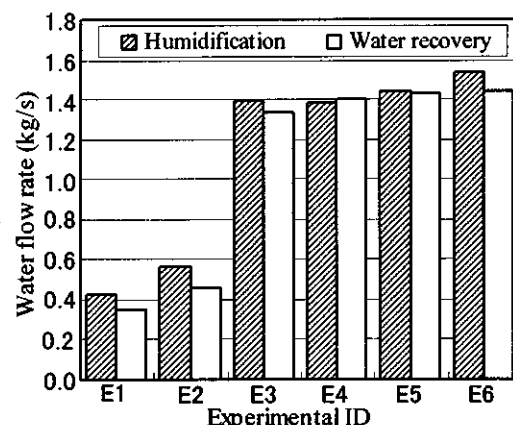


Fig.19 Humidification rate and water recovery rate

参考文献

- 1) Higuchi, S., Koganezawa, T., Horiuchi, Y., Araki, H., Shibata, T., Marushima, S.: Test Results from the Advanced Humid Air Turbine System Pilot Plant – Part 1: Overall Performance, ASME GT2008-51072 (2008)
- 2) Araki, H., Higuchi, S., Koganezawa, K., Marushima, S., Hatamiya, S., Tsukamoto, M.: Test Results from the Advanced Humid Air Turbine System Pilot Plant – Part 2: Humidification, Water Recovery and Water Quality, ASME GT2008-51089 (2008)
- 3) Shibata, T., Takahashi, Y., Hatamiya, S.: Inlet Air Cooling with Overspray Applied to a Two-stage Centrifugal Compressor, ASME GT2008-50893 (2008)
- 4) Koganezawa, K., Miura, K., Saito, T., Abe, K., Inoue, H.: Full Scale Testing of a Cluster Nozzle Burner for the Advanced Humid Air Turbine, ASME GT2007-27737 (2007)

スーパーマリンガスタービンの海上試験結果

*中山 智, 宮地 宏, 杉本 隆雄 (川崎重工)

Sea Trial Results of Super Marine Gas Turbine

*Satoshi NAKAYAMA, Hiroshi MIYAJI and Takao SUGIMOTO (KHI)

ABSTRACT

Super Marine Gas Turbine (SMGT) is a newly developed gas turbine with high performance and low emissions for the maritime industry. In 2007, SMGT was applied on the experimental Super ECO-ship (SES) as a prime mover of the alternator for the electrical propulsion system. SMGT was enclosed with a power generation package with alternator, reduction gear box and other equipments and the package was installed on the deck of SES. The data of running condition of SMGT were collected through various tests on the sea and demonstrated its high performance, reliability and safety of SMGT for marine application.

Key words: Marine Gas Turbine, Marine Application, Electrical Propulsion Ship, Load Change

1. はじめに

海上における環境対策や海上輸送システムの効率化に強い関心が寄せられるなか、スーパーマリンガスタービン(以下SMGT)はガスタービンの軽量・小型、低騒音・低振動、良好な排ガス特性といった特徴を生かした高効率かつ低環境負荷の次世代型船用ガスタービンとして、国内のガスタービンメーカー5社が協力して開発した。(1)~(8)

本稿では、SMGTをスーパーエコシップ(以下SES)に推進用ガスタービン発電装置として搭載し、海上試験を実施した結果について報告する。

2. SMGTの研究開発概要

SMGTの研究開発スケジュールを図1に示す。フェーズ1では基本計画、各要素技術の研究、実験機の開発及び性能試験を実施し、目標性能(出力2,500kW、熱効率38%、NO_x排出量1g/kW・h)を達成した。フェーズ2では実船搭載に必要な信頼性を確保するために改良を加えた実船搭載型SMGTを開発し、連続運転試験及び繰返し負荷投入試験により耐久性を確認した。

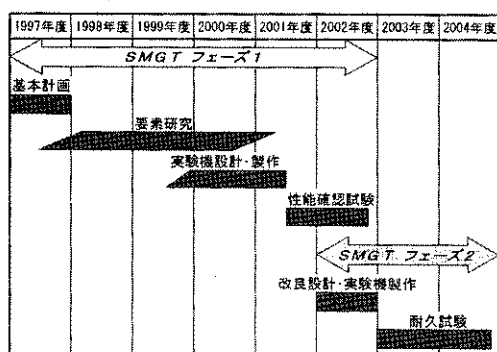


図1 SMGT 研究開発スケジュール

3. SMGT の特徴

SMGT の構成を図2に示す。SMGT は船舶への搭載を考慮した設計を行っており、以下の特徴を持っている。

- 1) 船用燃料として入手性が良いA重油が使用可能
- 2) モジュール分割構造による良好な整備性
- 3) 防食を考慮した材質、コーティング
- 4) 傾斜、動揺に対する強度、潤滑油排油性
- 5) 急激な負荷変動に対応できる制御機構

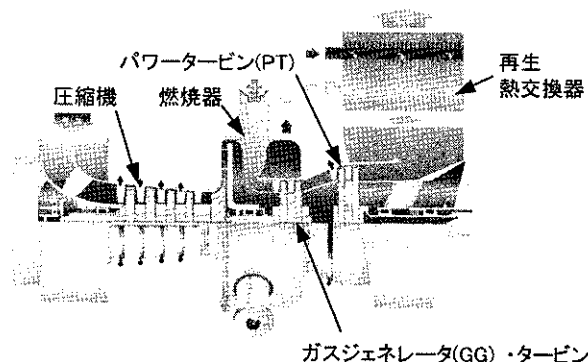


図2 SMGT構成

実船搭載型SMGTの主要目を表1に示す。再生熱交換器を使用することで同出力クラスの高効率ガスタービンと比較して熱交換が高く、NO_x排出量は従来の船用ディーゼルエンジンと比較して少ない。ガスタービン他機種との熱効率の比較を図3に、船用ディーゼルエンジンとのNO_x排出量の比較を図4に示す。

完成した実船搭載型SMGTのパワーセクションと再生熱交換器の外観を図5に示す。

表 1 実船搭載型 SMGT 主要目

形式	再生開放2軸式
出力	2,400kW
熱効率	36%
NOx排出量	1.7g/kW・h
回転数	21,000rpm(GG)/12,500rpm(PT)
空気流量	9.5kg/s
圧力比	8

※ISO条件, A重油

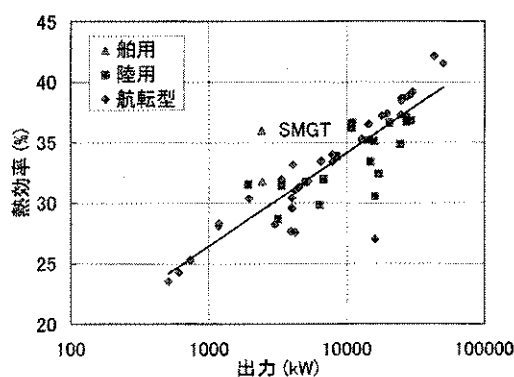


図 3 ガスタービン熱効率比較

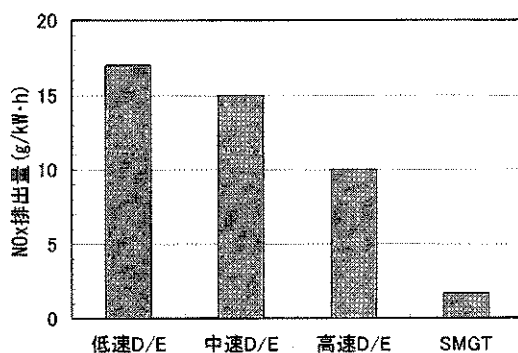


図 4 船用 D/E との NOx 排出量比較

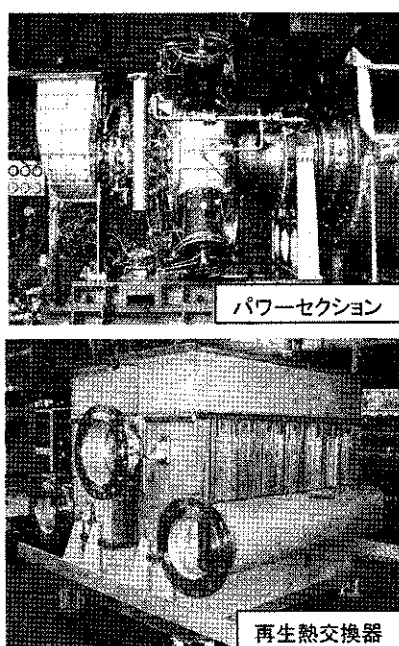


図 5 実船搭載型 SMGT 外観

4. SES の概要

SES は船舶による環境負荷低減及び船内の省力化を可能にする次世代内航船の開発・実証を目的とした実験船である。

SMGTを搭載したSESは発電装置、電動モータ及び2重反転式ポッドプロペラ等で構成される高効率かつ操船性の向上が期待できる電気推進システムを搭載し、さらに航海、荷役、離着岸及び係船支援システムで構成される省力化のための制御システムが搭載されている。

SESの外観を図6に示す。SESは全長約100m、積載量約5,000tの内航タンカーであり、SMGTは電気推進用ガスタービン発電装置の原動機として使用されている。

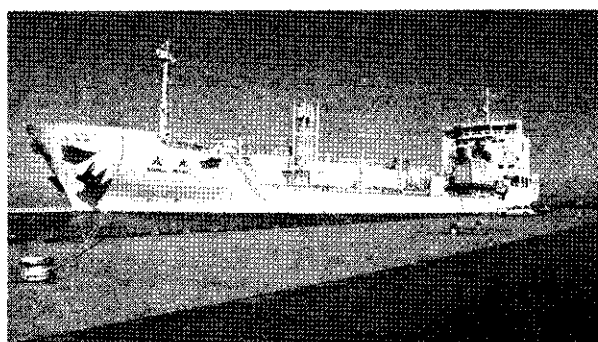


図 6 SES 外観

5. SMGT 発電装置の特徴

SMGT 発電装置の外観を図7に、構造を図8に示す。SMGT 発電装置は甲板上に設置するためパッケージ型となっており、SMGT、減速機、発電機他各補機器を一体化している。

SMGT 発電装置は船舶への搭載を考慮し、以下を留意して設計を行った。

- 1) 風雨及び受波に対するパッケージの水密構造
- 2) 吸気口に塩分除去のためのデミスターを設置
- 3) 傾斜・動揺に対する強度、潤滑油系の構造
- 4) 制御装置の2重化
- 5) 船内監視装置の装備



図 7 SMGT 発電装置外観

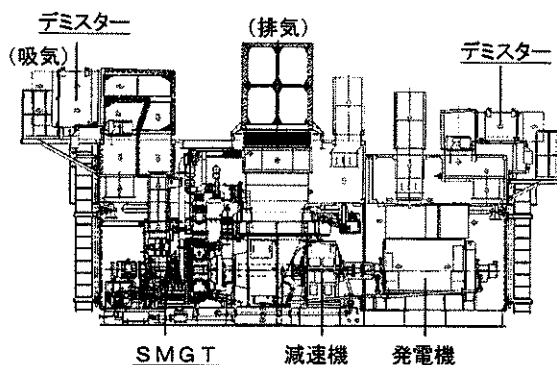


図8 SMGT 発電装置構造

6. 海上試験結果

SES の調整運転、海上公試(船舶機能試験)及び実海域実証実験は2007年2月から6月まで新潟沖で実施された。この期間中、SMGT は各種試験時の運転データを収集、分析して性能、信頼性、安全性についての検証を行った。結果を以下に述べる。

6.1 速力試験

出力一定時の船速を計測する試験。

SMGTは発電機を駆動するため、パワータービン(PT)回転数(=発電機周波数)が常に定格回転数一定となるように制御する。このとき、ガスジェネレータ(GG)回転数は負荷(=発電出力)により変化する。

満載状態、4/4出力での速力試験時のSMGTの運転トレンドを図9に示す。速力(負荷)静定時のPT回転数は安定しており、GG回転数も同様に安定していた。また、同時に計測している軸振動や内部温度・圧力等も正常であった。

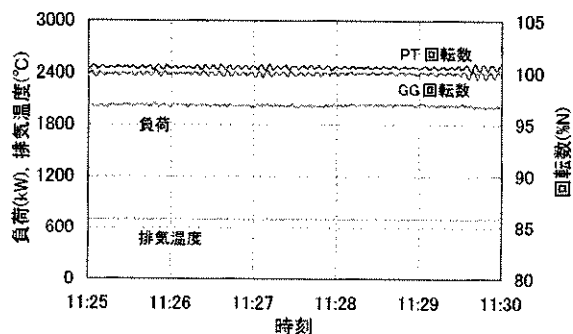


図9 速力試験時運転トレンド

6.2 旋回試験

直進静定状態から旋回したときの航跡を求め、旋回性能を確認する試験。

満載状態、2/4出力の直進状態からポッド角を左20°に設定して旋回したときの運転トレンドを図10に示す。旋回時はプロペラ回転数が一定で、かつ船体の抵抗が増加するため負荷が増加する。このため

GG回転数が上昇したり、軸振動や内部温度・圧力等も変化するが、正常の範囲内であった。PT回転数の変動は直進時とほとんど変わらず安定していた。

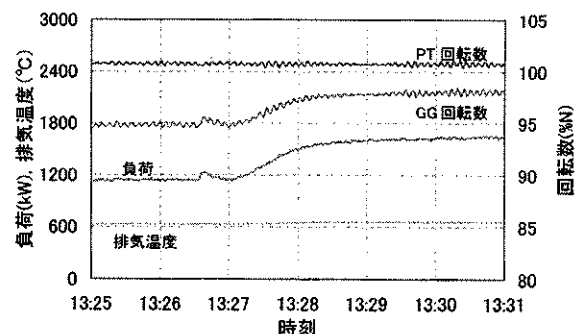


図10 旋回試験時運転トレンド

6.3 Z試験

ジグザグに航行し、変針及び保針性能を確認する試験。

満載状態、4/4出力、進行方向を左右20°にジグザグ航行したときの運転トレンドを図11に示す。旋回試験と同様、本船の変針に伴い負荷が変動するが、SMGTは正常に動作した。

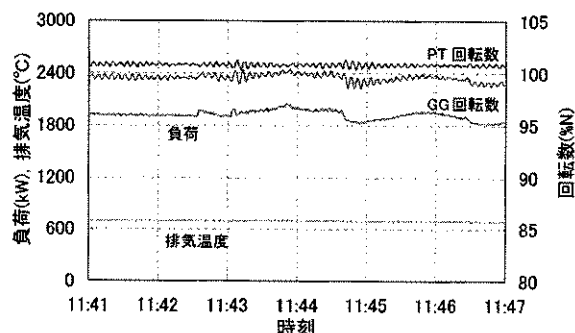


図11 Z試験時運転トレンド

6.4 着桟・離桟試験

SESの機能である離着桟、係船システムによる着桟・離桟性能を確認する試験。

満載状態で新潟港へ入港、着桟時の運転トレンドを図12に示す。着桟時は不規則な負荷変動があるため瞬時的にGG回転数は10%、PT回転数は最大3%程度変動したが、SMGTの動作及び推進システムに問題はなかった。

離桟時の負荷変動は着桟時と比較して小さく、SMGTの動作は安定していた。

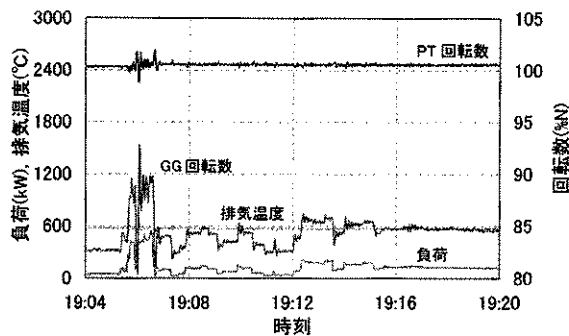


図 12 着桟試験時運転トレンド

6.5 連続航行試験

実航路を想定し、SESの機能である航海支援システムを用いた航行性を確認する試験。新潟港から秋田港の間の約121海里を満載状態で往復した。

新潟港から秋田港への往航においては波浪が1.5mから2.5mと大きく、航行時間は約12時間であった。このときの航行の様子を図13に、運転トレンドを図14に示す。80%～90%負荷運転において、負荷の変動幅は最大400kW(1分間に9回周期程度)と大きかったが、PT回転数の変動は±3%程度に収まっており、推進システムへの影響はなかった。しかしGG回転数は最大10%程度変動し、他の試験ではなかった排気温度の変動もみられたが、SMGTは正常に動作した。

秋田港から新潟港への復航は平穏海域であり、特に問題はなかった。

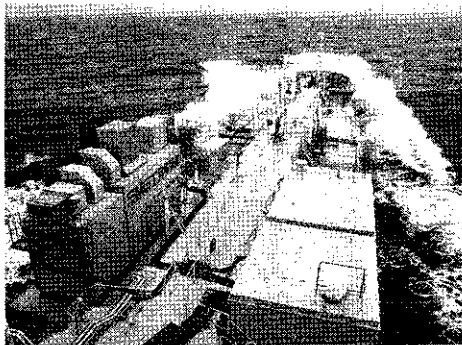


図 13 連続航行試験(往航)の様子

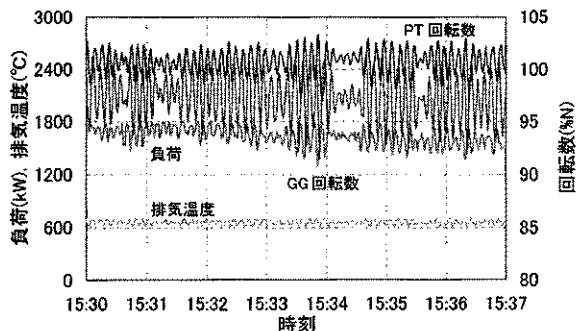


図 14 連続航行試験(往航)時運転トレンド

往航時に軽故障警報があり、推進用電動機1台が非常停止するという問題が発生した。このときの船内監視装置における警報発生時の運転トレンド画面を図15に示す。PT回転数、ガバナ出力信号、燃料流量の変化から、警報の原因は船側の燃料供給フィルタの目詰まりであることが判明し、迅速に復旧することができた。このように船内監視装置の有効性を確認することができた。

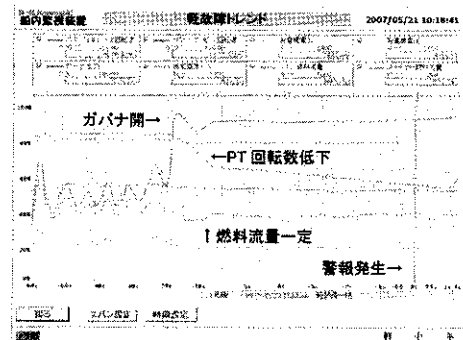


図 15 船内監視装置の警報発生時画面

6.6 前後進(クラッシュアスターン)試験

全速前進の状態から全速後進を指令し、急停止性能を確認する試験。

バラスト(空荷)状態での前後進試験時の運転トレンドを図16に示す。負荷は試験開始から約7秒で2200kWから200kWへ減少し、その後約5秒で1300kWへ増加する。このような急激な負荷変動に対してもSMGTの動作は追従して試験に対応できた。但し、GGの急加速の制限から追従能力には限界があり、この場合はPT回転数が一旦80%以下まで低下している。

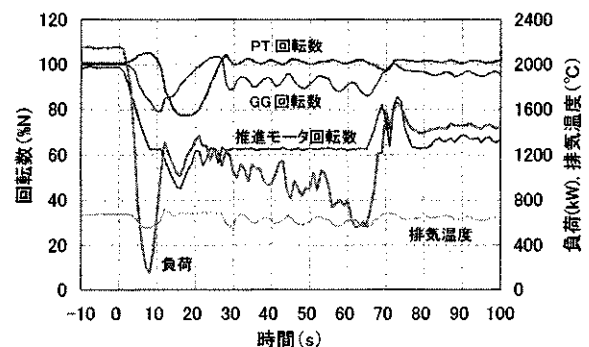


図16 前後進試験時運転トレンド

7. SMGTの分解点検(予備検査)

SMGTは新規開発の船用ガスタービンとして、船舶安全法に基づく予備検査を受検した。海上試験後のSMGTの状態を確認するために川崎重工明石工場にパワーセクションを持ち帰り、国土交通省の立会による分解検査を実施した。

分解点検の結果全ての部品に異常はなく、SMGTの健全性が確認され、予備検査に合格した。

8. 結論

SMGTの海上試験における始動回数は32回、運転時間は180時間(うち最大負荷は40時間)であった。期間中SMGTの不具合、運用上の問題はなく、各種試験における動作は良好であり、所定の性能を満足したことから、SMGTの性能及び船舶の運航に対する信頼性、安全性を検証することができた。さらに、SMGTの低振動、低騒音による船内の振動、騒音の少なさは好評であった。

今後の展開としては、長期間の運用実績の蓄積や電気推進以外の推進方式(プロペラ直接駆動やウォータージェット)への適用などが考えられるが、今回の海上試験で得られた運用ノウハウはその基礎となるものである。また、SMGTの排熱を有効利用することで高い総合熱効率を得ることができる船舶用の排熱回収・利用システムの実用化が課題である。

9. 謝辞

SMGTの研究開発は国土交通省殿、日本財団殿、鉄道建設・運輸施設整備支援機構殿、スーパーエコシップの研究開発は国土交通省殿、環境省殿、日本造船技術センター殿、英雄海運殿、新潟造船殿の御指導・御支援のもとにスーパーマリンガスタービン技術研究組合ならびにスーパーエコシップ技術研究組合によって実施しました。ここに記して謝意を表します。また、関係各位の多大なご支援に感謝致します。

参考文献

- (1) T.Sugimoto, H.Miyaji, H.Sano, Development of Japanese Super Marine Gas Turbine, ASME Turbo Expo 2005 GT2005-68447
- (2) 佐野光 他, スーパーマリンガスタービンの開発, 川崎重工技報 第161号 (2006.1)
- (3) 杉本隆雄 他, 日本ガスタービン学会誌 Vol.29 No.2 (2001.3), p.76-81
- (4) 足利貢, 日本ガスタービン学会誌 Vol.32 No.2 (2004.3), p.71-76
- (5) 室田光春 他, 日本ガスタービン学会誌 Vol.32 No.6 (2004.11), p.479-483
- (6) 杉本隆雄 他, 日本ガスタービン学会誌 Vol.36 No.1 (2008.1), p.7-12
- (7) スーパーマリンガスタービン技術研究組合編,

“環境低負荷型船用推進プラントの研究開発・研究開発完了報告書”, 日本財団図書館, 2002.

- (8) スーパーマリンガスタービン技術研究組合編, “実船搭載型船用推進プラントの研究開発・研究開発完了報告書”, 日本財団図書館, 2004.

超臨界 CO₂ クローズドサイクルガスタービンの開発

第一報：サイクル計算の高度化とバイオマス発電への適用検討

*蓮池 宏 (エネルギー総合工学研究所), 宇多村 元昭 (東京工業大学),
山本 敬 (熱技術開発), 梶田 梨奈 (熱技術開発)

Development of Super-critical CO₂ Closed Cycle Gas Turbines 1st report: Advanced Cycle Simulator and Its Application to Biomass-fired Power Plant

*Hiroshi HASUIKE(The Institute of Applied Energy),
Motoaki UTAMURA(Tokyo Institute of Technology),
Takashi YAMAMOTO (Thermal Engineering & Development Co., Ltd.)
and
Rina KAJITA (Thermal Engineering & Development Co., Ltd.)

ABSTRACT

In order to realize supercritical CO₂ gas turbines (S-CO₂), a design method has been developed to determine cycle parameter values together with dimensions of regenerative assuming microchannel heat exchanger. Based on the method, effects of temperature effectiveness, channel size and materials of regenerative heat exchanger to cycle characteristics have been assessed. Moreover, a model of CO₂ heating by external heat source is developed, which is applied to calculate net power generation efficiency to biomass heat input. Also its economics compared with steam turbine systems as well as feasibility of extensive introduction of biomass-fired S-CO₂ power generation are evaluated.

Key words: gas turbine, closed cycle, supercritical carbon dioxide, biomass, power plant

1. はじめに

超臨界二酸化炭素 (CO₂) を作動媒体とするクローズドガスタービンのブレイトンサイクル特性を検討してきた¹⁾。このサイクルは、800K 程度の中温度域でも従来のガスタービンでは前例の無い有意な効率を発揮しうるが、その実現には以下の設計課題が存在する。すなわち、(a)95%以上の高い再生効率の実現、(b)再生熱交換器の内部ピンチに起因する伝熱限界の緩和である。(a)については、新型マイクロチャンネル熱交換器(MCHE)を試作し、伝熱流動相関式を開発、小型で前記の再生効率を達成できる見通しを得た²⁾。(b)については、分流再圧サイクルを考察し、ピンチポイントの影響を最小化する運転条件を明らかにした³⁾。本研究では、サイクル特性とコストを支配する再生熱交換器のモデルを詳細化した。本シミュレータでは、前記した伝熱流動相関式を用いて、熱交換器の寸法とエネルギーならびに運動量の保存を同時に解いて、サイクル効率を最大化した。さらに、CO₂ 加熱システムのモデルを構築して、バイオマス燃料の入熱に対する発電効率と経済性を評価し、CO₂ ガスタービンの適用利用によるバイオマス発電の導入拡大の可能性を評価した。

2. サイクル計算方法

2.1 熱交換器のモデル

従来のサイクル計算手法では、熱交換器の温度効率(再生効率)と圧力損失率(=圧損/入り口圧力の比)を入力し、エネルギーと運動量のバランスをとり構成機器の出入り口温度・圧力、流量などの機能仕様を定める。次に、それを設計入力として、ハード仕様(寸法、材質)を設計する。これが目標に到達しない場合には、所望の解を得るまで入力値を修正してサイクル計算を繰り返す。この手法の問題は、例えば熱交換器の場合、交換熱量を与えて計算した熱交換器の寸法から算出できる圧力損失が一般にはサイクル計算の結果と一致しないことにある。それは、本来は関連のある温度効率と圧力損失率を、独立に与えたからである。良く知られた媒体の場合には、過去に蓄積された経験から良い推定値を与えることができる。

しかし、本研究で対象とする超臨界二酸化炭素は、過去に設計経験が少なく、しかも圧力や温度の変化に対する物性値の変化が大きいため、推定が容易ではない。そこで、本研究ではアプローチを変える。すなわち、従来の温度効率と圧力損失率の入力を止め、伝熱係数(Nu)と圧力損失係数(f)の実験式で置き換えて計算する。そのため熱

交換器内部の物性値と長さを熱負荷の関数として記述する³⁾。この方法には、熱負荷を伝熱要素に分割しエンタルピバランスから温度分布を直接計算できる利点がある。伝熱要素の長さや圧力損失は以下のように計算する。

$$\Delta P = \int_0^{\rho_0} f \frac{1}{D_h} \frac{v G^2}{2} \frac{1}{U a \Delta T} dQ \quad (1)$$

$$L = \int_0^{\rho_0} \frac{dQ}{U a \Delta T} \quad (2)$$

ここで、伝熱係数 Nu と圧損係数 f は、S 字フィン MCHE の CO_2 を用いた実験式

$$Nu = 0.0473 Re^{0.8} Pr^{0.6} \quad (3)$$

$$f = 2.294 Re^{-0.25} \quad (4)$$

とした²⁾。計算のフローシートを図1に示す。この計算により求まる出口の諸量は下流側の機器の入り口条件になり、これを繰り返してサイクル計算が一巡する。境界条件を満足するまで繰り返し計算をする。収束時点で、熱交換器の交換熱量、各部の圧損、長さや体積が相互に矛盾なく一度に求まる。この計算手法を再生熱交換器に適用した。

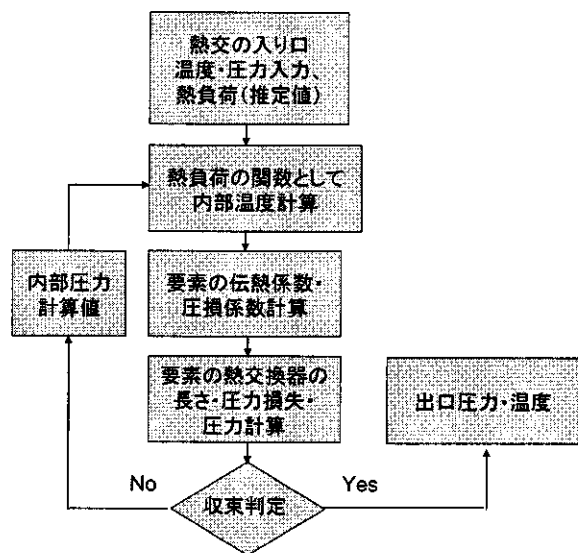
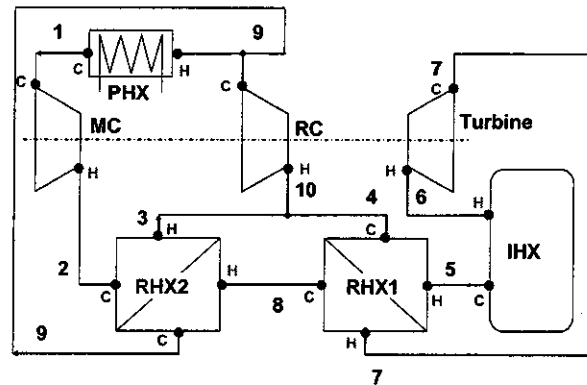


図1 伝熱流動相関式を用いた熱交換器長さや出口圧力・温度の計算

2.2 温度効率とサイクル効率

図2は、評価対象とした分流再圧サイクルの構成を示す。ブレイトンサイクルとは、再生熱交換器の分割と再圧縮機の導入の点が異なっている。計算条件を表1に示す。



PHX : Precooler(前置冷却器)
RHX : Recuperator(復熱器)
IHX : Intermediate Heat Exchanger(中間熱交換器)
MC : Main Compressor(主圧縮機)
RC : Recompressing Compressor(再圧縮機)

図2 分流再圧サイクル

表1 サイクル計算条件

項目	値
冷却器出口(圧縮機入口)温度	308K
タービン断熱効率	0.93
圧縮機断熱効率	0.90
加熱器圧力損失係数	0.012
冷却器圧力損失係数	0.01

図3は、タービン入り口温度 800K、サイクル最高圧力 20MPa 条件でサイクル効率を再生熱交換器の温度効率の関数として示したものである。個々の評価点ごとに、分流比とタービン膨脹比を最適化してある。発電出力を 5MW と仮定して体積を計算した。サイクル効率は、温度効率が 99% 付近に極大値を有する。これは熱交換器の長さの急増で圧損が増えタービン入り口圧力が低下すること起因している。この結果と所要体積から、温度効率の設計目標は 95% が適正と考えられる。このときのサイクル効率は 44% である。

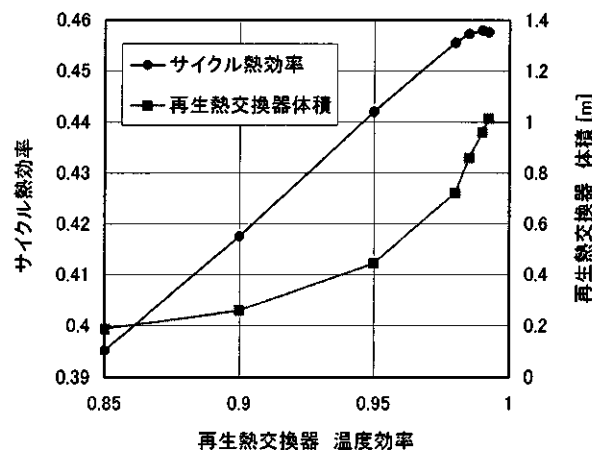


図3 再生熱交換器の温度効率とサイクル効率

2.3 流路形状がサイクル効率に及ぼす影響

熱交換器の形式、流路寸法と材質がサイクル効率と再生熱交換器の体積に及ぼす影響を評価した。MCHE1とMCHE2の寸法を表2に示す。両者の水力等価直径は約2倍異なる。

図4に検討結果を示す。これより、管型と比較してMCHEが体積、サイクル効率の両面で格段に優れていることが分かる。MCHE1とMCHE2を比較すると、水力等価直径の小さい後者はサイクル効率では1%低いものの、その所要体積は前者の1/5で済む。再生熱交換器のコスト低減のためには、MCHE2の採用が望ましい。サイクル効率の低下は、水力等価直径が小さくなることに伴う圧力損失の増加によるものである。MCHEの材質による影響は小さいので、耐熱性・加工性に優れるSUSが適している。

表2 MCHEの寸法

	MCHE1	MCHE2
フィン長さ(mm)	9.6	4.8
流路幅×深さ(mm)	0.87×0.47	0.87×0.47
水力等価直径(mm)	1.06	0.59

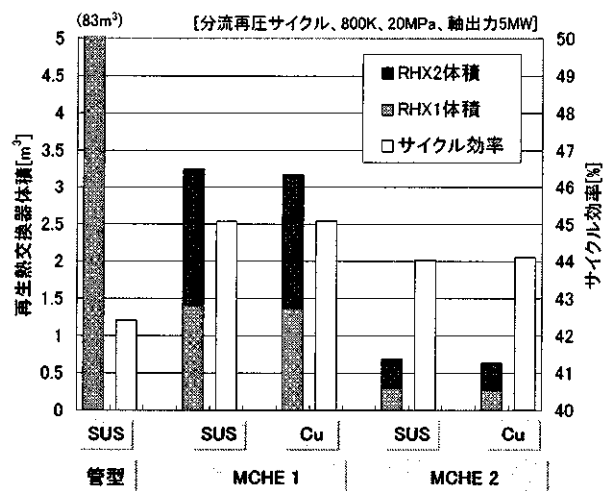


図4 熱交換器の形式、流路寸法と材質が再生熱交換器の体積に及ぼす影響

2.4 最適設計

図5はタービン入口温度(TIT)と圧縮機出口圧力(CEP)を変えたときのサイクル効率と比出力の関係を示す。熱交換器はMCHE2を選択した。各計算点ではタービン膨脹比と分流比を最適化してある。例えば550K(277℃)、12MPaの条件下で理論サイクル効率は24%である(点A)。

TIT=550Kの曲線(CEPを変化させる)と CEP=12MPaの曲線(TITを変化させる)では後者

の方がサイクル効率の上昇が大きく、サイクル効率の向上のためにはタービン入口温度の高温化の方がより近道である。TIT=800K、CEP=12MPaの条件(点B)ではサイクル効率35%が可能であると予想され、各種の廃熱発電や産業用自家発電分野において蒸気タービンに対し競争力を持ちうる。さらに、バイオマス発電向けには高温高压仕様として、タービン入口温度800K(523℃)、圧縮機出口圧力20MPaのサイクルを開発する(点C)。この条件ではCO₂サイクルへの入熱基準でサイクル効率44%が可能であると予想される。

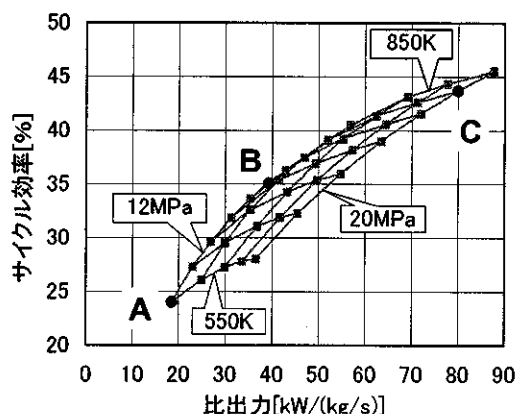


図5 最適化された分流再圧サイクルにおけるサイクル効率と比出力との関係

3. バイオマスを燃料とするCO₂ガスタービン発電の評価

3.1 発電システムのエネルギー収支

前項において検討したCO₂ガスタービンサイクルに、CO₂の加熱システム、冷却システム、発電機、補機等を加えた発電システム全体について、エネルギー収支と物質収支を計算するプラントシミュレータを作成し、これを用いてCO₂ガスタービン発電のエネルギー収支を明らかにした。

燃料として利用するバイオマスとしては、木質バイオマスを想定する。木質バイオマスの元素組成と発熱量は、日本エネルギー学会による表3の値を用いた。この値に基づいて燃焼ガスの温度・組成・比熱等を求め、CO₂加熱、空気予熱、および熱回収(水蒸気発生)の計算を行った。燃焼用空気量は、バイオマスボイラの実態を参考にして、理論空気量の1.6倍とした。発電機効率は、永久磁石式同期発電機を想定して98%とし、周波数変換装置の効率は95%とした。補機としては、燃焼用空気の給気ファン、排ガスの排気ファン、冷却水およびボイラ給水の給水ポンプを考慮した。

表3 木質バイオマスの組成と発熱量

C	H	O	N	灰分	発熱量(水分23%)
51.3%	6.3%	41.3%	0.1%	0.5%	14.5MJ/kg (LHV)

発電システムの構成とエネルギーバランスを図6に示す。CO₂加熱器を出た燃焼ガスを用いて燃焼用空気の予熱を行うことにより、燃料を節約することが可能になる。この場合の発電システム全体としての発電効率は24%となる。熱利用効率は23%である。既存のバイオマス燃焼炉では水冷壁による冷却を行うが、水の代わりに400~500℃のCO₂で燃焼炉の炉壁冷却ができれば、発電出力を増やすことが可能となる。

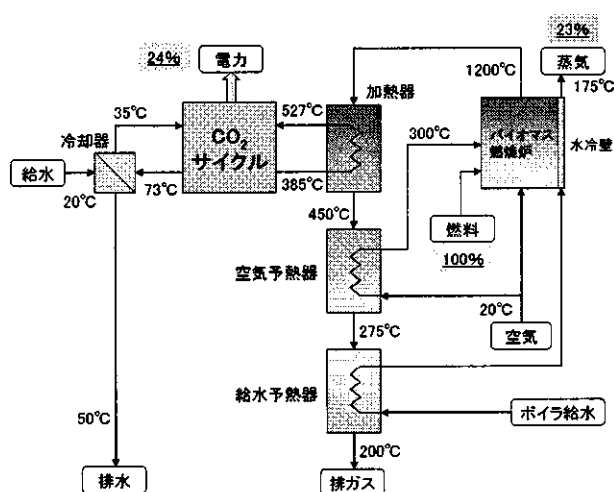


図6 バイオマスを燃料とするCO₂ガスタービン発電システムのフロー

3.2 経済性評価

バイオマスを燃料とするCO₂ガスタービン発電と蒸気タービン発電の経済性を比較した。主な計算条件を表4に示す。これらは基本的に文献6)を踏襲している。CO₂ガスタービンの効率は、100t/日の場合に24%とし、小容量ではタービン効率等の低下を見込んで低くするとした。

バイオマス費用は種類によって大きく異なり、支出ではなく収入（つまり価格が負）となることもあるため、一旦、バイオマス費用を除いた収支を計算し、そこから収支が均衡するためのバイオマス価格を算出することとした。

発電に係る費用と収入とを比較した結果を図7に示す。同一バイオマス処理量で比較すると、CO₂タービンの方が費用がやや多いが、それ以上に売電収入が多く、経済性が高いことがわかる。また、規模が大きくなると、費用の増大以上に収入の増加が多くなり、経済性が良くなる。バイオマス処

表4 経済性評価のための計算条件

項目	計算条件	備考
ST設備費(10 ⁶ 円)	$60.6 \times C^{0.6}$	C:バイオマス定格処理量(t/日)
CO ₂ GT設備費(10 ⁶ 円)	$ST \text{ 設備費} \times (0.6 + 0.4 \times k^{0.6})$	k:STとCO ₂ GTの効率比
設備補助率(%)	50	
金利(%/年)	3.5	
償却期間(年)	15	
人件費(10 ⁶ 円)	$5 \times (2.1307 \times C^{0.2207})$	C:バイオマス定格処理量(t/日)
諸費(10 ⁶ 円/年)	$P \times 0.04$	P:設備費(10 ⁶ 円)
ST発電効率(%)	$0.03514 \times \ln Y - 0.4619$	Y:定格投入熱量(kcal/hr)
熱利用効率(%)	18	
売電単価(円/kWh)	8	
売熱単価(円/kg蒸気)	2.7	

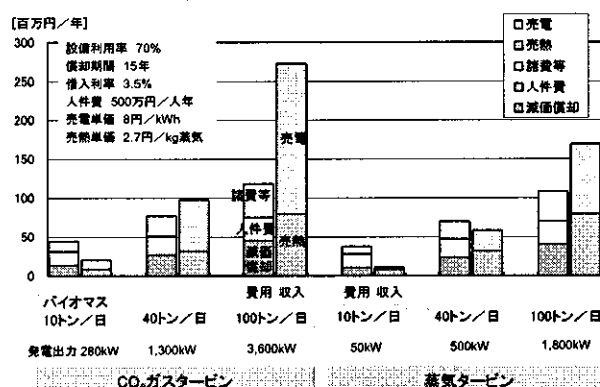


図7 経済性評価結果

理量10t/日では、費用の方が多いが、CO₂ガスタービンでは40t/日以上で、蒸気タービンでも100t/日では収入が費用を上回っている。

この計算結果から、収支が均衡するためのバイオマス価格を算出した結果を図8に示す。蒸気タービン、CO₂ガスタービンともに、規模が大きくなると単価の高いバイオマスでも収支が均衡することが分かる。また、蒸気タービンよりCO₂ガスタービンの方が経済的に有利であり、高価なバイオマスも適用可能である。

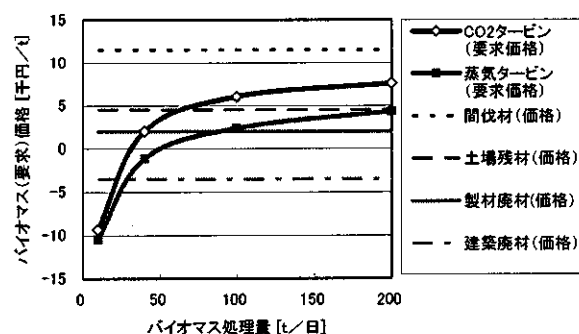


図8 収支が均衡するためのバイオマス価格

図 8 には、わが国における木質バイオマス価格（文献 7）より引用）も併せて示した。現状では、バイオマス発電の経済性が得られているのは建築廃材が中心であるが、CO₂ ガスタービンの利用により製材廃材や土場残材でも経済的に成り立つようになると見込まれる。製材廃材の場合、蒸気タービンでは 90t/日以上、CO₂ ガスタービン発電では 40t/日以上以上の規模で経済性が得られる。

4. CO₂ ガスタービンの導入効果と市場規模

4.1 木質バイオマスの賦存量

NEDO では、国内の各種木質バイオマスの賦存量を市町村別に集計したデータを公開している⁸⁾。図 9 は、そのデータを市町村別の賦存量規模の分布の形に加工したものである。個々のバイオマス種毎に見ると殆どの市町村が 30t/日以下であるが、それらをまとめれば（林地残材はコストが高いので除く）、100t/日以上以上の市町村もかなり増える。

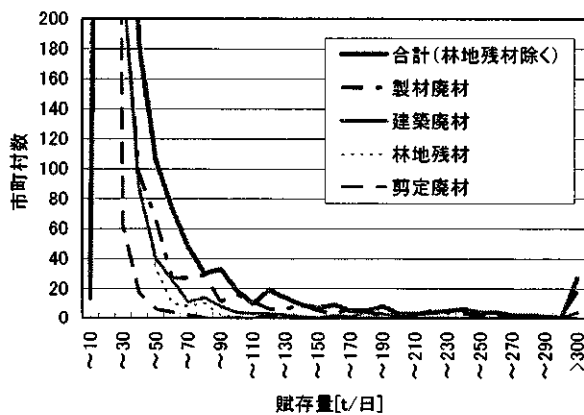


図 9 市町村別の木質バイオマスの賦存量規模の分布

4.2 経済的に利用可能な賦存量の推定

先の図 8 に示したように、蒸気タービン発電や CO₂ ガスタービン発電は規模の経済メリットがあり、一定の規模以上において経済性が成り立つ。ここで、発電設備を市町村単位で設置すると仮定すれば、各発電技術の経済性が得られる規模（図 8）と、市町村単位のバイオマス賦存規模（図 9）を比較することによって、各発電技術の市場規模を評価することができる。

図 10 は、賦存量の規模をパラメータとして、その賦存規模以上の市町村数を集計したものである。蒸気タービン発電で経済性が得られるバイオマス賦存規模 90t/日以上以上の市町村は 150 である。これに対し、CO₂ ガスタービン発電で経済性が得られる 40t/日以上以上の市町村は 350 と、2.3 倍になる。

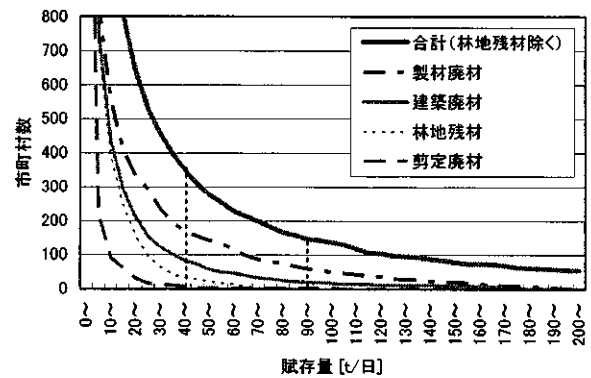


図 10 木質バイオマス賦存量とその賦存量以上の市町村数の関係

5. 結論

超臨界 CO₂ ガスタービンの実現に不可欠な高性能再生熱交換器としてマイクロチャンネル熱交換器を想定し、その伝熱流動相関式を導入して、サイクルパラメータと熱交換器寸法を矛盾なく同時決定する設計手法を開発し、サイクル性能を予測した。また、CO₂ 加熱システムのモデルを構築して、バイオマス燃料の入熱に対する発電効率と経済性を評価し、CO₂ ガスタービンの利用によるバイオマス発電の導入拡大の可能性を評価した。その結果、次の知見を得た。

- (1) 再生熱交換器の温度効率が 99% のところに、サイクル効率の極大値が存在する。これは、温度効率の上昇に伴って、熱交換器の長さが増えることによる圧損の増大が顕著になるためである。所要体積を考慮した温度効率の設計目標としては 95% が適正と考えられる。
- (2) MCHE の流路寸法は再生熱交換器の総体積に大きく影響する。コスト低減のためには、水力等価直径が小さくコンパクト化が可能な MCHE2 の採用が望ましい。材質がサイクル効率に与える影響は小さく、耐熱性・加工性の点で優れる SUS が適している。
- (3) 想定した CO₂ ガスタービン発電システムが実現できれば、経済性を有する木質バイオマス発電が可能な市町村数は、蒸気タービン発電の場合の 2.3 倍に増えることが期待できる。

6. 参考文献

- 1) 宇多村元昭、玉浦裕：超臨界二酸化炭素を作動媒体とするソーラーガスタービンサイクル、B-7 第 33 回ガスタービン定期講演会（2005.9.10）PP.147-149.
- 2) 宇多村元昭、玉浦裕：ソーラーガスタービン用マイクロチャンネル熱交換器の伝熱流動特性、日本ガスタービン学会誌、Vol35, No2 (2007.3) pp.110-116.

- 3) 宇多村 他：熱交換器の伝熱限界を考慮した超臨界 CO₂ ガスタービンサイクル特性の解析, 日本ガスタービン学会誌, Vol.36, No.2 (2008) pp.60-65.
- 4) 宇多村、ニキチン、加藤、熱交換器の性能解析における対数平均温度差法の一般化, *Thermal Science & Engineering*, Vol. 15, No. 3 (2007)
- 5) Frutschi, H.U.: Closed-cycle gas turbines, Professional engineering publishing Co. Ltd., London (2004)
- 6) みずほ情報総研：バイオマスエネルギー導入支援データベースの構築調査報告書, 2007 年 3 月.
- 7) 山本 他：中四国の木質バイオマス残さの収集・発電利用のシステム分析, エネルギー・資源, Vol.28, No.4, (2007) pp.43-48.
- 8) <http://app1.infoc.nedo.go.jp/databio.html>

注記：本論文の一部は、経済産業省からの交付金を原資とし実施する平成 19 年度「新エネルギーベンチャー技術革新事業」事業の一つとして、NEDO 技術開発機構との受託研究契約に基づいて実施した 19 年度の成果である。

記号の説明

A	伝熱面積 (m ²)
A_c	流路面積 (m ²)
a	軸方向単位長さあたりの伝熱面積 ($\equiv A/L$) (m)
D_h	水力等価直径 (m)
f	圧力損失係数 ($\equiv \Delta P / ((L/D_h) \cdot (\nu G^2/2))$) (—)
G	質量流束 (kg/m ² s)
h	熱伝達率 (W/m ² K)
k	熱伝導率 (W/mK)
L	熱交換器長さ (m)
Nu	ヌッセルト数 ($\equiv hD_h/k$) (—)
P	圧力 (Pa)
Pr	プラントル数 (—)
ΔP	圧力損失 (Pa)
MCHE	Microchannel Heat Exchanger
Q	熱負荷 (W)
Q_o	熱交換器全体の交換熱量 (W)
Re	レイノルズ数 ($\equiv GD_h/\mu$) (—)
T	温度 (K)
ΔT	流体間温度差 (K)
U	総括熱伝達率 (W/m ² K)
ν	比体積 (m ³ /kg)
W	質量流量 (kg/s)

ギリシャ語

μ	粘性率 (Pa · s)

添字

<i>hot</i>	高温流体側
<i>cold</i>	低温流体側
<i>m</i>	平均

札幌市におけるマイクロガスタービン・ コジェネレーションシステムの実証研究 第二報 エネルギーフロー解析

*倉田修, 壹岐典彦, 吉田博夫, 前田哲彦, 松沼孝幸, 角口勝彦, 武内洋 (産総研)

Micro Gas Turbine Co-generation System in Sapporo City – Energy Flow Analysis

*Osamu KURATA, Norihiko IKI, Hiro YOSHIDA, Tetsuhiko MAEDA,
Takayuki MATSUNUMA, Katsuhiko KADOGUCHI, and Hiromi TAKEUCHI(AIST)

ABSTRACT

At Sapporo City University, micro gas-turbine co-generation with heat storage system is currently studied. This report shows the efficiencies, temperatures and the energy flows of MGT-CGS.

Key words: Micro gas-turbine, Co-generation, Heat storage, Sapporo City University

1. はじめに

分散型電源では排熱を有効に利用することが重要であり、発電に伴う排熱と熱需要との時間的ミスマッチを減らす必要がある。産総研が札幌市立大学芸術の森キャンパスで実施している分散型エネルギーシステムの実証研究では、マイクロガスタービンコジェネレーション (MGT-CGS) と高性能蓄熱システム¹⁾、太陽光発電を組合せ運用することで総合効率と省エネルギー性の向上を目的としている。実証研究の概要は既報²⁾に紹介した。本稿では MGT-CGS と蓄熱システムにおいて、運用実績と運用中のエネルギーフロー解析について報告する。

2. 札幌市立大学における実証研究系と運用実績

2.1 札幌市立大学における実証研究系

実証研究を実施している場所は札幌市立大学芸術の森キャンパスである。2006 年 4 月に札幌市立高等専門学校敷地内に新設された当初から C 棟 (地下 1 階、地上 3 階、総床面積 4,157 m²) に MGT-CGS を搬入し、高性能蓄熱システム、ボイラーと組合わせている。また、既存の専門教育棟屋上に太陽光発電を設置した。

実証研究系の詳細を図 1 に示す。MGT-CGS はタクマ TCP30LH (温水パッケージ、燃料: 都市ガス 13A、定格値は発電出力 27kW、温水熱出力 59 kW、燃料消費量 117kW) で、キャブストン製の MGT を用いている。

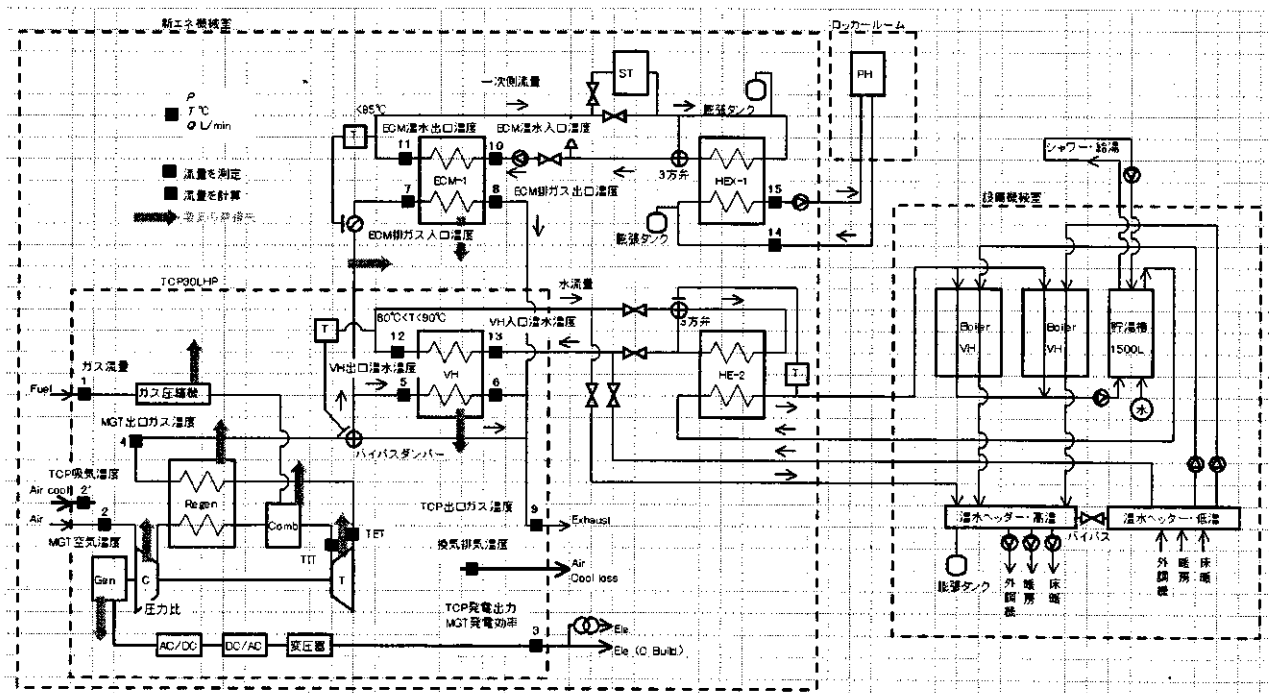


図 1 実証研究系の詳細

電力はC棟で使用され、余剰分は芸術の森キャンパス内に供給される。MGTの排熱はバイパスダンパーを通過後2系統に分岐する。一方はTCP30LH内部の真空式温水器(パコティンヒーター:VH)で熱回収され、もう一方はエコマイザー(ECM)で高性能蓄熱システムに熱回収される。前者の温水は設備機械室のボイラー温水と合わせ冬期は床暖、暖房、外調機に、夏期は貯湯槽を経由して給湯に供される。後者の高性能蓄熱システムの回収熱は翌朝ロッカースペースのパネルヒーターに供給される。

MGTの運転時間は制御盤内のシーズン対応スケジュールタイマーでプログラムされている。11月～4月の冬期は8時～20時の12時間、5月と10月の中間期は8時～19時の11時間、6月～9月の夏期は9時～17時の8時間のDSS(Daily Start and Stop)運転とし、土曜日、日曜日、休日と夏期、冬期休暇中は運転を休止している。北海道ガスが定めるコージェネレーションシステムA契約の契約年間負荷率を満たすため、熱需要の少ない夏期中も運用している。

設備機械室のボイラーとC棟の暖房はビル管理用システムで運用されている。ボイラーはMGT-CGS優先の台数制御に設定されている。

2.2 運用実績

図2に2006年9月から2008年2月の発電効率、システム効率とVH出口入口温水温度を示す。気温が低い分、排熱を有効に利用する冬期においてもシステム効率が50%以上になり難い。ECMに分岐する熱量の割合が多い分、VHの熱回収量を低下させる可能性がある。

2.3 MGT 実測値と計算値の比較

図3にMGTのサイクル計算値を実測値と比較し示す。圧縮機断熱効率:0.76、タービン断熱効率:0.76、再生器効率:0.74、圧力比:3.454、TET:593℃は文献3、4に拠った。計算値と実測値とも、入口空気温度の増加に伴いMGT(再生器)出口ガス温度は増加し熱効率は低下する。計算値は熱効率とTIT(850℃:文献3、4)が実測値より低い。理由としてキャブストン製のMGTの再生器がやや特殊な配置をしているため計算要素の更なるモデル化が必要と考えられる。

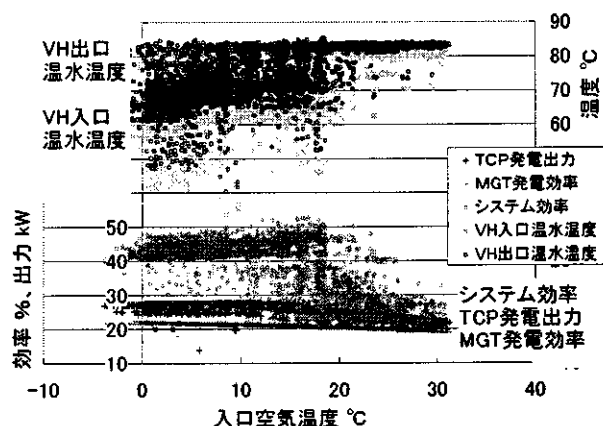


図2 運用実績(2006.9～2008.2、タクマ日報より30分瞬時値、システム効率は発電出力とVHでECM含まず)

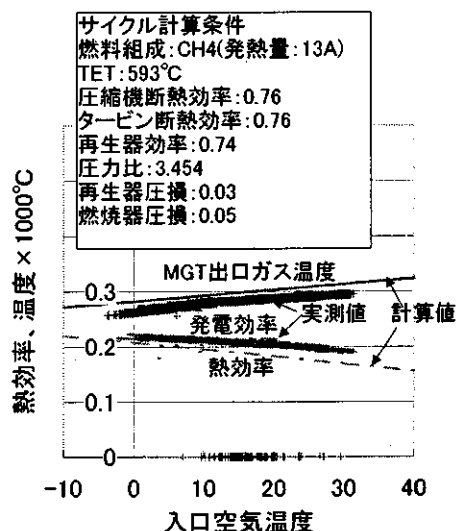


図3 実測値とサイクル計算の比較

3. ガスタービン空気流量と熱移動の検討

ガスタービンの排気や換気による熱移動を明確にするため、ガスタービンの吸気流量、換気流量を推定した。吸気ダクトからガスタービンパッケージ筐体へ通じる3個のファンの出口流速について表1のようにピトー管を用い、外側の1個の吸気ファンの出口流速について測定した。また、排気ガス測定から空気比を求め、燃料流量から吸気流量を求めた。

表1 ガスタービン空気流量の測定条件

測定日	2007/6/18	大気圧:988hPa	気温:24℃
	2007/6/19	大気圧:994hPa	気温:20℃
測定対象	吸気ファンのうち外側の1個		
ピトー管	ツクバリカセイキ株式会社製φ6×87×410のL字型		
移動方法	光学ベンチをマグネットにより筐体に取り付け、ピトー管をベンチキャリアに取り付けた。		

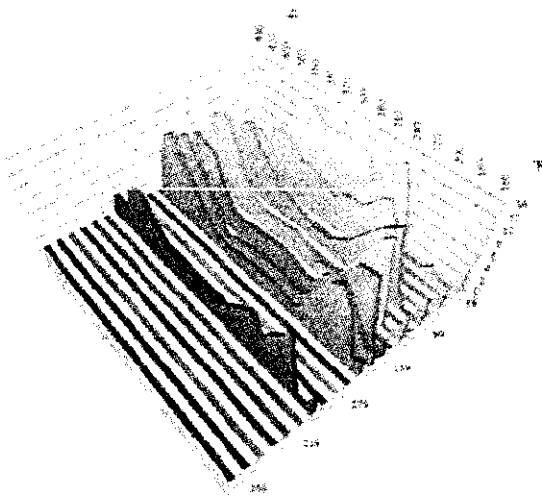


図4 測定した速度分布(左右対称で補完)

流速分布について左右対称にしてデータを補完すると図4のようにドーナツ状の風速分布をしていることがわかる。最大風速に対して壁付近で1/7乗則が成り立つものとして近似の速度分布を求めると図5のようになる。最高風速は11.2m/s、ファン1個の風量は $0.375\text{m}^3/\text{s}=20.4\text{m}^3/\text{min}$ 、ファン3個で $61.1\text{m}^3/\text{min}$ と推定される。

一方、排気ガス分析とガスタービンの定常運転時のデータから、表2のように空気比が7.1~7.4と推定される。このときの燃料流量は2007/6/18で $10.0\text{m}^3/\text{h}$ 、2007/6/19で $10.3\text{m}^3/\text{h}$ 、13Aの理論空気量は $10.95\text{m}^3/\text{m}^3\text{-fuel}$ 、理論湿り燃焼ガス量は $12.05\text{m}^3/\text{m}^3\text{-fuel}$ なので、MGTの燃焼空気は2007/6/18の空気比を7.4として $10.0 \times 10.95 \times 7.4 = 810\text{m}^3/\text{h}$ 、2007/6/19は $802\text{m}^3/\text{h}$ である。従って、約 $13.5\text{m}^3/\text{min}$ 、

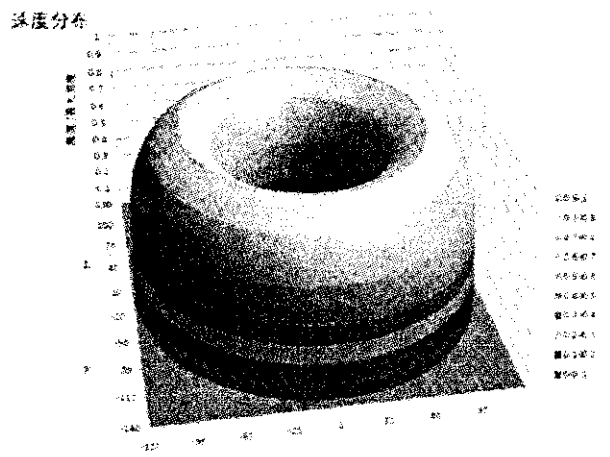


図5 1/7乗則で近似したときの速度分布

過剰な空気は $10.0 \times 10.95 \times 6.4 = 701\text{m}^3/\text{h} = 11.7\text{m}^3/\text{min}$ 、同様に理論燃焼ガス⁵は約 $2.0\text{m}^3/\text{min}$ となるので、燃焼ガスは約 $13.7\text{m}^3/\text{min}$ となる。以上の結果から、空気量は表3のように推定される。空気の定圧比熱を $0.31\text{kcal}/\text{m}^3\text{K}$ 、燃焼ガスの定圧比熱⁶を $0.315\text{kcal}/\text{m}^3\text{K}$ としてエネルギーの移動は表3のようになる。

燃料の発熱量に対しておおよそ2割が電気となり、排気ガスに6割の熱が残っている。排気ガスは熱回収後も2割の熱を持ったまま排出される。換気からは3割の熱が放出される。ただし、これらのエネルギーの合計が1割ほど発熱量より割り増しとなっている。このように熱移動の検討は1割程度の精度で見積もりが行えた。分析精度を上げるためには、より高精度の風量測定が必要である。

表2 排気ガス成分測定結果

排気ガス成分	O2[%]	NO[ppm]	NO2[ppm]	NOx[ppm]	rNOx[ppm]	CO[ppm]	CO2[%]	空気比
2007/06/18am	18.17	0.86	0.06	0.92	5.23	10	-	7.42
2007/06/18pm	18.15	0.79	0.05	0.83	4.68	8	1.8	7.37
2007/06/19am	18.12	1.09	0.06	1.15	6.37	2	1.7	7.12

表3 空気量と熱移動量の推定結果

	流量[m ³ _N /min]	温度[°C]	エネルギー(HHV)		エネルギー(LHV)	
			[kW]	[%]	[kW]	[%]
燃料(13A)	0.167		128	100	115	100
発電量			22.8	18	22.8	20
パッケージへの供給空気	61.1	22				
MGTの燃焼用空気	13.5	22				
MGT排気ガス	13.7	288	79.0	62		69
MGT排気ガス出口	13.7	98	22.6	18		20
パッケージの換気出口	47.6	56	35.0	27	35.0	30

表4 エコノマイザー排ガス流量の測定条件

測定日	2008/1/10	大気圧	993.7hPa	新エネ機械室温	24.5℃	湿度	11%
		外気温度	-4.8℃				
測定対象	ECM 前後の 150A(内径 155mm)の軸方向流速分布						
ピトー管	testo ストレートピトー管、ピトー管係数: 0.67、管径 8mm、長さ 500mm						
移動方法	ピトー管支持器を作りピトー管とシールさせ、直径方向に移動						

4. ECM の排ガス流量と熱移動の検討

MGT の排熱のうち VH と ECM に流入する排ガスの熱量の値が熱移動の検討に必要である。据付けられたパッケージの配管の構造上、VH に流入する排ガス流量は測定できそうでない。ECM 前後に 15A のソケットがあり、この穴に直管式ピトー管を挿入し ECM に流入する排ガス流速を測定した。MGT ガス諸流量は 3. と同量とした。

流体の密度について燃料が 13A の場合は水蒸気が $2.2[m^3/m^3\text{-fuel}]$ 生ずるが、空気比 7.4 の場合は水蒸気は 2.7%と少ないため、密度は空気として代用した。

図 6 のように ECM 上流側は ECM 弁の影響が見られ、流速分布が一様でない。ECM 下流側を 1/7 乗則で近似するとよく一致する。このため、ECM 下流側を代表値として使うと、弁全開時で $4.44m^3/min$ 、弁半開時で $3.80m^3/min$ と推定される。MGT 排ガス量は $13.7m^3/min$ であるから、排熱の最大 32%の熱量が ECM 側に流入する。

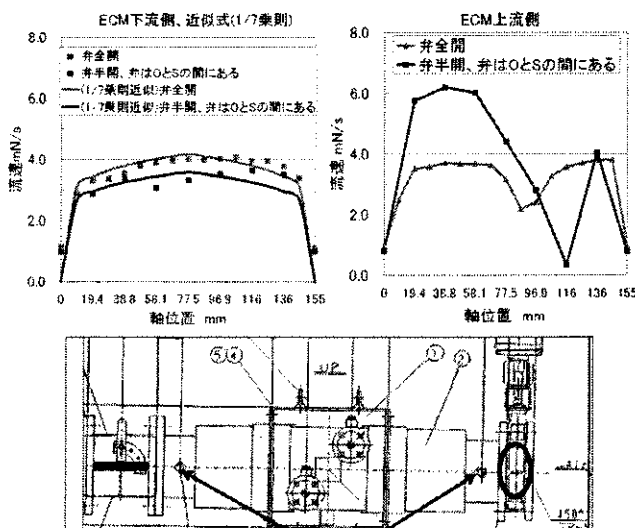


図6 エコノマイザー下流側の流速分布

5. ECM 排ガス流量の連続計測

ECM に流入する排ガス量は、ECM 上流にある自動バルブにより変化する。冬期は週明けの月曜は ECM 周りの装置が冷えきっているため、ECM に流入する排ガス量が増加すると推定される。週明けの月曜を含む冬期の MGT 起動から停止までの流速を連続で計測した。

図 7 に排ガス分岐量の時間推移を示す。Tue と Fri は 11:20 ごろにバルブが全開から変化するのに対し、Mon は 11:35 ごろにバルブが全開から変化する。また、ECM 下流ガス温度も Mon は全般に低めで同様の時刻に変化が起こる。バルブが閉じ始めると ECM 下流ガス温度は下がる。ただし、冬期とはいえ気温が温かく、週明けの月曜日でも他の曜々と 15 分程度の差、排ガス積算流量は 20% (Mon) と 19% (Tue) と僅差に留まった。以前の 1-2 月の ECM2 次側温度が一定に収束する時間は、週明けは 14 時頃、他は 12 時頃と 120 分程度の差があるため、本データは冬期の代表値として不十分であろう。

謝辞

本実証研究では、MGT パッケージの使用および運転計画の策定について、株式会社タクマ様に貴重な助言を賜りました。また札幌市、札幌市立大学様には、今回の実証研究の場をご提供いただくと共に、現地の様々な個別事情等への対応について多大なるご協力をいただきました。ここに記して謝意を表します。

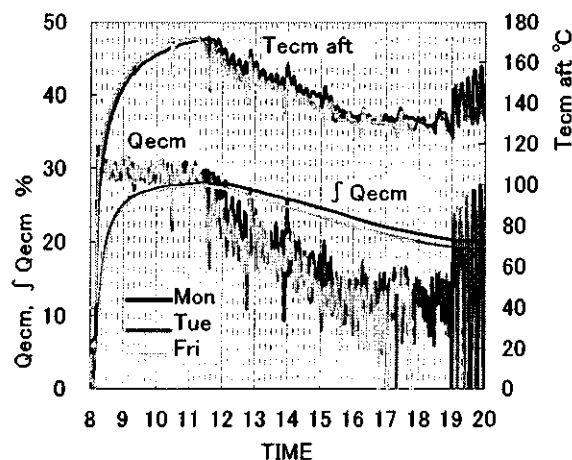


図7 排ガス分岐量の時間推移

6. 文献

- (1) 平野、他、Proc. 3rd Int. Energy Conv. Engr. Conf.、AIAA-2005-5667、(2005)
- (2) 吉田、他、Proc. IGTC2007 TS-017、GTSJ、(2007)
- (3) 中垣、他、第 13 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集、E107、日本機械学会、(2008)
- (4) ソーニン、他、第 13 回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集、E104、日本機械学会、(2008)
- (5) http://www.eccj.or.jp/qanda/he_qa/heat/n0208.html、(財)省エネルギーセンター
- (6) http://www.eccj.or.jp/qanda/he_qa/heat/n0210.html、(財)省エネルギーセンター

