

## 超音速輸送機用ラム燃烧器の研究

\* 山本 政彦 (石川島播磨重工業)  
 徳永 幸二 (石川島播磨重工業)  
 柏木 武 (石川島播磨重工業)

### 1. はじめに

超音速で巡航する超音速輸送機は、その機体抵抗が非常に大きいため、エンジン効率のわずかな違いがペイロードの大きさを大幅に左右する。したがって、ラムジェットエンジンを採用する場合、その燃焼効率を高めることは非常に重要なファクターとなる。

燃焼効率を高めるためには、従来の主燃焼器のように入口流速を低く抑え、かつ大きな燃焼体積を確保しスワラ等で燃料と空気の混合を促進させることが効果的である。しかし、ラム燃焼器の場合入口流速が従来主燃焼器に比べて非常に速いため、圧力損失が非常に大きくなってしまふ。一方、入口流速が速くても圧力損失が低い燃焼器として、従来超音速機用再熱装置として用いられているアフタバーナのようなガッタ型の燃焼器がある。しかし、この形式では、入口流速が速い場合には高い燃焼効率を達成することが困難である。

そこで、我々はこれら両方の燃焼器の特徴を生かし圧力損失を低いレベルに確保しつつ高い燃焼効率を達成できるブロックタイプラム燃焼器の研究を行っている。

本報は、ブロックタイプラム燃焼器のメタン燃料による燃焼試験結果をもとに低圧力損失と高燃焼効率を両立するブロックタイプラム燃焼器の性能特性について報告する。

### 2. これまでの研究と本研究の目的

図1に目標とする超音速輸送機用エンジンの概念図を示す。超音速輸送機の巡航マッハ数はマッハ5で、エンジンは離陸からマッハ3までがバイパス比可変のターボファンエンジン、マッハ3から5までがラムジェットエンジンとして作動するコンバインドサイクルエンジンである。ラム燃焼器は、ターボファンエンジンの下流に位置し、排気ノズルとインテークをター

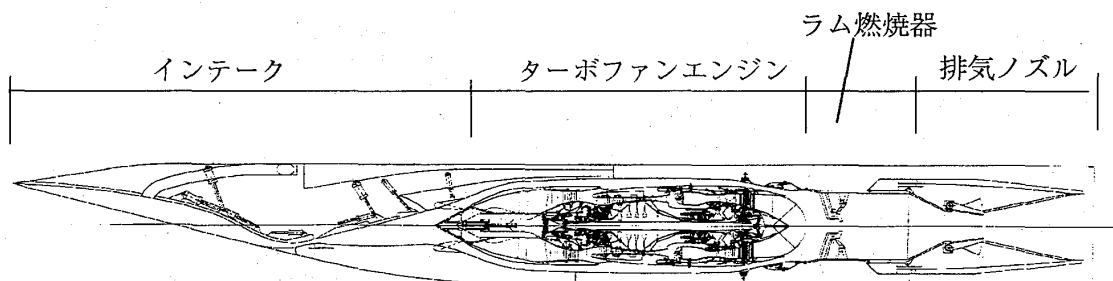


図1 目標超音速輸送機用エンジン概念図

ボファンエンジンと共用する。

表1にこの目標超音速輸送機用エンジンにおける飛行マッハ数毎のラム燃焼器の作動条件と要求性能を示す。表から、飛行マッハ数が比較的低い場合には、低温・高速の入口条件における燃焼効率の向上と圧力損失の低減の両立及び着火性が、また、高マッハ領域では高温・低速条件下での耐熱性および低NO<sub>x</sub>化が課題となることがわかる。

表1 ラム燃焼器作動条件及び要求性能

| Engine                | Target Engine                        |                       |
|-----------------------|--------------------------------------|-----------------------|
|                       | Flight Mach No.                      | 3                     |
| Inlet Press.(MPa)     | 0.14                                 | 0.46                  |
| Inlet Temp.(K)        | 603                                  | 1250                  |
| Exit Temp.(K)         | 1300                                 | 2150                  |
| Inlet Mach No.        | 0.2                                  | 0.05                  |
| Equiv. Ratio          | 0.3                                  | 0.5                   |
| Press. Loss(%), ΔP/Pi | 8                                    | 0.6                   |
| Efficiency(%) η       | 99                                   | 99                    |
| Technical Subject     | High η<br>Low ΔP/Pi<br>Good Ignition | Durability<br>Low NOx |

そこで我々は、低マッハ領域に着目し高効率・低圧損ラム燃焼器の形態として図2に示すような2つのブロックタイプラム燃焼器の概念を考案した<sup>(1)</sup>。1つは(a)に示すように主燃焼器型保炎器であるキャン型保炎器とガッタ型保炎器と組合せたものであり、もう1つは(b)に示すような主燃焼器型保炎器としてアニュラ型保炎器を用いたものである。またブロックタイプラム燃焼器は飛行マッハ数に応じて、その作動を切り替える。まず、飛行マッハ数3の近傍の場合は入口流速が速くかつ要求燃焼効率が高いため燃料は主燃焼器型保炎器のみに供給する。それに対して、飛行マッハ数5近傍では、入口流速が遅く高温のためスプレーリングより燃料を均一に噴射することにより従来ガッタ型保炎器でも要求燃焼効率が達成可能であるとともに、主燃焼器型保炎器の耐久性確保のために主燃焼器型保炎器への燃料供給をやめて、ガッタ型保炎器のみで燃焼を行う。飛行

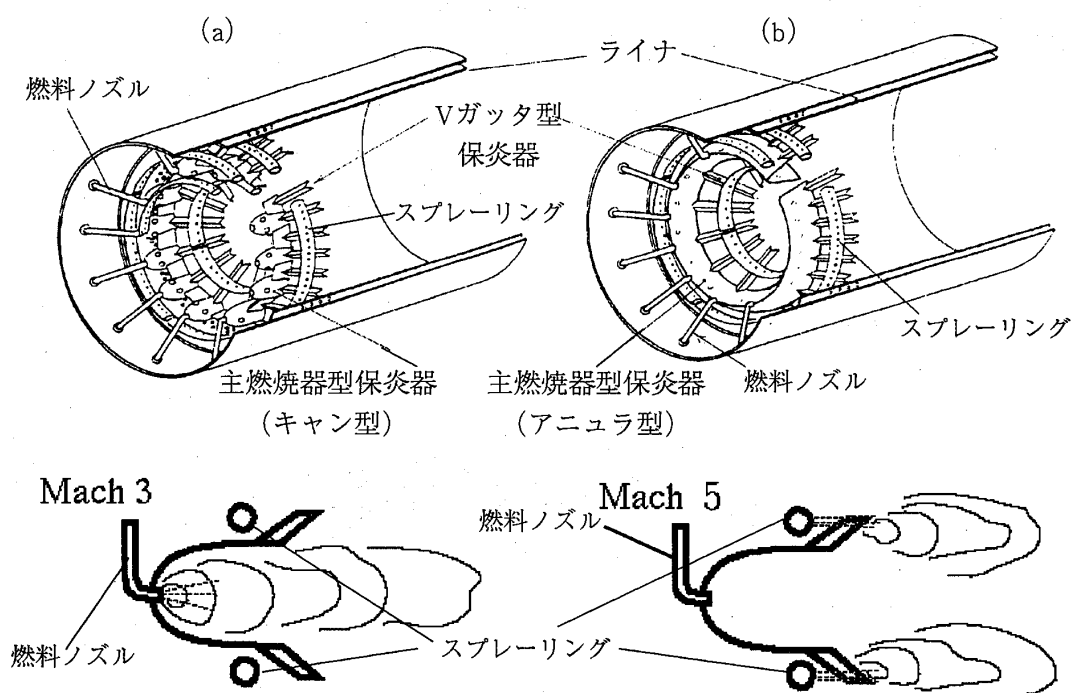


図2 ブロックタイプラム燃焼器概念図

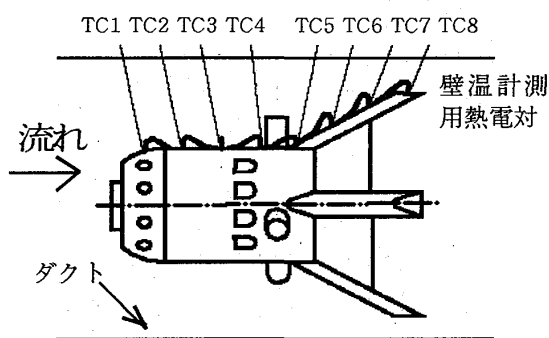


図3 供試体概念図 (F3S形態)

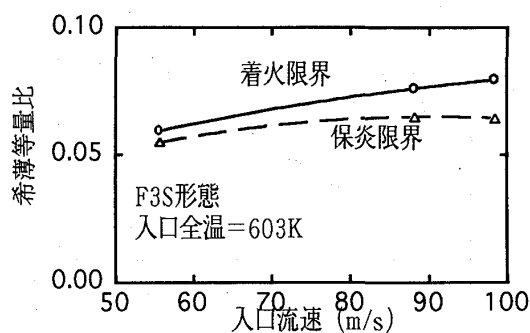


図4 着火保炎性能 (F3S形態)

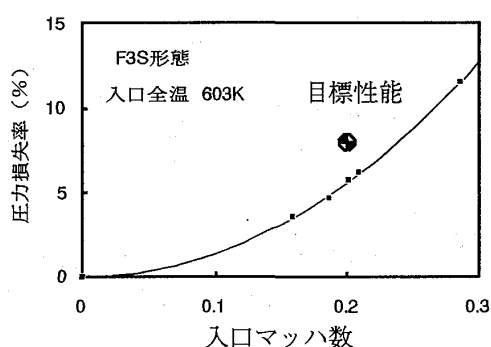


図5 圧力損失 (F3S形態)

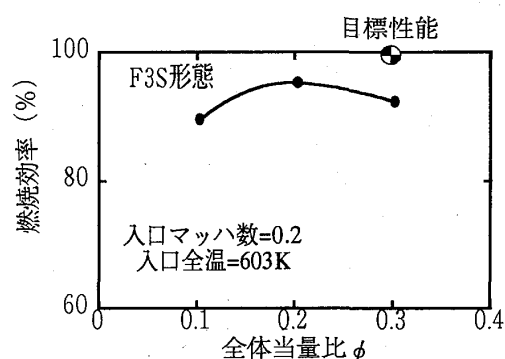


図6 燃焼効率 (F3S形態)

マッハ数3から5になるにつれトータル燃焼流量に対する主燃焼器型保炎器への燃料流量比率を低減させるとともに、ガッタ型保炎器への燃料流量比率を増加させる。飛行マッハ数3条件での主燃焼器型保炎器への着火は電気式スパークイグナイタにより行い、ガッタ型保炎器への着火は、主燃焼器型保炎器出口から下流に伸びた火炎の火移りにより行われる。

これまでの研究では、まず、ブロックタイプラム燃焼器の一部を要素として取り出し、低マッハ飛行域での着火性、安定燃焼性、圧力損失特性、燃焼効率性能を調査した。図3に、ブロックタイプラム燃焼器を模擬した供試体 (F3S形態) を示す。試験はエンジンより小さなダクトを使用するため、ブロックを一致させるように、図3に示すようなキャン型 (図2の(a)) とした。

図4, 5, 6にF3S形態の飛行マッハ数3条件における着火保炎性能, 圧力損失, 燃焼効率を示す<sup>(1)</sup>。これまでの改良試験の結果着火保炎性能, 圧力損失は飛行マッハ数3条件において目標性能を満足したが, 燃焼効率は目標の99%に対し, 93%までしか達成していない。そこで, 本研究はこの燃焼効率向上のための改良設計のデータベースを取得することを目的として, 燃焼器各部形状, 燃料配分をパラメータとした燃焼試験を実施する。

### 3. 燃焼効率向上の方法

燃焼効率向上の方法を考えるために, F3S形態の主燃焼器型保炎器内局所ガスサンプリン

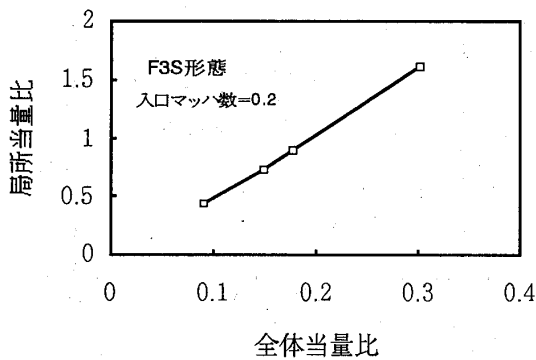


図7 主燃焼器型保炎器内局所当量比

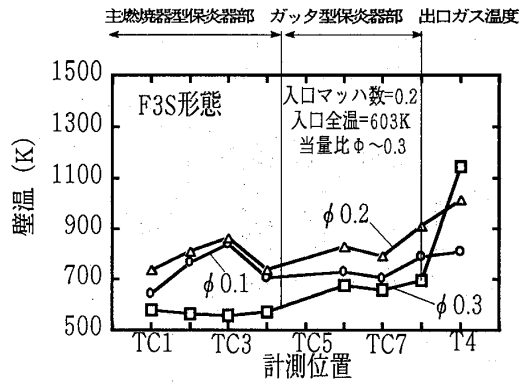


図8 保炎器壁温分布

グによる局所当量比および保炎器壁温分布を図7, 8にそれぞれ示す。

図から、燃焼効率の高い全体当量比0.2では主燃焼器型保炎器内局所当量比がメタン燃料の可燃範囲である0.5~1.5以内であり、また、保炎器壁温分布も主燃焼器型保炎器内での燃焼が起きていることを示している。ところが、全体当量比が0.3まで上昇すると局所当量比が1.5を越えるとともに、保炎器壁温も入口全温とほぼ等しくなり主燃焼器型保炎器内での燃焼が行われていないことを示している。これらは、燃焼状態が主燃焼器型からガッタ型に移行してしまったことを示しており、このことが、全体当量比0.3での燃焼効率の低下の原因と考えられる。

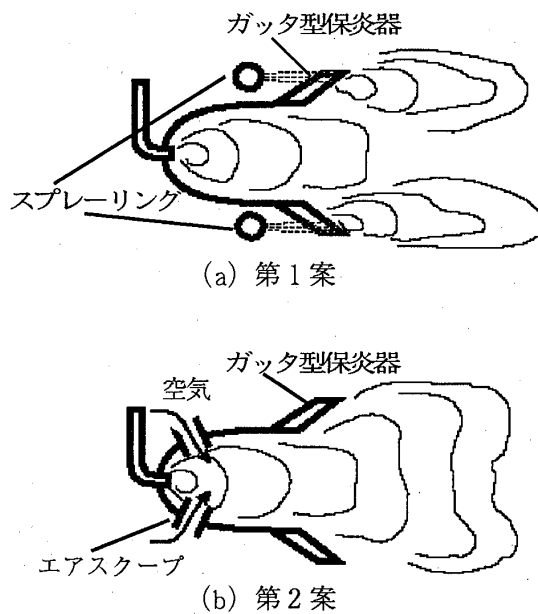


図9 燃焼効率向上方法

この主燃焼器型保炎器内の燃料過濃による吹き消え対策としては、以下の2つの方法が考えられる。第1の方法は、図9(a)に示すようにF3S形態のまま、全体当量比0.3のときの燃焼室内局所当量比を1.5以下に抑えるように、高マッハ飛行用のスプレーリングへ主燃焼器型保炎器用燃料の一部ををバイパスさせ、バイパスされた燃料をガッタ型保炎器部で燃焼させる方法である。

第2の方法は、図9(b)に示すように主燃焼器型保炎器形状をより外気が流入するように変更し、主燃焼器型保炎器内の燃料過濃による吹き消えを防止して燃焼させる方法である。本研究では、この内、まず、第1の方法であるスプレーリングを利用する方法の成立性を確認するため、燃料配分、燃料噴射位置、ガッタ形状をパラメータとした燃焼試験を実施した。

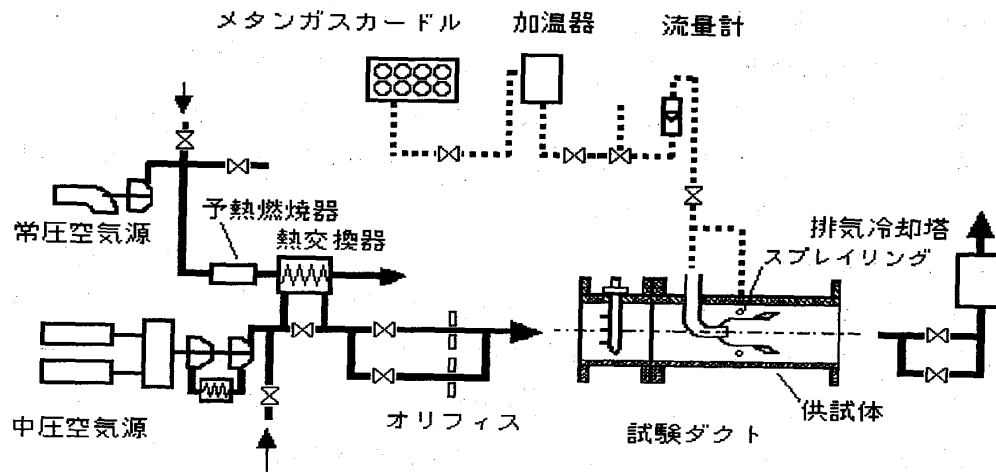


図10 ラム燃焼試験設備概略図

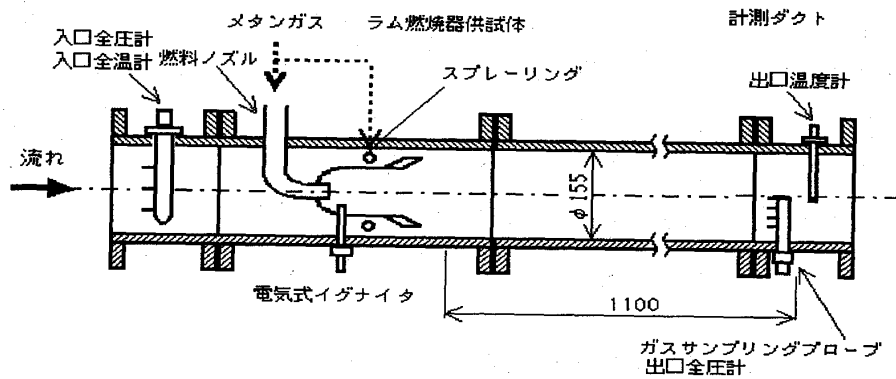


図11 ラム燃焼試験ダクト概略図

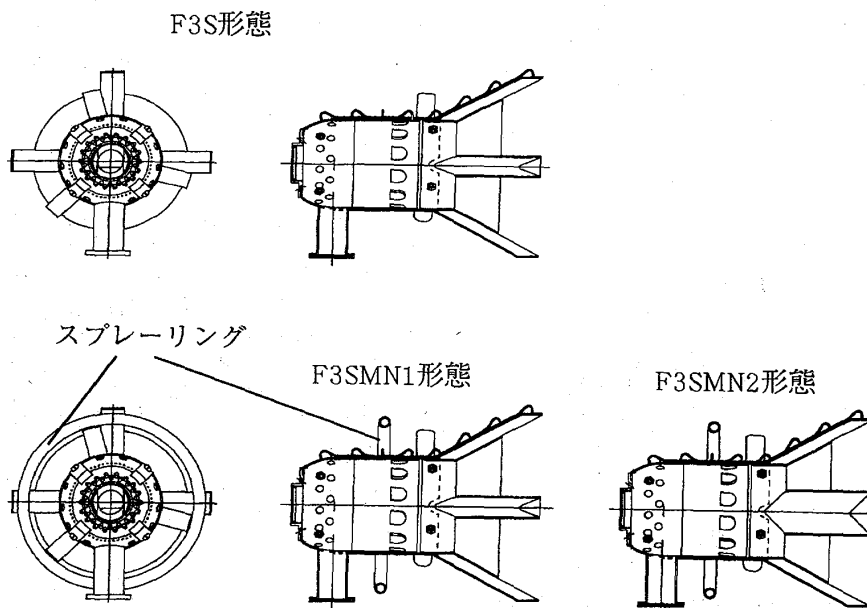


図12 ラム燃焼試験供試体

#### 4. 試験装置および試験方法

燃焼試験は、石川島播磨重工業（株）瑞穂工場のラム燃焼試験装置で行った。図10に試験装置の概略を示す。試験装置は、燃焼用空気供給用の空気源、燃焼空気間接加熱用の熱交換器と加熱用空気源、メタン供給設備、ラム燃焼器ダクト、排気設備からなる。ラム燃焼器から下流のダクトは耐熱のため水冷ダクトとなっている。図11にラム燃焼器ダクトの詳細を示す。ラム燃焼器ダクト断面積に対する供試体のブロックage比は0.45である。燃焼効率を排ガスサンプリングにより計測する。排ガスサンプリングは、ラム燃焼器の7D下流で半径方向5×円周方向4の計20点実施した（Dはラム燃焼器ダクト直径）。ラム燃焼器出口全温T4をガスサンプリング断面で計測するため、ダクト中央に光ファイバ式温度計を設置した。

図12に本研究で燃焼効率向上のために、各部形状、燃料供給方法を変更したラム燃焼器供試体を示す。F3Sはこれまでの供試体である。供試体は主燃焼器型保炎器用燃料ノズル・点火栓・着火用1次空気小孔からなるドーム部、大きな孔を有するミッド部、高マッハ域での燃焼に用いる4本のガッタ型保炎器を有するリア部からなる。主燃焼器型保炎器形状をF3Sのままとし、そこにスプレーリングをガッタ上流に取り付けたものがF3SMN1形態で、スプレーリングには燃料供給孔をリング内周側で、ガッタ型保炎器の上流に配置してある。ガッタの形状が燃焼効率に与える影響を調査するため、F3Sのガッタ幅を広げるとともに、スプレーリングの燃料供給孔の数を減少させた形態をF3SMN2形態とした。

#### 5. 結果および考察

##### (1) スプレーリングへの燃料配分と燃焼効率の関係

図13にF3SMN1形態で実施したスプレーリングへの燃料配分が燃焼効率へ与える影響調査試験結果のうち、当量比に対する燃焼効率変化を示す。スプレーリングへの燃料配分を燃料流量全体の5%、20%、30%の3通りに変化させた。入口条件は飛行マッハ数3相当で、比較として同条件でのF3Sの結果を併記した。

図13から、スプレーリングへの燃料配分を増加させるにしたがって、燃焼効率が低下することがわかる。そこで、図14に示す当量比0.3での、各燃料配分での保炎器壁温分布を見

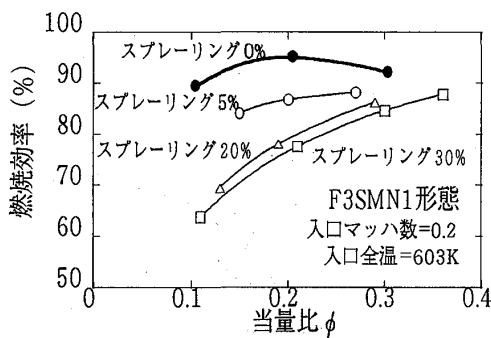


図13 燃料配分の燃焼効率に及ぼす影響

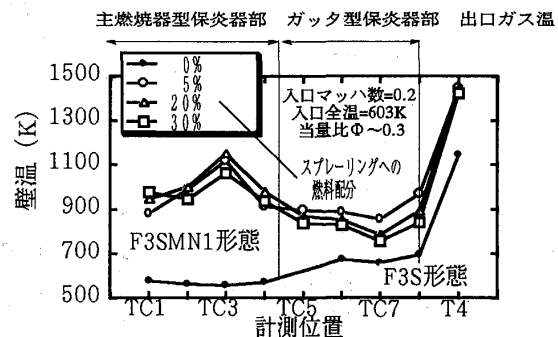


図14 保炎器壁温分布

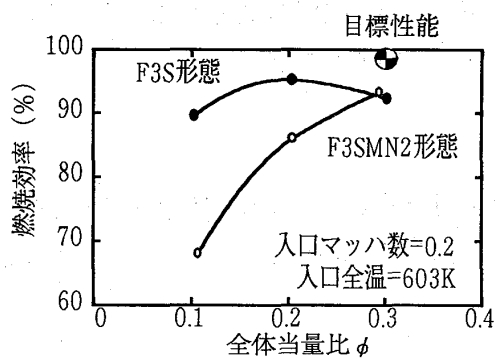


図15 燃焼効率結果(F3SMN2形態)

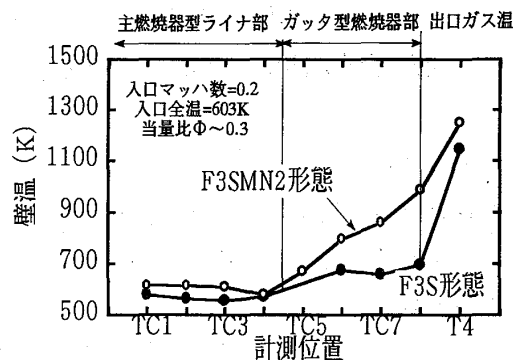


図16 保炎器壁温結果(F3SMN2形態)

ると、燃焼室内は予想通り燃焼効率の比較的高かったF3Sの当量比0.2のように燃焼していることがわかり、燃焼室内の過濃による火炎の吹き消えが、スプレーリングへの燃料のバイパスにより防止されていることがわかる。にもかかわらず、燃焼効率が低下してしまうのは、スプレーリングから噴射された燃料がガッタ型保炎器部で十分に燃焼していないと考えられる。そこで、スプレーリングの燃料供給孔をガッタ型保炎器に集中させるため、供給孔を減少させるとともに、ガッタ幅を増加したF3SMN2供試体の試験を次に実施した。

## (2) 燃料噴射位置の影響

図15にF3SMN2形態の内外燃料配分が9:1となるようにスプレーリングへ燃料を供給した場合の燃焼効率を示す。図から、低い当量比ではF3S形態に劣るものの、目標当量比である0.3では1%上回り、94%を達成した。そこで、図16の保炎器壁温分布を見ると、当量比0.3では主燃焼器型保炎器内の上流側がF3S同様吹き消えているのがわかる。にもかかわらず、燃焼効率が向上したのは、F3Sと異なり、主燃焼器型保炎器内下流側では保炎されていることによると考えられる。これは、スプレーリングへの燃料のバイパスの効果により、主燃焼器型保炎器内の燃料過濃が防止されたためと考えられる。今後、保炎器形状および内外燃料配分の最適化により更なる燃焼効率向上を目指す。

## 6. 結論

- (1) ブロックタイプラム燃焼器の要素試験を実施し、スプレーリングへ燃料をバイパスさせることにより、主燃焼器型保炎器内の燃料過濃による火炎吹き消えを防止出来ることを確認した。
- (2) スプレーリングへ燃料を供給する場合、ガッタの幅が狭く、かつ燃料を分散させて噴射すると、燃焼効率が低下する。
- (3) ガッタ幅を広くとり、かつ燃料をガッタに集中させて噴射させれば燃焼効率が向上することを確認した。

- (4) 今後は、本研究で取得したデータをもとに更なる燃焼効率向上を目指すとともに主燃焼器型保炎器により多くの外気を導入する方式についても調査を行う。

## 7. おわりに

本研究は通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による超音速輸送機用推進システムの研究開発の一環として、新エネルギー産業技術総合開発機構（NEDO）から委託を受けて、実施したものである。

## 参考文献

- (1) 山本, 柏木, 藤：第3回ラム/スクラムジェットシンポジウム講演論文集, P117, 1993



## メタンを燃料とするラム燃焼器の排出特性

\* 鈴木 和雄、 下平 一雄、 黒沢 要治 (航技研)

## 1. はじめに

メタンを燃料とし、 $M=5$ までの超音速飛行を可能にする、ターボエンジンとラムエンジンを組み合わせたコンバインドサイクルエンジンの研究開発が、国のプロジェクトとして進められている。ここでは、このエンジンのラム燃焼器の、 $M=5$ の作動条件における $NO_x$ の排出特性を中心に報告する。作動条件を表1に示す。 $M=5$ の作動条件では、流入空気の温度が $1250K$ にもなり、しかも流速が低く滞留時間が長くなるため $NO_x$ の排出量が増大することが予想され、その排出量を定量的に把握することと各パラメータへの依存性などの排出特性を実験的に調べるのが不可欠である。これまでに、 $M=3$ の作動条件について、保炎性能や燃焼効率を中心に実験研究を行い、報告してきた。<sup>(1)(2)</sup>これらの実験で比較的良好な燃焼性能が得られた対抗噴流を利用した構造、予混合燃焼を行うための短い予混合室を取り付けた構造そして単純なVガッターの3構造について、電気ヒーターのみで入口空気温度 $1250K$ まで加熱昇温して、 $NO_x$ の排出特性を実験的に調べた。

表1 ラム燃焼器作動条件

| 機速     |        | M-3            | M-4  | M-5               |
|--------|--------|----------------|------|-------------------|
| 流入     | 温度 K   | 603            | 895  | 1251              |
|        | 風速 m/s | 98             | 59   | 34                |
| 当量比    |        | 0.30           | 0.37 | 0.47              |
| 出口温度 K |        | 1317           | 1688 | 2151              |
| 問題点    |        | ・保炎性能<br>・燃焼効率 |      | ・耐熱性<br>・低 $NO_x$ |

## 2. 実験装置及び計測

実験装置の供試部を図1に示す。この供試部の上流に電気ヒーターが設置され入口空気を昇温する。本装置の特徴は、最大 $600kW$ の電気ヒーターのみで空気温度を $1250K$ まで上昇できることである。空気成分に何等の影響も与えないことは排ガスの評価には重要であ

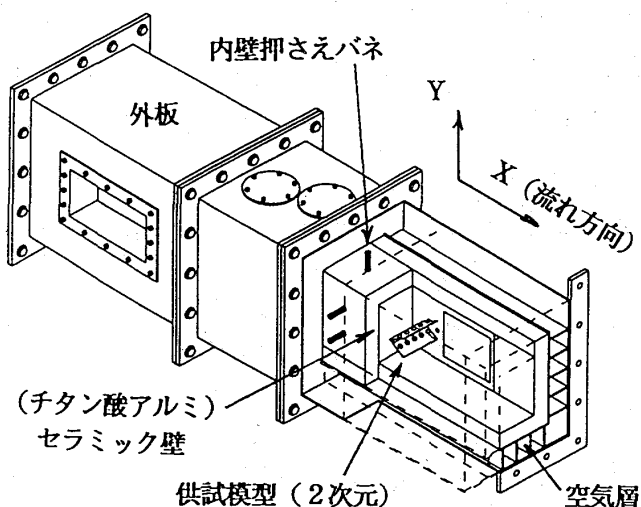


図1 供試部

る。従来では、予熱燃焼器を用いなければこれほどの高温まで上昇させることは困難であった。もう一つの特徴は、燃焼ガスの温度が2000K以上となるにもかかわらず、壁を強制冷却しない点である。これは、壁面が過度に冷却されるとその近傍での燃焼温度が低下して、NO<sub>x</sub>の評価が不正確になるため、できるだけその影響を抑制するためである。この影響は燃焼ガスが高温になるにつれて大きくなると考えられる。壁には、1800Kまで十分耐熱性があるチタン酸アルミの厚さ35mmの板を用い、その外に65mmの空気層が形成され、全体をステンレス鋼の外殻構造で強度を持たせる。チタン酸アルミの板は外殻構造とはバネにより結合しているため、温度による伸び等は緩和される。高温空気流路の断面は100mm×150mmの矩形で、円環の保炎構造の一部を取り出して2次元模型を製作して、試験する。燃料のメタンガスはボンベにて供給される。

計測は主にガス分析を行った。水冷のガス採取プローブをトラバースして、加熱導管によりガス分析器MEXSA-8120（堀場製）に導き、HC、CO、CO<sub>2</sub>、NO、NO<sub>x</sub>、O<sub>2</sub>を計測する。燃焼効率はガス組成から算定する。

### 3. 実験結果及び考察

#### (1) 拡散燃焼方式のNO<sub>x</sub>排出特性

拡散燃焼方式の構造として、対向噴流を利用した図2に示す保炎構造を試験した。流入空気温度の影響について、局所的なNO<sub>x</sub>のエミッションインデックス（以下EIと呼ぶ）のY方向分布を図3に示す。当量比は0.15であるが、ラム燃焼器では3列の保炎構造を想定しているので、0.45の条件に相当する。Vガッターの後縁位置をX=0mmとしたときのX=300mmの位置での分布である。燃焼効率は、900Kと1250Kではほぼ100%となる。1250Kで、NO<sub>x</sub>排出は急激に高くなるのがわかる。速度を変えた結果

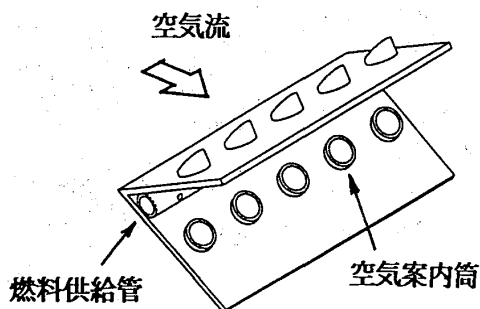


図2 保炎構造 (Small jets)

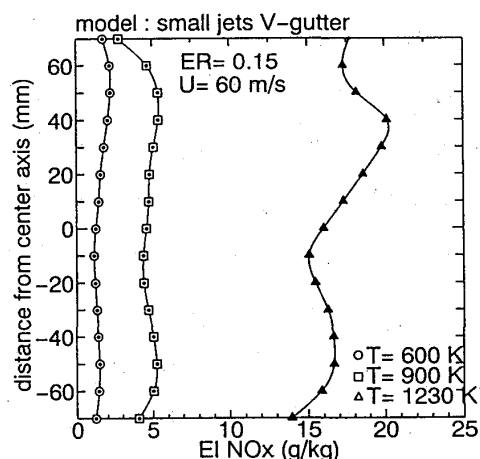


図3 NO<sub>x</sub> (温度の影響)

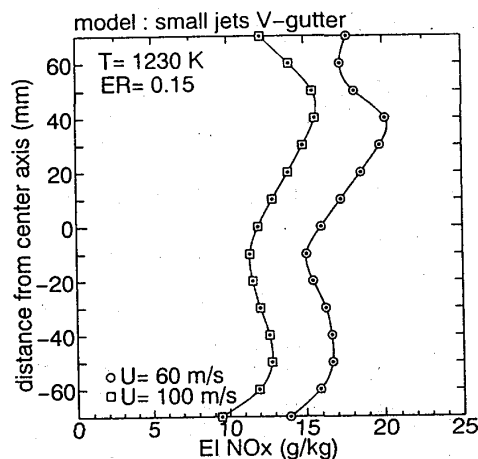


図4 NO<sub>x</sub> (流速の影響)

を図4に示す。やはり、速度が低い方がNO<sub>x</sub>の排出は大きくなる。当量比を変えて、NO<sub>x</sub>排出への影響を求めた結果を図5に示す。燃料の濃い条件での排出の方がいくらか大きい、あまり差がない。これらの傾向は、後述する予混合燃焼の結果と異なる。

燃焼の進行とNO<sub>x</sub>の生成の関係がどうなるのかを調べるため、保炎器の後縁位置から流れ方向にトラバースして、局所的なNO<sub>x</sub>のEIと燃焼効率の分布を求めた結果を図6に示す。流入空気条件は温度1250K、断面平均風速60m/sで、M=5での条件に比べ、温度は同じであるが、流速が大きくて、滞留時間で0.57倍となり、NO<sub>x</sub>生成面からは緩い条件となる。風速については、電気ヒーターの容量が大きく、そのヒーター線保護のため一定の空気量が必要なため、空気密度の小さくなる1250Kでの最低設定速度は60m/sである。

この結果において注目すべき点は、燃焼効率がほぼ100%になり燃焼が完了した後も、NO<sub>x</sub>の生成が続き、下流に行くにしたがい濃度が高くなってゆくことである。このように流入空気温度が高く、当量比も小さくない値をとる条件では、燃焼後のガスの温度が高くなり、NO<sub>x</sub>生成の反応が続く。このような排出特性の場合に、NO<sub>x</sub>の排出値を決めることは難しい。燃焼が終了した位置で燃焼器を終わりと考えれば、低い数値を示すことができるし、NO<sub>x</sub>の生成に関わる反応が平衡に達するような長い燃焼器では高い値が示される。

拡散燃焼を採用した異なった3つの保炎構造で、流入空気温度1250Kにおいて、NO<sub>x</sub>の生成を比較した結果を図7に示す。3構造とは、単純なVガッター、上下からの小さな噴流をV

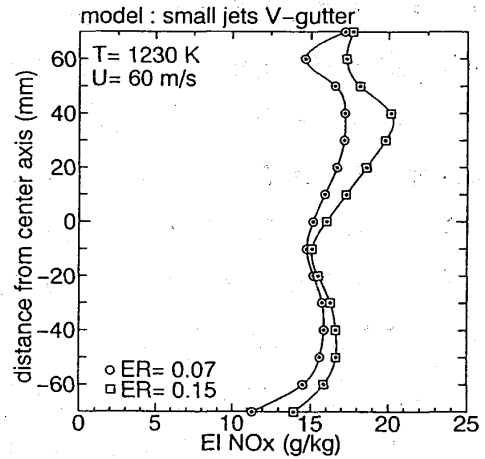


図5 NO<sub>x</sub> (当量比の影響)

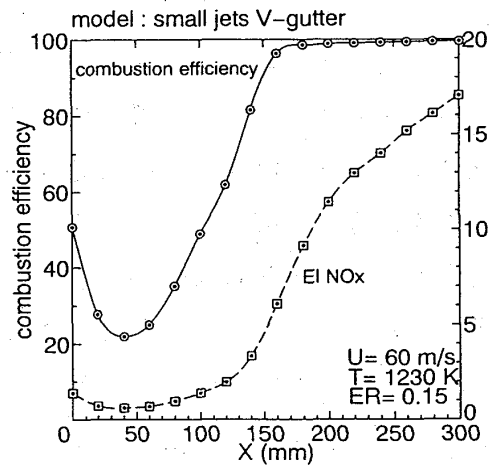


図6 燃焼効率とNO<sub>x</sub> (流れ方向の分布)

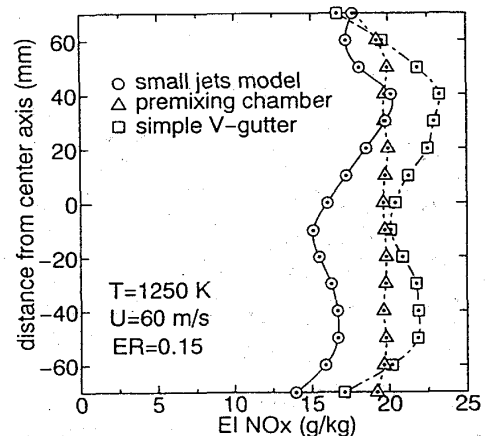


図7 NO<sub>x</sub> (各構造の比較)

ガッター内部で衝突させて保炎させる構造、図8に示す構造において燃料供給管Bからのみ燃料ガスを噴射し、拡散燃焼方式で燃焼させた場合である。この時、予混合室は、導入される空気噴流の強化する効果のみを持つ。図7の結果では、NO<sub>x</sub>の排出は、対抗噴流構造で少し低い値が得られているが、3構造ともほぼEIで約20程度である。したがって、基本的な構造をVガッターとし、拡散燃焼方式を採用するがぎり、Vガッター内部に導入される空気噴流は、NO<sub>x</sub>低減にはあまり効果がない。したがって、空気温度1250Kの条件でのみ燃焼させるのであれば、構造は簡単な方が良い。

(2) 予混合燃焼方式のNO<sub>x</sub>排出特性

予混合燃焼方式の構造として、図8に示す保炎器について試験した。Vガッター内部に流入する空気に、燃料供給管Aから燃料を噴射し、予混合室Cで予め混合した後、ガッター内部に導き燃焼させる。予混合室は各空気孔にそれぞれ配置されており、各混合気の濃度と流量のスパン方向の一様性を確保している。燃料供給管Bは予混合気のみでは火炎安定性が低いのでパイロット火炎を拡散燃焼で形成するためのものである。さらに、前述の拡散燃焼方式で燃焼させるためのものでもある。特に、高温空気中での予混合燃焼方式の問題点は、自己着火と逆火が発生し易いことである。そのため、予混合室に滞留する時間を短くするため、図8に示すようにそれを小さくした。従って、完全な予混合になっていないが、予混合燃焼の効果を十分持つ。逆火については、空気案内筒で流れを絞り速度を増して、噴流としてVガッター内部に導入させて火炎が上流の予混合室に伝播しないように配慮した。

図9に、この構造で、予混合燃焼と拡散燃

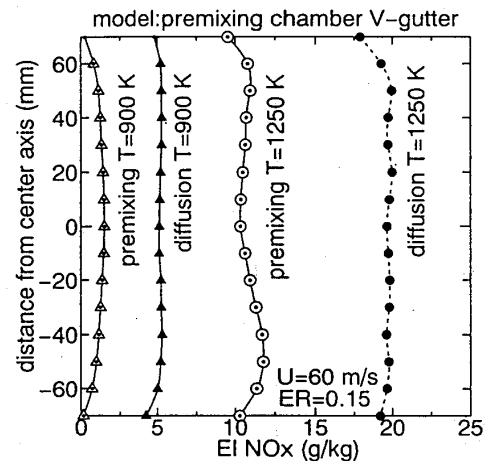


図9 予混合燃焼と拡散燃焼の比較

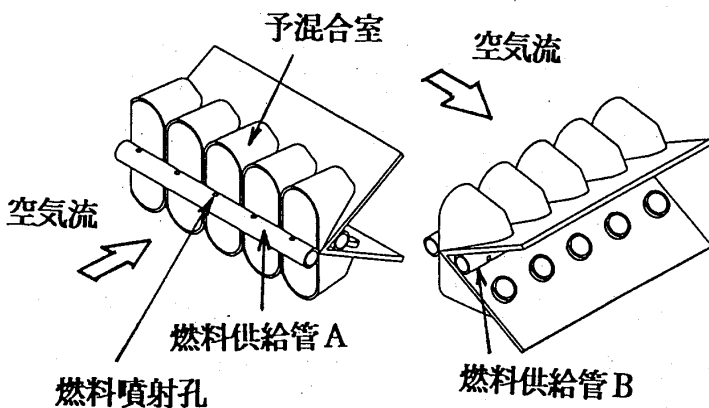


図8 保炎構造 (Premixing Chamber)

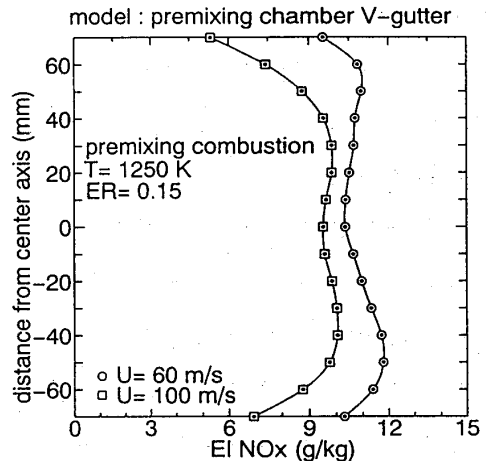


図10 NO<sub>x</sub> (速度の影響)

焼を行い、それぞれで排出されたNO<sub>x</sub>の比較を示す。X = 300mmの位置でのNO<sub>x</sub>のEIのY方向分布で比較した。この結果が示すとおり、予混合燃焼を採用することにより、流入空気温度1250KにおけるNO<sub>x</sub>の発生を低減できることがわかった。しかし、実験中しばしば予混合室で発生する自己着火が観察され、大きな問題として残る。これは、保炎器の耐久性に関わる重要な課題である。

図10に流速の影響を示す。予混合燃焼は、拡散燃焼と異なり流速が低いことによるNO<sub>x</sub>の増加はみられない。図11に当量比の影響を示す。拡散燃焼では当量比の影響は小さかったが、予混合燃焼では火炎の温度を直接決定するパラメーターであるので、当量比が大きいと火炎温度が高くなり、NO<sub>x</sub>の発生が多い。

(3) 平面火炎におけるNO<sub>x</sub>の排出特性

図12に示すように、多数の燃料供給管(径6mm)を並べ、燃料を流れ方向と直角方向に噴射させて、すぐ下流に位置する三角柱(頂角は直角、底辺は8mm)にて保炎する構造により平面火炎に近い火炎を形成させて、火炎の長さを短くし、燃焼の進行をできるだけ速めて、そのNO<sub>x</sub>の排出特性を調べた。この保炎構造では、温度条件を1250Kとすると、流速が60m/sで、希薄側当量比で0.15までは、十分な安定性を持って保炎可能である。

図13に、流れ方向のNO<sub>x</sub>のEI分布と燃焼効率を示す。燃焼効率は保炎の三角柱のすぐ下流でほぼ100%を示し、燃焼はほとんどすぐに完了し、その後NO<sub>x</sub>が持続的に生成されている。燃料と空気が混合されていれば、燃焼は速い。しかも、当量比0.15と言う比較的希薄な条件でもすぐ下流で燃焼効率がほぼ100%になる。

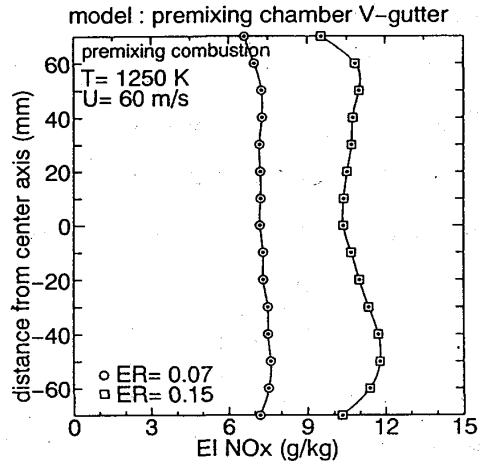


図11 NO<sub>x</sub> (当量比の影響)

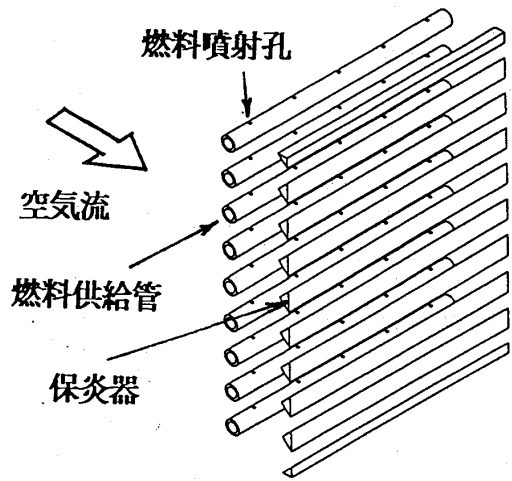


図12 平面火炎の保炎部

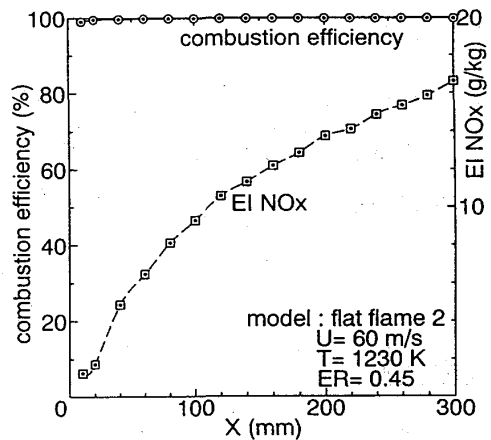


図13 燃焼効率とNO<sub>x</sub> (流れ方向分布)

もし燃焼器を非常に短くでき、燃焼効率がほぼ100%となった時点での $\text{NO}_x$ の排出値が得られるなら、 $\text{NO}_x$ の低減効果は著しい。この場合に、できるだけ短い燃焼領域で燃焼を完了させるため、保炎構造は小さくした方がよい。しかし、火炎安定性は低下する。

当量比の影響を調べるため、空気温度1250Kの条件で、流れ方向の $\text{NO}_x$ のE I分布を図14示す。当量比が小さければ、燃焼ガスの温度が低いため、 $\text{NO}_x$ の生成はある範囲で終了し、その後の増加は抑えられる。しかし、 $M=5$ の条件である0.45では、平面火炎においても、燃焼完了後も増加してゆくことがわかる。

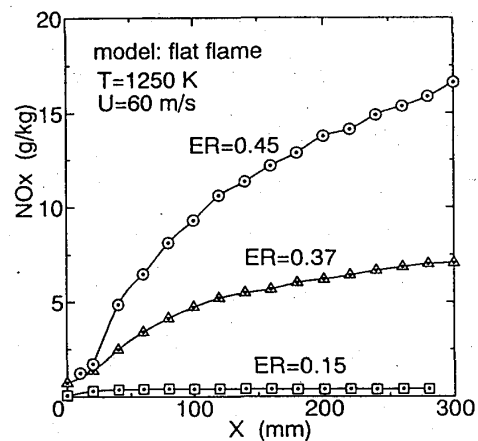


図14  $\text{NO}_x$ の流れ方向分布  
(当量比の影響)

#### 4. まとめ

ラム燃焼器の作動条件のうち、 $\text{NO}_x$ 排出が特に問題となる流入空気温度1250Kの条件において、3つの保炎構造による火炎と平面火炎について、 $\text{NO}_x$ 排出特性を実験的に調べた結果、以下の点が明らかになった。

- (1) 燃焼効率がほぼ100%になった後でも、 $\text{NO}_x$ の持続的生成がみられる。したがって、 $\text{NO}_x$ 低減には燃焼器の短縮化が不可欠である。
- (2) 短い予混合室による不完全な予混合燃焼であっても、拡散燃焼の場合より $\text{NO}_x$ 低減が可能である。
- (3)  $\text{NO}_x$ 生成への当量比の影響は予混合燃焼方式で、また流速の影響は拡散燃焼方式で、顕著となる。

#### 5. あとがき

本研究は、通産省工業技術院によるプロジェクト『超音速輸送機用推進システムの研究開発』の一環として行われた。

#### 参考文献

- 1) 鈴木、下平：ガスタービン秋季講演会講演論文集(1992-11), P21-27
- 2) 鈴木、下平：航空原動機・宇宙推進講演会講演集(1993-1), P200-205

## ラムジェットエンジン燃焼器用メタン燃料膜冷却ガッタ保炎器の特性

\*田丸 卓、下平一雄 (航技研)

## 1. まえがき

巡航速度マッハ5の極超音速輸送機に用いるラムジェットエンジン<sup>1)</sup>燃焼器研究の一部を報告する。本研究の目標は：

- ・飛行マッハ数3の時、低い圧力損失、安定燃焼および高燃焼効率を達成し、
- ・飛行マッハ数5の時、十分な耐久性と低NO<sub>x</sub>排出特性をもつ、

燃焼器構造を決定することである。

これまでWT-4型<sup>2)</sup>燃焼器により圧損低減や高効率で安定な燃焼を可能とする条件を求め、低NO<sub>x</sub>化の可能性を検討した。次のRSソリス<sup>3)</sup>燃焼器により圧力損失低減化を立証し、飛行マッハ数4~5の条件で安定高効率燃焼を確認し、設計点(巡航条件)でのNO<sub>x</sub>排出値を予測した。またG6<sup>3)</sup>燃焼器により保炎器内部の燃料冷却が有効なことと、高温条件での安定保炎を確認した。

ここでは、NO<sub>x</sub>排出低減以外の燃焼器に要求される事項をできるだけ満足させた保炎器を設計製作した。すなわち、飛行マッハ数M<sub>F</sub>が3の通風条件で全圧損失率8% (全圧損失係数2.86)以下を満足し、確実に保炎と安定燃焼を行い、M<sub>F</sub>=5の条件で耐久性が確保できる保炎器温度レベルにあるものを目指した。この燃焼器模型をCG01と名付け、ここでは主として保炎器の燃料冷却性能に関する試験結果を報告する。

## 2. 供試保炎器

飛行マッハ数M<sub>F</sub>が3から5までラムジェットエンジンが作動するときの代表的燃焼器条件を表1に示す。保炎器構造としてM<sub>F</sub>=5での高温流入空気温度と火炎からの熱の影響に対処するため燃料による冷却が不可欠と判断し燃料膜冷却を採用した。保炎器構造詳細を図1に、外観を図2に示す。構造上の特徴は、

- (1)燃料供給管と空気混合筒を除い

たVガッタ保炎器のブロック比は42%で、V部の開き角は45°

- (2)Vガッタ保炎器の先端部分に設けた $\pi/17^\circ$ の燃料吐出孔より内、外径側の蔽い板に向けて燃料を供給し、蔽い板端面とVガッタ壁面との1mmの間隔のスロットより燃

表1 ラム燃焼器の代表的作動条件

| M <sub>F</sub> | Incoming Air   |                         |                         |                        |                        | φ    |
|----------------|----------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|------------------------|------|
|                | M <sub>1</sub> | U <sub>r</sub><br>[m/s] | P <sub>1</sub><br>[kPa] | T <sub>01</sub><br>[K] | T <sub>02</sub><br>[K] |      |
| 3              | 0.20           | 98                      | 144                     | 603                    | 1317                   | 0.30 |
| 4              | 0.10           | 59                      | 331                     | 895                    | 1688                   | 0.37 |
| 5              | 0.06           | 41                      | 457                     | 1263                   | 2083                   | 0.43 |

料流を流出させガッタ表面を膜冷却する

(3) Vガッタ保炎領域の燃料過濃混合気形成回避のため、空気混合筒を設け周囲空気の導入と燃料混合を図る<sup>4)</sup>。空気混合筒の開口投影面積は燃焼筒断面の8%である

(4) 着火と高風速時の安定燃焼のため、Vガッタ保炎器後流領域内に常時 $\pi$ ノット燃料を供給。 $\pi$ ノット燃料開口面積は全燃料吐出孔開口面積の8.6%。

なお、保炎器の温度を知るために、図3に示す5箇所外径0.5mmの先端接地型Kタイプシース熱電対を取付けた。

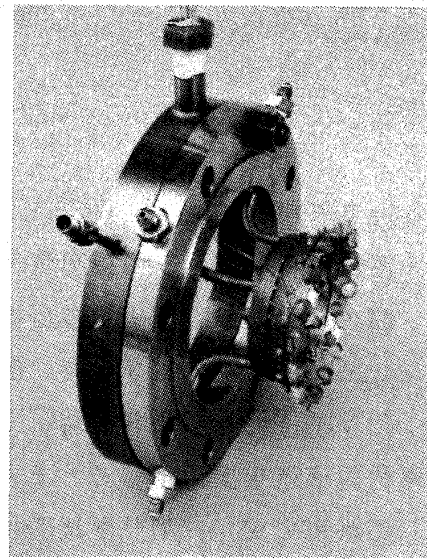
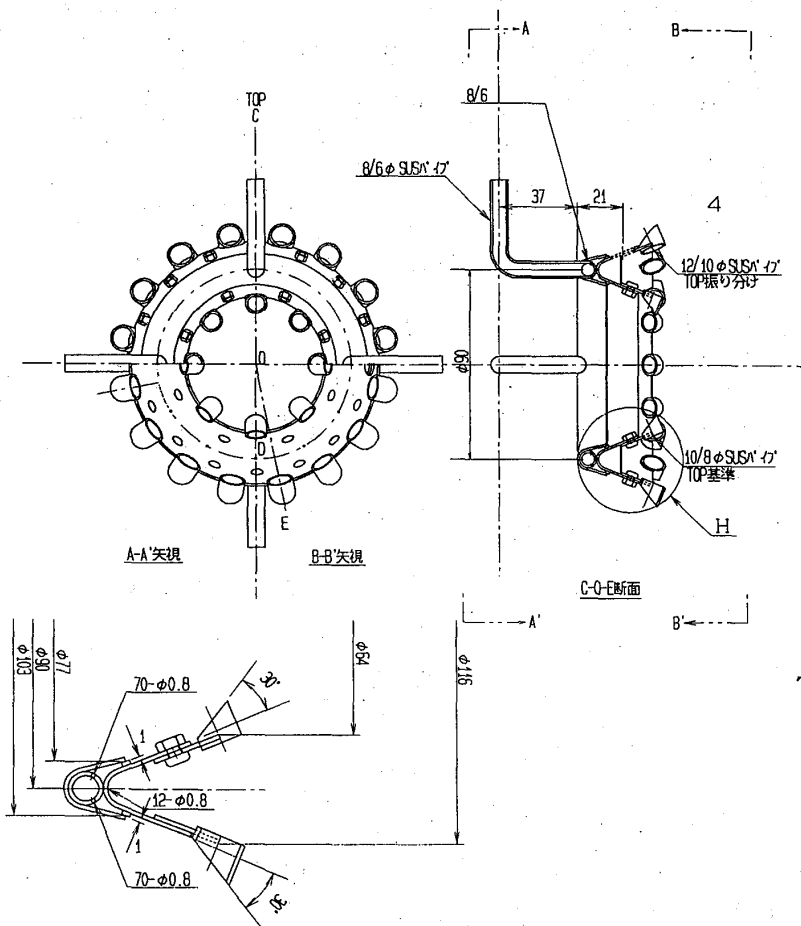
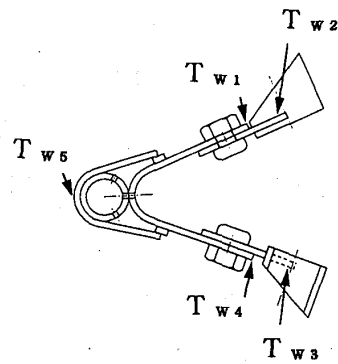


図2 供試保炎器外観

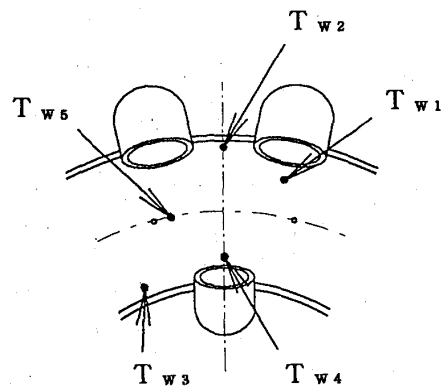


H部詳細

図1 保炎器CG01の寸法形状



(a) 保炎器断面で見た熱電対取付け位置



(b) 下流側から見た熱電対取付け位置

図3 熱電対取付け位置



### 3. 実験装置と試験条件

**試験装置** 燃焼器への空気の供給には720kWの圧縮機と600kWの電気加熱器を用いた。装置系統図を図4に示す。本装置ではテレビカメラにより燃焼器下流側から火炎を観察することができる。加熱器以降の保炎器と燃焼筒(内径155mm、水冷式)の取付け状況を図5に示す。着火用として保炎器の一部に公称2ジュールの火花点火栓を設置した。保炎器先端から燃焼筒出口、すなわち計測位置までは750mmである。

計測は、出口での固定式全圧計測/ガス採取管<sup>5)</sup>による出口全圧計測/平均ガスの採取分析と、出口断面を走査する局所ガス採取分析との2種の計測を行った。用いたガス分析計はMEXA-8120DS(堀場製)で、 $O_2$ は磁気式、THC、CO、 $CO_2$ は非分散赤外、 $NO_x$ は化学発光法を用いて測定している。

**試験条件** ラムジェットエンジン燃焼器の作動条件は表1のようなため、作動線に沿って温度、当量比、風速を段階的に変えた試験を行った。当量比 $\phi$ は主として0.3, 0.4, 0.5、供給空気温度  $T_{01}$ は600, 750, 900, 1200K、風速  $U_r$ は40, 60, 80, 100m/sの範囲で燃焼試験を行った。燃料温度はほぼ288K一定であった。

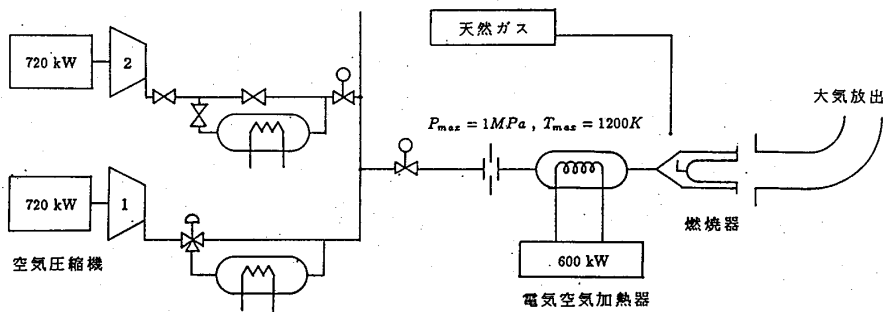


図4 試験装置系統図

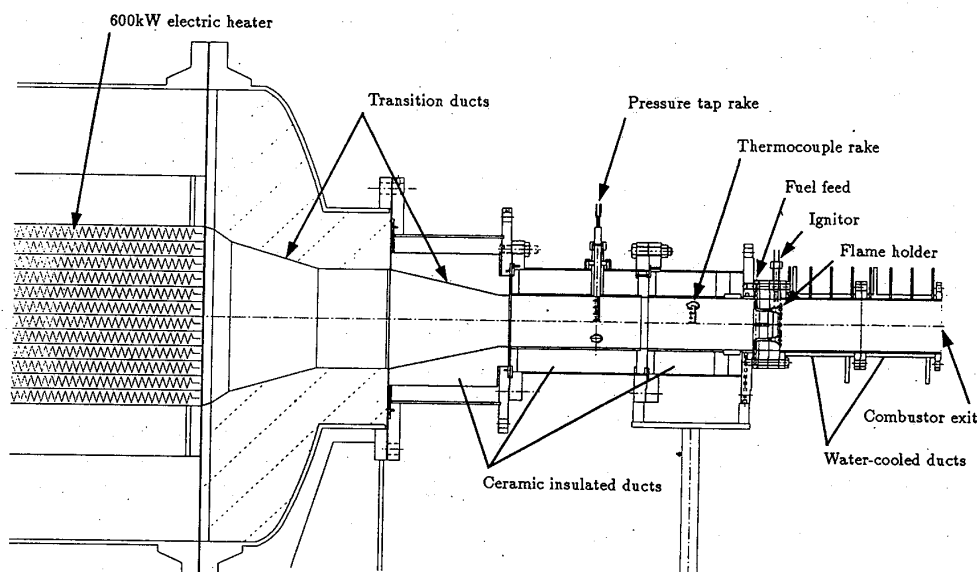


図5 空気加熱器と燃焼器の取付け状況

#### 4. 実験結果

燃焼器の後部から観察した燃焼状況、全圧損失、ガッタに取付けた熱電対による測定などの結果を記す。ガス分析結果など燃焼効率、排出特性の詳細は別に報告する。

**燃焼状況** 出口大気開放であるが $M_F = 3$ 相当条件である $T_{01} = 600\text{K}$ 、風速 $98\text{m/s}$ 、当量比 $0.3$ では、安定な燃焼を示した。 $T_{01} = 600\text{K}$ で風速が極めて遅い $40\text{m/s}$ のときは当量比 $0.3$ 以上の条件で音響振動的燃焼不安定が生じ、更に $0.4$ 以上では局所的な火炎の伸長が観察された。風速が増加するに従い同様の現象が、より当量比の大きい範囲で生じた。 $M_F = 3 \sim 5$ の作動線に沿った供試条件では安定した燃焼状況を示した。ガス分析結果によると燃焼効率は $T_{01} = 600\text{K}$ では $84\%$ 、 $T_{01} = 750\text{K}$ 以上ではほとんど $100\%$ であった。

**圧力損失**  $M_F = 3$ での通風条件に近い、 $T_{01} = 608\text{K}$ 、 $U_r = 104\text{m/s}$ (ただし $P_{01} = 0.13\text{MPa}$ )の条件で全圧損失率 $\Delta P/P_1$ は $7.41\%$ となった。ここで $\Delta P$ は燃焼器入口、出口全圧差、 $P_1$ は入口全圧である。得られた値は設計要求の「通風時 $8\%$ 以下」を満足している。 $\Delta P$ を動圧で除した無次元表示、すなわち全圧損失係数に換算した実測値を図6に示す。

**保炎器温度**  $T_{01} = 600\text{K}$ の時の風速変化に対する保炎器温度、および $U_r = 100\text{m/s}$ の時の当量比に対する保炎器温度を、それぞれ図7と8に示す。これらの図によるとガッタの外側で空気混合筒の中間部 $T_{w2}$ が高速、当量比大の条件で他の点と掛け離れて高温になっている。他の測定部では入口空気温度近傍、またはそれ以下の温度である。 $T_{01} = 600\text{K}$ の条件で当量比が $0.3$ の場合は $T_{w2}$ は風速の増加に従って単調増加する傾向を示した。

$M_F = 4$ と $5$ の条件に近いそれぞれ $T_{01} = 900\text{K}$ 、風速 $60\text{m/s}$ および $T_{01} = 1200\text{K}$ 、風速 $40\text{m/s}$ の時の当量比変化に対する保炎器温度を図9と10に示す。これらの結果によると、空気混合筒の中間部以外の測定場所ではほとんど入口空気温度近傍、またはそれ以下の温度である。空気混合筒の中間部でも当量比が $0.3$ 以上では入口流入空気温度よりも低下する傾向を示している。 $T_{01} = 900\text{K}$ では風速を $40 \sim 80\text{m/s}$ に変えても著しい壁温変化は生じていない。

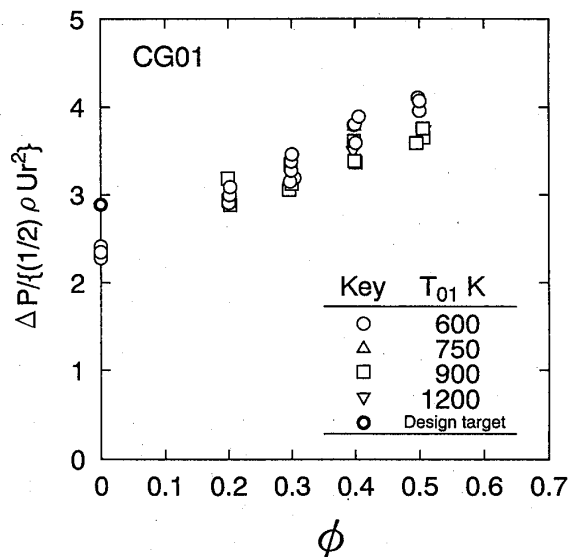


図6 通風時と燃焼時の全圧損失係数

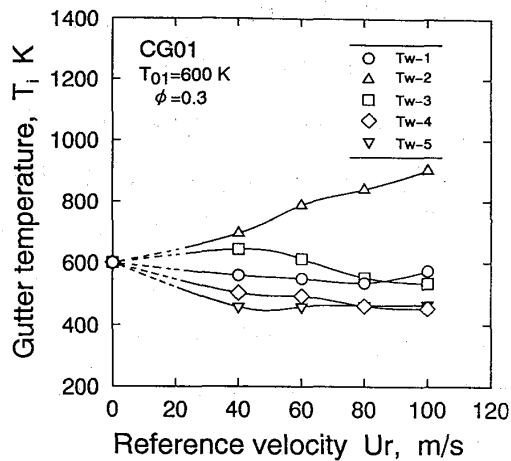


図7 供給空気温度600Kのときの  
気流速度に対する保炎器温度

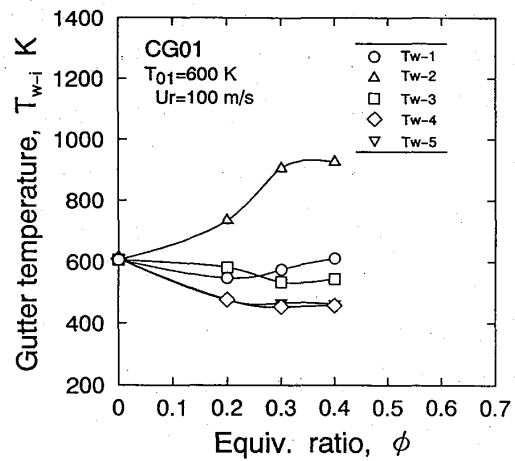


図8 供給空気温度600Kのときの  
当量比変化に対する保炎器温度

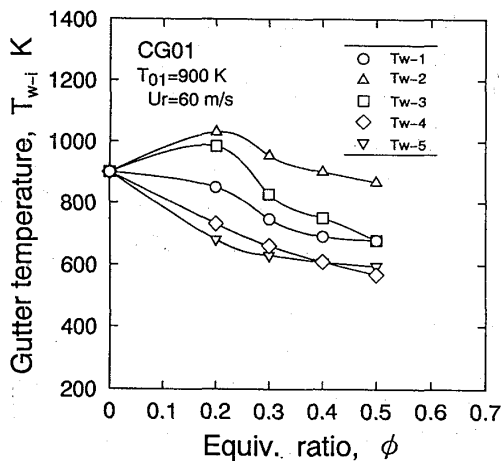


図9 供給空気温度900Kのときの  
当量比変化に対する保炎器温度

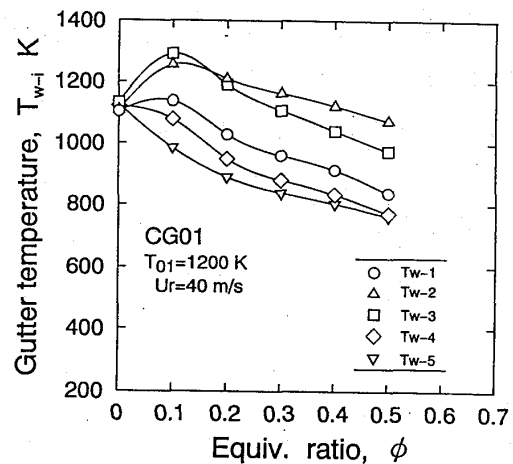


図10 供給空気温度1200Kのときの  
当量比変化に対する保炎器温度

## 5. 検討・考察

**圧力損失** 全圧損失要求値は通風条件で8% (圧損失係数にして2.86)である。図6に示したとおり十分この要求を満足させている。ガッタ本体と空気混合筒との上流側から見た投影面積としてみたブロック比を計算すると約50%である。これによって既報<sup>6)</sup>でのブロック比に対する圧力損失見積がほぼ妥当であったことがわかる。

**安定燃焼範囲** 大気圧ながら $T_{01}=600\text{K}$ 、 $U_r=100\text{m/s}$ 、 $\phi=0.3$ の条件から $T_{01}=1200\text{K}$ 、 $U_r=40\text{m/s}$ 、 $\phi=0.4$ までの作動線に沿った条件で安定な燃焼状態、十分低い圧力損失、 $1200\text{K}$ 以下の保炎器温度などを実現できたことは目的とするラムジェットエンジン燃焼器模型として初めての確認である。表1にあるように作動条件中燃焼器内最大圧力は $0.46\text{MPa}$ 程度である。経験上、この圧力上昇は保炎性、燃焼安定性を損う効果とはならないと考えられる。局所的な燃料過濃による火炎の伸長もほとんど生じなかった。

**保炎器温度** ガッタ温度は外径側で空気混合筒の中間部の $T_{w2}$ が高くなった。一般に外径側壁面が内径側より高温になった理由は図1で示したように燃料を環状ガッタの外径側と内径側とに等量配分しているため、被冷却面積当たりに行ってみると冷却燃料量が内径側が比較的多くなっているためと考えられる。 $T_{w2}$ 以外の温度測定箇所の温度はよどみ点の $T_{w5}$ の温度と傾向的にあまり変わらず、ガッタ直後には火炎が存在していないことを推測させる。

**対流熱流束** Lefebvre<sup>7)</sup>による膜冷却熱伝達計算法(計算式は付録参照)により、燃料冷却流とガッタ壁面との対流熱伝達熱流束を求めてみると、図11と12のようである。 $T_{01}=1200\text{K}$ 、 $U_r=40\text{m/s}$ 、 $\phi=0.4$ の時の対流熱流束も $T_{01}=900\text{K}$ の相当風速条件値とほぼ同一である。これらを見ると $T_{01}=600\text{K}$ で高風速のとき、保炎器内から外径側の壁面へのみ内径側への数倍の熱流束が作用したとは考えられず、外側冷却膜が剥離していた可能性がある。なお、すべての条件で計算による計測部での燃料膜温度は約 $500\text{K}$ であった。

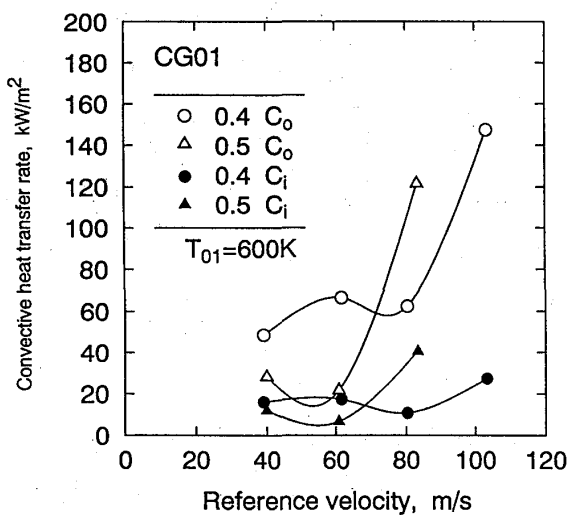


図11 供給空気温度 $600\text{K}$ のときの燃料膜冷却対流熱流束 (Co:外径側、Ci:内径側)

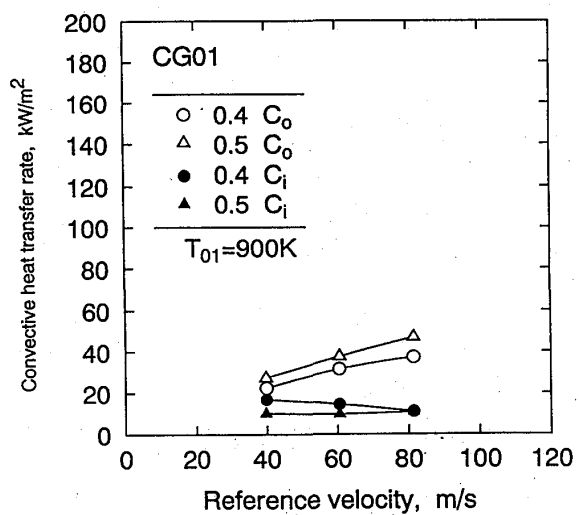


図12 供給空気温度 $900\text{K}$ のときの燃料膜冷却対流熱流束 (Co:外径側、Ci:内径側)

膜冷却式を参照すると設計点圧力程度の加圧条件であっても保炎器模型被冷却面積に対して供給燃料は十分な冷却能力を持つことがわかる。実機寸法が $n$ 倍、すなわち被冷却保炎器表面積が $n^2$ 倍である場合でも温度、圧力、風速が同等である限り、冷媒燃料は気流に比例した $n^2$ 倍の量が供給されるため十分な燃料冷却が可能と考えられる。

## 7. まとめ

今回、燃料膜冷却方式ガッタ保炎器を設計製作し、飛行マッハ数3～5の全範囲の流入空気温度、流速、当量比の条件で試験した。圧力損失、保炎器温度、安定燃焼性などを重視して試験を行い、下記の結果を得た。

- 1) 通風時の圧力損失は要求値以内の7.4%であった。流入空気温度を600Kより1200Kまでの作動線に沿って変え、それぞれの風速、当量比条件で安定な燃焼を行うことを確認した。
- 2) 一般に保炎器温度は燃焼状態でも、極めて燃料希薄な条件を除き、流入空気温度よりも低下する。流入空気温度が1200Kの条件でも、保炎器最高温度は1120K程度であった。これは現在、市販の耐熱合金で設計可能な温度範囲である。
- 3) 供試条件で環状保炎器の外径側の壁温が内径側より高い結果となったが、これは冷媒燃料量に対する被冷却面積の相違によるものである。
- 4) 一般に膜冷却対流伝熱熱流束は風速に依存性がみられる。今回の試験で $T_{o,1} = 600$  Kの高風速条件では外径側燃料冷却膜が剥離していた可能性がある。
- 5) 供給空気温度が900Kあるいは1200Kで当量比が0.4～0.5の場合の対流伝熱熱流束は20～40kW/m<sup>2</sup>程度であった。
- 6) 保炎器寸法が大きくなった場合でも温度、風速条件等を同等に保つ限り、燃料による十分な膜冷却が可能である。

以上の実験結果から、燃料膜冷却を適正に応用すればガッタ温度を飛行マッハ数3～5の作動条件範囲で現在利用可能な耐熱金属の使用限界温度内に抑えることが出来ることを明らかにできた。

本研究は、通産省工業技術院による産業科学技術研究開発制度による「極超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行ったものである。

## 参考文献

- 1) Ichimatsu, O., Ishizuka, M. & Murashima, K.: Over-view of the Japanese National Project for Super/Hyper-Sonic Transport Propulsion System, ASME 92-GT-252
- 2) 田丸, 下平, 山田: メタン燃料ライナ型ラム燃焼器の燃焼問題, 第20回ガスタービン定期講演会講演論文集 (1992/6) pp.107-114
- 3) 田丸, 下平: 極超音速輸送機エンジン用メタン燃料ラム燃焼器の燃焼と排出の問題、航空宇宙学会誌投稿中
- 4) 鈴木・下平: メタンを燃料とするRAM燃焼器の保炎性能、日本ガスタービン学会秋季講演会講演論文集(1992)
- 5) 田丸、他4名: 水素燃料ラム燃焼器模型のNOx排出特性、日本ガスタービン学会秋季講演会(札幌)、(1991) pp.95-101
- 6) 田丸、他4名: Problems and Approaches in Designing Flame Holder for a Ram Combustor, Symposium Proceedings: International Symposium on Japan's National Project for a Super/Hypersonic Transport Propulsion System R-3, (1992/10) pp.69-76
- 7) Lefebvre, A.H., Gas Turbine Combustion, Hemisphere, (1983)

### 付録: 膜冷却熱流束計算概略

本文中の燃料膜冷却対流熱流束  $C$  は以下に示すLefebvreによる式を用いた。モリッダ比  $m = (\rho U)_f / (\rho U)_a$  が  $0.5 < m < 1.3$  の場合、次式によって膜冷却効率  $\eta$  を求める。

$$\eta = 1.10 m^{0.65} (\mu_f / \mu_a)^{0.15} (x/s)^{-0.2} (t/s)^{-0.2} \quad (1)$$

ここで  $\mu$ 、 $x$ 、 $s$ 、 $t$  はそれぞれ粘性係数、冷却膜適用位置、膜冷却スリット位置および膜冷却屋根厚みである。添字  $f$  と  $a$  はそれぞれ燃料と空気を示す。この値と冷却効率の定義

$$\eta = (T_a - T_{w,fd}) / (T_a - T_f) \quad (2)$$

より位置  $x$  での膜温度  $T_{w,fd}$  が求まる。これと実測ガッタ温度  $T_{wi}$  より対流熱流束は

$$C = 0.069 (k_f/x) Re_x^{0.7} (T_{w,fd} - T_{wi}) \quad (3)$$

より計算できる。ここで  $Re_x = \rho x U / \mu$ 、 $k_f$  は燃料の熱伝導率である。

## 水素燃料噴流保炎型ラム燃烧器の燃烧特性

\* 斎藤 隆, 田丸 卓, 下平一雄, 山田秀志 (航技研)

木下泰裕, 関 美範, 北原一起 (川崎重工業)

### 1. まえがき

宇宙往還機のエンジンとして、水素を燃料としたラムジェットエンジンが考えられている<sup>1)</sup>。この構成要素であるラムジェット亜音速流燃烧器(以降、ラム燃烧器と略)の設計基礎資料を得る目的で、従来から実用化されてきたブラフボデー保炎器を燃料により自己冷却し、保炎器より燃料を噴出させて燃烧を行う模型を用いて、燃烧試験を行ってきた<sup>2) 3) 4) 5) 6)</sup>。その結果、エンジンシステム側から要求されている設計点当量比 $\phi_0 = 1$ に近づくとつれ、燃烧効率が急激に低下すること、これは燃料過濃領域の形成に起因することが判明した。当量比分布は保炎器の空間配置に鋭敏に影響され、このことから燃烧器入口風速分布の変動の影響を直接受けることが予測される。このような状況から、燃烧効率を高く維持するために、主流空気の流動を積極的に利用して燃料濃度の均質化をはかれる可能性のある噴流保炎型燃烧器の採用を考え、模型による燃烧試験を行った。この方式は燃烧領域に保炎器を設置する必要がないため入口全温が高温化した場合の耐久性確保の上で有利と考えられる。ここでは、保炎器配置および燃料噴射方法を変えた場合について得られた燃烧特性について述べる。

### 2. 供試燃烧器模型

試験に用いた噴流保炎型燃烧器の種類と構造を図1に示す。8個の対向する空気/燃料噴射器を燃烧筒(直径 155 mm)周上に配置する。燃料は空気噴射器壁内流路を貫通して流れ、燃烧筒内に噴出して燃烧する。空気/燃料噴射器は燃烧器下流方向に30°傾けて設置した。空気噴射器全開口面積は、 $1883\text{mm}^2 \times 8\text{個} = 15064\text{mm}^2$ で、燃烧筒断面積に対する割合は約80%である。空気/燃料噴射器の配置等については表1と図1に示すような組合わせで実施した。燃料噴孔は、空気流に平行に噴射する場合は、噴射器1本につき直径2.0mmの孔を32個、直交して噴射する場合は直径1.6mmの孔を16個とした。他に燃料噴射センターノズルを空気噴射器中央部に設置し、50%の燃料を供給したケース(J 03, J 06)も行った。平行噴射の場合、当量比 $\phi_0 = 1$ での燃料/空気速度比は、 $V_f/V_a = 4$ となるように設計した。模型呼称でJ 01, J 02, J 04およびJ 05では燃料を空気噴流に対して平行に噴出するが、J 03, J 06, J 07およびJ 08では空気噴流に対して角度をもって噴射する。J 04, J 05およびJ 08は空気/燃料噴射器を4個ずつ軸方向にずらしたタンデム配置としている。

表 1. 燃焼器主要要目

| 模型  | $\beta$ <sup>1)</sup> | 燃料噴孔                 | 噴射器配置    | 噴射方向 | センタスル <sup>2)</sup> |
|-----|-----------------------|----------------------|----------|------|---------------------|
| J01 | 10°                   | $\phi 2.0 \times 32$ | 同一周上     | 平行   | 無                   |
| J02 | 0°                    | "                    | "        | "    | "                   |
| J03 | "                     | "                    | "        | "    | 有・90°               |
| J04 | "                     | "                    | タンデム(直列) | "    | 無                   |
| J05 | "                     | "                    | タンデム(千鳥) | "    | "                   |
| J06 | "                     | "                    | 同一周上     | "    | 有・45°               |
| J07 | "                     | $\phi 1.6 \times 16$ | "        | 直交   | 無                   |
| J08 | "                     | "                    | タンデム(千鳥) | "    | "                   |

1)  $\beta$  : 半径方向オフセット角

2) 噴射孔  $\phi 2.0 \times 2$ ,  $\phi 1.6 \times 4$

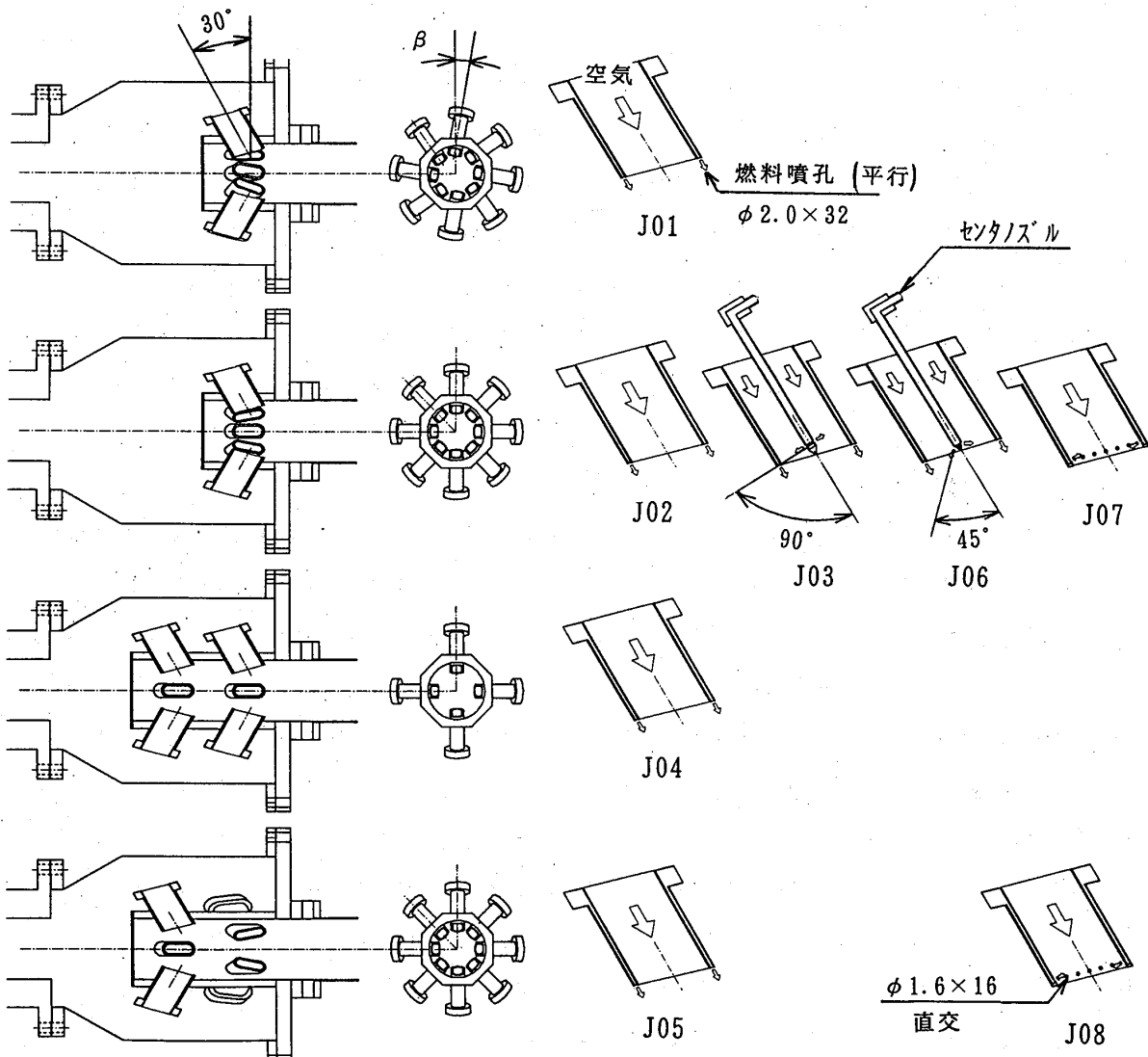


図 1 空気/燃料噴射器と配置による分類



### 3. 実験条件及び実験方法

燃焼器の要求作動条件を表2に示す。このラム燃焼器を用いるエアターボラムエンジンは、飛行マッハ数  $M = 6$  迄の作動をするが、本実験では飛行マッハ数  $M = 3$  に相当する燃焼器入口空気温度  $T_1 = 600\text{K}$  の試験を行った。燃焼用空気は電

表2 燃焼器作動条件

| 機速   | 入口全温<br>$T_{01}[\text{K}]$ | 出口全温<br>$T_{0e}[\text{K}]$ | 入口全圧<br>$P_{01}[\text{MPa}]$ | 流速<br>$V_1[\text{m/s}]$ | 当量比<br>$\phi$ |
|------|----------------------------|----------------------------|------------------------------|-------------------------|---------------|
| 地上静止 | 390                        | 2356                       | 0.105                        | 78                      | 0.97          |
| M=1  | 375                        | 2333                       | 0.094                        | 77                      | 1.03          |
| 2    | 475                        | 2390                       | 0.151                        | 83                      | 0.97          |
| 3    | 641                        | 2481                       | 0.318                        | 91                      | 0.96          |
| 4    | 867                        | 2587                       | 0.519                        | 93                      | 0.96          |
| 5    | 1192                       | 2727                       | 0.899                        | 80                      | 0.98          |
| 6    | 1624                       | 2913                       | 1.480                        | 64                      | 0.98          |

気ヒーターで加熱して供給した。燃焼筒断面風速  $U_r$  は  $80\text{ m/s}$  を基準とし、燃料流量を変化させて  $\phi_0 = 0.2 \sim 1.0$  の範囲とした。なお、 $U_r$  は燃焼筒断面入口状態で定義している。燃焼器出口は大気開放である。燃焼器出口(噴射器後端より  $470\text{mm}$ )に全圧管<sup>4)</sup>を設置し、断面を  $16\text{ mm}$  間隔で計10点の局所全圧の測定をした。さらに各点での局所ガスを採取し、その組成から局所特性値を評価した。

ガス組成は、Molecular Sieve 5 A を用いたガスクロマトグラフによった。局所特性値として、局所当量比、局所燃焼効率および局所酸素消費効率を求めた。また局所燃焼効率に局所的な質量流束を加重して総合燃焼効率を求めた。その計算の詳細は文献2にある。ここで、局所燃焼効率( $\eta_j$ )は、局所的な当量比に対応する熱入力に対する残留エンタルピ割合とし、局所酸素消費効率( $\varepsilon_j$ )は、消費可能な酸素に対する消費酸素の割合として定義している。

### 4. 実験結果及び考察

#### 4.1 局所当量比分布特性

前述のように、理論混合比近傍で作動するラム燃焼器においては、燃料/空気の均質混合が不可欠である。燃焼器中心軸に対するオフセット角度  $\beta = 10^\circ$  の模型 J 01 と、 $\beta = 0^\circ$  とした J 02 については、両者とも周辺部で当量比が高い分布を示し均質混合が共にはかられていない。当量比分布形にも大きな差を示さず、J 01 程度の空気旋回効果は殆どないことがわかった。また、燃焼筒を更に  $356\text{ mm}$  延長した実験でも当量比分布に変化は見られず、燃料噴射領域近傍で混合を促進させなければならない重要性が明かとなった。

次に模型 J 02 における異なる全体当量比での局所当量比の分布を図2に示す。それによるとすべての当量比の場合について周辺部が高い分布形となり基本的分布形状は変わらない。

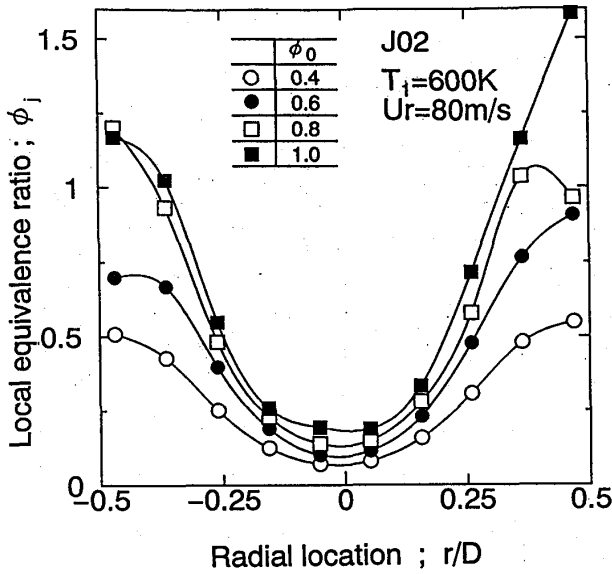


図2 当量比変化の影響 (J02)

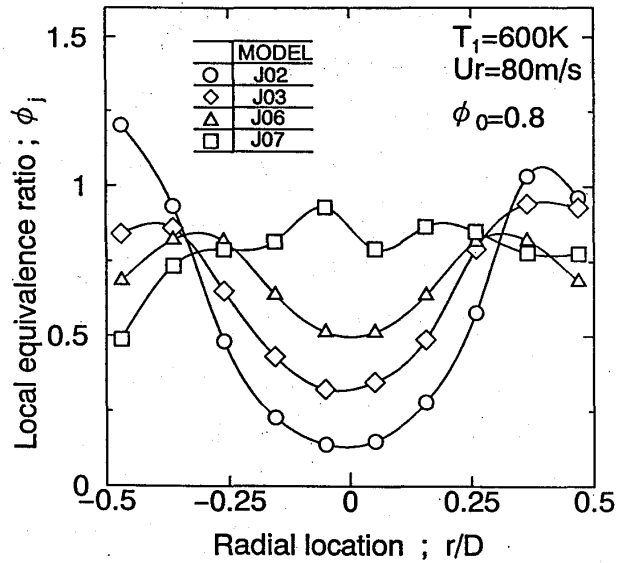


図3 燃料噴射方向による局所濃度分布への影響

全体当量比  $\phi_0=0.8$  で全燃料の約50%をセンターノズルより空気噴流に有角に噴射した場合 (J03, J06) 及び全燃料を噴射器壁面より空気噴流に直交して噴射した場合 (J07) を比較して図3に示す。

センターノズルから噴射した場合、いずれも当量比分布に若干の改善がはかられている。空気噴流に直交する燃料噴射を行う J03 と比較して、空気噴流下流に向けて  $45^\circ$  で燃料噴射を行う J06 の方が、当量比平坦化の効果が大きい。

これは直交噴射の場合には、燃料が空気噴射筒壁面迄到達して、壁面平行噴射と同等の効果となる傾向が強くなること

によると推定される。壁面直交噴射の J07 は燃焼筒断面内でもっとも平坦な分布形を与えている。全体当量比  $\phi_0=1.0$  について示した図4では J07 が中央部が最も燃料の濃い分布となり燃焼筒中央部で  $\phi_j=1$  を大きく越える分布を示している。空気/燃料噴射器をタンデム配置した J04, J05 は燃料を空気噴流に平行に噴射しているにもかかわらず、比較的平坦な分布を示し、直列配置、千鳥配置の両者で大きな差異を生じていない。更に燃料を直交噴射した J08 では、図4に示した J07 の中高な分布も平坦化されている。

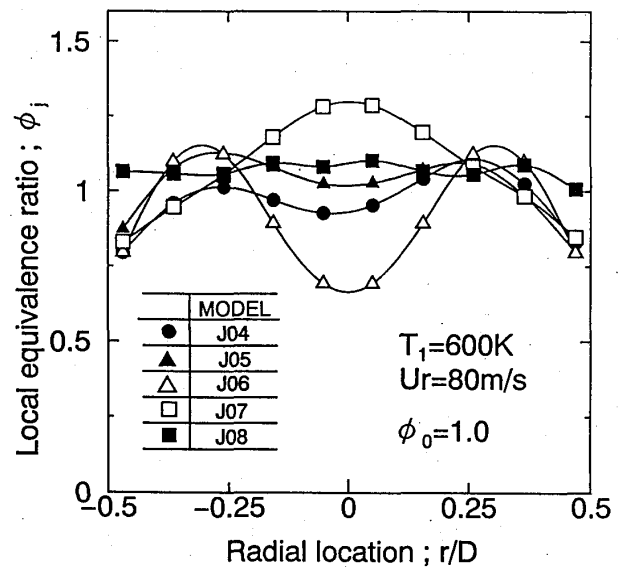


図4 空気筒配置による濃度平坦化効果

このように、空気/燃料噴射器を軸方向にずらすことによる、燃料濃度分布の平坦化効果が明確に認められた。一方、空気噴射筒をタンデム配置としなくとも直交燃料噴射の J 07 の場合、燃料がそう多くないときには比較的平坦となる。(図 3 参照)

#### 4. 2 局所燃焼効率及び局所酸素消費効率

全体当量比  $\phi_0 = 1.0$  での局所燃焼効率を図 5 に示す。J 02 においては図 2 に示した局所当量比分布に対応して、燃料過濃の燃焼筒壁面近傍及び燃料希薄の燃焼筒中央部で燃焼効率が低下する二山型の分布を示した。

J 04 は図 4 に示すように一部の領域で理論混合比を越える分布を示し、その領域で燃焼効率の低下を示している。他のほとんどの領域では理論混合比より、やや希薄な当量比分布を示しているが、燃焼効率は 85%~90% の値にとどまる。このことから、これらの領域では酸素不足によって燃焼効率の低下をきたしているのではなく、滞留時間の不足によるものと考えられる。J 08 はほとんどの領域で局所当量比  $\phi_j = 1.1$  を示し、対応する局所燃焼効率は 90% 程度の平坦な分布を示している。図 6 に局所酸素消費効率を示す。J 08 では局所燃焼効率を上回る 95%

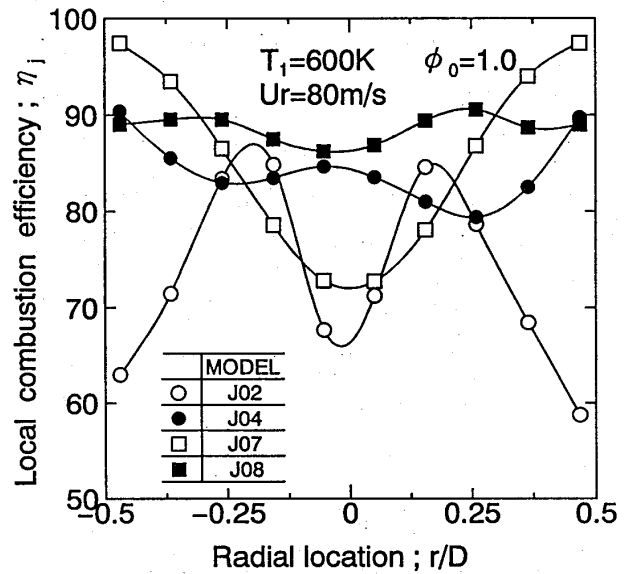


図 5 局所燃焼効率分布 ( $\phi_0 = 1.0$ )

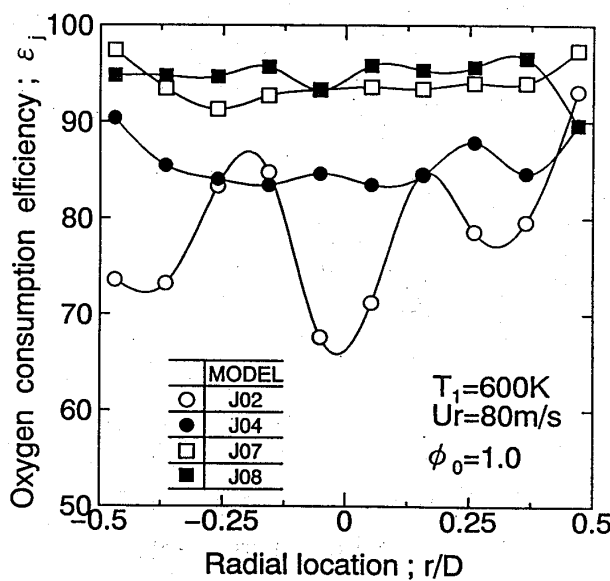


図 6 局所酸素消費効率分布

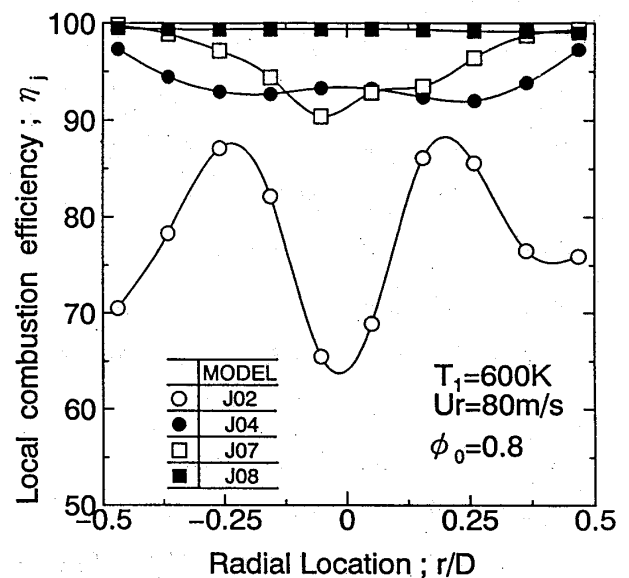


図 7 局所燃焼効率分布 ( $\phi_0 = 0.8$ )

程度の平坦な分布を示した。局所酸素消費効率の定義から、十分な滞留時間が許容されれば、ほぼ100%の値が得られることが期待されることから、供試模型は全体として燃焼器有効長さの不足が推定される。

図7に全体当量比 $\phi_0 = 0.8$ における局所燃焼効率を示した。J08は全ての領域でほぼ100%の値を示している。J02を除いて、これらは全て燃料希薄な局所混合比であることから、ここでの効率低下は有効な混合と反応時間の不足によるものと考えられる。

#### 4.3 総合燃焼効率

総合燃焼効率 $\eta_c$ と全体当量比 $\phi_0$ の関係を図8に示す。平行噴射の場合、タンデム配置にすると大幅に $\eta_c$ は改善され、 $\phi_0 = 1.0$ では $\eta_c$ は68%から85%程度にまで改善できる。空気筒のタンデム配置の際の直列と千鳥配置の間に差異は認められない。燃料噴射を有角に行うと更に $\eta_c$ は向上するが、 $\phi_0 = 1.0$ で89%程度にとどまっている。

#### 4.4 圧力損失

燃焼器の圧力損失はエンジンのサイクル効率に影響を及ぼす重要な因子であり、エンジンシステム側から全圧損失率を10%以下にするよう要請されている。図9に全圧損失率と全体当量比の関係を示した。通風損失は6~7%を示し、当量比の増加と共に運動量損失及び燃料噴射によって全圧損失率が増加している。特に壁面直交噴射の場合の値が高く、 $\phi_0 = 1.0$ で最大16%程度を示している。図中に示した実線の運動量損失は完全燃焼した場合の燃焼による圧力損失であり $\phi_0 = 1.0$ で5.8%となる。これに通風損失を加えた場合で全圧損失率は12~13%となり、要求値を超える。更に燃料有角噴射を行うと全圧損失率が増大することから、空

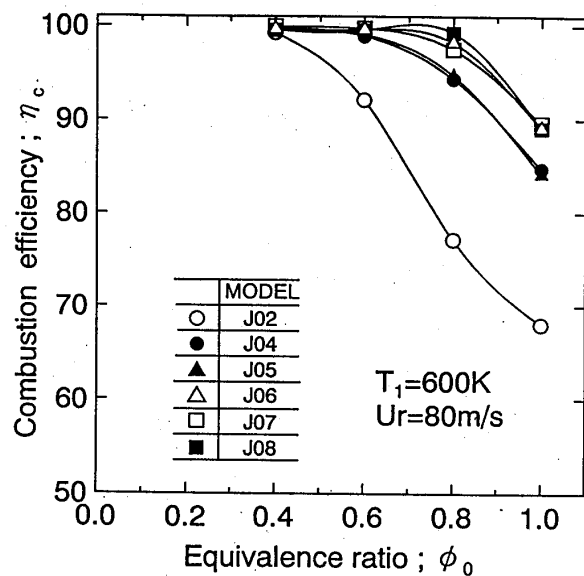


図8 全体当量比に対する総合燃焼効率

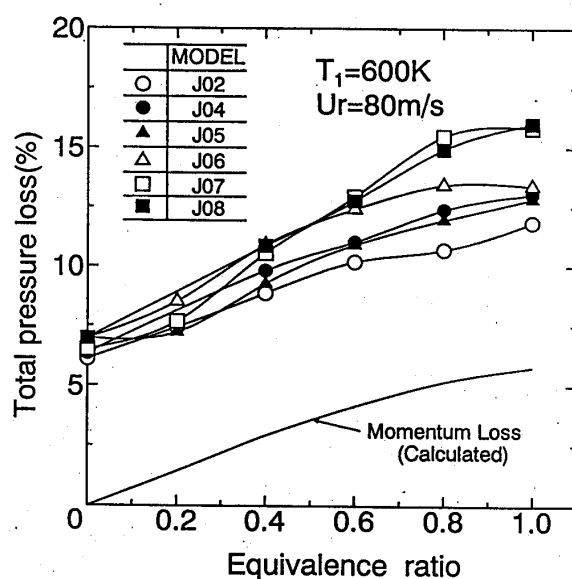


図9 各燃焼器の全圧損失率

気噴射器寸法，形状，及び位置と燃料噴射方法の関係を要求に応じてどのように最適化するかが今後の課題となる。

## 5. まとめ

ラム燃焼保炎方式として噴流保炎方式を試み，従来のガッタ方式よりすぐれた特性をもつことを実験的に示し，空気／燃料噴射器の構成から次のことを明らかとした。

- 1) 1断面上で噴流を形成する場合は混合の均一性に燃料の噴射方向が大きく影響する。
- 2) 空気／燃料噴射筒をタンデム配置にすると，燃料の噴射方式の差異は混合に大きな影響を及ぼさず，比較的平坦な燃料濃度分布を与え燃焼効率特性もすぐれている。
- 3) 燃焼効率の向上には，空気／燃料の混合促進と共に滞留時間の確保が必要である。
- 4) 比較的高い圧力損失を許容するなら，もしくは通風圧力損失を低減できるなら燃料直交噴射の J 07, J 08などがすぐれた燃焼効率特性を示す。

## 参考文献

- 1) 能瀬弘幸：航空機およびスペースプレーン用エンジン，日本機械学会誌，93巻，855号(1990)150-157
- 2) 田丸卓，他3名：極超音速機用水素燃料ターボラム燃焼器模型の試験結果，航技研報告TR-1193(1993/3)1-17
- 3) 斎藤隆，他4名：ターボラムエンジン主燃焼器模型の水素燃焼試験結果，日本機械学会論文集56巻，521号，B編，(1990/1)189-
- 4) 斎藤隆，他4名：水素燃料ラムエンジン燃焼器用保炎形式の実験的検討(第2報)第18回ガスタービン定期講演会講演論文集(1990/6)111-117
- 5) 田丸卓，他4名：水素燃料ラムエンジン燃焼器用保炎形式の実験的検討，第17回ガスタービン定期講演会講演論文集(1989/6)
- 6) Tamaru, T, et al.: Hydrogen Fueled Subsonic-Ram-Combustor Model Tests For an Air-Turbo-Ram Engine, NAL TR-1064T, (1990/4)1-12

## A-5

# ガスタービンのNO<sub>x</sub>排出低減のための非予混合・希薄燃焼：排出特性

\* 寺崎 岳 (法政大学大学院)  
齊藤 隆 (航技研)  
林 茂 (航技研)

### 1. はじめに

現在、工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」が進められている。ここで想定されているターボジェットエンジンは、巡航時の燃焼器入り口温度が1000 K、出口ガス温度が1800 Kと現用の航空用ガスタービンに比べて非常に高いので、従来の燃焼方式ではNO<sub>x</sub>の排出が著しく多いことが予想される。また、亜音速機用や産業用のガスタービンにおいても高温化、高圧化が進められている。そのため、より効果の大きい低NO<sub>x</sub>燃焼技術の確立が求められている。

均質予混合希薄燃焼は、ガスタービン燃焼器の低NO<sub>x</sub>化に本質的に適した方法ではあるけれども、混合気形成過程における逆火や自発着火などの問題や未燃焼成分の排出が増大しやすいという問題がある。

予混合しなくても、燃焼器の中で燃料と空気の混合が促進できれば希薄予混合燃焼と同じぐらいにまでNO<sub>x</sub>の排出を低減できる可能性がある。すでに、蒸発過程が必要な液体燃料（灯油）の場合でも、完全蒸発予混合気と同じNO<sub>x</sub>排出特性が得られることが実験により示されている<sup>1)</sup>。

そこで、その実験で低NO<sub>x</sub>性が確認された特殊構造のスワアラ（便宜的に二重スワアラと呼ぶ）を用いて、前記のターボジェットエンジンの燃料とされているメタンを燃焼させ、NO<sub>x</sub>の排出特性を調べた。また、一般的なスワアラについても燃焼実験をおこない、排出特性を比較した。さらに、非燃焼時の燃料と空気の混合状態の違いについても調べた。

### 2. 実験装置及び方法

図1に、二重スワアラを取り付けた燃焼器基礎模型の概要を示す。このスワアラ（DS）の他に、ガスタービン燃焼器の保炎器として広く用いられている一重スワアラ（ハブ径の小さい方をSS、大きい方をLSS、開口面積同じ）を

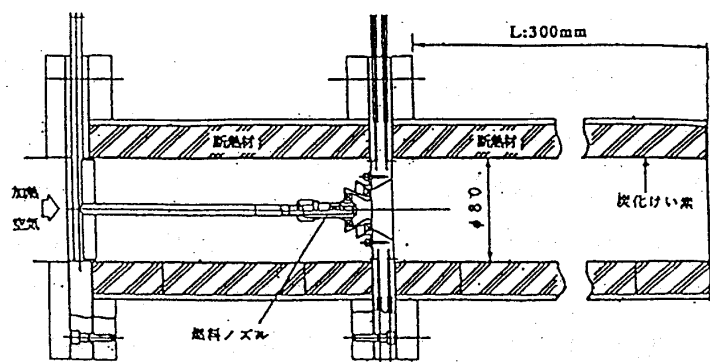


図1 燃焼器基礎模型図

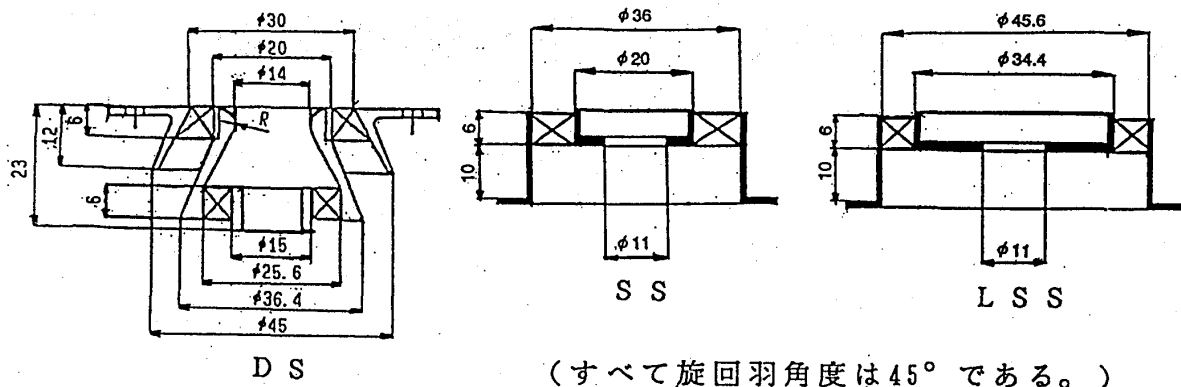


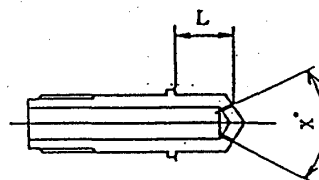
図2 スワラの形状

使用した。それらの形状を図2に示す。

DSは、内側の旋回している空气中に燃料を噴射して燃焼領域へ供給する。SS, LSSのスワール数は、それぞれ、0.8, 0.87である。

表1 6種類のノズルの形状

| ノズル | PCD mm |        |         | L*mm | x° |
|-----|--------|--------|---------|------|----|
|     | 3      | 5      | 7       |      |    |
| N1  | -      | -      | 16-φ0.6 | 7.0  | 60 |
| N2  | -      | -      | 16-φ0.6 | 13.2 |    |
| N3  | -      | -      | 16-φ0.8 |      |    |
| N4  | 4-φ0.6 | 8-φ0.6 | 16-φ0.6 |      |    |
| N5  | -      | -      | 16-φ0.8 | 7.0  |    |
| N6  | -      | -      | 8-φ1.6  |      |    |



L\*はPCDにある噴射孔の位置

電気ヒーターで加熱された燃焼用空気は、スワラを通り燃焼室へ流入する。ガス燃料は、ポンペから調圧器を経てマスフローメーターによって流量測定されたのち、燃料ノズルから燃焼室に噴射される。燃焼器ライナーは、φ80×300の炭化けい素製の円筒形ダクトで、熱損失を小さくするために、その周りは断熱材で覆った。使用した燃料ノズルの噴射孔の大きさ・個数・配置・噴射角を表1に示す。

表2 実験条件

| 条件   | 入口温度Tin K | 流速 Um/s     | 当量比φ     | ノズル   |
|------|-----------|-------------|----------|-------|
| スワラー | 323       | 5           | 0.5~1.0  | N3    |
|      | 650       | 7.5, 10     | 0.5~0.8  | N1~N4 |
|      | 950       | 10, 15      | 0.3~0.7  |       |
|      | 1100      |             |          |       |
| DS   | 323       | 5           | 0.5~1.0  | N5    |
|      | 650       | 7.5, 10, 15 | 0.4~1.0  |       |
|      | 950       | 10, 15      | 0.2~0.6  |       |
|      | 1100      |             |          |       |
| SS   | 950       | 5, 10, 15   | 0.05~0.8 | N5    |
|      | 950       | 10          | 0.1~0.8  | N6    |

実験条件を表2に示す。ここで、流速は、燃焼ダクトの断面での平均速度である。燃焼ガスは、スワラ出口から300mmの位置において、φ0.6の穴を36個持つ十字形温水冷却集合サンプリングプローブで採取し、排気濃度測定装置で分析した。

燃焼器に供給された空気と燃料の混合の状態を知るために、燃料濃度分布の測定と流れ場のシュリーレン撮影を行った。非燃焼の状態では、スワラ出口(H=0mm)から軸

方向にいくつかの断面において、直径方向の燃料濃度分布を測定をした。試料ガスは、外径1mm ( $\phi 0.5$ の試料採取孔)のサンプリングプローブで採取し、FIDで分析した。

### 3. 実験結果及び考察

#### 3.1 DSを使用した場合のNO<sub>x</sub>の排出特性

図3は、燃料ノズルN1~N4を使用した時の、入り口空気温度 $T_{in}=650K$ における、NO<sub>x</sub>排出指数 $E_{INOx}$ (g NO<sub>2</sub>/kg Fuel)の当量比FAI.Gに対する変化を示している。なお、本報告による当量比は、ガス分析による値である。ガス分析による当量比と、燃料と空気の質量流量から求めた設定当量比との差は、最大でも5%であった。同図から分かるように、燃料ノズルによる $E_{INOx}$ の違いは非常に小さかったので、DSを用いた他の条件での実験には、燃料ノズルN3を使用した。図4は $E_{INOx}$ を当量比に対して示したものである。 $E_{INOx}$ は、当量比に対して増加し、入り口温度が高いほどその増加率は大きい。 $E_{INOx}$ は、予混合燃焼におけるのと同じように、当量比への依存性が

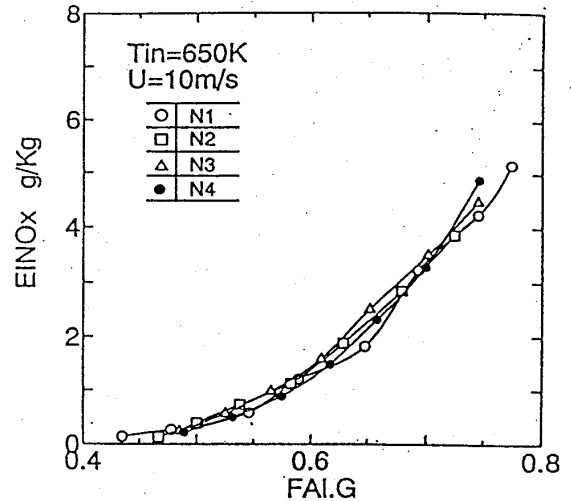


図3  $E_{INOx}$ と当量比FAI.Gとの関係

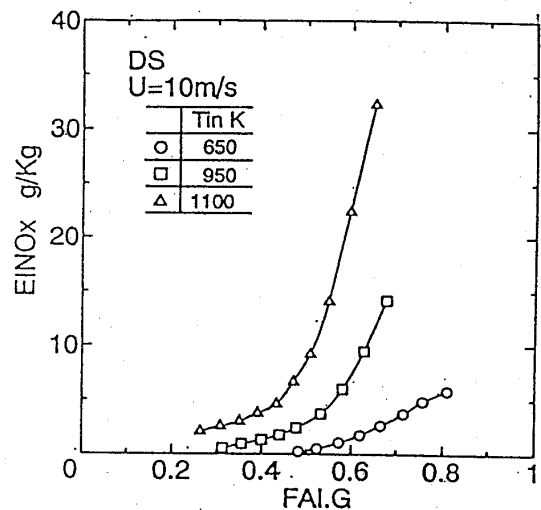


図4  $E_{INOx}$ と当量比FAI.Gとの関係

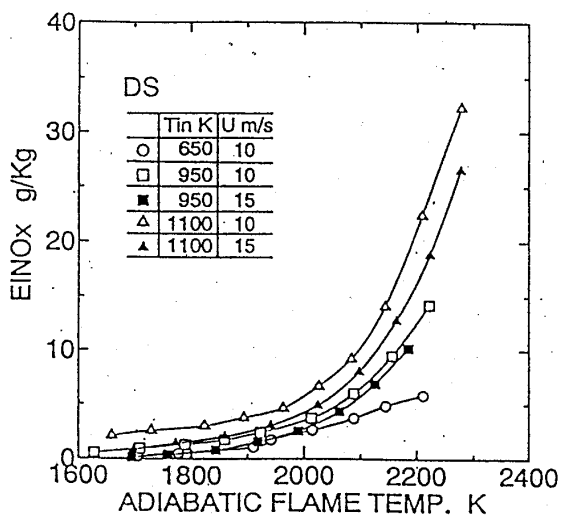


図5  $E_{INOx}$ と断熱火炎温度との関係

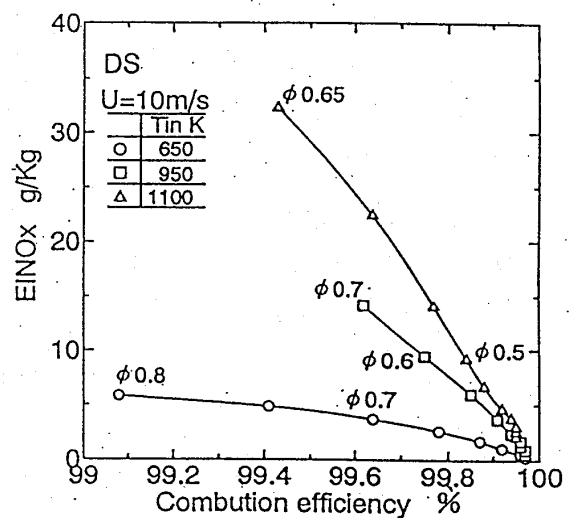


図6  $E_{INOx}$ と燃焼効率との関係



強い。

平衡計算による断熱火炎温度とEINO<sub>x</sub>との関係を図5に示す。燃焼器入り口温度が高い方がNO<sub>x</sub>の排出は高い。NO<sub>x</sub>の排出は、流速の速い方が明らかに低い、滞留時間の比ほどの違いはない。

燃焼効率とEINO<sub>x</sub>との関係を示したのが図6である。この図中の点の横の数値は当量比である。燃焼ガス中の未燃炭化水素(HC)は非常に少なかったため、したがって燃焼効率は、ほぼCOの排出によって決まる。一般に、NO<sub>x</sub>の排出を低減するために燃焼領域を希薄にすると、未燃成分であるCO、HCの排出が増加して、高い燃焼効率を得ることは難しい。ところが、同図の曲線から明らかなように、このバーナは、希薄化をしていっても燃焼効率は下がることがないので、NO<sub>x</sub>排出を減らすことができる。

### 3.2 SS, LSSを使用した時のNO<sub>x</sub>の排出特性

図7は、SSと燃料ノズルN5を使用した時の流速U=10m/sにおけるEINO<sub>x</sub>の当量比に対する変化を示している。図8は、LSSと燃料ノズルN5、N6を使用した時の結果である。SSはDSと同様、ある当量比で吹き消えたが、LSSはどんなに小さい当量比でも保炎できた。図7でT<sub>in</sub>=650K、当量比0.5付近と、図8でEINO<sub>x</sub>が極小を示した当量比0.3付近で希薄にしていた時に、火炎が広がった短い火炎から細長い火炎に変化した。

SS, LSSそれぞれの断熱火炎温度とEINO<sub>x</sub>の関係を図9, 図10に示す。流速, 燃焼器入り口温度の影響は、DSの時と同じ傾向であった。

SS, LSSのそれぞれについて燃焼効率とEINO<sub>x</sub>との関係を示したのが、図11, 図12である。SSはDS(図5)同様に、希薄化に伴ってNO<sub>x</sub>の排出は減少し燃焼効率は上昇するが、LSSに関しては、火炎の形状が変わった当量比0.3より希薄な所で燃焼効率は減少し、EINO<sub>x</sub>は増大している。SSは、DS同様に希薄側の保炎限界まで、高い効率を保つ

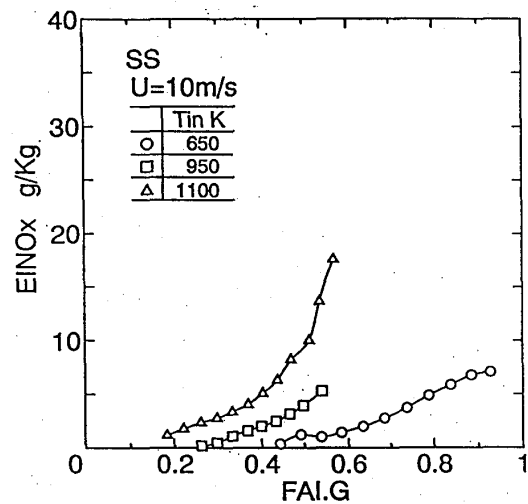


図7 EINO<sub>x</sub>と当量比FAI.Gとの関係

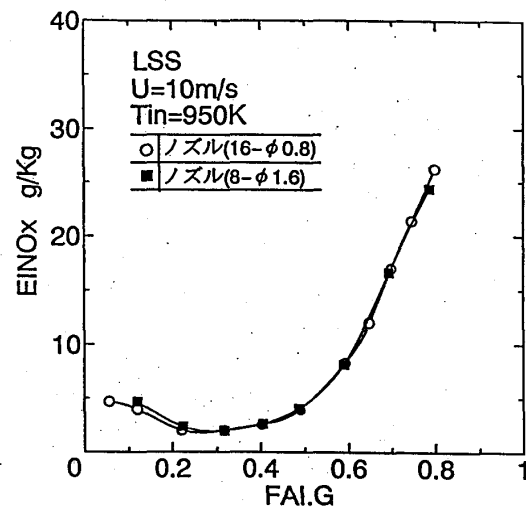


図8 EINO<sub>x</sub>と当量比FAI.Gとの関係

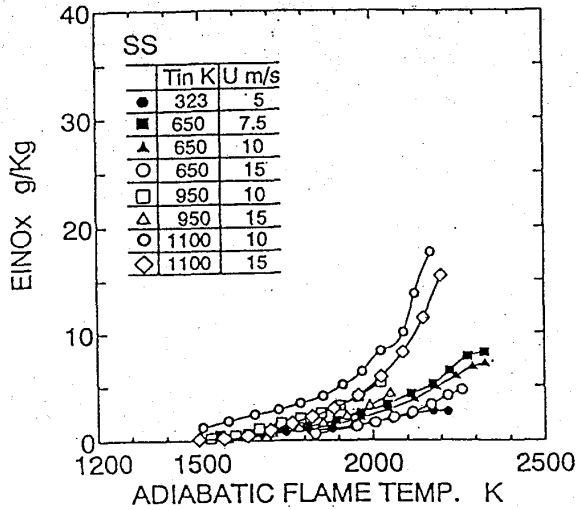


図9 EINO<sub>x</sub>と断熱火炎温度との関係

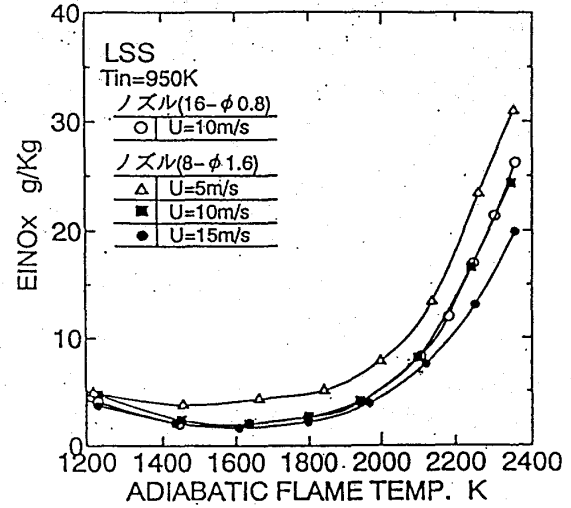


図10 EINO<sub>x</sub>と断熱火炎温度との関係

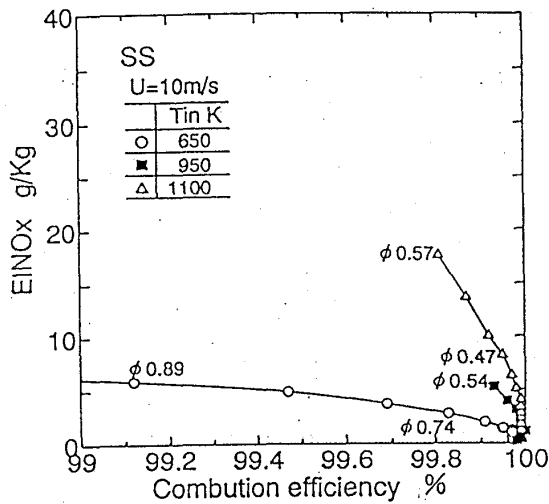


図11 EINO<sub>x</sub>と燃焼効率との関係

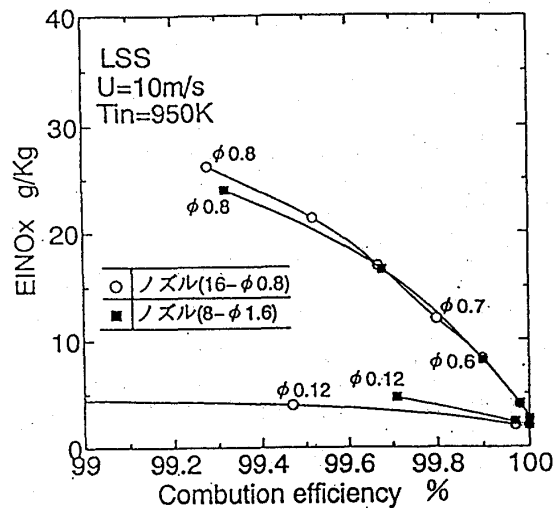


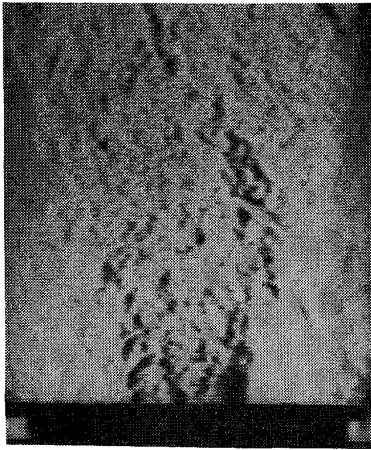
図12 EINO<sub>x</sub>と燃焼効率との関係

たままEINO<sub>x</sub>の低減が可能であり、双方とも燃焼効率が最も高くなる点でもEINO<sub>x</sub>は、0.5g/kg以下の大変低い値である。これは図12に示したLSSの場合のEINO<sub>x</sub>と比べても、十分低い。

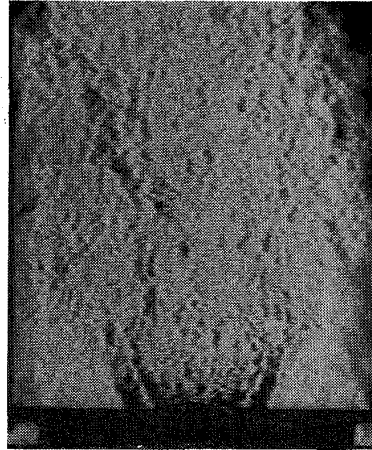
LSSに2種類の燃料ノズルを組み合わせた時の、NO<sub>x</sub>の排出特性は、図8から分かるように燃料ノズルによるEINO<sub>x</sub>の差はない。図3に示したDSのときも差がなかった。燃焼効率とEINO<sub>x</sub>の関係を示した図12においても、2つの曲線は差がない。

### 3.3 燃料濃度分布

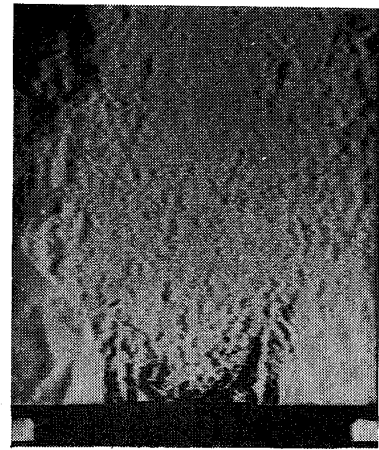
非燃焼時の3種類のスワラの下流の流れのシュリーレン写真を図13に示す。条件は、 $T_{in}=350K$ 、 $U=5m/s$ 、当量比0.5である。SS(1/λ<sub>1</sub>N5)の方がLSS(1/λ<sub>1</sub>N5)よりも、燃料噴流の部分が短い距離でなくなっている。



DS



SS



LSS

図13 各スワローにおけるシュリーレン写真

燃料と空気の混合が、どのように進行していくかをガス分析による燃料濃度分布の測定によって調べた。燃料の代わりに燃料ノズルからは、メタンを空気で希釈した混合気（約1%）を噴射した。条件は、 $T_{in}=350K$ 、 $U=5m/s$ で、DS（ノズル3）とLSS（ノズル5）について燃料濃度分布の測定を行った。

濃度  $C$  を平均濃度  $C_A$  で無次元化して、濃度分布測定の結果を図14に示す。濃度分布が断面に一様に分布している時の濃度を  $C_A$  とする。

DSでは、スワローからの距離  $H=1mm$  では中心軸上にピークがあり、そのピーク値は平均濃度の約12倍である。この濃度分布は、DSの内側通路からの混合気噴流のものである。

$H=6mm$  では、断面の濃度分布はM形になり、ピーク値も平均濃度の約3.5倍、 $H=16mm$  ではさらに平坦化してピーク値でも平均濃度の約2倍になっている。そして、 $H=21mm$  では均一な分布になっている。燃焼時において、火炎はスワローが取り付けられているフランジ（ $H=16mm$ ）より下流にできていることから、均質の高い混合気が形成されて燃焼しているものと考えられる。それは、図4にあるように  $NO_x$  の排出特性が予混合燃焼の様な特性になっていることに対応している。

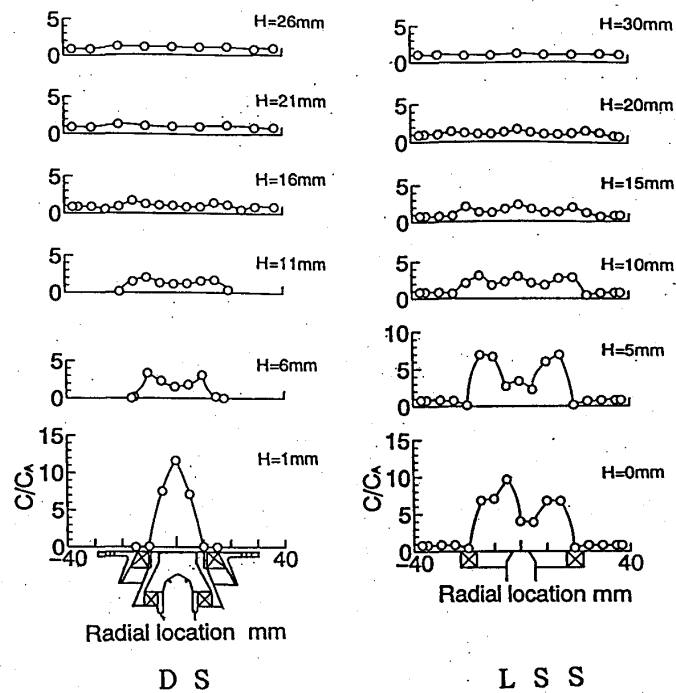


図14 DS, LSSにおける燃料濃度分布

LSSの場合、燃料ノズル直後では噴射の影響が残り、環状の濃度分布になり、ピーク値が平均濃度の約10倍になっている。H=15mmでは、ピーク値は平均濃度の約2倍になっており、さらに、H=30mmでは均一な分布になっている。LSSの濃度分布が均一になるのは、DSよりも10mm下流である。LSSでは、濃度分布がまだ均一でないところですでに火炎が形成されている。

現在、NO<sub>x</sub>の生成位置と火炎の位置との関係、それから燃料濃度との関係を調べるために、燃焼場のガス分析を行っている。

#### 4. 結論

ターボジェットエンジンやガスタービンの燃焼器からのNO<sub>x</sub>の排出低減を目的とし、大気圧下でスワラと燃料ノズルの形状を変えて、燃焼効率、NO<sub>x</sub>の排出特性を調べた。また非燃焼時において、燃料と空気の混合状態について調べた。

主な結論は次のとおりである。

- (1) 燃料と空気の混合を促進することができれば、予混合をしなくても希薄化によって、高い燃焼効率を保ったまま、非常に低いレベルまでNO<sub>x</sub>排出の低減が可能である。
- (2) ハブ径の小さいスワラを用いた方が、NO<sub>x</sub>排出の低減には有効である。

本研究を行うにあたり、ひとかたならぬご指導を賜りました航空宇宙技術研究所、熱流体力学部の山田秀志氏ならびに、謝林氏に厚く感謝の意を表します。

本研究の一部は、産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行ったものである。

#### 参考文献

- (1) 林：ガスタービン燃焼器のNO<sub>x</sub>排出低減の研究（I），NAL TM-470

# 低NO<sub>x</sub>燃焼器の研究

\*細井 潤 (石川島播磨重工業㈱)

藤 秀実 (石川島播磨重工業㈱)

中北 智文 (石川島播磨重工業㈱)

## 1 まえがき

陸船用や航空用ガスタービンは高効率化のため、エンジン全体圧力比やタービン入口温度を高める傾向にある。このため、燃焼器にて生成される排ガスのうちNO<sub>x</sub>は増加する。一方では、環境保全の観点からNO<sub>x</sub>などの排ガス低減の要求は年々厳しくなっており、NO<sub>x</sub>低減技術の確立は重要な課題となってきている。

NO<sub>x</sub>低減方法として大別すると、水あるいは蒸気噴射によるいわゆるウェット方式と、水あるいは蒸気噴射は行わないドライ方式がある。ウェット方式については、その方法等ある程度確立しているといえるが、ドライ方式はまだその域に達していない。またウェット方式では、水あるいは蒸気供給装置が必要で移動して使用するガスタービンに不適などの制限がある。

ドライ方式の低NO<sub>x</sub>燃焼器は、主に燃料噴射弁の改良による燃料/空気の予混合化が概念としては有望と考えているが、その達成方法としては各メーカー特有の方法をとっている。

著者らはドライ方式の低NO<sub>x</sub>化のため、稀薄予混合予蒸発噴射弁を基本として、ガスタービンに要求され低NO<sub>x</sub>化対策と相反する着火、安定燃焼性を確保するため多数のパイロット、メイン燃料噴射弁を三次元的に配置した低NO<sub>x</sub>燃焼器の研究開発を行ってきた。

本報では、まずNO<sub>x</sub>低減の基本的考え方について述べ、つぎにIHIにて行っている低NO<sub>x</sub>燃焼器の構造特徴および試験結果について報告する。

## 2 低NO<sub>x</sub>概念

ガスタービンでは排出されるNO<sub>x</sub>のうちの大半がサーマルNO<sub>x</sub>で占められている。このサーマルNO<sub>x</sub>は、図1<sup>(1)</sup>に示すように、理論空燃比付近の火炎温度の高い領域で急速に生成される。従来のガスタービン燃焼器では一次燃焼領域内に、こうし

ガスタービン秋季大会(盛岡)

た高温の領域が存在し、排出されるNO<sub>x</sub>の大部分を生成している。これらの領域で起こるNO<sub>x</sub>生成反応は不可逆的であり、一度生成されるとその大部分がそのまま排出される。よって、NO<sub>x</sub>の低減を考える場合、こうした高温領域を作らないことが肝要である。

また、図2<sup>(2)</sup>に示すように、燃料分布が不均一な場合、局所的な理論空燃比領域での多量のNO<sub>x</sub>生成によりNO<sub>x</sub>が増加する。

これらを克服する手段として以下のものが考えられる。

- (1) 稀薄燃焼により燃焼温度を抑える。
- (2) 過濃燃焼により燃焼温度を抑える。
- (3) 燃料分布の均一化により高温領域の生成を抑える。
- (4) 燃焼ガスの高温雰囲気下における滞留時間を小さくする。

(1)～(4)を取り入れた低NO<sub>x</sub>燃焼器概念として稀薄予混合予蒸発噴射弁を有する多段燃焼方式<sup>(3)(4)</sup>、可変燃焼方式<sup>(5)</sup>や、またリッチバーン/クイッククェンチ/リーンバーン燃焼方式<sup>(5)</sup>などがある。

### 3 供試燃焼器

本研究に供試した燃焼器(1/5セクタ型モデル)を図3に示す。本研究は稀薄予混合予蒸発噴射弁と多段燃焼方式を組み合わせたものである。

多段燃焼方式はパイロットステージ燃焼領域とメインステージ燃焼領域を有しており、パイロットステージを中心に、メインステージは半径方向上および下、軸方向は下流側に配置されている。着火から全作動領域で使用するパイロットステージはエアブラスト噴射弁を用い、基本的には拡散燃焼方式であり、着火、低負荷時の安定燃焼、

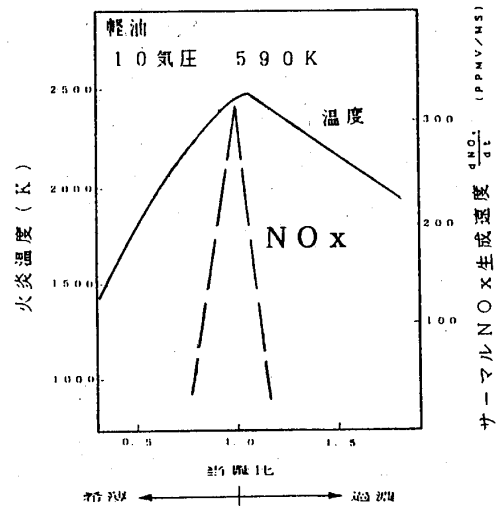


図1 火炎温度とNO<sub>x</sub>生成速度

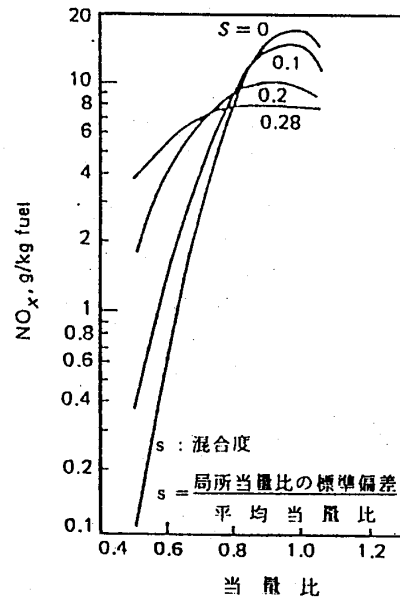


図2 混合度のNO<sub>x</sub>エミッションインデックスへの影響

燃焼性能確保に重点をおいている。高負荷時は低NO<sub>x</sub>化のため稀薄予混合予蒸発噴射弁を有するメインステージも使用する。

稀薄予混合予蒸発噴射弁は多量の空気で燃料を挟み燃料の微粒化を行う燃料噴射部と燃料と空気の混合を促進する予混合管部からなっている。

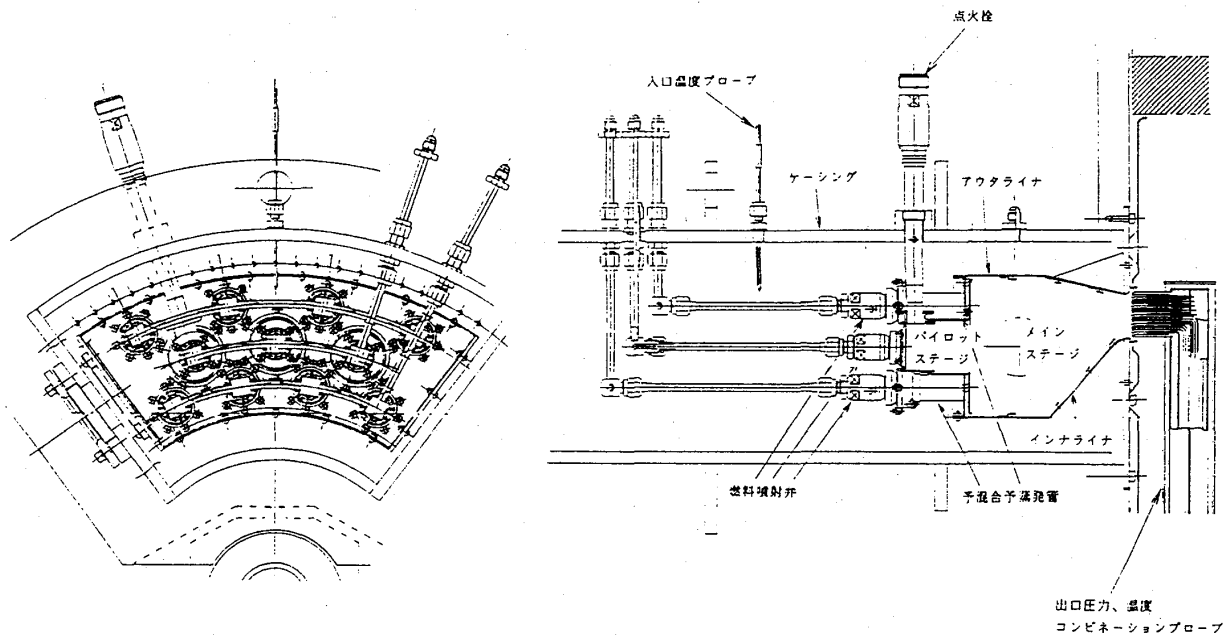


図3 供試体概略図

#### 4 試験装置 および 試験方法

##### 4.1 試験装置

図4に本研究に用いた試験装置の概略を示す。

空気源より圧縮された空気は、熱交換器により所定の温度まで加熱されオリフィスで計量されて、供試体に供給される。

供試体より排出された燃焼ガスは、燃焼器出口から排ガスサンプリングプローブにより採取され、排ガス計測装置により計測される。

この排ガスサンプリングプローブは、周方向にトラバース計測できる構造となっている。

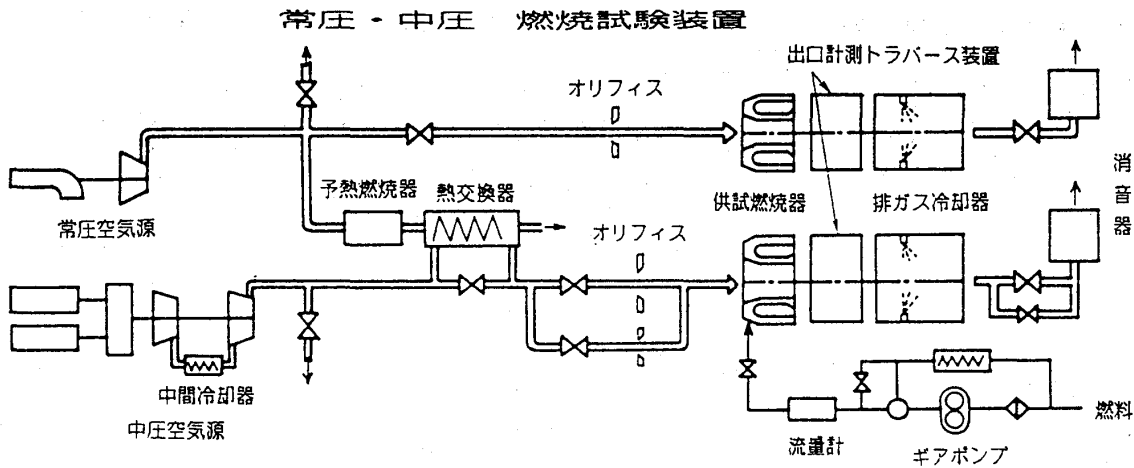


図4 試験装置概略図

#### 4. 2 試験方法

試験では、所定の試験条件に条件を設定後、前述の排ガスサンプリングプローブにて排ガスをサンプルし、 $\text{NO}_x$ 、 $\text{CO}$ 、 $\text{THC}$ 等の排ガス成分の分析を行った。

### 5 試験結果

#### 5. 1 燃焼効率

図5に燃焼効率とエアロディングパラメータの関係を示す。

図より設計点における燃焼効率は99.9%以上と推定され、高い値を示している。

一方、低負荷における空燃比と燃焼効率の関係を図6に示す。

この条件時は、パイロットステージのみでの燃焼であるが、空燃比が小さくなるほど燃焼効率が高くなっている。空燃比100以下では99%以上の良好な燃焼効率を示している。

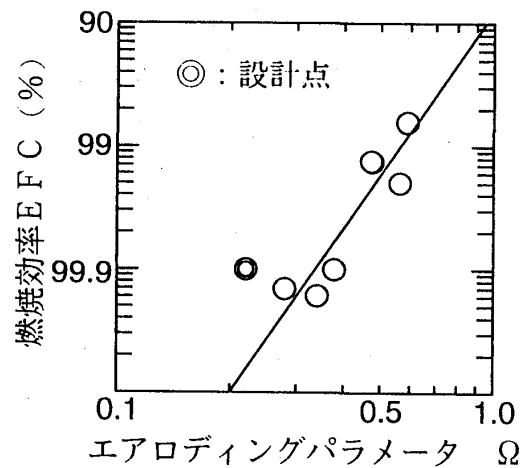


図5 燃焼効率とエアロディングパラメータの関係

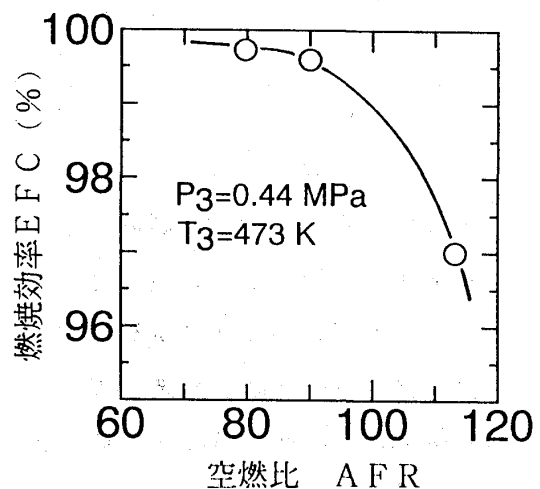


図6 低負荷時の空燃比と燃焼効率の関係



## 5. 2 NO<sub>x</sub> 排出特性

図7にNO<sub>x</sub>排出量（エミッションインデックス）と燃焼器入口温度の関係を示す。

図中、試験圧力に対し実機を想定し、圧力の0.5乗で補正を行なったものをあわせて示す。

一般に、NO<sub>x</sub>は燃焼器入口温度の上昇とともに増加する傾向にあるが、本燃焼器においても温度の上昇とともにNO<sub>x</sub>は増加している。NO<sub>x</sub>低減対策を施していない従来の燃焼器と比較しNO<sub>x</sub>の排出量は60～70%減と大幅な低減を達成しており、稀薄予混合予蒸発燃焼を取り入れた本燃焼器のNO<sub>x</sub>低減効果が現れているといえる。

## 5. 3 CO および THC 排出特性

図8および9にそれぞれCO、THCの排出量（エミッションインデックス）と燃焼器入口温度の関係を示す。

一般に、CO、THCとも、燃焼器入口温度の低下とともに増加する傾向にあるが、本燃焼器では全体的に低い値となっている。

パイロットステージの火炎によるメインステージ火炎の保炎効果が十分なため、予混合予蒸発による空気と燃料の混合の良さがこれらの低減につながったと考えられる。

以上により、拡散燃焼のパイロットステージと予混合予蒸発燃焼を組み合わせることにより、広い作動範囲にわたり安定した燃焼を確保できることを確認した。

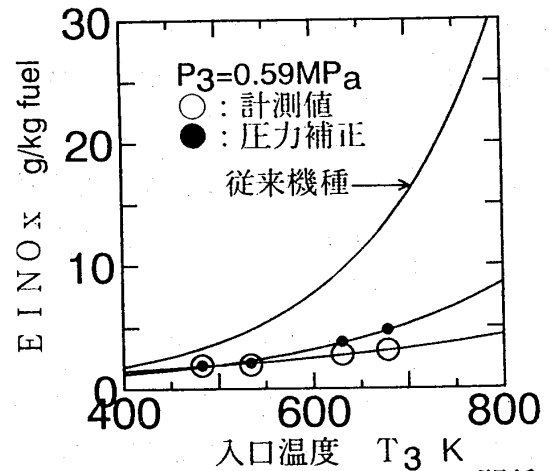


図7 入口温度とNO<sub>x</sub>の関係

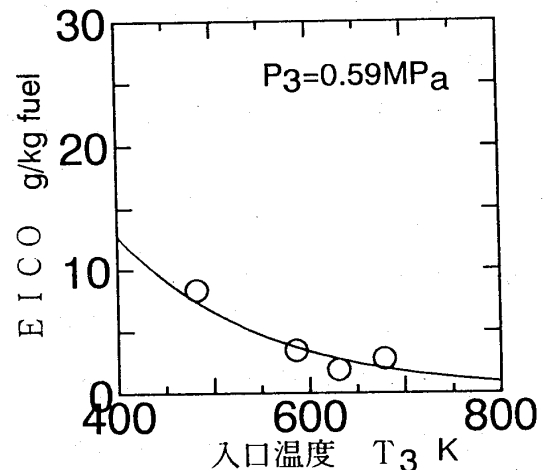


図8 入口温度とCOの関係

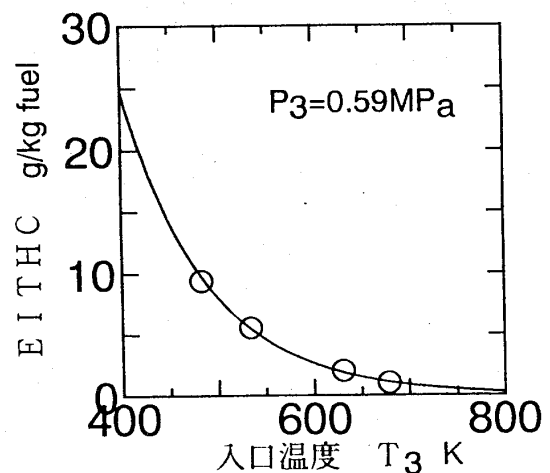


図9 入口温度とTHCの関係

## 6 結言

パイロットステージおよび稀薄予混合予蒸発噴射弁付きメインステージを有する多段燃焼器の低 $\text{NO}_x$ 、その他燃焼性能について試験にて調査した。主な結果として

- (1) 稀薄予混合予蒸発燃焼を導入した燃焼器において、従来の燃焼器の60～70%の $\text{NO}_x$ 低減効果が得られた。
- (2) 拡散燃焼のパイロットステージと予混合予蒸発燃焼のメインステージを組み合わせるにより、予混合予蒸発燃焼の安定作動範囲の狭さを改善し、広い範囲での安定した燃焼、高燃焼効率を確認することができた。

最後に本研究は、「高性能ガスタービン発電システムの実用性能向上研究開発」の一環として、ガスタービン実用性能向上技術研究組合の委託研究として実施したもので、ここに関係各位に深く感謝します。

## 参考文献

- (1) Davis, I. B 他, ASME 89-GT-255, 1989
- (2) Lvon, V. J., Paper Prepared for 19th AIAA Aerospace Science Meeting, 1981
- (3) Jones, R. E., Prog. Energy Combust. Sci., 4-2(1977), 3
- (4) Sato, Y., Toh, H., Watanabe, T, AIAA-86-1397, 1986
- (5) High Speed Civil Transport Study, NASA-CR-4233, 1989 Sep.

ガスタービン用低NO<sub>x</sub>希薄予混合燃焼器の研究開発

|       |            |
|-------|------------|
| *佐藤 浩 | (東京ガス株式会社) |
| 森 雅晶  | (東京ガス株式会社) |
| 石塚敦之  | (東京ガス株式会社) |
| 宮原忠人  | (東京ガス株式会社) |

## 1. はじめに

近年、地球温暖化問題がクローズアップされている。この原因となる炭酸ガスの排出抑制に、現在、最も有効な手段は省エネルギーである。コージェネレーションシステムは、排熱を利用することにより高いエネルギー効率を得られるため、省エネルギーによる高い経済性から普及が進んでいる。しかし、東京など大都市においては自動車排ガス測定局を中心にNO<sub>x</sub>の環境基準の達成が進まず、NO<sub>x</sub>のさらなる低減が求められている。東京ガスではコージェネレーションを普及する立場から、各種のNO<sub>x</sub>低減の技術開発を進めており、ガスタービン燃焼器についても60ppm(O<sub>2</sub>=0%)を目標とする予混合低NO<sub>x</sub>燃焼器の開発を行なっている<sup>(1)</sup>。この燃焼器は、同軸環状の二つの予混合通路からなるダブルスワラ予混合ノズルを特徴とする燃焼器である。今回は、エンジン出力200kW、1000kW級サイズの燃焼器を試作し燃焼試験を行った結果、有効な低NO<sub>x</sub>ガスタービン用燃焼器であることを確認したので報告する。

## 2. ダブルスワラ燃焼器の概念と開発目標

## 2. 1. ダブルスワラ燃焼器の概念

希薄予混合燃焼は、低NO<sub>x</sub>燃焼が可能であるが安定燃焼の範囲が狭いという特徴を持つ<sup>(2)</sup>。この希薄予混合燃焼方式を採用しながら、広い燃焼範囲において低NO<sub>x</sub>と安定燃焼を実現することを目指したダブルスワラ燃焼器のノズル部分の概念図を図1に示す。中心の一次希薄予混合火炎の空気比は、安定燃焼が得られ、かつNO<sub>x</sub>排出量が大きくない一定の値(1.4~2程度)に設定する。一次火炎の周囲に噴出する二次混合気は、一次よりさらに希薄な空気比範囲

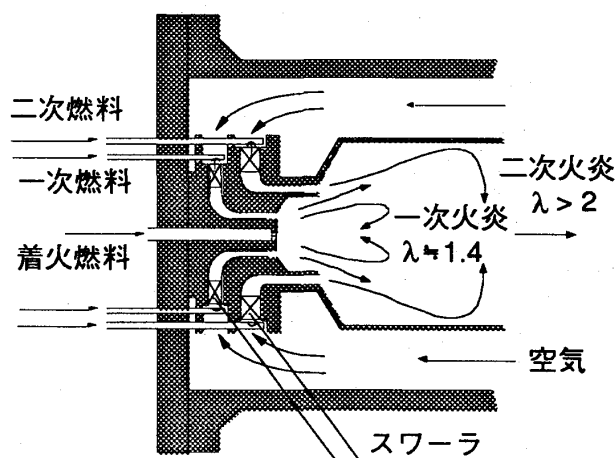


図1 ダブルスワラ燃焼器の概念

(2以上)でガス量を制御する。単独では火炎を伴う燃焼が不可能なほど希薄な二次混合気は、一次火炎と接触し、熱、活性基などの供給を受けて燃焼反応が可能となる。二次火炎は非常に希薄なためほとんどNO<sub>x</sub>を生成せず、また一次火炎も希薄な二次によって冷やされるため、一次火炎からのNO<sub>x</sub>生成量も抑制される。このように広い範囲において負荷対応ができ、低NO<sub>x</sub>と安定燃焼が得られる。

## 2. 2. 設定条件と開発目標

燃焼器の設定条件と開発目標を表1に示す。1000kWクラスの比較的小型のコージェネレーションシステム用ガスタービンの燃焼器を想定して、入口空気圧力を0.93MPaとした。燃焼器入口空気温度は603Kとした。100%負荷時の燃焼器出口温度は1273Kに設定した。目標性能は、コージェネレーションでの常用運転範囲である75~100%負荷においてNO<sub>x</sub>60ppm(O<sub>2</sub>=0%)以下、燃焼効率99%以上である。また、温度不均一率、全圧損失率は一般的な許容範囲内とする。

表1 設定条件と開発目標

|                                 |                            |
|---------------------------------|----------------------------|
| 燃焼器入口空気圧力                       | 9.3ata                     |
| 燃焼器入口空気温度                       | 603K                       |
| 100%負荷時燃焼ガス温度                   | 1273K                      |
| NO <sub>x</sub> 目標値 (75~100%負荷) | <60ppm(O <sub>2</sub> =0%) |
| 燃焼効率目標値 (75~100%負荷)             | >99%                       |
| 温度不均一率                          | <0.15                      |
| 全圧損失率                           | 3%                         |

## 3. 試験装置および試験方法

燃焼試験装置の概略を図2に示す。燃焼空気ブロワは最大吐出圧力0.3MPa(abs)の高圧ブロワと大気圧試験用の低圧ブロワがあり、試験条件に合わせて選択する。燃料は、都市ガス13A (LHV=9940kcal/h)を用いた。燃料ガスは、3系統のラインで、それぞれ容積式流量計で流量を計測後、燃焼器へ供給した。燃焼排ガスは、3点式のステンレス製サンプリングプローブで採取し、加熱導管で連続式分析計へ導いた。ここではO<sub>2</sub>、NO<sub>x</sub>、CO、CO<sub>2</sub>、UHCの5成分について分析した。燃焼空気量は測定ガス量と排ガス分析値から算出した。燃焼器出口温度は、燃焼器下流ダ

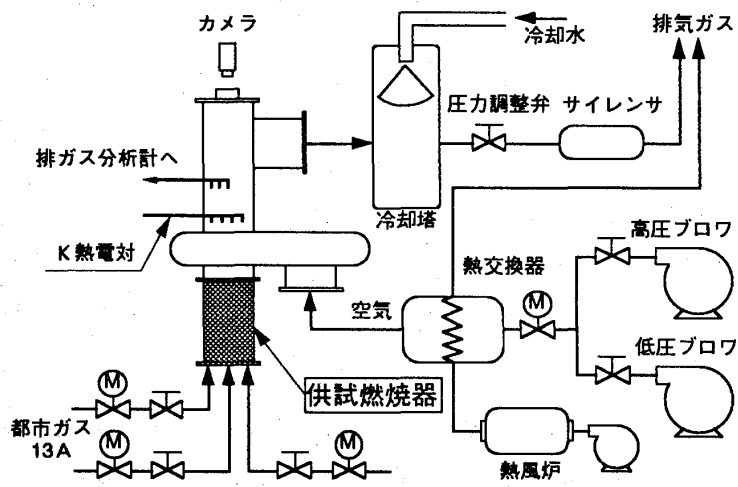


図2 燃焼試験設備概略図

クトに設けたK熱電対で測定した。

#### 4. 200kW級試作燃焼器の試験結果

##### 4. 1. 初期型200kW燃焼器の概略

ダブルスワラ燃焼器の基本特性を把握するため、図3に示す200kW級サイズの燃焼器を試作した。ライナの代表径は120mm、長さは300mmである。ダブルスワラ予混合ノズルの一次ノズル、二次ノズルともに12枚羽根の半径流型スワラを設け、その上流から12本のガスノズルで燃料ガスをスワラ羽根の間に噴射する。燃焼器に供給する空気量はライナ平均断面流速で21.1m/sec一定とした。ライナの全開口面積は、全圧損失率が3%程度となる面積に設計した。面積配分は、燃焼用（ダブルスワラ予混合ノズル）61%、ライナ冷却12%、希釈27%である。予混合ノズルは、一次ノズルと二次ノズルの合計開口面積に対する一次ノズルの開口面積比が15、20、25%の3種類を製作した。負荷によらず一定の値に設定する一次火炎の空気比は、一次に供給するガス量と一次ノズルの開口面積割合から算出した。

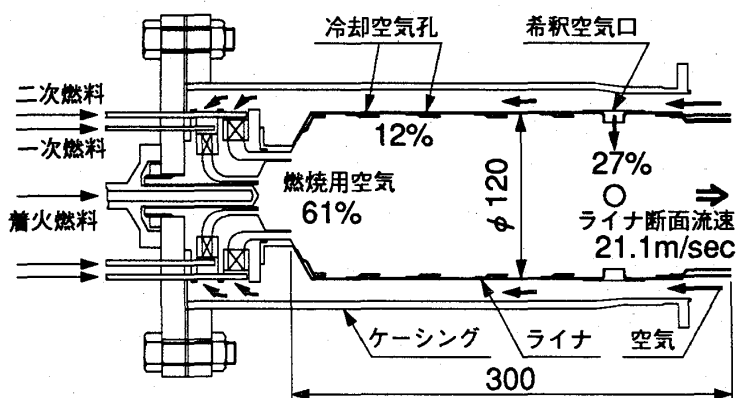


図3 初期型200kW級燃焼器

##### 4. 2. 初期型200kW燃焼器の燃焼性能

燃焼性能に与える一次空気比の影響を図4に示す。一次と二次のノズル開口面積の割合を20:80とした。一次予混合気を希薄にしていくとNOxは低減されるが、燃焼効率も低下する。本燃焼器は、主に一次火炎からNOxが生成されるので一次火炎を希薄化すればNOxは低減するが、二次火炎に与える熱、活性基の量も小さくなるため希薄な二次火炎から未燃分がより多く生成されるものと考えられる。

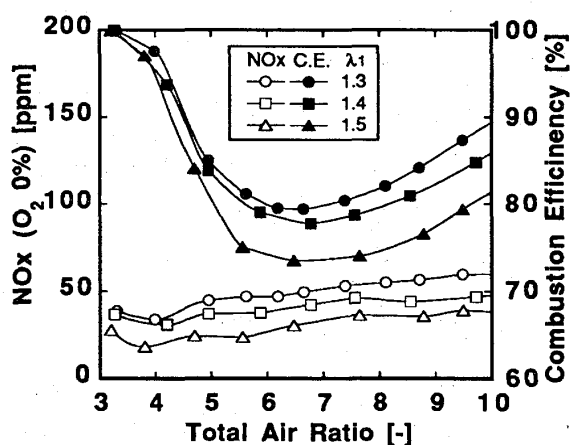


図4 一次空気比による影響

一次と二次の空気量割合を変えた燃焼性能を図5、図6に示す。図5は、一次空気比を1.4一定にして燃焼試験を行なったものである。一次への空気量配分を大きくする

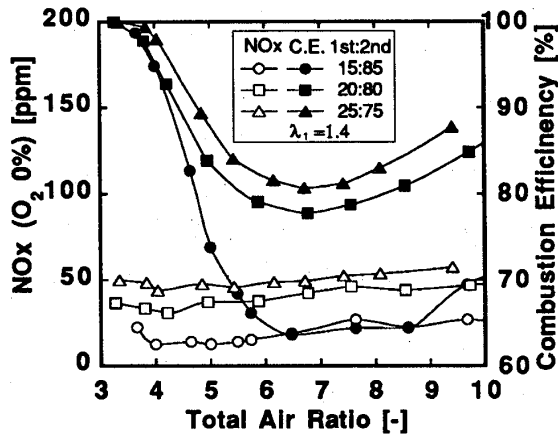


図5 一次空気量割合の影響

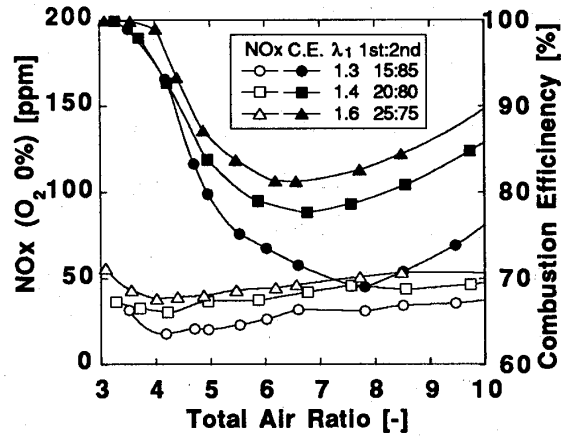


図6 一次空気比と一次空気量割合

ことで燃焼効率が改善されるが、NOxの排出量も増えている。図6は、一次への空気量配分を大きくする一方、一次混合気を希薄にしたものである。図4、5と比較してNOx性能をあまり犠牲にすることなく燃焼効率が改善された。

燃焼効率を向上させるためには、一次火炎で発生する熱量を増やす必要がある。その方法として、一次混合気を濃くする方法と一次混合気の量を増やす方法が考えられる。今回の結果から、低NOxの維持と燃焼効率向上を同時に達成するためには、一次燃焼量割合を増加させると同時に希薄化することが有効であるとわかった。

#### 4. 3. 改良型200kW燃焼器

一次の空気量配分を大きく増やして燃焼用空気の35%とする改良型燃焼器を試作した。

この燃焼器を図7に示す。燃焼効率に影響する滞留

時間を増やすためライナ径は142mmとした。燃焼用空気割合は65%とし、ライナ冷却空気割合は強化して20%とした。

この燃焼器の燃焼性能を前述の初期型と比較して図8に示す。両者の間には若干の構造的な差異があるものの、一次に供給される空気量が大きく増え、また一次火炎を冷やす二次混合気量が減ったため一次の燃焼範囲が希薄側に広がった。

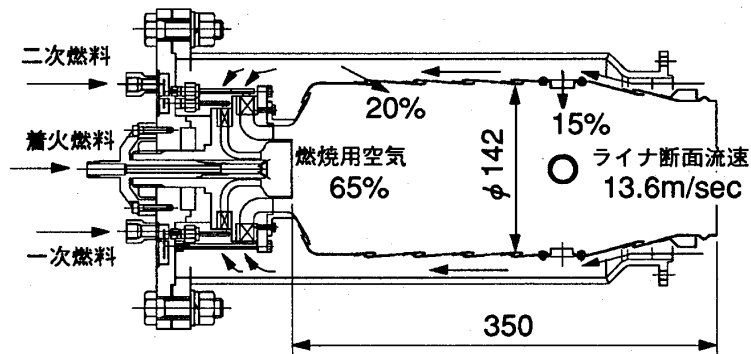


図7 改良型200kW級燃焼器

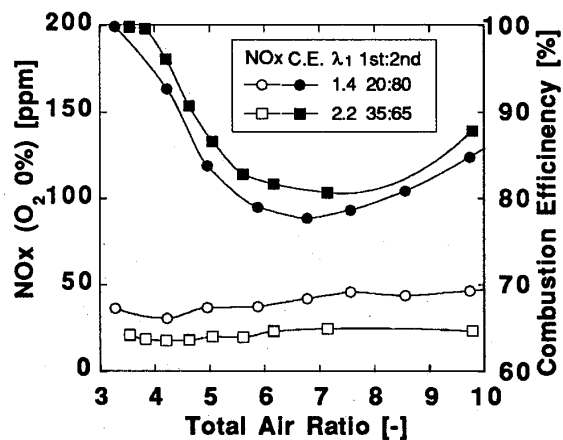


図8 初期型と改良型燃焼器の燃焼性能

推定一次空気比2.2まで保炎し、初期型に比べNO<sub>x</sub>、燃焼効率とも改善された。

#### 4. 4. 予混合ノズルの混合度合

本燃焼器のような希薄予混合燃焼では、予混合気の混合が不十分であると完全混合に比べてNO<sub>x</sub>生成量が増加することが知られている。そこで当研究所で開発されたレーザを用いた光吸収法<sup>(3)</sup>により一次ノズルの混合気濃度を測定した。この濃度測定システムの概略を図9に示す。図10は、設定空気比1.4におけるノズル出口での空間的な濃度分布の測定結果である。比較のため、12本あるガスノズルの内4本のみを使用してガスを噴射したときについても測定した。今回の条件では、ノズル本数による空間的な濃度分布への影響は大きくないと考えられる。

図11には、空気比1.6に設定した予混合気濃度を1msec間隔で測定したときの混合気濃度の時間変動とその標準偏差 (Standard deviation) を示す。完全混合の例としてベン

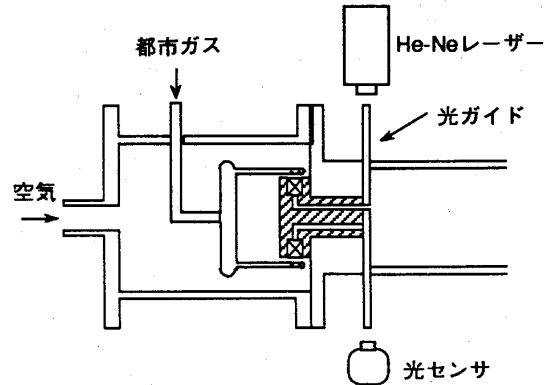
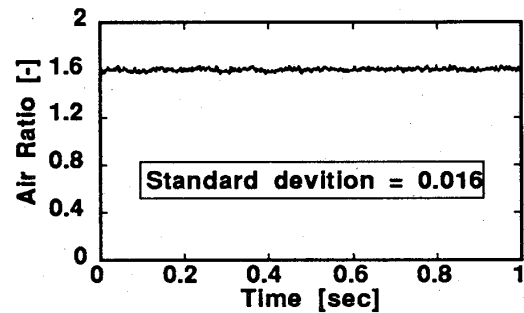
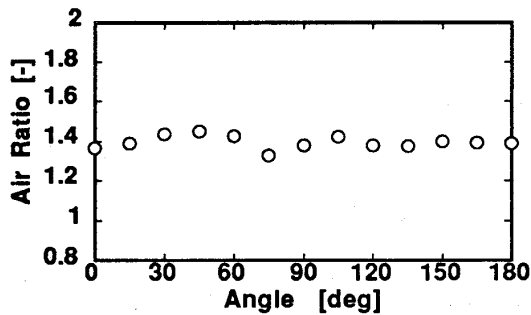


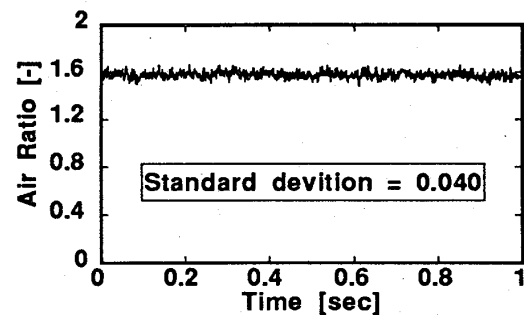
図9 混合気濃度測定システム



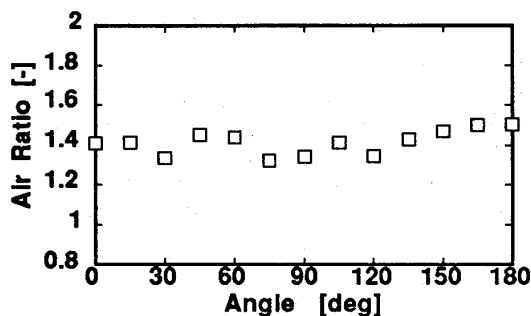
(A) ベンチュリ



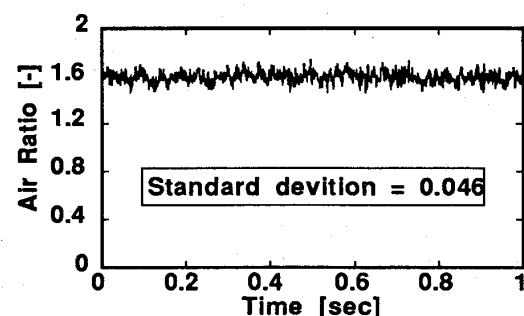
(A) 12本ノズル



(B) 12本ノズル



(B) 4本ノズル



(C) 4本ノズル

図10 空間的な濃度分布

図11 時間的な濃度変動

チュリミキサを用いたときの時間変動と、4本のみを使用したときの時間変動も合わせて示した。12本の時はもちろん、4本のガスノズルを用いたときにも予混合気の時間変動は小さく、比較的良好な混合が得られている。図12には、常温における予混合気の時間変動の標準偏差がNO<sub>x</sub>に与える影響を示した。本燃焼器の一次の設定空気比は1.3以上であり、標準偏差が0.04以下であれば混合気の時間変動がNO<sub>x</sub>に与える影響は十分小さい。予混合気の混合度合には注意を払う必要があるものの、本燃焼器ではさらに混合をよくしてもNO<sub>x</sub>生成量はあまり変わらないことが予想される。

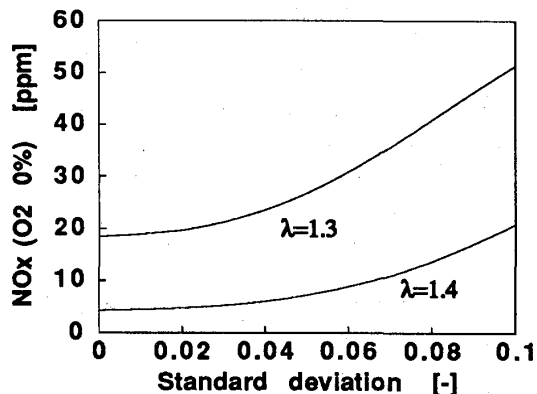


図12 時間変動がNO<sub>x</sub>に与える影響

## 5. 1000kW級燃焼器の試験結果

### 5. 1. 1000kW級燃焼器の概略

200kW級燃焼器の試験結果をふまえて、1000kW級サイズの燃焼器を試作した。図13に示すこの燃焼器は、200kW級と同様、スワラ羽根枚数、ガスノズル本数は、一次二次とも12とした。一次予混合ノズルの空気量割合は、さらに増して燃焼用空気の40%とした。一次空気量割合を増していくと一次ガス量も相対的に増えていくため、相対的に二次ガス量が減り負荷範囲は狭くなる。

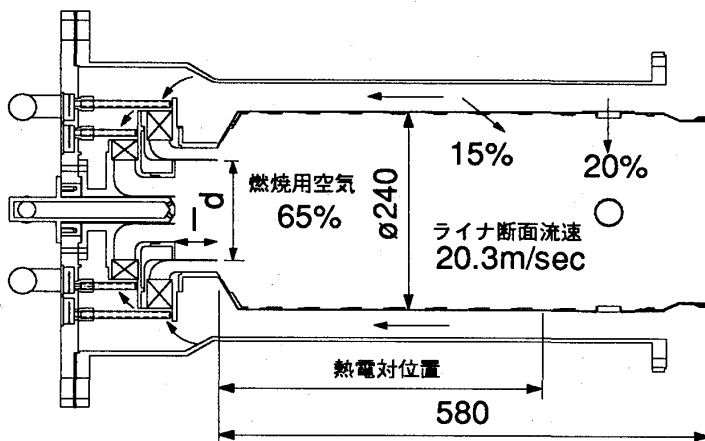


図13 1000kW級燃焼器

### 5. 2. 大気圧燃焼性能

1000kW級燃焼器の一次燃焼室深さ $l$ と一次燃焼室直径 $d$ の比 $l/d$ をパラメータとする燃焼性能を図14に示す。 $l/d$ を小さくすると、一次火炎が十分燃焼しないうちに希薄な二次予混合気と混合するため、NO<sub>x</sub>は低下するものの燃焼効率も低下することが予想された。実際には、 $l/d$ を浅くすると、

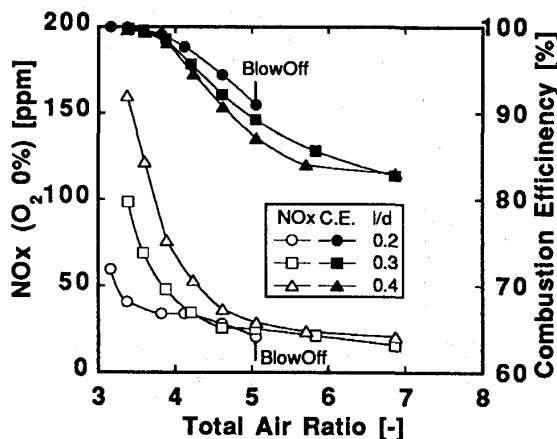


図14 一次燃焼室深さの影響



NO<sub>x</sub>、燃焼効率とも改善された。この理由として、 $l/d$ を浅くすると一次と二次の隔壁が短くなり一次火炎が広がって二次混合気と良く接触することが考えられる。また、燃焼反応が完結していない一次火炎から活性基がより多く供給されることも考えられる。しかし、 $l/d$ を浅くし過ぎると保炎性能は低下する。このような理由から、一次燃焼室の深さは、NO<sub>x</sub>性能だけでなく、燃焼効率、保炎を考慮して決定すべきである。

一次燃焼室の深さ  $l/d=0.3$  一定とし、スワラ角度をパラメータとする燃焼性能を図15に示す。スワラ角度を強めると一次混合気を希薄にしたにもかかわらずNO<sub>x</sub>排出量は多くなっている。これは、大きなスワラ角度により強い旋回がかかると中心にできる高温の逆流領域が大きくなることに加え、一次ノズルの通路内で中心部の流速が低下してそこで一部着火し一次燃焼領域での燃焼量が増え、一次燃焼室を深くしたことと同様の効果によるためと推定される。一次、二次スワラ角度45度も試験したが、火炎の安定性が不十分であった。一次、二次スワラ角度60度的时候、100%負荷におけるNO<sub>x</sub>は21ppm、燃焼効率はほぼ100%であった。

### 5. 3. 1000kW燃焼器の加圧燃焼性能

一次空気比1.4、一次、二次スワラ角度を60度に設定し、1.7ataに加圧したときの加圧燃焼試験の結果を図16に、横軸をエンタルピ計算による出口ガス温度で整理した結果を図17に示す。大気圧条件において安定燃焼が得られた一次燃焼室の深さ  $l/d=0.3$  の条件は、低負荷範囲で燃焼振動が発生し吹き消えた。また振動が発生した条件ではNO<sub>x</sub>値が上昇した。 $l/d=0.4$  では、全範囲において安定燃焼が得られた。100%負荷におけるNO<sub>x</sub>値は31ppmであった。

NO<sub>x</sub>値が圧力の0.5乗に比例する<sup>(4)</sup>と仮定

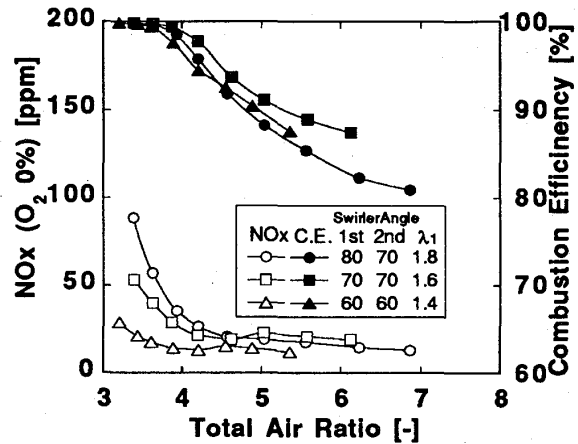


図15 スワラ角度の影響

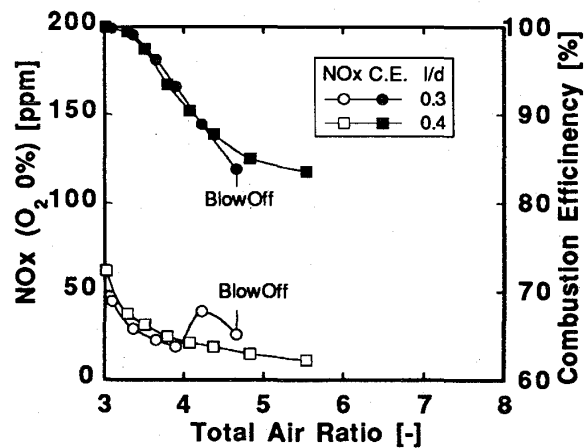


図16 加圧 (1.7ata) 時の燃焼性能

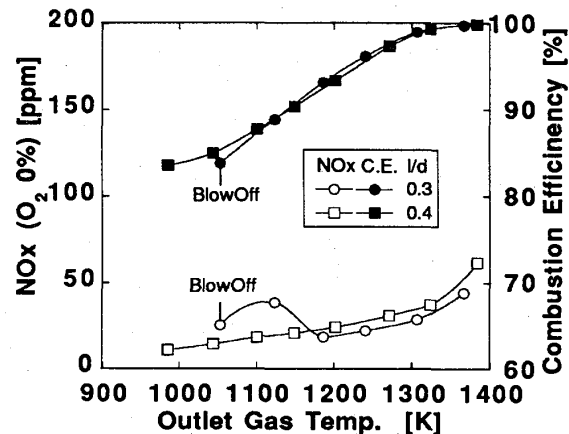


図17 出口ガス温度による整理結果

すると実圧でのNO<sub>x</sub>値は70ppm程度になる。燃焼効率は、低負荷側で十分な値が得られていない。今後、一次燃焼割合をさらに増やすことで、燃焼効率の向上を目指す予定である。また一次ノズルと二次ノズルの隔壁に赤熱が認められたが、冷却対策を施すことで解決できるものと考えている。

100%負荷に相当する出口ガス温度1270Kにおけるライナ壁温度分布を、 $\phi 1.0\text{mm}$ のK熱電対で測定した結果を図18に示す。軸方向距離は図13に示した二次ノズル出口からの距離である。ライナの冷却構造はフィルム・インピンジ冷却であるが、ライナ壁温度は十分低い。また、この時の燃焼器出口の燃焼ガス温度分布を図19に示す。燃焼器出口から450mm下流の計測部において、24本の $\phi 3.2\text{mm}$ のK熱電対で測定した。出口温度不均一率は0.03で、一般的な許容範囲0.15を下回り、これは低負荷でも同様であった。なお、全圧損失率は約3%であった。

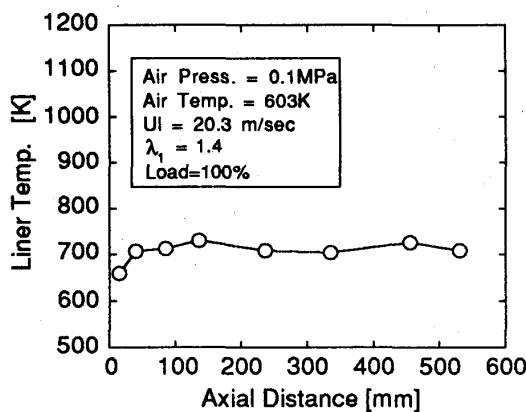


図18 ライナ壁温度分布

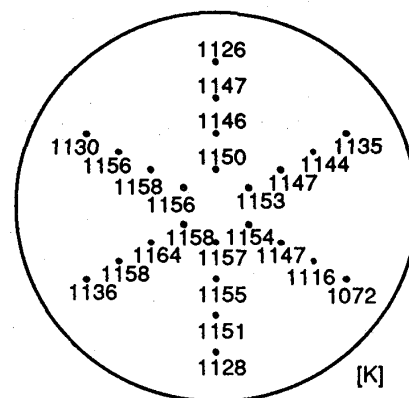


図19 燃焼器出口温度分布

## 6. まとめ

- (1) 1000kW級の燃焼器を試作し、エンジン負荷100%に相当する大気圧条件において、21ppm(O<sub>2</sub>=0%)のNO<sub>x</sub>値とほぼ100%の燃焼効率を得た
- (2) 1000kW級の燃焼器の中圧試験の結果、ライナ温度、温度不均一率、全圧損失率は良好であることがわかった
- (3) ダブルスワーラ燃焼器は、ガス量のみ簡単な制御で、常用負荷範囲において低いNO<sub>x</sub>値と高い燃焼効率を得られるガスタービン燃焼器になりうる

## 7. 参考文献

- (1) 宮原・森・石塚、第19回ガスタービン定期講演会講演論文集、(1991)、161
- (2) G.E.Andrews and et.al. ASME Paper Vol.114/55,(1992) など
- (3) 長谷・郡・扇、東京ガスエネルギー技術研究所技報、(1991)
- (4) L.A.Diehl&J.A.Biaglow,NASA TM X-3046,(1974)など

## メタン平面火炎内でのNOの生成（温度・圧力・当量比の影響）

佐野 妙子 （東海大工）

\*山本 武 （航技研）

田丸 卓 （航技研）

## 1. まえがき

最近研究開発が行われているセラミックガスタービンでは再生サイクルを採用しているため、燃焼器入口温度は1000K前後になっている<sup>(1)</sup>。また、現在研究されている超音速航空機用ラム燃焼器でも飛行マッハ数5以上での燃焼器入口温度は1200Kを越えている<sup>(2)</sup>。このような高温の燃焼器入口温度では燃焼温度が高くなり、NO<sub>x</sub>の生成が問題になる。

現在、燃焼器からのNO<sub>x</sub>の排出を低減するための方法として、希薄燃焼が期待されている。希薄燃焼は燃焼温度が低くなるため、thermal NOの低減のためにはかなり有効な手段であると考えられる。未燃焼気体温度398K以下の希薄燃焼ではthermal NOのみならず、prompt NOの生成量が少ないことがメタンの平面火炎内の数値計算から明らかになっている<sup>(3)</sup>。しかし、現在研究開発中のエンジンで要求される高い燃焼器入口温度において、prompt NOの生成がどのようなものであるか今のところ明らかになっていない。

一方、一般にガスタービン燃焼器の燃焼は非予混合燃焼であり、局所的にかなり異なった混合割合で燃焼が行われている。このような局所的な温度、混合比での燃焼状態で生成するprompt NO濃度が、全体のNO濃度にどのように影響を及ぼすかについては実験的に測定が困難なために明らかになっていない。

このような問題に対する知見を得るために、最近多く用いられおり、その燃焼反応機構がかなり明かになっているメタンを燃料として、平面火炎内のNO<sub>x</sub>（prompt NO、thermal NO）の生成挙動に対する未燃焼気体温度（ $T_0=298\sim 1000\text{K}$ ）、圧力（ $p=0.1, 0.2\text{MPa}$ ）、当量比（ $\phi=0.6\sim 1.2$ ）の影響を、詳細な化学反応、物性値を考慮して数値的に調べた。

## 2. 数値モデル

平面火炎の流れ方向にy軸をとると、支配方程式は次のようになる。

エネルギー保存式；

$$\rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \sum_{i=1}^{37} \rho h_i D_i \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) \quad (1)$$

化学種の保存式；

$$\rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( D_i \rho \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) + \dot{m}_i \quad (2)$$

ここで、 $Y_i$ 、 $\dot{m}_i$ 、 $h_i$ は化学種  $i$  の質量分率、生成速度およびエンタルピ、 $v$ 、 $\rho$ 、 $h$ 、 $T$ は混合気体の  $y$  方向の速度、密度、エンタルピおよび温度であり、 $D_i$ 、 $\lambda$ は化学種の拡散係数および混合気体の熱伝導率である。境界条件は

未燃焼混合気体側；

$$h = h_u, \quad Y_i = Y_{iu} \quad (3)$$

既燃焼混合気体側；

$$\frac{\partial h}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

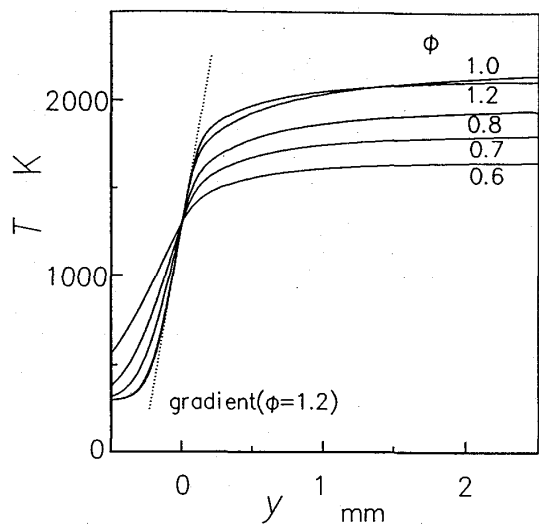
としている。ここで、添え字  $u$  は未燃焼混合気体を示す。

### 3. 反応機構および物性値

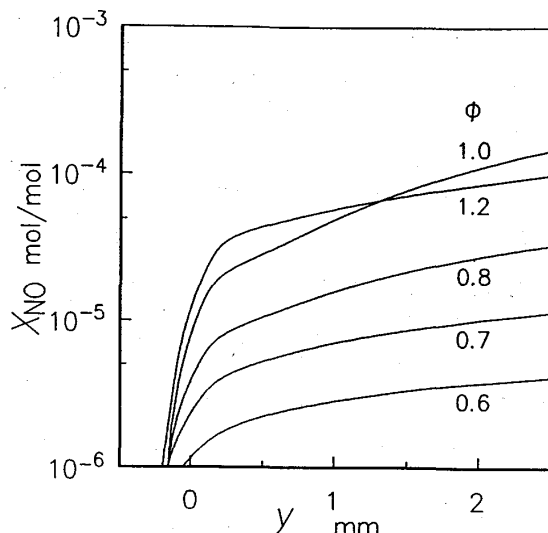
化学種としては、 $N_2$ 、 $H_2$ 、 $O_2$ 、 $H_2O$ 、 $H$ 、 $O$ 、 $OH$ 、 $HO_2$ 、 $H_2O_2$ 、 $CH_4$ 、 $CH_3$ 、 $HCHO$ 、 $CHO$ 、 $CO$ 、 $CO_2$ 、 $CH_2$ 、 $CH$ 、 $C$ 、 $C_2H_2$ 、 $C_2H_3$ 、 $C_2H_4$ 、 $C_2H_5$ 、 $C_2H_6$ 、 $C_2H$ 、 $CH_3O$ 、 $CH_3CHO$ 、 $CH_2CO$ 、 $CHCO$ 、 $N$ 、 $NO$ 、 $NO_2$ 、 $N_2O$ 、 $HCN$ 、 $CN$ 、 $NCO$ 、 $NH$ 、 $HNCO$ の37成分を、素反応式としては144式を考慮している（反応機構は文献(3)と同じ、ただし後述の素反応式[2]の反応速度定数は文献(3)中の $k_{178b}$ を用いた）。多成分拡散係数 $D_i$ 、熱伝導率 $\lambda$ は温度、圧力、成分組成を考慮して理論的に算出している<sup>(4)</sup>。

### 4. 結果と考察

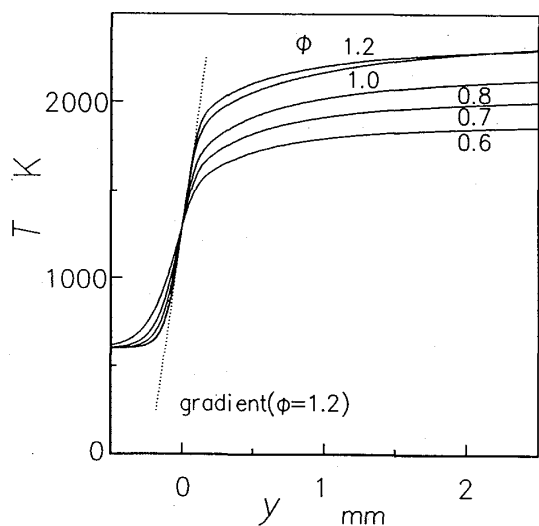
図1、図2に、圧力 $p=0.1\text{MPa}$ 、未燃焼混合気体温度 $T_0=298, 600, 1000\text{K}$ のときの温度分布、 $NO$ の濃度分布を示す（条件によって縦軸のスケールが異なっている）。座標の原点には混合気体の温度が $1300\text{K}$ を示す点をとっている。図1に示す温度分布から明かなように、いずれの未燃焼気体温度においても火炎後流温度は当量比 $\phi=1.0$ で最



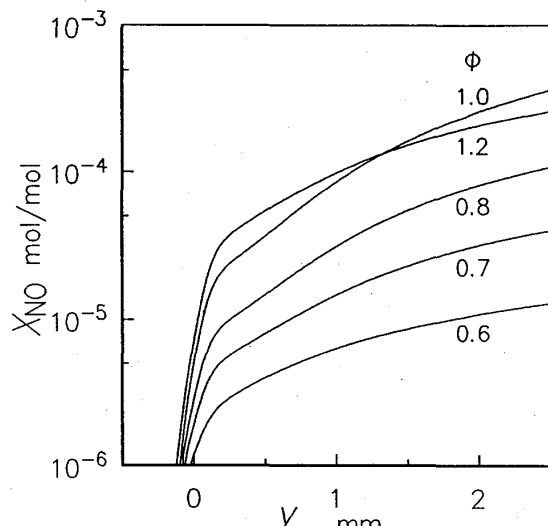
(a)  $T_0=298\text{K}$



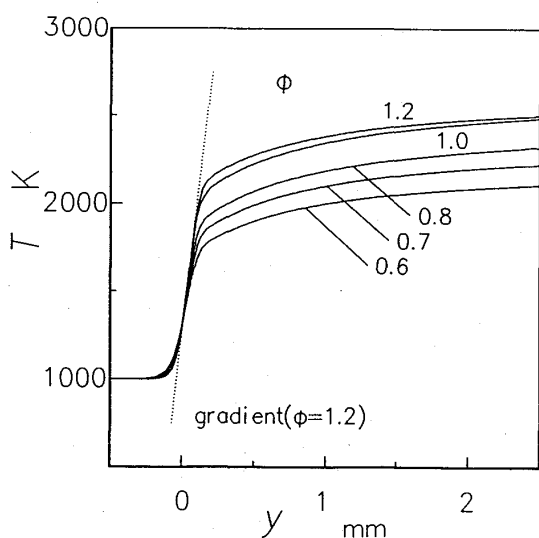
(a)  $T_0=298\text{K}$



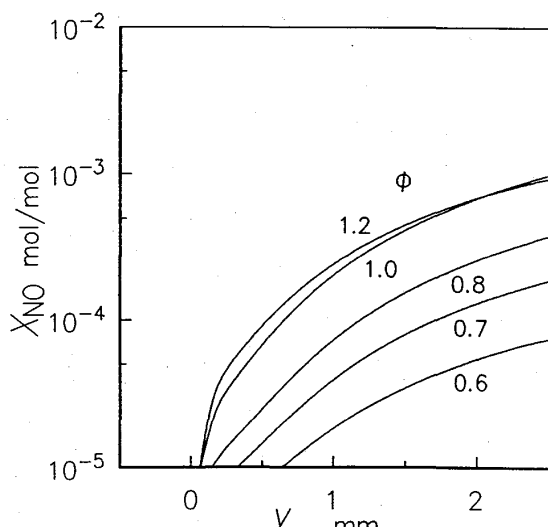
(b)  $T_0=600\text{K}$



(b)  $T_0=600\text{K}$



(c)  $T_0=1000\text{K}$



(c)  $T_0=1000\text{K}$

図1 温度分布 ( $p=0.1\text{MPa}$ )

図2 NO濃度分布 ( $p=0.1\text{MPa}$ )

も高く、希薄側、過濃側になるにつれて低く（図1(c)中では  $\phi=1.2$ が $\phi=1.0$ より高くなっているが、後流で温度線図は交差する）なっており、未燃焼気体温度が高くなると高くなる。燃焼反応が最も激しい火炎帯（温度勾配が最も大きくなる付近）の温度勾配は当量比、未燃焼気体温度が高くなるほど大きくなっている。図2に示す火炎後流 $y=2.5\text{mm}$ におけるNO濃度はどの未燃焼気体温度においても $\phi=1.0$ で最も高く、希薄側、過濃側になるにつれて低くなっており、未燃焼気体温度に伴って高くなっている。濃度勾配は火炎帯内で大きくなっており、ここで急激なNOの生成があることが分かる。火炎帯内での濃度勾配は当量比の増加に伴って大きくなっている。火炎後流では当量比1.2の温度勾配が小さく、NOの増加率が低いことを示している。

図3、図4に、 $p=0.2\text{MPa}$ ,  $T_0=298, 1000\text{K}$ のときの温度分布、NOの濃度分布を示す。

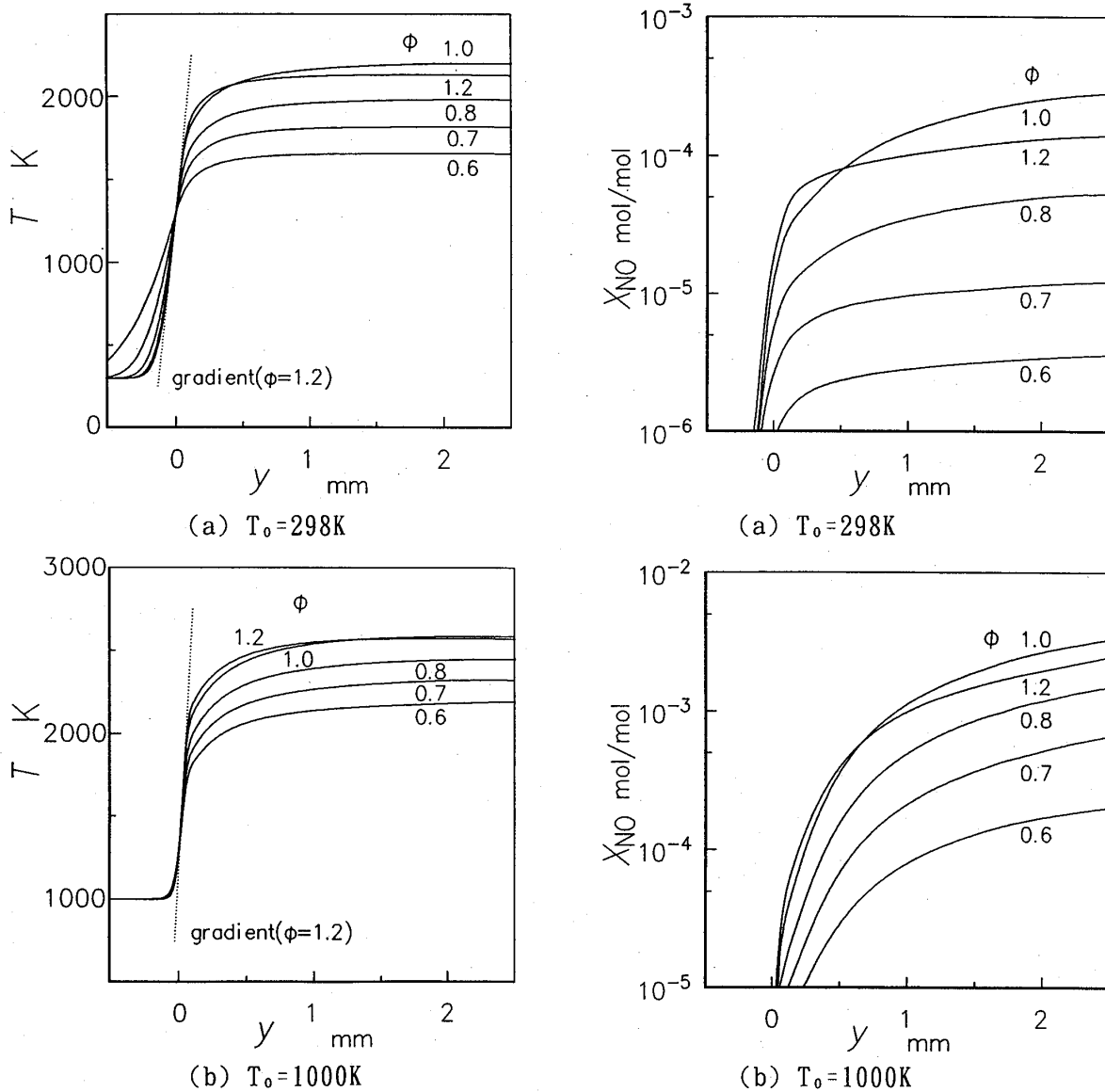


図3 温度分布 ( $p=0.2\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ )

図4 NO分布 ( $p=0.2\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ )

未燃焼気体温度、当量比への依存性は $p=0.1\text{MPa}$ と同じである。圧力が高くなると、火炎後流 $y=2.5\text{mm}$ の温度は高く、火炎帯内の温度勾配も大きくなっている。NO濃度勾配は火炎帯内で大きく、火炎後流で小さくなっている。

図5、図6は参考のために図3(b)、図4(b)の横軸( $y$ )を燃焼速度( $S_b$ )を用いて滞留時間( $t=y/S_b$ )に変換して比較したものである。

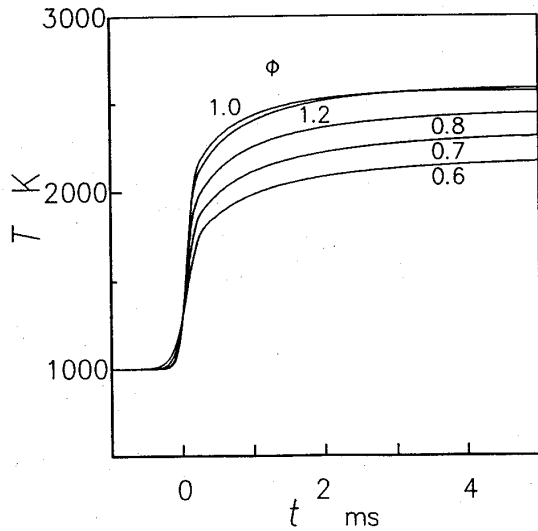


図5 温度分布 ( $p=0.2\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ )

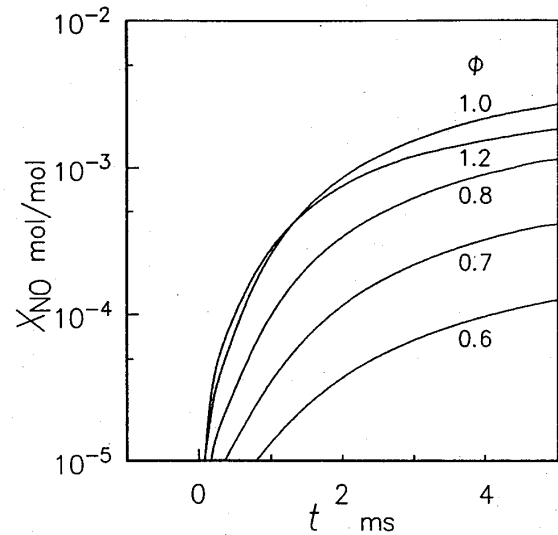


図6 NO分布 ( $p=0.2\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ )

prompt NOの生成に直接関与する反応として、



が考えられているが、図7にこれらの反応式を考慮したときのNO濃度分布(実線)と考慮しないときのNO濃度分布(点線)を示す。反応[1]、[2]、[3]を考慮しない場合生成するNOはthermal NOである。従って、この濃度の差がprompt NOの濃度であると考えられ、図8にprompt NOの濃度分布を、図9にprompt NO濃度の全NO濃度に対する割合を示す。図中の $0.6 \times 10$ はその濃度を10倍していることを示している。図8に示すprompt NO濃度はいずれの当量比でも図2に示したよ

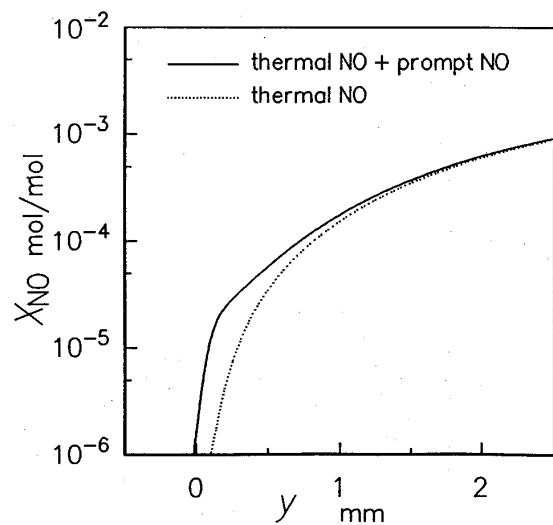
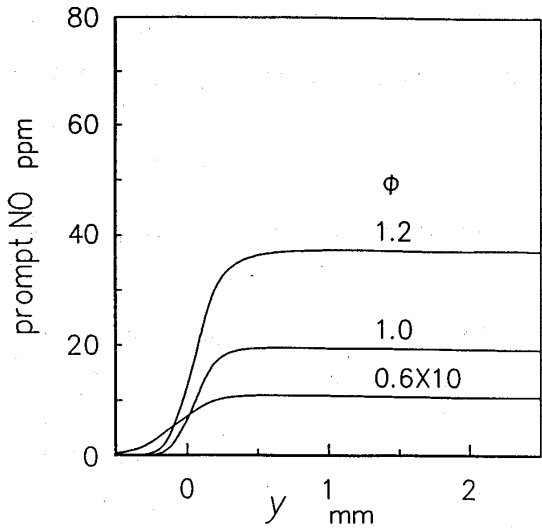
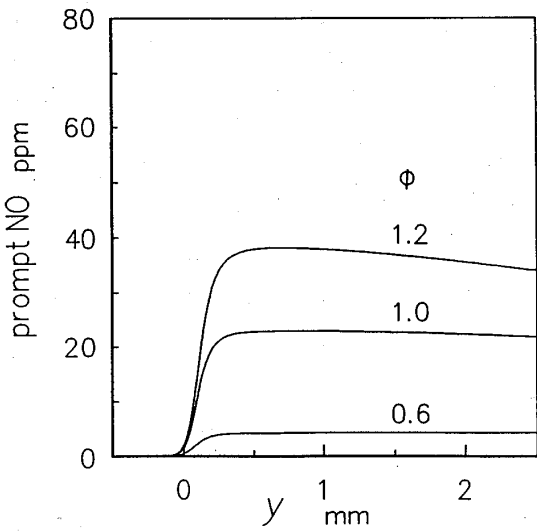


図7 NO濃度分布

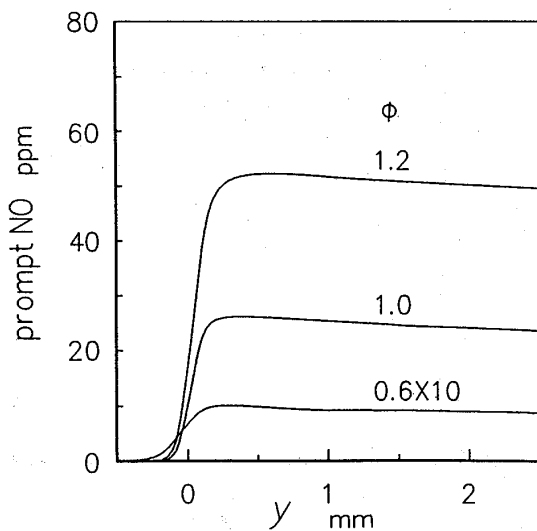
( $p=0.1\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ ,  $\phi=1.0$ )



(a)  $p=0.1\text{MPa}, T_o=298\text{K}$

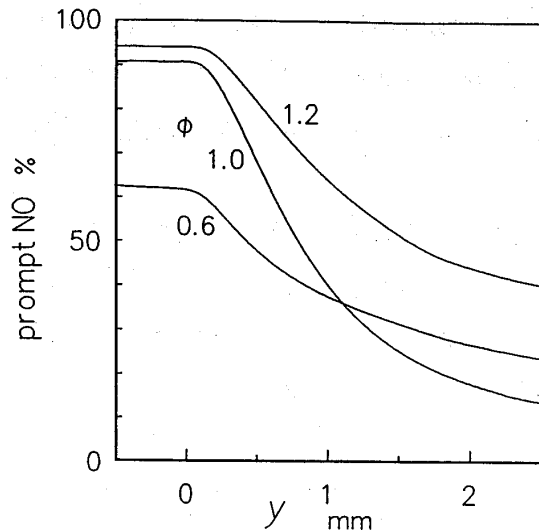


(b)  $p=0.1\text{MPa}, T_o=1000\text{K}$

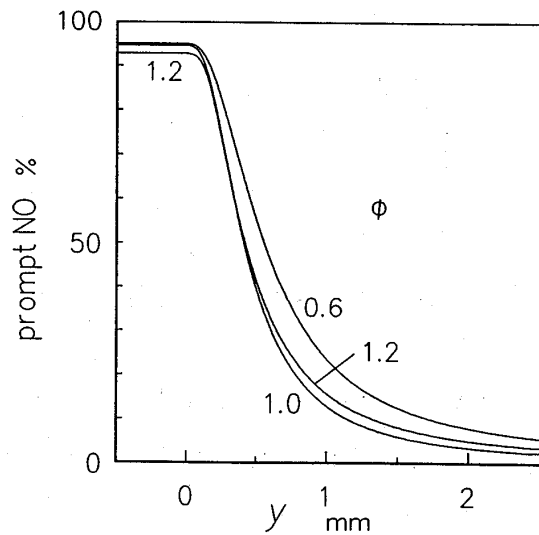


(c)  $p=0.2\text{MPa}, T_o=298\text{K}$

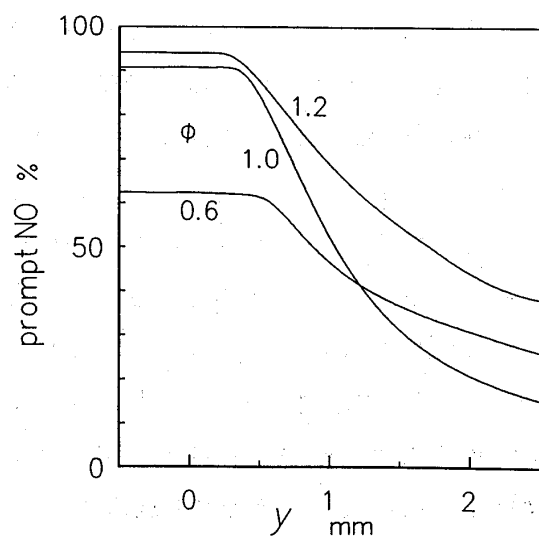
図8 prompt NO 濃度分布



(a)  $p=0.1\text{MPa}, T_o=298\text{K}$



(b)  $p=0.1\text{MPa}, T_o=1000\text{K}$



(c)  $p=0.2\text{MPa}, T_o=298\text{K}$

図9 prompt NO 濃度の寄与割合



うに火炎帯内で急速に生成し、火炎後流ではこの計算範囲では増加しない。いずれの未燃焼気体温度でも当量比が増えるにつれて大きくなる。当量比0.6ではその濃度は低く、最も高い $p=0.1\text{MPa}$ ,  $T_0=1000\text{K}$ においても5ppm以下である。当量比が1.0、1.2と大きくなると未燃焼気体温度が298Kから1000Kになってもprompt NOの増加は少ない。圧力が0.1から0.2MPaと高くなるとprompt NOは増加する。図9に示すprompt NOの全NO濃度への寄与割合を見ると、いずれの当量比でも火炎帯で大きく、火炎後流になるにつれて急激に低下する。未燃焼気体温度が大きくなると寄与割合は小さくなる。これは未燃焼気体温度が高くなるほどthermal NOが増加し、全NO生成量が増えるためである。当量比0.6のprompt NO濃度の寄与割合が大きくなっているのはthermal NO生成量が少ないためである。このことから、希薄燃焼はprompt NO及びthermal NOの抑制に有効であることが分かる。圧力が高くなるとprompt NO生成量は増加するが、thermal NOの生成量も増加するため、全NO生成量にしめる割合はあまり変化しない。

## 5. 結論

メタン-空気平面火炎内でのNOの生成に及ぼす、未燃焼気体温度(298~1000K)、圧力(0.1, 0.2MPa)、当量比(0.6~1.2)の影響を調べた結果、

- (1) 未燃焼気体温度が高くなっても prompt NOの生成量はあまり変化しない。
- (2) 未燃焼気体温度が高くなると thermal NOが増えるので prompt NOの全NOにしめる割合は小さくなる。
- (3) 当量比が大きいほど prompt NO生成量は増加する。
- (4) 圧力が高くなると prompt NO生成量は増加するが、全NO生成量にしめる割合はあまり変化しない。

などが明らかになった。希薄燃焼は燃焼器入口温度が大きい場合でも、thermal NOのみでなくprompt NOの抑制にも有効であることが分かった。また、ガスタービン燃焼器の入口温度が高くなっても、prompt NOの生成量はthermal NO生成量に比べて小さいため問題とはならないことが分かった。ただし、今回の計算条件範囲は当量比が1.2まで、圧力が0.2MPaまでであり、実際の燃焼器の作動条件を全て満たしているわけではないので、今後、より高圧、より過濃条件での影響を調べる予定である。

参考文献

- (1) 石油産業活性化センター、第4回CGT合同成果発表会講演要旨集、  
(平成4年9月)
- (2) 大型工業技術国際シンポジウム、超音速輸送機用推進システム、予稿集、  
(平成4年10月)
- (3) 佐野妙子, Thermal Science & Engineering, Vol.1, No.2, (1993), 7.
- (4) Sano, T., Combust. Sci. and Technol., vol.29, (1982), 261

## 石炭ガス化用1500°C級ガスタービン燃焼器の開発

－水流モデル可視化手法による燃焼器構造の検討－

\*二宮 徹（電中研）

中田 俊彦（電中研）

長谷川武治（電中研）

佐藤 幹夫（電中研）

### 1. はじめに

当研究所では、石炭ガス化複合発電用のガスタービンの研究開発を推進し、低NO<sub>x</sub>化を図った1300°C級ガスタービン燃焼器を平成2年度までに開発してきた<sup>(1)</sup>。今後、ガスタービン入口ガス温度を1500°Cに高温化することにより、プラント熱効率を一層向上できるが、ガスタービンの高温燃焼にともない、燃焼器の冷却空気の不足やNO<sub>x</sub>排出量の増加が予測される。このため、1500°C級超高温ガスタービンの開発にあたっては、耐熱性や低NO<sub>x</sub>特性に優れたガスタービン燃焼器の開発が最も重要な課題である。

ガスタービン燃焼器の効率的な研究開発を行うためには、燃焼器内部の詳細な流動および混合状態を把握することは極めて重要である。しかしながら、ガスタービン燃焼器内は高温・高圧下にあり、器内の流動・混合状態に関する諸計測を行うことは極めて困難であるため、コールドモデルに試験あるいは数値シミュレーション等の手法により、器内流動を予測せざるを得ない。そこで、燃焼器内の流動および混合特性を把握し、あわせて燃焼器の評価・改良に資することを目的として、水流モデル可視化手法による流動・混合特性実験を実施した。

本報告は、冷却空気量の不足を補うため、1次空気孔と希釈空気孔を削除するとともに、格段の低NO<sub>x</sub>化を目指した1500°C級燃焼器の構造を水流モデルで検討し、改良効果を評価したものである。

### 2. 燃焼器のモデル化

ガスタービン燃焼器内は燃焼反応を伴った3次元流れ場となっているため、厳密な流動解析を行うことは極めて困難である。そこで本研究では燃焼器をモデル化し、非燃焼時における流れを模擬することとした。

このモデル化に当り、流動パターンの相似性を検討する必要がある。スケールの変化に対して、同一のフローパターンを実現させるためには、装置の幾何学的形状およびレイノルズ数を一定に保てば良いことはよく知られている。しかしながら、実際のスケールアップでは、レイノルズ数 $10^4 \sim 10^5$ 以上で充分高ければこれを一致させる必要はない<sup>(2)</sup>とされている。これは、十分に発達した乱流状態が実現されている限り、

ガスタービン秋季大会(盛岡)

スケールの変化に伴ってレイノルズ数が変化してもほぼ同一のフローパターンが実現され得ることを意味している。また、定方<sup>(3)</sup>らはこれについて若干の流体力学的考察を加えているのでここに紹介する。

十分に発達した乱流場においては分子運動量輸送により、乱流運動量輸送が支配的因子となり、平均流フローパターンは真のレイノルズ数よりもみかけのレイノルズ数

$$Re = \frac{V_0 L}{\epsilon_m}$$

によって決定されると考えられる。ここで、 $\epsilon_m$ は乱流渦粘度、 $V_0$ は平均速度、 $L$ は代表長さである。ところで、Kolmogoroffの渦粘度モデル<sup>(4)</sup>によれば、 $\epsilon_m$ は乱流エネルギー $k$ 、渦スケール $l$ により次式で表される。

$$\epsilon_m = c_1 k^{1/2} l \quad (1)$$

ここで、 $c_1$ は比例定数。一方、 $k^{1/2} \propto V_0$ 、 $l \propto L$ とみなすことができるから

$$\epsilon_m \propto V_0 L$$

したがって

$$Re = \frac{V_0 L}{\epsilon_m} = \text{const.}$$

となり、十分に発達した乱流場では、真のレイノルズ数の大きさにかかわらず、みかけのレイノルズ数はほぼ一定となることがわかる。このことから、真のレイノルズ数が変化しても乱流場のフローパターンは大きく変化しないことが理解される。

また、一般に、乱流場では、運動量輸送熱・物質輸送の相似性が成立する場合が多いので、フローパターンが一致すれば、局所的空気比の分布も大略一致すると考えることができる。

以上の考え方に基づきモデル化に際しては流体力学的相似条件を極力満足させるため以下の点について考慮した。

- (1) モデルの幾何学的相似
- (2) 乱流場の維持
- (3) 運動量流速比

### 3. 実験装置および方法

#### 3.1 実験装置

図1に実験装置のフロー概略図を示す。本装置は水槽内に設置された燃焼器モデル、水供給系、トレーサ供給系、光源および可視化画像の処理系からなる。ヘッダから流量計をへて所定流量に設定された水流はバーナからモデル内に流入する。その際、一部の水流にはトレーサとして一定量の固体トレーサ（比重：1, 平均粒径：42  $\mu\text{m}$ ）が

注入される。一方、モデル内の流れにはスリット光源（幅約5 mm）が照射され、トレーサの散乱光により可視化した流れをI T Vカメラで撮影する。可視化試験では、流れの理解を助けるため可視化画像処理を施しビデオに収録する。

また、任意の可視化断面における散乱光強度から、計算機処理をほどこすことにより、トレーサ濃度分布を求めることができる。

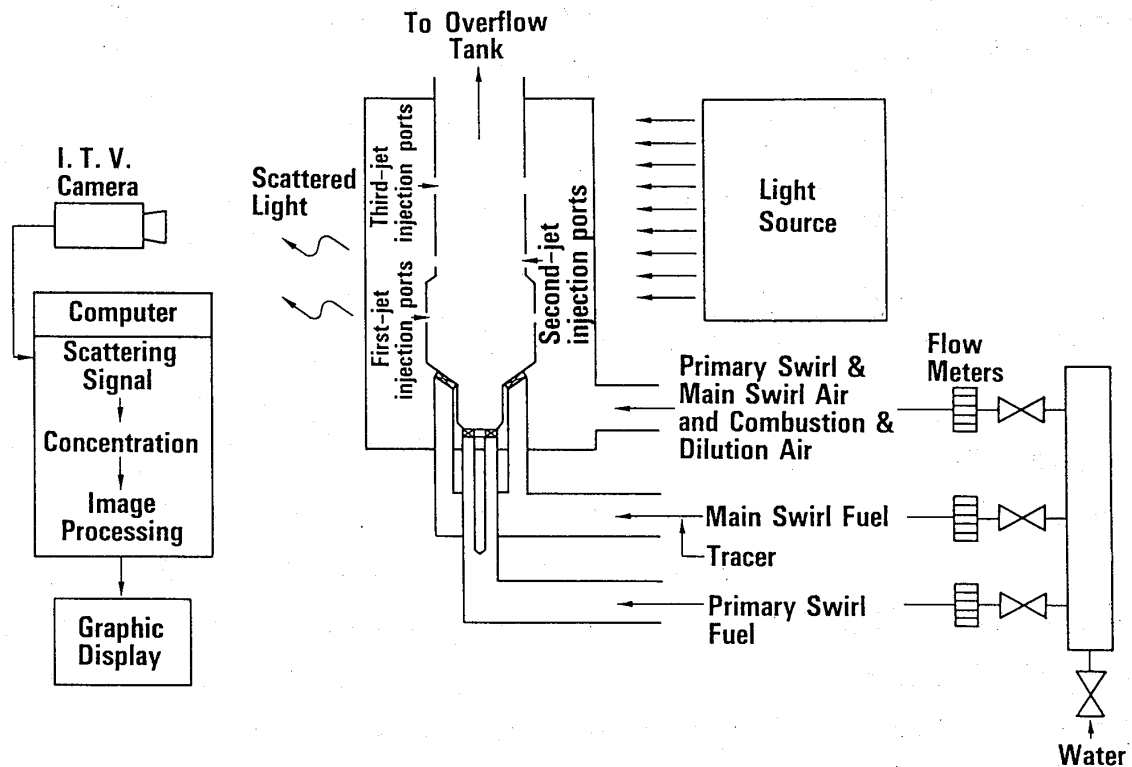


図1 実験装置概略図

### 3.2 供試燃焼器のモデル

#### (1) 1300°C級燃焼器

石炭ガス化複合発電用1300°C級燃焼器の主要課題は低カロリー石炭ガスの燃焼安定性を確保し、かつ、石炭ガス中のアンモニアに起因するNO<sub>x</sub>生成を抑制することにある。図2に1300°C燃焼器の構造概略図を示す。燃焼安定性の確保のために、副燃焼室を設けている。また、低NO<sub>x</sub>化のために、一次燃焼域を燃料過濃な構造としている。副燃焼室および主燃焼室のスワローは、燃料、空気交互スワローを採用している。その旋回角は、両者とも30°である。また、本燃焼器は1次空気孔、2次空気孔および希釈空気孔を設けている。モデルの縮尺比は1/2,647である。

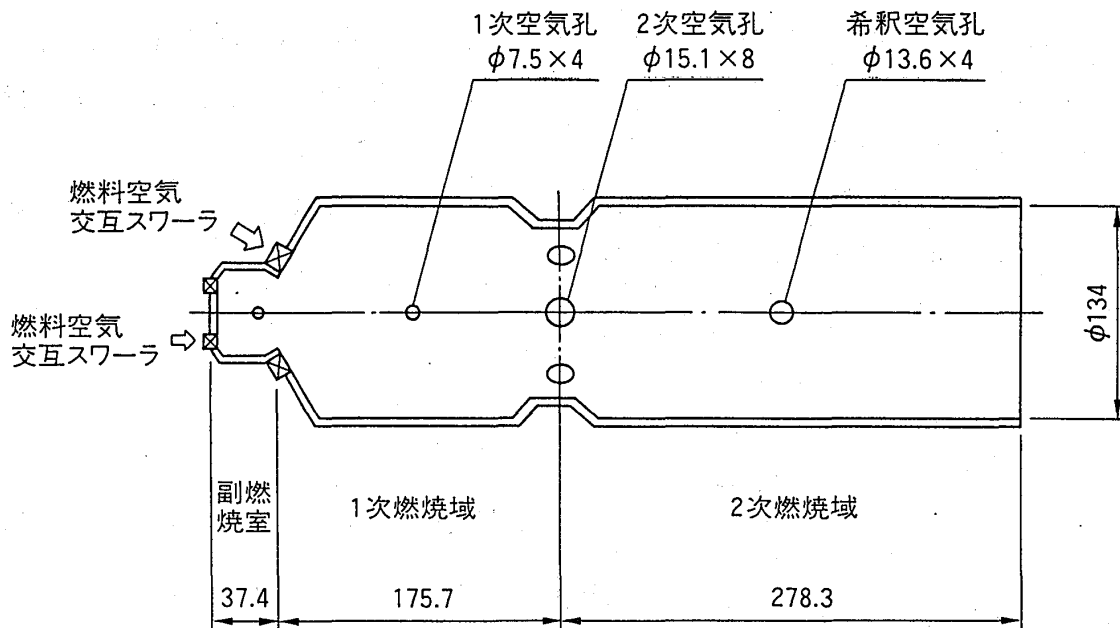


図2 1300°C級燃焼器の構造概略図

(2) 1500°C級燃焼器

図3に石炭ガス用ガスタービン燃焼器の空気配分を示す。燃焼器出口ガス温度を1300°Cから1500°Cへ高温化すると、冷却・希釈用空気の割合は51%から29%に減少する。また、図4に燃焼器出口ガス温度とNO<sub>x</sub>転換率の関係を示す。1300°C級燃焼器を使用した時のNO<sub>x</sub>転換率は、1500°Cの条件では1300°Cに比べ、5%程度増加した。このため、以下の項目に注目しつつ燃焼器設計を行う必要がある。

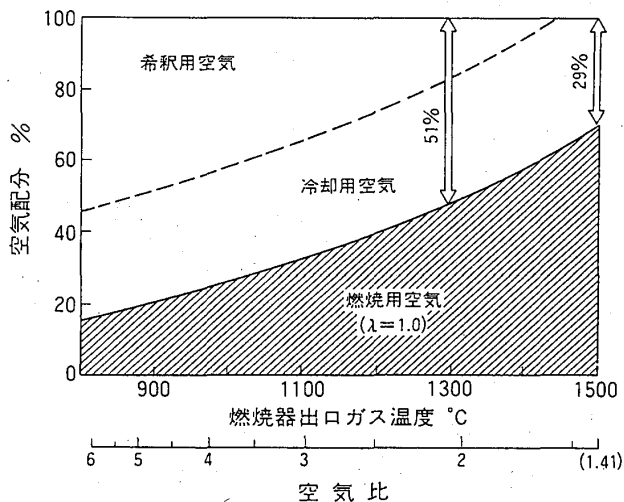


図3 石炭ガス用ガスタービン燃焼器の空気配分

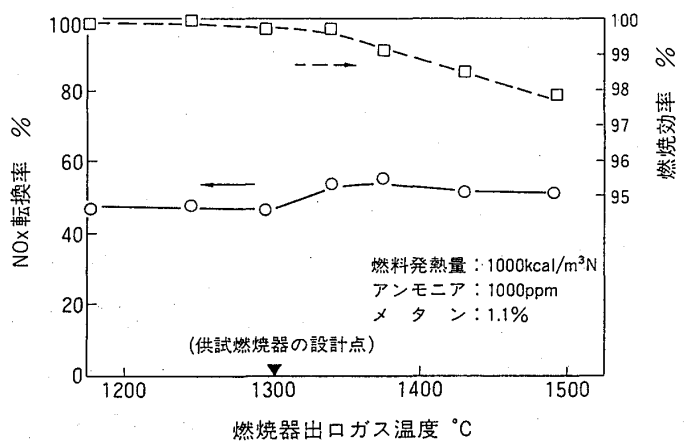


図4 1300°C級燃焼器の燃焼特性

- (1) 燃焼安定性の確保
- (2) 燃焼器壁面の冷却効率の向上

(3) パターンファクターの向上

(4) 燃料中のアンモニアに起因するNO<sub>x</sub>生成の抑制

図5に1500℃燃焼器モデルの構造図を示す。副燃焼室および主燃焼室のスワーラは1300℃級燃焼器と同じものを使用している。改良のポイントは以下に示す通りである。

(1) 冷却空気量の絶対量の不足を補うため、1次空気孔と希釈空気孔を削除する。

(2) 2次燃焼域におけるNO<sub>x</sub>生成を抑制するため、2次空気の貫通力を弱める。

(3) 1次燃焼器におけるNO<sub>x</sub>生成を抑制するため、この領域を1300℃級燃焼器に比べ、延長し、滞留時間を1.5倍にする。

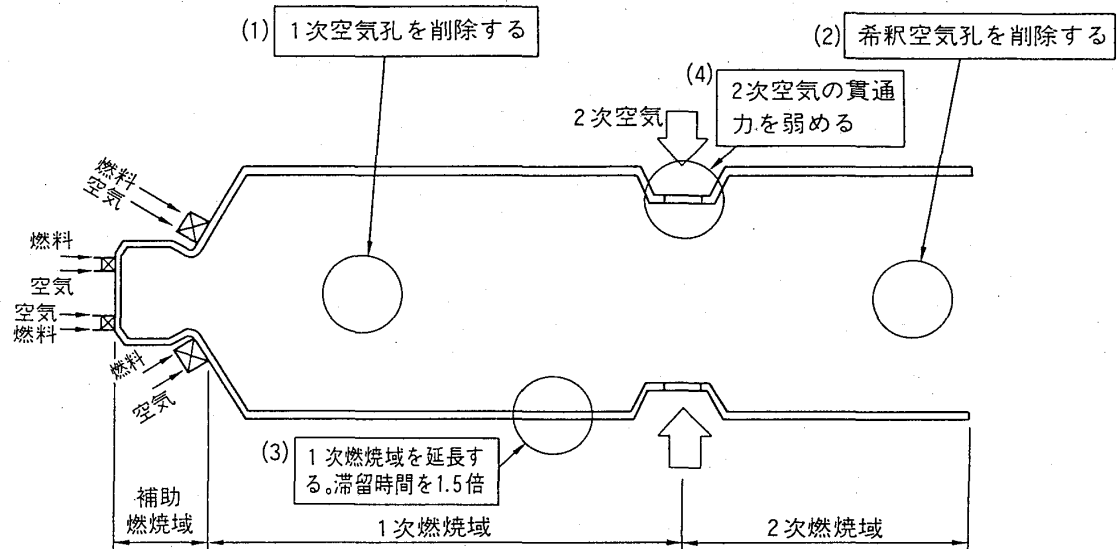


図5 1500℃級燃焼器モデルの設計ポイント（ベース：1300℃級燃焼器設計）

図中番号(1) 冷却空気量の不足を補う。 図中番号(2) 希釈空気量の不足を補う。

図中番号(3) 1次燃焼域におけるNO<sub>x</sub>生成を抑制する。

図中番号(4) 2次燃焼域におけるNO<sub>x</sub>生成を抑制する。

表1に流量条件を示す。この条件におけるRe数は燃焼器直径を代表寸法とすると $2.3 \times 10^4$ である。また、トレーサはメインスワーラにのみ供給して実験を行った。

表1 流量条件

|        | 空気流量<br>( $l/h$ ) | 主燃料流量<br>( $l/h$ ) | 副燃料流量<br>( $l/h$ ) | トレーサ供給          |
|--------|-------------------|--------------------|--------------------|-----------------|
| 1300℃級 | 6380              | 2880               | 508                | メインスワーラ<br>(燃料) |
| 1500℃級 | 6380              | 4114               | 726                | メインスワーラ<br>(燃料) |

#### 4. 実験結果および考察

##### 4.1 1300℃級燃焼器の流れパターンと濃度分布

図6に1300℃級燃焼器の流動パターンを示す。副燃焼室内では適度な循環流が形成され、リッチ燃焼域の保炎に有効であることがわかる。また、メインスワーラを内向30°に設計したことにより、ライナードーム部に大きな補助循環流が形成され、これも保炎に大きく影響していることが明らかとなった。さらに、1次空気孔、2次空気孔および希釈空気孔からの空気は、燃焼器中心部まで貫通していることがあきらかとなった。

図7に1300℃級燃焼器のトレーサ濃度分布を示す。一次燃焼域は高濃度の状態であり、また、二次燃焼域は低濃度の状態である。これにより低NO<sub>x</sub>燃焼を行うためのリッチ・リーン燃焼の濃度分布であることを確認した。

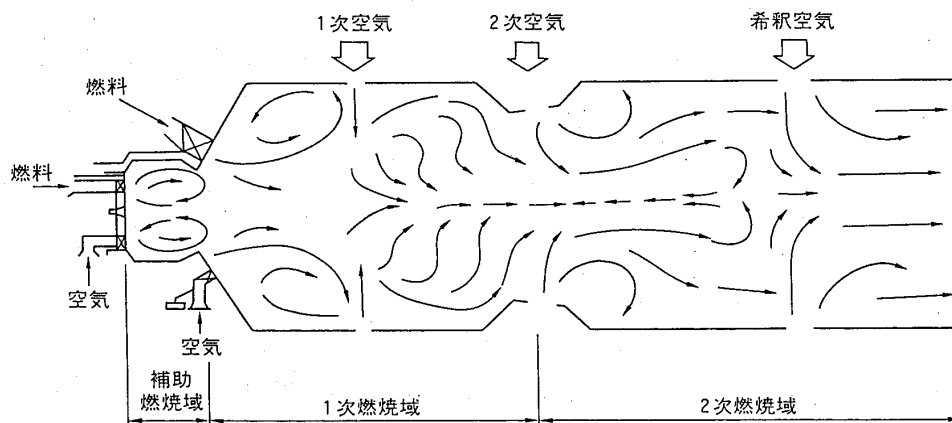


図6 1300℃級燃焼器の流動パターン

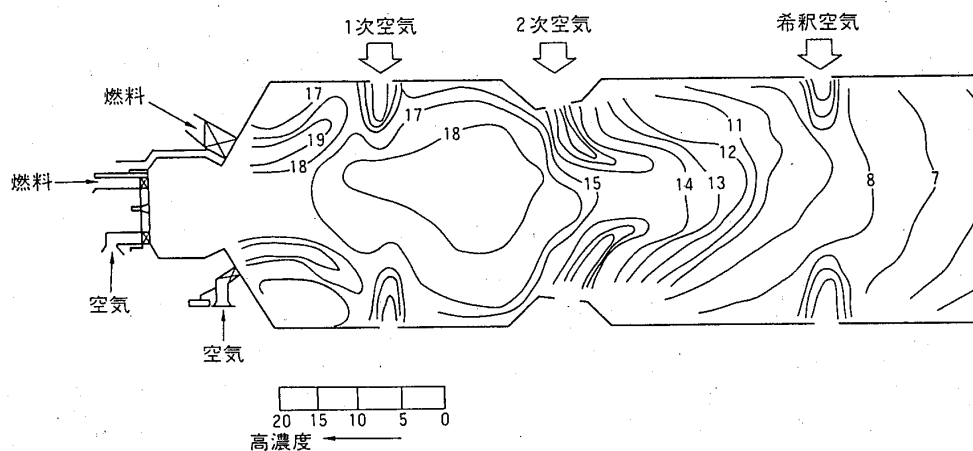


図7 1300℃級燃焼器の燃料濃度分布



#### 4.2 1500°C級燃焼器の流れパターンと濃度分布

図8に1500°C級燃焼器の流動パターンを示す。副燃焼室において、適度な循環流が形成され、1次燃焼域の保炎に有効であることがわかる。また、1次燃焼域において、ライナドーム部に大きな補助循環流が形成され、これも保炎に有効であることがわかる。この2点は1300°C級燃焼器と何ら変わらない。2次燃焼域においては、2次空気の貫通力が、1300°C級燃焼器より弱く、2次燃焼域で生成するNO<sub>x</sub>を抑制できるものと考えられた。

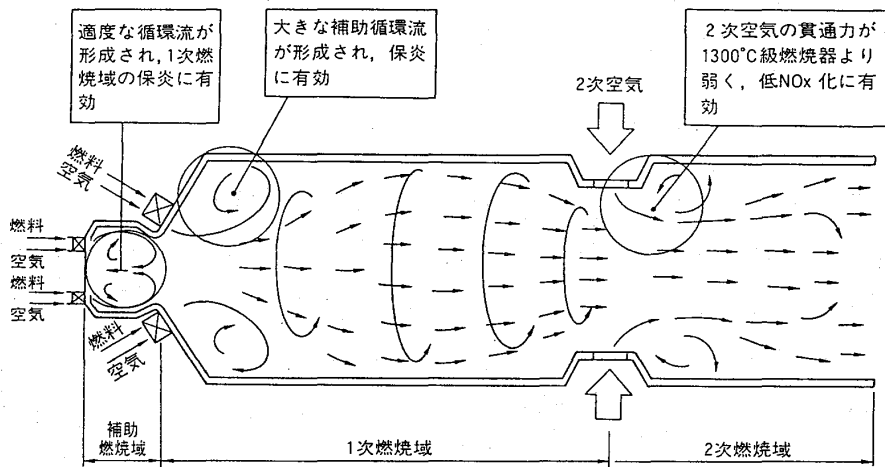


図8 1500°C級燃焼器の流動パターン

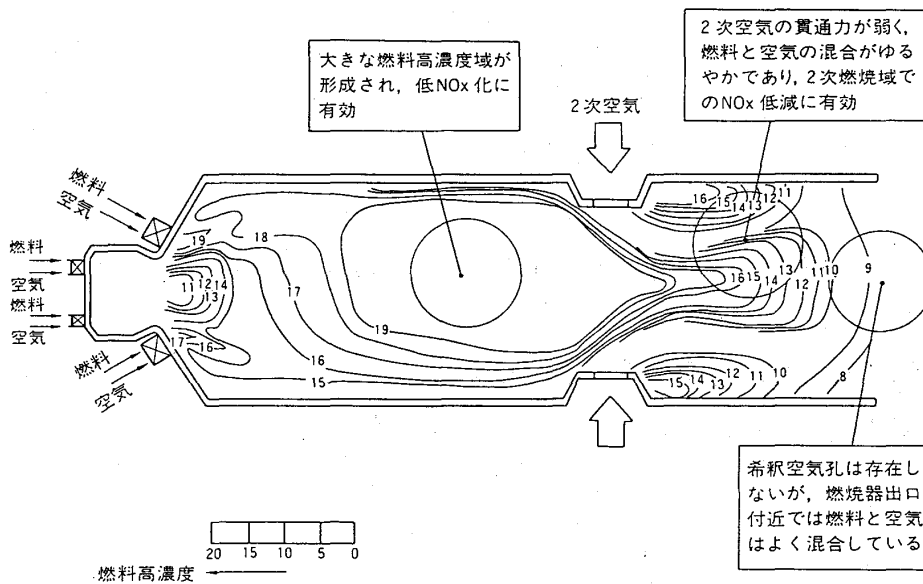


図9 1500°C級燃焼器の燃料濃度分布

図9は、図8と同条件の燃料濃度分布を示したものである。1次燃焼域において、1次空気孔の削除により、広範囲な燃料高濃領域が形成され、1次燃焼域で生成するNO<sub>x</sub>を抑制できるものと考えられた。また、2次燃焼域において、2次空気の貫通力が弱く、燃料と空気の混合がゆるやかであり、この領域でのNO<sub>x</sub>低減に有効と考えられた。

さらに、本燃焼器は希釈空気孔は存在しないが、燃焼器出口付近（尾筒入口）では、燃料と空気はよく混合していることが明らかとなった。

この構造の燃焼器を試作し、燃焼試験を行った結果、1500℃級燃焼器における燃料中アンモニアからNO<sub>x</sub>への転換率は1300℃級燃焼器に比べ、約9%低下した。また、1500℃級燃焼器の燃焼器出口温度不均一率は、1300℃級に比べ良好であった。

## 5. まとめ

石炭ガス化複合発電用1500℃級燃焼を開発するために試作した燃焼器について、水流モデルによる流動混合解析を実施した結果、以下に示す知見が得られた。

1500℃級燃焼器では、1次空気孔の削除により、広範囲な燃料高濃度域が形成されるとともに、2次空気の貫通力の低下により、燃料と空気の混合が緩慢となり、燃料中アンモニアからのNO<sub>x</sub>生成を抑制できるものと考えられた。また、希釈空気孔がなくても、燃焼器出口付近では、燃料と空気混合はよく、十分混合しているものと予想された。

この構造の燃焼器の燃焼試験結果から、大幅な低NO<sub>x</sub>化、良好な燃焼器出口ガス温度不均一率が達成できた。これにより、水流モデルによる評価が、実際の燃焼現象の予測に役立つことが確かめられた。

## 参考文献

- (1) 例えばNakata T., et al., ASME Paper, 93-GT-121, (1993)
- (2) D. B Spolding : 9 th Symposium (International) on Combustion, p833 (1963)
- (3) 定方他2名 : 化学工業, 第46巻, 第5号 (1982)
- (4) 峯元他2名 : 化学工業論文集, 2, 373 (1976)

## エアブラスト燃料ノズルの研究 (第一報)

\* 木下 康裕 (川崎重工業 明石技術研究所)  
北嶋 潤一 (川崎重工業 明石技術研究所)

## 1. 緒言

航空用ガスタービンエンジンの燃料ノズルには、構造が単純で比較的微粒化特性の良好な、しかも設計法が確立している圧力噴霧式の燃料ノズルが用いられてきた。しかし、サイクルの高圧・高温化にともないスモーク排出量の増加、火炎輻射増大による燃焼器の熱的寿命の短縮、燃焼器出口温度分布の不均一化などが大きな問題となり、最近の高性能エンジンには燃料噴霧と燃焼用空気の混合が良好な、気流微粒化式のエアブラスト燃料ノズルが多く採用されるようになった。

エアブラスト燃料ノズルは、ノズル噴孔から空気を高速で噴出させ、そのエネルギーで燃料を微粒化させるため、燃料の微細な噴霧化と噴霧と空気の混合が速やかに行われる長所を有する。しかし、粒径や噴霧角、噴霧のパターンなどの微粒化特性に影響を及ぼす形状因子が多く、未だその設計法は確立していない。しかも燃料ノズルから噴出する空気/燃料混合気が、燃焼器の保炎領域を形成し一次領域の燃焼に関係するため、その噴霧特性は燃焼器全体の燃焼性能に非常に大きな影響を与えることが考えられる。

従来より、エアブラスト燃料ノズルに関しては微粒化のメカニズムの解明を中心に研究が行われ、常圧における噴霧特性についていくつか報告されているが<sup>(1)-(3)</sup>、燃焼器の主構成要素として捉え、その噴霧特性と燃焼特性を系統たてて研究した例は見あたらない。本研究は、エアブラスト燃料ノズルを設計・製作し、常圧および加圧下において噴霧試験ならびに燃焼試験を実施し、それぞれの条件における噴霧特性と燃焼特性を把握し、噴霧特性が燃焼特性に及ぼす影響を明らかにすることにより、高性能ガスタービンエンジンの燃焼器に用いるエアブラスト燃料ノズルの基礎的設計データを取得することを目的とする。ここでは、第一報として常圧における噴霧試験および燃焼試験の結果について報告する。

## 2. 噴霧試験

## 2. 1 供試燃料ノズル

図1に本試験で用いたエアブラスト燃料ノズルを示す。この燃料ノズルには、燃料液膜の両側から高速の空気を吹付ることで燃料を微粒化するサンドイッチタイプ的方式を採用した。燃料は燃料オリフィスに設けられた8本の細い溝を通り、旋回しながら

ら薄い液膜を形成して内側空気流路に流出する。空気は、内側空気流れおよび外側空気流れに分けられ、それぞれ内側空気スワローおよび外側空気スワローにより旋回を与えられて流路を流れノズル噴孔から高速で噴出する。噴孔部において燃料液膜は、両側から衝突するこの空気流のエネルギーにより分裂し、微粒化される。

噴霧角および噴霧のパターンは、燃料ノズルから噴出する空気の形成する流れ場に強い影響を受けるものと思われるが、今回の試験では内側空気の流れは一定とし、外側空気スワローの旋回方向、旋回強さを変えることによりこれらの噴霧特性を変化させた。表1に本試験で使した3種類の燃料ノズルを示す。AB-SW1は内側空気および外側空気が同方向強旋回、AB-SW2は同方向弱旋回、AB-SW3は逆方向強旋回の燃料ノズルを表している。

## 2. 2 噴霧試験装置および方法

図2に常圧噴霧試験装置の概略を示す。本試験では燃料としては清水を使用し、水および空気は、それぞれタービンメータとオリフィス流量計で流量を計測した。燃料ノズル部における微粒化用空気の圧力損失は、燃料ノズルが取り付けられているプレナムチャンバー内の全圧と大気圧との差から算出した。また、噴霧は測定部への吹き戻しが起こらないように、ファンを用いて適当な速度で誘引し外部に排出した。

噴霧の粒径とパターンは、レーザ光線によるフランホーヘル回折を応用した粒度分布解析装置（東日コンピュータアプリケーションズ社製LDSA-1200A）を用いて測定した。平均粒径はレーザビームを噴霧に照射し、噴霧を通過するビーム中の全ての噴霧

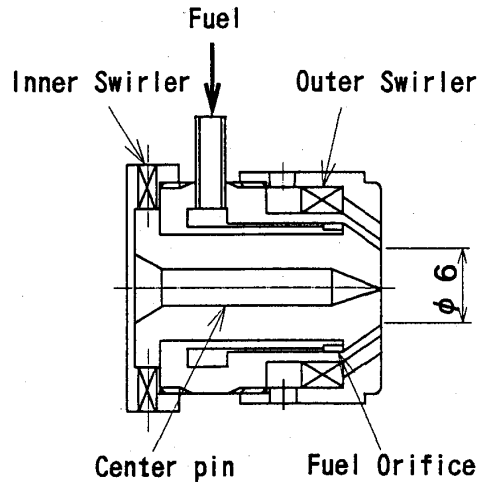


図1 エアブラスト燃料ノズル

表1 供試エアブラスト燃料ノズル

| 燃料ノズル  | 内側空気スワロー | 外側空気スワロー |
|--------|----------|----------|
| AB-SW1 | 左強旋回     | 左強旋回     |
| AB-SW2 | 左強旋回     | 左弱旋回     |
| AB-SW3 | 左強旋回     | 右強旋回     |

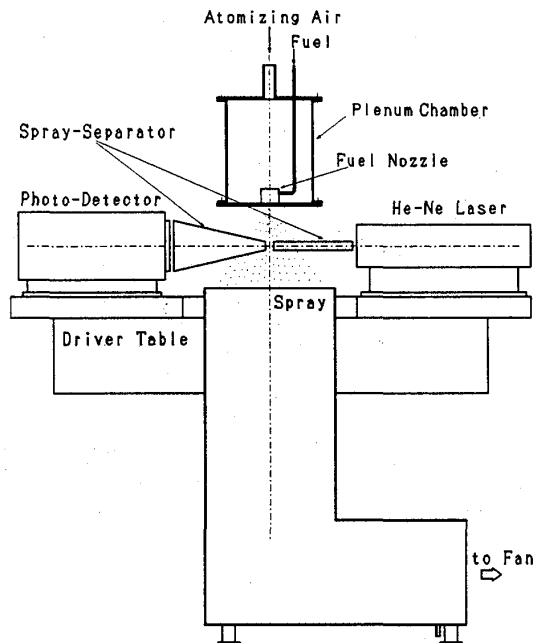


図2 常圧噴霧試験装置

を対象に測定し、半径方向の局所粒径は噴霧の一部を通過させる噴霧セパレータを使用し、光学系全体を半径方向にトラバースさせることで粒径の半径方向分布を測定した。また、噴霧のパターンは粒度分布解析装置が出力する噴霧の散乱光強度分布を用いて評価した。この散乱光分布から定量的に噴霧の分散を求めることは困難であるが、噴霧のパターンを定性的に評価することは可能であると思われる。燃料ノズルは鉛直下向きに設置し、噴霧の計測はノズル先端から50mm下流の位置で行った。

## 2. 3 試験結果

### (1) 圧力損失と平均粒径

3種類の燃料ノズルについて空気・水流量比ALRが3の場合の、全圧損失率PLRとザウタ平均粒径(Sauter Mean Diameter:SMD)の関係を図3に示す。全圧損失率は圧力損失を表す1つのパラメータで、次式で求められる。

$$PLR = \frac{P_1 - P_2}{P_1} \times 100 \% \quad (1)$$

全圧損失率の増加にともないノズル噴孔から噴出する空気の流速が増加するため微粒化が促進され、平均粒径が急激に減少している。また、平均粒径は5 $\mu$ m程度の違いはあるものの、いずれの燃料ノズルもほぼ等しい値を示しており、平均粒径はスワールの旋回度および旋回方向にあまり左右されていないことがわかる。この結果から平均粒径は次の関係式で表される。

$$SMD \propto PLR^n \quad (2)$$

指数nの値には-0.5~-0.6が得られた。

圧力損失は燃焼器の重要な設計パラメータであり、通常設計点での全圧損失率は4%程度が選ばれる。図3からこの点での平均粒径は50~60 $\mu$ mと比較的小さい値が得られており(高温、高圧の実機条件での平均粒径ではない)、燃焼上は特に問題がないものと思われる。一方、全圧損失率が小さい条件では噴霧の粒径は粗大化しているが、この条件はエンジン

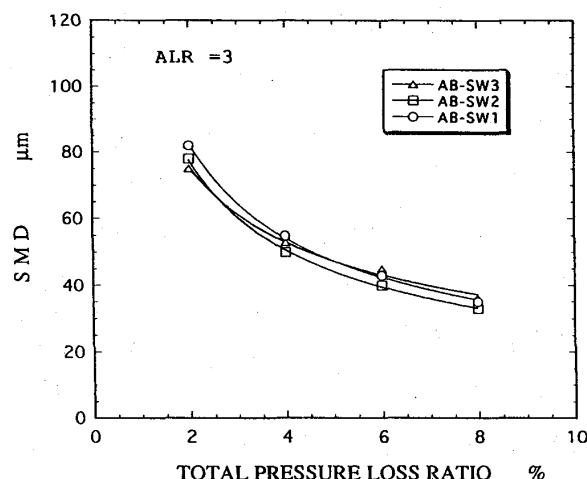


図3 全圧損失率とザウタ平均粒径の関係

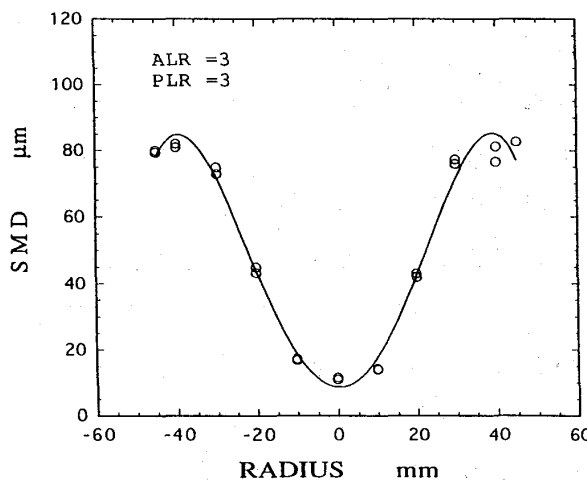


図4 半径方向の粒径分布 (AB-SW1)

の始動時に相当し、エアブラスト燃料ノズルの場合始動時の着火が問題になることが予想される。

## (2) 粒径分布と噴霧のパターン

平均粒径では燃料ノズルによる違いは見られなかったが、半径方向の粒径分布や噴霧のパターンについてはそれぞれに特徴のある結果が得られた。ここでは紙面の制約上、最も特徴が明瞭であったAB-SW1とAB-SW3の結果について記述する。

図4は全圧損失率が3%時の、AB-SW1の半径方向の粒径分布を示している。噴霧中心軸付近には粒径が $10\mu\text{m}$ 程度の非常に微細な噴霧が、そして外側に行くほど粒径は大きくなり噴霧シース付近には $70\mu\text{m}$ 程度の噴霧が存在している。図5はその時の噴霧のパターンを示しており、縦軸は散乱光強度を表している。散乱光強度は鞍型の分布をしており、空気の旋回方向が同じで旋回度が強い本ノズルの噴霧のパターンは、典型的な中空円錐型（ホローコーン型）であることがわかる。また、噴霧角は写真測定から約 $80^\circ$ が得られている。

AB-SW3の半径方向の粒径分布を図6に示す。このノズルでは $60\sim 75\mu\text{m}$ のほぼ均一な粒径の噴霧が、噴霧中心軸からシース周辺まで広く存在していることがわかる。また、半径方向の散乱光強度分布を図7に示すが、同強度は噴霧中心軸で高い山形の分布をしており、本燃料ノズルの噴霧のパターンは中実円錐型（ソリッドコーン型）であることがわかる。

噴霧のパターンからも理解できるが、

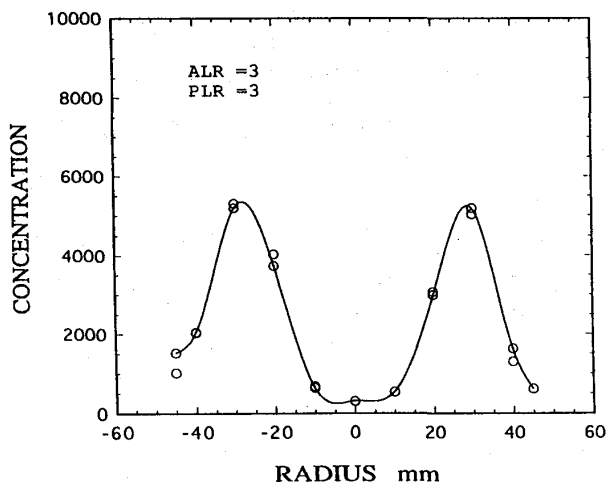


図5 噴霧のパターン (AB-SW1)

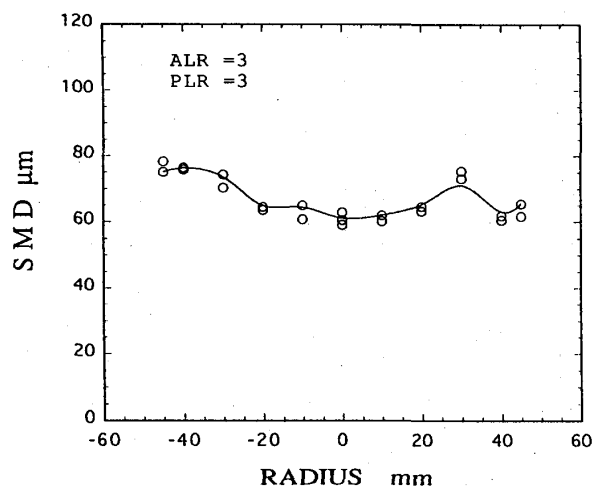


図6 半径方向の粒径分布 (AB-SW3)

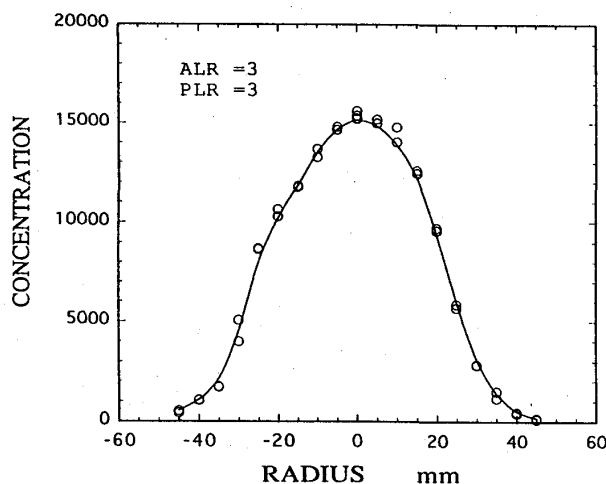


図7 噴霧のパターン (AB-SW3)

本タイプの燃料ノズルは同方向強旋回の燃料ノズルと比べて噴霧の広がりが小さく、写真から求めた噴霧角は約 $60^\circ$ であった。また、旋回方向が同じで旋回度の弱い燃料ノズルAB-SW2については、粒径分布はAB-SW1の場合と類似した鞍型の分布を示すが、噴霧角が小さく（ $65^\circ$ 程度）噴霧のパターンは噴霧中心軸付近にもある程度噴霧が存在する分布を示した。

以上の噴霧試験結果から、噴霧の粒径はノズル噴孔から噴出する空気の流速が支配的で、粒径分布や噴霧のパターンは空気の作るノズル近傍の流れ場により大きな影響を受けることが明らかとなった。

### 3. 燃焼試験

#### 3. 1 燃焼試験装置および方法

図8に燃焼試験装置を示す。燃焼器は燃料ノズルを4本含む、逆流アニュラ燃焼器の箱型部分モデルを使用した。空気は電気ヒータにより予め $550\text{K}$ まで昇温し、燃焼器に供給した。燃焼器出口には、4点式の熱電対プローブが4本取り付けられており、出口断面をトラバースさせることにより出口温度分布を測定した。また、4孔式水冷ガスサンプリングプローブを用いて燃焼ガスを集合サンプルし、連続式のガス分析計で排ガス組成を測定し、燃焼効率や $\text{NO}_x$ の排出指数を算出した。今回の燃焼試験は、常圧における噴霧特性が燃焼性能に及ぼす影響を調べるため大気圧下において実施した。

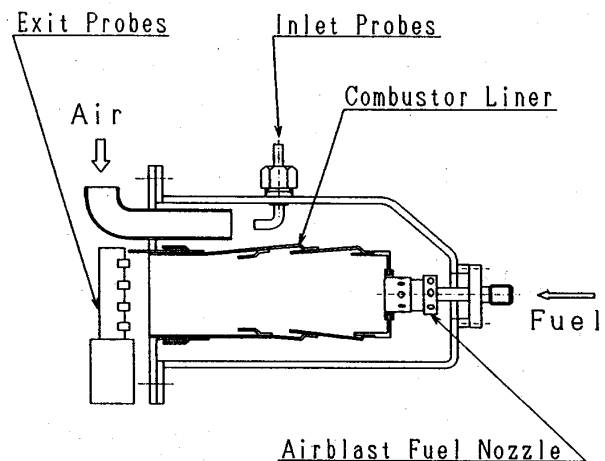


図8 常圧燃焼試験装置

燃料ノズルには、噴霧試験で用いたAB-SW1、AB-SW2、AB-SW3の3種類のエアブラスト燃料ノズルを使用し、燃料としては灯油を使用した。

#### 3. 2 試験結果

##### (1) 保炎性能

燃焼器の代表断面平均流速 $U_r$ を変化させた場合の燃料希薄による火炎の吹消え空燃比AFRを図9に示す。空気の旋回方向が同じで旋回度の強いAB-SW1が最も安定して保炎しており、 $U_r=5.5\text{m/s}$ における吹消え空燃比は90を示したのに対し、最も保炎の悪い逆方向強旋回のAB-SW3では同じ流速において空燃比が50で吹消えた。保炎に強い影響を及ぼすと思われる燃焼器一次領域の循環流の大きさや強さが、燃料ノズルの内側空

気と外側空気の旋回方向の違いにより大きな影響を受けたものと思われる。また、外側空気の旋回強さも保炎性能に影響を及ぼしており、旋回度の小さいAB-SW2の $U_r=5.5\text{m/s}$ における吹消えは、AB-SW1とAB-SW3の中間の空燃比60を示した。このように、保炎性能は旋回方向が同じで旋回度の強いAB-SW1の燃料ノズルが最も良好で、特に代表断面平均流速が小さい条件ほど他の燃料ノズルとの差が顕著であった。

### (2) 燃焼効率

図10はそれぞれの燃料ノズルの空燃比と燃焼効率の関係を示している。本燃焼器の設計空燃比は35で、この点においてはいずれの燃料ノズルも99.5%以上の高い燃焼効率を示した。しかし、空燃比の増加にともない燃料ノズルの違いによる差異が明らかとなり、AB-SW1の燃料ノズルでは $AFR=50$ まで99%以上、 $AFR=70$ 近くまで90%以上の燃焼効率を示したのに対し、AB-SW3では $AFR=40$ までが99%以上、 $AFR=45$ で90%の燃焼効率を示した後は急激に低下し吹消えた。また、AB-SW2の燃料ノズルの空燃比と燃焼効率の関係は、ちょうどAB-SW1とAB-SW3の中間を示した。

これらの結果から、保炎と同様に燃料ノズルの空気の旋回方向や旋回強さが、燃焼効率にも影響を及ぼしていることは明らかであるが、燃料ノズルの違いによる噴霧の平均粒径の差異が小さいことを考えると、この燃焼効率の違いは燃焼器の一次領域の燃焼状態に影響を及ぼす、噴霧の分散やノズル近傍の流れ場の違いによるものと考えられる。

### (3) $\text{NO}_x$ の排出特性

図11に温度上昇 $\Delta T$ と窒素酸化物( $\text{NO}_x$ )の排出指数( $EI(\text{NO}_x)$ )の関係を示す。いずれの燃料ノズルも温度上昇の増加とともに $\text{NO}_x$ の排出指数はほぼ等しい勾配で直線的に増加している。3種類の燃料ノズルの中ではAB-SW1の排出指数が最も高く、

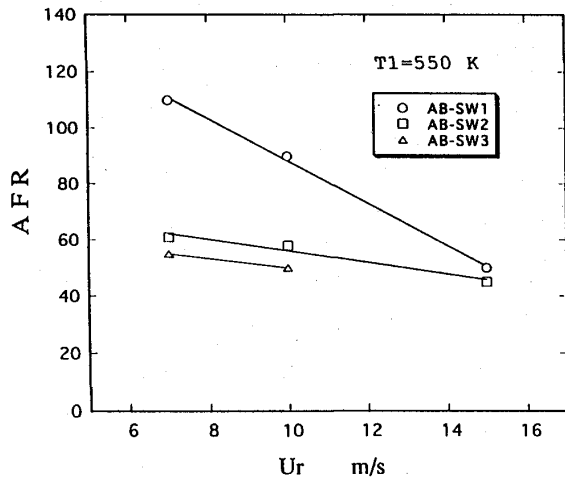


図9 代表断面平均流速と吹消え空燃比の関係

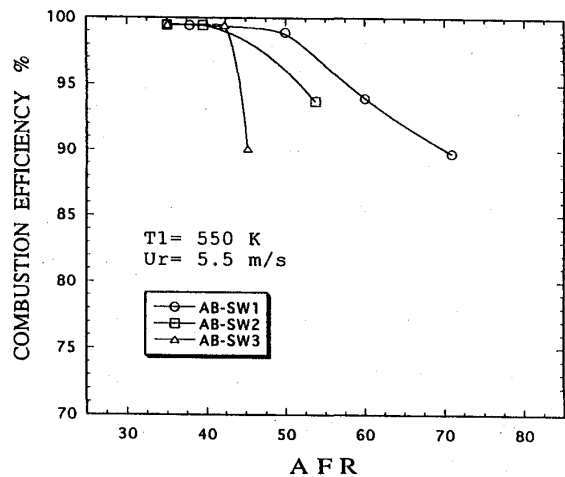


図10 空燃比と燃焼効率の関係



温度上昇800 Kの条件において $EI(NO_x) = 3.2 \text{ g/kg fuel}$ を示したのに対し、AB-SW3の燃料ノズルでは同条件において $EI(NO_x) = 2.6 \text{ g/kg fuel}$ と $0.6 \text{ g/kg fuel}$ も小さい排出指数が得られた。 $NO_x$ の排出についてもAB-SW2は他の性能と同様に中間的な性能を示した。逆方向強旋回の燃料ノズルAB-SW3の場合、噴霧特性から明らかなように粒径のほぼ等しい液滴が噴霧全体に広がっているため、一次燃焼領域において同方向強旋回のAB-SW1に比べて均一な局所空燃比分布が得られ、予混合的に燃焼したことにより低い $NO_x$ の排出指数が得られたものと思われる。

#### (4) 燃焼器出口温度分布

燃焼器の出口温度分布を評価するパラメータとして、出口温度不均一率 $\delta T$ があり次式で求められる。

$$\delta T = \frac{T_{2\max} - T_{2\text{ave}}}{T_{2\text{ave}} - T_1} \quad (3)$$

図12は温度上昇 $\Delta T$ と出口温度不均一率の関係を示したものであるが、燃焼器の出口温度分布については非常に特徴的な結果が得られた。同方向強旋回の燃料ノズルAB-SW1の場合、隣合う燃料ノズルの噴霧と干渉する部分にホットスポットが発生し、出口温度不均一率は広い温度上昇範囲で $\delta T = 0.3$ と高い値を示した。一方、逆方向強旋回AB-SW3の燃料ノズルの場合は、燃焼器出口断面全体にはほぼ様な温度分布をしており、温度上昇800 Kの条件においては $\delta T = 0.13$ と非常に良好な値を示した。この結果は、噴霧試験で得られた噴霧のパターンから良く理解できる。AB-SW1の場合微粒化用空気の旋回度が強く、噴霧はシース付近で粒子密度が高くなる中空円錐状のパターンをしており、燃料ノズル同士の噴霧が干渉する位置に局所空燃比の小さい領域ができホットスポットが発生したと思われる。一方、AB-SW3の燃料ノズルでは粒径分布が一様で中実円錐状の噴霧パターンをしているため、燃料ノズル同士の干渉が少なく一次燃焼領域における局所空燃比は比較的一様であり、良好な温度分布が得られたものと思われる。

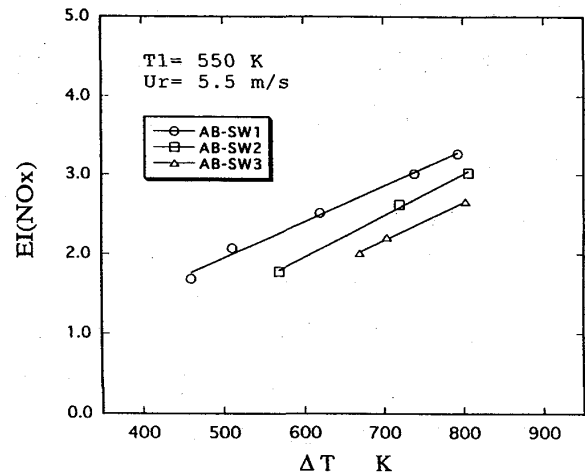


図11 温度上昇と $NO_x$ の排出指数の関係

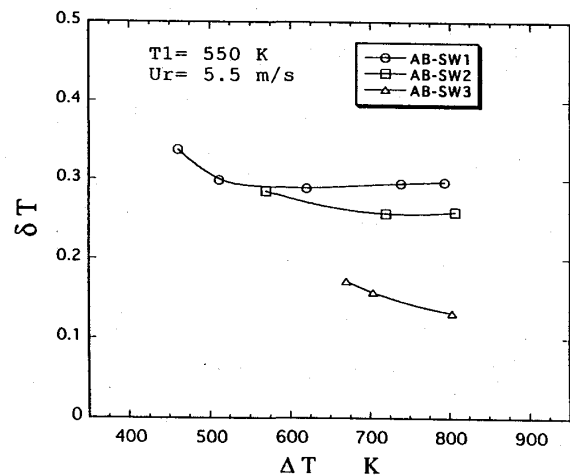


図12 温度上昇 $\Delta T$ と出口温度不均一率の関係

#### 4. 結言

気流微粒化式のエアブラスト燃料ノズルを用い、空気の旋回方向および旋回度をパラメータとして、大気圧下において噴霧試験および燃焼試験を実施し、以下のような結果を得た。

- (1) エアブラスト燃料ノズルの空気の旋回方向や旋回度は噴霧の平均粒径に及ぼす影響は小さいが、半径方向の粒径分布や噴霧のパターンには大きな影響を及ぼし、内側空気と外側空気の旋回方向が同じ場合は中空円錐状の噴霧を形成し、旋回方向が逆の場合は中実円錐状の噴霧を形成した。
- (2) 同方向強旋回の燃料ノズルの場合、燃焼器の一次領域に強い循環流領域が形成され良好な保炎性能を示し、広い空燃比範囲で高い燃焼効率を得られたが、その噴霧特性から明らかなように局所的に空燃比の小さい領域が形成されるためNO<sub>x</sub>の排出量が多く、出口温度分布も不均一であった。
- (3) 逆方向強旋回の燃料ノズルの場合、十分に発達した循環流が形成されず保炎が悪く、空燃比の増加にともなう燃焼効率の低下も急激であったが、粒径の均一な粒子が噴霧全体に広がる噴霧特性を有するため、NO<sub>x</sub>の排出が少なく、非常に良好な出口温度分布が得られた。

本研究は、(株)次世代航空機基盤技術研究所の「ATP推進システムの研究開発」の一環として行ったものである。

#### 記号

|               |           |                |            |
|---------------|-----------|----------------|------------|
| A F R         | : 空燃比     | T              | : 全温度      |
| A L R         | : 空気・水流量比 | U <sub>r</sub> | : 代表断面平均流速 |
| CONCENTRATION | : 散乱光強度   | Δ T            | : 温度上昇     |
| E . I .       | : 排出指数    | δ T            | : 出口温度不均一率 |
| P             | : 全圧      | 1              | : 入口       |
| P L R         | : 全圧損失率   | 2              | : 出口       |
| S M D         | : ザウタ平均粒径 |                |            |

#### 参考文献

- (1) A. H. Lefebvre, Trans. ASME, J. of Fluids Engineering, Sept. 1975, pp. 316-320
- (2) A. K. Jasuja, Trans. ASME, J. of Engineering for Power, Vol. 101, April 1979  
pp. 251-258
- (3) H. Y. Wang, V. G. McDonell and S. Samuelsen, ASME Paper 93-GT-199

# レーザーによる冷却通路孔の加工技術

\*高原北雄 高原総合研究所  
吉田豊明 航空宇宙技術研究所  
坪井昭彦、堀場康一、ヤッシュ・カテューリア  
株式会社レーザーックス

## 概要

ガスタービンの高温化はフィルム冷却孔の加工法に大きく依存している。従来この冷却孔は電解加工や放電加工に頼ってきたが次第に高速/精密/安価/自動化が可能なレーザー孔加工に移りつつある。この報告ではフィルム冷却設計の自由度を与えるためにレーザー孔加工限界を追求し傾斜角 $10^\circ$ 、孔径 0.5mmを達成した。更にジルコニア被覆上からの孔加工、各種形状の孔加工、広がり角、内壁面状況、作業時間短縮についても報告する。

## 1. はじめに

過去からガスタービンは耐熱合金の許す限り高温で作動させてきた。その後、燃焼器やタービン翼の高温部材を燃焼前の比較的温度の低い圧縮機出口空気で冷却してタービン入口ガス温度の向上を図ってきた。タービン入口ガス温度があまり高くない時には高温タービン翼の内部対流冷却でも良かったが、次第に高温化が進むとフィルム冷却が必要になり、燃焼器やタービン翼のフィルム冷却孔の孔加工は主に電解加工や放電加工で行われてきた。このフィルム冷却は耐熱合金の表面に冷たい空気膜を効果的に被せて高温ガスからの熱遮断を行うものである。このためには翼面に傾斜角が小さな孔を大量に開けることが必要であるが、従来の加工法では満足できるような冷却孔を開けることは技術的、経済的に困難であった [1]。一方この高温部材はジルコニア断熱被覆が行われているものが多く [2]、放電加工や電解加工を困難にしている。孔開けの加工速度を比較した表1のように、レーザー加工は放電加工並みの精度を保ちつつ極めて速く孔を開けることができる [3]-[4]。

最近のタービン入口ガス温度は極めて高くなりV2500エンジンでは $1400^\circ\text{C}$ を越え、GE90エンジンでは $1500^\circ\text{C}$ になってきた。また高温化が進むと燃焼器ライナーの冷却のための冷却空気量が増大し、燃焼によるNOxの制御に使える冷却空気量が少なくなりNOxの増大が危惧されてきている。冷却タービン翼のフィルム冷却孔はレーザーによる孔加工も行われて来たが、微細孔を傾斜角 $30^\circ$ 程度しか開けることができない

表1 ハステロイの孔開け加工速度比較(例)

| 加工法             | 速度  |
|-----------------|---|
| 機械的孔開け<br>パンチング | 60 sec/hole (1孔当たり)<br>速い、ただし孔径 $\geq 3$ mm。斜め孔・深孔は不可 |
| 電気化学的加工 (ECM)   | 180 sec/hole  |
| 放電加工 (EDM)      | 58 sec/hole   |
| 電子ビーム (真空)      | 0.125 sec/hole  |
| Nd:YAGレーザー      | 4 sec/hole  |

かった。このためタービン翼のフィルム冷却が充分でなくまた経済面からも最適なフィルム冷却孔の設計製作が出来なかったが、GE90エンジンでは燃焼器ライナーには傾斜角 $18^\circ$ が採用されていることがわかり、我が国でもこの高温部材である燃焼器ライナーやタービン翼のフィルム孔は細く且つ表面に対して傾斜角を小さく大量に安価に短時間に自動加工する技術開発が要請されていた。

今回レーザーによる各種の孔加工を行い改善できたので報告する。

## 2. レーザ孔開けのメカニズム

レーザー孔開けはレーザービームの優れた指向性と高出力を利用している。本実験ではより高いパルスピーク出力を得るためにYAG (Nd:YAG)レーザーを使用した。レーザー孔開けプロセスは主としてターゲット材の溶融、蒸発および爆発的除去に基づいている。レーザーでの材料除去プロセスはレーザーパワー密度、波長および材料との相互作用時間に大きく依存しているが、孔開けの基本メカニズムは次のように要約できよう。

集光レーザービームはターゲット材の表面下数 $\mu\text{m}$ のレベルまで熱エネルギーとして吸収される。極めて高いパワー密度  $10\text{--}100\text{ MW/cm}^2$ の結果、表面温度は材料の融点を越え、沸点まで加熱された後に材料除去が溶融層の排除として始まり、その結果孔のクレーターが形成される。この過程はおよそ瞬時 ( $10^{-6}\text{--}10^{-4}$ 秒)の内に完了する。

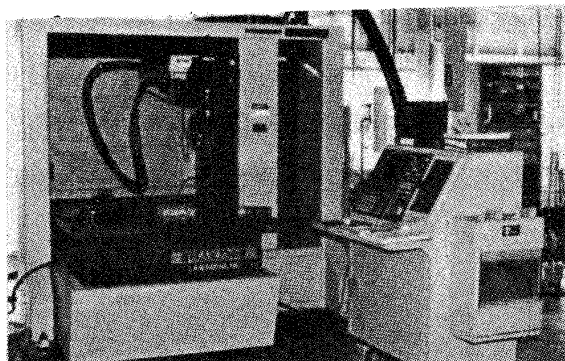
パワー密度がほぼ  $100\text{ MW/cm}^2$  を越えると蒸発した溶融材料は膨張してレーザービーム方向に向かい、入射レーザービームによりイオン化され、それによりレーザー支援吸収 (=LSA) 波を生成する。LSA波はターゲットで生成されるプラズマで、後方に伝播しその結果ターゲット表面を遮蔽する [5]。パワー密度が $1000\text{ MW/cm}^2$ までに高くなると、さらにイオン化が起こり、入射ビームは濃密なプラズマの中に吸収される。そのため蒸発および結果的に材料除去が妨げられる。この段階でターゲットはもはや蒸発した粒子を供給しなくなり、同時にプラズマブルームは分解し且つターゲット表面からデトネーションの速度で膨張しはじめる (レーザー支援デトネーション=LSD波)。膨張プラズマの反作用により表面での圧力は大きく増加し、溶融材料の排除を起こす。レーザー・プラズマ相互作用の波長依存性により、この圧力負荷は短い波長で

はずかに低くなるはずである。孔品質は加工条件により影響を受けるが、レーザービームに変調をかけたりセラミックスのようなバッカー（バッキング材）を使うことにより改善できる。

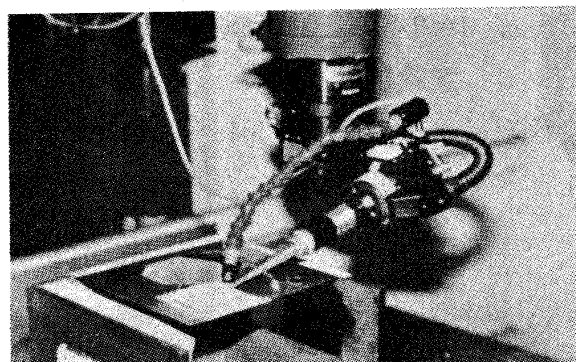
### 3. 実験内容

#### 3. 1 使用したレーザー加工機の特徴

実験に使用した Nd:YAG レーザはルモニクス社製 JK704LD/レーザーダイン780 システムで、最大平均出力はおよそ  $P_{AVG} = 230W$  である（図 1）。このシステムは基本的にネオジウムイオン  $Nd^{3+}$  をドープしたイットリウム・アルミニウム・ガーネット YAG（すなわち Nd:YAG）の結晶ロッドでできた発振器/増幅器からなる。このロッドはフラッシュランプで励起され、波長  $\lambda = 1.06 \mu m$  のレーザービームを放射する。またシステムは導光システムとともに堅固な XY ベースに固定され、6 軸の加工フレキシビリティをもっている。より深い焦点深度に対応して焦点距離 200mm の集光レンズを使用し、照射ビームをターゲット上に集光させた。



(a) システム外観



(b) 孔加工の作業状況

図1 Nd:YAGレーザー — JK704/レーザーダイン780 システム

実験の目的は、最適加工条件の組合せで、ジルコニア被覆の超合金および被覆のないオーステナイト系ステンレス鋼 SUS304 に対し、種々多様な斜め孔をあけることである。ここで加工条件には、パルスエネルギー ( $E$ )、パルス幅 ( $t_p$ )、アシストガス圧 ( $p$ ) 等が含まれる。孔開けはトレパニング法（集光ビームを移動させながら孔をあける方法；図2 参照 [6]）により実施し、孔径 0.5mm~4mm を達成した。我々の経験および他の研究報告にもとづき、ビーム

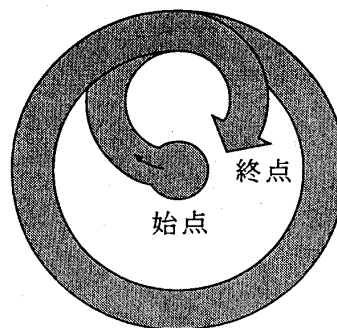


図2 トレパニング法による孔加工（ワーク上のビーム軌跡の例）

ソースは低広がり角モード運転に設定し、出力パルスエネルギー 6J、パルス繰返し数を 20PPS (パルス数/秒)、およびパルス幅 0.3msecとした。

### 3. 2 試験片とその孔開け条件

試験片は下記の二種のものを使用した。孔角度 (ビーム入射角に対応)、孔径は次の通り。

#### ① SUS304 板

板厚  $t=1, 2, 4$  mm

孔角度 (試験片表面に対し)  $\theta=90^\circ, 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 25^\circ, 20^\circ, 15^\circ, 10^\circ$

孔径  $d=0.5\text{mm}, 1.75\text{mm}, 2.0\text{mm}, 3.0\text{mm}, 4.0\text{mm}$

#### ② ジルコニア被覆超合金板

基板: ハステロイ C276 (Ni基合金)

板厚  $t=1.99\text{mm}$

溶射被覆: トップコート  $\text{ZrO}_2\text{8Y}_2\text{O}_3$  膜厚  $200\mu\text{m}$

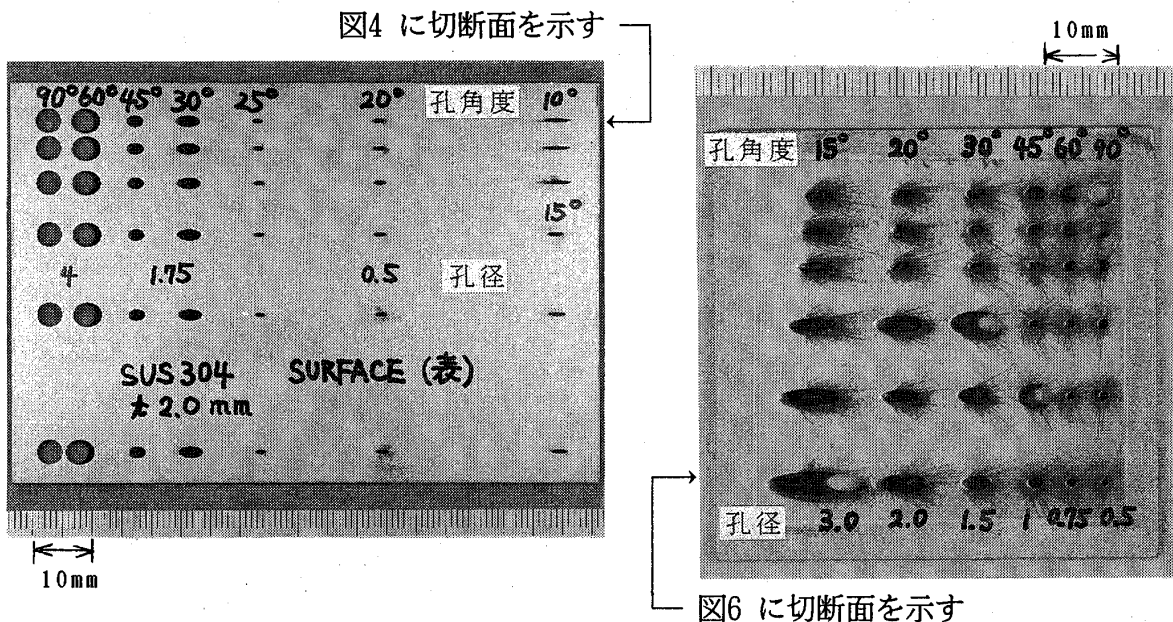
ボンドコート NiCoCrAlY 膜厚  $130\mu\text{m}$

孔角度 (試験片表面に対し)  $\theta=90^\circ, 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 20^\circ, 15^\circ$

孔径  $d=0.5\text{mm}, 0.75\text{mm}, 1.0\text{mm}, 1.5\text{mm}, 2.0\text{mm}, 3.0\text{mm}$

### 3. 3 実験結果と考察

図3(a)に試験片 SUS304 板 (板厚2.0mm)のレーザ孔 (孔角度  $\theta=90^\circ \sim 10^\circ$ 、孔径 0.5 ~4.0mm)と図3(b)にジルコニア断熱被覆したハステロイC276 (板厚1.99mm) に断



孔角度  $\theta=10 \sim 90^\circ$

(a) SUS304 板

孔角度  $\theta=15 \sim 90^\circ$

(b) ジルコニア被覆超合金

図3 レーザ孔開け試験片と斜め孔加工 (表側=レーザビーム照射側)

熱被覆側からレーザーで開けた孔（孔角度 $\theta = 90^\circ \sim 15^\circ$ 、孔径 $0.5 \sim 3.0\text{mm}$ ）の状態を示す。試験片 SUS304 板は比較的きれいに孔が開き表面に金属蒸気が付着していない。一方ジルコニア断熱被覆したハステロイC276では表面に金属蒸気が付着していることがわかる。この付着は基本的に問題にならないが見栄えが良くない。これは孔から吹き出した金属蒸気が酸素アシストガスで吹き飛ばされる際に、表面が滑らかな金属面では境界層が薄く付着しにくい、ジルコニア断熱被覆表面は粗く境界層が厚く酸素アシストガス流れに沿って付着するのではないかと考えられる。このような金属蒸気の付着を減らすための研究も現在進めている。

図4 は図3(a)のある断面をレーザーで切断し部分的に研磨した写真である。孔径が一定であり電解加工や放電加工に匹敵する表面粗度と考えられる。一般に表1 からわかるように従来の加工法に比べておよそ十数分の1から50分の1の短時間で加工ができるが条件にもよる。図5 は孔角度 $\theta = 10^\circ$ の斜め孔での拡大写真であり、比較的孔径が均一に開いていることがわかる。

図6 はジルコニア断熱被覆表面に斜め孔を各種開けた断面写真であるが、これも同じくレーザー孔加工内面は均一で表面粗度も良い状態である。図7 は図6 の左側の孔の斜め孔 $15^\circ$ を開けた拡大写真であり、その右側の孔との界面肉厚も変形してなく優れた冷却孔となっている。

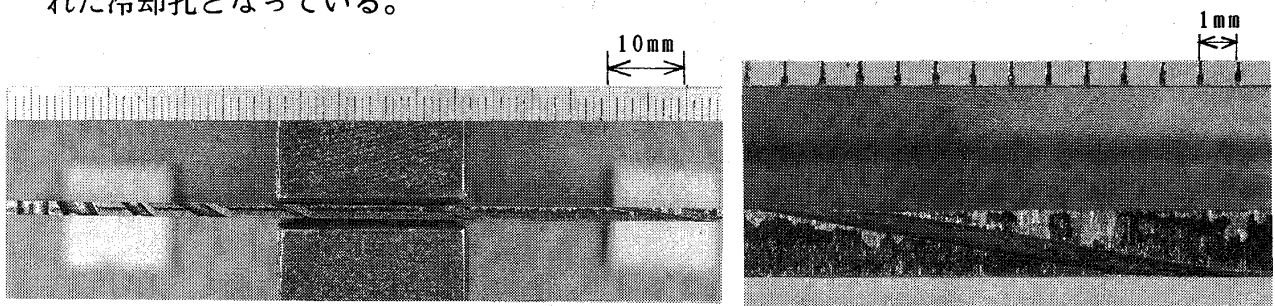


図4 図3(a)最上段の切断面

図5 図4 の右端の斜め孔断面の  
拡大写真（孔径 $0.5\text{mm}$ ,  $\theta = 10^\circ$ ）

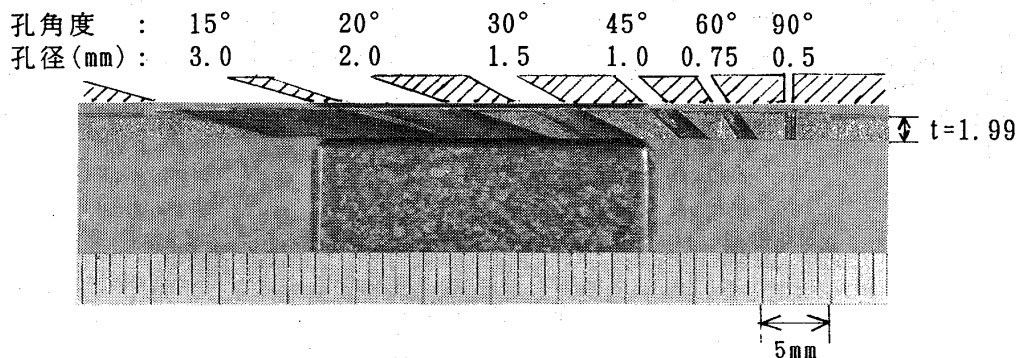


図6 図3(b)最下段の切断面

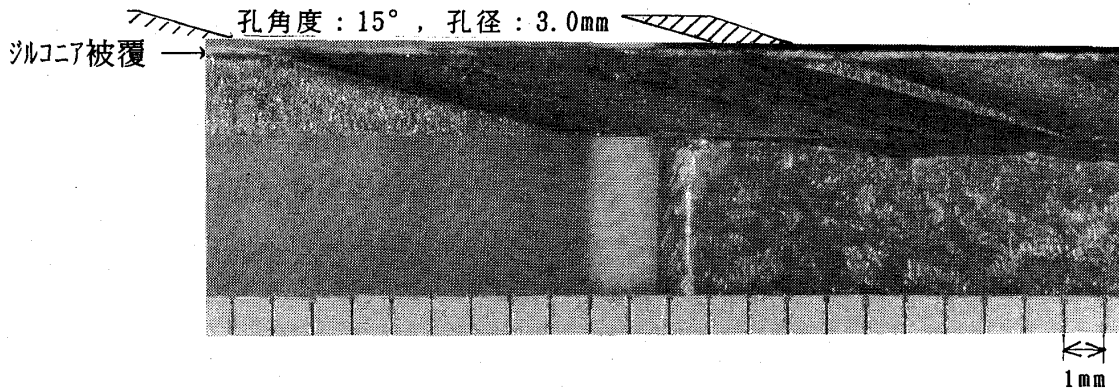
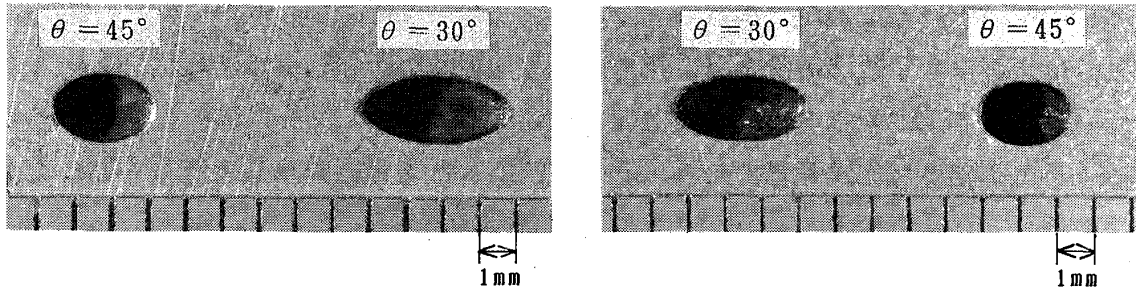


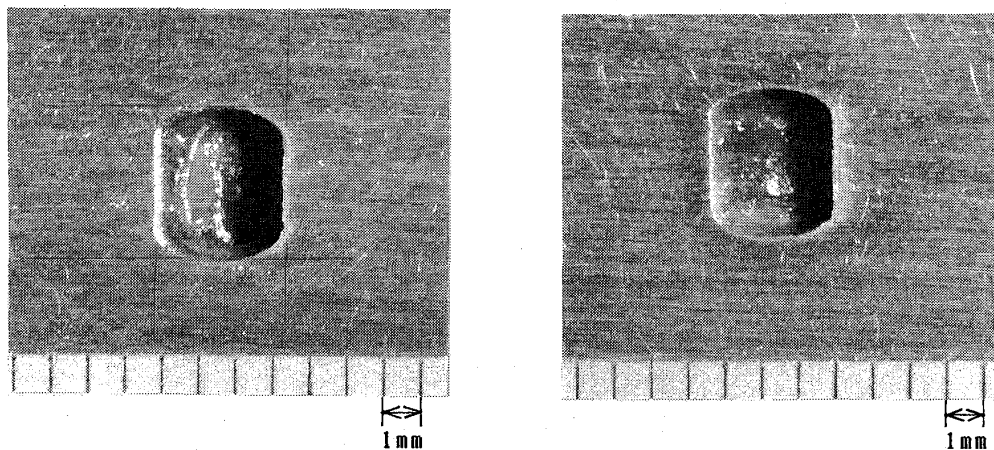
図7 図6 の左端の斜め孔断面の拡大写真



(a) 表側

(b) 裏側

図8 図3(a)の部分拡大写真 (孔径1.75mm)



(a) 表側

(b) 裏側

$t: 2\text{mm}, \theta = 30^\circ$

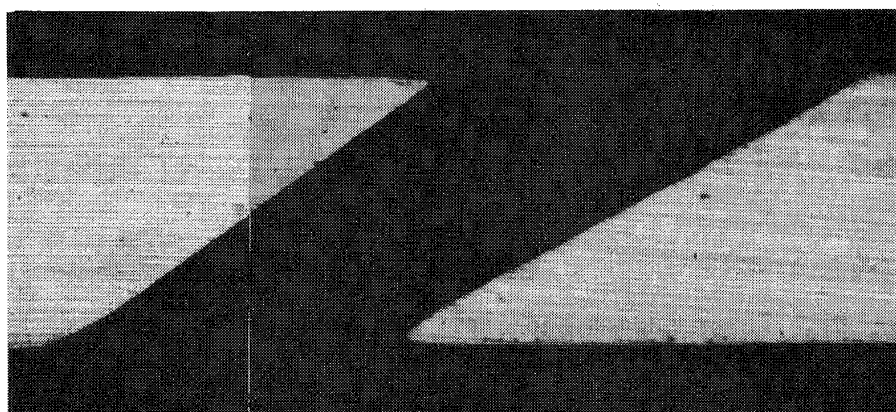
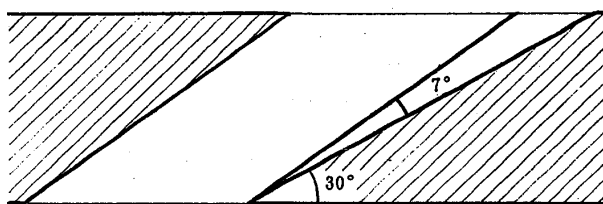
図9 SUS304板の異形長孔開け



図8 は図3(a)の平面写真の孔径 1.75mm の孔角度  $\theta = 30^\circ$  と  $45^\circ$  の拡大写真で、表と裏の孔サイズがほとんど変わらないことから寸法精度は極めて高いことがわかる。孔のテーパおよび熱影響部はいずれも無視できるくらい小さいが、その幾何学形状はレーザービームのパルス変調またはパルス波形制御により向上させることができる。

なお SUS304 板、板厚 4mm,  $\theta = 10^\circ$  の孔開けの例では孔の深さは約22mmにまで達しており、そのアスペクト比（孔の深さ／孔径）はおおよそ44である。

図9 は異形長孔でアスペクト比が低いがスリットのような長いのは時間を掛ければ加工できるので技術的な問題はないと考えられる。図10はディフューザ孔に加工した写真である。上図に示したように約  $7^\circ$  の角度のあるディフューザ孔を開けることができた。なおディフューザ孔の製作には、ビーム入射角をわずかにずらしながら二、三度孔開けを繰り返す操作を行った。このようなディフューザ孔は冷却空気が遅くなり主流への貫通力が少なくコアンダ効果があるので、フィルム冷却空気量が少なくても熱遮断が効果的になると考えられる。



t:2mm,  $\theta = 30^\circ$ , 孔径 1mm

図10 SUS304板のディフューザ孔開け

#### 4. まとめ

①Nd:YAGレーザーにより試験片SUS304板（板厚 1.0~4.0mm）とジルコニア断熱被覆したハステロイC276（板厚 1.99mm）に、孔（孔角度  $\theta = 90^\circ \sim 10^\circ$  または  $15^\circ$ 、孔径 0.5 ~ 4.0 または 3.0mm）を開けることができた。

- ②Nd:YAGレーザにより冷却孔をトレパニング手法で自由に10°の孔角度で微細孔を開けることができた。
- ③孔角度10°、孔径0.5mmを開けることができた。
- ④フィルム冷却に効果的な広がり孔（ディフューザ角 約 7°、孔角度30°）を開けることができた。
- ⑤孔径の44倍もある長い孔を精度よく開けることができた。
- ⑥ジルコニア断熱被覆の上からも孔を開けることが出来たが、蒸散した金属がジルコニア断熱被覆上に付着した。
- ⑦孔開け速度は表1 からわかるように電子ビーム（真空）よりも幾らか遅い。
- ⑧長方形やスリット形状に孔を開けることが可能である。

謝辞 本実験の遂行にあたり(株)レーザックス製造グループ副田精次郎、牧野明の両氏に大変お世話になった。記してここに謝意を表します。

#### 参考文献

- [1] A. G. Corfe, "Laser drilling of aero engine components," Proc. of 1st Int. Conf. of Laser in Manufacturing, 1983, pp. 31-40.
- [2] 高原北雄「ガスタービンの高温化技術と今後の問題」日本航空宇宙学会中部支部会報, 第75号, 1989.
- [3] 光斎直樹他「YAG レーザによる産業用ガスタービンプレードの穴あけ加工」第29回レーザ熱加工研究会論文集, 1993, pp. 85-89.
- [4] 田野倉保雄「用途広がる YAGレーザ加工」日経メカニカル, 1993年 5月 3日号, pp. 23-27.
- [5] H.-G. Treusch, G. Herziger, "Metal precision drilling with lasers," SPIE Vol. 650 High Power Lasers and their Industrial Applications, 1986, pp. 220-225.
- [6] M. H. H. van Dijk, "Drilling of aero-engine components: Experiences from the shop floor," The Industrial Laser Handbook, 1992-1993 edition, pp. 113-118.

## 自動車用セラミックガスタービンの研究開発 (第2報)

\*伊藤高根 (JARI) 西山 園 (JARI)  
石渡正治 (JARI) 松下 通 (JARI)

## 1. はじめに

1990年6月より通商産業省資源エネルギー庁からの補助事業として「自動車用セラミックガスタービンの開発」プロジェクトが石油、自動車、セラミックス等の関連業界の積極的な協力のもとに(財)石油産業活性化センターで進められている。<sup>1,5)</sup> 本プロジェクトのねらいとするところは、エネルギー資源の安定供給、有効利用の観点から、将来の自動車用エンジンとしてのセラミックガスタービンの多種燃料性、熱効率の大幅な向上の可能性、環境清浄化への寄与といった優れたポテンシャルを実験を通じて実証することである。上記プロジェクトに於いて、日本自動車研究所が担当しているセラミックガスタービンエンジンの設計、試作及び性能評価に関する開発のねらい、エンジン基本設計及び一部の要素開発に関しては既に報告した。<sup>1)~6)</sup> エンジン構造を図1に示す。1軸再生式であり燃焼器及び下流の高温ガスに曝される流路は全てセラミックスで構成されている。タービン入り口ガス温度は1350℃、圧力比は5、定格回転数は110,000rpmである。図2に全体の開発日程を示す。

現在各エンジン要素の単体評価及び組み合わせ評価が進められており、1993年度にはPECの評価委員会により各要素の進捗状況を総合的に判断するための中間評価が計画されている。これらの評価を踏まえ1994年度にはエンジンの性能評価を開始する計画となっている。本論文では1992年度までに実施してきた開発のうち、特にセラミック部品の開発現状を中心に述べる。

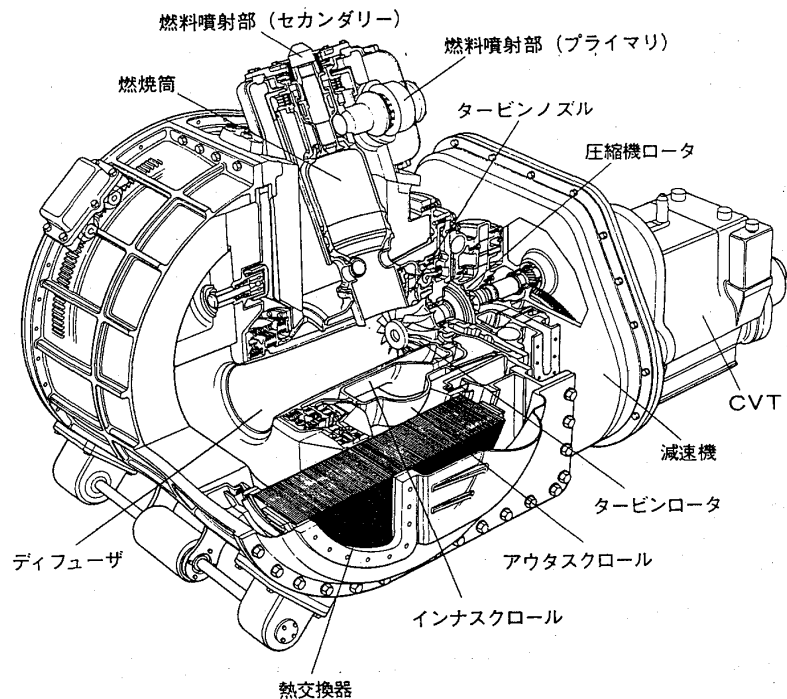


図1 エンジン構造

## 2. エンジン各要素の性能開発

圧縮機及び燃焼器の開発状況については本講演会の別報で述べられるので省略する。

### 2.1 タービンの空力性能

セラミックス部品と同一形状の金属製スクロール、ノズル及び

ロータを製作し低温の空気による空力相似条件で性能評価を実施してきた<sup>2)</sup>。試験の結果最高効率点が大流量側によっており、流量特性も大きいためノズルスロット面積を小さくし、ロータ反動度も修正した。現在最高効率は86%であり、最終目標の87.5%を達成すべくさらに改良設計が行われている。

### 2.2 熱交換器

熱交換器アセンブリの断面図を図3に示す。エンジンハウジングは金属製であり運転中の熱変形は避けられないからシール面に悪影響が及ばぬように熱変形しにくいセラミック製のシールプラットフォームが設けられている。同一形状で窒化珪素及び炭化珪素製の2種類を試作した。

高温側入り口ガス温度1000℃における初期評価でセラミックシールプラットフォームに両者ともクラックが発生した。解析の結果熱応力が過大であることがわかり外周部の回り止め用突起部の位置と形状を変更し応力低減をはかった。その後クラックは発生していない。熱交換器の性能試験では洩れ特性、駆動トルクともに目標値を大幅にオーバーしており、現在摺動材の選定、シール構造の改良設計が検討されている。

## 3. セラミック部品の開発

セラミック部品の材料と成形法を表1に示す。各部品の開発に当たり以下のような点に留意して設計を行った。

- (イ) できるだけ軸対称に近い単純形状とする。
- (ロ) 造りにくい大きい部品は造らない。小型部品に分割する。
- (ハ) セラミック部品間からの空気洩れを最小限に抑える。
- (ニ) 金属部分との共存部分は熱膨張差に細心の注意を払う。
- (ホ) 熱応力、非定常応力、応力集中に注意する。

|         | H2 ('90)     | H3 ('91)      | H4 ('92) | H5 ('93)      | H6 ('94)            | H7 ('95)   | H8 ('96)    |             |
|---------|--------------|---------------|----------|---------------|---------------------|------------|-------------|-------------|
| 全体計画    | ENG<br>基本計画図 |               |          |               |                     |            |             |             |
|         | 設計、試作        | 要素開発実験        |          |               |                     |            |             |             |
| マイルストーン | ▲<br>第1次設計完了 | ▲<br>要素単体評価開始 |          | ▲<br>エンジン開発開始 | ▲<br>組合テスト1350℃運転開始 | ▲<br>94/10 | ▲<br>出力目標メド | ▲<br>燃費目標メド |

図2 開発日程

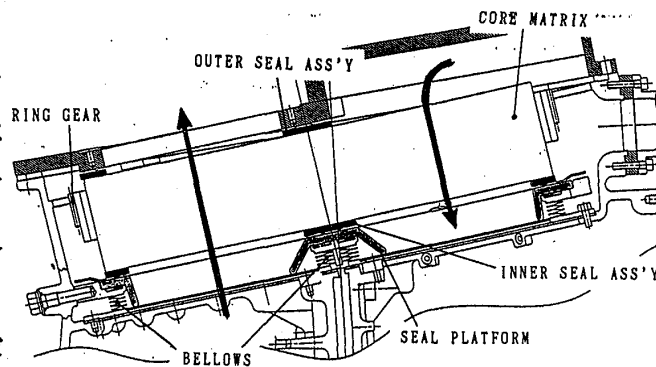


図3 熱交換器部断面図

それぞれの部品は10年間、10万km、1万回の冷態起動後の破壊確率が $10^{-5}$ 以下となることを当面の目標とし、予めFEMによる応力解析を実施した。<sup>2,5)</sup>

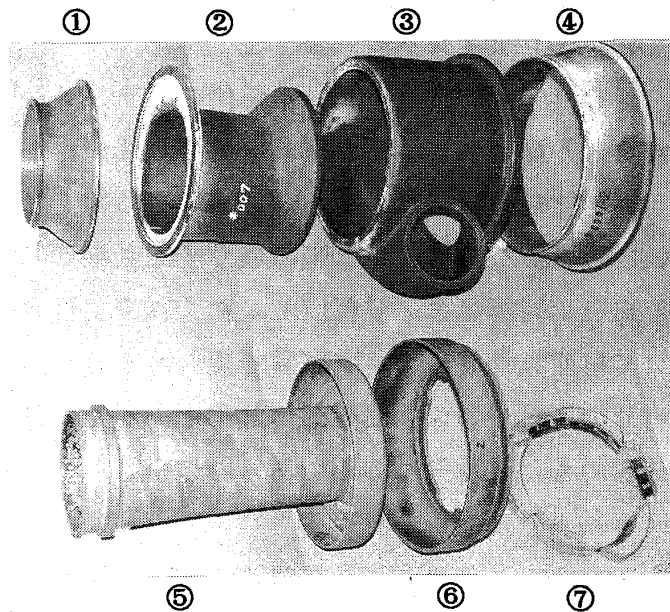
### 3.1 静止部品の強度評価

図4に試作したセラミック静止部品の一部を示す。静止部品

の評価は次に示すような手順で実施した。まず試作された部品から試験片を切り出し4点曲げ試験を行い予め得られている同一材料のテストピース強度と比較し、製造上の問題が無いのか、本来の材料強度がどの程度実現されているかを調べる。次に、単体毎に専用試験装置を用い強度評価が行われる。この試験は2種類あり、先ず全体的にみて製造過程で発生する大きな欠陥がないか調べるため油圧をかけて強度を調べる内圧試験と、予めFEMで解析された最大応力発生部位が強度的に十分かを調べるため、その最大応力値の120%相当の機械的応力がかかる局部

表1 セラミック部品の材料と成形法

| COMPONENTS           | SUPPLIER     | MATERIAL | PROCESS           |
|----------------------|--------------|----------|-------------------|
| Combustor            |              |          |                   |
| PP-Swirler           | NTK          | EC-152   | Injection Molded  |
| PP-Scroll            | NTK          | EC-152   | Injection Molded  |
| VG-Nozzle            | NTK          | EC-152   | Injection Molded  |
| Comb-Liner           | Asahi Glass  | C-600A   | Cold Isopressed   |
| Orifice-Liner        | Asahi Glass  | C-600H   | Cold Isopressed   |
| Dilution-Liner       | Kyocera      | SN-252   | Slip Cast         |
| Holder               | NGK          | SN-88    | Cold Isopressed   |
| Outer-Scroll         | Kyocera      | SN-252   | Slip Cast         |
| Inner-Scroll         | Kyocera      | SN-252   | Slip Cast         |
| Inner-Shroud         | NGK          | SN-88    | Cold Isopressed   |
| Outer-Shroud         | NGK          | SN-88    | Cold Isopressed   |
| Turbine Stator       | NGK          | SN-88    | Injection Molded  |
| Turbine Rotor        | Kyocera      | SN-252   | Slip Cast         |
|                      | NGK          | SN-90    | Inj. Molded + CIP |
|                      | NTK          | EC-152   | Inj. Molded + CIP |
| Turbine Backplate    | NTK          | EC-152   | Cold Isopressed   |
| Outer-Scroll Support | Kyocera      | SN-252   | Slip Cast         |
| Inner-Scroll Support | NTK          | EC-152   | Cold Isopressed   |
| Seal Plate           | Hitachi K.C. | HXL      | Cold Isopressed   |
| Regenerator          | Kyocera      | SN-220   | Slip Cast         |
| Seal Platform        | Hitachi K.C. | HXL      | Cold Isopressed   |
| Regenerator Core     | NGK          | MAS      | Extrusion         |



- ① インナ・スクロールサポート
- ② インナ・スクロール
- ③ アウタ・スクロール
- ④ アウタ・スクロールサポート
- ⑤ インナ・シュラウド
- ⑥ アウタ・シュラウド
- ⑦ タービンノズル

図4 試作セラミック静止部品

強度試験とがある。これらの単体試験をパスしたものを集めて後述のように組み合わせ、実機相当の高温ガスを流して、アッセンブリとしての機能及び高温下での強度評価を行う。以下に主要部品の評価状況を述べる。

### (1) アウタ・スクロール

冷態起動時の応力計算によれば、燃焼器の差込まれる円筒部に $209\text{MPa}$ の最大応力が発生する事が判っている<sup>2,5)</sup>。

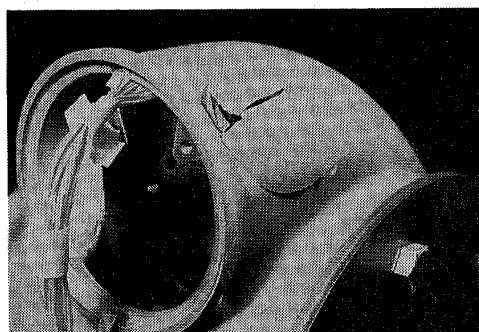


図5 アウタ・スクロールの破壊箇所

この部分にこの応力の $120\%$ の引っ張り応力を発生させる様な局部強度試験を行ったところ、予定荷重の $1/15$ 程度の荷重で破壊した。破壊箇所は図5に示すように予想された場所とは異なり、外側の支持点近傍であった。この近傍の肉厚が薄く、又寸法精度がでていないために緩衝材が挟み込まれていたにもかかわらず著しい片当たりが生じた為と思われる。破壊の最大応力は $120\text{MPa}$ 程度と推定される。このままの形状精度では狙いどりの試験は出来ないと判断しこの試験は中断し、代わりに内圧試験による評価の検討を開始した。尚、この円筒部の寸法精度は製造工程の改良を実施し次第に改善されつつある。

### (2) インナ・スクロール

FEM解析ではタービン出口側のフランジ外周部に最大 $106\text{MPa}$ の応力が発生すると予測されているが部品全体の強度レベルを確認するため内圧をかけるスクリーニング試験を行ったところ、予定圧力の約 $1/2$ の圧力でフランジ付け根のR部より破壊した。この場所はこの試験で予想される最大応力発生箇所とは異なる。破壊起点部周辺の肉厚は $2/3$ 程度しかなく製造工程の見直しを行った。改良された部品を用いて再度スクリーニング試験を実施し $100\%$ の応力に耐えることは確認されたが、当初の $120\%$ の強度確認はR部応力が先に許容値を越えてしまうため、予定どおり確認できたのは一つのみであった。引き続き形状精度と強度向上が必要である。

### (3) タービンシュラウド

インナシュラウドはFEM応力解析の結果、応力が最大となるのは起動から $28$ 秒後で最大応力はタービンノズルの突起部がはまる溝部で $168\text{MPa}$ 、 $1$ 万回起動後の破壊確率は $6.0 \times 10^{-6}$ であり当面の目標は満足することが推定されている。エンジン内に組み付けられた場合の軸方向荷重に対する強度を評価するため予想荷重の $2$ 倍の荷重をかけて強度試験を実施し軸荷重に対しては十分な強度であることが確認された。尚、インナシュラウドとアウタシュラウドの間にはタービンノズルが挟み込

まれ、位置決め用の溝が形成されているが位置精度が不十分であり加工法の改良を行った。

#### (4) タービンノズル

タービンノズルは図4に示すように製造上の容易さから円周上6分割されており、各々のセグメントを射出成形によって造り、これらを組み合わせてノズルとする。ノズルはFEM解析の結果、応力的には冷態起動時の熱応力が最も厳しいことが判ったので<sup>2)</sup>、熱衝撃強度を評価するため試験装置を製作した。環状に配置された供試ノズルは180度往復回転され、燃焼器からの高温ガスと反対側からくる冷却空気が3分周期で交互に当たる様になっている。エンジ

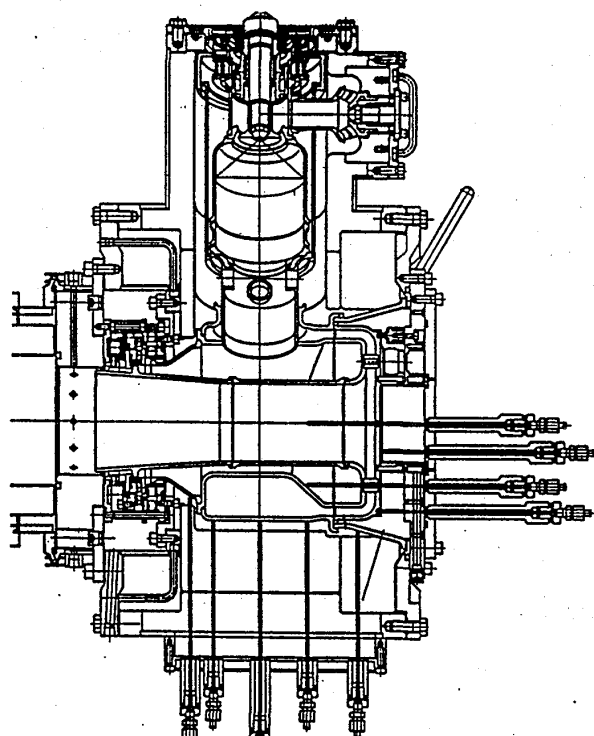


図6 静止部品組み合わせ高温試験装置

ン内の熱衝撃を模擬した条件になるように温度条件、繰り返し周期等を設定し250サイクルのテストを実施した。分解して検査したがクラック等は見られなかった。

#### (5) その他の静止部品

ロータバックプレート、インナ・スクロールサポート、アウト・スクロールサポートはそれぞれのスクリーニングテストを行ったが、特に問題は認められなかった。

#### (6) セラミック静止部品高温組み合わせ試験

以上のようなプルーフテストをパスした各セラミック静止部品を用い、組み合わせたときの問題点を把握するため図6に示す組み合わせ高温試験を開始した。<sup>2)</sup> アセンブリはエンジンと同様シール支持構造体によりセラミック製シールピースを介してハウジングに弾性的に押しつけられている。<sup>6)</sup> この試験では冷態起動5回、タービン部入り口ガス温度1200℃の常圧定常試験を5時間実施した。合計5回のテストを通じ高温シール支持構造体の炭化珪素製シールピースが3度破損したが、正規のセラミック静止部品の損傷はなかった。シールピースは応力解析の結果熱応力過大であることが判明し材料を窒化珪素に変更しその後の破損は無くなった。常圧高温試験に引き続き、エンジン内の圧力温度相当条件にて冷態起動200回、1200℃の定常試験100時間の信頼性評価試験を開始した。起動50回目で分解点検し蛍光探傷検査を実施したが特にクラックは無かったので引き続き信頼性試験を継続中である。

### 3.2 タービンロータ

タービンロータは入り口外径127mm、出口外径92mm、翼枚数14で定格回転数は110,000rpmである。表1に示す様に3種類の窒化珪素材を選定し試作した。評価としてはロータからの切り出し試験片の曲げ強度試験、コールド及びホットスピンテスト(1200℃)、ノズルとの組み合わせによる高温タービンテスト等の強度評価を実施してきた。<sup>4,6)</sup>1992年度になり京セラはSN253,日本ガイシはSN91にそれぞれ材料を変更した。以下に各々の評価状況について概要を述べる。

#### (1) 実体切り出し試験片の曲げ強度試験

まず各々の材料の強度を確認するためJISテストピースの4点曲げ試験を室温、1000℃、1200℃、及び1400℃で実施した。次に各々のロータの各部から曲げ試験片を切り出し、エンジン内での運転条件に近い1000℃に於ける4点曲げ試験を実施し、JISテストピースの1000℃に於ける強度と比較したところ、中心部強度が5~10%下がっているが特に問題は無いと判断された。<sup>4,6)</sup>

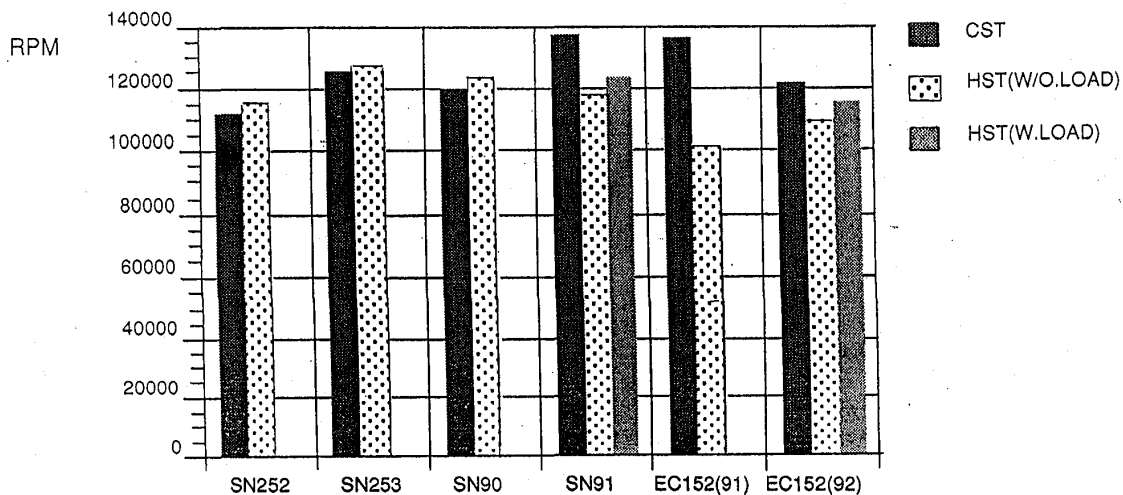


図7 セラミックロータスピンテストにおける平均破壊回転数

#### (2) コールドスピンテスト

予め納入前に90,000rpmのプルフ試験を実施しパスしたものを使用した。平均破壊回転数をホットスピンテストの結果と併せて図7中左端の棒グラフに示す。SN252の平均破壊回転数111,000rpmに対してSN253は125,500rpmと向上した。SN90は119,900rpmであったがSN91は137,400rpmと向上した。EC152は特に材料は変えていないが1991年度の平均破壊回転数は135,500rpmであったのに対して1992年度は120,800rpmと低下した。コールドスピンテストの結果は材料の室温強度と関係が深いと思われるため図8に平均破壊回転数から計算される中心部最大引っ張り応力(C



ST)と実体切り出し試験片の室温4点曲げ強度(4-PT)とを比較して示す。写真分析によれば破壊は必ずしも最大応力部から起こるわけではなく両者は必ずしも比例関係にあるとは言えない。現状では4点曲げ強度からロータの回転強度を類推することはできない。

### (3) ホットスピントテスト

ホットスピントテストでは燃焼器からの高温ガス(1200℃)を直接スクロールに導きタービンロータを破壊するまで回転させた。予め90,000rpmのプルーフ試験を実施したものを使用した。図7中各々の材料の2番目の棒グラフに示す。SN252は3個実施し、平均破壊回転数は115,667rpm、材料の改良されたSN253は3個実施し127,400rpmであった。SN90の場合

は1個試験し、破壊回転数は124,700rpmであった。材料の変更されたSN91では3個実施し、平均破壊回転数は117,800rpmであった。EC152は6個実施し平均で106,900rpmであった。図9に1000℃の4点曲げ強度(4-PT)と平均破壊回転数に相当するロータ中心部の最大引っ張り応力(HST)を比較して示す。まだ試験個数が少ないがSN253が材料強度に比べ破壊時応力が非常に高いことが注目される。コールドスピントテストの結果と同様、材料の4点曲げ強度と回転強度を関連づけるのは困難であった。また、材料により強度の温度依存性が異なる為コールドスピントテスト結果とホットスピンの結果を結び付けることも困難である。また、SN91とEC152については負荷を掛けたテストも実施した(3番目の棒グラフ)。平均温度が下がるため破壊強度は無負荷に比べ幾分高いようである。今までの最高破壊回転数はSN253の130,700rpmで、これは

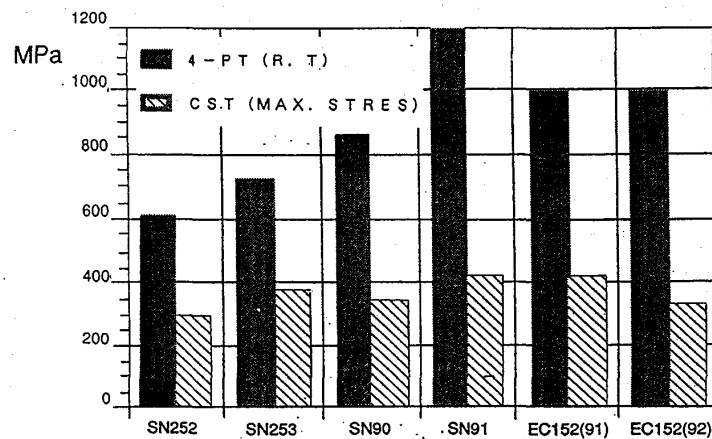


図8 コールドスピン強度と室温曲げ強度の関係

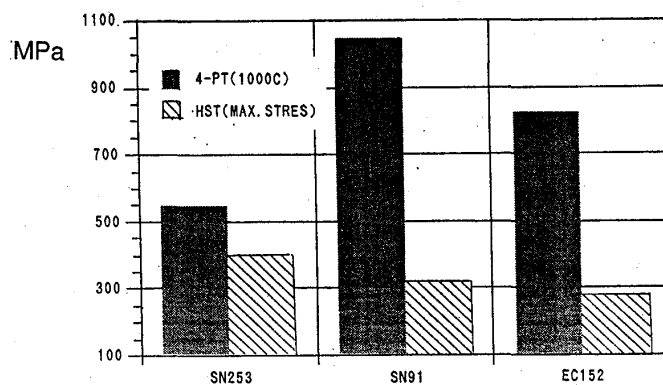


図9 ホットスピン強度と高温曲げ強度の関係

コールドスピントテスト結果とほぼ同じレベルであり、周速度は $869\text{ m/sec}$ に相当する。今後は瞬間強度のみならず疲労寿命を検討していく必要があるが、高温組み合わせ試験をパスした静止部品とロータを含む回転体を組み合わせたプレエンジンテストの準備が現在進められている。

#### 4. まとめ

(1) 1990年度より7年間の計画で、「自動車用セラミックガスタービンの開発」プロジェクトが通産省の補助のもとに、(財)石油産業活性化センターの事業として開始され、主要部品の性能評価試験、改善のための設計検討がなされている。

(2) 主要セラミック静止部品の単体強度評価試験、静止部品の高温組み合わせ試験が実施され、短時間ではあるが特に大きな問題は出ていない。タービンスクロール、タービンシュラウドの様な大型薄肉セラミック部品については形状の寸法精度が不十分であり、引き続き製造工程の改善がなされている。

(3) セラミックタービンロータのスピントテストが開始され、コールドスピントテストにおける最高破壊回転数は $149,000\text{ rpm}$ 、 $1200^{\circ}\text{C}$ におけるホットスピントテストにおける最高破壊回転数は $130,700\text{ rpm}$ が得られた。

#### 5. 参考文献

- 1) 伊藤、他：GTSJ秋期講演会（札幌）講演論文集、1991、p135～p142
- 2) 中沢、他：GTSJ秋期講演会（長崎）講演論文集、1992、p233～p240
- 3) 佐々木、他：GTSJ秋期講演会（長崎）講演論文集、1992、p7～p14
- 4) 荻田、木村：JSME第70期全国大会講演会論文集（vol B）、1992、10、p76～p78
- 5) T. Itoh, H. Kimura: Transactions of the ASME (Journal of Gas Turbines and Power) Jan., 1993, p115
- 6) T. Itoh, H. Kimura: ASME Paper GT-93-40, May, 1993

# 自動車用100KW CGT圧縮機の開発

\*内田 博<sup>(1)</sup> 別所 昭信<sup>(1)</sup> (日本自動車研究所)

白木 睦生<sup>(1)</sup> 片桐 晴郎<sup>(1)</sup> (日本自動車研究所)

八木 洋一<sup>(2)</sup> 高村 東作<sup>(2)</sup> (日本自動車研究所)

## 1 まえがき

(財)石油産業活性化センターは、通産省資源エネルギー庁からの補助事業である「自動車用セラミックガスタービン (CGT) の開発」を進めている。1990年から7年間のプロジェクトであり、本年は中間評価の年に当たっている。エンジン構造を図1に示す。エンジンは一軸式であり、主として、可変入口案内翼 (VIGV) 付遠心圧縮機、回転蓄熱式熱交換器、缶型燃焼器、ラジアルタービンで構成され、熱効率40%、タービン入口温度1350℃を開発目標としている。このエンジンの目標を達成するため、圧縮機としては、高効率であると同時に自動車の大幅な負荷変動に対応可能な広い作動範囲を確保する必要がある。本論文は、上記プロジェクトにおけるVIGV付遠心圧縮機の設計・試作および性能評価結果について述べる。

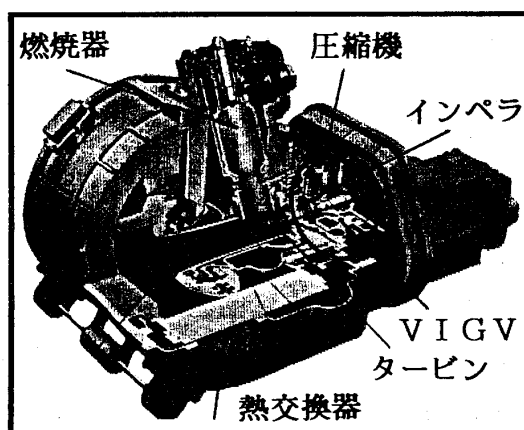


図1 エンジン構造

## 2 仕様と目標性能

圧縮機の仕様と目標性能を表1に示す。セラミックタービンの強度信頼性および空力性能の面から、定格回転数が11万rpmと高く設定されている。したがって、圧縮機としては、インペラ径を小さくせざるを得ず、また、比速度が大きくなるため、インペラ入口チップでの相対流速が超音速となる。このような条件下で、

表1 圧縮機の仕様と目標性能(定格点)

| タイプ      | VIGV付遠心1段     |
|----------|---------------|
| VIGV可変範囲 | -10° ~ 60°    |
| 空気流量     | 0.445kg/sec   |
| 圧力比      | 5             |
| 回転数      | 110,000rpm    |
| 効率       | 81% (79%中間目標) |
| サージマージン  | 8%            |

(1)株式会社豊田中央研究所, (2)日産自動車株式会社

断熱効率81%，サージマージン8%を達成する必要がある。上記目標を達成するための主な技術課題を以下に示す。

- (1)強度的に許容できる範囲で、インペラの薄翼化,大バックワード角化を図る。
- (2)Shock（衝撃波）に強い翼形状の設計。
- (3)チップクリアランスの最小化。
- (4)VIGVによるマッハ数の低減。
- (5)VIGVによる作動範囲の拡大。

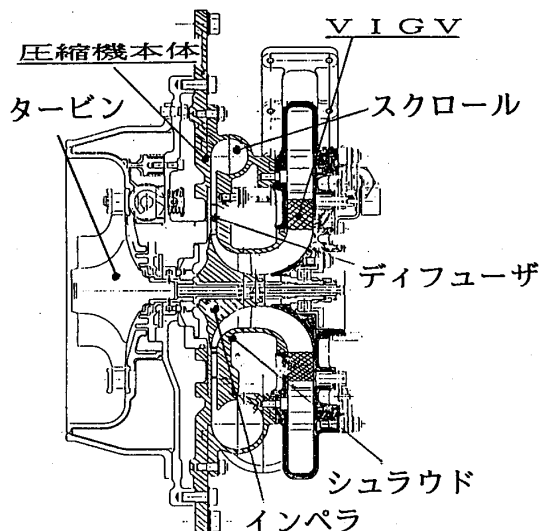


図2 圧縮機の構造

### 3 設計

圧縮機の構造を図2に示す。圧縮機は、VIGV(2方向吸込み型)、インペラ、ディフューザ、スクロールで構成され、熱交換器が2個であるため、スクロールは2方向吹出しの構造とした。

#### 3.1 可変入口案内翼 (VIGV)

VIGVには大きく分けて軸流式と半径流式があるが、エンジンのレイアウト上から半径流式とした。VIGVの構造を図3に示す。翼弦長および翼高さは、自由渦を仮定して1次元流れの検討を行ない、インペラ入口で要求された旋回角(-10°~60°)が得られるように設定した。入口ダクトは、流れが周方向にできるだけ均一になるように、2方向吸い込みとした。可変ベーンの駆動方式はリンク式であり、油圧アクチュエータで駆動する。

翼枚数：19枚  
翼高さ：21mm  
翼弦長：25mm

旋回付与角  
 -----: -10°  
 \_\_\_\_\_: 0°  
 \_\_\_\_\_: 60°

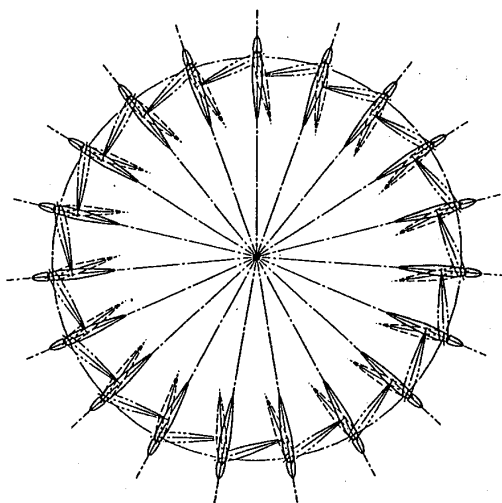


図3 可変入口案内翼(VIGV)の構造

### 3. 2 インペラ

インペラは、作動範囲の広いバックワードインペラとし、強度的に許容できる範囲でバックワード角を大きくし、薄翼化を図った。また、材質は強度の高いチタン合金(Ti-6Al-4V)である。翼形状は、流れ解析により翼負荷分布を考慮して定めた。1990年度に1次設計・試作したが性能が低かったため、性能改善を図ってきた。しかし、到達できた性能は、中間目標効率79%より低かったため、1992年度に2次設計を行なった。以後、1次設計インペラと2次設計インペラを比較して述べる。

2次設計では、サージ特性改善および効率向上を狙って、インペラ径を95mmから104mm、バックワード角を35°から40°と大きくした(図4)。また、インペラ入口ハブ側における翼角をたてることにより、ハブ側のスロート径を大きくした(図5)。翼厚分布については、応力解析および翼振動解析により、強度的に許容する範囲でできるだけ薄翼化した(図6)。なお、1次と2次で同じ翼厚分布である。

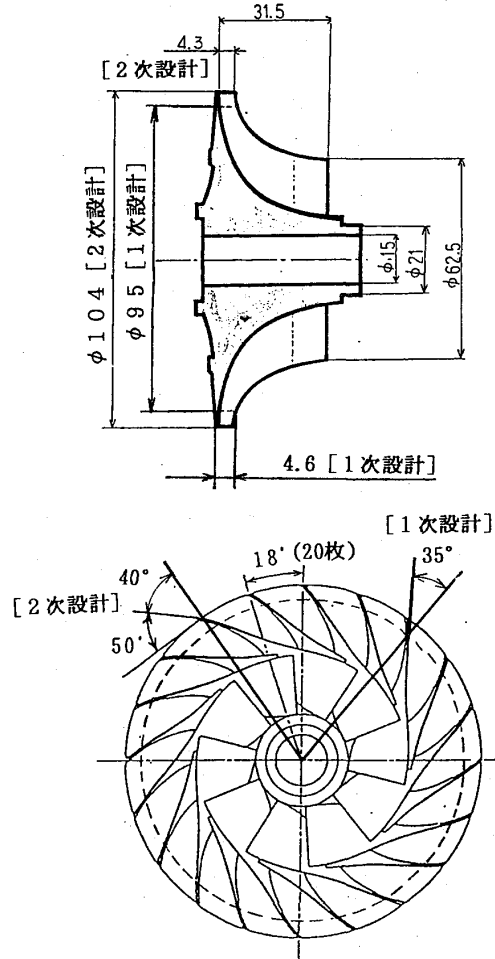


図4 インペラ形状(1次設計,2次設計)

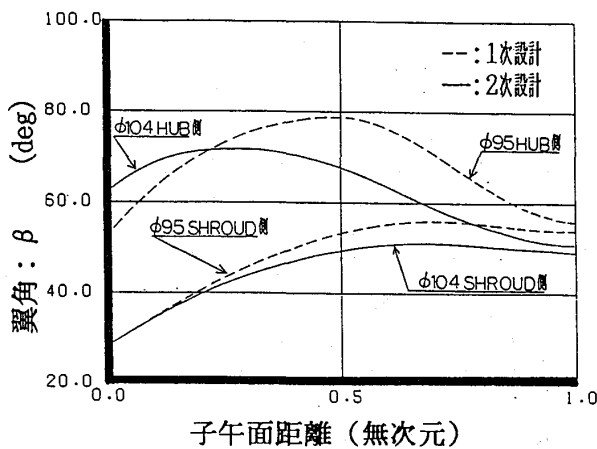


図5 インペラ翼角分布

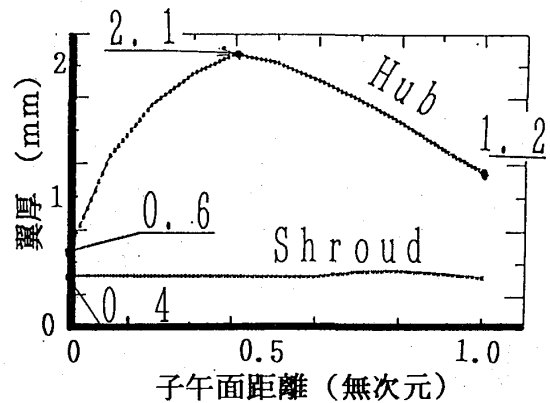


図6 インペラ翼厚分布

2次設計インペラの応力分布を図7に、キャンベル線図を図8に示す。最大応力は、軸穴部背面付近で71.4 kg/mm<sup>2</sup>となり、チタン合金の引張り強度（約100 kg/mm<sup>2</sup>, 200℃）より十分低い値である。また、VIGV励振周波数は、回転数が2.9万rpmで翼の1次固有振動数と一致するが、エンジン運転範囲外であり、また、VIGV出口からインペラ入口間の距離が十分長いことから、VIGVの励振によるインペラ破損の可能性は極めて低いと考えられる。

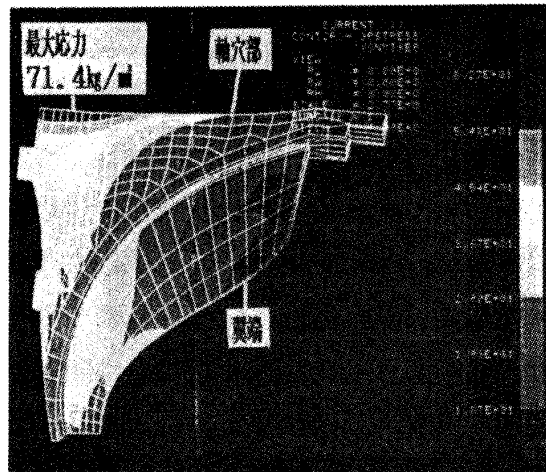


図7 インペラ応力分布

### 3.3 ディフューザ

ディフューザは、効率を重視し、小形化できることも考慮して、1段の直線翼列ディフューザとした。翼形状は、NACA65A006をベースとしてできるだけ薄翼化し、最大翼厚1.1mmとした。材質は、SUS304である。インペラおよびディフューザの諸元を表2に、写真を図9に示す。インペラは5軸NCを用いて削り出しで制作した。

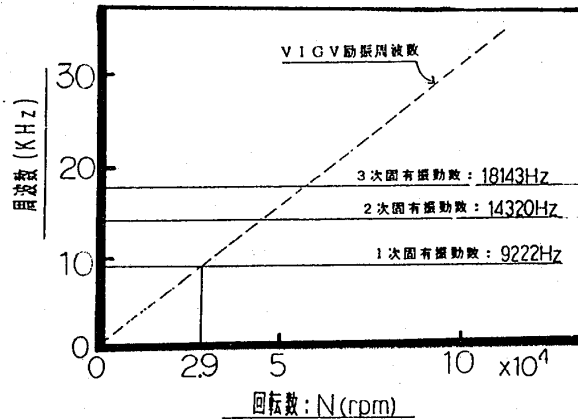


図8 キャンベル線図

表2 インペラ及びディフューザの諸元

| 供試体                    | 1次設計   | 2次設計   |
|------------------------|--------|--------|
| イ 入口径; $D_1$           | 62.50  | ←      |
| ン ハブ径; $D_{1h}$        | 27.00  | ←      |
| ベ 出口径; $D_2$           | 95.16  | 104.0  |
| ラ 出口翼高; $b_2$          | 4.6    | 4.30   |
| イ 入口翼角; $\beta_{1m}$   | 37.4   | ←      |
| ↑ ; $\beta_{1l}$       | 27.5   | ←      |
| ラ 出口翼角; $\beta_2$      | 55     | 50     |
| 翼数; $Z_1$              | 20     | ←      |
| デ 入口径; $D_{25}$        | 104.5  | 114.4  |
| イ 出口径; $D_{26}$        | 143.19 | 144.37 |
| フ 翼高; $b_{25}$         | 4.33   | 3.99   |
| ュー 入口翼角; $\alpha_{25}$ | 17.0   | 16.0   |
| ー 翼数; $Z_2$            | 25     | ←      |
| ザ スロート径; $d$           | 4.78   | 5.05   |
| 〃 面積; $A_{1h}$         | 5.17   | 5.05   |

[1次設計] [2次設計]

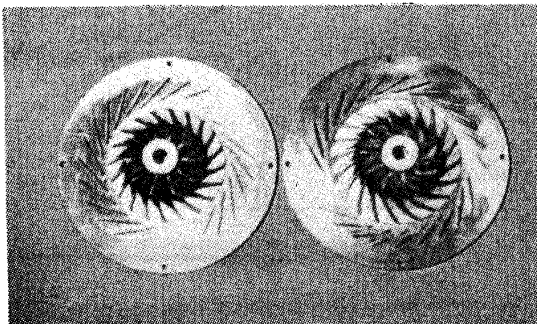


図9 インペラ及びディフューザの写真

## 4 性能評価

### 4.1 VIGV単体性能

図10に試験装置を示す。VIGV下流側に設置された遠心ブロワにより空気を吸い込み、オリフィス流量計で空気流量を計測している。インペラ入口に相当する位置での速度分布、圧力分布および旋回角分布は、3孔ピトー管を用いて計測している。試作したVIGVについて試験を行なったが、図11に示すように大旋回角・大流量域で異音が発生するという問題が生じた。この問題は、米国のAGT101でも同様の経験をしており 図12に示すようにAGT101と同様の異音対策タブを設置した結果、異音は発生しなくなった。

異音対策したVIGVについて、インペラ入口に相当する位置での旋回角  $\alpha_1$  を計測した結果を図13に示す。縦軸は、2乗平均半径位置における旋回角を示す。VIGV翼角  $\alpha_v$  が  $0^\circ$  の場合、負の旋回角  $-5^\circ$  となり、 $\alpha_v = 60^\circ$  のとき、旋回角が  $59^\circ$  となった。

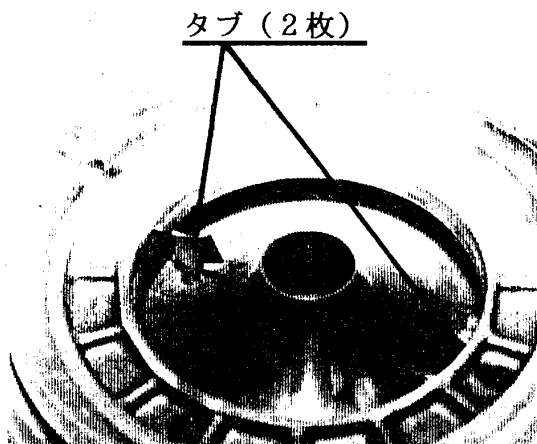


図12 異音対策タブ

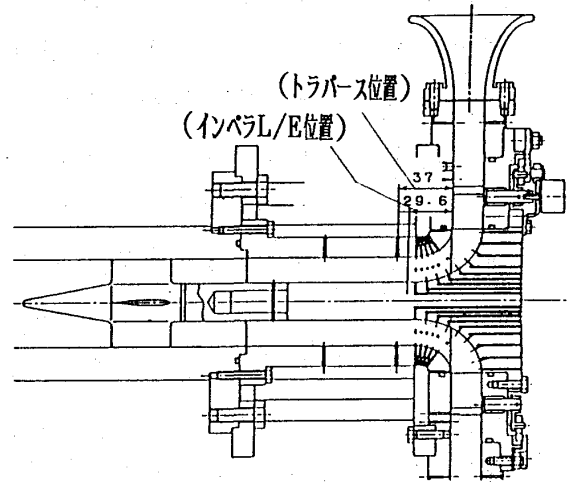


図10 VIGV単体試験装置

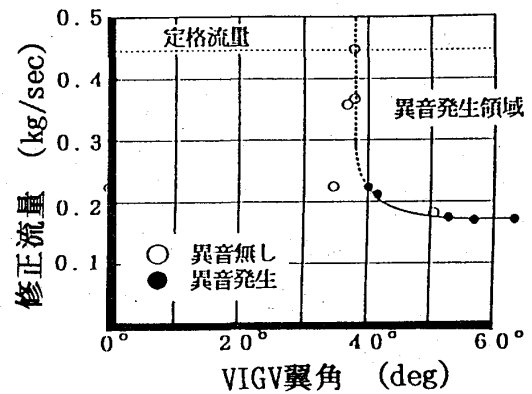


図11 異音発生領域

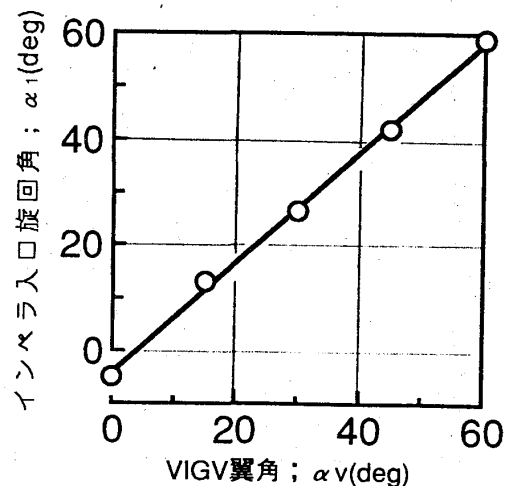


図13 インペラ入口旋回角

#### 4. 2 圧縮機本体(VIGV無し)の性能

圧縮機単体性能試験装置を図14に示す。タービン駆動方式であり、タービン入口温度は600℃一定である。圧縮機入口ダクトは直管であり、その先端に設置したベルマウスにより空気流量を計測する。ベルマウス流量計入口およびスクロール出口で温度・圧力を、インペラ入口および出口で壁面静圧を計測し、性能を求めている。図15に1次設計と2次設計の圧縮機特性を比較して示す。2次設計圧縮機の性能は、1次設計に対して効率が大幅に向上(定格点で2.5%)すると同時に、サージ特性も大幅に改善され作動範囲が拡大している。その結果、定格点における断熱効率は79.5%となった。ただし、2次設計インペラでは、径を大きくしたため、10万rpmでほぼ定格圧力比5となっている。

図16に速度三角形の比較を示す。2次設計ではバックワード角を大きくし、回転数を下げることにより、インペラ入口および出口の流速(マッハ数)が下がったため、損失が低減し性能が向上したと考えられる。

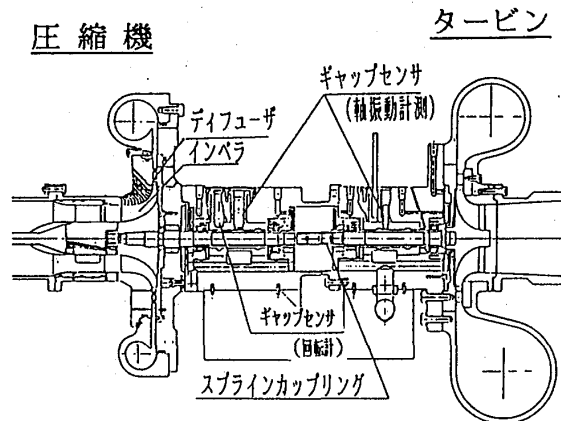


図14 圧縮機性能試験装置(VIGV無し)

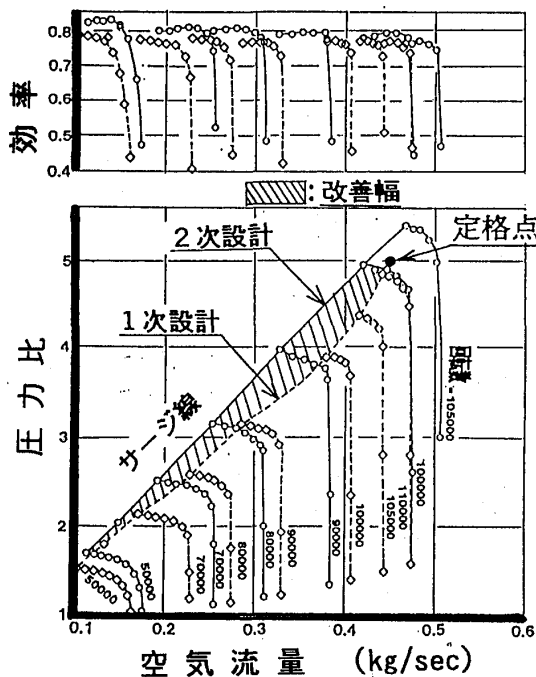


図15 圧縮機特性(1次, 2次)

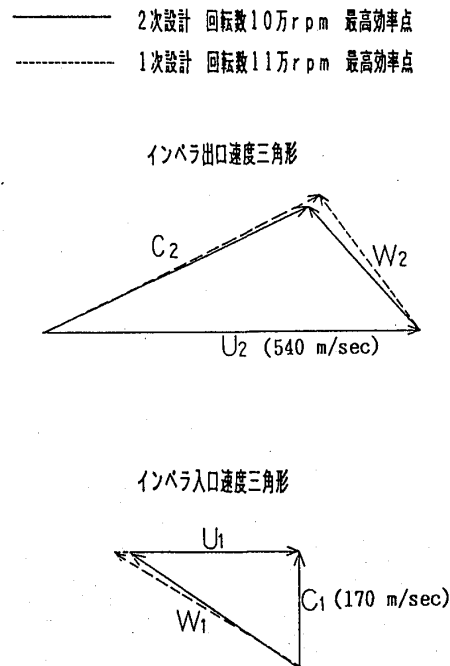


図16 速度三角形の比較



#### 4. 3 可変入口案内翼 (VIGV) の効果

VIGV付圧縮機の試験装置を図17に示す。VIGV入口、インペラ入口およびインペラ出口で壁面静圧を計測している。

VIGV翼角  $\alpha_v=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$  の4ケースについて性能試験を行ない、VIGV翼角が圧縮機性能に与える影響を評価・解析した。VIGV入口を基準とした圧縮機特性の比較を図18に示す。 $\alpha_v=0^\circ$  から  $20^\circ$  としてインペラ入口流れに予旋回を与えると、圧縮機効率が大幅に向上 ( $79\% \rightarrow 81.5\%$  at 10万rpm) する反面、サージ流量はほぼ同等となった。さらに、 $\alpha_v$  が  $40^\circ, 60^\circ$  と大きくなるにしたがって高回転 (7万rpm以上) 域でのサージ流量が減少している。ただし、低回転 (6万rpm以下) 域でのサージ流量は、VIGV翼角が変わってもほとんど変化していない。次に、インペラ入口の旋回角  $\alpha_1$  を角運動量の理論と1次元流れ解析により求める。図19に速度三角形を示す。仕事係数  $\lambda$  は次式で表される。

$$\lambda = \frac{gJc_p(T_3 - T_0)}{U_2^2} = \frac{U_2 C_{u2} - U_1 C_{u1}}{U_2^2} \quad (1)$$

( $g$ : 重力加速度,  $J$ : 仕事当量,  $c_p$ : 定圧比熱)

$C_{u2}/U_2$  は流量係数  $\phi_2 (=C_{m2}/U_2)$  のみの関数であり、 $C_{u1}=0$  (VIGV無し) の仕事係数を  $\lambda^*$  とすると  $C_{u1}$  は次式で求められる。

$$C_{u1} = \frac{\lambda^* - \lambda}{D_{1m}/D_2} \cdot U_2 \quad (2)$$

( $D_{1m}$ : 入口平均径)

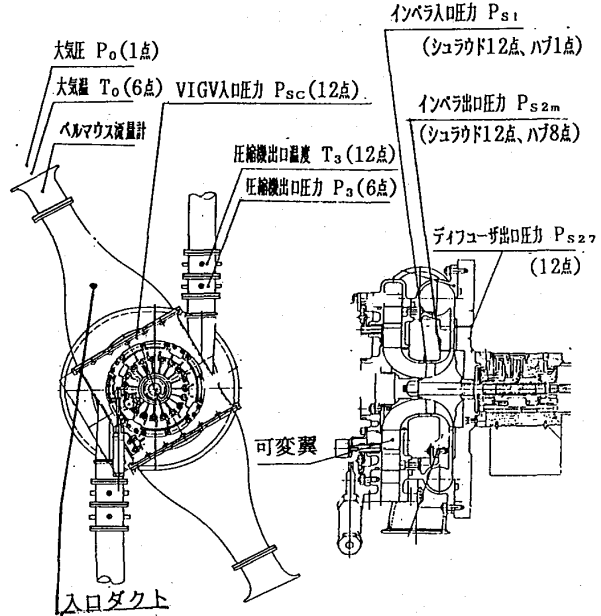


図17 圧縮機性能試験装置(VIGV付)

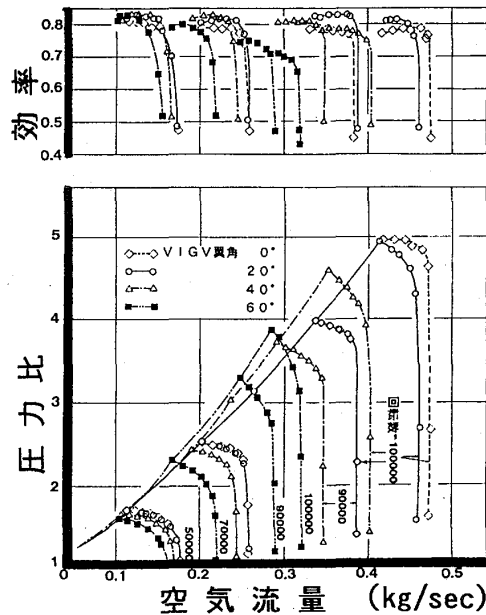


図18 圧縮機の特長(VIGV翼角の影響)

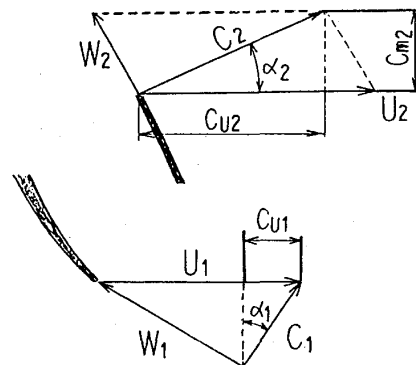


図19 速度三角形

仕事係数の比較を図20に示す。

$\alpha_v=0^\circ$ の仕事係数はVIGV無しの仕事係数 $\lambda^*$ より高い値となっており、負の予旋回がついていることがわかる。(2)式を用いて求めたインペラ入口旋回角 $\alpha_1$ を図21に示す。このようにして求めた $\alpha_1$ は、VIGV単体試験の $\alpha_1$ (図13)よりもかなり小さい旋回角となっている。この旋回角とインペラ入口のシュラウド側とハブ側で計測している壁面静圧を用いて、速度分布を求めた。図22にインペラ入口速度三角形の比較を示す。 $\alpha_v=0^\circ$ から $20^\circ$ として効率が向上(図18)した理由は、相対流速 $W$ (マッハ数)が低下したためと考えられる。また、旋回角が大きくなるとともに、ハブ側に比べチップ側の流速が遅くなり、旋回成分も小さくなっている。VIGVによる流量減少の効果を大きくするためには、チップ側での旋回速度を大きくする必要があると考えられる。

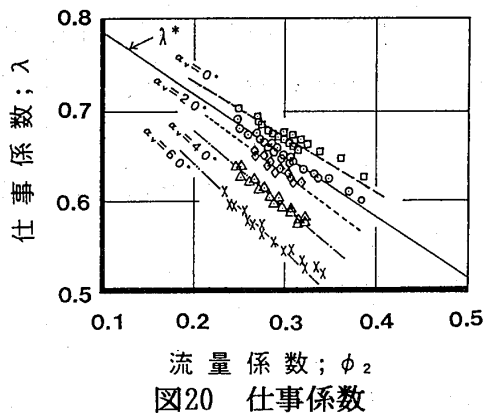


図20 仕事係数

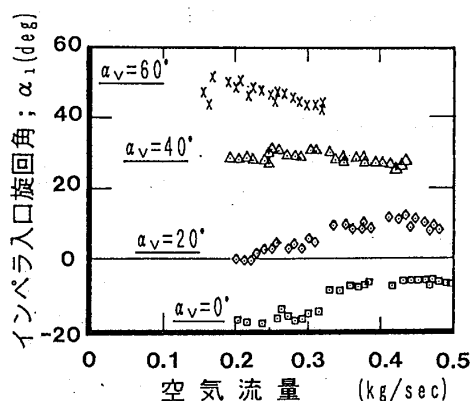


図21 インペラ入口旋回角

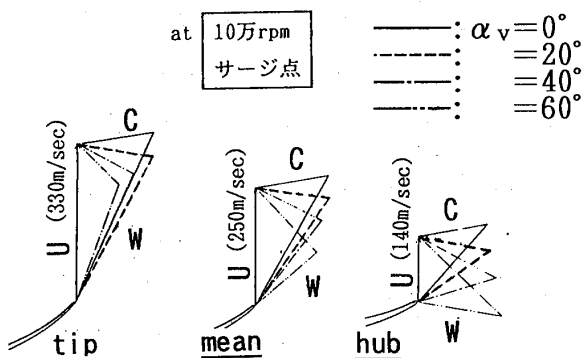


図22 インペラ入口速度三角形

## 5 まとめ

- (1) インペラ径およびバックワード角を大きくすることにより、効率が大幅に向上するとともに作動範囲も拡大した。その結果、定格点における断熱効率が79.5%、作動範囲(1-サージ流量/チヨ-流量)が13%となった。
- (2) 可変入口案内翼の翼角 $\alpha_v$ をねせることにより、圧縮機効率が向上( $\alpha_v=20^\circ$ )し、高回転域(7万rpm以上)でのサージ流量が減少( $\alpha_v=40^\circ, 60^\circ$ )することがわかった。

### <参考文献>

- (1) T. Itoh, H. Kimura Status of the Automotive Ceramic Gas Turbine Development Program ASME Paper 92-GT-2 1992-6

# 自動車用100 kW CGT 燃料噴射弁の噴霧蒸発特性

大久保 陽一郎<sup>(1)</sup> \*井戸田 芳典<sup>(1)</sup> (財)日本自動車研究所

## 1. はじめに

セラミックガスタービン(CGT)は高効率・低公害で多種燃料対応に優れるため、多様なニーズに対応する次世代自動車用エンジンの一つとして期待されている。自動車用100kW CGTでは、高性能な熱交換器を備えて部分負荷燃費の低減を図る。このため燃焼器入口温度が700~1100℃で、タービン入口(燃焼器出口)の最高温度が1350℃と従来の再生式ガスタービンより著しく高くなる。最終的にエンジン熱効率40%以上を目指している。一方、低公害性能として日本国内ガソリン乗用車の排気規制値(10・15モード)を後処理なしで達成することを当面の目標にして、予蒸発・予混合希薄燃焼器の研究開発[1]を進めている。これは、軽・灯油等の液体燃料を高温空気中で予め蒸発させ、燃焼用空気と十分に混合させた後に希薄燃焼させるもので低NO<sub>x</sub>が期待できる。

ところで、予蒸発・予混合燃焼器は①燃料微粒化と混合気形成、②火炎安定化[2,3]に大きな技術課題がある。①に関しては自動車用エンジンの燃料供給系として、自動車の負荷変動に対応した高応答性とターンダウン比45程度が要求される。ザウタ平均粒径30 μm程度の微細な噴霧を得る燃料噴射弁と高温・高速気流中に連続的に噴射した噴霧の蒸発と混合を促進する予蒸発管の開発が必要である。また、試作した噴射弁の噴霧特性と予蒸発管内の噴霧蒸発特性を計測・解析することも課題である。従来、様々な予蒸発・予混合燃焼器の研究開発結果が報告されてきたが、燃料供給系の詳細な研究報告は比較的少ない[4,5]。本研究では、微細噴霧を得るための燃料噴射弁の開発とその噴霧構造および予蒸発管内における燃料噴霧の未蒸発率を評価した結果を報告する。

なお、本研究は通商産業省の補助金を得て、(財)石油産業活性化センターが実施している自動車用セラミックガスタービン開発研究事業の一環として行なわれたものである。

## 2. 燃料噴射弁の構造検討

**2.1 設計仕様** 自動車用100kW CGTの燃料供給系は、図1に示すようにプライマリ噴射弁とセカンダリ噴射弁の2系統で構成し、エンジンが要求するターンダウン比45を確保する。燃料噴射弁の目標性能は、燃料調量器の制限等から燃料供給圧力を最大6M Pa以下にして表1のように決めた。プライマリ噴射弁は予蒸発管に燃料噴霧を供給して予蒸発・予混合するための燃料噴射弁である。セカンダリ噴射弁は燃焼室前方のブラフ

(1) (株)豊田中央研究所

ボディ内に装着して燃焼室に直接燃料噴射して起動や加速をするための燃料噴射弁である。なお、日本国内ガソリン乗用車10・15モードでは燃焼器の作動条件は燃料流量が最大2g/s、空気流量が最大200g/s、燃焼器入口空気温度が700~1100℃になると予想される。このため、モード走行ではプライマリ噴射弁のみを使用することになり、予蒸発・予混合燃焼が排気エミッションに直接影響する。

### 2.2 噴射弁構造

上記の目標性能を実現するために、燃料噴射弁の構造として3種類を検討した。その中の2種類の燃料噴射弁を選定し、その性能を比較した。図2に示すように、噴射弁タイプIは単孔渦巻噴射弁の外周から旋回を付与した高速空気流を噴出して微粒化する構造である。噴射弁タイプIIは4個の燃料噴孔から燃料を半径方向に噴出させて軸中心にあるステム表面に衝突させた噴霧を、旋回を付与した高速空気流で再び微粒化させる構造である。

### 2.3 必要な微粒化用空気流量

#### と噴霧特性

目標とする噴霧特性を得るために、図3に示すように噴射弁タイプIで2.0g/s以上、噴射弁タイ

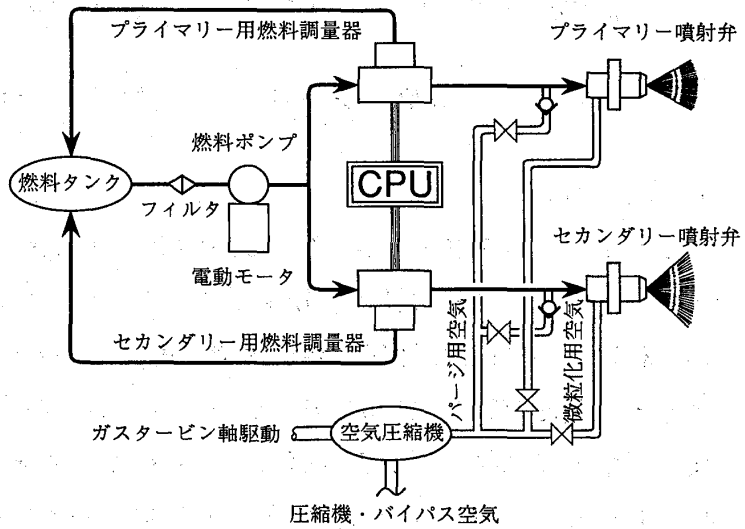
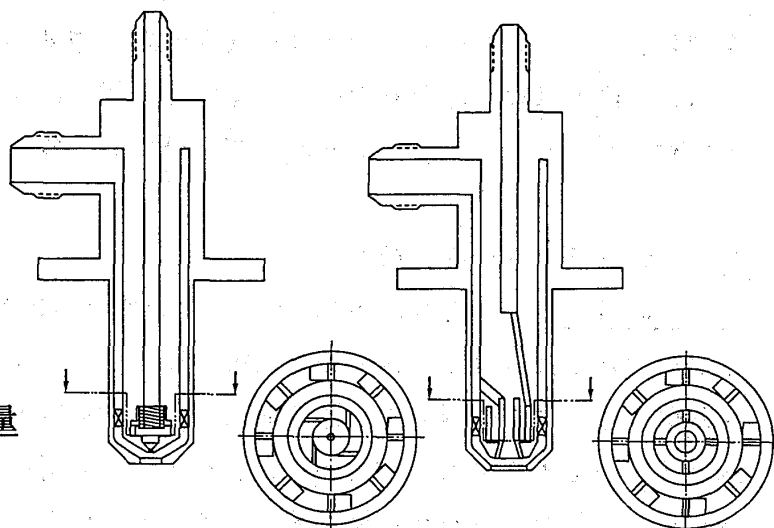


図1 100kW C-GT燃料供給系の概略構成

表1 100kW C-GT用燃料噴射弁の設計仕様

| 仕様項目   | 内容         |                            |
|--------|------------|----------------------------|
| 使用燃料   | 灯油 (JIS1号) |                            |
| 使用燃料流量 | プライマリ用噴射弁  | 0.2~3.0 g/s (最大噴射圧力6MPa以下) |
|        | セカンダリ用噴射弁  | 0.4~6.0 g/s (最大噴射圧力6MPa以下) |
| 使用空気流量 | プライマリ用噴射弁  | 5 g/s以下 (噴射圧力比1.2以下)       |
|        | セカンダリ用噴射弁  | 5 g/s以下 (噴射圧力比1.2以下)       |
| 噴霧粒径   | プライマリ用噴射弁  | 60 μm (90%体積割合の粒径) 以下      |
|        | セカンダリ用噴射弁  | 100 μm (90%体積割合の粒径) 以下     |
| 噴霧角    | プライマリ用噴射弁  | 60° ± 10°                  |
|        | セカンダリ用噴射弁  | 90° ± 10°                  |



(a) 噴射弁タイプI (b) 噴射弁タイプII

図2 100kW C-GT用プライマリ噴射弁構造

プIIで4.5g/s以上の微粒化用空気流量が必要であった。渦巻噴射弁を基本にしているタイプIは、タイプIIより少ない流量で良好な噴霧特性を得ることができた。静止大気圧下の噴霧について、レーザ光回折方式粒径測定装置（東日コンピュータアプリケーションズ製モデルLDSA1300A）で測定した90%体積粒径 $X_{90}$ 、燃料供給圧力 $P_f$ と噴霧角 $\theta$ についてプライマリ噴射弁とセカンダリ噴射弁の結果を図4と図5に示す。要求の燃料流量範囲でほぼ目標の性能を示している。

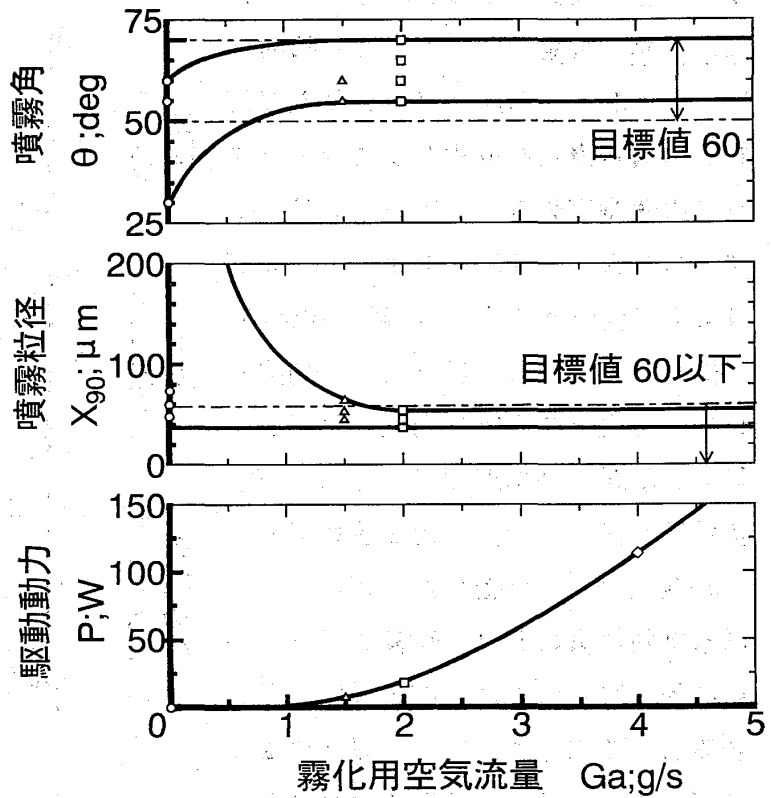


図3 必要な微粒化用空気流量（タイプI、大気圧）

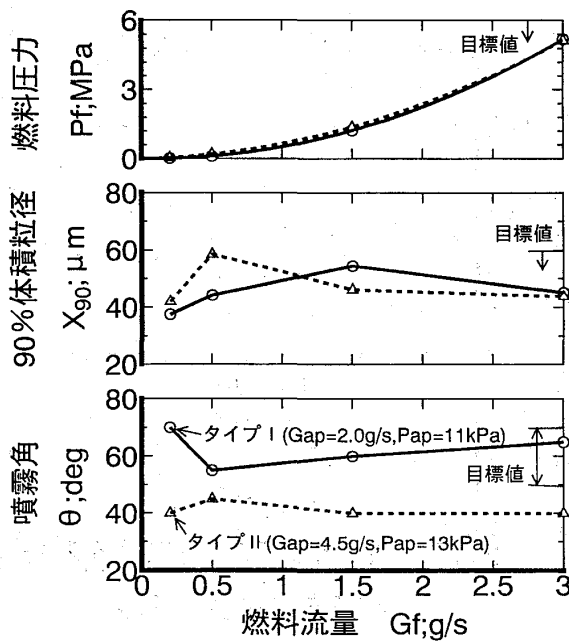


図4 プライマリ噴射弁の噴霧特性

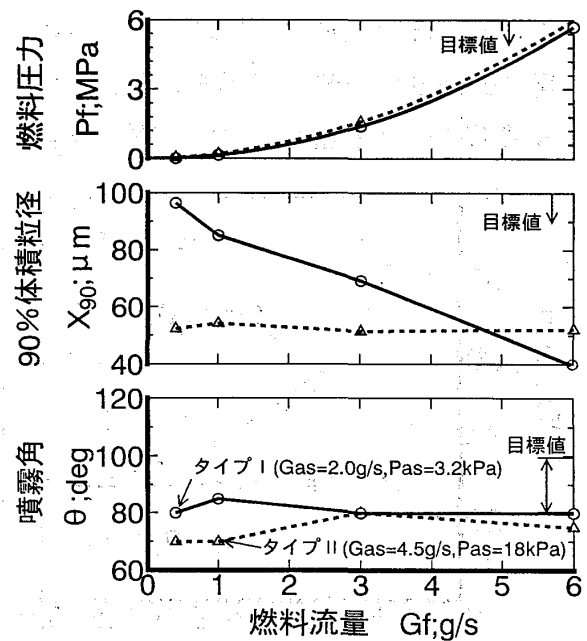


図5 セカンダリ噴射弁の噴霧特性

### 3. 静止大気圧下のプライマリ噴霧

**3.1 測定装置** プライマリ噴射弁について静止大気圧下（雰囲気温度25℃）の噴霧構造を位相ドップラー方式粒径流速測定装置（エアロメトリック製P D P A）で詳細に測定した。測定は噴射弁先端から下方（Z軸）50mmの位置で半径方向（R軸）に2.0mm間隔として、無次元の半径方向位置R/Zに対する噴霧の平均速度V（m/s）、噴霧粒径SMD（ $\mu\text{m}$ ）、流量流束VF（ $\text{cc/s/cm}^2$ ）を比較した。さらに、ある燃料流量における噴霧のザウタ平均粒径SMDは半径方向の局所粒径を合算して算出した。なお、以下の噴霧粒径については予蒸発管内の噴霧測定と一致させるためにSMDで表示する。

#### 3.2 噴霧の内部構造

(1) 燃料流量の影響 噴射弁タイプIで微粒化用空気流量Gapが2g/sについて、燃料流量Gfが0.2~3.0g/sの場合を図6に比較して示す。Gfにより噴霧の内部構造が変化するが、噴霧

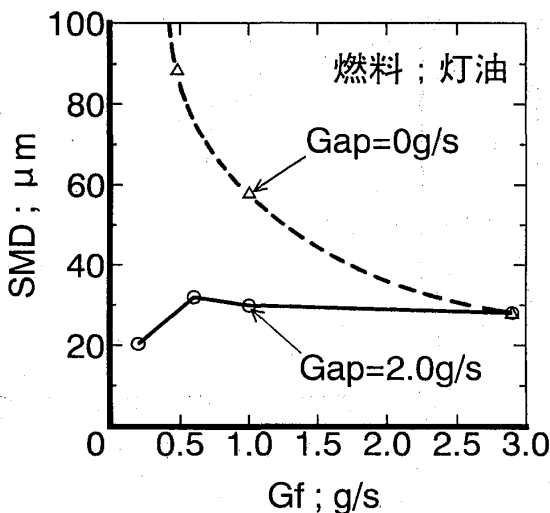


図7 噴射弁タイプIの噴霧粒径

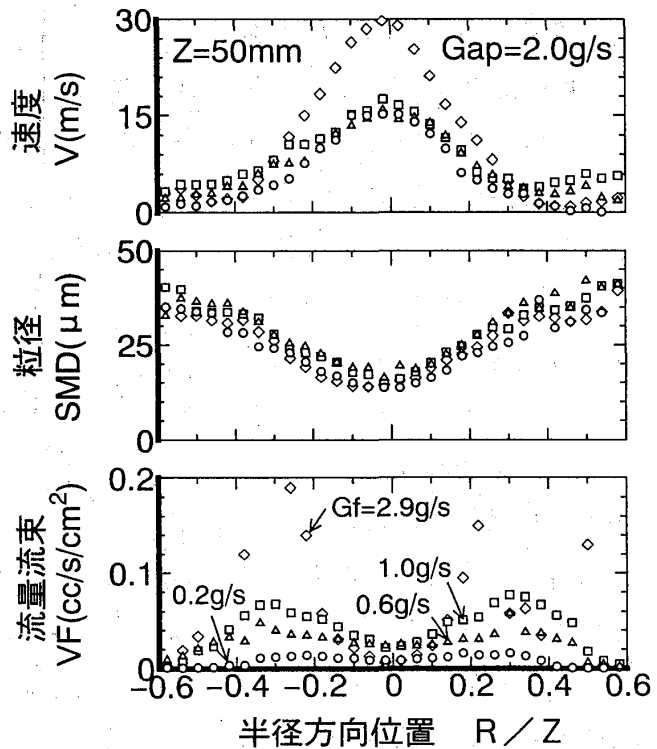


図6 噴射弁タイプI噴霧構造  
〈燃料流量の影響、灯油〉

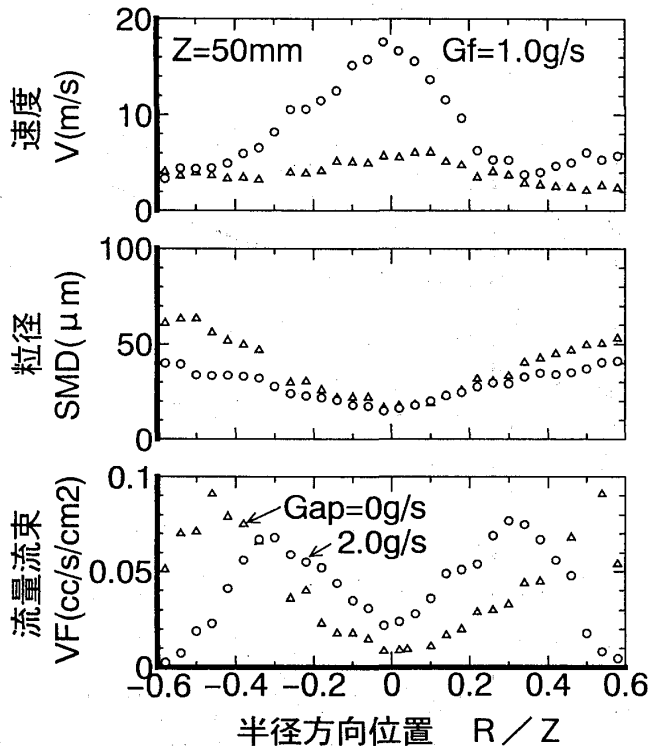


図8 噴射弁タイプI噴霧構造  
〈微粒化用空気流量の影響、灯油〉

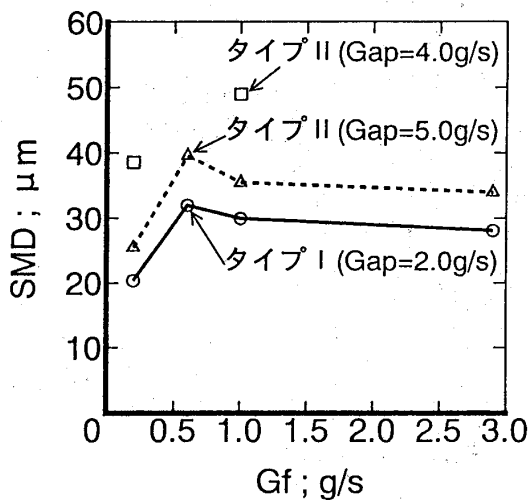


図9 噴射弁タイプIとタイプIIの比較(灯油)

中央領域よりも外周領域のほうが噴霧粒径は約2倍大きく、速度は遅い。さらに、噴霧最外周から決めた噴霧角 $60^\circ$  ( $R/Z=0.58$ )

に比較して最大流量流束は角度 $44^\circ$  ( $R/Z=0.4$ )程度の狭い領域にある。

(2) 微粒化用空気流量の影響 噴射弁タイプIでGapが無しの場合と $2\text{g/s}$ の場合について、図7に噴霧の平均粒径を、図8に噴霧の内部構造を比較して示す。渦巻噴射弁としては燃料圧力が高い方が良好であるが、最低でも $0.5\text{MPa}$ 程度であれば微粒化可能である。しかし、それより低い圧力では微粒化しないため、高速空気流による微粒化(噴射弁出口の平均空気流速が約 $75\text{m/s}$ 以上)を組合せる必要があった。その結果、 $Gf=0.6\text{g/s}$ 前後を境に噴霧特性が渦巻噴射弁から気流噴射弁の特性に変化(図10)し、その流量で噴霧粒径が $32\pm 3\ \mu\text{m}$ を示す。

(3) 噴射弁の影響 噴射弁タイプI ( $\text{Gap}=2\text{g/s}$ )と噴射弁タイプII ( $\text{Gap}=5\text{g/s}$ )の平均粒径を図9に比較して示す。全燃料流量範囲について噴射弁タイプIの方がGapが少ないにもかかわらず $10\ \mu\text{m}$ 程度小さいことがわかる。

(4) 燃料種類の影響 噴射弁タイプIで微粒化用空気流量が $2\text{g/s}$ の場合に、灯油(JIS1号)と軽油(JIS2号)の噴霧の平均粒径を図10に比較して示す。軽油より灯油の方が $10\ \mu\text{m}$ 程度小さいが、これは軽油の粘性が約3倍高い等の影響であると考えられる。

#### 4. 高温・高速気流中のプライマリ噴霧

4.1 試験方法 図11にプライマリ噴射弁と予蒸発管を組合せた試験装置の概略を示

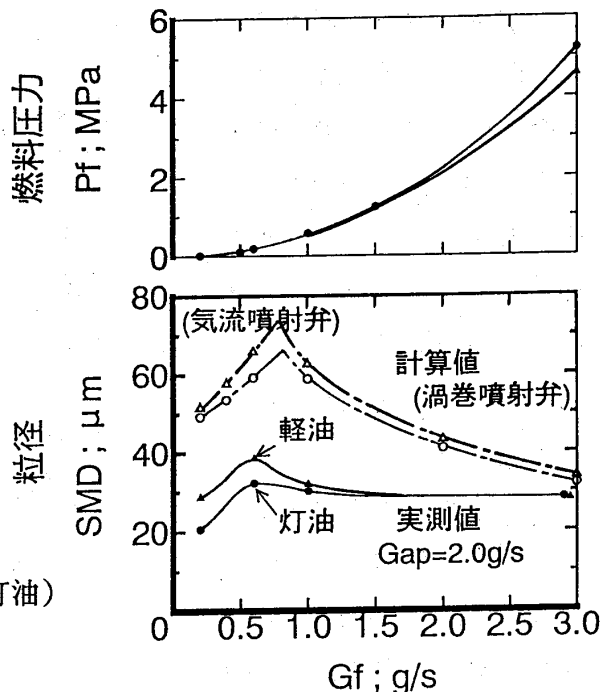


図10 燃料の影響(噴射弁タイプI)

す。空気を電気加熱器で600～1000℃に加熱して、予蒸発管に供給する。管内断面速度が50～150m/s程度の高速気流中にプライマリ噴射弁で灯油あるいは軽油を噴霧し、噴射弁先端からZ=85mmの位置で蒸発しつつ流れる噴霧をPDPAで計測した。

#### 4.2 予蒸発管内の速度と温度分布

今回実施した代表的な測定条件は予蒸発管内の平均速度が約80～100m/sである。なお、予蒸発管入口に設置したスワローによる旋回の影響で予蒸発管軸中心で流速が少し低い。予蒸発管入口上流の空気温度600℃が測定断面では550℃程度になる。燃料と微粒化用空気を噴射するとさらに約50℃低下する。

#### 4.3 噴霧未蒸発率

未蒸発率Rfは、図12に示すようなPDPAで測定した局所の流量流束VF(R)に噴霧の軸対称を仮定した面積を掛けて式<1>で算出した。

$$R_f = \frac{100 \cdot \sum_{R=-17.5}^{R=17.5} \{VF(R)/VD(R)\} \cdot \Delta R \cdot \pi R}{G_f} \quad (\%) \quad \dots\dots\dots <1>$$

なお、ここでは非球形粒子も考慮して球形粒子の有効割合VD(R)で割った値をRfとした。なお、Rfの誤差はVD(R)のバラツキ(0.8～0.5)の程度と同等で最大±50%程度であると

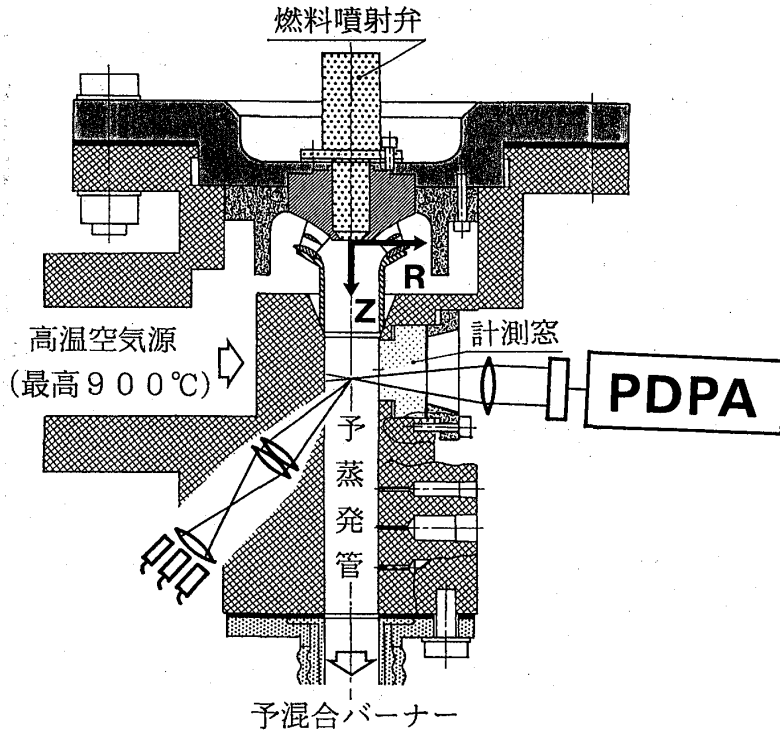


図11 噴霧蒸発試験装置の構造

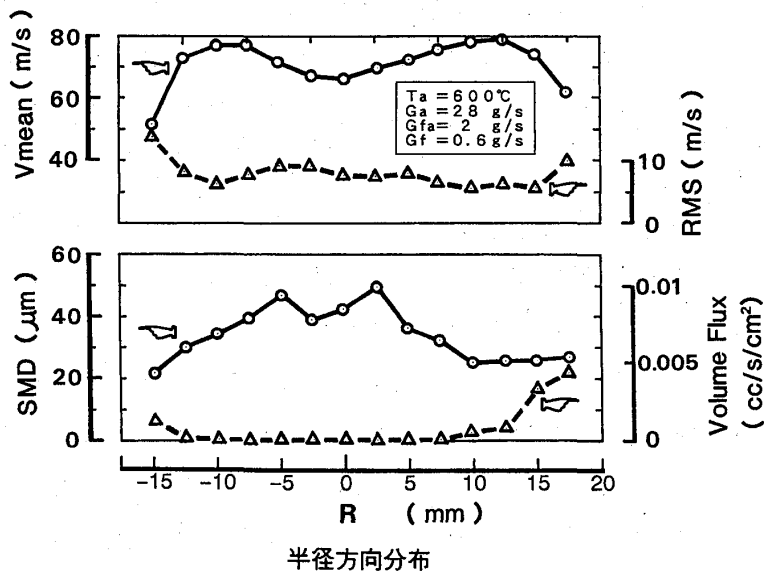


図12 予蒸発管内の噴霧分布 (噴射弁タイプI)



考えている。PDPAの印加電圧を400V一定で測定した。

(1)微粒化用空気流量  $G_{ap}$  の影響  $T_a=600^\circ\text{C}$  で、 $G_{ap}$  を変化させた場合を図13に比較した。これより  $G_{ap}=1.5\text{g/s}$  では未蒸発率が  $20\pm 10\%$  程度になる。しかも  $G_f=0.6\text{g/s}$  でその値が最大になる。初期の噴霧粒径が大きく蒸発に影響しており、目標の未蒸発率10%以下を得るためには  $G_{ap}\geq 2\text{g/s}$  が必要であることがわかる。

(2)気流温度  $T_a$  の影響  $G_{ap}=2\text{g/s}$  で、 $T_a$  を変化させた場合の影響を図14に比較した。 $T_a$  と共に管内平均流速が上昇して蒸発時間が短くなるにもかかわらず、 $900^\circ\text{C}$  ではほとんどの噴霧が蒸発している。

(3)噴射弁の影響  $T_a=600^\circ\text{C}$  で、噴射弁タイプ I ( $G_{ap}=2\text{g/s}$ ) と噴射弁タイプ II ( $G_{ap}=4\text{g/s}$ ) の場合を図15に比較した。タイプ I の方がタイプ II より蒸発し易いことがわかる。これは初期の噴霧粒径がタイプ I よりタイプ II の方が約  $20\mu\text{m}$  大きいことが原因として考えられる。

(4)燃料の影響 噴射弁タイプ I で  $T_a=600^\circ\text{C}$  の場合に灯油と軽油を図16に比較した。軽油の方が相当に蒸発し難いことがわかる。灯油に比べ軽油噴霧の方が外周領域の粒

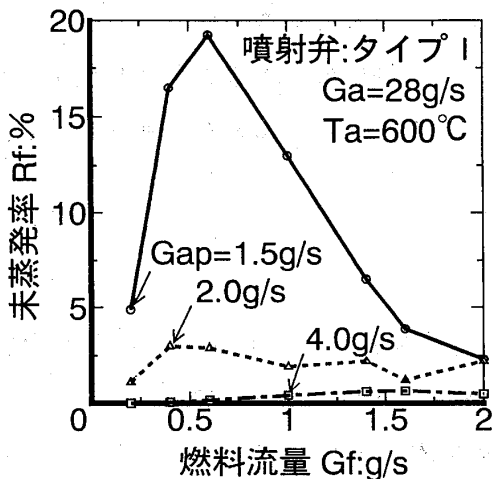


図13 微粒化用空気流量の影響比較 (灯油)

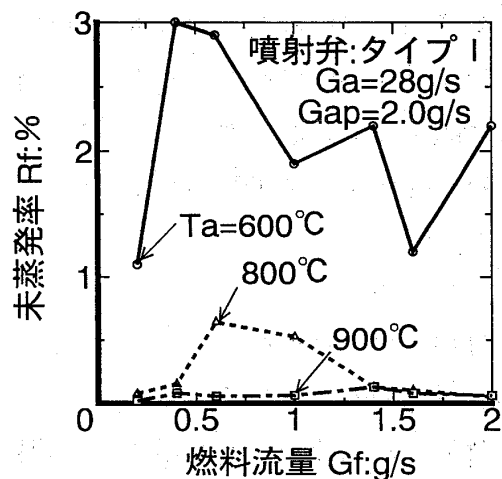


図14 灯油と軽油の影響比較 (灯油)

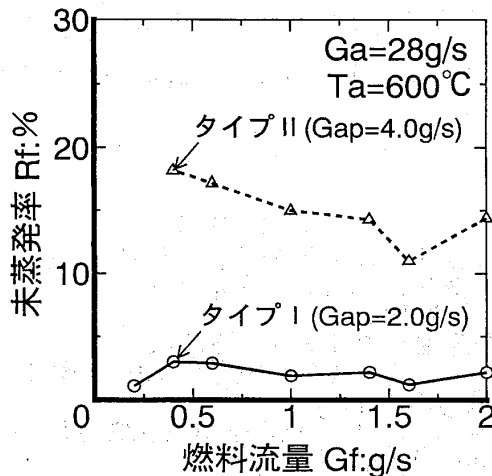


図15 噴射弁タイプの影響比較 (灯油)

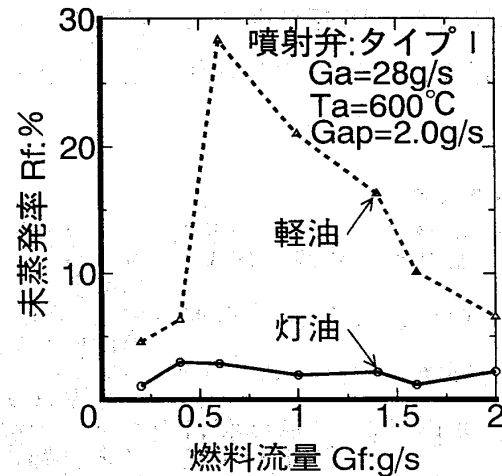


図16 灯油と軽油の影響比較

径が $10\mu\text{m}$ 程度大きいことが原因していると考えられる。なお、軽油噴霧の場合には蒸発距離を2倍にすることでほぼ灯油噴霧の蒸発と同等にすることができる。

## 5. 考察

今回得られた測定結果では未蒸発噴霧の約99%が半径10mmから予蒸発管の壁面までの領域にあり、半径10mm以内の中央領域には1%以下である。これは、静止大気圧下の噴霧構造の測定結果(図6)から噴霧外周にある比較的大きな粒子が予蒸発管の壁面近傍に集中するためであると考えられる。一方、空気温度 $1000^{\circ}\text{C}$ 、流速 $100\text{m/s}$ 程度の予蒸発管内条件でセタン噴霧(平均粒径 $30\mu\text{m}$ )の蒸発を数値計算してみると測定断面の未蒸発率は約30%程度となる。なお、計算では乱流熱伝達が支配的で、壁面からの熱伝導は考慮していない。また、灯油で単一液滴の $d^2$ 則[6]では完全蒸発時間は約 $1.5\text{ms}$ で、測定点の $0.85\text{ms}$ 程度では約50%の未蒸発液滴が残る。しかし、予蒸発管断面全体の未蒸発率は灯油の場合に数%程度(図14)で噴霧の蒸発が相当に促進されている。測定にも課題があるものの測定結果の方が計算より低いのは、計算で考慮していない壁面近傍の噴霧挙動や壁面の熱伝導あるいは壁面近傍の乱流熱伝達の効果であると考えられる。このことから、予蒸発管の設計では上記を考慮することにより比較的短い距離で十分な蒸発性能を達成することができる。今後はさらに予蒸発管入口スワローに起因する乱れの効果について検討する予定である。

## 6. まとめ

自動車用 $100\text{kW}$ セラミックガスタービンの排気清浄化を狙って、予蒸発・予混合燃焼器を研究開発している。その中で、 $30\mu\text{m}$ 程度の微細噴霧を得る燃料噴射弁としては渦巻噴射弁に高速空気流を組合せた噴射弁タイプIが比較的良好な性能を示した。その噴霧の内部構造や予蒸発管内の噴霧蒸発をPDDPAで測定し、予蒸発管内の噴霧蒸発には管壁近傍の噴霧粒径分布や燃料性状が大きく影響することがわかった。また、予蒸発管には壁面近傍の噴霧挙動と乱流熱伝達または熱伝導の効果を検討した設計が必要である。

## 参考文献

- [1] M. Sasaki, H. Kumakura, D. Suzuki, K. Sugiyama, Y. Ohkubo, ASME 93-GT-63
- [2] 佐々木、熊倉、鈴木 「自動車用 $100\text{kW}$ CGTにおける低公害燃焼器の開発第2報」第8回ガスタービン秋季講演会予稿集(平成5年10月)
- [3] 野村、大久保 「自動車用 $100\text{kW}$ CGT燃焼器の燃焼解析」第8回ガスタービン秋季講演会予稿集(平成5年10月)
- [4] 棚澤、中村、森下 「乗用車用ガスタービンエンジンの予混合燃焼器に関する研究」トヨタ技術、27-4(昭和53年3月)
- [5] 永田ほか 「液体燃料のガス化予混合燃焼方式を採用した蒸気自動車用燃焼器に関する研究」日本自動車研究所報告No. 33(昭和55年10月)
- [6] 小林、荒木、牧野 「燃焼工学—基礎と応用」理工学社(1988)

## 自動車用100kWCGT燃焼器の燃焼解析

\*野村 佳洋<sup>(1)</sup> 大久保陽一郎<sup>(1)</sup> ((財)日本自動車研究所)

### 1. まえがき

自動車用100kWセラミックガスタービン(CGT)では、部分負荷での燃費向上のため高性能の熱交換器を備え、その結果、燃焼器入口の空気温度は約1000℃と著しく高くなる。このような高温条件において、従来の拡散燃焼器ではThermal-NOの生成が極めて多くなるため、図1に示す予蒸発予混合燃焼器を採用して開発を進めている[1]。これは、軽・灯油等の液体燃料を高温空气中で予め蒸発し、空気と混合させた後希薄燃焼させるもので低NO<sub>x</sub>が期待できる。

定地用ガスタービンと比較して自動車用では運転範囲が非常に広く、燃焼器にも広い作動条件で低エミッションで、かつ十分に火炎が安定であることが要求される。このためには、広い燃料流量範囲(ターンダウン比4.5程度)で良好な微粒化特性を持つ燃料噴射弁の開発が必要である[2]。その際、予め燃料噴射弁の噴霧特性が予混合気形成に与える影響、さらに未蒸発燃料がNO<sub>x</sub>生成への程度の影響を及ぼすか把握しておく必要がある。

一方、予混合燃焼器では火炎の吹き消えや自着火あるいは逆火のため、拡散燃焼器より作動範囲が限定される。そのために、燃料噴射量に対応した空気分配率の可変制御を検討している[3]。しかし、現状の燃焼器(1次設計)では燃焼室内に流れの偏りが発生し、これは火炎の安定性に悪影響を及ぼしていると考えられる。今後、その改善を進めるためには、燃焼器形状が速度分布に与える影響とその速度分布と火炎安定性との間の関係を明らかにしておく必要がある。

これらの技術課題をクリアしつつ、燃焼器の開発を短期間で効率良く進める上で、燃焼器あるいは燃料噴射弁単体での実機性能評価試験に加えて、数値計算による燃焼器内部現象の予測と解析が有効である[4]。そこで、以下の項目について計算を実施した結果、上述の課題に対して有効な知見が得られたので報告する。

(1)未蒸発燃料のNO<sub>x</sub>生成への影響

(2)燃焼器(旋回室)形状の速度分布への影響

なお、本研究は通商産業省の補助金を得て、(財)石油産業活性化センターが実施している自動車用セラミックガスタービン開発研究事業の一環として行なわれたものである。

(1) (株)豊田中央研究所

## 2. 計算方法の概要[3]

### (1) 流れ

流れ場は3次元圧縮性の乱流として取り扱う。乱流モデルとしては $k-\epsilon$ モデル、壁境界には壁法則を用いる。

### (2) 燃料噴霧

噴霧はDiscrete Droplet model (DDM)で計算する。これは噴霧を適当な数の液滴群に分け、各液滴群中のそれぞれ一つの代表液滴の挙動を計算することにより噴霧を模擬するものである。今回の計算における代表液滴の数は約5000である。

### (3) 燃焼

燃焼は1ステップ反応で取り扱う。燃焼速度は、化学反応の速度をあらわすアレニウスモデルと乱流混合の速度をあらわす渦消散モデルで計算し、各計算要素でそれぞれ値の小さい方を採用する。

### (4) NO<sub>x</sub>生成

燃焼室内で生成されるNO<sub>x</sub>の大部分はThermal-NOと考えられる。そこで、部分平衡を仮定し、各計算要素内で10成分の化学種(O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H, H<sub>2</sub>, O, N, OH, CO)の平衡濃度を求め、拡大Zeldvich機構により計算した。

計算において、ガス温度は各計算要素の平均温度を用い、変動成分等は考慮していない。

## 3. 計算格子

計算領域を蒸発管から主燃焼室、希釈領域として図2に示す計算格子を用いた。要素数は13000である。

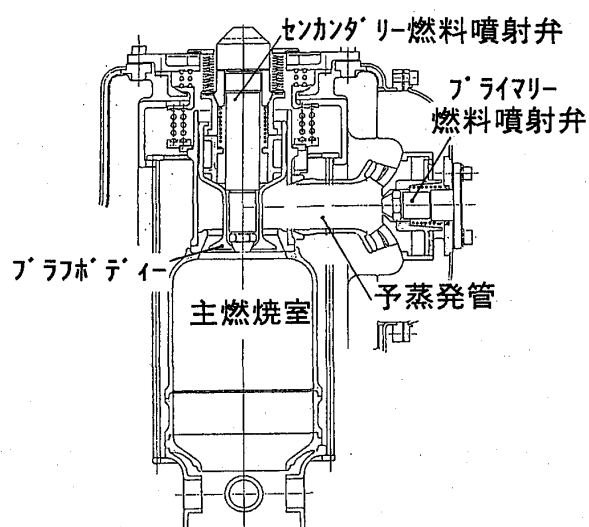


図1 予蒸発予混合燃焼器

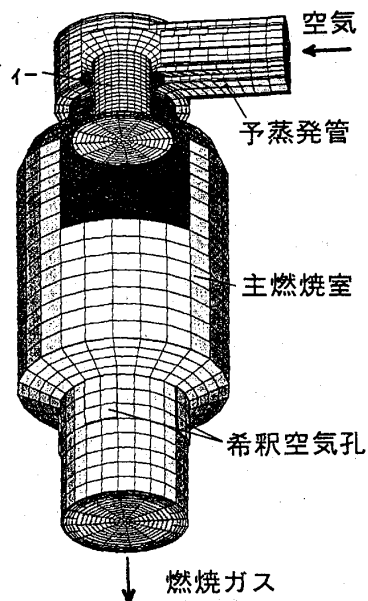


図2 計算格子 (要素数13000)

#### 4. 未蒸発燃料のNO<sub>x</sub>生成への影響

##### 4. 1 計算方法と条件

未蒸発燃料のNO<sub>x</sub>生成への影響を調べるために、図3に示す典型的な3種類の燃焼方法について計算を行い、燃焼ガス温度分布、NO<sub>x</sub>排出量の比較を行なった。図3の完全予混合燃焼とは燃料が完全に蒸発し、均一な予混合気形成されたと仮定したものであり、理想的な性能を持つ燃料噴射弁を用いたときと言える。

計算条件を表1に示す。空気および燃料の条件はそれぞれ実験条件より与え、燃料噴霧の初期条件はPDPA(Phase Doppler Particle Analyzer)による測定値を与えている。燃焼室壁は熱伝導率の小さいセラミックで構成されていることから、壁境界は断熱と仮定した。

図4は予蒸発予混合燃焼における実験と計算のNO<sub>x</sub>排出量の傾向を比較したものである。計算、実験それぞれ空気過剰率2のときの値に対する相対値であらわしてある。空気過剰率が2より小さいときは計算と実験の傾向は良く一致するが、空気過剰率が2以上では傾向が異なり、非常に希薄な条件でのNO<sub>x</sub>排出量の計算方法に課題があることがわかった。そこで、以下の検討は全て空気過剰率2の条件で実施した。

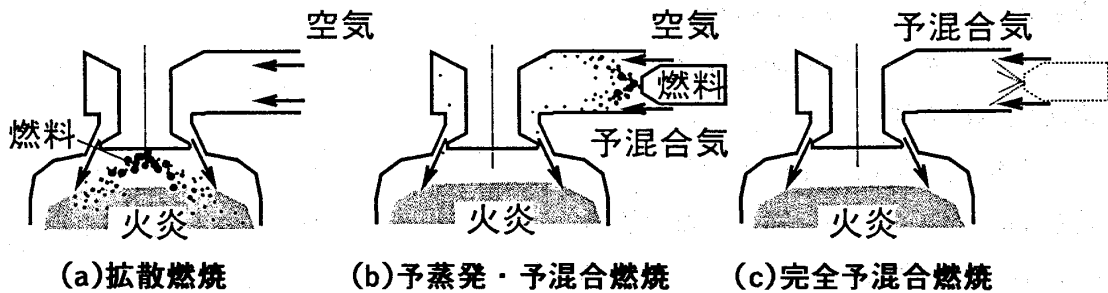


図3 燃焼方式

表1 計算条件

| 空気            |               |        |
|---------------|---------------|--------|
| 温度 (K)        | 1173          |        |
| 流量 (g/s)      | 21            |        |
| 圧力 (atm)      | 1             |        |
| 燃料 (セタン)      |               |        |
| 温度 (K)        | 300K          |        |
| 空気過剰率         | 1.5, 2.0, 2.5 |        |
| 燃料噴射弁         |               |        |
|               | ライマリ          | セタン列   |
| 粒径 (SMD) (μm) | 30            | 60     |
| 噴霧角 (°)       | 60~90         | 60~100 |
| 噴射速度 (m/s)    | 70            |        |

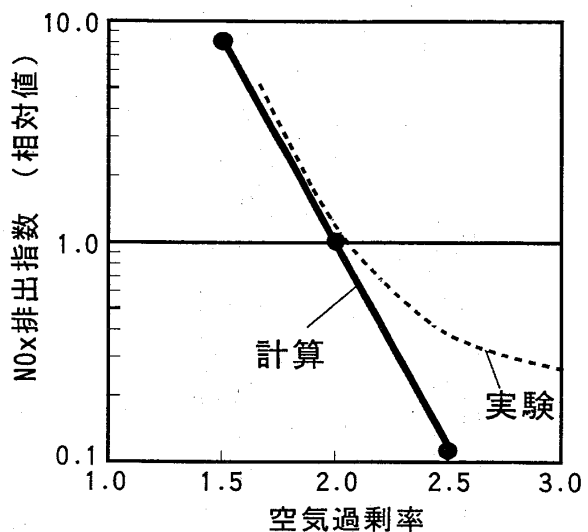


図4 実験と計算のNO<sub>x</sub>排出傾向の比較  
(予蒸発予混合燃焼、燃焼器入口空気温度:1173K)

#### 4. 2 未蒸発燃料割合

予蒸発予混合燃焼における燃料噴霧および燃料蒸気濃度分布を図5に示す。図5(a)から燃料噴霧は蒸発管の壁付近に多く存在し、その結果、燃料蒸気濃度は旋回室とブラフボディの壁近傍で高くなっている。一方、主燃焼室流入断面ではほぼ均一な予混合気が形成されている。この断面での未蒸発燃料の割合は約10%と低く、燃料噴霧は主燃焼室流入前に十分蒸発していることがわかった。

#### 4. 3 燃焼ガス温度および

##### NO<sub>x</sub>濃度分布

図6に燃焼ガス温度分布を図7にNO<sub>x</sub>濃度を示す。拡散燃焼では燃焼室中心軸付近に非常に高温の領域があり、NO<sub>x</sub>濃度も極めて高くなっている。予蒸発・予混合燃焼では燃焼室内の温度分布は比較的均一となるが、完全予混合燃焼と比較すると燃焼室壁付近に温度が高い領域がみられる。これは未蒸発燃料

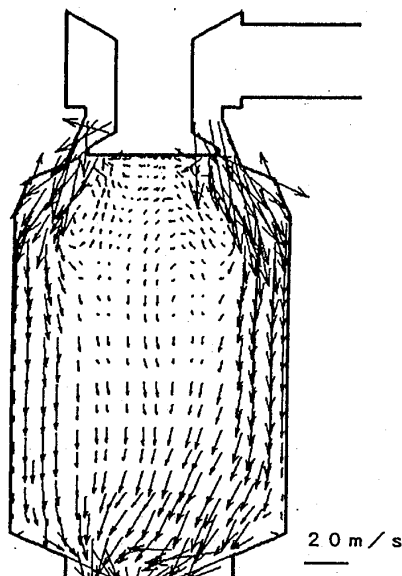


図8 速度ベクトル

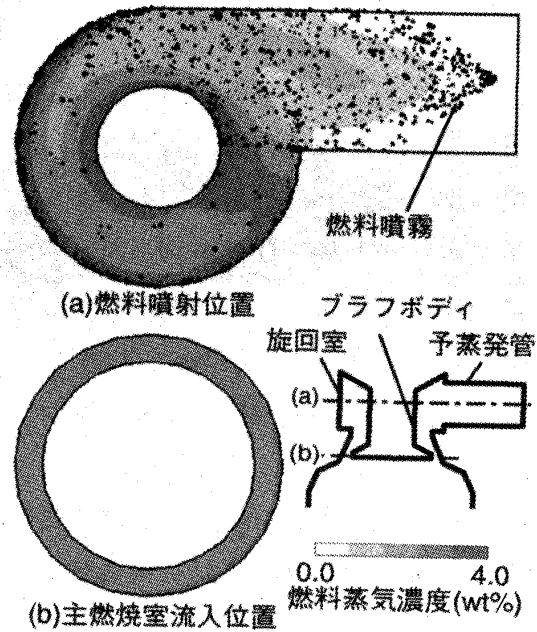


図5 燃料噴霧および燃料蒸気濃度分布  
(予蒸発・予混合燃焼)

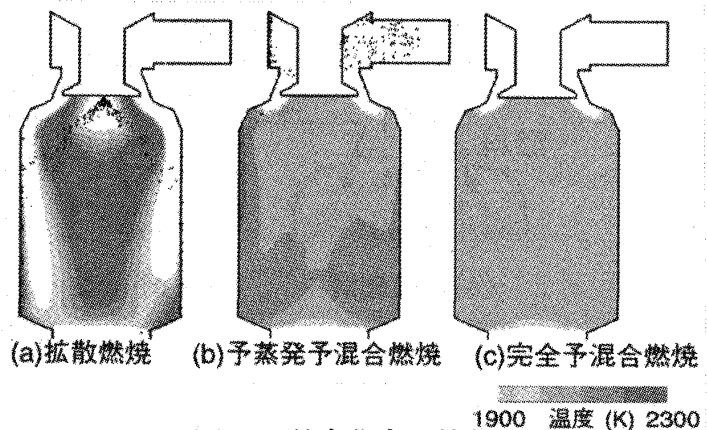


図6 温度分布の比較

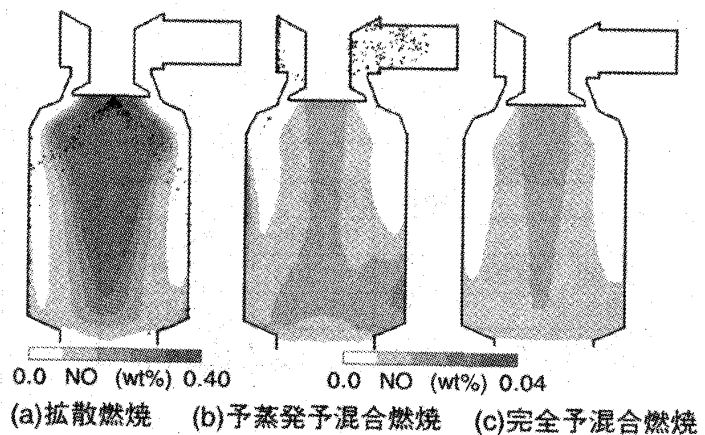


図7 NO<sub>x</sub>濃度分布の比較

の影響である。予蒸発・予混合燃焼および完全予混合燃焼でのNO<sub>x</sub>濃度は、図8の速度ベクトルからわかるように流速が遅く滞留時間が長くなる燃焼室中心軸付近で高くなっている。しかし、その濃度は拡散燃焼と比較して極めて低く、燃焼ガス温度の均一化によりNO<sub>x</sub>生成量が著しく減少していることがわかる。

#### 4. 4 NO<sub>x</sub>排出量

未蒸発燃料に対するNO<sub>x</sub>排出量の変化を図9に示す。拡散燃焼は燃料供給位置等が異なり、予混合燃焼の結果と同様に扱うのは問題があると思われるが、比較のために同図に示した。未蒸発燃料の減少に伴いNO<sub>x</sub>排出濃度は指数関数的に減少する。予蒸発・予混合燃焼のNO<sub>x</sub>排出濃度は拡散燃焼の約1/6、理想的な完全予混合燃焼と比較しても約1.3倍程度と極めて低い値となっている。

なお、今回のNO<sub>x</sub>生成の計算では各計算要素における平均ガス温度を用いているため、未蒸発燃料の影響を実際よりも小さく見積もっている可能性が有る。しかし、佐々木等は予蒸発予混合燃焼のNO<sub>x</sub>排出量が完全予混合燃焼の約1.5倍程度で有ることを報告しており[1]、今回の計算結果は妥当なものであると考えられる。

#### 4. 5 燃料噴射弁噴霧角の影響

図5(a)に示したように、燃料噴霧はかなり壁付近に偏って存在している。これを改善することによりさらに低NO<sub>x</sub>化できる可能性が有ることから、燃料噴射弁噴霧角の影響を調べた。結果を図10に示す。噴霧角が小さいほど未蒸発燃料の割合が小さく、さらにNO<sub>x</sub>排出量も僅かではあるが減少する傾向に有ることがわかった。

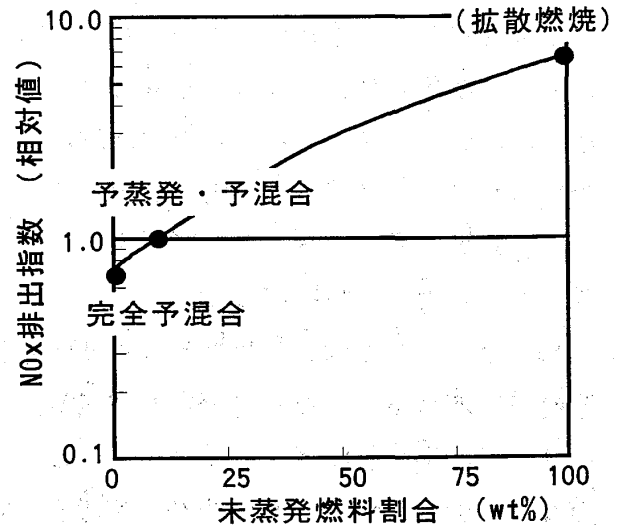


図9 未蒸発燃料のNO<sub>x</sub>生成への影響

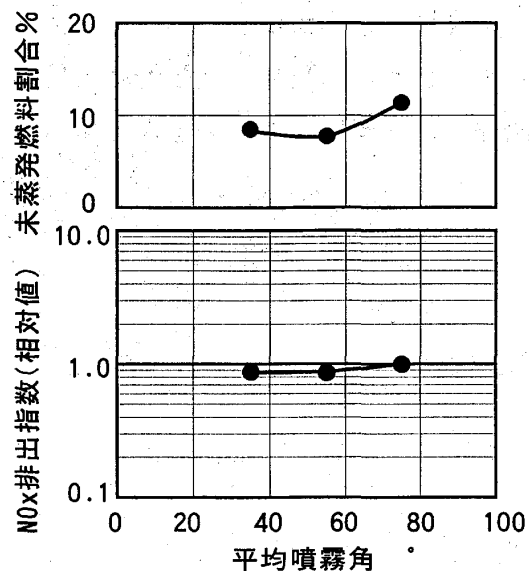


図10 燃料噴射弁噴霧角の影響

## 5. 旋回室形状の速度分布への影響

### 5.1 形状

CGT 燃焼器では燃料供給系の簡素化のため、予混合気形成は単一の燃料噴射弁により行なう。したがって、予混合気は燃焼室の1方向から導入されて、これが流れの偏りを生じる原因となっている。その改善のためには予混合気導入位置すなわち旋回室形状の改良が必要であり、今回は図11に示す2種類の形状について速度分布の計算を行なった。図11(a)が、1次設計燃焼器の形状

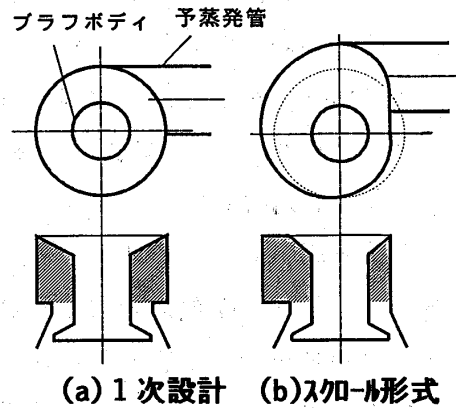


図11 旋回室形状

であり、(b)は旋回室を流路面積が徐々に減少するスクロール形式としたものである。計算は、予蒸発管から主燃焼室流入位置までを対象に、非燃焼の条件で実施した。

### 5.2 圧力および速度分布

図12にそれぞれの形状における静圧分布および速度ベクトルを示す。1次設計の形状では旋回室内の旋回空気と予蒸発管からの流入空気が合流する位置で圧力が高くなり、逆に旋回速度は小さくなっている。この旋回室で発生した流れの偏りが主燃焼室流入位置まで残り、その結果、主燃焼室内に旋回流の偏りを生じていることがわかる。一方、スクロール形式ではこれらの点が改善され、周方向に一律な圧力および速度場が形成される。図13は燃焼室流入位置での軸方向速度の分布を示したものである。スクロール形式では1次設計と比較して主燃焼室流入位置での軸方向速度の偏差が1/3以下と非常に小さくなっており、燃焼室内の流れの偏りの改善が期待できる。

今後、これらの結果を実験的にも検討するとともに、速度分布と火炎安定性との間の関係を明らかにしていく予定である。

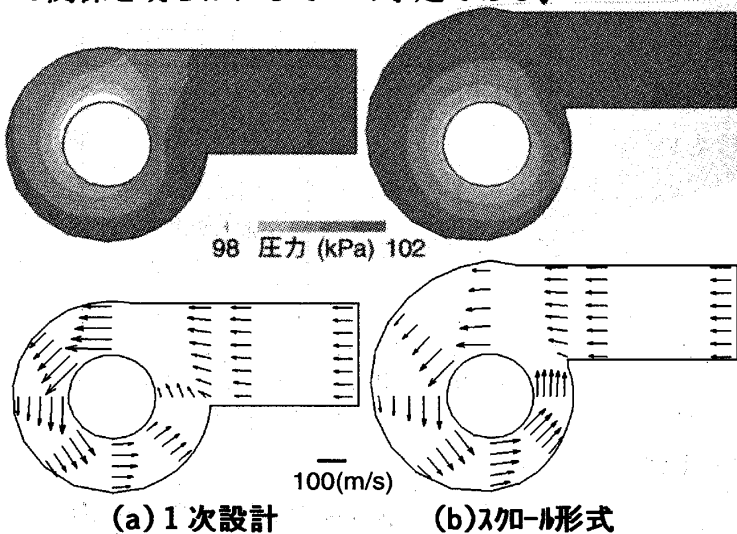


図12 圧力および速度分布の比較

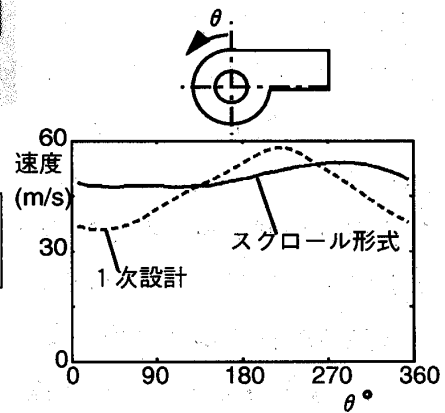


図13 軸方向速度の比較  
(主燃焼室流入位置)



## 6. まとめ

自動車用100kW C G T 燃焼器の数値解析を行い以下の知見を得た。

### (1) 未蒸発燃料のNO<sub>x</sub>生成への影響

①予蒸発・予混合燃焼において、主燃焼室流入位置での未蒸発燃料の割合は約10%と低く、燃料噴霧は主燃焼室流入前に十分蒸発している。

②未蒸発燃料の減少に伴いNO<sub>x</sub>排出量は指数関数的に減少する。予蒸発・予混合燃焼のNO<sub>x</sub>排出量は拡散燃焼の約1/6、理想的な完全予混合燃焼と比較しても1.3倍程度の低い値である。

③燃料噴射弁の噴霧角を最適化することによりさらに低NO<sub>x</sub>化できる可能性が有る。

### (2) 旋回室形状の速度分布への影響

旋回室形状の改良により、燃焼室内の速度の偏りは大幅に改善できる。これにより燃焼器の火炎安定性の向上が期待できる。

## 参考文献

- [1]佐々木他、第7回ガスタービン秋季講演会論文集、1992、pp. 7-14
- [2]大久保他、第8回ガスタービン秋季講演会論文集、1993
- [3]Sasaki, M., et al, ASME 93-GT-63
- [4]Nomura, Y., et al, Proc. of Yokohama Int. GT Congress, 1991, vol. 3, pp. 99-104
- [5]佐々木他、第8回ガスタービン秋季講演会論文集、1993

## 自動車用100kW CGTにおける 低公害燃焼器の開発 第2報

\*熊倉 弘隆<sup>(1)</sup> 佐々木 正史<sup>(1)</sup>  
鈴木 大志<sup>(1)</sup> (財)日本自動車研究所)

### 1. まえがき

自動車分野においても石油資源の効率的活用と地球環境への適合が求められている今日、多様な石油製品を燃料として利用でき、低公害性に優れ、かつセラミック適用による熱効率の向上が図れるセラミックガスタービンは、次世代の自動車用エンジンとして期待が寄せられている。1990年度より通商産業省の支援の下に石油産業活性化センターが自動車用セラミックガスタービン(CGT)開発プロジェクトを推進している。日本自動車研究所(JARI)は石油グループと共にこのCGTプロジェクトに参画し、CGTエンジンの開発を進めている。CGTエンジンの構成を図1に示す。出力100kW、1軸再生式でタービン入口温度1623K、目標機関効率は40%である。目標排気性能は当面国内ガソリン乗用車の排気規制値(10・15モード)を後処理システム無しでクリアすることとした。従って燃焼器はCGTエンジンの排気性能を直接支配することになる。

CGTは部分負荷燃費を維持するために高効率の熱交換器(リジェネレータ)を備え、燃焼器入口温度 $T_{in}$ が1150~1300Kと著しく高くなる。これによりThermal-NO<sub>x</sub>の生成が促進されるため、NO<sub>x</sub>を抑制することが最も重要な課題となる。佐々木ら

[1]は異なる3種の低NO<sub>x</sub>燃焼方式を比較検討し、予蒸発予混合希薄燃焼方式がガソリン乗用車規制を満足する実用燃焼器として有望であることを示した。

CGT開発プロジェクトではエンジン用燃焼器としてこの予蒸発予混合希薄燃焼方式を採用し、設計・試作を終了した[2]。本報ではこの第1次設計燃焼器(PPL-1)の評価試験結果を報告すると共にその問題点と改良設計の指針について報告する。

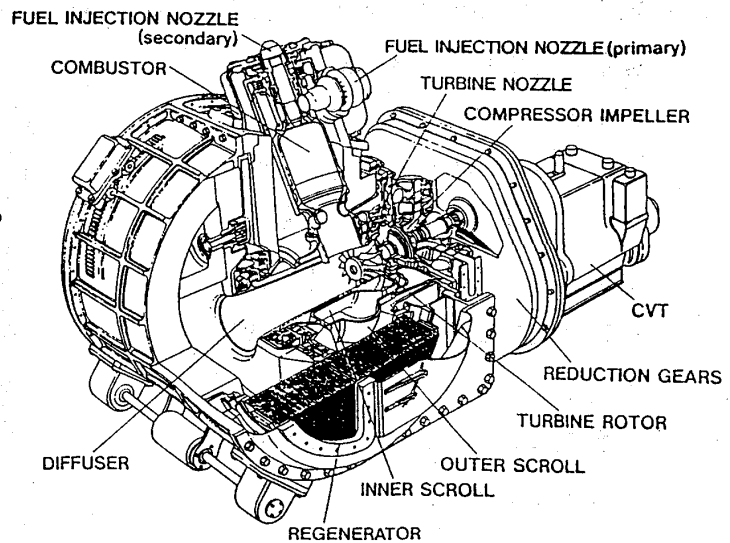


図1 100kW CGTエンジン

(1) 日産自動車(株)

ガスタービン秋季大会(盛岡)

## 2. 設計

図2に本燃焼器の概略構成図を示す。

図中に示した燃料噴射弁、予蒸発予混合部、主（希薄）燃焼部、希釈混合部、可変機構の各項目とセラミック部品についてそれぞれの技術課題及び目標値を表1にまとめた。燃焼器の設計においてはこれらの課題を認識し検討を進める必要があり、表1右欄に本燃焼器の第1次設計において採用した対応案を示す。

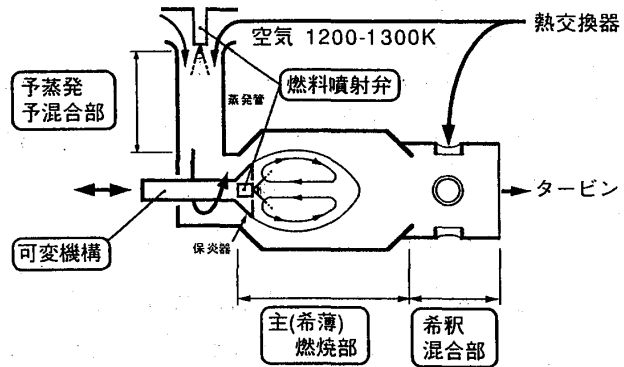


図2 予蒸発予混合希薄燃焼器の概略構成図

この対応策の代表的なものに関しての設計内容については前報 [2] にて報告した。予蒸発管入口には燃料の蒸発混合を促進するためスワラ及びルーバーを取り付け、予蒸発管は希薄燃焼器軸に対して接線的に配置した。希薄燃焼部は循環域の長さを短縮化するためのゾーンセパレータを装着できる構造とした。可変機構は保炎器の軸方向移動によりスロート部面積を変更して予蒸発部の空気配分率  $n_p$  を可変にする構造とした。またセラミック化に伴って分割した燃焼器部品を積み重ね（スタックアップ）、燃焼器全体を弾性的に自立支持する「プルアップ構造」を採用した。

燃焼器の第1次設計結果を表2にまとめて示す。

燃焼器の第1次設計結果を表2にまとめて示す。

表1 予蒸発予混合希薄燃焼器の技術課題及び対応策

| 部位      | 技術課題                                   | 目標値  | 1次設計における対応  |
|---------|--|--|---|
| 燃料噴射弁   | ・高ターゲダウン比化<br>・微粒化促進<br>・耐熱性向上         | ・45<br>・60 $\mu\text{m}$<br>(90%粒径)<br>・燃焼器入口温度<br>1323K | ・ステージング（噴射弁2個）<br>・燃圧高圧化、IP/FI最適化<br>・FI/FIによる冷却最適化 |
| 予蒸発予混合部 | ・蒸発混合促進<br>・自己着火、逆火の抑止                 | ・90%以上<br>・完全抑止  | ・X/FI、ルーバーによる乱流混合促進<br>・蒸発管長さの最適設計                  |
| 希薄燃焼部   | ・希薄安定性確保<br>・低NOx、低CO燃焼<br>・負荷率向上      | ・全運転域安定<br>・国内規制達成<br>・車載可能                              | ・保炎用スワールの最適化<br>・PPL燃焼、トーチの廃止<br>・循環域制御             |
| 希釈混合部   | ・温度分布均一化                               | ・ $\pm 50\text{K}$ 以内                                    | ・貫通力制御  |
| 可変機構    | ・希薄燃焼部における空気過剰率 ( $\lambda$ ) 制御の信頼性確保 | ・全運転域で安定燃焼確保、国内規制達成                                      | ・予蒸発部空気導入面積制御                                       |
| セラミック部品 | ・信頼性、耐久性の確保                            | ・要求寿命10年   | ・プルアップ機構、応力解析による寿命予測                                |

表2 第1次設計燃焼器の各部設計仕様

|         |          |                            |                                     |
|---------|----------|----------------------------|-------------------------------------|
| 予蒸発予混合部 | 予蒸発管長    | 52 mm (スワラ後直管部)            |                                     |
|         | 予蒸発管径    | $\phi 34$                  |                                     |
|         | 乱流混合促進   | スワラ+ルーバー                   |                                     |
|         | スワール数    | 0.17                       |                                     |
|         | 噴射弁      | 燃料粒径<br>噴霧角                | 60 $\mu\text{m}$ 以下(90%体積割合)<br>60度 |
| 希薄燃焼部   | 保炎用スワール  | 予蒸発管の接線配置                  |                                     |
|         | 空気負荷率    | 250 kg/m <sup>3</sup> sMPa |                                     |
|         | 軸方向長さ    | 150 mm                     |                                     |
|         | 希薄燃焼管径   | $\phi 100$                 |                                     |
|         | 保炎部スワール数 | 1.0                        |                                     |
| 可変機構部   | 循環域制御法   | ゾーンセパレータ装着                 |                                     |
|         | 制御方式     | 予蒸発部開口面積制御                 |                                     |
| セラミック部品 | 1/FI外    | 保炎器の軸方向移動で面積可変             |                                     |
|         | 設計       | 低応力                        | 2次空気孔廃止                             |
|         |          |                            | 部品分割による応力緩和<br>軸対称部品の多用             |

### 3. セラミック部品製作及び強度試験

#### 3.1 セラミック部品の試作

製作したセラミック部品を図3に示す。予蒸発部のスワローは複雑形状となるため16分割し、射出成形法により製作した(図4参照)。

#### 3.2 燃焼筒の圧環強度試験

佐々木ら[3]は燃焼筒のような薄肉殻構造のセラミック部品の実体強度を評価する際に、実体から切り出した円輪の圧環強度を知ることにより、実体部品の保有する強度や寿命の素質をより正確に予測することが可能であることを示している。

ここでは2本のSiC製(C-600A)主燃焼筒から各々8個の円輪を切出して圧環試験を行ない、JIS標準試験片の曲げ強度と比較した。

圧環試験方法を図5に示す。試験片と試験機間に銅板( $t=0.3\text{mm}$ )を介在させ、一方より変位速度一定( $0.3\text{mm/min}$ )となるように荷重をかけ試験片の破断荷重を測定する。結果は全データについてワイブルプロットし、最小自乗法によりワイブル係数を求めると共に、曲げ強度との有効体積換算強度の比較を行なった。

圧環試験結果を表3に示す。2本の供試燃焼筒間の有意の差は認められなかった。圧環でのワイブル係数はJIS試験片に比べて低めであるが、有効体積換算強度 $\sigma_{3P}$ は94%あり、実体強度として妥当と判断して以下の燃焼実験に供した。

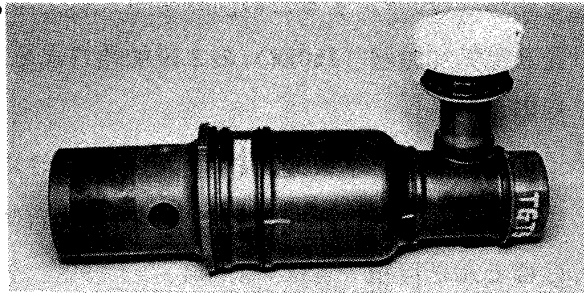


図3 燃焼器 (PPL-1) サブアッセンブリ

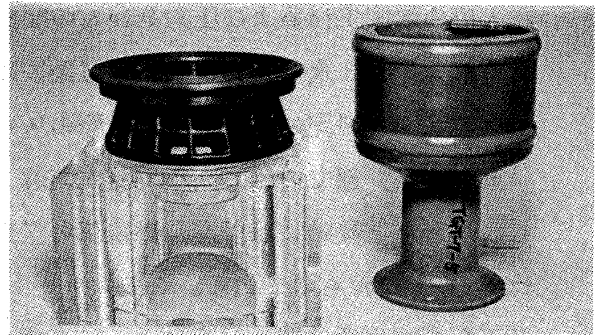


図4 予蒸発部スワロー及び保炎器

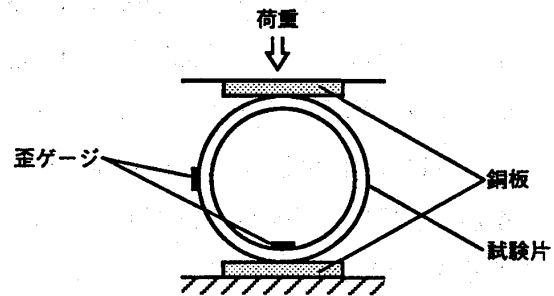


図5 圧環試験方法

表3 圧環試験結果

| 供試体                  | 破壊強度<br>MPa | ワイブル係数<br>m | 有効体積換算<br>$\sigma_{3P}$ |
|----------------------|-------------|-------------|-------------------------|
| S/N NO.2<br>S/N NO.3 | 455         | 8.9         | 566                     |
| JIS3点曲げ<br>試験片       | 605         | 15          | —                       |

#### 4. 定常予蒸発予混合希薄燃焼実験

図6に実験装置の概略図を示す。入口空気を加熱(1200K)するため回転蓄熱式熱交換器と電気加熱器(250kW)の2段加熱方式を採用した。

燃焼火炎の様子を図7に示す。予混合燃焼ではセラミックの赤熱のみが目立ち火炎自体はほとんど目視できない。

##### 4.1 第1次設計燃焼器の安定燃焼範囲

第1次設計燃焼器の安定燃焼範囲と燃焼器入口の温度 $T_{in}$ および圧力 $P_{in}$ との関係をそれぞれ図8及び図9に示す。縦軸には予混合気は燃焼室に流入してくる際のスロート(のど)部での軸方向平均流入流速 $u_{ax}$ をとり、横軸には予混合燃焼部の空気比 $\lambda p$ をとったものである。このスロート部面積を保炎器位置の変更によって変化させると逆火および吹き消え限界が大幅に変ることが判明した。そこで逆火限界を支配すると思われるスロート部平均流速 $u_{ax}$ を用いて安定範囲を表すこととした。図中の安定範囲の過濃側限界(細線)は逆火限界を示し、安定範囲の希薄限界側(太線)は希薄吹き消え限界を表す。

逆火により破損した保炎器を図10に示す。逆火は $NO_x$ の発生を著しく増加させるだけでなく、セラミック部品のダメージに直結する恐れがありできるだけ回避することが求められる。

図8において燃焼器入口温度が973Kから1073Kに上がった場合は安定燃焼範囲はやや希薄側に移るだけであるが、燃焼器入口温度が1073Kから1173Kに変わると安定燃焼範囲は流入流速の速い側かつ希薄側に大

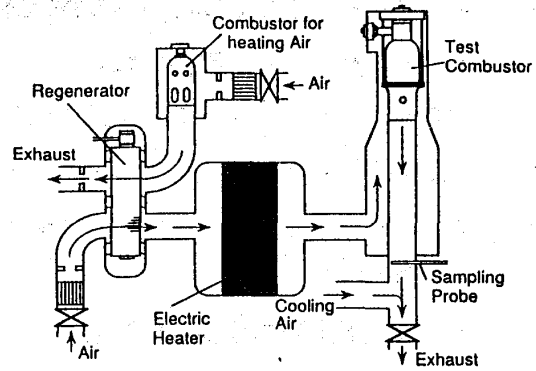


図6 燃焼実験装置概略図

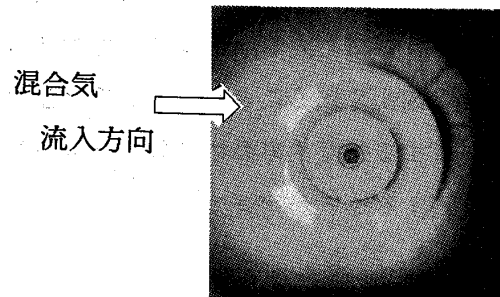


図7 火炎写真(燃焼器出口側より撮影)

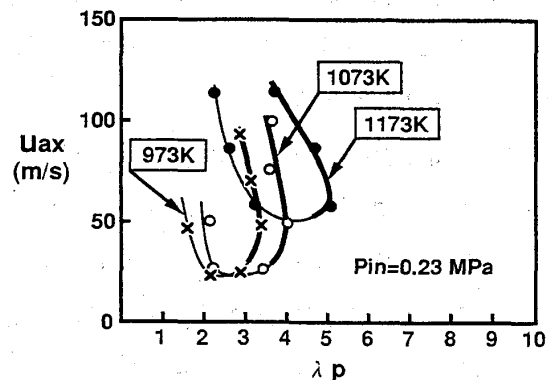


図8 安定燃焼範囲と温度の関係

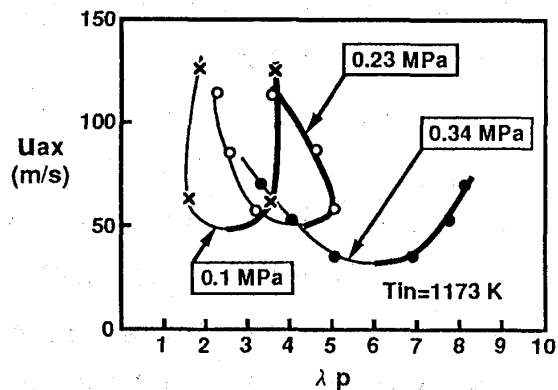


図9 安定燃焼範囲と圧力の関係

大きくシフトする。また、図9に示されたように燃焼器入口圧力が変化しても安定燃焼範囲の最低流入流速はあまり変わらない。しかし、燃焼器入口圧力が0.23MPaから0.34MPaになると安定燃焼範囲の吹き消え側が非常に希薄側に伸びた。高圧になるにつれ希薄安定限界が非常に大きくなることが分かった。

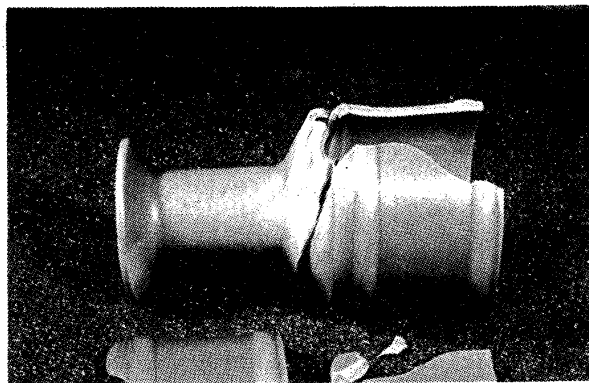


図10 逆火による保炎器破損状況

これらの実験結果からエンジンの各運転点での燃焼器の安定燃焼範囲を推定して、燃焼器の運転点を求めることができる。図11に10・15モード走行に必要な負荷域での推定火炎安定範囲を示す。一旦諸寸法が決定すると設定可能な運転条件は図中の各負荷に対応する直線上から選ばれることになる。例えば0%負荷時の運転条件では安定範囲が得難い。1次設計の燃焼器では特に低負荷時（燃焼器入口温度が非常に高くなる場合；約1250K～1350K）での逆火抑止が非常に困難になる（運転条件を表す直線と安定範囲が交わらない）ことが分かった。

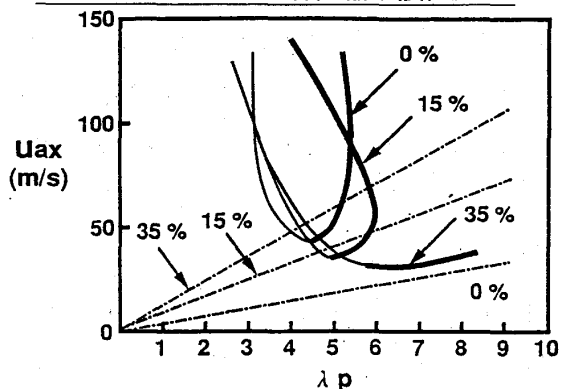


図11 低負荷域の火炎安定範囲

#### 4.2 排気特性

予蒸発予混合希薄燃焼時の排気特性の典型例を図12 (NO<sub>x</sub>) および図13 (CO) に示す。HC類はごく微量しか排出されないので省略する。

燃焼器入口温度が1173K (■) の場合を例にとると、予蒸発部空気比 $\lambda_p$ =約2.2で逆火し、また $\lambda_p$ =約3.8で吹き消えを起こしたのでこれら2つの限界の間の範囲について示してある。燃焼器入口温度が高くなるにつれて安定燃焼範囲は希薄側にシフトしNO<sub>x</sub>の排出量は増加する傾向にある。

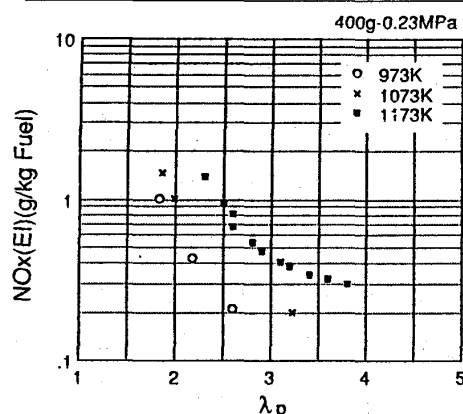


図12 排気特性 (NO<sub>x</sub>)

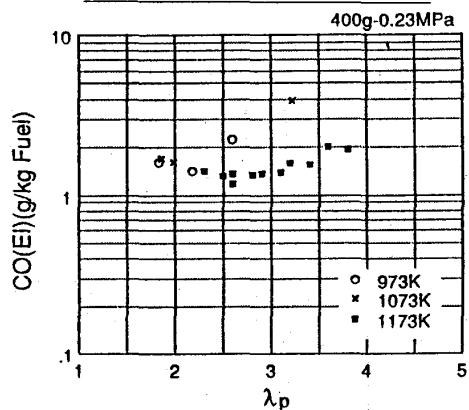


図13 排気特性 (CO)

一方COの排出量は吹き消え限界付近で急激に上昇する。

NOxの排出量は入口空気温度 $T_{in}$ と燃焼圧力 $P$ に強く依存し、一般に式(1)で表される。〔1〕

$$\langle NO_x \rangle_{EI} = \langle NO_x \rangle_{EI_{REF}} \cdot (P/P_{REF})^m \cdot \exp\{k(T_{in} - T_{in_{REF}})\} \dots (1)$$

$$\langle NO_x \rangle_{EI_{REF}} = a \cdot \lambda_p^b \dots (2) \quad REF: Reference Condition$$

ここでNOxおよびCOの排出量の温度依存特性をそれぞれ図14および図15に示す。NOxの排出量は空気比 $\lambda_p$ によらず、燃焼器入口温度 $T_{in}$ が上昇するに伴って増加し、その傾向(温度依存指数  $k$ )はほぼ一定の値  $k = 5.2 \times 10^{-3} \sim 6.1 \times 10^{-3}$  ( $2.0 < \lambda_p < 4.0$ )を示す。この値は完全予混合時〔1〕の値  $k = 1.8 \times 10^{-3}$

( $\lambda_p = 2$ )よりかなり大きく混合気の不均一の影響などが示唆された。またCOの排出量はこの温度範囲では入口の温度依存性は認められない。

次にNOxおよびCOの排出量の圧力依存特性をそれぞれ図16および図17に示す。NOxの排出量は特に $\lambda_p$ が小さい条件で、圧力が上がるにつれ減少している。圧力の増加に対してNOx排出量が減少する点に関しては今後ガスサンプリング法も含め更に検討を進める必要がある。一方COの排出量は $\lambda_p$ によらず圧力が上昇するに従って減少する傾向が示された。

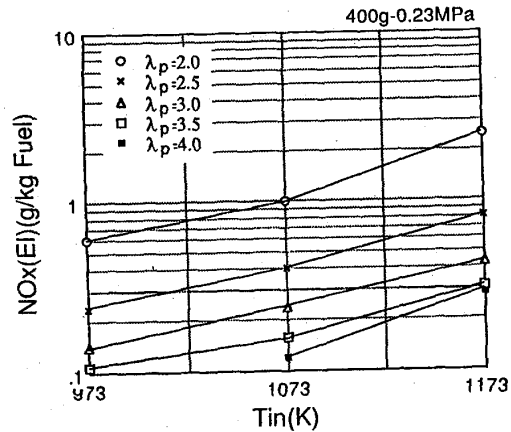


図14 NOx排出量の温度依存特性

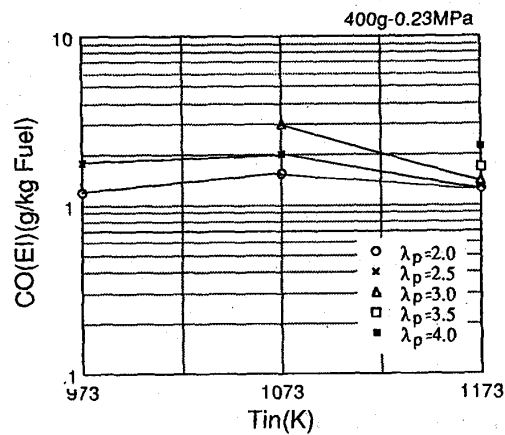


図15 CO排出量の温度依存特性

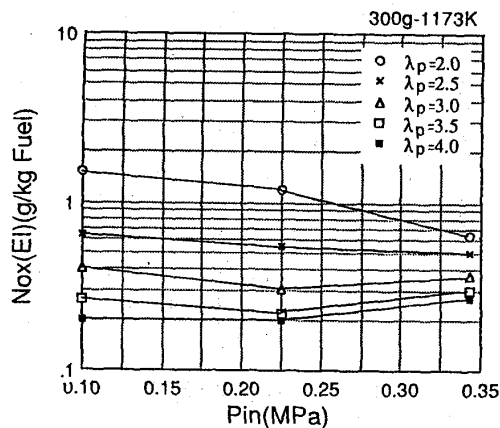


図16 NOx排出量の圧力依存特性

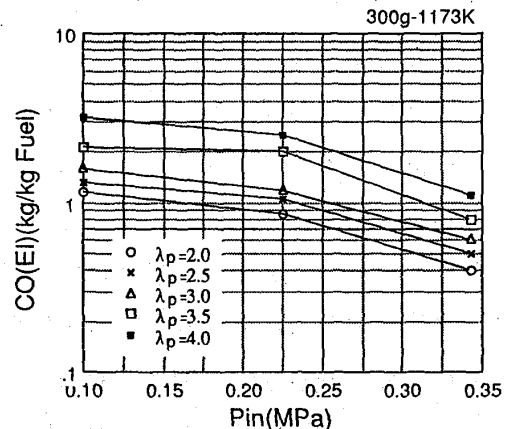


図17 CO排出量の圧力依存特性

以上の実験から求められた式(1)のNOx排出モデルを使って10・15モードのNOx排出シミュレーションを行なった。燃焼器入口条件の空気流量、燃料流量、燃焼器入口温度、燃焼器入口圧力は10・15モード車両走行シミュレーションによって得られた値を使用した。圧力依存指数については完全予混合時[1]の値である $m=0.3$ を使用した。結果を表4に示す。NOx排出量の規制値0.25g/kmに対して $\lambda_p=2.5$ あるいは $\lambda_p=3.0$ において十分低い値が得られた。またこれにより、過渡状態での可変機構の応答遅れによるNOx排出の悪化代に対しての余裕が見込めた。

表4 10・15モードNOx推定結果

| 設定 $\lambda_p$ | 予想NOx排出量  |
|----------------|-----------|
| 2.5            | 0.09 g/km |
| 3.0            | 0.05 g/km |

今後過渡時の排気性能を評価していく必要がある。

#### 4.3 第1次設計燃焼器(PPL-1)の問題点と改良設計の指針

定常燃焼試験により第1次設計燃焼器の問題点が明らかになった。問題点と対応策をまとめて表5に示す。

表5 1次設計の問題点と対応策

| NO. | 問題点  | 対策  |
|-----|--|---|
| 1   | 可変機構：保炎器(BB)の軸方向距離を調整して空気配分率 $n_p$ を可変する構造としたが、BBの軸方向位置は逆火防止の面から限定され、 $n_p$ 調整機能と両立できない。 | BBは固定とし、予蒸発管入口面積を可変とする。                         |
| 2   | スワールチャンバ：燃焼室入口への流れの不均一→低流速部から逆火の懸念。  | 流れの均一化<br>①螺旋式<br>②プレナム式 > 選定実験実施               |
| 3   | 予蒸発予混合用スワロー：蒸発促進、均一化のためのスワローが複雑で、製作上および組立上の煩雑さが著しい。                                      | ブロック式のスワローとする。又この形式は可変性が容易なので可変としスワロー強さの最適化を図る。 |
| 4   | 支持部：ホルダーアプアップインのロッド部折損   | ロッドを円筒からの一体削りだしとする。                             |

まず逆火を抑止する上で、4章第1節でも述べたように保炎器の位置すなわちスロート面積を固定して要求混合気流速を確保する。そこで空気配分率可変機構は予蒸発管入口に可変絞りを設ける構造とする。また、逆火を抑止する上で単に希薄化を進めると図18に示すように低負荷域での圧力損失が過大になりある程度濃厚( $\lambda_p \sim 3$ )でも逆火を抑止する他の方策を考える必要がある。燃焼器入口空気温度を低下させることと予混合部の流れおよび混合比分布をより均一化することが効果的である。例えば燃焼器入口温度を一律100℃下げると図11に示した火炎安定範囲の $\lambda_p=4$ 、 $u_{ax}=60\text{m/s}$ の点が $\lambda_p$ で約1.5濃厚側に、 $u_{ax}$ で約20m/s低流速側にシフトする。また、予混合部の流れを均一化することでスロート部の流速分布がなくなれば、図11に示した火炎安定範囲は $u_{ax}$ で約15%

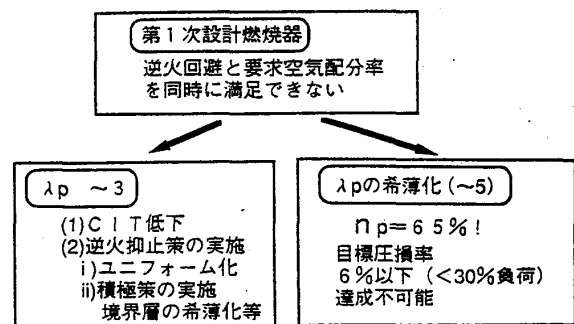


図18 逆火抑止設計の検討手順



低流速側にシフトする。最後に境界層の希薄化について述べる。第1次設計燃焼器のスロート部の外周側の一部が、流速が低く局所的に空気比が小さくなっている可能性があることがシミュレーションから示されており〔4〕、その部分から逆火を起こしていることが考えられる。そこに空気を導入することによって境界層を希薄化し逆火を防止する。今後、以上の諸点を盛り込んで93年度に改良試作を実施する予定である。

## 5. まとめ

- (1)自動車用100kWCGTの低公害燃焼器を定常燃焼試験にて評価し、10・15モード規制値を達成する目処が得られた。
- (2)第1次設計燃焼器PPL-1の実験結果から、逆火限界が低負荷域の運転をきわめて困難にしていることが分かった。そこでこの問題点を解決するための改良設計の指針を明らかにした。
- (3)今後逆火特性の向上を図るとともに、過渡排気性能の評価を実施する。

## 参考文献

- 〔1〕 M. Sasaki, H. Kumakura, D. Suzuki ASME 91-GT-369
- 〔2〕 M. Sasaki, H. Kumakura, D. Suzuki, K. Sugiyama, Y. Ohkubo ASME 93-GT-63
- 〔3〕 佐々木ほか 反応焼結SiC製燃焼器ライナの開発と問題点 GTSJ 16-63, 1988
- 〔4〕 野村佳洋、大久保陽一郎 自動車用100kWCGT燃焼器の燃焼解析  
ガスタービン学会秋季講演会予稿集, 1993

## 遷音速圧縮機翼列の3次元粘性流れ解析

里深 信行 (京都工芸繊維大学)

森西 晃嗣 (京都工芸繊維大学)

中村 良也 (石川島播磨重工業)

\* 清水 淳 (石川島播磨重工業)

## 1. まえがき

遷音速圧縮機翼列内は、3次元衝撃波、動翼先端すきま流れ、翼及びケーシングの境界層、その他2次流れにより、複雑な流れを呈している。遷音速圧縮機の高負荷化、効率向上、サージ余裕拡大の為には、これらの複雑な流れ現象を把握することが必要である。

特に、遷音速圧縮機動翼の場合、衝撃波パターンの性能に及ぼす影響について理解することが、重要な課題である。動翼内の衝撃波パターンの計測については、レーザーによる3次元計測<sup>1) 2)</sup>や、高周波数応答圧力変換器によるケーシングでの流れ場計測<sup>3)</sup>が行われている。また、近年の計算機及び数値解析技術の進歩により、定量的な精度にはまだ問題があるものの、CFDによる数値シミュレーションがほぼ定着した感があり、遷音速圧縮機翼列内流れ計算が行われている。<sup>4) 5)</sup>

本報告では、特に翼端付近の流れに着目し、著者らが開発した動翼先端すきまを含む3次元粘性流れ解析コードを遷音速圧縮機動翼列に適用し、圧縮機ケーシングに取り付けた高周波数応答圧力変換器等による流れ場計測との比較検証を実施した結果について報告する。

## 2. 基礎方程式

基礎方程式は、x軸まわりに角速度 $\omega$ で回転しているデカルト座標系での圧縮性ナビエ・ストークス方程式とする。これはベクトル表示で以下のように示される。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z} \right\} + H$$

ここで、保存量ベクトル $q$ および流束ベクトル $E, F, G$ は次のようなものである。

$$q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(e+p) \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(e+p) \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ w(e+p) \end{bmatrix}$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $p$ は圧力、 $u, v, w$ は、それぞれ相対速度の  $x, y, z$  方向成分である。また、 $e$ は単位体積あたりの全エネルギーで、比熱比 $\gamma$ の理想気体を仮定すると、次式で与えられる。

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2)$$

なお、相対速度成分  $(u, v, w)$  と絶対速度成分  $(u_a, v_a, w_a)$  の間には次のような関係がある。

$$u = u_a \quad v = v_a - \omega z \quad w = w_a + \omega y$$

粘性流束ベクトル  $E_v, F_v, G_v$  は、以下のように記述される。

$H$ は、座標系の回転により付加される項で、次式で与えられる。

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{ex} \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{ey} \end{bmatrix}, \quad G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{ez} \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho\omega(\omega y - 2w) \\ \rho\omega(\omega z + 2v) \\ \rho\omega^2(vy + wz) \end{bmatrix}$$

ここで、ストークスの仮定を用いると、

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right\}, \quad \tau_{ex} = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right\}, \quad \tau_{ey} = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\tau_{zz} = 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right\}, \quad \tau_{ez} = u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\tau_{xy} = \mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right\}, \quad \tau_{xz} = \mu \left\{ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right\}, \quad \tau_{yz} = \mu \left\{ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right\}$$

となる。ただし、 $T$ は温度である。

### 3. 数値計算法

実際の数値計算に際しては、デカルト座標  $(x, y, z)$  表示の基礎方程式を一般座標  $(\xi, \eta, \zeta)$  表示の基礎方程式に変換して用いる。

#### 3. 1 空間微分項の離散化

ここでは、線の方法の概念に従い、最初にナビエストークス方程式の空間微分項を2次精度中心差分法により次のように離散化する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} = & - \frac{E_{i+1,j,k} - E_{i-1,j,k}}{2\Delta\xi} - \frac{F_{i,j+1,k} - F_{i,j-1,k}}{2\Delta\eta} - \frac{G_{i,j,k+1} - G_{i,j,k-1}}{2\Delta\zeta} \\ & + \frac{1}{Re} \left\{ \frac{Ev_{i+1/2,j,k} - Ev_{i-1/2,j,k}}{2\Delta\xi} + \frac{Fv_{i,j+1/2,k} - Fv_{i,j-1/2,k}}{2\Delta\eta} \right. \\ & \left. + \frac{Gv_{i,j,k+1/2} - Gv_{i,j,k-1/2}}{2\Delta\zeta} \right\} + H_{i,j,k} + D_{\xi i,j,k} + D_{\eta i,j,k} + D_{\zeta i,j,k} \end{aligned}$$

ここで  $D_{\xi}$ 、 $D_{\eta}$ 、 $D_{\zeta}$  は、数値解の不自然な振動を予防し、衝撃波を捕獲するための人工粘性項である。

Jameson<sup>6)</sup>により提案された、振動の予防に4階微分を用い、衝撃波の捕獲には2階微分を用いる人工粘性を採用している。

### 3. 2 時間積分法

前述のような空間微分項の離散化により、ナビエ・ストークス方程式は次のような常微分方程式に帰着できる。

$$\frac{dq}{dt} = Q(q)$$

この常微分方程式を次式に示す2段階有理ルンゲ・クッタ法で積分する。

$$g_1 = \Delta t Q(q^n) \quad , \quad g_2 = \Delta t Q(q^n + c_2 g_1)$$

$$q^{n+1} = q^n + \frac{2g_1(g_1, g_3) - g_3(g_1, g_1)}{(g_3, g_3)}$$

$$g_3 = b_1 g_1 + b_2 g_2$$

ここで、例えば、 $(g_1, g_3)$  は全計算領域にわたるベクトル  $g_1$  と  $g_3$  の内積である。また係数  $b_1$ 、 $b_2$  および  $c_2$  には、次のような値を用いる。

$$b_1 = 2 \quad , \quad b_2 = -1 \quad , \quad c_2 = 0.5$$

### 3. 3 収束加速法

定常解への収束を加速するために、局所時間刻み法及び残差平均法を用いた。

### 3. 4 乱流モデル

乱流モデルとしては、簡易で計算時間の短い BALDWIN-LOMAX の代数型モデルを用いた。

#### 4. 解析結果と実験結果の比較

開発したコードの検証を行うため、遷音速圧縮機翼列の実験を行い解析結果との比較を行った。

##### 4. 1 供試体及び計測器

解析コードの検証に用いた供試体及び計測器を図1に示す。本供試体の動翼列の先端での流入マッハ数は約1.4であり、遷音速域での翼列実験が可能である。計測は、翼列入口及び出口に於いて、全スパンでヨーメータによるトラバースを行うことにより、流れの全圧、全温及び流れ角の分布を求めた。また、動翼先端のケーシング部で軸方向11点の非定常圧力計測を行うことにより、衝撃波パターンの計測も行った。

本供試翼列の性能計測は、設計回転数のピーク効率点近傍で非定常圧力計測及びトラバース計測を実施した。

##### 4. 2 数値解析条件

解析は、動翼列の先端すきまも考慮し、周期性を利用して1ピッチ分の計算を行った。計算に用いたH型計算格子を図2～3に示す。図2は流路中央面の格子を示す。また、図中にヨーメータトラバース位置も同時に示す。図3は、翼中央での流路断面内の格子及びその動翼先端での拡大図である。翼弦長に対してクリアランスは約0.1%である。格子点数は、流路の軸方向に97点、流路断面方向に33点、スパン方向に41点（クリアランス部に5点）である。固体壁面上では、断熱すべり無し条件とする。翼列入口での境界条件としては、実験による全圧、全温、流れ角を固定し、翼列出口では、静圧分布を固定し、他の量は内点より外挿する。

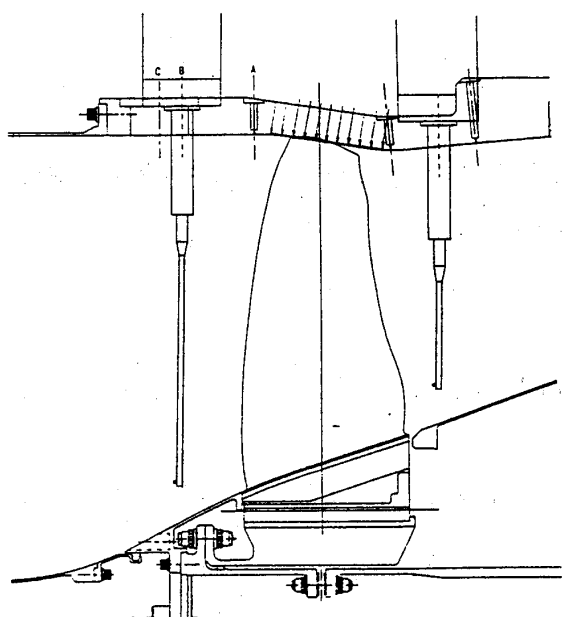


図1 供試体及び計測器

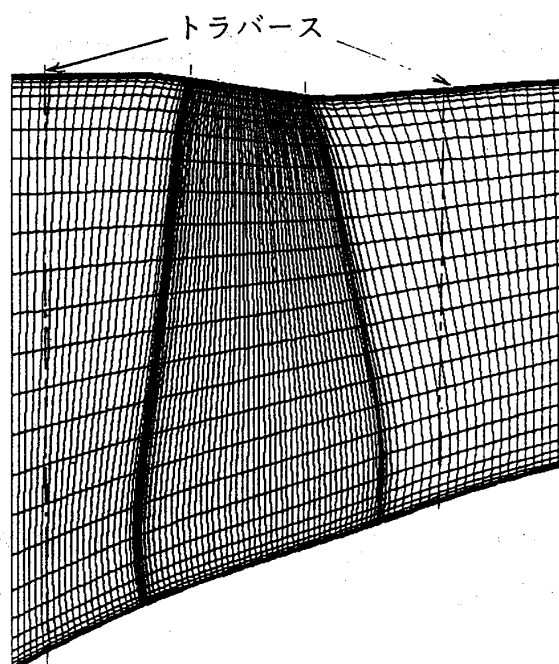


図2 流路中央面格子

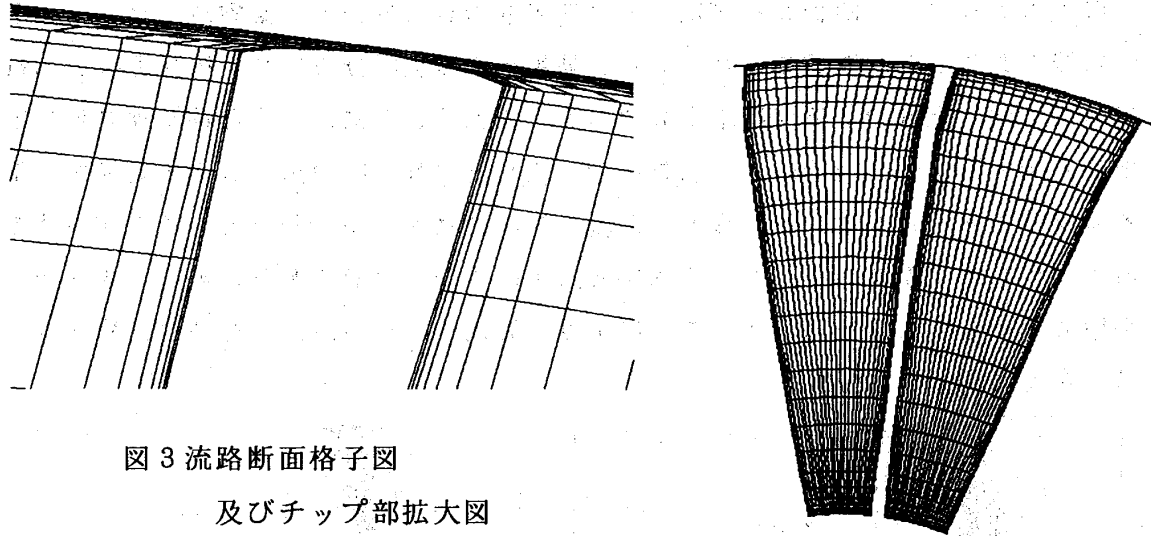


図3 流路断面格子図  
及びチップ部拡大図

#### 4. 3 解析結果

計算結果と実験の比較を図4～15に示す。図4及び図5は、それぞれ翼背側及び腹側の等圧力線図である。スパン方向の衝撃波パターンが図より明かである。また、図6にケーシング部の等圧力線図を示す。衝撃波は前縁より発生しており、垂直衝撃波に近いパターンとなっている。図7に非定常圧力変換器により計測された衝撃波パターンを示す。衝撃波の位置は、比較的の良い一致を示している。但し、衝撃波面は少し広がっている。また、翼先端部での翼間の等マッハ線図、速度ベクトル図及び翼面マッハ数分布を図8～13に示す。図8の等マッハ線図より翼先端からのリーケージ流れにより、衝撃波パターンが背側近傍で拡散されているのがわかる。また、図9に翼弦中央でのクリアランス部の拡大速度ベクトル図を示す。ケーシングに近づくに従い噴流の速度が大きくなっているのがわかる。また、図10の速度ベクトル図より翼先端部は、ケーシング境界層内であるために入口では、迎え角がつき翼間では翼方向に曲げられているのがわかる。この迎え角により翼先端では、図11に示されるように翼前縁でピーキーなマッハ数分布となっており翼先端より翼弦長の1.5%内側に入った翼断面では、このピークは無くなっている。翼先端付近の流れについて図12～15にヨーメータによるトラバース結果と解析結果の比較を示す。図12に出口マッハ数分布、図13に出口流れ角を示す。\*印が解析結果を示し、◇印が計測結果を示す。また、○印は、計測された全圧全温をもとにスルーフロー計算を実施した結果である。出口マッハ数については、計算の方が60～80%スパンで減速がきつくなっており、相違が生じている。また、流れ角についても同じスパンで相違が生じている。これは図14に示す全圧分布にも圧力上昇不足としてあらわれており、図15の翼列性能を示す全圧損失係数分布の比較では、計算の圧損が大きくでていることに対応している。

以上のように、本解析コードはピーク効率近傍点に於いて、衝撃波パターンの予測が可能であることが確認できた。また、動翼出口の全圧分布、全圧損失係数、流れ角については、定量的な精度は不十分である。これは、本例のような遷音速翼列では衝撃波と境界層の強い干渉による剥離を含む流れとなり、圧力損失等の絶対量を正確に予測することがまだ難しく、様々な乱流モデルの試み等が行われているのが現状である。しかし、衝撃波パターンから衝撃波損失の予測は可能であり、翼端すきま流れと衝撃波の干渉の様子を捕らえることにより、翼端部形状の設計に有効な情報が得られると考えている。

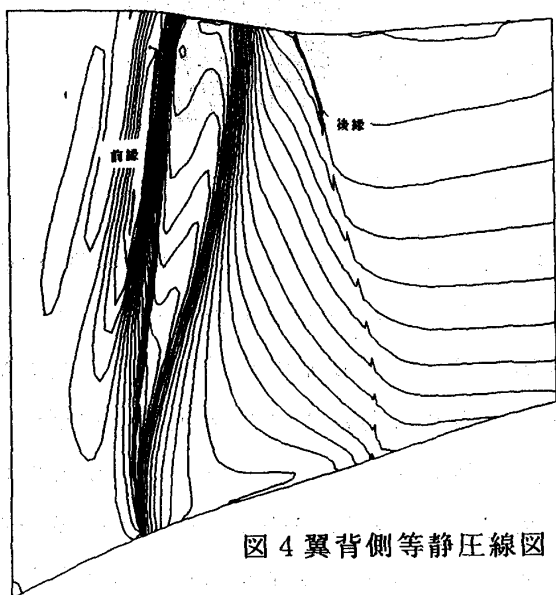


図4 翼背側等静圧線図

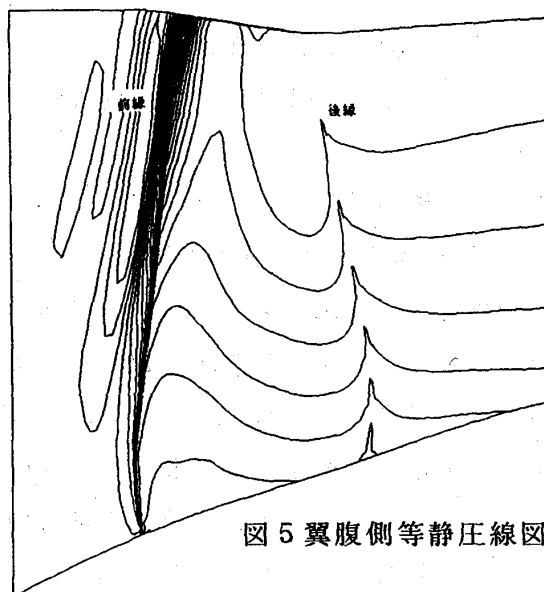


図5 翼腹側等静圧線図

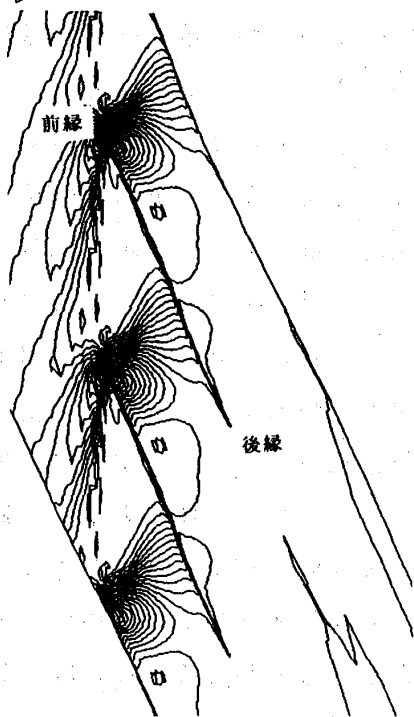


図6 壁面等静圧線図  
(計算)

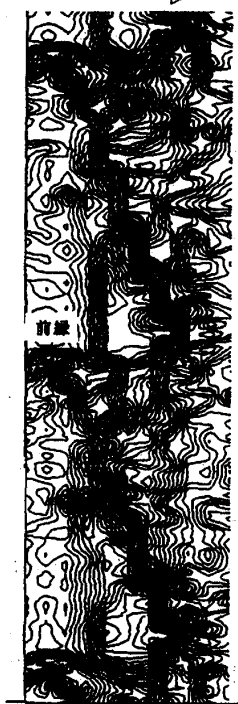


図7 壁面等静圧線図  
(計測)

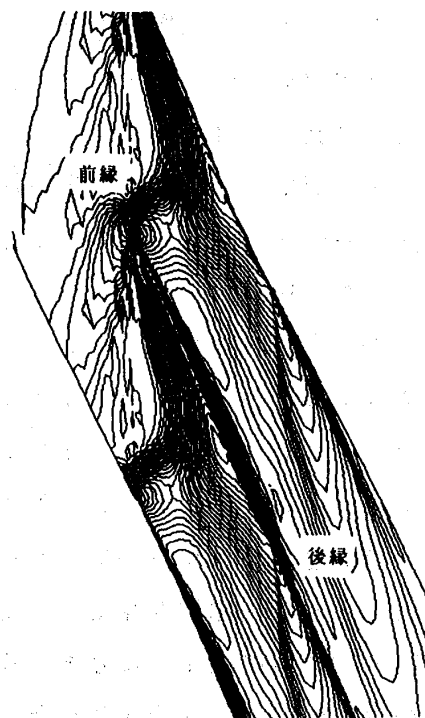


図8 等マッハ線図

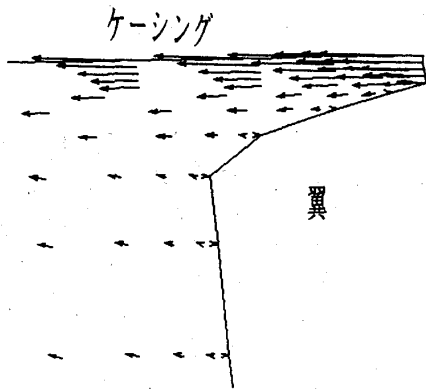


図9 翼先端すきま速度ベクトル図

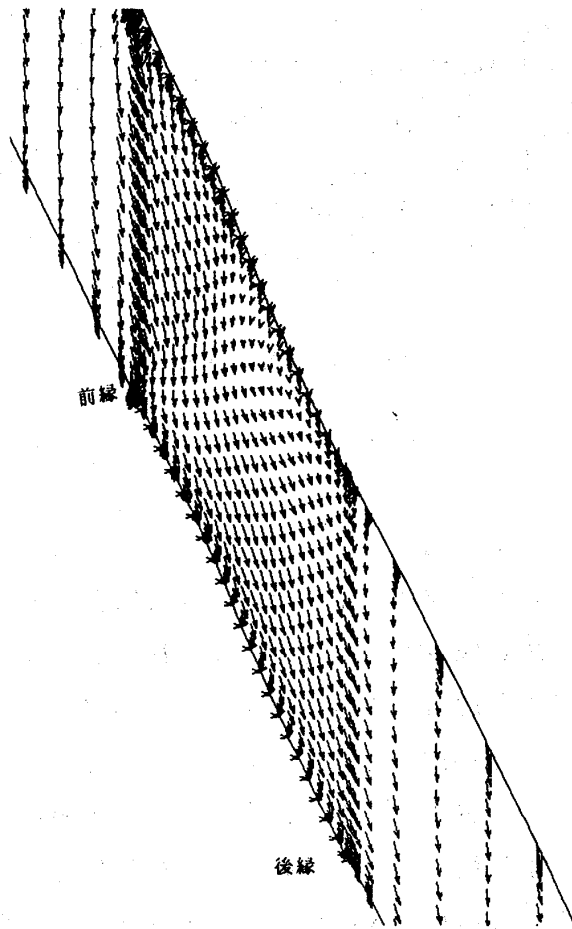


図10 翼先端速度ベクトル図

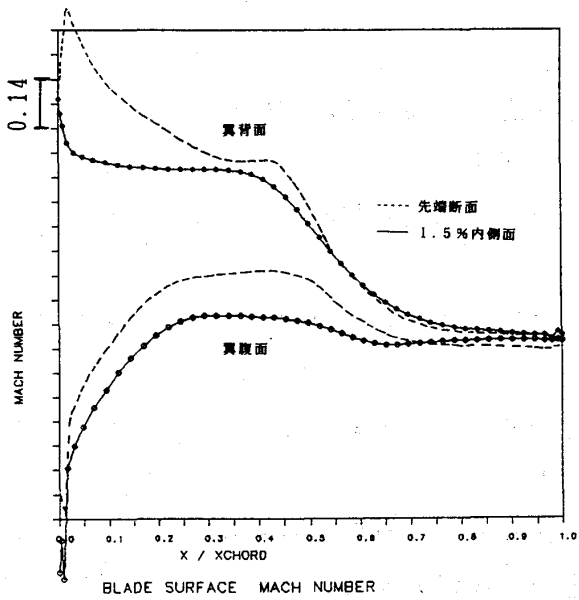


図11 翼面マッハ数分布

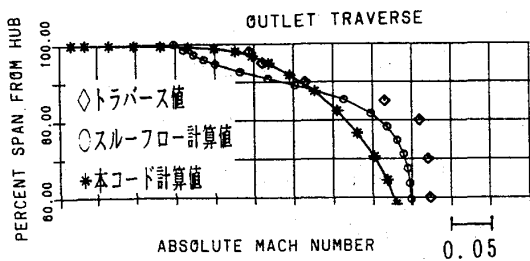


図12 翼出口マッハ数分布

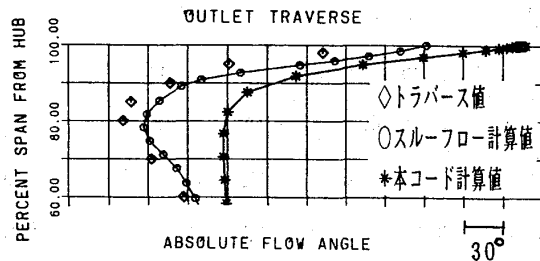


図13 翼出口絶対流れ角



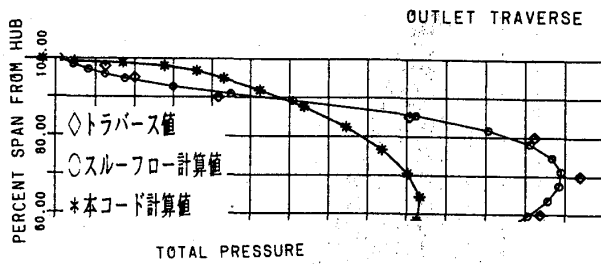


図 1 4 翼出口全圧分布

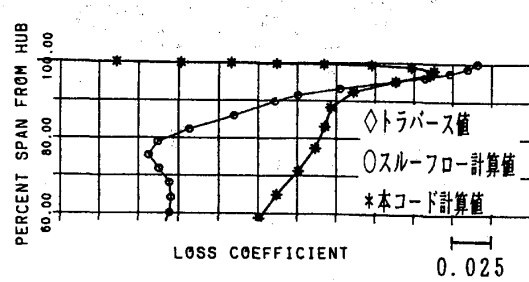


図 1 5 全圧損失係数

## 5. まとめ

動翼先端すきまを含む3次元粘性コードを開発し、遷音速圧縮機翼列について3次元流れ解析を行い実験と比較検証し、以下の結果を得た。

(1) 解析による動翼先端での衝撃波パターンは、比較的計測結果に良く一致しており予測可能であることがわかった。

(2) 翼先端でのすきま流れは、先端近傍の衝撃波に影響を及ぼしており、翼背側での衝撃波は拡散していることがわかった。

(3) 解析結果の全圧損失係数及び流れ角は計測結果と定量的に一致しておらず、翼列性能予測に使用する場合には改善が必要であることがわかった。

今後は、衝撃波と境界層の強い干渉場での剥離及び圧力損失の予測にポイントを置いて、改良を実施し、他の作動点についても解析検証を進めていくとともに、翼先端のすきま流れのより詳細な解析を進めていく予定である。

## 6. 参考文献

- 1) Epstein他, A I A A J o u r n a l , 3 7 5 - 3 7 9 , 4 , 1 9 7 9
- 2) Wisler, A S M E P a p e r 7 6 - G T - 4 6
- 3) Copenhaver他, A I A A P a p e r 9 3 - 1 8 6 9
- 4) Hah他, A S M E J o u r n a l 2 4 1 - 2 5 1 , 4 , 1 9 9 1
- 5) Turnaer他, A S M E P a p e r 9 2 - G T - 3 0 9
- 6) Jameson他, A I A A P a p e r 8 3 - 1 9 2 9
- 7) Baldwin他, A I A A P a p e r 7 8 - 2 5 7

### 3次元圧縮機静翼の粘性解析

\*大北洋治 (IHI)  
 児玉秀和 (IHI)

田村敦宏 (航技研)  
 菊地一雄 (航技研)  
 野崎理 (航技研)

#### 1 まえがき

圧縮機的设计及び性能解析を難しくしている要因の1つに翼列内の2次流れがあり、設計者はこれにより生じる流れ角の変化や圧力損失の増大を正確に見積もらなければならない。図1に示すように2次流れは剪断流のような非一様な流れが翼列で曲げられた際に生じる、主流と直行する速度成分である。これは入口の剪断流による渦度が曲げられることにより、流れ方向を軸とする渦度が新たに生じることによる。従来より2次流れについては多くの研究が行なわれ現象の詳細が観測されているが、それらのほとんどは計測上の問題から低速の流れに限られている。実機並みの高速流れについて翼列内の詳細を計測により調べることは困難であるのが実状である。

一方近年の数値解析技術の発展はめざましく、その応用範囲が広がり精度も向上したことから、翼列の設計に適用できるところまで到達している。

本研究で対象とした高速圧縮機静翼では、試験において入口の剪断流の分布を変えて性能を調べた結果、静翼下流の圧力損失分布に大きな変

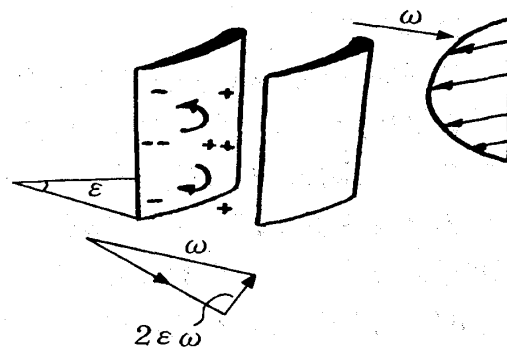


図1 2次流れの機構

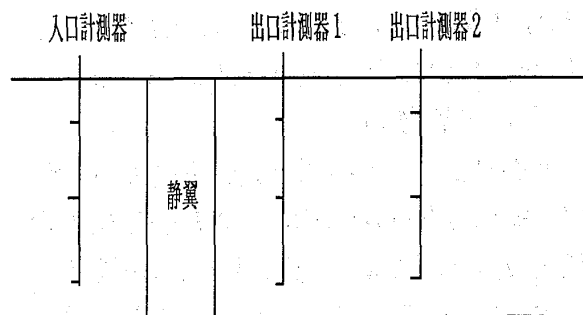


図2 試験装置概要

|                  |         |
|------------------|---------|
| 設計流入角 (ミッドスパン)   | 37.0deg |
| 設計流出角            | 0.0deg  |
| アスペクトレシオ         | 3.0     |
| ピッチコード比 (ミッドスパン) | 0.754   |

表1 翼の代表諸元

化が生じた。そこで3次元粘性数値計算により静翼列まわりの流れを解析することで、試験翼列で起きている現象をより詳細に把握し、流れに大きな変化を生じさせる機構を明らかにする試みを行った。

## 2 試験

### (1) 試験装置

図2に試験装置の概要を示す。試験装置への送風は上流の動翼により行なう。静翼の翼枚数は60枚である。静翼の代表諸元を表1に示す。計測は、まず前縁より1コード上流において全圧、全温を計測している。また、後縁より1コード下流において楕円全圧管により全圧を、後縁より5コード下流において周方向に移動可能な全圧管(径方向8点計測)により全圧をそれぞれ計測している。さらに流路の十分下流において流量を計測している。

### (2) 試験条件

本研究の目的は翼列入口の流れ条件について径方向の剪断の強さを変えた時に翼列の性能にどのように影響するかを調べることである。異なる剪断流は半径方向仕事分布の異なる動翼を用いることによって作る。それぞれの動翼は静翼に対する流れ角が同じになるように設計されている。試験で達成された2ケースの入口流れについて径方向のマッハ数分布、流入角分布をそれぞれ図3-1、3-2に示す。ここに示される値は静翼入口の全圧全温計測値を用い、流線解析によって求められたものである。ケース1は径方向について比較的平坦な全圧分布を有する、

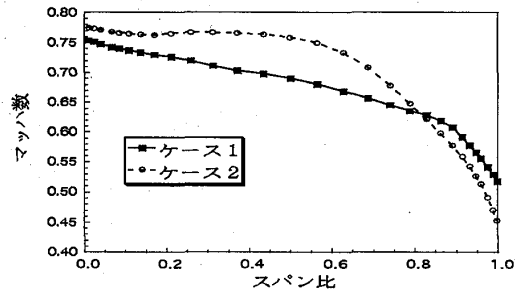


図3-1 入口マッハ数分布

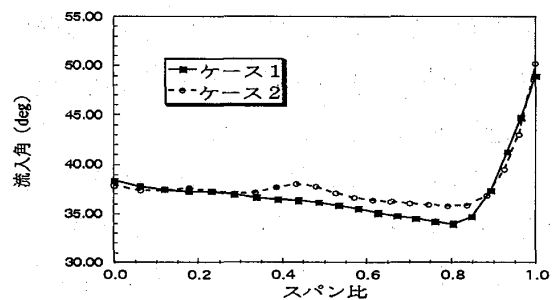


図3-2 入口流入角分布

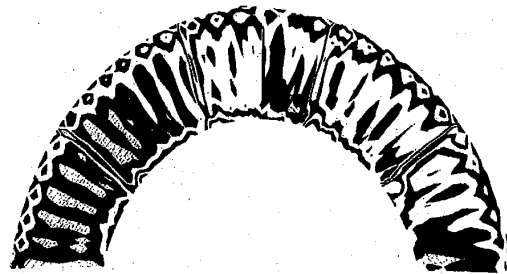


図4-1 圧力損失、ケース1

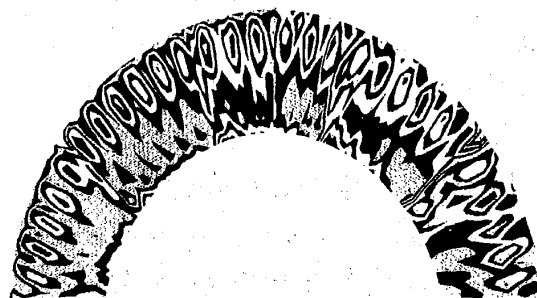


図4-2 圧力損失、ケース2

即ち剪断の弱い入口流れである。一方ケース2はほぼ50%付近を頂点として大きな分布を持つ、剪断の強い流れとなっている。流入角は最大2度の差でほぼ同じ分布が達成された。

### (3) 試験結果

図4-1、4-2に、2つのケースにおける後縁より5コード下流位置での径路断面内の圧力損失率分布を示す。図は半周分を示している。両ケースに共通する特徴としてまずハブからチップにのびる静翼のウエイクが静翼枚数分だけ観察される。また、これとは別に周方向8等分位置に同様のウエイクが見られるがこれは静翼下流のストラットによるものである。ここで注目すべき違いは、ケース2ではチップの80%スパン付近を中心とする大きな高圧損領域が存在するのに対し(図4-2)、ケース1ではチップ壁面付近だけに小さい圧損領域が存在するということである。また、この領域は両ケースとも静翼枚数と同数である。

## 3 3次元粘性解析

### (1) 解析コード

本解析コードは航空宇宙技術研究所により開発されたもので、大型プロジェクト-超音速機用推進システムの研究の中で検証が進められている。基礎式は3次元時間平均ナビエ-ストーク方程式で、これを差分法により時間方向に解いて定常解を求める。スキームはTVDスキームである。乱流モデルはBALDWIN-LOMAXを用いている。1)

### (2) 計算格子

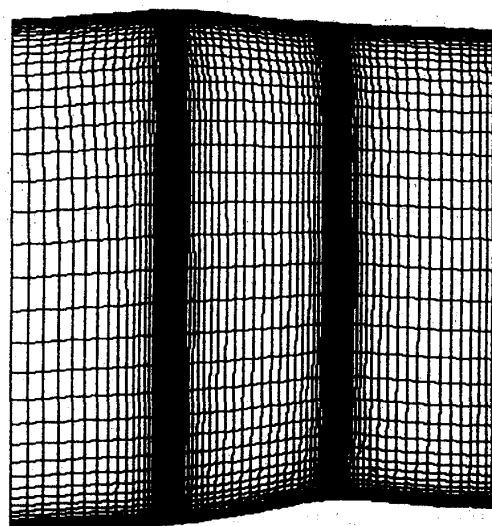


図5-1 計算格子(子午面)

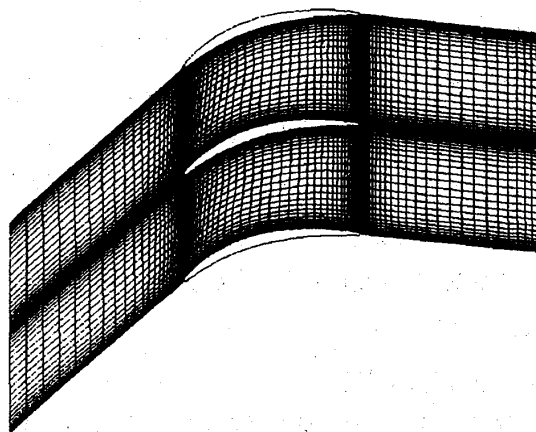


図5-2 計算格子(翼間断面)

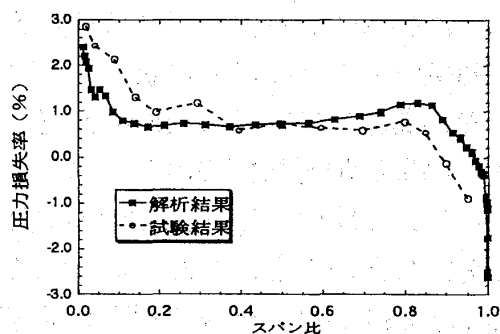


図6 圧力損失の比較、ケース2

計算に用いた格子を図5-1、5-2に示す。H型格子を使用している。格子数は流れ方向118点、径方向、周方向が各61点ずつである。解析範囲は前縁の1コード上流から後縁の1コード下流までである。

### (3) 境界条件

入口で全圧、全温、流入角（周方向、径方向）、出口で静圧を与えて計算を行う。境界条件の値は試験の計測値をもとに与えている。

## 4 解析結果とその考察

### (1) 試験結果との比較

図6に後縁より1コード下流における圧力損失率の径方向分布について数値解析結果と試験結果を比較している。ハブ及びチップ付近においては分布に多少の違いがあるが、ミッドスパンにおいてはレベルがほぼ一致している。

### (2) 圧力損失

図8-1、8-2に翼間（前縁より60%コード、後縁）及び翼列下流（後縁より55%及び95%下流）の計4箇所における径路断面内の圧力損失係数の数値解析結果をそれぞれケース1、2について示す。ケース1、2ともにチップの負圧面側において翼間から下流にゆくに従って高圧損領域が成長していることがわかる。2ケース間の顕著な相違はケース2はケース1に比べチップにおける高圧損領域が大きいこと、またその中心が下流に行くにつれてチップ壁面から離れてミッドスパンよりに移動していることである。この結果は試験でみられた

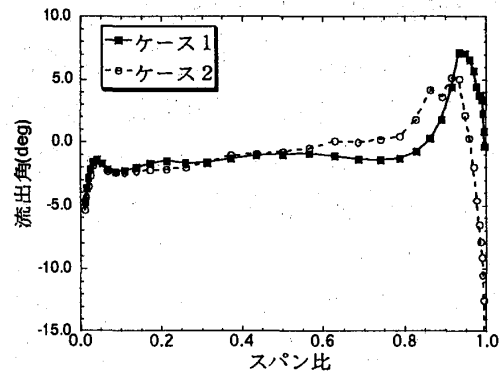


図7 出口流出角（解析）

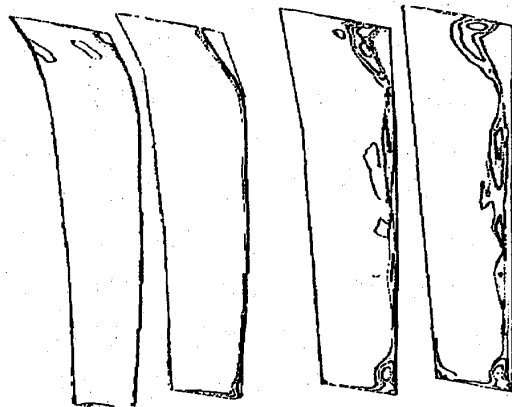


図8-1 圧力損失、ケース1  
（前視）



図8-2 圧力損失、ケース2  
（前視）

2ケース間の相違と同様である。試験結果は後縁の5コード下流のものであるため直接比較はできない。しかし剪断の強い入口流れの場合にチップの圧損領域が大きく、またミッドスパン側へ移動するという傾向を正しく再現している。なぜこのような圧力損失分布の違いが起きるかを明らかにするために解析結果をより詳しく検討する。

### (3) 2次流れ

図9-1、9-2に前縁より80%コード下流位置における径路内2次速度成分ベクトル図を示す。ケース2ではチップ壁面と負圧面とのコーナーに強い2次流れが生じていることがわかる。ケース1の2次流れ成分はこれに比べるとかなり小さい。この2次流れはチップ壁面に沿って圧力面側から負圧面側へ、そしてコーナーでは壁面からミッドスパン側へと吹きおろしている。

図7に両ケースの後縁より50%コード下流位置における翼出口流れ角スパン方向分布の解析結果を示す。ハブからミッドスパンでは2ケースともほぼ一致している。しかし、チップではケース2が大きく転向しており、チップにおける強い2次流れを示している。

図10-1、10-2に95%スパン位置における翼間速度成分ベクトル図を示す。ここで翼間の後縁付近の負圧面側の流れに注目すると、特にケース2では流れがあたかも逆流し渦を生じているかのように見える。この領域は翼間の60%コード付近から形成され始め下流に行くに従ってピッチ方向に

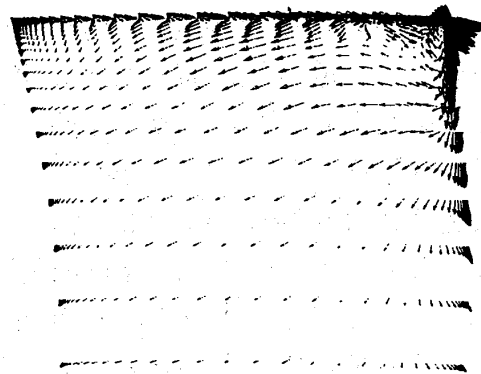


図9-1 2次速度成分  
(ケース1、前視)

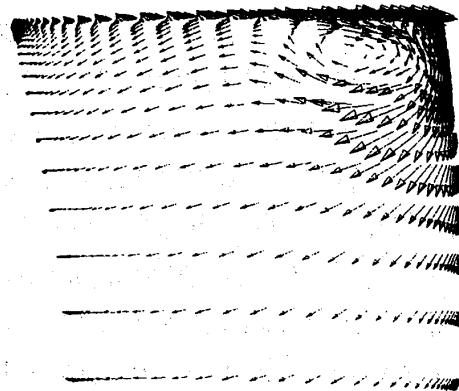


図9-2 2次速度成分  
(ケース2、前視)

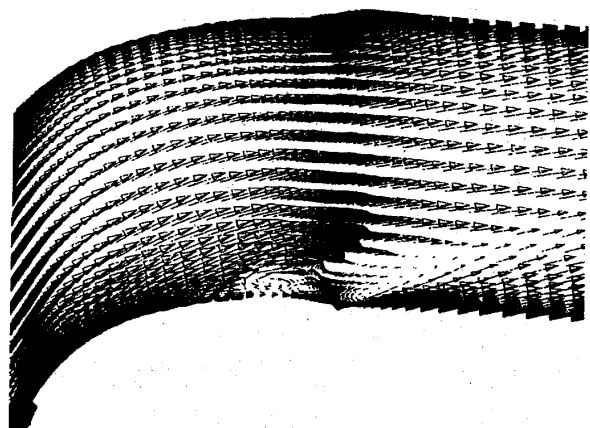


図10-1 翼間速度成分  
(ケース1)

その幅を拡大している。これは2次流れによりチップ壁面と負圧面のコーナーに形成された渦が徐々に発達し、またミッドスパン側へ曲がって行く様子を示しており、渦による2次速度成分が逆流のように見えているものである。またこの渦の領域と周囲の主流との間に大きな速度差、即ち剪断が生じることからこれに起因するミキシングロスが下流で増大することが予想される。

図11に解析結果から得られた負圧面上の流跡線（境界層内の流線）を2ケースについて示す。ミッドスパンにおいては流跡線は流入してきた方向に沿ってまっすぐにのびている。それに対しチップにおいては流跡線は翼面上40～50%コード付近からミッドスパン方向へと偏向している。この現象は負圧面上でチップ壁面からミッドスパンへと吹きおろしている2次流れにより起こっている。この流跡線の偏向がケース2でより顕著であることから2次流れがこのケースでより強いことがわかる。

ケース2におけるこうした強い2次流れのはたらきによりチップ壁面の境界層中の圧力損失の大きい流体がその2次流れ渦の内部へとりこまれた結果、チップの高圧損領域が生まれたと考えられる。さらにこの2次流れにより生じた渦は下流で散逸しながらエントロピを上昇させ、付加的なミキシングロスを増大させると推定される。こうしたメカニズムにより試験で得られたような圧力損

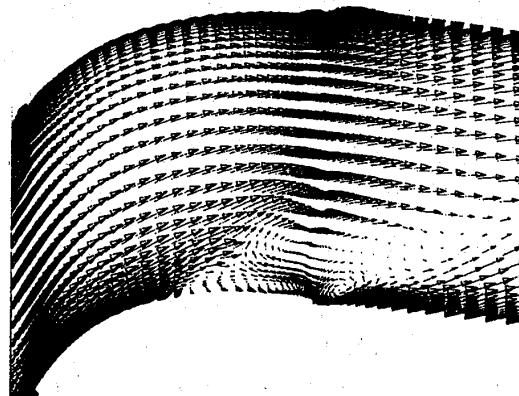
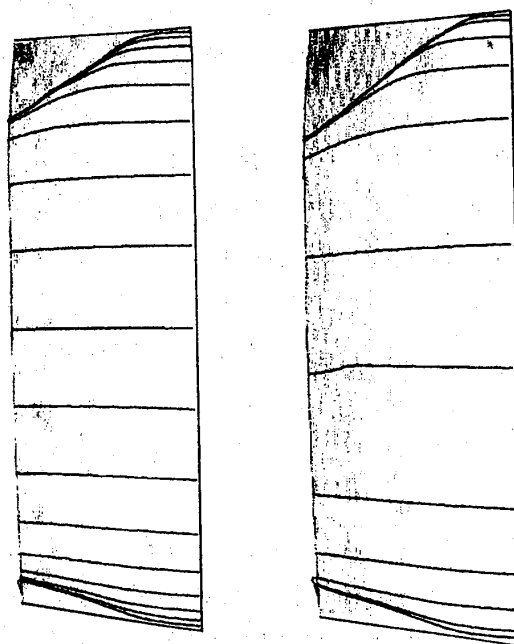


図10-2 翼間速度成分  
(ケース2)



ケース1

ケース2

図11 負圧面流跡線

失分布の差異が生まれたものと考えられる。

## 5 結論

入口の剪断流の分布を変えた際に生じる静翼の圧力損失分布の違いについて調べた。数値解析結果はほぼ試験結果を再現した。これにより高速翼列の2次流れの詳細を数値解析により把握し、試験結果の現象を説明することができた。試験で得られたチップの高圧損領域は入口の流れの強い剪断で生じた2次流れによりチップ壁面境界層中の圧力損失の大きい流体がその渦の中にとりこまれて生じるという機構により生じたものであることがわかった。

## 6 参考文献

1) 野崎理ほか : Development of Software of Three-dimensional Cascade Flow Analysis for HYPR Aerodynamic Components、大型工業技術国際シンポジウム-超音速機用推進システム- (平成4年10月)、予稿集 p.143~p.150



## ラジアルタービンスクロールの三次元境界層解析

\*原 和雄 (日本機械学会)

古川 雅人 (日本ガスタービン学会, 日本機械学会)

井上 雅弘 (日本ガスタービン学会, 日本機械学会)

## 1. まえがき

スクロールノズルの流れ場は、二次流れのために軸方向に強くねじれるのみならず周方向にも一様でない。この周方向の非一様性は、流入境界層が半径方向の圧力勾配によってノズル部へ急速に輸送されるために起こることが明らかにされている<sup>(1)</sup>。スクロールの境界層は軸対称的な部分と非軸対称的な部分に分けられ、全体としては三次元境界層計算もしくはNS計算によらなければその流れ場を表現することはできない。スクロールノズルの流れ場は順圧勾配のために境界層は剥離がなく積分型境界層方程式の適用が可能である。本論文においてはSwaffordら<sup>(2)</sup>によって開発された三次元の積分型境界層方程式を用いてスクロールの壁面境界層の計算を行いその適用可能性について調べた。スクロールノズルの流れ場は横流方向の圧力勾配が大きく、境界層が非常にねじれているため、従来用いられてきた境界層のねじれパラメータと限界流線流れ方向の関係は用いることができず、実験結果に基づいた新しい相関式を提案した。本研究で計算対象としたスクロールの詳細は文献(1)を参照願いたい。

## 2. 三次元境界層計算

2.1 三次元積分型境界層方程式 ここではSwaffordら<sup>(2)</sup>の境界層方程式の解法の概要を述べる。図1に示すように物体表面を非直交曲線座標  $(x_1, x_2)$ でおおい、これと物体表面に垂直な  $x_3$  軸から成る非直交曲線座標系において連続の式と  $x_1, x_2$  方向への運動量の釣合を表す非定常NS方程式を得る。この式に境界層近似を施し  $x_3$  軸方向に積分して、非直交曲線座標系における積分パラメータを導入し非定常積分型境界層方程式を得る。運動方程式の中で用いられる座標線の曲率に交差項が現れ方程式は複雑になる。非直交曲線座標系と流線座標系における積分パラメータ間の変数変換を行うことにより、これまでの経験則が使える流線座標系における非定常積分型境界層方程式に変換する。未知数を流線座標系において定義した主流の運動量厚さ  $\theta_{11}$  と形状係数  $H = \delta_1 / \theta_{11}$  および境界層のねじれパラメータ  $A = -\theta_{21} / \theta_{11}$  とする。  $\delta_1$  と  $\theta_{11}$  と  $\theta_{21}$  は主流方向とそれに直角な横流方向からなる流線座標系  $(u_s, u_n)$  においてそれぞれ次のように定義される量である。

$$\overline{\rho q} \delta_1 = \int_0^{\infty} (\overline{\rho u_s} - \rho u_s) dx_3, \quad \overline{\rho q}^{-2} \theta_{11} = \int_0^{\infty} \rho u_s (\overline{u_s} - u_s) dx_3, \quad \overline{\rho q}^{-2} \theta_{21} = -\int_0^{\infty} \rho u_s u_n dx_3 \quad (1)$$

ここに $\bar{\quad}$ を付した量はそれぞれの主流における値を示す。他の積分パラメータについては流線座標系における各種の経験則を導入することにより3個の未知数と関連づける。主流の流入領域境界において境界条件を、領域内部において初期条件を与える。ルンゲクッタ法またはオイラー前進法によって時間軸方向に計算を進め残差が十分小さくかつ減少しなくなった時に収束したものと見なす。

**2. 2 計算格子** スクロールの境界層計算に用いた計算格子を図1に示す。見やすくするために $x_1$ 格子は $1/5$ に間引かれている。図1の記号AおよびCで示す面を前壁と称し、記号Bで示す側を後壁と称する。スクロール流路は子午面に沿ってノズル出口の前壁からスクロール外壁を経てノズル出口後壁までを等間隔に100点に分割し、それらを周方向に100の子午断面にわたって連結して総計一万の格子点とした。このようにして定められる計算格子は座標線の直交性に注意を払う必要がなく、これを生成することは容易である。座標線のメトリクスと曲率は格子点のデカルト座標の値を数値微分することによって求め、スプライン曲線などによる曲線近似は用いていない。

**2. 3 主流条件と境界条件と初期条件** 境界層計算においては主流の情報として絶対流速 $\bar{q}$ 、 $x_1$ 座標から測った流れ角 $\alpha$ 、動粘性係数 $\nu$ などが必要である。本報告は境界層計算の適用可能性を調べるのが主目的であるので子午面流れ場を非粘性計算によって求めることはせず、 $x_1$ 座標線と主流の成す角度はスクロール外壁からノズル出口までスクロール子午面に沿って線形に増加すると仮定し、また境界層計算結果の主流へのフィードバックは行っていない。図1におけるA部は流入境界であり境界条件は固定した。B部は再循環流れが流入するので前回の時間ステップの解を用いて境界条件を変化させた。C部はノズル出口にあたり流出境界として扱った。初期条件は単純に全格子点に同じ値を代入した。計算条件としては $b_s$ をスクロール通路高さ、 $b_e$ をノズル通路高さとして、その比 $b_s/b_e$ を1.9, 2.8, 3.8, これに相当するノズル流出角度は $\alpha_e=9.4, 13.7, 18.4$ 度、平均流入速度は25m/sに固定、入口温度は常温、流入境界の運動量厚さは実験値に基づいて0.5mmとし、形状係数は流入境界において1.4とした。

**2. 4 CFL条件その他** 時間進行法における安定な時間ステップはCFL条件によって制限される。境界層計算においては、隣接格子間の情報は主流によって伝えられるために、 $dt=dx/\bar{q}$ によって時間ステップを定めた。ここに $\bar{q}$ は主流の流速であり、 $dx$ は格子間隔である。空間微分の評価に中心差分を用いると解が振動したので、風上差分を用いた。時間軸方向にオイラー前進法を用いて収束するまでの時間ステップはおよそ1500でありこの間に誤差は変数によって異なるが、最初の時間ステップにおける解の修正量に比べて $10^{-5}$ から $10^{-6}$ に減少する。計算時間はIBM 355 計算機で約2時間を要する。

### 3. 結果と考察

**3. 1 ねじれパラメータと限界流線の流れ角の関係** ねじれパラメータ $A$ はJhonstone<sup>(3)</sup>の三角分布に基づいて横流方向の運動量厚さ $\theta_{21}$ と主流の運動量厚さ $\theta_{11}$ の比で

定められる。主流と限界流線のなす角  $\beta_w$  は壁面における揃断力の作用する方向を示し、主流方向と横流方向の境界層の発達割合に直接的影響を与える。Jhonstoneは  $\beta_w$  を  $A$  パラメータや表面摩擦係数  $c_f$  と次の式で関係づけている。この式は主として高亜音速飛行する後退翼の比較的ねじれ角の小さい境界層計算を目的として作られたものであって  $A$  が 1 以下のときに  $A$  と  $\beta_w$  がほぼ比例する関係を与える。

$$\tan(\beta_w) = A \left\{ \frac{0.1}{[c_f \cos(\beta_w)(1 + 0.18M_e^2)^{\frac{1}{2}}]} - 1 \right\} \quad (2)$$

本研究においては境界層の測定データを用いてこの式をスクロールの流れ場に適用したときの妥当性を検討した。境界層の速度分布を Mager<sup>(4)</sup> のねじれ境界層の速度プロフィールに当てはめて限界流線の流れ角を求める。境界層の速度分布から主流方向の表面摩擦係数を求める。これらの値を式(2)に代入して  $A$  パラメータを逆算したものを  $A_{cf}$  として図2の縦軸に示す。横軸は測定した運動量厚さから求めた  $A$  パラメータである。これを見ると境界層がねじれて  $A$  パラメータが増加しても逆算した  $A_{cf}$  の値は線形的に増加せず飽和する傾向が見られることが分かる。このことは大きな  $A$  パラメータに対して限界流線の角度  $\beta_w$  が飽和することを示している。近似関数形として  $\tanh$  を用い最小自乗法を用いて実験結果を整理すると次式で示される。

$$A_{cf} = \tanh(1.1718A)/1.1718 \quad (3)$$

計算に当ってはねじれパラメータ  $A$  が定まると、式(3)を用いて  $A_{cf}$  を求め式(2)によって限界流線の角度  $\beta_w$  を繰り返し法で求める。この補正を行った場合と行わない場合について三次元境界層を計算し比較した。

**3. 2 前壁の限界流線** 図3に前壁の限界流線を示す。これらの結果はノズル流出角が18.4度の  $b_s/b_e=3.8$  に対するもので、図3(a)は壁面に最も近い測定点(壁面から0.5mm)における流れ角の実験値を用いて描いた流線図である。図3(b)はJhonstoneの式を用いた境界層計算結果に対する流線図でノズル出口付近で境界層のねじれが大きくなると限界流線の方向が急速に半径方向を向くのが分かる。図3(c)は式(3)の補正を行ったもので実験結果により忠実であることが分かる。

**3. 3 ノズル出口境界層厚さ** 図4は  $b_s/b_e$  比が2~3.8のノズル出口の境界層パラメータの周方向分布を前壁と後壁に対して示したものである。横軸はノズルの周方向への方位角で舌部端より測った角度である。図4(a)は実験結果で、 $b_s/b_e$  比が3.8の時に流入境界層の集中的流出状況を明確に見ることが出来る。 $b_s/b_e$  比がそれより小さくなるに従い境界層の発達そのものが顕著であるためにその状況を明確に観察することはできなくなる。図4(b)の式(3)による補正を行わない計算結果と図4(c)の補正を行った結果を比較すると流入境界層の流出のためにいったん厚くなった境界層が薄くなる様子を図4(c)の方がよく表現しているのが分かる。予測精度に関しては  $b_s/b_e$  比が大きい

ときにはその絶対値と分布共に概略の一致が見られる。後壁の境界層が前壁の境界層より厚いことも実験事実に合わせている。境界層計算結果による主流の修正は行っていないために $bs/be$ 比の小さいときの計算結果は実験結果とは異なっている。

**3. 4 流入境界層厚さとノズル出口境界層厚さ** 流入境界層を薄くすることはノズルの流れ場の周方向の一様性を改善する上で重要なことであると考えられる。そこで流入境界層厚さを0.3, 0.5, 1.0mmの3種類について計算を行ない出口の境界層厚さに与える影響を見た。図5はその結果で流入境界層が厚いほど周方向の一様性が損なわれるのが分かる。また流入境界層が厚い方が境界層内の流体のノズル部への輸送が早く、出口境界層の最大厚さの位置がノズル上流側へ移行する。ここに $\theta_{22}$ は
$$\overline{\rho q}^2 \theta_{22} = - \int_0^{\theta_{22}} \rho u_n^2 dx_3$$
で定義される横流の運動量厚さである。

**3. 5 前壁の境界層パラメータの等高線図** 図6は $bs/be$ 比が3.8の前壁の運動量厚さの等高線図である。計算例は式(3)の補正を行っている。主流の運動量厚さの分布を見ると舌部のウェークが考慮されていないために舌部の下流の境界層厚さの分布は実験と異なっているが、スクロール入口部において境界層厚さが減少ししかも流路方向よりもノズル出口へ向かって流れて行くのが分かる。横流の運動量厚さの等高線図からスクロール入口部での半径方向の輸送現象がより明確に表わされ、それより下流の流れ場は軸対称的な境界層分布となっている。これらは文献(1)の実験結果をよく説明するものである。

#### 4. 結論

非直交曲線座標系を用いた積分型の境界層方程式を用いてスクロールノズルの三次元境界層解析を行った結果次の結論を得た。

1. 境界層の限界流線の流れ角は、境界層のねじれを表す $A$ パラメータに対して飽和するために式(3)に基づいて修正して求めなければならない。
2. この境界層計算法は流入境界層のノズル部への輸送過程をよく表すことができ、周方向の非一様性を含むノズルの流れ場の予測に用いることができる。
3. 境界層計算結果を主流にフィードバックしなければ流出角の小さいスクロールの境界層厚さを正確に予測することはできないと思われる。
4. 本計算法は非直交座標系を用いているために格子生成が容易で、スクロールのような三次元形状の物体の境界層を計算するのに適している。

#### 参考文献

- (1)HARA, FURUKAWA, INOUE, ASME 93-GT-138, 1993
- (2)SWAFFORD, WHITFIELD, AIAA-83-1674, 1983
- (3)JHONSTONE, MLT. Gas Turbine Lab, Report 39, 1957
- (4)MAGER, NACA Report 1067, 1952

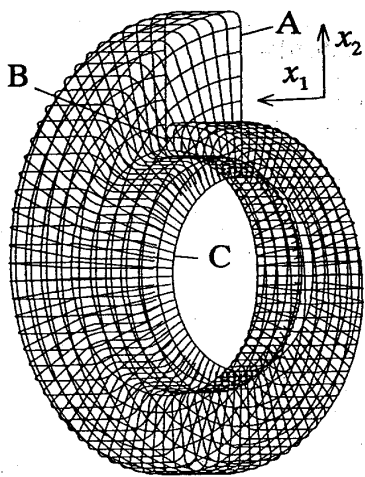


図1 計算格子

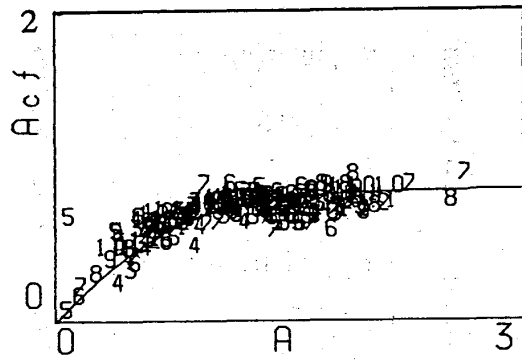


図2 AパラメータとAcfの関係

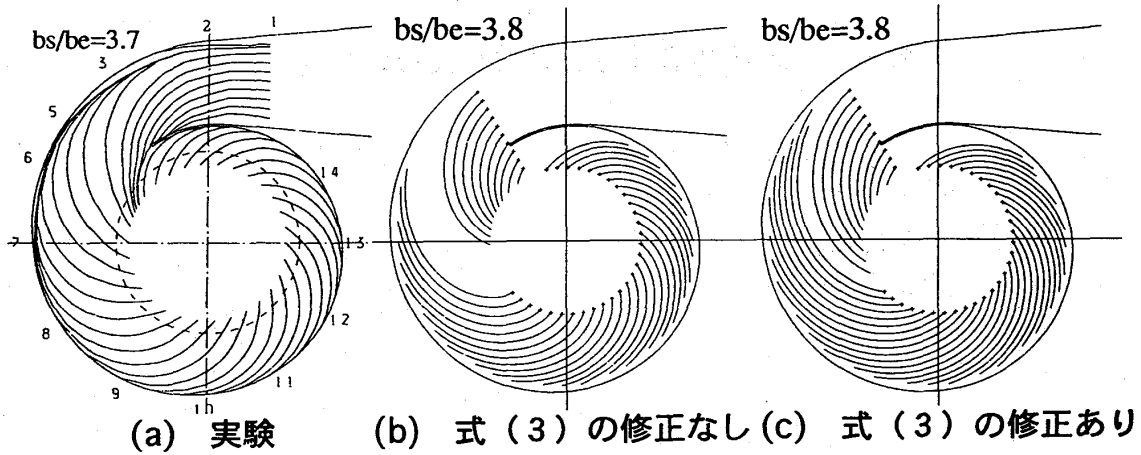


図3 限界流線

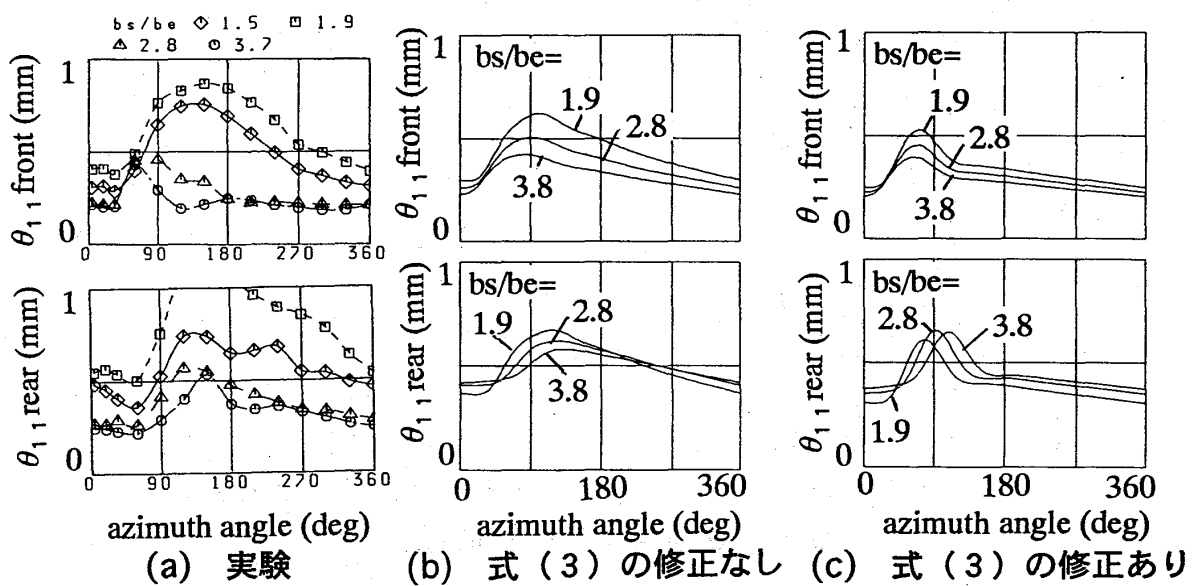


図4 ノズル出口の主流方向運動量厚さ

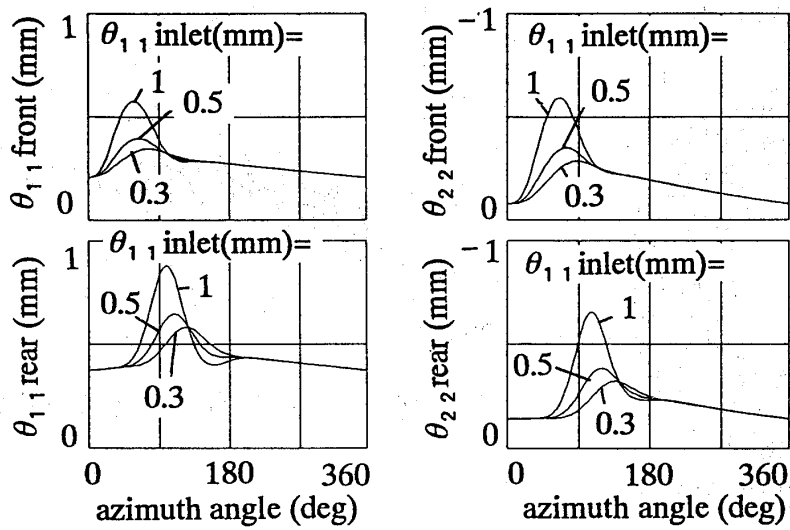
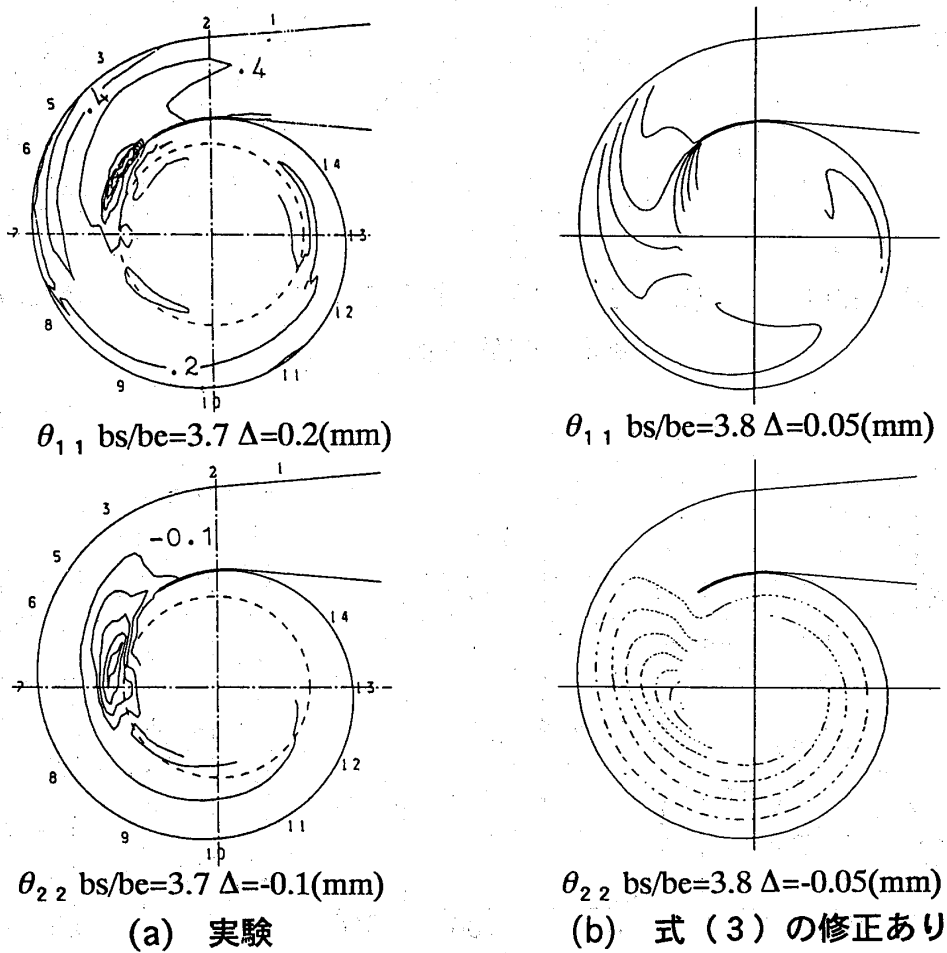


図5 流入境界層厚さとノズル出口境界層



(a) 実験 (b) 式(3)の修正あり  
図6 運動量厚さの等高線図

## 軸方向貫流を伴う回転キャビティ内の流れ解析

\*布川 勇 (石川島播磨重工)

小幡正一 (石川島播磨重工)

## 1. まえがき

最近のガスタービンには、タービン入口温度の高温化および圧縮機の圧力上昇による冷却空気温度の高温化に伴ない、タービンロータの作動環境が厳しくなっている。一方、熱効率の向上の面からはロータ冷却空気量の低減化が強く要求されている。このような状況の中で、ロータ系の構造設計においては、構成部材の設計疲労寿命を評価するため、その温度分布を正確に予測することが重要な課題となっている。

この予測に際しては、境界条件となる、ディスクキャビティ内冷却空気の流動状況および熱伝達率を知る必要がある。従来の設計においては、ロータ系を単純化したモデルによる実験データが適用されてきた。しかし、最近では、CFD技術の進展により、特に複雑な形状を有するタービンディスクまわりのキャビティ内の流れ場および熱伝達の計算が可能となり、予測精度の向上が図られるようになってきた<sup>(1)</sup>。

本研究は、CFDによるロータ系の熱流体設計法の精度向上を目標に、Owenらの研究<sup>(2)~(3)</sup>を対象に、まず比較的实验値の整っている、軸方向の貫流を伴う回転キャビティ内流れ場に関する検証解析を行なうこととした。解析は、高レイノルズ数 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて行い、流れ場の軸対称性が確認されているロスビー数における実験値と比較し、その有効性について検討した。

以下に、本解析に用いた主な記号を示す。

|                                    |                            |
|------------------------------------|----------------------------|
| a : 回転管内半径                         | u : 周方向速度の時間平均値            |
| b : キャビティ内半径                       | v : 半径方向速度の時間平均値           |
| k : 乱流運動エネルギー                      | w : 軸方向速度の時間平均値            |
| r : 半径方向座標                         | W : 非回転時の中心軸上の軸方向速度        |
| Re <sub>z</sub> : 軸方向レイノルズ数        | $\bar{W}$ : 軸方向の平均流入速度     |
| $(=\frac{2\bar{W}a}{\nu})$         | z : 軸方向座標                  |
|                                    | $\epsilon$ : 乱流運動エネルギーの散逸率 |
| Ro : ロスビー数 $(=\frac{W}{\Omega a})$ | $\Omega$ : 回転角速度           |
|                                    | $\theta$ : 周方向座標           |
| s : キャビティシュラウド長さ                   | $\nu$ : 動粘性係数              |

## 2. 解析モデル

図1は解析対象とした軸方向の貫流を伴う回転キャビティの解析形状モデルを示したものである。キャビティ内に流入した空気は、軸方向への貫流となって出口回転管より流出する。その際、キャビティ内の流れと流入ジェット間の速度勾配に基づく粘性力の作用により、キャビティ内には循環渦が形成される。

本研究の解析条件は、Owenら<sup>(2)</sup>の実験条件に合わせ、 $b/a=10.0$ 、 $s/a=5.3$ とし、回転キャビティに流入する空気は常温で、 $Re_z=3.2 \times 10^4$ 一定の条件から、入口回転管の軸方向の平均流入速度  $W=12.6\text{m/s}$  を一定とした。なお、解析はキャビティ内の流れ場がほぼ軸対称性を示す、 $Ro=\infty$  および  $Ro=16$  の場合を対象とした。

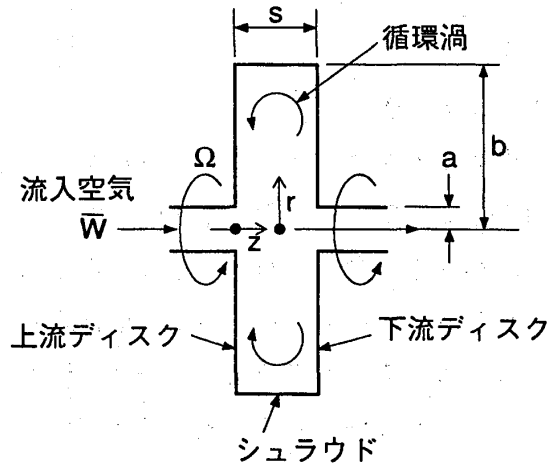


図1 解析モデル

## 3. 数値解析

### 3.1 基礎方程式

キャビティ内流れ場を3次元軸対称の定常非圧縮性粘性流とし、乱流モデルには高レイノルズ数  $k-\epsilon$  乱流モデル<sup>(4)</sup>を採用した。座標系は乱流モデルの適用を考慮して慣性座標系を用いた。この場合の基礎方程式は以下に示す通りである。

連続の式：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) + \frac{\partial}{\partial z} (w) = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

変数  $\phi$  の輸送方程式：

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (w \phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \Gamma_{\phi} r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_{\phi} \quad \dots \dots (2)$$

ここで、 $\phi$ は解くべき変数  $u, v, w, k, \epsilon$ を表す。 $\Gamma_{\phi}$ は交換係数であり、 $S_{\phi}$ は生成項である。

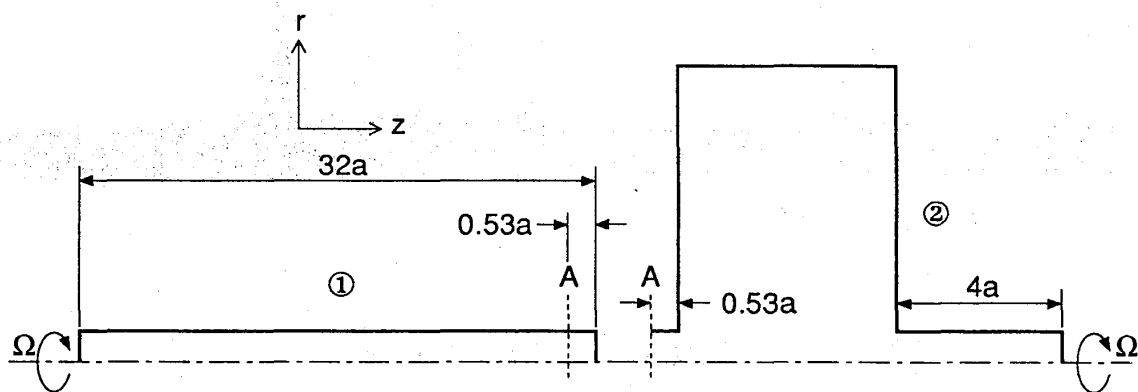


### 3.2 解法

基礎方程式を有限体積法に基づいて離散化し、各速度成分にスタッガード格子配列を採用して差分化した。これによって得られる連立差分方程式の解を、Patanker<sup>(5)</sup>によるSIMPLE解法に改良を加え、収束性を高めたSIMPLER法により求めた。なお、有限体積の各界面における対流および拡散流束の取り扱いハイブリッド法によった。

### 3.3 解析領域と解析格子

解析領域は、図2に示すように、回転軸を対称にして $r$ 方向に $1/2$ 断面、 $\theta$ 方向に $1\text{ rad}$ とする領域とした。解析は、回転がある場合のキャビティ内部に流入する $\theta$ 方向の境界条件を設定するため、入口回転管部①および回転キャビティ部②の2つの領域に分けて行った。解析格子は不等間隔格子を採用し、 $r, z$ 方向に対し、領域①では $8 \times 50$ 、領域②では $47 \times 43$ とした。



- ① 領域： 回転しているキャビティ入口管出口部（A断面）での流速分布を計算する領域。
- ② 領域： キャビティ内部での流速分布を計算する領域（①領域で計算したA断面の速度分布を本解析での入口境界条件とする）。

図2 解析領域

### 3.4 境界条件

境界条件は、入口境界面では、回転の有無に関係なく、十分に発達した乱流とし、平均流入速度の $5.0\%$ の乱れを仮定した。回転がある場合には、自由渦の流入条件を採用した。出口境界面では、相対圧力が零の条件を設定し、他の変数については自由流出の条件とした。また、回転系を構成する壁面近傍には乱流壁関数<sup>(4)</sup>を適用した。

## 4. 解析結果

### 4.1 速度ベクトル分布

図3(a)は、 $Ro = \infty$  (非回転) の場合における、キャビティ内の流れ場を速度ベクトル分布として示したものである。図3(b)はベクトルのスケールを10倍に拡大して示している。これらから、半径方向断面  $r/a=7.7$ 、軸方向断面  $z/s=0.55$  付近に渦中心をもつ反時計回りの軸対称トロイダル渦が認められ、軸方向への貫流速度に比べキャビティ内の流速は非常に小さいことがわかる。

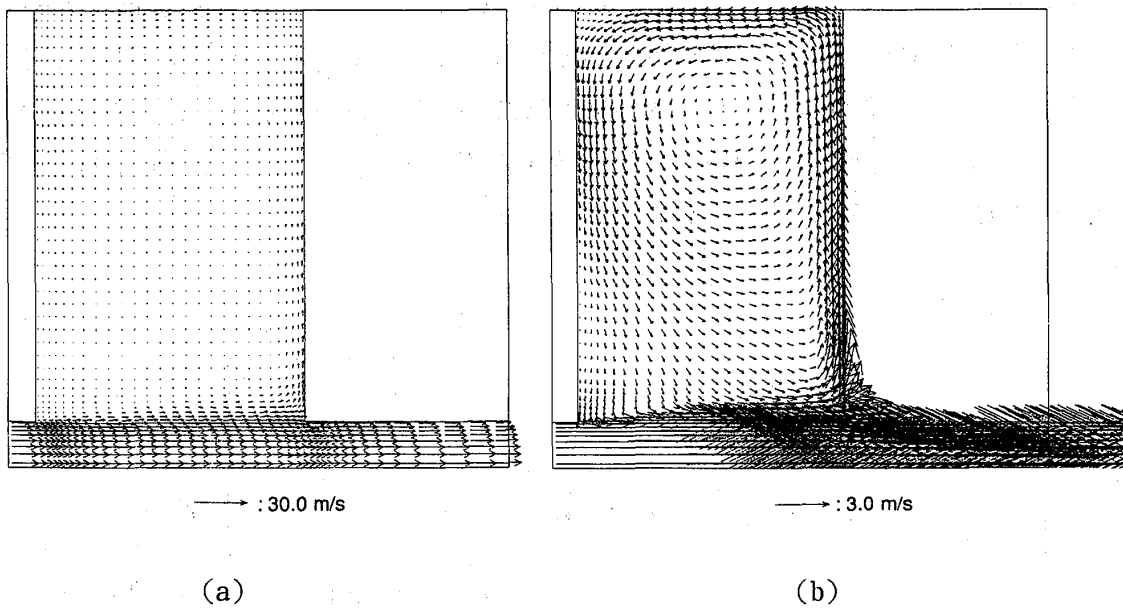


図3 速度ベクトル分布 ( $Ro = \infty$ )

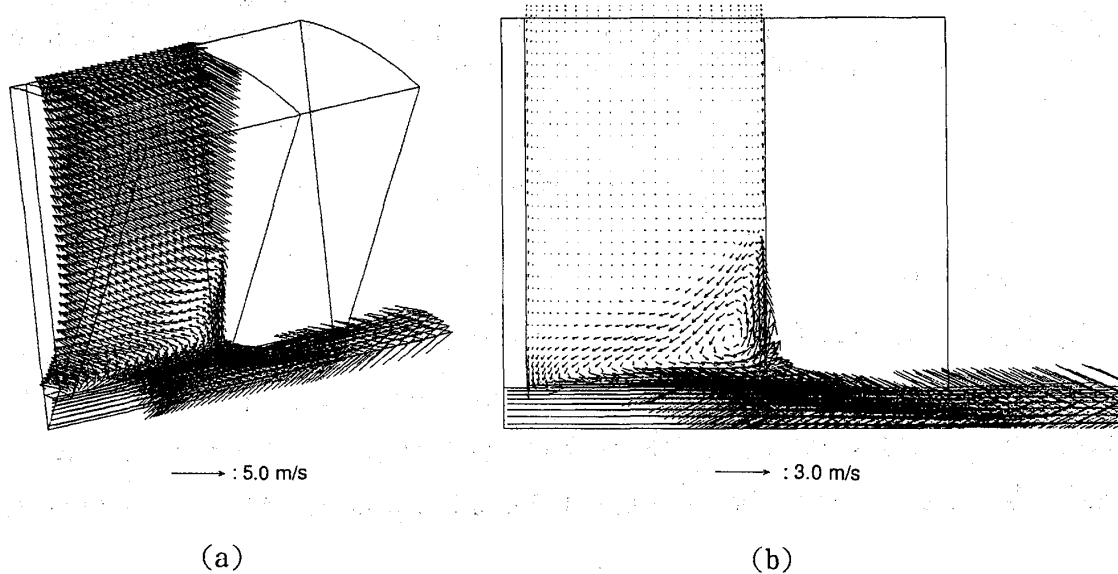


図4 速度ベクトル分布 ( $Ro = 16$ )

図4(a)は、 $Ro=16$  (高回転)における、キャビティ内の流れ場を斜め前方からみた速度ベクトル分布を示し、図4(b)は $r-z$ 断面でみた場合の速度ベクトル分布を示したものである。非回転時と比較すると、キャビティ内の流れの様子は大きく異なり、扁平した小さな循環渦が下流ディスク側の中心軸寄りに現れるとともに、上流ディスク側の中心軸寄りにはかなり大きな周方向流速が発生することが明らかとなった。しかし、非回転時の場合と同様に、キャビティ内の流速は軸方向への貫流速度に比べ全体的に小さいことがわかる。

#### 4.2 軸方向流速分布

図5(a), (b)は、軸方向断面  $z/s=0.251$  および  $z/s=0.755$  断面における軸方向流速分布を、非回転時の中心軸上の軸方向速度  $W$  で無次元化し、 $Ro=\infty$  および  $Ro=16$  の場合について実験値と比較して示す。ここで、鎖線および実線は解析結果を示し、 $\times$ 印および $\circ$ 印は、それぞれ Owenら<sup>(2)</sup>の実験値を示している。断面  $z/s=0.251$  においては、 $Ro=\infty$  および  $Ro=16$  の場合ともに、解析結果は実験値よりわずかに高めの値を示しているが、全体的には、解析結果と実験値はほぼ一致しているといえよう。また、 $z/s=0.755$  では、解析結果のほうが全般的に高めの値となり、特に  $Ro=16$  の場合、中心軸付近でこの差が大きくなることがわかった。

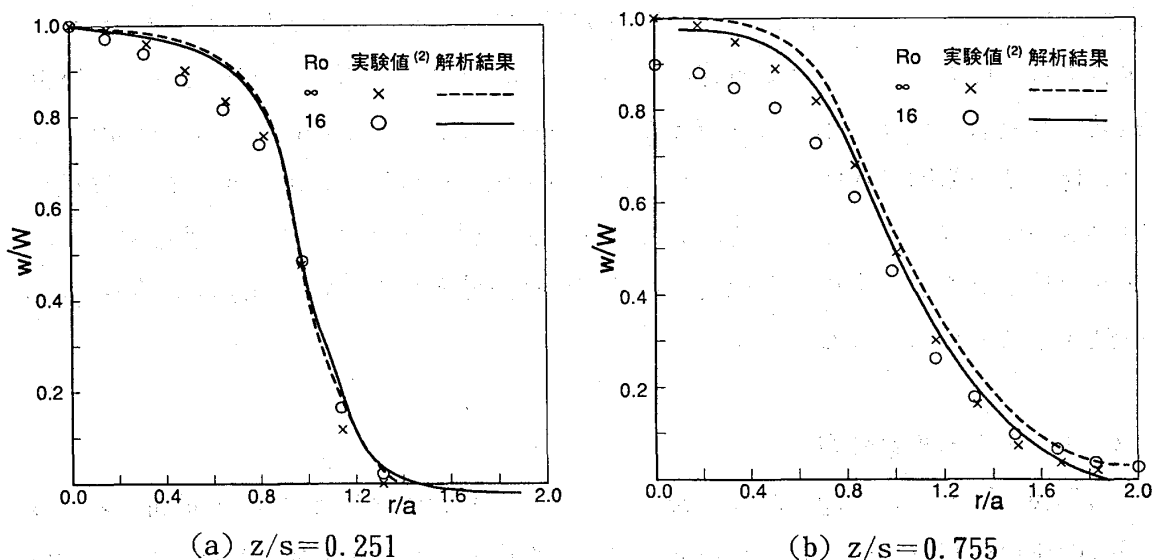


図5 軸方向流速分布の比較

#### 4.3 半径方向流速分布

図6(a), (b)は、半径方向断面  $r/a=5.7$  および  $r/a=8.0$  における、半径方向流速分布を軸方向の平均流入速度  $\bar{W}$  で無次元化し、実験値と比較して示したものである。  $Ro=\infty$  の場合をみると、 $z/s=0.5\sim 0.6$  を中心として上流ディスク側に負の流

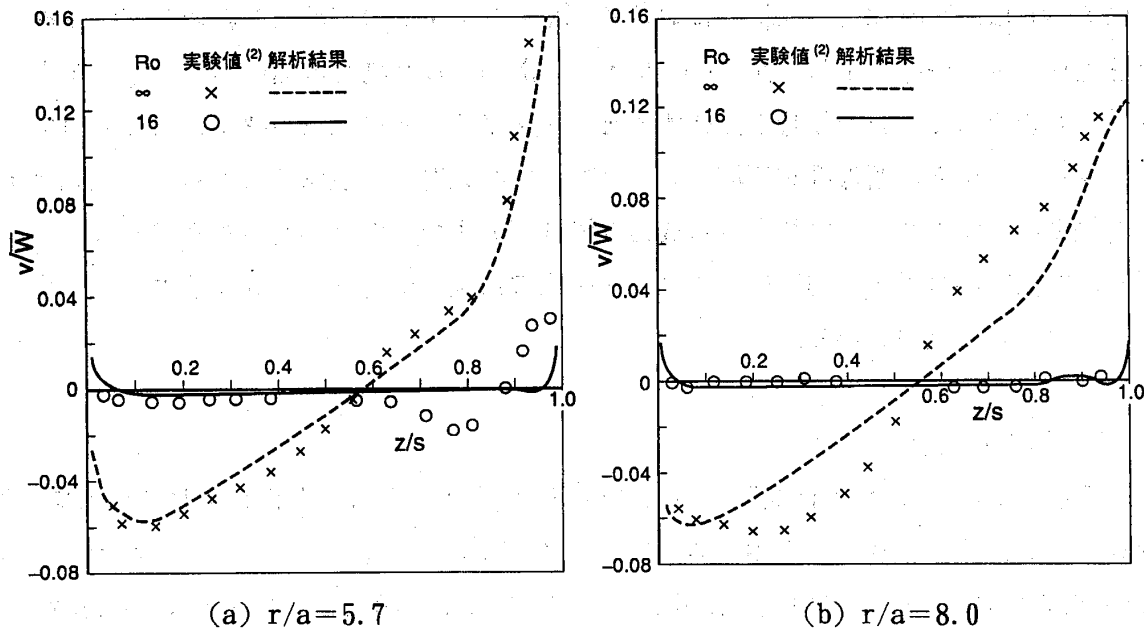
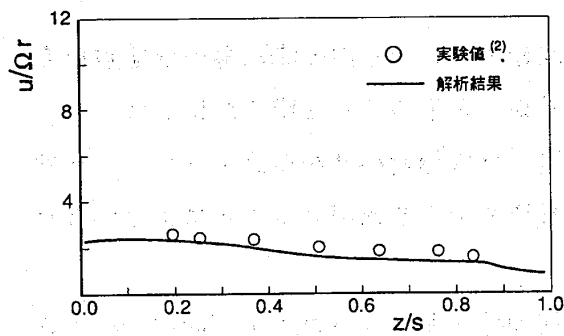


図6 半径方向流速分布の比較

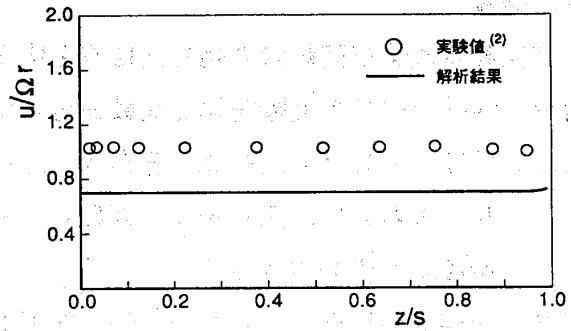
速が、また下流ディスク側には正の流速が分布しており、反時計回りの大きな循環渦がキャビティ内部に発生しているのがわかる。  $r/a=5.7$  における解析結果は、実験値とよい一致を示すが、シュラウド側に近い  $r/a=8.0$  の解析結果は、流速の絶対値が渦中心に向かうにつれ実験値より低めの値を示すことが明らかとなった。  $Ro=16$  の場合には、  $r/a=5.7$  における流速は  $z/s \leq 0.6$  においてほぼ零に近い値を示し、解析結果と実験値はほぼ一致した分布となっている。しかし、  $z/s \geq 0.6$  では、下流ディスク近傍の狭い範囲に速度の負から正への値の変化がみられ、流速の絶対値も実験値より小さい値となっている。一方、シュラウド側に近い  $r/a=8.0$  では、回転するディスク近傍を除くと、半径方向流速はほぼ零に近い値となり、解析結果は実験値とほぼ一致することがわかった。

#### 4.4 周方向流速分布

図7(a), (b) は、  $Ro=16$  の場合で、  $r/a=1.5$  および  $r/a=5.7$  の各断面における周方向流速分布を、周壁の回転速度  $r\Omega$  で無次元化し、実験値と比較して示したものである。  $r/a=1.5$  における分布をみると、周方向流速は上流ディスク側で周壁の回転速度より大きく、下流ディスク側に向かうにつれ次第に低下し、周壁の回転速度に近づいていく傾向を示しており、解析結果は実験値とよく一致しているのがわかる。一方、  $r/a=5.7$  の場合には、ほぼ一様な流速分布を示しており、解析結果と実験値に



(a)  $r/a=1.5$



(b)  $r/a=5.7$

図7 周方向流速分布 ( $Ro=16$ )

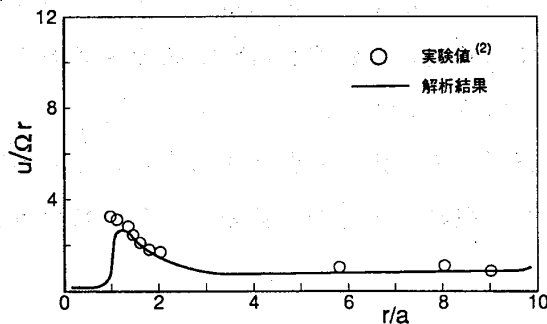


図8  $z/s=0.189$  断面の周方向流速分布 ( $Ro=16$ )

少し大きな差があるように見える。しかし、これは周方向流速の小さな変化をとらえるため、縦軸のスケールを拡大して示したことによるものであり、実際には解析結果と実験値との差は  $r/a=1.5$  の場合と同程度である。

図8は、 $Ro=16$  の場合で、 $z/s=0.189$  断面における周方向流速分布を実験値と比較して示したものである。周方向流速は、中心軸の近傍ではほぼ零に近い値を示すが、 $r/a=1.0$  近傍で急激にピーク値に達し、シュラウド側に向かうにつれ、次第に減少しながら周壁の回転速度に近づいていく様子がわかる。そのピーク値は周壁回転速度の約3.5倍もの大きさであり、実験値より少し小さめの値となるが、解析結果の分布は全体的に実験値とよく一致しているといえよう。

以上の結果から、 $Ro=16$  の場合、下流ディスク側の回転軸中心寄りに発生する偏平した循環流が実験値よりわずかに小さく予測されるものの、キャビティ内流れの解析結果は実験値とほぼ一致することが明らかとなった。

## 5. 結論

非回転時および回転時の軸方向貫流を伴う回転キャビティ内の流れ場の数値解析を行い、Owen ら<sup>(2)</sup>の実験結果と比較検討した結果、以下のことを明らかにした。

- (1) 回転キャビティ内の流速分布は、流れ場がほぼ軸対称性を満足するロスビー数  $Ro$  において、高レイノルズ数  $k-\varepsilon$  乱流モデルを適用することによりかなり精度よく予測できる。
- (2) 非回転の場合、キャビティ内の軸方向流速分布およびトロイダル渦の中心位置は実験値とほぼ一致するが、この渦中心近傍の半径方向流速は実験値より小さい値となる。
- (3)  $Ro = 16$  で回転する場合、下流ディスク側の回転軸中心寄りに発生する循環流は、実験値よりわずかに小さく予測される。しかし、キャビティ内へ流入するジェットのわずかな回遊運動が観察された実験値を考慮すると、解析結果は実験値とよく一致しているといえる。
- (4)  $Ro = 16$  では、上流ディスク側の回転軸中心寄りに周壁の回転速度を越える周方向流速のピーク値が現れるが、解析結果によりこれが確認された。

## 参考文献

- (1) G. P. Virr, J. W. Chew and J. Coupland: ASME Paper 93-GT-89 (1993).
- (2) J. M. Owen and J. R. Pincome: J. Fluid Mech., Vol. 90-1, 109-127 (1979).
- (3) P. R. Farthing, C. A. Long, J. M. Owen and J. R. Pincombe: ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 114-1, 237-246 (1992).
- (4) B. E. Launder and D. B. Spalding: Mathematical Models of Turbulence, Academic Press (1972).
- (5) S. V. Patanker: Numerical Heat Transfer and fluid Flow, Hemisphere (1980).

# 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究

## 第5報 油膜法による流れの可視化

\*阿部裕幸 (機械技研)

筒井康賢 (機械技研)

吉識晴夫 (東大生研)

### 1. 緒言

低レイノルズ数領域における翼型特性の研究は、風車関連などで多くなっているが<sup>(1)</sup>、乱れとの関係を明らかにした研究は少ない。筆者らは、低レイノルズ数領域において主流に強い乱れがある場合の単独翼の空力特性を調べる風洞実験を行ってきたが<sup>(2)</sup>、今回は、油膜法を用いた翼面上の流れの可視化を試みたので、圧力分布の対応と問題点について述べる。

### 2. 記号

- u : 主流の時間的速度変動成分 m/s
- U : 主流の時間的平均速度 m/s
- c : 供試翼の翼弦長 =150mm
- x : 翼弦長 c で無次元化した前縁から翼弦方向の位置
- $\rho$  : 流体の密度 kg/m<sup>3</sup>
- $\nu$  : 流体の動粘性係数 m<sup>2</sup>/s
- Re : 翼弦長に関するレイノルズ数  $Uc/\nu$
- TI : 主流の乱れ度  $\sqrt{u^2}/U$
- $\alpha$  : 翼の迎え角
- $P_0$  : 大気圧 Pa
- P : 翼面の静圧 Pa
- L : 翼に働く揚力 N/m
- $C_p$  : 圧力係数  $(P - P_0) / (\rho U^2 / 2)$

### 3. 実験装置および方法

3・1 実験装置 図1に風洞測定部の概略図を示す。風洞は吹き出し式で、測定部の断面は1000mm×500mmの長方形である。壁面の3面はアクリル製であり、

外側から油膜模様の形成過程を観察できる。本実験では上壁面から8mmビデオの録画と写真撮影を行った。

翼型は、機械技術研究所が風車用に開発したMEL001を用いた。この翼型は弦長150mm、翼幅500mm、最大厚み比15%の2次元翼である。翼は、測定部入り口から800mmの位置に水平に取り付けた。翼には、測定部壁面の影響による2次流れを抑制するための境界層フェンス<sup>(3)</sup>を壁面から50mmの位置に装着した。

翼の迎え角の設定は、翼の軸をステップモータにより駆動し、ロータリエンコーダによって迎え角を検出して設定した。

主流の乱れは、測定部の上流に設置した主流乱れ可変制御装置<sup>(4)</sup>で与えた。また、主流の乱れ度の測定は、I型の熱線プローブを測定部入り口から650mm、測定部下面から100mm上方の位置に固定しておこなった。

可視化には、灯油に黒鉛粉と少量のオレイン酸を適量混ぜ合わせたものを使用し、それを白色に塗装した翼背面に刷毛で塗り、現れる油膜模様を観察した。

**3・2 実験条件** これまで翼特性の実験では、レイノルズ数を $0.5 \times 10^5$ から $2.0 \times 10^5$ の範囲で行ってきたが、可視化実験において油膜模様が鮮明に現れるのは、主流の速度が10m/s程度以上が必要であることがわかった。これにより、レ

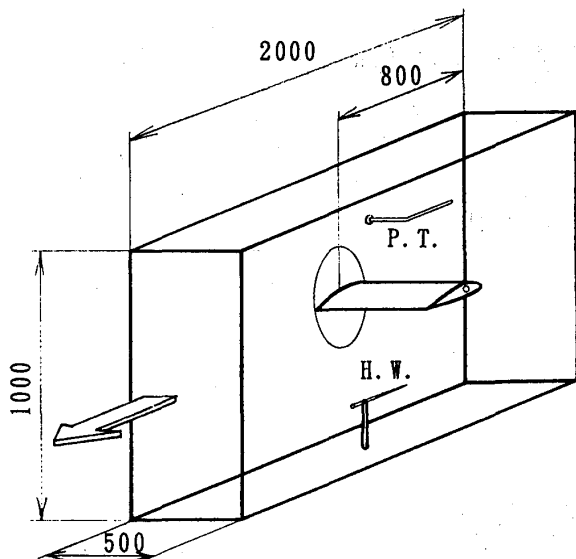


図1 風洞測定部の概略図

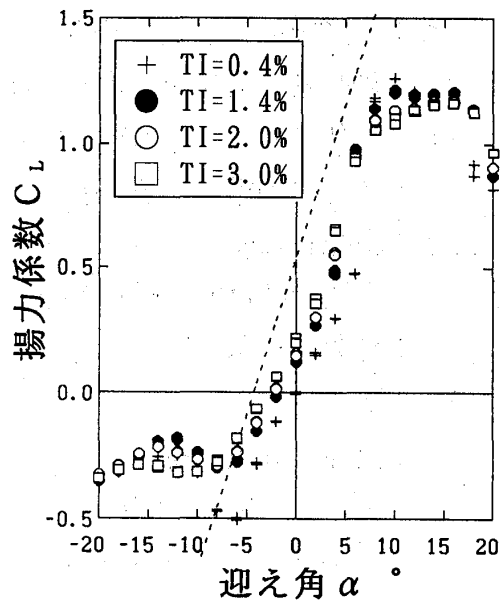


図2 揚力係数  
 $Re = 1.0 \times 10^5$   
 破線はポテンシャル  
 流れの分布



イノルズ数は $1.0 \times 10^5$ に設定した場合について述べる。

主流の乱れ度は、図2に示すような乱れ度による揚力係数の違いを見るために、(1) 乱れ発生装置の噴出管がない場合、(2) 3.0%の場合について比較を行った。ここで(1)の場合の乱れ度は、翼特性の実験では0.4%、可視化実験では0.8%であったが、これは、可視化実験において油膜に用いた油が実験室内に飛散することを防ぐために、風洞出口後方に油を受ける板を置くことで風洞後方の流れが変わったためと考えられる。

翼の迎え角は、 $0^\circ$ 、 $6^\circ$ 、 $8^\circ$  および $18^\circ$  について翼背面の圧力分布と油膜模様との関連について考察した。

## 4. 実験結果と考察

4.1 迎え角 $0^\circ$  の場合 図3は、迎え角 $0^\circ$  の場合における油膜模様と翼面の圧力分布である。油膜模様は、前縁から翼弦長50%付近にかけて縞模様が現れているが、これは翼面上の流れによって油膜が前縁から移動したためである。翼弦長50%付近で縞模様が消えているのは、流れが層流剝離し、淀んだ状態になるからと考えられ、圧力分布の勾配が一定の領域に対応している。乱れ度3.0%の場合、さらに翼弦長75%付近に白い帯とその直後に黒い帯が見られ、後縁部には、あまり

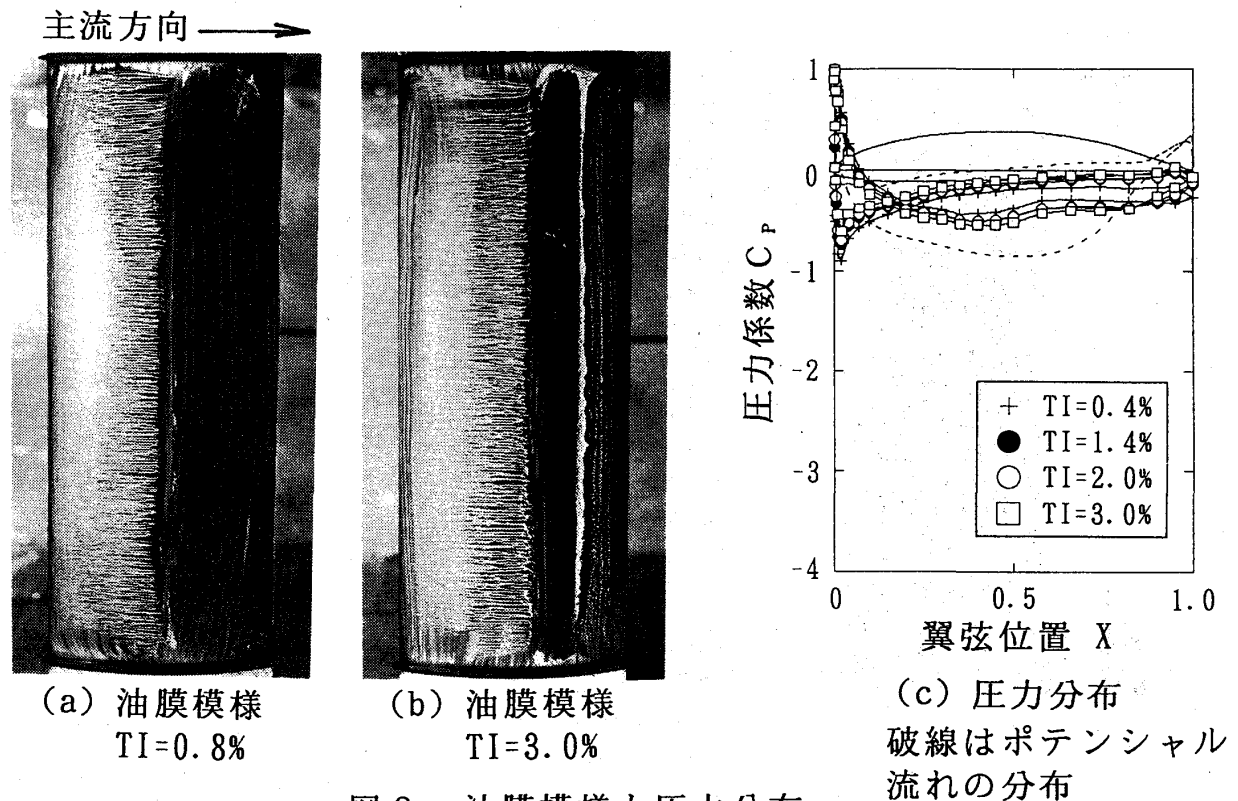
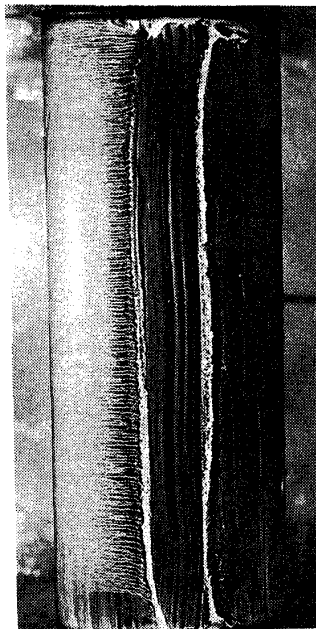


図3 油膜模様と圧力分布  
 $Re = 1.0 \times 10^5$ 、 $\alpha = 0^\circ$

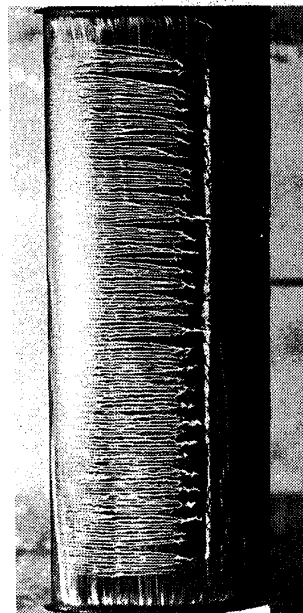
明確ではないが再び縞模様が現れる。これは主流の乱れによって遷移が促進され再付着することによるが、再付着部の直上流では逆流が生じていることを示唆するものと考えられる。逆流によって吹き寄せられた油膜が時間の経過とともにしだいに灯油と黒鉛粉に分離し、重力によって黒鉛粉が後方に沈降した結果、白い帯と黒い帯が形成されたと解釈できる。それらの位置は、圧力勾配が再び増加する部分にはほぼ対応している。しかしながら、逆流を作る渦の存在についてはレーザーライトシート法などによる剝離泡内の可視化も行わなければ断定はできない。

4・2 迎え角 $6^\circ$ 、 $8^\circ$  の場合 図4は迎え角 $6^\circ$ 、図5は迎え角 $8^\circ$  における油膜模様と翼面の圧力分布である。迎え角が $6^\circ$  になると乱れ度0.8%の場合の油膜模様は、前縁の40%付近から淀み状態となり、60%付近に再付着に起因する白い帯と黒い帯が現れる。圧力分布において乱れ度が0.4%の場合、前縁の40%付近から後縁まで圧力勾配が一定であるが、乱れ度が1.4%では約50%から70%で圧力勾配が一定であり、70%付近に圧力勾配の上昇が見られる。これより乱れ度が0.8%の場合の翼面状態は乱れ度が0.4%と1.4%の場合の中間的な状態であると推測される。乱れ度が3.0%の場合の油膜模様は、剝離による淀み領域が狭くなり揚力係数が上昇することがわかる。圧力分布との対応も見られる。

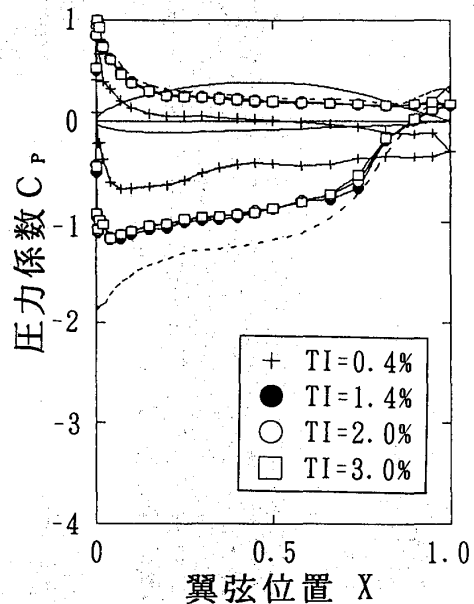
主流方向  $\longrightarrow$



(a) 油膜模様  
TI=0.8%



(b) 油膜模様  
TI=3.0%

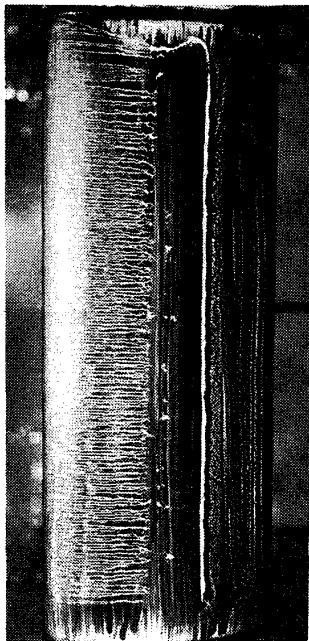


(c) 圧力分布  
破線はポテンシャル  
流れの分布

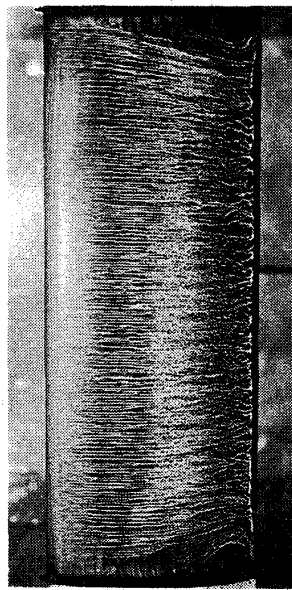
図4 油膜模様と圧力分布  
 $Re=1.0 \times 10^5$ 、 $\alpha=6^\circ$

迎え角が $8^\circ$ になると乱れ度0.8%の場合の油膜模様は、迎え角 $6^\circ$ の場合との差があまり見られないが、圧力分布では、乱れ度0.4%の場合に近いことがわかる。乱れ度3.0%の油膜模様は、前縁から後縁まで縞模様が現れているが、70%付近で見られる乱れた縞模様は乱流状態に相当すると考えられる。さらに、後縁部でも縞模様が現れるが、これは時間の経過とともに重力により緩慢に流れた跡であり、この部分は乱流剥離が起きていると考えられる。このように迎え角 $8^\circ$ において、油膜模様が示すように、乱れ度により翼面の流れは変化することがわかる。

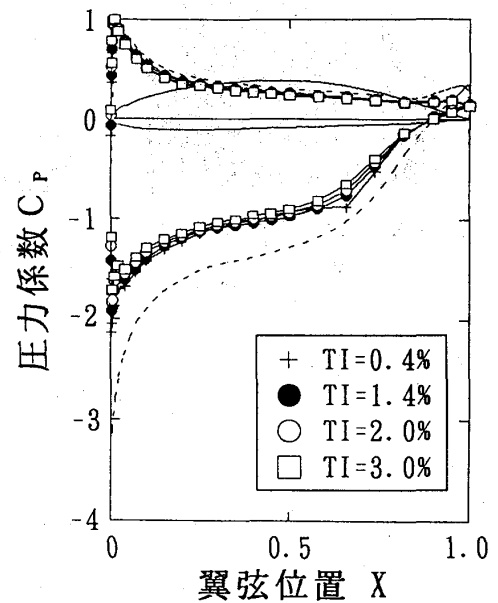
主流方向  $\longrightarrow$



(a) 油膜模様  
TI=0.8%



(b) 油膜模様  
TI=3.0%

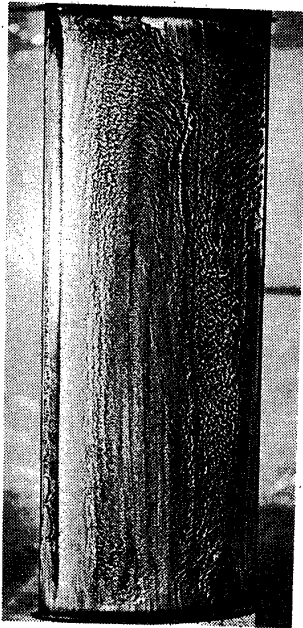


(c) 圧力分布  
破線はポテンシャル  
流れの分布

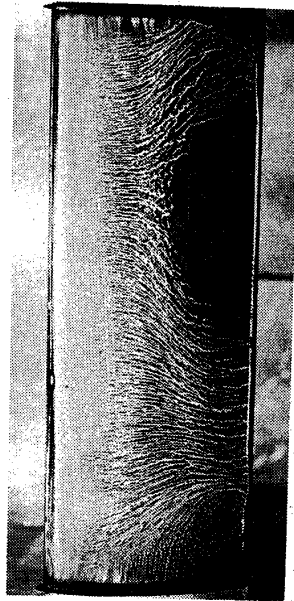
図5 油膜模様と圧力分布  
 $Re=1.0 \times 10^5$ 、 $\alpha=8^\circ$

4・3 迎え角 $18^\circ$ の場合 図6は迎え角 $18^\circ$ における油膜模様と翼面の圧力分布である。油膜模様は、乱れ度0.8%、3.0%ともに前縁部に層流剥離泡と考えられる黒い帯が見られるが、乱れ度0.8%ではその直後に乱流剥離が起きていると考えられ、乱れ度3.0%では再付着することで翼弦長の50%付近まで乱れた縞模様が現れ、その後、乱流剥離が起きていると考えられる。しかし、模様は2次元ではなく、前縁の剥離領域に溜まった油膜形状が影響している可能性もある。

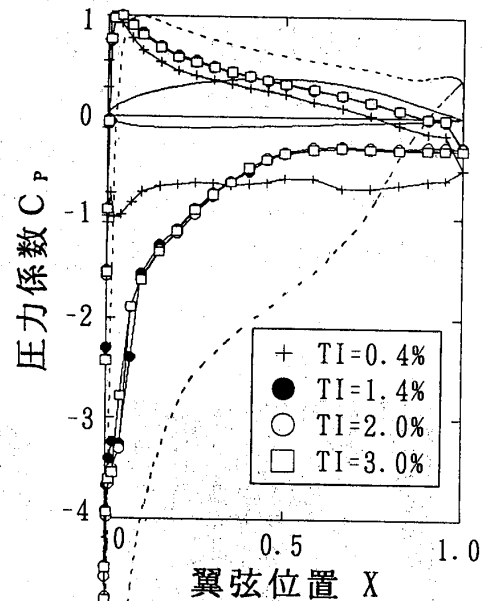
主流方向 →



(a) 油膜模様  
TI=0.8%



(b) 油膜模様  
TI=3.0%



(c) 圧力分布  
破線はポテンシャル  
流れの分布

図6 油膜模様と圧力分布  
 $Re=1.0 \times 10^5$ 、 $\alpha=18^\circ$

## 5. まとめ

油膜法を用いた翼面流れの可視化実験を行った結果、次のことがわかった。

- (1) 圧力分布と比較した結果、主流の乱れ度により翼面の流れが著しく変化する事が確認できた。
- (2) 油膜法では、ある程度主流の速度が大きくなければ油膜模様が現れず、低レイノルズ数での可視化には必ずしも適切であるとは言えない。
- (3) 油膜模様が流れに影響を与えている可能性もあり、同時に別の可視化法も行う必要がある。

終わりに本研究を行うにあたり、油膜法について貴重な御意見、御指導を頂いた東京大学生産技術研究所高間信行氏に深く感謝致します。また、本実験に御協力頂いた筑波大学大学院村田耕史君、元神奈川工科大学（現東京都立科学技術大学大学院）石川一君に深く感謝致します。

#### 参考文献

- (1) T. J. Muller (Ed.), Low Reynolds Number Aerodynamics, Lecture Notes in Engineering, Vol. 54 (1989), Springer - Verlag
- (2) 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫, 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究—第4報, ガスタービン秋季講演会論文集(1992-11), pp. 127-132
- (3) 筒井康賢・阿部裕幸・村田耕史, 2次元翼型実験における境界層フェンスの効果, ガスタービン秋季講演会論文集(1993-10)
- (4) 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫, 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究—第3報, ガスタービン秋季講演会論文集(1992-11), pp. 121-125

## 2次元翼型実験における境界層フェンスの効果

筒井康賢 (機械技研)

阿部裕幸 (機械技研)

\* 村田耕史 (筑波大院)

### 1. はじめに

高効率小型セラミックガスタービンのローターの設計指針を得ることを目的として、2次元翼型の表面圧力分布の測定<sup>(1)</sup>や、表面流れの可視化を試みているが、風洞測定部側壁上に発生する境界層が誘起する2次流れによって翼端付近の2次元性が損なわれてしまう(図1)。この現象を抑えるためには、壁面をポーラスな材料に置き換えたり、翼の上流側の壁面にスリットを設けて壁面の境界層を吸い込むことが考えられるが、装置の大幅な改良を要するなど容易ではない。本研究では、翼面に境界層フェンスを設けて、2次流れを抑制することを考えた。そこで、形状、サイズの異なる境界層フェンスを翼上に設け、油膜法によって翼面上の流れを可視化して、2次流れ抑制効果を調べたので報告する。

### 2. 記号

$p$  : 翼面静圧

$p_0$  : 大気圧

$\rho$  : 気流の密度

$u$  : 主流の速度

$C_p$  : 翼面圧力係数  $\frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho u^2}$

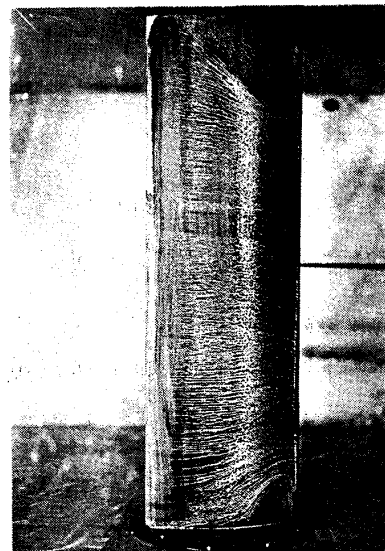


図1 壁面境界層による2次流れ

( $Re = 1.0 \times 10^5$ )

( $TI = 1.6\%$ 、 $\alpha = 8^\circ$ )

### 3. 2次流れの主因

境界層フェンスが実際に用いられている例としてジェット戦闘機のswept-back（後退）翼がある。主流に対して垂直ではなく、ある角度をもった翼においては、主流と垂直な方向に目立った圧力勾配が生じる<sup>(2)</sup>。それによって翼面上で翼端に向かうcross-flowが起こり、それを抑制するために境界層フェンスが用いられる<sup>(3)</sup>。

本実験においては、翼型は主流に対して垂直であるが、風洞測定部の側壁が発生する境界層が翼面上のcross-flow誘起していると考えられる。この現象について考察してみる。

仮に翼面圧力係数 $C_p$ の分布が翼のスパン方向に一定であるとすると、これより、壁面に近づくにつれて壁面境界層の影響で主流速度 $u$ が減少するとともに、 $C_p$ の定義より翼面上の静圧分布は図2の実線と破線のような差を生じる。この圧力の差でcross-flowが生じると考えられる。

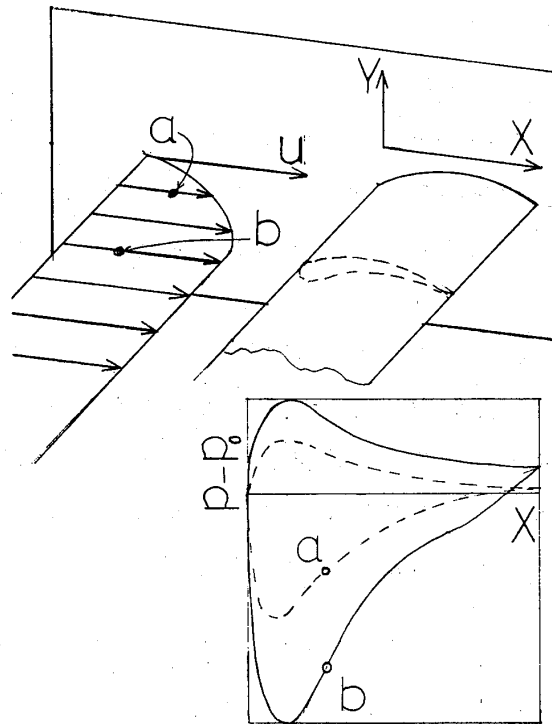


図2 翼面上の $p - p_0$ の分布

### 4. 実験装置および方法

使用した風洞は、乱れ度可変風洞<sup>(4)</sup>で、測定部の断面は $1\text{ m} \times 0.5\text{ m}$ であり、今回は噴流発生管からジェットの吹き込みをせず使用した。供試翼は油膜法による可視化用のもので、圧力計測孔のないアルミ製であり、翼幅 $500\text{ mm}$ 、弦長 $0.15\text{ m}$ 、翼型は工業技術院機械技術研究所が風車用に開発したMEL001であり、迎角 $4^\circ$ において揚力係数 $1.0$ 、最大翼厚は翼弦長に対して $15\%$ として設計されている。今回の油膜法ではカーボン粉を混ぜた灯油を翼面上に塗るため、翼面は白色に塗装した。境界層フェンスはその効果を比べるため、後縁から見て左翼端から $50\text{ mm}$ のところ、片側にだけ装着した。

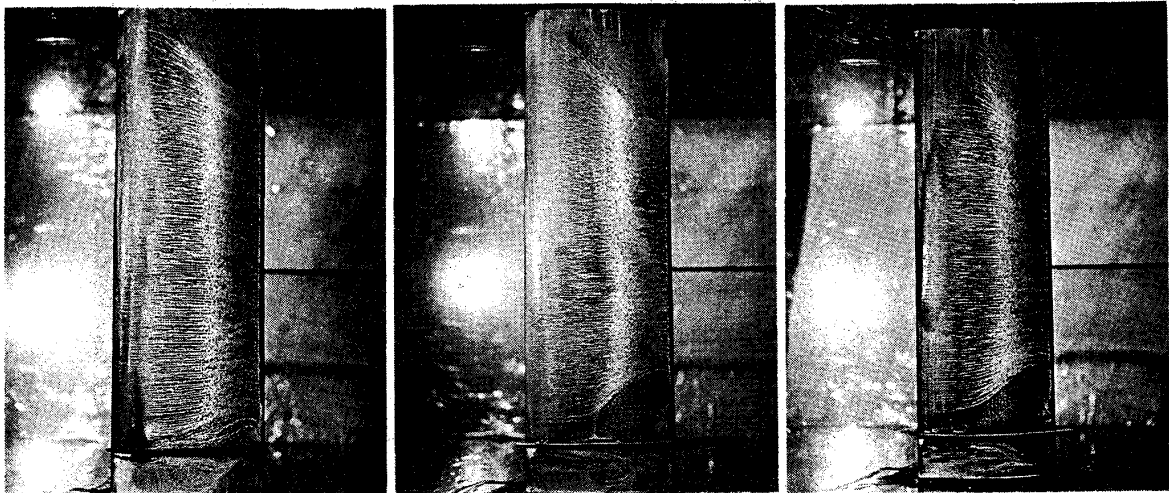
油膜法では黒鉛の粉末と灯油を適当な比で混合し、翼型の背面に塗り付け、翼面上の油膜の時間変化を観察した。黒鉛の粉末と灯油の最適な混合比はレイノルズ数（風速）によって変わり、レイノルズ数が低いほど灯油の比率を高くした。

## 5. 実験の経過

### 5.1 フェンスの高さの影響

境界層フェンスの高さがその効果と密接に関連していると考えて、まず、フェンスの高さを5 mm、10 mm、20 mmと段階的に高くした。フェンスは厚さ1.5 mmのバルサで製作した。その結果、図3の(1)~(3)のように、フェンスの高さが増すにつれて、その効果が落ちることがわかった。特に、フェンスの高さが5 mmから10 mmにわずか5 mm増加するところで、その効果の差が著しく出る。

次にフェンスの高さを低くする事を考え、高さ2 mmのフェンスを製作した。バルサでは高さ2 mmのフェンスを製作することは難しく、幅1.5 mmのゴムバンドを巻き付けた場合と、厚さ0.5 mmの紙で製作した場合の実験を行った。その結果、図4の(1)、(2)のようにフェンスの高さが低すぎても効果が落ちることがわかった。



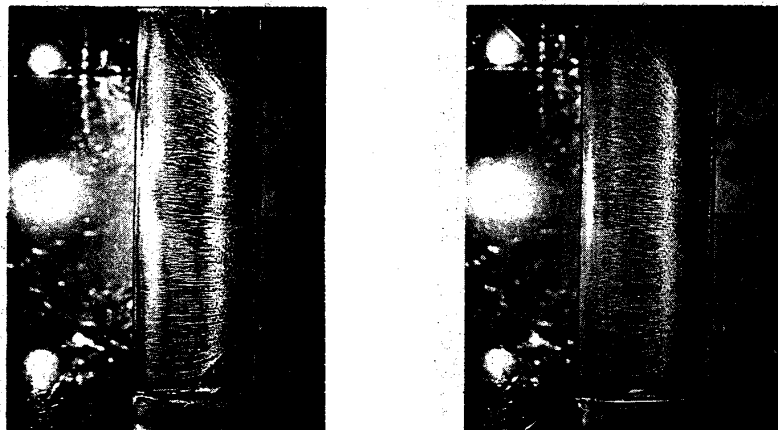
(1) 高さ 5 mm

(2) 高さ 10 mm

(3) 高さ 20 mm

図3 フェンスの高さによる2次流れ抑制効果

( $Re = 1.0 \times 10^5$ 、 $TI = 1.6\%$ 、フェンス厚さ1.5 mm、 $\alpha = 8^\circ$ )



(1) 厚さ1.5 mmのゴム製

(2) 厚さ0.5 mmの紙製

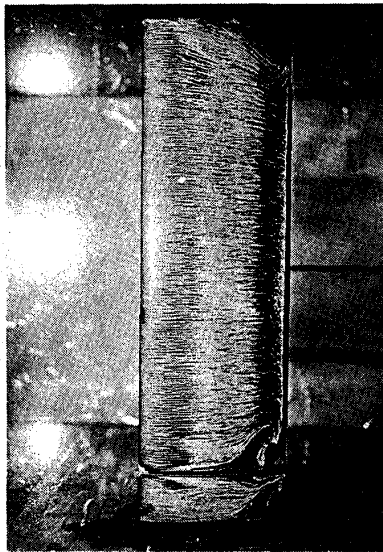
図4 高さ2 mmのフェンスの効果

( $Re = 1.0 \times 10^5$ 、 $TI = 1.6\%$ 、 $\alpha = 8^\circ$ )

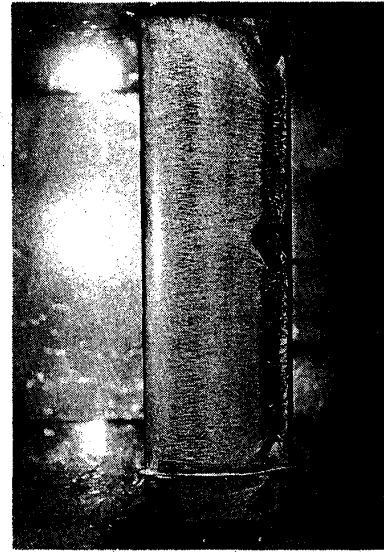


## 5. 2 フェンスの厚さの影響

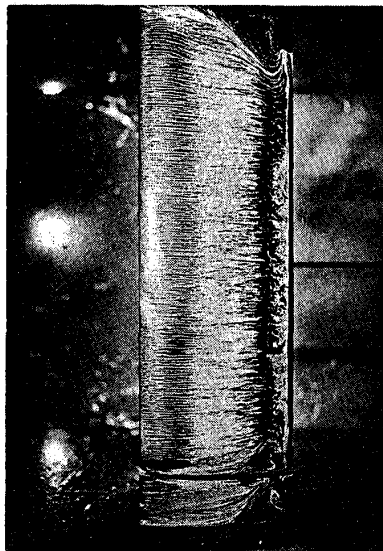
図5.(1)のように、レイノルズ数、すなわち主流の速度が増加するに従って、フェンスの効果が落ちる。様々な原因を考えたが、フェンスの厚みのため、フェンスの前縁で剥離していることがその原因の一つと考えてフェンスを薄くした。図5.(2)のように厚さ0.5mmの薄いフェンスを製作するため、紙を使用した。しかし、実際の実験を行うにあたって、フェンスが紙では耐久性に欠ける。そこで、フェンスにエッジをつけることを考えた。その結果、図5.(4)のように厚さ1.0mmのフェンスでも0.5mmの紙のフェンスに匹敵する効果が得られた。



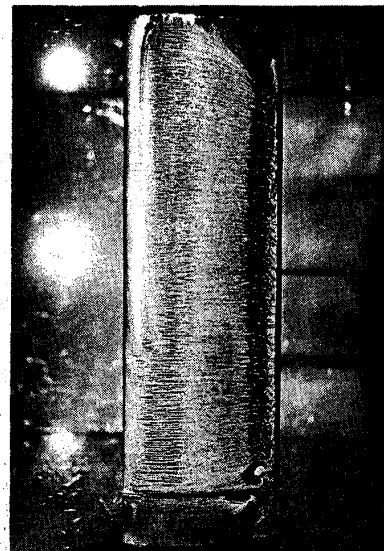
(1) 厚さ1.5mm



(2) 厚さ0.5mm



(3) 厚さ1.5mm、エッジ付



(4) 厚さ1.0mm、エッジ付

図5 フェンスの厚さとエッジの効果の影響

( $Re = 2.0 \times 10^5$ 、 $TI = 1.4\%$ 、フェンス高さ5mm、 $\alpha = 8^\circ$ )

## 6. 結果と考察

風洞測定部側壁上に発生する境界層が誘起する2次流れを抑えるために、形状、サイズの異なる境界層フェンスを翼上に設け、2次流れ抑制効果を調べた。その結果以下のことがわかった。

- ① 今回の実験条件では境界層フェンスの高さは5 mmが最適である。
- ② フェンスの厚さは薄い方が好ましい。
- ③ 薄い紙製フェンスは耐久性に乏しいが、フェンスにエッジを付けると同等の効果が得られた。

以上のようなことで、境界層フェンスの高さは5 mm、厚さを1 mm、エッジを付けることにして、バルサ材とすることに決定した。

この境界層フェンスを用いての単独翼の可視化実験等を行った<sup>(5)</sup>。

## 参考文献

- (1) 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫, 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 第4報, 乱れ度可変風洞を用いた実験, ガスタービン秋季講演会(1992.11)
- (2) Schlichting, H., Boundary-Layer theory, 7th ed. pp. 252-253
- (3) Jones, R. T., Effects of sweep-back on boundary layer and separation. NACA Rep. 884 (1947)
- (4) 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫, 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 第3報, 乱れ度可変風洞の改良とその特性, ガスタービン秋季講演会(1992.11)
- (5) 阿部裕幸・筒井康賢・吉識晴夫, 強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究 第5報, 油膜法による流れの可視化, ガスタービン秋季講演会(1993.10)

# 多段軸流圧縮機の固有値解析による安定性

稲垣 詠一 (東理大 理工)

\* 武田 芳和 (東理大 理工 院)

## 1 まえがき

ガスタービンの一構成要素である多段軸流圧縮機においては、サージンは圧縮機を含む管路系全体の特性に関連して発生する一種の自励振動として解析され、作動範囲を制限する最も大きな要因になっている。このためサージ限界線を予測する研究<sup>[1]~[5]</sup>が従来から多数発表されてきた。従来多くの研究は圧縮機全体を前後2~3段に分割してモデル化しているため、サージ限界線の折れ曲がり特性は説明がつくが、各段の状態を明確にすることは困難であった。また解析手法としては、圧縮機各段の容積要素内での温度変化を一定として、流量と圧力のみを状態変数として扱った方法が主流である。

そこで本研究では各段毎の特性を明らかにし、その結果を圧縮機のアクティブコントロールへと発展させるための基礎データを得ることを目的として8段の圧縮機を各段毎にモデル化した。そして流量変化、圧力変化に加え、容積要素内の温度変化も状態変数として扱い、線形システムの方程式を導き、固有値解析を行った。これによりサージ直前の各段の状態について、容積要素内での温度変化を考慮した場合と考慮しなかった場合とを比較検討した。また容積要素に抽気を施した場合、各段に及ぼす影響についても併せて検討した。

## 2 基礎方程式

### ● 記号

|                               |                               |                             |
|-------------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| $A_n$ : n 段の環状面積 ( $m^2$ )    | $l_n$ : n 段の軸方向長さ (m)         | N: 回転数 (rpm)                |
| P: 圧力 ( $N/m^2$ )             | PR: 圧力比                       | R: ガス定数 ( $\frac{J}{kgK}$ ) |
| T: 温度 (K)                     | TR: 温度比                       | V: 段容積 ( $m^3$ )            |
| W: 流量 ( $kg/s$ )              | $\beta$ : 抽気率                 | $\kappa$ : 比熱比              |
| $\theta_n = T_{v,n-1}/T_{00}$ | $\delta_n = P_{v,n-1}/P_{00}$ |                             |

### ● 添字

|            |          |        |       |              |
|------------|----------|--------|-------|--------------|
| b: 抽気      | c: 圧縮機特性 | d: 設計点 | n: 段数 | v: 段容積に関する変数 |
| 00: 標準大気状態 | 0: 定常点   | —: 修正量 |       |              |

## 2.1 圧縮機のモデル化

多段軸流圧縮機は、Fig.1に示すように圧縮機の段要素と容積要素とが段数分交互に繰り返される管路モデルとする。ここでは温度変化を考慮するために R.G.Willoh-K.Seldner<sup>[6]</sup>のモデルを基礎とする。第n段の流量  $W_n$ 、圧力  $P_{v,n}$ 、温度  $T_{v,n}$  はそれぞれ次の微分方程式で表される。

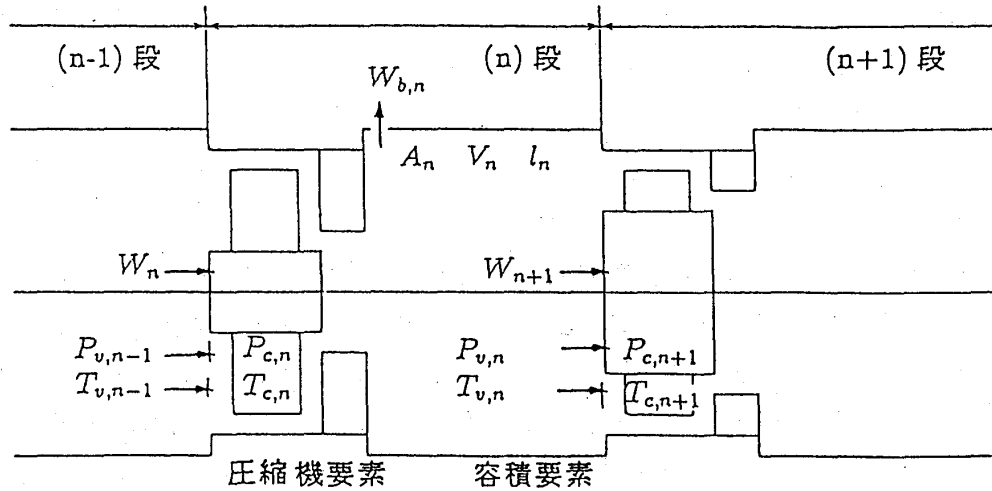


Fig.1 多段軸流圧縮機の管路モデル

$$\frac{d}{dt}W_n = \frac{A_n}{l_n} [P_{c,n} - P_{v,n}] \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}P_{v,n} = \frac{\kappa R}{V_n} [T_{c,n}W_n - T_{v,n}W_{n+1} - T_{v,n}W_{b,n}] \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}T_{v,n} = \frac{RT_{v,n}}{V_n P_{v,n}} [(\kappa T_{c,n} - T_{v,n})W_n - (\kappa - 1)T_{v,n}W_{n+1} - (\kappa - 1)T_{v,n}W_{b,n}] \quad (3)$$

定常状態では各段で次の流量バランス、圧力バランス、温度バランスの関係式が成立する。(n=1,2,...)

$$W_{n_0} = W_{b,n_0} + W_{n+1_0} \quad P_{c,n_0} = P_{v,n_0} \quad T_{c,n_0} = T_{v,n_0} \quad (4)$$

また抽気流量はチョークを仮定して次式で表すこととする。

$$W_{b,n} = \beta_n W_n \quad (5)$$

ここで圧縮機内の段要素の圧力  $P_{c,n}$  と段要素の温度  $T_{c,n}$  は圧力比  $PR_n$  と温度比  $TR_n$  を用いてそれぞれ修正流量、修正回転数の関数として以下の様に表される。

$$P_{c,n} = PR_n P_{v,n-1} \quad PR_n = f_p(\overline{W}_n, \overline{N}_c) \quad ; \overline{W}_n = W_n \sqrt{\theta_n / \delta_n} \quad (6)$$

$$T_{c,n} = TR_n T_{v,n-1} \quad TR_n = f_t(\overline{W}_n, \overline{N}_c) \quad ; \overline{N}_c = N_c / \sqrt{\theta_n} \quad (7)$$

n 段目の圧力比  $PR_n$  と温度比  $TR_n$  は次に述べる段落特性法<sup>[7]</sup>により求められる。

## 2.2 段落特性法による圧縮機特性

軸流圧縮機の単段の特性を流量係数 $\phi$ 、圧力係数 $\psi$ 、断熱効率 $\eta$ 、の形で与えることができるならば、圧縮機段要素の特性を推定することができる。本研究ではこの方法を用いて各回転数毎にまず第一段の特性を求めて、順次最終段まで積み重ね全段での圧力特性、温度特性を求めた。1例として流量-圧力比、流量-温度比特性を100%回転数の場合についてFig.2に示す。

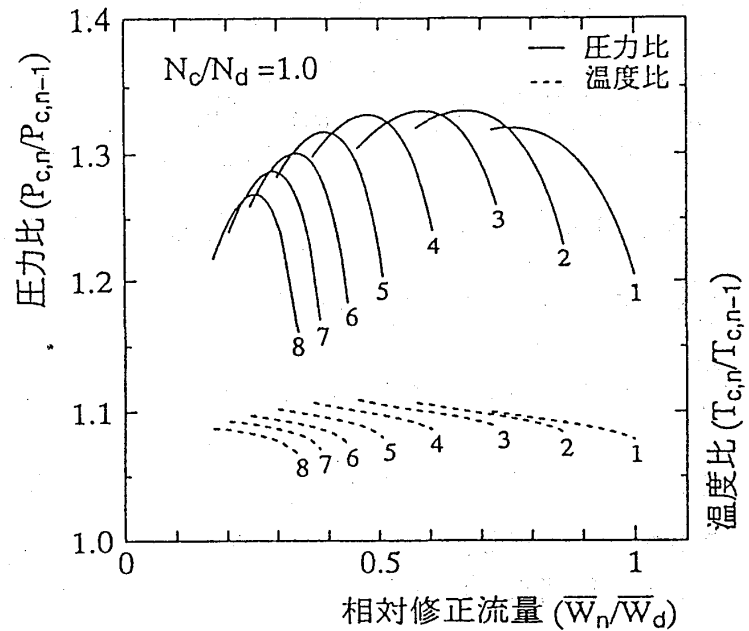


Fig.2 8段圧縮機の圧力比と温度比特性

## 3 安定性解析モデル

安定性を解析するためには定常点近傍の微小変動に対してのみ考えればよいからまず非線形モデル(1),(2),(3)を線形化する。流量、圧力、温度を次のように任意の定常点からの変動量との和として表す。

$$W_n = W_{n_0} + \Delta W_n \quad P_n = P_{n_0} + \Delta P_n \quad T_n = T_{n_0} + \Delta T_n \quad (8)$$

さらに各段の状態変数を次式で定義する。

$$x_{w,n} = \Delta W_n / W_{n_0} \quad x_{p,n} = \Delta P_{v,n} / P_{v,n_0} \quad x_{t,n} = \Delta T_{v,n} / T_{v,n_0} \quad (9)$$

回転数一定とし(5)～(8)を(1)～(3)に代入して2次の微小項を省略すると、 $n$ 段目の線形微分方程式(11)～(13)が導かれる。導出過程で定常状態の関係式(4)と状態変数(9)を用いた。さらに(11)～(13)式中の $\tau$ に関する項は(10)式で定義され、時定数の逆数の次元を持つ。

$$\tau_{w,n} = \frac{A_n P_{v,n_0}}{l_n W_{n_0}} \quad \tau_{p,n} = \frac{\kappa R T_{v,n_0} W_{n_0}}{V_n P_{v,n_0}} \quad \tau_{t,n} = \frac{R T_{v,n_0} W_{n_0}}{V_n P_{v,n_0}} \quad (10)$$

そこで時間については、設計点の最大時定数の逆数 $\tau_{d_{max}}$ を用いて $\bar{t} = \tau_{d_{max}} t$ として無次元化してある。

$$\frac{dx_{w,n}}{d\bar{t}} = \frac{\tau_{w,n}}{\tau_{d_{max}}} \left[ x_{p,n-1} + \frac{\partial P R_n}{\partial \bar{W}_n} \frac{W_{n_0}}{P R_{n_0}} x_{w,n} - x_{p,n} \right] \quad (11)$$

$$\frac{dx_{p,n}}{dt} = \frac{\tau_{p,n}}{\tau_{dmax}} [x_{t,n-1} + \left\{ \frac{\partial TR_n}{\partial \overline{W}_n} \frac{\overline{W}_{n_0}}{TR_{n_0}} + (1 - \beta_n) \right\} x_{w,n} - x_{t,n} - (1 - \beta_n)x_{w,n+1}] \quad (12)$$

$$\frac{dx_{t,n}}{dt} = \frac{\tau_{t,n}}{\tau_{dmax}} [\kappa x_{t,n-1} + \left\{ \kappa \frac{\partial TR_n}{\partial \overline{W}_n} \frac{\overline{W}_{n_0}}{TR_{n_0}} + (\kappa - 1)(1 - \beta_n) \right\} x_{w,n} - \kappa x_{t,n} - (\kappa - 1)(1 - \beta_n)x_{w,n+1}] \quad (13)$$

以上をまとめると、n段目の状態微分方程式は

$$\frac{dx_{w,n}}{dt} = a_{i,i-2} x_{p,n-1} + a_{i,i} x_{w,n} + a_{i,i+1} x_{p,n} \quad (14)$$

$$\frac{dx_{p,n}}{dt} = a_{i+1,i-1} x_{t,n-1} + a_{i+1,i} x_{w,n} + a_{i+1,i+2} x_{t,n} + a_{i+1,i+3} x_{w,n+1} \quad (15)$$

$$\frac{dx_{t,n}}{dt} = a_{i+2,i-1} x_{t,n-1} + a_{i+2,i} x_{w,n} + a_{i+2,i+2} x_{t,n} + a_{i+2,i+3} x_{w,n+1} \quad (16)$$

で表される。但し  $i = 3n - 2$ , ( $n = 1, 2, \dots$ ) とする。

8段の圧縮機では状態ベクトルを次式で定義すれば (ノはベクトルの転置)

$$x = \underbrace{(x_{w1}, x_{p1}, x_{t1})}_{1段}, \underbrace{(x_{w2}, x_{p2}, x_{t2})}_{2段}, \dots, \underbrace{(x_{w8}, x_{p8}, x_{t8})}_{8段}。$$

(14) ~ (16) は次のベクトル状態方程式で表される。

$$\frac{d}{dt} x = A x \quad (17)$$

$$A = \begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ a_{2,1} & 0 & a_{2,3} & a_{2,4} & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ a_{3,1} & 0 & a_{3,3} & a_{3,4} & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & a_{i,i-2} & 0 & a_{i,i} & a_{i,i+1} & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & a_{i+1,i-1} & a_{i+1,i} & 0 & a_{i+1,i+2} & a_{i+1,i+3} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & a_{i+2,i-1} & a_{i+2,i} & 0 & a_{i+2,i+2} & a_{i+2,i+3} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{22,20} & 0 & a_{22,22} & a_{22,23} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{23,21} & a_{23,22} & 0 & a_{22,24} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_{24,21} & a_{24,22} & 0 & a_{24,24} \end{bmatrix}$$

各段は3個の状態変数  $x_{w,n}, x_{p,n}, x_{t,n}$  で表されるから8段の圧縮機では  $24 \times 24$  次元のマトリックスとなる。このとき (17) 式の安定性はシステムマトリックスである Aマトリックスの安定性と等価である。すなわち Aマトリックスの固有値の実部が一個でも正になってしまえば (17) 式は不安定であると判定できる。これよりサージ直前の圧縮機の各段の状況を検討することができる。Aマトリックスの各要素は定常点が定まれば決定できるから、圧縮機特性曲線上の定常点を流量減少方向に次々求めて固有値を計算し、根軌跡として表示する。

## 4 固有値解析の結果と検討

本研究では温度変化を考慮した場合(ケース1)としなかった場合(ケース2)とについて固有値分布、サージ限界線の比較検討を行った。ケース2の時は(14)(15)式中の温度変化に関する項と(16)式を省略することになるので、Aマトリックスは $16 \times 16$ 次元となる。

### 4.1 固有値分布による各段の状況

Fig.3-a,b,c と Fig.4-a,b,c に各回転数毎に調べたAマトリックスの固有値を根軌跡として図示する。圧縮機の流量特性の回転数一定線上を定常点が流量減少方向に動くにつれて、固有値は複素平面上の左半平面内を左から右に動き、やがて虚数軸(Im軸)を横切って不安定となる。

このとき段の各固有値は共役複素根として実数軸(Re軸)に近い方から圧縮機の1~8段に相当して分離している。

サージ直前の固有値の分布パターンは大きく分けて次の3通りに分類できる。

- (i) 1段目から後方段にゆくにつれ実数部が減少し、8段目が最小となる分布
  - (ii) 全段の減衰項がほぼ一定になっている分布
  - (iii) 複雑な分布形状をし実数部のピークが複数あり、8段目が最大となる分布
- 回転数が増大するにつれて、サージ直前の固有値の分布パターンは(i)から(iii)へ移行していく。

多段軸流圧縮機では回転数一定として流量を減らしてゆくと低回転数域では低圧段(前方段)から失速し、高回転数域では高圧段(後方段)から失速に入りやがてサージングを起こす<sup>[8]</sup>。本研究の解析結果も以下に述べるように同様の傾向がある。

低回転数域の一例として回転数60%におけるケース1,2の根軌跡をFig.3-a,4-aに示す。両方とも第1段から不安定領域に入っているが、その時の根軌跡の分布はケース1では(i)のパターンで、ケース2では(i)のパターンではあるが、かなり(ii)のパターンに近づいている。ケース1の場合(Fig.3-a)、各段の固有値の実数部の差が大きくなっており、不安定領域に入る段を確定するのは容易である。ケース2の場合(Fig.4-a)、各段の実数部は1段目と8段目にわずかな差があるが、それ以外は直線的な形状に分布している。

次に回転数80%について検討する。ケース1(Fig.3-b)は(i)のパターンでFig.3-aと同様な分布形状になっているが、わずかであるが各段の実数部の差が減少している。ケース2(Fig.4-b)では流量が減少すると固有値は後方段の実数部が大きくなりやがて前方段に追いついて、Fig.4-aに見られた1~8段の差がなくなる。更に虚数軸(Im軸)近傍では一直線上に分布し、全段ほぼ同時に不安定領域に入っている。

回転数が100%になるとケース1,2の根軌跡のパターンは、Fig.3,4のa,bとは大きく異なって両ケースとも(iii)の分布パターンで8段目から不安定領域に入っている。また各固有値は全段ともIm軸に近づくとつれて、わずかであるが虚数部(振動数)が増大している。この傾向は2段目に比較的強く現れている。また1段目

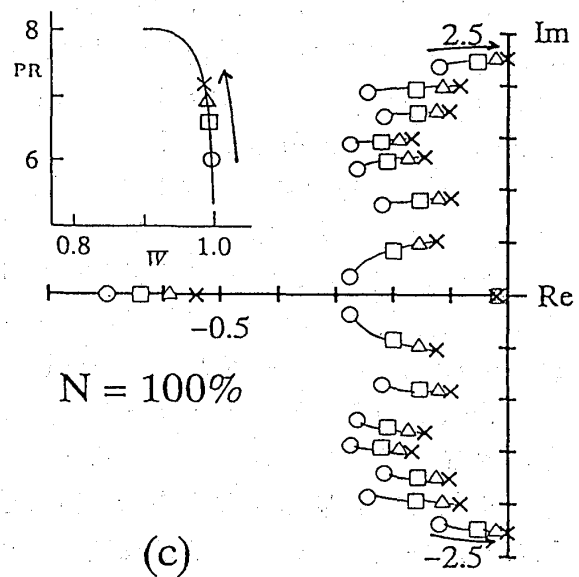
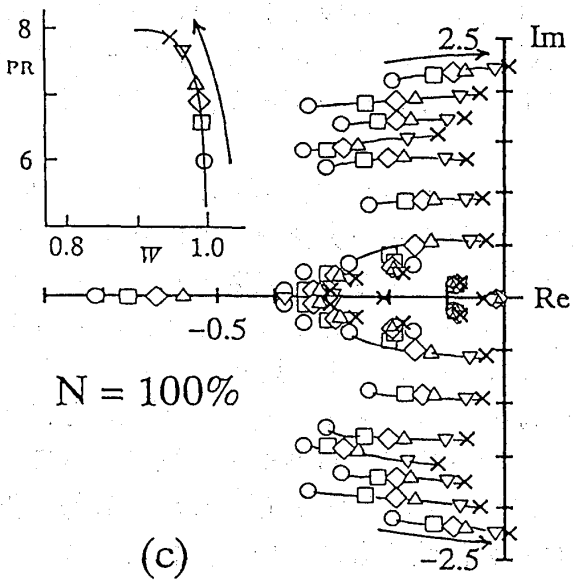
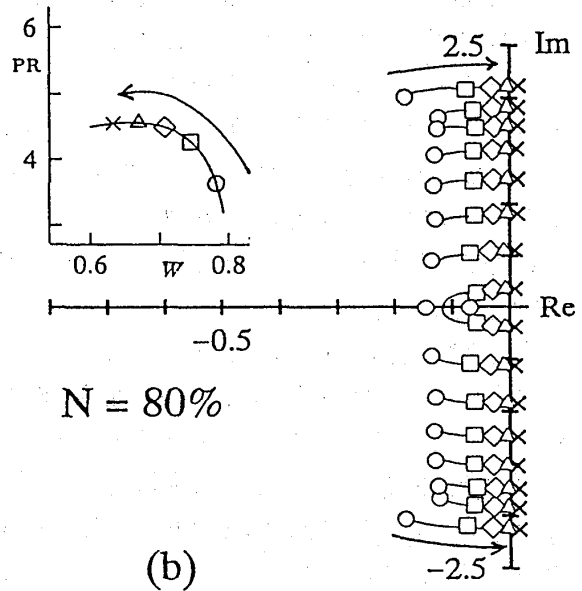
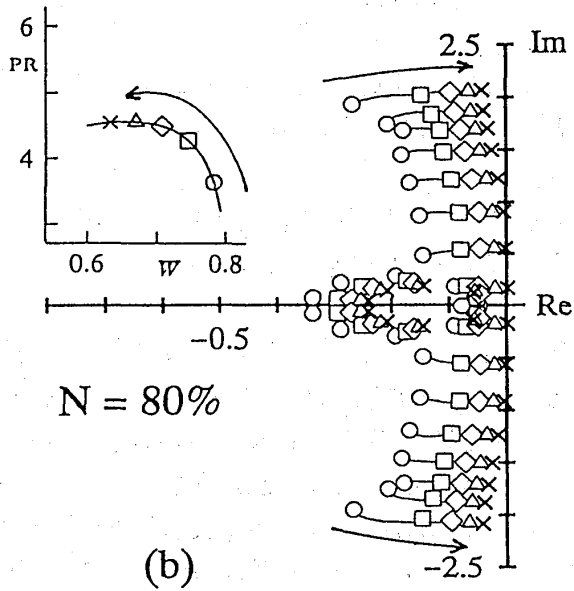
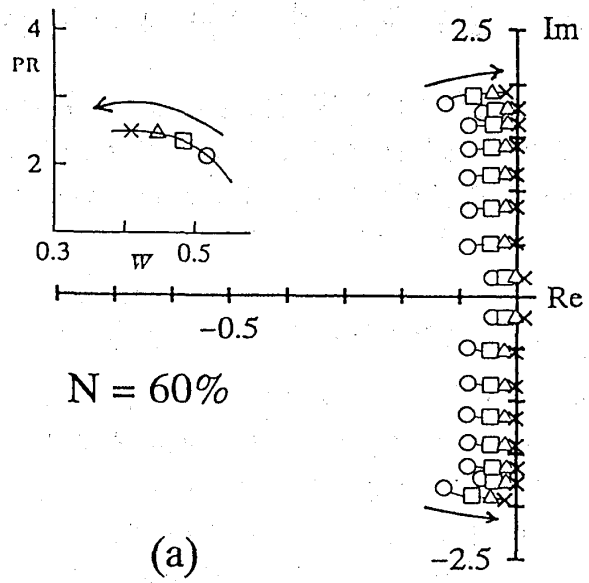
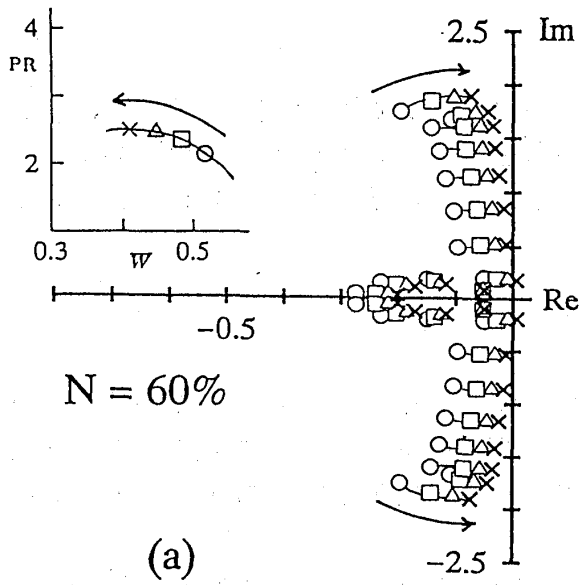


Fig.3 各段の根軌跡 (温度変化考慮)

Fig.4 各段の根軌跡 (温度一定)



は実固有値となっている。流量変動に対する圧力比変動の大きさは固有値実部の変動範囲と関係しており、この傾向は100%回転数域で顕著になっている。

各回転数に対して固有値実部が虚軸を横切った時をサージ点として総合特性曲線上に表すと Fig.5 を得る。図中特性曲線上のピーク値を結んだ線を点線で表し、ケース1,2のサージ限界線をそれぞれサージライン1,2に示す。回転数80%~100%間は細かく(2%づつ)調べた。N=60%付近ではサージ限界線がピーク値よりも右側にくる。回転数が増加するとサージ限界線はピーク値の左側に移り、この途中でピーク値とサージ限界線が一致する所があり、このときの固有値分布は Fig.4-b のパターンとなる。更に回転数が増加すると、再びピーク値の右側からサージに入る。以上の傾向は温度変化を考慮したモデル(サージライン1)の場合の方が強く

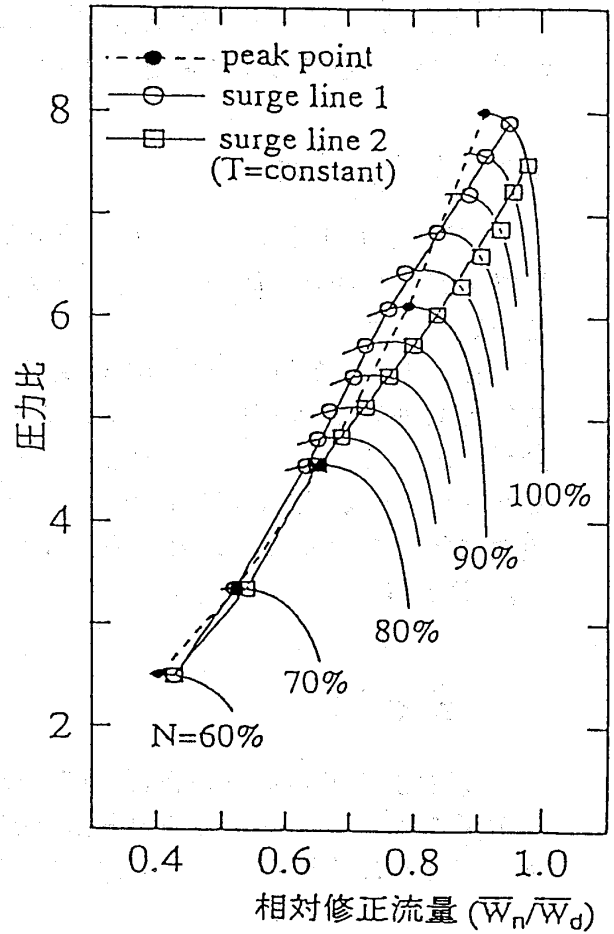


Fig.5 圧縮機総合特性上のサージ線比較

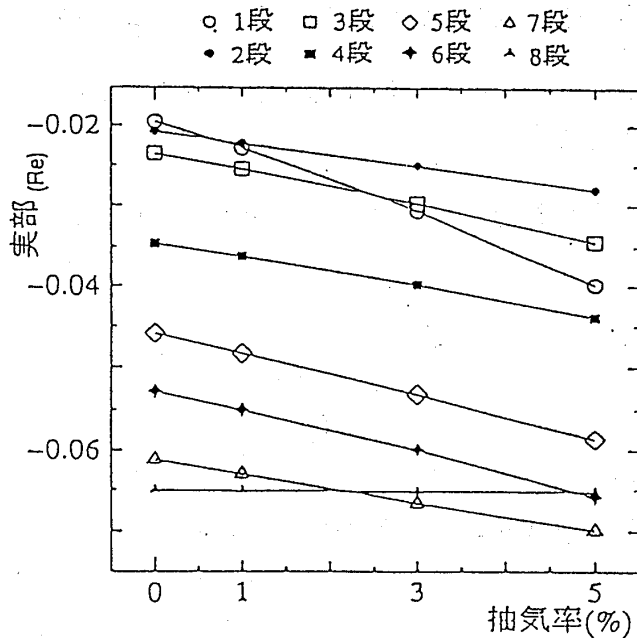


Fig.6 抽気による固有値実部の変化 ( $N_c/N_d = 0.8$ , 1~4段抽気)

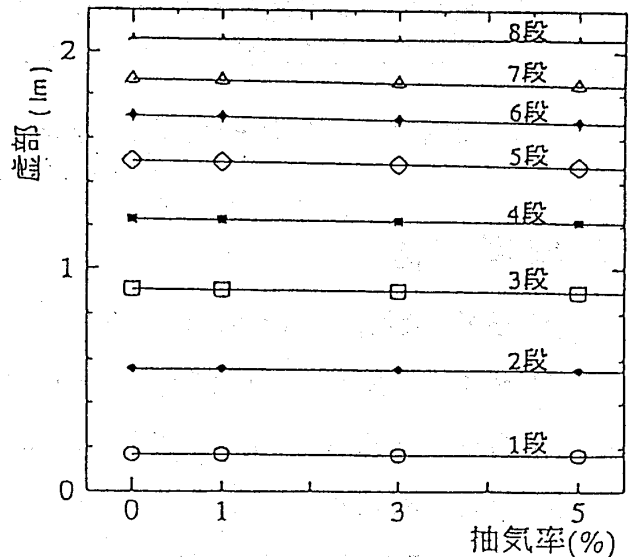


Fig.7 抽気による固有値虚部の変化 ( $N_c/N_d = 0.8$ , 1~4段抽気)

でている。90%～100%回転数の時の固有値の分布パターンは、サージ限界線がピーク値の右側にくる時と、左側にくる時と違いは見いだせなかった。

## 4.2 抽気の影響

特性曲線上のある定常点 (Fig.3-b の◇) において、8段圧縮機の1～4段で抽気を施した場合、固有値に与える影響を Fig.6,7 に示した。なお抽気率は1～4段で一定とした。

Fig.6 は抽気率が各段の固有値実数部に与える影響を表している。8段目を除いて各段とも抽気率が増加するにつれて実数部が減少している。これは抽気による減衰効果を表している。特に1段目は強く効果がでているが8段目にはほとんど効果がなかった。これを固有値分布でみると抽気によって固有値が左側、すなわちより安定側に動いていることがわかる。また抽気による虚数部への影響はほとんど無かった。(Fig.7)

## 5 まとめ

8段軸流圧縮機を各段毎にモデル化し段容積における温度変化を考慮して、固有値解析を行いサージ直前の固有値分布パターンを調べた。更に導いたモデルで、温度一定とした場合についても比較検討したことにより次の結論を得た。

1. 圧縮機を各段毎に解析したことにより、どの段からサージに入るかが明確にわかるようになった。
2. サージ直前の固有値分布パターンは回転数に依存して変化していることがわかった。
3. 温度変化を考慮したモデルの場合はサージマージンが拡大し、サージラインの折れ曲がる点が変わることがあるのを確認した。
4. 抽気は、固有値実部に強く影響し、減衰効果として作用することがわかった。

## 参考文献

- [1] 藤井, 機論,13-44,(昭 22-5),192
- [2] 竹矢, 機論,27-183,(昭 36-11),1801
- [3] Greitzer.E.M., Trans.ASME,Journal of Engineering for Power,98,(1976-4),190
- [4] 西原, 機論,58-555,(1992-11),128
- [5] 大山, 機論,44-387,(昭 53-11),3810
- [6] Willoh,R.G.and Seldner,K. ,NASA TM X-1880,(1969).
- [7] 新版空気機械工学便覧基礎編,(昭 30-12),138
- [8] 谷口 修, 振動工学ハンドブック, 養賢堂,(昭 50-11), 1036

## タブとエジェクターの組合わせによる不足膨張時の超音速ジェット騒音低減に関する基礎研究（第1報 一定タブ寸法のもとでエジェクター径の変化による騒音低減への音響的效果）

|        |           |
|--------|-----------|
| * 小林 紘 | 航空宇宙技術研究所 |
| 木島 基博  | 早稲田大学大学院  |
| 生沼 秀司  | 航空宇宙技術研究所 |
| 太田 英輔  | 早稲田大学     |

### I. まえがき

次世代超音速旅客機実現のためにはエンジンから排気されるジェット騒音を低減することが必要であり、そのための騒音低減装置には騒音低減量/エンジン推力損失の大きな比、小さなエンジン重量の増加、並びに巡航時のジェット推力低下を避けるための装着・脱着の操作の容易さ等の特性を有することが求められ、多くの研究・開発が進められている<sup>(1)(2)</sup>。航技研においては、上述の条件を満たす一つの装置として、タブを用いたジェット強制混合による超音速ジェット騒音低減法の一連の研究を進め、これまでに超音速ジェット騒音の特性<sup>(3)</sup>、タブの騒音低減に及ぼすジェット排気速度および排気温度の影響<sup>(4)(5)</sup>、並びに騒音低減/推力損失の比の向上ため、ジェット騒音低減に及ぼすタブ寸法効果<sup>(6)</sup>等を研究して、タブの超音速ジェット騒音低減特性等、その有効性を明らかにしてきている。

スクリーチ騒音の消滅と一部の衝撃波関連広帯域騒音及びジェット混合騒音の低減に有効なタブを、ジェット混合騒音低減に有効とされるエジェクターと組合わせることによって、騒音低減量の増大と大きな周波数範囲の騒音低減を有するジェット騒音低減機構の開発の可能性が考えられる。そこで、本研究では、一定形状寸法のタブを取り付けた先細円形ノズルに4種類の直径寸法の異なるエジェクター（二次空気量変化）を組合わせて、不足膨張時の超音速ジェット騒音低減のためのタブとエジェクターの組合わせ機構に及ぼすエジェクター面積比（ノズル開口端面面積に対する）の影響を調べた。エジェクターについては多くの研究<sup>(1)(2)(7)(8)</sup>がなされ、強制混合によるジェット速度の低減と発生騒音の遮蔽による騒音低減効果が明らかにされているが、重量と空気抵抗の増加の低減が課題となっている。一部のタブとエジェクターの組合わせによる騒音低減の研究はなされているが<sup>(8)</sup>、タブやエジェクターの寸法は限定され、効果評価のための騒音測定はノズル側面一点のみである。このため、騒音の指向性および低減スペクトル特性を始めとして、組合わせ機構の超音速ジェット

騒音低減に関して、エジェクター及びタブの寸法・形状効果、ジェット温度の影響、並びに飛行効果等が明らかにされていない。

## II. 実験装置と実験方法

超音速ジェット騒音試験装置<sup>(6)</sup>を用い、ノズル出口を中心とした半径1.5m (R/D=60) の円周上、ジェット軸20° から130° の範囲内で10° 間隔に12個の1/4" マイク

ロホンを設定し、0~80kHzの周波数範囲で遠距離場騒音計測して狭帯域スペクトル分析や音響パワー計算により騒音低減特性を調べた。タブは表1に示す寸法の矩形形状

タブを用い、エジェクターは表2に示す様に $L_2/D=2.5$ 一定で $D_2/D=1.29\sim 4.16$ の4種類を用いた。タブ付き先細円錐ノズルとエジェクターとの組み合わせ機構の寸法及びその形状を図1と図2に示す。本実験では、①先細円錐ノズル

(以下CNと略す。)、②ノズル+エジェクター1 (CN+E1)、③ノズル+エジェクター4 (CN+E4) ④ノズル+タブ6 (CN+T6)、⑤ノズル+タブ6+エジェクター2 (CN+T6+E2)、⑥ノズル+タブ6+エジェクター3 (CN+T6+E3)、⑦ノズル+タブ6+エジェクター4 (CN+T6+E4) の7種類のケースの各々について、完全膨張時のマッハ数 $M_j = 0.993(V_j =$

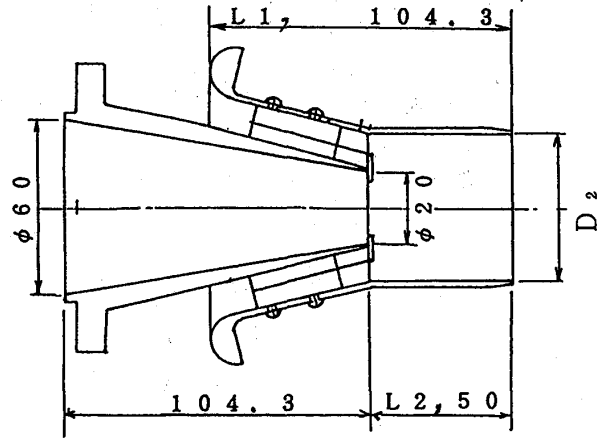


図1. タブとエジェクター付き先細円錐ノズルの形状と寸法

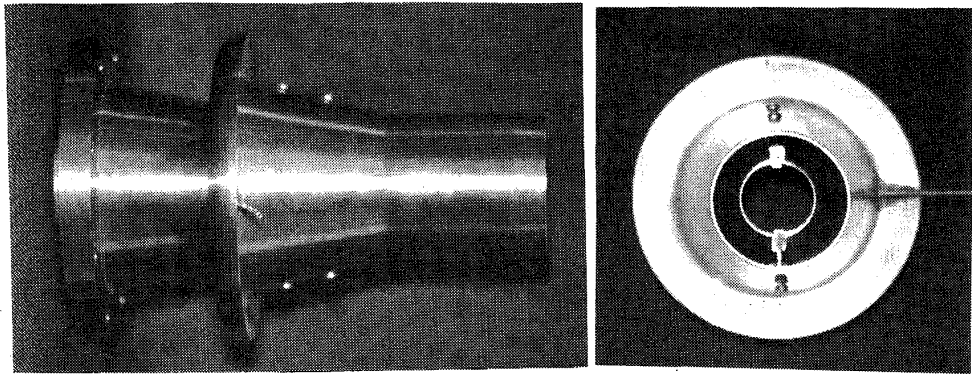


図2. タブとエジェクター付き先細円錐ノズルの外観図

表1. 実験に使用したタブ寸法

| タブ番号 | 幅: B<br>mm | 高さ: H<br>mm | ブロックage<br>% |
|------|------------|-------------|--------------|
| 6    | 3.1        | 1.6         | 0.990        |

表2. 実験に使用されたエジェクターの寸法

| エジェクター番号 | 内径<br>$D_2$ mm | 長さ<br>$L_2$ mm | 長さ<br>$L_1$ mm | 断面積比<br>$A_2/A_1$ |
|----------|----------------|----------------|----------------|-------------------|
| 1        | 37.8           | 50.0           | 104.3          | 1.29              |
| 2        | 44.5           | 50.0           | 104.3          | 2.17              |
| 3        | 51.0           | 50.0           | 104.3          | 3.16              |
| 4        | 56.8           | 50.0           | 104.3          | 4.16              |

$A_2$ —エジェクター断面積  
 $A_1$ —ノズル断面積

316.2m/s), 1.074(337.8m/s),  
 1.179(363.9m/s), 1.285(389  
 m/s), 1.385(410.9m/s), 1.  
 485(431.7m/s), 1.584(451.2  
 m/s), 1.684(469.6m/s), 1.7  
 84(486.7m/s), 1.884(502.7m  
 /s)の10種類のジェット速度、  
 即ち、圧力比(ノズル上流の  
 全圧と背圧との比)を10点変  
 えて騒音計測を行った。

### Ⅲ. 実験結果と考察

ノズルのみの場合①の騒音  
 測定値を基準とし、他の装置  
 との組合わせた場合②~⑦の  
 対応する各騒音測定位置での  
 騒音測定値との差を各装置に  
 による騒音低減量として計算し  
 た。②~⑦の組合わせ機構  
 により得られた騒音低減量(全  
 音圧レベル差、O. A. SPL差)  
 の測定位置分布の比較結果を  
 5つのジェット速度について  
 図3に示す。Mj=0.993の高  
 亜音速ジェット速度の場合、  
 ノズルにタブやエジェクター  
 を装備することにより全方向  
 にわたって騒音レベルが増加  
 し、期待したエジェクターの  
 強制混合によるジェット混合  
 騒音の低減効果が得られな  
 かった。図4に示す30°測定点  
 での各ケースの音圧スペクト  
 ルからも明らかなように、特  
 にエジェクターE1を装備す

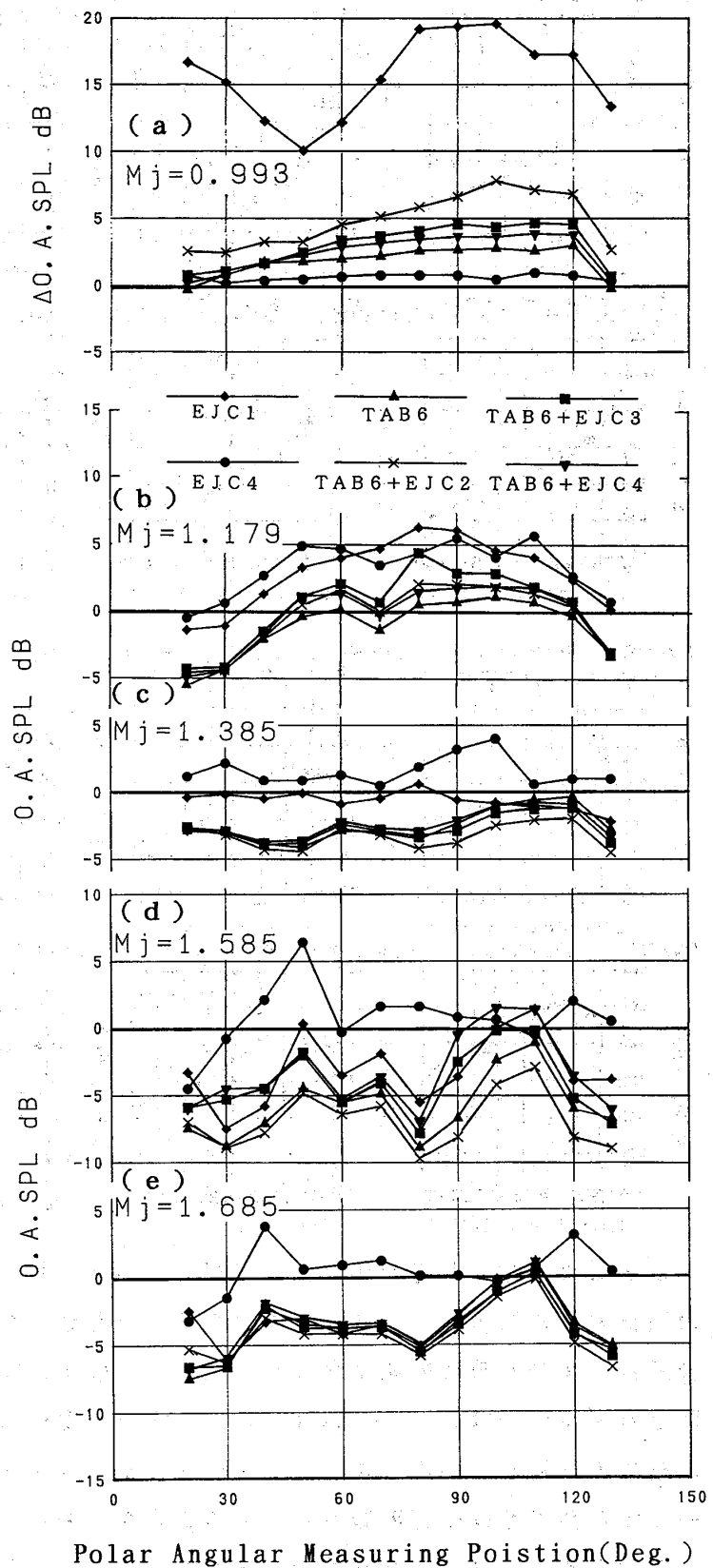


図3. タブとエジェクターとの組合わせ機構による  
 超音速ジェット騒音低減量のジェット速度に対する変化

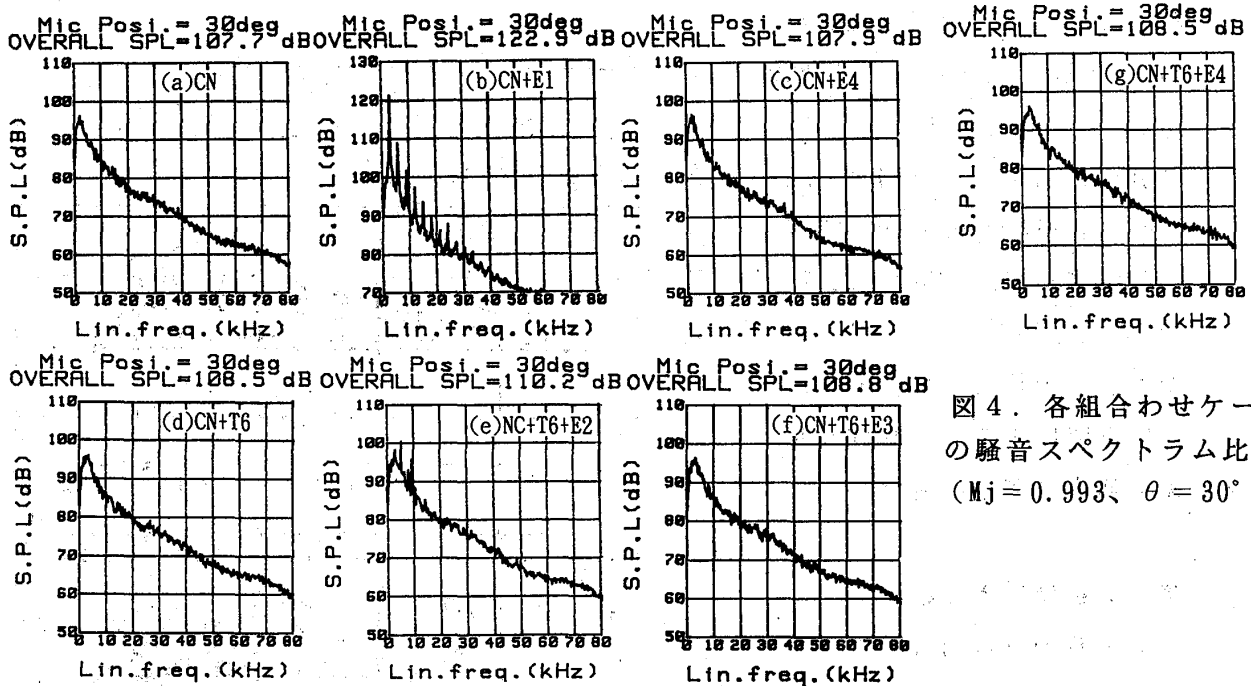


図4. 各組合わせケースの騒音スペクトラム比較 ( $M_j = 0.993$ ,  $\theta = 30^\circ$ )

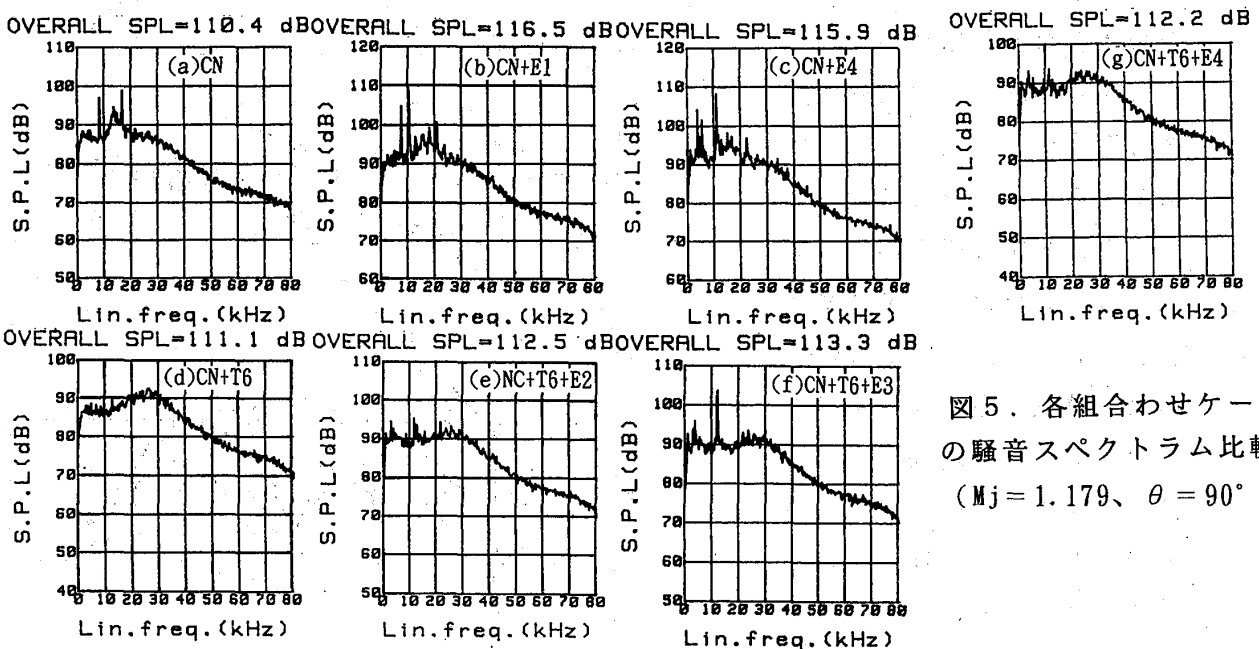


図5. 各組合わせケースの騒音スペクトラム比較 ( $M_j = 1.179$ ,  $\theta = 90^\circ$ )

ることにより強い共鳴音が発生して騒音レベルが最大20dB増加した。エジェクターの面積の大きなエジェクターE4の場合には騒音レベル増加が最も少なかったが、低音圧レベルの共鳴音の発生が見られた。このエジェクターに基因する共鳴音の周波数と音圧レベルはジェット速度によって大きく変化しており、この現象は参考文献8の結果と一致している。エジェクター2にタブ6を追加することにより、エジェクターによる共鳴音は殆ど消滅されていることが、図4(b)と(e)のスペクトル比較から明らかである。タブ6と断面積の大きなエジェクターE3及びE4とを組合わせてもタブ6単独の場合より大きな騒音低減が得られなかった。

不足膨張ジェット流れのため、ノズル単独でスクリーチ音の発生するジェット速度

Mj=1.179の場合のエジェクターやタブ装備による騒音低減効果の比較を図3(b)に、測定位置 90°でのスペクトル比較を図5にそれぞれ示す。このジェット速度でもジェット軸からの角度20°~50°の範囲と130°を除き、タブやエジェクターの装備によりノズル単独の場合より騒音レベルが増加している。タブ6にエジェクターを加えた場合にも騒音低減は殆ど見られず、逆に1~2dBの騒音レベルの増加が見られた。

スペクトラムを比較すると、エジェクターを付けた場合スクリーチ音は消滅するが、エジェクターの大きさによっては共鳴音が発生するとともに、低周波数のジェット混合騒音が1~2dB程度増加した。タブ6によりスクリーチ音の消滅と一部の広帯域衝撃波関連騒音の低減がなされているが、ノズル単独の場合と比べて高い周波数の広帯域騒音の増加が見られた。タブ6とエジェクターとの組み合わせにより、音圧レベルの低い新たな離散周波数音の発生が観測され、騒音低減は得られなかった。

ジェット速度Mj=1.385の各ケースの騒音低減効果の比較と90°測定位置でのスペクトラム比較をそれぞれ図3(c)と図6に示す。この場合、エジェクター4を装備した場合を除き、他のケースでは1~5dB程度の低減、特にジェット軸方向の大きな騒音低減が得られた。エジェクター4の場合にはスクリーチ音以外の共鳴音発生のため、ノズル単独の場合より騒音レベルが高かった。タブ6にエジェクター2を組み合わせることにより、低周波数の広帯域騒音の低減が生じて、タブ6単独の場合より2dBの低減が80°~130°の範囲内で得られたが、エジェクター断面積の増加の効果は得られなかった。

最も強いスクリーチ音の発生するジェット速度 Mj=1.585のO.A.SPLの低減量比較と80°測定位置でのスペクトル比較をそれぞれ図3(d)と図7に示す。エジェクター1では80°位置で10kHzを中心とした広帯域騒音のピークが現れて音圧スペクトル成

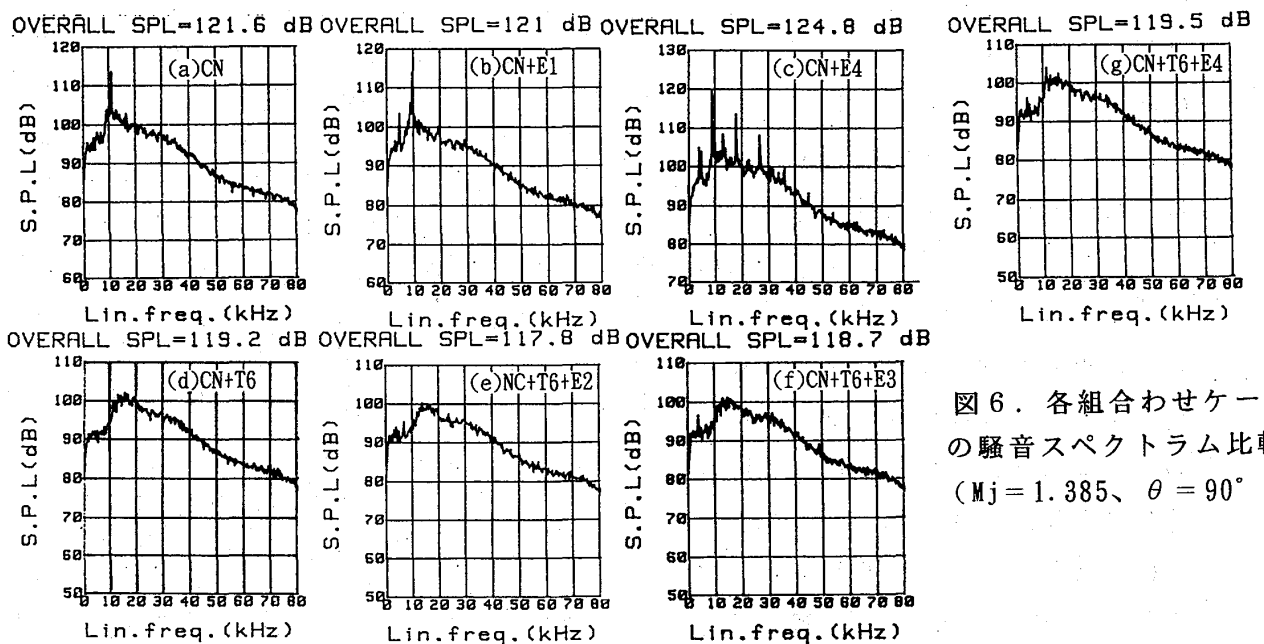


図6. 各組み合わせケースの騒音スペクトラム比較 (Mj=1.385、 $\theta=90^\circ$ )

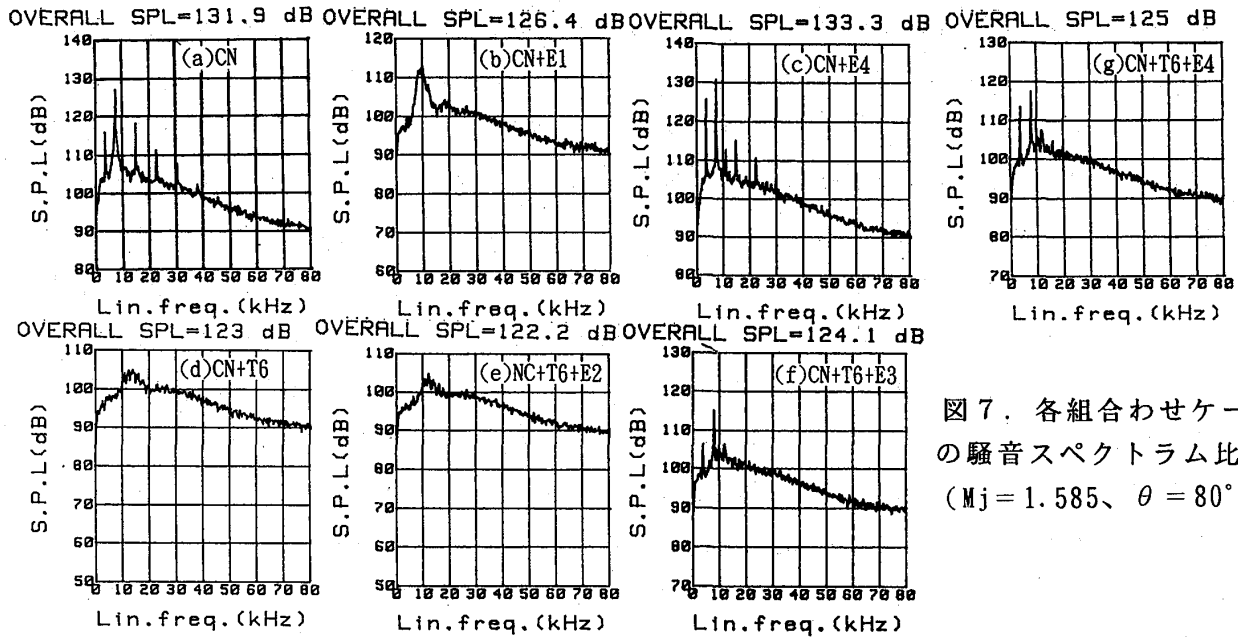


図7. 各組合わせケースの騒音スペクトラム比較 ( $M_j=1.585$ ,  $\theta=80^\circ$ )

分が僅かに増加している。30°位置では僅かなジェット混合騒音の低減が得られた。面積最大のエジェクター4ではノズル単独の場合より強いスクリーチ音が発生した。

エジェクター1ではジェット速度  $M_j=1.284$ のみでスクリーチ音の発生が、一方、エジェクター4ではジェット速度  $M_j=1.484\sim 1.884$ の範囲でスクリーチ音の発生が観察された。一方、タブ6のみでスクリーチ音の消滅、一部の衝撃波関連広帯域騒音およびジェット混合騒音の低減がなされて、0. A. SPLで最大9dBの低減が得られた。

エジェクター2とタブ6との組合わせにより、タブ6単独の場合より低周波数の広帯域騒音低減の増加が全方向において

観察され、特に90°~130°測定範囲では2~3dB、最大低減位置では1

dB程度の全音圧レベルでの騒音低減の増加が得られた。この組合わせにより、このジェット速度で最大10dB

の全音圧レベルの騒音低減が得られた。しかし、よりエジェクター断面積の大きなエジェクター3及び4

とタブとの組合わせではタブ単独より逆に全方向において騒音増加が生じ、エジェクターの付加による騒音

低減量の増加は得られなかった。これは、図7のスペクトル比較から明らか

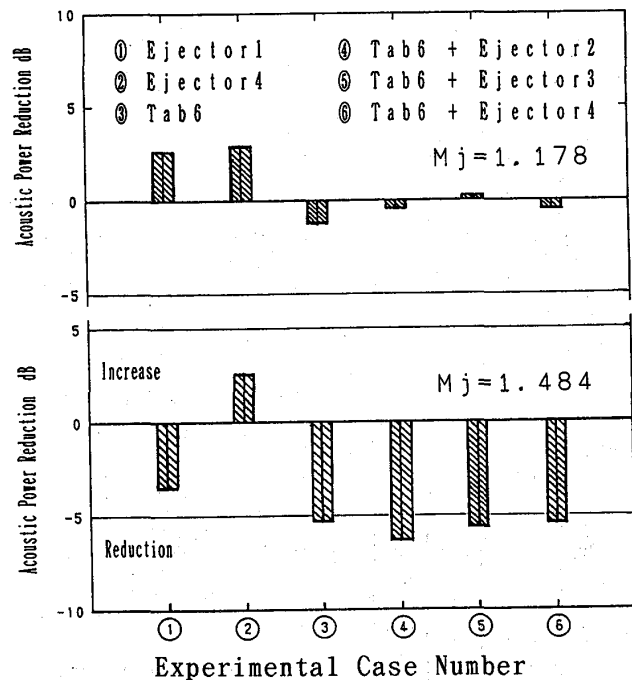


図8. 各組合わせケースの音響パワー低減量の比較



に依るものであり、E 4 と T 6 との組み合わせではジェット速度  $M_j=1.585$  と  $1.685$  で、E 3 と T 6 の組み合わせでは  $M_j=1.585$  のみでこの現象が観察された。ジェット速度の増加に伴う、エジェクター効果の増加の可能性の観点から、ジェット速度を  $M_j=1.685, 1.773, 1.884$  と増加させて、騒音測定を行った。しかし、高いジェット速度ではタブにエジェクター添付したことによる騒音低減量の増加は全方向において、 $M_j=1.585$  の場合以下しか得られなかった (図 3 (e))。  $M_j=1.685$  では全音圧で最大 7 dB の低減がジェット軸近傍の  $20^\circ \sim 30^\circ$  位置において T 6 により得られた。

実験結果の一例として、ジェット速度  $M_j=1.179$  と  $1.484$  における実験 6 ケースのノズル単独を基準とした音響パワーでの騒音低減効果を図 8 に示す。  $M_j=1.179$  では、上述の理由でエジェクター単独では騒音が増加し、T 6 による 2 dB の低減とタブとエジェクターの組み合わせによる効果増加が得られなかった。一方、 $M_j=1.484$  の場合には、強いスクリーチ音の発生する E 4 の場合を除き、タブとエジェクターの組み合わせにより、5 dB 以上の音響パワーの低減があり、T 6 と E 2 の組み合わせの場合には T 6 単独の場合より 1 dB の音響パワーの低減増加が得られた。しかし、断面面積のより大きなエジェクターとの組み合わせでは、僅か 0.5 dB 程度の増加しか得られなかった。

本実験ではまず始めに高亜音速ジェット速度  $M_j=0.993$  で、ノズルにエジェクターの添付により、エジェクター効果による周囲の空気との混合促進によってジェット速度の急激な低減のため、ジェット混合騒音が低減 (騒音強さはジェット速度の 8 乗に比例) することを確認するための騒音測定を行った。しかし、ノズルにエジェクターを添付した時の共鳴音の発生ためエジェクターの効果を明らかに出来ず、また、タブの添付により共鳴音の消滅の場合もエジェクター効果は騒音測定結果から明らかにされなかった。このため、今後、流れの速度分布測定やエジェクターによる空気吸込み量の測定を進める事が必要である。

Tam & Seiner<sup>(9)</sup> らは過不足膨張時の超音速ジェットからのスクリーチ音、広帯域衝撃波関連騒音およびジェット混合騒音の発生には、ジェット混合領域の中のノズルリップまわりの弱い剪断層とその下流の渦層を含む大スケールの乱れ構造が共通して関連し、それがノズル下流に伝播する不安定な波となり下流にいくにつれて振幅が十分大きく成長して、ジェット混合騒音を発生すると共に、規則的に配列する衝撃波セル構造と干渉して、自励振動のスクリーチ音や衝撃波関連騒音を発生するとの干渉機構を提案している。タブによる騒音スペクトル低減結果の考察<sup>(6)</sup> からはこの提案を支持する結果が得られている。本実験のタブと断面面積の大きなエジェクターの組み合わせの高いジェット速度の場合、タブによって消滅したスクリーチ音が再び発生している。これは、タブによる不安定大スケールの乱れ構造の安定化がエジェクター効果により破壊された結果と推定している。その原因解明と、タブとエジェクター組み合わせ機構の騒音低減効果の向上のためにも、今後、流れの測定及び流れの可視化試

験、並びに大きな  $L_2/D$  比 ( $D$  はノズル直径) のエジェクターの研究が必要と考  
えている。

#### IV. 結論

一定形状寸法のタブを取り付けた先細円形ノズルに4種類の直径寸法の異なるエ  
ジェクター ( $L_2/D$  は一定,  $D$  はノズル直径) を組合わせて、不足膨張時の超音速ジェ  
ット騒音低減のためのタブとエジェクターの組合わせ機構に及ぼすエジェクター面積比  
(ノズル開口端面面積に対する) の影響を、超音速ジェット騒音試験装置を用い、主に  
音響的面から研究した。本研究により下記の事が明らかにされた。

- (1) タブと小さな断面積のエジェクターの組合わせ機構により全音圧レベルで最大10d  
Bの騒音低減が得られた。エジェクターの附加によって騒音低減量がタブのみの場  
合に比して2~3dB増加した。騒音低減に適切なエジェクター断面積比が存在する。
- (2) タブとエジェクターの組合わせによるジェット騒音低減効果は、ジェット速度に  
大きく依存し、最大の低減はジェット速度  $M_j=1.585$  で得られた。
- (3) タブ無しのエジェクター附加のみによる場合、新たな離散周波数の共鳴音が発生  
し、ノズル単独よりも騒音レベルは高くなったが、タブを附加することにより消滅し  
た。大きな断面積のエジェクターでは高いジェット速度でスクリーチ音が見られた。
- (4) タブと大きな断面積のエジェクターの組合わせでは、高いジェット速度において  
タブによって消滅していたスクリーチ音が再び発生した。
- (5) タブと小さな断面積のエジェクターの組合わせにより、音響パワーで 6.5dBの低  
減が得られ、エジェクターの追加による効果は 1dBの増加であった。

なお、本研究は通産省の産業基盤技術の超音速輸送機推進システムの研究・開発の  
一環として行われた研究であり、本実験の遂行に協力してくれた研修生の米山敦司君  
と藤田善仁君に感謝の意を表します。

#### 参考文献

- (1) J. M. Seiner & E. A. Krejsa, AIAA-89-2358 (1989)
- (2) J. M. Seiner, AIAA-84-2275 (1984)
- (3) 小林、他、機械学会“振動・音響新技術シンポジウム”(1992.8)
- (4) 小林、他、機械学会70期全国大会(1992.9)
- (5) H. Koboyashi, et. al, 11th International Symposium on Air Breathing Engines,  
Tokyo, (1993.9)
- (6) 小林、他、日本ガスタービン学会技術論文掲載予定(1993)
- (7) T. G. Tullman, et. al, AIAA-89-2925 (1989)
- (8) K. K. Ahuja, et. al, AIAA-90-3882 (1990)
- (9) C. K. W. Tam, et. al, Journal of Sound & Vibration, 110(2), (1986), pp309-321

## 軸流圧縮機動翼列後方の二次元乱れ分布

\*小林健児、千葉 薫 (石川島播磨重工業)  
加藤 大、斉藤幹雄、大田英輔 (早稲田大学)

## 1. 緒言

航空用ガスタービンの圧縮機要素において高負荷・高効率化が要請されており、そのため近年の進歩の著しい計算機と数値解析技術により、翼列の3次元粘性場を予測しながら翼列の高性能化を図っている。<sup>(1)</sup> 更に多段形態において、スパン方向混合 (Spanwise Mixing) による翼列マッチングのずれが後段側で顕著となり、後段翼列の性能低下をもたらすため、そのずれを考慮した設計を実施するには乱流拡散等によるスパン方向混合量を精度良く予測する必要がある。<sup>(2)</sup>

これらの予測精度向上には、乱流モデリングを含めた数値解析技術精度の向上が不可欠である。しかしながら、軸流圧縮機の内部流れは遠心力やコリオリ力の影響を受け、かつチップクリアランス流れ等の2次流れが存在する非常に複雑な乱流場であるため、現在においても定性的な流れの状態までを把握できる段階である。よってそのような複雑な乱流場での定量的予測精度向上には、最も流れ場が複雑と考えられる動翼でのレイノルズ応力成分までを把握することが必要であると考えられる。

そこで動翼列相対場でのレイノルズ応力を計測、評価する目的で、今回二次元の範囲で非定常速度場をX型熱線流速計により計測した。その熱線流速計を動翼列後方の静止系に装着し、動翼との位相差を固定してアンサンブル平均を行い、乱れ分布を計測した。その結果、動翼後流部あるいはチップクリアランス部でのレイノルズ応力までの挙動を調べることができた。よって本報では、計測結果および評価について報告する。

## 2. 供試圧縮機および計測システム

供試圧縮機の断面図を図1に、諸元を表1に示す。本供試体は単段軸流圧縮機であり、直流電動機より駆動され、室外から入口サイレンサを通じて空気を取り込み圧送し、下流管路を通じて屋外に吐出する。

表1 単段圧縮機仕様

| 項目   | 仕様値           |
|------|---------------|
| 回転数  | 8000 rpm (最大) |
| 圧力比  | 1.15 (最大)     |
| 流量   | 約4 kg/s       |
| 所要動力 | 約30 kw        |

また負荷の設定は下流管路途中に設置したバタフライ型調節弁によって行われる。

本計測において熱線流速計は二次元X型ファイバフィルムプローブを用いた。このプローブは最大175 KHzの周波数まで応答可能である。このプローブを絶対静止系に装着して計測を行い、計測位置は図1に示すように動静翼列間の位置とし、電動トラバース装置により半径方向にトラバースさせた。なお周方向に対しては固定して計測を行っている。

計測データ取得のシステムとして、動翼の回転と同期したトリガー信号により熱線流速計からのアナログ信号を動翼3ピッチ間でデータをサンプリング取得し、それを数百回転分データを記憶させた。

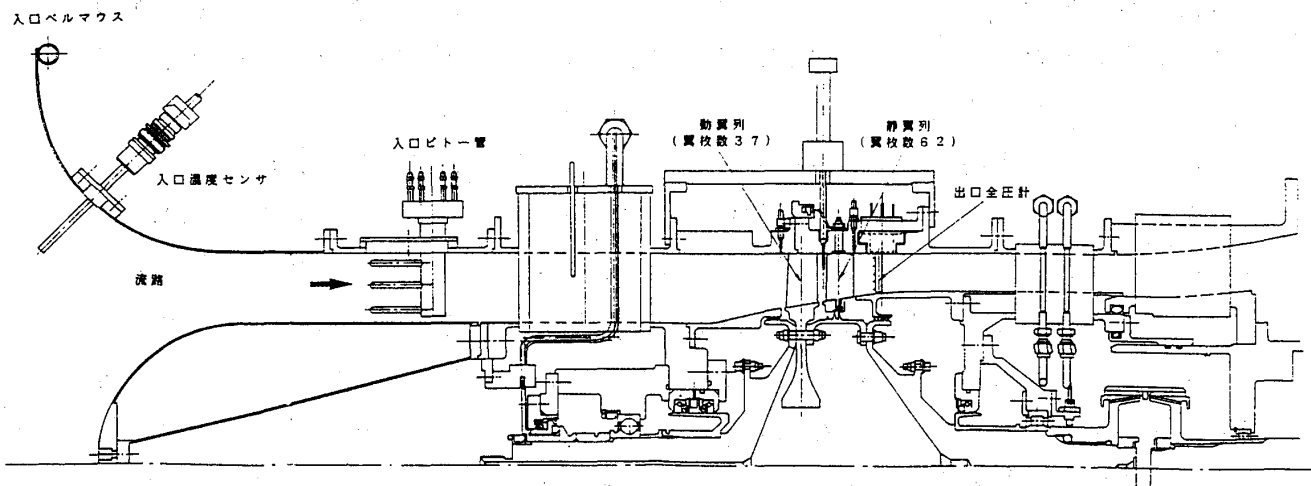


図1 供試体圧縮機断面図

### 3. 乱流場データ処理方法

各動翼相対位置での時間平均相対速度  $\widetilde{W}_i$  および相対乱れ速度成分  $\widetilde{W}'_i$  を求めるため、トリガー信号より同じ位相時間差で、絶対静止系で取得した絶対速度データを用いて速度三角形により相対速度データに換算した後、以下のアンサンブル平均を行った。ただし、ここで時間平均とは動翼回転毎に対するアンサンブル平均を意味する。

$$\widetilde{W}_i = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M W_{ij} \quad (1)$$

$$\widetilde{W}'_i = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (W_{ij} - \widetilde{W}_i) \quad (2)$$

ここで  $i$  は各動翼相対位置を意味し、また  $j$  は各回転での取得データを意味し、 $M$

はデータ記憶回転回数である。

また各動翼相対位置でのレイノルズ応力成分は次式により求めた。

$$\overline{(W' \chi \ W' \theta)}_i = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (W \chi_{ij} - \overline{W \chi}_i) (W \theta_{ij} - \overline{W \theta}_i) \quad (3)$$

ここで  $\chi$ 、 $\theta$  はそれぞれ軸方向成分と周方向成分を表す。

さらに乱れ度  $T u (\overline{W}_i)$  は動翼 1 ピッチ間の空間平均速度成分  $\overline{W}$  を用いて次式のように定義する。

$$T u (\overline{W}_i) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (W_{ij} - \overline{W}_i)^2 / \overline{W} \quad (4)$$

$$\overline{W} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \overline{W}_i \quad (5)$$

ここで  $i$  は各動翼相対位置を意味し、 $N$  は動翼 1 ピッチ分の取得データ点数である。

#### 4. 試験条件

本試験は修正回転数で 6000 rpm にて実施し、負荷による乱流構造への変化も調べる目的で、図 2 に示す高負荷、設計負荷および低負荷（流量係数でそれぞれ = 0.27、0.31、0.38）の 3 点にて計測した。設計負荷時の動翼平均径でのレイノルズ数は  $3.2 \times 10^5$  である。またいずれの負荷においても、動翼入口での流れの乱れ度は 3% 程度である。

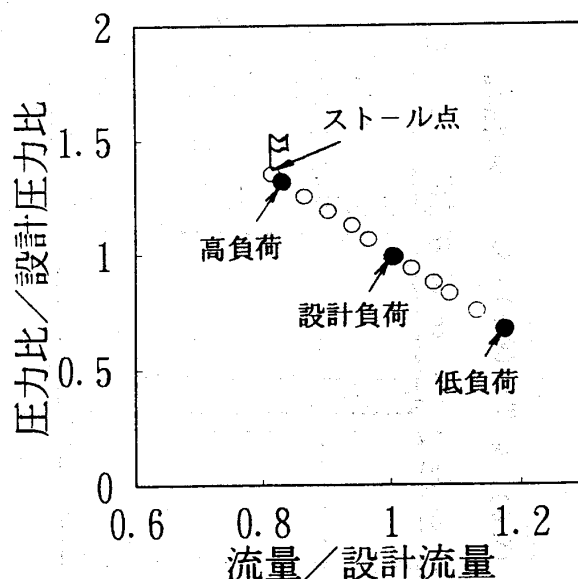


図 2 圧縮機全体性能

#### 5. 試験結果と考察

##### 5.1 動翼後方での周方向分布

図 3 に設計負荷での代表的な 3 つのスパン位置における動翼後方でのアンサンブル平均により求めた時間平均軸流速度  $\overline{W \chi}_i$ 、乱れ度の軸方向成分  $T u (\overline{W' \chi})_i$ 、周方向成分  $T u (\overline{W' \theta})_i$  およびレイノルズ応力  $\overline{(W' \chi \ W' \theta)}_i$  の周方向分布を示す。

時間平均軸流速度場において動翼後流がいずれのスパン位置でも明確に計測されており、後流付近のレイノルズ応力が負圧面から正圧面側に渡って、正の値から負の値に移っているのがわかる。さらにハブ付近では側壁と後流の回転効果を受けて<sup>(3)</sup>、レ

イノルズ応力が小さくなっており、一方チップ付近ではクリアランス流れの影響を受けて後流以外のところでも大きなレイノルズ応力が発生しており、乱流場の複雑さが見られる。次に乱れ度に関してミッドスパン位置において後流以外の主流部分では3%程度で動翼入口と同じ乱れ度であるのに対し、後流部では5~10%程度で大きい。さらにハブ付近においては後流部以外でも乱れ度の周方向成分が5%程度で大きい領域が存在している。

図4にミッドスパン位置において負荷状態を変えた場合の結果を示す。時間平均軸流速度場において、高負荷では設計負荷に比べ負圧面側での速度勾配が緩慢になり後流幅が著しく大きくなっている。一方レイノルズ応力の増大が見られるとともにピッチ間の周期性がくずれ始めている。この要因のひとつとして図5の動静翼間の非定常計算結果<sup>(4)</sup>に示されるように動翼での後流形状が、高負荷による失速渦の不規則な流出に起因して、各翼毎に異なることに関連していると考えられる。

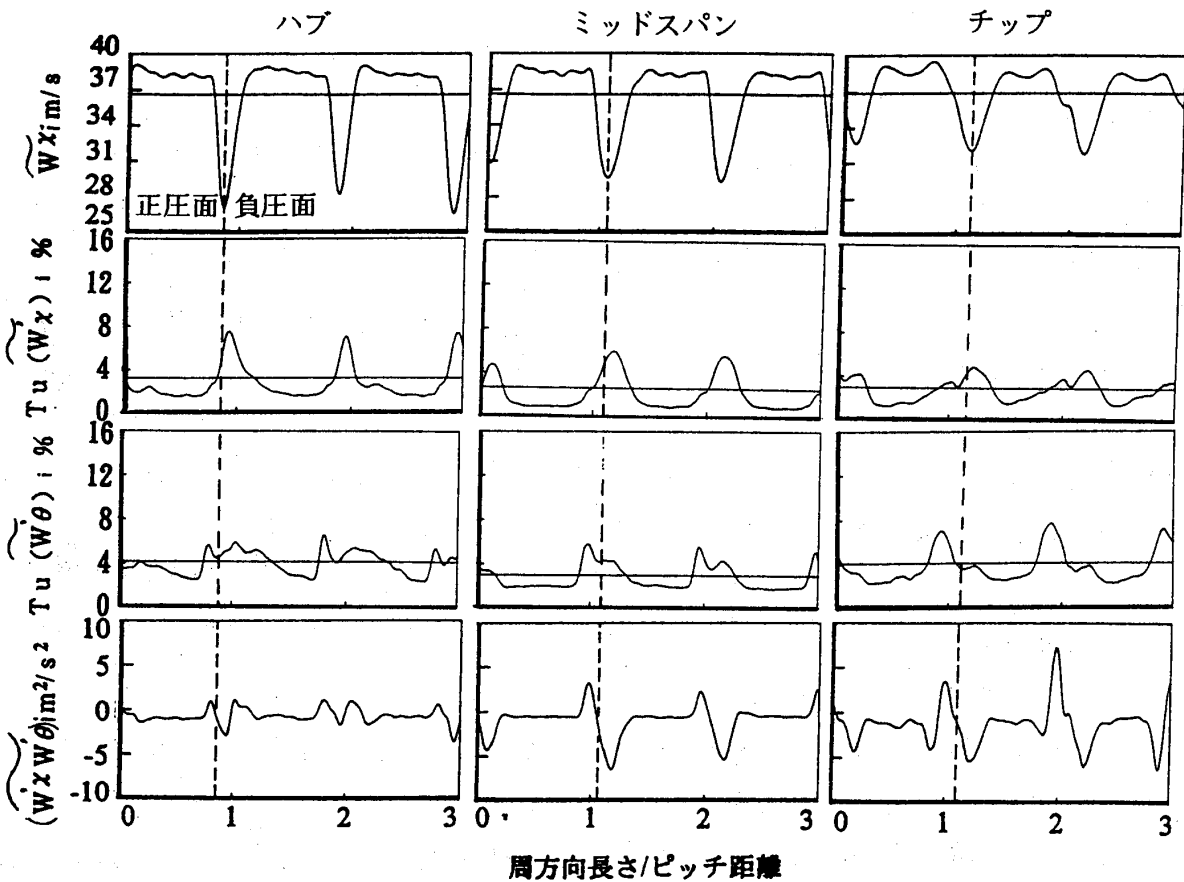


図3 各スパンでの動翼後方時間平均速度と乱れ速度の周方向分布 (設計負荷状態)

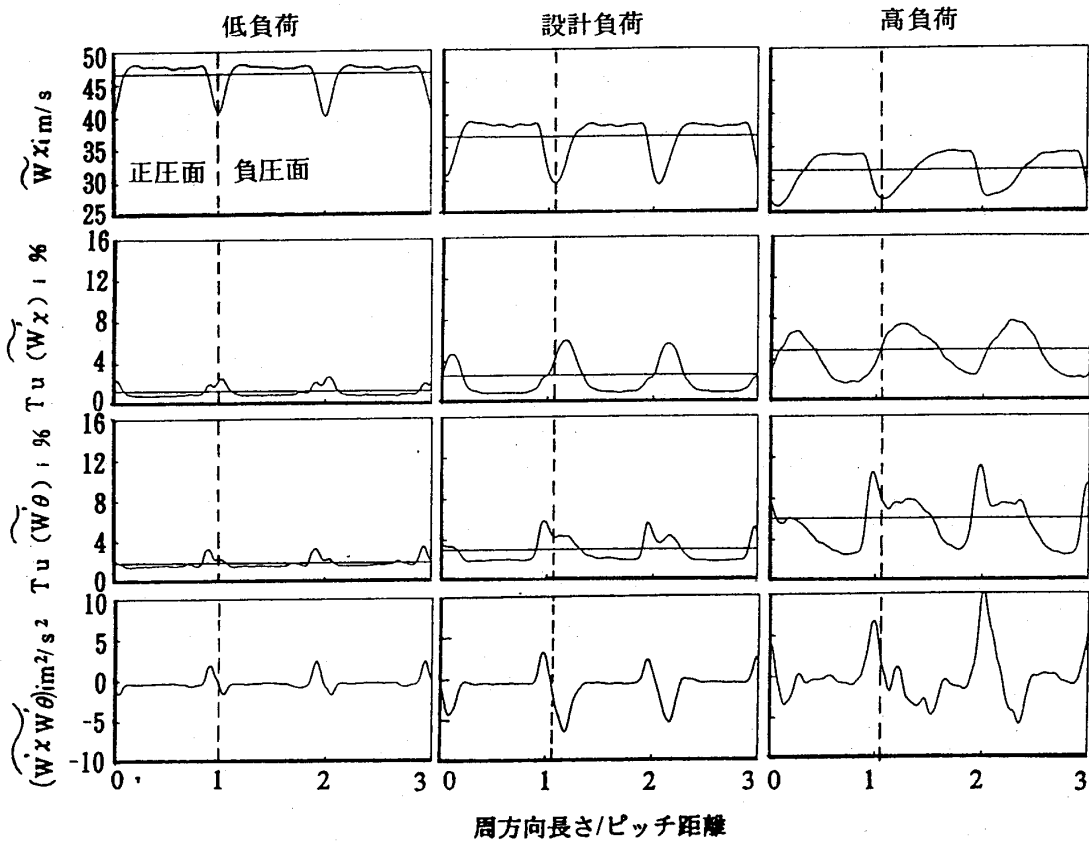


図4 各負荷状態での動翼後方時間平均速度と乱れ速度の周方向分布 (ミッドスパン位置)

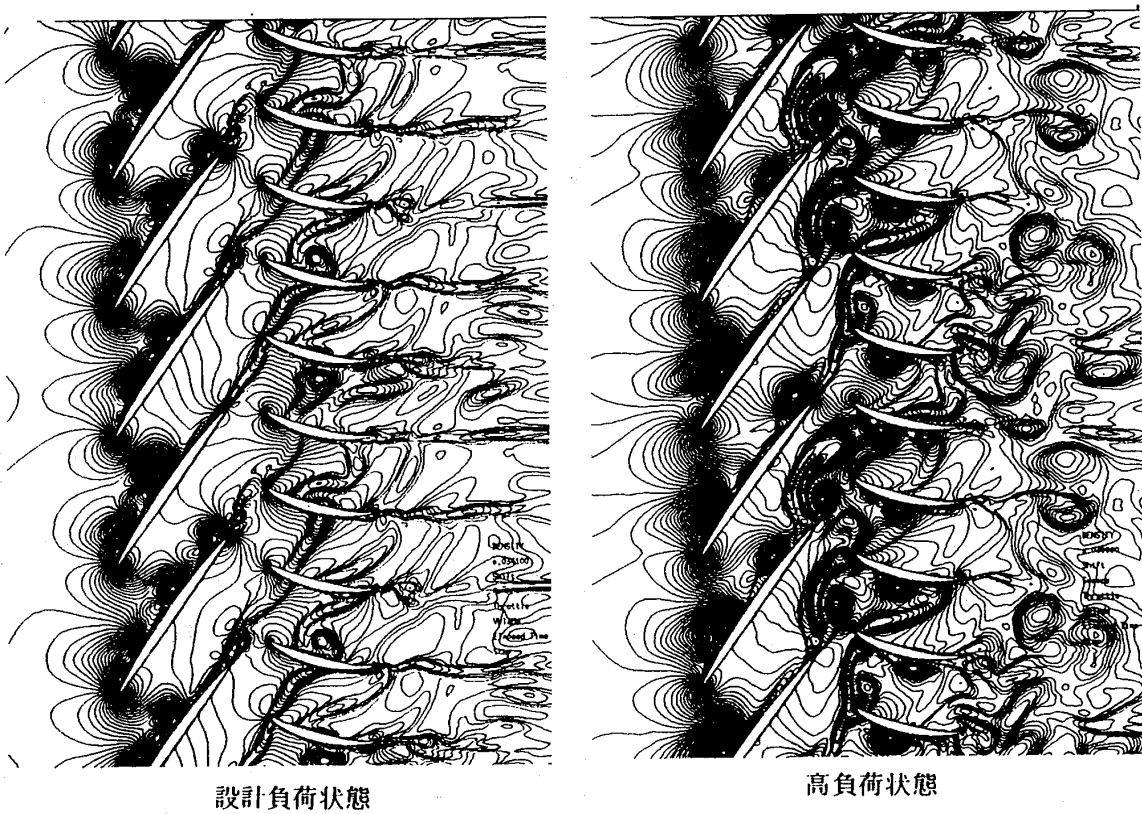


図5 動静翼間の非定常流れ計算結果例 (3動翼と5静翼の組み合わせ)

## 5. 2 レイノルズ応力の評価

レイノルズ応力より以下の Boussinesq 乱流粘性の式を用いて渦粘性係数  $\nu_t$  の評価を行った。ここで時間平均速度の軸方向勾配は周方向のそれよりも非常に小さいと仮定している。

$$\begin{aligned} \overline{(W'_{\chi} W'_{\theta})}_i &= \nu_t \left( \frac{\overline{W_{\theta i}}}{\chi} + \frac{1}{r} \frac{\overline{W_{\chi i}}}{\theta} \right) \\ &\approx \nu_t \frac{1}{r} \frac{\overline{W_{\chi i}}}{\theta} \quad (6) \end{aligned}$$

図6に設計負荷レベルでの各スパン位置におけるレイノルズ応力と時間平均速度勾配の関係を示す。ここでプロット点は各ピッチ位置にて実験データより求めたレイノルズ応力と時間平均速度勾配をプロットしたものである。またこの図に示される直線はそのプロット点群の回帰直線であり、この勾配が渦粘性係数  $\nu_t$  に相当する。ミッドスパン位置においてその両者は相関関係を有し、渦粘性係数  $\nu_t$  は  $1.0 \times 10^{-3}$  程度である。この値は計測位置の関係上、動翼直後での状態を計測していることより、自己保存関係を有する後流の渦粘性係数に対して1オーダー小さく、むしろ平板境界層の渦粘性係数の値に近い。<sup>(5)</sup> ハブ付近においてもレイノルズ応力と時間平均速度勾配に相関性が見られるが、渦粘性係数がミッドスパン位置に比べてかなり小さい。一方チップ付近ではクリアランス流れの影響を受けてその両者に明確な相関性が見られない。

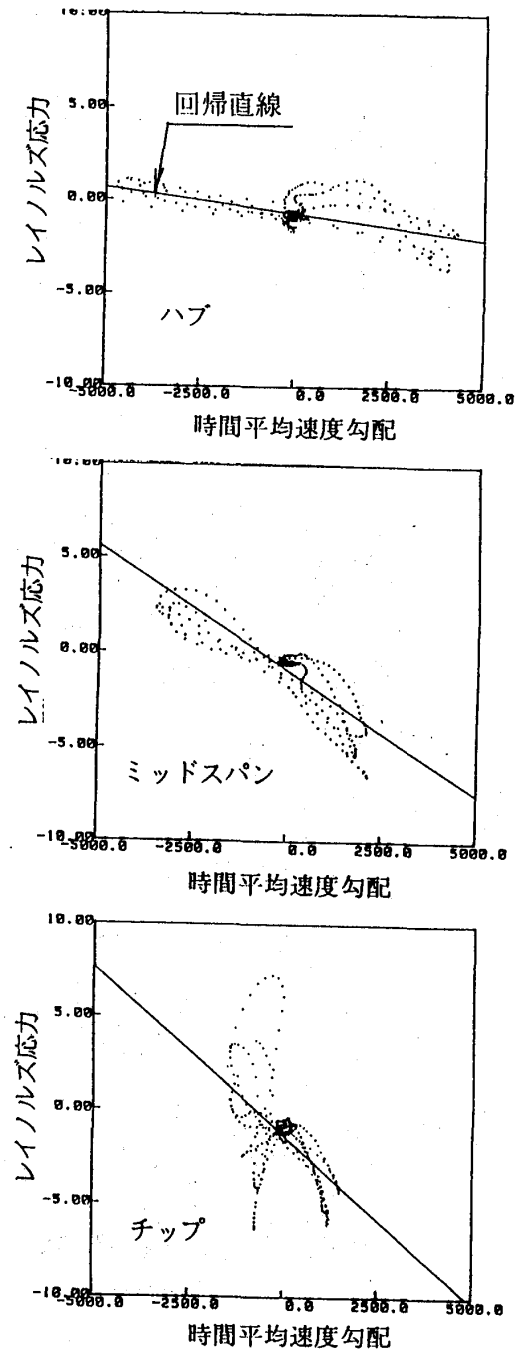


図6 時間平均速度勾配とレイノルズ応力との相関関係



### 5. 3 動翼後方での翼間分布

チップクリアランスやハブ通路壁による乱流構造の影響を把握するため、図7にレイノルズ応力の動翼後方3ピッチ分の翼間分布を示す。また負荷による乱流構造の変化も把握するため、それぞれの図において設計負荷と高負荷での結果を比較して示す。

レイノルズ応力が見られる領域が、設計負荷では後流およびチップ近傍に限られている。しかしながら高負荷ではその領域が全体に広がり、特にチップ付近ではクリアランス流れの増加に対応して負圧面側に広がっている。

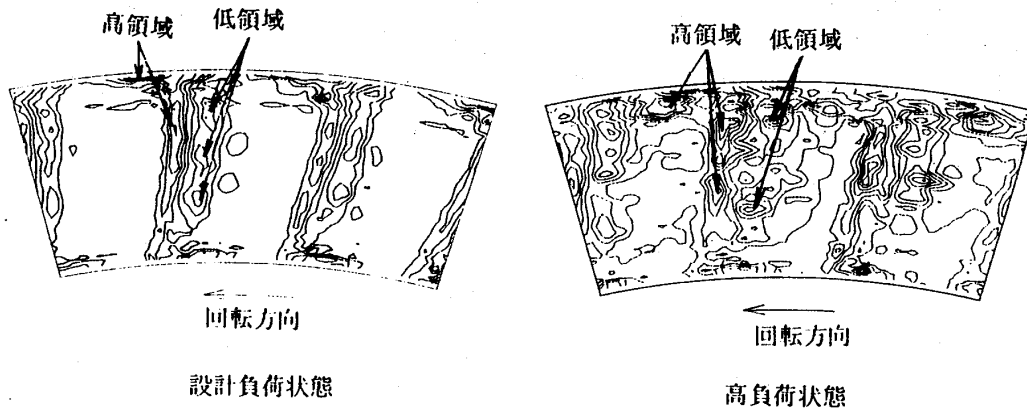


図7 レイノルズ応力の翼間分布

### 6. 結 言

単段軸流圧縮機の動翼列後方での相対流れ場を熱線流速計により二次元計測し、動翼後流およびチップクリアランス部を含めたレイノルズ応力データまでを取得することができ、その中で以下に示す知見を得た。

- (1) ミッドスパン位置において動翼後流部でのレイノルズ応力は時間平均速度勾配と相関関係を示しており、Boussinesqueの渦粘性乱流モデルに近い仮定が成立する。
- (2) ハブ付近ではミッドスパン位置に比べレイノルズ応力が小さい。一方チップ付近ではクリアランス流れの影響を受けて複雑な乱流場となり、レイノルズ応力と時間平均速度勾配との相関性が見られず、Boussinesqueの渦粘性乱流モデルの仮定が成立しない。
- (3) 負荷の増大に伴い、全スパン位置にてレイノルズ応力が増大する傾向にある。さらにチップ付近でクリアランス流れの増大に伴い、乱れ領域が拡大する傾向にある。

## 6. 参考文献

1. Dawes, W.N., " Development of a 3D Navier Stokes Solver for Application to all Types of Turbomachinery " , ASME 88-GT-70, 1988
2. Gallimore, S.J., " Spanwise Mixing in Multistage Axial Flow Compressors : Part II -Throughflow Calculations Including Mixing " , ASME 86-GT-21, 1986
3. Hah, C., " Turbulence Closure and Prediction of the Wake in a Rotating Wall Shear Layer" , AIAA J. Vol.20 No.11, 1982.
4. Ota, E., Kato, D. and Chiba, K., " A 2-D Compressible N-S Simulation of Starting-and Stalling-Flows in Compressor Cascade Systems" , XI ISABE, 1993, (To be published)
5. Gallimore, S.J. and Cumpsty, N.A., " Spanwise Mixing in Multistage Axial Flow Compressors : Part I -Experimental Investigation " , ASME 86-GT-20, 1986

# 回転タービン動翼列の三次元内部流動

\* 山本 孝正 (航空宇宙技術研究所)  
 富永 純一 (早稲田大学大学院)  
 松沼 孝幸 (早稲田大学大学院)  
 大田 英輔 (早稲田大学)  
 臼井 弘 (航空宇宙技術研究所)

## 1. 緒言

タービンの性能向上には、翼列内で発生する極度に複雑な三次元流れを把握し、損失発生の原因を解明する必要がある。この目的のため、翼列内の二次流れ等、内部流動メカニズムの詳細な研究、特に実験的研究が盛んに行われている。しかし、測定の困難さから、回転する動翼内の流動メカニズムについては、熱線流速計による測定<sup>(1)</sup>、レーザ2焦点流速計による測定<sup>(2)</sup>、化学反応トレーサ法による可視化<sup>(3)</sup>など、数例が報告されているのみで、詳細なデータは少ない。

本研究では、タービン動翼列のハブケーシング内に計測装置と5孔ピトー管を組み込み、回転する動翼列内の三次元内部流動の計測を行った。詳細な二次流れ分布、全圧損失分布等を得、またそれらに及ぼす回転数(流入角)とチップクリアランスの影響を調べた。これにより、回転動翼列内で生ずる複雑な流れと翼列損失の形成過程について述べる。

## 2. 実験装置と計測方法

実験に用いたのは、1.5段タービンの低速円環翼列風洞である。図1に今回用いた

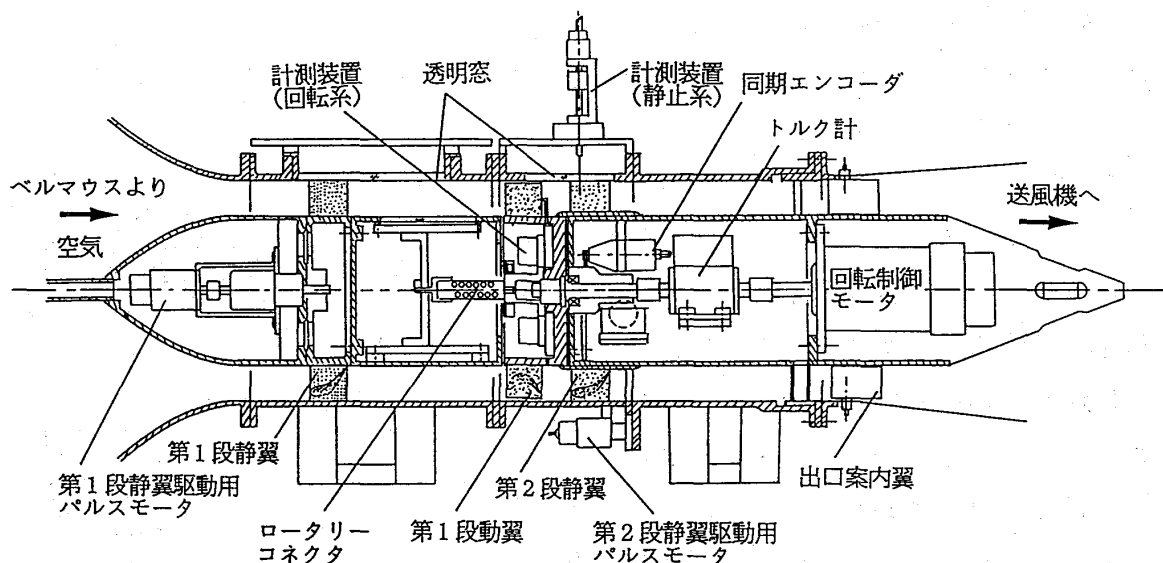


図1 低速円環翼列風洞の試験部

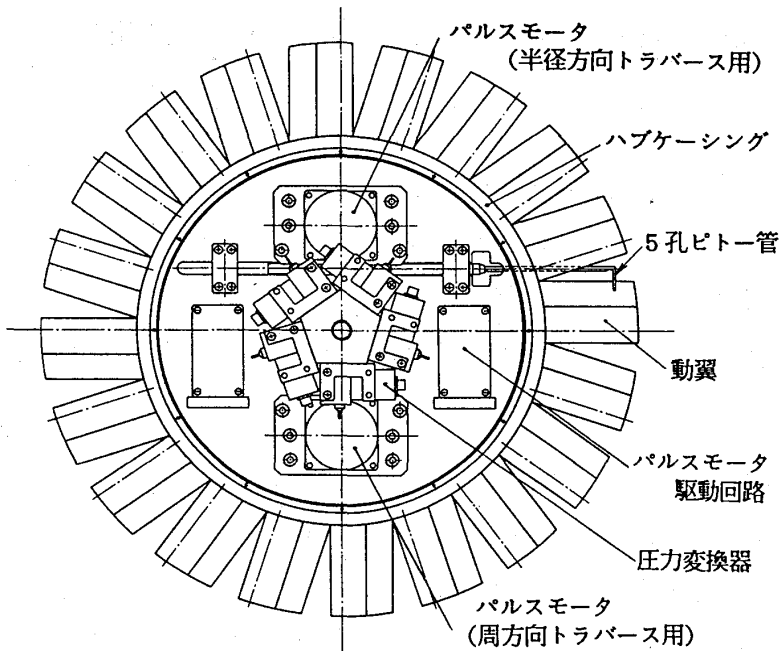


図2 動翼組込型計測装置

表1 翼列の主要仕様

|          | 動翼       |
|----------|----------|
| 翼枚数      | 20       |
| 翼弦長      | 73.5mm   |
| 軸方向翼弦長   | 72.6mm   |
| 翼スパン     | 75.0mm   |
| 翼ピッチ     | 61.42mm  |
| 流入キャンバー角 | -4.8deg  |
| 流出キャンバー角 | 6.5deg   |
| 転向角      | 110.3deg |
| 設計流入角    | -4.6deg  |
| 設計流出角    | 6.5deg   |
| 設計転向角    | 107.1deg |
| 食違角      | 17.0deg  |
| アスペクト比   | 1.020    |
| 弦節比      | 1.20     |
| 前縁比      | 0.111    |
| 後縁比      | 0.056    |
| 翼最大厚     | 19mm     |
| 内径       | 316mm    |
| 外径       | 466mm    |

風洞の試験部を示す。本風洞は第1段静翼列、第1段動翼列および第2段静翼列から成っており、本試験の対象は、第1段動翼列である。この動翼列の主要な仕様を表1に示す。ハブケーシング内に図2に示すような回転系から計測を行うための装置が取り付けられている。ハブケーシング内の5孔ピトー管は、2個の脉冲モータにより周方向および半径方向に移動できる。5孔ピトー管の各孔の圧力は、圧力変換器により電圧値に変換され、ロータリーコネクタを介して外部に取り出される。得られた圧力データは、回転による遠心力の影響を補正した後、速度、ヨー角、ピッチ角、全圧、静圧などに変換した。

測定位置は、図3に示すように、動翼前縁から軸方向翼弦長  $Cax (=72.6[\text{mm}])$  の79.5%、91.6%、106.7%の3断面である。測定位置の変更は、5孔ピトー管の頭の長さを変えることにより行っている。

全実験を通して流量を一定に保ち、回転数とチップクリアランスの大きさを変更した。回転数は、522[rpm] (設計回転数; 設計の速度三角形と相似の速度三角形を得る回転数), 330[rpm] (設計回転数の63%), 760[rpm] (同146%)の3種類、チップクリアランスは、小さい場合(0.4[mm], 翼高さ $H (=75[\text{mm}])$ の0.53%)と大きい場合(1.4[mm], 同1.87%)の2種類である。

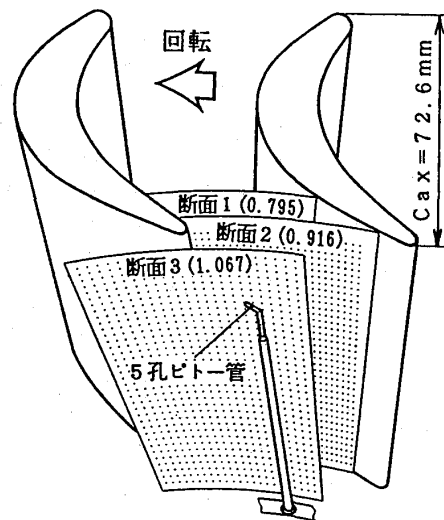


図3 計測面の位置

### 3. 実験結果

#### 3.1 動翼入口状態

図4に、動翼入口での流速およびヨー角(旋回角)の半径方向分布を示す。動翼入口の流速は、ハブ側の $h/H=0.1$ からチップ側の $h/H=0.95$ まで、ほぼ直線状の速度分布となっている。この直線部を主流とすれば、壁面境界層厚さは、ハブ側で $\delta=0.121$ 、チップ側で $\delta=0.053$ である。Shape Factor (ハブ側で1.322, チップ側で1.066)から、動翼入口壁面境界層はハブ側・チップ側ともに乱流速度分布をもつものと考えられる。また、ヨー角の分布から、動翼への流入角(軸方向が $0^\circ$ )は、ハブ側で小さく、チップ側で大きくなっていることがわかる。これらの分布は、動翼の回転数の影響をほとんど受けない。

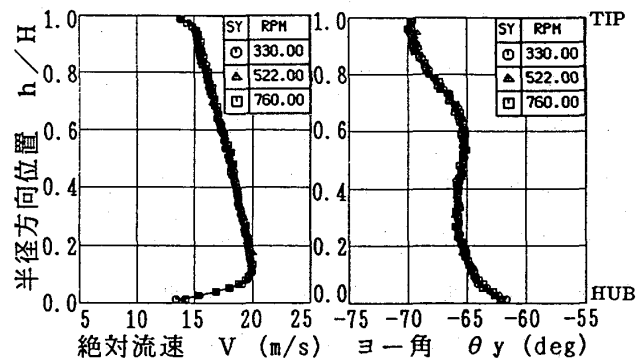


図4 動翼入口状態

#### 3.2 各断面での動翼内部流動

動翼組込型計測装置を用いて、回転系から測定した結果を以下に示す。なお、各回転数でのミッドスパンにおける入口速度三角形は、図5のようになっている。

##### (1) 断面1 ( $Z/Cax=0.795$ )での内部流動

図6に、チップクリアランスが小さい場合の断面1での二次流れベクトルと全圧損失の分布を示す。二次流れベクトルは、測定面の平均流れ方向に垂直な流れと定義している。また、全圧損失は次のように無次元化してある。

$$C_{Pt} = \frac{P_{ti} - P_{tm}}{\rho V_o^2 / 2}$$

ただし、 $P_{ti}$ : 動翼入口ミッドスパンにおける動翼に相対的な全圧、 $P_{tm}$ : 測定点全圧、 $\rho$ : 密度、 $V_o$ : 動翼出口断面の平均相対流速である。

設計回転数である522[rpm]での結果から、本円環翼列では、ハブ側に1個の強い二次流れ渦(流路渦: PV)が生じており、そこでは損失(低エネルギー)領域が大きい

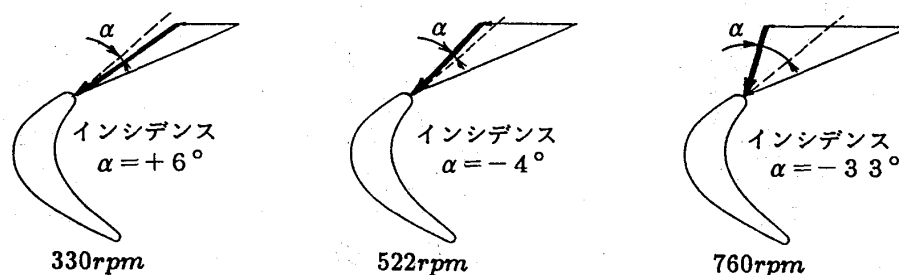


図5 各回転数での速度三角形(ミッドスパン)

ことがわかる。このハブ側の強い渦は、図4でみるように、ハブ側の流速がチップ側よりも高く、翼間の圧力差も大きいこと、ハブ側の壁面境界層が厚く、より多くの境界層内の低エネルギー流体が負圧面に運ばれることによって生じる。この強い渦のため、翼負圧面(SS)に衝突したところ(SP)で流れが剥離し、逆回りの渦を生じさせ、ハブ側の損失領域の内部に、さらに損失の大きな領域を形成している。一方、チップ側では負圧面のごく近傍で流路渦と見られる小さな渦が生じており、そこでも損失が大きくなっている。

流量を一定にして回転数を下げると、動翼へのインシデンス（流入角）が正（動翼正圧面側に流れがぶつかる方向）になる。このため、流れの転向角が大きくなり、翼の負荷も増大する。したがって、SPで見たように負圧面側の流れが剥離しやすくなり、二次流れも強くなるので、330[rpm]の場合には、522[rpm]の場合に比べ、負圧面側の損失領域が大きくなっている。逆に、回転数を上げると、インシデンスが負（動翼負圧面側に流れがぶつかる方向）になり、流れの転向角が小さくなり、翼の負荷も減少する。図から、760[rpm]の場合には、負圧面上の損失領域が減少していることがわかる。しかし、正圧面上およびチップ側壁面上に、損失の大きな領域が現れる。これは、動翼に流入する流れが翼の背面に当たることにより、翼前縁部の正圧面側で流れが剥

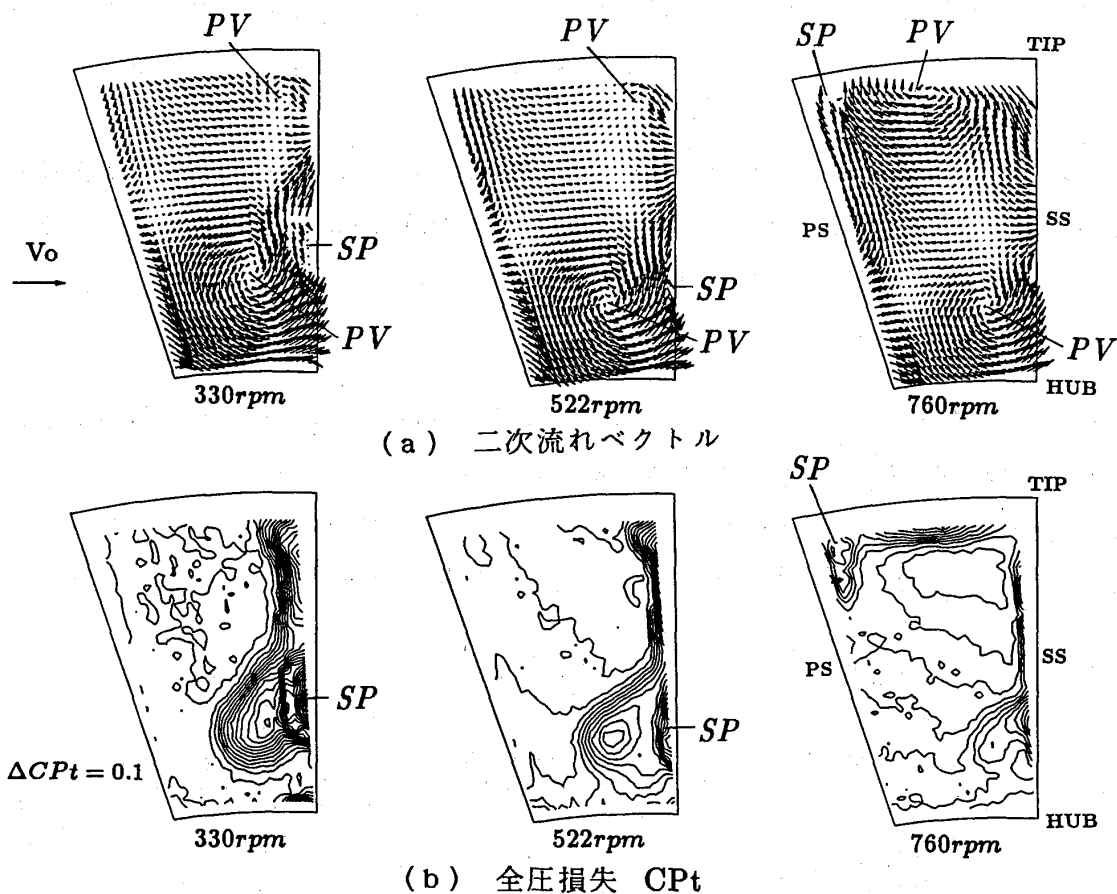


図6 断面1 ( $Z/Cax=0.795$ )での測定結果 (チップクリアランス 0.53%)

離し、この剥離によって生じた低エネルギー流体が、流路渦によりチップ側壁面上へ移動させられたためである。低エネルギー流体の発生によってチップ側の渦は強められ、ハブ側の流路渦と同じくらいの大きさになっている。この渦の強まりの別の原因として、回転数が増すと、壁面の相対運動によって低エネルギー流体がより強く負圧面側に引っ張られることも考えられる。なお、この760[rpm]の場合、渦が強まった結果、翼正圧面とチップ側壁面とのコーナーには、剥離によると思われる小渦も見られる。

(2) 断面2 ( $Z/Cax=0.916$ ) での内部流動

図7に、断面2での二次流れベクトルと全圧損失の分布を示す。この断面では、低エネルギー流体がさらに負圧面上に巻上げられ、損失領域が断面1に比べ増大し、流路幅の約1/3~1/2を占めるに至っている。

330[rpm]および522[rpm]の場合には、負圧面上の剥離点(SP)もミッドスパン近くまで移動、またハブ側の強い流路渦により低エネルギー流体がチップ側の損失領域内にも移動させられるため、チップ側の損失領域が急速に拡大している。一方、760[rpm]の場合には、チップ側壁面上にあった低エネルギー流体がさらに負圧面側に移動し、断面1で見られた正圧面上の損失領域はなくなっている。

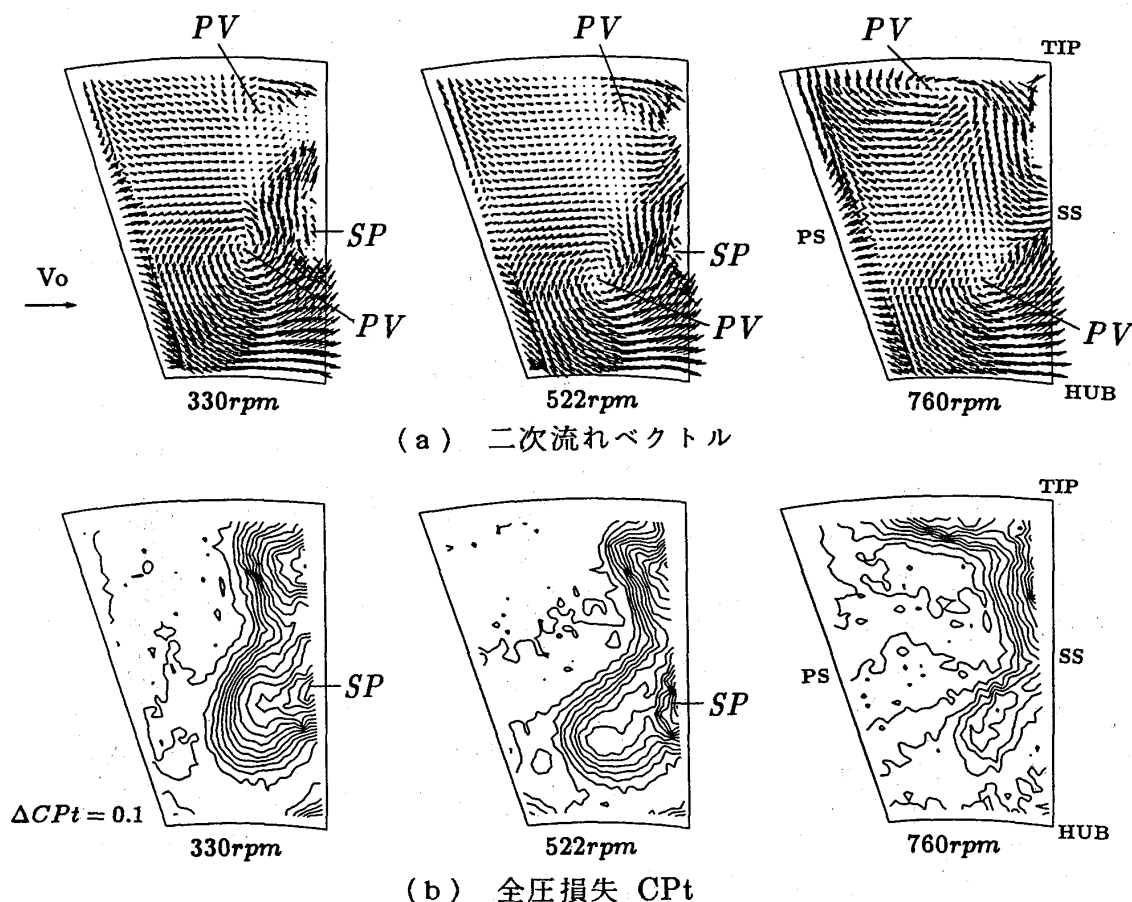


図7 断面2 ( $Z/Cax=0.916$ ) での測定結果 (チップクリアランス 0.53%)

(3) 断面3 ( $Z/Cax=1.067$ ) での内部流動

図8に、断面3（動翼出口）での二次流れベクトルと全圧損失の分布を示す。この断面では、後縁剝離による損失も加わり、損失の大きな領域は流路幅の半分以上を占めるにまで広がっている。330[rpm]で見られるように、負荷が高いときにはハブ側の強い流路渦により低エネルギー流体のチップ方向への移動がさらに促進されるとともに損失の発生もあって、チップ側およびハブ側の損失領域は、ほぼ等しい大きさになっている。

図9に、断面1から断面3までのハブ側の流路渦の中心位置の変化を示す。下流に進むほど流路渦が発達し、その巻上がりにより渦の中心がハブ側から離れていく様子が見える。回転数が低くなり翼負荷が増すにつれて、流路渦が強くなるため、渦中心はハブから離れる傾向がある。

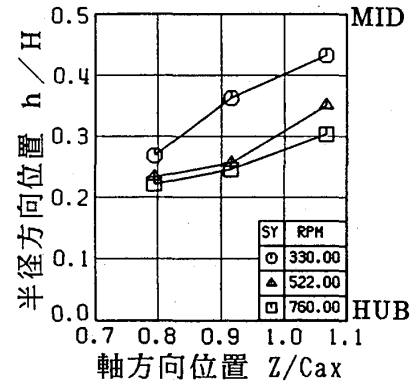


図9 ハブ側の流路渦の中心位置の変化

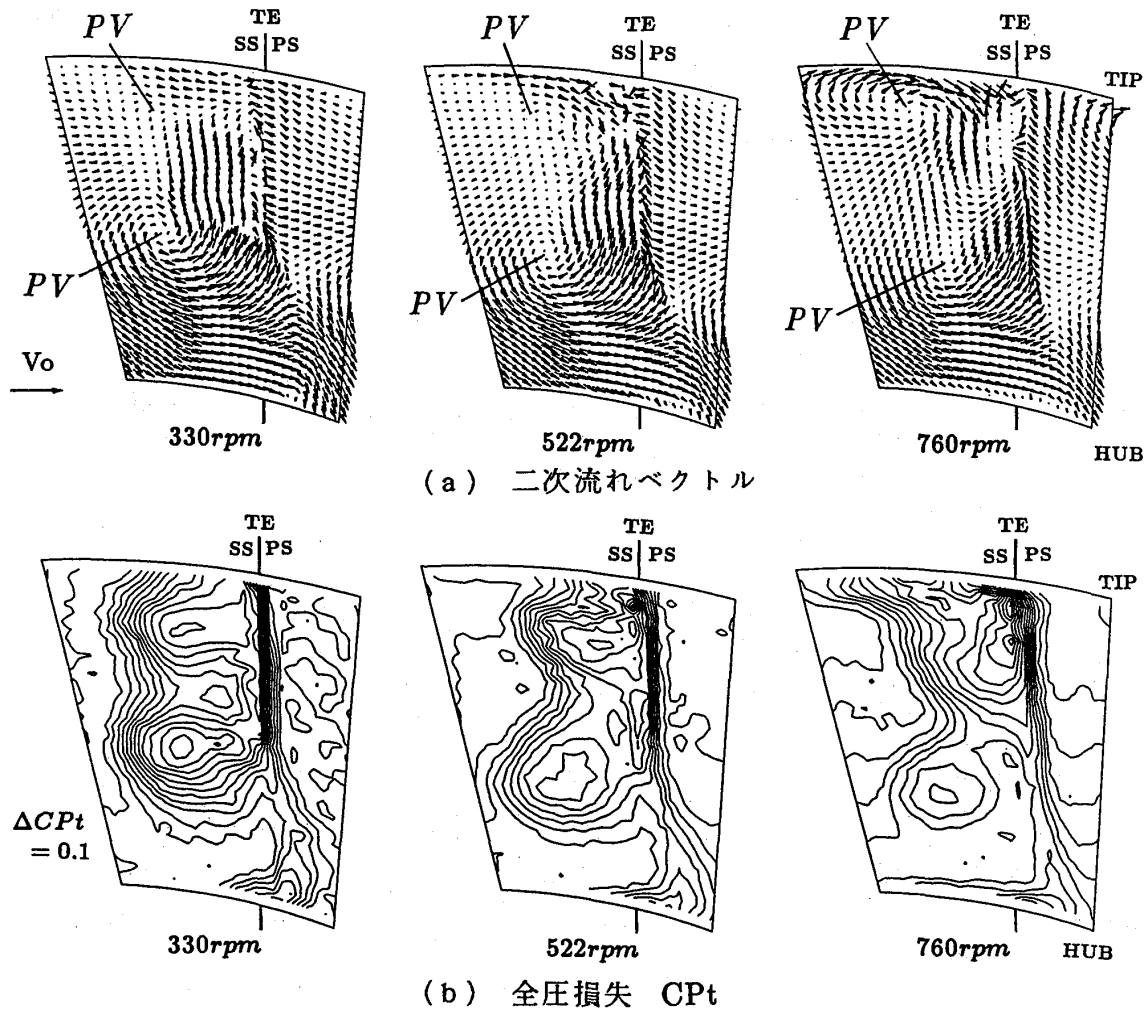


図8 断面3 ( $Z/Cax=1.067$ ) での測定結果 (チップクリアランス 0.53%)



### 3.3 チップクリアランスの影響

チップクリアランスを大きくした場合における、断面3（動翼出口）での二次流れベクトルと全圧損失の分布を、図10に示す。

図8に示したチップクリアランスが小さい場合と比べると、動翼の回転数による傾向は基本的に同じであるが、翼先端隙間からの流れの増大により、損失領域が著しく増加していることがわかる。この漏れによる損失領域は、強いハブ側の渦のため、負圧面上に移動することが妨げられ、チップ側の壁面上を正圧面側に向かって広がっていき、ミッドスパンよりハブ側に対しては、あまり影響を与えない。回転数が低くなるにつれて翼の負荷が大きくなり、正圧面と負圧面の圧力差が増えるので、流れが増加し、損失領域も大きくなる。特に330[rpm]の場合には、ハブ側の流路渦による損失領域よりも大きくなっている。また、760[rpm]の場合、図8の二次流れベクトル分布と比較して、漏れ渦の強まりにより、チップ側の流路渦が正圧面側に押し退けられ、弱められている。この結果、チップ側壁面上の低エネルギー流体の負圧面方向への移動が妨げられ、チップ側壁面上に低エネルギー流体の層が残っている。

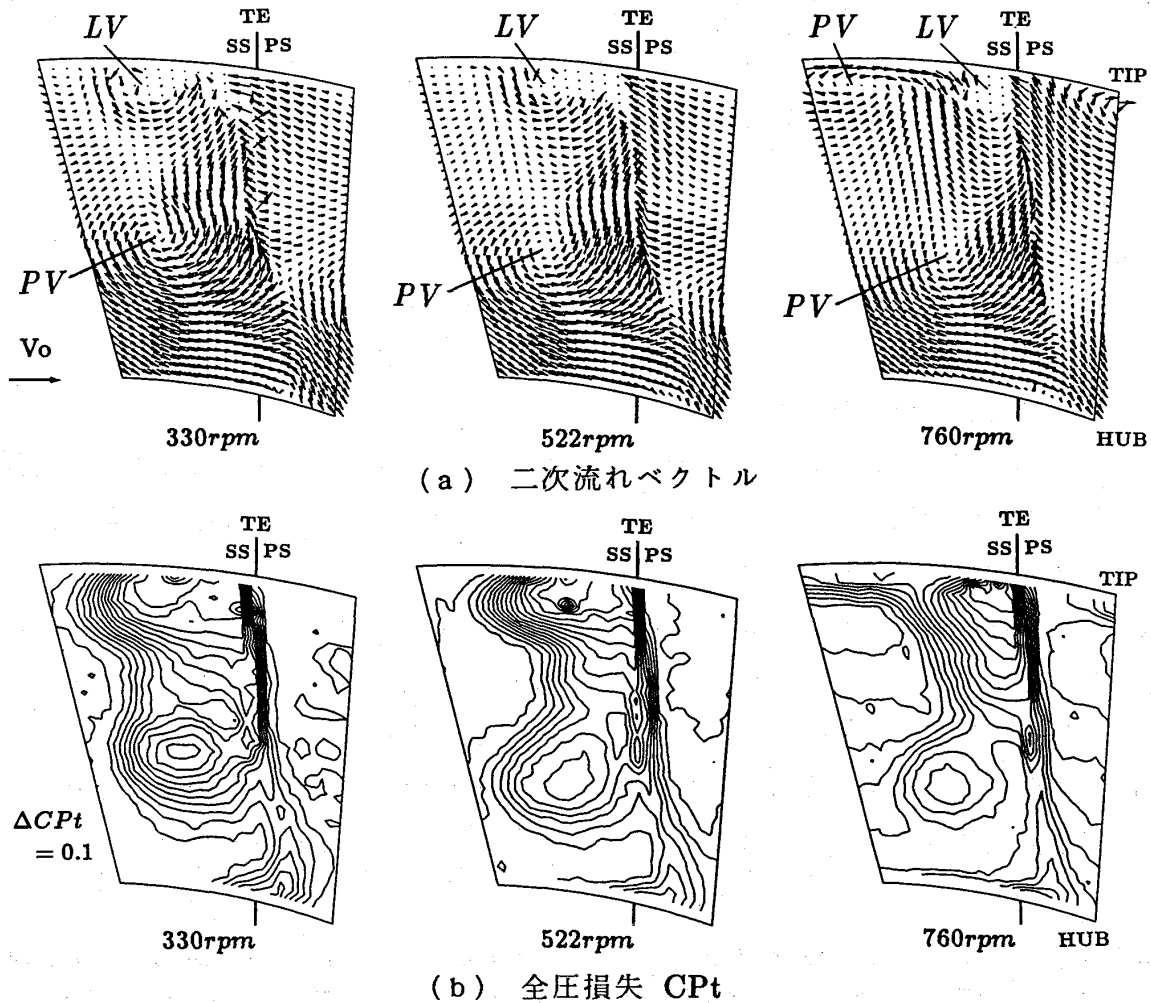


図10 断面3 ( $Z/Cax=1.067$ ) での測定結果 (チップクリアランス 1.87%)

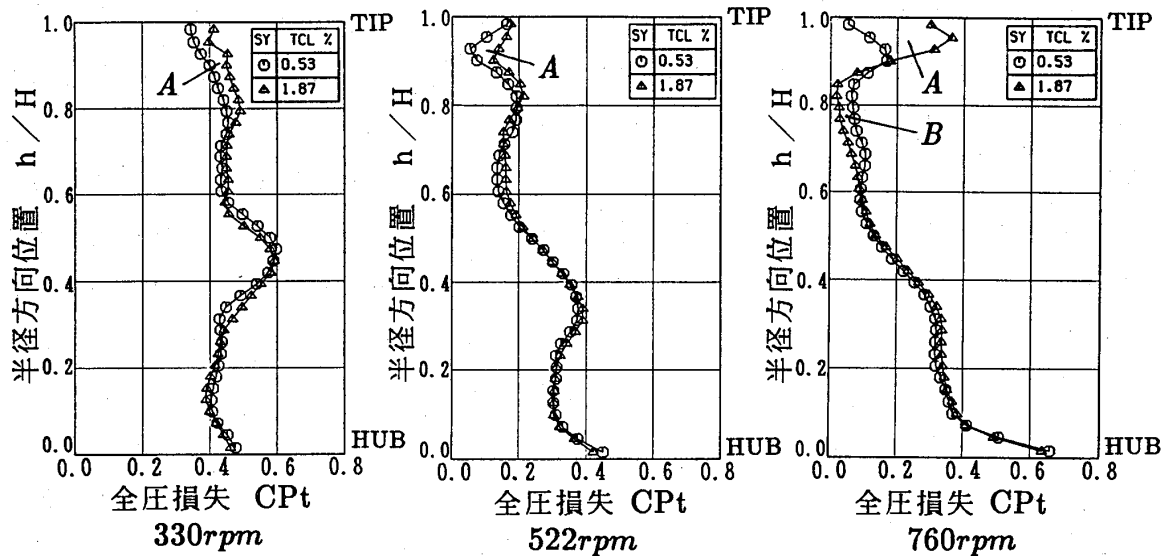


図11 断面3における全圧損失の半径方向分布

図11に全圧損失の半径方向分布を示す。チップクリアランスが大きくなると流れが増えるため、各回転数とも、Aで示すようにチップ側で損失が増加する。特に、760[rpm]では、前述のように、流れ渦の強まりによってチップ側壁面上の低エネルギー流体の負圧面側への移動が妨げられる結果、チップ側壁面から少し離れたところ（Bで示す80%スパン位置近傍）では逆に損失が減少している。

#### 4. 結論

- (1) 回転動翼列内の流れおよび損失形成のメカニズムは、静止翼列でのそれ<sup>(4)</sup>と基本的には同じであった。ただし、本回転翼列では、ハブ側の流路渦がチップ側のそれに比べ極度に強く、それがハブ側壁面の境界層流体を負圧面上に巻上げる損失形成過程が特徴的であった。
- (2) 正のインシデンスでは、ハブ側の流路渦が強まるため、負圧面側で流れが剝離し、損失が増加する。一方、負のインシデンスでは、ハブ側の流路渦は弱まるが、動翼前縁部での流れの剝離により損失が増加する。
- (3) 前縁剝離により生じた低エネルギー流体は、チップ側壁面上を翼負圧面側に移動し、翼列のウェークを形成する。この移動は、チップ側の流路渦が、低エネルギー流体の発生と壁の相対速度の増加によって、強められたことによる。
- (4) 翼先端からの流れ渦は、ハブ側の強い流路渦のためチップ側壁面上にとどまり、静止翼列で見られるようにスパン全域に影響を及ぼすことはなかった。

#### 参考文献

- (1) Hodson, H. P., ASME Paper No. 84-GT-189 (1984).
- (2) Binder, A., et al., ASME Paper No. 86-GT-302 (1986).
- (3) Dring, R. P., and Joslyn, H. D., Trans. ASME Journal of Engineering for Power Vol. 103-2, pp. 400-405 (1981).
- (4) Yamamoto, A., and Nouse, H., Trans. ASME Journal of Turbomachinery Vol. 110-4, pp. 486-496 (1988).

## 後流の影響を受ける鈍頭物体まわりの流れに関する研究

※船崎健一（岩手大学工学部）

山下嘉宏（岩手大学大学院）

## 1. 緒言

航空エンジンやガスタービンでは、その高効率化、高出力化により、タービン入口温度（TIT）は1500°C級を超えさらに増加する傾向にある<sup>(1)</sup>。従ってタービン翼の冷却設計には、より高効率な冷却技術の開発とともに高精度の熱伝達予測法の開発が要求されてきている。特に後者においては、強い主流乱れや後流などを伴う高温流れ場中のタービン翼空力特性や熱伝達特性をより正確に理解することが重要となる。

本研究は、タービン翼を模擬する半円筒形前縁および平板から構成された供試体を用いて、上流側からの後流がタービン翼の熱伝達および空力特性に与える影響を調べることを目的として行われた。ここで用いた供試体は、Bellows, Mayle<sup>(2)</sup>が用いた供試体と同様な形状である。そして、供試部上流側で直径5mmの円柱を取り付けた円盤を、円柱が主流を横切るように回転させて、供試部に流入する後流を発生させた。

## 2. 実験装置

**2.1 試験装置の概要** 図1に試験装置概観を示す。送風機からの空気は、整流胴（断面1000mm×1000mm）を通過した後、絞りノズル（出口断面240mm×350mm）で加速され、供試部へ導かれる。ノズル出口にはアクリル製のトランジションダクトが取り付けられており、このダクトに設けてあるスロットを後流発生器上の円柱棒が通り抜ける。供試体を取り付ける供試ダクトは、流路断面高さが200mm、幅が300mmで長さ

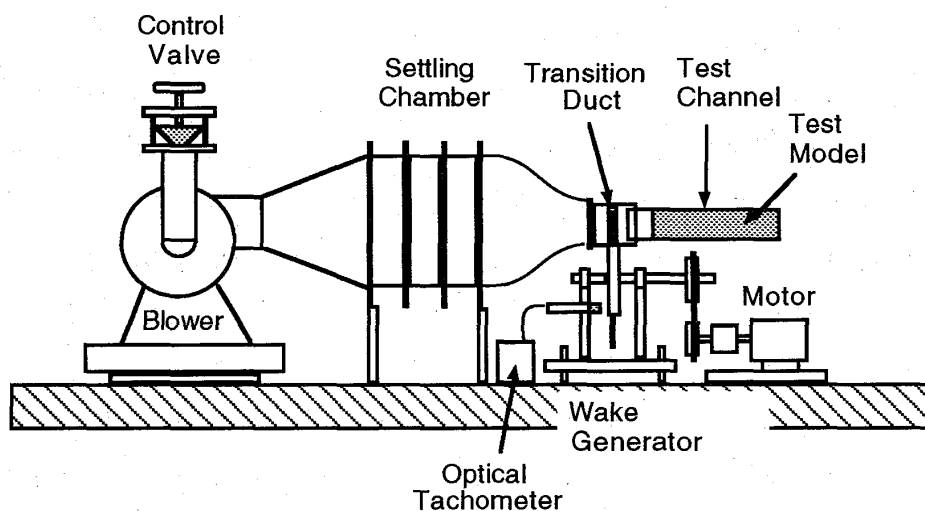


図1 試験装置概観

1000 mmの亚克力製であり、上下とも10 mmの間隙をとった状態でトランジションダクト内部に挿入されている。供試ダクトには、その先端に角度 $20^\circ$ の鋭利なエッジを付け、また、ダクト側面には、熱線流速計等による計測用スロット（幅10 mm）を開け、そこをプラグで塞いでいる。なお、最上流側のプラグには、供試体入口速度計測用のピトー管挿入孔が設けられている。

後流発生器は、直径400mmの真ちゅう製円盤およびその外周に取り付けられた長さ250 mmのステンレス製の円柱（径5 mm）から構成されている。モータで円盤を回転させ、円柱を絞りノズルからの流れを横切るように移動させることにより、円柱下流に後流を発生させる。回転数はモータに装着された変速器で制御する。

## 2.2 供試体

**2.2.1 圧力計測用供試体** 図2に圧力計測用供試体を示す。圧力計測用供試体は、後述の温度計測用と同寸法であり、ともに亚克力製である。供試体は直径100 mmの半円筒（前縁部）および長さ800 mmの2枚の平板から成り、流路部高さは200 mmである。なお、板厚は10 mmである。供試体の高さ方向の中央位置には、供試体中心軸に関して対称に $\phi 1$  mmの静圧孔を35個設けて、表面圧力を計測する。静圧孔内部には圧力導管としてのテフロン製の細管（内径 $\phi 0.5$  mm）が挿入され、Betz式マノメータ（計測精度 $\pm 0.49$  Pa）につながれている。

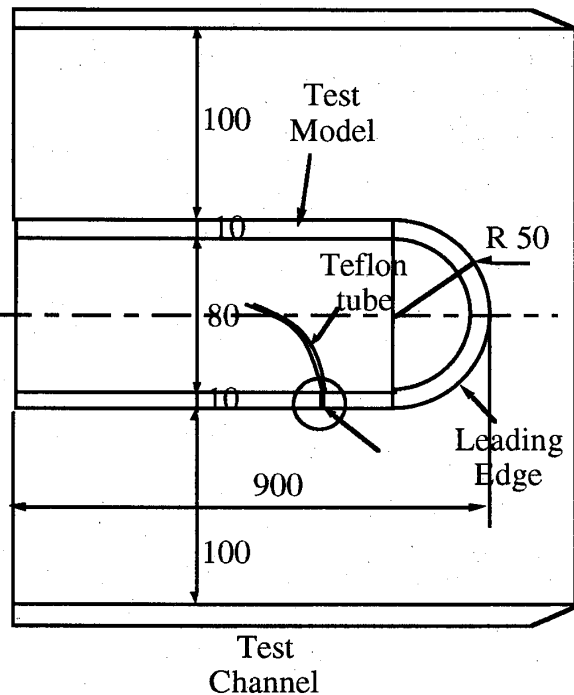


図2 圧力計測用供試体

**2.2.2 温度計測用供試体** 図3に温度計測用供試体および後流発生器を含む周辺機器を示す。前縁部である半円筒および流れ方向に見て左側の平板には、高さ方向中央位置での表面に沿って10 mm間隔で $\phi 3$  mmの孔をあけ、そこをスポンジで塞ぎ、その中心部にK熱電対の温接点を挿入し接着剤で固定する。熱電対列上およびその上下にヒータとしてのステンレス箔（厚み $30 \mu\text{m}$ 、幅30 mm、長さ800 mm）を貼り、これらが直列回路を構成するように銅製の電極部に箔を接合する。電極部にはリード線を半田付けし、これをスライダックにつないでヒータを通电加熱し、供試体表面での熱流束一定条件を得る。なお、箔表面には、加熱時の熱膨張によるしわの発生を防ぐことなどを目的として、透明テープ（3M製Book Tape、厚み $90 \mu\text{m}$ ）を貼

っておく。供試体内側には、断熱材として厚さ30 mmの発泡スチロールが接着する。

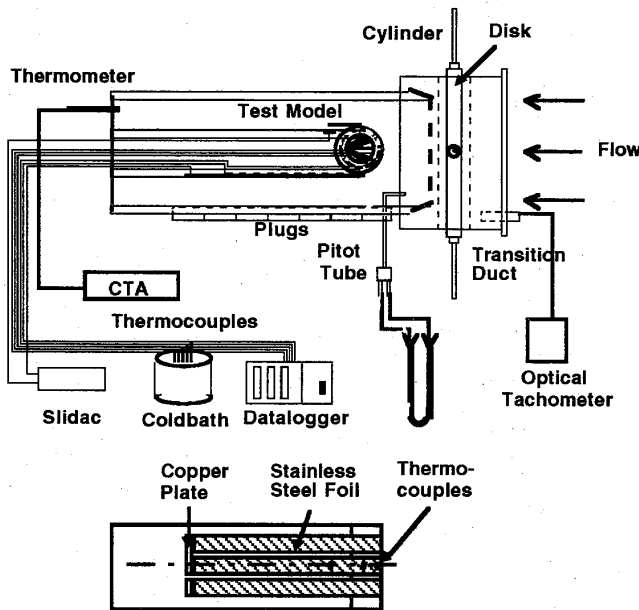


図3 温度計測用供試体および周辺機器

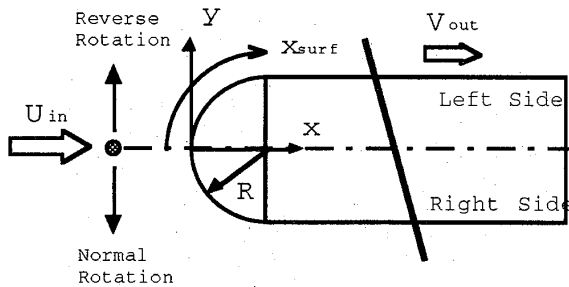


図4 供試体に関する記号

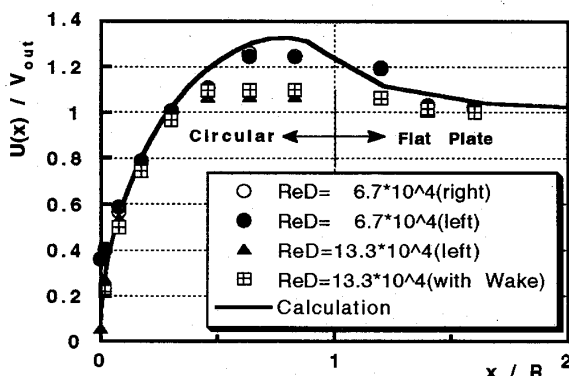


図5 表面速度分布

発生していると判断される ( $x/R = 0.8 - 1.2$ )。一方、 $Re_D = 13.3 \times 10^4$  の場合には、 $x/R \cong 0.3$  から  $x/R \cong 1.2$  にかけて、かなり大きな剥離領域 (剥離泡) が発生している

各熱電対からの熱起電力は、パソコン制御のデータロガー (日本電気三栄7V14) で取得され、温度に換算される。主流側空気温度は、熱線流速計の温度補償装置付属の白金抵抗温度計で計測する。

### 3. 実験

3.1 圧力計測 送風機入口のバルブ開度を変えることにより、供試体への流入速度  $V_1$  を5、10、15、20[m/s] と変化させ (レイノルズ数  $Re_D$  は、 $3.3 \times 10^4$ 、 $6.7 \times 10^4$ 、 $10.0 \times 10^4$  および  $13.3 \times$

$10^4$ )、前縁部から平板部までの静圧孔での圧力分布を計測し、物体表面での速度分布を求める。さらに、境界要素法<sup>3)</sup>による表面速度分布の計算を行い、計測結果と比較する。図4には以下で用いる記号等の説明を示す。図5には供試体出口速度  $V_{out}$  で無次元化した表面速度分布の実験値および計算値を、二種類のReynolds数 ( $6.7 \times 10^4$ 、 $13.3 \times 10^4$ ) について示す。 $Re_D = 6.7 \times 10^4$  の場合、計測値と計算値はほぼ一致している。また、中心軸に関する速度分布の左右の対称性も得られており、供試体が供試ダクト中央に据え付けられていることが確認された。一方、半円筒部と平板部との接合部近傍では、計算値と計測値との食い違いが顕著であり、流れの減速部で剥離が発生

(図5)。この剥離泡が強い乱れを伴う周期的な後流に影響を受けることが考えられたので、後流発生器を作動させ、後流影響下での表面速度分布を計測した。その結果を図5に併記する。マノメータによる計測のため、流れの非定常性を捉えることはできないが、速度が若干増すなど、後流が剥離泡に影響を与えている状況がこの図からうかがえる。しかし、時間平均的な流れの構造には大きな変化はない。

### 3.2 熱伝達特性計測

3.2.1 データ処理 供試体入口速度を所定の値に設定し、後流発生器を作動させた後、温度計測用供試体のステンレス箱を通电加熱する。そして、表面温度分布がほぼ変化しなくなった時点で（1～2時間経過後）、データロガーで連続10個のデータを各点毎に取得し、その平均値を各点での温度 ( $T_w(x_{surf})$ ) とする。

得られた温度分布から、局所熱伝達係数およびヌセルト数を次式で算出する。

$$h(x_{surf}) = \frac{\dot{q}_{wall}}{T_w(x_{surf}) - T_\infty} = \frac{\dot{q}_{supply} - \dot{q}_{loss}}{T_w(x_{surf}) - T_\infty} \quad (1)$$

$$Nu_D(x_{surf}) = \frac{h(x_{surf})D}{\lambda} \quad (2)$$

ここで、 $\dot{q}_{supply}$  は供給電力から算出される表面熱流束、 $\dot{q}_{loss}$  は対流熱伝達に関与しない熱流束（熱損失）である。主たる熱損失には熱伝導や輻射等によるものが考えられる。前者の評価に関しては、予備試験（無風状態でステンレス箱を加熱し、熱伝導による損失分を計

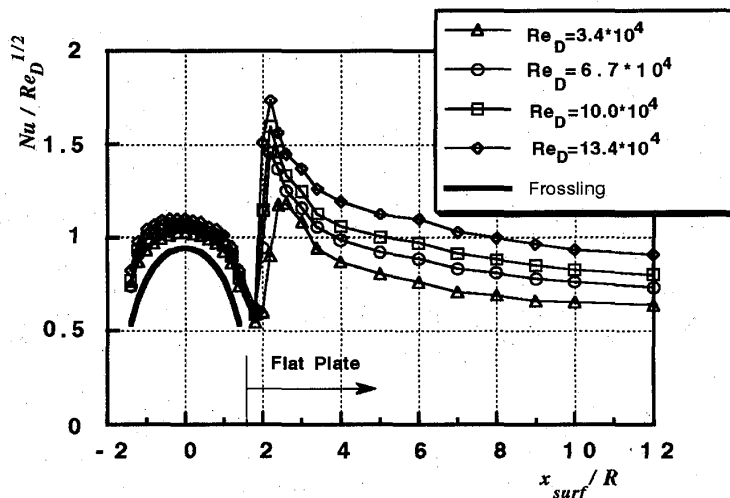


図6 後流の影響を受けない場合の熱伝達特性

測) で求めておいた実験式を用い、また、後者についてはStefan-Boltzmannの法則を用いて評価する。

3.2.2 不確かさ解析 Kline、McClintockの方法<sup>(4)</sup>により不確かさ解析を行った。その結果、熱伝達率、ヌセルト数およびレイノルズ数の計測値が含む不確かさはそれぞれ3.5%、4.1%および3.6%であった。

3.2.3 後流を伴わない場合の熱伝達 後流の影響を受けない場合の熱伝達特性

$(Nu_D/Re_D^{1/2})$  の計測結果を図6に示す。図中には、式(3)で与えられる、主流乱れのない場合の円筒よどみ点付近の熱伝達特性<sup>(5)</sup>の結果を併記する。

$$\frac{Nu_D(\theta)}{Re_D^{1/2}} = 0.9449 - \frac{0.510}{4}\theta^2 - \frac{0.596}{16}\theta^4 \quad (3)$$

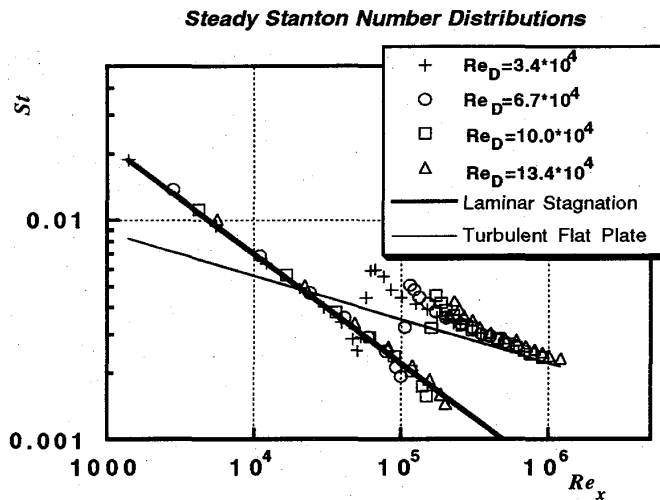


図7 後流の影響を受けない場合のスタントン数

さの他に、主流乱れが熱伝達へ及ぼす影響がある。主流乱れ ( $Tu$ ) の効果としては、よどみ点での熱伝達特性 ( $Nu_{D,max}/Re_D^{1/2}$ ) についての次式がある<sup>(6)</sup>。

$$\frac{Nu_{D,max}}{Re_D^{1/2}} = 1.010 + 2.624 \left[ \frac{Tu Re_D^{1/2}}{100} \right] - 3.070 \left[ \frac{Tu Re_D^{1/2}}{100} \right]^2 \quad (4)$$

この式と実験結果との比較から、実験での主流乱れは0.5%~1.0%程度と見積もられる。この値は、以前に同じ風洞を用いて行った実験結果と同程度の値である。

熱伝達分布は、よどみ点から供試体円筒部と平板部との接合部の下流位置 ( $x_{surf}/R \cong 1.8$ ) まで減少し、それ以降急激に上昇し最大値に達した後、緩やかに下流側に減少する。この急激な熱伝達の変化は剥離泡の存在に起因する。達が最大となる位置は、最も低いレイノルズ数の場合を除きほぼ一定である。

図6での結果をスタントン数と局所レイノルズ数との関係で表した結果を図7に示す。図7には、よどみ点近傍での熱伝達特性の層流解

$$St = 0.57 Pr^{-0.6} Re_x^{-0.5}, \quad Re_x = U(x_{surf}) x_{surf} / \nu \quad (5)$$

および平板乱流境界層の熱伝達特性に関する相関式

$$St = 0.0307 Pr^{-0.4} Re_x^{-0.2} \quad (6)$$

による評価値を併せて示す<sup>(8)</sup>。剥離泡より上流側でのスタントン数は式(5)とよく一致する一方、剥離泡以後のスタントン数は、式(6)による値を上回った後次第に乱流

各レイノルズ数について得られたデータは、若干のばらつきは認められるが、よどみ点

( $x_{surf}/R = 0$ ) についてはほぼ対称に分布し、かつ式(3)と類似した分布形状をしている。図中に現れたレイノルズ数間のデータのばらつきはの原因は、データに含まれる不確か

境界層での値に接近していることがわかる。

3.2.4 後流を伴う場合の熱伝達 図8には、後流の影響を受ける場合の熱伝達特性 ( $Re_D = 3.3 \times 10^4$ ) を、ストローハル数  $S$  をパラメータにして示す。ここで、

$$S = \frac{fD}{U_{in}} \quad (7)$$

である。ストローハル数の増加とともに前縁部および剥離泡下流での熱伝達特性が促進

進されている。さらに、ストローハル数が大きいほど、熱伝達特性の最大値が供試体左側に移動し、供試体前縁部での熱伝達特性分布の幾何学的よどみ線

( $x_{surf}/R = 0$ ) に関する対称性が失われてくる。円柱を通常の回転方向とは反対方向に回転させると、最大値は上記の場合とは逆に供試体右側に移動することが確認されている。このことから、熱伝達分布の対称性が失われる現象の主な原因として、円柱列の移動による流れの転向効果が考えられた。実際、円柱列に対して二次元翼列理論を適用することにより、この推測が実証されている。図9に

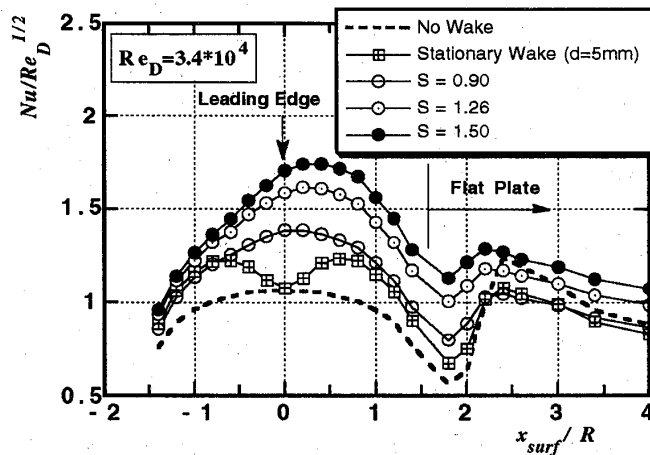


図8 後流の影響を受ける場合の熱伝達特性  $Re_D = 3.4 \times 10^4$

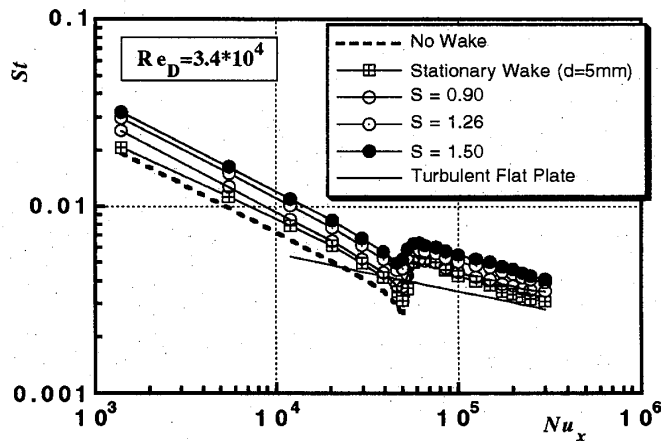


図9 後流の影響を受ける場合のスタントン数  $Re_D = 3.4 \times 10^4$

は、スタントン数分布を示す。図8に現れているように、剥離泡近傍での熱伝達の最小値および最大値がそれぞれストローハル数によって大きく影響を受けている。これはよどみ点の移動量に応じて前縁部での境界層の発達状況が異なっているためと考えられるが、この影響で、再付着点以降のスタントン数分布は、乱流境界層の場合に比べてかなり高い値を示している。さらに、図9から、供試体前縁部でのスタントン数は、局所レイノルズ数に対して、後流の影響を受ける場合も受けない場合もほぼ同じ



ように変化している。従って、ここでのスタントン数は、後流の影響の有無に関係なく  $Re_D^{-1/2}$  に比例していることがわかる。

また、円柱をその中心が供試体中心軸と一致する位置に固定し、恒常的に円柱後流が供試体を覆うようにした場合の熱伝達特性を計測した。その結果を、図8中に'Stationary Wake'として示す。この場合の熱伝達分布では、幾何学なよどみ線の左右のほぼ対称な位置に二つの最大値が現れている。これは、円柱後流の左右のせん断層がそれぞれ供試体前縁部に衝突することにより生じたものと思われる。

供試体入口でのレイノルズ数を増加させた場合の熱伝達特性分布を図10、スタントン数分布を図11に示す

( $Re_D = 6.7 \times 10^4$ )。図10では、前の例で見られた分布の非対称性が

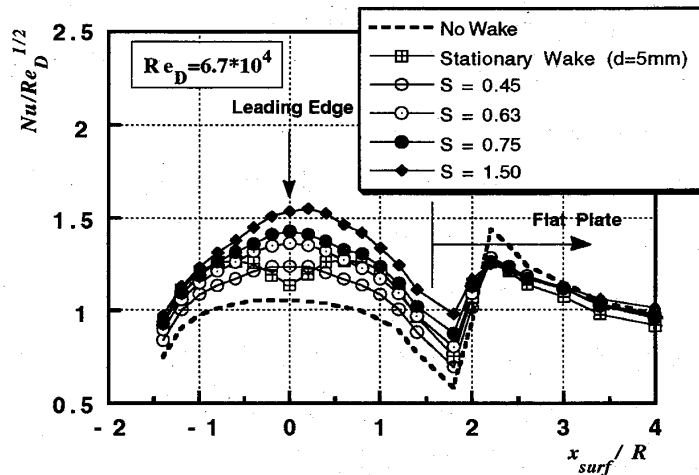


図10 後流の影響を受ける場合の熱伝達特性  $Re_D = 6.7 \times 10^4$

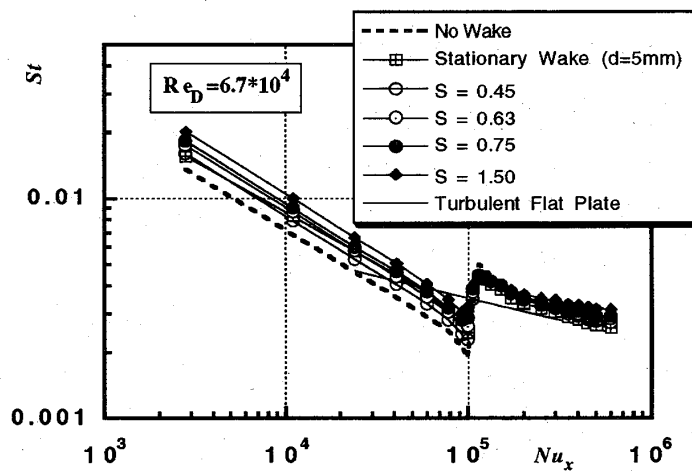


図11 後流の影響を受ける場合のスタントン数  $Re_D = 6.7 \times 10^4$

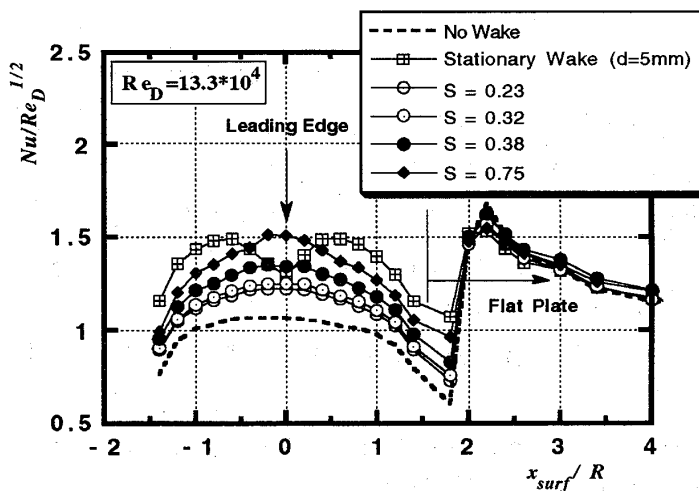


図12 後流の影響を受ける場合の熱伝達特性  $Re_D = 13.3 \times 10^4$

ほとんど消えている。これは、最も高いストローハル数の場合 ( $S=1.50$ ) でも、空力的なよどみ線の位置が  $x_{surf}/R \cong 0.22$  となるためである。これらの図においても、ストローハル数の増加による熱伝達の向上が確認される。また、再付着点以降のスタントン数の分布は、下流に向かって緩やかに乱流境界層の相関式に接近している。また、図11では、図9と同様に供試体前縁部でのスタントン数が、後流の影響の有無に無関係に  $Re_D^{-1/2}$  に比例している。

図12には、実験中最も大きいレイノルズ数の場合の結果を示す。この場合、静止円柱の場合の熱伝達が移動円柱の場合の熱伝達と比較してかなり大きな値を示している他は、図10とほぼ同様の結果が得られている。

#### 4. 結言

タービン翼を模擬する半円筒形前縁および平板から成る供試体を用いて、上流側からの後流が供試体表面の熱伝達および空力特性に与える影響を調べるための実験を行った。得られた知見をまとめると以下のようなになる。

- (1) 供試体表面の熱伝達は周期的に通過する円柱後流により促進され、その割合はストローハル数によって増加する。
- (2) 実験での最も低い供試体入口レイノルズ数の場合、供試体前縁部での熱伝達分布の非対称性が顕著になり、その傾向はストローハル数が大きくなるにつれ強まる。この現象は、主に円柱列移動によるよどみ線の移動が原因である。
- (3) 供試体前縁部でのスタントン数は、後流の影響の有無にほぼ無関係に  $Re_x^{-1/2}$  に比例している。

本研究の遂行には、山脇栄道氏 (IHI) の貴重な助言等を得た。感謝の意を表す。

#### 参 考 文 献

- 1 吉田、日本ガスタービン学会誌、20-80、1993、4
- 2 Bellows, W.J. and Mayle, R.E., ASME Paper 86-GT-59, 1986
- 3 船崎、十倉、東北支部地方講演会講演論文集 (八戸)、1990
- 4 Kline, S.J. and McClintock, F.A., Mechanical Engineering, 1953, 3
- 5 Frossling, N., NACA TM 1432, 1958
- 6 Lowey, G.W. and Vachon, R.I., Int'l J. Heat and Mass Transfer, Vol. 18, 1975, 1229
- 7 Kays, W.M. and Crawford, M.E., Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, 1980, 140

# 高振動数でねじり振動する遷音速翼列に生じる衝撃波の 高速撮影および画像処理システム

\*平野孝典（拓殖大学） 藤本一郎（拓殖大学）  
田中英穂（東海大学） 石井 進（日本大学）

## 1. はじめに

高速ターボ機械では、高性能化の要求から、翼列内部の一部では遷音速域で作動するに至っている。このため遷音速翼列フラッタに関する理論的、実験的研究がなされてきているが、特に衝撃波挙動と非定常空力特性との関連について実験的に研究した例は数少ない。<sup>(1) - (6)</sup>翼振動に伴う衝撃波変位が遷音速翼列フラッタすなわち非定常空気力に及ぼす影響は非常に大きいことが報告されているが、<sup>(6)</sup>翼振動数や衝撃波発生パターンとの関連性について詳細に報告された例は見当たらない。

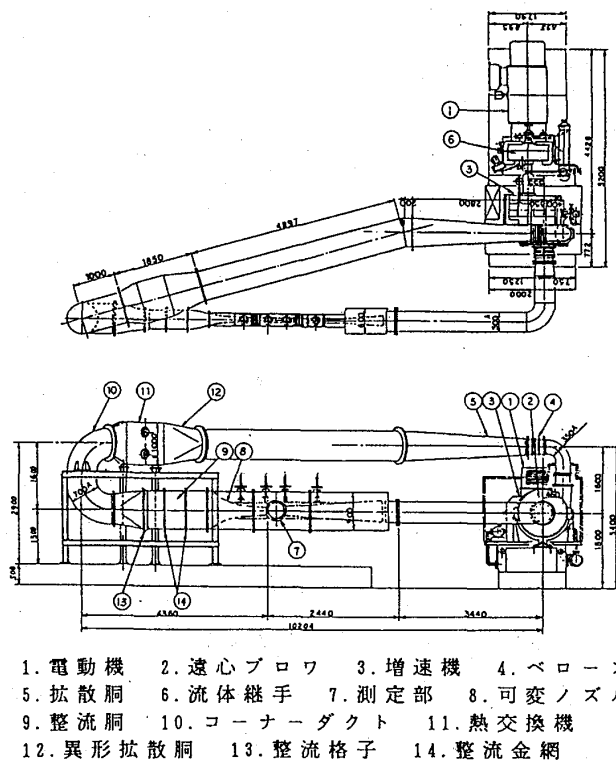
ところで、最近では高速撮影が可能な種々のタイプの高速度カメラが市販されているが、極めて高価なため入手することがほとんど不可能に近い。そのため機能的には十分高速度な撮影速度を有するとはいえないが低価格で入手可能な機種を使用して高速な現象を撮影することが要求される。

そこで、比較的撮影速度の遅い高速度カメラを用いて高振動数で振動する翼列の流れ場に発生する衝撃波の挙動を精度良く撮影および画像処理するシステムを開発した。本論文ではこのシステムについて報告し、さらに一例として、翼振動数 150Hz の場合についての計測結果を報告する。

## 2. 実験装置および方法

### 2.1 風洞およびねじり加振装置

図1に遷音速風洞概観図を示す。密閉式回流型風洞であり、全長約10m、全高約4mで縦置きとなっている。作動流体は空気であり、風洞内圧を80kPa以下に減圧後起動される。580kWの



1. 電動機 2. 遠心ブロワ 3. 増速機 4. ベローズ  
5. 拡散胴 6. 流体継手 7. 測定部 8. 可変ノズル  
9. 整流胴 10. コーナーダクト 11. 熱交換機  
12. 異形拡散胴 13. 整流格子 14. 整流金網

図1 遷音速風洞概観図

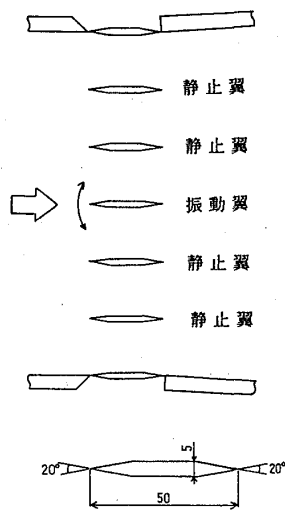


図2 翼列および供試翼

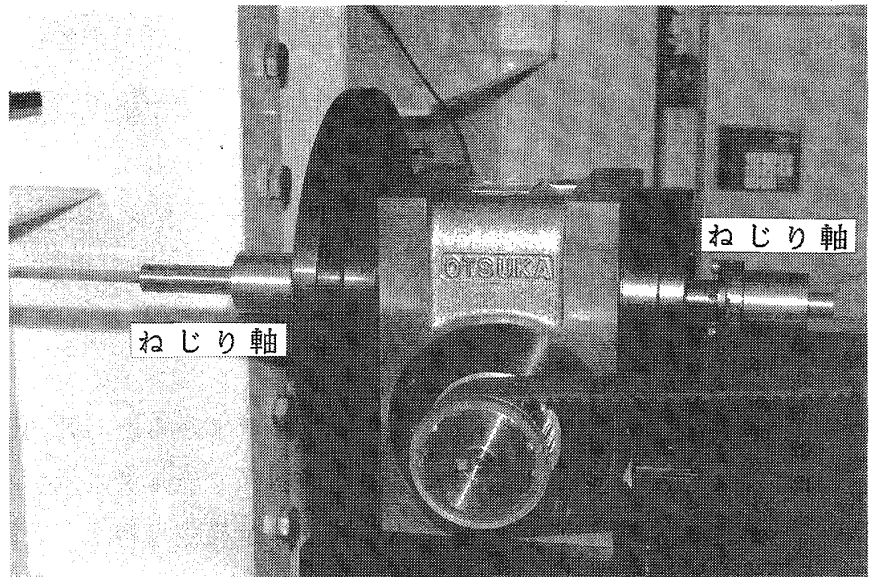


写真1 加振装置

電動機および遠心式ターボブロワーにより、図中⑦に示す測定部に於いて主流マッハ数  $M = 0.3 \sim 1.2$  の範囲内で風速調整が可能である。測定部は矩形断面を有し、幅100mm、高さは上流側の可変ノズル(⑧)および可動板により200~400mmの範囲内で調整可能となっている。さらにこの可動板は前後方向にも移動することができる。測定部下流側にも上下方向に移動可能な後流端板を設置できる構造としてある。測定部両側は直径400mmの観測用窓となっており、通常は強化ガラスで内部の観察ができ、シュリーレン撮影時には

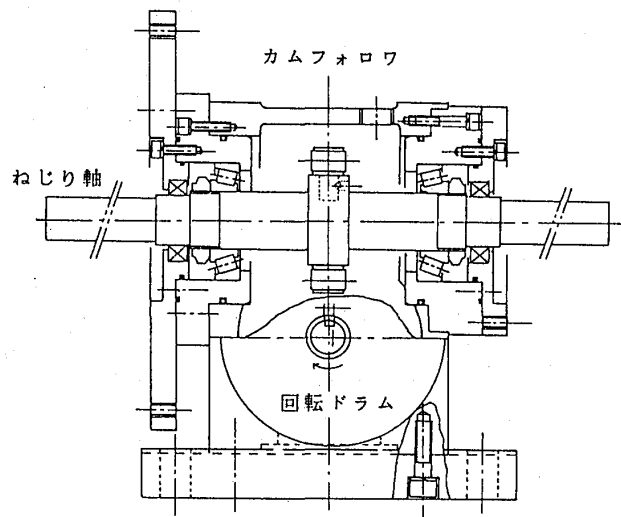


図3 加振装置

シュリーレンガラスと反射鏡が設置される。風洞運転時はシーケンス制御により温度及び風速調整が行われる。測定部上流側(図中⑬)に2cm角のアルミニウム製の整流格子および整流金網2枚が設置されている。さらに、測定部観測窓はターンテーブル構造となっており、供試体を主流に対して任意の角度に設定可能である。

図2に今回の実験で使用した供試翼および翼列を示す。供試翼は両端くさび形の平板翼で、翼弦長50mm、厚さ5mm、翼幅100mmのジュラルミン製である。今回は衝撃波の動きを捉えるための高速ビデオを用いた計測および画像処理システムの開発が目的であるので、翼列条件としては設置が最も容易な、食い違い角 $0^\circ$ 、迎え角 $0^\circ$ の直

線翼列としてある。

図3および写真1に高速ねじり加振装置を示す。本装置は東京大学（故花村庸治助教授）で開発したものを基本としており、回転ドラム円筒面上に一回転8周期分の正弦曲線状の溝が設けてあり、カムフォロワが溝に沿って滑り運動を行うことによりねじり軸に片角振幅 $2^\circ$ のねじり振動を与える。本装置の最高ねじり振動数は500Hzである。ねじり軸は両側に出ており、一方に振動翼、他方に振動翼変位計測用ポテンシオメータが取り付けられる。

## 2. 2 高速撮影および画像処理システム

流れ場の高速可視化撮影装置として、シュリーレン装置および高速カメラを用いた。図4に本システムのブロック図を示す。シュリーレン装置は図示されるように配置される。光源は2kWのキセノンランプを用いており、ハーフミラー、口径250mmの凹面鏡、平面鏡を介して測定部観測窓に導かれる。測定部からの反射光は逆方向に戻ってハーフミラーにより90度曲げられナイフエッジ、高速カメラに導かれる。高速カメラはフクロン製デジタル・ハイスピード・ビデオカメラ（FASTCAM-hvc1）で、撮影速度はフルフレームで最高240コマ/sec、シャッタースピードは $1/70000\text{sec}$ 、記録画素はフルフレームの場合1コマ $256 \times 256 \times 8\text{bit}$ であり、記録画像はICメモリに最大512コマまで可能である。主な仕様を表1に示す。高速カメラは図4の制御用パソコンで制御される。画像データはデータ転送用ボードで制御用パソコンを通して光磁気ディスク（MOディスク）に保存され、同時にアナログ映像としてビデオに記録される。高速カメラ本体からは常に $1\mu\text{sec}$ 幅のタイミングパルスが $1/240\text{sec}$ 毎に出力されており、これによりカメラの撮影のタイミングを捉えることができる。

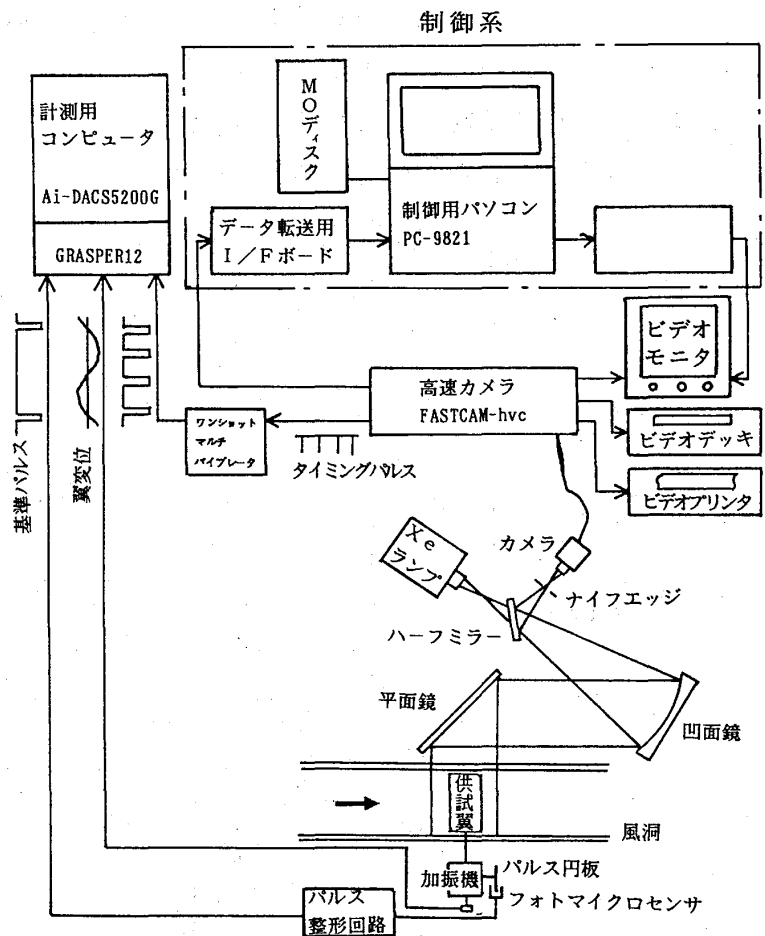


図4 画像計測処理システム

このパルスはワンショット・マルチバイブレータを通して幅420 $\mu$ secのパルスに変換される。振動翼変位は加振機ねじり軸に設置されたポテンシオメータにより、また翼振動一周期の頭上げの平均迎え角におけるスタートパルスはフォトマイクロセンサとパルス円板により与えられる。これら3つの信号は計測用コンピュータおよび高速多チャンネル・トランジェントメモリ (GRASPER12) に取り込まれる。撮影された画像の振動翼変位に対する対応位置はこれらの信号により求めることができる。最後に計測用パソコンと画像処理ボードにより必要な画像の処理が行われる。

次に本システムを用いて翼振動一周期分の連続写真を構成する方法について述べる。本実験の場合は周期的現象であるので、非常に撮影速度の速い高速カメラを用いて翼振動一周期あたり数十コマの画像を連続的に捉えることと、多周期にわたり低速で撮影し後で並べ替えによって一周期中の連続的な画像を得ることは同一であると考えられる。図5は例として翼振動数57Hzの場合における各信号の関係を示したもので、上述した振動翼変位、翼変位基準パルスおよびワンショット・マルチバイブレータ出力パルス (高速カメラのタイミングパルス) は計測用コンピュータの内部サンプリングパルスにより取り込まれる。この場合翼振動周期は17.54msec、高速カメラのタイミングパルスは4.17msecであるので翼振動一周期あたり4、5コマの画像が得られることになるが、翼振動周期と高速カメラタイミングパルスの時間間隔との関係から画像取り込み位置は翼変位に対し各周期毎にずれを生じる。これらの画像撮影の翼変位対

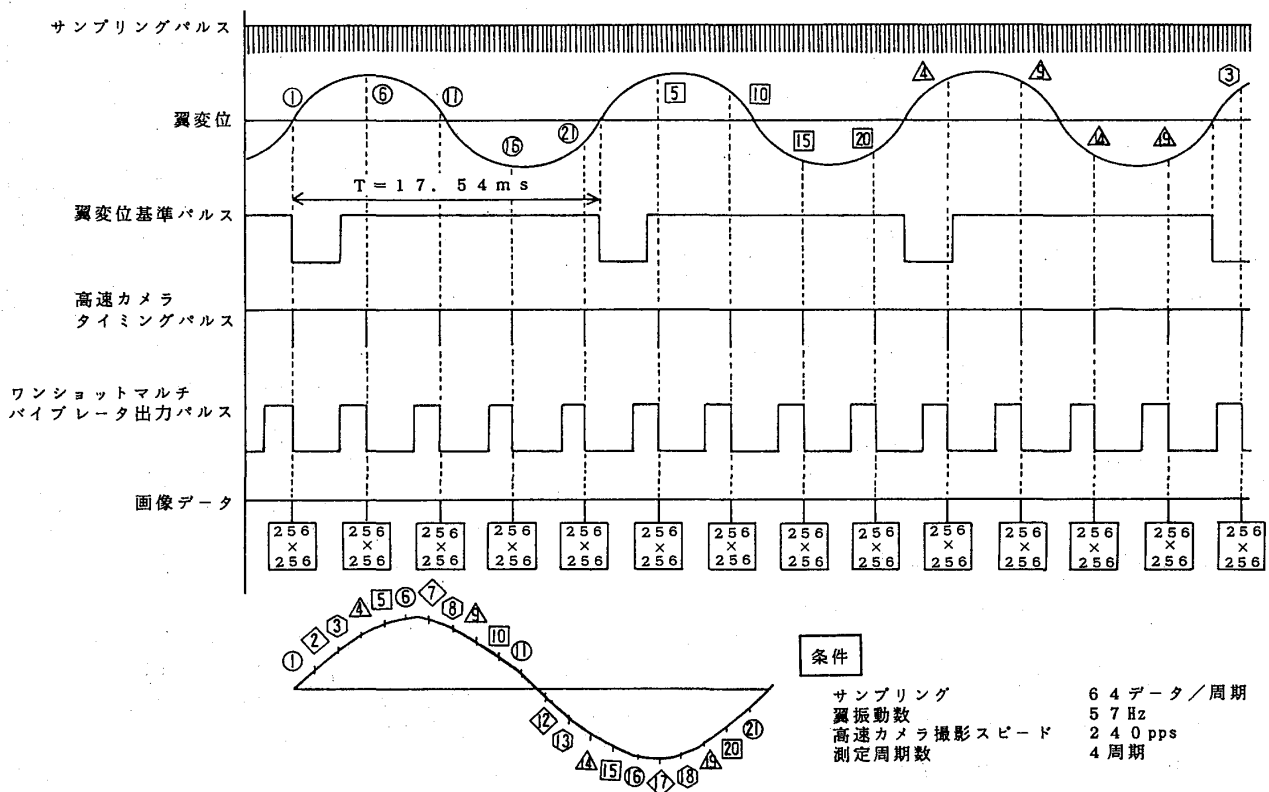


図5 高速撮影時の信号関係

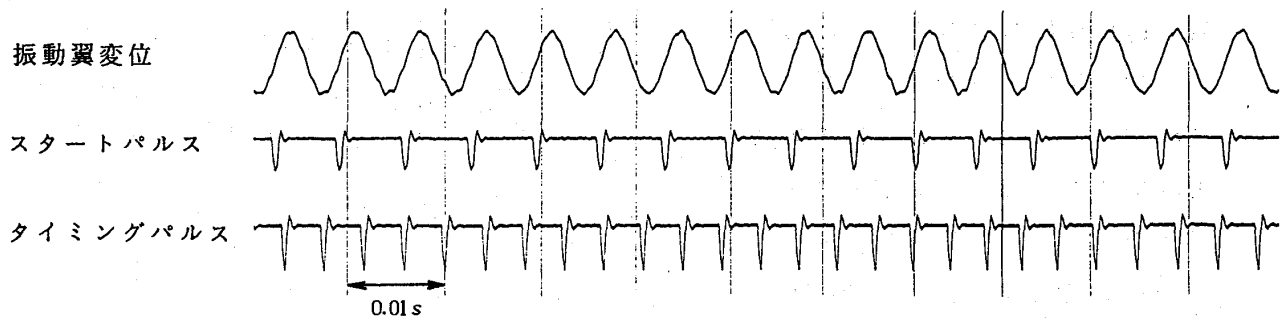


図6 信号波形出力例

する位相を求め画像に順番を付けると、この例では図中の翼変位信号に付けられたような順番になる。そこでこれらの画像を番号どおりに並べ替えると、図の左下のように翼振動一周期あたりの連続画像が得られることになる。

### 3. 結果および考察

本システムにより翼列上流マッハ数  $M = 0.65$ 、翼振動数  $150\text{Hz}$  の場合について一翼振動時の衝撃波の可視化撮影を行った。以下に結果を示す。

最初に本システムにより一周期分の連続画像が、多周期撮影から得られることを確認するために、計測用コンピュータ

で取り込んだ振動翼変位、スタートパルスおよび高速カメラのタイミングパルスを電磁オシロを用いて出力した。これらの数周期にわたる出力波形を図6に示す。図中の縦線は  $0.01\text{sec}$  毎のタイミングラインである。振動翼変位は若干歪が見られるが正弦波形となっており、スタートパルスおよびタイミングパルスが確実に捉えられていることがわかる。また前述したように、タイミングパルスすなわち画像撮影は振動翼変位の各周期毎にずれており、この図から翼振動8周期分の画像により13コマの連続画像を構成することが可能であることが確認できる。写真2は高速カメラを用い、 $240\text{コマ/sec}$  の撮影速度で捉えた16コマの連続撮影画像である。中央の翼が振動翼、上下の翼が静止翼である。今回のシュリーレン撮影では観測窓にシュリーレンガラスではなく強化ガラスを用いているため鮮明な画像が得られておらず写真左側が黒くなっている。しかし翼列下流側に、撮影の各瞬間の振動翼変位に対する位相に対応した衝撃

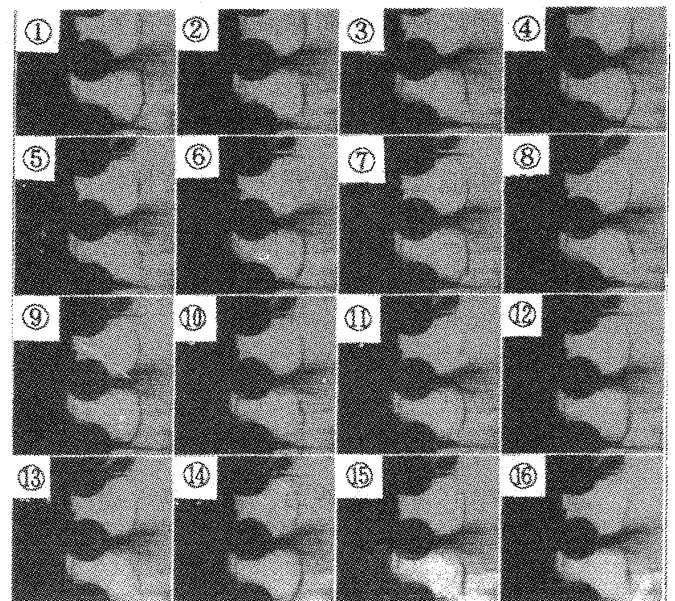


写真2 高速撮影画像

波の違いが観察される。これらの画像を図7に示す計測用コンピュータ記録データにより、各画像撮影時の翼変位に対する位相を求めた後並び替えを行った。写真3に結果を示す。この連続写真から、多周期にわたる画像から翼振動一周期中の衝撃波の動きを連続的に捉えることが可能であることが確認できる。図8に翼振動一周期に対する衝撃波の流れ方向変位を示す。図中のy1~y6は図上の位置を表す。各yの位置における衝撃波の変位は画像処理ソフトを使用して読みとった。この図から振動翼に近い部分の衝撃波変位はかなり大きいことがわかる。

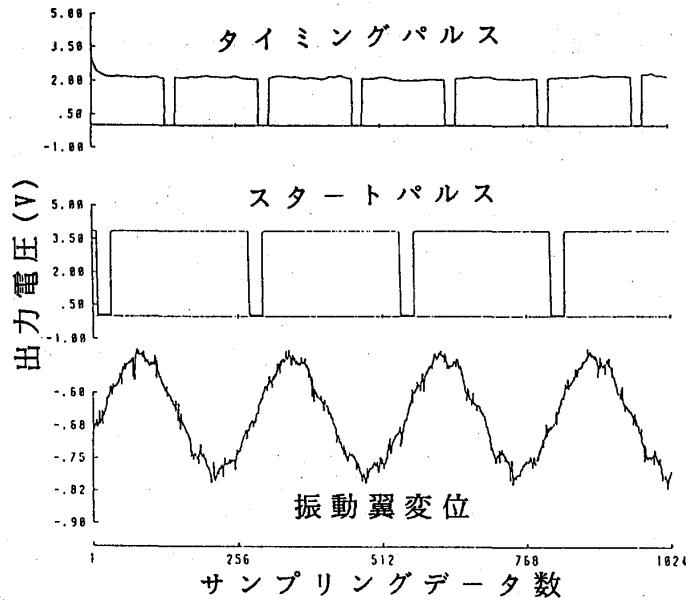


図7 計測信号出力例

#### 4. おわりに

高振動数でねじり振動する遷音速翼列に生じる衝撃波の、翼振動一周期に対する詳細な連続画像を、比較的低速の撮影速度を有する高速カメラを用いて精度良く捉えるための画像計測処理システムを開発した。すなわち低速撮影速度で多周期にわたる画像撮影を行った後、振動翼変位を基に画像の順番を求め、画像を並び替えることにより連続画像を得る方法である。例として翼振動数 150 Hzの場合について本システムを用いた衝撃波の高速撮影および画像処理を行い本システムの有効性を確認した。今後はさらに高振動数の場合について解析を行う予定である。

なお本実験で使用した加振装置に

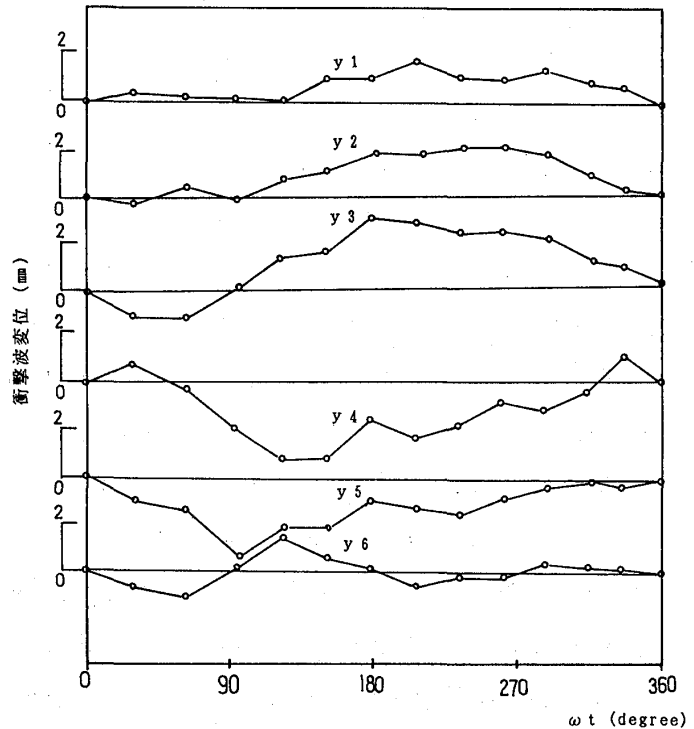
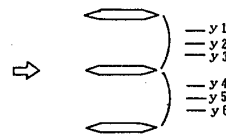
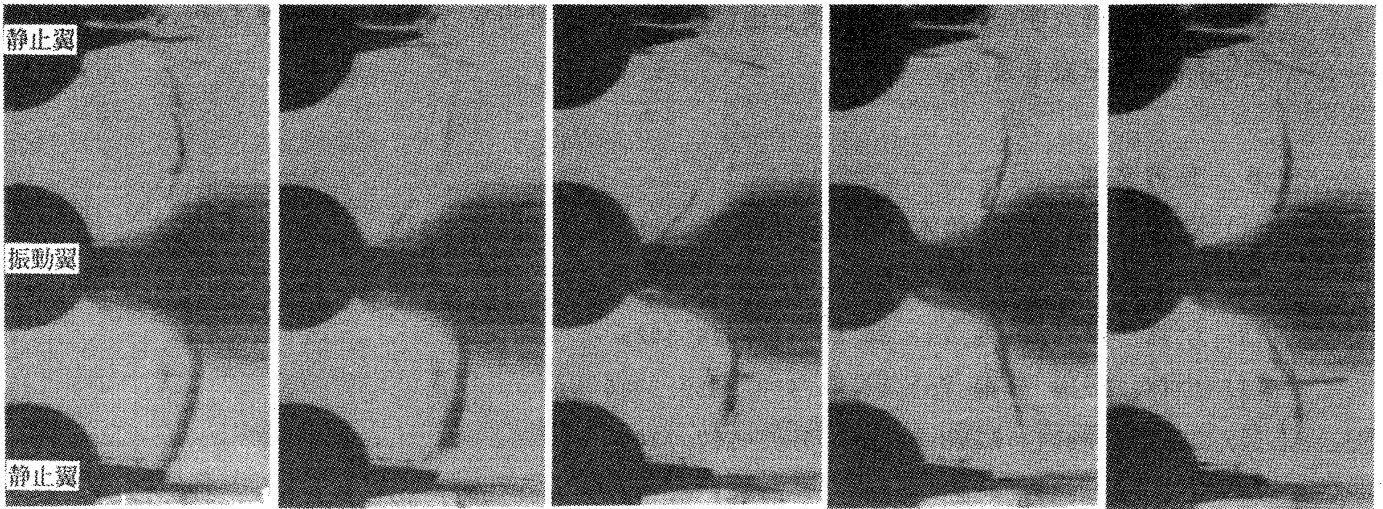


図8 翼振動一周期に対する衝撃波の流れ方向変位





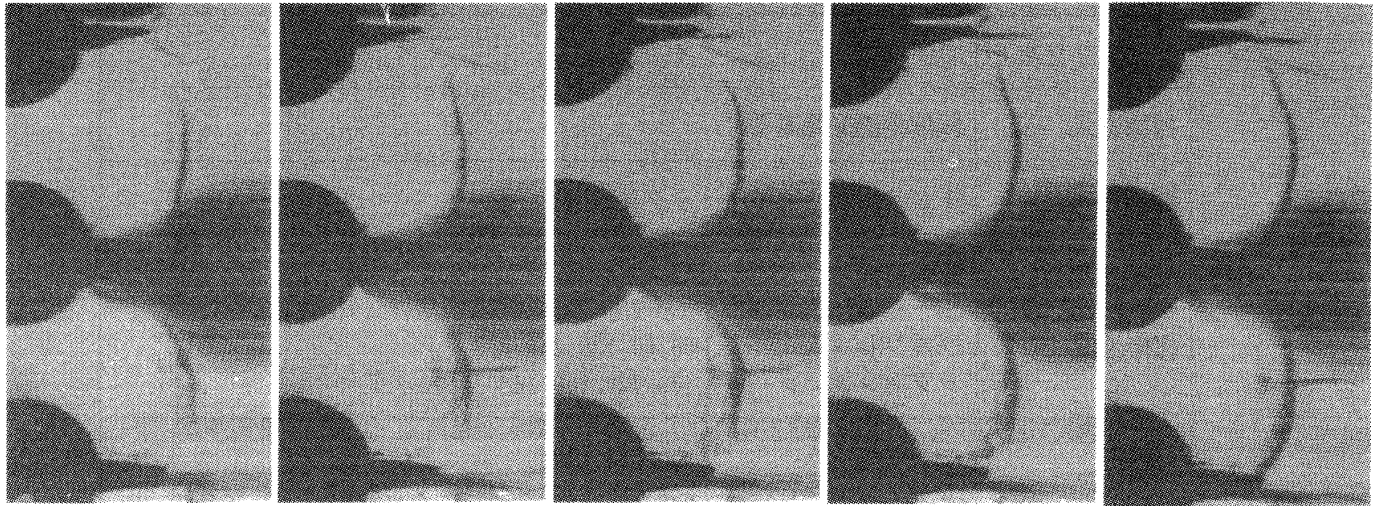
(a)  $\omega t = 2^\circ$

(b)  $\omega t = 30^\circ$

(c)  $\omega t = 64^\circ$

(d)  $\omega t = 95^\circ$

(e)  $\omega t = 123^\circ$



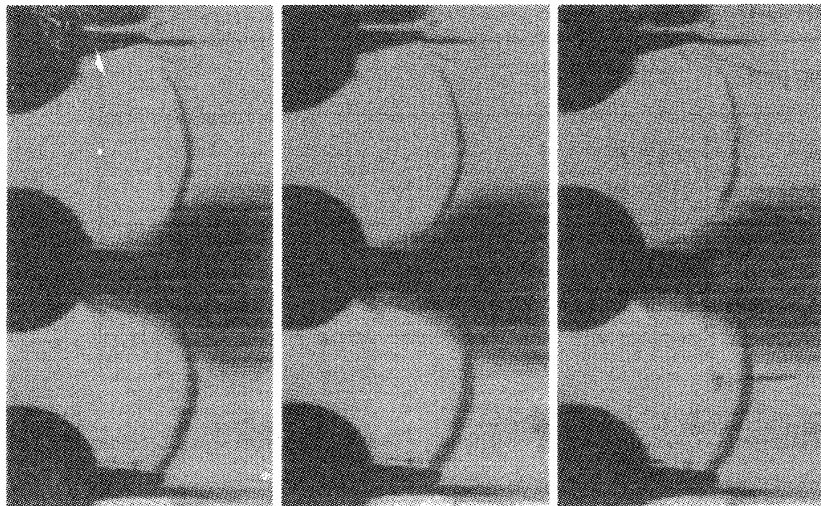
(f)  $\omega t = 150^\circ$

(g)  $\omega t = 178^\circ$

(h)  $\omega t = 206^\circ$

(i)  $\omega t = 234^\circ$

(j)  $\omega t = 262^\circ$



(k)  $\omega t = 289^\circ$

(l)  $\omega t = 317^\circ$

(m)  $\omega t = 335^\circ$

写真3 翼振動一周期に対する  
衝撃波挙動  
( $M=0.65$ ,  $f=150\text{Hz}$ )

ついて、東京大学の故花村助教授と山口助手には技術的なご指導を頂きました。ここに感謝の意を表します。

## 5. 参考文献

- (1) 花村・山口・平野・鈴木, 機論, B編, Vol. 55, No. 512, 951, 1989
- (2) 花村・山口・平野・鈴木, 日本ガスタービン学会誌, Vol. 17, No. 67, 66, 1989
- (3) 小林, 機論, B編, Vol. 52, No. 474, 514, 1986
- (4) 小林, 機論, B編, Vol. 52, No. 480, 2920, 1986
- (5) H. Kobayashi, ASME Paper 89-GT-297, 1989
- (6) H. Kobayashi, ASME Trans., Journal of Turbomachinery, Vol. 111, No. 3, 222, 1989

|         |                      |  |
|---------|----------------------|--|
| レンズマウント | Cマウント                |  |
| 撮像方式    | 固体平面撮像素子             |  |
| 記録方式    | I Cメモリ (ダイナミックRAM)   |  |
| 記録容量    | 32M BYTE             |  |
| 撮影速度    | フルフレーム<br>セグメントフレーム  | 30, 60, 120, 240 PPS<br>480, 720, 960, 1440, 2100 PPS      |
| 画素数     | フルフレーム<br>セグメントフレーム  | 256×256 DOT<br>256×128, 256×64, 128×128, 128×64, 64×64 DOT |
| 濃度表現    | 8 BIT (256階調)        |  |
| 再生速度    | 2, 5, 10, 15, 30 PPS |  |
| 記録枚数    | フルフレーム<br>セグメントフレーム  | 512 枚<br>8192 枚  |
| 記録時間    | フルフレーム<br>セグメントフレーム  | 2.13 秒<br>3.90 秒   |

表1 高速カメラ仕様

## 非定常遷音速翼列流れの高解像差分スキーム

袁 新 (東北大学工学部機械航空工学科)

\*山本 悟 (東北大学工学部機械航空工学科)

大宮司 久明 (東北大学工学部機械航空工学科)

## 1. まえがき

翼列流れ、特にタービン翼列やコンプレッサ翼列を通る圧縮性流れの数値解析は、現在すでに3次元ナビエ・ストークス方程式を解くことにより実行されるのがもはや主流である<sup>(1)(2)</sup>。これにより、実験では得るのが極めて困難であった三次元形状翼列翼周りの詳細な流れ場も計算されるようになり、ガスタービンや航空機エンジンなどのターボ機械の効率向上への確実な貢献が期待される。

一方、依然から存在するほとんどの数値計算スキームを工夫しながら数値解析しても、解明困難と思われる現象もいくつかあり、衝撃波を伴った非定常翼列流れがその代表的なものである。すなわち、全体的な性能、たとえば全圧損失だけにある程度評価できて解決されない問題点が残っており、中でも流れの非定常的な干渉による翼の振動などがその典型であろう。この場合、前置翼列翼から流入する非定常後流や衝撃波と境界層が干渉して発生する渦性の非定常流れが、少なからず翼に悪影響を与えていることが予想され、これらを詳細に解明しなければ上記問題点の解決は難しいと思われる。もちろん実験による解明は困難極まりないが、不幸にしてこれらを精度良く解明できるような数値計算スキームの提案も皆無と言わざるを得ない。

著者らの研究目的は、まさにそのような流れをシミュレートできる高解像差分スキームを開発することにある。著者らは、すでに各種の遷音速・超音速タービンや圧縮機を通る翼列流れを計算しており、その一部は非定常タービン翼列流れやタービン静・動翼列干渉流れに拡張された<sup>(3)(4)</sup>。このうち定常流れを仮定した場合の計算例では、超音速圧縮機翼列流れなどのきわめて複雑な流れを除いて、概ね妥当な結果が得られることがわかった。しかしながら、流れが本質的に非定常であるような場合を時間方向2次精度の時間積分スキームと従来の高々空間方向2次精度の空間差分スキームで計算しても、満足のいく結果が得られるとは限らないようである。たとえば衝撃波が非定常的に移動することで衝撃波自体がぼけてしまったり、後流が不自然にうねったりするような結果が得られたりする。この原因は比較的簡単であり、空間・時間方向の精度がまだ不足していることに他ならない。当然のことながら、より高次精度の数値計算スキームもいくつか提案されている。たとえば、従来TVDSスキームの欠点を改良し空間方向4次精度以上で計算することも可能なENOスキーム<sup>(5)</sup>がその一

つた。しかしながら概して言えることは、いずれもより高次精度を得るためにより複雑な計算アルゴリズムを導入せねばならず、既存の計算コードからの拡張が極めて困難である。

著者らは、上記問題点を解決するために、計算アルゴリズムが簡単で、かつ既存の計算コードへの拡張が容易な空間方向最大5次精度の差分スキームを提案した<sup>(6)</sup>。さらに時間方向最大2次精度の時間積分スキームと組み合わせることにより、非定常流れの計算に拡張されている。これを用いて計算した結果からは、いくつかの興味ある結果が得られているが、以下は特に顕著な例である。

1) 接触不連続面の捕獲能力が飛躍的に改善された<sup>(6)</sup> (図1(a)(b))。これは、二次元非定常オイラー方程式を計算した場合に得られた結果で、マッハシステムから発生したすべり線が衝撃波同様の精度で捕獲できるようになった。接触不連続面は衝撃波とは違い線形場のみ支配される比較的弱い不連続である。結果的に空間方向の精度を上げることでより鋭く捕獲できるようになったわけで、従来の空間方向3次精度以下の差分スキームでは精度が不十分であることが示された。

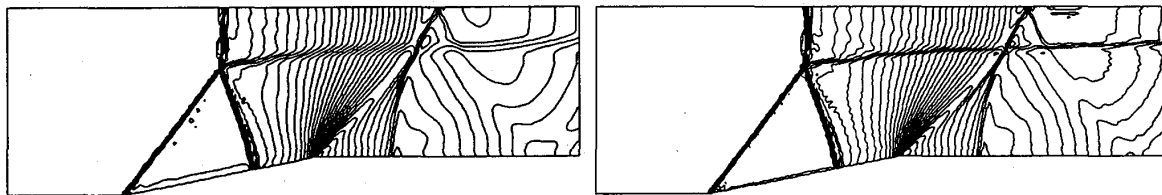


図1(a) 等マッハ数分布(3次精度)      図1(b) 等マッハ数分布(4次精度)

2) 渦の解像度が向上した<sup>(7)</sup> (図2(a)(b))。超音速混合層を計算し時間依存した単一渦の挙動を数値シミュレーションして得られた結果であり、これも空間方向の精度を上げたことによる改善に他ならない。この事実はたとえば乱流シミュレーションにおける最近の高次精度化の傾向からも裏付けされており、渦を捕獲するためにはより高次精度の計算スキームが必要であることが認識されている。

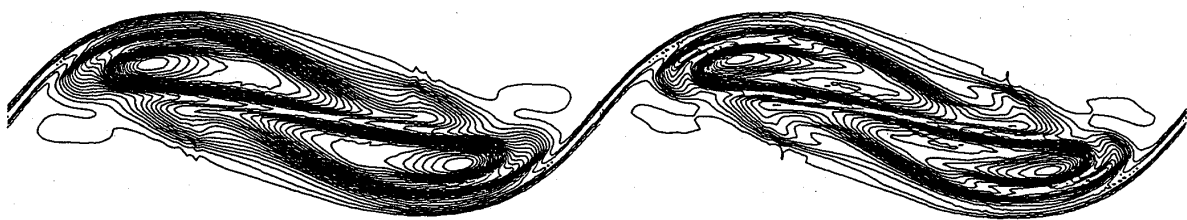


図2(a) 等渦度分布(3次精度)      図2(b) 等渦度分布(4次精度)

3) 遷音速タービン翼列(Guide Vane)流れの計算で翼表面から発生する高周波渦が捕獲された<sup>(8)</sup> (図3 (a)(b)、および図4 (a)(b))。実験結果がないのでこの渦の存在の有無に議論が残るが、非常に細かい計算格子を用いると類似の渦が発生することが知られている。すなわち、計算格子を細かくする代わりに空間方向の精度を上げることも同様の渦が捕獲できることがこの場合の計算結果から示唆される。

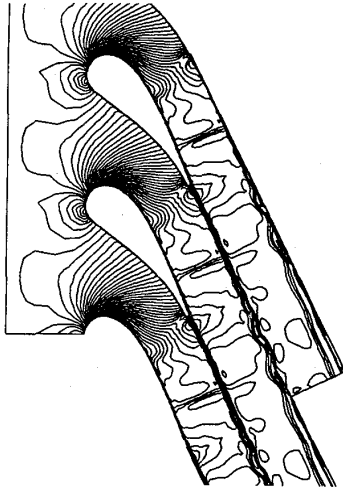


図3 (a) 等マッハ数分布(3次精度)

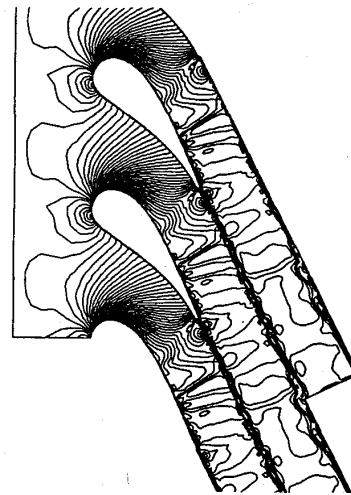


図3 (b) 等マッハ数分布(4次精度)

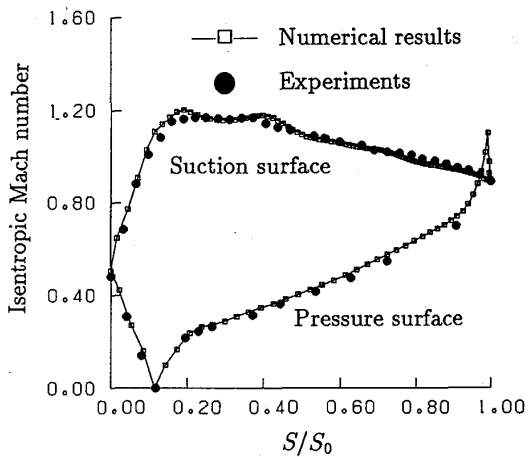


図4 (a) 翼表面等エントロピーマッハ数分布(3次精度)

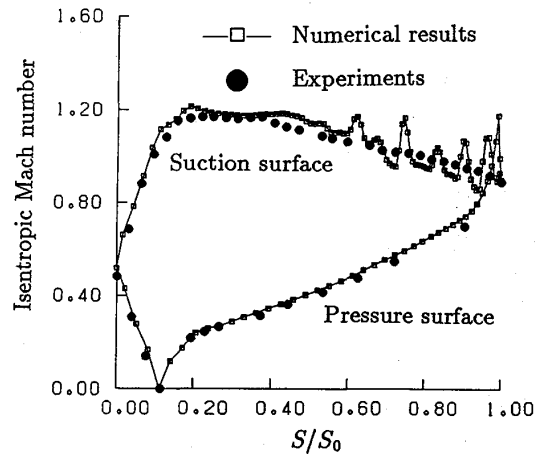


図4 (b) 翼表面エントロピーマッハ数分布(4次精度)

現在、本高解像差分スキームを既存の翼列流れの計算コードに再構築している段階で、各種の翼列流れを再計算しているところである。一方、この差分スキーム自体の改良も行っており、本論文では新たに改良された点を中心に簡単に報告し、計算結果を比較検討することでその有効性を示す。

## 2. 衝撃波／渦捕獲アルゴリズム

著者らが提案している高解像差分スキームを簡単に説明すると以下のようになる。

- 1) 空間方向最大5次精度を有した MUSCL TVDスキームを用いる。この特別な場合が4次精度コンパクトMUSCL TVD スキームとなり、従来の流束分離法(Flux Vector Splitting Method) を基にした3次精度 MUSCL TVDスキーム<sup>(4)</sup> にさらにコンパクト化された高次の付加項を加えることで簡単に構築することができる。
- 2) 時間方向はニュートン反復とクランク・ニコルソン法を組み合わせた最大2次精度の時間積分を行う。

一方、今回行った改良点は以下のようになる。

- 1) 流束分離法に代えて、流束差分分離法(Flux Difference Splitting Method) を導入する。具体的には、Roeタイプの流束差分分離法を用いた。
- 2) 1)の導入に伴い、従来は未知変数に対して行われていたMUSCLアプローチによる外挿を、初期変数に対しても行った。

以下には、式を用いて具体的に説明する。

### 2.1 3次精度MUSCL TVD スキーム

まず、流束分離法を基にした3次精度MUSCL TVDスキームは以下のように説明される。ただし、簡単のため1次元非線形双曲型保存則を用いて式を展開する。すなわち、

$$\partial q / \partial t + \partial f(a, q) / \partial x = 0 \quad (1)$$

ここで  $f(a, q)$  は、未知変数  $q$  と特性速度  $a = \partial f / \partial q$  の関数である。これを、空間方向に保存形で準離散化した式は次のようになる。

$$\partial q / \partial t + (\hat{f}_{\ell+1/2} - \hat{f}_{\ell-1/2}) / \Delta x = 0 \quad (2)$$

流束分離法は、関数  $\hat{f}$  を特性速度が正のみからなる関数  $f^+$  と負のみからなる関数  $f^-$  に分離する方法である。これにMUSCLアプローチを適用すれば最終的に離散化された  $\hat{f}_{\ell+1/2}$  は次のように表される。

$$\hat{f}_{\ell+1/2} = f^+(q_{\ell+1/2}^L) + f^-(q_{\ell+1/2}^R) \quad (3)$$

3次精度MUSCL TVDスキームでは、変数  $q^L$ ,  $q^R$  は次式を用いて補間される。

$$q_{\ell+1/2}^L = q_{\ell} + \frac{1}{6}(\Delta \bar{q}_{\ell-1/2} + 2\Delta \tilde{q}_{\ell+1/2}) \quad (4)$$

$$q_{\ell+1/2}^R = q_{\ell+1} - \frac{1}{6}(2\Delta \bar{q}_{\ell+1/2} + \Delta \tilde{q}_{\ell+3/2}) \quad (5)$$

ただし、

$$\Delta \bar{q}_{\ell-1/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell-1/2}, b_1 \Delta q_{\ell+1/2}) \quad (6)$$

$$\Delta \tilde{q}_{\ell+1/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell+1/2}, b_1 \Delta q_{\ell-1/2}) \quad (7)$$

$$\Delta \bar{q}_{\ell+1/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell+1/2}, b_1 \Delta q_{\ell+3/2}) \quad (8)$$

$$\Delta \tilde{q}_{\ell+3/2} = \bar{m}(\Delta q_{\ell+3/2}, b_1 \Delta q_{\ell+1/2}) \quad (9)$$

$$1 < b_1 \leq 4$$

$\bar{m}$ はminmod関数などの流束制限関数を用いる。

## 2.2 4次精度コンパクトMUSCL TVD スキーム

式(6)-(9)に相当する式は

$$\Delta \bar{q}_{\ell-1/2} = \bar{m}(\Delta^* q_{\ell-1/2}, b_1 \Delta^* q_{\ell+1/2}) \quad (10)$$

$$\Delta \bar{q}_{\ell+1/2} = \bar{m}(\Delta^* q_{\ell+1/2}, b_1 \Delta^* q_{\ell-1/2}) \quad (11)$$

$$\Delta \bar{q}_{\ell+3/2} = \bar{m}(\Delta^* q_{\ell+1/2}, b_1 \Delta^* q_{\ell+3/2}) \quad (12)$$

$$\Delta \bar{q}_{\ell+3/2} = \bar{m}(\Delta^* q_{\ell+3/2}, b_1 \Delta^* q_{\ell+1/2}) \quad (13)$$

ここまでの式に関しては、3次精度の場合と基本的に同じである。本スキームの特徴は、式(10)-(13)の $\Delta^* q$ が、二つの項から構成されていることである。

$$\Delta^* q_{j+1/2} = \Delta q_{j+1/2} - \frac{1}{6} \Delta^3 \bar{q}_{j+1/2} \quad (14)$$

ただし、

$$\Delta^3 \bar{q}_{j+1/2} = \Delta \bar{q}_{j+3/2} - 2\Delta \bar{q}_{j+1/2} + \Delta \bar{q}_{j-1/2} \quad (15)$$

式(14)の第二項が前述の付加項を意味し、ここにさらに以下のような制限関数が適用される。

$$\Delta \bar{q}_{j-1/2} = \bar{m}(\Delta q_{j-1/2}, b_2 \Delta q_{j+1/2}, b_2 \Delta q_{j+3/2}) \quad (16)$$

$$\Delta \bar{q}_{j+1/2} = \bar{m}(\Delta q_{j+1/2}, b_2 \Delta q_{j+3/2}, b_2 \Delta q_{j-1/2}) \quad (17)$$

$$\Delta \bar{q}_{j+3/2} = \bar{m}(\Delta q_{j+3/2}, b_2 \Delta q_{j-1/2}, b_2 \Delta q_{j+1/2}) \quad (18)$$

$$1 < b_1 \leq 4, \quad b_2 \simeq 2$$

このスキームの最大の特徴は、その計算アルゴリズムの単純さである。すなわち、式(14)の第二項のみが新たに導入される部分であり、プログラムステップ数にしても十数行に満たない。モジュール化されたこの計算部分を既存のサブルーチンに組み込むだけで簡単に本スキームに拡張することができる。この第二項では、高周波数成分に対してさらに流束制限が行われ、結果的に衝撃波の位置では従来同様一次精度に帰着されるので TVD条件は満足されているといえる。

## 2.3 流束差分法への適用

ゴドノフ法から派生してきたMUSCLアプローチは現在、Steger-Warmingやvan Leerで代表される流束分離法と同様に Roeが提案した近似リーマン解法にも適用されている。それらは、流束自身ではなく流束差を特性速度に従って分離することから流束差分法と呼ばれる。本論文では、Roeタイプの流束差分法を基にした4次精度MUSCL TVDスキームを開発した。なお、この分野の詳細な解説は文献(10)が詳しい。

2.1と同様スカラー方程式を用いて説明すれば、関数 $\hat{f}$ は次式で表される。

$$\hat{f}_{\ell+1/2} = \frac{1}{2} [f(q_{\ell+1/2}^L) + f(q_{\ell+1/2}^R) - |a(q_{\ell+1/2}^L, q_{\ell+1/2}^R)| (q_{\ell+1/2}^R - q_{\ell+1/2}^L)] \quad (19)$$

上記の式は実際には方程式系に適用され、特性の理論に基づいて計算される。

空間方向の差分スキーム以外で考慮した点は、前述のように、時間方向にはNewton反復とCrank-Nicholson法に基づく2次精度時間積分スキームを用いる。また乱流を考慮する上で、従来より採用している二方程式k- $\epsilon$ モデルを今回も用いた。非定常計算アルゴリズムならびに高次精差分スキームとの整合性で議論が残るが、今回捕獲されるであろう非定常流れが乱流の渦スケールよりも十分大きいという前提で用いることとする。すなわち、きわめて小さな渦のみ時間平均されることを意味する。

### 3. 数値計算例

標準的な翼列流れ問題として多く計算されている文献(11)の2次元タービン翼列流れを計算した。図5に計算格子を示す。格子点数は181 $\times$ 61で格子の直交性が改善されている。差分スキームとして、以下の4種類の場合を使用した。

CASE A : 流束分離型で従属変数( $\rho, \rho u, \rho v, e$ )をMUSCL補間

CASE B : 流束分離型で初期変数( $\rho, u, v, p$ )をMUSCL補間

CASE C : 流束差分型で従属変数( $\rho, \rho u, \rho v, e$ )をMUSCL補間

CASE D : 流束差分型で初期変数( $\rho, u, v, p$ )をMUSCL補間

図6(a)-(d)と図7(a)-(d)はそれぞれCASE A, B, C, Dにより計算されたある無次元同時での瞬間マッハ数分布ならびに翼表面瞬間等エントロピーマッハ数分布である。

図6から、いずれも衝撃波はかなり鮮明に捕獲されている様子がわかる。また、翼後縁から発生した後流が次第に周期的渦性流れに変化する傾向も捕獲されている。差分スキームによる解の違いに関しては、衝撃波・渦の捕獲能力に着目すればCASE Dが最も劇的にこれらを捕獲しており、他の3つ

のタイプはほぼ同程度であるといえる。また、図7の実験結果との比較では、いずれのCASEも実験値を良く再現している。特に翼後縁付近でのCASE B, Cの計算結果はより実験結果に近づいているのがわかる。ただし計算結果が瞬間値であることから厳密には比較できないが、翼負圧面後縁付近以外はほとんど時間的変化はなかった。なお、衝撃波が翼負圧面にぶつかっている位置での不一致がCASE B, Dで示されているが、原因はいくつか考えられ実験結果が時間平均値であることによる差異の可能性もあり、今後さらに検討する必要がある。

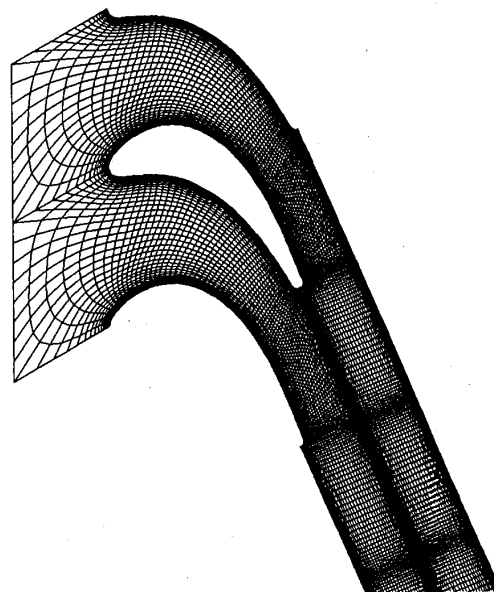


図5 計算格子



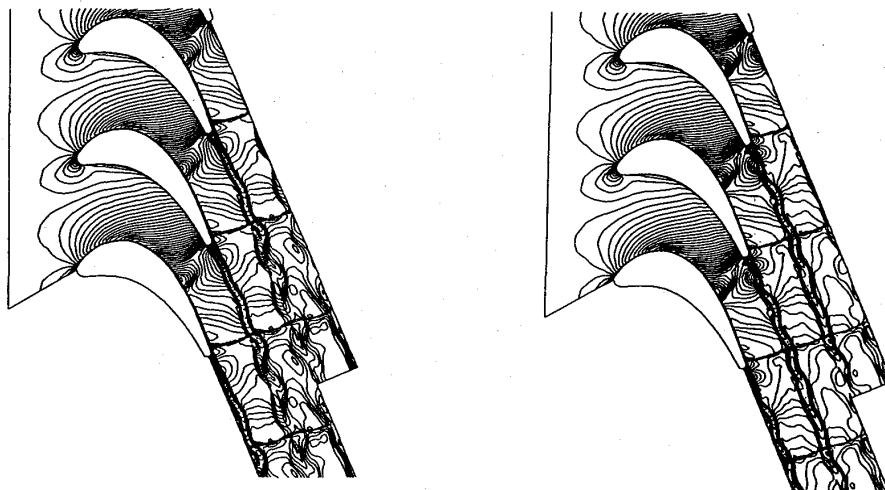


図 6 (a) 瞬間等マッハ数分布 (CASE A) 図 6 (b) 瞬間等マッハ数分布 (CASE B)

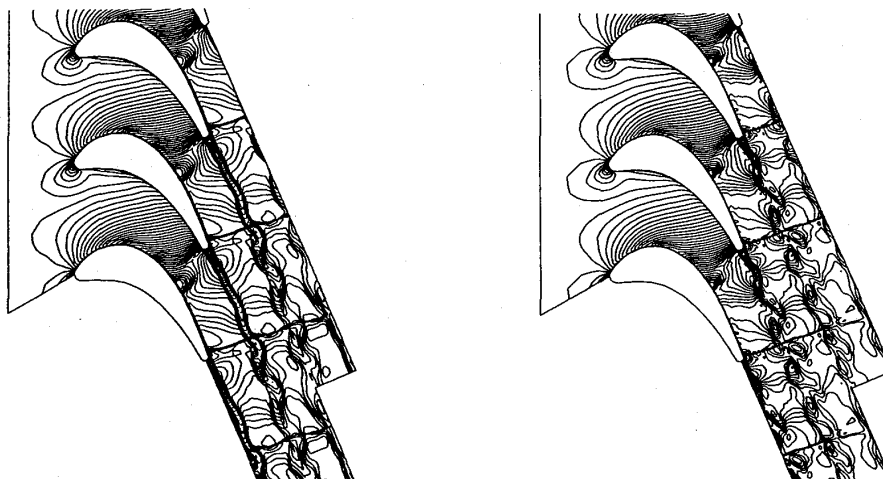


図 6 (c) 瞬間等マッハ数分布 (CASE C) 図 6 (d) 瞬間等マッハ数分布 (CASE D)

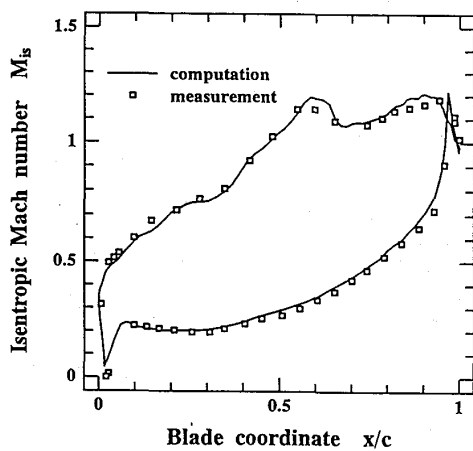


図 7 (a) 翼表面瞬間等エントロピー  
マッハ数分布 (CASE A)

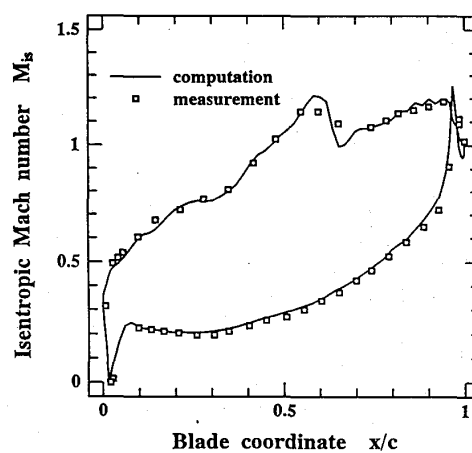


図 7 (b) 翼表面瞬間等エントロピー  
マッハ数分布 (CASE B)

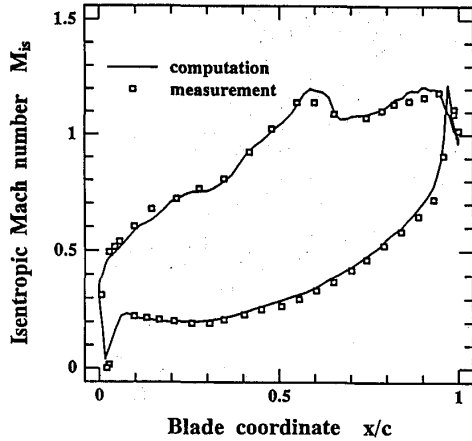


図7 (c) 翼表面瞬間等エントロピー  
マッハ数分布 (CASE C)

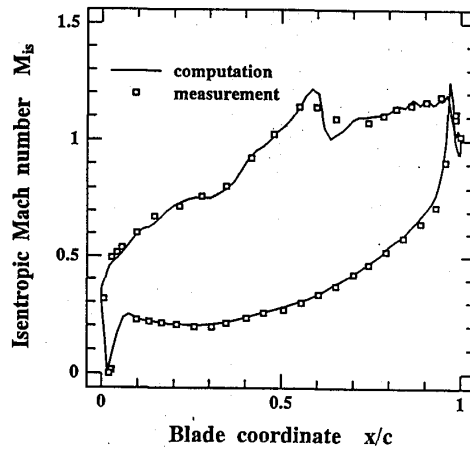


図7 (d) 翼表面瞬間エントロピー  
マッハ数分布 (CASE D)

#### 4. おわりに

著者らが開発した高解像差分スキームの概略と新たに改良した点を簡単に報告した。いずれも、非定常翼列流れ計算を初め、実用的な流れの計算に簡単に適用できることが期待できる。今回新たに Roeタイプの差分スキームへの拡張も可能になったことにより、著者らの計算コードのみならず、既存のほとんどの圧縮性流れの計算コードに本差分スキームが組み込めることになった。今後より具体的な非定常翼列流れの計算を行い、本数値計算スキームの有効性をさらに検証する予定である。なお、本論文を三次元に拡張した場合の計算例も報告する予定である<sup>(12)</sup>。

#### 文献

- (1) I. K. Jennions and M. G. Turner, Trans. ASME, J. Turbomachinery, 115(1993), 261-272.
- (2) W. N. Dawes, Trans. ASME, J. Turbomachinery, 115(1993), 283-295.
- (3) S. Yamamoto and H. Daiguji, Computers & Fluids, 19-3/4(1991), 15-32.
- (4) S. Yamamoto, T. Ono and H. Daiguji, Proc. of 1991 Yokohama Int. Gas Turbine Cong., (1991), 67-74.
- (5) A. Harten, J. Comp. Phys., 83(1989), 148-184.
- (6) S. Yamamoto and H. Daiguji, Computers & Fluids, 22-2/3(1993), 259-270.
- (7) H. Daiguji, S. Yamamoto and K. Ishizaka, Lecture Notes in Physics, 414 (1992), 315-319.
- (8) S. Yamamoto and H. Daiguji, AIAA Paper No. 92-3044, (1992).
- (9) P. L. Roe, J. Comp. Phys., 43(1981), 357-372.
- (10) C. Hirsch, Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol. II, (1988), published by John Wiley & Sons, New York.
- (11) R. Kiock et al, Trans. ASME, J. Engng. Gas Turbine and Power, 108(1986) 277-285.
- (12) X. Yuan, S. Yamamoto and H. Daiguji, presented in 5th Int. Symp. on Compu. Fluid Dynamics-Sendai, (1993).

## ピッチング振動する遷音速翼列の非定常空力特性 (振動数の影響)

\* 白鳥敏正 (都立科学技術大学)

野口康雄 (サルフォード大学)

### 1. まえがき

遷音速域で作動する軸流圧縮機やファンの翼列間において、作動条件によっては翼列前方あるいは翼間流路で超音速域と衝撃波が生じ、流れはチョークする。このうち衝撃波は、大きな損失を生じさせる事から、通常、翼列の設計点ではこれの影響の少ないように翼型、翼列配置などが決められる。ところが作動点がこの設計点からはずれた場合、予想しない衝撃波がたやすく発生し、これが大きな損失を産み出し、さらに時には、これが変動する事によって翼に大きな変動力を作用させる、いわゆるショックフラッタが発生する可能性があると考えられている。このような観点から、二次元遷音速翼列の非定常空力特性と衝撃波挙動との関連を、数値シミュレーションによって調べる事とし、すでに2、3の場合について調べ報告した(1)、(2)。本報では、ピッチング振動する翼列について振動数の影響を調べた結果を述べる。

### 2. 解析モデル

基礎方程式としては、一般座標系 ( $\xi, \eta$ ) において薄層近似をほどこした二次元時間平均ナビエーストークス方程式 (レイノルズ方程式) を用いた。乱流モデルには単純な代数モデルであるBaldwin-Lomax モデルを用い、翼前縁から1%以降を強制的に乱流とした。数値解法としては、空間微分に対して中心差分、時間微分に対して予測子修正子の二段階陽的差分解法を用いている。また計算の安定化のためにJameson型の二次、四次の人工拡散項を原著者らの値より若干弱めて付加している。計算は翼間二流路について行い、翼は振動軸回りに正弦波状ピッチング振動するものとし、これは翼面と共に動く移動格子によって表現している。境界条件について、翼面境界ではNon-slip条件を、周期境界では周期条件を、流入境界では流入角、等エントロピ条件、静圧外挿値を与え、流出境界では一定静圧値、その他内点からの外挿値を用いている。また振動翼列の計算においても流入、流出境界条件は静止翼列と同一の条件を用いている。翼の振動条件としては、ピッチング振動の振幅  $\theta_0 = 1^\circ$ 、振動数  $f = 200, 400, 600\text{Hz}$  (代表速度  $V = 340\text{m/s}$ , 代表長さ  $L = 0.1\text{m}$ とした時、無次元振動数  $K = 0.1848, 0.3696, 0.7392$  に相当)、ピッチング振動軸位置  $x_p =$  翼弦方向50%点、隣接翼との位相差  $\phi = 180^\circ$  とした。

以上の方法により、以下のような諸元を持つ二次元翼列の場合について計算を行った。

二重円弧翼型（最大翼厚比：5 %、反り角：9.12°）

翼の入口角：54.56°、出口角：45.44°

食い違い角： $\gamma = 50^\circ$ 、ピッチ/コード比：0.65

$Re = 10^6$  とし、流れ場を決めるパラメータとして、流出静圧  $P_{s2}$  を用いて計算を行った。なお以降の圧力値はすべて流入全圧  $P_{T1}$  で無次元化されたものである。

### 3. 計算結果

あらかじめ上記翼列の特性を明確にしておくために、静止翼列の場合について入射角  $i$ 、流出静圧  $P_{s2}$  をパラメータとして計算を行い、その結果(1)より中庸の負荷となっている  $i_0 = 2^\circ$ （流入角  $\beta_1 = 56.56^\circ$ ）で流れがチョークし、衝撃波の存在する  $P_{s2} = 0.675$  の場合を取りあげて調べる事とした。まずこの場合の静止翼列の流れ場全体を等マッハ線図により図1に示す。翼前縁前方から翼上面にいたる衝撃波と翼間衝撃波が形成されており、計算結果から流入マッハ数  $M_1 = 0.981$ 、転向角  $\Delta\beta = 5.04^\circ$ 、全圧損失  $\Delta P_T = 0.0381$  であった。

#### 翼振動に伴う衝撃波挙動

翼振動に伴い、翼前方衝撃波、翼間衝撃波は移動、発生そして消滅などの挙動を示すが、翼間流路中央と中央翼上下面近傍での衝撃波位置の周期的変化を図2に示す。ここで衝撃波位置は翼面上では特定出来ないので、境界層外となる所（翼より  $n$  方向に12格子離れた所）での静圧より  $dP/d\xi$  最大となる点として求めた。翼間流路中央における衝撃波挙動を見ると、前方衝撃波はほぼ静止しており、また翼振動数の影響をほとんど受けていないが、後方の翼間衝撃波は翼振動数の違いにより異なった挙動を示す。すなわち、 $f = 200, 400\text{Hz}$  では後方から、前方へ移動してきて、一部消滅する時があるが、 $f = 600\text{Hz}$  ではほぼ正弦波状の動きを示す。このような挙動が中央翼上下面近傍でみると図に示したように表される。

#### 空気力仕事 $E$ の翼面分布

次にフラッタとの関連で重要な指標となる翼に対する空気力仕事  $E$  の翼面分布を図3に示す。これをみると空気力仕事  $E$  の翼面分布は翼振動数により大きく変化する。すなわち  $f = 200\text{Hz}$  では空気力仕事  $E$  が正となる所は、下面側の衝撃波後方から振動軸手前までと上面側の第一と第二衝撃波にはさまれた所であるが、 $f = 400, 600\text{Hz}$  では翼下面は負の値となり、一方、振動軸後方で正となる。特に  $f = 600\text{Hz}$  では翼間衝撃波の変動によるピークがみられる。さてこれらの値を積分して翼全体での空気力仕事を求めてみると各々  $E_{ALL}/\theta^2 = -1.163, -0.914, -0.383$  と負であるので、これらの振

動条件では翼は空力安定である。

#### 流入、流出境界値の変化

以上、示したように振動数の違いにより衝撃波の発生状況、空気力仕事等に違いが生ずるがその要因あるいはその結果として、流入、流出境界での各量の変化が予想される。そこで図4に翼振動に伴う流入マッハ数  $M_1$ 、転向角  $\Delta\beta$ 、全圧損失  $\Delta P_T$  の周期的変化（上側流路流入、流出境界での平均値）を示した。これらを見ると、翼振動に伴い  $M_1$  は正弦波状に変化し、また振動数にはほぼ比例する遅れがみられる。これは、翼振動による流路面積の変化により生じた圧力擾乱の前方への伝播とその遅れによるものと考えてよいであろう。また転向角  $\Delta\beta$ 、全圧損失  $\Delta P_T$  は衝撃波の変動・消滅、境界層との干渉の影響を受け複雑に変動している。

#### 4. むすび

以上、ピッチング振動する遷音速翼列の衝撃波挙動と非定常空力特性に関して、代表的な場合について粘性流数値解析により調べたが、その定性的要因としては翼振動により生ずる流路面積・スロート位置の変化、これと流入流出状態の変化そして衝撃波と境界層との干渉が挙げられる。これらが複雑に影響しあっているため、一般性のある結果を導きにくい。今回取り扱った例では、翼前方衝撃波挙動は流入状態および振動軸前方流路面積の変化、翼間衝撃波挙動は流出状態および振動軸後方流路面積の変化に主として支配されると推測される。

#### 参考文献

- (1) 白鳥、野口、桜井、日本ガスタービン秋季講演会講演論文集、  
1992.11、pp.105-112.
- (2) 白鳥、野口、日本機械学会第70期通常総会講演会、1993.3、pp.284-286

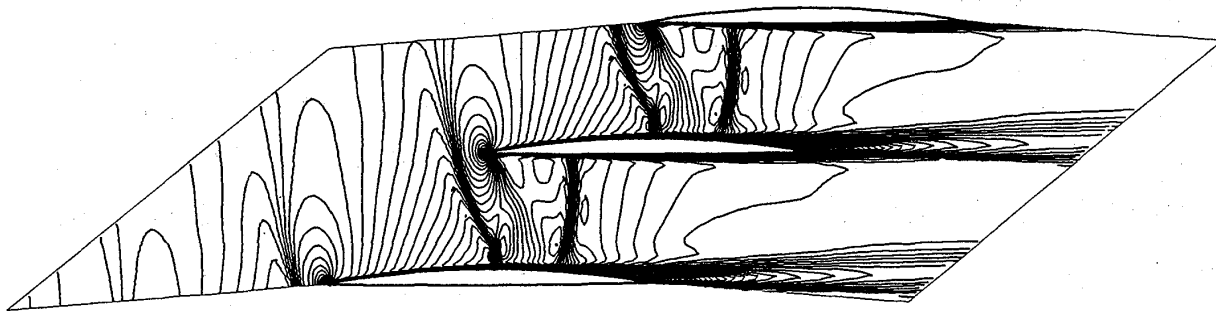


図1 静止翼列の場合の等マッハ線図

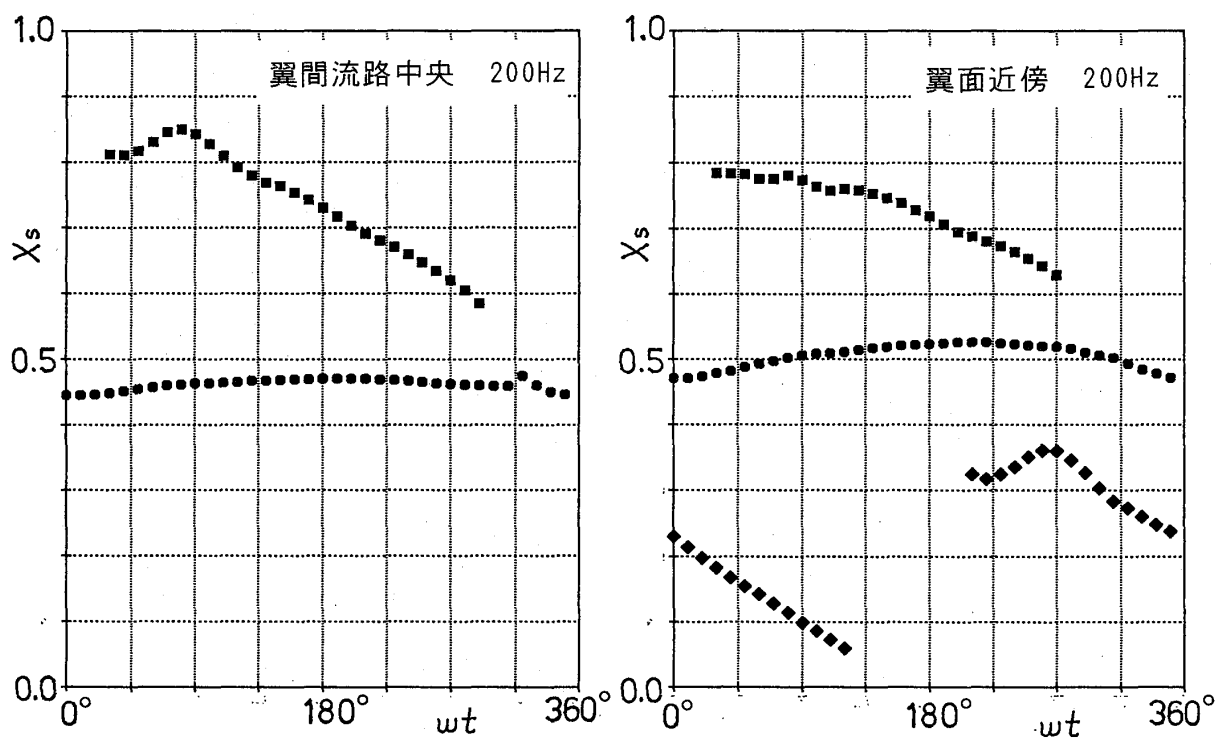


図2 翼振動による衝撃波位置の変化

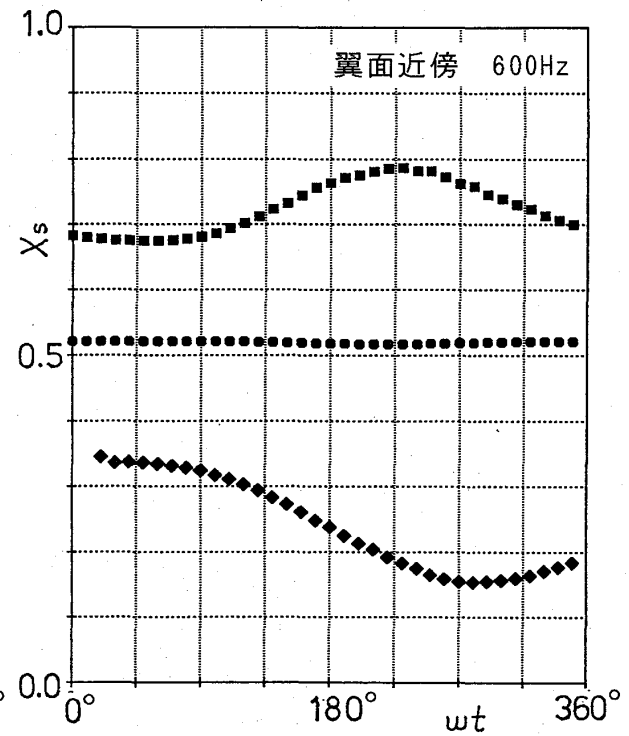
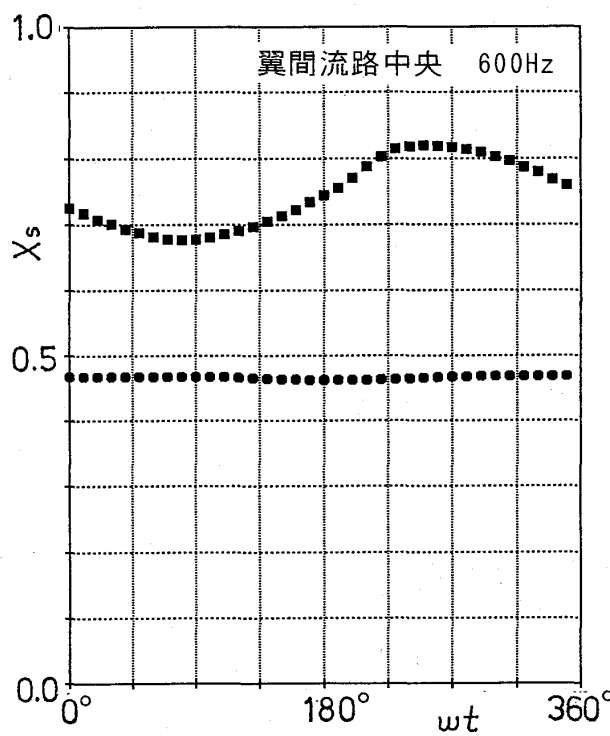
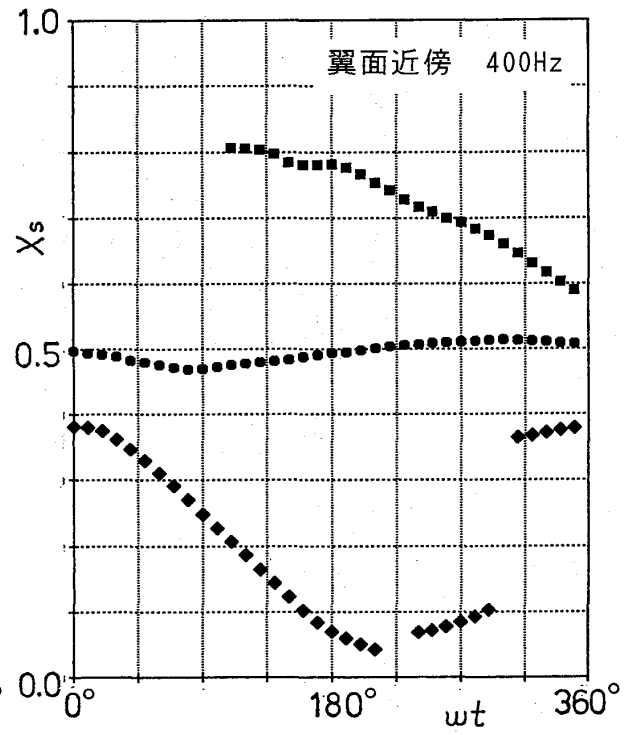
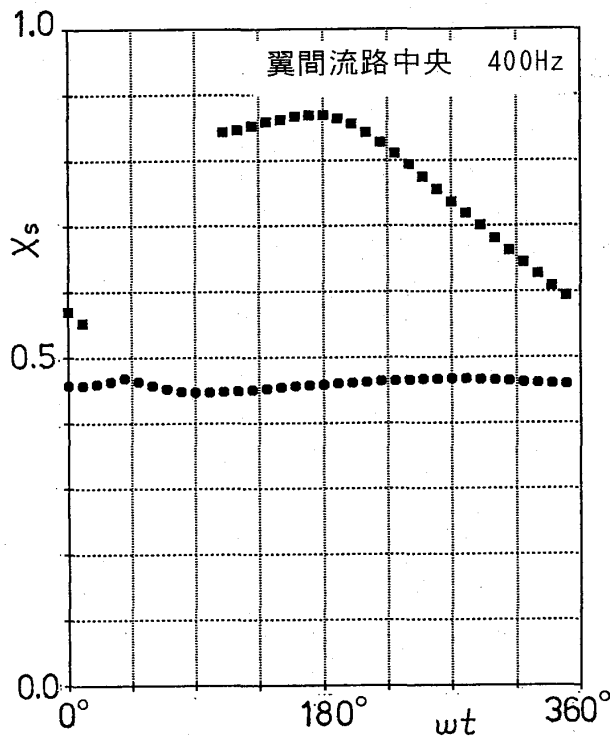


図2 翼振動による衝撃波位置の変化 (続き)

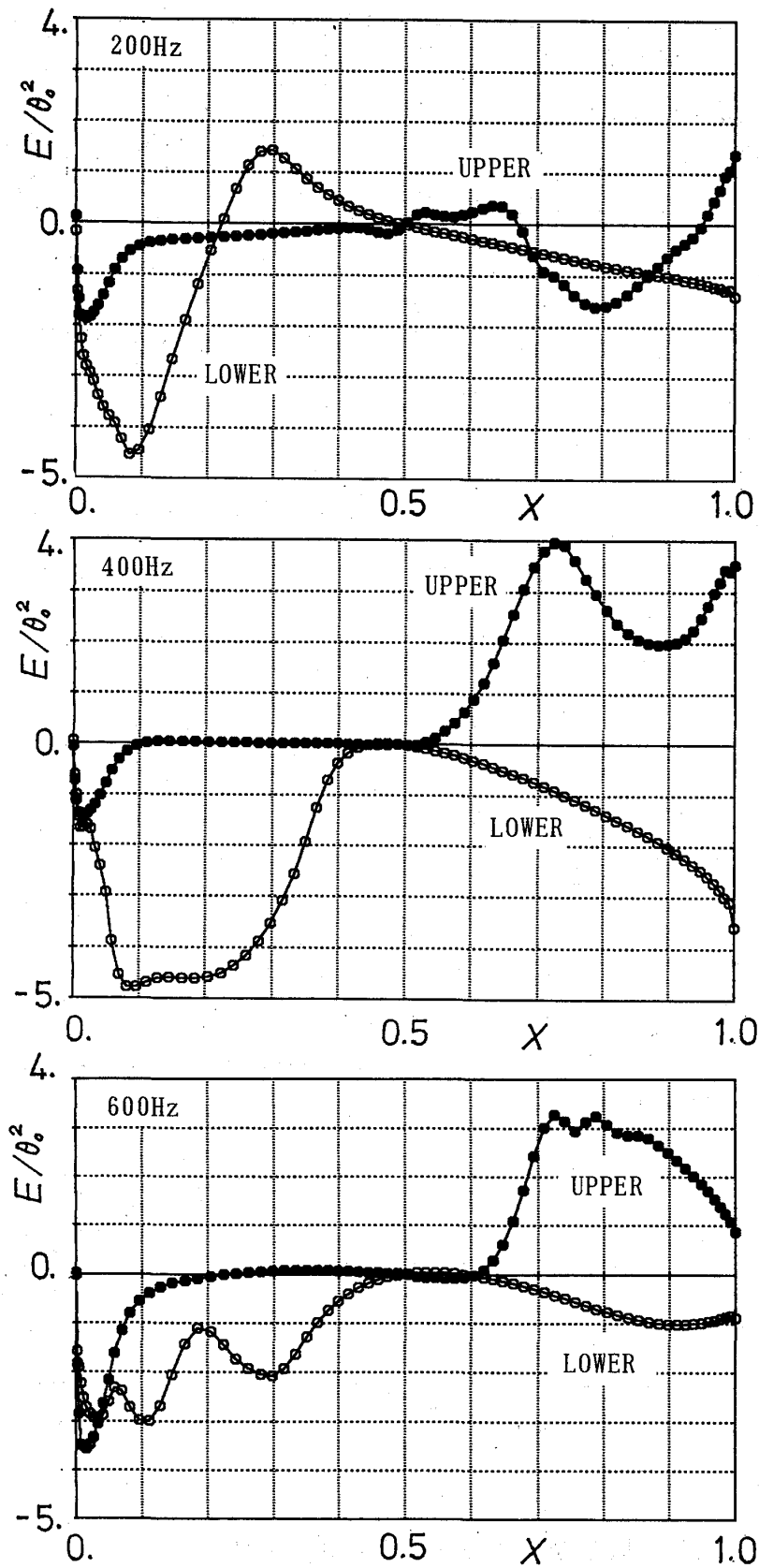


図3 翼振動による翼面上空気力仕事分布



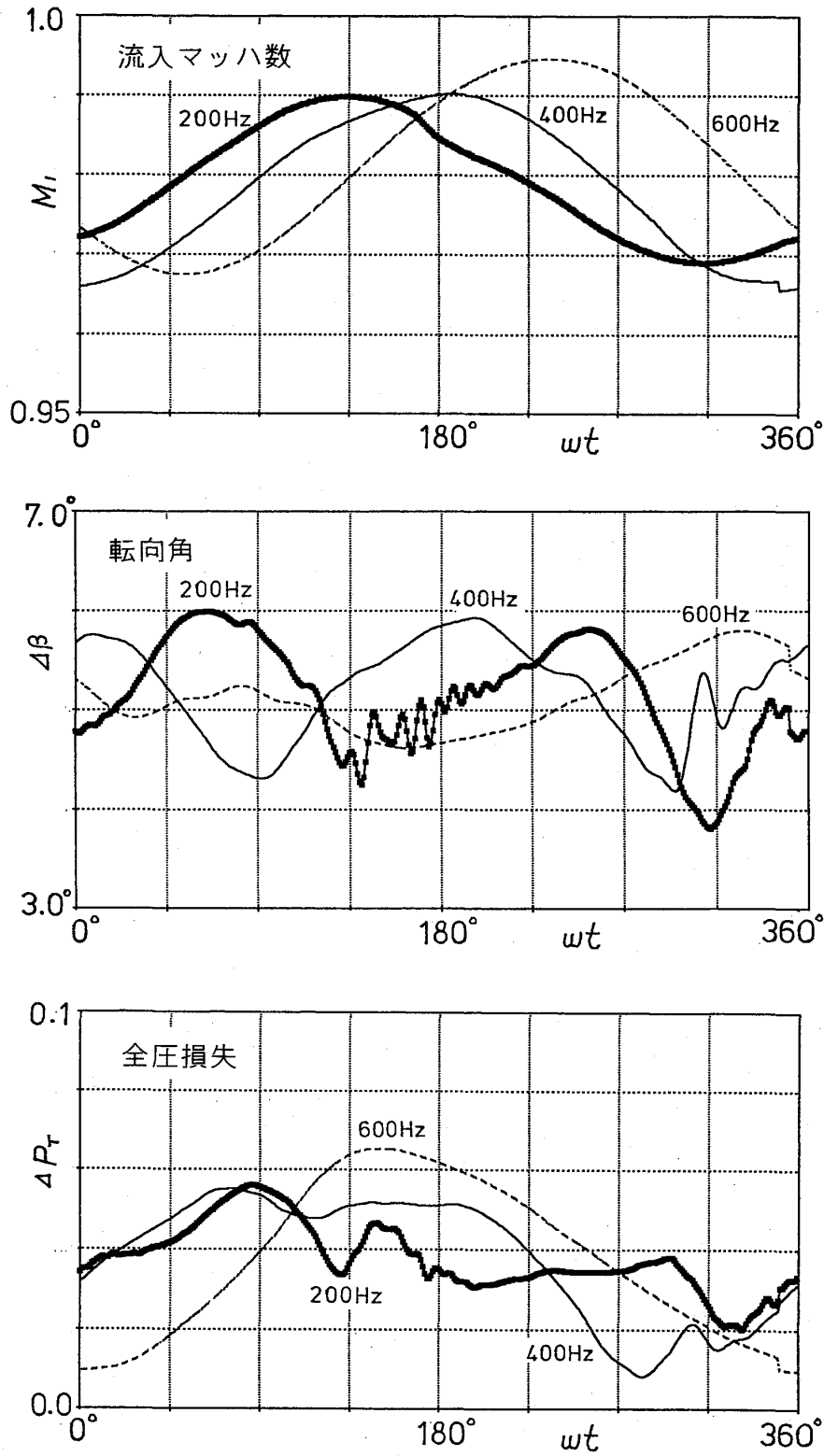


図4 翼振動による流入、流出境界値の変化

動・静翼干渉によるタービン流路内の壁圧変動と損失との関係

- \* 松沼 孝幸 (早稲田大学大学院)
- 池内健一郎 (日本航空)
- 山本 孝正 (航空宇宙技術研究所)
- 大田 英輔 (早稲田大学)
- 松木 正勝 (日本工業大学)

1. 緒言

タービン翼の先端からの漏れ流れによる損失は、翼間で発生する様々な損失のうち特に大きく、タービンの高性能化には、この損失を解明し低減させることが必要である。このために、翼先端隙間内の流れの構造<sup>(1)-(3)</sup>、漏れ流れに及ぼす流入角や翼先端隙間の大きさの影響<sup>(4)</sup>、翼先端形状の効果<sup>(5)</sup>など数多くの研究が行われている。しかし、これらは殆ど定常流れ状態での研究である。実際のタービン内の流れは、回転翼列と静止翼列の干渉により極めて複雑な非定常流れ状態となっており、壁面近傍の流れはもちろん、翼先端隙間内の流れも同様に干渉の影響を受けるものと思われる。

本研究では、タービンの第1段動翼列とその下流の第2段静翼列の干渉によって生ずる壁面近傍の非定常な流れ(翼先端内の流れを含む流れ)を理解するために、高応答の超小型圧力センサを用いて、動翼列と静翼列を含む域に渡って翼先端側の壁圧の測定を行い、回転数(流入角)の影響を調べた。さらに、別に行った動翼列内の三次元内部流動の測定結果と比較して、壁圧と損失の関係についても考察した。

2. 実験方法と解析方法

実験には、1.5段タービンの低速円環翼列風洞を用いた。この風洞では、図1のように、第1段静翼列の十分下流に、第1段動翼列と第2段静翼列が配置されている。したがって、第1段静翼列による

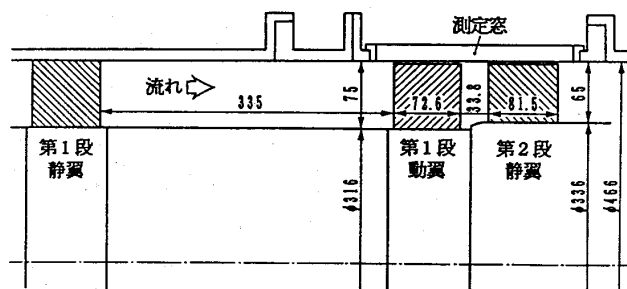


図1 試験部の概要

表1 翼列の主要仕様

|          | 動翼       | 静翼       |
|----------|----------|----------|
| 翼枚数      | 20       | 16       |
| 翼弦長      | 73.5mm   | 104.4mm  |
| 軸方向翼弦長   | 72.6mm   | 81.5mm   |
| 翼スパン     | 75.0mm   | 75.0mm   |
| 翼ピッチ     | 61.42mm  | 76.66mm  |
| 流入キャンバー角 | -49.8deg | 0.0deg   |
| 流出キャンバー角 | 63.5deg  | -68.0deg |
| 転向角      | 110.3deg | 68.0deg  |
| 設計流入角    | -43.6deg | 0.0deg   |
| 設計流出角    | 63.5deg  | -68.0deg |
| 設計転向角    | 107.1deg | 68.0deg  |
| 食達角      | 17.0deg  | -39.0deg |
| アスペクト比   | 1.020    | 0.718    |
| 弦節比      | 1.20     | 1.36     |
| 前縁比      | 0.111    | 0.127    |
| 後縁比      | 0.056    | 0.033    |
| 翼最大厚     | 19mm     | 22mm     |
| 内径       | 316mm    | 336mm    |
| 外径       | 466mm    | 466mm    |

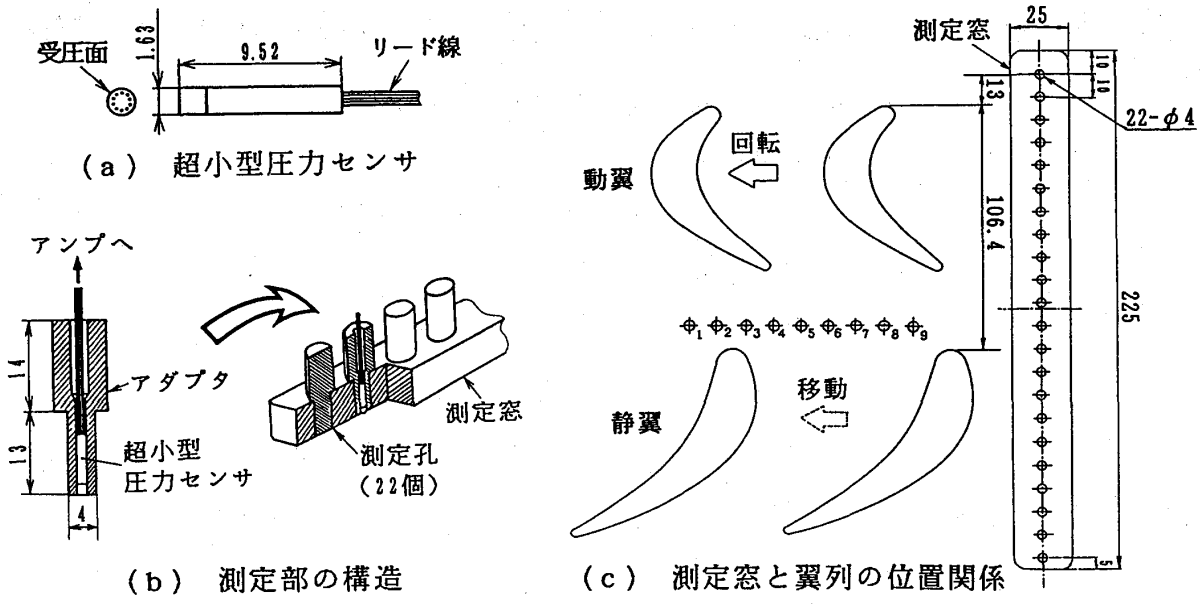


図2 測定部

後流の影響が除去されて、動翼列には周方向に一様な旋回流れが流入する。表1に、翼列の主要仕様を示す。動翼列の翼先端隙間は1.2[mm]（翼高さの1.6%）であり、第2段静翼列も0.8[mm]（同1.2%）の翼先端隙間を有している。

測定部を、図2に示す。第1段動翼列の上流13[mm]の位置から10[mm]間隔でケーシングの測定窓に設けた22個の測定孔へ、高応答の超小型圧力センサ（Entran Devices社製、EPIS-050B-2S、共振周波数100[kHz]）を差し込んで測定した。この超小型圧力センサは外気温度に敏感で、基準圧が非常に変化しやすいので、非定常圧力データを取得するためだけに用いる。すなわち、温度補償された別の圧力センサで定常成分を測定し、これに超小型圧力センサから得られる非定常成分を加える方法を取った。測定位置は、軸方向に関しては圧力センサを差し込む測定孔を変えることにより、周方向に関しては静翼列を周方向に移動させて圧力センサとの相対位置を変えることにより、変更した。

図3に、計測システムの構成を示す。測定データは、フォトセンサの信号（動翼1周で1パルス）を測定開始のトリガ信号とし、動翼エンコーダの分割パルスに同期させて、高速波形記録装置に取り込む。各測定位置での408個の測定

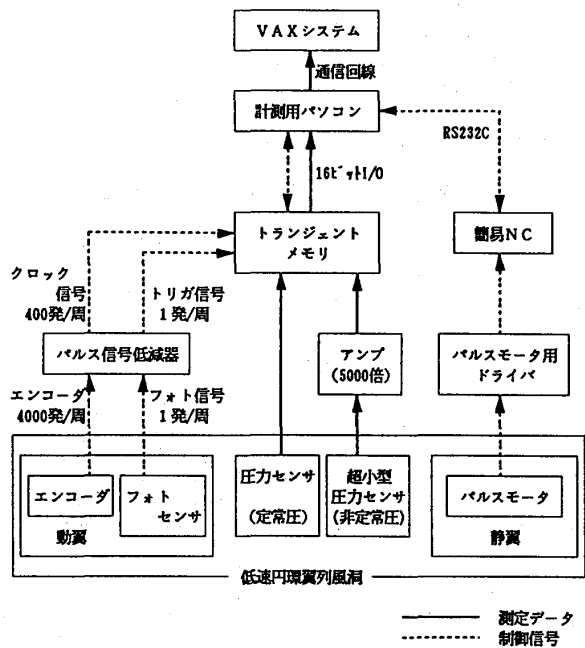


図3 計測システム

データ  $P_m$  から、壁圧  $\overline{P_m}$ 、壁圧変動（標準偏差）  $\overline{P_m'}$  を得る。得られた壁圧と壁圧変動は、次のように無次元化した。

$$C_p = \frac{\overline{P_m} - P_1}{\rho V_1^2 / 2}$$

ただし、  $\overline{P_m} = \frac{\sum_{i=1}^{408} P_m}{408}$

$$C_p' = \frac{\overline{P_m'}}{\rho V_1^2 / 2}$$

ただし、  $\overline{P_m'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{408} (P_m - \overline{P_m})^2}{408}}$

ここで、 $P_1$  は動翼入口での平均圧力、 $P_m$  は測定点圧力、 $\rho$  は密度、 $V_1$  は動翼入口ミッドスパンでの絶対流速を表す。また、これらの時間平均値を以下  $\overline{C_p}$  および  $\overline{C_p'}$  で示す。

測定は、流量を一定に保ち、回転数を 522[rpm]（設計回転数；動翼ミッドスパンで設計流入角となる回転数）、330[rpm]（設計回転数の 63%）、760[rpm]（同 146%）の 3 種類に変化させて行った。測定時間は、522[rpm] の場合、約 1 時間 40 分である。

### 3. 実験結果と考察

#### 3.1 設計回転数における翼列まわりの時間平均壁圧分布

図 4 (a) に、設計回転数 522[rpm] における動翼と静翼の先端での速度三角形を示す。

図 4 (b) に、動翼と静翼のまわりで時間平均した壁圧分布を示す。動翼内には、翼後半の正圧面近くに圧力勾配の大きな領域（圧力低下が著しい領域）が見られる。この圧力勾配は、翼先端隙間を通過して圧力の高い正圧面側から圧力の低い負圧面側に流れる流れが、正圧面側のエッジで加速されることにより生じると考えられる<sup>(4)</sup>。本実験では下流の静翼にも翼先端隙間をもたせてあり、翼正圧面に沿った大きな圧力勾配から、この翼にも流れが生じていることがわかる。

図 4 (c) に、時間平均した壁圧変動分布を示す。圧力変動の大きな領域は、動翼・静翼とも、翼列後半部の正圧面近傍と負圧面近傍であり、特に負圧面近傍で大きな

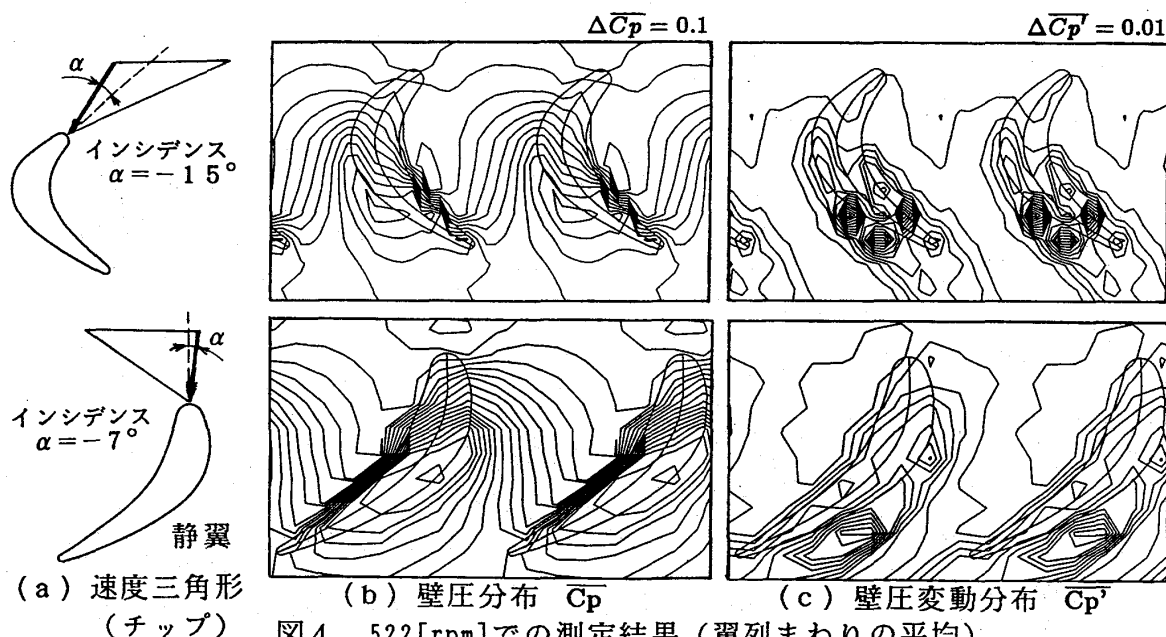


図 4 522[rpm]での測定結果（翼列まわりの平均）

っている。これらの位置は、漏れ流れが翼先端隙間に流入または流出するところである。この圧力変動の大きな領域は、後に見るように損失の大きな領域と一致することから、漏れ流れが翼先端隙間に流入および流出するとき、損失の発生が著しいことがわかる。

なお、前述の壁圧変動分布図には、翼列後半の分布に局所的なピークが見られる。これが渦の発生によるものか、測定格子によるものかを調べるために、測定格子を細かく（軸方向に2倍、周方向に3倍）して実験を行った（この場合の実験時間は約8時間）。この結果を、図5に示す。局所的なピークが常に測定格子上に現れていることが判明した。このことから、局所ピークのある測定格子を結ぶ線上付近に、まわりと比べて変動の著しく大きな領域が存在していること、渦の発生によるものではないこと、がわかる。

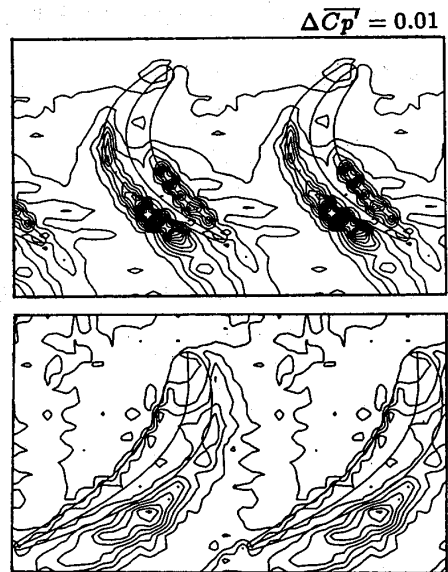


図5 測定点数を増加した時の壁圧変動分布  $\overline{Cp'}$  (522[rpm], 翼列まわりの平均)

### 3. 2 回転数の影響

#### (1) 回転数を減少させた場合

図6(a)に、回転数を330[rpm]にした場合の速度三角形を示す。回転数を減少させると、インシデンス（流入角）が正の（すなわち、翼の正圧面側に流れがぶつかる）方向になる。この場合、前述の522[rpm]の時に比べ、翼列内の流れは転向角が大き

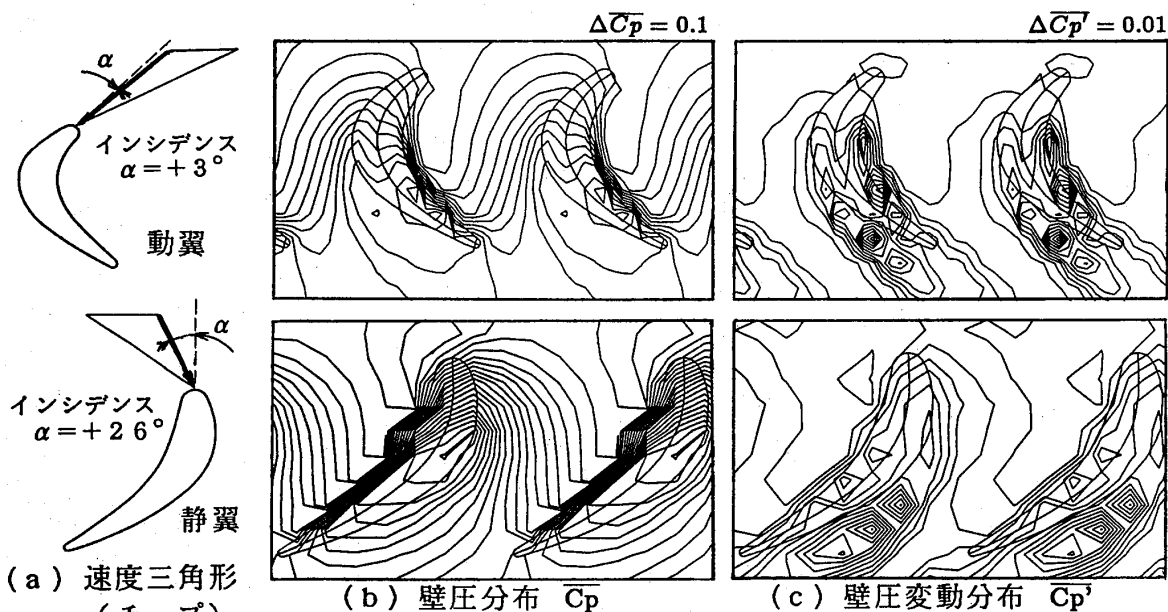


図6 330[rpm]での測定結果（翼列まわりの平均）

なり、翼の負荷（したがって、翼の正圧面と負圧面の圧力差）も大きい状態となる。

図6(b)に、動翼と静翼のまわりで時間平均した壁圧分布を示す。522[rpm]の時に比べて、動翼・静翼とも正圧面側の圧力勾配が大きくなり、その勾配の大きな領域が、より上流に延びている。これは、両翼面の圧力差に起因する流れの流速および流量が増加し、かつ発生位置が上流に移るためである。

図6(c)に、時間平均した壁圧変動分布を示す。動翼・静翼とも壁圧変動の大きな領域が上流に移り、壁圧変動の量も増大している。したがって、負荷を増すと、翼先端漏れによる損失がより上流から生じ、損失の量も増えていると考えられる。

## (2) 回転数を増大させた場合

図7(a)に回転数を760[rpm]にした場合の速度三角形を示す。この場合は、インシデンスが負の（すなわち、翼の負圧面側に流れがぶつかる）方向になる。したがって、522[rpm]の時に比べ、流れの転向角が減り、翼の負荷も小さくなる。

図7(b)に、動翼と静翼まわりの時間平均した壁圧分布を示す。動翼後半の正圧面側に見られた、翼端エッジでの流れの加速を示す圧力勾配の大きな領域がなくなり、流れが減少したことがわかる。また、翼列前縁での淀み点が負圧面側に移り、かつ動翼前縁の負圧面側には、圧力勾配の大きな領域がみられ、静止翼列試験結果<sup>(4)</sup>と同様、ここから動翼正圧面側へ向かう流れが発生していることが推察される。

図7(c)に、時間平均した壁圧変動分布を示す。動翼間後半部の全ピッチ幅に渡って、変動の大きな領域が存在し、この領域は翼列のピッチ方向に帯状に連なっている。これは、流れが翼前縁部の負圧面側にぶつかるために、前縁部の正圧面側で流れが剥離し、この剥離による低エネルギー流体が翼後半部の負圧面に向い、壁面全体に広がったためと考えられる。その変動領域は下流には伸びず、下流域に及ぼす影響は少ない。

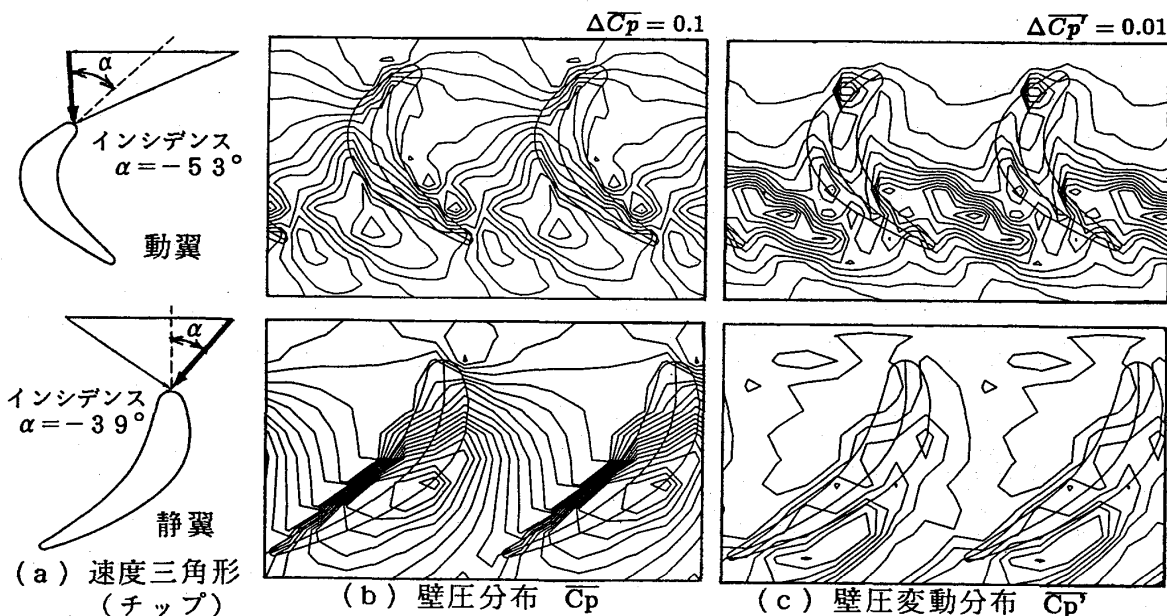


図7 760[rpm]での測定結果（翼列まわりの平均）

このため、静翼列内の壁圧変動は、回転数を減少させた場合と比べて、小さくなっている。

### 3. 3 動翼と静翼の干渉による非定常壁圧分布

図8に、動翼と静翼の相対位置の違いによる壁圧および壁圧変動の分布を示す。この図の各翼列間の圧力分布は、同時刻での圧力分布を示すとともに、動翼では動翼通過周期の1/5毎の圧力分布を、また静翼ではその1/4毎の圧力分布をも示している（左の翼間から右の翼間へ時間的な経過がある）。

回転数が低い場合、動翼後半の正圧面および負圧面に沿った領域の壁圧の変化が大きく、動翼の漏れ流れが非定常に変化していることがわかる。また、静翼列内の壁圧も非定常に変化しており、上流の動翼の影響が下流の翼列内の広い範囲に渡ることがわかる。壁圧変動も、動翼の変動域が静翼内まで尾を引いており、動翼と静翼の相対

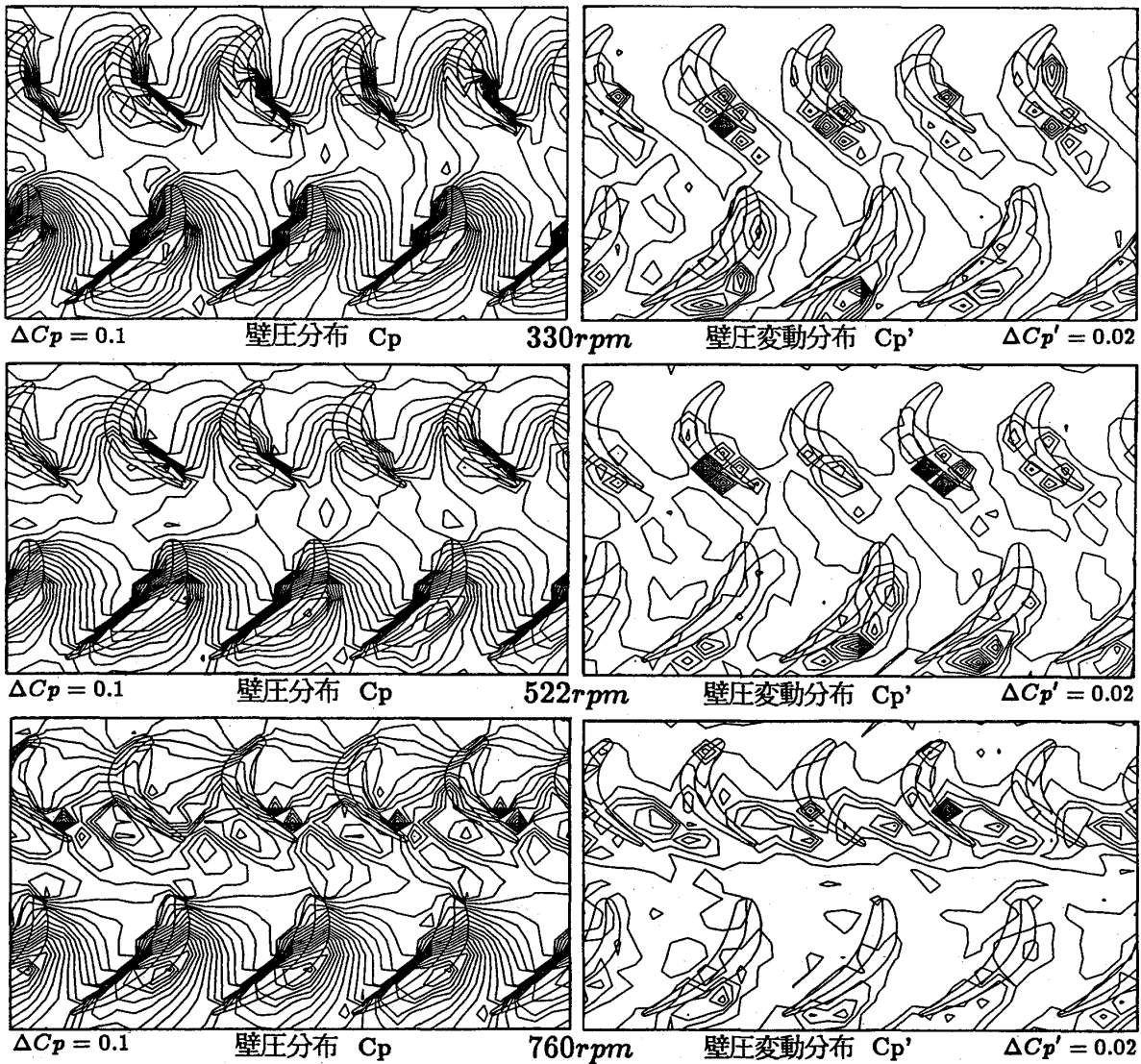


図8 非定常壁圧および壁圧変動の分布

位置の変化とともに大きく変化している。一方、回転数が高い場合、壁圧分布、壁圧変動分布とも、動翼と静翼の相対位置の違いによる変化が少なくなり、動・静翼の干渉による影響が減少していることがわかる。

### 3.4 損失との関係

最後に、壁圧測定の結果と、別に行った動翼内の三次元内部流動の測定結果<sup>(6)</sup>を比較する。

図9に、時間平均した動翼まわりの壁圧分布と、動翼内の静圧分布を、合わせて示す。この図から、動翼内の静圧分布が、3次元的に把握できる。

図10に、時間平均した動翼まわりの壁圧変動分布と、動翼内の全圧損失分布を、合わせて示す。壁圧変動と全圧損失の分布は、両方の境界が概ね一致しており、全圧損失の大きな部分で壁圧変動も大きくなっていることがわかる。したがって、壁圧変動分布を測定することで、漏れ流れ等による翼先端近傍での損失分布を比較的容易に把

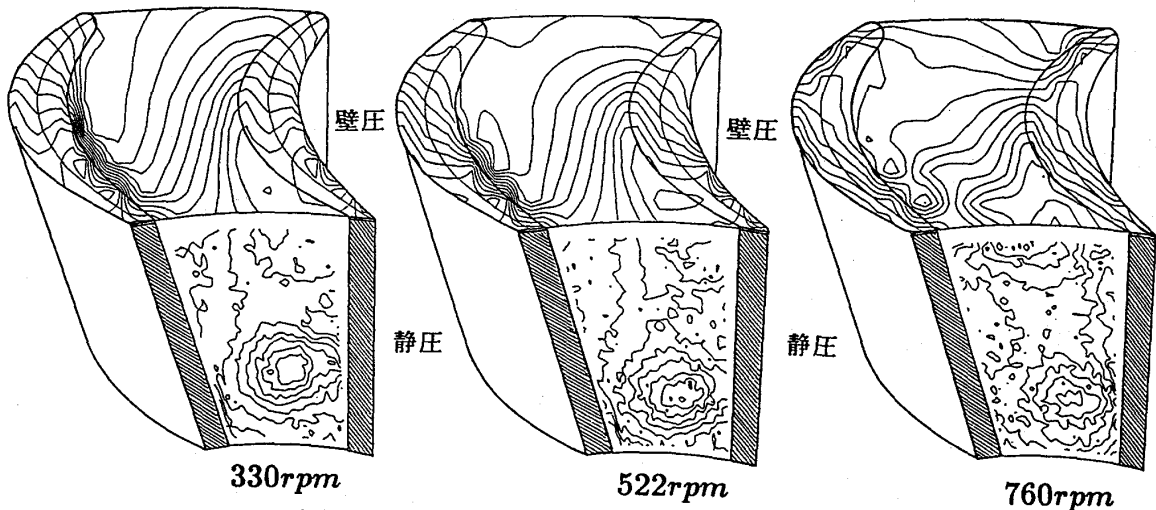


図9 動翼まわりの3次元的な静圧分布  $\bar{C}_p$

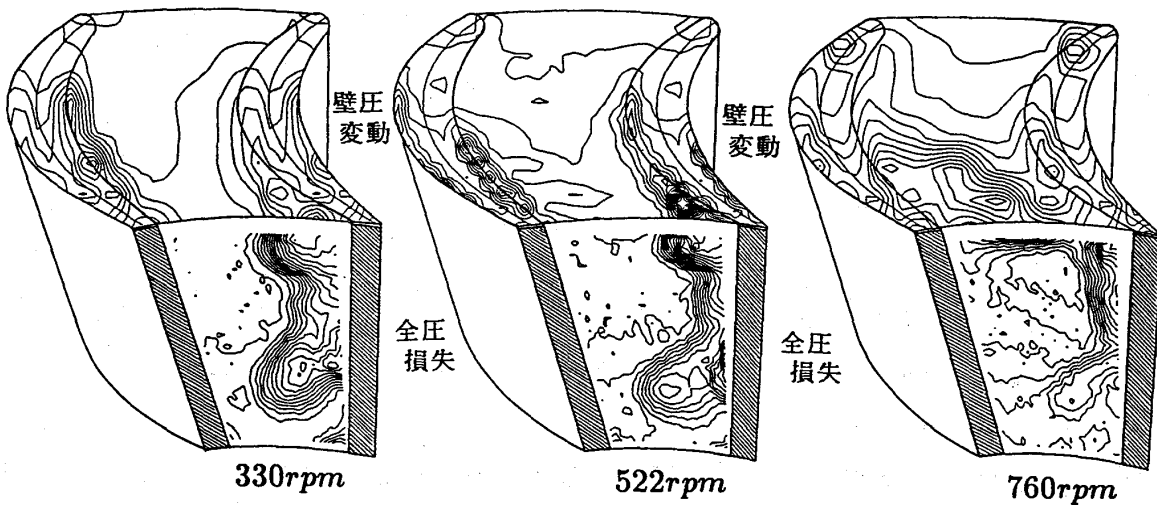


図10 壁圧変動分布  $\bar{C}_p'$  と全圧損失分布の比較



握できる。また、壁圧変動分布が動翼と静翼の干渉により非定常に変化していることから、翼先端近傍の損失分布（したがって損失の発生状況）も、非定常に変化していることが推察される。

#### 4. 結論

タービン翼列の壁面近傍の非定常流れの挙動を解明するために、動翼列の前縁部からその下流の静翼列の後縁部に至る広い領域で、高応答の超小型圧力センサによる壁圧測定を行った。主な結果を、以下に示す。

- (1) 漏れ流れが翼先端隙間に流入する際に、翼列後半部の正圧面に沿う翼端のエッジで加速され、そこで壁圧が著しく低下する。
- (2) 壁圧変動は、漏れ流れが流入する翼列後半部の正圧面および流出する負圧面近傍で大きく、これらの箇所でも漏れ流れ損失が発生する。
- (3) 動翼の回転数を下げる（翼負荷を上げる）と、翼列後半部の圧力勾配の大きな領域および壁圧変動の大きな領域が上流に延び、漏れ流れおよび損失がより上流から生じ、かつ増大することがわかる。
- (4) 回転数を上げる（翼負荷を下げる）と、漏れ流れは減少するが、動翼前縁部で流れが剝離するため、動翼後半での壁圧変動、したがって損失が増大する。
- (2) 壁圧分布、壁圧変動分布の時間的变化から、漏れ流れも非定常である。回転数が増すと、その非定常性は相対的に減少する。

#### 参考文献

- (1) Bindon, J. P., "The Measurement and Formation of Tip Clearance Loss" ASME Paper 88-GT-203.
- (2) Moore, J., and Tilton, J. S., "Tip Leakage Flow in a Linear Turbine Cascade", ASME Paper 87-GT-222.
- (3) Yaras, M. I., and Sjolander, S. A., "Effects of Simulated Rotation on Tip Leakage in a Planar Cascade of Turbine blades", ASME Paper 91-GT-127.
- (4) Yamamoto, A., "Endwall Flow/Loss Mechanisms in a Linear Turbine Cascade With Blade Tip Clearance", Trans. ASME Journal of Turbomachinery Vol. 111 No. 3, 264-275 (1989-7).
- (5) Heyes, F. J. G., Hodson, H. P., and Dailey, G. M., "The Effect of Blade Tip Geometry on the Tip Leakage Flow in Axial Turbine Cascades" ASME Paper 91-GT-135.
- (6) 山本ら, "回転タービン動翼列の三次元内部流動", 第8回ガスタービン秋季講演会 (1993-10).

## 上流の動翼によって生ずる静翼列内の乱れ分布

- \* 富永 純一 (早稲田大学大学院)  
 富久慎太郎 (全日本空輸(株))  
 山本 孝正 (航空宇宙技術研究所)  
 大田 英輔 (早稲田大学)  
 三村富嗣雄 (航空宇宙技術研究所)

### 1. 緒言

ターボ機械内の流れは動・静翼列の干渉によって非定常かつ三次元の極度に複雑な流れを呈しており、この非定常性は空力振動や騒音発生、また性能劣化を引き起こす要因となる。これらの要因を取り除くためには、ターボ機械内の三次元非定常流れのメカニズムを解明することが重要である。

ターボ機械の翼列損失の生成過程では、流れのエネルギーが乱れのエネルギーに変わり散逸することも損失増加の一要因であることから、乱れの測定が盛んに行われている；Lakshminarayanaらは三線型熱線動翼内に組込んで回転系から乱れの測定を行い、ウェーク領域で大きな乱れがあり、その分布の非対称性は下流に行くにつれてなくなり対称になること、そして流出渦が乱れの減衰を起こすことなどを示した<sup>[1]</sup><sup>[2]</sup>。また、井上らは動翼の回転と同期を取り単線傾斜型熱線を用いて、静止系から乱れの測定を行い、渦度分布とレイノルズ応力分布、および動翼列後流の渦度の減衰などを示した<sup>[4]</sup>。また、Gregory-Smithらはタービン直線翼列内の乱れ分布を詳細に計測し、既存の乱流モデルとの検証を行った<sup>[5]</sup>。

一方、上流に回転動翼列を有する下流の翼列内の乱れを測定した例は、上流のシリンダを回転させ下流の静翼列内部の測定したPoensgenらの研究<sup>[6]</sup>がある程度である。本報告では、上流で相対的に運動する翼列の影響を受ける翼列内の非定常三次元流れとその乱れ強さを計測し、その結果について述べる。

### 2. 実験方法と解析方法

#### 2.1 実験方法<sup>[7]</sup>

実験には1½段の低速円環タービン試験装置を用いた。動翼の回転数は動翼および静翼入口の速度三角形が設計速度三角形と相似になる522rpmで行う。Re数は翼弦長と翼列出口速度を基準として、動翼では $0.879 \times 10^5$ 、静翼では $1.486 \times 10^5$ である。三次元流れの測定は、45度の単一傾斜熱線を熱線の軸回りに多数回(12回)回転することにより行った。軸方向の測定断面は図1に示す11断面で行った。各断面のトラバース

ガスタービン秋季大会(盛岡)

測定点は翼スパン方向に11点、周方向に9点のメッシュ状の点、合計99点である。また1点あたりのサンプルデータ数は408個とした。408個のデータからアンサンブル平均  $\bar{E}$  と標準偏差  $e^2 = (\bar{E} - \bar{E})^2$  を求め、それらを次項で示す解析に用いる。以上の計測には1断面あたり、熱線の検定実験を含めて約3時間30分の時間を要した。

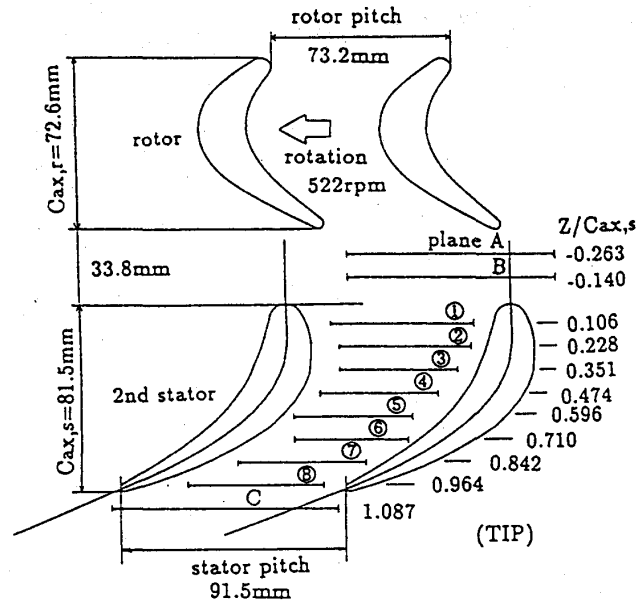


図1 軸方向測定断面

## 2. 2 解析方法

### (1) 平均流

速度、ピッチ角そしてヨー角を  $V$ 、 $\gamma$ 、そして  $\xi$  として、検定曲線を次式で与える。

$$E = K(V)(A(\gamma) + B(\gamma) \cos \chi + C(\gamma) \sin \chi) \quad (1)$$

$K(V)$  は  $V$  の2次式、 $A(\gamma)$ 、 $B(\gamma)$  そして  $C(\gamma)$  は  $\gamma$  の三次式で表し、また  $\chi$  は熱線と流れのなす角であり、幾何学的関係により次式となる。

$$\chi = \cos^{-1}(\cos \lambda \cos \gamma \cos \xi_i + \sin \lambda \sin \gamma) \quad (2)$$

この式より12個の基準方向と熱線の向きのなす角  $\Delta \xi_i$  と平均出力  $\bar{E}_i$  を用いて、最小二乗法と反復計算により  $V$ 、 $\gamma$ 、 $\xi$  を求める。

また、流れを定性的に理解し易くするために次式に示す時間平均成分  $\bar{V}$  と時間平均からの変動成分  $\tilde{V}$  とに分ける。

$$V = \bar{V} + \tilde{V} \quad (3)$$

前者は静翼列による影響を、後者は動翼列による影響を主として表わす。

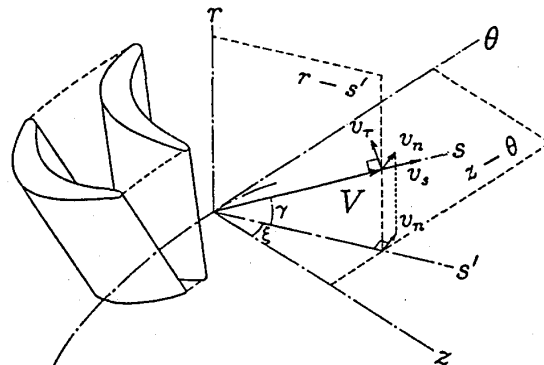


図2 変動成分  $v_r$ 、 $v_s$ 、 $v_n$  の定義

### (2) 乱流成分

検定曲線の式より、次式を得る。

$$dE = \frac{\partial E}{\partial V} dV + \frac{\partial E}{\partial \gamma} d\gamma + \frac{\partial E}{\partial \xi} d\xi \quad (4)$$

図2に示す様に平均流の流れ方向、ピッチ方向およびヨー方向の変動成分をそれぞれ  $v_r$ 、 $v_s$  および  $v_n$  とすると、変動成分が  $V$  に比して小さい時、 $dV = v_r/V$ 、 $d\gamma = -v_s/V$ 、 $d\xi = v_n/V$  となり、プローブと流れのなす角が  $\xi_i$  のときの出力変動を  $e_i = dE$  とおいて、式(4)に代入し二乗平均を取ると、次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \overline{e^2} = & \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)^2 \overline{v_s^2} + \frac{1}{V^2} \left(\frac{\partial E}{\partial \gamma}\right)^2 \overline{v_\tau^2} + \frac{1}{V^2} \left(\frac{\partial E}{\partial \xi}\right)^2 \overline{v_n^2} \\ & - \frac{1}{V^2} \frac{\partial E}{\partial \gamma} \frac{\partial E}{\partial \xi} \overline{v_\tau v_n} + \frac{1}{V} \frac{\partial E}{\partial \xi} \frac{\partial E}{\partial V} \overline{v_n v_s} - \frac{1}{V} \frac{\partial E}{\partial V} \frac{\partial E}{\partial \gamma} \overline{v_s v_\tau} \end{aligned} \quad (5)$$

式(6)に12個の $\Delta \xi_i$ 、 $\overline{e^2}$  ( $i=1\sim 12$ )を用いて最小二乗法により乱れの成分 $\overline{v_s^2}$ 、 $\overline{v_\tau^2}$ 、 $\overline{v_n^2}$ 、 $\overline{v_s v_n}$ 、 $\overline{v_n v_s}$ 、 $\overline{v_s v_\tau}$ を算出し、さらに動翼の周速を $U_{tip}$ として次式で定義される乱れ強さTLを求める。

$$TL = \frac{1}{U_{tip}} \sqrt{\frac{\overline{v_s^2} + \overline{v_\tau^2} + \overline{v_n^2}}{3}} \times 100[\%] \quad (6)$$

### 3. 実験結果と考察

以下の結果の図では、動翼と静翼の翼枚数がそれぞれ20枚と16枚と異なるので、図の左右両端で周期流れとなる(動翼と静翼が同じ相対位置になる)最小ピッチ幅、すなわち動翼5ピッチ(または静翼4ピッチ)間の領域の流れの図を示す。これらの図は、領域全域での同時刻における流れを示す他、各ピッチ間の流れはそれぞれ、動翼の流れ結果(図3)に対しては動翼通過周期 $T$ の1/5毎の時間での流れを示し、静翼の流れの結果(図6~9)に対しては $T$ の1/4毎の時間での流れを示す。この場合、左側のピッチの図から右側のピッチの図へ時間が経過している。

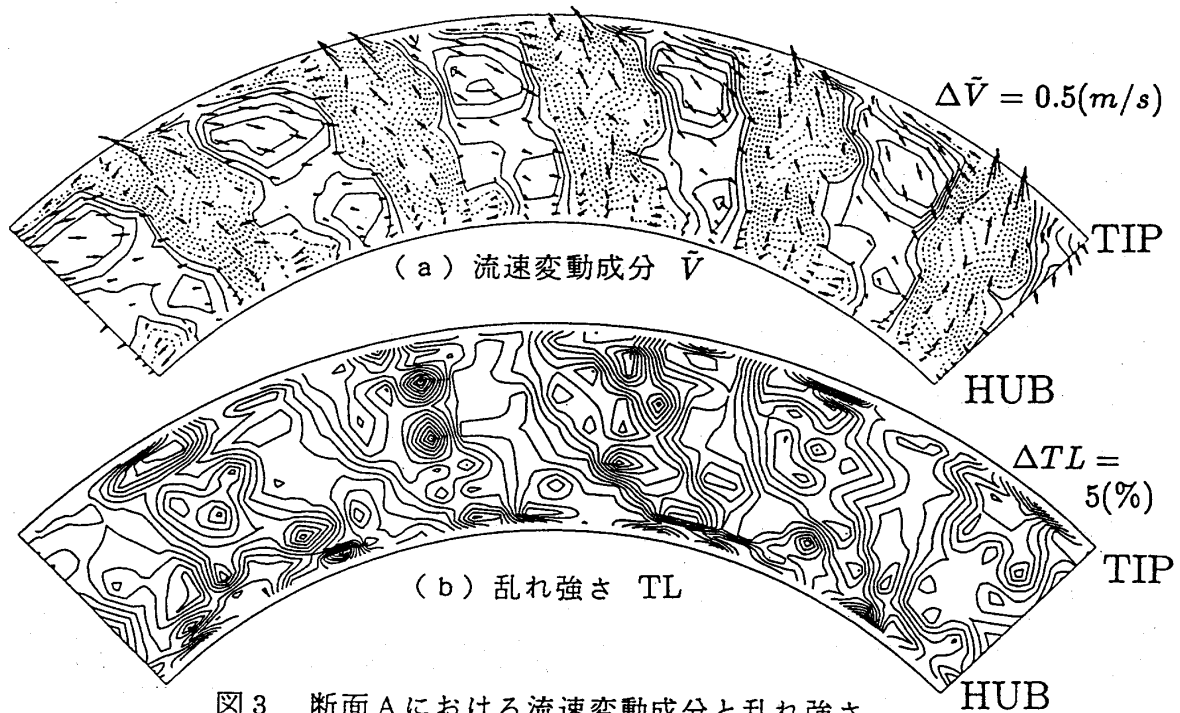


図3 断面Aにおける流速変動成分と乱れ強さ

### 3. 1 第1段動翼出口における乱れ強さ

図3(a)(b)に第1段動翼出口(断面A)における流速変動成分(時間平均値からのずれ分) $\bar{v}$ と乱れ強さTLの分布を示す。図3(a)に示す変動成分表示では動翼列の主流部が実線で、またウェーク部が破線で示されている。この図と図3(b)の乱れ強さとを対比すると、ウェークの領域に対応して乱れ強さが大きいことがわかる。

図4に動翼出口での2つの断面(断面AおよびB)でのピッチ方向平均乱れ強さのスパン方向分布を示す。乱れ強さは、断面AからBに移るにつれて、すなわち動翼から離れるにつれて、翼先端壁のごく近傍で減衰し、乱れ強さのピークが翼先端側壁面から離れる位置へ移る傾向がある。

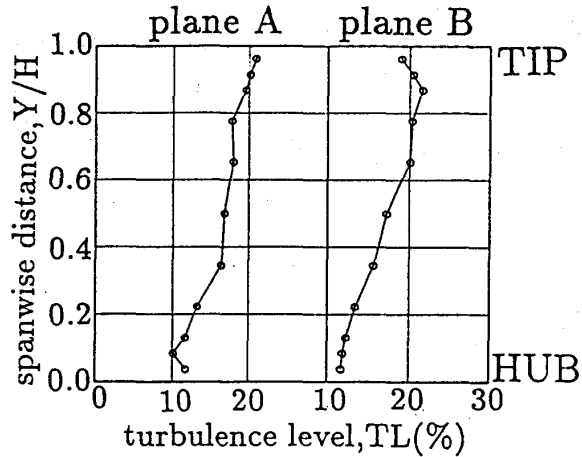


図4 動翼出口における乱れ強さのスパン方向分布

### 3. 2 第2段静翼内部での乱れ強さ

図5に静翼内の断面①から⑧までの乱れ強さのスパン方向分布を示す。この分布からわかるように、概してハブよりチップ側で乱れ強さが大きい。静翼列内の流入直後の断面①では乱れ強さが流入直前断面Bに比して著しく大きくなっており、後述するように、動翼列からの流れが静翼列前縁で干渉する(切断される)結果、大きくなるものと考えられる。その後断面④まで多少減少し、また断面⑤および⑥間では一定の値に落ち着いた後、断面⑥から⑦の間で急増大している。特にこの間では翼面負荷が大きくなるため、流路渦が強まり、同時に翼先端漏れ渦が強くなるため、翼先端近傍で乱れ強さが大きくなる。その後、断面⑧に向かい再び減少している。

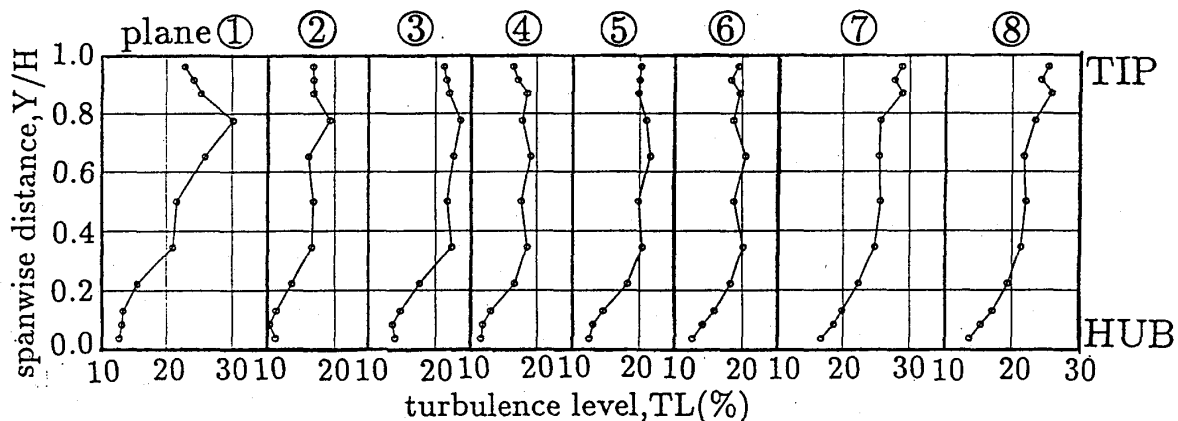


図5 静翼内各断面での乱れ強さのスパン方向分布の推移

図6 (a)(b)は翼先端方向からみたミッドスパンにおける流速の変動成分と乱れ強さとの分布である。図6 (a)から、動翼列の主流とウェークが交互に下流の静翼列に流入し、静翼前縁によって切断、分割される様子（例えばAで示す箇所）がわかる。図6 (b)に示す乱れ強さの分布と対比してみれば、乱れ強さはウェーク内のほか、ウェーク回りの主流との（速度勾配の大きな）境界部で大きいようである。さらに静翼流路内の下流領域（ $Z/Cax=0.71$ の断面⑥以降）の負圧面に沿っての領域では、静翼列流路で発生する流路渦や翼先端漏れ渦によって、乱れ強さが増している。

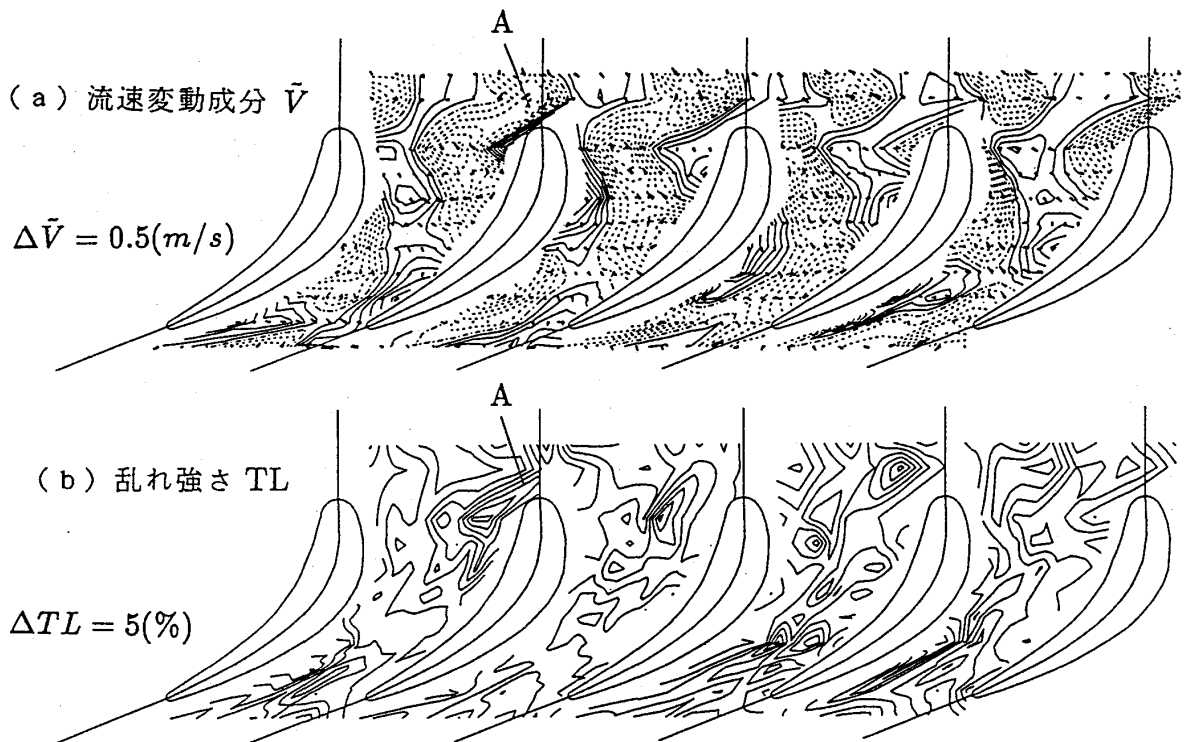
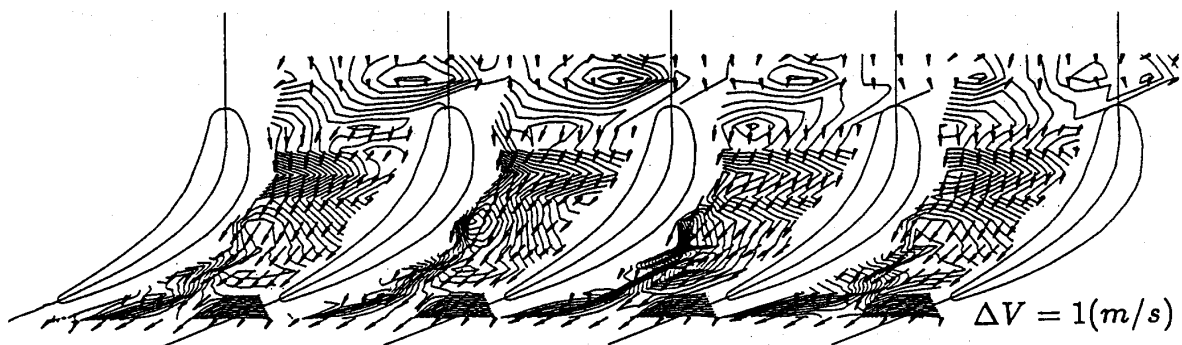
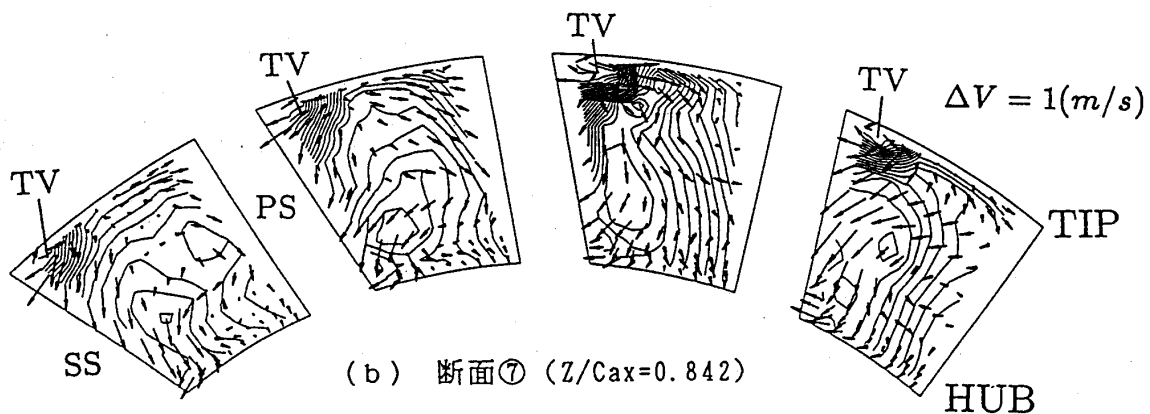


図6 ミッドスパンにおける流速変動成分と乱れ強さ

チップ近傍の翼間での流速分布および静翼後縁付近（断面⑦）の流速分布をそれぞれ図7 (a)および(b)に、またこれらに対応する乱れ強さ分布を図8 (a)および(b)に示す。図7 (b)で翼先端壁と負圧面とのコーナーにみられる流速の低い領域は、翼先端漏れ渦（TV）が発生している領域を示す。そこでは、図8 (b)の乱れ強さ分布で見られるように、乱れも大きく、漏れ渦とともに変化している。この翼先端間隙から発生する流れおよび乱れ強さは、それぞれ翼先端側から見た図7 (a)および図8 (a)からわかるように、翼間中央付近から静翼列下流にかけての負圧面に沿っての領域で、大きいことがわかる。また、これらと前述のミッドスパン位置における図6 とを比較すると、翼先端壁近傍では流れ等の影響により、乱れがより大きくなっていることがわかる。



(a) チップ近傍 ( $Y/H=0.954$ )

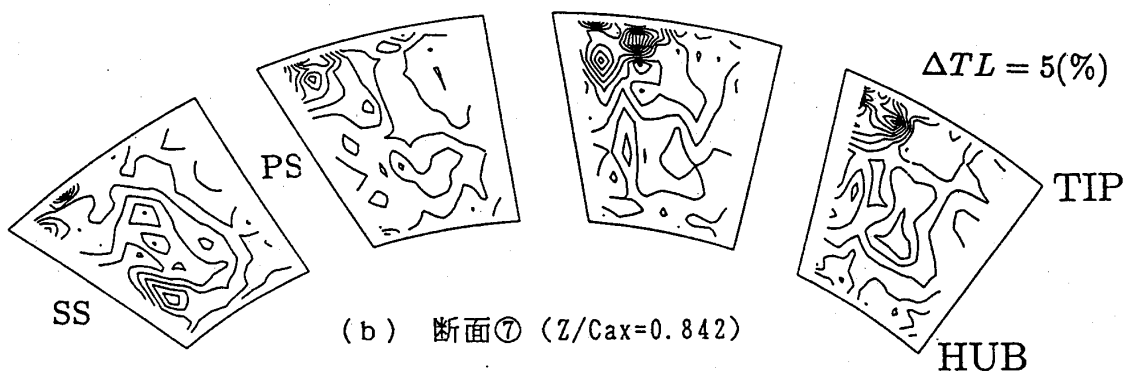


(b) 断面⑦ ( $Z/Cax=0.842$ )

図7 チップ近傍および断面⑦における流速分布



(a) チップ近傍 ( $Y/H=0.954$ )



(b) 断面⑦ ( $Z/Cax=0.842$ )

図8 チップ近傍および断面⑦における乱れ強さ

### 3. 4 第2段静翼出口における乱れ強さ

図9 (a) (b)に静翼出口断面Cにおける流速および乱れ強さの分布を示す。図9 (a)では、静翼列出口流の主流部 (FSで示す)、ウェーク部 (WK)、翼先端漏れ渦部 (TV) が明確に示されている。上流の動翼列の干渉により、静翼のウェークの幅や漏れ渦の大きさが時々刻々と変化している。図9 (b)に示された乱れ強さも、この流速に対応して時々刻々と変化している。特にWK及びTVの領域で乱れが大きい。

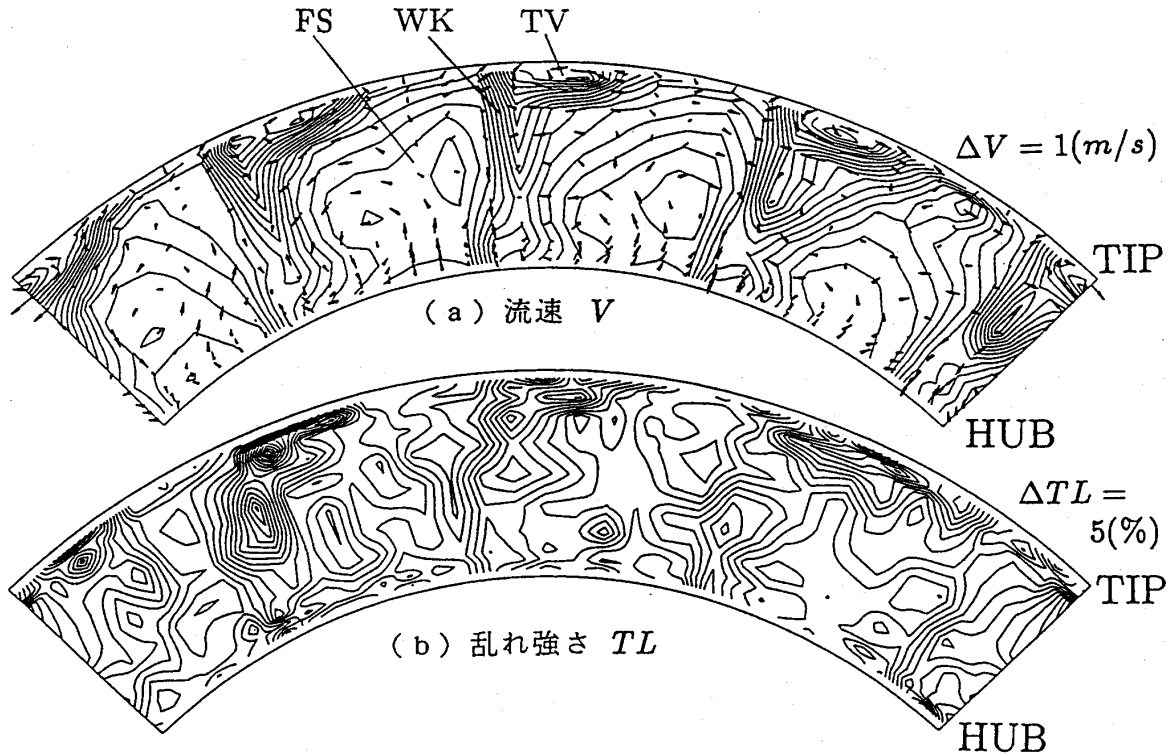


図9 静翼出口断面Cにおける流速および乱れ強さ

最後に、図10に同出口断面での乱れ強さのスパン方向分布を示す。この出口分布と図4に示した静翼入口前 (断面B) の分布とを比較すると、乱れ強さは全体として両断面ではほぼ同程度である。前述してきたように乱れ強さは静翼内で局所的には増大したりまたは減少したりするが、最後にはたまたま同程度に

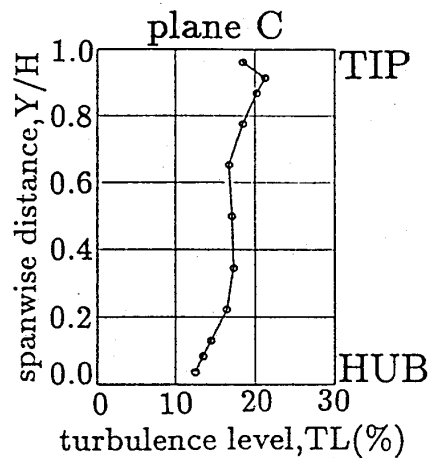


図10 静翼出口における乱れ強さのスパン方向分布



なった結果である；乱れ強さの分布は出口断面では入口断面に比べて、ハブ近傍10% スパンあたりからミッドスパンまでの領域で増大、ミッドスパンから90%スパンあたりまでは逆に減少している。すなわち、静翼前縁部での剥離や静翼列内で発生する流路渦、翼先端渦による乱れの発生や減衰、またそれらの渦によるスパン方向の流体の混合のため、乱れ強さが再分布し直された結果である。

#### 4. 結論

単線傾斜型熱線流速計を用いて動・静翼列の干渉下における静翼列内部の三次元非定常乱れ強さの計測、解析を試み、以下の知見を得た。

- (1) 動翼出口断面および静翼出口断面では、乱れ強さはウエーク内で大きく、その乱れ強さの分布形状もウエーク（流速分布）形状と概ねよく似た形で対応している。
- (2) 上流の動翼列の主流部やウエーク部が下流の静翼列前縁によって切断される時、乱れ強さは増大する。また、静翼列内の半コードあたりから翼後縁にかけての負圧面に沿う領域では、流路渦及び漏れ渦が生成、急速に発達することから、とくに乱れ強さが大きくなる。さらに静翼後縁に近づくにつれ再び減少する。このように、静翼間では、翼前縁剥離やそこで発生した各種の渦によって、乱れの発生と減衰がおこり、またそれらの渦によりスパン方向の流体混合があり、乱れ強さの空間的分布が変化する。
- (3) 下流の静翼列内での乱れ分布は、上流の動翼の干渉を受けて、時間的に変化する。すなわち、上流の動翼の移動に従って、下流の翼列の主流部、ウエーク部、翼先端漏れ部に対応する乱れ分布が時間的に複雑な挙動を示す。

#### 参考文献

- [1]Gorton, C.A., and Lakshminarayana, R., "A Method of Measuring the Three-Dimensional Mean Flow and Turbulence Quantities inside a Rotating Turbo-machinery Passage", Trans. ASME J. of Eng. for Power, Vol. 98, No. 2, 1976, pp. 137-146.
- [2]Ravindranath, A., and Lakshminarayana, R., "Structure and Decay Characteristics of Turbulence in the Near- and Far- Wake of a Moderately Loaded Compressor Rotor-Blade", Trans. ASME J. of Eng. for Power, Vol. 103, No. 1, 1981, pp. 131-140.
- [3]九郎丸元雄, 井上雅弘, 檜垣隆夫, Farouk 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", 機論 (B編), 48-427 (昭57-3), pp. 408-417.
- [4]Inoue, M., and Kuromaru, M., "Three-Dimensional Structure and Decay of Vortices behind an Axial Flow Rotating Blade Row", Trans. ASME J. of Eng. for Gas Turbines and Power, Vol. 106, 1984, pp. 561-569.
- [5]Gregory-Smith, D. G., and Biesinger, Th., "Turbulence Evaluation within the Secondary Flow Region of a Turbine Cascade", ASME Paper 92-GT-60, 1992.
- [6]Poensgen, C., Gallus, H. E., "Three-Dimensional Wake Decay inside of Compressor Cascade and Its Influence on the Downstream Unsteady Flow Field: Part I: Wake Decay Characteristics in the Flow Passage", ASME Paper 90-GT-21, 1990.
- [7]Yamamoto, A., Mimura, F., Tominaga, J., Tomihisa, S., Outa, E., and Matsuki, M., "Unsteady Three Dimensional Flow Behavior Due to Rotor-Stator Interaction in an Axial-Flow Turbine", ASME Paper 93-GT-404, 1993.

## エクセルギ概念に基づくガソリン・エンジン・システムの 要素性能の評価

\*澤田 照夫 (岡山理大)  
三上 鉄史 (岡山理大院)  
堀内 仁史 (岡山理大院)

### 1. まえがき

最近のガソリン・エンジンにおいては出力向上のため、各種の装置が取り付けられ複雑なシステムを構成している。本研究はこのようなシステムにおける構成要素の性能がシステムの性能におよぼす影響を明らかにする前提として、構成要素において発生するエクセルギ損失を算定し、それぞれの要素の損失の割合を明らかにして、システムの性能向上のための指針を得ることを目的としている。本報告においてはターボチャージャとインタークーラが装備されているガソリン・エンジンを使用して、各構成要素における作動ガスの温度、圧力の測定に基づき、それぞれの要素におけるエクセルギ損失を算定し、全システムにおいて発生する損失がどの要素でどれだけ受け持たれているかを明らかにしている。

### 2. 供試エンジンと測定方法

測定に使用したエンジンは日産のCA18ET型ターボチャージャ付きエンジンで、これにインタークーラを装着している。エンジンの仕様を表1に、配置図を図1, 2に示す。温度、圧力の測定箇所は図1に示す。100℃までの温度は测温抵抗体、高温度は熱伝対を、圧力はデジタル圧力計を用いている。シリンダ内の温度は直接測定が困難であるので、東京メータ製の圧力変換装置とエンコーダによるピストン位置の測定に基づく、圧力、容積より状態方程式  $pV = mRT$  を用いて算定した。シリンダ内に含まれる作動ガスは圧縮過程では、空気、ガソリンの蒸気および残留ガスで構成され、点火後は理論空燃比における

表1 エンジン仕様

|               |                                       |
|---------------|---------------------------------------|
| 形 式 名         | CA18ET (日産)                           |
| 総 排 気 量       | 1809 (cc)                             |
| 燃 焼 室 形 状     | 半球形                                   |
| 弁 機 構         | OHC                                   |
| 内 径 × 行 程     | 83 × 83.6 (mm)                        |
| ク ラ ン ク 比     | 3.182                                 |
| 圧 縮 比         | 8.0                                   |
| 圧 縮 圧 力       | 12.0/350 (kgf/cm <sup>2</sup> )/(rpm) |
| 最 高 出 力       | 99.3/6000 (kW)/(rpm)                  |
| 最 大 ト ル ク     | 196.2/3600 (N·m)/(rpm)                |
| 最 小 燃 料 消 費 率 | 271.9/2000 (g/kW·h)/(rpm)             |
| 設 計 プ ー ス ト 圧 | 350 (mmHg)                            |
| バルブタイミング      |                                       |
| 吸入：閉          | 48 (°)                                |
| 排気：開          | 54 (°)                                |

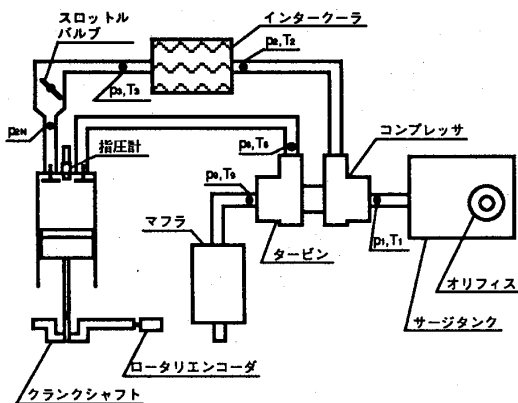


図1 配置図

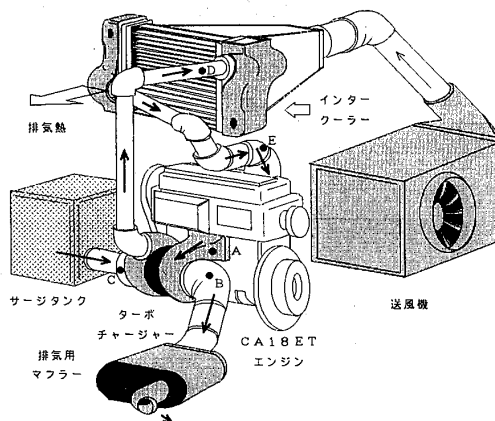


図2 配置図

燃焼ガスであるとしている。さらにシリンダ内の圧力と容積の測定からpV線図が求まり、図示出力が得られる。

なお、シリンダ内の圧力と容積の測定はパソコンを使用することにより、クランク角の1度ごとに行われる。エンジンはエンジン試験台に搭載されており、試験台の計器によりエンジンへの吸入空気流量、燃料流量、エンジン回転数、トルクなどが測定できる。

### 3. 温度、圧力の測定とエントロピ変化

エンジンの構成要素におけるエクセルギ損失を求めるためには、要素における作動ガスのエントロピ変化が必要である。この研究では、作動ガスの状態変化をすべてポリトロップ過程と考え、圧力と容積、または圧力と温度を用いて、ポリトロップ指数  $n$ 、ポリトロップ比熱  $c_n$  を求め、これを用いてエントロピ変化、熱量などを求めた。すなわち、任意の過程における温度比  $\theta = T_{i+1} / T_i$  が与えられれば、エントロピ変化は  $\Delta S = m c_n \ln \theta$  として、また熱量は  $Q = m c_n (T_{i+1} - T_i)$  として得られる。

### 4. TS線図

エンジン回転数とスロットル開度がそれぞれ3000rpmと30%の場合におけるTS線図を図3（インタークーラ付）と図4（インタークーラ無）に示す。

### 5. エクセルギ損失

熱エネルギーのエクセルギは仕事に変わり得る熱量として  $E = Q - T_0 \Delta S$  で与えられる。したがって系が受領した熱量におけるエクセルギ損失は受熱過程のエントロピ変化量と周囲温度の積として求められる。エンジンにおける受熱過程は点火によりは

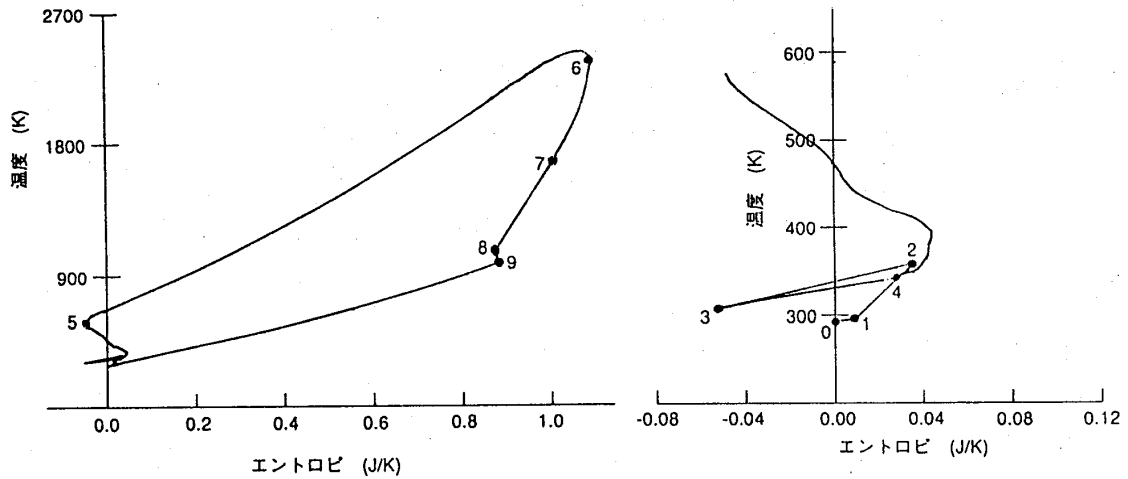


図3 TS線図 (インタークーラ付)

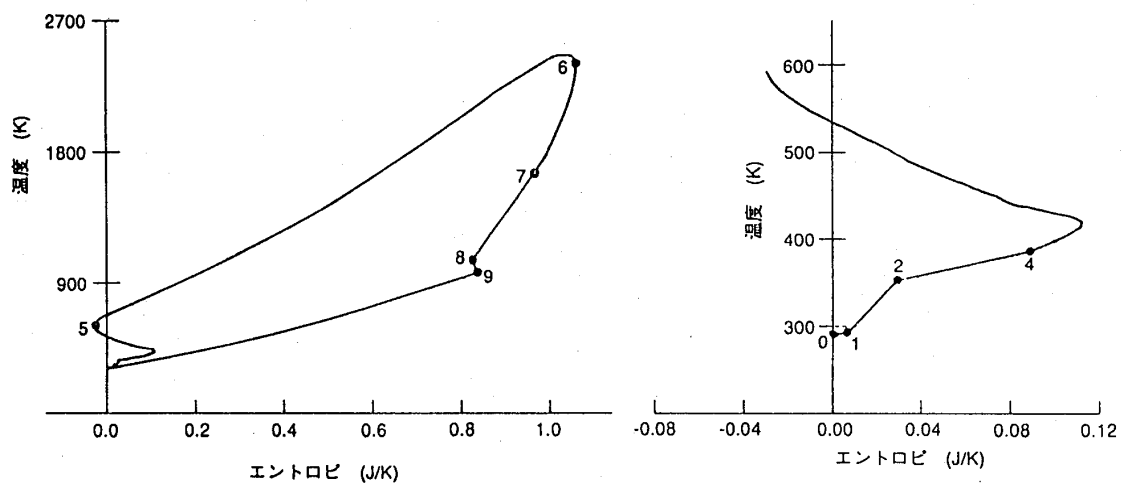


図4 TS線図 (インタークーラ無)

じまり、エントロピ最大点まで続く。放熱過程では放熱量に含まれるエクセルギがその過程でのエクセルギ損失となる。エンジン・システムにおける放熱過程はシリンダ壁を通じての冷却水への放熱、タービン・ケーシングから周囲への放熱、インタークーラにおける冷却空気流への放熱、さらに排気ガスによる放熱が考えられる。

シリンダ壁を通じて冷却水に移動する熱量の持つエクセルギは  $E = Q - T_0 \Delta S$  と考える。これに対してインタークーラと排気管における放熱は、流動過程であるため、そのエクセルギは  $E = \Delta H - T_0 \Delta S$  で表される。さらに排気弁からタービン入口までの過程は、シリンダ内のガスの自由膨張と考えられ、この過程でのエクセルギ

は次のようになる。  $E = \Delta U - T_0 \Delta S + p_0 \Delta V$

TS線図から得られる要素前後の各点における温度、圧力と各要素における熱量、エントロピ変化、エクセルギ、アネルギ ( $B = T_0 \Delta S$ ) およびエクセルギ損失 ( $E_L$ ) を表2, 3に示す。ここでのエクセルギ損失とは、はじめにも述べたように、系の受熱過程におけるエクセルギ損失と、系の放熱および膨張過程におけるエクセルギ損失を意味しており、系の内部での変化、たとえば圧縮機やタービンでのエントロピ増加は別の観点からの検討が必要である。なお、ここで得られた結果に対する評価は系でのエクセルギの合計、すなわち、系が受領したエクセルギから放出したエクセルギを差し引いた値が、pV線図より得られた図示仕事と一致するかどうかによっている。表の結果は両者の値が極めて良く一致していることを示している。また、供試エンジン

表2 エクセルギ損失 (インタークーラ付)

図示仕事=618.7 J

$m_a=0.000592$  kg,  $m_f=0.000064$  kg,  $m_g=0.000038$  kg,  $m=0.000694$  kg;  $Q'=m_f(AR/14.6)H_f=1703$  J

|                                | 大気     | コンプレッサ |        | インタークーラ |        | 吸気      | 点火      | S(最大)   | 排気      | タービン   |         | 排気管     | 合計      |
|--------------------------------|--------|--------|--------|---------|--------|---------|---------|---------|---------|--------|---------|---------|---------|
|                                | 0      | 1      | 2      | 3       | 4      | 5       | 6       | 7       | 8       | 9      | 0       |         |         |
| p (Pa)                         | 102304 | 99645  | 172011 | 167525  | 147709 | 1437593 | 2509756 | 742045  | 179560  | 124794 |         |         |         |
| T (K)                          | 294.75 | 297.35 | 363.65 | 310.55  | 342.45 | 582.28  | 2333.85 | 1665.80 | 1054.75 | 985.75 |         |         |         |
| S (J/K)                        | 0      | 0.010  | 0.037  | -0.053  | 0.027  | -0.047  | 1.090   | 1.002   | 0.872   | 0.884  |         |         |         |
| $\kappa$                       |        | 1.40   | 1.40   | 1.40    | 1.40   |         |         |         | 1.28    | 1.29   | 1.33    |         |         |
| n                              |        | 0.75   | 1.58   | -0.20   | 0.56   |         |         |         | 1.48    | 1.23   | -0.20   |         |         |
| $c_v$ (J/kg·K)                 |        |        |        |         |        |         |         |         | 1039    |        |         |         |         |
| $c_p$ (J/kg·K)                 |        | 1868   | 232    | 963     | 1379   |         |         |         | 434     | -281   | 1088    |         |         |
| $c_p$ (J/kg·K)                 |        | 1007   |        | 1011    |        |         |         |         |         |        | 1146    |         |         |
| Q (J)                          |        | 2.87   | 9.10   | -30.27  | 26.05  | -37.63  | 1686.44 | -169.11 | -174.11 | 12.74  | -497.80 |         |         |
| $\Delta U$ (J)                 |        |        |        |         |        |         |         |         | -416.26 |        |         |         |         |
| $\Delta H$ (J)                 |        | 1.55   |        | -31.78  |        |         |         |         |         |        |         | -519.22 |         |
| $\Delta S$ (J/K)               |        | 0.010  | 0.028  | -0.090  | 0.080  | -0.074  | 1.137   | -0.088  | -0.130  | 0.013  | -0.870  |         |         |
| $B=T_0\Delta S$ (J)            |        | 2.86   | 8.14   | -26.52  | 23.53  | -21.81  | 335.01  | -25.85  | -38.38  | 3.68   | -256.35 |         |         |
| $E=Q-B$ (J)                    |        |        | 0.96   |         | 2.51   | -15.82  | 1351.43 | -143.27 |         | 9.06   |         |         |         |
| $E=\Delta H-B$ (J)             |        | -1.31  |        | -5.26   |        |         |         |         |         |        |         | -262.87 |         |
| $E=\Delta U-B+p_0\Delta V$ (J) |        |        |        |         |        |         |         |         | -307.98 |        |         |         |         |
| $E_L$ (J)                      |        |        |        | 5.26    |        | 15.82   | 335.01  | 143.27  | 307.98  |        |         | 262.87  | 1070.21 |
| $E_L/E_{Tr}$ (%)               |        |        |        | 0.5     |        | 1.5     | 31.3    | 13.4    | 28.8    |        |         | 24.6    |         |

受領エクセルギ... 1351.43 J

放出エクセルギ... 735.18 J

合計エクセルギ... 616.25 J

表3 エクセルギ損失 (インタークーラ無)

図示仕事=598.1 J

$m_a=0.000562$  kg,  $m_f=0.000064$  kg,  $m_g=0.000038$  kg,  $m=0.000664$  kg;  $Q'=m_f(AR/14.6)H_f=1617$  J

|                                      | 大気     | コンプレッサ |        | 吸気     | 点火      | S(最大)   | 排気      | タービン    |        | 排気管     | 合計      |
|--------------------------------------|--------|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|--------|---------|---------|
|                                      | 0      | 1      | 2      | 4      | 5       | 6       | 7       | 8       | 9      | 0       |         |
| p (Pa)                               | 102259 | 99896  | 171223 | 161518 | 1410070 | 2431834 | 714060  | 175390  | 122964 |         |         |
| T (K)                                | 291.45 | 292.75 | 355.75 | 391.50 | 597.12  | 2364.28 | 1675.91 | 1041.45 | 971.45 |         |         |
| S (J/K)                              | 0      | 0.006  | 0.030  | 0.094  | -0.029  | 1.054   | 0.965   | 0.822   | 0.831  |         |         |
| $\kappa$                             |        | 1.40   | 1.40   | 1.39   |         |         |         | 1.28    | 1.30   | 1.34    |         |
| n                                    |        | 0.84   | 1.57   | 0.38   |         |         |         | 1.51    | 1.24   | -0.18   |         |
| $c_v$ (J/kg·K)                       |        |        |        |        |         |         |         | 1037    |        |         |         |
| $c_x$ (J/kg·K)                       |        | 2515   | 216    | 1190   |         |         |         | 477     | -206   | 1100    |         |
| $c_p$ (J/kg·K)                       |        | 1007   |        |        |         |         |         |         |        | 1144    |         |
| Q (J)                                |        | 1.84   | 7.66   | 23.91  | -61.81  | 1637.59 | -173.36 | -189.53 | 9.05   | -468.16 |         |
| $\Delta U$ (J)                       |        |        |        |        |         |         |         | -412.01 |        |         |         |
| $\Delta H$ (J)                       |        | 0.74   |        |        |         |         |         |         |        | -486.87 |         |
| $\Delta S$ (J/K)                     |        | 0.006  | 0.024  | 0.064  | -0.123  | 1.083   | -0.089  | -0.142  | 0.009  | -0.829  |         |
| $B=T_0\Delta S$ (J)                  |        | 1.83   | 6.90   | 18.67  | -35.83  | 315.57  | -26.04  | -41.42  | 2.62   | -241.57 |         |
| $E=Q-B$ (J)                          |        |        | 0.75   | 5.25   | -25.98  | 1322.02 | -147.32 |         | 6.43   |         |         |
| $E=\Delta H-B$ (J)                   |        | -1.10  |        |        |         |         |         |         |        | -245.30 |         |
| $E=\Delta U-B$<br>$+p_0\Delta V$ (J) |        |        |        |        |         |         |         | -304.59 |        |         |         |
| $E_L$ (J)                            |        |        |        |        | 25.98   | 315.57  | 147.32  | 304.59  |        | 245.30  | 1038.76 |
| $E_L/E_{Lr}$ (%)                     |        |        |        |        | 2.5     | 30.4    | 14.2    | 29.3    |        | 23.6    |         |

受領エクセルギ...1322.02 J

放出エクセルギ... 723.20 J

合計エクセルギ... 598.82 J

においてはシリンダ部の過熱防止のため、空燃費 (AR) は 9 ~ 11 に設定されている。ここでは、シリンダに吸入された燃料の全てが燃焼せず、理論空燃比 (14.6) に相当する部分が燃焼するものと考え、これを  $Q'$  として表に示す。この値と表中の受熱量とはほぼ一致し、両者の誤差は 1% 程度にすぎない。

## 6. エンジン要素におけるエクセルギ損失とその割合

エンジン要素のターボチャージャは重要な構成要素であるが、コンプレッサとタービンでのエントロピ変化は表面的なエクセルギ損失としては表れない。これらの要素におけるエントロピ変化は摩擦による内部発熱であり、系に周囲から与えられたものではないからである。しかし、コンプレッサにおけるエントロピの増加は、インター

クーラでのエクセルギ損失の増加をもたらしている。またタービンでのエントロピの増加は排気における損失に寄与している。しかしその量はわずかであり、全損失に占める割合は1%以下である。

インタークーラにおいては吸気を持つエクセルギが失われることによるエクセルギ損失が存在する。しかしこの値もわずかであり、全損失の0.5%に過ぎない。

エクセルギ損失の最大は受熱過程であり、全損失の30%以上になる。排気の損失は約25%になる。排気弁での自由膨張による損失は28%程度になり、大きな割合を占めることになる。これらに冷却水への損失の15～16%を加えると、100%に近くなり、損失のほとんどはシリンダ部で発生している。

## 7. 結論

ターボチャージャ、インタークーラ付きガソリン・エンジンを用いて、エンジン・システムの要素性能の解明をエクセルギ損失に基づいて試みた。ピストン・エンジンにおけるエクセルギ損失のほとんどはシリンダ部で発生し、ターボチャージャ部でのエントロピ変化は摩擦熱の発生によるため、エクセルギ損失は直には表れない。インタークーラ部での損失は、吸入空気温度が低いため、エクセルギの値は小さく、したがって損失割合も僅少である。以上のことから本研究においてはピストン・エンジンのシリンダ部における損失を明らかにしたに留まった。

# ブレイトンサイクルの3次元特性について

永田 勝

(大阪産業大学)

## 1. 緒 言

ガスタービンの基本理論サイクルのブレイトンサイクルにて、タービンでの膨張仕事は供給エネルギーを限度とする制約条件<sup>(1)</sup>が見いだされ、それを考慮すると最高温度に応じて熱効率等を最大とする最適圧力比が存在し、それ以上になると熱効率等は急激に低下することが見いだされた<sup>(2)</sup>。すなわち、従来の熱効率が圧力比のみの関数で単調増加する<sup>(3)</sup>との説は十分条件が満たされていなかったことが確認された。

ところで、その制約条件を考慮しない場合の熱効率や比動力と温度比そして圧力比との3次元線図を求めた例<sup>(4)</sup>があるが、その制約条件を考慮した場合のブレイトンサイクルの熱効率や比動力を限界まで求め、改めて、圧力比および温度比との3次元線図に示して総合的考察を行った。その際、現在の実用的エネルギー供給方法は供給燃料の燃焼による燃焼熱エネルギーの利用であり、その場合の理想的エネルギー供給を考慮した限界も取り上げた。

その結果、新制約条件の影響は大であり、今後とも十分考慮する必要がある。また、今後の実用ガスタービンの性能向上の指針を得た。以上の検討結果について報告する。

## 2. 計算方法と制

### 約条件について

計算式は省略し、記号一覧を表1そしてサイクルの限界および制約条件を表2に示す。

表2より、温度比を一定とすると次の各限界圧力比が求められた。

表 1 記 号 一 覧

| Symbol :     | Quantity  | : Unit           |
|--------------|---|------------------|
| $c_p$        | Specific heat at $P=Const.$   | : kJ/(kg·K)      |
| $\Delta H_c$ | Standard heat of combustion   | : kJ/kg          |
| $m_0$        | $=(\kappa-1)/\kappa$  |                  |
| $\dot{m}$    | Mass flow   | : kg/s           |
| $P$          | Pressure  | : Pa             |
| $R$          | Gas constant of a substance   | : kJ/(kg·K)      |
| $S$          | Entropy   | : kJ/K           |
| $T$          | Temperature   | : K              |
| $V$          | Volume  | : m <sup>3</sup> |
| $\dot{Q}$    | Energy supplied during a change   | : (k)W           |
| $\dot{Q}_H$  | Energy supplied in a cycle ( $=\oint d\dot{Q}$ )  | : (k)W           |
| $\dot{W}$    | Power   | : (k)W           |
| $\dot{W}_M$  | Non-dimensional specific power<br>[ $= (\dot{W}_T - \dot{W}_C) / (\dot{m} \cdot c_p \cdot T_A)$ ] |                  |
| $\lambda$    | Excess air ratio  |                  |
| $\kappa$     | Adiabatic (isentropic) exponent   |                  |
| $\eta_{th}$  | Thermal efficiency  |                  |
| $\tau$       | Ratio of temperature [ $= T_{max.} / T_{min.}$ ]  |                  |
| $\phi$       | Ratio of pressure [ $= P_{max.} / P_{min.}$ ]   |                  |



① 条件①よりの  
限界圧力比  $\varphi_0$

: 実在しない。

② 条件②よりの  
サイクル可能最  
大限界圧力比

$\varphi_{Max.}$

③ 比動力や熱効  
率を最大とする  
最適圧力比 (サ  
イクルの完成と  
 $\dot{W}_T = \dot{Q}_H$  成立

)  $\varphi_{Opt.}$

④ 条件④よりの

最小限界圧力比  $\varphi_{Min.}$  : 供給燃料の燃焼による供給エネルギーを限度とした場合で、サイクル可能最小限界圧力比となる。燃焼に関する諸値は一例としての採用で、空気標準理想燃焼とした。

表 2 ブレイトンサイクルのサイクル制約条件

|   | Condition  | Range et al  |
|---|--|--|
| ① | (Limit C.)<br>$T_A \leq T_B \leq T_C$  | When $\tau$ is given, $1 \leq \varphi \leq \tau^{1/m_0}$ .               |
| ② | (Restrict C.)<br>When $\dot{W}_C = \dot{W}_T$ , $\dot{W}_M = 0$ and $\eta_{th} = 0$ .<br>This is a self-evident truth. | $\dot{W}_C \leq \dot{W}_T$ must be satisfied.                            |
| ③ | (Restrict C.)<br>When $\dot{W}_T \geq \dot{Q}_H$ , $\dot{W}_T$ should be equal to $\dot{Q}_H$ .                        | $\dot{W}_T \leq \dot{Q}_H$ must be satisfied.                            |
| ④ | (Limit C.)   | $\dot{Q}_H \leq \dot{Q}_C$ $\dot{Q}_C = \Delta H_C \cdot \dot{m}_{Fuel}$ |

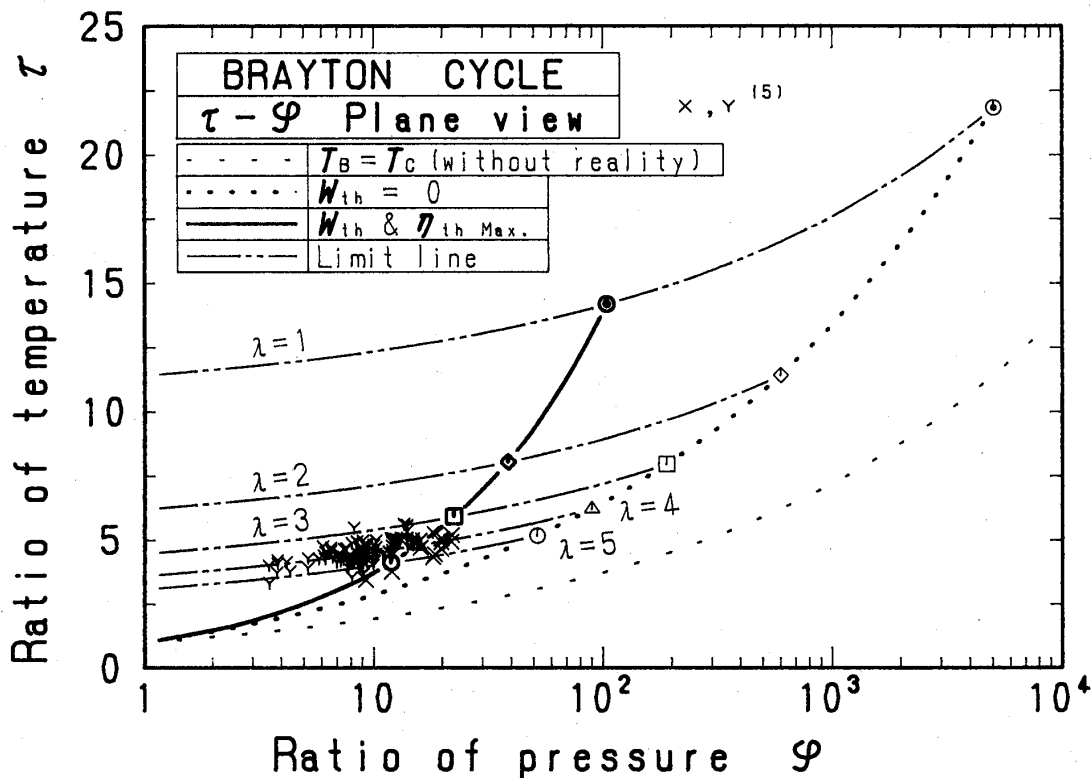


図 1 限界温度比と同圧力比との関係

### 3. 計算結果と考察

#### 3.1 圧力比および温度比の可能範囲について

空気標準サイクルとし、また、前述の制約条件の③を考慮し、タービンでの膨張仕事が生供給エネルギーより大となる場合は供給エネルギーを限度として計算処理した。

前述の限界および制約条件により求められる各限界温度比と圧力比との関係を図1に示す。条件①よりの限界は実在せず、太線の点線にて示される条件②よりの限界曲線と2点鎖線にて示される条件④よりの限界曲線にて囲まれる領域内にて、有効な熱効率や比動力が得られた。しかも、その領域内の太い実線と太線の記号で示した線上において、熱効率や比動力が最大となり、それより左右にずれると次第に低下した。

以上の結果については、計算上得られた有効値を得る全領域をそのまま図示した。参考に、現在の実用機の圧力比と温度比<sup>(5)</sup>を図中にXまたはYにて示した。それらの数は100点以上であるが、空気比では約3，圧力比では約25内であった。

#### 3.2 熱効率について

空気比が1の場合の限界までの熱効率と圧力比との関係を図2に示す。空気比が1の場合の燃料の燃焼による供給エネルギーにて定まる最大熱効率は太線の◎印にて、また、同様に熱効率および比動力が0となる限界は細線の◎印にて示した。

さて、温度比を設定すると、その温度比にて定まる最大熱効率を得る最適圧力比が

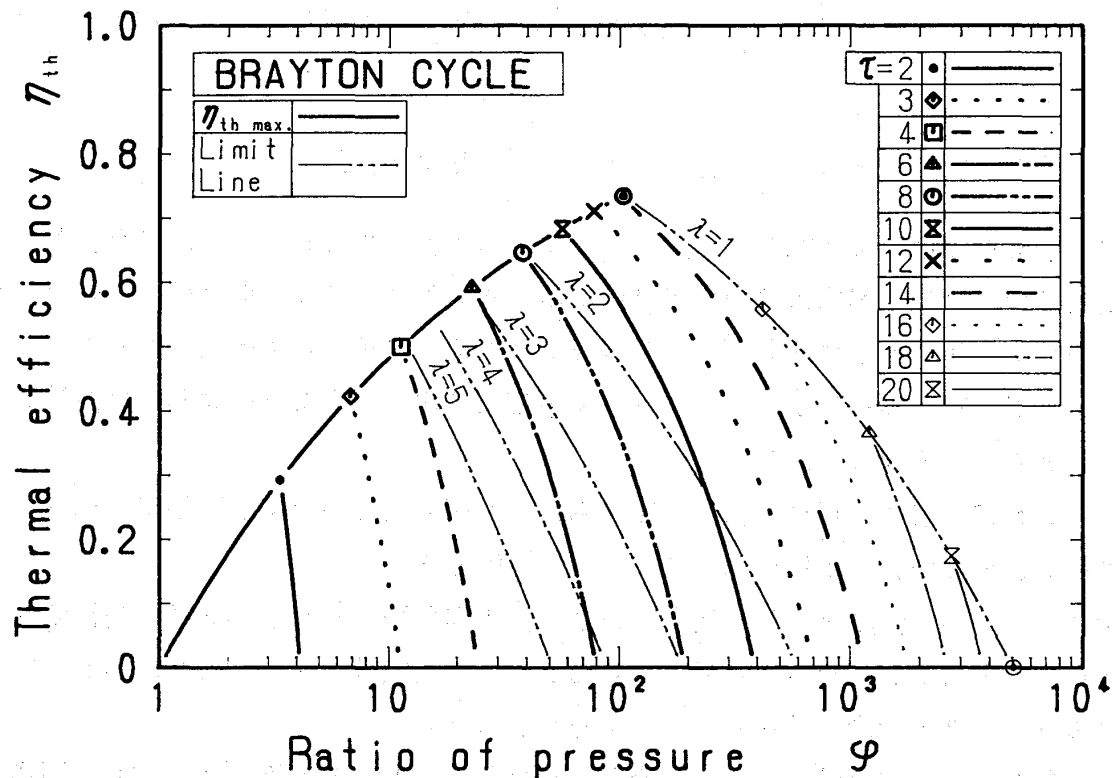


図2 限界までの熱効率と圧力比との関係

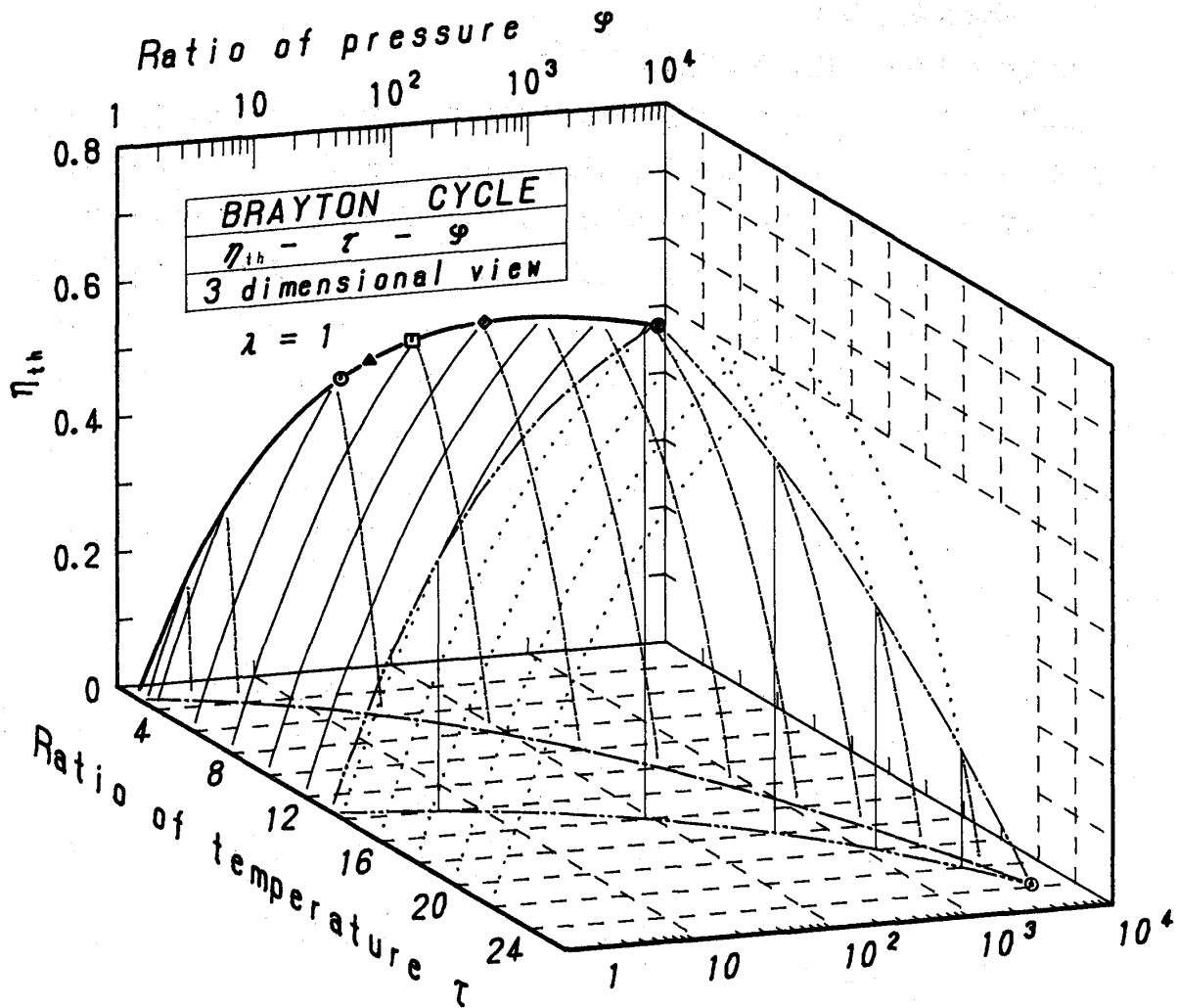


図3  $\eta_{th} - \tau - \phi$  3次元線図

存在し、それを越えると熱効率は低下することはすでに報告した<sup>(2)</sup>。また、個々の温度比での最大熱効率は太線の各記号にて示した。それらの点の最大値は太線の◎印で示したが、最大熱効率は温度比が約14.2、圧力比が約103にて約73.4%となった。なお、太線の◎印に相当する圧力比以下の設定温度比にて定まる最大熱効率曲線は各記号を結ぶ太い実線に一致した。

一方、太線の◎印に相当する圧力比を越えると圧力比を高めても熱効率は低下し、最終的に、限界圧力比が約5,000にて熱効率も0となった。

次に、熱効率、温度比そして圧力比の3次元線図を図3に示す。前述の制約条件を考慮しない場合で、しかも、実用域を考慮しての3次元線図を求めた例がある<sup>(4)</sup>が、前述の制約条件を考慮した場合について求め直した。

図3にて、熱効率が最大となる場合および熱効率が0となる場合は、図2と同様に、それぞれ太線および細線の◎印にて示した。

この3次元線図にて始めて熱効率が正となる領域および有効な熱効率が明示され、より具体的な現象の全容の把握が可能となった。

特に、温度比一定の場合の圧力比の範囲は温度比により3領域に分類された。

(イ) 温度比が約11以下では、温度比を設定すると、その設定温度比にて定まる最大熱効率となる最適圧力比までは圧力比を高めるとともに熱効率も増大するが、最適圧力比を越えて圧力比を高めると前述の制約条件の制約を受け、熱効率は低下した。そして、それぞれの設定温度比にて熱効率が0となる限界圧力比までが有効な範囲となった。すなわち、設定温度比にて定まる最大熱効率を頂点とする細い実線と最適圧力比以後の破線で示されるテント張り型形状内にて有効な(正の)熱効率が得られた。

(ロ) 温度比が約11より大で、最大熱効率の点群の最大となる太線の◎印の限界温度比の約14までは、一例として温度比が12の場合を取り上げると、供給エネルギーにて定まる2点鎖線の限界曲線以下の圧力比では点線のように有効な値を得る領域外となり、その限界曲線以上にて有効な値を得た。そして、その圧力比以上においては前述の(イ)に一致した。

(ハ) さらに、温度比を高めると、設定温度比にて定まる最大熱効率となる最適圧

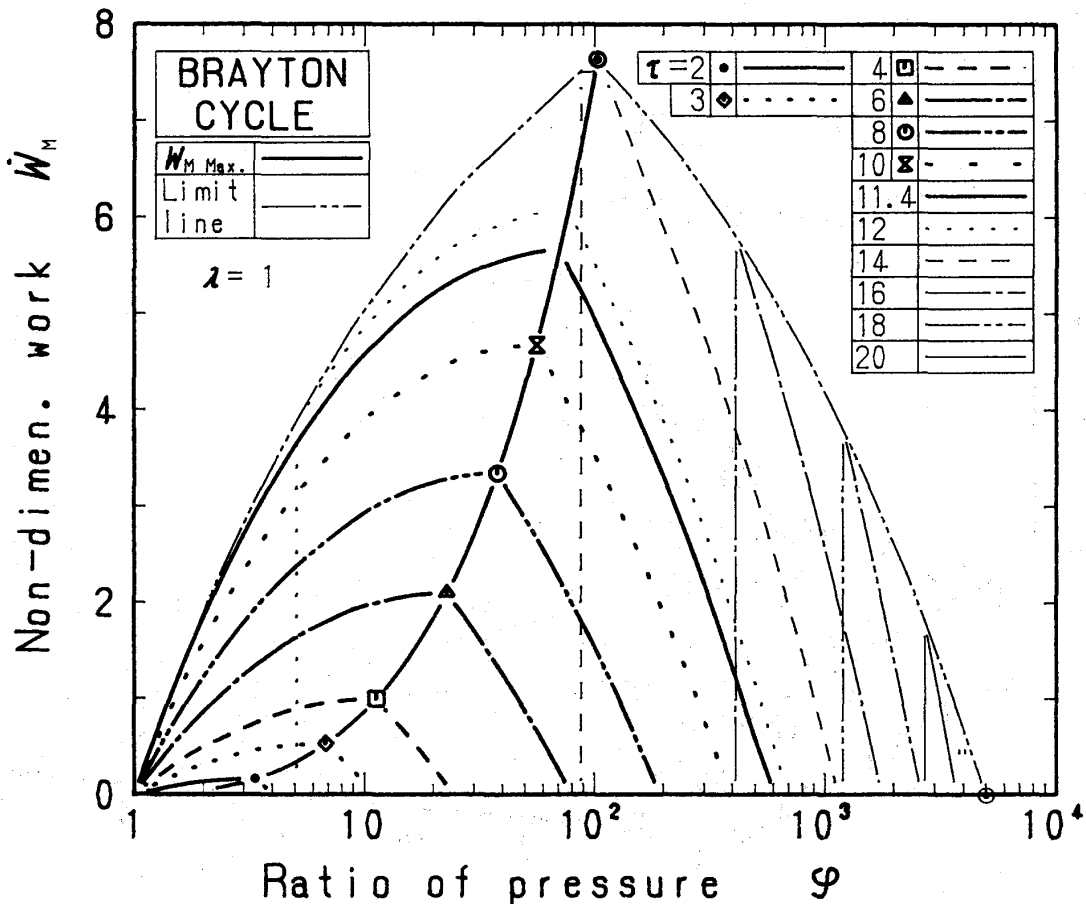


図4 限界までの比動力と圧力比との関係

力比を越えて熱効率が低下する領域になって始めて有効領域となり，熱効率が0となる限界圧力比までのわずかな領域にて有効な熱効率が得られた。

以上より，温度比により，テント張り型形状内の全域および切り欠いたテント張り型形状内にて，さらに，温度比や圧力比により有効領域が異なることを含め，複雑な立体のテント張り型形状内にて有効な熱効率が得られることが確認された。

### 3.3 比動力について

熱効率の場合と同様に，空気比が1の場合の限界までの無次元化しての比動力  $\dot{W}_M$  と圧力比との関係を図4に示す。

温度比一定にて圧力比を高めると比動力は増大するが，温度比に応じて最大比動力が得られる最適圧力比が存在し，それ以上に圧力比を高めると比動力は急激に低下した。その最大比動力が得られる最適圧力比は熱効率の場合と一致することはすでに報告した<sup>(2)</sup>。また，熱効率の場合と同様に，温度比にて分類される3領域はこの場合も認められた。

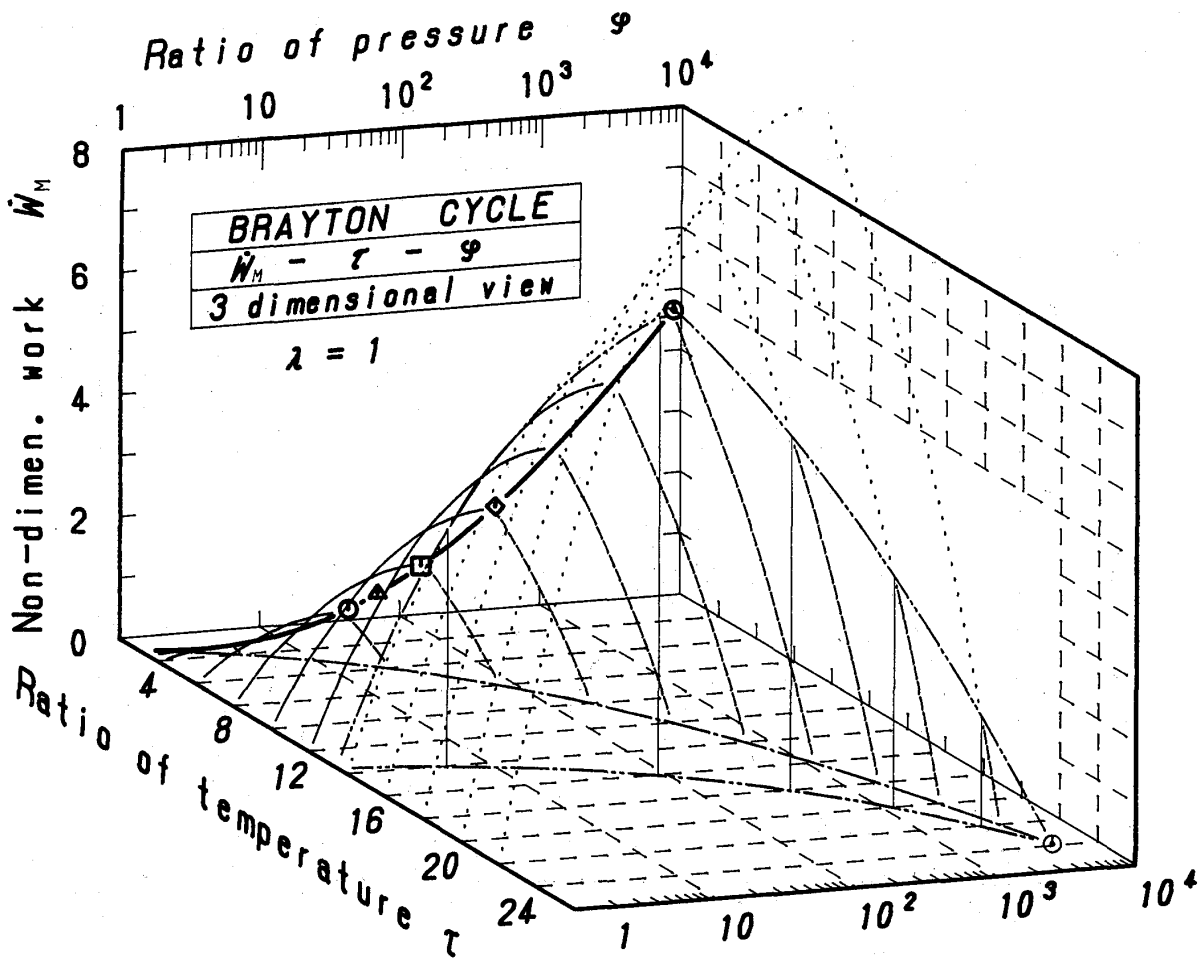


図5  $\dot{W}_M - \tau - \phi$  3次元線図

表 3 プレイトンサイクルの限界値 (  $\tau$  )

| $\tau$ | $T_{Max.}$ | ④ $\varphi_{Min.}$         |       |       |       |   | ③ $\varphi_{Opt.}$ | ② $\varphi_{Max.}$ | ① $\varphi_0$ |
|--------|------------|----------------------------|-------|-------|-------|---|--------------------|--------------------|---------------|
|        |            | Excess air ratio $\lambda$ |       |       |       |   |                    |                    |               |
|        |            | 5                          | 4     | 3     | 2     | 1 |                    |                    |               |
| 3      | 864        | 1                          | 1     | 1     | 1     | 1 | 6.839              | 11.31              | 46.77         |
| 4      | 1,152      | 9.781                      | 3.232 | 1     | 1     | 1 | 11.31              | 24.71              | 128.0         |
| 5      | 1,440      | 42.47                      | 21.36 | 4.439 | 1     | 1 | 16.72              | 46.77              | 279.5         |
| 6      | 1,728      | -                          | 72.34 | 25.79 | 1     | 1 | 23.00              | 80.21              | 529.1         |
| 7      | 2,016      | -                          | -     | 82.72 | 7.769 | 1 | 30.12              | 128.0              | 907.5         |
| 8      | 2,304      | -                          | -     | -     | 36.57 | 1 | 38.05              | 193.3              | 1,448         |
| 9      | 2,592      | -                          | -     | -     | 106.6 | 1 | 46.77              | 279.5              | 2,187         |
| 10     | 2,880      | -                          | -     | -     | 241.7 | 1 | 56.23              | 390.2              | 3,162         |

|                                    |       |       |       |       |       |  |
|------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|--|
| Limit values with excess air ratio | 3.081 | 3.602 | 4.469 | 6.204 | 11.41 | ⑤ $\tau$ at $\varphi=1$                          |
|                                    | 4.108 | 4.791 | 5.898 | 8.039 | 14.17 | ⑥ $\varphi$ at $\dot{W}_{Max.}$                  |
|                                    | 11.86 | 15.51 | 22.32 | 38.38 | 103.5 |  |
|                                    | 0.507 | 0.543 | 0.588 | 0.647 | 0.734 | ⑦ $\tau$ at $\dot{W}_{th} = 0$ & $\eta_{th} = 0$ |
|                                    | 1.055 | 1.413 | 2.041 | 3.368 | 7.643 |  |
|                                    | 5.163 | 6.204 | 7.938 | 11.41 | 21.81 |  |

次に、熱効率の場合と同様に、比動力、温度比そして圧力比の3次元線図を図5に示す。この場合も、前述のの制約条件を考慮しない場合の比動力、温度比そして圧力比の3次元線図を求めた例<sup>(4)</sup>があるが、その制約条件を考慮した場合について求め直した。

その断面形状は熱効率の場合とは異なるが、3.2の考察と同様に、3領域に分類され、一部の領域ではテント張り型形状内にて、また、空気比にて定まる供給エネルギーよりの限界曲線が影響する領域になると、切り欠き形のテント張り型形状内にて有効値が存在した。その際の、比動力の最大値は熱効率の場合と同様の温度比と圧力比にて約7.64となった。また、比動力が0となる限界の温度比と圧力比は熱効率の場合と同様であった。

### 3.4 限界圧力比と同温度比の計算例

以上にて、表3には温度比を基準にした場合の限界圧力比の例を示す。また、空気比をパラメータとした燃料の燃焼よりの供給エネルギーによる限界値および最大値も示した。ただし、供給エネルギー等の計算は前述のように一例としてのデータの採用および空気標準理想計算を用いた。

これらの計算結果より、今後の技術革新による向上を期待して現実の温度等の諸制約条件を考慮せず、有効な熱効率や比動力を得る全領域を取り上げたが、明確に示された。また、今後とも最適値を得る状況を明確に示唆したと判断できた。

#### 4. 結 言

ブレイトンサイクルにて、タービンでの膨張仕事は供給エネルギーを限度とする制約条件を考慮し、さらに、供給燃料の燃焼による供給エネルギーの限界を考慮して熱効率等を求め、その影響因子の温度比と圧力比との3次元線図に示した。その図より、総合的に考察を行った。その結果、次の新しい知見が得られた。

- 1) タービンでの膨張仕事は供給エネルギーを限度とする制約条件の影響は大で、それにより、有効な（正の）熱効率や比動力が得られる温度比と圧力比との領域はある範囲に限定されることが確認された。
- 2) 熱効率や比動力を温度比と圧力比との3次元線図に示して始めて立体的な有効値の存在状況が明確に示された。例えば、温度比を一定とすると、圧力比の範囲は限定され、その範囲内にて正の熱効率や比動力が得られた。しかも、最大値が得られる最適圧力比がその中に存在し、そして、最大の熱効率や比動力を頂点としたテント張り型断面形状内にて有効な熱効率や比動力が存在した。
- 3) 燃料の燃焼による供給エネルギーの限界を考慮すると、最大となる熱効率や比動力および熱効率や比動力が0となる限界が確定し、また、限界の影響を受け、前述のテント張り型断面形状を一部切り欠いた形状内にて有効な熱効率や比動力が存在することが示された。
- 4) 今後、熱効率や比動力を高めるには、最大の熱効率や比動力を得る最適温度比や最適圧力比に近づけることが望まれる。

以上より、ブレイトンサイクルについて、3次元線図と現在の温度等の制約条件にとらわれずに限界までの考慮とから総合的考察を行うことができた。

#### 参 考 文 献

- 1) 永田 勝「ガスタービンサイクルの新理論研究（第2報、制約条件を考慮しての圧力比と熱効率等について）」日本機械学会第3回動力・エネルギー技術シンポジウム講演論文集，p.107，1992，11
- 2) 永田 勝「新制約条件を考慮したブレイトンサイクルについて」第21回ガスタービン定期講演会講演論文集，p.97，1993，6
- 3) 例えば，①（新版）「機械工学便覧 A6 熱工学」日本機械学会編，（社）日本機械学会，p.57，1985，②（新版）「機械工学便覧 B7 内燃機関」日本機械学会編，（社）日本機械学会，p.127，1985
- 4) 佐藤 豪「ガスタービンサイクル論」山海堂，1972，p. 24,25
- 5) 「国産エンジンデータブック '92/'93」山海堂，1992，p. 430

## タービン内再熱水素燃焼ガスタービンの研究 (第2報)

\*菅進(船舶技研) 平岡克英(船舶技研) 熊倉孝尚(船舶技研)  
井亀優(船舶技研) 城田英之(船舶技研) 森下輝夫(船舶技研)

### 1. はじめに

水素をタービン内で燃焼させることにより等温膨張を近似的に実現することができる。著者らはこれをタービン内再熱と名づけ単段のタービン内再熱試験タービンを試作、水素の着火・燃焼試験に成功し、その結果を前報で報告した<sup>1)</sup>。本報告では主空気流量および再熱水素流量を変えてタービン運転試験を行った結果について述べる。運転試験ではタービン下流で排気を採取してガス分析を行い、水素の燃焼効率およびNOxの増加の有無を調べた。また、動力計で計測されたタービン出力の増加と理論的に計算される出力増加を比較、考察を行った。

### 2. 試験タービンおよび試験装置

試験タービンの主要部断面図を図1に示す。前報で述べたように等温膨張タービンの考え方からすればタービンは多段となり、再熱水素は動翼後縁から噴き出し次段のノズル翼までに燃焼することになるが、動翼への水素導入が困難なことから試験装置容量の制限とから、試験タービンは単段タービンとしてノズル翼から水素を噴き出す構造をとった。再熱用水素はノズル翼毎に導管によって導かれ翼を内部から冷却し、翼

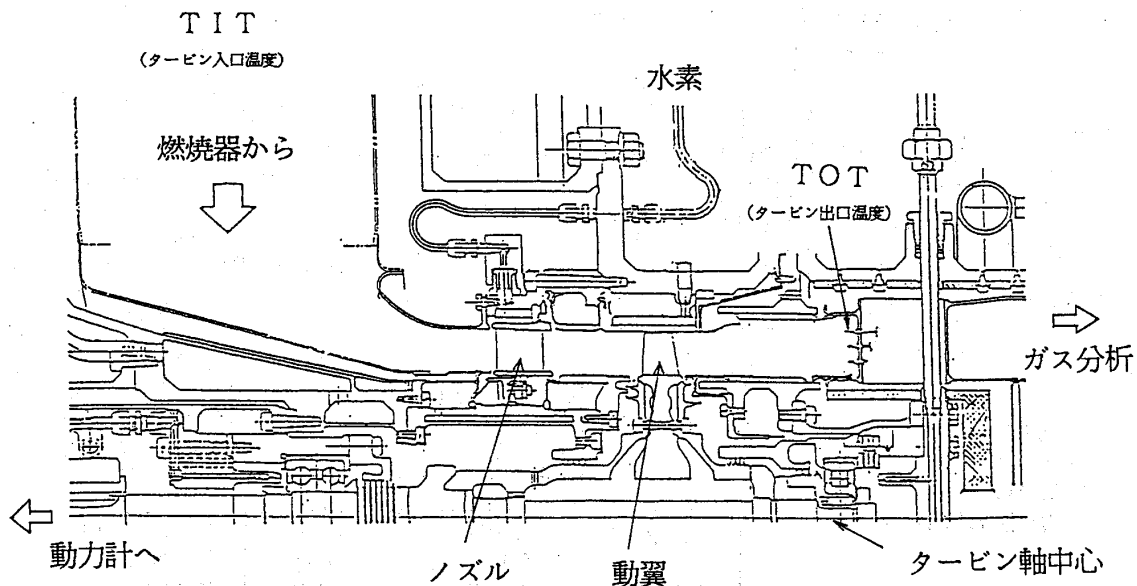


図1 試験タービン主要部断面



後縁から噴き出しタービン内のガス流中で燃焼する。試験タービンでは水素燃焼によるノズル・動翼間でのガス温度上昇の結果、ロータで吸収される動力が増加する。

試験タービンの写真を図2に、試験装置の概要を図3に示す。主燃焼器の燃料には灯油を使用する。

前報の実験では図3のA位置の6本の熱電対によって計測されたタービン入口温度の周方向不均一が大きく、この結果ノズル周方向に水素の着火燃焼の不安定な部分が生じ、十分な燃焼効率が得られ

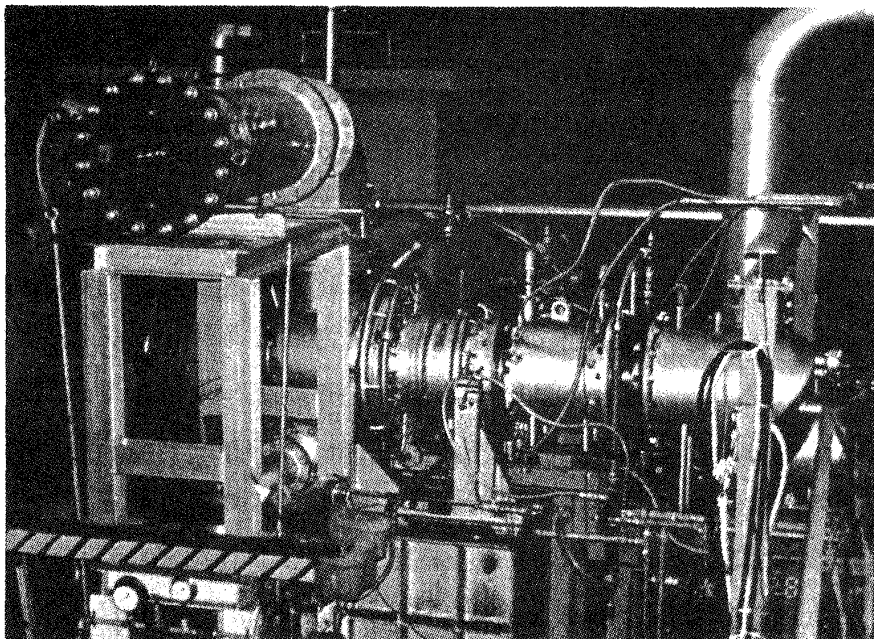


図2 試験タービン

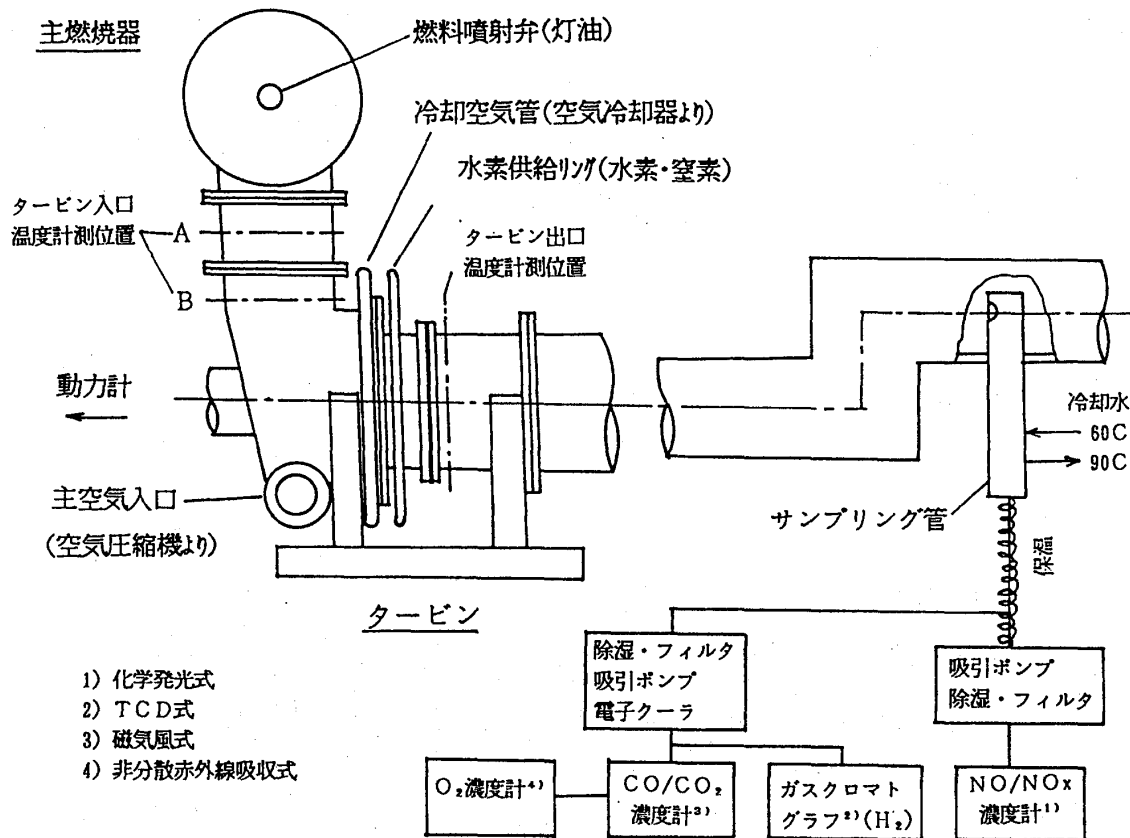


図3 試験装置概要

ないと考えた。このため今回は主燃焼器への空気入口部に整流ガイドを設けタービン入口温度分布の均一化をはかった。またタービン入口温度計測の熱放射補正を行うために、新たに図3のB位置に放射シールド付き熱電対6本を装着した。

水素燃焼効率およびNO<sub>x</sub>濃度を調べるため排気的气体分析を行った。分析対象ガス成分はNO, NO<sub>x</sub>, CO, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>およびCO<sub>2</sub>とした。図3の右部分にガス分析の流れ図を示す。ガスサンプリングのためにタービン出口フランジからL型の曲がりを経た約2m下流の排気管中央に水冷サンプリング管を挿入した。サンプリング断面内ではガスがすでに均一に混合され有意の濃度分布がないことを予備実験で確認した。後述のように本実験ではNO<sub>x</sub>中のNO<sub>2</sub>比が大きいため、計測にあたっては凝縮水によるNO<sub>2</sub>の吸収が生じないように特に注意した。また測定器のNO<sub>2</sub>-NOコンバータ効率を予め求め、NO<sub>x</sub>測定値の補正を行った。

表1 タービン運転条件および実験結果

| 実験番号               |                     | 930715 |       |       |       | 921014 |       |       |       | 921029 |       |       |       |
|--------------------|---------------------|--------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|-------|--------|-------|-------|-------|
| 主空気流量              | G <sub>0</sub> kg/s | 2.33   | 2.32  | 2.32  | 2.31  | 2.64   | 2.63  | 2.63  | 2.62  | 2.90   | 2.89  | 2.88  | 2.88  |
| 再熱水素流量             | G <sub>H</sub> g/s  | -      | 1.50  | 1.82  | 2.40  | -      | 1.84  | 2.43  | 2.71  | -      | 1.83  | 2.43  | 3.02  |
| 燃料流量               | G <sub>f</sub> g/s  | 40.7   | 40.7  | 40.7  | 40.7  | 46.7   | 46.7  | 46.7  | 46.7  | 50.5   | 50.5  | 50.5  | 50.5  |
| 冷却空気量              | G <sub>c</sub> kg/s | 0.43   | 0.41  | 0.41  | 0.41  | 0.44   | 0.42  | 0.42  | 0.42  | 0.44   | 0.43  | 0.43  | 0.43  |
| タービン入口温度           | TIT °C              | 941    | 943   | 944   | 945   | 939    | 941   | 942   | 943   | 938    | 940   | 941   | 943   |
| タービン出口温度           | TOT °C              | 644    | 693   | 704   | 721   | 633    | 686   | 702   | 708   | 630    | 676   | 692   | 705   |
| タービン回転速度           | n rpm               | 19980  | 20025 | 19990 | 19990 | 19980  | 20030 | 20000 | 19990 | 19980  | 20010 | 20020 | 20010 |
| タービン出力             | L ps                | 212.4  | 225.8 | 226.7 | 225.7 | 289.6  | 302.9 | 308.8 | 308.6 | 362.3  | 372.2 | 374.6 | 374.2 |
| O <sub>2</sub> 濃度  | %                   | 16.1   | 15.7  | 15.6  | 15.5  | 15.9   | 15.4  | 15.2  | 15.2  | 16.0   | 15.5  | 15.4  | 15.2  |
| CO <sub>2</sub> 濃度 | %                   | 3.46   | 3.48  | 3.48  | 3.47  | 3.51   | 3.53  | 3.52  | 3.52  | 3.48   | 3.53  | 3.53  | 3.51  |
| CO 濃度              | ppm                 | 113    | 205   | 217   | 219   | 90     | 187   | 195   | 190   | 79     | 172   | 177   | 161   |
| NO <sub>x</sub> 濃度 | ppm                 | 35.1   | 32.6  | 33.6  | 34.4  | 40.3   | 39.0  | 40.0  | 40.5  | 45.3   | 43.9  | 44.9  | 45.7  |
| NO 濃度              | ppm                 | 25.0   | 9.6   | 10.3  | 8.2   | 29.1   | 11.4  | 9.2   | 7.5   | 33.5   | 10.6  | 8.3   | 7.9   |
| H <sub>2</sub> 濃度  | ppm                 | -      | 600   | 510   | 1010  | -      | 320   | 580   | 930   | -      | 730   | 1060  | 2230  |
| 水素燃焼効率             | η <sub>H1</sub> %   | -      | 92.7  | 94.9  | 92.4  | -      | 96.4  | 95.0  | 92.9  | -      | 91.1  | 90.2  | 83.4  |
| 出力増加               | ΔL ps               | -      | 13.4  | 14.3  | 13.3  | -      | 13.3  | 19.2  | 19.0  | -      | 9.9   | 12.3  | 11.9  |
| みかけタービン効率          | η <sub>T</sub>      | 59.37  | 60.10 | 59.48 | 58.67 | 62.80  | 62.32 | 62.58 | 62.23 | 64.62  | 63.46 | 62.88 | 62.54 |
| 熱バランス計算より          |                     |        |       |       |       |        |       |       |       |        |       |       |       |
| 水素燃焼効率             | η <sub>H2</sub> %   | -      | 90.9  | 92.1  | 87.6  | -      | 90.3  | 89.7  | 86.6  | -      | 82.7  | 84.2  | 80.5  |
| 機械効率               | η <sub>m</sub>      | 77.2   | →     | →     | →     | 73.7   | →     | →     | →     | 77.2   | →     | →     | →     |
| 燃焼器通過空気流量比         | %                   | 80.1   | 80.1  | 80.1  | 80.1  | 80.5   | 80.5  | 80.5  | 80.5  | 79.7   | 79.7  | 79.7  | 79.7  |

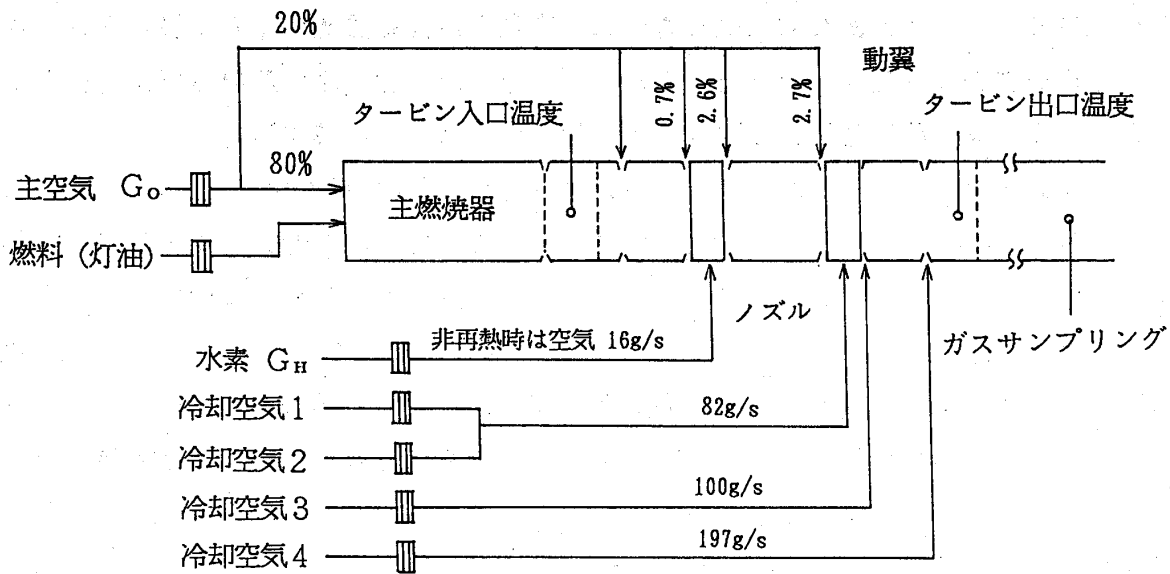


図4 主空気、冷却空気の流入量と流入位置

### 3. タービン運転条件と結果

表1に今回報告するタービン運転条件と実験結果をまとめて示す。主空気流量 $G_0$ は設計値(2.6kg/s)の他、+10%(2.9kg/s)および-10%(2.3kg/s)と変えてそれぞれ水素再熱実験を行った。0.1%の水素燃焼による温度上昇は約100Cであり、おおよそタービン1段あたりの温度降下に相当する量を考えて、水素流量は主空気流量の0.07%、0.09%、0.11%とした。回転速度20,000rpm、タービン入口温度940Cおよび冷却空気量は各実験とも同じである。

図4にタービングス流路への主空気、冷却空気および燃料の流入量と流入位置を示す。主空気は主空気配管からタービンに入ったのち内外ケーシングの間を通過して燃焼器に入るが、その間、一部は内部ケーシングの接続部から低温のまま直接に、あるいは内部ケーシング冷却に使われた後にタービンの高温流路内に混入する。主燃焼器に入る空気流量は燃料消費量とタービン入口温度から計算すると主空気流量の80.5%となった。

図5にガス分析による残存水素濃度から求めた水素燃焼効率( $\eta_{H1}$ )を示す。主空気流量が設計条件2.6kg/sの場合は水素燃焼効率は比較的よい。主空気流量が2.9kg/sになると燃焼効率は悪化する。

図6にNO, NOxおよびCO濃度の計測結果を示す。NOxの総量は水素再熱時と非再熱時でほとんど変わらないが、NOxに対するNO<sub>2</sub>の比率は大幅に変化する。CO濃度は水素再熱により非再熱時の約2倍に増加した。

・タービンノズルと動翼の間で生じる低温空気の混入および水素燃焼による発熱はすべてノズル前で行なわれたものとして計算を行う。ガス分析で得られた水素燃焼効率分の水素燃焼はロータ前で完了していると考える。

・みかけタービン効率を  $\eta_{tm} = L / L_{th}$  とする。

$L_{th}$ :理論断熱膨張仕事       $L$ :動力計で計測されたタービン仕事

図7に水素再熱による出力増加量の計測値およびみかけタービン効率を示す。

主空気流量が設計値の2.6kg/sの場合、みかけタービン効率は水素再熱時と非再熱時でほぼ同じ値となり、上に示した考えがおおよそ成り立つものと考えられる。一方、主空気流量の大きい2.9kg/sの場合、出力増加は同じ水素流量に対して主空気流量2.6kg/sの場合の約60%に低下し、みかけタービン効率は非再熱時より低下して、予想された出力が得られない様子を示している。ビデオによる水素燃焼状況の観察からも、主空気流量が大きい場合には翼後縁から噴き出した水素の燃焼が動翼前で完了しないことがこの主要な理由と推定される。

## (2) 熱バランス計算による機械効率と水素燃焼効率の推定

ガス分析による水素燃焼効率はタービン出口から2mm下の位置における値であり、タービン動翼前の燃焼効率とはかなり異なる場合も考えられる。より動翼に近い断面として、タービン出口温度測定断面における水素燃焼効率の推定を試みた。

タービンを通過する作動ガスのエンタルピーの収支を考える。タービンに流入する空気および燃料の流量と流入時

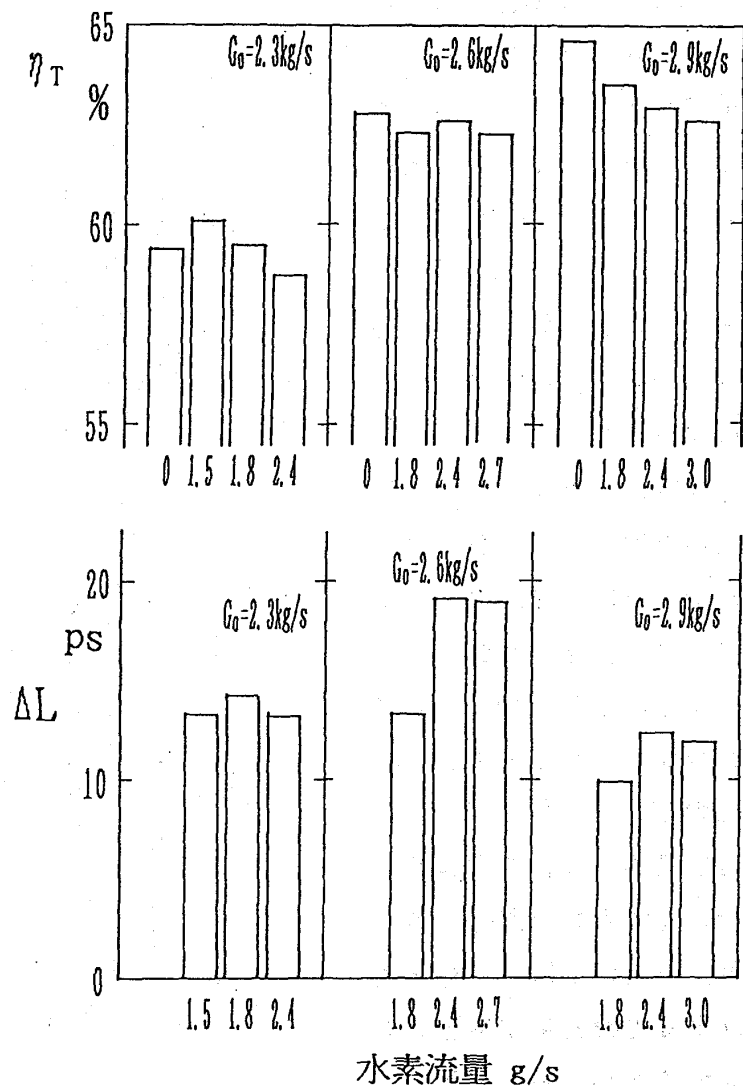


図7 出力増加とみかけタービン効率

#### 4. 考察

##### (1) 再熱時のタービン出力

理論断熱膨張出力  $L_{th}$  を以下に示す簡略化した方式により計算し、実測された出力  $L$  との比をみかけタービン効率と名づけて、実験結果を整理した。水素の燃焼反応が動翼前で終わり、燃焼による流力損失や伝熱損失の増大、フローパターンの変化による流出損失の変化が小さければ、水素再熱時のみかけタービン効率は非再熱時の効率とほぼ同じとなることが予想される。

・タービン膨張比：タービン入口全圧、出口全圧測定値から求める。

・作動ガス流量とタービン入口温度：主空気および冷却空気は図4に示すようにタービン流路を流れるものとする。主空気の80%は燃焼器に入り温度  $T_{IT}$  の燃焼ガスとなり、残り20%は低温のまま動翼前までに高温ガスと混合する。主空気と別系統の冷却空気は動翼先端と動翼下流で流入するためタービン仕事に関与しないと考える。

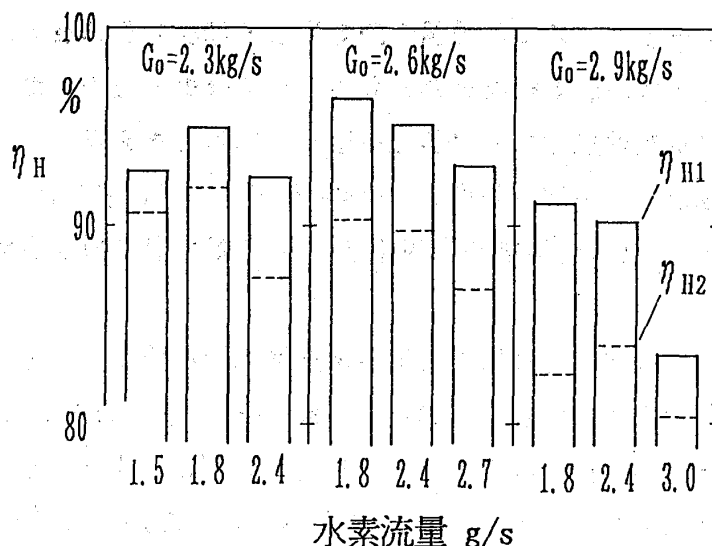


図5 水素燃焼効率

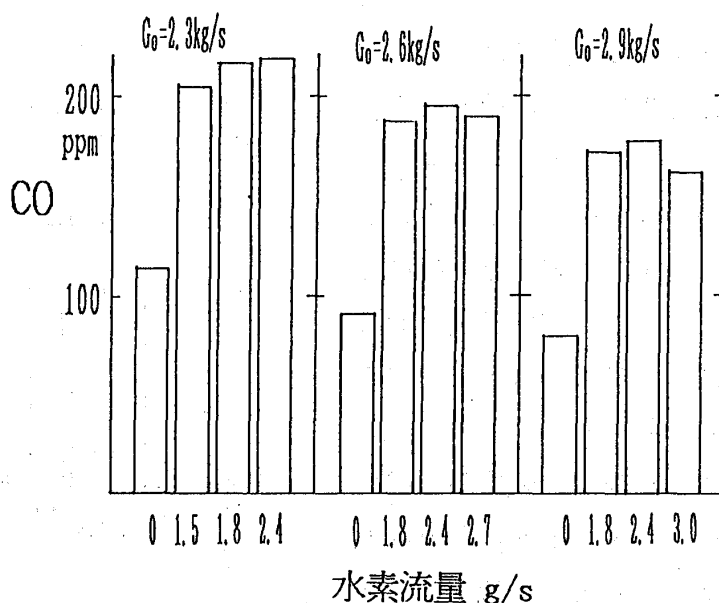
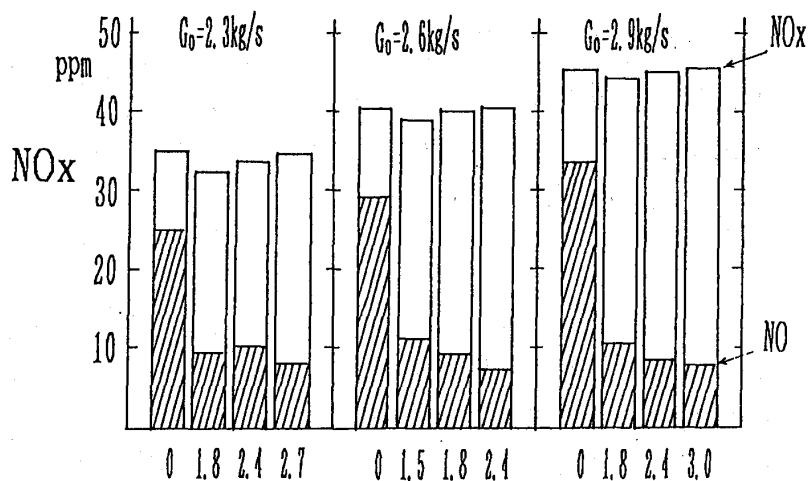


図6 NO, NOxおよびCO濃度

の温度から流入エンタルピーの総和  $\Sigma H_i$  を、タービン出口温度測定部を流れるガス流量と温度から流出エンタルピーの総和  $\Sigma H_o$  を求める。エンタルピーはガス成分毎に計算<sup>2)</sup>する。ガス成分比は燃料供給量、水素供給量と燃焼効率によって変わるので繰り返し計算を行って求める。主燃焼器における加熱量  $Q_m$  は主燃焼器の燃焼効率を100%と仮定して燃料供給量から求める。

動力計で測定されたタービン動力を  $L$ 、作動ガスがタービンロータに与えた動力を  $L_o$ 、燃焼した水素の発熱量を  $Q_h$ 、供給水素が完全に燃焼する場合の発熱量を  $Q_{ho}$  とし、

機械効率  $\eta_m$  を  $L = \eta_m \cdot L_o$

水素燃焼効率  $\eta_{H_2}$  を  $Q_h = \eta_{H_2} \cdot Q_{ho}$  と定義すると、

非再熱時の熱バランスは  $\Sigma H_i + Q_m - \Sigma H_o = L_o$

再熱時については  $\Sigma H_i + Q_m + Q_h - \Sigma H_o = L_o$  となる。

非再熱時について機械効率  $\eta_m$  を求め、再熱時にも機械効率が変わらないとして水素燃焼効率  $\eta_{H_2}$  を求める。非再熱時の放熱損失は機械損失に含まれるが、再熱時の放熱損失の増加は水素燃焼効率の値を低下させる。熱バランスから求めた水素燃焼効率  $\eta_{H_2}$  を図5の中で点線で示した。

## 6. まとめ

- (1) 水素再熱によって  $NO_x$  中に占める  $NO_2$  の比率は大幅に増加するが、 $NO_x$  の総量は変わらない。CO濃度は水素再熱により約2倍に増加した。
- (2) ガス分析から求めた水素燃焼効率は主空気流量が設計条件の2.6kg/sのとき最も高く、96%となった。タービン入口温度分布は前報より改善されたが、これによる水素燃焼効率の改善は得られていない。
- (3) ノズル・動翼間の水素燃焼による発熱をノズル前の発熱に置き換えて理論断熱仕事を求め、みかけタービン効率を定義した。主空気流量および水素流量が設計条件のとき、水素再熱時の出力は非再熱時のみかけタービン効率を用いた計算値とほぼ一致した。

## 参考文献

- 1) 森下他. 日本ガスタービン学会秋季講演会(1992.11, 長崎)
- 2) MATSUNAGA, N. et al. Proc. 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress. p.321-328.

## ターボファンエンジンの鳥吸込試験について

関根 静雄, \*佐々木 誠 (航空宇宙技術研究所)  
柳 良二, 森田 光男 ( 同 上 )

## 1. まえがき

航空用ターボファンエンジン、特に高バイパス比のターボファンエンジンにおいて、鳥吸込に対する設計上の対策および実エンジンでの確認試験は、その開発における最も困難な技術課題のひとつである。民間用エンジンの鳥吸込に対する要求は、耐空性審査要領<sup>(1)</sup>に規定されているとおり、1.8kg (41lb) の鳥と680g (1.51lb) の鳥に対するものがある。このうち680gの鳥に対しては、鳥吸込後も75%以上の推力を維持することが要求されているため、ファンの構造的な損傷が軽微であるとともに、サージング等の発生により運転不能に陥ることがあってはならない。鳥等の異物衝突に対するファンブレードの構造解析や強度試験結果に関する報告は数多く発表<sup>(2) - (6)</sup>されているが、鳥吸込時のエンジンの動的な応答に関する報告は非常に少ない<sup>(7)</sup>。本報では、FJR710/600Sエンジンの開発過程で行われた680g相当の鳥吸込試験の概要を述べるとともに、異物吸込時のエンジンの応答特性を考察した結果を報告する。

## 2. 供試エンジン及び試験方法

供試エンジンFJR710/600Sの断面図を図1に示す。本エンジンは、バイパス比6の2軸ターボファンエンジンであり、1+1/4段のファン、12段の高圧圧縮機、圧力噴霧型環状燃焼器、2段の空冷高圧タービン、4段の低圧タービンから構成され、最大圧力比は19、高圧タービン入口温度は1523K、離陸推力は47kN (4800kgf) である。燃料制御器は機械油圧式で、圧縮機回転数 (N2)、圧縮機入口温度 (T3)、

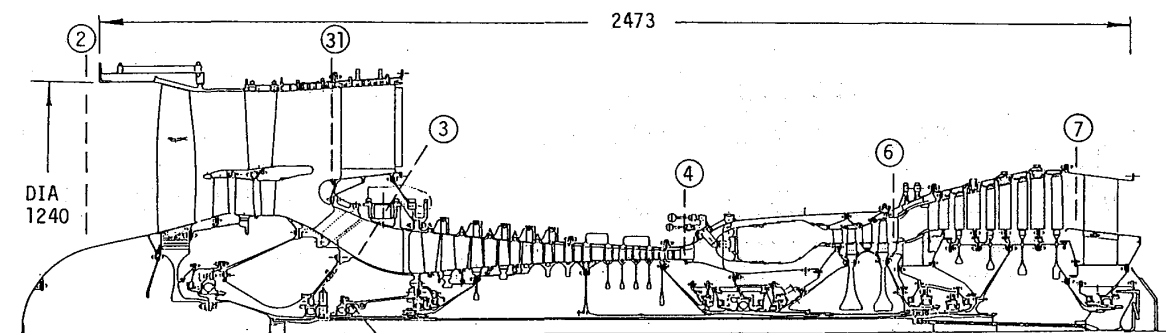


図1 FJR710/600Sエンジン

圧縮機出口静圧 (CDP) およびスロットル角度を入力とする燃料流量制御および圧縮機可変静翼 (VSV) 制御を行っている。燃料制御器には電子式のコントロールアンプが付属しており、ファン修正回転数 (N1\*) および高圧タービン出口温度 (T6) のリミッターとして機能する。

本エンジンは、STOL実験機搭載に先立って、サージ余裕向上のためコアエンジン入口部のバイパスリップ形状の変更が行われた。最終形態のエンジンについて表1の条件で、680g相当の鳥吸込試験を行った。試験条件は耐空性審査要領の規定に準拠して設定した。

表1 鳥吸込試験条件

| 試験ケース          | 1                    | 2                  | 3                     |
|----------------|----------------------|--------------------|-----------------------|
| ファン回転数         | 5650rpm<br>(連続最大)    | 5850rpm<br>(離陸)    | 5850rpm<br>(離陸)       |
| 異物の重量<br>および個数 | 400g × 1<br>(ゴミ-ボード) | 680g × 1<br>(=7トリ) | 680g × 2<br>(=7トリ)    |
| 打込速度           | 70m/s<br>(上昇開始速度)    | 70m/s<br>(同左)      | 70m/s<br>(同左)         |
| 打込位置           | ファン側<br>(半径410mm)    | コア側<br>(半径350mm)   | コア側, ファン側<br>(下図A, B) |
| 打込間隔           | -                    | -                  | 0.3秒                  |

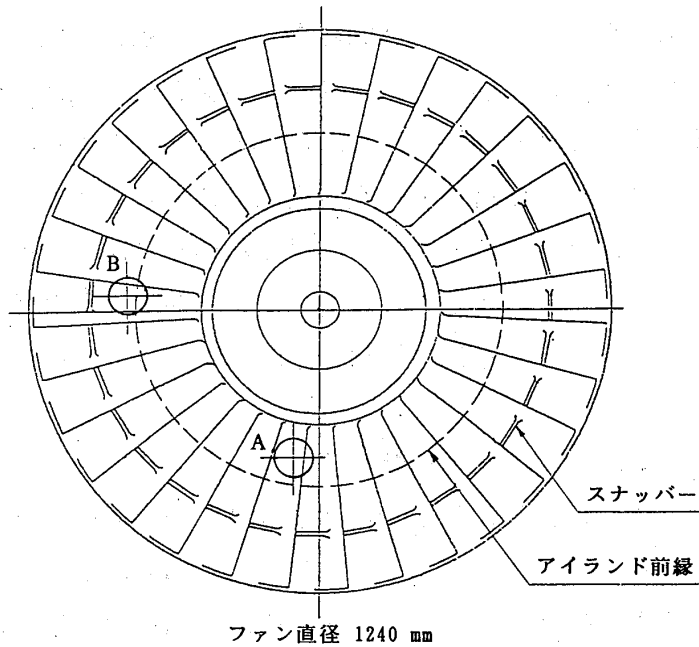


図2 打込目標位置

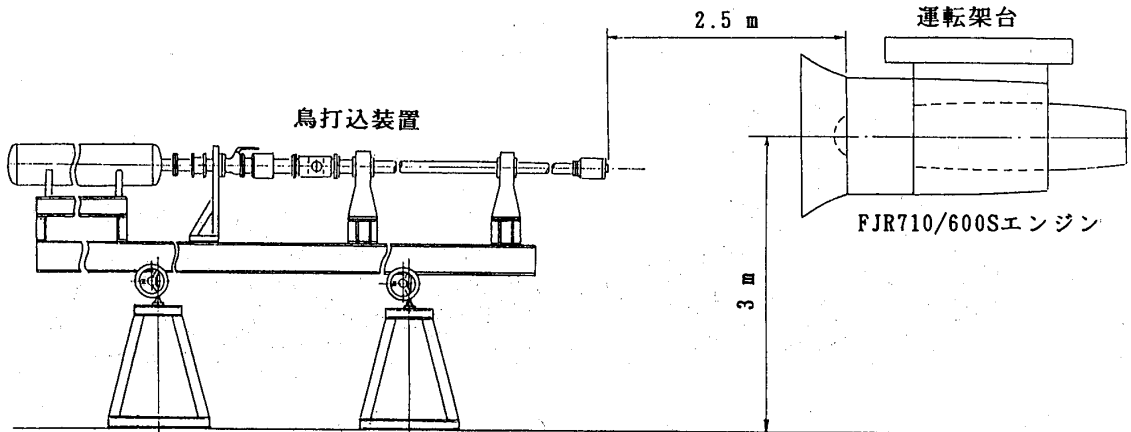


図3 鳥吸込試験概略配置



試験ケース1は予備試験として行ったもので、ダミーバードはゼラチンにマイクロバールを混入し比重を約0.9に合せたものである。試験装置の概略を図3に示す。鳥は窒素ガス用いた空気砲で打出される。打出速度は、砲身先端部のセンサーで打出し直前の鳥収納容器（サボー）の速度として測定される。また打出し後エンジンに衝撃が感知されるまでの時間間隔から、実際の打込平均速度を算出した。試験は、エンジンを所定の運転条件に設定し定常計測実施後、鳥打込を行い、スロットルを一定に保ったままエンジンの過渡的な変化が回復するのを待って、運転継続が可能であることを確認するとともに再度定常性能を計測した。

定常計測および鳥吸込時の非定常（トランジェント）計測の計測項目と計測点数を表2に示す。定常計測には多点データ収録装置を用い、トランジェント計測項目はデータレコーダに記録した後、ペンレコーダに出力するとともに、一部はアナライジングレコーダに読み込んでデジタル解析を行った。

定常計測および鳥吸込時の非定常（トランジェント）計測の計測項目と計測点数を表2に示す。定常計測には多点データ収録装置を用い、トランジェント計測項目はデータレコーダに記録した後、ペンレコーダに出力するとともに、一部はアナライジングレコーダに読み込んでデジタル解析を行った。

表2 鳥吸込試験計測項目

| NO. | 記号   | 計測項目       | 定常計測    | 非定常計測 |
|-----|------|------------|---------|-------|
| 1   | P0   | 大気圧力       | 1       |       |
| 2   | T0   | 大気温度       | 1       |       |
| 3   | N1   | ファン回転数     | 1       | 1     |
| 4   | N2   | 圧縮機回転数     | 1       | 1     |
| 5   | WF   | 燃料流量       | 1       | 1     |
| 6   | CDP  | 圧縮機出口静圧    | 1       | 1     |
| 7   | TLA  | スロットル角度    | 1       | 1     |
| 8   | VSV  | V S V角度    | 1       | 1     |
| 9   | FN   | 推力         | 1       | 1     |
| 10  | P2   | ファン入口全圧    | (4×2=8) |       |
| 11  | PS2  | ファン入口静圧    | (4×2=8) |       |
| 12  | P3   | 圧縮機入口全圧    | 5×1=5   | 1     |
| 13  | PS3  | 圧縮機入口静圧    | 5×1=5   |       |
| 14  | P31  | ファン出口全圧    | 7×1=7   |       |
| 15  | P4   | 圧縮機出口全圧    | 5×1=5   |       |
| 16  | P6   | 高圧タービン出口全圧 | 1       | 1     |
| 17  | P7   | 低圧タービン出口全圧 | 4×1=4   |       |
| 18  | T2   | ファン入口全温    | (4×2=8) |       |
| 19  | T3   | 圧縮機入口全温    | 5×1=5   | 1     |
| 20  | T31  | ファン静翼出口全温  | 7×1=7   | 1     |
| 21  | T4   | 圧縮機出口全温    | 5×1=5   |       |
| 22  | T6   | 高圧タービン出口全温 | 1(平均)   | 1     |
| 23  | T7   | 低圧タービン出口全温 | 1(平均)   |       |
| 24  | TF   | 燃料温度       | 1       |       |
| 25  |      | エンジン外殻振動   | 8       | 6     |
| 26  |      | 圧縮機各段壁温    | 7       | 4     |
| 27  |      | 圧縮機静翼振動    |         | 6     |
| 28  |      | マウントリンク応力  |         | 12    |
| 29  | ΔP31 | ファン出口全圧変動  |         | 2     |
| 30  | ΔP3  | 圧縮機入口全圧変動  |         | 3     |
| 31  | ΔPW  | 圧縮機各段壁圧変動  |         | 4     |
| 32  | ΔP4  | 圧縮機出口全圧変動  |         | 2     |

### 3 試験結果及び考察

( ): 打込時は除去

#### 3.1 エンジンの過渡的応答

図4および図5に、単独吸込時（試験ケース1および2）のエンジンパラメータの変化を示す。打込条件が異なるにも拘らず、エンジンの応答はほぼ同様の結果となった。打込直後にCDPおよび回転の低下、次いで排気温度（T6）の上昇を生じるが、約3秒で打込前の状態に回復している。高応答圧力センサーによるファン出口および圧縮機各段の変動圧力計測の結果については別途報告した<sup>(7)</sup>。鳥衝突によるファンブレードの振動により発生した圧力波は圧縮機に入りストールを誘起したが、全体的なサージングには至らず短時間で減衰したと考えられる。

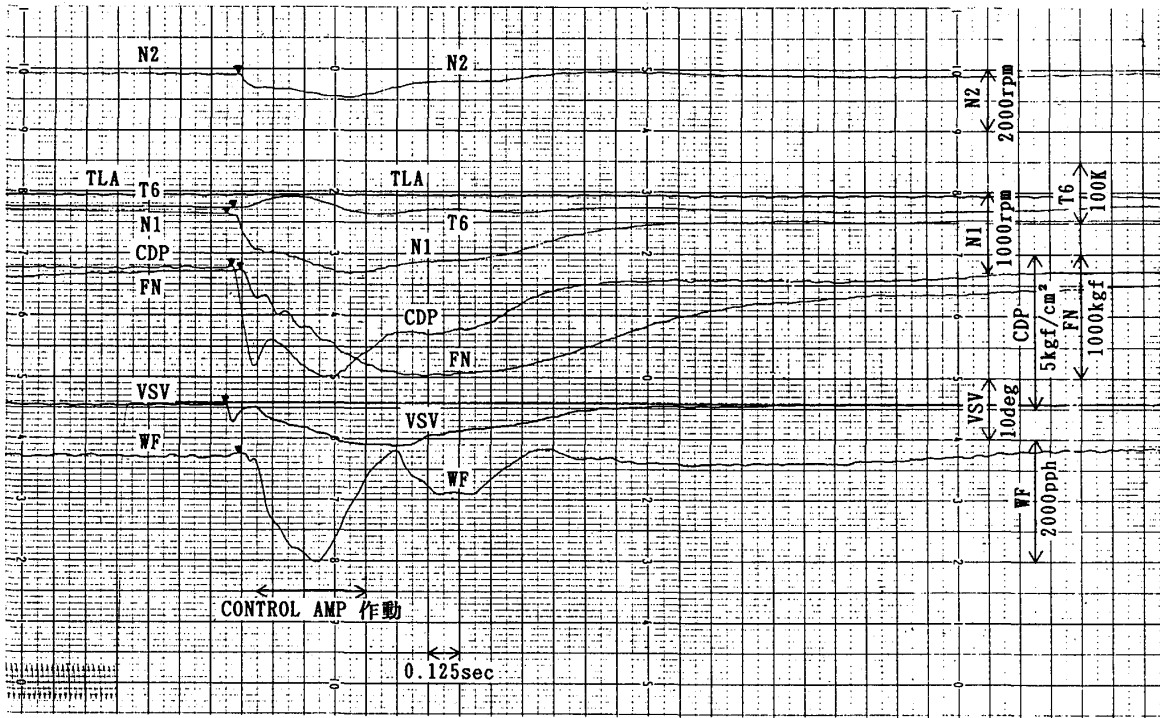


図4 試験ケース1の場合のエンジン応答  
(400gターボハート, N1=5650rpm, 打出速度76m/s)

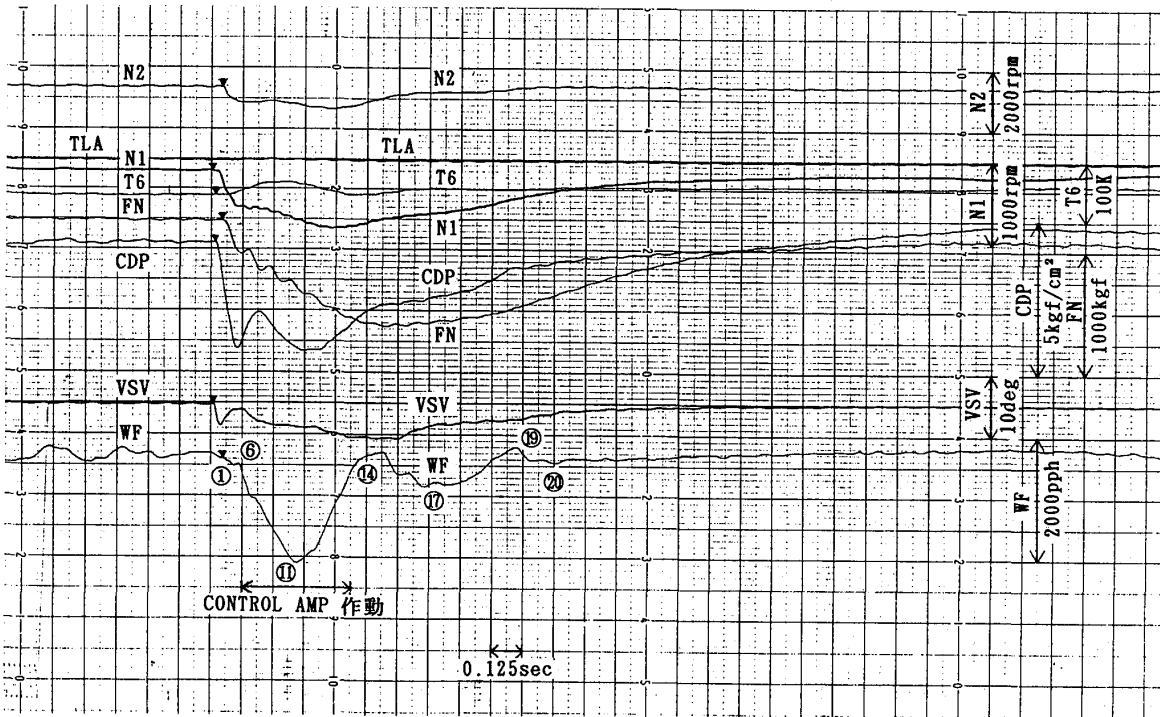


図5 試験ケース2の場合のエンジン応答  
(680g鳥, N1=5850rpm, 打出速度75m/s)

図6は、試験ケース2について燃料流量の変化を燃料スケジュール線図 (WF\*\*/CDP\*\*とN2\*\*との関係で表わされる。\*\*は圧縮機入口状態量による修正値) 上に示したも

のである。ただし、修正に用いた圧縮機入口温度T3は定常計測用熱電対による圧縮機入口流路での測定値であり、燃料制御器用T3センサー（ファン出口流路にある）の出力と同一ではない。CDPは燃料制御器入口部で測定したものをを用いた。

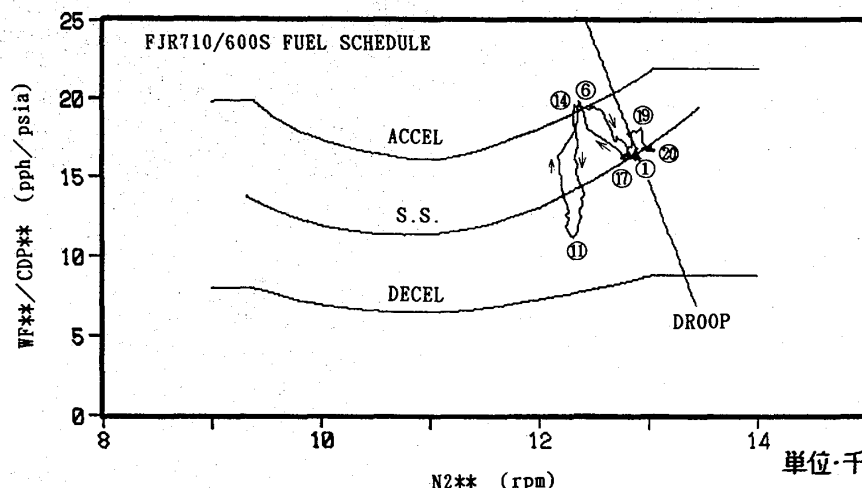


図6 燃料制御履歴（試験ケース2）

図中の番号は図5の中の番号に対応する。回転低下に伴いドループ制御によって加速燃料が出る（実流量はやや減少する）が、T6の上昇とともにコントロールアンプの作動により特性燃料流量（WF\*\*/CDP\*\*）は急激に引き下げられている。その後T6の低下とともにドループ制御により元の状態まで加速されている。本エンジンのWF\*\*/CDP\*\*をパラメータとする制御方式およびコントロールアンプによるタービン出口温度リミッターは、サージ回避に有効に機能したと考えられる。図7に、680gの鳥2羽の連続吸込（試験ケース3）の場合のエンジン応答を示す。この場合も応答特性は単独吸込の場合とほぼ同様であり、打込後約4秒で過渡的な変化から回復した。

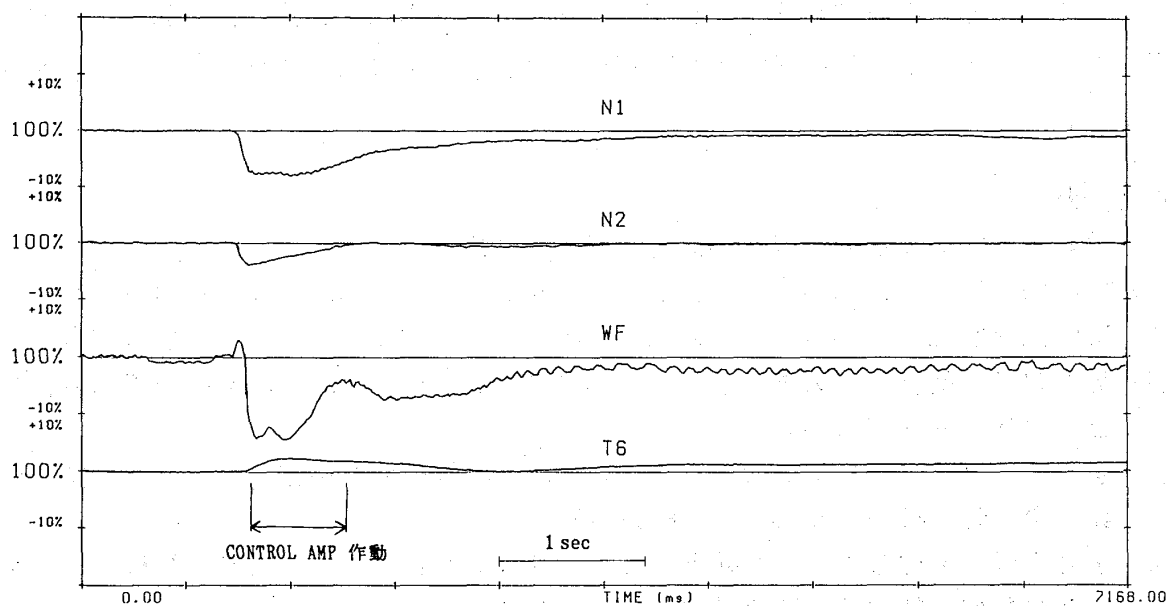


図7 試験ケース3の場合のエンジン応答  
(680g鳥×2羽, N1=5850rpm, 平均打込速度72m/s)

### 3. 2 吸込前後の性能変化 およびファンブレードの損傷

試験ケース1, 2の単独吸込の場合、吸込後の推力の低下は1%以下、また試験ケース3の2羽連続吸込の場合は5.5%であった。図8に試験ケース3の場合のファンブレードの損傷例を示す。33枚中6枚のブレード前縁に幅50~100mm程度の変形が見られた。

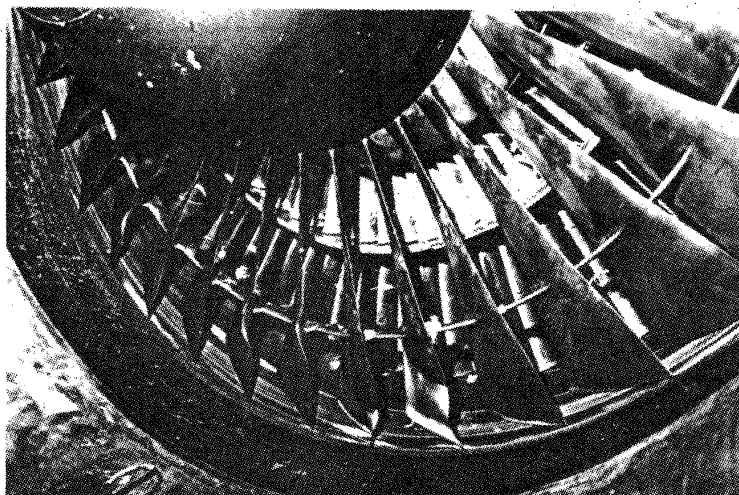


図8 ファンブレードの損傷例

## 4. まとめ

ターボファンエンジンの鳥吸込時の過渡応答特性に関して、FJR710/600Sエンジンの試験結果を分析することにより、(1)鳥吸込の衝撃により、過渡的な圧力変動と回転低下を生じたが、全体的なサージングやフレームアウト等の異常状態には至らず短時間に回復した。(2)鳥の打込み条件の相違によらず、ほぼ同様の過渡的応答を示した。(3)燃料流量と圧縮機出口圧との比を制御パラメータとする燃料制御方式およびタービン出口温度リミッターは、サージの回避に有効に機能した。

本報告の鳥吸込試験は、STOL実験機用エンジン技術開発の一環として行われたものであり、当時の航技研STOLプロジェクト推進本部エンジン技術開発室、航空機用ジェットエンジン技術研究組合、石川島播磨重工業(株)各位のご協力に感謝致します。

## 参考文献

- (1) 運輸省航空局：耐空性審査要領第Ⅶ部，鳳文書林
- (2) H. B. Kaehler: Improved Resistance to Engine Bird Ingestion, FAA-RD-77-55.
- (3) L. Cernoch, H. B. Kaehler: Damage-Tolerant Fan Blade Design, AIAA-79-1119.
- (4) 黒河邦彦，航空用ガスタービンの耐FOD設計について，第20回航空原動機講演会講演集，pp. 6-9(1980).
- (5) 塩谷義：ファンエンジンの異物吸込みによる羽根の衝撃破壊，日本航空宇宙学会誌，第35巻，第397号，pp. 63-68(1987).
- (6) 宮地敏雄，奥村秀人，大竹邦彦：複合材ファンブレードの耐衝撃性解析，第30回航空原動機に関する講演会講演集，pp. 17-22(1990).
- (7) 小林 紘，森田光男，佐々木誠：ファンエンジン開発時に経験した非定常流れの現象例について，第15回ガスタービン定期講演会講演論文集，pp. 63-68(1987).

## Ni基超合金IN738LCの機械的性質に及ぼす材料劣化の影響

\* 岡部 永年 (株式会社 東芝)  
 吉岡 洋明 (株式会社 東芝)  
 斉藤 大蔵 (株式会社 東芝)  
 藤山 一成 (株式会社 東芝)

### 1. はじめに

近年、省エネルギー、燃料の多様化、運用の柔軟性、環境適合性などの観点からガスタービンに廃熱回収ボイラおよび蒸気タービンを組み合わせたコンバインドサイクル発電プラントが新設プラントの主流となっている。その主機であるガスタービンは、これらの要望に応えるため、駆動流体としての燃焼ガスの高温化や大容量化を図ると共に稼働率や信頼性の向上および定検間隔と部品寿命の延長を図る傾向がある。

そこで、これらに対応するための基礎技術の一環としてガスタービン動翼材のNi基超合金の経年劣化挙動の解析と、それに基づく劣化損傷予測を目的とし、実験室的に作成した人工加熱劣化材に対する組織変化の観察に基づき室温での静的機械強度特性およびクリープ特性に及ぼす長時間時効の影響について解析した。

### 2. 実験

#### 2.1 供試材

本実験に供した鑄造Ni基超合金IN738LCの化学組成を表1に示す。200×80×20mmに精密鑄造したブロック材に対して843℃×24時間の溶体化時効処理を施した後、750℃、800℃、850℃、900℃の4温度にて、それぞれ、1000h、3000h、10000h、24000h保持の高温時効を行い供試材とした。

表1. 供試材IN738LCの化学組成

| C    | Ni   | C    | Co   | Al   | Ti   | W    | Mo   | Ta   | Cb   | B    | Zr   |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 0.10 | Bal. | 15.8 | 8.60 | 3.58 | 3.40 | 2.90 | 1.68 | 1.83 | 0.87 | 0.01 | 0.06 |

#### 2.2 実験方法

機械的強度特性試験として、直径6mmの平行部を有し標点間距離30mmの丸棒試験片を作成し用いた。引張試験は室温にて、クリープ試験は850℃にて294MPaと245MPaの2応力条件で行った。

時効組織観察はマーブル試薬でエッチングしたのち、 $\gamma'$ 相[Ni<sub>3</sub>(Al, Ti)]に着

目し2段レプリカ法で透過電子顕微鏡による組織観察を行い、画像処理解析を介して結晶粒内に析出した $\gamma'$ 相の粒径 $d$  ( $\mu\text{m}$ ) および粒内析出密度 $N$  (個/ $\mu\text{m}^2$ )を求めた。また、時効による針状炭化物の析出の観察には、エッチング液に王水グリセリン溶液を用いた。クリープ試験後の破面観察は走査型電子顕微鏡にて行った。また、 $800^\circ\text{C} \times 24000\text{h}$ 時効材に対する $850^\circ\text{C}$ 、 $294\text{MPa}$ のクリープ試験中断材(45.1時間)、および $850^\circ\text{C} \times 24000\text{h}$ 時効材に対するクリープ試験破断材の薄膜組織観察も行った。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 組織・析出形態における時効の影響

写真1は時効に伴うIN738LCのミクロ組織の変化を示す。時効により結晶粒界および粒内に生じる $\gamma'$ 相の析出量は、時効時間が長いほど、また、時効温度が高いほど増大する傾向がある。また、結晶粒内には針状の炭化物が析出し、その析出は $750^\circ\text{C} \sim 850^\circ\text{C}$ の温度域で顕著であったが、 $900^\circ\text{C}$ ではほとんど認められなかった。

写真2は2段レプリカ法で透過電子顕微鏡による組織観察結果を示す。未時効時には、約 $0.4\mu\text{m}$ の立方状 $\gamma'$ 相と約 $0.02\mu\text{m}$ の微細な球状 $\gamma'$ 相

の混在する組織を呈するが、高温時効により微細な球状 $\gamma'$ 相はマトリックス中に固

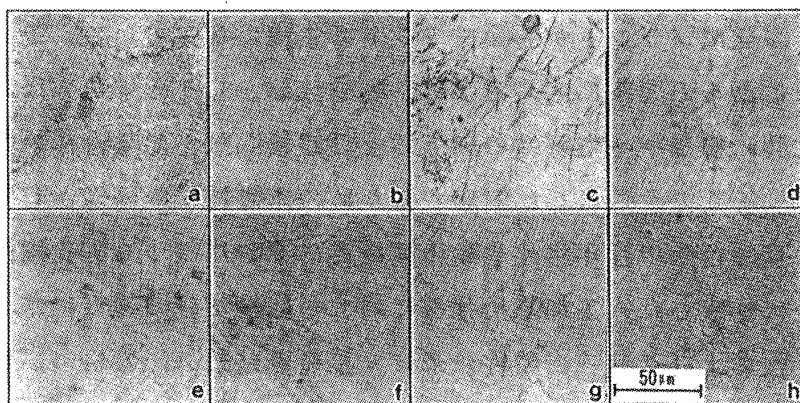


写真1. IN738LC材のミクロ組織に及ぼす時効の影響

850°C時効: ㉑0h, ㉒1000h, ㉓10000h, ㉔24000h  
24000h時効: ㉕750°C, ㉖800°C, ㉗850°C, ㉘900°C

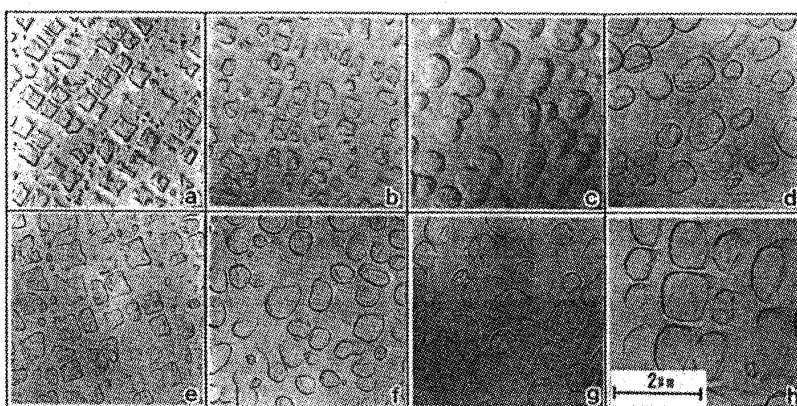


写真2. IN738LC材のTEM組織に及ぼす時効の影響

850°C時効: ㉑0h, ㉒1000h, ㉓10000h, ㉔24000h  
24000h時効: ㉕750°C, ㉖800°C, ㉗850°C, ㉘900°C

溶し、立方状  $\gamma'$  相は粗大化し、球状化する傾向がある。図1は各時効材の  $\gamma'$  相の平均粒径および粒内析出密度の計測結果を示す。そこで、図2は、この  $\gamma'$  相の粗大化傾向に着目し、時効温度  $T$  をパラメータとして各時効材の粒径  $d$  の3乗と時効時間  $t$  との関係で示したものである。図中の各直線に示すようにこの  $\gamma'$  相の粗大化傾向は各時効温度ごとに次式で表され、Ostwald成長<sup>1), 2)</sup>を示すことが認められる。

$$d^3 - d_0^3 = k t \quad (1)$$

この式における成長速度係数  $k$  は温度依存性を示し、次式で表される。

$$k = 64 \gamma_e D C_e V_m^2 / k T \quad (2)$$

$$D = D_0 \exp(-Q_d / k T)$$

- $D, D_0$ :  $\gamma$ 相中の  $\gamma'$ 相溶質元素の拡散係数  $D$ , 頻度係数
- $\gamma_e$ :  $\gamma$ 相と  $\gamma'$ 相の界面エネルギー,
- $C_e$ :  $\gamma$ 相中の  $\gamma'$ 相の平衡モル濃度
- $V_m$ :  $\gamma$ 相中の  $\gamma'$ 相のモル体積
- $Q_d$ :  $\gamma$ 相中の  $\gamma'$ 相溶質元素の拡散のための活性化エネルギー
- $k$ : ボルツマン定数

ところが、 $\gamma'$ 相の粒内析出密度は  $N = V_m C_e / d^3$  (個/ $\mu m^2$ ) で与えられるので、式(1)と式(2)から次式が導かれる。

$$N^{-1} - N_0^{-1} = k' t \quad (3)$$

$$k' = 64 \gamma_e D V_m / k T \quad (4)$$

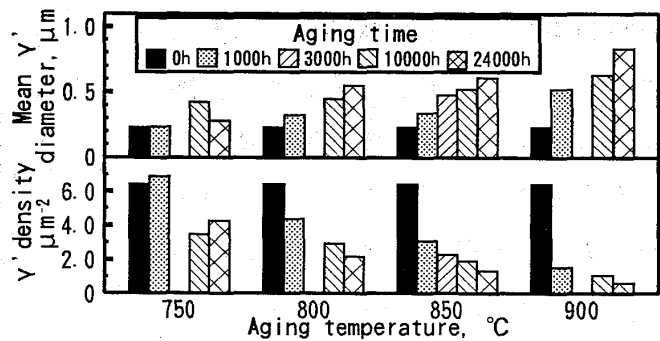


図1. IN738LC材の各高温時効材の組織観察・画像処理結果

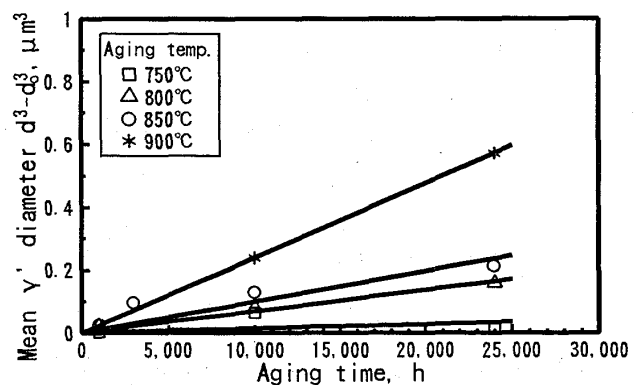


図2. IN738LC材の  $\gamma'$  相の平均粒径  $d$  ( $\mu m$ ) に及ぼす時効の影響

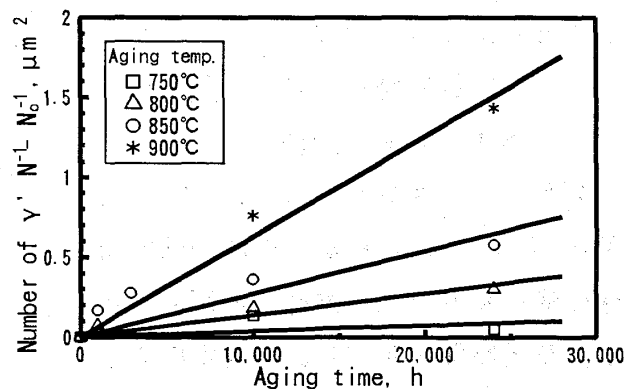


図3. IN738LC材の  $\gamma'$  相の粒内析出密度  $N$  (個/ $\mu m^2$ ) に及ぼす時効の影響

そこで、図3は高温時効にともなう $\gamma'$ 相の粒内析出密度 $N$  (個/ $\mu\text{m}^2$ )の挙動を $N^{-1}$ と $t$ の関係で示したもので、式(3)でよく表される。図4は $k$ 、 $k'$ の温度依存性の試験データを $\ln(kT)$ と $-1/T$ の関係で示したもので、図中の直線に示すようにArrheniusの式でよく表される。

したがって、 $\gamma'$ 相の挙動は次式で表されることになる。

$$d^3 - d_0^3 = (64\gamma_e D_0 C_e V_m^2 / kT) \exp(-Q_d/kT) t \quad (5)$$

$$N^{-1} - N_0^{-1} = (64\gamma_e D_0 V_m / kT) \exp(-Q_d/kT) t \quad (6)$$

ここで、 $Q_d$ の値は $Q_d = 3.19 \times 10^{-19}$  (J)であり、Ni-Al中のAlあるいはTiの拡散の活性化エネルギーの値 $Q_d = 4.27 \sim 4.48 \times 10^{-19}$  (J)にほぼ近い値を示す。

図5は $\gamma'$ 相の粒径 $d$ および粒内析出密度 $N$ に対する式(3)での推定計算値と実測値との関係を示し、 $\gamma'$ 相の成長が式(5)および式(6)でよく推定できることが示されている。

### 3.2 静的強度特性における時効の影響と組織の関係

図6は引張強さ $\sigma_B$ 、0.2%耐力 $\sigma_{0.2}$ 、硬さ $H_V$ などの室温での静的強度特性の変化に及ぼす高温時効の影響を示す。時効時間一定では、時効温度の上昇と共に $\sigma_{0.2}$ も $H_V$ も低下するが、 $\sigma_B$ は増大する傾向がある。時効温度一定では、 $\sigma_B$ 、 $\sigma_{0.2}$ 、 $H_V$ のいずれも800℃までは時効時間と共に増大するが、850℃以上

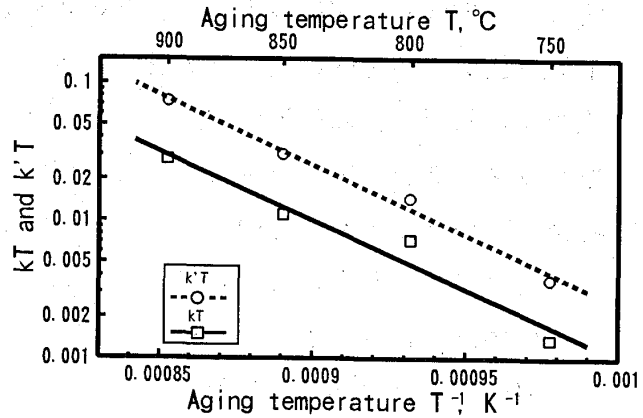


図4. IN738LC材の $\gamma'$ 相の成長速度係数 $k$ 、 $k'$ の温度依存性

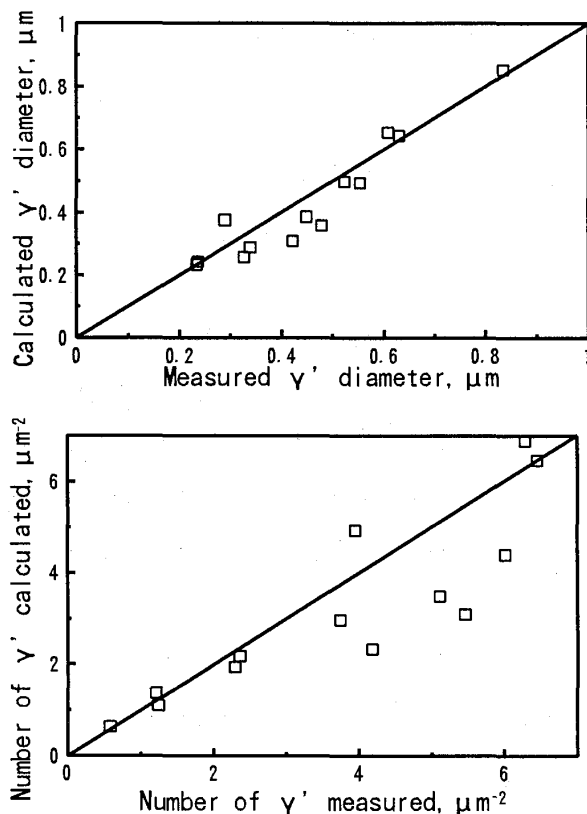


図5. IN738LC材の $\gamma'$ 相の平均粒径および粒内析出密度の推定値と実測値の相関性



では $\sigma_{0.2}$ 、Hvは減少するが、 $\sigma_B$ は増大する傾向がある。組織観察から判断すると、これらの傾向はいずれも高温時効による $\gamma'$ 相の変化に大いに依存するように推察される。

そこで、 $\gamma'$ 相の強化機構として、OrowanによるBy-passモデル<sup>3)</sup>を想定して、TM組織の画像処理により各時効材の $\gamma'$ 相間距離 $\lambda$ と静的強度特性との関係を示すと、図7のようになり、

$$\sigma_B = 727 + 77.1\lambda^{-1} \quad (7)$$

$$\sigma_{0.2} = 619 + 59.7\lambda^{-1} \quad (8)$$

$$Hv = 326 + 26.0\lambda^{-1} \quad (9)$$

の式のようによい相関があることが認められた。なお、相間距離 $\lambda$ は $1\mu\text{m}^2$ 中の $\gamma'$ 相の個数 $N$ を計測し、 $\lambda = 1/\sqrt{N}$ の関係から求めた値である。

### 3.3 850℃クリープ強度における時効の影響と組織の関係

図8は850℃でのクリープ破断試験結果を示す。850℃におけるクリープ破断強度は750～850℃での10000hの時効により寿命低下が認められ、24000hでは、特に750℃と800℃の時効温度で顕著な寿命低下が認められた。これらの寿命低下の認められる時効材は、いずれも針状の炭化物に沿った粒内破壊を呈している。それ以外の時効材は結晶粒界に沿った粒界破壊を呈している。クリープ速度に及ぼす時効の影響は850℃と900℃の時効温度において10000hまでは顕著でないが、24000hで顕著なクリープ速度の上昇が認められた。

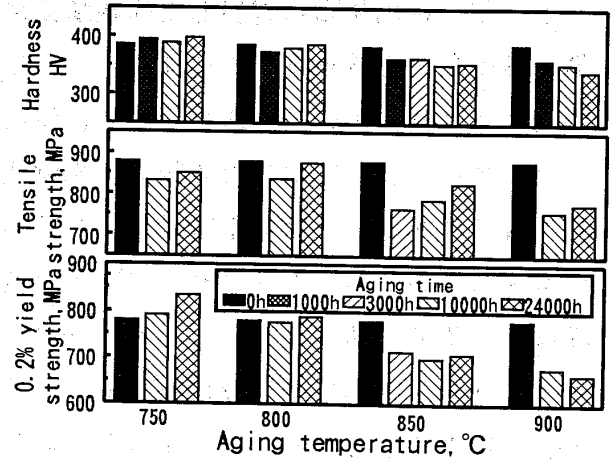


図6. 各時効材の室温での静的機械強度試験結果

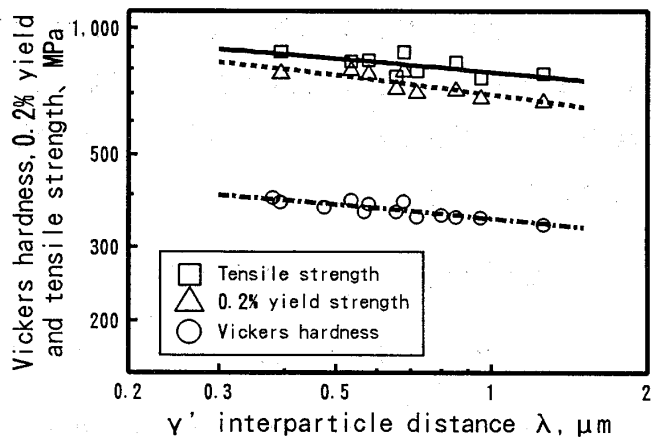


図7. 各時効材の $\gamma'$ 相の相間距離 $\lambda$  ( $\mu\text{m}$ )と静的強度特性との関係

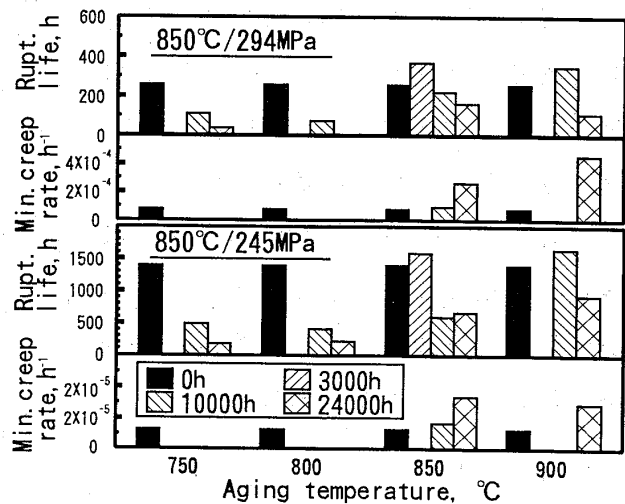


図8. 各時効材の850℃でのクリープ特性試験結果

$\gamma'$  相の析出挙動に着目した組織観察によりクリープ特性の劣化について推定・評価するの検討を試みることにする。 $\gamma'$  相の析出強化型 Ni 基超合金が長時間の高温時効により材質劣化を考慮する場合、粒内の  $\gamma'$  相の粗大化により析出分散強化の低下だけでなく、 $\gamma'$  相による粒界析出強化の変化も考慮する必要がある<sup>4)</sup>。この供試材 IN738LC では高温時効により粒内  $\gamma'$  相の凝集粗大化だけでなく粒界への析出も生じているが、1000 h という比較的初期の時効においてもほとんどの結晶粒界は  $\gamma'$  相で被覆されており、その後の粒界を被覆する割合の変化は少なかった。また、クリープ試験後の組織観察でも、粒界近傍の  $\gamma'$  相の析出状態に変化が認められず、粒界の変形も認められなかった。以上のような現象から判断すると、粒内の  $\gamma'$  相の析出挙動のみに着目し検討できると考えられる。

850°Cでの微構造におけるクリープ変形機構モデルとして、 $\gamma'$  相の周りに集積した転位ループの上昇運動がクリープ変形速度の律速過程となるモデルを考えると、最小クリープひずみ速度  $\dot{\epsilon}_{min}$  は  $\gamma'$  相の粒径  $d$  および  $\gamma'$  相の相間距離  $\lambda$  と次式のような関係がある<sup>5)</sup>。

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{min} &= 2\pi\sigma^{\alpha}\lambda^2D / (dG^3kT) \\ &= (2\pi/G^3kT) \cdot (\lambda^2/d) \cdot D^* \exp \{ -(Q - \beta \ln \sigma) / kT \} \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 $\alpha = \beta/kT$ ,  $\beta$ : 活性化体積

したがって、 $\gamma'$  相の粒径  $d$  および  $\gamma'$  相の相間距離  $\lambda$  はクリープ特性の挙動を予測する上での組織パラメータとなり得ることがわかる。

そこで、この式(10)を考慮して、図9は各時効材の850°Cでの最小クリープ速度  $\dot{\epsilon}_{min}$  (1/h) データを組織パラメータ ( $\lambda/d^2$ ) との関係で整理したものである。294 MPa と 245 MPa のいずれの試験応力の場合も式(10)でよく表される。

一方、クリープ破断寿命  $t_p$  は Monkman-Grant の式から最小クリープ速度  $\dot{\epsilon}_{min}$  と次式の関係があることはよく知られている<sup>6)</sup>。

$$\dot{\epsilon}_{min} t_p^m = \epsilon_p \quad (11)$$

そこで、図10はクリープ破断寿命  $t_p$  (h) データを組織パラメータ ( $d/\lambda^2$ ) と

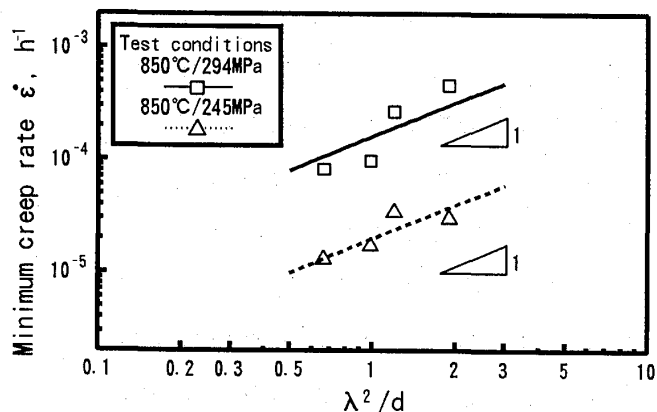


図9. 各時効材の850°Cでの最小クリープ速度と組織パラメータとの関係

の関係で示したものである。試験データは式(11)による推定式の周りにばらついているが、よく近似できていることがわかる。

### 3.4 850℃でのクリープ特性

#### および硬さについての挙動予測

図11は $\gamma'$ 相の析出速度の式および組織パラメータとの関係式に基づき、850℃高温中、294MPa応力条件下でのクリープ破断寿命 $t_p$ と最小クリープ速度 $\dot{\epsilon}_{min}$ および室温硬さ $H_v$ の変化についての挙動を推定したものである。硬さ $H_v$ およびクリープ破断寿命 $t_p$ は、時効時間と共に次第に低下する。一方、クリープ速度 $\dot{\epsilon}_{min}$ は2000h~3000hまでは低下し、その後増大する傾向がある。この推定挙動は試験による実際の挙動とよく一致する。

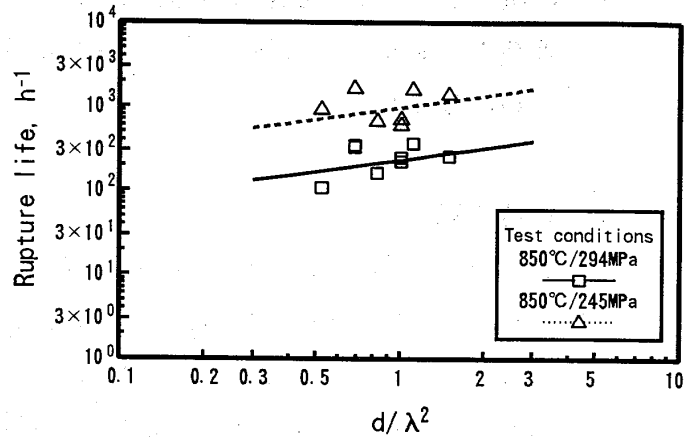


図10. 各時効材の850℃でのクリープ破断寿命と組織パラメータとの関係

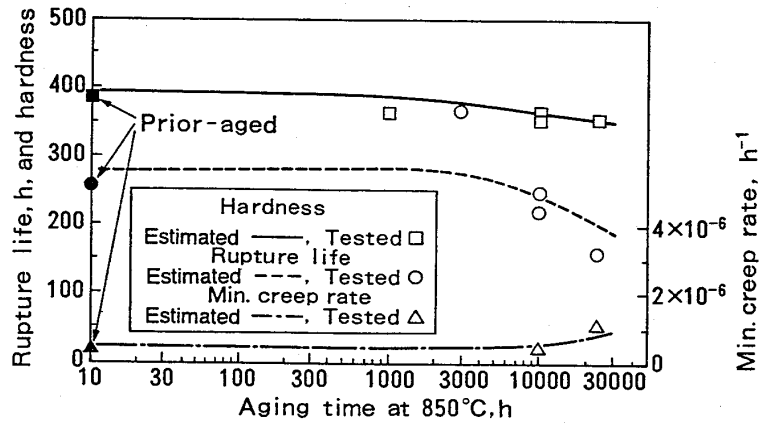


図11. 850℃での高温時効によるクリープ特性および硬さの挙動に対する推定

## 4. おわりに

ガスタービン動翼材IN738LCの機械的強度特性に及ぼす材料劣化の影響を明らかにするために、750℃から900℃の温度範囲で24000時間までの高温時効材を供試材として実験的および理論的な検討を行った。得られた結果を要約すると下記のとおりである。

- 1) 高温時効により、時効温度の上昇および時効時間の増大と共に $\gamma'$ 相の凝集粗大化と粒内析出密度の減少が観察された。
- 2) 高温時効による常温静的強度特性( $\sigma_B$ ,  $\sigma_{0.2}$ ,  $H_v$ )の挙動は $\gamma'$ 相の粒内析出密度 $N$ (個/ $\mu m^2$ )の計測で求まる相間距離 $\lambda$ との関係から推定できる。
- 3) 高温時効による850℃でのクリープ破断寿命の低下とクリープ速度の上昇が認められた。 $\lambda/d^2$ をこれらの挙動予測のための組織パラメータにできる。

4) 組織パラメータと機械的強度特性との関係は、O r o w a n のBy-passモデルおよびAnsellとWeertmanのモデルで説明でき、理論解析に適用が明らかになった。

## 5. 参考文献

- 1) Lifshitz, I. M and V. V. Slyozov, J. Phys. Chem. Solids, 19, 35-50 (1961).
- 2) Wagner, C., Zeitschrift fur Elektrochemie, 65, 581-591 (1961).
- 3) Orowan, E., in Proceedings Symposium on Internal Stresses in Metals, Institute of Metals, London, P. 451 (1977)
- 4) アブデル・モネム・エルハタキ、松尾、菊池：鉄と鋼，76 (1959)，p. 767
- 5) G. S. Ansell and J. Weertman, Trans. Metall. Soc. AIME, 215 (1959), p. 838
- 6) F. C. Monkman and N. J. Grant, Am. Soc. Test. Mater. Proc., 56 (1956), p. 593

## 熱応力に注目したコーティング設計システムの開発

\* 齊藤 正弘 (株)東芝 重電技術研究所)  
伊藤 義康 (株)東芝 重電技術研究所)  
岡村 隆成 (株)東芝 重電技術研究所)

## 1. 緒言

発電用ガスタービンにおいては、燃焼器出口ガス温度が高いほど発電効率が向上するため、ガスタービン入口温度の高温化が進められている。一方、ガスタービンを構成する高温部材にとっては、高温化により極めて過酷な高温腐食、高温酸化環境となっている。このため、ガスタービンの高温部品である動・静翼においては、減圧プラズマ溶射 (VPS) プロセス等によりMCrAlY合金皮膜 (MはNi、Co、Fe等) を形成するオーバーレイコーティングが行われている。当然のことながら、これら減圧プラズマ溶射プロセスにより形成されたMCrAlY合金皮膜の耐食、耐酸化特性については、数多くの研究<sup>1, 2)</sup> がなされており、耐食、耐酸化特性に優れた皮膜材料の開発も行われている。しかしながら、耐食、耐酸化特性以外に、皮膜寿命に重要な影響を与えるMCrAlY合金皮膜の熱物性や機械的特性については、必ずしも体系的<sup>3)</sup> には明らかにされていないのが現状で、皮膜の割れ、はく離等に関する検討も十分に行われているとは言えないのが現状である。本報告では、市販MCrAlY合金皮膜材料について、熱物性および機械的特性の材料基礎データを体系的に収集し、熱応力に注目したコーティング設計システムを構築することにより、皮膜材料の選定やプロセス選択を合理的に行うことを検討した。本システムは、各種コーティング技術の性能最適化と共に、アドバンス・コーティング技術開発のツールとして適用できると考えている。

## 2. 実験

## 2.1 供試MCrAlY合金粉末

MCrAlY合金は既に周知のとおり、Mを基本構成元素とし、それぞれCr、Al、Y等を添加した合金である。使用したMCrAlY合金粉末は、市販材料よりMに関して、Co系、CoNi系、Ni系、NiCo系の4種類に注目し、Cr、Al、Y等が変わった代表的な11種類を供試材料として選択した。表1に、供試材であるMCrAlY合金粉末の化学組成と粉末粒度をまとめて示す。また、表2に、代表的なガスタービン動翼材料として、IN738LC基材の化学組成および機械的性質をまとめて示した。

## 2.2 MCrAlY合金皮膜試験片の製作

MCrAlY合金皮膜試験片は、図1に示すような凹凸の溝加工を施した基板の上に、減圧プラズマ溶射装置 (Plasma Technik社製) を用い、6mm程度厚膜を形成し、試験片を

切出し加工することにより実験に供した。すなわち、溶射後に皮膜と基板とを切断し、As sprayのままの皮膜と拡散熱処理を施した状態の皮膜を、機械加工により切出して特性評価試験片を製作した。減圧プラズマ溶射は、プラズマガスAr/H<sub>2</sub>、予熱温度 823~923K、電圧 64V、電流 680A、Ar雰囲気圧 50~80Torr、溶射距離 270mm、粉末供給量 60~80g/min にて施工した。

### 2.3 実験方法

実験は、ヤング率、ポアソン比、熱伝導係数、熱膨張係数、曲げ強度、高温硬さの材料データベース化に必要と考えられる特性について測定を実施した。曲げ強度測定では、5×50×1t mmの四点曲げ試験片を用い、オートグラフ（島津製作所製 AG-10T）により室温にて、0.1 mm/min. の変位速度で試験を実施した。ヤング率測定では、10×60×2tmmの試験片を用い、一次曲げ共振法（メカトロン製 MS-Fyme）により、Ar雰囲気にて常温から1200K まで試験を実施した。熱膨張係数測定では、φ5×20 mmの試験片を用い、熱膨張測定装置（真空理工製 DL-1500）によりAr雰囲気にて、10K/min. の昇温速度で1100K まで試験を実施した。

### 3. 実験結果および考察

図2には、減圧プラズマ溶射により形成されたMCrAlY合金皮膜（拡散熱処理）の断面組織を示す。As sprayの場合の皮膜組織<sup>4)</sup>には、未熔融粒子と共に積層状のマクロ組織が認められるが、拡散熱処理を施した皮膜は方向性のない均質な組織を呈していることが分る。一方、図3には、実験に用いたMCrAlY合金粉末の形状を示した。いずれもガスアトマイズ法にて製作された溶射粉末である。図4には、MCrAlY合金皮膜の

表1 プラズマ溶射用各種MCrAlY合金粉末

| Materials | T. P. No.                 | Chemical compositions (wt%) |       |       |       |       |      |     |       |        |       |       |                |        |                  |
|-----------|---------------------------|-----------------------------|-------|-------|-------|-------|------|-----|-------|--------|-------|-------|----------------|--------|------------------|
|           |                           | Cr                          | Al    | Y     | Co    | Ni    | Hf   | Ta  | Si    | S      | C     | Fe    | O <sub>2</sub> | P      | TiO <sub>2</sub> |
| Co系       | Co-1<br>-40mesh           | 28.80                       | 6.28  | 0.35  | Bal   | <0.10 | —    | —   | —     | <0.010 | —     | —     | 0.015          | <0.010 | <0.20            |
|           | Co-2<br>-40mesh           | 22.67                       | 12.54 | 0.056 | Bal   | —     | —    | —   | —     | 0.0002 | 0.016 | —     | —              | 0.008  | <0.30            |
| CoNi系     | CoNi-1<br>-100mesh        | 20.33                       | 8.20  | 0.51  | Bal   | 31.21 | —    | —   | —     | —      | —     | —     | —              | 0.028  | <0.25            |
|           | CoNi-2<br>-100mesh        | 24.66                       | 7.0   | 0.48  | Bal   | 9.7   | —    | 5.5 | —     | —      | —     | —     | —              | —      | —                |
| Ni系       | Ni-1<br>-40mesh           | 31.48                       | 1.55  | 0.825 | —     | Bal   | —    | —   | —     | —      | —     | —     | —              | —      | —                |
|           | Ni-2<br>-40mesh           | 21.77                       | 9.83  | 1.04  | —     | Bal   | —    | —   | 0.075 | —      | —     | 0.150 | —              | —      | —                |
|           | Ni-3<br>-110/1325<br>mesh | 16.57                       | 5.31  | 0.50  | <0.01 | Bal   | —    | —   | <0.01 | <0.001 | —     | 0.025 | 0.045          | —      | <0.10            |
|           | Ni-4<br>-170/1325<br>mesh | 22.38                       | 5.97  | 0.44  | —     | Bal   | —    | —   | —     | —      | —     | —     | —              | —      | <0.10            |
| NiCo系     | NiCo-1<br>-300mesh        | 16.94                       | 12.47 | 0.49  | 23.23 | Bal   | —    | —   | —     | —      | 0.019 | —     | —              | —      | 0.14             |
|           | NiCo-2<br>-325mesh        | 17.08                       | 12.48 | 0.57  | 22.07 | Bal   | 0.12 | —   | 0.21  | —      | —     | —     | —              | 0.038  | <0.10            |
|           | NiCo-3<br>-400mesh        | 20.58                       | 9.20  | 0.68  | 23.28 | Bal   | —    | —   | —     | —      | —     | —     | —              | —      | —                |

表2 IN738LC の化学組成と機械的性質

| Material | Chemical compositions (wt%) |      |      |      |      |      |      |      |      |
|----------|-----------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|          | Ni                          | Cr   | W    | Mo   | Co   | Al   | Ti   | Nb   | Ta   |
| IN738LC  | Bal.                        | 15.8 | 2.46 | 1.78 | 8.11 | 3.45 | 3.60 | 0.92 | 1.92 |

| Tensile test at room temperature |                  |            |                |
|----------------------------------|------------------|------------|----------------|
| 0.2% proof stress                | Tensile strength | Elongation | Hardness (HRC) |
| 936 MPa                          | 1149 MPa         | 7%         | 41.5           |

Heat treatment; 1393K x 2h Ar cooled, 1116K x 24h Ar cooled

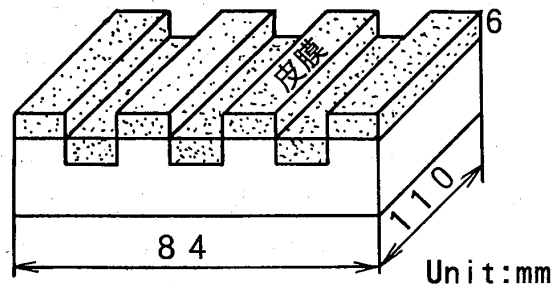


図1 皮膜試験片採取方法

代表的な5種類の四点曲げ試験結果を示す。図からAs sprayの皮膜は、Al+Cr+Ta(atm%)量が増加するほど四点曲げ強度が低下する傾向にある。しかし、拡散熱処理を施すことによりいずれも四点曲げ強度が向上している。また、CoNi系のCoNi-1は、四点曲げ強度が高く、特に拡散熱処理材は破壊に至らず、顕著な曲げ強度と延性の改善が認められた。これは、拡散熱処理を施すことにより、他のMCrAlY合金皮膜に比べてAl系金属間化合物の析出が少ない<sup>3)</sup>ためと考えられる。図5に、Al系金属間化合物の析出量の少ないCoNi系(CoNi-1)のマイクロ組織とAl系金属間化合物の析出量の多いNi系(Ni-1)のマイクロ組織を示す。図から明らかなように、Al系金属間化合物の析出量が多いMCrAlY合金皮膜ほど、強度低下が顕著であることが分る。図6には、MCrAlY合金皮膜のヤング率測定結果を示す。図から明らかなように、MCrAlY合金皮膜のヤング率は、温度が上昇すると共に低下する傾向を示した。In738LC基材と比較した場合、Ni系およびCo系は基材より高く、CoNi系およびNiCo系は基材より低いことが分る。このようなMCrAlY合金皮膜のヤング率の差異は、MCrA

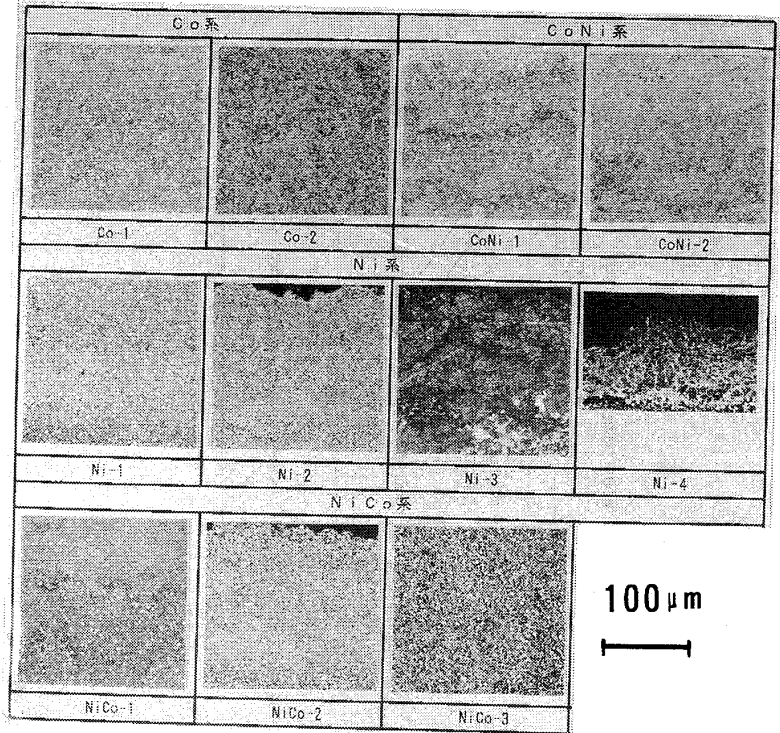


図2 MCrAlY合金皮膜(拡散熱処理)の断面組織

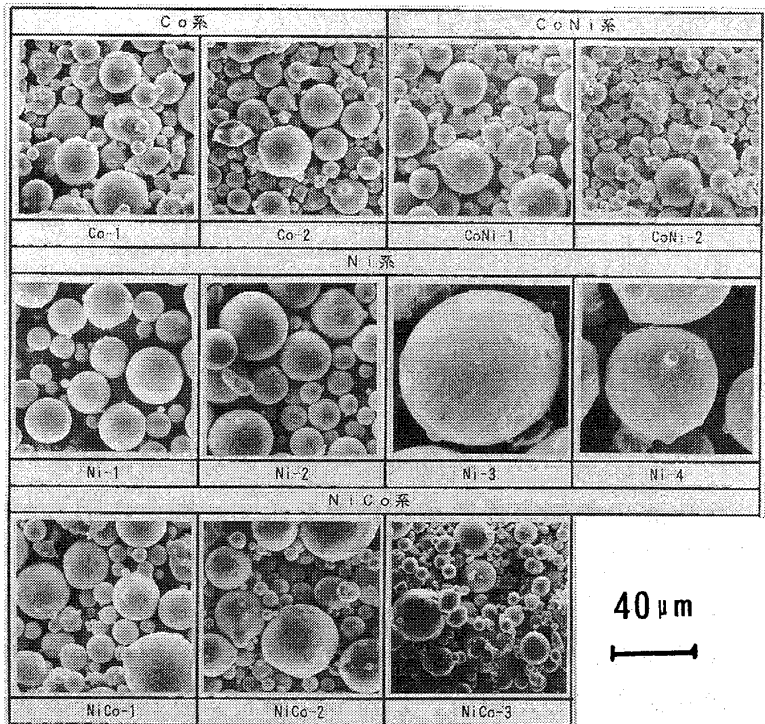


図3 MCrAlY合金粉末の粒子サイズ

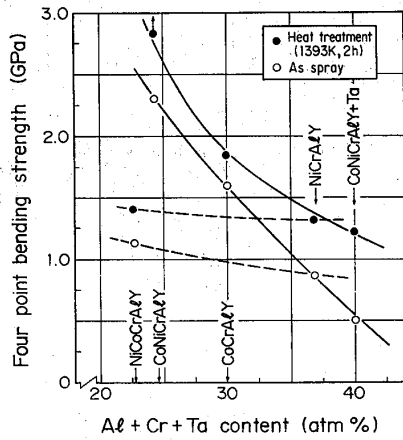


図4 MCrAlY合金皮膜の四点曲げ強度

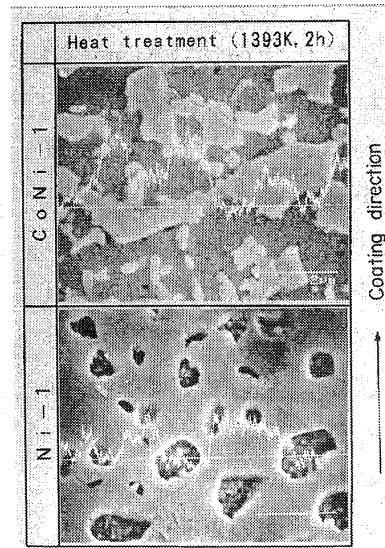


図5 MCrAlY合金皮膜中のAl系金属間化合物の析出

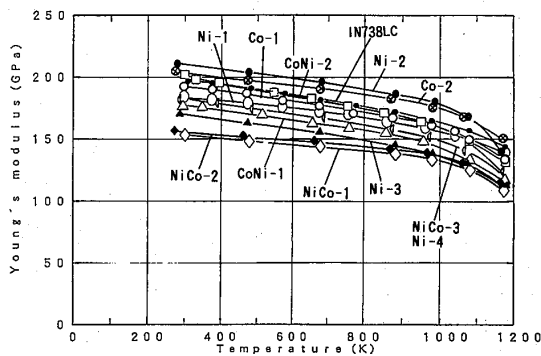


図6 MCrAlY合金皮膜の高温弾性係数

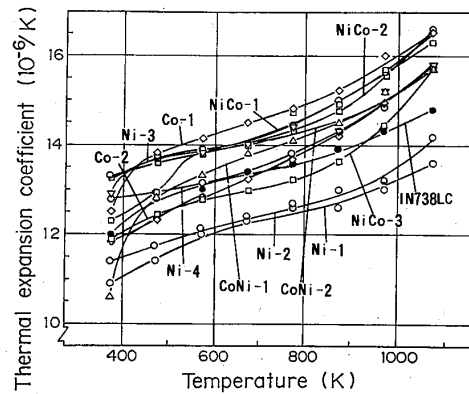


図7 MCrAlY合金皮膜の熱膨脹係数

AlY合金皮膜中のAl系金属間化合物の析出量に依存<sup>4, 5)</sup>している。図7には、MCrAlY合金皮膜の熱膨脹係数測定結果を示す。図から明らかなように、MCrAlY合金皮膜の熱膨脹係数は、温度の上昇と共に高くなる傾向を示す。本研究で選択したMCrAlY合金皮膜では、Co系合金皮膜の熱膨脹係数が最も高く、Ni系合金皮膜の熱膨脹係数が最も低い値を示した。すなわち、減圧プラズマ溶射にてIn738LC 基材上に皮膜を形成し、拡散熱処理を施した場合、In738LC 基材より熱膨脹係数が高いCo系合金皮膜には引張残留応力が、In738LC 基材より熱膨脹係数が低いNi系合金皮膜には圧縮残留応力が生じることが分る。これらのMCrAlY合金皮膜の実験結果を基に、減圧プラズマ溶射にてIn73



8LC 基材上に皮膜を形成する場合の最適なMCrAlY合金皮膜の選択について、図8により考察を加える。

図8は、MCrAlY合金皮膜の室温におけるヤング率と873Kにおける熱膨脹係数をまとめた結果である。既報<sup>4)</sup>にて線形破壊力学解析により、基材に比べてヤング率の低い皮膜材料を選択すること、およびMCrAlY合金皮膜に圧縮残留応力が作用するように、基材よりも熱膨脹係数の小さな皮膜材料を選択することで、皮膜に生じたき裂の進展を防止できる可能性のあることを明らかにした。すなわち、基材に比べてヤング

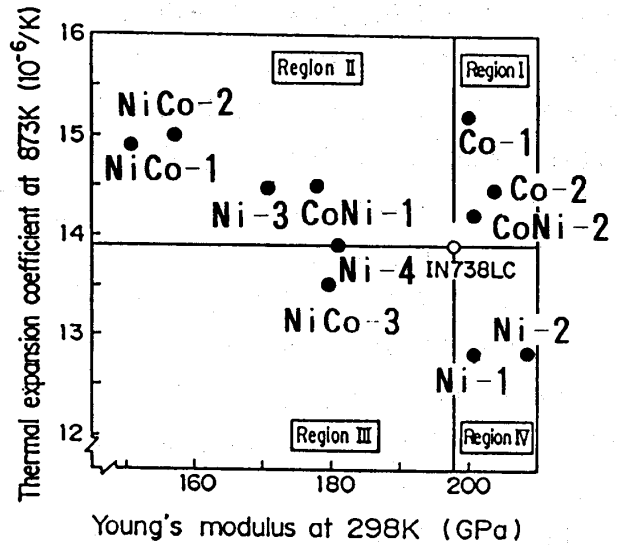


図8 MCrAlY合金皮膜の選択図

率の低い皮膜材料としては、領域II、領域IIIに位置するNiCo系 (NiCo-1, -2, -3)、Ni系 (Ni-3, -4)、CoNi系 (CoNi-1) を、さらに基材よりも熱膨脹係数の小さな皮膜材料としては、領域III、領域IVに位置するNiCo系 (NiCo-3)、Ni系 (Ni-1, -2) を選択することが、皮膜に生じたき裂の進展を防止する上からは有効である。特に、領域IIIに位置するNiCo系 (NiCo-3) のMCrAlY合金皮膜は、両者の性質を満足するMCrAlY合金皮膜である。

#### 4. 熱応力に注目したコーティング設計システムの概要

##### 4.1 システムの構成

前項では、市販MCrAlY合金皮膜材料について、熱物性および機械的特性の材料基礎データを体系的に収集した結果について示した。ここでは、得られたデータを基にデータベースを構築し、皮膜材料の選定やプロセス選択の段階に積極的に適用することを目的とした、コーティング設計システムを構築したので、その概要について示す。

本システムは、ひずみ抑制法と梁理論を組合わせ、異種材料の多層積層材の熱応力解析法<sup>6)</sup>を主体にしている。また、本システムは、パーソナルコンピュータで十分解析を可能なようにモデルの単純化を計ったが、その解析モデルの妥当性は有限要素法解析により確認している。システムの特徴は、多層コーティングの熱応力解析が可能であること。また、各層を微細に分割することで、連続的に組成を傾斜させたコーティング部材の熱応力解析が可能なことである。本システムの開発環境、すなわちソフトウェア、ハードウェアの構成を表3にまとめて示す。システムを構成するプログラム言語は、Quick Basic Ver4.5を使用し、システムデスクFD1枚により起動される。

また、システムは使い勝手を考慮したため、ラップトップ型およびブック型パーソナルコンピュータ（東芝製 J-3100 or Dynabook）を用いている。

#### 4.2 システムの概要

システムの概要を図9に示す。すなわち、入力した各データにより温度と熱応力解析を行い、結果を出力するものである。解析対象は、異種材料から構成される多層積層材であり、傾斜組成コーティングの解析が入力データの自動創成により容易に行うことができる。構築したデータベースは、種々のMCrAlY合金皮膜、In738LC等基材の熱物性および機械的特性が体系的に登録されており、使用材料名、寸法、温度境界条件あるいは使用材料の物性値を入力することにより、熱応力解析が可能となる。温度境界条件の入力では、表面温度、裏面温度、各層温度、基材温度のいずれかを与えることで、コーティング部材の定常温度分布、それに対応する熱応力が求められる。

#### 4.3 システムによる解析例

ここで、本システムを用いた、コーティング部材の残留応力解析例について紹介する。解析は、図10に示すように、In738LC 基材上にNi系（Ni-1）の皮膜をコーティングした場合、また、In738LC 基材上にCoNi系（CoNi-1）の皮膜をコーティングした場合のモデルを用い、溶射後に拡散熱処理を施した場合に生じる熱応力を残留応力として求めた。解析には、In738LC 基材板厚

表3 システムの開発環境

| 開発ツール                   |  |
|-------------------------|--|
| ソフトウェア                  | OS MS-DOS Ver.3.30(英語版)<br>言語 Microsoft Quick Basic Ver4.5<br>メモリ 実行時: 400KB<br>FD使用量: 300KB   |
| ハードウェア<br>東芝製<br>J-3100 | プロセッサ 80C286 12/6MHz<br>メモリ ROM(64KB), RAM(1MB)<br>補助記憶装置 FDD(3.5インチ), HDD(20MB)<br>表示機能 16×16ドット, 40字×25行<br>外形寸法 310(幅)×280(奥行)×50(高さ)mm<br>重量 3.6kg |

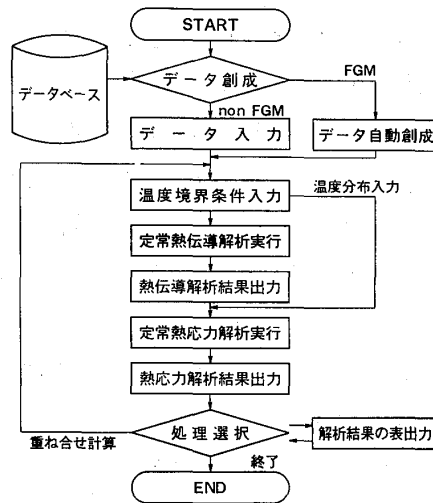


図9 システムの概要

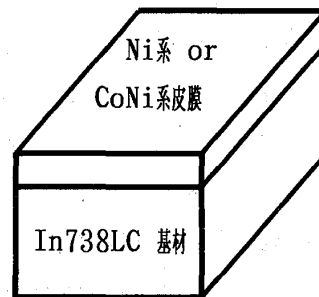


図10 解析例のモデル

5 mm、Ni系およびCoNi系の皮膜厚さをそれぞれ0.3 mm、総厚さ5.3 mmのコーティング部材において、1393 Kの拡散熱処理温度から室温まで戻した場合に発生する熱応力を残留応力とした。図11には、In738LC 基材上にNi系 (Ni-1) 皮膜をコーティングした場合の残留応力解析結果、図12には、In738LC 基材上にCoNi系 (CoNi-1) の皮膜をコーティングした場合の残留応力解析結果を示す。図から明らかのように、In738LC 基材よりも熱膨張係数の小さなNi系 (Ni-1) 皮膜には、全体に圧縮の残留応力が発生し、皮膜と基材の界面には-298 MPaの圧縮残留応力が生じていることが分る。一方、In738LC 基材に比べてヤング率が低く、In738LC 基材に比べて僅かに

熱膨張係数が大きいCoNi系 (CoNi-1) の皮膜には、105 MPaの引張残留応力が生じている。すなわち、CoNi系 (CoNi-1) の皮膜のように、拡散熱処理等の過程で、引張の残留応力が生じた場合には、製造時あるいは使用時に、皮膜に割れやはく離<sup>4, 5)</sup>が発生する可能性が高い。

以上のように、本システムによって、界面引張応力の低減および皮膜への圧縮応力の誘起等により、皮膜の割れ・はく離を防止し、皮膜材料の選定やプロセス選択が合理的に行うことができると考えられる。

## 5. 結 言

(1) 高温耐食コーティング材料として使用されている、市販MCrAlY合金皮膜材料11種類 (Co系、CoNi系、NiCo系、Ni系) について、熱物性と機械的特性の材料データを収集し、システム化のための材料データベースを構築した。

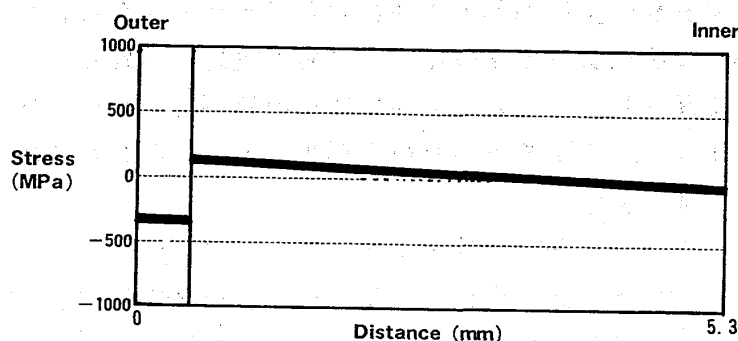


図11 Ni系 (Ni-1) 皮膜をコーティングした場合の残留応力解析結果

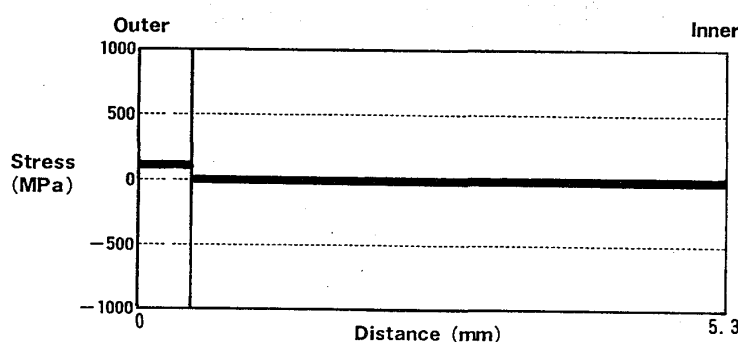


図12 CoNi系 (CoNi-1) 皮膜をコーティングした場合の残留応力解析結果

(2) ラップトップ型コンピュータにより、ひずみ抑制法と梁理論を組合わせ、異種材料多層板の主に熱応力に注目したコーティング設計システムを構築した。

(3) 皮膜におけるき裂発生・き裂進展防止の観点から、基材より低い弾性係数を有する皮膜材料、あるいは皮膜に圧縮の残留応力を作用させるために、基材より小さい熱膨脹係数を有する皮膜材料を選択することが有効である。

#### 6. 参考文献

(1) 伊藤・斉藤・宮崎・本多・杉山、機械の研究、44-2(1992), 257

(2) 伊藤・斉藤・宮崎・本多・杉山、機械の研究、44-3(1992), 369

(3) R. W. SMITH, Thin solid films, 84(1981), 59

(4) 伊藤・斉藤・宮崎、減圧プラズマ溶射によるMCrAlY合金皮膜の機械的特性、  
日本材料学会講演論文集投稿中。

(5) 伊藤・斉藤・宮崎、日本材料学会講演論文集、(1993), 86

(6) 伊藤・豊田他、圧力技術、29-4(1991), 236

# カーボン/カーボン複合材の回転強度試験

(第二報) 回転強度に及ぼす積層角度等の影響

\* 小河昭紀 (航空宇宙技術研究所)  
橋本良作 ( )  
松末勝利 ( )

## 1. はじめに

極超音速機や宇宙往還機用ガスタービンエンジンの開発には1500℃以上の高温に耐える材料の開発がキーテクノロジーとされる。そのため、各種新素材の開発研究が進められている。そのなかで、炭素繊維強化炭素複合材料(以降C/C材と略記する。)

は、軽量で、2000℃以上の高温強度が高く、熱膨張係数が低い事から超耐熱複合材料として注目されている。特に、タービン部材等の回転部品に適した特性を有している。しかし、基本的な回転強度、最適積層関連の設計データが、殆ど無い状態である。ここでは、前報に<sup>1)</sup>引続き、C/C材の回転強度特性及び、C/C材の回転要素への適用性を研究する目的で、更に、3種類の積層(0/30/60、0/60/120及び円盤織物)のC/C材のディスクモデルによる回転強度試験を行った。前報の結果とあわせて、積層による回転強度および破壊様式上の相違について検討した結果を報告する。

## 2. 試験ディスク模型

回転強度試験に供したC/C材ディスクモデルの形状として円盤織物C/C材モ

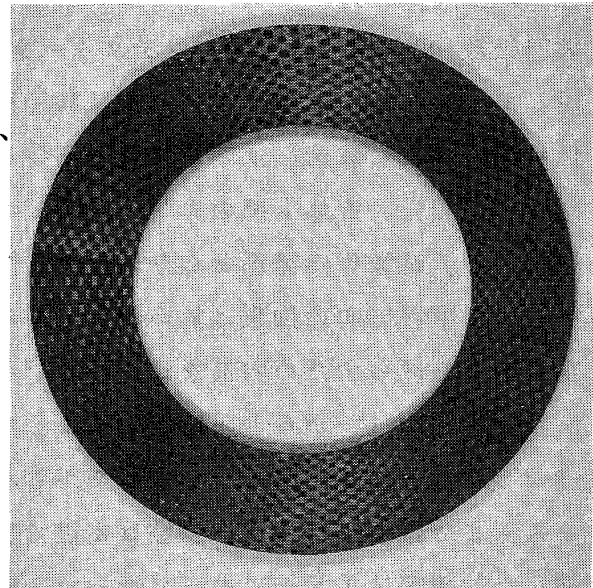


図1. カarbon/カarbon材回転円盤モデル  
(円盤織物モデル/内径100mmφ:外径160mmφ)

表1. C/C複合材料ディスク・モデル仕様

| N | モデル名     | 積層パターン                                  | ply | Vf (%) | 板厚 (mm) | 比重   |
|---|----------|---|-----|--------|---------|------|
| 1 | 0/30/60  | (0/90/30/120/60/150) <sub>s</sub>       | 12  | 60     | 2.35    | 1.74 |
| 2 | 0/60/120 | ((0/60/120) <sub>s</sub> ) <sub>s</sub> | 18  | 59     | 3.65    | 1.69 |
| 3 | 円盤織物     | (半径/円周) 平織                              | 12  | 63     | 2.9     | 1.76 |

強化繊維 : 高弾性炭素繊維      ベスファイト UM46  
マトリックス : フェノール樹脂  
緻密化含浸 : ピッチ  
焼成温度 : 1000℃      緻密化 : 1000℃      熱処理 : 2200℃

デルを例として図1に示す。前報と同様に内径100mm外径160mmの寸法である。板厚はモデルにより異なる。表1に示す様に、この試験では3種類の積層モデルC/Cディスクを各2枚ずつ製作した。一方向プリプレグを18枚、60度ピッチで積層した0/60/120モデル、30度ピッチで12枚積層した0/30/60モデル及び半径、周方向に平織した円盤織物モデルである。円盤モデルはラジアル糸密度2.7束/cm、サーキュラ糸密度7束/cmである。各ディスクモデルは強化繊維として高弾性炭素繊維（バースファイト UM46；弾性率（ $E_1$ ）=460GPa）を使用している。繊維含有体積比（ $V_f$ ）は約60%になる。マトリクス樹脂はフェノール樹脂、緻密化はピッチ含浸で行っている。C/C化の各過程温度を同表下に記載する。製作枚数は各モデルについて2枚である。

### 3. 試験装置及び試験方法

回転強度試験はエアータービン駆動（最大回転数100,000rpm）のスピントスターを使用して実施した。試験ディスクを試験片取り付けディスクに載せ、上下を軸受で支持し（図2参照）、筐体上部のエアータービンに連結する。試験体内径部と取り付け治具間はフリーで半径方向の拘束は無い状態である。空気抵抗を減らすため内部を減圧（ $10^{-2}$  Torr）した後、コンプレッサからの圧縮空気によりエアータービン駆動で徐々に回転数を上げながらバーストまで試験を行った。試験は室温で実施した。観察はTVモニターで行った。破片の2次損傷を最小限に留めるため、筐体内部に厚いフェルト壁を敷いた結果、ほぼ損傷の無い破片の回収が出来た。

### 4. 回転試験結果

各モデルの回転破壊状態を写真図3.(a)～(c)に示す。42,000rpmで破壊した0/30/60モデルは比較的に大きな4分割破壊で、層間剥離も少ない状態である。43,800rpmで破壊した0/60/120モデルは、層間剥離を生じて、小さな破片状になっている。

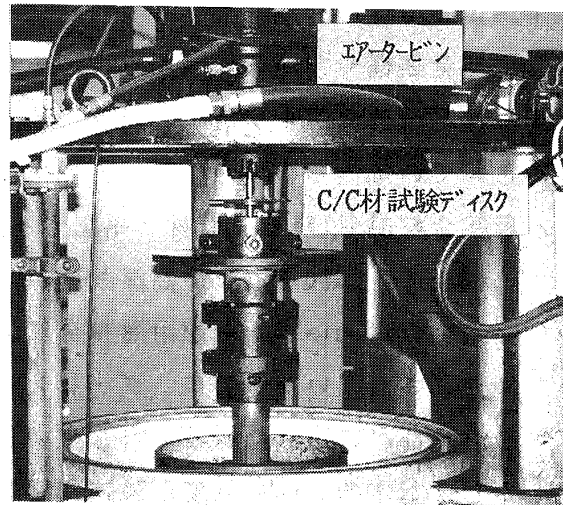


図2. スピントスター外観

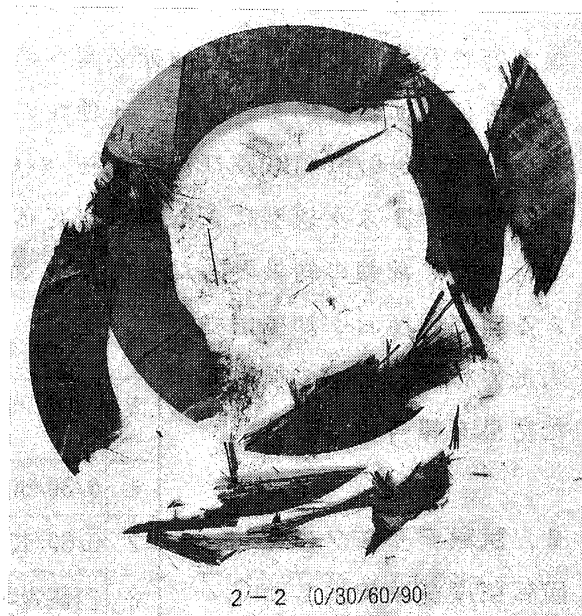


図3 (a). 0/30/60モデル回転破壊 (42,000rpm)



図3 (b). 0/60/120モデル回転破壊  
(43,800rpm)

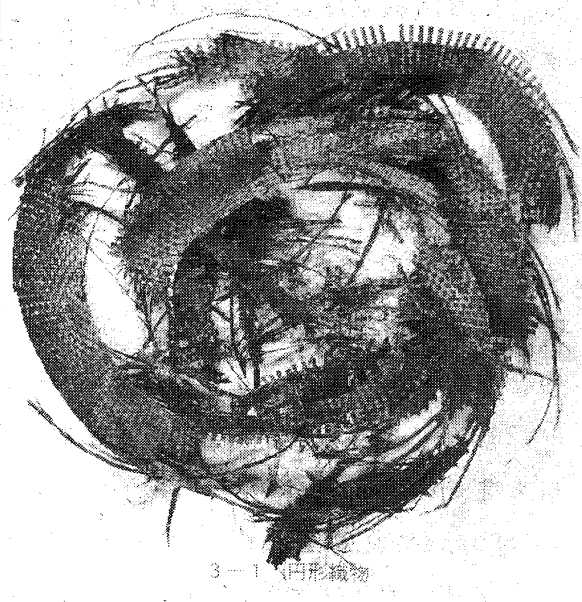


図3 (c). 円盤繊維物モデル回転破壊  
(51,900rpm)

ある。ラジアル方向にも繊維の入った円盤繊維物モデルは写真で示される様に、ply 1枚毎に剥離した。各々のモデルの破壊回転数を図4に示した。図中で円盤積層モデルの内、上向き矢印のついているケースは試験途中で回転数低下のため、未破壊で中止したものである。その場合、外径部から繊維の剥離と積層剥離が生じていたが、応力の高い内径部には損傷は観察されない。図4において、前報の結果も併せて示した。0/30/60モデルと0/60/120モデルは同等か、僅か0/60/120モデルの破壊回転数が高い。破壊は両方とも主に剪断破壊による。FW（ファイラメントワインディング）モデルは高い周方向強度と極端に低い半径方向強度を特徴として、破壊は小リングへの分離によるアンバランスで生じたと推定され、半径方向強度の不安定性によると思われる試験結果のばらつきが見られたが、これに比較して、周及び半径方向強度の揃った円盤繊維物モデルは高い回転強度を示したが、FWモデルの最高値よりも低い結果をしめした。後述の弾性解析では、 $\sigma_{\theta}$ は内周で307MPa (51,900rpm)を示し、引張強度の約半分である。破片観察では破壊は内周部からの引張破壊様相を呈した。

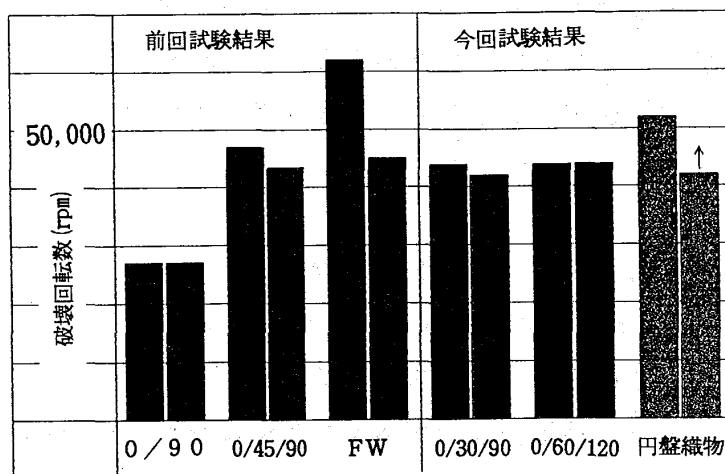


図4. C/C材モデルの破壊回転数

## 5. 異方性弾性解析

C/C材回転強度試験結果を解析するため、FEM(有限要素法)による遠心応力解析を実施した。C/C材は強い異方性を示すため、異方性弾性解析を行った。計算に使用した各モデルの機械的特性を表2に示す。

表2. C/C複合材ディスク・モデルの機械的特性

| モデル名                | E1 (GPa) | Et (GPa) | Glt (GPa) | $\nu$ |
|---------------------|----------|----------|-----------|-------|
| 0/60/120<br>0/30/60 | 89       | 89       | 30        | 0.26  |
| 円盤織物                | 127      | 80       | 30        | 0.26  |

0/90及び0度積層材の実験結果に基づき、複合則から推定した。0/30/60モデルと0/60/120モデルは殆ど、等方性弾性で数値的にも等しい。図5.に0/60/120モデルの43,800rpmにおける $\sigma_\theta$ のコンター図を示す。 $\sigma_\theta$ は内径部で204MPa,外径部で114MPaであるため、引張破壊強度よりかなり低い。ちなみに $\tau_{xy}$ は45度内径で最大97MPaに達しているため、既に剪断破壊を生じている。 $\sigma_r$ の最大は14MPaである。図6.に円盤織物モデルの $\sigma_\theta$ コンター図を示す。 $\sigma_\theta$ は内径部で307MPa,外径部で169MPaである。破壊様式は引張破断であるが、織物構造とかarbonマトリックスが分離した状態であった。更に、外径部のサーキュラ糸が遠心力で飛出し、最大で1/3程度の繊維が欠損している層も見られた。0/90材の引張破壊強度よりかなり低い値であるため、平織材の引張試験データを収集して破壊機構の検討を進める予定である。

## 6. 積層方法と回転強度の関連

C/C材は繊維軸に垂直方向の剪断強度が低く、2軸応力状態の破壊律速因子と考えられる<sup>2)</sup>。積層角度の影響を検討するため、1ply単層を一方向に積層したディスクの回転応力FEM解析を行った。繊維軸を90度とすると剪断応力は図7に示す様に約±45度偏角した方向で最大となる。隣接積層の影響が小さいとして、最初に最大剪断応力面

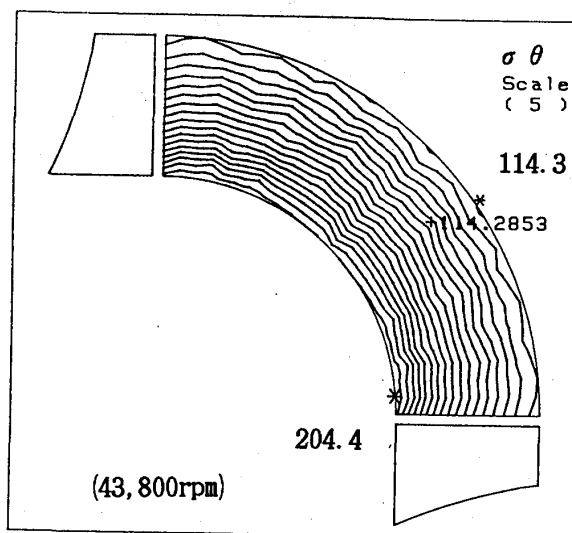


図5. 0/60/120モデルの $\sigma_\theta$ 応力分布

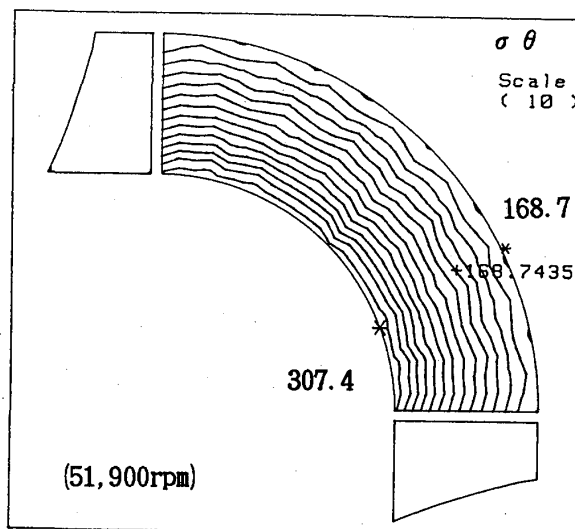


図6. 円盤織物モデルの $\sigma_\theta$ 応力分布



で亀裂が発生すると仮定する。積層方向により亀裂の発生箇所が厚さ方向で異なる。そのパターンを図8に示す。図では表面繊維方向を0度として反時計方向に計った角度を180度まで示す。最大剪断応力発生面を $\parallel$ で表した。これから、0/90モデルでは全層の破壊発生箇所が一致しており、このため、最大剪断応力が限界値に達すると一気に破壊が進み4分割破片破壊となる。0/45/90モデルでは各層の破壊位置は互いに45度ずれている。このため最終破断には45度領域の層間剪断仕事が必要とされ、回転強度が増加すると考えられる。この場合の破壊は多数の層間剥離した破片を発生すると考えられ、実験結果とも一致する。ずれ角度は45度が最大であるので、0/45/90積層モデルがC/C材の回転強度の上から最適と推定される。

0/60/120モデルは各層の破断面のずれは最小30度になる。層間剥離仕事として0/45/90モデルよりも減少し、従って回転強度も低下する。層間剥離は各層で生じる事となるため、この場合も層間剥離した多数の破片を生じる事となる。0/30/60モデルは、今回の積層方法では2層の破断箇所が一致する。このため、0/60/120モデルよりも回転強度は低下すると推定される。破片も比較的まとまった形と考えられる。

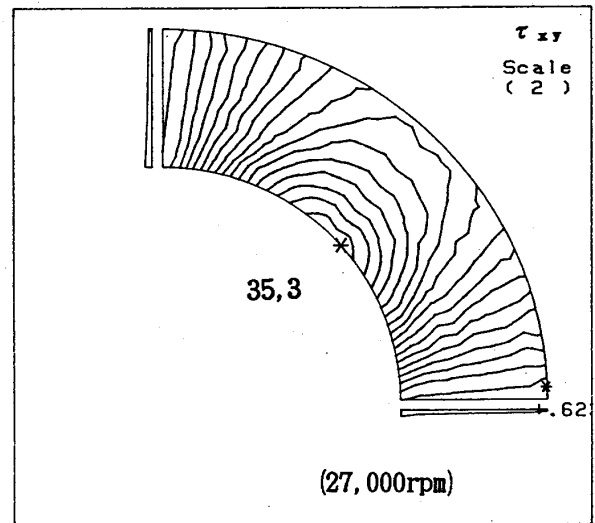


図7. 一方向積層材モデルの $\tau_{xy}$ 応力分布

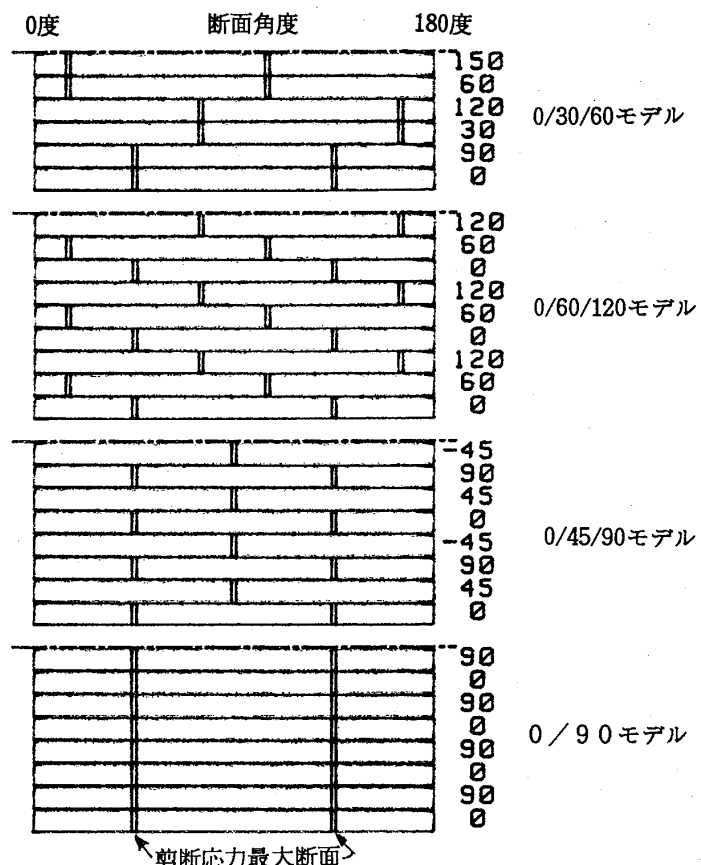


図8. 積層角度による層間剥離破壊経路の違い

『一方向積層材のC/C材ディスクの回転破壊は最初に剪断破壊が生じ、これ等の破

壊が層間剥離で連結して最終破断に至る』とすれば、積層方法による回転強度及び破片状態の相違について実験結果と一致する結果が得られる。

## 6. 結論

6種類の積層C/C材ディスクの回転強度試験を実施して以下の結論を得た。

(1) 積層方法として、単純な0/90積層はせん断により容易に破壊する。0/45/90積層は各層の剪断破壊方向が45度ずれているため層間剥離抵抗が最大で、1番有効な結果を示した。小角度ピッチの積層では破壊強度は低下する結果が得られた。

(2) 円盤織物モデルは剪断破壊に有効で更に織方等の改良により回転強度の改善は可能と考えられる。

## 7. 参考文献

- 1) 小河, 他 2 名 ; ガスタービン秋期講演会、日本ガスタービン学会、PP205-210 (1992)
- 2) 小河、他 3 名 : 第34回材料研究連合講演会、日本材料学会、PP91-92 (1990)

\*土方常夫 古閑昭紀 和泉敦彦 朝隈健介（（株）東芝）

## 1 まえがき

コンバインドサイクル発電効率を向上させる効果的な手段の一つとしてガスタービンのタービン入口温度を上昇することが挙げられる。この高温化は冷却空気翼を効率良く冷却する冷却構造の開発と高温強度に優れた耐熱合金の進歩によって達成された。しかながら金属材料には限界あるとされており、高温強度・耐酸化性に優れた材料の一つとしてセラミックスが注目されるに至った。

このような背景により、当社では発電用セラミックガスタービン開発に向けて、セラミックスの材料・製造技術の研究および実機適用のための設計技術の確立を推し進めている。さらに、セラミックスは金属と異なる特性を持つ材料であるため、各開発項目については系統立てて技術を確認すべく様々な要素試験を実施してきた。(1)、(2)

本報では、1300℃、16MW級ガスタービンを対象とした第1段セラミック静翼について、高温風洞翼列試験によって実機相当の試験条件における静翼の健全性および各部温度を確認したので、その結果を紹介する。

## 2 セラミック静翼の構造・仕様

セラミックスは金属と比較して熱伝導率が小さく弾性係数が大きいため高い熱応力が発生し易い。静翼に本材料を適用するには、燃料遮断時に発生する非定常熱応力および低温部と接触する部位の熱応力を如何に軽減できるか、さらにこの材料は線膨張係数が小さいため起動から停止にかけて金属部材との熱伸び差をどのような構造で吸収できるかが課題になる。

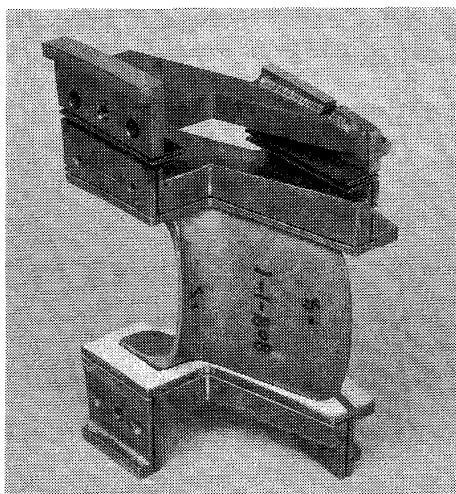


図1 セラミック静翼

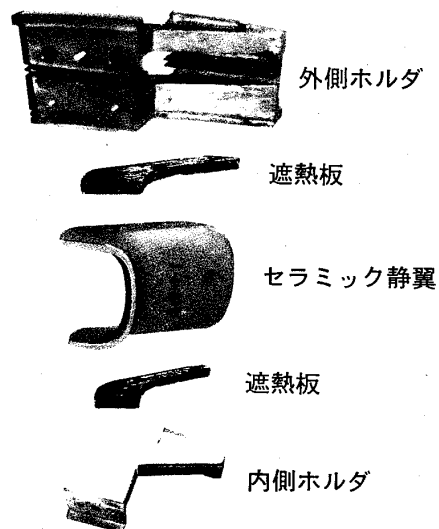


図2 セラミック静翼構造

セラミック静翼の組立状態および構造を図1、2に示す。静翼はセラミックスの翼有効部、遮熱板および金属の内・外環ホルダより成る嵌合構造である。セラミックスを薄肉板型翼にして非定常時に生じる翼肉厚方向の温度勾配の低減を図った。本構造により翼有効部の冷却は不要となる。ホルダにはバネを設けてこの伸縮効果により構造物の熱伸び差を絶えず吸収し安定した嵌合状態を保たせた。

|                  |                  |
|------------------|------------------|
| ガスタービン出力         | 16MW             |
| タービン入口温度<br>(静翼) | 1300℃            |
| タービン入口圧力         | 1.55 MPa         |
| タービン入口流量         | 43.6kg/s         |
| セラミック静翼要項        |                  |
| 翼高さ              | 63.2mm           |
| 翼コード長            | 59.1mm           |
| 翼肉厚              | 3.9 mm           |
| 翼型               | コンパウンドリー<br>ン板型翼 |

表1 セラミック静翼の主要仕様

金属ホルダの冷却はインピンジメントおよびセラミックス下流側への吹き出し冷却によって成されている。セラミックスの翼部と金属ホルダの間には断熱効果の優れた遮熱板を挟んで、遮熱板と接触するセラミックスに生じる温度勾配を減少して熱応力を緩和させた。以上の構造により本静翼の冷却空気量は従来のメタル静翼に対し約1/3に低減された。尚、静翼の主要な仕様を表1に示す。

### 3 試験設備と試験内容

#### 3-1 試験装置

試験はガスタービン開発試験設備内のセラミック静翼高温風洞試験装置によって実施された。図3に試験設備の機器配置を示す。装置はセラミック静翼高温風洞試験装置本体、減温器および主流・冷却空気、燃料、工水、排気配管系により構成されている。試験装置本体の外観を図4、断面構造を図5に示す。

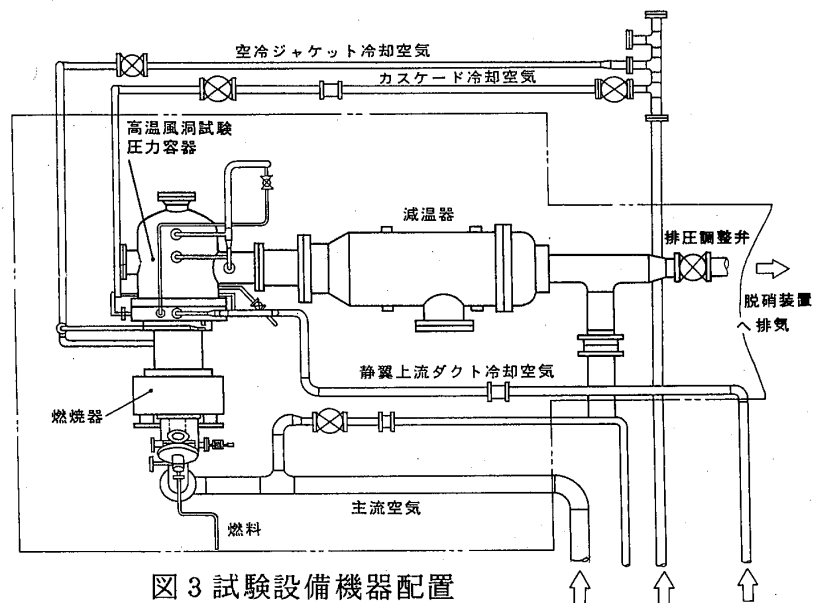


図3 試験設備機器配置

燃焼器はNG燃料による、ドライ低NOX燃焼器を使用した。本燃焼器より1300℃で最大1.18MPaの主流ガスがセラミック静翼翼列に供給される。この温度、圧力の状態量は下流の断熱材で形成される計測ダクト内で計測される。静翼カスケード出口のガス温度は静翼ホルダ冷却空気をはじめ他の冷却空気と混合した後も約1150℃であるため、風洞試験圧力容器は遮熱板を内張りし水冷却している。本容器の下流側に覗き窓を設けて試験中に静翼をモニタ観察した。この下流の減温器で主流ガ

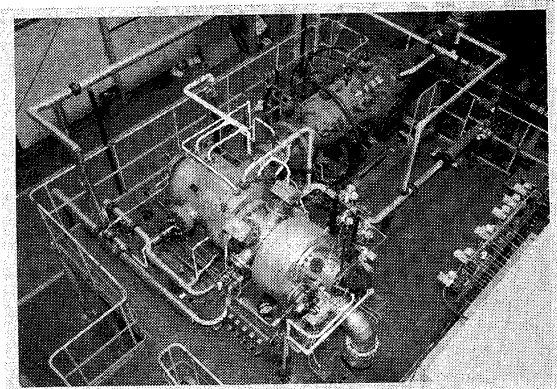


図4 高温風洞試験装置外観

スは水噴霧冷却され、排圧調整弁を通過後排気ダクトに放出される。

### 3-2 静翼翼列

本試験装置の翼翼列部を図6に示す。セラミック静翼にはSiAlON系とSiN系の異種材が合計4枚組み込まれ、翼翼列の左右の側壁通路部は金属製の冷却ダミー翼によって構成されている。静翼ホルダを支持する内・外輪は静翼出口側の主流ガスに曝されない様にジャケットで覆われ、実機と同等の温度に冷却された。

### 3-3 計測項目

本試験装置の制御系およびセラミック静翼回りの計測点の総数は180点である。この内静翼回りの計測点数は約60点である。静翼の入口主流ガス温度は半径方向に5点、周方向に5列の1重シールド全温管で、主流ガス圧力は静翼の平均径を全圧管で計測した。主流ガス温度が高くなる翼翼列中央のセラミック静翼については図7で示す温度および圧力を計測した。

以上の計測点は着火時から定格、通常停止時または燃料遮断時までをデータログにより記録した。特に非定常で最も重要な燃料遮断時の温度および圧力は1秒毎にデータを収録した。

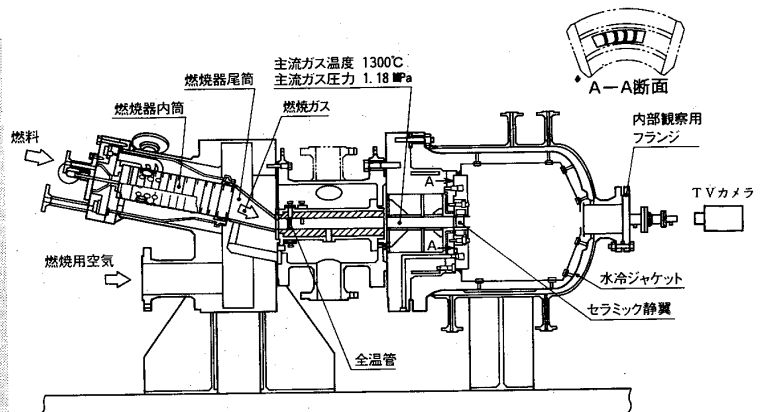
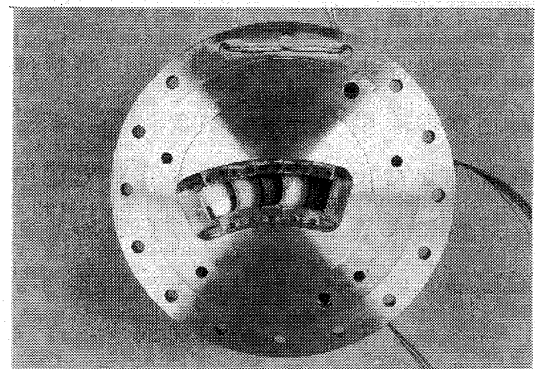
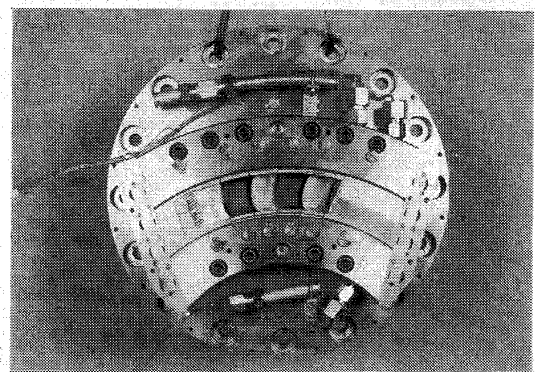


図5 高温風洞試験装置断面図



上流側より見る



下流側より見る

図6 セラミック静翼翼列

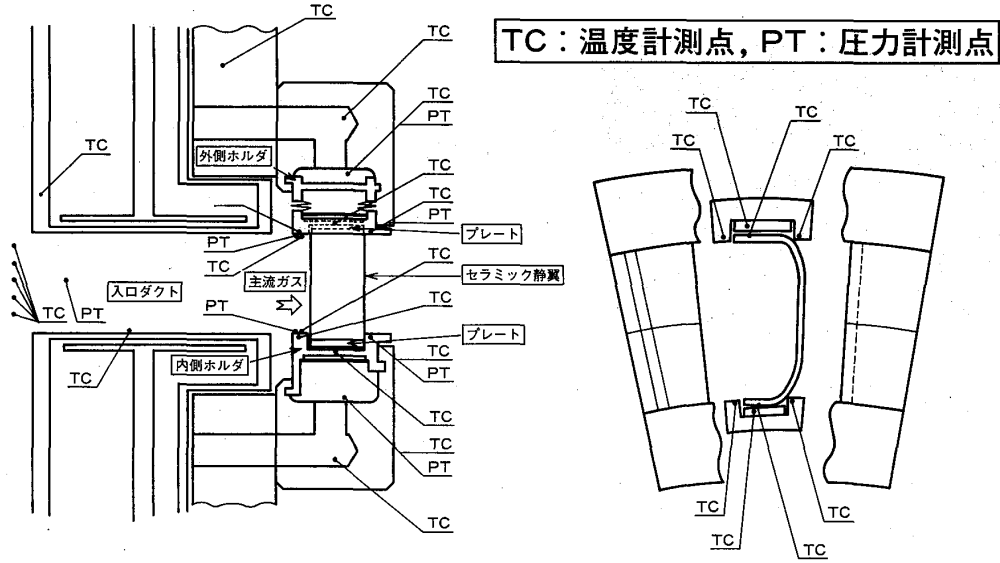


図7 セラミック静翼回りの計測点

### 3-4 試験内容

本試験は表2に示すように、空気運転により翼列回りの流量・圧力のバランスに異常のないことを確認した後、着火、1300℃定格、続いて燃料遮断によるトリップ試験を実施した。1300℃定格試験では翼回りの主流ガス速度分布を実機に合わせ、主流ガス流量に対する静翼ホルダの冷却空気流量比を実機と同等にした。本試験設備の空気供給源の制約より静翼入口圧力は実機条件に対して1.18MPaと若干低くなるいが、トリップ時に試験では燃料を遮断しても、主流空気供給系は一定に保たれるため翼回りの熱伝達率は高く維持される。その結果、本試験装置のトリップ時に発生するセラミックスの熱応力は実機とほぼ同等になることを確認している。図8にトリップ繰り返し試験のパターンを示す。燃料遮断弁を閉じると主流ガス温度は実機と同様に数秒で300℃台に降下する。尚、1300℃定格試験時には静翼ホルダ冷却構造部の冷却

| No.  | 試験名称            | 試験内容      |            |
|------|-----------------|-----------|------------|
|      |                 | 入口温度 (°C) | 入口圧力 (MPa) |
| No.1 | 主流・冷却空気バランス試験   | ~200      | 0.59       |
| No.2 | 着火・昇温試験         | 880       | 0.59       |
| No.3 | 1300℃通常停止       | 1300      | 1.18       |
| No.4 | 1300℃トリップ試験     | 1300      | 1.18       |
| No.5 | 1300℃トリップ繰り返し試験 | 1300      | 1.18       |

表2 高温風洞試験項目

特性を把握した。

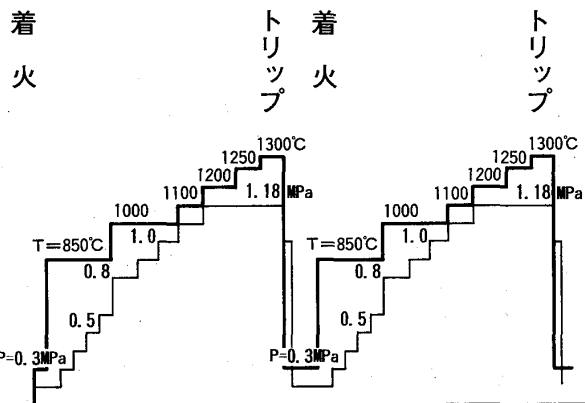


図8 トリップ繰り返し試験パターン

それぞれの試験終了後に、静翼の上流および下流側から目視点検および染色浸透探傷検査をはじめとする開放点検を行ない、異常のないことを確認しながら試験を実施していった。

#### 4 試験結果

前述の試験項目に従い試験を実施した結果、燃焼運転時間の合計は19時間であった。このうち実機相当の定格運転時間は合計4.5時間である。燃料遮断によるトリップ試験は3回実施した。

図9に翼列の下流側からモニタで観察した主流ガス平均温度1330℃のトリップ状況の一例を示す。この定格時では静翼平均径近傍の主流ガス最高温度は1420℃に達した。トリップ5秒後の映像では主流ガス温度は約500℃に下がった。図10にトリップ時の主流ガス温度変化を計測温度と実機設計値で示した。この設計条件におけるセラミックスの非定常熱応力解析ではトリップ後3秒前後で熱応力は最大になる。このトリップ開始から約3秒間の設計主流ガス温度変化に対して、風洞試験の主流ガス温度変化はトリップ直後の計測値に時間遅れが見られるが、その後は設計主流ガス温度とほぼ同等の勾配で温度降下することが確認された。

図11にトリップ時の主流ガス静翼入口流量および翼面回りの熱伝達率変化を示す。風洞試験ではトリップ後に主流ガス静翼入口流量が徐々に増加し、翼面回りの熱伝達率は実機のように下がらず高く維持されることがわかる。

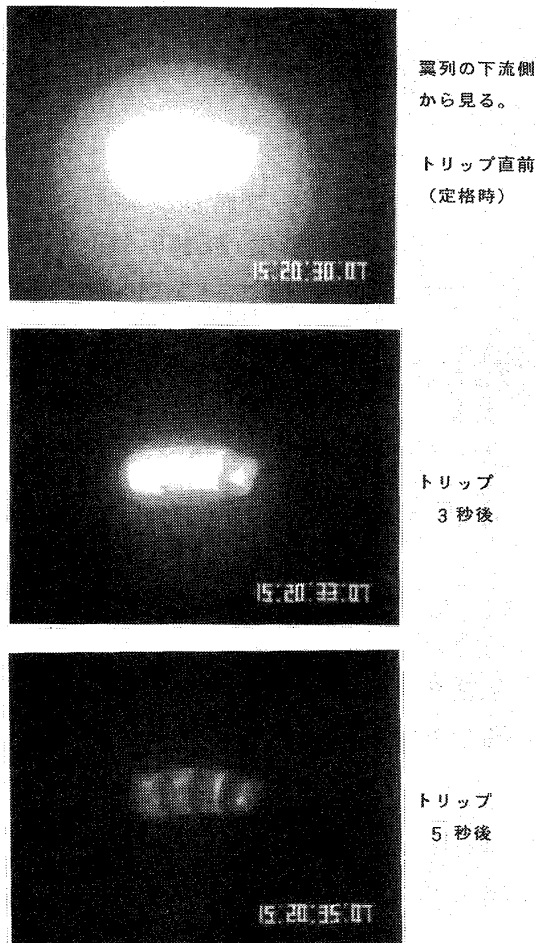


図9 セラミック静翼のトリップ状況

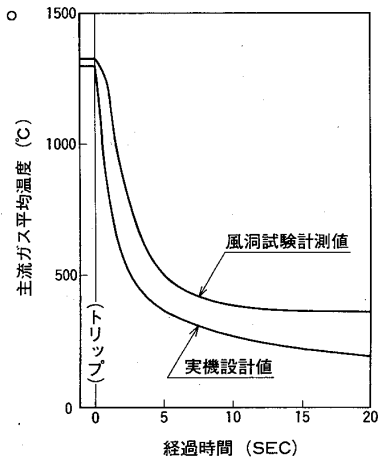


図10 トリップ時の主流ガス温度変化

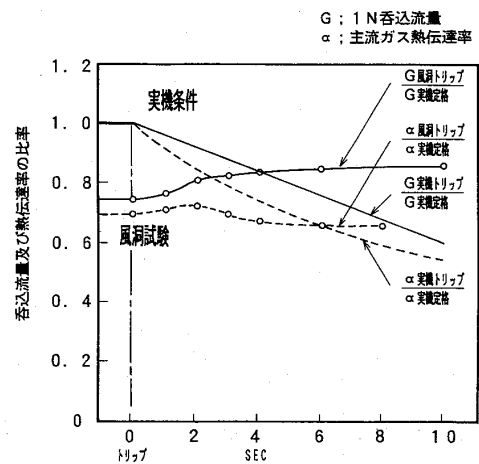


図11 静翼入口流量及び熱伝達率変化

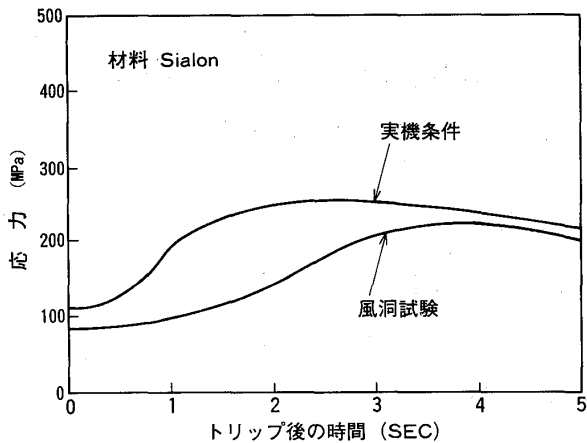


図12 トリップ時の熱応力最大値の変化

前述の風洞試験で実施されたトリップ条件でセラミックスの非定常熱応力解析を行った。セラミックス材にはSialon系とSiN系の2種類を供試したが、高い熱応力を発生するSialon系について、時間経過に対する熱応力の最大値を実機条件の解析結果と併記して図12に示す。風洞試験のトリップで発生している最大熱応力は約240MPaであり、実機条件とほぼ同等の96%に達している。このセラミックスの温度分布および応力分布を図13、14に示す。図15に統一的強度評価法<sup>(3)</sup><sup>(4)</sup>によるSialon系材料強度に対するセラミックスの非定常熱応力の強度評価を示す。本材料の破壊確率0.1%強度に対して風洞試験で実施されたトリップ3回分の熱衝撃および実機開発の際に設計基準としたトリップ50回分の熱衝撃は共に同レベルにあり、この結果よりセラミックス静翼の実機適用に関する信頼性を確認し得た。

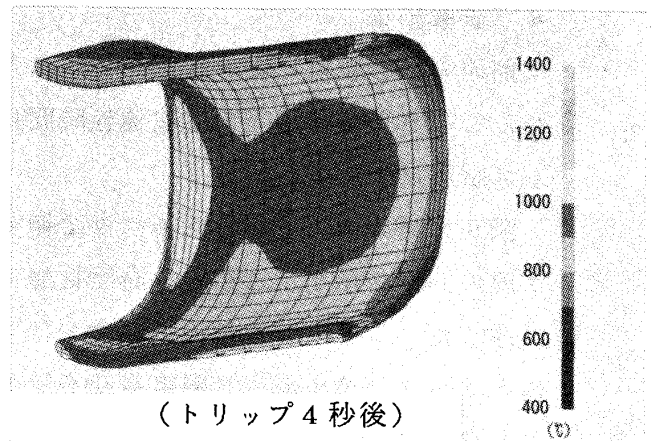


図13 トリップ時静翼温度分布

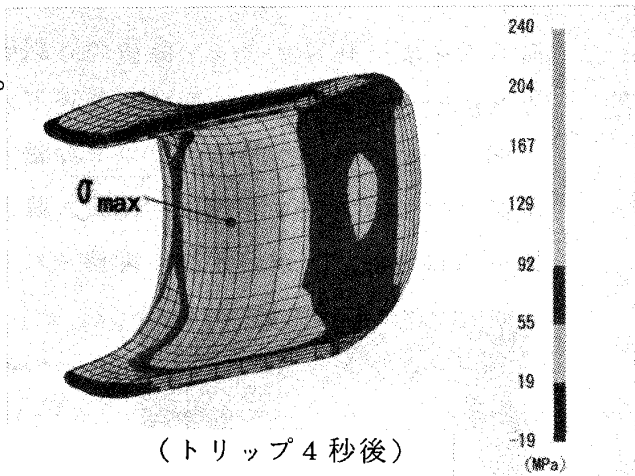


図14 トリップ時静翼応力分布

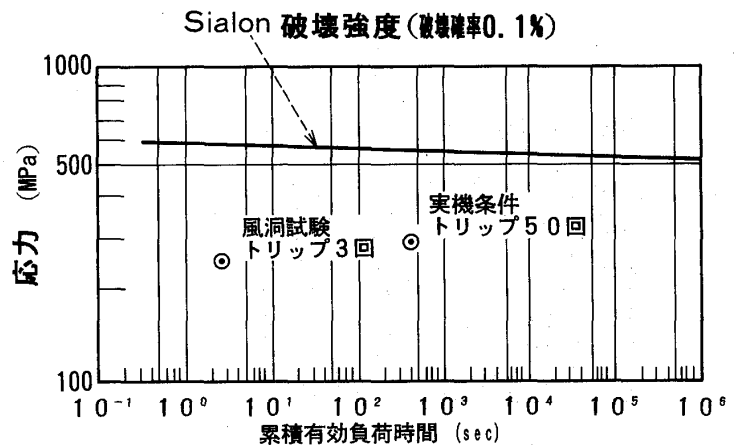
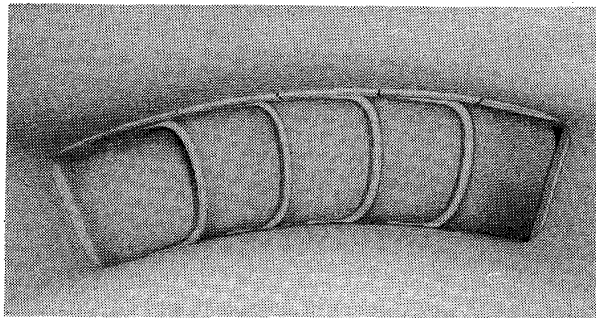


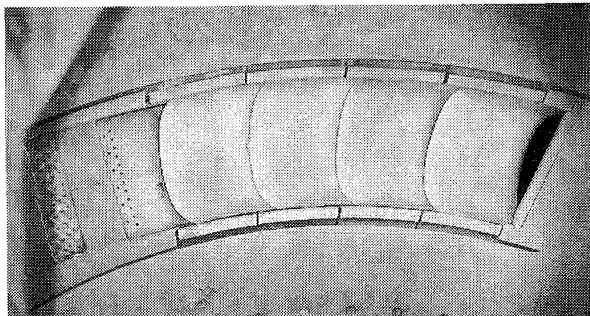
図15 セラミック静翼の統一的強度評価

図16の試験終了後の染色浸透探傷検査結果で示すように、トリップ試験をはじめ1300℃定格試験において2種類の材料の供試セラミックスは共にクラック等の損傷が認められず健全であった。





(上流側より見る)



(下流側より見る)

図16 試験終了後のセラミック  
静翼染色浸透探傷検査結果

図17に静翼ホルダおよび遮熱板の温度分布を示すが、ホルダ金属部の冷却は良好で、遮熱板温度も設計値相当であることを確認した。

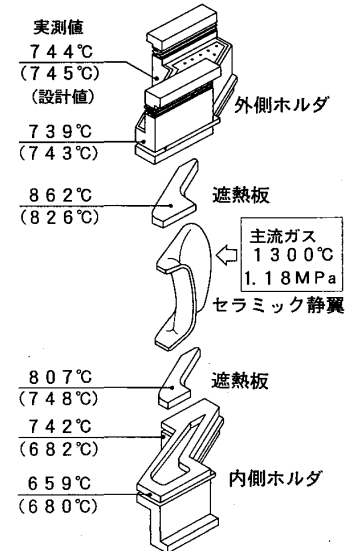


図17 静翼ホルダおよび  
遮熱板温度分布

## 5 あとがき

タービン入口温度1300°C、16MW級ガスタービンを対象とした第1段セラミック静翼の高温風洞翼列試験を行い、次の知見を得た。

- (1) トリップ試験では実機と同等の非定常熱応力がセラミックスの静翼に発生しており、この熱衝撃の強度評価ではSialon系およびSiN系で製作されたセラミックス静翼の実機設計基準相当に対する信頼性を確認した。
- (2) 1300°C定格試験では静翼ホルダのメタル温度はほぼ設計値通りに冷却され、遮熱板の温度も設計値相当であることを確認した。
- (3) 試験全体を通してセラミックス、遮熱板、静翼ホルダの嵌合構造および熱伸び差吸収機能について特に問題は発生せず、この構造の信頼性を得た。

当社では今回の要素試験の成果を反映してガスタービンの高効率化を推進するために今後もセラミックス適用技術の開発を実施していく予定である。

## 参考文献

- (1) Ikeda, T., 他2名, ASME Paper 91-GT-372(1991).
- (2) 中野, 他4名, 日本機械学会論文集(B編) 第59巻557号 P310-316(1993).
- (3) 岡部, 機械の研究 第42巻1号(1990).
- (4) Okabe, N., 他5名, Proc. 91 Yokohama Int. Gas Turbine Congr. IGTC-102(1991).

非接触翼振動計測システムによる圧縮機動翼の振動計測

\*佐藤 一男 (日立製作所機械研究所)  
 高住 正和 ( " " )  
 柏原 康成 ( " " )  
 鳥谷 初 ( " 日立 工場)

1、緒 言

最近ガスタービン等の動翼の振動計測に、光学式非接触計測法が用いられるようになった。<sup>(1)~(4)</sup> これはその技術的進歩に加え、実働下における振動計測が可能という特長を有するためと思われる。翼振動計測の主な目的は、(1)固有振動数の共振回避の確認(2)定格速度時あるいは非定常振動時の振動応力の評価にある。このうち(1)については速度-振動周波数のいわゆるキャンベル線図による評価が最も有効であり、このためには振動を回転速度の変化に対して連続的に計測する事が必要である。しかし、従来の非接触振動計測では上記(2)の目的のため、ある特定の速度毎の計測が主のようである。そこで、回転速度の変化に対する連続的な計測に重点を置き、キャンベル線図によるオンライン計測も可能な、光学式非接触翼振動計測システムの構成を試みた。以下、本システムをガスタービンの遷音速圧縮機動翼の振動計測に適用した結果について報告する。

2、計測原理

本法は複数のプローブ(センサ)のデータから振動波形を得る多プローブ方式を用いている。<sup>(1)</sup> その計測原理は図1のようになっている。ケーシング上にある間隔で配置された振動計測用プローブの端面を翼が通過するとき、プローブに供給された光を翼が反射することにより、各プローブは一回転につき翼の枚数  $n$  個の翼パルスを生ずる。基準回転用プローブの回転パルスを基準として、プローブ毎に各翼パルスまでの時間を基準時及び振動時について計測すると、わずかな時間差  $\Delta t$  を生ずる。この

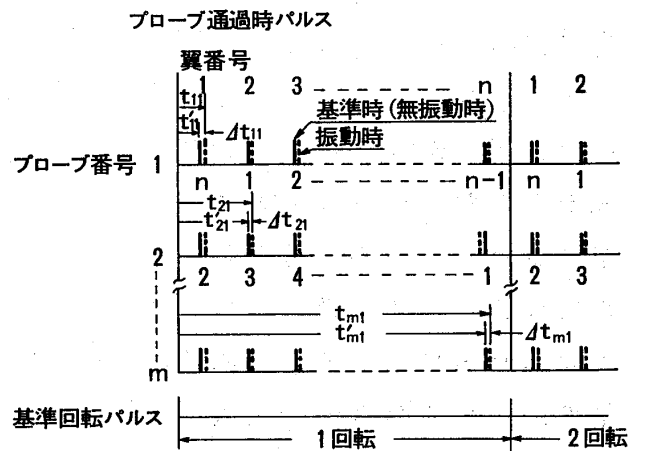
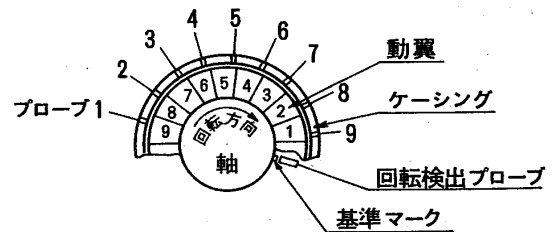


図1 計測原理

時間差は翼先端の振動により生じたものであり、これに翼先端の周速を乗じたものが翼先端の周方向振動変位となる。計測回転数をR、基準回転数をR<sub>0</sub>、翼先端直径をD<sub>B</sub>とした場合の振動変位をプローブi、翼jの要素について示すと次のようになる

$$\delta_{i,j} = v_0 \Delta t_{i,j} = \frac{\pi D_B R}{60} (t_{i,j} - r t'_{i,j}) \quad (1)$$

ここで、 $\Delta t_{i,j} = t_{i,j} - r t'_{i,j}$   $r = R_0 / R$  (2)

各プローブ毎に得られた $\delta_{i,j}$ を同じ翼毎に整理して時系列的に揃え、振動波形が得られる。

### 3、システムの構成

#### 3、1 ハードシステムの構成

図2に本計測システムのハード構成を示す。光学式検出部は全体が光ファイバケーブルで構成され、分岐を経てプローブ検出端へ光源からの光を供給する投光側とその反射光を光電変換部へ送る受光側とに分かれている。

時間計測装置はプローブからの反射光を受けて、翼がプローブを通過するときの翼パルスを生成する光電変換部とその翼パルスを時間データとして記憶する計数記憶部からなる。計数記憶部の時間データは内蔵する基準クロックのパルス数として与えられこのパルス数にクロックの周期を乗じたものが計測開始基準点からの経過時間を表す。表1にプローブ及び時間計測装置の主仕様を示す。

時間計測装置のデータは振動

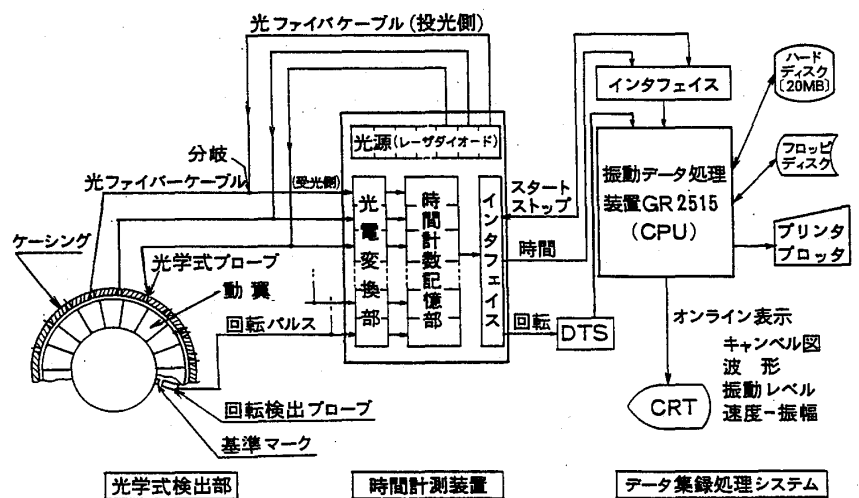


図2 光学式非接触翼振動計測システムの構成

表1 時間計測装置及びプローブの主仕様

| 部     | NO | 項目             | 仕様  |
|-------|----|----------------|---|
| 計数記憶部 | 1  | 計測チャンネル数       | 30 (振動プローブ用)<br>1 (回転プローブ用)                 |
|       | 2  | 計測カウンタ分解能      | 16 ビット                                      |
|       | 3  | 計測クロック周期 (周波数) | 0.1 μs ~ 10 μs ステップ切替<br>(10 MHz ~ 100 KHz) |
|       | 4  | 基準信号発振器        | 20 MHz XTAL 発振器                             |
|       | 5  | データ記憶方式        | RAM (振動プローブ用)<br>RAM (回転プローブ用)              |
| プローブ  | 6  | スタート、ストップ      | リモートコントロール (プログラム)                          |
|       | 7  | プローブタイプ        | ランダムファイバ-反射型                                |
|       | 8  | プローブケーブル形状     | 光学ガラスファイバ-                                  |
|       | 9  | プローブ端有効径       | φ 2 mm (ファイババンドル径)                          |
|       | 10 | プローブ光源         | レーザーダイオード (各プローブ毎)                          |

データ処理装置に転送され、振動波形として振動データに変換、処理されCRT上に表示される。なおDTSはトラッキングレシオシンセサイザーであるが、この場合デジタル回転計の役目をし、回転パルスより得た回転数信号をCPUに送る。

システム構成上の主な留意点は、時間計測装置のデータ採取を自動化し、回転速度変化に対する連続的な計測を可能にしたこと、保守の便宜上、光源をプローブ毎独立なものとしたこと等である。

### 3. 2 計測ソフトウェア

本計測法では前述の通り時間データからソフト的に振動データを作るので、その機能は特に重要である。図2の振動解析装置をCPUとしてこのための計測用プログラムOPCAMPを開発した。図3にその機能を示すメインメニューのCRT画面を示す。各機能は独自に実行でき、計測手順に応じて実行すればよい。例えばオンライン計測時は1~4までを順に、オフライン表示時は2と5を順に実行する。ここで1のタイムカウンタセットアップは、プローブ、クロック及び回転数に関する計測条件をセットするもの、4のモニターセットはCRT画面の種類をセットするものである。2を実行すると更に図4の画面が現れ、6種の内から表示画面を選定出来る。オフライン時はディスクに記憶に記憶された生データを用い、オンライン表示の再現あるいは表示パラメータの変更により、より詳細な表示も可能である。

6の診断機能は基準データ及びオンラインデータ収集後、そのデータに異常があっ

非接触翼振動解析 OPCAMP V1.3

メインメニュー

1. タイムカウンタセットアップ
2. モニタセットアップ
3. 基準データ収集
4. オンライン処理
5. オフライン処理
6. 診断
7. 終了

処理選択 改行, 数字

図3 メインメニュー画面

非接触翼振動解析 OPCAMP V1.3

MONITOR & DISPLAY MENU

- 0:Exit
- 1:Campbell Diagram
- 2:Wave Form
- 3:Vibration Level
- 4:Vibration vs Speed
- 5:Time History
- 6:List

Select Menu No. =

図4 モニターメニュー画面

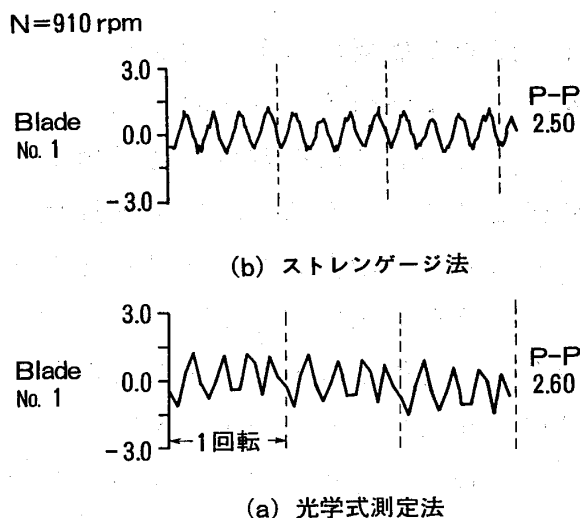


図5 振動波形の比較

た場合、生データ等のチェックを容易に行うためのものである。図4、図5の画面は対話形式になっており、必要な機能の番号を選択入力すれば、以後は画面に従って処理すればよい。

以上の使い易さの他、計測ソフトウェアとしてはオンライン機能向上のためできるだけ処理と表示の高速化を図った。使用言語は時系列解析言語 (T S L) である。

これらのソフトウェア全体については簡単なモデル翼回転装置を用い、機能と精度についての検証試験を実施した。このモデル翼回転試験装置は、外径300mmの15枚の翼で構成されている。ケーシング全周上に15ヶの光学式プローブを等間隔に設置し、翼を空気加振しながらその先端の振動を計測した。一方、数枚の翼の根元の振動応力をストレインゲージ法で同時に計測し、両者の比較検討を行った。図5にその振動波形の比較を示す。その他、キャンベル線図等についても両者はよい一致を示した。

#### 4、圧縮機動翼の振動計測試験

##### 4、1 試験装置及び試験方法

図6及び表2に供試単段圧縮機ロータの外観及び主仕様を示す。定格速度は17000rpmでその動翼先端の周速は超音速である。計測用の光学式プローブは上側ケーシングの翼先端中央部に12ヶ設置した。図7に計測用プローブの配置を示す。各プローブは周波数分析の都合上10°ピッチの等間隔とし、翼とプローブの間隙は約3mmとした。基準回転パルス用のプローブは反

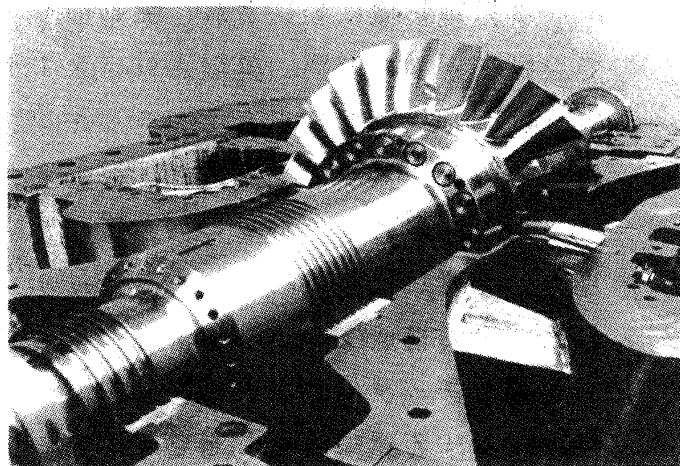


図6 供試単段圧縮機の外観

表2 供試単段圧縮機の主仕様

| No | 項目        | 値     |
|----|-----------|-------|
| 1  | 段数        | 1     |
| 2  | 回転数 (rpm) | 17000 |
| 3  | 流量 (kg/s) | 16.1  |
| 4  | 圧力比       | 1.30  |
| 5  | 動翼枚数      | 24    |

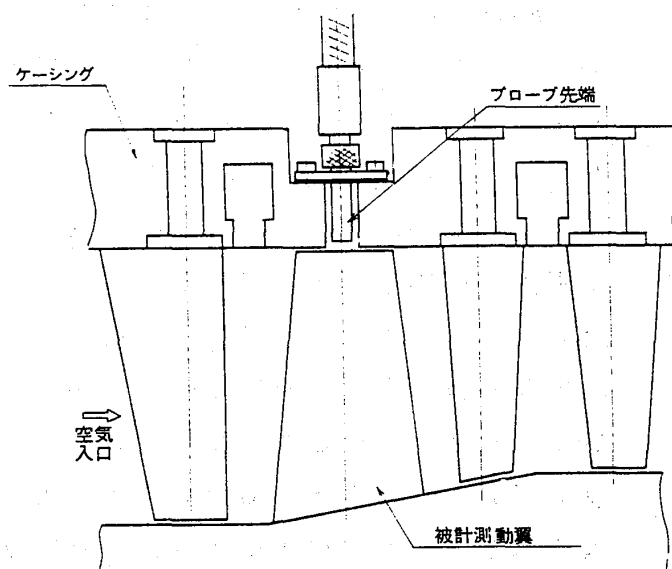


図7 プローブの設置状況

駆動モータ側の軸端に設置した。6500～17000 rpmの速度上昇中の振動を20～40 rpm毎に計測した。

#### 4、2 試験結果

##### 4、2、1 振動振幅及び振動波形

図8に翼13～翼15の速度－振幅曲線を示す。振動振幅は振動波形のピーク対ピーク値（P-P）である。各翼共途中に明瞭な振幅ピークとなる速度があるが、これは翼の一次固有振動数に関する回転次数比7次～4次の共振速度である。振幅は共振速度が上がるにつれ大きくなっている。注意深く見ると共振速度は各翼で全く同じではなく、このことは後述のように各翼の固有振動数が必ずしも同一でないことを示している。

図9は翼10の各共振速度における3サイクル分の振動波形を示す。プローブ配置が全周でないため、1回転の波形はその分布角に応じた部分波形である。共振時の波形は比較的明瞭な正弦波状であり、この周期より読み取った振動数は後述のキャンベル線図から得られる振動数と一致している。これらの結果から本計測法の基本である振動波形の計測は正しく行われているといえる。

##### 4、2、2 キャンベル線図

図10は翼13のキャンベル線図を示す。周波数分析は一回転を一周期としその高調波成分を離散的フーリエ変換（DFT）で求めた。このプログラムは計測ソフトウェアのサブプログラムとして組み込まれている。ただし、高速化のためこのサブプログラムはアセンブラ化されている。

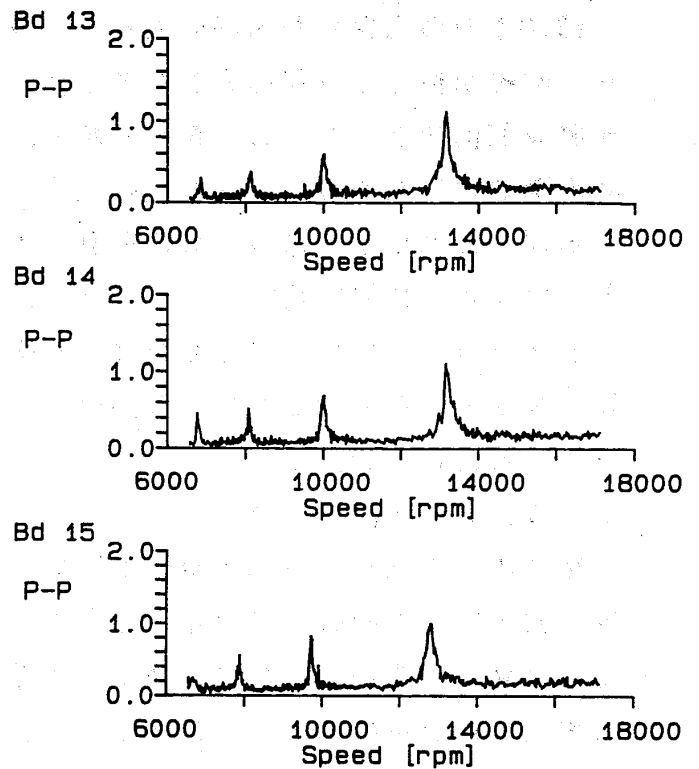


図8 速度－振幅曲線

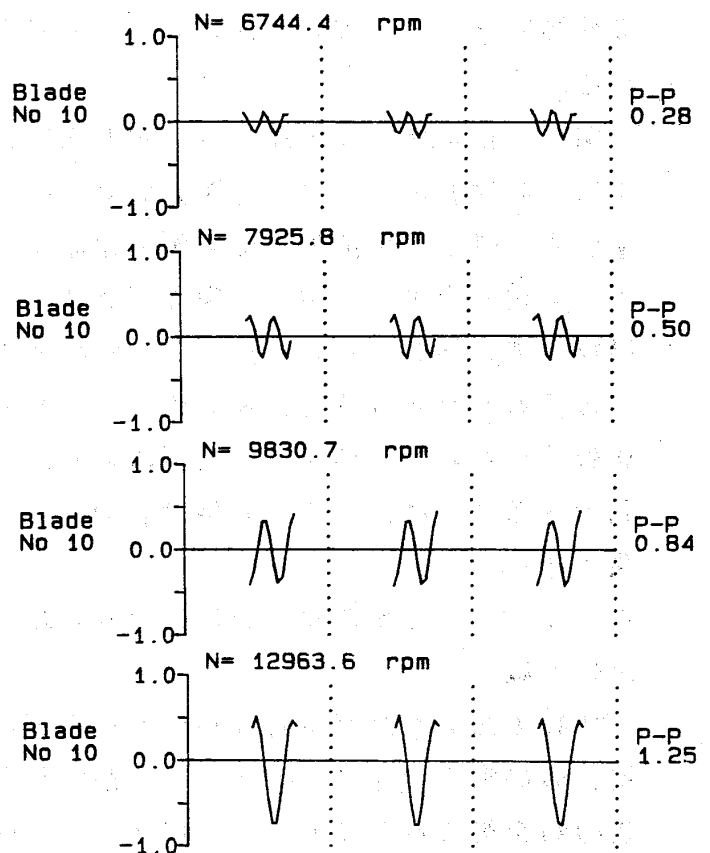


図9 共振速度の振動波形

図10で円の大きさが振幅の大きさを表すが、回転次数上の振幅の大きな点が翼の一次固有振動数ライン上の共振点である。固有振動数は回転速度の上昇と共に上昇しているが、これは回転の遠心力の影響によるものである。定格速度17000rpm(283rps)での固有振動数は回転次数比の3次と4次の間であり、共振は回避されていることが分かる。

#### 4、2、3 全翼の振動

図10のようなキャンベル線図より全24枚の翼の固有振動数を求めることが出来る。この全翼の固有振動数の平均値に対する最大値及び最小値のばらつき範囲は±2%程度である。これは翼自身の固有振動数のばらつきの範囲内であり、回転中の翼の固定条件の変化によるばらつきは無いことが分かる。

図11は定格速度と翼15の回転次数比4次の共振速度における全翼の振動レベルを示す。特に共振速度では各翼の振動レベルの変化が大きく、固有振動数が翼ごとに異なっていることがよく分かる。定格速度では振幅レベルは低く、翼間のばらつきも比較的小さい。このように全翼の振動が一見できることは、光学式非接触計測法の特長である。

#### 4、2、4 ひずみゲージによる測定結果との比較

比較のため本計測時とは別に数枚の翼の根元の振動応力をひずみゲージで測定した。この結果得られたキャンベル線図より、固有振動数は本計測法と一致した。また本計測法で得られた振動振幅から一次固有振動

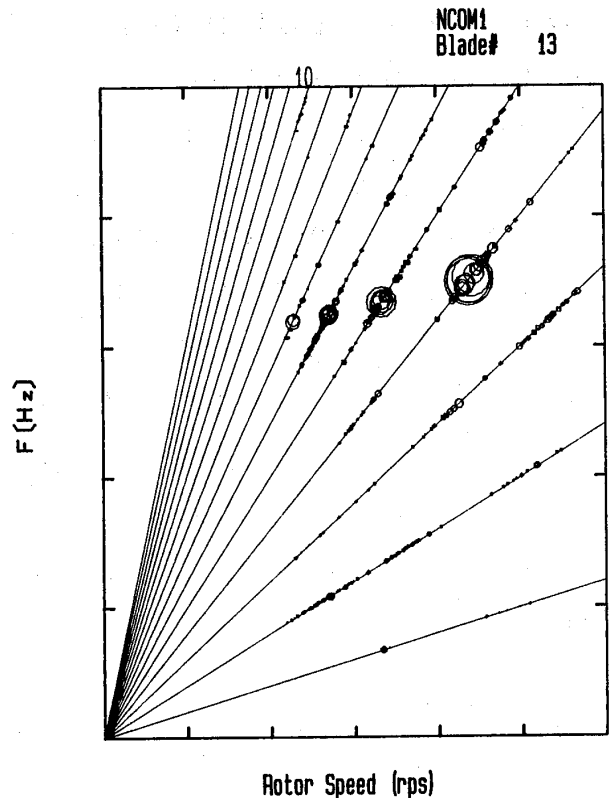
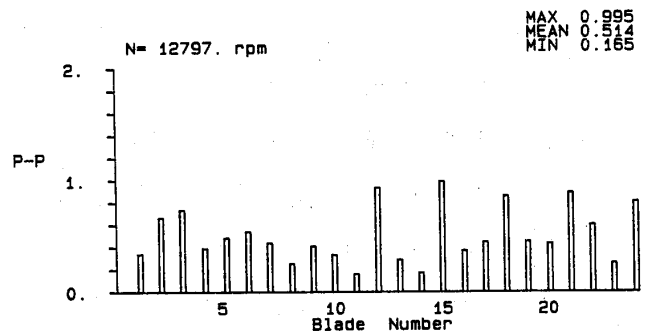
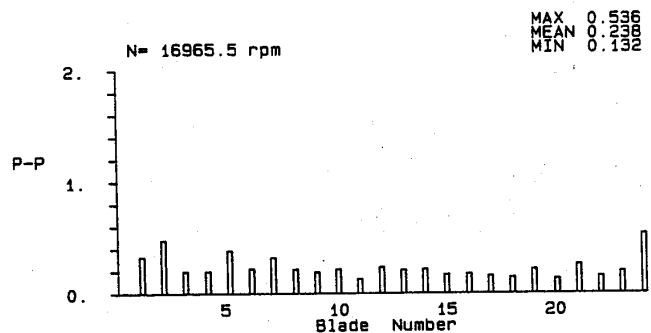


図10 キャンベル線図



(b) 共振速度



(a) 定格速度

図11 全翼の振動レベル

モード成分の翼根元の振動応力を求めると、たとえば回転次数比7次の共振点の振動応力は数MPaであり、ひずみゲージの測定結果とほぼ一致した。

#### 4、2、5 振動波形の補正

本計測法による振動波形について図12に示すように、時間の経過と共に右上がり、または右下がりの波形のずれを生じ、正しい振動値が得られない場合があった。波形ずれ発生時の振動値 $X_B$ は正常値 $X_N$ に比べ大きな値となる。この現象は回転速度の変化率が大きいときに生じていることから、検討の結果振動波形計算時の回転数に僅かな変化が生じたためであることがわかった。この回転数の変化は次のような原因によると考えられる。

- (1) データの取り込み指示時と実際のデータ取り込みまでの時間のずれ
- (2) データ取り込み中の回転数の変動による時間のずれ

実際の例から見ると振動波形のずれの生ずる回転数の変化は、たかだか0.2%程度であり、ハード的にこれを修正することは必ずしも容易ではない。そこで回転数を僅かに変化させながら振動波形の計算を繰り返かえし、図12の $\Delta X_B$ が0となる回転数の振動波形を正しい振動波形とすることにした。図13にモデル回転翼の場合について振動波形の補正前後の比較例を示す。補正後の回転数は補正前の回転数よりも、約1rpm低くなっている。

この結果、例えば図8の場合についてはピーク振幅間の振幅の変動が無くなり、共振点のピークが明瞭に現れるようになった。

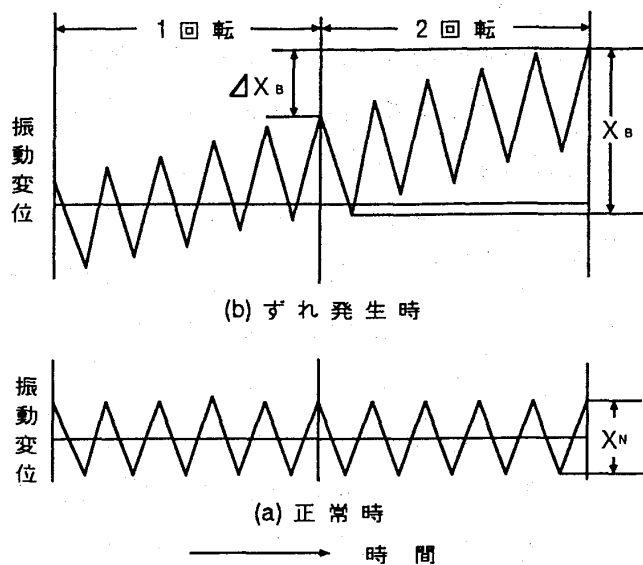


図12 振動波形のずれ

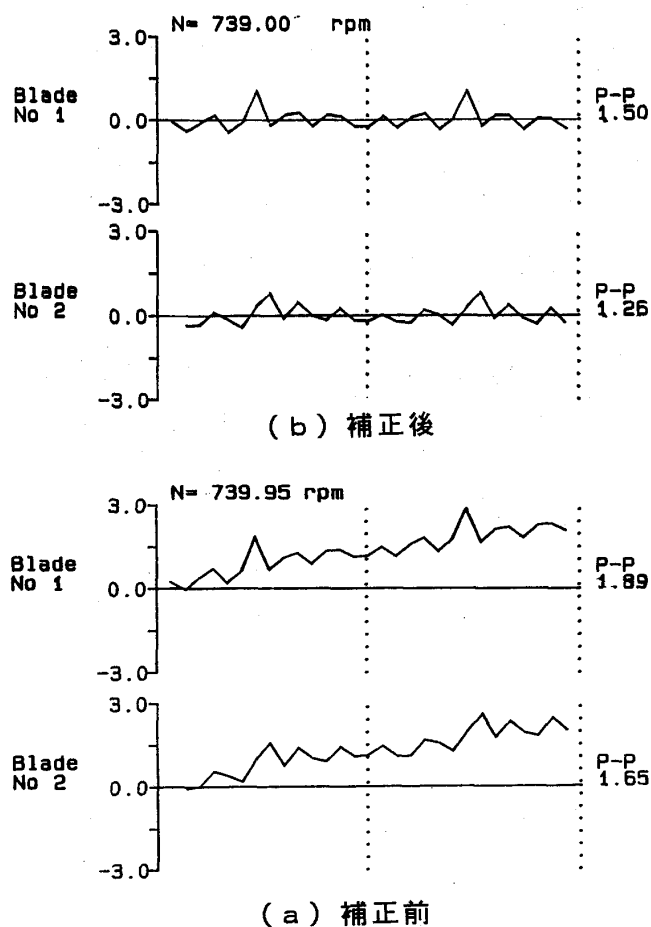


図13 振動波形のずれの補正例



## 5、結 言

回転数の変化に対する連続的な計測を主眼として、多プローブ式の光学式非接触振動計測システムを構成した。これを用いてガスタービンの遷音速単段圧縮機の翼の振動計測を実施した結果、次のことが分かった。

- (1) 6500 rpm～17000 rpmまでのオンライン計測の結果、妥当なキャンベル線図、速度-振幅曲線、振動波形を得ることができた。
- (2) 回転速度の変化率が大きい場合には計測回転数の僅かなずれにより、振動波形のずれを生ずることがある。連続的な計測ではこの補正の可否を考慮する必要がある。

最後に、本報告の発表に際し航技研の松田幸雄氏から有益なるご意見を賜ったこと記し、深く感謝の意を表します。

## 参考文献

- 1) M. Endoh, Y. Matsuda, M. Matuki: Cong. Paper 83-TOKYO-IGTC-123 (1983)
- 2) 松田、遠藤、杉山、越沼: 航技研報告 TR-1033 (1989-3)
- 3) S. Umemura, C. Yasuda, H. Hiura, Y. Matsuda, M. Endoh, M. Matuki: CIMAC Paper T14 (5~8 Jun 1989 CHINA)
- 4) 角家、間瀬、金子、梅村、小田、M. C. Johnson: 機論集 (C編) No. 91-1689, 58, 55 (1992-11)

# ガスタービン高温部品の損傷傾向解析・予測システム

\*藤山一成 (株式会社 東芝)      村上 格 (株式会社 東芝)  
吉岡洋明 (株式会社 東芝)      岡部永年 (株式会社 東芝)

## 1. はじめに

コンバインドサイクル発電プラントは、発電効率が高く、変動負荷に対する柔軟性に優れていることから、新設火力プラントの主流となりつつある。その主機であるガスタービンは、高効率化の追求により大型化と高温化が進み、使用条件が過酷化しているため、高温部品の劣化・損傷蓄積による寿命消費に対し、適切な保守管理上の対策を講じる必要がある。図1は、ガスタービン高温部品の劣化・損傷による寿命消費の特徴を蒸気タービンと比較して概念的に示したものである。すでに寿命診断に基づく保守管理が実施されている<sup>(1)</sup> 蒸気タービンでは、高温設計の目安である10万時間を越えて使用された部品(例えばロータなど)について、経年的な材質劣化は認められるものの、さらに余寿命が見込まれる。これに対し、ガスタービンでは、劣化・損傷が短期間のうちに現われるため、点検時の劣化・損傷計測情報をもとに、次回定検時までの劣化・損傷の進行を予測し、その結果に基づき補修・交換の判定を行う必要がある。そこで、既報<sup>(2)</sup> において検査情報を基にしたガスタービン高温部品の劣化・損傷予測法を提案したが、本報告では、これらの手法をシステム化し、図2に示す実機静翼の熱疲労き裂損傷に適用した検証結果について述べる。

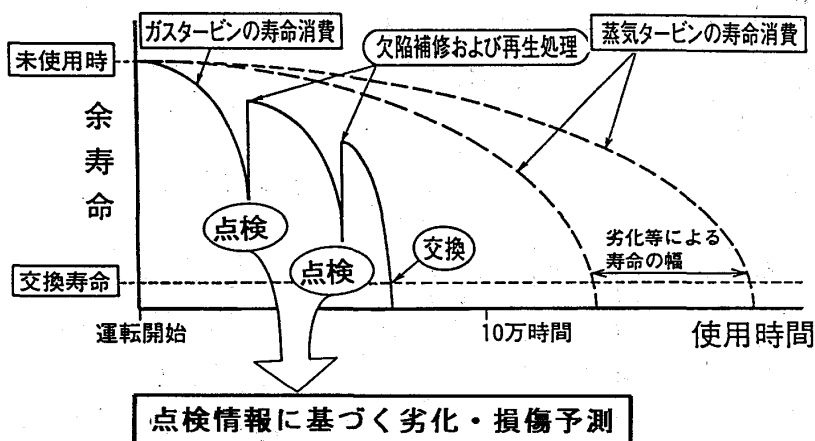


図1 ガスタービン高温部品の劣化・損傷による寿命消費の特徴

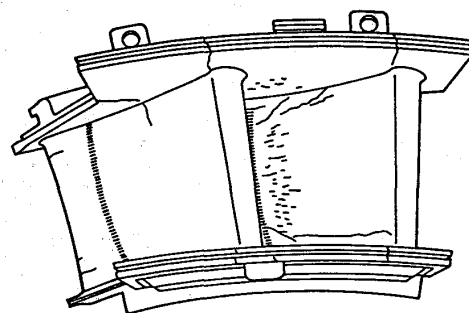


図2 静翼の熱疲労き裂形態

## 2. 劣化・損傷予測システムの概要

図3にガスタービン高温部品の劣化・損傷評価と保守管理の基本概念を示す。検査時に非破壊計測により劣化・損傷の計測を行い、この情報をもとに次回検査時までの劣化・損傷予測を行う。予測方法としては、統計的傾向解析<sup>(3)</sup>、シミュレーション解析<sup>(4)(5)</sup>および金属組織画像解析<sup>(6)</sup>があり、部品の劣化・損傷の特徴に応じて組合わせて用いる。補修・交換の判定は、損傷予測値と基準値との比較により行う。処置後運用に供した部品は、次回定検時に同様の調査・予測・判定・処置を行う。

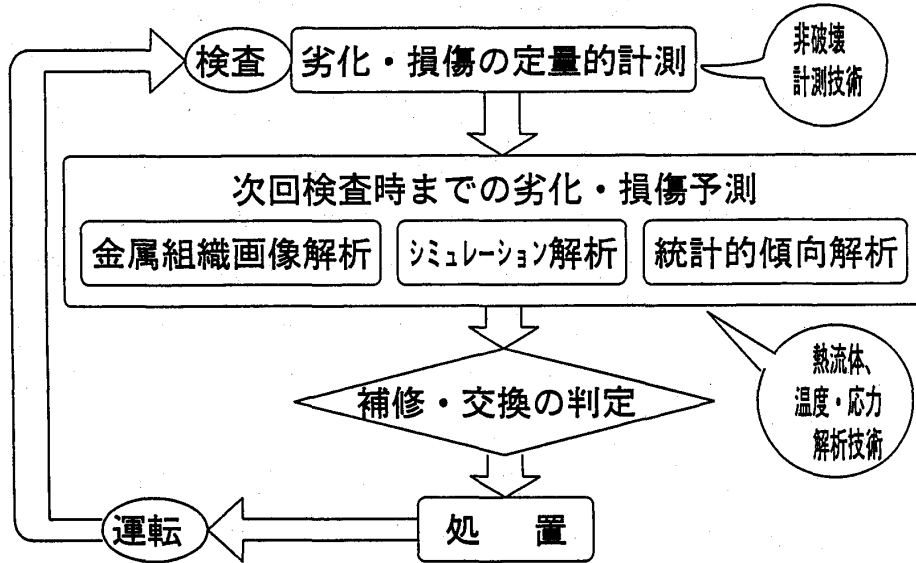


図3 ガスタービンの劣化・損傷予測と保守管理

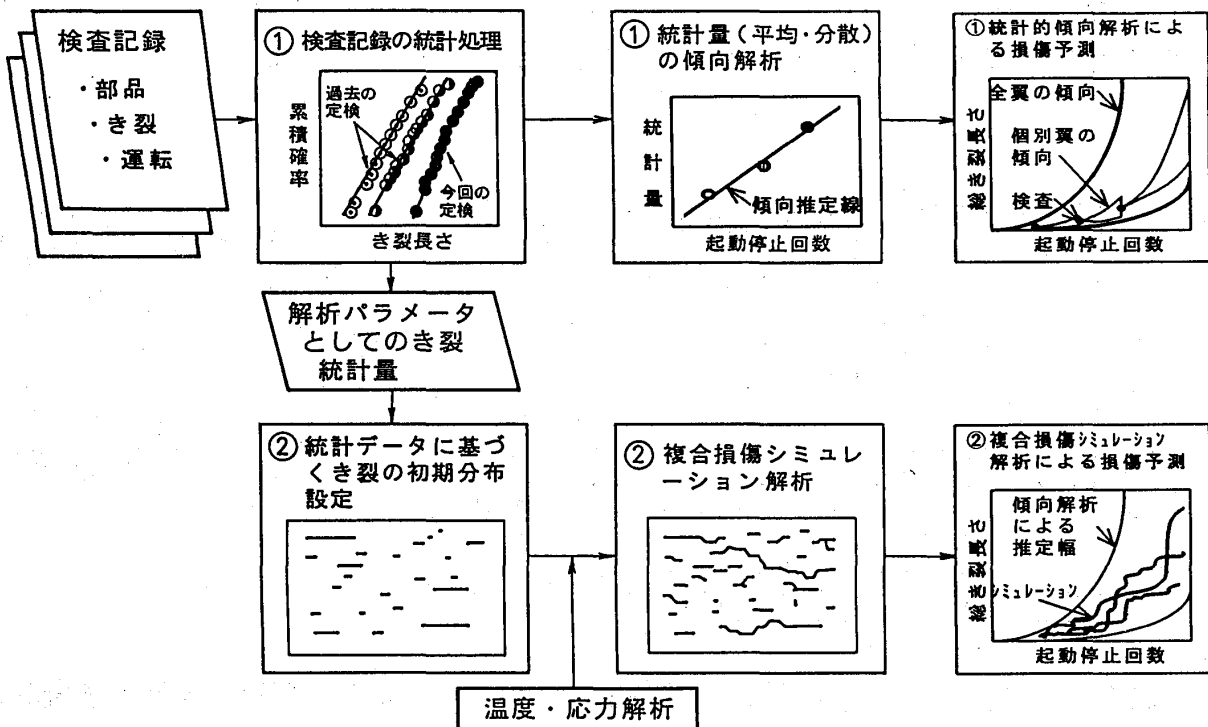


図4 ガスタービン静翼の熱疲労き裂損傷予測法

静翼の熱疲労き裂損傷を予測する場合、統計的傾向解析システムと複合損傷シミュレーション解析システムを用いる。図4には、両システムを用いた劣化・損傷予測法の概要を示す。なお、両システムは、EWS上に構築している。上段に示した統計的傾向解析では、過去と将来の使用条件が大きく変化しないことを前提として、損傷の成長を統計パラメータ解析に基づいて予測する。一方、下段に示した複合損傷シミュレーション解析では、き裂の検査情報をシミュレーションモデル上に統計的に等価な初期条件として設定し、き裂損傷の推移を複合する諸因子を考慮して解析するもので、使用条件が変化する場合や機種が異なる場合にも適用できる。この解析には使用条件に対応した温度・応力分布情報が必要であるが、損傷シミュレーション結果と検査結果の比較から使用条件を逆推定することも可能である。以下これらの2つのシステムにおける損傷予測理論について述べる。

### 3. 統計的傾向解析システム<sup>(3)</sup>

図5に、静翼の熱疲労き裂損傷を対象とした統計的傾向解析システムの処理手順を示す。入力データとしては、定検毎の個々のき裂長さのデータを追跡的に調べたデータが必要であるが、ガスタービンでは、部品補修を効率的に行うため、ユニット間で部品をローテーションすることがあり、個々の部品の追跡調査が難しい。そこで、本システムでは、リレーショナルデータベースを用いて、定検ごとのユニットの運転履歴、部品ローテーション記録、補修記録およびき裂計測記録を、各部品の識別番号の照合によって個々の部品の運転履歴と関連付けたデータベースとして構築する。き裂個数、き裂長さおよびき裂位置のデータは、統計パラメータとして表わされる。例えば、静翼のき裂長さの分布は、対数正規分布で良く近似できる。そこで、以下これらの統計パラメータから対数正規分布形を利用して、補修の判定の一つの目安である総き裂長さの変化傾向を推定する方法について

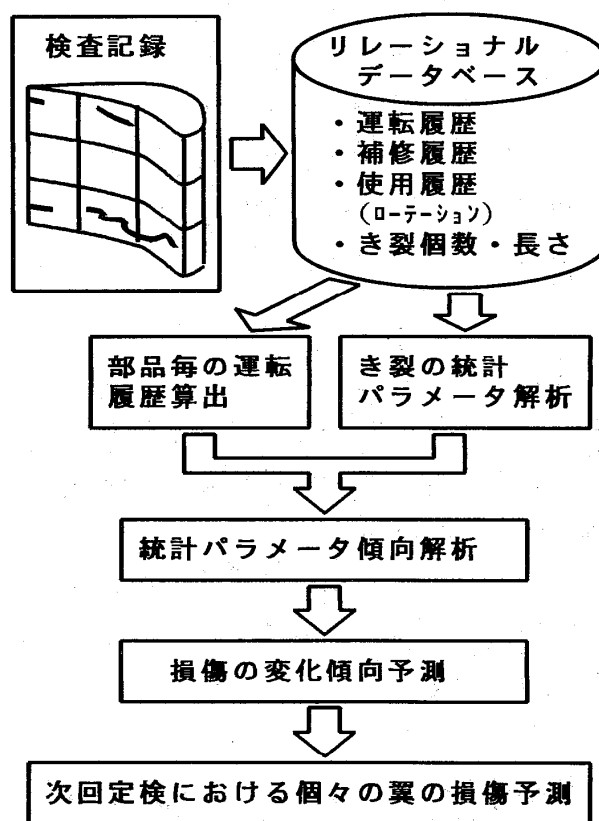


図5 統計的傾向解析システムの処理手順

て述べる。

いま、対数正規分布の母数 $\mu_L$ 、同分散 $V_L$  およびき裂個数 $n$ がそれぞれ起動停止回数 $N$ の関数であるとし、 $\hat{\mu}_L$ 、 $\hat{V}_L$ 、 $\hat{n}$ をそれぞれの予測値とする。き裂長さの平均値の上下限は、分布形の仮定から $(1-p)$ の信頼水準で、次式により評価される。

$$\hat{q} \exp\{-\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_L / \sqrt{n}\} < \bar{q} < \hat{q} \exp\{\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_L / \sqrt{n}\} \quad (1)$$

$$\bar{q} = \exp(\hat{\mu}_L + \hat{V}_L / 2) \quad (2)$$

ただし、 $\Phi(\cdot)$  : 標準正規分布関数、 $\hat{\sigma}_L = \sqrt{\hat{V}_L}$

$\bar{q}$  :  $n$ 個のき裂長さが対数正規分布する場合の平均き裂長さ

(ただし、 $V_L = \hat{V}_L$  と仮定)

き裂個数 $n$ についても同様に、

$$\hat{n} \exp\{-\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_{Ln}\} < n < \hat{n} \exp\{\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_{Ln}\} \quad (3)$$

ただし、 $\hat{\sigma}_{Ln} = \sqrt{\hat{V}_{Ln}}$

$\hat{V}_{Ln}$  :  $n/\hat{n}$ の分散 ( $N$ によらない定数)

総き裂長さ $\Sigma \ell$ は、次式で表わされる。

$$\Sigma \ell = n \times \bar{q} \quad (4)$$

ここで、 $\bar{q}$ の上下限は(1)式で $\hat{n}$ と仮定すると簡便に評価でき、かつ $\Sigma \ell$ の分布は $n$ と $\bar{q}$ の2つの無相関対数正規分布の積として求められることから、総き裂長さの上下限は $(1-p)$ の信頼水準で、次式により予測できる。

$$\hat{n} \bar{q} \exp\{-\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_{LL}\} < \Sigma \ell < \hat{n} \bar{q} \exp\{\Phi^{-1}(p) \hat{\sigma}_{LL}\} \quad (5)$$

$$\hat{\sigma}_{LL} = (\hat{V}_L / \hat{n} + \hat{V}_{Ln})^{1/2} \quad (6)$$

以上は、全対象翼についての傾向解析であるが、個々の翼についての検査記録(確定値)をもとに次回定検までの予測を行う場合には、次の方法により推定幅を狭くすることができる。即ち、き裂長さの予測値の不確定性は、検査後の $(N-N_0)$ 回の起動停止に起因するものと考え、(6)式において $\hat{\sigma}_{LL}$ が検査記録がない場合の $(N-N_0)/N$ 倍に低下するとして、

$$\hat{\sigma}_{LL} = (\hat{V}_L / \hat{n} + \hat{V}_{Ln})^{1/2} \times (N-N_0) / N \quad (7)$$

として評価する。

#### 4. 複合損傷シミュレーション解析システム<sup>(4)</sup>

本解析システムでは、対象領域を離散的な材料モデルで表わし、そのモデル上に材料の抵抗、駆動力、損傷の分布情報を与え、それらの相互作用を考慮しながらき裂の発生・成長を解析する。

図6(a)に対象領域である静翼有効部の2次元モデルを示す。領域内の黒丸と白丸は材料中の異なる2種類の相を表わす最小単位のクラスターを示す。各クラスター

の点に次の情報を与える。

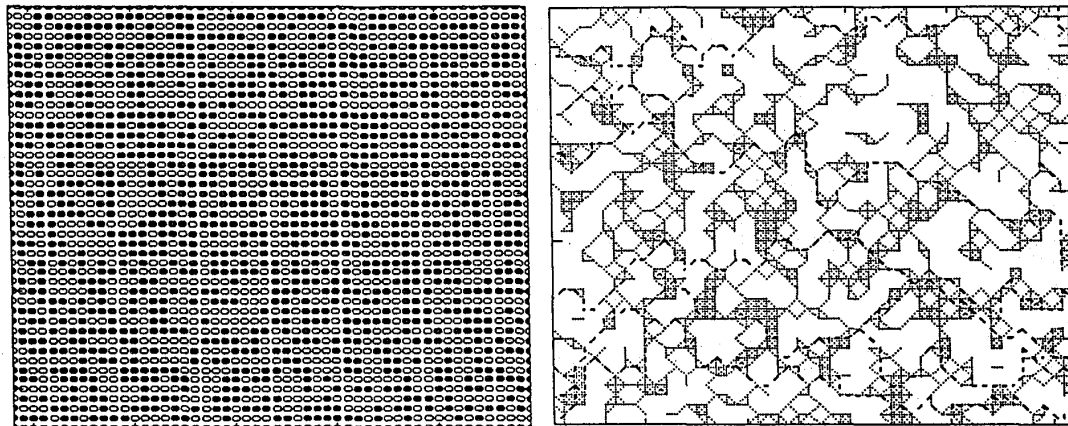
$$(i, X_i, Y_i, M_{i,N}, D_{i,N}, R_{i,N}, F_{i,N}) \quad (8)$$

ただし、 $i$  : クラスタ番号、 $X_i, Y_i$  : 座標、

$M_{i,N}$  : 材料の相 (静翼材C<sub>0</sub>基超合金については、デンドライトコア、デンドライト境界、結晶粒界) の区別を表わす指標、

$D_{i,N}$  : 損傷、 $R_{i,N}$  : 抵抗、 $F_{i,N}$  : 駆動力、 $N$  : 負荷繰返し数

図6 (b) は、図6 (a) と同じクラスタの分布を、静翼材の組織パターンとして表現し直したものである。図中の網かけ領域で示したデンドライト境界はパーコレーションクラスタの生成法を応用して作成し、破線で示した結晶粒界は、ランダムウォークにより作成した。材料抵抗は、デンドライトコア : デンドライト境界 : 結晶粒界 = 100 : 10 : 1 とし、各相内の抵抗の初期のバラツキをFactor of 5の範囲で付与した<sup>(4)</sup>。材料抵抗の温度依存性はアレニウス型とした<sup>(2)</sup>。



(a) クラスタ表示

(b) 金属組織表示

図6 静翼部材の評価対象領域の離散化モデル

(8) の表現を全クラスタについて並べて損傷マトリクス  $[D_N]$  とする。損傷の発達過程は負荷繰返し  $N$  回目の損傷マトリクスが損傷推移演算マトリックス  $[A]$  を介して  $N-1$  回目の損傷マトリクスから定まるとし、次式で表わす。

$$[D_N] = [A] [D_{N-1}] \quad (9)$$

(9) 式において、個々のクラスタ点での損傷は次式で計算する。

$$D_{i,N} = D_{i,N-1} + (1 - D_{i,N-1})^\ell (F_i / R_i)^m N^n \quad (10)$$

ここで、 $D_{i,N}$  が1に達したとき、その点でき裂が発生または成長するとする。ここでは、試験片レベルでのパラメータサーベイの結果から<sup>(7)</sup>、き裂発生に対しては、 $\ell = -1, m = 2, n = 1$ 、き裂成長に対しては、 $\ell = -1, m = 1, n = 0$ とした。駆動力  $F_i$  は、き裂発生では各点の応力に比例し、き裂成長では応力とき裂長さに比例するとした。また、翼面の温度・応力分布は、有限要素法解析結果を基に設定<sup>(8)</sup>

し、き裂がある場合は、そのまわりにき裂長さを直径とする円形の応力緩和域を設定した<sup>(9)</sup>。

## 5. 解析結果および考察

図7に、き裂長さの分布形を3回の定期検査分について対数正規確率グラフ上に示す。ただし、直線は1ユニットの第1段静翼全数について近似した結果であり、プロット点はその内の1枚の翼についてのみ示す。統計パラメータ（き裂長さの対数の平均、分散、個数）の起動停止回数に対する変化の予測値は各々次式で表わされる<sup>(3)</sup>。

$$\hat{\mu}_L = A_1 N + A_2 \quad (11)$$

$$\hat{V}_L = B_1 N + B_2 \quad (12)$$

$$\hat{n} = C_1 N \quad (13)$$

図8に、翼有効部のき裂総和の起動停止回数に対する変化を $\pm 3\sigma$ の上下限推定線と共に示す。直線で結んだデータは、同一セグメントの3回定検分の追跡データであることを示す。き裂長さの総和 $\Sigma \ell$ は、起動停止回数の増加と共に増加する傾向を示し、ほとんどのデータが推定範囲内に存在する。また、予測線は、第3回定検以降のき裂総和の増加が加速的に起こることを示している。

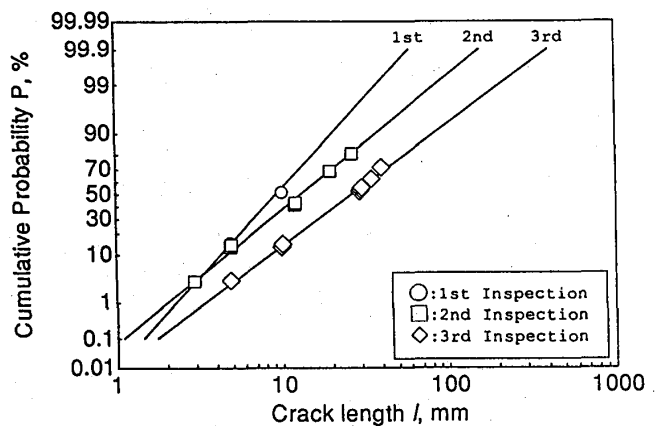


図7 静翼有効部のき裂長さの分布

次に、個々の翼の検査情報を基にした予測結果を示す。起動停止回数 $N_0$ 回で検査を行った結果、得られたき裂個数を $n_0$ 、 $\ln(\ell)$ の平均値を $\mu_{L0}$ 、分散を $V_{L0}$ と表わすと、起動停止回数 $N$ でのき裂個数の予測値 $\hat{n}$ 、 $\ln(\ell)$ の予測平均値 $\hat{\mu}_L$ 、予測分散値 $\hat{V}_L$ は、次式によって表わされる。

$$\hat{\mu}_L = A_1 (N - N_0) + \mu_{L0} \quad (14)$$

$$\hat{V}_L = B_1 (N - N_0) + V_{L0} \quad (15)$$

$$\hat{n} = C_1 (N - N_0) + n_0 \quad (16)$$

このとき、(7)式および(14)～(15)式に基づいて次回検査時のき裂長さ総和の上下限を対象翼について推定すると、図9に示すように、図8と比較して狭い幅で予測できることがわかる。

図10に、静翼有効部腹側のき裂形態のシミュレーション例を示す。初期状態は、第1回定検時のき裂検査結果と統計的に等価になるようにき裂を分布させたものである。第3回定検時のき裂形態は、主き裂の屈曲した成長が認められ、図2に示した実機静翼有効部のき裂形態に類似した形態を示している。

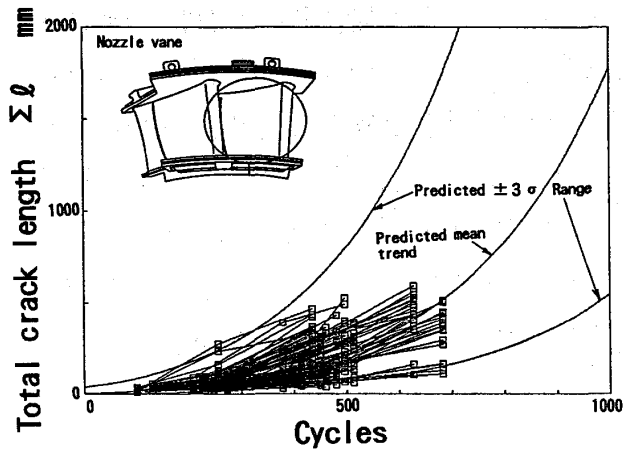


図8 全対象翼のき裂総和の変化傾向推定

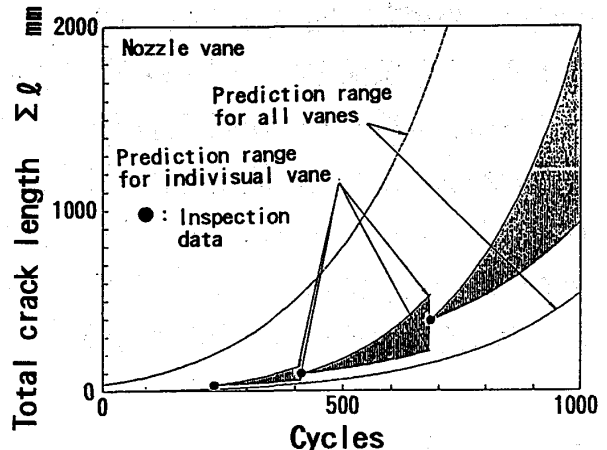
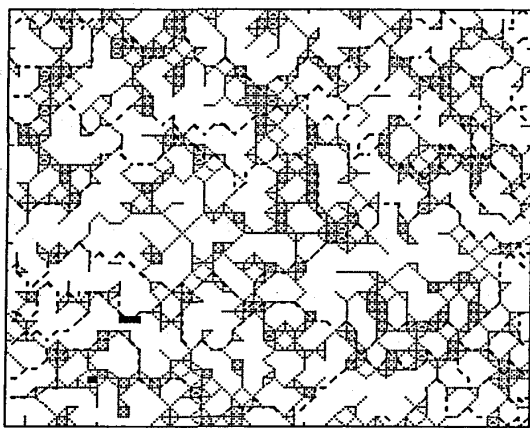
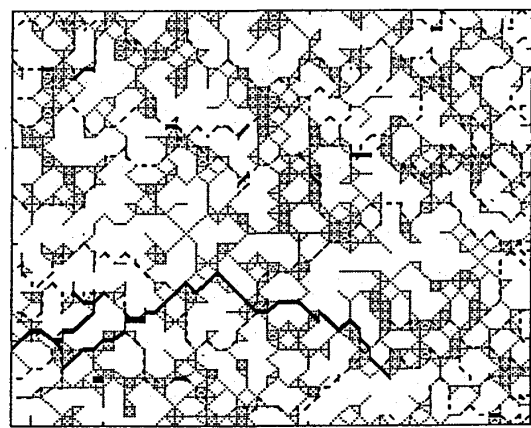


図9 検査情報に基づく個別翼の推定



(a) 第1回定検時 (初期状態)



(b) 第3回定検時

図10 静翼有効部のき裂のシミュレーション例

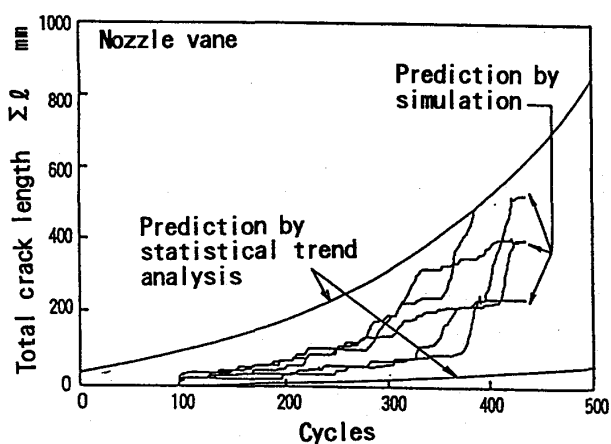


図11 シミュレーションと傾向解析によるき裂成長予測

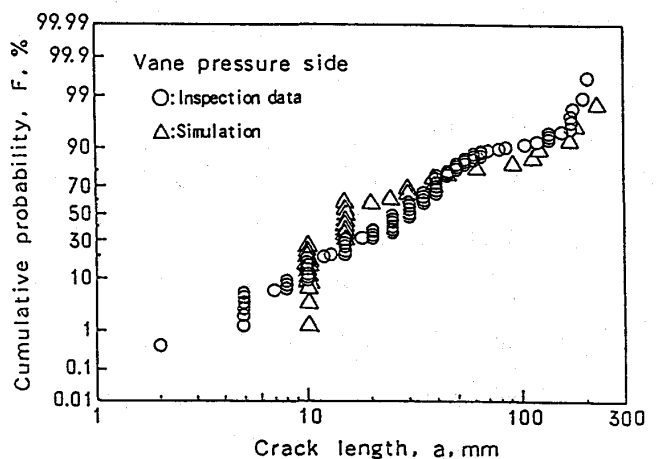


図12 シミュレーションと検査結果によるき裂分布の比較



図11に、静翼有効部の総き裂長さのシミュレーションによる変化傾向を傾向解析による $\pm 3\sigma$ 上下限推定幅(図8参照)と共に示す。シミュレーションの試行ごとに材料抵抗分布とき裂分布の初期条件が異なるため、総き裂長さは種々の変化傾向を示すが、試行の繰返により全体的に統計的推定幅と一致する傾向を示す。図12に、第3回定検時のシミュレーションによるき裂長さ分布を対数正規確率紙上に検査結果と比較して示すが、分布形は両者で良く一致している。以上のように、本シミュレーション解析は、実機静翼の熱疲労き裂損傷を統計的に適確に再現しうることがわかる。

## 6. おわりに

ガスタービン高温部品の劣化・損傷予測のため、統計的傾向解析システムと複合損傷シミュレーション解析システムをEWS上に構築し、静翼の熱疲労き裂損傷に適用した結果、次の結論を得た。

- (1) き裂の検査情報を対数正規分布に従う統計パラメータとして表わし、その起動停止回数に対する変化傾向を解析することにより、実機のき裂長さの成長傾向を統計的に予測できることを明らかにした。
- (2) 統計的傾向解析において、個々の静翼のき裂に関する確定情報をもとに、次回定検時のき裂長さを狭い推定幅で予測する方法を提案した。
- (3) 複合損傷シミュレーション解析法により、温度・応力および材料分布の影響を考慮して実機のき裂成長形態を再現し、検査結果と統計的に一致する結果を得た。

以上のように、実機部品の適確な劣化・損傷予測のためには、部品の劣化・損傷の特徴に応じた予測技術を組合わせて適用することが必要であり、その例として静翼の熱疲労き裂損傷に対して提案した解析システムの有効性が検証された。今後さらに適用範囲を広げシステムの拡充をはかる予定である。

## 7. 参考文献

- (1) 資源エネルギー庁公益事業部通達 62資公部 第255号(1987).
- (2) 藤山他, GTSJ 19-76, (1992), 78.
- (3) 村上他, 日本材料学会 第11回材料・構造信頼性シンポジウム前刷集, (1992), 169.
- (4) 藤山他, 日本材料学会 第30回高温強度記念シンポジウム前刷集, (1992), 54.
- (5) 村上他, ガスタービン秋季講演会(長崎)講演論文集, (1992), 241.
- (6) 吉岡他, 日本機械学会第70期全国大会講演論文集No. 920-78, (1992), 477.
- (7) 藤山他, 日本機械学会第71期全国大会投稿中, (1993).
- (8) Fujiyama, K., et. al., 20th CIMAC Congress London, (1993), G09.
- (9) 多田他, 日本機械学会論文集, 56-524, (1990), 708.