

ハイブリッド触媒燃焼法による NO_x の抑制

大越 昭 男, 静 川 賢 次 郎 (東京電力)

* 山 中 矢, 古 屋 富 明, 芳 根 俊 行

早 田 輝 信, 肥 塚 淳 次 (東芝)

1 緒 言

ガスタービン用低 NO_x 燃焼法として、触媒燃焼法が国内外で注目されている。触媒燃焼は、触媒を用いることにより、通常は燃焼しない希薄な燃料を燃焼させることができる。したがって、 NO_x が急激に発生しはじめる温度以下で燃焼することが可能となり、 NO_x の抑制が期待できる。しかしながら、触媒燃焼法をガスタービンへ適用するにあたっては多くの解決すべき課題があり、その中でも特に重要な課題として、触媒の高温耐久性がある。さらに、今後、タービンへの入口ガス温度が高温化へと移行することが予想されることから、より以上の触媒の高温耐久性が要求される。そこで、著者らは、触媒燃焼と非触媒的熱燃焼（気相燃焼）を有効に組み合わせることにより、触媒の高温化を抑制し、触媒の長寿命化と高温ガスタービンへの適用性を考慮したハイブリッド触媒燃焼方式を先に提案した。¹⁾今回は、ガスタービンを対象としたハイブリッド触媒燃焼器を構成する各部の燃焼特性について報告する。

2 ハイブリッド触媒燃焼方式

ハイブリッド触媒燃焼方式は、触媒燃焼させる予混合ガスの燃料濃度コントロールにより、触媒への負荷を小さくすることから触媒の高温化を抑制し、その分、触媒下流の気相燃焼を積極的に利用する。本燃焼方式を用いた燃焼器の概略を図1に示した。燃焼器は大きく4つに分かれており、① 触媒設定入口温度までガス温度を高めるための予燃焼域（触媒、燃料の種類によっては必ずしも必要ではない）、② 触媒燃焼させる予混合ガスを作るための予混合域、③ 触媒燃焼を起こす触媒部、④ 触媒出口にて気相燃焼を起こす気相燃焼域からなる。

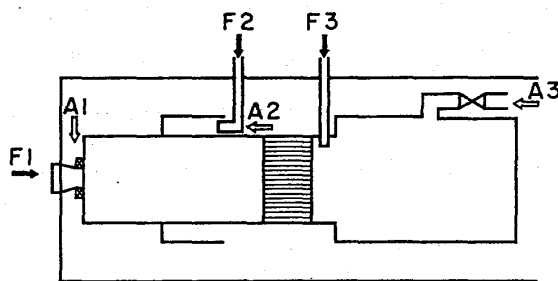


図1. ハイブリッド触媒燃焼器の概略

燃料系統は、予燃焼用（F1）、触媒燃焼用（F2）、気相燃焼用（F3）の3系統から

なる。気相部燃焼温度は、F3の供給流量によりコントロールされるため、触媒への負荷を変えることなく、高温化にも容易に対応できる。タービン入口ガス温度は、気

相燃焼域下流に設けたバイパス空気(A3)で希釈することによりコントロールされる。

3. 試験装置

基礎データを得ることを目的とした試験装置1(触媒径30mm)と、燃焼器としての要素開発を目的とした試験装置2(触媒径100mm)を試作した。それぞれの試験装置の系統図を図2, 図3に示した。装置1の燃焼管は、磁性管からなり、外部への熱損失を防止するため断熱材で燃焼管の外部をカバーしている。触媒入口ガス温度は電気加熱器により昇温した。装置2の燃焼管の概要を図4に示した。燃焼管はインコネルからなり、空気により壁面を冷却している。予燃焼域へ供給する空気の温度をコンプレッサー吐出温度まで上昇させるために、燃料の一部を燃焼させるとともに、酸素濃度のコントロールも行なえるようにした。触媒入口ガス温度は予燃焼域で燃料の一部を燃焼させることにより昇温した。

ガス分析は、サンプリングガスが高温であるため水冷した後、自動ガス分析装置に供給し、THC, CO, CO₂, O₂, NO_xを行なった。燃料は主にメタンを用いた。なお、本燃焼試験に用いた触媒は日本触媒化学工業(株)製である。

4. 試験結果

ハイブリッド触媒燃焼器を構成する①予燃焼域, ②予混合域, ③触媒部, ④気相燃焼域について要素試験を行ない、燃焼特性を検討した。

4-1 予燃焼域の燃焼特性

メタン燃料は、炭水素系燃料の中でも燃焼しにくく、今回用いた触媒は、400~

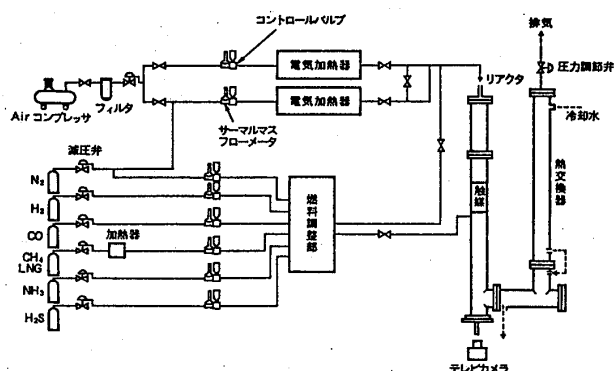


図2 装置1の系統図

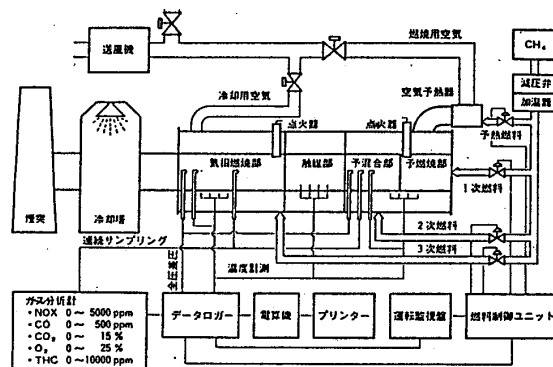


図3 装置2の系統図

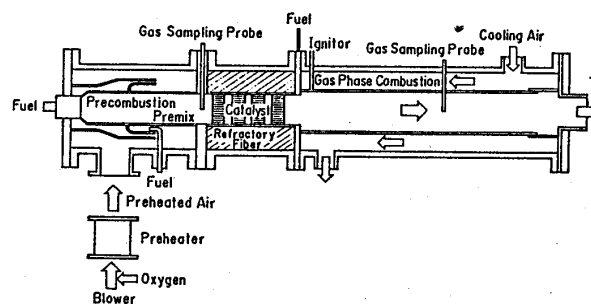


図4 装置2の燃焼管の概要

500℃まで高めないで触媒燃焼を開始しない。ところが、圧縮器から供給される温度は約250～350℃であるため、その差分(ΔT)だけ予燃焼する必要がある。そのため予燃焼域の存在が重要なわけであるが、燃焼器として予燃焼域は①極力スペースを小さくする必要があること、②NO_x排出量を最小限にすること、および、③燃焼の安定性が要求される。

以上の制約条件をもとに試作した燃料ノズルで各流速において、450℃まで昇温させた場合の、予燃焼域で発生するNO_xを図5に示した。流速の増加とともにNO_xが低下する。しかし、流速が遅いと燃焼器入口ガス温度が低く、予燃焼域でのΔTを大きくする必要があると同時に、滞留時間が長くなるためNO_xが増加する。図によれば、流速は15 m/s程度より早くする必要があると考えられる。

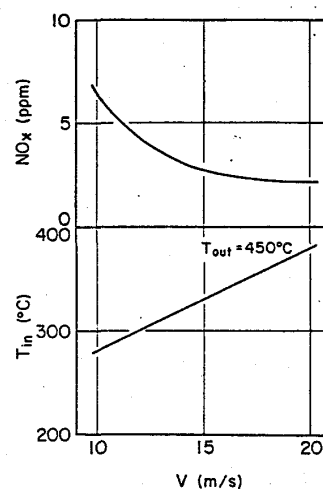


図5 予燃焼域での発生NO_x

4-2 予混合域の特性

予燃焼域で触媒入口温度を400～500℃に高めた後は、触媒燃焼を起こすために、燃焼ガス中に燃料を混入する必要がある。その際、要求されることは、いかに均一な混合ガスを作るかということである。そこで、燃料供給方式として、予混合ジェット流について試験した結果、均一性、逆火性とも十分に満足できるものであることが分かった。

濃度分布特性を図6に示した。図6は、燃空比一定で、流速を変化させた時の濃度のバラツキを示したものである。縦軸は、ラジアル方向の濃度の最大値と平均値との比である。流速の変化に対しても濃度分布に乱れがないことが分かる。また、他の燃空比についてもほとんど均一であり良好な結果が得られた。

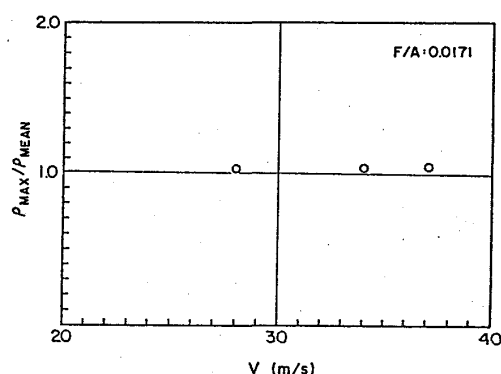


図6 濃度分布

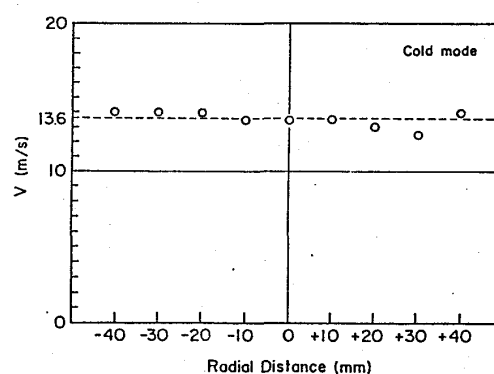


図7 速度分布

非燃焼状態での触媒入口におけるラジアル方向の速度分布の一例を図7に示した。平均値13.6 m/sに対してほとんどバラツキがないのが分かる。

触媒入口における温度分布を図8に、流速をパラメータとした時のパターンファクタの影響を示した。パターンファクタは5%前後であり、良好な結果が得られている。

ここで、パターンファクタ (P. F.) は次式で定義する。

$$P. F. = \frac{T_{out, MAX} - T_{out, MEAN}}{T_{out, MEAN} - T_{IN}}$$

$T_{out, MAX}$; 触媒入口の最高温度

$T_{out, MEAN}$; 触媒入口の平均温度

T_{IN} ; 燃焼器入口温度

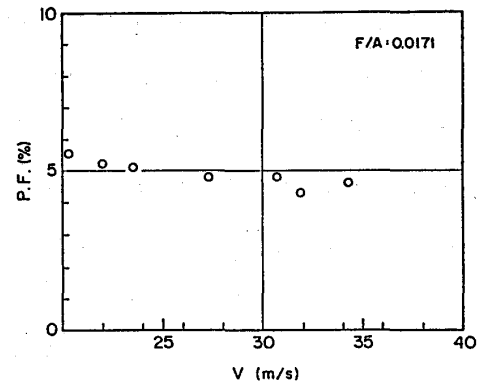


図 8 温度分布

図 8 と同様、燃空比をパラメータとした時の P. F. も約 5 % 前後であり良好な結果が得られている。

4-3 触媒部の特性

燃焼試験は、触媒入口温度を 450℃、流速を 10～20 m/s とし、触媒入口混合ガスの燃空比を変化させて行なった。触媒は有効直径 100 mm 長さ 30 mm のものを 4 段充填し、熱電対を各触媒体断面に 5 ケ所設置し、触媒体の温度分布を調べた。最後段触媒体の温度測定例を図 9 に示したが、各点ともほぼ同様な値を得ている。また、同時にビデオカメラによる観察も行なったが、触媒体断面でのホットスポットは確認されず、良好な半径方向の温度の均一性が得られている。

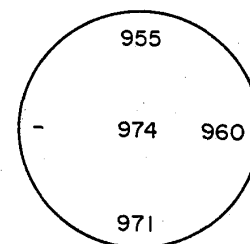


図 9 触媒の温度分布

4-4 気相燃焼域の特性

触媒部を通過した未燃燃料および所定の燃焼温度を得るために、新たに気相燃焼域に供給された燃料を完全燃焼させる必要がある。しかし、NO_x 抑制上、燃焼温度が高くないように、低濃度の燃料を燃焼させることが要求される。

一般に、可燃限界は、温度が高くなると広がる傾向にある。したがって、気相燃焼では触媒燃焼によりガスが昇温されているため、通常では燃焼しない低濃度燃料の燃焼が可能となる。しかしながら、NO_x の抑制上、燃料濃度はかなり低いため、燃焼の安定性が悪く、失火しやすい。そこで、気相燃焼の安定化として、拡大径後に形成される循環流を利用する方法を考え、拡大径構造を燃焼の安定化法として用いた。気相燃焼域へ供給する燃料ノズルは、壁面周囲から供給する Pen-jet タイプとした。また、NO_x を抑制するには、燃料分布を均一にし、できるだけ Lean 燃焼を行なう必要上、Pen-jet の数は 1 ケでなく数ケ配置した。

図 10 に、触媒入口ガス流速をパラメータとした場合の、気相燃焼域で発生する NO_x と燃焼温度の関係を示した。燃焼温度が約 1180℃ 以上では完全燃焼に近い状態にある。

図より，流速が早くなると NO_x は低下するが， 10 m/s ではかなりの NO_x が発生している。流速が 10 m/s の場合は，気相燃焼域へ供給する燃料流量が少なく，ノズルからの貫通距離が不足し，燃料分布の均一性が充分でなかったため NO_x が高くなったものと考えられる。ハイブリッド触媒燃焼方式では，気相燃焼域のガス温度は負荷変動にかかわらず $1400\sim 1500^\circ\text{C}$ とし，バイパス空気です定のガス温度にコントロールするが，今回の試験では温度が約 1450°C から NO_x が急激に発生している。ガスタービン入口における NO_x は，図10の結果を希釈した値になると考えられる。ハイブリッド触媒燃焼器で NO_x の発生量を左右するのは，予燃焼域と気相燃焼域である。今回の試験によると流速 15 m/s 以上では NO_x の抑制が期待される。そこで現状の基本構成を取り入れた計算モデルにおいて， 1100°C 級実プラントの運転モードを適用した場合のハイブリッド触媒燃焼器の挙動について検討すると，触媒入口流速については，図11のようになりノーロードで約 15 m/s となる。

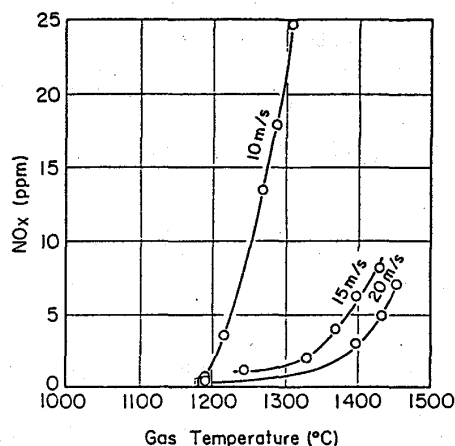


図10 気相燃焼域での発生 NO_x

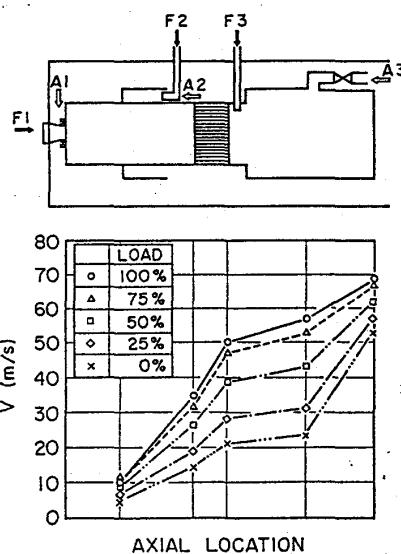


図11 流速のシステム計算

4-5 NO_x の圧力特性

4-1～4-4は全て大気圧下での装置2による試験結果であるが，実圧条件下でも以上の結果が適用できるか，適用できない場合には，圧力と NO_x はどのような関係にあるかを知る必要がある。そこで，装置1を用い，大気圧～ 7 ata の圧力範囲で，燃焼試験を行なった。1例として，触媒入口ガス温度 450°C ，流速 21 m/s 条件下での結果を図12に示した。燃焼温度は $1332\sim 1369^\circ\text{C}$ であり，いずれもほぼ完全燃焼状態である。図より， NO_x 発生に及ぼす圧力の影響はほとんどみられない。この理由としては，
① ハイブリッド燃焼では Thermal- NO_x が急激に発生しはじめる温度（約 1500°C ）以下で燃焼させているため，② 気相燃焼域の燃焼状態は，燃料が均一に分布するように供給されているため予混合燃焼状態に近く，予混合燃焼で

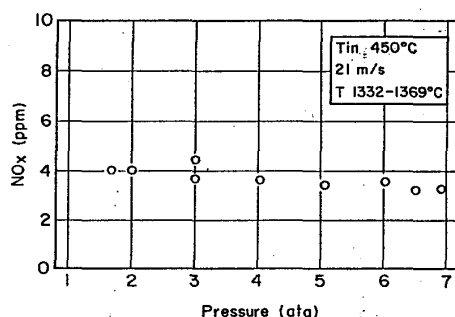


図12 NO_x と圧力の関係

は圧力の影響は少ない，と考えている。以上の結果より，気相燃焼域で燃料が均一に分布し，かつ，燃焼温度が1500℃以下では，実圧相当条件下でもNO_x発生に及ぼす圧力の影響はないと思われる。

5. 結 論

ハイブリッド触媒燃焼試験において，① 触媒温度の均一化，② NO_x抑制に関して，それぞれ良好な結果を得た。また触媒温度を比較的低い温度レベルにコントロールが可能なることから，③ 触媒の長寿命化の見通しが得られた。特に全NO_x（予燃焼域と気相燃焼域の合計）は図13となり，上限を10 ppmとすれば，今回試験した燃焼器の流速の下限は15 m/sとなり，実システムでの運転可能な領域を満足する。なお最終的にはバイパス空気によって希釈されるため，タービン入口では，希釈分だけNO_xはさらに低くなると考えられる。また，NO_xの圧力依存性はほとんどなく，実機条件下でのNO_x 10 ppm以下の達成は可能であると予想される。

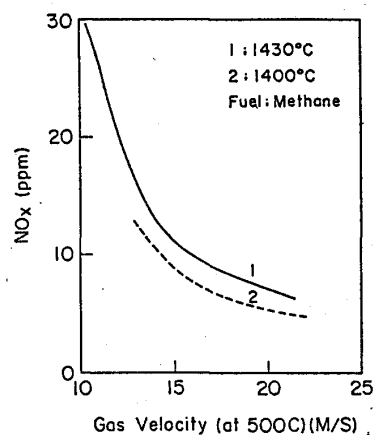


図13 流速と全NO_x

参考文献

- 1 伊東ほか 「ハイブリッド触媒燃焼器の研究」
第13回ガスタービン定期講演会講演論文集
昭和60年6月 B-6

ガスタービン触媒燃焼器の研究

—プリバーナ方式触媒燃焼器の常圧下での特性—

*山田 秀志 林 茂 鈴木 達幸
 °佐川 豊 °中沢 章 (航技研)

1. まえがき

最近のガスタービンエンジンは、高効率化をはかるために、サイクル効率の向上をめざし、圧力比の増大、タービン入口温度の高温化などによって、燃焼ガス温度が高くなっている。これにともない、大気汚染物質である NO_x の生成が増加する傾向にあり、ガスタービン用燃焼器から排出される NO_x のレベルを低減する研究がなされている。その一つとして、予混合希薄燃焼法などがあり、 NO_x のレベルは、従来の拡散噴霧燃焼法にくらべて1/10程度になっているが、安定燃焼範囲が狭く、排出ガス中に未燃の HC 、 CO 等が含まれることが多い。

今回実験に用いたプリバーナ方式触媒燃焼器は、上記の問題点を解決するため、プリバーナにより安定燃焼範囲の拡大をはかり、かつ希薄な予混合気を触媒の反応開始温度まで加熱して、触媒で反応させ大気汚染物質の排出低減を目的としている。

本報では常圧下において燃焼、排気特性におよぼす当量比、温度、流速の影響についての実験結果を述べる。

2. 供試燃焼器

実験に用いたプリバーナ方式触媒燃焼器は、図1に示すようにプリバーナ部と触媒部とに分割できる。プリバーナ部は長さ200mm、出口内径100mmの筒型で、多孔ノズル($\phi 1 \times 12$ 、噴射角90度)からガス燃料が噴射され、スワラ(外径40mm、内径28mm、旋回角45度、羽枚数16)によって保炎され、ライナー壁面はフィルム冷却を行っている。プリバーナのスワラ下流150mmの位置において、周上4箇所には設けた混合気供給管からの燃料と空気の希薄混合気が内径18.4mmのエルボーにより燃焼器に噴射されて、プリバーナからの燃焼ガスと混合される。混合気供給管では、混合促進用のスワラと壁面にあけたメインノズル($\phi 1 \times 4$)から噴射された燃料が空気と一緒に混合するようにしてある。触媒部は、有効内径100mmで混合気供給管出口中心から100mm下流から、外径106mm、厚さ25.4mmの触媒(白金-パラジウム系触媒で、セル形状は正方形、セル数300/平方インチ)を15mmの間隙で4段組み込んである。各触媒の間隙及び触媒部入口・出口にガス採取プローブ、熱電対取り付け用の計測座が設けられている。外部への熱損失を小さく °(元)芝浦工大 研修生

するために、触媒の周囲にセラミックファイバーを充填し、さらに触媒部全体を断熱材で被覆した。

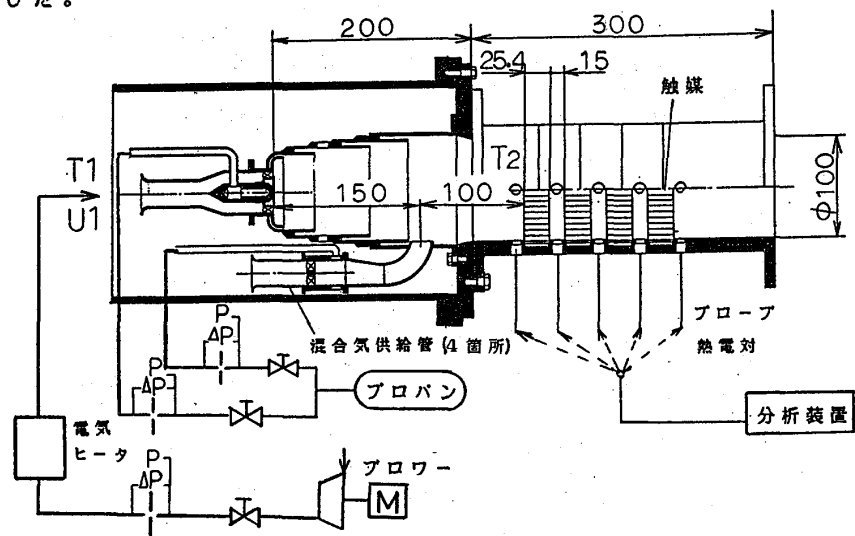


図1 供試燃焼器及び系統図

3. 実験方法

ブロワーからの空気は流量測定された後、燃焼器入口温度 T_1 に達するまで電気ヒータで加熱され、所定の燃焼器入口流速 U_1 で燃焼器に供給される。次にプリバーナの燃焼によって触媒部入口温度 T_2 を設定する。この状態で、混合気供給管のメインノズルからの燃料（工業用純プロパン）の供給量を変え、反応の進捗状況を知るため、触媒部入口・出口及び触媒間に設けた8点集合プローブとJIS R熱電対により、燃焼ガス濃度、温度の測定を行った。触媒部入口温度 T_2 は、触媒部上流の同一断面4箇所にとりつけたJIS K熱電対の平均値で決めた。全体当量比は燃焼ガス温度が $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ を著しく超えない範囲とした。実験を行った各条件を表1に示す。ガス分析計には、ガスタービン燃焼器内部ガス濃度分析装置を用いた。NO、NO_x はCLD、CO、CO₂ はNDIR、全炭化水素はFID、酸素は磁気モメント式酸素計により計測される。

また、プリバーナ方式触媒燃焼器と通常の拡散方式燃焼器の排気特性を比較するために、供試燃焼器の触媒を取り外し、燃料の全てをプリバーナで燃焼させ、燃焼ガス濃度、温度の測定を行った。

表1 実験条件

T_1 ($^{\circ}\text{C}$) T_2 ($^{\circ}\text{C}$) U_1 (m/s)	100			200			300		
	400	500	600	400	500	600	400	500	600
A = 7.5	1A4	1A5	1A6	2A4	2A5	2A6	3A4	3A5	3A6
B = 10		1B5	1B6	2B4	2B5	2B6	3B4	3B5	3B6
C = 12.5			1C6		2C5	2C6		3C5	3C6
D = 15			1D6		2D5	2D6		3D5	3D6

4. 実験結果

4.1 触媒部入口の分布

触媒の寿命を延ばし、特性を生かすには、触媒部に供給する混合気の流速、温度、当量比分布を均一にすることが大切だ。プリバーナ部の出口断面において、これらを全圧管、熱電対、単孔試料採取管を用いて測定した。各分布の一例を図2～4に示す。流速分布は、非燃焼時のものであるが $U_1 = 10 \text{ m/s}$ 、 20 m/s と変えた場合どちらも混合気供給管からの噴流にブロックされるために、背後の流速が遅くなっており、混合気供給管の数、取り付け位置が分布に影響をおよぼすことがわかる。当量比、温度分布は、メインノズルからの燃料 (f_2) の有無によらず同じような傾向で左上側に高い部分がある。この例の出口温度不均一率は約 0.11 以下であった。

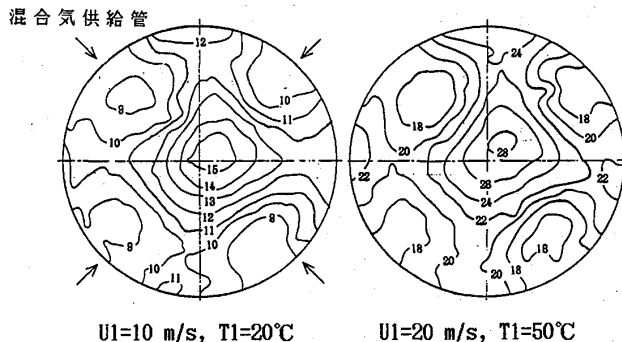


図2 流速分布

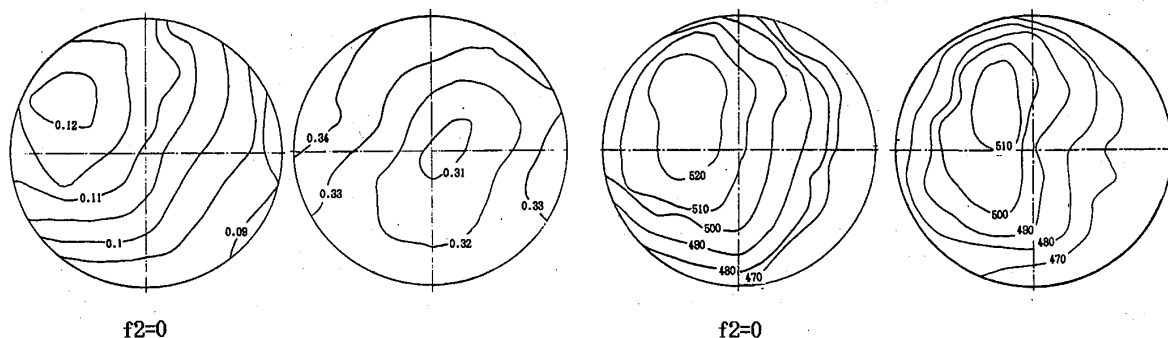


図3 当量比分布 ($U_1=15 \text{ m/s}$, $T_1=200^\circ\text{C}$, $T_2=500^\circ\text{C}$)

図4 温度分布 (条件は図3と同じ)

4.2 燃焼効率

図5は供試燃焼器出口における当量比と燃焼効率及び触媒部における単位時間当たりの発熱量 Q の関係を燃焼器入口流速 U_1 に対して表わしたものである。燃焼効率は、当量比の増加に対していずれの U_1 でも共に減少し極小に達して増加する。この極小点は、 U_1 が速くなるほど、燃料濃度の高い方へ移動しているが、そこでの燃焼ガス温度は実測値で約 800°C であった。

次に当量比と発熱量 Q の関係をみると、発熱量は、当量比の増加と共に単調に増加し、増加率が

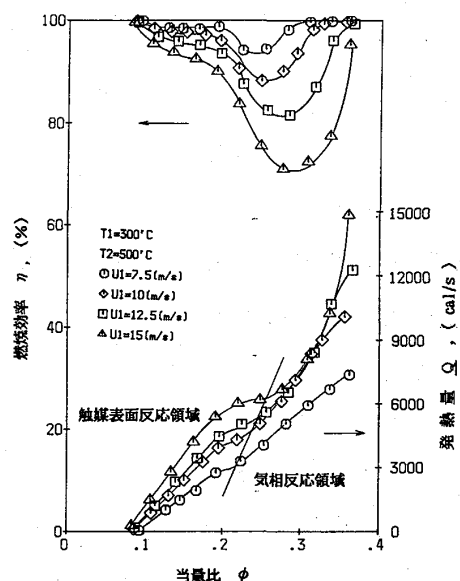


図5 燃焼効率と発熱量

にぶくなって、再び上昇する。増加率のにぶい領域では、触媒表面への燃料の輸送が律速になるために、燃料濃度の上昇に対して効率が低下することになる。さらに当量比を増大することによって反応は表面反応から気相反応へと移り、発熱量が増加し効率が良くなる。

4.3 排気特性

NO_x 図6はプリバーナ方式触媒燃焼器と拡散燃焼方式燃焼器について、当量比とNO_xの関係を示した一例であるが、濃度(ppm)は拡散燃焼方式では、当量比の増加に伴い増加しているが、プリバーナ方式ではほぼ一定である。触媒部に供給する燃料を変化させても濃度が一定ということであるから、NO_xはプリバーナ部で発生し触媒部では発生せず、そのまま燃焼器出口に達したと考えられる。したがって、排出指数EI(NO_x)で表わすとメインノズルからの燃料の供給量を増大するにしたがいEI(NO_x)の値は小さくなっていく。拡散方式では、NO_x(ppm)、EI(NO_x)ともに増加している。両燃焼方式とも当量比約0.35付近では燃焼効率がほぼ100%であるがこのときのプリバーナ方式のEI(NO_x)の量は、拡散燃焼方式に比べて1/10～1/4になっている。

CO 図7、8はU₁ = 10 m/s、T₁ = 200℃、T₂ = 500℃、600℃の条件における各段出口でのEI(CO)を当量比φに対して表わしたものである。両者を比較すると、T₂ = 500℃のときは、触媒部入口においてEI(CO)は当量比の増加に対して減少の一途をたどっているが、T₂ = 600℃では逆に増加している。これはT₂ = 600℃の場合に混合気供給管より供給された燃料によって、COが発生したと考えられる。当量比φ = 0.4付近で触媒部入口温度T₂は700℃位まで上昇した。しかし、COのレベルは触媒部の最終段では、一桁小さい値まで減少している。

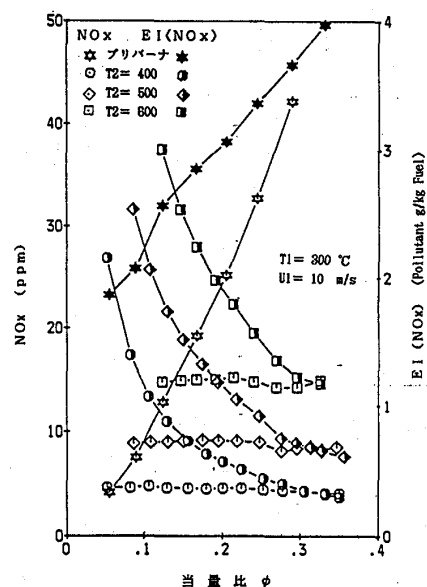


図6 NO_xの排出特性

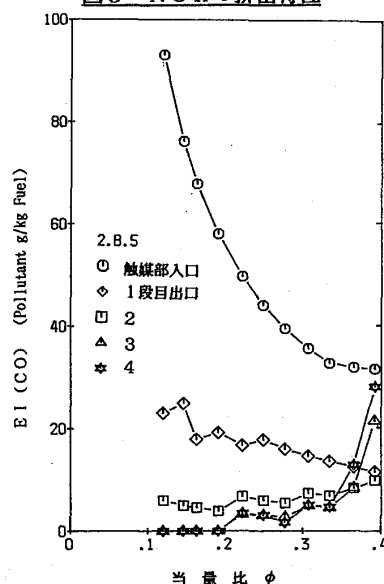


図7 COの排出特性

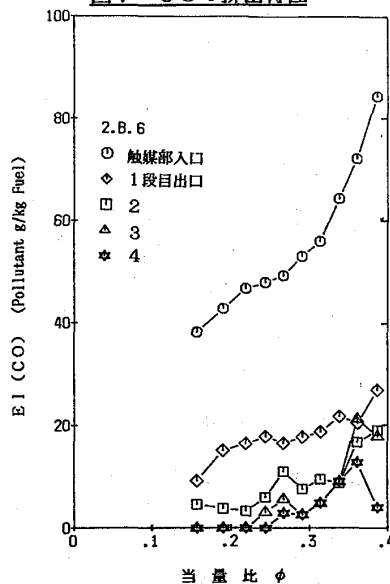


図8 COの排出特性

また、低い当量比では、ほとんど排出されていない。

供試燃焼器出口のEI(CO)と燃焼温度の関係からみると図9のようになり、800℃付近から増加を始め、1100℃でピークを示している。このことから気相での反応開始は約800℃であり1100℃以上になるとCOの酸化がより速くなるためEI(CO)が減少している。燃焼器入口流速U1の遅い方が、滞留時間が長くなるためCOからCO₂への反応が進み、EI(CO)のピークは低くなっている。

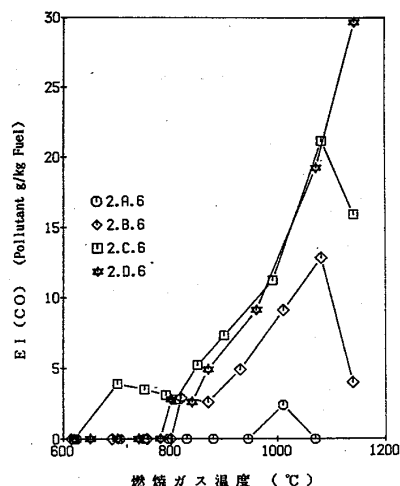


図9 燃焼ガス温度に対する出口のEI(CO)

5. 圧力損失

図10は、触媒部における圧力損失 ΔP と触媒部入口流速U2 (U2は、U1がT1からT2まで変化しただけ加速されている。)との関係を示している。圧力損失は、触媒部入口流速U2にほぼ比例している。 $\phi = 0.2$ の場合には、燃焼ガス温度が高くなるため、触媒のセル内を通過するガス流速、粘性ともに増大するので、圧力損失は、 $\phi = 0.12$ の場合より大きくなっている。図中の実線は、測定された各段の入口温度をもとに、出入口の管路拡大・縮小と管路摩擦による圧力損失を予測した値であるが、実測値とよく合っている。

U1=15m/s (U2=22.9m/s)での圧力損失は、 $\phi = 0.2$ で430 mmAq程度であり、このとき燃焼器全体の圧力損失は550 mmAqであったので損失の大部分は触媒部で生じている。

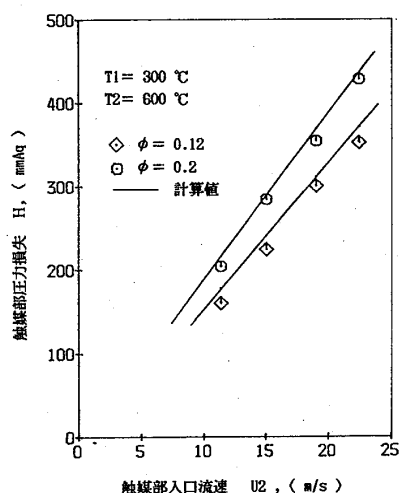


図10 触媒部入口流速に対する圧力損失

6. 燃焼負荷率

図11は、 $\phi = 0.35$ 付近の条件でプリバーナ部と触媒部の容積を反応部として求めた、燃焼負荷率と燃焼効率 η の関係を示したものである。これより燃焼効率が99%以上となるのは、燃焼器入口温度T1が200℃で触媒入口温度T2が600℃の場合で、燃焼負荷率 $2.5 \times$

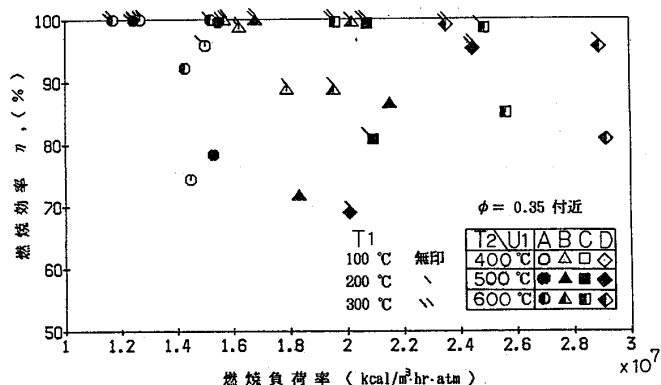


図11 燃焼負荷率

$10^7 \text{ kcal/m}^3 \cdot \text{hr} \cdot \text{atm}$ が得られる。

本実験では燃焼ガス温度を約 1100°C に制限したが、より高い温度まで燃料流量を増加し、またプリバーナ部を小型にまとめれば高い燃焼負荷率が得られる。

7. まとめ

低 NO_x 化が可能な触媒燃焼をガスタービン燃焼器に利用することを究極の目的とし、プリバーナ方式触媒燃焼器を試作して、その燃焼、排気特性について測定した。主な結果は次の通りである。

- (1) NO_x の生成は、プリバーナ部のみで、触媒部での生成はない。したがって NO_x の低減の効果は、ガスタービンエンジンの高負荷時ほど大きい。
- (2) CO の排出は、滞留時間と燃焼ガス温度に大きく依存しており 800°C 付近から増加し 1100°C 付近でピークとなり減少していく。
- (3) 燃焼効率 η は滞留時間、触媒入口温度 T_2 、当量比 ϕ に強く依存し、出口ガス温度約 800°C のとき最も低い。
- (4) 圧力損失の大部分は、触媒部で生じている。本実験の範囲では触媒入口流速 U_2 に比例する。

8. 参考文献

- (1) 鈴木、他 2 名：昭和 58 年度航技研技術研修報告（昭 59）
- (2) 林、他 2 名：ガスタービン学会鹿児島地区講演会講演論文集（昭 60）
- (3) 林、山田：ガスタービンの希薄一次燃焼領域モデルでの燃焼・排気特性
NAL TR-666 (1981-4)

A-3

コンバインドプラント排煙脱硝装置について

西 本 是 彦 (三菱重工業㈱広島研究所)

*瀬 戸 徹 (同 上)

1. まえがき

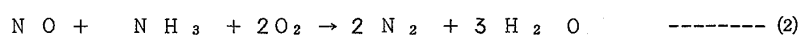
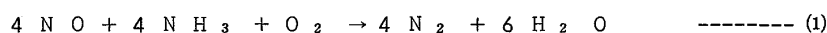
コンバインドプラントはガスタービン、排ガスボイラ、蒸気タービン、発電機で構成されるもので、従来のボイラ火力発電プラントに比較して高効率であることが特長で、⁽¹⁾ エネルギー有効利用の観点から近時とくに注目され始め、既に事業用の大容量プラントが実用化されており、将来は特定の地域や工場を対象とする比較的小容量のプラントにも拡範囲に適用されるものと考えられている。

ガスタービンは、加圧・高酸素濃度下での燃焼を行なうためにNO_x発生量が高くなる傾向があり、環境保全対策としてNO_x低減が必要である。この方法としては(1)低NO_x燃焼法 (2)排煙脱硝法 があるが、厳しい排出値を満足させるため、これらの組合せで対処している現状である。

本稿ではコンバインドプラント用として適用される乾式排煙脱硝装置の技術的特徴と実機実績の概要を述べることとする。

2. ガスタービン用排煙脱硝装置の特徴

排煙脱硝法とは排ガス中にNH₃を注入し、触媒の作用によって排ガス中のNO_xを無害な窒素と酸素に分解するものであり、基本反応式は次の通りである。



本法はボイラ排ガスに対してはLNG、重油、石炭など各種燃料を使用するものに対して広く実用されてきたものであるが、⁽²⁾ ガスタービン排ガスはボイラ排ガスに比較して(1)同一発電規模当りのガス流量が3倍以上である。(2)排出温度が高い。(3)負荷変動が急速であるなどの厳しい条件をもつので(表1)、これに対して下記のような具備条件が追加される必要がある。

- (1) 触媒のコンパクト化、低圧損化及び耐熱性の向上
- (2) 負荷変動追従性の向上
- (3) 合理的な脱硝システムの検討

2.1 触媒

2.1.1 耐熱性

ガスタービンはボイラに比較して発停や負荷変動速度が急激なため排ガス温度の上

ガスタービン広島地区講演会講演論文集

昇や下降速度が大きい特徴があり、このため触媒は温度の上昇、下降のくり返しに対する強度的な耐久性を有する必要がある。

一例として、触媒の耐熱くり返し耐久試験装置の概要を図1に示す。触媒入口ガス温度は実機ガスタービン排ガスの温度変動をシミュレートするようにコントロールさ

表1 ガスタービン及びボイラ排ガスの特性比較(ガスだけ)

排ガス	ガス流量比* (Nm ³ /h)	温度 (℃)	組 成		負荷変動
			NOx (ppm)	O ₂ (%)	
ガスタービン	3.4	(case1) 500	60~80	~15	ボイラより 急速
		(case2) 200			
ボイラ	1.0	250 ~ 350	60~80	~2	-

(*規模 118 MW)

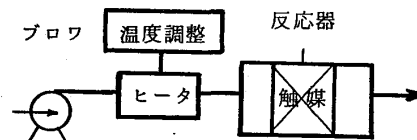


図1 耐熱くり返し試験装置

れており反応器内の触媒は実機と同様な熱歴を受ける。数千回に及ぶくり返しテストの間に、触媒のひび割れ、はく離の観察や強度変化の測定を行って実用性を確認する。

2.2 脱硝性能

表1に示すようにガスタービン出口高温域Case.1 排熱ボイラ出口低温域Case.2までの広い温度範囲で高い活性を示す触媒が必要である。触媒は担体と呼ばれる極めてポーラスな金属酸化物に活性体を均一分散させた構造からなっているが、いかなる温度領域で高活性を示すかは、この担体と活性体との選定に依存する。

一例として種々の温度特性を示す脱硝触媒の温度特性を図2に示す。図に示される

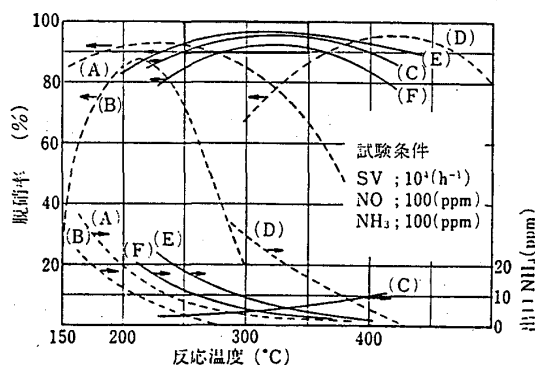


図2 クリーンガス用脱硝触媒の選定

ように触媒の違いによって高い脱硝性能を示す温度領域は低温から高温にわたって変化しているが、これら触媒はそれぞれ活性体の種類及び組み合わせが異なっており、活性金属の選定によって脱硝触媒の性能特性はかなり変化することがわかる。現在では高温域(500℃)ではガス流量が熱膨張で増大すること、低温域(200℃以下)では活性が低いなどのため中温域(200~300℃)の採用が行なわれている。

2.2.2 触媒形状と反応器形式

触媒の形状は(1)粒状、(2)格子状及び板状に分けられる。脱硝反応器は触媒形状に対応して、それぞれ(1)ガス貫流形固定床、(2)ガス並行流形固定床に分けられる。(図3)

開発の順序でみると触媒を粒状に成形する技術は古くから化学プロセス触媒などで確立されていたことから脱硝触媒にも適用し易かったことと粒状触媒は運転中でも反応器への供給、排出が可能であるなどの理由で開発当初は粒状触媒が採用されたが、現在では格子状や板状への成形技術が確立され脱硝性能も長期的な安定性が確認され

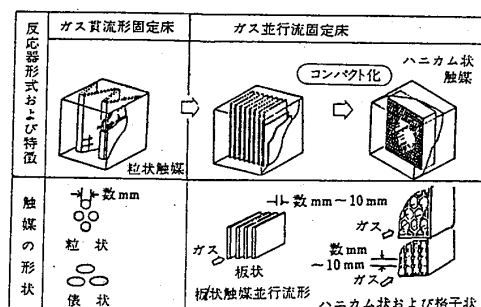


図3 反応器形式及び触媒の形状

たことなどから、レイアウト上で反応器がコンパクトに設計できるガス並行流固定床方式が主流となっている。

一方、触媒のコンパクト性を示す指標としては触媒単位容積当りのガス接触面積 (m^2/m^3 cata.) がある。ガス並行流触媒では触媒ピッチを小さくする程ガス接触面積は増加して触媒層はコンパクト化されてくるが、格子状触媒は板状触媒に比較して同一ピッチでは形状の特性上よりガス接触面積が大きく、従って触媒層のコンパクト化面で有利な特徴がある。

2.3 アンモニア注入装置及び注入制御⁽³⁾

アンモニアタンク中の液体アンモニアは、気化器によってガス化されたのち空気で希釈され、脱硝反応器上流に設置された注入ノズルから排ガス中に注入される。この注入量は基本的に(3)式で算出される。(図4)

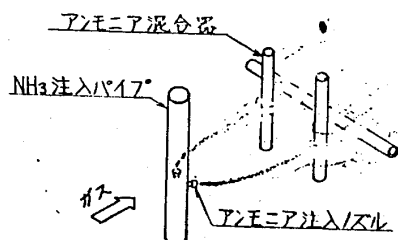


図4 アンモニア注入

ガスタービン排ガスは負荷変動が大きいいため、これに追従するための種々の制御方法が工夫されている。またアンモニアの注入は排ガスに対して均一分散されるように行なう必要があり、アンモニア注入ノズルやガス混合器に各種の工夫がなされている。

$$\text{アンモニア注入量} = \text{排ガス量} \times \text{入口NOx濃度} \times \text{NO}_2/\text{NOx比} \quad \text{--- (3)}$$

ここで、 NH_3/NOx 比；所要脱硝率できる入口 NH_3 濃度と NOx 濃度比

3. 実機適用例⁽⁴⁾

図5には東北電力鶴岡新火力発電所世界最大級1090MWコンバインドプラントの全体配置を示す。本プラントは大きく2系列からなり、その1系列はガスタービン3台、排ガスボイラ3台、蒸気タービン1台から構成されており、排煙脱硝装置は各々の排ガスボイラに組み込まれている。全体の仕様を表2に示す。

3.1 脱硝反応器及び触媒

脱硝装置はボイラ組込み方式を採用しており、反応器はボイラの高圧蒸発器出口と低圧蒸発器入口の間に配置されている。この位置のガス温度は240～300℃程度にあり、従来のボイラエコノマイザ出口温度よりやや低い。最下限温度は脱硝触媒の適切なガス温度域が保持できるようにするため、ボイラの高圧蒸気圧下限のコントロールを行っている。

反応器の形状はガスパス形状に合うガス横流れ式のガス並行流固定床であり、格子状触媒を採用している。反応器及び単体触媒をパック化した触媒モジュールの構造を

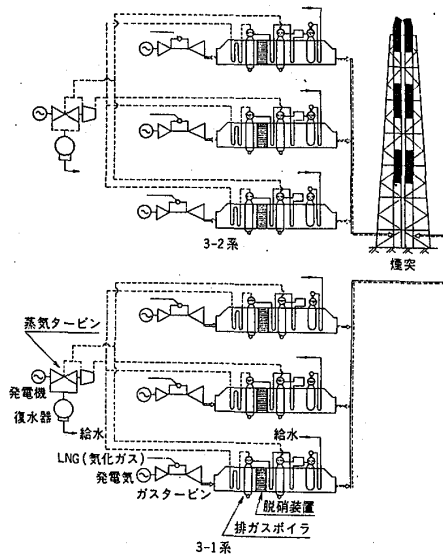


図5 コンバインドプラント構成系統

表2 1090MWコンバインドプラント 図6に示す。
設備主要目

機 器	仕 様
ガ ス タービン	・発電負荷 118 MW/基 ・基 数 6基 ・使用燃料 LNG
ボ イ ラ	・蒸 発 量 1194 t/h/基 (低圧, MCR) 57 t/h/基 (高圧, MCR) ・基 数 6基
脱硝装置	・方式 乾式アンモニア選択接触還元法 ・反応器形式 ボイラ組込み横流れ固定床方式 (格子状触媒) ・反応器数 6基/ユニット 1基/ボイラ1基 ・処理ガス量 $1.365 \times 10^3 \text{ Nm}^3/\text{h}/\text{基}$ ・ガス温度 297℃ (MCR) ・出口 NOx 濃度 15 ppm (O ₂ 15% 換算)
スチーム タービン	・発電負荷 191 MW/基 ・基 数 2基

アンモニア注入ノズルは排ガスとの十分な混合効果を得るため高圧蒸発器上流部に設置されている。触媒は格子ビッチを小さくとり単位体積当りのガス接触面積を大きくすることによって

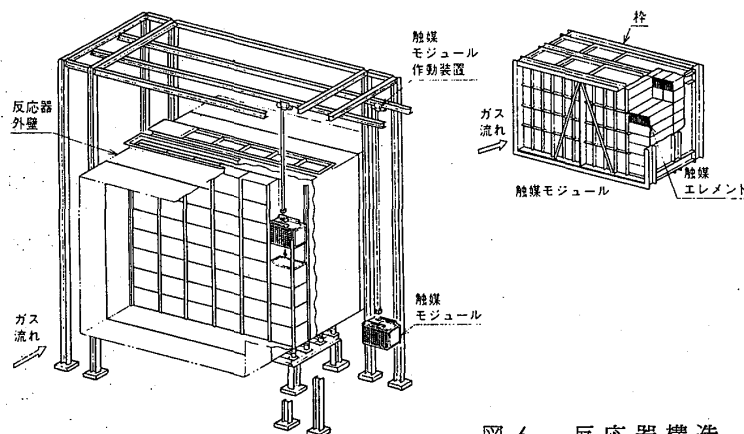


図6 反応器構造

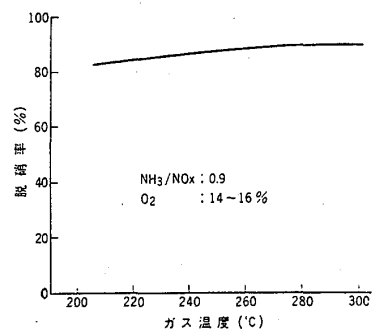


図7 ガス温度と脱硝性能

触媒必要量の増大が抑えられている。また格子状を形成する触媒厚さを薄くすることによってガスの通過する空間率を大きくとり、ガス通過孔のガス線速度を低くとることにより触媒層の圧損を低く抑えることができている。

触媒の脱硝性能の一例を図7に示すが、広い温度範囲で高い脱硝率が得られることを示している。

3.2 運転実績

脱硝装置入口 NOx 60~75ppm程度に対して，出口濃度 10~15ppm (O₂ 15%) となっており，計画値を充分満足している，またボイラ出口 NH₃ 濃度についても充分低い値を示している。この値は昭 59 年運転以来経時的な変化はみられない。

4. あとがき

最近の高効率ガスコンバインドプラント用脱硝装置について，その技術的特徴と実績実績について述べ，高い性能と信頼性に優れた装置であることを報告した。

今後もこれらの実績をもとにして，より経済的で信頼性の高い排煙脱硝装置及びそのシステムの改良が継続されるものと期待される。

参考文献

- (1) 東北電力(株)東新潟火力発電所第 3 系列，大容量ガスタービン排ガスボイラの設計と試運転実績，三菱重工技報 Vol.22 №3 (1985)
- (2) 乾式排煙脱硝プロセスの開発と実用化，化学工学 Vol.47 №6 (1983)
- (3) 排煙脱硝技術の現状，PETROTECH Vol.6 №11 (1983)
- (4) 排煙脱硝装置における最近の技術動向，三菱重工技報 Vol.23 №3 (1986)

以 上

A-4

燃焼器内での NO_2 の生成

*佐野 妙子 (東海大学産研)

堀 奇雄 (東京大学工学部)

1. まえがき

燃焼器から排出される窒素酸化物(NO_x)の中 NO_2 の占める割合を正確に把握することは排ガス処理, 測定等の点から重要である。また環境問題からも微量とはいえ, NO_2 の形で燃焼器から排出されるのは望ましいことではある。Hargreaves¹⁾ はアーク炉の排ガスに NO_2 を測定しており, 著者も実験^{2),3)}, 数値解析^{4),5)} から高温の燃焼ガスと低温の空気との混合領域に NO_2 が生成することを明らかにしている。今回も, この混合領域での NO_2 の生成特性を調べよう目的で下記のようを実験, 数値解析を行った。

2. 実験

実験装置としては図1に示すよう非同軸噴流実験装置を用いた。アーク炉/空気バーナから高温燃焼ガスを中央ノズル(内径20mm, 肉厚4mm)から, 低温空気を環状ノズル(内径28mm, 外径50mm)から噴出する。 NO , NO_2 濃度の測定は石英制滅圧フローで, および常圧水冷フローを使用し, バッファ式サンプリング系化学生光式分析計を用いた。主要成分濃度の測定は常圧水冷型フローで。サンプル容器, TCDはカスクロマトグラフを使用した。ガスの平均温度は P_t/P_a の比熱電圧を用いて測定した。

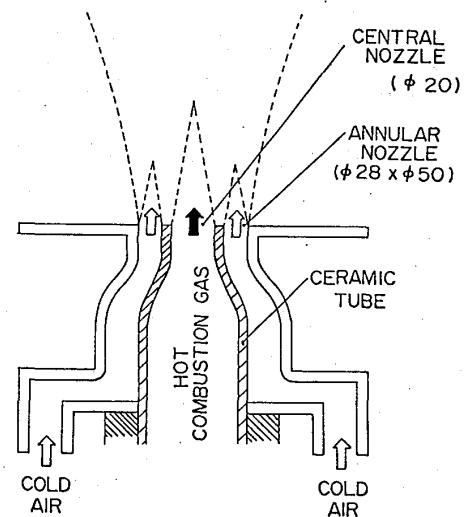


図1. 非同軸噴流実験装置

3. 数値モデル

数値計算を容易にするためのモデルとしては図2のようモデルを用いた。円筒(直径 a)から温度 T_c の高温燃焼ガスが速度 U_c で流出しており, その周囲に温度 T_a , 速度 U_a の空気が流れている。両者の混合領域で拡散・混合反応が起こる。この過程の流れ場, 温度場, 濃度場を数値的に

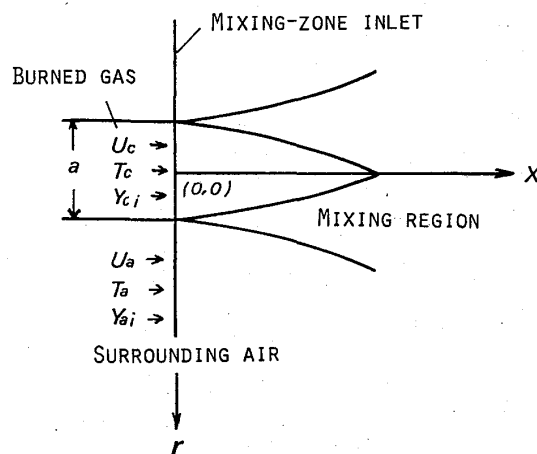


図2. 数値モデル

解き、速度分布、温度分布、各成分の濃度分布を求め、 NO_2 の生成特性を調べる。流れは層流、および乱流について調べた。層流に対する基礎式は前報と同じである⁵⁾。

乱流モデルとしては $k-\varepsilon$ モデルを用い、混合域での温度勾配が比較的小さくなるため、速度、温度、濃度等に対しては通常の統計平均を用いた。基礎式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \bar{u} r) + \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\rho} \bar{v} r) &= 0 \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}) \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \mu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial r}) \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{h}}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_t}{\sigma_h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\mu_t}{\sigma_h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial r}) \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_t}{\sigma_Y} \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\mu_t}{\sigma_Y} \frac{\partial \bar{Y}_i}{\partial r}) + \dot{\rho}_i \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial r}) + (G_k - \bar{\rho} \varepsilon) \\ \bar{\rho} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{\rho} \bar{u} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial r}) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - C_2 \bar{\rho} \varepsilon) \end{aligned}$$

ここで、 $\bar{\rho}$, $\bar{p}$, $\bar{h}$ は混合気体の密度、圧力、エンタルピー、 Y_i , $\dot{\rho}_i$ は成分の質量分率および生成速度である。乱流粘性係数 μ_t は乱流運動エネルギー k 、その散逸率 ε を用いて

$$\mu_t = C_0 \bar{\rho} k^2 / \varepsilon, \quad G_k = -\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$$

以上の方程式において、 $C_0=0.09$, $C_1=1.45$, $C_2=1.95$, $\sigma_h=0.7$, $\sigma_Y=0.7$, $\sigma_k=0.7$, $\sigma_\varepsilon=1.3$ の値を用いた。生成速度 $\dot{\rho}_i$ を求めるための濃度は平均値を用いた。

考慮した成分はメタン/空気の燃焼ガスに対しては CH_4 , CH_3 , HCHO , CHO , CO , CO_2 , H_2 , H , H_2O , HO_2 , H_2O_2 , O_2 , O , OH , N_2 , N , NO , NO_2 の18成分を、水素/空気の燃焼ガスに対しては H_2 , H , H_2O , HO_2 , H_2O_2 , O_2 , O , OH , N_2 , N , NO , NO_2 の12成分を考慮した。反応計算に用いた素反応式および反応速度定数は前報⁵⁾と同じである。

4. 結果と考察

実験結果の一例を図3に示す。図は噴出時から $X=10\text{ mm}$ における NO_2 , NO_x , NO_2/NO_x 比、平均温度の半径方向分布を示したものである。燃焼ガスの当量比 $\phi=0.7$ 、燃焼ガス温度 $T_c=1500\text{ K}$ 、燃焼ガス中には 65 ppm の NO が含まれている。図中入は低温空気の燃焼ガスへの質量流速比($\dot{m}_{\text{air}}/\dot{m}_{\text{fuel}}$)を示す。中央ノズルの内径は 20 mm である。

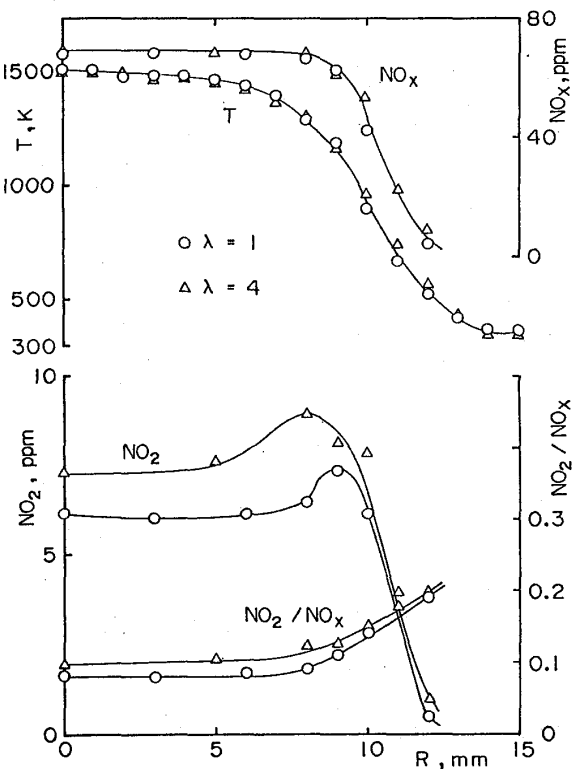


図3. NO_x , NO_2 , NO_2/NO_x 比、温度の半径方向分布($X=10\text{ mm}$)。

り、 NO_2 濃度のピークが高温の燃焼ガスと周囲の低温空気との混合領域にみられる。この実験結果では 1500 K と比較的高いガス温度の領域内にもかかりの濃度の NO_2 が実測されている。 NO_2/NO_x 比は NO_2 濃度の減少が始めたあたりから上昇している。

図4, 5, 6 は層流流れを仮定した数値計算から得られた NO , NO_2 , NO_2/NO_x 比, 温度, HO_2 の半径方向分布を示したものである。

燃焼ガスはメタン/空気比、当量比 $\phi=1$, 燃焼ガス温度 $T_c=2154\text{ K}$, $T_a=298.15\text{ K}$ であり、燃焼ガス中には 95 ppm の NO が含まれている。また、燃焼ガスと周囲の低温空気との流速比 $U_c/U_a=2$ の場合である。半径方向 r , 流れ方向 x とも、高温燃焼ガス流出口の半径で無次元化しており、 $r^*=1$ の実線は入口での燃焼ガスと周囲ガスとの境界を表わす。数値計算結果でも、実験結果と同様 NO_2 濃度のピークが燃焼ガスと空気との混合領域にみられる。

NO はこの近傍で急激にその濃度を減じている。また、 NO_2 濃度のピークは HO_2 濃度のピークと重なっている。燃焼ガス中の NO_2 , HO_2 濃度はいずれも 1 ppm 以下であり、 HO_2 , NO_2 はこの領域で生成したものである。実験では、高温燃焼ガス側にかかりの NO_2 濃度が測定されているが、層流流れを仮定した数値計算結果では 1 ppm 以上の NO_2 の生成はみられない。 NO_2/NO_x 比は実験結果と同様、 NO_2 濃度が減少し始めたあたりから上昇しているため、 NO_2 濃度のピークより外側にそのピークを示す。 NO_2/NO_x 比がピークを示すあたりの NO_2 濃度は低く、実測出来なため、実験で NO_2/NO_x 比のピークの存在を確認することは不可能である。

図7, 8, 9 は乱流流れを仮定した数値計算結果である。図7は NO , NO_2 , HO_2 の半径方向分布を、図8は温度分布を、図9は NO_2/NO_x 比を示したものである。燃焼ガス

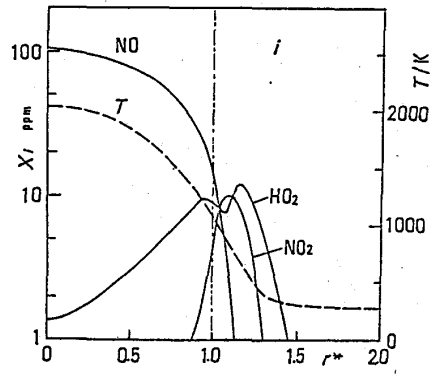


図4. NO , NO_2 , HO_2 温度の半径方向分布: 層流, $\phi=6$

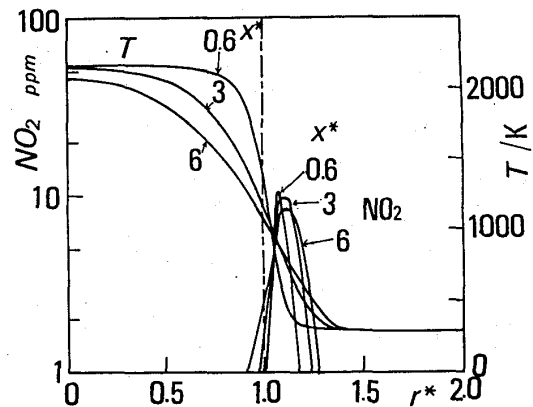


図5. NO_2 , 温度の半径方向分布

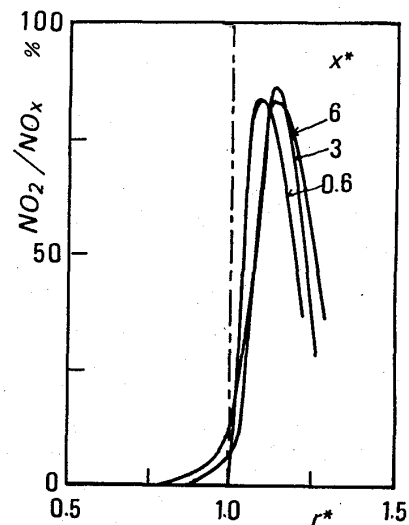
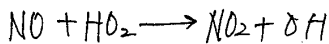


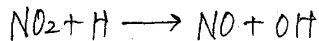
図6. NO_2/NO_x 比の半径方向分布

の条件は層流流れの場合と同じである。いすれの
場合も $X^* = 9.7$ の分布であり、実線は $U_c/U_a = 2$ 、
破線は $U_c/U_a = 10$ である。NO₂濃度のピークが混
合領域にみられ、実験結果、層流流れを仮定した
数値計算結果と同様の結果を示している。NO₂の
ピークがHO₂の濃度のピークと重なっているのも
層流流れの場合と同じであるが、層流流れの場合
と異なり、かなり高濃度のHO₂が低温空気側に
存在している。NOもNO₂の生成と共に急激にそ
の濃度を減少するが、層流流れの場合と異なり、
低温空気側にもかかりのNOが拡散している。し
かもNO₂濃度のピークをみあたりにNO濃度の
極小値を示している。図8の温度分布からも明か
なように、 $X^* = 9.7$ と下流のため中心温度も下
っているが、燃焼ガス側の中心軸付近に1ppm以上
のNO₂濃度はみられない。NO₂/NO_x比は層流流れ
の場合より幅広い分布を示している。

混合領域でのNO₂の生成は主として



の反応で生成し、



の反応で消滅する⁽⁴⁾。従って、HO₂の生成しやすい条
件で、NOがNO₂へと変換しやすくなる。HO₂の
生成機構を考えると、HO₂は比較的低い温度で
生成せず、従って、HO₂の生成しにくい中心
軸付近でNO₂が生成しにくいことになる。この
ことから、実験で、中心軸付近にかかりのNO₂濃
度を測定しているのは、このNO₂が燃焼室内で生
成したものでなく、サンプリングの過程でロー
ター中でNOからNO₂へ変換したものと考えられる。
一方、層流流れを仮定した場合と、乱流流れを仮
定した場合とを比較するとその生成挙動は似てい
る。しかし、乱流モデルで、生成速度を求めた際
平均濃度を用いており、この点に関しては今後検

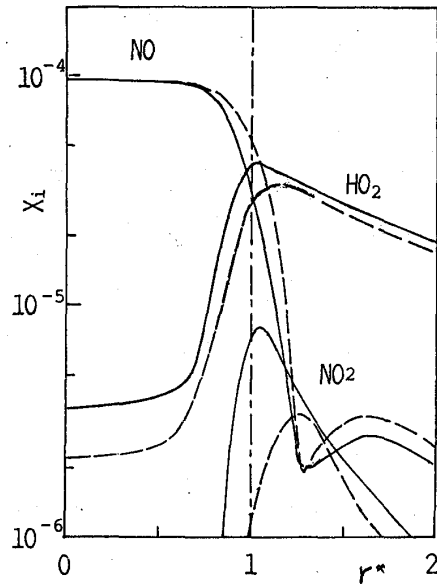


図7. NO, NO₂, HO₂の半径方向
分布: 乱流, $X^* = 9.7$
—— $U_c/U_a = 2$, --- $U_c/U_a = 10$

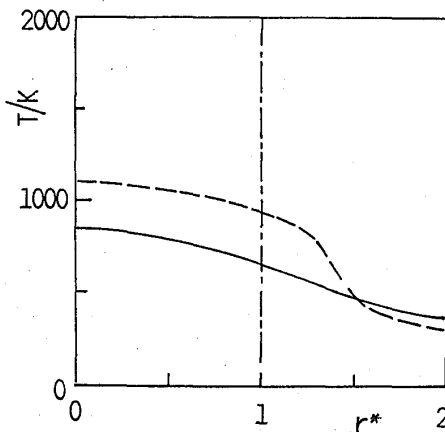


図8. 温度の半径方向分布:
乱流, $X^* = 9.7$

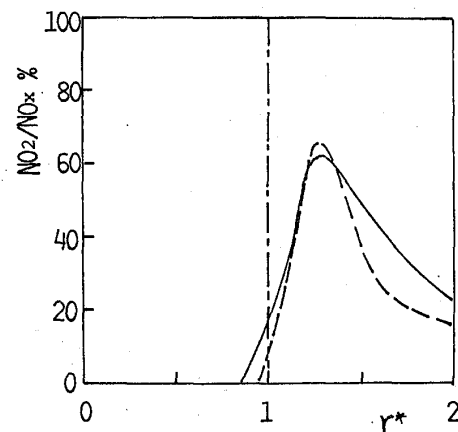


図9. NO₂/NO_x比の半径方向分布:
乱流, $X^* = 9.7$

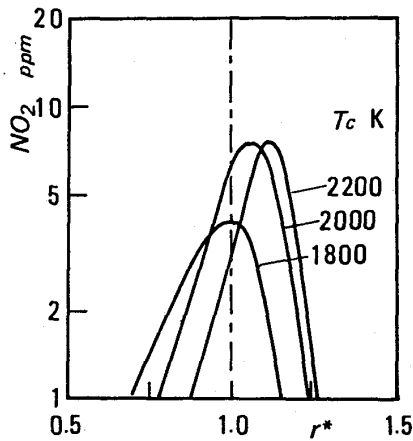


図10. NO_2 濃度分布: $X^*=6$
層流, 燃料: Xタ

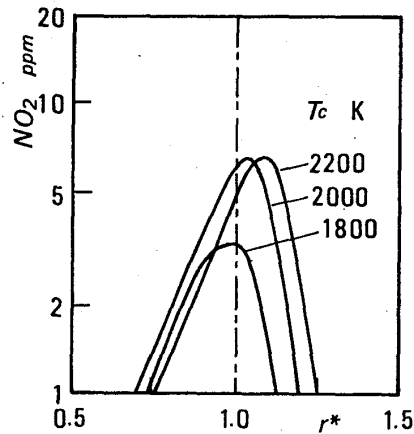


図11. NO_2 濃度分布: $X^*=6$
層流, 燃料: 水素

討する必要がある。

図10, 11, 12は燃料の違い, 燃焼ガス温度の違いによる NO_2 生成への影響を調べた結果である。燃料は Xタ と水素を用い, 燃焼ガス中の NO 濃度は 100 ppm, 他の成分組成は燃焼ガス温度の平衡濃度と仮定している ($\alpha=1$)。流束は層流流束, $U_0/U_a=2$ である。 Xタ と水素とも 2200 K と 2000 K とでは NO_2 濃度のピーク値は変らずに, 1800 K では減少している。また, 燃焼温度が下がるに従い, ピークは燃焼ガス側に移動している。 Xタ と水素とではいずれの温度でも Xタ の方がピーク値が大きい。図12は NO_2/NO_x 比と比較したもので, 実線が Xタ と, 破線が水素である。いずれの温度でも NO/NO_x 比は Xタ の方が大きく, Xタ 燃料の方が NO から NO_2 へ変換し易いことを示している。

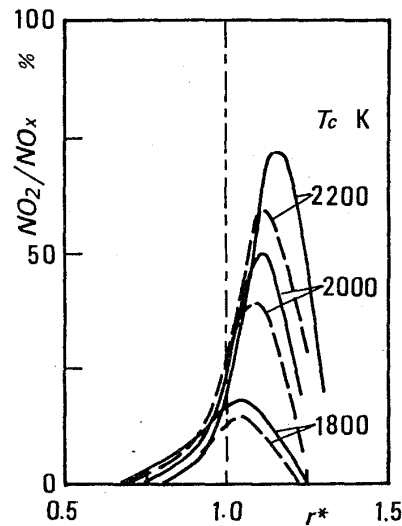


図12. NO_2/NO_x 比分布: $X^*=6$
層流, — Xタ , --- 水素

今後, NO_2 の測定方法の検討とともに, 使用した実験装置と同一場で, 同一燃料で数値計算を行う予定である。また, 乱流モデルで生成項をどのように取り扱ったらよいのかも今後の検討課題である。

参考文献

- (1) Hargreaves, K.J. et al., 18th Symp(Int) on Combust., 133, (1981).
- (2) Hori, M., WSS/CI 85-39.
- (3) Hori, M., 21st Symp(Int) on Combust., (1986), Munich.
- (4) Sano, T., Combust. Sci. Technol., 38, 129, (1984).
- (5) Sano, T., ibid, 43, 259, (1985).

高圧下におけるうず巻噴射弁の性能

*新井雅隆（広大工） 坂 時存（広大〔院〕） 廣安博之（広大工）

新屋謙治（三菱重工）

1. まえがき

うず巻噴射弁によって作られる噴霧の特性は、うず巻噴射弁が主に工業炉やガスタービンのために開発されていることから、雰囲気が大気圧に近い状態で調べられている場合が多い。しかし、最近の高圧ガスタービン燃焼器¹⁾や現在開発されつつある原油の回収増進を目的とした抗底蒸気発生装置の燃焼器²⁾では、雰囲気圧力が5 MPa 以上になり、大気圧下で調べたうず巻噴射弁と特性が異なる恐れがある。高圧雰囲気下でうず巻噴射弁の噴霧特性を調べた研究^{3) 4) 5)}では、噴霧角は雰囲気圧力とともに減少し平均粒径は圧力とともに増加の傾向にあることが報告されているが、高圧燃焼器の設計の基礎資料はまだ不足していると思われる。

そこで本研究では、高圧燃焼器の開発の一環としてうず巻噴射弁により生成された噴霧の平均粒径や噴霧角に及ぼす雰囲気圧力の影響を調べ、高圧燃焼器設計の基礎資料とすることにした。

2. 実験装置

実験装置⁵⁾の概要を図1に示す。高圧容器の内径は120mmで内部の雰囲気圧を0.1～7.0MPa まで変化させることができる。テストセクションの側面には噴霧の写真撮影や粒径分布の計測用の直径80mm のガラス窓が三方に取り付けてある。試料液体には水を用いこれを高圧窒素で加圧し、雰囲気圧力より0.1～3.0MPa ほど高い圧力で噴射した。うず巻噴射弁はテストセクションの中心軸上に下向きに設置してある。

粒径分布の測定はフランホーヘル回折を応用した粒度分布解析装置（英国Malvern社製、ST-1800）を使用し、この光学系を測定位置が噴射弁の下方40mmの所にくるよう配置した。また回折光の解析には既存の解析ソフトだけでなく独自に開発したソフトも使用してザウタ平均粒径などを求めた⁶⁾。また噴霧の流動の状態を明らかにするため噴霧の捕集用の細管を束ねた図2に示すような分散量の測定装置を作り、高圧容

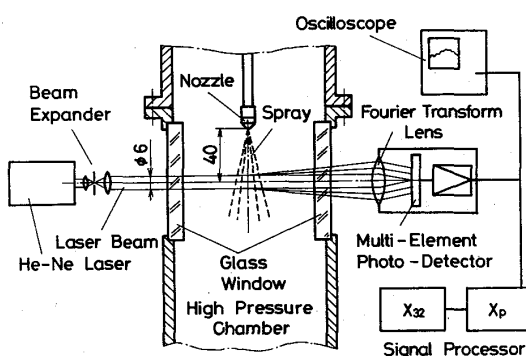


図1 実験装置概略

器内で分散量の測定を行った。

この装置では噴霧が噴射弁から放射状に広がることを考慮し⁷⁾噴霧の流動方向に捕集管の入り口が向くようにした。捕集管の入り口部が噴射弁から半径 R の所に等間隔に配置されているため、それぞれの角度方向の分散量を直接求めることができる。

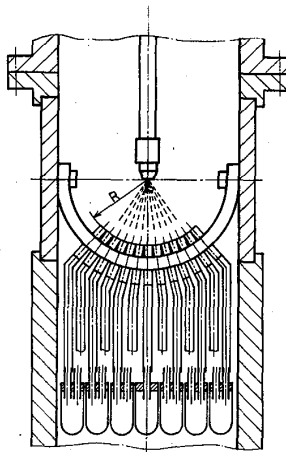


図2 分散量測定装置

供試噴射弁には噴霧角が60度で噴孔径が0.21、0.64、1.70mm

のHollow Cone Typeのうず巻噴射弁を使用した。燃料の噴射圧力は実際の供給圧力から雰囲気圧力を差し引いた噴射差圧 ΔP で表した。図3は噴射差圧と噴射された水の体積流量の関係を調べたものであり、噴孔径が1.70mmの噴射弁については雰囲気圧力 P_a が3 MPa と7 MPa の場合も調べ、噴射差圧が等しければ噴射量は雰囲気圧力に

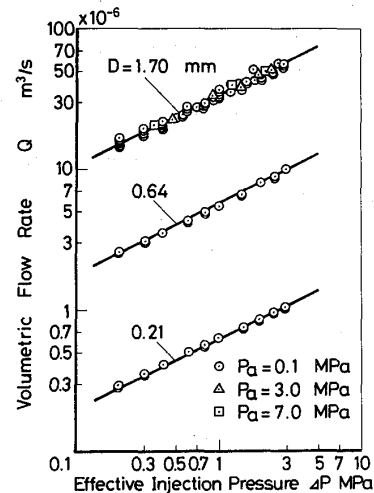


図3 噴射差圧と体積流量の関係

表1 うず巻噴射弁の特性値

Diameter of Orifice D mm	0.21	0.64	1.70
Radius of Orifice r_o mm	0.105	0.320	0.850
Area of Orifice S mm ²	0.0216	0.206	1.28
Discharge Coefficient C	0.389	0.400	0.327
Cavity Factor k	0.612	0.604	0.660
Characteristic No. of Swirl Chamber K	0.635	0.661	0.494
Radius of Cavity r_c mm	0.0645	0.192	0.562
Thickness of Liquid Film t mm	0.0405	0.128	0.288

よらず一定になっていることを確認した。表1は図3をもとにして求めたうず巻噴射弁の空洞係数、うず巻室特性値、液膜厚さ等^{8) 9)}を三種類の噴射弁についてまとめたものである。

3. 噴霧角

最初に噴霧の写真撮影を行い噴霧形状の変化を観察した。図4は静止雰囲気中に噴射した噴孔径1.70mmの噴射弁による噴霧の写真を噴射差圧 ΔP と雰囲気圧力 P_a をパラメータにして並べたものである。噴射差圧 ΔP が0.1MPaの場合では完全な微粒化は行われず、液膜状で噴出した液体は一度しぼんだ後微粒化し、噴霧はほとんど広がらない。しかし噴射差圧が0.15MPaを越えると噴霧角は大きくなり、Hollow Cone 状の分散を示すようになる。またこの状態は噴射圧力を高めてもほとんど変化しない。雰囲気圧力 P_a が7.0 MPaの高圧雰囲気下に噴射した場合は、大気圧下の結果と比較すると全体的に噴霧角が小さくなっている。

噴射差圧 ΔP を一定として雰囲気圧力による変化を調べると雰囲気圧力が大気圧から増加すると最初噴霧角は減少するがその後の変化は小さくなり、4.0MPaや7.0MPaで

は噴霧角はかえって増加する傾向を示している。さらに、うず巻噴射弁では一般に液膜状に噴射された液体が分裂して噴霧になるが、雰囲気が高圧になるにつれ噴射弁近傍の液膜の部分が減少していく様子も写真から観察できた。

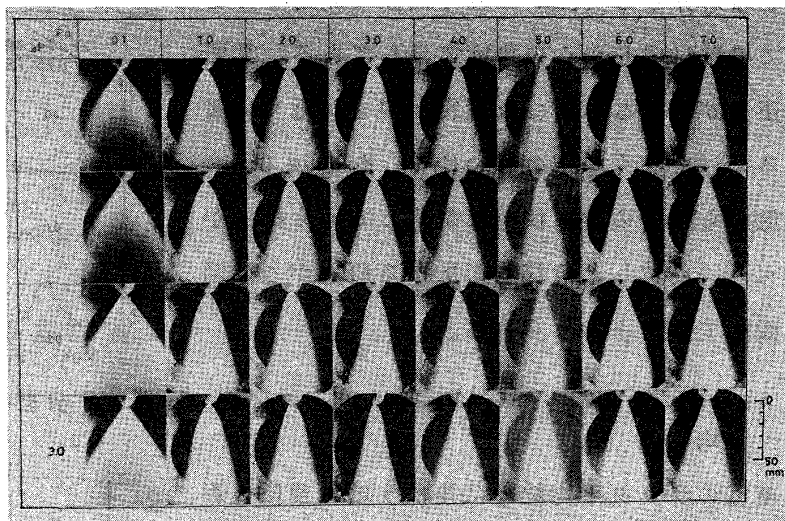


図4 噴霧形状に及ぼす噴射差圧と雰囲気圧力の関係

4. 噴霧角と分散量

噴孔径1.70mmの噴射弁による噴霧の噴霧角を噴射差圧 ΔP をパラメータとして図5にまとめた。噴射差圧が1 MPa 以上の場合では、雰囲気圧力が大気圧から2 MPa へ増加するにつれ噴霧角は急激に減少してゆき、さらに雰囲気圧力が増加すれば噴霧角は逆に増加する傾向にある。噴霧角の減少する原因にはうず巻噴射弁から液膜として噴射された液体の半径方向の運動が雰囲気圧力の増加とともに押さえられることと、Hollow Cone 状になった噴霧の内側の雰囲気が噴霧のなかに巻き込まれてゆき、その作用の結果として噴霧が中心方向に引き寄せられることが考えられる¹⁰⁾。

ところがさらに高圧雰囲気下では、雰囲気の密度が高いため膜状に噴出された液膜の分裂が噴射弁の極近傍で起き、また噴霧の半径方向の運動の減衰も早いためHollow Cone 状の分散状態にはなり難く Solid Cone 状すなわち中実の噴霧噴流に近くなると思われる。また、雰囲気の密度が高く雰囲気と液膜の間の摩擦力も増加するため、うず巻噴射弁の噴孔部で液膜の中心にできるいわゆる空洞部分⁸⁾も形成され難く、このためにもHollow Cone 状の分散状態にはなり難いと思われる。

高圧雰囲気下の噴霧を噴霧の中実噴流と考えることができるならば、ディーゼル噴霧の実験結果や次元解析の結果^{11) 12)}から明らかなように雰囲気密度のおよそ1/4乗に比例して噴霧角は広がると考えられる。

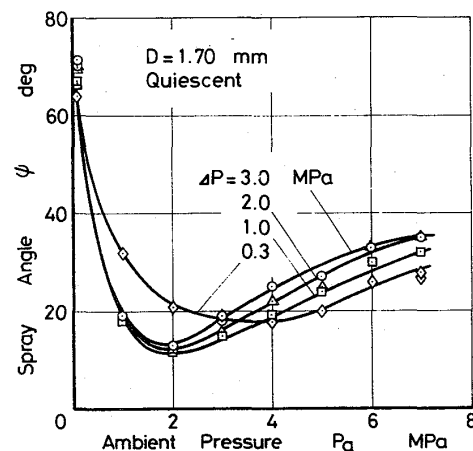


図5 噴霧角に及ぼす雰囲気圧力の影響

図6は噴霧の分散量の雰囲気圧力に対する変

化を噴射弁から 75mm 離れた位置で測定した結果で横軸は中心からの角度で示してある。雰囲気圧力が高くなるにつれ噴霧が中心軸近くに集まるだけでなく中空のいわゆる Hollow Cone 状態から中実の噴霧状態に変化してゆく様子がみられ、前述した噴霧角の広がる原因がこの図で説明できたと考えられる。

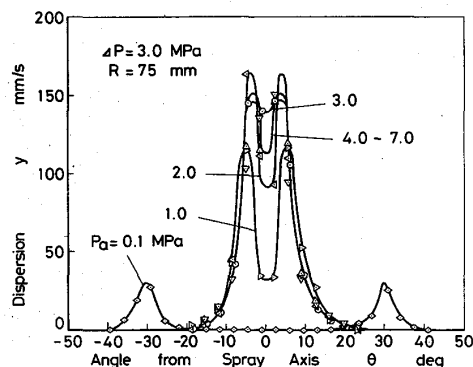


図6 分散量と雰囲気圧力の関係

5. 平均粒径

噴霧のザウタ平均粒径に及ぼす噴射差圧の影響を図7に示す。これは噴孔径0.21mmの噴射弁について雰囲気圧力を変化させて測定した結果である。平均粒径は噴射差圧が増加するにつれ最初急激に減少するが噴射差圧が1 MPa を越えるとその減少の割合もゆるやかになることが明らかになった。また雰囲気圧力が増加すると平均粒径は増加する傾向にあるが、その変化は大気圧付近のほうが著しく、雰囲気圧力が3 MPa を越えるとザウタ平均粒径の雰囲気圧力による変化は少なくなることが明らかになった。微粒化の機構が異なるディーゼル噴射弁においても雰囲気圧力が高圧になるとザウタ平均粒径が大きくなることが報告^{13) 14)}されているため、この原因としては液体が分裂して微粒子になる最終段階の分裂機構がマクロ的な微粒化の機構とは

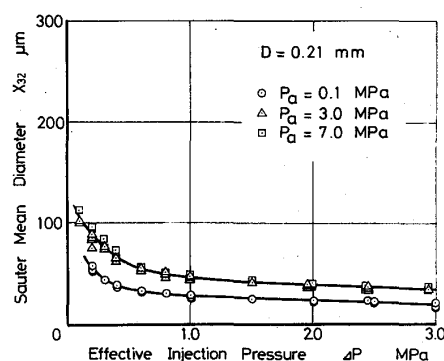


図7 平均粒径と噴射差圧の関係

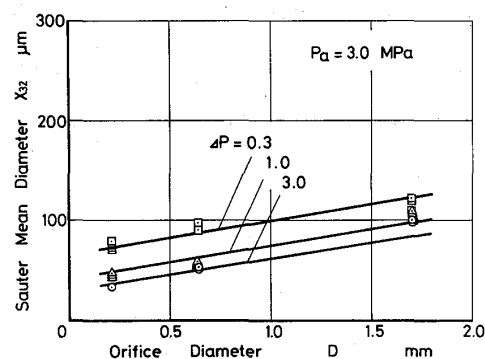


図8 平均粒径と噴孔径の関係

無関係に圧力の影響を受けているか、一度微粒化された微粒子の運動が雰囲気密度の増加により妨げられ、粒子相互の衝突による合体が起きていることが考えられる。

平均粒径と噴孔径の関係は図8に示すように噴孔径の増加とともにザウタ平均粒径が大きくなる傾向にある。うず巻噴射弁の平均粒径におよぼす噴孔径の大気圧下での影響はすでに調べられ¹⁵⁾、噴孔径とともに平均粒径は増加することが知られているが、高圧雰囲気下においても同じ傾向になることがこの結果より明らかになった。

6. レイノルズ数による平均粒径の整理

うず巻噴射弁の特性を論ずるときには、次ぎに示すよううず巻噴射弁の出口での

空洞半径 r_c を代表長さとするレイノルズ数がよく用いられる^{8) 9)}。

$$Re = \frac{r_c}{\nu} \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (1)$$

ここで ν は動粘性係数、 ρ は密度である。図9は平均粒径に及ぼすレイノルズ数の影響を雰囲気気圧0.1MPaの場合についてまとめた結果である。平均粒径はレイノルズ数の増加とともに減少してゆくがうず巻噴射弁の噴孔径によって同じレイノルズ数でも平均粒径が異なることが明らかになった。図10は雰囲気気圧3MPaの結果であり、雰囲気気圧の増加に伴い平均粒径が全体的に大きくなってはいるが、レイノルズ数に対する傾向は大気圧下の場合と同じになる。

平均粒径の変化に影響を与えているうず巻噴射弁の噴孔径と雰囲気気圧の影響を取り除くため、平均粒径を表1に示した液膜厚さ⁸⁾で無次元化し、また横軸のレイノルズ数には試行錯誤の結果 $(\rho_a / \rho_l)^{-0.125}$ という雰囲気気圧の補正項を加えて実験結果を整理した。図11は噴孔径0.21のうず巻噴射弁の結果である。図中には雰囲気気圧が0.1、3、7MPaの三種類の結果が記入されているが横軸に圧力補正項を加えたため全体が一つの曲線上にのるようになった。さらに図12は噴孔径の異なるうず巻噴射弁の結果もまとめて示したものであるが、横軸に圧力補正を加えたレイノルズ数をとると、液膜厚さで無次元化したザウタ平均粒径はすべて一つの曲線上にのることが明らかになった。

図13は図12の結果を対数表示したもので図中には結果の内、直線関係にある部分について求めたザウタ平均粒径の実験式も示してある。横軸が大きくなるにつれ結果は実験式からはなれ

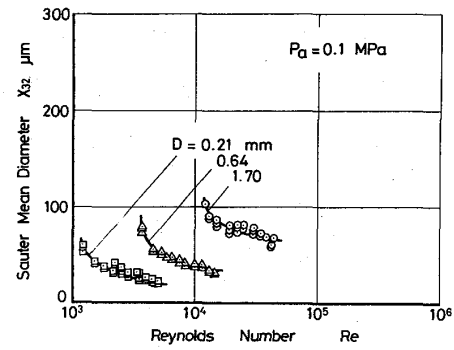


図9 平均粒径とレイノルズ数の関係 ($P_a=0.1\text{MPa}$)

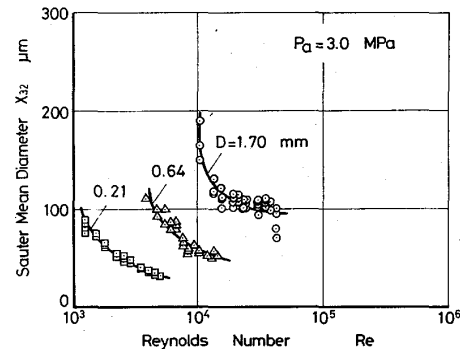


図10 平均粒径とレイノルズ数の関係 ($P_a=3.0\text{MPa}$)

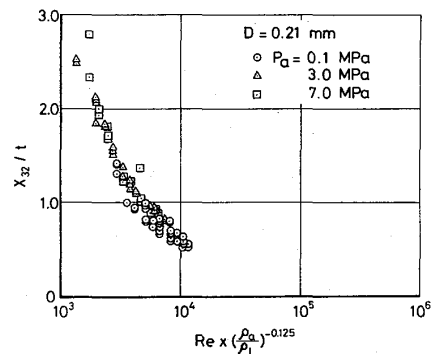


図11 平均粒径に対する圧力補正

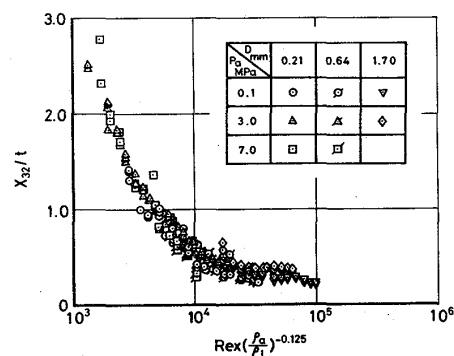


図12 無次元化された平均粒径

ていくが、この部分をもとのデータから調べると噴孔径が1.70mmの大きなうず巻噴射弁の部分であることが判明した。このうず巻噴射弁の値が実験式からずれる原因としては、個々の噴射弁の形状の差以外に、ポテンシャル理論⁸⁾から求めた表1の液膜厚さが噴孔径にくらべて相対的に小さくなりすぎたためと思われる。

7. まとめ

うず巻噴射弁の噴霧特性を高圧雰囲気下で調べ、つぎのことを明らかにした。

- (1) 噴霧角は雰囲気圧力の増加とともに最初減少するが、その後増加する。
- (2) 噴霧の分散状態は雰囲気圧力の増加とともに中空から中実の状態に変化する。
- (3) 平均粒径は雰囲気圧力の増加とともに最初増加する傾向にある。
- (4) 高圧雰囲気下においても平均粒径は噴孔径とともに増加する。
- (5) 液膜厚さで無次元化したザウタ平均粒径は、圧力補正項を加えたレイノルズ数により一つの曲線で表すことができる。

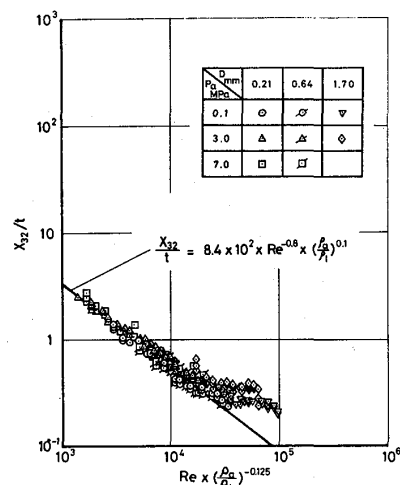


図13 平均粒径と実験式の比較

参考文献

- 1) 田丸, 下平, 黒沢, 久山, 機論B, 52-474(1986), 981.
- 2) 新屋, 吉原, 山下, 皆川, 第23回燃焼シンポ, 前刷集, (1985), 49.
- 3) De Corso, S.M. and Kemeny, G.A., Trans. ASME, 79-3(1957)607.
- 4) 根矢, 機論, 33-251(1967), 1138.
- 5) 新井, 三浦, 廣安, 新屋, 第14回液体の微粒化に関する講演会論文集, (1986), 97.
- 6) 新井, 岸, 廣安, 機論B, 50-449(1984), 98.
- 7) Poulston, B.V. and Winter, E.F., 6th Int. Symp. on Comb. (1957), 833.
- 8) 棚沢, 小林, 機論, 17-58(1951), 107.
- 9) 小林, 機誌, 80-702(1977), 451.
- 10) Lee, S.Y. and Tankin, R.S., Int. J. Heat Mass Transfer, 27-3(1984), 351.
- 11) 和栗, 藤井, 綱谷, 恒屋, 機論, 25-156(1959), 820.
- 12) 廣安, 新井, 自動車技術会論文集, 21(1980), 5.
- 13) Tabata, M., Arai, M. and Hiroyasu, H., ICLASS-85(1985), IIB / 1.
- 14) Hiroyasu, H. and Kadota, T., SAE Paper, No.740715(1975).
- 15) 棚沢, 横沢, 千葉, 機論, 38-307(1972), 553.

3MPまでの高圧条件における予混合予蒸発燃焼器の排出特性

- 1次試験の結果 -

林 茂, 山田秀志, 堀内正司,
斎藤 隆, 下平一雄 (航技研)

1. まえがき

ガスタービンの熱効率の向上をめざしタービン入口ガス温度の高温化の努力が続けられているが、それに伴う高圧力比化と燃焼器入口空気温度の上昇は、燃焼器内での窒素酸化物(NO_x)の生成を促進することになるので、効果のおおきい低 NO_x 燃焼技術、とくに水噴射あるいは蒸気噴射によらない、いわゆるDryな低 NO_x 燃焼技術の確立が今まで以上に強く望まれている。希薄予混合燃焼は、理想的な状態では NO_x の排出を1/10ほどにまで低減できることが基礎研究によって示されており、将来のガスタービン用低 NO_x 燃焼技術として注目されている。燃料がガスの場合には予混合気の形成が容易なこともあって、すでに主燃焼部に希薄予混合燃焼を採用した複合発電プラント用大型ガスタービンがわが国において実用になっており、1/2-1/3の排出濃度低減が報告されている。液体燃料の場合にはとくに予混合予蒸発燃焼と呼ばれるが、予混合気の形成が難しいこともあって、この燃焼方式を採用した燃焼器はまだ実用になっていない。

ここに報告する実験は、今までに行なってきた予混合予蒸発燃焼に関する基礎研究と、関連する高温高圧下での燃料噴霧/空気混合気の自発火や混合気の形成について研究の延長線上に位置づけられるものである。希薄予混合予蒸発燃焼器の実用化には、高い燃焼効率を維持(CO , HC の抑制)しながら NO_x の排出を抑制するために負荷、いいかえれば出口の当量比によらず燃焼領域の当量比をかなり狭い範囲制御することが不可欠であり、そのためには燃焼用空気と希釈空気の流量比の制御が必要であるが、当量比制御は今後の研究課題とし、本研究においては、3MPa (30 kgf/cm²)までの高圧下において、プライマリー、メインの2つの燃焼領域に液体燃料噴霧/空気混合気を供給する方式の燃焼器の排気特性について予備試験を行なった。

2. 供試燃焼器

図1は耐圧ケーシング内に組み込まれた試作筒形燃焼器模型を示す。この燃焼器はプライマリー燃焼領域とその下流のメイン燃焼領域および、混合気供給部からなる。プライマリー燃焼領域は内径80mm、長さ103mm、メイン燃焼領域は内径112mm、長さ205mmである。メイン燃焼領域の下流部は、既設のくし形熱電対温度計の寸法に合わせるため、85mmにまで縮められている。この燃焼器のライナーは、内側と外側の2枚の板がピンによりすきまを一定に保つように拡散接合された二重冷却構造壁である。冷却用空気は外板にあけられたインピンジメント空気孔から噴出し、内板に衝突し、そのの表面に沿って流れ、内板の吹き出し孔から燃焼領域に流出する。燃料(灯油)はプライマリー、メインのそれぞれ3本の混合気形成管内を流れる空気流中に渦巻形圧力噴射弁(容量: 差圧0.7MPaにおいて

5.8g/s) を用いて噴射される。プライマリー混合気形成管の出口部は燃焼器の軸に対して上流側へ50°傾いており、曲がり部には大きな流れのはく離を防ぐためにガイドバーンが挿入されている。メイン混合気形成管の出口部は燃焼器の軸に対して下流側に65°傾いている。燃料噴射点から出口までの距離はプライマリー、メインそれぞれ145、160 mmである。すべての混合気形成管の最上流部にベルマウス流量計を取付け各領域への空気流入量と当量比がわかるようにした。燃焼器の空気流量割合は、非燃焼時にはプライマリー混合気形成管16.5%、メイン混合気形成管36.5%であり、残りの47%はライナのインピンジ冷却孔から流入している。この割合は燃焼時には燃焼器入口温度、圧力、当量比によって最大7%変化した。全圧損失は大気圧、空気温度300℃、流速30m/s、 $\phi_o = 0.15$ のとき4.7%、 $\phi_o = 0.3$ のとき5.2%であった。

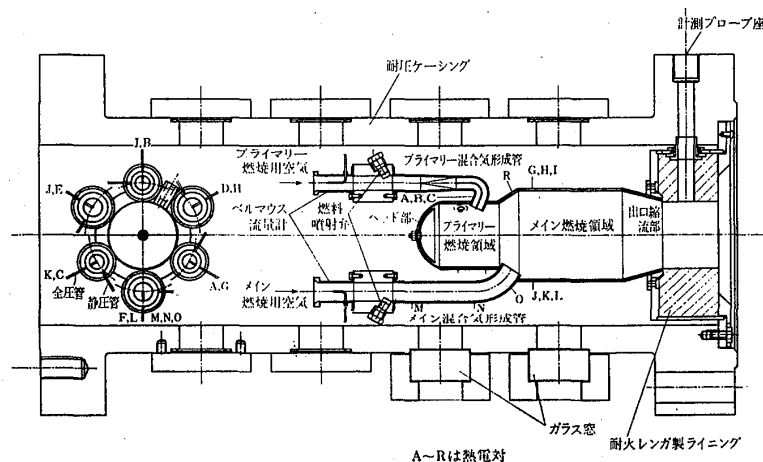


図1. 試作予混合予蒸発燃焼器模型

3. 実験方法

3.1. 実験条件

高圧燃焼試験設備の温度および空気流量の制約を考慮し、ライナー最大断面流速を20m/sとし、表1に示す入口空気温度、圧力において実験した。シンプルサイクルガスタービンの作動線に沿った燃焼器入口空気温度、圧力条件との対比を図2に示す。

供給される混合気の当量比は、プライマリー単独噴射の場合にはほぼ $\phi_p = 0.7 \sim 2.0$ の範囲、プライマリー、メイン同時噴射の場合は、プライマリー混合気の当量比を一定に保った状態で、メイン混合気の当量比を0.3程度から段階的に増大させ、出口ガス温度が1300℃に達するまでの範囲で実験した。この燃焼器では希釈空気を導入していないので、メイン混合気の当量比の上限は0.6～0.7であった。

表 I 試験圧力温度条件

	燃焼器入口空気温度 T_{in} (°C)		
	200	300	400
0.98	○	○	○
1.91	○	○	○
(MPa) 2.94			○

* 以下においては実験圧力条件を表わすのに便宜上1.0, 2.0, 3.0 MPaを用いる。

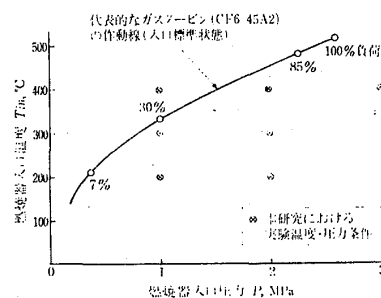


図2. 試験圧力温度条件とシンプルサイクルガスタービンの作動圧力温度曲線との対比

3. 2. 計測

出口温度および排気 燃焼器出口温度は4点のくし形熱電対(Pt/Rh-30%)により計測される。燃焼ガスは8点集合サンプリングプローブ(孔径0.6 mm)により採取され大気圧まで膨張後、加熱導管により排ガス分析装置MEXA 2000N(堀場製作所製)に送られ、分析される。

燃焼器壁温 ライナー壁温の監視と逆火の検知のためにメイン混合気形成管D(図1参照)、プライマリー混合気形成管およびメイン混合気形成管の出口部、ならびにライナー壁面に素線径0.8mmのK熱電対が取付けられている。メイン混合気形成管Dの熱電対は管内に約1mm突出している。

4. 結果および考察

4. 1. 一酸化炭素の排出

図3は1MPaにおけるCOの排出指数EI(CO)と出口当量比 ϕ_o との関係に及ぼす燃焼器入口空気温度 T_{in} 、プライマリー当量比 ϕ_p の影響を示したものである。図中、プライマリーと記したのはプライマリー混合気形成管のみに燃料を噴射した場合であり、プライマリー/メインと記したのはプライマリーとメインの混合気形成管に同時に噴射した場合の結果である。プライマリー単独噴射時には、COの排出指数は、入口空気温度が高いほど小さく、当量比の増大に従って急激に減少し、 $\phi_o = 2.2 \sim 2.3$ で極小に達したのち上昇する。この当量比においてNOxの排出が極大となることからプライマリー燃焼領域の燃焼温度は最高に達していると考えられる。同時噴射時には、メイン混合気当量比が1に近づくとEI(CO)は減少し、入口空気温度が高いほどその減少が著しいことから、メイン混合気の不完全燃焼によってCOが発生していることがわかる。

図4は $T_{in} = 400^\circ\text{C}$ におけるCOの排出と出口当量比との関係に及ぼす圧力の影響を示したものであるが、圧力の影響はかなり小さい。同時噴射時には入口温度の低い場合に圧力の低いほうがEI(CO)はやや低い傾向は認められる。同時噴射時のCOの排出はメイン混合気当量比の増大によって減少するが、その程度は入口空気温度が高いほど大きい。

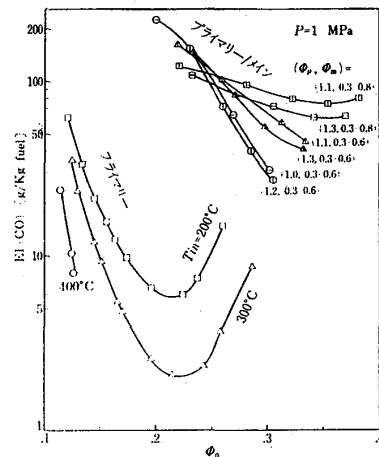


図3. COの排出に対する入口空気温度の影響

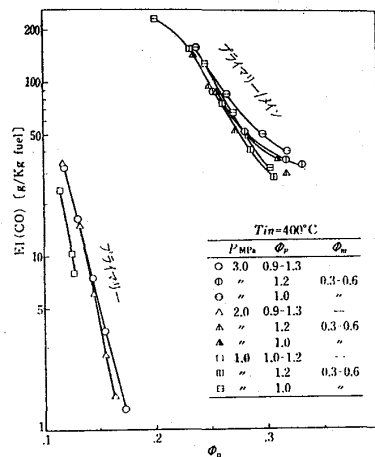


図4. COの排出に対する圧力の影響

4. 2. 炭化水素の排出

図5は $P=1\text{MPa}$ における全炭化水素(THC)の排出指数 $EI(\text{THC})$ (CH_2 換算)と燃焼器出口当量比 ϕ_o との関係を、燃焼器入口空気温度 T_{in} をパラメータとして示したものである。プライマリー単独噴射時の $EI(\text{THC})$ は当量比の増大によって著しく減少し、また入口空気温度の上昇によっても低減する。同時噴射時の $EI(\text{THC})$ はメイン混合気の当量比の増大によって減少するが、その程度は入口空気温度の高いほど強い。しかし、その排出レベルはプライマリー単独噴射

の時よりも著しく高い。

図6はTHCの排出指数と出口当量比 ϕ_o との関係を、圧力 P をパラメータとして示したものである。圧力の高い場合のほうが排出指数は小さい。圧力の高い条件では燃料噴射圧も高いために微粒化がよいことが、この原因であろう。プライマリー混合気の当量比が高いほうが排出は低い。

4. 3. NO_x の排出

図7は入口圧力 1MPa における NO_x の排出指数 $EI(\text{NO}_x)$ と出口当量比 ϕ_o との関係を、入口空気温度をパラメータとして示している。プライマリー単独噴射時の NO_x の排出指数は出口当量比に対して急激に増大し、 $\phi_o=2.2$ 程度でピークに達する。このときのプライマリー混合気形成管からの混合気の当量比はほぼ 1.6 である。排出指数に対する入口温度の影響はかなり強く、当量比に対する依存性は入口空気温度の高い方が強い。

一方、圧力の影響は図8からわかるようになんか小さいが、同時噴射の時には圧力の高いほうが排出指数は大きい。同時噴射時の $EI(\text{NO}_x)$ は対応する同一出口当量比におけるプライマリー単独噴射時に比べて数分の一である。メイン混合気の当量比の増大に対する $EI(\text{NO}_x)$ の増加は高压下では比較的小さいが、メイン燃焼領域に燃料を噴射するとプライマリー単独噴射時より排出指数が高くなる。増大している以上、メイ

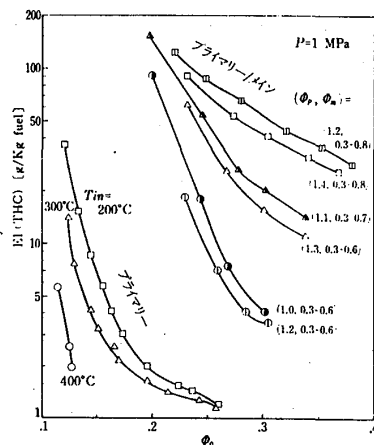


図5. HCの排出に対する入口空気温度の影響

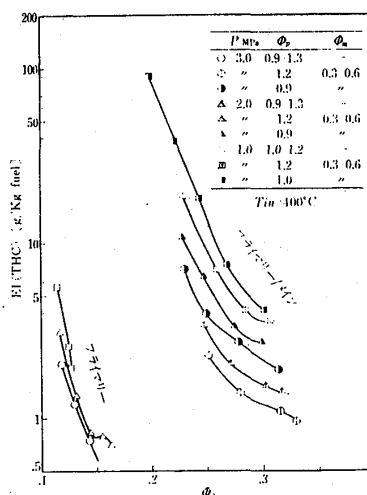


図6. HCの排出に対する圧力の影響

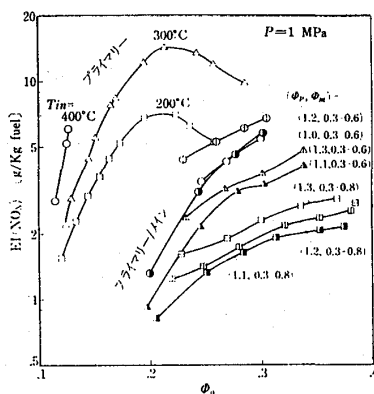


図7. NO_x の排出に対する入口空気温度の影響

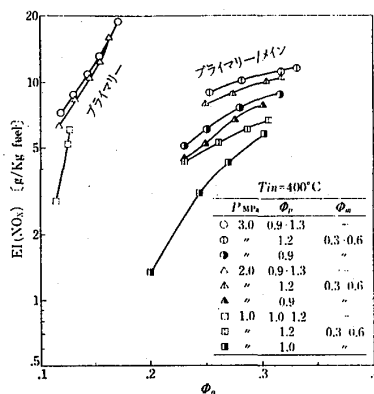


図8. NO_x の排出に対する圧力の影響

ン燃焼領域でもかなりの希薄当量比でも NO_x の生成が無視できない。

図9は NO_x に占める NO の割合(NO/NO_x)に及ぼす当量比、入口空気温度、圧力の影響を示したものである。プライマリー単独噴射時の NO/NO_x 比は出口当量比 ϕ_o 、言い換えれば燃焼領域の当量比の増大にともなって急増し、 $\phi_o = 2.2$ 付近でピークに達する。また、同一出口当量比で比較すると、入口空気温度の高いほど NO の割合が高い。一方圧力の影響は実質上無視できる(右図)。同時噴射の時には、 $T_{in} = 400^\circ\text{C}$ の場合には出口当量比の増大にともなって NO の占める割合がかなり増大しているのに対し、 $T_{in} = 300^\circ\text{C}$ 、および 200°C においては、 NO_2 が90%を占めている。 $T_{in} = 300^\circ\text{C}$ あるいは 200°C の場合には、圧力の影響については、

$P = 1\text{ MPa}$ の場合に NO/NO_x 比がやや低いが、 $P = 2\text{ MPa}$ と 3 MPa との間の差は認められない。したがって NO/NO_x は燃焼領域の当量比と燃焼ガス温度に強く依存することがわかる。

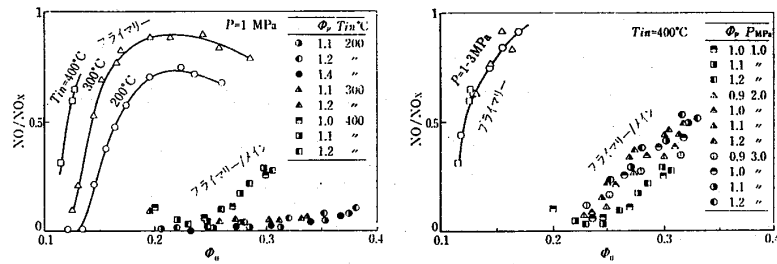
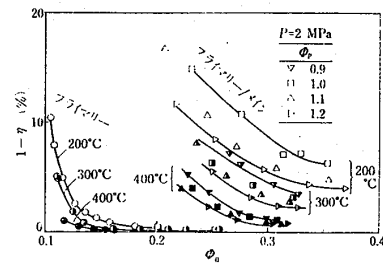


図9. NO/NO_x 比と当量比、入口空気温度、および圧力との関係

4. 4. 燃焼効率

図10は $P = 2\text{ MPa}$ における燃焼効率 η と出口当量比 ϕ_o との関係に及ぼす入口温度 T_{in} 、プライマリー混合気当量比 ϕ_p の影響を示している。燃焼効率は入口空気温度が高いほど、また出口当量比が高いほど高い。また、プライマリー混合気の当量比が増大し、実効的な当量比が1に近づくにつれて燃焼効率は系統的に向上し、メイン混合気の当量比が減少すると急激に低下する。プライマリー単独噴射時の燃焼効率は比較的高いが、同時噴射時の燃焼効率は入口温度の低い条件ではかなり低く、99%の燃焼効率を得られるのは $T_{in} = 400^\circ\text{C}$ でも $\phi_o \geq 0.3$ の場合である。出口温度の制約からメイン混合気は最も濃い場合でも当量比 $0.6 \sim 0.7$ で、ライナーの冷却空気によって希釈されるために燃えにくい状態になると考えられる。圧力の影響は図11に示すようにかなり小さい。



燃焼効率に及ぼす入口温度の影響

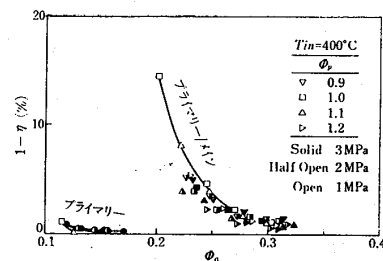


図11. 燃焼効率に及ぼす圧力の影響。

4. 5. 燃焼効率と窒素酸化物の排出

燃焼領域の希薄化によって NO_x の排出を低減しようとする CO 、 HC の排出が増加し燃焼効率が低下するのが一般的な傾向であるので、 NO_x の排出をどの程度低減できるかはまず燃焼効率とのかね合いによる。本研究で得られたデータについて、未燃焼率 $\eta - 1$ と $\text{EI}(\text{NO}_x)$ との関連を調べた。その代表的な結果を図12に示す。同時噴射時の $\text{EI}(\text{NO}_x) - (\eta - 1)$ の相関曲線はプライマリー噴射における関係曲線の右上にずれており、メ

イン領域の燃焼効率の改善の余地があることを示している。また、基礎研究の結果と比較すると、プライマリー単独噴射時に関しても、予混合化により効率向上とNOx低減とを同時に達成できる可能性が残っているように思われる。そのためには冷却空気量の低減をはかることが有効である。冷却空気量の低減は供給する混合気の希薄化を可能にし、その結果、NOxの抑制が期待される。

5. 5. 実用燃焼器の排気との比較

本実験における排気レベルを航空用エンジン(CF6-45A)の燃焼器の排出と比較してみよう。入口空気温度、圧力、当量比のすべてが同じ条件での測定ではないので厳密な比較は困難であるが、CO, THCについては、これらの排出が圧力によってほとんど影響されないことがわかっているので、同一出口当量比および類似な入口空気温度において得られた排出指数を比較してみた(表II)。無負荷ではCOは約1/3 ~ 1/2、THCについては1/3 ~ 1/4、また30%負荷ではCOはほぼ1/3に低減し、予混合化によって低負荷時の未燃成分の排出が低減できることが示された。NOxについては、入口空気温度の影響が強いので比較することはできない。

5. まとめ

負荷に応じて液体燃料をプライマリー燃焼領域、あるいはプライマリーおよびメインの両燃焼領域へ供給する方式の予混合予蒸発燃焼器を設計、製作し、1 ~ 3 MPa、入口空気温度200 ~ 400 °Cの範囲において、燃焼器出口温度1300 °Cまでの条件で当量比を変化させ、排気特性に関する予備実験を行なった。この実験範囲では、混合気形成管内での自発火、あるいは管内への逆火は生じなかったが、プライマリー混合気形成管のうちの特定の1本の出口部壁面温度が、当量比の高い条件においておそらく火炎が保持されたためと考えられるが、極度に高くなった。

この燃焼器では希釈空気孔がないこともあって冷却空気量が過大となりプライマリー燃焼領域の希薄側安定性に悪影響が現われ、理想的な希薄燃焼が実現されていない。冷却空気量の低減と燃焼領域への流出方法の改良、および希釈孔の追加による空気量配分の適性化を行なうことに燃焼排気特性を改善することができるはずである。これらの改良を加えた試作燃焼器による二次試験、および空気配分制御燃焼器の高圧燃焼排気試験を計画している。

参考文献

- 1) 青山、万代：第13回ガスタービン定期講演会講演論文集(1985)、121
- 2) 田丸、他：航技研報告TR-801(1984)
- 3) 林：航技研資料TM-470(1982)

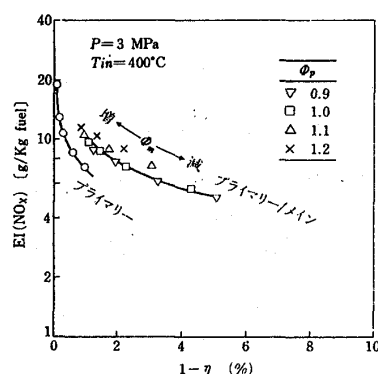


図12. NOxの排出と燃焼効率との関係

表 II 現用ガスタービン燃焼器と予混合燃焼器との排出の比較

負荷条件	T_{in} °C, P MPa	EI(CO)	EI(THC)
アイドリング	196.2, 0.33	41~57	20~28
	200, 0.98	20	6.5
30%	327, 0.98	7.0~8.8	1.1~1.6
	300, 0.98	2.3	1.5

上段 CF6-45Aの排出データ

※田丸 卓（航技研）

小野圭介（研修生東海大）

蓮見孝久（丸和電機）

1. まえがき

航技研では、以前燃料気流微粒化方式噴流保炎型環状燃焼器（呼称AS型）の開発を行った^{1), 2)}。ここではその燃焼器形式を筒形燃焼器に適用し、その特性および設計のキーポイントなどを明らかにした。この形式は、燃料を最も構造が簡単で製作精度の確保できる単純な円孔より供給し、全圧を利用した高速気流により気流微粒化と混合を行うものである。始動時など低負荷時は気流による燃料微粒化が不十分となるがライナ内面上での液滴蒸発が有効となり未燃焼排出成分の抑制をはかることができる。保炎は混合気による強制噴流循環流を形成させることにより低負荷から高負荷時に至る広い範囲で安定燃焼を確保することができる。

ここでは試作筒形燃焼器（呼称ASC）について灯油を燃料として燃焼器特性を実験的に求め検討を行い実用化のための設計条件を明らかにした。

2. 燃焼器および試験方法

燃焼器 供試燃焼器試験組立図を図1に示す。ライナ短縮化の可能性を試すため従来の設計法によるもの³⁾よりきわめて短く全長 L を 170mm、内径 D を $\phi 85$ mm とした。AS型燃焼器による実績から空気ダクトより流入する空気量 $(m_a)_d$ は次のように定めた。設計点空燃比は通常要求温度上昇から定まるが、ここでは仮に40とすると全体供給空気量 m_a 、燃料量 m_f および一次空気量 $(m_a)_d$ の関係は、

$$\frac{m_a}{m_f} = \frac{m_a}{(m_a)_d} \cdot \frac{(m_a)_d}{m_f} = 40 \quad (1)$$

ここで $(m_a)_d / m_f$ は8以上が妥当⁴⁾であるため、ここでは余裕を見て10とする。すると $(m_a)_d / m_a$ は25%となる。その流入割合は、ほぼ開口面積に

表1 ASC 1.1の開口面積(単位: mm²)

箇所		面積	割合
空気ダクト	162 × 3	484	26.1%
空気孔	6 - $\phi 14$	924	49.7%
頭部冷却孔	133 - $\phi 1.3$	177	9.5%
膜冷却孔	80 × 3 - $\phi 1.2$	271	14.6%
合計		1858	100%

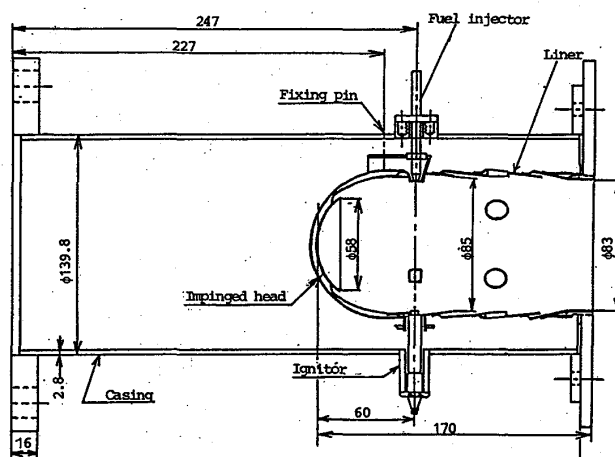


図1 ASC組立図

比例することが知られている¹⁾

ので原形燃焼器（呼称ASC1.1

）の開口面積割合を表1のよ

うに定めた。燃焼室内への空

気噴射管が図2(a)右のように

3ヶ所から半径方向主軸に向

かって噴射するタイプを総称

してASC1とした。それに対

し図2(b)右のように空気噴射

管をやや接線方向にかたむけ

流れに軸まわりの旋回を与

える向きにしたものをASC2お

よび3とした。ここで燃焼器

呼称数字の端数は小規模の改

修型を示す。

それぞれの場合の非燃焼時

における流れ模様をストリー

マで測定した結果を同図左に

示す。

燃焼器内部ガス組成分布結果によると一般に炭化水

素燃料の分解は、噴流の近傍で急速に行われ、COは燃

焼領域の流れ模様、新気の導入等に関連して比較的燃

焼器の後方まで高い濃度を保つ^{5,6)}。そこで燃焼器内

の流動を改良することによりCOの酸化反応を促進する

ことができれば大幅な燃焼器短縮化が可能と見込まれ

る。出口温度分布は希釈空気孔のみで決まるもので

なく、上流の燃焼領域の状況や空気孔噴流によって大

きく影響されることが経験から知られている。この燃

焼器の全長を出来るだけ短くするため、ライナ空気孔

を軸方向一列のみ設け燃焼用空気と出口温度分布用空

気を兼ねる働きをさせることにした。

原形モデルASC1と2ではAS型の実績に沿って1本

の噴射管あたり2列、すなわち空気孔6ヶ（ $\phi 14$ ）を

設けたが、ASC3では出口温度分布の均一化のために

文献⁷⁾に従って数少ない比較的大きなライナ空気孔を

設けたものを試験した。すなわち図3に示す数種のラ

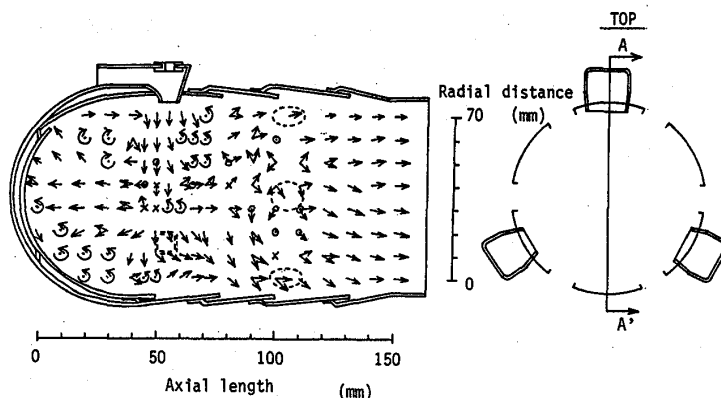


図2(a) ASC 1の噴射管および流れ模様

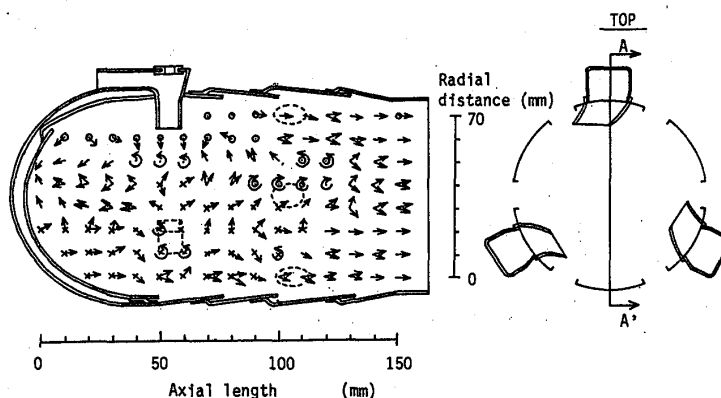


図2(b) ASC 2の噴射管および流れ模様

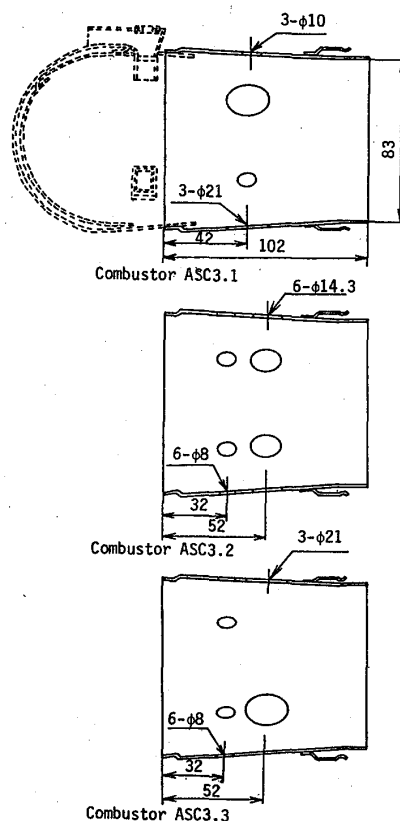


図3 ASC 3系の空気孔

イナを試験した。

試験方法 流れ模様(ASC1 と2)の試験はストリーマにより非燃焼時に行った。燃焼時には燃焼状況観察、特性計測、内部温度分布(ASC1 と2)、および排出ガス分析を行った。燃焼器出口温度は5点式クシ形温度計を燃焼器出口面において30° ずつ主軸の回りに回転させ一条件60点の計測を行った。排出ガス採取の際には、排出ガスを混合させるミキサーを燃焼器後部に取付けライナ空気孔配置の違いなどの影響を避け、かつライナ壁面に沿って排出される冷却空気、それに付随する未燃焼成分などを十分混合させてからプローブにより採取し分析を行った。分析機器、処理法は文献⁵⁾と同じである。

3. 試験結果

空気ダクトに取付けた全圧、静圧測定管による実測 $(m_a)_d / m_a$ を図4に示す。同図で白ぬきの記号はすべて非燃焼時で、半黒または全黒記号は燃焼時を示す。 n は空燃比である。これによると流量がごく少ないため計測誤差が大きいと判断される範囲を除いて空気ダクト開口面積割合である26%にごく近い値を示していることがわかる。流速の小さな T_1 の低い領域では、動静圧の差が少ないため計測誤差が大きくなっている。なおこの燃焼室側出口の流速は圧力損失が4%程度のとき入口空気温度が34℃で40m/s、327℃で73m/sとなり燃料の気流微粒化には充分な風速⁶⁾となっている。

図5にはASC1型と、噴流を旋回させたASC2型との内部温度分布を比較し燃器入口空気温度は内部最高温度と測定熱電対の耐熱性の観点から237℃に抑えた。ASC1では最高温度の等温線が1400℃レベルであるがASC2では

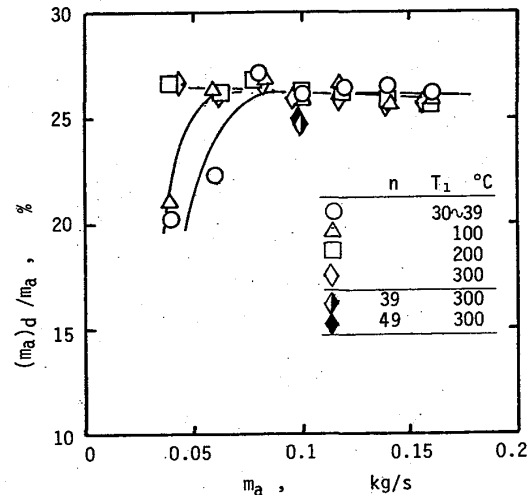


図4 空気ダクトを通過する空気流量の全体流量に対する割合

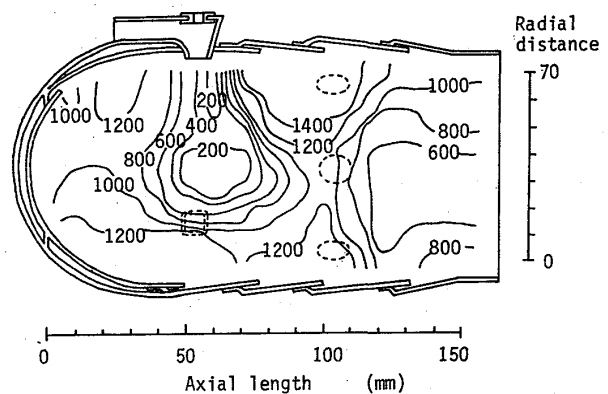


図5 (a) ASC 1.2 の内部温度分布 (図2 (a) と同一断面)

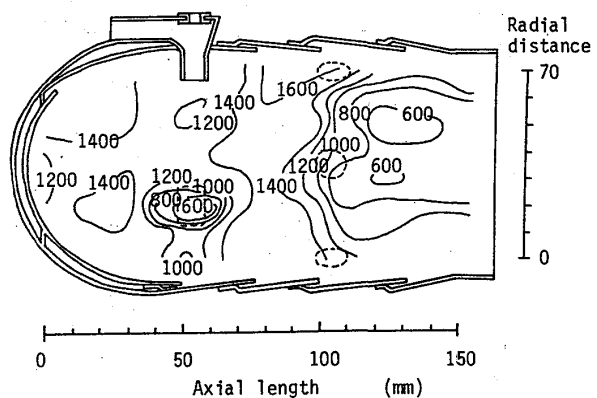


図5 (b) ASC 2 の内部温度分布 (図2 (b) と同一断面)

1600℃レベルまで上昇しておりかつ比較的均等化されていて良好な燃焼状況であることを示している。

図6には燃焼時の全圧損失率 σ を示す。 $T_1=127℃$ では5～6%であるが、 $T_1=327℃$ ではほぼ設計目標の3%となっている。同図中 U_L は断面平均風速である。図7と8にはそれぞれ空燃比および入口空気温度 T_1 に対する温度計測に基づく燃焼効率 η_c を示す。 η_c は70%から95%の間の値となっているが出口温度計測に基づく誤差が大きく影響して η_c 値が低く表示されている。排出ガス分析によれば、図9のように燃焼効率 η_c は充分高く、実用的に良好な燃焼効率レベルにあると判断される。

出口温度不均一率 図10にライナ空気孔が原形のままのASC2と出口温度分布調整を目的として変更したASC3の燃焼器の出口温度不均一率を示す。最終モデルであるASC3.3では $T_1=127℃$ で $\delta_t < 0.5$ 、 $T_1=327℃$ で $\delta_t < 0.23$ と十分低い値を示した。これは実用タイプのものと比較してすぐれた値である。

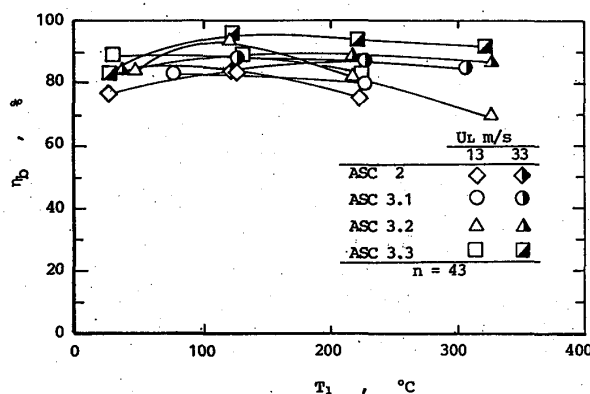


図8 ASC 2と3シリーズ燃焼器の入口温度に対する燃焼効率特性

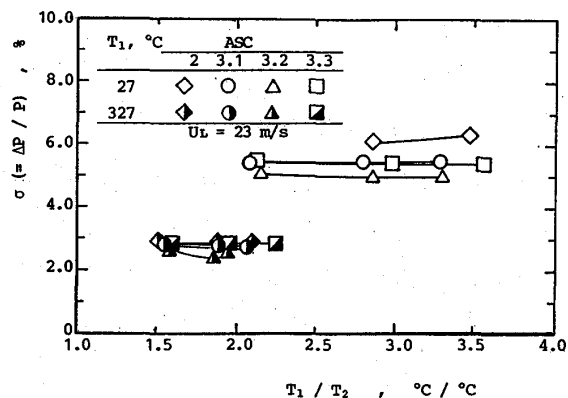


図6 全圧損失率

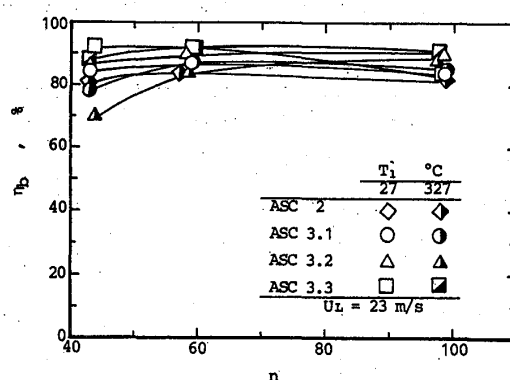


図7 ASC 2と3シリーズ燃焼器の空燃比に対する燃焼効率特性

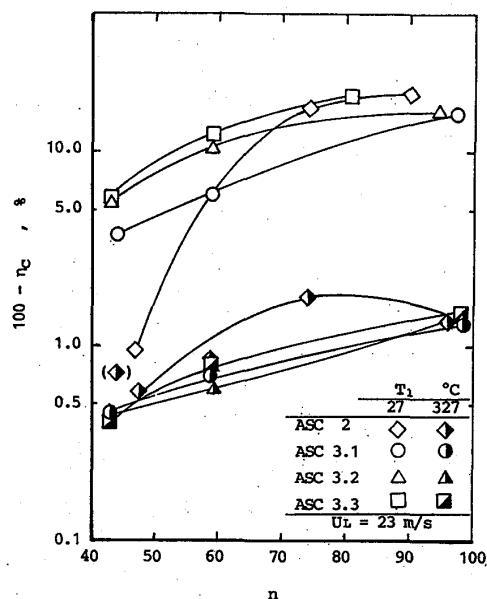


図9 ASC 2と3シリーズ燃焼器の空燃比に対する燃焼不完全率

$$\Omega = \frac{\dot{m}_a}{(P_1/P_0)^{1.6} V \exp(T_1/300)} \quad (\text{kg/m}^3\text{s}) \quad (2)$$

ここで P_0 は基準圧力〔0.1MPa〕であり、 P_1 、 T_1 および V はそれぞれ燃焼器入口空気圧力〔MPa〕、温度〔K〕および燃焼室容積〔 m^3 〕である。これによって供試燃焼器の値を従来の実用燃焼器のものと比較すると図11のようになる。なお(2)式では空燃比、燃焼効率などの良否を表すことが出来ない。 $\Omega = 12\text{kg/m}^3\text{s}$ でのそれらの特性をみると図12のようである。これによると所要空燃比範囲で充分高い燃焼効率特性を示していることがわかる。

4. 結論

①AS型燃焼器の原理（気流微粒化、噴流保炎）は筒形燃焼器でもライナ長さ/直径比が2の高負荷なガスタービン燃焼器として実現できることが立証できた。

②空気ダクトより流入する空気量割合はここでもほぼ開口面積として見積もることができ26%で十分良好な燃焼状況が確保できた。また噴流を旋回させることによって燃焼効率、出口不均一率などの性能向上がはかれた。

④ライナ空気孔は燃焼用と稀釈用を兼用した軸方向1列+補助空気孔ではば十分な役割を果たす。噴射管が3本の供試燃焼器は周方向3個の大空気孔で δ_t が最

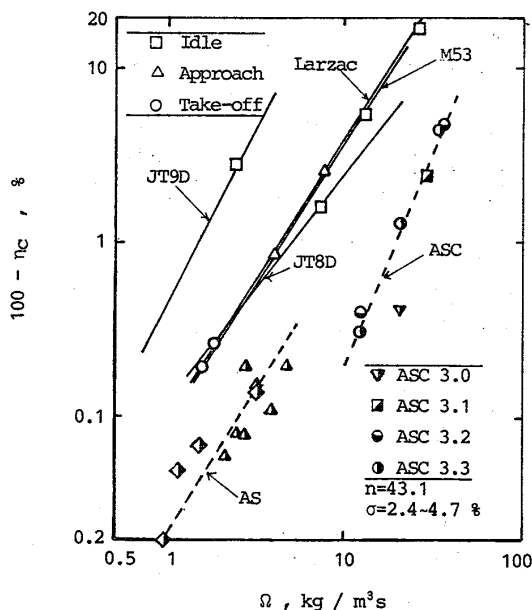


図11 燃焼器負荷率の比較

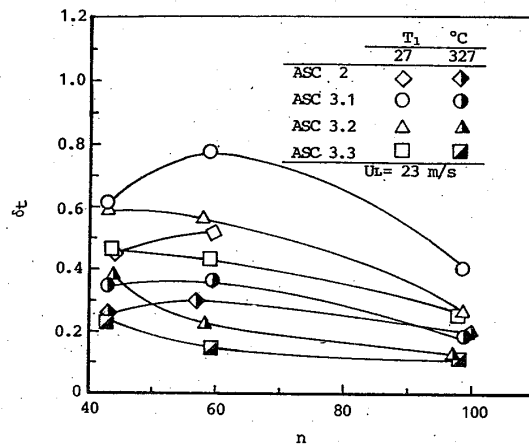


図10 ASC 2 と3 シリーズ燃焼器の空燃比に対する出口温度不均一率特性

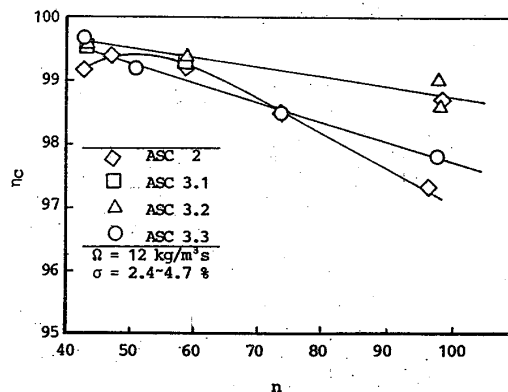


図12 高負荷での燃焼効率特性

もよい結果となった。

- ④最終モデルでは $\sigma=3\%$ 、 $n=43\sim100$ で $\delta_t<0.25$ 、 $\eta_c=97\%$ (ガス分析値)以上燃焼器負荷率は $\Omega=10\sim30\text{kg/m}^3\text{s}$ を達成した。

謝辞：ガス分析の際、航技研の山田技官、丸和電機㈱からの研修生宮城君の助力を得た。ここに謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) 田丸、ほか4名；航技研資料 TM-328 (1977/4) pp.1-31
- 2) 田丸、ほか8名；航技研資料 TM-335 (1977/10) pp.1-27
- 3) 鈴木、ほか3名；航技研報告 TR-208 (1970/9) pp.1-80
- 4) 大塚、ほか4名；航技研資料 TM-166 (1969/11) p.16
- 5) 田丸、ほか5名；航技研資料 TM-459 (1982/2) pp.1-57
- 6) 田丸、山田；航技研報告 TR-906 (1986/5) pp.1-45
- 7) 黒沢、ほか3名；航技研報告 TR-550 (1978/11) pp.1-11
- 8) 抜山、棚沢；機論 4, 15 (1938/5) pp. 136-143
- 9) Quillevere, A., et al.; L. Aeronautique et l'Astronautique, 40-1975-N° 50
pp.40-56
- 10) ICAO, 1st Meeting Report, Doc 9259 (1978) p.3-27

連続燃焼器による低質重油の燃焼特性 (第2報、燃焼器入口空気温度の影響)

* 熊倉 孝 尚

(船舶技術研究所)

羽 鳥 和 夫

(船舶技術研究所)

1. まえがき

重油は燃焼器やタービン翼に対して汚れや腐食という悪影響を及ぼすとともに大気汚染を招くので、その使用が著しく制限されている。しかし近年、船用燃料としては陸上機関では使用しえないような低質重油(例えば重質油分解後の残油)の使用が多くなってきている。

ガスタービンはタービン翼冷却法の進歩、セラミックス等への材料の発展などでタービン入口温度は高くなりつつあり、熱効率向上に寄与している。このような状況において、船用機関としてガスタービンを考える場合、安価な低質重油が利用できれば、その用途は多くなることが予想される。

当所では先に船用燃料として低質化している種々の燃料に対して、連続燃焼によりその燃焼性をしらべ、そこで燃焼に最も悪影響を及ぼす燃料性状は残留炭素分であることを明らかにした¹⁾。

ところでガスタービンサイクルの熱効率向上を図るには、タービン入口温度上昇の他に使用目的に応じた種々のサイクルを検討する必要がある。本報では再生式サイクルを想定し、これの作動条件、特に燃焼器入口空気温度の高い条件下で低質重油の燃焼性をしらべ、また、燃焼を改善するためにエマルジョン燃焼も行ったので報告する。

2. 実験方法

再生式サイクルの作動条件として、圧力比10、タービン入口温度1100℃としたときに求めた圧縮器出口温度及び熱交換器出口温度から(その他必要な条件は仮定した)、実験での燃焼器入口空気温度範囲を300℃～550℃にした。なお実験における空気圧は大気圧とした。

供試燃料は表-1に示す性状を有し、また比較のため標準油として市販のC重油を用いた。両者の大きな違いは動粘度と残留炭素分で、低質重油ではC重油の

表-1 燃料の性状

項目	低質油	標準油
比重 (15/4℃)	0.996	0.950
動粘度 cSt(50℃)	357	175
流動点 (℃)	-2.5	-2.5
引火点 (℃)	98	114
残炭分 (wt.%)	18.0	10.0
硫黄分 (wt.%)	3.08	2.95
窒素分 (wt.%)	0.32	0.20
灰分 (wt.%)	0.08	0.01

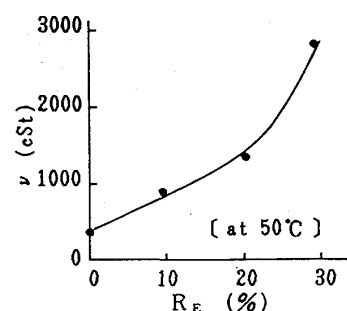


図-1 エマルジョンの動粘度

約2倍の値となっている。また主として未燃カーボンの低減を目的に、低質重油-水エマルジョンを使用した。エマルジョンの動粘度は図-1に示すように含水率 R_E (水/エマルジョン、容積比)の増加とともに著しく大きくなる。

高粘度油を微粒化するときはその温度を高めて動粘度を小さくする。本実験では噴射時の燃料温度を低質重油では約110℃、C重油では約90℃とし、このときの動粘度は共に約30cStとなっている。一方、エマルジョン燃料では水の沸点温度以上に加熱すると燃料パイプラインでベーパーが発生するので、高粘度であるにもかかわらずその温度を約90℃にとどめた。

3. 実験装置

供試燃焼器を図-2に示す。燃焼器内筒はアルミナ系セラミック筒であるが、二次空気流入部分はSUS鋼製とした。外筒には水冷管を巻いて過熱を防いでいる。空気は二方から流入し、一方は一次空気としてスワラーを通り、他方は二次空気として内筒空気孔を通る。

燃料噴射弁は内部混合型空気微粒化式で、噴孔数8ケの多孔ノズルを用いた。なお燃料噴出角は40°と小さくし、噴霧が直接内筒壁に付着するのを極力避けるようにした。またスワラーの旋回角は30°と45°を用いた。

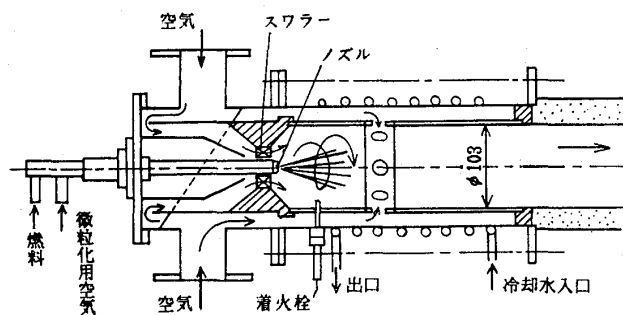


図-2 供試燃焼器

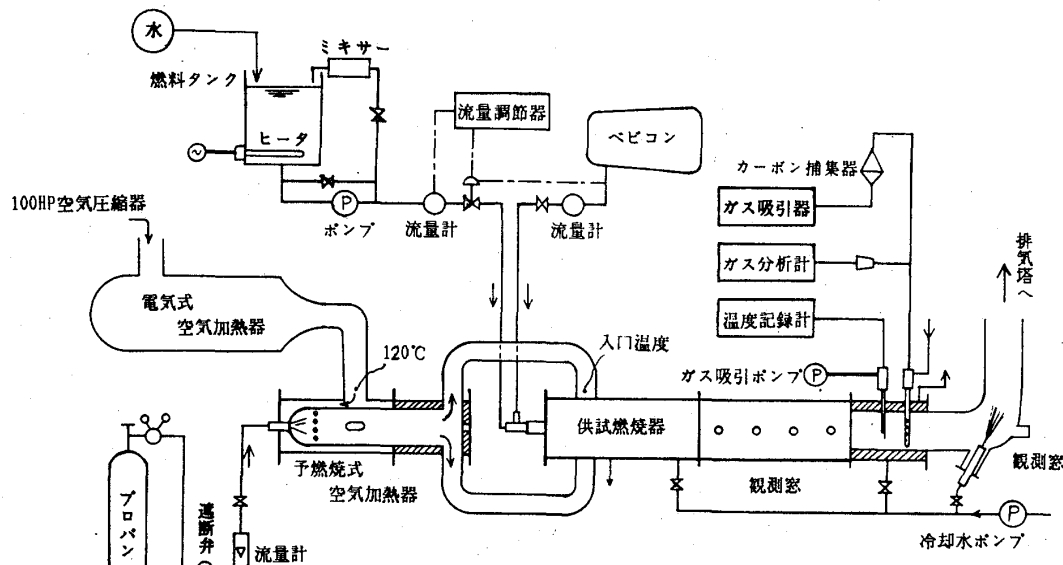


図-3 実験装置

図-3は実験装置の概略である。燃焼器入口空気温度を高めるため、空気加熱器は電気式とプロパン燃焼による直接加熱方式を併用した。このプロパンの燃焼により空気中の

成分濃度が変化するが、温度を最大550℃に上げたときでも酸素濃度は約17.5%見込まれる。

エマルジョンを作るためタンク循環ラインにスタティックミキサーを挿入し、所定の含水率のエマルジョンをタンクに貯留した。なお乳化剤は加えていない。W/O形のエマルジョンの水粒子径はいずれの含水率でも5μ以下である。

計測にあたり、燃焼ガス温度計としてセラミック管付PR熱電対で吸引法を用い、計測位置をガス流路中心としこれを代表温度とした。燃焼ガスは3孔付きのセラミック管を用いて採取した。採取ガスのうちO₂は磁気風式、CO₂はガスクロマトグラフ、COは非分散型赤外線吸収式、NO_xは化学発光方式を用いて分析した。また未燃カーボンは円形ろ紙法を用いて採取し、その重さを秤量した。火炎温度は二色式放射温度計により二次空気孔位置で計測した。

作動空気は100PS空気圧縮機から供給され、その供給量を0.075Kg/s一定とし、電気式加熱器でその温度を120℃まで上げた。また微粒化用空气の噴射弁入口の温度は油温とほぼ同じにした。

4. プロパン燃焼空気直接加熱器の性能

燃焼器入口空気温度を所定の値にしたときの加熱器出口の空気成分の濃度変化を図-4に示す。なおH₂Oも含まれているが、分析の際これを除いている。O₂濃度は17.2%まで低下し、CO₂濃度は2.2%程生じている。また不完全燃焼成分のCOは入口空気温度が高いと増加の傾向となっている。未燃HCは微少であった。なおCOによる燃焼効率の低下は0.4%以下である。

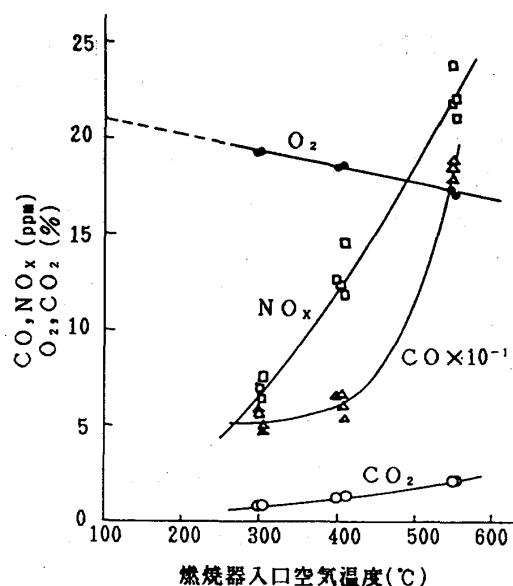


図-4 プロパン燃焼加熱空気
の成分濃度変化

5. 実験結果と考察

5.1 スワラーの影響

スワラーの旋回角を30°と45°にしたときのすす濃度、CO濃度及び火炎温度の変化を図-5に示す。燃料は低質重油である。

すす濃度をみると旋回角45°の方が、入口空気温度(以下入口温度という)が高いときに多くなっており、燃焼観察でも内筒壁へのカーボン堆積も多い。また火炎の伸びも45°の方が大きく、壁面近くで高輝度の火炎が現れている。これは旋回が強いため遠心力により噴霧が内筒壁に到達しやすくなるものと考えられる。入口温度を高くすると

(即ち燃料流量が減少する状態)、旋回角 30° では火炎温度が低下するのに対し、 45° ではほぼ一定値を示しているのはそのためであろう。しかしCOは両者で大差ない。

従って以後の実験ではスワラーの旋回角を 30° とした。また一次空気量は全空気量の約40%とした。

5.2 入口空気温度の影響

低質重油とC重油に対する結果を図-6、7に示す。なお燃焼器入口の NO_x 、COに対する燃焼器内の反応の修正は行っていない。しかしCO濃度は入口より出口が低く計測されており、燃焼器内で再燃焼しているといえる。

空気流量及び燃焼器出口燃焼ガス温度を一定としているので、入口温度を高くすると燃料供給量は少なくてよく、図-6に示すように総空燃比は大きくなる。このときの一次空燃比は約20となっている。火炎温度は低質重油の方が高いが、両者とも入口温度が高くなると低下する。排出指数EI (g/Kg fuel) で表したCOは低質重油の方が高く、C重油より燃焼が悪い。入口温度が高くなるとCOは多少増加の傾向にある。 NO_x は入口温度とともに増加し、しかも燃料中のN分が多い低質重油の方が高い。

一方、火炎状況を見ると火炎の大部分は燃焼器の長さ以内におさまっているが、火炎端から火の粉状の粒子が飛び出し、これは入口温度が低いほど、また低質重油の方が多い。図-7のすす濃度の変化もこの傾向を示している。重油燃焼により発生するすすの大部分は残留炭素分に依存し、セノスファと呼ばれる残炭形すすとなる。

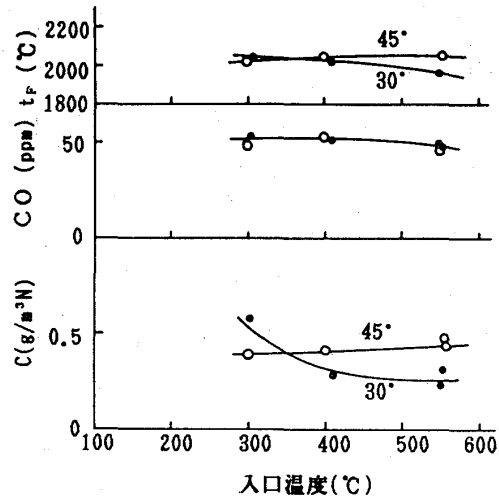


図-5 スワラーの影響
(低質重油)

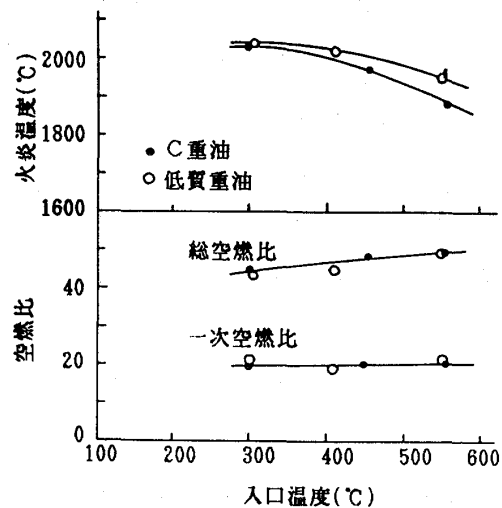


図-6 空燃比、火炎温度の変化

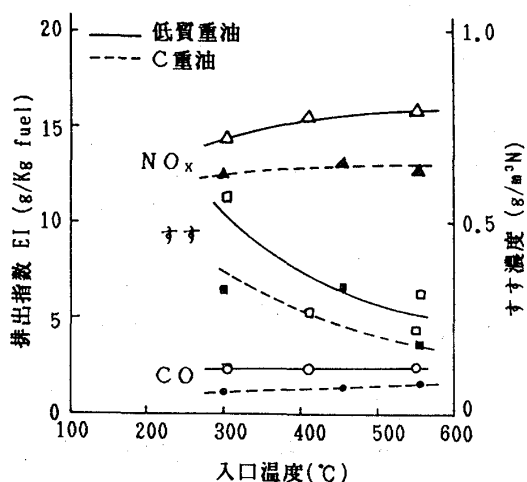


図-7 ガス濃度、すす濃度
(スワラー旋回角 30°)

このすすは図-8aに示すすす粒子の写真から最大径は 20μ 程度で、これは入口温度によってもほとんど変わっていない。

5.3 エマルジョン燃焼の効果

筆者等は以前B重油-水エマルジョンの燃焼は未燃カーボンの低減に有効であることを示した²⁾。低質重油の燃焼による未燃カーボンの低減を図るため水添加の影響がどの程度あるかをしらべた。この結果を図-9~12に示す。含水率は10~30%である。

エマルジョン燃焼は非エマルジョンの燃焼にくらべ燃焼音は小さく、また火炎温度は図-9に示すように低くなる。火炎の伸びは非エマルジョン燃焼時より大きくなるが、火炎端からの火の粉状粒子は少なく、この傾向は含水率が大きいほど著しいことが観察された。

未燃カーボンの排出量の低減はすす濃度の結果からも明瞭に現れ、その効果が大きいことが示されている。入口温度が低い方がその効果が大きい、入口温度 550°C でもほぼ半減している。しかし本実験から含水率30%がほぼ限度であろう。ろ紙に採取したすすの大粒子は水添加により急激に少なくなるのが図-8bの写真から見られる。

エマルジョン燃料は非エマルジョン燃料にくらべ粘性が高い。しかも本実験ではノズル部の油温を 90°C 程度にとどめたので微粒化特性は非エマルジョン燃料(油温 110°C)より劣っている。それにもかかわらず未燃カーボンの排出低減に効果があるのは燃焼領域内で水による液滴の二次微粒化が活発に行われているものと考えられる。

COの生成はすす同様に水添加により減少し、燃焼が改善されている。また NO_x も水

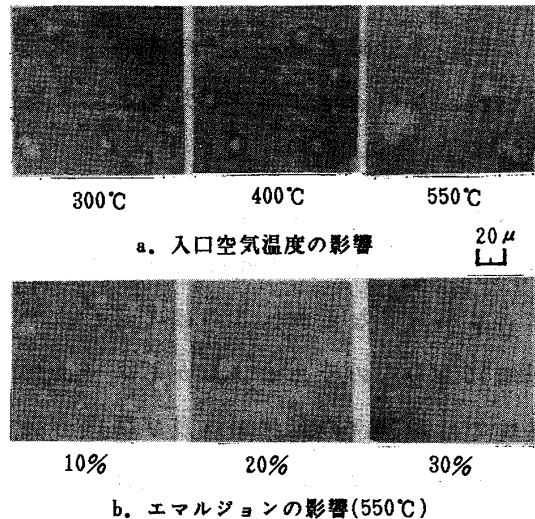


図-8すす粒子(低質重油)

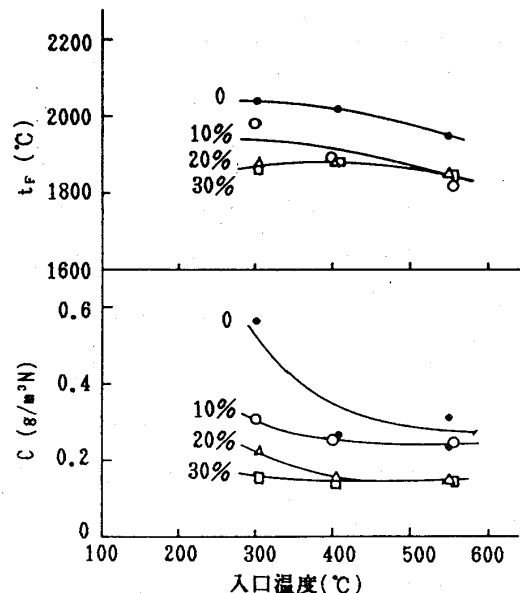


図-9 火炎温度及びすす濃度の変化

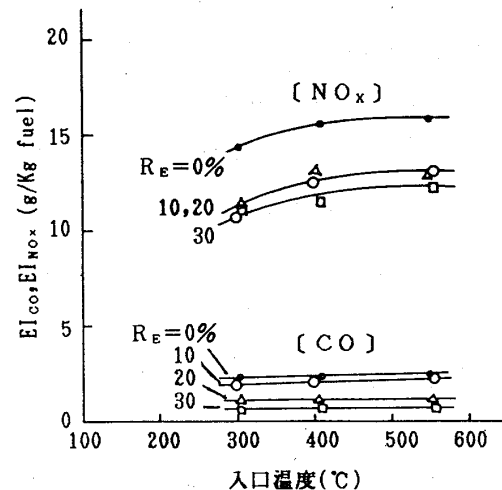


図-10 CO及び NO_x の変化

添加により低減するが、この大部分は Thermal NOx 分が減少したことによるものである。

図-11 は CO とすすによる燃焼効率の低下分 η_{in} を示す。含水率を増すことにより η_{in} は小さくなるが、このほとんどはすすの低減によるものである。しかしエマルジョン燃焼では熱が水の蒸発潜熱及び顕熱の吸収に奪われるために燃料消費量の増加をまねく。

図-12 はこの関係を示した。

なお、含水率 20%、30% の燃焼では内筒壁へのカーボン堆積は見られなかった。

6. むすび

再生式ガスタービンサイクルにおいて燃焼器入口空気温度が高い条件で低質重油の燃焼性をしらべて次のことが明らかになった。

- (1) 低質重油でも入口空気温度が高いと良好な燃焼が可能である。なお内筒壁面に噴霧が付着しないよう燃焼器設計には注意を払う必要がある。
- (2) 燃焼効率に最も影響を与えるのは未燃カーボンで、これの低減が高い燃焼効率を得るポイントとなる。
- (3) 水添加エマルジョンは未燃カーボンの低減に非常に有効である。また二次微粒化がみられることから、佐賀井ら³⁾の研究にあるように噴霧の初期粒径を小さくすることが重要となる。

今後の課題として作動条件では空気圧力の影響がある。また更に高粘度油が増えてくることから、これに対応した微少粒径の噴霧が得られる噴射弁の開発も必要である。

本研究を行うに際して計測、データ処理に協力して頂いた日暮正道君(電機大)に感謝の意を表したい。

引用文献

- 1) 熊倉、羽鳥、第9回ガスタービン定期講演会(昭56-6)、P75
- 2) 熊倉、羽鳥、ガスタービン学会誌(昭57-12)、P40
- 3) Sakai, T. and Sugiyama, S., J. Inst. Fuel, 43(1970-8), 295

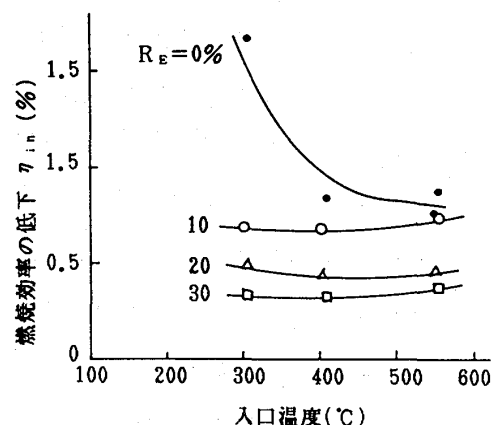


図-11 燃焼効率への影響

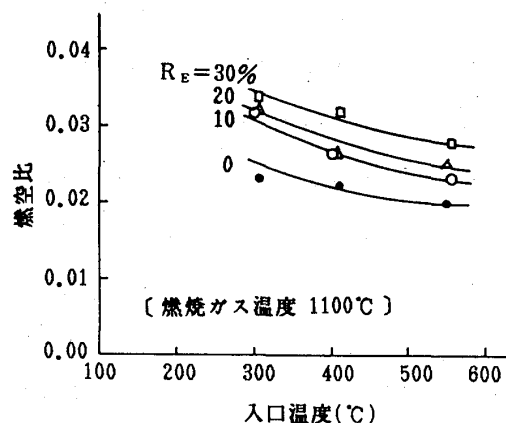


図-12 空燃比の変化

セラミックス・金属かん合型高温燃焼器 の開発 - (大型化に関する改良と燃焼試験結果) -

*阿部 俊夫 (電力中央研究所)

久松 暢 (電力中央研究所)

1. まえがき

複合発電プラントの熱効率向上はガスタービンの高温化、すなわちタービン入口温度 (TIT) の上昇によって達成されうるが、TITを上昇させるためには、ガスタービン燃焼器における空燃比を低下させる必要がある。しかし、空燃比の低下は燃焼器ライナなどの冷却空気の相対的な減少をもたらし、このため従来の耐熱金属製ライナでは十分な耐久性を維持することが困難となる。

セラミックスは金属に比較して耐高温腐食性に優れており、また最近ではセラミックスの製造技術の急速な進歩によって高温強度および耐熱衝撃性が改良された新しいセラミックスが開発されている。これらのセラミックスを燃焼器ライナに適用できれば、ライナ用の冷却空気を大幅に節減できるので、燃焼器の耐久性を損なうことなく、ガス温度の高温化が可能である。しかし、セラミックスはもろく、割れを生じやすいという構造材としての弱点を有しており、信頼性の高い発電用大型セラミック燃焼器の実用化を図るためには、セラミックスの特徴を生かした構造上の工夫および設計技術の確立が必要である。

筆者らは多数のセラミックタイルを被覆する高温熱遮蔽構造 (セラミックかん合方式) を提案し、この方式による小型の超高温燃焼器を開発した。詳細な燃焼試験の結果、小型セラミック燃焼器は十分な耐熱性能を有していることがわかり、発電用大型ガスタービンの燃焼器として、セラミックかん合方式による新しい形の燃焼器が極めて有望であることが示された。⁽¹⁾

本報告はセラミックかん合型燃焼器の大型化に関するものであり、セラミックタイルの寸法・形状および支持方法の検討、燃焼室内の流動混合性能、大型セラミック燃焼器の設計・試作およびその燃焼試験結果について述べたものである。

2. 大型セラミック燃焼器の構造設計

2-1. 大型化の問題点と分割化 燃焼器ライナでは熱応力が構造強度上最も重要な問題である。セラミックスは金属と異なり、延性による応力緩和作用をほとんど期待できないので、許容応力を越えるとわずかな変形にとどまらず、破壊に至りやすい。このため、セラミックライナの設計では熱応力を極力高精度に予測し、セラミックライナの信頼性を評価する必要がある。

ガスタービン広島地区講演会講演論文集

ライナの熱応力は拘束条件と温度分布の二者によって決定され、ライナの寸法・形状および燃焼状態や熱負荷などによって複雑に変化する。特に拘束条件の強い一体形ライナでは熱負荷レベルのみでなく、熱負荷の分布形によって大きく左右される。しかし、ガスタービン燃焼器の燃焼室内における熱負荷分布を種々の運転条件にわたって正確に予測することは實際上極めて困難である。

大型セラミック部品の強度的不確かさに加え、延性による応力緩和作用の欠如および燃焼器ライナにおける熱応力推定の困難性などが、大型セラミックライナの信頼性を著しく低下させる原因である。

セラミックライナにおける熱応力を軽減し、且つ前述の大型化に関する問題点を回避する方法としてライナの分割化がある。セラミックライナの分割化は一体形ライナをリング部品などで組立てる方式であり、分割化を最も押し進めたのが、セラミックスかん合型である。図1はセラミックかん合方式による小型燃焼器（内径92.4mm、長さ480mm）を示したものである。小型セラミック燃焼器は出口ガス温度約1500℃において累積350時間の高負荷常圧燃焼試験と多数回の温度急変試験（燃料遮断試験）が実施され、極めて優れた耐熱耐久性を有することが示された。

2-2、大型セラミック燃焼器の設計方針 図1に示したセラミックかん合型燃焼器の大型化に際して、次の事項を構造設計上の基本方針とした。

- 1) 燃焼器の大きさは100MWレヒート型ガスタービンの高圧燃焼器とほぼ同一とする。
- 2) 内筒部の断面形状を小型モデルの場合と同様に8角形とする。
- 3) タイルに生じる熱応力推定を単純化するため、タイルにおける温度ひずみを極力小さくするようにタイルの支持構造を変更する。
- 4) タイル形状に起因する応力集中を避ける。
- 5) タイルを平板とみなし、定常熱応力のみを考慮してタイルの信頼性を評価す

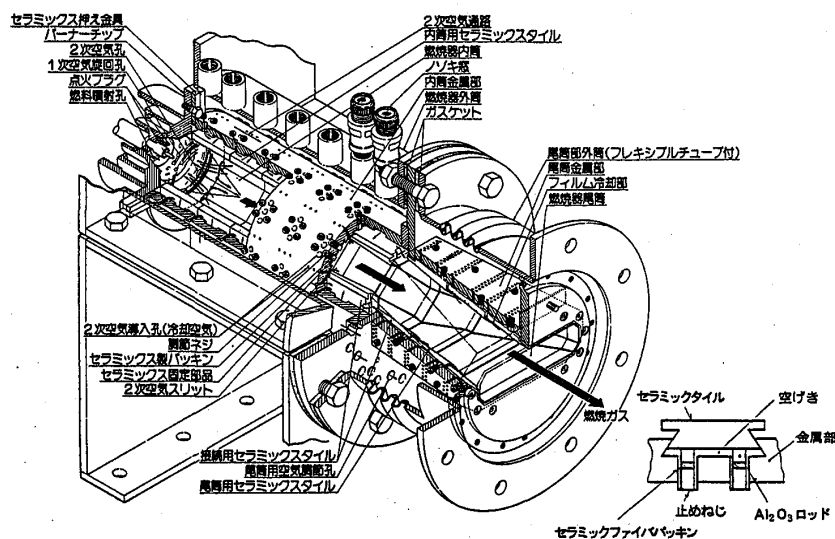


図1 セラミックス・金属かん合型燃焼器（小型モデル）の構造

る。6)内筒壁からの空気放出方式を小型燃焼器のスリット方式から円形の空気孔方式に変更して、内筒壁放出空気と燃焼ガスとの混合を促進する。また、空気孔の位置および燃焼器各部の空気配分は後述する水流モデル試験から検討する。

以上の設計方針をもとに次の性能目標を定めた。1)平均出口ガス温度を1400℃(ガス温度上昇1100℃)以上とする。2)出口ガス温度分布不均一率を20%以下にする。3)燃焼効率を99%以上とする。4)金属部の最高上昇温度を常圧燃焼試験条件下で300℃以下とする。

2-3, 大型セラミック燃焼器の構造 大型セラミック燃焼器の外観および主な設計仕様を図2および表1にそれぞれ示す。燃焼器の全長は約1mであり、1次空気孔および燃料孔等を有するバーナヘッド部、セラミックタイルを内張りした内筒および尾筒部などから構成されている。

内筒部の構造および代表的な内筒用セラミックタイルの寸法・形状をそれぞれ図3および図4に示す。内筒部は断面形状が対辺距離165mmの正8角形であり、長さ500mmである。内筒部の容積は小型燃焼器に比較して約5倍となっている。タイルの後背面は形状による応力集中を避けるため、小型燃焼器タイルのくさび形状から曲線形状に変更している。また、図3からわかるように高温となるセラミックタイルが低温の金属外殻部に直接接触することを避けるため、タイルと金属部との接続に新たにタイル支持用セラミック部品とセラミックファイバーによる断熱層を設け、セラミックタイルにおける温度ひずみを極力小さくするようにしている。

2-4, セラミックタイルの信頼性評価 セラミックタイルの熱応力は温度ひずみの影響を無視すれば、近似的に上下面がそれぞれ加熱冷却された平板の熱応力とみなすことができる。わん曲が拘束された平板の最大引張り熱応力 δ_{max} とセラミッ

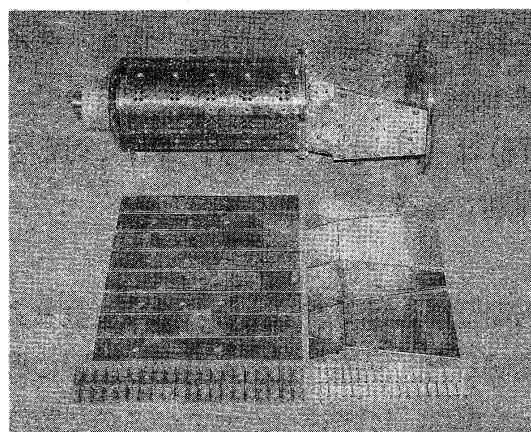


図2 大型セラミック燃焼器の外観

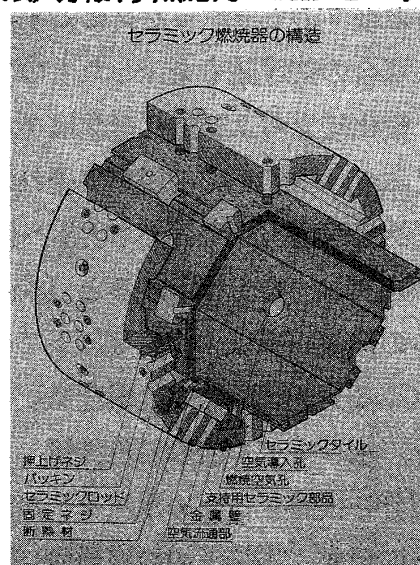


図3 大型セラミック燃焼器の構造

表1 主な設計仕様 (小型燃焼器モデルとの比較)

	大型燃焼器モデル	小型燃焼器モデル
(内筒部)		
直径×長さ [m]	0.170 × 0.5	0.0924 × 0.3
内容積 [m ³]	0.01127	0.002013
断面積 [m ²]	0.02256	0.006706
空気放出方式	円形空気孔方式	スリット部放出方式
セラミック部品	セラミックタイル40枚 (SiC) タイル支持部品40ヶ (Si ₃ N ₄)	セラミックタイル40枚 (SiC)
圧力 (atm)	約1 atm	約1 atm
平均滞留時間 (ms)	29.8	11.8
燃焼負荷率 kcal/m ³ ・hr・atm	0.4 × 10 ⁸	1.1 × 10 ⁸
(尾筒)		
長さ [m]	0.35	0.18
冷却法	空気流入型かん合方式	空気流入型かん合方式 + フィルム冷却
セラミック部品	セラミックタイル26枚 (SiC) タイル支持部品50ヶ (Si ₃ N ₄)	セラミックタイル24枚 (SiC or Si ₃ N ₄)

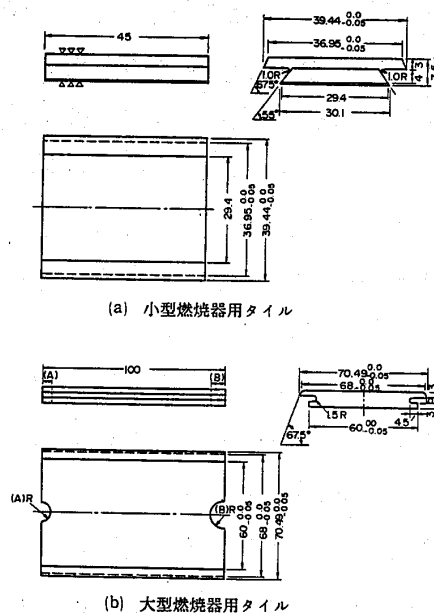


図4 セラミックタイルの形状・寸法

クスの4点曲げ平均強度 $\bar{\delta}b$ との比は次式によって記述できる。

$$\delta_{\max} / \bar{\delta}b = (E \cdot \beta \cdot 1 \cdot q) / \{ 2 (1 - \nu) \cdot \lambda_c \cdot \bar{\delta}b \} \text{----- (1)}$$

ここでEはヤング率, β は熱膨張率, ν はポアソン比, λ_c は熱伝導率であり, 1およびqはそれぞれタイルの厚さおよびタイル通過熱流束である。

平板の熱応力分布を考慮すると, ワイブル統計よりタイルの破壊確率Pとして次式を得る。

$$P = 1 - \exp \left[-V / 2 (m+1) \cdot (\bar{\delta}b / \delta_o)^m \cdot (\delta_{\max} / \bar{\delta}b)^m \right] \text{----- (2)}$$

ここではVはタイル体積, mはワイブル係数, δ_o は規格化定数である。

図5は種々のセラミックスに対する $(\delta_{\max} / \bar{\delta}b)$ の値およびタイルがP. L-SiCの場合の破壊確率を示したものである。図から明らかなよう同一熱流束で比較すると, 窒化珪素および炭化珪素はアルミナに比べ, $(\delta_{\max} / \bar{\delta}b)$ が著しく小さな値となっており, 耐熱応力に対して優れた性質を有していることがわかる。また, タイルの通過熱流束は実機条件でも $0.3 \sim 0.4 \times 10^6 \text{ kcal / m}^2 \cdot \text{hr}$ 以下と想定される⁽¹⁾ので, タイルがP. L-SiCとすると $(\delta_{\max} / \bar{\delta}b)$ は1/4~1/5となり, これに対応するタイルの破壊確率は0.04 %以下であると評価できる。

3. 水流モデル試験と燃焼器空気配分設計

3-1. 水流モデル流動解析装置

内筒壁における空気孔の寸法・位置および空気配分を検討するため水流モデル試験を実施した。水流モデル流動解析装置の概略を図5に示す。本装置の測定原理については文献(3), (4)で述べられているので詳細は割愛するが, 本装置では燃料に対応する約100 μm の微細気泡を一定量含む水流と空気に対応する気泡をまったく含まない水流を用いて燃料-空気混合過程を模擬し, スリ

ット光線によって流れを可視化する。さらに、可視化された流れから散乱光をテレビカメラによって受光し、画像処理をほどこすことによって、流動状態の特長を鮮明化する。また、流れ中の局所的気泡密度、すなわち見かけの局所的な燃料濃度は散乱光強度とほぼ比例関係にあるので散乱光強度分布から燃料濃度分布を推定することができる。本試験では1/2に縮小したアクリル模形を用いて、燃焼室内の流れを可視化した。

3-2, 実験結果と空気配分設計

図7は空気孔位置を変えた場合の燃焼室内濃度分布の変化を示したものである。図から、空気孔を内筒部の同一断面に集中させるとバーナ部からの高濃度域が中心部に沿って長く延びていることがわかる。すなわち、主流方向に沿って空気孔を段階的に設けた方が、空気孔からの放出流の貫通が良くなり、良好な混合効果が得られることがわかる。また、バーナ部と内筒部との空気配分によって燃焼室内の流動状態は表2に示すように変化するが、バーナ空気配分比が30～40%の場合にバーナ部からの旋回流が内筒空気孔からの流れによって消滅され、良好な混合状態が得られる。以上の水流モデル試験結果を用い燃焼器各部の空気配分を表3とした。

4. 燃焼試験結果

大型セラミック燃焼器の常圧燃焼試験を昭和60年2月から開始し、現在までの累積試験時間は約82時間であり、この間35回の急速燃料遮断試験を実施した。試験の初期

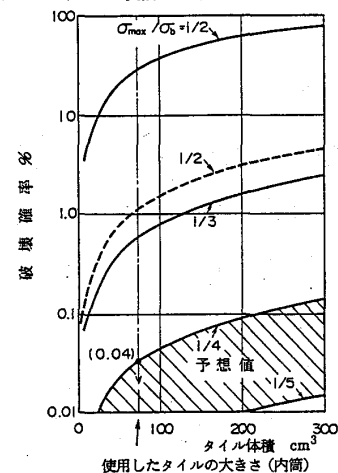
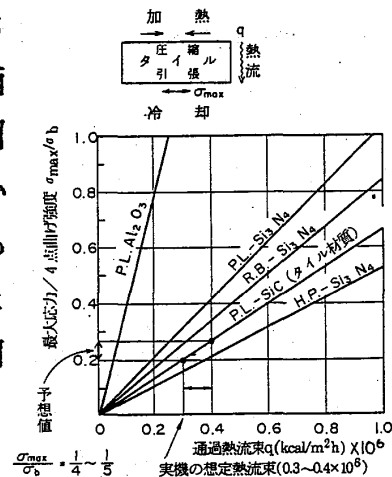


図5 セラミックタイルの破壊確率

(下図の実線はワイブル係数が10, 鎖線が15の場合である。)

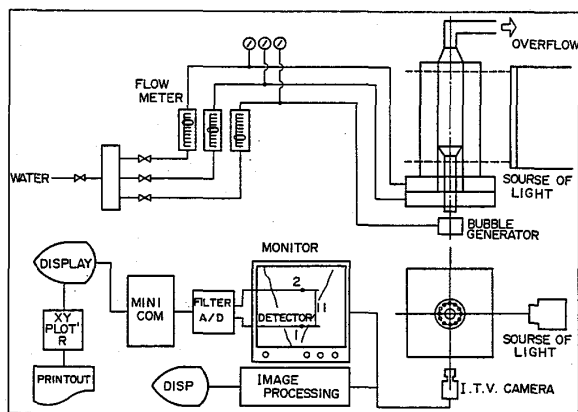


図6 水流モデル流動解析装置

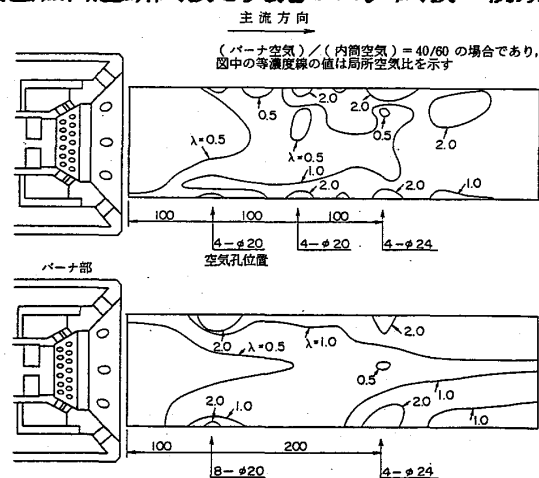


図7 空気孔位置による濃度分布変化
(水流モデル試験)

表2 燃焼室内の流れの特徴 (水流モデル試験による)

バーナ部空気(%) 内筒空気(%)	流 れ の 特 徴
$\frac{20}{80}$ 前後	バーナ近傍の保炎領域の流れが内筒空気孔の流れによって大きく乱され、吹き消えの原因になると考えられる。
$\frac{30}{70} \sim \frac{40}{60}$	バーナ部からの施回流が内筒空気孔からの流れによって消滅され、良好な混合状態となる。
$\frac{50}{50}$ 以上	バーナ部からの施回流が消滅されず、首振り運動を起こすため、不安定な流動状態となる。

表3 燃焼器の空気配分設計

出 口 空 気 比	1.89
バーナ部空気	33.3%
燃 焼 用 空 気 (希釈空気を含む)	36.1%
内筒シール空気	18.2%
尾筒冷却空気	12.4%

にタイルと支持部品との接触部で数枚のタイルに割れが発生したが、断熱パッキンの挿入等によって現在に至るまで、セラミック部品の異常は何ら認められない。

図8は内筒および尾筒部の金属外殻部の軸方向温度分布を示したものである。図から明らかなように金属部の温度上昇は内筒部で180℃以下、また尾筒部で250℃以下に保たれており、設計目標値を充分満足している。

図9に燃焼器出口ガス温度分布の一例を示す。図から明らかなように出口ガス温度分布はほぼ左右対称形となっている。また出口ガス温度分布の不均一率は約0.16であり、従来型燃焼器に比較して遜色がない。

4. あとがき

大型セラミック燃焼器の試作、およびその常圧燃焼試験を成功することができ、大型ガスタービン用セラミック燃焼器の実用化に向かって大きく前進することができた。

終わりに本研究の一部は通産省ムーンライト計画の一環として行われたものであり、またバーナ設計および水流モデル試験に関しては日本ファーンズ社(株)長谷川敏明氏および持田晋氏の協力を得た。付記して謝意を示す。

[文献]

- (1) T.Abe and H.Ishikawa, 1983 Tokyo

International Gas Turbine
Congress, 83 - Tokyo - IGTC-
22, P. 167

- (2) 佐野ら, 火力原子力発電

32-10 (昭56), P. 159

- (3) 阿部ら, 電力中央研究所研究
報告, 284008, 昭和59年10月

- (4) 持田ら, J F R C 昭和59年度
年次大会論文集

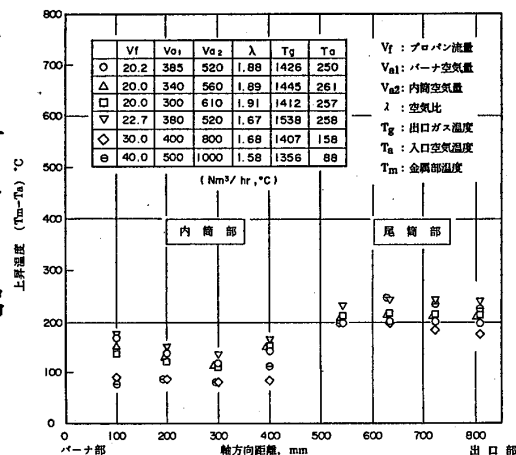


図8 金属部の温度

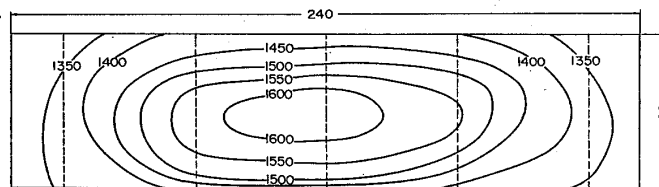


図9 燃焼器出口ガス温度分布の一例

燃料流量 (C ₃ H ₈)	20 Nm³/hr	平均出口ガス温度	1445℃
空気流量	900 Nm³/hr	ピークガス温度	1631℃
空気比	1.891	ガス温度不均一率	0.157
入口空気温度	261℃		
		$\left(\frac{\text{ピーク温度} - \text{平均温度}}{\text{平均温度} - \text{入口空気温度}} \right)$	

阿部 俊夫 (財)電力中央研究所)

久松 暢 (")

浜松 照秀 (")

石川 浩 (")

宮田 寛 ((株)日立製作所)

高橋 一郎 (")

飯島 史郎 (")

*大島 亮一郎 (")

1. 緒言

構造用セラミックスの優れた耐熱性に着目し、ターボチャージャやガスタービン部材等の高温部品への利用が期待されている。特に1300℃級以上の高温ガスタービンにおいては、従来の耐熱合金でhot gas pathを構成する限りにおいては、結局冷却空気の増大を招き効率向上を望めない状況にある。そこで耐熱性に優れたセラミックスを燃焼器や翼に適用することが検討されている。しかし脆性材料であるセラミックスを高い信頼性が求められる発電用ガスタービンの構成要素として利用するためには、部品製造技術の開発を初めとして設計および評価技術の確立、セラミックスの特性を生かした構造設計など種々の技術課題の解決が必要である。

本研究は20 MW, 1300℃級ガスタービンの静翼のセラミック化に関するもので、本報告ではセラミックスと金属が共存し互いの特徴を生かす設計概念に基づき構築したセラミックス/金属ハイブリッド静翼の構造、及びそのシミュレーション評価結果について述べる。

2. セラミックス/金属ハイブリッド静翼の概要

セラミック・ガスタービン開発の狙いはガスタービンのoverallな効率向上にあるが、その実現をセラミックスの役割から眺めるとき、

- (1) 優れた耐熱性に依存した燃焼ガスの高温化
 - (2) 高い耐熱温度に基づく冷却空気量の大幅低減
 - (3) 種々の燃料に対する耐corrosion, erosion特性等に依存した部材寿命の向上
- の効果が挙げられる。これらの狙いを実現するために静翼全体をセラミック化することは、現状の技術では製作上、あるいはセラミックスの強度特性の上から困難である。そこで、以下の基本的な考え方により構成し得る静翼構造を考察した。

- (1) 燃焼ガスに直接曝される部分にはセラミックス
- (2) 力を伝達する部分を金属材料

図1に考案したセラミックス/金属ハイブリッド静翼の断面構造図を示す。セラミ

ックスから成る翼部（以下、セラミック・シェルと呼ぶ）とこれに嵌合されたセラミックス製の、下サイドウォールは、セラミック・シェルの内部を貫通する金属製芯（以下、金属コアと呼ぶ）により、金属製上、下サイドウォール支持板を介して締結保持されている。この締結保持の構造を兼ねてセラミックスと金属の間には遮熱層が設けられ、高温に曝されるセラミックス

- (1) 高温燃焼ガス流に曝される翼部及びサイドウォールを全てセラミック化しているため、耐熱性に優れている。
 - (2) 翼形周囲の差圧や圧力脈動のような燃焼ガス流による機械的負荷に対しては、遮熱層を介して金属コアが負担し、セラミックス部品には大きな応力は作用しない。
 - (3) ケーシング等への取付け部が金属で構成されており、現流のガスタービンにそのまま適用できる。
- などの基本的な特徴を持っている。

さて、従来にない特徴を有する本静翼を開発して行くためには、次のような問題を解決する必要がある。

- (1) 1300℃以上の高温に長期間耐え得るセラミック材料の選定
- (2) セラミックスの成形、加工性を考慮した構造設計
- (3) セラミックス / 金属の共存設計（すなわち、金属を耐熱温度以下に保ち、且つ構成要素間の熱伸び差を吸収する遮熱層の構成）

3. セラミック部品の設計

3.1 セラミック材料の選定

セラミックスのガスタービンへの適用における耐久性の評価には、その酸化挙動及び酸化に伴う強度の変化について把握することが重要である。従来の酸化試験は主として電気炉のような静的な雰囲気下で行われていた。そこで、筆者らは高温高速燃焼ガス流中における耐久性評価試験を実施し、各種セラミックスの酸化と強度の問題を検討している。炭化珪素系（H.P.-SiC, P.L.-SiC）及び窒化珪素系（P.L.-Si₃N₄, H.P.-Sialon）のセラミックス4種類に関する、ガス温度約1500℃、流速200m/sec、酸素濃度約9%の燃焼ガス流中での耐久試験によれば、試験前、後で強度変化はあるが、燃焼ガス流中で使用に耐えるものはSiCのみであることが明らかと

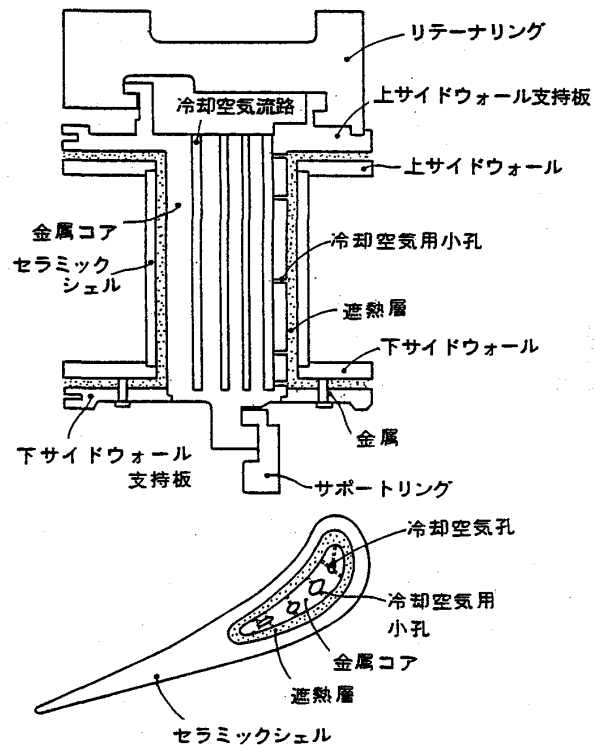


図1 ハイブリッド静翼

なっている。すなわち高温ガスタービン部材の候補材としてSiCが現在のところ最も有力である。

3.2 セラミック・シェル及びサイドウォールの構造設計

前述のように、高温ガスタービンには炭化珪素系セラミックスが最も有望である。翼などの複雑構造物の成形性を考慮して、P. L.-SiCを用いることにし、セラミック部品の構造形状の決定には強度確保、焼結上の製作面から下記の点に留意した。

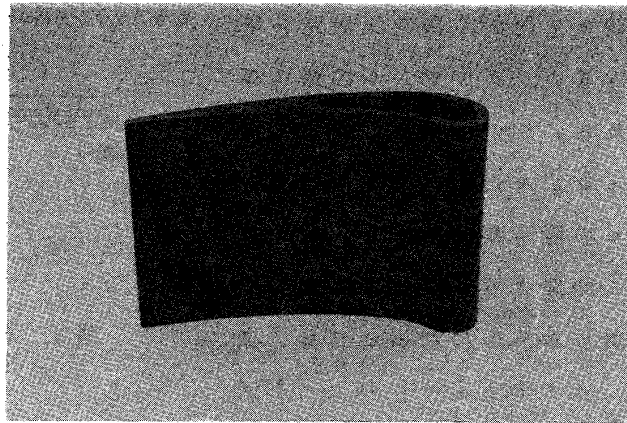
(セラミック・シェル)

- 翼厚とコード長の比をできるだけ大きくし、また翼の最小厚みを2mmとする。

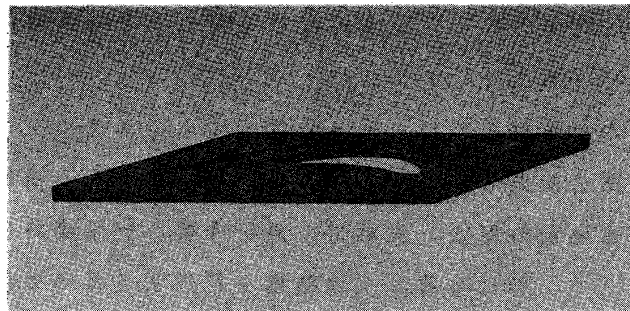
(サイドウォール)

- 構造形状に鋭角を避けられないが、その角度をできるだけ大とする。
- 翼形孔部と外周縁間の最小寸法をできるだけ大となるようにする。
- 全体の最大寸法を極力小さく抑える。

また、gas pathを形成する上述のセラミック・シェルとサイドウォールは一体とせず、分割することによって信頼性確保の難しい複雑形状品の成形上の困難を避けている。空力設計及び上記成形上の留意点を考慮し決定した構造のセラミック部品の写真を図2に示す。



セラミック・シェル



サイドウォール

図2 セラミック部品の概観

4. ハイブリッド静翼の遮熱、冷却構造

4.1 冷却システム

本静翼では金属部品、特に金属コアを耐熱許容温度以下に保持することが不可欠である。セラミックスと金属という異なる特性の材料を、図1に示す僅か3mmという狭隘部において嵌合、遮熱する必要がある。すなわち1500℃級の高温ガスタービンでは、高温に曝されるセラミックスに対し金属部品を約500℃の耐熱温度範囲に保持するためには、遮熱層で約1000℃の温度落差を確保する必要がある。この課題の解決に対しては、高温に曝されたセラミックス自体を冷却せずに金属コアへの輻射熱、伝熱を抑制すると共に、金属コア表面で入熱を防止するという考え方により対処した。

図3に本静翼に採用した冷却構造を示す。現在の金属翼ガスタービンと同様に、リテーナリングと金属サイドウォール上支持板により形成された空間に冷却空気Aを導入する。空気Aは金属コア内の冷却空気流路を経てセラミック・シェル内部に導かれる。この空気Bはセラミック・シェルと上、下サイドウォールの嵌合部、あるいは隣接翼との間隙より空気C、Gとして燃焼ガス流中に放出される。また、サイドウォールの上、下支持板にはそれぞれ空気孔を設け、冷却空気AをFからGへと流し、一部は空気Dとなり空気Eとして燃焼ガス流中へ放出する。この構造によって、金属部品である金属コア、サイドウォール支持板の周囲のみを効果的に遮熱し、冷却できる。

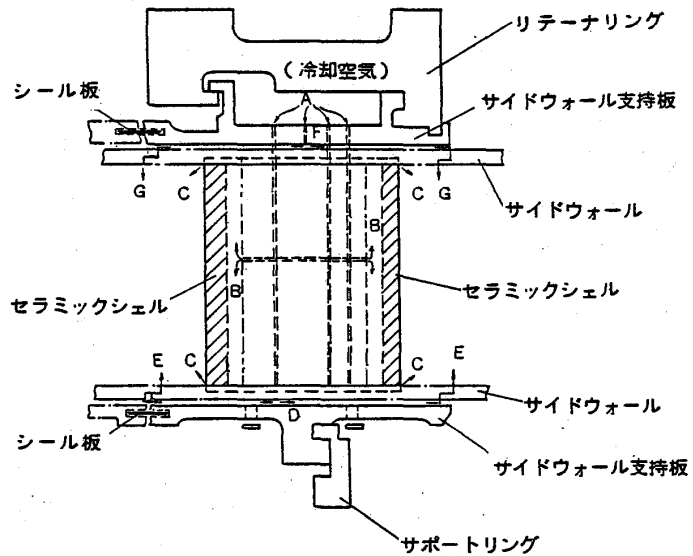


図3 静翼の冷却システム

4.2 熱設計

本静翼構造では、図3に示す如く、セラミック・シェルと金属コアとの間隙に空気流路を配置し、金属コアを高温から保護する構造としている。この構造の熱遮蔽効果は遮熱層の厚さ、充填材の熱伝導率、空気流路に影響される。ここでは翼構造を単純化して、特に金属コアの温度を評価するための熱解析を行った。金属コアの冷却に必要な空気量を試算した結果を図4に示す。平均ガス温度（ T_g ）が 1300°C 、遮熱層に供給する空気量比率（ β ）を0.9、平均ガス側熱伝導率（ α_g ）を $2500\text{Kcal}/\text{m}^2\text{hr}^{\circ}\text{C}$ とした場合の金属コア及びセラミック・シェルの最高温度を示したものである。金属コアの最高温度が 550°C となるのは冷却空気量（ G_{cool} ）が全圧縮空気量（ G_{comp} ）の約0.25%であることが分かる。なお、このとき遮熱層は全体として熱伝導率（ λ_b ）が $0.5\text{Kcal}/\text{mhr}^{\circ}\text{C}$ の材料で構成されたものとしている。また、冷却空気は翼部への導入時に 400°C であると仮定

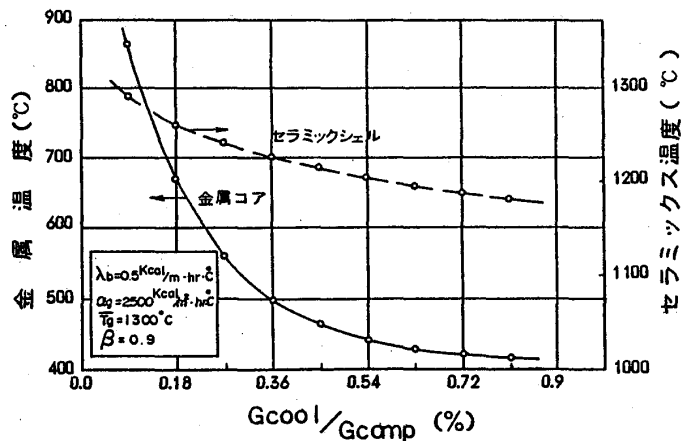


図4 金属コア温度と冷却空気量

した。

5. ガスタービンへ適用時の応力評価

以上の構造設計により決定された静翼構造に対して、ガスタービン負荷条件下の応力評価を実施した。セラミック・シェルには翼の腹側と背側との圧力差によるガス曲げ応力が作用すると共に、定格運転時における定常熱応力及びガスタービン緊急ガス遮断条件下における過渡熱応力が発生する。

ガス曲げ応力に対しては最大引張り応力で約40MPaであり、またこれによる翼後縁の変位量は約0.08mmであることを得ている。

さて、セラミック部品の強度信頼性評価の基本は熱衝撃応力となる。熱的条件としては、信頼性保証のために、定格運転に対し平均燃焼ガス温度1500℃、ピーク温度1610℃の過負荷運転を想定し、定常及び緊急ガス遮断時の熱応力を評価した。ガス遮断時の温度変化としては、5秒間で約1000℃の温度低下を仮定した。主要な応力成分である翼高さ方向応力の解析結果を図5にそれぞれ示す。解析結果はセラミック・シェルの対称性を考慮し、上半分のみを対象とした。最大応力は図示した

如く翼後縁中央部に発生している。ガス遮断時の応力は遮断後約3秒後に最大値(400MPa)となり、その後減少している。これらの値はセラミック成形品にとって厳しい応力であり、今後セラミック・ガスタービンの実現にはシステム等の変更も含めた検討が必要であることを示唆している。

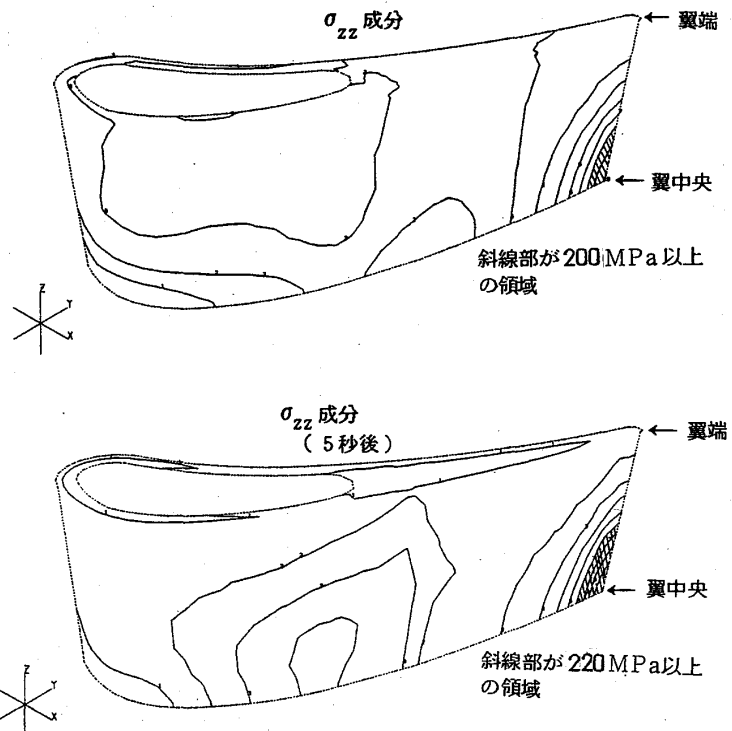


図5 セラミック・シェルの熱衝撃応力

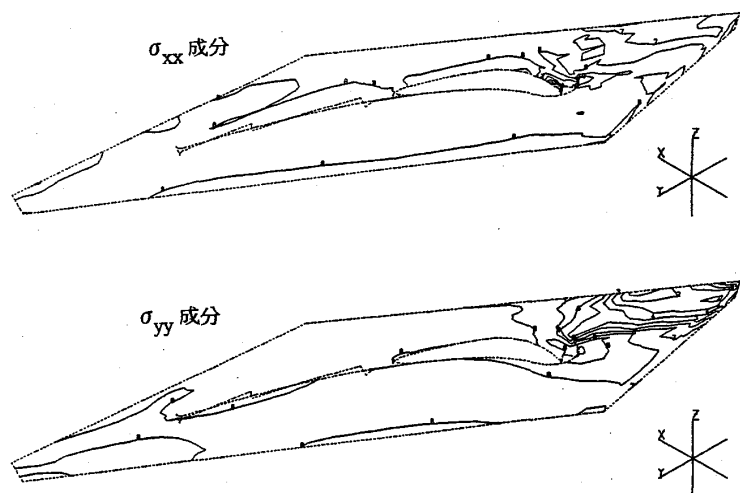


図6 サイドウォールの定常熱応力

サイドウォールについても同様に解析を実施した。定常時における x , y 軸方向の応力分布を図 6 に示す。gas path 側の表面熱伝達係数は極めて大きく変化しているため、応力も大きく変化している。特に翼の前、後縁部近傍の応力は大きい。しかしこれらの応力は極めて局部領域に限られており、サイドウォール形状の若干の変更により容易に回避できると思われる。

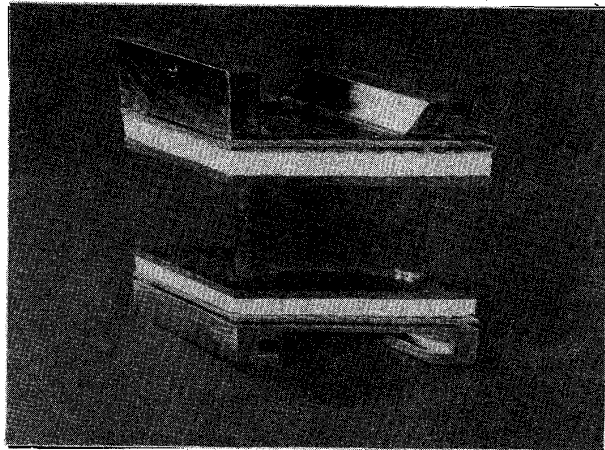


図 7 試作静翼の概観写真

設計仕様を満たすセラミックス / 金属ハイブリッド静翼を試作した。その全体写真を図 7 に示す。

6. 結 言

高温ガスタービンに適用可能な静翼の開発を目的としてそのセラミック化構造設計を行い、温度、応力評価を実施し下記の結果を得た。

- (1) セラミックスと金属を共存させ、互いの特質を生かした強度信頼性の高いセラミックス / 金属ハイブリッド静翼を考案できた。
- (2) このハイブリッド静翼は、現流の空冷金属翼のガスタービンに基本的に適用可能である。
- (3) 熱伝導率 $\lambda_b = 0.5 \text{ Kcal} / \text{m hr } ^\circ\text{C}$ 、厚さ 3 mm の遮熱層を達成できれば、従来の空冷ガスタービンに対し $1/10$ 以下の冷却空気量で金属部品の冷却が可能である。
- (4) 本静翼を構成するセラミック部品には緊急ガス遮断時に高い熱応力の発生が認められるが、しかし局部領域に限定されており本静翼の実現性は高いと言える。

参考文献

(省 略)

セラミック静翼の耐熱衝撃性評価

(高温高速ガス流によるモデル翼の熱衝撃試験)

*久松 暢	(電力中央研究所)	宮田 寛	(日立製作所)
阿部俊男	(電力中央研究所)	飯島史朗	(日立製作所)
浜松照秀	(電力中央研究所)	高橋一郎	(日立製作所)
		大島亮一郎	(日立製作所)

1. まえがき

エネルギーの多様化および熱効率向上の観点から、LNG燃料あるいは石炭ガス化燃料による高効率複合発電プラントの実現が期待されている。これら複合発電プラントの熱効率は基本的にはガスタービンの高温化によって達成されるが、タービン入口温度の上昇に伴い、タービン翼の冷却空気は増大する。この冷却空気量の増大はプラントの熱効率低下をもたらすため、高温ガスタービンでは必要冷却空気量の低減が重要な課題となる。

一方、ファインセラミックスは金属に比べて優れた耐熱性・耐食性を有しており、炭化珪素、窒化珪素などの高強度材料の開発とその製造・加工技術は近年急速に進歩した。このため、これらファインセラミックスをガスタービンの高温部品に適用することが期待されており、特にタービン翼のセラミックス化によって翼の無冷却化が可能となれば、ガスタービン効率は飛躍的に向上する。しかしながら、セラミックスは脆性材料であるため、信頼性の観点から、タービン翼のセラミックス化においては静止部品としての静翼への適用が実用化の可能性が高いと考えられる。

セラミック静翼にとって最も厳しいのは熱衝撃であり、中でもガスタービンの緊急停止における急速燃料遮断時にはガス温度が急速に降下するため、静翼には大きな熱衝撃荷が加わる。セラミックスは一般に耐熱衝撃性に乏しく、これがセラミック静翼の致命的破壊原因となりかねない。したがって、セラミック静翼の開発では、熱衝撃時における熱応力と破壊の関係を明らかにし、セラミックスの耐熱衝撃性を把握することがセラミック静翼の信頼性を確保する上で重要である。

ファインセラミックスの耐熱衝撃性を把握するための熱衝撃試験としては、一般に水中急冷法¹⁾が用いられている。この方法は材料間の比較を行うのに適しているが、温度域や熱衝撃の激しさなどは実際のガスタービンにおける熱衝撃条件と大きく異なること、また、結果から試料破壊時における熱応力を推定することが難しいなど、ガスタービン設計に対して有効なデータは得られ難い。

そこで、本報告ではガスタービンにおける熱衝撃条件を模擬でき、かつ、熱応力と破壊の関係を把握できる試験として、約1500℃、マッハ1の高温高速燃焼ガス流中に

おけるセラミック製モデル翼の熱衝撃試験を実施したので、その試験方法と結果について報告する。

2. モデル翼の熱衝撃試験

2-1 試験方法

本試験は、ガスタービン用高温燃焼器によって発生した高温高速の燃焼ガス流中に供試体であるセラミック製モデル翼を置き、燃焼器に供給する燃料を急速に遮断することによってガス温度を急激に降下させ、モデル翼に熱衝撃を加えるものである。したがって、本試験方法は以下のような特徴を有すると考えられる。

- 1) ガスタービンの急速燃料遮断による熱衝撃状況を比較的良く模擬出来る。
- 2) 従来困難であった1000℃以上の高温下におけるセラミックスの熱衝撃試験が可能である。
- 3) ガス流中の試験であるため、熱衝撃時における供試体の破壊過程を把握することができる。また同時に、赤外線による供試体の非定常表面温度分布の測定が可能であり、温度分布から熱応力分布を推定することができる。したがって、破壊過程と熱応力分布を比較検討することによって、熱衝撃時における熱応力と破壊の関係を定量的に把握することができる。

2-2 熱衝撃試験設備

試験設備主要部の概略を図1に示す。燃焼器にはセラミックス・金属かん合型高温燃焼器²⁾を使用した。燃焼器で発生した燃焼ガスは縮流煙道部で縮流され、試験部ノズルより噴出する。

図2に試験部断面を示す。試験部ノズルは4枚のSiC平板で構成されており、ノズル開口部は60mm×60mmである。モデル翼の上下両端には翼支持用のSiC平板がはめ合わされ、これとSiC支持部品およびAl₂O₃ロッドによってモデル翼が支持されている。翼支持用セラミック板を取り囲む試験部内壁と試験部に続く排ガス煙道はすべて水冷金属壁とし、モデル翼周囲環境からのふく射を極力減らすことによって赤外線温度測定の精度向上に努めた。試験部側面

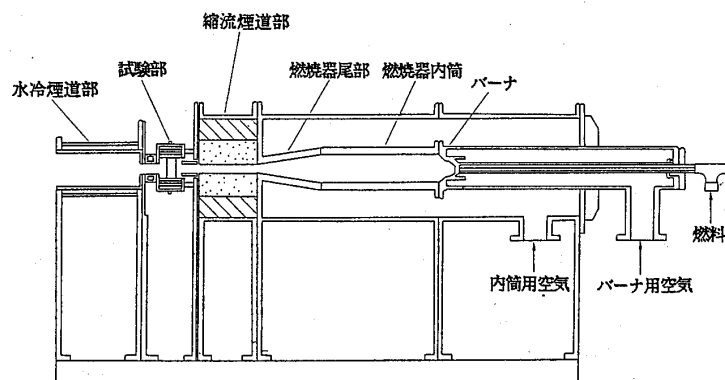


図1 熱衝撃試験設備主要部の概略

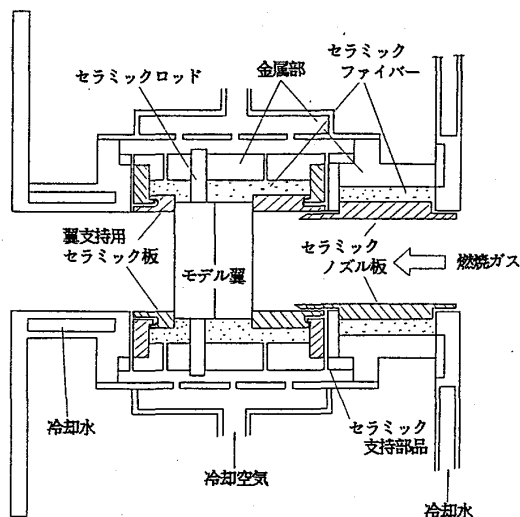


図2 試験部断面概略

には石英製の覗き窓があり、モデル翼の破壊過程の撮影と赤外線温度計測を行なうことができる。また、覗き窓と反対側の試験部側面には $\phi 1.0$ シース型R熱電対を $\phi 15$ SiCと $\phi 6$ Al₂O₃ の2重管で支持した高温ガス温度計があり、ノズル下流約15mmにおいて水平方向にトラバースすることができる。

モデル翼の非定常表面温度分布を測定するために使用した赤外線計測システムの走査系の走査速度は40msec/画面であり、赤外線検出器 (InSb) からの出力

はモニターに2次元画像として表示される他、A/D変換された後に最高0.96sec/画面 (1画面=H128×V64画素) で記録され、計算機で処理される。また、燃焼ガス流中に存在するCO₂とH₂Oの影響を極力避けるために、光学フィルターによって3.6～4.0 μ m領域の赤外線のみを検出すると共に、測定 of 角度依存性を考慮し、視野角7°のレンズによってモデル翼より1.0mの距離で赤外線を測定した。

熱衝撃によるモデル翼の破壊とその破片の飛散は極めて短時間の現象であるので、本試験では破壊過程の把握のため高速VTRを使用した。本装置は200画面/secで長時間の記録が可能である。

2-3 モデル翼と試験条件

モデル翼の寸法および形状を図3に示す。モデル翼はガスタービンの急速燃料遮断時に最も大きな熱衝撃負荷の加わる静翼後縁部を模擬するため、翼の前側半分はくさび形状 (先端はR2mm) とした。また、材料間の比較を行うため、材料は常圧焼結

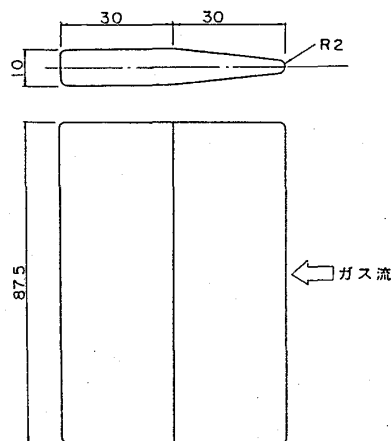


図3 モデル翼の寸法・形状

表1 モデル翼の材料特性

材 質	高 強 度 H.P.-SiC	高 熱 伝 導 H.P.-SiC	P.L.-SiC
項 目			
製 造 者	御日立製作所	御日立製作所	日立カーボナダム(有)
メーカ型番	ヒタセラム SC-501	ヒタセラム SC-101	ヘキサシロ
焼 結 助 剤	AlN	B ₂ O ₃	B ₄ C
密 度 (g/cm^3) R.T.	>3.18	>3.10	>3.10
4点曲げ強度 (kgf/mm^2) R.T.	80	40	45
ヤング率 ($\times 10^4 kgf/mm^2$) R.T.	4.2	4.2	4.1
熱膨張率 ($\times 10^{-6}/^\circ C$) R.T. ~ 800 $^\circ C$	4	4	4
熱伝導率 ($kcal/mh^\circ C$) R.T.	64	230	107

炭化珪素 (P.L.- SiC)、高強度ホットプレス炭化珪素 (高強度H.P.- SiC)、高熱伝導ホットプレス炭化珪素 (高熱伝導H.P.- SiC) の3種類とし、合計12枚を使用した。これら炭化珪素の材料特性を表1に示す。

試験はほぼ大気圧下で行なわれ、熱衝撃時における試験部ノズル出口のガス流条件は、最も厳しい場合で約1500℃、マッハ1であり、急速燃料遮断によってガス温度は急激に降下する。図4は急速燃料遮断後のガス温度とモデル翼表面温度の時間変化の1例であり、ガス温度と翼先端温度の温度降下率はそれぞれ約300℃/sec、および約100℃/secである。

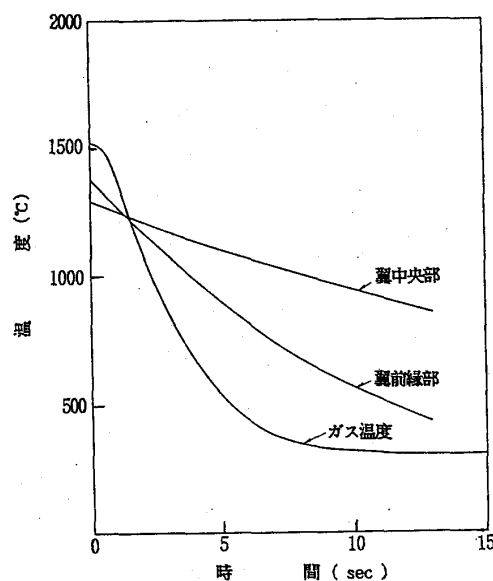


図4 熱衝撃時の温度変化

3. 試験結果と検討

3-1 赤外線温度計測法に関する検討結果

本試験ではモデル翼は高温の燃焼ガス流中にあり、また、周囲に高温物体が存在するなど、赤外線計測場はきわめて複雑である。そこで、試験に先立ち、赤外線による温度計測法に関する実験的検討を行った。その結果、熱電対を挿入したモデル翼を用い、本試験と同一体系下で定常状態における赤外線計測系の校正曲線をあらかじめ得ておくことにより、2～3%以下の誤差でモデル翼の非定常温度分布を測定できることがわかった³⁾。

3-2 熱衝撃試験結果

表2に各モデル翼の試験履歴と結果を示す。表中の図はモデル翼に発生したクラックの様子を示しており、右側が翼先端である。また、表中の括弧内は燃焼器の運転条件であり、数字が大きいほどガス流速が高く、熱衝撃条件も厳しい。表より明らかなように、1回の熱衝撃試験で破壊しなかった翼に対してはさらに繰返して試験を実施した。Ⓔ記号のついた試験では翼の上下両端をAl₂O₃ ロッドによって支持したが、下側ロッドと翼の接触部を破壊起点とする縦割れが多発している。これはロッドの接触によって生じる温度ひずみが原因であると考えられ、試験No.92以降では下側ロッドを除去し、これにかわってAl₂O₃ ファイバーを使用した結果、この縦割れの現象はなくなった。また、高強度H.P.-SiCで破壊した翼には破断面の前縁外周部に付着物が認められ、度重なる繰返し試験の途中ですでに浅い亀裂が発生していたと考えられる。しかし、翼前縁には試験部ノズルの破片の衝突も観察されているため、この亀裂が熱

衝撃によるものであるかどうかは不明である。以上の結果から、P.L.-SiC は本試験条件で破壊できたが、高強度H.P.-SiCおよび高熱伝導H.P.-SiCは本試験条件でも破壊しにくいことがわかる。

上記試験結果のうち、P.L.-SiCで横割れが発生した試験No.102 について温度分布および応力分布の解析を行った。図5、図6はそれぞれ、燃料遮断後の表面温度分布変化と翼高さ方向の熱応力分布変化を示したものである。図より、定常時では翼前縁の中央が最高温度となっているが、燃料遮断後では前縁部は薄肉であると共に高い熱伝達率を持つため急速に冷却され、その結果、前縁中央部には翼高さ方向の大きな熱応力が発生していることがわかる。また、翼の破断面の観察を行なった結果、破壊起点は翼前縁部に位置していた。したがって、翼の高熱応力発生部位と破壊起点の位置は一致している。

図7は破壊起点となった翼前縁中央部における熱応力の時間変化である。この熱応力分布解析結果と高速VTRおよび破断面の観察結果を総合すると、燃料遮断後約3秒

後に、破壊起点である翼前縁中央部に約32 kgf/mm² の熱応力が発生して破壊に至ったと推定される。この応力値はP.L.-SiCの引張り強度約30kgf/mm² と同程度であり、耐熱衝撃強度は引張り強度に対応することを示唆するものと考えられるが、この点については今後さらに詳細な検討が必要である。

表2 モデル翼の試験履歴と結果

材質	翼No.	試験履歴と結果
P.L.-SiC	No.1	No.80 [Ⓐ] (40,1500) 
	No.2	No.81 [Ⓐ] (20,900) → No.82 [Ⓐ] (20,910) 
	No.3	No.87 [Ⓐ] (30,1200) → No.88 [Ⓐ] (30,1200) → No.102 (30,1200) 
	No.4	No.89 [Ⓐ] (30,1200) → No.90 [Ⓐ] (30,1200) 
	No.5	No.93 (40,1500) 
	No.6	No.94 (35,1350) 
高強度 H.P.-SiC	No.1	* [Ⓐ] 装置調整に使用 → No.46* [Ⓐ] (15,600) → No.47* [Ⓐ] (225,895) → No.48* [Ⓐ] (30,1200) → No.49* [Ⓐ] (37.3,1500) → No.106 (40,1500) → No.107 (46,1610) 
	No.2	No.50 [Ⓐ] (37.5,1500) → No.51 [Ⓐ] (40,1500) 破壊せず
高熱伝導 H.P.-SiC	No.1	No.86 [Ⓐ] (30,1200) 
	No.2	No.91 [Ⓐ] (30,1200) → No.92 (30,1200) 破壊せず
	No.3	(No.96 (30,1200) → No.97 (30,1200) → No.98 (35,1350) → No.99 (35,1350) → No.100 (40,1500) → No.101 (40,1500) 破壊せず
	No.4	No.103 (30,1200) → No.104 (40,1500) → No.105 (40,1500) 破壊せず

括弧内の数字は
(燃料流量, 燃焼空気流量); Nm²/h

Ⓐは下側支持ロッド有り

*は整流部あり

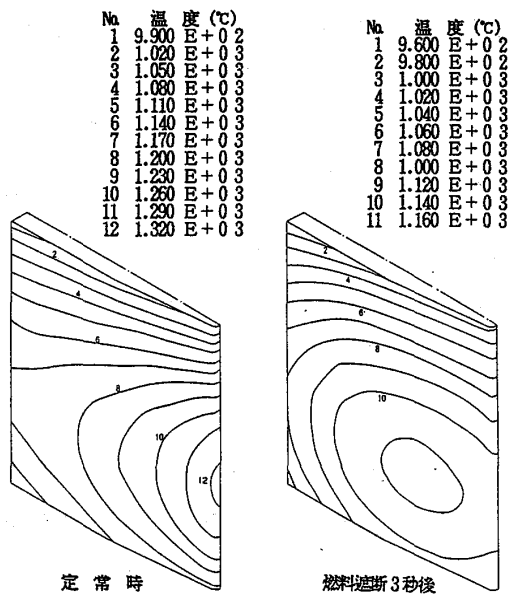


図5 表面温度分布変化

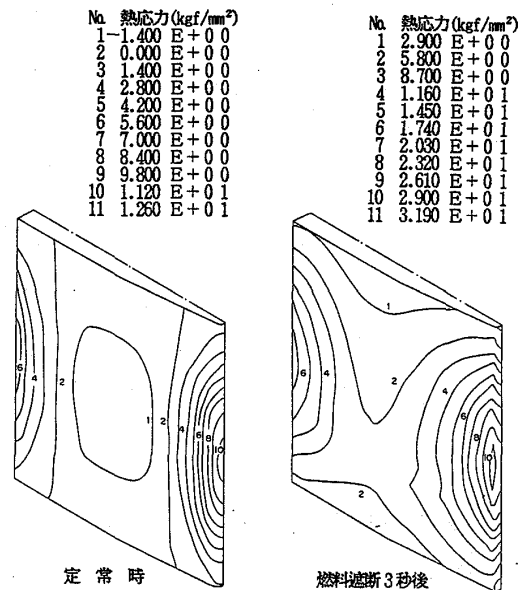


図6 翼高さ方向の熱応力分布変化

4. あとがき

本報告では、高温高速燃焼ガス流によるセラミックモデル翼の熱衝撃試験を実施し、熱衝撃時におけるセラミックスの破壊過程の撮影と赤外線による非定常温度分布の測定を行なうと共に、一部、非定常熱応力分布の解析を行なった。その結果、本試験では熱衝撃時におけるセラミックスの破壊過程および温度分布の把握が可能であるため、熱応力解析によって熱応力と破壊の関係を定量的に把握できることが明らかになった。これにより、従

来困難とされていた1000℃以上の高温下におけるセラミックスの熱衝撃試験が可能となり、セラミック静翼の信頼性評価の基準となる耐熱衝撃強度の推定ができるものと考えられる。

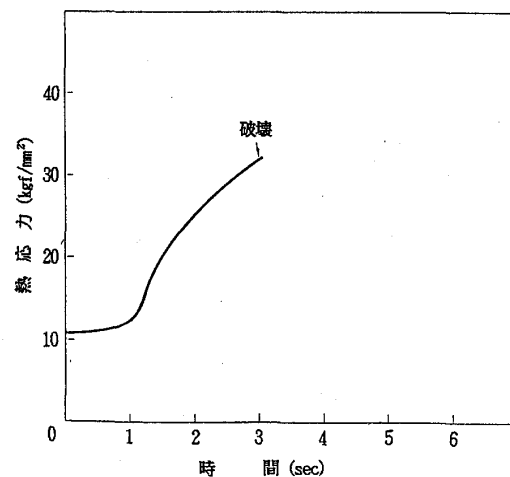


図7 破壊起点近傍における熱応力の時間変化

- 1) 窯業協会編, セラミックスの機械的性質, P.72, 1979
- 2) 阿部, 久松, 電力中央研究所報告 285036, 1986
- 3) 久松, 阿部, 電力中央研究所報告 284058, 1985

* 人見光夫 (マツダ株式会社)

大西晃二 (同上)

田中一行 (同上)

1. 緒言

ターボ過給ガソリンエンジンでは、高速走行時に排気ガス温度をタービンの耐熱限界温度以下に抑えるために、過濃混合気を供給する必要がある。このため、熱効率が低下し、無過給エンジンに比べて高速燃費が悪いという問題がある。さらに、高過給時の異常燃焼回避のための低圧縮比化が、この傾向を助長している。本研究では高速燃費に関連する各種因子を実験値などを用いて数式化し、ターボチャージャーの性能、エンジン各部の設定などが高速燃費に及ぼす影響を解析的に求め、改善の方向を探った。

2. 高速燃費悪化のメカニズム

ターボエンジンの高速燃費悪化のメカニズムは図1のように表わされる。図中の太線が、燃費悪化を促進するターボエンジン特有の閉ループを示している。このために、僅かな特性の変化が燃費に大きな影響を与えることになる。高速での燃費率を決定するセット空燃比を決めているのは、排気ガス温度とタービンの耐熱限界温度である。ターボエンジンの場合特に、排気ガス温度上昇要因が多いため、燃料のリッチ化要求も高くなって、高速燃費の面で不利となっている。

3. 数式化

3. 1. 記号

P_i : 各部圧力	T_i : 各部温度
γ_i : 各部比重 (添字 i は図2に示す位置に対応)	
N : 回転速度	P_{me} : 正味平均有効圧力
P_{mi} : 図示平均有効圧力	b_e : 正味燃料消費率
η_{thi} : 図示熱効率	P_f : 摩擦損失平均有効圧力
Y : 圧縮、膨張行程時に、単位重量の空気に与えられる内部エネルギー上昇	
η_v : 体積効率	μ : 吸入圧力係数
P_s : 設定過給圧	T_A : 圧縮始め温度
w_a : 1気筒当り充填空気重量	w_f : 1気筒当り充填燃料重量
P_D : 排出前の燃焼室内圧力	T_D : 排出前の燃焼室内温度
ε : 圧縮比	V_H : 単室容積
V_o : すき間容積	η_i : インタークーラ効率
η_t : タービン効率	η_m : ターボの機械効率
W_t : タービン仕事	G_a : コンプレッサ通過重量流量
A/R : タービンA/R	A : 仕事の熱当量
R : 空気の気体定数	λ : 空気過剰率
κ : 比熱比	C_p : 定圧比熱

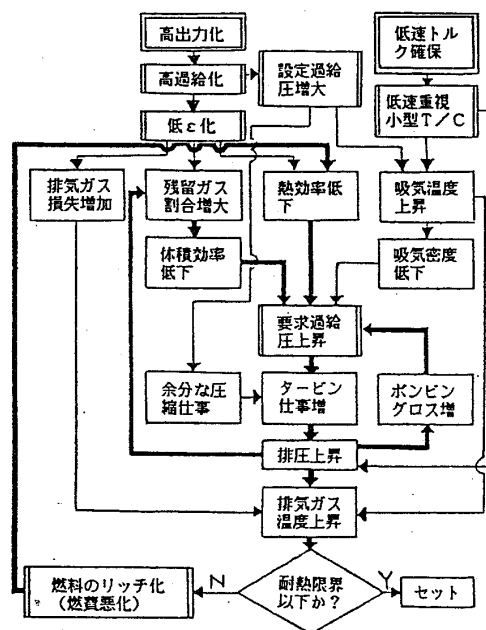


図1. 高速燃費悪化のメカニズム

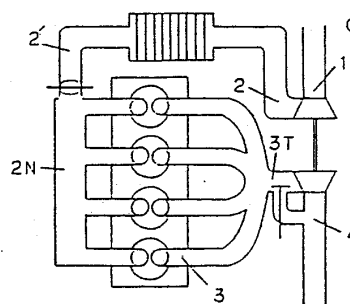


図2. 添字の示す位置

m : 気筒数
η_c : コンプレッサ効率
W_c : コンプレッサ仕事
G_t : タービン通過重量流量
l_{lu} : 燃料の低発熱量
A/F : 空燃比
C_v : 定容比熱

(κ , C_p , C_v の添字は、a: 空気, D: 排出前の燃焼ガス, 3: 排気ガス を表わす)

δ : 燃焼によるモル増加率

3. 2. 数式化

図1に示した要因が全て含まれるように、エンジン及びターボ各部の因子を数式化した。なお、排気ガス温度に影響を持つ因子のうち点火時期については取り扱いが複雑なため、常にMBT (Minimum Spark Advance for Best Torque) として今回は検討の対象から外している。

3. 2. 1. 出力

図示平均有効圧力は(1)式のように表わされるが、このうちの図示熱効率については(2)式のように仮定して、特定エンジンの実験結果より f_1, f_2, f_3 それぞれに対する近似式を作成した。これは、 N, λ, ϵ のうちの2つが一定値のもとでは、他の1つのパラメータ変化に対する η_{thi} の変化率は常に同じであるという仮定をおいているわけであるが、かなりよく成り立っていることが、実機により確認されている。なお係数 α はエンジンが異なる場合の補正係数である。

$$P_{mi} = \eta_{thi} \cdot w_f \cdot H_u / A \quad (1)$$

$$\eta_{thi} = \alpha \cdot f_1(N) \cdot f_2(\lambda) \cdot f_3(\epsilon) \quad (2)$$

$$P_{me} = P_{mi} - (P_3 - \mu \cdot P_2 N) - P_f \quad (3)$$

3. 2. 2. ガス交換過程 (吸入)

排気上死点での残留ガスの状態は排気ポート内と同じ P_3, T_3 であるとする。図3のように P_3, T_3 ですき間容積 V_0 内に閉じ込められている残留ガスは、吸気行程後には断熱膨張して $\mu \cdot P_2 N, T_r$, V_r になったとする。また残留ガスの重量を w_r とおく。

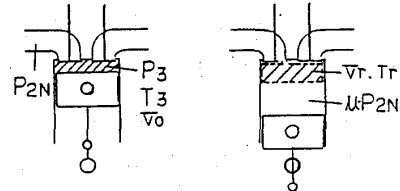


図3. 吸入行程

$$V_r = V_0 \cdot \{P_3 / (\mu \cdot P_2 N)\}^{1/\kappa_3} \quad (4)$$

$$T_r = T_3 \cdot (\mu \cdot P_2 N / P_3)^{(\kappa_3 - 1)/\kappa_3} \quad (5)$$

$$w_r = P_3 / (\delta \cdot R \cdot T_3) \times V_H / (\epsilon - 1) \quad (6)$$

比熱比に関しては、新気は $\kappa_a = 1.4$ とし、排気ガスについては温度と λ の関数として(7)式を用いた。比熱の方も排気ガスに関しては温度と λ の関数として扱った。

$$\kappa = 1.4373 - 1.318 \times 10^{-4} \times T + 3.12 \times 10^{-8} \times T^2 - 4.8 \times 10^{-2} / \lambda \quad (7)$$

燃焼室に吸入された新気の圧力は $\mu \cdot P_2 N$ になり、温度は $T_2 N$ のままとする。

$$w_a = \mu \cdot \gamma_2 N \cdot (V_H + V_0 - V_r) = \mu \cdot \gamma_2 N \cdot \frac{V_H}{\epsilon - 1} \cdot \left\{ \epsilon - \left(\frac{P_3}{\mu \cdot P_2 N} \right)^{\frac{1}{\kappa_3}} \right\} \quad (8)$$

$$T_{A_i} = \frac{w_a \cdot C_{va} \cdot T_2 N + w_r \cdot C_{vr} \cdot T_r}{w_a \cdot C_{va} + w_r \cdot C_{vr}} \quad (9)$$

ここで η_v は(8)式の w_a を $\gamma_2 N \cdot V_H$ で除した形となるが、 μ を導入したことで $P_3, P_2 N$ がわかれば η_v は計算により求めることになる。 μ は N のみの関数であるため、ある機種のエンジンについて一度求めておけば吸気系が変わらない限り使える。

モル増加率については多くの参考書に載せられている結果より近似式を作った。

$$\delta = \delta(\lambda, \epsilon) \quad (10)$$

3. 2. 3. ガス交換過程 (排気)

排気ガス温度を数式化するにあたっては次のような仮定を用いた。

(排気前と圧縮前の内部エネルギーの差) = (圧縮膨張時内部エネルギー上昇)

$$(w_a + w_f + w_r) \cdot C_{vD} \cdot T_D - (w_a + w_r) \cdot C_{va} \cdot T_A = Y \cdot \gamma_2 N \cdot \eta_v \quad (11)$$

Y については P_{mi} の場合と同じく β を補正係数として(12)式の様に仮定した。

$$Y = \beta \cdot g_1(\gamma_2 N \cdot \eta_v) \cdot g_2(N) \cdot g_3(\lambda) \cdot g_4(\epsilon) \quad (12)$$

次に T_3 と T_D の関係についてであるが、図4の様に下死点まで膨張して排気バルブが開き、開くと同時に P_3 , T_3 となって、その後ピストンにより P_3 , T_3 のまま押し出されたものとし（排出前後の内部エネルギーの差）+（外部への仕事）= 0 という仮定のもとで関連づけて(13)式を得た。 T_D は容易に実測できないから、(11)式と(13)式より T_D を消去して、実験結果より g_1 , g_2 , g_3 , g_4 に対する近似式を作成した。

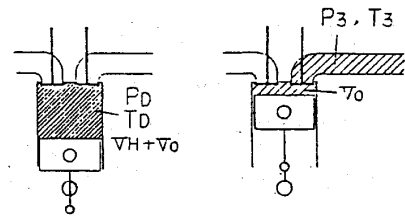


図4. 排気行程

$$T_3 = \frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3} \left\{ \frac{T_D}{\kappa_D - 1} + \frac{\varepsilon \cdot V_H}{\varepsilon - 1} \cdot \frac{P_3}{(w_a + w_f + w_r) \cdot \delta \cdot R} \right\} \quad (13)$$

3. 2. 4. タービン・コンプレッサ

$$W_t = \frac{1}{A} \cdot C P_3 \cdot T_3 \cdot \{1 - (P_4 / P_3 T)\} \cdot \frac{\kappa_3 - 1}{\kappa_3} \cdot \eta_t \cdot G_t \quad (14)$$

$$W_c = \frac{1}{A} \cdot C P_a \cdot T_1 \cdot \left\{ (P_2 / P_1)^{\frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1 \right\} \cdot \frac{G_a}{\eta_c} \quad (15)$$

$$T_2 = \frac{T_1}{\eta_c} \left\{ (P_2 / P_1)^{\frac{\kappa_a - 1}{\kappa_a}} - 1 \right\} \quad (16)$$

$$W_t \cdot \eta_m - W_c = 0 \quad (17)$$

タービン特性についても(18)式のようにおいて、 h_1 , h_2 を近似式で表わした。

$$G_t \cdot \sqrt{T_3 T} / P_3 T = h_1 (A/R) \cdot h_2 (P_3 T / P_4) \quad (18)$$

3. 2. 5. その他

$$\text{吸気側} \quad \text{仮定} \quad T_2' = T_2 \quad (19)$$

$$\eta_{int} = (T_2 - T_2') / (T_2 - T_0) \quad (20)$$

$$\text{排気側} \quad \text{仮定} \quad T_3 T = T_3 \quad (21)$$

$$P_3 T = P_3 \cdot (1 - a \cdot N^2) \quad (22)$$

(22)式については、実験結果より係数 a を求めた。

4. 検証及び計算結果と考察

3で示した式を連立して解くわけであるが、燃費を検討した運転条件はことわりのない限り 5500rpm, $P_e = 1.11 \text{ MPa}$ で、拘束条件としてのタービンの耐熱限界温度については $T_3 T = 900^\circ\text{C}$ とした。その他故意に変化させた場合を除いて基準値は以下の通り、

$$\varepsilon = 8, \eta_c = 0.5, \eta_t = 0.7, \eta_m = 1.0, A/R = 12$$

$$P_s = 0.16 \text{ MPa}, P_4 = 0.15 \text{ MPa}, \eta_{int} = 0.6$$

$$a \text{ については、} 5500 \text{ rpm のとき } a \cdot N^2 = 0.16$$

4. 1. ターボチャージャーの各種性能の影響

4. 1. 1. 検証及びタービン耐熱限界の影響

図5に示すのは、前に述べた運転条件とは異なる点ではあるが、実測値と、計算によって求めた値を比較したものである。 η_{thi} と Y の近似式は、ノンターボエンジンの実験値を用いて作成したにも係らず、実測値とよく一致している。この結果をみると、一般のターボの耐熱限界温度が 900°C とするなら、燃費率ベスト空燃比よりも濃い側にセットせざるを得ないことになる。仮に限界温度を 20°C 上げられたならば、約7%

$$5000 \text{ rpm. } P_{me} = 0.88 \text{ MPa}$$

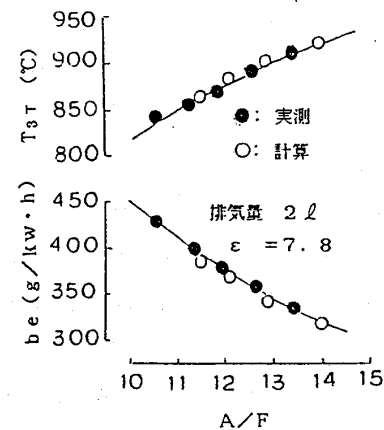


図5. 検証

の燃費改善が得られる。より高負荷，より高速では，より濃い空燃比で限界温度に達することを考えると，タービン耐熱限界向上は有効な高速燃費改善手法といえる。

4. 1. 2. タービン効率， A/R

図6，図7はそれぞれ，タービン効率， A/R の影響を示したものである。タービン効率の低下と， A/R の縮少はいずれも，排圧上昇， η_v 低下，要求過給圧上昇を引き起こし排気ガス温度を一定に保つための濃い空燃比セッを余儀なくされ，燃費悪化を招いている。タービン効率に関しては50%から90%まで上げて燃費改善率は僅か2%， A/R は12を22まで変えても1.5%足らずであるため，いずれも単独ではあまり有効な手段とは言えない。

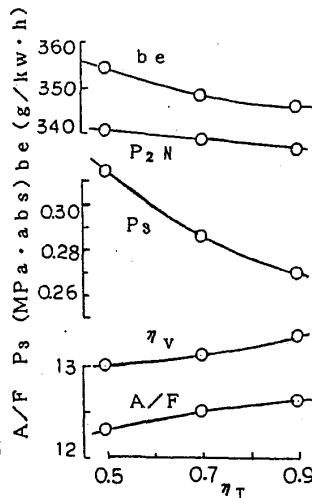


図6. タービン効率

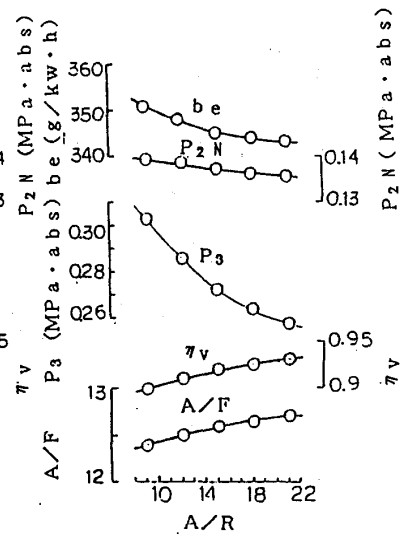


図7. A/R

4. 1. 3. コンプレッサ効率

吸入空気温度の変化は，サイクル温度に大きく関与する。コンプレッサ効率の低下は，タービンの要求仕事量増大による排圧上昇を引き起こすと同時に，吸入空気温度の上昇ももたらせるため，排気ガス温度への影響はタービン効率の低下よりも相対的に大きくなる。図8の実線はインタークーラ装着時，破線はインタークーラ無しである。インタークーラを有するものは過給温度が上がれば放熱量も増加するため，比較的影響は小さいが，インタークーラの無いものは大きな影響を受ける。従って，コンプレッサについては，タービンからの熱伝達を極力抑えるなどの工夫をして断熱効率の低下を防ぐことが燃費改善の一手段となる。

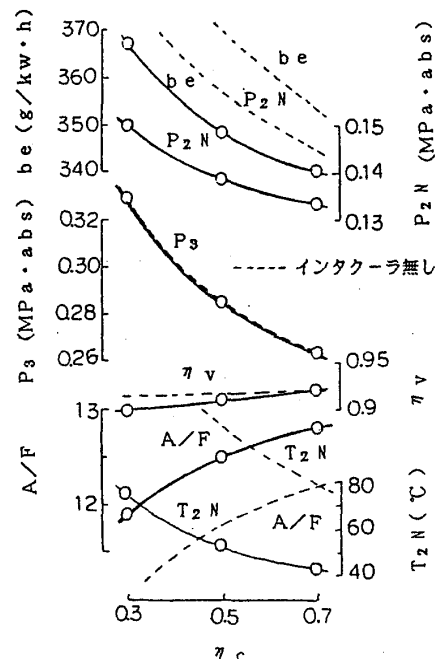


図8. コンプレッサ効率

4. 2. エンジン側設定の影響

4. 2. 1. 設定過給圧

通常のターボエンジンにおいては，ウェストゲートバルブを用いて設定過給圧以上に吸気圧が上がらないようにしている。コンプレッサ直後の圧力がこの設定過給圧に達するのは全負荷域のみではなく，図9に示すようにかなり低い負荷域で到達している。〈図9は異なるエンジン，異なる運転条件での結果〉高速定常走行時においては， P_2N は比較的低くても， P_2 は既に P_s に達しているためコンプレッサが余分な仕事をしていることになる。これによって引き起こされる燃費悪化のメカニズムは図1の通りであり， η_v ， P_2N ， P_3 ， A/F などの結果から燃費悪化の閉ループが形成されていることがわかる。一般のターボエンジンの設定過給圧は，0.16MPa前後であるが，これを $P_s = P_2N$ が成り立つ点(0.13MPa)まで下げることができれば燃費は約5%改善できる。エンジンを多弁化して，低い過給圧で高い充填量を得られるようにしておけば，高速燃費の改善にも有効である。

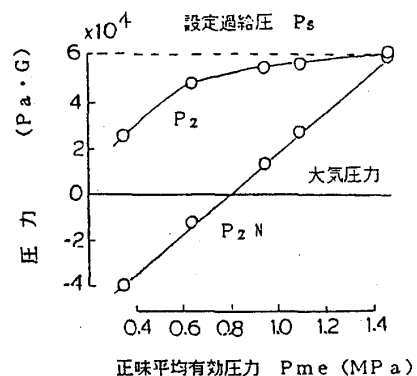


図9. スロットル前後の吸気圧

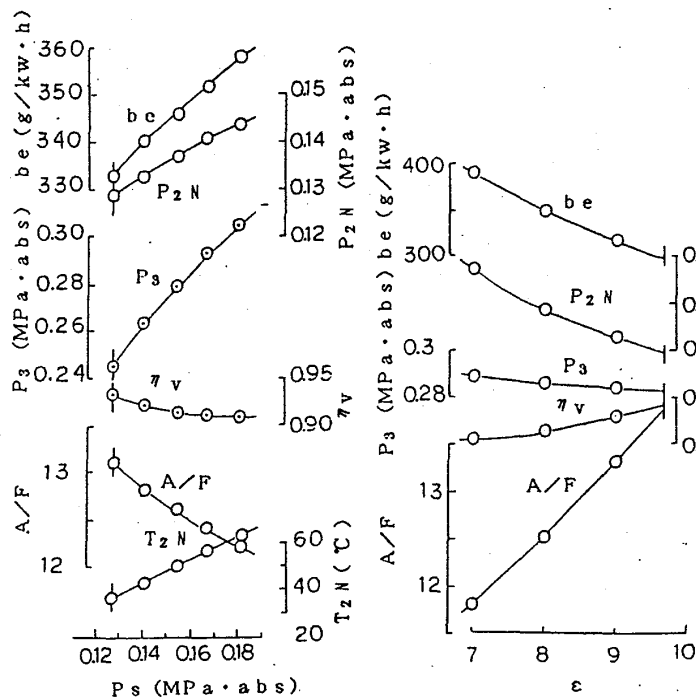


図10. 設定過給圧

4. 2. 2. 圧縮比

過給エンジンの高圧縮比化は異常燃焼の発生が懸念されるため容易ではない。しかし可変圧縮比などが実用化されれば部分負荷域での高圧縮比運転は可能となる。そこで圧縮比の影響をみたところ、図12のような結果が得られた。圧縮比アップはサイクル効率向上とともに、排気ガス温低減効果によって燃料の希薄セツト限界向上も得られるため、熱効率の向上代、すなわち燃費改善効果も大きい。通常のターボエンジンの圧縮比は8付近であるが、これを9まで上げると約9%の燃費改善が可能である。通常域での圧縮比1アップによる燃費改善効果は約3~4%であるから、高速域の効果は倍以上である。ターボ特有の燃費悪化のメカニズムが存在するが故に改善効果も大きい。

4. 2. 3. 排 圧

排圧の影響については、タービン前の通路とタービン後の通路の両方を検討する必要がある。図12は(22)式の a を変化させて得たもので、 P_3 が小さい程、通気抵抗が小さいことを表わす。図13はタービン後の排圧の影響であるが、タービン前後共に排圧1割低減による燃費改善効果は約15%程度である。

5. まとめ

(I) ターボ過給ガソリンエンジンの高速燃費に関連する因子を、実験値などで数式化し解析的に解くことで各種因子の高速燃費に対する影響度の予測が可能となった。

(II) ターボ本体での燃費改善手法としては、タービンの耐熱限界温度向上、コンプレッサ効率向上が有効な手段である。

(III) インタークーラーなどを用いて吸気を冷却することが排気温度低減に有効であり燃費改善効果も大きい。

(IV) エンジン側では圧縮比アップが著しく大きな効果をもっている。また、設定過給圧の低減によっても燃費改善効果が得られている。

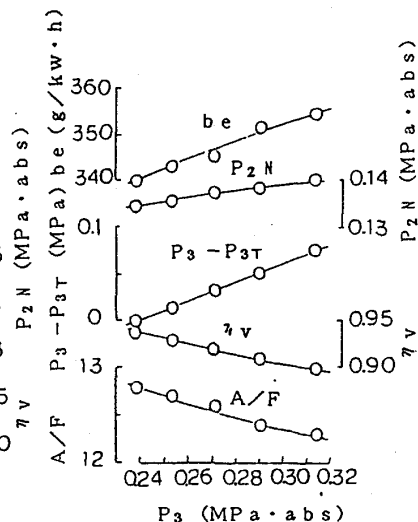


図12. タービン前の通気抵抗

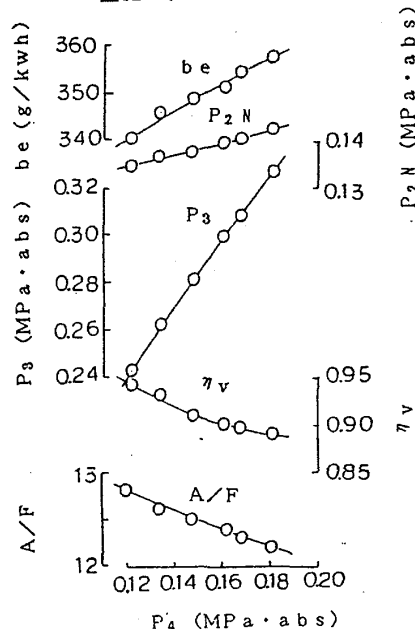


図13. タービン後の排圧

B-2

脈動流下における排気過給機用 タービンの性能に関する研究

第2報 出力特性について

* 小西 奎二 (東京都立科学技術大学)

平山 直道 (東京都立大学)

山本 昌彦 (東京都立大学・院)

1. ま え が き

比較的回転速度の遅い船用機関等で用いられている動圧駆動型排気過給機用タービンの性能に関しては、古くから関心が寄せられ内外で数多くの研究(1)~(11)がなされているが、タービン特性に影響を与える因子が多く未だ十分な結果が得られていないようである。著者らは前報(6)で流量特性について報告したが、出力特性については、理論的にタービンを駆動する脈動流れの空気動力を見積ることの困難さに加え、実験的にも非定常流下での変動値の諸量を正しく測定することは、今日の発達した計測技術をもってしても種々の困難を伴うため、未解決の問題として残されている。

機関と排気過給機の適合計算などに通常用いられる準定常法によるタービン性能予測に関しても、その成立する程度や評価域が各研究者により異なり、脈動周波数、振幅などの明確な限界が示されていないようである。タービン出力予測に準定常流れ仮定の手法を用いる場合、第一に広範囲な定常性能曲線と総圧波形を組み合わせた変動出力値を求めることが必要であり、第二にその評価基準となる動圧駆動時の正確な平均動力が要求されるが、タービンの回転速度が高いことや回転質量に影響を及ぼすことなどによりその正確な計測に難があった。それ故、我々は排気過給機用タービンの出力計測に位相差式トルク検出器を用いて出力計測の正確を期し、それに基づいて準定常法解析の成立程度の評価を試みた。更に、準定常法予測には自ら限界があるものと思われ、全作動域で同手法を適用するには無理が生じると考えられるので、タービン内部流れに特性曲線法を適用して理論解析を行い、両方法よりタービン出力特性についてある程度の知見を得たので報告する。

2. 実験装置および方法

基本的な装置は、前報で用いたものとほぼ同様であるが、出力測定に改良を施した。即ち、圧縮機の特性をを用いた従来の方法では圧縮機入口・出口の温度上昇差の測定精度が問題になり、脈動流下での正確な出力測定に限界があるものと思われる。それ故、本報では位相差式トルク検出器を排気過給機用タービン部と圧縮機部を切り放してそ

ガスタービン広島地区講演会講演論文集

の中間に挿入し、両者はマイクロ・カップリングで結合させ、トルクメータを内蔵した排気過給機を構成した。トルク検出器との組立概略図を図 1 に示す。基本的には 2 台の排気過給機を用い、一方を軸受け部を残して圧縮機を切り放してタービン部を構成し、他方を同様にして負荷吸収用圧縮機とした。供試トルク検出器(12)～(14)は振り軸の両端に歯車を装着し、軸の振れ角を電磁検出器によって非接触で取り出し、位相差信号電圧をデジタル処理するもので、精度が高く減速機を介せず高速に耐える利点がある。主な仕様は、定格トルク 1 Kgm, 最大回転速度 16,000 rpm, 入出力軸径 14 mm, 振り軸最小径約 10 mm, 慣性モーメント GD^2 4.1 $\text{Kg}\cdot\text{cm}^2$ である。

供試タービンは、前報と同じ小型ディーゼル機関排気過給機用ラジアルタービンで、圧力比 2.6, 定格回転速度 46,000 rpm, 動翼外径 140 mm, 円周二分割の部分送入口方式のものを全周送入口として空気運転した。軸受け損失は動翼の円板摩擦損失よりも大きく無視できないと思われるので、タービン側、負荷側各々で油温と油量により平均損失動力を見積もった。実験は脈動周波数を 10～70 Hz と変化させ、波形は正弦波に準じたものを用い、全負荷状態でタービン修正回転速度 $N^*=800$ として行った。時間平均値はマノメータやトルク演算表示器、熱電対温度計などの計測器によって得た。総圧、総温度、流速およびトルクの変動値は一度データレコーダーに記録させた後、14 ビットの精度で A-D 変換を施しパーソナルコンピュータで処理した。サンプリング周期および点数は平均 2 サイクルで、1,350～2,000 点である。

3. 理論解析

タービン流路系を平均流線で代表される一次元流路モデルに置き換え、各境界では準定常流れが成り立つとして、特性曲線法を用いた動圧駆動タービンに関する研究も

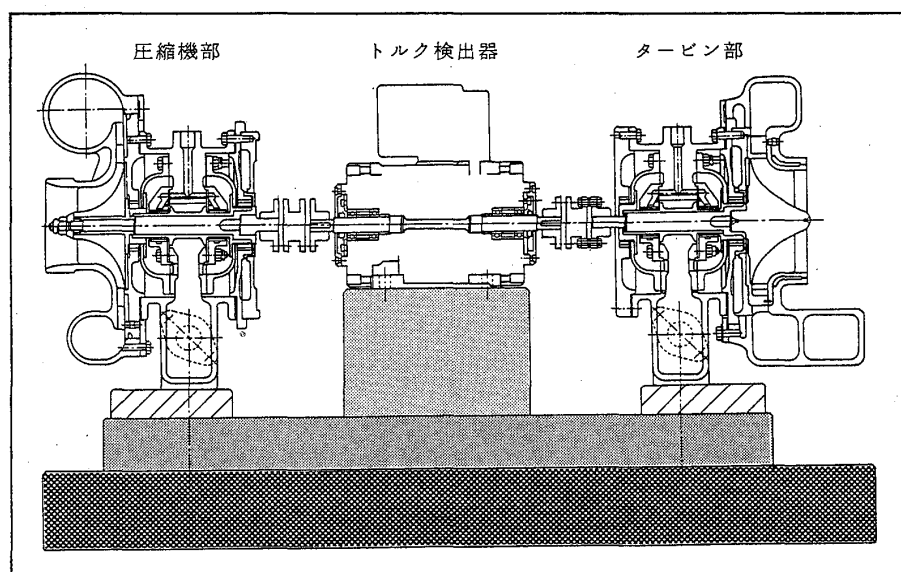


図 1 トルク検出器組立概念図

かなり行われている(7)~(11). しかし機関から過給機排気管出口までの全流路系について解析したものが多く, タービン単体を取り扱ったものは少ないようである. このことがタービン非定常問題の解明をより複雑にしている一因ではないかと思われる. それ故, 我々はタービン入口条件として実験などで求めた既知の条件を与え, 動翼出口は大気解放としますタービン内部について解析し, タービン性能予測の評価を試みた. 渦巻室, ノズルでは絶対流れを, ロータ内では相対流れを考えると, 連続の式, 運動の式, およびエネルギーの式は各々次式となる.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho u}{F} \frac{dF}{dx} = 0 \quad \text{..... (1)}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + G - H = 0 \quad \text{..... (2)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} - a^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - \rho (k-1) (q + uG) = 0 \quad \text{..... (3)}$$

ここで F は流路面積, a は音速, q は伝熱, G は管摩擦, H は物体力を表し, 渦巻室, ノズルでは $H=0$ とした.

Wallace (7)は摩擦を省略し, 水町ら(9)は摩擦と逆流を考慮しているが, 本解析では摩擦と伝熱の影響を併せて入れ, 逆流を考慮している. また, 伝熱量はレイノズルのアナログを用い, 摩擦損失, および衝突損失等の値は定常流下のものを用いた.

4. 結果および考察

図 2 に通常の表示に従い修正回転速度をパラメータとした定常流下の出力特性を示す. 図中の各点は軸受け損失を考慮に入れた実測値である. 今回の実験範囲では, 瞬間膨張比の変動割合は 0~1.55 位まで変化しており, 準定常法をタービン性能予測に適用するには, 正確で広範囲な定常性能曲線が必要となる. 最低膨張比を表す実験点は, 渦巻室および圧縮機羽根車を取り去り, 負荷側を圧縮機軸受けのみとして最小負荷で作動させたときのものである. また, 点線で示された測定点以外の膨張比については外挿領域である.

図 3 はこの定常性能曲線とスクロール入口で得られた変動総圧波形および大気圧から求まる瞬間膨張比とにより, 準定常流れ仮定を

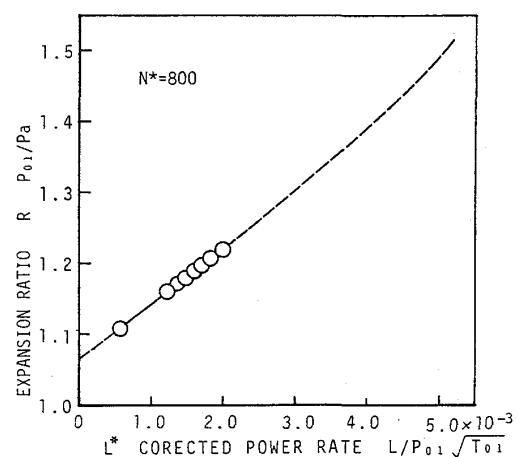


図 2 出力定常性能曲線

用いて脈動流下のタービン出力を予測したものである。出力が零となる点以下の膨張比については修正出力を全て零と置いた。実験条件は修正回転速度 $N^*=800$ のときのもので、トルク検出器によって得られた測定平均値 L_e を真の値とし、準定常法によって得られた平均値 L_q と比較し、それを速度振幅比 θ について表したものである。今回用いた波形は最も基本的な正弦波に近いものである故、 θ の定義は次のものを用いた。

$$\theta = \frac{(\text{最大流速} - \text{最小流速}) / 2}{\text{平均流速}}$$

即ち、 θ が零の場合定常流となり、1を越えると部分的に逆流が起る流れである。

図から明らかなように周波数の影響は少なく各周波数とも、準定常法で求めた出力は実測値をかなり良い精度で見積ることができ、速度振幅比への依存性も余り顕著でない。しかし全体の傾向として θ の増大と共に測定平均値に対して過小評価されるようになり、速度振幅比は準定常法出力予測に影響を与える一つの因子として作用する。今まで報告された出力に関する準定常解析で研究者によって結果が異なり、実測値との誤差が最大40%も見られたのは、定常値と組み合わせて出力の変動値を求めることの困難さに加え、その基になる定常性能や脈動流下の出力の実測値に大きな問題があったのではないと思われる。本解析によれば各周波数とも $\theta=0.5$ 位まではかなり高精度で準定常流れ仮定は成り立つと考えられる。 θ が大きくなると見積誤差も増大するが最大でも10%を越えないものと見られる。

次に、実験によって全領域の傾向を求めることは困難であるため、特性曲線法を用い準定常法に理論的検討を加えたのが図4である。即ち、前述の特性曲線法によって得られた数値解 L_n を評価の基準におき、タービン入口で実験条件と同一平均膨張比の総圧波形を与えたとき得られる瞬間膨張比と、実験より得られた各種損失係数を用いてタービン内部流れを解いて得られる定常性能曲線とを組み合わせる準定常理論解 L_{qn} の妥当性を検討した。また図5は特性曲線法によって得られた出力予測結果を同様にして、速度振幅比を用いて実測値と比較したものである。

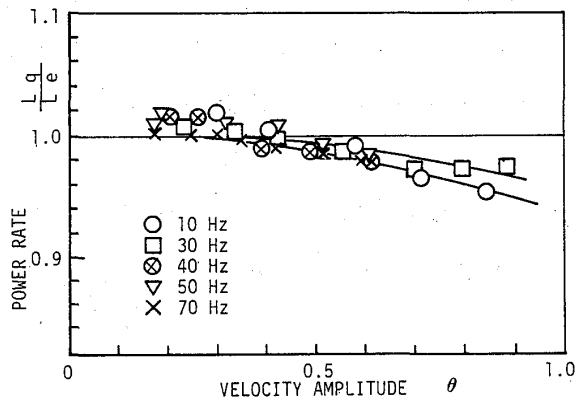


図3 準定常法による出力予測結果

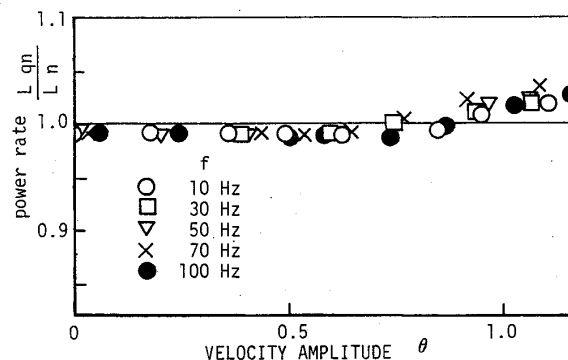


図4 準定常法出力理論解析

図 4 より脈動周波数によらず全体として十分満足の行く精度で予測されているかのように見えるが、図 5 の特性曲線法と実測値との出力比 L_n/L_e の推定誤差を考慮に入れると、 L_{qn} は実測値に対して過大評価される傾向にあり、 θ が大きくなると実験で用いた波形と計算で与えた波形の差によるためかその傾向が強まる。

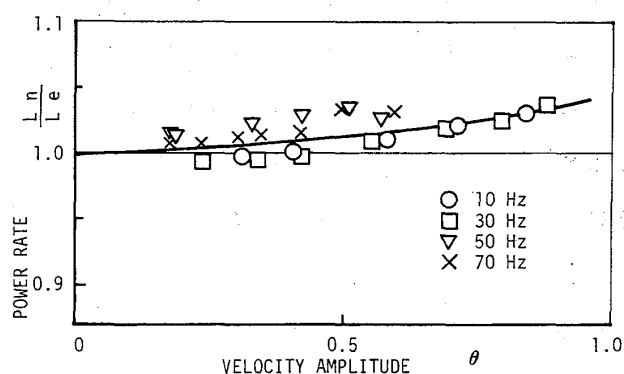


図 5 特性曲線法による出力解析結果

しかし θ が 0.5 位まではほぼ一定の傾向をみせ、準定常法出力予測はかなりの精度で成り立つものと思われる。

両準定常法解析結果から、機関との適合計算等の実用計算において、脈動流下のタービン出力予測に準定常法を適用しても大きな問題はないものと思われる。特に舶用機関等で問題となる排気周波数帯域では、脈動周波数による影響はほとんどないものと思われるが、機関が高負荷で運転される領域で速度振幅比による影響を受ける。

図 5 の特性曲線法解析においても脈動周波数の影響は見られない。結果のバラつきは実験値のバラつきによるものと思われる。全体として僅かであるが過大評価される傾向にあり、速度振幅比が大きくなるにつれてその傾向が強まる。しかし、最大振幅 $\theta = 1.0$ の点でも実測値との誤差は最大で約 5% のオーダーであり、従来報告されているものよりかなり良い一致を見ており、本解析が妥当なものと考えられるが、境界条件等について非定常性の影響を吟味し更に精度向上を計る予定である。

次に、渦巻室入口の流れ変動に対応した瞬時トルクの測定例を図 6 に、理論解析例を図 7 に示す。両図とも横軸は流れの変動周期を表す時間軸であり、総圧、速度並びに総温度波形を併せて載せてある。測定されたトルク波形に軸受け損失は含まれていないが、このような波形の実測例はこれまで見あたらないようである。羽根車で受けた力が検出器に伝わるまでの位相遅れはあるものの、良い対応をしているのが分かる。

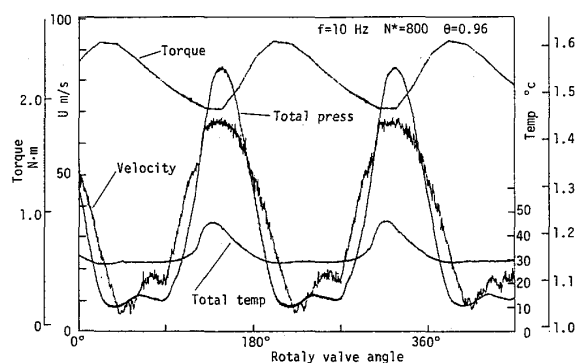


図 6 トルク変動測定波形例

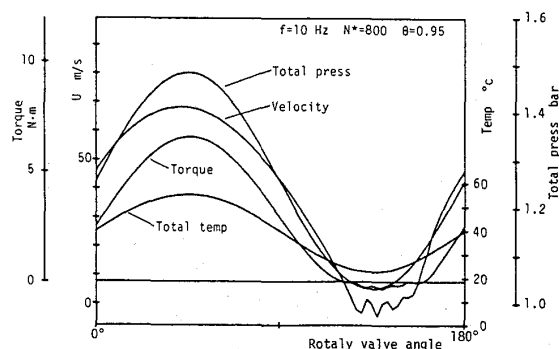


図 7 数値解析波形例

動翼のなす仕事は角運動量の変化として与えられ、これは質量流量と周速の積に比例する値であるから、密度の変化を微小と考えるならば、流れの状態に準じたものとなる。従って図 7 のように流速変化に応じてトルクが負となる場合も起こり得る。ことは水町ら(9)によって報告されているものと同一である。これまでこのような状態では逆にタービンが流体を駆動するように説明されてきたが、実際には流れが翼間をスリップ流れしていわゆるウインディッツ状態を構成し、このことが脈動流下の効率低下の一因になっていたものと考えられる。更に実測された過給機のブロワになされたトルク波形は回転質量の慣性モーメント、いわゆるハズミ車効果によって平滑され図 6 のような形になる。この傾向は脈動周波数が高く速度振幅比が小さい程強く現われ周波数が高くなると θ が大きくなっても実際のトルク変動は少なくなる。このことから周波数が低いときは速度振幅比の影響を強く受け、周波数が高くなると余り影響されなくなる。即ち、機関が低速、高負荷域でその影響が大きいものと思われる。

5. あとがき

排気過給機用タービンの出力特性について調べた結果、以下のような結論を得た。

- (1) トルク検出器をタービン動力測定に採用したことにより、評価の基準が安定し良好な解析結果が得られた。
- (2) 準定常法並びに特性曲線法解析においても脈動周波数の影響は顕著でない。
- (3) 速度振幅比は両解析に影響を与える一つの因子として作用する。
- (4) 準定常法出力解析は速度振幅比 $\theta=0.5$ まではかなりの精度で成立するが、 θ が高くなると推定誤差を生じる。
- (5) 脈動周波数が低く、 θ が大きい程、トルク変動はその影響を強く受ける。

最後に、排気過給機用タービンの改造およびトルク検出器の組立にあたり、(株)新潟鉄工所・六日町工場に多大なご協力を賜りましたことを記して深く謝意を表します。

< 参考文献 >

- (1) Wallace, F.J. and Blair, G.P., ASME paper, 65-GTP-21 (1965), 1
- (2) Wallace, F.J., Adgey, J.M. and Blair, G.P., Proc. Inst. Mech. Engrs., vol. 184, Pt. 1 (1969-70), 183.
- (3) Benson, R.S. and Scrimshaw, K.H., Proc. Inst. Mech. Engrs., vol. 180, Pt. 3J paper 23, (1965-66), 74
- (4) 宮下・ほか 3 名, 石播技報, 13-3 (昭 48-5), 259
- (5) Kosuge, H. et al., Trans. ASME, J. Eng. power, 98-1 (1976), 53.
- (6) 小西・平山, 日本ガスタービン学会秋季大会鹿児島地区講演会講演論文集, 31
- (7) Wallace, F.J., and Adgey, J., Proc. Inst. Mech. Engrs., vol. 182, Pt. 3H (1967-68), 22.
- (8) 是松, 平山, 機論, 41-341 (昭 50-1), 240 and 250
- (9) 水町・ほか 4 名, 機論, 44-388 (昭 53-12), 4272.
- (10) 吉識・ほか 3 名, 機論, 45-394 (昭 54-6), 904
- (11) 吉識・ほか 3 名, 日本ガスタービン学会誌, 12-47 (1984), 41
- (12) S. Ohigashi, G. Ono & S. Machida, SAE Trans., 74, 650041 (1966) 226.
- (13) 小野, 日本機械学会誌, 65-551, (1964), 1885
- (14) 小野, 計測と制御, 10-6, (1966), 226

B-3

メタノールの改質器付きガスタービンの性能に対する各パラメータの影響

* 谷村和彦 (川崎重工 ジェットエンジン事)

檀上旭雄 (大阪府立大学 工学部)

1. まえがき

著者らは前回定期講演会にて、メタノールの分解及び改質器付ガスタービンの性能解析を行い、メタノールが単に石油代替燃料の一つであるだけでなく、高い熱効率を示すすぐれた熱機関であることを発表した¹⁾。本研究では、その続報として前回設定したパラメータの一部を手直しした上で各パラメータ(水・メタノールモル比W、改質ガスの反応器出口温度 T_{RQ} 、化学平衡達成率 R_c 等)を変化させた場合のガスタービンの性能に対する影響を明らかにした。本報告では以下にその詳細を述べる。

2. 燃料メタノールを用いたガスタービンの作動流体の特性

2.1 ガス特性

サイクルの各点における状態を決定するためにガス特性として次の仮定を設ける。

1) ガス中の各成分は表-1に示すような、温度に依存する比熱をもつ理想ガスとする。

2) 空気は、酸素と窒素から構成されており、

重量比は23.3%と76.7%とする。

3) 燃料は完全燃焼とし、燃焼ガス成分は

二酸化炭素と水蒸気、窒素及び酸素よりなる。

$$h_2 - h_1 = \sum_{i=1}^j m_i \int_{T_1}^{T_2} C_{pi} dT$$

$$s_2 - s_1 = \sum_{i=1}^j m_i \left[\int_{T_1}^{T_2} \frac{C_{pi} dT}{T} - R \ln \left(\frac{p_{i2}}{p_{i1}} \right) \right]$$

2.2 液体特性

水及びメタノールは表-2に示す一定の比熱を持ち、温度 T における蒸発潜熱は、

$$\begin{aligned} r_s &= h'' - h' \\ &= (h'' - h_0'') - (h' - h_0') + (h_0'' - h_0') \\ &= r_{s0} + \int_{T_0}^T C_p dT - C_{pl} (T - T_0) \end{aligned}$$

と表される。

又、飽和蒸気圧はAntoineの式にしたがうものとする

ガスタービン広島地区講演会講演論文集

表-1 気体の定圧比熱 C_p (J/mol·K)

	a) $C_p = a + b \cdot T + c \cdot T^{-1} + d \cdot T^{-1/2} + e \cdot T^{-2}$				
	a	b	c	d	e
O ₂	48.17	0	3556	-536	0
N ₂	39.60	0	-8066	0	1498000
CO ₂	67.80	0	-15200	0	1821000
H ₂ O	83.09	0	17400	-1860	0

	b) $C_p = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4$				
	a	$b \times 10^3$	$c \times 10^6$	$d \times 10^9$	$e \times 10^{12}$
CH ₃ OH	15.157	104.256	-29.518	0	0
H ₂	25.776	19.5	-40.498	36.776	-11.323
CO	31.819	-20.374	48.316	-35.623	9.072

表-2 液体の定圧比熱 C_{pl} および蒸発潜熱 r_s

	C_{pl} [J/mol·K]	r_{s0} [J/mol]
CH ₃ OH	82.220	37489*
H ₂ O	75.222	43974*

* 101.3 kPa, 25 °C

$$\log_{10} P = A - B / (C + T)$$

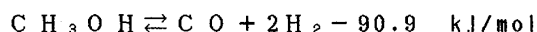
ここで P (kPa) は温度 T (K) における飽和蒸気圧であり定数は表-3に示す値を用いた。

表-3 Antoineの方程式の係数 ⁵⁾

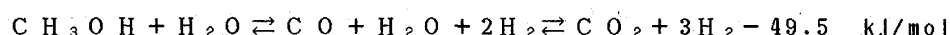
	A	B	C
CH ₃ OH	7.0224	1474.08	-44.02
H ₂ O	7.079	1663.12	-45.29

3. メタノールの分解反応と改質反応

メタノールは低温において活性が高く (200℃～400℃)、適切なCu-Zn-Al系触媒に接触させることで吸熱反応を起こして水素と一酸化炭素に分解する (分解反応)。



ここでさらに水蒸気が存在していると分解により生じた一酸化炭素と反応して、二酸化炭素と水素になる (改質反応)。

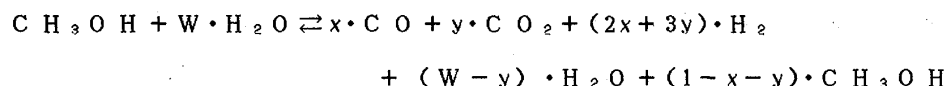


これら2種類の吸熱反応をガスタービンの排熱を利用して行うことで、より大きな発熱量の燃料を燃焼器に送り、熱効率を改善することができる。

4. 改質器における反応と伝熱条件

4.1 改質器における反応

改質器の反応器にはガスタービンの燃焼器内圧より3気圧高い圧力で、改質器入口温度 T_{R1} で供給されたメタノールと水蒸気の混合ガスは、タービンの排ガスを熱源として分解、改質反応を行いながら改質器出口温度 T_{R0} で改質器を出て行くものとする。理想的なケースとして改質ガスが反応器出口温度で化学平衡に達しているものとする (W: 水・メタノールモル比、x: 分解率、y: 改質率)、反応器出口温度にて改質ガスは



となっており、各ガスの分圧は下記

表-4 圧力平衡定数の推定値

の圧力平衡式を同時に満たしている。

$$K_{PCO} = \frac{[P_{CO}] [P_{H_2}]^2}{[P_{CH_3OH}]}$$

$$K_{PCO_2} = \frac{[P_{CO_2}] [H_2]^3}{[P_{CH_3OH}] [P_{H_2O}]}$$

温度℃	分解 $\log_{10} K_{PCO}$	改質 $\log_{10} K_{PCO_2}$
200	1.635	3.985
225	2.179	4.304
250	2.671	4.595
275	3.118	4.862
300	3.525	5.108
325	3.907	5.340
350	4.259	5.554

これらの反応において30気圧にてメタノールの全反応率 (分解率 + 改質率) が90%以上となる反応温度は $W = 0.1$ で300℃、0.5で280℃、1.0で250℃、2.0で200℃以下となる。

実際の改質器においては反応器での滞留時間、触媒、伝熱能力、温度、水・メタノール比等の影響で反応進行の度合が変化する。そこで改質器出口温度における平衡状態に対して実際の反応がどこまで進行しているかを平衡達成率 R として表し、その影響を評価する。(図1、2に各水・メタノール比における平衡状態を示す。)

4.2 改質器における伝熱条件

改質器のモデルは図3のような対向流式を想定し、反応器と水の蒸発器、メタノールの蒸発器からなっている。

反応器で熱交換を行ったガスは、運転に必要な大気温度 T_1 の水とメタノールの反応器入口温度 T_{RI} の蒸気に加熱するのに必要な熱量比に分配されてそれぞれの蒸発器に送られている。図4の改質器内の温度分布図からわかる通り伝熱温度差が小さくなるのは、①排ガスの改質器入口温度 T_8 と改質ガスの反応器出口温度 T_{RO} ②排ガスの反応器出口温度 T_{PRF} と燃料ガスの反応器入口温度 T_{RI} ③メタノール蒸発器のピンチポイント $T_{PM} - T_{UM}$ ④水蒸発器のピンチポイント $T_{PW} - T_{UW}$ の4箇所である。

本計算ではサイクル成否の目安として最小伝熱温度差としてガス-ガス間伝熱で 50°C 以上、ガス-液体間伝熱で 15°C を想定した。

5. 性能計算

性能計算に設定したガスタービンの各要素効率を表4に示す。これらの基本条件を基にして改質ガスの反応器出口温度 T_{RO} 、水・メタノール比 W 、平衡達成率 R_f を変化させて熱効率の変化を調べた。

この計算では W は 0.1 から 7 まで想定したが、 $W=0.1$ のサイクルでは反応の 80% 強が分解反応となるため改質器と呼ぶのはふさわしくない。

分解器付ガスタービンの反応器では、副反応として炭素析出反応が起こりやすいためにあらかじめ少量の水を混合して使用することが予想される。本計算では $W=0.1$ のサイクルを実用上の分解器付ガスタービンサイクルの計算と見なす。

また、改質反応に必要な水をタービンの排熱で蒸留するとした場合、水・メタノール

図-1 改質器における分解・改質率 ($W=0.1$)

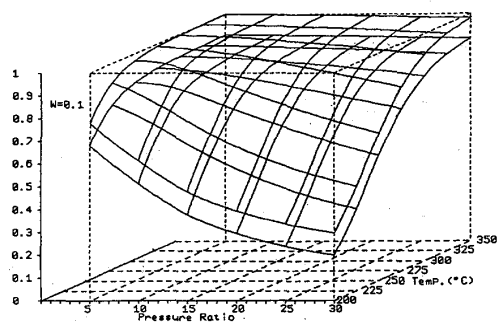


図-2 改質器における分解・改質率 ($W=3.0$)

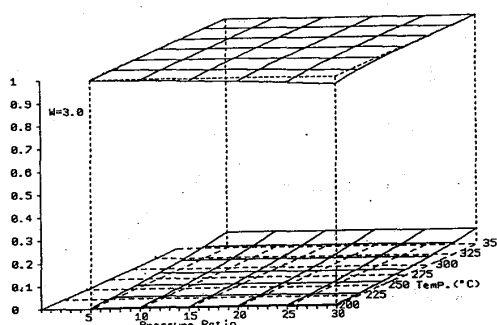


図-3 改質器内部の温度分布

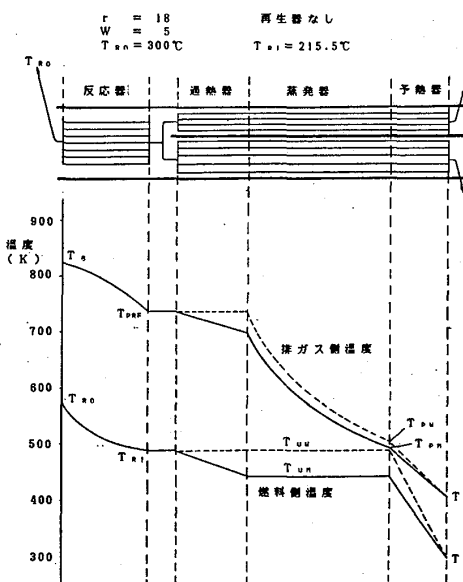


表-5 性能解析の設定値

圧縮機の断熱効率	$\eta_c = 0.85$
タービンの断熱効率	$\eta_t = 0.87$
燃焼効率	$\eta_b = 0.98$
燃再生器温度効率	$\eta_r = 0.75$
機械効率	$\eta_m = 1.00$
大気温度	$T_1 = 298.15$
タービン入口温度	$T_3 = 1400 \text{ K}$
熱交換器圧損	$\Delta P / P = 0.04$
燃焼器圧損	$\Delta P / P_{comb} = 0.02$
改質器内圧損	$\Delta P / P = 0.04$

ルモル比、熱効率の上限がどう変化するか調べた。 図-4 蒸留器付き水蒸発装置の概念図

6. 計算結果

6.1 改質ガスの反応器出口温度 T_{R0} の影響

平衡達成率を100%とした上で、 T_{R0} を変化させた場合の熱効率の変化を水・メタノールモル比 W が0.1、3.0について示す。

$W=0.1$ の熱効率は3.0に比べ低温側で T_{R0} 上昇による熱効率の改善が著しい。これは W が0.1では反応のほとんどが分解反応となり、温度、圧力の影響を受け、特に低温高圧では反応があまり進行していないためである。
 $W=0.1$ の場合反応が事実上完結しているのは300℃以上と見なしてよい。

一方 W が3.0の場合には T_{R0} を上昇させても熱効率改善ペースはほぼ一定である。これは W が大きくなると200℃でも反応がほとんど完結してしまうために、熱効率の改善は改質ガスの温度上昇による熱回収によりなされているためである。

6.2 平衡達成率 R_f の影響

改質器における平衡達成率は熱効率に大きな影響を与える。平衡状態の影響を除くために T_{R0} を300℃とした時の各 W の熱効率と平衡達成率の影響を調べると、 W が大きくなるにつれてその影響が小さくなることが言える。

W が0.1の場合平衡達成率が10%改善されることで熱効率が1.3%向上するが、 W が3.0においては0.8%しか改善しない。これは W が小さいほど分解反応の比率が大きくなるためと、 W が大きくなると水の蒸発潜熱による熱回収量が大きくなり全熱回収量に対する反応熱の割合が小さくなるためである。

6.3 水・メタノールモル比 W の影響

T_{R0} を300℃、 R_f を100%とした場合に、 W を0.1、0.5、1.0～6.0とした時の各熱効

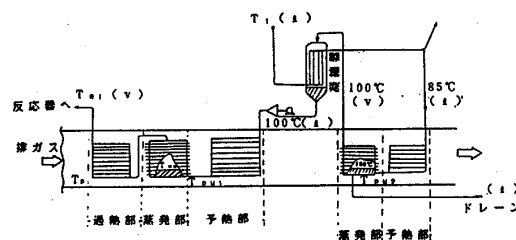


図-5 改質器付サイクルの熱効率 ($W=0.1$)

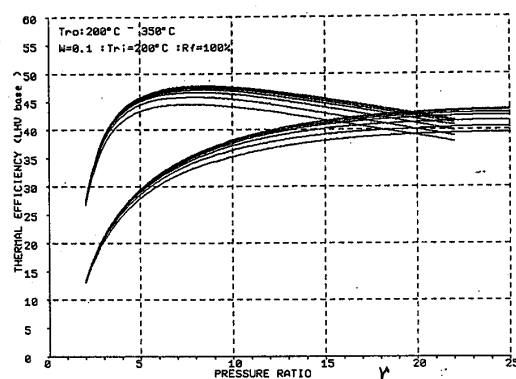


図-6 改質器付サイクルの熱効率 ($W=3.0$)

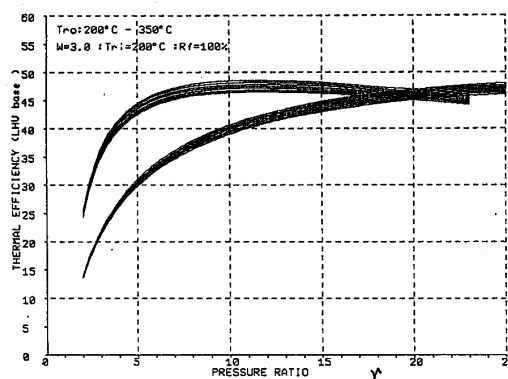
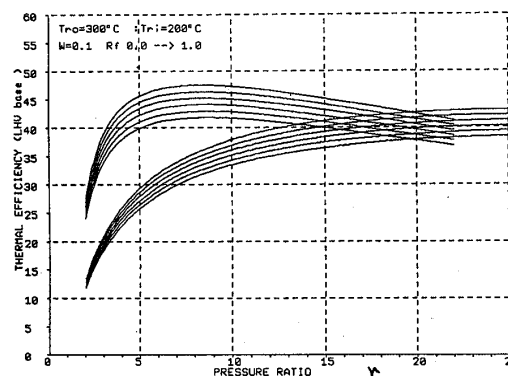


図-7 改質器付サイクルの熱効率 ($R_f=0\sim100\%$)



率を図8に示す。このグラフから再生器を併用した場合、 $W = 1.0$ で熱効率が最小となっていることがわかる。これは分解反応の方が改質反応よりも単位メタノール当りの熱回収量が大きいので、 W が1.0以下の場合にはその増加により分解率の減少、改質率の増加が起こり反応による熱回収量が減少し熱効率が低下してしまう。 W が1以上になるとメタノールのほとんどは改質反応を起こすため W にかかわらずほぼ一定の反応熱回収量を持つ。そして水の比率が増加する分だけその蒸発潜熱による熱回収量が増加するため W が1以上では W の増加に伴い熱効率が改善される。この条件 ($T_{R0} = 300^\circ\text{C}$, $R_f = 100\%$) では $W = 0.1$ と

3.0、0.5と2.0の最大熱効率はほぼ等しくなっている。また W が大きくなるにつれて熱効率の最適圧力比が大きくなっている。

再生器なしのサイクルでは再生器ありのサイクルに比べ $W = 0.1$ と0.5、1.0の熱効率はほぼ等しく W が大きくなるにつれて熱効率が良くなっている。

6.4 伝熱条件と運用限界

設定したサイクル中、伝熱条件を満たさなかったケースは $W = 0.1$ 、 $R_f = 100\%$ 、再生器付サイクルで T_{R0} が 325°C 以上で低圧力比の場合と、 $T_{R0} = 300^\circ\text{C}$ 、 $R_f = 100\%$ で再生器の有無にかかわらず W が5以上で、高圧力比の場合であった。

$W = 0.1$ 、 $R_f = 100\%$ 、 $T_{R0} = 350^\circ\text{C}$ 、再生器付のモデルで、伝熱条件で示した改質器内の4組の温度と、圧力比のグラフを図9に示す。

このグラフによると圧力比が6以下では排ガスの改質器入口温度 (= 再生器出口温度) T_0 と改質ガスの反応器出口温度 T_{R0} との伝熱温度差が 50°C よりも小さくなるためにサイクルが成立しない。最小伝熱温度差を 75°C 、 100°C とすると圧力比の下限はそれぞれ7、12となる。

$T_{R0} = 300^\circ\text{C}$ 、 $R_f = 100\%$ 、 $W = 5$ で再生器なしの改質器内部温度と圧力比のグラフを図10に示す。この場合には水の蒸発器におけるピンチポイントにて伝熱条件を満たさなくなってサイクルが成立しない。最小伝熱温度差を 30°C 、 45°C としたとき、圧力比の上限はそれぞれ16、14となる。

水の蒸溜器を利用したサイクルの熱効率と圧力比のグラフを図11に示す。水の蒸

図-8 改質器付サイクルの熱効率 ($W=0.1\sim6.0$)

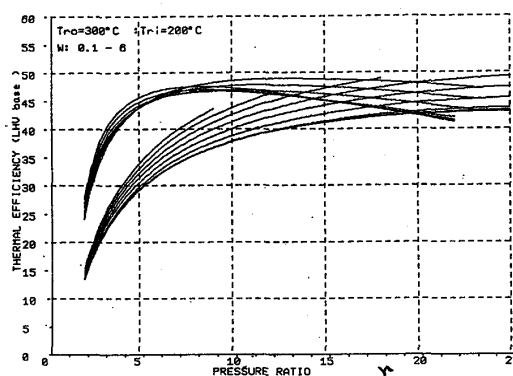
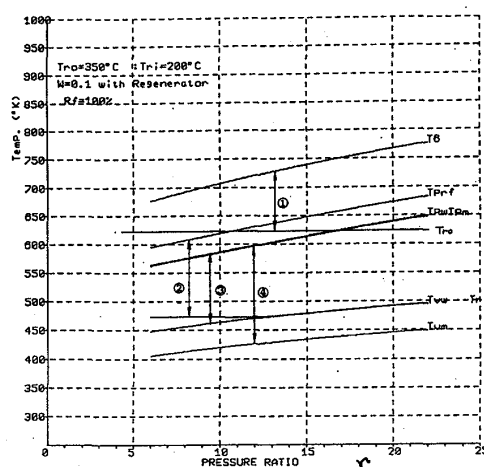


図-9 改質器内の温度-圧力比 (再生器付)



溜器を追加したことで水の蒸溜器におけるピンチポイントを満たさなくなるためにあまり大きな W はとれなくなる。熱効率が最大となる W は水の蒸溜器を追加することで4から3に小さくなる。

7. まとめ

再生器なしの場合、熱効率は W が1以下ではほとんど変化していない。微視的に見れば低圧側（圧力比8以下）では W が小さい方が熱効率は良いが、高圧側では W が1に近い方が熱効率が良い。 W を1以上で大きくするにつれて熱効率は向上するが、 W が5以上になると水の蒸発器で飽和蒸気と排ガス間で伝熱温度差が不足するために圧力比上限が生じ、 W の増加に連れて小さくなる。

再生器を併用する場合には、 W が小さい場合（ $W \leq 0.5$ ）、改質ガスの出口温度を高くすると反応器の出口にて排ガスとの伝熱温度差が小さくなるためにサイクルが成立しない。再生器付のサイクルでは熱効率は各 W ごとに極大値をとるが、 W が1以下の場合にはその増加とともに減少し、 $W = 1.0$ にて最小値をとる。 W が1以上ではその増加とともに最大熱効率も増加するが、 W が5以上になると再生器なしの場合と同じく水の蒸発器にて伝熱条件を満たさなくなるためにサイクルが成立しなくなる。

最大熱効率をあたえる水・メタノールモル比 W は再生器付、なしのサイクルとも4程度で、水の蒸溜器を併用する場合には3程度となる。

文 献

- 1) 檀上、谷村、沢田、第14回GTSJ第14回講演会論文集（昭61）、105.
- 2) R.Ware, Thermodynamics, McGraw Hill 1979.
- 3) 水谷幸夫、燃焼工学、森北出版、1977.9.
- 4) 日本機械学会、技術資料 流体の熱物性値集 1983.
- 5) A.Deam, Hand book of Chemistry, 14th Ed. McGraw Hill N.Y., 1973.

図-10 改質器内の温度-圧力比（再生器なし）

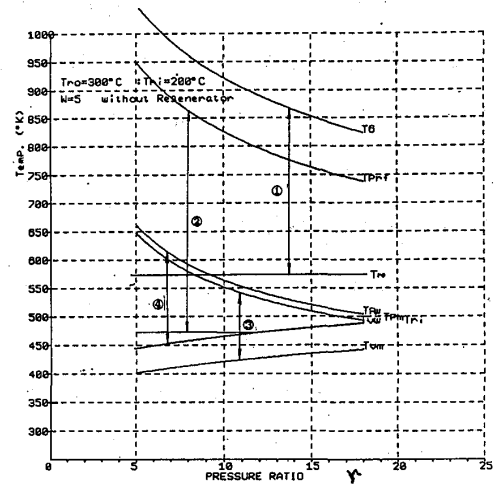
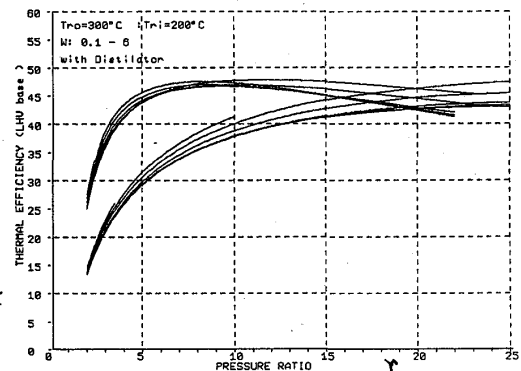


図-11 蒸溜器付サイクルの熱効率



スクラムジェットエンジンの 最適形状決定

* 辻川 吉春	(大阪府立大学工学部)
塚本 祐二郎	(大阪府立大学大学院)
藤井 昭一	(航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

高マッハ数で飛行する極超音速機用のエンジンとして、ロケットや空気吸込エンジンの複合型を始め多数の形式が提案されており、なかでもスクラムジェットエンジンが最も有望である。もし巡航マッハ数が5以上と高い場合には、スクラムジェットエンジンのインレット・ディフューザでの面積収縮比、燃焼器における入口と出口の面積比や面積変化率は、離陸、上昇の低マッハ数域から巡航の高マッハ数域までの広範囲にわたって良好な性能を発揮するように決定されなければならない。そのためには、それぞれのマッハ数域に対して異なった面積比を採用しなければならないという問題点が生じる。これに関連してスクラムジェットエンジンサイクルの解析では、インレット・ディフューザ内の流れ、燃焼器内の流れ、ノズルでの流れのようにいくつかの領域に分けて解析を進めるのが一般的であり、なかでも主な燃焼モードが亜音速よりむしろ超音速で起こる燃焼器内の流れの解析が重要である。燃焼器内の流れの解析については、これまで大別して三つの方法が提案されている。まず、静圧、全温、熱放出量等の値を前もって実験により求めて用いる方法がある。¹⁾ これらの量は超音速燃焼器内の圧縮場と、燃焼器入口やその付近での燃焼によって生成される圧縮場を区別することはできないが、燃焼器出口での流れの状態をかなり正確に予測できる。第2の方法は圧力、マッハ数、面積、密度等を一定として取り扱う単純化された方法²⁾であるが、燃焼の前段階での圧縮過程をうまく取り扱えない、つまり衝撃波がない場合や垂直衝撃波の場合のみしか取り扱えないという難点がある。最後にCroccoの指数法則 $pA^\varepsilon / (\varepsilon - 1) = \text{const.}$ を利用する方法があり、燃焼器の上流での圧縮場の強さを熱放出量の関数として予測することが可能であり、性能評価法としては最もよく用いられている。またWaltrupら³⁾がこれらの方法を用いて最適なエンジンサイクルの決定について報告しているが、結局のところ試行錯誤的方法を採用しており、計算は煩雑である。そのため本研究においては、燃焼器内の流れを解析するのにCroccoの指数法則関係とDobrowolskiの1次元解析⁴⁾を採用し、比推力あるいは推力係数を目的関数として、これらが最大になるようにエンジン形状(面積比)の決定を乗数法を用いた最適化手法により行った。

2. 各構成要素における取り扱い

モデルの概略を図1に示す。簡単化のためにエンジンをインレット、燃焼器、ノズルの三つの領域に分けて取り扱う。

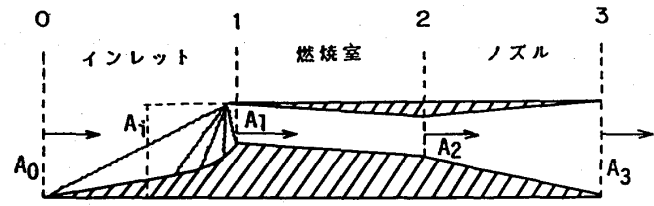


図1 スクラムジェットエンジンのモデル

2.1 インレット

エンジンに流入する空気流量は $\dot{m}_a = \rho_0 A_0 u_0$ で与えられる。インレットの断面積を A_i とすると面積比 (Air capture ratio) A_0/A_i は一般にマッハ数によって変化するが、本解析では、マッハ数の大きい場合を取り扱うので、 $A_0/A_i = 1$ とする。インレットにおいて5個の斜め衝撃波が発生すると仮定する。インレットの全圧効率 (圧力回復率) p_{t1}/p_{t0} はインレット出口マッハ数 M_e の関数となる。5個の斜め衝撃波の衝撃波角または偏向角の決定は圧力回復率 p_{t1}/p_{t0} が最大になるように乗数法による最適化手法を用いて求める。1つの斜め衝撃波の前後での全圧比 p_{t2}/p_{t1} は直前のマッハ数 M_1 と衝撃波角 β を用い

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right\}^{-1/\gamma-1} \left[\frac{\{(\gamma-1)/2\} M_1^2 \sin^2 \beta + 1}{\{(\gamma-1)/2\} M_1^2 \sin^2 \beta} \right]^{-\gamma/\gamma-1} \quad (1)$$

と表される。ここで γ は比熱比である。

飛行マッハ数 M_0 、偏向角 θ_i 、衝撃波角 β_i 、インレット出口マッハ数を M_e とすると全体の全圧比 p_{t2}/p_{t1} は次のアルゴリズムで得られる。

Step-0 $i=1$ とする。

Step-1

$$\frac{p_i}{p_{i-1}} = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right\}^{-1/\gamma-1} \times \left[\frac{\{(\gamma-1)/2\} M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i + 1}{\{(\gamma-1)/2\} M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i} \right]^{-\gamma/\gamma-1}$$

Step-2

$$\theta_i = \tan^{-1} \left[\left\{ \left(\frac{\gamma+1}{2} \frac{M_{i-1}^2}{M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i - 1} - 1 \right) \tan \beta_i \right\}^{-1} \right]$$

$$M_i = \frac{1}{\sin(\beta_i - \theta_i)} \sqrt{\frac{1 + \{(\gamma-1)/2\} M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i}{\gamma M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i - (\gamma-1)/2}}$$

Step-3 $i=5$ ならばストップさもなくば $i=i+1$ として Step-1 へ

パラメータ β_i について、個々の衝撃波前後の全圧比が求まり、全体では

$$\frac{p_{t1}}{p_{t0}} = \frac{p_1}{p_0} \frac{p_2}{p_1} \frac{p_3}{p_2} \frac{p_4}{p_3} \frac{p_5}{p_4} \quad (p_{t0} = p_0) \quad (2)$$

となる。ここでの制約条件として

$$h_1(\beta) = M_5 - M_e = 0 \quad (3)$$

$$g_j(\beta) = -\beta_i \leq 0 \quad (i=1,2,\dots,5, j=1,2,\dots,5) \quad (4)$$

$$g_j(\beta) = \beta_i - \pi/2 < 0 \quad (i=1,2,\dots,5, j=6,7,\dots,10) \quad (5)$$

が考えられる。また、この時インレット出口（燃焼室入口）でのガスの密度および圧力はStep-2において

$$\frac{\rho_i}{\rho_{i-1}} = \frac{\tan \beta_i}{\tan(\beta_i - \theta_i)} \quad (6)$$

$$\frac{p'_i}{p'_{i-1}} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{i-1}^2 \sin^2 \beta_i - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (7)$$

となり

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\rho_3}{\rho_2} \frac{\rho_4}{\rho_3} \frac{\rho_5}{\rho_4} \quad (6')$$

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p'_1}{p'_0} \frac{p'_2}{p'_1} \frac{p'_3}{p'_2} \frac{p'_4}{p'_3} \frac{p'_5}{p'_4} \quad (7')$$

で求まる。

2.2 燃焼器

燃焼器では次式で表されるCroccoの圧力-面積指数関係を用いる。

$$pA^\varepsilon / \varepsilon^{-1} = \text{const.} \quad (8)$$

比熱比を一定とし、摩擦損失がなく、外部への熱伝達を無視できるとすると、全温比とマッハ数の関係は次のようになる。

$$\frac{T_{t2}}{T_{t1}} = \left\{ \frac{N(M_2)}{N(M_1)} \right\}^2 \quad (9)$$

ここで

$$N(M) = M \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} / (\varepsilon + \gamma M^2) \quad (10)$$

この時、 $0 < \varepsilon < \gamma / (\gamma - 1)$ の範囲内で M_2 のとり得る最大値が存在し、これは臨界値で

$$M_{cr}^2 = \{ \gamma / \varepsilon - (\gamma - 1) \}^{-1} \quad (11)$$

となる。ある加熱量（燃焼に関与した燃料流量に対応する）と ε を与えた時の全圧損失は、燃焼器出口状態が臨界値になるような燃焼器入口マッハ数で達せられる。つまり、(11)式の M_{cr} を(9)式の M_2 に代入した式を満たすことが必要になる。この時の出

口における温度、圧力、断面積、全圧は、以下の各式で与えられる。

$$T_2 = T_{t2} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)^{-1} \quad (12)$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{\varepsilon + \gamma M_1^2}{\varepsilon + \gamma M_2^2} \right)^\varepsilon \quad (13)$$

$$A_2 = A_1 \left(\frac{\varepsilon + \gamma M_1^2}{\varepsilon + \gamma M_2^2} \right)^{1-\varepsilon} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{p_{t2}}{p_{t1}} &= p_2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)^{\gamma/\gamma-1} / p_1 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\gamma/\gamma-1} \\ &= \left(\frac{\varepsilon + \gamma M_1^2}{\varepsilon + \gamma M_2^2} \right)^\varepsilon \left\{ \frac{2 + (\gamma-1)M_2^2}{2 + (\gamma-1)M_1^2} \right\}^{\gamma/\gamma-1} \end{aligned} \quad (15)$$

2.3 ノズル

ノズル部を通過する燃焼ガスの状態として、(1) 熱力学的平衡に達している、(2) 燃焼器出口で凍結流れとなっている場合の二つが考えられる。実際の流れは、前者と後者の流量の比が1:2の割合で混合したものが用いられている例が多い。³⁾ 本研究では簡単化のために、等エントロピ変化の適正膨張とし、推力修正係数を乗じてその影響を表す。

燃焼器出口での全圧 p_{t2} 、全温度 T_{t2} のガスが、等エントロピの適正膨張によって p_0 まで膨張する場合、出口速度は

$$u_3 = \sqrt{2C_p T_{t2} \{1 - (p_0/p_{t2})^{(\gamma-1)/\gamma}\}} \quad (16)$$

となる。またノズル出口断面積は、

$$A_3 = A_2 \sqrt{(p_2/p_{t2})^{2/\gamma} - (p_2/p_{t2})^{(\gamma+1)/\gamma}} / \sqrt{(p_0/p_{t2})^{2/\gamma} - (p_0/p_{t2})^{(\gamma+1)/\gamma}} \quad (17)$$

のように表される。

したがって、推力 F は、推力修正係数を ϕ_F として

$$F = \phi_F \dot{m} (u_3 - u_0) \quad (18)$$

となる。一方、燃料流量 $\dot{m}_f$ は、

$$\dot{m}_f = \dot{m} C_p (T_{t2} - T_{t1}) / H_u \quad (19)$$

と表される。この式中 H_u は燃料の単位質量当りの発熱量を表しており、その結果、燃料比推力 I_{sp} は

$$I_{sp} = F / \dot{m}_f \quad (20)$$

となり、推力係数 C_F は次式のように表される。

$$C_F = F / q_0 A_0 = F / \frac{1}{2} \rho_0 u_0^2 A_0 \quad (21)$$

3. 最適化問題

第2章で各構成要素において成り立つ方程式を考慮した。本章では、これらを基にして得られる比推力 I_{sp} あるいは推力係数 C_F を最大とするエンジン形状を決定する最適化問題を展開する。パラメータとしては、 M_1/M_0 , M_2/M_0 , T_{t2}/T_{t1} , ε の4つにより間接的ではあるが、比推力が決定され、その他の断面積比等も得られる。等式制約として(12)、(14)の両式をとる。(14)式において M_2 を ε の関数としてパラメータの値を1つ減らすことも考えられる。 M_1 に対する最適な p_{t1}/p_{t0} については、あらかじめ M_1 に対する最適値を求めておき、 p_{t1}/p_{t0} を M_1 の簡単な多項式で近似する方法を採用する。図2に全圧比(圧力回復率) p_{t1}/p_{t2} を示す。

不等式制約については、まず $0 < \varepsilon < \gamma/(\gamma-1)$ なので

$$g_1(\theta) = -\varepsilon \leq 0, \quad g_2(\theta) = \varepsilon - \gamma(\gamma-1) \leq 0 \quad (22)$$

燃焼過程が全て超音速で進行すると仮定すると $M_2 > 1$ なので(5)式を考慮して(16)式中の $g_1(\theta)$ を

$$g_1(\theta) = 1 - \varepsilon \leq 0 \quad (23)$$

とする。 T_{t2}/T_{t1} は、空気流量と燃料流量から求められる当量比 ER によって決まり、 $ER=0$ のとき $T_{t2}/T_{t1} = 1$ であり、 $ER=1$ のときの T_{t2}/T_{t1} を前もって求める必要がある。その値を X とすると不等式制約は、

$$\begin{aligned} g_3(\theta) &= 1 - T_{t2}/T_{t1} \leq 0 \\ g_4(\theta) &= T_{t2}/T_{t1} - X \leq 0 \end{aligned} \quad (24)$$

となる。 $ER > 1$ の場合は、 $g_4(\theta)$ を省略すればよい。燃焼器入口では超音速であるから次式が成り立つ。

$$g_5(\theta) = 1 - M_1 \leq 0, \quad (25)$$

以上により、与えられた高度、飛行マッハ数に対するスクラムジェットエンジンの最適化がなされる。うまく凸性が保証されれば M_0 もパラメータの中に加え、与えられた高度での最適マッハ数が計算できる。結果の一例として、図3には比推力と当量比、図4には推

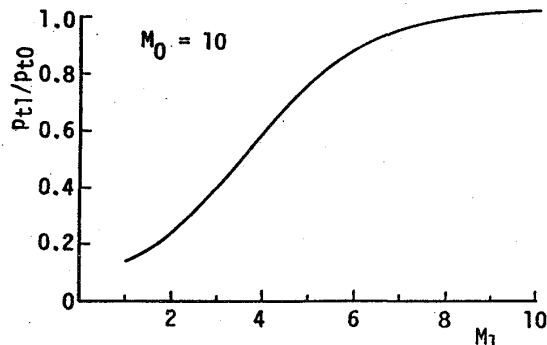


図2 圧力回復率

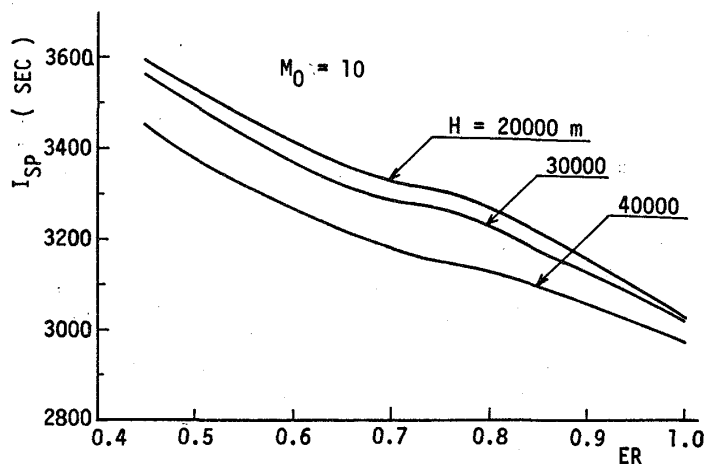


図3 当量比と比推力の関係

力係数と当量比の関係を、それぞれ $M_0=10$ の場合について高度をパラメータとして示す。

おわりに、この研究は高速燃焼研究会での成果の一部について報告したものであることを付記し、謝意を表する。

文献

- 1) Pinckney, S.Z., "Integral Performance Prediction for Langley Scramjet Engine Module," NASA TM-X-74038 (1978).
- 2) Hsia, H.T., "A Criteria for the Combustion Modes in Constant Area Combustors," ASME Paper 70-WA/AV-4 (1970).
- 3) Waltrup, P.T. et al., J. Spacecraft, Vol. 16, 163 (1979).
- 4) Dobrowolski, A., "Analysis of Nonconstant Area Combustion and Mixing in Ramjet and Rocket Ramjet Hybrid Engines," NASA TN D-3626 (1966).

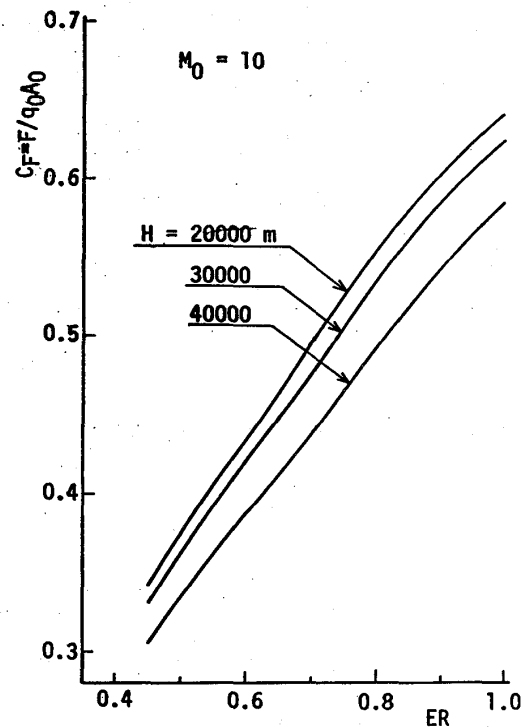


図4 当量比と推力係数の関係

1. まえがき

低燃費でしかも現在のターボファン機並みの高速で飛行可能な航空機を開発することを目的として、米国NASAでターボプロップファンの開発が1974年提案された。以来、欧米では、各種の計画が進められ、米国GEのUDF、同ハミルトンのATPは、すでに今年8月に地上試験を完了UDFは飛行試験も行っている。

高速飛行を可能にするためにプロペラは、現在のものとはかなり異なった形状をしている。ブレード枚数も8枚から10枚としピッチ角を可変とした上でFig.1, Fig.2 [1]に見られるように空気流の剥離防止のため大きな後退角をつけ、中央部で巾が広く、又、翼厚分布はチップに向けて急勾配に薄くなっている。NASA SR-3と従来のプロペラの形状の違いを米国海軍対潜哨戒機P-3オリオン搭載のプロペラを例として厚さ分布及び、コード長について比較して示したものが、Fig.3及びFig.4[1]である。

薄翼でかつ、ブレード積重軸の大きな“それ”を有するプロペラでは剛性低下のみならず、遠心力下でのバックリングのような従来問題とならなかった変形も重要となる。各社での試作ブレードは、遠心力の軽減及び、比剛性向上のために、FRPを適用し、コアにメタルを有したスパースヘル型となっており、この種のブレードについてのバックリング解析も少数ながら報告されている[2]。本報告書は、形状の特異性とバックリングの関係についての解析をパラメトリックに行った結果についてまとめたものである。

2. バックリングの発生メカニズム

従来型ブレードでは、ブレード断面積積重軸の遠心方向

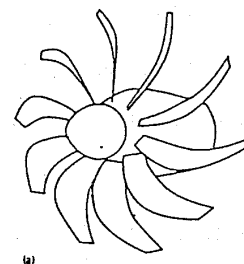


Fig.1 概観 [1]

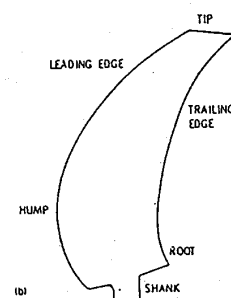


Fig.2 ATP Blade[1]

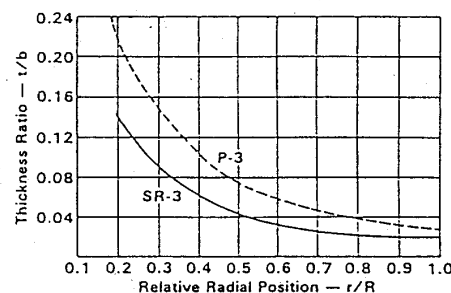


Fig.3 厚さ分布の比較[1]

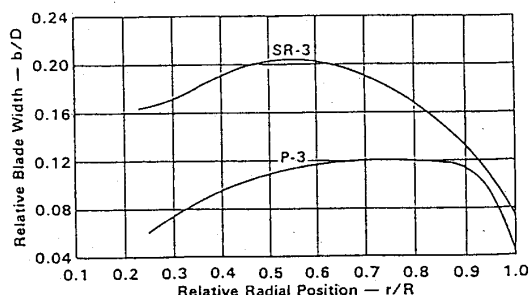


Fig.4 コード長の比較[1]

からのずれが小さいため、遠心力による変形は、ブレードの振りによるアンツイスト及びブレード面外への曲げが主である。これらの応力への影響は遠心方向への引張の応力に比べて小さいため圧縮応力は生じなかった。しかし、高速ターボプロップ用ブレードは、大きな後退角をもつために、遠心力によるブレードのコード方向への曲げすなわち面内曲げが発生し、ブレード・リーディングエッジ側に圧縮応力が発生する。C.C.Camis 等 [2] による圧縮応力の分布を Fig.5 に示す。コード方向への曲げは不安定で、ある回転数に達するとバックリング（他の安定変形モードへの飛び移り）が発生する。

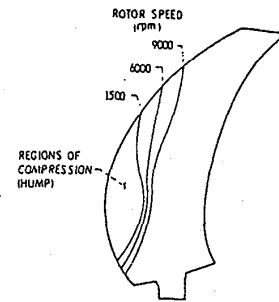


Fig.5 遠心力の厚さ分布[2]

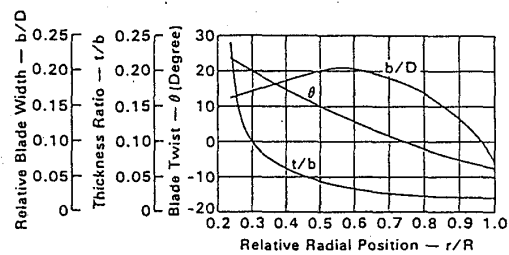


Fig.6 SR-3ブレード形状特性

3. 解析対象としたブレード

解析の対象としたのは、NASA SR-3 相当のブレードで直径11.0ft、チップ・スピード800ft/sec 後退角45°を有し、文献[1]のモデルと同等である。形状特性は Fig.6[1]のとおりであり、詳細についてはC.Rohrbach等の文献[3]に記述されている。

今回の解析は試験用ブレードを対象としており、SR-3ブレードの1/4スケールで回転数は約5,800rpmである。このモデルに関して、ブレード積重軸のずれがバックリング回転数へ与える影響について検討するために、Fig.7に示したX軸及び、Y軸方向へ断面形状をそれぞれ +20°, +10°, -10°, -20°, -30°, -40° 及び +20°, +10°, -10°, -20° ずらせた時のモデルを作り解析した。ずらし角の

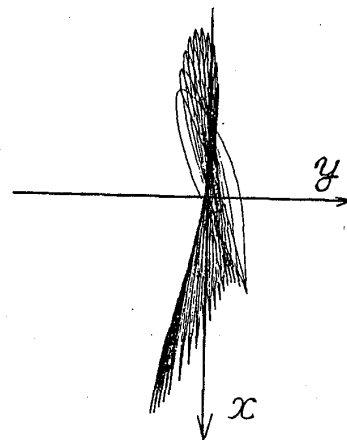


Fig.7 ずれ角設定方向
(X軸方向0°, Y軸方向0°)

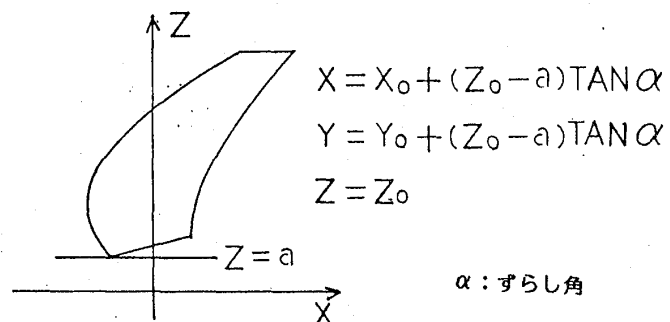


Fig.8 ずらし角の与え

与え方は、Fig.8 に示した方法による。

さらに、積層方法とバックリングの関係を求めるために最外側を除いて両外側各4層を斜交層とした場合及び、各8層を斜交層とした場合についても解析を行った。

いずれも簡易化のためにブレードは、全てCFRPで構成されているとした。

4. 解析方法

解析はいずれもMSC/NASTRAN で実施した。

4.1. 解析モデル

積層材要素を用いてブレード部のみをモデル化した。根元部に特に翼厚の勾配が大きいためメッシュを細かくとり、r方向33分割、コード方向11分割として、363要素、408節点とした。モデル図をFig.9 に示す。各要素での翼厚分布をFig.10に示す。Fig.10は又、ラミナ積層図でもある。ラミナの物性値は、下記のとおりである。

$$E_1 = 15,000 \text{ Kg/mm}$$

$$E_2 = E_3 = 1,100 \text{ Kg/mm} \quad 1: \text{ファイバー方向}$$

$$\nu_{12} = \nu_{13} = 0.3 \quad 2: \text{ファイバー垂直方向}$$

$$\nu_{23} = 0.6[3]$$

4.2. 解析法

MSC/NASTRAN の SOL 5 により線形解析を行なうこととし、PCOMP, MAT8, CQUA4の組合せで各要素をモデル化した。この手法によりシェル要素としての異方性積層材の線形バックリング解析が可能となる。

5. 解析結果

本ブレードモデルは、7,900rpmでバックリングを生ずることが予想される。バックリングモードは、Fig.11に見られるようにリーディング・エッジ側のチップ付近が大きく動いている。高回転になると

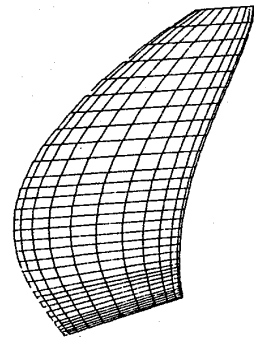


Fig.9 解析モデル (ずらし角0°)

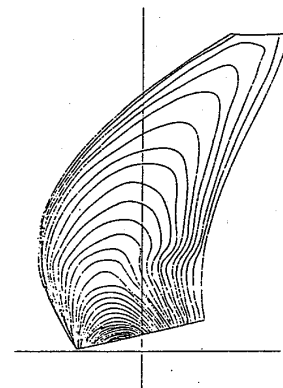
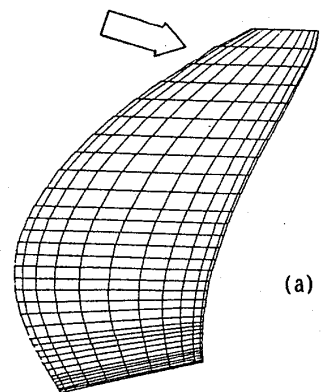


Fig.10 翼圧分布



(a) 横視



(b) 上視

Fig.11 バックリングモード 1次

トレリング・エッジ側中央部付近が変形するモードも発生する。モード2からモード3までをFig.12に示す。X軸方向にずらし量を与えるとFig.13に見られるように、後退角を増大させる方向では、バックリング回転数は急に高くなっており、後退角を減少させる方向では小さくなっている。一方Y軸方向については、Fig.14に見られるように、マイナス方向に10°ずらせた位置が極小値となるような傾向を示した。Y軸方向ずらし角の影響が極小値を示すにもかかわらず、X軸方向がマイナス側で下り続けるのは、リーディングエッジが厚いのに対し、トレリングエッジが非常に薄いためと考えられる。以上の結果は、後退角が大きいことは必ずしもバックリングが生じやすいものではないことを意味している。

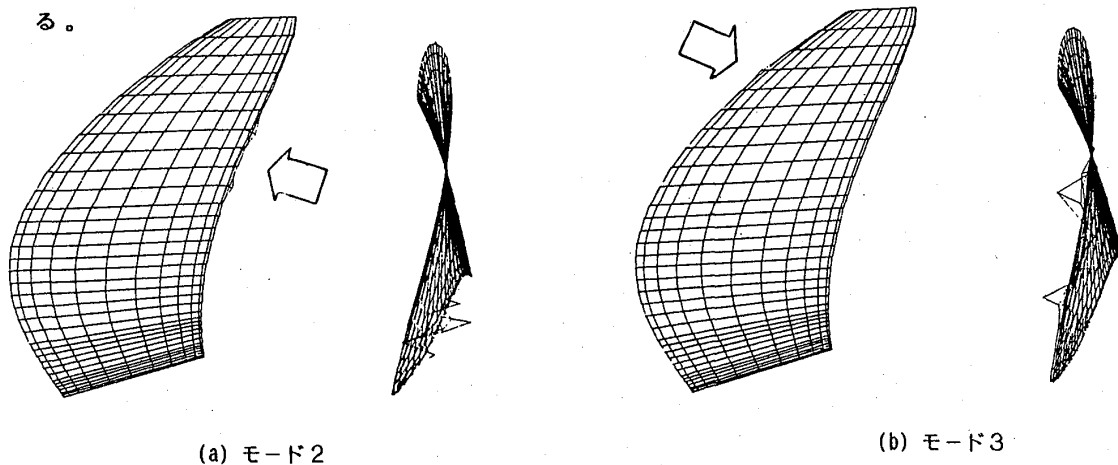


Fig.12 バックリングモード図

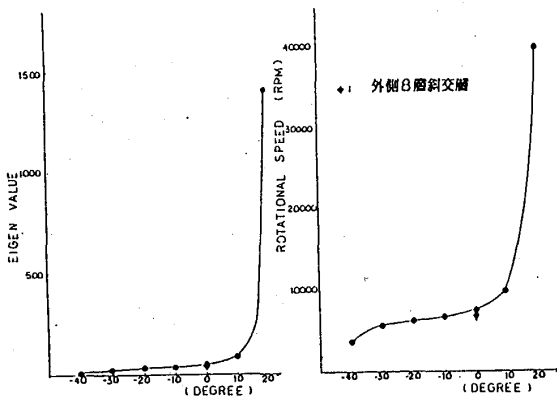


Fig.13 X軸方向ずらし角とバックリング発生回転数

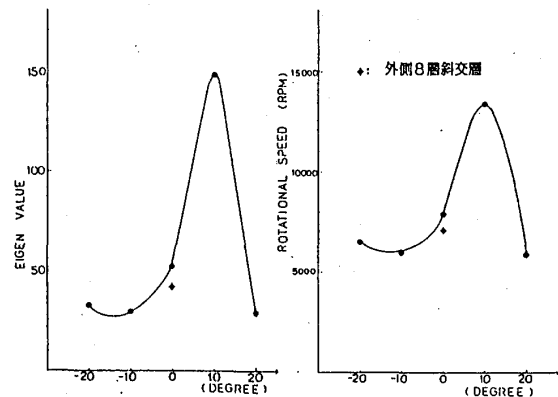


Fig.14 Y軸方向ずらし角とバックリング発生回転数

6. 後退角の影響

前章の結果より、バックリングについてのみから後退角の影響を考えると、後退角は大きい方がよいことになる。

特にSR-3 1/4スケールモデルでは、バックリング回転数7,930rpmであり、一方 100%作動回転数は5,820rpmである。C.C.Camis 等の文献[2] から、Fig.15に見られるようにバックリング回転数に近づくときブレードの固有振動数が急激に落ちることが報告されており、バ

バックリング回転数の80%以下に作動回転数を設定すべきことが示唆されている。したがってバックリング回転数を7,280rpm以上に設定すべきである。解析値は7,930rpmとなっており設定値を越えてはいる。解析上の誤差を考えれば決して安全ではない。一方、後退角を大きくすることは、遠心力によるブレードの変形を大きくすると共に、ブレード指示部のモーメントを大きくする。特にブレードが可変ピッチであるためブレード取付部の負荷はできるだけ小さいことが望ましい。ブレードは、これらの影響を総合して決められるべきである。ブレード変形及びモーメントを見るために遠心力による静解析を実施した。Fig.16にR方向から見た変形状態とFig.17に横から見た変形状態を示す。Fig.16よりアンツイスト（振りもどり）の状態がわかる。アンツイスト量とX軸方向ずらし量の関係をFig.18に示す。後退角の影響 +10°ではアンツイストに有利に働いており問題ない。変形量の大きさは、後退角とともに大きくなっているが、断面形状が変わらなければ大きな問題とはならないと思われる。又、Fig.17に見られるチップ方向の伸びは、ATPがファンケースあるいはダクトを持たないため大きな問題にはならないと考えられる一方、支持部のモーメントについてはFig.19に見られるように後退角の大きくなる方向で、増大しており良い方向には行かない。又応力については、2次元解析の範囲では評価不可能である

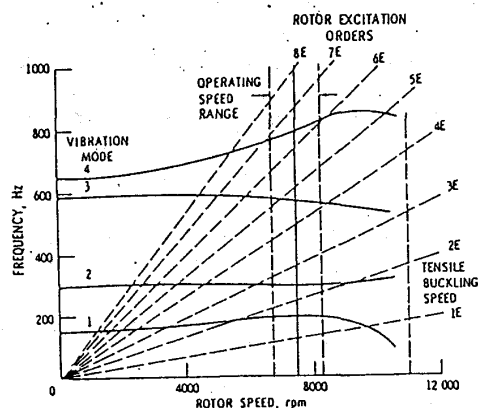


Fig.15 キャンベル線図とバックリング発生回転数 [2]

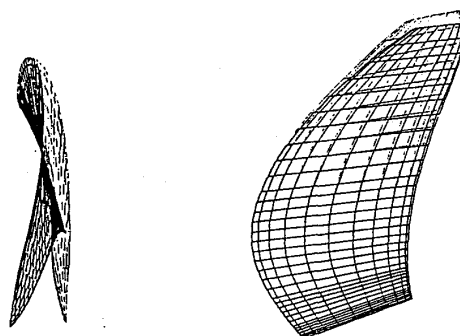


Fig.16 遠心力による変形図：上視

Fig.17 遠心力による変形図

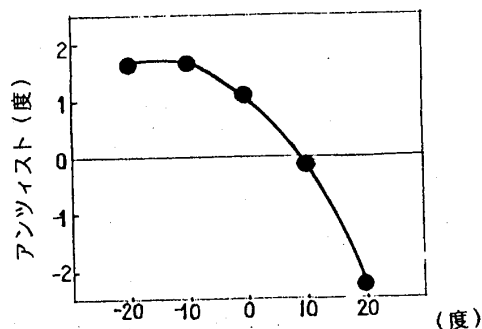


Fig.18 X軸方向ずらし角とアンツイスト

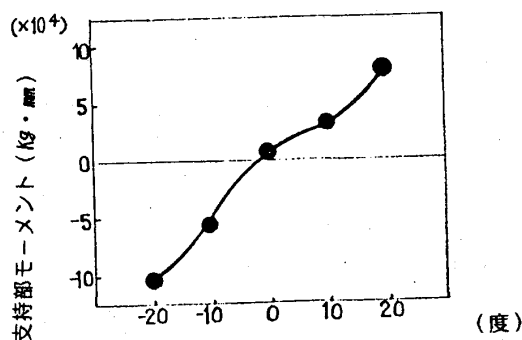


Fig.19 X軸方向ずらし角と支持部モーメント

ため[4] ここではふれない。

以上を総合すると、SR-3 1/4スケールモデルでは

(1) アンツイストが 1° となり、空力性能上問題となる角度であること。ただし、アンツイストは、あらかじめツイスト角を大きくとっておくことにより解決される。

(2) モーメントが後退角とともに大きくなる。これは、主としてピッチ可変装置側の問題である。

(3) バックリング回転数は、SR-3形態より後退角をふやす方がよい。

となり、形状は実際の設計段階で決定すべきある。(尚、応力については、2次元解析上ではいずれの形態も問題となる応力は発生しなかった。)

7. 結論

高速ターボプロップブレードのバックリング特性を検討するために、NASA SR-3 の 1/4スケール相当のCFRP製ブレードをモデル化し、MSC/NASTRAN により遠心力によるバックリング解析及び静解析を実施したところ次のことが明らかとなった。

(1) 1次のバックリングの発生回転数は、7,930rpmであり、モードは先端のふれる変形となった。

(2) 後退角を大きくとる方向 (Fig.7 X軸) に翼形状をずらせると、バックリングの発生回転数が上がった。

(3) Fig.7 Y軸方向へずらし角を変えた時のバックリング回転数の挙動は極小値をもつように変化した。

(4) Fig.7 Y軸方向へのずらし角がアンツイストへ与える影響は、約 10° 以上大きくすると負のアンツイスト角となった。従って、アンツイスト角最小となるのは約 10° 大きくした形状である。(但し、正確には非線形解析が必要である。)

(5) Fig.7 Y軸方向へのずらし角が支持部モーメントへ与える影響は、約 -2° 付近で逆転した。よって、約 -2° 付近で支持部へのモーメントは0となり、一様引張りとなる。

(6) 斜交層の量を2倍に増すと、曲げ剛性低下のためバックリング回転数は下がり、アンツイスト量も大きくなった。

(参照文献)

- [1] Cornell, R.W., & Ruthman, E.A., AIAA/SAE/ASME 15th JOINT PROPULSION CONFERENCE, 1979
- [2] Chamis, C.C., & Aiello, R.A., J. AIRCRAFT Vol. 20, No. 11, 1983
- [3] Rohrbach, C., et al., NASA Contractor Report 3505
- [4] 青野, 川嶋, 中丸: 日本材料学会 第14回FRPシンポジウム 1985.5

ケーシング・トリートメントの失速マージン改善機構に関する研究 (第1報: 周方向平均内部流の計測結果と二次元理論による検討)

* 柳田 光 昭 (東京大学大学院)
高 田 浩 之 (東京大学工学部)

1. ま え が き

ケーシング・トリートメントが軸流圧縮機や軸流ファンの失速マージンを改善することはよく知られている⁽¹⁻⁶⁾。最近では、トリートメントが失速マージンを改善する際、その機構を調べることもいろいろ試みられており、主として、翼間流路内や翼列出口における流れの状況やトリートメントの溝内部における流れの様子を計測して、それらとの関連で改善機構を解明しようとする方向に努力がなされている。そしてその結果、トリートメントの溝内部には翼後縁側から上流側へ向う再循環流が存在し、そのために翼間流路内下流部で低エネルギー流体の蓄積が除去されること^(4,6)、再循環流が翼間流路内上流部で高速のジェットとして噴出すること⁽²⁾、或いはそのために動翼腹面の圧力分布が変化すること⁽¹⁾等が失速マージンの改善に寄与するなどの推定がなされているが、しかし現状はなお明確な機構の解明にはほど遠い段階にあると言わなければならない。

ここで注意を要するのは、ケーシング・トリートメントが失速マージンを改善する場合の“失速”とは、普通、旋回失速の発生を意味することである。即ち、失速マージンの改善とは旋回失速の発生を低流量側へ遅延させることを意味する。従って、この観点に立つとき、従来の研究において失速マージン改善機構の解明が模索の段階を脱し得ない大きな理由の一つは、旋回失速の発生機構と関連づけての考察が行われていなかった点にあると考えることが出来る。勿論、圧縮機のケーシングと翼端付近とで形成される複雑な流れ場を含む三次元翼列に対する旋回失速の理論というものもは未だ出現していない。しかし、二次元翼列における旋回失速の理論については過去多くの研究が行われており、いわば定形的な考え方というものが出来上っている。従って今後、ケーシング・トリートメントの機構を考え、三次元旋回失速の理論を構築していくに当たっては、従来の二次元旋回失速の理論との連続性の上に立って研究を進めていくことが必要であろう。

著者らも以前より、失速マージンの改善機構を明らかにすることを目的として、ケーシング・トリートメントが軸流圧縮機の内部流に及ぼす影響を実験的に調べて来ている。本報では、そのうちから周方向平均流に関する実験結果を提示し、次いでそれに基づいて行った二次元旋回失速の理論を用いた検討の結果について報告する。

2. 実験装置と実験方法

実験は翼列流路部外径500 mm、内径320 mmで、回転数3,000 rpmの低速軸流圧縮機を用いて行った。ケーシング・トリートメントの形状としては、著者らの過去の研究の結果⁽³⁾に基づき、代表的な形状として周方向溝型(C-5)、軸方向溝型(AV-4C)、斜め溝型(SV-4C)の三種類を選んで使用した。それぞれの失速限界改善率【ケーシング・トリートメントによる失速点流量の減少量の剛壁(Solid Casing)時の失速点流量に対する割合】はC-5の場合2.9%、AV-4Cの場合9.5%、SV-4Cの場合10.5%である。軸流圧縮機及びトリートメント形状、実験方法の詳細に関しては既報⁽³⁾を参照されたい。

3. 実験結果

3-1、圧縮機の全体特性 図1に圧縮機全圧上昇特性を示す。ケーシング・トリートメントを適用することにより、失速点は低流量側へ移動するが、このとき同時に全圧上昇も影響を受ける。即ち、C-5やAV-4Cの場合には全圧上昇は流量全域にわたって剛壁の場合よりもやや低下する。一方、SV-4Cの場合には高流量域では剛壁の場合より僅かに低いが、低流量域ではほぼ一致する。

3-2、内部流動の結果 トリートメント形状による内部流動の相違を流量4.7 kg/s(剛壁の場合の失速点流量よりやや多い値)の点を例にとって示すことにする。なお、計測はロータ中心線より上流側41.5 mm、下流側52.5 mmにおいて5孔ピトー管を半径方向にトラバースして行った。

図2に軸流速度の半径方向分布を示す。ロータ上流の軸流速度はトリートメントを適用しても変化しない。下流の軸流速度は、剛壁の場合にはケーシング壁面付近で境界層の発達により上流よりも減少している。一方、失速マージン改善率の大きいAV-4CやSV-4Cの場合には壁面付近において上流とあまり変わらないか、或はむしろ増加している。しかし、C-5の場合には下流の軸流速度は壁面付近で剛壁の場合よりも減少している。このことは周方向溝型のトリートメントが軸方向溝型や斜め溝型とは異なったメカニズムで作動していることを示唆している。

図3に絶対全圧の半径方向分布を示す。図から明らかなように、ロータ上流の全圧

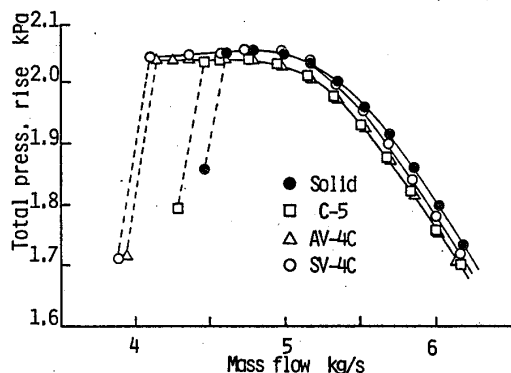


図1 圧縮機特性曲線

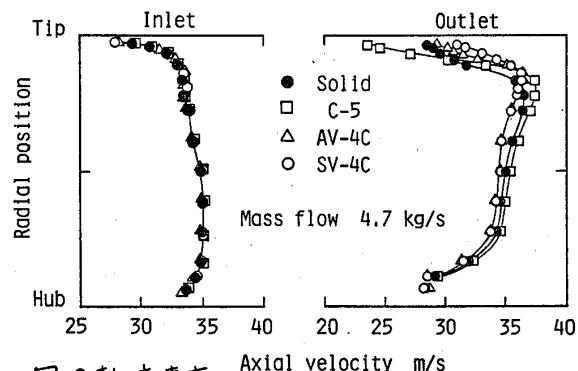


図2 軸流速度

分布はケーシング・トリートメントの適用の有無により変化しない。ロータ下流においても流路中央部及びハブ側の領域では全圧分布は影響を受けない。しかし、ケーシング壁面に近い領域においては、トリートメントを適用することによってロータ下流の全圧は一般に剛壁の場合よりも高くなる。そして、その程度はSV-4Cの場合特に著しく、AV-4Cがそれに次ぎC-5ではあまり目立たない。また全圧の最大を生ずる半径方向位置はC-5の場合には剛壁の場合よりも僅かにケーシング壁面側に移動し、AV-4CやSV-4Cの場合にはそこからさらに壁面側に移動する。

図4に相対流出角の半径方向分布を示す。トリートメントを適用した場合、一般にケーシング壁面に近い領域では相対流出角は剛壁の場合に比べて小さくなる。ただし、C-5の場合壁面に極めて近い所では剛壁の場合よりもかえって大きくなる。これは、AV-4CやC-5の場合には周方向相対速度はほとんど変化しないで軸流速度がそれぞれ増加又は減少するためであり、一方SV-4Cの場合には周方向相対速度は剛壁の場合よりも増加するが、軸流速度の増加の方がそれを上回っているためである。

4. 二次元理論による旋回失速発生点の検討

4-1、旋回失速の二次元微小変動理論 本節ではまず最も基本的な形の旋回失速の二次元理論を紹介する。無限に広い二次元流中におかれた、ただ一列の減速翼列を考える。流れは非粘性・非圧縮とし、翼列はy軸に沿ったセミ・アクチユエータ・ディスクで置き換えられるものとする。この翼列を通過する流れに旋回失速が発生するかどうかは翼列を通過する一様流の上に重畳した非定常微小変動流の時間的成長率を調べることによって知ることができる。いま、その非定常微小変動の時間 t と周方向座標 y に対する依存の形を $\exp[\mu t + i\omega(t - y/v_p)]$ とおく。これは y 方向へ位相速度 v_p で伝播していく角振動数 ω の波動(この場合は旋回失速)が時間的には成長率 μ で増幅($\mu > 0$)又は減衰($\mu < 0$)していく状態を想定していることになる。

また、翼列の定常特性を全圧損失係数 ζ と流出角 β_2 によって表すこととし、共に流入角 β_1 の関数として与えられているものとする。このとき、簡単のために翼列特性の非定常な挙動を無視すれば、計算の結果

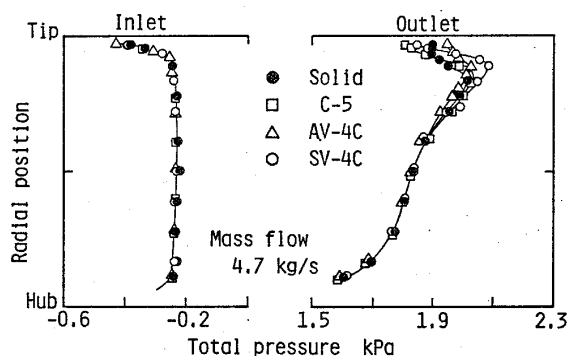


図3 絶対全圧

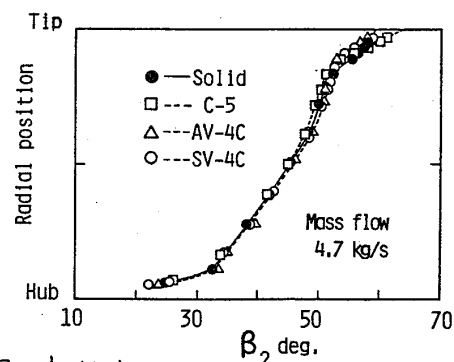


図4 相対流出角

$$\frac{\mu l}{\pi \Gamma} = \frac{\zeta'}{2} \tan \beta_1 \cdot \sec^2 \beta_1 - (\zeta + \sec^2 \beta_2)$$

$$\frac{V_P}{\Gamma} = \frac{1}{2} \left[\frac{\zeta'}{2} \cdot \sec^2 \beta_1 + \zeta \cdot \tan \beta_1 \right]$$

と与えられる。ただし、 $l = 2\pi V_P / \omega$ は変動の周方向波長、 Γ は一様流の軸方向速度成分、 $\zeta' \equiv d\zeta/d(\tan \beta_1)$ は全圧損失係数の $\tan \beta_1$ に対する変化の割合である。

これより、 $\mu = 0$ が旋回失速の発生点を与える。このとき、 l は旋回失速の波長、 V_P は旋回失速の伝播速度である。翼列の設計流入角付近では明らかに $\mu < 0$ であり旋回失速は発生しない。しかし、 β_1 が大きくなって二次元翼列でいう失速流入角付近に近ずいていくと、 ζ と ζ' は急激に大きくなるが、その際とくに ζ' の増大が著しいので、どこかで $\mu > 0$ の状態が実現され旋回失速が発生することになる。

4-2、全圧損失係数 ζ と ζ' とくに ζ' は翼列における旋回失速の発生を支配する最も重要な特性量である。実験結果より算出した各半径断面ごとの相対全圧損失係数の相対流入角に対する変化の様子を図5に示す。ただし、翼列の入口と出口の対応点としては計測断面上の同一半径の位置をとった。一般に、軸方向溝型や斜め溝型の場合には翼間流路内上流部で高速ジェットとして噴出した再循環流は、主流より大きな周方向運動量をもって動翼の圧力面に衝突して余分の仕事を受けることが予想される。図5の全圧損失係数にはこの余分の仕事による全圧上昇の分が含まれていることに注意しなければならない。図5によればケーシング・トリートメントの形状によって、それぞれの ζ に特徴的な相違が現われていることがわかる。

4-3、二次元理論と実験結果との比較 図5の全圧損失係数とやはり実験に基づく

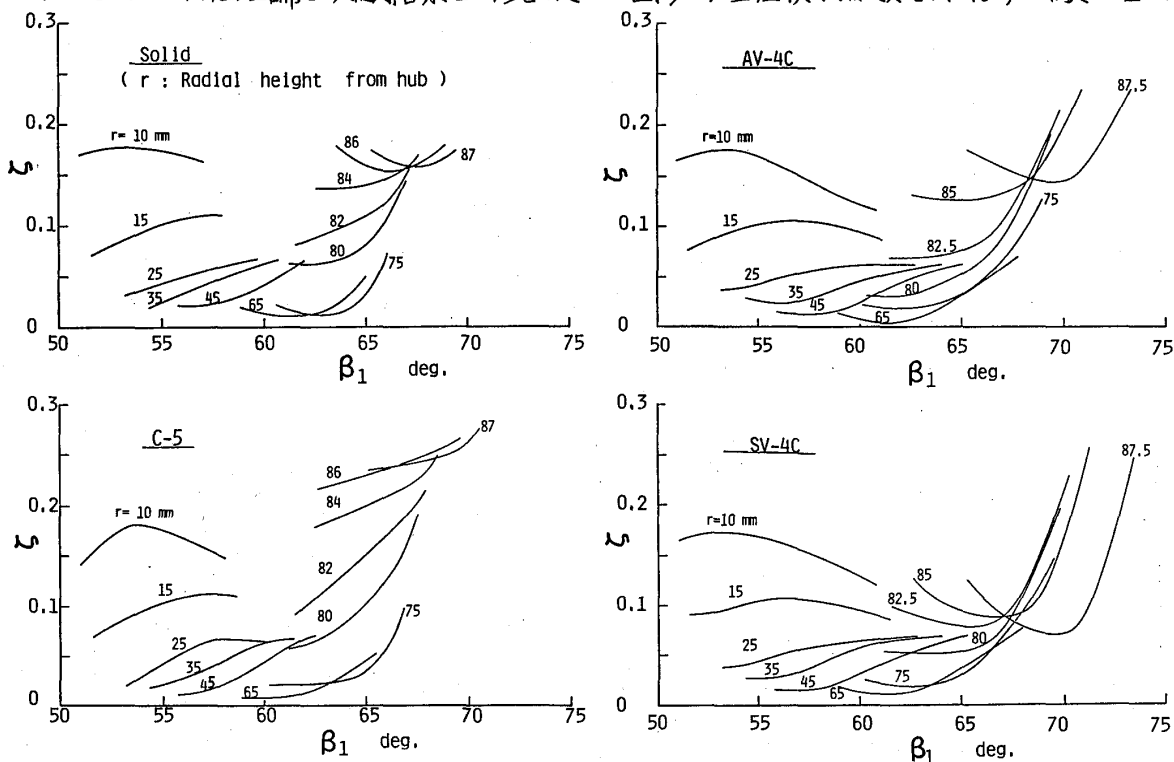


図5 全圧損失係数

相対流出角 β_2 を用いて、4-1節に示した旋回失速の成長率 μ を計算した結果を図6に示す。ただし、剛壁の場合及び各トリートメント形状の場合のそれぞれに対して、各々の失速点流量を含む種類の圧縮機流量において、各半径断面に相当する二次元翼列における μ の値をその半径位置に対応させて示したものである。

4つの場合を通じて、実験で得られた失速点流量においては、動翼先端付近に $\mu > 0$ となるある広がりをもった領域がほぼ同様に存在することが明らかである。さらに、すべての場合において、圧縮機流量が失速点流量よりも2~4%大きくなれば全半径領域を通じて $\mu < 0$ となってしまうことも明らかである。このことより、旋回失速発生点の二次元理論による予測は実験と非常によく一致するといえることができる。また、この結果から見る限り、旋回失速発生の機構は圧縮機内の周方向平均量を用いた考察によってその大よそを論ずることが出来るように思われる。

次に、図6の μ の分布より、圧縮機流量を徐々に減らしていく場合にある一部の半径断面において $\mu > 0$ の領域が現れるが、他の大部分の半径位置においては $\mu < 0$ のままに留まることがわかる。これは旋回失速発生のトリガーとなるウリテイカルな半径断面が存在することを意味し、その半径位置を図4の全圧損失係数のプロット上で見ると、いずれも特に大きな勾配の現れる半径位置付近にあることがわかる。この危険断面は剛壁の場合 $r=75\text{mm}$ 付近にあり、これは丁度ケーシング壁面境界層の外縁付近の位置である。トリートメントを適用した場合には危険断面はC-5の場合 $r=77\text{mm}$ 、AV-4C及びSV-4Cの場合には $r=80\text{mm}$ 付近である。これによりケーシング・トリートメントは剛壁の場合の危険断面付近に作用を及ぼしてその全圧損失特性を変化させ、

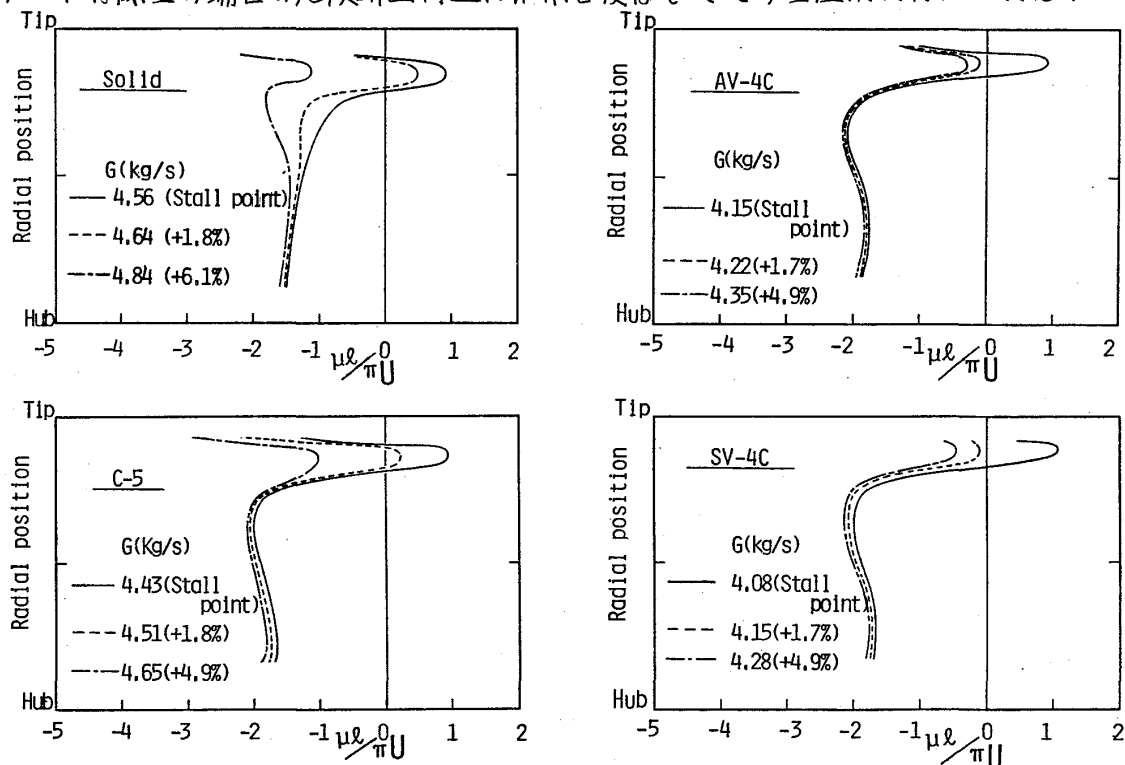


図6 旋回失速の無次元成長率

この勾配を小さくする(AV-4CとSV-4Cの場合)か、或はこの急増する β_1 をより大きい方へ移動させる(C-5の場合)ことによって、旋回失速の発生を遅らせているという機構を想像することが出来る。

問題はケーシング・トリートメントが流れにどのような効果を与えることによって全圧損失特性を上述のように変化させるのかという点であるが、このためには翼間流路内や翼列出口面における流れの分布の詳細を知る必要がある。しかし、第1章で要因として挙げた事項、即ち翼間流路内の低エネルギー流体の吸込み、高速ジェットの吹出し、或いは動翼の余分の仕事などの何れをとってみても全圧損失係数に対して上述のような影響を与えることは可能であるように思われる。今後、この点についてさらに研究を進めて行きたいと考えている。

本章では二次元の旋回失速の理論を用いて実験結果の解析を試みた。しかし、翼列の幾何学的形状や全圧損失特性が半径方向に著しく異なる場合には当然二次元の理論には限界がある。今後、三次元の旋回失速の理論を試みることも必要となろう。

5. 結 論

内部流動の計測及び二次元理論による検討の結果から以下の結論を得た。

- ① ケーシング・トリートメントによって、全圧損失係数の特性はケーシング壁面付近で大いに影響を受ける。
- ② 二次元理論から予想される失速点と実験から得られる失速点とは、剛壁の場合でもケーシング・トリートメントを適用した場合でも良く一致する。
- ③ 旋回失速発生に関する危険断面の存在が二次元理論から示唆される。この危険断面はケーシング壁面境界層外縁付近に存在し、ケーシング・トリートメントはこの領域に影響を与えることによって失速マージンの改善を行っているものと考えられる。

[参考文献]

- (1) Prince, D.C. ほか 2 名, ASME Paper 75-GT-60(1975).
- (2) Takata, H. and Tsukuda, Y., ASME J.Eng.Power, 99-1(1977-1)121.
- (3) 藤田・高田, 機論, 49-448(昭 58-12)2945.
- (4) Smith, G.D.J. and Cumpsty, N.A., ASME J.Eng.Gas Turbine and Power, 106-3(1984-7)532.
- (5) Cheng, P. ほか 3 名, J.Aircraft, 21-7(1984-7)469.
- (6) Johnson, M.C. and Greitzer, E.M., ASME Paper 86-GT-247(1986).

任意の固有振動数分布を持つ翼群よりなる翼列フラッタ
(第2報 固有振動数のばらつきと翼の配列様式を考慮した総合評価)

*田中英穂 (東海大学工学部)

藤本一郎 (東京大学工学部)

1. まえがき

現実の軸流圧縮機やタービンなどの一つの翼列を構成する個々の翼の固有振動数を調べて見ると、決して均一なものではなく数パーセントのばらつきを持っているのが一般である。著者らはこのような翼列を構成する個々の翼の固有振動数のばらつきの程度が翼列フラッタの発生に及ぼす影響について、より積極的にフラッタ抑制という見地から研究を進めている。第1報においては任意の固有振動数分布を持つ翼群の不均一翼列フラッタについて理論解析を行ない、与えられた固有振動数分布を持つ翼群で翼列を構成する場合の各翼の配列様式によるフラッタ速度への影響、翼群の固有振動数のばらつきの程度とフラッタ速度との関係、さらにある固有振動数分布を持つ母集団翼群から複数量列用の複数量群抽出に関するフラッタ抑制の見地からの抽出法などについて明らかにした。

本報告では、一般の翼列で考え得る固有振動数のばらつきの範囲として標準偏差10%以内の翼群を対象とし、前報で検討した種々の固有振動数分布やばらつきを持つ場合、さらには翼の配列様式を変えた場合の翼列フラッタの抑制効果について総合的に評価する。

表1 翼列条件

食い違い角 G	30°
入射角 α	4°
弦節比 S/C	1.0
反り角 θ	16°
ねじり中心 e	50%
質量比 μ	300
慣性半径 r	$\sqrt{0.073}$

2. 翼群の固有振動数の標準偏差 $\sigma\omega$ とフラッタ速度 V_{cr} の関係

前報の解析結果から同一翼群に属する固有振動数の異なる翼を一つの翼列に配列する場合、配列様式によりフラッタ速度の異なることが解明されたが、それ以前の問題として基本的には一翼群内の翼の固有振動数のばらつきの程度が大きいく程、フラッタ速度は高くなり安全となることが見いだされた。そこでまずこの基本的傾向を量的に評価するために不均一翼列のフラッタ速度 V_{cr} とその翼群の固有振動数の標準偏差 $\sigma\omega$ との関係を調べて見る。本報告で用いるデータは前報で解析したデータを主としているので、前報で数値計算に用いた翼列条件を表1に、計算にもちいた翼群の固有振動数分布の一例を図1に、そして計算結果の一例として翼群Aの場合を表2に再掲する。

これらのデータを用い上記 V_{cr} と $\sigma\omega$ との関係を示したのが図2である。図中同一 $\sigma\omega$ の値の所で同一記号で記されたデータは例えば図1に示された何れか一つの翼群のデータで、図2中実線で囲った6ヶの記号は表2に示したA翼群についてのデータで

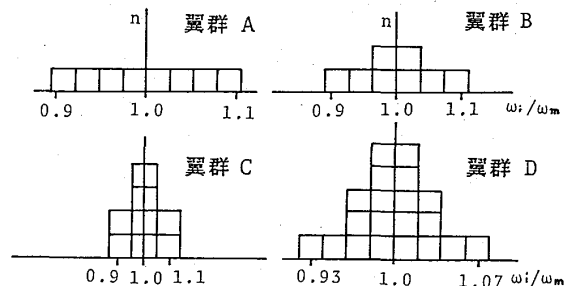


図1 翼群の固有振動数分布

表2 8枚翼群Aにおける配列様式の影響

翼群記号	翼配列様式	$\frac{V_{cr}}{V_{cr}(\frac{V_{cr}}{V_{cr}})_{unif}}$	ω/ω_m	$\sigma\omega \times 10^2$
A-1		2.895 (1.236)	0.738	5.951
A-2		2.810 (1.199)	0.769	5.951
A-3		2.931 (1.251)	0.677	5.951
A-4		2.909 (1.242)	0.716	5.951
A-5		2.956 (1.262)	0.663	5.951
A-6		2.919 (1.246)	0.665	5.951

記号に付した番号は表2中の翼配列様式の番号に対応している。そして表2中に示されているように1番の配列様式(A-1)は隣接翼の固有振動数が順次高くなり一周目目に急激に低固有振動数に戻る鋸歯状配列、2番の配列様式(A-2)は隣接翼の固有振動数が順次高くなり半周期目に最高となり以後順次低下して一周期の配列を終える山型配列、3番(A-3)は2番の配列を配列一周期中2回繰り返す二山配列、4番(A-4)は配列の前半には比較

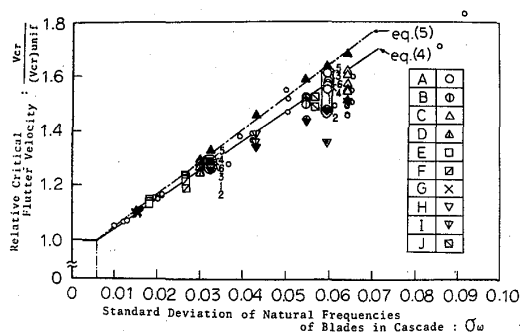


図2 フラッタ速度 V_{cr} と翼列固有振動数標準偏差 $\sigma\omega$ との関係

的固有振動数の低い翼を配し後半には比較的高い翼を配する段型配列、5番(A-5)、6番(A-6)は何れも固有振動数の高い翼と低い翼を交互に配列する交互配列であるが、特に後者6番は高い方の翼は中でも高いものから順次配列し、低い方の翼はより低いものから順次配列した減衰型交互配列で、これに対し5番は配列周期の高低高低の配列が比較的平均化されている非減衰型交互配列を夫々表わしている。前報の結論から配列様式による影響としては2番の山型配列が最もフラッタ速度が低くフラッタが起り易く、次いで鋸歯状配列および減衰型交互配列で、非減衰型交互配列が最もフラッタ速度が高くフラッタが起り難い配列であることが明らかにされた。そして極端な場合として一つの翼群が2種類の固有振動数よりなるような場合、特に上記1番の鋸歯状配列もしくは4番の段型配列では、配列一周期の前半は同一低固有振動数の翼が並び後半は同一高固有振動数の翼が並ぶことになり、フラッタ速度は最低で最も危険な配列となり、逆に5番の非減衰型交互配列はフラッタ速度が最高で最も安全な配列となることも明らかにされた。

図2において巨視的に眺めた全般的な傾向としては、標準偏差 $\sigma\omega$ が大きくなり一つの翼群中の固有振動数のばらつきの程度が大きくなると、フラッタ速度 V_{cr} は大きくなりフラッタは起り難くなる傾向が見い出される。特に $\sigma\omega < 0.02$ 以下のばらつきの比較的小さい範囲では、配列様式の如何によらず V_{cr} は $\sigma\omega$ のみの関数として表わされることが認められる。このことは翼毎の固有振動数のばらつきの小さい場合、後に議論する翼間距離の影響は考慮しない方がデータのまとまりがよいことを示している。

これに対し $\sigma\omega > 0.02$ になると上記のように前報の解析結果から当然のことではあるが、同一翼群で一つの翼列を構成する場合でも翼の配列様式により V_{cr} が変化するのであるから、図2で同一 $\sigma\omega$ の値の所に同一記号で示された一組のデータ例えばA翼群のデータのように記号に付した番号で示される配列様式の差により、配列様式2番が V_{cr} は最低、配列様式5番が最高となり、標準偏差 $\sigma\omega$ のみで V_{cr} を定量的に評価することはできないことを示している。

さらに図2中に▲印と▼印で示したものは、共に先に解析した高低2組の固有振動数を持つ翼群より構成される二つの配列様式の場合で、▲印は一枚おきに高低高低と配列する典型的な非減衰交互配列の場合でフラッタ速度 V_{cr} は最も高く、最も安全側になる場合であり、▼印は一翼群の中の同一固有振動数の翼を連続配列するもの、すなわち例えばまず低振動数翼を連続配列し次に高振動数翼を連続配列して一周期の配列を終える典型的な段型配列の場合のもので、 V_{cr} は非常に低くなり危険な配列である。なお▼印の段型配列の場合は、一つの翼群に属する翼枚数が多い程順次配列される同一固有振動数の翼枚数が増加するため、翼群としての $\sigma\omega$ は同一の値を持っていても翼枚数の少ない翼群の場合に比し均一翼列に近い性質があらわれ、 V_{cr} は小さくなる傾向がある。図中 $\sigma\omega = 0.0595$ の▼印で示される翼群は8枚、▼印で示される翼群は20枚で共に典型的な段型配列の例であり、同一 $\sigma\omega$ に対し V_{cr} は20枚の翼群の方が8枚の翼群の場合より V_{cr} は可成り低くなっていることがわかる。また当然のことながら同一配列様式に属する▲印又は▼印だけのデータは $\sigma\omega$ に対しほぼ正比例の関係にあることがわかる。

なお図2中に代表例として示したA翼群、H翼群ならびに▲印、▼印で示した翼群のデータは以後全データを総合的に評価する際の判断材料として使用することにする。

3. 翼の固有振動数のばらつきに配列様式を加味した評価法

前報の解析結果フラッタ速度を高くしフラッタを起り難くするには、隣接翼としては互いにできるだけ固有振動数差の大きい翼を配列することが望ましく、逆に固有振動数差の小さい翼を並べることは好ましくなく、極端な例として同一若しくは極く近い固有振動数の翼を何枚も連続配列することは避ける可きことが示された。このことは一つの固有振動数分布を持つ一つの翼群を用いて翼列に配列する場合、翼列内の個々の翼について考えた場合、平均的に隣接翼同志の固有振動数差が小さく、固有振動数差の大きい翼は平均的にできるだけ離れて配列されている程均一翼列の条件に近くフラッタは起り易く、逆に平均的に隣接翼同志の固有振動数差をできるだけ大きくするような配列が不均一効果が最も顕著にあらわれてフラッタは起り難くなっているわけで、着目翼と翼列内の他の翼との固有振動数差の評価に翼間距離の影響を加味し、近くの翼との振動数差の方が遠方の翼との振動数差より重みが大きくなるように、着目翼と他の翼との固有振動数差を関係翼間距離で割ったような量で評価することの妥当性を示しているものと考えられる。

そこで翼列を構成する翼の固有振動数のばらつきの程度の評価量 $\lambda\omega$ として標準偏差 $\sigma\omega$ の代わりに翼間距離の影響を加味し、式(1)のような $\lambda\omega$ についてまとめて見ることにする。

$$\lambda\omega = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[\sum_{i=j+1}^{j+N/2} \left\{ \frac{|\omega_i - \omega_j|}{(|i-j| \times 1/\sigma)^{Z_b}} \right\}^Z + \sum_{i=j-N/2}^{j-1} \left\{ \frac{|\omega_i - \omega_j|}{(|i-j| \times 1/\sigma)^{Z_b}} \right\}^Z \right]^{1/Z} \dots (1)$$

ここで翼間距離としてはピッチ S を翼弦長 C で無次元化した節弦比 $S/C = 1/\sigma$ ($\sigma = C/S$: 弦節比)を用いており、計算は一般の翼列で基準とされている $\sigma = 1$ として行なっている。上式は考慮する翼枚数 N の値により $\lambda\omega$ の値は変わるが、20枚程度以上の N を考慮すれば、 $\lambda\omega$ の値は変わっても各データの相対関係は余り変わらなくなる。以下は $N = 80$ として計算してある。

3.1 翼間距離の評価指数 Z_b の影響 ($Z = 2.0$)

式(1)において翼同志の固有振動数差すなわち翼の固有振動数のばらつきの程度を評価する評価指数

Z は一定とし、翼間距離の評価指数 Z_b を変えた場合について検討する。図3～図6は $Z = 2.0$ 一定とし、 Z_b を0～1.5と変えた場合で、図3の $Z = 2.0$ 、 $Z_b = 0$ の場合の評価指数 $\lambda\omega$ は内容的に標準偏差 $\sigma\omega$ と類似のものになるので、 $\lambda\omega$ の値は $\sigma\omega$ と異なっているが図3のように V_{cr} を $\lambda\omega$ に対して整理した図2の傾向と類似の傾向を示している。これを基準として Z_b の値を大きくし翼間距離の影響は徐々に強くして行く、すなわち隣接翼の影響をより強く、着目翼から離れた翼の影響は徐々に小さくして行くと、二つの特徴的な傾向があらわれて来る。

まず $Z_b = 0$ の図3で $\lambda\omega$ の値が同一(若しくは図2で $\sigma\omega$ の値が同一)のグループは、同一翼群からなる翼列で翼の配列様式を変えたものであり、図中の番号は2章で説明したように表2の翼配列様式の番号に対応するもので、2番の山型配列が最も V_{cr} が低くフラッタの起り易い配列であり、5番の非減衰型交互配列は最も V_{cr} が高くフラッタの起り

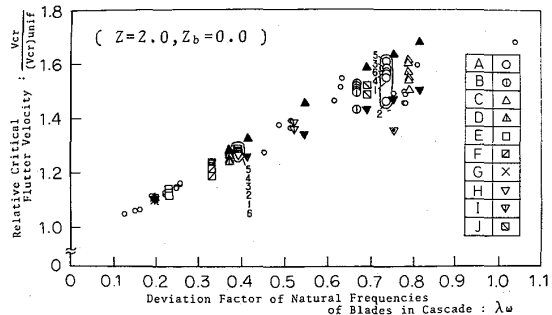


図3 フラッタ速度 V_{cr} と翼列固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=2.0, Z_b=0$)

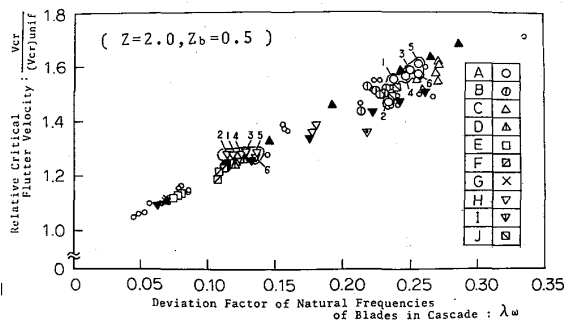


図4 フラッタ速度 V_{cr} と翼列固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=2.0, Z_b=0.5$)

難い配列である。 Zb を大きくし翼間距離の影響度を強くして行く、すなわち隣接翼の影響を強くし離れた翼の影響を小さくして行くと、例えば図3と図4の比較でわかるように、図中実線で囲んだ翼群Aのデータでは図3で V_{cr} の低かった2番および1番の配列様式のデータは、図4で翼間距離の影響を考慮した $\lambda\omega$ で整理した場合相対的に左方へずれて行き、グループ全体の傾向は右上がりとなり、全体の傾向と似た方向へずれていることがわかる。しかし $Zb = 1.5$ と翼間距離の影響を過大評価するとこの傾向はひどくなり、上記2番および1番の配列様式のデータは左に寄り過ぎて、図5に見られるように全体の傾向からはずれるようになることがわかる。この傾向は他の翼群B~Hについても同様である。

次に図2で説明した同一翼群の配列様式の中で最もフラッタの起こり難い▲印で示した5番の非減衰型交互配列と、最もフラッタの起こり易い▼印で示した4番の段型配列のデータが、翼間距離の影響を加味した $\lambda\omega$ で整理する場合 Zb の値に伴ってどのようなようになるかを図3~図6について眺めて見る。 Zb を大きくして翼間距離の影響を強くして行くに従い、▼印の段型配列のデータは▲印で示す非減衰型交互配列のデータに比べ相対的に左へ移行し、 $Zb = 0.5 \sim 1.0$ の間で両者はほぼ重なり、さらに Zb を大きくすると両者の関係は逆転し、4番の▼印段型配列の方が5番の▲印非減衰型交互配列のデータより左側に移行し、データのまとまりは返って悪くなる傾向がみとめられる。

以上二つの特徴的傾向を考慮すると、翼間距離の影響を加味する度合いとしては $0.02 < \sigma\omega < 0.10$ の範囲のデータに対しては $Zb = 1.0$ 程度の値がよさそうに思われる。

3・2 翼固有振動数ばらつき度の評価指数 Z の影響 ($Zb = 1.0$)

前節での検討結果 $Z = 2.0$ 一定の場合、 $Zb = 1.0$ 辺りがデータのまとまりがよさそうであったので、本節では $Zb = 1.0$ と固定し Z を $0.5 \sim 2.0$ と変えた場合について検討し、その結果を図7~図9および前掲の図3に示す。

この場合もまず代表として実線で囲った翼群Aの傾向について見ると、図3と図8の比較でもわかるように、 Z の値が小さくなると同一翼群のデータの横軸($\lambda\omega$)方向の拡がりはいさくなる傾向が見られ、図9に示す $Z = 0.5$ となると翼の配列様式による $\lambda\omega$ の値の変化は非常に小さくなり、この傾向は他の翼群B~Hについても同様で、データ全体のまとまりは悪くなる傾向のあることがわかる。

次に▲印の非減衰型交互配列と▼印の段型配列のデータについて見ると、例えば $Z = 2.0$ の図3と Z

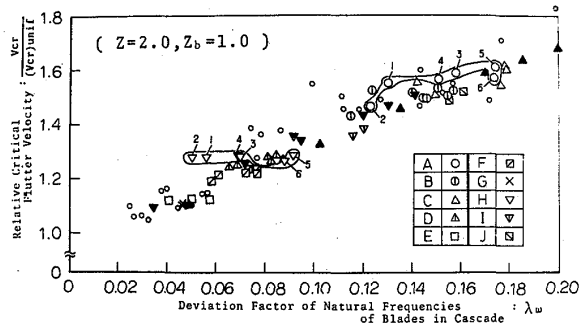


図5 フラッタ速度 V_{cr} と翼列翼固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=2.0, Zb=1.0$)

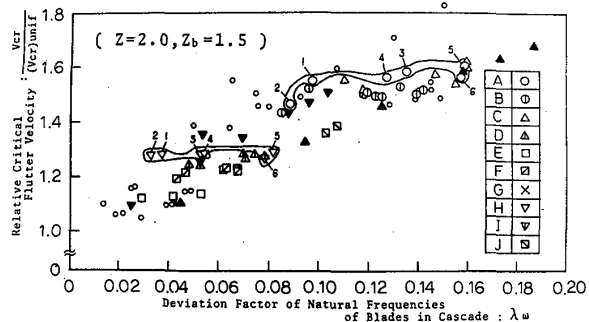


図6 フラッタ速度 V_{cr} と翼列翼固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=2.0, Zb=1.5$)

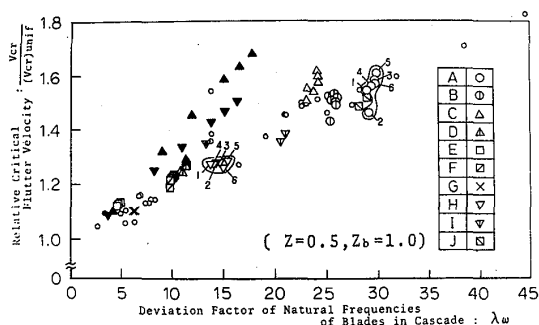


図7 フラッタ速度 V_{cr} と翼列翼固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=0.5, Zb=1.0$)

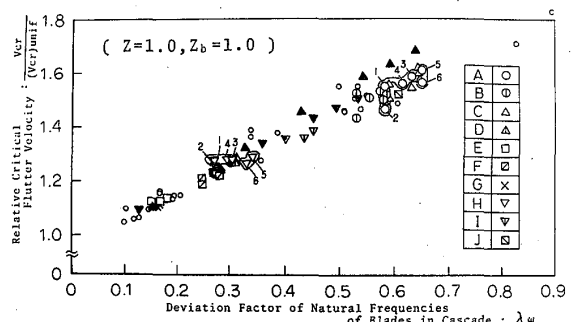


図8 フラッタ速度 V_{cr} と翼列翼固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係($Z=1.0, Zb=1.0$)

=1.0 の図8の比較でわかるように、 Z の値が小さくなるに従い、▲印のデータが▼印のデータに対し、右側から左側に移行して来て翼間距離の影響を考慮しなかった図2の $\sigma\omega$ 又は図3の $Z_b = 0$ の場合の傾向に戻って来ることを示している。

上記二つの特徴的傾向についての検討結果、 Z の値を小さくして行くと前節で検討した翼間距離の影響がうすれて来る傾向があることが認められる。但し Z を極端に小さくし $Z = 0.5$ とした図7と、標準偏差 $\sigma\omega$ についての図2とを比較して見ると、図7の場合は▲印と▼印の翼群のデータは他の大部分のデータより左側に大きくずれて来ており、データ全体のまとまりは非常に悪くなっている。またこの節は $Z_b = 1.0$ 一定の場合を扱っているから、前節での検討結果を参照すれば $\sigma\omega < 0.02$ ($\lambda\omega$ の原点近く)のデータのまとまりは $Z_b = 0$ の場合より悪くなっていることがわかる。

以上前節も含めた検討の結果図10-Aに Z および Z_b の適値領域として示すように、 $\sigma\omega < 0.02$ と比較的固有振動数のばらつき度の小さい翼群の場合は翼間距離の影響を考慮しない $Z = 2.0$ 、 $Z_b = 0$ の場合がまとまりはよく、 $0.02 < \sigma\omega$ の範囲では大略 $Z = 1.0$ 、 $Z_b = 1.0$ 近くが全体のまとまりはよさそうなのが認められ、 $0 < \sigma\omega < 0.10$ の全域について総括的にまとめるには Z および Z_b を $\sigma\omega$ の関数として表わす必要のありそうなのが認められた。

3.3 Z および Z_b を $\sigma\omega$ の関数とする場合

前節までの検討結果 Z および Z_b を $\sigma\omega$ の関数として表わすについて、特に $\sigma\omega > 0.02$ の領域について Z および Z_b を0~3.0の範囲で0.5おきに交えて検討を行なった。紙数の関係で図は省略するが図10-Bに示すように、 $\sigma\omega < 0.02$ の領域では先の検討結果の通り翼間距離の影響を考慮しないで $Z_b = 0$ とすればまとまりはよいのであるが、その際 $Z > 1.0 \sim 1.5$ の時に特にまとまりがよいことがわかり、 $0.03 < \sigma\omega < 0.07$ の領域では $Z_b = 0.5 \sim 1.0$ 、 $Z = 1.5 \sim 1.0$ の辺りが比較的まとまりがよく、さらに $0.07 < \sigma\omega$ の領域では $Z_b = 1.0 \sim 1.5$ 、 $Z = 1.5 \sim 1.0$ の辺りのまとまりがよさそうなのが明らかになった。図10-Bより Z の最適値は $\sigma\omega$ の増加と共に右下がりに減少し、 Z_b の最適値は逆に $\sigma\omega$ の増加と共に増加していることがわかる。

そこで Z および Z_b を標準偏差 $\sigma\omega$ の関数とし、図10-Bに示す夫々の適値領域を通る幾通りかの関数を作り検討した結果、次式のような関数を用いると全体のデータのまとまりは比較的よくなることが見出された。

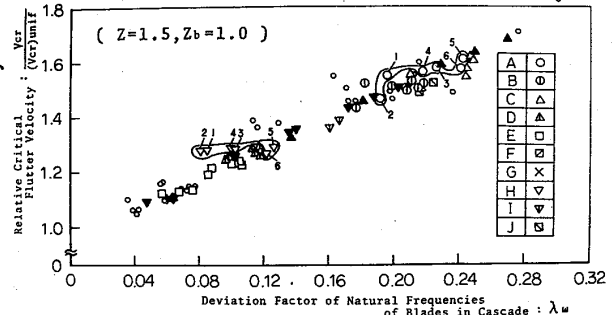


図9 V_{cr} と $\lambda\omega$ と翼列固有振動数ばらつき度の影響係数 $\lambda\omega$ との関係 ($Z=1.5, Z_b=1.0$)

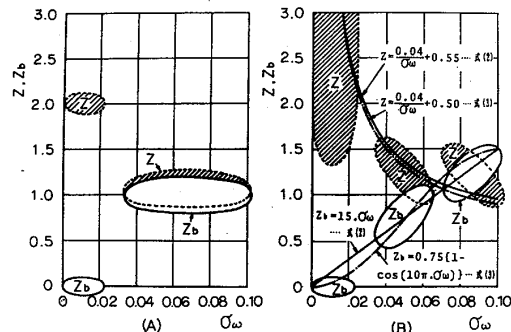


図10 $\sigma\omega$ に対する固有振動数差の評価指数 Z と翼間距離の評価指数 Z_b の最適値の関係(図A,B)

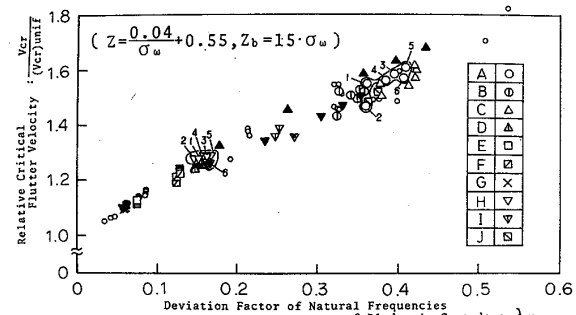


図11 V_{cr} と $\lambda\omega$ との関係 ($Z=0.04/\sigma\omega+0.55, Z_b=15\sigma\omega$)

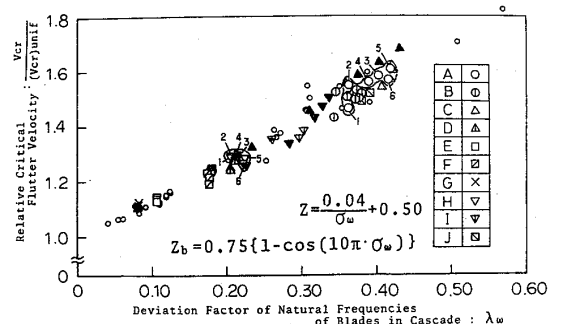


図12 V_{cr} と $\lambda\omega$ との関係 ($Z=0.04/\sigma\omega+0.50, Z_b=0.75\{1-\cos(10\pi\sigma\omega)\}$)

$$Z = 0.04 / \sigma \omega + 0.55, Z_b = 15 \cdot \sigma \omega \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$Z = 0.04 / \sigma \omega + 0.50, Z_b = 0.75 \{1 - \cos (10 \pi \cdot \sigma \omega)\} \quad \dots \dots \dots (3)$$

式(2)による結果を図11に、式(3)による結果を図12に示す。

3・4 翼配列様式を最適配列様式に定める場合

翼列を構成する翼群に固有振動数のばらつきが存在する場合、翼配列様式としてはできるだけ隣同志の翼の固有振動数差が各翼について平均的に大きくなるような非減衰型交互配列が、 V_{cr} を大にしフラッタ発生を遅らせる上で有効であることが解ったわけであるから、翼配列様式をこの様式に統一する場合を考えれば、この場合のフラッタ速度 V_{cr} はその翼群の固有振動数の標準偏差 $\sigma \omega$ のみの関数として示されるわけで、その結果は図2の実線のように示され、この曲線を単純化して示せば次式のように表現できる。

$$\left. \begin{aligned} (V_{cr} / V_{cr \cdot uni}) &= 1, & \sigma \omega < 0.006 \\ (V_{cr} / V_{cr \cdot uni}) &= 1 + 4.602(\sigma \omega - 0.006), & 0.006 < \sigma \omega < 0.010 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

なお翼群を厳密に高低二種類の翼より構成させる場合上記と同様に非減衰型交互配列する場合は各 $\sigma \omega$ に対し V_{cr} は最高となり、その場合は図2の▲印を結ぶ一点鎖線となり、次式のように表わせる、

$$\left. \begin{aligned} (V_{cr} / V_{cr \cdot uni}) &= 1, & \sigma \omega < 0.006 \\ (V_{cr} / V_{cr \cdot uni}) &= 1 + 5.139(\sigma \omega - 0.006), & \sigma \omega < 0.006 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

ここに $V_{cr \cdot uni}$ は均一翼列の時のフラッタ速度をあらわす。一例として $\sigma \omega = 0.05$ とすればフラッタ速度 V_{cr} は均一翼列の場合の1.226倍、 $\sigma \omega = 0.10$ とすれば1.483倍と安全側になることがわかる。

4. まとめ

翼列フラッタの発生に及ぼす翼列翼の固有振動数ばらつき度の影響について翼配列様式も含めて総合的に検討した結果、標準偏差 $\sigma \omega$ の代わりに式(1)に示すような翼毎の固有振動数差に翼間距離の影響を考慮に入れた量 $\lambda \omega$ を考え、翼固有振動数ばらつき度の評価指数 Z および翼間距離の評価指数 Z_b を $\sigma \omega$ の関数として式(2)あるいは式(3)のように与えると、 $\sigma \omega < 0.10$ の範囲の総てのデータは比較的よくまとまり、フラッタ速度に及ぼす翼固有振動数ばらつき度の効果について総合評価できることがわかった。

そして配列様式を最もフラッタが発生し難くなるような非減衰型交互配列に限定すれば V_{cr} は $\sigma \omega$ のみの一次関数として式(4)のように表わされ、更にフラッタ抑制の見地から翼群の固有振動数を高低二種類に限定すればフラッタは更に起こり難くでき、その場合の V_{cr} は式(5)のようにやはり $\sigma \omega$ のみで表わせ、 $\sigma \omega = 0.10$ を与えれば V_{cr} は均一翼列の約1.5倍まで安全側になり得ることが明らかにされた。

参考文献

- (1) 花村庸治, 田中英穂: 日本機械学会論文集, 46巻, 403号 8編(昭55-3), PP373 ~ 382
- (2) Tanaka, H., Hanamura, Y. & Fujimoto, I.: Proc. of the 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress, Vol. 2, Apr 1984, PP651 ~ 658
- (3) 田中英穂, 藤本一郎: 日本ガスタービン学会講演論文集(鹿児島秋期)(昭和60-11), PP19 ~ 25

高流出角遷音速タービン翼列における 後流衝撃波の振動現象

井上 雅 弘 (九大工) 古 川 雅 人 (九大工)
村 石 隆 (九大工) 庭 月 野 恭 (日産自動車(株))

1. まえがき

遷音速流れにおける衝撃波と境界層の非定常干渉については、単独翼まわりの^{(1)~(3)}、ラバルノズル内⁽⁴⁾及びディフューザ内⁽⁵⁾等の流れに対する実験的及び理論的な研究が報告されている。それらの研究では、衝撃波の自励振動が発生する場合、壁面境界層にPressure-gradient-induced separationとShock-induced separationが周期的に交互に起きることが観察されている。また支配的な周波数を持たない衝撃波の振動も報告されており⁽⁶⁾、それによると一次元の遷音速ノズル流れにおいて約150Hzまでの比較的フラットなスペクトル分布を示す衝撃波の振動が観察されている。

遷音速タービン翼列において高流出角の場合、後流衝撃波が発生すると衝撃波は隣接する翼面上に入射して翼面境界層と干渉する。このように衝撃波と境界層の干渉はターボ機械の内部流動においてしばしば見られる現象であるにもかかわらず、翼列のような周期性のある流れ場での衝撃波と境界層の非定常干渉を扱った研究は少ない。そこで本研究では、高流出角遷音速タービン翼列を模擬した翼列において、CCDイメージセンサによる後流衝撃波の位置変動の計測及び圧力センサによる全圧変動の計測を行い、後流衝撃波の非定常現象を実験的に調べた。

2. 実験装置と方法

図1.に示すような高流出角の遷音速タービン翼列において、スロートから後縁までの超音速部に着目して図中の破線のような模擬翼列を採用した。供試翼列に用いた翼を図2.に示す。本翼列の設計圧力比は $P_{01}/P_b = 2.77$ (P_{01} : 流入全圧, P_b : 背圧)、等エントロピ流出マッハ数は $M_{2is} = 1.3$ 、流出角 70° 、取付け角 70° である。最大厚み点と隣接翼の後縁との間で幾何学的スロート(幅15mm)が形成され、正圧面は直線、負圧面は $M_{2is} = 1.3$ のラバルノズルの形状を有しており、ピッチは58.5mmである。本実験は図3.に示すような翼列試験装置を閉回路式の可変密度遷音速流動試験装置⁽⁷⁾の縮流洞吐出し口に接続して行われた。試験装置の流路断面は幅50mm、高さ160mmの長方形である。流路内には8枚の供試翼が取り付けられ、また測定部に上壁はなく、翼列の上部には自由境界が形成される。なお外部から測定部に機械的な振動が伝わらないように、測定部と縮流洞との接続部及び測定部を支える定盤の脚には防振ゴムを取り付けた。

シュリーレン光学系とリニアCCDイメージセンサを用いた非定常現象計測システム⁽⁸⁾により、衝撃波の翼弦方向の位置変動を測定した。このシステムの概要を図4.に示す。使用したイメージセンサは画素数128個、最大走査周波数約10kHzのCCD型リニアイメージセンサである。シュリーレン像(図4.中のAA'線)上の光照度分布がイメージセンサによって並列書込み・直列読出しされ、アナログ電圧として出力される。この出力電圧はトランジェントメモリに取り込まれ、A/D変換された後、メモリに一時記憶され、その後マイクロコンピュータへ転送される。マイクロコンピュータにおいて衝撃波の位置が出力電圧の極小点として求められ、記憶される。イメージセンサの性能とトランジェントメモリの容量から、サンプリング間隔を196 μ sec(走査周波数5.10kHz)に設定した。1回の測定におけるサンプリング数は1024個とし、このとき1回の測定に要する時間は約200msecとなる。この1回の測定で得られた衝撃波位置の時系列データはデジタルスペクトルアナライザへ入力され、波形解析がなされる。なおデータの信頼度を高めるために、以上の測定を8回行い、その平均を取った。

先端に直径1.8mmの超小型高感度圧力センサ(Kulite model XCS-062-5G)を取り付けたプローブを流れと平行に挿入して衝撃波の位置変動に伴う全圧変動を測定し、その周波数特性及び分散値を解析した。前述の位置変動測定を行った線上に沿って圧力センサプローブを衝撃波近傍で前後にトラバースさせ、最大変動を示す位置を衝撃波の平均的位置として全圧変動の測定を行った。

翼列前後の圧力比 P_{01}/P_0 を1.7から2.8の範囲で変化させて、衝撃波の位置変動及び全圧変動を測定した。本実験では翼列下流の背圧を常に60mmHg、流入全温を40℃に保っており、このとき臨界状態と翼弦長を基準にとったレイノルズ数は $2.0 \sim 3.3 \times 10^5$ となる。

3. 実験結果と考察

3.1 衝撃波の位置変動 本供試翼列における衝撃波の形態及び圧力分布を代表的な圧力比に対して図5.⁽⁹⁾に示す。図中において二重線は衝撃波、破線は剥離域を表す。後縁の死水域から発生した後流衝撃波は隣接翼の負圧面に入射して翼面上の層流境界層と干渉し、境界層の剥離を誘起している。圧力比の上昇とともに後流衝撃波の傾きは大きくなり、その翼面への入射点は下流へと移動する。この後流衝撃波に着目し、図6.に示すような負圧面近傍のA線及び後縁近傍のB線に沿って衝撃波の翼弦方向の位置変動を調べた。

圧力比1.7及び2.7における位置変動スペクトルをそれぞれ図7.及び図8.に示す。低圧力比では明確なピークは認められず、低周波数成分が支配的である。一方、高圧力比では低周波数成分が著しく減少し、1kHz付近に数個のピークが現れている。こ

のピークのスペクトルが負圧面近傍のA線上でより大きくなっていることから、この1 kHz前後の変動は衝撃波と翼面境界層の干渉による振動であると考えられる。また図9にA線上におけるピーク周波数の圧力比に対する変化を示す。ピーク周波数は圧力比の上昇とともに高くなっている。すなわち、図5で述べたように圧力比が上昇すると衝撃波の負圧面入射位置は下流へ移動するので、ピーク周波数は衝撃波入射位置と後縁との距離が短くなるに従って高くなることが分かる。この事は、白鳥⁽¹⁰⁾が指摘しているように、衝撃波の振動は後流で生じた変動圧力が衝撃波直後まで境界層内を伝播するのに要する時間に支配されていることを示唆している。図10は翼弦長で無次元化された衝撃波の位置変動レベル（位置変動の自乗平均値）の圧力比による変化である。A線上の場合、高圧力比では1 kHz前後のピーク周波数成分が増大するため、位置変動レベルが若干増加している。一方、圧力比が2.1以下になると、A線及びB線上ともに変動レベルが増加しているが、これは前述の低周波数成分に起因している。圧力比が2.1以下では、図5に示すように三角形の死水域が形成されず、衝撃波が完全な後流衝撃波となっていない状態である。しかしながら、全体的に変動レベルは小さく、その振幅は翼弦長の1%以下であり、大きな振幅を持つ自励振動は認められない。これは、本供試翼列内で発生している後流衝撃波が十分に強く、定常な Shock-induced separation を誘起していることによる。

3.2 衝撃波の位置変動に伴う全圧変動 位置変動の測定と同様に図6に示すA及びB線上の衝撃波での全圧変動を調べた。図11に全圧変動の自乗平均値 $\hat{P}_0$ の圧力比による変化を示す。なお $\hat{P}_0$ は背圧 P_b まで等エントロピ的に膨張した場合に得られる動圧で無次元化されている。また図中の白抜き記号は周波数レンジが2 kHz、黒塗り記号は50 kHzであることを示す。負圧面に近いAでは、全ての圧力比にわたって2 kHzレンジと50 kHzレンジの間にほとんど差が認められず、2 kHz以上の高周波数成分が存在していないことが分かる。一方、後縁近傍のBでは、低圧力比において高周波数成分が支配的で、高圧力比において低周波数成分が支配的である。このことは図12に示す全圧変動のスペクトル分布からさらに詳しく説明される。すなわち低圧力比ではカルマン渦による圧力変動（図12(a)中の22.5 kHzのピーク）が顕著であり、高圧力比では位置変動においても現れた1 kHz付近の周波数成分の変動が大きくなる。なお位置変動測定の場合、イメージセンサの走査周波数の制限によりカルマン渦に起因する位置変動を捕らえることはできなかった。図10と図11を比較すると、位置変動と全圧変動とはほとんど対応しておらず、位置変動のみから全圧変動を推定することは困難であることが分かる。これは全圧変動が位置変動のみでなく、衝撃波前後の圧力差、すなわち衝撃波の強さにも依存していることによる。

3.3 入射衝撃波と反射衝撃波の相関 入射衝撃波と反射衝撃波の位置変動の関

係を調べるために、両衝撃波の像を同時にイメージセンサで取り込み、マイクロコンピュータでその出力を各衝撃波の位置の時系列データに分離し、両者の相関係数を求めた。その結果を図13に示す。圧力比が2.6以下では両衝撃波は同位相で振動しているが、圧力比が2.7近傍になるとほぼ逆位相で振動する。さらに圧力比を上げると相関の波形が乱れ、圧力比が2.8では再び両衝撃波の振動は同位相になるが、その相関は小さくなる。この位相の逆転する現象については今後さらに調べる必要がある。

4. まとめ

流出マッハ数が1.3のラバルノズルの形状を持つ模擬タービン翼列を用いて、後流衝撃波の振動現象を実験的に調べた。その結果、以下のことが観察された。

(1) 本供試翼列のように強い後流衝撃波が発生し、隣接翼面に入射して翼面境界層の定常な Shock-induced separation を誘起する場合、衝撃波の位置変動の振幅は翼弦長の1%以下であり、大きな振幅を持つ自励振動は発生しない。

(2) 翼後縁に三角形の死水域が形成され完全な後流衝撃波が発生すると、衝撃波は明確な高周波数(1 kHz前後)の振動を示す。一方、完全な後流衝撃波が形成されていない状態では、衝撃波は低周波数域に広いスペクトルを持つ振動を呈する。

(3) 変動量の自乗平均値に関しては、衝撃波の位置変動とそれに伴う全圧変動との間に密接な関係はない。

(4) 入射衝撃波と反射衝撃波は低圧力比において同位相で振動するが、圧力比が上昇すると逆位相で振動する領域があり、圧力比がそれ以上になると両者の振動の相関は小さくなる。

参考文献

- (1) Lambourne, N.C., A.R.C., C.P. No. 473 (1960). (2) Finke, K., Symposium Transonicum II (1976), 57. (3) McDevitt, J. B., 他2名, AIAA J., 14-5 (1976), 606. (4) Meier, G. E. A., AGARD, C.P. 168-30 (1976), 1-9. (5) Chen, C. P., 他2名, AIAA J., 17-10 (1979), 1076. (6) Evans, N. A., Trans. ASME, J. Engng. Power, 105-4 (1983), 782. (7) 生井, 他4名, 機講論, No. 770-13 (昭52), 64. (8) 谷田, 白鳥, 東大宇宙航空研究所報告 16-3 (昭55), 1133. (9) 生井, 他3名, 機論, 45-395 (昭54), 942. (10) 白鳥, 谷田, 機械学会第927回講演会前刷 (昭59), 3.

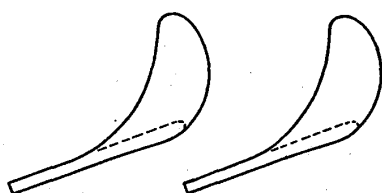


図1. 高流出角遷音速
タービン翼列

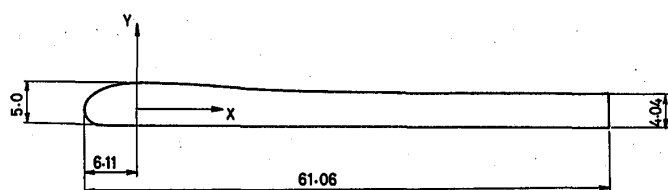


図2. 供試翼

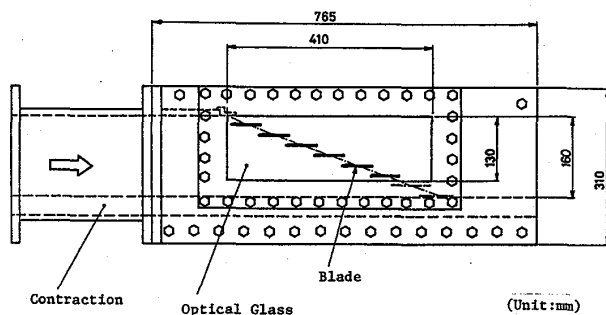


図3. 翼列試験装置

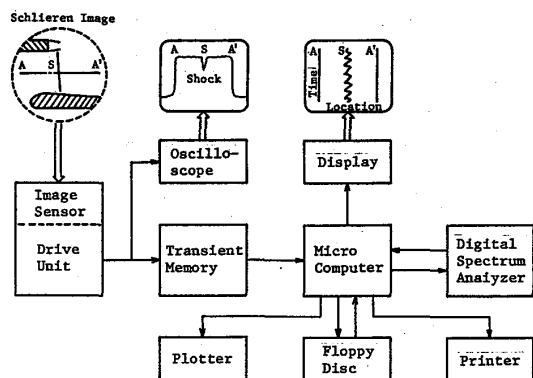


図4. 衝撃波の位置変動計測システム

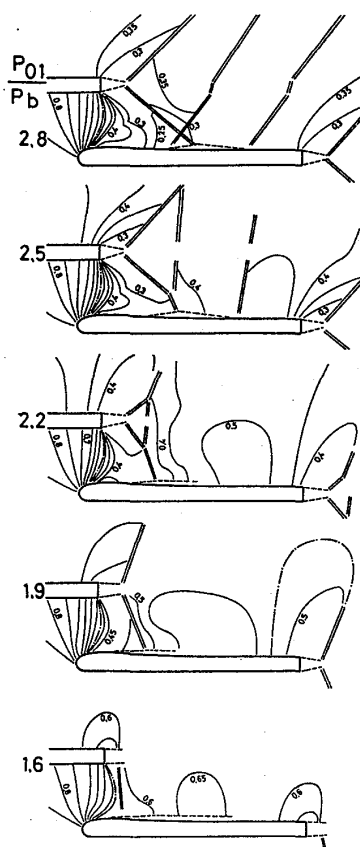


図5. 等圧力線図

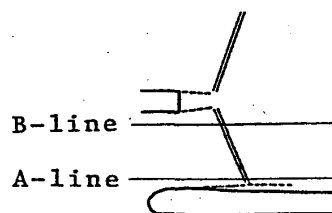


図6. 測定位置

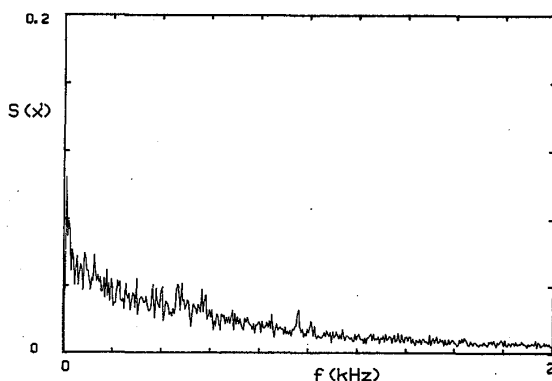
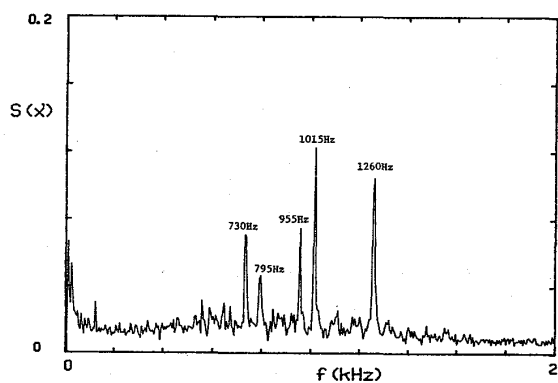
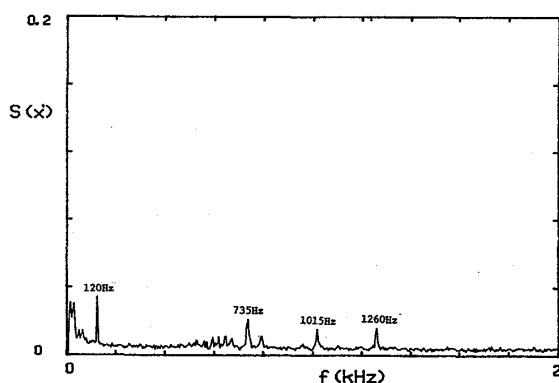


図7. 位置変動スペクトル

($P_{01}/P_b = 1.7$, A線上)



(a) A線上



(b) B線上

図8. 位置変動スペクトル ($P_{01}/P_b = 2.7$)

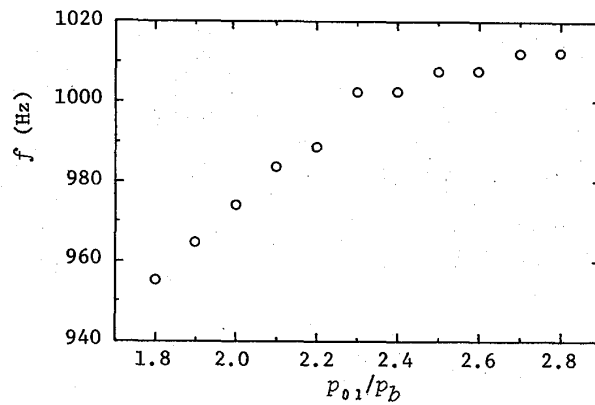


図9. 位置変動のピーク周波数 (A線上)

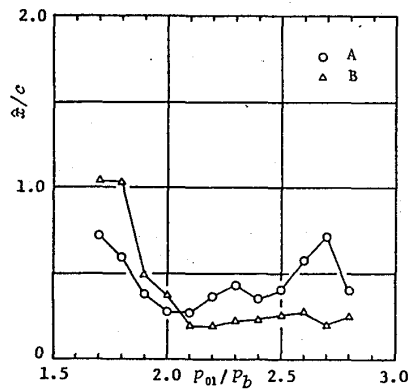


図10. 衝撃波の位置変動の自乗平均値

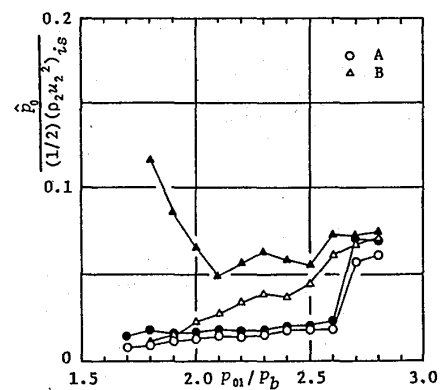
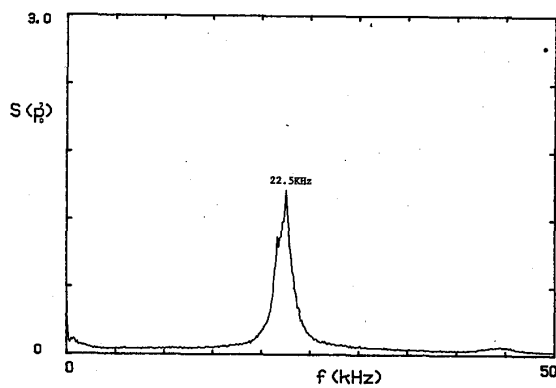
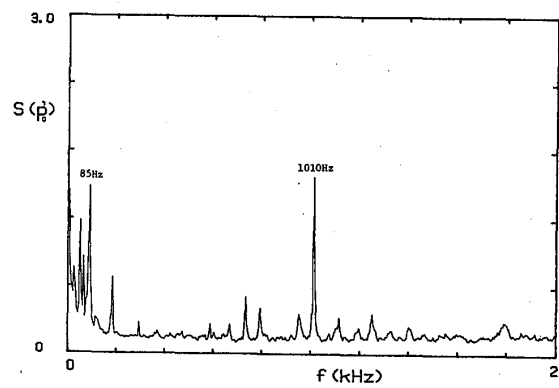


図11. 衝撃波による全圧変動
の自乗平均値

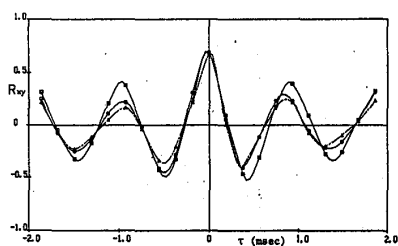


(a) $P_{01}/P_b = 1.8$

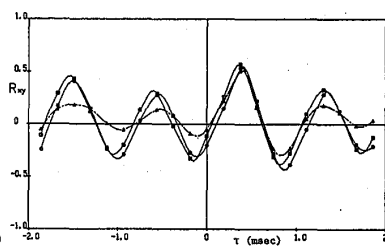


(b) $P_{01}/P_b = 2.8$

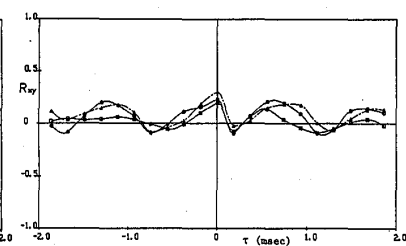
図12. 全圧変動スペクトル (B線上)



(a) $P_{01}/P_b = 2.6$



(b) $P_{01}/P_b = 2.73$



(c) $P_{01}/P_b = 2.8$

図13. 入射衝撃波と反射衝撃波の相関

* 菊 地 一 雄
田 村 敦 宏

(航空宇宙技術研究所)
(")

1 まえがき

筆者らは、三次元放物型ナビエ・ストークス方程式を「C→O法」と名付けた独自の数値解法により解き、ダクト流れの計算を行なってきた。放物型ナビエ・ストークス方程式は粘性、圧縮性のある流れを主流方向に前進的に効率良く解くことができる。方程式の特徴として剥離のある流れは取り扱いができないが、ダクトの設計においては安全サイドの計算となり、有用な設計ツールとなる。放物型ナビエ・ストークス方程式の解法についてはまず Spalding等の解法があり、圧力場の取り扱いに特徴がある。又、Anderson等は圧力場をポテンシャル流れを解いて求めている。^{(1)~(5)} これに対して「C→O法」法では連続の式を正確に満たした上、圧力場も計算の過程で何らの近似なしに求めることができる。この解法の特徴はrelaxした連続の式 $\text{div}(\rho q)=C_1$ を考え、 $|C_1|<\epsilon$ なるように圧力 p を決定する所にあり、直管、曲り円管内の非圧縮性の流れについてはすでに発表している。^{(6),(7)} 今回は三次元性の強い流れについてより計算が安定に行えるように改良した解法を用いて、曲り円管及び、ジェットエンジンの強制排気混合ノズル内の流れについて行なった数値計算例を紹介する。

2 記号

ξ_m ; 一般曲線直交座標系	q ; 合速度ベクトル
h_m ; 座標係数	u_m ; ξ_m 軸方向 速度成分
J ; ヤコビアン ($=h_1 h_2 h_3$)	U_m ; $U_m = J u_m / h_m$
Re ; レイノルズ数	p ; 圧力
Pr ; プラントル数	ρ ; 密度
E ; エッケルト数	T ; 温度
δ_{mn} ; クロネッカのデルタ	μ ; 分子粘性係数
	λ ; $-2/3 \mu$
	C_p ; 定圧比熱
	K ; 熱伝導係数

添字

m ; ξ_m 軸方向
 i, j, k ; ξ_1, ξ_2, ξ_3 軸方向の計算格子

3 一般曲線直交座標系

座標系として一般曲線直交座標系を導入する。 ξ_1 軸をダクトの放射状方向、 ξ_2 軸を周回方向、 ξ_3 軸を主流方向にとる。(図1) ξ_m 軸の座標係数を h_m とすれば、座標係数とヤコビアンはそれぞれ次式となる。

$$h_m^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_m} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_m} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_m} \right)^2 \quad (1)$$

$$J = h_1 \times h_2 \times h_3 \quad (2)$$

4 基礎方程式

ターボ機械に使われるダクトにはコアのあるものと無いものがあるが、後者の場合の境界条件の取り扱いを容易にするために、速度成分 u_m の代わりに U_m を導入する。

$$U_m = \frac{J}{h_m} u_m \quad (3)$$

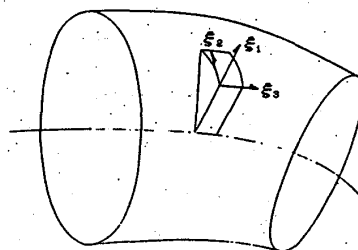


図1 一般曲線直交座標系

一般曲線直交座標系における無次元化された三次元流れの基礎方程式は以下のようになる。

$$\rho \left(\frac{h_n}{J} \right)^2 \left\{ U_1 \frac{\partial U_n}{\partial \xi_1} + U_2 \frac{\partial U_n}{\partial \xi_2} + U_3 \frac{\partial U_n}{\partial \xi_3} + f_n \right\} + \frac{\partial p}{\partial \xi_n} \\ = \frac{1}{\text{Re } J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\tau_{n1} \frac{h_n J}{h_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\tau_{n2} \frac{h_n J}{h_2} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\tau_{n3} \frac{h_n J}{h_3} \right) \right. \\ \left. - J \cdot (D_{1n} \tau_{11} + D_{2n} \tau_{22} + D_{3n} \tau_{33}) \right\} \quad n=1,2,3 \quad (4)$$

$$\rho \left\{ U_1 \frac{\partial}{\partial \xi_1} (C_p T) + U_2 \frac{\partial}{\partial \xi_2} (C_p T) + U_3 \frac{\partial}{\partial \xi_3} (C_p T) \right\} - E \left\{ U_1 \frac{\partial p}{\partial \xi_1} + U_2 \frac{\partial p}{\partial \xi_2} + U_3 \frac{\partial p}{\partial \xi_3} \right\} \\ = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{JK}{h_1^2} \frac{\partial T}{\partial \xi_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{JK}{h_2^2} \frac{\partial T}{\partial \xi_2} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{JK}{h_3^2} \frac{\partial T}{\partial \xi_3} \right) \right\} + \frac{E}{\text{Re}} J \phi \quad (5)$$

$$p = \left(\frac{gRT_0}{U_0^2} \right) \rho T \quad (6)$$

$$\frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} (\rho U_1) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} (\rho U_2) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} (\rho U_3) \right\} = 0 \quad (7)$$

ここで(4)式は定常の三次元ナビエ・ストークス方程式である。(5),(6),(7)式は、それぞれエネルギー、状態、連続の式である。ここに

$$f_n = U_n \left\{ (2D_{n1} - J_1) U_1 + (2D_{n2} - J_2) U_2 + (2D_{n3} - J_3) U_3 \right\} \\ + \frac{1}{h_n^2} \left\{ (U_1 h_1)^2 D_{1n} + (U_2 h_2)^2 D_{2n} + (U_3 h_3)^2 D_{3n} \right\}$$

$$D_{nn} = \frac{1}{h_n} \frac{\partial h_n}{\partial \xi_n} \quad \tau_{nn} = \delta_{nn} \lambda \text{div} \mathbf{q} + A_{nn}$$

$$A_{nn} = \frac{2\mu}{J} \left\{ J \frac{\partial}{\partial \xi_n} \left(\frac{U_n}{J} \right) + U_1 D_{n1} + U_2 D_{n2} + U_3 D_{n3} \right\}$$

$$A_{nn} = A_{nn} = \mu \left\{ \frac{h_n}{h_n} \frac{\partial}{\partial \xi_n} \left(\frac{U_n}{J} \right) + \frac{h_n}{h_n} \frac{\partial}{\partial \xi_n} \left(\frac{U_n}{J} \right) \right\} \quad n \neq n$$

$$\phi = \frac{1}{2\mu} \left\{ \tau_{11}^2 + \tau_{22}^2 + \tau_{33}^2 + 2(\tau_{12}^2 + \tau_{23}^2 + \tau_{31}^2) \right\}$$

(4),(5)式を放物化すれば上流から下流へと前進的に方程式を解くことができる。

ここでは断面内の変化に比べて主流方向の変化が十分に小さいという境界層型の近似が成り立つものとして下線を付した項を省略して放物化する。

次に圧力場に関するポアソン型方程式を導入する。

$$\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{J}{h_1^2} \frac{\partial p}{\partial \xi_1} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{J}{h_2^2} \frac{\partial p}{\partial \xi_2} \right) = \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{J}{h_1^2} S_1 \right) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{J}{h_2^2} S_2 \right) \quad (8)$$

ここで S_1, S_2 は $U_3 \partial U_n / \partial \xi_3$ を省略した(4)式から求めた $\partial p / \partial \xi_1, \partial p / \partial \xi_2$ である。

このポアソン方程式をそのまま解くと収束が悪く、計算時間の負担が大きくなる。 S_1, S_2 をそれぞれ ξ_2, ξ_1 で微分すると $\partial S_1 / \partial \xi_2 \equiv \partial S_2 / \partial \xi_1$ となる。しかし S_1, S_2 の近似度の違いから、この恒等式が成り立たないことが収束性を悪くする原因と考えられる。そこで補正量 $\Delta S_1, \Delta S_2$ を導入して、ポアソン方程式の右辺の S_1, S_2 をそれぞれ $S_1 + \Delta S_1, S_2 + \Delta S_2$ に置き換えて方程式を解く。この $\Delta S_1, \Delta S_2$ は、与えられた S_1, S_2 と求められた圧力 P から、 $\Delta S_1 = \partial P / \partial \xi_1 - S_1, \Delta S_2 = \partial P / \partial \xi_2 - S_2$ によって求められる。

さらにこの解法の特徴である連続の式の一階微分形を導入する。

$$\frac{\partial}{\partial \xi_n} \left\{ \frac{1}{J} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} (\rho U_1) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} (\rho U_2) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} (\rho U_3) \right\} \right\} = 0 \quad (9)$$

ここで m は1又は2である。この式は $\text{div}(\rho q) = C$ 、又は C_1 一定となることを示している。それぞれ (ρU_1) 、 (ρU_2) の二階微分方程式として解くことにより U_1 、 U_2 を求めることができる。この二つの式を交互に解くことによって断面内すべての点の C を一定の値にすることができる。

5 座標特異点上の各物理量の処理法

特異点近傍では各物理量がスムーズに変化していると考え、その点での合ベクトル及び接平面を使って各物理量を見積る。合ベクトルは特異点上の値となり境界条件として使われ、接平面は特異点の周りで値がスムーズに変化するように矯正する。

合ベクトル、接平面の見積りは必要な精度に応じて一次式、二次式を選択すれば良い。

6 境界条件及び入口条件

内部にコアを有する場合は、速度の境界条件として内外壁において、0又は特定の値を与える。温度場については温度又は温度勾配を与える。又、圧力のポアソン方程式では境界条件として圧力勾配 S_1 を与える。

次にコアのない場合には、内側の境界条件を座標特異点上で与えることになる。この点での座標係数 $h_2 = 0$ であることから第(3)式により $U_1 = U_3 = 0$ となる。 U_2 、圧力及び温度の境界条件は先に述べた特異点の処理法により求めた値を与える。

ダクトの周回方向については対称性のない一般三次元流れも扱うものとして対称条件を付す周期条件とした。

ダクト流れにおいては任意の入口条件をセットしても放物型方程式の解となるスムーズな流れを形成するとは限らない。入口条件は本来基礎方程式の解のファミリーに近いものでなければならないが、本解法ではモデル的な主流速度分布と温度分布および適当な二次流れ分布を与えている。圧力場は、与えられた入口速度分布により、 $\partial/\partial \xi_3$ を省略した第(8)式のポアソン方程式を解いて与えている。

7 数値解法

放物化された基礎方程式の離散化は ξ_1 、 ξ_2 方向にはCrank-Nicolson型の中心差分、 ξ_3 方向には後退差分を使用している。離散化点は $(i, j, k+1/2)$ であるが、この解法の要である連続の式については $\text{div}(\rho q) = 0$ を実現するために $C_{i+1/2, j+1/2, k+1/2}$ を離散化点としている。

図2の流れ図に沿って解法を説明する。 $k-1/2$ 断面のすべての値が求まっているものとして $k+1/2$ 断面の値を求める。まず外挿により $k+1/2$ 断面の値を求め各物理量の出発値とする。断面内の1点 I_c を圧力のピボット点とし、2つの圧力 P^1 、 P^2 を考える。まず P^1 をピボット点の圧力とする。

① 圧力についてのポアソン方程式を境界条件によって解き、求まった圧力場を P^1 にシフトする。その値を右辺に代入して、再び方程式を解く。収束するまでこれを繰り返す。求まった圧力場から ξ_1 、 ξ_2 微分を求め、 S_1 、 S_2 との差を次回の S_1 、 S_2 補正量 ΔS_1 、 ΔS_2 とする。

次に U_3 -Momentumより U_3 を求める。

② $N = 1$ の時、 U_2 -Momentumを解き出発値の U_2 求める。

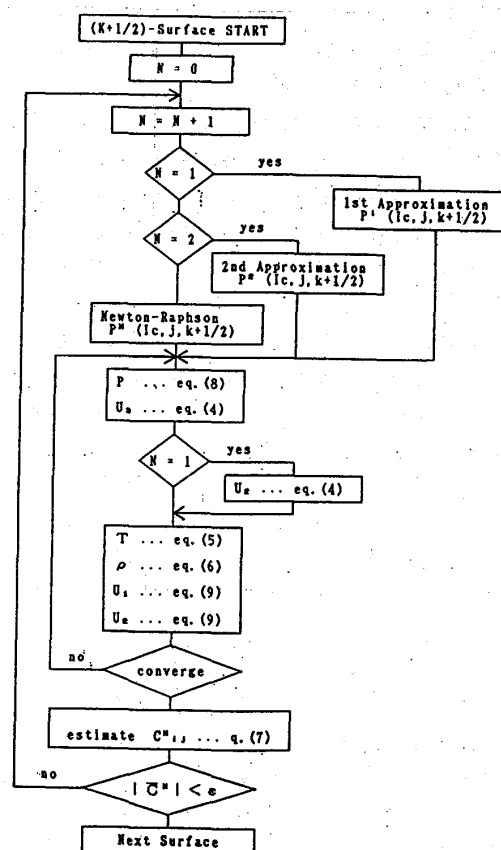


図2 $k+1/2$ 断面の計算手順

- ③ エネルギー方程式を解き温度を求める。
- ④ 特異点のある場合には前に述べた方法により特異点上の値を求める。
- ⑤ 連続の式の ε_1 微分式(9)から U_1 を求める。この時連続の式からの逸脱量 C は ε_1 方向に一定の値となる。同様に連続の式の ε_2 微分式から U_2 を求める。このステップにより連続の式の値 $C^{i+1/2, j, k+1/2}$ は断面内で一定に近くなる。
- ⑥ 各物理量が収束するまで①～⑤を繰り返し、収束した時の連続の式の値 $C^{i+1/2, j+1/2, k+1/2}$ の平均値を $\bar{C}^1$ とする。
- ⑦ 次にピボット点の圧力を p^2 に変え、上の処理を繰り返す。この時の連続の式の値の平均値を $\bar{C}^2$ とする。
- ⑧ これで p^1 に対して $\bar{C}^1$ 、 p^2 に対して $\bar{C}^2$ が定まった。Newton-Raphson 法により C が0となる p^3 を求め、この値を $P^{3, i, j, k+1/2}$ にセットして計算を繰り返す。これを $\bar{C}^N$ が充分小さくなるまで繰り返せば $|\bar{C}^N| < \varepsilon$ となり、すべての方程式、境界条件を満たした解が求められる。

8 計算結果

計算例として、曲り円管について中心が座標特異点となる内壁の無い管(単管)、内壁のあるもの(二重管)、ロープ後流の3例について示す。

単管の計算結果を図4～図7に示す。管は紙面に向かって左に曲っている。管形状は半径5mm、曲りは管中心で半径100mm。入口条件は、主流速度(u_3)10m/s、二次流れ(u_1, u_2)は0、圧力1気圧、温度200°Cである。境界条件は、壁で速度 $u_1 = u_2 = u_3 = 0$ 、温度20°Cである。

図8～図11は2重管について示してある。管は単管と同じく紙面に向かって左に曲っている。管半径は10mm内壁の半径は5mm、曲りは中心で半径100mmである。入口条件及び外壁の境界条件は単管の場合と同じである。内壁での境界条件は速度 $u_1 = u_2 = u_3 = 0$ 、温度20°Cを与えている。

単管の場合には速度、圧力及び温度共になめらかに変化している。一方、二重管においては曲りの角度 $\theta = 60^\circ$ で主流速度、温度分布の断面内変化が大きくなっている。 $\theta = 120^\circ$ になるとさらに断面内で速度差、温度差が広がっている。2次流れは終始二重管特有の内壁側及び外壁側に向きの異なる渦の有る流れを示している。曲り管の流れは上下対称であるが、対称条件を付さずに計算しているが、対称性のくずれなく解くことができた。

次にロープ後流の計算例を図13～図17に示す。図12は計算格子である。セクションAがロープの後端であり、計算開始点である。ケーシングの最大半径が0.5mm、コア半径が0.23mm、ロープの数は10枚で計算は図に示した1枚分について周期条件を使って計算した。

入口条件は速度300m/s、圧力2気圧、温度400°C、コア側とファン側の速度差150m/s。高温部400°C、低温部200°Cである。境界条件は内外壁 $u_1 = u_2 = u_3 = 0$ 、内壁温度400°C、外壁温度200°Cである。

セクションBでは二次流れは強く渦を巻いている。しかし、コア側ではすでに逆圧勾配になっている。セクションCでは外側へ向かう速度が大きくなり渦が見えなくなり、流路の中心及び外壁側でも圧力降下が非常に小さくなっている。セクションDでは外側へ向かう速度はさらに大きくなる。主流分布を見ると内壁側で速度欠損が大きくなり剥離する寸前であることがわかる。流入条件を変えてセクションEまで剥離を起こさずに計算できた例も有るが、放物型方程式の入口条件を発見的に見つけることは困難である。剥離の原因の一つとして、本解法では層流で計算しているために乱流拡散が無いことが考えられる。又、入口での二次流れが弱いとも思われる。

9 結論

曲り円管、特に二重円管の複雑な流れ、ロープ後流の三次元性の強い流れの計算例から、 Re の大小、速度及び温度の大きな段差のある流れについても、又、圧縮性の有無にかかわらず、「 $C \rightarrow 0$ 法」が充分に適用できることがわかった。

今後の課題として現実の流れとの比較、検討を重ねることが必要であることはいうまでもないが、解法としては近々乱流モデルの付加、背圧を考慮する部分放物化を行なう予定である。又、一般曲線直交座標系を採用しているでこの解法の応用範囲は広く、異形ダクト等にも適用できるが、さらに工学的応用を行ない易くするために方程式の非直交化を考えている。

最後に計算結果の図形表示について原動機空力研究室の野崎理研究員の協力を得たのでここに謝意を表わしたい。

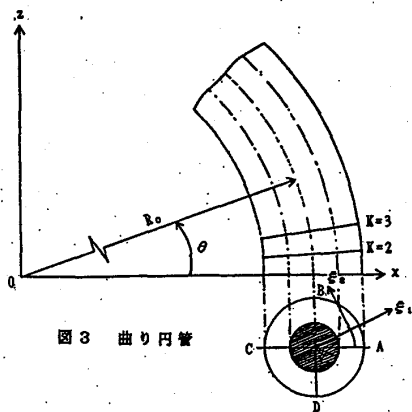


図3 曲り円管

Reference

1. S.V. Patanker and D.B. Spalding, A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, 1st. J. Heat Transfer. Vol. 15
2. K.N. Ghia and J.S. Sokhey, Laminar incompressible viscous flow in curved ducts of regular cross-sections, Transactions of the ASME DEC. 1977
3. V.S. Prasad and D.B. Spalding, Fluid flow and heat transfer in three-dimensional duct flows, Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 19, 1976
4. W. Roger Briley, Numerical method for predicting three-dimensional steady viscous flow in ducts, Journal of computational physics 14, 1974
5. O.L. Anderson and G.B. Hanks, Jr., Development of a parabolic finite difference method for 3-D high Reynolds number viscous internal flows, Computers in Flow Predictions and Fluid Dynamics Experiments, The Winter Annual Meeting of the ASME, NOV. 1981
6. 田村、菊地 グット内三次元流れの一般解法、NAL SP-1
7. 田村、菊地 グット内三次元流れの一般解法、第24回航空原動機に関する講演会

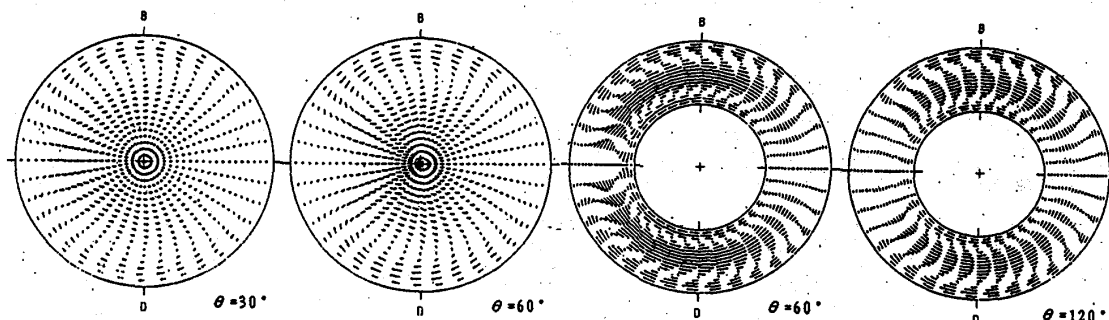


図4 単管二次流れベクトル図

図8 二重管二次流れベクトル図

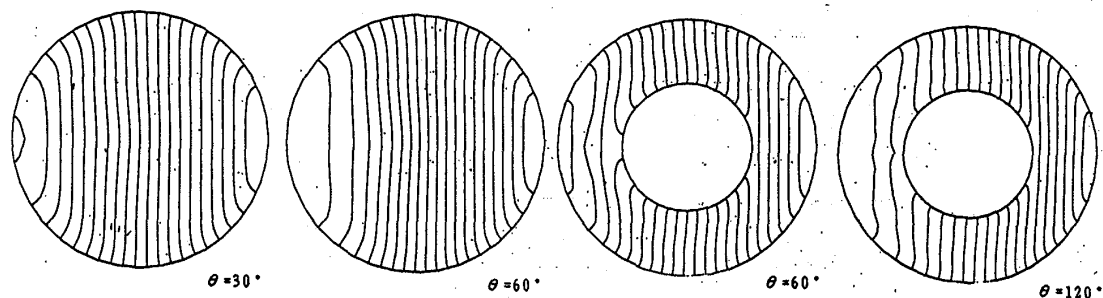


図5 単管圧力分布図

図9 二重管圧力分布図

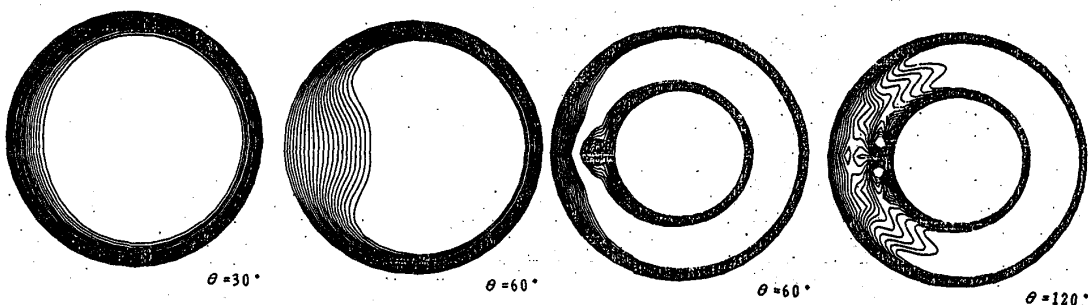


図6 単管主流分布図

図10 二重管主流分布図

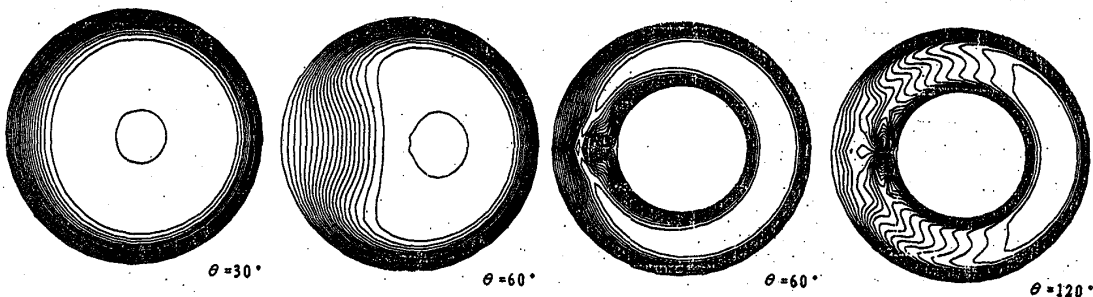


図7 単管温度分布図

図11 二重管温度分布図

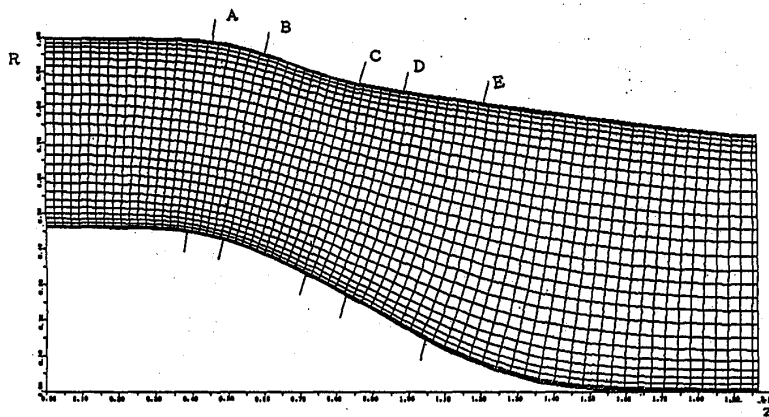


図 12 ロープ後流計算の計算格子

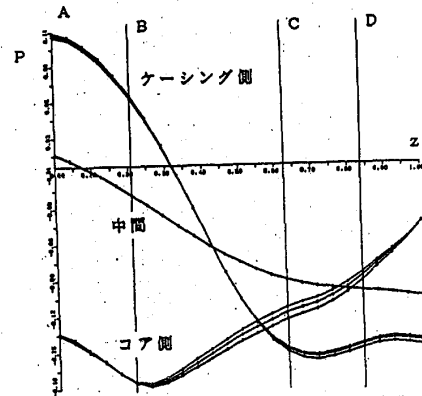


図 13 ロープ後流 下流方向圧力変化

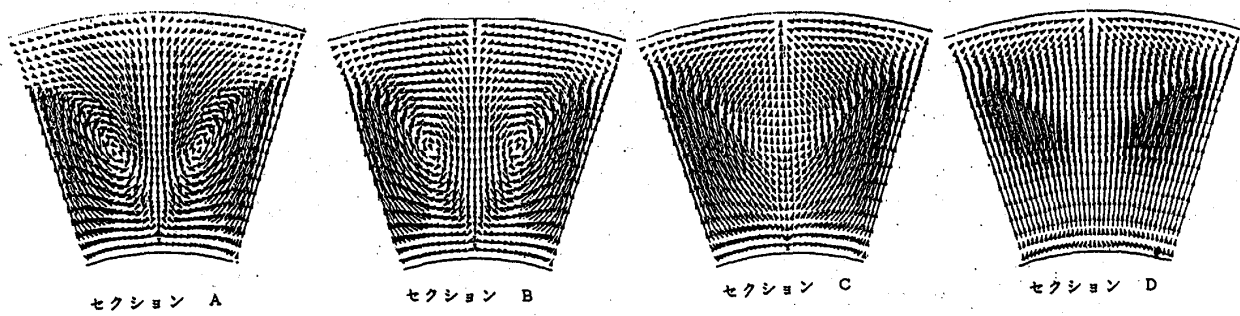


図 14 ロープ後流 二次流れベクトル図

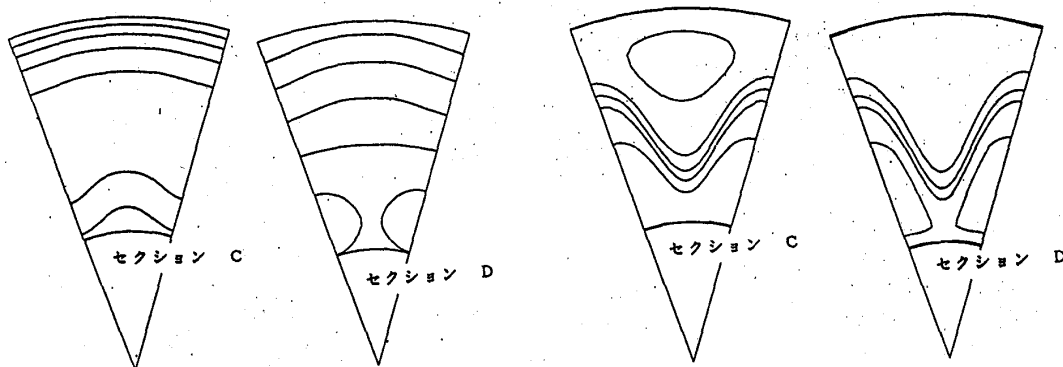


図 15 ロープ後流 圧力分布図

図 16 ロープ後流 主流分布図

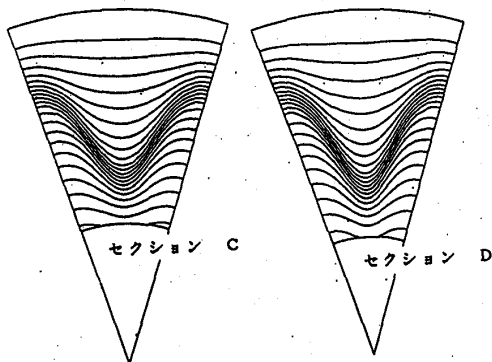


図 17 ロープ後流 温度分布図

中橋和博	(航空宇宙技術研究所)
菊地一雄	(航空宇宙技術研究所)
福田正大	(航空宇宙技術研究所)
田村敦宏	(航空宇宙技術研究所)

1. はじめに

計算空気力学は、近年の目覚ましい計算機の発達および計算法の改善により飛躍的な進歩を遂げ、翼列の設計・解析にも既に工学的に欠くことのできない重要な道具にまでなっている。更にスーパーコンピュータの普及に伴い、二次元ナビエ・ストークス計算がこれまでの非粘性計算に取って代り、近い将来には三次元ナビエ・ストークス計算が翼列デザインに大きな役割を果たすものと思われる。

翼列計算は図1に示す手順で行なわれる。翼形状データが与えられた後、格子生成、流れ場の計算、そして図形出力等の後処理により計算結果を調べる。翼列計算ソフトを工学的道具として使えるようにするためには、計算効率と使い易さの両方を考えなくてはならない。流れ場の計算に要するCPU時間が重要な要素であるのは当然であるが、計算ソフトがいろいろな翼形状や食違い角およびピッチなどの変化に簡単に対応できるように、格子生成の容易さも全体の計算効率の点で流れ計算に劣らず重要な要素である。

翼列のナビエ・ストークス計算で現在最も一般的に用いられている方法は、C型格子で翼まわりの空間を離散化する際、図2⁽¹⁾に示すように隣接翼との境界面で格子点が格子線の傾きも含めて一致するようにして流れ場を計算する方法である。しかしながら周期境界を満たすような差分格子を生成するのは、特に食違い角の大きな翼列ではかなり困難となる。またその様な格子では格子線が

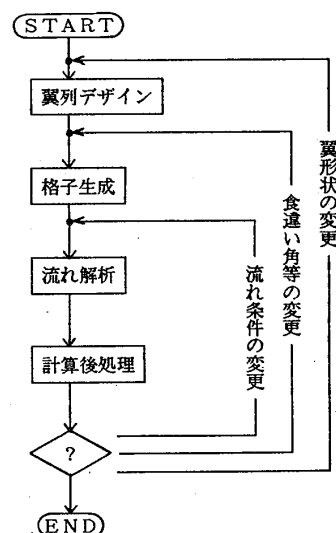


図1. 翼列計算の手順

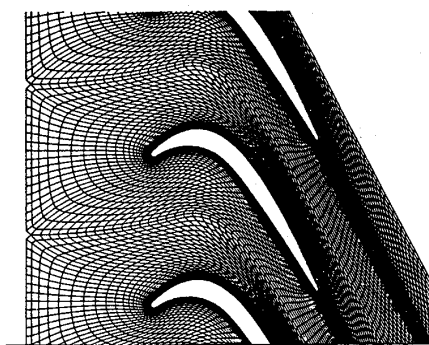


図2. 従来の翼列計算格子

かなり歪むために計算誤差を生じる可能性もある。この欠点を補う方法も提案されているものの^[1,2]、本質的に改善されているとはいえない。

これに代わる翼列計算法として、差分計算 (FDM) の中に部分的に有限要素法 (FEM) を用いることによって格子生成に融通性を持たせた FDM-FEM 領域分割計算法^[3]の適用がある。FDM-FEM 領域分割計算法は、複雑な物体まわりの流れや流れ場の中にいくつも物体があるような複数物体問題に対する計算法として開発されたものである。これは、計算領域を物体近くの領域とその残りとに分け、物体近傍の粘性流領域はナビエ・ストークス方程式を陰的な差分法 (FDM) で解き、それら FDM 領域をつなぐ領域は陽的な有限要素法 (FEM) を用いて解くもので、陰的差分法の計算効率の良さと有限要素法の形状適応性という両計算法の長所を合わせ持ったハイブリッド計算法と言え、特に内部流問題のような複雑な形状まわりの粘性流計算には実的な手法である。

本発表では、翼列粘性流計算に対する FDM-FEM 領域分割計算法について、この計算法の概要および計算例を示し、工学的な観点からこの手法について議論する。

2. FDM-FEM 領域分割計算法^[3]

2.1 差分法

圧縮性流ナビエ・ストークス方程式を一般化座標で書き直し、Beam-Warming タイプの陰差分法^[4]で解く。本計算では定常流を対象としているため、更に空間局所時間ステップを用いている。この局所時間ステップは単に収束速度を早めるだけでなく、粘性流計算では計算の安定化に寄与して使い易さを大きく改善している。乱流境界層には Baldwin-Lomax の乱流モデルを用いる。

2.2 有限要素法

有限要素法は、翼まわり差分計算領域をつなぐ領域に適用する。この領域はほぼ非粘性な流れと見なせるため、オイラー方程式に対する有限要素法について考える。ここで用いる手法は、三角形 1 次要素に対する 2 段階テイラー・ガラーキン法^[5]に類するものである。まず第 1 ステップ (時間 $t^{n+1/2}$) では、要素内で物理量が一定であると仮定して各要素での値を陽に求める。次に第 2 ステップ (時間 t^{n+1}) では、形状関数を重み関数としてガラーキン法を適用し、更に対角化近似法を用いて解法を完全な陽解法として、計算時間と計算機必要記憶容量の大幅な削減を行なう。

計算効率を更に高めるために、差分計算と有限要素計算それぞれの領域で違った時間ステップを用い、かつ 1 回の差分計算に対し有限要素領域の計算を数回進めることにより解の収束率の大幅な改善をはかっている。

2.3 境界条件

(1) 上流と下流境界条件 : 上流は全圧、全温および流入角を与えて残りの条件を参

照面特性曲線法で求める。下流では静圧のみを指定し他は外挿で求める。

(2) 周期境界: FDMとFEMの領域間の情報伝達は、両領域の格子をその境界面で部分的に重ね合わせる事により行なう(図3)。重なり合った領域では、FEM格子の融通性を利用してFDMとFEMの両格子の位置が一致するように格子を作成する。計算は、時間方向に進めていく過程でFDM領域とFEM領域を交互に解き、それぞれの境界条件を相手の一つ内側の値から与える。領域境界面でFDMとFEMの両格子点位置が一致しているため、領域間の情報受け渡しに解の内挿の必要性がなく、簡潔でかつ精度良い領域接合法である。

3. 格子生成

格子生成の容易さは、計算空気力学を工学的な道具として使う際には非常に重要な要素であるが、本計算法では有限要素法の部分的採用により形状適応性が付加されているため非常に簡単化される。

格子は最初にFDM-C格子で翼まわりを囲む(図4-a)。このFDM格子は翼近傍だけを対象にすれば良く、かつ外側の境界の形は比較的自由であり、その境界上での格子点分布にも制約がないため、代数式を用いた簡単な格子生成法で十分である。

次に、上流部とFDM領域の外側境界で囲まれる翼間とをFEM格子(図4-b)で埋める。FDM領域との境界上では、節点の位置はFDM格子点から与えられる。それゆえFEM格子の生成は、領域外周上に節点分布の位置が指定された状態で、その内部を三角形要素(非構造化格子)で分割することになり、既存の自動要素分割法を適用できる。

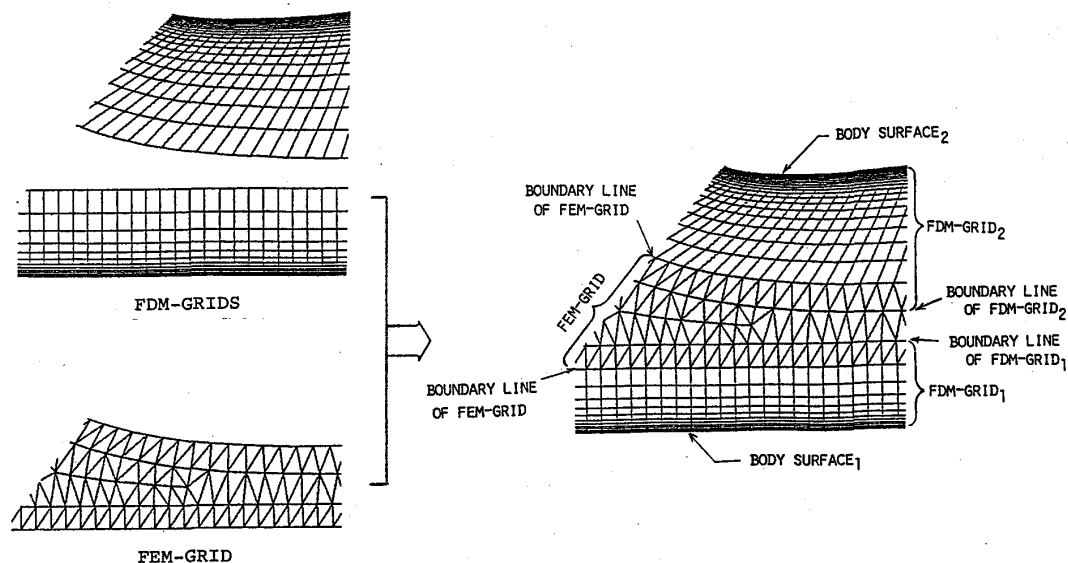


図3. FDM領域とFEM領域の接合

4. 計算結果

図5～8に遷音速タービン翼列^[6]の計算結果を示す。この翼列は比較的大きなキャンバーと食違い角を持っているため、単一の差分格子を用いた従来の計算法では格子生成が極めて困難となり、たとえ格子を作成できたとしても格子線の歪が大きくなるために差分解の計算精度を損なう。本計算法では図4に示したように、この様な形状の翼列でも非常に簡単に扱えるため、その有用性を示すには好例であろう。

図5は出口マッハ数 1.15、流入角60度（設計値）の計算結果を等マッハ線図で示したものと、実験^[6]のシュリーレン写真である。翼後縁から発生した衝撃波が次の翼に衝突している様子が計算でも明確に再現されている。図6は翼面上の静圧分布を実験値と比較したもので、翼全体で実験値とよく一致している。

図7は出口マッハ数 0.91、流入角60度の場合、図8は出口マッハ数 1.43、流入角40度の場合で、それぞれシュリーレン写真との比較をしている。出口マッハ数が0.91の場合、衝撃波が弱いため計算ではその形状を十分捕らえられてはいないものの、翼背面上の境界層剥離位置は良く予測している。出口マッハ数が1.43の場合、強い衝撃波と境界層との間の相互干渉による剥離等の複雑な物理現象がかなり良く再現されていると言えよう。

本計算で用いた格子点の数は、差分格子 181×31 、有限要素法の節点数 672、要素数 1122 であり、計算時間はFACOM M-380（スカラ計算機）で約10分、この内、有限要素法の計算が占める割合は15%程度である。差分、有限要素法とも容易にベクトル化でき、ベクトル計算機を用いると1分以内で計算が可能である。格子生成の容易さをも考え合わせると、工学的に非常に便利な道具として使えるであろう。

図9はジェットエンジン用タービンの計算例（出口マッハ数0.9995）で、図10には圧力分布の実験値^[7]との比較を示している。このタービンは、食違い角がさほど大きくないため単一の差分格子による計算も可能であり、その結果とも比較したが極めて良い一致を示した。

5. 結論

翼列粘性流れの新しい計算法として、FDM-FEM領域分割計算法の適用を試みた。この計算法では陰的差分法の高い計算効率を持ち、大型計算機を用いれば短時間で翼列のナビエ・ストークス計算が行える。また有限要素法の形状適応性により格子生成が非常に容易になり、翼列設計等の工学的道具として非常に大きな利点を持った実用的な手法になっているといえよう。

6. 参考文献

- [1] Davis, R. L., et al., "Cascade Viscous Flow Analysis Using the Navier-Stokes Equations," AIAA-86-0033, 1986.
- [2] Delaney, R. A., "Time-Marching Analysis of Steady Transonic Flow in Turbomachinery Cascades Using the Hopscotch Method," ASME Paper 82-GT-152, 1982.
- [3] Nakahashi, K., "FDM-FEM Zonal Approach for Computations of Compressible Viscous Flows," Proc. 10th International Conference on Numerical Method in Fluid Dynamics, China, 1986 (to appear in Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag)、(または第18回流体力学講演会講演集、1986)。
- [4] Pulliam, T. H., et al., "Recent Improvements in Efficiency, Accuracy and Convergence for Implicit Approximate-Factorization Algorithms," AIAA-85-0360 1985.
- [5] Lohner, R., et al., "Finite Element Methods for High Speed Flows," AIAA-85-1531-CP, 1985.
- [6] Graham, C. G., et al., "Shock Boundary Layer Interaction on High Turning Transonic Turbine Cascades," ASME Paper 79-GT-37, 1979.
- [7] 山崎紀雄、蓑田光弘、能瀬弘幸、「低圧タービン用動翼の二次元高速翼列試験」、NAL TM-451, 1981.

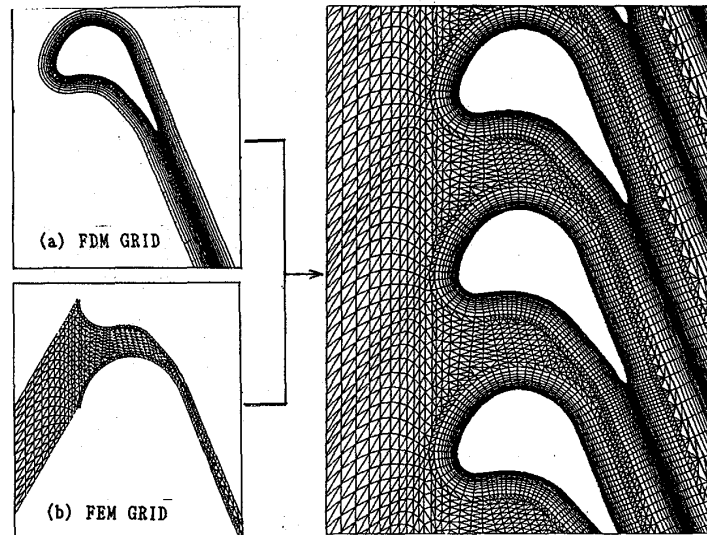


図4. タービン翼列の格子生成

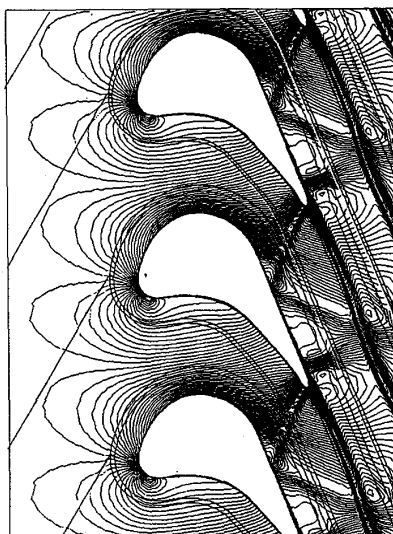
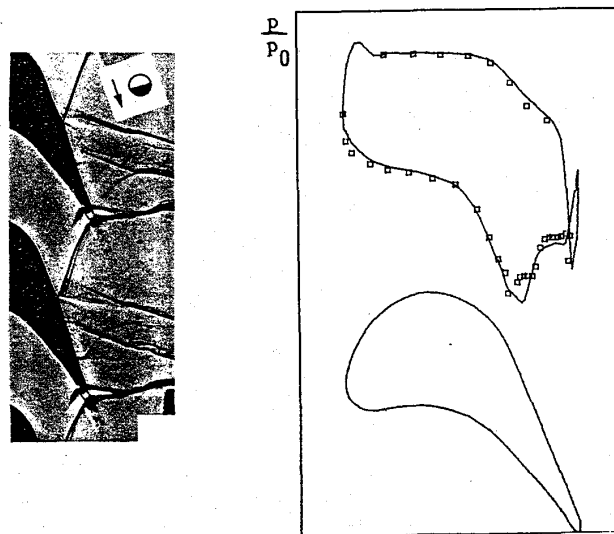


図5. タービン翼列の等マッハ線図とシュリーレン写真 図6. 翼面上静圧分布の計算値と実験値の比較
出口マッハ数 = 1.15、流入角 = 60°



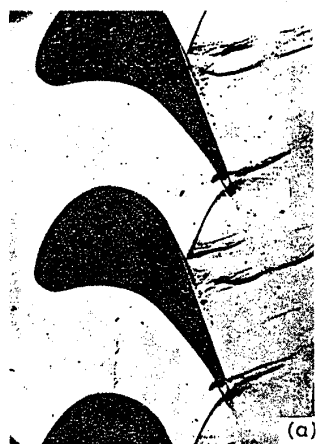
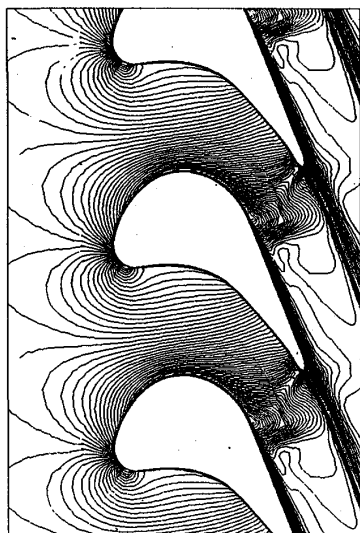


図 7. タービン翼列の等マッハ線図とシュリーレン写真
出口マッハ数 = 0.91、流入角 = 60°

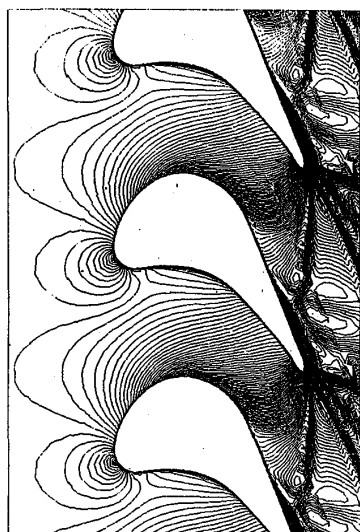


図 8. タービン翼列の等マッハ線図とシュリーレン写真
出口マッハ数 = 1.43、流入角 = 40°

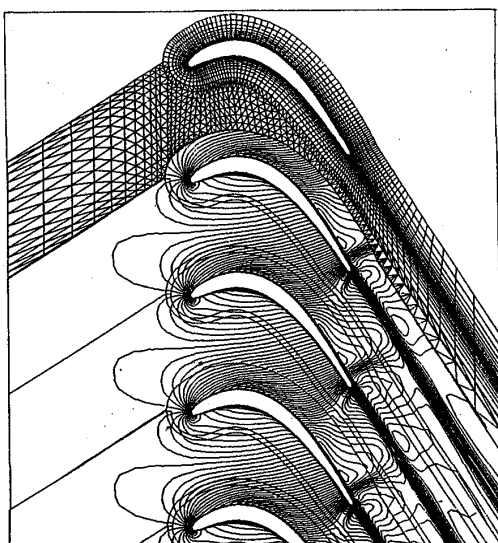


図 9. タービン翼列の格子と等マッハ線図

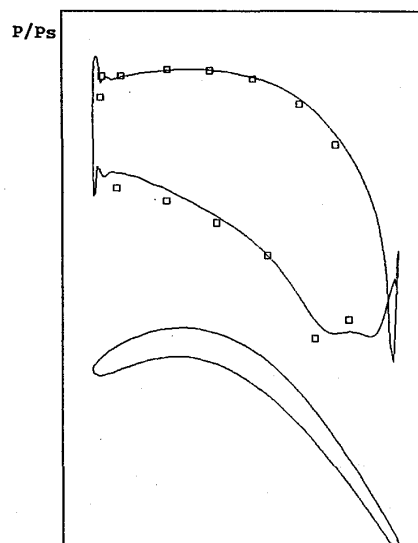


図 10. 翼面上静圧分布の計算値と実験値の比較

軸流移行形斜流羽根無しディフューザに関する研究

(ディフューザ入口のハブ、シュラウド間速度分布の影響)

中 川 智 博 (東理大院)

酒 井 俊 道 (東理大)

1. 諸言

軸流移行形の斜流ディフューザは、平行円錐環状形、半径流移行形のディフューザに比べ外径を小さくすることが可能であり実用上多くの利点がある。しかし軸流移行形の場合、流路を軸方向に転向させた形状により、流れの旋回による遠心力と子午線方向速度成分による遠心力が共に外壁に向かって働くことになる。このため軸流移行形ディフューザにおいては、平行円錐環状形、半径流移行形のディフューザに比較してこの外壁に向かって働く遠心力に釣合うような大きな静圧力勾配が子午断面流路の流路中央線に垂直の方向 (n 方向) に生じる。この外壁側で高く、内壁側で低い圧力勾配により内壁側で低エネルギーとなり、ねじれ境界層が発達し、場合によっては逆流が発生し、ディフューザ性能の著しい低下をまねく。

著者らはこれまでに、軸流ディフューザの内部流れ、流路拡散率がディフューザの内部流れおよび性能におよぼす影響、また流路の内壁面上に流路幅の $1/5$ 程度の高さの案内羽根を装着することによって逆流を防ぎ、高性能の軸流移行形斜流ディフューザを得ることができるということを示した⁽¹⁾。

本研究では、ディフューザ入口における流れの流入角度、 n 方向への速度勾配がディフューザ内部流れおよび性能におよぼす影響を調べることを目的としている。

記 号

C : 絶対速度
 P_s : 静圧力
 P_t : 全圧力
 θ : 接線方向に対する流れ角度
 n : n 方向への内壁からの距離
 b : 流路幅

添 字

i : ディフューザ入口基準位置
 m : 子午線方向速度成分
 $-$: 流量平均値

C_{ps} : 静圧力回復係数 $C_{ps} = (P_s - \overline{P_{si}}) / (\overline{P_{ti}} - \overline{P_{si}})$
 C_{pt} : 全圧力係数 $C_{pt} = (P_t - \overline{P_{si}}) / (\overline{P_{ti}} - \overline{P_{si}})$

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いた実験装置の概略を図1に、ディフューザ形状を図2に示す。

ディフューザ入口に与えるモデル流れは、流路の n 方向に速度勾配の無い場合には流入角度を $\theta_i = 30^\circ$ 、 45° 、 60° に、 n 方向に速度勾配のある場合には入口の子午断面流路中央における流入角度を $\theta_i = 30^\circ$ に設定した。また羽根車後流の影響の無い流れを得るために、羽根車は用いずにブロワによる押し込み流れを与え、流れの接線方向速度成分は回転スクリーンロータにより与えた。ディフューザ流路出口にはス

クリーンを数枚装着して絞りとした。入口モデル流れは、3種類のロータを用い、押し込み流れの一部をディフューザ入口において外部に放出するなどして作成した。ディフューザ内流れは、外径 $\phi 0.7$ mmのステンレスパイプを用いた先端部厚さ 0.7 mm、幅 2.1 mmの3孔コブラ形プローブを、ディフューザ外壁に設けた12箇所の測定孔から挿入し、全圧力、静圧力および流れ角度を n 方向にトラバース測定した。プローブの最大投影面積は、ディフューザ流路断面積に対し 0.3 %程度である。全圧力、静圧力の測定には内径 9.5 mmのアルコールマンノメータを用いて、読取り顕微鏡（最少目盛り $1/100$ mm）で測定し、流れ角度は測量用トランシット（最少読取り角度 $1/60^\circ$ ）により測定した。また流路入口における流路直径を代表長さ、流路入口平均速度を代表速度とした場合のレイノルズ数は約 2.0×10^5 である。

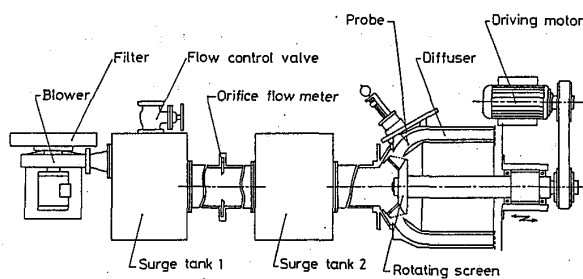


図1 実験装置概略

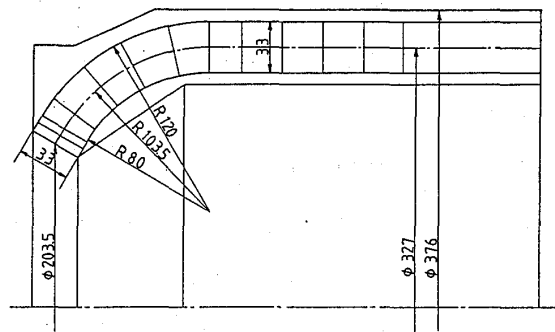


図2 ディフューザ形状

3. 実験結果および考察

・流入角度による影響

図3～図6はディフューザ入口に、流入角度 $\theta_i = 30^\circ$ 、 45° 、 60° で n 方向にほぼ一様な速度を持った流れを与えた場合の等流量線、子午線方向速度成分、等静圧力線図および等全圧力線図である。

図3の等流量線図を見ると、 n 方向外壁に向かって生じる遠心力のためにディフューザ内の流れが $\theta_i = 30^\circ$ 、 45° 、 60° いずれの場合も外壁に偏る傾向があることがわかる。そしてその傾向は流入角度が小さい程強くなっており、特に $\theta_i = 30^\circ$ の場合には図4の子午線方向速度成分の図を見ると明らかなように、曲管部の内壁側で逆流域が存在している。この原因を考えると、まず先に述べたように n 方向の外壁に向かって大きな遠心力が働くため、この遠心力に釣合うように流路の n 方向に外壁側で高く、内壁側で低い静圧力勾配が生じることになる。さらにステンレスディフューザの壁面近傍では壁面摩擦の影響により運動エネルギーが失われていくために主流域に比べて低エネルギーとなる。このために軸流移行形のディフューザにおいては内壁側で低エネルギーとなる傾向が強く、ディフューザ内の下流で大きく、上流で小さな静圧力の勾配との釣合いにより流れは接線方向に近づき、ねじれ境界層を形成することになる。そしてこのねじれ境界層の発達が顕著な場合には逆流を生ずる。

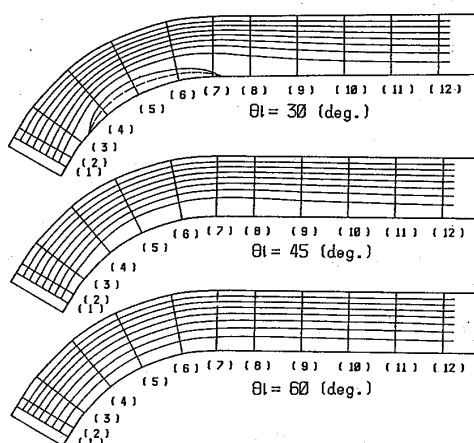


図3 等流量線分布

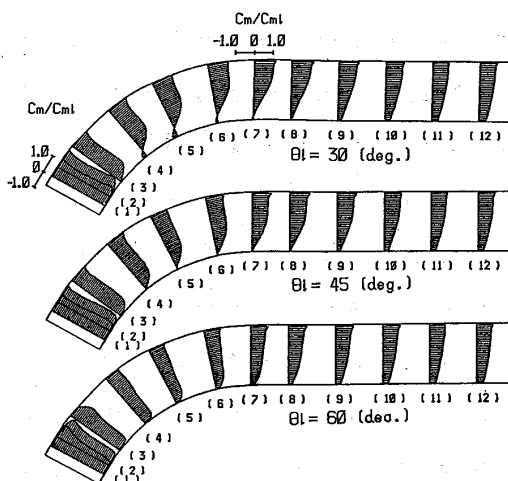


図4 子午線方向速度成分

図5の等静圧力線図を見ると、先に述べた流路の n 方向への静圧力勾配の存在がよくわかる。いずれの流入角度の場合も n 方向について等静圧力線が流路の直管部に比べて曲管部で密になっているが、これは n 方向の静圧力勾配が流路内の遠心力によるものであることを示している。また流入角度別に見ると、流入角度が大きい程静圧力の回復は良好な値を示し、流入角度の小さい $\theta_i = 30^\circ$ の場合には内壁側に逆流が発生し静圧力回復が著しく悪くなっている。図6の等全圧力線図を見ても軸流移行形ディフューザの場合には、外壁側の全圧力が大きくなり、内壁側では低エネルギー流体の存在が確認できる。また流入角度が小さくなるにしたがって、内壁側での全圧力勾配が大きくなり、特に逆流の生じている $\theta_i = 30^\circ$ の場合にはその循環流にエネルギーを奪われて内壁での全圧力が著しく小さくなっている。

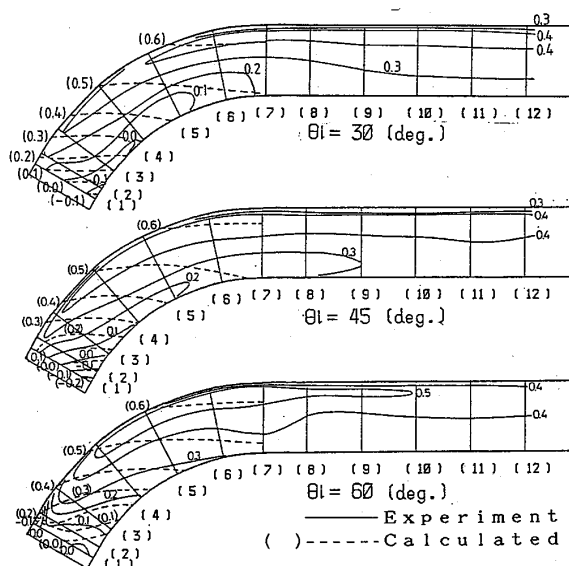


図5 静圧力回復係数 C_{ps} の分布

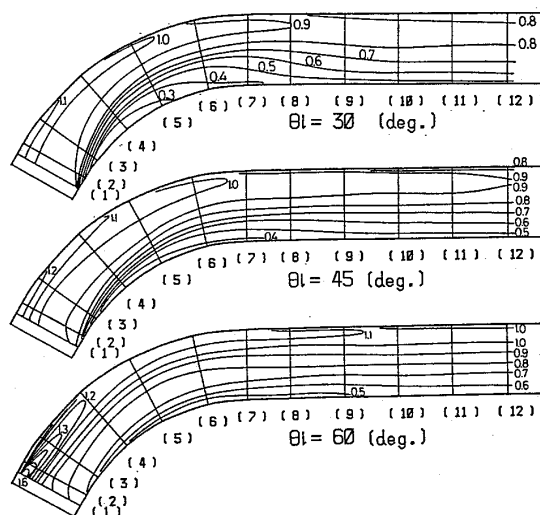


図6 全圧力係数 C_{pt} の分布

図7は静圧力回復係数および全圧力係数を示している。曲管部においては、流入角度が小さいほど圧力回復が悪くなっている。 $\theta_i = 30^\circ$ の場合には内壁における逆流

域のブロックageにより良好な有効流路断面積の拡大が得られず、 $\theta_i = 45^\circ$ 、 60° に比べて特に圧力の回復が悪くなっていることがわかる。

・流路 n 方向への速度勾配の影響

図 8～図 13中の B-30-2および B-30-3は、子午断面流路の流路入口中央で流入角度を 30° に設定し、流路の n 方向に速度勾配を与えたもので B-30-2は流速が内壁側で速く、外壁側で遅い流れ、B-30-3は外壁側で速く、内壁側で遅い流れとなっている。この速度勾配は主に子午線方向速度成分によって与え、接線方向速度成分はほぼ一様としている。また比較のために先に述べた n 方向に速度勾配が無く $\theta_i = 30^\circ$ の場合を B-30-1とする。図 8に流路入口における子午線方向速度成分の n 方向への勾配の様子を示す。

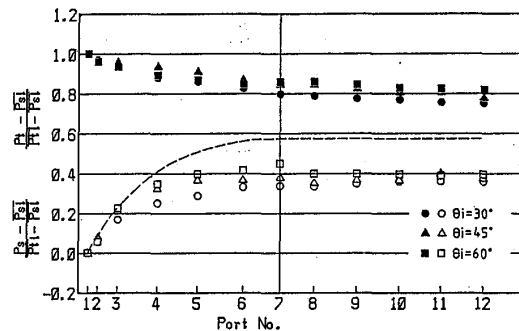


図 7 全圧力係数および静圧力回復係数

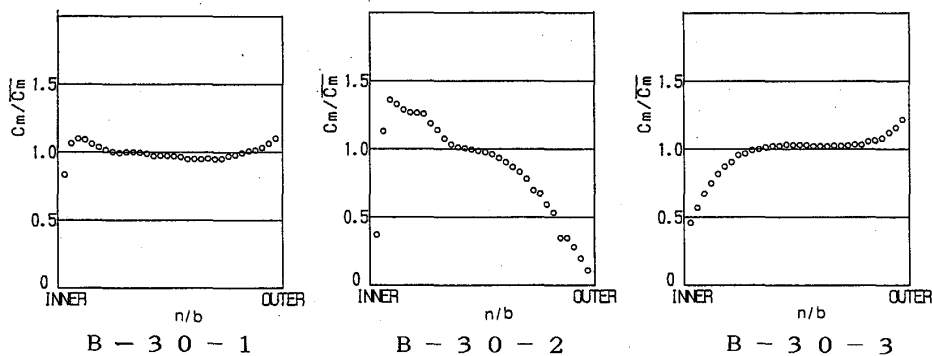


図 8 流路入口における子午線方向速度成分

図 9 は n 方向に速度勾配を持たせた場合の等流量線であるが、n 方向に速度勾配の無い一様流を与えた B-30-1に比べて、内壁側で速い流れを与えた B-30-2では入口から曲管部にかけて流れの外壁への偏りが小さく、内壁における逆流の発生が見られない。

一方、外壁側で速い流れを与えた B-30-3の場合は曲管部における流れの外壁への偏りが非常に顕著で、内壁における逆流域も一様流の B-30-1に比べかなり大きくなっている。図 10の子午線方向速度成分の図を見ても、B-30-2では下流に行くに従って内壁側で速く、外壁側で遅い速度勾配が次第に緩和されているのに対し、B-30-3では入口から曲管部にかけて、外壁側で速く、内壁側で遅い速度勾配が次第に大きくなり、Port 5～Port 6のあたりで最も大きな勾配となった後、直管部に入って次第にその勾配が緩和しているのがわかる。

図 11および図 12は等全圧力線と等静圧力線の分布図である。図 11を見ると B-30-2に比べて B-30-1、B-30-3は流路入口付近の内壁側で等圧力線が密になっている。このために外壁側で高く、内壁側で低い全圧力の n 方向への勾配が急であり、特に流路の曲

管部においては、その内壁側で低エネルギーの流体の存在が認められる。この領域と逆流の発生している領域とは良く一致しており、逆流の発生にこの内壁側での低エネルギー化が大きな影響を及ぼしていることが確認できる。またこの傾向はB-30-1よりB-30-3で顕著であり、流路入口において外壁側で速い速度勾配を持った流れを与えることはn方向の全圧力勾配を大きくし、流れに良くない影響を及ぼすと考えられる。逆にB-30-2のような内壁側で速い速度勾配を持った流れを与えた場合には、n方向の全圧力勾配も小さく、内壁側での低エネルギー化も小さくなっている。図12の等静圧力線分布を見てもB-30-2の条件の場合、下流に行くに従って比較的理論値と同じような傾向を示しながら確実に静圧力の回復が得られているのに対し、B-30-1、B-30-3の条件では圧力の回復が緩慢で、特に逆流の生じている内壁側で静圧力回復の悪い領域が流路の下流に向かって広がっている。その領域は、入口で一樣流を与えたB-30-1に比べ外壁で速い速度勾配を持ったB-30-3の場合の方が大きい。

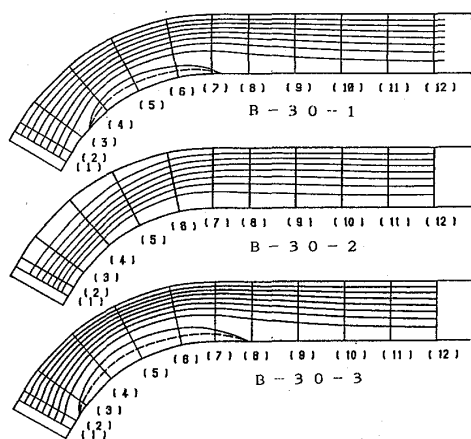


図9 等流量線分布

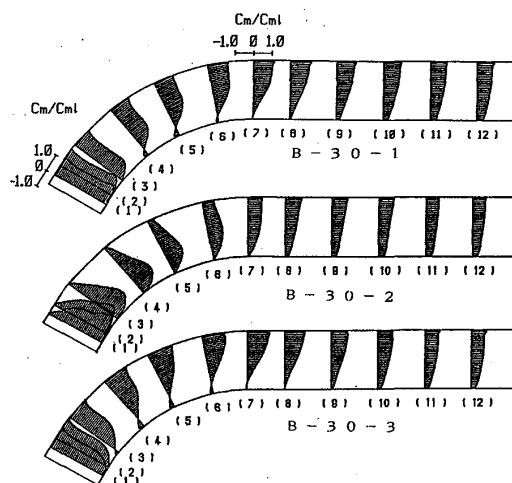


図10 子午線方向速度成分

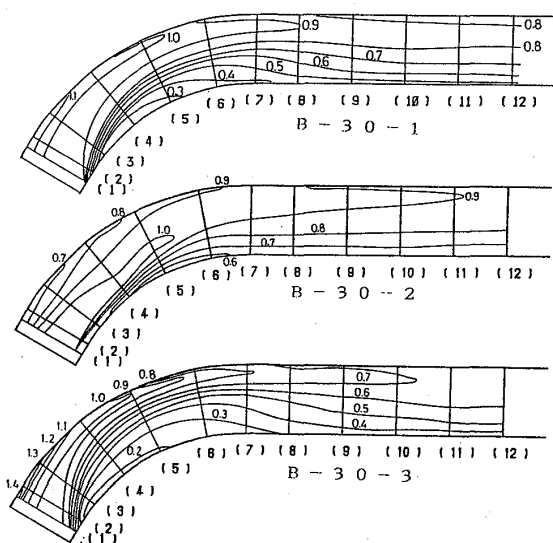


図11 全圧力係数 C_{pt} の分布

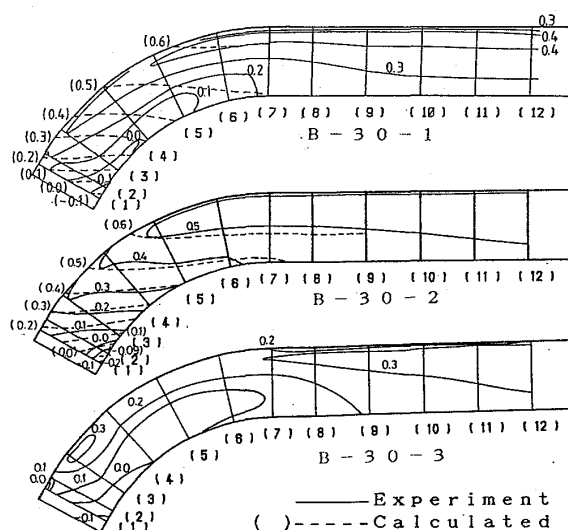


図12 静圧力回復係数 C_{ps} の分布

図13は各初期条件における静圧力回復係数および全圧力係数を示したものである。これを見ると内壁側で速い速度を持ったB-30-2が非常に良好な静圧力回復を示しており、内壁側で逆流の生じているB-30-1、B-30-3では曲管部において十分な圧力回復が得られていない。特に急激に逆流が発達しているB-30-3のPort 4, 5付近では静圧力が低下している。これは逆流域が大きいためにそのブロッキングにより有効流路断面積が減少しているためである。B-30-2は内壁における逆流が抑えられているため、流路断面積の拡大がうまく行われ、ほぼ理論値の曲線に沿うような理想的な圧力回復が得られている。

4. 結言

軸流移行形の斜流ディフューザ入口における流れの流入角度および流路n方向への速度勾配を変化させて、その内部流れを観察することにより次のような結論を得た。

軸流移行形斜流ディフューザにおける内部流れはディフューザ外壁側に偏り、内壁側でねじれ境界層が発達する傾向がある。この傾向はディフューザ入口における流入角度および流路n方向への速度勾配による影響を大きく受ける。

内部流れの状態は流入角度が小さな場合より大きな場合の方が良好で、あまり流入角度が小さくなると内壁近傍に逆流を発生し性能の著しい低下をまねく。

n方向への速度勾配の影響については、ディフューザ入口に速度勾配の無い一様流を与えた場合に比べて、内壁側で速く、外壁側で遅い速度勾配を持った流れを与えた場合には良好な静圧力の回復が得られた。逆に外壁側で速く、内壁側で遅い速度勾配を持った流れを与えた場合には十分な静圧力の回復が得られず、性能の低下をまねくことを確認した。

5. 文献

- (1) 栗井・ほか2名, 機論, 51-470(昭60), 0215

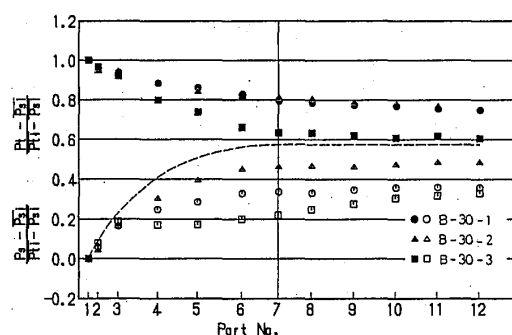


図13 全圧力係数および静圧力回復係数