A－1

天然ガスによる筒形燃焼器の高圧燃焼特性

田丸　卓、　下平一雄、　黒沢要治
山田秀志　（航技研）
久山利之　（川崎重工）

1．まえがき

ガスタービン燃焼器の設計点圧力は、サイクル効率向上への期待から、従来の１０～３０気圧から更に５５気圧までにも上昇する傾向にある。一般に燃焼器の設計や作動を考える場合、高温、高圧の条件では、「燃焼」は容易になるといわれているが、この圧力の依存性を検討した殆どの研究は、大気圧近傍、もしくはそれ以下の圧力で試験しており、１０気圧を超える高圧での燃焼器負荷や作動の安定性に関する圧力依存性については、必ずしも明確とされていない。

高圧燃焼時におけるライナ壁温、出口温度分布などにたいする供試条件の影響については、すでに報告した[1]ので、ここでは、５ＭＰａまでの高圧燃焼試験において経験した吹き消え特性について検討した結果を報告する。

2．供試装置、および燃焼器

供試装置の詳細については既に報告した[1,2]。　供試ライナを図１に示す。この試験では、壁面冷却と希釈空気用の開口部面積の若干異なる２種のライナＡ、およびＢをもちいた。Ａを基準とした比較を表１に示す。主軸方向の開口面積積算を図２に示す。

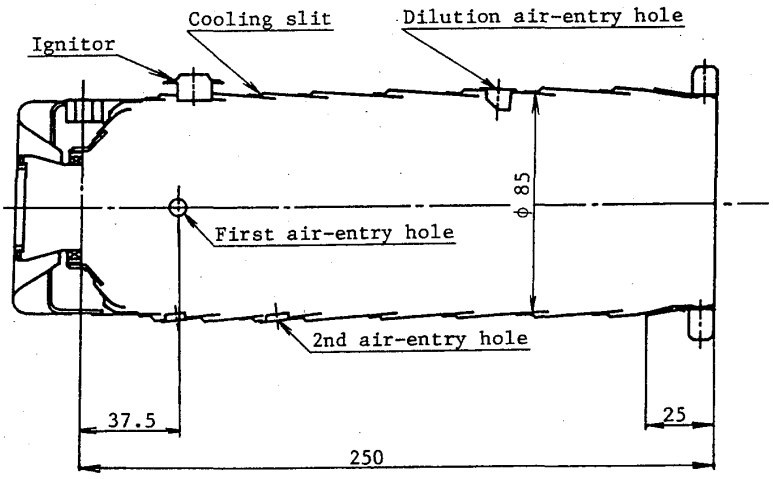


図１　供試燃焼器ライナ部

使用した燃料噴射ノズルは、図３に示す２種のものである。同図（ａ）は、天然ガスを、直径１．７ｍｍの１２個の孔より開き角９０°で噴射する燃料供給ノズルで、ここでは「外向き」（ＲＩ＝Radial injection）ノズルと言う。旋回は与えていない。（ｂ）は、「内旋回」（ＯＩ＝Oblique injection）ノズルと称し、同様の孔より図に示すように中心軸まわりに斜めに燃料噴射を行う。

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'８４－６）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

表1　ライナBの開口面積変更

肩部膜冷却第1列	+0.4
〃　第2列	+0.8
ライナ膜冷却第2列	+1.3
〃　第3列	−0.2
〃　第4列	+0.8
〃　第5列	+1.0
〃　第6列	+0.3
〃　第7列	+0.3
〃　第8列	+0.7
希釈空気孔	−4.2
尾筒インピンジメント	+0.3

（単位：%）

表2　内旋回ノズル使用時の吹消え条件（fuel:CH_4）

P_1 MPa	T_1 K	u_1 m/s	ϕ_c	Liner
0.1	303	10	0.3	A
0.1	400	14	0.3	A
0.1	603	41	0.3	A
0.6	433	12〜15	～0.3	A
0.85	427	36	0.298	B
1.1	573	15	−	A
2.7	379	27.7	0.248	B
2.9	380	21.3	0.297	B
4.2	366	13.1	0.309	B
4.3	575	20.4	0.276	B
4.6	702	25.7	0.304	A
4.9	700	15.4	0.24	B
(5.53	733	14	0.41	設計点)

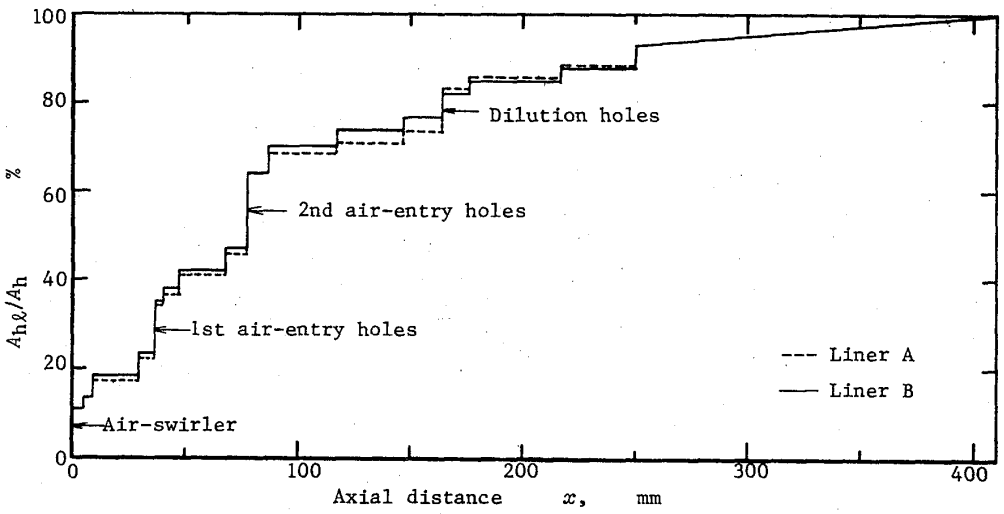
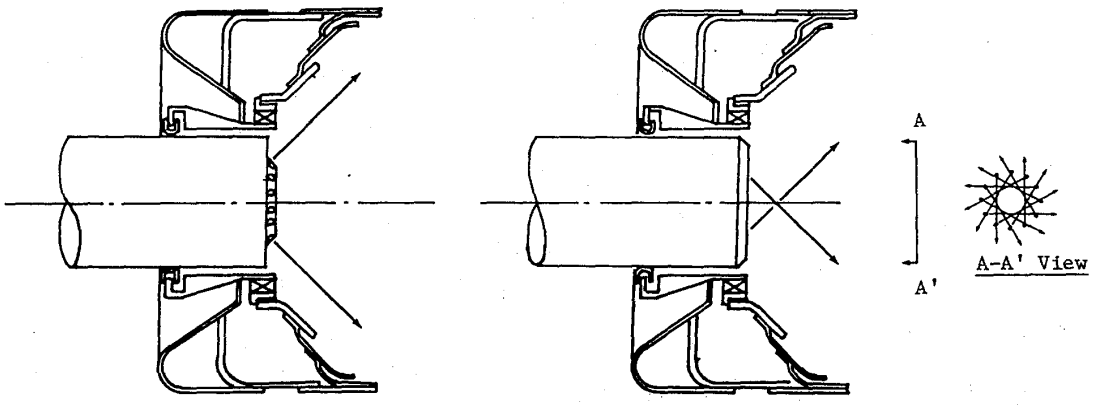


図2　供試ライナ開口面積割合（$A_{h\ell}$：局所面積、A_h：全開口面積）



(a)　RI - nozzle　　(b)　OI - nozzle

図3　燃料噴射ノズル

Download service for the GTSJ　via 3.14.7.99, 2025/05/02.

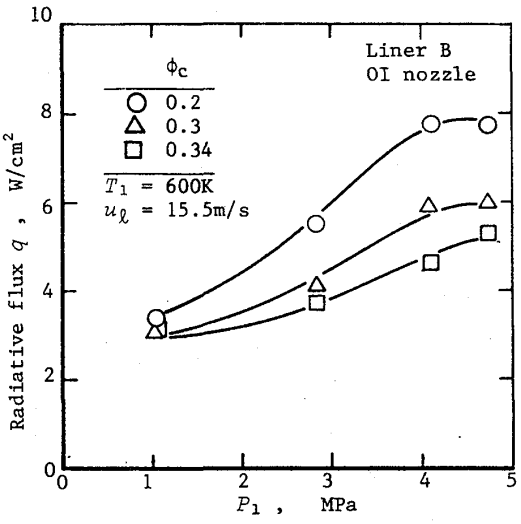


図4　圧力変化に伴う見掛けの火炎ふく射

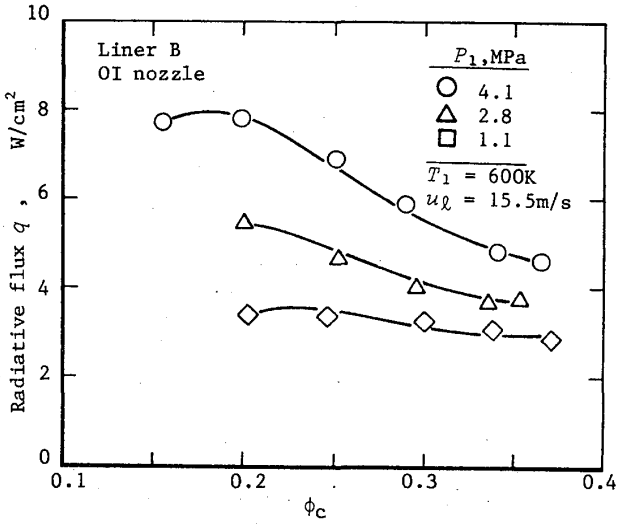


図5　当量比変化に伴う見掛けの火炎ふく射

今回の試験では、高圧燃焼試験中、ライナ第1列空気孔を通して火炎ふく射を、ふく射高温計（Barns optitherm 12-8722）で連続測定した。火炎の消失はこの出力、および出口温度の低下によって知ることができる。

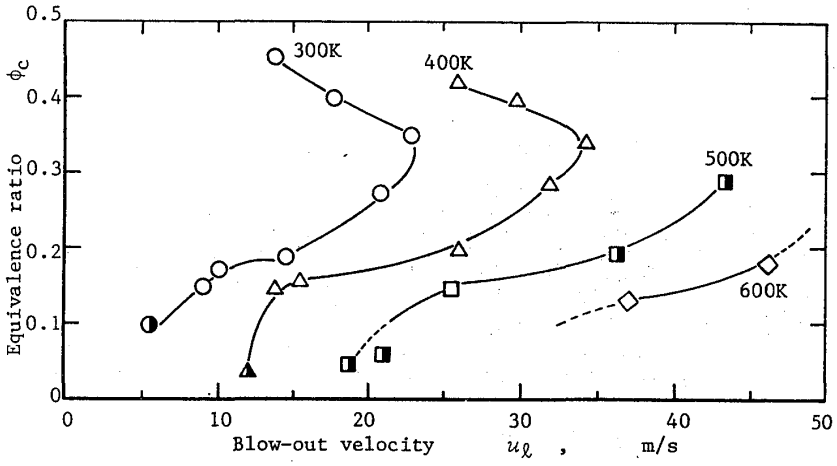


図6　RIノズルを使用した場合の吹消え特性（半黒記号は、不安定もしくは部分的に火炎消失）

3．試験結果

内旋回ノズルを使用した場合、表2に示した条件時に、突然の火炎の吹き消えがおきた。この吹き消えの特徴は、当

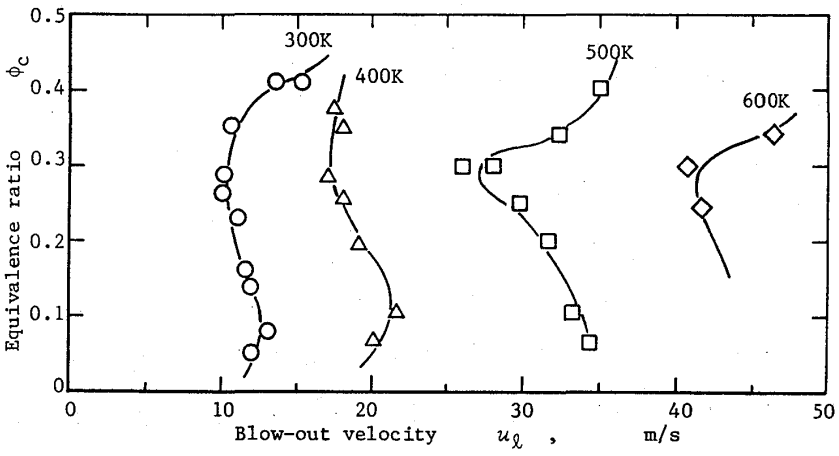


図7　OIノズルを使用した場合の吹消え特性

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

量比ϕ_cの不明確なP_1 = 0.6と1.1 MPaの場合を除いて、いずれもϕ_c = 0.3近傍でおきている。火炎観察窓から観測した見掛けの平均ふく射（火炎ふく射率、窓石英ガラス透過率などの補正なし）は、図4と5のようであってϕ_c = 0.3付近で特に異常な傾向は示しているわけではない。

吹き消え特性を明らかにするため、まず出口大気開放の状態で吹き消え限界風速の測定を行った。使用したライナはAで、2種のノズルを用いた結果をそれぞれ図6と7に示す。

図1のライナ開口面積割合から、仮に一次燃焼領域に32%（= r_p）の空気が流入したとすると、図6の入口空気温度T_1 =300 Kのピークでは、一次燃焼領域の平均当量比ϕ_{cp}が1となる。なお、外向きノズルの場合の500 K以上の温度での吹き消え風速は、ϕ_c >0.2で使用装置の能力限界以上となって測定不能であった。

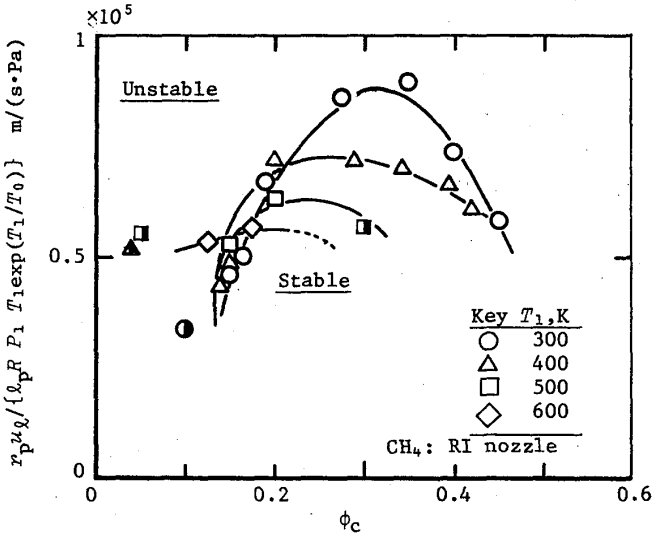


図8　負荷率で表示した図6の吹消え特性

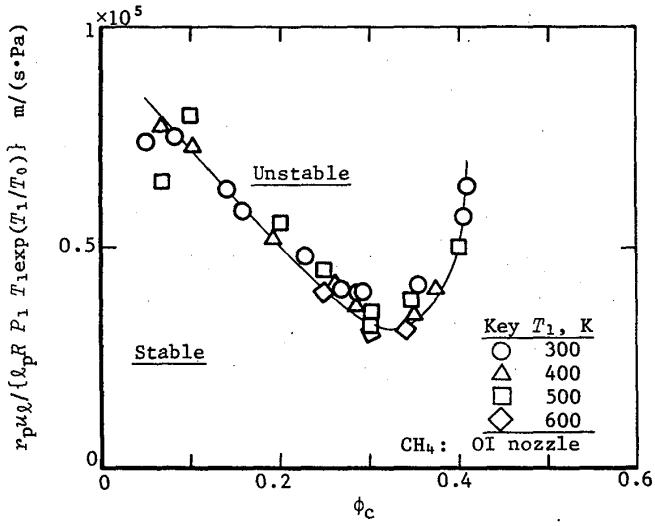


図9　負荷率で表示した図7の吹消え特性

文献[3]によると、一次燃焼領域の空気負荷率を次式で定義している。

$$L_{a1} = m_{ap} / \{V P^2 \exp(T_1/T_0)\} \qquad (1)$$

ここでT_0 =220 $\{\sqrt{2} + |\ln(\phi_{cp}/1.03)|\}$である。Pは一次燃焼領域内の総圧であるが、便宜上、入口圧力P_1をもちいる。圧力指数を1.8にとったものは、気流微粒化方式[4]や蒸発管形燃焼器[5]の負荷率としてよく燃焼効率特性の限界を示している。Vとm_{ap}はそれぞれ一次燃焼領域の容積とそこに流入する空気量であるが、（1）式はライナ断面

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

平均風速u_tと一次燃焼領域の長さl_p（燃料ノズルから第1列空気孔まで）によって次のように書き換えることができる。

$$L_{ap} = r_p u_t / \{ l_p R P_1 T_1 \exp(T_1/T_0) \} \quad (2)$$

ここで、Rはガス常数、$r_p = 0.32$である。このパラメータで図6と7の結果を再プロットするとそれぞれ図8と9のようになる。これらの結果、特に内旋回ノズルの場合は、各温度での吹き消え限界が一致し、かつ問題の$\phi_c = 0.3$付近で最も限界負荷率が小さいことがわかる。

式（1）の圧力指数については、二次の総括反応を仮定した反応論の立場からは2となるが、実際の燃焼器などでは、混合の過程の影響で1.8、もしくはそれ以下の値が妥当といわれている。そこで表2に示した高圧での吹き消えの圧力依存性を知るため、（2）式のL_{ap}の圧力指数を0として、プロットしてみると図10のようになる。これによると2MPaの圧力までは圧力上昇に伴ってL_{ap}を大きくとれるが、それ以上の圧力では、負荷率の限界が放物線状に低下する。

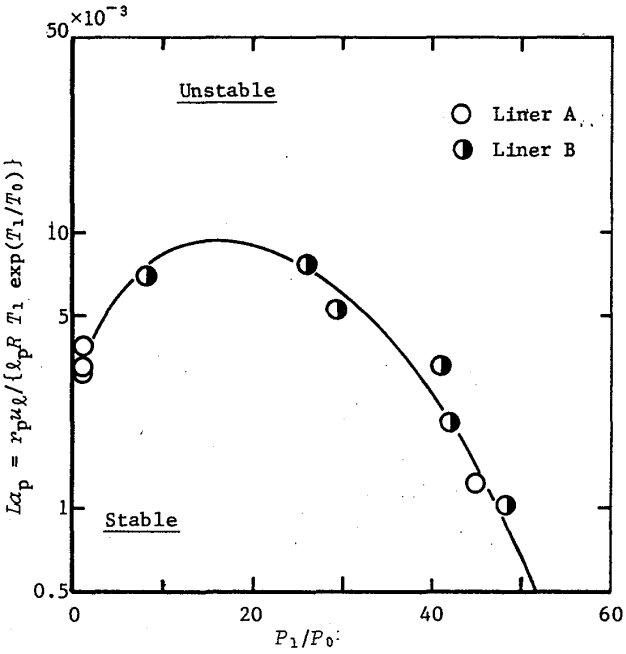


図10　パラメータL_{ap}の圧力依存性

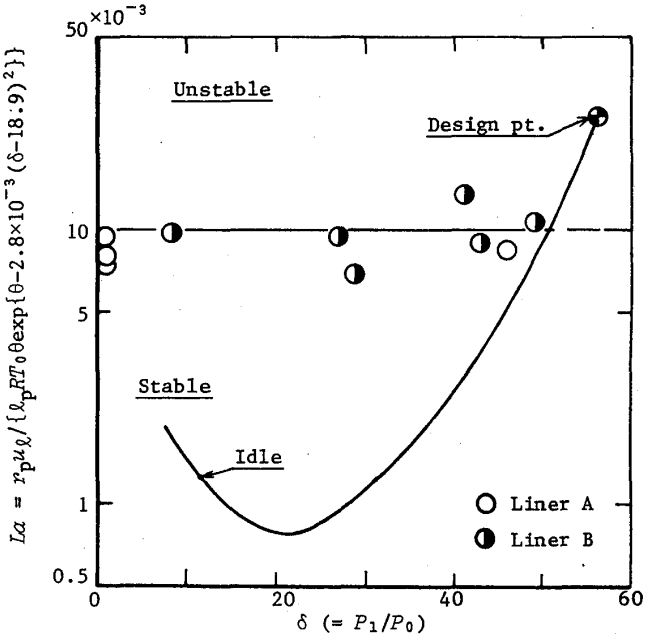


図11　負荷率L_aとガスタービン作動線

上記の圧力依存性も加味した吹き消え限界負荷率Laは、次のように表せる。

$$L_a = r_p u_t / \{ l_p R T_0 \theta \exp(\theta - 2.8 \times 10^{-3} (\delta - 18.9)^2) \} \quad (3)$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

ここで　$\theta = T_1 / T_0$，$\delta = P_1 / P_0$ で P_0 は大気圧である。このパラメータによる表２の吹き消えデータと、あるガスタービンの作動線の例を図１１に示す。この場合、設計点は、火炎不安定領域に入ってしまうことがわかる。

４．まとめ

筒形ガスタービン燃焼器で経験した火炎の吹き消えが一次燃焼領域の負荷率と密接な関係に有ること、また　燃料の噴射方向、あるいは混合の仕方によって当量比に対する吹消え限界が大きく異なることを示した。本試験で用いた内旋回ノズルは必ずしも一般的なものではないが、高圧での負荷率のとりかたは圧力依存性の点で十分注意が必要なことを示した。

本研究は、通産省工技院によるムーンライト計画、高効率ガスタービンの開発に関連して行ったものである。実験に際しては、髙本浩一君（川崎重工）の協力があった。

参　考　文　献

１）田丸，他６；ガスタービン学会誌，11巻42号（1983/9）pp.37-45

２）田丸，他４；航技研報告　TR-801（1984/2）

３）Herbert,M.V., AGARD Combustion Researches and Reviews 1957, Agardograph No. 15 Butterworths, London

４）Poyser,J.R. & Moxon,H.B., Combustion and Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Norster,E.R. ed., Pergamon (1969)pp.33-61

５）Parnell,E.C. & Willams,M.R., ibid., pp.91-104

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－2

直流型モデル燃焼器に於ける水素，メタン，プロパン及びブタン燃焼特性の比較

*江波戸　智　（三井造船株式会社）
杉本　富男　（三井造船株式会社）

1. 序　言

標準機種を採用するガスタービンの中で，燃焼器については，その都度使用燃料に合わせて細かな設計変更が必要になる場合が多い。低質油に対しては，低スモーク化に重点を置いた燃焼器が要求され，一方，低カロリーガスに対しては，火炎安定性に重点を置いた燃焼器[1]が要求される。

ところで，灯油，天然ガスと言った代表的な燃料に対しては、気体燃料，液体燃料に合わせて燃料噴射弁は取り換えられるものの、燃焼器本体については、同一の，言わゆる標準型燃焼器を使用する事が出来る。

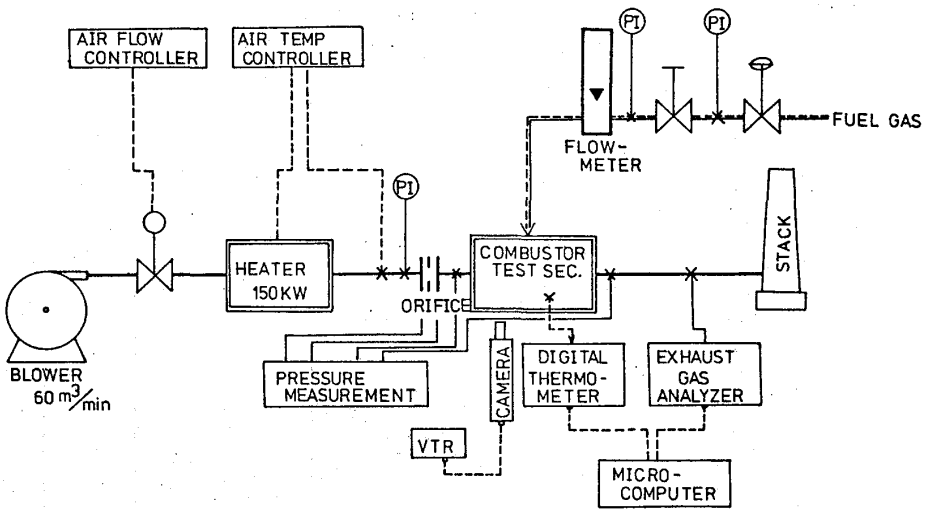
最近の燃料多様化が進む中で，この標準型燃焼器の適用燃料種を拡大する事は，ガスタービンの標準化にとって重要な課題であり，また，今後増加が予想される多種燃料焚きガスタービンに対しても重要な問題となっている。

そこで，気体燃料として代表的なメタンCH_4，プロパンC_3H_8，ブタンC_4H_{10}，及び特異な例として水素H_2を取り上げ，直流型モデル燃焼器による燃焼実験をおこない，これら気体燃料の燃焼特性を比較し，標準型燃焼器の陽通性について検討した。

2. 実験装置

燃焼実験で使用した大気圧燃焼試験装置の系統図を図-1に示す。

ブロワー吐出空気は，電気ヒータにより所要の燃焼器入口空気温度Taに予熱され



図－1. 大気圧燃焼試験装置系統図

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

た後，テスト用燃焼器へ供給される。

テスト用燃焼器は，組立断面図を図-2に示す通り，多段スリット式のフィルム冷却内筒を組み込んだ単缶直流型燃焼器で，その空気孔配分として表-1に示す3種類のものを使用した。また，スワラーについては，その主要寸法を表-2に示しておく。

燃料ガスは，ボンベ集合装置より減圧弁を介して供給され，燃料調整弁により所要の流量に調整される。尚，今回使用した燃料ガスは，表-3に示す4種類のものである。

温度計測としては，シース型K熱電対（Chromel-Alumel）を用いて，燃焼器入口空気温度Ta，及び燃焼器出口温度分布T3(i)を測っている。尚，火炎ふく射に対する補正はおこなっていない。

また，燃焼器出口より下流0.4mの位置より燃焼ガスを採取し，表-4に示す連続分析計によるガス分析も合わせておこなっている。

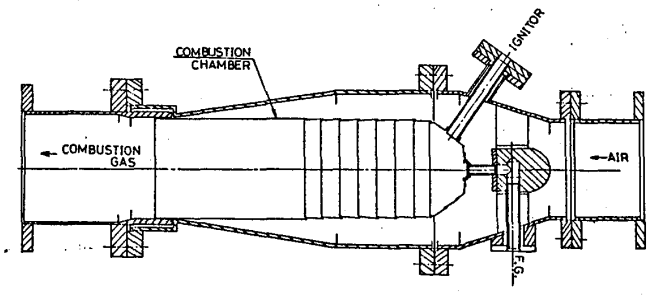
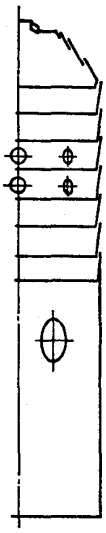


図-2　直流型モデル燃焼器

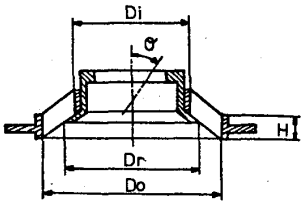
表-1　テスト用燃焼器空気孔配分



Combustor #	I	II	III
Swirler	A Type	B Type	B Type
Combustion Air Holes	—	—	—
	—	—	6-φ13
	6-φ13	6-φ13	6-φ13
	6-φ13	6-φ13	—
	—	—	—
	—	—	—
	—	—	—
Dilution Air Holes	3-φ33	3-φ33	3-φ22

表-2　テスト用スワラー諸元表

		A Type	B Type
Outer Dia.	Do (mm)	39	50
Inner Dia.	Di (mm)	28	32
Swirler Hight	H (mm)	5	7
Vane Angle	θ (deg)	45	40
No. of Vane	n (-)	14	16
Restric Dia.	Dr (mm)	33	38
Swirl No.	S (-)	0.87	0.70
Open Area	As (m^2)	210×10^{-6}	562×10^{-6}



$$S=\frac{2}{3}\times\tan\theta\left(\frac{1-B^3}{1-B^2}\right)$$

$$B=\frac{Di}{Do}$$

$$As=\left\{\frac{\pi}{4}\times(Do^2-Dr^2)-n\times t\times(Do-Dr)/2\right\}\times\cos\theta$$

表-4　排ガス分析装置

Exhaust constituent	Instruments
NO/NOx	Chemiluminescence analyzer (Yanagimoto moael ECL-77)
CO/CO2	N.D.I.R. analyzer (Yanagimoto model EIR-62)
O2	Paramagnetic oxygen analyzer (Yanagimoto model EMG-77)
UHC	FID analyzer (Yanagimoto model EHF-1006)
Smoke	Photo-extinction opacity meter (Daito-keiki model SDL-5) Bacharach smoke tester (Bacharach Instrument)

表-3　燃料特性比較表

Name		Hydrogen	Methane	Propane	Butane
Constituent		H_2	CH_4	95% C_3H_8 + 5% C_4H_{10}	18% C_3H_8 + 82% C_4H_{10}
Molecular Wt. (g/mol)		2.0	16.0	44.8	55.6
Net Heating Value (MJ/m^3)		10.7	35.9	95.0	118.1
Theoretical Combustion Air (m^3/m^3)		2.38	9.52	24.16	29.65
Limit Equiv. Ratio of Inflammability	Upper	7.14	1.68	2.51	2.79
	Lower	0.10	0.50	0.52	0.54

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

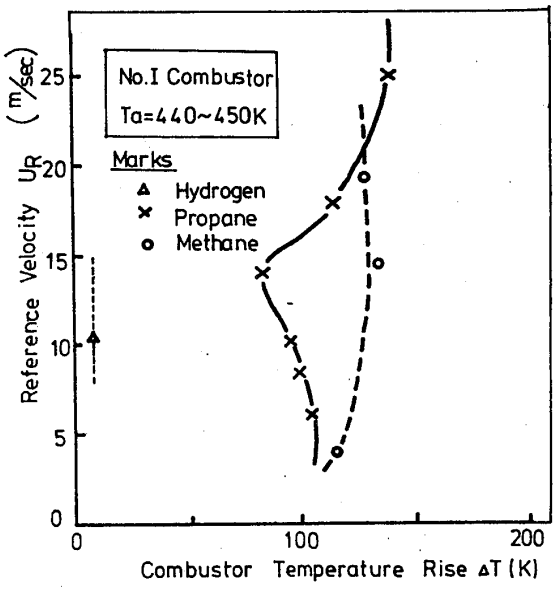
3. 実験結果及び検討

3-1 火炎吹き飛び限界

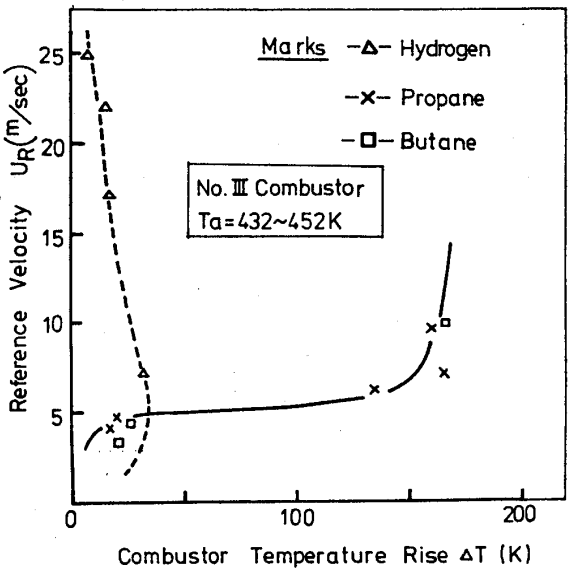
一連の燃焼実験の結果から，火炎吹き飛び限界について整理したものが図-3である。火炎吹き飛び時の燃焼器温度上昇ΔTは，燃焼器入口空気温度Taと燃焼器出口中心点温度T3との差で表わしてある。火炎吹き飛び条件付近の火炎は，非常に小さくなり，燃焼器出口温度分布が均一になる為に，中心1点の温度を用いて燃焼ガス温度とした。また，同図縦軸の代表流速U_Rは，燃焼器入口条件での空気体積流量を燃焼器内筒断面積A_lで除した値である。

これらの火炎吹き飛び限界の比較から，水素の場合は非常に火炎安定性が優れており，一方，メタンは若干火炎安定性が劣り，また，プロパン，ブタンに関しては，殆ど差異が無い事が分かる。

水素は拡散が早く，燃焼速度も著しく早い事から，この様に火炎安定性に優れた結果を示したもので，他の一般気体燃料では，プロパン，ブタン並みの火炎安定性を示すものと考えられる。メタンについては，メタンの発火温度が他の炭化水素系気体燃料のものに比べて100K程度高い[2)]事から，火炎安定性が若干ながら低下したものと考えられるが，この差は殆ど問題にならず，他の一般炭化水素系気体燃料と同一に扱う事が出来る。



a) I型燃焼器の場合



b) III型燃焼器の場合

図-3 火炎吹き飛び限界の比較

また，燃焼器空気配分は，この火炎吹き飛び限界に強い影響を与え，1次燃焼領域の空気負荷を高めたIII型燃焼器では，低代表流速域（$U_R \leq 5$ m/s）を除いて火炎安定性が悪くなっている。この低代表流速域の火炎安定性については，スワラーの影響が強く，A型スワラーを採用したI型燃焼器では，代表流速$U_R = 10$ m/s 以下の条件で，火炎基部がバーナ部からスワラー制御リングへ移り，燃焼騒音（振動共鳴音）を発生すると共に，未燃HCの排出量が急増して火炎安定性も低下してくる。この騒音発生条件は，燃料噴射弁ガス噴出孔を変え，燃料ガス噴出速度を下げる程広くなる傾向にあ

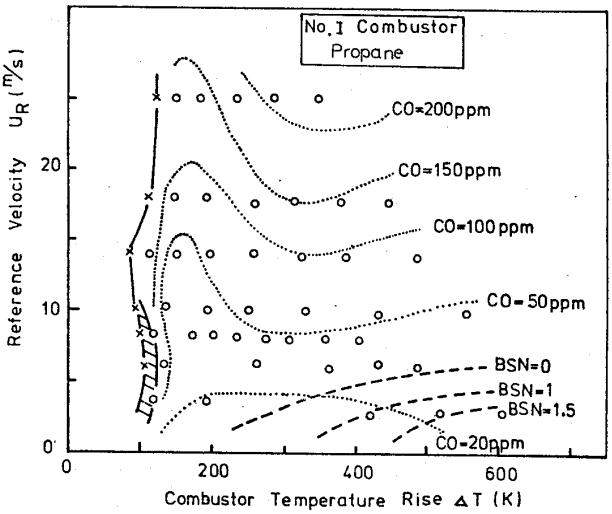
Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

り，従って，同一噴射弁で多種燃料を使用する場合には注意を要する問題となる。

3－2 燃焼特性

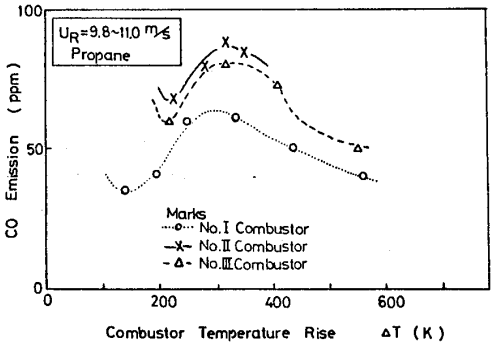
燃焼特性の一例を図-4に示す。横軸の燃焼器温度上昇ΔTの算出には，燃焼ガス温度T_3として燃焼器出口温度計測値の単純平均値を使用している。

同図には，未燃CO等濃度線及びスモーク等濃度線を書き入れてある。これから明らかな様に，火炎吹き飛び条件付近を除いて未燃CO濃度は，代表流速U_Rの関数となっており，また，スモークは，代表流速が低く($U_R \leq 5$ m/s)混合特性が低下した時に発生する事が分かる。



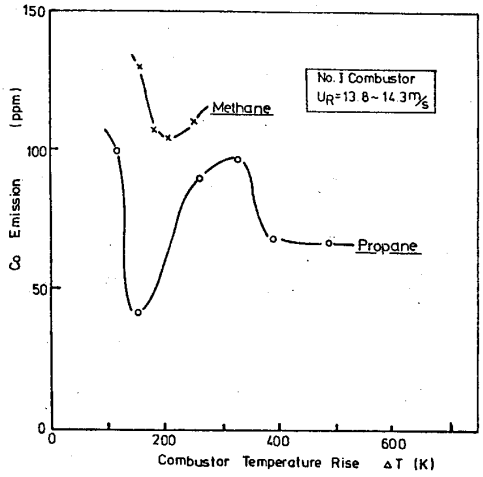
図－4 I型燃焼器に於けるプロパン燃焼時の燃焼特性

この未燃CO濃度は，燃焼器空気配分の影響も受け，同じ代表流速で整理した図-5を見ても分かる様に，B型スワラーを採用して1次燃焼領域の空気負荷を高めた場合の方がCO濃度が高くなってくる。

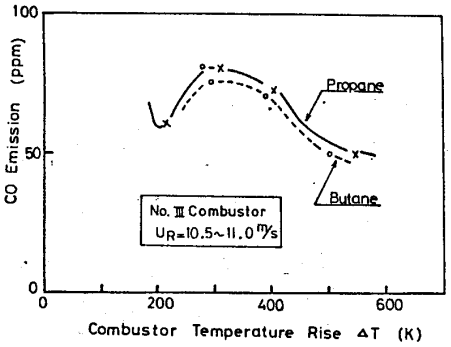


図－5 未燃CO濃度に及ぼす燃焼器空気配分の影響

また，燃料種類については，図-6，図-7にその影響を示す通り，メタンの場合にはプロパンに比べて未燃CO濃度が増加するが，ブタンの場合にはプロパンと殆ど同一の排出濃度になる事が分かる。



図－6 プロパン，メタン燃焼時の未燃CO濃度の比較



図－7 プロパン，ブタン燃焼時の未燃CO濃度の比較

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

3-3 NOx排出特性

図-4で示した燃焼特性をNOx濃度で整理すると図-8となる。同図から明らかな様にNOx濃度は，CO濃度と異り燃焼器温度上昇ΔTと強い相関を持っている事が分かる。

空気配分の影響については，図-9にその影響を示す通り，1次燃焼領域の空気負荷を高め，希薄燃焼に近づける程NOx濃度が低下する事が確認出来る。

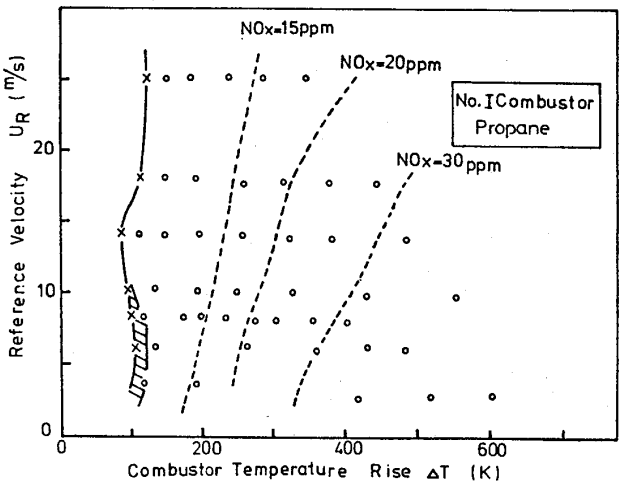


図-8 I型燃焼器に於けるプロパン燃焼時のNOx排出特性

また，燃料種類の影響について整理すると，図-10，図-11となる。火炎温度の影響を強く受け，メタン，プロパン，ブタン，水素の順に各NOx排出レベルが上がってくる。これらの結果から，同一の燃焼器を用いた場合の各燃料ガスのNOx排出レベルは，プロパンの場合に比べて，メタンで約0.75倍，ブタンで約1.25倍，水素で約1.45倍になる事が予想される。

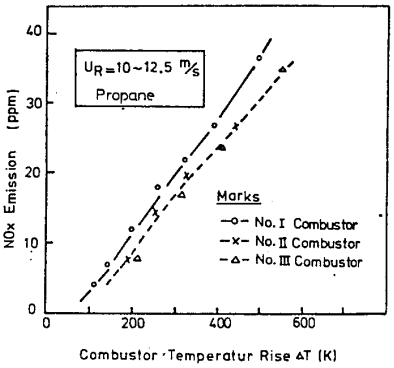


図-9 NOx排出濃度に及ぼす空気配分の影響

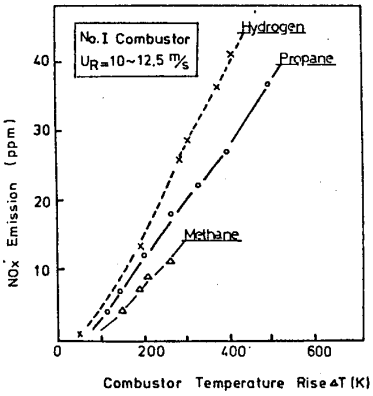


図-10 水素，メタン プロパン燃焼時の NOx排出濃度の比較

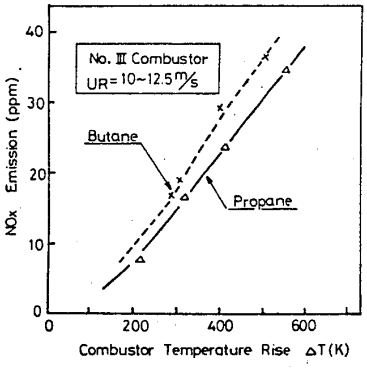


図-11 プロパン，ブタン燃焼時のNOx排出濃度の比較

3-4 スモーク排出特性

大気圧燃焼に於けるプロパン燃焼時のスモークは，図-4にその一例を示した通り代表流速U_Rが低い条件でのみ計測された。

そこで，低代表流速（U_R=1.3~2.6m/s）条件下の各燃焼器に於けるスモーク排出特性を整理すると，図-12となる。同図から明らかな様に，空気孔配分を上流側へ移し，1次燃焼領域の空気負荷を高める事によって，スモーク排出濃度を低減させる事が出来る。

尚，スモーク排出レベルが一番高かったI型燃焼器に於ても，メタン燃焼時には，

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

スモークは計測されなかった。

また，ブタン燃焼時のスモーク排出濃度は，スモーク排出レベルが低いⅢ型燃焼器での比較ではあるが，同じく図-12中--x--印で示す通り，プロパン燃焼時（△印）に比べて若干排出レベルが上がっているのが分かる。

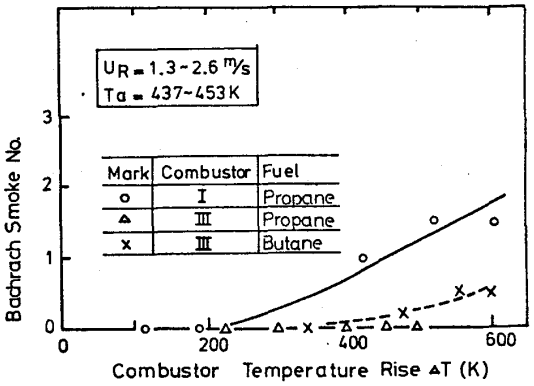


図-12 スモーク排出濃度の比較

4. 標準型燃焼器の陽通性について

以上の燃焼実験の結果から，1次燃焼領域の空気負荷を高めたⅢ型燃焼器を標準型燃焼器として採用する事により，ブタン程度の炭化水素系気体燃料までは，スモーク濃度に問題なく使用出来る事が分かった。

NOxについても，Ⅲ型燃焼器では希薄燃焼となっている為に，NOx排出レベルも低下している。しかし，国内ボイラー並みの厳しい規制値を適用される場合には，更に水噴射等によるウェットベースの対策を採る必要がある。水素専焼に限定すれば，その優れた火炎安定性を利用して，思い切った希薄燃焼法を採用した低NOx燃焼器とする事も可能であるが，多種燃料焚きガスタービン，或は将来使用燃料を転換する計画のあるガスタービンでは，このⅢ型燃焼器を採用する事になる。

一方，点火装置については，従来の灯油用に採用している公称2J/spark，毎秒6回の放電回数を持った中心電極型ローテンションプラグをそのまま利用する事が出来る。更に，火炎検知についても，従来の方式をそのまま流用する事が出来る。水素炎は，薄桃色の透明火炎となるが紫外部に強いOHラジカルの発光がある為に，紫外線光電管による検知が可能となる。また，水素炎中のH_2Oによるふく射を利用して，Pbsセルによる赤外線検知も可能である。

5. 結 言

直流型モデル燃焼器を用いた一連の燃焼実験の結果，プロパン，ブタンはスモークが発生し易い燃料と言え，また，水素はNOx排出レベルが若干高くなるが，その他についてはメタン同様にクリーンな燃料と言う事が出来る。

そして，これらの燃料に対して，1次燃焼領域の空気負荷を高めたⅢ型燃焼器を採用する事により，燃料噴射弁については若干の変更が必要な場合も有るが，その他については全て同一の燃焼器で処理出来る事を確認した。

参考文献

1) S. Enamito, et al., 15th International Congress on Combustion Engines, (1983)

2) 例えば 足田 強，秋田一雄，燃焼概論，コロナ社，(1979)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－3

小型燃焼器の多種燃料燃焼特性

*佐々木正史　（日産自動車）
山崎慎一　（日産自動車）

1、まえがき

ガスタービン・エンジンは将来の乗用車用原動機として最も有望視されているが，その現用レシプロエンジンに対する優位性のひとつとして，しばしば多種燃料性が挙げられる。水素から石炭に至る種々の燃料の中でも特に小スケールの燃焼器で適用が難しいのは重油以下の低質燃料と考えられるが，このような燃料が乗用車に適用できるならば，石油燃料の有効利用の面に及ぼす波及効果は大きい。しかしながら本研究で対象とするような小型（φ85 i.d.）かつ高々温（入口空気温度 $T_{a_{in}}$ >1200K）の実用燃焼器に対して低質油を適用するに際しての問題点は必ずしも明確でない。

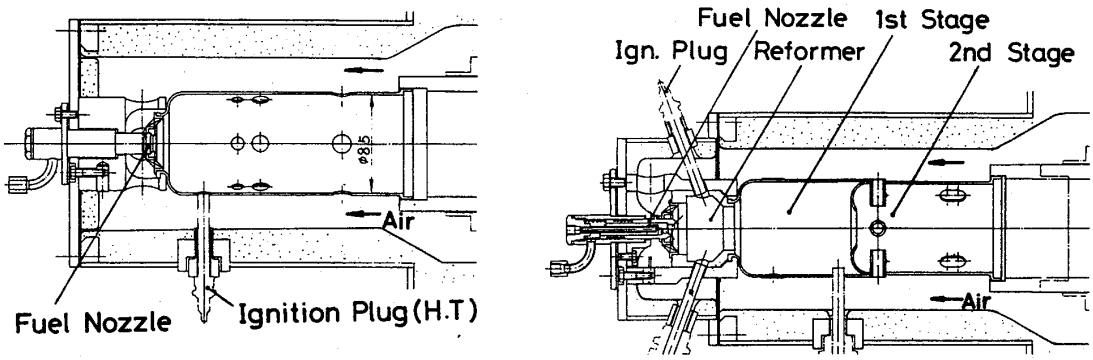
本研究では缶型燃焼器および2段燃焼器の双方に対して，燃焼システムにできるだけ変更を加えずにB重油を適用した際の燃焼特性を調べた。あわせて火炎輻射率の低減やNOxの低減を目的として軽油および重油の水エマルジョンの燃焼特性も明らかにして来たので，以下に排気特性を中心に報告する。

2、実験装置および供試燃料

実機相当の燃焼条件で多くの実験を実施するのは困難なので，表1に示すようなモデル燃焼条件を設定した。燃焼装置は予燃焼器とセラミック製回転蓄熱式熱交換器を備え，熱交換器で予熱された空気はさらに

CASE	予燃焼器	入口空気温度 K	燃料流量 g/s	燃焼圧力 MPa	$(A/F)_{Total}$	空気負荷率 %
NO. I	有	1173	1	0.12 ~ 0.13	60 ~ 180	75 ~ 225
NO. II	無	773				
実機定格		1173	3.8	0.5	80~200	100

表1　主な実験条件



(a) 缶型燃焼器　　(b) 2段燃焼器

図1 供試燃焼器

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

予燃焼器で入口空気温度Ta_{in}= 1173 Kまで予熱されて主燃焼器に供される[1]。この時入口空気のO_2濃度は17.6%で，O_2基準の実質理論空燃比は約1.9となる。供試燃焼器を図1に示す。図1(a)の缶型燃焼器（従来の拡散燃焼方式）では主燃焼領域の設計平均A/Fを(A/F)$_1$ = 25とやや希薄に設定し，一方(b)の2段燃焼器では1次室（1st. Stage）の設計点における(A/F)$_1$ = 8と濃厚に設定して低NO_x化を図ったものである。内筒はいずれも反応焼結SiC製である。

供試燃料噴射弁の構造を図2に示す。内部混合式空気噴射弁の一種で，軽油仕様のものをそのままB重油にも供した。噴霧用空気の供給圧（差圧）ΔP_Nは軽油の時0.02，B重油の時には0.04～0.06 MPaとした。またB重油使用時は噴霧用空気温度を最大100℃まで加熱した。重油加熱装置を備える燃料供給装置の系統図を図3に示す。供試B重油の性状を表2に示す。供試軽油はJIS2号軽油である。

水エマルジョン燃料は界面活性剤（サンノプコ社製Hyonic PE-40, HLB8.9）を原材燃料のvol.1%添加して，含水率33.3wt%までのW/O（Water in Oil）エマルジョンとして製造した。エマルジョン燃料の顕微鏡写真を図4に示す。燃料のエマルジョン化に伴なう粘度特性の変化を図5に示す。

排気の分析は，CO・CO_2はNDIR，THCはFID，NO・NO_xはCLD，Smokeはボッシュ式スモークメータを使用して実施した。

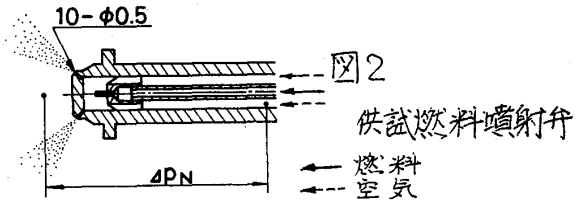


図2 供試燃料噴射弁

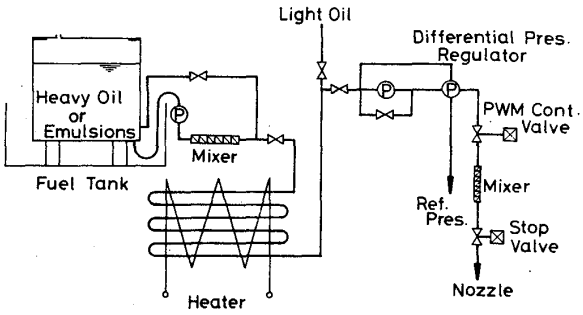
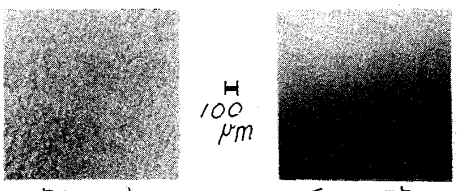


図3 燃料供給装置系統図

比重	引火点	流動点	残留炭素	窒素分	低発熱量
0.897	80℃	-12.5℃	5.5wt%	0.15wt%	44.370 KJ/kg

表2 供試重油（日石B重油(M)）の性状



軽油　　重油

＊黒点：水
＊含水率：23.1 wt%

図4 エマルジョン顕微鏡写真(W/O)

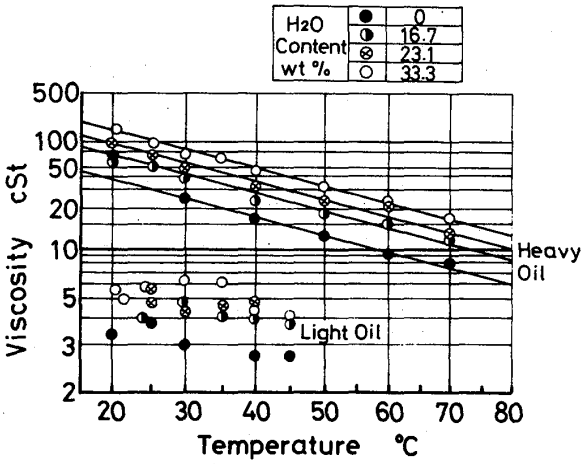


図5 エマルジョンの粘度特性

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

3. 実験結果および考察

3.1 未燃成分の排出特性

CO の排出特性を図6に示す。CO の排出は燃焼負荷率と密接な関係があり，空気負荷率と供に増加するが水エマルジョンの含水率の影響や燃焼方式の差は認められない。O_2濃度が17.6%と低いにもかかわらず，オリジナルママキ規制値（約40 g/kg Fuel）の1/10以下と低い。またB重油（実線）の方が軽油よりやや高いものの差は僅かである。

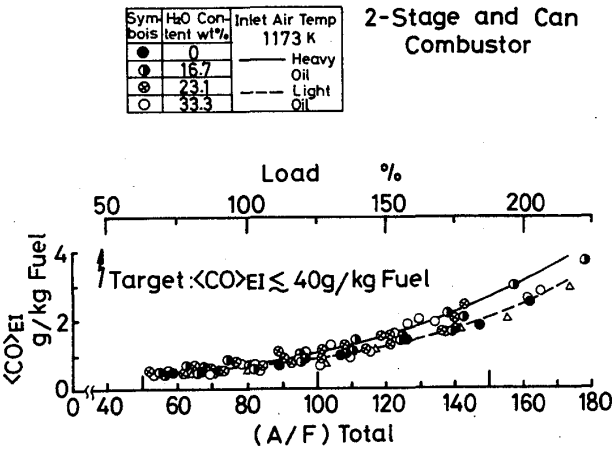


図6 CO排出特性

Smoke および HC は2段燃焼器の1次室からは $(A/F)_1 \leq 8$ で多量に検出されるが，排気（燃焼筒後流端より15～30 mS 滞流後採取）からはB重油の場合でも全く検出されない。（入口空気温度 Ta_{in} = 773 K の場合は極めて低い $(A/F)_{Total}$ の時にTHCが数ppm程度認められる）

以上のような未燃成分の排出特性は，ここで対象とした比較的総空燃比の高い高々温燃焼器の著しい特徴を示すものである。

3.2 NOx の排出特性

3.2.1 主燃焼器入口空気条件の影響

表1に示したNO.Iのモデル燃焼条件はNOx排出特性の定性的な論議に向くが，実機相当の運転条件での排出量を推定し規制値との比較を行なうなど絶対量を直接論議するには不適当であり，その際には主燃焼器入口の空気条件の差異の影響を明確にしておかなければならない。

NOx排出量は入口空気の O_2 濃度の影響を強く受ける[2]が，その影響を十分な精度で予測できなかった。そこで先ず O_2 濃度21%でNOx排出量が表1 NO.I の条件（Ta_{in} = 1173K，O_2濃度17.6%）のNOx排出量と一致するような Ta_{in} を求め，次にその Ta_{in} に対して温度の補正を行なった。Ta_{in} = 773 K の時（表1 NO.II の条件）いずれの燃焼方式に対しても NO.I の条件に近いNOx排出特性が得られた。

入口空気温度 Ta_{in} および燃焼圧力 P の影響については，2段燃焼において $500K \leq Ta_{in} \leq 900K$，$0.1MPa \leq P \leq 0.5MPa$ および $50 \leq (A/F)_{Total} \leq 200$ の範囲で次の補正式が成立することを確認した。

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

$$\langle NOx \rangle_{EI_2} = \langle NOx \rangle_{EI_1} \cdot \exp\{k(Ta_{in_2} - Ta_{in_1})\} \cdot \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^m$$

ここで，$k = 2.1 \times 10^{-3}$，　$m = 0.63$

但しこの場合の補正指数kおよびmはThermal NOxに対してのみ有効であり，Fuel NOxの温度および圧力依存は上式では求まらない。ガソリン機関に対するオリジナルマスキNOx規制値相当をこの補正式に従って$Ta_{in} = 1173K$, $P = 0.1$ MPa, O_2濃度17.6%の定常条件（表1 No.Iの条件）相当に換算すると$\langle NOx \rangle_{EI} < 1 \sim 2$ g/kg Fuel となる。

一方予燃焼器を用いた場合には主燃焼器内に予燃焼器で発生したNOxが流入する。2段燃焼器においてこの初期流入NOxの追跡実験をNO/N2混合ガスをトレーサとして実施したところ，軽油の場合$Ta_{in} = 773K$では初期流入したNOxの殆どがそのまま主燃焼器から排出され，火炎による分解反応の影響を無視できることが確かめられたので，供試燃焼器において発生するNOxは入口空気中のNOx分を排気中のNOx分から差し引いて求めた。同様の処理を重油についても適用した。

なお，本報で$\langle NOx \rangle_{EI}$とあるのは全てNO2換算のエミッション・インデックスである。

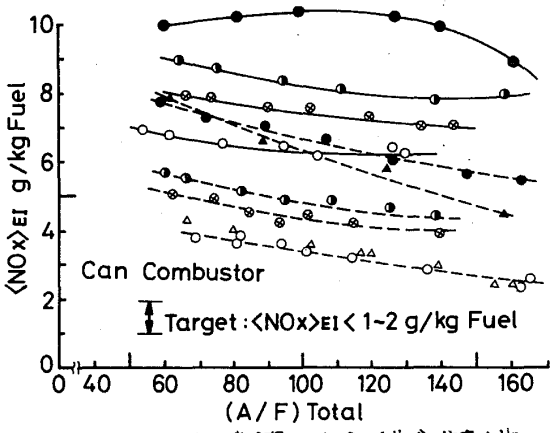


図7　缶型燃焼器のNOx排出特性
（シンボル一覧表は図8と共通）

3.2.2　NOx排出特性

缶型燃焼器および2段燃焼器におけるNOx排出特性を各々図7および図8に示す。軽油ではいずれの燃焼方式でもエマルジョンの含水率に伴なうNOx低減率（含水率約30wt%にて半減）は同等で，水添加の効果が拡散火炎面に直接的に及んでいることが示唆される。また缶型燃焼器（図7）ではB重油においてもエマルジョンによって軽油の場合と同程度のNOx低減量を示すが，2段燃焼器（図8）の場合B重油に対するエマルジョンの効果は軽油の場合程顕著でない。以上の結

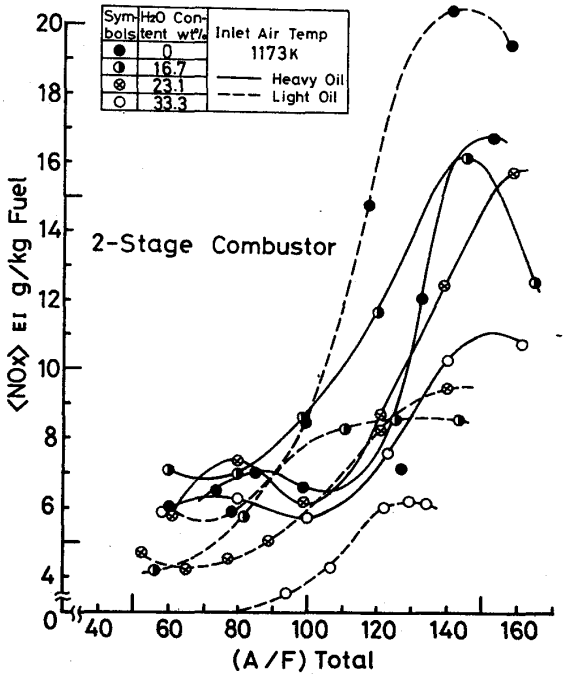


図8　2段燃焼器のNOx排出特性

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

果は入口空気温度Ta_{in}が773Kの場合でも定性的には同様である。

3.2.3 Fuel NのNOxへの転換率

軽油を原材燃料とした場合のNOxは全てThermal NOxとみなして良く，一方B重油の場合でもThermal NOx生成量は軽油の場合と同等とみなせる。従ってB重油中の窒素分（Fuel Bonded Nitrogen：以下FBNと略記）からNOxへの転換量（Fuel NOx量）は$\langle NOx\rangle_{EI重油}-\langle NOx\rangle_{EI軽油}$として求められる。このようにして求めたFuel NOx量からFBNのNOxへの転換率C_{FBN}を算出した結果を図9（缶型）および図10（2段型）に示す。缶型の場合C_{FBN}は$(A/F)_1$や含水率によって多少の変化はあるものの概略0.5～0.8程度である。これとは対照的に2段燃焼器（図10）では，$(A/F)_1$の変化に伴なってC_{FBN}は大きく変化し，$(A/F)_1$が12～15の範囲で鋭い極小値を示す。これは燃焼場の温度と共に未燃成分の寄与を示唆するものと考えられる。また含水率の増加と入口空気温度Ta_{in}の減少は共にC_{FBN}の増加をもたらすことから，2段燃焼では燃焼場の温度が高い程C_{FBN}が低いということができる。

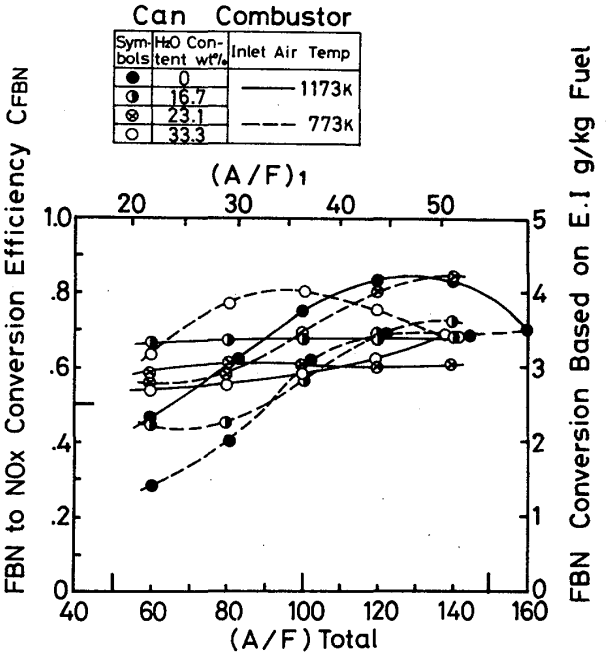


図9　缶型燃焼器のC_{FBN}

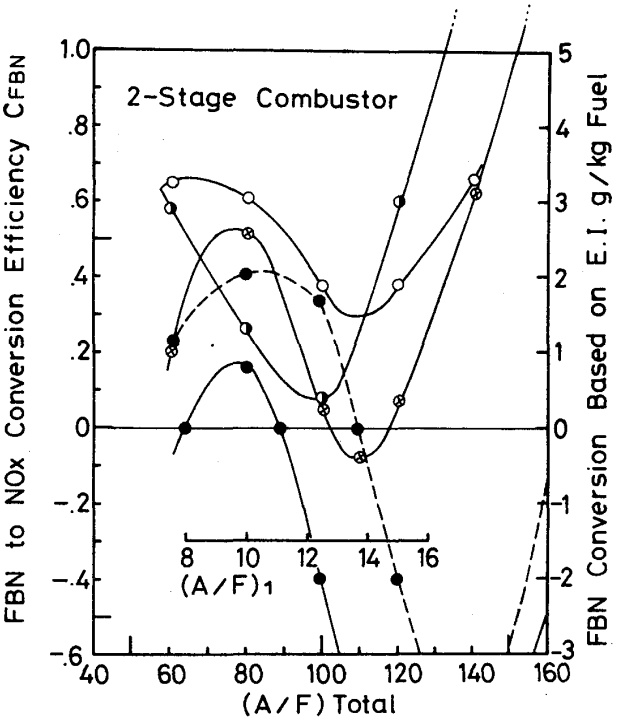


図10　2段燃焼器のC_{FBN}
（シンボル一覧表は図9と共通）

図10において水を含まない重油単味の場合（シンボル●）ではC_{FBN}が負になるという通例見られない現象が示される。これはFBNの存在によってFuel NOxばかりでなくThermal NOxの分まで脱硝することを意味する。この様な顕著な脱硝効果はここで扱った様な非常に高温の燃焼場が関与していると考えられる。FBNは一旦は全量がNOに転換するとされているが，同時にNOの還元反応（脱硝反応[3]）も進行してい

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

る。またHC中間生成物が共存する時にはさらにNOが消費されて他の窒化物が生成される。これらの反応の競合の結果としてC_{FBN}が決定される訳であるが，反応過程の詳細や反応速度定数などは明らかでない。NO還元反応は上述のごとく高温になる程急速に進行し，また2段燃焼器の1段目のようにかなり長い滞留時間を伴なう場合に顕著化する。以上を総合するとNO還元反応は緩慢で，1次燃焼領域から排出される時には非平衡状態であることが推測されるが，明言はし難い。

本燃焼器では熱交換器（もしくはさらに予燃焼器）で非常に高温の空気を発生する一種の超過エンタルピ燃焼が行なわれているので，多段燃焼による炉内脱硝法[4]と同様の効果が得られる。その脱硝効果は温度，FBN量，空燃比（未燃HC量）および滞留時間などに依存し，今後これらの影響を系統的に調べる必要がある。それらの影響因子を適切に設定することにより，含窒素燃料もしくは含窒素添加剤を使用してFBNを含まない燃料の場合より総NOx排出量を低減できる可能性がある。

4. まとめ

本報で得られた知見を要約すると以下のとおりである。

1. 入口空気温度が十分高い場合，燃料予熱システムを追加すれば燃焼筒や噴射弁などに変更を加えずにB重油を適用でき，燃焼効率の低下を招くことなくスモーク・フリーの良好な燃焼性が得られる。
2. 含水率約30wt%の水エマルジョン燃料によってCOやHCの排出増加を招かずにThermal NOxが半減する。
3. 2段燃焼方式では燃料中のN（FBN）のNOxへの転換率C_{FBN}は高温になる程低く，水添加は温度低下効果によりC_{FBN}の増加を招く。
4. 2段燃焼方式では1次燃焼室の平均$A/F = (A/F)_1$に伴なってC_{FBN}は大巾に変化し，理論混合比よりやや燃料濃厚な時に鋭い極小値を示す。この時の$(A/F)_1$は軽油使用時のNOx排出量の極小を与える$(A/F)_1$より大きい。
5. 2段燃焼方式では入口空気温度が非常に高い場合，C_{FBN}が負となることがある。すなわちFBNの存在によって窒素分を含まない燃料の場合より総NOx排出量を低く抑えることのできる条件がある。

文献

1) S. Achiwa et al, GTSJ 83-TOKYO-IGTC-23
2) M. Kenji et al, Trans. ASME (JEP) vol.104 (1982) 1
3) D.J. Seery et al, Proc. 18th (Int.) Symp. on Comb. (1981) 397
4) 藤井 日機才562回講習会教材 (1983) 49

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－4

連続流燃焼器に関する研究（流れを考慮した燃焼場の考察）

*川口　修　（慶應大学理工学部）
佐藤秀之　（慶應大学大学院）
中村　直　（慶應大学理工学部）

1．はじめに

ガスタービンに用いられる連続流燃焼器では、高速乱流場における燃料の混合、拡散、それに続く化学反応などの物理的および化学的現象が並行して行なわれている極めて複雑な場であって、正確な理論計算に基づく予測が難しいため、経験と模型あるいは試作器による実験がその設計のよりどころである。そこで本研究はガスタービンの燃焼器の基本形ともいえる缶形直流旋回燃焼器の単純化模型を用いて、その一次燃焼領域付近の燃焼状態と種々の作動パラメータとの関係を、詳細かつ系統的な実験によって明らかにしてきた。[1][2][3] 本報においては一次燃焼領域における温度分布、ガス組成分布、イオン電流分布および流速分布の間の相対的な関係と、一次空気旋回強さによる流速分布の変化、および循環流領域における種々のガス成分や熱の流量について実験の結果を報告し、燃焼場について更に考察を加えた。

2．実験装置および実験方法

実験に用いた模型燃焼器は透明石英製（直径125mm）の燃焼筒を持つ直流缶形で、一次空気に上流の空気旋回装置により任意の旋回を与えることができる。また今回の実験においては燃焼筒に二次空気用の空気孔を設けていない。

図1に供試燃焼器を示すが、詳細は既報を参照されたい。燃料の工業用プロパン（純度97%）は多孔式噴射弁より噴射される。入口空気条件はほぼ常温、常圧である。

ガス温度は100μmのPR熱電対にシリカ被覆を施したもので測定し、ガス組成はステンレス製の水冷サンプル管による採取ガスをガスクロマトグラフで分析し求めた。燃焼場の反応活性度を表わすと思われるイオン濃度は直接測定できないので複針のイオンプローブにより測定されたイオン電流によって表わした。

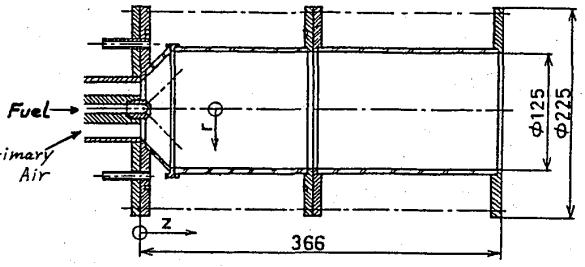


図1　実験装置主要部

燃焼場の流れ場の測定は、従来の水冷ピトー管による方法では場を乱すので好ましくなく、レーザドップラ法による非接触測定が最も望ましいと思われる。そこで本研究では後方散乱受光式のレーザドップラ流速計

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

システムによる流速測定を試みた。レーザビームは燃焼筒外部より入射し、トレーサの酸化マグネシウムは上流において一次空気に混入した。

図2に流速の測定に用いたレーザドップラ流速計の光学系および信号処理系を示す。レーザ光源として25mWのHe-Neレーザを用い、ドップラ信号の分析には周波数トラッカを用いている。その出力は確率密度分析器で処理し、確率密度の最も高い流速をその点の代表値とした。また、逆流速度の測定には光学ブラッグセルによる周波数シフトを行なった。

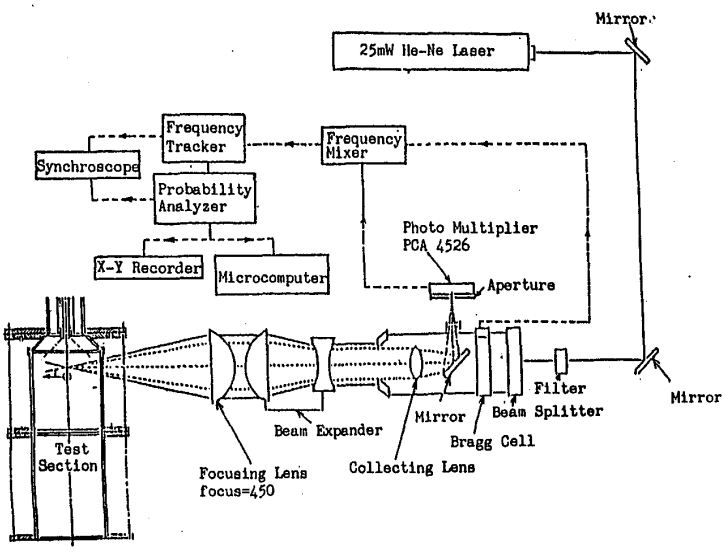


図2　LDV光路系および信号処理系

3. 燃焼場における各状態量間の関係

一次燃焼領域は旋回流により形成される循環流領域を中心とした複雑な流れ場であり、しかも噴射弁からの燃料がその中に拡散し、反応して作られる種々のガス成分を含んだ高温場である。そこで燃焼場のガス温度、ガス組成、イオン電流およびガス流速を詳細に測定して、それらの間の相対的な関係から燃焼過程について考察を試みた。

図3が標準的な条件とした旋回度$S=1.0$、空気流量$M_{air}=43\times10^{-3}$ kg/s、空燃比15.7の場合の燃焼器上流端からの距離zと燃焼筒内径Dとの比$z/D=0.4$の位置（ほぼ一次燃焼領域の中央付近に相当）におけるガス温度、イオン電流およびその変動の自乗平均値、ガス組成より求めた局所当量比、およびガス流速の軸方向成分の分布を示したものである。ただし流速の分布は$z/D=0.4$の位置が燃焼器の構造上測定できないので$z/D=0.5$の位置のデータを示している。しかし、その間の差はほとんど問題にならないと思われる。

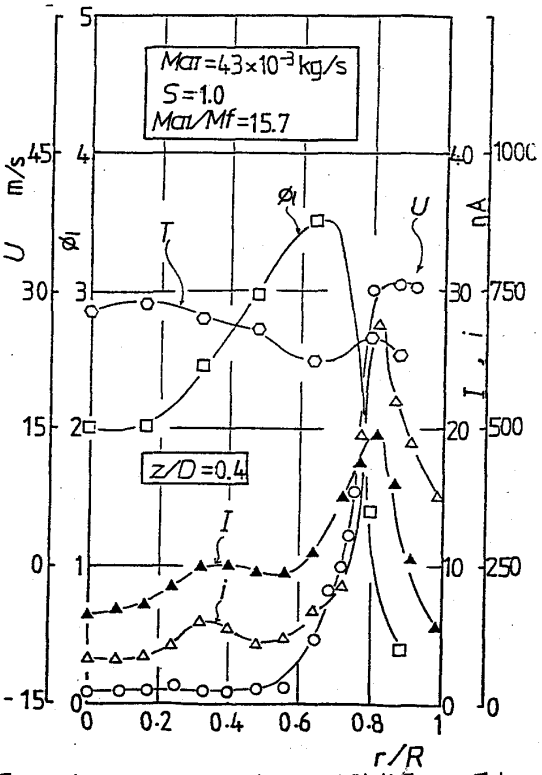


図3　$z/D=0.4$における流速，局所当量比，温度，イオン電流値，イオン電流変動値分布

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

循環流領域の周囲の燃焼筒壁面との間は下流に向う高速気流が流れており、循環流領域の外周付近は大きな速度勾配による強い剪断流れの場となっている。イオン電流やその変動値はその付近で大きな極大値を示しており、化学反応が活発に行なわれていることを表わしている。これらはこの付近の局所当量比ϕ_lがほぼ量論比に近い値であることとも対応し、噴射弁から噴射された燃料が一部は循環流領域に流入して反応するが、その大半の反応はこの循環流領域の外周に近い所で行なわれていると推察される。

図3と同一の条件で、各軸方向位置における断面において、ガス温度が極大値$T_{l\,max}$を示す位置、イオン電流の時間平均値が極大値$\bar{I}_{max}$を示す位置、局所当量比が極大値$\phi_{l\,max}$を示す位置、および局所当量比が量論比$\phi_{l\,stoich}$となる位置を示したのが図4である。このように$\bar{I}_{max}$, $T_{l\,max}$はほとんど同じ位置にあり、しかもそれらは$\phi_{l\,stoich}$とも一致する位置にある。ガス流速の測定や火炎の外観から推察される循環流領域を陰影で示してあるが、そのうず中心と外周との間の狭い領域で非常に活発に反応が行なわれていることがわかる。また図中に示される$\phi_{l\,max}$を示す位置は逆流域に存在しており、うず中心よりも外側に下流に向って流れる燃料あるいはその反応成分が環流しているものと思われる。しかし、そのことは各成分ガスの質量流束の分布で考えなければ明らかにできない。

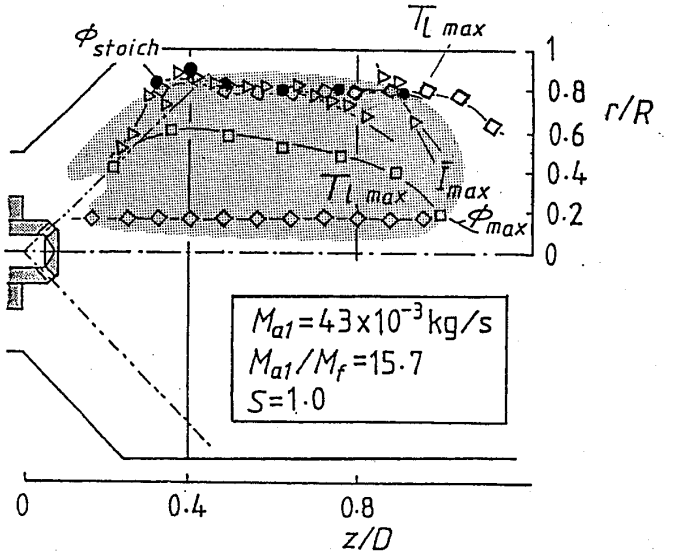


図4 ガス温度の極大値，イオン電流の極大値，局所当量比の極大値および量論比となる位置

4. 燃焼場における流速分布

燃焼場を評価するためには温度、ガス組成などのスカラー量のみでなく、流速をも考慮して各ガス成分がどのように流れ、あるいは変化していくかという見方をしなければならない。そのためには燃焼場を乱さずに流れの場を測定する必要があると考えてレーザドップラ流速計によって燃焼器内のガス流速の測定を図2の光学系、信号処理系により行った。

図5に示すのが前述の条件と同一の条件における通風時の$z/D=0.5$の断面における軸方向流速Uの分布である。半径$r/R=0.6$付近よりも内側が逆流領域であり、逆流速度が中心軸付近で約3 m/sである。循環流領域のうず中心よりも外側は急激な速度

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

勾配を持っており、循環流領域の外側の主流は断面平均流速（3.15m/s）の3倍程度の速度を持つ速い流れである。

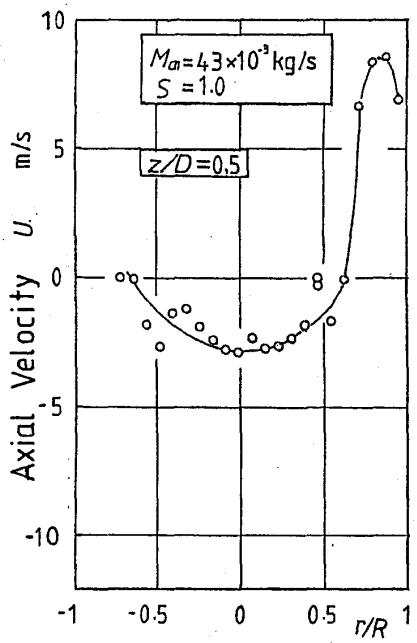


図5 z/D=0.5における通風時の軸方向流速の分布

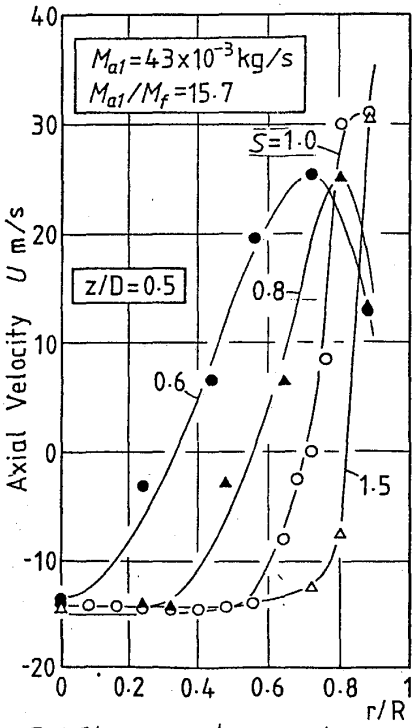


図6 z/D=0.5における旋回度を変化させた時の流速分布

このような通風時の流速分布は燃焼時には燃料の燃焼による温度上昇、モル数の変化によりかなり変化する。したがって通風時の流れの測定値で燃焼場を評価するのは適当ではない。図6がz/D=0.5の断面における燃焼時の流速分布を、一次空気の旋回度Sをパラメータとして示したものである。旋回度Sが大きくなるにつれて逆流域は大きくなり、うず中心より外側付近の速度勾配の増加を招き、より強い剪断流の場を形成する。そのために噴射弁よりの燃料、あるいは燃焼ガスは強い乱流内で拡散し、燃焼領域内に拡がる。このことは既報[4]の燃焼ガス組成より算出した局所当量比の分布が、旋回度の増加とともに一様化するという結果で裏付けられている。

中心付近の逆流速度は旋回度の増大でほとんど変化せず、13m/s程度であるが、通風時の逆流速度と比べてきわめて速くなっている。

図7は空燃比と旋回の強さを一定に保ちながら流量を変化させたときのr/R=0.88, z/D=0.5における軸方向流速の変化を示したものである。この測定点は今まで述べた標準とした条件で速度

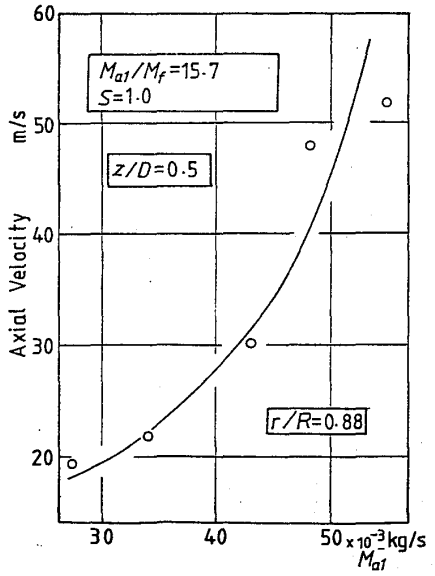


図7 z/D=0.5 r/R=0.88における一次空気流量を変化させた時の軸方向流速

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

分布が最大値を示した位置に相当する。

流量を変化させたときフローパターンの変化がなく、温度分布も変化しなければ、固定点の流速は流量の変化に比例して変化するはずである。しかし流量の増加に対して流速の増加が急となる傾向を示している。これは温度分布の測定結果[4]が流量の増大に対して$r/R=0.88$の点でむしろ下降する傾向があるので、無次元滞留時間が流量の増大で増加しているにもかかわらず、循環流領域の長さがほとんど変化しないという測定結果[5]を考慮すると壁面近傍の流速分布の変化、すなわち流量の増加に伴なう循環流領域の直径の増大によるものと思われる。しかし、流量の異なる場合の詳細な流速分布の測定に成功していないのでこの点は明らかでない。

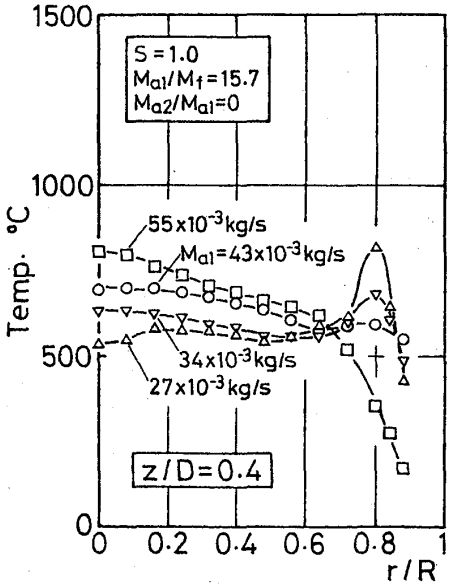


図8　一次空気量をパラメータとした時の$z/D=0.4$における温度分布[4]

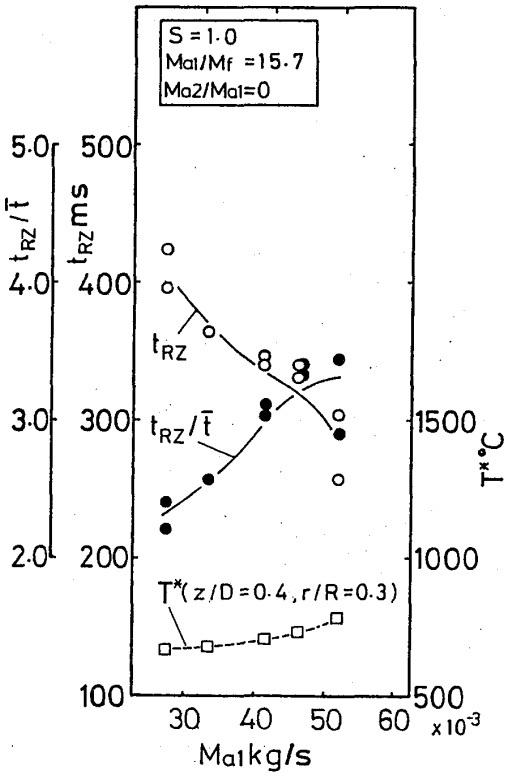


図9 循環流領域滞留時間t_{RZ}，無次元滞留時間$t_{RZ}/\bar{t}$（$\bar{t}$=(燃焼器容積)/(入り口状態での空気量)），温度T^*と一次空気量との関係[5]

5. 燃焼場の熱と物質の流れ

燃焼領域において各ガス成分がどのように流れ、変化していくかについて知ることができれば燃焼過程を考える上で大きな助けとなる。そこでガス流速分布とガス組成の分布とから、循環流領域の中央部の断面を通して下流へ、あるいは上流へ流れる各ガス成分の質量流量の算出

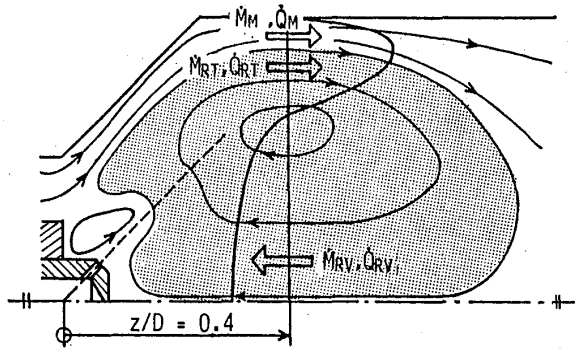


図10　一次燃焼領域中心付近における熱と物質の流れ

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

を試みた。すなわち図10に示すように循環流領域を横切る$r/D=0.4$の断面を通してうず中心より内側では上流に向う物質の流れ$\dot{M}_{RV}$ kg/sがあり、うず中心より外側の循環流領域内では下流に向う物質の流れ$\dot{M}_{RT}$ kg/sがあり、また循環流領域の外側には下流に向う物質流$\dot{M}_M$ kg/sがあるとした。

〈表1〉$r/D=0.4$における各ガス成分の質量流量及び熱流量

	$\dot{M}_{RV}$ (kg/s)	$\dot{M}_{RT}$ (kg/s)	$\dot{M}_M$ (kg/s)
C_3H_8	1.1×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.1×10^{-3}
CH_4	0.18×10^{-3}	0.054×10^{-3}	0.032×10^{-3}
H_2	0.11×10^{-3}	0.030×10^{-3}	0.012×10^{-3}
CO_2	1.3×10^{-3}	0.28×10^{-3}	0.16×10^{-3}
O_2	0.85×10^{-3}	3.1×10^{-3}	11×10^{-3}
	$\dot{Q}_{RV}$ (kJ/s)	$\dot{Q}_{RT}$ (kJ/s)	$\dot{Q}_M$ (kJ/s)
$\dot{Q}$	28	24	40

表1が空気流量43×10^{-3} kg/s、旋回度1.0、空燃比15.7のときの$r/D=0.4$における各ガス成分の質量流量を算出した結果である。この条件のとき燃料のプロパンの噴射量は2.7×10^{-3} kg/sであるので主流に乗って下流に流れるプロパンは1.1×10^{-3} kg/sで、循環流領域の中に流入する分は1.6×10^{-3} kg/sとなる。またプロパンの$\dot{M}_{RT}$と$\dot{M}_{RV}$との差0.4×10^{-3} kg/sは循環する途中において反応とうず拡散による領域外への流出によって失われる量に相当する。これと逆にメタン、水素などの中間生成物や最終生成ガスである二酸化炭素は、うず中心より外側の$\dot{M}_{RT}$よりもうず中心より内側の$\dot{M}_{RV}$の方が3～4倍ほど大きく、その差が反応の進行による生成量に対応しているものと思われる。

循環流領域の温度分布、ガス組成分布等から、成分ガスの質量流量と同様にして、熱流量を算出したのが$\dot{Q}_{RV}$, $\dot{Q}_{RT}$, $\dot{Q}_M$である。この条件で供給される燃料の低発熱量は単位時間当たり127 kJ/sであり、また循環流領域に対して供給される燃料1.6×10^{-3} kg/sの発生すべき総発生熱量は74 kJ/sであるにもかかわらず、循環流領域内の熱流量はその約1/3にしかなっていない。したがってこの場合の循環流領域は十分な燃焼負荷を維持しているとはいえない。

6、あとがき

ガスタービン型燃焼器の一次燃焼領域における各種状態量の間の関係を求めるとともに、ガス流速分布の測定をもとに循環流領域を中心とした各ガス成分の質量流量、および熱流量を求め、燃焼過程について考察を試みた。しかしながら燃焼領域におけるガス流速の測定が詳細に行われていないために十分な考察ができなかった。今後レーザドップラ流速計システムを改良し、信頼できるガス流速のデータを得て、さらに進んだ考察を行いたい。

本研究は当時本学学生の兵藤克哉、日高弘基の両君に実験に協力いただいた。また研究費の一部は谷川熱技術振興基金の助成金によった。ここに併せて謝意を表する。

参考文献
(1)中村 他2名, 機論49-439(昭58)705
(2)中村 他3名, GTSJ技術論文10-37(昭57)89
(3)中村 他4名 GTSJ技術論文11-43(昭58)51
(4)中村 他3名 機講論 804-4(昭55)23
(5)中村 他3名 第9回GTSJ講演会論文集(昭56)69

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－5

噴霧拡散と予混合とを組合せた燃焼器の空気配分と燃焼性能についての実験的研究

*北原一起，酒井規行（川崎重工業）

1. まえがき

ガスタービン負荷条件の変化に対応して，局所的空燃比を制御できる可変構造の採用を前提とした燃焼器について，その空気配分と燃焼性能との関係を調査するため，常圧下の燃焼実験を実施して基本的な燃焼特性を明らかにした。本報告は，第24回航空原動機に関する講演会（日本航空宇宙学会主催）にて発表されたものの続報にあたる。

燃焼器模型は，缶型でパイロット筒，メイン筒とから構成されており，ガスタービン低負荷条件時にはパイロットバーナによる噴霧拡散燃焼によって高燃焼効率を維持し，高負荷条件時にはパイロット段を助燃として用いメイン段での予混合方式燃焼による窒素酸化物および排煙の低減を狙ったものである。

2. 実験装置

2-1 供試燃焼器部

図1に本実験に用いた燃焼器の組立断面を示す。缶型燃焼器は，上流側のパイロット筒と下流側のメイン筒とが直列に繋がっている。パイロット筒は，保炎用スワーラ，4つのパイロット空気孔，スワーラへの空気量をコントロールできるリングから成っており，ホローコーン型燃料噴射弁・イグナイタが組み付けられる。メイン筒は予混合管からのガス出口孔2列の希釈空気孔が周上5ヶ所に等配されており，外周には予混合用チューブが5本等配され，後端に空気流入部と圧力噴霧型メイン燃料噴射弁が取り付けられる。

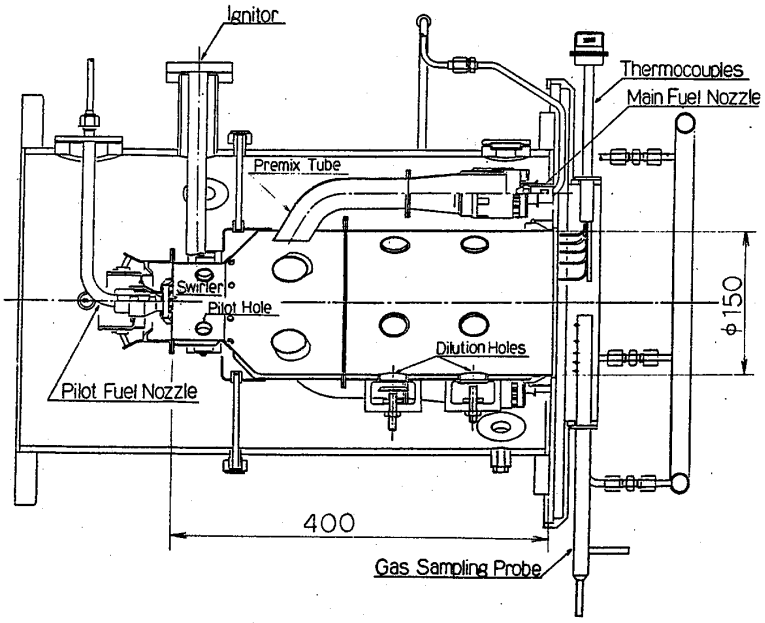


図1 供試部断面

空気配分を変えるための可変開口部は，スワーラへ

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

の空気導入部，パイロット空気孔，希釈空気孔，予混合管への空気導入部の4代表箇所である。それぞれ所定の位置にセットされて実験に供される。

2-2 実験系統

図2に実験系統図を示す。空気は，ブロアーからオリフィス，バルブを通り空気加熱器で所定の温度に予熱され供試部に導かれる。燃料は，灯油系航空燃料であり，供給ユニットからパイロット・メイン系へ分岐しタービン流量計・流量調整弁を通り噴射弁へ供給される。燃焼ガスは，開放系の排気ダクトに導かれ煙突から大気へ放出される。

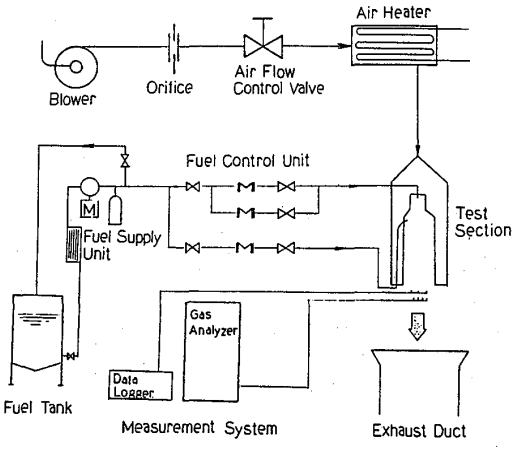


図2 実験系統図

3. 可変部における開口量と有効開口面積

可変面積部の部分要素模型により，開口量に対する有効開口面積の変化を非燃焼にて求めた。各部の結果を図3に示す。実験は所定の開口量をセットし，燃焼器入口出口間圧力を変化させて空気量を測定したものであり，有効開口面積 Aef は次式により求めた。

$$A_{ef} = \frac{W_{air}}{\sqrt{2 \cdot g \cdot \gamma_{air} \cdot \Delta P}}$$

W_{air}：空気重量流量　　ΔP：燃焼器入口出口間差圧

γ_{air}：入口空気比重量　　g：重力加速度

ΔPによる Aef への依存性は，$\Delta P/P$ の減少により Aef が大きくなる傾向であるが，$\Delta P/P$ が1%以上ではその変化は小さかった。パイロット空気孔，希釈空気孔，予混合管空気導入部はそれぞれ4ヶ所，5ヶ所，5ヶ所の総和である。

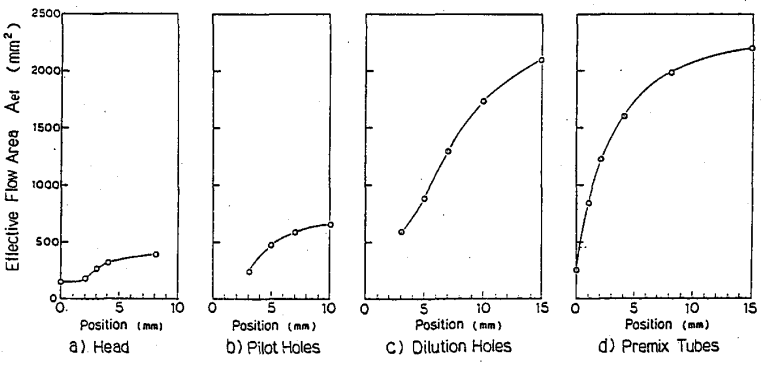


図3. 可変要素部の有効開口面積変化

4. 燃焼実験

4-1. 実験条件

表1に今回実施した各燃焼器タイプの開口部有効開口面積を示す。Lは，パイロットバーナのみによる低負荷相当条件で予混合管からの空気は二次空気となる。パイロット空気孔，希釈空気孔そして予混合管からの空気量比を変化させたタイプを6種選定した。H-1～4は，メイン段の予混合燃焼を主体にしたタイプで，予混合管

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

への空気流入比を変えたものを選んだ。H－5はパイロット域への空気流入比を少なくしたものである。

表2にL，Hの実験条件を示す。本条件は将来の高効率ターボファンエンジン仕様を参考にした。H側入口空気温度は空気加熱器の計器値から定められた。空燃比は基準値であり，燃料の増減を付、各L，Hタイプの燃焼性能データを修得した。なおパイロット燃料噴射弁は，L・Hの場合でそれぞれ流量特性の異なるものを用いた。

表1 燃焼器の有効開口面積

Aef Type Variation mm² (　)…%

Type	Head (Swirler)	Pilot Holes	Dilution Holes	Premix Tube	Cooling Holes	Total
L－1	380 (10.4)	650 (17.7)	2090 (56.9)	250 (6.8)	300 (8.2)	3670
L－2	380 (11.0)	650 (18.7)	1290 (37.2)	850 (24.5)	300 (8.6)	3470
L－3	380 (10.2)	0 (0)	2780 (74.9)	250 (6.7)	300 (8.1)	3710
L－4	380 (10.8)	0 (0)	1980 (56.4)	850 (24.2)	300 (8.5)	3510
L－5	380 (12.5)	650 (21.3)	1290 (42.3)	430 (14.1)	300 (9.8)	3050
L－6	380 (12.8)	450 (15.2)	1290 (43.4)	550 (18.5)	300 (10.1)	2970
H－1	180 (6.7)	240 (8.9)	0 (0)	1980 (73.3)	300 (11.1)	2700
H－2	180 (6.4)	240 (8.5)	500 (17.7)	1600 (56.7)	300 (10.6)	2820
H－3	180 (6.4)	240 (8.5)	870 (31.0)	1220 (43.4)	300 (10.7)	2810
H－4	180 (6.8)	240 (9.1)	1080 (40.8)	850 (32.1)	300 (11.3)	2650
H－5	180 (7.0)	0 (0)	500 (19.4)	1600 (62.0)	300 (11.6)	2580

4-2. 全体有効開口面積と全圧損失係数

各燃焼器タイプの全体有効開口面積に対する燃焼時の全圧損失係数を図4に示す。各要素の和である全体Aefに対して，燃焼・非燃焼の相違，開口部の設定誤差，組立接触面からの洩れ等の見積りからはずれる要因があるが，今回の結果では面積で最大でも1割程度の範囲であり，したがって空気配分割合も表1に示した有効開口面積比から大きくは異なっていないものと判断して以下の燃焼実験結果の整理を行った。なお図中に示したALはメイン燃焼筒断面積である。

表2. 燃焼実験条件

項　目	L	H
入口空気温度	400 K	573 K
燃焼器代表風速	17.0 m/s	17.5 m/s
空燃比(基準)	50	35
燃料噴射弁	パイロット	パイロット メイン

4-3. Lタイプの燃焼実験結果

パイロットバーナによるLタイプの燃焼効率特性を図5 a)，b)に示す。a) は全体空燃比に対するものであり，b)は希釈空気を除いた主燃焼域にあたる予混合管から上流の領域に流入する空気量に対する当量比に対するものである。

b)図では，L－3を除いて当量比が0.5を下回ると燃焼不完全率が増大するのがわかる。当量比が増加していくと燃焼効率が最高に達し，その後漸減していく。さらに最高燃焼効率のより

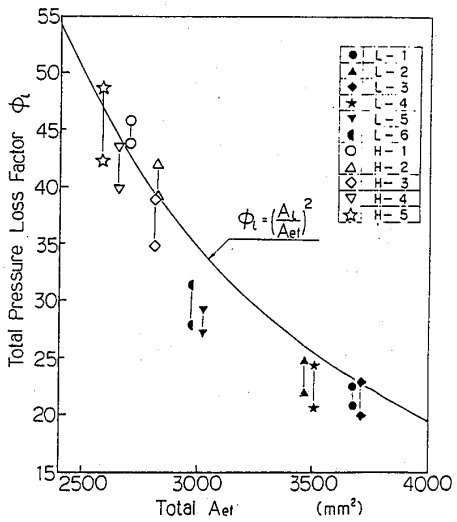
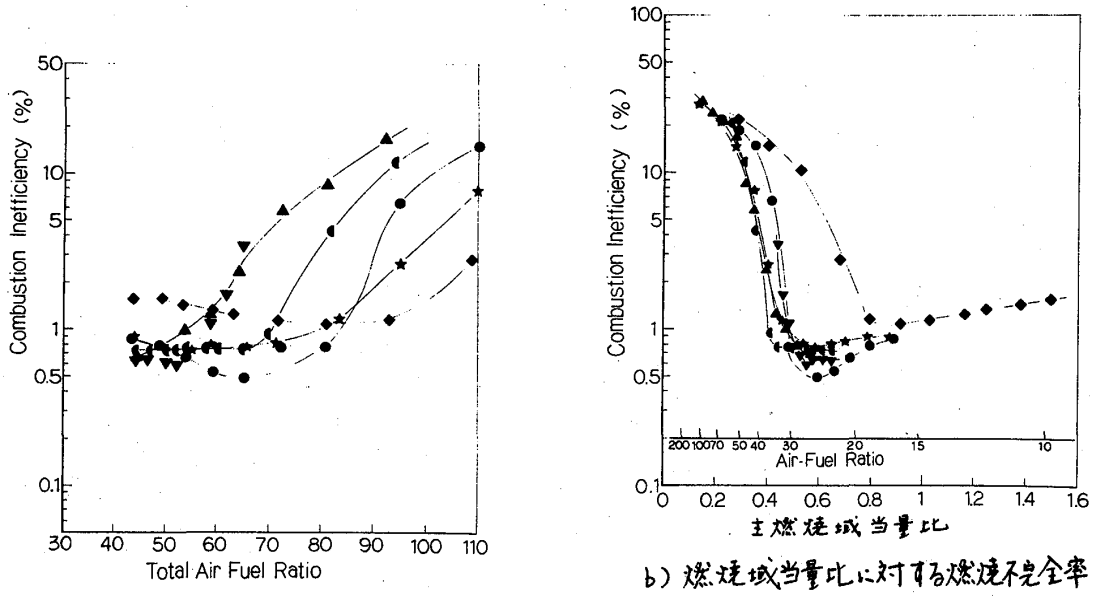


図4. 各燃焼器の全圧損失係数

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.



a) 全体空燃比に対する燃焼不完全率

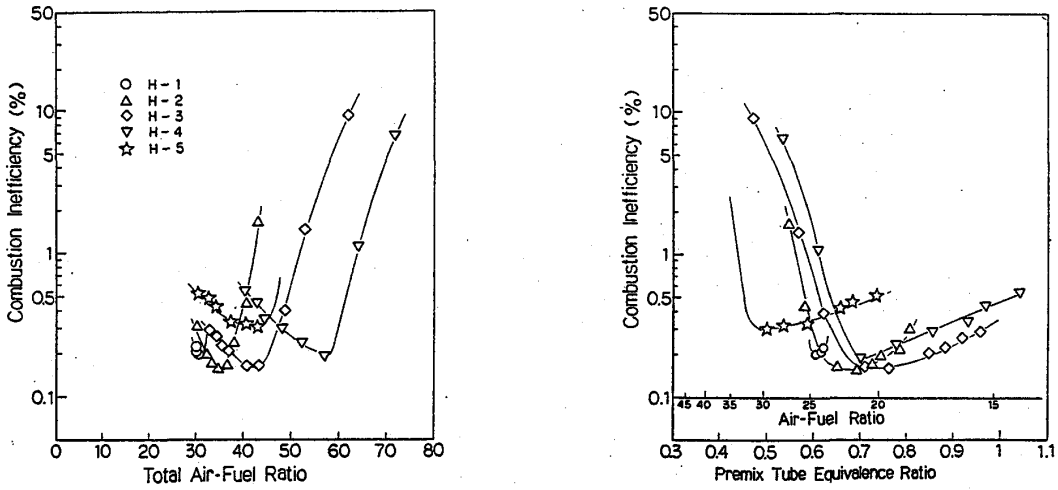
b) 燃焼域当量比に対する燃焼不完全率

図5 Lタイプの燃焼効率特性

優れたタイプは，パイロット空気孔からの流入空気量の多いものであることもわかる。L－5，6は，全体空燃比が約50（基準空燃比）の場合に主燃焼域当量比が約0.6になるようにセットされたものであり，比較的良好な燃焼効率を示している。また主燃焼域への空気配分を最も減らしたL－3は，全体空燃比90を越えると他のタイプに比べ良好な燃焼効率を示す。

4-4 Hタイプの燃焼実験結果

パイロット／メイン燃料流量割合は全体空燃比35でほぼ1：9であり，燃焼現象は予混合燃焼が支配的である。Hタイプの燃焼効率特性を図6 a)，b)に示す。a)は，



a) 全体空燃比に対する燃焼不完全率

b) 予混合管内当量比に対する燃焼不完全率

図6 Hタイプの燃焼効率特性

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

全体空燃比に対してであり，b)は予混合管内ガス当量比に対してのものである。H－1，2，3，4は，予混合管への流入空気割合を変えたもので，予混合管当量比に対する特性は，H－1を除いては良く一致している。H－5は，H－2のパイロット空気孔を閉じたタイプで，燃焼効率の低下し始める当量は小さく，安定域が拡がっているが効率のレベルは低い。全体空燃比に対しては，予混合管への空気配分が少くなるほど最良の燃焼効率を示す空燃比が大きくなっている。基準空燃比35で最良の燃焼効率を示すのはH－2である。

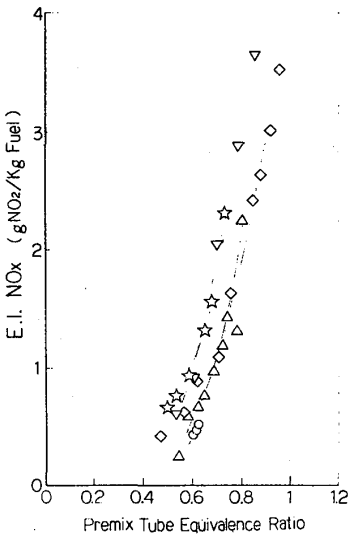


図7. 窒素酸化物排出特性

図7に，Hタイプの窒素酸化物排出特性を示す。パイロット段の拡散燃焼も含まれるが，ほとんど予混合燃焼の特質を現わしている。H－1から4で最良の燃焼効率を示した時の窒素酸化物排出値は，予混合管への空気流入割合が小さいタイプほど大きかった。

5. まとめ

可変空気配分を前提として噴霧拡散燃焼と予混合燃焼とを組み合わせた缶型燃焼器について空気配分の定量化を行い，常圧下ではあるが噴霧・予混合それぞれについて空気配分と燃焼性能との相関関係を把握できた。また最適化と良好な燃焼効率を示す燃焼器実現の見通しもついた。

6. あとがき

本研究は，日本航空宇宙工業会，革新航空機技術開発センターの委託により実施したものであり，ここに関係者各位に対し深く感謝の意を表します。

参考文献

1. 革新航空機技術開発に関する研究調査成果報告書 No.710，日本航空宇宙工業会
2. E.J.Mularz, Lean, Premixed, Prevaporized Combustion for Aircraft Gas Turbines, AIAA No.79-1318
3. Premixed Prevaporized Combustor Technology Forum, NASA CP-2078 1979
4. 林，山田 ガスタービンの希薄1次燃焼領域模型での燃焼・排気特性，航技研 TR-666
5. 鈴木，高圧力比・再熱形ガスタービン燃焼器の試設計，工技院 機械技術研究所
6. Lean, Premixed-Prevaporized (LPP) Combustor Conceptual Design Study, NASA CR-159629

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－6

NO_2の生成・低減に関する数値解析

佐野妙子（東海大学）

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気ガス処理，測定等の点から重要である。また，環境問題からも，微量とは言え，NO_2の形で燃焼器から排出されないことが必要である。このような観点から，本研究は燃焼により生成したNOが燃焼器内でNO_2に変換する機構を知り，NO_2の生成を抑制する方法を見出すことを目的として行なったものである。

メタン火炎では燃焼反応が活発になる前のごく初期にNO_2が生成し，その後，燃焼温度の上昇とともに消失することが実験的[1, 2]にも理論的[3]にも確かめられている。Hargreaves ら[4]はブンゼン火炎の外炎近くにNO_2を測定しており，Johnson & Smith[5]もガスタービン燃焼器内でかなりの濃度のNO_2を測定している。著者ら[6, 7]も燃焼器内で，高温の燃焼ガスと冷たい空気とが混合する領域にNO_2が生成することをメタンおよび水素の燃焼ガスを用いた数値実験で明らかにしている。しかも，同じ燃焼ガス温度ならば，水素よりメタンの燃焼ガスの方が，低温の燃焼ガスより高温の燃焼ガスの方が，完全に燃焼した状態より不完全燃焼時での混合の方がNOからNO_2への変換率が高く，NO_2の生成量が大きいことも明らかにしている。この混合域でのNO_2は燃焼ガス中のNOが混合域に生成したHO_2により酸化されて生じたものであり，HO_2は燃焼ガス中のH，O，OH等の活性基が周囲空気との拡散・混合・反応により生成したものである。したがって，混合域でのNO_2の生成量は燃焼ガス中のNO濃度はもちろんのこと，燃焼ガス中のH，O，OH等の活性基の濃度，高温燃焼ガスが周囲空気とどのように混合するか等によっても影響されることになる。

これらの結果は，周囲ガスが298 Kの空気の場合であり，周囲ガスが未燃ガスを含む場合，あるいは，周囲ガス温度が高い場合，混合域でのNO_2の生成量は変化すると考えられる。こゝでは，このような混合域でのNO_2生成量への周囲ガスの影響を調べるために下記のようなモデルの下に数値実験を行った。

2. 数値モデル

混合域でのNO_2の生成を調べるために，図1のようなモデルを用いた。円筒（直径a）から温度T_cの燃焼ガスが速度U_cで流出しており，その周囲に温度T_a，速度U_aのガスが流れている。両者の混合域で拡散，混合，反応が起る。この過程の流れ場，温

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

度場，濃度場を数値的に解き，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，圧力変化はなく一定（$p=0.1\,MPa$）であるとした．流れ方向にx，半径方向にrをとり，それぞれの速度成分をu，v，密度をρ，圧力をp，温度をT，i成分の質量分率をY_iとすると基礎式は次のようになる．

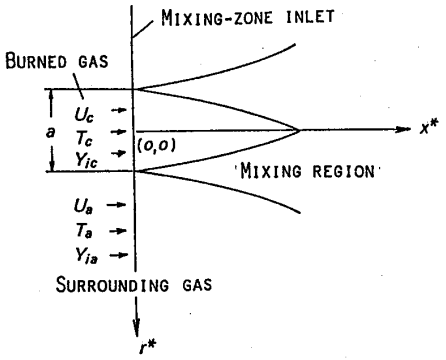


Fig.1 Numerical model and coordinates.

$$\frac{\partial(\rho u r)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v r)}{\partial r}=0 \qquad (1)$$

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial r}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu r\frac{\partial u}{\partial r}\right) \qquad (2)$$

$$\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial r}=-\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu r\frac{\partial v}{\partial r}\right)-\mu\frac{v}{r^2} \qquad (3)$$

$$\rho c_p u\frac{\partial T}{\partial x}+\rho c_p v\frac{\partial T}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+q \qquad (4)$$

$$\rho u\frac{\partial Y_i}{\partial x}+\rho v\frac{\partial Y_i}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left(D_i\rho\frac{\partial Y_i}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(D_i\rho r\frac{\partial Y_i}{\partial r}\right)+m_i \qquad (5)$$

μ，λ，c_p，D_iは混合ガスの粘性係数，熱伝導率，定圧比熱およびi成分の拡散係数である．qは単位時間あたりの発熱量，m_iはi成分の生成速度である．計算の対象とした燃焼ガスは当量比$\phi_c=1$のメタンの燃焼ガスであり，燃焼ガス温度および代表的な成分の濃度を表1に示す．考慮した成分はCH_4，CH_3，$HCHO$，CHO，CO，CO_2，N_2，O_2，H_2，H_2O，H，HO_2，H_2O_2，O，OH，N，NO，NO_2の18成分である．使用した素反応式および速度定数は文献[7]と同じである．μ，λ，D_iの物性値は理論的に求めた[3]．

Table 1 temperature and species concentration (mole fraction) of burned gas of methane-air.

ϕ_c	1.0
Tc K	2154
CO	1.82×10^{-2}
CO_2	7.78×10^{-2}
H	1.88×10^{-3}
HO_2	6.38×10^{-7}
H_2	7.42×10^{-3}
H_2O	1.79×10^{-1}
O	8.91×10^{-4}
O_2	7.61×10^{-3}
OH	5.32×10^{-3}
N	5.27×10^{-9}
N_2	7.02×10^{-1}
NO	9.54×10^{-5}
NO_2	1.26×10^{-8}

3．結果と考察

図2に燃焼ガスと298Kの空気との混合域に生成したNO_2，HO_2，NOの濃度および温度の半径方向分布を示す．図中x^*，r^*は流れ方向および半径方向への距離を混合域入口での半径$a/2$で無次元化した値である．一点鎖線は入口での燃焼ガスと周囲ガスとの境界を表わす．入口での燃焼ガスと空気との流速比$U_c/U_a=2$であり，入口では空気流速が燃焼ガス流速の半分である．図から明らかなように，NO_2濃度のpeakは入口

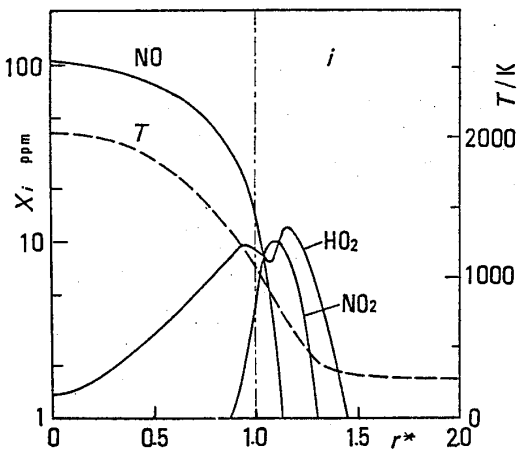


Fig.2 Radial distributions of temperature and concentrations of NO,NO_2 and HO_2 at X*=6 in the mixing region of burned gas of methane with air; Uc/Ua=2,Ta=298.15K.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

での燃焼ガスと空気との境界線の外側に存在し，NO はこの近傍で急激にその濃度を減じている．また，NO_2 の peak は HO_2 の peak と重なっており，その極大値を示す温度は約850 K である．表1 に示した燃焼ガス中の NO_2，HO_2 濃度はいずれも1 ppm 以下であり，約10 ppm の極大値を有する NO_2，HO_2 ともこの領域で生成したものである．HO_2 は燃焼ガス中の H 原子と周囲空気中の O_2 との反応によって生成したものであり，図2に示されるような温度勾配を有する領域に peak を形成する．この peak 値は温度勾配によって影響される．NO_2 は主としてこの HO_2 による NO の酸化反応 $NO + HO_2 \rightarrow NO_2 + OH$ によって生成し，主として，$NO_2 + H \rightarrow NO + OH$ の反応によって消滅するため，この混合域で，HO_2 が生成しやすい条件では NO が NO_2 へと変換されやすくなる．

図3は周囲ガスとして，空気の代りにメタンを含む未燃混合気を流した場合の NO_2 生成量の変化を示したものである．流速比 $U_c/U_a=2$，周囲ガス温度 $T_a=298$ K である．縦軸は NO_2 濃度の極大値 ($X_{NO_2 \cdot max}$) を周囲ガスとして空気の場合の NO_2 濃度極大値

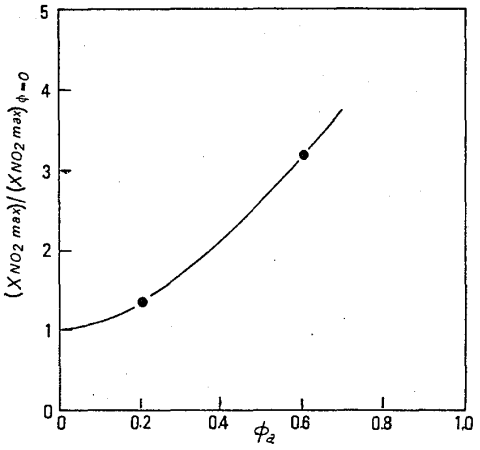


Fig.3 Effect of ambient methane concentration on the peak value of NO_2; Uc/Ua=2, Ta=298.15 K.

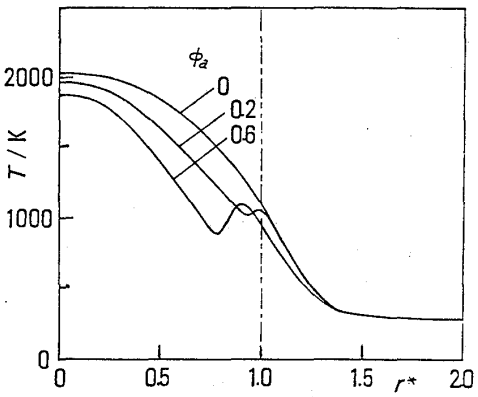


Fig.4 Effect of ambient methane concentration on the radial distributions of temperature at X*=6; Uc/Ua=6, Ta=298.15 K.

$(X_{NO_2 \cdot max})_{\phi_a=0}$ で無次元化した値で示してあり，横軸は周囲ガスのメタン濃度を当量比 (ϕ_a) で示してある．$\phi_a=0$ は空気の場合である．ϕ_a の増加，すなわち，周囲ガス中に占めるメタンの量が増加するとともに NO_2 濃度の peak 値は増加しており，$\phi_a=0.6$ では空気の場合の値の3倍以上になっている．

図4，5はそれぞれ，周囲ガス当量比 ϕ_a に対する半径方向の温度および NO_2，HO_2 濃度分布を示したものである．周囲ガス中にメタンを含む場合，混合域でメタンは燃焼し，

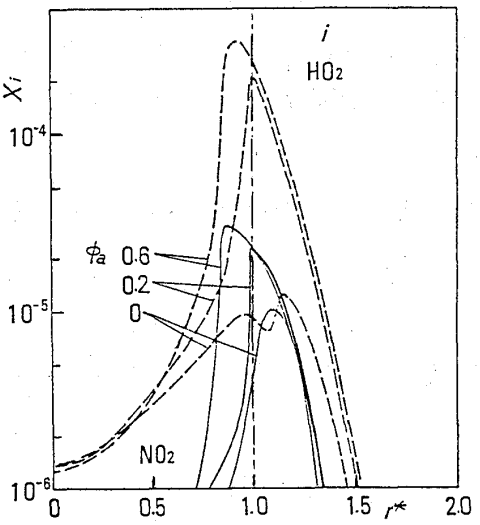


Fig.5 Radial distributions of NO_2 and HO_2 concentrations at X*=6; Uc/Ua=2, Ta=298.15 K, ——— NO_2, — — — HO_2

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

図4に示されるように，温度分布に小さなpeakが現われている．ϕ_aの増加とともに，そのpeak値は増大し，かつ，混合域の内側へとその位置は移行している．温度分布はϕ_aの増加とともに，CO_2，H_2O濃度が増加するため全体として低下している．図5で明らかなように，NO_2およびHO_2濃度はϕ_aの増加とともに大きくなり，peak値は混合域での温度のpeakと重なり，約1050 Kの温度に一致している．このように，周囲ガスに未燃のメタンを含む場合，この領域で燃焼反応が起り，H原子の生成が大きくなるため，HO_2濃度が増加し，NO_2濃度も増加することになる．Morphy & Borman [8]，Jaasma & Borman [9] も火炎周囲の空気中に未燃炭化水素を含んでいる場合NOからNO_2への変換が大きいことを実験的に明らかにしている．

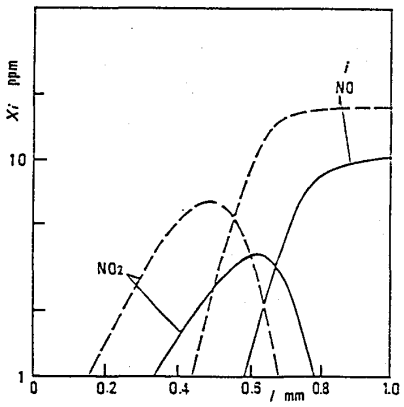


Fig.6 Effect of unburned gas temperature on profiles of prompt NO and NO_2 concentrations of the methane-air flame at ϕ=0.6; ——— 298.15 K — — — 500 K.

この数値計算では，混合域でのメタンの燃焼に伴うprompt NOの生成は考慮されていない．ϕ_a=0.2の未燃周囲ガスの場合，prompt NOの生成は無視出来ると考えられるが，ϕ_a=0.6の場合は図6の火炎内でのprompt NOの生成挙動から推定されるように，この領域でのprompt NOの生成により，図5に示したNO_2濃度よりさらに大きくなることが考えられる．

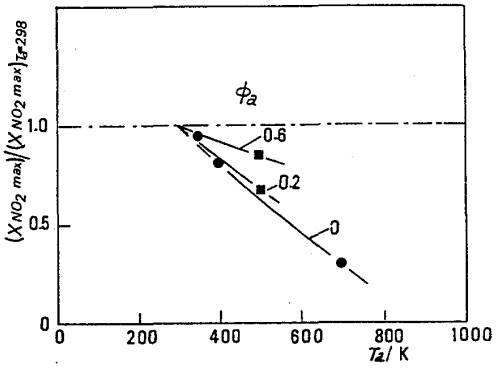


Fig.7 Effect of ambient gas temperature on the peak value of NO_2 at X*=6, Uc/Ua=2.

図7は周囲ガス温度T_aを変化させたことによるNO_2生成量への影響を調べたもので，NO_2濃度の極大値($X_{NO_2\cdot max}$)をT_a=298Kの場合の値$(X_{NO_2\cdot max})_{298}$で無次元化した値で比較している．●印は周囲ガスが空気の場合，■印はϕ_a=0.2，0.6のメタンを含むガスの場合である．いずれの場合も，周囲ガス温度T_aの上昇とともにpeak値は減少している．特に，空気の場合その傾向は顕著であり，T_aの上昇とともにpeak値は著しく減少している．ϕ=0.6の場合もT_aの上昇とともにpeak値は低下しているが，図6に示した火炎内でのprompt NOの生成に対する未燃混合気温度の影響（図6で実線が未燃ガス温度T_0=298K，破線が500 K）をみると，未燃

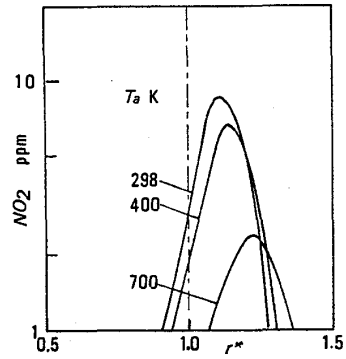


Fig.8 Radial distributions of NO_2 concentration in the mixing region of burned gas of methane with air at X*=6; Uc/Ua=6.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

混合気温度T_0の上昇とともにprompt NO生成量が増大しており，図7の結果だけからでは周囲温度T_aによるNO_2生成量への影響は明らかでない．しかし，メタン濃度が少なくなるにつれて，prompt NOによる影響が小さくなるため，メタンを含んでいる場合でも周囲ガス温度の上昇とともにNO_2の生成量が低下することは明らかである．

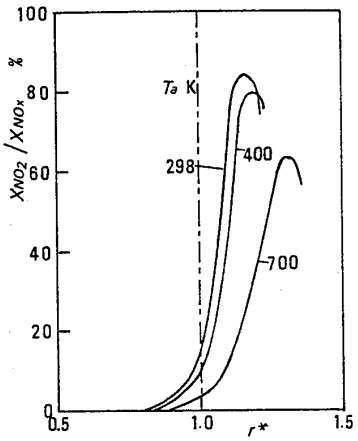


Fig.9 Radial distributions of NO_2/NO_x ratio in the mixing region of burned gas of methane with air at X*=6; Uc/Ua=2.

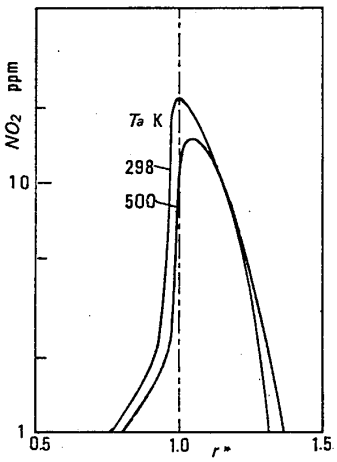


Fig.10 Radial distributions of NO_2 concentration in the mixing region of burned gas of methane with methane-air at X*=6; Uc/Ua=2.

図8は周囲ガスが空気の場合の半径方向のNO_2濃度分布を示したものである．T_aの上昇とともにpeak値が減少するだけでなく，その位置が外側へと移行している．このpeakの位置はT_aに関係なくほぼ850Kの温度に一致する．図9は図8と同じ条件でのNO_2/NO_x比の半径方向の分布を示したもので，T_aの上昇とともにNOからNO_2への変換率が低下していることを示している．図10は周囲ガスが$\phi_a=0.2$の場合の半径方向のNO_2濃度分布を示したもので，空気の場合と同様の傾向を示す．しかし，この場合のpeakの位置は約1050Kである．

4．結論

高温の燃焼ガスと低温の周囲ガスとの混合域に生成するNO_2の生成量に及ぼす周囲ガスの影響を調べるために数値解析を行った結果次のことが明らかになった．

1．周囲ガスにメタンのような未燃ガスが含まれている場合，その濃度の増加とともにNO_2生成量は増加する．

2．周囲ガスが空気の場合，周囲ガス温度の上昇とともにNO_2生成量は低下する．

3．prompt NOの生成を無視出来ないほど多量のメタンを含んでいる場合を除いては，未燃ガスを含んでいる場合でも，周囲ガス温度の上昇とともにNO_2生成量は低下する．

(1) Merryman,E.L. & Levy, A.,15th Symp.(Int) on Combust.,1073,(1975).
(2) Allen,J.D.,Combust.Flame,24,133,(1975).
(3) Sano,T.,Combust.Sci.Technol.,29,261,(1982).
(4) Hargreaves,K.J. et al.,18th Symp.(Int) on Combust.,133,(1981).
(5) Johnson,G.G. & Smith,M.Y.,Combust.Sci.Technol.,19,67,(1978).
(6) Sano,T. & Kotake,S.,1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress 261,(1983).
(7) Sano,T.,Combust.Sci.Technol.,in press.
(8) Murphy,M.J. & Borman,G.L.,Combust.Sci.Technol.,21,53,(1979).
(9) Jaasma,D. & Borman,G.L.,Combust.Sci.Technol.,23,83,(1980).

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

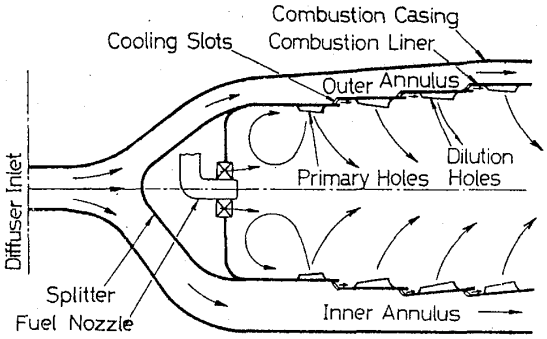
A－7

ダンプ・ディフューザの研究
（第１報：箱型模型によるフローパターンおよび圧力損失測定実験）

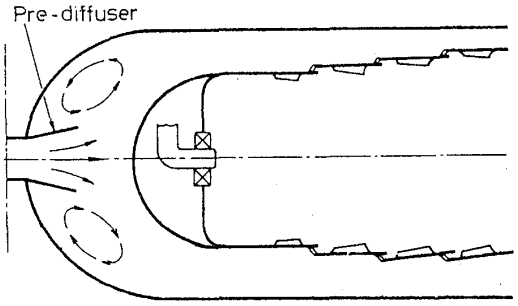
佐藤　幸徳　＊藤　秀実
中野　静嘉　仲田　靖
（石川島播磨重工業（株））

１．まえがき

ガスタービン燃焼器のディフューザは圧縮機から高速で流入する空気流速を減速し、更に分流板により燃焼器のインナアニュラスおよびアウタアニュラス部への空気流量を配分する役割をもつ。この空気流量配分は燃焼器性能に影響を与えるが、特に燃焼器出口温度分布に著しい影響を与える。近年ガスタービンの高温化傾向に対しタービン静，動翼の寿命を維持・向上させるため、燃焼器出口温度分布を厳しく制御する必要があることから、このディフューザでの空気流量配分の役割は益々重要となっている。　図１（ａ）に示すように、ディフューザの流路をなめらかに拡大して分流板でインナアニュラスおよびアウタアニュラス部へ流れを分岐する構造の従来型ディフューザでは、ディフューザ入口速度分布の変化やライナの製作、組付け上の誤差が空気流量配分に直接影響を与える。一方、図１（ｂ）に示すように、ディフューザの流路に急拡大部をつくり、ライナ頭部も鈍頭形をした、いわゆるダンプ・ディフューザと言われているディフューザが従来型ディフューザの欠点を補うものとして一部実用化されている。このダンプ・ディフューザは、エンジンの高圧化に伴い圧縮機翼の高さが小さくなる場合に燃焼器と連結する構造上の点から、ディフューザ部長さを短く出来る点で有利と考えられるが、反面構造上流れが複雑となり圧力損失が大きくなる可能性がある。



（ａ）　従来型ディフューザ



（ｂ）　ダンプ・ディフューザ

図１　ディフューザの形態

ダンプ・ディフューザに関するこれまでに発表されている研究のほとんどは、ダンプ・ディフューザ形状あるいは入口速度分布が変化した時の圧力損失への影響を調査したものである（１～４）。しかし圧力損失を低減させる構造と上述のように温度分布に影響を与える空気流量配分の変化の小さい構造とは本来相反すると

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'８４－６）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

考えられるものの、両者を共に計測し評価した発表例は見受けられない。

本研究では、実用燃焼器をベースにした２次元箱型模型を使用し、ディフューザ入口速度分布を変化させた時の、ダンプ•ディフューザおよび従来型ディフューザに対し（１）フローパターンの変化，（２）に圧力損失とインナアニュラスおよびアウタアニュラス部への空気流量配分の変化，を調べたので報告する。なお実験は空気の代りに水を使用した。

２．　実験

２．１　実験装置および実験方法

フローパターンを調べるための流れの可視化実験装置の系統図を図２に、供試体部を写真１に示す。可視化は水を作動流体として用い水素気泡法にて行った。水素気泡を発生させるために供試体部入口に電極を配置し、回流水路本体との間に直流電圧１５００～２０００Ｖを印加した。照明は１．５ kWのハロゲンランプを用い、供試体部下方から平行スリット光線をあてて行った。

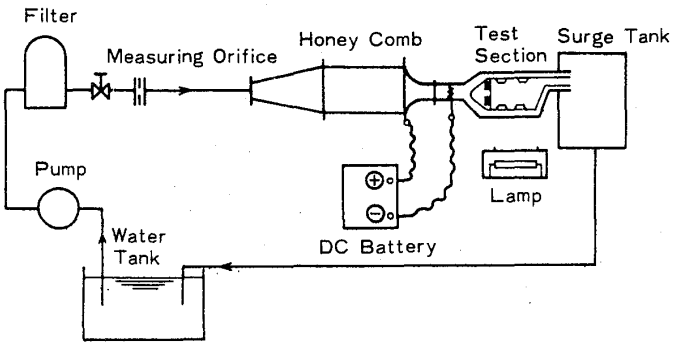


図２　流れの可視化実験装置系統図

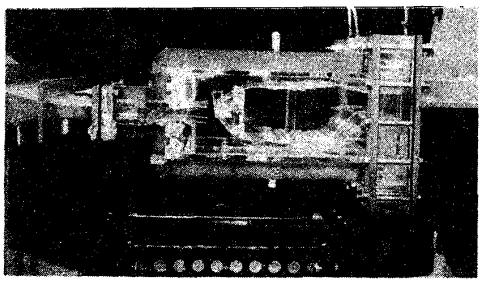


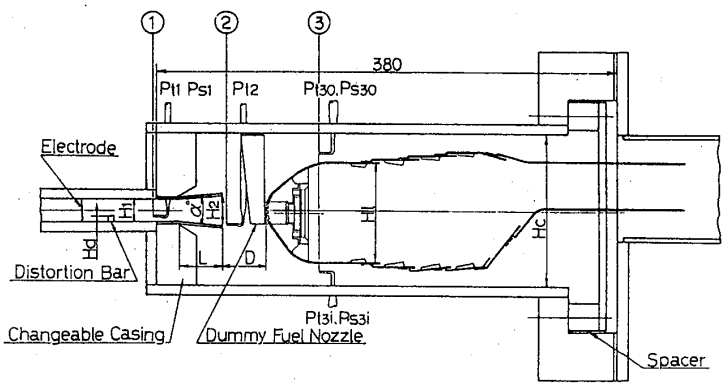
写真１　供試体部全景

図３（ａ）には供試ダンプ•ディフューザの詳細を示すが、①をダンプ•ディフューザ入口位置，②をプレディフューザ出口位置，および③をアウタ側とインナ側のディフューザ出口位置とする。①と③で全圧と壁圧を測定し、②で全圧を測定した。またディフューザ入口上流側にはディフューザ入口で速度分布をつけるためにデストーション板をインナ側に取付けてある。

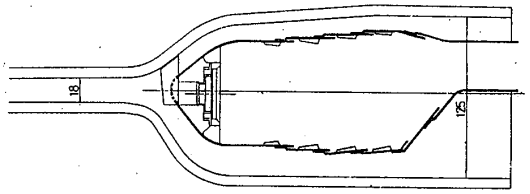
ダンプ•ディフューザの性能に影響する形状パラメタとして、ディフューザ入口幅H_1，プレディフューザ長さＬ，拡がり角αおよび出口幅H_2，ダンプギャップＤ，燃焼器ライナ幅$H\ell$，燃焼器ケーシング幅Ｈc などがあるが今回はこれらの値をすべて固定し，H_1 ＝１８㎜（以下単位なき場合すべて㎜），Ｌ＝３６，α＝１０°，H_2 ＝２４，Ｄ＝２４．５，$H\ell$＝８６，Ｈc ＝１２２である。デストーション板高さＨd ＝０，３．５，７のものを用いた。本供試体部は同一ライナを使用してダンプ•ディフューザ性能に関連するパラメタＤ／H_2 を変え得るようにライナ後部にスペーサを入れる構造となっている。またダンプギャップ部を囲むケーシング形状もダンプ•ディフューザ性能に関連すると考えられるので、この部分のケーシン

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

グは取換え可能となっている。ライナには、燃料ノズル位置を中心にして空気孔が格子状に振り分けてあけられている。アウタライナの開口面積（空気孔プラス冷却孔面積）比は１である。図３（ｂ）にはダンプ•ディフューザの性能と比較するために用いた従来型ディフューザを示すが、ライナは分流板を除き、ダンプ•ディフューザ試験に用いた供試体と同一である。実験はすべてディフューザ入口平均流速２ｍ／ｓ，レイノルズ数＝３．７×１０^4 で行った。



（ａ）　ダンプ•ディフューザ



（ｂ）　従来型ディフューザ

図３　試験供試体部詳細

２．２　試験結果および検討

図４にデストーション板高さＨｄ に対するディフューザ入口速度分布を示す。以下にこの入口速度分布の変化に対する結果を示すが、このディフューザ入口速度分布を定量化するパラメタとして、Ｓovran ら（５）の示した運動量に基づいた式に水が非圧縮性であることを考慮して下記式（１）のβなるパラメタを用いる。

$$\beta = \frac{1}{A}\int\left(\frac{u}{U}\right)^2 dA \qquad (1)$$

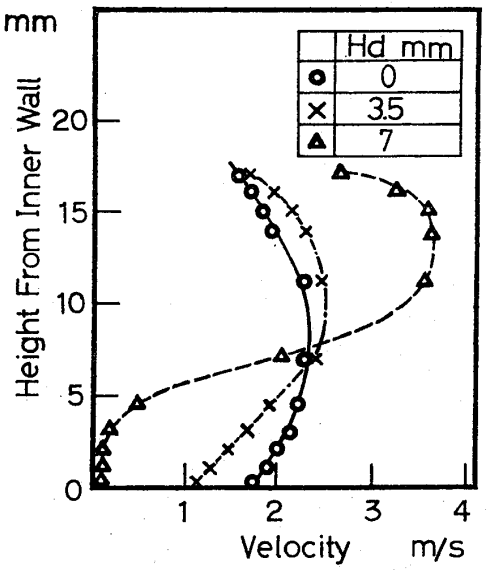


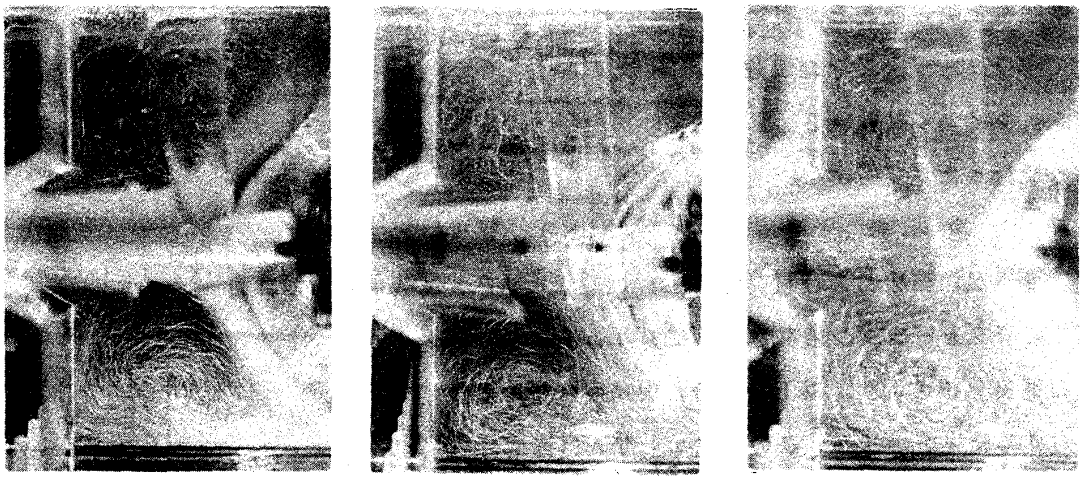
図４　ディフューザ入口速度分布

ここにＡは流路断面積，ｕ は局所流速およびＵは断面平均流速である。βは速度分布がない場合は１であり、速度分布が大きくなるにつれて、大きな値となる。本実験の場合Ｈｄ＝０，３．５，７に対しダンプ•ディフューザではそれぞれβ＝１．０１７，１．０５３，１．５３６，従来型ディフューザではそれぞれ１．００９，１．０６７，１．９１３となっている。

写真２にβに対するダンプ•ディフューザおよび従来型ディフューザのフローパターンの例を示す。この例では撮影位置はライナの奥行き方向に関し空気孔のある位置であるが、外の断面

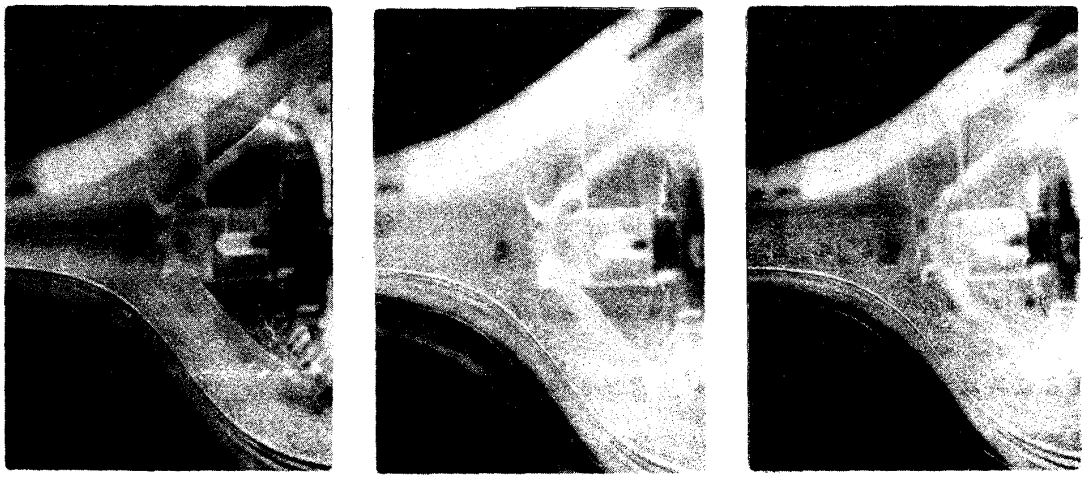
Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

でも両者のディフューザの特徴は現われており、奥行き方向にだいたい似たフローパターンとなっている。両ディフューザを比較すると、ダンプ•ディフューザの場合は当然予想されるように流路面積が急激に変化する部分に大きな静止渦ができている。βが大きくなってもインナおよびアウタアニュラス部へも比較的滑らかに流れている。一方従来型ディフューザは実用レベルのもので比較的洗練されたディフューザ流路をもっているため、速度分布のほとんどない場合（β＝１．００９）はアウタ，インナアニュラス部の流れは渦がほとんどなく滑らかな流れとなっている。しかし、速度分布がわずかついても（β＝１．０６７）インナアニュラス部のフローパターンは乱れ、インナ側ケーシング部渦領域が大きくなりインナアニュラス部への流量はかなり少なくなることがうかがえる。β＝１．９１３の場合は極端でインナアニュラス部はほとんど渦領域となっている。



β＝１．０１７　　β＝１．０５３　　β＝１．５３６

（ａ）　ダンプ•ディフューザ



β＝１．００９　　β＝１．０６７　　β＝１．９１３

（ｂ）　従来型ディフューザ

写真２　フローパターン例

次に圧力損失と流量配分の測定結果について述べる。圧力は図５に示すようにライナの奥

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

行き方向に、隣接する空気孔間と熊手型の全圧プローブで５点計測し、またライナの幅方向にはトラバースし計測点は約１０点である。図６にはβとダンプ・ディフューザのプレディフューザ出口で面積重み付けの圧力損失係数$\bar{\zeta}_{1-2}$の関係を示す面積重み付けの圧力損失係数$\bar{\zeta}_{1-2}$を式（２）で示す。

$$\bar{\zeta}_{1-i} = \frac{Pt_1 - Pti}{\frac{1}{2}\frac{\rho u_2}{1}} \qquad (2)$$

ここに$Pt = \frac{1}{A}\int PtdA$　（３）である。

これよりβの増加につれて圧力損失係数$\bar{\zeta}_{1-2}$は増加する。図７にはβとダンプ・ディフューザと従来型ディフューザのディフューザ出口での運動量重み付け圧力損失係数$\bar{\xi}_{1-3}$の関係を示す。ここで運動量重み付け圧力損失係数は式（４）で示す。

$$\bar{\xi}_{1-i} = \frac{Pt_1 - Pti}{\frac{1}{2}\frac{\rho u_2}{1}} \qquad (4)$$

ここに$Pt = \frac{\int Ptd(u_2 A)}{\int u_2 dA}$（５）である。

これよりダンプ・ディフューザはβと共に増加しているが従来型ディフューザはほとんど変わりないが次に図８にβとアウタ，インナアニュラス部流量比Ｓ（＝Ｍo／Ｍi）の関係を示す。従来型ディフューザではβが増加するとＳは増加し、β＝１．９１３の時にはインナ側アニュラス部に渦が生じ、ほとんどアウタ側へ流れている。

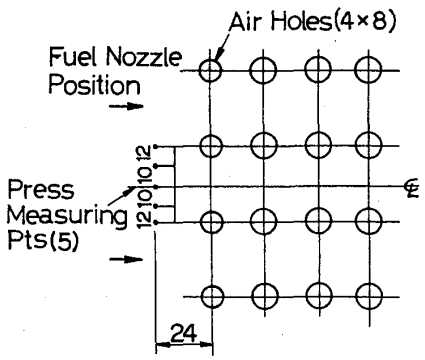


図５　圧力測定位置

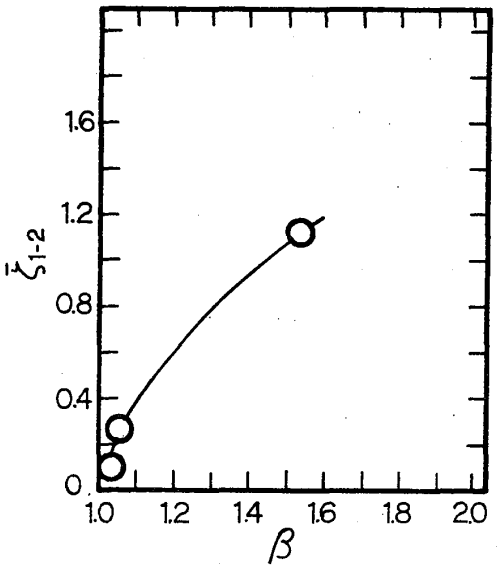


図６　プレディフューザ出口圧力損失

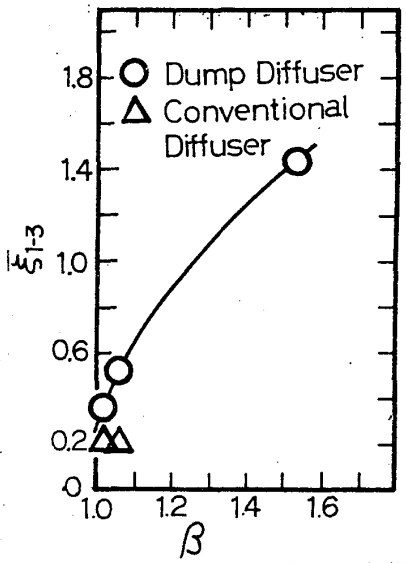


図７　ディフューザ出口圧力損失

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

これと対照的にダンプ・ディフューザではβが増加してもSがほとんど変化せず、ダンプ・ディフューザの流量配分が、入口速度分布に影響されないコとを示している。これはディフューザ部のフローパターン観察で入り口速度分布がついた時に静止渦のためインナ側流線が拡がるのと関連がありそうである。またディフューザ部出口圧力損失係数ζ_{13}のβに対する影響はダンプ・ディフューザの方が大きく現われ、従来型ディフューザはほとんど影響されないが、従来型ディフューザではβの増加と共にインナアニュラス部に空気が流れなくなりその方のデメリットが大きい。

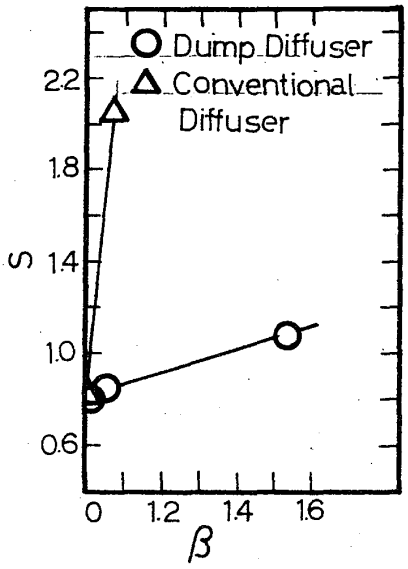


図8　アウタインナ流量比

3．まとめ

以上、ダンプ・ディフューザと従来型ディフューザについて、ディフューザ入口速度分布を変えた時のフローパターンおよび圧力損失とインナおよびアウタアニュラス部への流量配分を調べ、両ディフューザの特徴を調べた。今後更にダンプ・ディフューザの特性を調べていく予定である。

参考文献

（1）　Fishenden C. R.,et al.,AIAA 74－1097

（2）　Klein A.,et al.,2nd ISABE paper,1974, Sheffield

（3）　Stevens S. J.,et al.,AIAA 76－726

（4）　Klein A.,et al.,Trans. of ASME, 236／Vol. 102, 1980

（5）　Sovran , G. et al.,Fluid Mechanics of Internal Flow ,
Elsevier Publishing Company
Amsterdam－London －New－York ；1967, pp. 271－312

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－8

ガスタービン燃焼器ライナ壁温度の予測法

*林　則行　（日立機研）
塚原　聡　（　〃　）
石橋洋二　（　〃　）

1. 緒言

ガスタービンは効率の向上を目指して高温高圧化する傾向にある。これに伴い、燃焼器では、燃焼ガス（火炎）からライナへの輻射伝熱量が増加する。ところが、冷却に使用できる空気は、温度が上昇するとともに、燃料の増加に対応して燃焼に必要な空気量がふえるため、量的にも一段と厳しい制約を受けることになる。少量の冷却用空気で、ライナ壁温度をその材料の寿命や強度の点から要求される許容限度以下に押えるためには、効率の高い冷却構造の開発と並んで、精度の高いライナ壁温度の予測法を確立し、燃焼状態に適した冷却孔の配置や冷却用空気の配分を行うことがきわめて重要になる。ライナ壁温度の計算はすでにLefebvre[1]やWhittaker[2]などが行っている。また、燃焼ガスからの輻射伝熱やフィルム冷却のような個々の伝熱形態についても多くの研究がなされており、いろいろな実験式が与えられている[3]。本報告では、それらを検討して作った一次元的な伝熱モデルを前報[4]で提案した空気流量配分の考え方に付け加えてライナ壁温度を計算し、計算値と実測値との比較を行った。

2. 燃焼モデル

燃焼器内の空気流量配分や伝熱の計算を行う場合、まず、燃焼器内の燃焼ガス温度分布を求めなければならない。しかし、燃焼器内の燃焼現象はきわめて複雑なため、まだ十分把握されておらず、適切なモデルを考えることはきわめて困難である。また、空気流量配分、伝熱の計算とも一次元的なモデルによっていることから、燃焼現象を次のような簡単なモデルで扱うことにした。

(1) 燃焼域の長さは燃空比に比例する。ただし、定格条件における燃焼域は希釈用空気孔までとする。

$$l_c = l_{dil}\frac{r}{r_{full}} \qquad \text{---------(1)}$$

ここに、l_c：燃焼域の長さ　l_{dil}：燃料ノズルから希釈用空気孔までの距離
r：燃空比　r_{full}：定格条件の燃空比

(2) 燃焼による発生熱量は燃料ノズルからの距離に比例する。

(a) $x \leqq l_c$ のとき　$Q = q \cdot G_{fuel}\dfrac{x}{l_c}$ ---------(2)

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

(b) $x > l_c$ のとき　　$Q = q \cdot G_{fuel}$　　---------(3)

ここに、Q：燃焼による発生熱量　q：燃料の単位重量当たりの発熱量

G_{fuel}：燃料流量　　x：燃料ノズルからの距離

3、伝熱モデル

図1はライナの冷却構造である。このような冷却構造では、ライナ壁温度は、ライナ内の熱伝導を無視すれば、(1)燃焼ガスからライナに入射する輻射熱流束 $q_{R,i}$，(2)フィルム冷却によって奪われる熱流束 $q_{C,i}$，(3)ライナ外壁から輻射によって射出される熱流束 $q_{R,e}$，(4)ライナの外側を流れる空気によって奪われる熱流束 $q_{C,e}$ の熱バランスから定まる。

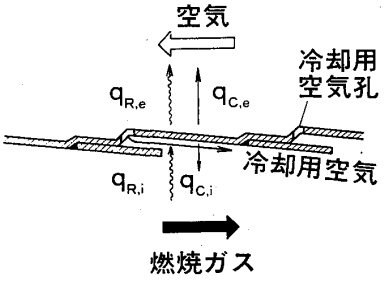


図1　ライナ冷却構造

$$q_{R,i} = q_{C,i} + q_{R,e} + q_{C,e} \qquad \text{---------(4)}$$

以下、個々の伝熱の取り扱いについて述べる。

3.1 燃焼ガスからライナへの輻射伝熱

燃焼ガスからライナに入射する輻射熱流束はWinter[5]によれば

$$q_{R,i} = \sigma \frac{(1+\varepsilon_w)}{2} (\varepsilon_g T_g^4 - \alpha_g T_w^4) \qquad \text{---------(5)}$$

ここに、σ：ステファン・ボルツマン定数　ε_w：ライナ壁の輻射率

ε_g：燃焼ガスの輻射率　　α_g：燃焼ガスの吸収率

T_g：燃焼ガス温度　　T_w：ライナ壁温度

さらに、Lefebvreら[1]は不輝炎について

$$\frac{\alpha_g}{\varepsilon_g} = \left(\frac{T_g}{T_w}\right)^{1.5} \qquad \text{---------(6)}$$

の関係を得ている。輝炎については触れていないが、この関係式を流用する。式(6)を式(5)に代入すると、

$$q_{R,i} = \sigma \frac{(1+\varepsilon_w)}{2} \varepsilon_g T_g^{1.5} (T_g^{2.5} - T_w^{2.5}) \qquad \text{---------(7)}$$

式(7)に含まれる ε_g の値は、Marslandら[6]によって、不輝炎に対しては

$$\varepsilon_g = 1 - exp\left\{-1.6 \times 10^4 \left(\frac{rL}{0.3048}\right)^{0.5} p\, T_g^{-1.5}\right\} \qquad \text{---------(8)}$$

液体燃料燃焼輝炎の場合には、

$$\varepsilon_g = 1 - exp\left\{-1.6 \times 10^4 \left(\frac{rL}{0.3048}\right)^{0.5} p\, T_g^{-1.5} Lu\right\}, \quad Lu = 7.53\{(C/H) - 5.5\}^{0.84} \qquad \text{---------(9)}$$

ここに、p：圧力

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

となることが示されている。気体燃料燃焼輝炎の輻射率には、普通不輝炎より若干高い値（0.1を加える程度）が用いられる[7]。計算においては、燃焼域では輝炎の値を、燃焼域以降の希釈域では不輝炎の値を用いた。式(8),(9)中のLは光路長であり、ガス塊が円柱状の場合、長さと直径の比により値が変化する。Lefebvreら[1]は一次燃焼域では直径の0.6倍が妥当であるとしている。これは円柱状のガス塊の長さと直径が等しいときの値である。このことから、輻射を考える燃焼ガスの軸方向の範囲を計算点から上流側、下流側とも直径の0.5倍とし、燃焼ガス温度にはその範囲の平均値を用いた（図2）。rは燃空比であるが、燃焼ガスからの輻射エネルギが、主に燃焼によって生成した水蒸気、二酸化炭素、煤から射出されることから、各場所における燃焼を終えた燃料と空気との比をとった。（C／H）は燃料の炭素水素重量比である。

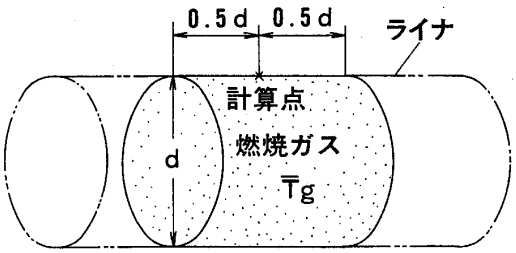


図2　輻射を考える燃焼ガスの範囲

3.2 フィルム冷却

図1のような冷却構造のフィルム冷却効率はSturgess[8]によって詳細に検討されており、次のような実験式が提示されている。

$$\eta = \frac{T_g - T_{aw}}{T_g - T_a} = 1.00126\left[1.0 - 0.0940765\, S_{N2}^{0.65}\right] \qquad \text{-------(10)}$$

$$S_{N2} = \left[\frac{(x - x_p)}{M\,s}\left(Re_s \frac{\mu_a}{\mu_g}\right)^{-0.15} \frac{A_s}{A_e}\right] \qquad \text{-------(11)}$$

ここに、T_{aw}：断熱壁温度　　T_a：冷却用空気温度

x：スリット出口からの距離　　M：質量流速比

s：スリット高さ　　Re_s：レイノルズ数

μ：粘性係数　　A_s：スリット出口面積

x_p：ポテンシャルコア長さ（＝（5～8）×（スリット高さ））

A_e：冷却用空気孔の有効開口面積（＝（流量係数）×（開口面積））

しかし、図3に示したように$S_{N2}^{0.65}$が大きくなると、冷却効率は式(10)からはずれてくる。そこで、式(10)の適用限界である$S_{N2}^{0.65}=5$を境として冷却効率を次の2式で与えた。

(1)　$S_{N2}^{0.65} \leqq 5$のとき　　$\eta = 1.00126 - 0.0941950\, S_{N2}^{0.65}$　　-------(12)

(2)　$S_{N2}^{0.65} > 5$のとき　　$\eta = 0.76057 - 0.046057\, S_{N2}^{0.65}$　　-------(13)

冷却用空気孔が1列の場合には、フィルム冷却効率は式(12),(13)から求められる。しかし、燃焼器では軸方向に数多くの冷却用空気孔が設けられることが多く、このよう

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

な場合には、下流の冷却用空気孔の冷却効率は、上流のフィルム冷却空気の影響で、単独のときよりも高くなる。Sellers[9]は、フィルム冷却が重なり合うときの冷却効率に理論的検討を加えている。フィルム冷却が2列の場合（図4(a)）、2列目の主流ガス温度として、1列目のフィルム冷却によって与えられる断熱壁温度を用いる。即ち、1列目、2列目単独の冷却効率をそれぞれη_1', η_2'とすると、

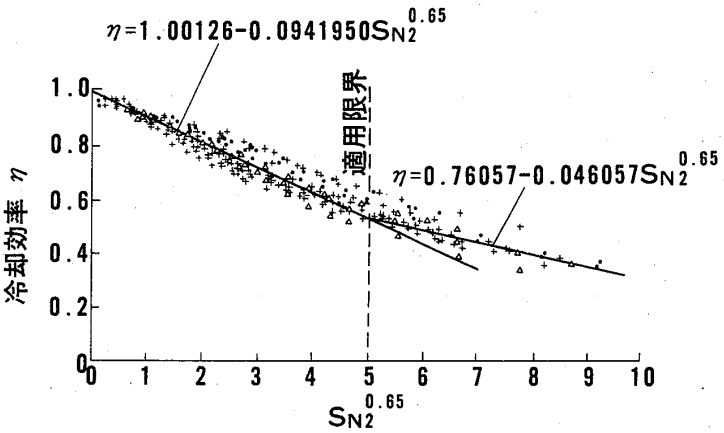


図3　フィルム冷却効率

$$\eta_1' = \frac{T_g - T_{aw1}}{T_g - T_a} \qquad \text{--------(14)}$$

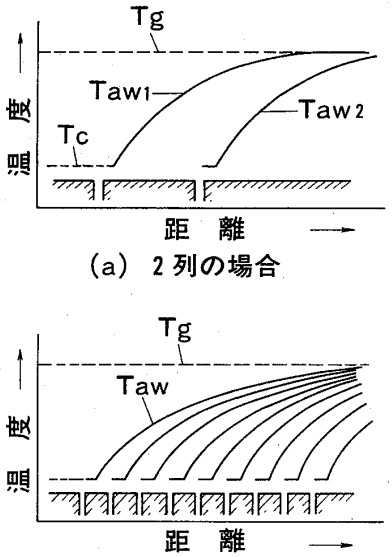
$$\eta_2' = \frac{T_{aw1} - T_{aw2}}{T_{aw1} - T_a} \qquad \text{--------(15)}$$

2列目の冷却効率は次式によって定義される。

$$\eta_2 = \frac{T_g - T_{aw2}}{T_g - T_a} \qquad \text{--------(16)}$$

式(16)に式(14), (15)を代入し、変形すると、

$$\eta_2 = \eta_2' + \eta_1'(1-\eta_2') \qquad \text{--------(17)}$$



(a)　2列の場合

(b)　n列の場合

図4　フィルム冷却の重なり

同様にして、n列目の冷却効率（図4(b)）は次のようになる。

$$\eta_n = \eta_n' + \eta_{n-1}'(1-\eta_n') + \eta_{n-2}'(1-\eta_{n-1}')(1-\eta_n') + \cdots + \eta_1'(1-\eta_2')(1-\eta_3')\cdots(1-\eta_n') \qquad \text{--------(18)}$$

燃焼用空気孔が密な部分では、ライナ内に流入する空気によってフィルム冷却空気が分断されるため、フィルム冷却の重なりを無視した。

フィルム冷却の熱伝達率は、冷却効率から得られる断熱壁温度を使って定義される。

$$q_{c,i} = \alpha(T_w - T_{aw}) \qquad \text{--------(19)}$$

熱伝達率を与える式として、Ballal ら[10]は質量流速比によって次の2式を使い分けている。

(1)　$M < 1.3$ のとき　　$Nu_x = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda} = 0.10\left(Re_s \frac{x}{s}\right)^{0.7} Pr$ --------(20)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

(2) $M > 1.3$ のとき　　$Nu_x = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda} = 0.146\, Re_s^{0.8} \left(\frac{x}{s}\right)^{0.44} Pr$ --------(21)

ここに、Nu_x：ヌセルト数　λ：熱伝導率　Pr：プラントル数

フィルム冷却によって奪われる熱流束は、以上に述べたフィルム冷却効率と熱伝達率から求めることができる。

3.3 ライナ外側の輻射伝熱および対流伝熱

缶形燃焼器では、ライナは外筒に同心で収められている。ライナ外壁から外筒に射出される輻射熱流束は、同心円柱の輻射伝熱の関係から

$$q_{R,e} = \sigma (T_w^4 - T_c^4) \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{d_\ell}{d_c}\left(\frac{1}{\varepsilon_c} - 1\right)} \quad \text{--------(22)}$$

ここに、T_c：外筒温度　d_ℓ：ライナ径　d_c：外筒径　ε_c：外筒の輻射率

外筒とライナの間を流れる空気の強制対流による冷却には、平板の乱流熱伝達の式を用いた。

$$Nu_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = 0.0296\, Re_x^{0.8} Pr^{1/3} \quad \text{--------(23)}$$

ライナ外壁近くの空気は、冷却用空気孔からライナ内に流入するため、強制対流による冷却は、空気が冷却用空気孔を通り過ぎるたびに新たに始まると仮定し、式(23)の x には一段上流の冷却用空気孔からの距離をとった。

4、ライナ壁温度の計算結果

缶形燃焼器のライナ壁温度の計算値と実測値を図5～7に示す。図中、実線および破線は実測値および計算値を便宜上結んだものである。図5,6は燃料が天然ガスの場合、図7は軽油の場合である。天然ガスの場合、計算値と実測値は T_{IN}/T_{OUT} によらず傾向的によく一致している。特に、ライナ下流部では、数値的にも比較的よく合っている。軽油の場合も、下流

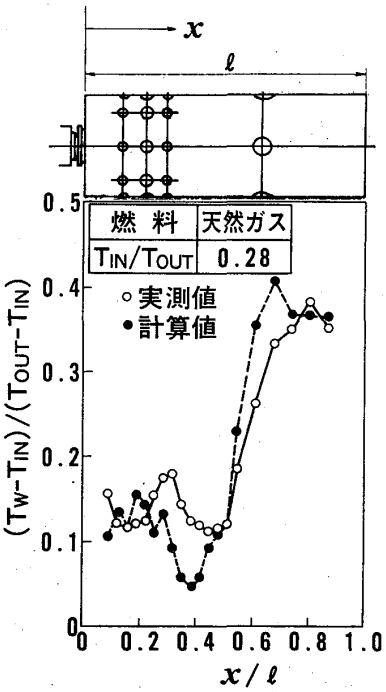


図5　ライナ壁温分布－1

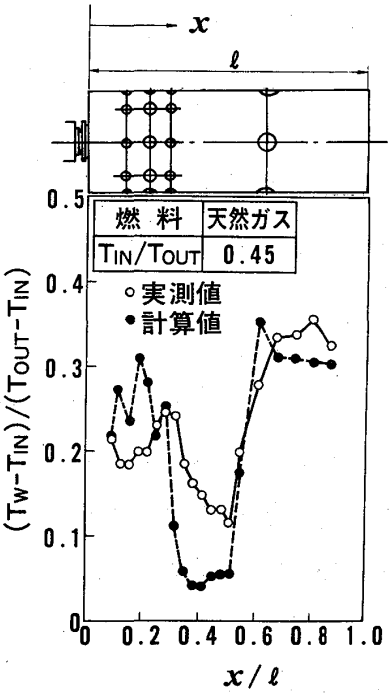


図6　ライナ壁温分布－2

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

部ではかなりよく一致しているが、上流部では計算値が実測値より低くなっている。

ライナ下流部では、燃焼がほぼ完了しており、さらに燃焼ガスの混合も進むので、一次元的に扱った計算上の燃焼ガス温度と実際のそれとの間に大きな差が生じない。下流部のライナ壁温度の計算値が実測値と比較的よく一致するのは、このことが原因と推測される。これに対し、燃焼が起きている上流部では、燃焼反応が進んでいる部分は非常な高温となる一方、多くの燃焼用空気孔が配置されているため、温度の低い空気が多量にライナ内に流入する。その結果、軸方向の同一断面でも温度分布に大きな不均一を生じる。一次元的な取り扱いを行う計算では、平均燃焼ガス温度を用いているため、高温部の存在する実器に比べ、燃焼ガスからライナに入射する輻射熱流束を小さく評価する。これが、天然ガスの x/ℓ が 0.2 ～ 0.5 の範囲および軽油の 0.5 までの範囲で、ライナ壁温度の計算値が実測値より低くなっている原因と考えられる。これらのことから、燃焼が生じているライナ上流部のライナ壁温度を精度よく予測するためには、一次元的な伝熱および燃焼モデルでは不十分であり、より実際の伝熱現象に即したモデルを導入する必要がある。

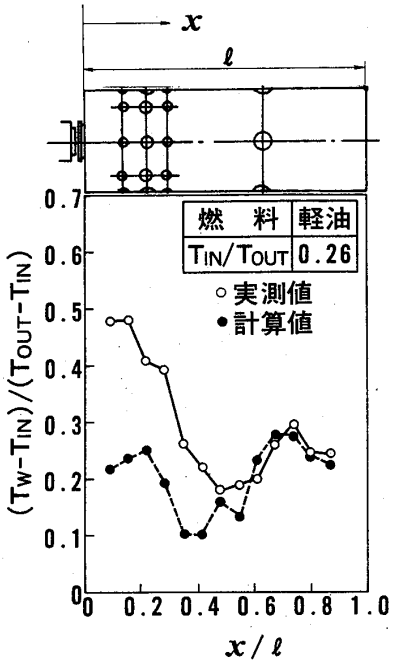


図7　ライナ壁温分布－3

5、結　言

一次元的な伝熱および燃焼モデルを空気流量配分の予測法に付け加えて、缶形燃焼器のライナ壁温度を計算し、計算値と実測値とを比較した結果、次の結論を得た。

(1) ライナ下流部では、計算値は実測値と比較的よく一致する。

(2) 燃焼が生じているライナ上流部では、計算値は実測値より低くなる。

(3) ライナ上流部の予測精度を向上させるためには、より実際の伝熱現象に即したモデルの導入が必要である。

6、参考文献

1) A.H. Lefebvre ほか1名：Proc Instn Mech Engrs Vol.174 No12 (1960)　2) M. Whittaker：Comb. & Heat Transfer in Gas Turbine Systems Proceedings of an Int. Propulsion Sympo. (1969)　3) 相波：航空宇宙技術研究所報告 TR-327 (1973)　4) 林ほか2名：第10回ガスタービン定期講演会講演論文集 (昭57)　5) E.F. Winter：Fuel Vol.34 (1955)　6) J. Marsland ほか2名：12th Sympo. (Int.) on Comb. (1969)　7) 伝熱工学資料 改訂第3版　8) G.J. Sturgess：Proceedings of Cranfield Int. Sympo. Series Vol.11, Comb. & Heat Transfer in Gas Turbin Systems (1971)　9) J.P. Sellers Jr.：AIAA J. Vol.1 No.9 (1963)　10) D.R. Ballal：ASME paper 72-WA/HT-24 (1972)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－9

産業用ガスタービンにおける温度計測技術について

佐藤友彦　（三菱重工業　高砂研究所）
※武石賢一郎　（三菱重工業　高砂研究所）

1. まえがき

昨今のエネルギー事情を反映し，産業用ガスタービンの分野でも効率の高い機器が要求されている。このためサイクル熱効率の改善を目指して，タービン入口温度は，上昇の傾向にある。当社の産業用ガスタービンのタービン入口温度も図1.1に示すように上昇傾向にあり，最新の501D／701D型では，ベース負荷で1150℃レベルにまで達している。

ガスタービンが，高温化すると高温ガスにさらされるタービン翼等の高温部材は，ますます厳しい環境下に置かれる。このような状況下にあって，ガスタービンの性能確認，高温強度の確認の上から，ガスタービンにおける温度計測技術が重要になって来ている。ここでは，三菱重工において実施している，ガスタービン温度計測技術につき述べる。

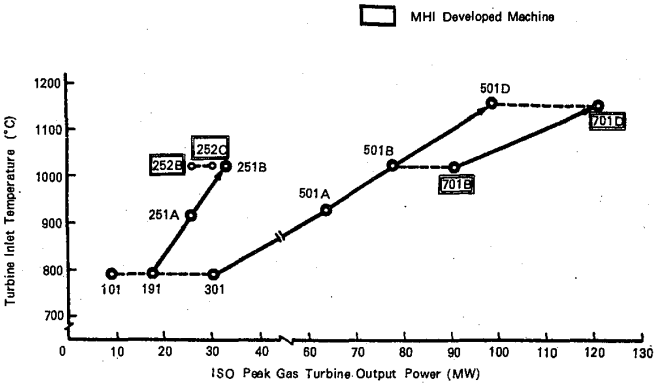


図1.1　三菱重工(株)における産業用ガスタービンの高温化のすう勢

2. 高温ガスタービンの開発における温度計測上の問題点

図2.1は，高温ガスタービンを開発する際，燃焼器，冷却翼等の重要な高温部材を開発する手順を簡単に示したものである。

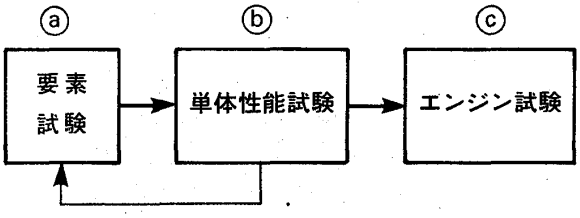


図2.1　高温ガスタービンの開発手順

ⓐ簡単化されたモデルを用いて，アイデアの検証，冷却要素等の試験を，一般に低温，大気圧条件下で実施するもので測温技術としては測定誤差に注意を払えば大きな問題はない。

ⓑ設計の確認のため，実寸の供試体を用いて実温・実圧の条件下で試験を実施するものである。輻射およびシール空気等実条件の設定に注意を払うべきで，実機と同レベルの測温技術が必要である。ⓒと同様，メタル温度の計測では，高温熱電対の選択，熱電対の埋め込み誤差，輻射誤差，一方ガス温度計測では，熱電対の強度，伝導，輻射による誤差等多くの問題がある。ⓒ最終的なエンジンの性能，機械的特性及び信頼性を確認するもので，実機という制約された中，最も厳しい条件下で確実・迅速な温度計測を実施しなければならない。

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

3. メタル温度の計測

タービン入口温度の上昇に伴って，燃焼器壁，タービン翼には，熱応力の発生が低く，かつ冷却効率の高い冷却構造を用いる必要がある。図3.1に，701D型 第1段静翼の冷却構造を示す。インピンジ，ピンフィンおよびフィルムの各冷却を組合わせた効率の高い方式で，メタルを許容温度以下に保っている。このような，最新のガスタービン空冷翼では，熱流束が5×10^5 W/m^{2}程度となり，大きな温度勾配が存在するので，温度測定には，注意を要する。図3.2は，直径1㎜のインコネルシースK型熱電対を三種類の方法で埋め込み冷却翼のメタル温度を，測定する場合の示度の解析結果を表わしている。熱伝導率が翼材と異なる銀ろうやセラミックス系の接着材を用いた場合大きな測温誤差を生じる事がわかる。ニッケル系の溶射材を用いた方法では誤差が小さい。温度勾配の大きい場所の測定は，埋め込み方法に加え温接点の位置（取り付け位置，シース内温接点位置等）に注意をはらう必要がある。

図3.3 に701D型 第1段静翼の熱電対取り付け状況（溶射前）を示す。図3.4 に実条件下での冷却性能試験の測温結果と冷却翼解析コードTACOOL[2]による解析値との比較を示す。これらの測定データは，強度解析の基本データとなり，高温部材の寿命を保障するのに役立っている。[1]

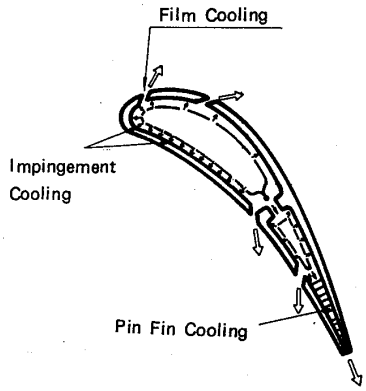


図3.1 701D第1段静翼

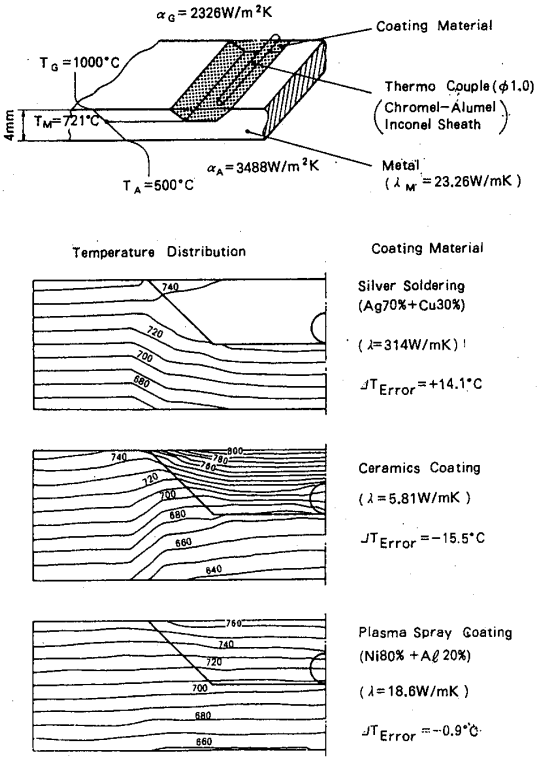


図3.2 熱電対埋込み材による測温誤差

図3.3 静翼への熱電対の取り付け状況

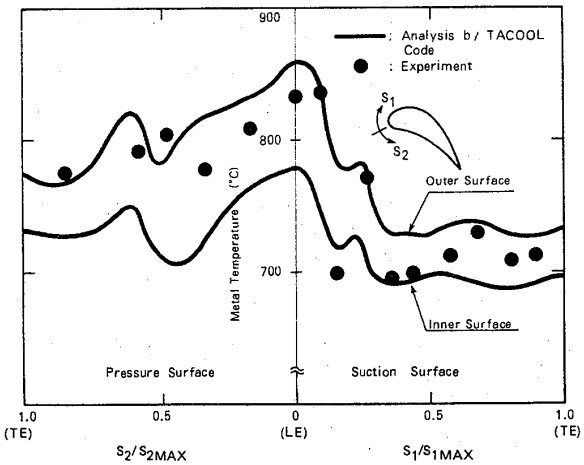


図3.4 測温結果と解析値との比較

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

燃焼器壁の温度計測には，広域な温度パターンを知る目的で示温塗料を用いるが，定量的なデータを得るには，熱電対が用いられる。熱電対の取り付け方法は，①シース熱電対素線を壁に溶接し，素線表面をセラミックス系の接着材で薄く覆う②パッド溶接③溶射による埋め込み等がある。①，②の方法は，フィン冷却（加熱）効果により低め（高め）の温度を示す事がある。しかし，①の方法は，素線径が小さい場合，簡便で誤差の小さい測定が可能である。

以上は，静止部の温度計測であるが，タービン動翼，ディスク等の回転部の温度計測では，熱電対の取り付け強度，信号の取り出し等非常に困難である。近年輻射温度計を用いた非接触計測方法が，急速に普及しつつあるが，データの信頼性の面から測定点に熱電対を埋め込み，信号をテレメータあるいはスリップリングで取り出す方法が取られる。この場合，熱電対には，遠心力，ガス力や振動応力が作用するので，取り付けには，注意が必要である。当社では，静止部と同様，溶射材による固定を採用している。図3.5は，耐熱合金（IN713C）と溶射材の高温における接着強度の測定結果を示す。図3.6は，空冷ラジアルタービンのメタル温度の測定系を表わしている。タービン動翼に0.5$^{\phi}$インコネルシース熱電対を溶射で埋め込み，メタル温度の計測を実施し，タービン入口温度1120℃，回転数50,000rpm，温接点の重力加速度10^5Gでの測定に成功している。[8]

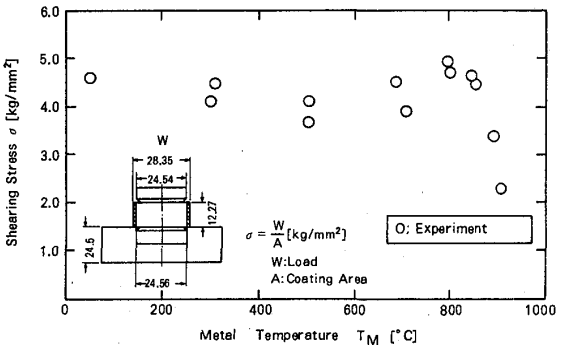


図3.5　溶射材の剪断力試験結果

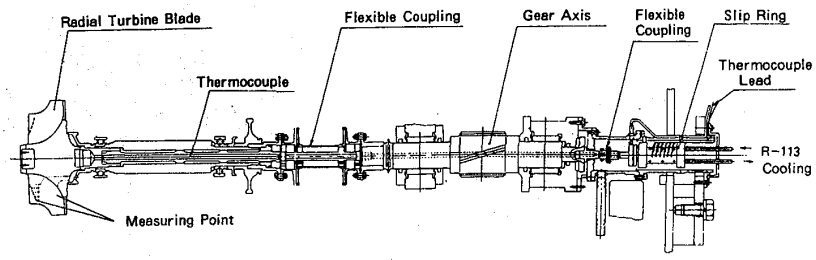


図3.6　空冷ラジアルタービン動翼のメタル温度計測系統

スリップリングが取り付けられない時，テレメータで信号を取り出す。

図3.7は，MW−252Cのタービン動翼温度を，テレメータで計測している状況を示す。

以上のごとく，熱電対を溶射材で固定する方法は，溶射材料の選択をうまくすれば，測温誤差的にも，また強度的にも秀れた方法と考えられる。

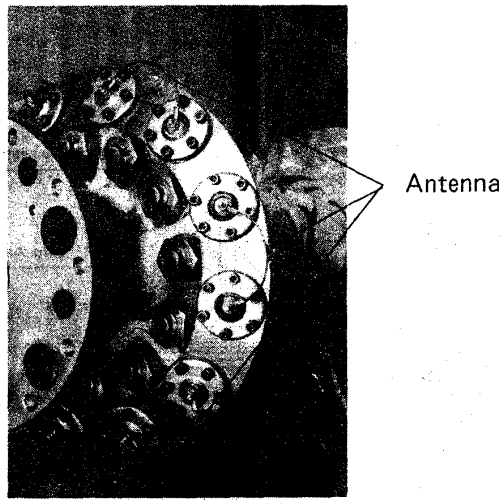


図3.7　テレメータによる測温状況例

4. ガス温度の計測

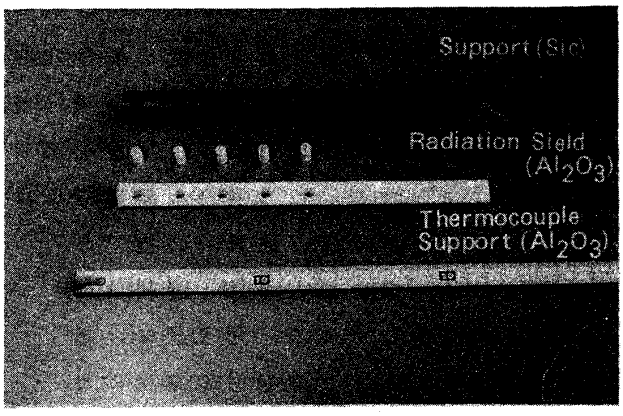
燃焼器出口のガスの温度分布は，

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

タービン性能および強度に影響するため，精度良く測定する事が必要である。高温の燃焼ガス温度の測定には，一般に，使用限界温度の高い白金シース，白金一白金ロジウム熱電対を用いる。熱電対サポートには，高温高速気流中での強度を保障するため，水冷サポートあるいは，白金等が用いられるが，輻射誤差およびサポートを通しての熱伝導誤差が大きい。

図 4.1 に試作したセラミックス全温管を示す。熱電対には，白金シース，白金一白金・ロジウム，サポートには，高温強度の高いSiCを，熱電対回りの輻射シールドおよび熱電対のサポートには輻射率が約 0.2 と低くかつ熱伝導率の低い$A\ell_2O_8$を用いている。輻射シールドと無冷却の低熱伝導材によるサポートのため，1400℃ 程度まで，精度良く測定する事が出来る。

高温の全温管の検定は困難であるが，均一な温度分布を持つ高温風胴に，5層輻射シールドした温度計を基準に検定を実施した。図 4.2 は，基準として用いた5層輻射シールドを行なった温度計の構造を示す。輻射シールド層の枚数 n と，壁温 Tw，流速 Vg の示度への影響を解析した結果を図 4.3 に示す。図 4 より高温風胴の壁温度を主流温度に近づけ，輻射シールドを5層以上行なうとほぼ高温のガス温度の基準として用いる事が出来る。



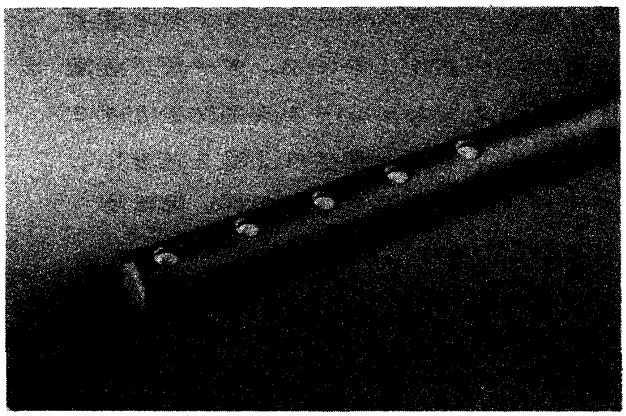


図 4.1　セラミックス全温管

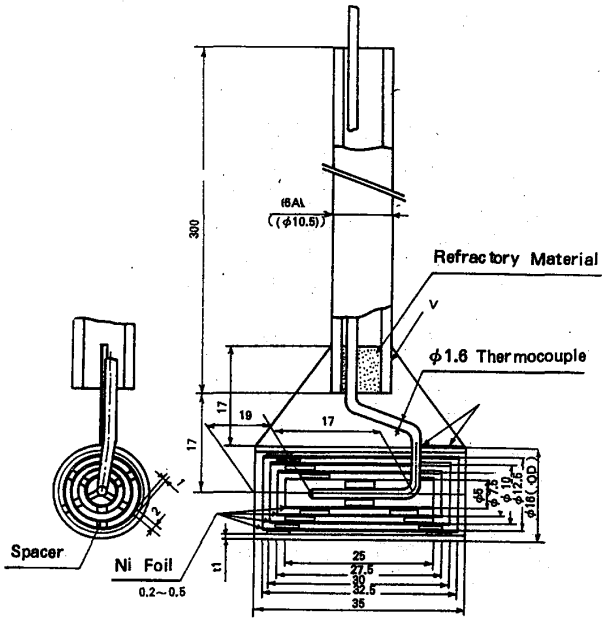


図 4.2　5層輻射シールド温度計

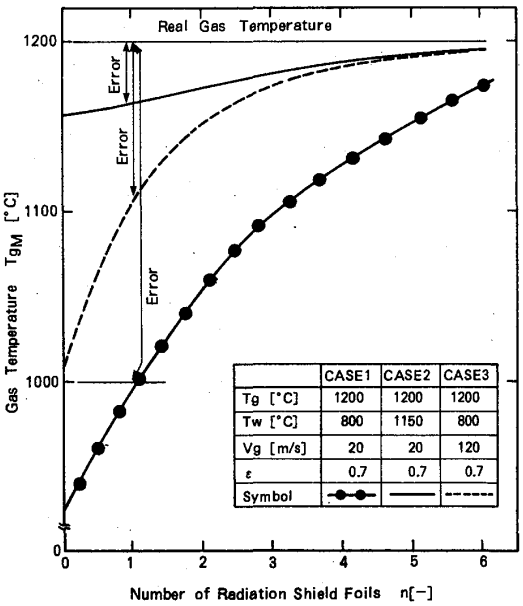


図 4.3　輻射シールドの効果

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

検定の状況を図4.4に，検定結果を図4.5に示す。セラミックス全温管は，図4.5より測定精度の高いプローブであると言える。

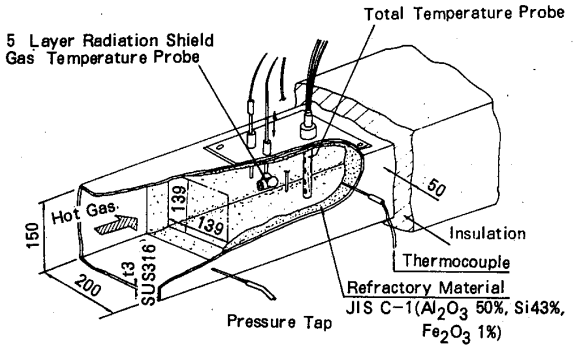


図4.4　セラミックス全管の検定状況

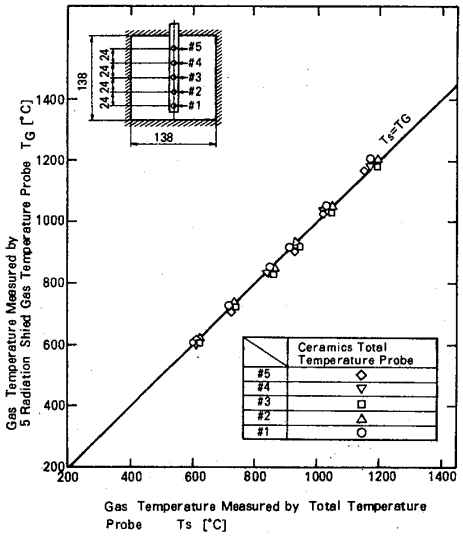


図4.5　セラミックス全温管の検定結果

エンジン実機試験では，高温のガス流路に上述したごとき全温管を取り付けるのは，困難であるので，第1段静翼のリーディングエッジに熱電対を主流に突き出す形で取り付け，熱電対の示度および熱電対の根元の温度からガス温度を推定する方法を取る。この場合の推定精度を上げるため，前もって実機状態レベルでの検定曲線を試験により得ておく事，およびその解析が重要である。

5. エンジン試験

前に述べた測温技術を駆使して，実条件での試験を実施している。計測点の数は一般に多数となるため，同時性の点から迅速なデータ処理が必要となる。

5.2　単体性能試験

開発した燃焼器，冷却翼等が，設計条件を満足するか否かを確認する目的で，実条件下での試験を実施するもので，一般に実機と同レベルの温度計測技術が必要である。

図5.1は，701D型ガスタービンの燃焼器2本を実条件下で試験する能力を有す高温高圧燃焼器・冷却翼試験設備である。本試験装置を用いた燃焼器の試験では，燃焼器壁温度，燃焼器出口ガス温度分布を熱電対で計測する。また冷却翼では，メタル温度，主流ガス温度，および冷却空気（冷却翼内）の温度を熱電対で測定する。単体の試験故，計測点を多く取る事が可能で，冷却翼のメタル温度計測を例に取れば1枚当りの計測点数は74点にもなる。

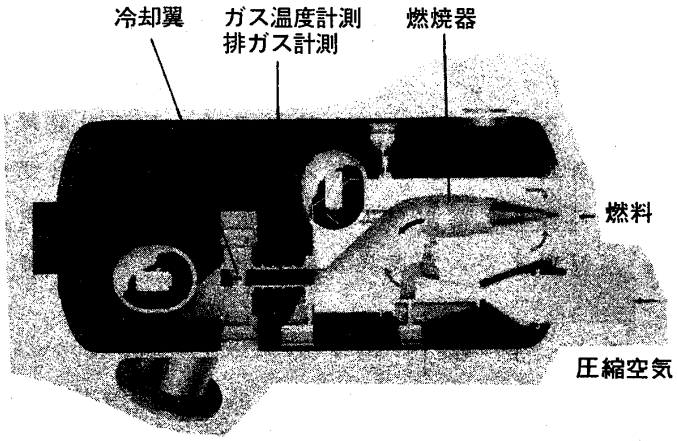


図5.1　燃焼器・冷却翼試験設備

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

5.2　エンジン試験

通常の計測に加え，エンジン性能および各部高温部材の計測を目的とした特殊計測を実施している。701D型ガスタービンの初号機では，実負荷試験設備を用いて全負荷運転の試験を実施した。この場合の特殊計測の計測点は，図5.2に示すごとく，温度159点，圧力169点にもおよぶ。[4]

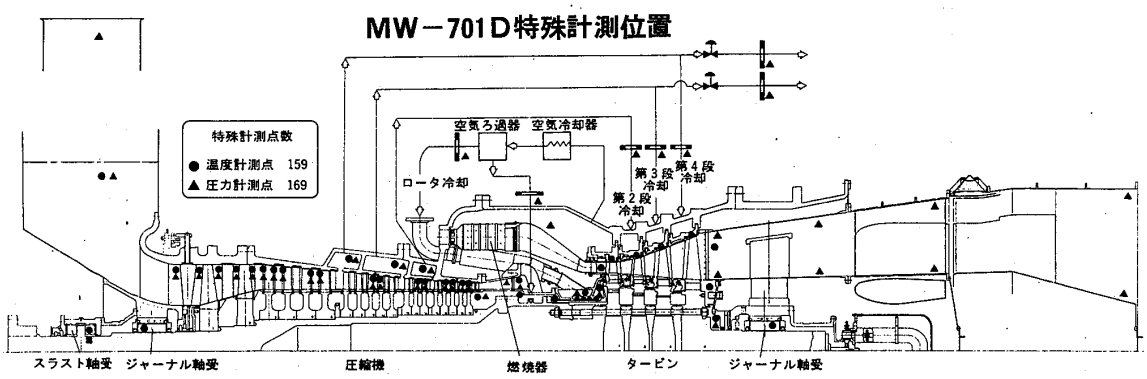


図5.2　MW－701Dガスタービン実負荷試験特殊計測位置

単体性能試験あるいはエンジン試験では，迅速かつ確実なデータの取得と処理が要求されるため，オンライン処理化しかつ，データの取得回数を増し，計測エラーを減らす処理が必要である。図5.3に701D型ガスタービンのエンジン実機試験の際のデータ処理系統を示す。

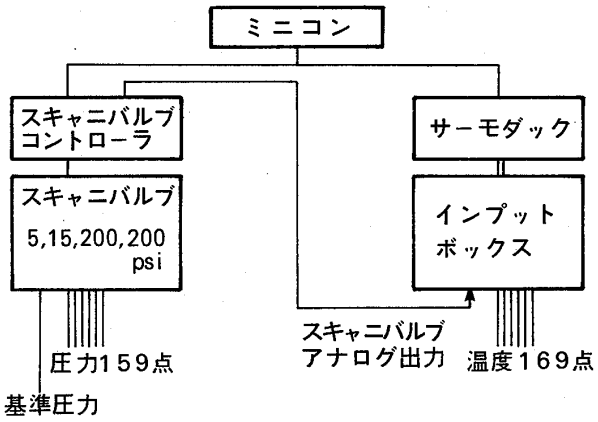


図5.3　データ処理系統図

6. あとがき

ガスタービンの性能評価，高温部材の信頼性確認のベースとなる温度計測技術につき，最も信頼性の高い熱電対による計測手法を中心に，精度の良い方法を紹介した。ガスタービンが高温化されるに伴って，温度計測の重要さは増すが，残念ながら精度が悪くなる傾向にある。この分野は，今後もより精力的な工夫努力が必要であろう。

まとめると，●エンジン試験では，温度計測精度の検討とデータの迅速な取得・処理が重要である。●熱電対の埋め込みは，計測精度，強度の点から被測定物の熱伝導率に応じた溶射材による方法がすぐれている。●試作したセラミックス全温管は，高温度まで，精度良く測定出来るプローブである。

参考文献

[1] 佐藤，日浦，三菱重工技報 19，pp1－8（1982）
[2] 青木，間瀬，武石，GTSJ 11，No.42 pp29－36（1983）
[3] T. Sato, K Takeishi, M. Matsuura, J. Miyauchi, 83－Tokyo－IGTC－8（1983）
[4] 大久保，GTSJ 9，No.36 pp67－69（1982）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－10

石炭焚２段加熱複合サイクルの熱効率の計算

*渡　辺　健　次　　（石川島播磨重工）
山　家　譲　二　　（石川島播磨重工）
山　田　幸　生　　（機　械　技　研）

1　まえがき

エネルギ資源のほとんどを輸入に頼る我が国の発電システムでは，安価でかつ安定した供給が得られる燃料を高熱効率，低公害で用いることが重要である。発電用の多量のエネルギ源として石油に代わるものには原子力，ＬＮＧ，石炭などがあるが，この中で石炭は量的に恵まれて安価であること，地域での偏在性が少ないことなど多くの利点を有しており，有力な石油代替エネルギと考えられる。石炭の利用では直焚き，ガス化，液化，COMなどによる燃焼があり，このうち直焚きによる方法は用地，ハンドリング施設，消費地での公害対策などの問題点を含むものの最も経済的，現実的な方法である。

石炭を使った発電システムにおいて高い発電効率を狙うとすればガスタービンと蒸気タービンによる複合サイクルとすることが望ましい。しかし石炭直焚きによる燃焼ガスは物理的，化学的にダーティであるためにタービン翼の摩耗，腐食を考えると燃焼ガスを直接ガスタービンに導くことは好ましくない。[1] そこでS. Moskowitz[2]らは加圧形流動床で石炭を燃焼させてサイクロンと高温ガスクリーナを通して燃焼ガスを浄化し，さらに高温の予熱空気を混合してガスタービンに導く方法を提示している。一方，石炭のガス化燃料を使って低公害と高効率を達成しようとする石炭ガス化複合発電の開発がすすめられている。[3],[4] しかし石炭ガス化転換効率が６０～８０％程度であり，ガス化燃料のみによる複合サイクルで高い熱効率を得ることは容易でない。

そこで著者の１人[5]は石炭の直焚きと石油を使って作動ガスを２段加熱することで，石炭燃焼ガスの除塵を容易にし，高熱効率を得ようとする２段加熱複合サイクルを提案した。また２段の加熱方法を直接と間接に別けることで４種に分類して各システムの評価[6]を行い，第１段を間接加熱，第２段を直接加熱する方法が最も評価の高いことを明らかにした。本報告ではこの間接／直接加熱の組合せとして石炭を低公害燃焼できる流動床を第１段加熱器とし，第２段をクリーンな石炭ガス燃焼による直接加熱とするシステムについてそのシステム効率を調べ，さらに他の石炭焚き複合サイクルとの比較を行った。

2　システムの構成

システムの構成を図１に示す。本システムは常圧流動床（ＡＦＢＣ）と石炭ガス燃焼器（ＣＧＣ）の加熱器を使って作動ガスを２段加熱する石炭焚き複合発電システムである。圧縮器(C)で加圧された空気は第１加熱器のＡＦＢＣで約８５０℃まで間接加熱され，さらに第２

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'８４－６）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

加熱器の CGC で石炭ガスの燃焼により直接加熱される。その後作動ガスはガスタービン（G／T）で膨張して発電機(G)とCを駆動し，排ガスの一部がAFBCでの燃焼用空気として利用される。AFBCとG／T からの排ガスは，排ガスボイラ（HRSG）に送られて蒸気サイクルを使って排熱回収される。石炭ガスは石炭ガス化装置（CGS）によって製造，除塵，脱硫されてCGCに送られる。CGSからのチャーや未燃物はAFBCで燃焼される。またAFBC では石灰石による器内脱硫も行われる。

排熱回収のための蒸気系は再熱再生サイクルで，高圧蒸気タービン（H−S／T）からの蒸気は低圧ドラムから分流した蒸気とともに再過熱されて低圧蒸気タービン（L−S／T）に向う。L−S／T では蒸気が抽気されて1段給水加熱を行っている。この石炭焚き2段加熱複合サイクルの特徴はつぎの通りである。

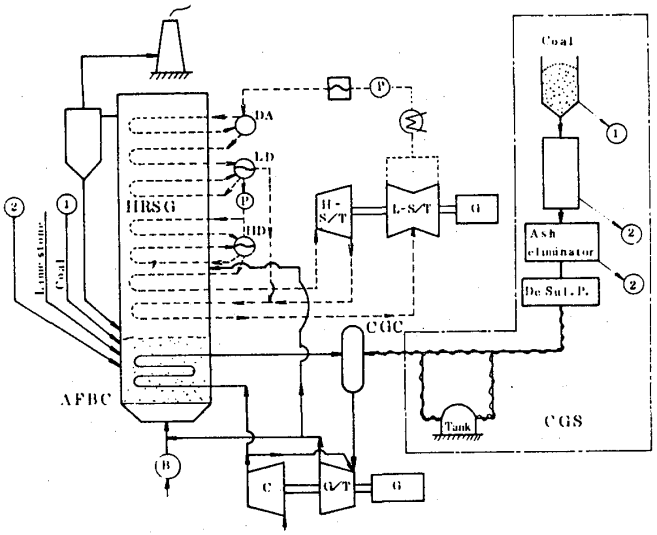


図1　2段加熱複合サイクルのフローダイヤグラム

(1)　AFBCにより低質炭をNOxとSOxの発生を抑えた低公害での燃焼ができる。またここでは CGS からの未燃物の燃焼も可能で石炭の熱利用率を高められる。

(2)　AFBCでの間接加熱と，CGC でのクリーンなガス燃焼による直接加熱によって1200℃級の高温で清浄な作動ガスが得られるので石炭専焼でありながら G／T での摩耗，腐食による損傷はほとんどない。

(3)　石炭の直焚きとガス化を併用することで石炭ガス化効率の低さを補い，石炭焚き複合発電システムとして高い総合効率が得られる。

(4)　HRSGへの排ガスにはAFBCからの約900℃の燃焼ガスがあるので，追焚き無しでボトミングサイクルの蒸気温度を一般火力発電なみに高めることができる。

(5)　構成要素には開発を要する機器が少なく，現在の技術水準で実現が容易である。

3　システムの構成機器と熱解析における諸値

3−1　ガスタービン（G／T）と圧縮機（C）……　圧縮機は中間冷却なしの単段圧縮とする。G／Tの翼段数は4段で，G／T入口温度TIT＝1000℃のとき前1段を空冷し，1100℃以上では前2段を空冷する。冷却空気は圧縮機の最終段から抽気され，G／T の翼後端で損失なしで燃焼ガスと混合する。　G／T 出口圧力は，AFBCとHRSG　での圧力損失に大気圧を和した圧力である。

3−2　流動床燃焼器（AFBC）……　AFBCは圧縮機からの空気を約850℃ まで間接加熱する空気予熱器で，層内では石炭と CGS からの未燃物を平均900℃　で燃焼させる。

Download service for the GTSJ　via 3.14.7.99, 2025/05/02.

燃焼用空気にはG／T排ガスの一部を空気過剰率n＝1.2となるように供給し，n＜1.2のときには送風機(B)によって空気を供給する。

3－3　排ガスボイラ（HRSG）と蒸気タービン（S／T）……　HRSGでは排ガスの熱回収を行い，追焚きはしない。AFBCからの900℃の排ガスは過熱器に送られ，G／Tからの排ガスはその温度と同一となる蒸発器近傍に送られる。ピンチポイント温度差は15℃，サブクール度は計算の簡略化のために0℃，蒸気凝縮温度45℃そしてHRSG出口ガス温度を130℃とする。S／Tには高圧と低圧とがあり，各々の蒸発・過熱温度は240／340／565℃である。蒸気再生温度はT_{RG}＝115℃である。

3－4　石炭ガス化装置（CGS）……　CGSには西独で開発され，既に60基以上が稼動しているLURGI炉を採用する。ガス化効率は，その実績値[7]として製品ガスのみでは原料石炭の高位発熱量基準で69.5％，副産物まで入れて86.7％とする。石炭ガス燃料には発熱量の低い粗ガスを用いる。

3－5　熱解析における諸値

(1)　構成機器の熱効率と燃料の発熱量

ガスタービン	88％，	水ポンプ	75％，	石炭ガス燃焼器	98％
蒸気タービン	85％，	送風機	80％，	流動床燃焼器	92％
圧縮機	84％，	石炭ガス化装置	69.5％（86.7％ with residual）		

石炭の発熱量／理論空気量　6250 Kcal／kg（LHV）／9.0 kg／kg of coal

石炭ガスの発熱量／理論空気量　1768 Kcal／kg（LHV）／3.0 kg／kg of gas

(2)　圧力損失と熱損失

流動床燃焼器　－19.6 KPa，排ガスボイラ　－3.5％，エアフィルタ　－0.5％

流動床空気加熱器，低圧／高圧蒸気過熱管，ガス燃焼器と同連絡管　各々　－2％

ガスタービン出口管，ガス燃焼器連絡管と低圧／高圧蒸気過熱管　各々　－5℃

(3)　ガスタービン翼冷却空気量　G／T入口温度1000，1100，1200，1300℃のとき各々総空気量の5，8，12，16％を翼冷却に用いる。

4　システムの熱解析結果

4－1　システム効率のG／T入口温度による変化

本システムは石炭専焼であるのでシステム効率は，発電機軸出力Lに対する石炭による供給熱量Qの比として次式で定義する。ここでQは，CGSとAFBCへ供給する石炭の和の発熱量である。

$$\eta_{sys}=L/Q$$

$$L=L_{G/T}+L_{H-S/T}+L_{L-S/T}-L_C-L_P-L_B$$

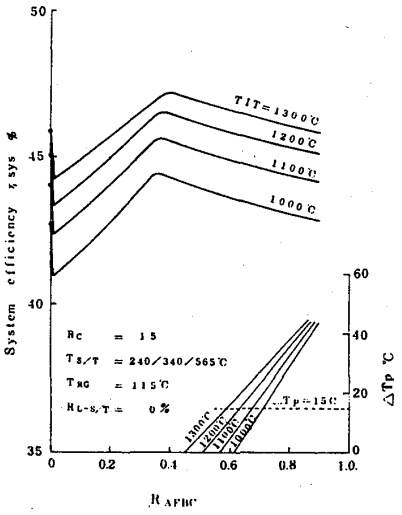


図2　システム効率の変化(I)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

添字；G／T：ガスタービン，　C：圧縮機

P　：水ポンプ，　B：送風機

H—S／T，L—S／T：高圧，低圧蒸気タービン

システム効率η_{sys}のG／T入口温度TITと空気圧縮比R_cによる変化を図2，図3に示す。両図とも横軸はG／T排ガスをAFBCへ燃焼用空気として分流する比率R_{AFBC}である。低圧蒸気の分流率は$R_{L-S/T}=0$である。G／T排ガスをAFBCへ分流すると，AFBCでの圧力損失を確保するためにG／T出口圧力を大気圧より約26.5KPa高くする必要がある。従ってη_{sys}は，$R_{AFBC}=0$での値から一時約2％低下する。R_{AFBC}が増加するとG／T排ガスからの高温燃焼空気が多くなり送風機からの常温の空気が減少するのでη_{sys}は上昇し，送風機からの空気が無くなったとき最大値を示す。R_{AFBC}がさらに増加するとAFBCでの空気過剰率が増加してη_{sys}が低下する。η_{sys}が最大となる分流率はTIT，R_cによる変化が少なくR_{AFBC}≒0.3～0.4である。

一方蒸気サイクルを制約するピンチポイント温度差ΔT_pの最小値は蒸発器に現れており，その変化を図2，図3に併記する。一般にΔT_pを5～60℃[(3),(8)]の範囲で選ぶが，ここで$\Delta T_p=15$℃とすれば，同図から各条件でのR_{AFBC}が定まり，同時にη_{sys}が決まる。$\Delta T_p=15$℃のときのシステム効率のR_cとTITによる変化を図4に示す。η_{sys}はR_cによって最大値をもつが，その変化はゆるやかである。またη_{sys}の最大値を示す圧縮比はTITとともに増加し，TIT=1000→1300℃のときR_c≒11→20となる。

最適な圧縮比を選んだ最大システム効率$\eta_{sys\ max}$のTITによる変化を図5に示す。同図にはCGSでのガス化転換効率の影響を除くために石炭と石炭ガスの発熱量を基準にした熱効率η_{th}を併記する。

システム効率はG／T入口温度とともに一様に増加し，TIT＝1200℃では$\eta_{sys\ max}$＝45.73％となり，熱効率は$\eta_{th\ max}$=50.8％となる。

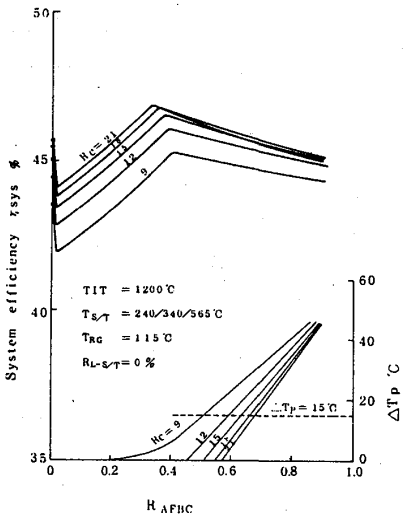


図3　システム効率の変化(Ⅱ)

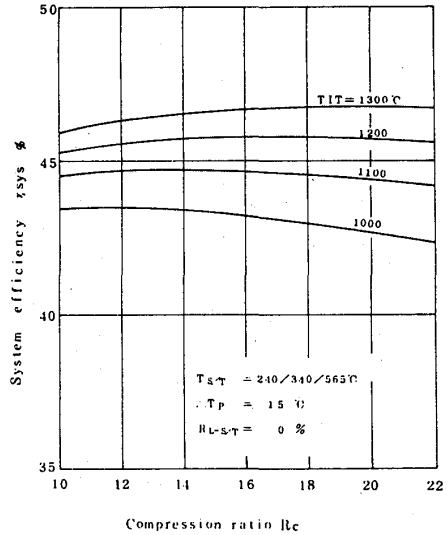


図4　η_{sys}の圧縮比による変化

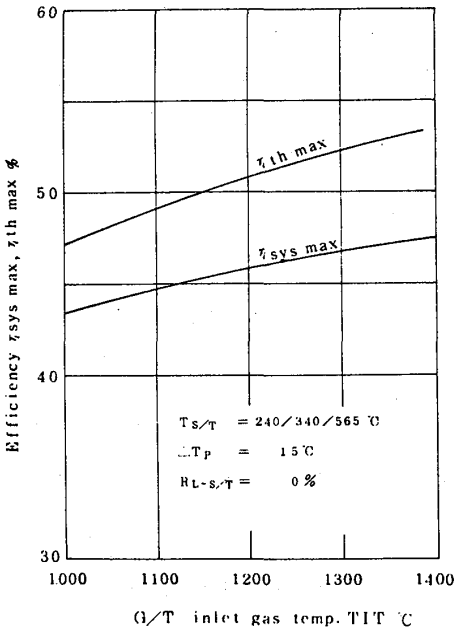


図5　η_{sys}のGT入口温度による変化

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

4－3　システム効率の空気予熱温度による変化

図1の2段加熱複合サイクルの特徴の1つとして第1段加熱をAFBCによる石炭直焚きで行うことによってシステム効率の増加を図っている。その効果を表わしたのが図6である。圧縮機からの空気をAFBCで850℃まで加熱することでη_{sys}は約1％増加する。さらにAFBCで間接加熱することにより作動ガス中での石炭ガス燃焼によるCO_2濃度の増加を抑えることができるので，G／T の効率低下[9]を小さくする効果も期待できる。

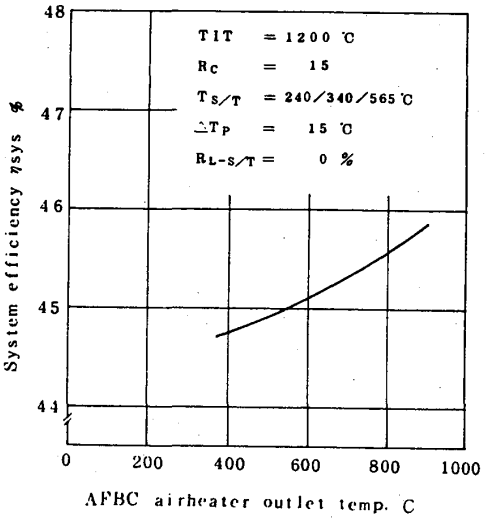


図6　η_{sys}の空気予熱温度による変化

4－4　他の石炭焚き複合サイクルとの比較

石炭焚きの複合発電システムには，現在パイロットプラントを建設して開発をすすめている石炭ガス化複合発電システム[3],[4]，加圧流動床を使ったシステム[2]，AFBCとCGSを組み合せたシステム[10]等がある。このうち石炭ガス化複合発電は，CGS で低・中カロリの合成ガス燃料をつくり，従来のガス専焼複合サイクルと結合させたもので，追焚きをしない最も簡単なシステムは図7で表される。このシステムでは石炭ガスの燃焼ガス中に多く含まれるCO_2によりG／T の効率が低下すること[9]，G／T 排ガスのみでは$\triangle T_p$＝15℃を確保するために蒸気温度を高くできないこと，CGS からの副生物が有効に利用できないこと等の欠点がある。これらを考慮するとシステム効率は図9のごとくなり，TIT＝1200℃のときη_{sys} ≒ 35.4％にとどまる。

Foster － pegg[10]はより経済的な石炭利用のための複合発電システムを検討し，最も優れたものとして図8のシステムを提示している。これは本報の2段加熱複合サイクルとよく類似しているが，AFBCで空気加熱とともに蒸気の蒸発，過熱も行っていること，G／T排ガスの全量をAFBCへ送っていることが相違しており，このためにG／T に比べてS

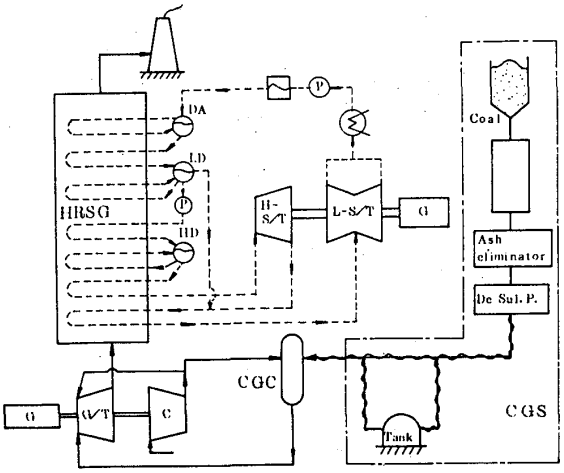


図7　石炭ガス化複合発電システム

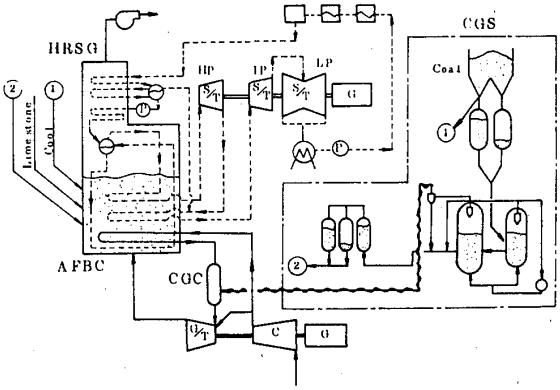


図8　Foster－Peggの提案するシステム(文献(10))

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

／Tの出力が多くなるのでボトミングサイクルの比率が増してシステム効率が低下すると予想される。構成機器の効率，熱損失，圧力損失などを同一にしてシステム効率を比較したのが図9であり，TIT=1200℃のとき η_{sys} = 39.86%が得られ2段加熱複合サイクルに比べ5.87 %だけ低い。表に両者の熱解析結果を示す。

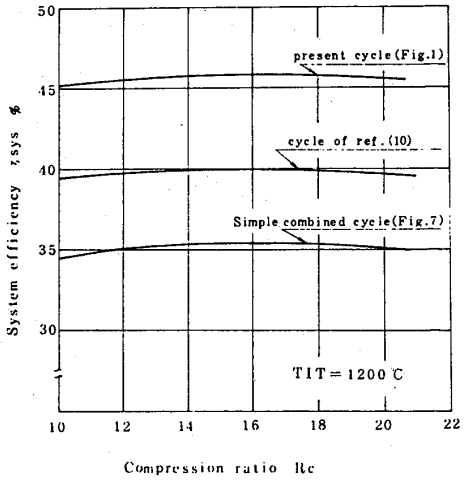


図9　システム効率の比較

5　結　論

発電システムには信頼性と稼動率の向上，建設費の低減とともに，エネルギ資源のほとんどを輸入に頼る我が国の燃料事情から安価でかつ安定した供給が得られる燃料を高い熱効率と低公害で用いることが強く要求される。この目的に叶う発電システムとして石炭焚き2段加熱複合サイクル，即ち低質炭を低公害で燃焼できる常圧の流動床を使って作動ガスを第1段間接加熱し，つづいて石炭ガス化装置から送られるクリーンな低カロリガスを燃焼して第2段での直接加熱を行うシステムを提案し，そのシステム効率の検討を行った。その結果，ガスタービン入口温度1200℃のとき石炭基準で45.73%の高いシステム効率が得られる優れた複合サイクルであることを明らかにした。

表　システムの熱解析結果

項　目	2段加熱複合サイクル（図1）	文献(10)のサイクル（図8）
TIT ℃	1200	1200
Rc	15	15
$T_{S/T}$ ℃	240/340/565	245/345/538
ΔT_P ℃	15	—
R_{AFBC}	0.627	1.0
$R_{L-S/T}$	0	0.425
$L_{G/T}$ kW	1.996×10^4 *	1.996×10^4 *
$L_{S/T}$ kW	0.896×10^4 *	2.030×10^4 *
L kW	1.716×10^4 *	2.839×10^4 *
η_{sys} %	45.73	39.86

（* 空気流量 1 Kmol/s（=28.97 kg/s）当りの出力）

参考文献

(1) Nabors, W.M.他, J. of Eng for Power, Trans.ASME (1965-4), 215. (2) Mosko witz, S., 他, ASME paper, 79-GT-193(1979) (3) 宮崎，石川島播磨技報，第23巻，第5号.（1983-9），421. (4) Todd, D.M., 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress, 83-TOKYO-IGTC-102,（1983），785. (5) 山家，機講論，№810-9（1981），89. (6) Yamaga, J., Watanabe, K., 1983 Tokyo Int. Gas Turbine Congress, 83-TOKYO-IGTC-104（1983），799. (7) 吉田，これからの石炭化学工業，技報堂出版（1979），199. (8) 山田，森，機論，49巻，419号（昭56-7），1349. (9) 福江，GTSJ，11-42（1983），12. (10) Foster-Pegg, R.W., Power Engineering（1983-4），80.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－11

メタノールガスタービンサイクルの熱効率（続報）

鶴野省三　（防衛大学校）
*久保一郎　（同上）
金子靖雄　（同上）
藤本司郎　（同上）

1．緒言

石油危機以来，石油資源に代って天然ガスの使用量が増加しているが，天然ガスは液体燃料に比べると輸送性，貯蔵性に難があり，それが普及面での障害であると考えられる。しかし天然ガスからメタノールを合成すればレシプロエンジン，ガスタービン，ボイラなどの燃料として容易に利用でき，さらにそのサイクルの中にメタノール改質過程を組込むと排熱回収による大幅な熱効率の改善が可能である。

そこで本研究は前報に引続きこのような燃料メタノールのガスタービンへの適用について検討するものである。前報においてはメタノールの改質は分解法(dissociation)を取扱ったが，本報告は蒸気改質法（steam reforming）の場合について検討するものである。

2．記号の説明

T：温度，添字はサイクルに示す位置　P：圧力，添字はサイクルに示す位置
r：圧力比，P_2/P_1　r_T：圧力降下比，P_3/P_4
φ：化学当量比，φ=理論燃空比/実際燃空比　n：モル数，添字は気体の種類
ε′：燃焼器の圧力損失　ε″：排気系の圧力損失
η_c：圧縮機効率　η_T：タービン効率
ξ：熱効率　Hu：燃料の低発熱量
Ga：空気流量，mol　Gb：燃焼ガス流量，mol
Gs：供給蒸気流量，mol　Cpa：空気の平均定圧比熱
Cpb：燃焼ガスの平均定圧比熱　Cpm：燃焼ガス・供給蒸気混合平均定圧比熱
W_T：タービン仕事　Wc：圧縮機仕事
W_F：送風機仕事

3．蒸気改質法（steam reforming）

蒸気改質法はメタノールが天然ガス等の炭化水素燃料に比べて反応性が高く，比較的低温において反応が容易に進むという特質を踏まえたメタノールの分解法であり，次の化学式で表わされる。

$$CH_3OH + H_2O \rightleftarrows CO_2 + 3H_2 \qquad \Delta H^\circ_{f298} = 49492\ J/mol \qquad (1)$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

ここで反応は化学平衡の下で行われると仮定すれば反応の化学平衡定数Kpは

$$\ln K_p = -\frac{28964}{R\cdot T} - \frac{492.1}{R} + \frac{64.45}{R}\ln T - \frac{35.1\times10^{-3}}{R}\cdot T - \frac{3.118\times10^{-6}}{R}\cdot T^2 \qquad (2)$$

Kpは

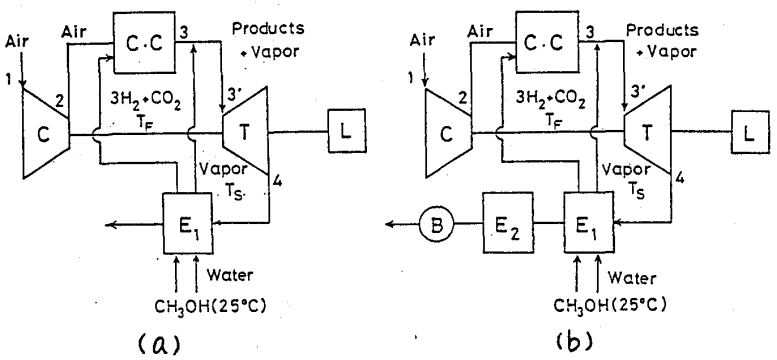
$$K_p = \frac{P_{CO_2}\cdot P_{H_2}^3}{P_{CH_3OH}\cdot P_{H_2O}}$$

である。ΔH°_{f298} は T=298における標準反応熱，R= 8 315 J/kmol・K を表わす。

この改質プロセスは吸熱反応であるので，改質されたメタノール（主成分 H_2）は改質前より吸熱分だけ発熱量が増加する。したがって排ガス系にこの改質過程を組み入れれば排ガス熱量の一部を燃料の発熱量として回収できるわけである。

4、サイクル

本研究で用いたサイクルは改質プロセスを組み入れたガスタービンサイクルの熱力学的特性の検討を目的としているので，ガスタービンサイクルは単純ガスタービンサイクルとし，その排ガス系に改質装置と排熱回収のための蒸気発生器を置いている。ここで蒸気発生器を置いた理由は改質装置による熱回収は化学反応により支配される反応熱のみであるので改質後もなお多くの排ガス熱が残存している。それ故その残余の排熱によって水蒸気を発生させ，それを作動流体中に供給することによって熱効率を改善しようとするものである。図1-(a)は改質装置と蒸気発生器を組み込んだサイクルであり，図1-(b)は作動流体中に含有される水蒸気を凝縮させることによってタービン出口圧力P_4を大気圧より低く下げ，熱効率の改善をしようとしたものである。



C：圧縮機　　C.C：燃焼器
T：タービン　　E_1：改質装置と蒸気発生器
L：負　荷　　E_2：凝縮器
B：送風機

図1　サイクル

サイクルの解析にあたり次の仮定を設ける。

1．気体は完全ガスの状態式に従う。

2．物性値は状態変化の過程の温度範囲における平均値を用いる。

3．燃焼ガスは化学平衡状態に達し，そのガス組成は排気されるまでそのまま凍結される。

4．メタノールの分解反応は化学平衡に達し，かつ反応圧力は一定とする。

さらに，本報告の計算条件は

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

$T_1 = 288$ (K), $P_1 = 0.101$ (MPa), $r = 4 \sim 20$, $\phi = 0.2 \sim 1.0$, $\varepsilon' = 0 \sim 0.02$, $\varepsilon'' = 0 \sim 0.2$

G_w = (0～4 (mol))/(メタノール 1 mol)

であり，計算式は表1に示す。

表1 計算式

case / term	凝縮器 なし	凝縮器 あり
T_2	$T_1\left(1+\frac{r^{(K_c-1)/K_c}-1}{\eta_c}\right)$	
T_3	化学平衡に基いた燃焼計算による算出	
T_3'	$T_s + G_b \cdot C_{pb} \cdot (T_3 - T_s) / \{C_{pm}(G_s + G_b)\}$	
P_3	$P_2(1-\varepsilon')$	
P_4	$P_1(1+\varepsilon'')$	$P_1 \frac{n - n_{H_2O}}{n}(1+\varepsilon'')$
W_c	$G_a C_{pa}(T_2 - T_1)$	
W_T	$(G_b + G_s) C_{pm}(T_3' - T_4)$	
I_4	$T_3\left(1-\eta_T+\eta_T r_T^{(1-K_T)/K_T}\right)$	
ζ	$(W_T - W_c)/H_u$	$(W_T - W_c - W_F)/H_u$

5. 結果と考察

本報において行った計算例は単純ガスタービンサイクルに蒸気改質過程を組込んだ場合，ついでこれに水供給を加えた場合，最後にさらに凝縮器を付加した場合に対し前述した計算条件で計算した。図2は蒸気改質法組込んだガスタービンサイクルの熱効率を示している。ここでは排熱回収のための水供給はしていない場合で，熱効率を温度比T_3/T_1に対して示してある。圧力比は$P_2/P_1 = 4 \sim 20$, $\phi = 0.2 \sim 1$，実線は$\eta_c = \eta_T = 1$，破線は$\eta_c = \eta_T = 0.85$の場合である。図2-(a)は圧力損失が無い場合，図2-(b)は圧力損失が$\varepsilon' = 0.02$，$\varepsilon'' = 0.2$の場合のものである。図2-(a)によれば$\eta_c = \eta_T = 1$，$\varepsilon' = \varepsilon'' = 0$の場合は理想的なブレイトンサイクルに相当するが，本計算結果はζがP_2/P_1のみならずT_3/T_1（すなわちϕ）の影響を強く受け，理想気体を作動流体とした理想サイクルの場合と著るしい差異を示している。これは実在気体の場合は流体物性値（C_p, C_v, K等）の温度特性や燃焼温度による燃焼生成物の組成の相異が発熱量や圧縮仕事，タービン仕事に影響し，その結果が熱効率に反映されることを示している。$\eta_c = \eta_T = 1$と0.85の場合を比べると，η_c，η_Tはζの全般的な水準に影響するほか，ϕ即ち空気流量による特性変化にも強く影響することが見てとれる。すなわちζは$\phi = 0.6 \sim 0.7$でピーク値をとり，

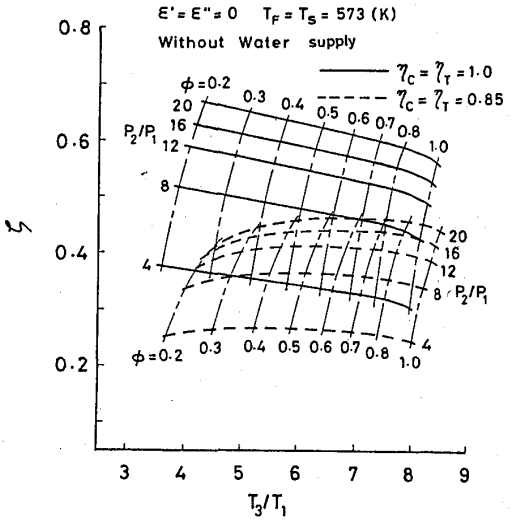


図2-(a) 熱効率（圧力損失なし）

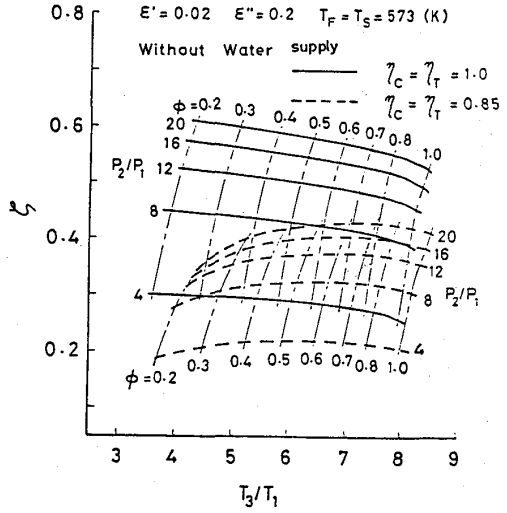


図2-(b) 熱効率（圧力損失あり）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

その両側でやや減少しているが$\phi<0.6$における減少傾向は圧縮機とタービンの仕事の相対関係に起因するに対し，$\phi>0.7$におけるζの減少傾向は$\eta_c=\eta_T=1$の場合と同様流体の熱物性及び熱解離による発熱量減少によるもので，ϕの大きさによりζの減少原因が異なる。図2-(b)は圧力損失を考慮した例である。ζは圧力損失により全般的に小さくなっているが，その傾向は全く同じで圧力損失はP_2/P_1，ϕのζに対する影響に殆ど関係しない。図3はガスタービンサイクルにメタノール改質過程を組入れた場合の効果を示したものである。ここでは後述する水供給や凝縮器の効果は考慮していない。図において実線は蒸気改質を考慮した場合であり，破線は改質をしないメタノールの場合，一点鎖線はブレイトンサイクルである。いずれも$T_3/T_1=5$，圧力損失は$\varepsilon'=0.02$，$\varepsilon''=0.05$の場合に対するもので，η_c，η_Tは1と0.85をとってある。図は改質のないメタノールの場合と改質を考慮した場合のζは約15％後者が大きく，これは改質に伴う発熱量の増加率に対応している。改質しないメタノールの場合とブレイトンサイクルはほぼ同程度と云えるが，前者の方がやや大きい。これは物性値のとり方の問題であり，改質しないメタノールの場合は改質した場合と同様の計算を行ったのに対し，ブレイトンのそれは空気サイクルとして計算したので，その差がここに見られる。図4は水供給の熱効率に及ぼす影響を示している。図では$\eta_c=\eta_T=0.85$の場合において水供給をしない場合を破線，水供給をメタノール1 molに対し3 molとした場合を実線で示しているが，水供給をした場合の熱効率は破線に比べ全般的に低温度領域に移行し，その値もやや大きくなっている。特に熱効率的に有利と思える点は$T_3/T_1=5$付近で熱効率がピークに達している点で，水供給の量によりζのピーク値の位置が制御できることを示している。しかし水供給の量には排ガス熱量の関係から制限があり，メタノール1 molに対し3~4

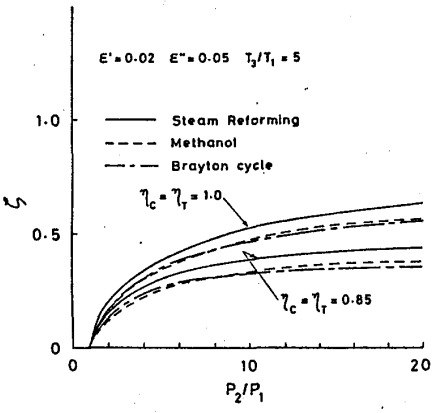


図3　熱効率の比較

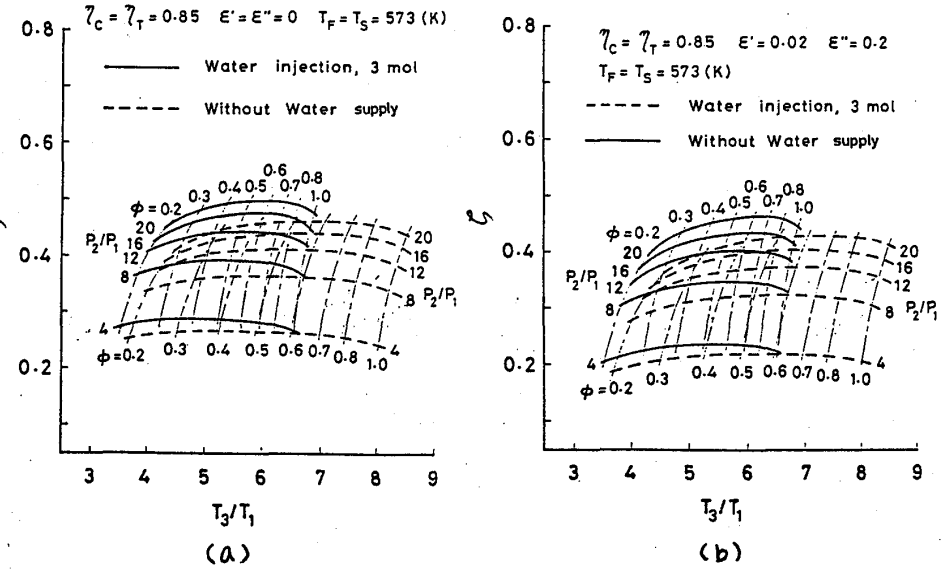


図4　熱効率（水供給の影響）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

mol がその上限となる。図5はメタノール改質温度 T_F 及び蒸気温度 T_S の熱効率に与える影響を示したものである。横軸は圧力比 P_2/P_1，パラメータとして水供給量をとり $T_F = T_S = 673$ と 573 との比較を示してある。図5-(a)は圧力損失無しの場合であり，図5-(b)は圧力損失 $\varepsilon' = 0.02$，$\varepsilon'' = 0.2$ の場合である。圧力比が大きくなるにつれて熱効率は大きくなるが，T_F と T_S の上昇による熱効率の増加は 1～3％であり，T_F，T_S のちに与える影響は比較的に小さいことがわかる。図6は熱効率に及ぼす圧力損失の影響を示したものである。水供給量は 0 mol と 3 mol の場合に対して圧力損失の有る場合，無い場合の例を比較している。図によれば圧力損失によるちの減少は $\varepsilon' = 0.02$，$\varepsilon'' = 0.2$ とかなり大きくとると約5％に達するが，水供給量の影響は殆ど見られない。図7は T_3/T_1 の影響を示したものである。従来の空気サイクルの場合はちは T_3/T_1 が大きくなるにつれて大きくなるが，図2，4に見られるように燃焼計算を導入した場合は T_3/T_1 の増加が必ずしもちの増加をもたらさない。図7は $\eta_c = \eta_T = 0.85$ の場合において $T_3/T_1 = 4$～6 の範囲における T_3/T_1 のちに及ぼす影響を示している。ここで $T_3/T_1 = 6$ はちのほぼピーク値にあたる T_3/T_1 である。図によればそれぞれの T_3/T_1 に対しちの最大値が存在することがわかるが，$T_3/T_1 = 5$，6 の場合はピーク値に至っていない。水供給によるちの増加は T_3/T_1 が大きくなるほど増加するようである。図8は排ガス中の水分を凝縮させ，P_4 を P_1 以下にした場合のちを示したものである。すなわち本研究の場合は水供給による排熱回収を考慮しているため作動流体中の水分含有率が高い，それ故この水分を凝縮すれば P_4 が低下し，タービン出力が増大する。図8はその凝縮が 100％できると仮定して計算した結果である。図8-(a)は圧力損失がない場合，図8-(b)は圧力損失がある場合の例で，いずれも水分の凝縮を行うとちは数パーセント増加するが，その増加率は $P_2/P_1 = 10$～12 の付近が最も大きくなっている。この凝縮によるちの増加率は圧力損失を考慮してもほぼ同程度であり，ちの改善という見地からみ

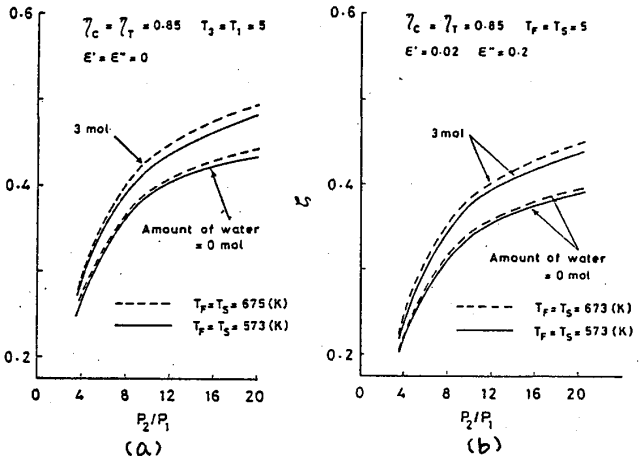


図5　熱効率（T_F，T_S の影響）

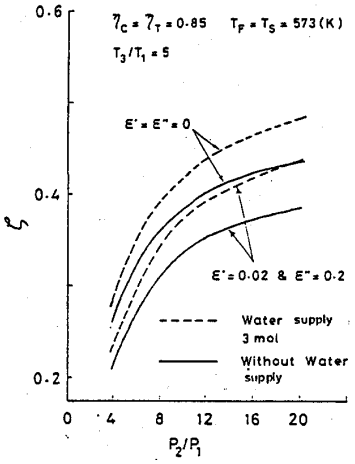


図6　熱効率（圧力損失の影響）

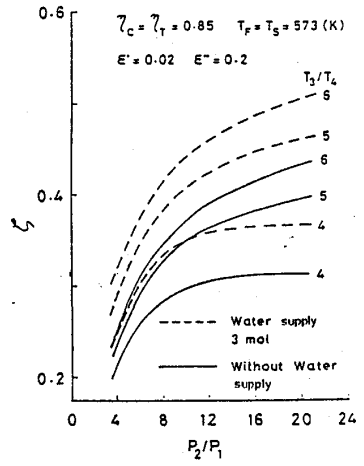


図7　熱効率（温度比の影響）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

れば水分を凝縮させることは魅力ある手段であることがわかる。図9は水供給の効果を$T_3/T_1=5$, $\eta_c=\eta_T=0.85$, $\varepsilon'=0.02$, $\varepsilon''=0.05$の場合を例にとって示した図である。ここでは凝縮器を用いた場合も併記し，水供給の場合の熱効率の大きさを示した。図によればηは水の量にほぼ比例して増加し，凝縮器の効果はP_2/P_1の小なる場合ほど大きいことが示されている。図に示した条件ではηは最大50%程度である。

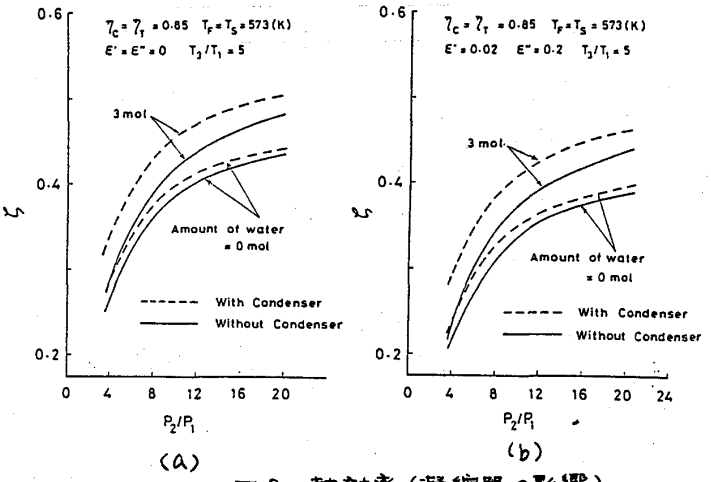


図8 熱効率（凝縮器の影響）

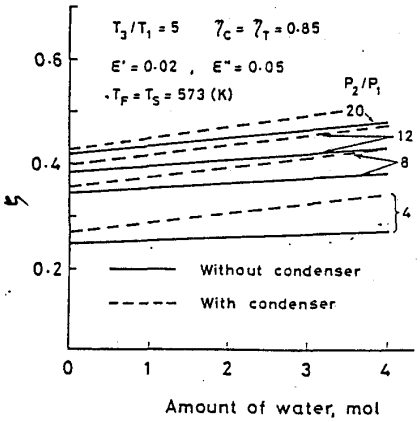


図9 熱効率（水供給量の影響）

6. 結び

本研究においてはメタノールの蒸気改質法を組込んだガスタービンサイクルの熱効率特性を検討した結果，次のような結論をえた。

(1) 蒸気改質のみによる熱効率の改善は約15%である。これは蒸気改質に伴う発熱量の増加に対応する。

(2) 排熱回収のために水供給し，蒸気を発生させ，それを作動流体に加えた場合の熱効率の改善はかなり大きく，50%近くになる。

(3) 排ガス中の水蒸気を凝縮させP_4を低下させると熱効率は増加する。この場合水分の量が大きいほどその効果は大きい。凝縮器による最高到達熱効率は$T_3/T_1=5$, $\eta_c=\eta_T=0.85$, $\varepsilon'=0.02$, $\varepsilon''=0.05$の条件下では約50%である。

文献 1) 鶴野ら；第11回ガスタービン定期講演会論文集（昭58）

2) Woodlyら；SERI/TR-11290-1, (1982)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

A－12

液体水素を燃料とする吸気冷却ガスタービンの性能におよぼす大気条件の影響

大阪府立大学工学部　＊辻　川　吉　春
沢　田　照　夫

1．　まえがき

著者らはすでに液体水素の保有する低温エクセルギを利用するのに吸気の冷却と、水素の膨張タービンを併用したガスタービンサイクル、またそのサイクルと蒸気タービンやクローズド型のガスタービンサイクルとの組み合わせサイクルの解析を行ってきた［１－３］。航空用エンジンン、ガスタービンエンジンや内燃機関は大気条件、すなわち湿度、温度等の変化によってその性能、あるいは排気特性にかなりの影響をもたらすことが知られており［４－７］、著者らの提案したサイクルにおいても吸気冷却器中で湿分が凝縮し、その結果、予冷却の効果に影響を受けることが予想される。

このことに関連して、大気条件がガスタービンの性能に与える影響について牛山が詳細な研究を行っている［８，９］。また圧縮機において水を噴射した場合［１０］、タービン中に蒸気を噴射した場合の性能を解析した例［１１，１２］もある。しかしながら、これらはいずれも水分が蒸発する効果を調べたものであり、吸気中の湿分の凝縮の影響については言及していない。そこで本論文では、特に吸気中の湿度が予冷却ガスタービンサイクルの性能に与える影響に重点を置き、大気圧力、大気温度が性能におよぼす影響をも調べた。

2．　サイクルの構成

図１に本サイクルの配置を示す。サイクルの特徴は吸気冷却を液体水素の冷熱を用いて行うことと、あらかじめポンプで加圧された水素を膨張タービンの作動流体として使用し、出力を取り出すことである。図２はガスタービンの作動流体のTs線図を示す。吸気冷却は冷熱を有効に利用するため２段に分けられている。また吸気冷却により圧縮機出口での温度が低下しているので再生器を併用すべきであるが、この解析では吸気冷却への湿度の影響に重点を置いているので再生器のないサイクルについての解析をしている。

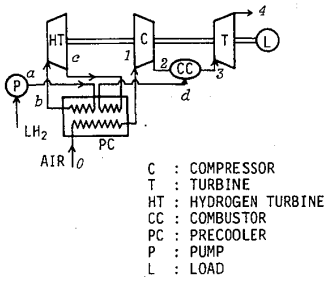


図1　サイクルの配置図

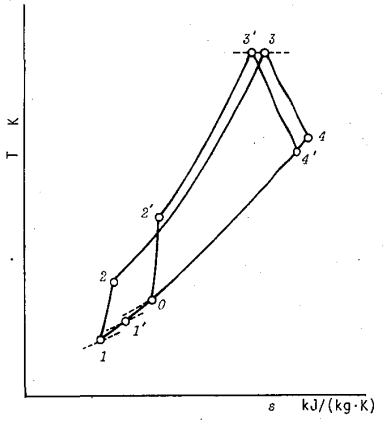


図２　サイクルのTs線図

3．　性能の解析

3．1　湿度の影響

予冷サイクルにおける吸入空気として湿り空気を考える場合、乾き空気の場合と比較してサイクルの性能変化の要因は二つある。第一は、水分による吸気の物性値の変化であり、特にサイクルの解析では予冷器を通過した後の吸気の比熱、ガス定数に対して次のような修正を加えねばならない。

$$[Cpm] = (Cpa + \beta\psi x_{s0} Cpw)/(1 + \beta\psi x_{s0}) \qquad (1)$$

$$Rm = (Ra + \beta\psi x_{s0} Rw)/(1 + \beta\psi x_{s0}) \qquad (2)$$

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'８４－６）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

上式でβは予冷器入口での水分量に対する予冷器出口での水分量の比である。第二は予冷過程において吸気温度が露点温度に達して水分が凝縮し、その凝縮熱の分だけ冷却に必要な水素の流量が増加することである。その結果、予冷過程における熱量バランスは次式で表される。

$$Q_{PC} = \Delta h/f = \{[Cpam]_0^1 (T_0 - T_1) + [Cpwm]_0^1 \psi x_{s0} (T_0 - \beta T_1) + \psi x_{s0} (1 - \beta) Hw\}/f \qquad (3)$$

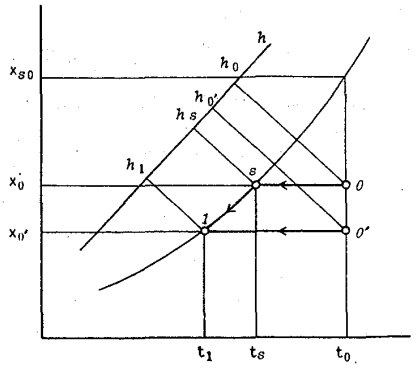


図3　湿り空気線図

たとえば吸入空気をt_0からt_1まで冷却する場合、吸入空気の予冷器入口での絶対湿度が異なる場合を考える。図3のように入口絶対湿度がx_0の場合はt_1まで冷却される過程で飽和状態sとなり、これより温度が低下すると水分が凝縮する。0→1の比エンタルピの変化は$\Delta h = h_0 - h_1$ になる。一方、入口状態が$x_{0'}$の場合には冷却の途中で凝縮は生じず、$\Delta h' = h_{0'} - h_1$ で表される。したがって前者の場合の方が比エンタルピの変化が大となり、冷却に必要な液体水素の流量が増加し、予冷却による吸気温度降下は減少する。凝縮が起こらない時は式（3）においてβ=1に相当する。

3．2　吸気冷却ガスタービンに関する諸式

圧縮機入口温度T_1を求めるのに予冷器でのエネルギ収支を考える。予冷器一段目において

$$[Cpfm]_a^b (T_b - T_a) = \{[Cpam]_0^{1'} (T_0 - T_{1'}) + [Cpwm]_0^{1'} \psi x_{s0} (T_0 - \beta_1 T_{1'}) + \psi x_{s0} (1 - \beta_1) Hw\}/f \qquad (4)$$

予冷器の温度効率の定義により水素タービン入口温度は次式で求まる

$$T_b = \{\eta_{PC} + (1 - \eta_{PC}) \tau_a\} T_0 \qquad (5)$$

したがって、水素タービン出力は次式で表される。

$$L_{HT} = [Cpfm]_b^c \{\eta_{PC} + (1 - \eta_{PC}) \tau_a\} T_0 \{1 - \varphi_{HT}^{-R_f \eta_{HT}/[Cpfm]_b^c}\} \qquad (6)$$

予冷器二段目においても湿分を考慮すると、エネルギ収支式は次式になる

$$[Cpfm]_c^d (T_d - T_c) = \{[Cpam]_{1'}^1 (T_{1'} - T_1) + [Cpwm]_{1'}^1 x_{s1'} (T_{1'} - \beta_2 T_1) + x_{s1'} (1 - \beta_2) Hw\}/f \qquad (7)$$

ここで

$$x_{s1'} = \psi x_{s0} (1 - \beta_1) \qquad (8)$$

$$x_{s1} = x_{s1'} (1 - \beta_2) = \psi x_{s0} (1 - \beta_1)(1 - \beta_2) \qquad (9)$$

である。

吸気温度降下率は次式で求められる。

$$\vartheta = (T_0 - T_1)/T_0 = 1 - \Big[(1 - \eta_{PCa})^2 + \eta_{PCa}(1 - \eta_{PCa}) + \eta_{PCa}\{\eta_{PC} + (1 - \eta_{PC}) \tau_a\} \varphi_{HT}^{-R_f \eta_{HT}/[Cpfm]_b^c}\Big] \qquad (10)$$

圧縮機入口での湿り空気の絶対湿度はx_1であるから、圧縮機内での平均比熱とガス定数は前節で示したように、次式で表される。

$$[Cphm]_1^2 = \{[Cpam]_1^2 + x_1 [Cpwm]_1^2\}/(1 + x_1) \qquad (11)$$

$$Rh = (Ra + x_1 Rw)/(1 + x_1) \qquad (12)$$

したがって圧縮機出口温度は次式で表され

$$T_2 = (1 - \vartheta) T_0 \varphi_C^{Rh/\eta_C [Cphm]_1^2} \qquad (13)$$

圧縮機入力は次のようになる。

$$L_C = [Cphm]_1^2 (1 - \vartheta) T_0 \{\varphi_C^{Rh/\eta_C [Cphm]_1^2} - 1\}/f \qquad (14)$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

一方、タービン出力は次のようになる。

$$L_T = (1 + 1/f)[Cpgm]_3^4 \tau T_0 \{1 - \varphi_T^{-Rg\eta_T/[Cpgm]_3^4}\} \quad (15)$$

燃焼器での供給熱量は次式で求まり、

$$Q_B = Hu = (1 + 1/f)[Cpgm]_2^3 \{\tau - (1 - \vartheta)\varphi_C^{Rh/\eta_C[Cphm]_1^2}\}/\eta_B \quad (16)$$

したがって、吸入空気の単位質量流量あたりの比出力は次式で表される。

$$Lsp = \Big[\eta_m(1+f)[Cpgm]_3^4 \tau\{1 - \varphi_T^{-Rg\eta_T/[Cpgm]_3^4}\} - [Cphm]_1^2(1 - \vartheta)\{\varphi_C^{Rh/\eta_C[Cphm]_1^2} - 1\}/\eta_m$$

$$+ \eta_m f[Cpfm]_b^c\{\eta_{PC} + (1 - \eta_{PC})\tau_a\}\{1 - \varphi_{HT}^{-R_f\eta_{HT}/[Cpfm]_b^c}\}\Big] T_0 \quad (17)$$

さらに、大気温度、圧力が変化すると、空気の密度ρ_hも変化し、その結果単位容積流量あたりの比出力Lspvも影響を受ける。またLspvは質量流量あたりの比出力Lspと密度ρ_hとの積で表されるが、密度は状態方程式より

$$\rho_h = p_0/R_hT_0 \quad (18)$$

したがって、Lspvは次式で表わされる。

$$Lsp_v = \rho_h Lsp = p_0 Lsp/R_hT_0 \quad (19)$$

熱効率、エクセルギ効率、低温エクセルギの回収率はそれぞれ以下の式で与えられる。

$$\eta_{th} = Lsp/(f Q_B) \quad (20)$$

$$\eta_{ex} = Lsp/(f E_0) \quad (21)$$

$$\eta_{ex_L} = L_{HT}/E_L \quad (22)$$

4. 計算結果とその検討

表１に各協会の設定した標準大気状態を示す。温度、圧力、湿度とも設定値は異なっている。そこで本研究では表２に示す範囲で大気条件が変化するとして解析を行った。また大気条件以外の各種性能設定値、仮定値を表３に示す。

解析にあたり、式（４），（７），（１５）中の燃空比fが比熱の温度依存性により解析的に求められないので試行錯誤法を用い、相続く反復回の相対誤差が10^{-6}以下になるまで繰り返し、得られた値を解とした。

本サイクルの性能に及ぼす吸気湿度の影響を明らかにするために、比較の基準となる単純ガスタービンサイクルにおよぼす湿度の影響を図４，５に示す。熱効率に対しては大気温度が低い場合相対湿度の影響はほとんどないが、大気温度が高い場合、相対湿度とともに単調減少する。これは相対湿度の増加に伴い圧縮機での平均比熱が増加し、その結果圧縮機入力が増加するのに対し、タービン内での作動ガスにはほとんど湿度の影響がないため、総合的に見て出力が減少するためである。一方、比出力については圧力比が小さい時（$\phi = 7$）、出力の減少分より吸入空気流量の増分が大きいのでわずかに増加する。一方、圧力比が大になると、圧縮機入力の増加が優勢になり、比出力は急激に相対湿度とともに減少する。

TABLE 1 Standard Atmospheric Conditions

	CIMAC	ASME PTC-22	JIS B8041
Atmospheric Temperature	15 °C	80 °F	15 °C
Atmospheric Pressure	1013 mb	14.17 psia	1.033 kg/mm^2
Relative Humidity	60 %	50 %	60 %

TABLE 2 The Variable Range of the Atmospheric Conditions

	Range of the Atmospheric Conditions		
Temperature	0	to	45 °C
Pressure	0.0983	to	0.1044 MPa
Relative Humidity	0	to	100 %

図６，７は本サイクルの熱効率、比出力を示す。図中に破線で予冷器中で凝縮する水の等量線を示している。ここで

$$Cw = (x_0 - x_1)/f = x_0(1 - \beta_1)(1 - \beta_2)/f \quad (23)$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

であり、水素1kgに対する水の凝縮量を表わす。比出力Lspは$\psi_{Cw=0}$以下ではψの増加とともに増加するのに、その値を越えると急激に減少し始める。その理由は図8に示すように、$\psi_{Cw=0}$以下ではψの増加に伴なう吸気量の増加の割合が吸気温度降下率減少による比出力の減少割合よりも大きいためである。しかしながら凝縮が起こると吸気温度降下率が極端に小さくなり実質的なサイクル温度比 $\tau^*=T_3/T_1$が乾き空気の場合の値と比較して小さくなるため、比出力は減少することになる。また大気温度が高いほどその影響は強い。

TABLE 3 Assumed Values of Characteristic Parameters

Polytropic efficiency of turbine	η_T	0.85
Polytropic efficiency of compressor	η_C	0.85
Combustion efficiency	η_B	0.99
Mechanical efficiency	η_m	0.99
Temperature efficiency of precooler	η_{PC}	0.7 - 0.9
Pressure loss coefficent	ε	0 - 0.10
Turbine inlet temperature	T_3	1152 - 1728 K
Pressure of compressed hydrogen	P_H	10 MPa

図9に空気過剰率と湿度の関係を示す。空気過剰率は湿度により相反する影響を受ける。一般にガスタービンにおいては吸気中の水分の増加により燃焼ガスの比熱が大きくなり、その結果熱容量が大きくなるので与えられたタービン入口温度を達成するためには、空気過剰率を小さくする必要が生じる。一方、予冷器を持つ本サイクルの場合には、水分の凝縮によりψが大きくなるほど圧縮機出口温度（燃焼器入口温度）が上昇し、そのため空気過剰率は大きくなる。予冷器中で水分が凝縮しない湿度の範囲では前者の効果が勝り、空気過剰率は相対湿度とともに減少するが、凝縮が生じると後者の方が大になり、空気過剰率は相対湿度とともに増加する。

β_1、β_2の変化を図10に示す。破線で示すβ_2の曲線群には曲折があり予冷器1段目で水分が凝縮するψに一致している。サイクル温度比が$\tau=T_3/T_0^*$で定義されていることから大気温度が低いほど空気過剰率が小さく、予冷器内の温度降下が大になるのでβ_1，β_2とも大きい値を示す。なお先のτの定義で$T_0^*=288$Kである。

圧力損失率が熱効率、比出力に与える影響が図11に示されている。予冷器内の圧力損失率が2%から10%に増えると最適値で比較して熱効率、比出力とも約5%減少する。乾き空気、湿り飽和空気に拘わらず同程度の影響を受ける。なお湿り空気による予冷器内圧力損失率の変化をも見積るべきであるが、ここではその影響は無視する。

図12は予冷器温度効率が性能に与える影響を示す。温度効率の変化により比出力が受ける影響の方が熱効率に対するものよりわずかではあるが大きい。このことは前にも述べたように、予冷器による吸気温度降下によ

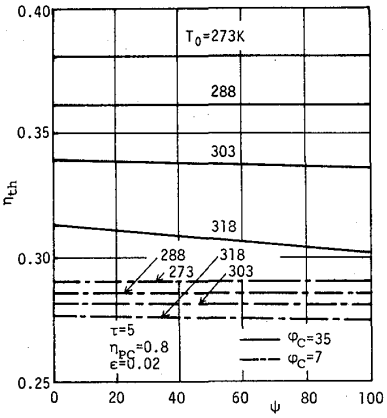


図4　単純サイクルの熱効率

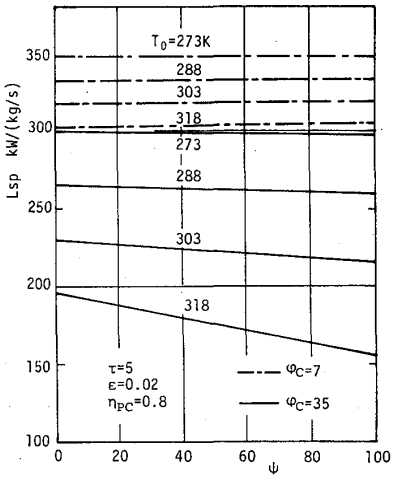


図5　単純サイクルの比出力

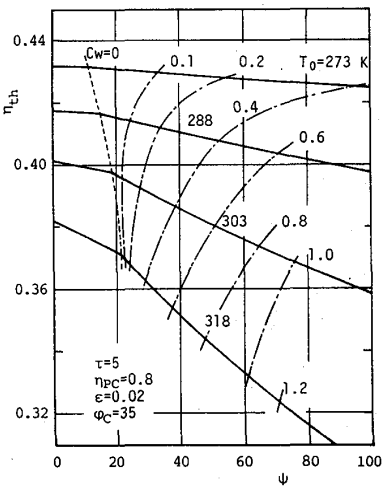


図6　予冷サイクルの熱効率

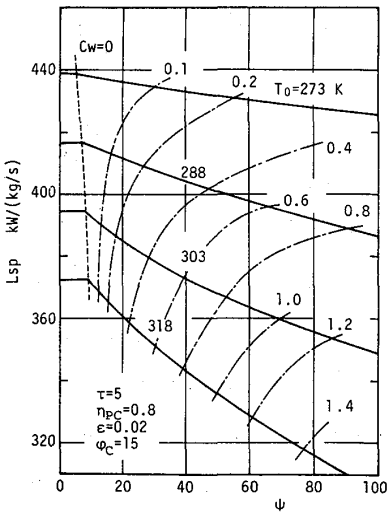


図7　予冷サイクルの比出力

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

り圧縮機仕事入力が減少するので、その結果、比出力の受ける影響の方が強いためである。

大気温度の変化が熱効率、比出力に与える影響を図13に示す。相対湿度はψ=70%に固定してある。乾き空気において大気温度が0°Cから45°Cに上昇した時、熱効率は最適値で約10%、比出力で15%減少するのに対して、ψ=70%の場合、熱効率は18%、比出力は22%も減少する。したがって、大気温度の上昇による性能低下は単純サイクルに比して助長される。

図14にエクセルギ効率を示す。低温エクセルギを含めた全エクセルギが発熱量に比して約10%大きいことからエクセルギ効率は熱効率に比べて約3%小さい値を示す。図には湿度が70%の結果も示しているが圧力比が大きいほど湿度の影響も大きい。

基礎式から大気圧力は単位質量流量あたりの比出力や熱効率には影響を与えない。しかし容積あたりの比出力Lspvは変化する。式(18)に与えられたように湿り空気の密度が大気温度、圧力に伴って変化する。そのため圧力上昇はρ_hの増加をもたらし、Lspvが増加する。図15はその様子をp_0=0.1044,0.1013,0.0983MPaについて示したものである。なお相対湿度は70%に固定してある。

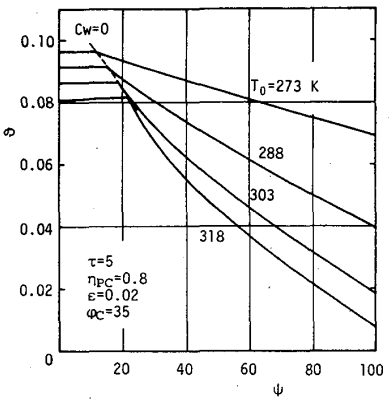


図8　吸気温度降下率

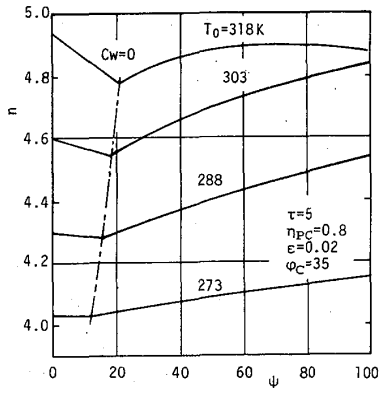


図9　空気過剰率

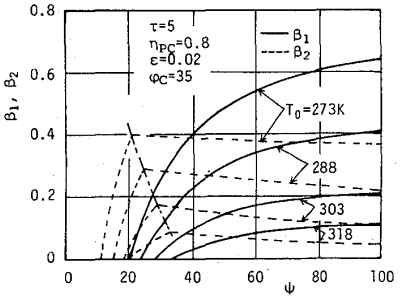


図10　β1, β2の変化

5.　結論

液体水素燃料の低温エクセルギの利用を計るため予冷器を使用して吸気冷却を施し、併せて水素タービンによる出力を利用するサイクルの性能に与える大気条件（湿度、温度、圧力）の変化による影響について熱力学的解析を行って以下の結論を得た。

（1）　予冷器で水分が凝縮しない相対湿度においては熱効率の減少はほとんどなく、逆に、比出力は増加する。それ以上の相対湿度に対しては両者とも減少する。

（2）　予冷器内における水分の凝縮率を明らかにした。

（3）　予冷器の圧力損失率が熱効率、比出力に与える影響は大きく、乾き空気、湿り空気にかかわらず同程度の影響を受ける。

（4）　予冷器温度効率の影響は熱効率に与えるものより比出力に与える影響の方が大きい。

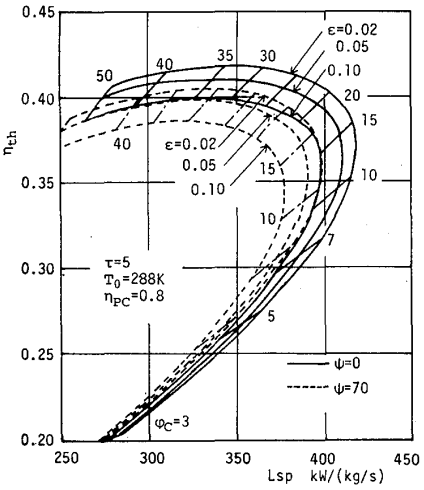


図11　圧力損失の影響

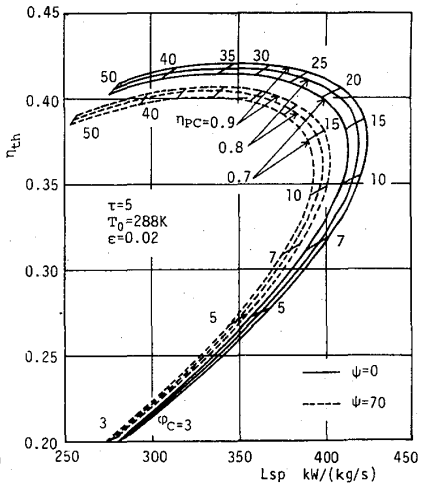


図12　予冷器温度効率の影響

Download service for the GTSJ　via 3.14.7.99, 2025/05/02.

（5） 湿り空気を吸入する場合、乾き空気の場合と比較して大気温度上昇による性能低下というガスタービン固有の欠点は助長される。

おわりに、本論文の作成にあたり、数値計算に協力して頂いた当時の卒研生、下野正樹君（東亜国内航空）に謝意を表します。

6. 文献

[1] Y. Tsujikawa & T. Sawada, On the Utilization of Hydrogen as Fuel for Gas Turbine (1st Report), Bull. JSME, Vol. 23 (1980) 1506-1513.

[2] Y. Tsujikawa & T. Sawada, Analysis of a Gas Turbine and Steam Turbine Combined Cycle with Liquefied Hydrogen as Fuel, Int. J. Hydrogen Energy, Vol.7 (1982) 499-505.

[3] Y. Tsujikawa & T. Sawada, Analysis of a Precooled Gas Turbine Cycle Combined with an Auxiliary Cycle with Liquefied Hydrogen as Fuel, Proc. 4th WHEC (1982) 951.

[4] Anon., Small Gas Turbines for Stand-by Power, Turbomachinery Int., Vol.19 (1978) 26-28.

[5] R.M.Washman & A.M.Mellor, Correlation Technique for Ambient Effects on Oxides of Nitrogen, J.Aircraft, Vol.16, (1979) 626-631.

[6] D.E.Carl, Influence of Ambient Humidity on Nitric Oxide Generation, Gas Turbine Int., Vol.15, (1974) 28-32.

[7] P. Donovan & T. Cackette, The Effect of Ambient Conditions on Gas Turbine Emissions -- Generalized Correction Factors, Trans. ASME, J. Engin. Power, Vol. 100 (1978) 640-646.

[8] I.Ushiyama, Theoretically Estimating the Performance of Gas Turbines Under Varying Atmospheric Conditions, ASME Paper No.75-GT-115 (1975) 10.

[9] I.Ushiyama, Corrections for the Performance of Gas Turbines under Varying Atmospheric Conditions, Bull. JSME, Vol1.17 (1974) 791-802.

[10] P.M. Ardan and D.W. Stephenson, An Analytical Method for Estimating the Performance of a Gas Turbine Engine with Water Methanol Injection, SAE Paper 700208 (1970) 752-761.

[11] D.H. Brown & A. Cohn, An Evaluation of Steam Injected Combustion Turbine Systems, Trans. ASME, J. Engin. Power, Vol.103 (1981) 13-19.

[12] W.E. Fraize & C. Kinney, Effects of Steam Injection on the Performance of Gas Turbine Power Cycles, Trans. ASME, J. Engin. Power, Vol.101 (1979) 217-227.

記号

[Cpm] : mean specific heat kJ/(kg·K)
Cw : quantity of condensed water kg/kg-fuel
E : exergy MJ
f : fuel air ratio
Hw : latent heat of evaporation of water kJ/kg
h : enthalpy kJ/kg
L : output kW
Lsp : specific output per unit mass flow kW/(kg/s)
Lsp_V : specific output per unit volume flow kW/(m^3/s)
Q_B : heat required in combustion chamber kJ
Q_{PC} : heat exchanged within precooler kJ
x : specific humidity kg/kg-air
β : ratio of humidity between precooler inlet and outlet
ψ : relative humidity %
ε : pressure loss coefficient
ρ : density kg/m^3
η_B : combustion efficiency
η_C : polytropic efficiency of compressor
η_{ex} : exergy efficiency
η_m : mechanical efficiency
η_{PC} : temperature efficiency of precooler
η_T : polytropic efficiency of gas turbine
η_{th} : thermal efficiency
ϑ : temperature drop rate of suction air
τ : temperature ratio
φ : pressure ratio

添字

a : air
C : compressor
CC : combustor
f : fuel (hydrogen)
g : combustion gas
h : humid air
HT : hydrogen turbine

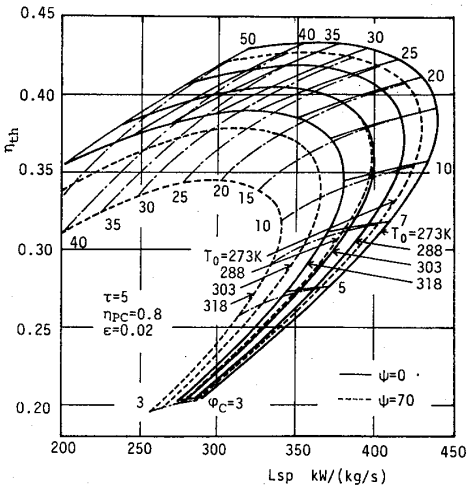


図13 大気温度の影響

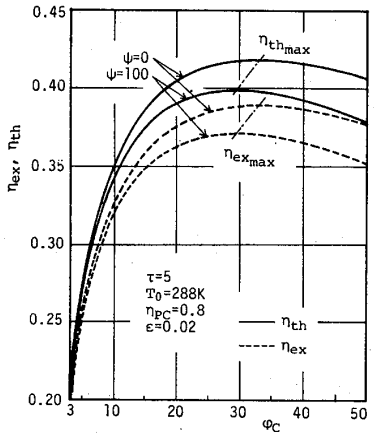


図14 エクセルギ効率

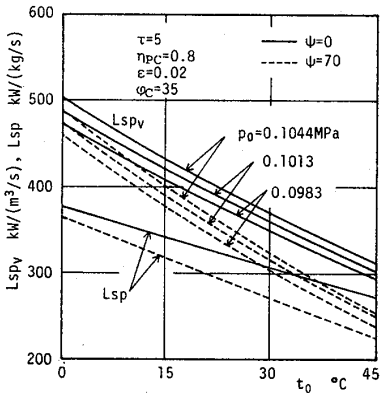


図15 大気圧力の影響

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－1

三次元遷音速タービン翼間流れ数値解析

*小　屋　雅　彦　（石川島播磨重工業）
小　竹　　進　　（東京大学　工学部）

1. 序　論　　タービン翼列を通過する遷音速流れを数値解析する目的で，時間変化項を含む質量，運動量及びエネルギー式を直接時間と空間について積分し，各有限体積内で各保存則が満たされる計算法についての研究が近年盛んに進められ，タービン翼間流れに適用されている。(1~5) しかしながら，実機のタービン翼列は二次流れを抑制する空力設計法の進歩と共にその形状は三次元的なねじれが強くなり，かつその流れは高亜音速から遷音速域であるにもかかわらず，上記計算法の適用は低亜音流れか或いは三次元的なねじれの弱い翼列内の流れに限られている。

三次元的なねじれの強い遷音速タービン翼列内の流れの数値解析においては，解の収束性と計算の精度上，翼面境界条件と格子点の設定に特別の考慮が必要である。ここでは，流れの変化の激しい翼前縁部及び後縁部において微小距離だけ離れた2点を想定し，流束の連続性及び翼面境界条件を共に満足させる特別な取扱いを行い，解の収束性・精度を高めた。また，有限体積側面内の格子点における半径方向及び周方向ベクトルの向きが有限体積中心点での向きと異なることにより，体積積分についての離散化において発生する誤差を抑制するために新たに補正項を加えた。

その結果，三次元的なねじれの強い遷音速タービン翼列内の流れについて収束性・精度の高い数値計算法を確立することができ，その適用例として，最新のジェットエンジン用高圧タービンの動翼内の流れを選び，三次元的な速度ベクトル場，静圧場及び人工粘性による全圧損失場について考察を行った。

記　　号

Ca：軸コード長　m
e：内部エネルギー
p：圧力　N／m²
Rr：ロータルピー
r：半径方向座標
T：温度　K
t：時間　S
w：速度　m／S
x：軸方向座標
α：上流境界での半径方向流入角
β：上流境界での周方向流入角
θ：周方向座標
K：比熱比
ρ：密度　kg／m³
Ω：角速度
$\triangle t$：時間幅

添字

i：軸方向指数
j：半径方向指数
k：周方向指数
o：澱み点条件
t：時間
x：軸方向成分
r：半径方向成分
θ：周方向成分

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

2.1　基礎式　　三次元非粘性流れについての基礎式を翼に固定した円筒座標系で表わすと，

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho w_x\\ \rho w_r\\ \rho r w_\theta\\ \rho R_r - P\end{bmatrix}+\frac{\partial}{\partial x}\begin{bmatrix}\rho w_x\\ \rho w_x{}^2+P\\ \rho w_r w_x\\ \rho r w_\theta w_x\\ \rho w_x R_r\end{bmatrix}+\frac{\partial}{r\partial\theta}\begin{bmatrix}\rho w_\theta\\ \rho w_x w_\theta\\ \rho w_r w_\theta\\ \rho r w_\theta{}^2+rP\\ \rho w_\theta R_r\end{bmatrix}$$

$$+\frac{\partial}{r\partial r}\begin{bmatrix}\rho r w_r\\ \rho r w_x w_r\\ \rho r w_r{}^2+rP\\ \rho r^2 w_\theta w_r\\ \rho r w_r R_r\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}0\\ 0\\ \{P+\rho(w_\theta+r\Omega)^2\}/r\\ -2\rho r w_r\Omega\\ 0\end{bmatrix}=0 \qquad (1)$$

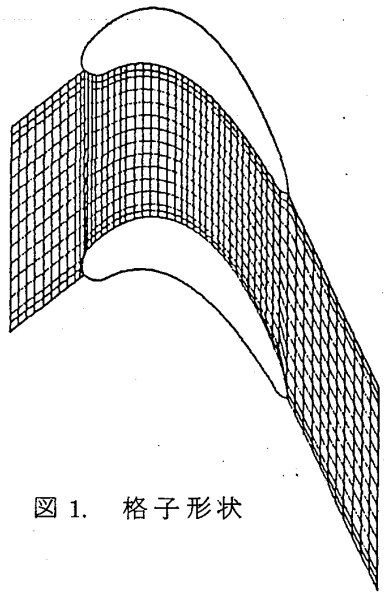


図 1.　格子形状

である。ここに，　$R_r = e + \frac{P}{\rho} + \frac{w^2}{2} - \frac{r^2\Omega^2}{2}$

また，状態方程式は　$P = \rho(K-1)\left(R_r - \frac{P}{\rho} - \frac{w^2}{2} + \frac{r^2\Omega^2}{2}\right)$，　　(2)

となる。

2.2　格子点作成　　計算領域は1ピッチの翼間で構成され，各々翼列上流側，下流側に翼弦線方向に拡張される。計算領域はx，r，θ方向の面によって6面体の有限体積体の集合に分割される。軸方向の面は境界条件の指定により任意の不等間隔に分割され，半径方向の面は等間隔分割であるが，内側壁面及び外側壁面近傍ではその間隔を半分にしている。周方向の面は翼間1ピッチ間を等間隔分割しているが，境界近傍では同様にその間隔は半分にしてある。

2.3　有限体積法による離散化　　基礎式は有限の時間及び体積について積分され離散化される。空間微分項の体積積分は有限体積体の6面についての面積分により表わすことができ，面積分値は各面上における状態量（速度・圧力等）の値が一定であると仮定することにより，つぎの(3)～(5)式が得られる。

$$\iint\frac{\partial F}{\partial x}\,dv\,dt = \triangle t\{F_{i+1,j,k}S_{xxi+1,j,k} - F_{i-1,j,k}S_{xxi-1,j,k} - F_{i,j+1,k}S_{rxi,j+1,k} + F_{i,j-1,k}S_{rxi,j-1,k} - F_{i,j,k+1}S_{txi,j,k+1} + F_{i,j,k-1}S_{txi,j,k-1}\} \qquad (3)$$

$$\iint\frac{\partial F}{r\partial\theta}\,dv\,dt = \triangle t\{F_{i,j,k+1}S_{tti,j,k+1}\cos(\theta_{i,j,k+1}-\theta_{i,j,k}) - F_{i,j,k-1}S_{tti,j,k-1}\cos(\theta_{i,j,k}-\theta_{i,j,k-1})\} \qquad (4)$$

$$\begin{aligned}\iint\frac{\partial F}{\partial r}\,dv\,dt = \triangle t\{&F_{i,j+1,k}S_{rri,j+1,k}\cos(\theta_{i,j+1,k}-\theta_{i,j,k}) - F_{i,j-1,k}S_{rri,j-1,k}\cos(\theta_{i,j,k}-\theta_{i,j-1,k})\\ &-F_{i+1,j,k}S_{xri+1,j,k}\cos(\theta_{i+1,j,k}-\theta_{i,j,k}) + F_{i-1,j,k}S_{xri-1,j,k}\cos(\theta_{i,j,k}-\theta_{i-1,j,k})\\ &-F_{i,j,k+1}S_{tri,j,k+1}\cos(\theta_{i,j,k+1}-\theta_{i,j,k}) + F_{i,j,k-1}S_{tri,j,k-1}\cos(\theta_{i,j,k}-\theta_{i,j,k-1})\\ &-F_{i,j,k+1}S_{tti,j,k+1}\sin(\theta_{i,j,k+1}-\theta_{i,j,k}) - F_{i,j,k-1}S_{tti,j,k-1}\sin(\theta_{i,j,k}-\theta_{i,j,k-1})\}\end{aligned} \qquad (5)$$

Download service for the GTSJ　via 3.14.7.99, 2025/05/02.

各点における投影面積成分（Sxx, Sxr 等）は，その点を中心とし有限体積体を構成する 27 点の格子点の座標値を用いて幾何学的計算により求められる。これらの投影面積成分値はそのベクトル和が閉じることになる。即ち(3)～(5)式においてFの値を一定とする時，右辺項の値は各々零となることが必要である。

不等間隔格子に対する時間微分項の積分は

$$\iint \frac{\partial F}{\partial t} dt dv = \triangle v_{i,j,k}\Big[F^{t+\triangle t}_{i,j,k} - (1-\epsilon)F^{t}_{i,j,k} - \epsilon\Big\{F^{t}_{i-1,j,k} + (x_{i,j,k} - x_{i-1,j,k})$$

$$\cdot\Big(\frac{F^{t}_{i+1,j,k}}{x_{i+1,j,k} - x_{i,j,k}} + \frac{F^{t}_{i,j+1,k}}{r_{i,j+1} - r_{i,j}} + \frac{F^{t}_{i,j-1,k}}{r_{i,j} - r_{i,j-1}}$$

$$+ \frac{F^{t}_{i,j,k+1}}{r_{i,j}(\theta_{i,j,k+1} - \theta_{i,j,k})} + \frac{F^{t}_{i,j,k-1}}{r_{i,j}(\theta_{i,j,k} - \theta_{i,j,k-1})}\Big)\Big\} \Big/$$

$$\Big(1 + \frac{x_{i,j,k} - x_{i-1,j,k}}{x_{i+1,j,k} - x_{i,j,k}} + \frac{x_{i,j,k} - x_{i-1,j,k}}{r_{i,j+1} - r_{i,j}} + \frac{x_{i,j,k} - x_{i-1,j,k}}{r_{i,j} - r_{i,j-1}}$$

$$+ \frac{x_{i,j,k} - x_{i-i,j,k}}{r_{i,j}(\theta_{i,j,k+1} - \theta_{i,j,k})} + \frac{x_{i,j,k} - x_{i-1,j,k}}{r_{i,j}(\theta_{i,j,k} - \theta_{i,j,k-1})}\Big)\Big]$$

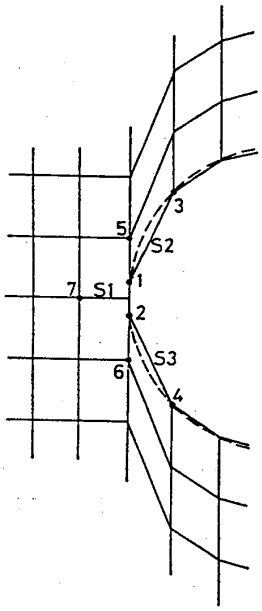


図 2.　翼前縁部境界条件

となる。ここに ϵ は人工粘性係数であり，解を安定させるために必要であるが全圧損失をもたらすので可能な限り小さい値が望ましい。時間増分幅は解の安定条件

$\triangle t < \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\frac{\triangle x}{a + w_x}\right)\min$　を満たすように選ぶことが必要である。

3.1　上流境界条件　　上流境界値として，全圧 Po，全温 To，半径方向流入角 α，周方向流入角 β が与えられる。上流境界端での軸流速度は隣接する 3 点での値を用いて二次関数近似により求められる。半径方向及び周方向速度は軸流速度及び半径方向，周方向流入角により与えられる。

3.2　下流境界条件　　下流境界では静圧分布 P が与えられる。

3.3　翼表面境界条件　　固体壁ではそれを横切る質量，運動量及びエネルギーの流束は存在しない条件を課す。翼表面での各状態量値は隣接する 3 点での値を用いて二次関数近似により求められる。翼表面での速度は外挿により得られた速度を翼表面上に投影し，その翼表面に平行な速度成分のみ再び各座標軸方向に投影して，軸方向，半径方向及び周方向成分の値を与える。また，翼前縁部では流れの変化が特に大きいために特別な取扱いが必要とされる。ここでは図 2 に示すように前縁端を点 1 と点 2 に分けて考える。点 1，点 2 における各状態量値はそれぞれ隣接する 3 点での値を用いて二次関数近似により求められる。速度を除く状態量については点 1，点 2 における値の平均値を点 1，点 2 における値とする。速度については点 1，点 2 各々について外挿により得られた値を翼表面における取扱いと同様に投影，再投影することによって，点 1 での速度は面 S 2 に沿い点 2 での速度は面 S 3 に沿うようにする。いま，

Download service for the GTSJ　via 3.14.7.99, 2025/05/02.

表1.　翼及び流れ場諸元

chord (mm)	hub	33.9
	mean	34.0
	tip	35.6
maximum thickness (mm)	hub	8.4
	mean	7.7
	tip	6.4
chord/pitch	hub	1.22
	mean	1.13
	tip	1.11
stagger angle (deg)	hub	33.5
	mean	37.8
	tip	44.0
span height (mm)	inlet	45.0
	outlet	45.0
inlet total pressure (N/m^2)		6.30×10^5
inlet total temperature (K)		1150.0
inlet tangential flow angle (deg)	hub	46.0
	mean	46.0
	tip	31.0
inlet radial flow angle (deg)	hub	0.0
	mean	0.0
	tip	0.0
outlet static pressure (N/m^2)	hub	4.27×10^5
	mean	4.06×10^5
	tip	4.18×10^5
inlet mach number		0.35
outlet mach number		0.82

図3.　翼形状

状態量の値をFとする時，面S1及び面S2を通る流束，面S1及び面S3を通る流束はそれぞれ，

$$\left(\frac{2F_7+F_1+F_2}{4}\,\mathrm{Areas1}+F_1\,\mathrm{Areas2}\right)i,$$

$$\left(\frac{2F_7+F_1+F_2}{4}\,\mathrm{Areas1}+F_2\,\mathrm{Areas3}\right)i,$$

で与えられる。これらの翼表面境界条件の取扱いにより離散化に伴う誤差を減少させることができた。

3.4　周期境界条件　　翼表面を除く周期境界では1ピッチ毎に周期性を仮定する。

3.5　初期値　　初期値を設定するために，格子点全体でマッハ数分布を入力として与えた。この場合，温度・圧力は全温・全圧の保存よりきまるので全ての初期値が容易に与えられる。しかし，最初に仮定される初期値の良否が解の収束性に与える影響が大きいので質量保存則をほぼ満たす繰返し数100回程度の解の速度場を用いて初期値の再設定を行った方が収束性が良い。

4.　計算例　　上記計算法をタービン実機翼に適用した例を示す。対象とした翼は高圧タービンの動翼である。図3に見られるようにその形状は強い三次元的なねじれを有する。翼諸元及び流れ場の概要を表1に示す。本計算に用いられた格子点数は54（軸方向）×17（半径方向）×15（周方向），記憶容量は2.2MBであり，FACOM 380を用いると1格子，1繰返し当たりのCPU時間は4.6×10^{-4}秒である。既述のように収束性の良い初期値を設定することにより，繰返し数約500回で収束解が得られる。

表2に人工粘性係数の流れ場に及ぼす影響を，流量と全圧を例をとり示す。図4にはr面の全圧損失分布図を示す。図中の数字は　$(P_{o,IN}-P_o)/(P_{o,IN}-P_{o,min})$ である。図5には47%スパン高さ位置におけるr面での速度ベクトル線図を示す。各線分はr面内の速度の向きと大きさを表現している。図6～図8により三次元的な静圧場の様子がよく理解される。図6には7%，47%及び93%スパン高さにおける翼面静圧分布を，図7には7%，47%及び93%スパン高さにおけるr面での静圧分布を

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

示す。また，図8にはX／caの60%，90%，128%位置におけるX面での静圧分布を示す。図7及び図8中における1から10までの数字はその面内における最大圧力，最小圧力を各々Pmax, Pminとするとき，10×(P−Pmin)／(Pmax−Pmin)を表している。また図8におけるP.S, S.Sはそれぞれ腹側翼面，背側翼面を表わす。

5. 結論　　三次元的なねじれの強い形状を有するタービン翼列を通過する遷音速或いは亜音速流れを数値解析するために，時間変化項を含む質量，運動量及びエネルギー式を直接時間と空間について積分し，各有限体積内で各保存則が満たされる計算法について，収束性及び精度の良い計算法を確立した，その主な特徴は，

1. 三次元的なねじれの強い形状を有するタービン翼列内流れを対象とする場合，各有限体積体の26格子点における半径方向及び周方向ベクトルの向きがその中心点での向きと異なるために，体積積分についての離散化表示式においてベクトル方向の偏向に伴う補正を行う必要がある。本計算法では(4), (5)式において補正項を加えることにより離散化に伴う誤差を小さくすることができた。

2. 翼前縁部及び後縁部においては流れの変化が局所的に特に激しいことに伴い，解の収束性及び精度を高めるために特別な取扱いが必要である。本計算では，前縁端（後縁端）において微小の距離だけ離れた2点で速度は各々翼背側，翼腹側に沿うものとし，温度・圧力等は2点での値は等しくその平均値で定義することにより，前縁部（後縁部）において流束の連続性及び翼面境界条件を共に満足させることができ，解の収束性・精度を高めることができた。

表2. 人工粘性係数の影響

人工粘性係数	出口流量の入口流量に対する比	出口全圧の入口全圧に対する比
0.05	0.99	0.914
0.10	1.00	0.879
0.20	1.02	0.838

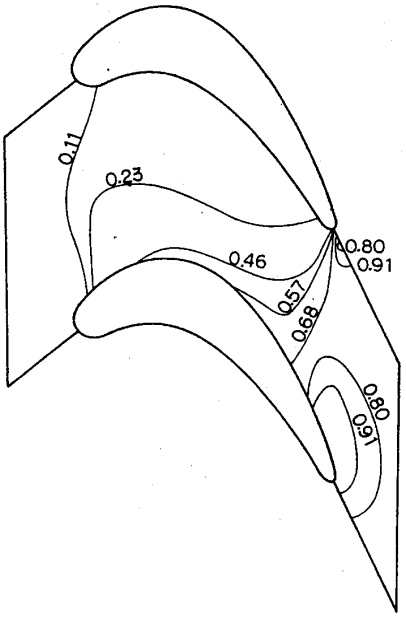


図4. 全圧損失分布図

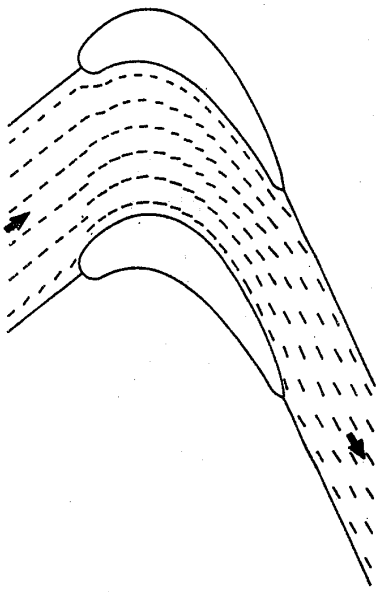


図5. 47%スパン高さにおける速度ベクトル図

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

文　献

(1) Denton,J.D.,An improved time marching method for turbomachinery flow calculation, ASME paper No.82-GT-239,1982
(2) Hove,W.V.,Calculation of three dimensional,invisid,rotational flow in axial turbine blade rows, ASME paper No.83-GT-119,1983
(3) Camus,J-J,An experimental and computational flow in a turbine cascade, ASME paper No.83-GT-12,1983
(4) Thompkins,W.T.,Solution procedures for accurate numerical simulations of flow in turbomachinery cascades, AIAA paper No.83-0257,1983
(5) Koya,M.,Kotake.S.,Numerical flow analysis of fully three-dimensional turbine cascades, to be issued as ASME paper No.84-GT-19,1984

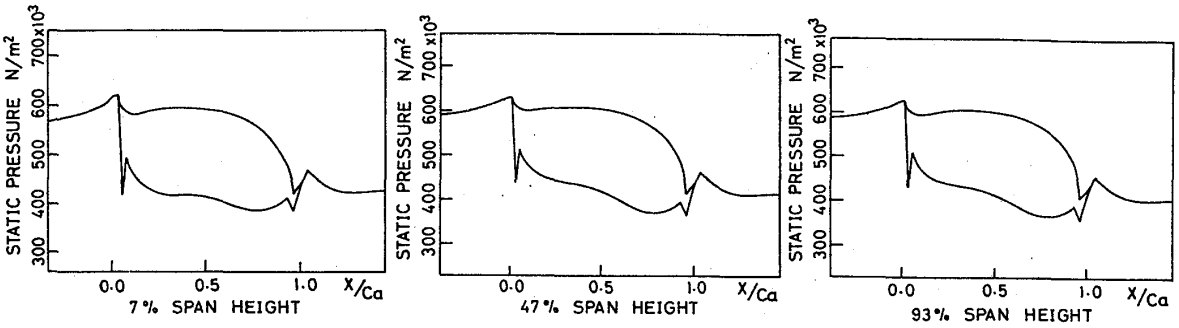


図 6.　翼面静圧分布図

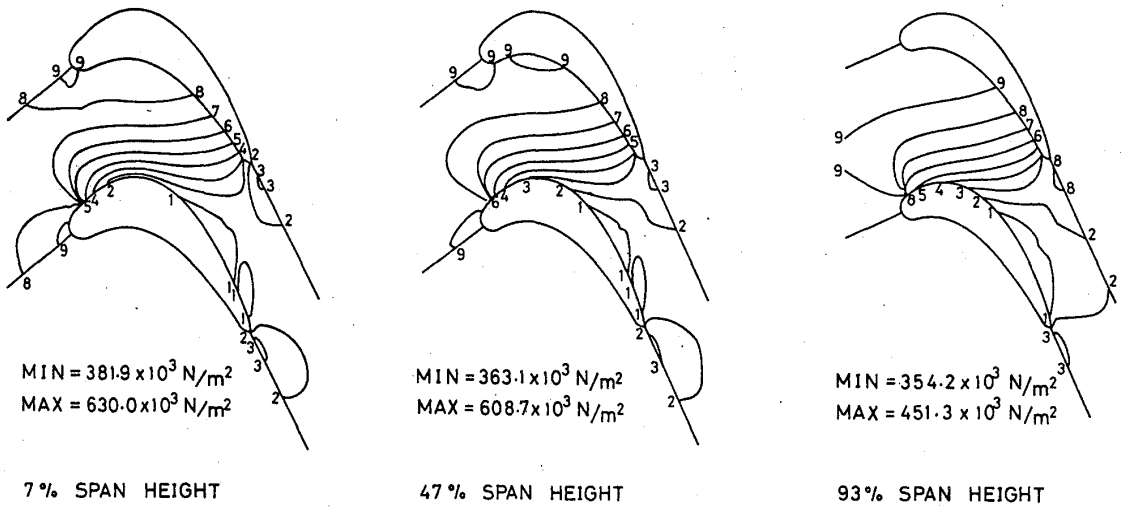


図 7.　r 面における静圧線図

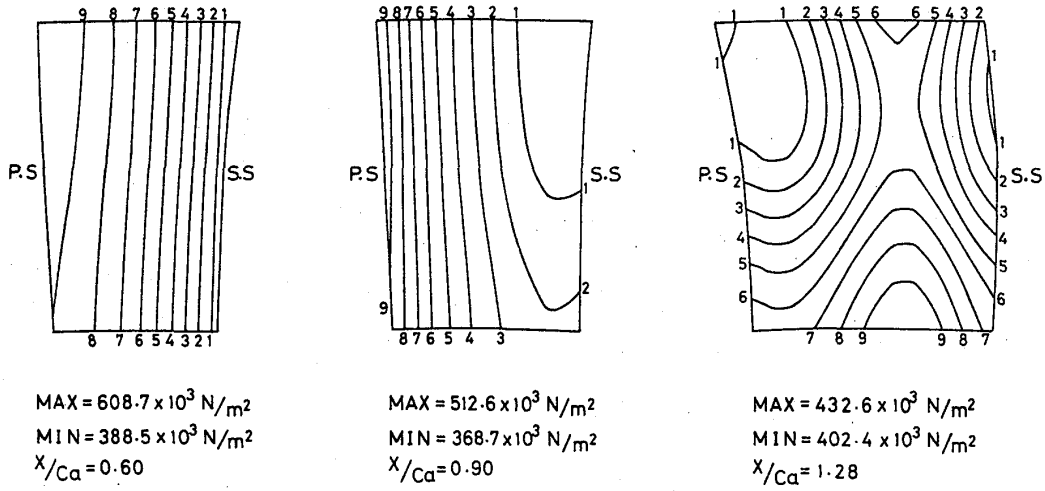


図 8.　X 面における静圧線図

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－2

タービン翼列内の二次流れについて

＊園田豊隆　（石川島播磨重工業）
飯田雅宣　（東京大学　大学院）
相原康彦　（東京大学　工学部）

1. 緒言

最近のタービン翼設計とりわけ低アスペクト比翼の設計の際生じる問題の一つとして，二次流れによる空力性能低下をいかにして抑制するかということがある。このためには二次流れ現象そのものの理解及び特徴の把握が重要であり，さらにこのことは高性能低アスペクト比翼の設計手法の確立につながる。これまでの報告[1)~5)]によると，タービン翼列内の二次流れは，タービン翼列入口境界層の翼による分割及び翼下面から上面への圧力勾配による側壁近くの流体の移動により発生し，その後，流れ方向に軸をもつ渦すなわち縦渦等を形成すると考えられているが，縦渦等の生成及び発達過程は判然としないのが実情である。ここではケロシンミストを用いることにより，二次元翼列内の縦渦等の生成及び発達過程を調べたので報告する。

2. 実験装置および方法

使用する風洞は低速低乱風洞であり，風洞吹口には図1に示すように，300×300（mm）のダクトが取付けられ，さらに二次元翼列部がその上に設置されている。風洞吹口とダクトの間には幅5mmの間隙が設けられ，ダクト前縁から境界層が発達するように工夫されている。ケロシンミストはダクトに設けられたスリットにより側壁に沿って面状に流れるようになっている。本実験で使用する翼の断面形状を図2に翼座標を表1にそれぞれ示す。本実験で使用する翼は高圧タービン1段静翼の平均半

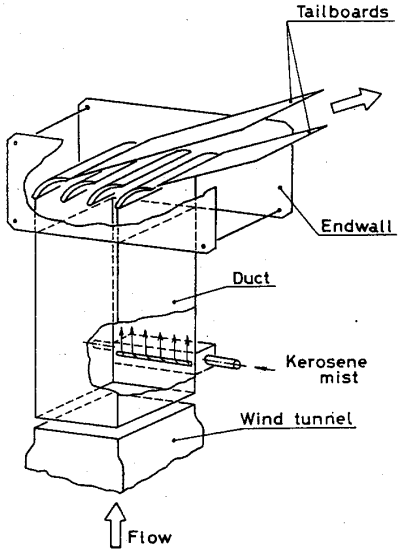


図1.　実験装置図

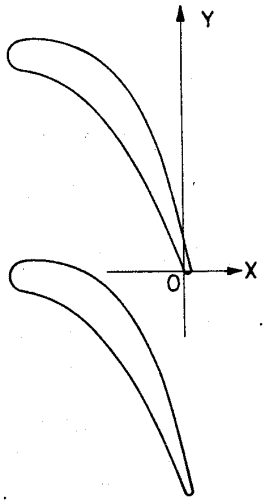


図2.　翼形状

表1.　翼座標（mm）

X_U	Y_U	X_L	Y_L
-70.2	104.7	-70.2	90.6
-67.3	105.0	-67.4	90.1
-64.3	105.1	-64.6	89.4
-61.4	105.0	-61.8	88.6
-58.5	104.7	-59.0	87.5
-55.5	104.2	-56.1	86.3
-52.6	103.5	-53.3	84.8
-49.7	102.6	-50.5	83.1
-46.8	101.5	-47.7	81.8
-43.8	100.2	-44.9	78.8
-40.9	98.6	-42.1	76.3
-38.0	96.7	-39.3	73.4
-35.0	94.4	-36.5	70.3
-32.1	91.8	-33.7	66.8
-29.2	88.7	-30.9	63.1
-26.3	85.0	-28.1	59.0
-23.3	80.8	-25.3	54.6
-20.4	75.9	-22.5	49.8
-17.5	70.3	-19.7	44.7
-14.5	63.8	-16.8	39.3
-11.6	56.4	-14.0	33.6
-8.7	47.9	-11.2	27.5
-5.8	38.2	-8.4	21.1
-2.8	27.2	-5.6	14.4
-0.1	14.8	-2.8	7.4
3.0	0.9	0.0	0.0

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

径位置における翼形状と相以であり，アスペクト比は 2.5 である。翼面の静圧は翼巾方向中央部に設けられた静圧孔（上面11点，下面９点）により計測され，側壁にも計102個の静圧孔が設けられている。翼列入口境界層の風速及び乱れの計測は，熱線風速計により行なわれている。本実験における風速は翼列入口で３（m／s），出口で９（m／s）である。

3. 実験結果および考察

3.1 翼列入口境界層

翼列入口境界層の風速及び乱れ分布を図３（a），（b）にそれぞれ示す。（a）の縦軸はBlasiusの相似変数：ηであり，横軸は境界層内風速を翼列入口風速で無次元化したものである。（b）の横軸は翼列入口風速に対する乱れの度合を示す。（a）の実験は，図中実線のBlasius分布とほぼ一致しており，翼列入口境界層は層流であることがわかる。

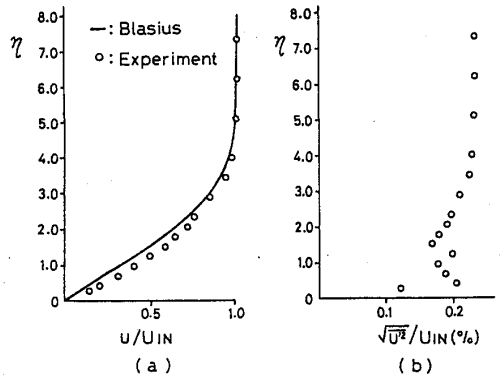


図 3.　翼列入口境界層の（a）平均速度と（b）乱れ

3.2 静圧分布

翼面の静圧分布を図４に示す。縦軸は圧力係数：Cpであり定義は下記のとおりである。

$$Cp = (p - p_{IN}) / \frac{1}{2}\rho U_{IN}^2$$

p：翼面静圧，p_{IN}：翼列入口静圧

ρ：密度　，U_{IN}：翼列入口風速

横軸はエンジン軸方向を示し，軸コード長さ：Ca(79.2mm)で無次元化されている。また図中には比較のために，翼形状が点線で示されている。X／Ca＝０及び１はそれぞれ翼前縁・後縁を示す。淀み点は下面（X／Ca≒0.08）に存在し，また翼上面では，スロート付近でCpは−13に達し，その後，圧力上昇が見られている。図５は側壁の等圧力係数線図を示す。側壁では強い二次流れの存在が推察され，また最小のCpはスロートよりやや下流側にあり，さらにその

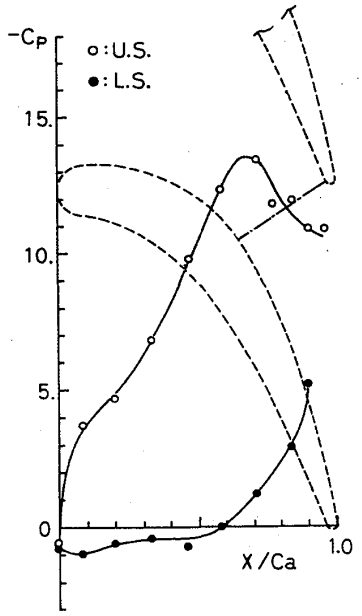


図 4.　翼面静圧分布

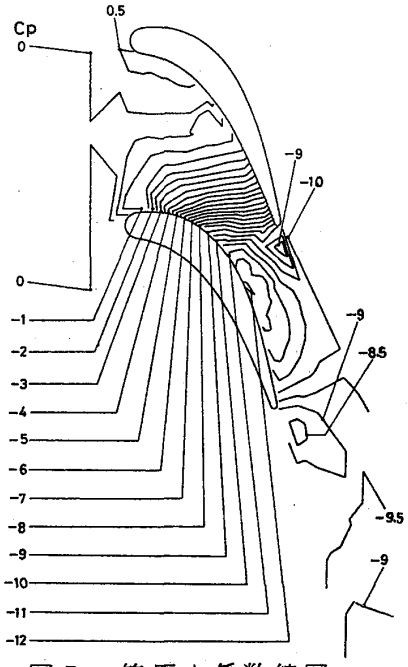


図 5.　等圧力係数線図

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

位置は翼面状になく側壁に存在するようにみえるのが特徴的である。

3.3　翼列入口境界層の翼列との干渉

翼列上流に設けられたスリットからケロシンミストを側壁に沿って境界層内に面状に流すことにより，翼列入口境界層の翼列との干渉を調べた。図6にその結果を示す。翼列入口境界層は翼前縁上流で円弧状に剝離し，その後翼上面と下面とに分割され，さらに下面に回りこんだ境界層は翼間の圧力勾配により隣接する翼の上面に流されていることがわかる。特徴的なことは，下面に回りこんだ境界層の，隣接する翼の上面に存在する境界層とのX/Ca ≒ 0.3 付近での合流及びその後の一体化である。もう一つの特徴的なことはX/Ca ≒ 0.5 付近での渦の発生とその後の側壁から翼巾方向への広がりである。これらの特徴をさらに詳細に調べるために，図7に示すような方法で翼列入口境界層断面の流れ方向への変化を撮影した。

図6.　二次流れの観察

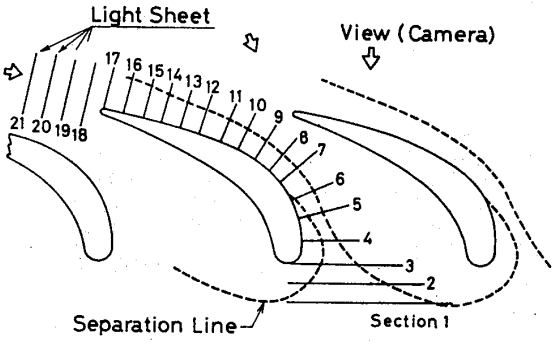


図7.　撮影断面位置

3.3.1.　パッセージ及びカウンターボルテックスの生成と発達

図7に示された各断面での撮影結果を図8に示す。図中には縦渦等の位置を明確にするために，側壁及び翼上面の位置も示されている。翼列上流（断面1，2）では，縦渦等の発生はみられず，上面及び下面に回りこんだ翼列入口境界層が次第に接近してくるのがわかる。翼前縁（断面3）では，上面に回りこんだ境界層から縦渦が形成されるらしい様子がみられ，断面4で，はじめて縦渦の形状を示すようになる。この縦渦は文献2の油膜法による可視化によりその存在が推察されているカウンターボルテックス（以後C.V.と略す）に相当するものである。文献2はケロシンミストによる流れの空間的可視化は行なっていないが，C.V.はパッセージボルテックスに比べて減衰しやすいと報告している。

パッセージボルテックス（以後P.V.と略す）の存在をケロシンミストによりはじめて明らかにしたのは，文献1である。本実験ではこの縦渦の存在が断面5においてはじめて認められる。すなわち翼下面から回りこんだ翼列入口境界層からの縦渦の形成

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

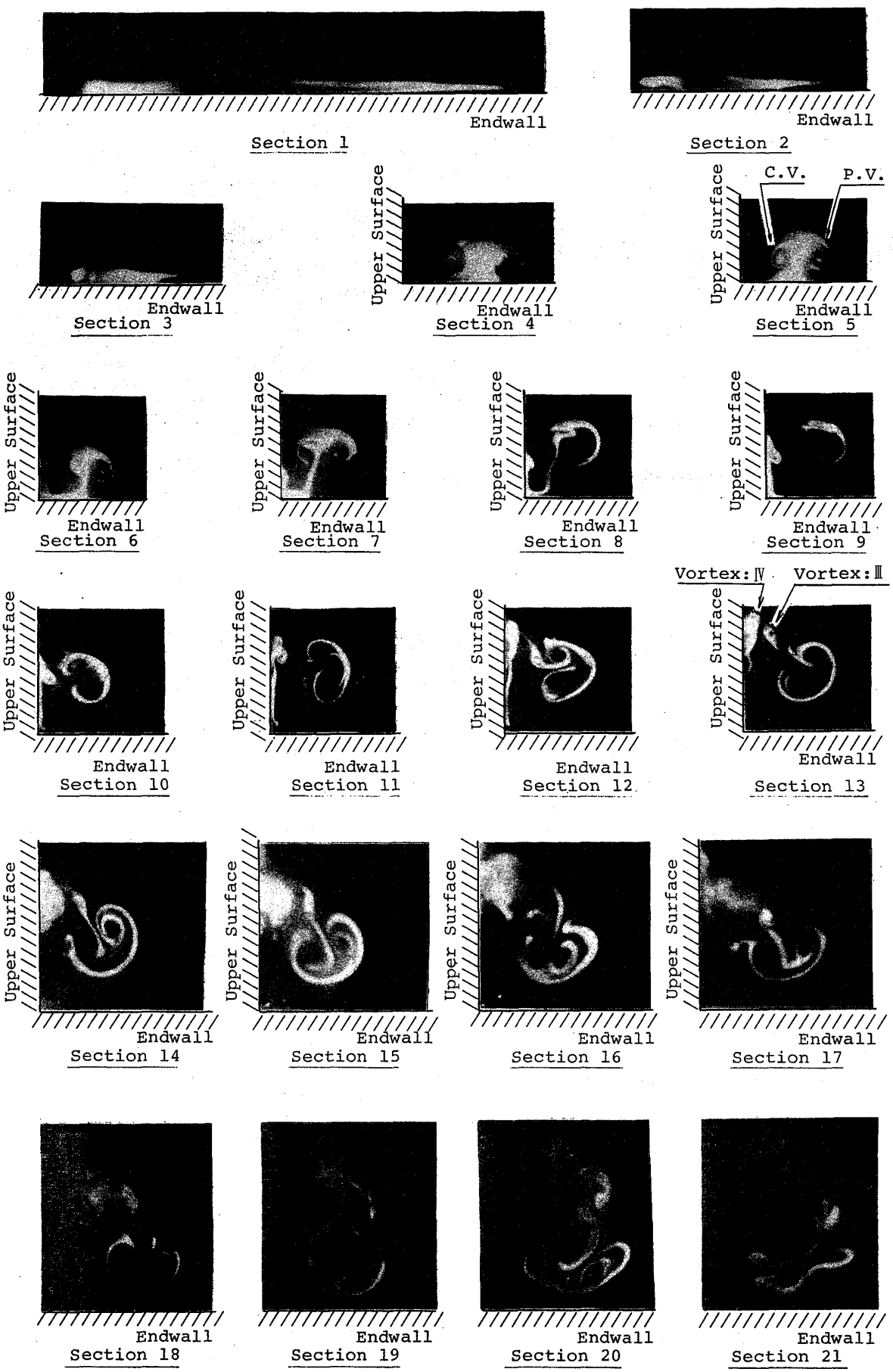


図 8.　縦渦等の生成と発達（流れは紙面裏から表へ）　10mm

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

が明確にとらえられている。これまでの報告[1)~4)]によると，上記P.V.及びC.V.は翼間でそれぞれ独立して存在すると考えられてきたが，本実験では一対の縦渦として翼間に存在している。文献5は本実験と同様に空間的可視化を行なったものであり，同じ結果を得ている。さらに文献5では流れを観察することにより（断面撮影は行なっていない），上記縦渦対は下流側に行くにつれて回転運動を生ずると報告している。本実験でも同様のことが断面6から21の間で観察されている。すなわち，断面5での縦渦対の位置に対して，断面12では約90°回転しており，さらに断面18では約180°回転していることがわかる。この回転運動の原因は，P.V.の循環値が翼間の圧力勾配によりC.V.の循環値よりも大きくなったためと推察される。

文献2で指摘されているように，C.V.の減衰しやすい傾向が断面8，9で見られる。しかしながら縦渦対の回転運動により，C.V.がその後，翼上面から離れるにつれて再び回転を示すようになり，さらに下流までP.V.と共に存在していることは注目される。

3.3.2　新たな縦渦対の発生

上記P.V.及びC.V.の断面5での形成後，それらの足に相当するケロシンミストは下流側に流されるにつれて，翼間の圧力勾配により，翼上面に移動してゆくのがわかる（断面5，6参照）。移動した足は断面6で翼上面に到達し，その後翼上面に沿って翼巾方向へ移動していく（断面7参照）。この翼巾方向へ移動したケロシンミストは，C.V.と翼上面との干渉によりP.V.と同じ循環方向をもつ縦渦（縦渦Ⅲと称す）の形状を示すようになり，さらにこの縦渦Ⅲと翼上面との干渉によりもう一つの縦渦（縦渦Ⅳと称す）の形状も示すようになる（断面8～11参照）。この縦渦Ⅳは縦渦Ⅲと反対方向の循環をもつものと推察される。縦渦ⅢはC.V.に吸収されるような動きを示すが（断面12, 13参照），これに対して縦渦Ⅳはそのスケールを大きくしていき（断面14～17参照），翼列後方（断面18～21）で拡散していくように見える。

図9は本実験で用いたモデル翼の対象とされた高圧タービン一段静翼の油膜法による可視化結果[4)]を示す。翼の内・外壁付近に剝離線の存在が認められている。Reynolds数及びMach数等の違いにより本実験との厳密な比較はできないが，この剝離線の翼上流から下流への変化の様子は上記縦渦Ⅲと縦渦Ⅳの生成過程に対応していると推察される。図10にタービン翼列内二次流れにより形成された縦渦等の発達の様子を示す。

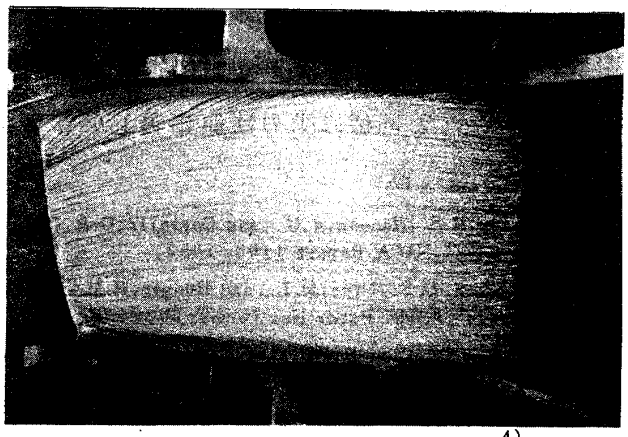


図9.　油膜法による可視化[4)]

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

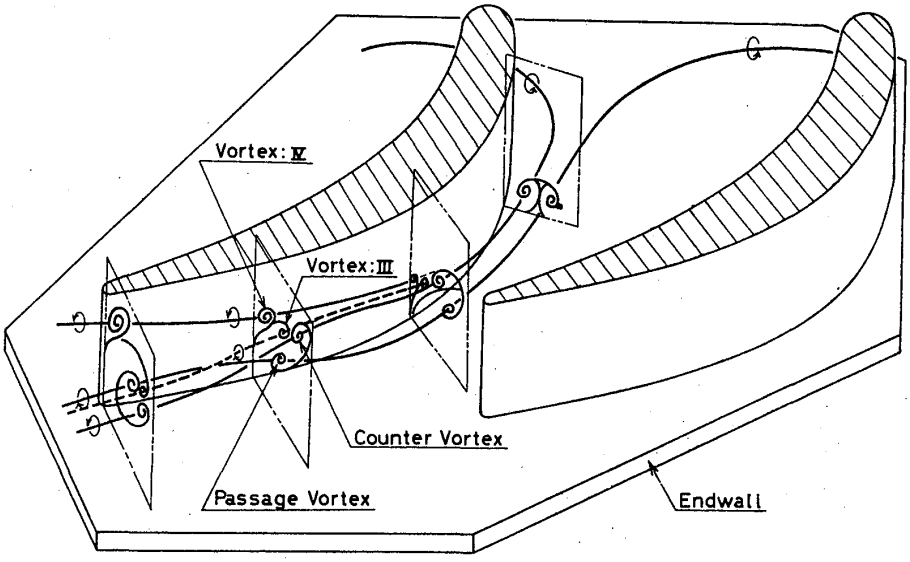


図 10. 縦渦等の生成と発達

4. 結　論

アスペクト比 2.5 の二次元翼列を用いることにより，タービン翼列内の二次流れを実験的に調べた結果，下記のことが明確にされた。

1. ケロシンミストにより，パッセージボルテックス（P.V.）及びカウンターボルテックス（C.V.）の存在を確認すると共に，はじめて両縦渦断面の流れ方向への変化を撮影した。
2. P.V. 及び C.V. は翼間でそれぞれ独立して存在するのではなく，一対の縦渦として存在し，さらにこれら縦渦対はそれぞれの循環値の違いによりスロート付近から下流側へ回転運動を始め，翼列内流れ場を非常に複雑にすると考えられる。この結果は文献 5 とも一致する。
3. 文献 2 によると縦渦対の一つである C.V. は翼列内で減衰しやすいと報告しているが，本実験では翼列後方まで依然として存在している。これは縦渦対の回転運動のために C.V. が翼列上面から離れることによるものと推察される。
4. C.V. と翼上面との干渉により新たな縦渦対が $X/Ca \fallingdotseq 0.5$ の翼上面から発生する。この縦渦対は下流側に行くにつれて側壁から翼巾中央方向へ移動し，P.V. や C.V. と同様に空力性能に著しい影響を及ぼす可能性がある。

参　考　文　献

1. Herzig, H.Z., Hansen, A.G., and Costello, G.R., "A Visualization Study of Secondary Flows in Cascades", NACA Report 1163, 1953.
2. Langston, L.S., Nice, M.L., and Hooper, R.M., "Three-Dimensional Flow Within a Turbine Cascade Passage", ASME Paper No. 76-GT-50, 1976.
3. Marchal, Ph., and Sieverding, C.H., "Secondary Flows Within Turbomachinery Bladings", AGARD-CP-214, PP. 11-1 - 11-20, 1977.
4. 園田豊隆，第 15 回流体力学講演会講演集，PP. 40 ～ 43，1983.
5. Sieverding, C.H., Van Den Bosche, P., "The Use of Coloured Smoke to Visualize Secondary Flows in a Turbine-Blade Cascade", J. Fluid Mech., Vol. 134, PP. 85-89, 1983.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－3

単段遷音速軸流タービンの設計及び空力性能

高　木　俊　幸　（三井造船株式会社）

1. まえがき

航空用ジエットエンジンばかりでなく，産業用ガスタービンにおいても，高温化によつてそのサイクル効率を向上させる試みが各方面で取り組まれている。単純開放サイクルを用いた場合，高温化はサイクル圧力比の増加をもたらしタービン部での負荷を増加させる傾向にある。とくに　高圧タービン部において冷却段数を増やすことは，性能およびコストの面から好ましくないので負荷割合が増加する。いくつかの中小型ガスタービンでは遷音速翼列が使用されている。(1) (2)

こうした傾向をふまえ，高負荷作動状態にあるタービンの特性を巾広く調べるため，通常要求されるよりもかなり高い負荷を有する単段遷音速軸流タービン試験機を設計し，その性能試験を行つた。また　作動範囲拡大のため機械駆動用２軸ガスタービンに用いられる可変静翼の性能についても併せて調べた。本報では　試験機の設計の概要，全体性能に関する実験結果と平均流解析法による計算値との比較検討結果および静翼翼面圧力分布について述べる。

2. 記号

C：翼弦長，Co：断熱段熱落差相当速度　$\sqrt{2(H_{0T}-H_{2Ta})}$，H：比エンタルピ

ΔH：段熱落差，L：タービン出力，M：マッハ数，N：回転数，P：圧力

Pr：段圧力比　P_{0T}/P_{2T}，R_P：相当反動度　$(P_1-P_2)/(P_{0T}-P_2)$

S：翼列ピッチ，T：温度，U：周速度，W：空気流量，α：絶対流出角度

β：相対流出角度，δ：無次元圧力　P_T/P_{st}，θ：無次元温度　T_T/T_{st}

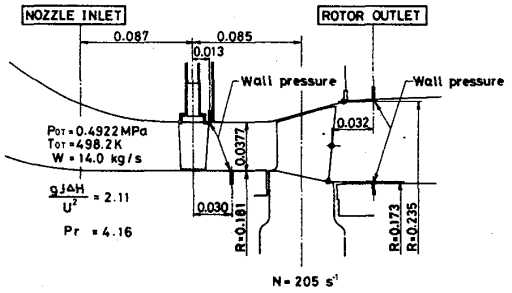


図　1　タービン段落部詳細

Mean Velocity Ratio,	U/Co	0.446	
Stage Loading Coefficient		2.11	
Stage Pressure Ratio,	P_{0T}/P_{2T}	4.16	
Equivalent Stage Work,	$\Delta H/\theta_{cr}$	82.0	kJ/kg
Degree of Reaction*		30.7	%
Corrected Airflow,	$W\sqrt{\theta_{cr}}/\delta_{cr}$	3.80	kg/s
Corrected Speed,	$N/\sqrt{\theta_{cr}}$	156	s^{-1}

* Defined as $(H_1-H_2)/(H_{0T}-H_{2T})$

表　1　設計パラメータ

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

$\Delta\xi$：静翼取付角変位量，η_{TS}：内部効率　$L/\{W(H_{0T}-H_{2a})\}$，

η_{TT}：段効率　$L/\{W(H_{0T}-H_{2Ta})\}$

添字

a：断熱，R：相対，S：静止点状態量，T：澱み点状態量，0：静翼入口

1：静翼出口，2：動翼出口，cr：M＝1.0における値，st：標準状態

3. 設計

試験タービンの段落部を図1，主要な設計パラメータを表1，および設計点における速度三角形を図2に示す。本試験機は段圧力比4.16，段負荷係数2.11で設計された高負荷遷音速タービンであり，動静翼列とも超音速流出となつている。動翼の流体転向角は105.6°，翼列転向角は110°と比較的大きい。

反動度は残留スクールを過大にしないこと，また内径側反動度を正にすることを

		Nozzle	Rotor
Root Diameter	m	0.362	0.346
Blade Height	m	0.0377	0.0567
Tip Clearance	m	0.0006	0.0006
Trailing Edge Thickness	m	0.0005	0.0005
Chord	m	0.036	0.046
Number of Blades		50	42
Solidity,	C/S	1.43	1.54
Blade Backbone Length to Chord Ratio		1.072	1.233
Maximum Blade Thickness to Chord Ratio		0.156	0.208
Stagger Angle	rad (deg)	0.925 (53.0)	0.436 (25.0)
$\cos^{-1}(O/S)$	rad (deg)	1.222 (70.0)	1.073 (61.5)

表　2　翼列主要目

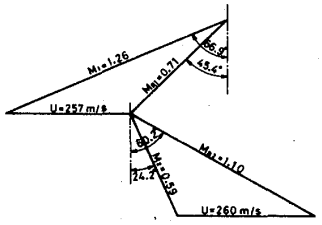


図　2　速度三角形（設計点）

考慮して設定された。

静翼および動翼の翼形状を図3，その主要目を表2に示す。両翼列とも遷音速域で作動するためストレートバック翼を採用した。これらの翼列の限界負荷に対応する最大流出マッハ数は各々1.44，1.27である。(3)　動翼翼弦長はフレアー角を小さくするため静翼に比べて大きくなつている。

静翼の取付角および節弦比は半径方向一定であり，動翼翼配備は半径方向仕事一定の条件から決めた。図4に単純半径平衡式から求めたマッハ数および流入流出角度の半径方向分布を示す。

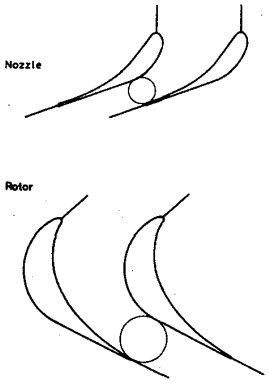


図　3　翼列プロファイル

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

4. 全体性能予測

平均流解析法を用いて設計および性能推定を行つた。この方法はタービン流路内に発生する種々の損失を平均流での値によつて代表させるもので，初期設計および部分負荷計算で広く用いられている。しかしながら遷音速タービンについて広い作動範囲にわたつて行われた性能推定計算はあまり知られていない。

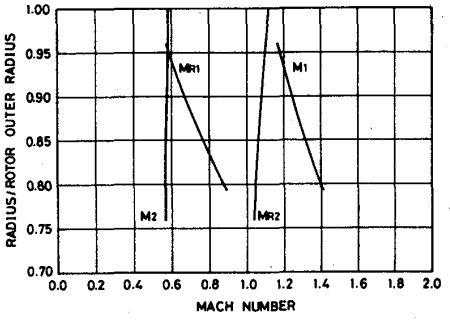


図　4(a) 半径方向マッハ数分布

性能推定の妥当性は，主に損失モデルと流量特性によつて決まる。損失モデルとしては多くのモデルの内からCraig & Coxのモデル（C&C）[4]を採用し，部分負荷計算ではDunham & Came[5]によつて改良されたAinley & Mathieson[6]のモデル（AMDC）も合わせて用いた。これらのモデルはともにマッハ数の影響を考慮できる点に特徴がある。

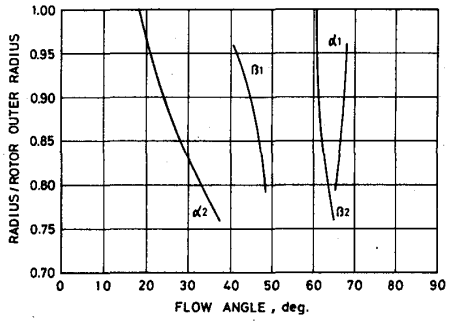


図　4(b) 半径方向流れ角分布

流量特性に関して次の仮定を行つた。①翼列がチョークしている時，その流量係数は圧力比によらず一定である。②チョークした翼列において圧力損失は翼列喉部と翼列後縁との間で発生する。③流出速度が亜音速である翼列を流れる流量は次式によつて決まる。　$W = W_N + (1-M)(W_L - W_N)$。ここで　W_N は損失のない時の喉部流量，W_L はすべての損失を考慮した状態量から求めた喉部流量である。これらの仮定は流量のみならず反動度，効率の変化に大きな影響を及ぼす。

図5にC&Cモデルを用いた予測全体性能を示す。

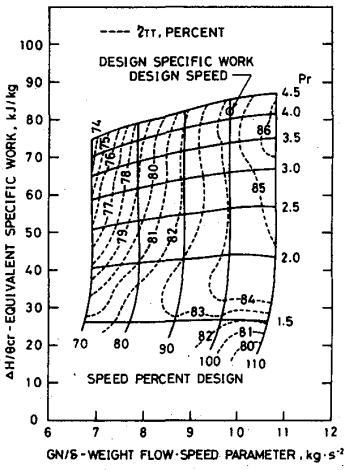


図　5　全体性能（計算値）

5. 実験装置および方法

試験タービンは空気源である10段の軸流圧縮機および補助動力源である蒸気タービンと直結しており（図6）回転数一定で運転された。このため修正回転数は

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

一定ではなく，低圧力比側で12％ほど設計値より高くなつている。

軸出力は軸両端にある位相差検出方式のトルク計出力から算出した。静翼入口には全圧プローブ，櫛型全温度プローブおよび内外壁面静圧孔，静翼出口には内外壁面静圧孔，動翼出口には全圧プローブ，全温度プローブおよび内外壁面静圧孔を設けた。

可変静翼取付角変位量$\Delta\xi$は設計取付角から流出角が増加する方向を正とした。

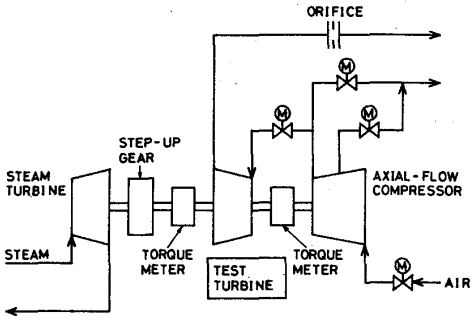


図　6　実験装置系統図

6. 実験結果

（6．1）全体性能

段効率特性を図7に示す。$\Delta\xi=0°$の場合，実験値は圧力比の上昇とともに減少し，ピーク値に比べ3.5％ほど低くなる。C＆Cモデルによる予測値は段圧力比2.0から3.8の間であまり大きな変化は見られず実験値よりも1％から4％ほど高い値を示し，AMDCモデルによる値はこれよりかなり低い値を示す。

$\Delta\xi=-12°$の場合実験値とC＆Cモデルによる予測値との関係は$\Delta\xi=0°$のときとほぼ同じであるが，AMDCによる予測値との関係はさらに悪くなる。

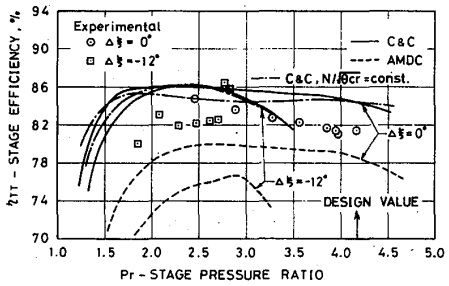


図　7　段効率特性

図8に内部効率特性を示す。$\Delta\xi=0°$および$-12°$のいずれの場合もC＆Cモデルによる予測値と似た傾向を示す。しかしAMDCによる予測値はこれらと大きく異なる。

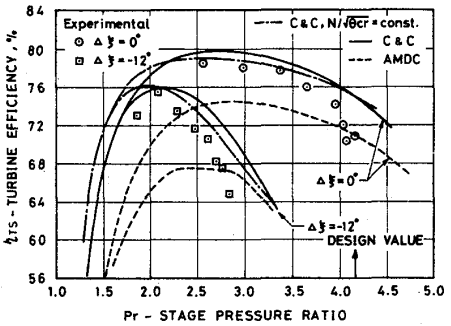


図　8　内部効率特性

実測値が予測値よりも低いのは，動翼流入マッハ数が比較的高いため動翼背側前縁で衝撃波が発生しているためと考えられる。この損失分についてKackerら[7]は流入マッハ数の関数として評価しているがC＆Cモデルでは考慮されていない。

本試験機の作動範囲でのC＆CモデルとAMDCモデルの違いは，主に形状損失

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

における失速インシデンスの評価の差および失端間隙損失の差によつて生ずる。[8]

反動度特性を図9に示す。$\Delta\xi=0°$ の場合，圧力比の上昇とともに静翼，動翼と順にチョークするので反動度は増加する。これは段効率に対して好ましい結果をもたらす。$\Delta\xi=-12°$ の場合，動翼のみがチョークし高い反動度を示す。実験値の方が0.05から0.1ほど予測値よりも高い。

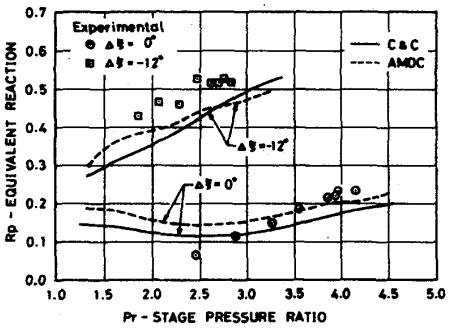


図　9　相当反動度特性

（6．2）　静翼翼面圧力分布

平均径での静翼翼面圧力分布を図10に示す。翼面静圧孔は腹側7点，背側8点であるが，背側1点は閉塞したため除いた。図中の計算値は2次元のオイラー方程式をMac Cormack差分法を用いた時間進行法[9]によつて求めたものである。

$\Delta\xi=0°$ の場合，出口は超音速であり背側後縁で衝撃波と境界層との干渉が見られる。

$\Delta\xi=-12°$ の場合，通常の亜音速翼列の状況を示している。いずれにしても喉部付近までは非粘性の計算結果と良く合うことがわかる。図11に設計圧力比における平均径での等マッハ線分布を

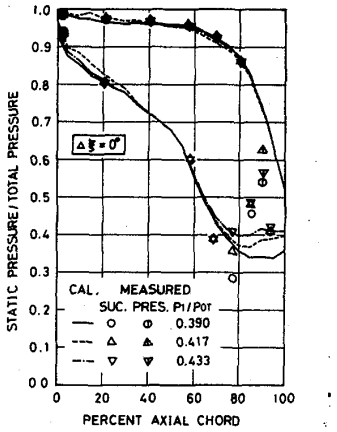


図　10(a)静翼翼面圧力分布

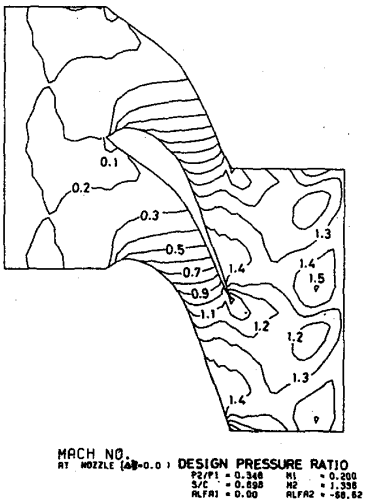


図　11　静翼等マッハ線分布

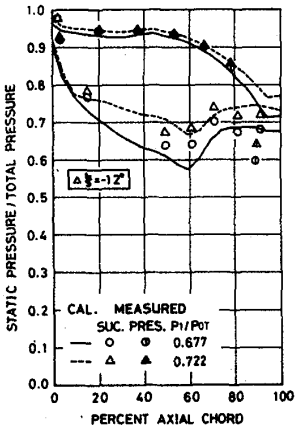


図　10(b)静翼翼面圧力分布

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

示す。

7. 結言

通常要求されるよりもかなり高い負荷を有する単段の遷音速軸流タービンの性能試験を行い検討した結果，以下の結論を得ることができた。

①流量特性に関する仮定を含め本設計法および性能推定法は，ほぼ妥当である。

②段効率は広い圧力範囲にわたりあまり変化しない。

③本試験機の作動範囲内ではC＆Cモデルの方がAMDCモデルよりも実験値とよく一致する。

最後に，本研究の遂行を励ましていただいた三井造船機械事業本部EC研究部手島清美氏，詳細設計をしていただいた　同事業本部エネルギーエンジニアリングセンター川端正己氏，そのほか多くの関係諸氏に対し心から厚くお礼申しあげます。

参考文献

(1) Okapuu, U., ASME Paper №. 74-GT-81.

(2) Ewen, J.S., et al., TRANS ASME, Series A, Oct. 1973, pp.326-332

(3) Fruchtman, I., ASME Paper №. 74-GT-80.

(4) Craig, H.R.M., and Cox, H.J.A., PIME, Vol. 185, 1971.

(5) Dunham, J., and Came, P.M., ASME Paper №. 70-GT-2.

(6) Ainley, D.G., and Mathieson, G.C.R., British ARC, R&M №. 2974, 1957.

(7) Kacker, S.C., and Okapuu, U., ASME Paper №. 81-GT-58.

(8) 高木，機講論，№. 840-4('84-3,4),180.

(9) Gopalakrishnan, S., and Bozzola, R., ASME Paper №. 71-GT-42, №. 73-GT-31.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－4

ブレード付回転体の近似応力解析法について（遠心式ロータの場合）

菊池秀勝（防衛庁技術研究本部第3研究所）

1、まえがき

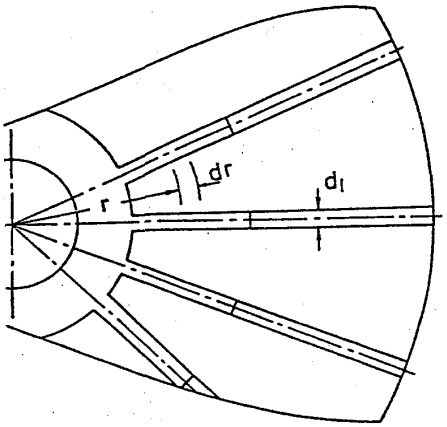
先の報告[1]でブレード付回転体の近似応力解析法とその適用例を軸流式ロータについて示し、ブレードの遠心荷重がディスク部の外周に均一に作用する外力として計算する従来の方法においては、ブレード部及びディスク部の応力分布の互の影響が無視されているので必ずしも十分な精度で応力が与えられるとは限らないことを示した。

遠心式ロータについてはSchilhansl[2]の方法など簡便な方法があるが精度は十分でない。　3次元FEMによる解析は精度上問題はないが、かなりの労力がかかる。

本報告では、先に報告した方法が同様に遠心式ロータの応力解析にも適用できるので、その適用例を示した。

2、解析方法

ブレード付回転体はディスク部とブレード部から成る。　このブレード部のブレード間に密度零、剛性零の物質が詰まり、ロータ全体が円周方向に凹凸のない軸対称回転体になっていると考えて2次元(3次元軸対称)FEMを適用する。　この場合、ブレード部の変形特性が実ブレードの変形特性と等価になるように密度と変形係数（ポアソン比とヤング率）を与える。　すなわち、図1，2のようにブレード部に体積要素$r d\theta \cdot dz \cdot dr$をとり、半径、軸及び接線方向の各変形を考えると、半径及び軸方向の変形はブレードが補強材となって拘束され、自由に変形できないが、円周方向の変形は拘束がないので自由である。



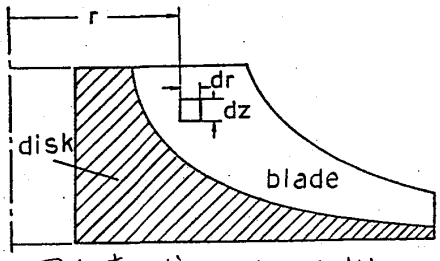


図1、遠心式ロータの形状

このような方向によって変形の度合が異なる変形特性は異方性特性としてポアソン比とヤング率の変化で表わすことが

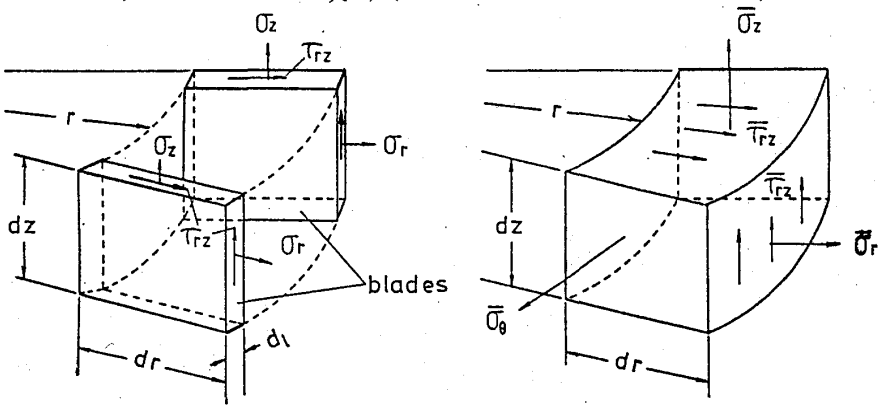


図2、ブレード部要素に作用する応力成分

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

できる。 ディスク部は等方性材料から成り、方向による変形特性の変化はない。

回転体の応力は物体力によって生ずるので等価ブレード領域の密度、すなわち、等価密度 ρ^* を考えると次の関係を得る。

$$\rho^* = K_r \cdot \rho \quad \cdots\cdots(1)$$

ただし、$K_r = N \cdot dl(r,z)/2\pi r$, N：ブレード数, $dl(r,z)$：ブレード厚さで円筒座標 (r,z) の関数。

次に、実ブレードと等価ブレード領域の応力と歪の関係を求める。 実ブレードの応力を $(\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z, \tau_{rz})$, 等価ブレード領域の応力を $(\bar{\sigma}_r, \bar{\sigma}_\theta, \bar{\sigma}_z, \bar{\tau}_{rz})$ とするとき, 半径応力によって生ずる力を考えると、実ブレード要素に作用する力 $N \cdot \sigma_r dl \cdot dz$ と等価ブレード領域の要素に作用する力 $2\pi r \bar{\sigma}_r dz$ が等しいという条件より次の関係を得る。

$$\bar{\sigma}_r = K_r \cdot \sigma_r \quad \cdots\cdots(2)$$

同様に、軸応力及び剪断応力によって生ずる力を考えると次の関係を得る。

$$\bar{\sigma}_z = K_r \cdot \sigma_z \quad \cdots\cdots(3), \quad \bar{\tau}_{rz} = K_r \cdot \tau_{rz} \quad \cdots\cdots(4)$$

又、接線応力については次のようになる。

$$\bar{\sigma}_\theta = K_\theta \cdot \sigma_\theta \quad \cdots\cdots(5), \quad K_\theta = 0 \quad \cdots\cdots\cdots(6)$$

ここで、ブレード間の物質は、通常、空気、水等の作動流体であり、その剛性は回転体の材料の剛性に比較して非常に小さく，したがって応力は無視できるので $K_\theta = 0$ にとることができる。

次に等価ブレード領域のポアソン比、すなわち、異方性材料から成ると考えたときのポアソン比 $\nu_{rz}, \nu_{r\theta}, \nu_{z\theta}$ を求める。 軸応力によって生ずる半径歪を考えると、$\varepsilon_r = \nu \bar{\sigma}_z / E$ であり、これに(3)及び $\sigma_z = E\varepsilon_z$ の関係を考慮すると次の関係を得る。

$$\nu_{rz} = K_r \cdot \nu \quad \cdots\cdots(7)$$

ただし、ν, E は実ブレード材のポアソン比とヤング率である。

同様に、接線応力による半径歪及び接線応力による軸歪について考えると

$$\nu_{r\theta} = K_\theta \cdot \nu' \quad \cdots\cdots(8), \quad \nu_{z\theta} = K_\theta \cdot \nu' \quad \cdots\cdots(9)$$

となる。 ただし、ν' はブレード間に詰っている物質のポアソン比である。 なお、上式の誘導にあたってはブレード間に詰っている物質のヤング率 E_θ を用いた。

上で得られた結果を異方性弾性論のフックの法則に代入すると歪と応力を関係づける変形マトリックス $[C]$ は次のようになる。

$$[C] = \begin{bmatrix} 1/E_r & -\nu_{r\theta}/E_\theta & -\nu_{rz}/E_z & 0 \\ -\nu_{\theta r}/E_r & 1/E_\theta & -\nu_{\theta z}/E_z & 0 \\ -\nu_{zr}/E_r & -\nu_{z\theta}/E_\theta & 1/E_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/G_{rz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/E & 0 & -K_r\nu/E & 0 \\ 0 & 1/E_\theta & 0 & 0 \\ -K_r\nu/E & 0 & 1/E & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/G \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots(10)$$

ただし、$\{\varepsilon\} = [C]\{\bar{\sigma}\}$, $\{\varepsilon\} = \{\varepsilon_r, \varepsilon_\theta, \varepsilon_z, \gamma_{rz}\}^T$, $\{\bar{\sigma}\} = \{\bar{\sigma}_r, \bar{\sigma}_\theta, \bar{\sigma}_z, \bar{\tau}_{rz}\}^T$, $E_r = E_z = E$, $\nu_{r\theta} = \nu_{\theta z} = 0$.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

(10)式において$E_\theta=0$とおくと変形マトリックス[C]は特異となり、又、Maxwell－Bettiの相反定理も成立しない。 したがって数値計算においては計算可能な零に近い値(例えば$E_\theta=10^{-30}$)をとるものとする。

3. 解析例

図3はディスク部の外周にブレード荷重が均一に作用するような無限数の扇形ブレード($K_r=1.0$, $K_\theta=0.0$)付の薄い等厚回転円板についての本法による結果と厳密解との比較を示す。 ○印は本法による結果であり、実線は厳密解で、ブレード部の応力は

$$\sigma_r=\rho\omega^2(R^3-r^3)/3r \quad \cdots\cdots(11)$$

で与えられ、ディスク部の応力はブレード荷重が外周に均一に作用する場合の等厚回転円板の応力の式で求めた。 ただし、ωは回転角速度、Rはブレードの先端の半径である。 両結果は非常によく一致する。

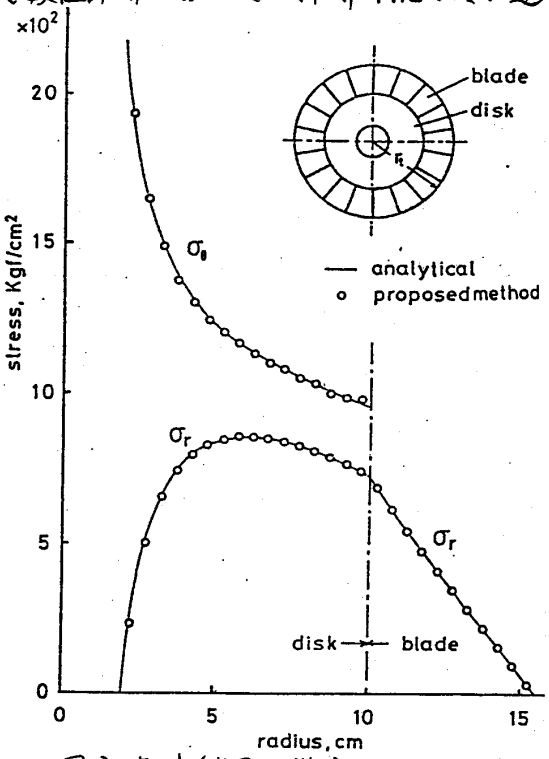


図3. 本法結果と厳密解との比較

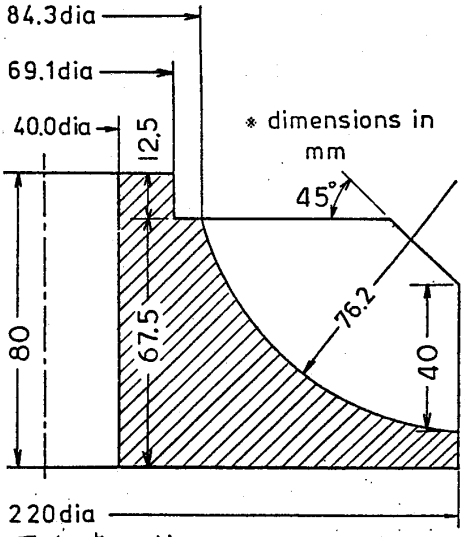


図4. 遠心式ロータモデル寸法

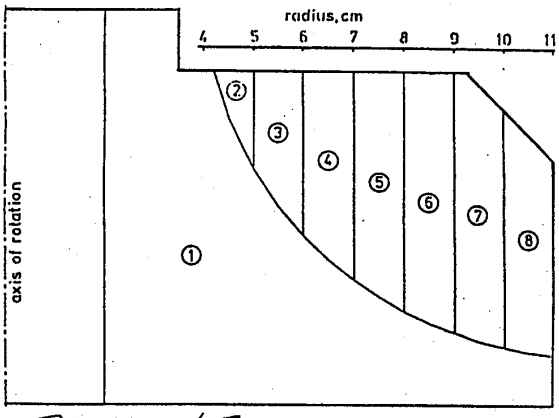


図5. 材料番号

図4は計算例として用いた遠心式ロータモデルの寸法を示す。 ブレード数は8枚、ブレードの厚さは約6.5mm一定とした。

ブレードとディスク部は垂直に接続されている。 図5に示すように材料番号はディスク部材料をNO.1とし、ブレード部は7種類の材料から成るとした。

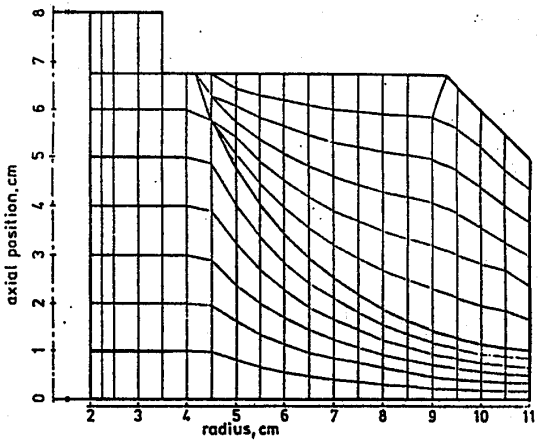


図6. FEM要素分割図

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

表は材料番号、半径位置、材料定数等のデータを示した。ディスク部においては$K_r = K_\theta = 1.0$である。又、ブレード部においては$K_\theta = 0.0$であり、K_rは半径rの関数として与えられる。

図7,8は表に示した

表　Elastic Constants (Impeller NO.1)

material number	radius cm	parameter		density ρ^* $\times 10^{-6}$ kgf·s²/cm⁴ (kg/m³)	Young's modulus E_r, E_z kgf/cm² (MN/m²)	Poisson's ratio	
		K_r, K_z	K_θ			ν_{zr}, ν_{rz}	$\nu_{r\theta}$
1	disc	1.0	1.0	1.235 (1211)	26.05 (2.56)	0.395	0.395
2	4 – 5	0.179	0.0	0.221 (217.1)	26.05 (2.56)	0.070	0.0
3	5 – 6	0.150	0.0	0.186 (182.8)	26.05 (2.56)	0.059	0.0
4	6 – 7	0.127	0.0	0.158 (154.7)	26.05 (2.56)	0.050	0.0
5	7 – 8	0.110	0.0	0.137 (134.0)	26.05 (2.56)	0.044	0.0
6	8 – 9	0.097	0.0	0.121 (118.2)	26.05 (2.56)	0.038	0.0
7	9 – 10	0.087	0.0	0.108 (105.7)	26.05 (2.56)	0.034	0.0
8	10 – 11	0.079	0.0	0.098 (95.6)	26.05 (2.56)	0.031	0.0

図7.本法による応力解析結果例

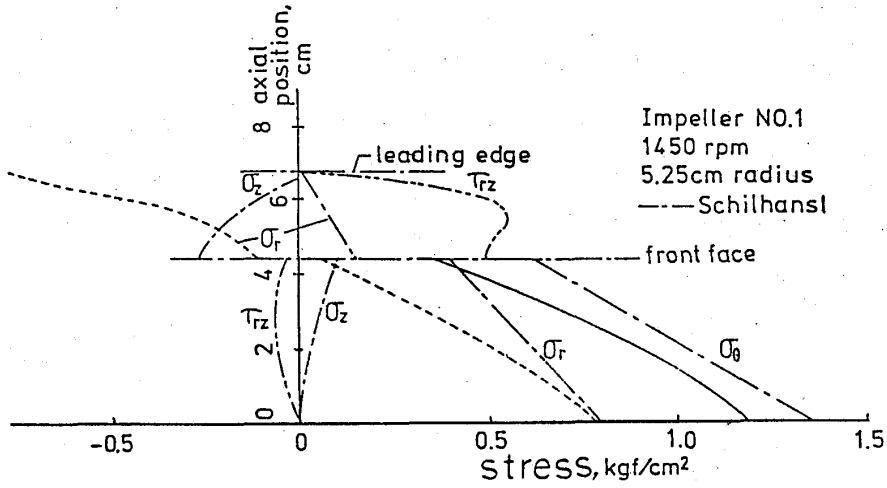
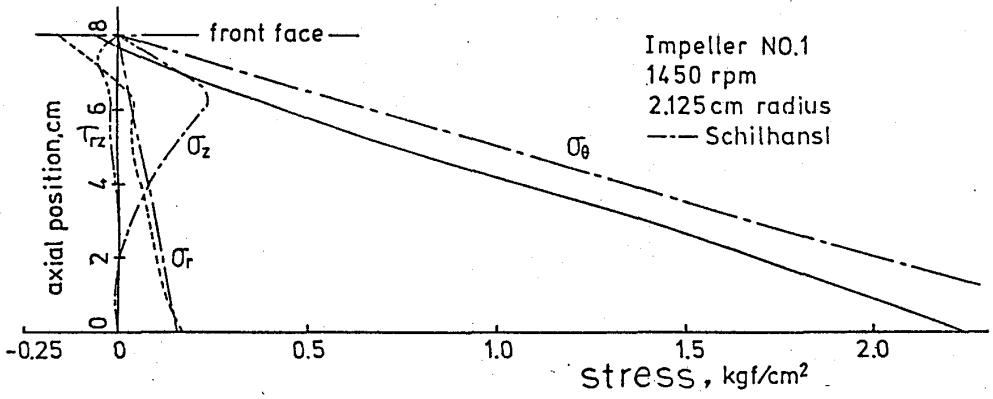


図8.本法による応力解析結果例



材料データと図6に示したFEMリング要素分割を用いて計算をおこなった本法による結果とSchilhanslの方法による結果との比較である。図7は半径5.25cmにおける結果である。ディスク部においてはSchilhanslの方法は、本法による結果よりも高目の応力を算出する。この傾向はfront faceに近づくにつれて大きくなる。

ブレード部においてはSchilhanslの方法は正の半径応力を算出するのに対して本法は負の半径応力を与える。図8は半径2.125cmにおける結果である。半径応力についてはfront face側を除いてはほぼ一致しているが、接線応力については著し

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

く異なる。 Schilhansl の方法は半径方向変位が回転軸方向に線形的に変化するとする Kirchhoff−Loveの仮説を用いた1次元応力解析理論であるため厚板の曲げ理論で重要な剪断応力の影響は無視されている。

次に、本計算に用いたモデルと同一寸法の光弾性モデルについて応力凍結法を用いて主応力差を測定し、本法及び Schilhansl の方法による結果との比較をおこなった。

応力凍結時の回転数は1450 rpmであった。 図9はロータの下面から 0.25cm (z=0.25) における主応力差の半径方向の変化を示す。 実線は本法による結果で

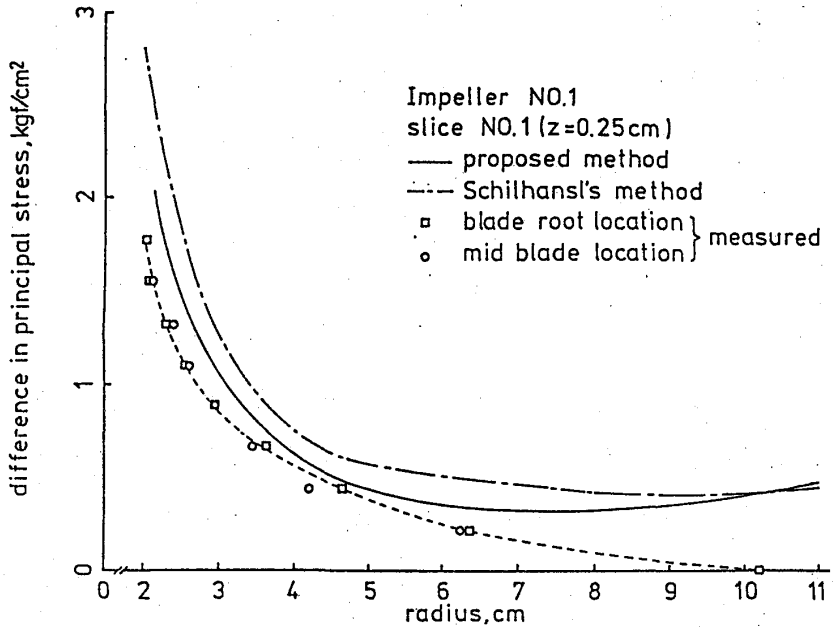


図9.本法による結果と光弾性実験結果との比較例

あり、○、□印は主応力差の実測値で、○印はブレード間の値で、□印はブレード位置の値である。 両実測値は半径6.5cm 近くまで一致する。 実測値と本法による結果とは完全に一致しないが、それ程大きな差異はない。 Schilhansl の方法による結果は本法による結果よりも著しく異なる。 図10はブレード部についての本法及

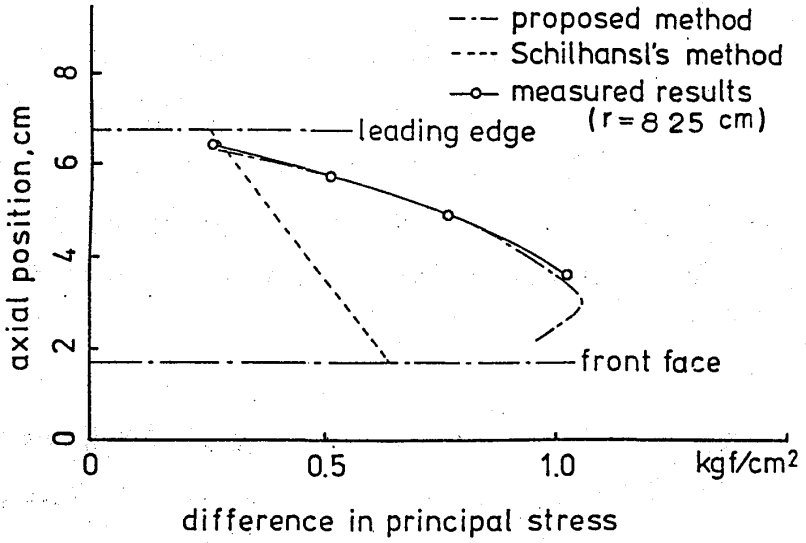


図10.本法による結果と光弾性実験結果との比較例

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

びSchilhansl の方法による結果と光弾性実験結果との比較である。 本法の結果は実測値と非常によく一致するが、Schilhansl の方法による結果は著しく異なるものである。 図11はブレード数と最大応力との関係を本法とSchilhansl の方法によって求め、比較した結果である。 応力は遠心力による引張(又は圧縮)応力成分と曲げ応力成分から成り、その最大応力は内周部の下部に発生する。 図11によるとブレードがないときには本法による結果とSchilhansl の方法による結果は完全に一致する。 しかし、ブレード数が増加するときSchilhansl の方法では最大応力は線形的に増大するが、本法によると最大応力は、ブレード数が11～12までは減少し続けるが、それ以上のブレード数になると増大し始める。 これは、ブレード数が11～12になるとディスク部の曲げがブレードで完全に拘束されることにより、曲げ応力の増加がなくなるためと考えられる。 ブレード数が11～12より多くなるとブレードは遠心荷重の増加として働き、応力が増大するものと考えられる。

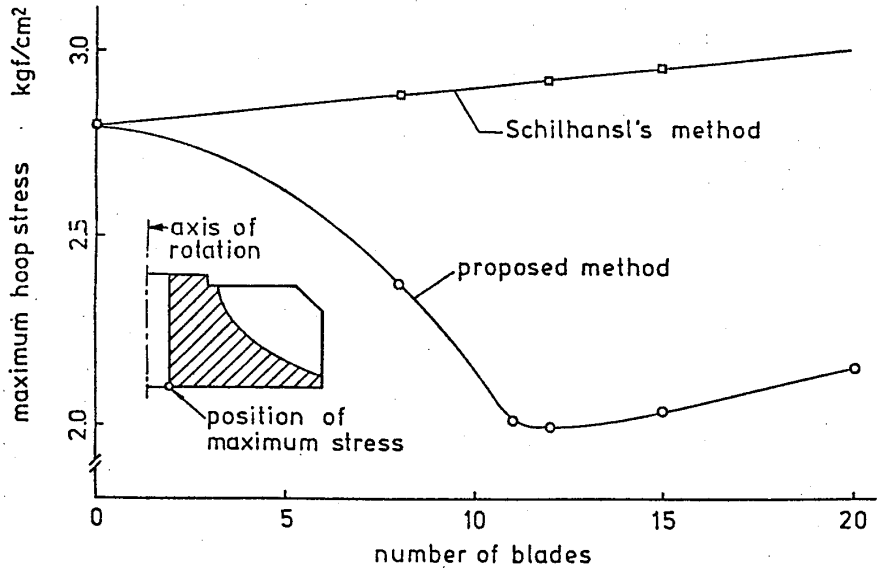


図11. ブレード数と最大応力との関係

3. あとがき

本報告で述べたブレード付回転体の近似応力解析法は軸対称応力状態を仮定しているので、この仮定が成立しないブレードとディスク部の接続部のディスク側においては平均の応力を算出することになる。 しかし、通常、ブレードとディスク部との接続部近傍を除いては軸対称応力状態が得られ、又回転体の最大応力はブレードとディスク部の接続部から十分離れた中心部に発生するので強度設計上、重要な箇所の応力は高い精度で求めることができる。

文献

1) 菊池秀勝；第24回航空原動機に関する講演会前刷集, 59,2,24, P66～69

2) Schilhansl, M.J.; Transaction of the ASME (Journal of Engineering for Power), Vol.48, NO.1, Jan.1962

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－5

超高速小形ターボチャージャ用浮動ブッシュ軸受の開発（第1報）

吉岡正博　（日立機研）

1. 緒言

ターボチャージャは，エンジンの軽量化，高出力化に有効なことから，最近，低排気量エンジン搭載の乗用車にも採用され，ターボチャージャの高速，小形化が鋭意進められている。ターボチャージャの超高速小形化における開発課題は表1に示すとおりである。本報告では，まず，浮動ブッシュ軸受の制振性の向上と軸受損失の低減にも有効であると考えられるブッシュ内側幅の縮小化を検討する。

表1　ターボチャージャ用軸受の開発課題

	ターボチャージャの開発課題	浮動ブッシュ軸受の開発課題	検討事項
1	信頼性，耐久性の向上	制振性の向上	ブッシュ内側幅の縮小化
2	総合効率の向上	機械損失の低減	
3	構造の単純化	ブッシュ位置決め法の改良	回転形中間スリーブの検討

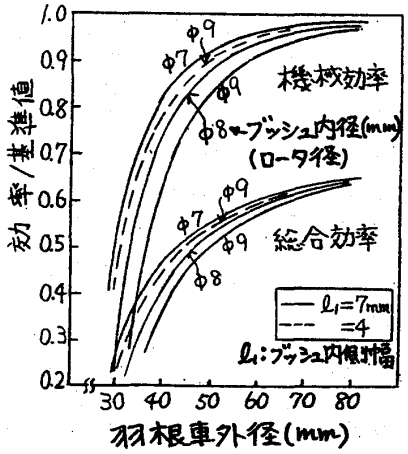
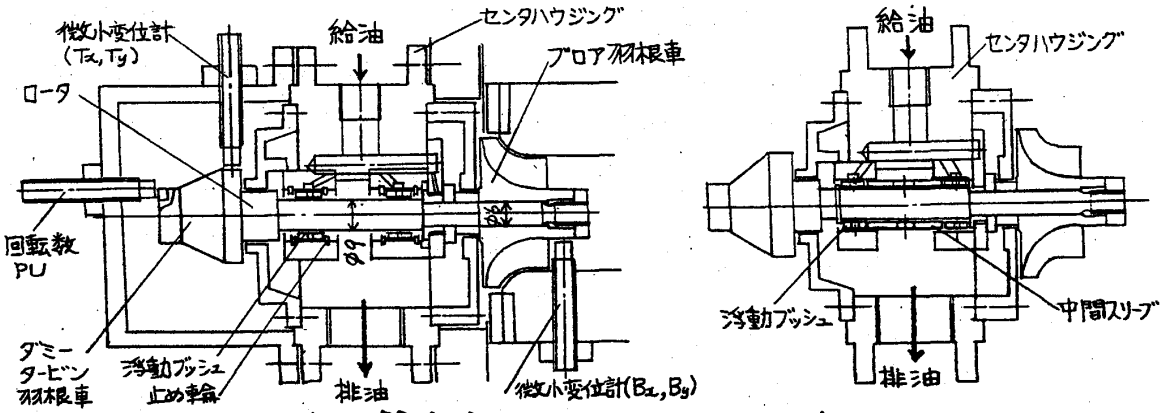


図1　効率とサイズの関係

図1に示すように，総合効率の向上には，機械効率の改善，すなわち軸受損失の低減を図る必要があるが，このためにはブッシュ内側幅の縮小化が有効であることが明確である。また，浮動ブッシュ軸受構造の単純化のため，図2(b)に示す回転可能な中間スリーブによりブッシュを位置決めする方式の実用性についても併せて検討することにした。本方式は図2(a)に示す従来の止め輪方式に比較し，製作，組立，分解が容易であり，生産上と実用上の利点がある。

2. 実験装置



(a) 止め輪方式　　(b) 中間スリーブ方式

図2　試験機の構造

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

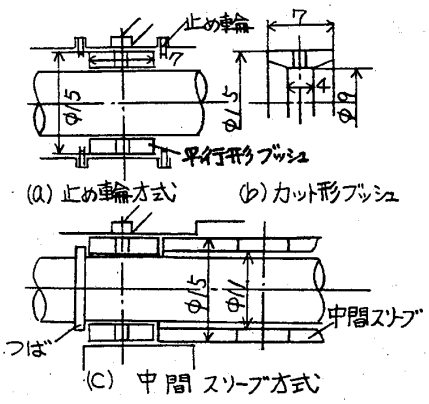


図3 供試浮動ブッシュ軸受構造

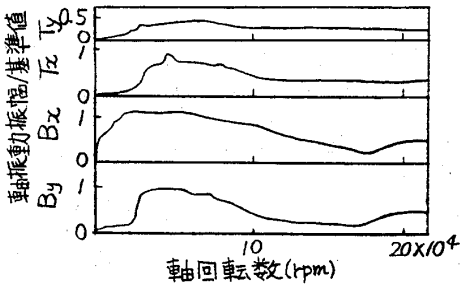
ターボチャージャを模擬した試験機の構造を図2に示す。(a)は一般によく使用されている止め輪式の構造を示したものである。ロータのタービン羽根車部は，質量，慣性モーメントを実機とほぼ同一としたダミーである。駆動は，ブロア羽根車に空気を吹きつけて行った。軸の回転数，及び，軸振動は渦電流式微小変位計により測定した。潤滑油は，油ポンプにより供給し，供給油圧，給油量，給排油温度を測定した。機械損失は，給油量と排油温度上昇によるいわゆるカロリー法で測定した。(b)は回転形中間スリーブ方式の構造を示す。センタハウジング以外は(a)と同一構造である。図3は，供試浮動ブッシュ及びブッシュ位置決め方式の詳細構造を示したものである。なお，動バランスは，ロータ，及び，ブロア羽根車を個別に行った。

本実験装置により，ブッシュ内側幅を縮小化したカット形ブッシュ［図3(b)］の制振性及び，低損失化の効果，並びに，中間スリーブ方式の実用性について検討する。

3. 実験結果

3.1. 平行形ブッシュの振動特性

まず，比較のために，平行形ブッシュを止め輪で位置決めした時の各部の振動特性を調べた。結果を図4に示す。T_x, T_y は図2(a)に示すように，タービン部，B_x, B_y はブロア部の振動を示す。なお x は水平，y は垂直方向の振動を示す。本図よりブロア部の振動が大きいが，この理由は，タービン側と異なり，図2(a)に示すように軸径の細い部分(※)にブロア羽根車がオーバハングしているので，振動し易いためである。なお，2～9×10⁴rpmでは，振動が大きいが，この領域は，図4(b)に示すように，whirlが発生している。9×10⁴rpm以上では，whirlの発生がなくなり，図4(C)に示すように回転と同期した不釣合振動のみとなる。



(a) 各部振動

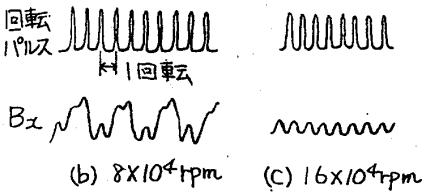


図4 各部の振動特性と振動波形（平行形ブッシュ）

3.2. 各種軸受構造の振動特性

図5に軸受構造による振動特性の違いを示す。本図より，3種とも回転数による振動値の推移は，同様の傾向を示しているが，振動値が小さいことから，軸受形式と

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

しては，カット形が，位置決め方式としては，中間スリーブ方式がよいと云える。

3.3. 全機械損失と回転数の関係

中間スリーブ方式において，平行形とカット形ブッシュの2種につき，浮動ブッシュ軸受（2個），スラスト軸受（1個），各部シール等を含む全機械損失をカロリー法で測定した。結果を図6に示す。本図より，平行形とカット形の損失の差が，カット形ブッシュの2個分の損失低減効果を示しており，カット形ブッシュは，平行形より機械損失が小さいことがわかる。

4. 検 討

4.1. 可変粘度理論によるカット形ブッシュの検討

R.J. Trippett[1] の文献によると可変粘度理論の適用により，従来の定粘度理論ではうまく予測できなかったブッシュ回転数が，精度よく計算できると報告している。そこで，これを参考にして，ブッシュ回転数だけでなく，文献で明確にされていない軸受損失，各部温度，ブッシュの内外側すきまと回転数の関係を計算すると図7を得る。

なお，この計算における主要な仮定は次のとおりである。

(1) 油の粘度は，指数法則により次式のように変化する。

$$\mu = \mu_0 e^{-\beta(t-t_0)}$$

（ここで，μ：温度tにおける粘度，μ_0：給油温度t_0における粘度，β：粘度指数）

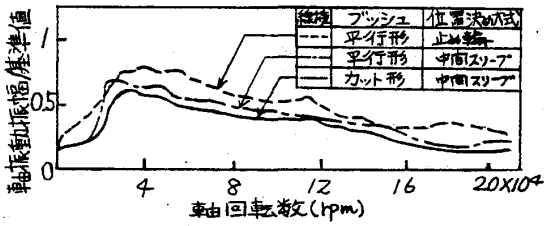


図5 各種軸受構造による振動特性の違い

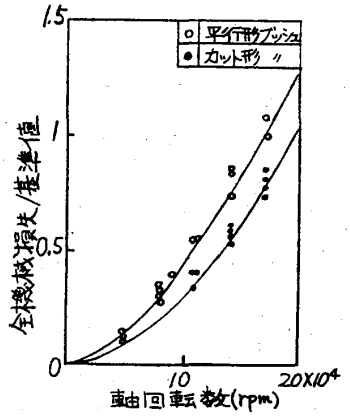


図6 全機械損失特性

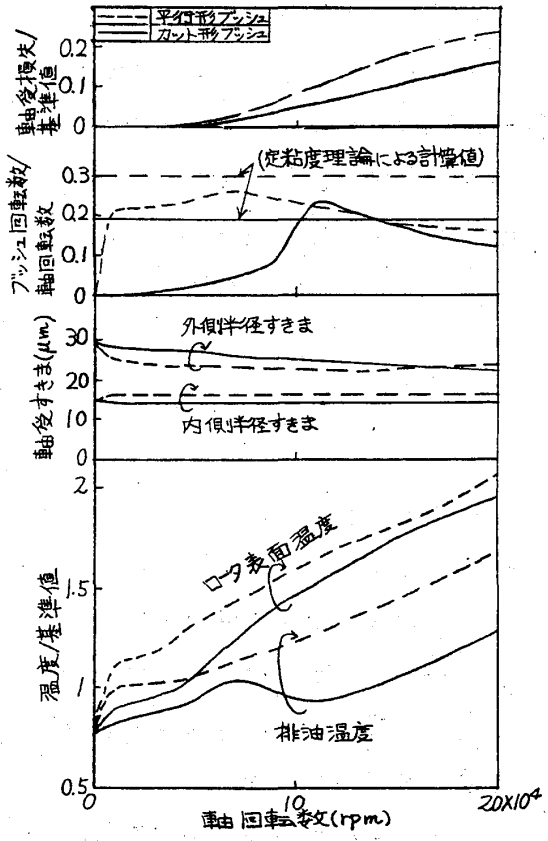


図7 各種浮動ブッシュの軸受性能計算結果

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

(2) ブッシュ，ロータ，ハウジングの熱膨張により，内外側すきまが変化する。

(3) ブッシュの回転により，正味の給油圧Pは低減する。すなわち

$$p = p_0 - \frac{\rho}{2}(r_2^2 - r_1^2)\omega_b^2$$

（ここで p_0：給油圧，ρ：油の密度，r_2：ブッシュの外半径，r_1：ブッシュの内半径，ω_b：ブッシュの角速度）

(4) ロータの表面，及び，ハウジング内面は断熱されている。

図7.より，次のことがわかる。

(1) カット形は平行形に比し，20×10^4 rpmで0.2（2目盛分）損失が低減する。

(2) ブッシュ回転数は，定粘度モデルのように一定でなく，高速で低減する。なお等粘度理論によるブッシュの角速度は次式で計算できる。

$$\frac{\omega_b}{\omega_r} = \frac{1}{1+\frac{R^3 L}{C}}$$

（ここで，ω_b：ブッシュの角速度，ω_r：ロータの角速度，$R = r_2/r_1$，$C = C_{r2}/C_{r1}$，$L = l_2/l_1$，r_2：ブッシュの外半径，r_1：ブッシュの内半径，C_{r2}：ブッシュの外側半径すきま，C_{r1}：ブッシュの内側半径すきま，l_2：ブッシュの外側幅，l_1：ブッシュの内側幅）

(3) 外側すきまは，回転数の増大と共に低減の傾向がある。一方，内側すきまは，平行形が回転と共に増大するのに対し，カット形は低減している。20×10^4 rpmでは平行形は$C=1.33$に対し，カット形は1.50である。すきま比は図8[2]に示すように1.5～3.0が最適と云われ，Cの大きい方が制振効果が大きいと報告されている。この点から，カット形の方が制振効果が優れている。なお参考のために，図7より計算したすきま比Cと回転数の関係を図9に示す。

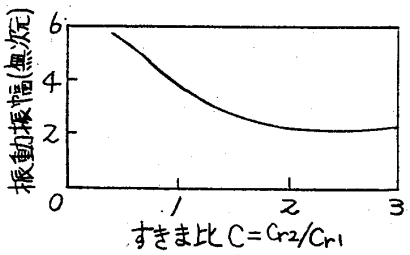


図8 振動振幅とすきま比の関係

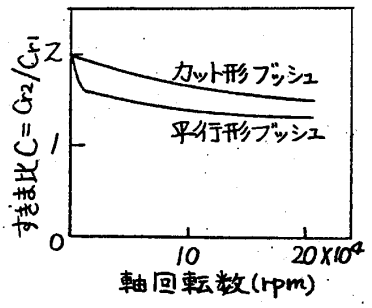


図9 すきま比と回転数の関係

(4) ロータの表面温度及び，排油温度については，カット形は平行形より低い。排油温度の低下は，油の劣化を防止するので好都合である。

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

(5) 以上より，カット形は，平行形より，制振性の向上，軸受損失の低減，温度の低減に有効であることが明確になった。

4.2. カット形ブッシュの損失低減効果の検討

図6において，平行形ブッシュとカット形ブッシュの全機械損失の差は，カット形ブッシュの2個分の損失低減量に当る。一方，図7の平行形ブッシュとカット形ブッシュの軸受損失の差は，カット形ブッシュの1個分の損失低減量に当る。2個分のカット形ブッシュの損失低減効果を検討すると，図10を得る。本図より，実測値は，計算値とほぼ一致していると共に，カット形ブッシュの損失低減効果が明らかである。

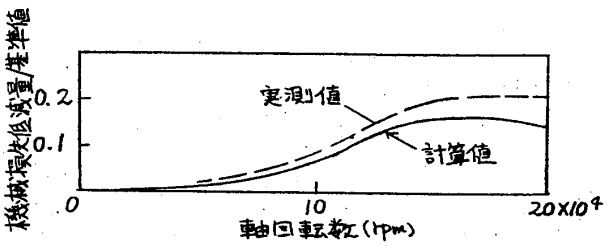


図10 カット形ブッシュの損失低減効果

4.3. 最適ブッシュ幅比(l_1/l_2)の検討

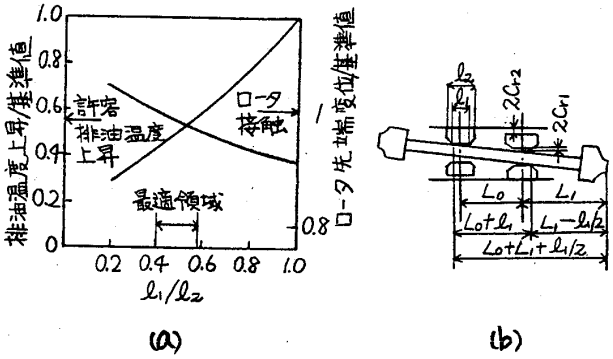


図11 浮動ブッシュの最適幅比

ブッシュ幅比(l_1/l_2)[図11参照]を小さくすると，低損失化，制振効果の向上に有効であることが判明したが，全りl_1を小さくすると，ロータがコニカルモードでブッシュのすきま一杯に振動した場合，ロータの先端，すなわち，オーバハングした羽根車がケーシングの内面と接触する危険がある。一方，逆にl_1を大きくすると，図7に示したように排油温度が上昇し，油の劣化を促進する。まず，ロータが図11(b)に示したように，コニカルモードですきま一杯に振動するものとし，ロータ先端の変位Δとl_1/l_2の関係を計算すると次式を得る。

$$\Delta=\frac{2(L_0+L_1+l_2/2)}{L_0+l_1}\times(C_{r1}+C_{r2})$$

(ここで，L_0：スパン，L_1：オーバハング量，l_1：ブッシュ内側幅，l_2：ブッシュ外側幅，C_{r1}：ブッシュ内側半径すきま，C_{r2}：ブッシュ外側半径すきま)

上式を計算すると，図11(a)に示すようになる。従って，ロータ先端が，ケーシングと接触しないためには，ロータ先端変位が，羽根車とケーシング間のすきまより小さい必要があることから，$l_1/l_2>0.4$とする必要がある。

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

排油温度上昇と l_1/l_2 との関係は図7より図11(a)に示すようになる。従って，排油温度を，油の劣化温度以下にするためには，$l_1/l_2 < 0.58$ となる。

結局，最適のブッシュ幅比(l_1/l_2)は，$0.4 < l_1/l_2 < 0.58$ となる。

5、結 言

カット形浮動ブッシュ軸受は，制振性の向上，機械損失の低減に有効であると共に，最適ブッシュ幅比は $0.4 < l_1/l_2 < 0.58$ であることを明らかにした。

また，中間スリーブ位置決め方式は，ターボチャージャ構造の単純化の一方法として実用性があることが判明したので今後さらに検討を続ける。

6、参考文献

1) R.J. Trippett他：High-Speed Floating-Ring Bearing Test and Analysis：ASLE Trans. Vol. 27, No. 1, pp 73～81

2) 中川：浮動ブッシュ軸受で支持された回転軸系の振動に関する理論的研究：石川島播磨技報 Vol.15, No.1, pp1～11

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－6

環状圧縮機翼列の非定常応答計測と翼間流れの可視化

＊小林　紘（航空宇宙技術研究所）

1. 序論

ファン，圧縮機，タービン等のターボ機械の翼列翼の振動疲労破損防止の面から、振動翼列に作用する空力減衰力を明らかにすることは重要なことである。圧縮性の影響が生ずる高速領域での空力減衰力研究には、翼列翼を高い振動数で加振し、制御することが必要であるが、その困難さ等のため、殆んどの場合、自由振動法や共振法が用いられている。しかし、この方法では多様な翼列の振動モードへの対応が十分とれないこともあって、実機の設計に使用出来る、高速領域での資料はあまり得られておらず、モードの規定出来る強制振動法による測定が必要とされていた。そこで、作動流体としてのフロンガスの使用と特殊な加振装置の開発によって、遷音速領域の翼列翼の空力減衰特性を強制振動法で測定出来る、フロンガス環状振動翼列風洞を設計、製作した。[1)]

この風洞を用いた、空力減衰力の測定技術を確立し、フラッタ発生状況の一部を明らかにした、遷音速タービン翼列の研究[2)]と平行して、圧縮機動翼列の空力減衰特性の研究を進めている。今回、実機動翼列に作用する空力減衰力を得るため、本実験の翼列条件（翼型，食違い角，弦節比），流入条件等を実機条件と類似させ、広い無次元振動数の範囲にわたって、捩り振動モード時に発生する翼面上，翼弦方向の非定常圧力分布を測定し、非定常応答に対する無次元振動数及び流入速度の影響を一部明らかにした。また、これらの測定と平行して、環状翼列間の定常及び非定常流れを観察するため、シュリーレン法による可視化の研究を行っているので、これらについて述べる。

A main specification of test compressor cascade

Chord length C	; 72 mm ,	Max. thickness ratio	; 4%
Aspect ratio	; 0.357 ,	Camber angle	; 6 deg.
Inlet angle β_1	; 61 deg.,	Outlet angle β_2	; 55 deg.
Stagger angle ξ	; 58 deg.,	Torsional axis	; 50 %
Pitch-chord ratio	; 0.873(Tip), 0.804(Mid) , 0.763(Hub)		

2. 実験装置と方法

従来、翼列翼の空力減衰力計測には、直線翼列風洞[4)]が使用されているが、本研究では実機条件の翼列の周期性を得ることと、現在までの二次元理

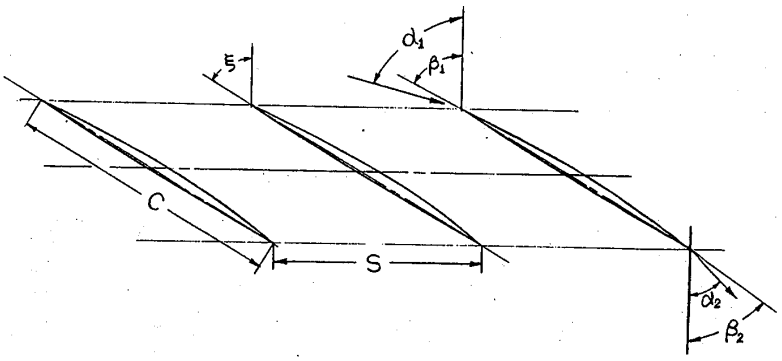


図1. 圧縮機翼列と主要諸元

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

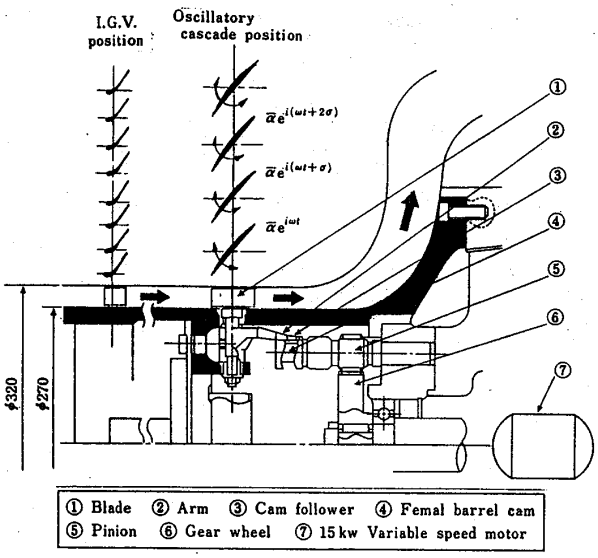


図 2. 測定部と翼列加振装置

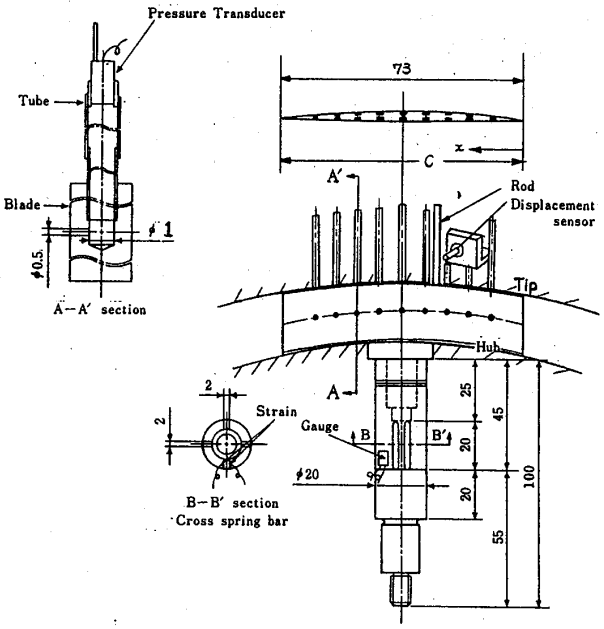


図3. 測定翼

論との比較を行うために、ボス比の大きい環状翼列を使用している。この風洞並びに加振装置の詳細に関しては文献1を参照されたい。図1は試験翼列として使用された、圧縮機翼列の主要諸元を示す。本翼はキャンバー角6°の二重円弧翼であり、捩り軸は50%翼弦長にある。また、本翼列の翼列条件（食違い角，弦節比）は、実機の圧縮機動翼列の空力減衰特性を明らかにするため、動翼列のものとほぼ等しくし、加えて、流入速度を類似させるために、図2に示す如く、測定部上流にI.G.V.を置き、流入角，流入速度を制御している。I.G.V.の枚数は試験翼列の2倍で、後流が試験翼列間を通過するように設定するとともに、200mm上流において翼列干渉を極力小さくしている。翼列に作用する流体力の発生に大きな役割をはたす、定常流れは翼列上流、下流の5孔ピトー管，翼間通路と翼列上流下流のダクト壁面での静圧測定，翼面上の圧力分布測定によって行われた。振動時に翼に作用する非定常流体力測定は、翼背側と腹側各々9点の合計18ヶ所で、翼面に開けられたφ0.5mmの圧力孔に連結した、内径φ1.0の細管に超小型圧力センサーを取付けて行われた。この細管の圧力測定系を用いた非定常圧力測定においては、細管系（A_s, ϕ_s），直流増幅器（A_D, ϕ_D）並びにデータレコーダ（A_r, ϕ_r）の周波数応答特性の振幅（A）と位相遅れ（φ）を予め調べておき、実測の翼振動変位と変動圧力データを伝達函数（A_0, ϕ_0）処理した後、これを補正する。$A_p = A_0/(A_s * A_D * A_r)$ ……(1)，及び、$\phi_p = \phi_0 + \phi_s + \phi_D + \phi_r$ ……(2) そして、これを翼の背側及び腹側に作用する単位面積当りの非定常圧力振幅 A_p と位相遅れ ϕ_p の翼弦方向分布図及び局所エネルギー分布図，並びに非定常モーメント図として表示し、軸まわりのモーメントに及ぼす各翼面点の非定常圧力の作用を調べた。細管の周波数応答特性（A_s, ϕ_s）は、周波数及び流速の函数として、プローブ管周波数応答測定装置[5]並びに、超小型圧力センサ

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

一の翼への直接埋込み方法によって得られている。以下に計算に使用された式を示す。

(i) 無次元非定常モーメント係数 $C_{m1} = \dfrac{1}{\frac{1}{2}\rho U_1^2 C^2 \alpha_1} \displaystyle\int_0^1 \left\{ \Delta P_{ai}^{-*}(a^* - x_i^{-*}) - \Delta P_{ai}^{+}(a^* - x_i^{+*}) \right\} dx^*$ ……(3)

(ii) 無次元非定常揚力係数 $C_{Lt} = \dfrac{1}{\frac{1}{2}\rho U_1^2 C \alpha_1} \left\{ -\displaystyle\int_0^1 \Delta P_{ai+} \cdot dx_i^{+} + \int_0^1 \Delta P_{ai-} \cdot dx_i^{-} \right\}$ …… (4)

(iii) 翼素エネルギー ΔE を単位面積当りのエネルギーとして $\Delta E = \Delta P_{ai}(a^* - x_i^*) \cdot \sin\phi_i \Big/ (\frac{1}{2}\rho U_1^2 C \alpha_1)$ …… (5)

また、圧力振幅 A を $A \equiv \Delta P_i \Big/ (\frac{1}{2}\rho U_1^2 C \alpha_1)$ と定義した。ここで、α_1, ΔP_a^{+} は非定常成分を表わす。＋は翼背側，－は翼腹側を示す。

3. 実験結果と考察.

実験は流量調整弁開度を 15%, 17.5%, 20%, 25% と変えて、4種類の流入速度のもとに、加振振動数を 25Hz から 200Hz まで変えて行われた。ここで得られた流入マッハ数 M_1 は，0.716，0.764，0.940，1.115 で無次元振動数 K_1 は 0.065 から 0.815 の範囲である。翼間振動位相差は 292.5° 一定である。本実験の16枚の翼振幅及び翼間振動位相差分布の一例として、振動数 175Hz の場合のものを図5に示す。振幅は 1° ではほぼ一様であるとともに、位相差も設定値の 292.5° ± 5° 程度の範囲内にあって、強制振動法に必要なモードの設定がなされていることを表わしている。全実験範囲での翼振動分布はこれと同様であった。食違い角 58° に設定された翼列に、流

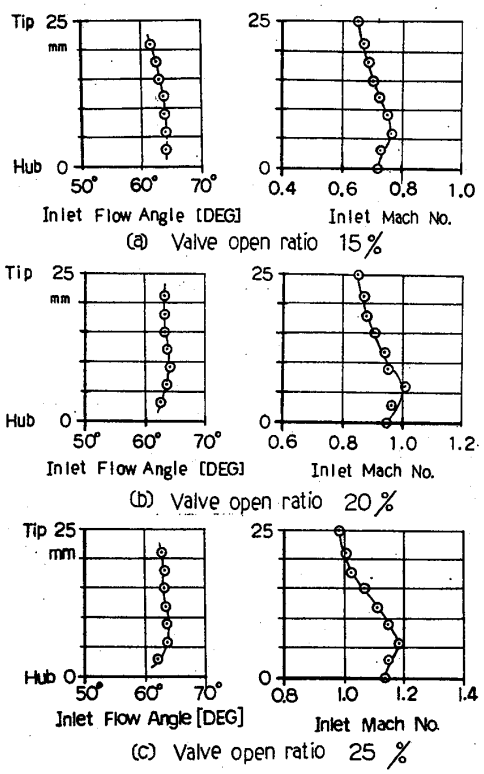


図4. 流入角，流入マッハ数の半径方向分布.

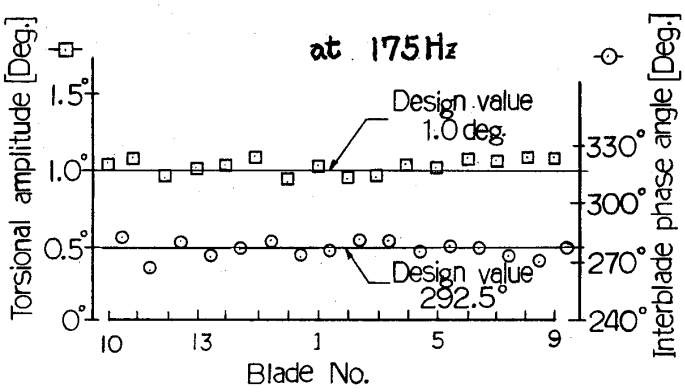


図5. 翼列翼の振幅，翼間振動位相差分布図.

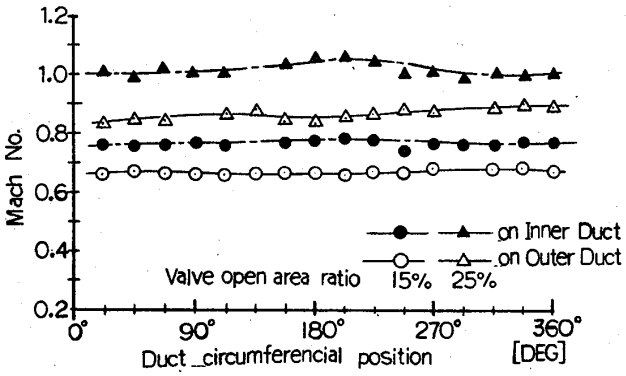


図6. 翼列方向の流入マッハ数分布.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

入角、流入速度の半径方向にほぼ一様な、高亜音速から超音速までの流れを上流のI.G.V.によって与えているので、その結果の一例を図4と6に示す。図4は3つの弁開度時の流入角，流入速度の半径方向分布を表わしている。全ての弁開度で流入角は半径方向にほぼ一様であった。一方、流速はスワールによる遠心力作用のため、外側が幾分高くなるが、ほぼ、一様な分布が得られている。また、図6は、円周上の翼列方向流速分布を示したものであり、両弁開度とも翼列方向に一様な流れであることを示している。これら一連の結果から、I.G.V.によって高亜音速から超音速のほぼ要求する流れが得られることが明らかとなった。本実験での翼面上の流速分布を図7に示す。弁開度15%，17.5%では翼背側，腹側とも亜音速流れであるが、20%では翼背側が遷音速流れとなり、25%では両側とも超音速流れとなっている。25%では翼背面側の衝撃波が後退して千流翼の前縁に到達し、強い衝撃波となるため、65%翼弦長付近で大きな速度変化が見られる。

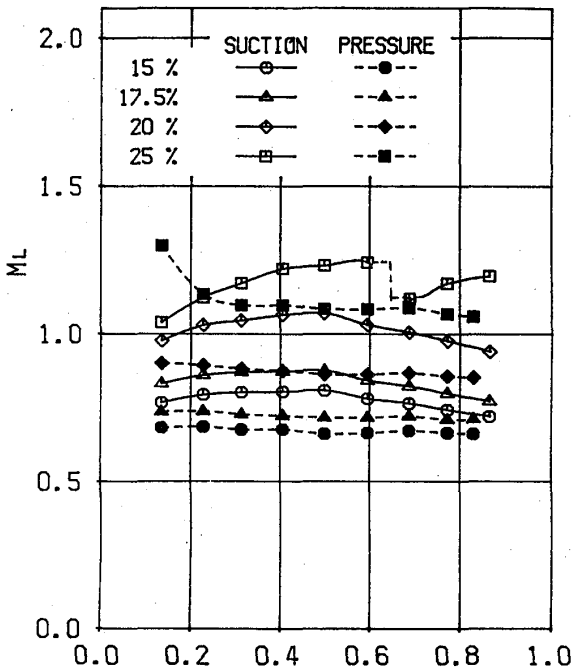


図7. 翼面上の流速分布

圧縮機翼列に作用する空力減衰力の一例として、弁開度15%と25%の場合の無次元振動数に対する非定常モーメントの変化を図8と9に示す。15%の亜音速流れの場合、非定常モーメント係数の絶対値は0.2程度，また、翼振動に対する位相差は300°程度であって、無次元振動数に対して変化せず、空気力は正減衰として作用する。一方、両翼面が超音速となる弁開度25%では、モーメント係数の絶対値は0.3程度とほぼ一定であるのに対して、位相差は260°から200°程度まで無次元振動数の増加とともに小さくなっている。実験を通して見ると、全ての実験範囲において、空気力は正減衰として作用したが、流入速度が高亜音速から超音速へと増加するにつれて、非定常モーメントの絶対値は0.2から0.4へと増大し、翼振動に対する位相差は、300°から200°程度へと小さくなり負減衰の領域へ近ずく傾向を示した。これには、翼振動に伴

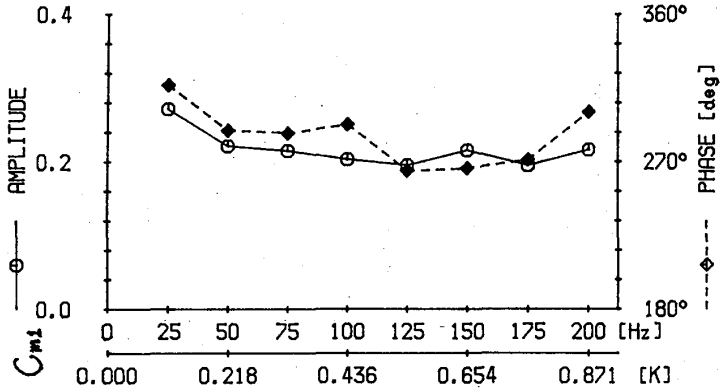


図8. 非定常振りモーメントの無次元振動数に対する変化.(弁開度15%)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

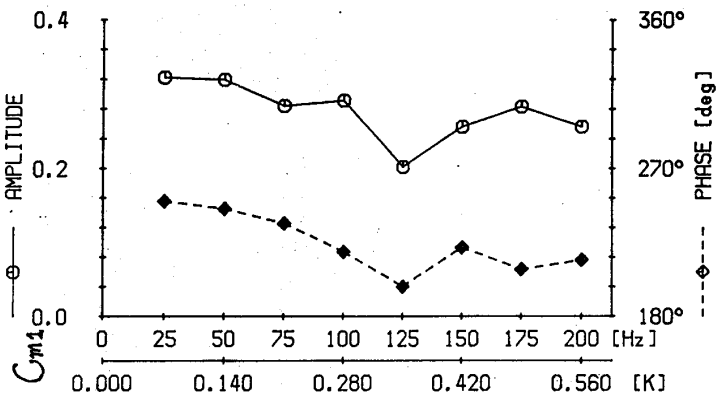


図9. 非定常振りモーメントの無次元振動数に対する変化
(弁開度 25%)

う衝撃波の変位によって生ずる非定常流体力の影響が強く現われている。翼面上の翼弦方向非定常圧力分布の一例として、ほぼ無次元振動数の等しい、亜音速流入と超音速流入の場合のものを図10と11に示す。翼両面が亜音速流れである図10の場合では、圧力振幅の翼弦方向分布は一様で、背側の値が幾分大きい。翼振動に対する位相差は、背側，腹側とも前縁から後縁にかけて単調に進み側に増加している。流体からのエネルギーに関しては、背側の捩り軸上流の一部で正になる所を除いて、全体にわたって負であるが、腹側では捩り軸上流で負，下流で正となっている。一方、翼両面が超音速となる図11の場合には、その特徴が翼背側に現われている。衝撃波の位置する65%翼弦長付近での圧力振幅及び位相差の変化は大きく、衝撃波直ぐ上流では振幅値が急増し、直ぐ下流では減少する。位相差は衝撃波位置をはさんで下流に向けて進みの量が急に増えている。このため、衝撃波の直ぐ上流では流体からのエネルギー流入があり、その量は無次元振動数の増加とともに増大している。この結果は、衝撃波が翼振動を安定させる働きをするとの文献(3)の実験結果と相違している。

4. 環状翼列間の流れの可視化.

環状翼列内の定常流れの可視化とともに、振動する環状翼列まわりの流れの現象を観察することを目的として、シュリーレン装置を試作した。一般に、シュリーレン法によって密度分布の変化を見る被検物は二次元的通路内にある場合が多く、平行光線を被検物に通過させればよい。しかしながら、環状通路間の流れの場合には平行光線を入射することは出来ず、ダクト軸上に線焦点を結ぶような光束を与える必要がある。このシステムを図12に示す。光源

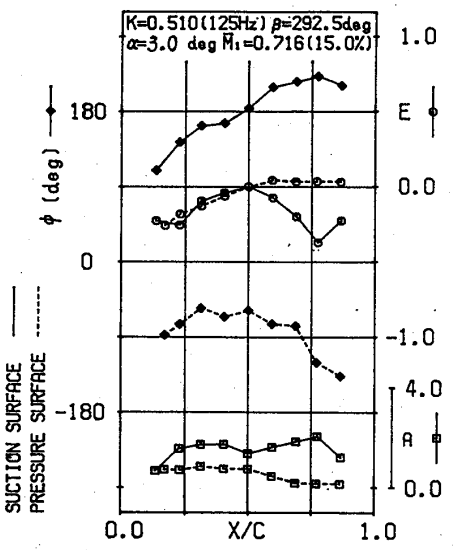


図10. 非定常圧力分布図.

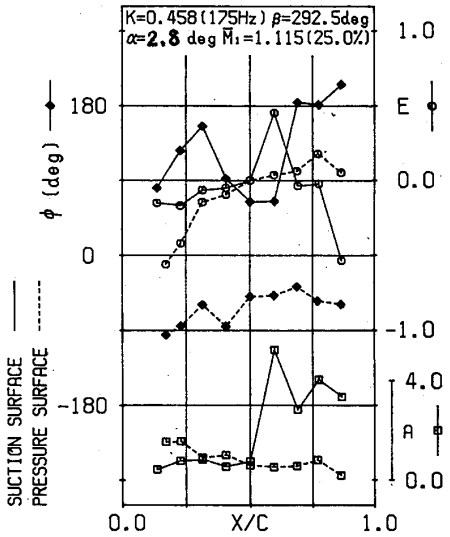
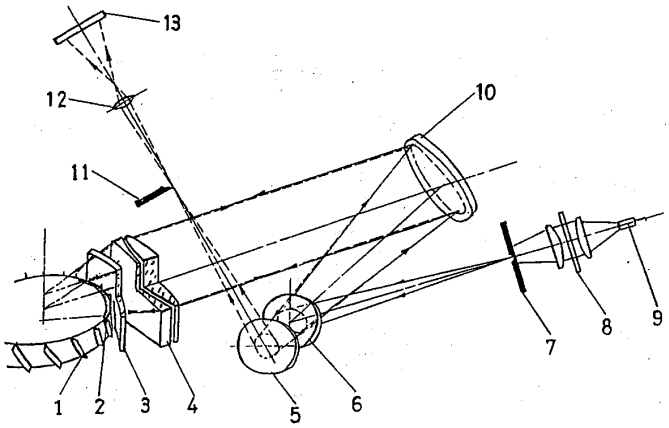


図11. 非定常圧力分布図.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.



Optical scheme of the apparatus for flow visualization in the annular cascade

1.	Blades in annular cascade	5.	Plane mirrow	9.	Flash lamp
2.	Cylindrical mirror	6.	Beam splitter	10.	Concave mirror
3.	Cylindrical window	7.	Schlieren entrance slit	11.	Knife edge
4.	Cylindrical lenses	8.	Condensor	12.	Imaging optics
				13.	Projection screen

図12. 環状翼列間流れ可視化用シュリーレン装置

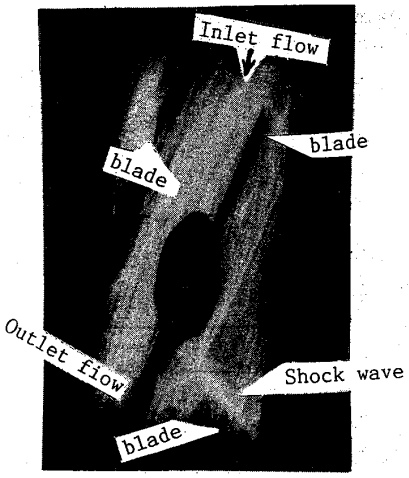


図13. シュリーレン写真
(弁開度 25%)

から出た光は、ハーフミラーで反射され、凹面鏡⑩へ入る。ここで平行光線となった光束は、円筒レンズ④で円筒ダクト軸上に線焦点を結ぶように屈折される。そして、円筒窓ガラスを通過し、翼列間流れの中を通った後、内側の円筒ダクト表面に貼られた鏡②で反射され、入射光と同じ光路を逆にたどり、凹面鏡で反射される。次に、ハーフミラーを通過した光は再び平面鏡で反射されて、ナイフエッジ⑪を通過した後、明暗のある像をスライドグラス⑬上に結ぶ。この装置によって得られた結果の一例として、弁開度25%の場合の翼列間の流れを図13に示す。翼背側から下流翼前縁につながる衝撃波の存在を見ることが出来る。

5. まとめ

圧縮機動翼列の空力減衰特性を調べるため、翼列及び流入条件を実機条件と類似させた環状翼列を用い、強制振動法による、捩り振動モードで、遷音速流れ場での実験的研究を進めている。超小型圧力センサーを両翼面に18個配列して、翼振動にともなう翼弦方向の非定常圧力分布を、流入マッハ数 0.716〜1.115，無次元振動数 0.065〜0.815 の範囲で測定した一連の実験によって以下の事が明らかとなった。

(i) 本実験の範囲内では空力減衰力は全て正であり、流体は振動を減衰させる働きをするが、流入速度が亜音速から超音速へと変化するにつれて、負減衰の領域に近ずく傾向がある。 (ii) 翼面上の衝撃波が下流翼の前縁に到達する流れでは、翼振動による衝撃波の変位が、その近傍での非定常圧力振幅を急増させ、翼に励振力として作用した。この現象は無次元振動数の増加につれて幾分強くなる傾向がある。

なお、本研究は通産省工技院ムーンライト計画の高効率ガスタービンの一研究として行われたものである。

参考文献.
1). 小林, 83-TOKYO-IGTC-69
2) 小林, 機械学会.第62期全国大会(84/10)に発表予定.
3) Boldman, D.R. NASA-TM 82655, 1981
4) 花村, 山口, 航空原動機に関する講演会 第24回 (1984.2)
5) 小林 機械学会講演論文集 No.840-4. (84/4)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－7

ラジアル排気タービンの脈動流駆動特性の研究

*吉識 晴夫（東大．生研），　遠藤 敏彦（東大．生研）
高間 信行（東大．生研），　尾崎 大介（日本鋼管）

1．まえがき

車両用ディーゼル機関の過給機駆動用原動機として，ラジアル排気タービンが多く用いられる様になった。比較的小型の機関では動圧過給が有利であり，このためタービンに流入する流れは脈動流となる。この排気脈動流により駆動されるタービンの特性が，排気管形状や機関回転数（脈動周波数）等によりどの様に変わるか，あまり知られていない。本報告では，脈動周波数の影響を顕著に示すものと考えられる排気管長さの比較的長い場合を取扱うこととし，タービン回転数と脈動周波数がタービン流量とタービントルクに及ぼす影響を，実験用空気タービンによる測定と管路系を一次元非定常流れと仮定した数値解析との両面から調べた。

2．実験装置および実験方法

実験装置の概要を図1に示す。装置の主要部は文献(1)と同じで，ロータリ弁1回転につき吹き抜けのない脈動流を2回発生させ，タービンを駆動する。タービンの発生するトルクTは同軸のブロワで吸収させ，浮動させたブロワケーシングにかかる反トルクを測定した。タービン流量$\dot{M}$はサージタンク上流に設けた丸型ノズルにより測定した。変動圧力はロータリ弁タンク内p_0，排気管入口p_1，タービン入口p_2，ノズル出口p_3を半導体圧力変換器により測定し，時間平均圧力はマノメータにより測定した。排気管長さℓは1862 mmとし，タービン回転数N_Tは約20,000～27,000 rpm，ロータリ弁回転数N_Vは約1,000～3,000 rpmとした。なお，タービン回転数はサージタンク内圧力とブロワ入口に設けた絞り板により調整した。サージタンク内圧力は約0.15～0.23 MPaとした。なお，N_Vは4ストローク4気筒機関の回転数に相当する。

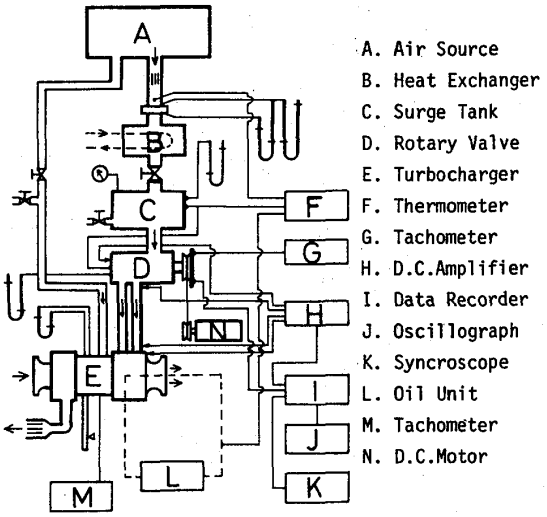


図1　実験装置概要

3．数値解析

ロータリ弁タンクを除く排気タービン流路系を全て一次元流れと考え，連続，運動量，エネルギの基礎式より導かれる特性曲線により，文献(1)，(2)と同様に数値解析

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

を行った。排気ポートが開く瞬間のタンク内初期圧力 p_i と初期温度 T_i，タービン回転数，ロータリ弁回転数は実験値を対応させた。

4. 実験結果および計算結果の考察

タンク内初期圧力と温度によりタービン流量 $\dot{M}$ とトルク T は変わるので，次式の無次元流量 χ と無次元トルク τ を定義する。また，管内圧力波動を支配する無次元周波数 Ω を下記の様に定義する。なお，l にはタービン入口からノズル出口迄の平均流路長さ 338 mm を考慮する。

$$\chi = \dot{M} \Big/ \left[\rho_i \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{\frac{2k}{k-1}\,\frac{p_i}{\rho_i}\left\{1-\left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\}}\ F \right] \quad \cdots\cdots (1)$$

$$\tau = T \Big/ \left[\rho_i \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{1}{k}} \frac{2k}{k-1}\,\frac{p_i}{\rho_i}\left\{1-\left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\} F\, r \cos\alpha \right] \quad \cdots\cdots (2)$$

$$\Omega = f l / a \quad \cdots\cdots (3)$$

ここに，初期密度 ρ_i は $\rho_i = p_i / RT$ で R はガス定数，p_a は大気圧，F はタービンノズル出口面積，α はノズル流出角，r はロータ半径，k は比熱比，a は管内平均音速，f は脈動周波数である。

4・1 時間平均特性　タービン入口の時間平均全圧 $\overline{p_{2t}}$ と温度を用いて，タービン膨張比と修正回転数を算出し，それに対応するタービンの定常流特性からタービン性能を求めることは精度が悪い。[1),2)] しかし，タービンの運転状態の目安としては $\overline{p_{2t}}$ と N_T より求まる時間平均速度比 u/C_{ad} が適当と思われるので，図2に速度比と無次元周波数の関係を示す。ここに，

$$u = 2\pi r N_T / 60$$

$$C_{ad} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}\,\frac{\overline{p_{2t}}}{\rho_2}\left\{1-\left(\frac{p_a}{\overline{p_{2t}}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\}}$$

である。図中の記号●，▲，■は $N_T \fallingdotseq$ 20,000 rpm，◆は 27,000 rpm，◓，▼，＊は 22,000 rpm に対応し，F_B はブロワ入口絞りを開放時を1とした面積比で示している。図より，ブロワの絞りが同一では速度比はほぼ同じとなり，無次元周波数の増加と共にやや減少傾向を示している。また，負荷の減少により，速度比が大きくなる傾向を示しており，定常流特性と定性的には同じ傾向と言える。なお，ここで用いた $\overline{p_{2t}}$ には時間平均流量による動圧分を考慮した。

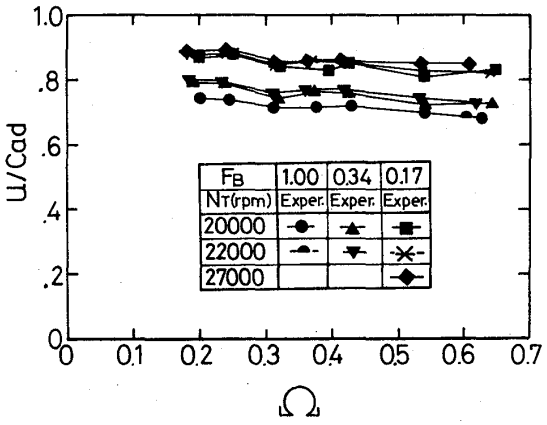


図2　速度比

次に，タービンの時間平均流量と時間平均トルクを式(1)，(2)で無次元化し，無次元周波数に対して描くと図3，4となる。容積型機関では体積効率を一定とすれば，

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

流量は機関回転数（無次元周波数）にほぼ比例して増加する。図3では，Ωが比較的小さい範囲ではχはΩと共に増加しているが，Ω＝0.5付近から減少傾向を示しており，管内の圧力波動の影響が現われている。また，N_T一定で考えると，膨張比が高い程流量が多く（■→●とχが増加），定常流特性と同じ傾向にある。なお，図中の白抜き記号は実験条件に対応する数値解析結果である。一部の点を除き，実験と計算は良い一致を示しており，計算の妥当性を保証している。次に，図4のトルクではΩ＝0.55付近迄増加しており，減少開始はχよりも遅い。N_T一定で考えると，タービンの運転状態は●，▲，■の順で負荷が減少するので，その結果がトルク特性に示されている。●では，同一回転数で大きなトルクを発生する必要があるため，タービン膨張比が高くなり，その結果，速度比は小さくなる。これらは定常流特性と同じ傾向と言える。なお，図中の白抜き記号はχと同様に数値解析結果を示している。χに比べてτの実験値と計算値の差はやや大きいが，比較的良く一致している。

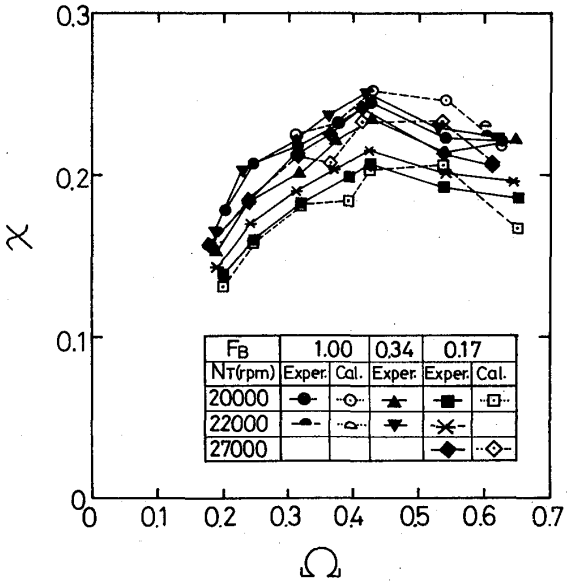


図3　流量特性

次に，トルクに与える流量の差を除くために，τ/χの比にして図5に示す。図より，Ω＝0.4付近迄はτ/χはほぼ一定とみなせるが，Ω＝0.5～0.6にかけて増大している。これはタービン流量に比べてトルクが大きいことを示し，管内圧力波動によるタービン入口圧力p_2の挙動によるものと考えられる。即ち，こ

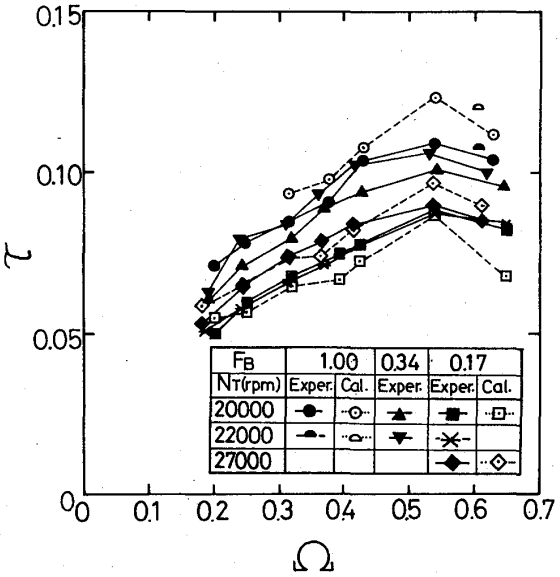


図4　トルク特性

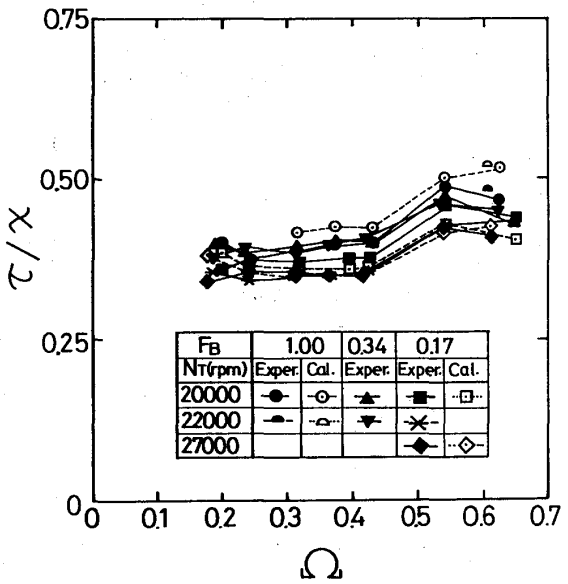


図5　単位流量当りのトルク

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

のΩの値の時，タービンの流動抵抗がみかけ上高くなり，p_2の高い期間が比較的長く続く結果，発生トルクが大きくなるものと考えられる。なお，図中の白抜き記号は前2図と同様，計算結果を示し，実験との一致もかなり良好と言える。

次に，タービン効率η_Tを図6に示す。ここに，η_Tはタービンの実仕事Lと理論最大仕事L_{ad}との比である。即ち，

$$\eta_T = L / L_{ad}$$

$$L = \int_0^{1/f} T\omega \, dt$$

$$L_{ad} = \rho_i V \frac{1}{k-1}\frac{p_i}{\rho_i} - \rho_r V \frac{1}{k-1}\frac{p_r}{\rho_r} - M\frac{k}{k-1}\frac{p_a}{\rho_a^*}$$

$$\rho_a^* = \rho_i (p_a / p_i)^{1/k}$$

で，ωはロータの角速度，Vはタンク容積，p_rは排出後のタンク内圧力，ρ_rはその時の密度，Mはパルス1回当りの流出質量である。タービン効率の無次元周波数による変化はトルクの変化とほぼ同じ傾向にある。また，ブロワ入口の絞りが同じ場合，タービン回転数によらずほぼ同じ効率となっている。これは，図2でブロワ入口の絞りが同一の場合，タービン回転数によらず速度比がほぼ同じであることと対応する。即ち，1つのラジアルタービンでは，速度比に対して1本の効率曲線が定まる定常流特性に対応するものと考えられる。なお，図中に破線で結んだ計算結果は，実験に比べてやや大き目であるが，割合良く一致していると言える。

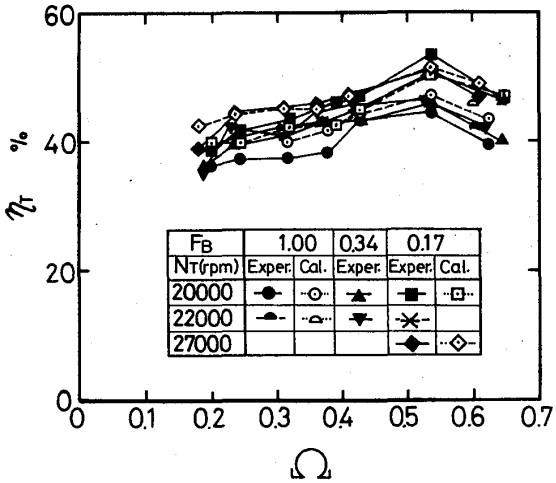
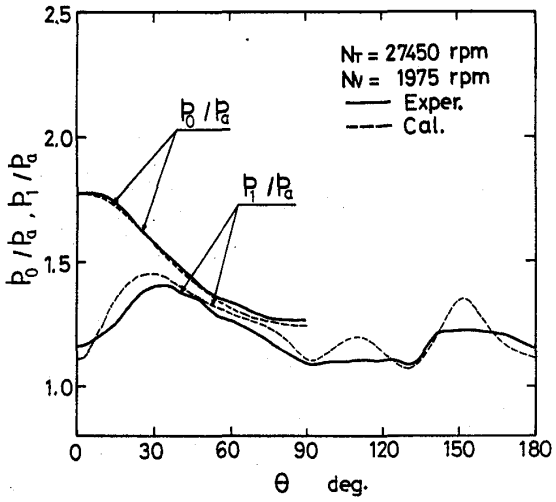
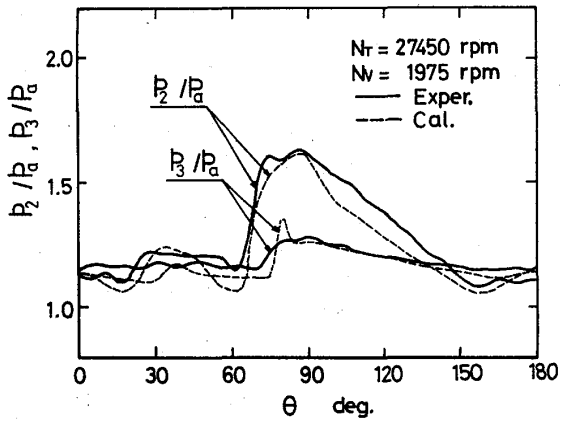


図6　タービン効率



(a) ロータリ弁タンク内圧力と排気管入口圧力



(b) タービン入口圧力とノズル出口圧力

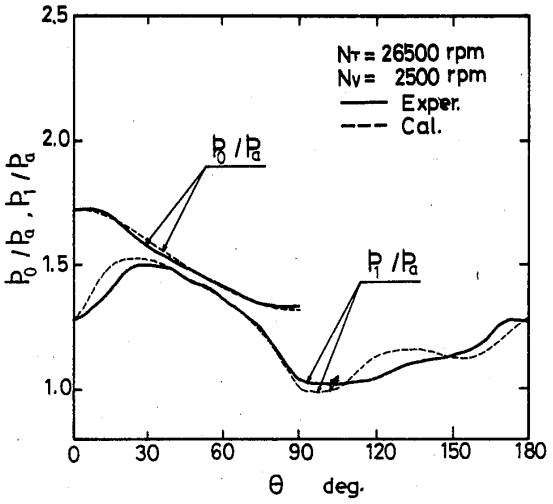
図7　圧力波形（その1）

4・2　瞬時特性

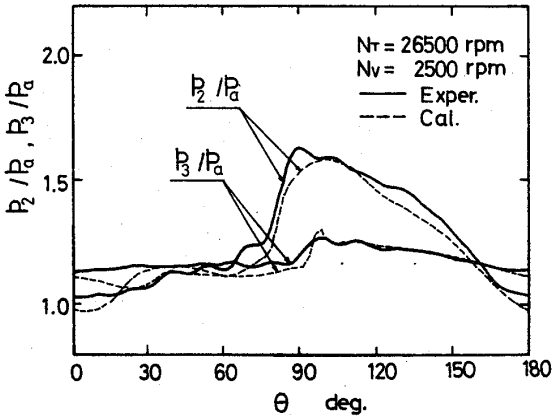
i) 圧力波形　管路系の圧力変動波形の例を図7～9に示す。測定した圧力波形は高周波の乱れを含んでいるので，p_0は500 Hz，その他は1 kHz以上の高周波成

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

分をフーリエ変換により除去した。図の横軸はロータリ弁の回転角θで，排気ポートが開き始める瞬間を0°とし，縦軸は各位置での圧力を大気圧との比の形で示した。図中の実線は測定値，破線は計算値である。図7はタービン回転数 $N_T \fallingdotseq 27,000$ rpm，ロータリ弁回転数 $N_V \fallingdotseq 2,000$ rpm，図8は $N_T \fallingdotseq 27,000$ rpm，$N_V \fallingdotseq 2,500$ rpm，図9は $N_T \fallingdotseq 20,000$ rpm，$N_V \fallingdotseq 2,500$ rpm である。いずれもブロワ入口絞りの1番大きい場合で，前図迄の記号◆と■に対応する。図7は $\Omega \fallingdotseq 0.42$，図8と9は $\Omega \fallingdotseq 0.54$ である。図7と8の時間平均速度比は約0.85でほぼ等しいが，図8のタービン入口圧力 p_2 の下降の仕方がやや緩やかであり，このためタービントルクが大きくなると考えられる。この p_2 に影響を持つ排気管入口圧力 p_1 は，排気ポートからの吐出圧力とその圧力がタービンで反射して戻って来る圧力で定まる。反射波が到達する迄の時間をロータリ弁の回転角 $\Delta\theta$ で求めると，$\Delta\theta = 12\,l N_V / a$ となり，図7の場合は $\Delta\theta \fallingdotseq 150°$，図8の場合は $\Delta\theta \fallingdotseq 195°$ となる。従って，図8では1周期前の圧力波の反射波が吐出圧力と重なり，タービンの利用可能エネルギの増大を生じているものと

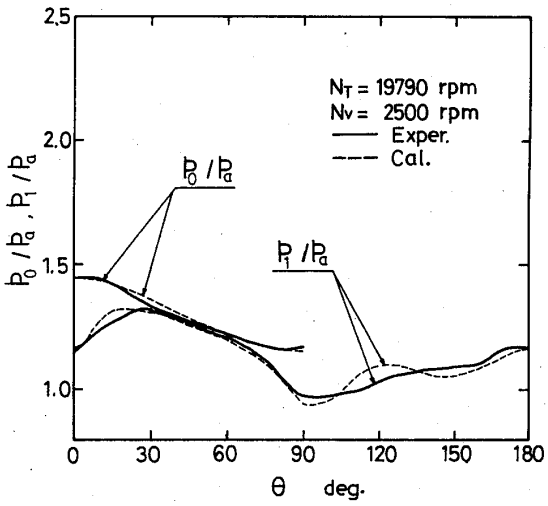


(a) ロータリ弁タンク内圧力と排気管入口圧力

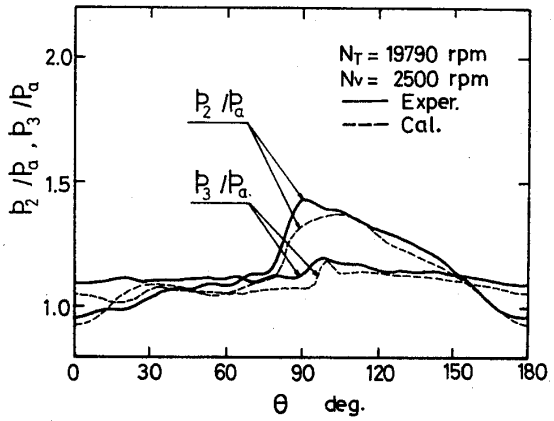


(b) タービン入口圧力とノズル出口圧力

図8　圧力波形（その2）



(a) ロータリ弁タンク内圧力と排気管入口圧力



(b) タービン入口圧力とノズル出口圧力

図9　圧力波形（その3）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

考えられる。次に，図8と9ではタービン回転数は異なるが，無次元周波数はほぼ同じであり，管内の圧力波動はほぼ同じ様相を示している。即ち，圧力波動に対しては，Ωが支配的な要因であると言える。このことは排気管長さの異なる場合にも成立する。

ii)ノズル膨張比，無次元流量，無次元トルク　図10にノズル膨張比 p_2/p_3 と χ，τ の一例を示す。p_2/p_3 の実験値のみを実線で示す。他は計算値である。χ と τ はほぼ同相で変化し，p_2/p_3 より少し遅れている。これは，ほぼ静止状態にあるロータ内の流体を加速するためと考えられる。

iii)速度比，反動度　図11にタービン全膨張比 p_{2t}/p_a と速度比を，図12に反動度 r の一例を示す。ここに，r は

$$r=\left\{\left(\frac{p_3}{p_{2t}}\right)^{\frac{k-1}{k}}-\left(\frac{p_a}{p_{2t}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\}\Big/\left\{1-\left(\frac{p_a}{p_{2t}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right\}$$

で，p_{2t} はタービン入口全圧である。図中の水平線は時間平均値を示す。r が1を越す時期は p_2/p_3 が1を下まわる時期と一致し，この時期は p_{2t}/p_a が小さく，速度比や r が大きくなり，データの変動が大きい。また，r が1を越える度合が大きく，期間が長くなると，タービン内で逆流が生じ，ポンプ作用をすることになる。

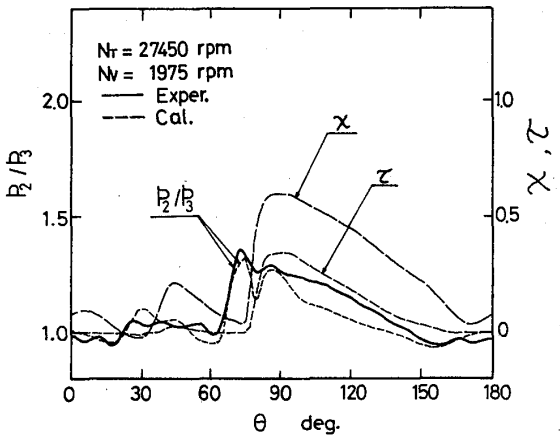


図10　ノズル膨張比，無次元流量，無次元トルク

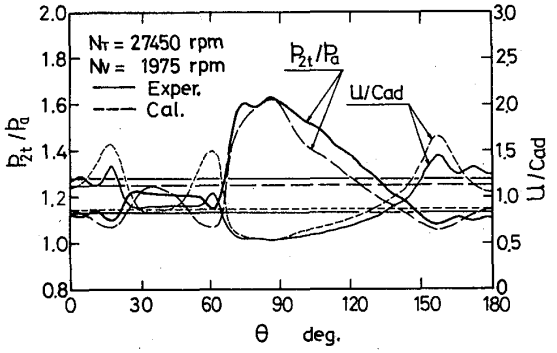


図11　タービン全膨張比，速度比

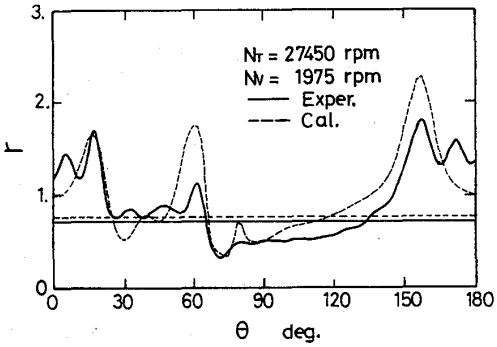


図12　反動度

5．むすび

比較的長い排気管を用いて，ラジアルタービンを脈動流により駆動した実験結果と一次元非定常流れを仮定した数値解析を行った。その結果，管内圧力波動はタービンノズル出口迄の長さを考慮した無次元周波数により支配され，タービンの流量特性，トルク特性は無次元周波数に依存することを明らかにした。また，タービンの時間平均特性は定常流特性と定性的には傾向が一致することを明らかにした。

文献 (1)水町ほか4名，機論 44-388 (昭53.12)，4272. (2)吉識ほか3名機論 45-394 (昭54.6)，904.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－8.

冷却構造の異なる2種の空冷ノズル翼列の空力試験

蓑　田　光　弘　（航空宇宙技術研究所）
山　崎　紀　雄　（航空宇宙技術研究所）

1．はじめに

航空用あるいは産業用ガスタービンのタービン入口温度向上を目的として，タービン翼冷却について，種々の面から多くの研究が行なわれている。航技研においても，多孔列吹出フィルム冷却翼および微細冷却構造積層翼について研究を進めており，ともに高い冷却効率を得ている。筆者らは，これらの空冷タービンノズル翼について，冷却空気吹出しによる空力性能への影響を調べるため，2次元高速翼列実験を行なったので，その結果について報告する。

2．供試模型・試験装置

供試模型の翼断面形状，翼配備は，冷却性能試験[1),2)]と同一である（図1）。冷却性能試験と異なる点は，（1）翼スパンが10mm短く，90mmである，（2）供試翼模型枚数が3枚多く，7枚である，（3）冷却空気供給方法がやや異なる，などである。

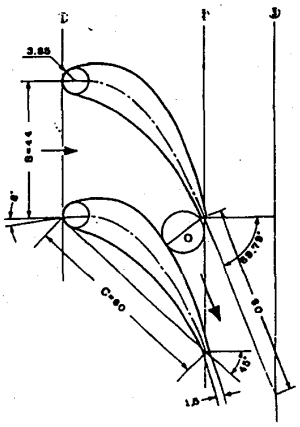


図1　供試翼列

多孔列吹出フィルム冷却翼（以下では多孔列翼という）は精密鋳造で製作されたシェル部と，ワイヤカット加工により製作されたインサートとを組合わせたもので，その冷却構造を図2[1)]に示す。翼表面に15点の翼面圧力測定孔を設けるとともに，インサート内および各プレナム室にそれぞれ圧力孔を設けた。

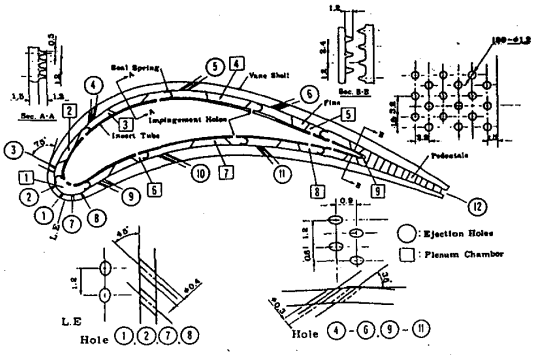


図2　多孔列吹出フィルム冷却翼（冷却孔の配置）

微細冷却構造積層翼（以下では積層翼という）は，0.3mm 厚さのステンレス鋼板をフォトエッチング加工した後，拡散接合したもので，その冷却構造を図3[2)]に示した。それぞれの翼の冷却構造については，文献（1），（2）に詳細が報告されているので，それを参照していただきたい。

この2種の冷却構造の相違点のうち，空力性能へ影響を与えると考えられるのは，主に吹出孔列の数と吹出孔の形状である。

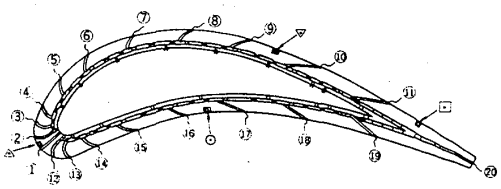


図3　微細冷却構造積層翼の断面図

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

	吹出孔列数	吹出孔形状
多孔列翼	12列	直線
積層翼	20列	曲線

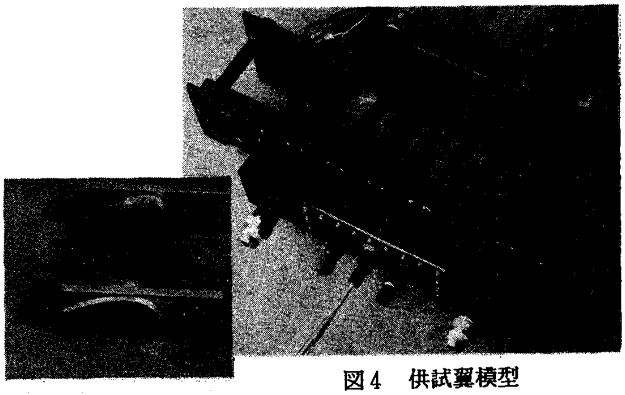


図4　供試翼模型

試験は，航技研の高速翼列風洞[3]を用いて行った。冷却空気は，主流空気源である1800KW圧縮機からの吐出空気を集合胴上流でバイパスさせて用いた。オリフィス流量計を通って供給された冷却空気は，流量調整弁を経て，翼両端のチャンバーに入る。多孔列翼の場合には翼両端から，積層翼では一方の翼端から冷却空気が送られる。冷却空気の吹出しは，7枚の供試翼のうちの3枚からである。

測定は，3孔ピトー管を用いた後流トラバースによって行った。トラバースは主としてスパン中央で行ったが，いくつかの実験条件の場合には，スパン方向に位置を変え，格子状に測定を行った。翼面圧力分布とともに，多孔列翼ではインサートの各プレナム室の圧力を測定した。空力性能は，平均全圧損失係数，平均流出角などで表した。

平均全圧損失係数　$\zeta = \dfrac{1}{s \cdot \overline{q}_2} \dfrac{\int_0^s \rho_2 V a_2 (P_{01} - P_{02})\, ds}{\int_0^s \rho_2 V a_2\, ds}$

平均流出角　$\overline{\alpha}_2 = \dfrac{1}{s} \dfrac{\int_0^s \rho_2 V a_2\, \alpha_2\, ds}{\int_0^s \rho_2 V a_2\, ds}$

圧力係数　$C_P = \dfrac{P - P_{s2}}{\overline{q}_2}$

ここで $\overline{q} = \overline{P}_{02} - P_{s2} = \overline{P}_{02} - P_{atm}$ 、

冷却空気流量比　$\beta = \Delta G / G$

ここで ΔG：翼1枚当たりの冷却空気流量

G：冷却孔のある翼スパン長さに対する1ピッチ当たりの主流空気流量

翼弦長と流出速度を用いた試験レイノルズ数は，4～12×10⁵であった。

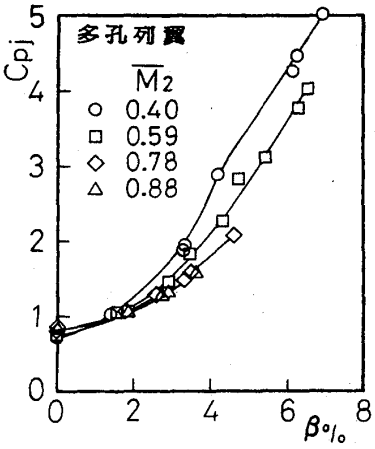


図5　冷却空気流量特性（多孔列翼）

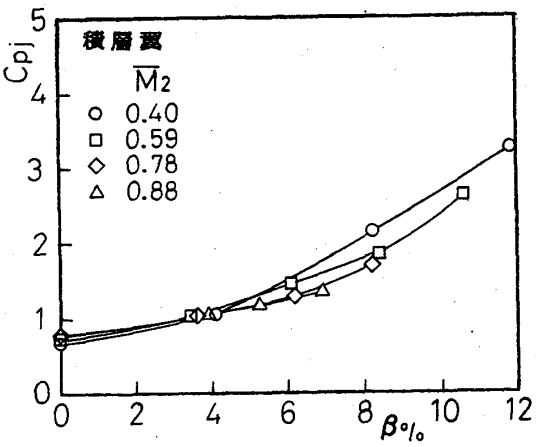


図6　冷却空気流量特性（積層翼）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

3　試験結果

3－1　冷却空気流量特性　多孔列翼および積層翼の冷却空気流量比βと冷却空気圧力係数C_{pj}との関係を流出マッハ数$\overline{M}_2$をパラメータとして，図5，6に示した。$C_{pj}=1.0$すなわち冷却室圧力が流入全圧にほぼ等しい場合多孔列翼では$\beta=1.9$％，積層翼では$\beta=4$％が得られた。同一のβに対するC_{pj}は多孔列翼の方が高く，これは積層翼の方が冷却空気が流れやすいことを示している。

多孔列翼では，インサートの各プレナム室の圧力を測定した。代表的なプレナム室の圧力係数を，$\overline{M}_2=0.4$，0.78の場合について示した（図7）。また図8に$\overline{M}_2=0.78$についての翼面圧力分布との関係を示した。$C_{pj}=1.0$の場合，翼前縁，翼正圧面では翼面圧力係数とプレナム室圧力係数とがほぼ等しく，冷却空気は主として翼負圧面，翼後縁部から吹出している。

積層翼模型は，冷却性能試験に使用したものの模型支持部を改造して用いた。このため翼列実験に先立って，大気中での流量特性試験を行って，冷却性能試験時の流量特性と変化のないことを確認した。実験を重さねるうちに冷却空気流量特性に変化が現れた。ごみ等による冷却空気通路の目づまりが考えられ，模型をクリーニングすることによって，試験開始時の流量特

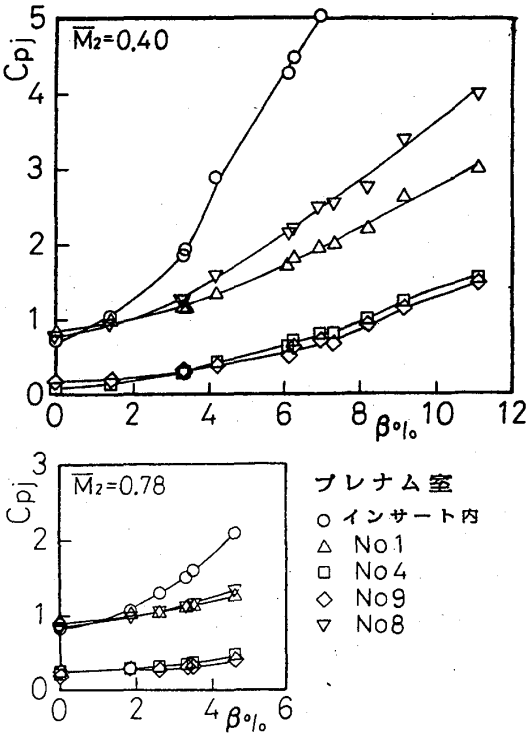


図7　多孔列翼プレナム室における圧力係数と冷却空気流量比

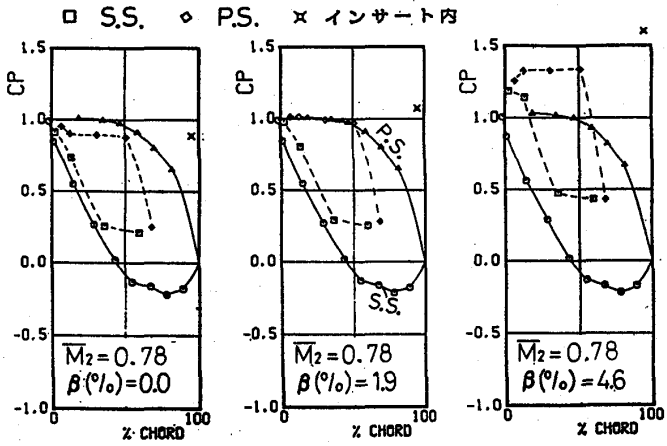
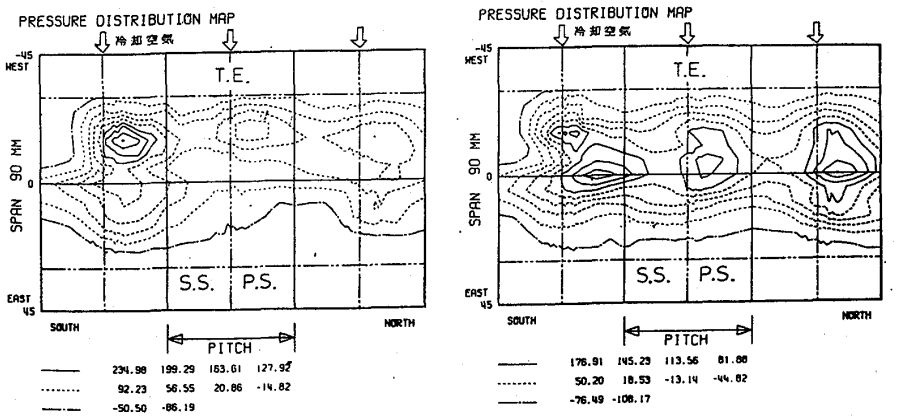


図8　翼面圧力分布とプレナム室圧力分布（多孔列翼）

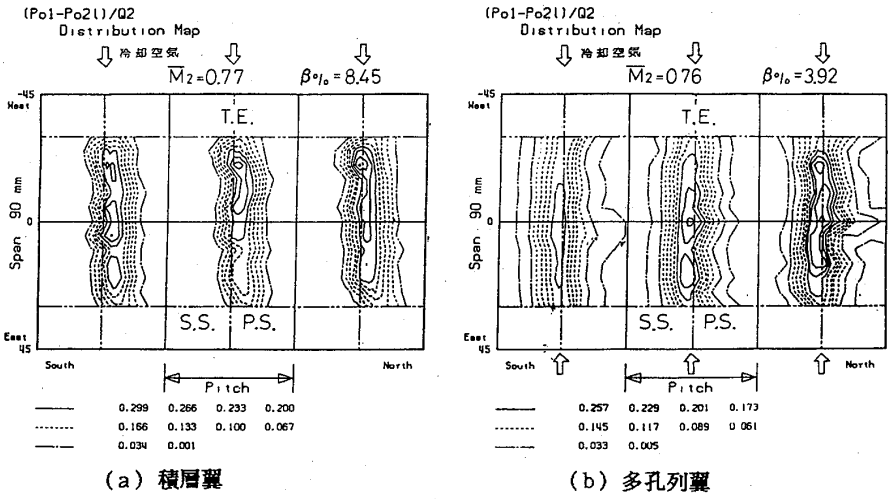


(a) クリーニング前　　(b) クリーニング後

図9　吹出空気圧分布（積層翼）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

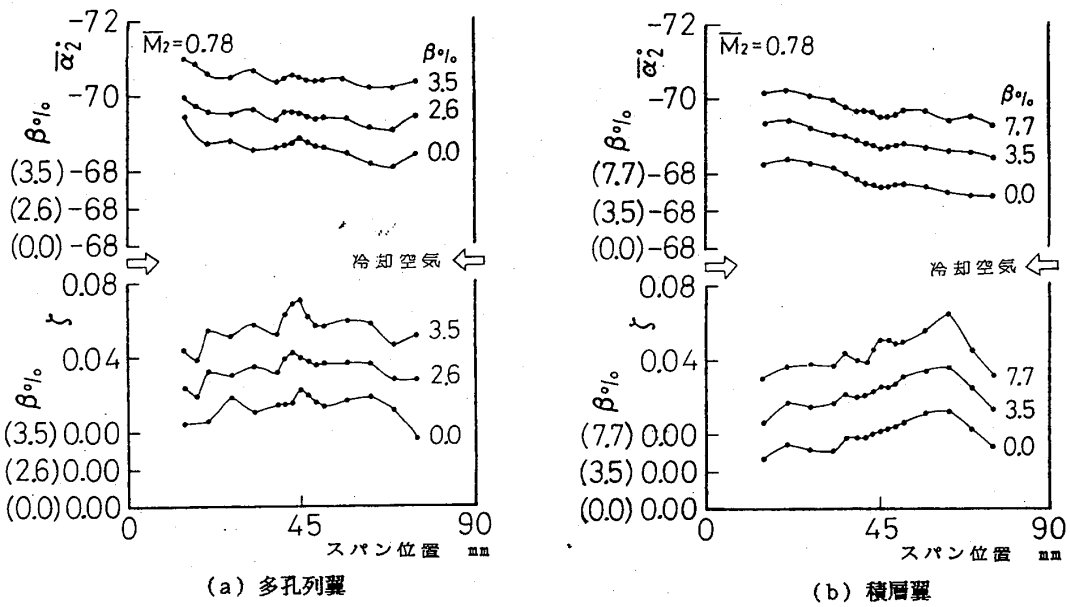
性を再び得ることができた。この積層翼のような微細な冷却通路を持っている場合，目づまりを防止する対策が必要と考えられる。図９は主流なしで冷却空気のみを吹出した場合の圧力分布測定例である。クリーニング前の分布にはやや大きな偏りがみられるが，クリーニング後は翼スパン中央線に対してほぼ対称な分布となっている。



（a）積層翼　　（b）多孔列翼

図１０　後流の圧力分布測定例（等圧線による表示）

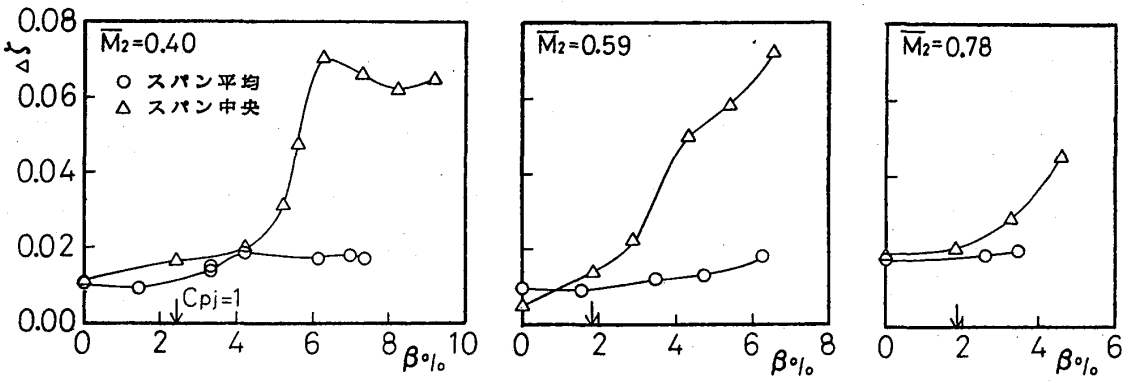
３－２　空力性能　一般に２次元翼列実験では，スパン中央位置における後縁トラバースにより翼列性能を求める。しかし図９に示されるように，冷却空気の吹出しが必ずしもスパン方向に一様とならない。そこで本試験では，スパン中央での測定に併せて，スパン方向にトラバース位置を変え，格子点での測定を行った。図１０にこのようにして得た全圧分布（等圧線）の測定例を示した（講演ではこれを可視化手法によるカラーパターンとして示す予定）。図１１にスパン方向の損失係数，流出角の分布を示した。多孔列翼では，吹出空気流量比βの大きい場合に，スパン中央部分で損失が大きく，流出角が減少した。積層翼では，$\beta=0$ ～7.7 %でほぼ同じパターンの分布であり，冷却空気の供給端



（a）多孔列翼　　（b）積層翼

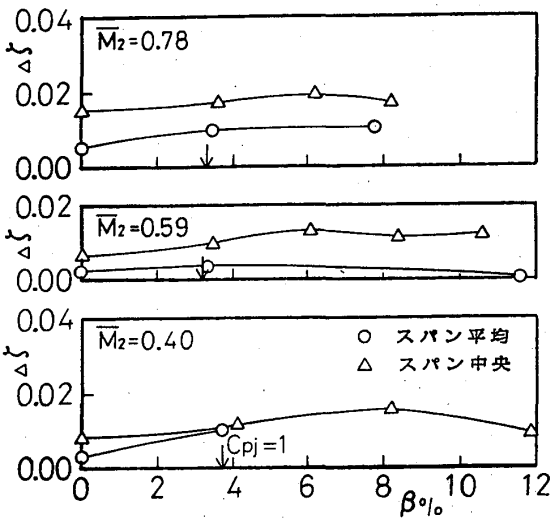
図１１　損失、流出角のスパン方向分布の測定例

Download service for the GTSJ· via 3.14.7.99, 2025/05/02.



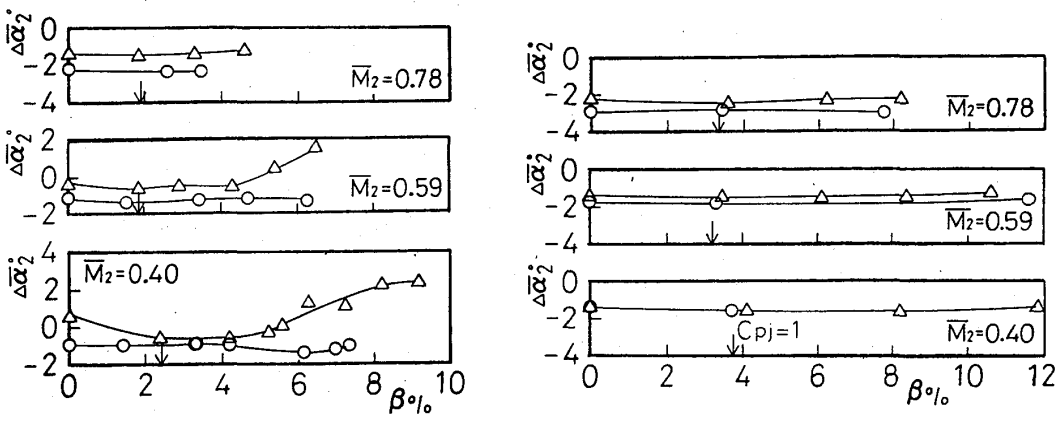
(a) 多孔列翼

図12　冷却空気流量比に対する損失変化



(b) 積層翼

の側で損失がやや大きくなる。図12に流出マッハ数$\overline{M}_2$＝0.4，0.59，0.78の場合の損失係数の変化を吹出空気流量比βに対して示した。図では吹出孔のないソリッドな翼列の損失を基準としてそれからの変化量をしめした。また図にはスパン中央での測定値とスパン方向に平均した値とを示した。図の横座標βの↓印はC_{pj}＝1に対する値を示す（図13でも同様）。多孔列翼ではβが大きくなると，スパン中央での損失が増加し，スパン平均の損失との差が大きくなる。積層翼ではこの両者の差は比較的小さい。図13に流出角の変化をβに対して示した。この図でもソリッド翼の流出角との差（$\Delta\overline{\alpha}=\alpha_{20}-\overline{\alpha}_2$：$\alpha_{20}$はソリッド翼の流出角）を示している。多孔列翼では，βのかなり大きい場合（$\beta\geqq$5～6％），スパン中央における流出角が大きくなる。スパン平均でみると，流出マッハ数，冷却空気流量比による変化は小さく，流出角は1～2°減少する。積層翼では冷却空気流量比による変化は大きくない。図12，13でβ＝0％の場合にもソリッド翼と



(a) 多孔列翼　　(b) 積層翼

図13　冷却空気流量比に対する流出角の変化

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

比較して，損失の増加，流出角の減少がある。これは図8の圧力分布に示されるように，翼正圧面から負圧面へと冷却孔を通る流れを生じているためと考えられる。

図14に冷却空気流量比β＝2.5％の場合の損失係数，流出角（いずれもスパン平均）を流出マッハ数に対して示した。損失係数の増加は多孔列翼より積層翼の方が少なく，冷却空気吹出しによる影響が小さい。流出マッハ数$\overline{M}_2$＝0.8で，多孔列翼では約0.02，積層翼では約0.01の損失係数の増加となる。流出角については，多孔列翼と積層翼とで冷却空気吹出しによる影響はほぼ同じであり，$\overline{M}_2$＝0.8で流出角は約2.5°減少する。

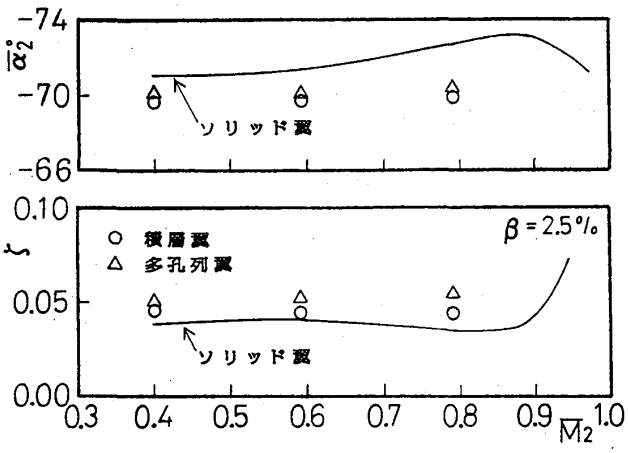


図14　冷却空気吹出のある場合の翼列性能
：α_1＝0°，β＝2.5％

4．おわりに

多孔列翼および積層翼について空力試験を行った。結果をまとめると，1）多孔列翼のインサートのシールバネは各プレナム室間の圧力差を保つのに有効である，2）多孔列翼，積層翼ともにスパン方向に一様な吹出しを得ることができない場合があった。βの大きい場合にはスパン方向の損失係数，流出角の変化が大きいが，C_{pj}＝1の場合にはこのスパン方向の変化は比較的小さい，3）積層翼では目づまりを生じた場合があり，これによる冷却空気流量の減少があった，4）多孔列翼と積層翼では，後者の方が損失の増加が少なく，冷却空気吹出しによる空力性能への影響は小さい。

本試験は通産省工業技術院の大型省エネルギー技術研究開発制度による「高効率ガスタービンの研究開発」の一環として行ったものである。試験に際しては，空気源運転に小倉技官，供試翼の設計・製作に坂田主任研究官，データ処理システムの整備に西尾総合研究官，杉山主任研究官，データ可視化処理に吉田主任研究官，三村技官にそれぞれ御協力いただいた。記して謝意を表します。

参考文献

1．Sakata,K.,Kumagai,T.:83-Tokyo-IGTC-17,1983
2．Yoshida,T.,Takahara,K.,Kumagai,T.:ASME 82-GT-131,1983
3．近藤　他：航技研報告　TR-44，1963

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－9

ガスタービン翼二次元吹出し膜冷却時の熱伝達

*吉川進三（同志社大学工学部）
林田大（同志社大学工学部）

1. 緒言　ガスタービン翼の冷却に膜冷却が使用されるが，抽気によるタービン出力の低下を最小限にして有効な冷却を行うためには，その局所的熱負荷を知る必要がある．一般に膜冷却を行わない場合の局所熱伝達率 h は次式で定義される．

$$h = q/(T_e - T_w) \qquad (1)$$

一方，膜冷却を施した場合の熱伝達率 h_f は次式で定義されることが多い。

$$h_f = q_f/(T_{aw} - T_w) \qquad (2)$$

h と h_f はこのように定義が異なるにもかかわらず，ほぼ等しいか，僅かに h_f の方が大きいといわれている。[(1)～(7)] しかし，従来 h と h_f の比較は吹出しのない場合の h と膜冷時の h_f についてなされて来た．本研究では吹出しを行うが膜冷却を行わない（等温流吹出し）場合の h を求め，これと h_f との比較を行う。

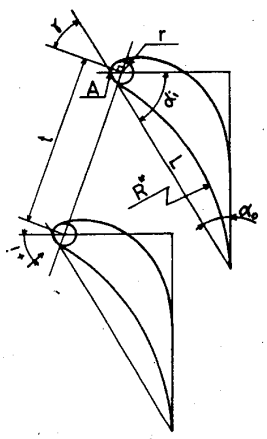


図1. 供試翼列形状.

2. 実験　実験に使用した翼列形状を図1に示す．ここに，$L=139\,mm$，$r=6.75\,mm$，$R^*=138\,mm$，$\alpha_i=60°$，$\alpha_o=30°$，$U_e=13.5\,m/s$，$t/L=0.7$，とし，基準状態として $\gamma=60°$，$i=0°$，$M=1.0$，$Tu=1.5\%$ を選んだ．式(2)から h_f を求めるためには断熱壁温度 T_{aw} を知らねばならない．本研究では熱と物質移動の類推性を利用し，前縁基準点から40°の位置に二次元的に面に直角にあけた巾1mmのスロットから CO_2 を含んだ空気を吹出して，翼表面にあけた小孔からガスを採取し分析することによって濃度場における膜冷却効率 η を測定し，これが温度場における膜冷却効率 η_T

$$\eta_T = (T_e - T_{aw})/(T_e - T_s) \qquad (3)$$

に等しいものとした．これより T_{aw} が求められる．図2に吹出し比Mを変化させた場合の η を示す。この結果は本研究の翼型と多少異なる翼型に対して先に報告した結果[(8)]とほぼ等しい．これらの実験点を通る5次曲線を最小自乗法で求め，その式による値を用いて T_{aw} を算出した。熱伝達率の測定には翼面上に巾2mm，厚さ10μmのステンレス箔を

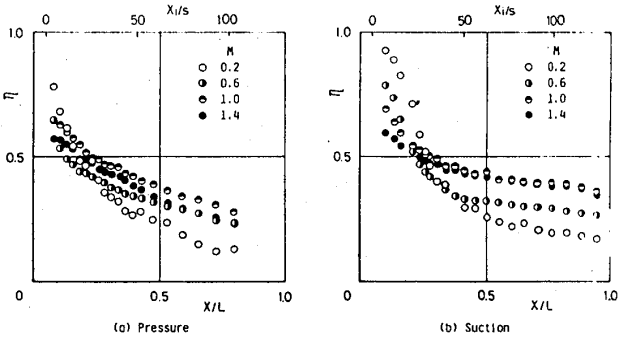


図2. 膜冷却効率に及ぼす吹出し比の影響.

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

スパン方向一杯に張りつけ，それに通電加熱して熱流束を求めると同時に箔中央直下に熱電対を埋めこんで箔温度を測定した。最初，主流と同じ温度の空気を吹出し翼面(箔)温度を(T_e+25K)にして吹出し時のhを求めた。その結果を図3に示す。腹面においてはMと共にNuは増加するがM=1.0以上ではほとんど変化しない。背面では上流域で一部Mと共にNuは減少する傾向さえ見られるが全体として腹面のようにMの影響は見られない。図4に吹出し流の温度もT_f= T_e+25K とした場合のh_fによるNu_fを示す。h_fとhの比較を容易にするため Nu/Nu_f を図5に示す。

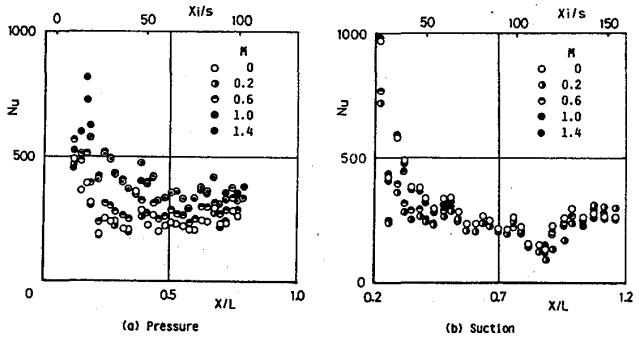


図3. ヌセルト数に及ぼす吹出し比の影響（非加熱）

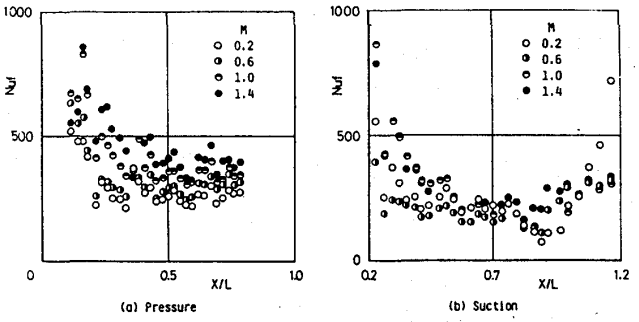


図4. ヌセルト数に及ぼす吹出し比の影響（加熱）

腹面においては定義が異なるにも拘らずNu_fとNuはほぼ等しい値を示すがおゝむねNu_f>NuでありMの増加と共にNu_f≅Nuとなる傾向がある。Nu/Nu_fの平均値は0.92であった。背面ではM=0.6の場合が特異であり，この原因は分らないが，他の場合はNu_f≅Nuである。M=0.6を除くとNu/Nu_fの平均値は0.99である。図6にM=1.0として，γを変化させた場合の結果を示す。γの減少と共に腹面では主流速度は増加するが，それによるNuの変化は認められない。背面では下流でNuの増加する位置がγの減少と共に上流に寄る事が分る。以上の事は吹出し流を加熱した場合についても全く同じであり，Nu/Nu_fの値は腹面で0.7~1.1の範囲にあり，その平均値は0.87，また，背面では0.8~1.2の範囲でその平均値は0.99であった。図7にiが変化した場合のNuを示す。腹面ではiが増加するにつれてNuは少し増加する傾向にあるが，背面ではiによってNuはほとんど変化しない事が分る。これらの事は膜冷却時のNu_fにおいても同様であった。Nu/Nu_fは腹面では0.7~1.1の範囲にあり，その平均値は0.88であった。一方，背面においては少数の例外を除いて0.9~1.1の範囲にあり，その平均値は

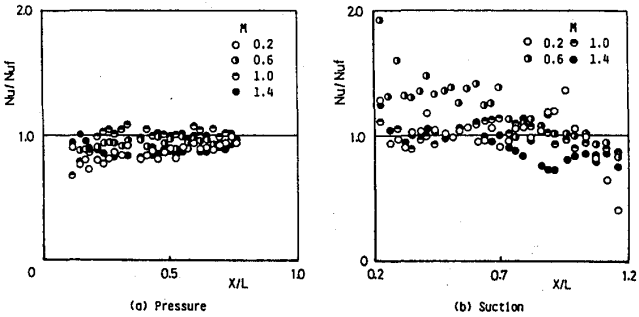


図5. 加熱時，非加熱時のヌセルト数比

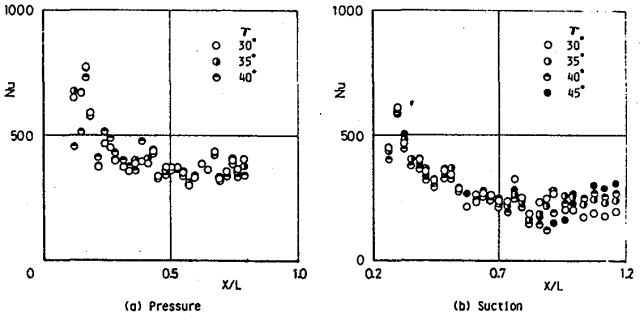


図6. ヌセルト数に及ぼす食違い角の影響

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

0.99であり，腹面においては膜冷却時のNu_fが非加熱時のNuより約10%大きく，背面では両者はほぼ一致するという点については先の結果と同じであった。円洞内に乱流格子を挿入し，その格子と翼の距離を変化させて翼列入口における主流乱れ強さTuを変化させて実験を行った。先にも報告したように[8]，ηはTuの増加によって腹面，背面共著るしく減少した。TuがNuに及ぼす影響を図8に示す。実験点にばらつきはあるが，腹面においてはNuはTuに余り影響されないが，背面においては例外もあるが明らかにTuの増加と共にNuは増加する事が分る。この傾向はH. Consignyの結果[9]と一致し，F. J. Bayleyらの結果[10]と反対である。一般に翼列流路内の腹面上の境界層は前縁から下流全域にわたって乱れ，これに対し背面における乱れは少ないと言われている[11]。一方，主流乱れは層流境界層熱伝達に影響を与えこれを増大させるが，乱流境界層熱伝達に及ぼす影響は少ない事が知られている[12],[14]。図8に示した結果はこのためと思われる。勿論，吹出しそのものが強力な乱れ促進源であり，この事は翼面上の境界層内の乱れ強さを測定することによっても確かめられた。一方，次式で定義

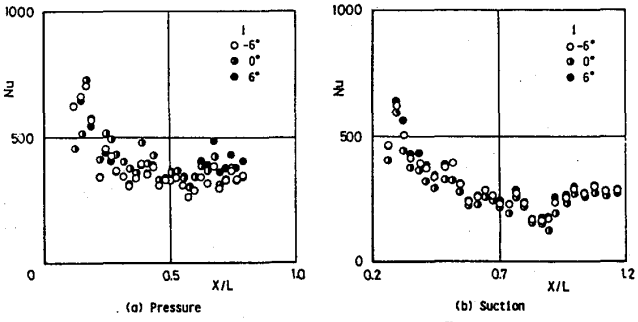


図7. ヌセルト数に及ぼす入射角の影響.

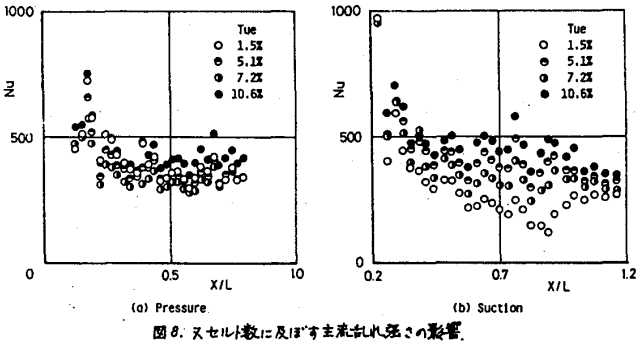


図8. ヌセルト数に及ぼす主流乱れ強さの影響.

$$K=(\mu_e/\rho_e U_1^2)\cdot(dU_1/dx) \qquad (4)$$

される加速パラメータKの腹面上の分布は図9に示すようであり，主流乱れの小さい場合に層流化がおこるといわれている[13] $K=3\times10^{-6}$を全域においてこえている。したがって，翼面では腹，背共完全な乱流や層流境界層でなく，W. Radiら[15]のべているように遷移状態にあり，その程度が腹面の方がより乱流に近いものと考えられる。Nu/Nu_fは腹，背両面共ほぼ0.9~1.1の範囲にあり，両者はほぼ等しい事がわかった。

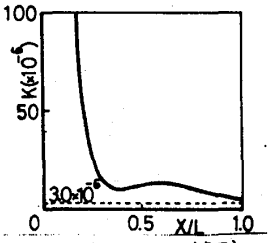
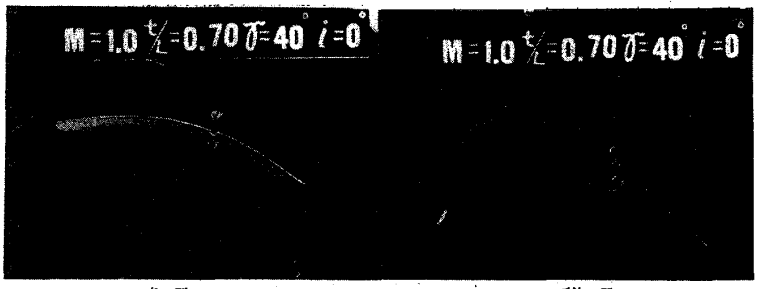


図9. 加速パラメータ分布(腹面)

3. 計　算　本研究で取扱った現象を理論的に解くためには曲面上のN-S方程式を解かねばならないが，それは困難であるので次のようにした。



(a) 腹面　　図10. 吹出し流の可視化　　(b) 背面

図10より分るように吹出し流は吹出し直後で曲げられ，比較的よく表面に沿って流れているので境界層近似が成

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

立つものとし，冷却剤は吹出し点において仮想高さHを有する平行噴流として供給されるものとした。すなわち，図11に示すように吹出し点において境界層はHだけ持上げられるとし，$0<y<H$においては速度分布は放物線，温度および濃度分布はT_sあるいはW_s一定とした。境界層外端速度U_1は翼面上の静圧から求めた。断熱壁温度T_{aw}は図12に示すように吹出し点では冷却剤温度T_sに保たれるがその後徐々に上昇して十分下流では主流温度T_eになる。$T_{aw}=T_{wd}$となる点をX_aとし，$0<X<X_a$で$\partial T/\partial y=0$，$X>X_a$で$T_w=T_{wd}$とした。乱流として混合距離モデルを用い，カルマン定数kの値としては実験結果等を参考にして図13に示すように定めた。これは吹出しによって乱され，その後徐々に減衰して行く状態をモデル化したものである。吹出し点($X/L=0.051$)までは層流とした。計算を行うにあたって吹出し点における仮想吹出し高さHの値を決定することが必要となる。このためにHの値を種々に変化させて計算を行い，計算によって得られたηの値が実験結果と最もよく一致すると思われるHの値を求め，そのHを用いて温度場の計算を行った。このようにして得られた計算結果と実験結果の比較を腹面については図14，15に背面については図16，17に示す。$M=1.0$の図14，を見るとη，Nu_f共ほぼよい一致を示していることがわかる。$M=1.4$の図15においてはNu_fにおいて計算値が多少低い結果を与えているが定性的には一致している。背面においては上流域で計算によるηが多少高い値を示しているが，Nu_fの一致は良好である。$X/L>0.9$は境界層外端速度U_1が減少する領域であるのに実験によるNu_fが増加しているが，図13に示したように，この付近でkを変化させていないにも拘らず計算結果もこれと同様な挙動を示している。計算結果を検討した結果，U_1が減少している領域では壁面での速度勾配du/dyが増加し，その結果渦動粘性係数が増加していることがわかった。図18に計算に用いた仮想吹出し高さHを$M=0$の場合の吹出し点での境界層厚さδで除した値と吹出し比Mの関係を示す。

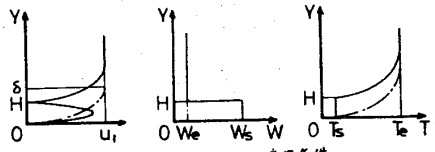


図11. 吹出し点における境界条件

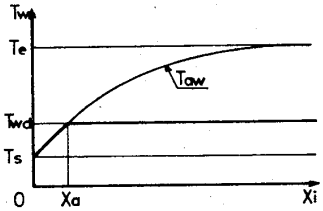


図12. 翼面上の温度変化

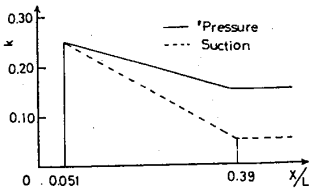


図13. カルマン定数分布.

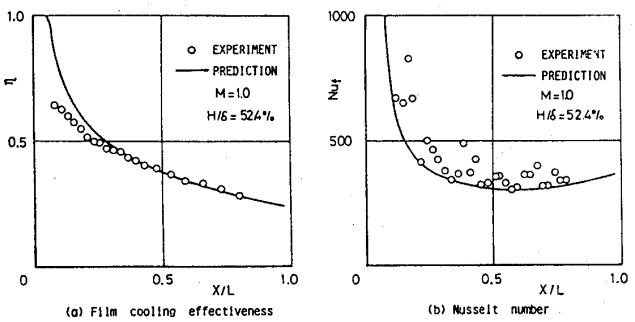


図14. 膜冷却効率とヌセルト数の計算と実験の比較(腹面)

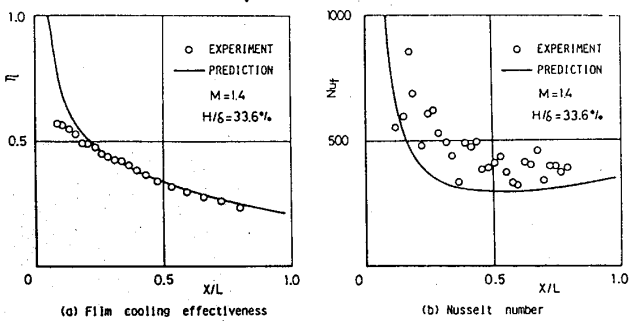
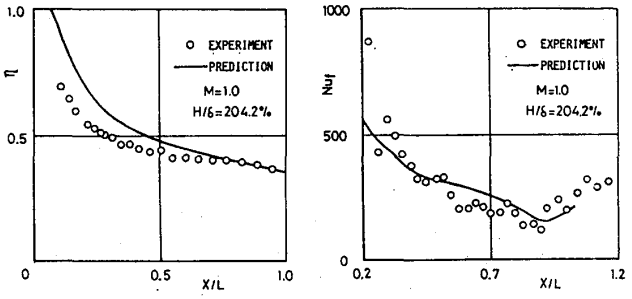


図15. 膜冷却効率とヌセルト数の計算と実験の比較(腹面)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

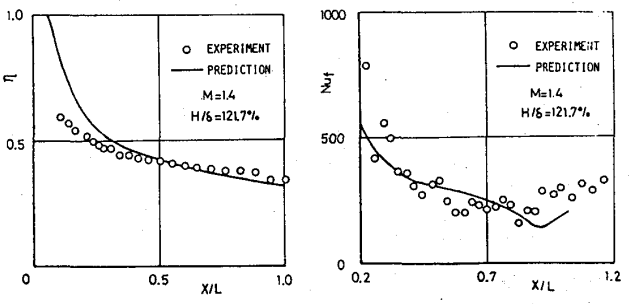
図から腹面より背面の方がHは大きく，腹面でのHはMによって余り変化せず，Mの増加と共に僅かに減少するのに比べ，背面ではMの増加と共に直線的に減少することがわかる。

先にのべたように，翼面が断熱材で作られていると吹出し孔下流の翼表面温度は図12に示すように徐々に上昇する。したがって，翼表面温度を設定温度T_{wd}以下に保つためには$x_i > x_a$では適当な熱量を取り去る必要がある。膜冷却を施した場合に取り去るべき熱量q_fは膜冷却を施さない場合の熱量qより少ない筈である。$1-q_f/q$を膜冷却効果と定義し，この値を求めた。計算条件は，$T_e=1250°C$，$T_{wd}=400°C$，$T_s=200°C$とした。その計算結果を図19に示す。膜冷却効果は吹出し点近傍では100%に保たれるが，その後急激に減少することがわかる。その減少は特に腹面において急激であり，下流方向へ複数行の吹出しを行うことの必要性を示している。又，腹，背両面共M=1.0の場合に最も冷却効果が大きいことがわかる。



(a) Film cooling effectiveness　(b) Nusselt number

図16. 膜冷却効率とヌセルト数の計算と実験の比較(背面)



(a) Film cooling effectiveness　(b) Nusselt number

図17. 膜冷却効率とヌセルト数の計算と実験の比較(背面)

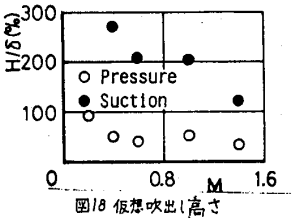
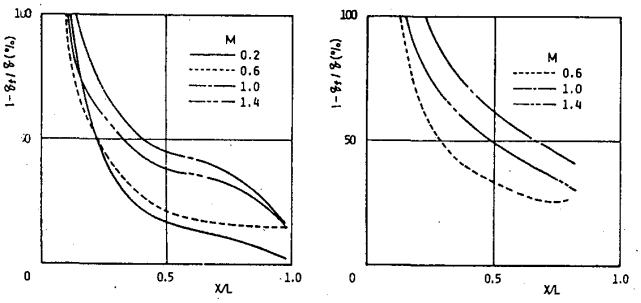


図18 仮想吹出し高さ



(a) Pressure　(b) Suction

図19. 膜冷却効果($T_e=1250°C$, $T_{wd}=400°C$, $T_s=200°C$)

4. 結　語　ガスタービン翼の前縁近傍にあけたスロットから冷却剤を二次元的に吹出した場合の膜冷却効率，非加熱時および加熱時のヌセルト数を実験的に求めた。又，翼まわりの境界層方程式を数値的に解いて実験結果と比較し次のことを知りえた。

(1) 膜冷却時のヌセルト数Nu_fと非膜冷却時(吹出しあり)のヌセルト数Nuは定義が異なるにも拘わらずほぼ等しい。一般に翼腹面では$Nu_f > Nu$であり，本研究で行った実験条件ではその平均値は$Nu/Nu_f=0.856$であった。背面では$Nu_f \cong Nu$であり，$Nu/Nu_f=0.988$であった。(2) 吹出し比Mの増加と共に腹面の熱伝達率は増加するが，背面の熱伝達率はほとんど変化しない。(3) 食違い角γが変化しても腹面，背面共熱伝達率はほとんど影響を受けない。ただ，背面では下流で熱伝達率が増加する位置が食違い角の減少と共に上流側に寄る。(4) 入射角iの増加と共に腹面の熱伝達率は少し増加す

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

るが背面ではほとんど影響を受けない。（5）主流乱れ強さ Tu が増加しても腹面の熱伝達率はほとんど影響を受けないが，背面の熱伝達率は主流乱れ強さの増加と共に増加する。（6）二次元の境界層方程式に吹出しによる乱れの促進と，その後の減衰を考慮したモデルを導入してこれを数値的に解いて膜冷却効率 η と熱伝達率 h_f を計算した。計算結果は実験結果とよく一致し，背面下流域における熱伝達率の増加現象をも表わすことができた。（7）膜冷却効果 $(1-q_f/q)$ は吹出し孔直後では100％であるが，その後急激に減少する。その減少は特に腹面において著るしい。

記号．A：前縁基準点，H：仮想吹出し高さ，h：熱伝達率，i：入射角，K：加速パラメータ，k：カルマン定数，L：翼弦長，M：吹出し比，Nu：ヌセルト数，q：熱流束，R^*：腹面曲率半径，r：翼前縁部曲率半径，s：スロット巾，T：温度，Tu：主流乱れ強さ，T_{wd}：設定壁温度，t：ピッチ，U：X（流れ）方向速度，U_1：境界層外端速度，X：点Aから翼面に沿った距離，X_i：スロット中心から翼面に沿った距離，Y：翼面から垂直な距離，α：角度，γ：食違い角，η：膜冷却効率，μ：粘性係数，ρ：密度．

添え字．aw：断熱壁，e：主流，f：膜冷却時，i：入口，o：出口，s：冷却剤，w：壁面

文献 (1) Goldstein, R.J., Advances in Heat Transfer, vol.7 (1971) p.326, Academic Press. (2) Lander, R.D. ほか J. Aircraft, vol. 9, No.10 (1972-10), 707. (3) Blair, M.F., Trans. ASME, J. Heat Trans. (1974-10), 524. (4) Paradis, M.A., Trans. ASME, Engg. Power (1977-1), 11. (5) Jabbar, M.Y. ほか, Trans. ASME, Engg. Power (1978-4), 303. (6) Goldstein, R.J. ほか, ASME Paper (82-5), 355. (7) Liess, C., Trans. ASME, Engg. Power, (1975-1), 21. (8) 吉川ほか, 機論, 50巻, 455号 B (昭59-7) 予定. (9) Consigny, H ほか ASME Paper (1982-7), 542. (10) Gladden, H.J. ほか, ASME Paper (1975-7), 1. (11) Shivaprasad, B.G. ほか Trans. ASME, Fluid Engg. (1978-3), 37. (12) Kestin, J. ほか, Int. J. H.M.T. vol. 3, (1961), 133. (13) Moretti, P.M. ほか, Int. J. H.M.T. vol. 8, (1965), 1187. (14) Brown, A ほか, Trans ASME, Eng. Power (1981-1), 159. (15) Radi, W. ほか, '83 Tokyo IGTC (1983-10), 13.

本研究の費用の一部は1983年度文部省科学研究費（No. 58550161）によった。

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－10

フィルム冷却流の挙動に関する実験

*坂田　公夫．進藤　重美．柳　良二（航技研）

1．緒　言

高温タービンの冷却法の改善は、エンジン性能に直接与える効果が高いため広範に研究が行われて来ており、航空宇宙技術研究所においてもフィルム冷却に関する研究などを中心に進めて来た。最近では研究の方向が、冷却効率の向上に加えて、より少ない冷却媒体流量の実現や、性能の数値予測を基礎とする信頼性の高い冷却構造設計法の確立へと移って来ている。

フィルム冷却は、表面の断熱効果と吹出し孔内面の対流冷却の効果により、高い冷却性能を与えると共に、翼材肉厚方向の温度勾配が小さいことから、小さな熱応力条件による作動を可能とする。しかし、この反面、円孔列などから冷却空気を翼面へ吹出すことによりその流れの構造が複雑であるため、熱伝達効果及び、流体力学的効果を把握することが容易でなく、精度の高い現象予測法やそれを基礎とした冷却構造設計法が今のところない。航技研では、冷却空気吹き出しのあるタービン翼面上の流れを解明し、冷却性能の向上と冷却翼設計法の確立を目的として、二次元の断熱翼模型を用いて一連の実験的研究を行っている。[(1),(2),(3)]ここでは、吹出し流と境界層を含む主流との混合現象を把握するため、熱線風速計と熱電対とを用いて流れの速度及び温度をトラバース計測し、カラーグラフ化処理を行った結果について報告する。カラーグラフ化処理は、綿密に行った大量のトラバース計測データなどの新しい表示法として、航技研で別個に行った研究成果を適用したものである。[(4),(5)]

2．実験装置及び方法

2．1．供試モデル

供試モデルは高圧の初段タービン静翼を約７倍に拡大したアクリル製の二次元翼であり、これを三枚用いて二次元翼列として構成した。モデル及び翼列条件については、文献（１）に詳しく記述した。この大型翼を用いることにより、本研究による実験条件で、ビオー数Ｂio＝154 を得、実機タービン翼に比べて充分断熱的条件で作動していると言える。図１に供試翼の断面と吹出し孔を示す。吹出し孔は前縁から79.2mm、翼面長さ比として28.5%の位置にあり、直径 d＝ 2.8mm、ピッチＳ＝ 8.4mm（Ｓ／d ＝３）である。翼面静圧係数は 0.17 であり、速度勾配係数Ｋ＝ 1.89 ×10^{-6} である。

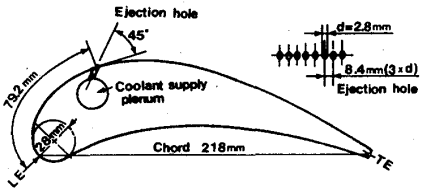


図１．　供試翼断面

図２は風胴出口に設けた供試翼を下流から見た写真であり、計測用トラバース装置も示している。

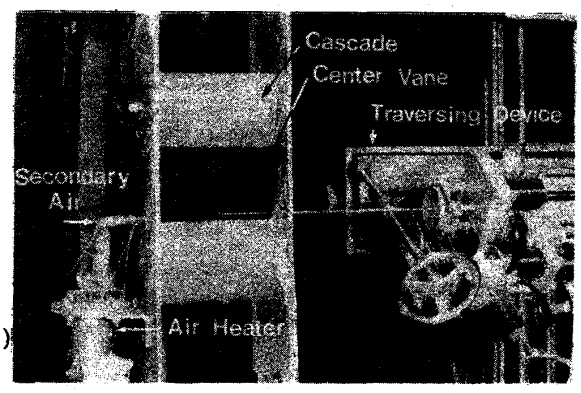


図２．　供試翼列・風胴・トラバース装置

2．2．計測法及びデータ処理

（１）トラバース計測

境界層のある主流と吹出し流との混合現象を明らかにするために、測定する範囲は小さいが極めて微細なトラバース計測が要求される。計測を行った断面は図３に示す様に、吹出し孔から 5.6mm（ x／d ＝ 2）の極く近傍下流の位置と、さらに下流28mm（ x／d ＝10）の２位置であり、両者とも主流方向に直角で表面に垂直な幅10mm、高さ5mm の断面である。

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'８４－６）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

トラバース装置は、距離分解能 0.1mm、角度分解能 0.1° のx-y-θ三軸自動トラバース装置である。トラバースによる測定点は横（ z）方向50点（ 0.2mmピッチ）、縦（ y）方向50点（ 0.1mmピッチ）の計 2,500点をとった。

図4に、用いたホットワイヤと熱電対のプローブ構造を示す。速度及び乱流計測には、位置分解能をあげるため、センサ長を 0.5mmまで短くしたⅠ型ホットワイヤを用い、主流方向速度U及び乱流成分$\sqrt{\overline{u'^2}}$ の計測を行った。温度場計測用熱電対は、混合による時間変動成分も計測しうる様出来る限り細い素線（50μ）を用い、断熱的と考えられるセラミックのサポートを使って熱電対を保持した。この温度プローブにより、約 200Hz までの温度変動が計測可能である。用いた熱電対はCAであり、プローブは手製である。

（2）実験計測・データ処理及びカラーグラフィック装置

実験計測、トラバース装置制御、データ処理及びカラーグラフィック装置からなるシステムは図5に示す構成である。図5（a）は実験計測システムであるが、実験条件の設定及び基本データの採取にマイコンを使った計測監視システムを用い、トラバース制御及びホットワイヤ／熱電対データ計測にはシステムコントローラを用いた。また計測データは波形解析装置（GenRad 2505 ）に取込み、解析処理が行われる。図（b）には、データの解析及びカラー図形処理システムを示しており、GenRad 2502 でFFTを用いた波形解析を行った後、時間平均速度・温度、乱れ強度、周波数成分などに関する50×50＝ 2,500点バイナリデータファイルをフロッピディスクに収納する。これをOff Line でVAX 750ミニコンを用いて直線補間により 256×24画素の画像データファイルとし、16色画像表示用CRT又はフレームメモリを有する10色カラー化システムによりカラー化画像を得る。表示画素数は16色画像表示用CRTで 720×512 ピクセル、10色CRTで 512×480 ピクセルである。

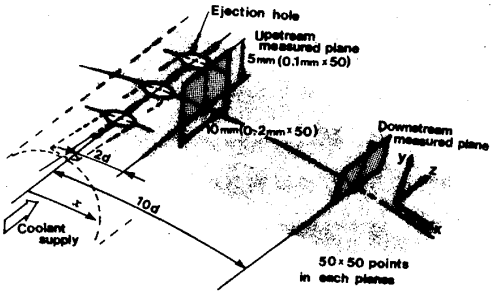


図３．　計測断面の詳細

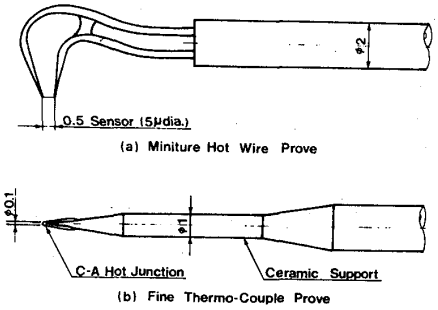


図４．　ホットワイヤ及び熱電対プローブ

２．３実験条件

実験は出口最高風速50 m／sec の低速翼列風胴を用いて以下の条件で行った。

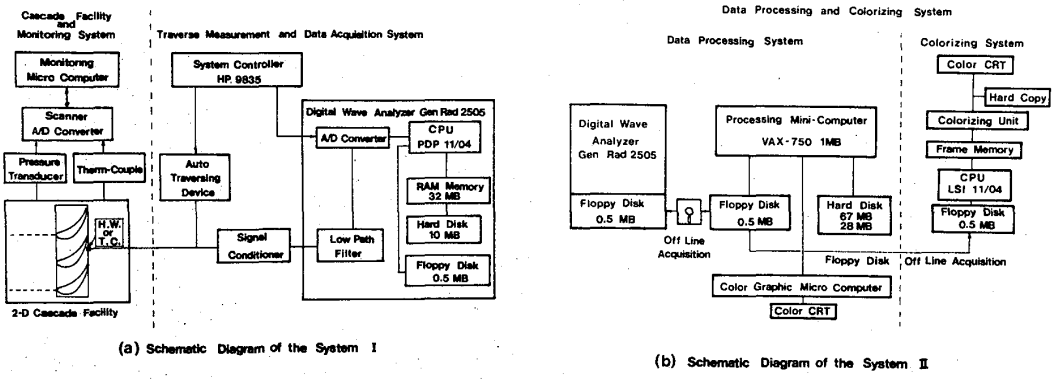


図５．　実験計測・データ処理システム

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

主流出口流速	$U=38\sim40$ m／sec
翼列レイノルズ数	$Re_3=\rho U_3 C/\mu = 5\times10^5$
吹出し孔位置主流レイノルズ数	$Re_x=\rho U_x x/\mu = 1.8\times10^5$
吹出し質量速度比	$M=(\rho U)_c/(\rho U)_\infty = 0.25, 0.5$
吹出し空気温度	$T_{co}=15\sim45$℃　（速度計測の場合は主流と同温）

3．実験結果と考察

3．1．速度、温度及び乱れの計算処理

ホットワイヤによる速度場及び熱電対による温度場の計測結果から次の諸式により速度U及び乱れ強度Tu、温度、温度乱れを求めた。

Velocity data reduction

Instantaneous velocity [(i, j) point, k-th time]

$$U_{ijk}=\left(\frac{E_{ijk}^2-E_0^2}{K}\right)^n \quad \text{(King's Eq.)}$$

Time mean velocity

$$\overline{U_{ij}}=\frac{1}{N_v}\sum^{k}U_{ijk}$$

Turbulence Intencity

$$T_u=\frac{\sqrt{\overline{u_{ij}^2}}}{\overline{U_\infty}}=\frac{\sqrt{\frac{1}{N_v}\sum^{k}(U_{ijk}-\overline{U_{ij}})^2}}{\overline{U_\infty}}$$

Temperature data reduction

Non-dimensional temperature

$$\eta=\frac{T-T_g}{T_{co}-T_g}$$

Time averaged temperature at (i, j) point

$$\overline{\eta_{ij}}=\frac{1}{N_t}\sum^{k}\eta_{ijk}$$

Temperature fluctuation level

$$\sqrt{\overline{\eta_{ij}^2}}=\sqrt{\frac{1}{N_t}\sum^{k}(\eta_{ijk}-\overline{\eta_{ij}})^2}$$

3．2．速度及び乱れ強度の y方向分布

図6は吹出し速度比M＝ 0.5の場合の x／d ＝2 における速度及び乱れ強度分布の一部である。z 方向に孔下流（ z／d ＝ 0）と z／d ＝ 0.5及び 1.2の3点を示したが、主流より低い速度の吹出しによる速度欠損などが見られる。乱れ分布から、境界層がほぼ乱流に遷移しているものと思われ、これは前縁からの距離による吹出し孔位置のレイノルズ数Re_xが 1.8×10^5であることからも妥当と考えられる。

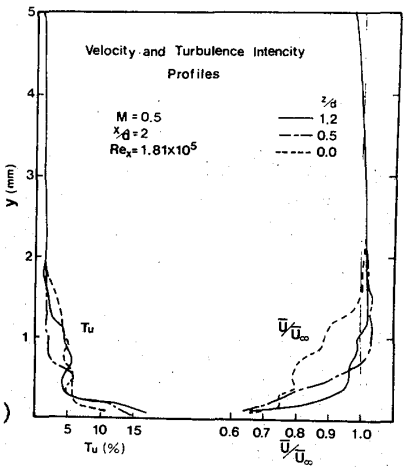


図６．速度及び乱れ強度分布（M=0.5,x/d=2）

3．3．速度、乱れ、温度及び温度乱れの面分布（カラー化画像）

図7、8、9、10はM＝ 0.5における x／d ＝2 及び10での速度場及び温度場の二次元分布カラー化画像である。ここに示す図は黒・白を含むカラー16色の階調で表現された画像であるが、本論文は白黒プリントであるため、各画面上方にあるカラースケールの灰色階調として見ることが出来る。

（1）速度場　（図7，8）

速度分布の結果［図（a ）］から、 x／d ＝2 において吹き出しのジェット領域がジェットコアを含めて明らかに示されており、同時に約1mm の翼面境界層が見え、吹出し流の両側に境界層が薄くなっている部分も示されている。この部分は吹出し流によって押し除けられた主流が吹出し流の両側で局所的に加速され、うずを作っているために現われたものである。 x／d ＝10の下流域では混合拡散が高まり、ジェット域の存在は示されるものの、その速度勾配はゆるやかで、もはやジェットのコアは見られない。乱れ強度の分布［図（b ）］もこの様な混合拡散現象を明らかにしている。 x／d ＝2 では、ジェット領域がドーム状に比較的強い乱れ分布領域を形成し、その内部を詳細に観察することにより、乱れの小さな中心部と、吹出し孔壁からの乱れに起因するものと思われる円環状の高い乱れ域が見られる。また、境界層内に強い乱れが見られ、乱流境界層が明らかにされており、吹出しジェット外縁と境界層の干渉により局所的に乱れの小さい領

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

域が存在することも示されている。 x／d ＝10となると、ジェット及び流れの干渉から生じた乱れは z方向に拡散し、混合域の乱れ強度も低下している。

（２）温度場　（図９，10）

一方、温度場の画像は、流れの混合に関する情報をさらに鮮明に与えている。時間平均温度の分布はその翼面上の値がフィルム冷却効率であり、吹出しジェットの表面付着性を示す結果である。 x／d ＝2 の温度分布はきれいなドーム状であって、その形状は速度分布で示された速度欠損域とほぼ一致する。 x／d ＝10 の位置では表面に平行な z方向にジェットが広がり、混合も促進されているのが示されているが、無次元温度の最も高い部分は表面に付着しており、フィルムとして良好に機能していることがわかる。

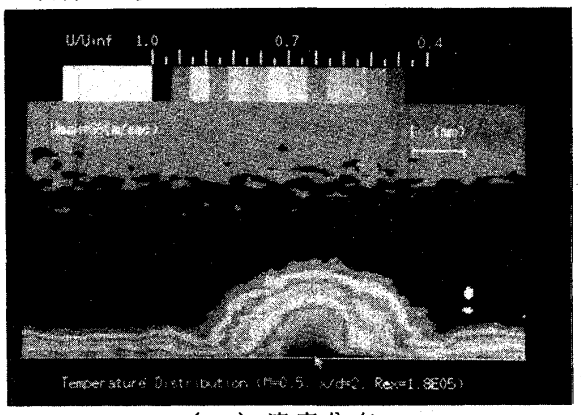
また、主流と吹出し流の混合を最も良く表現すると考えられる温度変動成分の分布は両図（ｂ ）に示されているが、 x／d ＝2 の位置では、温度乱れの領域がジェットの左右の縁に限定されており、この部分が主な流れの混合域であると考えられる。この二つに別れた混合域は下流でもジェットを取囲む様に存在する。

３．４．吹出し流速比による変化

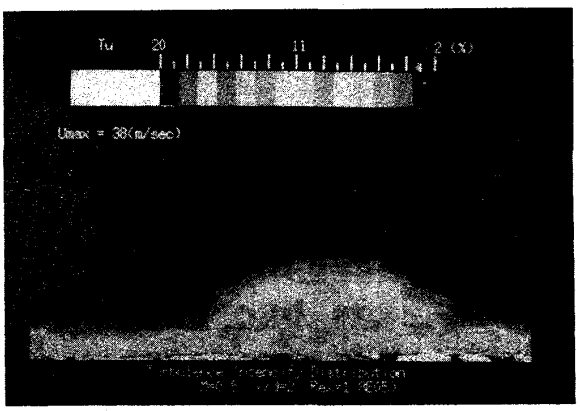
図11は吹出しM＝ 0.25 の場合の x／d ＝2 における計測データのカラー化画像である。速度及び温度分布のみを示した。図７及び９と比較して、M＝ 0.5の場合と基本的な現象に変化がないことが分るが、相対的には吹出し流は良好に表面に付着し、主流の影響が少なく高い冷却効果が得られている。

３．５．乱流混合長の分布

乱れの計測から明らかの様に、流れの基本が乱流であり、吹出し流と主流の混合が乱流混合であることから、乱流モデリングを考察するため、次式のHanjalic －Launderの方法[6]を用いてプラントルの混合長 l を計算した。

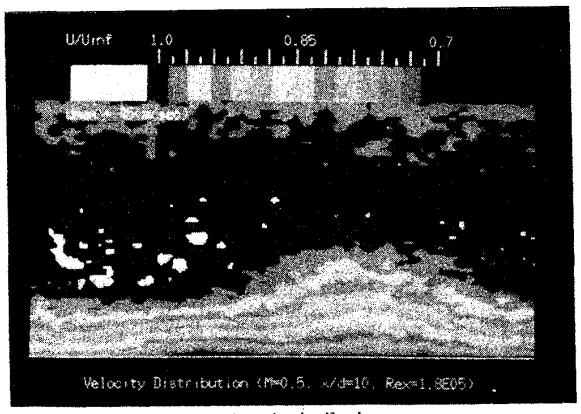


（ａ）速度分布

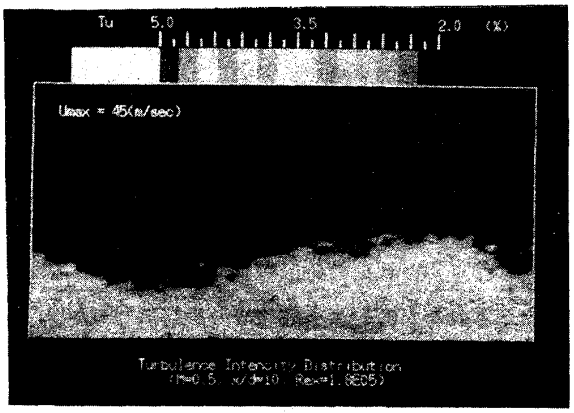


（ｂ）乱れ強度分布

図７．M=0.5，x/d=2における速度場の画像出力



（ａ）速度分布



（ｂ）乱れ強度分布

図８．M=0.5，x/d=10における速度場

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

Mixing length ; l

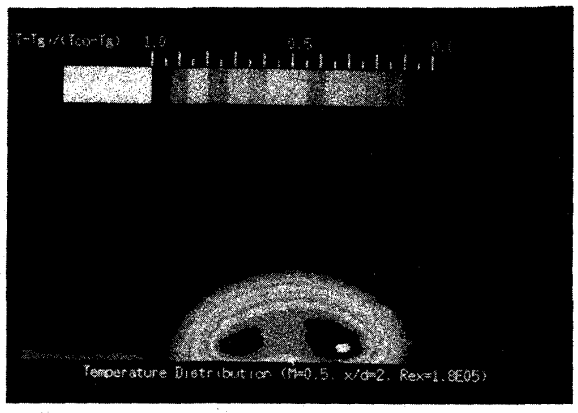
$$\overline{u^2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} l^2 \left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}\right)^2 \right]$$

α_1, α_2 : empirical constants (Hanjalic, Launder)

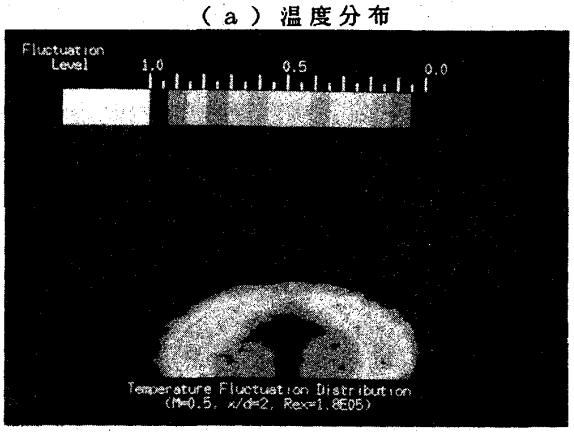
α_1, α_2 は実験定数であるが、ここでは 0.94 と 0.26 を選んだ。(7)

図12は境界層外縁（ $y=\delta$ ）の混合長l_δで無次元化した結果の一部である。M＝ 0.5、 x／d ＝2 における lの y方向分布であるが、吹出しジェットの領域では混合長が短くなっており、この影響がかなり大きな yまで及んでいる。このことは吹出しの影響が速度勾配が $y>\delta$ で相対的に大きくなったためである。

これをカラー化画像としたものが図13である。この結果から吹出し流領域では lが小さく、特に x／d ＝2 において主流域とはっきり区別することが出来る。 x／d ＝10の下流では、l の小さな領域が、境界層の範

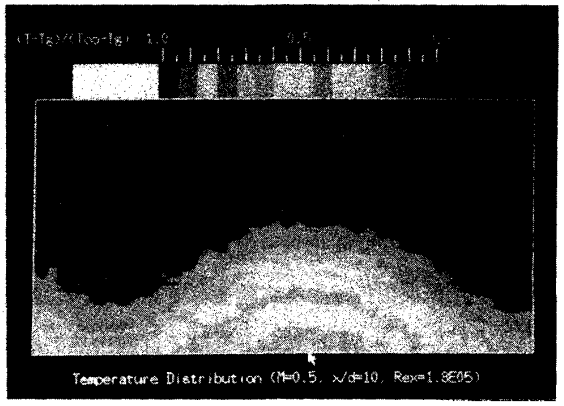


（ａ）温度分布

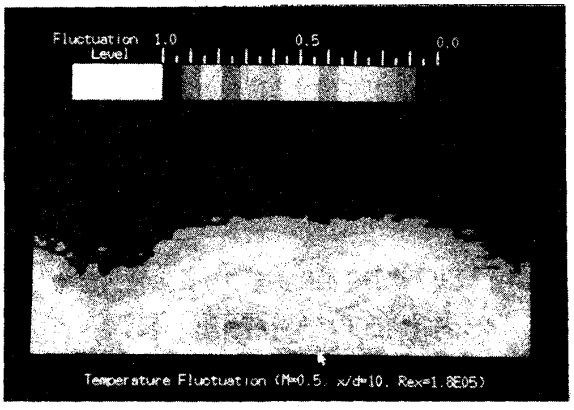


（ｂ）温度乱れ分布

図９． M=0.5、x/d=2における温度場

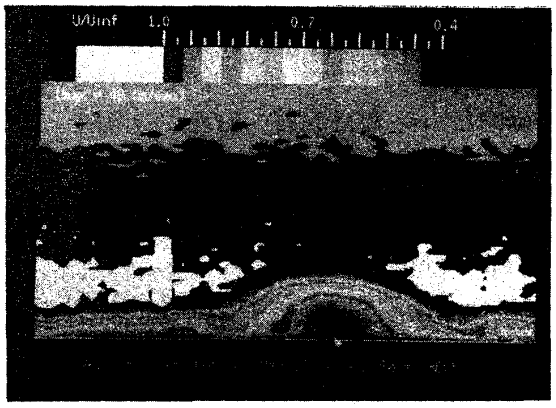


（ａ）温度分布

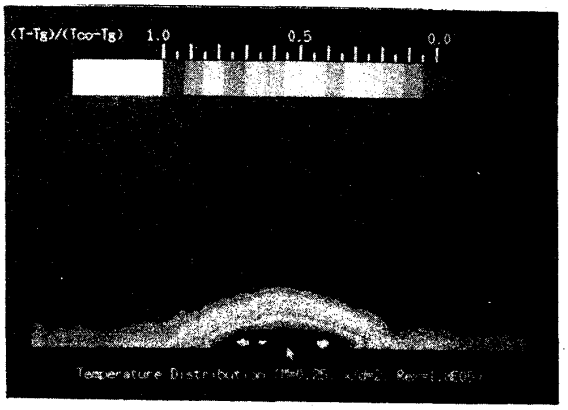


（ｂ）温度乱れ分布

図１０． M=0.5，x/d=10における温度場



（ａ）速度分布



（ｂ）温度分布

図１１． M=0.25,x/d=2の結果

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

囲に限定され、速度及び温度の分布に明らかに示された様な吹出し流の影響は明瞭ではない。また、この結果はCrawford やWang らの実験結果[7),(8)]とは多少異なっており、これはレイノルズ数の相違（Wang ：Re ＝ 1.54 × 10^6）や吹出し法の違いにより境界層及び吹出し流内の乱れ強度が本実験と異なるためと思われる。

4．結　論

以上の結果から次の様な結論を導くことが出来る。

（１）円孔吹出しのある流れ場を解析するためには場全体の計測による詳細なデータが必要で、これを表現するため、カラー化処理を行った画像が有効である。

（２）速度場の計測結果から、場全体がほぼ乱流であり、吹出し流により主流境界層の形状が変化を受ける。

（３）温度及び温度乱れ分布の画像から、主流と吹出し流の混合が主に吹出し流の左右の領域で行われる。

（４）乱流混合長は、本実験条件では、吹出し領域で小さくなり、 x／d ＝10の下流域では吹出しの影響は殆ど残らない。

本研究は微細のセンサを用いた綿密な速度場及び温度場の計測とデータ処理及びカラー化画像表示を組み合わせて、フィルム冷却に関する流れの混合現象の解析を行ったが、今後さらに周波数分析等を用いてこれを深め、流れのモデル化を進める必要があると考えている。

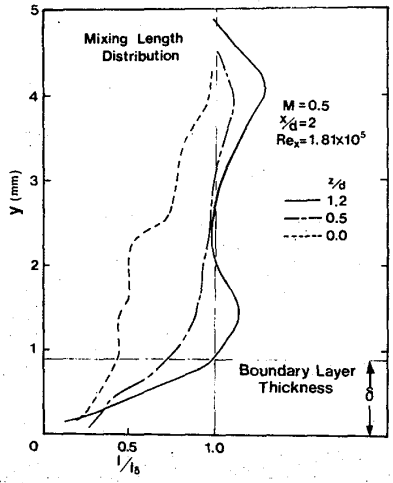
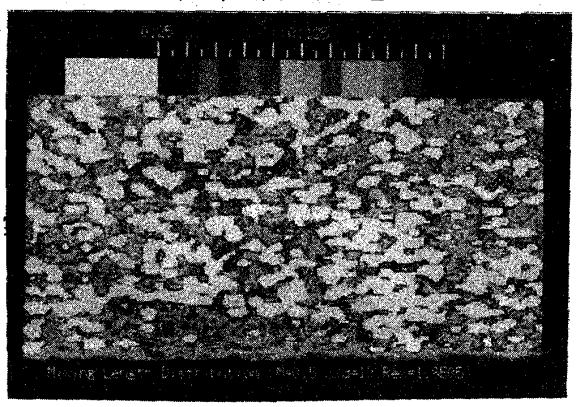


図１２．乱流混合長の分布（M=0.5,x/d=2）

（ａ）ｘ／ｄ＝２



（ｂ）ｘ／ｄ＝１０

図１３．　乱流混合長の分布(M=0.5)

（文献）

（１）坂田・熊谷「曲面上のフィルム冷却に関　する実験　１」第８回ＧＴＳＪ定期講演　1980.6

（２）進藤・坂田・後藤「曲面上のフィルム冷却に関する実験　２」第９回ＧＴＳＪ定期講演　1981.6

（３）坂田・進藤「曲面上のフィルム冷却に関する実験　３」第10回ＧＴＳＪ定期講演　1982.6

（４）Sakata, et al. “Experimental Analysis with computer Graphics on Film-Cooling Flow Field” The 3rd Int´l Conf. of Flow Visualization, Michigan, USA. 1983-9

（５）吉田・他「赤外線温度計による固体壁温度パターンの測定」流れの可視化学会誌　Vol.2　No.5

（６）K.Hanjalic & B.E.Launder “A Reynolds Stress Model of Turbulence and its application to thin shear flow” J. Fluid Mech. (1972) Vol. 52, part 4

（７）C.RWang & S.S.Papell “Three-Dimensional Turbulent-Mixing Length Modeling for Discrete-Hole Coolant Injection into a Crossflow” NASA TP-2200 1983-9

（８）M.E.Crawford et al. “Full-Coverage Flim Cooling on Flat Isothermal Surfaces” HMT-30, Stanford Univ. 1979-8

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

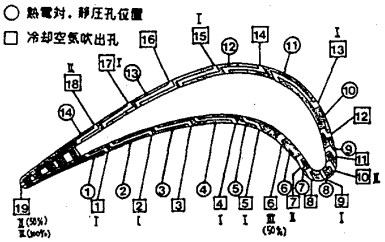
B－11

タービン翼の冷却性能試験における温度比について

*熊谷隆王　吉田豊明　柳良二
（航空宇宙技術研究所　原動機部）

1. はじめに　高温タービンの冷却翼を研究開発するに際しては、翼列風洞による冷却性能試験を行うことが必須とされる。この翼列試験では実機とすべて同じ流れの条件を与えることは一般に困難であり、主要なパラメータのいくつかに的を絞って相似条件を設定することになる。温度の設定条件については装置の規模等の制約から実機の絶対値レベルよりもかなり低い範囲にとゞめて実験し、物性値の補正を行って実機状態を予測する方法が一般にとられている。著者らの翼列試験の経験からは物性値の補正以外にも、特に留意すべき温度の設定条件のあることを周知している。

こゝでは実験データをもとに、冷却空気温度の評価、冷却空気供給圧・温度比・冷却空気流量の相関関係、温度比の冷却性能に及ぼす影響等に関する事例を報告する。



（I, II, III）各STAGEにおける閉鎖吹出孔

2. 冷却空気温度の評価　周知のように冷却翼の翼材温度（T_b）を一般化して議論するために冷却効率（η）が定義されている（$\eta=(T_g-T_b)/(T_g-T_c)$, T_g：タービン入口ガス温度，T_c：冷却空気翼入口温度）。二次元翼列試験による冷却効率は通常翼高さ方向の中央部において翼弦方向の各位置の翼表面温度を問題とするから、冷却効率の算出に用いるT_cは翼内部冷却空気溜の翼高さ方向中央部の値をとるべきである。一方実機においては冷却翼は三次元的であり、翼の温度を予測・測定するには翼の冷却空気供給口におけるT_cを用いるのが一般的である。図1と図2,3はそれぞれ積層動翼（RWB）[1]と積層静翼（DBV）[2]の二次元翼列試験において冷却空気

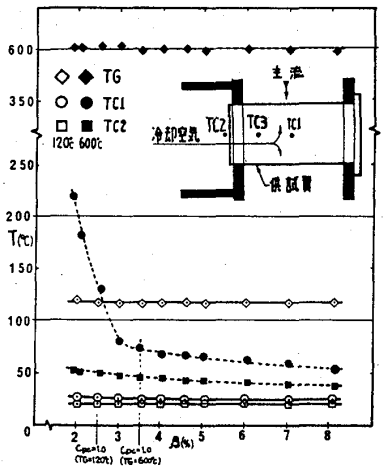
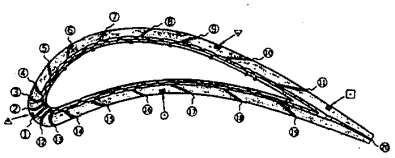


図1. 冷却空気温度の測定位置による変化（RWB翼）



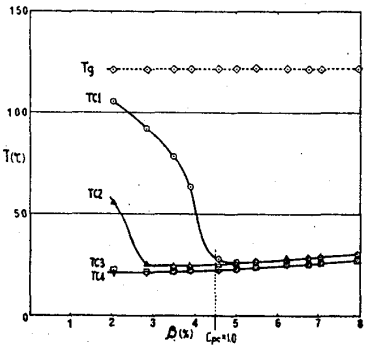


図2. 冷却空気温度の測定位置による変化（DBV翼，Tg=110°）

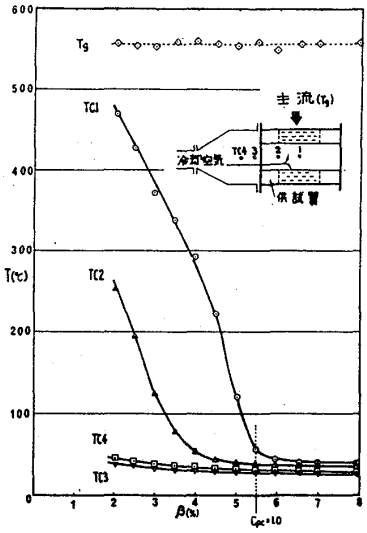


図3. 冷却空気温度の測定位置による変化（DBV翼，Tg=570°）

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

供給通路内のT_cの変化を種々の冷却空気流量比(β)を与えて測定したものである。これらによれば、加熱・非加熱・供試翼冷却構造によらず、T_cの変化は冷却空気供給圧比(C_{pc})が1を境に低い側で急激に上昇している。これはC_{pc}が1以下では主流が翼前縁部から内部に混入するためであり、すべての吹出孔から吹出しが行われる$C_{pc}>1$ではT_cの変化は微小である。ちなみに冷却空気入口断面積と全冷却孔断面積の和との比は、RWB：143/59, DBV：214/108 (mm^2)となっている。

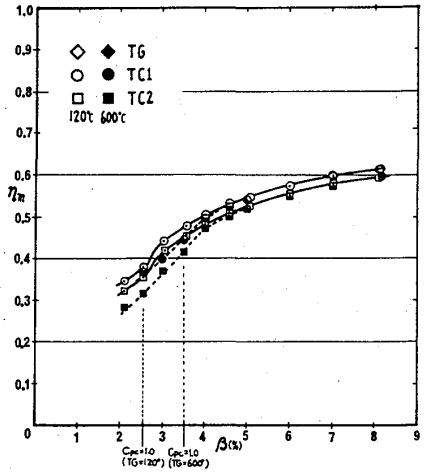
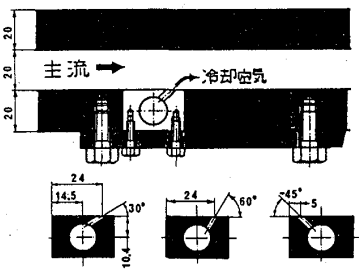


図4. 冷却空気温度測定位置と効率との関係（RWB翼）

図4はRWB翼における平均冷却効率(η_m)を冷却空気供給部(TC2)と翼中央部(TC1)でそれぞれ評価した結果である。C_{pc}が1以上の領域では加熱・非加熱共にT_cの測定位置によるη_mの差は4%未満であるが、C_{pc}が1未満では特に加熱時におけるT_cの変化が大きいためη_mの差が大きくなっている。以上の実測例と考察から二次元翼列試験におけるT_cの測定位置は、C_{pc}が1以上では冷却空気供給口でも結果としてのη_mはほぼ二次元性能を示すが、小さな差異を確認するためには翼中央部でもT_cを測定しておくことが望ましい。この事例は前縁部に吹出孔のある場合に特に留意すべきである。実機翼へのデータの適用をする際には、別途冷却空気供給通路でのT_cの温度上昇を考慮する必要がある。

3. 温度比の冷却空気流量特性に及ぼす影響

前記の実験も含め過去に行った種々の翼列試験において、主流温度(T_g)と冷却空気温度(T_c)の絶対温度の比($C_{tc}=T_c/T_g$)を変えると、冷却空気の流量特性及びそれに依存するη_mの値が変化することが確認されている。これらの関係を明確にするため、図5に示す平板吹出模型3種を用い風胴試験を行った。



（30°, 60°, -45°吹出孔）

図5. 平板単孔列吹出模型

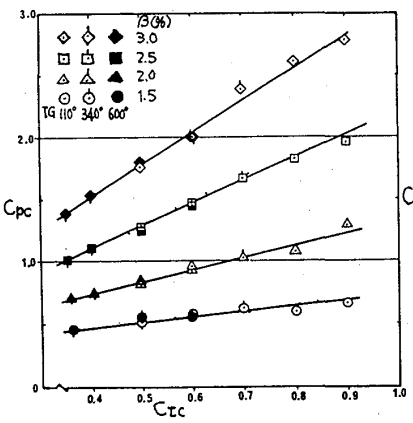


図6. 平板単孔列吹出模型（30°）におけるCtcとCpcの関係

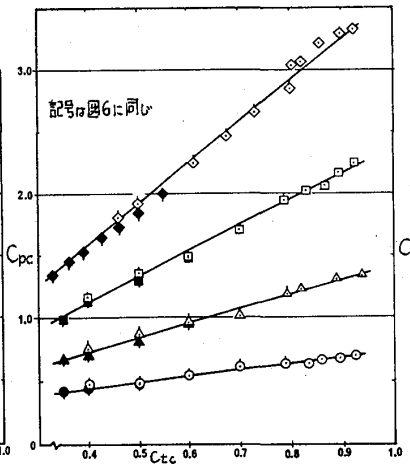


図7. 平板単孔列吹出模型（60°）におけるCtcとCpcの関係

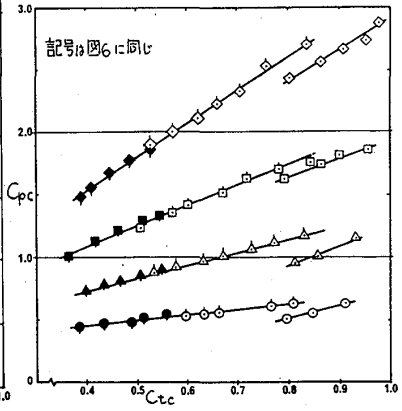


図8. 平板単孔列吹出模型（-45°）におけるCtcとCpcの関係

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

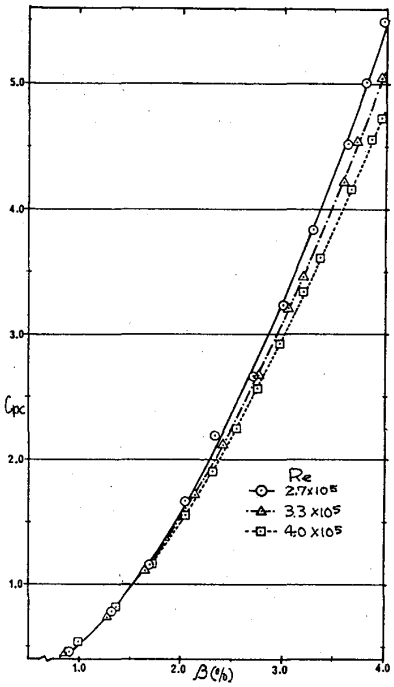


図9. 平板単孔列吹出模型（30°）
におけるβとCpcの関係（Ctc=0.6）

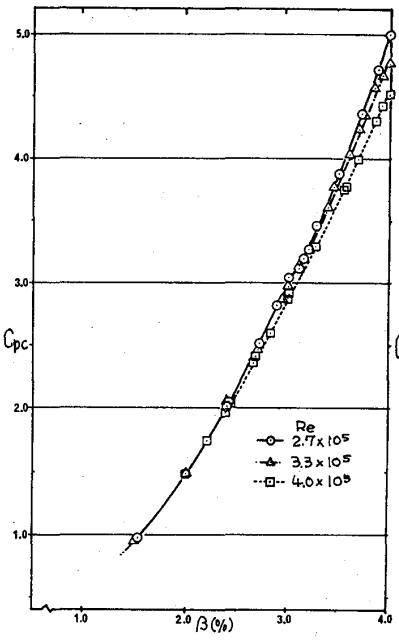


図10. 平板単孔列吹出模型（60°）
におけるβとCpcの関係（Ctc=0.6）

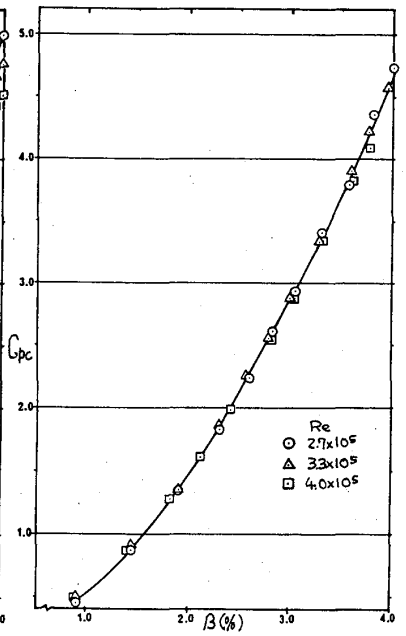


図11. 平板単孔列吹出模型（-45°）
におけるβとCpcの関係（Ctc=0.6）

本試験体のように単列の吹出孔配置で主流側が流れ方向に圧力勾配の微小な流路では、C_{pc}, C_{tc}, β の間に種々の仮定の下に以下の関係式が成り立つ。まずこれらの定義は次の通りである（図12参照）。

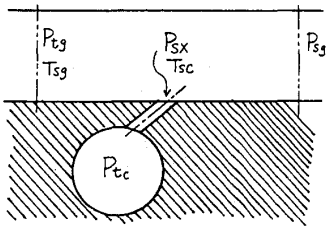


図12. 平板単孔列吹出模型における
各種圧力，温度

$$C_{pc} = (P_{tc} - P_{sg})/(P_{tg} - P_{sg}) \quad \text{-----} (1)$$

$$C_{tc} = T_{sc}/T_{sg} \simeq T_{rc}/T_{rg} \simeq T_{tc}/T_{tg} \quad \text{((i), (ii) において)} \text{-----} (2)$$

$$C_{tc} = T_{rc}/T_{rg} \quad \text{((iii) において)} \quad \text{----} (2')$$

$$\beta = \rho_c u_c A_c / \rho_g u_g A_g \quad \text{----} (3)$$

たゞし P: 圧力, T: 温度, ρ: 密度, u: 速度（断面平均），
A: 断面積, g: 主流, c: 冷却空気, t: total, s: static, R: 気体定数, M: マッハ数, r: 回復係数

i) 非圧縮性・損失なし

この場合は $P_{sx} = P_{sg}$, 動温×回復係数 ≪ 1 を仮定し、ベルヌーイの式より次式を得る。

$$C_{pc} = (A_g/A_c)^2 \cdot \beta^2 \cdot C_{tc} \quad \text{----} (4)$$

ii) 非圧縮性・損失あり

この場合は $P_{sx} = (1+\xi) P_{sg}$ と仮定して次式となる（ξ: 総損失係数（入口＋通路＋出口））。

$$C_{pc} = \xi \frac{P_{sg}}{P_{tg} - P_{sg}} + \left(\frac{1+\xi_c}{1+\xi_g} \cdot \frac{1}{1+\xi} \cdot \frac{R_c}{R_g}\right)\left(\frac{A_g}{A_c}\right)^2 \beta^2 \cdot C_{tc} \quad \text{---} (5)$$

iii) 圧縮性・損失あり

断熱条件でかつマッハ数の高次の微小項を省略すれば次式を得る（κ: 比熱比）。

$$C_{pc} = \xi \frac{P_{sg}}{P_{tg} - P_{sg}} + \left(\frac{1+\xi_c}{1+\xi_g} \cdot \frac{1}{1+\xi} \cdot \frac{R_c}{R_g} \cdot \frac{1+M_c^2/4}{1+M_g^2/4} \cdot \frac{1+r_g\frac{\kappa_g-1}{2}M_g^2}{1+r_c\frac{\kappa_c-1}{2}M_c^2}\right)\left(\frac{A_g}{A_c}\right)^2 \beta^2 \cdot C_{tc} \quad \text{----} (6)$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

図6,7,8は吹出角の異なる3種の模型についてβをパラメータとしてC_{pc}とC_{tc}の関係を示したものである。式(4),(5),(6)が示唆するようにC_{pc}とC_{tc}は直線的な関係となっている。この実験ではT_gのレベルを3種とっている。温度の絶対値が特性に及ぼす影響はほとんど見られないが−45°の非加熱の場合(図8)に例外的に差が生じている。式(5)中のξ, η_cの値の評価として今後の検討問題としたい。一方図9,10,11は主流レイノルズ数とC_{tc}を一定にした場合のC_{pc}とβの関係をそれぞれの模型について示す。この場合も式(4),(5),(6)が示すような$C_{pc} \propto \beta^2$の様相となっている。この実験における主流の最大マッハ数は約0.6であり、式(6)が最も実測値との比較に適していると思われ、予測を試みたが、ξとη_cの評価が困難なため満足な一致は得られなかった。

実際の冷却翼では図13のような配備で全体としてのC_{pc}, βが与えられる。圧力のパラメータとしては3種がある。

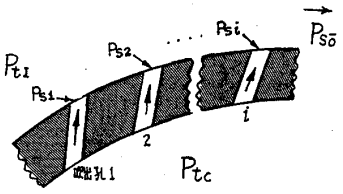


図13. 翼模型における冷却空気と主流の関係

$$C_{pc} = (P_{tc} - P_{s\bar{o}})/(P_{tI} - P_{s\bar{o}}) \quad \text{----(7)}$$

$$C_{pi} = (P_{si} - P_{s\bar{o}})/(P_{tI} - P_{s\bar{o}}) \quad \text{----(8)}$$

$$C_{pci} = (P_{tc} - P_{si})/(P_{ti} - P_{si}) \simeq (P_{tc} - P_{si})/(P_{tI} - P_{si}) \quad \text{---(9)}$$

C_{pi}は翼面静圧係数, C_{pci}は局所的な冷却空気供給圧力比で(1)式と同一である。この3式の間には次の関係が成り立つ。

$$C_{pci} = (C_{pc} - C_{pi})/(1 - C_{pi}) \quad \text{-----(10)}$$

C_{pi}は翼の構造によって定まるので、C_{pc}を与えればC_{pci}が求められる。従ってさらにC_{tc}を設定すれば先に示した単一孔列のデータからi番目通路のβ_iが定まる。βはこれらの総和であるから(5)式を$C_{pci} = A_i + B_i \cdot C_{tci} \cdot \beta_i^2$とおくと次式が得られる。

$$\beta^2 = C_{pc}/C_{tc}\left(\Sigma\sqrt{\sigma_i + (1-\sigma_i - A_i)/C_{pc}}\Big/\sqrt{B_i/C_{ti}}\right)^2 \quad \text{----(11)}$$

ただし、$\sigma_i = 1/(1-C_{pi})$, $C_{tci} = T_{sci}/T_{sgi}$, $C_{ti} = T_{sgi}/T_{tg}$, $C_{tc} = T_{sc}/T_{sg} \approx T_{sci}/T_{tg}$, よって$C_{tci} = C_{tc}/C_{ti}$.

(11)式は翼全体としてのC_{pc}, C_{tc}, βの関係を与える

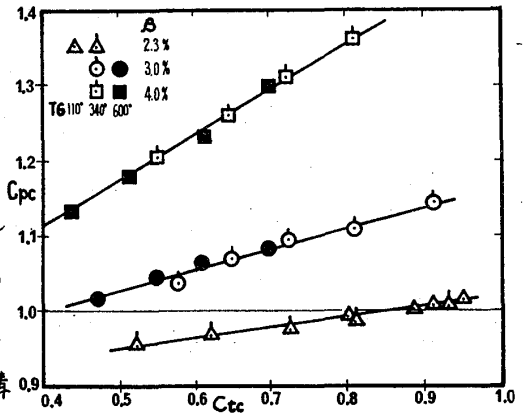


図14. 翼模型(RWB翼)におけるCtcとCpcの関係 (Ma=0.7)

図14はRWB翼の実測値を示す。この結果によればTGの温度レベルが異なっていてもβが一定の下でC_{pc} vs. C_{tc}の関係はほとんど影響を受けておらず、直線に近い変化を示している。翼型・冷却構造の異なる冷却翼においてこの関係がどのように変るかを考察できる実測データは著者らの調査では不足している。(11)式右辺( )の項はC_{pc} vs. C_{tc}の直線的関係からのズレを意味しているが、こゝでもξ, η_c等の評価を看過できないので今後の問題としたい。

4. 温度比の冷却性能に及ぼす影響　前章で示したようにC_{tc}が変ると一定の冷却空気流量を得るためのC_{pc}が変化するので、多数のフィルム冷却孔列のある冷却翼で

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

は結果的に各冷却孔列への流量配分が異なってくる。この傾向はC_{pc}が1に近くかつ前縁近傍に吹出孔列のある翼ほど顕著であり、冷却効率も当然変化するので特に留意する必要がある。図15は図14の実験時に得られた平均冷却効率η_mの変化を示す。図14の実験範囲内ではC_{pc}とC_{tc}はほぼ直線的であるから図15はC_{tc}とη_mの関係とみることもできる。この結果によればη_mはC_{pc}が大きいほど高い値を示している。これは前縁近傍の流量配分がC_{pc}の増大と共に相対的に増すためであると思われる。またη_mはC_{pc}が1よりある程度以上高い範囲ではTGの絶対値レベルを変えてもほぼ同じである。しかし$C_{pc}\leq 1$では微小なC_{pc}の変化が前縁近傍での冷却状態に大きな変化を与えるのでη_mの変化が大きくなっている。図16はピンフィン型冷却動翼においてβ, C_{tc}がほぼ同じでTGが異なる二つの場合のηの翼弦方向分布を示す。[3] 両者はほぼ一致しており温度レベルのη_mに及ぼす影響が小さいことを裏付けている。

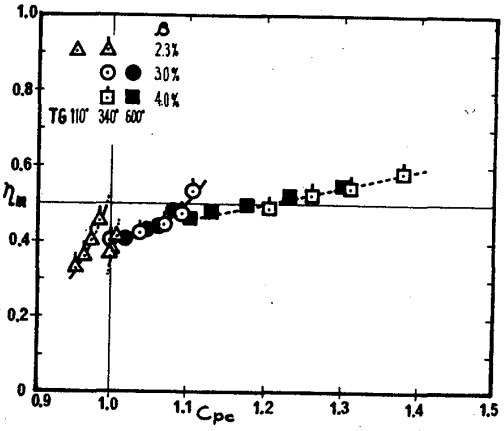


図15. 翼模型（RWB翼）におけるCtc(Cpc)とη_mの関係 (Ma=0.7)

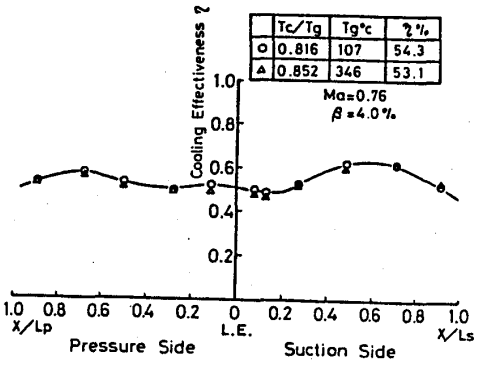


図16. 翼模型（PFB翼）におけるCtcとη_mの関係 [3] (Ma=0.76)

5. まとめ

以上の実験結果とその考察より次の結果を得た。

1) 冷却翼の二次元翼列試験において、冷却空気温度の測定位置は冷却空気供給圧比C_{pc}が1より大きい範囲では冷却空気供給入口にとっても冷却効率の二次元性能を与えるが翼内部冷却空気溜室の中央でも測定し、冷却効率の差異が微小であることを確かめることが望ましい。

2) 冷却空気供給圧比C_{pc}と冷却空気加熱比C_{tc}は冷却空気流量比βが一定の場合、単一孔列ではほぼ直線的関係にあり、多数の冷却孔列のある冷却翼の場合も近似的に同様の結果を示すようである。

3) 冷却空気加熱比C_{tc}の冷却効率に及ぼす影響は大きいので実機条件と合わせるべきである。温度の絶対値レベルの影響は小さいが、ふく射等の差異もあるので可能な限り実機条件に近いことが望ましい。

参考文献

1) 熊谷, 吉田, 高原：第24回航空原動機講演会論文集, (1984. 2), 46.

2) Yoshida, T., Takahara, T. and Kumagai, T. : ASME 82-GT-131, (1982. 4).

3) Abe, T., Doi, N., Kawaguchi, T., Yamane, T., Kumagai, T. and Yoshida, T. : ASME 84-GT-73, (1984. 6).

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－12

二次元翼列におけるエンドウォールの熱伝達に関する実験的研究

*静谷 光隆・小林 成嘉・松本 学（日立機研）

1. 緒 言

ガスタービンの効率向上への要求はますます強くなっており、その有効な手段である高温化を信頼性も確保しながら達成するため、耐熱材料の改良とともに、高温部品の冷却技術が重要な開発要素となっている。ガスタービンの冷却技術は、製作・加工技術の進歩に支えられて発展してきており、まず最も熱的に厳しい環境にあるタービン翼面へ適用され、複雑な内部構造をもつ高性能冷却翼が実用化されている。また同時に、その冷却設計法の確立や基礎データの蓄積もかなり進められている。一方、翼の一部であるエンドウォールについては、翼面より熱負荷が小さいために、これまで特に設計上の問題にはならなかったが、高温化が進むにつれ、その冷却設計が重要な設計項目になってきた。

エンドウォールの流れに関する研究[(1),(2)]は比較的多く、複雑な二次流れが存在する三次元性の強い流れ場であることが、実験・解析により明らかにされている。しかし、熱伝達に関しては、いくつかの研究例[(2)~(5)]があるものの、流れの複雑さと影響因子の多さから、その定量的な予測はまだ難しい状況にある。本報では、冷却設計に必要な基礎データの蓄積を目的として行った、二次元翼列によるエンドウォールの流れの可視化と静圧・熱伝達率分布の測定結果について、報告する。

2. エンドウォールの流れ

熱伝達の研究では、その基礎となる流れの状況をまず明らかにすることが重要である。これまでの研究により、エンドウォールの流れについては、図1のような複雑な二次流れが存在することが知られている。この二次流れについては、次のように説明されている[(1),(2)]。

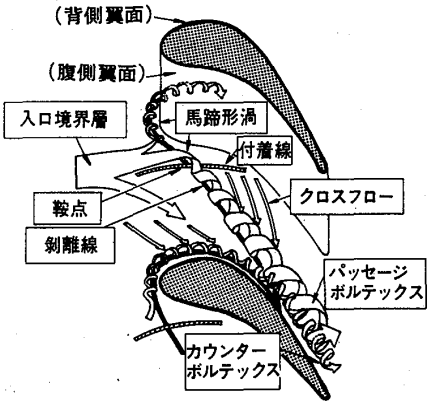


図1 エンドウォールの二次流れ

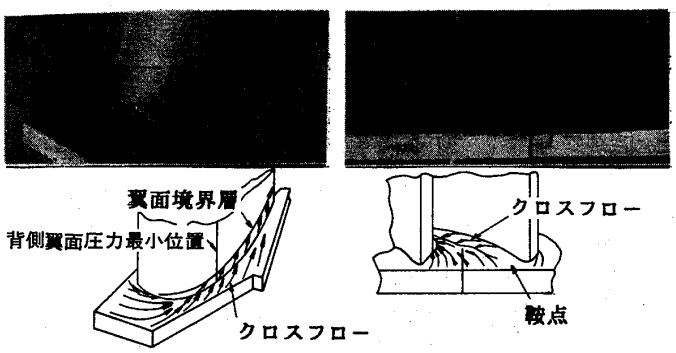
翼前縁に衝突した入口境界層が剥離・巻き上げられて馬蹄形渦が発生し、これは背・腹側に別れて進み、背側では翼根元コーナー部に沿った小さなカウンターボルテックス、腹側では流路を横切り、成長しながら隣接翼の背側に達する大きなパッセージボルテックスとなる。表面の低運動量の流れは、主流圧力勾配の作用を受けて腹側から背側へ向かうクロスフローとなり、上記の渦と干渉して、流れの剥離・付着線とそれらの交点である鞍点を表面上に生ずる。このような二次流れは、入口境界層の状態や主流レイノルズ

第12回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

数、流路内の圧力勾配などによって変化することも知られている。

そこで、熱伝達率の測定を行う前に、エンドウォールの流れの様子を把握するために、供試翼について油膜法による流れの可視化を行った。供試翼のエンドウォールと翼面に四三化鉛（光明丹）粉末とタービン油の混合液を塗付し、主流に5～10分間曝して、油膜上の筋から流線を観察した。その代表的な結果を図2に示す。図2(a)は背側の流れを示し、クロスフローが翼根元コーナー部へ向かい、翼面境界層も翼中央へ流線が偏向していることから、カウンターボルテックスの存在が推測される。図2(b)は入口部の流れを示し、翼接合面の段差で流線が多少乱されているが、鞍点と思われる厚膜部分と背側へ向かうクロスフローが観察される。この結果からわかるように、先に述べたエンドウォール表面における特徴的な流れの様子が供試翼についても見られ、その流れはかなり複雑なものであることが推測される。



(a) エンドウォール背側　(b) エンドウォール入口

図2　エンドウォール二次流れの可視化

3. 実験装置及び測定方法

3.1 二次元翼列ガス風洞

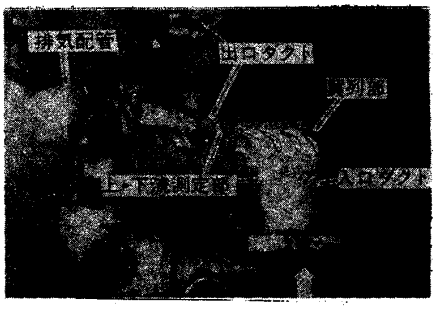
実験に用いた翼列・ガス風洞の仕様を表1に、その構成を図3に示す。主流ガスは、圧力制御された後、燃焼器で実験条件まで加熱され、入口ダクトから翼列部へ導入される。翼列は4枚の二次元翼（精鋳製）からなり、中央2枚の翼間流路を用いて、エンドウォールの静圧・熱伝達率の測定を行った。また主流の状態量の測定は、入口・出口ダクトに設けたピトー管、全温プローブ及び静圧孔により行った。

表1　翼列・ガス風洞の仕様

ガス風洞	主流ガス温度	600℃ (max)
	主流ガス圧力	0.294MPa(max)
	入口ダクト	216 (幅)×130(高)mm
	出口ダクト	39.7(幅)×130(高)mm
翼列	翼枚数	4枚
	弦長	102.5mm
	軸方向弦長	55 mm
	翼列ピッチ	72 mm
	翼高さ	130 mm
	流入角	0°
	流出角	79.4°
	材質	SUS304

3.2 静圧・熱伝達率分布の測定方法

エンドウォールの静圧・熱伝達率分布の測定には、図4に示すような2枚1セグメントの連結翼を用いた。静圧分布は、その翼間に60個の静圧孔（φ1.2）を設け、スキャニバルブで測定点を切換え、デ



主流ガス

図3　二次元翼列ガス風洞

図4　エンドウォール静圧孔位置

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

ジタルマノメータで測定した。

熱伝達率の測定には、エンドウォール内外表面の温度分布から熱伝達率を算出するTurner の方法[6]を採用した。エンドウォールの冷却空気系統、温度測定位置を、図5、6に示す。図5にあるように、今回の実験では、エンドウォールの厚さ方向に大きな温度差ができるように、外表面にインピンジメント冷却を用いた。その冷却空気は、2個所のバルブで圧力・流量が調節され、オリフィスによる流量測定の後、冷却用ヘッダーに導入される。そして、ヘッダー内で整流された後、上面に加工された230個の小孔（φ0.8）から高速（最大流速250 m/s）でエンドウォール外表面へ噴出され、インピンジメント冷却を行う。表面温度の測定は、図6に示すような内外表面のほぼ同一位置20個所に埋込まれた熱電対で行った。

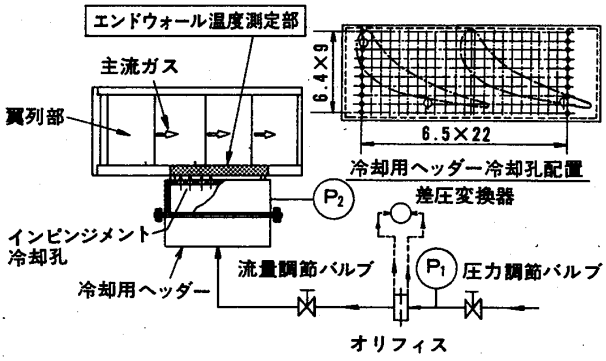


図5　エンドウォールの冷却空気系統

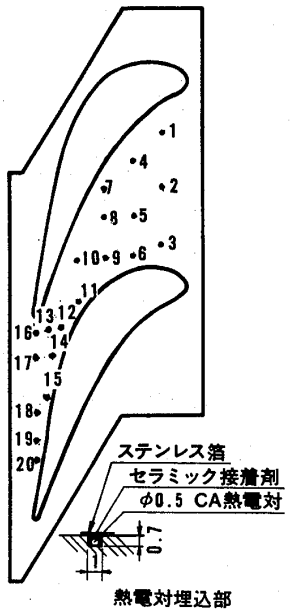


図6 エンドウォール温度測定位置

Turner の方法を基本とした熱伝達率測定法としては、これまでに境界要素法を用いた中田らの方法[7]、有限要素法を用いたYork らの方法[5]などがあるが、本測定方法では、後者に近い以下に述べるような方法を用いた。エンドウォール内部の温度分布から表面での熱流束を求めるために、まず、図7に示すように、温度測定点を境界に含み、かつ十分に広い計算対象領域を設定し、次のような境界条件で三次元熱伝導計算を行った。

- 主流ガス側・冷却空気側表面-----測定値を線型補間して求めた温度分布を与える
- 側面-----断面条件を仮定した（計算結果への影響域は側面近傍に限られると評価した）

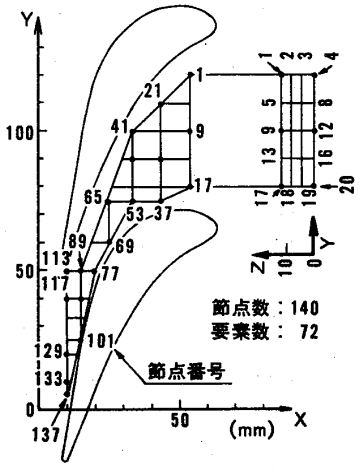


図7　温度場の計算対象領域

主流ガス側表面の熱伝達率αは、上記の熱伝導計算より得られた温度分布から、表面の各節点における温度勾配、熱流束を算出し、以下の式を使って求めた。

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial Z}\right)^2 \right\}^{1/2}$$

$$\alpha = \frac{q}{(T_g - T_w)} = \frac{\lambda \frac{\partial T}{\partial n}}{(T_g - T_w)}$$

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{\partial T}{\partial n}：主温度勾配，\left(\dfrac{\partial T}{\partial X}, \dfrac{\partial T}{\partial Y}, \dfrac{\partial T}{\partial Z}\right)：X,Y,Z 方向の温度勾配 \\ q：熱流束，T_g：主流ガス温度，T_w：表面温度，\lambda：熱伝導率 \end{array}\right\}$$

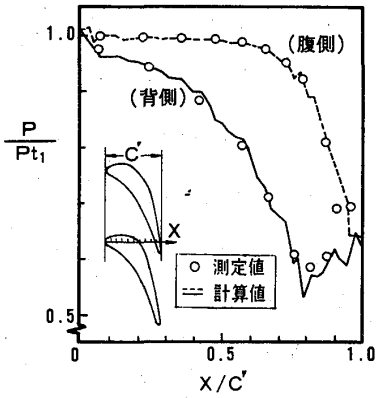
4. 測定結果

4.1 静圧分布

表2　静圧分布測定の実験条件

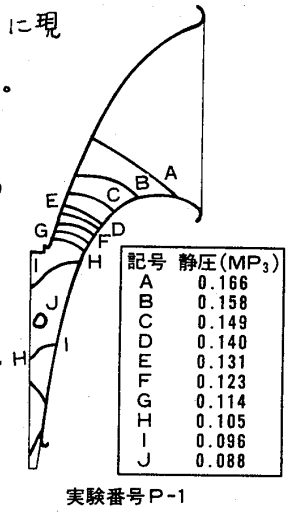
条件＼番号	P－1	P－2	P－3
入口全圧 (MPa)	0.276	0.233	0.185
出口静圧 (MPa)	0.155	0.130	0.103
入口全温 (℃)	77.0	76.5	75.5
入口レイノルズ数	4.73×10^5	3.98×10^5	3.15×10^5
出口マッハ数	0.91	0.91	0.90

静圧分布の測定は、表2に示すような実験条件で行った。この測定では主流は燃焼させずに用い、マッハ数は一定としてレイノルズ数を変化させた。既に述べたように、エンドウォールの流れは複雑であり、現在の解析技術では流れの詳細を解析することができず、通常は近似解として二次元翼間流れ解析結果が適用されている。そこで、供試翼について、エンドウォールの静圧分布の測定結果と二次元翼間流れ解析結果とを比較し、近似解の有効性について検討した。図8に、スパン中央位置での翼面圧力分布の一例を示す。これは実験条件のP-1に相当するもので、翼面圧力の測定値と計算値はよく一致し、圧力の最小値は背側のX/C = 0.81に現れ、この位置はスロートに対応している。他の実験条件についても、ほぼ同様の結果が得られた。エンドウォール表面の静圧分布測定結果を図9に示すが、圧力の最小値は翼面の場合と異なり、スロート位置でなく、さらに下流の流路中央に現れている。図10は、上記の静圧分布の測定結果から計算されたマッハ数分布（実線）と二次元翼間流れ解析結果（破線）とを比較したものであり、両分布は入口部とスロート位置下流部でかなり違いを生じている。エンドウォールの流れには各種の流動条件が関係するため、以上の結果だけでは一般的な結論を引き出すことはできないが、少くとも、翼間流れ解析の結果をエンドウォールの流れに用いることは精度の良い予測値とはならない、といえる。



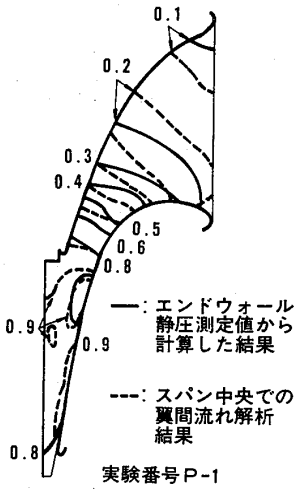
入口全圧：Pt_1 = 0.278MPa

図8 翼面圧力分布（スパン中央）



実験番号P-1

図9 エンドウォール表面の等静圧線分布



実験番号P-1

図10 エンドウォール表面の等マッハ線分布

4.2 熱伝達率分布

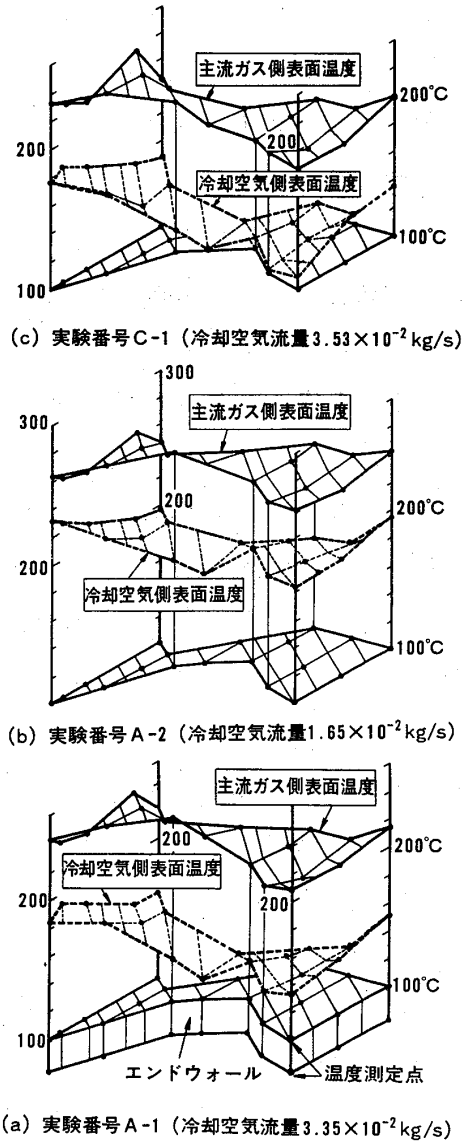
熱伝達率の測定は、表3に示す実験条件で行った。図11に、各測定点の温度データより線型補間して求めた、エンドウォール両表面の温度分布を示す。図11(a)、(b)から

Download service for the GTSJ. via 3.14.7.99, 2025/05/02.

次のようなことが定性的にいえる。冷却空気流量の変化は、全体の温度分布、特に主流ガス側の分布形状にはほとんど影響を与えず、その温度レベルだけを変化させている。また、主流レイノルズ数の異なる図11(a), (c)の比較からは、低いレイノルズ数の方が温度レベルが低く、またスロート位置下流部の主流ガス側表面温度分布に違いが現れていることがわかる。既に述べたように、このような温度分布を境界条件とした三次元熱伝導計算を行い、図12のような断面内温度分布を求め、さらに表面の節点での温度勾配、熱流束の順に計算し、最終的に熱伝達率分布として図13のような結果を得た。図13(a), (b)は主流レイノルズ数が異なる場合の結果であるが、両者に共通な点は、主流の流速分布から予想されるように流路前半に比べ後半の方が大きいことと、流路中央よりも翼根元に近い部分の方が大きくなっていることである。このような傾向は、翼形・流動条件などは異なるが、これまでの実験的研究[(2)~(5)]で一般的にいわれている結果と、ほぼ一致している。両者の差、すなわち主流レイノルズ数変化による分布の違いは、背側スロート位置付近に見られ、高レイノルズ数では低レイノルズ数にはなかった最大熱伝達率が現れていることである。図14は、本測定により得られた、エンドウォール表面の平均熱伝達率（スタントン数で整理した）と主流レイノルズ数の関係を示している。スタントン数St、主流レイノルズ数Reとも、入口条件で無次元化している（ρ：密度、u：主流の流速、C_p：定圧比熱、C：翼コード長、μ：粘性係数）。図中には、

表 3　熱伝達率測定の実験条件

条件＼番号		A 1	A 2	B 1	B 2	C 1	C 2
主流	入口全圧 (MPa)	0.267		0.234		0.190	
	出口静圧 (MPa)	0.148		0.130		0.105	
	入口全温 (℃)	341		353		350	352
	入口レイノルズ数	2.55×10^5		2.26×10^5		1.82×10^5	1.83×10^5
	出口マッハ数	0.93		0.94	0.93	0.94	
冷却空気	流量(kg/s)	3.35×10^{-2}	1.65×10^{-2}	3.26×10^{-2}	1.64×10^{-2}	3.53×10^{-2}	1.71×10^{-2}
	温度(℃)	35.2	39.5	32.6	35.4	29.4	31.4

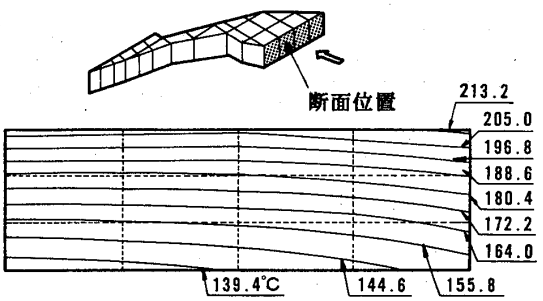


(c) 実験番号C-1（冷却空気流量3.53×10^{-2} kg/s）

(b) 実験番号A-2（冷却空気流量1.65×10^{-2} kg/s）

(a) 実験番号A-1（冷却空気流量3.35×10^{-2} kg/s）

図11　エンドウォール表面温度分布

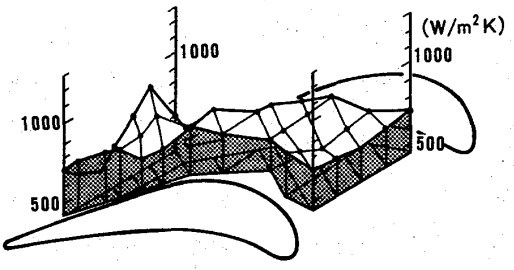


（実験番号A-1）

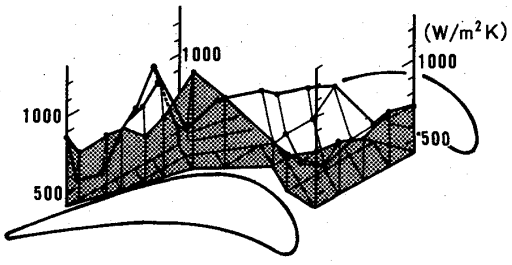
図12　エンドウォール内等温線分布の一例

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

比較のためにDunnらの測定結果[3]も示してある。いずれの結果も、翼間流路の前縁から後縁までの領域内の測定値を整理したものであり、スタントン数は幅をもった範囲内に現れている。本測定の主流レイノルズ数の範囲については、上記流路内の領域での平均スタントン数は主流レイノルズ数の変化にそれほど強く影響されないと考えられる。



(b) 実験番号C-1 (Re=1.82×10⁵)



(a) 実験番号A-1 (Re=2.55×10⁵)

図13 エンドウォール表面の熱伝達率分布

5. 結 言

ガスタービンの翼エンドウォールの冷却設計に必要なデータの蓄積を目的として、二次元翼列を用いたエンドウォールの流れ・熱伝達率測定を行い、次の結果を得た。

(1) エンドウォールの流れの状態に関して、二次元翼間流れ解析による近似解は、流路入口部とスロート位置下流部で測定結果とかなり異なっており、精度の良い予測値とはいえない。

(2) エンドウォール表面の熱伝達率は、主流レイノルズ数の変化により、その絶対値だけでなく分布もかなり変化するが、本測定範囲内についての平均スタントン数としてはほとんど変化しない。

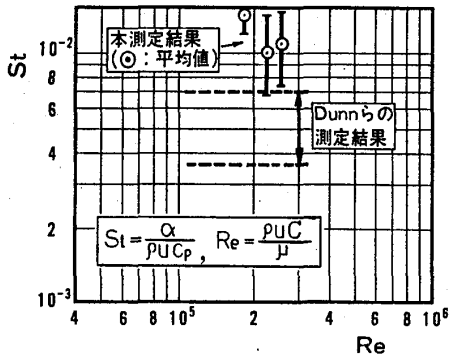


図14 エンドウォール表面のスタントン数Stと主流レイノルズ数の関係

参考文献

(1) Langston, ASME Paper No.80-GT-5 (1980)
(2) Graziani et al, ASME Paper No.79-GT-99 (1979)
(3) Dunn et al, ASME Paper No.81-GT-88 (1981)
(4) Hylton et al, AFWAL-TR-81-2077, 3 Volumes (1981)
(5) York et al, ASME Paper No.83-GT-52 (1983)
(6) Turner, J. Mech. Eng. Sci. Vol.13 (1971)
(7) 中田・荒木, 日本機械学会論文集 No.830-13 (1983)

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

B－13

断熱セラミックコーティングの遮熱効果に関する実験

航空宇宙技術研究所　　*柳　良二　　熊谷　隆王

1．　はじめに

近年の省エネルギー技術の研究開発の結果として、ガスタービンエンジンにおいても、タービン入口ガス温度が次第に高くなり、熱効率も高くなって来ている。このタービン入口ガス温度の上昇は、ノズル翼、動翼等の高温強度部材の耐熱限界と冷却技術に大きく依存している。特に冷却技術は、初期の内部対流冷却から熱遮断を行なうフィルム冷却が広く用いられる様になり、このため冷却空気流量が増大し、ガスタービンの総合効率に少なからぬ影響をおよぼす様になって来ている。このため、冷却空気流量の増加をきたす事なく燃焼ガスから翼への流入熱量を減少させる為、翼表面に熱伝導率の低い断熱材を被覆する事が行われる様になって来た。この被覆材としては現在、部分安定化ジルコニア（$ZrO_2 \cdot Y_2O_3$）が使われており、その熱伝導率については参考文献1で既に報告した。今回さらにフィルム冷却を行なっている平板伝熱模型についてジルコニアコーティングの遮熱効果を測定したので、その結果を報告する。

2．　実験装置と方法

図1に実験装置の概略を示す。700Kw 圧縮機から出た空気は流量測定用オリフィスを通過した後、燃焼器で加熱され高温ガスとなって測定部に入ってくる。フィルム冷却用の空気は圧縮機出口で分岐して測定部に導かれて居る。また、内部冷却用の水配管も設置されている。測定部の断面を図2に示す。燃焼ガスは高さ2cm 、奥行き14cmの矩形通路を通る様になっており、その途中に下部を水冷されたステンレス製試験体（熱伝導率＝14 Kcal/mh℃）が取りつけられている。試験体表面にはセラミックコーティングが施され、また熱通過量を測定するため、ガス側と冷却水側の両面にφ0.5 CA熱電対が埋め込まれている。試験体上流には、フィルム冷却を行なうための、空気吹出孔が設けられて居る。この吹出孔部分は交換可能になつており、吹き出し角度は、30°、45°、60°の３種類が準備された。吹出孔の直径は3mm 、ピッチは9mm で、熱電対はこの吹出孔の下流31mmの所に取り付けられた。

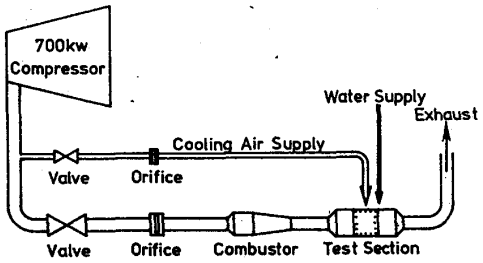


図1　実験装置概略図

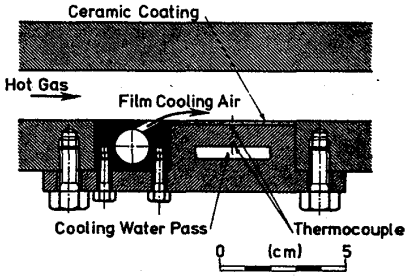


図2　一次元伝熱試験体

第１２回ガスタービン定期講演会講演論文集（'84－6）

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

実験は、まずコーティングの無い状態で各種主流及び冷却条件での、試験体両面の温度を測定し、試験体内の熱伝達を一次元と仮定して、燃焼ガスと試験体表面との熱伝達率を求めた。次に試験体にセラミックコーティングを施した後、前回の実験と同じ条件で試験体両面温度を測定し、ガス側熱伝達率が、コーティング無しの時と同じと仮定して、セラミックコーティングの遮熱効果を計算した。

試験体No.	1	2	3	4
セラミック層厚さ	0.23mm	0.37mm	0.39mm	0.38mm
表面状態	研磨	研磨	半研磨	未研磨
セラミック層	$ZrO_2-8Y_2O_3$			
ボンド層	NiCrAlY　厚さ 0.1mm			

表1　セラミック・コーティングの種類

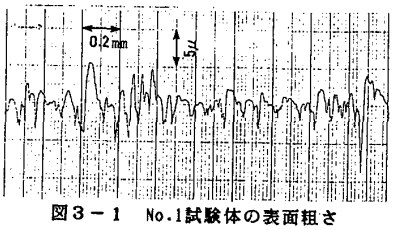


図3－1　No.1試験体の表面粗さ

実験に用いたコーティングの種類を表1に示す。試験体は4枚用意され、セラミック及びボンド層の種類はすべて同じである。コーティング厚さは、No.1試験体が0.23mmで他の3枚はほぼ同じで0.37mm～0.39mmだが、その表面状態が異なっており、No.2はNo.1と同じく十分な研磨が施されているが、No.4は未研磨のままであり、No.3はその中間の状態である。図3－1から図3－4に各試験体の表面粗さの測定結果をしめす。No.1とNo.2はほぼ同じで、粗さは5μ程度であり、No.3はそれよりあらく20μ、No.4は40μ以上であった。

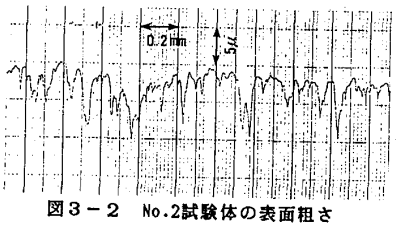


図3－2　No.2試験体の表面粗さ

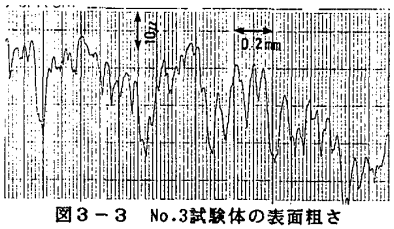


図3－3　No.3試験体の表面粗さ

表2に実験条件を示す。ガス温度は500°C～700°Cで、主流レイノルズ数は2.5×10^5から4.1×10^5であった。冷却空気は吹出角30°,45°,60°のそれぞれについて、質量流速比M=0, 0.5, 1.0の3種類について実験した。冷却水流量は総て共通で、8ℓ/min、温度は常温であった。

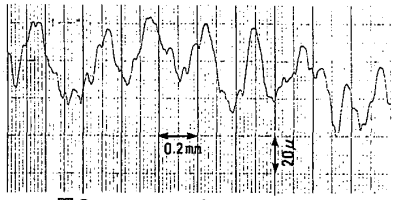


図3－4　No.4試験体の表面粗さ

燃焼ガス温度	500℃～700℃
燃焼ガス圧力	2.2Kg/cm²
レイノルズ数	$2.5\sim4.1\times10^5$
冷却空気流量（M）	0, 0.5, 1.0
冷却空気吹出角度	30, 45, 60
冷却空気温度	30～70℃
冷却水流量	8ℓ/min
冷却水温度	15～20℃

表2　実験条件

3．　実験結果と考察

（1）コーティングによる表面温度の変化

実験結果を次に示す。図4から図8はステンレス板表面温度のグラフで、横軸はセラミックコーティング厚さ、縦軸は無次元化したステンレス板表面温度Tm'である。

$$T_m' = \frac{T_{mg} - T_{mw}}{T_g - T_{mw}} \qquad (1)$$

Tmg: ステンレス板ガス側表面温度
Tmw: ステンレス板冷却水側表面温度
Tg: ガス温度

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

図４から図６は、主流レイノルズ数2.8X10^5 冷却空気吹出角度 30°、45°、60°のもので、パラメータは冷却空気の質量流速比である。試験体No.1とNo.2については、コーティング層が厚くなると共に、ほぼ直線的に表面温度が下がっているのがわかる。しかし、コーティング厚さがそれぞれ 390μと 380μのNo.3とNo.4の試験体については、この温度降下直線からはずれてかなり高い温度を示している。特に、表面研磨のしていない、No.4試験体については、コーティングの無い時とほぼ変わらない温度まで上がっている。これは、No.3, No.4試験体では表面の粗さのため境界層内の乱れが促進され、ガス側熱伝達率が大きく成ったためと思われる。図７と図８は、レイノルズ数が4.1x10^5 のデータで、 Re=2.8x10^5 の場合（図４～６）と傾向は同じだが、表面熱伝達率が大きいためコーティング厚さによる温度降下が大きくなっている。

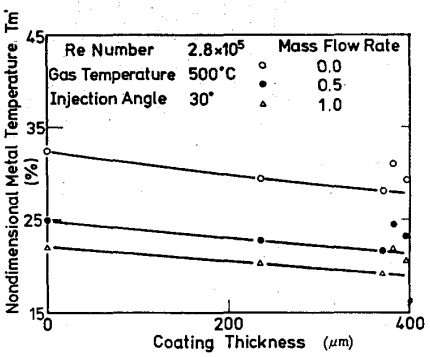


図４　無次元表面温度
吹出角 30°

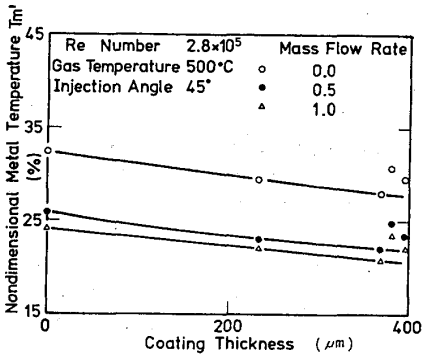


図５　無次元表面温度
吹出角 45°

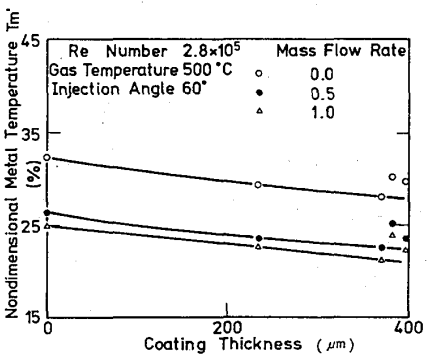


図６　無次元表面温度
吹出角 60°

（２）セラミックコーティングの熱伝導率

これらの結果を基にNo.1とNo.2の試験体について、セラミックコーティングの熱伝導率を計算した。まず、コーティングの無い状態での結果からフィルム冷却効率ηを、(2) 式で定義する無次元冷却空気温度Tc'を用いて(3) 式で計算した。

$$Tc' = \frac{Tc - Tmw}{Tg - Tmw} \qquad (2)$$

Tc:冷却空気温度

$$\eta = \frac{Tm'_0 - Tm'}{Tm'_0\,(1 - Tc')} \qquad (3)$$

ここで、添字$_0$ は、フィルム冷却の無い時の値を示す。(') は無次元量を表わす。

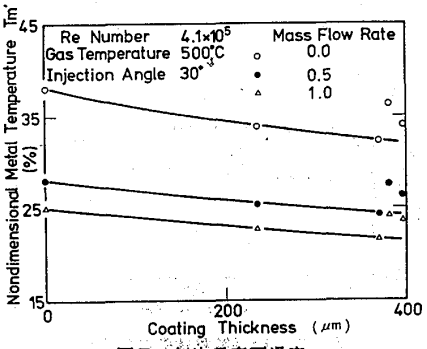


図７　無次元表面温度
吹出角 30°

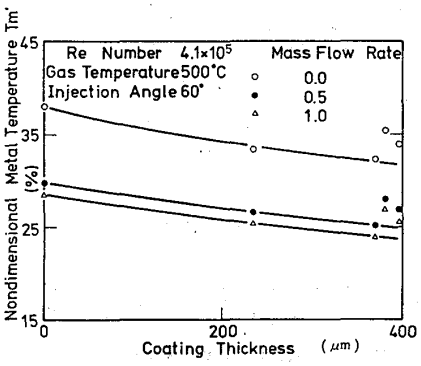


図８　無次元表面温度
吹出角 60°

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

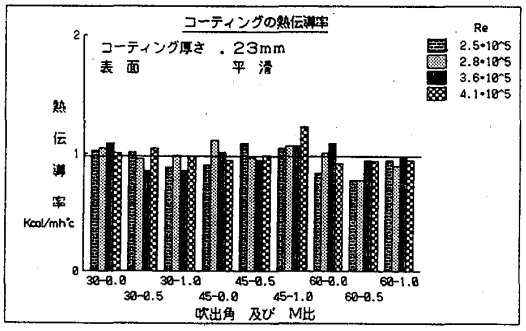


図９　No.1試験体熱伝導率

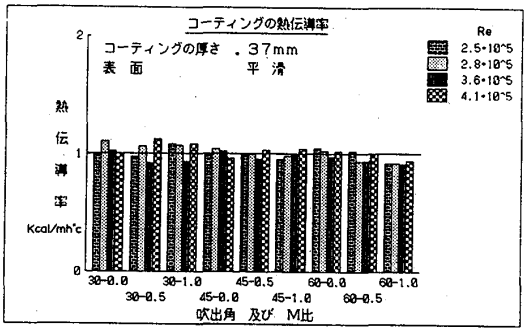


図１０　No.2試験体熱伝導率

この冷却効率と$T_m'_0$を用いると、セラミックの熱伝導率λcは(4)式で求められる。

$$\lambda c = dc\,\frac{\lambda m}{dm}\cdot\frac{Tm'c\;Tm'_0}{\{1-\eta(1-Tc'c)\}\;Tm'_0-Tm'c} \qquad (4)$$

dc:セラミック厚さ
λm:ステンレス板熱伝導率
dm:ステンレス板厚さ

ここで、添字 c はコーティング時のデータを示す。

計算結果を図９、図１０に示す。図９はNo.1，図１０はNo.2試験体の各種の主流及び冷却条件の時のデータである。コーティングの薄い No.1 試験体の方は、実験の測定精度のため多少バラツキが大きいが、両者ともすべての実験条件下において、熱伝導率は 1 Kcal/mh℃（±20%）であった。よって、表面が平滑であれば、セラミックコーティングの遮熱効果は冷却空気の有無によらず、熱伝導率が 1 Kcal/mh℃の薄膜を表面に被覆したとして計算してよいことがわかる。

（３）表面粗さの影響

表面が粗くなっているNo.3，No.4試験体についてはNo.1，No.2と同じ方法でその熱伝導率を求めると、かなり大きな値となる。これは表面熱伝達率が粗さによって増加したためであり、セラミックコーティングそのものの物性値が変化したとは考え難い。そこで No.3 ，No.4も、No.1，No.2と同じ熱伝導率(1 Kcal/mh℃）を持っている厚さ0.39mmと0.38mmのコーティングとして、セラミック層内の温度変化を求め、それをもとに、表

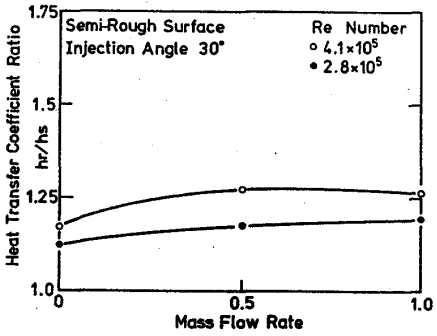


図１１　No.3試験体熱伝達率比
吹出角 30°

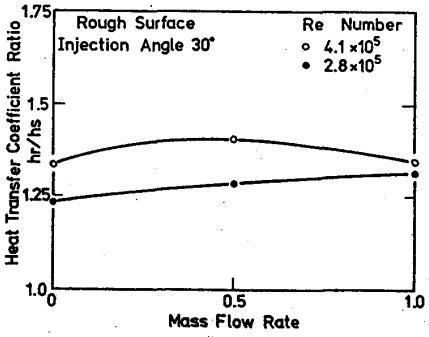


図１２　No.4試験体熱伝達率比
吹出角 30°

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

面が粗れている時のガス側熱伝達率（hr）と平滑な時の熱伝達率（hs）の比を(5)式を用いて計算した。

$$hr/hs = \frac{1-Tm'_0}{Tm'_0} \cdot \frac{Tm'c}{1-\eta(1-Tc'c)-(1+\lambda m/dm \cdot dc/\lambda c)\,Tm'c} \qquad (5)$$

その結果を図１１から図１４に示す。図１１はNo.3試験体のもので、冷却空気吹出角は 30°である。横軸は冷却空気の吹出量を質量流速比で表わしてあり、パラメータは主流のレイノルズ数である。熱伝達率比はレイノルズ数の大きい方が大きく、また冷却空気流量と共に増加する。これは、冷却空気の作る薄い冷却フィルム層が表面の粗さによって乱される為と考えられる。図１２はNo.4試験体の値であるが、粗さが大きい分だけ熱伝達率比の増加が大きい。しかし、レイノルズ数 4.1x 10^5 については、M＝0.5 の時が最も大きくMが１に成るとかえって減少している。これは、冷却フィルム層内の乱れが冷却空気流量の増大と共に大きく成るためで、M＝１の時は表面粗さによって生じた乱れの大きさが、冷却空気の吹出による乱れの増大に対して相対的に小さく成るためと考えられる。

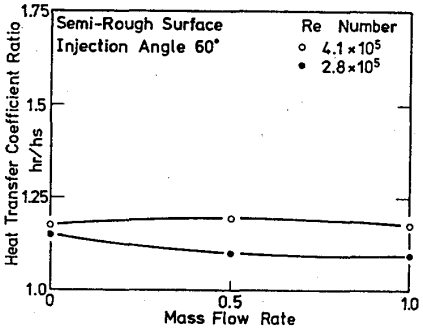


図１３　No.3試験体熱伝達率比
吹出角 60°

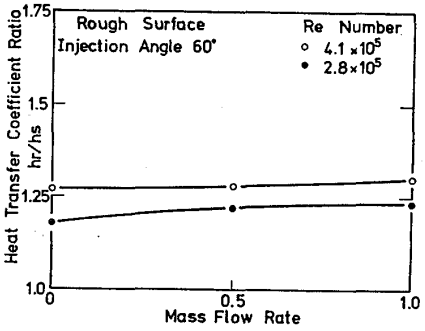


図１４　No.4試験体熱伝達率比
吹出角 60°

図１３、図１４は吹出角 60°のデータである。表面粗さの比較的小さいNo.3試験体では、Re数の大きい時はMよって熱伝達率比は変わらないが、Re数の小さい方は、Mと共に減少している。これは、30°吹出と較べて60°吹出の方が、吹出によって増大する冷却フィルム層内の乱れが大きく、表面粗さの影響が相対的に小さいためと考えられる。図１４はNo.4試験体のデータであるが、表面粗さが大きいためMと共に多少熱伝達率比は増加しているが、30°吹出と較べるとかなり増加率は小さい。

５．　結論

以上の結果より以下の点がわかる。

（１）セラミックコーティング（$ZrO_2 \cdot 8Y_2O_3$）の遮熱効果としてはフィルム冷却の有無によらず、熱伝導率１ Kcal/mh℃の薄膜被覆をしたとして計算することが出来る。

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.

（２）コーティング表面が粗れていると、ガス側熱伝達率が大きくなり厚さに依ってはかえって熱流入量が増加する可能性がある。

（３）フィルム冷却を行なっている時は、フィルム層内の乱れの小さいときは表面粗さの影響が強いが、乱れの大きいときは影響は弱い。

これらの結果よりセラミックコーティングはその表面が平滑であれば非常に有効な遮熱効果を発揮することがわかった。しかし、使用中の経時変化などによってコーティング表面が粗れて来る場合には、コーティングの効果が減少する可能性があることがわかった。

４．　謝辞

この実験は通産省工業技術院の省エネルギー技術研究開発制度（ムーンライト計画）に基づく高効率ガスタービンの研究開発の一環として行なったものであり、セラミックコーティングに関しては東芝総合研究所に御協力戴いた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

（１）　高原北雄　他、「断熱セラミックス被覆を行なった冷却タービン翼の研究」第１０回ガスタービン定期講演会　論文集

Download service for the GTSJ via 3.14.7.99, 2025/05/02.