A－1

直交回転管内乱流の数値解析

石垣　博　（航空宇宙技術研究所）

1．まえがき

高性能ガスタービンでは高温気流にさらされる動翼内に流路を設けて冷却し、翼の熱破壊を防止している。このような回転流路を流れる流体には、常温でも遠心力とコリオリ力が作用するので流れは複雑な三次元流動であるが、高温流路の場合にはさらに浮力が加わるのでいっそう複雑なものになる。遠心力、コリオリ力、浮力が同時に作用するガスタービン動翼冷却流路内の流動伝熱場は可視化や実験測定が困難であるから、その解明予知には数値解析が特に有効であろう。

著者らは体積力が作用する管内流を研究対象として、これまで遠心力がはたらく曲管(1)、遠心力とコリオリ力がはたらく回転管(2)、浮力がはたらく加熱管(3)などの内部流について流動と熱伝達の特性を数値解析によりしらべてきた。直交する軸まわりに回転する直流路（円管と正方形管）内の層流については、これまで円管の完全発達域(4)と助走区間(5)、正方形管の完全発達域(6)と助走区間(7)についての流動伝熱特性を明らかにし、さらに遠心浮力の影響(8)をしらべた。ここでは乱流解析の第一段階として、標準的な壁関数法を用いた $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて円管内乱流の完全発達領域を解析する。

2．基礎方程式と数値解法

図1に示すように回転円管に固定して座標をとり、管軸を z 軸とする。直管は y 軸のまわりに一定角速度 Ω で回転し、回転の向きは x 軸から z 軸へ向かうとする。管内の流れが定常、非圧縮性の乱流であるとすれば、(r,θ,z) 方向の速度成分を (V_r,V_θ,V_z) として、完全発達域の基礎方程式は対流項、拡散項の $\partial/\partial z$ をゼロとおいて次のようになる。

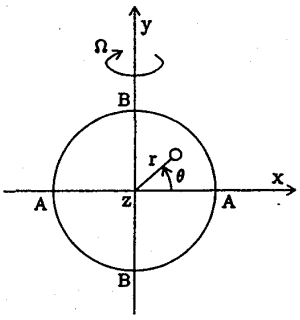


図1.　座標系

連続式

$$\frac{\partial}{\partial r}(rV_r)+\frac{\partial}{\partial\theta}(V_\theta)=0 \quad , \qquad (1)$$

運動量の式

r 方向の式

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\rho V_r^2-\mu_{eff}\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)\right]+\frac{\partial}{r\partial\theta}\left[\rho V_\theta V_r-\mu_{eff}\frac{\partial V_r}{r\partial\theta}\right]=F_r-\frac{\partial p}{\partial r}+S_r \quad , \qquad (2)$$

ここに

$$S_r=\frac{\rho V_\theta^2}{r}-\mu_{eff}\left(\frac{2}{r^2}\frac{\partial V_\theta}{\partial\theta}+\frac{V_r}{r^2}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\mu_T\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{r\partial\theta}\left(\mu_T\frac{\partial V_\theta}{\partial r}\right)$$

$$-\frac{\mu_T V_r}{r^2}-\frac{\partial}{r\partial\theta}\left(\mu_T\frac{V_\theta}{r}\right) \quad ,$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$F_r = 2\rho\Omega V_z cos\theta$$

θ方向の式

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\rho V_r V_\theta - \mu_{eff}\frac{\partial V_\theta}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{r\partial\theta}\left[\rho V_\theta^2 - \mu_{eff}\frac{\partial V_\theta}{r\partial\theta}\right] = F_\theta - \frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial\theta} + S_\theta \quad , \quad (3)$$

ここに

$$S_\theta = -\frac{\rho V_r V_\theta}{r} + \mu_{eff}\left(\frac{2}{r^2}\frac{\partial V_r}{\partial\theta} - \frac{V_\theta}{r^2}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\mu_T\frac{\partial V_r}{r\partial\theta}\right) + \frac{\partial}{r\partial\theta}\left(\mu_T\frac{\partial V_\theta}{r\partial\theta}\right)$$
$$-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\mu_T V_\theta) + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\mu_T V_r}{r}\right) + \frac{\mu_T}{r}\frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{\mu_T}{r^2}\frac{\partial V_r}{\partial\theta} \quad ,$$

$$F_\theta = -2\rho\Omega V_z sin\theta$$

z方向の式

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\rho V_r V_z - \mu_{eff}\frac{\partial V_z}{\partial r}\right)\right] + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left[\rho V_\theta V_z - \mu_{eff}\frac{\partial V_z}{r\partial\theta}\right] = F_Z - \frac{\partial p}{\partial z} + S_z \quad , \quad (4)$$

ここに

$$S_z = 0$$

$$F_z = -2\rho\Omega(V_r cos\theta - V_\theta sin\theta)$$

式 (2) ～ (4) のμ_{eff}は有効粘性係数、μ_Tは乱流粘性係数である。$k-\varepsilon$モデルではμ_Tは乱れエネルギーkとその散逸率εの局所値から決まると仮定する。

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T \qquad \mu_T = C_\mu \rho k^2/\varepsilon \qquad (5)$$

kとεは次の輸送方程式から求める。

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\rho V_r k - \frac{\mu_T}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{r\partial\theta}\left[\rho V_\theta k - \frac{\mu_T}{\sigma_k}\frac{\partial k}{r\partial\theta}\right] = G - \rho\varepsilon \quad , \qquad (6)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\rho V_r \varepsilon - \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right)\right] + \frac{\partial}{r\partial\theta}\left[\rho V_\theta \varepsilon - \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{r\partial\theta}\right] = C_1\frac{\varepsilon}{k}G - C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \quad , \quad (7)$$

ここに

$$G = \mu_T\left[2\left\{\left(\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_\theta}{r\partial\theta}\right)^2\right\} + \left(\frac{\partial V_z}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_z}{r\partial\theta}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_r}{r\partial\theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r}\right)^2\right.$$
$$\left. -\frac{2V_\theta}{r}\left(\frac{\partial V_r}{r\partial\theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r}\right) + \frac{2V_r}{r}\left(\frac{V_r}{r} + \frac{2}{r}\frac{\partial V_\theta}{\partial\theta}\right) + \left(\frac{V_\theta}{r}\right)^2\right] \quad ,$$

モデル定数は標準的な次の値である。

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

k、εの壁境界条件は次の壁関数で与える。

$$\tilde{V}_P^+ = \frac{\tilde{V}_P}{\tilde{V}_\tau} = \frac{1}{\kappa}\ell n(Ey_P^+)$$

$$k_P = \sqrt{C_\mu}\tilde{V}_\tau^2$$

$$\varepsilon_P = \tilde{V}_\tau^3/(\kappa y_P)$$

添字Pは壁近傍格子点、～は壁に平行な成分の合成量を示す。(たとえば$\tilde{V} = \sqrt{V_\theta^2 + V_z^2}$)。

数値計算プログラムはPatankarの本[9]に準拠して作成したものである。すなわち有限体積法、スタガード格子、べき乗スキーム、SIMPLE法を用いており、本計算は半断面20×20の格子点数で行なった。

3．計算結果と実験データとの比較

直交回転管内の流れ特性はこれまで種々のパラメータによって整理されてきた。層流に対して著者らは、曲り管流れとの相似性に着目して特性パラメータを考察し、$K_L = Re/\sqrt{R_0}$とR_0の2パラメータにより回転と流れの変数すべての流動伝熱特性が合理的に表示できることを示し、流れと熱伝達の特性を論じた[2]。その一例として図2にK_LとR_0の大小4通りの組合せについて、軸速度と温度の等高線を示す。R_0が大(=4.0)のときにはK_Lの大小にかかわらず両者は相似であるが、R_0が小(=0.1)のときには両々は異なる挙動をすることがわかる。ちなみにR_0が一定値(概略値4.0)より大きくなれば、特性はR_0に無関係になってK_Lのみにより決まる。

層流と同じ手法により乱流の特性パラメータを導くと、$K_T = Re^{1/4}/\sqrt{R_0}$と$R_0$を得る。$K_T$はItoら[10]が用いた$K_t = R_\Omega^2/Re$とは$K_T = K_t^{1/4}$の関係にある。乱流においては常に$Re$が大きいため$R_0$は小さくなりえず、Itoらの臨界レイノルズ数の実験式から推察するに概略$R_0 > 3.0$である。

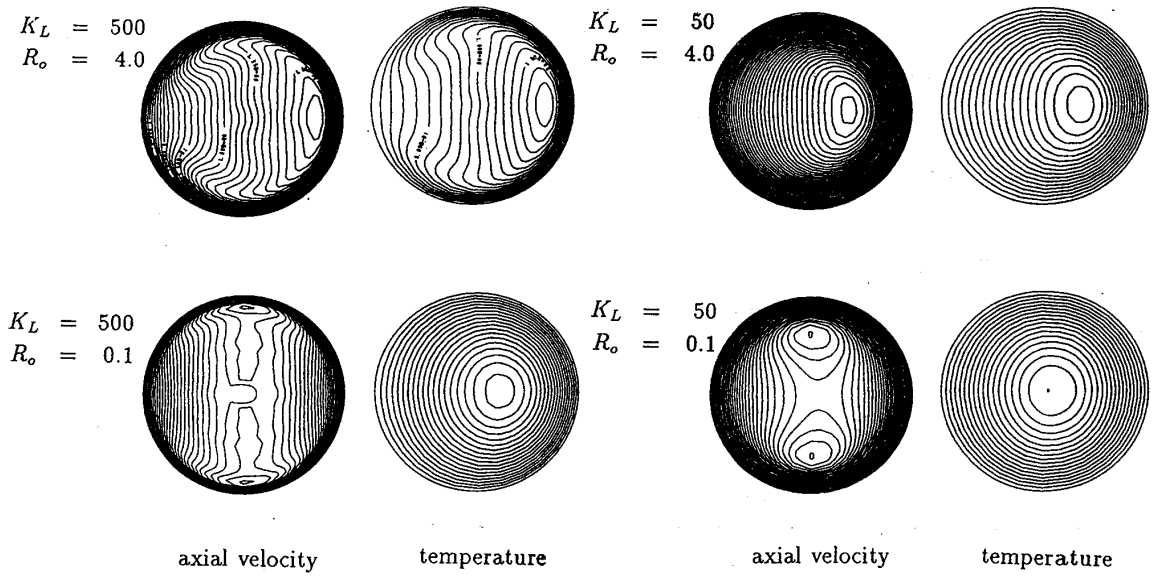
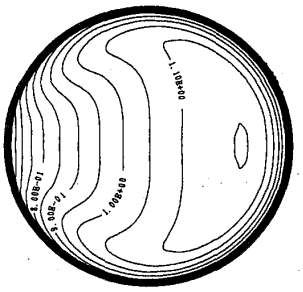


図2　K_LとR_0の組合せによる層流の流動伝熱特性のちがい(軸速度と温度の等高線)

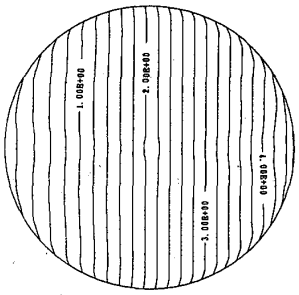
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．1　速度場と温度場のパターン

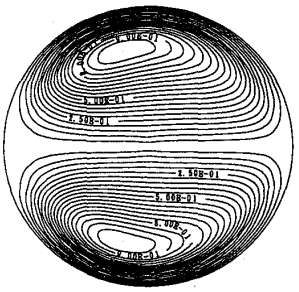
乱流の典型的な計算例について断面内の軸速度、圧力、二次流線、温度の等高線を図3に示す。これらのパターンは曲り管のそれ[11]とほとんど区別がつかない。



軸速度



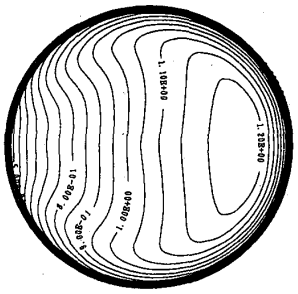
断面内圧力



二次流線

図3　速度場と温度場の無次元等高線

（$K_T = 4.73$（$K_t = 500$），$R_0 = 10$）



温度

3．2　管摩擦係数

伊藤・南部[10]は直交回転円管内流れの詳細な実験測定を行い、乱流管摩擦係数 f に対して次の実験式を与えた。

$$f\sqrt{R_0} = (0.298 + 0.0184Kt^{0.282})Kt^{-1/4}$$

図4に $R_0 = 10, 25, 50$ の計算値と実験式との比較を示す。図4は横軸を K_T で表示すると変数範囲が短かくなりすぎるので、K_T^4 すなわち伊藤らの K_t を用いて表示した。

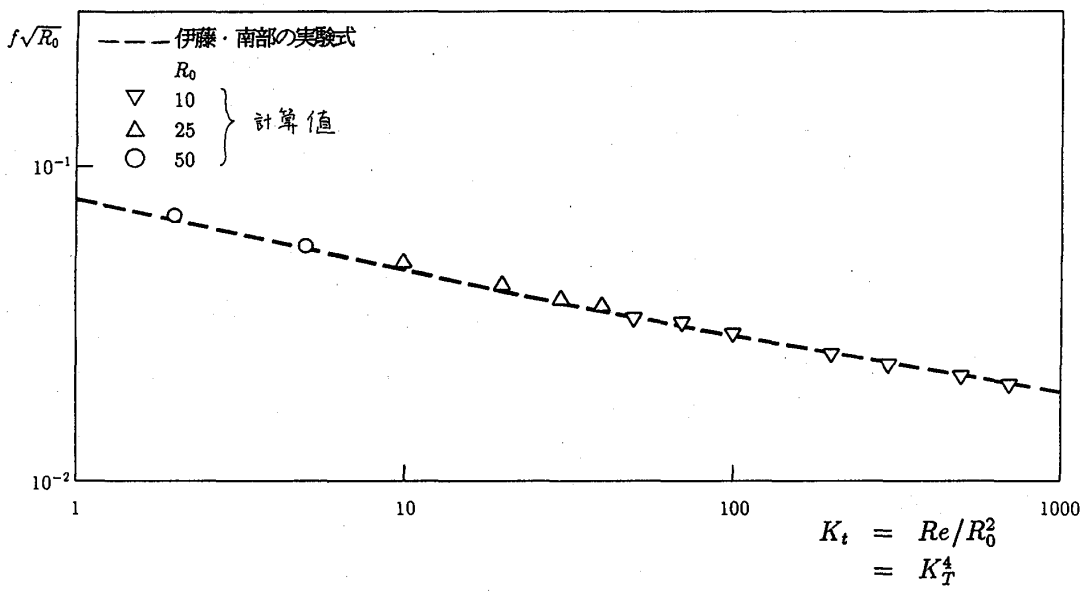


図4　管摩擦係数の計算値と実験式の比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．3　圧力分布と速度分布

図５、６に伊藤らの測定値との比較を示す。圧力分布はよく一致しているが、計算での対称面上速度分布のピークは実験値よりも小さい。

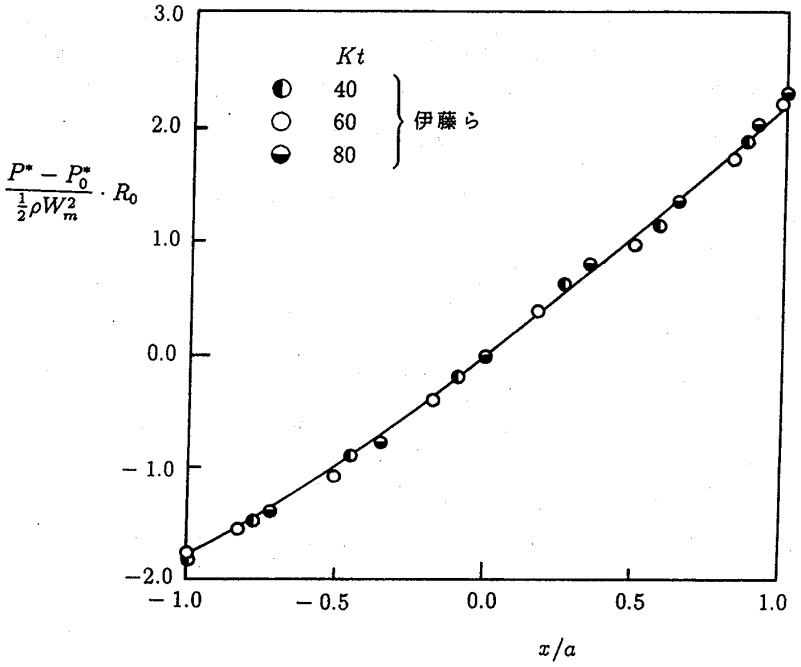


図５　回転円管壁上の乱流圧力分布（ $K_t = 40,\ R_0 = 25$ ）

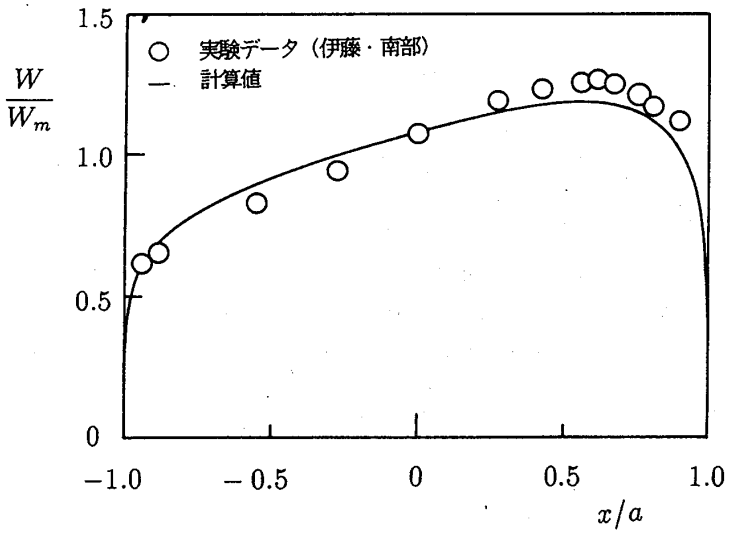


図６　回転円管の対称面 $y = 0$ における乱流の速度分布
（ $K_t = 40,\ R_0 = 25$ ）

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．あとがき

管軸と直交する軸まわりに回転する直円管内の乱流完全発達領域について、標準的な$k-\varepsilon$乱流モデルを用いた数値解析を行い、この流れの実験データのうちで最も信頼性が高いと思われる伊藤・南部の実験データと比較した。変化の最も激しい対称面上の速度分布で計算値のピークが若干低く出るのを除けば、管摩擦係数、圧力分布ともに一致の結果は満足のいくものである。熱伝達についての同様な計算結果は講演で紹介する予定であるが、熱伝達実験データの少ないのが残念である。

主な記号

Re	$=$	$W_m D/\nu$	，レイノルズ数
R_Ω	$=$	$\Omega D^2/\nu$	，回転レイノルズ数
R_0	$=$	Re/R_Ω	，ロスビー数
K_L	$=$	$Re/\sqrt{R_0}$	，層流の特性数
K_T	$=$	$Re^{1/4}/\sqrt{R_0}$	，乱流の特性数
Kt	$=$	$R_\Omega^2/Re(=K_T^4)$	，伊藤･南部の乱流特性数

引用文献

（ 1 ）Ishigaki & Ueda (1989) Int. Symp. on CFD-Nagoya, pp.867., 山田、石垣、望月 (1989) 第 7 回計算空気力学シンポジウム論文集、pp.105 など.

（ 2 ）Ishigaki & Tamura (1990) Proc. of the 3rd Japan-China Joint Conf. on Fluid Machinery II, pp.267 など.

（ 3 ）石垣、望月 (1990) 機械学会全国大会講論集 No.900-59, pp.258.

（ 4 ）石垣、望月、田村 (1988) 第 2 回数値流体力学シンポジウム論文集、pp.559.

（ 5 ）田村、石垣、望月 (1989) 第 26 回日本伝熱シンポジウム論文集、pp.319.

（ 6 ）田村、石垣 (1990) 第 3 回数値流体力学シンポジウム論文集、pp.407.

（ 7 ）田村、石垣 (1990) 第 27 回日本伝熱シンポジウム論文集、pp.255.

（ 8 ）田村、石垣 (1990) 第 4 回数値流体力学シンポジウム（発表予定）.

（ 9 ）Patankar, S. V.1980Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere.

（ 10 ）Ito & Nanbu (1971) Trans ASME, Series D, 93, pp.383.

（ 11 ）石垣 (1990) 第 8 回計算空気力学シンポジウム論文集（刊行予定）.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－2

翼端間隙を有する回転翼列の流れ解析

*渡辺紀徳　（東京農工大学）
野崎　理　（航空宇宙技術研究所）
菊地一雄　（航空宇宙技術研究所）
田村敦宏　（航空宇宙技術研究所）

1. 緒言

流体機械の内部流れ場を支配する重要な要因である、翼端漏れ流れに関しては、近年、実験手法・数値解析手法の発達に伴って、活発な研究が行われるようになって来ている。翼端漏れ流れや翼端渦等を含む、翼端近傍の流れを明確に把握することは、損失の発生機構の解明とその低減策の検討など、実機の設計における重要事項にも直接関わる基本課題であり、このような研究のより一層の進展が望まれる。

翼端近傍の流れの詳細を明らかにするために、ナビエ・ストークス方程式の数値解析は、有力な手段であると考えられる。測定が困難な狭い隙間内部の流れも、この手段によれば明瞭に捉えられる。著者らは、翼端間隙を有する直線平板翼列を対象とし、これを通過する亜音速流れを、差分法を用いて数値解析する手法を開発し、実験結果との比較によって解析手法の検証を行った後、翼端近傍の詳細な流れ場を明らかにした[1]。本手法では、翼周りにC形格子を生成し、これとは別に翼端間隙の部分をH形格子で埋める、領域分割法によって計算格子を作成しており、平坦な翼端面と、その鋭いエッジを正確に表現することができる。この結果、翼端漏れ流れが翼端で起こす剥離の様子や、翼端面に形成される剥離泡等が明瞭に捉えられている。

本報告では、この手法を回転座標系に拡張し、回転するファン及びタービン翼列を対象とする数値解析を行って、回転翼列の翼端近傍における流れを詳細に検討する。

2. 数値解析手法

2.1 基礎方程式と数値解法

図1に解析領域の概念図を示す。計算座標系として、図の方向にとった一般座標系（ξ、η、ζ）を使用する。基礎方程式には一般座標系における薄層近似ナビエ・ストークス方程式を用い、LU－ADI法によって差分解析した。また、本報告における解析では、乱流モデルを用いず、層流についての計算を行っている。

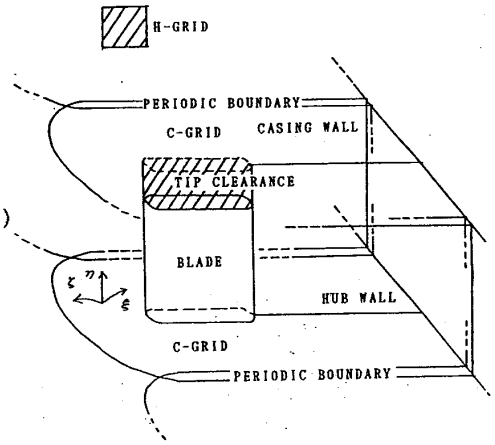


図1 解析領域

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2.2 計算格子及び境界条件

図１に示した解析領域の、翼周りの部分に２次元的なＣ形格子を作成し、これをハブからケーシングまで積み上げる。翼端面とケーシングとの間の間隙部には、別に生成したＨ形格子をはめ込む。Ｃ形格子とＨ形格子の接続部分では、Ｈ形格子の外縁をＣ形格子の境界より１列内側にとり、１列分だけ格子を重ね合わせて、計算値が滑らかに接続するようにした（図２）。また、周期境界上でも同様の重ね合わせを行った。

流入境界は翼前縁より約1.7コード上流に、また、流出境界は後縁から約2.5コード下流にとった。流入境界では境界条件として全圧、全温、流入角を与え、静圧を下流方向から外挿した。流出境界では静圧を固定し、その他の量は上流方向から外挿した。また、壁及び翼表面上では non-slip 条件を与え、周期境界上では流れの１ピッチごとの周期性を課した。

3. 結果及び考察

3.1 ファン

回転翼列の流れ解析用に拡張した解析コードを用いて、まず始めに航空宇宙技術研究所で設計されたファンを対象とする計算を行った。図３に翼面上及びハブ側壁面上の計算格子を示す。格子点数は、Ｃ形格子については（ξ、η、ζ）方向に（181、76、33）、Ｈ形格子についてはコード方向に61、翼厚方向に13、スパン方向に26である。翼型は二重円弧翼型、ハブにおける翼弦長は42.7㎜、ハブ半径 112.5㎜、ケーシング半径 225.0mmであり、翼枚数は16枚である。計算に用いた条件は、流入マッハ数が約0.84、回転数は 12,732rpm である。翼端間隙δは 0.5、1.0、2.0mm と変化させた。

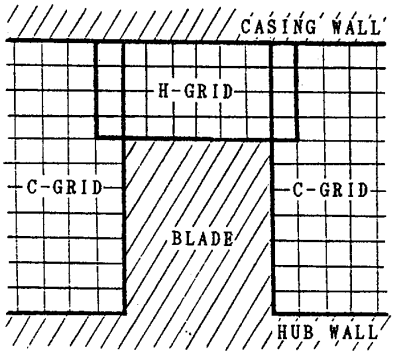


図２ 計算格子の概念

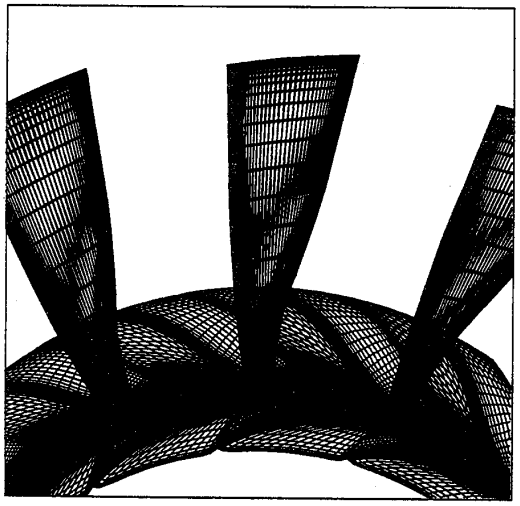


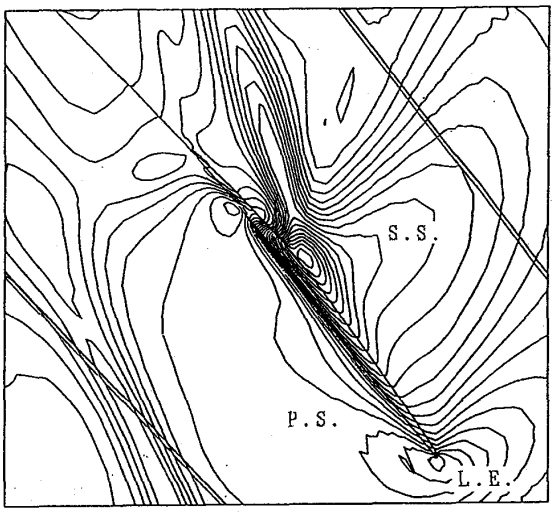
図３ ファンの計算格子

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

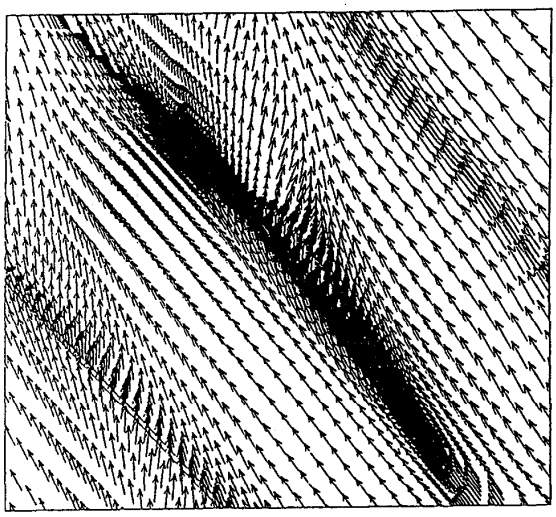
図４は翼端面とケーシング面との間の中央面における等圧線と速度ベクトルの計算結果を示している。翼端間隙δは2mmである。等圧線図（図４（ａ））からは、格子の接続部分で、計算結果が滑らかにつながっていることが分かる。また、翼弦中央よりも後縁側から負圧面側の方向に圧力の谷が形成されているが、この領域が翼端漏れ流れと、これが巻き上がって形成される翼端渦に対応している。速度ベクトルをプロットした図４（ｂ）では、この圧力の谷に対応する部分に、強い漏れ流れの速度ベクトルが示されている。

図５は、図４（ａ）と同様の等圧線図を、翼端間隙が0.5mm の場合について示したものである。圧力分布の全体的な傾向はδ＝2mm の場合と同じであるが、漏れ流れに対応する圧力の谷が始まる翼端面上の位置はより前縁に近く、また、負圧面側に延びる谷はより翼から遠く離れ、圧力値の落込みは少ないという結果になっている。これは間隙が狭いために漏れ流れがそれほど強烈でなく、渦の巻き込みも緩やかであることに起因していると思われる。

図６は回転軸に垂直な断面内における等渦度線を描いた結果で、δが 0.5mmと2mm の場合について、翼弦中央面、及び後縁より半弦長下流の面での渦度分布を示している。δ＝2mm の場合には、翼弦中央面で翼端の負圧面側に、漏れ流れによる渦度の塊が見られ、また、下流位置ではかなり翼から離れたピッチの中央付近に、翼端渦に対応する渦度のピークが



（ａ）等圧線図



（ｂ）速度ベクトル図

図４　漏れ流れの圧力分布及び速度ベクトル
（翼端間隙中央面、δ＝2mm ）

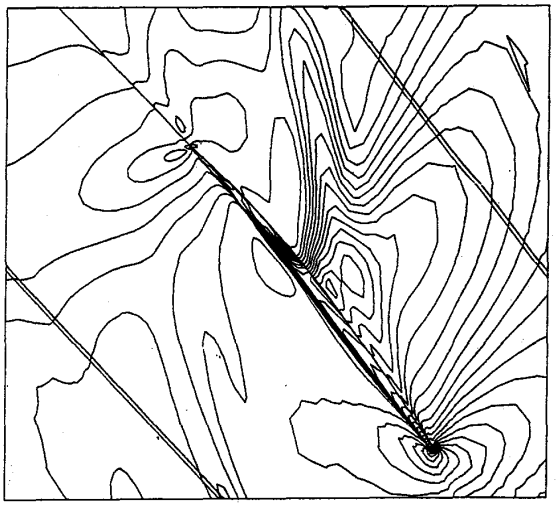
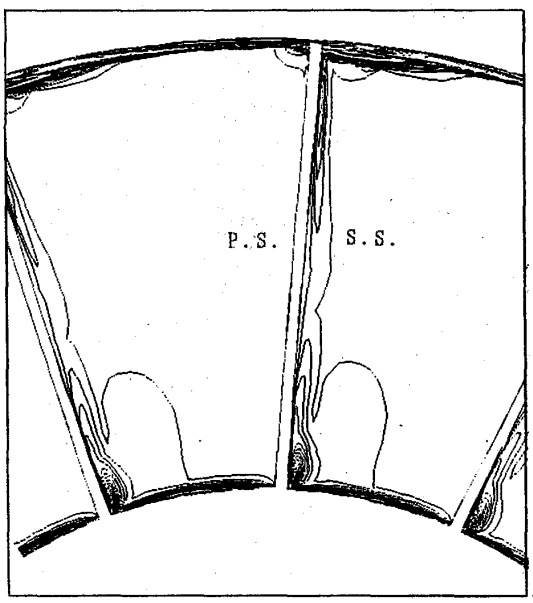
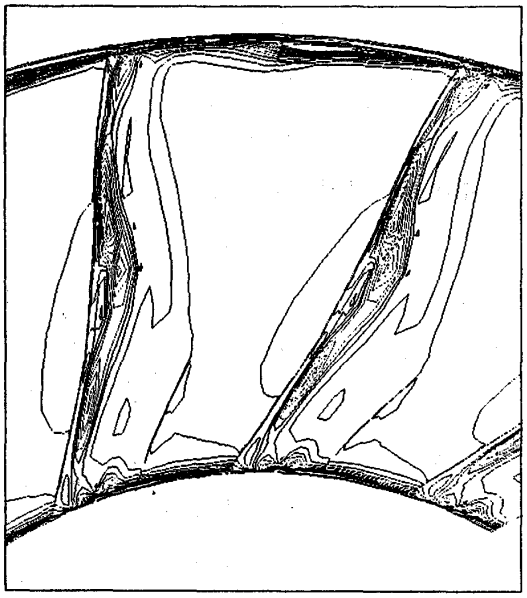


図５　漏れ流れの圧力分布
（翼端間隙中央面、δ＝0.5mm ）

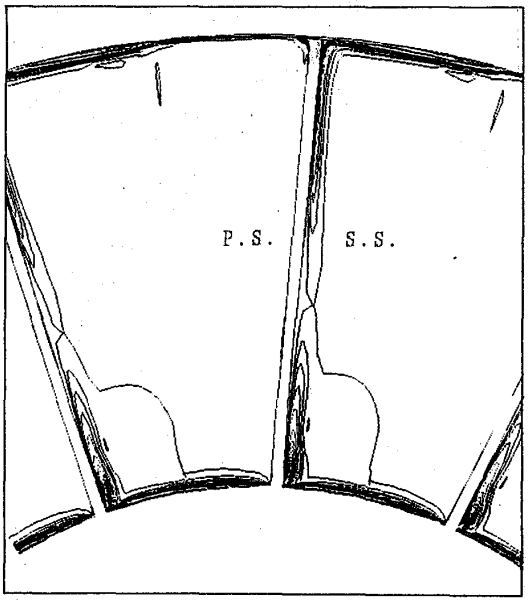
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



（ａ）δ＝2㎜、翼弦中央面



（ｂ）δ＝2㎜、後縁より0.5コード下流



（ｃ）δ＝0.5㎜、翼弦中央面

（ｄ）δ＝0.5㎜、後縁より0.5コード下流

図６ 回転軸に垂直な面内の渦度分布

見られる。この翼端渦は、回転に基づく遠心力の効果で、ケーシング面に押し付けられ、偏平な形状になっている。一方、間隙の小さいδ＝ 0.5㎜の場合には、翼弦中央面での翼端付近の渦度の塊は小さく、下流においても翼端渦は弱いものとなっている。

翼端近傍における流れ場を詳細に見るため、回転軸に垂直な面内の速度ベクトルを、翼端付近についてプロットしたのが図７である。翼端間隙は1㎜ の場合で、中央翼弦位置における結果を、翼前縁側から見ている。翼端面の圧力面側エッジでは、漏れ流れが剥離し、翼端面上に剥離泡を形成している様子が明瞭に捉えられている。これは

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

静止翼列に対する解析でも見られた現象である。負圧面近傍には遠心力に起因する半径方向外向きの流れが存在する。このうち、負圧面のごく近くを外向きに流れる部分は、翼端で剥離泡による漏れ流れの逆流域に引き込まれているのが分かる。一方、これよりも負圧面から離れた領域を外側に向かう流れは、間隙を漏れて来る流れに引き込まれている。このように、翼端間隙の付近では非常に複雑な流れ場が形成されていることが、計算結果の検討から明らかになった。

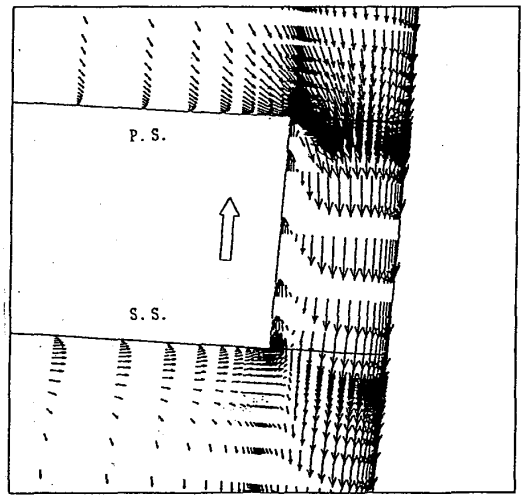


図7 回転軸に垂直な面内の速度ベクトル
（δ＝1mm、翼弦中央面）

3.2 タービン翼列

次に、開発したコードを、リグ試験用のタービン翼列に適用した。この翼列は三菱重工業（株）においてリグ試験に供されたものであり、同社より試験データの提供を受けた。ハブ半径は約 280mm、ケーシング半径約 320mm、ハブにおける翼弦長約40mmで、翼枚数は60枚である。計算条件は、流入絶対マッハ数約1.1、回転数6638rpmで、遷音速タービンとなっている。翼端間隙δは0.6mmで計算を行った。

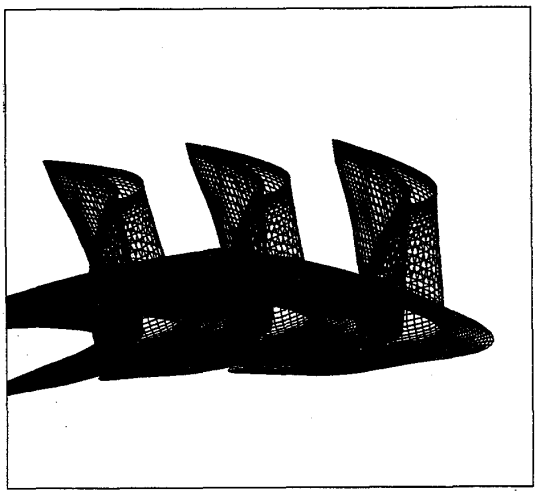


図8 タービンの計算格子

図8に翼面上、及びハブ壁面上の計算格子を示す。格子点数は、C形格子について

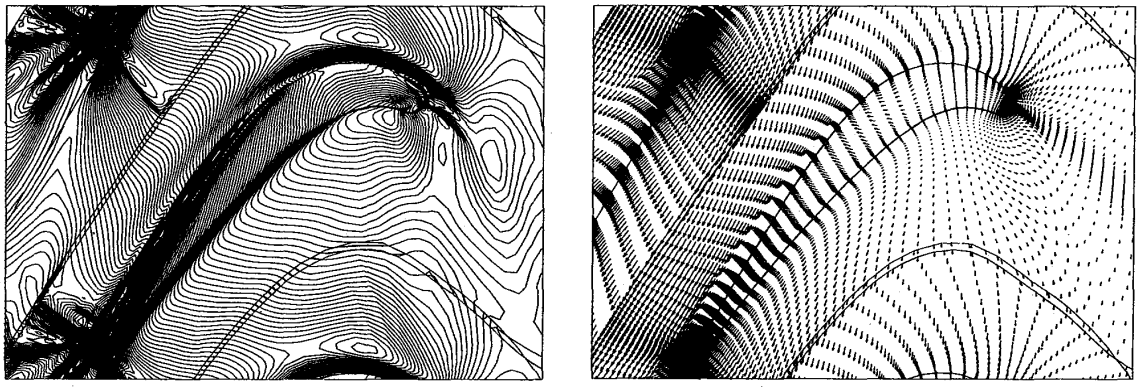


図9 等マッハ線図及び速度ベクトル図
（翼端間隙中央面）

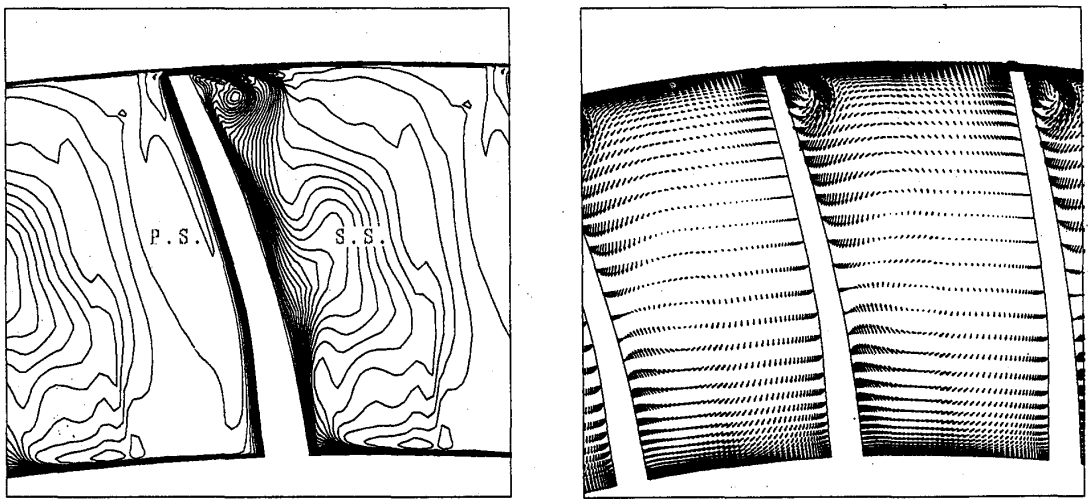
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

は（ξ、η、ζ）方向に（171、76、30）、H形格子についてはコード方向に47、翼厚方向に25、スパン方向に26である。

図９には、翼端面とケーシング面との間の中央面における、等マッハ数線図及び速度ベクトル図を示してある。このように高速の流れでも、開発した計算手法により、滑らかな解が得られることが分かる。翼端漏れ流れは、翼負圧面側に漏れ出た後、比較的翼に近接した位置を、翼に沿うように流れて行く。また、翼前縁付近の速度ベクトルを見ると、流れは背面側から翼端間隙に流入し、間隙内部で転向して再び背面側に漏れ出すという、複雑な挙動を示している。

次に、回転軸に垂直な面内における全圧損失の分布、及び速度ベクトル線図を見てみる。図１０は前縁より87％コード下流の位置における計算結果で、図１０（ａ）は全圧損失の等高線を示し、（ｂ）は速度ベクトルを示している。全圧損失分布では、漏れ流れに基づく損失の大きな領域が、非常に複雑な形状を呈しており、この部分の流れが相当に複雑であることを物語っている。また、正圧面側の翼面には規則的な損失分布が現れているが、負圧面側ではミッドスパン付近で損失分布が乱れている。図１０（ｂ）の速度ベクトルを見ると、翼端付近には明瞭に強い翼端渦が形成されているのが分かる。また、流路全体にわたる規模の大きい通路渦が形成されており、翼負圧面における全圧損失分布の複雑な変化は、この渦に起因していると考えられる。

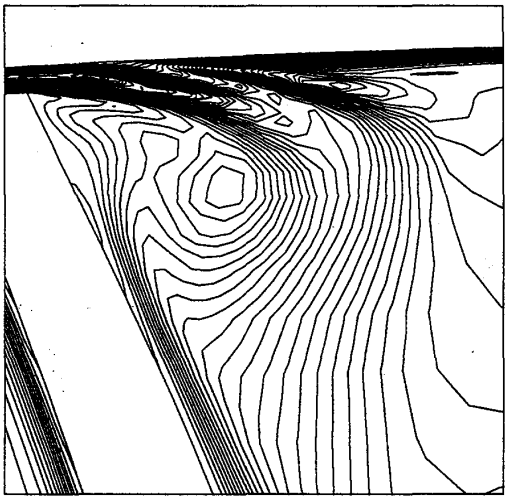
図１１は、図１０と同じ図の、負圧面側の翼端近傍を拡大したものである。図１１（ａ）の全圧損失分布を見ると、漏れ流れの部分には、等高線が密に詰まった筋状の領域が複数現れている。また、（ｂ）の速度ベクトルを見ると、漏れ流れが巻上がって形成される翼端渦の他に、翼端近傍に二次的、三次的な渦もできているのが分かる。更



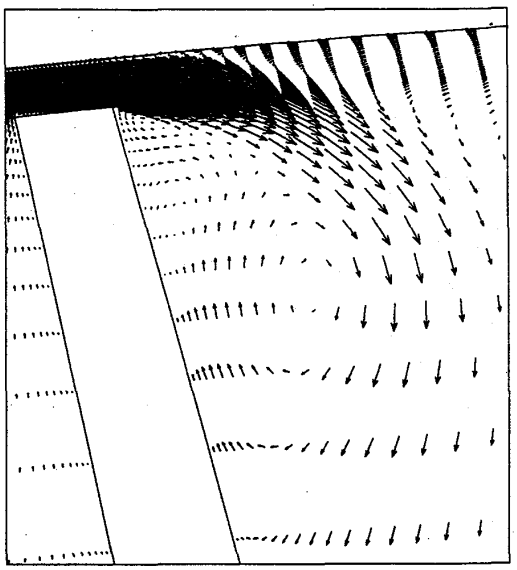
（ａ）全圧損失　　（ｂ）速度ベクトル

図１０ 全圧損失分布及び速度ベクトル
（回転軸に垂直な面、前縁より87％コード位置）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



（ａ）全圧損失



（ｂ）速度ベクトル

図１１　翼端近傍の全圧損失分布及び速度ベクトル
（回転軸に垂直な面、前縁より87%コード位置）

に、翼に相対的なケーシングの運動方向と、漏れ流れの方向とが反対であることから、ケーシング壁付近には漏れ流れに対する逆流が生じている。以上のように、回転するタービン翼列を通る高速な流れでは、翼端間隙を漏れる流れは大変複雑な様相を呈しており、その全貌をつかむためには更に研究を進める必要がある。

なお、現在本翼列のリグ試験結果と、数値解析結果との比較検討を行っているところである。

４．結言

以前に開発した、翼端間隙を有する静止翼列を通る流れを、ナビエ・ストークス方程式の差分解析により数値解析する手法を、回転翼列用に拡張し、回転するファン及びタービン翼列における翼端漏れ流れの挙動を詳細に検討した。数値解法にはＬＵ－ＡＤＩ法を用い、計算格子は領域分割の方法で作成して、翼端の形状を正確に取り扱えるようにした。開発した手法により、回転翼列についても翼端間隙を通過する流れの滑らかな解を得ることができた。計算で得られた結果から、ファン翼列では間隙が変化した場合の漏れ流れや翼端渦の変化、回転の効果に基づく翼端近傍流れの複雑な挙動などが明らかになった。また、タービン翼列を対象とする計算では比較的高速の流れを扱ったが、負圧面側の翼端近傍に漏れ流れに起因する複数の渦が存在する様子、漏れ流れの領域に全圧損失の急激な変化を伴う筋状の部分が存在する様子など、翼端間隙の付近には非常に複雑な流れ場が形成されていることが示された。このような流れ場の全貌を把握するためには、一層進んだ研究が必要である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

謝辞

本研究の遂行にあたり、タービンリグ試験のデータを提供して下さった、三菱重工業（株）の関係各位に、深甚なる謝意を表する。また、東京農工大学大学院生として計算実務を担当した、現日本IBM 吉原和秀君、及び現在計算実務を担当している東京農工大学大学院生 田辺洋一君に感謝する。

文献

(1) 渡辺，金沢，野崎，田村，機論，56-527，B(1990)，1985.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－3

ガスタービン用高圧力比遠心圧縮機の粘性流動解析と実験検証

*枡　谷　　穣　　（三菱重工）
青　木　　素　直　　（三菱重工）

1. 緒　　言

小型ガスタービンの性能向上には，その主要コンポーネントである高圧力比遠心圧縮機の性能向上が不可欠であり，またその圧力比増加に対する要求も強いものがある。

しかし高圧力比遠心圧縮機内の流れは極めて3次元的で，且つ粘性と圧縮性の効果が大きいため，従来充分に内部流動解析することができなかった。　最近，完全3次元粘性流動解析技術が進歩し，高圧力比遠心圧縮機内の複雑な流動状況が解析できる様になりつつあるが，その検証はまだ充分にされていない。　本論文では3次元N-S解析コードを用いて，高圧力比遠心圧縮機（単段圧力比8.5）のインペラ流れを解析し，計算値と実験値を比較する事により，その有効性を検討した。

2. 計算法

2.1 計算法の概要

本研究で用いた手法は（1）に基づいている。即ちターボ機械翼列の1ピッチ間の領域を多数の要素に切り，その各要素内で保存形で書かれ，かつ粘性項を含めた3方向の運動量保存式と，連続の式と，エネルギ保存式を解く様になっている。また乱流の効果を表現するため，ボールドウィシーロマックスによる二層混合長モデルを用い，乱流渦粘性係数を求めている。

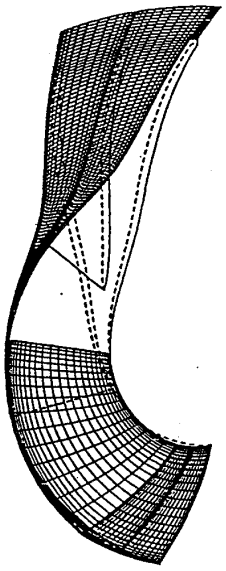


図1　計算メッシュ

2.2 計算格子

インペラ主羽根1ピッチ間を図1に示す様な格子に分割し，計算を行った。格子総数は33×107×33（ピッチ方向×流れ方向×スパン方向）であり，チップクリアランス部にも3点格子点を入れている。

3. 実　　験

3.1 供試インペラ

計算の対象は，小型ガスタービン用に開発された高圧力比遠心圧縮機内のインペラである。インペラの回転数は28000rpm，圧縮機の圧力比は約8.5である。インペラはオープンタイプで15枚の主羽根と15枚のスプリッター羽根を持っている。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.2 テスト装置

図2にこのインペラを含む圧縮機の性能テストを行ったテスト設備の概略図を示す。インペラは増速ギヤを介して電動モーターによって回転する。流量は吸込配管の先端につけられた吸込オリフィスで計測し，圧縮機入口と出口において静圧と全温を計測した。また，インペラとディフューザーの性能を分離するため，インペラ出口の平均静圧をインペラ出口の周方向チャンバより計測した。インペラをおおうシュラウドケーシング上でも壁圧分布を計測した。圧縮機入口全圧は，入口静圧と入口全温と流量から求め，インペラ出口全圧も，インペラ出口静圧と全温上昇量と流量より求めた。インペラ出口全圧と効率を求めた式を以下に示す。

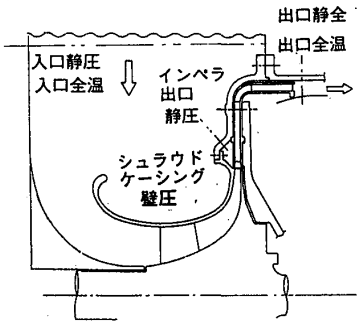


図2 テスト設備

$$Cu_2' = D_2 / D_2' \times Cp(T_{02} - T_{0i}) / U_2 \quad Cm_2' = G \cdot Rg \cdot T_2' / \left(P_2' \cdot A_2\right)$$

$$T_2' = T_{02} - (Cm_2'^2 + Cu_2'^2) / 2Cp \qquad P_{02}' = P_2' \times \left(T_{02} / T_2'\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

$$\eta_{0i} = T_{0i}\left\{\left(P_{02}' / P_{0i}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right\} / (T_{02} - T_{0i}) \times 100$$

シュラウドケーシングは軸方向に移動可能であり，インペラ後縁のチップクリアランス幅を調整できる構造となっているが，前縁チップクリアランス幅は一定のままである。また後縁チップクリアランス幅はギャップセンサーによりインペラ回転中もモニターされている。

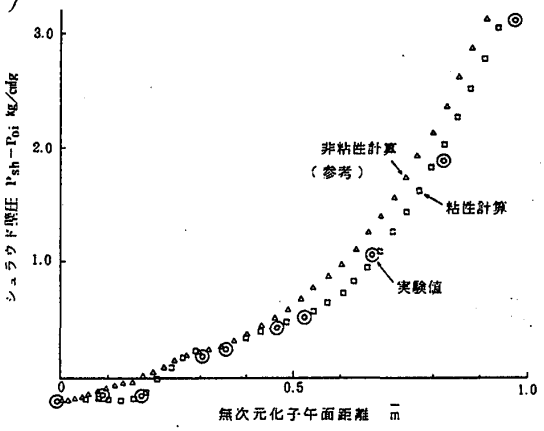


図3 シュラウド壁圧
実験値と計算値の比較 G*=6.12kg/s

4. 計算結果と実験値との比較

4.1 シュラウド壁圧分布

図3～5にシュラウド壁圧分布の計算値と実験値の比較を示す。横軸はインペラ入口から出口までのシュラウド子午面距離，縦軸はシュラウド壁圧計測値から入口全圧を差し引いたものである。粘性計算による壁圧は実験値と良く一致しているが，インペラ出口付近でやや実験値より高くなっている。また流量が小さくなるに従いインペラ入口近くの壁圧の屈曲の程度が，計算値，実験値とも小さく

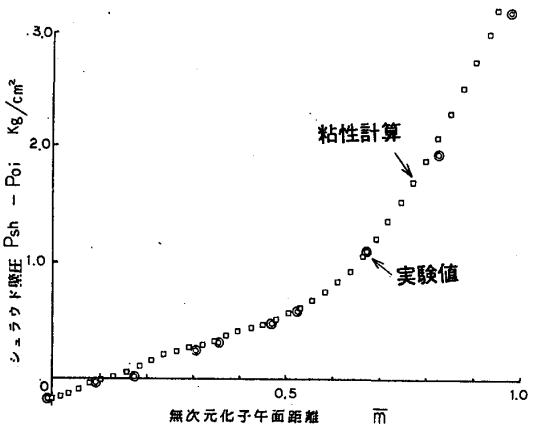


図4 シュラウド壁圧
実験値と計算値の比較 G*=6.0kg/s

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

なっている。壁圧屈曲部において流れが加速されていると見られ，流量が大きくなるほど，この加速の程度が大きくなっている。図3に非粘性の計算結果も示すが，非粘性計算の壁圧はインペラの前半部からすでに実験値より高くなり始め，後半部では実験値や粘性計算結果と比べインペラ静圧上昇量の約11%程度高くなった。また非粘性計算では最大流量においてもインペラ入口近くで壁圧の屈曲部が現れなかった。この非粘性計算結果と粘性計算結果との相異は，圧力損失や境界層による流路有効断面積の減少に起因すると思われる。

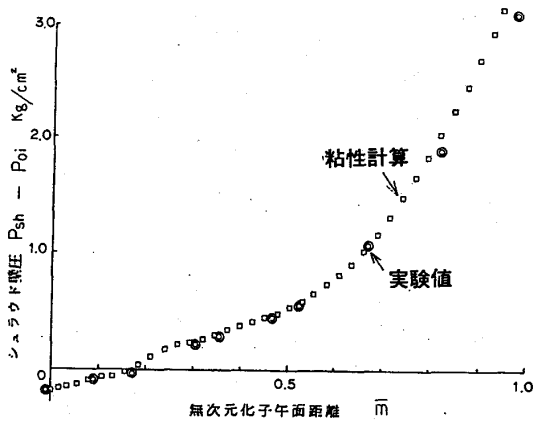


図5　シュラウド壁圧実験値と計算値の比較
G*=5.89kg/s

4.2　インペラ性能

図6にインペラ全圧効率と仕事係数の計算値と実験値の比較を示す。仕事係数はインペラによる全エンタルピ上昇と周速の二乗の比と定義した。インペラ全圧効率は最小流量点での効率実験値を差し引いた値を縦軸としている。インペラ全圧効率計算値は実験値より1.5～1.9%高くなり，仕事係数は1.4%低くなったが，流量による変化の傾向は一致している。また図中δ_2は後縁チップクリアランス幅である。

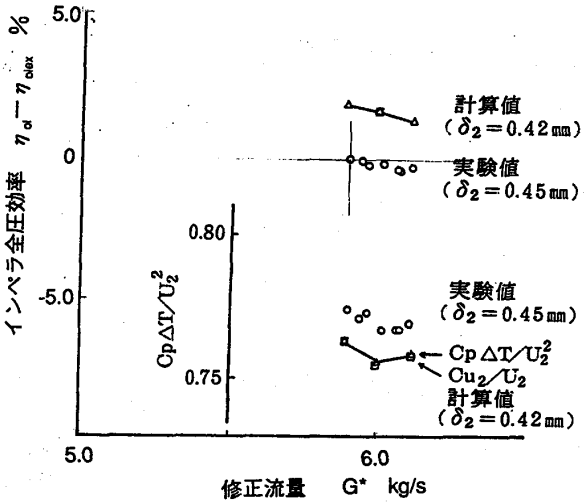


図6　全圧効率，仕事係数実験値と計算

インペラ全圧計算値は，実験値と同様の方法で求めた。すなわち，断面平均静圧と面積平均子午面流速と流量平均周方向流速（＝流量平均全エンタルピ差／U_2）から，出口断面平均全圧を算出した。

4.3　出口クリアランス幅による効率変化

図7に出口クリアランス幅を変化させた場合の効率変化の計算値と実験値の比較を示す。全圧効率実験値は作動流路範囲内の最大効率をプロットした。クリアランス変化に伴

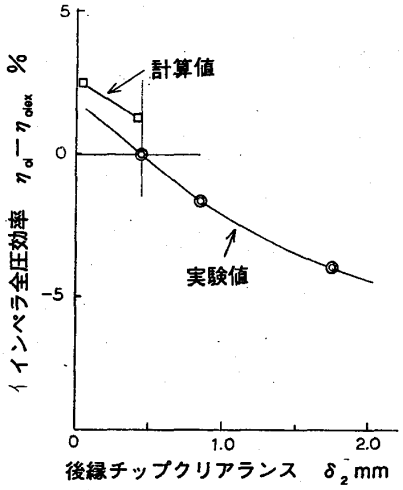


図7　δ_2によるインペラ効率の変化

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

う全圧効率計算値の変化は，実験値に比べ小さい傾向を示している。

5. 内部流動計算状況

5.1 子午面断面流動状況

図8に負圧面側翼間の子午面断面上の相対マッハ数分布を示す。前縁から少し下流で再加速領域があり，流量が大きくなるほど再加速領域の速度が大きくなる。そして，それに続く減速も大きくなっていく状況がみられる。またシュラウド壁上インデューサ中央付近から境界層が発達して行き，インペラ後半部では境界層と主流の境目がはっきりしなくなる状況がみられる。

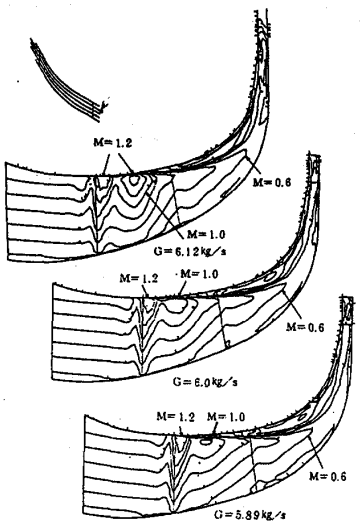


図8 内部流動計算例
（相対マッハ数分布）

5.2 翼間断面流動状況

図9にチップ付近翼間の相対マッハ数分布を示す。主羽根前縁圧力面側のすぐ上流に，マッハ数が1.2から1.0以下に急下降する層がある。この層は流路を横切って主羽根負圧面へほぼ垂直に伸びている。またこの層の下流の圧力面側で再びマッハ数が1.0を越える再加速域があり，流量が大きくなるほど，この再加速域の速度が上ってくる状況がみられる。この層はいわゆる羽根前縁のバウショックと思われ，一旦マッハ数が1.0以下になった下流で翼間内でまた亜音速に加速されている。

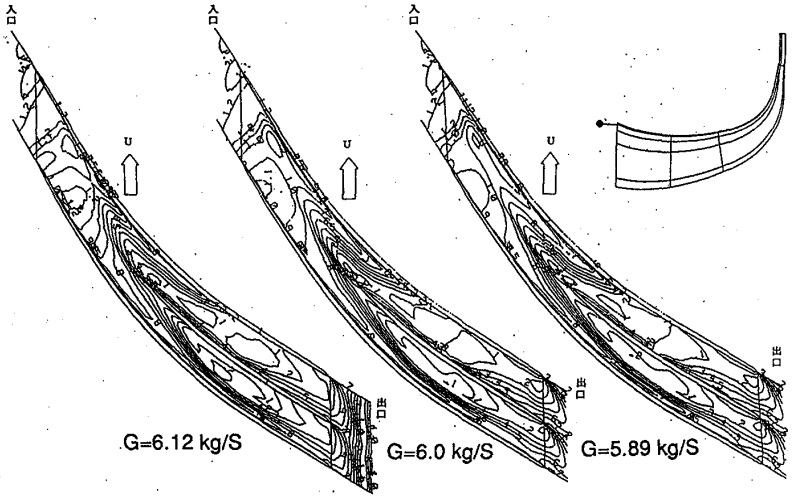


図9 チップ付近翼間流動状況（相対マッハ数）
δ_1=0.3mm δ_2=0.42mm

インデューサ部の翼間中央よりやや負圧面側に流速の落ち込みがあり，流れ方向に沿って，拡大しながら下流へ続いている。またその流速の落ち込みの最も大きい点は，インデューサ入口では負圧面近くにあるが下流へ行くに従い，翼間中央に寄って行く状況がみられる。これは，初めに負圧面とシュラウド壁のコーナーにあった境界層のかたまりが，チップクリアランスのもれ流れにより翼間中央部に吹き流されているものと思われる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5.3 周方向断面流動状況

図10にインペラ各部の周方向断面上2次流れベクトル（同一半径上平均流れ角からのずれベクトル）を示す。

翼面上でハブからシュラウドに向かう遠心力に起因する2次流れ，シュラウド壁面近くで圧力面から負圧面へ向かうコリオリ力に起因する2次流れ，チップクリアランスからの吹き込み流れ等が合成した複雑な流れが形成されている模様である。

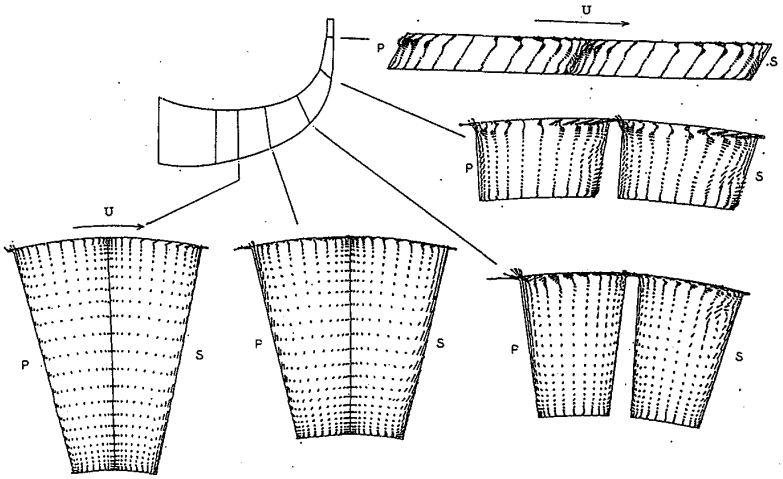


図10 周方向断面2次流れベクトル G*=5.89kg/s
（同一半径上平均流れ角からのずれベクトル）

6. 結　言

小型ガスタービン用遠心圧縮機インペラへ完全3次元粘性流動解析を適用し，以下の結論を得た。

(1) 高圧力比遠心圧縮機インペラのチップクリアランス流等を含めた複雑な流れが解析可能である事がわかった。

(2) 解析結果の全体性能計算値は実験値と比較的良く一致し，計算流動状況も妥当なものであり，3次元粘性コードの有効性が実証された。

7. 参考文献

(1) Dawes, W. N., 1988, "Development of a 3D Navier Stokes Solver for Application to all Type of Turbomachinery", ASME Paper No.88-GT-70

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－4

そり角の大きい多重円弧翼形の遷・超音速二次元（減速）翼列実験

第4報 ・ 節弦比の影響（1）

高森　晋*　　坂口　一*

TWO-DIMENSIONAL CASCADE TESTS OF MCA BLADES IN THE HIGH TRANSONIC MACH NUMBER REGION
(4TH REPORT: EFFECT OF SPACE/CHORD RATIO ON THE PARAMETERS OF CASCADE PERFORMANCE (1))

Susumu TAKAMORI　　Hajime SAKAGUCHI

We carried out 2-D cascade tests of multiple-circular-arc (MCA) blades with a relatively high camber angle of 56 deg. in the region of inlet Mach number(M_1) $0.4 \leqq M_1 \leqq 1.2$,and with systematic variations of cascade geometry and incidence angle. Systematic data with respect to inlet Mach number characteristics of the cascade of MCA blades were obtained. We discussed the effect of inlet Mach number on the relation ship between incidence angle and parameters of cascade performance(incidence angle characteristics) in the 3rd report. In the present report, we discuss the following on the basis of experimental results.

1. the effect of space/chord ratio on inlet Mach number characteristics.
2. the effect of space/chord ratio on the relation ship between incidence angle and parameters of cascade performance(incidence angle characteristics)
3. the effect of space/chord ratio on the relation ship between stall incidence angle,reference incidence angle
4. the relation ship between incidence angle and critical Mach number in the set of space/chord ratio of 0.4,0.6,0.8

Key Words: Cascade, Supersonic Flow, Transonic Flow, Compressor, Two-Dimensional Flow, Experiment.

1. はじめに

多重円弧（MCA:Multiple-Circular-Arc）は、二重円弧（DCA:Double-Circular-Arc)翼形と共に、遷音速域での軸流圧縮機の翼素として代表的な形状である。そり角ϕ_T=56°、翼の最大厚み比が0.06のMCA翼形について、流入マッハ数(M_1)が$0.4 \leqq M_1 \leqq 1.2$の範囲の二次元（減速）翼列実験を行い、食違い角などの翼列形状、入射角などの翼列条件が、流入マッハ数特性に及ぼす影響について調べた。これらの系統的な翼列形状・条件における、流入マッハ数特性に基いて、そり角の大きいMCA翼列の遷・超音速域での性能について述べたいと考えている。第1報[1]において、軸流速度密度相乗比(AVDR)と翼列諸性

（記　号）

AVDR：軸流速度密度相乗比
C：翼弦長
C_{PS}：静圧上昇係数
D_f：拡散係数
DVA：偏差角 $(\overline{\alpha}_2-\beta_2)$
I.A：入射角 $(\alpha_1-\beta_1)$
I_{MIN}：最小損失入射角
I_{-S}：負の失速入射角
I_{+S}：正の失速入射角
I_{REF}：$(I_{+S}+I_{-S})/2$
M：気流マッハ数
M_{1CR}：限界流入マッハ数
P_0：気流全圧
P_S：気流静圧
S：ピッチ
STG：喰い違い角
TPLC：全圧損失係数

α：風向
β：翼列入口、出口角
Blade Mean-Line Angle
γ：比熱比
ε：転向角 $(\alpha_1-\overline{\alpha}_2)$
η：翼素効率
θ_{APX}：翼の前縁頂角
ρ_S：気流密度
ϕ_{SS}：翼前部そり角
ϕ_T：そり角
添　字
CR：M_{1CR}に於ける値
LMT：限界点
MAX：最大値
MIN：最小値
1：翼列前
2：翼列後
a：翼列軸流方向
i：局所値
－：1ピッチ平均値

*　機正、航空宇宙技術研究所　（〒182 調布市深大寺東町7-44-1）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

能値との関係について報告した。以後の報告では、実験結果の整合性の視点より、AVDR=1.0の性能について示す。　第2報[2]では、S/C(節弦比)＝0.6での、翼列性能に及ぼす、食違い角の影響について述べ、静圧上昇係数(C_{PS})を翼列負荷の指標として、流入マッハ数と食違い角の限界値との関係について考察した。第3報[3]では、S/C＝0.6における、入射角と翼列諸性能値との関係（入射角特性）に及ぼす流入マッハ数の影響について示し、限界流入マッハ数を基準とする入射角の有効作動域について考察した。本報では、STG(食違い角)=10°における、節弦比がそれらの翼列性能に及ぼす影響について述べる。　TABLE.1に供試翼形の翼形状の主要目を、FIG.1に断面形状を示す。

2．節弦比を指標とする流入マッハ数特性

FIG.2に、翼列形状が、STG=10°、I.A(入射角)＝3.7における、流入マッハ数特性（流入マッハ数と翼列諸性能値との関係）を示す。　節弦比(S/C)を指標として、流入マッハ数特性に及ぼす節弦比(S/C)の影響について述べる。

2．1　限界流入マッハ数(M_{1CR})について

FIG.2において、流入マッハ数が増加すると、それに対応してC_{PS}値は、順次、増加し、最大値に達し、次いで減少している。

翼列の負荷限界および、流入マッハ数に対する作動限界の視点より、C_{PS}値が最大で、かつ、TPLC値が急増する直前のM_1値を限界流入マッハ数(M_{1CR})と呼び、M_{1CR}に対応する C_{PS}値を$(C_{PS})_{CR}$と記す(FIG.2では

$$AVDR = (\overline{\rho}_{S2}\cdot\overline{V}_2\cdot\cos\overline{\alpha}_2)/(\rho_{S1}\cdot V_1\cdot\cos\alpha_1)$$

$$C_{PS} = (\overline{P}_{S2}-P_{S1})/(P_{01}-P_{S1})$$

$$D_f = (1-\overline{V}_2/V_1)+(V_1\cdot\sin\alpha_1-\overline{V}_2\cdot\sin\overline{\alpha}_2)/(2(C/S)V_1)$$

$$\overline{\alpha}_2 = \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}\alpha_{2i}dS \Big/ \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}dS$$

$$\overline{P}_{02} = \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}P_{02i}dS \Big/ \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}dS$$

$$\overline{M}_2 = \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}M_{2i}dS \Big/ \int_0^S \rho_{2i}V_{2ai}dS$$

$$TPLC = (P_{01}-\overline{P}_{02})/(P_{01}-P_{S1})$$

$$\lambda = \overline{P}_{02}/P_{01} = 1-TPLC\cdot[(F(M_1)-1)/F(M_1)]$$

$$\eta = (\overline{P}_{S2}-P_{S1})/(P_{S21D}-P_{S1})$$

$$= (\lambda\cdot F(M_1)-F(\overline{M}_2))/\{F(M_1)-F(\overline{M}_2)\}$$

$P_{S21D}=P_{01}/F(\overline{M}_2)$:全圧損失が零と仮定した場合($\lambda=1$)の翼列後流マッハ数$\overline{M}_2$における気流静圧。

$\overline{P}_{S2}=\lambda\cdot P_{01}/F(\overline{M}_2)$, $P_{S1}=P_{01}/F(M_1)$

$F(M_1)=[1+[(\gamma-1)/2]\cdot M_1^2]^{\gamma/(\gamma-1)}$

$F(\overline{M}_2)=[1+[(\gamma-1)/2]\cdot \overline{M}_2^2]^{\gamma/(\gamma-1)}$

$\gamma=1.4$

TABLE.1　PROFILE GEOMETRY

C	30.0mm	ϕ_T	56.0 DEG.	ϕ_{SS}/ϕ_T	0.142	θ_{APX}	4.1 DEG.
T_{MX}/C	0.060	X_{TR}/C	0.30	X_{MX}/C	0.570		

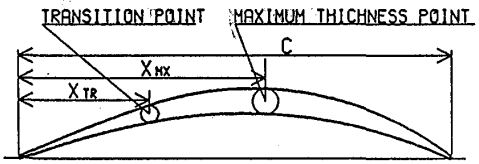


FIG.1　BLADE SECTION

▽印で示す。TPLC, ηについても添字 CRを付し、▽印で示す）。　S/C=0.4では、M_1=1.1でC_{PS}値が最大となり、1.1＜M_1では、TPLC値の急増が見られる。　M_{1CR}=1.1である。　S/C=0.6では、M_{1CR}=1.0であり、S/C=0.8では、M_{1CR}=0.95となっており、節弦比が増加すると、M_{1CR}値は、順次、減少している。　S/Cが増加すると、$(C_{PS})_{CR}$値は、順次、減少しており、M_{1CR}値の減少の傾向と対応している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2．2　翼素効率（η）について

FIG.2において、翼素効率は、M_1が上昇するに従って増加し、$M_1=M_{1CR}$で最大（η_{CR};図中の▽点）となっている。　静圧上昇係数との対応でみると、$0.4 \leqq S/C \leqq 0.8$の範囲で、C_{PS}の最高点(最大負荷点;$(C_{PS})_{CR}$)でηが最大となり、高マッハ数域で性能が良好な、MCA翼形の特性を示している。全圧損失係数 TPLCは、S/C=0.6,0.8では、$0.4 \leqq M_1 \leqq M_{1CR}$の$M_1$域で、$M_1$の増加に対して、ほぼ一定であり、S/C=0.4ではわずかに増加する。$TPLC_{CR}$値はM_{1CR}値が大きく異なるにも拘らず、ほぼ等しい値を示しており、S/Cの全圧損失係数への影響が小さいことを示している。　$M_1=M_{1CR}$でのTPLC値は、$0.4 \leqq S/C \leqq 0.8$、で$TPLC_{CR}=0.06$である。MCA翼形の実験結果である、文献４の結果と比較すると、軸流速度密度相乗比、及び、STG,などの翼列形状は異なるが、M_1が1.0の近傍でのTPLC値と比較してほぼ等しい数値を示している。

2．3　偏差角（DVA）について

FIG.2において、偏差角の推定に、広く使用されている、Carterの式による推定値、$DVAc=m\phi(S/C)^{1/2}$ [6]、$m=m(STG, X_{MX}/C)$ [5]、を参考に示した。　それぞれのS/Cについて、$M_1=M_{1CR}$でのDVA値を比較すると、DVA値の差 $\triangle DVA=DVA-DVAc$ は、$\triangle DVA=0°$ (S/C=0.4、M_{1CR}=1.10)、2° (S/C=0.6、M_{1CR}=1.0)、4° (S/C=0.8、M_{1CR}=0.95)となり、S/Cが大きくなるに従ってその差は大きく増加している。

3・節弦比（S/C）を指標とする入射角特性

FIG.3に、STG=10° における、入射角特性について示す。　S/Cを指標にとり、入射角特性に及ぼすS/Cの影響について示す。

M_1の影響が小さい低速域では、入射角と翼列性能諸値との関係が翼列性能の基本的な表示であるが、高マッハ数域では入射角特性に及ぼす流入マッハ数の影響が重要となり、入射角特性は、流入マッハ数の関数となる。　さらに、入射角と限界流入マッハ数との関係が、流入マッハ数を指標とす

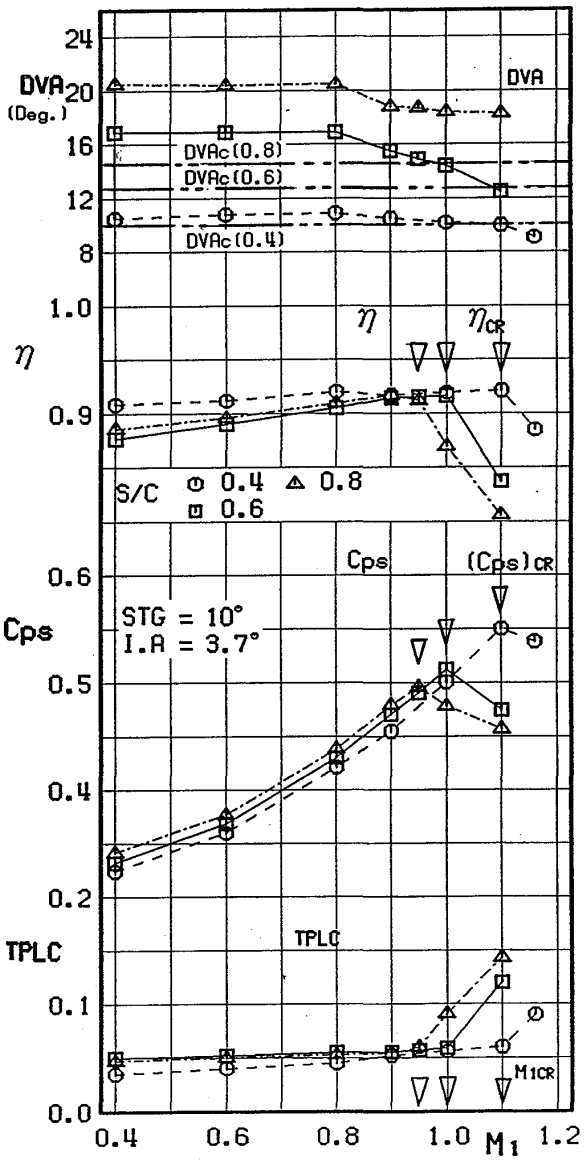


FIG. 2　EFFECT OF SPACE/CHORD RATIO ON INLET MACH NUMBER CHARACTERISTICS (STG=10°, I.A=3.7°)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

る入射角の有効作動（適用）域を確定する上で、より基本的なものとなる。　入射角と限界流入マッハ数との関係についてはSec.4において考察するが、FIG.3では、M_1=0.9、1.0での入射角特性を示す。

3．1　失速及び基準入射角について

全圧損失係数の最小値 $TPLC_{MIN}$ に対応する入射角を最小損失入射角と呼び、I_{MIN}と表す(FIG.3.1、3.2において、図中、矢印で示す。数字はS/Cを示す)。　一般に、I_{MIN}は翼列形状(STG,S/C)とM_1の関数である。

低速域で用いられている表記に従い、TPLC=2・$TPLC_{MIN}$となる入射角を正、負の失速入射角と呼び、I_{+s},I_{-s}と表すと、I_{+s},I_{-s}はS/C(M_1、STG=Const.)の関数となる。I_{-s}とI_{+s}の中間点を基準入射角と定義して、I_{REF}と表し、FIG.3のI.A軸上に▽印で示す（数字はS/Cの値を表す）。　M_1=0.9(FIG.3.1)、1.0(FIG.3.2)において、S/Cの増加に対応して、I_{-s}値はI.Aの負側の方向に移り、同様に、I_{+s}値もI.Aの負側の方向に、順次、移動している。　これに伴って、S/Cが増加すると、I_{REF}値は減少している。　一方、入射角の作動範囲 $\triangle I_s = I_{+s} - I_{-s}$ を、S/C=0.4、0.6、0.8について、順次、示すと、

M_1=0.9;$\triangle I_s$＝11, 8, 10.　(Deg.).

M_1=1.0;$\triangle I_s$＝ 7、6、 6.　(Deg.).

となり、STG=10°、0.4≦S/C≦0.8では、S/Cによる$\triangle I_s$のきわだった特徴はない。

入射角の上限値および下限値の判定基準については、本節の失速入射角を基準とする方法とは別に、それぞれの翼列形状・条件（STG,S/C,I.A）における、限界流入マッハ数値を指標とする方法が考えられるので、Sec.4においてさらに考察し、本節の結果と比較検討する。

3．2　静圧上昇係数について

M_1=0.9、1.0において、0.4≦S/C≦0.8の範囲で、I.Aが増加するに従ってC_{PS}値は増大し、最大値 $(C_{PS})_{MAX}$（図中に、矢印で示す）に達し、ほぼフラットに推移し、I.Aがさらに増加するとC_{PS}は減少すると共にTPLC値の急増がみられる。$(C_{PS})_{MAX}$は、I.A

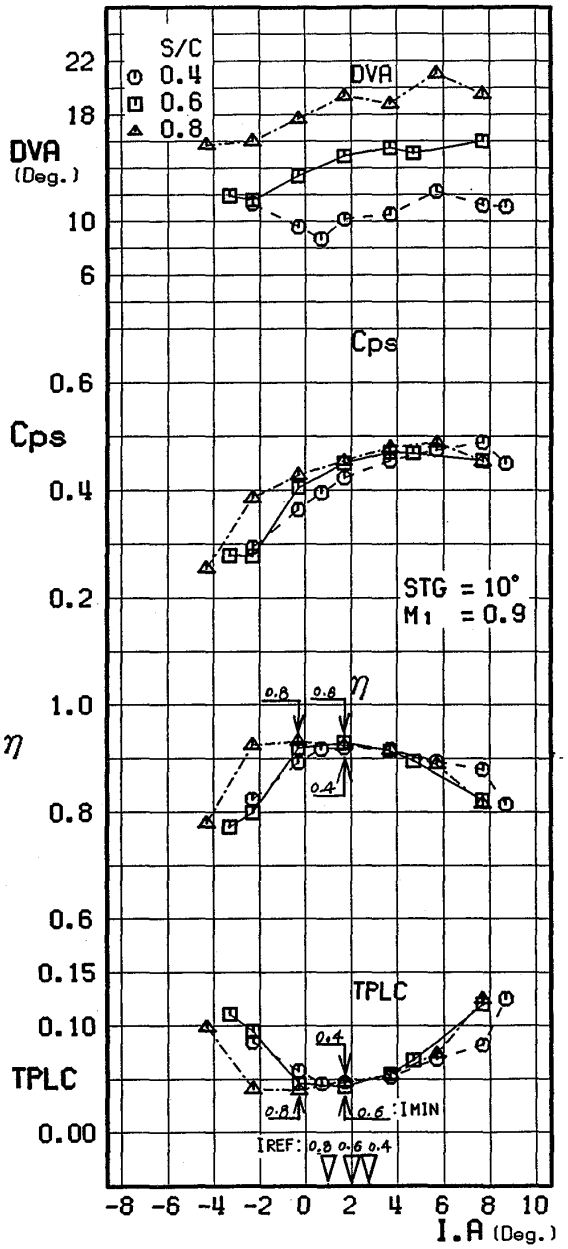


FIG.3.1　VARIATION OF CASCADE PERFORMANCE PARAMETERS WITH INCIDENCE ANGLE (STG=10°, M_1=0.9)

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

＝I_{MIN}において実現しており、さらにI_{MIN}点は、翼素効率の最大値η_{MAX}(FIG.3.1、3.2、図中、矢印で示す。数字はS/Cを示す)と対応しており、I_{REF}の近傍（I_{REF}＝I_{MIN}±1°）にあることが認められる。　従って、I_{REF}と同様に、S/Cの増大に対応して、I_{MIN}点は入射角の負側に移動しており、最大効率点η_{MAX}は順次、I.Aの負側に移っている。

3．3　偏差角(DVA)について

M_1=0.9,1.0において、入射角の作動範囲内でも、I.Aの増加に対する、DVA値の増加の程度(△DVA/△I)は、S/Cが大きいほど大であり、S/C=0.8、M_1=0.9(FIG.3.1)の場合を例にとると、I.Aの増加、△I=10°に対して、DVAの増加は、△DVA=5°を示しており、I.Aによる、転向角の増加は、低速翼列に比べて著しく小さい。　S/C=0.4、M_1=0.9(FIG.3.1)では△DVA/△I＝2/11であり、S/Cの影響を示している。

4・入射角と限界流入マッハ数との関係

FIG.4に、M_1=M_{1CR}における入射角特性を示す。　Sec.3で述べたように、流入マッハ数の限界値は、高流入マッハ数域において、入射角の限界値と等価で考慮されねばならず、この基本関係を確定するのが、FIG.4に示す、入射角と限界流入マッハ数との関係である。　FIG.4では節弦比(S/C)をパラメーターにとり、その影響について示す。

4．1　入射角と限界流入マッハ数(M_{1CR})との関係

FIG.4、0.4≦S/C≦0.8において、入射角の増加に伴って、M_{1CR}値は、順次増大して、最大値$(M_{1CR})_{MAX}$(図中、矢印で示す。数字はS/Cを示す）に達し、$(M_{1CR})_{MAX}$値がほぼ一定の入射角域を経て、次いで、減少を示す。　S/Cが増大すると、$(M_{1CR})_{MAX}$値は、順次減少する。　これに対して、C_{PS}値の最大値も減少しており、S/Cと翼列の負荷限界との関係を示している。

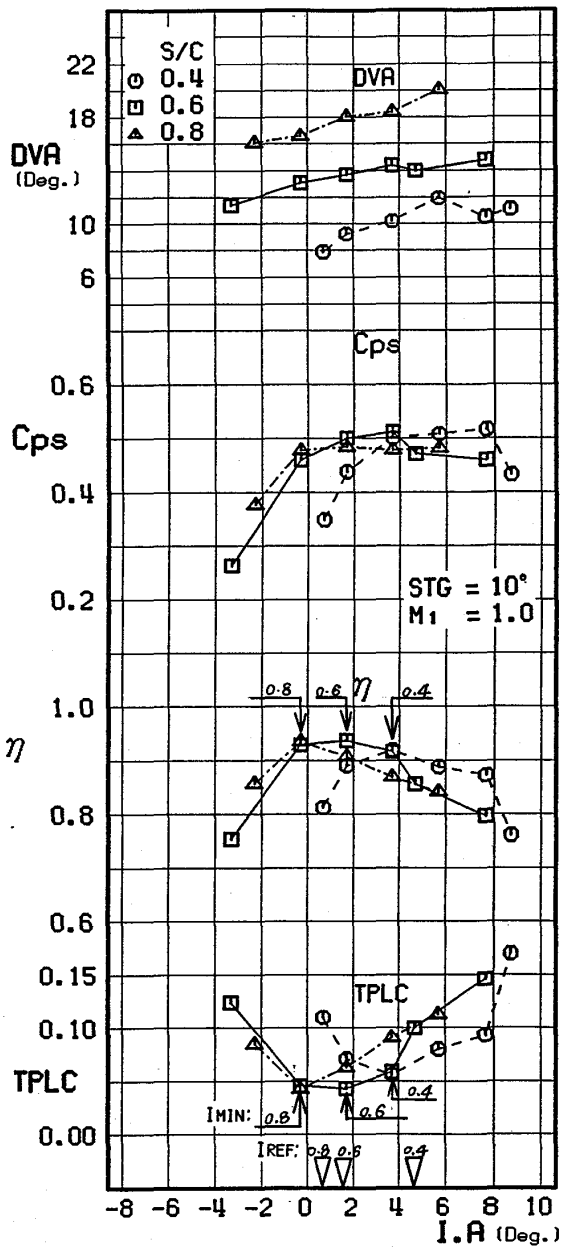


FIG.3.2　VARIATION OF CASCADE PERFORMANCE PARAMETERS WITH INCIDENCE ANGLE (STG=10°, M_1=1.0)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．2　M_{1CR}値を基準とする入射角の有効作動域について

I.A対M_{1CR}の曲線と、I.A軸に平行な直線、$M_{1CR}=M_{1i}$との交点(I_{-LMT}, I_{+LMT})は、M_{1CR}の定義より、それぞれの翼列形状(STG, S/C)と、流入マッハ数 M_{1i}における、入射角の作動限界点を示している。　I.A対M_{1CR}の関係を用いて、Sec.3.1で考察した失速入射角を基準とする方法とは別に、入射角の有効作動域を以下のように定義できる。

I.Aの負側の交点を下限値(I_{-LMT}),正側の交点を上限値（I_{+LMT})とする作動限界点が定まり、次いで、入射角の有効作動範囲 $\triangle I_{LMT}=I_{+LMT}-I_{-LMT}$ 及び、Sec.3.1のI_{REF}に対応する、中間入射角$I_{MD}=(I_{+LMT}+I_{-LMT})/2$ が定義できる。　$M_1=1.0$における、I_{MD}をFIG.4に矢印で示す（数字はS/Cを示す)。

FIG.3.2と比較すると、$0.4\leqq S/C\leqq 0.8$の範囲で、I_{MD}値は、$I_{MD}=I_{REF}\pm 1°$ となっており、これは、$M_1=0.9$も同様である。

一方、I_{-LMT}、I_{+LMT}は、I_{-S}、I_{+S}と比較すると（Sec.3.1)、FIG.4より明らかなように、$M_1=0.9$、1.0 において、$0.4\leqq S/C\leqq 0.8$の範囲で、I_{-LMT}はI_{-S}よりI.A軸の正側に、I_{+LMT}はI_{+S}より負側に移っており、作動範囲$\triangle I_{LMT}$は、$\triangle I_{LMT}<\triangle I_S$となり、作動域は縮少されている。　これは、本報で定義されている、限界流入マッハ数が、翼列形状・条件(STG、S/C、I.A)が一定での、M_1の限界値であることから理解される。

4．3　全圧損失係数について

M_{1CR}に対応するTPLC$_{CR}$は、FIG.4のI.Aの範囲で、TPLC$_{CR}\leqq 0.095$であり、$0.4\leqq S/C\leqq 0.8$の範囲で、M_{1CR}の作動限界点としての要件(TPLC値が適用可能な範囲）を満たしている。　入射角の増加に対して、全圧損失係数値TPLC$_{CR}$は、順次、増加しており、$0.4\leqq S/C\leqq 0.8$の範囲で、全体として、右上がりの変化を示している。　S/C=0.4のTPLC$_{CR}$値がS/C=0.6、0.8と比較して、少し高い値を示しているが、S/Cに関して、特に際だった変化を示しておらず、本実験の供試翼形が、$0.4\leqq S/C\leqq 0.8$の範囲で適用可能なことを示している。

4．4　静圧上昇係数について

(1) $(C_{PS})_{CR}$の曲線は、それぞれの翼列形

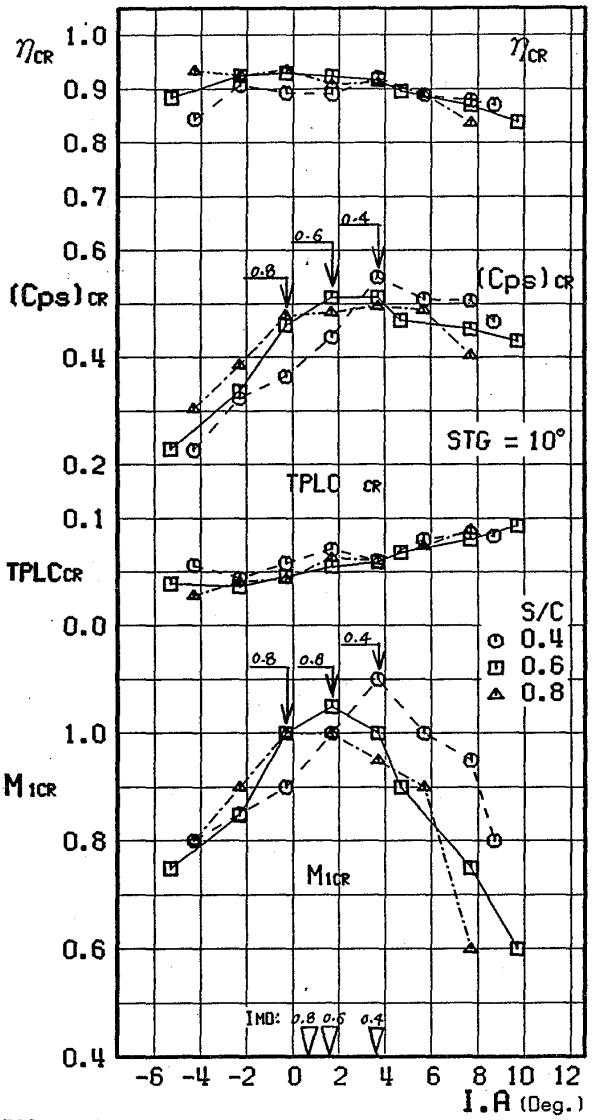


FIG.4　RELATION BETWEEN INCIDENCE ANGLE(I.A) AND CRITICAL MACH NUMBER(M_{1CR})

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

状・条件における、最大負荷（負荷限界）を示しており、S/Cが、0.4≦S/C≦0.8の範囲で、S/Cを指標とする入射角と最大負荷との関係が得られた。 (2) 0.4≦S/C≦0.8、において、各S/Cにおける$(C_{PS})_{CR}$の最大値 $[(C_{PS})_{CR}]_{MAX}$ はS/Cが増加すると、順次、減少している。

5・ むすび

多重円弧翼形の遷・超音速二次元（減速）翼列実験の第4報として、節弦比(S/C)が翼列諸性能値に及ぼす影響について調べる目的で、食違い角が一定(STG=10°)の場合における、S/Cを指標とする流入マッハ数特性、入射角特性、限界流入マッハ数と入射角との関係、等についての実験結果を系統的に提示し、検討、考察した。 それらの内容を要約して以下に示す。

1. 入射角を指標とする流入マッハ数特性について検討し、0.4≦S/C≦0.8の範囲で、限界流入マッハ数(M_{1CR})の近傍で、翼素効率が最大となることを示した。

2. S/C=0.4、0.6、0.8における、翼列諸性能値と入射角との関係（入射角特性）について示した。 失速入射角を基準とする入射角の有効作動域とS/Cとの関係について考察して、S/Cが、0.4≦S/C≦0.8の範囲で、良好な入射角特性を示すことを明らかにした。

3. S/Cを指標として、入射角とM_{1CR}との関係について示し、M_{1CR}を基準とする、入射角の有効作動域について示した。 失速入射角を基準とする有効作動域との比較検討を行い、M_{1CR}を基準とすると、入射角の作動範囲は、I_Sを基準とする場合よりも、減少するが、入射角の選定基準として、より厳密で妥当性が高いことを考察した。

文献

(1)坂口、高森 機論56-526,1669

(2)坂口、高森 機論56-526,1676

(3)坂口、高森 機論56-530,2864

(4)Wang,L.C. and Hetherington,R and Goulas,A. ASME Paper 82-GT-230

(5)Seyler、D.R. and Smith、L.H. NASA CR-5458

(6)Carter、A.D.S. and Haghes、H.R. ARC R&M 2384

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－5

強い主流乱れの中に置かれた翼特性の研究

＊阿　部　裕　幸　　（機械技研）
筒　井　康　賢　　（機械技研）
吉　識　晴　夫　　（東大生研）

1．はじめに

通商産業省工業技術院では、ムーンライト計画の一環として、現在コージェネレーション用および可搬式発電用の３００ｋＷセラミックガスタービンの研究開発を行っている。それらの基本設計[1]からタービンブレードのレイノルズ数を概算すると10^4～10^5という低い値になることがわかる。また、タービン出口流速の測定[2]からもロータ内の流れは非常に乱れている可能性も示されている。低レイノルズ数領域における翼型特性の研究は、ＲＰＶや風車関連の研究として多くなっているが[3]、乱れとの関連を明らかにした研究は少ない。

以上のことより、本研究の目的は低レイノルズ数領域において主流に強い乱れを与えた場合の翼の特性を調べ、開発が期待されている高効率小型セラミックガスタービンのロータの設計指針を与えることにある。今回はその予備的な実験を行ったので報告する。

2．記号

u:主流の時間的速度変動成分　m/s
U:主流の時間的平均速度　m/s
C:供試翼の翼弦長　mm
x:翼弦長で無次元化した座標位置
ρ:流体の密度　kg/m^3
ν:流体の動粘性係数　m^2/s
Re:レイノルズ数　$U \cdot C/\nu$
I:主流の乱れ度　$\sqrt{\overline{u^2}}/U$
α:供試翼の迎え角　°
P:翼面の平均静圧　Pa
P_0:主流の平均静圧　Pa
L:供試翼に働く揚力　N/m
D:供試翼に働く抗力　N/m
C_P:圧力係数　$(P-P_0)/(1/2\rho U^2)$
C_L:揚力係数　$L/(1/2\rho U^2 C)$

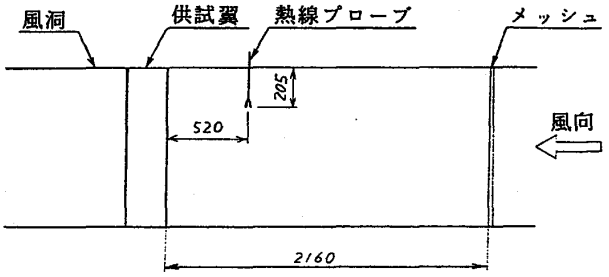


図 3.1　風洞測定部の概略図

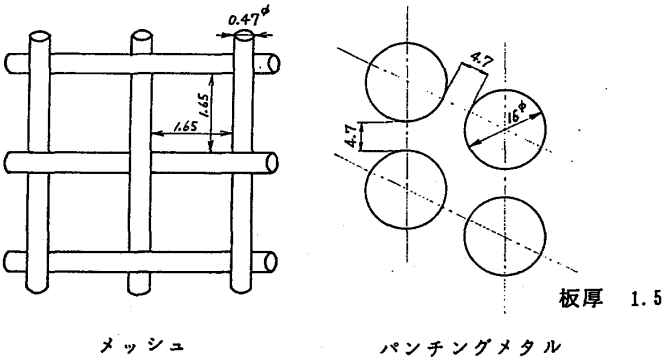


図3.2　メッシュとパンチングメタルの寸法

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

C_D:抗力係数　$D/(1/2\rho U^2C)$

NONE:供試翼上流に何も置かない状態

MESH:供試翼上流にメッシュを置いた状態

P.M.:供試翼上流にパンチングメタルを置いた状態

3．実験装置および方法

3．1　実験装置

実験に用いた風洞測定部の概略図を図3.1に示す。風洞は回流式であり、測定部の断面は1400mm×1400mm、最大風速は約50m/sである。供試翼は、弦長300mm、翼幅1400mmの２次元翼である。翼型は、迎え角４°で揚力係数１、最大厚み比15%の仕様で機械技術研究所が風車用に開発した翼型MEL019を用いた。翼面に設けた46個の静圧孔から、48個の切替孔を持つスキャニバルブを通じて１個の圧力センサで翼面静圧分布を測定した。翼は上側の軸に取付けたステッピングモータによって回転させ、上下の軸に取付けたロータリエンコーダで常に取付角を検出しながら迎え角を設定した。

主流の乱れは、翼前縁から上流2160mmの位置にメッシュやパンチングメタルを設置して与えた。メッシュとパンチングメタルの寸法を図3.2に示す。主流の乱れ度は、主流と直角方向に熱線を張ったＩ型熱線プローブを翼前縁から520mm上流、風洞上壁から205mmの位置に置いて測定した。

3．2　実験条件

実験は、翼上流に何も置かない場合、メッシュあるいはパンチングメタルを置いた場合の３通りに対して、代表速度に主流の平均速度U、代表長さに翼弦長Cを取ったレイノルズ数ReをRe=0.5×10^5、1.0×10^5、2.0×10^5の３通りについて行った。翼の迎え角は、0°から18°、18°から-18°、-18°から0°へと2°おきに一回りするように設定した。揚力と抗力は翼面静圧分布より計算した。

4．実験結果と考察

4．1　主流の乱れ度

今回の実験では熱線による乱れ度の測定点を供試翼の上流一点で行っている。従って、空間に対する乱れの一様性を吟味する必要がある。格子によって下流に発生する乱れに関しては実験的に次のことがわかっている[4]。①流れ方向に対して、流れを遮る面積の割合が増えると下流にできる乱れは増えるが、0.4～0.5以上になると乱れの分布が不均一になる。②乱れは格子間隔の40倍程下流において、ほぼ一様になる。これらについてメッシュとパンチングメタルの場合を計算した。流れを遮る面積の割合は各々0.394、0.458となり乱れの分布に不均一が生じ始める値である。しかし、次に

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

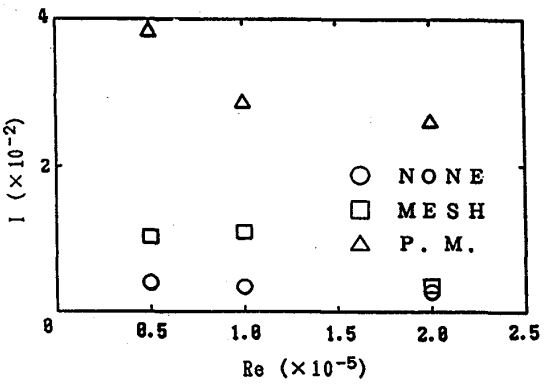
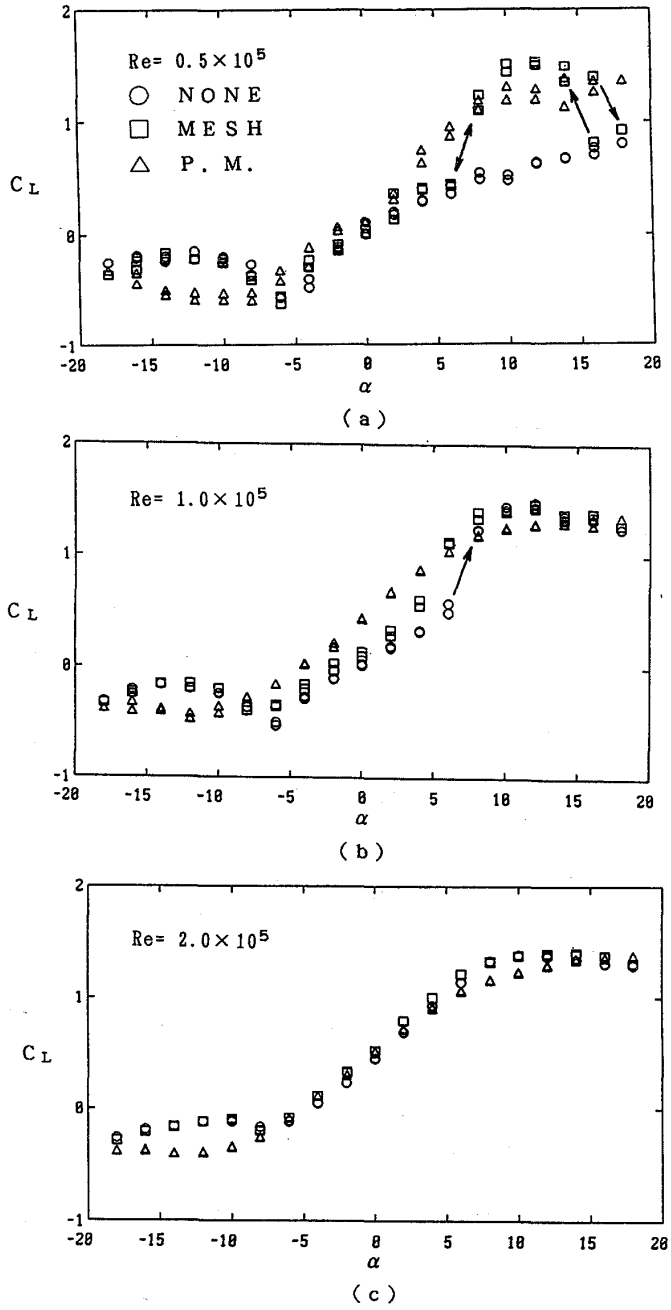


図 4.1.1 各乱れ発生格子のレイノルズ数に対する乱れ度の分布



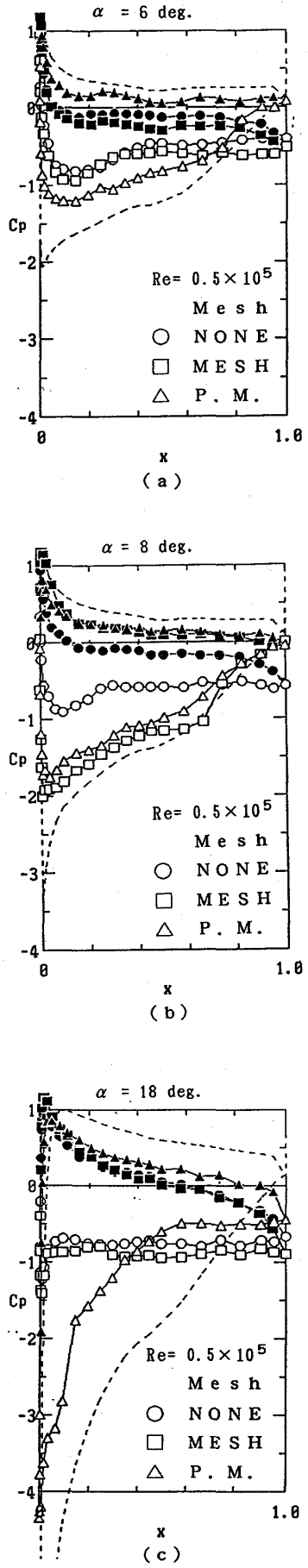


図 4.2.1 乱れ発生格子による揚力係数 C_L の変化（レイノルズ数固定）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

間隔の40倍を計算すると各々84.8mm、828mmとなる。これに比べ翼前縁までの距離2160mmは乱れが一様になるのに十分な値であると判断した。また今回は報告していないが、翼型後方に設置した櫛形ピトー管のデータからも風洞断面内の速度分布が一様であることを確認した。

図4.1.1に何も置かない場合、メッシュあるいはパンチングメタルを置いた場合のレイノルズ数Reと乱れ度Iの分布を示す。乱れ度はパンチングメタルのときが一番大きく、Re=0.5×10^{5}のとき約4%であった。Re=2.0×10^{5}のとき、メッシュの場合と格子を置かない場合に乱れ度の差はなくI=0.3%程度である。なお乱れ度の計測は、供試翼型を設置した状態で行ったが、ステッピングモータの電源等を切りノイズの影響受けないよう特に注意した。

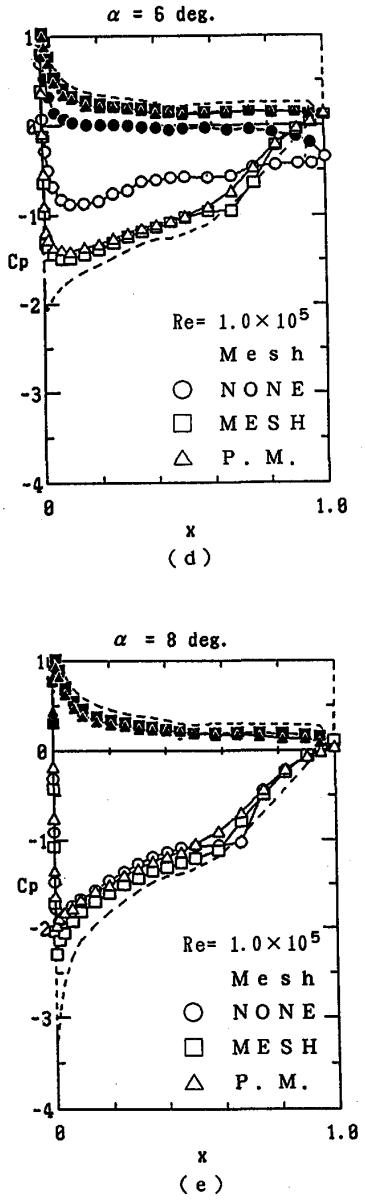


図 4.2.2 翼面上圧力分布

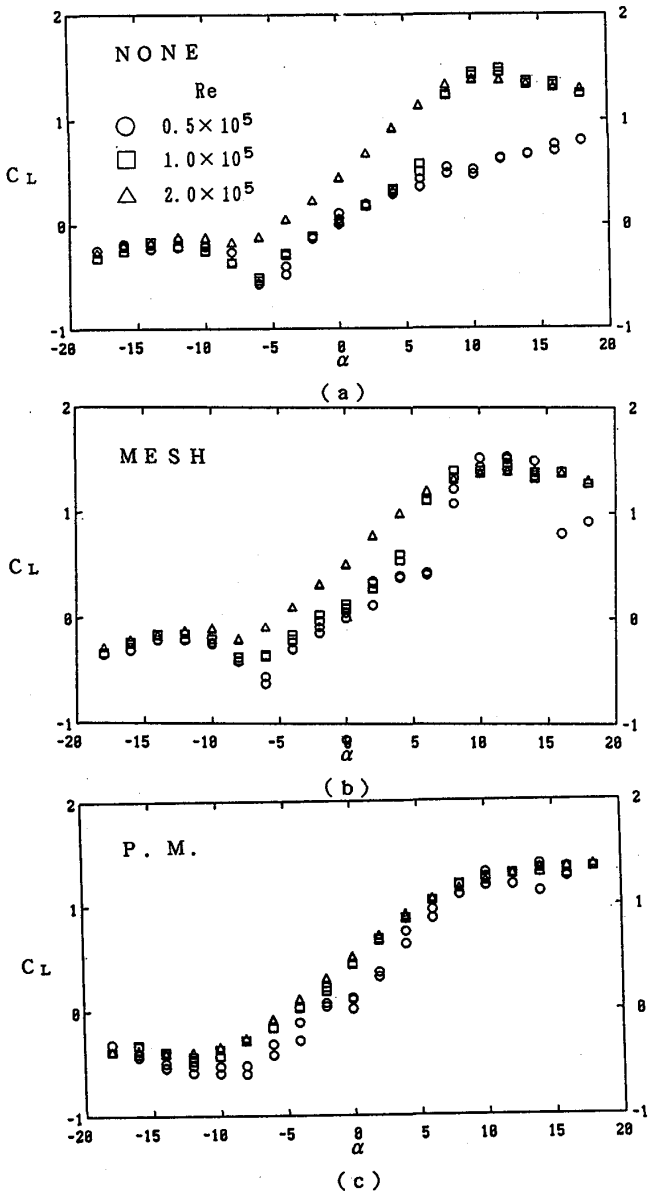


図 4.2.3 レイノルズ数による揚力係数C_Lの変化（乱れ発生格子固定）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4.2 乱れ度による揚力係数の変化

図4.2.1に各レイノルズ数ごとに、乱れ発生格子により主流の乱れ度を変えたときの迎え角αと揚力係数C_Lの変化を示す。図(a)の$Re=0.5\times10^5$の場合が乱れ度の効果が最も顕著である。翼上流に何も置かない場合に比べ、パンチングメタルを置いた場合は迎え角$\alpha=4^\circ\sim18^\circ$の範囲で揚力係数$C_L$が大きい。メッシュを置いた場合は$\alpha=8^\circ\sim15^\circ$付近で$C_L$が大きく、$\alpha=15^\circ$付近でヒステリシスが見られる。しかしながら、パンチングメタルの場合C_Lの増加はなめらかであるのに対し、メッシュの場合は6°から8°にかけて急激にC_Lが上昇する。

図4.2.2に翼面圧力分布を示す。図中の破線はポテンシャル流計算による圧力分布を示している。また実験値で塗りつぶした記号は、腹側の圧力を示している。

図中で圧力係数C_Pがほぼ一定な値をとる領域は翼面上で剥離が起きていると考えられる。

図(a),(b)より$Re=0.5\times10^5$のとき$\alpha=6^\circ$ではメッシュを置いた場合の圧力分布が、何も置かない場合に近く、$\alpha=8^\circ$ではパンチングメタルを置いた場合の圧力分布に近づいているのがわかる。また図(c)より$\alpha=18^\circ$では、再び何も置かない場合の圧力分布に近づいているのがわかる。同様なことが図4.2.1(b)に示す$Re=1.0\times10^5$の何も置かない場合においても見られる。このときの圧力分布を図4.2.2(d)、(e)に示す。

図4.2.3は図4.2.1を乱れ発生格子ごとに再整理したものである。両図は非常に似た傾向となっている。

図4.2.4に各レイノルズ数ごとに乱れ発生格子を変えたときの迎え角αに対する揚抗比C_L/C_Dの変化を示す。C_L/C_Dは$\alpha=-18^\circ\sim-4^\circ$の範囲

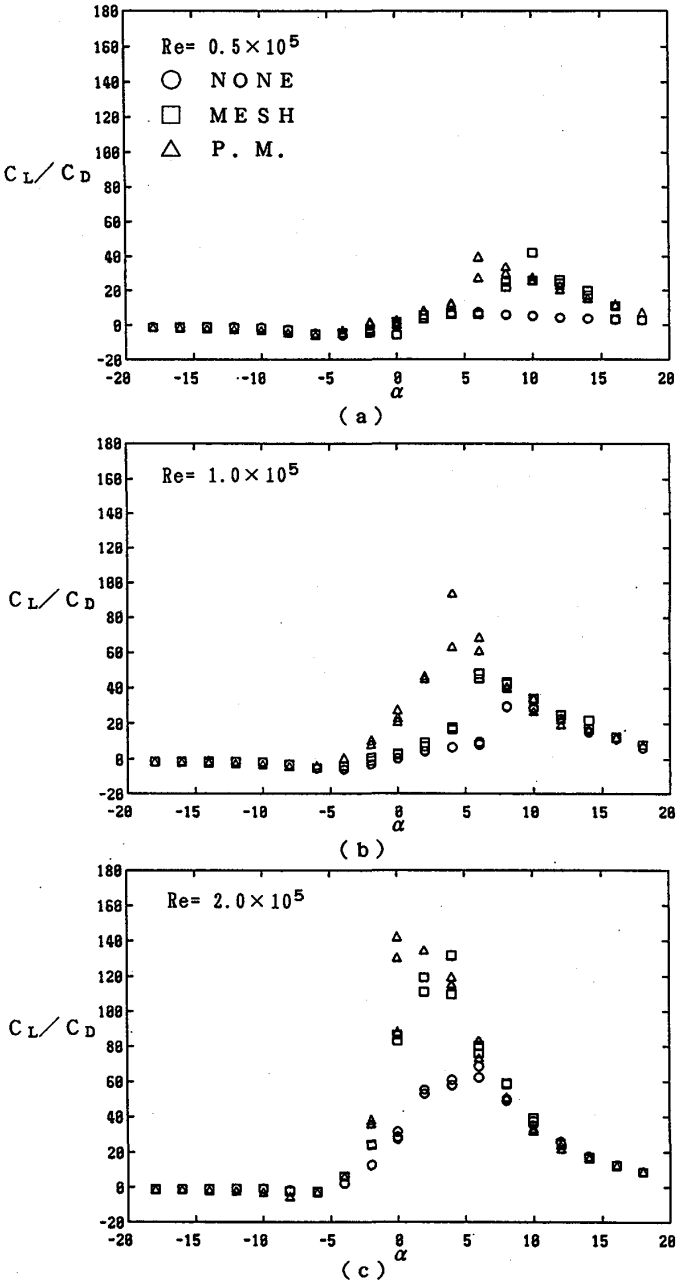


図 4.2.4 乱れ発生格子による揚抗比C_L/C_Dの変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

では、ほぼ一定値になるが、α=-2°～18°の範囲ではレイノルズ数の増加にとともに大きくなる。また、この傾向は乱れ度が大きい程はっきりしている。

これらの現象は、主流乱れが小さい時には再付着しない層流剥離が、主流の乱れの大きい場合に再付着し剥離泡を形成したり、あるいは翼前縁近くから乱流境界層となり層流剥離が起こらなかったためであると推測できるが[5]、静圧分布の計測だけでなく、翼面上の流れ、特に剥離の挙動を知る必要がある。

5．まとめ

低レイノルズ数において主流に強い乱れを与えた場合の翼型特性の風洞実験を行った結果、次のことがわかった。

(1)乱れ度が大きい程、揚力係数は大きくなる傾向にある。

(2)翼特性に関して、レイノルズ数と乱れ度の増加には類似性が見られる。

(3)レイノルズ数と乱れ度の増加に従い、迎え角-2°～18°の範囲で揚抗比が著しく増加する。

今後、乱れ度を制御できる風洞を製作して、さらに精密な実験を行う予定である。

終わりに、本研究を行うにあたり御協力いただいた筑波大学瀬下龍之、神奈川工科大学関口泰央、野澤利明の三君に感謝します。

6．参考文献

(1)永松壮一他：コージェネレーション用および可搬式発電用セラミックガスタービンの研究開発、日本ガスタービン学会誌17-67(1989)、2-30

(2)阿部裕幸、筒井康賢：ＬＤＶによるラジアルタービン出口流の計測、日本ガスタービン学会主催第5回ガスタービン秋季講演会(1990-11)

(3)T.J.Mueller(Ed.) Low Reynolds Number Aerodynamics, Lecture Notes in Engineering, Vol.54, Springer-Verlag(1989)

(4)谷一郎他：流体力学実験法、岩波書店、252-255(1977)

(5)I.Tani :Critical Survey of Published Theories on the Mechanism of Leading-edge Stall, Aeronautical Research Institute, University of Tokyo, Report No. 367(1961)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－6

並進振動する圧縮機翼列の非定常空力特性に関する一実験

田中英穂　（東海大学）
鈴木六郎　（東海大学）
須山達夫　（三井造船）
＊木村壮一　（東海大学院）

1. 緒論

翼の振動問題としての翼列フラッタ研究は，理論的にも実験的にも数多くの研究がなされているが，いずれも翼まわりの流れは翼に完全に付着しているか，あるいは前縁から完全に剥離しているような比較的単純な場合に限られている．しかし現実の圧縮機翼列の翼まわりの流れを詳細に調べると，翼形や迎え角により一度剥離した流れが翼面上に再付着し，いわゆる剥離泡を伴う場合がしばしば見受けられる．このように翼面上に剥離泡を生じている場合，翼振動に伴う剥離泡の挙動が振動翼の非定常空力特性に影響を及ぼすことは想像に難しくない．

そこで本論文では実際に軸流圧縮機翼として広く使用されるNACA 65(04)-10を用い，圧縮機翼列が並進振動する場合，翼列翼に働く非定常空力特性と翼まわりの流れとの関係について解明する目的で，静止翼列における油膜法による流れの可視化実験と振動時の翼背面および腹面側の非定常圧力分布測定から，それぞれの流入角α_1に対し，無次元振動数kと翼間振動位相差βの影響による剥離泡の挙動について検討した．さらに以上の結果を基に翼変位に対して圧力変動が位相差を生ずる理由および翼弦方向における励振エネルギの授受関係についても明らかにした．今回は手始めとして食違い角 $\xi=0°$ の場合について報告する．

2. 記号

- c ：翼弦長
- s ：ピッチ
- σ ：弦節比
- ξ ：食違い角
- β ：翼間振動位相差
- h ：翼変位
- θ_x ：局所の翼面接線と翼弦とのなす角
- h_0 ：翼並進振動の片振幅
- $\Delta\dot{h}$ ：下向きの翼変位速度を正にとり測定翼の変位速度から上部隣接翼の変位速度を引いたもの
- α_1 ：流入角
- $\Delta\alpha_1$ ：相対的流入角変化
- ω ：翼の角振動数
- ωt ：翼の振動角変位
- v ：主流の流速
- ν ：動粘性係数
- Re ：レイノルズ数 （$Re=vc/\nu$）
- k ：無次元振動数 （$k=\omega c/v$）
- kcr ：臨界無次元振動数
- P_T ：主流の全圧
- Ps ：主流の静圧
- P_x ：局所翼面圧力
- Cp ：翼面圧力係数
- C_{px} ：局所翼面圧力係数
- C_N ：翼面法線力係数
- C_{Nx} ：局所翼面法線力係数
- ϕ_x ：翼変位に対する局所翼面法線力係数の位相差（正は遅れ，負は進み）
- Ex ：翼弦方向の単位スパン当りの局所エネルギ
- E_T ：翼全体に作用する単位スパン当りのエネルギ
- A ：翼面法線力係数の片振幅
- Xs ：翼間距離

添字

- x ：翼弦方向距離
- U ：翼背面
- L ：翼腹面
- ωt ：角変位
- AVE ：変動圧力の一周期中における平均値

3. 実験装置および実験方法

3・1 実験装置

実験装置の全体図は，図1に示すような吹き出し型風洞①を使用し，縦420mm，横180mmの測定部②に測定翼③を含む7枚の翼列翼を設置し静止時，並進振動時における翼面上の非定常圧力分布を測定する．圧力測定は翼面上測定孔の切換え用として使用されるスキャニーバルブ(48J7-2056)に取り付けられた感度・温度保証付圧力変換器(PD104K 0.1FW)で行い，圧力変換器から出力される信号をパソコン(PC9801VX)に入力し記録する．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

供試翼は図2で示すNACA 65(04)-10の薄翼で前縁に1個，背面側28個，腹面側15個の圧力測定孔を設けてある．翼および翼列の寸法仕様は次の通りである．

翼弦長　　$c=80$mm

ピッチ　　$s=80$mm

弦節比　　$\sigma=1$

食違い角　$\xi=0°$

3・2　実験方法

今回の測定はレイノルズ数Reを一定とし，翼変位の翼間振動位相差$\beta=0°\sim300°$とする．背面側の隣接翼が位相進みの場合を正にする．流入角α_1および無次元振動数$k(k=\omega c/v)$を変化させ，並進振動片振幅は4mmとし，自動計測システムを用いて行った．このシステムはパソコンに入力した測定条件をもとに翼の並進振動数の制御ならびに測定孔を切換えるスキャニーバルブの制御を行い，翼振動数が安定した後，翼が上死点を通過するときから$\pi/18$(rad)ごとに一周期分の圧力を40周期分測定し平均化した．

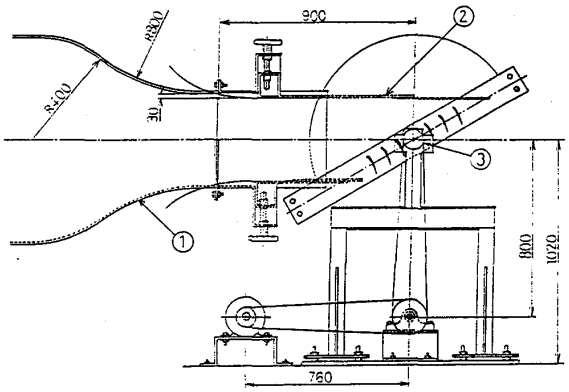


図1　実験装置全体図

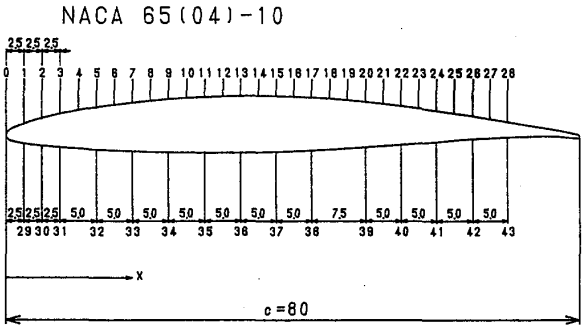


図2　供試翼

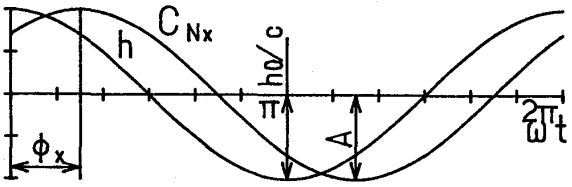


図3　翼変位に対する局所翼面法線力の位相差

3・3　実験条件

(1) レイノルズ数　$Re=0.8\times10^5$

(2) 無次元振動数　$k=0,0.03,0.04,0.06,0.08,0.1,0.15,0.2,0.25,0.3$

(3) 流入角

静止翼列翼の場合　$\alpha_1=0°,2°,4°,6°,8°,10°,12°,12.5°,13°,13.5°,14°,16°,18°,19°,19.5°,20°,22°,24°,26°$

並進振動翼列翼の場合　$\alpha_1=4°,12°,18°,19°,20°,21°,22°,24°$

(4) 翼間位相差　$\beta=0°,60°,120°,180°,240°,300°$（$\beta=0°$を除き$\alpha_1=12°,18°,20°,22°$）

4.　励振エネルギの計算

$$C_{Px}=(P_x-P_s)/(P_T-P_s)$$

$$C_{NXU}=-\{(P_x-P_s)/(P_T-P_s)\}\cos\theta_x$$

$$C_{NXL}=\{(P_x-P_s)/(P_T-P_s)\}\cos\theta_x$$

$$C_{Nx}=A\cos(\omega t-\phi_x)$$

$$=A(\cos\omega t\cos\phi_x+\sin\omega t\sin\phi_x)$$

$$h=(h_0/c)\cos\omega t$$

$$\frac{dh}{dt}=-(h_0/c)\,\omega\sin\omega t$$

$$E_x=\oint C_{Nx}\,dh$$

$$=\oint C_{Nx}\frac{dh}{dt}dt$$

$$=\oint A(\cos\omega t\cos\phi_x+\sin\omega t\sin\phi_x)\{(-h_0/c)\sin\omega t\}dt$$

$$=-A(h_0/c)\,\pi\sin\phi_x$$

$$E_T=\int_0^1(E_{xU}+E_{xL})\,d\left(\frac{x}{c}\right)$$

5.　結果および考察

5・1　静的空力特性

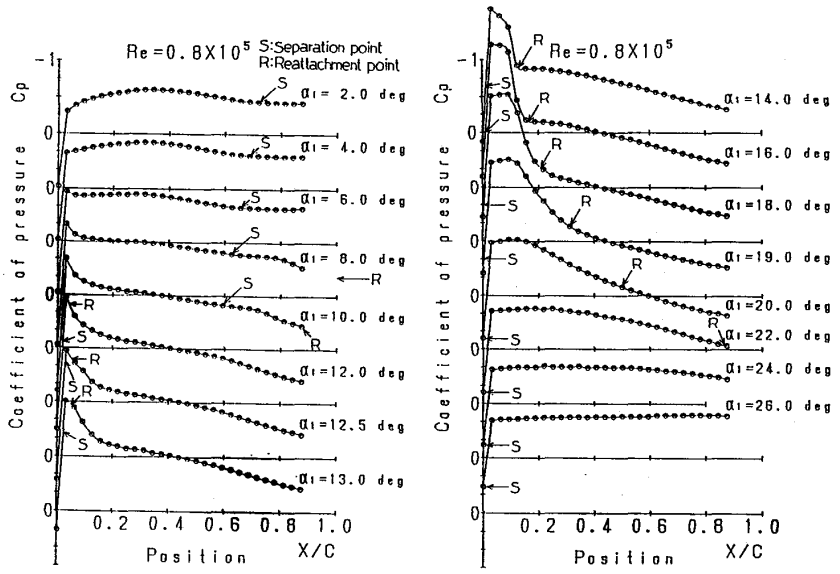
5・1・1　静止翼列翼の翼面圧力分布から見た流れの剥離点・再付着点のパターン分類

剥離点・再付着点を翼面圧力分布の圧力勾配から推定することが可能である．谷[1]，Arena[2]らは翼面圧力分布と油膜法による流れの可視化結果を比較した．その結果剥離は圧力分布曲線において圧力が一定値を示す負圧台地の初めの位置に生じ，再付着点は負圧台地後に見られる圧力回復において回復勾配が変化する位置であるとしている．この考えを基に本実験の静止翼列における翼面圧力分布曲線から推定される剥離点，再付着点を判断すると図4のように示すことができる．

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

まず剥離点に関して流入角 $\alpha_1=0°$ ～10° までは後縁付近から流入角の増加と共に前縁側に移動しており，このことは油膜法による流れの可視化実験でも確認されている．一方，再付着点に関しては可視化実験を参照すると，流入角 $\alpha_1=0°$ ～10° の範囲においてはX/C=0.9より後縁側にあり流入角 $\alpha_1=8°$ で後縁に，流入角 $\alpha_1=10°$ で X/C=0.9の位置に観察され，剥離点の移動と同じように流入角の増加に伴い前縁側に移動している．

流入角 $\alpha_1=12°$ になると剥離点は急激に前縁側に移り前縁剥離を呈している．この際，再付着点も急激に前縁に移り X/C=0.04に見られる．しかし流入角 $\alpha_1=12.5°$ になると剥離点は前縁より若干下流に移り，再付着点も流入角 $\alpha_1=12°$ の場合より若干下流側に移る様子がわずかの圧力勾配変化から推測 される．流入角 $\alpha_1=13°$ ～20° においては常に前縁近傍で剥離し，再付着点は流入角の増加に伴い急激に後縁側に移動してlong－bubbleを形成するようになる．



(a)　$\alpha_1=2°$ ～13°　　(b)　$\alpha_1=14°$ ～26°

図4　静止翼列における翼面圧力分布

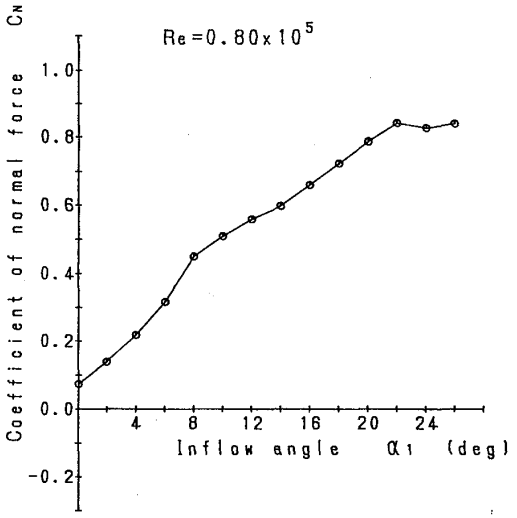


図5　各流入角における翼面法線力係数

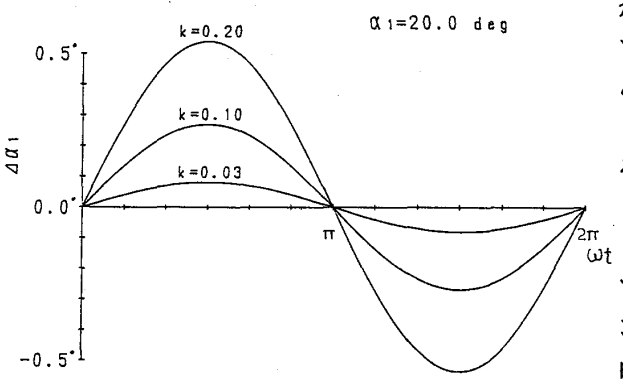


図6　翼変位に伴う流入角の変動分（$\alpha_1=20°$）

流入角 $\alpha_1=22°$ になると油膜法による流れの可視化実験では明瞭な再付着点は観察されない．このことは $\alpha_1=22°$ 付近で完全剥離し始めているものと思われる．

このように流入角 $\alpha_1=0°$ ～10°，12° ～12.5°，13° ～20° および前縁からの完全剥離を加えると剥離・再付着のパターンは4種類に分類することができる．

5・1・2　法線力係数と流入角との関係

法線力係数と流入角の関係を図5に示す．図5によるとNACA 65(04)-10の翼形を用いた静止翼列翼では流入角 $\alpha_1=20°$ までは失速せず，流入角 $\alpha_1=22°$ 付近で失速し始めている．また図4で示された翼面圧力分布と図5における流入角 $\alpha_1=26°$ 付近の C_N 曲線勾配から推定すると流入角 $\alpha_1=26°$ では完全に失速しているものと思われる．

5・2　並進振動する場合の非定常空力特性

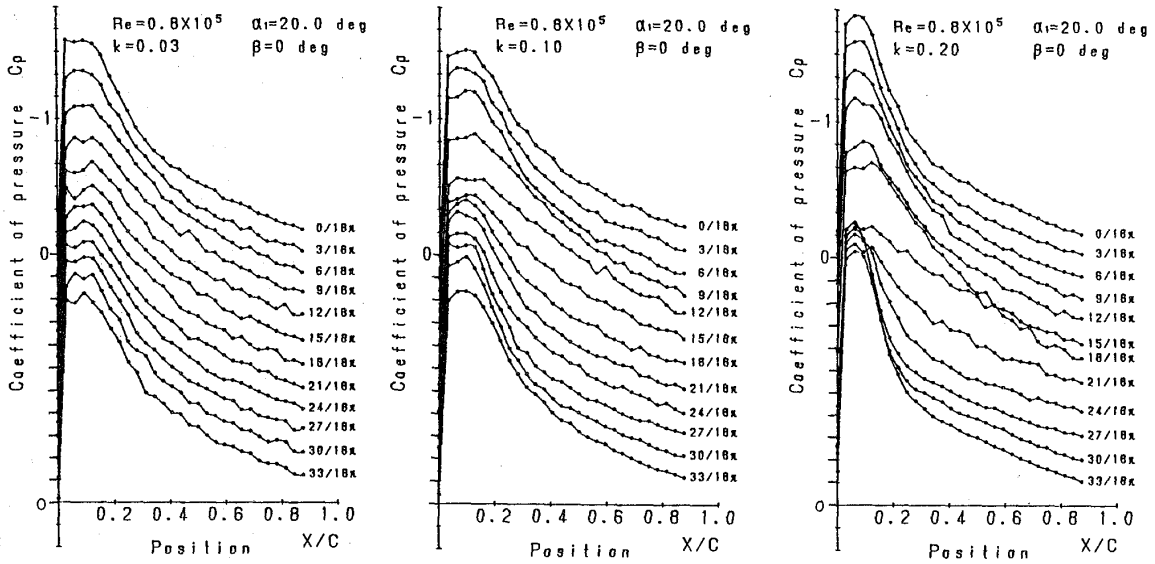
本研究は3・3で示された実験条件で行ったが，本論文ではこのうち5・1・1で分類された剥離・再付着のパターンの中でlong－bubbleを形成し始め，しかも圧力分布曲線における負圧台地および負圧台地後の圧力回復，さらには再付着位置に対して無次元振動数k，翼間振

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

動位相差βの影響が大きく生ずる流入角 $\alpha_1=20°$ の場合を中心に，翼列が並進振動する場合の非定常空力特性について報告する．

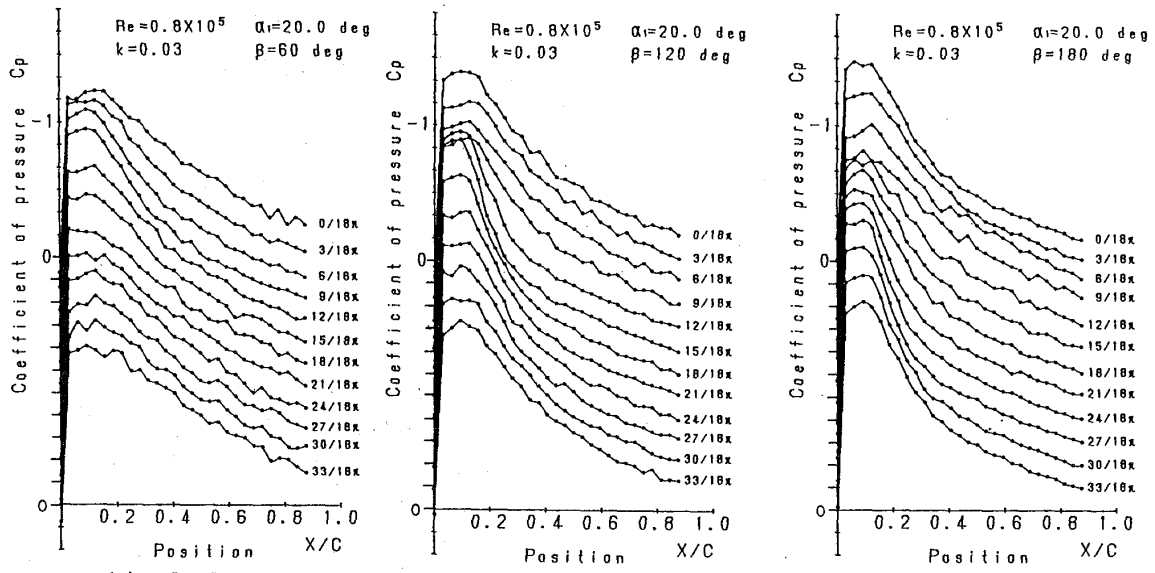
5・2・1　瞬時翼面圧力分布

翼が振動することにより流入角は変化する．特にこの傾向は，翼の変位速度が最大になる翼の振動角変位90° と270° において顕著に現れ，図6に示すように無次元振動数kの増加に伴い相対的流入角変化 $\Delta\alpha_1$も増大する．図7は流入角$\alpha_1=$ 20° ,翼間振動位相差$\beta=0°$,無次元振動数k＝0.03,0.1,0.2の場合における翼面圧力分布の時間的変化を示したものである．k＝0.03においては静止翼の $\alpha_1=20°$ の場合と顕著な違いは見られないが，丁寧に検討すると翼の振動角変位ωtが90° においては $\Delta\alpha_1$がプラスの最大値を示し，静止翼列における流入角が20° より大きい場合の圧力分布曲線に変化する．一方，翼の振動角変位ωtが270° になると$\Delta\alpha_1$がマイナスの最大値を示し，静止翼列における流入角が20° より小さい流入角の場合の圧力分布曲線と同じになる.この傾向はk＝0.1になると顕著になるが,k＝0.2になると翼の振動角変位ωtが170° において$\Delta\alpha_1$がプラスの最大値,350° でマイナスの最大値を示すようになる．このことは翼の動きに対して流れが追随できないことによる非定常効果が生じたものと思われる．翼変位に伴う流入角の変動分$\Delta\alpha_1$は剥離,再付着点に関係する圧力分布曲線における負圧台地およびその後の圧力回復勾配にも影響を与え，剥離泡が時間的に変動する大きな原因となる．このような傾向はkが増加すれば顕著に現れている．



(a)　k＝0.03　　(b)　k＝0.1　　(c)　k＝0.2

図7　瞬時翼面圧力分布（$\alpha_1=20°$ ，$\beta=0°$ ）



(a)　$\beta=60°$　　(b)　$\beta=120°$　　(c)　$\beta=180°$

図8　瞬時翼面圧力分布（$\alpha_1=20°$ ，k＝0.03）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

次に壁面圧力分布の時間的変化に対する翼間振動位相差の影響について検討する．翼間に並進振動位相差が生じれば，ある翼振動角変位ωtにおいては翼間距離は隣の翼弦に平行に縮小する方向に向かい，翼間流れとしては加速流となり，境界層の発達を抑える効果を生む．図8は流入角$\alpha_1=20°$，無次元振動数k＝0.03，翼間振動位相差$\beta=60°$，120°，180°の場合における翼面圧力分布の時間的変化を示したものである．また図9には，測定翼と上部隣接翼との翼変位速度の差$\Delta\dot{h}$，図10には，翼間距離Xsの1サイクル中の変化の様子を示してある．翼変位速度がプラスの場合は翼間距離が拡大することを示し，翼間流れは減速流になり翼面境界層の発達を促進する効果を生ずる．また翼変位速度がマイナスの時期は翼間距離は縮小し，翼間流れは加速流になることを意味する．$\beta=60°$においては，測定翼の振動角変位ωtが60°付近において同一流入角の静止翼における圧力分布の形状より流入角の小さい場合の圧力分布の形状に近づき，翼の振動角変位が240°付近においては同一流入角の静止翼における圧力分布の形状より流入角の大きい場合の圧力分布の形状に近づく．このような考え方で$\beta=120°$の場合を検討すれば，翼の振動角変位120°付近において流入角は最も減少し，300°において流入角は最も増大する．

また$\beta=180°$の場合は翼の振動角変位270°付近において，流入角は最も減少し，90°付近において，流入角は最も減少し，圧力分布の形状を変化させている．このことにより無次元振動数の影響の場合と同様に翼間振動位相差を与えれば翼振動一周期間において剥離点と再付着点は変動し，いわゆる剥離泡が翼面上を周期的に変動することになる．

5・2・2　局所翼面圧力の時間的変化

5・2・1で述べたように，無次元振動数や翼間振動位相差の影響により，翼の振動一周期間において圧力分布の形状は変化する．特に剥離泡が存在するような位置においては翼変位に伴う流入角の変動により剥離泡が動くため圧力分布の形状は顕著に時間的変化を示す．図11は流入角$\alpha_1=20°$，翼間振動位相差$\beta=0°$，無次元振動数k＝0.03，0.1，0.2の場合における局所翼面圧力の時間的変化と，そのフーリエ級数の一次成分を示す．図でk＝0.03における局所翼面圧力の時間変化が顕著に現れるのは，図7(a)に示すk＝0.03における翼弦方向圧力分布が時間的に大きく変化する位置と対応しており，特に翼弦方向圧力分布における圧力勾配が大きな位置において局所翼面圧力の時間的変化が最も大きく生じている．そして局所翼面圧力時間変化の一次成分の曲線は，実測値からは大きく外れている．この歪は実測波形をフーリエ分析する際，振幅と位相に影響する．この歪の大きさは翼変位に伴う流入角の変動や圧力分布における圧力勾配に左右され，負圧台地および負圧台地後の圧力回復が急激な位置において顕著に現れる．このような傾向はkが増加するのに伴い強調される．

図12は流入角$\alpha_1=20°$，無次元振動数k＝0.03，翼間振動位相差$\beta=60°$，120°，180°の場合における局所翼面圧力の時間的変化を示す．5・2・1で述べた理由により翼間振動位相差を変化させることにより翼間流れは翼変位一周期中に減速流と加速流が生じ翼面境界層の発達を促進させたり，翼面境界層を減退させたりする結果，翼面圧力分布の形状も時間的に変化することから無次元振動数の影響の場合と同様に，局所翼面圧力の時間的変化およびの圧力の実測値からのフーリ

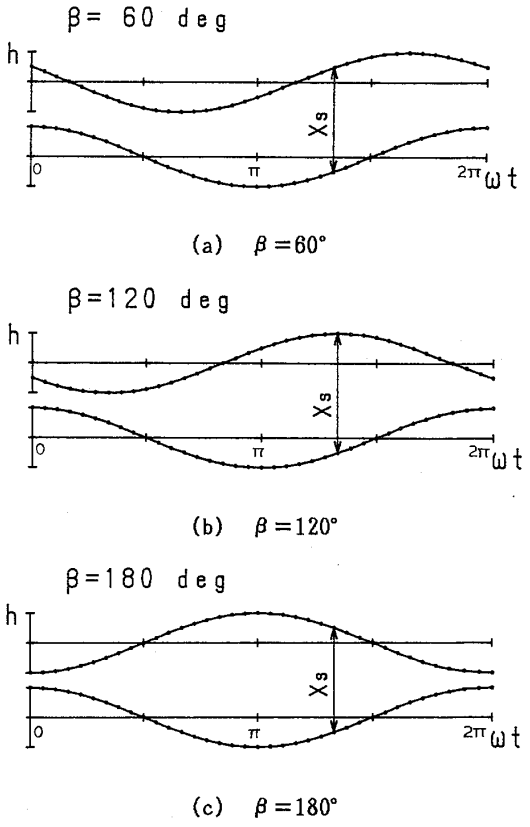


図9　測定翼と上部隣接翼との翼変位速度との差の時間的変化

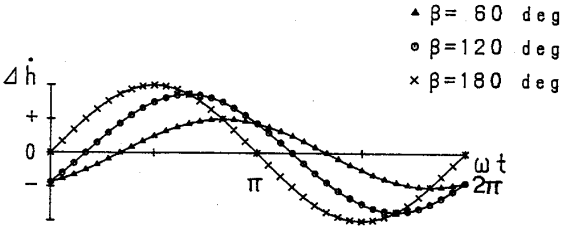


図10　翼間距離の時間的変化

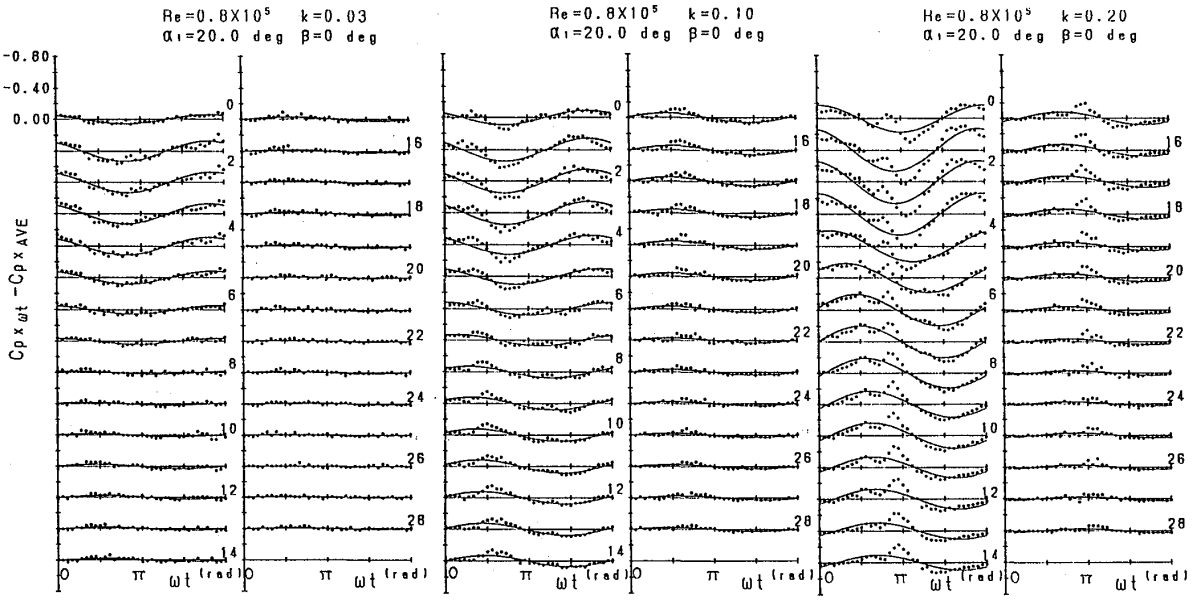
Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

エ分析による一次成分曲線の歪の大きさと，その生ずる位置は翼間振動位相差や圧力勾配に左右され，負圧台地および負圧台地後の圧力回復が急激な位置において顕著に現れる．また時間的には翼間振動位相差と近い値をとる翼の振動角変位付近から局所翼面圧力の変動と歪が著しく生じ始めているように見える．

5・2・3　翼変位に対する局所法線力係数の位相差

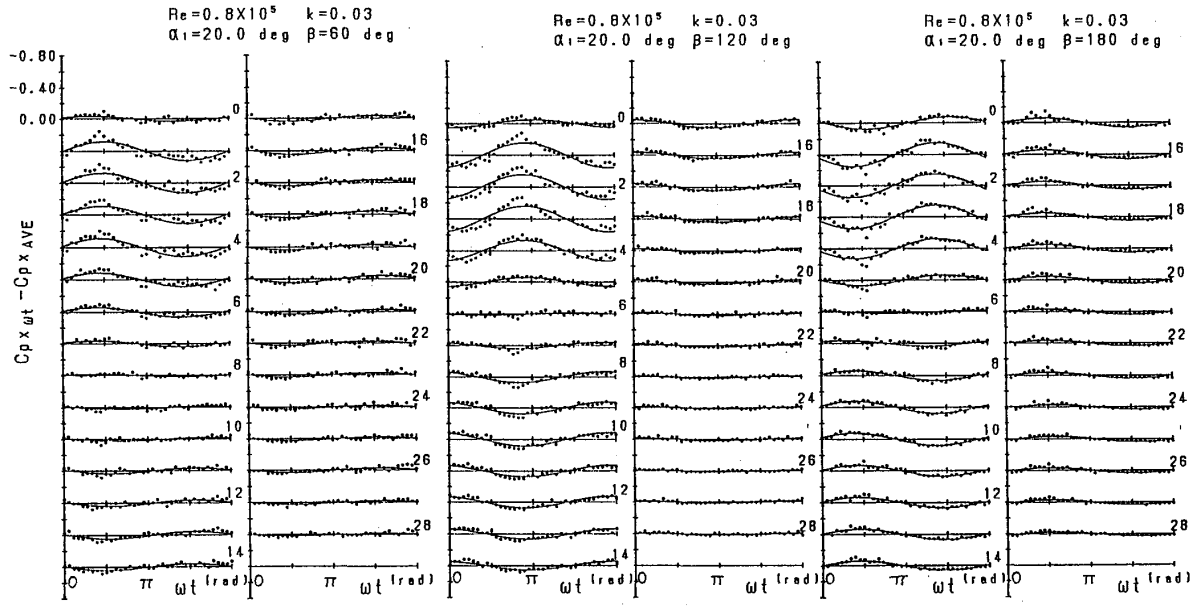
図13に$\alpha_1=20°$，$\beta=0°$，$k=0.03$，0.1，0.2の場合の翼変位に対する局所法線力係数の位相差 ϕ_Xを示す．ϕ_X が正の場合は，翼変位に対して局所法線力係数が遅れていること，また負の場合は翼変位に対して局所法線力係数が進んでいることを意味する．翼背面側では無次元振動数 $k=0.03$と$k=0.1$の間には明瞭な有意差は認め難いが，$k=0.2$になると遅れの方向に変化している．また翼弦方向におけるϕ_X の変化を見れば，$k=0.03$の場合には$X/C\fallingdotseq0.228$，$k=0.1$の場合は$X/C\fallingdotseq0.188$，$k=0.2$では$X/C\fallingdotseq0.093$において進みから遅れに転じている．すなわちϕ_X が進みから遅れに変化する翼弦位置は無次元振動数が増加するのに伴い前縁側に近づいている．これらの理由としては次のように考えられる．翼変位に伴う流入角の変動分$\Delta\alpha_1$は無次元振動数kの増加と共に顕著になる（図6参照）．

これに伴って，図7(a)～(b)に見られるように剝離泡kの増加に伴い，わずかの時間的変化により前縁近傍



(a)　$k=0.03$　　(b)　$k=0.1$　　(c)　$k=0.2$

図11　局所翼面 圧力の時間的変化（$\alpha_1=20°$，$\beta=0°$）



(a)　$\beta=60°$　　(b)　$\beta=120°$　　(c)　$\beta=180°$

図12　局所翼面圧力の時間的変化（$\alpha_1=20°$，$k=0.03$）

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の挙動も大きく変化する．特に図11に見られるようにkの増加に伴い，わずかの時間的変化により前縁近傍の圧力および負圧台地は大きく変化し翼変位より進む位相を生じさせる．また前縁近傍より下流側，すなわち圧力回復位置（圧力測定孔位置6～13）においては，翼の振動角変位が90°で相対的流入角変化 $\Delta\alpha_1$ が増加する効果として流入角 α_1 が20°より大きい場合の圧力になり，翼面圧力の負圧は増大し，翼面圧力変動が前縁側より顕著になり，翼変位より遅れた変動曲線になる．　また ϕ_X は $k=0.03$ より $k=0.2$ の場合において遅れが大きい．この理由としては図11を参照すると翼の振動角変位 ωt が90°付近において，$k=0.03$ より $k=0.2$ の場合に翼変動圧力の負圧が大きくなっていることによる．図14に $\alpha_1=20°$，$k=0.03$，$\beta=0°, 60°, 120°, 180°$ の場合の翼変位に対する局所法線力係数の位相差 ϕ_X を示す．　ϕ_X が遅れから進みあるいは進みから遅れに転ずる，X/Cの値は $\beta=60°$ より $\beta=120°$ のほうが非常に大きいが，$\beta=180°$ になると逆に急激に小さくなり，前縁側に近づく．この理由は図12から，無次元振動数の影響と同様な考え方で説明することができる．

5・2・4　励振エネルギ

図15に $\alpha_1=20°$，$\beta=0°$，$k=0.03, 0.1, 0.2$ の場合における翼弦方向の励振エネルギ E_x の授受関係を示す．E_x が正の時は流体からエネルギが流入することを示し，負の時は逆に翼から流体にエネルギが流出することを意味する．フラッタが発生するか否かは，（背面側の翼弦方向全体のエネルギを積分した値）＋（腹面側の翼弦方向全体のエネルギを積分した値）すなわち E_T の値の正負で判定する．正の場合にフラッタが生ずる．E_x が正になる位置は背面側の場合，前縁付近にあり翼変位に対する翼の法線力係数の位相差が進みになっている位置と一致する．背面側では無次元振動数が増加するのに伴い翼振動の減衰力は強くなり，減衰力が生じ始める位置，すなわち E_x が負になり始める位置は前縁側に近づく．これは ϕ_X が進みから遅れに移る傾向と対応している．腹面側では前縁付近で E_x は負となり，後縁側に向かうのに伴い E_x は正に移行している，そして翼全体としてはこれらの条件では $E_T<0$ となり，フラッタは生じないことになる．図16は $\alpha_1=20°$，$k=0.03$，$\beta=0°, 60°, 120°, 180°$ の場合における翼弦方向の励振エネルギ E_x の授受関係を示す．背面側における $\beta=60°$，120° においては E_x は負になるが，それより後縁では E_x は正となり，背面側全体の E_x の積分はわずかながら正となっている．これに対し $\beta=0°$ および $\beta=180°$ の場合には前縁付近の E_x は正となるが，それより後縁側では E_x は大きく負の値となり，背面側全体の E_x は $\beta=0°$ ではわずかに負となり，$\beta=180°$ では大きく負となっている．一方腹面側では腹面側全体について $\beta=0°$ ではわずかに負になり，$\beta=180°$ ではある程度正となり，$\beta=60°$，120° では大きく正となっている．そして背面側および腹面側を含めた翼全体のエネルギ E_T についてみると，図17に示すように $\beta=0°$ および $\beta=180°$ ではわずかに負となりフラッタは生じないのに対し，$\beta=60°$ および $\beta=120°$ では大きく正の値となり，フラッタが発生することを示している．上記の説明を総合とす $\beta=60°$ および $\beta=120°$ の場合の正の励振エネルギには腹面側からの寄与が大きいことが認められる．

5・2・5　フラッタ発生条件

図18は $\alpha_1=12°, 18°, 22°$ における曲げモードフラッタ発生領域を示す．フラッタはそれぞれの流入角において，臨界無次元振動数 k_{cr} と翼間振動位相差 β との関係で得られる曲線内の条件で発生する．フラッタが発生する翼間振動位相差 β の範囲はほとんど $\beta=$

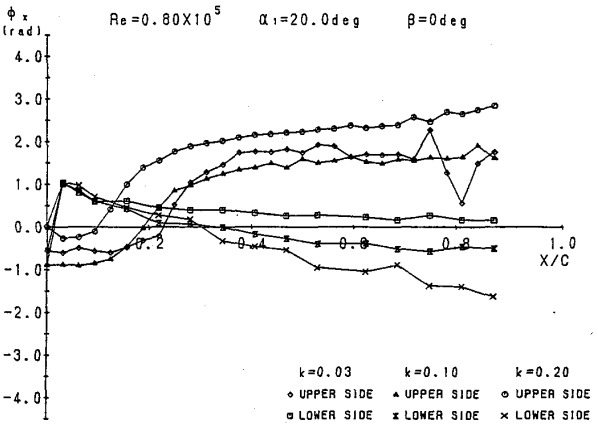


図13　翼変位に対する局所法線力係数の位相差
（$\alpha_1=20°$，$\beta=0°$）

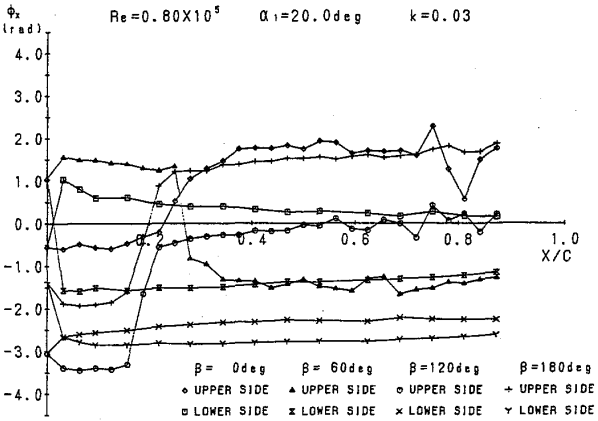


図14　翼変位に対する局所法線力係数の位相差
（$\alpha_1=20°$，$k=0.03$）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

180° 以内であり，若干$\beta=180°$ 以上になる場合もある．また流入角が増加するのに伴い臨界無次元振動数kcrは増大している．以上の傾向は定性的には非失速の曲げモード翼列フラッタの理論解析結果によるフラッタ発生領域と一致しているがフラッタ発生の臨界無次元振動数kcrの値は非失速の理論解析結果よりかなり大きくなっている．本実験における流入角の範囲では，翼面上の一部に剥離泡を生じており，翼変動に伴うはく離泡の挙動を含む翼まわりの流れの変化が翼と流体の局所的エネルギ授受に影響し，最終的にフラッタ発生を示す臨界無次元振動数の値を大きくしているものと思われる．

6. まとめ

NACA 65(04)-10の翼を用い主として食違い角0°，流入角20° における静止翼列翼と並進振動する翼列翼の非定常空力特性を実験的に調べた結果について以下にに要約する．

(1) 静止翼列翼において，流入角α_1の変化に伴う剥離・再付着のパターンは4種類に分けられる．

(2) 翼間振動位相差βの影響により，翼変位一周期間における翼間距離Xsおよび隣接する2つの翼の変位速度は異なり，その結果翼間流れにおいて境界層に影響を与え，翼変位一周期間における瞬時圧力分布，ひいては剥離点，再付着点も変化し，剥離泡は周期的に変動する．

(3) 局所圧力の周期的変化は瞬時圧力分布に左右され，特に前縁付近，負圧台地および圧力勾配の大きな位置などはく離泡の位置において顕著に現れる．

(4) 翼変位に対する翼の法線力の位相差は特に背面側では前縁付近とそれより後縁側とで大きく変わるのに対し，腹面側では翼弦方向にほとんど変化しない．この翼弦方向の位相変化の傾向に応じ局所エネルギの翼弦方向分布も決定され，最終的に翼と流体のエネルギ授受関係が決定される．$\alpha_1=20°$ の場合，結果的に$\beta=60°$ および120° の場合に励振エネルギは正となりフラッタ発生の可能性を示しているが，この場合の正の励振エネルギには腹面側の寄与が大きいことが明らかにされた．

(5)曲げモードのフラッタは剥離泡を含む場合にも非失速の場合と同様にほとんど$\beta=0°$ ～180° 範囲内において生じるが，臨界無次元振動数は非失速に比べてかなり大きくなる．

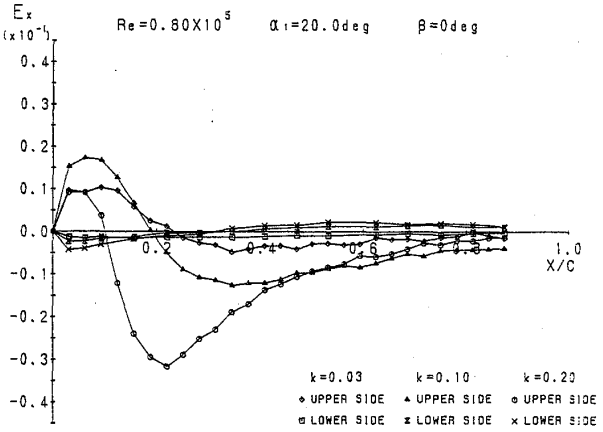


図15 翼弦方向の励振エネルギ
($\alpha_1=20°$，$\beta=0°$)

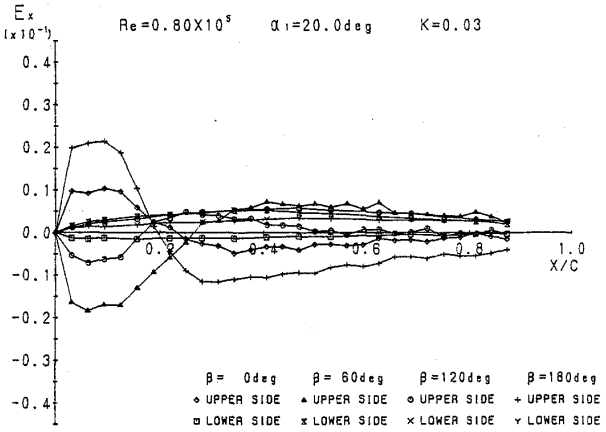


図16 翼弦方向の励振エネルギ
($\alpha_1=20°$，k=0.03)

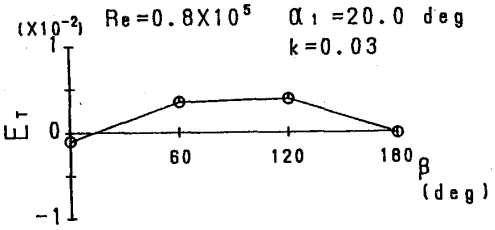


図17 翼全体のエネルギ

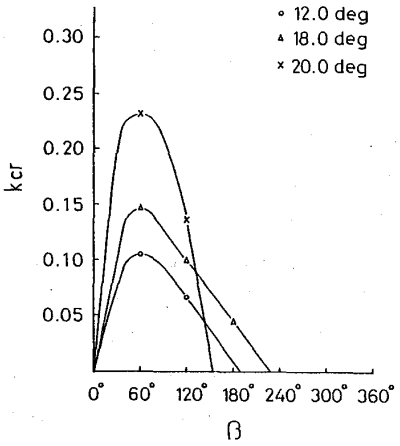


図18 フラッタ発生領域

参考文献

(1)I.Tani, Progress in Aeronautical Sciences, vol.5,1964,70～103.

(2)A.V.Arena and T.J.Mueller,AIAA journal,vol.18,jul,1980,747～753.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－7

円形翼列のフラッタ

黒田紀元　（防衛大学校）
西岡　清　（防衛大学校）
岩崎仁彦　（防衛大学校）

1．まえがき

航空用小型ガスタービンには遠心式圧縮機が広く使用されているが、在来の遠心圧縮機は、羽根車内のジェットウェーク流のため効率が比較的低く、高圧力比化に対する限界があったが、バックワード羽根を使用するようになってかなり改善された。また、最近、弦長の比較的短い多段の動・静翼列からなる Axi-Fuge 圧縮機[1]によって羽根車内の流れを改善し、その高効率によって高圧力比を達成する試みがなされた。このような高性能圧縮機を航空用ガスタービンに適用することは魅力的なことではあるが、羽根や羽根車の軽量化と共に、その空力弾性的検討が必要であろう。

ふく流機械の羽根の非定常力に関する研究は、羽根車内の流れが複雑な三次元流れであるため比較的少なく、円形翼列のフラッタに関するものはみあたらない。Axi-Fuge圧縮機の高圧側はほぼ円形翼列に近く、このような翼列は条件によってフラッタにはいりやすい領域（特異領域）[2]がある。本研究は、このような単一の円形翼列の羽根が曲げ・捩じりの連成振動をするときの空気力を文献(2)により計算し、翼列フラッタについての検討を行ったものである。

2．非定常流体力及び振動方程式

まず、円形翼列の非定常力、非定常モーメントの計算法について簡単に述べる。図1は、円形翼列の模型を示したものである。

N枚の羽根からなる羽根車は反時計方向に一定角速度Ωで回転しており、その中心には吹出しQと予旋回Γ_0がある。羽根は、基準の羽根から順にP＝0，1，2，…，N－1まで番号が付けてあり、翼列の内径および外径、翼列出口における羽根の弦と後縁を通る半径方向の間のなす角をそれぞれr_i，r_0、Gとする。ここでは次のような仮定を用いて非定常流体力を求めた。

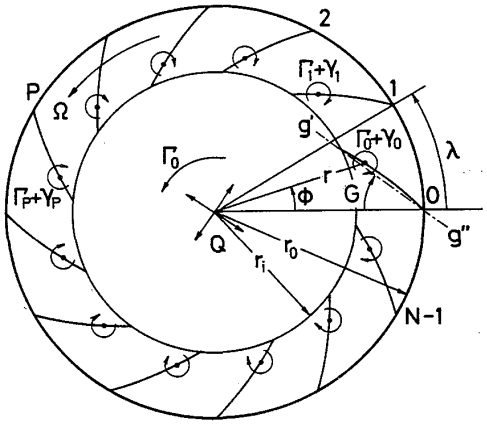


図1　円形翼列の模型

1）流体は、非圧縮、非粘性の二次元流れであり、剥離はない。

2）羽根は、幾何学的に同じ薄翼で互いに同じ中心角をもって配置されている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3）羽根は、弦に垂直方向の曲げと弾性軸（x_o, y_o）まわりの捩じり微少調和振動をし、非定常量は全て微小であり、高次の微小量は無視する。

理論式の誘導において最初に定常速度の式を誘導し、これと羽根の振動による変位によって生じる非定常速度および羽根の振動速度との和が羽根上で境界条件を満たすようにして定常、非定常うず分布を計算し非定常力を求める。

非定常うず、非定常速度は、いずれも曲げ・捩じり振動の振幅と線形結合の関係にある。したがって、羽根面に垂直方向の非定常力dL_n およびそのx, y方向成分F_x, F_y、弦に垂直方向の非定常力L_t 、点（x_o, y_o）（弾性軸は前縁からの距離を弦長cで無次元化したξで表す）まわりの非定常モーメント$M_{\xi t}$ （頭下げを正）等も以下のように振動振幅と線形結合の関係にある。また、非定常力　と非定常モーメント　は羽根車出口の半径方向平均速度（U_{ro}）ヘッドおよびr_oで無次元化し、非定常力係数C_L、非定常モーメント係数C_Mで表わす。

$$
\begin{aligned}
&dL_n = dL_{nh}h + (dL_{n\alpha o} + dL_{n\alpha x}x_o + dL_{n\alpha y}y_o)\alpha \\
&F_x = \frac{1}{\rho U_{ro}^2 r_o}\int_{s_i}^{s_o}\cos(\phi+\beta)dL_n \quad , \quad F_y = \frac{1}{\rho U_{ro}^2 r_o}\int_{s_i}^{s_o}\sin(\phi+\beta)dL_n \\
&\frac{L_t}{\rho U_{ro}^2 r_o} = F_y\cos G + F_x \sin G = C_{Lh}h + C_{L\alpha}\alpha \\
&\frac{M_{\xi t}}{\rho U_{ro}^2 r_o^2} = \frac{1}{\rho U_{ro}^2 r_o^2}\int_{s_i}^{s_o} r\sin\beta dL_n + yF_x - xF_y = C_{Mh\xi}h + C_{M\alpha\xi}\alpha
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

羽根の振動方程式は、羽根の曲げ、捩じり剛性、弦長、質量、慣性モーメント、角振動数をそれぞれ $K_h, K_\alpha, c, m_b, I_\alpha, \omega$ 、また、羽根の空気力以外の曲げ・捩じり減衰係数および無次元振動数を$g_h, g_\alpha, k = \omega r_o/U_{ro}$ とすると次式になる。

$$
\begin{cases}
m_b r_o \ddot{h}_t + S_\alpha \ddot{\alpha}_t + K_h(1+jg_h)r_o h_t = L_t \\
S_\alpha r_o \ddot{h}_t + I_\alpha \ddot{\alpha}_t + K_\alpha(1+jg_\alpha)\alpha_t = M_{\xi t}
\end{cases}
\qquad (2)
$$

ここで

$$
m_b = \int_{s_i}^{s_o} dm_b\,, \quad S_\alpha = \int_{s_i}^{s_o}(x-x_o)\sqrt{1+\frac{(y-y_o)^2}{(x-x_o)^2}}dm_b\,, \quad I_\alpha = \int_{s_i}^{s_o}\{(x-x_o)^2+(y-y_o)^2\}dm_b
$$

式(1)の空気力を式(2)に代入すると、振動方程式は次のような形で表わせる。

$$
\begin{cases}
h\left[1+\frac{\rho r_o}{m_b k^2}C_{Lh} - (1+jg_h)(\frac{\omega_h}{\omega})^2\right] + \alpha\left[\frac{S_\alpha}{m_b r_o} + \frac{\rho r_o^2}{m_b k^2}C_{L\alpha}\right] = 0 \\
h\left[\frac{\rho r_o^4}{k^2 I_\alpha}C_{Mh} + \frac{S_\alpha r_o}{I_\alpha}\right] + \alpha\left[1+\frac{\rho r_o^4}{k^2 I_\alpha}C_{M\alpha} - (1+jg_\alpha)(\frac{\omega_\alpha}{\omega})^2\right] = 0
\end{cases}
\qquad (3)
$$

ここに、$\omega_h = \sqrt{\frac{K_h}{m_b}}$,　$\omega_\alpha = \sqrt{\frac{K_\alpha}{I_\alpha}}$

式(3)が$\alpha \neq 0$、$h \neq 0$となる解をもつためには、Flutter Dterminantが零でなければならない。このときω_α は、弾性軸の位置によって変化するため弾性軸が翼の重心に

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

あるときの固有振動数 $\omega_{\alpha G}$ で代表し $(\omega_\alpha^2 = \omega_{\alpha G}^2(I_\alpha/I_{\alpha G}))$ 、また $g_h = g_\alpha = g$ と簡単化する。

$$A^2 - \left\{\left(1+\frac{C_{Lh}}{\mu k^2(\frac{c}{r_o})^2}\right)\frac{(\frac{\omega_\alpha}{\omega_{\alpha G}})^2}{(\frac{\omega_h}{\omega_{\alpha G}})^2} + \left(1+\frac{C_{M\alpha}}{\mu k^2(\frac{c}{r_o})^2 r_I^2}\right)\right\}A$$

$$+\left\{1-(\frac{r_s}{r_I})^2+\frac{C_{Lh}}{\mu k^2(\frac{c}{r_o})^2}+\frac{1}{\mu k^2(\frac{c}{r_o})^2 r_I^2}\left[C_{M\alpha}-r_s(C_{Mh}+C_{L\alpha})+\frac{1}{\mu k^2(\frac{c}{r_o})^2}(C_{Lh}C_{M\alpha}-C_{L\alpha}C_{Mh})\right]\right\}\frac{(\frac{\omega_\alpha}{\omega_{\alpha G}})^2}{(\frac{\omega_h}{\omega_{\alpha G}})^2}=0 \qquad (4)$$

ここに、 $A=(1+jg)(\frac{\omega_\alpha}{\omega_{\alpha G}})^2(\frac{\omega_{\alpha G}}{\omega})^2$, $r_s=\frac{S_\alpha}{m_b r_o}$, $r_I=\sqrt{\frac{I_\alpha}{m_b r_o^2}}$

$A \equiv (1+jg)(\omega_\alpha)/\omega_{\alpha G})^2(\omega_{\alpha G}/\omega)^2$ とおくと、式(3)はAに関する二次方程式になり、その解Aより振動数比 $(\omega_{\alpha G}/\omega)^2$ 、減衰係数 g を求める。

$$(\frac{\omega_{\alpha G}}{\omega})^2 = \frac{\mathrm{Re}(A)}{(\frac{\omega_\alpha}{\omega_{\alpha G}})^2}, \qquad g=\frac{\mathrm{Im}(A)}{\mathrm{Re}(A)(\frac{\omega_\alpha}{\omega_{\alpha G}})^2} \qquad (5)$$

3. 計算結果

本計算例では、文献(1)を参考にして羽根は薄い直線羽根、羽根枚数N=54、翼弦長 $c/r_o=0.115$（羽根取付角によらず一定）とし、またGと流量係数 φ が与えられたとき、定常流れは翼前縁で無衝突流になるような予旋回 Γ_o を与えた。式(4)を解くには、まず非定常空力係数を知らなければならない。このため翼列条件 $(N,G,c,2\varphi)$ と共に翼列の振動条件k，m（翼間振動位相差 $2\pi m/N = m\lambda$ ：mは振動位相差のパラメータm=0，1，，N-1）を与えて C_L、C_M を求めておかなければならないが、これらは無次元振動数kと非線形的に結合している。また、遠心圧縮機の羽根は羽根車と一体構造のものが多く機械的減衰力は小さい。このため、羽根の振動に対しては空力減衰と材料減衰が主になるが空気的減衰力以外の減衰力係数は、文献によって差があり[3]、アルミニウムやチタン合金製軸流圧縮機翼の対数減衰率は0.02から0.002ぐらい[4]、また他の文献によるとおよそ0.01程度[5]等であることから、ここではいくらか控えめな値として対数減衰率0.01に相当する減衰係数として $g_c=0.003$ にした。したがって、式(5)は $g=g_c$ であって、かつそのときの最大のkがフラッタ限界を与える解になる。このときの無次元振動数kから次式によりフラッタ速度 V_F を求める。

$$V_F=\frac{1}{k_{c\alpha}}=\frac{1}{k\sqrt{(\frac{\omega_{\alpha G}^2}{\omega})}} \quad ただし \quad k=\frac{r_o}{U_{ro}\omega} \qquad (6)$$

図2は、$\varphi=0.3,\ G=0,\ \mu=120,\ \omega_h/\omega_{\alpha G}=1$ のときのフラッタ速度 V_F を弾性軸の位置 ξ（重心は $\xi=0.5$）に対してmをパラメータとして示したものである。なお、曲線はフラッタ限界を示したものであり、羽根は、その上方ではフラッタに入り、下方では安定である。また、曲線が描かれていない部分の弾性軸上ではフラッタは発生しない。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

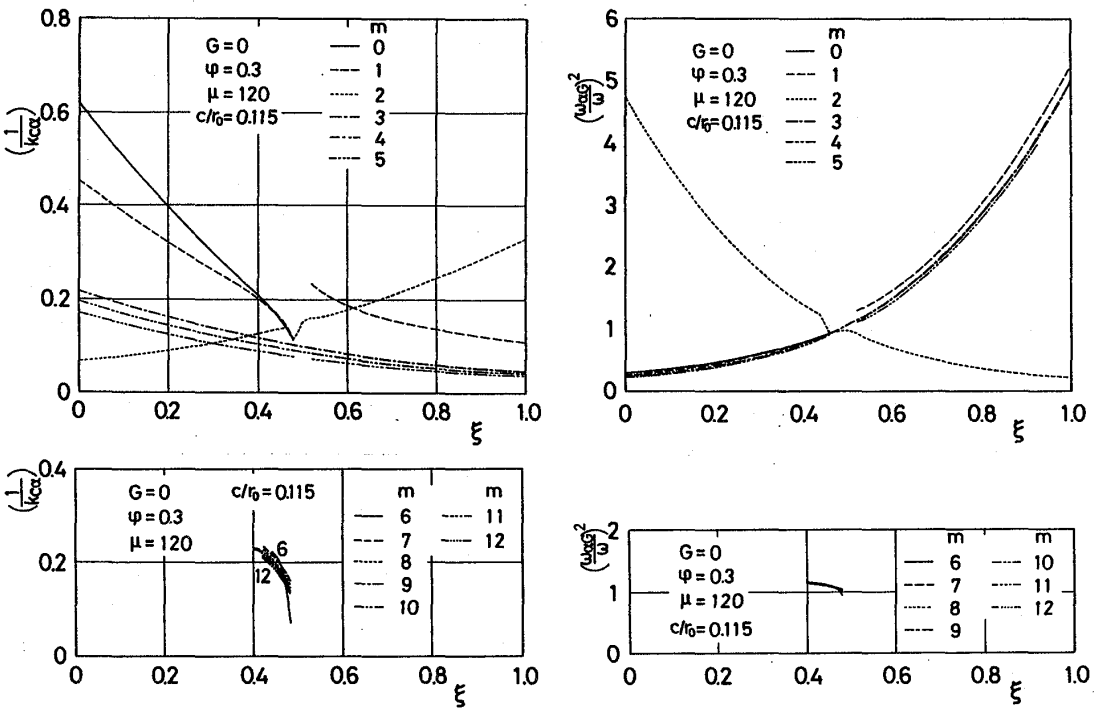


図２　位相差のパラメータによるフラッタ速度

羽根が同位相振動（ｍ=0）をするとき、フラッタ限界は弾性軸が重心より前方にあるときのみ存在し、フラッタ速度V_Fは、弾性軸が重心直前にあるとき最小、前方に移るにしたがって大きくなる。ｍを大きくすると(1≦ｍ≦5)、ｍ=1でかつ弾性軸が重心の直後方にある一部分を除いたすべての範囲でフラッタが発生している。ｍ=1のときのV_Fは、前縁に弾性軸があるとき最大、重心直前で極小、重心後方では不連続的に大きくなり、後縁へ向かって小さくなっていく。位相差が増すと（ｍ=3,4,5）、フラッタ速度は全体として小さくなり、かつ前縁から後縁側へ向かって低下していく。重心付近を除いた部分のフラッタは、文献(2)に指摘されている空気力の特異な変化（ｋ～m/φ：$\omega \sim m\Omega$：付近で空力的減衰が負になりやすく特異領域としている）によるものである。一方、ｍ=2のときはこれらの結果と異なり、重心付近の一部を除き前縁から後縁へ向かってフラッタ速度は増大していき、また重心付近では極少になる。ｍ=0,1,3,4,5のときと異なるこのフラッタ速度の変化は、ｋ(～m/φ)に対する非定常モーメント係数C_Mの変化がｍ=1、3、4、5のときとｋに対して反対のループを描いて変化するためである。

さらにｍが大きくなる（ｍ≧6,図２Ｂ）と、弾性軸が重心の直前付近にあるときのみフラッタが発生し、V_Fは重心に近づくとともに低下する。ｍ=6で重心直前に弾性軸が（後述のようにこの点は空気力が特異領域に入っており、フラッタ速度は最小）あるときを除けば、フラッタ限界の無次元振動数はｍの値にかかわらず特異領域のｋ(～m/φ)より十分低いｋ(5～6)になっている。これは、図２Ａの重心から少し離れた位置で発生する特異領域（ｍが大きくなると消滅する）のフラッタとは異なったフラッタ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

である。図２Ｃ、図２Ｄは振動数比 $(\omega_{\alpha G}/\omega)$ を示したものである。固有振動数比を $(\omega_h/\omega_{\alpha G})^2=1$ にしたため連成フラッタを引き起こしやすく、$\omega_{\alpha G}/\omega\sim1$ になるのは重心付近に限られている。

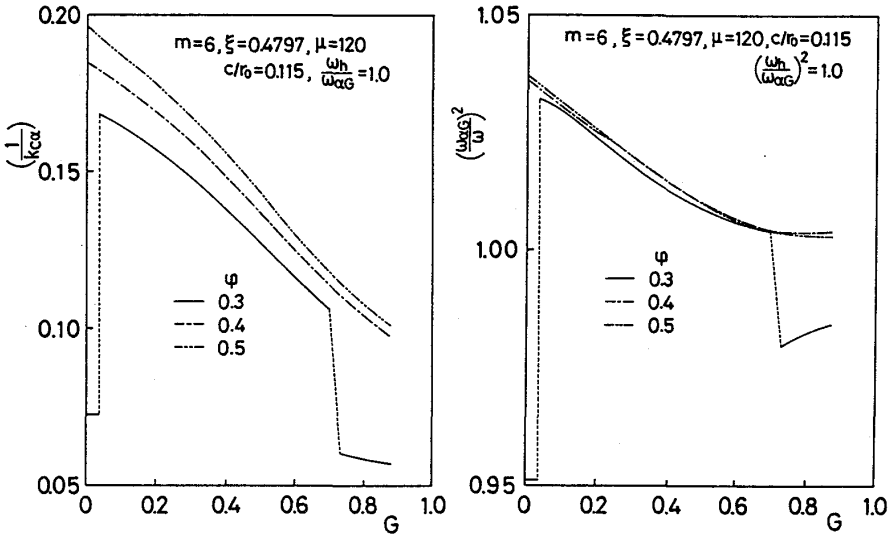


図３　羽根の取付角による影響

図２の条件でフラッタ速度が最小になるのは、ｍ＝6でかつ弾性軸が重心の直前にあるときである。この弾性軸の位置に対するフラッタ速度の取付角による影響を示したものが図３Ａ、図３Ｂである。ϕ＝0.3でＧ＜0.0349およびＧ＞0.71を除けば、Ｇを大きくするとV_Fは小さく、またφが大きくなるとV_Fは大きくなっていく。このとき、固有振動数比の大きな変化はなかった。

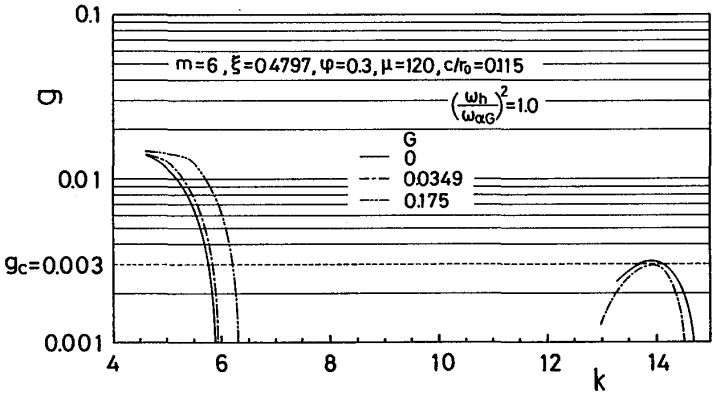


図４　羽根の取付角によるｇによる変化

で０≦Ｇ≦0.0349、Ｇ＞0.71のとき羽根は特異領域のフラッタに入るため不連続的に変化する。この関係を縦軸にg、横軸にｋをとってＧ＝0，0.0349および0.175に対して示したものが図４である。ｋの種々の値に対して式(4)から求めたgは、ｋ～６付近と，１４付近（特異領域）にある。このときＧを零から0.0349(2°)に増すと、gは全体として小さくなり、また$g=g_c$を満たすｋの値はｋ～１４からｋ～６付近に不連続的に減少する。このためV_Fは不連続的に大きくなる。また、図には示していないが、Ｇを大きくするとｋ～14付近の極大値は再び増大するため、この付近でV_Fが不連続的に小さくなる。本計算の範囲では、特異領域でのV_Fが最小になったが、翼列条件や振動条件によって異なるため、その取扱いは慎重でなければならない。なお、ｍ＝1、2、3、4、5のときも特異領域のフラッタとそれ以外のフラッタが明確に区別されるが、フラッタ速度は、特異領域の方が小さいたため図２にはその値のみを示した。図５は、ｍ＝6、ξ＝0.4797のとき、質量比μを変化に対するフラッタ速度を示したものである。Ｇ＝0，0.873のときは特異領域のフラッタであり（図３）、V_Fは全体として小さくほぼ一定である。0.0349≦Ｇ≦0.6

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

98では、μを増すと羽根の慣性力が増し、フラッタ速度におよぼす非定常空気力の影響は小さくなるため、μに対してV_Fは直線的に大きくなっていき、Gの増加と共に小さくなる。このとき、振動数比（図5B）はμによらずほぼ一定であるが特異領域い入るといくらか小さくなる。$m=6,\ \xi=0.4797,$ $\varphi=0.3, \mu=120$ として羽根の曲げ・捩じりの固有振動数比 $(\omega_h/\omega_{\alpha G})$ の影響を示したものが図6である。Gのいずれの値に対しても $(\omega_h/\omega_{\alpha G})=1$ のとき、V_Fは最も小さくなり、固有振動数比が1から離れるにつれて大きくなる。

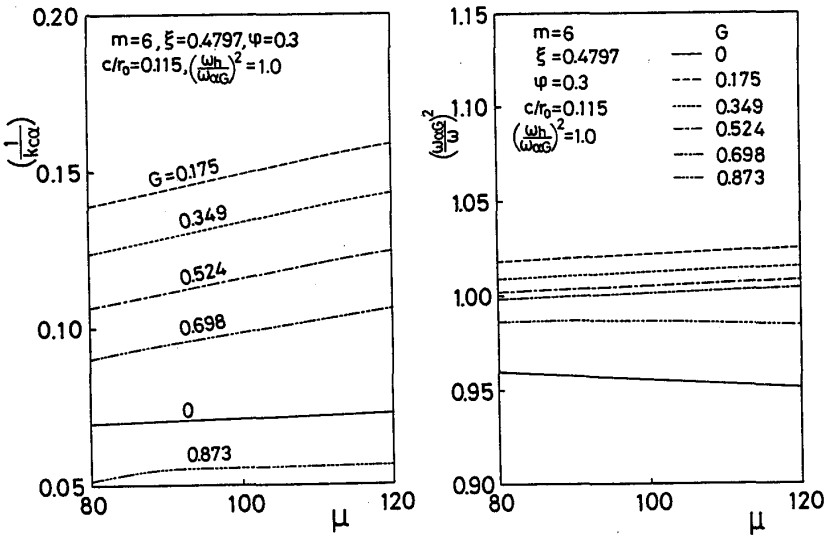


図5　質量比による影響

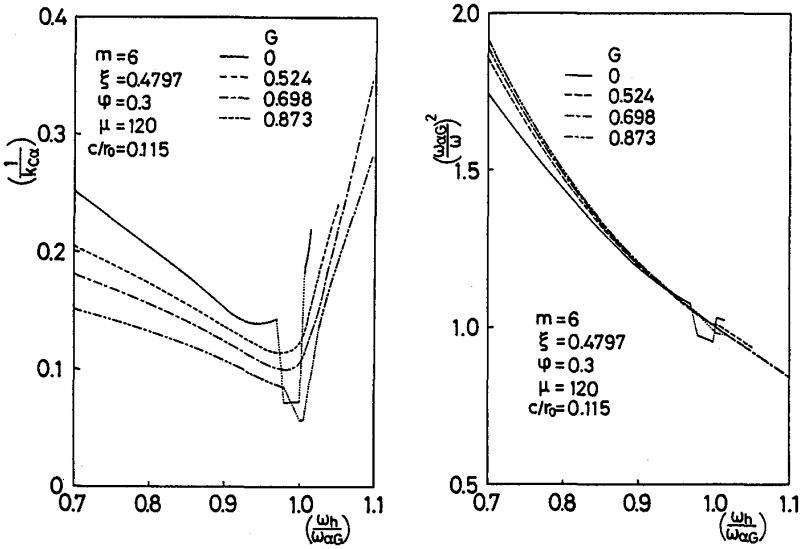


図6　固有振動数比の影響

$(\omega_h/\omega_{\alpha G})>1$ では固有振動数に対するV_Fの増加は急であり、Gが小さいほど$(\omega_h/\omega_{\alpha G})$の小さいところでフラッタは消滅している。また、G=0とG=0.873のときは$(\omega_h/\omega_{\alpha G})$を1に近づけると$V_F$は不連続的に低下し、$(\omega_h/\omega_{\alpha G})=1$ で最小となっているが、これは特異領域のフラッタに入るためであり、G=0の場合に比べG=0.873のときがより広い $(\omega_h/\omega_{\alpha G})$ の範囲で特異領域によるフラッタが発生している。これ以外の条件では特異領域でのフラッタはなく、V_Fは大きくなる。図示していないが、このときが1から離れると振幅比$(|2h/c\alpha|)$ は大きくなっていずれのGに対しても曲げ振動が優勢になっている。このため、羽根の振動が曲げの固有振動数に近いところ $(\omega\sim\omega_h)$ で振動するようになり、振動数比 $(\omega_{\alpha G}/\omega)$ は固有振動数比の増加と共に、ほぼ単調に減少していく。同一条件翼列ではないが、特異領域でのフラッタを除けば、$(\omega_h/\omega_{\alpha G})<1$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

でのV$_F$の増加傾向は花村らによる二次元翼列での計算結果と定性的に一致している。

一方、二次元翼列では$(\omega_h/\omega_{\alpha G})>1$のときフラッタは発生していないが、円形翼列ではそのときでもフラッタが発生し、その振動モードは曲げ優勢になった。

4. 結び

円形翼列のフラッタ問題は、軸流の場合と同じ様に多くの因子に支配されていて、その全てについて計算することは難しい。ここでは減衰係数を0.003として、その一部について検討したにすぎず、またそれでも簡単に結論づけることは難しいが以上の結果をまとめると次のようになる。

（１） 羽根の振動数が回転数の整数倍（振動位相差のパラメータ）に近いとき、特異領域のフラッタが発生する。このときの無次元振動数は、振動位相差のパラメータと共に大きくなりフラッタ速度は小さくなる。

（２） 振動位相差のパラメータが大きくなると（本計算例では７以上）、特異領域のフラッタは消滅し、特異領域に相当する無次元振動数よりも低い振動数のところでフラッタが発生する。このときの弾性軸の位置は、ほぼ0.4弦長から重心の直前の間に限られ、このときのフラッタ速度は振動位相差によって大きな差はなかった。

また、振動位相差のパラメータが小さいときでもこのフラッタと特異領域のフラッタは明確に区別できるが、フラッタ速度は特異領域の方が小さかった。

（３） いづれの場合も弾性軸が重心に近づくと曲げ・捩じり振動が連成しやすくなりフラッタ速度は低下し、重心の直前で最低になる傾向がある。本計算例では位相差パラメータが６のとき最小フラッタ速度になったが、この条件は羽根枚数、羽根取付角、流量係数等によって影響される。

（４） 曲げ・捩じり固有振動数比が１より大きいときでもフラッタが発生し、そのときの振動は曲げ・ねじりの連成振動であり、振動数比を１より小さくすると曲げ優位のフラッタの傾向がある。

（５） 曲げ・捩じりの固有振動数比が１付近であるとき流量係数、羽根取付角によって特異領域のフラッタに入り、フラッタ速度が不連続的に低下するところがある。

参考文献

1)Wiggins J.O., Trans ASME, J of Turbo, Vol.108-4(1986),240-243.
2)西岡、光中，機論（Ｂ編）,45-391（昭54）, 305-316.
3)Benjamin J.Lazan, Damping of Materials and Members in structual Mechanics, Pergamon Press(1968),204-270,
4)Mikolajczak A.A., Arnoldi R.A., SnyserL.E., Stargardter H., J of Aircraft, Vol.12-4(1975),325-332.
5)Halliwell D.G., ARC R M 3789(1975).
6)花村、田中，機論，33-247（昭42）,377-389.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－8

軸流ﾀｰﾋﾞﾝ段での後流励振力に対する翼列間隔効果

船崎　健一（岩手大工）

1．緒　言

近年のﾀｰﾎﾞ機械は高効率化、高負荷化が進められている。このため、圧縮機動翼やﾀｰﾋﾞﾝ動翼は従来以上に高ﾚﾍﾞﾙ振動の危険性が高まり、後流励振やﾌﾗｯﾀなどによる翼振動評価技術の改良が重要視されている。

著者は先に後流励振力に関して、粘性後流減衰ﾓﾃﾞﾙを提案し[1]、これを圧縮機翼列に応用し翼列間隔効果による非定常流体力低減効果を予測した[2]。そこでは後流速度分布として、圧縮機翼列問題でよく利用されてきた、単独翼に対する Silversteinの式や円柱後流に関する Reichardt の式を用いた。しかし、図１にあるようなﾀｰﾋﾞﾝ段に対してはこれらの式をそのまま用いることは適当ではなく、ﾀｰﾋﾞﾝ翼に適した後流速度に関する実験式を用いる必要がある。しかし、ﾀｰﾋﾞﾝ翼列の後流についての公表された研究例は多くはなく、速度欠損や後流幅の流れ方向への減衰に関してはわずかに後藤[3]、Hubensteiner[4]の研究を知見するのみであり、汎用性のある実験式はない。また、Reynoldsらの実験[5]から明らかなように、ﾀｰﾎﾞ機械内翼列後流の構造は極めて複雑であり、広い作動範囲内での後流速度分布等を簡単な実験式で与えることには無理がある。その意味で、Lakshminarayana and Zhang[6] のように、後流に関する方程式から後流特性を数値的に求める手法は有用と考えられる。しかしこの手法では、翼下流の三次元速度分布をあらかじめ求めておくなど計算量が大規模になり、簡便さという点で問題があり、また手数の割に予測精度は必ずしも高くはない。

本論文では、翼後縁での境界層厚みを k-ε 二方程式ﾓﾃﾞﾙを用いた境界層解析ｺｰﾄﾞで求め、これと Raj and Lakshiminarayana[7]などの実験結果を組み合わせ後流速度分布の翼下流方向の変化を予測する。ここでは、従来の研究では困難であった有限後縁半径の場合を扱うことが可能となる。そして、その結果から先に提示した手法に基づいて[1][2]後流減衰ﾓﾃﾞﾙを得る。数値計算では、求めた減衰ﾓﾃﾞﾙを用いて、ﾀｰﾋﾞﾝ動翼列に誘起される非定常流体力に対する動静翼翼列間隔の効果および静翼入口での主流乱れの効果を明らかにする。

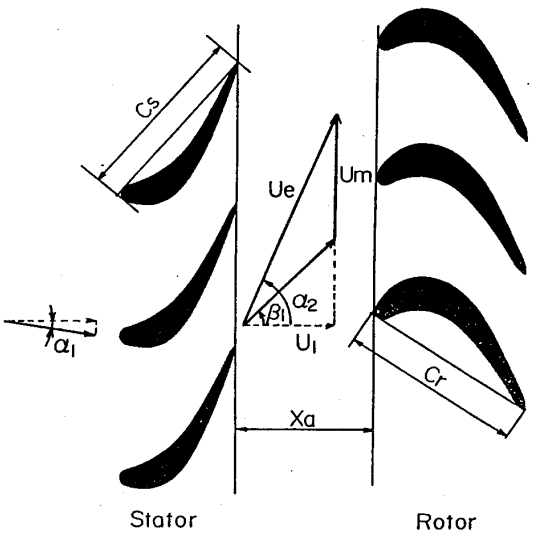


図１　翼列配置

2．後流速度分布

2.1　Raj and Lakshiminarayana の手法

2.1.1　後流速度欠損

図２のような後流ﾓﾃﾞﾙを考える。後流幅が翼ﾋﾟｯﾁ ts と比べ十分小さいと仮定する。このとき、翼下流の後流外縁速度 Ue が Ue ～ $1/X_s^m$ と変化した場合、後流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

中心での速度欠損 Uc は次式で与えられる[7]。

$$\frac{Uc}{Ue} = \frac{K_1\ Cd^{1/2}}{(Xs/Cs + Xo_1/Cs)^{0.5(1-m)}} \quad \text{----------} \quad (1)$$

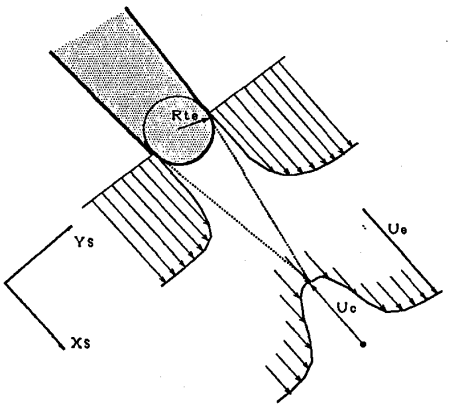


図2　後流モデル

ここで、Xs は静翼後縁から流れ方向への距離、Xo_1 は仮想原点である。K_1 および Xo_1 は実験的に決定されるため一般性という面で問題がある。これを克服する方法として、Spence[8] が得た後流形状係数に関する式を利用してUc に関する式を導くことが考えられ、現在検討中である。

2.1.2　後流幅

後流速度分布の代表長さを L とすると、後流外縁速度 Ue ～ $1/Xs^m$ に対して L は、L ～ $Xs^{(m+1)/2}$ と変化することが示されている[7]。

Raj らは翼後縁位置での後流幅を b_{TE} して、後流幅 b を次式で与えた。

$$\frac{b - b_{TE}}{Cs\ Cd^{1/2}} = K_2(Xs/Cs + Xo_2/Cs)^{(m+1)/2} \quad \text{----------} \quad (2)$$

さて、後流は翼面に発達した境界層が翼下流に放出されることにより形成されると考えられ、翼後縁での境界層厚みが後流幅となる。このとき、対称翼の場合を除き翼面に発達する境界層の厚みは、翼背面と翼腹面で異なるのが普通であり、後流幅も背面側と腹面側とで分けたほうが都合がよい。後藤の実験ではそれぞれの側での後流幅の発達率は若干異なるが、その差は小さいので、上式がそのまま翼背面、腹面側の後流幅 b_b , b_f に対して成立するものと仮定する。ここで、翼後縁での後流幅 $b_{TE,b}$, $b_{TE,f}$ は

$$\begin{aligned} b_{TE,b} &= \delta_{99,b} + R_{TE} \\ b_{TE,f} &= \delta_{99,f} + R_{TE} \end{aligned} \quad \text{----------} \quad (3)$$

ここでR_{TE}は後縁半径であり、有限厚みの場合の翼後縁下流の剥離域を死水域と仮定している。

2.1.3　後流速度分布

自己相似則の成立を仮定して、後流速度分布 Ug(Ys) をGauss 分布で近似する。

$$\frac{Ug(Ys)}{Uc} = \exp(-\pi\ \eta^2) \quad \text{----------} \quad (4)$$

$$\eta = \begin{cases} Ys/b_b & \text{for suction side} \\ Ys/b_f & \text{for pressure side} \end{cases}$$

ここで、代表長さとして、翼背面側、翼腹面側での後流幅 b_b、b_f を用いる。

2.2　抗力係数

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

後流の特性は抗力係数Cdを用いて整理されることが多い。以下には、後流特性量の評価方法も合わせ簡単にまとめる。抗力係数は二次元翼列理論より次式で与えられる[9]。

$$Cd = \frac{\zeta}{\sigma}\frac{\cos^2\alpha_\infty}{\cos^2\alpha_2} \qquad (6)$$

ここで、ζは全圧損失係数である。全圧損失として Profile Loss のみを考えると、翼後縁での速度分布にべき乗則を仮定して、ζは次のように評価される[9]。

$$\zeta = \frac{1}{V_2^2}\left(V_2^2 - \frac{S_3}{S_1}\right) + \frac{\lambda}{V_2^2}S_1^2 \qquad (6)$$

$$V_2 = \sin^2\alpha\,\frac{S_2}{S_1} + \cos^2\alpha\,S_1^2 \qquad (7)$$

$$\lambda = I_1 - I_2^2 + \cos^2\alpha_2\,(I_2 - 1)^2\ ,\quad I_1 = S_2/S_1^2\ ,\quad I_2 = S_2/S_1^2 \qquad (8)$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 &= \int_0^1 V\left(\frac{y}{t_s}\right) d\left(\frac{y}{t_s}\right) = V_2\ (1 - \theta_c H) \\ S_2 &= \int_0^1 V\left(\frac{y}{t_s}\right)^2 d\left(\frac{y}{t_s}\right) = V_2^2\ (1 - \theta_c(1 + H)) \\ S_3 &= \int_0^1 V\left(\frac{y}{t_s}\right)^3 d\left(\frac{y}{t_s}\right) = V_2^3\ \left(1 - \theta_c 3H\left(\frac{H-1}{3H-1}\right)\right) \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

$$\theta_c = \frac{\theta}{t_s\cos\alpha_2} \qquad (10)$$

ここで、θは翼後縁での運動量厚さ、H は形状係数である。以上の関係から全圧損失係数ζが計算され、結局式(5)から抗力係数Cdが計算されることになる。翼後縁での運動量厚さθ、形状係数 H は、後述する境界層解析により翼背面、腹面での運動量厚さ（θ_b, θ_f）、排除厚さ（δ^*_b, δ^*_f）をそれぞれ計算し、

$$\theta = \theta_b + \theta_f\ ,\quad H = (\delta^*_b + \delta^*_f + 2R_{TE}) / (\theta_b + \theta_f) \qquad (11)$$

とする。

2.3 境界層解析

本研究では、Schmidt,Patankar[10] による k - ε ﾓﾃﾞﾙ乱流境界層解析法を、翼後縁での境界層特性値の評価に用いた。

$$\rho U\frac{\partial k}{\partial x} + \rho \hat{V}\frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right)\frac{\partial k}{\partial y}\right] + \mu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 - \rho\hat{\varepsilon}$$

$$\rho U\frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial x} + \rho \hat{V}\frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial y}\right] + \frac{\hat{\varepsilon}}{k}\left[C_1 f_1 \mu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 - \rho C_2 f_2 \hat{\varepsilon}\right] \qquad (12)$$

Schimidt らの方法は Lam-Bremhorst ﾓﾃﾞﾙをﾍﾞｰｽとして、遷移段階での乱流ｴﾈﾙｷﾞの生成項に対してその増加率に制限するﾓﾃﾞﾙを導入することにより急激な遷移を抑制している。これにより、実験結果により近い遷移状況の予測が可能になっている。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

実際の計算での条件設定等は、例えば Biswas ら[11]とほぼ同様であるので、以下には簡単に述べることとする。境界層計算の初期値となる速度分布は、翼前縁部を円柱とみなし、よどみ点からの角度ϕ_{s1}（= 30°）での境界層速度分布を Pohlhausen の式で与えた。このϕ_{s1}の与え方は任意ではあるが、前縁での流れの様相を想定して選んだ。また、乱流ｴﾈﾙｷﾞおよび散逸率の翼列上流での初期値 k_{in}, ε_{in} は、Rued, Witting[12] による乱流格子に関する実験結果を利用した。

ここで、この k − ε ﾓﾃﾞﾙ境界層解析を用いることの利点について簡単に述べる。翼に作用する非定常力は上流からの後流に影響されるが、後流自身は静翼形状のほか、静翼入口での流動条件（ｲﾝｼﾃﾞﾝｽ、主流乱れ、非定常性など）にも大きく作用される。これらの効果を含んだ後流特性量に関する実験式を構築することは極めて困難であり、何らかの方法で後流（境界層）特性を評価することが必要となる。k − ε ﾓﾃﾞﾙ による乱流解析では STAN5 [13]などに代表される混合長ﾓﾃﾞﾙの場合と異なり、主流乱れ効果の予測が可能であり、ﾀｰﾎﾞ機械内の複雑な流れ場における後流特性の変化を予測する上で有効だと思われる。

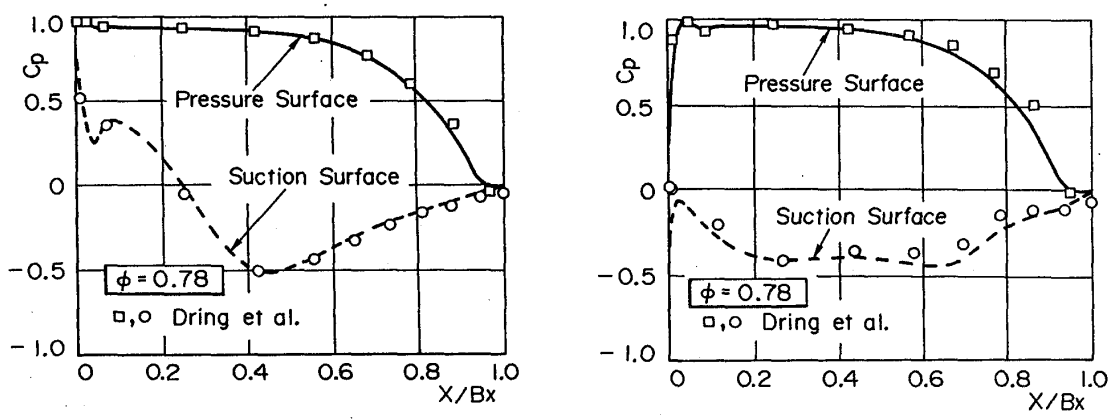
3. 数値計算

3.1 定常流解析

計算に用いたﾀｰﾋﾞﾝ動静翼列は図１に示されている。これは、Dring ら[14]の実験で用いられたものであり、平均径位置での翼配備等の値を表１に示しておく。図３には、静翼、動翼それぞれの静圧分布の予測値を実験値とともに示す。ここで、翼後縁は、有限な後縁半径による圧力分布の急激な変化をさけるため、流れ方向にくさび状に延長している。なお、以下の計算では流量係数$\phi = U_1/U_m$ を 0.78 に固定している。

3.2 境界層解析

境界層解析による静翼背面上の排除厚さおよび摩擦係数分布の計算結果を図４、５に示す。ここでは、主流乱れ度 Tu を 1.6% ～ 6.5% まで変化させた場合の結果が示されている。容易に予想されるように、主流乱れの増加とともに排除厚さが増し、また境界層の遷移点も上流側に移動している。一方、翼腹面では、主流乱れに対する境界層特性値の変化は大きくはなかった。図６には、式(5)、(6)から算出された抗力係数および損失係数を示す。図には損失係数の計測値も併記されているが、予測値よりも若干大きい。



（静翼）　　（動翼）

図３　翼面上静圧分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

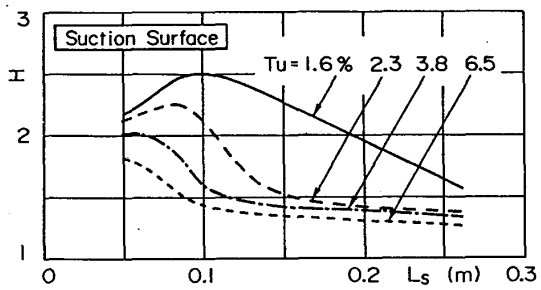


図4　静翼背面上排除厚さ分布

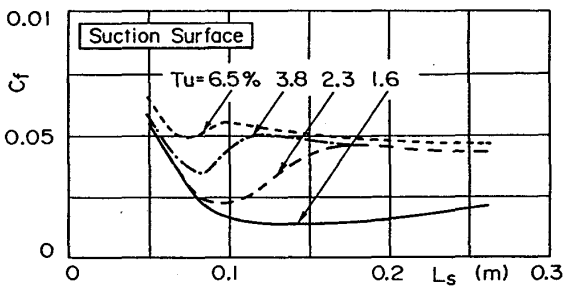


図5　静翼背面上摩擦係数分布

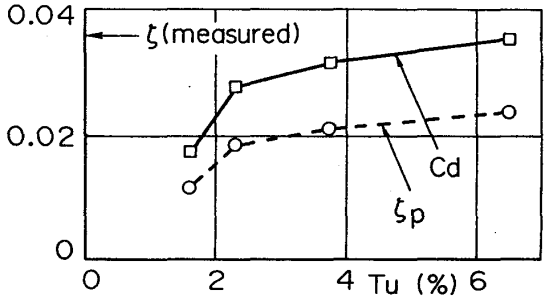


図6　主流乱れと損失係数および抗力係数

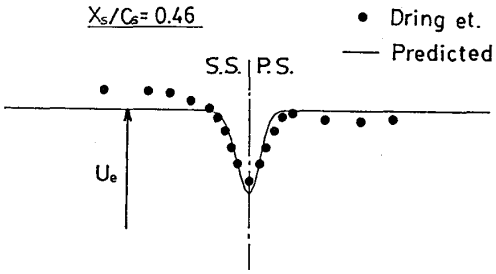


図7　後流速度分布（予測値と実験値）

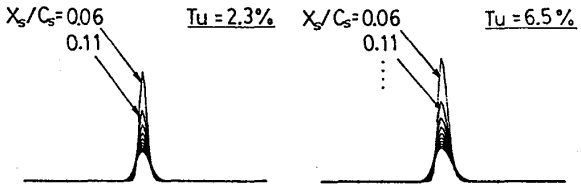


図8　後流速度分布の流れ方向への変化

3.3　後流速度分布

図7には式(1)(2)から計算された静翼後流速度分布(Xs/Cs = 0.46)と計測結果との比較を示す。ここで簡単のため、式(1)中で m = 0 とし、また仮想原点 Xo_1 は翼後縁から後縁半径の5倍の長さ下流の位置に定め、Xo_2 = 0 とした。係数 K_1、K_2はそれぞれ 0.75 、0.24 という値を、後藤の実験結果[3]を参考にして採用した。

本論文では翼下流での一様流れ場を仮定しているが、実際は流路内速度分布の存在し、そのため、特に翼背面側での食い違いが比較的顕著になっている。しかし、後流形状に関してはよく一致している。図8には Tu = 2.3% および Tu = 6.5% で後流速度分布の流れ方向への変化の様相を示す。このようにして計算された速度分布を展開し、流れ方向への各ﾊｰﾓﾆｯｸ成分の振幅変化から減衰係数を求める（詳細は文献2参照のこと）。

3.4　非定常流解析

本論文での計算では、後流速度分布中の1次ﾊｰﾓﾆｯｸ成分およびそれに対応する非定常成分にのみ着目する。非定常流体力係数 C_{Fx}、C_{FY} は次式で定義される。

$$C_{Fx} = \frac{F_{x\cdot}}{\rho U_1 W_{g,ref}} \qquad C_{Fx} = \frac{F_x}{\rho U_1 W_{g,ref}} \quad (13)$$

ここで $W_{g,ref}$ は、翼列間隔を変化させたときの非定常流体力の直接的な比較をおこなうための参照速度であり、本論文では静翼後縁から流れ方向に Xs/Cs = 0.3 下流の位置で計算された後流速度1次成分の振幅を用いる（図9）*)。図10には Tu = 2.3% および 6.5% の場合のﾀｰﾋﾞﾝ動翼に作用する非定常流体力の翼間距離 Xa による変

*) 計算上では Wg,ref を指定する位置から変動速度の渦度振幅の減衰が始まるものとして扱われる[2]。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

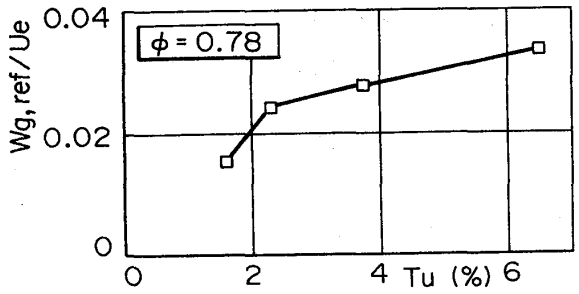


図9　主流乱れによる後流速度振幅の変化

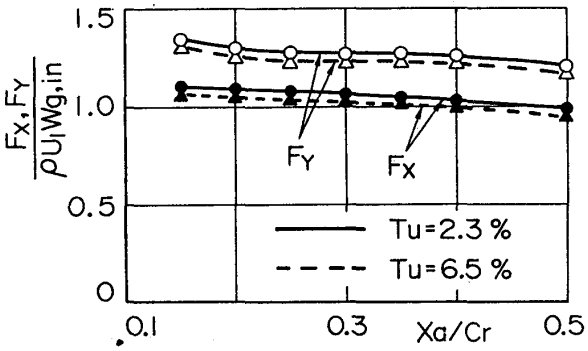


図10　翼列間隔による非定常流体力の変化

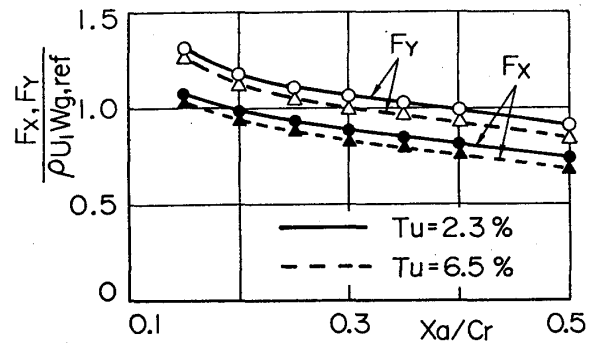


図11　翼列入口速度振幅で無次元化した非定常流体力

Airfoil	Stator	Rotor
Number	22	28
Axial Chord [m]	0.151	0.161
Pitch/Axial Chord	1.3	0.96
Inlet Flow Angel [deg]	0.0	50.0
Outlet Flow Angle[deg]	67.5	64.5
Re	5.9 x10^5	5.5 x10^5

表1　翼列配置（平均径位置）

化を示す。非定常流体力は、翼列間隔の増加とともに緩やかに減少することがわかる。ここで、Tu = 2.3% と 6.5% の場合で式(13)中の $Wg,_{ref}$ の値が異なる点に留意されたい。即ち、Tu = 6.5% の流体力係数は、減衰係数が Tu = 2.3% の場合よりも大きいため若干低くなっているが、$Wg,_{ref}$ は Tu = 2.3% の場合の約1.4倍であり（図9）、非定常流体力の大きさとしては、Tu = 6.5% の方が Tu = 2.3% の場合よりも約30%ほど大きい。図11には、式(1)などから推定した動翼入口面流路中央での変動速度振幅 $Wg,_{in}$ で無次元化した流体力係数を示す。著者が先に行った圧縮機翼列の場合、この様に表示された流体力係数は翼列間隔によらずほぼ一定となったが[2]、ﾀｰﾋﾞﾝ翼列の場合には一定になっていない。これは、圧縮機翼列の場合には定常流れ場の非一様性は強くなく、変動速度が翼前縁に到達するまでに流れ場から受ける変形の程度も小さいため、$Wg,_{in}$ の推定が式(1)でほぼ可能である一方、今回のﾀｰﾋﾞﾝ翼列の場合には、流れ場の非一様性と翼前縁半径の大きさが絡み、変動速度が翼前縁到達までに受ける変形量が相対的に大きくなっていることが原因と思われる。

4．結　言

本論文での成果を要約すると以下のようになる。

(1) ﾀｰﾋﾞﾝ段での後流励振力予測のために必要となる後流ﾓﾃﾞﾙを、実験ﾃﾞｰﾀとk-εﾓﾃﾞﾙによる乱流境界層解析とを組み合わせる手法により開発した。ただし、より一般性のあるﾓﾃﾞﾙを得るための改良が今後の課題である。

(2) 得られた後流ﾓﾃﾞﾙより先に提示した手法を用いて後流減衰係数を算出し、ﾀｰﾋﾞﾝ動静翼列間隔が後流励力に与える影響を明らかにした。また、静翼入口での主流乱れ度の効果についても検討した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

本論文中の図面作成に当たっては、本学正路良孝技官の助力があったことを記し、感謝の意を表す。また、境界層解析ｺｰﾄﾞの作成に当たっては、本学元学生藤村一彦君の協力を得た。ここに、感謝の意を表す。

文　献

1) 船崎、第18回ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ定期講演会講演論文集、1990、1

2) 船崎、日本機械学会全国大会（仙台）、No.90 - 50, Vol.B, 1990, 345

3) 後藤、東北大学工学研究科修士論文（昭52）

4) Hubensteiner,M., Doktor-Dissertation, Universitat Munchen, 1986

5) Reynolds,B., Lakshminarayana,B. and Ravindranath,A., AIAA J. Vol.17, 1979, 959

6) Lakshiminarayana,B. and Zhang,J., AIAA J., Vol.26, 1988, 661

7) Raj,R. and Lakshiminarayana,B., J.Fluid Mech., Vol.61, 1973, 707

8) Spence,D.A., Aero. Res. Counc. C.P. No. 125, 1953

9) Vavra,M.H., Aero-Thermodynamics and Flow in Turbomachines, John Wiley&Sons, 1960, 336

10) Schmidt,R.C. and Patankar,S.V., NASA-CR-4145, 1988

11) Biswas,D., 福山, 荒木, 日本ｶﾞｽﾀｰﾋﾞﾝ学会誌、Vol.17, No.66, 1989, 11

12) Reud,K. and Witting,S., J. Eng. Gas Turbines and Power, Vol. 107, 1985, 54

13) Crawford,M.E. and Kays, W.M., NASA-CR-2742 , 1976

14) Dring,R.P et al., ASME Paper 82-GT-3 ,1982

主な記号

a	:	減衰係数
Bx	:	翼軸ｺｰﾄﾞ長
b	:	後流幅
Cd	:	抗力係数
Cs,Cr	:	静、動翼実ｺｰﾄﾞ長
Fx,Fy	:	x 方向、y 方向非定常流体力
H	:	形状係数
k	:	乱れｴﾈﾙｷﾞ
L	:	翼表面長さ
R_{TE}	:	翼後縁半径
Tu	:	主流乱れ度
t_s, t_r	:	静、動翼列ﾋﾟｯﾁ
U_1	:	軸速度
Um	:	動翼回転速度
Ue	:	静翼絶対流出速度（＝ V_2）
Wg	:	後流速度１次成分
Xs	:	静翼後縁からの流れ方向への距離
α_1, α_2	:	静翼流入、流出角度
β_1	:	動翼相対流入角
δ_{99}	:	境界層厚さ
δ^*	:	排除厚さ
ε	:	散逸率
ζ	:	損失係数
θ	:	運動量厚さ
σ	:	ｿﾘﾃﾞｨﾃｨ
ϕ	:	流量係数（＝ U_1/Um）

<u>添字</u>

b,f	:	翼背面、腹面側
ref	:	参照位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－9

タービンの動・静翼の干渉によって生ずる非定常二次流れ

Unsteady Secondary Flows due to Turbine Rotor-Stator Interaction

航空宇宙技術研究所　山本孝正、三村富嗣雄、臼井弘
早稲田大学　大田英輔、松木正勝

Unsteady secondary flows in a turbine second-stage stator caused by an upstream rotor were measured in detail by a slanted hot-wire, the signal of which was syncronized with the rotor rotation. The large amount of data was time-split to produce animated movies of instantaneous three-dimensional flows and the turbine rotor-stator interaction.

1．緒言

ターボ機械の翼列の三次元流れについてはこれまで多くの研究があるが、その多くは流れを定常流として取扱っており、特に翼列内の非定常流れについては詳細な研究は皆無に近い。ターボ機械内の流れは回転翼列と静止翼列どうしの干渉により、元来非定常かつ三次元の流れである。従って、ターボ機械の空力性能を向上させ、振動をおさえ耐久性を増し、また騒音を低減するなどの種々の目的のためには、この非定常三次元流れを詳しく調べておく必要がある。

本論文は上流に位置するタービン動翼によって引起こされた非定常流が、下流に位置する静翼列の流れにいかなる影響を及ぼすかについて明らかにするため、静翼の上流、内部および下流の流れを実験的に詳しく調べたものである。

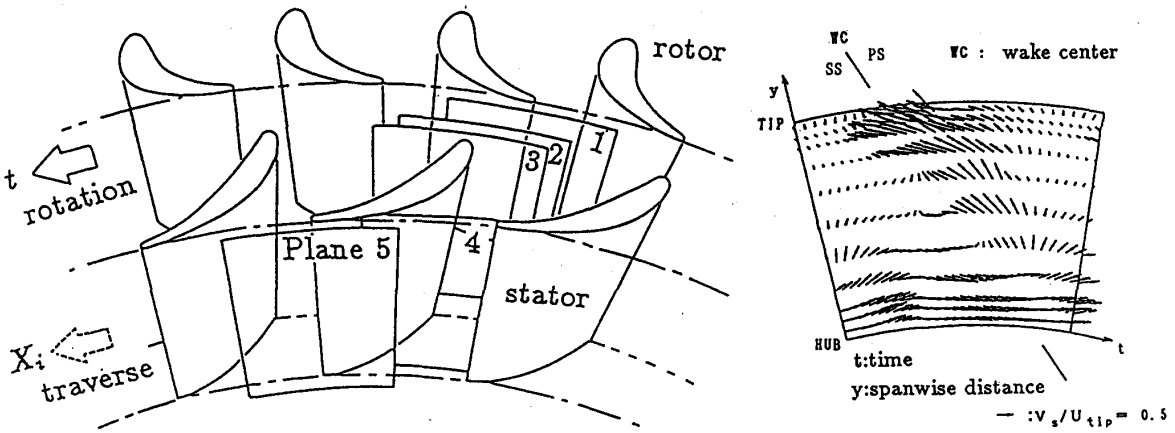
2．実験方法と解析方法

2．1　実験方法

本実験では、単段タービンとして当初設計した低速円環翼列風洞[1)]を1 1/2段のタービンに改良したもの、すなわち、動翼列を静翼列（第一段静翼列）の充分下流に移動し、その移動した動翼の下流にあらたに第２段静翼列を追加したものを用いた。なお、この静翼列には翼列流路高さのおよそ2.3%の翼先端隙間を残してある。

図１(a)は動翼列と第２段静翼列の配置、および今回測定した５つの計測面のスケッチ図である。動翼列と静翼列の間の３つの計測面（Plane 1-3）は動翼後縁から動翼の軸方向コード（Ｃax,r）の 7.3%, 29.3%,34.9%の位置にある。静翼列の後縁近くの翼間に位置する計測面　(Plane 4）は静翼前縁から静翼の軸方向コード（Ｃax,s）の 86.1%の位置、また静翼列下流の計測面(Plane5）は静翼後縁よりＣax,sの6.8%の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) 計測面

(b) 計測面３における絶対二次流れの結果例

図１　計測面および計測結果例

位置にある。流れの測定には４５度の傾斜型ホットワイアを用いた。上記の各計測面においてホットワイアからの信号を動翼の回転軸に取り付けたエンコーダの分割パルス（動翼１ピッチ間に200パルス）に同期させて高速波形記録機に取込んだ。取込んだ信号波形は高速Ａ／Ｄ変換し、かつ同時に平滑化する。三次元流を測定するため、ホットワイアをその軸回りに多数回回転させる。ホットワイア位置を流路高さ方向、および静翼に対して周方向に移動させ、各位置で前述の作業を繰り返す。ホットワイアの経時変化と寿命の点から試験はできるだけ短時間で行なう必要があるため、これら一連の作業は全自動によって行なった。

２．２解析方法

得られたデータは検定データから最小二乗法を用いて速度及び２つの流れ角に変換し[2)]、例えば図１(b)のような結果を得る。ある時刻（t_n）での瞬間の流れは、異なる周方向位置(Xi)での一連の測定結果から同時刻(t_n)のデータを抽出し、横軸を時間 t の代りに周方向位置Xiをとって示すこと（時間分割）によって得られる。こうして一連の瞬間時刻における図を連続させれば、非定常な流れの様子を見ることができる。本研究では一連のコンピュータのカラー図形をＶＴＲにコマ撮りし動画とし解析した[3)]。以下論文では動翼の周期Ｔ（0.00575秒）を８等分した各時刻（右回りに時間が経過）における三種の流速成分の分布図、および二次流れベクトル図を示す。

両翼列の干渉（配列）によって生じた流れと、上流の回転動翼によって生じた非定常流れとを区別するため、測定で得られた生の速度Ｖから動翼の通過周期（Ｔ）内での時間平均速度成分$\bar{V}$を差し引いたものを変動速度成分$\tilde{V}$とし、次式で求めた：

$$\tilde{V} = V - \bar{V} \quad \text{または} \quad V = \tilde{V} + \bar{V}$$

ここで、

$$\bar{V} = \int^{T} V\,dt / T$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

すなわち、ホットワイアで得られた生の結果Vは、両翼列の干渉（配置）によって形成された時間平均流$\bar{V}$と動翼の回転によって生じた時間平均流れからのずれ分（変動成分）$\tilde{V}$とに分けて、考察する。

また、流れの三次元性を示すために、二次流れベクトル$\vec{V}s$を用いた。すなわち、$\vec{V}s$は局所流れベクトルを平均流方向に直交かつタービン回転軸に垂直である面に投影したベクトル成分とした。ここで平均流方向としては、静翼列1ピッチ間での流れのヨー角を質量流量平均して得た方向とした。

3．実験結果と考察

図2は動翼と静翼間に位置する計測面3での非定常流速V、その変動分$\tilde{V}$、および時間平均速度$\bar{V}$を示す。Vには、上流の動翼で発生した周期的変動流の影響で時々刻々と流れが複雑に変化していることが示されている。すなわち高速と低速の領域がその形を変えながら、動翼の通過方向と同じ方向である右方から左方に、計測面内を移動している。途中計測面中央附近で、それらの領域が切断されるような複雑な変化をしているのがわかる。この面での流れは上流の動翼列だけでなく下流の静翼列にも影響されるので、Vの分布における高速と低速の領域が直ちに上流翼の主流とウェークにそれぞれ対応しているとはいえない。しかし、このVから時間平均成分$\bar{V}$を取り去った時間変動成分$\tilde{V}$には、主流とウェークに明確に対応する2つの領域が示されている。また2つの領域の形の時間的変化から、時間変動成分$\tilde{V}$も両翼列の相対的位置

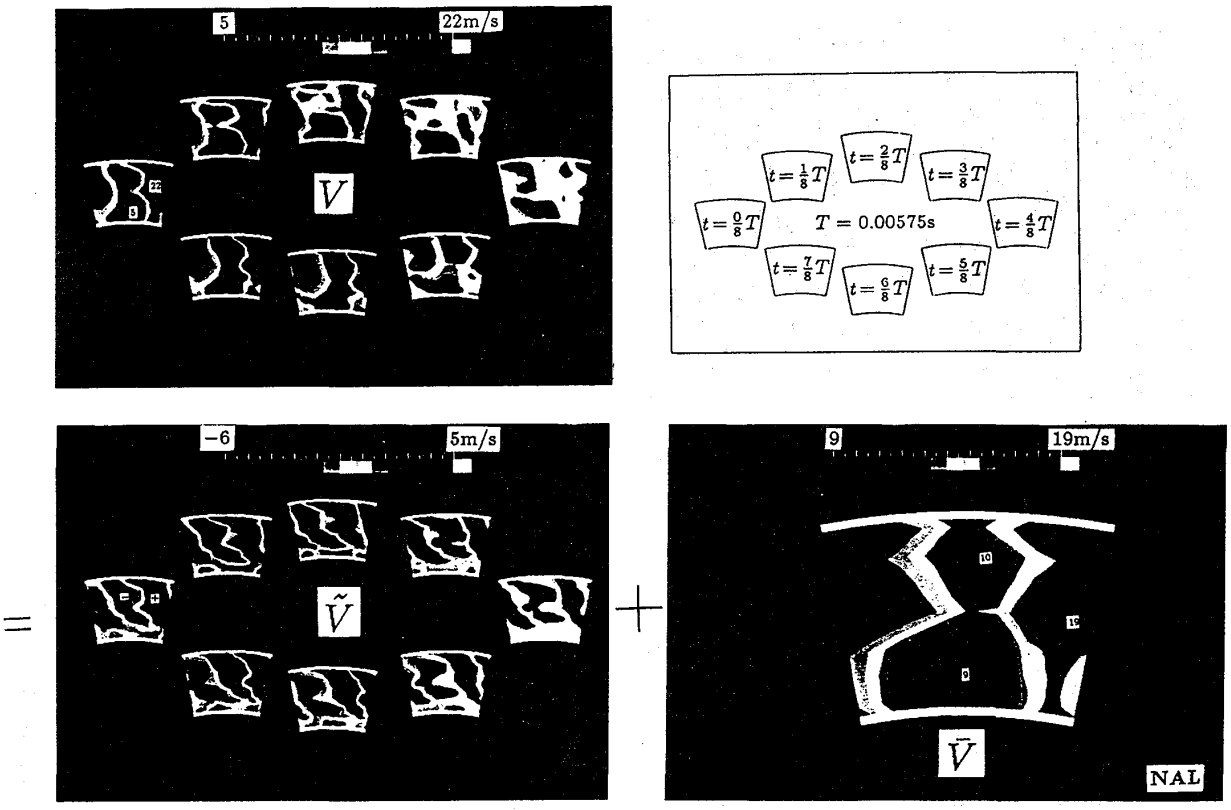


図2　動翼下流／静翼上流(plane3)での非定常速度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

関係が違えば多少変化することもわかる。一方、時間平均成分$\bar{V}$には計測面中央部に低速域があることが示されている。計測面中央部はちょうど下流の静翼の前縁部の直前の位置に当り、このため低速域は静翼により流れが減速させられ生じたものであると考えられる。このように、計測で得られた流れの複雑な変化は、上流の動翼によって生じた周期的な変動流$\tilde{V}$に、$\bar{V}$で示されたような下流の静翼の影響が重なり合った結果と理解できる。

計測面３での流れの三次元性は既に一部分、二次流れベクトルを用いて図１（b)に示した。すなわち動翼のHub近傍には、翼の正圧面からその隣の翼の負圧面へ向かう二次流れと、ウェーク（WC)を横切り負圧面から正圧面へ向かう強い二次流れとがあり、その二次流れの一部がウェーク（WC)に沿ってHubからTipへ巻上がる流れとなっている。結果として、スパン中央付近では反時計回りの二次流れも生じている。

図３は静翼列後縁近くの計測面４での非定常な流れの様子を示す。静翼の後縁近くのこの断面でも、依然として上流の動翼の影響が大きく、流速Ｖの変動が激しいことがわかる。Ｖ分布の非定常な動きは、あたかも脈動（流れ模様が左右に振動）しているような動き方をしている。一方、速度変動成分$\tilde{V}$には、＋で示した動翼の主流にあたる領域と－で示したウェークにあたる領域が、時間と共に交互に静翼の翼正圧面側から負圧面側（すなわち計測面右から左）へ移動する様子が明確に表わされている。両速度領域は計測面右端の正圧面の中央スパンから現れては、計測面左端の負圧面近

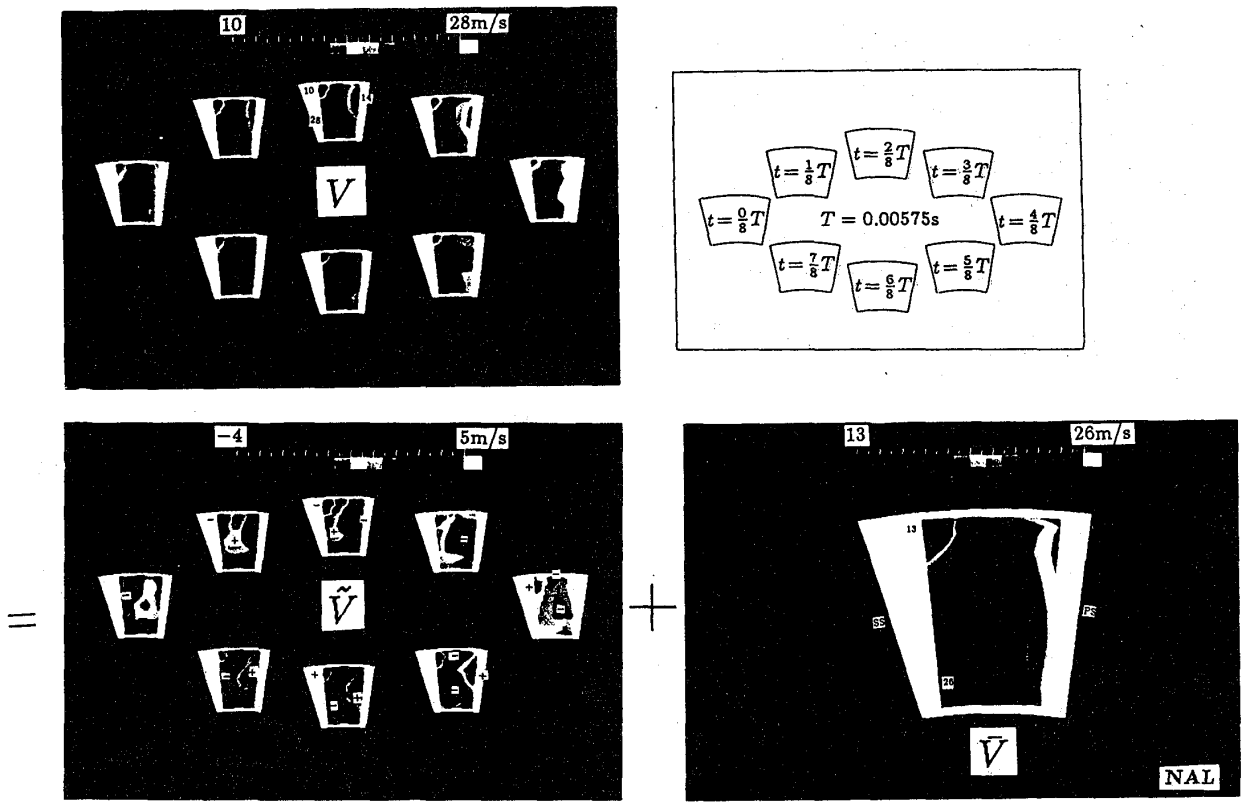


図３　静翼内(plane4)での非定常速度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

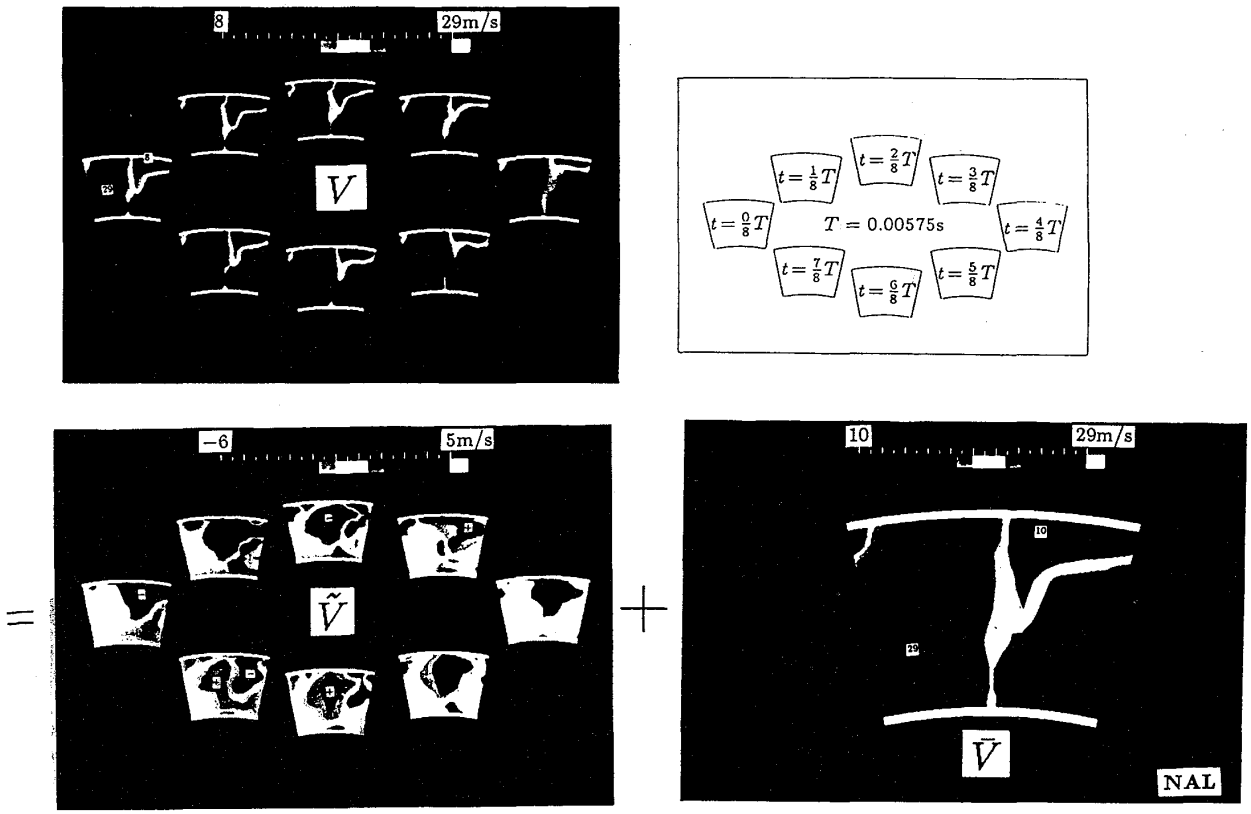


図４　静翼下流(plane5)での非定常速度分布

くで消えていく。また、これらの高速、低速の流れは負圧面近くで翼先端隙間流と干渉し、その結果、翼先端隙間流による渦の大きさと強さを周期的に変動させる。

図４は静翼下流の計測面５での流速の時間変動を示す。測定の生の速度Ｖに見られるように、この断面での流れに対しては静翼列の影響が支配的である。このため、どの図にもほぼ固定された位置に、静翼のウェークと静翼先端で発生した隙間渦が見られる。しかし、上流の動翼の移動（すなわち時間ｔ）と共にそれらの形は変化しており、上流の動翼の影響がなお大きいことがわかる。変動成分$\tilde{V}$には、＋と－とでそれぞれ示された高速域と低速域が、計測面右から左へ交互に移動するのが示されている。速度変動は計測面の右半分（すなわち流路の中央から負圧面にかけての負圧面側流路半分）で大きく、正圧面側流路半分では小さい。特に翼先端近傍での速度変動は主流流速（約28m/s)の３５％にも達する。

図５(左図)は計測面５での時間平均流速$\bar{V}$と二次流れベクトル$\vec{V}s$を示す。$\bar{V}$と$\vec{V}s$とから静翼のウェークと漏れ渦の関係等がわかる。図５（右図）は$\vec{V}s$により流れの三次元性を説明している。この$\vec{V}s$から、翼後縁(TE)に沿ってウェーク内をTipからHubに向かう二次流れ１があることがわかる。この二次流れは、円環翼列における流れの旋回の結果生じた圧力勾配（Tip側の静圧がHub側のそれより高い[4]）に従って、後縁の剥離域内をTipからHubへ移動する低エネルギーの流体の存在を意味する。またTip側ケーシング近くには、TEを横切って正圧面から負圧面に翼先端隙間から漏

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

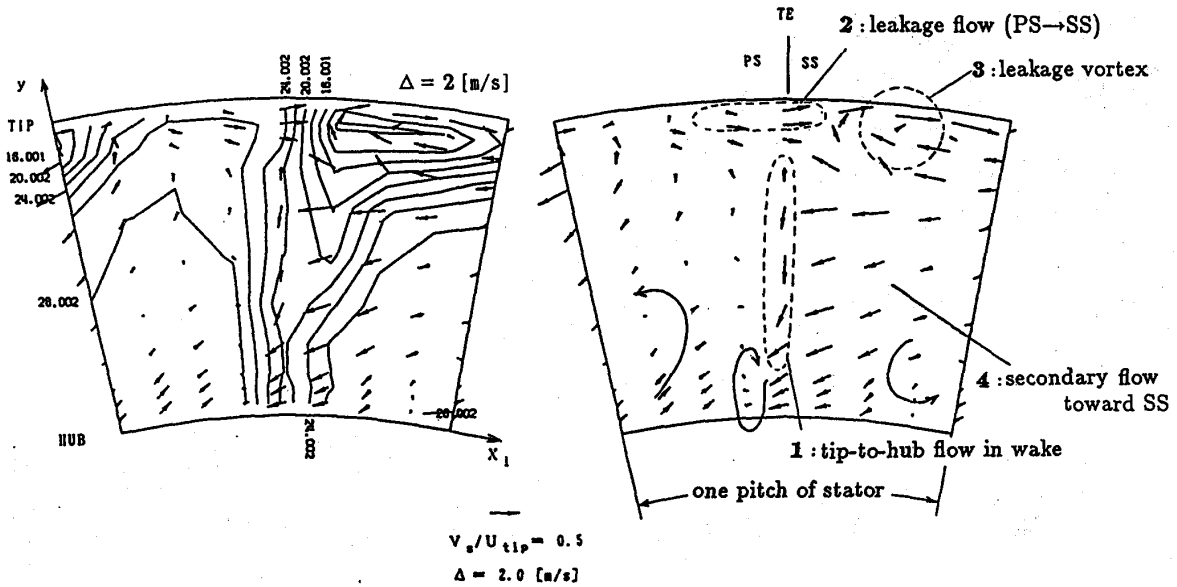


図５　静翼下流(plane5)での時間平均速度分布と二次流れ

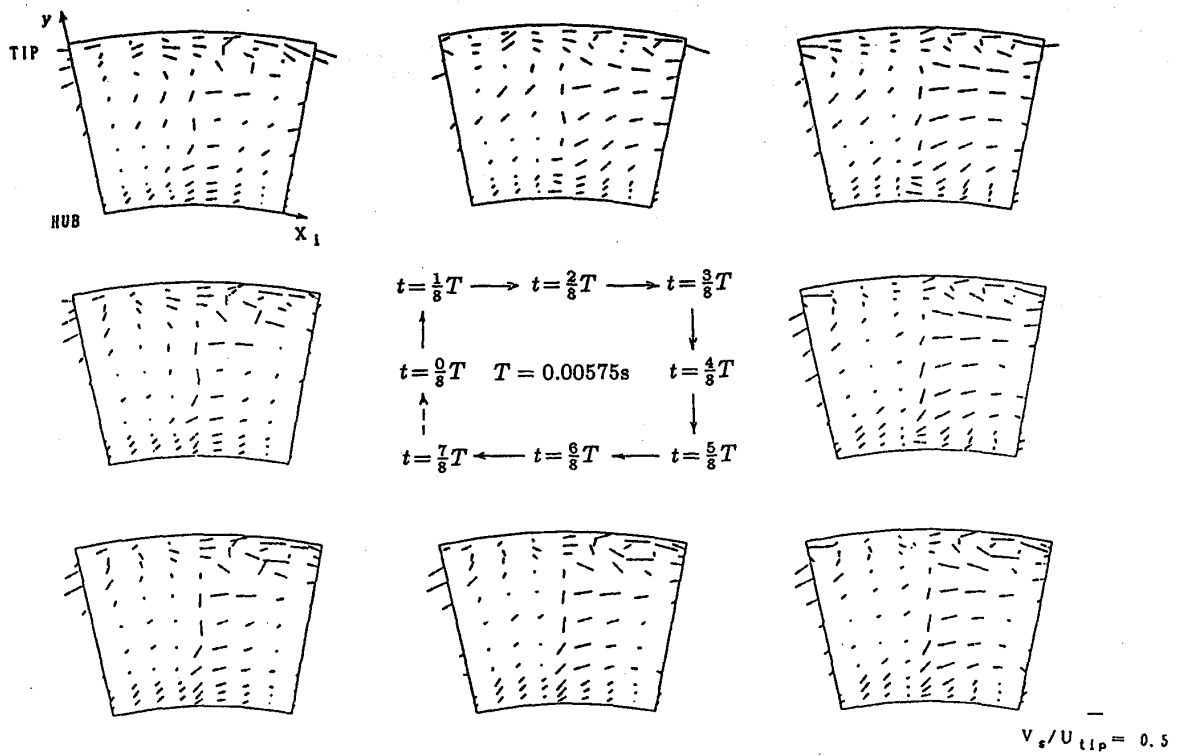


図６　静翼下流(plane5)での非定常二次流れ

れる流れ２が見られる。TEの負圧面(SS)側には漏れ流れ２によって時計回りの漏れ渦３が形成されている。また、計測面の右半分の負圧面側（SS)には、SSに向かう二次流れ４もある。

図６は静翼下流における二次流れベクトルの時間的変化を示す。動翼１周期（Ｔ）間でのこれら一連の二次流れの図から、上記の時間平均結果で見たウェーク内の流れ、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

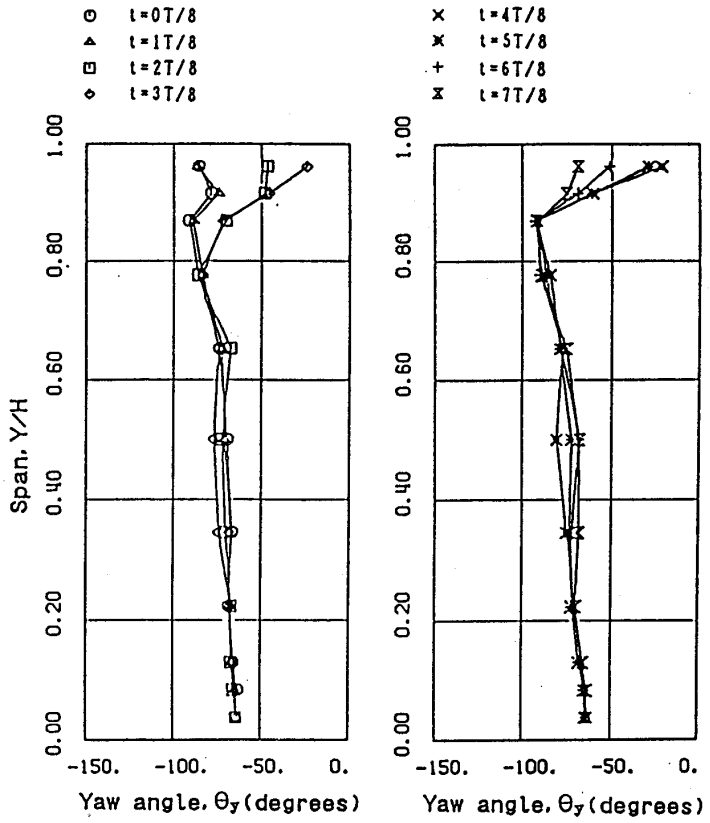


図７　静翼下流(plane5)の一周方向位置での出口流出角度の時間変動

翼先端漏れ、漏れによる渦などが上流の動翼の影響を受けて、動翼の動きと共に時々刻々変化する様子が見られる。特に注目すべきは、先端漏れ渦の強さや大きさが非定常に変化していることである。また、動翼列と静翼列のピッチの違い（ピッチ比＝４：５）により、翼後縁の両側の隣り合う流路では、両流路の流れの間に1/4T　の時間遅れがあることも認められる。

図７には、上流の動翼列の影響を受けて、下流の静翼列の流出角（ヨー角）も時間と共に変化することを示す。本試験では静翼出口流出角の変化は、先端漏れ渦付近では最大60degにも達した。

４．　結論

回転する翼列を上流に有するタービンの第２段静翼列の非定常流れを傾斜型ホットワイアで詳細に計測し、回転翼列と共に時々刻々と変化する翼列の三次元内部流動のメカニズムを解析した。主な結果は以下のとおり。

１）高速で変化するタービン翼列流れの非定常三次元流を捉えた。膨大な測定結果は時間分割することによって動画として表わし、考察した。

２）上流の回転翼列により、下流に位置する翼列の流れは非常に複雑な非定常性を示す。この複雑な非定常流れは、回転翼によって起こされた非定常な成分（変動成分）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

と両翼列の干渉（配置）によって生じた定常な成分（時間平均流れ）とに分離することによって、容易に解釈できた。

3）上流の回転翼列によって生じた非定常流は、下流の翼列の流れをその翼列入口はもとより翼間、翼列下流のいづれの場所においても大きく変動させる。本静翼列下流での速度変動は主流の35%、流出角変動は60degにも達した。

4）周期的に時間変動する二次流れを明らかにした。上流で発生した周期的非定常流は下流の翼列の翼端漏れ渦の強さ、大きさを時間と共に変化させるなど、下流の三次元流れ構造に大きな影響をもつことを示した。

謝辞

本研究において研修生として実験、解析に多大な協力を戴いた榎本岳夫、山口晃、井尾成治、穴沢周一の各氏（当時早稲田大学４年生）には心から感謝致します。

〈参考文献〉

(1) 山本、臼井、井上、航技研資料　NAL TM-501 (1983).
(2) 榎本、山口、早稲田大学卒業論文(1989).
(3) 井尾、穴沢、早稲田大学卒業論文(1990).
(4) Yamamoto,A.,and Yanagi,R.、ASME Paper No.85-GT-217(1985).

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－10

過給機駆動用ラジアル排気タービンの非定常流特性に関する研究
第3報，タービン性能予測に与える波形の影響

＊ 小西 奎二 （東京都立科学技術大学）
吉識 晴夫 （東京大学生産技術研究所）

1．まえがき

動圧駆動タービンの性能予測を行う場合，それに影響を与える流れの大きな因子として脈動周波数，振幅，波形の三つが挙げられ，これらがタービン性能にどのように関与してくるのかを明らかにする必要がある．

これらに関しては既に多くの報告，たとえば文献(1)～(6)がある．著者らも既報[(8),(9)]で流れの基本となる正弦波波形を用いた場合の流量・出力特性に与える脈動周波数と振幅の影響について，時間平均法および準定常法を用いて報告した．しかし，波形の影響については高圧・大流量の空気流の波形変化が困難なため，わずかに Wallace[(1)]，小菅ら[(6)]のものが見られる程度である．しかし，実機の波形に対応してなく，振幅の影響についても記されていないなど，未だ十分な結果が得られていない．

それゆえ本報では，タービン単体性能に与える脈動流との関係について，円盤型脈動流発生装置を用いて脈動波形を種々変化させ，その影響について定常性能を用いた時間平均法および準定常法の2解析方法により研究したものである．

主な記号

f：	脈動周波数	Hz
L：	出力	kW
M：	質量流量	kg/s
N*：	修正回転速度	
P：	圧力	Pa
R：	膨張比	P_{01}/P_a
T：	温度	K
Tq：	トルク	N·m
V：	流速	m/s
θ：	速度振幅比[(8)]	
ε_p：	圧力波形率 （式 2）	

添字

e：	実測値
tm：	時間平均法特性
m：	時間平均値
i：	瞬時値
*：	修正状態
1：	タービン入口
4：	動翼入口
5：	動翼出口
a：	大気状態

2．実験装置および方法

空気源と脈動流発生装置を組み合わせた既報[(8),(9)]とほぼ同一の実験装置によって空気運転した．脈動流発生装置は円盤形回転弁[(7)]を用いた．これは，2つの固定円盤の間を通風孔を持った回転円盤が流れを断続して脈動流を発生させるものである．脈動波形の変化は，固定円盤と回転円盤の開口部形状を種々変化させて行う．円盤の回転速度は，インバータ制御の電動機により駆動し，脈動周波数を変化させる．周波数の設定誤差は，10 Hz のときにおいても最大約 0.3 %以内である．振幅の調節は，バイパス弁の開閉によって行い，定常流に近い状態から部分的に逆流の生じる範囲ま

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

で可変できる．これにより任意の波形および振幅を持った種々の流れを得た．

タービン修正回転速度は，N*=800 とし，圧縮機の出口を絞った全負荷状態を基本にし，膨張比もほぼ一定とした．波形変化は，先に報告[8]，[9]した正弦波に準じたものを基本波形として考え，本報では実機に対応した模擬波形として5種類変化させた．さらに，同一波形について脈動周波数を 10～70 Hz とし，各々の周波数に対して振幅を 10～13 点変えて行った．実験は，各波形について周波数を変化させ，脈動流発生装置のバイパス弁により振幅を設定し，時間平均膨張比と修正回転速度が一定となるよう流量調節して実験条件を設定した．

3．脈動流の代表例

3.1 パラメータの定義　前報[8]で用いた振幅変化に着目した速度振幅比や圧力振幅比では，波形の違いを考慮できないので，あらたに圧力波形率 ε_p を以下のように定義した．これは Bensonら[4]が提案しているもので，基本的には圧力振幅の実効値を平均圧力で除したものであり，電気工学で波形率と呼ばれているものと同じである．ただし，実効値としては，内燃機関等で用いられている平均有効圧力の考え方を取り入れて，一周期の脈動流れがなす仕事量を定常流に置き換えた場合の値を想定し，実効値本来の形である直流成分を含めたものとした．

タービン入口で測定した全圧をフーリェ級数で近似すると，$P_{01}(t)$ のrms値は

$$P_{01}(t)_{\mathrm{rms}}=\left[(P_{01\mathrm{m}})^2+\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty}(a_n^2+b_n^2)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

となる．さらに，大気圧までの膨張を基準にしたエネルギー量を考え，平均圧力から大気圧を減じたものを基準とし，次式で表される ε_p を定義した．

$$\varepsilon_p=\frac{\left[(P_{01\mathrm{m}}-P_{\mathrm{a}})^2+\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{k}(a_n^2+b_n^2)\right]^{\frac{1}{2}}}{(P_{01\mathrm{m}}-P_{\mathrm{a}})} \tag{2}$$

ここで5次以降は微小であるので k=4 次までとした．

3.2 各波形の代表例および相関　最大振幅を持つ脈動流を想定し，単シリンダーからの流れを基本として考え，以下のような波形変化を行った．各波形の代表例を図1～5に示す．回転弁の回転角に対して，タービン入口全圧 P_{01}，全温度 T_{01}，流速 V_1，動翼入口，出口の全圧 P_{04}，P_{05}，ならびに軸トルクTq の諸量を表す．また，送入管断面積に対する弁開口面積変化を弁回転角に対して併せて表示してある．

これらの実験条件は，修正回転速度N*= 800，脈動周波数 f=10 Hz におけるバイパス弁をほぼ全閉とした最大振幅時のものである．ただし，空気源の制約から得られる最大振幅比は同一ではない．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

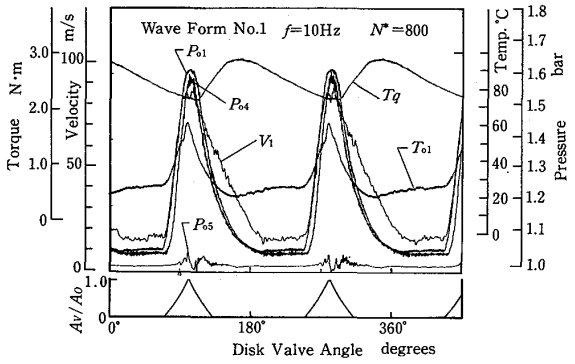


図 1 波形1の代表例

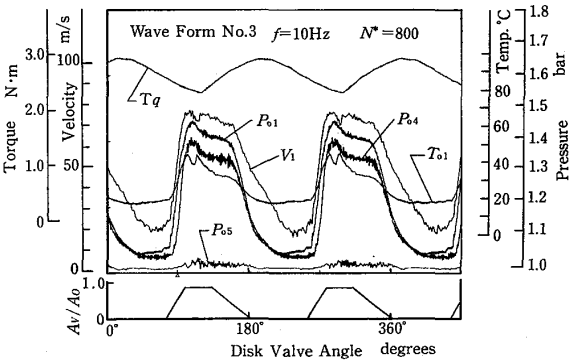


図 3 波形3の代表例

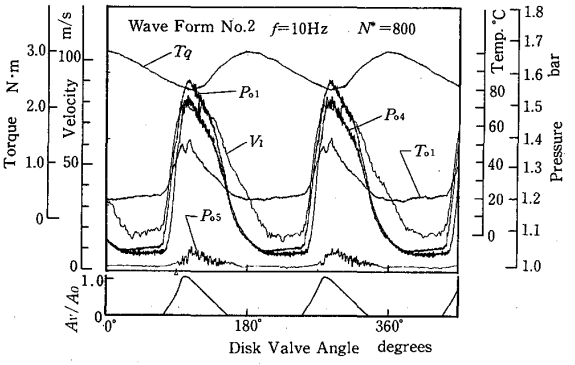


図 2 波形2の代表例

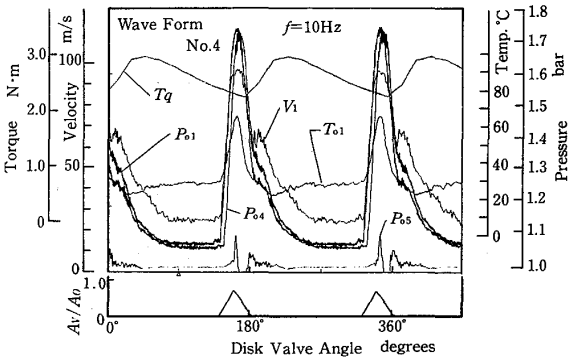


図 4 波形4の代表例

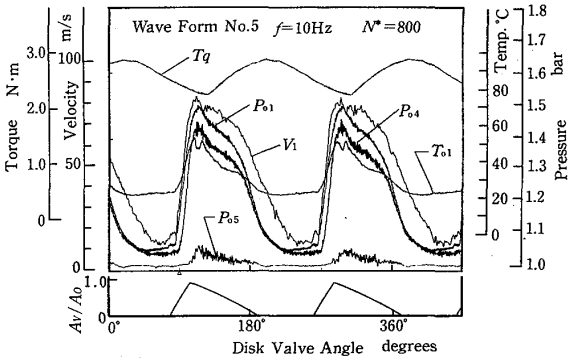


図 5 波形5の代表例

3.2.1 波形1の代表例 図1に示した波形1は，円盤開口部形状が円と円を組み合わせた最も基本的なものであり，円盤の回転角に対する開口部面積は三角形に近いもとなる．得られた波形もロータリ弁に準じたものであるが，立ち上がりがやや急勾配になっており，膨張波も比較的滑らかに減速しているものである．

以下の供試波形は，機関からの排気吹き出しによる急激な管内圧力および流速の増加を考えて，波形の立ち上がりが全て急峻になるようにした．そのため，固定側円を一部塞いで割円とし，さらに回転側も弁開位置での形状を同様とし，そのうえで開口部形状を適宜変えて希望の波形とした．

3.2.2 波形2の代表例 図2に示した波形2は，急速な立ち上がり後，ゆるやかに減速し，低圧部が長くなるようにしたものである．流れの締切時間が短くなり，得られる最大膨張比もいくぶん小さくなっているが，比較的実機関の排気に近い流れが得られている．

3.2.3 波形3の代表例 図3に示す波形3は，高圧部の期間を長くした，いわゆる台形波もしくは方形波を模したものである．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.2.4 波形4の代表例　図4の波形4は，最大振幅が得られるように弁の開口時間を極力短くし，圧縮，膨張とも急激な変化を与え，先鋭化したパルス状の波形とした．圧力の振幅変化は大きく，速度波形も平均流速の大きいものである．

3.2.5 波形5の代表例　図5に示す波形5は，以上の結果を踏まえてなるべく実機の排気波形に対応した形となるものとした．

4．結果および考察

4.1 波形の相関について　前報で用いた振幅変化に着目した速度振幅比 θ と 前章で定義した圧力波形率 ε_p との関係の一例を周波数 f=10 Hzについて波形をパラメータとして図6に示す．この関係は，タービン個々の内部流動抵抗により，また同一のタービンにおいても周波数毎に異なるなど直接の関数関係にはないが，同一の速度振幅比 θ ＝0.67について，ε_p の値を比べると，波形4は ε_p=1.343，波形1：1.293，波形2：1.250，波形3：1.209，波形5：1.206 となる．このことより，先鋭な波形4が同一振幅比に対し圧力波形率 ε_p が大きくなり，非定常性の強い流れといえる．逆に台形波もしくは方形波に準じた波形3または波形5は比較的穏やかな波形ということになる．したがって，ε_p は振幅を加味し，波形のひずみも表すことのできるパラメータと考えられる．

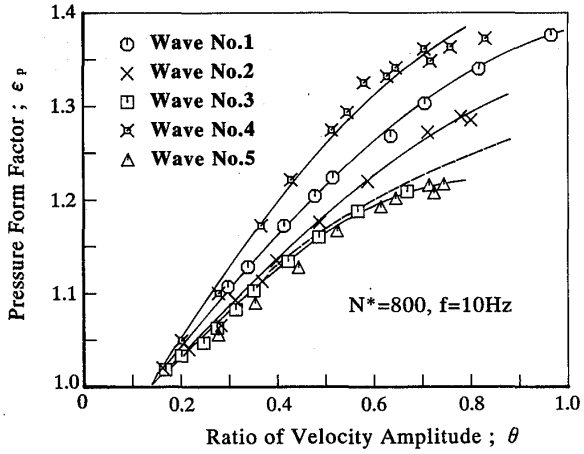


図 6　θ と ε_p の関係

4.2 時間平均法による性能予測　定常流性能曲線は，既報[8]，[9]で用いたものと同一である．これを基礎にして時間平均法，および準定常法によるタービン性能予測を行ない，その成立程度に与える波形の影響について検討した．本報では，計測器によって得られた実測値を真の値とし，前記2法によって得られた値とを比較することによってその成立程度を評価した．

4.2.1 流量特性　図7に，波形をパラメータとした時間平均法による流量予測を，波形率 ε_p に対する流量比 M_{tm}/M_e の関係で示す．なお，図中の破線は，正弦波による既報[8]の結果を，また実線は 10Hzの実験点を最小自乗法により結んだおおよその傾向を示す．実験条件は，圧縮機による全負荷時のN*=800のときのものである．

流量予測に対する波形の影響は，低周波数領域で強く表れる．大略の傾向として，各波形とも流量比は，ε_p の二乗に比例した傾向を示し，各波形に対する比例定数は，図6で求めた θ に対する ε_p の並びと同順序で大きくなる．図7において同一の予測

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

誤差，例えば 10% の誤差を生じる波形の ε_p を比較すると，波形4が最も大きくつづいて波形1，つぎに波形2となり，少し非定常性が弱まり波形3および5が同程度で小さくなる．ロータリ弁による正弦波に準じた基本波形は，波形3と波形2の間に位置する．

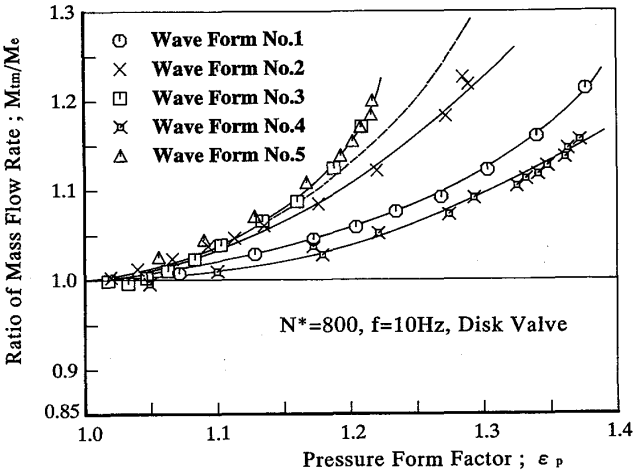


図 7　時間平均法による流量予測結果

つぎに実験条件として時間平均膨張比を各波形ともほぼ同じ値としているため，時間平均法による流量予測値 M_{tm} は，各波形ともほぼ同じ値となる．したがって，流量比 M_{tm}/M_e が大きいことは M_e が小さいことになる．すなわち，波形3または5は，波形4に比較して非定常流下の時間平均流量 M_e が少ないことを意味している．逆に，波形4は，定常流特性値からの流量減少が少なく非定常流下でも他の波形より多くの動作ガスを流していることを意味する．

流れの非定常性によって流量に差が生じているのは，流量は第一義的に流速によって決まり，本質的には流れの慣性に起因するものと思われる．すなわち，流れの慣性により急激な圧力変化があっても流量（流速）はその圧力変化ほど変化しないが，緩やかな流れに対しては圧力と流量はほぼ対応したものとなる．

したがって，急激に圧力が上昇して緩やかに下降するする波形5のような流れでは，流れの慣性の影響は小さく，真の流量は少なくなる．逆に圧力上昇のしかたは同じでも，急激に下降するする波形4のような流れでは，流速は圧力変化ほど変化しないため，真の流量は多くなる．このことは，図1～図5の供試波形図おいて，圧力波形と速度波形の関連および速度波形の形状からも推察される．

以上のことから，波形4は，先鋭的な波形であり波形の歪も大きく流れの非定常性は強い波形といえるが，平均流速は大きく，タービンを駆動している時間平均流量値（実測流量値）M_e は大きなものとなる．逆に波形3または5は，波形のひずみは小さく非定常性は弱いが，平均流速も小さいため非定常流下の流量 M_e は少ない．このことが図7において非定常性の強い波形4は流量比が小さく，波形3または5の非定常性の弱い流れは流量比が大きく見積もられた原因と考えられる．

図は割愛しているが，周波数が高くなれば，波形への依存性は少なくなり，波形3の結果に収れんする傾向をみせる．この原因は，予測精度に最も影響を与える流れの因子は振幅と考えられ，周波数が高くなると流体の慣性によって非定常性は残るが，流れは平均流に変動成分が重畳した程度の連続した定常流成分の多いものとなる．そ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

れゆえ，高い周波数領域では波形の違いが少なくなり，穏やかな波形3に近づくものと思われる．時間平均法による流量予測は，低周波数領域では波形によって大きな影響を受けるため，同法の実機への適用は十分な注意が必要である．

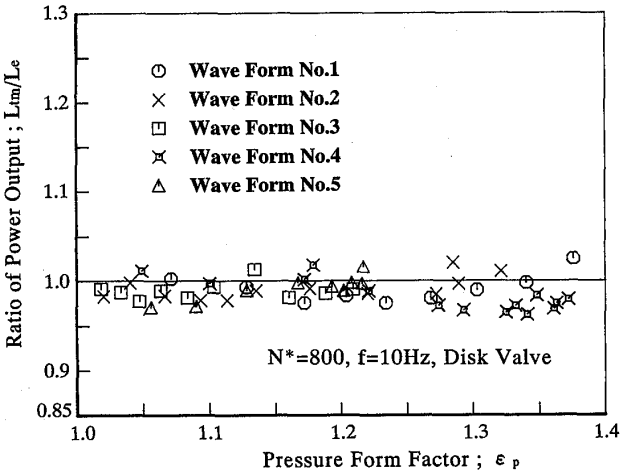


図 8　時間平均法による出力予測結果

4.2.2　出力特性　　図8は，時間平均法による出力予測結果である．流量特性と同様に，波形をパラメータとして圧力波形率 ε_p に対する出力比の関係を表す．出力比は，トルク検出器によって得られた測定平均値と軸受け損失の和を真の値 L_e とし，これに対する予測値 L_{tm} から算出した．図は割愛しているが周波数が高くなっても同様の傾向を示す．基本波形による既報[8]とほぼ同様に圧力波形率および振幅による顕著な影響は見られない．このことは，脈動周波数，振幅および波形の変化を与えても時間平均法による出力予測結果には大きな影響を生じないことを表している．すなわち，非定常流下でも時間平均タービン出力 L_e は，脈動流れの周波数，振幅，波形変化によらず膨張比と修正回転速度を与えればほぼ同一となる．

4.3　準定常法による性能予測

4.3.1　流量特性　　図9は，準定常流れ仮定を用いた脈動流下のタービン流量予測結果である．波形をパラメータとして圧力波形率 ε_p に対する流量比 M_q/M_e の関係について表す．図より明らかなように大略の傾向として，ε_p=1.2 位まではいずれの波形でも，準定常法で求めた値 M_q は実測値 M_e を高精度で見積もることができる．さらに ε_p が大きくなるにつれて ε_p に比例してわずかに過小評価の傾向を示す．波形による予測精度の差異はほとんど認められないので，同図から波形の影響を厳密に論ずるのは困難である．

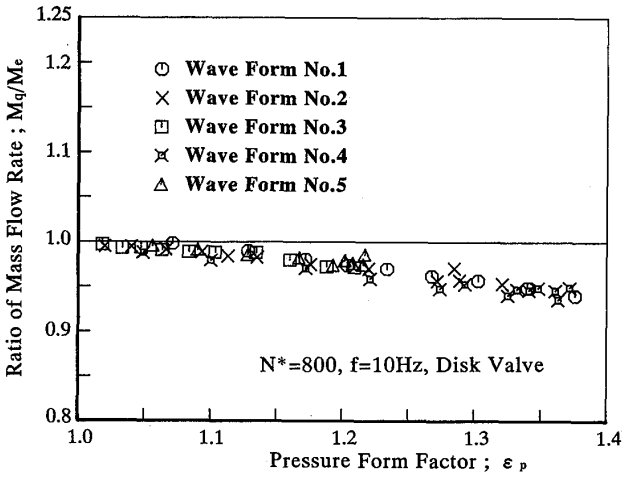


図 9　準定常法流量予測結果

なお，図10は f=10 Hz における図9の結果を速度振幅比 θ に対して表したものである．ε_p に対して θ は振幅のみの関数である．同一の速度振幅比例えば θ=0.7についてみるとわずかではあるが，ε_p への依存性，すなわち，流量予測に対する一

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

種の波形の影響を表しているものと考えられる．したがって，ひずみの大きい波形4が予測誤差が大きく，つづいて，波形1，2，3および波形5と図9で求めた非定常性の強い波形の並びが認めらる．

つぎに，準定常法解析おいても脈動周波数への依存性はほとんど見られない．周波数fの増加にしたがって予測精度が良くなるのは，脈動流れ自身の振幅が減少することが直接の原因と思われる．

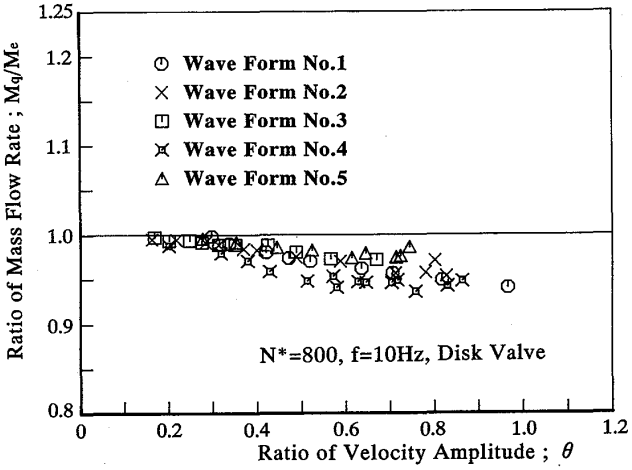


図 10　流量予測のθによる表示

全実験を通して，流量予測誤差は最大でも約5～6％の範囲にある．このことより，タービン性能予測に与える波形の影響はほぼ無視できるものと考えられる．すなわち，タービン性能予測に対する準定常流れ仮定は成立すると考えて大きな問題はない．言い換えれば，いずれの波形においても，ウインディッジ状態を除いて脈動流下の瞬時のタービン流量特性は，定常流性能曲線に沿って作動していると考えてよい．

4.3.2　出力特性　　図 11は，準定常法による出力予測結果である．圧力波形率ε_pに対する出力比の関係を波形をパラメータとして f=10，30，50 Hzについて表す．

結果のバラつきは軸受け損失の評価誤差による L_e の不正確さが主因と思われる．

各波形とも周波数が高くなれば予測誤差は振幅の減少により少なくなるが，波形および脈動周波数による影響は顕著でない．全体として圧力波形率 ε_pが大きくなれば過小評価の傾向を示すが，最大でも10％程度である．この値は，先の流量特性に比較していくぶん大きい．この原因は，既報[9]で述べたように定常流性能曲線におけるウインディッジ状態での出力特性の膨張比（R_L=1.086）が流量特性（R_M=1.037）に比較して大きいためと思われる．本研究では，ウインディッジ以下の膨張比のタービン仕事を全て零とおいたために，圧力波形率の高い波形および領域で見積誤差が大きくなったものと考えられる．

以上のことを総合的に判断して，非定常流下のタービン性能は，出力特性においても，ウインディッジ状態を除いてほぼ定常流性能曲線に沿

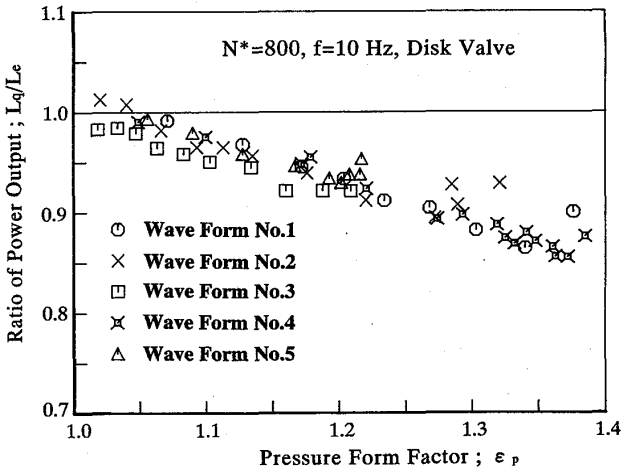


図 11　準定常法出力予測結果

Download service for the GTSJ　Via 216.73.216.204, 2025/07/04.

って作動していると考えられる．したがって，先の流量特性と併せて考えると定常流性能の良いタービンは，非定常流性能も良いといえる．このことは脈動流下におけるタービンの設計指針を与える基本的なものと考えてよい．

なお，定常流性能曲線に基礎をおいたタービン性能予測は，流量特性は準定常法により，出力特性は時間平均法によれば，予測誤差５％以内の高精度で実測値を見積もると思われる．

6．あとがき

タービン性能予測に与える脈動波形の影響について，時間平均法および準定常法により調べた結果，以下のような結論を得た．

(1) 準定常法による流量・出力性能予測は，波形，振幅および脈動周波数によらずほぼ成立する．すなわち，タービンは，脈動流下でもほぼ定常流性能曲線に沿って作動していると考えてよい．

(2) 以上のことから定常流性能の良いタービンは非定常流性能も良いといえる．このことは脈動流下におけるタービン設計指針の基本となる．

(3) ウインディッジ状態は，定常流性能曲線においても特殊な作動領域であり，準定常法による性能予測に悪影響を与える．

(4) 波形の影響は，時間平均法による流量予測では低周波数領域において強く現れるるが，その他の場合には無視できる．

(5) 振幅は，両予測性能に対して最も大きな影響を与える因子となる．

(6) 脈動周波数の影響は，両予測性能に対して顕著でなく無視してよい．

(7) 圧力波形率は，脈動流れの振幅を加味し波形のひずみを考慮した，脈動流れを記述できる因子となる．

＜参考文献＞

(1) Wallace,F.J. and Blair,G.P., ASME Paper, 65-GTP-21 (1965),1.

(2) Wallace,F.J., Adgey,J.M. and Blair,G.P., Proc.Inst.Mech. Engrs., Vol.184,Pt.1 (1969-70),183.

(3) Benson,R.S. and Scrimshaw,K.H.,Proc.Inst.Mech. Engrs., Vol.180, Pt.3J, Paper 23, (1965-66),74.

(4) Benson,R.S,SAE Paper740739,(1974,9-12),1.

(5) 宮下，ほか３名，石播技報，Vol.13-3(1973-5),259.

(6) 小菅，ほか３名，機論，Vol.44-386(1978-10),3497.

(7) 小西，平山，ガスタービン松山地区講演会講演論文集,(1988-11),76.

(8) 小西，吉識，日本ガスタービン学会誌，Vol.18-69(1990-6),41.

(9) 小西・吉識，機論，掲載予定.(No.90-0180).

(10) 水町，ほか４名，機論，Vol.44-388(1978-12),4272.

(11) 吉識，ほか３名，日本ガスタービン学会誌，Vol.12-47(1984),41.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－11

ＬＤＶによるラジアルタービン出口流の計測

阿部裕幸　　（機械技術研究所）
＊筒井康賢　　（機械技術研究所）

１．はじめに

セラミックガスタービンでは、タービン入口温度を1350℃というような高温にするため、単位質量流量当りの仕事率が増大し、それに対応して周速が高くなり遠心応力が増大することと、セラミックの材料特性が従来の金属材料の特性と異なること等から、従来の金属製タービンの設計法に修正を加える必要性が予想される。本研究では、これらのことを背景に、まずラジアルタービンを基礎から学び、基本特性を明らかにすることから研究を開始して、市販のトラックバス用のターボチャージャのタービン出口流速分布をレーザドップラ流速計（ＬＤＶ）を用いて計測した結果について報告する。

２．実験・計測装置

２．１　実験装置

図１に示す実験・計測システムを用いてラジアルタービン出口流速分布を計測した。タービンには200kW級ディーゼルエンジン用の金属製ターボチャージャのタービンを使用した。同タービンのスクロールは入口から２孔に分かれ、180度の位相差のある軸方向２列の全周送入ベーンレスノズルとなっている。タービンロータの外径(2R)は86.8mm、羽根枚数は11、出口径は71.1mmである。タービンの駆動ガスにはスクリュー圧縮機からの圧縮空気を用いた。タービンの負荷はターボチャージャの遠心圧縮機であり、負荷を減らすために、圧縮機入口にオリフィス状のじゃま板を取り付けたり、あるいは負荷を増やすように別の遠心圧縮機を連結したりした。スクリュー圧縮機の最大吐出圧力は7kgf/cm^2、最大吐出流量は27Nm^3/minであり、駆動モータの出力は150kWである。

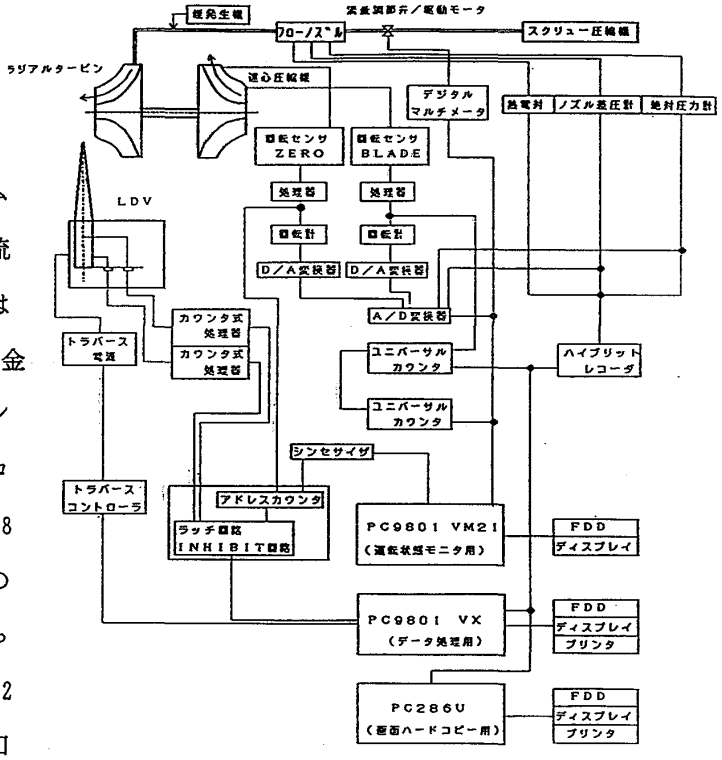


図１　実験計測システム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

圧縮機吐出側にはエアドライヤとドレンデストロイヤを設け、さらに脈動低下のために容量2m^{3}空気タンクを設けてある。

2.2 レーザドップラ流速計

レーザドップラ流速計（ＬＤＶ）は他の研究[1]で用意したものを使用した。出力3WのＡｒイオンレーザの波長514.5nm（緑色）と488.0nm（青色）の強い２色のビームより、２カラー４ビームの光学系を構成し、後方散乱方式でタービン出口流速を軸方向成分と鉛直方向成分の２次元計測を行なった。鉛直方向成分からは、回転面を含む鉛直面内で計測するときは半径方向速度成分、水平面内で計測するときは周方向速度成分がそれぞれ計測できる。測定点の移動は600x600X600mmの可動範囲を持つ２ミラー式のトラバース装置で行ない、流速の２成分の計測はカウンタ処理器で行なった。またレーザ流速計に必要なシードは、煙風洞用の煙発生器を加圧式に改造して発生させた軽油のミストを用いた。

2.3 計測処理システム

運転の管理とデータの計測および処理には複数のパソコンを用いて行なった。圧縮機のケーシングに取付けた２個の光学的センサの出力、1PPRのパルス信号（マークを付けた１枚の羽根の通過を検出）と6PPRのパルス信号（圧縮機入口の６枚の羽根の通過を検出）から回転数を２重に計測し、さらに6PPRのパルスから計測した回転数をパソコンに取込み、そのパソコンでシンセサイザを制御して330PPR（タービン羽根枚数x30）のパルスを作成し、1PPRと併せて擬似的なロータリエンコーダを作った。この1PPRのパルスをリセット信号にして、330PPRのパルスをカウントしてロータの回転位置を常に求め、ＬＤＶのカウンタ処理器のデータレディ信号でラッチし、カウンタ処理器のデータとともにパソコンに取込んだ。

2.4 実験条件

測定位置はタービン出口ハブ先端から軸方向下流向きに10mmの位置において軸を含む鉛直面内と水平面内を、半径位置15～31mmまで２mmおきに10点を取った。ロータ回転数は約25,000～40,000RPMに設定した。スクリュー圧縮機からの空気は冷凍式のドライヤを通してほぼ常温で吐出され、回転数を高くすると出口部に着霜すること、またそのような回転数では光学的センサが作動しなくなることから最高回転数は約40,000RPMにした。

本実験装置に用いたタービンはターボチャージャのものであり軸出力を取出して動力計で速度制御し、タービンの速度比を変えることはできない。そこで速度比を変化させる方法として遠心圧縮機入口の空気流入量を変えて圧縮機の負荷を変えるよう試みた。空気流入量を減らす方法としては圧縮機入口にオリフィス状のじゃま板を取り付けた。また空気流入量を増やす方法としては圧縮機入口に吐出量40m^3/min、吐出圧

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

力0.08kgf/cm²の遠心ブロワを取付けた。

3．実験結果と考察

3．1 速度比

速度比($R\omega/C_{\theta 2}$)はロータを設計する際に重要となるパラメータの一つであるが、この市販ターボチャージャの設計資料は公開されておらず、設計点の速度比は分からない。ここにωはロータの角速度、$C_{\theta 2}$はタービン入口状態から、出口状態まで等エントロピで膨張したときの理論速度である。上記のように負荷となる遠心圧縮機の入口に開口面積比の異なるオリフィス状のじゃま板を設けたり、別の遠心ブロワを取付けたりして速度比を変えることを試みた。それによる回転数と速度比の関係を示したものが図２である。次に回転数をほぼ40,000RPMにとり、開口面積比を段階的に変えた場合の回転数と速度比の関係を図３に示す。

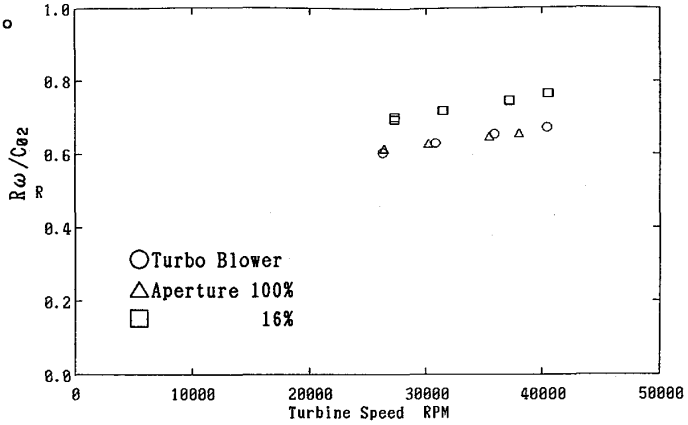


図２　速度比－回転数　（その１）

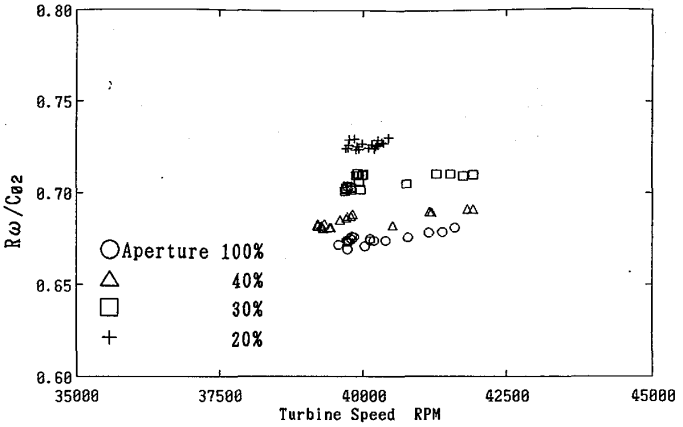


図３　速度比－回転数　（その２）

3．2 ＬＤＶによる測定結果

図４は回転数40,000RPM、じゃま板なしの場合にタービン出口に向かって見て反時計回りに(a)0°、(b)90°、(c)180°、(d)270°方向の半径位置29mmでの測定結果を、330PPRのパルスをカウントして求めたロータの回転位置を横軸にとって、縦軸に軸方向成分Ｕと計測位置により半径方向成分Ｖあるいは周方向成分Ｗを示している。

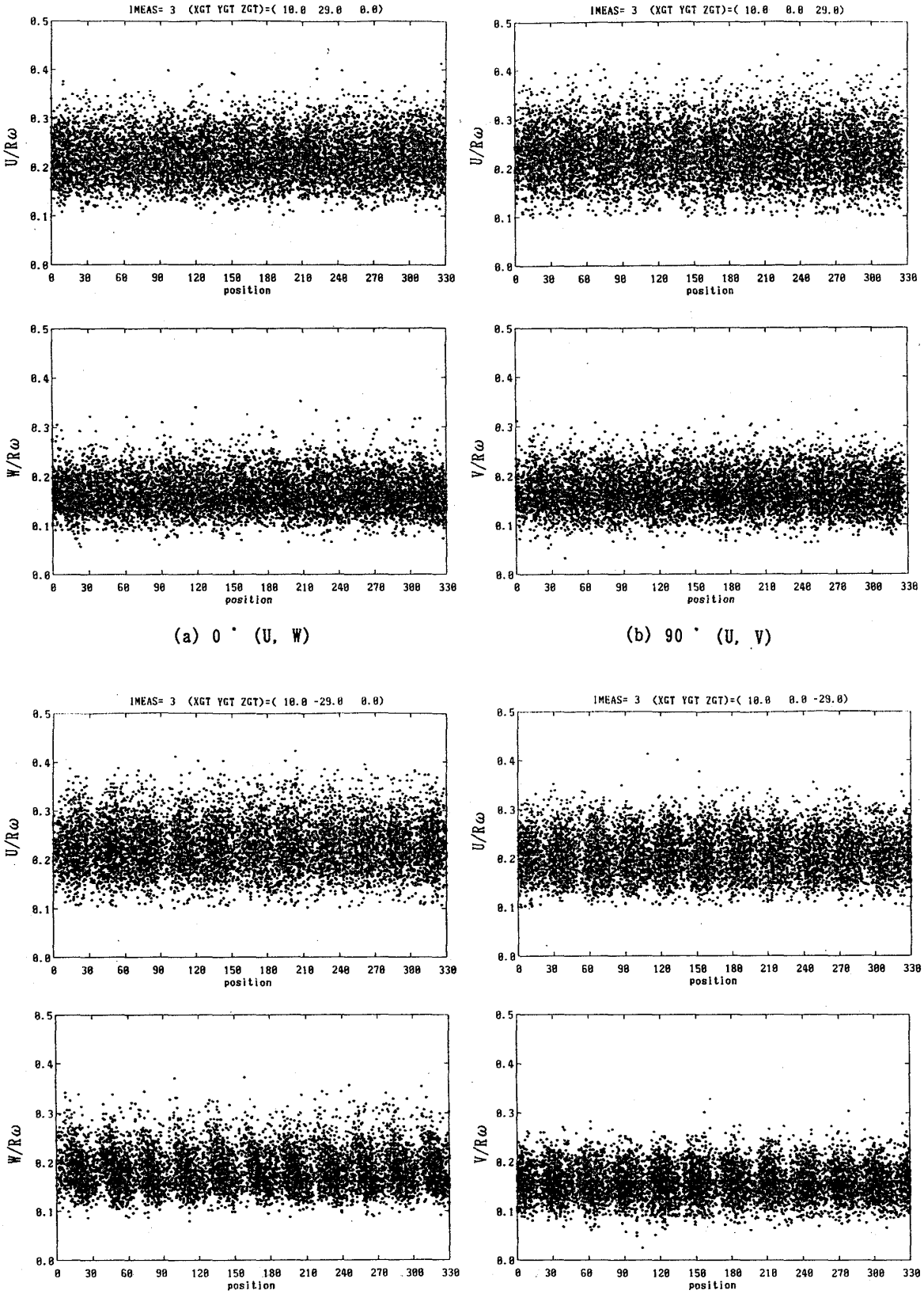
この結果は、多数の計測結果の中でロータ翼枚数に一致した周期的性が比較的鮮明に見られる例である。この周期性は基本的には翼間の速度勾配と相対渦によって生じるものと考えられる[2]。

当初、ロータ翼枚数に一致した鮮明な周期的性が見られるものと予測していたが、このターボチャージャを我々の設備でできる限りの範囲で運転しても、測定された結果は、きわめて乱れが多く、鮮明な周期性を見ることは難しかった。

3．3 熱線風速計によるチェック

上記のように鮮明な周期性は見られなかったことは、ＬＤＶの調整不良かと疑い、あらゆる箇所をチェックしたが不具合は見られなかった。そこで全く別の計測手段で

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) 0 ° (U, W)

(b) 90 ° (U, V)

(c) 180 ° (U, W)

(d) 270 ° (U, V)

図4　ＬＤＶによる計測結果
（約40,000RPM、じゃま板無）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ある熱線風速計で測定することを試みた。熱線風速計は室温（計測時約２５℃）で校正したものを、圧縮空気が膨張して０℃近くになっているタービン出口に取付けた。この場合の熱線風速計の出力は、ロータから1PPRのパルスを外部トリガに、330PPRのパルスを外部クロックにしてトランジェントメモリに記憶した。メモリは12bitsで2kwの容量を持つが最初の330個のデータのみを、30回パソコンに取込んだ。その１例を図５に示す。温度補償センサを熱線プローブのすぐ後方に設けてあるが、０℃近くでは検定してない。また $\sqrt{V^2+W^2}$ が検出されるようにプローブを取付けているので、厳密な比較はできないが、ＬＤＶによる計測結果ときわめて似かよった周期性が鮮明でない速度分布となっている。回転数をさらに高くすると熱線風速計応答範囲を越えて、高周波成分がカットされ出力は滑らかになり変動幅も小さくなった。

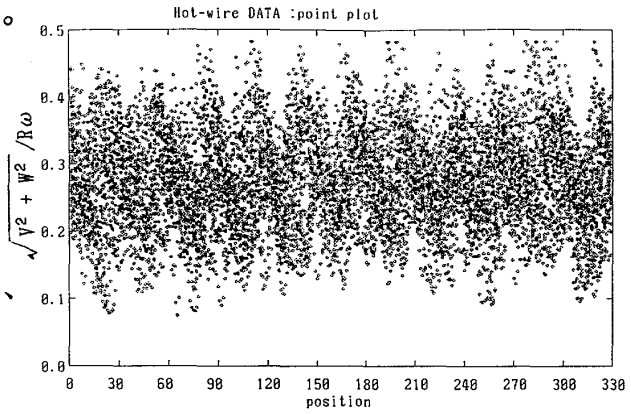


図５　熱線風速計による計測結果
（34,700RPM、じゃま板無）

４．まとめ

市販のターボチャージャのタービン出口流速の分布をＬＤＶで測定した。

①速度比を変化させて計測したが、出口の速度分布は乱れており、鮮明な周期性はほとんど見られなかった。

②確認のため熱線風速計を用いて計測したが、同様に乱れた速度分布であった。

我々が実験した速度比の範囲は限られているので断言は出来ないが、この乱れた速度分布はこのタービンの持つ特性と思われる。

現在、動力計で速度制御のできる試験装置を製作し、ベーン付ノズルを持ったラジアルタービンの実験を進めている。

終わりに、本研究に対して貴重なご意見をいただいた千葉工業大学吉川英夫教授と松井愃教授にお礼申し上げます。また本研究に多大な協力いただいた当時の千葉工大学生大山一弘、大山勝巳、上野智稔、右左潤一郎の各君に感謝致します。

５．参考文献

(1)筒井他２名、機論54-505.B(昭63),2471

(2)水町他２名、機論41-345(昭50),1470

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－12

セラミックタービンロータの回転強度評価

*和泉　隆夫　　（日産自動車中央研究所）
佐々木　正史　　（日産自動車中央研究所）

1．緒言

乗用車用セラミックガスタービン（ＣＧＴ）のセラミック部品の中で、形状の複雑さに加えて高温かつ高応力下に置かれるタービンロータの開発は、最も困難な部品の一つである。既報(1)(2)において、炭化珪素系材料を適用したタービンロータの実体ロータ切り出し試験片抗折強度からロータ回転強度の推定を試み、軸穴あきロータの場合には精度良く予測できることを示したのに対して、軸一体ロータでは推定強度より著しく低強度で破壊するという問題を残した。

一方、タービンロータへの適用を考えた場合、炭化珪素系材料の強度、破壊靭性の向上は短期的にはあまり期待できないのに対して、近年の窒化珪素系材料の高温強度の向上は著しく、ＴＩＴ＝１３５０（℃）のＣＧＴ用コンプレッサタービンに適用できるレベルになりつつある。更に、同一形状で比較した場合、物性値（主に、ヤング率と熱膨張率）の違いによって、窒化珪素系材料を選択すると発生熱応力は大幅に低減する。以上を踏まえ、ＣＧＴ用コンプレッサタービン材料を従来用いていた炭化珪素系材料から窒化珪素系材料に変更し、軸一体タービンロータの開発を進めてきた。しかしながら、窒化珪素材料製ロータにおいても予測回転強度に比べて、極端に低回転で破壊してしまう結果となった。

本報では軸一体窒化珪素系材料製ロータの低回転破壊原因と破壊起点の究明を行ない、セラミック部品開発上のいくつかの知見を得たので報告する。

2．供試セラミックタービンロータ

ロータは軸一体形状窒化珪素系材料製であるが、組成の違いによってタイプＡ、タイプＢがあり、更に両者とも焼成後の追加工によりブレード形状の異なる３種のロータがある。いずれもハブ部とシャフト、ディスク部を別体で成形、嵌合の後一体焼成したものである。両者の材料特性を表１に、供試ロータの一例を図１に示す。

	ヤング率 GPa	ポアソン比	密度 g／mm³	熱膨張率 1／℃	抗折強度 MPa
TYPE A ROTOR	314	0.24	3.22	2.8×10^{-6}	882
TYPE B ROTOR	323	0.26	3.26	3.1×10^{-6}	980

表1　材料特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．実験装置

全ての回転強度試験は図２に示す真空スピンテスタで行なった。真空チャンバ⑤内にセットされ、金属軸を焼きばめた供試セラミックタービンロータ①は同軸上に設けた駆動タービン②によって回転駆動される。この装置では光検知器⑦でロータ破壊時の発光[2]を感知しストロボ⑨を発光させて破壊瞬間写真や破壊連続高速度写真の撮影が可能である。既報に記した破壊感知用バーストリングセンサは、２次破壊の原因となるため今回は使用していない。

回転試験中の遠心応力以外の応力作用を極力排除するため、真空スピンテスタに回転体を組付けた状態でフィールドバランシングを行ない軸振動低減を図った。

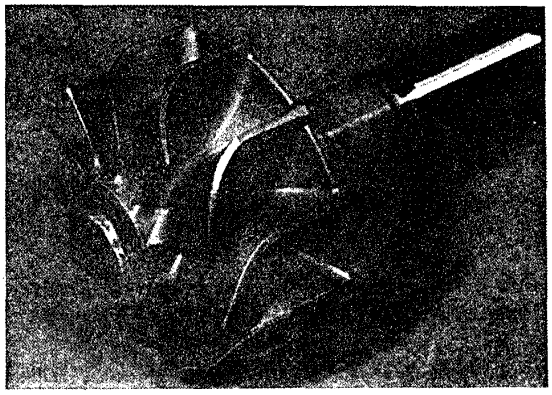


図1　供試ロータ
(INDUCER-LESS TYPE A ROTOR)

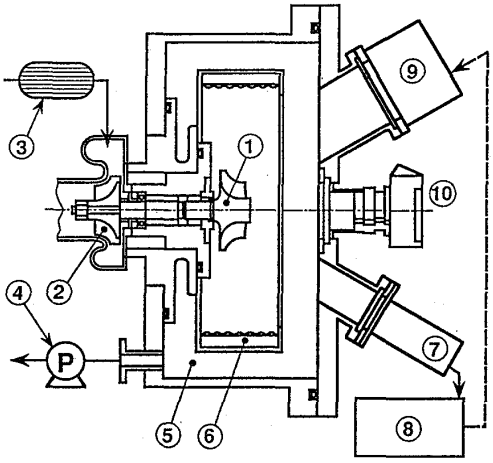


図2　真空スピンテスタ

4．ロータ切り出し試験片の抗折試験

実体ロータの回転強度を推定するためのベースとなるデータを得るため、実体ロータから直接試験片を切り出して抗折試験を実施した。図３には試験片のロータからの切り出し部位と方位、および、３点抗折試験結果のワイブルプロットを示す。タイプＡロータ、タイプＢロータのいずれにおいても、更に、ロータ切り出し部位にもよらず材料本来の強度特性が実体ロータで達成されていることが、表１との比較からわかる。

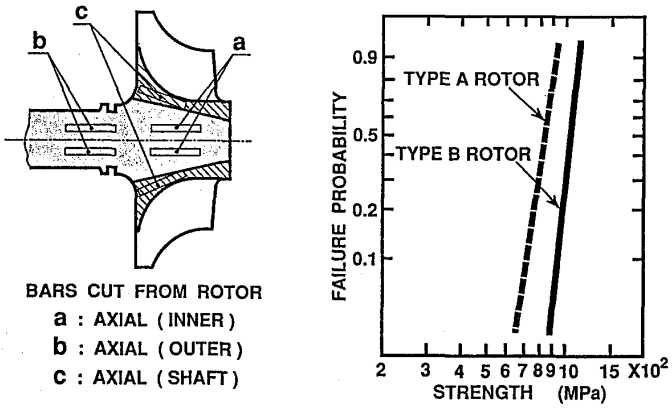
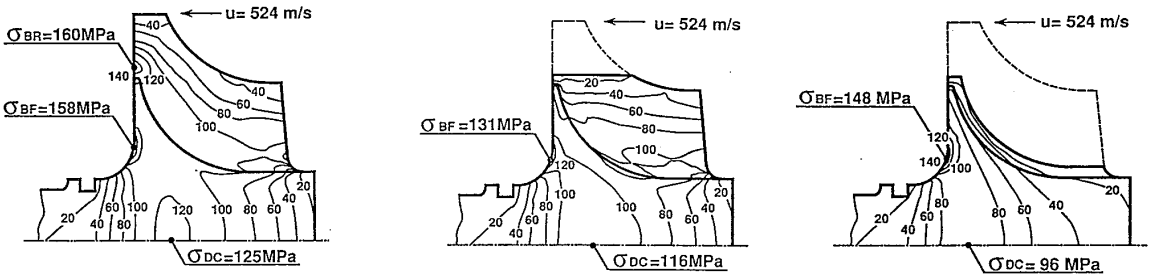


図3　ロータ切り出し試験片抗折強度

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) ORIGINAL　　(b) INDUCER-LESS　　(c) BLADE-LESS

図4　タイプAロータの 遠心応力分布

5．回転中のロータ応力解析

3種ブレード形状のタイプAロータについて、NASTRANを用いて応力解析した結果を図4に最大主応力値で表示した。また、最大主応力の極大値を表2に示した。解析はオリジナルロータでの周速uが524（m／s）となる同一回転数条件で行なった。

部位＼相違	オリジナル	インデューサレス	ブレードレス
入口翼付け根	160	20	20
ディスク背板	158	131	148
ディスク中心	125	116	96

(MPa)

表2　タイプAロータ最大主応力極大値（u＝524m／s相当）

オリジナルロータに対する各形状ロータの応力分布の特徴は以下のように言える。インデューサレスロータはディスク背板部（σ_{BF}）とディスク中心部（σ_{DC}）の応力レベルを変えずに入口翼付け根部（σ_{BR}）の応力レベルのみを著しく低減した。更に、ブレードレスロータではディスク背板部の応力レベルを変えずにディスク中心部の応力レベルを低減し、σ_{BF}とσ_{DC}の応力比を大幅に増大した。

6．回転強度試験

6．1オリジナルロータの即時回転破壊試験

オリジナルロータの即時回転破壊試験結果をディスク背板部の最大主応力σ_{BF}でワイブルプロットして図5に示す。実線はタイプAロータを、破線はタイプBロータである。実体ロータ

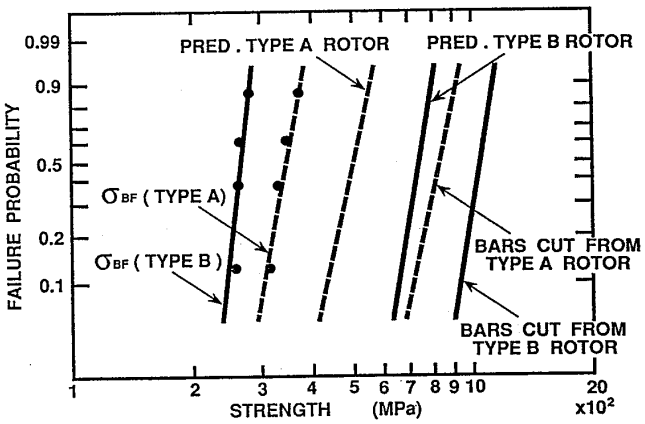


図5　オリジナルロータの即時回転強度試験結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

切り出し試験片の抗折試験結果（図中BARS CUT FROM ROTOR)と遠心応力解析より得られた応力分布から有効体積を考慮して推定した回転強度分布（図中PRED.TYPE1 ROTOR、PRED.TYPE2 ROTOR）に比較して、タイプＡロータは約６５％（平均強度３３５ＭＰａ）、タイプＢロータは４０％弱（平均強度２６４ＭＰａ）と極めて低い応力レベルで破壊した。これは既報で示した炭化珪素製軸一体ロータと同様の結果となった。

６．２ブレード追加工ロータの即時回転破壊試験

図４（ｂ）（ｃ）に示したロータは、ロータ内部に発生する遠心応力分布を意図的にコントロールしたものであり、焼成後のオリジナルロータに追加工を施しているためロータ内部の欠陥分布は同一と考えてよい。

これらのブレード追加工ロータを即時回転破壊試験した結果をオリジナルロータの結果と合わせて、タイプＡロータを図６にタイプＢロータを図７に、破壊回転時のディスク背板部、ディスク中心部の最大主応力σ_{BF}、σ_{DC}でワイブルプロットした。両図中引き出し線のコメントが無いものはオリジナルロータのプロットである。

破壊起点を最も応力の高いディスク背板部と考えた場合、σ_{BF}プロットは著しくワイブル分布から逸脱している。言いかえると、特にブレードレスロータでは前節の平均回転強度から予測される以上の著しい破壊回転数の上昇があった。一方、最大応力部ではないがディスク中心部のσ_{DC}で見た場合には、比較的ワイブル分布に従う結果が得られた。つまり、即時回転破壊試験における破壊起点は、ほぼ最大の応力が発生するディスク背板部ではなくて、ディスク中心部である可能性が強く示唆された。

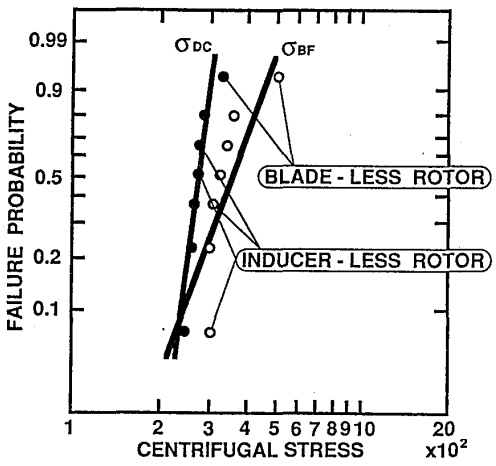


図6　タイプAロータの即時回転強度試験結果

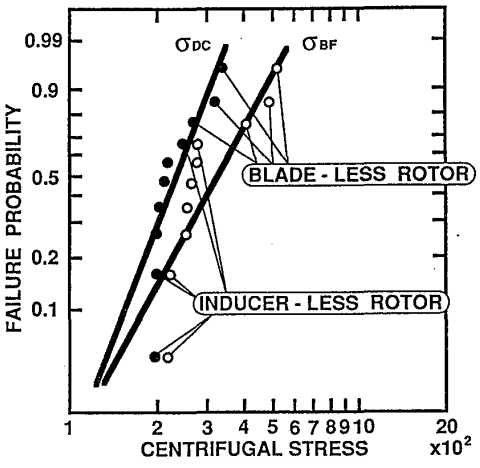


図7　タイプBロータの即時回転強度試験結果

７．考察

窒化珪素系材料製軸一体ロータにおいても、予測破壊回転強度より著しく低回転で破壊する結果となったため、以下に即時破壊回転試験での破壊起点と低回転破壊原因

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の検討を行なう。

7．1破壊起点の推定

図8には破壊瞬間写真の一例を示す。あまり明瞭でないが、破壊直後にディスク全体にクラックが伝播していることが判る。この破壊直後の状況はブレードを追加工した2種のロータについても同様で、破壊瞬間写真観察上の相違は全く認められなかった。

図8　破壊瞬間写真
(ORIGINAL TYPE A ROTOR)

また、破壊試験後に回収した比較的大きなロータ破片観察からは、ディスク中心部付近を破壊起点としてクラック伝播したと思われる破片が多くの場合に観察された。

そこで、ロータタイプおよびブレード形状によらず、即時破壊回転試験での破壊は、図9に模式的に示す形態であると推定した。

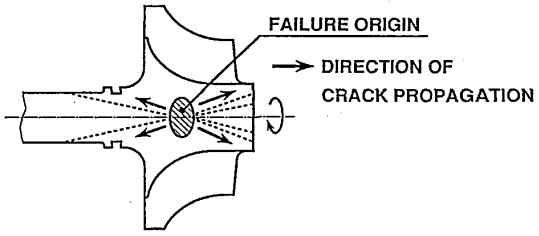


図9　推定即時回転破壊形態

7．2低回転破壊の原因究明

前節に述べたディスク中心部付近を破壊起点とすると、平均破壊強度σ'は5章で記した値よりさらに小さくなって、図6のσ_{DC}プロットからタイプAロータではσ'＝276（MPa）、図7のσ_{DC}プロットからタイプBロータではσ'＝245（MPa）にまで低下する。

図2に示した実体ロータ切り出し試験片の抗折試験ではこの低強度破壊は認められず、実体ロータ形状でのみ顕在化する可能性のある要因として、残留応力が考えられる。つまり、薄肉のブレード部等に比べて、厚肉のロータディスク部ではディスク表面部とディスク中心部で焼成の進行速度差が大きくなる。その結果、焼成に伴う特に半径方向の収縮速度に差が生じ、半径方向の内部拘束に起因した残留応力の生成原因となる可能性がある。

以上の仮説に従って、低強度破壊のより顕著なタイプBロータの推定破壊起点であるディスク中心部の残留応力測定を試みた。残留応力測定にはX線法（Cu－Kα線、323格子面回折）を用いて、図10に示すような試験片を実体ロータから切り出し、半径方向5（mm）間隔で4箇所の測定を行なった。切り出し試験片のX線測定面はラッピング仕上げして測定に供した。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

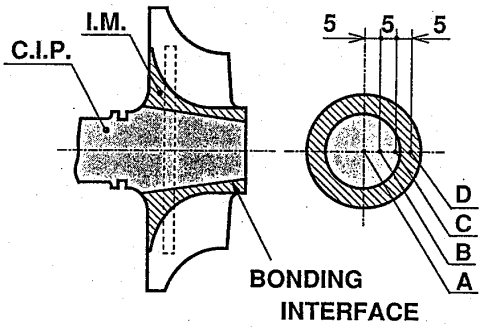


図１０　残留応力測定試験片

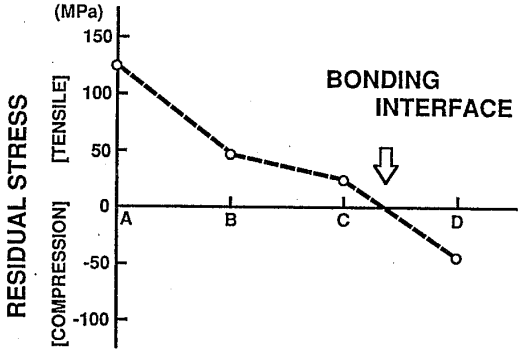


図１１　残留応力測定試験結果

残留応力測定結果を図１１に示す。測定上の誤差に加え、切り出したことにより一部の残留応力は解放されるため、必ずしも絶対値は議論できるレベルにないが、ディスク中心部には１２０（ＭＰａ）を越える引っ張り残留応力が測定された。半径方向外側ほど引っ張り残留応力値は低下し圧縮に転じる応力分布である。この残留応力生成原因は、先にも述べたように成形法ではなく厚肉ディスク部の焼結課程に起因するものと考えられるが、いずれにしても当初の仮説を裏づける結果となった。つまり、軸一体ロータの低回転破壊の原因の一つが厚肉ディスク中心部に生じる引っ張り残留応力であることをほぼ明らかにできた。また、この結論は既報で報告した炭化珪素製軸一体ロータの低回転破壊、及び、軸穴空きロータ推定回転強度が実体ロータ切り出し試験片抗折強度から測度良く予測できるとした結論と全く矛盾しない。

また、軸一体ロータの場合には、図３に示したような実体ロータからの抗折試験片の切り出し方では残留応力がほぼ解放してしまうため、実体切り出し試験片抗折強度からは精度良い回転強度予測が行なえなかったと考えられる。従って、実体切り出し試験片の強度から実体形状での強度を正確に予測するためには、セラミックタービンロータに限らず、試験片切り出し方位と形状更に試験方法の選択が極めて重要であるとの結論を得た。

８．まとめ

軸一体窒化珪素製タービンロータの即時破壊回転試験と残留応力測定を行なって、破壊起点、低回転破壊原因を追求した結果、以下の知見を得た。

１．厚肉ディスク部を有する軸一体ロータの低回転破壊の原因の一つは、ディスク中心部付近に生じる引っ張り残留応力である。

２．焼成後のセラミックタービンロータに加工を施し遠心応力分布をコントロールする方法は、内部欠陥分布に影響を与えないため、破壊起点や破壊強度を推定するための有効な方法である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

３．セラミック部品実体強度を切り出し試験片の強度試験から精度良く予測するためには、試験片切り出し方位と形状が特に重要である。

今後、実体ロータの残留応力測定精度の向上および残留応力が存在する場合の実体強度、信頼性予測精度の向上が必要である。

尚、本報における供試ロータの製造および抗折試験は日本特殊陶業（株）の協力によって行なわれたことを付記する。

〈参考文献〉

（１）佐々木、和泉、阿知波、伊藤；ＧＴＳＪ第１３回定期講演会論文集’８５－６

（２）佐々木、和泉、阿知波、伊藤；ＧＴＳＪ誌１３－５０，１９８５

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－13

弾性ロータを有する乗用車用ターボチャージャのバランシングに関する研究

＊牛島　雄二　　佐々木　正史
後藤　勉　　（以上　日産自動車（株）中央研究所）

１．はじめに

ターボチャージャが国産乗用車用として実用化されて以来、１０年余が経過した。この間ターボチャージャは多くの車種に普及するとともに、応答性の向上（ターボラグの短縮）を最大の課題として、種々の改良がなされてきた。タービンロータのセラミック化[1]をはじめとするロータの慣性モーメントの低減や、可変機構の採用[2][3]などがその代表的なものである。また軸受損失の低減によって同様の効果や、エンジン定常性能の向上を図ることも検討されており、従来多用されてきた滑り軸受に代えて転がり軸受を採用する例[4][5]が見られるようになってきた。この問題については他の軸受方式などを含め今後も検討されていくと思われるが、いずれの軸受においても軸受損失は軸受径に比例することから軸径の小径化が望まれるところである。しかしこれは同時にロータの曲げ危険速度の低下を招くため、常用域で曲げモードを有する弾性ロータとなる可能性が生じてくる。弾性ロータの場合にはバランシングの点で剛性ロータより複雑な扱いが必要となる。しかも乗用車の騒音低減に対する要求は年々厳しさを増し、ターボチャージャにおいてもロータの振れまわりに起因する騒音を極力抑える必要があり、この点から要求されるバランス基準（軸受の耐久性などによるものよりも厳しい）をクリアーすることが前提となる。このような問題を解決し同時に大量生産性を合わせ持つバランシングが可能であれば軸系の設計自由度が高くなり有効な手段として期待できる。本報ではこのような観点に立って弾性ロータのバランシングについて研究した結果を報告する。

２．ロータ系の概念設計

２．１ロータ単体の振動特性

供試ロータの構成を図１に示す。回転軸の一方にはセラミック製のタービンロータが接合され、他方には、スラスト軸受に対向するスラストカラー、軸シール用の溝を有するスラストスペーサ及び圧縮機インペラなどが嵌合され、これらをロックナットで締結する。回転軸は滑り軸受の一種であるフローティングメタルによって支持されている。本ロータの曲げ一次の固有振動モードを図２に示す。実験

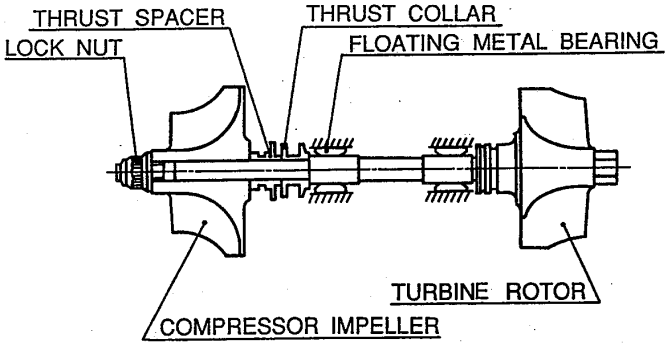


図１．供試ロータ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

は、フリーフリー状態でハンマリングを行い、計算は伝達マトリックス法[6]を用いた。両者のモードは良く一致しており振動数の予測誤差も＋３％程度であることから、計算手法やロータのモデル化は妥当といえる。

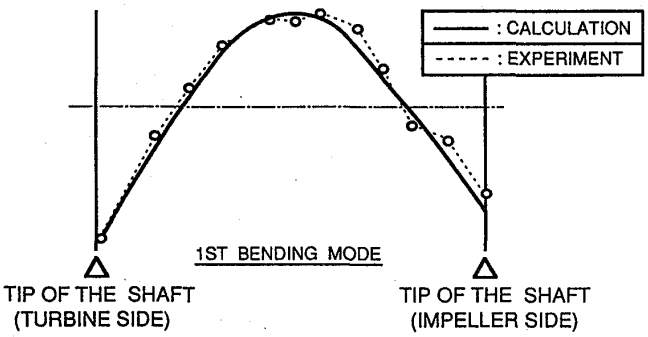


図２．ロータ固有振動モード

２．２軸受特性の決定

前記ロータにおいて、軸受の剛性を変化させた場合の危険速度変化を図３に示す。（実線）この危険速度線図上で軸受の特性をどこに設定するかについては、軸受損失、負荷能力、寸法制限など軸受自体への要求項目と、制振性、チップクリアランスなど軸受がロータに及ぼす影響との両面について検討を行い、とり得る軸受諸元範囲を決定した。決定した諸元をもとに、図４に示すようなモデルを考え、フローティングメタルの内周、外周の摩擦モーメントが等しく、かつ内側と外側の油膜の負荷能力が等しくなるようなフローティングメタルの回転数と偏芯率を求めた[7]後、内側、外側それぞれの油膜についてレイノルズ方程式により剛性と減衰係数[8]を求めた。同図中に常用回転域における軸受剛性変化を破線で示すが、減衰効果を考慮すると斜線で示すような範囲に１次曲げモードの危険速度を有する弾性ロータとなることが分かる。

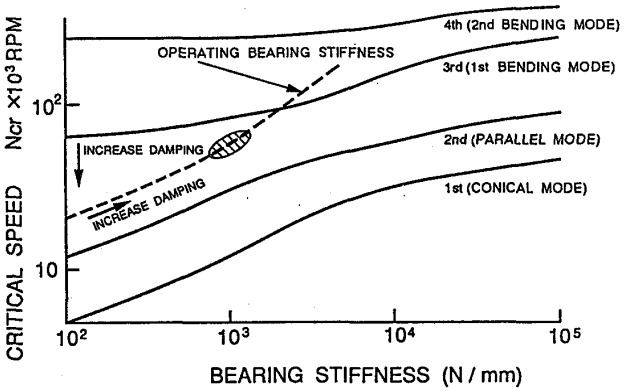


図３．危険速度線図

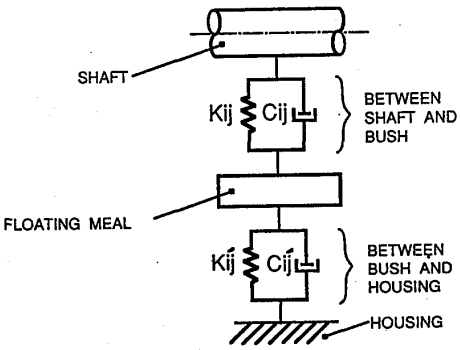


図４．軸受モデル

３．残留アンバランスの要因解析

弾性ロータに限らずいかなるロータにおいても組み付け後の残留アンバランスの発生要因を把握することは、バランス方案を考える上で重要である。供試ロータの場合構成から明らかなように、タービンロータは単体バランス修正後の組付け過程において新たなアンバランスを持ちこむことはないと考えられる。そこで、ここでは圧縮機インペラ側の組付け部品に係わる残留アンバランスについて検討を行った。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

組付け後の残留アンバランス要因としては、以下の３点が考えられる。

①組付け部品自体の有する残留アンバランスによるもの

②嵌合すきまのため組付け部品が回転軸に対して偏芯することによるもの

③組付け部品の加工精度（両端面の平行度、孔と端面の直角度）と締結軸力とによって生じる軸曲りによるもの

このような考え方の妥当性を検証し、バランス方案検討の基礎データを得るために、４つの部品について各要因で発生しうる残留アンバランスを計算と実験により推定した。①の要因については、単体バランス修正を実施する圧縮機インペラについては修正後のアンバランスの実測値を用い、ロックナットを除く２つの部品については、通常の加工精度のもとで発生しうる内径と外径との同軸度のずれを実測し、重心の偏芯量を算出して求めた。②の要因については、嵌合すきまを実測し、組付け部品（ロックナットを除く）がそのすきま分だけ偏芯しうるとして算出した。③の要因については、計算が困難なため、以下のような方法で軸曲りを測定した。

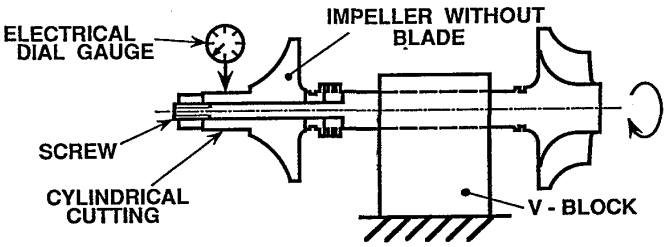


図５．軸曲がり測定方法

図５に測定法を示す。翼を除去したインペラを組付け、Ｖブロック上で回転させながら図６に示すような各測定位置での最大振れを調べる。測定結果の一例を図７に示す。スラストカラー、スラストスペーサには振れは認められないが、インペラには偏芯によるものと思われる振れが生じている。更に特徴的なのは、インペラ先端から軸先端にかけて不連続な大きな振れが認められることである。この振れは、ロックナットの軸力が座面に均等に作用し得ないため、ロックナットを回転せしめるモーメントが内力として発生し、最も小径のネジ部に曲りを生じたものと考えられる。この結果ネジ部とロックナットが偏芯することになるので各々の重心の偏芯量(平均値)を求めてアンバランスを算出した。以上のような方法で求めたア

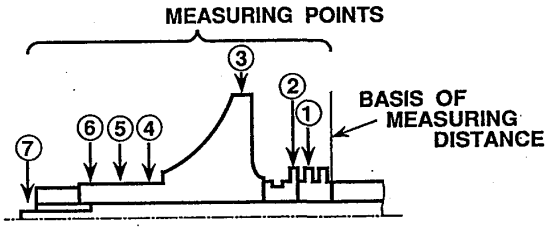


図６．軸曲がり測定位置

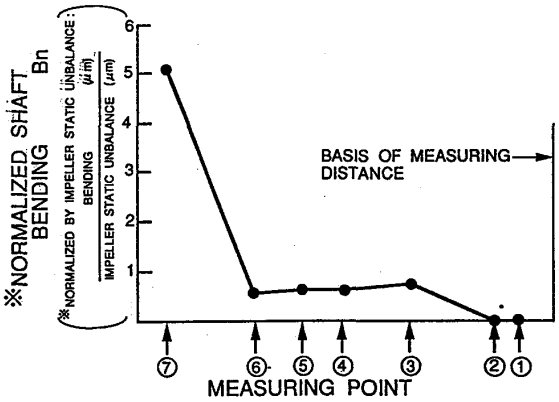


図７．軸曲がり測定結果

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ンバランスの平均値をまとめて表１に示す。表中の数値はタービン側の残留アンバランスを１としてノーマライズした値であり、ブランクは推定しえなかったものである。アンバランスの合計は５に近いが、実際にこれらの部品を組付け、インペラ側のアンバランスを測定すると平均値は４．８であった。従って一部不明な点は残すものの、残留アンバランスの発生要因の考え方としてはほぼ妥当だと考えられる。尚インペラ単体の残留アンバランスは２．３２とタービン側に比べて大きいが、タービン側と同じレベルに管理したとしても合計として３．３６残ることになり依然として大きいと言える。

表１．各部品の残留アンバランス（平均値）

PARTS		THRUST COLLAR	THRUST SPACER	IMPELLER	LOCK NUT
TYPE OF UNBALANCE	MASS ECCENTRICITY	0.17	0.17	0.88	—
	UNBALANCE MASS	0.44	0.37	2.32	—
	BENDING	0	0	0	0.6
TOTAL UNBARANCE		0.61	0.54	3.2	0.6

SUM OF THE TOTAL UNBALANCE 4.95

(※NORMARIZED BY TURBINE ROTOR UNBALANCE : $\frac{\text{PARTS UNBALANCE}}{\text{TURBINE UNBALANCE}}$)

４．バランシング方案の検討

バランシングの直接の目的は残留アンバランスに起因するロータの振動を抑制することである。その狙いは、軸受荷重の低減であり、これによってターボチャージャとその締結部品の振動に伴う騒音を低減することにある。このためバランシングの目標値は軸受の耐久目標ではなく、騒音の目標値との相関によって定められる場合が多い。

一方供試ロータは１次曲げモードの危険速度を有する弾性ロータであることから、基本的に実装状態でのフィールドバランスが前提となり、影響係数法[9]による場合には、（１）式で示される影響係数をターボチャージャ毎に試し錘りを付加して求める作業が必要となる。

$$\alpha = (B - A) / U^* \qquad (1)$$

α：影響係数

B：試し錘り付加時の振動

A：初期振動

U*：試し錘り（いずれもベクトル量）

更に、修正面数としては（Ｎ＋２）面法の考え方に基づくと３面が必要となる。これらはいずれも大量生産性を防げる要因であるためもっと簡便な方法があれば好都合である。ここで供試ロータ特有の条件を見直しながら対応策を検討する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

４．１タービン側残留アンバランス

タービンロータ（＋回転軸）は剛体バランサ上で一旦修正されるとその状態が組付け後も維持される。従って剛体バランス上は問題とならない。又修正面（ディスク背板とボス）間距離がロータ全長に比べて短く両面とも１次曲げの固有モードにおいてタービン側の節より先端寄りに位置するので、弾性バランス的にもあまり問題にならないことが期待できる。従って、圧縮機側のアンバランスレベルがタービン側のそれに接近するまでは、圧縮機側のアンバランスを専ら低減することによって振動を低減できることになる。

４．２圧縮機側残留アンバランス

圧縮機側の残留アンバランスについてはそのレベルと発生について３章で述べた。勿論この改善策がないわけではなく例えば、

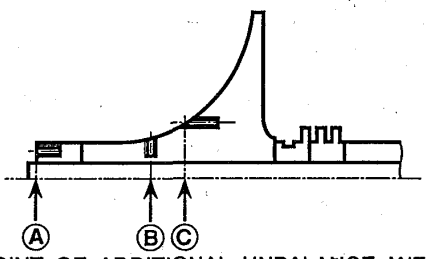
①単体バランスの向上：バランス基準引上げ、加工精度の向上

②嵌合すきまの微少化：加工精度の向上、選択嵌合

③軸曲りの低減　　：ロックナット、ネジの加工精度向上

などが考えられる。しかしながら、いずれにおいてもその改善代は大きく、加工コスト、作業時間など考えると得策ではない。そこで筆者らは、組付け部品を個別に厳しく管理するのではなく、むしろ現状を可能な限り許容し、フィールドバランスでまとめて修正するというアプローチを試みた。

圧縮機側もタービン側と同様、１次曲げの固有モードにおいて、圧縮機側の節よりも先端よりに修正面が位置するので剛体バランスが弾性バランスにつながることが期待できる。ただ剛体バランスのために２面修正が必要となるができれば単面修正で済ませたい。仮にインペラ前後に同量のアンバランスがある場合に、各々のアンバランスは振動にどの程度効くか。効き方の違いによっては、片方は未修正のままでも振動基準をクリアできる可能性が生ずる。



POINT OF ADDITIONAL UNBALANCE WEIGHT

図８．試し錘り付加用ダミーインペラ

そこでアンバランス応答計算を行ったところ同じアンバランスでも軸先端寄り程軸振動が増すという結果が得られた。これを定量的に確認するために、図８のように既知のアンバランスを軸方向３ヶ所脱着可能なダミーインペラを試作し、アンバランス位置に対する感度を調べた。（計測系：図９）その結果図１０に示すように同一アンバランスであっても、軸先端に近い程振動が高くなることが確認された。そこで、軸先端付近のアンバランスだけを重視し、インペ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ラボス外周面の単面修正のみを実施することにした。

4．3影響係数αの扱い

単面修正を行うにしても影響係数の特定が必要である。月産1万台以上の大量生産ラインにおいて、影響係数を求めるためにターボチャージャ毎に一々試し錘りを付加する作業はいかにも非能率的である。ただ、大量生産が故に個々のターボチャージャの品質が安定し、ひいては振動特性も安定することを、逆に利用できる可能性がある。すなわち、複数の個体の影響係数のばらつきが充分に小さく、かつ初期振動計測回転数や供給油温などの条件を安定させることができれば、影響係数は既知のものとして初期振動計測後、即座に修正作業を行うことが可能となる。このような可能性を探るため振動特性のばらつきについて調査を行った。

5．振動特性のばらつき

図8で用いたロックナットを装着した複数のターボチャージャの初期振動をまず測定し（個々のアンバランス状態は異なる）、次に同一量のアンバランスを各々のロックナットに付加したときの振動ベクトル変化を読み取り、その振動値と位相遅れを表わしたのが図11、図12である。図11中、8．8×10⁴R.P.Mでのばらつきがやや大きい以外は、個々の振動特性は安定しているといえる。図11において、5．5×1

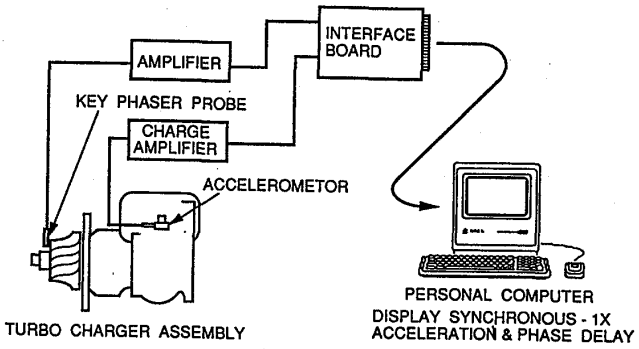


図9．振動計測系

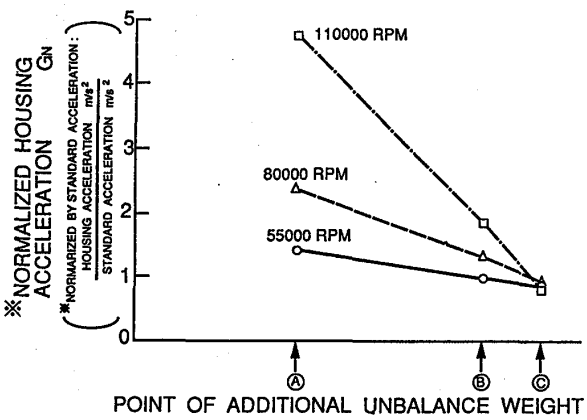


図10．アンバランス位置と振動の関係

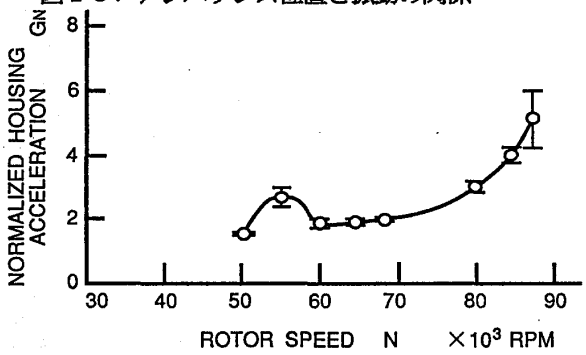


図11．振動特性

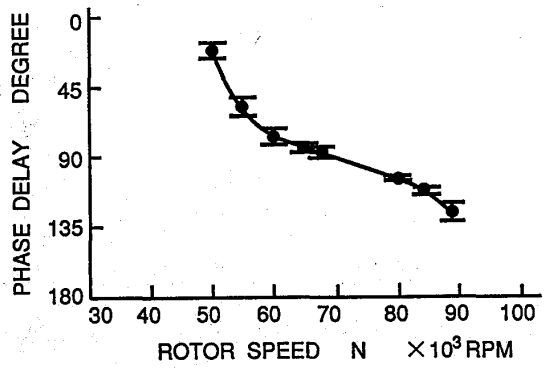


図12．位相特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

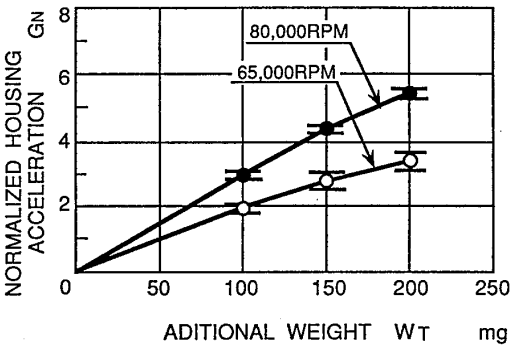


図１３．付加錘りと振動の関係

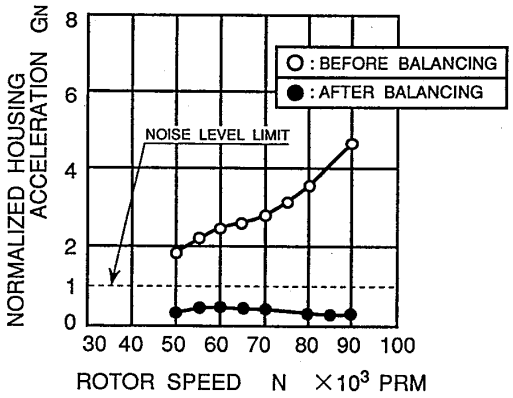


図１４．バランシングの効果

O⁴R.P.Mのピークは１次曲げモードの危険速度と思われる。また、各回転数におけるアンバランスと振動値の関係は図１３に示すようにほぼ線形であり、ばらつきも小さいことから、影響係数は個体によらず一定と見なし得ると判断した。

６．バランシングの効果

以上の検討をもとに影響係数を予め設定し（図１２、図１３を図８中のパソコンに入力）、初期振動から残留アンバランスを算出して修正するという作業を、数多くの個体について実施した。その一連のデータから、タービン側の残留アンバランスの上限を見出し、その条件下で本バランシングを実施することで、目標とする騒音レベルをクリアすることが可能であることを確認した。一例を図１４に示す。また、修正に要する時間についても、大量生産に充分見合うペースで修正が可能であることを確認した。

７．まとめ

フローティングメタル軸受で支持された乗用車用ターボチャージャロータについて、振動特性や残留アンバランス発生要因の解析を行ない、大量生産特有の品質の安定性を利用したバランシング方案を検討した。この方案を適用することにより、騒音の点から要求される振動基準値をクリアーし、かつ、大量生産性を有するバランシングが、弾性ロータにおいても可能なことを示した。尚、ボールベアリングで支持されたロータにおいても、本バランシング方案が適用可能なことを確認済みである。

（参考文献）

１）片山、山崎：　セラミックス製ラジアルタービンロータの強度解析，　日本機械学会論文集，　Ｖｏｌ．５２，　Ｎｏ．４８１

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

pp2182～2186, 1986／9
2）Y. Hirabayashi, Y. Sumi, F. Nishiguchi: Development of Nissan Variable Geometry JET Turbocharger, SAE paper 860105, 1986／2
3）窪田，他：新しい可変容量ターボチャージャーを装着した高出力、ワイドトルクレンジ、高効率エンジン，自技会学術講演会前刷集，No. 891, 891001、pp11～14, 1989／5
4）M. Aida, T. Umaoka, T, Mitsui, Y, Ushijima: Development of Ball Bearing Turbocharger, SAE paper 900125, 1990／2
5）宮下、他： 高効率ボールベアリングターボチャージャの開発，石川島播磨技報，Vol. 26, No. 4, pp1～6
6）金光：ターボ機械の軸振動、（API規格と解析）、ターボ機械 Vol. 9, No. 2, pp83～89, 1981／2.
7）中川、他：浮動ブッシュ軸受で支えられた回転軸系の不つりあい振動，日本機械学会誌，Vol. 75, No. 642, pp990～1007, 1972／7
8）日本機械学会編：すべり軸受の静特性および動特性資料集，1984
9）三輪：「回転機械のつりあわせ」，コロナ社、1976

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－14

小型ガスタービン発電装置

＊毛利　靖　　片山　一三
青木　素直　　佐藤　友彦　　(三菱重工株式会社)

1．はじめに

ガスタービンは発電装置用原動機としてその地位を固め、小型ガスタービンの分野でも非常用発電装置を中心に実績を積んでいる。　近年、高温排ガスを熱源として有効に利用できることより小型ガスタービンを使用した小規模コージェネレーションシステムの普及が始まり、原動機に関する詳しい知識がなくとも容易に運転のできる発電装置の必要性が増してきている。

本稿では、このような要求に答えるべく当社が製作し、本年5月より稼働中の都市ガスを燃料とした1000kWクラス省スペースコジェネシステムについて構成機器及び運転制御方法の概要を紹介する。

2．発電装置の概要

都市ガスを燃料とするME-1000コジェネ装置の要目を表-1に示す。
本装置は、ME-1000B型エンジンをベースとしたもので、比較的大きな熱(蒸気)需要家向けのものであり、図-1、2に見られるとおり発電機・燃料ガス昇圧供給装置を1つのパッケージに納めた発電装置と排ガスボイラとより成っている。

システム構成を図3に示す。　燃料ガスは燃料ガス圧縮機で所定圧力まで昇圧され燃焼器へ送られる。燃焼ガスはタービン内にて吸入空気圧縮機及び発電機所要動力を発生し、高温の排熱は廃熱回収ボイラにて蒸気エネルギとして回収されプロセスに利用され、システムとしての総合効率を上げている。当社は燃料ガス圧縮機として遠心式圧縮機を採用しており、高信頼性を得ている。この燃料ガス圧縮機はエンジン減速機に直に取付けられ他の全ての供給用機器とともに従来の発電装置サイズのパッケージ内に納めているので都市ガスをパッケージの燃料供給口に供給するだけで装置は運転可能であり、別置きの大きなガス供給機器が不要な省スペースコジェネ装置となっている。

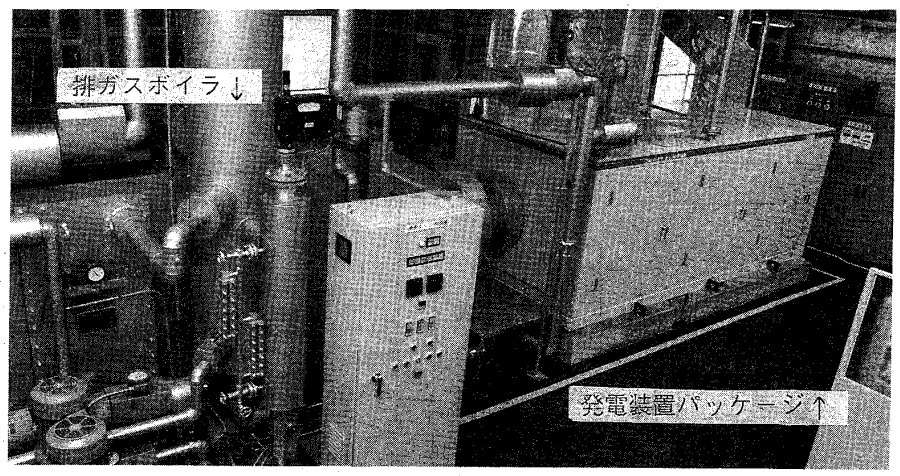


図-1　ME-1000コジェネ装置全景

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2-1. ガスタービンエンジン

ケーシングは減速機にマウントされた圧縮機ケーシングと燃焼器が取付くタービンケーシングとから成り、ロータは圧縮機ケーシング内の2つの軸受で支持されたインペラロータと、これにオーバハングして取付けられた二段のタービンディスクより成っている。

圧縮機は、軸流形に比べて頑丈で異物の進入に強く構造の簡単な遠心形を採用し、単段で圧力比9を達成している。　タービンは、空冷翼化が比較的簡単で高性能の得られる軸流形を採用し、二段でサイクル圧力比9に対応している。　燃焼器は、取扱性・信頼性・多様性に優れた単筒式を採用し、ガス燃料のみならず液体燃料の使用も可能でNOx対策としての蒸気及び水噴射も標準装備している。

このように、本エンジンは構造の簡素化を最優先に設計されており、点検頻度の高いホットパーツに関してはケーシングの分解なしでコンポーネントの点検・交換が可能である点に代表される保守性の向上と合わせ、取扱いが容易で信頼性の高いエンジンとなっている。

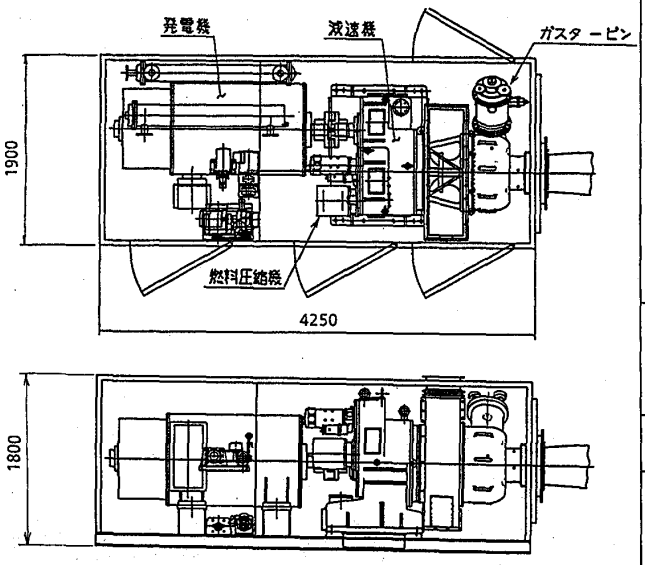


図2　発電装置内配置図

表-1.　コジェネ装置の要目表

項目			単位	
装置	出力		kW	940
	発生蒸気量		kg/h	3,600
	発電端効率		%	20.3
	総合効率		%	75
ガスタービン	名称			ME-1000B
	型式			単純開放サイクル軸式
	構造	圧縮機		遠心単段
		燃焼器		単筒
		タービン		軸流二段
		減速機		遊星 / 平行
		ガバナ		電子式
	回転数		rpm	28,000 / 1,800
	燃料			都市ガス13A
	潤滑油			ISO VG32
	起動方式			電気式
発電機	形式			自己通風保護形
	容量		KVA	1,175
	回転数		rpm	1,800
	極数			4
ボイラ	形式			自燃循環水管ボイラ
	蒸気圧力		kg/cm²G	14.0
ガス圧縮機	形式			多段遠心式
	吸込圧力		kg/cm²G	1.0
	吐出圧力		kg/cm²G	14.0
	流量		kg/h	360　(都市ガス13A)
	駆動形式			エンジンギアアウント

ISO条件　(吸気損失100 mmAq、排気損失200 mmAq)

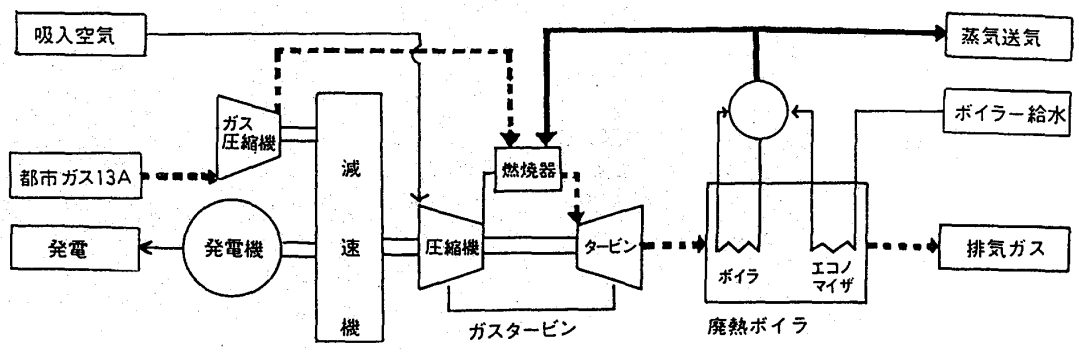


図-3　システム構成図

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

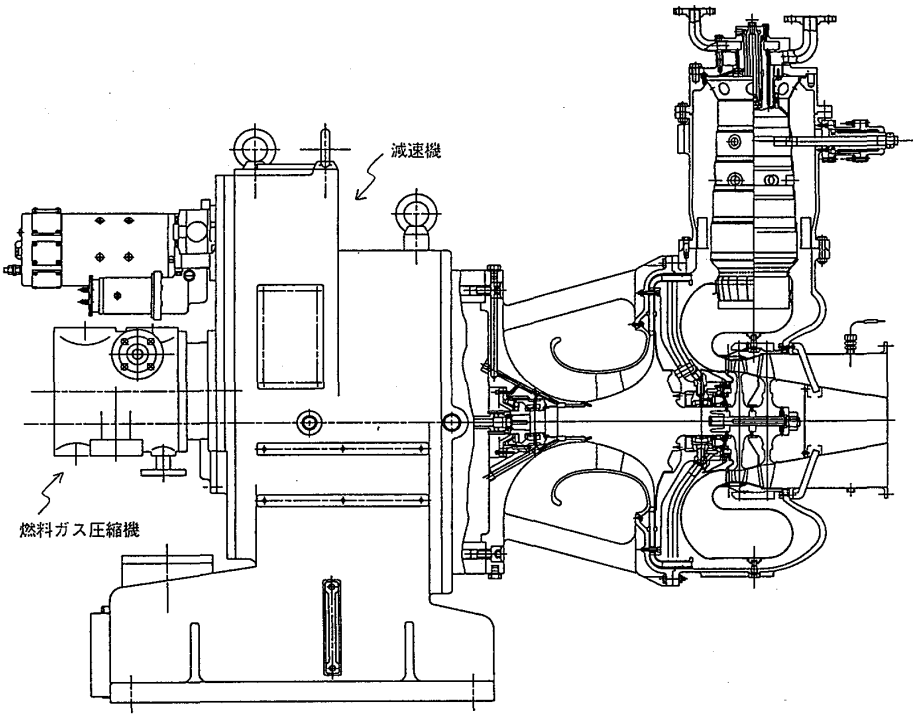


図-4　エンジン断面図

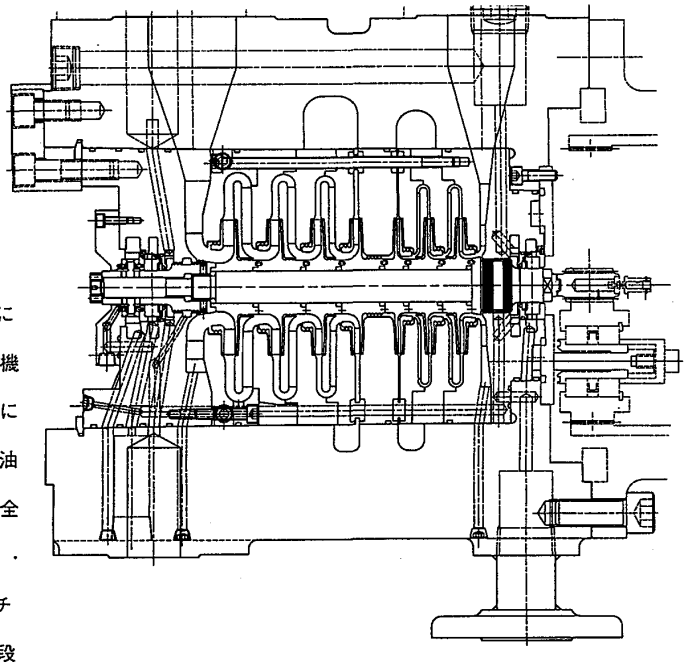


図-5　燃料ガス圧縮機断面図

2-2.　燃料ガス圧縮機

燃料ガスの昇圧用圧縮機は、当社にて専用の超小型・高速多段遠心圧縮機を新たに開発・製作した。　図-5に示す通り、本圧縮機の基本構造は石油化学プラント向の大型多段圧縮機と全く同一であり、クローズドインペラ・ベーンレスディフューザ・リターンチャンネルより成るステージを6～7段垂直分割形のケーシングに納めたものである。

小型化による性能低下を防止する目的で静止側流路の水平分割面の排除や、全ラビリンス部へのアブレイダブルシールの採用によりリーク損失の低減を図っていいる。ロータはエンジンと同様タイボルトで組立て、両端をティルティングパッド軸受で支持して高速安定運転を可能としている。シール構造は超小形のオイルフィルムシールであり系内へのオイルリークの最少化と軸振動への悪影響の排除に留意した設計を行っている。

外形寸法は、Ø300×ℓ300と超小形でエンジン減速機に小形増速機を介して直接マウントし大幅な省スペースを達成している。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．　発電装置の運転制御

都市ガスを燃料とする発電装置ではエンジン燃焼器に供給する前にガスの昇圧が必要であり、液体燃料の場合に較べて複雑な運転手順を要する。　スイッチ一つで装置の運転を行うためには、燃料ガス系統の運転制御に配慮が必要である。

3-1．　燃料ガス圧縮機の流量制御方法

燃料ガス圧縮機はエンジンに直結のため独立した回転数制御は行えず、エンジンが必要とする供給条件(流量と圧力)を満足する流量制御をどのようにして行うかに工夫を要する。　エンジン側の供給条件は、起動時には回転数の上昇とともに流量・圧力が上昇し、無負荷～最大負荷までは一定回転で流量・圧力が上昇するものとなる。

一般的には、燃料圧縮機の吐出ラインに絞り弁とバイパス弁を設ける制御方法が採用されているが、部分負荷時にバイパス流量が多く圧縮機の消費馬力が多くなること、バイパスラインに冷却器が必要になることなどの欠点がある。　そこで本装置では圧縮機吸込側に絞り弁を使用する方法を採用した。　これにより図-6に示すとおり無負荷～最大負荷まで圧縮機は最高効率点付近のバイパス不要な運転を行うことが可能となっている。

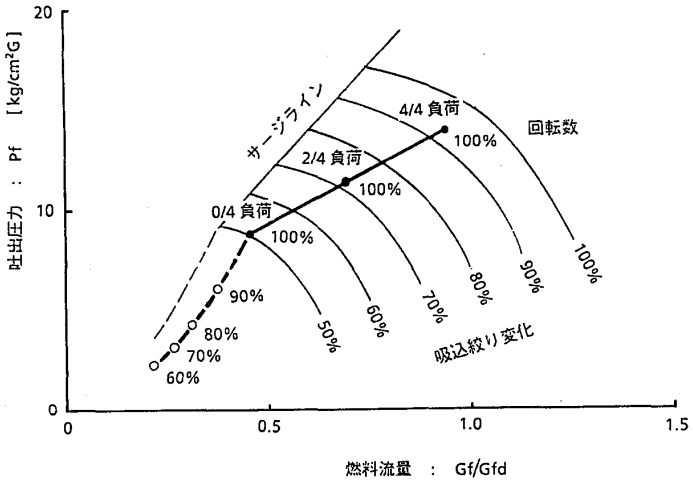


図-6　燃料ガス圧縮機の運転点

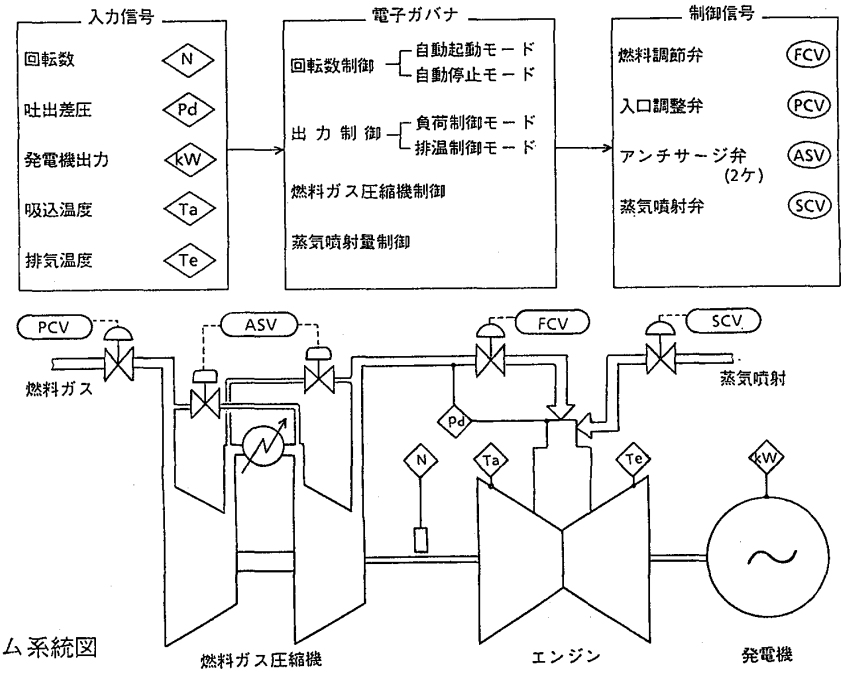


図-7　制御システム系統図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3-2. 燃料供給システム

燃料制御システムは電子ガバナと燃料供給系に設けた2つの調節弁と付属のオンオフ弁より構成されている。 図-7に示すように5つの信号をガバナに入力し、各制御モードに従って4つの制御信号を出力する。

入口調節弁は、燃料ガス圧縮機の運転点を制御するためのもので、圧縮機吐出差圧信号、エンジン回転数、発電機出力信号を使って最適な運転点となるよう吸込絞りを調節する。 燃料調節弁は、制御モードに従って最終的な燃料供給量を調節する。 2つのアンチサージ弁は、負荷遮断時等の急激な燃料供給量の変化が起こった場合に燃料ガス圧縮機のサージング防止のために設けてあり通常は常時閉となっている。

燃料供給系では、この他にオイルフィルムシールのシールブレーク防止・起動停止時のガスパージなどガス燃料を取扱う上で危険のないよう監視システムや起動停止シークエンスに配慮している。

3-3. 運転制御システム

電子ガバナは燃料制御の他に蒸気噴射・水噴射の流量制御を含む全てのフィードバック制御を行っている。 一方、ECB(ENGINE CONTROL BOA-RD)は装置各部の監視・シークエンス制御を行い両者が相互に補完して信頼性の高い運転を可能としている。

4. むすび

都市ガスを燃料とする小型ガスタービン発電装置では、可能な限り省スペースで運転に手のかからない信頼性の高い装置とすることが重要な課題であると考える。 エンジンの構造簡略化・大きな圧力容器の必要性を排したターボ形直結燃料ガス圧縮機・専用の電子制御システムなどを採用した発電装置はこれらの課題に対処する1つの方向を示したものであり、今後の小規模コジェネレーション普及の一助となれば幸いである。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

A－15

ターボチャージャを利用した灯油燃焼小型ガスジェネレータの開発

*明星　徹、　仲山 浩司　（東燃）
石川 清栄、　竹中 広一　（同上）

1．はじめに

近年、ターボチャージャの技術開発は、目ざましい発展を遂げ、特に自動車用ターボチャージャは、大量生産により安価に我々の手に入るようになって来ている。

一方、燃焼装置等の熱設備は、省エネルギー化、コンパクト化、低コスト化などの要求から、加圧燃焼による小型、高負荷化の技術開発が進められている。しかし、従来のブロワーによる加圧では、大型化によるブロワー自体のコスト、及びその動力費から、熱設備にはほとんど採用されることがない。

このような現状を考えれば、ブロワーのかわりにターボチャージャを使って、燃焼用空気を自給しながら加圧燃焼し、圧力の高い熱風が取り出せるバーナシステムの開発が待たれる。しかしながら、このタイプの熱風発生装置の報告は気体燃料においてなされている[1][2]ものの、液体燃料においては、まだ報告がない。これは、液体燃料による小型燃焼器を開発する際、従来のアトマイザではベネトレーションが強く、フローパターンがコントロールできないことが主原因となっている為である。そこで、筆者らは、ベネトレーションの小さい超音波霧化器（Ultrasonic Atomizer：ＵＳアトマイザ）を採用することにより、問題点の解決をはかり、灯油燃焼によるターボチャージャを利用したガスジェネレータシステムの開発を行った。本稿では、このシステムの概要、性能、特徴などを紹介する。

2．ガスジェネレータシステム

図１にガスジェネレータシステムの原理を示す。装置の構成としては、自動車のエンジンに相当する部分にバーナと燃焼室を配置したもので、燃焼ガスは、コンプレッサーにおける過給仕事をタービンに与えた後、大気に放出される。本システムはこの放出される燃焼ガスを間接的、あるいは直接的に暖房、乾燥などに使用するものである。従ってシステムとしては、自動起動、停止などの操作性、

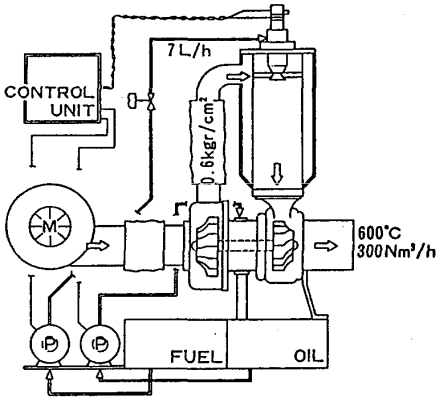


図１　ガスジェネレータ原理

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

コンパクト性、簡易性などの他にクリーンな燃焼ガスであることが望まれる。

図２に開発したガスジェネレータの全体システムを示す。ただし、今回の実験においては、燃料調量をより正確に行うために、燃料は圧力容器から精密調量弁を通してアトマイザに供給する方式を採用したが、実機においては電磁ポンプの位相制御により調量を行っている。システムの各部分、各要素について以下、順に述べる。

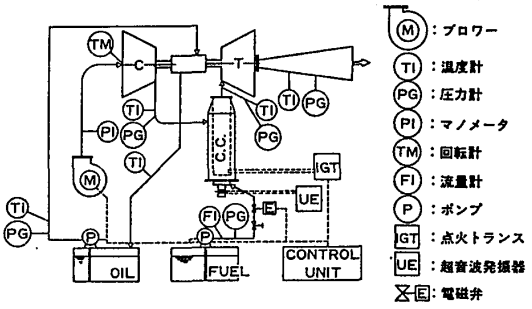


図２　ガスジェネレータシステム

２．１　ターボチャージャ

ターボチャージャは、既製品（ギャレット社製Ｔ３１）を用いており、これは翼車径60mm羽根数12枚の遠心圧縮機と翼車径62mm、羽根数11枚の遠心タービンから成っている。タービンの効率は機械損失分を含めて70％程度、タービン入口における許容温度は860℃と公表されている。図３に圧縮機の性能曲線を示す。ターボチャージャの選定にあたっては、システムにおける背圧、要求風量、要求温度などから決定しているが、今回の実験機は、背圧0、風量300 Nm³/h、温度600℃を設計点としている。尚、計算上は背圧0.5 Kgf/cm²程度までのターボチャージャの選定は可能である。

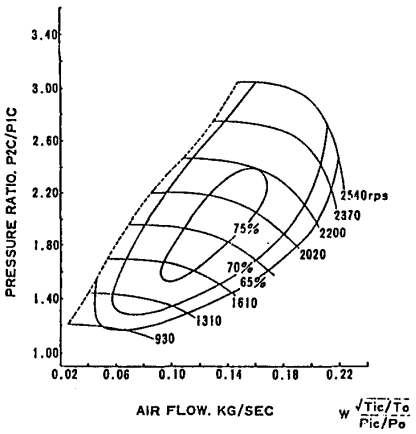


図３　圧縮機特性

２．２　アトマイザ

本システムのような液体燃料による小型燃焼器の場合、通常の圧力噴霧では燃料粒子のペネトレーションが大きく、燃焼器ライナ壁面へ燃料が付着してしまう。また、噴霧角を狭めることにより付着を避けようとすると、火炎長の増大や液滴のつきぬけを起こすなどの問題が生じる。そこで、アトマイザはペネ

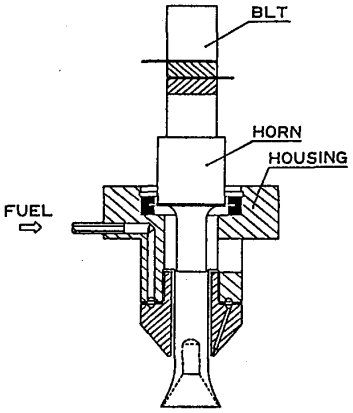


図４　ＵＳアトマイザ構造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

トレーションの少ないＵＳアトマイザを用いることによりこれらの問題の解決をはかった。図４にＵＳアトマイザの構造を示す。ここでは圧電振動子（ジルコン・チタン酸鉛：ＰＺＴを使用）をジュラルミン等の金属ブロックで挟み、ボルトで締め付けたボルト締めランジバン振動子（ＢＬＴ）を用いた。しかし、ＢＬＴ自体ではその端面の振幅が、1～3μｍと小さく、液体の微粒化を行なうためのキャビラリ波を十分に発生させることができない。そこで、ホーンを用いることにより、その振幅を燃料の灯油が定格流量で微粒化可能な20μｍ程度に増幅した。図５にＵＳアトマイザにおける噴霧の粒径測定値を示す。尚、粒径測定は、レーザ回折による粒子径測定器（東日コンピュータ社製）を用いて行った。

図６は、ＵＳアトマイザの噴霧濃度を表わしている。図中のConcentrationは、レーザ光中に存在する液滴の総体積に比例した値を示している。このことからＵＳアトマイザのこの位置での噴霧の広がり幅は、約φ90mmであり、噴霧中心部に近づくに従い、存在する粒子の径は小さくなることがわかる。

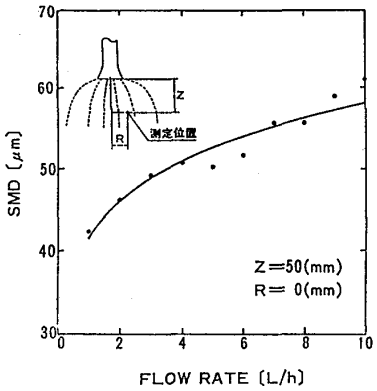


図５　ＵＳアトマイザ噴霧粒径

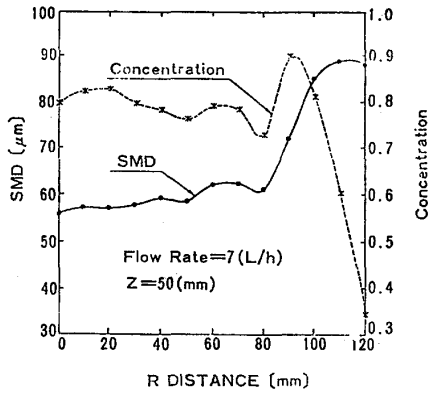


図６　ＵＳアトマイザ噴霧濃度

２．３　燃焼器

先に述べたように、本システムのような小型燃焼器には、噴霧のベネトレーションを考えると、圧力噴霧よりもＵＳアトマイザの方が適用しやすい。しかしながら、その適用に関しては、スワールによる遠心力、軸方向流速、乱流による分散などを考慮して噴霧が燃焼に最適な分散状態になるように、燃焼器を設計しなければならない。仲山ら[3]は、超音波アトマイザの噴霧形状と燃焼器内の空気の

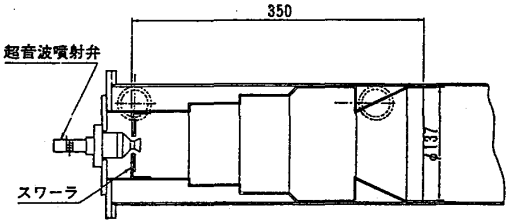


図７　燃焼器形状

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

流れとの相関を、レイノルズ応力、遠心加速度などをもとに調べている。筆者らは、それらを参考にし、噴霧と流れとの相関性を考慮しつつ、燃焼器の設計を行った。図7に今回使用した燃焼器の概要を、表1に主なスペックを示す。尚、この燃焼器の燃焼負荷率は最大で、1×10^{7}Kcal/m^3・h・atm（0.12KW/m^3・Pa）であった。

表1　燃焼器主要スペック

燃焼器容積		3.66×10^{-3}(m^3)
空気配分	一次空気	15.1　(%)
	二次空気	32.6　(%)
	ﾀﾞｲﾘｭｰｼｮﾝ	52.2　(%)
スワール数		0.406

3. 性能試験

図8、9に起動時のエミッション、コンプレッサー出口圧、ガス温度などを示す。図8は、冷機状態からの始動性（潤滑油、燃料油、吸気温度などすべて20℃）を示し、図9は、30分間運転し、20分間停止した後の再起動性を示している。本システムでは、一定時間のパージの後、燃料供給、点火を行い、コンプレッサー出口圧力が規定圧力に達することにより自給を判断し、起動用ファンを停止するシステムを採用した。尚、燃料流量はどちらも6L/hで一定とた。これらの図の横軸は起動後の時間経過を示しているが、シーケンシャル制御による19秒までのパージ時間を考えれば、点火から自立運転時間まで10～15秒とほぼ満足できる結果を得ている。

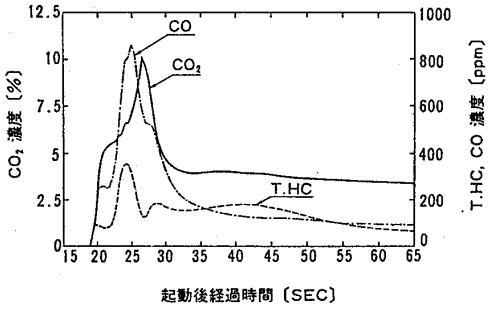


図8（a）冷間始動－エミッション

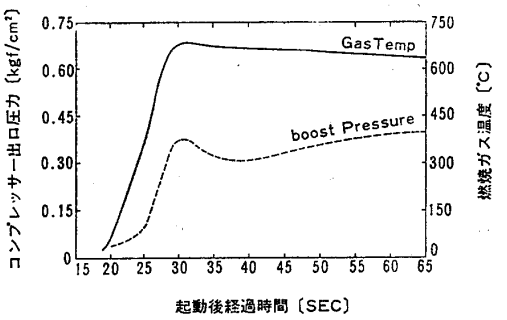


図8（b）冷間始動－システム性能

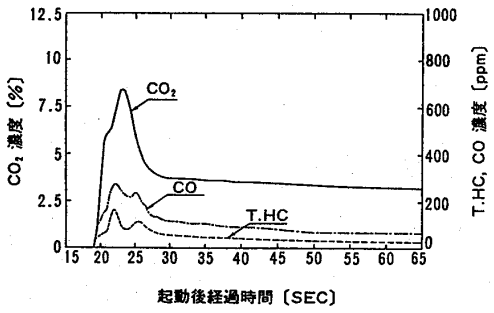


図9（a）再起動－エミッション

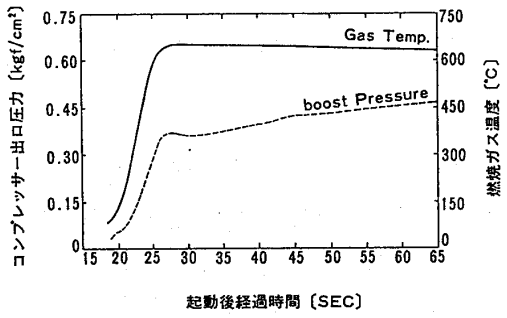


図9（b）再起動－システム性能

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

冷間始動時と再起動時の排気特性の時間経過を比較すると冷間始動の場合は、ＣＯのレベルが高く、また、CO_2はピークの位置が高く、右にずれている。これは、再起動の場合に比べてコンプレッサー出口圧の立ち上がりが遅いことと、着火後の未燃燃料の燃焼器ライナーへの付着が原因と考えられる。又、コンプレッサー出口圧の比較では、始動の場合、起動用ファンが停止してからその圧力に復帰するまでの時間が長い。これはターボチャージャが冷えているため、各種の効率が所定の値を得てないためと思われる。

このように、起動から定格運転までにはある程度の時間がかかる、しかし、エミッション、タービン入口温度の面から、できる限り短いことが望ましい。本システムでは、今回の実験条件で起動時間は実用的には十分に短いが、外気温などの条件が変わった場合、新たに燃料流量、起動用ファンの停止時期などを変更する必要があると思われる。

図１０に定常運転時の性能図、図１１にその時のエミッション値を示す。尚、この時ＮＯx、ＣＯについてはＮＤＩＲ法、ＴＨＣについてはＦＩＤ法を用いて測定を行なった。図９からわかるように本システムでは、ガス温度については燃料流量によらず、550～600℃とほぼ一定の値を示しており、システム全体のターンダウンとしては、1:3程度である。

エミッションに関しては、定格時のエミッションインデックス値がＣＯ 4.96 g/kg T.HC 0.63 g/kg NO_x 2.58 g/kg であり、CO/CO_2は 0.0026である。燃焼負荷の増加に対する傾向としては、ＣＯの増加が顕著である。これは、空気の配分などが不適切なため、下流において高負荷時に火炎が冷された結果と推測される。従って、この点においてさらに燃焼器の空気取り入れ口の位置および穴径を改良する必要がある。又、図中にないが、排煙濃度についてはバカラックスケール

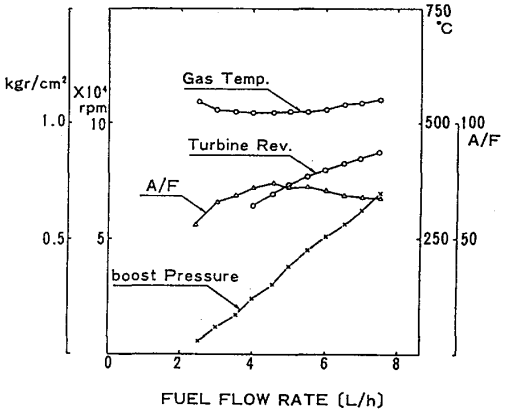


図１０　定常運転－性能

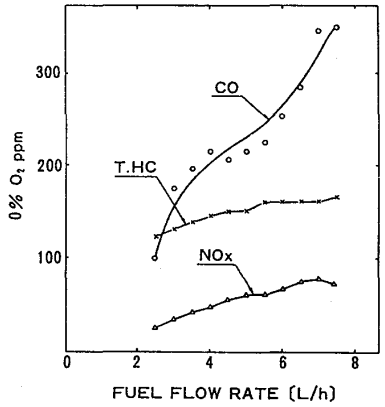


図１１　定常運転－エミッション

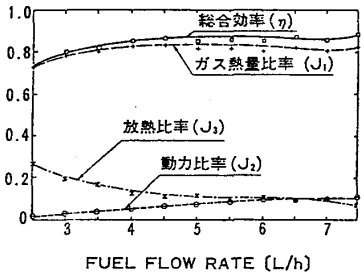


図１２　効率および出熱比率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

で 1～2.5程度である。

図１２は、本システムの効率と全入熱に対する各種出熱の比率を表している。ここで効率とは、供給される燃料の発熱量と排ガスの持っている熱量の比とした。効率は全流量域で、72～88%であり、特に、3.5L/h以上では85%前後とガスジェネレータシステムとして十分な値を有している。表２に各種出熱比率の定義を示すが、その燃焼量による変化は、図１２からわかるように負荷が高くなるにつれて燃焼器などからの放熱比率が減少し、この減少が動力の増加になっている傾向にある。

表２　各種熱比率

①供給燃料の発熱量	全入熱 ＝ ①＋②
②圧縮機出口空気の持つ顕熱	η ＝③／①　　J_1＝③／(①＋②)
③ガスの持っている熱量	J_2＝④／(①＋②)
④圧縮機駆動のための動力	J_3＝⑤／(①＋②)
⑤燃焼器などからの放熱	

4. 結論

自動車用小型ターボチャージャを利用した灯油燃焼小型ガスジェネレータの開発を行い、以下のような成果を得た。

(1)超音波アトマイザを適用することにより、液体燃料の小型高負荷燃焼器への応用の可能性を広げることができた。

(2)排気特性を含めた起動特性を再起動と冷間始動の場合について調べ、その特徴を明らかにした。

(3)ガスジェネレータとしての効率を考え、既製のターボチャージャ利用の有用性を明らかにした。

謝辞

ターボチャージャーを用いた小型ガスジェネレータの開発にあたって、ターボチャージャに関してギャレット社㈱に協力していただいたことを、また、本論文の遂行にあたり、慶応大学川口教授に御指導頂きましたことをここに記し、感謝の意を表します。

参考文献

(1)森　"ターボバーナシステムの開発"　GSTJ 学会誌 15-57 1987

(2)湯浅ら　"水素を燃料にした超小型ガスタービンシステムの試作研究"　GSTJ 学会誌 15-59 1987 PP122-128

(3)仲山ら　"Study on Ultrasonic Atomizer for Use on Small-Size Gas Turbine Combustor" 87-IGTC-52

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－1

水素ガスタービン用燃料供給源としての水素吸蔵合金の放出特性

*湯浅三郎　（都科技大）
後藤　登　（都科技大）

1　はじめに

筆者らは、水素を現実のガスタービン燃料として実用化する一つの試みとして、自動車用のターボチャージャを圧縮機・タービンに転用し新たに製作した高負荷燃焼器を具備した超小型水素ガスタービンシステムの開発を行い、その性能を調べる一連の研究を行っている[1]～[3]。しかしこのシステムは、燃料に高圧ボンベガスを使用しているため燃料供給システムが大型で実用的なガスタービンシステムとは成り得ていない。この点を解決するには小型で簡便な水素燃料供給システムを開発する必要があり、このための水素供給源としては液体水素あるいは水素吸蔵合金が有望である。このうち液体水素はロケット用や航空機用のように短時間に大量の水素を消費するエンジンに適しているが、長期間保存したり比較的少量の水素を長時間にわたって供給することが要求されるエンジンには吸蔵合金の方が適している。そこで筆者らは、後者の用途を考えている超小型水素ガスタービンの実用化に関する次の段階として、水素吸蔵合金を用いた燃料供給システムの開発を行うことにした。

水素吸蔵合金による燃料供給システムの例としては、水素自動車用に開発されたシステムが報告されてはいるが[4]、[5]、ガスタービン用はまだ開発されておらず、明らかにすべき事柄は多い。特に燃料供給システムを設計するのに不可欠な特定の吸蔵合金の水素の吸収・放出速度や微粒子状で使用に供される吸蔵合金内の熱の移動速度などの過渡的特性に関するデータは非常に少ない。本研究では水素吸蔵合金燃料供給装置開発の第一段階として、各種の水素吸蔵合金の特性の比較検討に基づき超小型水素ガスタービンの燃料源に適した吸蔵合金を選定するとともに、その吸蔵合金の水素放出特性を調べることにした。

2　水素吸蔵合金の特性と選定

水素吸蔵合金は、加圧・冷却すると多量の水素ガスを吸収する合金であって、最終的には水素化物に変化する。逆にこの水素化物を減圧・加熱すると水素ガスを放出して元の水素吸蔵合金に戻ることができる。可逆的なこの過程は以下の反応式で表され

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

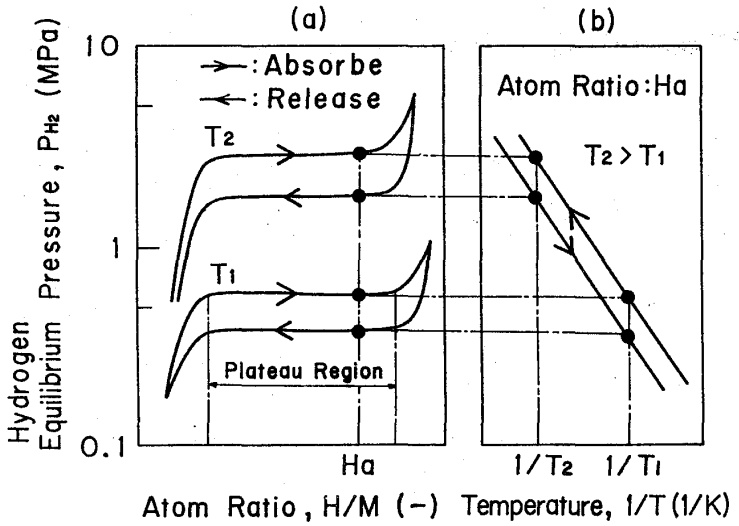


図１　水素吸蔵合金の平衡特性

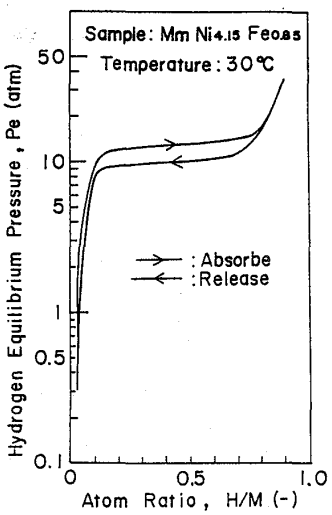


図２　水素吸蔵合金（$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$）の平衡圧力－組成等温線図[7]

る。

吸蔵（加圧・冷却）

水素吸蔵合金　＋　水素ガス　⇌　水素化物　＋　反応熱　①

放出（減圧・加熱）

水素吸蔵合金の静的な特性は、一般的に平衡圧力－組成等温線図によって知ることができる。図１（ａ）はこの線図を模式的に示したもので、温度がＴ1とＴ2の二つの等温下での水素吸蔵合金中の水素濃度（横軸の濃度は合金を構成する元素の総原子数と水素の原子数との比で表される[6]。）と平衡水素圧との関係を示したものである。これより水素圧力が水素濃度によらずほぼ一定となる領域（プラトー領域と呼ばれる）が存在すること、吸蔵・放出時にヒステリシスが存在し吸蔵時の方が平衡圧が高いこと、温度が高いほど平衡圧が高くなることがわかる。このような平衡圧力－組成等温線図から、平衡状態に達している特定の水素吸蔵合金の水素の吸蔵量や放出圧力が予測できる。図１（ｂ）は平衡圧の温度依存性を示したもので、温度の逆数に対する勾配から①の反応のエンタルピーの変化を求めることができる[5]。

水素吸蔵合金を構成する成分元素としては、水素の吸蔵能力が優れた希土類金属（Ｌａ、Ｃｅ、Ｐｒ、Ｎｄ等）やＭｇ、Ｎｉ、Ｆｅ、Ｔｉ等が有望であり、これらを組み合わせた数多くの種類の水素吸蔵合金が造られている。ガスタービン燃料供給源としての吸蔵合金を考えた場合、水素の吸蔵能力が高いばかりでなく、高い一定圧力下で使用する燃焼器に水素を供給する必要があることから、プラトー領域における等圧性が良く、また室温付近でのプラトー圧が高く、さらにその領域が広い合金が特に要求される。市販されている各種の水素吸蔵合金の中からこの条件を満たすものを選定した結果、日本重化学工業社製の$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$（Ｍｍ：ミッシュメタル（希土類金属の合金）、比重 8.2、水素吸蔵量137 ℓ/kg）[7]が、等温線図から判断する限りではこれまでの

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ところ最も優れていることがわかった。図2に 30 'C におけるこの合金の平衡圧力－組成等温線図を示す。しかし最適な寸法の燃料供給システムを実際に開発する上では、静的な性能以外に活性化の容易さや水素放出の速度などの動的な性能を知る必要があるが、この合金に対する後者のデータは得られていない。

3　実験装置と方法

図3に、水素吸蔵合金の活性化、平衡水素圧の測定、水素の放出速度の測定を行うための実験装置の系統図を示す。本装置は大別して水素ガス加圧供給系、反応器と恒温槽、質量流量計と排気系とから成っている。恒温水槽内に設置する反応器は銅製であり、内径 30 mm、深さ 3 mm の空間に最大 5 g までの吸蔵合金試料を入れることができる。リザーバー1は平衡圧力－組成等温線図を求める際に必要な水素タンクであり、配管部も含めてその容積は厳密に計測されている。リザーバー2は放出速度測定時の放出圧力設定用のタンクで、その容積は反応器の容積に比べて十分に大きくとってある。また反応器からリザーバー2までの配管は極力短くするとともに、圧力損失が少なくなるように注意を払った。ここで水素放出速度は、従来よく利用されていた容積法や定圧法による間接測定ではなく、放出される水素流量を質量流量計で直接測定することにより求めた。本装置によって、反応器内の試料の温度と圧力を常温～100 'C 及び真空～5 MPa の範囲内で任意に変えるとともに長時間一定に保つことができることが確認された。

実験には16メッシュパスの $MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$ を用いた。反応器に入れた試料は、

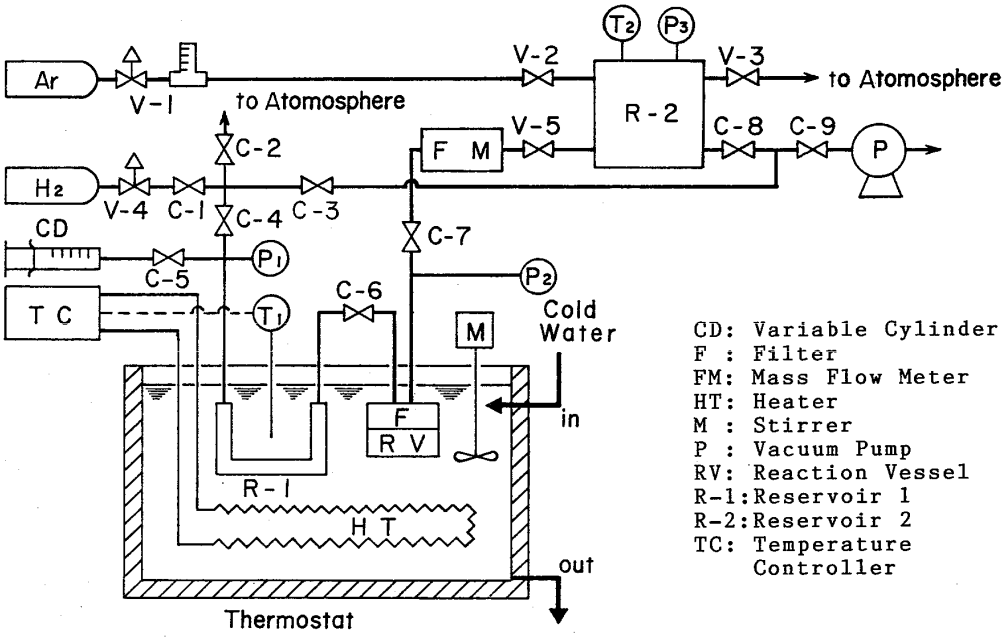


図3　実験装置系統図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

まず 80 'C に加熱した状態で１時間真空に引き、続いて 0 'C 近くまで冷却したのち約 5 MPa に加圧したままで１２時間程度放置する。そしてこの一連の操作を、反応容器内の水素の明かな吸蔵が認められるまで繰り返し、活性化が十分に進んだ後に放出速度測定に供した。放出速度の測定は、活性化した試料をプラトー圧より 0.3～0.5 MPa 高い圧力に保って平衡状態が達成されるまで十分時間をかけて水素を吸蔵させたのち、行った。一般的に、放出速度に影響を与える因子としては吸蔵合金の温度、放出雰囲気の圧力、合金内の熱伝導の速さ、吸蔵水素ガス中に含まれる不純物ガスの濃度、吸蔵・放出の繰り返し回数等があるが、今回は、恒温槽の温度は常温で、リザーバー２の圧力は大気圧下で行った。

4　実験結果と考察

4．1　活性化特性

製造された水素吸蔵合金は、空気中で粉砕されて使用に供されるが、この過程で合金表面に酸化物や水酸化物、吸着ガス層が形成され、これらが水素と合金との反応を阻害する。従って合金の水素化を促進させるために、前処理としてこれらを除去して合金表面を活性化する必要がある。$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$の活性化過程を知るために質量 4.76 g のこの合金を用いて加熱・減圧と冷却・加圧の操作を繰り返し行い、水素吸蔵過程における圧力の時間変化を調べた。

繰り返し操作が４回目までは水素吸蔵による反応器内の圧力の低下は殆ど認められなかったが、５回目において図４に示したように加圧１時間後あたりから水素の吸蔵が開始し、２時間後にはほぼ平衡に達したのが観察された。この後の繰り返し操作では、加圧後数分間で容器内圧力が平衡値まで急激に低下するようになった。従って図４に示した様な圧力低下が認められる時点で合金の活性化が完了することがわかった。すなわち$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$の場合、活性化処理のための吸放出操作は５回以上必要であると言

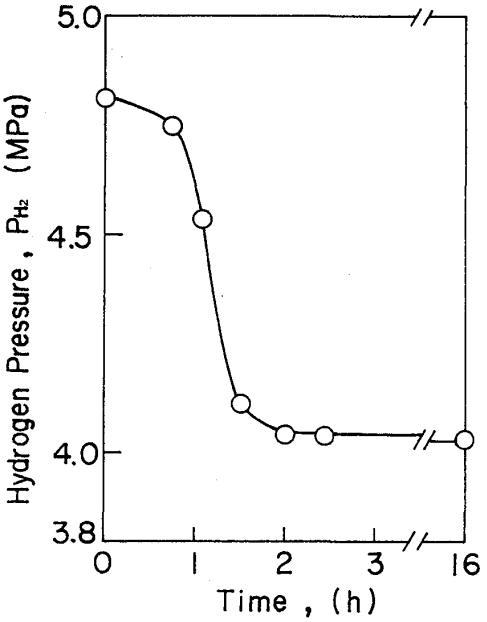
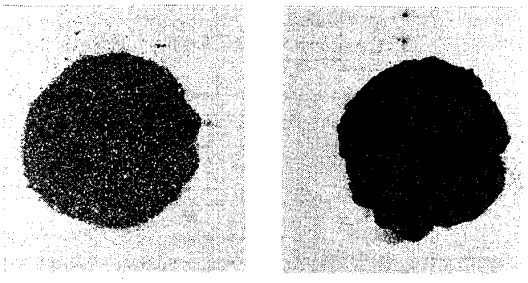


図４　水素吸蔵合金（$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$）の活性時の圧力変化

水素吸蔵合金（$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$）



活性化前　　活性化後（放出回数：6回）

図５　水素吸蔵合金（$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$）の活性前後の様子

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

える。図５にＭｍＮｉ$_{4.15}$Ｆｅ$_{0.85}$の活性化前と活性化後（後述する放出速度測定終了後）の試料の写真を示す。これから活性化によって合金は微細化され、水素との接触表面積が増大することがわかる。

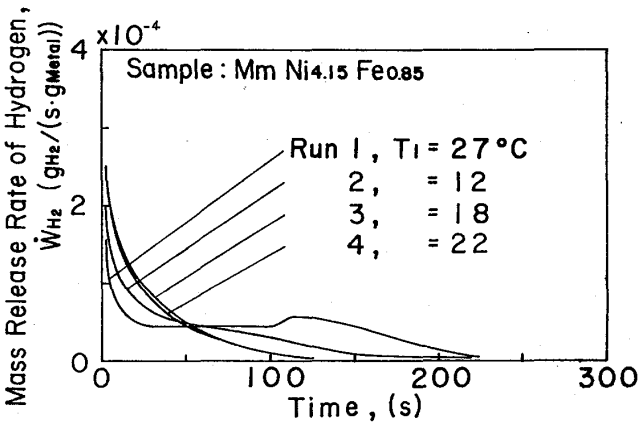


図６　水素放出速度の時間的変化

４．２　水素放出特性

４．１で活性化処理を施した水素吸蔵合金を用いて放出速度の測定を行った。図６に、吸蔵合金の単位質量当りの水素放出速度の時間的変化を放出回数をパラメータにして示す。コックＣ７を開けた瞬間に反応器内に貯っていた水素ガスがまず放出されるが、その時間は約３秒間であり、図からわかるように合金に吸蔵されている水素が放出される時間に比べて十分に短い。従って図にはその後からの放出速度の変化を示してある。放出時間は放出回数が増すにつれて短くなり、３、４回目では１３０秒を過ぎると殆ど放出しなくなった。放出速度の時間に対する曲線の形も回数によって変化するが、３回目と４回目とではほぼ同じになった。言い替えれば放出回数が４回以上になると放出速度は回数によって変化しなくなることを示唆している。その結果、放出速度そのものは時間とともに単調に減少することが明らかになったが、このことは、平衡圧と雰囲気圧との差がほぼ一定となるプラトー領域が存在しても、水素化物中の水素濃度が時間とともに変化する場合には放出速度は時間に対して一定とはならず、吸蔵合金の水素放出過程は貯気槽からの気体の噴出のような単純な物理過程のみでは説明できないことを示唆している。図６の放出速度を時間積分して求められる放出質量の時間的変化を、放出回数をパラメータにして図７に示す。さらに図中には全放出量の９８％が放出されるまでの時間で平均して求めた放出速度の値を示してある。これらの平均の放出速度の値は、これまでに知られているいくつかのＭｍＮｉ系合金の放出速度の値とオーダーは一致する[5]。いずれの実験においても１００～１５０秒間で吸蔵した殆どの水素を放出するのがわかる。全放出量が各放出回数によって異なるのは、主に平衡圧の初期設定値が

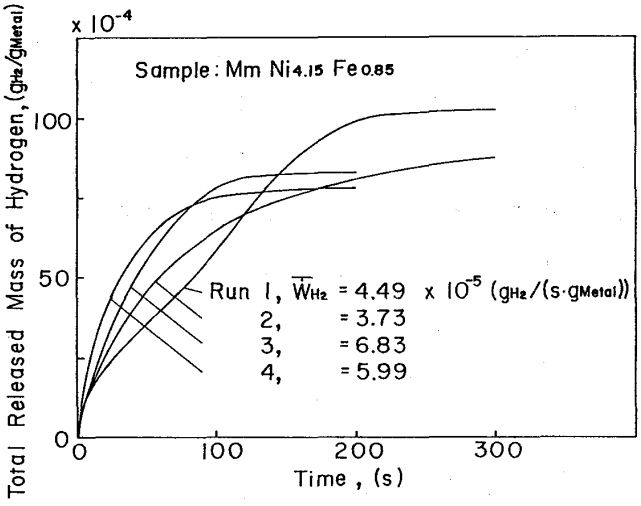


図７　水素放出質量の時間的変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

違っていたためである。

次に今回得られた放出速度のデータに基づいて、$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$を使った実際の水素吸蔵合金燃料供給システムがどの程度の容積になるかを見積ってみた。見積りにあたって平均の水素放出速度と持続時間をそれぞれ 0.3 x 10^{-4} [$g_{H2}/(s \cdot g_{metal})$]と240 秒とし、また超小型水素ガスタービンの水素消費流量は 0.4 [g/s] とした。（図6、7からわかるように仮定した放出速度の値は、超小型水素ガスタービンの燃焼室内への放出圧力が大気圧より高くなることを考慮して低く見積ってあり、これに対応して持続時間は長くとってある。また水素流量は超小型水素ガスタービンの最大出力時の流量とほぼ等しくとった[1]～[3]。）その結果、例えば$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$が 20 ℓ（合金質量で 164 kg）ある場合、５０分間に渡って超小型水素ガスタービンを最大出力で運転できることが算出された。この間にこの容積から放出される全水素流量は 1200 g であり、この量は液体水素の体積に換算すると 17.1 ℓに相当する。このことは、この水素吸蔵合金を用いた燃料供給システムは同質量の水素を貯蔵する液体水素と容積的にはほぼ同じであり、質量的には不利ではあるものの十分に実用的な大きさに納まることを示している。

5　まとめ

超小型水素ガスタービン用の水素吸蔵合金燃料供給装置の開発の第一段階として、このガスタービンに最適な水素吸蔵合金の選定およびその水素放出特性を調べる実験を行い以下のことが明らかになった。

（１）　$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$ が最も有望な水素吸蔵合金である。

（２）　$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$ は活性化処理が比較的容易で、吸蔵・放出を５回繰り返すと活性化できる。

（３）　常温の$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$が大気圧雰囲気中へ水素を放出する場合の平均の放出速度は、3.7～6.8 x 10^{-5} [$g_{H2}/(s \cdot g_{metal})$]である。

（４）　$MmNi_{4.15}Fe_{0.85}$を用いる燃料供給装置は、貯蔵水素質量が同じであるならば液体水素とほぼ同容積を占め、十分に実用的である。

本研究を遂行するに当たって本学の昨年度４年生黒澤亮平、佐藤雅夫、中村 賢君と今年度４年生田村 穂、山村健一君の協力を得た。ここに記して謝意を表します。

参考文献

(1) 湯浅三郎他５名、日本ガスタービン学会誌、第15巻、59号(1987)、122/128.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(2) 湯浅三郎他６名、ガスタービン松山地区講演会(1988)、137/143.

(3) 斎藤憲吉他６名、第１７回ガスタービン定期講演会(1989)、117/122.

(4) Hama, J. et al., SAE Paper 880036 (1986).

(5) 大角泰章、金属水素化物－その物性と応用－、1986、化学工業社.

(6) 中村泰・鈴木良一、鉄と鋼、第72年、2号(1980)、10/16.

(7) 日本重化学工業社資料、ハイドマック、1987.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－2

超音速燃焼器における空力混合の基礎研究　その2

藤森俊郎　河合理文　安藤安則　池田英人
（石川島播磨重工業株式会社　技術研究所）
大森保紀　（石川島播磨重工業株式会社　航空宇宙事業本部）
麻生　茂　（九州大学　工学部）

1．まえがき

スクラムジェットエンジン燃焼器の研究開発の一環として、著者らは超音速燃焼解析コードを開発している。本報告では超音速流中への燃料の噴射混合に対する数値解析の予測性能を調べるため、単孔からの3次元垂直噴射の数値解析を行ない、実験値との比較検証を行なった。

宇宙往還機のエンジン形態として期待されている水素を燃料とした超音速燃焼モードのエンジンの研究開発が日欧米で行なわれている。（図1）水素を噴射拡散燃焼させる燃焼器では、燃料と空気の混合が反応プロセスの律速となり、現実的な大きさの燃焼器を開発するには、混合促進が重要な技術要素のひとつである。超音速流中への燃料の垂直噴射は、水平噴射に比べ、主流中への燃料の注入混合を短い区間で行なえる点で有利であり、スクラムジェットエンジンの主だった燃料に用いられるであろう噴射形態である。垂直噴射による混合は、それに伴う衝撃波や衝撃波後方で発生する化学反応さらには境界層との干渉等が連成する複雑な現象で、化学反応の無い場合でさえ解析的な取扱は困難である。近年、数値流体解析を利用した超音速燃焼解析[1]の試みが行なわれる様になってきたが、実際と予測値との開きはまだ大きい。その原因として燃料の主流中への乱流拡散混合が実際と異なっていることが上げられ、噴射混合に対する数値解析の基礎的な研究が必要である。

著者らは、数値流体解析と風洞実験の両面からの超音速流中への噴射の空力的な研究を進めており、前報[2]において2次元垂直噴射の実験と数値解析の結果を報告した。解析結果と実験値との比較の1例を図2示す。その中で、数値解析結果は実験値とよく一致し、数値解析が超音速流中への噴射の有効な解析ツールとなることがわかった。本報告では空気の3次元垂直噴射の数値解析を実施し、実験値[3]との比較検証について報告する。

2．数値解析手法

本報告で用いた解析コードは、著者らが開発している化学反応を含む圧縮性流れ解析コードである。本解析では、空気主流中に対する空気の噴射の解析であるため、各化学成分の保存式は解いていない。支配方程式は、時間平均化された3次元圧縮性流

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

れに対する質量、運動量、エネルギーに関する保存式であり、以下の様にベクトル形式で表示される。

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial E}{\partial x}+\frac{\partial F}{\partial y}+\frac{\partial G}{\partial z}=\frac{1}{Re}\left(\frac{\partial Ev}{\partial x}+\frac{\partial Fv}{\partial y}+\frac{\partial Gv}{\partial z}\right)+S \quad (1)$$

$$Q=\{\rho\ ,\ \rho u\ ,\ \rho v\ ,\ \rho w\ ,\ e\}^T$$

$$\text{例えば}\ \ E=\{\rho u\ ,\ \rho uu+p\ ,\ \rho vu+p\ ,\rho wu+p\ ,\ e\}^T$$

$$Ev=\{0\ ,\ \tau_{xx}\ ,\ \tau_{xy}\ ,\ \tau_{xz}\ ,\ u\tau_{xx}+v\tau_{xy}+w\tau_{xz}+q_x\}^T$$

ここで、ρは密度、(u, v, w)は(x, y, z)空間方向の速度成分、pは圧力、eは単位体積当りの全エネルギーで内部エネルギーεを用いて$e=\rho\{\varepsilon+0.5(u^2+v^2+w^2)\}$で表される。また、対流項以外の項について、Reはレイノルズ数、q_x, q_y, q_zは各方向に対する熱伝達による熱流束、τ_{xx}等は粘性による応力テンソル成分であり、粘性係数μはサザーランドの式により与えられる。

これを一般座標系（ξ, η, ζ）に保存形式により変換すると以下の様に表示さる。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau}+\frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta}+\frac{\partial \hat{G}}{\partial \zeta}=\frac{1}{J}RHS(1) \qquad (2)$$

（Jはヤコビアン）

支配方程式(2)の対流項はHarten-YeeタイプのＴＶＤスキーム[4][5]粘性項は中心差分により離散化した。ＴＶＤスキームは遷音速、超音速流れにおける衝撃波の捕獲性に優れており、広範な流れ場の数値解析に用いられている。解法は、空間分割法による陰解法を用いており、対角化[6]により効率化を図っている。

解析対象のレイノルズ数は10^6以上で、支配方程式に乱流モデルの導入が必要となる。本解析で用いた乱流モデルは、修正ＳＧＳ[7]を用いている。

３．解析条件

解析領域は、実験条件を模擬できるよう設定した。実験[3]は、矩形ダクト（幅50mm高さ53.9mm)内の超音速気流中に、底面中心にある円形噴射孔(直径d=5mm)から空気を噴射するものである。一方、噴流は、空気を加熱して音速噴射される。実験では、噴射流の圧力を変えて噴流の様子を調べている。側面は噴射孔中心より５dの距離にあり、側壁の流れ場への影響は無視できないため、計算モデルは側壁を考慮している。解析モデルを図３に示す。

境界条件は、入口で壁面近傍においては境界層プロファイルを仮定し、それ以外では主流条件を一様に与えた。壁面では、滑りなし条件を与え、圧力、温度勾配をゼロとした断熱境界条件とした。流出面は、内部点の値より外挿により与えた。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

噴射孔においては、実験における噴射条件を一様に与えた。

噴射孔からの噴射を対称である現象と仮定し、テストセクションの中央対称面から半分を計算領域とした。予備計算として、計算領域の対称性を仮定せず、全領域に関する解析を行ない、解析結果の対称性を確認している。上面は、実験では固体壁であるが、計算領域内での噴射現象への影響は少なく、計算機記憶容量の節約が図れるため、自由境界面としている。

4．数値解析結果及び考察

主流の入口条件は、マッハ数２、静温295K、全圧0.4MPaである。底面、壁面の境界層の厚さは、実験のシャドウグラフ写真より決定し3mmとした。音速噴射流は600Kの高温空気で、噴射流と主流の動圧比qrを変化させ、表１に示す３ケースについて計算を行なった。用いた計算格子を図４に示す。

図５に、３つのケースの流度ベクトル分布を示し、図６にはマッハ分布を表している。それぞれの各図に表示している面は、対称境界面と底面から１つ内側の面である。対称面の解析結果は、２次元噴射流と同様な衝撃波、剥離等ののフローパターンが得られている。しかしながら、本計算結果は２次元の場合と異なり、噴射前方のバウ衝撃波は噴流側面附近で大きく湾曲して３次元的な構造をとり、下流において側壁と干渉している。噴射流の動圧比を大きくするにつれ、噴射に伴うマッハディスクは解析でも明瞭に捉えられ、その位置は下流上方へ移っていく、一方バウ衝撃波は前方に移り、その上昇角度も大きくなる。上方境界では、無反射境界条件を与えているため、計算では衝撃波の反射は無いが、実験では壁面であるため衝撃波は反射する。上壁で反射した衝撃波は解析領域後方に入射し、マッハディスク後方に延びる膨張、再圧縮衝撃波は影響を受けるが、噴射孔から10d程度下流までなら噴射流に対しての影響は少ないと考えられる。

バウ衝撃波はダクト底面と干渉し、境界層厚さを増すと共に境界層内に２次流れを形成し、ダクト側壁とも干渉しコーナー渦を形成している。（図７）噴射孔上流では２次元と同様に再循環域とそれに伴うセパレーションショックを形成しているが、同等の噴射条件と比較して再循環域の大きさは小さい。

図８は、テストセクション各断面での噴射流の質量分率を示す。質量分率は、流れ解析結果をもとに後処理として計算されたもので、噴射流の対流および分子拡散を考慮している。各断面で質量分率が最も高い部分は、噴射流の中心部にいつも有るのではなく、下流に向って時計回りに位置を変えている。これは、噴射流が２次流れを形成し主流を取込み、混合しながら、下流に行くにしたがって周囲に拡散していることを示している。噴射流は動圧比を大きくすると、肩の部分が凹んだようなハート型の

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

渦を形成する。壁面との間に主流の巻き込みによると思われる小さい渦が形成されている。２次元噴射では噴射流はシート状になり、その下側には主流の流入ができないため再循環域を形成した後、壁面に沿いながら下流に流れていく。一方、噴孔からの３次元噴流は、側方からの主流の流入が可能なため壁面より離れて主流中に侵入ていき、２次元噴射と混合形態が大きく異なことが示されてる。

実験結果と解析結果との比較検討を、底面、側面の静圧分布について行なった。（図９）実験データは50mm上流の壁圧、計算は主流静圧で圧力を正規化してある。底面の解析結果は、実験結果と定性的には同様にくさび型の等圧分布を示しているが、計算結果では、対称面附近で噴射流 と壁面境界層の干渉によると思われる等圧線の振動が発生している。側面の壁圧分布は、実験結果、計算結果ともに同じ様な壁圧分布を示している。図10は、qr=2での対称面上の壁圧分布の計算値と実験値との比較である。噴射上流の壁圧分布は１度下がった後上昇する数値解析結果が得られたが、実験においても高い動圧比では同様の報告がされており、定性的には一致している。噴射孔下流の圧力回復は、比較的実験値と良く合っているが、上流では噴射の影響による圧力上昇の始じまる位置が異なっている。乱流モデルがその原因と考えられ、今後さらに詳細な実験データのもとに改良を行なっていく必要がある。

５．あとがき

本研究では、レイノルズ平均化された Navier-Stokes 方程式を、陰解法ＴＶＤスキームを用いて解き、また超音速風洞実験結果との比較検討を行なった。数値解析結果は、超音速流中への３次元噴射の詳細な構造を再現することができ、実験結果と定性的には良い一致を示し、定量的にも妥当な対応が得られる事がわかった。

ただし、噴射流前方の壁圧分布は実験値と異なり、乱流モデルの改良による衝撃波と境界層の干渉の予測性能の向上が必要である。

今後、数値解析の予測性の向上ために、噴射孔よりトレーサガスを噴射し空間分布を測定し、より精密な超音速空力混合のデータの取得を行ない、スクラムジェットの燃焼器の開発の促進を図る予定である。

最後に、数値解析を実施するに当って御助言を頂いた、航空技術研究所の井上健二室長、福田正大主任研究官に感謝致します。

参考文献

(1)Drummond, J.P.、AIAA 89-2794、1989.

(2)河合ら、第１８回ガスタービン定期講演会講演論文集、1990、39.

(3)江口ら、第１８回ガスタービン定期講演会講演論文集、1990、31.

(4)Yee, H.C.、NASA TM-89464、1987.

(5)Yee, H.C. and Harten, A.、AIAA 85-1513、1985.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(6)Pulliam,T.H. and Steger,J.L.、AIAA 85-0360、1985.

(7)Murakami,S、Mochida,A. and Hibi,K,、ISCFD-Tokyo、1985.

(8)Orth,R.C.、Schetz,J.A. and Billig,F.S.、NASA CR-1386、1969.

(9)Thomas,R.H.、Schetz,J.A. and Billig,F.S.、9th Int. Symp.on Air Breathing Engines、1989.

表1　噴射条件

	ケース1	ケース2	ケース3
噴射動圧比 qr	0．5	1．0	2．0

$qr = (\rho_j u_j^2)/(\rho_f u_f^2)$

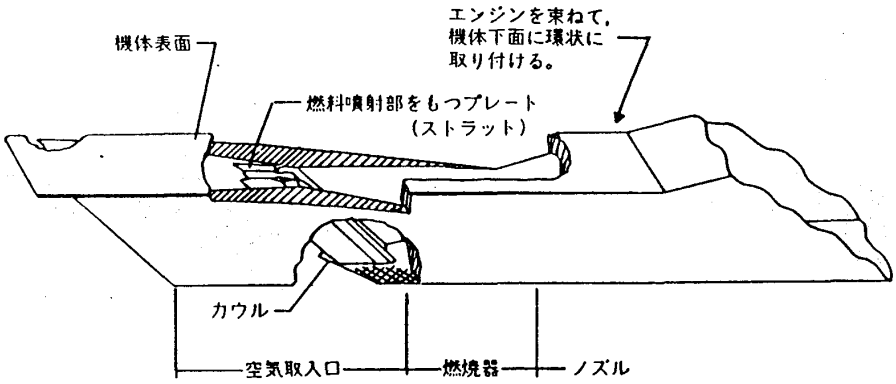
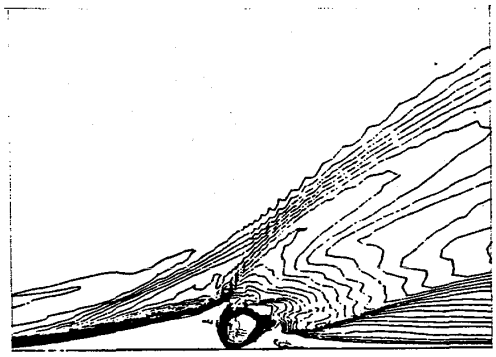
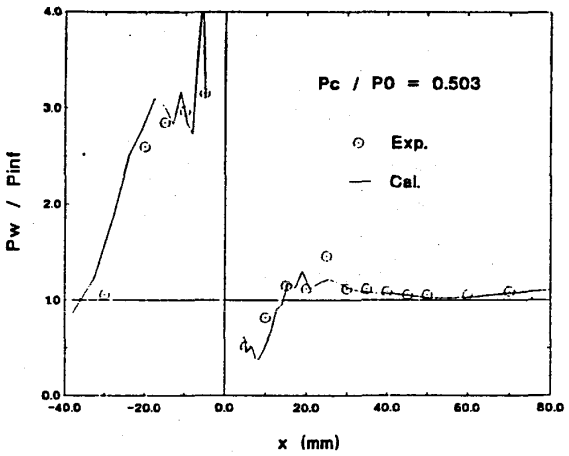


図1　スクラムジェットエンジンの概念図(NASA)



（a）マッハ数分布



（b）壁圧の実験値との比較

図2　2次元噴射解析結果[2]

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

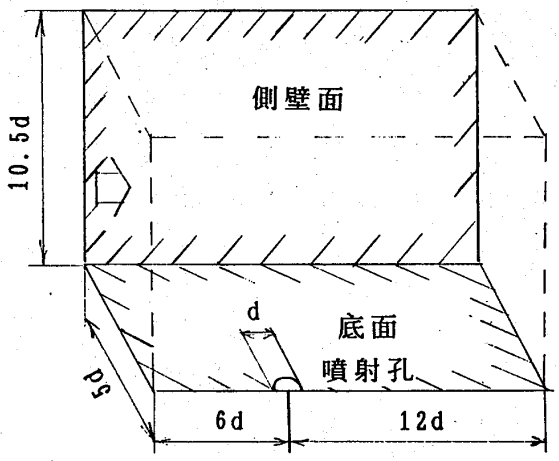


図３　解析モデル

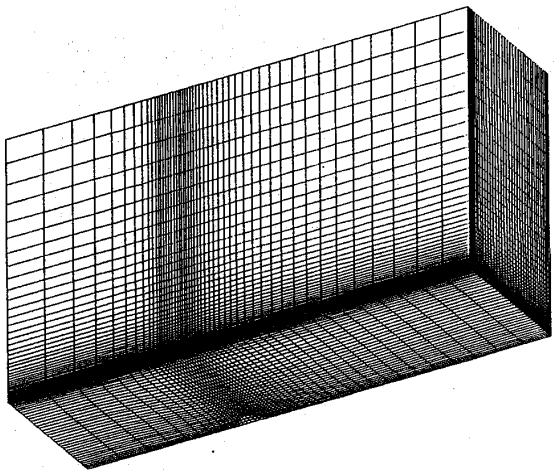
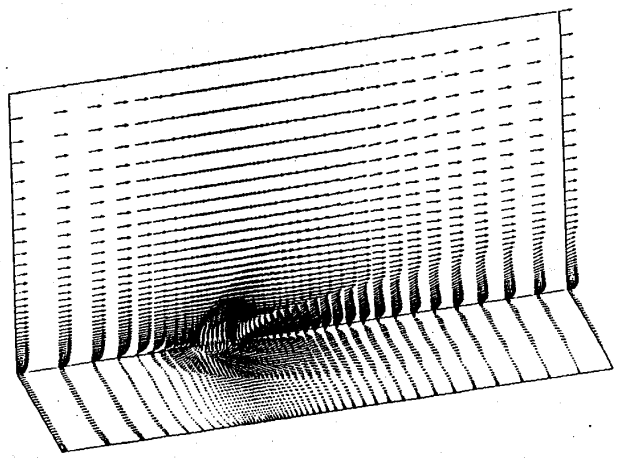
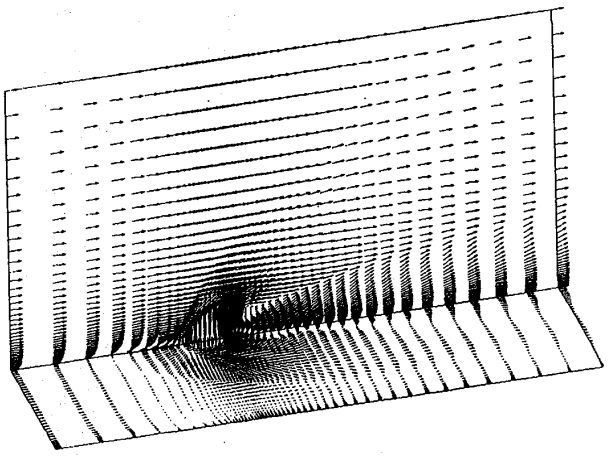


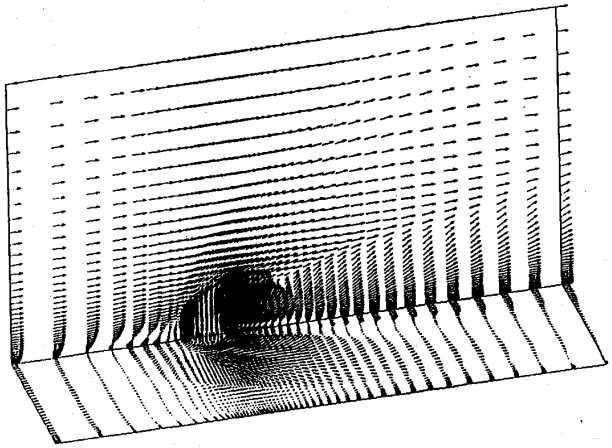
図４　解析に用いた計算格子



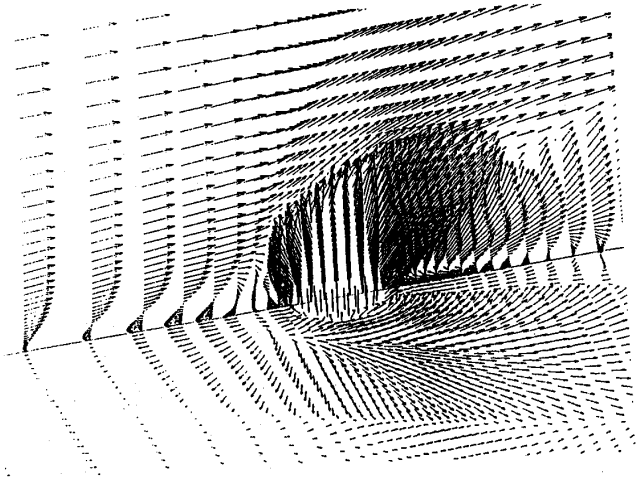
（ａ）ケース１



（ｂ）ケース２



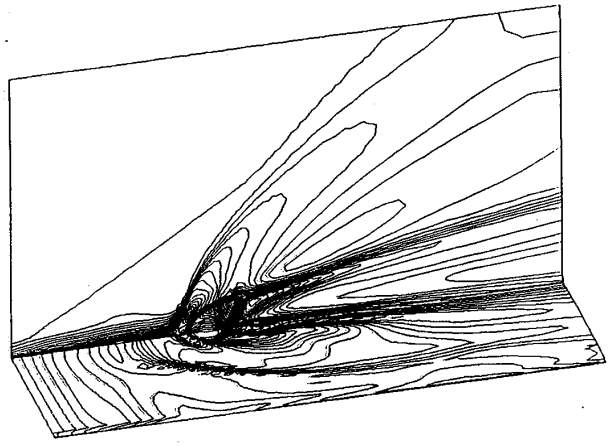
（ｃ）ケース３



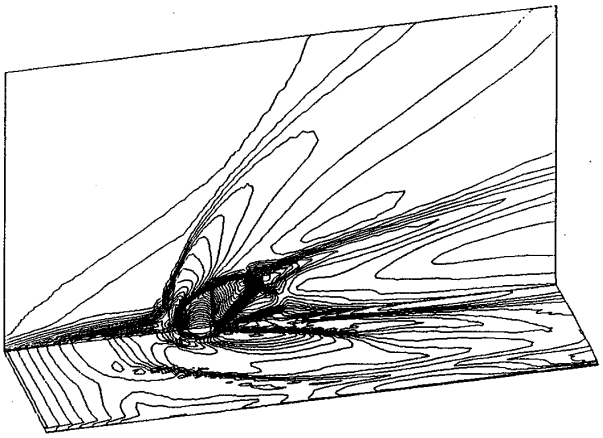
（ｄ）噴射孔付近の拡大図
（ケース３）

図５　速度ベクトル

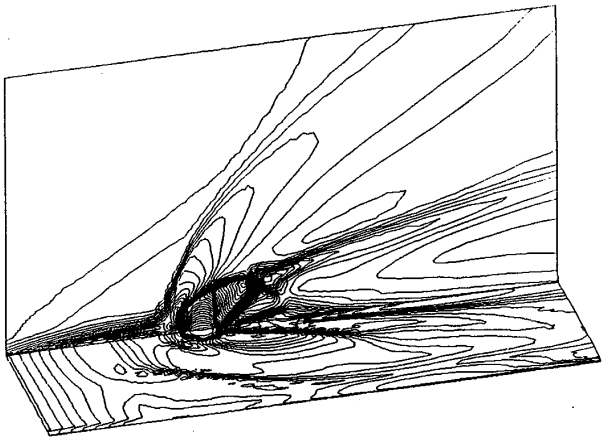
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



（ａ）ケース１

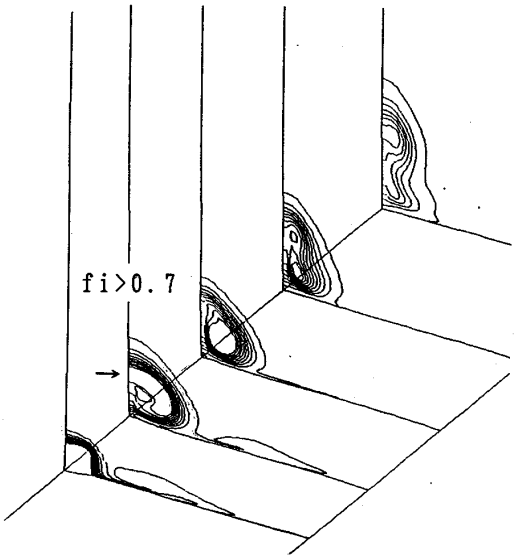


（ｂ）ケース２

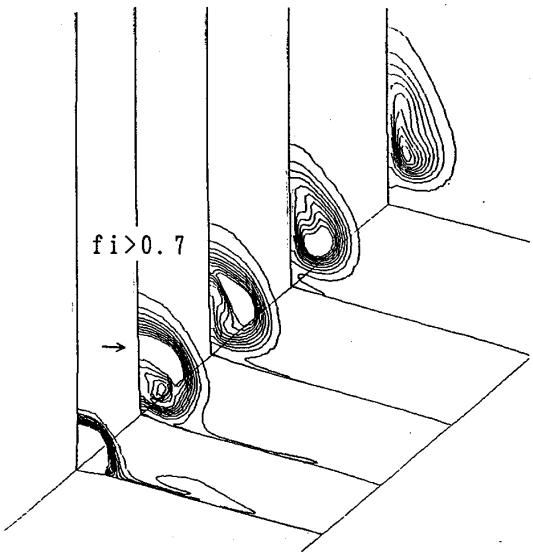


（ｃ）ケース３

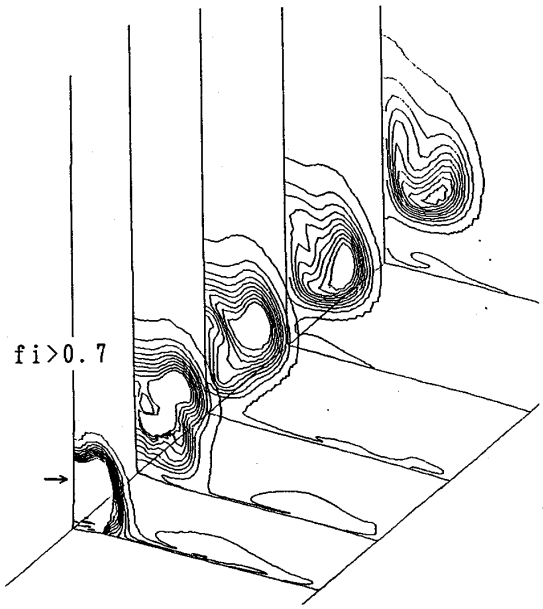
図６　マッハ数分布



（ａ）ケース１



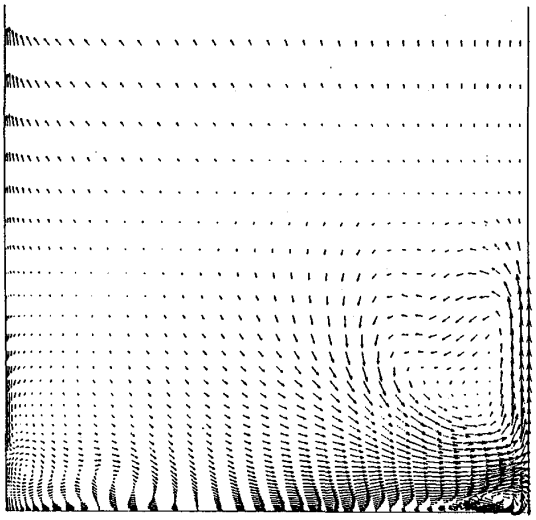
（ｂ）ケース２



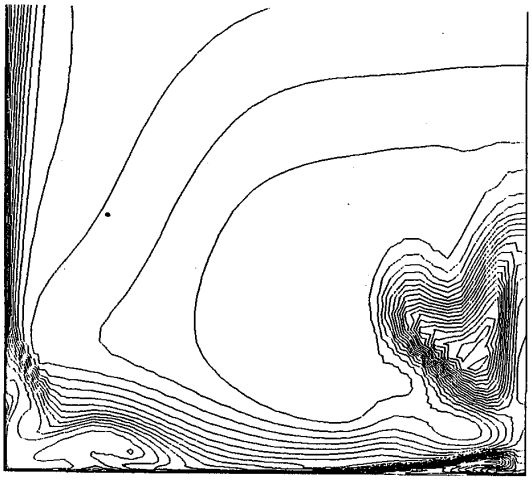
（ｃ）ケース３

図８　噴射流の質量分率分布図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

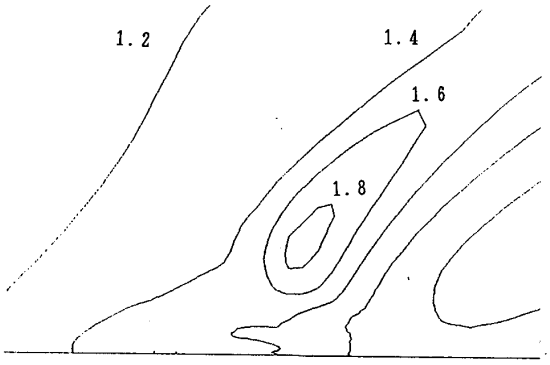


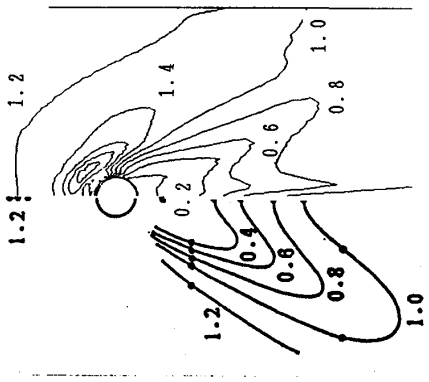
（ａ）速度ベクトル図



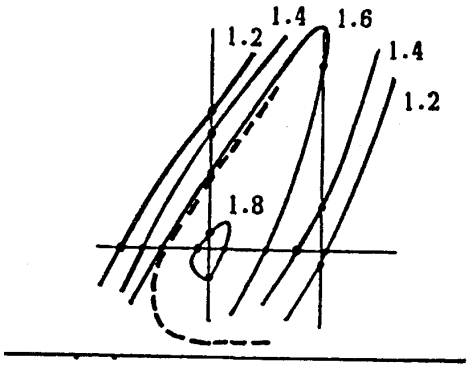
（ｂ）マッハ数分布

図７　噴射孔より８ｄ下流の２次流れの様子



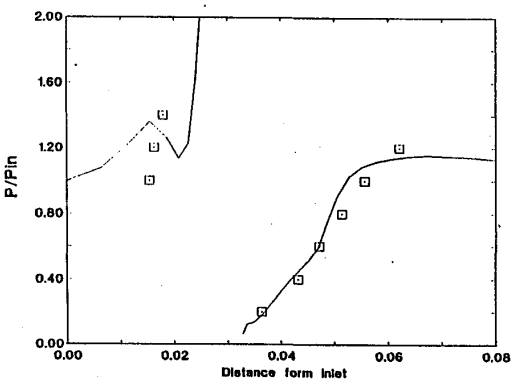


（ｂ）底面

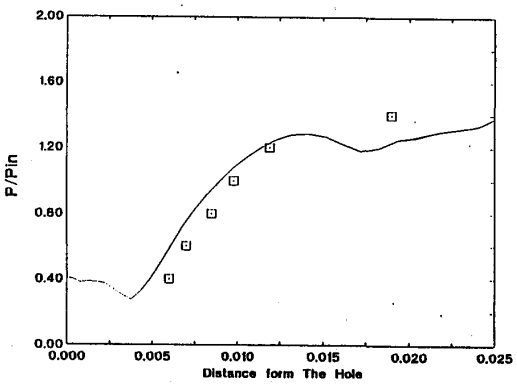


（ａ）側壁面

図９　壁面圧力の実験値[3]との比較



（ａ）対称中心軸上の壁圧分布



（ｂ）噴射孔より２ｄ下流の流れに直角方向の壁圧分布

図10　実験値との比較

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－3

ガスタービン用燃焼器ライナ冷却の高性能化（第２報）

＊林　正純　　藤　秀実
渡辺　猛　　小幡　正一
次世代航空機基盤技術研究所
（石川島播磨重工（株））

１．まえがき

近年，ガスタービンでは熱効率向上を目指して，高温化・高圧化が進められている．その為，燃焼器入口・出口温度も共に上昇する傾向にあり，耐久性を確保するため効率の良いライナ冷却構造の開発が望まれている．著者らは，先に高い冷却性能を得るため２重壁間にねじり板を設置した構造の燃焼器ライナについて研究を紹介した[1]．この構造を実用化するにあたり，耐久性・加工性の向上を目的として，３つの改良を施した．

まず，ライナ内側壁と外側壁を分離し，ライナ内側壁を周方向に分割（セグメント構造）した．これによりライナ内側壁と外側壁の熱膨張量の差を，逃がすことが出来る．また，２重壁間の対流冷却空気とフィルム冷却空気の流れる方向を対向させた構造（リターンフロー方式）とし，ライナ内側壁の軸方向温度勾配を小さくし熱応力の発生を小さくした．

一方，この対策により，流路とねじり板の間にできた隙間で空気がバイパスし，冷却性能が低下する可能性もある．本報では，まず実用性を考慮したリターンフロー方式ねじり板付面２重壁冷却構造について述べ，次にその試験結果について報告する．

２．冷却構造

まず，第１報の冷却構造について述べる（図１参照）．ライナの外側壁と内側壁の間に方形波状の薄板を挟み込み，長さ８０ｍｍの矩形流路を形成させ，その中に板幅２ｍｍでピッチ８ｍｍのねじり板を挿入し，方形波状薄板とライナ内側壁・外側壁をロー付することにより，結合させている．冷却空気は，矩形流路内で，ねじり板により伝熱促進されライナを冷却し，その後，燃焼ガスと平行に吹出し，フィルム空気層を形成する．

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

この構造は，加工性，耐久性向上に対し実用上の問題が潜在している．加工性では，方形波状薄板とライナ内側壁・外側壁を完全に結合させ，しかも狭い空間で流路を塞がないロー付け技術が要求される．一方，耐久性では，ライナ内側壁・外側壁に温度差が生じた場合，熱膨張量の差をロー付け面または方形波状薄板で抑えることとなり，変形または破損の要因となり得る．また，対流冷却空気流れとフィルム冷却空気流れが同方向で温度上昇の方向が一致するため，ライナ内側壁の軸方向温度勾配が大きくなる．

そこで，これらの問題点を克服するため，本ライナ冷却構造では次に示す３つの改良を施した（図２参照）．（１）ライナ内側壁を外側壁が拘束しないように分離した構造とした．（２）ライナ内側壁を周方向に分割したセグメント構造とした．（３）２重壁間の対流冷却空気とフィルム冷却空気の流れる方向を対向行させたリターンフロー方式とした．これにより，対流冷却空気とフィルム冷却空気で温度上昇の方向が逆となり，ライナ内側壁の温度勾配を小さくできることになる．

しかし，これらの構造変更により，ねじり板とライナ外側壁に生じた隙間を冷却空気の一部が冷却に関与せず通過する，流路しきり板が断絶してライナ内側壁から外側壁への熱伝導がなくなる等，ライナ全体での冷却性能が低下する可能性もある．

そこで，これらの構造の変更により予想される性能の変化を定量的に把握するため，冷却性能試験を実施した．

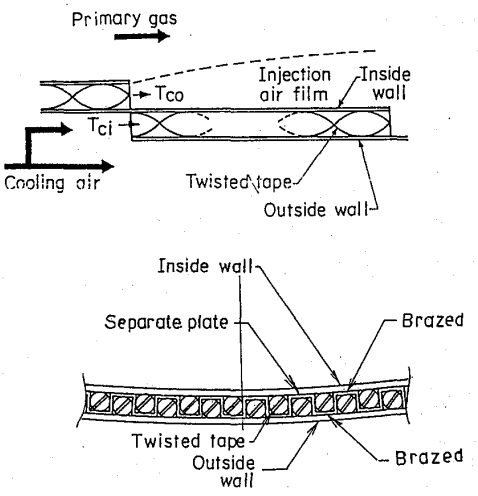


図１　第１報でのライナ構造

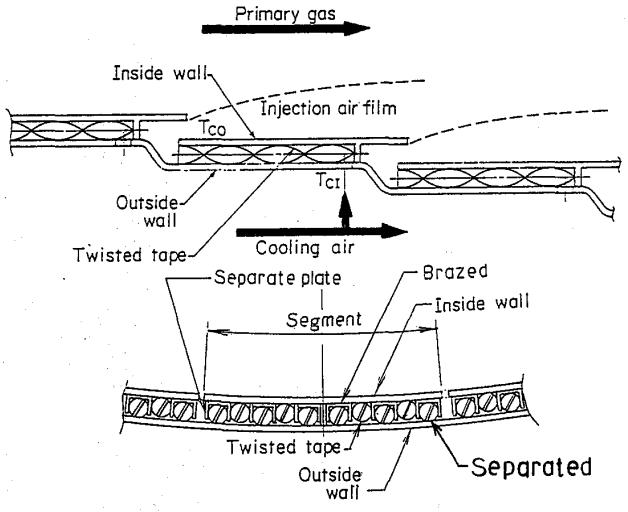


図２　リターンフロー方式
ねじり板２重壁冷却構造

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3. 試験装置と方法

試験は，まず流路とねじり板の間の伝熱特性に及ぼす影響を調べ，つぎにリターンフロー方式ねじり板２重壁ライナ冷却構造の冷却性能を測定した．

図３にねじり板流路の伝熱試験の測定部を示す．幅100mm，高さ5～10mmの矩形ダクトの底面に電気ヒータ付銅ブロックを設け，壁温一定（420K）で長さ125mmの範囲を加熱した．供試部にはダクト壁，伝熱面と高さ5mmの薄板により仕切られた流路に板幅5mm，ねじりピッチ20mmのねじり板が設置されている．また，ねじり板と反対側ダクト壁の隙間は0～5mmの範囲に設定した．空気はブロワにより供給され，流速3.08～30.8m/sで供試部へ流入する．温度計測にはφ1のＫ熱電対を，また，圧力計測には静圧タップを用いた．これらの測定値から，流入空気と流出空気のエンタルピ差より伝熱量，伝熱面と空気の対数平均温度差より熱伝達率，および圧力損失係数を算出した．

図４にリターンフロー方式ねじり板２重壁ライナ冷却構造の冷却性能試験の測定部を示す．主流ダクトは幅120mm，高さ50mmの矩形断面を有し，その底面に供試体は設置されている．供試体は，長さ60mmのライナ内側壁に板幅2mmでピッチ8mmのねじり板を挿入した48mmの流路を設け，出来るだけ隙間がないようにライナ外側壁に設置するようにした．一次空気は常温で流速7.4～57m/sで主流ダクトへ流入する．冷却空気に相当する二次加熱空気は，420Kでねじり板流路に流入し，主流に対向する方向に流れ，その後，幅2mmの冷却スロットで向きを変えて質量速度比M=0.9～3.6の範囲で主流と同方向に吹出す．主流空気の温度は測定部の直前で，加熱空気の温度はねじり板流路に流入する直前で，また，ライナ内側壁温度は，壁に溝を掘って埋め込んだφ0.5のＫ熱電対によりそれぞれ測定した．

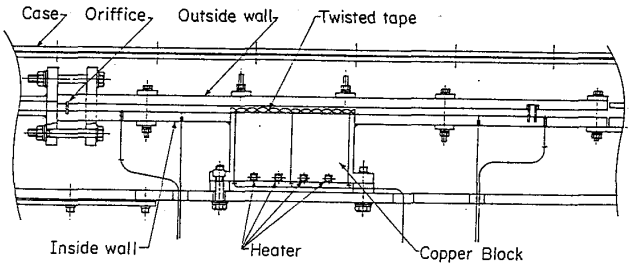


図３　ねじり板流路の伝熱試験測定部

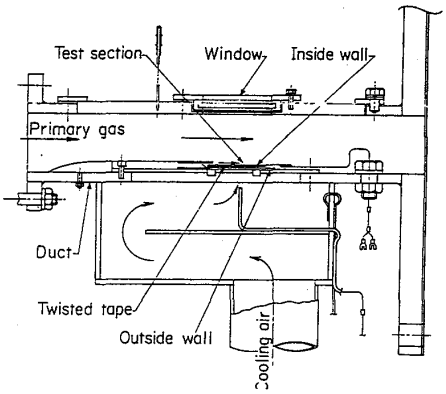


図４　ライナ冷却試験測定部

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

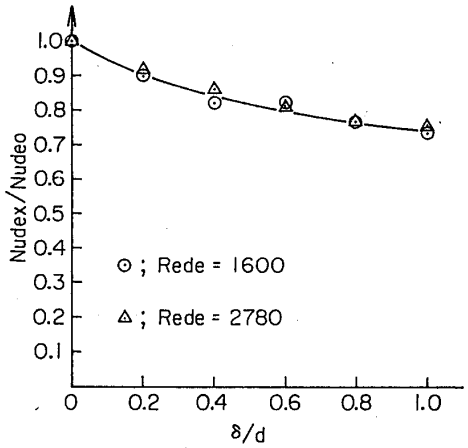
4. 試験結果

4. 1 ねじり板流路の伝熱試験結果

図5に，伝熱面に向い合うダクト壁とねじり板との隙間がヌセルト数に及ぼす影響についての試験結果を示す．ここで，δは隙間の大きさ，dはねじり板幅，Nuはヌセルト数，Reはレイノルズ数，添え字"de"は水力直径，"x"は間隙のある場合，"o"は間隙のない場合をそれぞれ表す．縦軸は上部隙間δがxの時のNu数を隙間が無い場合のNu数で標準化し，横軸は壁とねじり板の隙間をねじり板幅で無次元化し表している．隙間の増大に従ってNu数は単調減少しているがその減少の度合は比較的小さい．この事は，ライナ内側壁，外側壁を分離することによる構造上の不可避な隙間に対し冷却性能の低下が鈍感であることを示している．また，この効果はRe数に依存していないことがわかる．

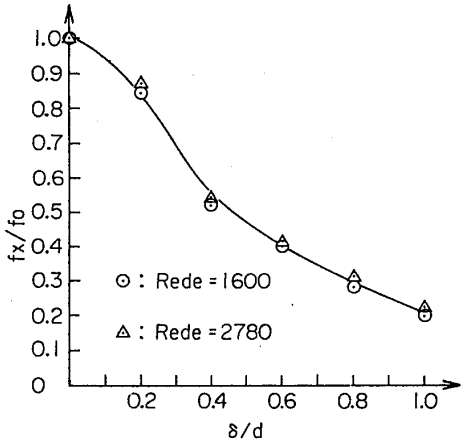
図6に，隙間が圧力損失係数に及ぼす影響についての試験結果を示す．fは圧力損失係数を表し，その他の記号は図5と同様である．結果はNu数の場合と同様に隙間の増大に従ってfは単調減少しているが，その減少の度合は比較的大きい．この効果がRe数に依存していないこともNu数の場合と同様である．

図5，6を比較すると，隙間の増大に対するNu数の減少の度合は，fの減少の度合より，小さい．このことは，隙間を任意の値に設定しておくことにより，冷却効率をある水準に保ったまま圧力損失の小さいライナ冷却構造ができる可能性を示している．



d ; ねじり板巾
δ ; 上部すきま
Nudex ; 上部すきまδ＝xのときのヌセルト数
Nudeo ; 〃 δ＝0 〃

図5 ヌセルト数に及ぼす ねじり板上部の隙間の影響



d ; ねじり板巾
δ ; ねじり板上部のすきま
fx ; 〃 δ＝xのときの摩擦損失係数
fo ; 〃 δ＝0 〃

図6 圧力損失係数に及ぼす ねじり板上部の隙間の影響

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．2　ライナ冷却構造の冷却性能試験

図7にリターンフロー方式冷却構造に対する冷却空気スロットからの無次元長さ位置でのライナ冷却効率を測定した結果の一例を示す．比較のため，第1報でのパラレルフロー方式冷却構造についての試験結果を示す．

パラレルフロー方式の場合と比較して，リターンフロー方式の場合はライナ内側壁の温度勾配が小さく，リターンフローの効果が現れている．パラレルフロー方式と比較してリターンフロー方式の冷却効率の絶対値が大きくなっているのは，ねじり板流路が短く，そこでの温度上昇が小さくなるため冷却空気スロット出口でのフィルム空気温度が低いためと思われる．

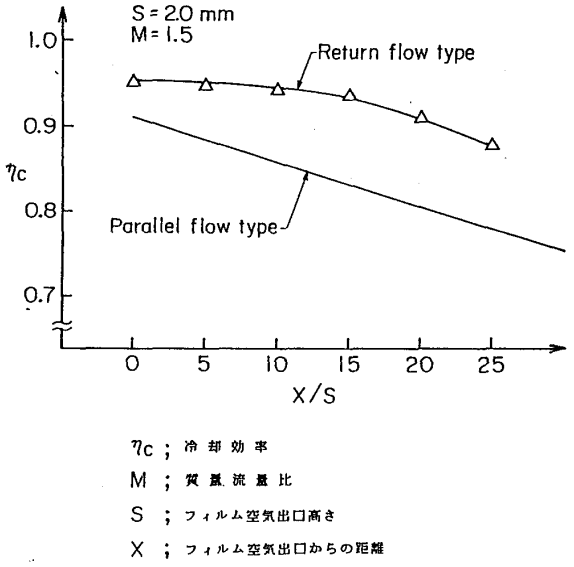


図7　流れ方向ライナ冷却効率の分布

5．まとめ

第1報の冷却構造は，ライナの外側壁と内側壁の間に方形波上の薄板を挟み込み，矩形流路を形成させ，その中にねじり板を挿入したものである．　この構造は，加工性，耐久性向上に対し実用上の問題が潜在している．　そこで，本ライナ冷却構造では次に示す3つの改良を施した．

（1）ライナ内側壁を外側壁が拘束しないように分離した構造とした．

（2）ライナ内側壁を周方向に分割したセグメント構造とした．

（3）2重壁間の対流冷却空気とフィルム冷却空気の流れる方向を対向行させたリターンフロー方式とした．

しかし，これらの構造変更により，ねじり板とライナ外側壁の間に間隙が生じ，冷却性能が劣化する可能性がある．

そこで，これらの構造の変更により予想される冷却性能の低下を定量的に把握するため，冷却性能試験を実施した．その結果として

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5．1　ねじり板とライナ壁間の隙間の影響

（1）ヌセルト数に及ぼす影響は鈍感である．

この事により，ライナの加工精度，組付精度をある程度低く設定でき，コスト削減につながる．

（2）圧力損失係数に及ぼす影響はヌセルト数に及ぼす影響と比較して敏感である．

これは，ねじり板とライナ外側壁の間隙を適当に設定することにより圧力損失が小さく冷却効率の大きいライナとなり得る可能性を示している．

5．2　リターンフロー方式の効果

ライナ内側壁の軸方向温度勾配が小さくなるので，パラレルフォロー平行流型と比較して

（1）ライナ内側壁の平均温度が同じなら，最高温度は低くなる．

（2）ライナ内側壁熱応力が小さくなる．

6．参考文献

1）渡辺，二階，佐藤，角田，"ガスタービン用燃焼器ライナ冷却の高性能化"，第14回ガスタービン定期講演会講演論文集（昭61-6），p.21-28.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－4

噴流混合形燃焼器における気流噴射弁とうず巻噴射弁の比較

*新井雅隆（群馬大工）　廣安博之（広島大工）　中曽伸二（三菱重工）

1．まえがき

ガスタービン用の燃焼器において燃料を青色の火炎すなわち不輝炎の状態で噴霧燃焼させることは、輻射による燃焼器の焼損や排気煙の低減のために重要である。また不輝炎が均質な希薄燃焼の際に出現することから、不輝炎燃焼は一般に低ＮＯｘ燃焼とみなされ、低ＮＯｘ燃焼器開発の一つの目標にもなっている。筆者らはこのような観点から噴霧の不輝炎燃焼を目標とした新しい混合方式の燃焼器を開発[1-3]してきた結果、噴霧に対して一次空気噴流を衝突させて一次燃焼領域の混合を強制的に促進させることで不輝炎燃焼を行わせる方法を見出した。

一方、気流噴射弁を使用すると燃料流量のTown Down Ratio が大きくとれ、かつ噴霧の平均粒径を小さくすることが可能であるため、不輝炎燃焼用の燃料供給装置としての優位性が一般に指摘され、各種の燃焼研究がおこなわれている。そこでうず巻噴射弁を使用した場合でも不輝炎燃焼が実現できる燃焼器と気流噴射弁を組み合わせればさらに性能の良い燃焼器が得られると思われる。今回の報告では噴流混合形の空気導入法と気流噴射弁を組み合わせた燃焼器について、うず巻噴射弁を使用した場合と比較し、青色の不輝炎燃焼する範囲を検討した。

2．噴流混合形燃焼器

図１に実験装置の概略を示す。燃焼用空気はブロアから、燃焼器の外筒に相当するケーシングに供給され一次および二次の空気導入孔から燃焼器内部の流入する。燃料には灯油を使用し気流噴射弁またはうず巻噴射弁で供給する。気流噴射弁を使用するため微粒化用の別の空気系を用意した。うず巻噴射弁を使用するため燃料は高圧のポ

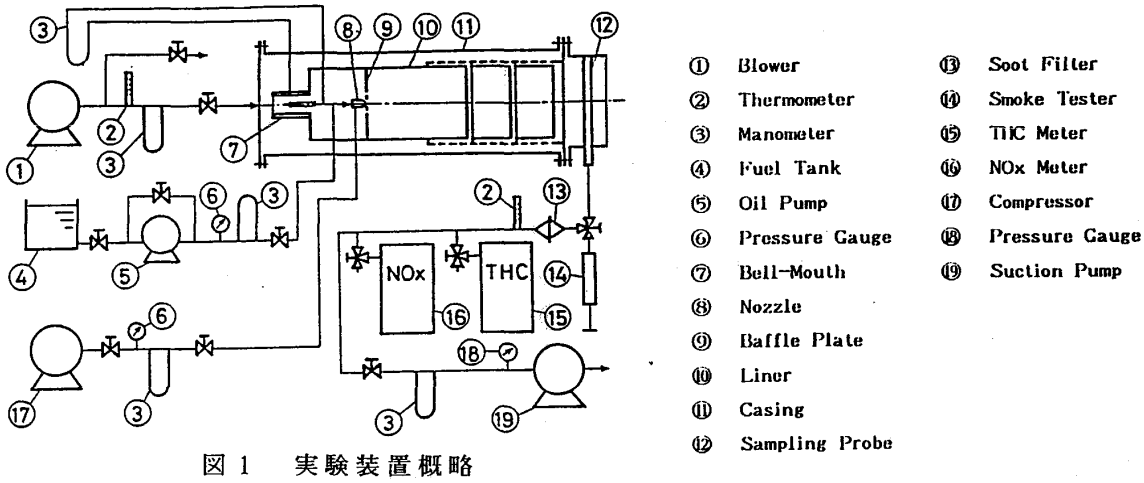


図１　実験装置概略

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ンプから最高圧５０ａｔｍで供給する。燃焼ガスは燃焼器出口にて多孔プローブでサンプリングしてＮＯｘおよびＴＨＣの排出量を測定する。　使用した燃焼器の形状を図２に示す。燃焼器は直径８３ｍｍの円筒であり上端にノズル支持と一次空気導入孔を兼ねるバッフル板が取付けてある。上端から８０ｍｍの位置には内部観察用の石英ガラス窓を取りつけた。燃焼用の一次空気は前述のバッフル板にあけた角度αの空気導入孔から燃焼器内部に導入され、噴霧に衝突して混合気を形成する。燃焼用二次空気は燃焼器後半部分の二重円筒になっている部分で内壁を衝突冷却した後幅３mmのスリットから燃焼器内部に導入される。なお燃焼用の一次と二次の空気はケーシングから分離せずに供給するが、一次と二次の空気の分流比は測定した結果１：４．７であった。

使用したうず巻噴射弁はダンフォス社製の噴霧角６０度のHollow Cone 形の噴射弁であり、容量は０．６５ガロン／時である。気流噴射弁としては燃料ノズル径0.7mm空気オリフィス径６mmの平行気流外部混合形のものを使用し、微粒化用の空気流量は０．９ｇ／ｓで一定とした。

うず巻噴射弁と気流噴射弁で作られる噴霧の相違点は以下の項目があげられる。

（１）うず巻噴射弁による噴霧はHollow Cone 形の噴になるのに対して、気流噴射弁による噴霧はSolid Cone形になりかつ噴霧角が小さい。使用したうず巻噴射弁の噴霧角は60度、気流噴射弁の場合は約50度である。

（２）気流噴射弁では噴霧の持つ運動量は高速の微粒化用空気により与えられ空気と燃料液滴群が一体となって噴出する。したがって微粒化用空気の流量を本研究のように一定としておけば噴霧の運動量は燃料流量によらずほぼ一定となる。うず巻噴射弁では噴出した燃料自身の運動量が噴霧の運動量となるため、燃料流量とともに運動量が変化する。

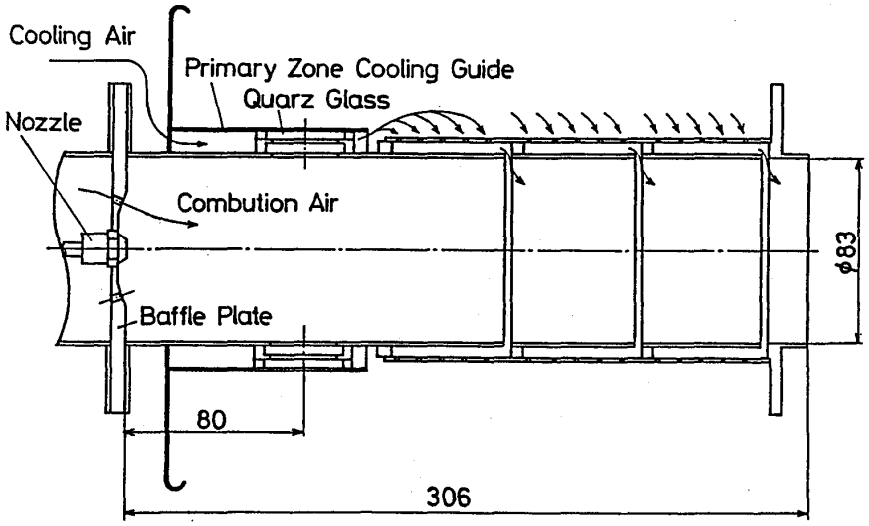


図２　噴流混合形燃焼器

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

（３）噴霧の平均粒径は気流噴射弁の場合流量が減少すると小さくなるが、うず巻噴射弁では流量の減少に伴い平均粒径は増加する。

（４）以上のような諸特性の違いが燃焼状態に与える影響としてうず巻噴射弁にくらべ、気流噴射弁を使用した燃焼器では、一般にTurn Down Ratio が大きくとれ、部分負荷時の燃焼特性が改善されるといわれている。

図３は噴霧の平均粒径を測定した結果である。測定装置としてはレーザ光のフランホーファ回折光を解析して平均粒径を求める装置を使用した。測定位置は噴射弁から５０ｍｍ下流で、噴霧軸を横切るレーザ光上の平均としての平均粒径である。前述したように気流噴射弁による噴霧は燃料が減少すると小さくなるがその変化は小さく噴霧は平均粒径１２ミクロン程度で一定と考えても差支えない。一方うず巻噴射弁による噴霧では燃料が減少すると平均粒径は大幅に増加する。また図中には流量から計算した運動量の変化も破線で示してあるが、気流噴射弁はうず巻噴射弁に比べて運動量が大きい。また運動量の大部分が微粒化空気のもつ運動量であるため、燃料流量を変えても運動量の変化が小さい。

３．実験結果

３．１　燃焼特性

噴流混合形の燃焼器においては一次空気の導入の方向を変えることで噴霧と空気の混合状態を制御することができ、この方法により燃焼状態を不輝炎燃焼から輝炎燃焼にまで変化させることができる。　以前におこなった研究から一次空気の導入角αを６０度とし、噴霧と空気との混合を燃焼器の中心軸上で行わせると安定な不輝炎燃焼状態が得られることが明らかになっている。図４はその場合の混合状態と火炎の位置を示した略図である。空気は直径４０ｍｍの円周上に配置された内径５ｍｍの１０個

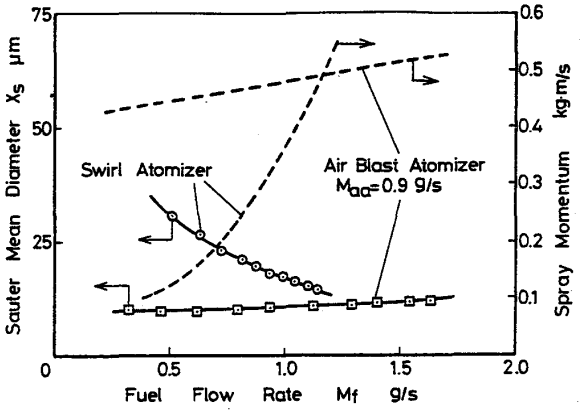


図３　うず巻噴射弁と気流噴射弁による噴霧の平均粒径

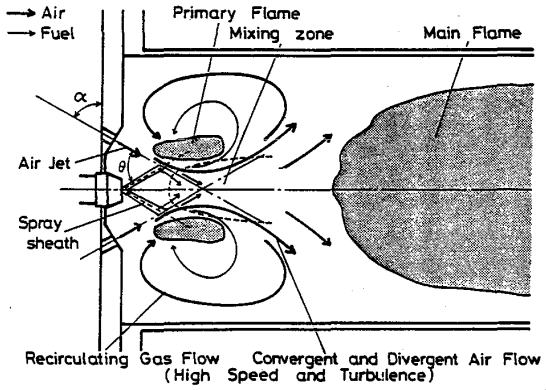


図４　混合状態と火炎位置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の導入孔より６０度の角度で燃焼器内に導入される。噴霧と導入された空気の混合は主に中心軸上で行われ、その周辺に青紫の一次火炎ができる。主火炎はこの一次火炎から離れた後方の速度の遅い部分に形成されるがこの火炎も青色である。　うず巻噴射弁を使用した場合の代表的な燃焼特性を燃料と空気の流量をパラメータとして示すと図５のようになる。燃焼用空気は一次と二次に分けて流量の計測を行っていないため、全体としての流量で示してある。空気過剰率が低く火炎の末端が燃焼器外にでる状態になると火炎は黄色の輝炎となるが、その他は青色の不輝炎の状態である。燃料流量がすくなくかつ空気過剰率も高いと火炎はバッフル板に付着した状態となり不安定になる。

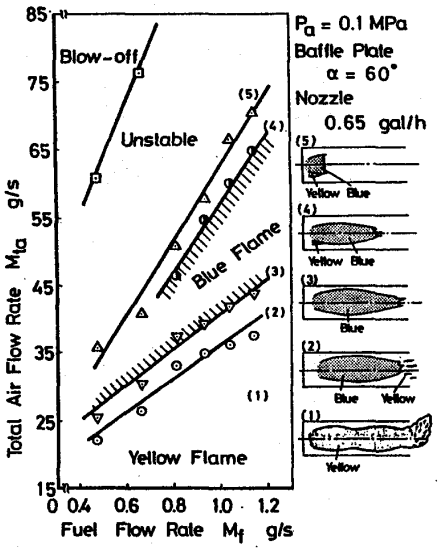


図５　燃焼特性

（うず巻噴射弁，10-Φ5-60°）

気流噴射弁を使用した場合の燃焼特性を図６と図７に示す。図６は図５と同じバッフル板を使用した場合、図７は導入孔の内径を３ｍｍに変更し孔数を１６個に増加させた場合であり、導入孔の総断面積は図６の57.6%に減少している。図６より図７の条件の場合の方が安定な不輝炎燃焼を行うな範囲が広いことがわかる。これは気流噴

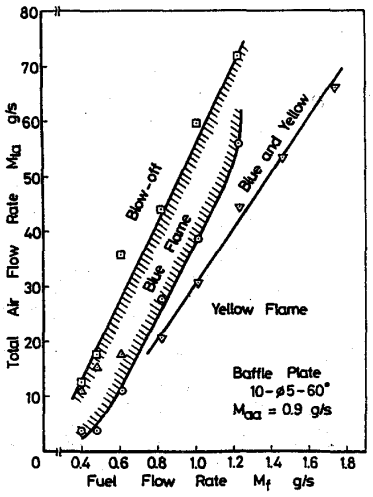


図６　燃焼特性

（気流噴射弁，10-Φ5-60°）

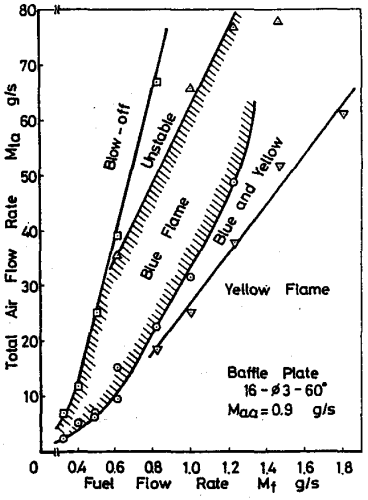


図７　燃焼特性

（気流噴射弁，16-Φ3-60°）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

射弁による噴霧では噴霧自身が高速でかつ運動量も大きいため、噴霧に衝突する一次空気も高速にしないと両者が良好に混合しないことに起因していると考えられる。

3．2不輝炎燃焼の範囲

安定で青色の火炎で不輝炎燃焼する範囲を図5、6、7から選び出し（図中でハッチングしてある部分）、空気流量と空気過剰率の関係として図8に示した。縦軸には分流比をもとに計算した一次空気の空気過剰率も示してあるが、これは図5と6の条件の場合の分流比をもとにした計算であり図7の場合の一次空気の実際の空気過剰率は図の縦軸より7％ほど小さな値となる。不輝炎燃焼を行う範囲を一次空気の空気過剰率でみると何れも1以下であり一次空気により混合と一部の燃料の燃焼が行われた状態で二次空気の導入スリットまで流動しその後主燃焼が行われていると考えられる。これは図4に示したような混合機構により燃料の一部分が一次空気により希薄燃焼し青色火炎をつくり、それが残りの燃料の蒸発を促進させ、一次空気による混合の促進効果と重畳して主燃焼域でも不輝炎燃焼を行わせているためと考えられる。

図より気流噴射弁を使用した場合とうず巻噴射弁の場合とでは安定な不輝炎燃焼を行う空気過剰率の下限界の傾向が異なることがわかる。うず巻噴射弁を使用した場合では空気流量を増加させていくとこの下限界は低下していくが、気流噴射弁と比べると不輝炎燃焼を行う空気過剰率の限界は相当高いところにある。　気流噴射弁を使用した場合の下限界は空気流量とともに減少し、空気流量が極端に少ない場合では空気過剰率が1以下でも不輝炎燃焼を行わせることができる。安定な不輝炎燃焼の上限界

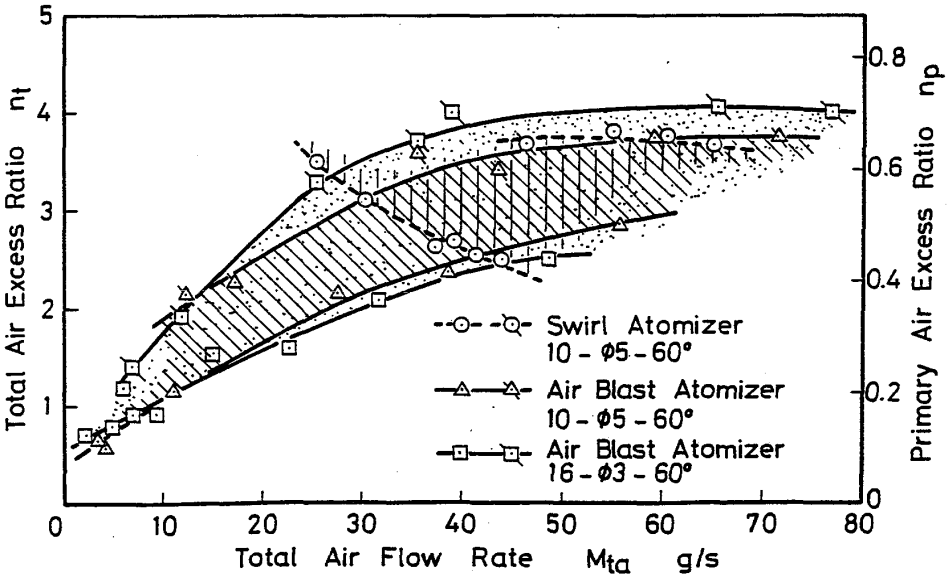


図8　不輝炎燃焼の範囲

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の空気過剰率は空気流量とともに増加の傾向にあり、これは気流噴射弁とうず巻噴射弁で同じ傾向を示す。図７の条件である内径３mmの導入孔をもつバッフル板を使用した場合の不輝炎燃焼範囲が一番広く、図６の場合は全体的に範囲がせまく、図５のうず巻噴射弁を使用した場合は空気流量の少ない場合には不輝炎が現れないとも解釈できる。

噴霧と一次空気との混合状態が良好な場合に不輝炎があらわれることから類推して、うず巻噴射弁の場合には高速の一次空気噴流による混合促進が不輝炎燃焼の下限界を支配していると考えられる。これに対して、気流噴射弁を使用すると微粒化用空気の運動量が燃料流量によらず一定であり空気流量の少ない場合にはこの噴霧のもつ運動量自身にもとづく混合促進が不輝炎燃焼を促進させていると考えられる。

気流噴射弁とうず巻噴射弁で平均粒径に差があるにも係わらず、空気流量の多い部分で空気過剰率の上限をみると大差はない。したがって、極端に平均粒径が大きくないかぎり不輝炎燃焼の範囲は平均粒径とは無関係に定まっていると見られる。

３．３　排出指数

ＮＯｘとＴＨＣの排出指数を前述の３種類の組み合わせについて測定した。横軸は当量比で示してあり、燃料流量を1.04g/s で一定とし空気流量で当量比を変えている。ＮＯｘついてみると何れの条件においても排出指数に大差はなく不輝炎燃焼により低ＮＯｘ燃焼が実現できたと考えられた。ＴＨＣの排出指数は空気過剰率の増加につれ急激に上昇する傾向がみられる。これは空気流量の増加に伴い火炎の不安定性が増すためと考えられた。

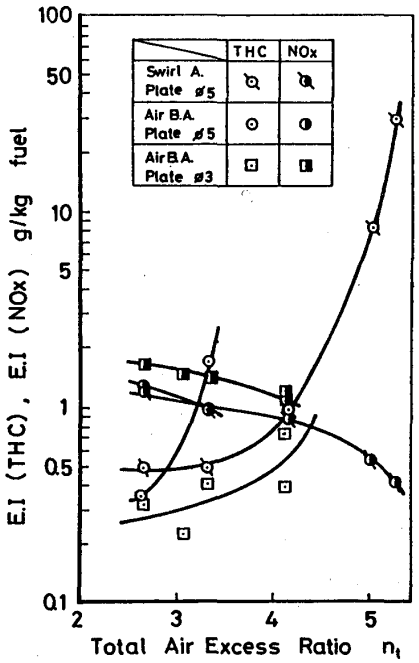


図９　ＮＯｘとＴＨＣの排出特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．まとめ

気流噴射弁とうず巻噴射弁を使用した噴流混合形燃焼器において燃焼特性を比較した結果次の事項が明らかになった。

（1）気流噴射弁を使用するとうず巻噴射弁を使用した場合より不輝炎燃焼の範囲を拡大することができる。

（2）不輝炎燃焼範囲と噴霧の平均粒径は無関係であり、不輝炎燃焼範囲は噴霧と一次空気の混合過程が良好な場合に現れる。

（3）安定な不輝炎燃焼を行わせるとＮＯｘやＴＨＣの排出指数に噴射弁の影響は現れない。

謝辞

本研究の推敲にあたっては広島大学工学部学生、村中俊彦君の協力があったことを記し、感謝の意をあらわす。

参考文献

1）新井，中森，廣安，噴霧の不輝炎燃焼法の研究，第24回燃焼シンポジウム，前刷集(1986),247.

2）廣安，新井，中曾，中森，噴霧の不輝炎燃焼法の研究（排出ガス特性），第25回燃焼シンポジウム，前刷集(1987),286.

3）新井，廣安，中森，中曾，　噴流混合形燃焼器による不輝炎噴霧燃焼、機論，投稿中

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－5

予蒸発予混合燃焼に関する基礎燃焼特性

吉田祐作　（日本自動車研究所）

1．まえがき

ガスタービンは，高効率性，低公害性，多種燃料適用性等の観点から，将来の自動車用エンジンとして優れた特徴を有している。しかし，現用の自動車用エンジンと同等以上の熱効率を得るためにはサイクル最高温度の高温化を図る必要があり，タービン入口温度で１３５０℃程度の高温化が必要である。燃焼器入口温度で１０００℃程度の高温化が要求される。そのため，高温部をセラミック化することにより高温高効率化を図った乗用車用セラミックガスタービンの開発が欧米を中心に行われている。我が国でも，セラミック部品開発からセラミックガスタービン開発の段階へと開発が進展しつつある。

自動車用セラミックガスタービンが将来の社会環境に受け入れられるためには，低公害性は不可決の要素であり，少なくとも乗用車に対する現行の排ガス規制値（昭和５３年）を満足する必要がある。高温高効率化に伴う燃焼器入口空気温度の高温化は，ＣＯ，ＭＣ等の未燃分の低減に効果がある一方ＮＯｘを増加させるため，従来型の拡散燃焼器をそのまま適用したのではＮＯｘ規制値を満たすことができない。そこで佐々木らは，[1] ２段燃焼方式，希薄拡散燃焼方式，予蒸発予混合希薄燃焼方式による低ＮＯｘ燃焼器の研究を行い，予蒸発予混合希薄燃焼方式が最も低ＮＯｘ化の可能性が高いことを示した。また，米国でもこの方式を用いた低公害燃焼器の開発が行われている。[2][3]

本研究は予蒸発予混合燃焼方式を出力１００ｋＷの乗用車用ガスタービン燃焼器に適用するために同方式の予蒸発予混合特性，燃焼特性を基礎実験により調べ燃焼器設計資料を得ることを主目的とした。さらに，蒸発・混合・燃焼の各過程で問題となる技術課題を明らかにした。実験は定常・常圧条件のもとで実施した。燃料としてはJIS2号軽油をベースとして用い，さらにメタノールの低ＮＯｘ化についても調べた。

2．予蒸発予混合特性

予蒸発予混合燃焼方式による低ＮＯｘ化は，基本的には完全予混合ガスの生成と安定な希薄燃焼の実現によって可能となる。しかしながら実際の燃焼器では限られたスペースで蒸発混合を行う必要があり，しかも自動車の作動条件を考慮すると燃料と空気の広い範囲の条件のもとで充分な予混合ガスを急速に生成する必要がある。そこで，予蒸発予混合管における急速蒸発急速混合の最適条件を調べるために，入口空気温度，燃料温度，スワール強度などを変化させて実験を行った。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

実験は①予蒸発予混合管における管壁付着状態の観察，②管内各位置における蒸発混合状態を把握するための予蒸発予混合ガスの温度分布の測定について行った。

予蒸発予混合部を図１に示す。予蒸発予混合管として内径４６㎜，長さ２００㎜の石英管を用い，噴射燃料の挙動を外部から調べられるようにした。燃料噴射弁としては圧力噴射式のホローコーンタイプ，６０度，０.85ＧＰＨを用いた。温度分布の測定は，外径０.5㎜のシース型Ｋ熱電対を用いた。

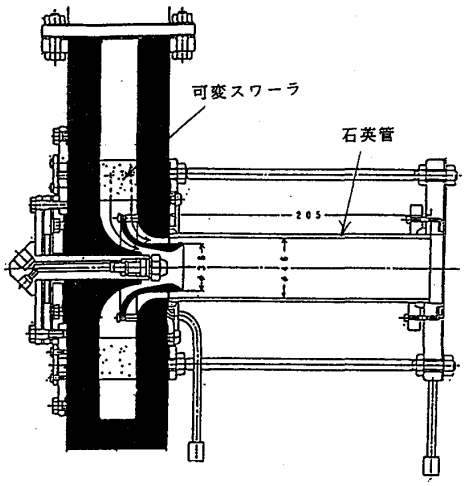


図１　予蒸発予混合部

実験条件としては，定格負荷の３０％程度を予蒸発予混合部から供給するものとし空気流量（G_a），燃料流量（G_f）を設定した。実験パラメータとして入口空気温度（T_a）を最高７００℃，燃料温度（T_f）を最高２５０℃，スワール数（Ｓ）を最大０.4の範囲で変化させた。燃料にはＪＩＳ２号軽油を用いた。

(1)　管壁付着状態

スワールの影響　Ｓ＝０では管壁の上下で付着に偏りがある。Ｓ＝０．17程度で上下の付着の偏りが少なくなる。Ｓ＝０.4では燃料小滴が管壁へ衝突する状態となる。

燃料温度の影響　T_fの上昇は付着低減に効果がある。減圧沸騰の効果も期待でるので始動時等の空気温度が低い場合に有効と思われる。

空気温度の影響　T_aが５００℃以上では管壁付着はほとんど見られない。T_aが３５０℃で管壁付着を伴う場合，管壁にタール状の成分が固着し，長時間の使用を考えると徐々に推積する恐れがある。

(2)　予蒸発予混合ガスの温度分布

予蒸発予混合管内における空気と燃料噴霧の均一混合化への状態を把握するために，予蒸発予混合ガスの温度分布を測定した．空気のみの温度分布（Ｔ）および燃料を噴射した場合の温度分布（T_{Tf}）を測定し，各測定位置における温度差の分布（△Ｔ）を求めた。さらに，各軸方向距離（Ｌ）において、半径方向（Ｒ）の平均温度（$\triangle\overline{T}$），標準偏差（σ）を算出し，均一混合化の過程を調べた。

T_a＝７００℃における温度分布の測定例を図２に示し，それらの平均温度，標準偏差を図３に示す。

スワールの影響　Ｓ＝０．17，0.4 ではＬ＝８０㎜程度で$\triangle\overline{T}$は一定となり，混合は急速に行われる。Ｓ＝０.4では管壁付近に存在する蒸発ガスの割合がより多くなる。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

噴射弁後流の循環流が混合促進に影響する。

燃料温度の影響　T_fを高めた場合，管壁近傍も含め均一混合が促進され易い。T_f＝200℃まで燃料温度を高めた場合L＝60㎜程度で蒸発混合が完了し得る。

空気温度の影響　T_a＝500℃ではT_f＝25，200℃のいずれの場合もL＝80㎜程度で蒸発混合が十分行われる。T_a＝700℃では空気の流速が増大するため燃料蒸気が中央付近に集まり，十分な混合が後流にずれる傾向がある。また，入口空気温度の高温化に伴い噴射弁の冷却方法も重要な課題となる。

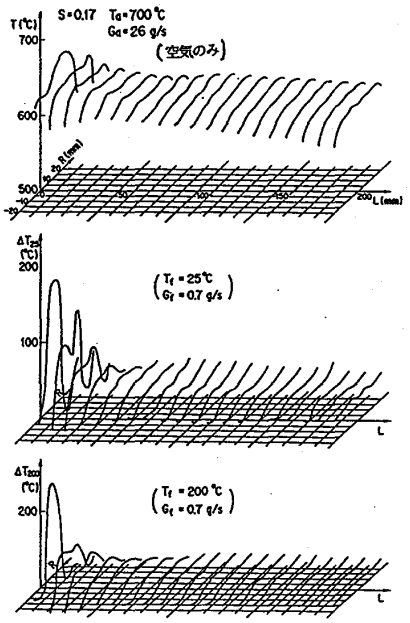


図2　温度分布（T_a＝700℃）

3．燃焼特性

予蒸発予混合希薄燃焼における低NOx化の可能性を明らかにするために，実験用燃焼器を試作し，入口空気温度，スワーラ旋回羽根角度等の各種条件が火災安定範囲，燃焼効率やNOx等の排出特性に及ぼす影響を調べた。

実験用燃焼器の概略図を図4に示し，実験条件を表1に示す。排気ガスのサンプリングは，①燃焼器出口下流150㎜，②出口下流1.5mの2ヶ所において水冷多孔サンプリングプローブを用いて行った。

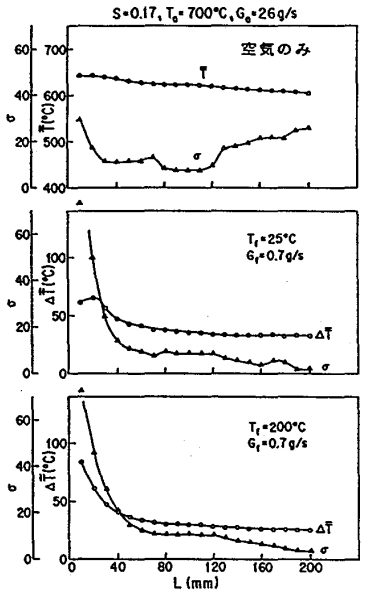


図3　平均温度と標準偏差（T_a＝700℃）

表1　実験条件

項目	設定条件
蒸発混合管スワール数	0.17
燃焼器スワーラ旋回羽根角度	45, 50
空気流量　g／s	10 ～ 50
入口空気温度　℃	350, 500, 600, 700
燃料流量　g／s	0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.75
燃料温度　℃	常温, 100, 200
噴射ノズル	デラバン，ホローコーン，0.85 GPH（軽油）1.5 GPH（メタノール）
燃料	JIS2号軽油，メタノール

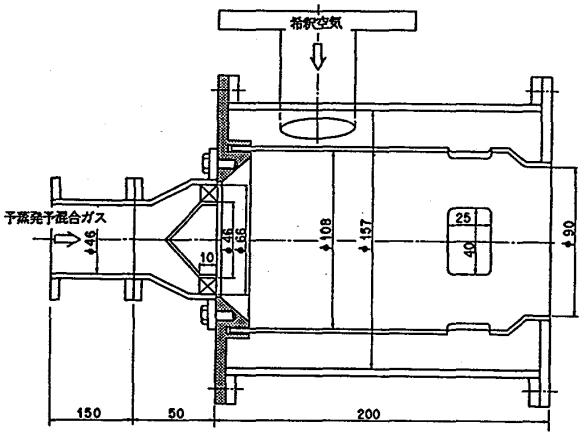


図4　燃焼器の概略図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

実験は，予蒸発予混合希薄燃焼の基礎データを得ることを主目的としており，第1段階として予蒸発予混合部からの一次空気（Ga_1）による燃焼特性を調べた。

図5は軽油の排気特性を示したものである。希薄燃焼により，NOx，CO，THCはいずれも低くなるがλを増大し，希薄化を進めるとCOが急増する限界がある。

図6は軽油のNOx排出特性を示したものである。λ＞1.5でNOxの許容値4.3g/kgfuel以下となる。T_aの高温化により，NOxも増加するが希薄化により低NOx化が可能であることが分った。

図7はメタノールのNOx排出特性を示したものである。メタノールにおけるNOxは軽油の1/10程度の排出レベルとなり低NOx燃料といえる。

図8は軽油のNOx－CO排出特性を示したものである。NOx，COとも許容値よりはるかに低い排出レベルが得られ，予蒸発予混合希薄燃焼方式が低公害燃焼技術として極めて可能性が高いことが明らかとなった。

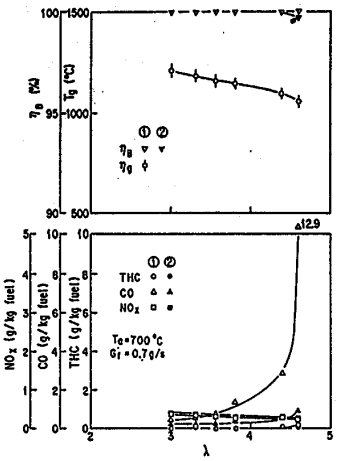


図5 軽油の排気特性

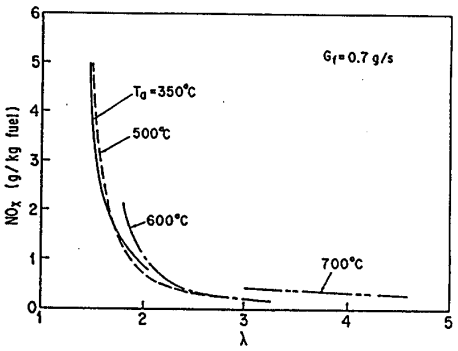


図6 NOx 排出特性（軽油）

4．まとめ

予蒸発予混合希薄燃焼が有力な低公害燃焼技術であることを明らかにするとともに設計上の技術課題に関する有益な知見を得た。

本研究は，㈶ 石油産業活性化センターの新シーズ開拓研究の一環として実施したものである。
終りに，有益な助言を頂いた日産自動車の佐々木主任研究員に謝意を表します。

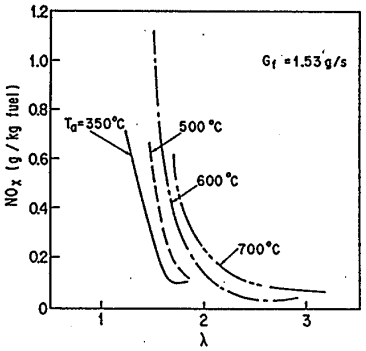


図7 NOx 排出特性（メタノール）

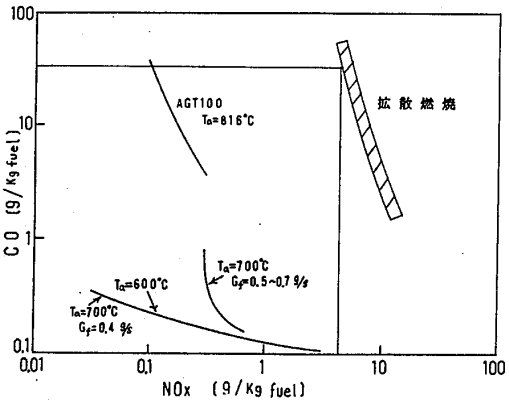


図 8 NOx－CO排出特性

参考文献

(1) 佐々木，鈴木：第18回ガスタービン定期講演会講演論文集，119～126（1990）
(2) NASA-CR-179484 (1986)
(3) NASA-CR-180891 (1987)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－6

希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究　（第3報）

*広瀬　裕二　　（慶大　院）
川口　　修　　（慶大理工）

１．はじめに

希薄予混合燃焼法は、ガスタービンの厳しい排ガス規制、特にＮＯｘの規制に対して有効である。著者らは、その特性を明らかにし、実用の可能性を確かめるために、燃焼器モデルを用いた実験研究を行なってきた[(1)(2)]。本報では、予混合型燃焼器における火炎の安定機構に着目し、火炎安定のために設けられる循環流領域における滞留時間を調べるとともに、循環流領域と主流間の交換過程を体積交換流束、あるいは質量交換流束で定量化し、燃焼器の作動条件とそれらとの関係を調べた。さらに、循環流領域内の滞留時間と燃焼器内で生成するＮＯｘ量との関係についても検討した。

２．実験装置及び方法

２．１モデル燃焼器

実験に用いた燃焼器を図１に示す。供給された空気は、燃料であるメタンと混合された後、半径流スワーラを通り環状流路を通過し、保炎器の周囲から燃焼筒内に噴出する仕組になっている。燃焼筒は内径がφ100 の缶型で、今回の実験では希釈空気の導入は行なっていない。また滞留時間測定用の窓は燃焼筒上流端より90mm後方の燃焼筒壁面に設置してある。

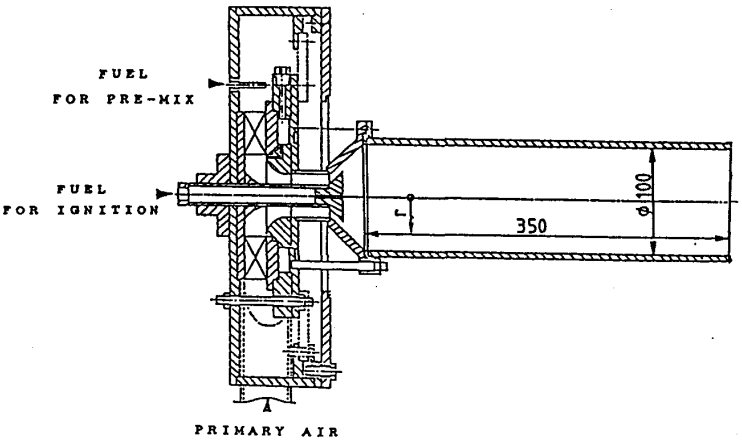


図１　供試燃焼器

２．２　滞留時間の測定

滞留時間を実験的に求めるには、トレーサを循環流領域内に混入し、その供給を瞬時に遮断した後のトレーサの濃度減衰から求める方法が多く用いられている。トレーサの失われる速度が、その時のトレーサ濃度に比例すると仮定すると次式が得られる。

$$-dC/dt = C/\tau$$

$$\therefore\quad C = C_0 \exp(-t/\tau) \qquad \cdots\cdots(1)$$

但し　Ｃ：トレーサ濃度　　C_0：初期トレーサ濃度　　τ：時定数

ここではこの時定数τをもって滞留時間τ_{RZ}とする。本研究においてはナトリウム塩の炎色反応を利用し、ナトリウム塩を燃焼場にシードすることによって発生するナトリ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ウムD線の光強度を測定することにした。しかし問題となる点がふたつあり、ひとつはトレーサとして用いるナトリウム塩の気流に対する追従性、もうひとつは濃度と発光強度の関係である。前者に対しては、炭酸水素ナトリウム($NaHCO_3$)粉末の平均粒径を極めて小さいもの（約5μm）とすることで対応した。また後者に関しては、濃度が高いときには発光と同時に吸収が生じるため、濃度と発光強度の比例関係が成立しないが、逆に濃度が低いときは比例関係にあることからシード量を極力少なくし対応した。

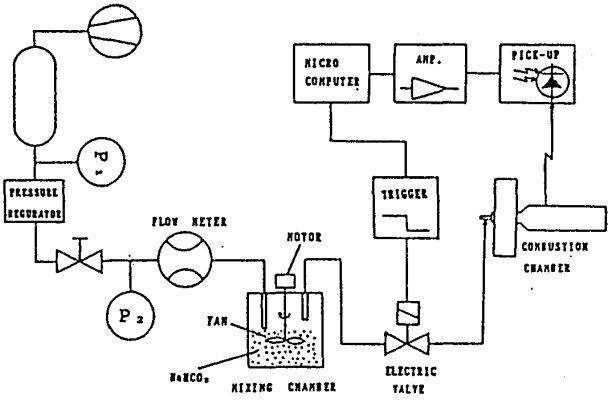


図２　滞留時間測定回路図

滞留時間測定回路を図２に示す。炭酸水素ナトリウム粉末は、ミキシングチャンバー内でキャリアガスである空気と混合され、電磁弁を経由し保炎器中心部から循環流領域内に導入される。燃焼場からの光は、壁面の観測窓を通してレンズ（φ30）により集光され、フォトダイオードで電圧に変換されアンプで増幅された後、トリガーにより電磁弁が閉じた瞬間からコンピュータに取込まれる。発光強度に対応した電圧値の時系列データの対数を求め（図３）、直線性が著しく失われるところまで、つまり指数関数的に減少している部分のみをサンプルとし滞留時間を求めた。

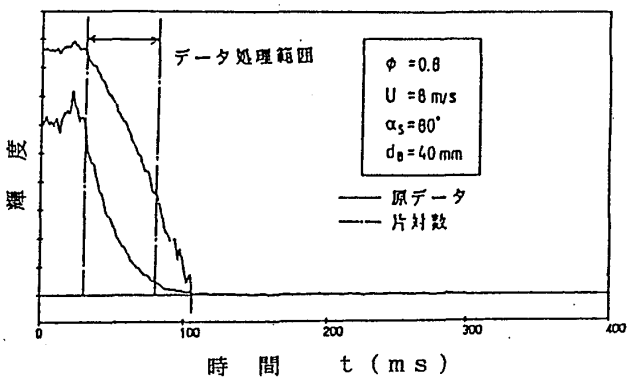


図３　光強度減衰曲線

２．３　質量交換速度及び体積交換流束の計算

領域内のすべての物質の平均滞留時間τ_{RZ}を用いて、質量交換速度m_eを次の様に定義する。[3]

$$m_e = \frac{\rho V_R}{\tau_{RZ}} \qquad (kg/s) \qquad \cdots\cdots(2)$$

但し　ρ：密度（kg/m^3）、V_R：循環流領域体積（m^3）

この値は、主流と循環流領域間で単位時間当りに交換される物質の質量を示すものであり、循環流領域内を密度の一様な一種のＰＳＲとみなしたものである。実際には測定した滞留時間を２式に代入することによって、質量交換速度を得る。次に循環流領域表面を通過する体積交換流束として、次式に示す体積交換流束Ｅを定義する。

$$E = \frac{m_e}{\rho F_R} = \frac{V_R}{F_R}\frac{1}{\tau_{RZ}} \qquad (m^3/(m^2 \cdot s)) \qquad \cdots\cdots(3)$$

但し　F_R：循環流領域表面積（m^2）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

２．４　循環流領域形状の測定

循環流領域長さの測定は、先端にＮａＣｌ水溶液をしみ込ませた石綿を詰めたステンレス管（φ５）を、燃焼筒出口から中心軸上を上流側に移動させ、ナトリウム塩の炎色反応により橙色となった火炎が上流へ逆流し始める位置を求めることによって行なった。保炎器からその位置までの軸方向距離を循環流領域長さとした。また循環流領域幅の測定は、先と同様にナトリウム塩を循環流領域に供給し燃焼ガスを橙色に着色する。交換によって主流に飛出したガスは、主流の大量のガスによって希釈され色の濃さが著しく減少してしまう。このため循環流領域のみ橙色を呈したままになるので、これを写真撮影して解析することにより循環流領域の最大半径及びその軸方向位置を求めた。

３．　実験条件

実験パラメータは表１に示す通りである。但し、本研究は希薄予混合燃焼法における燃焼特性を調べることが本来の目的であるため主として燃料希薄側で測定を行なったが、滞留時間を測定する際、当量比の影響を明確にする目的で、基準条件下で代表流速4.0m/sの場合のみ当量比を1.3 まで変化させて、実験を行なった。また火炎の安定性に影響があると思われる形状パラメータとしてスワール数(旋回羽根角度)と保炎器直径を選択した。尚、本実験では保炎器背面とスワラコーンとの軸方向の間隔を、5.0 mm で一定(直径20mmのものは除く)としたためそれぞれの保炎器に関して噴出口の面積が異なっている。その面積比を表１中の予混合気噴出口面積比に示してある。

当量比　ϕ	0.54～0.8(～1.3)
代表流速　U	4.0～8.0　(m/s)
スワール数　S (旋回羽根角度　α_s)	0.29～2.95 45～87.5 (deg)
保炎器直径　d_B (予混合気噴出口面積比)	20,　40,　60　(mm) (2.4 : 1 : 1.5)
入口空気圧　P_2	常圧
入口空気温度　T_2	常温

表１　本実験の実験パラメータ

スワール数	S	:	0.83
(旋回羽根角度		:	80度)
保炎器直径	d_B	:	40ｍｍ

表２　基準条件

本実験の形状パラメータの基準条件を表２に示す。これらは過去の実験結果[1]より設定したものである。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．実験結果

4．1　循環流領域形状への影響

循環流領域の形状は近似的に回転楕円体の一部を切取ったものとし、測定した最大幅とその軸方向位置及び長さより計算によって体積を求めた。形状パラメータが、循環流領域最大幅に与える影響を図３に、体積について図４に示す。図３より保炎器直径が40mmの時に循環流が最も広がっている。これは40mmの時に燃焼筒の壁面方向へ噴出する予混合気の流速が最大となるためである。逆に20mmの時はその形状から、保炎器による半径方向への広がりがないので、スワールにのみ依存するかたちになり、広がり方が著しく減少している。またスワール数の影響は、0.29の時極端に小さくなったがそれ以外はそれ程差異はない。

体積も最大幅と同様な傾向を示し、スワール数0.83、保炎器直径40mmの設定時に最大値を得ている。

4．2　滞留時間

4．2．1　作動条件の影響

図５に代表流速U及び当量比ϕに対する滞留時間τ_{RZ}の変化の様子を示した。滞留時間は理論混合比の時に最小値をとる。これは燃焼温度の上昇による熱膨張のために燃焼ガスが加速され、主流と循環流領域の境界付近の速度勾配が上昇し乱流レベルが増大することと、温度上昇に伴う燃焼ガスの動粘度の増大で、境界付近での交換が活発になることにより、循環流領域に滞留する時間が小さくなったものと思われる。代表流速についても同様な理由が考えられ、その上昇とともに乱流レベルが上昇し交換が活発になり滞留時間は短縮している。

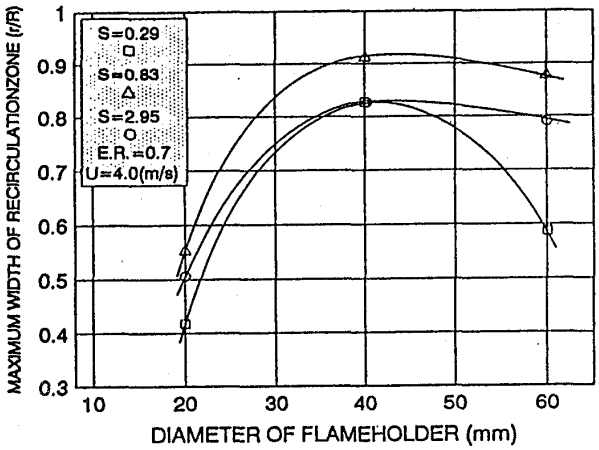


図３　形状パラメータの
循環流領域最大幅への影響

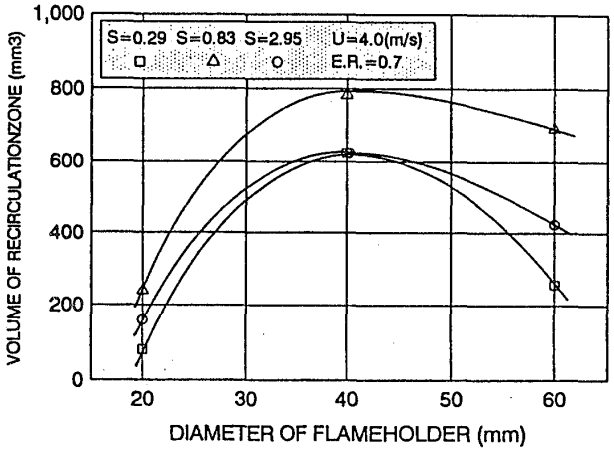


図４　形状パラメータの
循環流領域体積への影響

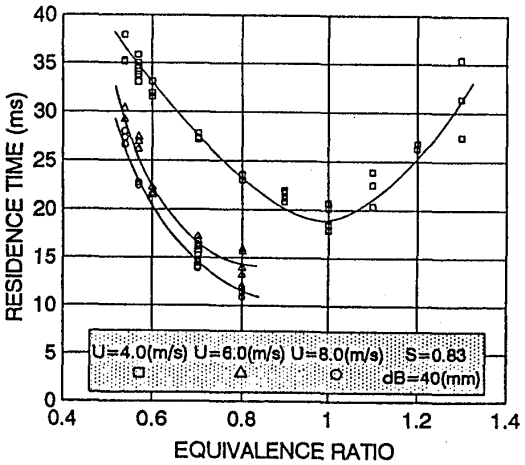


図５　作動パラメータによる
滞留時間の変化

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．2．2　形状条件の影響

図６に、スワール数Ｓ、保炎器直径d_Bを変えた時の滞留時間τ_{RZ}の変化を示す。スワール数、保炎器直径の増加に従い滞留時間も増加しており、Bovina[4]の研究結果とも一致している。

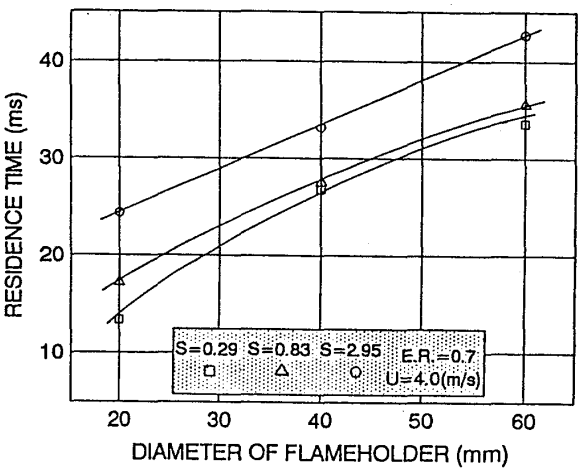


図６　形状パラメータによる滞留時間の変化

4．3　主流と循環流領域間の物質交換

図７、図８は代表流速Ｕと当量比ϕの体積交換流束Ｅ、質量交換速度m_eへの影響を示したものである。保炎器背後での火炎の半径方向への広がり方が、当量比0.58～0.59を境に異なっており、それより希薄側では全ての設定条件において最大幅がそれ以上のものの約90％程になる。これは燃料濃度の低下に伴う燃焼速度の低下により、火炎の存在範囲が比較的流速の遅い内側に移動したため、循環流領域も縮んだものと思われる。この様な燃焼状態の変化によって、主流と循環流間の交換過程の変化が考えられるため、図７、８の中では当量比0.58～0.59付近を境としてラインを区別して表示した。体積交換流束は、代表流速、当量比のいずれの増加に対しても増加している。これは燃焼ガス温度と代表流速の増加に伴う動粘度と乱れの増加により、乱流拡散速度が主流と循環流領域の境界付近で増加したためであると思われる。

質量交換速度は、0.6を超えた領域ではほぼ一定の値となっているが、これは体積交換流束が増加する反面、循環流表面積の縮小と温度上昇による密度の低下が生じているので結果として一定となったと推測される。

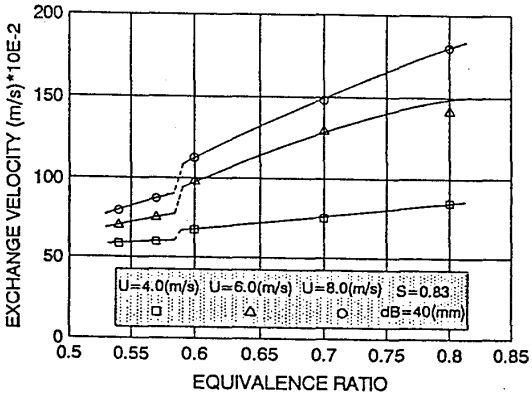


図７　作動パラメータが体積交換流束に与える影響

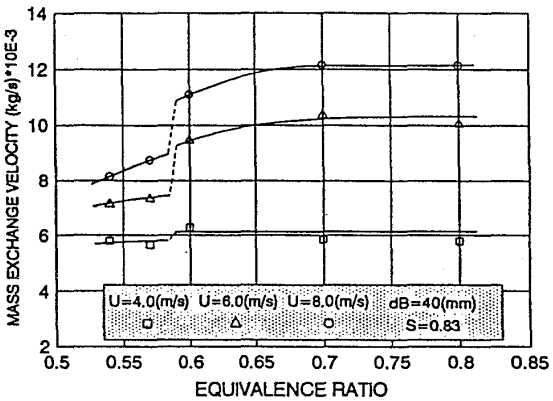


図８　作動パラメータが質量交換速度に与える影響

図９、図１０は保炎器直径d_Bとスワール数Ｓの影響を示したものである。質量交換速度、体積交換流束ともに保炎器直径が40mmの時に最大となるが、これも予混合気の噴

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

出速度の増加にともなう乱流レベルの上昇によるものと思われる。またスワール数の影響は保炎器と異なり一義的なものではなくその影響は本研究の範囲では明らかにすることができなかった。

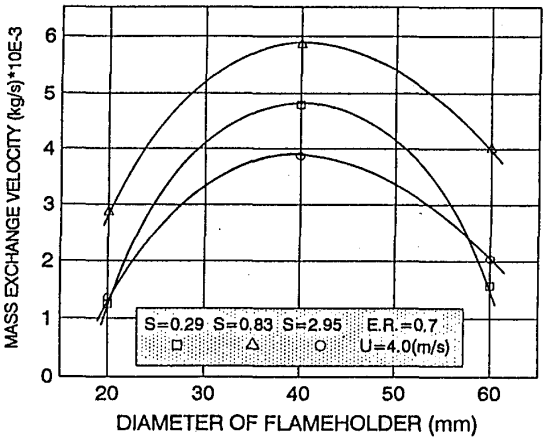


図９　形状パラメータが
質量交換速度に与える影響

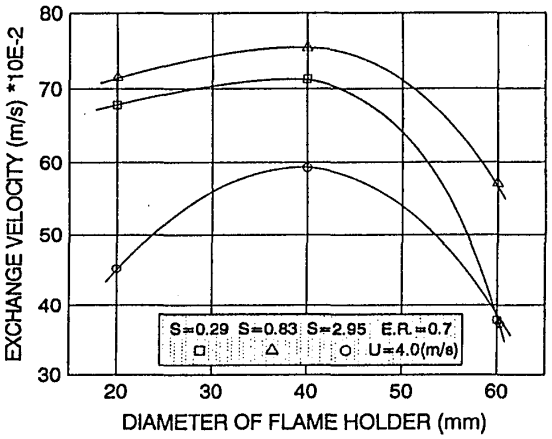


図１０　形状パラメータが
体積交換流束に与える影響

４．４　滞留時間とＮＯｘ排出量の関係

火炎の安定性を高めるために、循環流領域内での滞留時間を増加させた場合、ＮＯｘの生成量が増加する懸念がある。そこで実験により滞留時間とＮＯｘ排出量の関係を調べ、図１１に示した。ただし、ＮＯｘの生成機構から考えて雰囲気温度、組成が異なればその生成量も異なるので、これらに影響を与えるパラメータ（代表流速、当量比）を一定とした上で、保炎器直径を変えることにより（スワール数一定）、循環流領域内での滞留時間のみを変化させた。また図中のＮＯについてはプローブ内でのNO_2への酸化反応は考慮していない。この図から循環流領域内温度が高くなるϕ=0.6、0.7、0.8の順に生成量の絶対値が多くなる傾向はうかがえるが、滞留時間に対するＮＯｘ排出量の変化は見られない。このことは、循環流領域内で生成されるＮＯｘの量は、そこでの温度、組成に対応した平衡値に等しいものであることを示唆している。つまり図１１の中にプロットした滞留時間に比べＮＯｘの平衡到達時間は短いものと思われる。

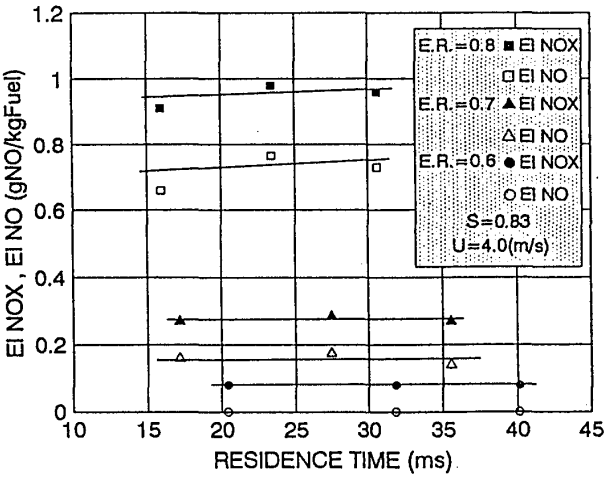


図１１　ＮＯｘ排出指数と
滞留時間の関係

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

５．結論

本研究は、希薄予混合燃焼方式の燃焼器において問題とされる火炎の安定性に関して、主流と循環流領域間で生ずる物質交換過程に着目し、滞留時間を測定することによってその検討を行なった。また循環流領域内での滞留時間がＮＯｘ排出量に与える影響を調べ、以下に示すような知見を得た。

１．循環流領域の体積は、保炎器直径、スワール数に影響を受ける。その傾向は、保炎器周囲から燃焼筒内に噴出する予混合気の流速が増加する場合に増加し、スワール数に関しては極大値が存在する。

２．燃焼場における循環流領域と主流間の体積交換流束は、代表流速の増加と理論空燃比に満たない範囲での、当量比の増加とともに上昇する。質量交換速度は代表流速に対して増加するが、当量比の増加に対してはある値に漸近する傾向がある。また、両者とも当量比が0.6を下回る場合には、急激な減少が見られる。

３．安定な燃焼を実現するために、燃焼筒内に強大な循環流領域を形成することにより滞留時間が増加しても、本実験の範囲ではＮＯｘの排出量には影響がない。これは循環流領域内での滞留時間に比べ、ＮＯｘの平衡到達時間が短いためである。

本研究は三井造船（株）の委託研究として、研究費の一部を同社より提供されて行なわれたものであり、同社に謝意を表する。またこの実験は、当時、学生であった五島隆君の協力を得て行なわれたものである。

参考文献

（１）川口他２　「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究」　GTS松山地区講演会講演前刷集（1988,11）　145-151

（２）川口他２　「希薄予混合型ガスタービン燃焼器に関する研究（続報）」　GTS金沢地区講演会講演前刷集（1989,10）　25-31

（３）G.Winterfeld「On Processes of Turbulent Exchange behind Flame Holders」10th Symp.(Int.) on Comb.(1965),1265

（４）T.A.Bovina　「Studies of Exchange between Re-circulation Zone behind the Flame Holder and Outer Flow」7th Symp.(Int.) on Comb.(1959),692

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－7

ガスタービン用低ＮＯｘ燃焼器の研究開発

*木村武清　北嶋潤一　（川崎重工業株式会社）

1．まえがき

近年、コジェネレーションやコンバインドサイクルによるガスタービンの普及に伴い、世界的にガスタービンのＮＯｘ規制が行われるようになってきている。日本では、大気汚染防止法により気体・液体燃料とも最終的に(1991年2月) ＮＯｘ＜70ppm（O_2=16％換算)となっているが、東京都、大阪府などの大都市地域では、1992年 4月より2000kW 未満の小型ガスタービンにおいてＮＯｘ＜35.7ppm(O_2=16％換算）という厳しい指導基準値が決められている。そのため、ガスタービン各社においてはその基準値をクリアする低ＮＯｘ燃焼器の開発が必要になってきている。

当社では、数年前より1500kW 級ガスタービン燃焼器を対象にドライ方式による低ＮＯｘ化の研究を行っており、非常用や常用及び燃料の種類などそれぞれの仕様にあった燃焼器の研究開発を行ってきた。[1]～[3]本論文では、その中でＮＯｘ＜35ppm（O_2=16％換算）を目指したガス焚き用及び油焚き用の２種類の低ＮＯｘ燃焼器の開発例について報告する。

2．試験装置

燃焼器試験装置の系統図を図１に示す。この装置は燃焼器入口の空気予熱器と出口のバタフライ弁式圧力制御弁を備えているため、燃焼器の入口空気温度T_1及び入口空気圧力P_1をそれぞれ独立に設定することができる。空気流量は入口の流量調整バルブで調整し、オリフィスで計測され、平均風速Ｕｒとして表される。ガス及び油焚きの代表的燃料としてメタンと灯油を選び、実験では流入空気が燃焼器出口外側から均一に流入し、燃焼器の基本的な性能が把握できる逆流型燃焼試験装置を用いた。この装置では燃焼器下流に設

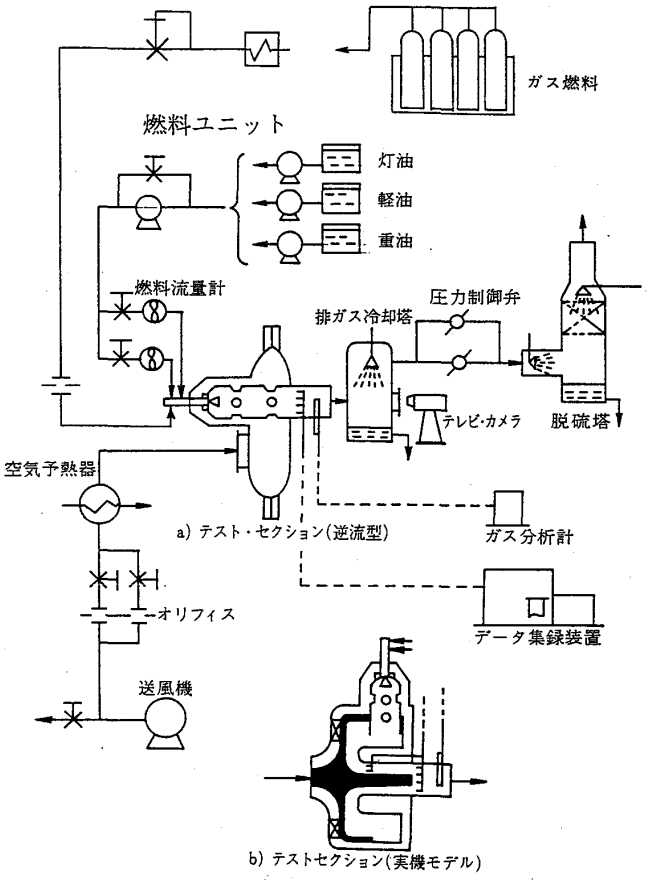


図１　燃焼器試験装置系統図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

けたのぞき窓からライナ内全体を観察することができ、モニタテレビによって燃焼状況を観察しながら空気・燃料弁を操作することができる。燃焼排ガスは4点式の水冷サンプリング・プローブから採取して各分析計に導かれる。NO，NOxは化学発光式、COは非分散型赤外線式、全炭化水素HCは水素炎イオン検出式を用いて分析した。燃焼効率η_bは未燃成分をCOとCH_4のみとして排ガス分析より求めた。

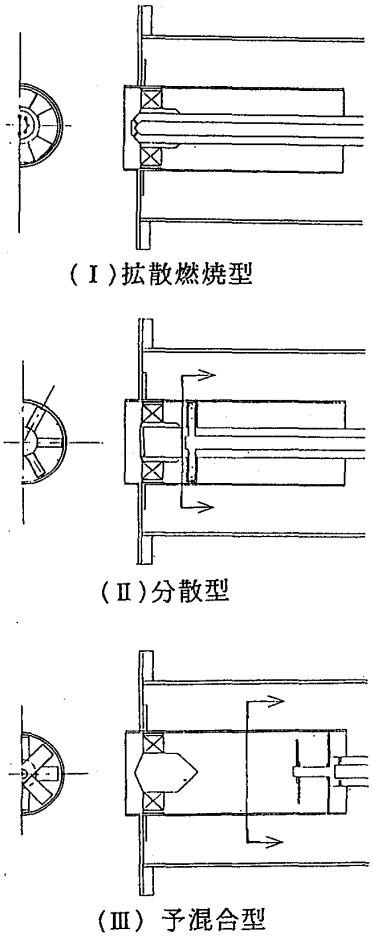


図2　単筒モデル

3．ガス焚き用低NOx燃焼器

60%以上のNOx低減効果が期待でき、かつ、比較的シンプルな構造として空気流量可変機構を必要としない予混合希薄燃料スケジュール燃焼方式を採用した。本燃焼方式は全くの未経験であったため、まずマルチバーナの一筒分をシミュレートした単筒試験装置を用いて基礎燃焼試験を行い、その燃焼特性を確認した後で実寸による燃焼器により開発する手法を用いた。

3.1 単筒予備試験結果

数種類の予混合管モデルを試作し、簡単な単筒燃焼試験装置でメタンガスを用いて常圧条件で燃焼試験を行った。図2に代表的な予混合管モデルを示す。タイプⅠは噴射角90°の多孔ガスノズルである。タイプⅡは燃料ガスを分散して噴射し予混合距離の短縮化を狙ったものであり、タイプⅢは十分に混合された予混合ガスを得るために130mmの予混合距離を取ったものである。

拡散燃焼タイプⅠと2種類の予混合タイプⅡ、Ⅲの排気ガス（NOx，CO）特性の比較を図3に示す。拡散燃焼タイプでは測定した当量比ϕ＝.7～.55の範囲でCOの増加がほとんどないがNOxは10ppm以上でかなり高く、当量比によ

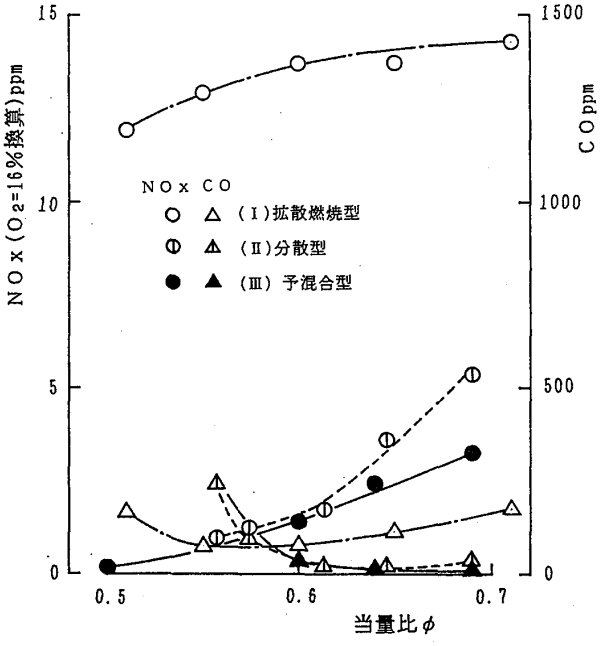


図3　排ガス(NOx, CO)特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

る変化が少ない。予混合タイプでは燃料リッチ側でタイプⅡのほうがＮＯｘ値は低くなっているが、それよりリーン側ではＮＯｘ，ＣＯとも同じ傾向を示している。また、ϕ＝.55 よりリーン側でＣＯは急激に増加するがϕ＝.7～.55 の範囲でＮＯｘは拡散燃焼タイプの1/3～1/10 とかなり低く、この予混合燃焼方式により大幅なＮＯｘ低減の可能性が確認された。

3.2 試作燃焼器

ガス焚き用に開発した予混合希薄燃焼方式燃焼器（ロータスコンバスター）の概略図を図４に示す。本燃焼器は保炎用のパイロットバーナを中心に置き、その周囲に多数の予混合バーナをアニュラ状に配置してある。予混合バーナは単筒燃焼試験で用いた２種類のガスノズルが取り付けられるようになっている。１つは、予混合ガスの逆火を防ぐため燃料ガスを燃焼室へ入る直前で噴射するタイプ（ＧＮ１）であり、もう１つは、十分に混合された予混合ガスを得るために予混合距離を長めに取ったもの（ＧＮ２）である。

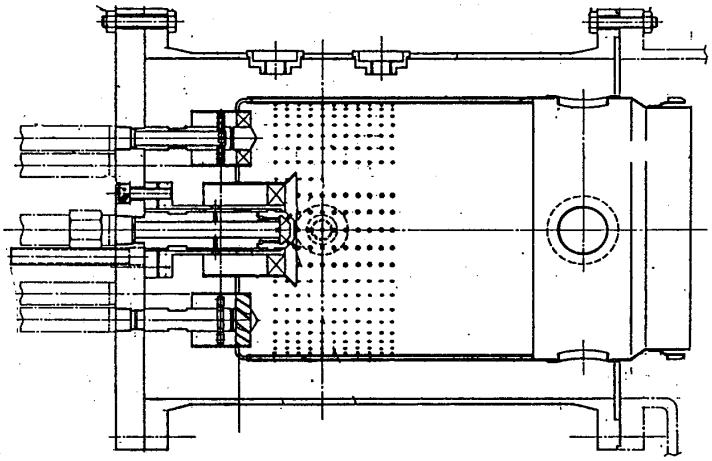


図４　ガス焚き低ＮＯｘ燃焼器

3.3 着火性能

本燃焼器の最適着火条件を確認するため点火栓位置及び着火時のバーナの開閉条件を変えて試験を行った。予混合バーナのすぐ下流に点火栓を取付けた場合の結果を図５に示す。着火時のバーナの開閉は、①パイロットバーナ(Ｐ)だけ、②Ｐと２つの予混合バーナ(Ｍ)の３箇所、③Ｐと４つのＭの５箇所、④Ｐと全てのＭの４条件で行った。燃焼器の平均風速Ｕr=3～7m/s の範囲で開閉条件②と③はよい着火性能であったが、条件④では非常にリッチであったため爆発的に着火した。また、条件①では着火しなかった。

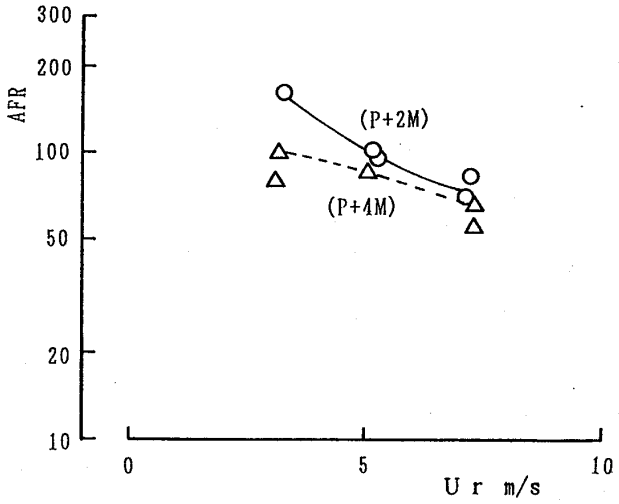


図５　着火性能

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.4 燃焼器火炎

大気圧条件での燃焼器火炎の観察結果を図６に示す。写真は、①パイロットと２個の予混合バーナが開の条件（Ｐ＋２Ｍ），②Ｐ＋４Ｍ、③Ｐ＋６Ｍ，④Ｐ＋８Ｍの４条件である。予混合バーナについてはそれぞれ単独で保炎することが観測された。また、①→②→③→④の変化において予混合バーナはスムーズに火移りすることも観測された。

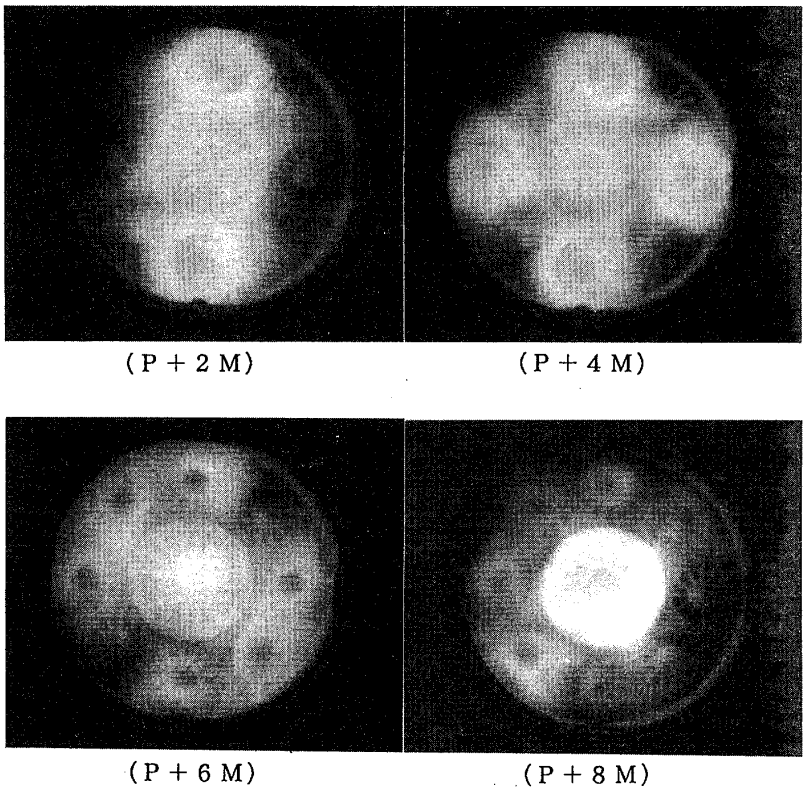


図６　ガス焚き用低ＮＯｘ燃焼器の火炎

3.5 燃焼試験結果

本燃焼器の基礎的な燃焼特性を把握するために、逆流型燃焼試験装置を用いて燃焼器入口圧力 3ata で燃焼試験を行った（図７）。空燃比：ＡＦＲを横軸に、実機条件に換算したO_2=16%のＮＯｘ排出量（圧力の0.5乗に比例すると仮定）、燃焼効率η_b、出口温度不均一率δt を縦軸に示す。実験は、当初計画していた運転スケジュールでのＮＯｘ排出特性を把握するため一定の予混合バーナ本数のもとでそれぞれ空燃比を変えて行った。

ＮＯｘ値は拡散燃焼方式とは異なり空燃比の影響が大であり、空燃比が増加すると（燃料ガスを減らすと）ＮＯｘ値は大幅に低下するがそれに伴いＣＯ，ＨＣが急激に増加し、燃焼効率が低下する。低負荷条件(AFR>80)ではＮＯｘ値及び燃焼効

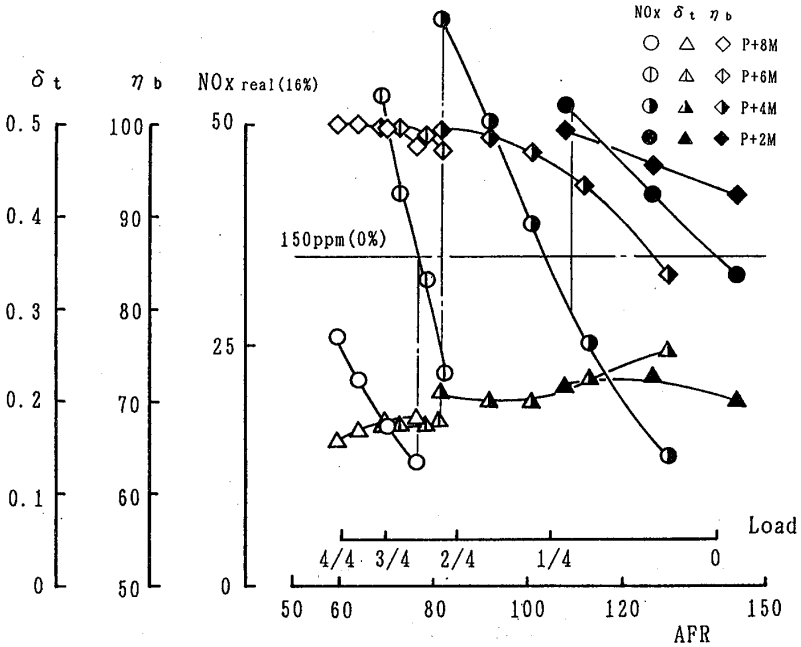


図７　燃焼特性（３ata）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

率とも満足な結果が得られていないが、高負荷条件（AFR=60～80）では燃焼効率の低下なしに目標ＮＯｘ値をクリアできる見通しが得られた。δｔについては部分負荷条件で多少悪化するが問題になるレベルではない。

次に、逆流型燃焼試験において良好な燃焼性能であった燃焼器を用いて実機モデル試験装置（燃焼器の入口流れをシミュレートした装置）で燃焼試験を行った。燃焼器とタービンを結ぶスクロールには冷却用空気孔が開けられているため実機モデル試験において燃焼器に流れる空気量は逆流型燃焼試験のときより多少減る。そこで、希釈領域の空気量を減らし予混合バーナから流入する空気量を再設計した燃焼器を用いて実機モデル試験を行った。負荷を横軸に、実機換算したＮＯｘ及び燃焼効率を縦軸にして図８に示す。空気配分を再調整した燃焼器の実機モデル試験の結果は逆流型試験の場合とほぼ同傾向であり、負荷が 100～70％の範囲においてη_b＞99.5％ でＮＯｘ＜35ppm が達成された。

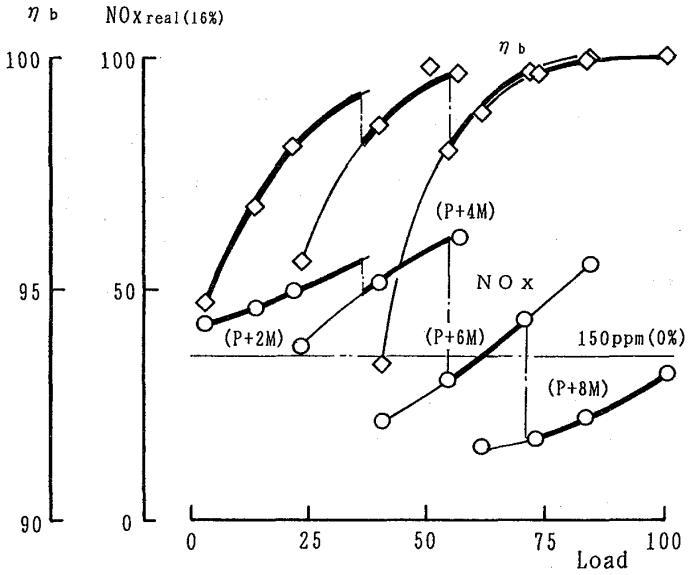


図８　排ガス特性（実機モデル）

４．油焚き用低ＮＯｘ燃焼器

4.1 燃焼器の概念

油焚き燃焼器の場合は現状レベルの1/3 を目指して低ＮＯｘ化の研究を行っている。上記した低減率を達成するためには予混合希薄燃焼方式または触媒燃焼方式が考えられる。触媒燃焼は成功すれば90％以上の低減率が期待されるが、触媒の寿命、ハニカムの耐久性、燃焼器構造、制御システムなどの課題が多く実用化はかなり先になると考えられる。一方、予混合・予蒸発燃焼方式は作動範囲が狭いため空気流量可変機構を必要とするが、触媒燃焼より開発要素が少ないと考え近い将来の実用化を目指して研究開発を行っている。

4.2 燃焼器構造

可変機構付予混合低ＮＯｘ燃焼器の概略を図９に示す。燃焼器は予混合部、燃焼領域、希釈領域、可変機構部より構成されている。燃料はメインとプライマリの２系統に分かれている。メイン燃料はラジアルスワーラの上流で噴射され、予混合室で予混

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

合・予蒸発した後、燃焼室で燃焼する。プライマリ燃料は着火、立ち上げ及び予混合燃焼時の保炎の役割をする。この燃焼器では50%弱の空気量がスワーラから入るため燃焼室には非常に大きな再循環領域が存在し、予混合部の内部まで戻る流れが存在する。そこで、仕切り板を設けて予混合部を分割し、さらにプライマリノズルのノズルステータと予混合部との間にシールエアを流し、ホットガスの逆流を防止している。可変機構部は燃料流量が変化しても予混合部の空燃比が一定になるように作動し、無負荷時に全開で定格時に全閉になる。

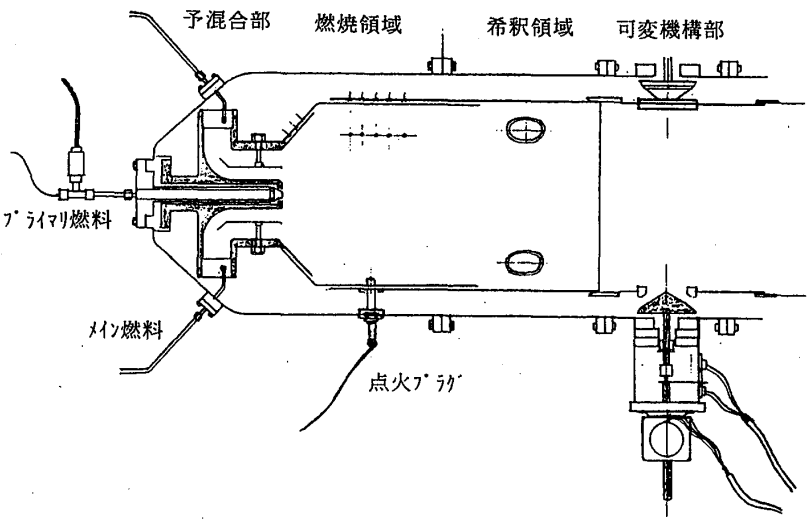


図９　油焚き低ＮＯｘ燃焼器

4.3 燃焼試験結果

可変機構の開度を一定にし（４条件）、空燃比を変化させたときのＮＯｘ、ＣＯ，全圧損失係数ϕ_cを図10に示す。予混合・予蒸発燃焼方式では空燃比の変化に伴い、ＮＯｘ及びＣＯの排出特性は大幅に変化する。開度一定で空燃比を増加するとＮＯｘは減少し、ＣＯは急激に増加するため、燃焼器の開口面積が一定のもとでは、ＮＯｘ及びＣＯともに低い範囲は極めて狭い。そこで、空燃比が変わっても（ガスタービンの負荷が変わる）、ＮＯｘ、ＣＯとも低く保つため希釈領域に可変機構を設け、開口面積比を変えることにより常に予混合部の局所空燃比が最適（一定）になるようにした。図11はＣＯがあまり増加しない範囲で可変機構を作動させたときの排ガス特性を従来型拡散燃焼器と比較して表したものである。可変機構は、AFR=60（高負荷範囲）付近では全閉にし、空燃比

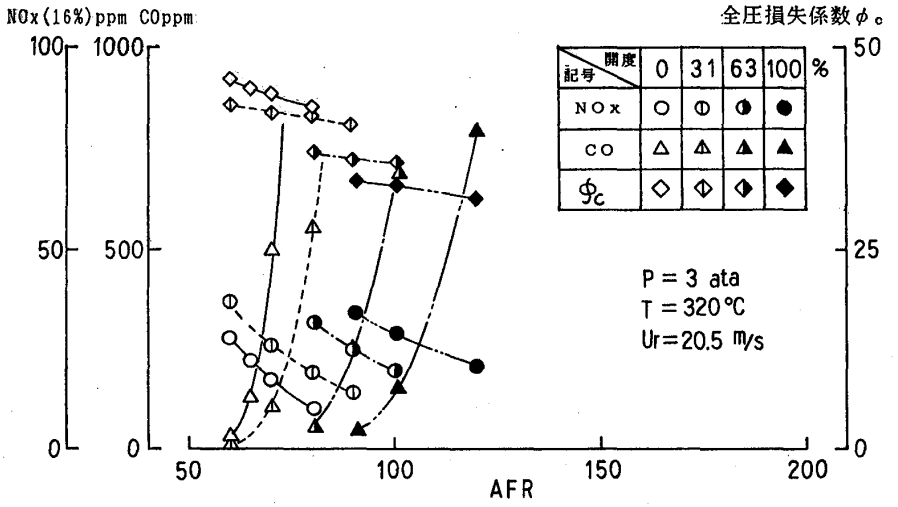


図１０　燃焼性能

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

の増加(燃料流量の減少)に伴いＣＯが急激に増加するが、ＣＯ＜100ppmとなるように少しづつ開け、無負荷付近で全開にする。その結果、ＮＯｘは全負荷範囲で従来型燃焼器の1/3～1/2になることを確認した。

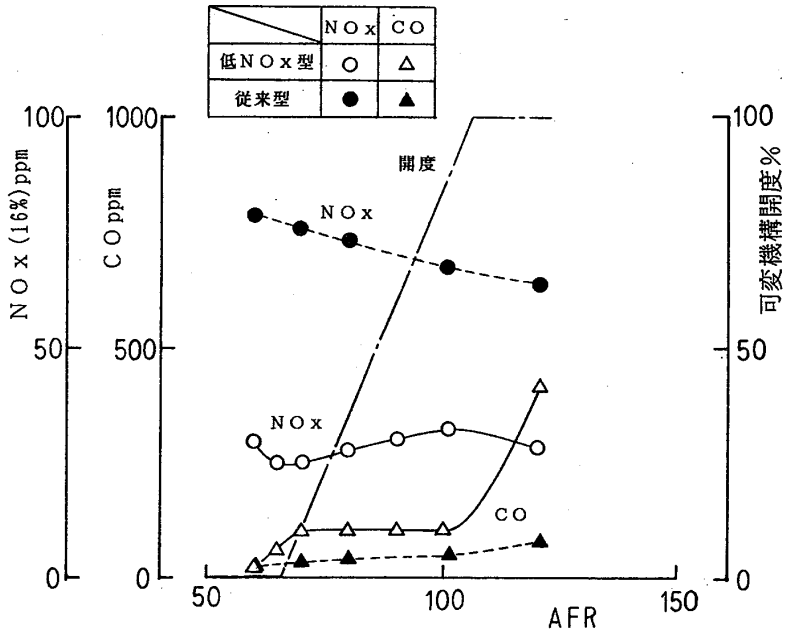


図１１　燃焼性能（従来型との比較）

５．あとがき

大幅なＮＯｘ低減が期待できる予混合希薄燃焼方式による低ＮＯｘ燃焼器の単体燃焼試験を行い、当初の目標レベルを達成する見通しを得た。

(1) 予混合希薄燃焼方式（燃料スケジュール方式）によるガス焚き用低ＮＯｘ燃焼器の燃焼試験(3ata)によりＮＯｘ＜35ppm(O_2=16%換算）になる見通しを得た。
今後は、実機運転により最終調整を行い、量産仕様を決める予定である。

(2) 予混合希薄燃焼方式（空気流量可変機構付）による油焚き用低ＮＯｘ燃焼器の燃焼試験(3ata)によりＮＯｘレベルが従来型燃焼器の1/3～1/2になることを確認した。
今後は、高圧試験により液体燃料の問題点をクリアにすると共に実機用燃焼器に適用する予定である。

参考文献

(1) 星野、梶田、森、木村、日本ガスタービン学会誌、7-25、1979

(2) 森、木村、北嶋：ガスタービン燃焼器の排ガス制御の研究（第１報）、川崎技報、No.69, Jan.1979

(3) K.Mori, J.Kitajima, et al.; ASME Paper NO.87-GT-62 (1987)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－8

石炭ガス化用ガスタービン燃焼器の開発（第2報）

―空気制御型燃焼器による低NOx燃焼技術―

*二　宮　　徹　（電力中央研究所）
中　田　俊　彦　（電力中央研究所）
佐　藤　幹　夫　（電力中央研究所）
万　代　重　実　（三菱重工業）
佐　藤　亘　男　（三菱重工業）

1. はじめに

近年のエネルギー情勢および環境問題に対応し，化石燃料の利用技術としてより高効率で環境保全性の高い石炭ガス化複合発電システムが注目されている。空気吹き噴流床石炭ガス化複合発電システムでは，1300℃級ガスタービン燃焼器を使用するが，石炭ガスは約1000 kcal/m³Nと従来燃料（LNG等）に比べて約1／10と低いため，石炭ガスに適したガスタービン燃焼器を新たに開発する必要がある。

石炭ガス化用ガスタービン燃焼器の開発課題としては，

(1) 幅広い負荷範囲全域で安定燃焼させること。

(2) 燃料中に含まれるアンモニアからNOxへの転換率を低く抑えること。

(3) 少量の冷却空気で壁面を効率的に冷却すること。

等がある。

前報[1]では，燃焼器内空気比の最適設定が可能な空気バイパス方式（空気制御型）の石炭ガス化用ガスタービン燃焼器を使用し，燃焼器の構造を変化させ，燃焼特性とNOx排出特性について検討した。その結果，Rich-Lean燃焼法が低NOx化に有効であることを明らかにした。

本報告はRich-Lean燃焼法を採用した空気制御型燃焼器を用いて，大気圧条件下で幅広い石炭ガス性状および運転条件が変化した場合の燃焼器性能，特にNOx排出特性について検討したものである。

主な記号

λ_T	：空気比
λ_P	：一次空気比
ta	：燃焼器入口空気温度 ℃
tf	：燃焼器入口燃料温度 ℃
η	：燃焼効率 %
C.R.	：NOx 転換率 %
tg	：燃焼器出口ガス温度 ℃
Gac/Gat	：$\frac{\text{燃焼器流入空気量}}{\text{全供給空気量}}$
θ	：空気バイパス弁開度 degree

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2. 石炭ガス化燃料の特徴

空気吹き噴流床石炭ガス化ガスの組成例を表１に示す。可燃成分はCO，H_2およびCH_4であり，残り７０％はN_2などの不活性ガスである。このため，発熱量は約1000 kcal/cm³Nと低い。また，フュエルNOxの生成源となるNH_3を含有している。

表１　石炭ガス化燃料の組成例[3]

項目 ＼ 単位 ＼ 炭種		国内A″炭	米国B炭	豪州A′炭
炉内空気比	—	0.40	0.41	0.41
CO	vol％	20.0	19.9	20.2
CO_2	vol％	6.2	5.4	6.1
H_2	vol％	7.7	8.0	6.6
H_2O	vol％	6.8	5.9	3.6
CH_4	vol％	1.0	0.7	0.2
N_2	vol％	57.6	59.4	62.6
Ar	vol％	0.7	0.7	0.7
HHV (wet)	kcal/m³N	934	911	830
HHV (dry)	kcal/m³N	1002	968	861

3. 実験設備および方法

実験装置の系統図を図１に示す。燃料ガスはC_3H_8，CO_2，スチームを改質装置で反応させ，発生したCO・H_2等をN_2で希釈し，さらにNH_3を加え石炭ガスと同組成になるように調整する。空気は遠心圧縮機により供給する。

図２に使用した大気圧燃焼実験装置の断面図を示す。本装置の特徴は空気バイパス弁により燃焼器に流入する空気量を任意に設定可能である。図３はバイパス弁を開閉した時の流量特性を示したものである。バイパス弁と徐々に開けると，燃焼器に流入する空気は減少し，弁開度が９０°の時は，全空気流量の６０％が燃焼器に流入し，残り４０％がバイパスすることを示している。

主な測定項目は燃料ガス組成（CO, CO_2, H_2, CH_4, H_2O, N_2（ガスクロマトグラフ）），燃焼器壁面温度（K型熱電対），燃焼器出口ガス温度（R型熱電対），燃焼ガス組成（O_2（磁気式），CO・CO_2（赤外線吸収式），NO・NO_2（化学発光式），UHC（F.I.D.））である。

図４に供試燃焼器（CMC１０６）の概略図を示す。燃焼器の内径は約３００㎜，長さは８１０㎜であり，１５０MW級ガスタービンで用いられるマルチキャン型燃焼器の一缶分に相当する。定格負荷時の燃焼負荷率は3×10^7 kcal/m³・hr・atmである。燃焼器ライナの冷却方式としては対流冷却とフィルム冷却を併用した複合冷却構造を採用している。また，燃料スワーラの旋回角度は３５°とした。

前報[1]の検討結果から，本燃焼器はフュエルNOxの生成抑制のため，燃焼器の一次燃焼領域（スワーラから第１次空気孔までとする）を燃料過濃としたリッチ・リーン燃焼法を採用した。本燃焼器の一次空気比は0.４６である。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

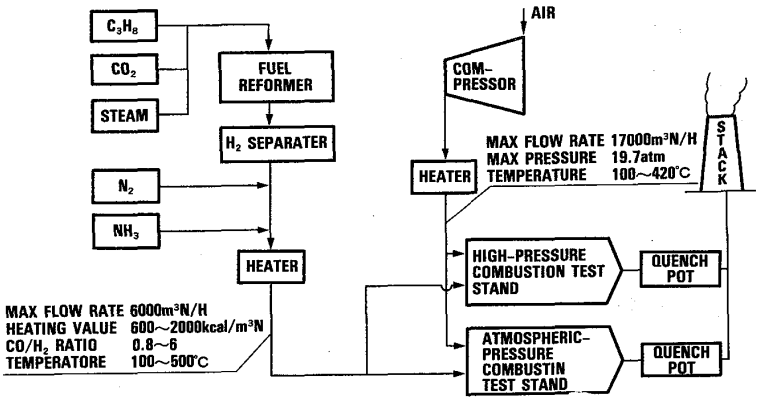


図１　実験装置の系統図

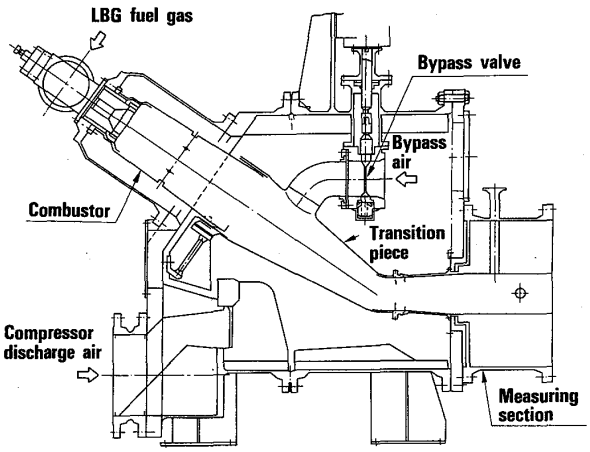


図２　大気圧燃焼実験装置

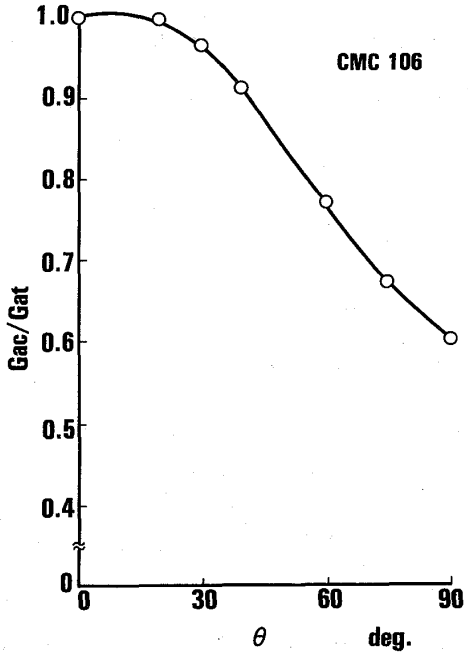


図３　バイパス弁流量特性

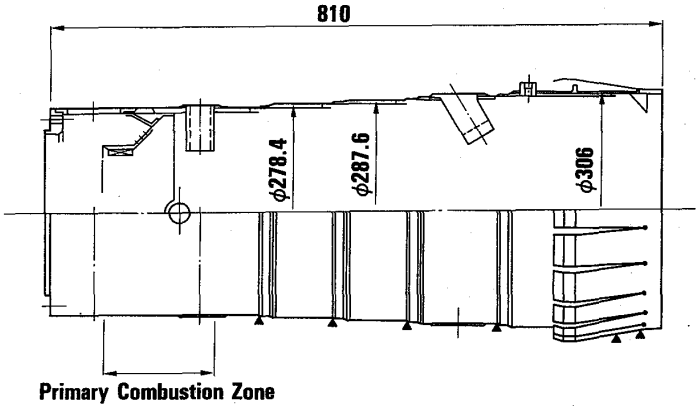


図４　供試燃焼器の概略構造図

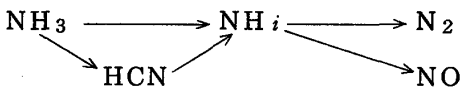
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204; 2025/07/04.

4. 実験結果および考察

4.1 NOx排出特性

(1) 燃料発熱量の影響

石炭ガス化燃料の発熱量は石炭種やガス化条件によって変化するため，NOx転換率に及ぼす燃料発熱量の影響を730 kcal/m³Nから1850 kcal/m³N まで変化して検討を行った。図5は燃料中のNH_3濃度が1000 ppmの場合の燃焼器出口空気比とNOx排出濃度およびNH_3からNOxへの転換率の関係を燃料発熱量をパラメータとして示したものである。全負荷帯に渡って，燃料発熱量が低い程，NOx転換率は低くなる傾向を示した。炭化水素を含んだ拡散火炎における燃料中のNH_3の大部分は燃料過濃域で分解・反応して，中間生成物（HCN, NH_i）を生成し，それらがさらにN_2あるいはNOに変換される。すなわち，次の経路をとる。



燃料発熱量の調整はN_2による希釈によって行われているが，燃料発熱量が低下すると燃料中CH_4濃度が低下する。このため，CH_4濃度の低下により，NH_3のHCN への転換率が低下し，さらに，NOx転換率が低下したものと考えられる。

(2) 燃料中CO/H_2比率の影響

図6はNOx排出特性に及ぼす燃料中CO/H_2比率の影響を示したものである。燃料発熱量1000 kcal/m³N，NH_3 1000 ppm一定の条件下で，CO/H_2比率を0.8から6.2まで変化させて検討を行った。燃焼器出口ガス温度を1300 ℃とする定格条件（λ=2.0）付近においては，NOx転換率に及ぼすCO/H_2比率の影響は顕著ではないが，低負荷に相当する空気比側において，CO/H_2比率の影響が表われ，CO/H_2比率が小さいほどNOx転換率は低い値を示した。これは，図中に示したようにCO/H_2比率が低下すると燃料中CH_4濃度が若干低下し，これにより，NOx転換率が低下したものと考えられる[2]。

(3) 燃料温度の影響

図7はNOx排出特性に及ぼす燃料温度の影響を示したものである。燃料発熱量1000 kcal/m³N，CO/H_2比率3，CH_4濃度0.8％，NH_3濃度1000 ppm一定である。本試験範囲内では，NOx排出特性に及ぼす温度の影響はほとんど認められない。

(4) 空気バイパス弁角度の影響

図8は空気バイパス弁角度とNOx排出特性の関係を燃焼器出口ガス温度をパラメータとして示したものである。燃料発熱量1000 kcal/m³N，CO/H_2比率3，CH_4濃度0.8％，NH_3濃度1000 ppm一定とした。燃焼器出口ガス温度が1300 ℃の場合は，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

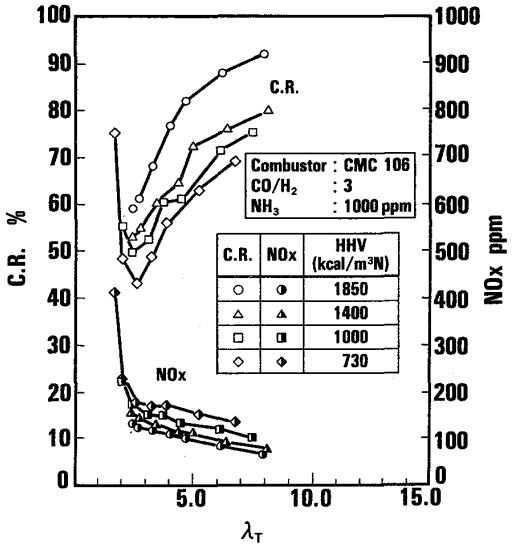


図5　NOx排出特性（燃料発熱量の影響）

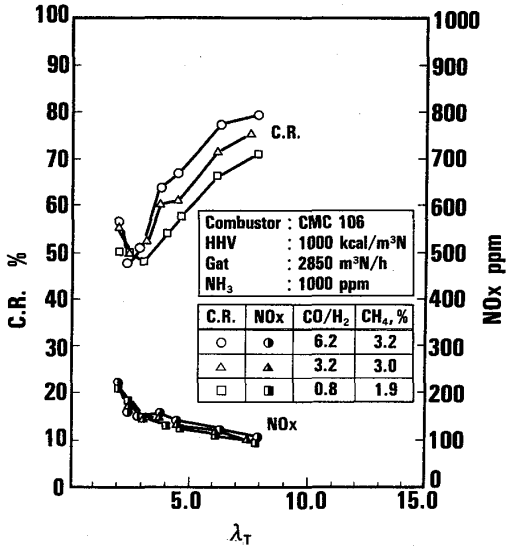


図6　NOx排出特性（CO/H_2比率の影響）

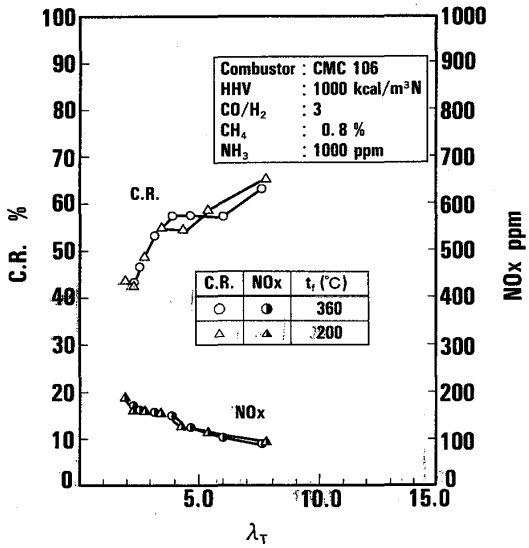


図7　NOx排出特性（燃料温度の影響）

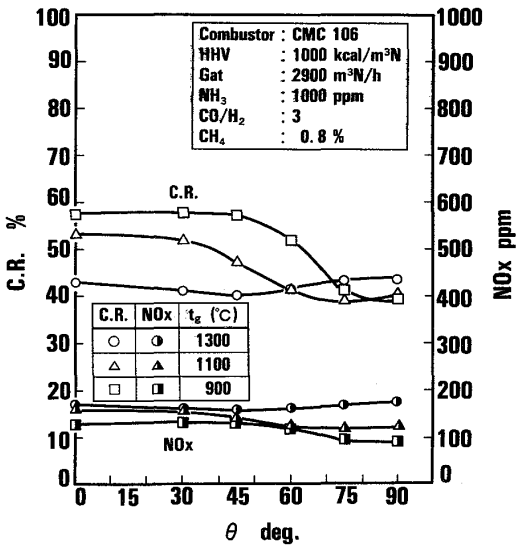


図8　NOx排出特性（空気バイパス弁角度の影響）

空気バイパス弁角度の影響は少なく，空気バイパス弁角度45°でNOx転換率の最低値を示した。燃焼器出口ガス温度が1100℃の場合はバイパス弁角度が30°から急激に低下し，75°で最低値を示した。また，燃焼器出口ガス温度が900℃の場合はバイパス弁角度が45°から急激に低下し，90°で最低値を示した。以上の結果より，燃焼器に流入する空気量を調整することにより，各負荷においてNOx転換率を最低とする最適値を見い出すことができた。

(5)　燃料中CH_4濃度の影響

図9はNOx排出特性に及ぼす燃料中CH_4濃度の影響を示したものである。燃料発熱量1000 kcal/m³N，CO/H_2比率3，NH_3濃度1000 ppm一定とした。全負荷帯に渡り，CH_4濃度が低い程，NOx転換率は低い値を示した。これは，CH_4濃度の低下により，

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

NH_3からHCNへの転換率の低下が原因と考えられる。

(6) 一次空気比の影響

図10は一次空気比とNOx転換率の関係をCH_4濃度をパラメータとして示したものである。CH_4を含有した石炭ガス化燃料においては，NOx転換率を最小とする一次空気比が存在することが明らかとなった。CH_4濃度が3.0％の場合，NOx転換率を最小とする一次空気比は0.6～0.7であり，CH_4濃度が0.8％の場合のそれは，0.4～0.5であった。CH_4濃度の低下とともに，NOx転換率を最小とする一次空気比は低下する。したがって，燃焼器の設計に際して，燃料中CH_4濃度を考慮した空気配分設計が必要である。

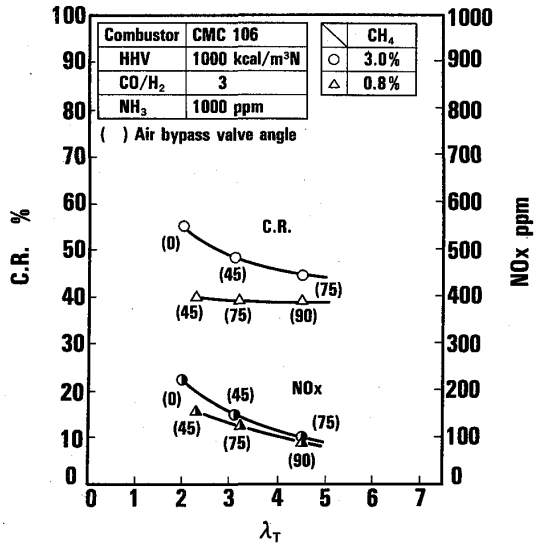


図9 NOx排出特性（CH_4濃度の影響）

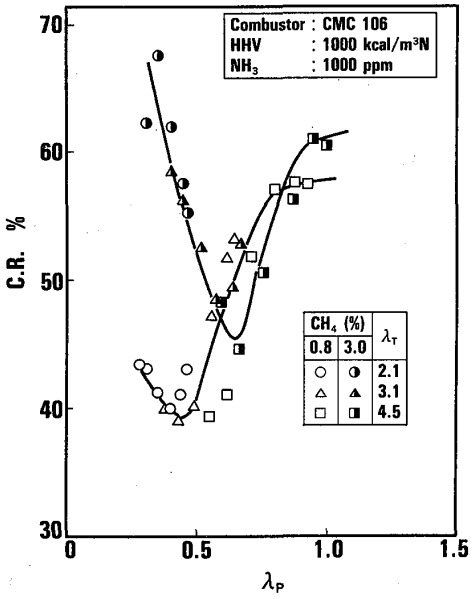


図10 NOx転換率と一次空気比の関係

4.2 CO排出特性と燃焼効率

図11は燃焼器出口空気比とCO排出濃度および燃焼効率の関係を燃料発熱量をパラメータとして示したものである。燃料発熱量が730 kcal/m³Nの定格条件を除いて，CO排出濃度は全負荷帯にわたり，100 ppm以下であり，燃焼効率は99.7％以上であった。

図12は空気バイパス弁角度とCO排出濃度および燃焼効率の関係を燃焼器出口ガス温度をパラメータとして示したものである。低NOx燃焼（空気バイパス弁角度の増加）を行っても，燃焼効率は99.4％以上であった。

図13に一次空気比とCO排出濃度の関係を示す。一次空気比が0.4以上ではCOの排出は少ないが，0.4以下になるとCOは急激に排出する。したがって，燃焼器設計に際しては，一次空気比を0.4以上に設定する必要がある。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4.3　燃焼器ライナメタル温度分布

図14に定格条件時の燃焼器ライナ温度分布を示す。燃料発熱量が1000 kcal/m³Nの場合の燃焼器ライナメタルの最高温度は750℃であり，耐熱許容温度以下であることを確認した。また，燃料発熱量が1850 kcal/m³Nに増加しても燃焼器ライナメタルの最高温度は810℃であった。

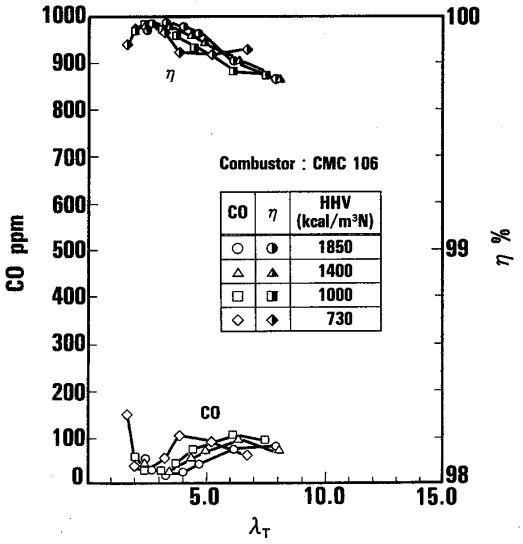


図11　CO排出特性と燃焼効率
（発熱量の影響）

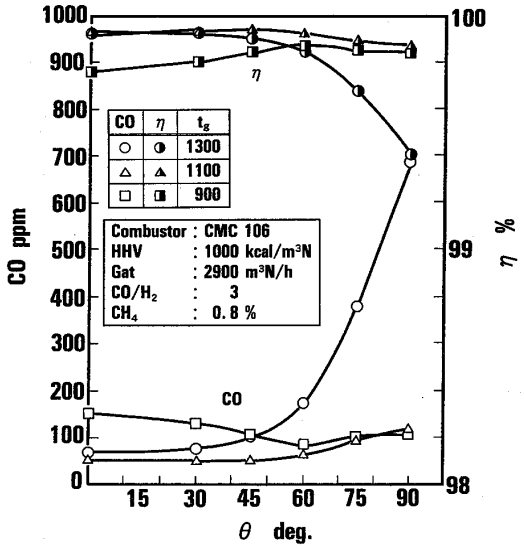


図12　CO排出特性と燃焼効率
（空気バイパス弁角度の影響）

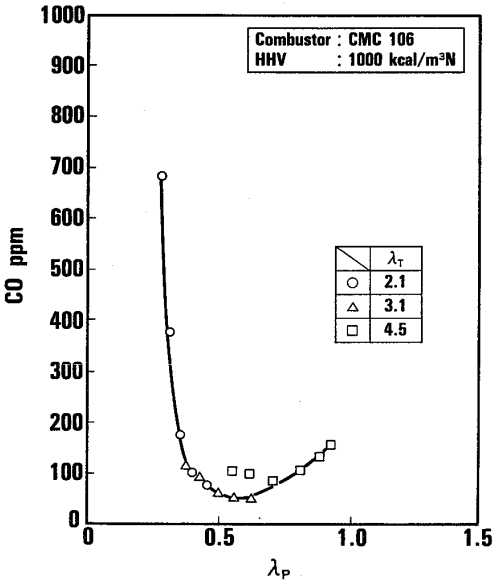


図13　一次空気比とCO排出濃度の関係

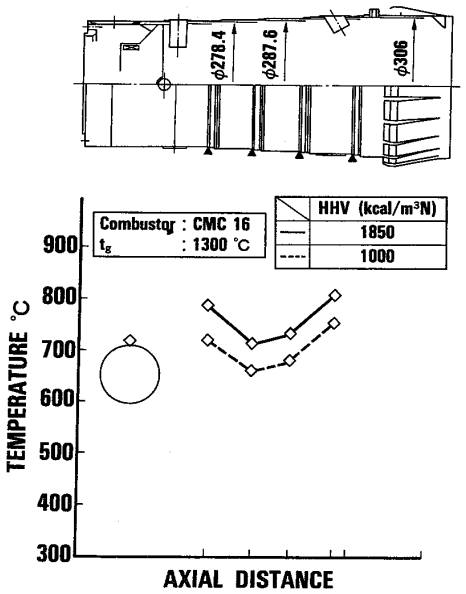


図14　燃焼器ライナ温度分布

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

5. まとめ

1300℃級石炭ガス化用ガスタービン燃焼器の大気燃焼試験を行い，石炭ガス化燃料のNOx排出特性等を検討した。その結果，以下のことが明らかとなった。

(1) CH_4を含有した石炭ガス化燃料においては，NOx転換率を最少する一次空気比が存在し，CH_4濃度が低い程この値は低下する。

(2) 燃焼効率の向上およびCO排出の抑制のためには，一次空気比を0.4以上に設定する必要がある。

終りに，本研究は（財）電力中央研究所と三菱重工業(株)で実施している「石炭ガス化用ガスタービン燃焼器の開発の共同研究の一環として行ったものであり，多大な御協力をいただいた共同研究委員会の各委員に感謝致します。

参考文献

(1) 中田，佐藤（幹），二宮，万代，佐藤（亘），「石炭ガス化用ガスタービン燃焼器の開発—空気制御型燃焼器の基本特性」，ガスタービン金沢地区講演会講演論文集，（平成元年10月），1

(2) 山内，佐藤，中田「石炭ガス化燃料の燃焼特性（NOx排出特性に及ぼすメタン濃度の影響）」，第27回燃焼シンポジウム前刷集（平成元年12月），128

(3) 犬丸他，電力中央研究所報告，研究報告W88019，（平成元年1月）

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－9

マトリックス改質C／Cコンポジットの燃焼器への適用に関する研究

竹中　剛、*中村　敏則、藤岡　順三、南方　俊一（川崎重工業株式会社）
黒田　行郎、植田　修一、新野　正之　　（航空宇宙技術研究所）

1．まえがき

H-Ⅱ打上げ有翼回収機（HOPE）のOMS／RCSエンジンあるいはスペースプレーン用エンジンの燃焼器材料として、高温比強度に優れたC／Cコンポジット（炭素繊維強化炭素複合材）が期待されているが、酸化雰囲気中では500℃以上になると酸化損耗するので、耐酸化性の向上は重要な技術課題である。そこで、通常、耐酸化コーティングを行っているが、コーティング層とC／Cコンポジットとの熱膨張係数の差に起因する熱応力によって、コーティングの亀裂・剥離等を生じる問題が残っている。本報では、熱膨張係数の差を小さくすることによって熱応力を緩和させ、耐酸化性を向上させる目的で、CマトリックスをC＋SiCに改質し、耐環境試験を行い、従来材と比較した。また、マトリックス改質によってC／Cコンポジットの熱膨張係数をコントロールする方法を検討した。

2．マトリックス改質C／Cコンポジットの耐環境性

2．1．供試材製造方法

供試材の製造工程を図1に示す[1]．2Dの炭素繊維よりCFRPを成形焼成し、ポーラスなC／Cを製造した。マトリックス改質法では、微細な空隙部に溶融Siを含浸させて、CマトリックスをC＋SiCに改質させた。従来法は、ピッチ含浸、HIP炭化、焼成を繰り返して、緻密なC／Cを製造した。耐酸化コーティングとしては、SiC・CVDコーティングを行い、さらに発生した亀裂を埋めるために$B_2O_3$2次コーティングを施した。

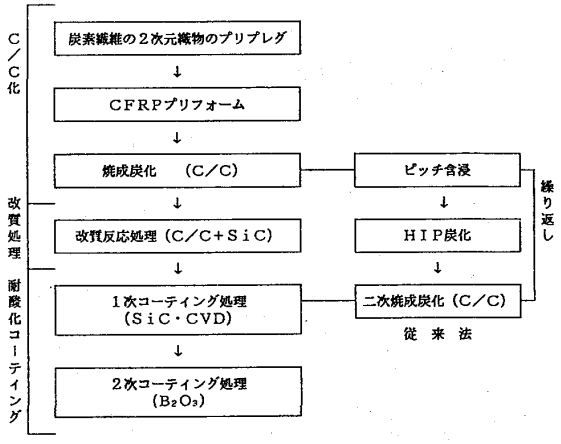


図1　供試材の製造工程

2．2．耐環境試験方法

耐環境試験として、大気中酸化試験（1350℃×200H）および模擬実環境試験（1300～1700℃）を行った。図2に模擬実環境試験模式図[2]を示す。試験は、酸化剤がNTO（四酸化二窒素，N_2O_4）で燃料がヒドラジン（N_2H_4）の自燃性推進薬を用い、燃焼器から排出される燃焼ガスを直接試験片に当て

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

るものである。供試片表面の温度調節は試験片までの距離Ｌを調整することによって行った。従来材では１２００，１４９０，１６００℃、改質材では１４５０，１５７０，１７００℃で各々３０ｓｅｃ．暴露した。

２．３．実験結果

表１に大気中酸化試験の重量変化を示す。従来のＣ／Ｃ材と比較してマトリックス改質材の重量変化は少なく、耐酸化性が向上したことがわかる。図３に試験後の断面写真を示す。従来のＣ／Ｃ材は亀裂部より酸化によって、損傷を受けているが、マトリックス改質材は酸化による損傷を受けていないことがわかる。

表２に模擬実環境試験結果を示す。目視では、マトリックス改質材が健全なのに対し、従来のＣ／Ｃ材では、変色していた。また、図４，５に示すように、従来のＣ／Ｃ材では１４９０℃よりコーティング層との界面で損傷を受けているが、マトリックス改質材では、１７００℃でも損傷を受けていない。このことよりマトリックスを改質することによって、

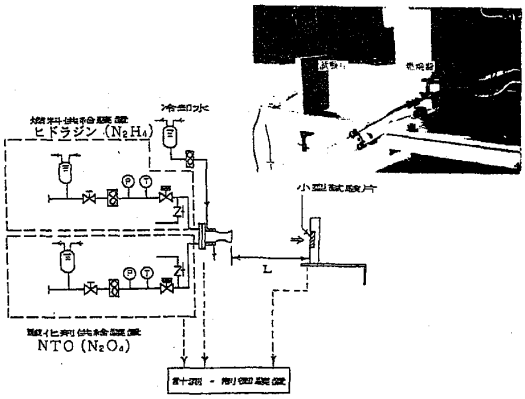


図２　模擬実環境試験模式図

表１　大気中酸化試験（１３５０℃／２００Ｈ）重量変化（ｍｇ／ｃｍ²）

供試材	従来のＣ／Ｃ材	マトリックス改質材
ＳｉＣ・ＣＶＤ	−１３７．０ −１４５．０	−　４．９ −１７．９
ＳｉＣ・ＣＶＤ＋B_2O_3	−　０．７ ＋　０．３	−　０．３ ＋　１．１

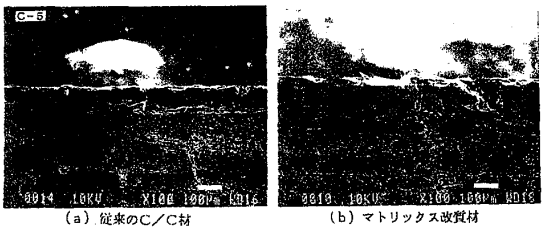
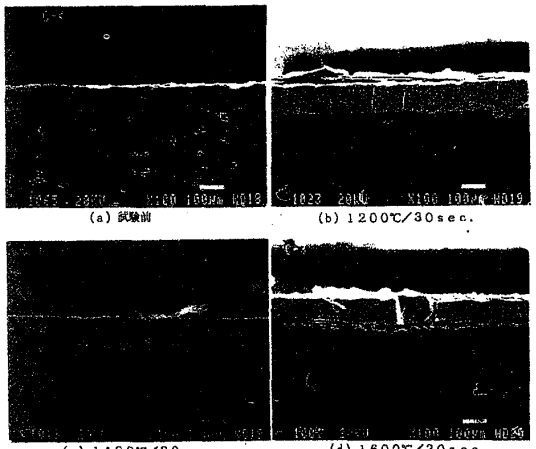
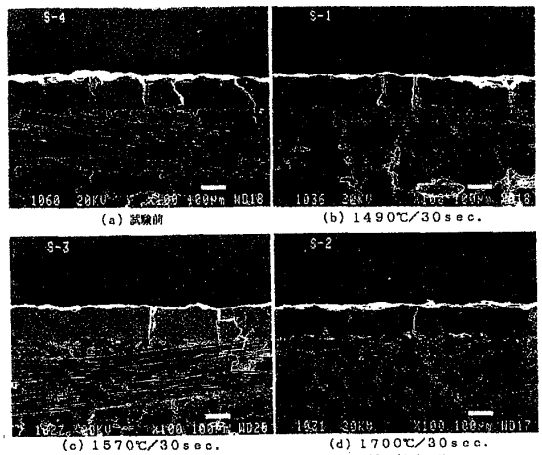

(a) 従来のＣ／Ｃ材　(b) マトリックス改質材
図３　１３５０℃／２００Ｈ耐酸化試験後の断面写真

表２　模擬実環境試験結果

			従来のＣ／Ｃ材			マトリックス改質材		
試験条件 T_{ave}(℃)/sec.			1290 /30	1490 /30	1600 /30	1490 /30	1570 /30	1700 /30
観察結果	目視		○	△	△	○	○	○
	ＳＥＭ	表面部	○	○	○	○	○	○
		断面部	○	×	×	○	○	○

○健全、△やや損傷あり、×損傷あり


(a) 試験前　(b) 1200℃/30sec.
(c) 1490℃/30sec.　(d) 1600℃/30sec.
図４　模擬実環境試験前後の従来のＣ／Ｃ材の断面写真


(a) 試験前　(b) 1490℃/30sec.
(c) 1570℃/30sec.　(d) 1700℃/30sec.
図５　模擬実環境試験前後のマトリックス改質材の断面写真

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

コーティング層との整合性が良くなり熱応力が緩和されたこと、およびマトリックス自身の耐酸化性が改善されたことによって、耐環境性が著しく向上したと考えられる。

3. マトリックス改質法による熱膨張係数のコントロール

マトリックスを改質し、熱応力を緩和することによって、耐環境性が著しく向上したことがわかったので、熱膨張係数を適当にコントロールしてやることができれば、さらに耐環境性が改善されることが期待される。そこで、Cマトリックス量と空隙率をコントロールした異なる3種類のポーラスなC／Cを供試材として、同様な方法でマトリックスを改質した。表3に実験に供試した3種類のC／C複合材の特性を、表4にマトリックス改質処理後の複合材の特性を示した。各々のC／Cによって、異なるV_{sic}（SiCの体積占有率）を有する複合材料が得られた。これはCマトリックス量と空隙率を適当に調整してやれば、任意のV_{sic}を持つ複合材料を得ることができるということである。表5に改質前後の熱膨張係数を示したが、マトリックス改質材はV_{sic}が多い程、熱膨張係数は大きくなっており、少なくとも$1.7 \sim 3.5 \times 10^{-6}$／℃の範囲でコントロールが可能である。従って、Cマトリックス量と空隙率を適当に調整してやれば、熱膨張係数を任意にコントロールしてやることができる。

表3　実験に供試したC／C複合材の特性

供試材	かさ密度 [g/cm³]	Vf [%]	V_{c1} [%]	空隙率 [%]
1	1.46	57.1	16.9	26.0
2	1.57	56.5	24.8	18.7
3	1.63	56.5	28.4	15.1

Vf：炭素繊維の体積占有率
V_{c1}：Cマトリックスの体積占有率

表4　マトリックス改質処理後の複合材の特性

供試材	かさ密度 [g/cm³]	Vf [%]	V_{c2} [%]	空隙率 [%]	V_{sic} [%]
1	2.24	51.7	0	11.1	37.2
2	1.99	56.3	12.9	11.1	19.7
3	1.69	55.5	25.8	14.6	4.1

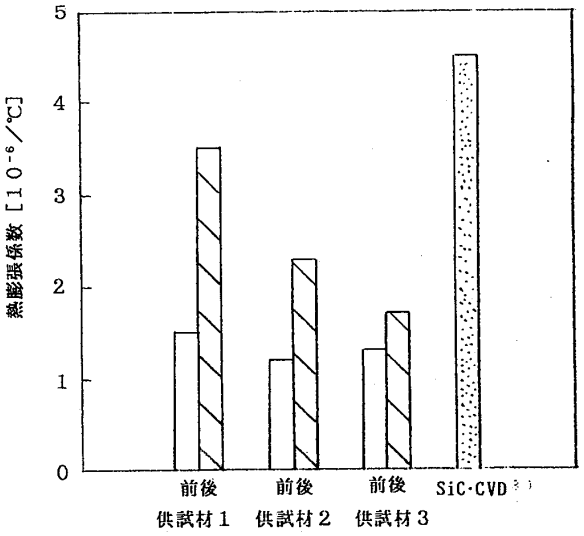


図6　マトリックス改質処理前後の熱膨張係数（R.T.～1500℃）

4. あとがき

CマトリックスをC＋SiCに改質してやることによって、熱膨張係数の差を小さくして、熱応力を緩和し、耐環境性が著しく改善されることがわかった。また、Cマトリックス量と空隙率を適当に調整することによって、熱膨張係数をコント

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ロールできることがわかった。今後は、図６に示されているようなＣ／Ｃの複雑形状部品において、マトリックス改質法によって熱膨張係数をコントロールされた耐環境性に優れたマトリックス改質Ｃ／Ｃコンポジットを開発していく予定である。

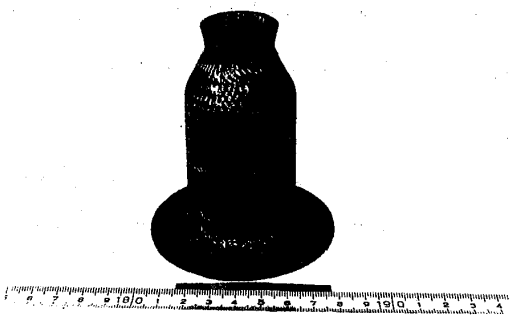


図７　円筒型Ｃ／Ｃ供試体

５．参考文献

1)竹中他,粉体粉末冶金協会講演概要集,H2.5.2931,東京,P158

2)黒田他,「OMSエンジン用材料の評価試験」,日本航空宇宙学会北部支部講演会前刷集(1990年2月)

3)三井造船技報,第132号(1987.10)50

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－10

化学蒸着法により合成した窒化珪素の耐酸化特性について

※河原　史朋（三井造船株式会社）
茅根　美治（三井造船株式会社）

1．はじめに

三井造船（株）では，「省スペース型高効率ガスエンジン・ガスタービン発電システム実用化開発」の一環として，小型・高効率・低NOxガスタービンの研究開発を行っている．この研究開発の中の一つとして，冷却空気量を削減するために，セラミックス製の翼を適用するための研究開発を進めている．

著者らは，セラミックス静翼を設計するに際し材料の強度特性をまず把握する必要があるため，ガスタービンなどの高温構造用セラミックスとして有望と考えられる４種類のセラミックス（焼結炭化珪素，焼結炭化珪素+化学蒸着炭化珪素，焼結窒化珪素２種類）について，強度特性及び耐酸化性を評価した．焼結窒化珪素は耐熱衝撃性，常温・高温における４点曲げ強度が優れているものの，耐酸化性が劣るということを明らかにした*1)．短時間評価である耐熱衝撃性，曲げ強度が優れるとしても，ガスタービン用部材などへの応用を考えた場合には高温，長時間の安定性が必要不可欠なことと思われ，耐酸化性の問題は実用化に大きな障害になると考えられる．

一方，著者らは化学蒸着法（Chemical Vapour Deposition;CVD）による結晶性高純度窒化珪素に着目し，大気中1300℃の酸化条件において市販の常圧焼結窒化珪素材に比較してＣＶＤ－窒化珪素単体は酸化速度の点できわめて優れていることを明らかにしてきた．*2)従ってＣＶＤ－窒化珪素をコーティングした窒化珪素焼結品であれば，長時間の耐酸化性の問題に対して大きな効果が期待できる．

従来，ＣＶＤコートした窒化珪素の酸化性については報告例が少なく実際の燃焼雰囲気下における酸化特性を調査した例となるときわめて少ないのが現状である．

そこで本報では，高温高速燃焼ガス雰囲気を作り，その中でのＣＶＤ－窒化珪素の耐酸化特性について２，３の検討を行ったのでその結果について報告する．

2．焼結窒化珪素へのＣＶＤ－窒化珪素コーティング

2．1　焼結窒化珪素

既報*1)に用いた市販の２種類の焼結窒化珪素のうち3x4x37mm(JIS-R-1601-1981試験片）の大きさのガス圧焼結窒化珪素をコーティング基材に用いた．この焼結材は，既報に記したように室温強度が約100kg/mm²あり，1250℃x100Hrの大気中の酸化試験において数十μmの酸化による変質層を生じたものである．また，この焼結窒化珪素の助

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

剤成分についてX線マイクロアナライザーによる分析の結果Si，N以外にY，Alが主な元素として検出された．これらの特性をまとめて表1に示す．

表1　焼結窒化珪素基材の主な特性

焼　結　法	ガス圧焼結
主な助剤成分	Y，Al
耐酸化性(1250℃x100Hr)	酸化膜　数十μm
耐熱衝撃性(水中急冷)	700＜△Tc＜850℃
常温4点曲げ強度	平均値＝104kg/mm²
高温4点曲げ強度(1250℃)	平均値＝ 58kg/mm²

2．2　CVD－窒化珪素コーティング

コーティングは表2に示すCVD条件により行った．図1にコーティング後のX線回折パターン（CuKα，Niフィルター）を示す．βタイプの焼結窒化珪素基材に対しαタイプの結晶性窒化珪素がコーティングされていることがわかる．

表2　CVD条件

温　　度	1500℃
圧　　力	15torr
原 料 系	$SiCl_4$-NH_3-H_2
蒸着速度	約100μm/hr

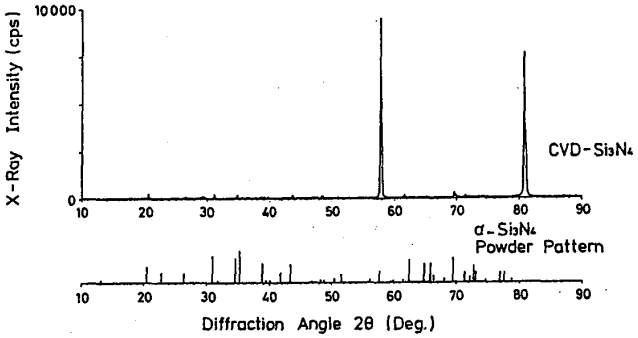
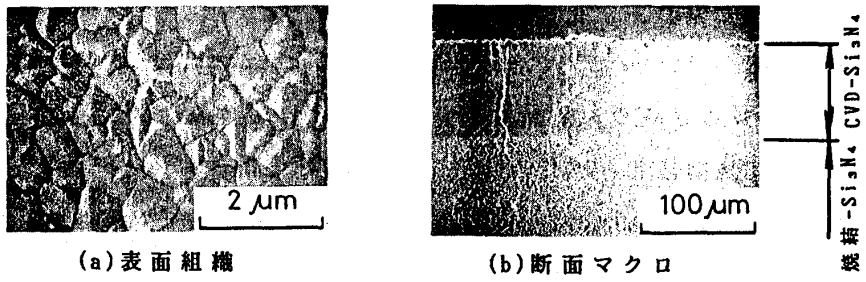


図1　X線回折図形

写真1にコーティング後の表面組織および試験片の断面マクロを示す．X線回折図形のピークのシャープさ及び表面組織写真のピラミッド状の結晶粒から結晶性の高い膜であることがわかる．さらに断面マクロ写真から緻密な膜質であり，クラック等は無く，焼結基材との界面に剥離などが見られない良好な付着状況であることがわかる．



(a)表面組織　　(b)断面マクロ

写真1　表面組織及び断面マクロ

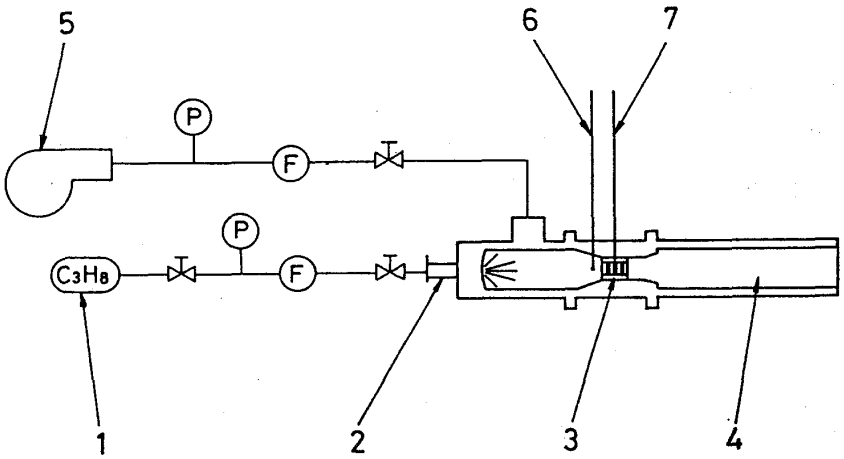
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3.　酸化試験

3．1　試験方法

3．1．1　酸化試験装置

図２に本実験に用いた酸化試験装置の概要を示す．燃料としてプロパンガスを用い，試験部の試料ホルダーに試験片を８本（焼結材４本＋ＣＶＤ材４本）と熱電対を埋め込んだ測温用試験片１本をセットして酸化試験を行った．試料ホルダーの詳細を図３に示す．測温用試験片に埋め込んだ熱電対により温度が一定になるようにガスの流量を制御した．また試料の上流側１５ｍｍの位置にセットした熱電対によりガス温度のモニターを行った．



1．プロパン　　2．バーナー　　3．試料ﾎﾙﾀﾞｰ
4．煙道部　　5．ブロワー
6．ガス温度測定用熱電対　7．試験片温度測定用熱電対

図２　酸化試験装置

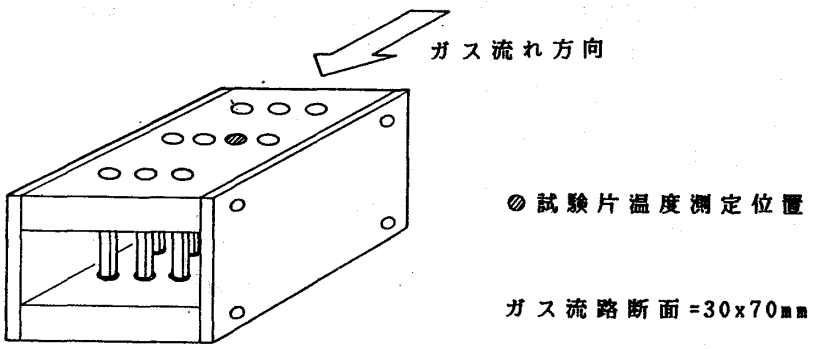


図３　試料ﾎﾙﾀﾞｰ部詳細

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．1．2　酸化条件

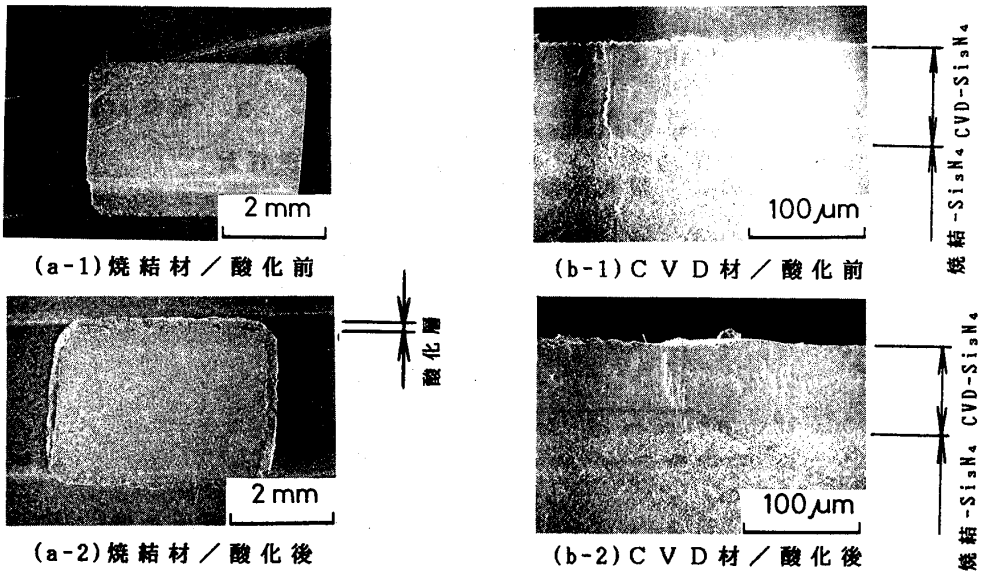
表３に酸化条件を示す．約1350℃，約1425℃の２ケースとした．試験時間は５時間とした．

表３　酸化条件

空気量	A	(kg/Hr)	220	150
ﾌﾟﾛﾊﾟﾝ量	F	(kg/Hr)	5.5	5.5
A／F			40	27
代表流速		(m/s)	134	94
試験片温度		(℃)	1350	1425
酸化時間		(Hr)	5	5

3．2　試験結果及び考察

試験片の外観の変化はＣＶＤコーティング材がわずかに色が濃く見える程度の変化であるのに対して，焼結基材は完全に白色に変色していた．写真２に1425℃酸化試験前後の試験片の断面マクロ写真を示す．焼結材は約200μｍもの酸化層を形成しているのに対し，ＣＶＤコーティング材はほとんど酸化層は認められない．５時間の試験時間で酸化層の厚みにして，数百倍以上の差を生じていることがわかる．



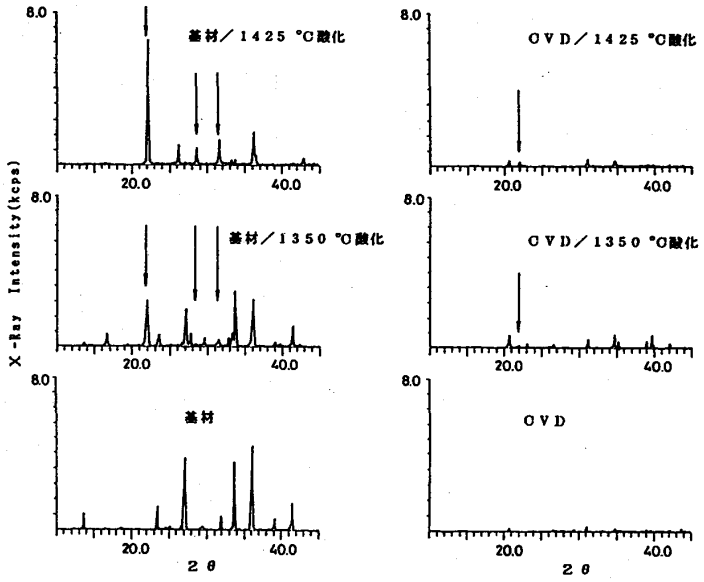
(a-1)焼結材／酸化前　(b-1)ＣＶＤ材／酸化前

(a-2)焼結材／酸化後　(b-2)ＣＶＤ材／酸化後

写真２　酸化試験(1425℃)前後の断面マクロ

酸化試験後の試験片の表面に生じた酸化膜の膜質をＸ線回折により調べた結果を図４に示す．酸化後においては焼結材では矢印で示すクリストバライトのピークが最も大きい．ＣＶＤコーティング材でも断面マクロからでは判定できなかったが，わずかにクリストバライトのピークが認められ，表面に酸化膜が生じていることがわかる．

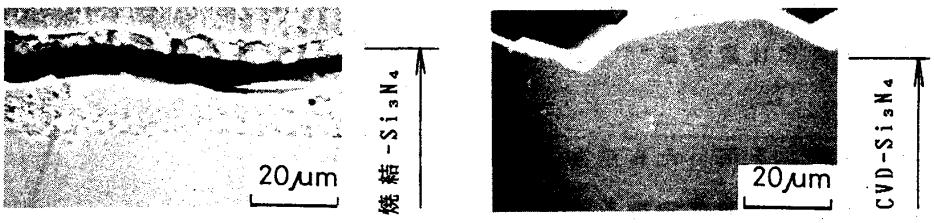
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



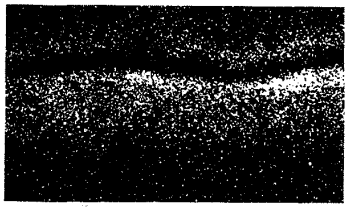
(a)焼結材　　(b)ＣＶＤ材

※矢印はＳｉＯ₂(クリストバライト)のピークを示す

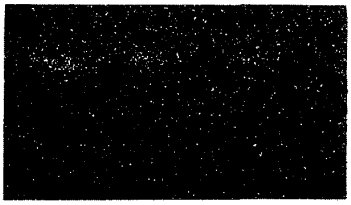
図４　酸化前後のＸ線回折図形



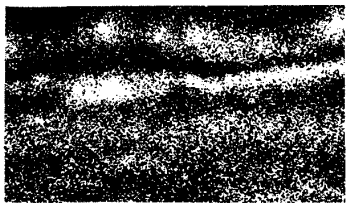
(a-1)焼結材／断面マクロ　　(b-1)ＣＶＤ材／断面マクロ



(a-2)焼結材／Ｏ

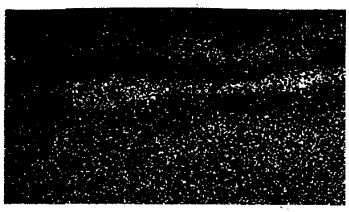


(b-2)ＣＶＤ材／Ｏ

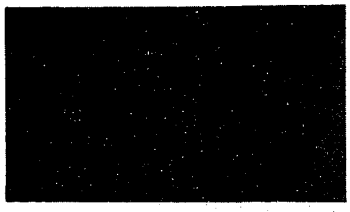


(a-3)焼結材／Ｙ

(b-3)ＣＶＤ材／Ｙ



(a-4)焼結材／Ａｌ



(b-4)ＣＶＤ材／Ａｌ

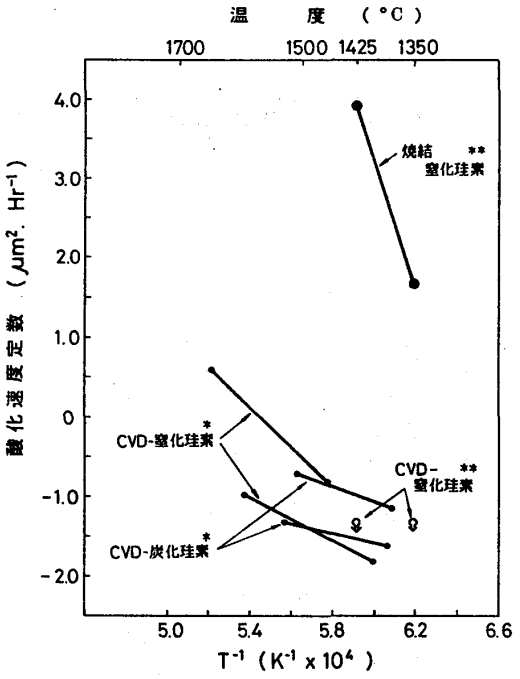
写真３　ＥＰＭＡによる断面のＳＥＭ像及び特性Ｘ線像

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

1350℃酸化後の断面についてX線マイクロアナライザーによる面分析の結果を写真3に示す．焼結材は表面に形成された酸化膜中に，酸素ばかりでなく助剤成分と考えられるY，Alの偏析が認められる．これに対してCVDコーティング材は最表面でわずかに酸素濃度が高くなっている程度で，膜中には焼結窒化珪素中の助剤成分のY，Alは認められない．焼結窒化珪素については一般に言われているように焼結助剤が表面の酸化膜であるSiO_2と反応し珪酸化合物を形成し，純粋な窒化珪素に期待される酸化量より桁違いに多くなっいる．[*3]これに対しコーティング膜は焼結材に対しては助剤成分の拡散バリアとして作用し，酸化表面においては純粋な窒化珪素の酸化反応生成物であるSiO_2のみを生じているため良好な耐酸化性を示すと考えられる．

今回の酸化試験において酸化反応が放物線則に従うと仮定して求めた酸化速度定数を図5に示す．ただし，CVD－窒化珪素については写真2の断面マクロからその酸化層の厚みはほとんど認められなかったため0.5μm（以下）とみなして求めたものである．また，比較のために静的酸化雰囲気下で求められたCVD－窒化珪素及びCVD－炭化珪素の値[*4]も合わせて示す．

今回のプロパンを用いた高温高速燃焼ガス中における酸化速度定数も高温大気中などの静的酸化条件下において従来求められている酸化速度定数とはぼ同じ程度となっている．



＊文献4より抜粋　＊＊本実験データ

図5　酸化速度定数

4.　まとめ

焼結の窒化珪素にCVD－窒化珪素をコーティングした材料につき，実際のガスタービンの静翼の作動環境に近づけた高温高速の燃焼ガス中での耐酸化特性の評価を行った．比較のために焼結窒化珪素基材のままのものも同時に評価を実施した．酸化試験にはプロパンガスを使用し，約1350℃および約1425℃の2ケースについて5時間の酸化試験を実施した結果をまとめると以下のようになる．

（1）1425℃では焼結材の酸化膜厚が約200μmに対し，CVDコーティング材はほと

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

んど認められない程度であった.

（２）焼結材で生成した酸化膜はクリストバライトであり，ＣＶＤコーティング材の場合も断面マクロからは判別できなかったが，クリストバライトのピークがわずかに認められた.

（３）焼結窒化珪素材へのＣＶＤ窒化珪素のコーティング膜は焼結助剤の拡散バリアとして作用し，酸化表面においては純粋な窒化珪素の酸化反応生成物であるSiO_2のみを生じているため良好な耐酸化性を示すと考えられる.

（４）今回の実験の高温高速燃焼雰囲気下における酸化速度定数は従来求められている静的酸化雰囲気下における酸化速度定数とほぼ同じ程度であった.

今後，形状的にも静翼に近づけた模擬翼を作製し，ほぼ実際のガスタービンの運転環境と同じ状況において長時間の酸化試験及び酸化のサイクル試験を実施していく予定である．また，コーティング後の機械的特性などについても調査を進める予定である.

本研究の一部は，アドバンス・コージェネレーションシステム技術研究組合が，通商産業省資源エネルギー庁から補助金を交付されて実施している「省スペース型高効率ガスエンジン・ガスタービン発電システム実用化開発」の一環として行われたものである.

参考文献

１）松本．ほか：化学蒸着法により合成した炭化珪素の高温部材への応用，日本ガスタービン学会　ガスタービン金沢地区講演会講演論文集，(1989)P147-153

２）河原：化学蒸着法による高純度窒化珪素製品，三井造船技報，No137(1989)

３）宇田川．ほか：ﾌｧｲﾝｹﾐｶﾙｽﾞとしての無機ケイ素化合物，講談社(1982)P120-P122

４）James R. et al.:Ceramic Coatings for Carbon-Carbon Composites,Am. Ceram. Soc.Bul.,Vol.67,No.2(1988)P369-374

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－11

ガスタービン用熱遮へいコーティングの耐久性及び遮熱特性

＊児島　慶享　　（(株) 日立製作所　日立研究所）
和田　克夫　　（　　〃　　日立工場）
古瀬　　裕　　（東京電力(株)　技術研究所）
寺前　哲夫　　（　　〃　　〃　　）

1．緒　言

セラミックスは金属材料に比べ高温強度に優れているため、燃焼器、静翼、動翼をセラミックス化したガスタービンでは燃焼ガスの高温化、冷却空気の大幅な低減が可能になり高い効率が期待される。このような観点からセラミックスガスタービンの研究開発を東京電力，三菱重工，東芝，日立の４社の共同研究で進めている。[1] しかし、発電用のガスタービンは内燃機関用ターボチャージャ等に比べ大型であり、特に高速回転体である動翼のセラミックスス化には種々の開発課題が予想される。一方、耐熱合金材料製部材に熱伝導率の小さいセラミックススを被覆する熱遮へいコーティング（Thermal Barrier Coating 以下ＴＢＣと略す）は、セラミックススの遮熱効果により部材の温度低減、或いは冷却空気量の低減が可能になる。

そこで本研究では、セラミックスガスタービン開発の一環として高温耐久性、遮熱特性に優れた動翼用のＴＢＣを開発すべく、実機ガスタービン翼の温度条件を模擬した条件下でＴＢＣの膜構造が、熱応力緩和作用、環境遮断特性に及ぼす影響について検討し、これらＴＢＣの耐久性、遮熱特性を評価した。又、ＴＢＣを設けた静翼を用い、実機熱負荷条件下でＴＢＣの耐久性、遮熱特性の評価を行ない、ＴＢＣの適用可能性の基礎検討を行なった。

2．実験方法

2－1　試料及び供試翼

ＴＢＣは減圧雰囲気中プラズマ溶射装置[2]、及び大気中プラズマ溶射装置を用いて作製した。溶射材料はセラミックス粉末はZrO_2-(6,8)wt%Y_2O_3、メタル粉末はCo-32%Ni-21%Cr-8%Al-0.5%Y合金で、粉末粒径はいずれも10～44μｍである。ＴＢＣの仕様は図１に示すように二層形ＴＢＣと四層形ＴＢＣを用いた。二層形ＴＢＣは結合層（厚さ0.1㎜）／セラミックス層（厚さ0.3~0.5㎜）であり、四層形ＴＢＣは結合層（厚さ0.05㎜）／セラミックス・メタル混合層（厚さ0.2㎜，体積比1:1）／環境遮断用メタル層（厚さ0.05㎜）／セラミックス層（厚さ0.2~0.4㎜）の構成である。混合層はセラミックス層と基材との熱膨張差によって生じる熱応力を緩和し、環境遮断用メタル層は、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

多孔質なセラミックス層を通じて生じる混合層の高温腐食を防止することを目的としたものである。環境遮断用メタル層には結合層と同じCoNiCrAlY合金を用いた。図２は実機条件試験用の供試静翼で、内部がインピンジ冷却の中空構造である。ＴＢＣは図２中a-a'で示した範囲の翼前縁部、または翼面全面に施した。遮熱特性評価用の供試翼は図２中の前縁部平均径の基材中のＴ－１，Ｔ－２の位置にＣ．Ａ．ジーズ熱電対（φ0.5㎜）を設けた。

２－２　評価法

１）耐久性試験

熱サイクル試験には試料移動系を設けたバーナリグ加熱試験装置を用いた。本試験では、試験片を燃焼筒中に入れ加熱する過程と燃焼筒外に出して圧縮空気（圧力約５kg／㎠）で強制冷却する過程を繰り返した。

図３は実機試験装置の概要、表１は試験条件を示す。本試験装置では６枚の供試翼を同時に評価できるが今回はそのうち５枚にＴＢＣを施し試験に供した。ＴＢＣはいずれも四層形ＴＢＣで、セラミックス層厚さは0.2㎜、及び0.3㎜である。試験は起動・定常状態保持（時間１ｈ）、停止（燃料遮断）の繰り返しで、サイクル数は10回である。以上のＴＢＣの耐久性試験後に、外観観察、及び断面組織観察を行ない損傷の度合を評価した。

２）遮熱特性

遮熱特性の評価は、プラズマジェット加熱と試験片の水冷を組み合せた熱負荷試験装置（図４）及び供試翼による実機試験装置（図３）を用いて行なった。ＴＢＣなしとＴＢＣ有りのそれぞれの試験片の基材温度の差からＴＢＣの遮断特性を求めた。

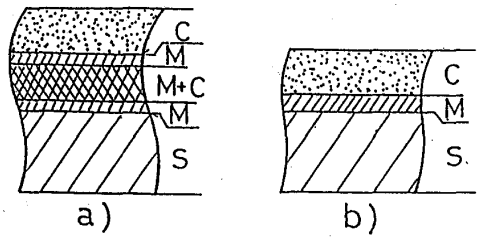


図１　ＴＢＣ断面模式図
ａ）四層形ＴＢＣ
ｂ）二層形ＴＢＣ
C:セラミック,M:メタル層,S:基材

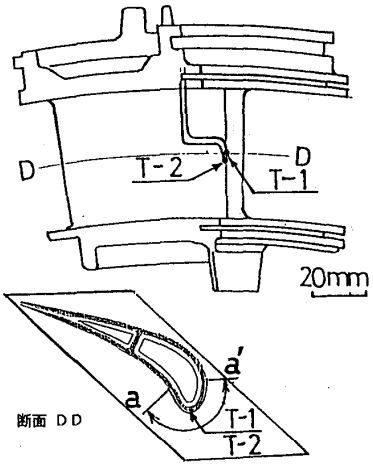


図２　試験翼の概略図

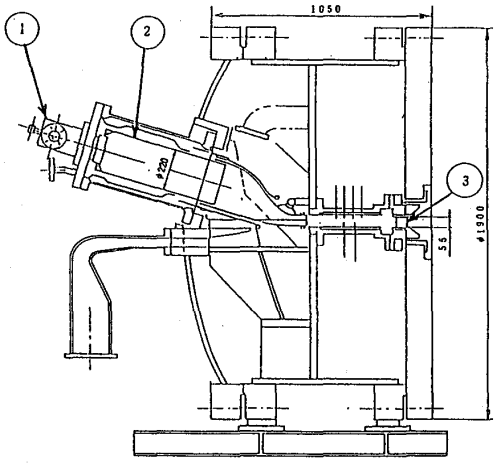


図３　実機試験装置の概略図

表１　実機試験条件

燃　　料	軽　油
燃焼ガス温度（℃）	max.1250
ガス圧力（ata）	8.8
冷却空気温度（℃）	170

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．実験結果及び結果の検討

3．1　ＴＢＣの耐久性

バーナリグ加熱試験装置を用いて二層形、四層形ＴＢＣについて、セラミックス層の厚さを変化させ、その耐久性について検討した。目視による観察によりセラミックス層の約５％の剥離の生じた回数を損傷発生回数とした。図５はその結果を示す。二層形ＴＢＣはセラミックス層の厚さの増加とともに損傷発生回数が少なくなる。一方、四層形ＴＢＣの場合、損傷発生回数はセラミックス層の厚さに依存しない。又、四層形ＴＢＣの損傷発生回数は二層形ＴＢＣに比べ約２倍であり、耐久性に優れていた。

図３に示す装置を用いて実機熱負荷条件でＴＢＣ耐久性を評価した。表２はそれぞれの供試翼に設けたＴＢＣの仕様で図６は試験後の外観観察結果を示す。セラミックス層厚さが0.2，0.3㎜のいずれの四層形ＴＢＣも、セラミックス層の剥離等の損傷は認められなかった。試験後の断面組織の観察結果，セラミックス層の一部に縦方向クラックが認められたが、セラミックス層の剥離の原因となる横方向クラックは全く認められなかった。縦方向クラックは試験前の観察でも認められており、このクラックはＴＢＣ施工後のメタル層と基材との拡散処理（1060℃，４ｈ）で生じたものと考えられる。又、セラミックス層の下部の環境遮断メタル層、セラミックス・メタル混合層、及び結合層には酸化・高温腐食等による損傷は認められず、いずれも健全であった。このように四層形ＴＢＣは実機熱負荷試験においても損傷が認められなかった。

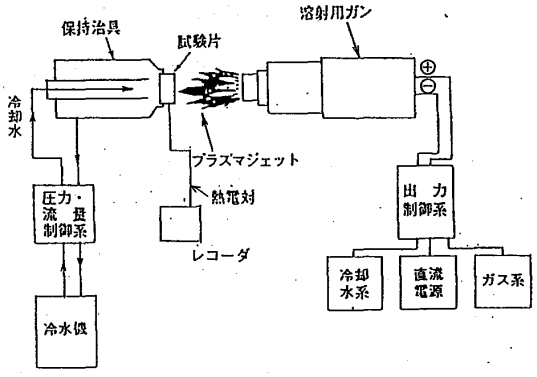


図４　遮熱効果評価用熱負荷試験装置

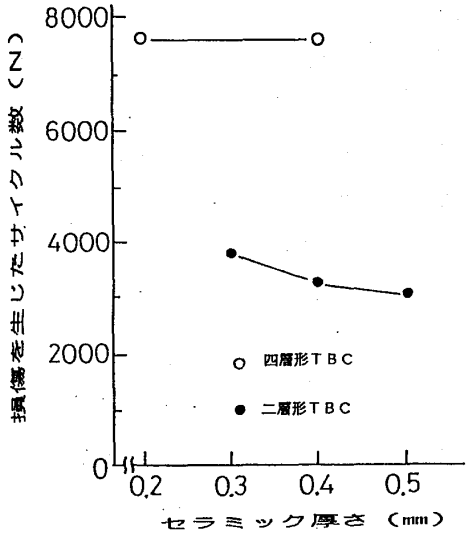


図５　熱サイクル試験結果
（バーナリグ加熱・冷却サイクル試験）

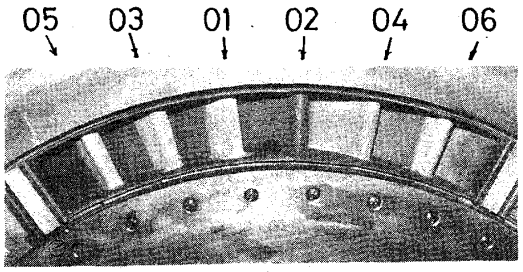


図６　実機試験後のＴＢＣ施工翼の外観

表２　実機試験による起動･定常状態保持･停止サイクル試験後のＴＢＣ施工翼の外観観察結果(ｻｲｸﾙ数10回)

供試翼 No.	ＴＢＣ種類	セラミック厚さ (㎜)	ＴＢＣ施工部分	外観観察結果
01	四層形	0.2	前縁	○
03	〃	0.2	〃	○
04	〃	0.2	翼面	○
05	〃	0.3	前縁	○
06	〃	0.3	〃	○

○：損傷なし

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．2　ＴＢＣの遮熱特性

図４に示すプラズマジェット加熱と試験片の水冷とを組み合わせた熱負荷試験装置を用いてＴＢＣの遮熱特性を評価した。遮熱効果はＴＢＣなしとＴＢＣ有りの場合の加熱側の基材温度の差から求めた。又、熱流束は加熱側と冷却側の基材温度の測定値を用い、一次元定常解析で求めた。なお、遮熱効果と熱流束の関係を調べるため、加熱源であるプラズマジェットの出力を17～26kWの範囲で変化させた。図７はＴＢＣの膜構造、或いはセラミックス層の厚さを変化させた場合の、遮熱効果と熱流束との関係を示す。ＴＢＣによる基材温度の低下は熱流束、セラミックス層厚さの増加とともに大きくなる。又、四層形ＴＢＣはセラミックス・メタル混合層の熱抵抗の寄与により、同一セラミックス層厚さの二層形ＴＢＣに比べ遮熱効果が大きい。このようにＴＢＣの遮熱効果はセラミックス層厚さ、ＴＢＣの膜構造とともに、熱流束によっても支配されることが確認できた。

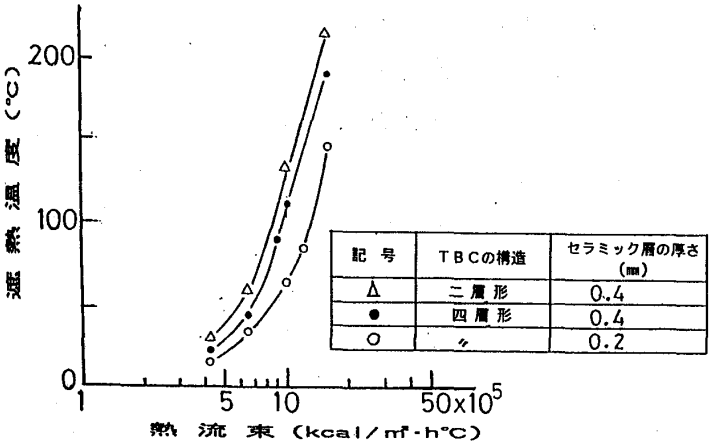


図７　要素試験による遮熱効果評価結果

表３　実機試験による四層形ＴＢＣ遮熱特性測定結果（セラミックス層厚さ０．２mm）

供試翼No.	供試翼の基材メタル温度(℃)			ＴＢＣによる遮熱特性(℃)
	第一次試験	第二次試験	ΔＴ	
０１	７８３	６９４	８９	９５
０２	７７１	７７７	－６	

第一次試験：ＴＢＣなし
第二次試験：ＴＢＣ有り(No.01)，ＴＢＣなし(No.02)
ΔＴ　：T_1-T_2

次に、供試翼を用いて実機熱負荷条件下でＴＢＣの遮熱効果を評価した。試験条件はＴＢＣの耐久性試験と同様である。ＴＢＣはセラミックス層の厚さが 0.2mmの四層形ＴＢＣである。表３はＴＢＣ有りと無しのそれぞれの供試翼の前縁部の基材メタル温度の測定結果を示す。供試翼No.01のＴＢＣなしと有りの場合の基材メタル温度差89℃と供試翼No.02の第一次と第二次試験の翼メタル温度差６℃から、ＴＢＣの遮熱特性は、95℃であった。

４．結　論

１．　セラミックス層／環境遮断用メタル層／熱応力緩和用セラミックス・メタル混合層／結合層の構成から成る四層形ＴＢＣは、熱サイクル試験でセラミックス層の剥離の生じるまでのくり返し数が、0.2，0.4mm厚さのセラミックス層の場合で約7600回であり、0.3~0.5mmのセラミックス層厚さの二層形ＴＢＣの剥離回数(3800~3000回）に比べ約２倍で耐久性に優れたＴＢＣであることを明らかにした。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2．　燃焼ガス温度1250℃、ガス圧力 8.8ataの実機熱負荷条件で、起動、定常状態保持(時間１ｈ)、停止（燃料遮断）をくり返す試験（くり返し数10回)を行なった結果、セラミックス層厚さが0.2，0.3㎜の四層形ＴＢＣを施けた静翼では、外観上セラミックス層の損傷が認められず、断面組織観察でもセラミックス層内にはく離の原因となる横方向クラックは認められなかった。

3．　プラズマジェット加熱と水冷とを組み合わせたＴＢＣの遮熱特性試験の結果、ＴＢＣによる基材温度の低下はセラミックス層厚さ、熱流束の増加とともに大きくなる。又、セラミックス層厚さが同一の場合、四層形ＴＢＣでは二層形ＴＢＣに比べ基材温度の低下が大きくなる。

4．　燃焼ガス温度1250℃、ガス圧力 8.8ataの実機熱負荷条件で、ＴＢＣ有りと無しの静翼の前縁平均径の基材温度の差から求めた遮熱特性は、セラミックス層厚さ0.2㎜の四層形ＴＢＣで約95℃である。

参考文献

1）原之義，桧佐彰一，和田克夫，辻一郎：日本機械学会論文集，No.870,p111(1987)

2）児島，目幡，坂本，大中：日本溶射学会誌，Vol.24,No.3,p21(1988)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－12

高温タービン実証試験機による空冷翼の冷却特性について

*土　方　常　夫　㈱　東芝　京浜事業所

岡　村　隆　成　㈱　東芝　京浜事業所

福　田　雅　文　㈱　東芝　火力統括部

伊　藤　勝　康　㈱　東芝　京浜事業所

1．　まえがき

コンバインドサイクル発電プラントは、電力負荷の変動に対して容易に追従できる運転特性を有すると同時に高い発電効率が得られる点から急速にニーズが高まっている。この発電プラントの主要機器であるガスタービンの高性能化を計ることにより、プラントの熱効率をさらに向上させることが期待されている。ガスタービンの性能向上策としてタービンの高温化は最も有効な手段であり、多くの努力が傾けられてきた。このような状況の中で、当社はタービンの高温化を計るべく、タービン入口温度（第１段動翼前）1300℃級の高温タービン実証試験機を製作し、試験を実施してきた。本書では、タービン入口全温（第１段動翼前）1300℃級の高性能ガスタービンの開発を目標にして、タービン部の高温化を成し遂げる上で最重要開発課題になっている空冷翼について冷却特性を把握することができた。また、タービン空力特性および燃焼器特性についても知見を得ることができたのでここに報告する。

2．　高温タービン試験装置

2．1　高温タービン要項

実機のタービンは３段落であるが、本試験機は冷却翼として開発の対象になる２段落のタービン構造とした。回転数は10200 ｒｐｍである。タービン入口全温度は、第１段静翼（１Ｎ）前で1400℃、第１段動翼（１Ｂ）前で1312℃である。本高温タービンは動力計の吸収能力（15MW）に対して、最大限の試験ができるよう入口圧力は10ata としている。ここで２段落分の圧力比が実機と同じになるように、第２段動翼の下流側に背圧調整の役割をはたすスロート部を空冷式ノズルで形成した。本ノズル下流側のディフューザについては、そこでの主流ガス

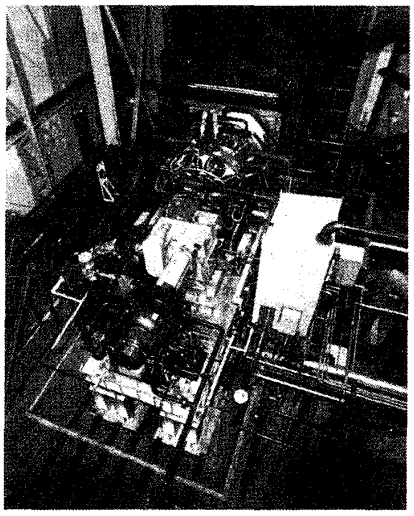


写真１　高温タービン全景

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

表1　高温タービン要項

タービン段数	2 段
タービン回転数	10200 rpm
タービン出力	14500 KW
入口主流流量	23.6 kg/s
入口全圧	10.0 ata
入口全温 (IN 入口)	1400 ℃
圧力比	5.3

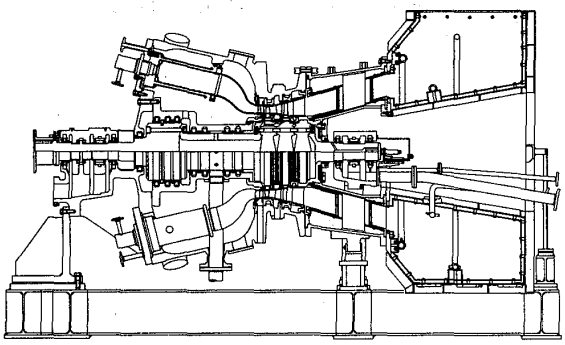


図1　高温タービン組立断面図

温度が約770 ℃と高温であるため、インピンジメントならびにフィルム冷却方式を採用している。ロータスパンは2200mmで、ロータはタービン部で生じる下流方向のスラスト力を相殺するためのバランスピストン、動翼冷却空気通路をなす中空の中間シャフト、タービンディスクおよび軸受ロータで構成されている。タービンケーシングは上半側は燃焼器廻りからタービン出口までを、また下半は第1軸受部からタービン出口までを一体鋳込み型の一重ケーシング構造にした。高温タービンの全景を写真1に、主要項を表1にそして組立断面図を図1に示す。

2．2　動・静翼主要項

各翼とも、高温化に対応した冷却構造を採用し、冷却流量は出来る限り少なくなるように設計されている。

第1段静翼は、48枚の単翼構造である。翼有効部の内部は2室に分割されインサートによるインピンジメント冷却を行なうと同時に、前縁側では吹き出し冷却、背・腹側ではフィルム冷却そして後縁側は8列の強制対流ピンフィン冷却を行っている。一部の翼には肉厚0.2 mmの熱遮へいコーティング（Thermal Barrier Coating ;TBC）を有効部に施行してTBCの効果の検証を試みた。翼のエンドウォールではインピンジメント冷却を行うと共に多列孔を設けてフィルム冷却を実施している。

表2　静翼主要項

		第1段静翼	第2段静翼
構造	翼枚数	48	48
	綴り構造	単翼	翼2枚/セグメント
		空冷インサート方式	空冷インサート方式
	翼材料	Co基合金・FSX-414	Co基合金・FSX-414
	TBC材料	Y_2O_3・ZrO_2	無（無）
	TBC厚さ	0.2mm	——
冷却	冷却方式	有効部：インピンジメント+ピンフィン強制対流+フィルム エンドウオール部：インピンジメント+フィルム	有効部：インピンジメント+ピンフィン強制対流 エンドウオール部：インピンジメント+フィルム
	主流ガス入口平均全圧	10 ata	4.5 ata
	主流ガス入口平均全温	1400℃	1075℃
	冷却空気供給温度	405.0℃	296.0℃

表3　動翼主要項

		第1段動翼	第2段動翼
構造	翼枚数	92	92
	綴り構造	単翼	スナッバ型シュラウド
	植込部形式	X'mas型：3段フック	X'mas型：3段フック
	翼材料	Ni基合金・Mar-M247	Ni基合金・Mar-M247
冷却	冷却構造	リターンフロー(2パス)+ピンフィン強制対流+フィルム（一部先端吹出し）	リターンフロー(1パス)+ピンフィン強制対流
	主流ガス入口平均全温	1312℃	1036℃
	冷却空気供給温度	400.0℃	400.0℃

第2段静翼は、2翼が1セグメント構造で全48枚である。冷却方法は1室のインサート型インピンジメント冷却として後縁側10列のピンフィン冷却を実施している。第1、2段静翼材料はともにCO基超合金、FSX－414である。

第1段動翼は、植込部が3段フックのクリスマスツリー形の単翼で92枚である。冷

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

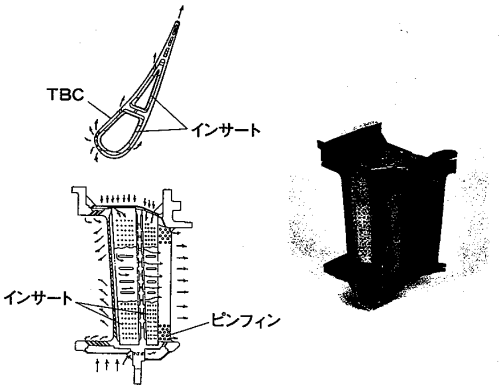


図２　第１段静翼冷却構造

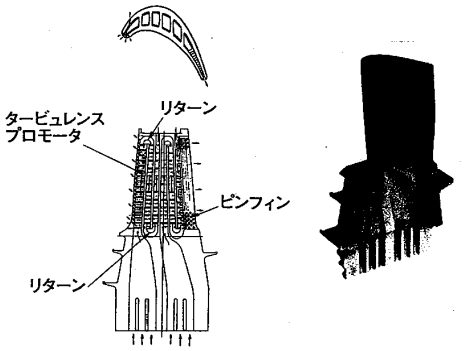


図３　第１段動翼冷却構造

却方式はリターンフロー型として前縁側と後縁側にそれぞれ各１パスずつ設けている。リターンフロー流路内には流れ方向に対し直角に凸形状のタービュレンスプロモータを設けて冷却空気の乱れを促進させ冷却効果の向上を計っている。その他前縁部で４列の吹出し冷却を行ない、背側には１列のフィルム冷却を実施している。

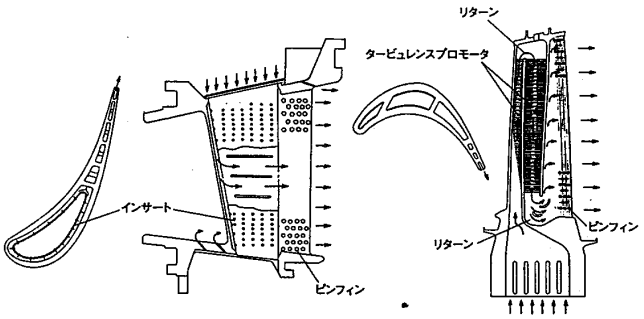


図４　第２段動・静翼冷却構造

第２段動翼は、スナッバーシュラウド型で全周一群の綴り構造である。植込部形状及び翼枚数は第１段動翼と同じである。冷却方式は１パス２リターンフロー型で後縁部はピンフィン冷却構造としている。第１、２段動翼材料はともにＮｉ基超合金、Ｍａｒ－Ｍ247 である。

静・動翼の主要項を表２、３に、また冷却構造については図２、３、４に示す。

２．３　試験設備要項

高温タービン試験の設備系統を図５に示す。２軸式機械駆動用ガスタービン、空気源圧縮機、本試験用の高温タービン、空気供給および排気ラインから構成されている。空気源圧縮機は圧力比Max17 、流量Max51 kg/sの能力を持ち出力25MWの２軸式機械駆動用ガスタービンで駆動される。空気源圧縮機から主空気は温度が約400 ℃で、圧力は約11　ata に調整され供給される。燃焼器内に導かれた主空気は、ガス燃料と反応し約1400℃の高温ガスとしてタービン内に供給される。タービンで仕事をした燃焼

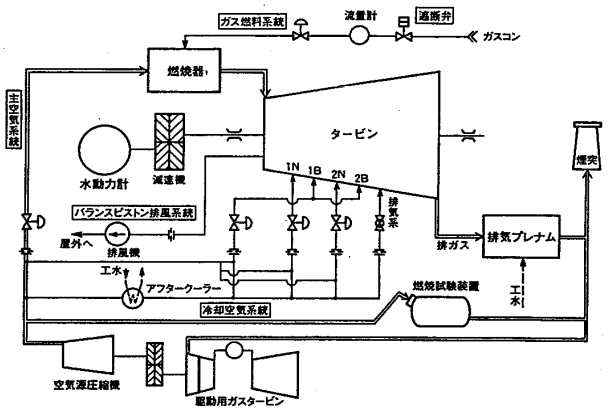


図５　高温タービン試験系統図

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ガスは排気プレナムに導かれ冷却水により減温され、排気ダクトを通って煙突から大気に放出される。高温タービンで発生する軸出力は、減速機を介して水動力計により吸収される。

冷却空気は主空気ラインから分岐された各冷却空気ラインにより、第1段、第2段静翼の外環キャビティおよび回転部（1，2段動翼共通）の3ヶ所に独立で供給される。それぞれの冷却空気調整弁により流量は任意に調整可能である。また冷却温度はアフタークーラーを介して実機圧縮機抽気温度に合わせられる。

3．　試験要項

3．1　試験項目

実機のガスタービン定格運転時における動静翼出口のマッハ数速度三角形と等価になるように、各試験時でタービン入口温度、タービン入口圧力および回転数を設定して空冷翼の冷却特性およびタービン空力特性を把握するために以下の項目の試験を実施した。

（1）空力特性試験　タービン入口温度（1N前）を350 ℃（空気運転）および900 ℃に設定して、タービン入口圧力および回転数を変化させて速度比に対するタービン空力特性を把握する。

（2）冷却特性試験　タービン入口温度（1N前）を900 ℃に設定して、動・静翼の主流ガス流量に対する冷却空気流量を変化させて冷却空気流量比に対する翼の冷却特性を把握する。

（3）実温試験　タービン入口温度（1N前）を1400℃に設定して、タービン空力特性，翼の冷却特性ならびに機器の信頼性を把握する。

3．2　計測要項

運転制御・監視用及び空力・冷却特性を把握するための特殊計測用としての計測点は総数で約360 点である。この内、特殊計測用としてタービン通路部の主流ガス状態量、冷却翼メタル温度及び冷却空気供給室圧力・温度計測用には図6に示すように約280 点を設置した。

タービン通路部には各段入口ごとに半径方向に5点周方向に3列のクシ歯形全温ならびに同形の全圧管を1列設置して主流ガス状態量を計測した。通路廻りの冷却空気供給室および静翼内輪前後室は、冷却空気流量バランス計

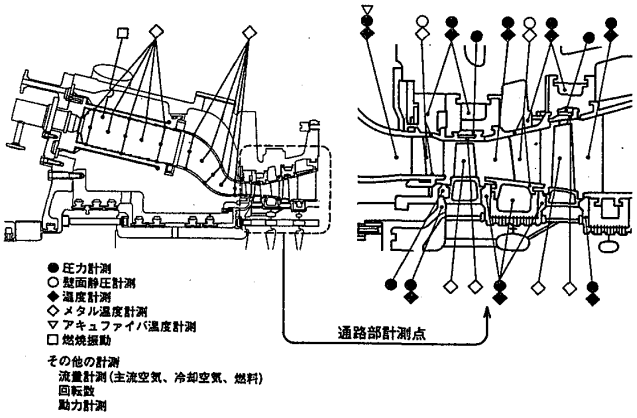


図6　計測項目

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

算の要となるため温度・圧力計測点を設けた。

静翼には、有効部の50%断面及び内外エンドウォールのメタル温度を計測するために直径0.5 ㎜の熱電対を埋め込んだ。第1段静翼ではＴＢＣの効果を調べるための計測を行っている。動翼についても、有効部に熱電対を埋め込みメタル温度計測および動翼の植込部での冷却空気温度をスリップリングを介して計測した。

燃焼器ライナーおよびトランジションピースについても同様にメタル温度計測を行った。その他タービン入口部にはアキュファイバにより主流ガス温度を計測した。

4．　試験結果

4．1　主流ガス温度

主流ガス温度については全温管熱電対の指示温度に対して、熱電対廻りのふく射および全温管の保持部への逃げる熱伝導分を考慮して熱バランス計算によりガス温度を求めた。図7はタービン入口（1N前）温度が 1400 ℃時のガス温度分布である。今回の試験で使用した全温管では本温度環境の補正計算の結果、熱電対の指示温度に対して平均主流ガス温度が約30℃上昇側に補正を要した。また、アキュファイバーで計測した温度について本図中に◇印で併記したが、全温管基準のガス温度と互いに良く合う結果を得ることができた。第2段入口ならびタービン出口の主流ガス温度についても同様の算出法で主流ガス状態量を求めた。

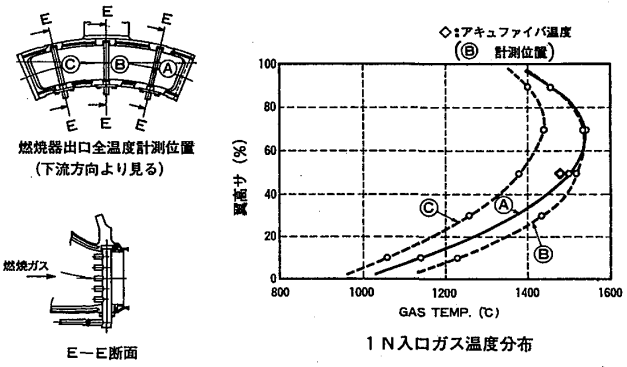


図7　1N入口主流ガス分布

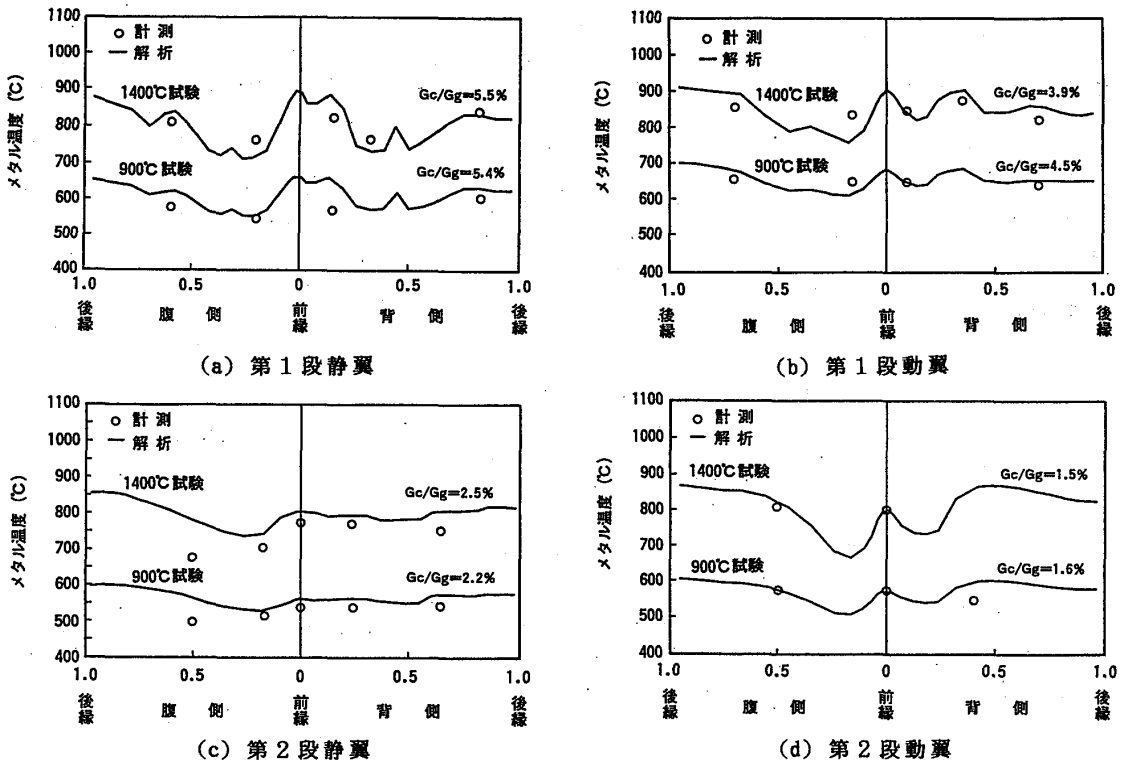
4．2　空冷翼の冷却特性

本冷却翼に採用している静翼のインピンジメント・フィルム冷却方式および動翼のリターンフロー方式については、現在までに当社の高温風胴において2次元の冷却翼モデルを用いて冷却性能試験を実施し、数々の知見を得ている。[1][2]本冷却翼の冷却設計においては、これらの経験を基に最適設計した。

タービン入口温度（1N前）が900 ℃、 1400 ℃での試験における、各冷却翼の計測値および解析による翼面上のメタル温度分布を図8に示す。

1400℃の高温タービン試験においても、各冷却翼共に低いメタル温度を実現している。解析結果と比較した場合、第一段の静翼・動翼において、メタル温度の解析値が最も低い腹側の前縁近傍で計測値の方が若干高い傾向がある。しかし、その他の計測

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) 第1段静翼　(b) 第1段動翼

(c) 第2段静翼　(d) 第2段動翼

図8　各冷却翼のメタル温度分布

点においては、900 ℃、1400℃のタービン試験共に解析値と良く一致している。

冷却翼の温度解析は、次に示す冷却翼設計ソフトにより実施した。非粘性翼間流れ計算（ﾀｲﾑﾏｰﾁﾝｸﾞ法）により得た翼面上の静圧分布、および境界層計算より得た翼面上の熱伝達率分布を主流ガス側の境界値として与える。冷却孔からの吹出しにより翼面に形成されるフィルム温度分布を計算し、翼内部流れの一次元計算と要素モデルに分割した翼メタル部の定常熱伝導計算とを連成させ温度解析を行っている。

冷却性能試験において、冷却空気流量を変化させて次式で冷却効率を求め冷却特性を評価した。

$$\eta = (Tg - Tm) / (Tg - Tc)$$

ここでTg；主流ガス温度、Tc；冷却空気供給温度、Tm；翼のメタル温度である。

図9、図10に各冷却翼の冷却空気流量比Gc／Ggに対するメタル温度計測点での局所の冷却効率ηの関係を示す。なおGc；冷却空気流量、Gg；主流ガス

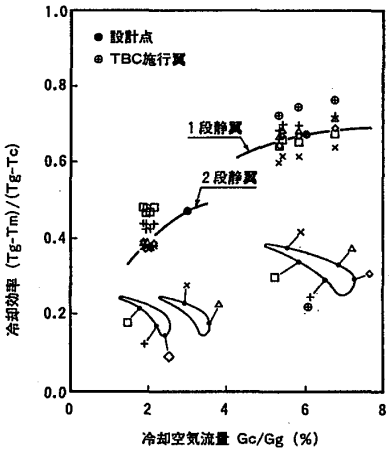


図9　静翼の冷却特性

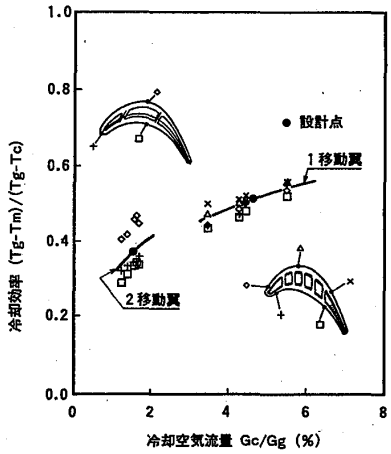
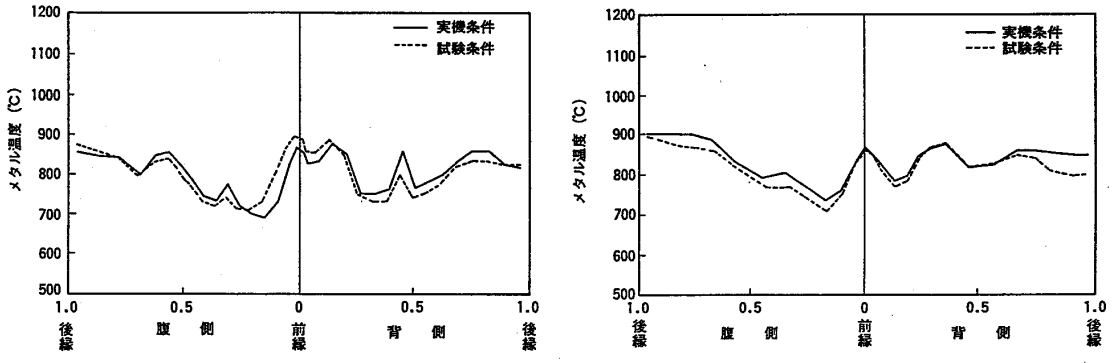


図10　動翼の冷却特性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.



(a) 第１段静翼　　(b) 第１段動翼

図１１　実機レベルでのメタル温度分布

流量である。図中の●記号は、設計流量での断面平均冷却効率の計算値を示す。各冷却翼共に良好な冷却性能を示し、計算とも良く一致している。図９に示す第一段静翼の冷却特性においては、ＴＢＣの施行により冷却効率が 0.05 程度大きくなることを確認した。

第一段の静翼・動翼について温度および圧力を実機レベル（１Ｎ前 1400 ℃、圧力比 16 ）にした場合のメタル温度分布を推定した結果を図11に示す。図中の破線は前記1400℃高温タービン試験の解析結果を示すものであり、実機条件においても良好な冷却性能を示すものと推定できる。

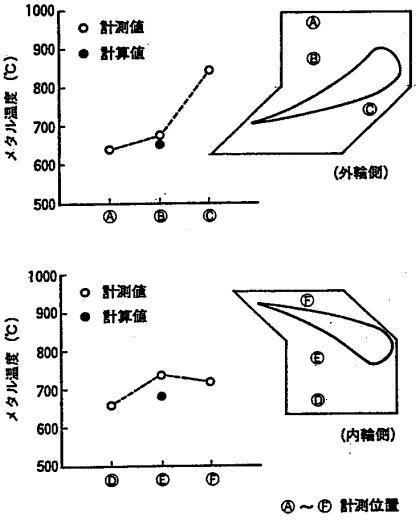


図１２　第１段静翼エンドウォール温度分布

本試験においては、第１・２段静翼のエンドウォールにも熱電対を埋込んでメタル温度を計測した。第１段静翼について1400℃の試験において計測した結果を図12に示すが、エンドウォールのメタルは充分冷却されていることを確認した。

５．　その他の結果

５．１　タービン空力特性

主流ガスおよび冷却・シール空気の通路部の入口または混入全圧から出口全圧までの断熱膨張によるタービン断熱仕事に対して、水動力計の計測動力、その他減速機と軸受の損失、ディスク風損および冷却空気ポンピング損失を総和したタービン出力との比率がタービン断熱効率（η）である。本試験の空気運転、タービン入口温度900℃、1400℃におけるタービン断熱効率と設計平均速度比におけるタービン断熱効率計

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

算値（η_C）の比較を図13に示す。設計平均速度比は0.36であるが、この近傍でタービン断熱効率が最大であることを確認できた。ここで、U；動翼の平均径周速、Cis；平均断熱熱落差分の速度である。

5．2　燃焼器

燃焼器のライナーおよびトランジションピース内板について主流ガス平均温度が1400℃におけるメタル温度分布を図14に示す。燃焼器通路の途中で周方向に複数点のメタル温度計測を行っており、その最大値と最小値を図中に表わしている。ライナーの平均メタル温度は650 ℃そしてトランジションピースの平均メタル温度は610 ℃と良く冷却されていることを確認した。さらに、燃焼器内部の全面にわたって施行されているＴＢＣについては試験後も特に損傷は見受けられなかった。

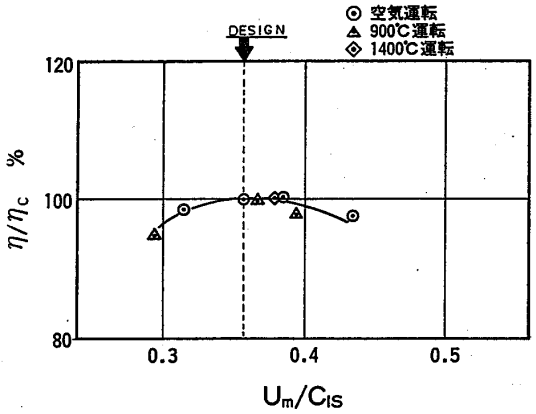


図１３　タービン空力特性

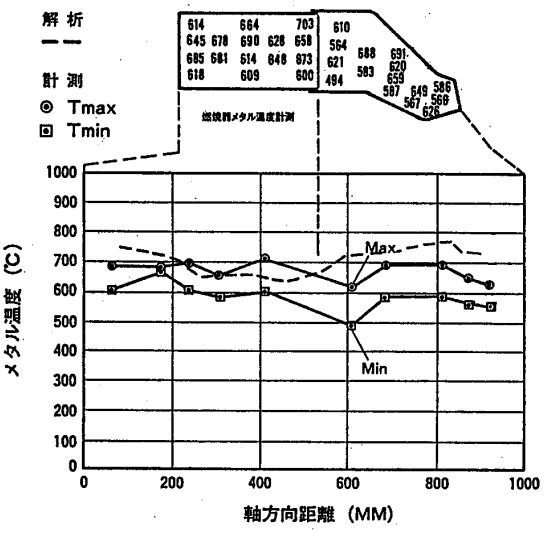


図１４　燃焼器メタル温度分布

6．　あとがき

高温タービンの試験においては、タービン入口温度（１Ｂ前）1300℃級のガスタービンを実現する上でキーコンポーネントになる空冷翼の冷却特性を把握したのと同時にその設計手法の妥当性を確認し、ひいては冷却翼は実機条件でも充分冷却される知見を得た。また、燃焼器を含めたタービンの高温ガス通路部についても運転実績を得ることができ、かつ分解点検でも各部品には異常が無く信頼性を得ることができた。

当社では本試験結果を反映して今後も高性能なガスタービンの開発をしていく考えである。

参考文献

(1) T.Araki 他４名、ASME/JSME,87-TOKYO-IGTC-63

(2) 大友　他４名、日本機械学会　第67期全国大会講演会、(1989.10)

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－13

ガスタービン翼外面熱伝達率の数値解析

㈱東芝　総合研究所　機械研究所　デバシス　ビスワス
福山　佳孝
荒木　達雄

1　はじめに

高温ガスタービン用冷却翼の設計では翼材料の温度を均一に許容温度以下とし、必要となる冷却媒体の量を最少にする必要がある。設計で推定すべき量は多いが中でも翼外面熱伝達率を正確に知ることは冷却設計のみならず翼寿命の評価の為にも重要な点である。ところが翼外面熱伝達率は流れが層流か乱流か遷移流れかにより数倍も変化する場合があり境界層の遷移を精度良く取り扱える解析方法が必要とされている。

これまで多くの研究者が境界層方程式に０方程式～２方程式乱流デルを用いてガスタービン翼外面熱伝達率の数値解析を行ってきた。高次の乱流モデルでは、経験定数や関数をあまり必要とせず複雑な流れにも使用できる為、最近、複雑な流れ解析には高次の乱流モデルを使用することが増えてきた。Patel ら[1] の研究によればLaunder-Jones(L-J)[2] とLam-Bremmhorst(L-B) [3] の２数類の低レイノルズ数版ｋ－ε２方程式乱流モデルが複雑な流れの場合に使用できる可能性があると判断される。

前報に引き続き、本研究では、ガスタービン翼外面熱伝達率分布を精度良く予測することを目的として有限体積法による境界層解析を行い、結果を実験値と比較検討した。対象としたデータは翼形状、レイノルズ数の異なった３数類の翼列実験データで乱流モデルにはJones-Launder とLam-Bremhorst の２数類の低レイノルズ数版ｋ－ε２方程式モデルを用い、レイノルズ応力のノルマルプロダクション項の影響を検討した。

2　基礎方程式

基礎方程式は２次元定常、境界層近似した、連続の式、運動方程式、エネルギー方程式である[4]。ここで乱流プラントル数は、Kays-Crawford モデル[5] によって次の様に与えた。

$$Pr_t = \left[-\frac{\alpha^2}{2} + \alpha c Pe_t - (c Pe_t)^2 \left\{ 1.0 - \exp\left(\frac{-\alpha}{c Pe_t} \right) \right\}^{-1} \right] \quad (1)$$

ここで、$Pe_t = (\varepsilon_m / \nu) Pr$; $\varepsilon_m = \mu_t / \rho$; $\alpha = \sqrt{(1/PRT)}$;
$PRT = 0.9$;　$c = 0.2$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

強い逆圧力勾配の下では非回転応力成分によるεの生成が増大することが知られている。ガスタービン翼の場合にも強い逆圧力勾配が生じるためHanjalic-Launderのモデル[6]によってレイノルズ応力のノルマルプロダクション項を付け加え比較する。

kとεの方程式は次の様に書ける[6]。

（k－方程式）

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial y}\right] + \frac{P_k}{\rho} - \varepsilon - (\overline{u^2} - \overline{v^2})\frac{\partial U}{\partial x} \quad (2)$$

（ε－方程式）

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right] + \frac{\varepsilon}{k}\left[\frac{C_1 f_1 P_k}{\rho} - C_2 f_2 \varepsilon\right] - C_3 (\overline{u^2} - \overline{v^2})\frac{\partial U}{\partial x} \quad (3)$$

ここで、P_kは乱流運動エネルギーの生成項、μ_tは乱流粘性係数である。

$$P_k = \mu_t (\partial U / \partial y)^2 ; \qquad \mu_t = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \varepsilon$$

k方程式（２）の右辺の第４項とε方程式（３）の右辺の第３項はレイノルズ応力のノルマルプロダクション項であり、Hanjalic-Launderのモデルでは次式の様に仮定される。

$$C_3 = 4.44 ; \quad (\overline{u^2} - \overline{v^2}) = 0.33k ; \quad (4)$$

本解析に使用した２数類の乱流モデルの定数C_1、C_2、C_μ、σ_k、σ_εを表１に、関数f_μ、f_1、f_2、D、Eを表２に示す。

3　初期条件と境界条件

3．1　初期条件

計算は層流から開始し、前報[4]と同様に初期速度分布をポールハウゼンの速度分布で与え、初期温度分布は速度分布に比例すると仮定して与えた。

数値解析上の問題点として乱流パラメータkとεの初期分布の与え方があげられる。本研究では、kとεの初期分布は、以下の方法で与えた。

kの初期分布

$$k = k_g (U / U_g)^2 \quad (5)$$

$$k_g = 1.5(U_g \times Tu)^2 \quad (6)$$

ここで、k_gとU_gはそれぞれ主流側の乱流運動エネルギーと速度、Tuは翼列上

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

流の主流乱れ度である。

εの初期分布

$$\varepsilon = f_\mu C_\mu^{3/4} k^{3/2} / l_m + \varepsilon_g y / \delta \qquad (7)$$

ここで、C_μ、f_μは表1、2に示す。l_mは、混合長で次式で与えた。

$y \leqq 0.09\delta / \kappa$ の時 $l_m = \kappa y$

$y > 0.09\delta / \kappa$ の時 $l_m = 0.09\delta \qquad (8)$

ここで、δは境界層厚さ、κはカルマン定数で0.41とした。主流側のε、ε_gは次式のように与えた。

$$\varepsilon_g = f_\mu C_\mu^{3/4} k_g^{3/2} / l_m \qquad (9)$$

3．2　境界条件

本計算で用いた境界条件を次に示す。エンタルピと速度の壁面境界条件は、

$$I^* = I_w^* \quad と \quad U_w = 0 \qquad (y = 0) \qquad (10)$$

とし、kとεの境界条件は次式で与えた。

(Launder-Jones モデル)　$k_w = \varepsilon_w = 0 \qquad (11)$

(Lam-Bremhorst モデル)　$k_w = (\partial\varepsilon / \partial y) = 0 \qquad (12)$

速度と温度の主流側境界条件は文献データを参照し与えた。

$$U = U_g \quad と \quad I^* = I_g^* \qquad (y = \delta) \qquad (13)$$

kとεの主流側境界条件は次の様に与えた。

$$U_g (dk_g / dx) = -\varepsilon_g \qquad (14)$$

$$U_g (d\varepsilon_g / dx) = -(C_2 f_2 \varepsilon_g^2 / k_g) \qquad (15)$$

4　計算方法

本報の解析では流れ方向の格子分割幅　Δxを次のように設定した。

$$\Delta x \leqq 5 (\mu_w / \rho_w u_\tau) \qquad (16)$$

境界層厚さ方向の格子分割数は99とし、壁から最初の格子点までの距離は、$0.1 < y^+ < 1$の範囲に入るようにした。

5　結果

図1、2、3に示す3数類の翼[7][8][9]について翼外面熱伝達率分布の数値解析を行った。境界層遷移の位置及び状況は主流乱れ度とともに主流レイノルズ数に影響されると考えられるので、Daniel[7]翼でレイノルズ数Re＝4.8×10^5、1.3×10^6、Consigny[8]翼でレイノルズ数Re＝3.39×10^5、NASAのC3X[9]翼でレイノルズ数Re＝3.9×10^5、6.4×10^5の場合の計算を行い比較した。計算条件を表3にまとめる。熱伝達率h_oは次式で定義した。T_oは壁面の回復温度である。

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$h_o = -\frac{q_w}{(T_o - T_w)} \qquad (17)$$

Table.1 Values of Constants of The k-ε model

Model	c_μ	c_1	c_2	σ_k	σ_ε
L-J	0.09	1.55	2.0	1.0	1.3
L-B	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Table.2 Values and correlation of the k-ε model's functions

	Jones-Launder model	Lam-Bremhorst Model
f_μ	$\exp\left[\frac{-2.5}{(1+.02Ret)}\right]$	$[1-\exp(-0.016R_{ey})]^2(1+\frac{19.5}{Ret})$
f_1	1.0	$1. + [\frac{0.06}{f_\mu}]^3$
f_2	$1. - 0.3\exp(-R_{et}^2)$	$1. - \exp(-R_{et}^2)$
E	$2\nu\mu_t(\frac{\partial u}{\partial y})^2$	0
D	$2\nu[\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y}]^2$	0
ε_w b.c.	0	$\frac{\partial\varepsilon}{\partial y}=0$

Table.3 Flow Conditions Used in the Simulation of Blade Heat Transfer coefficient

Data	case	M_1	M_2	P_0 (Mpa)	T_0 (K)	T_w (K)	$R_{e,c}$	Tu (%)
Daniel	1	0.38	0.94	0.1900	432	288	4.80×10^5	4%
Daniel	2	0.33	0.94	0.5810	432	288	1.30×10^6	4%
Consigny	3	0.24	0.62	0.1275	419	296	3.39×10^5	5.2%
NASA	4	0.17	0.92	0.2450	795	644	3.90×10^5	6.5%
NASA	5	0.17	0.91	0.3950	795	644	6.40×10^5	6.5%

M_1: Inlet Mach Number; M_2: Outlet Mach Number;
P_0: Inlet Total Pressure; T_0: Inlet Total Temperature
T_w: Wall Temperature; $R_{e,c}$: Inlet Reynold's Number(Eq.14);
Tu: Turbulence Intensity

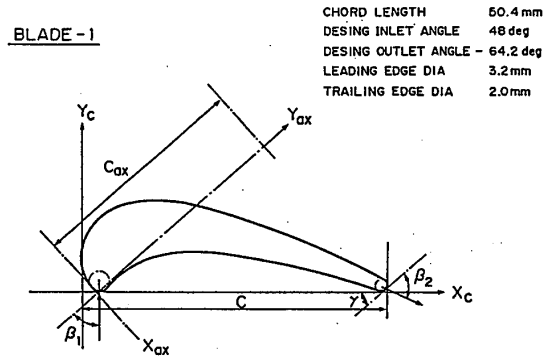


Fig.1 Blade profile in Daniel and Browne's[4] experiments

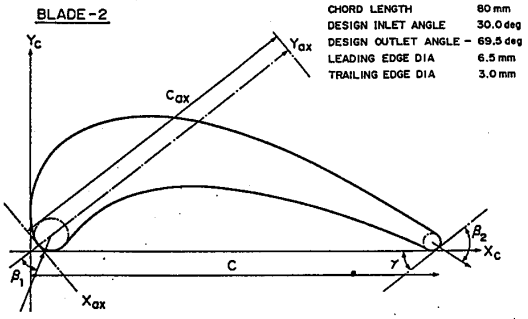


Fig.2 Geometry of Consigny Blade

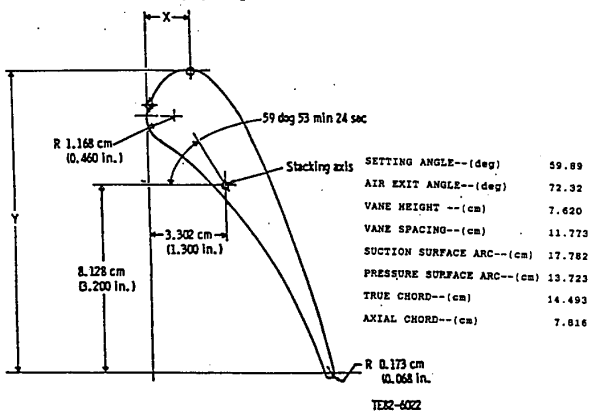


Fig.3 Geometry of NASA C3X blade

図４、５に、Danniel 翼の翼面熱伝達率分布の実験結果（白丸）と２数類の乱流モデルを用いた計算結果（実線）を示す。実験では澱み点に近いところで h_o が急激に減少し、背側の下流では流れの乱流遷移が起こるため h_o は急激に増加する。解析と実験は全体としては比較的良い一致をみせるが、図４から翼面背側の中間部分で実験

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

結果と比べて両モデルによる解析結果は少し高い値を示す。又翼面背側の下流では実験結果及びLaunder-Jonesモデルによる解析結果と比較しLam-Bremhorstモデルによる解析結果は少し低い値を示す。翼面腹側では両モデルによる解析と実験は全体として良い一致を示す。図5から腹側前縁付近では実験結果と比較して解析結果は少し低い値を示す。又、図4と5の実験結果からレイノルズ数の増加に伴い翼面背側の遷移点は上流に移動し、翼面腹側の熱伝達率も増加する。

図6にConnsigny[8]翼の翼面熱伝達率分布の実験結果（白丸）と両モデルによる解析結果（実線）を示す。同図から翼面背側では実験結果と比べて両モデルによる解析結果は遷移の開始を早く予測しているが、翼面腹側では解析と実験は全体として良い一致を示している。

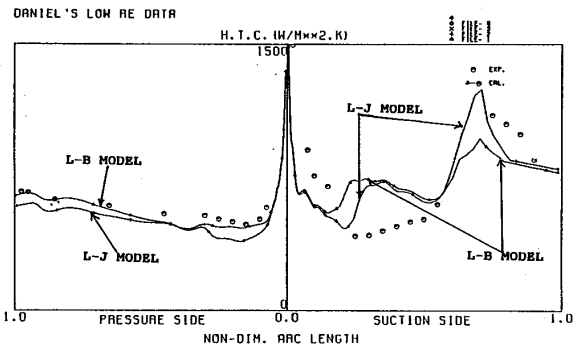


Fig.4 HEAT TRANSFER PREDICTION FOR DANIEL BLADE (CASE-1, TABLE-3)

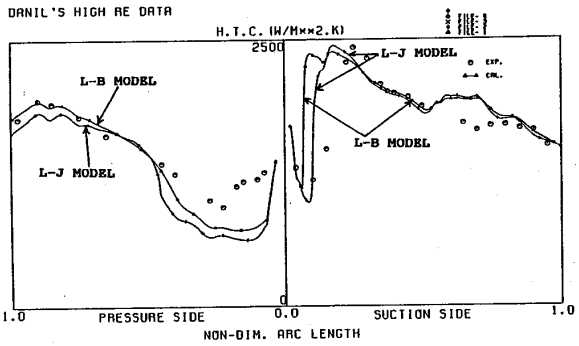


FIG.5 HEAT TRANSFER PREDICTION FOR DANIEL BLADE (CASE-2, TABLE-3)

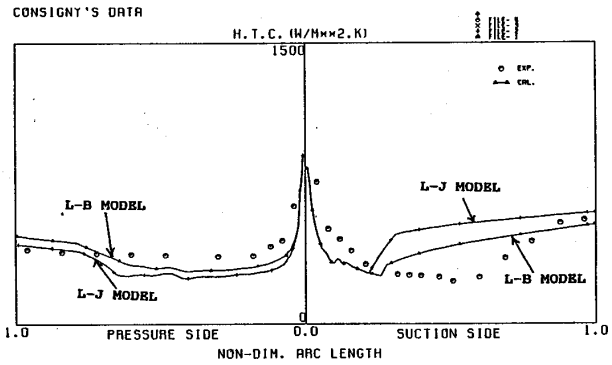


FIG.6 HEAT TRANSFER PREDICTION FOR CONSIGNY BLADE (CASE-3, TABLE-3)

図7、8にNASA C3X翼の熱伝達率分布の実験結果（白丸）と両モデルによる解析結果（実線）を示す。図8からわかるように高レイノルズ数の場合翼面背側の中間部分で実験結果と比べて両モデルによる解析結果は少し高い値を示しているが、解析と実験は全体として良い一致を示す。又、この翼の場合でもレイノルズ数の変化による翼面背側での遷移点の移動と翼面腹側での熱伝達率の変化は両モデルによる解析で比較的良く説明できる。

以上のように解析結果は比較的良好に実験結果を模擬している。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

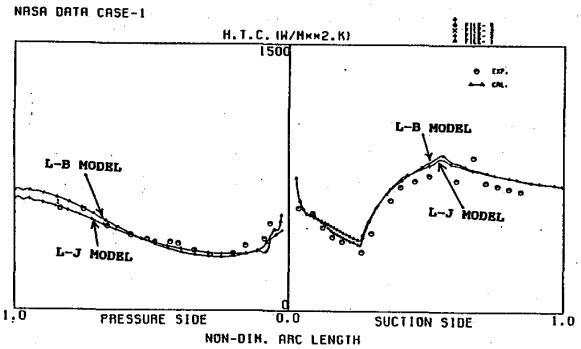


FIG.7 HEAT TRANSFER PREDICTION FOR NASA C3X BLADE(CASE-4, TABLE-3)

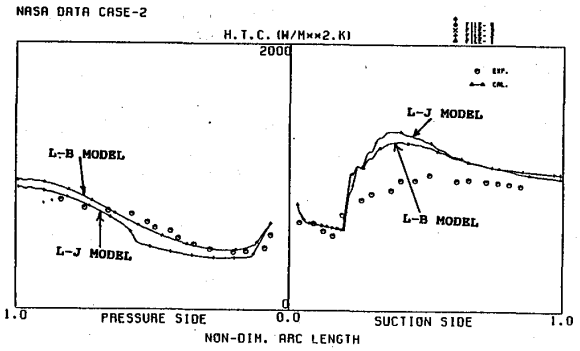


FIG.8 HEAT TRANSFER PREDICTION FOR NASA C3X BLADE(CASE-5, TABLE-3)

図９、１０にDaniel翼の高レイノルズ数の場合、図１１、１２にNASA C3X翼の高レイノルズ数の場合の翼面熱伝達率分布の実験結果（白丸）とノルマルプロダクション項の影響（実線）を示す。同図からこれらの条件では解析結果にはレイノルズ応力のノルマルプロダクション項の影響はほとんど見られないことが分かった。

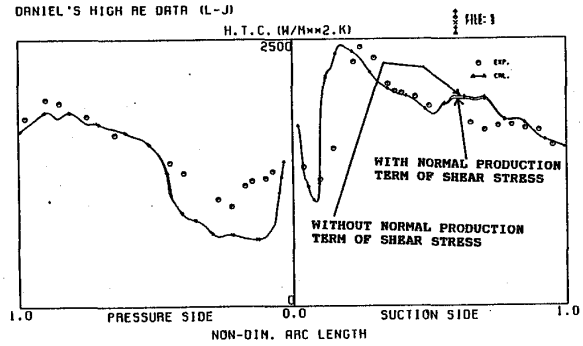


FIG.9 COMPARISON OF HEAT TRANSFER PREDICTION FOR DANIEL BLADE (CASE-2, TABLE-3) BY L-J MODEL WITH AND WITHOUT THE NORMAL PRODUCTION TERM OF SHEAR STRESS

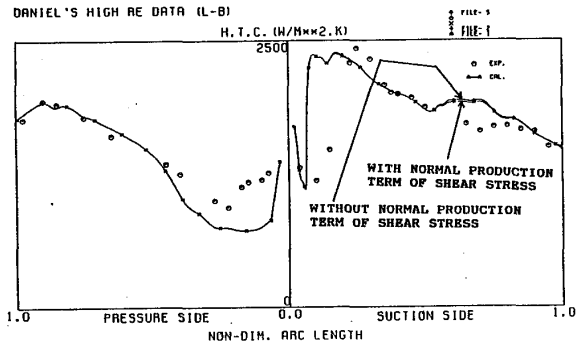


FIG.10 COMPARISON OF HEAT TRANSFER PREDICTION FOR DANIEL BLADE (CASE-2, TABLE-3) BY L-B MODEL WITH AND WITHOUT THE NORMAL PRODUCTION TERM OF SHEAR STRESS

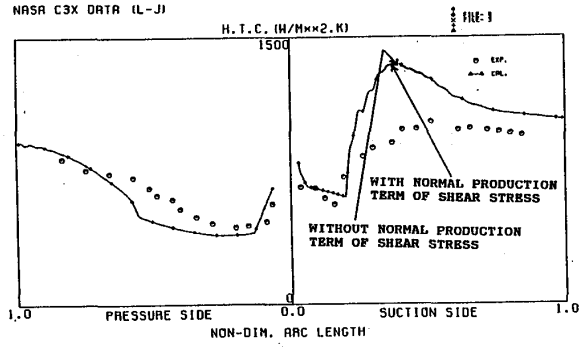


FIG.11 COMPARISON OF HEAT TRANSFER PREDICTION FOR NASA C3X BLADE (CASE-5, TABLE-3) BY L-J MODEL WITH AND WITHOUT THE NORMAL PRODUCTION TERM OF SHEAR STRESS

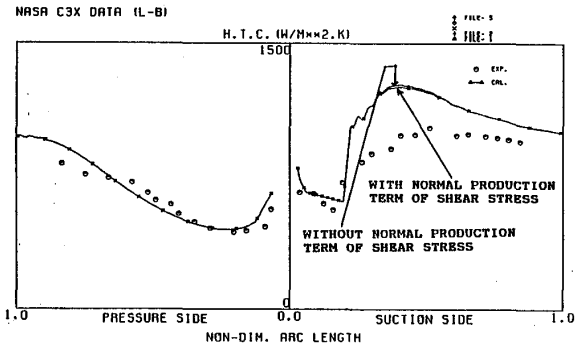


FIG.12 COMPARISON OF HEAT TRANSFER PREDICTION FOR NASA C3X BLADE (CASE-5, TABLE-3) BY L-B MODEL WITH AND WITHOUT THE NORMAL PRODUCTION TERM OF SHEAR STRESS

6　結論

解析結果と実験結果は全体として比較的良い一致を示すが、翼面背側の遷移点と翼面腹側前縁付近の熱伝達率の予測に問題を残す。しかし、境界層遷移は主流乱れ度、速度分布など多くのパラメータに影響される微妙な現象のため解析で使用した初期、境界条件が実験をどこまで模擬しているかに問題があり、実験データ自体も不確かさ

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

を持っている。よって、解析境界条件等を変化させ、熱伝達率への影響度合いを確認し不一致の原因を考える必要があるものと思われる。また、凹面の流れではゲルトラー渦によって流れが不安定化するとも言われておりこの影響を考えていないモデルでは予測精度が若干低下するのは致し方ない。

レイノルズ応力のノルマルプロダクション項の影響は今回の解析条件では非常に小さかった。

参考文献

(1)Patel,v.c.,and Rodi,W.,et al, Turbulence models for near wall and Low Reynold Number Flows: A Review, AIAA Journal, Vol.23, pp 1308-1319, 1985.

(2)Wang,J..H., Jen,H.F., Airfoil Heat Trannsfer Calculation Using A Low Reynold Number Version of a Two Equation Turbulence Model, ASME Paper 84-GT-261.

(3)Rodi,W., Scheuerer,G., Calculation of Heat Transfer to Convection-Cooled Gas Turbine Blades, Transaction of the ASME, J of Eng. for Gas Turbines and Power, Vol.107, pp 620-627, 1985.

(4) ビスワスほか２名日本ガスタービン学会講演論文集、pp9-16 昭63年10月.

(5)Crawford,M.E., and Kays,W.M.,STAN5-A Program for Numerical Calculation of Two Dimensional Internal/External Boundary Layer Flows, NASA CR-2742, 1976.

(6)Hanjalic,K., Launder.B.E., Sensitizing the Dissipation Equation to Irrotational Strains, Transactions of the ASME, J of Fluid Eng., Vol.102,pp 34-40, 1980.

(7)Daniel,L.D., Browne,W.B., Calculation of Heat Transfer Rates to Gas Turbine Blades, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol.24,No.5,pp 871-879, 1981.

(8)Consigny,H., Rechards, B.E., Short Duration Measurement of Heat Transfer Rate to a Gas Turbine Rotor Blade, Transaction of the ASME, J. of Eng. for Power, Vol.104,pp 542-551, 1982.

(9)Hylton,L.D., Mihelc, M.S., et al, Analytical and Experimental Evaluation of the Heat Transfer Distribution Over the Surface of Turbine Vane, NASA CR-168015, May, 1983.

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－14

高トルク比・低燃費率ガスタービン、1／H・LP／Eサイクルの研究

＊根　本　　勇　　（株式会社　SSP）

1. まえがき

地球環境保護の観点からも、激動する中東情勢に対応する為にも、我が国の石油依存度をより低め、燃料利用の多様化を図る事が緊要の課題となっている。多種燃料に対応可能なガスタービンは上記課題の解決に寄与できる資質を備えた原動機である。

しかしガスタービンは熱効率が現用レシプロ機関より劣っており、特に部分負荷熱効率が悪るい。ガスタービンの熱効率の向上はタービン入口温度の上昇により達成されるので、セラミックスによるタービン高温化が期待されている。

一方、トルク特性が車両用、舶用、機械駆動用に適している2軸再生式ガスタービンの部分負荷熱効率の改善手段としては、可変出力タービン静翼が代表的技術である。

しかし将来セラミックスによるタービン高温化が進めば、必然的に出力タービン入口温度も上昇し、可変静翼の使用は困難になると予想される。

本研究はガスタービンの適用分野拡大を願って、タービン高温化時代に於いてもより一層の省エネルギを促進する為、2軸再生サイクルを改良し、燃費率の低減とトルク比の増大を、可変機構を用いる事なくサイクル的に実現する事を目的とする。

2. サイクルの構成

本サイクルの配置を図1に示す。このサイクルは中圧タービンITを圧縮機駆動タービンとした2軸形高圧－低圧出力タービン式再生サイクル（以後、1／H・LP／Eと略す）である。また図1のダクト表面積増大による熱損失、ダクト屈曲部長さの増大による圧力損失等を低減する為、タービン配列を工夫し高圧タービンHTと低圧タービンLTをギャ連結したものを図2に示す。本サイクルは部分負荷に於いてもタービン間のエネルギ配分比を一定に保てる為、軽負荷域の熱効率が向上する。

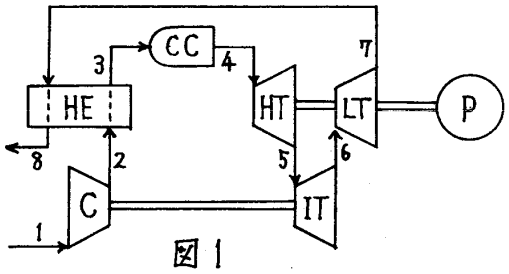


図1

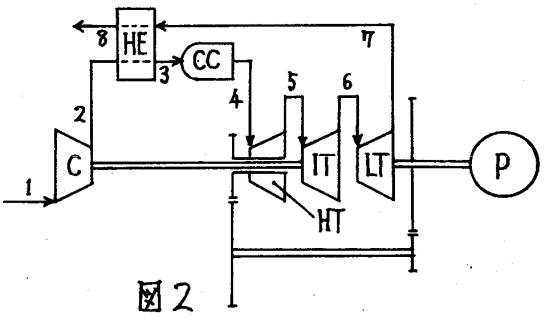


図2

3. 記号及び設定値

本サイクルの理論解析の為に行うサイクル計算に用いる記号を以下に列挙する。

H_{HT}、H_{IT}、H_{LT}：高圧、中圧、低圧タービン断熱ヘッド、α：高圧タービンと中

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

圧タービンの断熱ヘッドの比、β：低圧タービンと中圧タービンの断熱ヘッドの比、$\tau = T_4 / T_1$：温度比、W_C：圧縮機仕事、W_{GG}：圧縮機駆動タービン仕事、W_{HT}、W_{IT}、W_{LT}：高圧、中圧、低圧タービン仕事、W_0：比出力：Q_i：燃焼器供給熱量、η：熱効率、L_0：相対出力、r_C：圧力比、r_{HT}、r_{IT}、r_{LT}：高圧、中圧、低圧タービン膨張比、r_T：タービン全膨張比、η_P：出力タービン断熱効率、η_T：圧縮機駆動タービン断熱効率、G：圧縮機流量（タービン流量）、G_{HT}、G_{IT}、G_{LT}：高圧、中圧、低圧タービンノズル流量、S_{IT}：中圧タービンノズル面積。

サイクル計算の為の設定値を以下に示す。

空気の比熱比　$\kappa_C = 1.4$　　燃焼ガスの比熱比　$\kappa_t = 1.33$

$mc = (\kappa_C - 1) / \kappa_C$　　$mt = (\kappa_t - 1) / \kappa_t$

圧縮機部定圧比熱　$C_{PC} = 0.2400$ kcal／kgf・K

タービン部定圧比熱　$C_{pt} = 0.2776$ kcal／kgf・K

ガス定数　R＝29.27 kgf・m／kgf・K

再生熱交換器圧力損失係数　$\varepsilon = 0.02$　　燃焼器圧力損失係数　$\varepsilon' = 0.03$

圧縮機断熱効率　$\eta_C = 0.82$　　燃焼効率　$\eta_{CC} = 0.99$

再生熱交換器温度効率　$\eta_{HE} = 0.85$　　機械効率　$\eta_m = 0.97$

計算を簡単にする為、燃料の添加による作動流体の流量変化を省略し、比熱及び比熱比は圧縮機部、タービン部でそれぞれ一定、また圧縮機断熱効率とタービン断熱効率もそれぞれ一定とする。

4. 相似則による1／H・LPタービン段の比例式

1／H・LP／Eサイクルの解析は、出力が回転数の3乗に比例する運転を基本にして作動原理を解明し、それを演繹的に他の運転域に展開して行く手順で行う。

そこでガス発生機軸と出力軸の回転数が常に比例関係にある時、圧縮機駆動タービンと出力タービンの断熱効率を等しいと仮定し、$\eta_T = \eta_P = 0.85$一定とする。

3乗法則に従う運転の場合、各タービンの流量は等しく回転数は比例関係にあるので、3つのタービンを構造相似であるとすれば、タービン機械の相似則により、圧縮機駆動タービンITの断熱ヘッドH_{IT}を基準にして、次の比例式が回転数に拘わりなく常に3者の間に成立する。

$\alpha = H_{HT} / H_{IT} = \text{const}$ ……(1)　　$\beta = H_{LT} = H_{IT} = \text{const}$ ……(2)

5. サイクル計算式

次に図1、2に基づいて1／H・LP／Eのサイクル計算に用いる諸式を示す。

$T_2 = T_1 \{ 1 + (r_c^{mc} - 1) / \eta_c \}$　　$P_2 = r_c \cdot P_1$

$T_3 = (1 - \eta_{HE}) T_2 + \eta_{HE} T_7$　　$P_3 = r_c \cdot P_1 (1 - \varepsilon)$

$P_4 = r_c \cdot P_1 (1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon')$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$T_5 = T_4 \{1 - \eta_P (1 - r_{HT}^{-mt})\}$　　$P_5 = P_4 / r_{HT}$

$T_6 = T_5 \{1 - \eta_T (1 - r_{IT}^{-mt})\}$ …(3)　　$P_6 = P_5 / r_{IT}$

$T_7 = T_6 \{1 - \eta_P (1 - r_{LT}^{-mt})\}$　　$P_7 = P_6 / r_{LT} = P_8 (1 + \varepsilon)$

$T_8 = (1 - \eta_{HE}) T_7 + \eta_{HE} T_2$　　$P_8 = P_1$

$$r_T = \frac{P_4}{P_7} = r_c \frac{(1-\varepsilon)(1-\varepsilon')}{(1+\varepsilon)} = r_{HT} \cdot r_{IT} \cdot r_{LT} \quad \cdots\cdots\cdots (4)$$

$W_c = C_{PC} T_1 (r_c^{mc} - 1) / \eta_c$　　$W_{HT} = \eta_P C_{pt} T_4 (1 - r_{HT}^{-mt})$

$W_{IT} = \eta_T C_{pt} T_5 (1 - r_{IT}^{-mt})$　　$W_{LT} = \eta_P C_{pt} T_6 (1 - r_{LT}^{-mt})$

$W_{GG} = W_{IT}$　　$W_O = \eta_m (W_{HT} + W_{LT})$

$Q_i = C_{pt} (T_4 - T_3)$　　$\eta = W_o / Q_i$

6. 設計点性能の計算

設計点に於いて次の如く仮定する。

$P_1 = 1.033\,\mathrm{kgf/cm^2}$　　$r_c = 5$　　$T_1 = 288\,\mathrm{K}$　　$T_4 = 1300\,\mathrm{K}$

各タービンの断熱効率を等しいと仮定しているので、(1)(2)式は、

$\alpha = W_{HT} / W_{IT} = \mathrm{const}$ ……（1′）　　$\beta = W_{LT} / W_{IT} = \mathrm{const}$ ……（2′）

先ず高圧タービン膨張比 r_{HT} を $W_C = \eta_m W_{GG} = \eta_m W_{IT}$ から求める。（1′）式より、

$W_c = \eta_m W_{IT} = \eta_m \alpha^{-1} W_{HT}$

$\alpha C_{PC} T_1 (r_c^{mc} - 1) = \eta_m \eta_c \eta_P C_{pt} T_4 (1 - r_{HT}^{-mt})$

$$\therefore r_{HT} = \left\{ 1 - \frac{C_{pc}}{C_{pt}} \cdot \frac{\alpha (r_c^{mc} - 1)}{\eta_m \eta_c \eta_P \tau} \right\}^{-1/mt} \quad \cdots\cdots\cdots (5)$$

中圧タービン膨張比 r_{IT} も $W_C = \eta_m W_{IT}$ より求まる。

$C_{PC} T_1 (r_c^{mc} - 1) = \eta_m \eta_c \eta_T C_{pt} T_4 (1 - \eta_P + \eta_P r_{HT}^{-mt}) (1 - r_{IT}^{-mt})$

$$\therefore r_{IT} = \left\{ 1 - \frac{C_{PC}}{C_{PT}} \cdot \frac{r_c^{mc} - 1}{\eta_m \eta_c \eta_T \tau (1 - \eta_P + \eta_P r_{HT}^{-mt})} \right\}^{-1/mt} \quad \cdots\cdots\cdots (6)$$

低圧タービン膨張比 r_{LT} は α と β を同時に仮定できないので圧力比 r_c より求める。

(4)式より

$$r_{LT} = \frac{r_T}{r_{HT} \cdot r_{IT}} = \frac{(1-\varepsilon)(1-\varepsilon') r_c}{(1+\varepsilon) r_{HT} \cdot r_{IT}} \quad \cdots\cdots\cdots (7)$$

各タービンの膨張比が分かれば、5項に示したサイクル計算式により熱効率 η 及び比出力 W_0 を算出できる。(5)式の α の値を変化させた、α に対する熱効率 η 及び比出力 W_o の関係を図3に、α に対する各タービン膨張比の関係を図4に示す。

両図に於いて左端は　$W_{HT} = 0$　となるので1／LP／Eに、右端は　$W_{LT} = 0$　となるので1／HP／Eサイクルになる。本サイクルは低速高負荷域に於いて中圧タービン入口温度 T_5 が上昇するので、設計点では T_5 を低めに設定すべきであると考え、α の選定は r_{HT} と r_{LT} がほぼ等しくなる　$\alpha = 0.53$ を選んだ。計算結果は、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

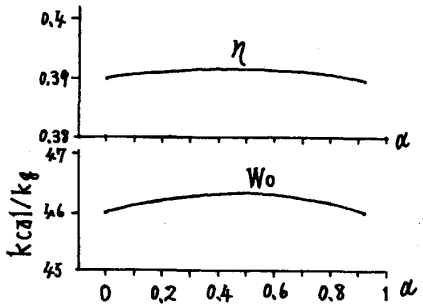


図 3

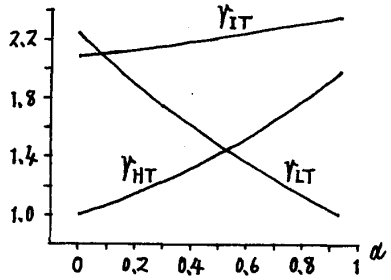


図 4

$\eta \fallingdotseq 0.39$　$W_o \fallingdotseq 46.314$ kcal／kg　$\alpha = 0.53$　$\beta \fallingdotseq 0.4111$

尚、部分負荷計算の為設計点に於いて、各タービンの単位重量流量当りのノズル面積 S_{HT}、S_{IT}、S_{LT}を求めておく必要がある。

7. 部分負荷性能の計算

3乗法則に従う運転の場合は、前述のように $\eta_T = \eta_p = 0.85$ 一定と仮定し、圧力比 r_c（ガス発生機回転数）を変化させて部分負荷の計算を行う。タービン入口温度 T_4 を適当に仮定すれば、高圧、中圧タービン膨張比 r_{HT}、r_{IT}は設計点と同じく(5)式と(6)式により求まる。低圧タービン膨張比 r_{LT}は設計点に於いて β の値を定めたので、$W_{LT} = \beta W_{IT}$より

$$\eta_p C_{pt} T_6 (1 - r_{LT}^{-mt}) = \beta \eta_T C_{pt} T_5 (1 - r_{IT}^{-mt})$$

$\eta_p = \eta_T$ と仮定したのだから、上式に(3)式を代入すると

$$(1 - \eta_T + \eta_T r_{IT}^{-mt})(1 - r_{LT}^{-mt}) = \beta (1 - r_{IT}^{-mt})$$

$$\therefore r_{LT} = \left\{ 1 - \frac{\beta (1 - r_{IT}^{-mt})}{1 - \eta_T + \eta_T r_{IT}^{-mt}} \right\}^{-1/mt} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (8)$$

(5)(6)及び(8)式より求めた各タービンの膨張比を乗じて得られるタービン全膨張比 r_T と、圧力比 r_c より算出した r_T が近似するまで、T_4 をいろいろ変えて計算を繰り返せばマッチング条件を満たすタービン入口温度 T_4 を知る事ができる。

以下設計点計算に準じて熱効率 η 及び比出力 W_o を計算する事ができる。

次にタービン流量をタービンノズル流量から求める。計算を簡単にする為、タービンの反動度を零とし、ノズルに於いて段の全膨張が行われるものとする。

中圧タービンノズル流量 G_{IT}の臨界流量は次式で表わされる、

$$G_{IT} = S_{IT} P_5 \sqrt{\frac{2g}{RT_5}} \sqrt{\frac{\kappa t}{\kappa t + 1}} \left(\frac{2}{\kappa t + 1} \right)^{1/(\kappa t - 1)}$$

$$= \frac{S_{IT} P_5}{\sqrt{T_5}} \sqrt{\frac{2g}{R} \frac{\kappa t}{\kappa t + 1} \left(\frac{2}{\kappa t + 1} \right)^{2/(\kappa t - 1)}}$$

$$= \frac{S_{IT} P_5}{\sqrt{T_5}} \sqrt{\frac{g \cdot \kappa t}{R} \left(\frac{2}{\kappa t + 1} \right)^{(\kappa t + 1)/(\kappa t - 1)}}$$

次にノズルがチョークするまでの中圧タービンノズル流量 G_{IT}は、

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$G_{IT}=S_{IT}\sqrt{2g\frac{\kappa t}{\kappa t-1}\frac{P_5}{v_5}\left\{\left(\frac{P_6}{P_5}\right)^{2/\kappa t}-\left(\frac{P_6}{P_5}\right)^{(\kappa t+1)/\kappa t}\right\}}$$

$$=S_{IT}\sqrt{2g\frac{\kappa t}{\kappa t-1}\frac{P_5{}^2}{RT_5}\left\{\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{2/\kappa t}-\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{(\kappa t+1)/\kappa t}\right\}}$$

$$=\frac{S_{IT}P_5}{\sqrt{T_5}}\sqrt{\frac{2g}{R}\frac{\kappa t}{\kappa t-1}\left\{\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{2/\kappa t}-\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{(\kappa t+1)/\kappa t}\right\}}$$

燃焼ガスの臨界圧力比を0.542として、$(1/r_{IT})<0.542$の時

$$A=\frac{g\cdot\kappa t}{R}\left(\frac{2}{\kappa t+1}\right)^{(\kappa t+1)/(\kappa t-1)}$$

$(1/r_{IT})>0.542$の時

$$A=\frac{2g}{R}\cdot\frac{\kappa t}{\kappa t-1}\left\{\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{2/\kappa t}-\left(\frac{1}{r_{IT}}\right)^{(\kappa t+1)/\kappa t}\right\}$$

とすれば　$G_{IT}=S_{IT}P_5\sqrt{A}/\sqrt{T_5}$

以下同様にして、r_cの変化に対応した高圧タービンノズル流量G_{HT}、低圧タービンノズル流量G_{LT}も算出できる。タービン流量（圧縮機流量）Gは、G_{HT}とG_{LT}の平均値とした。中圧タービンノズル流量G_{IT}をタービン流量Gとしなかった理由は、αの値によっては、中圧タービンも部分負荷に於いて設計点流入角を外れるからである。

相対出力L_oは次式で求めた。　$L_o=G\cdot W_o$／設計値

3乗法則に従う場合のL_oに対するηの関係を図5に、r_cに対するT_4の関係を図6に示す。比較の為に1／LP／Eの計算値（各L_oに於けるピーク効率とその時のT_4）も同様に示す。

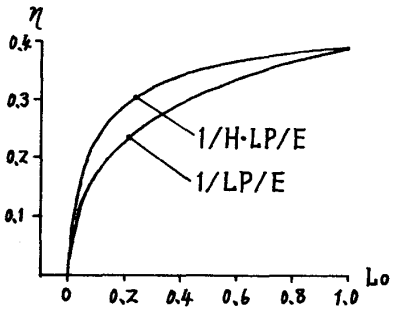


図5

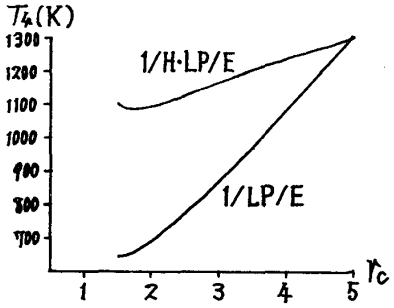


図6

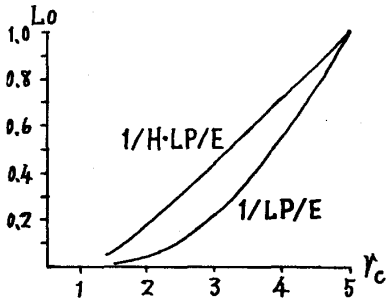


図7

1／H・LP／Eは部分負荷に於いて1／LP／EよりT_4が高温となる為熱効率が良くなる。図5から一例として負荷率（相対出力）20％の熱効率を取り出してみると、1／H・LP／Eでは　$\eta\fallingdotseq0.29$　1／LP／Eでは　$\eta\fallingdotseq0.228$

従ってその熱効率の差は約0.062　故に本書の計算条件では、負荷率約20％に於ける1／H・LP／Eの1／LP／Eに対する利得は、約27％の熱効率改善となる。

また図7に圧力比r_cに対する相対出力L_oの関係を示す。1／H・LP／Eは部分

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

負荷に於いて1／LP／Eより仕事比が大きくなるので、出力の立ち上がりが早く、加速性能が良い事が図7から分かる。

8. 部分負荷熱効率向上の物理的原因（高圧タービン出口修正流量と軸流速度）

図8は2個の直列タービンの特性を示したものであり[1)]、横軸は設計点高圧タービン入口修正流量を基準とした相対修正流量である。直列両タービンの流量Gは同一で、また高圧タービン出口修正流量は低圧タービン入口修正流量と等しくなければならない。従って設計点では両タービン間の関係は実線矢印で示されるように結ばれるが、部分負荷では圧力比が減ると高圧タービン出口修正流量曲線から垂直に降りる点線矢印は低圧タービン膨張比r_{LT}を著しく減少させてしまう。このr_{LT}の急激な低下により低圧タービンへのエネルギ配分が激減するので、部分負荷に於いて1／LP／Eは出力が著しく低下し熱効率が劣化する。また1／HP／Eは圧力比維持の為タービン入口温度T_4が過昇となる。2軸ガスタービンの部分負荷に於いて、可変機構を用いずに低圧タービンへのエネルギ配分の減少を食い止め、低圧タービン膨張比r_{LT}の低下を防ぐ為には、図8からも明らかなように高圧タービン出口修正流量曲線のフォルムを低圧タービン特性曲線のフォルムに近付ければよい。その為には部分負荷に於ける高圧タービン入口温度T_4を設計点の温度に近付ければよいのだが、T_4はマッチング条件により定まるのであって勝手に増減できない。一方、図6に示した1／H・LP／Eのタービン入口温度T_4は1／LP／Eのそれより高く、1／HP／Eのように過昇にはならない。そこで1／H・LP／Eの高圧タービン出入口の相対修正流量を作図してみると図9の如くになる。尚、点線は高圧タービンノズル流量G_{HT}をタービン流量Gとして計算したものである。図9から本サイクルの高圧タービン出口修正流量曲線のフォルムは、図8の低圧タービン特性曲線に近いフォルムとなっている事が分かる。従って中圧タービン膨張比r_{IT}の急激な減少は防がれ、T_4は過昇とならず、各タービン間のエネルギ配分比が一定となるのである。

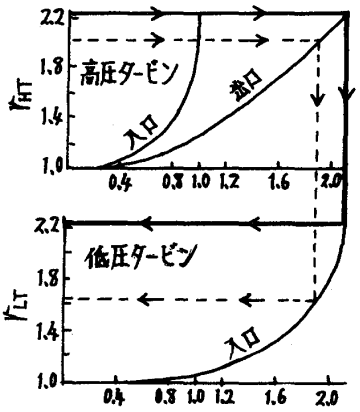


図8

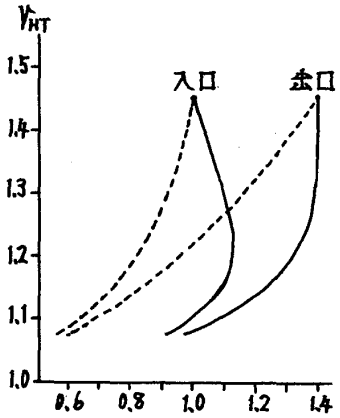


図9

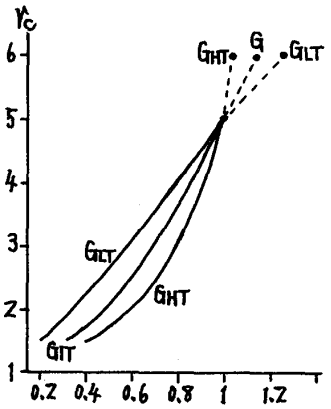


図10

図9の高圧タービン入口修正流量（実線）は、部分負荷に於いて設計点より大きく膨らんだ曲線になっている。この修正流量がノズル面積一定の高圧タービンを通過で

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

きる理由は、部分負荷に於いて高圧タービン側の軸流速度が増す為である。タービンノズル流量からタービン流量を求める方法によって算出した3乗法則に於ける1／H・LP／Eの高圧、中圧、低圧タービンの重量流量を、設計点を基準とした流量比として図10に示す。図から低速（低圧力比）に於いてG_{HT}は過少、G_{LT}は過多になっている。しかし3つのタービンは直列であるから、連続の原理により各タービンの流量は等しくなければならない。つまり1／H・LP／Eでは、ガス発生機が設計点回転数より低速の場合、高圧タービン側では軸流速度が増す事によりG_{HT}の不足が補われ、低圧タービン側では軸流速度が低下する事によりG_{LT}の過多が押えられているのである。

9. 出力タービン断熱効率η_pの変化がもたらすサイクルへの影響

次に3乗法則に従う運転線の或る作動点で負荷が増し、出力タービン回転数が低下する場合について検討する。つまり出力タービン断熱効率η_pが減少した場合、サイクルにどのような影響が現れるのか考察を加える。但し本書では、タービン入口修正流量と膨張比の関係を表すタービン特性曲線は回転数の影響を無視して1本の線であるとする。η_pを変化させた場合(1)式のαは断熱効率の定義から

$$\alpha = \frac{H_{HT}}{H_{IT}} = \frac{W_{HT}}{\eta_p} \cdot \frac{\eta_T}{W_{IT}} = \frac{W_{HT}}{W_{IT}} \cdot \frac{\eta_T}{\eta_p} = \mathrm{const}$$

高圧タービン膨張比r_{HT}は　$W_C = \eta_m W_{IT}$より　$W_c = \eta_m \eta_T \eta_P^{-1} \alpha^{-1} W_{HT}$

$$\alpha \eta_P C_{PC} T_1 (r_c^{mc} - 1) = \eta_m \eta_C \eta_T \eta_P C_{pt} T_4 (1 - r_{HT}^{-mt})$$

$$\therefore r_{HT} = \left\{ 1 - \frac{C_{pc}}{C_{pt}} \cdot \frac{\alpha (r_c^{mc} - 1)}{\eta_m \eta_C \eta_T \tau} \right\}^{-1/mt} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (9)$$

(9)式から、高圧タービン膨張比r_{HT}はη_Pの影響を受けない。但し圧力比r_c一定としても温度比τ、つまりタービン入口温度T_4の影響を受ける。

中圧タービン膨張比r_{IT}は(6)式より求まる。(6)式からr_{IT}はη_p及びT_4の影響を受ける。(2)式のβも断熱効率の定義から、$\beta = \eta_T W_{LT} / (\eta_p W_{IT}) = \mathrm{const}$

$$\beta \eta_p \eta_T C_{pt} T_5 (1 - r_{IT}^{-mt}) = \eta_T \eta_P C_{pt} T_6 (1 - r_{LT}^{-mt})$$

従って、低圧タービン膨張比r_{LT}は(8)式より求まる。(8)式からr_{LT}が影響を受けるのはr_{IT}であるが、計算によればη_pの低下に伴うr_{LT}の減少は僅少である。

3乗法則の計算と同様にT_4を仮定し、$r_{HT} \cdot r_{IT} \cdot r_{LT} = r_T$と$r_T = r_c (1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon') / (1 + \varepsilon)$が一致するまで計算を繰り返せば$T_4$を得る。

設計点（$r_c = 5$）から出力軸回転数が低下し、出力タービン断熱効率η_pが減少した場合を例にとって、η_PによるT_4、T_5、T_6、T_7の変化を図11に、η_pによるr_{HT}、r_{IT}、r_{LT}の変化を図12に示す。尚、圧縮機及び圧縮機駆動タービンの断熱効率は設定値のまゝ一定とした。

図11から、本サイクルではη_pが低下するとマッチングするタービン入口温度T_4

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

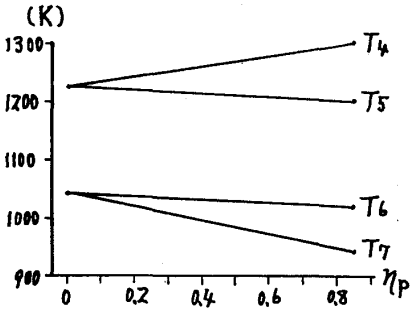


図11

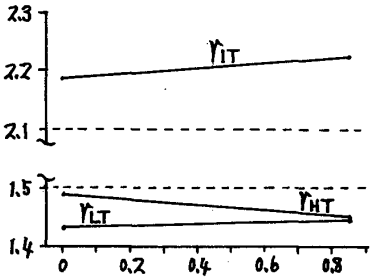


図12

が降下する。にも拘わらず計算によれば出力タービンの断熱膨張仕事（$H_{HT}+H_{LT}$）は変化せず一定である。その理由は、図１１に示す如く圧縮機駆動タービンに於ける熱落差（T_5-T_6）が一定でありながら、T_5が上昇する為、図１２に示す如く中圧タービン膨張比r_{IT}が減少し、その分高圧タービン膨張比r_{HT}が増す事による。つまり圧縮機駆動タービンは、η_Pの低下に伴ない少ない膨張比で設計点と同じ圧縮機駆動仕事をしているので、タービン間の膨張比の配分が変化するのである。

従って１／Ｈ・ＬＰ／Ｅは低速高負荷に於いてタービン入口温度T_4が低下しても、出力タービン断熱膨張仕事は変わらず、１／ＬＰ／Ｅよりトルクが劣る事はない。

10. ストールトルクの向上について

出力軸回転数ゼロに於いて圧力比r_cを６まで上昇させるとT_4＝1269.736K でマッチングする。この時の出力タービンがなし得る単位重量流量当りの断熱膨張仕事は設計点の1.１４５倍、流量比は1.１４４倍となる。従ってストールトルクは、圧力比５の時の1.３倍になる。タービンノズル面積一定のまゝ、圧力比（タービン全膨張比）を増大させ得る理由は、図10から分かるように８項で述べたタービン段の流れの現象が逆になり、３段タービンの初段側で軸流速度が減少し、終段側で増すので、作動ガスがタービン段を流通できるからである。また図10から圧力比の上昇は圧縮機特性曲線上でもまったく問題がない事が分かる。

11. おわりに

機械技術の専門家ではない門外漢の私を、長年に亘って、お忙しい時間をさいて、ご指導、ご教授下さいました、一色尚次先生、吉識晴夫先生に心より感謝申し上げます。また同様にご指導下さいました、故鈴木邦夫先生のご冥福をお祈り申し上げます。

参考文献

１）八田、ガスタービンおよびジェットエンジン

２）三輪、ガスタービンの基礎と実際

３）原田、流体機械

４）西野、ガスタービン

５）自動車工学全書、6.ロータリエンジン、ガスタービン

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－15

ＣＡＥＳシステムの高性能化

*竹矢一雄　（徳島大学工学部）
安部克彦　（　〃　〃　）

１．ＣＡＥＳシステムについて

２１世紀に向かって世界的な電力総需要の伸びと、他方地球温暖化に対する深刻な世論の圧力によって、反原発運動の流れにも拘らず電力事業の原子力シフトは進行するものと思われる。　原子力発電の比率増大に伴ない、電力供給面での負荷変動（季節・週末・昼夜）に対する柔軟性は相対的に低下し、電力平準化のためにはベース負荷とピーク負荷調整機能を、セットとして考える必要性が高まりつつある。　地勢的に山間部の多い我国では従来ピーク対応設備として揚水発電が主流であったが、経済性の高い立地点は減少の傾向にある。　そこで揚水発電の代替としてＣＡＥＳに対する関心が高まってきた。

ＣＡＥＳが成立する条件としては信頼性は当然として、貯蔵技術（高圧空気の地中貯蔵，または高圧タンク）とエネルギー変換技術の両者が共に高性能，低価格でなければならない。

ＣＡＥＳのエネルギー変換装置に関しては；

1)　基本要素の圧縮機，タービンに対し、最新の高温ガスタービン技術を全面的に活用すること。

2)　システム技術としては　Combined-Cycle,STIG に適用されているエネルギーのカスケード利用技術の応用が望ましい。

特に2)項はＣＡＥＳの規模や目的に応じ種々の利用法があるので、電力事業における揚水発電所の代替としての位置付け以外にも、 Co-Generationの一環として、各種エネルギー・システムを構築することが可能である。

２．ＣＡＥＳシステムの基本構成

標準的なＣＡＥＳはガスタービンの基本三要素である (a)圧縮機,(b)燃焼器,(c)タービンで構成されてはいるが、(a) と(b),(c) はクラッチを介して時間差運転が行なわれている。　圧縮空気は貯蔵設備の容積効果を高めるため低温（常温）で貯蔵され

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

る、従って発電運転に際してタービン排気による再生器での熱回収は大変有効でありシステム的には中間冷却・再生式ガスタービン・サイクルに相当する。

貯蔵設備の経済性から空気圧は通常のオープンサイクル・ガスタービンより高い圧力比が選択され、圧縮機動力の節減のため複数個の中間冷却器を設ける例が多く、また高い圧力比が有効に比出力の増加に機能するため、再燃焼器を設けることが多い。

従ってＣＡＥＳシステムの機器構成は、先年ムーンライト計画で開発された高圧力比・中間冷却・再燃式のレヒートガスタービンAGTJ-100A と基本的に類似である。

３．ＣＡＥＳシステムの高性能化対策

ＣＡＥＳシステムにおいても、要素技術特にタービンの高温化の効果は大きく、最新技術の適用で大幅な性能向上が期待できるが、超高圧と高温を同時に満足させることは既存技術の枠を越えるものであり、実用に際しては事前の検証が必要で、高圧系の採用温度がある程度保守的になるのはやむを得ない。　そこで他の面即ちシステム構成面での高性能化を中心に考えたい。

3.1　圧縮機動力の回収

エンタルピ・ベースで考えると夜間電力による圧縮機駆動動力の大部分は圧縮に伴う空気の加熱に消費されており、それらは動力節減対策として設けられている複数個の中間冷却器及び後部冷却器により、その保有する熱エネルギーはすべて系外に放出しているのが現状である。　他方では深夜電力利用の電気温水器が普及している。圧縮機の中間・後部冷却器は数万ＫＷの大電気温水器にも相当している、この熱エネルギーを無駄に放出せずに再利用を考えるべきである。　有効に再利用するためには貯蔵エネルギーの高密度化が必要で｛低温度上昇×大流量｝の水冷式空気冷却器を｛高温度上昇×小流量｝のボイラ，HRSGにおける節炭器に置換する方法が有効である。そのため中間冷却器の個数を減らすことにより圧縮機動力が若干増加しても、より高密度の熱エネルギーを確保することが結果的に性能向上となる場合もある。

具体的な提案としては圧力比６０級に対し、１段の中間冷却器および後部冷却器入口の空気温度を約４００℃とし、２００ata ×３６０℃の高温・高圧水を造る。　この高温水の一部はピーク運転時にフラッシュ・タンクで７０ata および１０ata まで減圧し、発生蒸気は高圧・低圧タービン翼その他の冷却に利用する［低温の蒸気冷却は空気冷却よりも有効］。残りの高温水は再生器の複数の中間段落（温度レベル別）に設けたミキシング・ドラムで高圧空気中に噴霧し蒸発冷却を繰り返しながら｛空気

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ー水蒸気｝混合気となって再生器から燃焼器へ流入する。（New ＣＡＥＳ参照）

燃焼器，タービンを通過する流体は｛燃焼ガスー水蒸気｝の混合気であり、STIG方式となる。　一般に圧力比が10～15程度の産業用ガスタービンの場合にはSTIGの熱効率はCombined-Cycleよりも低いが、圧力比30級の航空転用型では殆どその差がなくなり、さらに圧力比が高く(60)しかも再熱を行う場合にはCombined-Cycleを上回ることが認められている[1)]。　この事はピーク専用のＣＡＥＳシステムとして以外に、圧縮機・タービンを直結した通常のガスタービン型式でもCombined-Cycleに対抗する高効率発電システムとしての意義が存在する可能性を示すものである。

要素設備について両者を対比すると、Combined-CycleのHRSGに対応するのが再生器と中間・後部冷却器（節炭器）および高圧水タンクであり、ガスタービンのタービン部分は水蒸気混入のため翼高は伸びるが、比出力の大幅な増加のため出力当たりはむしろ小形化する、加えて蒸気タービン設備は不要になる、さらに燃焼器，再燃器の水蒸気分圧が高いので、NO_x 発生量は激減し脱硝装置は不要になるか少なくとも設備規模の大幅な削減が可能となる。　以上の比較を要約すると、熱効率，建設費共に通常のCombined-Cycleに対し何ら遜色はない、但し純水の消費量が問題になるとの指摘が想定される［排ガスダクトに造水設備を設置し水回収は可能……経済性の問題］。

3.2　地上設備の利用率の改善

ＣＡＥＳシステムの経済性評価は前提条件の設定に社会的・政策的因子が複雑に関係するので、一般の発電原価或いは送電原価の概念をそのまま適用するのは無理である。　そこで絶対値の議論は暫く置き定性的な考察を試みることにする。　ＣＡＥＳの総建設費を大別すると、圧縮空気の貯蔵設備（地中）と機器設備（地上）に二分され両者の建設費は日本ではほぼ均衡しそうである[2)]。　ここで特徴的な両者の違いは貯蔵設備のコストは電力量即ち[KWH] に比例するのに対し、地上設備のコストは電気出力即ち[KW]に比例する事である。　貯蔵設備の場合はKWH 当たりのコストが固定されるので、電気の価値が最も高いピーク時間帯に集中的に使用すべきでＣＡＥＳ本来の目的に合致しているが、地上設備の場合はKW当たりのコストが固定されるので、運転時間に逆比例して発電原価に占める固定費率が増減する。　従ってＣＡＥＳシステムのベースとなるオープンサイクル熱効率が、既存火力発電所の平均値以上の場合には運転時間の延長により、発電原価が引き下げられるので、エネルギー経済の立場からも推進すべきであろう。例えば3.1 で述べた空気ー水蒸気混合サイクルの場合にはSTIG方式の熱効率がCombined-Cycleと対等になるので、ＤＳＳ的な運用を計ることが

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

望ましい。

このような場合を想定して昼夜連続運転を原則とする“Super ＣＡＥＳ”の概念を提案する。この方式では一日の運転パターンを三通りに分け、(a) 深夜の圧縮空気の貯蔵を主体とした運転時間帯、(b) ピーク需要に対応した最大出力運転時間帯、(c) オープンサイクル・ガスタービンとして定格出力運転時間帯、の組み合わせで構成する。　この３相運転は標準ＣＡＥＳと異なり圧縮機とタービンをクラッチで切り替える必要はなく、両者は常に直結されていて、(1) 圧縮機は可変静翼方式(AGTJ-100Aと同様）とし流量制御を行う、(2) タービン流量は減圧弁または補助膨脹タービンで制御する、(3) 空気貯蔵設備にバイパス・ラインを設ける。　３相運転の組み合わせは次表に示す。

“Super ＣＡＥＳ運転パターン”

運転モード	圧縮機流量	タービン流量	電力
(a) ＜深夜＞	最大	最小	モータ受電　；M
(b) ＜昼間＞	最小	最大	過負荷発電　；G_1
(c) ＜朝夕＞	定格	定格	定　格発電　；G_2

このシステムは通常のＣＡＥＳとＤＳＳ火力の併用運転と考えると理解が得やすい。

(a), (b)　運転期間　ＣＡＥＳ運用　受電：M　ピーク発電：$G_P = (G_1 - G_2)$

(b), (c)　運転期間　ＤＳＳ　運用　ベース発電：$G_B = G_2$

このシステムの副次的なメリットを列記する。

＊　通常ＣＡＥＳには必須のクラッチ（２組み）が不要。

＊　再生器が連続運転で、温度勾配も一定に近く繰り返し熱応力が少ない。

＊　タービン・燃焼器の温度変化が少なく熱疲労が少ない。

＊　長期間の連続運転のため起動停止に伴う損失が少ない。

４．ＣＡＥＳシステムのプラント効率

一般にＣＡＥＳシステムは揚水発電や、ＤＳＳ・ピーク発電火力プラントと異なり入力エネルギーが深夜電力と化石燃料の合計である。　そこで等価熱効率或いは電力変換効率は両者の入力エネルギーの評価の考え方により、種々の提案がなされている

例えば(a) 熱力学第一法則に準拠して両者を共にエンタルピ・ベースで入力する、(b) 熱力学第二法則で燃料エネルギーを理論電力量に置換しその合計による変換効率

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

(c) 既存の火力発電所の平均熱効率で燃料エネルギーを電力に換算し変換効率を求める、(d) 深夜電力を原単位の燃料入力（平均熱効率）に換算し、等価熱効率とするなどが発表されているが、(a) は電力と燃料の価値を同じに評価しているし、(b), (c) では深夜電力と昼間電力の価値差を無視している、また(d) では本来利用価値の低い深夜電力を燃料を消費して生産したことになる。 従ってＣＡＥＳの種々のシステムを相対評価する際に、深夜電力とピーク燃料の消費量をいずれかに統一することは、両者の比率によって見掛けの効率をかなり意図的に誘導することにもなり客観性に欠ける恨みがある。 そこでＣＡＥＳの原点に立ち帰り、深夜電力による部分は揚水発電、燃料による部分はガスタービン・ピーク発電、又はＤＳＳ発電に対応するものとして評価する。

深夜 電力量	；M	（ MWH_e ）……	＜電気入力＞
燃料 消費量	；F	（ MWH_t ）……	＜熱 入力＞
ピーク発電量	；G	（ MWH_e ）……	＜電気出力＞
入力比	；$A_1 = M/(M+F)$， $A_2 = F/(M+F)$，	（$A_1 + A_2 = 1.0$）	

A_1，A_2 を任意に組み合わせたＣＡＥＳの性能を代替の揚水発電、ピーク発電との関連で、相対評価する。

揚水 発電効率 （電力変換率）	……0.70
ピークガスタービン発電熱効率*	……0.30
ＤＳＳ 火力 発電熱効率*	……0.45

*) 熱効率はLHV に統一する。

個々のSystemはそれぞれのＭ，Ｆ，Ｇに対し、

複合効率 ［ＣＡＥＳ ］ $\eta = G/(M+F)$

基準効率 ［ピークガスタービン基準］ $\eta_{*1} = 0.7 \times A_1 + 0.30 \times A_2$

基準効率 ［ＤＳＳ 火力 基準］ $\eta_{*2} = 0.7 \times A_1 + 0.45 \times A_2$

基準効率に対する偏差率［ピークガスタービン基準］ $\delta_1 = (\eta - \eta_{*1}) / \eta_{*1}$

基準効率に対する偏差率［ＤＳＳ 火力 基準］ $\delta_2 = (\eta - \eta_{*2}) / \eta_{*2}$

δ_1，δ_2 が（－）の場合は基準値に対しエネルギー変換率が劣る

δ_1，δ_2 が（＋）の場合は基準値に対しエネルギー変換率が優る

エネルギー変換率は総合的な経済性評価のすべてではないが、重要因子である。

すでに運転中、建設中のＣＡＥＳおよび二三の試算例を比較例示する。

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

各種システム効率の比較

	(A)	(B)	(C)	(D)	(E)	(F)	(G)	(H)
M	1.0	0	0.83	0.75	0.637	0.789	0.727	0.3845
F	0	1.0	1.61	1.17	1.331	1.168	1.199	1.2346
G	0.7	0.45	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
A_1	1.0	0	0.3402	0.3906	0.3236	0.4032	0.3775	0.2375
A_2	0	1.0	0.6598	0.6094	0.6764	0.5968	0.6225	0.7625
η_{*1}	0.7	0.3	0.4361	0.4562	0.4294	0.4613	0.4510	0.3950
η_{*2}	0.7	0.45	0.5350	0.5477	0.5309	0.5508	0.5444	0.5094
η	0.7	0.45	0.4099	0.5208	0.5082	0.5110	0.5192	0.6176
δ_1	0	+0.5	-0.060	+0.142	+0.184	+0.108	+0.151	+0.564
δ_2	0	0	-0.234	-0.049	-0.043	-0.097.	-0.046	+0.212

(A) 揚水発電

(B) DSS火力発電

(C) CAES……Huntorf	290MW, HPT;46ata/ 558℃, LPT;11ata/ 825 ℃			
(D) CAES……McIntosh	110	44	/ 538	15.5 / 871
(E) CAES……X社試算	408	52	/1250	13.5 /1154
(F) CAES……Y社試算－1	269	34	/ 600	12.3 /1154
(G) CAES……Y社試算－2	345	35	/ 800	13.4 /1350
(H) New CAES	421	56	/1300	7.9 /1171

5. おわりに

CAESの開発計画は我国でも官民協力で具体化の機運にある。電力平準化の要請に対し有効な一石となることが期待されるが、地勢的に見て岩塩層を利用する欧米の計画とは異なり、地中岩盤に空洞を建設することは多くの経済的ハンディーを背負うわけで、それだけに更なるシステム高効率化に関する研究活動の活性化を望んで止まない。

参考文献

1) K.TAKEYA, H.YASUI, Trans ASME. Vol.110, 1988, pp220

2)例えば　林正夫，電力土木 1989-3, pp27

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

New ＣＡＥＳ　性能一覧表

１．ガスタービン　仕様

ピーク出力／空気流量	４２１MW／２４０Kg/s
貯蔵空気条件	６０ata ×５０℃
タービン入口温度(HPT)	１３００℃　[AGTJ-100A と同じ]
タービン入口温度(LPT)	１１７１℃　[AGTJ-100A と同じ]
圧縮機　出口温度(LPC)	４００℃
圧縮機　出口温度(HPC)	４００℃

２．熱交換器（熱水）　仕様

給水条件（入口）	２３０ata ×１５℃
熱水条件（出口）	３７０℃……最小温度差　２０℃
給水流量	８０Kg/s
タンク貯水量	３５００Ton

３．フラッシュ　エバポレータ　仕様

ＨＰ系　蒸気	６９ata ×２８３℃ (Sat)…17.54Kg/s
ＬＰ系　蒸気	１０ata ×１７９℃ (Sat)…12.51Kg/s
再生器　噴射水	６９ata ×２８３℃ (Sat)…49.95Kg/s ……最小温度差　５０℃

４．再生器　仕様

ガス側　（入口）	６６０℃×３３０ Kg/s
（出口）	１３０℃
空気側　（入口）	５０℃×２４０Kg/s
（出口）	５２３℃×２９０Kg/s…(50Kg/s 水蒸気)
熱水噴射冷却装置	４段

５．

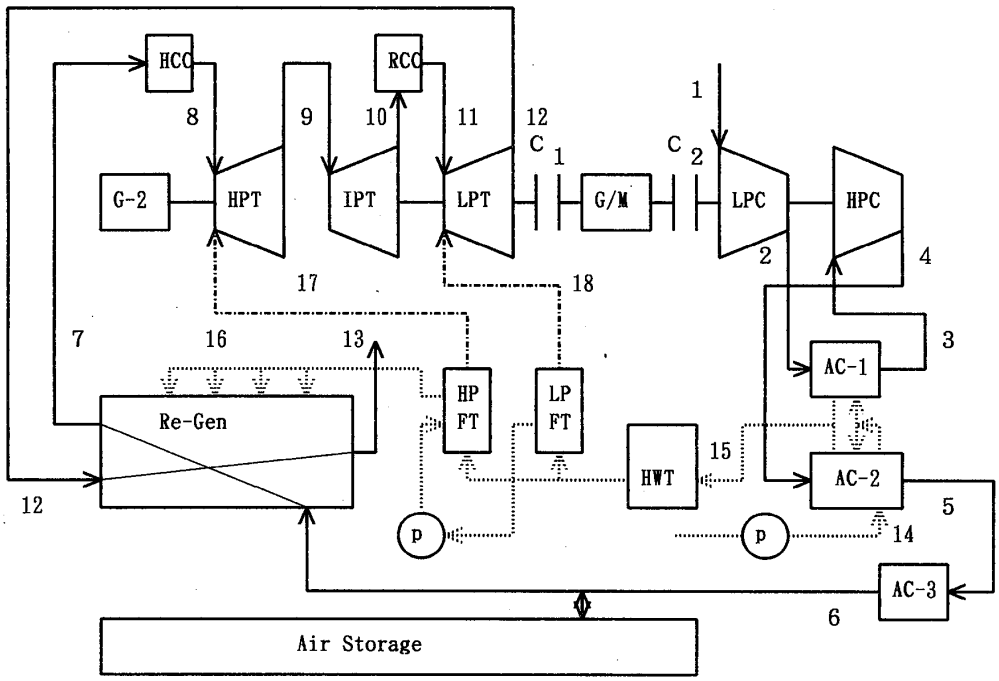
運転モード	＜深夜＞	＜昼間＞	＜朝夕＞
クラッチ状態	C_1 切，C_2 入	C_1 入，C_2 切	C_1 入，C_2 入
電気出入力#)	-161.9MW	+421.1MW	+264.3MW
燃料入力	0	519.9MWt	519.9MWt
単純熱効率##)			50.84%

#)　（－）モータ入力、（＋）発電機出力

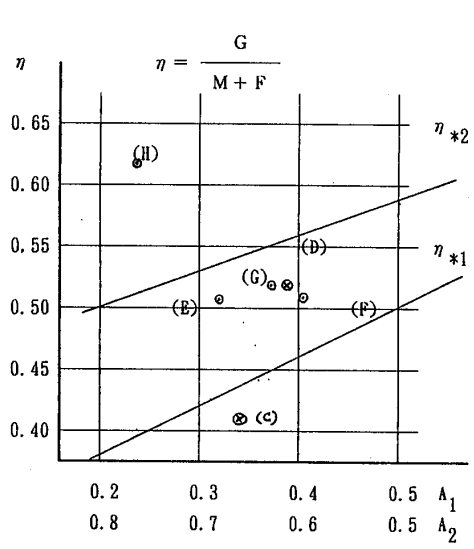
##)　通常のガスタービンサイクル(STIG)としての熱効率

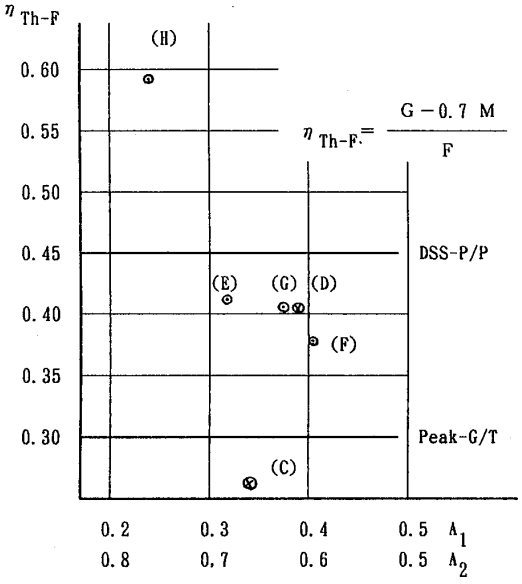
Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

New CAES Heat Balance



No	P;ata	T ; ℃	No	P;ata	T;℃
1	1.033	15 [Air]	14	230	
2	16.37	399 [〃]	15	200	360 [Water]
3	15.55	167 [〃]	16	69	283 [Water]
4	61.0	401 [〃]	17	69	283 [Steam]
5		70 [〃]	18	10	179 [Steam]
6	60.0	50 [〃]			
7	58.15	523 [Air+Steam]			
8	56.12	1300 [Gas+Steam]			
9	15.99	896 [〃]			
10	8.23	[〃]			
11	7.94	1171 [〃]			
12	1.073	660 [〃]			
13	1.033	130 [〃]			





Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

B－16

トランスピュータを用いたガスタービン動特性の並列処理

稲垣　詠一（東京理科大学　理工学部）
* 稲葉　励　（東京理科大学　院）
河村　洋　（東京理科大学　理工学部）

1．まえがき

現在の計算機の性能向上は著しく、科学・工学の分野で重要な役割を担っている。また、より高速の計算機を求める要求も強く、逐次処理から並列処理へ移行しつつある。並列処理は、画像処理分野から大規模数値解析、マシン制御、シミュレーション分野などで適用され始めている。本研究は、ガスタービンの動特性解析に、トランスピュータによる並列処理手法を導入し、パーソナルコンピュータのレベルでリアルタイムシミュレーションの可能性を探ることを目的としている。トランスピュータは、ＣＳＰ（ Communicating Sequential Processes）の概念により設計された並列処理用のマイクロプロセッサーである。パーソナルコンピュータの拡張ボード上にネットワークが構築でき、並列処理システムが容易に構成できるという特徴を備えている。ガスタービンの数値実験装置として使うことを想定すれば、ガスタービンが不安定になったときサージが起こるシミュレータでなくてはならない。これに関しては、サージを含む広域シミュレーションとしてすでに報告[1]してある。次なる課題がリアルタイムシミュレーションである。ガスタービンの動特性はかなり相互干渉の強い微分方程式で表わされ、並列化しにくいシステムであるから、アルゴリズム分割による並列化を試みている。

主な記号

G：流量 [Kg/s]　P：圧力 [kg/m^2]　T：温度 [° K]
ΔP：圧力損失 [kg/m^2]　N：回転数 [rpm]　I：軸慣性能率 [kgms^2]
η：効率　η_m：機械効率　H_u：低位発熱量 [kcal/kg]
J：熱の仕事当量 [kgm/kcal]　R：ガス定数 [kgm/kgK]
C_p：定圧比熱 [kcal/kgK]　L：比出力 [kgm/s]/[kg/s]
V_B：吐出管容積（圧縮機容量＋燃焼器容積）[m^3]
θ：可変ノズル角 [deg]（$\theta>0$ ノズル開，$\theta<0$ ノズル閉）
$f_{rc}(\cdot,\cdot)$：圧縮機圧力上昇　$f_{rTH}(\cdot)$：高圧タービン圧力降下
$f_{rTL}(\cdot,\cdot)$：低圧タービン圧力降下
$M=\int_0^{\ell} 1/Ag\, dx$：流路の慣性係数 [s^2/m^2]　A：流路断面積[m^2]，ℓ：流路長 [m]
g：重力加速度

添字は以下に示す。

c 圧縮機	b 燃焼器	T タービン	TH 高圧タービン	TL 低圧タービン
f 燃料	0 大気状態	2 圧縮機出口	3 燃焼器出口	in 吸入ダクト
out 排気ダクト		L 負荷	d 設計点	θ 可変ノズル

$\bar{\ }$ 修正量

x：状態ベクトル

$$x = (G_c/G_{cd}, P_3/P_{3d}, T_3/T_{3d}, G_T/G_{Td}, N_c/N_{cd}, G_f/G_{fd}, \theta/\theta_d)^T$$

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

2．並列処理システムの構成

本研究で使用した並列システムは、パーソナルコンピュータをホストとし、トランスピュタを実装した拡張用ボードから構成されている。トランスピュータには英国ＩＮＭＯＳ社のT800を４台使用する。T800は、６４ビット浮動小数点演算ユニット、クロック 20MHzの３２ビットマイクロプリプロセッサ、１Ｍバイトの主記憶を搭載しており、その演算性能は平均1.5MFLOPSである。さらにトランスピュータには１台につき４チャンネルのシリアルリンクが備えられており、他のトランスピュータと20Mbpsで通信可能である。４本のシリアルリンクの特徴を生かして、ハードウエア上は図１（a)に示すように密接続に設定しておく。この接続は、どのトランスピュータからみても他のトランスピュータと通信が可能であり目的に応じて（b)格子、(c)階層、(d)パイプラインなどの接続法を採用できるようにした。これらの接続法は使用プロセッサの宣言、ハードウエアの接続情報、タスクの配置と通信チャンネルを記述したソフトウエアによって接続パターンを変えることができる。ホストコンピューターはＭＳＤＯＳの管理の元に、ルートトランスピュータ（図１のＲ）からのスクリーン、ファイル、キーボードに対する要求を代行する。開発言語は、ＴＤＳ２というＯＳの管理下で走るＯＣＣＡＭ、パラレルＣ、パレレルフォートランのコンパイラーが用意されている。ソフトの伝承性と移植性の面では、パラレルフォートラン、パラレルＣが適しているが、ＯＣＣＡＭはトランスピュータの並列処理専用に開発された言語仕様からプログラムの開発の容易さ、柔軟性の点で優れている。また他の言語に比べて２０％ぐらい高速であるという報告[2)]もあることから、今回はＯＣＣＡＭを用いて、ガスタービンの動特性シミュレーション用の並列処理プログラムを開発し、テストを行っている。

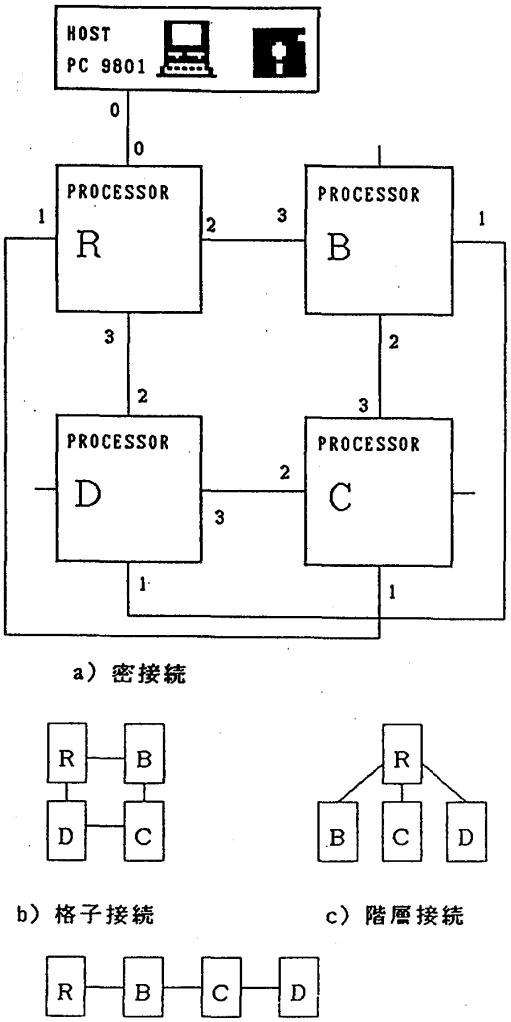


図１．トランスピューターのハードウエア構成

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

3．並列処理手法

3－1　動特性方程式

並列処理の効果を比較検討するために、すでにサージを含む広域シミュレーションとして報告してある可変ノズル付き２軸型ガスタービンを取り上げる。ガス発生機の動特性方程式は次式で表わされる。

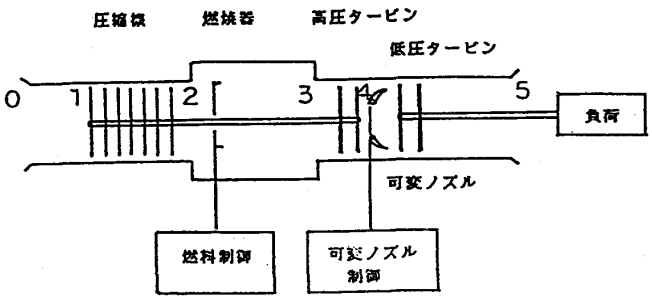


図２．　可変ノズル付　二軸型ガスタービンの管路モデル

圧縮機：

$$M_c\dot{G}_c = f_{rc}(G_c, N_c) - (P_3 - P_0) - P_{in}(G_c) - P_b(G_c) \tag{3-1}$$

$$T_2 = T_1(1 + (f_{rc}^{m_c} - 1)/\eta_c)$$

燃焼器：　(3-2)

$$\begin{pmatrix} V_B/RT_3, & -P_3V_B/RT_3^2 \\ -V_B/J, & C_{P3}V_B/RT_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{P}_3 \\ \dot{T}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_c - G_T \\ C_{P2}T_2G_c - C_{P3}T_3G_T \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_b H_u \end{pmatrix} G_f$$

タービン：

$$M_T\dot{G}_T = P_3 - P_0 - f_{rTH}(G_T) - f_{rTL}(G_T, \theta) - P_{out}(G_T)$$

$$T_4 = T_3(1 - \eta_{TH}(1 - f_{rTH}^{-m_{TH}})) \tag{3-3}$$

回転軸：$(2\pi/60)^2 N_c I_c \dot{N}_c = \eta_{mc} L_{TH} G_T - L_c G_c$　(3-4)

制御系：$\tau_f \dot{G}_f + G_f = u_f$　、$\tau_\theta \dot{\theta} + \theta = u_\theta$　(3-5)

(3-1)～(3-5)式の時間微分項の変数を状態変数に選んで無次元化し、線形項と残差非線形項に分離すれば、

$$\dot{x} = Ax + fe + Bu \quad , \quad fe = f(x) - Ax \tag{3-6}$$

と表わされる。τをきざみ幅として、$(k+1)\tau$時刻の状態ベクトルx_{k+1}は

$$x_{k+1} = e^{A\tau}x_k + (e^{A\tau} - I)A^{-1}B((u_{k+1} + u_k)/2) + e^{A\tau}\int_0^\tau e^{-A\eta} fe(k\tau + \eta)\,d\eta \tag{3-7}$$

となる。

3－2　並列処理のための計算アルゴリズム

制御系がガスタービンのダイナミックスと独立に計算できることから、(3-7)式の第２項が分離できる。第３項の積分は$k\tau$時点でしかわからないので、$fe(k\tau)$に固定し,$(k+1)\tau$時点の近似応答x_{k+1}^{o}を求め，$fe((k+1)\tau)$との平均によって繰り返し計算を実行する。このとき、(3-7)式は

$$x_{k+1} = e^{A\tau}x_k + (e^{A\tau} - I)A^{-1}((fe_k + fe_{k+1}^{o})/2) \tag{3-8}$$

と表わされる。ここで、マトリックスＡはシステム固有の定数マトリックスであるから、pade近似　$e^{A\tau} = (I + \tau/2A)(I - \tau/2A)^{-1} = \psi S = P$　を用いて結局

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

$$x_{k+1}=Px_k+\tau S\{(fe_k+f^{\circ}_{ek+1})/2\}\ . \qquad (3\text{-}9)$$

Pは線形項の時刻シフトオペレータ、Sは非線形項の影響を表わすオペレータと解釈することができる。(3-9)式をガスタービンの各要素ごとに書き換えれば

$$x_{k+1,i}=\langle p_i, x_k\rangle+\tau/2\cdot\langle s_i, \{f_{ek}+f^{\circ}_{ek+1}\}\rangle \qquad (3\text{-}10)$$

ここで、記号〈·,·〉はベクトルの内積を表わし、pi，si はオペレータ P，S の行ベクトルである。詳しいアルゴリズムを図3に示す。図中の各ブロックの計算アルゴリズムはすべてベクトルデータを入力してスカラーデータを出力するという形式で表わされているのでプログラム上は同一のルーチンとなり、並列化に大きく寄与することとなる。

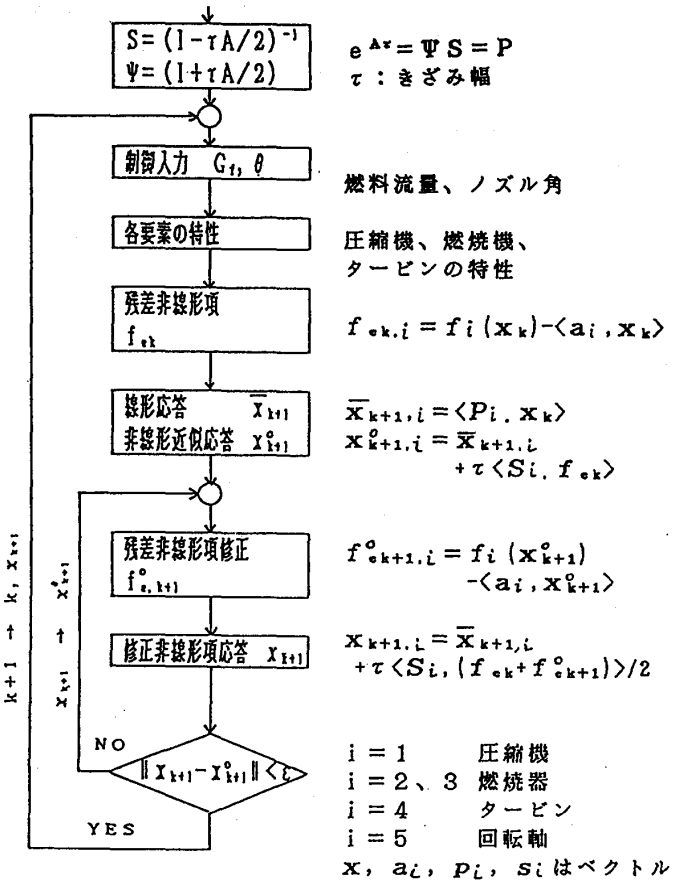


図3． 計算フローチャート

3－3 並列化

並列化のためには(3-1)～(3-5)式を4台のプロセッサーに計算負荷がなるべく平準化されるように割り当てなくてはならない。圧縮機の流量特性が流量と軸回転数に依存しているので、圧縮機(3-1)式と軸系(3-4)式とを一つのトランスピュータに割り当てる。また、燃焼器の圧力、温度は(3-2)式から明らかなように互いに相互干渉が強いので分割することは得策ではない。タービンの流量特性は回転数依存しないと仮定しているから、独立性が高いと判断した。制御系はガスタービンと独立に計算できるので、ルートトランスピュータに割り当てる。以上により、図4に示すトランスピュータの配置と役割を決定している。分割法と計算アルゴリズムを詳細に示したのが図5である。

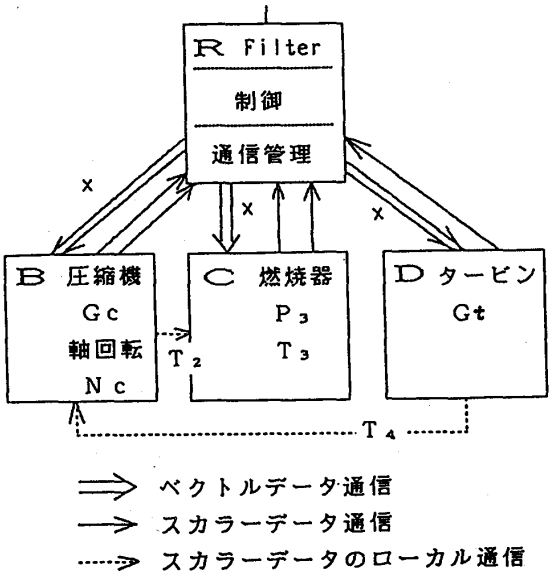


図4． 並列プロセッサの配置

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

ルートトランスピュータは、フィルターを通してホストコンピュータと通信を行ない同時にB，C，Dの3台のトランスピュータの通信管理とプログラムフローの制御を行なっている。図3に示した残差非線形項の計算では、ガスタービンの各要素の特性計算を行なっており、外側ループと内側ループとで計算内容が同一であるから一つにまとめ、ルートトランスピュータのフラグ情報によりフロー制御が行なわれる。特性計算の際には、圧縮機出口温度T_2と高圧タービン出口温度T_4のデータ通信がルートを介することなくローカルに行なわれている。B（圧縮機、軸）、C（燃焼器）、D（タービン）の各トランスピュータは、ルートからベクトルデータを受信して 各ブロックで逐次計算を実行してスカラーデータをルートに送り出しながら並列に走る。ベクトルデータxの送信時にはルートで独立に計算された制御系の出力が付加され、またフロー制御の為のフラグ情報も同時に送信されている。フラグ情報により非線形近似応答計算ブロックと修正非線形応答ブロックが選択されて、各時刻ステップごとにルートで収束判定を受ける。

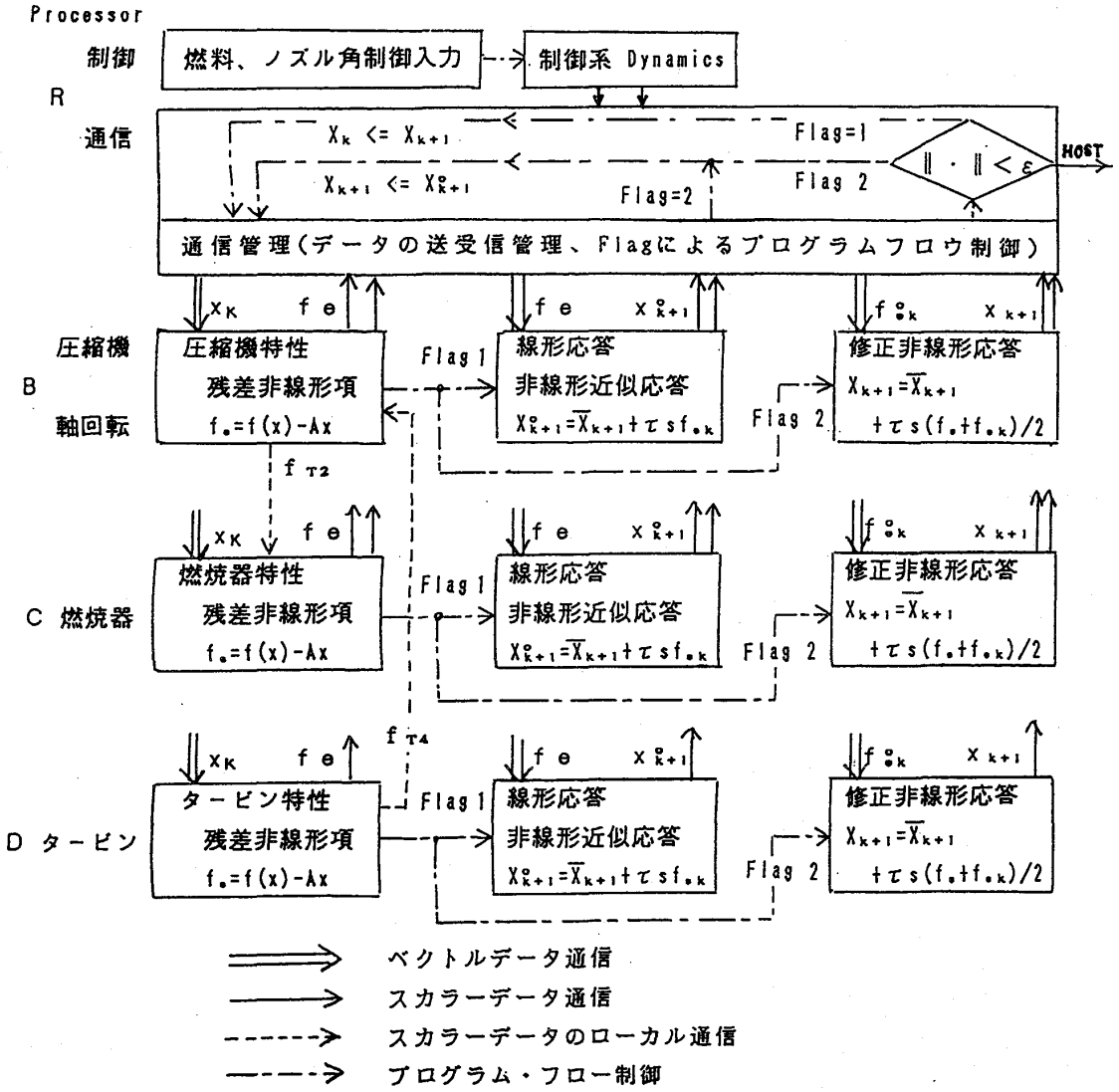


図5．　並列化アルゴリズム

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

4．並列化の効果と検討

図５にしたがって、ＯＣＣＡＭによるプログラムを作成し、ガスタービンのステップ応答に対する計算時間を測定した結果を図６に示す。ケース１は１台のトランスピュータで実行した場合であり、逐次処理に対応している。ケース２はルートトランスピュータによる通信管理のもとに、他の１台でガスタービンの応答を計算した場合である。ケース３は、図４に対応している。いずれの場合も計算時間がリニアに増加し、並列化の度合が進むにつれて、リアルタイム可能直線に接近していく。

すなわち、直線の傾きｍがリアルタイムシミュレーションの可能性を示しており、

$$m = \frac{\text{Calculation Time}}{\text{Real Time}}$$

と定義すれば、$0 < m \leqq 1$ でリアルタイムシミュレーションが可能となる。図７にトランスピュター台数とｍの関係を示す。台数４がケース３に相当する。図中実線は、0.1秒ごとに結果をホストに転送した場合であり、点線はルートのメモリに書き込み、さらにＤｏ Ｌoop 処理（ベクトルの内積等）をベタ書きにし、逐次処理中の通信位置を変えてチューニングを行い高速化を行った場合である。２つの結果により、ホストコンピューターとの通信に時間がかかることが分かるが、並列度が上がれば、ルート トランスピュータに余裕ができて、差が減少する。また、各トランスピュータの演算負荷が均一になるように、プログラムを

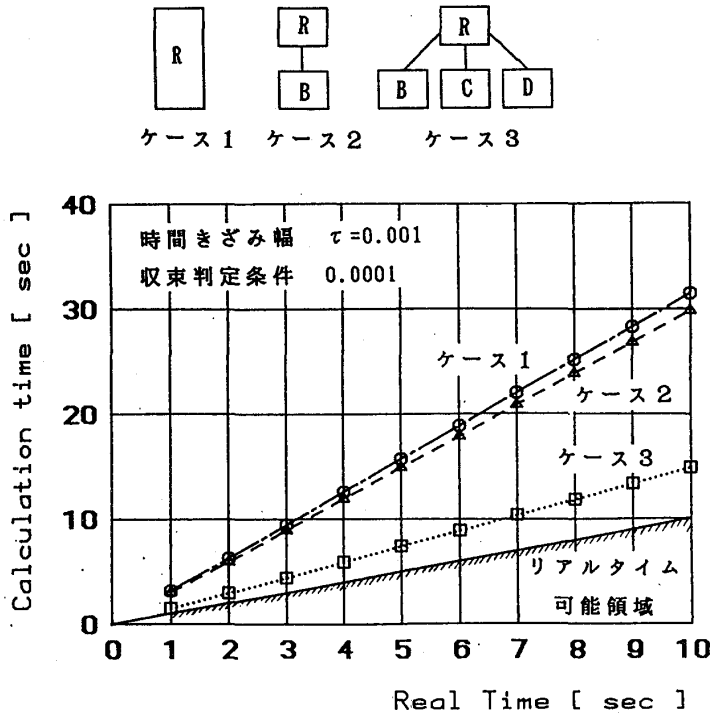


図６． 並列化による計算時間

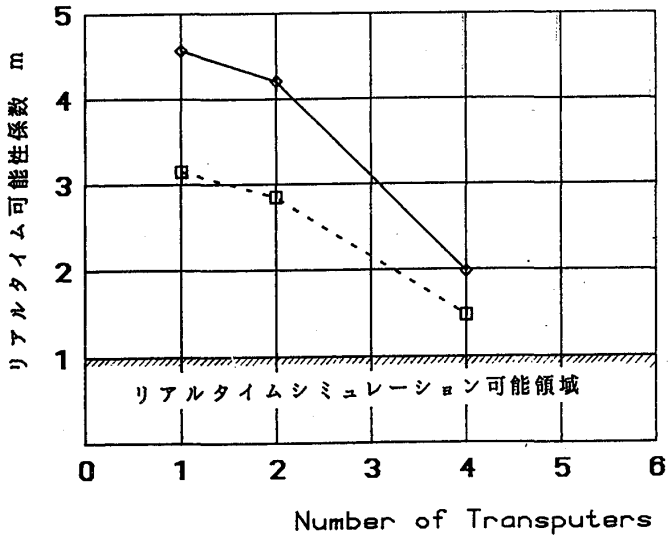


図７． リアルタイム処理の可能性

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

組めば高速化に大きく寄与することが分かる。図中の曲線の外捜からトランスピューターをさらに増やし５台や６台とすれば変数の数と Processing Unitの数が一致し、パーソナルコンピューターレベルでリアルタイムシミュレーションが可能となると考えられる。

５．シミュレーション例

タービン入口温度の高温化により、熱効率を大きく向上させるために耐熱性に優れたセラミックスを適用する研究が各方面で行なわれている。タービン翼をセラミックス化するもう一つの利点として、軸慣性モーメントの低減がある。ここでは、動特性の観点から、軸慣性の影響をシミュレートして、セラミックス化を検討する。シミュレーションに用いたモデルガスタービンの圧縮機特性を図８に示す。流量特性に３次曲線を仮定し、流体の慣性（式(3-1)と(3-3)）を考慮しているので系が不安定になればサージを起こす。数値シミュレーションに用いたモデルガスタービンの設計点諸元（15 ℃ 基準）を次に示す。

$r_{cd}=6.5$、$r_{THd}=2.4$, $T_{3d}=1200$ K

$G_{cd}=48$ kg/s、$N_{cd}=7500$ rpm

$\eta_b=0.98$, $\eta_{cd}=0.84$, $\eta_{TH}=0.89$

$\varepsilon_{ind}=0.01$、$\varepsilon_{od}=0.01$、$\varepsilon_{bd}=0.02$

$\tau_f=\tau_\theta=0.1$ s、$M_c=0.56$ s²/m²

$M_T=0.18$ s²/m²、$V_b=3$ m³

$I_c=30$ kgms²

図９は、燃料を加速初期に ４０％ステップアップし、軸慣性モーメント

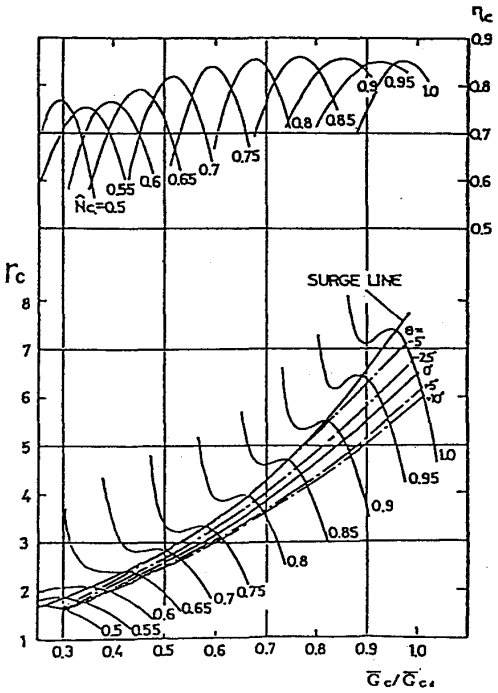


図８．　モデル圧縮器の特性

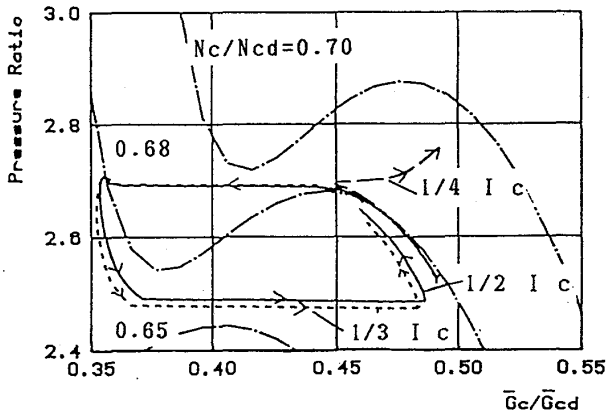


図９．　圧縮機特性曲線上の軌跡

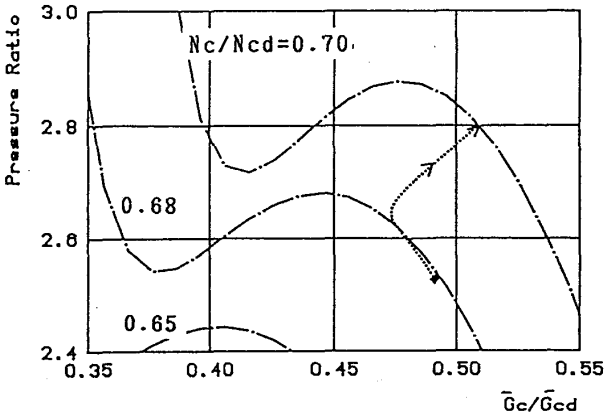


図１０．圧縮機特性曲線上の軌跡

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.

のみを小さくしていった場合である。慣性が小さくなるにしたがってサージに入りにくくなる傾向を示す。1/4Ｉｃの場合にはサージを起こすことなく加速域に移行していることが分かる。図１０は自動車用ガスタービンをセラミックス化した場合を想定して、軸慣性モーメントを1/4Ｉｃ、吐き出管容積を1/4ＶＢとし、燃料流量を４０％ステップアップすると同時にノズルを１０％開として、シミュレートした場合である。加速性が大幅に改善されていることが分かる。

なお、上述のようにパラメータをいくつか変えてシミュレート結果を比較検討したい場合には、並列処理システムのもう一つの使い方がある。パラメーターのみを変えた逐次処理用の同一のプログラムを各トランスピュータに割り当てれば、トランスピュータがまったく独立に計算を実行する。

６．まとめ

並列処理用のマイクロプロセッサであるトランスピュータを用いて、ネットワークを組み、ガスタービンの動特性シミュレーションを試みた。並列処理のアルゴリズムを工夫することにより、ガスタービンの動特性のような相互干渉のかなり強いシステムでも並列処理による効果をかなり引き出せる。その結果、計算時間が大幅に改善され、リアルタイムシミュレーションがパーソナルコンピュータのレベルで十分可能であることが分かった。ガスタービンのシミュレータが具備すべき条件である

(1)　ガスタービンが不安定になれば、サージ現象を起こすこと

(2)　リアルタイムシミュレーションが可能であること

を実現することが可能になったと考える。研究室での手軽なガスタービン実験装置に発展させたいと考える。

ガスタービンのセラミック化がもたらす軸慣性の低減が動特性の加速性の向上ばかりでなく、サージに入りにくくする効果も合わせ持っていることをシミュレーション例から確かめた。

終わりに、本研究に対して、討論の場を提供していただきました東京大学工学部の葉山教授に深く感謝いたします。葉山・金子研究室の流体振動研究会の方々に快く議論に応じていただきましたことを感謝します。

参考文献

(1)　稲垣詠一、ＧＴＳＪ学会誌、１６－６４（１９８９），９３

(2)　中井泰明、プロセッサ、Ｎｏ．４９、（１９８９－５）、技術評論社

(3)　IMS T800　Architecture Technical Note 6, INMOS　Limited

Download service for the GTSJ　via 216.73.216.204, 2025/07/04.

Ⓒ (社)日本ガスタービン学会 150 '90.10

Download service for the GTSJ via 216.73.216.204, 2025/07/04.