

UDC 621.431.75.05 :
621.454

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-296

航空用ガスタービン燃焼器のライナ壁面の冷却

相 波 哲 朗

1972 年 8 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

- | | | | |
|---------|---|-----------|---|
| TR-273 | 高速軸流タービンの研究 (第二報)
—1 段軸流タービンの研究—
An Investigation of a High Speed Axial
Flow Turbine (II) —An Investigation
of a Single Stage Turbine— | 1972年 2 月 | 鳥崎 忠雄, 森田 光男
能瀬 弘幸, 関根 静雄
井上 重雄 |
| TR-274 | 軸流圧縮機ディスクの強度
(1 外周付近に多数のピン孔を有するデ
ィスク)
Investigation of Strength of Axial-Flow
Compressor Disc
(1 On the Disc with many Pin hole) | 1972年 2 月 | 松 末 勝 利 |
| TR-275 | 高度制御試験設備
Height Control Test Equipment for VTOL
Aircraft | 1972年 2 月 | 松 木 正勝, 鳥崎 忠雄
西 尾 健二, 遠藤 征紀
吉 田 晃, 中 山 克己
岩 部 柱相, 武 田 晋
関 根 静雄, 越 沼 威 |
| TR-276 | フライングテストベッド機体総合実験
—エンジンを除く本体の機能—
Overall Grond Experiments on Flying Test
Bed for VTOL Aircrafts at National
Aerospace Laboratoy | 1972年 2 月 | 滝澤 直人, 田 辺 義一
渋谷 昭義, 小 川 敏夫
藤 枝 郭俊, 申 斐忠
西 村 博史, 小 野 幸一
後 藤 芳 夫 |
| TR-277 | 円環状ディフューザの乱流境界層の発達
Development of Turbulent Boundary
Layers Along the Curred Walls of
an Annular Diffusing Passage | 1972年 2 月 | 藤 井 昭 一, 五味 光男
西 脇 英 夫
Theodore H. OKIISHI |
| TR-278T | Development of Turbulent Boundary
Layers Along Curred Walls of an
Annular Diffusing Passage | Feb. 1972 | Shoichi FUJII
Theodore H. OKIISHI |
| TR-279 | 直線硬化特性材料での有孔帯板内の応力お
よびひずみの集中係数について
Stress and Strain Concentration Factor of
Strips with a Control Circular Hole in
Linearly Strain Herdening Materials | 1972年 2 月 | 青 木 由 雄, 倉 元 真 実
小 林 芳 人, 国 尾 武 |
| TR-280 | ガンタンネルによる鈍頭円錐の極超音速空
力特性試験
Experimental Study on the Hypersonic
Aerodynamic Characteristics of Sphe-
rically Blunted Cones by the Gun Tunnel | 1972年 5 月 | 曾 我 国 男, 小野寺信幸 |
| TR-281 | ジェットエンジンのデジタル制御
(1) 装置および予備実験
Digital Control of Jet Engines
(1) Control System and Preliminary Ex-
periments | 1972年 7 月 | 西 尾 健二, 遠藤 征紀
杉 山 七契, 越 沼 威
大 畑 敏美, 松 田 幸
吉 田 晃, 中 山 晋 |
| TR-282 | 高温タービン試験設備およびその計測装置
On the High Temperature Test Facilities
and the Data Processing System. | 1972年 6 月 | 原 動 機 部 |
| TR-283 | エンジン特性の実時間シミュレーション (I)
(装置および特性)
Real-time Simulation of Jet Engines with
Digital Computer (I)
(Fabrication and Characteristics of the
Simulator) | 1972年 7 月 | 西 尾 健二, 杉 山 七契
越 沼 威, 橋 本 武男
大 畑 敏美, 市 川 英夫 |
| TR-284 | 高 dn 値における玉軸受の性能に関する研
究
Study on Performance of Ball Bearings at
High dn Valves | 1972年 5 月 | 宮 川 行 雄, 関 勝 美
横 山 正 幸 |

航空用ガスタービン燃焼器のライナ壁面の冷却*

相 波 哲 朗**

Liner Cooling of the Aeronautical Gas Turbine Combustor

By Tetsuro AIBA

Recent trend of an aeronautical gas turbine combustor indicated an increase in its pressure up to 30 ata. Many complicated problems are involved in the high pressure combustor. Liner cooling of the combustor is one of the newly emphasized problems among them.

A high compression ratio gives a high temperature of the inlet air to the combustor, it gives an increase in flame radiation. In such a case, the amount of air for the liner cooling should be increased to decrease the liner temperature below a durable temperature. However, too much air for cooling would cause harmful effects on the combustion, and effective cooling should be carried out.

The present paper is concerned with the problems of flame radiation, liner temperature and film cooling. Flame radiation in the combustor was treated with the idea of radiosity, using the assumptions of representative gas temperature, gray gas, several isothermal surfaces, etc. Liner temperature was calculated for an annular-type combustor from the balance of flame radiation and cooling heat flux given by convective and film cooling. The film cooling for the combustor was discussed based on the length of potential core given directly after the cooling slot.

The result showed a rapid increase in liner temperature up to about 10 ata. and a gradual increase above the pressure. The height of the cooling slot was determined considering the number of slots, coolant flow rate and cooling capacity. An experiment on the film cooling employing a metal surface gave slower temperature variations compared with an adiabatic wall temperature.

1. ま え が き

航空用ガスタービン燃焼器の圧力は次第に上昇する方向にあり、すでに JT9D エンジンでは 24 気圧¹⁾、CF6-50A エンジンでは圧力比 30.2²⁾ になっている。この種の高圧燃焼器の挙動に関しては、燃料の噴霧や燃焼を含めて明らかでないことが沢山ある。その一つとしてここでとりあげたライナ壁についても温度上昇の問題が生じている。すなわち、燃焼器入口空気温度の上昇に伴う燃焼ガス温度の上昇、および、高圧時のふく射率の増加によるライナへのふく射伝熱量の増加があり、壁面冷却の必要性が生じている。壁面冷却に用いている空気温度の上昇もあるため、ライナ壁の冷却用に一般に採用されているフィルム冷却では経験的に図 1 に示すように多量の空気が必要とされている³⁾。

ライナ壁温度が上昇することの対策として、耐熱金

属材料の使用、燃焼ガスからのふく射伝熱量の低減化、有効な冷却方法の採用が考えられる。

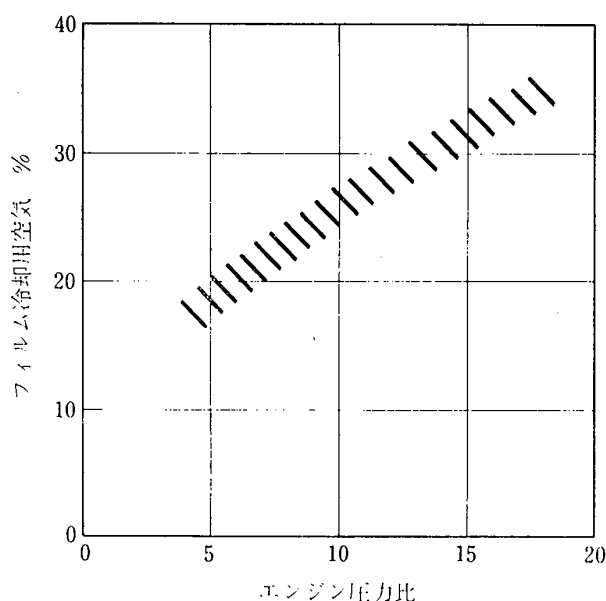


図 1 フィルム冷却用空気量

* 昭和 47 年 6 月 23 日受付

** 原動機部

耐熱金属材料の耐用温度は次第に上昇する傾向にあるが、燃焼ガスの温度に比べると格段に低く、耐用温度の向上のみを持つことはできない状態である。燃焼ガスからのふく射は高压時には低压時と異なってしまうもののがガス層からのものに比べて支配的になるとされている⁴⁾。これは高压、高温、高濃度の燃料蒸気の条件で燃料の熱解離によるすすの生成が多く、高压ガスタービン燃焼器では燃料噴射弁近くでそのような条件になりやすいからである。燃料過濃な状態を避けるため燃料蒸発管の採用が考えられるが、それでもライナ壁の冷却は避けられない問題となっており、冷却に関する検討が行なわれている⁵⁾。

本報告では円環形燃焼器を例にとりあげ、ふく射伝熱とライナ壁温度を求める方法、フィルム冷却の扱い方を検討した。

ふく射伝熱やライナ壁温度の問題では射度 (Radiosity) の考えを取り入れ、燃焼ガスからのふく射と共に燃焼器を囲むライナ壁やタービン翼間のふく射も考慮した。射度を考慮してふく射伝熱を求め、それからガスタービン燃焼器のライナ壁温度を求めた点が従来の方法と異なっている。計算では燃焼ガスの代表温度、灰色ガス、燃焼ガスを囲むいくつかの等温灰色体面などの仮定を設けている。燃焼ガスのふく射率の計算は 30 気圧まで燃焼器で実験を行なって得られた Marsland らの実験式⁶⁾に基づいている。

結果は燃焼器の圧力の約 10 気圧までの上昇に対して急激なライナ壁温度の上昇を示し、それ以上の圧力ではゆるやかな温度上昇を示した。

フィルム冷却についてはスリットからの噴流のポテンシャルコアの長さを理論計算から求め、スリット幅決定の基準として用いた。理論計算では主流と噴流間の速度比、温度比の変化を考慮した。スリット幅決定に際してはとりあげた燃焼器のスリットの数、所要空気量、冷却性能の点からも検討を行なった。この取扱いは従来の経験的なスリット幅決定の方法に対して理論的な検討を行なったことに特徴がある。

大気圧における簡単なフィルム冷却の実験では実際に近い金属壁面を用いたため、断熱壁の場合より等温壁に近い温度分布が得られた。

記 号

() 内の数字は最初に現われた式または図を示す。

A : 表 面 積 (4)

A : $X^2 + Y^2 - 1$ (21)

A/F : 全体空燃比 (図 6)

a : 内 径 (図 8)

A_1 : 式 (53) の値 (53)

A_2 : $\int_0^1 \bar{\rho} d\zeta$ (58)

A_3 : $\int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta$ (58)

A_4 : $\int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta$ (58)

A_5 : 式 (62) の値 (62)

B : $Y^2 - X^2 + 1$ (21)

b : 外 径 (図 8)

b : 板 厚 (28)

b : 混合層の厚さ (41)

c : 定 数 (43)

c : 円筒の長さ (図 8)

d : 直 径 (34)

E_b : 黒体表面の全ふく射伝熱量 (4)

F : 形 態 係 数 (11)

F° : ガスの吸収を考慮した形態係数 (7)

f : $(u_\infty - u)/(u_\infty - u_s)$ (47)

G : 射 度 (Radiosity) (6)

H_u : 低位発熱量 (2)

$I(r_0)$: $(\epsilon E_b + \rho J)/\pi$ (4)

i : エンタルピ (2)

J : 外来照射量 (4)

k : 定 数 (41)

K_a : ガスの吸収係数 (4)

L : 輝 度 係 数 (10)

L : 燃焼器の全長 (5)

l : 流れ方向のスリット間距離 (70)

l : 燃焼器入口から断熱火炎最高温度の位置までの距離 (5)

l_i : ガス塊と i 表面間の代表長さ (9)

M : 質量流束比 $\rho_s u_s / \rho_\infty u_\infty$ (73)

m : 速度比 u_s / u_∞ (42)

\dot{m} : 質 量 流 量 (1)

N : スリット数 (71)

n : 燃焼ガスを囲む表面の数 (8)

N_u : ヌセルト数 (15)

p : 圧 力 (1)

P_r : プラントル数 (15)

Q : 熱 量 (2)

Q_a : 空 気 流 量 (71)

q : 熱 流 束 (3)

r : 燃 空 比 (9)

r : 位置ベクトル (4)

Re : レイノルズ数	(15)	m : 最高温度	(5)
s : スリット幅	(71)	out: ライナ外側, 外筒	(3), (37)
T : 絶対温度	(1)	R : ふく射	(3)
U, u : 速度	(16)	R : 最大断面平均	(24)
V : 容積	(4)	s : スリットからの流れ	(42)
v : 主流に垂直方向の速度	(44)	stg: 淀み点	(34)
X : b/a	(21)	w : 壁温	(14)
x : 主流方向の距離	(5)	x : 流れ方向の局所の値	(14)
Y : c/a	(21)	0: 基準位置	(4)
y : 座標	(41)	1, 2: 圧縮機入口, 出口	(1)
z : 表面間距離	(11)	1, 2: 燃焼器入口, 出口	(2)
ギリシャ文字		1, 2: 混合層の主流と壁面側境界	(41)
$\alpha_G(z)$: ガス塊の指向吸収率	(11)	1, 2: 面1と面2	(11)
α_x : 局所熱伝達率	(14)	∞ : 主流	(42)
γ : 比重量	(24)		
δ : 境界層の厚さ	(40)		
ϵ : ふく射率	(6)		
ζ : $(y-y_s)/b$	(49)		
η : 冷却効率	(1)		
η_b : 燃焼効率	(2)		
η_c : 圧縮機断熱効率	(1)		
$\eta(r)$: 単位立体角 $d\Omega$ と距離 dr で与えられる要素の射出する熱量	(4)		
θ : ふく射熱線の入射角	(4)		
θ_0 : ふく射面から射出する角度	(4)		
κ : 断熱指数	(1)		
λ : 熱伝導率	(16)		
ν : 動粘性係数	(16)		
ρ : 密度	(44)		
ρ : $1-\epsilon$	(4)		
$\bar{\rho}$: ρ/ρ_∞	(50)		
σ : ステファン・ボルツマン常数	(6)		
$\tau(r_0, r)$: $\int_0^r K_{adr}$	(4)		
ϕ : 角度	(11)		
添字			
a : 空気	(2)		
c : 燃焼器入口空気	(1)		
c : 対流	(3)		
f : 燃料	(2)		
f : フィルム冷却	(29)		
g : ガス	(5)		
i : 表面要素	(6)		
in: ライナ内側	(3)		
k : 表面要素	(7)		
l : 損失	(2)		

2. ふく射伝熱およびライナ壁温度

2.1 概要

ガスタービン燃焼器の高圧燃焼状態におけるふく射の問題に関しては30気圧を少し越えるところまで実験的研究が行なわれデータが得られている⁶⁾。また、燃焼室内の伝熱については温度勾配のある場のふく射を含めていくつか解析が行なわれている^{7)~10)}。特に炉内の問題に対しては炉内をいくつかのゾーンに分割して燃焼ガスの温度変化と側壁への伝熱量が求められている⁸⁾⁹⁾。炉内の解析では圧力の影響が考慮されておらず、燃焼負荷率や燃焼器の形式もガスタービン燃焼器とは違っている。

ガスタービン燃焼器を対象にした Lefebvre らの取扱い⁷⁾では周囲の壁を一定温度としており、冷却タービン翼が下流側にあるような壁面の温度が場所によって異なるときには適用上問題がある。

N.R.E.C. の報告¹¹⁾では円環形燃焼器に対し軸対称の仮定のもとに、燃焼ガスの軸方向の温度変化とライナの局所熱伝達率の変化からライナの軸方向の温度変化を求めた計算も示されている。この扱いでは燃焼ガスを囲む壁面間のふく射伝熱についても考慮されている。壁温の計算結果と実測値との比較は円環形燃焼器でなく二次元流れに対して行なわれており、双方の間になりに良い一致が得られている。

本報告はふく射の取扱いの精密さでは Lefebvre らの方法と N.R.E.C. の報告の中間的な位置にあり、比較的簡単な方法でタービン翼温度や燃焼器形状の影響も検討できるところに特色がある。扱いでは異なった温度のいくつかの等温壁面を仮定して、燃焼ガスからのふく射と共に壁面間のふく射も考慮している。壁面

間のふく射を考慮するためには射度 (Radiosity) の考え方を採用している。計算においては燃焼ガスの代表温度、灰色ガス、燃焼ガスを囲むいくつかの灰色体等温壁面を仮定して取扱いを容易にしてある。

ライナ壁温度はライナの内壁面でフィルム冷却が行なわれ、外壁面では対流冷却とふく射伝熱が行なわれるものとして熱バランスの式から求めた。数値計算を円環形燃焼器に対して 30 気圧まで行なった結果は、ライナ壁温度が圧力 10 気圧付近まで急激に増加し、それ以上の圧力ではゆるやかに増加することを示した。タービン翼温度の違う条件の計算からライナ壁温度にも差異のある結果が得られた。

2.2 基礎関係式

燃焼器入口空気温度は圧縮機出口温度に等しいものとして次のように示される。

$$T_c = \frac{T_1}{\eta_c} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] + T_1 \quad (1)$$

燃焼ガス温度は燃焼器内で変化するが全体的な値は熱バランスの式

$$\eta_b \dot{m}_f H_u = (\dot{m}_a + \dot{m}_f) i_2 - \dot{m}_a i_1 + Q_L \quad (2)$$

より求められるものとする。

ライナ壁温度は燃焼ガスからライナ壁へ伝えられる熱量とライナ壁から冷却空気あるいは外筒へ伝えられる熱量の釣合う点で求められる。ライナ壁の熱伝導を無視すれば、前者、後者ともふく射と対流による熱量からなるものと考えられるので、

$$q_{Rin} + q_{Oin} = q_{Rout} + q_{Oout} \quad (3)$$

が成立する条件でライナ壁温度を求める。

燃焼器内のふく射伝熱は複雑で簡単には求められないので以下に示すような単純化したモデルを仮定して求めた。

燃焼器壁の単位面積に到達するふく射伝熱量 q は次のように示されるが¹⁰⁾、

$$q(\mathbf{r}) = \int_A I(\mathbf{r}_0) \exp \left[-\tau(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}) \frac{\cos \theta \cos \theta_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|^2} \right] dA + \int_V \eta(r_1) \exp \left[-\tau(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) \frac{\cos \theta dV}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|^2} \right] \quad (4)$$

燃焼器内では燃料の噴霧、蒸発、燃焼、混合が複雑に行なわれていて、式 (4) の値は正確に求めることが事実上不可能であり、以下のように燃焼ガスの代表温度を設定し灰色ガスの仮定のもとに解くことにした。燃焼器内の温度は軸方向にのみ変わり半径方向には均一であるとする。流入空気量は軸方向に均一とし、流入直後完全に混合し空燃比で決まる温度に達し、その変化は図 2 のように直線的であるものとする。この温度分布より代表温度 T_g を求める方法としてある程度

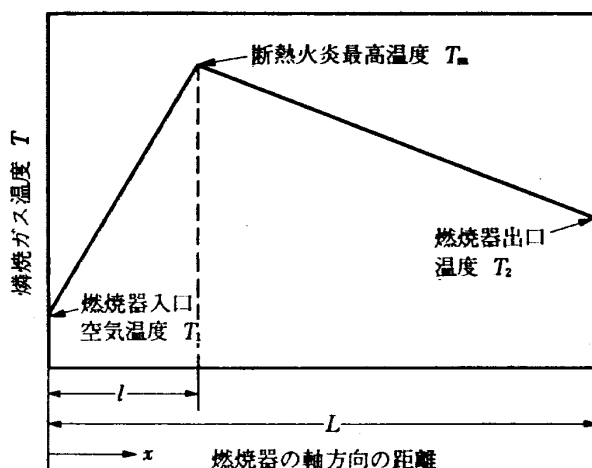


図 2 燃焼器内の温度分布

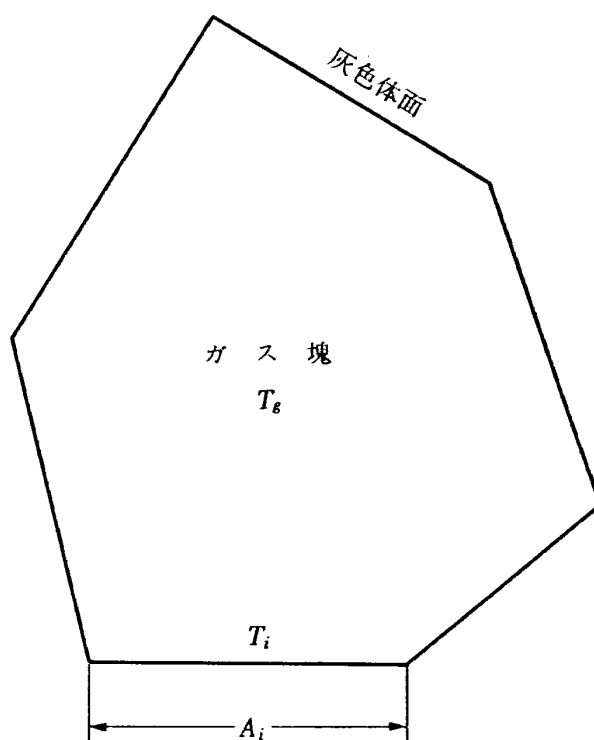


図 3 一様温度 T_g のガス塊を囲む灰色体面

ふく射の強さを考慮する意味で絶対温度の 4 乗を積分して、図 2 から次の形で求められるものと仮定する。

$$T_g^4 = \frac{1}{L} \int_0^L T(x)^4 dx = \frac{1}{L} \left[\int_0^l \left\{ (T_m - T_1) \frac{x}{l} + T_1 \right\}^4 dx + \int_l^L \left\{ (T_2 - T_m) \frac{x-l}{L-l} + T_m \right\}^4 dx \right] \quad (5)$$

ライナ壁へのふく射伝熱量は燃焼ガスを囲むライナ壁面やタービン翼を代表する面を図 3 のようにいくつかの部分に分けた場合、各面において温度が均一で灰色体面であり、燃焼ガスが代表温度で示される均一な温度でかつ灰色ガスとすれば次の式が成立する¹³⁾。

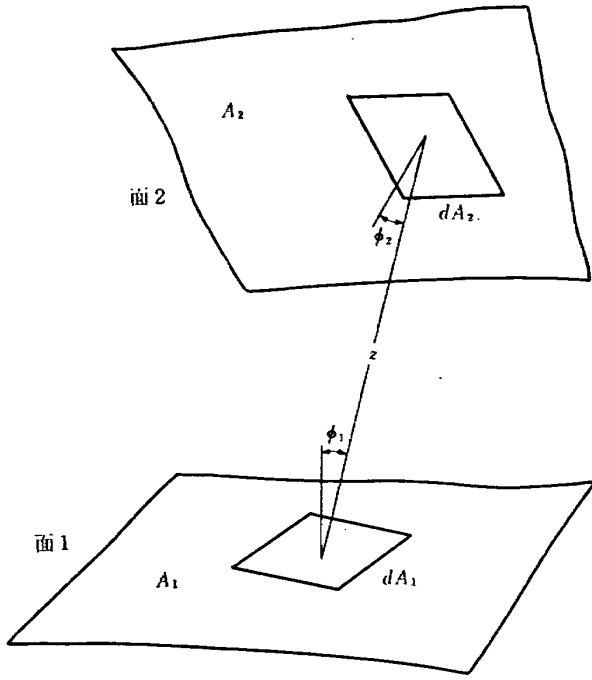


図4 吸収性ガスが間に存在する二壁面

$$Q_{Ri} = (\sigma T_i^4 - G_i) A_i \frac{\varepsilon_i}{1 - \varepsilon_i} \quad (6)$$

$$Q_{Ri} = (G_i - \sigma T_g^4) A_i \bar{\varepsilon}_{g,i} + \sum_{k=1}^n (G_i - G_k) A_i F^{\circ}_{ik} \quad (7)$$

$$Q_{Rg} = \sum_{i=1}^n (\sigma T_g^4 - G_i) A_i \bar{\varepsilon}_{g,i} \quad (8)$$

ここで、 $i=1, 2, 3, \dots, n$

上の関係式(7)、(8)の $\bar{\varepsilon}_{g,i}$ は燃焼器の形状や燃料供給法によって変わるが、缶形燃焼器、圧力噴霧形燃料噴射弁で行なった実験より約30気圧までに対して、圧力、空燃比、代表寸法、温度の関数として次のような形が与えられている⁶⁾。

$$\bar{\varepsilon}_{g,iN} = 1 - \exp[-1.6 \times 10^4 (r l_i)^{0.5} p T_g^{-1.5}] \quad (9)$$

$$\bar{\varepsilon}_{g,i} = 1 - \exp[-1.6 \times 10^4 (r l_i)^{0.5} p T_g^{-1.5} L] \quad (10)$$

式(9)は輝炎でない場合に、式(10)は輝炎に対しての関係である。

ガスの吸収を考慮した形態係数 F° は図4のような面1と面2に対して次のように求められる。

$$\begin{aligned} F^{\circ}_{12} &= \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} [1 - \alpha_g(z)] \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{\pi z^3} dA_1 dA_2 \\ &= F_{12} - \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \alpha_g(z) \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{\pi z^3} dA_1 dA_2 \end{aligned} \quad (11)$$

式(11)はガスの組成分布、温度分布等が与えられないと解けないが、近似的な計算法として $\alpha_g(z)$ および式(7)、(8)の $\bar{\varepsilon}_{g,i}$ をすべてただ一個の値 $\bar{\varepsilon}_g$ に置換えると形態係数 F から次のように表わすことができる¹³⁾。

$$F^{\circ}_{ik} = F_{ik}(1 - \bar{\varepsilon}_g) \quad (12)$$

ここで $\bar{\varepsilon}_g$ は式(9)、(10)より、代表長さ l_i としてライナ容積 V とその全表面積 A から

$$l_i = 0.85(4V/A) \quad (13)$$

で与えられる値を用いて求められるものとする。

燃焼ガスとライナ壁間の対流熱伝達に対してはフィルム冷却が行なわれるか否かによって様子が大きく異なってくる。フィルム冷却の行なわれない場合は燃焼ガスからライナ壁へ熱が伝えられる。フィルム冷却が行なわれると冷却空気による壁面ジェットが形成され冷却が行なわれる。このジェットは燃焼ガスと混合して下流側に行くに従ってその温度が上昇する。高圧になるとふく射伝熱量が増えて燃焼ガス側のライナ壁面に対しても何らかの冷却方法が必要と推定されるのでここではフィルム冷却がある場合をとりあげる。ライナ壁にふく射による伝熱があり、かつ、フィルム冷却の行なわれる面の反対側でも熱の授受が行なわれる場合のフィルム冷却による伝熱過程は明らかでなく、計算では二つの場合を仮定した。一つは冷却用フィルムの厚さが十分でなく、上流側では壁面の冷却を行なうが、下流側では燃焼ガスとの混合によるフィルムの温度上昇のため逆に加熱が行なわれ、全体としてフィルム冷却により燃焼ガスとライナ壁間の対流熱伝達が全然行なわれないと考える断熱の場合である。他は壁面ジェットの厚さが十分厚く、フィルム冷却によって壁面を冷却し、かつ、通常の平板の対流熱伝達の式で伝熱量が求められるとする場合である。

ライナ壁から外側の冷却空気に対しては通常の平板に対する対流熱伝達の式が適用でき局所伝熱量は

$$Q_x = \alpha_x (T_{wx} - T_{cx}) A_x \quad (14)$$

で表わされ、局所熱伝達率 α_x は次式で与えられる。

層流境界層の場合

$$Nu_x = 0.332 Pr^{1/3} Re_x^{0.5} \quad (15)$$

より

$$\alpha_x = 0.332 \lambda x^{-0.5} Pr^{1/3} \nu^{-0.5} U^{0.5} \quad (16)$$

乱流境界層の場合

$$Nu_x = 0.0296 Pr^{1/3} Re_x^{0.8} \quad (17)$$

より

$$\alpha_x = 0.0296 \lambda x^{-0.2} Pr^{1/3} \nu^{-0.8} U^{0.8} \quad (18)$$

ライナ壁外側から外筒へふく射で伝えられる熱量は伝熱面を図3と同様に分割し、ガス塊による影響を無視できることから面積要素 A_i に対し、

$$Q_i = \sum_{k=1}^n (G_i - G_k) A_i F_{ik} \quad (19)$$

$$Q_i = (\sigma T_i^4 - G_i) A_i \frac{\varepsilon_i}{1 - \varepsilon_i} \quad (20)$$

$$(i=1, 2, 3, \dots, n)$$

の関係から求められる。

2.3 数値計算例

JR-0 の例

燃焼器の形状として航技研で試作したリフトエンジンの中の一つの形 JR-0 を例にとった結果を以下に示す。燃焼器の形状は図 5 に示す円環形で主要寸法は

外筒径 $D_1=460$ mm, ライナ外径 $d_1=425$ mm

ライナ内径 $D_2=230$ mm, 内筒径 $d_2=150$ mm

ライナ長さ $L=210$ mm

燃焼器入口空気温度, 断熱火炎最高温度, 燃焼ガス代表温度, 燃焼ガス出口平均温度を圧縮機入口が大気圧で $T_1=300^\circ\text{K}$, $\eta_c=0.85$, 全体空燃比 $A/F=60$, $\eta_b=0.95$ の条件で式 (1), (2), (5) から求めた結果を図 6 に示す。燃焼ガスの温度は Keenan & Kaye のガステーブル¹³⁾を利用して求めた。熱損失がライナの冷却で失われる熱量で表わされるものとして各圧力において燃焼ガスの温度低下を調べた結果, その値の小さいことが確認された。一例として燃焼器の最大断面平均風速 $U_B=30$ m/s, $\varepsilon=0.7$ で燃焼効率 95% のとき 1 気圧では $2,283^\circ\text{K}$ から $2,274^\circ\text{K}$, 30 気圧では $2,684^\circ\text{K}$ から $2,682^\circ\text{K}$ に変化するのみである。同じ条件で式 (10) から輝度係数 $L=4^{6)}$ としてふく射率 $\bar{\varepsilon}_g$ を求めた結果を図 7 に示す。式 (10) に代入する値として T_g には燃焼ガス代表温度, およびライナ壁温の 2 種類を考え, 幾分なりとも温度の不均一に基づく点を考慮する意味で 2 種の $\bar{\varepsilon}_g$ の相加平均を採用した¹³⁾。式 (13) で与えられる代表長さ l_i は 115 mm となった。

形態係数 F は図 8 のような円環状を構成する面に対して次式から求められる¹⁴⁾。

$$X=b/a, Y=c/a$$

$$A=Y^2+X^2-1, B=Y^2-X^2+1$$

とにおいて

$$F_{1,2} = \frac{1}{X} - \frac{1}{\pi X} \left\{ \cos^{-1} \frac{B}{A} - \frac{1}{2Y} \times \left[\sqrt{(A+2)^2 - (2X)^2} \cos^{-1} \frac{B}{XA} + B \sin^{-1} \frac{1}{X} - \frac{\pi A}{2} \right] \right\} \quad (21)$$

$$F_{1,1} = 1 - \frac{1}{X} + \frac{2}{\pi X} \tan^{-1} \left(\frac{2\sqrt{X^2-1}}{Y} \right) - \frac{Y}{2\pi X} \left\{ \frac{\sqrt{4X^2+Y^2}}{Y} \sin^{-1} \times \left[\frac{4(X^2-1) + \frac{Y^2}{X^2}(X^2-2)}{Y^2+4(X^2-1)} \right] - \sin^{-1} \left(\frac{X^2-2}{X^2} \right) + \frac{\pi}{2} \times \left(\frac{\sqrt{4X^2+Y^2}}{Y} - 1 \right) \right\} \quad (22)$$

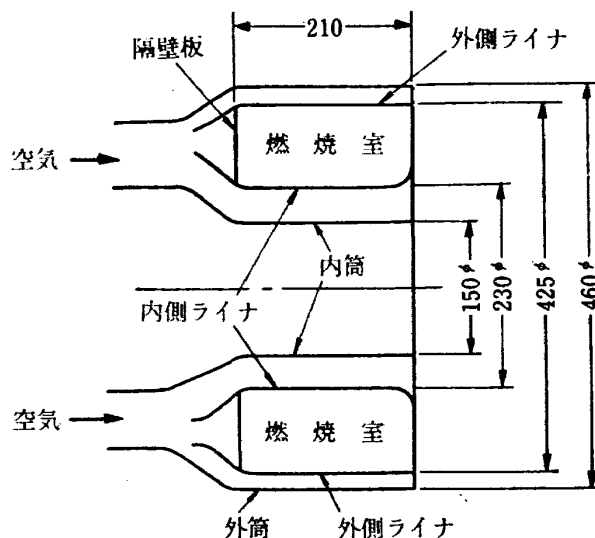


図 5 円環形燃焼器 JR-0

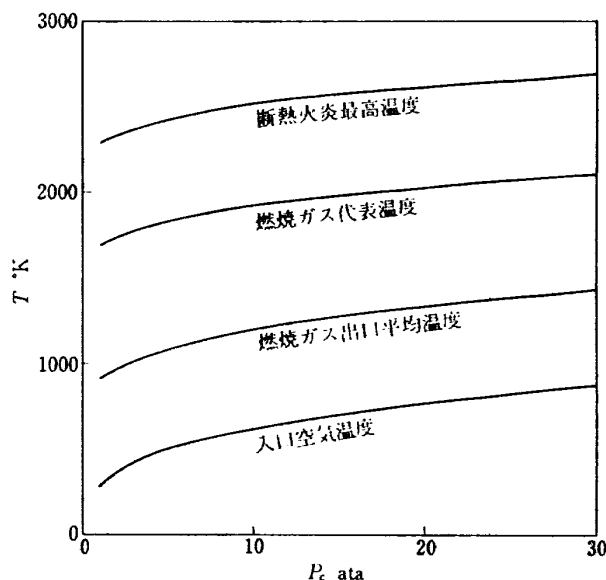


図 6 各種温度と圧力 (全体空燃比 $A/F=60$)

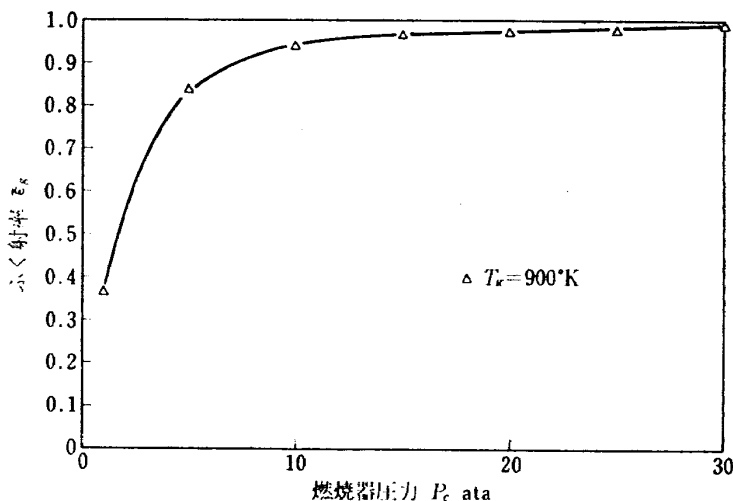


図 7 燃焼ガスのふく射率 (全体空燃比 $A/F=60$)

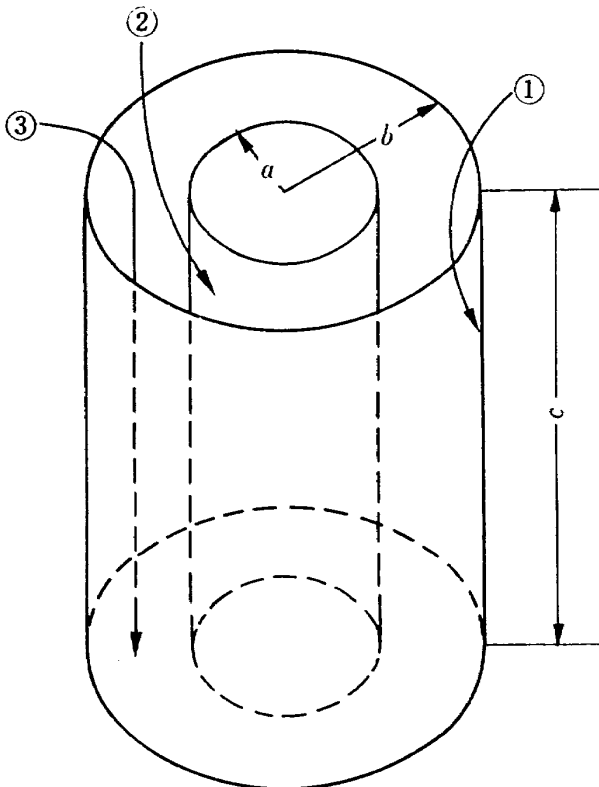


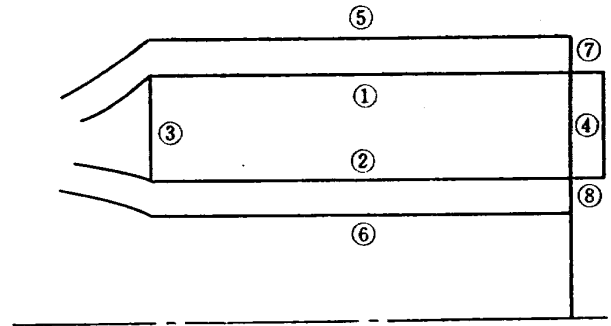
図 8 円環状を構成する面

$$F_{1,3} = \frac{1}{2}(1 - F_{1,2} - F_{1,1}) \quad (23)$$

ライナに囲まれた燃焼室内が円環状であるものと仮定し、図9のような区分を行なって得られる形態係数 F の値は取扱っている燃焼器に対して次のようになる。

$F_{1,1}=0.2197$	$F_{3,1}=0.6317$
$F_{1,2}=0.3279$	$F_{3,2}=0.2978$
$F_{1,3}=0.2262$	$F_{3,3}=0$
$F_{1,4}=0.2262$	$F_{3,4}=0.0705$
$F_{2,1}=0.6059$	$F_{4,1}=0.6317$
$F_{2,2}=0$	$F_{4,2}=0.2978$
$F_{2,3}=0.1971$	$F_{4,3}=0.0705$
$F_{2,4}=0.1971$	$F_{4,4}=0$

ライナの内部の伝熱に関しては基礎関係式の項で示したようにフィルム冷却が行なわれている場合を考慮して、ふく射のみに限定して式(6)、(7)、(8)を連立させてライナ壁温度とライナ壁への伝熱量の関係を求めた。伝熱量の計算にあたってはタービン翼が無冷却時の使用最高温度である $1,200^{\circ}\text{K}$ ならびに冷却等により $1,000^{\circ}\text{K}$ に保たれる場合を想定し、図9の①、②、③のライナ温度は均一な値をもつものと仮定した。ライナ壁のふく射率 ε は材質のみならず酸化の状態、温度などに関係するとされるが、ライナに使用



- | | |
|---------|------|
| ① 外側ライナ | ⑤ 外筒 |
| ② 内側ライナ | ⑥ 内筒 |
| ③ 隔壁板 | ⑦ 端板 |
| ④ タービン翼 | ⑧ 端板 |

図 9 円環形燃焼器の区分

の状態、Nimonic、ステンレス、軟鋼の値は各々 $\varepsilon = 0.7, 0.8, 0.9$ で表わされている⁷⁾。式(6)~(8)でもこれらの値を用い、 n は2と4をとりあげ、伝熱量をCramerの方法により行列式から求めた。 $n=2$ で全体空燃比 $A/F=60$ の条件におけるライナ壁温度と燃焼ガスからライナ壁へのふく射伝熱量の関係を図10に示す。この場合のライナ全表面積は 0.519 m^2 、タービン部の面積は 0.1003 m^2 である。

燃焼やライナ壁の冷却に使われる燃焼器の空気流速は次式で定義される最大断面平均風速 U_R が 30 m/s であるものとして求めた。

$$U_R = \frac{\dot{m}_a}{A_0 \gamma_1} \quad (24)$$

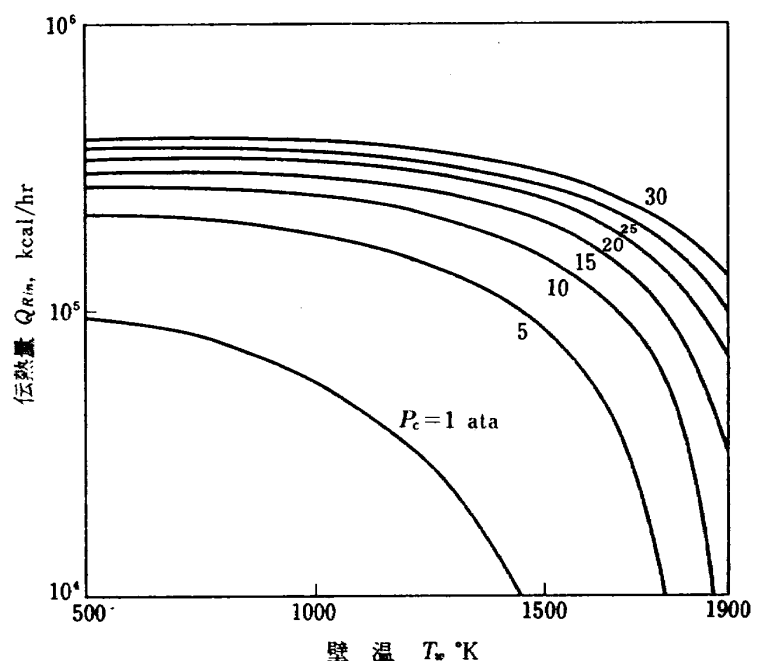


図 10 ライナ壁へのふく射伝熱量 Q_{Rin}
($A/F=60$, $\varepsilon=0.8$, $T=1,200^{\circ}\text{K}$)

壁面を冷却する実際の空気流速は燃焼器の内、外筒とライナ間の距離、空気孔から燃焼室内への空気の流入によって変化している。ここでは全体の空気量の 1/2 が図 5 に示すライナと内、外筒間に流れ、燃焼器入口デフューザ部の圧力回復後の条件として空気流速 U_0 を求めた。 $U_R=30$ m/s および与えられた条件から

$$U_0=42.7 \text{ m/s}$$

が得られた。

対流によるライナの冷却熱量は流れ方向に 50mm 間隔にスリットが設けられる場合をとりあげた。ライナ内面はスリットから流入する空気によりフィルム冷却が行なわれ、外面は各スリット部を前縁とする強制対流によるものとして求めた。対流熱伝達の計算で使用する熱伝導率と粘性係数は空気の圧力が 30 kg/cm² まで上昇してもその温度が臨界温度より十分高いので温度のみの関数として求められる¹³⁾。前縁から流れ方向の同一距離と同一流速の条件では圧力が高いと空気の密度が増加するため動粘性係数が低下しレイノルズ数が増加するので、式 (16), (18) で与えられる熱伝達率は増加する。 $x=50$ mm, $U_0=42.7$ m/s に対して 1 気圧と 30 気圧では各空気温度における値としてレイノルズ数が各々 4×10^4 と 6.4×10^5 となる。層流から乱流への遷移のレイノルズ数はライナ前縁の形状、主流の乱れ等により簡単には決められないが、ここでは $Re=10^5$ において遷移が起こるものとして対流伝熱量を求めた。

燃焼器ライナから外筒と内筒へ失なわれるふく射伝熱量は式 (19), (20) で求められるが、ここではライナと外筒あるいは内筒間の間隔がライナの長さ比べて極く小さいので次の同心円筒に対する式で近似して求めた。

$$Q_{ik} = \sigma(T_i^4 - T_k^4) A_i \cdot \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_i} + \frac{A_i}{A_k} \left(\frac{1}{\epsilon_k} - 1 \right)} \quad (25)$$

計算ではライナから外筒および内筒に与えるふく射伝熱量を別々に求めて双方を加えて全ふく射伝熱量とした。外筒および内筒の温度はそれらを取りまく外部の条件により最終的には決まるが、ここでは各圧力における燃焼器入口空気温度と等しいものとした。

対流およびふく射によってライナ壁から外部に失なわれる熱量をライナ壁温度の関数として図 11 に示す。図ではフィルム冷却を断熱として扱ってある。

ライナ壁温度の圧力による変化をふく射率 ϵ 、タービン翼温度 T_t 、フィルム冷却の 2 種の取扱いに関して

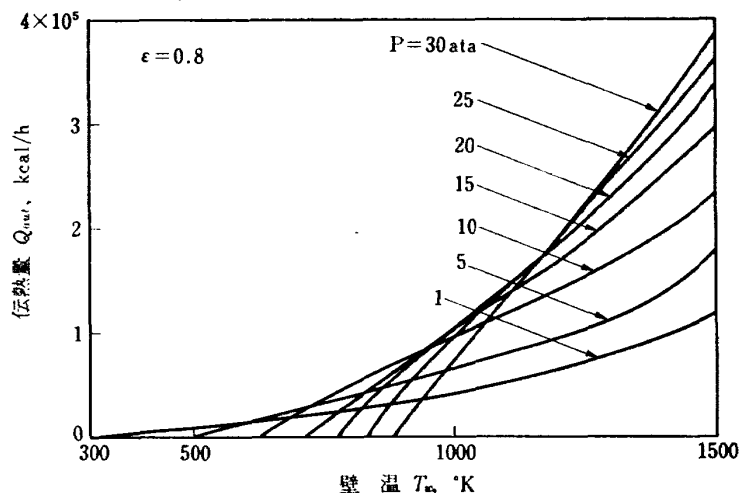


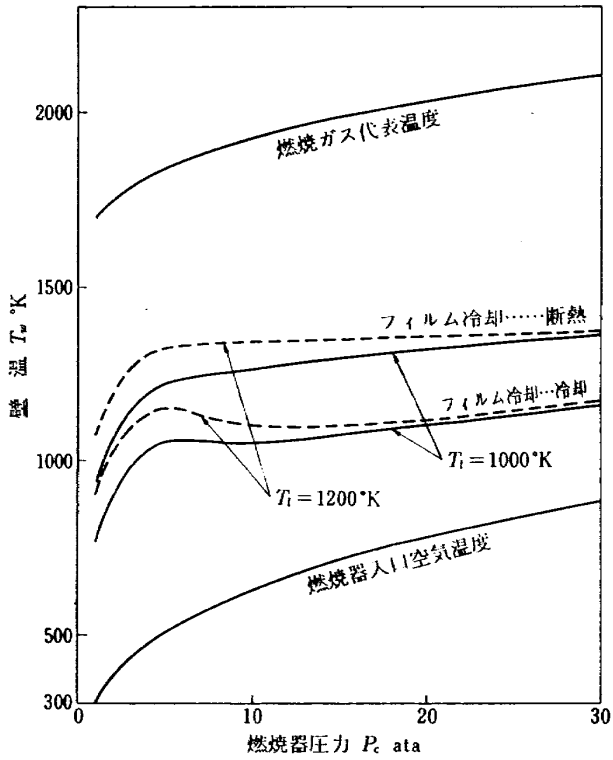
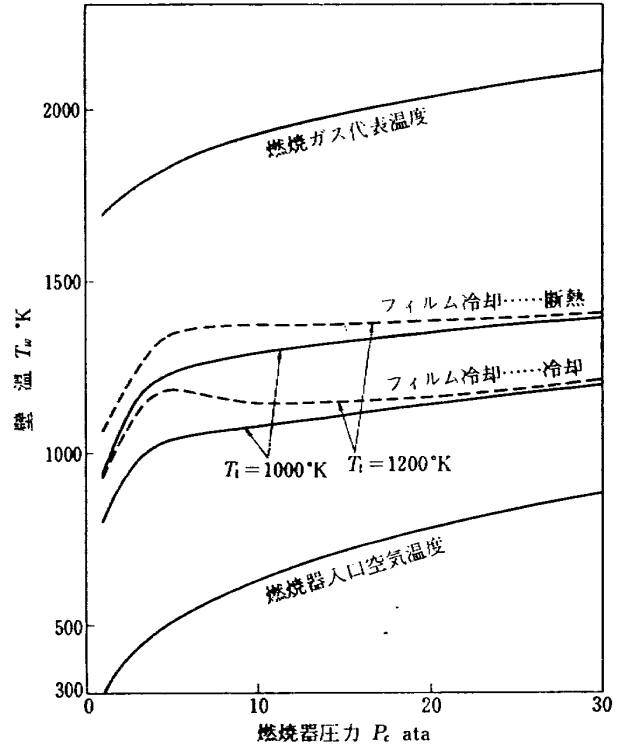
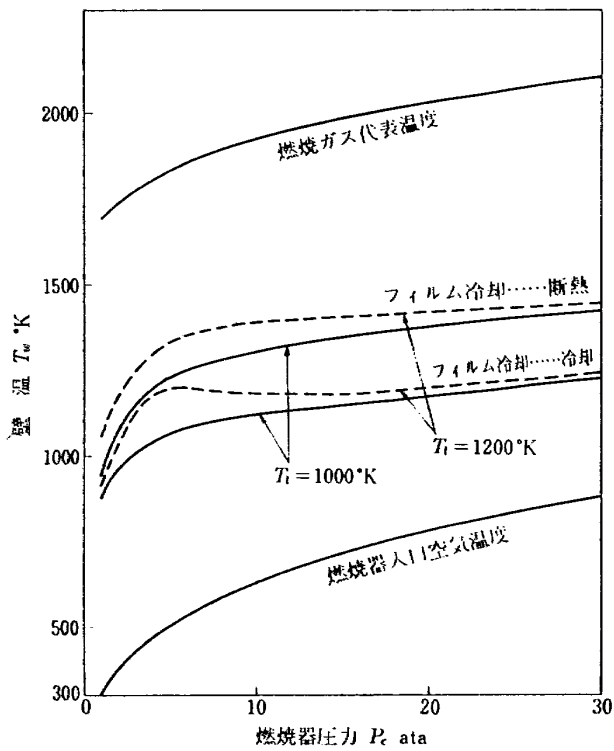
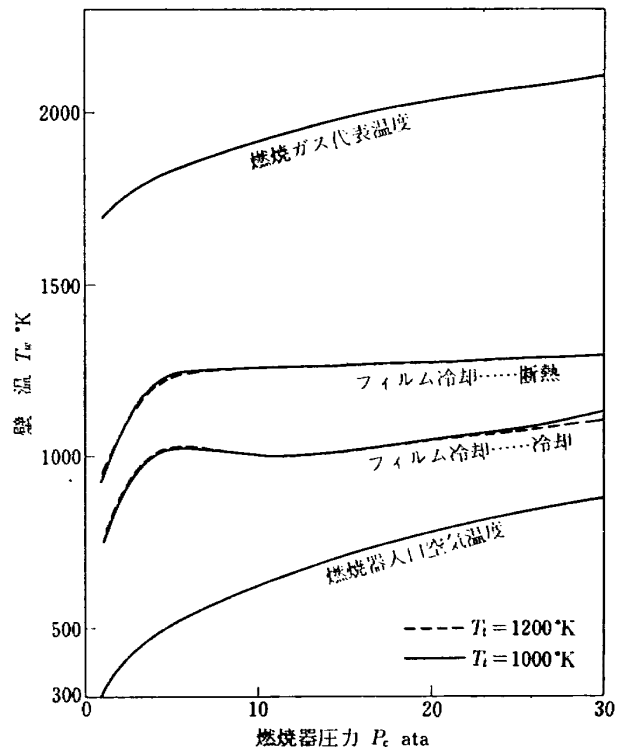
図 11 ライナ壁外側への伝熱量 Q_{out}
(ふく射+対流, フィルム冷却…断熱)

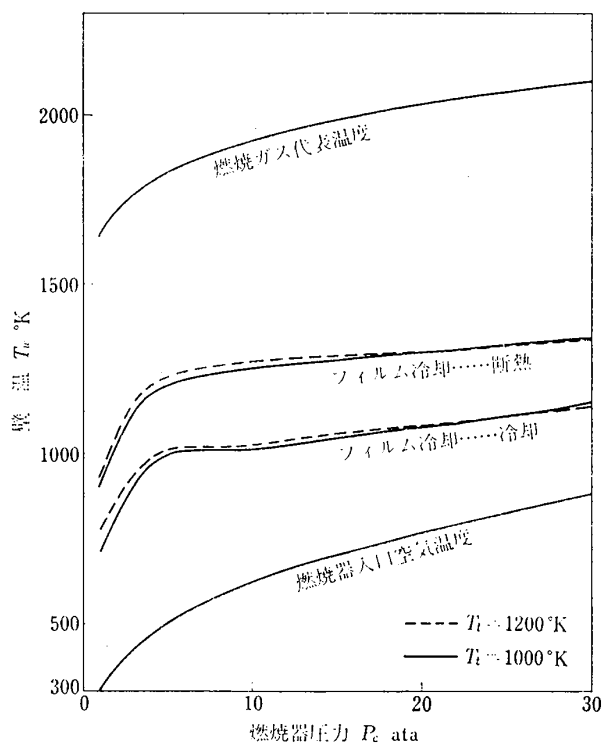
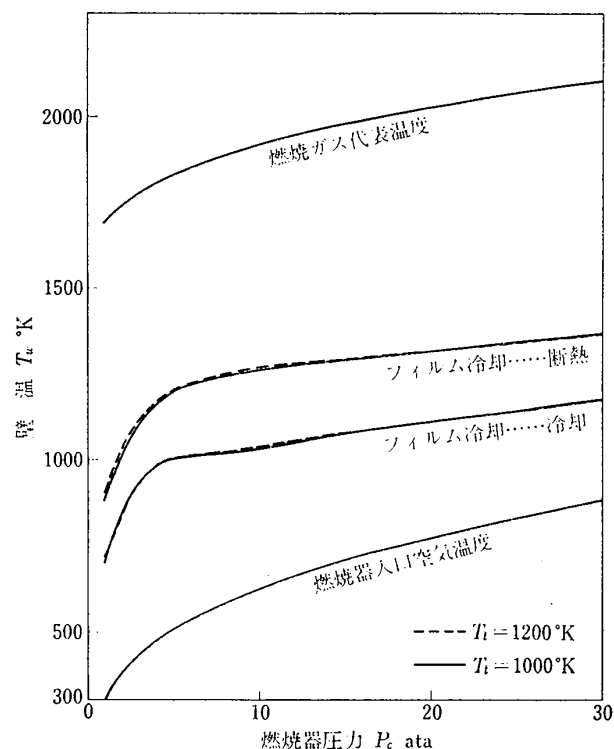
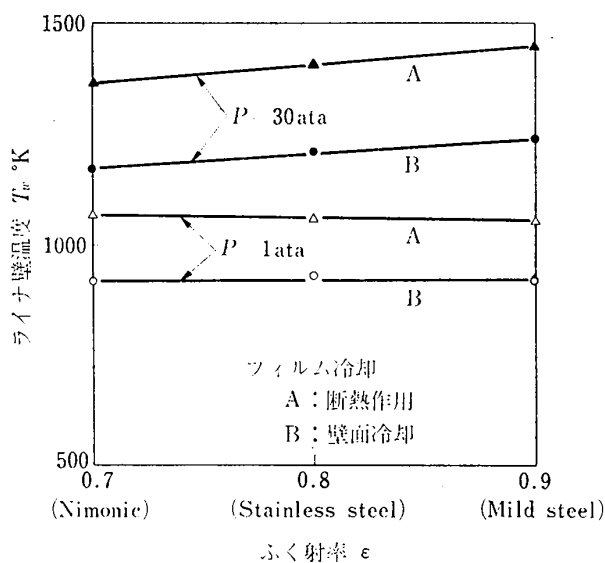
図 12 から図 17 に示す。図 12~14 は式 (6)~(8) で $n=2$ の場合、図 15~17 は $n=4$ の場合である。この結果を求めるのに際しては設計条件に近い全体空燃比 $A/F=60$ で、図 10 と図 11 から熱量の等しい条件でグラフ上の交点を利用して求めた。タービン翼温度が 1,000°K および 1,200°K の値は低圧時には燃焼ガス出口温度より高い値になるが、より高温の燃焼ガスからのふく射熱をうけかつ燃焼ガスにさらされているのであり得ぬ条件ではない。

ライナ壁のふく射率が Nimonic に対する 0.7 から軟鋼に対する 0.9 まで変化する際のライナ壁温度の変化を図 18 に示す。図から 1 気圧ではほとんど温度変化がなく、30 気圧では ϵ が 0.7 から 0.9 にかかわると約 100°K ライナ壁温度の上昇する結果が示されている。

$n=2$ と $n=4$ の比較では $n=4$ の計算によるライナ壁温度の方が約 100°K 低い値を示している。これは $n=2$ の場合隔壁板を含めてライナのふく射伝熱量を求め、その全伝熱量を隔壁板を除いた内側および外側ライナで冷却する取扱いとなっているためである。 $n=4$ ではこの点が改善され、ライナのみの伝熱量の釣合いを考慮している。 $n=4$ の計算では内側と外側ライナおよび隔壁板の温度が等しいものと仮定したが、ふく射伝熱量は各々の表面積にほぼ比例した。このことはライナの冷却に対しても表面積にほぼ比例した伝熱量が与えられるので、熱のバランスからライナ壁温度を求める今回の計算に対して、望ましい結果と言える。

計算例で得られた結果は圧力の上昇とともにふく射伝熱量が増加し、ライナ壁温度も上昇することを示した。しかし圧力によるライナ壁の温度変化の程度は入

図 12 ライナ壁温 ($\epsilon=0.7$, $n=2$)図 13 ライナ壁温 ($\epsilon=0.8$, $n=2$)図 14 ライナ壁温 ($\epsilon=0.9$, $n=2$)図 15 ライナ壁温 ($\epsilon=0.7$, $n=4$)

図 16 ライナ壁温 ($\epsilon=0.8$, $n=4$)図 17 ライナ壁温 ($\epsilon=0.9$, $n=4$)図 18 ふく射率の影響
(タービン翼温度 1,200°K, $n=2$)

口空気温度の上昇に比べてゆるやかなものとなっている。これは燃焼ガスのふく射率の増加の割合が高圧でゆるやかになること、および、冷却用の対流熱伝達量がほぼ圧力に比例して増加するためである。以上の計算ではフィルム冷却用スリットの間隔を 50 mm にとっているが、スリット幅については検討を行っていない。この点については後にフィルム冷却に関する項で検討する。

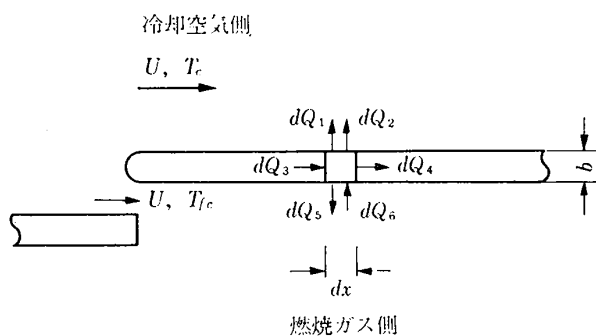


図 19 熱の流れ方

2.4 ライナの局所的な温度変化の検討

ライナの温度を求めるのに際しては分割した面積要素が均一な温度を持つものと仮定しているが、ここではスリットを設けたライナを対象に局所的な伝熱の様子を示し、その温度変化を検討する。

燃焼器全体が軸対称でライナの板厚に比べて曲率半径が大きいことからライナを平板として取扱い、単位長さの奥行き、定常状態および板厚方向の温度差がないものとする。ライナにおける局所的な熱の釣合いは図 19 より

$$dQ_1 + dQ_2 + dQ_4 + dQ_5 = dQ_3 + dQ_6 \quad (26)$$

ここで

$$dQ_1 = (T_w - T_c) \alpha_{cx} dx \quad (27)$$

$$dQ_3 = -\lambda \frac{dT_w}{dx} b \quad (28)$$

$$dQ_1 = -\lambda \left\{ \frac{dT_w}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{dT_w}{dx} \right) dx \right\} b \quad (29)$$

$$dQ_3 = (T_w - T_{fo}) \alpha_{fcx} dx \quad (30)$$

dQ_3 と dQ_4 は各々ふく射による伝熱量を表わし、 dQ_3 に対しては微小面積要素 dA_i とライナ外側の沢山の微小面積要素に対する次の形で表わされる。

$$dQ_i = \sum_{k=1}^n (G_i - G_k) dA_i F_{i,k} \quad (31)$$

$$(i=1, 2, \dots, n)$$

$$dQ_i = (\sigma T_i^4 - G_i) dA_i \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} \quad (32)$$

dQ_6 はライナ内側の燃焼ガスのふく射をも考慮した式 (6), (7), (8) を微小面積要素に適用して得られるが、実際の値を求めるのは困難である。ふく射伝熱量の取扱いを容易にするため、スリットで分割されたライナ区間においてふく射伝熱量が均一と考える第一の場合と、微小面積要素が均一な温度をもつ壁面に囲まれているふく射を扱う第二の場合を考える。

第一の場合において各微小面積要素におけるふく射伝熱量 dQ_3 と dQ_6 の差異が単位面積当りに均一な熱流束 q_R を与えるものと仮定すれば式 (26) より次の形が得られる。

$$\alpha_{cx}(T_{wx} - T_{cx}) - b\lambda \frac{d^2 T_w}{dx^2} + (T_{wx} - T_{fox}) \alpha_{fcx} = q_R \quad (33)$$

単純な場合として冷却空気の流れ温度 T_{cx} , T_{fox} , 熱伝達率 α_{cx} , α_{fcx} が一定でライナの端面で熱損失がないときはライナ温度が一定の結果が得られる。実際には熱伝達率が流れ方向に変化しており、 α_{cx} を式 (16), (18) より図 20 のように $Re=10^5$ で遷移がおこるものと仮定し、ライナの両面が冷却されると考えたときの結果を図 21 に示す。計算では板厚 $b=1$ mm とし、その熱伝導率は 18-8 クロムニッケル鋼に対する値 $\lambda=14$ kcal/mhr $^\circ$ C を用いた。境界条件として先端のところで直径 $d=1$ mm の丸味がついた板を仮定し、次式¹⁶⁾より熱伝達率および先端の温度勾配を求めた。

$$\frac{\alpha_{stg} d}{\lambda} = 1.14 \sqrt{\frac{u_0 d}{\nu}} P_r^{0.4} \quad (34)$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \frac{\alpha_{stg}(T_{w0} - T_{c0})}{\lambda} \quad (35)$$

図 21 に示した温度は全長に亘る対流伝熱量の積分値が全ふく射伝熱量と釣り合い、ライナ内温度分布が一次元の条件で求められている。与えたふく射伝熱量は均一温度分布の仮定のもとにライナ壁温度を求める式 (3) から図式解法によって求められた値である。図 21 はふく射伝熱量均一の場合にライナ温度が大きく変化

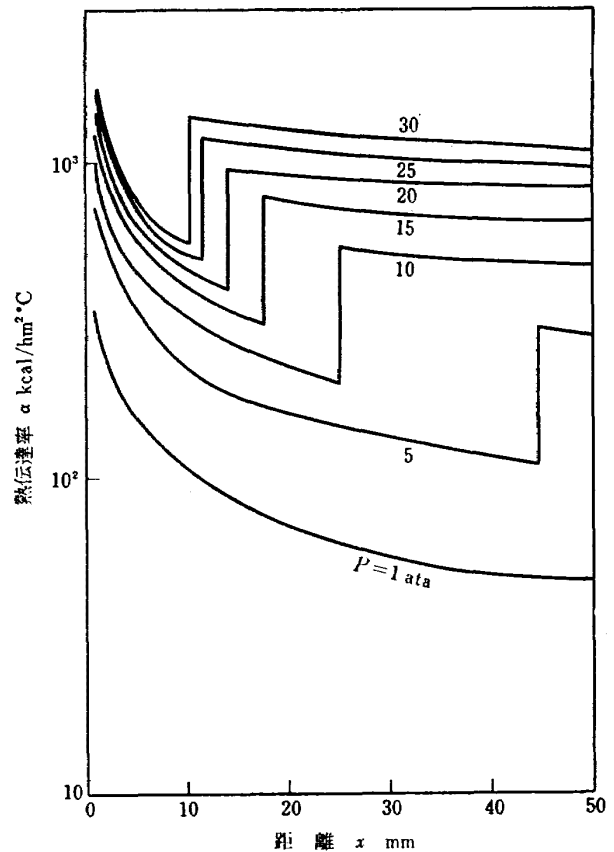


図 20 局所熱伝達率の圧力による変化

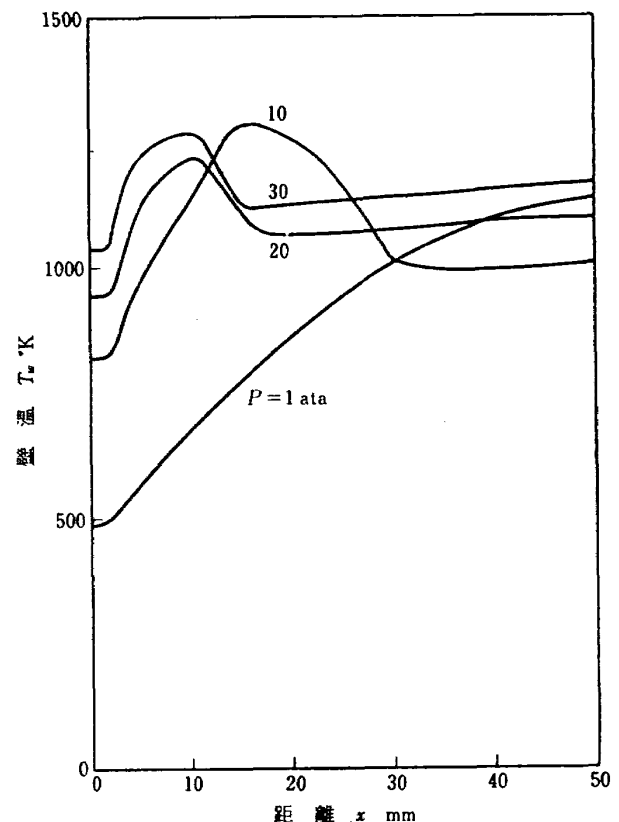


図 21 ライナ壁の流れ方向の温度分布

(ふく射伝熱量均一, $\epsilon_w=0.7$
フィルム冷却…冷却, $T_t=1,200^\circ$ K)

し、特に低圧で著しいことを示している。図示の温度の長さ方向の平均温度が図 12 で得られた結果と異なるのは伝熱量の積分値の釣り合う点を求めているからで、図 12 の平均温度 \bar{T}_w が

$$\frac{\int \alpha_x (T_{wx} - T_{cx}) dx}{\int \alpha_x dx} + T_c = \bar{T}_w \quad (36)$$

の形で求められ、 α_x の値が局所的に異なっているためである。

均一ふく射熱流束の仮定は火炎温度がライナ温度に比べて極わめて高い場合に該当する。実際は火炎温度がそれほど高温でなく、ライナ壁温度の上昇と共に火炎からライナ壁へのふく射伝熱量が減少し、ライナ壁から外筒へのふく射伝熱量は逆に上昇して温度変化を小さくする方向にある。

第二の場合にはこれらの点を考慮し、取扱いを容易にするためライナ表面積要素 dA_i が周囲を温度 T_{out} の表面で囲まれ、かつ dA_i が十分小さいものとして dQ_i が $dA_i \rightarrow 0$ の極限における伝熱量

$$dQ_i = \sigma \epsilon_w (T_{wi}^4 - T_{out}^4) dA_i \quad (37)$$

で表わされるものとする。 dQ_i に対しても同様に

$$dQ_i = \sigma \epsilon_g (T_g^4 - T_{wi}^4) dA_i \quad (38)$$

の式から求められるものとする。したがって式 (26) より

$$\begin{aligned} \alpha_{cx} (T_{wx} - T_{cx}) - b\lambda \frac{d^2 T_{wx}}{dx^2} + (T_{wx} - T_{fcx}) \alpha_{fcx} \\ = \epsilon_g \sigma (T_g^4 - T_{wx}^4) - \epsilon_w \sigma (T_{wx}^4 - T_{out}) \end{aligned} \quad (39)$$

ライナ先端における境界条件や α_{cx} の値を前の例と同様にとって、 T_{cx} が一定、 T_{out} が冷却空気温度に等しい条件で得られた結果を図 22 に示す。温度分布の計算結果は予想に反して図示のように大きな温度変化を与え、特にライナの下流端では () 内に示すような実際にはあり得ない高い値を与えた。

図 22 の結果は式 (39) からライナ 1 段に対し温度勾配を $\Delta x = 2 \text{ mm}$ の間隔で計算し、ライナ全長にわたる燃焼ガスからの伝熱量と冷却熱量が釣り合う条件で壁温を求め、ライナ先端の温度をパラメトリックに変えて求めている。ライナ下流端の異常高温に対する検討として、実際の燃焼器のようにライナ 4 段が直列につながっている場合の計算を行なった。計算に際しては図 20 に示した熱伝達率が各ライナに繰返して適用され、ライナ最先端のみ式 (35) の関係から温度勾配が与えられ、他は各ライナ間に金属接手があって式 (39) から温度変化が求められるものとした。

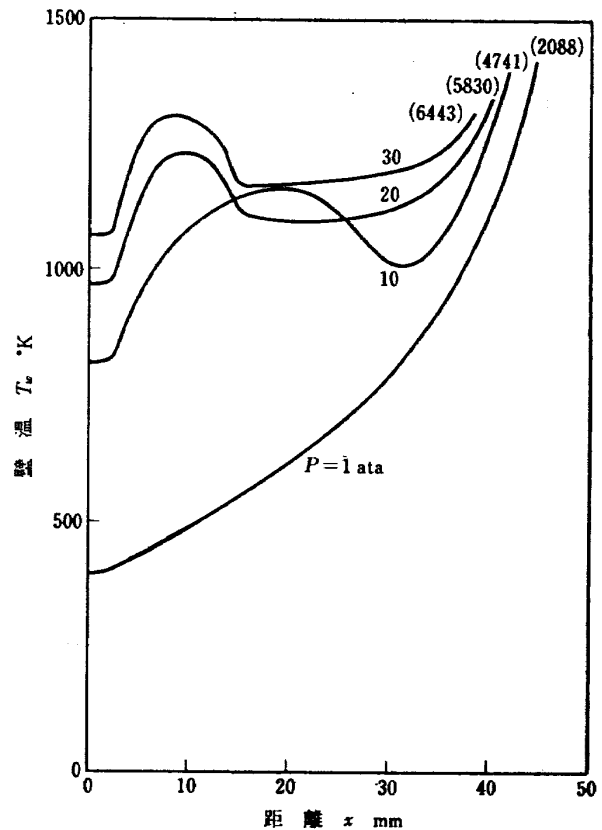


図 22 ライナ壁の流れ方向の温度分布

$$\left(\epsilon_g = \epsilon_g(T_g), \epsilon_w = 0.7, \right. \\ \left. \text{フィルム冷却} \cdots \cdots \text{冷却} \right)$$

得られた結果を図 23 に示す。1 気圧の曲線は上流側 3 段で異常高温のない相似な温度分布の繰返しを与えているが、最下流段では異常高温を示している。10 気圧以上の曲線では初期温度の違いを $10 \sim 10^\circ \text{K}$ の精度まで高めても図示の曲線の範囲しか値が定まらなかった。得られた温度分布形は繰返した形になっており、温度の変化量は熱伝達率の変化量と関係している。

JT9D エンジンの燃焼器では 24 気圧でライナ壁温度が先端で 894°K ($1,150^\circ \text{F}$)、後端で $1,097^\circ \text{K}$ ($1,515^\circ \text{F}$) と測定されている²⁹⁾。計算で得た温度分布形は異常高温が示され、実際のものと幾分形が違うため比較しにくい。計算値の 1 段、2 段の温度変化量は JT9D のものより 20 気圧の曲線で約 2 倍、30 気圧では約 1.2 倍大きくなっている。

3. ライナ壁面のフィルム冷却

3.1 概 要

フィルム冷却に関しては理論ならびに実験による多くの研究がなされており、それらの展望も示されている¹⁷⁾。フィルム冷却の研究の多くはタービン翼を応用例に仮定しており、噴流孔よりかなり下流側における断熱壁温度を求める形になっている。ふく射や壁面冷

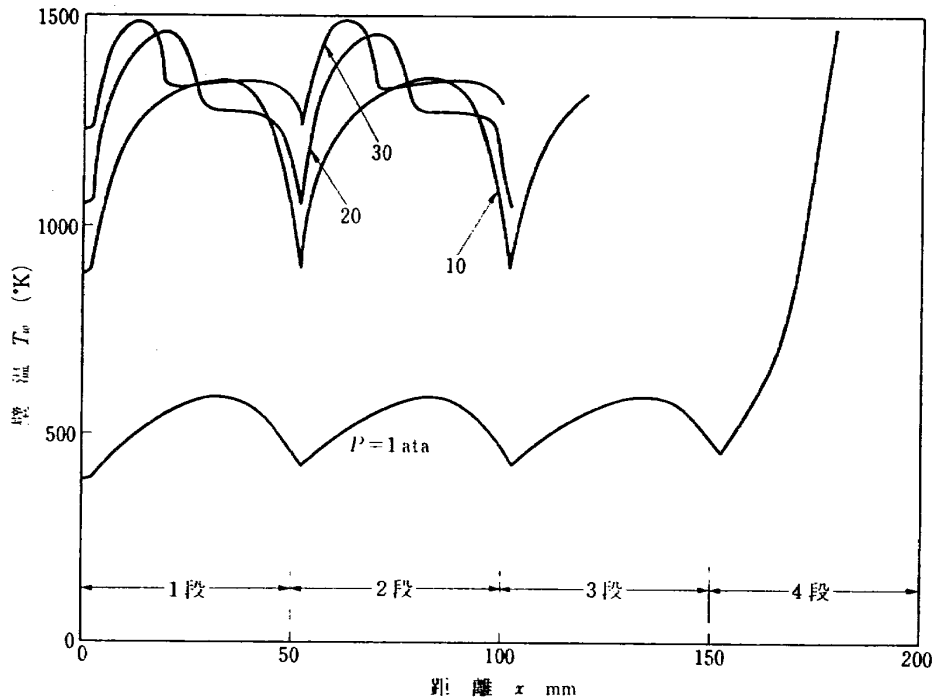


図 23 ライナ壁の流れ方向の温度分布
 $(\varepsilon_g = \varepsilon_g(T_g), \varepsilon_w = 0.7, \text{ライナ 4 段連続, フィルム冷却} \cdots \cdots \text{冷却})$

却のない場合断熱壁温度は壁面の最高温度を与えるが、燃焼器におけるフィルム冷却ではふく射伝熱があるので断熱壁温度の値より大幅にライナ壁温度の上昇する可能性がある。

前節のライナ壁温度の計算においては、高压燃焼器で材料の許容温度内にライナ壁温度を保つにはフィルム冷却に対しても積極的に冷却作用を期待すべきことが示されている。そのため、ここでは、断熱壁温度を求めるのとは別な観点で噴流孔直後にできるポテンシャルコアの長さを利用した。ポテンシャルコアの長さを利用する考え方に関しては SST 用エンジンに対してもそれに近い値の必要性が示されている¹⁷⁾。

噴流孔直後のフィルム冷却の問題については、噴流が主流と混ぜせず双方の間で熱伝達の形で熱の流入があるとして断熱冷却効率を求めたもの¹⁸⁾、壁面から冷却用フィルムへ熱伝達がある場合の解析的な取扱いがある¹⁹⁾。後者では下流域を含めて噴流の速度が主流の速度より速い場合の結果が得られている。実際の燃焼器では噴流の速度が主流の速度より遅い領域が多いので、ここではその場合のフィルム冷却の様子を計算により調べた。計算に際しては山家ら¹⁹⁾の方法を準用しており、流速が最初の位置 ($x=0$) で有限幅で一定とし、平板に乱流境界層、一樣流と噴流の間に乱流混合層が互に独立に発達するとしてポテンシャルコアの長さを求めた。

3.2 理論計算

流れの場合は図 24 に示すように吹き出しの初めの点

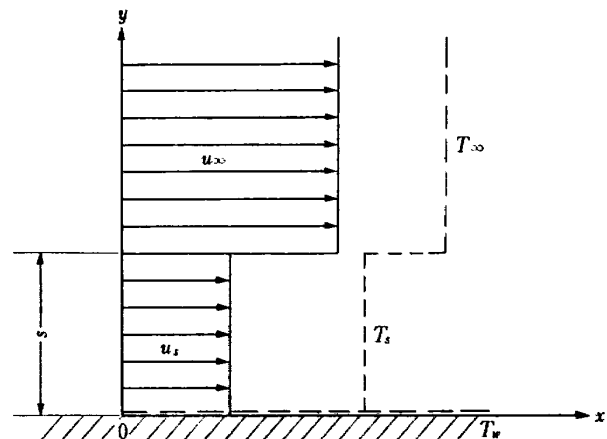


図 24 吹き出しの最初 ($x=0$) における速度および温度分布

を原点とし、噴流は y 方向に s の厚さと u_s の速度および T_s の温度を持つものとする。主流の速度は u_∞ で温度は T_∞ である。山家ら¹⁹⁾の表示法に従えば、物体表面の境界層および一樣流と噴流間の混合層は図 25 のように発達して行く。 $x=0$ から $x=x_A$ までの A 領域では境界層と混合層が独立に発達し、それより下流の B 領域では互に干渉して乱流拡散層が発達する。計算にあたっては境界層および混合層が乱流であり、密度が温度の関数であるものとして A 領域の長さを求めた。

$x=0 \sim x_A$ 間の乱流境界層の厚さは

$$\delta_b = 0.37x \left(\frac{u_s x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (40)$$

で与えられるものとする²⁰⁾。

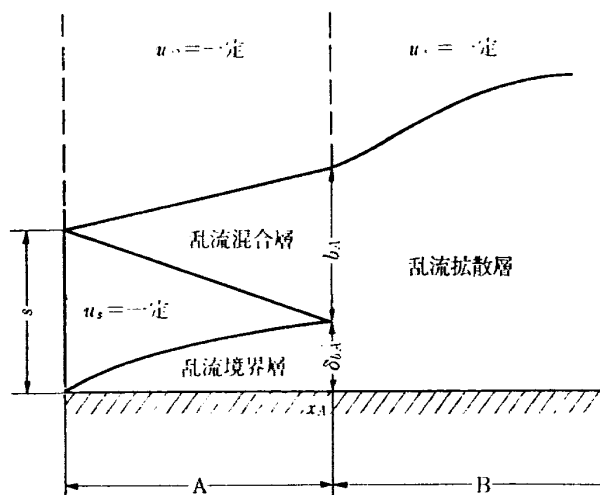


図 25 領域 A, B の説明図

乱流混合層の計算は Abramovich の方法²¹⁾ により噴流と主流の混合層を図 26 のごとく表わし、以下の様に求めた。

$$\begin{aligned} b &= y_1 - y_2 \\ &= kx \end{aligned} \quad (41)$$

ここで b は混合層の厚さを示し k は速度比

$$m = \frac{u_s}{u_\infty} \quad (42)$$

に対して

$$k = c \frac{1-m}{1+m} \quad (43)$$

の関係で与えられる。式 (43) の c は実験定数で同方向の流れに対しては 0.2 が与えられている。

乱流境界層と混合層の接する点を求めるため、混合層の固体表面側の発達の程度 y_2 を以下のように Abramovich の方法に従って求めた。

仮定

混合層の外側では

$$\begin{aligned} u_\infty &= \text{const.} & u_s &= \text{const.} \\ v_\infty &= \text{const.} & v_s &= \text{const.} \\ \rho_\infty &= \text{const.} & \rho_s &= \text{const.} \end{aligned}$$

図 26 の境界 01, 02 を通って流入する流体は混合層の断面を通過する流体に等しいので、

$$\int_{y_2}^{y_1} \rho u dy = \rho_\infty (u_\infty y_1 - v_\infty x) + \rho_s (v_s x - u_s y_2) \quad (44)$$

静圧が一定と仮定し運動量に関しても

$$\int_{y_2}^{y_1} \rho u^2 dy = \rho_\infty u_\infty (u_\infty y_1 - v_\infty x) + \rho_s u_s (v_s x - u_s y_2) \quad (45)$$

式 (44) に u_∞ を乗じて式 (45) を引けば

$$\int_{y_2}^{y_1} \rho u (u_\infty - u) dy = \rho_s (u_\infty - u_s) (v_s x - u_s y_2) \quad (46)$$

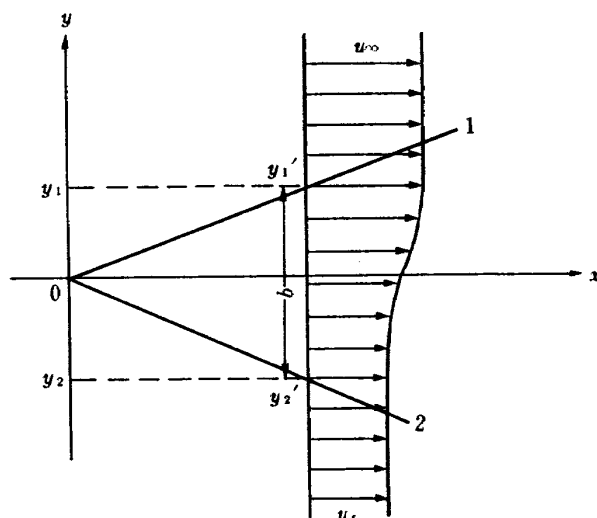


図 26 乱流混合層の混合

ここで混合層の速度分布を

$$\frac{u_\infty - u}{u_\infty - u_s} = f(\zeta) = (1 - \zeta^{1/2})^2 = f \quad (47)$$

と仮定して (42) より

$$\frac{u}{u_\infty} = 1 - (1-m)f \quad (48)$$

ただし

$$\zeta = (y - y_2)/b \quad (49)$$

式 (48) を式 (46) に代入して、かつ次の記号を導入する。

$$\bar{v}_s = \frac{v_s x}{(u_\infty - u_s)b}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad \bar{\rho}_s = \frac{\rho_s}{\rho_\infty} \quad (50)$$

その結果

$$\frac{1}{(1-m)\bar{\rho}_s} \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta - \frac{1}{\bar{\rho}_s} \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta = \frac{-m}{1-m} \frac{y_2}{b} + \bar{v}_s \quad (51)$$

同様な方法で式 (44) に u_s を乗じて式 (45) から引くと

$$\int_{y_2}^{y_1} \rho u (u - u_s) dy = \rho_\infty (u_\infty - u_s) (u_\infty y_1 - v_\infty x) \quad (52)$$

式 (51) を導いたのと同様な方法により

$$\begin{aligned} & \frac{1}{(1-m)} \cdot \frac{y_1}{b} - \bar{v}_\infty \\ &= \int_0^1 \bar{\rho} (1-f)^2 d\zeta + \frac{m}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho} (1-f) d\zeta \\ &= A_1 \end{aligned} \quad (53)$$

式 (51), (53) と次の関係

$$\frac{y_1}{b} - \frac{y_2}{b} = 1 \quad (54)$$

が未知数 y_1/b , y_2/b , \bar{v}_∞ , \bar{v}_s に対して $\bar{\rho}(\zeta)$ が与えられると 3 つの式を与える。

4番目の式として主流に垂直な方向の運動量の釣合いをとる。すなわち線分 01 を横切る運動量の x 軸上への投影は線分 02 を横切るものと大きさが等しく向きが逆であることから

$$\rho_{\infty} v_{\infty} (u_{\infty} y_1 - v_{\infty} x) = -\rho_s v_s (v_s x - u_s y_1) \quad (55)$$

整理して

$$\begin{aligned} & \bar{v}_{\infty} \left(\frac{1}{1-m} \cdot \frac{y_1}{b} - \bar{v}_{\infty} \right) \\ &= -\bar{\rho}_s \bar{v}_s \left\{ \frac{-m}{1-m} \left(\frac{y_1}{b} - 1 \right) + \bar{v}_s \right\} \end{aligned} \quad (56)$$

式 (51) + (53) と (54) より

$$\begin{aligned} & \bar{v}_s - \bar{v}_{\infty} + \frac{y_1}{b} + \frac{m}{1-m} \\ &= \frac{1}{(1-m)\bar{\rho}_s} \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta - \frac{1}{\bar{\rho}_s} \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta \\ &+ \int_0^1 \bar{\rho}(1-f)^2 d\zeta + \frac{m}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho}(1-f) d\zeta \end{aligned} \quad (57)$$

あるいは

$$\begin{aligned} \frac{y_1}{b} &= \bar{v}_{\infty} - \bar{v}_s - \frac{m}{1-m} + \frac{A_2}{1-m} \\ &+ \left\{ \frac{1}{(1-m)\bar{\rho}_s} - 2 - \frac{m}{1-m} \right\} A_3 \\ &+ \left(1 - \frac{1}{\bar{\rho}_s} \right) A_4 \end{aligned} \quad (58)$$

ここで、

$$A_2 = \int_0^1 \bar{\rho} d\zeta$$

$$A_3 = \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta$$

$$A_4 = \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta$$

式 (51) を式 (53) で除して

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{\rho}_s \left\{ \frac{-m}{1-m} \cdot \frac{y_1}{b} + \bar{v}_s \right\}}{\frac{1}{1-m} \cdot \frac{y_1}{b} - \bar{v}_{\infty}} \\ &= \frac{\frac{1}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta - \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta}{\int_0^1 \bar{\rho}(1-f)^2 d\zeta + \frac{m}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho}(1-f) d\zeta} \end{aligned} \quad (59)$$

ここで式 (56) と比較すると左辺は \bar{v}_{∞} と \bar{v}_s の比になっており、

$$\begin{aligned} -\frac{\bar{v}_{\infty}}{\bar{v}_s} &= -\frac{v_{\infty}}{v_s} \\ &= \frac{\frac{1}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta - \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta}{\int_0^1 \bar{\rho}(1-f)^2 d\zeta + \frac{m}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho}(1-f) d\zeta} \end{aligned} \quad (60)$$

これを式 (58) に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{y_1}{b} &= \left[\bar{v}_{\infty} \left(1 + \frac{1}{A_2} \right) - \frac{m}{1-m} + \frac{A_2}{1-m} \right] \\ &+ \left\{ \frac{1}{(1-m)\bar{\rho}_s} - 2 - \frac{m}{1-m} \right\} A_3 + \left(1 - \frac{1}{\bar{\rho}_s} \right) A_4 \end{aligned} \quad (61)$$

ここで

$$A_2 = \frac{\frac{1}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho} f d\zeta - \int_0^1 \bar{\rho} f^2 d\zeta}{\int_0^1 \bar{\rho}(1-f)^2 d\zeta + \frac{m}{1-m} \int_0^1 \bar{\rho}(1-f) d\zeta} \quad (62)$$

式 (53) と式 (61) より y_1/b は与えられたパラメータの関数として求められ

$$\begin{aligned} \frac{y_1}{b} &= \frac{m-1}{m + \frac{1}{A_2}} \left[\left(1 + \frac{1}{A_2} \right) (-A_1) + \frac{A_2 - m}{1-m} \right] \\ &+ \left\{ \frac{A_3}{1-m} \left(\frac{1}{\bar{\rho}_s} + m - 2 \right) \right\} + \left(1 - \frac{1}{\bar{\rho}_s} \right) A_4 \end{aligned} \quad (63)$$

求めている y_1 は式 (41), (54), (63) からパラメータ m , x , $\bar{\rho}$, $\bar{\rho}_s$ の関数として得られる。

3.3 数値計算例

燃焼器中の燃焼ガスの温度を主流の温度、燃焼器入口の空気温度を冷却用フィルムの温度とすると T_s/T_{∞} の値はある範囲に亘る。 T_{∞} として断熱火炎温度を最高値、燃焼器出口平均温度を最低値とすると全体空燃比 $A/F=60$ のとき図 27 に示す斜線の領域になる。図から T_s/T_{∞} の値は高圧のとき大きな値をとる傾向が示されている。この図をもとに数値計算の結果は $T_s/T_{\infty}=0.2, 0.4, 0.6$ および 1.0 に対して示すことにする。

主流の速度と冷却用フィルムの速度比 u_s/u_{∞} の最

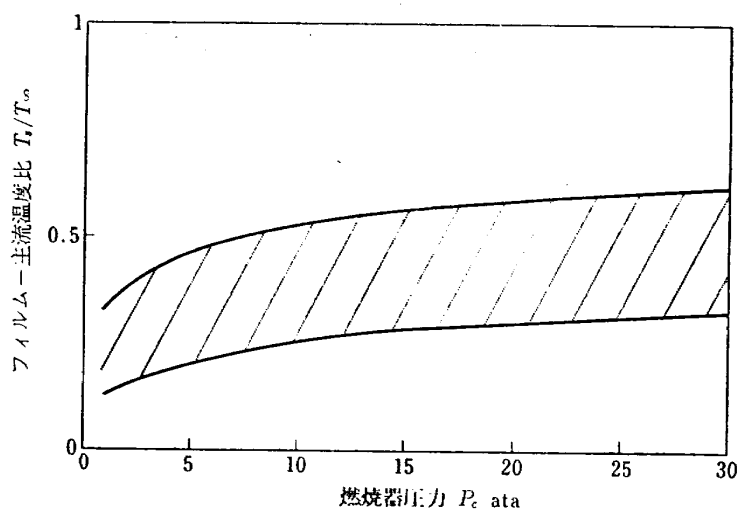


図 27 フィルム-主流温度比

低値は JR-0 を例にした場合 T_s/T_∞ の最低値とほぼ等しい。速度比の最高値は燃焼器の空気導入方法に依存しており、燃焼器の上流側の部分では $u_s/u_\infty=1$ の付近に達するものと推定される。

y_1/b を求める際の密度比 $\bar{\rho}$ は温度分布が速度分布と相似であると仮定して次のように表わされる。

$$f = \frac{u_\infty - u}{u_\infty - u_s} = \frac{T_\infty - T}{T_\infty - T_s} \quad (64)$$

圧力一定の条件より

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{T_\infty}{T} \\ &= \frac{1}{1 - (1-n)f} \end{aligned} \quad (65)$$

ここで

$$n = \frac{T_s}{T_\infty} \quad (66)$$

速度分布や温度分布の $f(\zeta)$ の計算においては ζ の値を 0~1 までの間で 100 等分して積分した。 ζ の分割数による y_1/b の差異は T_s/T_∞ の値の小さいとき認められたが問題にしている領域においては分割数 100 でほぼ一定値に達している。その様子を 図 28 に示す。 y_1/b の T_s/T_∞ と u_s/u_∞ による変化を 図 29 に示す。

乱流境界層と混合層が接する位置 x_A の変化を温度比、速度比、噴流レイノルズ数 Re_s の関数として 図 30 に示す。 x_A の位置における乱流混合層の厚さ b_A/s および境界層の厚さ δ_A/s を 図 31 に示す。温度比、速度比が与えられると乱流混合層の厚さは x に対して直線的に増加し、 $Re_s = \infty$ のとき乱流境界層の値が 0 になり x_A で壁面に混合層の境界面の一端が接する。したがってこの図から速度比、温度比および x_A/s が分ればその点における b_A/s と δ_A/s が求められる。

主流に垂直方向の速度成分 v_∞ , v_s を u_∞ , u_s の関数として 図 32 に示す。 v_∞ が負の値を持つのは主流から壁面の方への流れを示し、 v_s が正の値を持つのは冷却用フィルムが乱流混合層の方へ向う速度成分を持つことを示す。乱流境界層の発達により冷却用フィルムが排除厚だけ混合層の方へ押し出されるのと v_s が正の値を持つとは方向が一致する。しかしその値は互に独立に決められており、混合層の計算では x 方向に一定と仮定しているのに対し、排除厚の変化は x および Re_s の関数である。

排除厚の値 $\delta_1(x)$ は 1/7 乗則の速度分布の場合

$$\delta_1(x) = \frac{\delta(x)}{8} = 0.0463x \left(\frac{u_s x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (67)$$

で表わされ、排除厚による横方向の速度を v_s' として次の形で求められるものとすれば、

$$\begin{aligned} \frac{v_s'}{u_s} &= \frac{d\delta_1(x)}{dx} \\ &= 0.037 \left(\frac{u_s x}{\nu} \right)^{-1/5} \end{aligned}$$

したがって

$$\frac{v_s'}{v_s} = \frac{0.037 \left(\frac{u_s x}{\nu} \right)^{-1/5}}{v_s/u_s} \quad (68)$$

$Re_s x = u_s x/\nu$ として式 (68) と 図 32 から v_s'/v_s の値を求めると $Re_s x$ の小さいところおよび $u_s/u_\infty=1$ 付近では 1 に近い値になるが、燃焼器で問題にしている領域においては 10^{-1} のオーダーになる。したがって x_A/s の計算では幾分大き目の値を求めていることになる。

x_A/s の計算結果を燃焼器のフィルム冷却に適用するのに際して、与えられた条件における $(x_A/s) \times s$ の

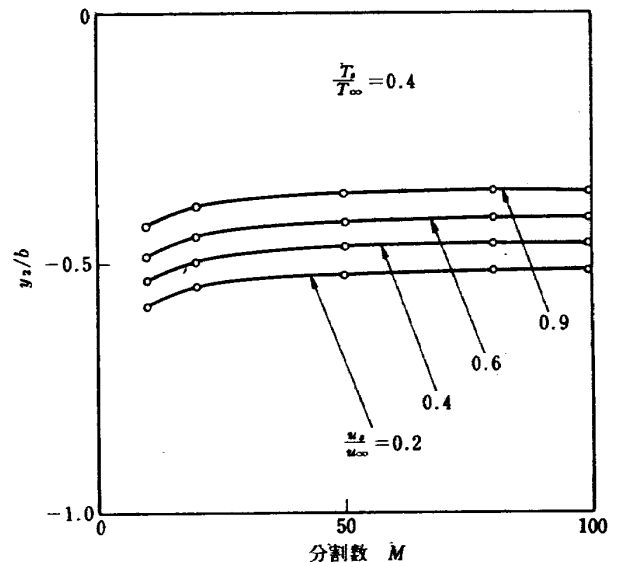


図 28 ζ の分割数による y_1/b の変化

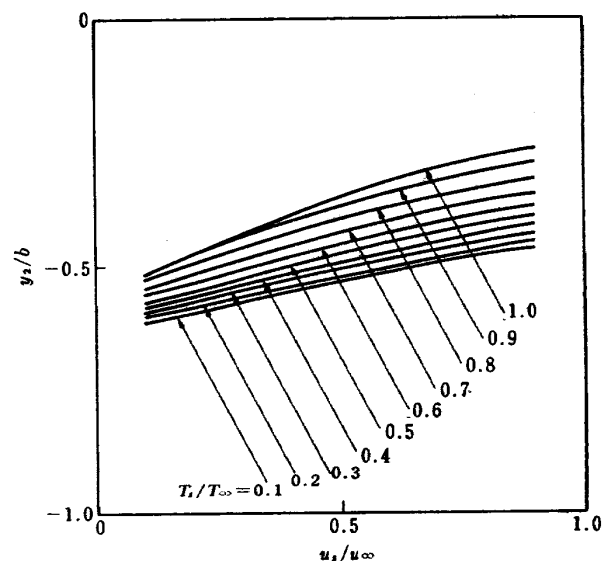
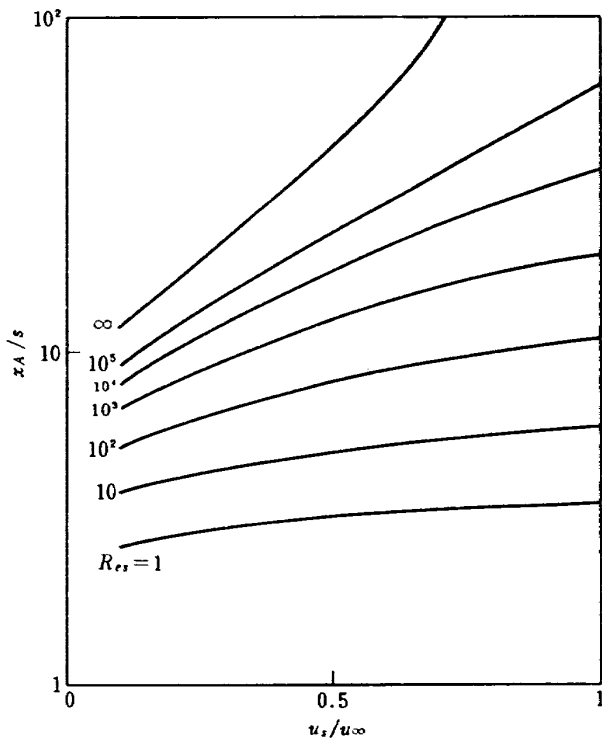
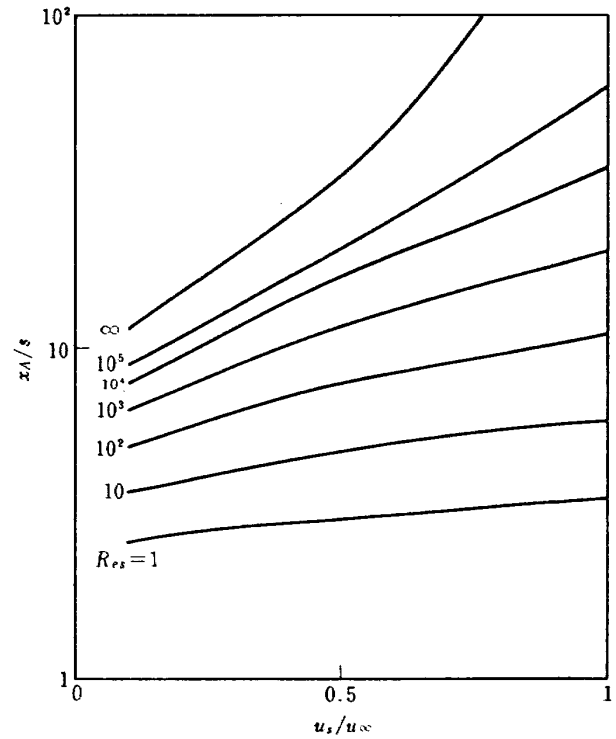


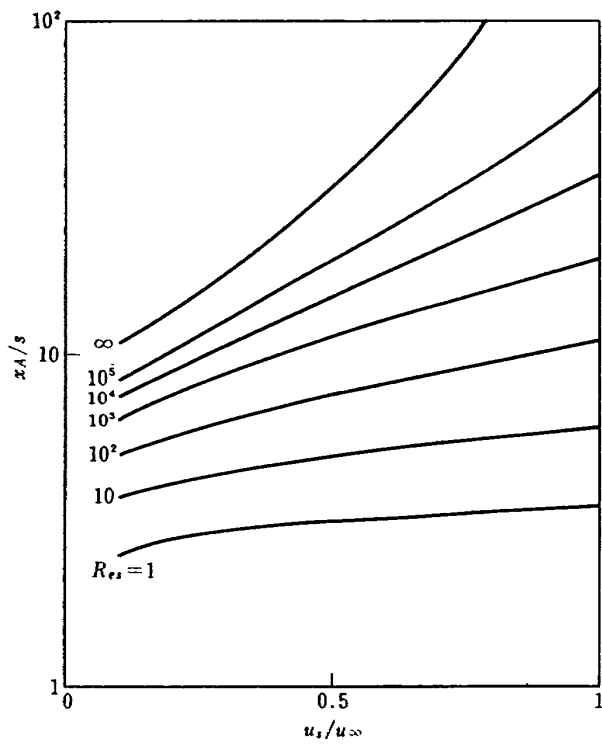
図 29 y_1/b の T_s/T_∞ と u_s/u_∞ による変化



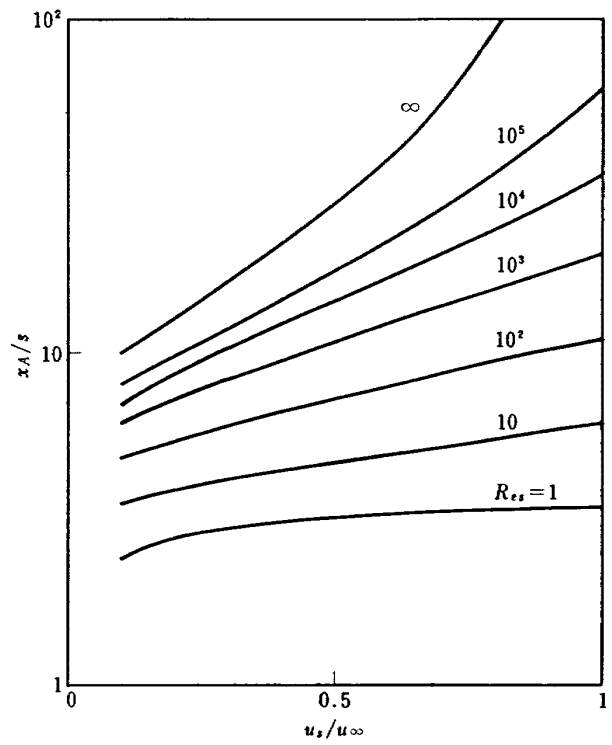
(a) $T_i/T_\infty = 0.2$



(b) $T_i/T_\infty = 0.4$

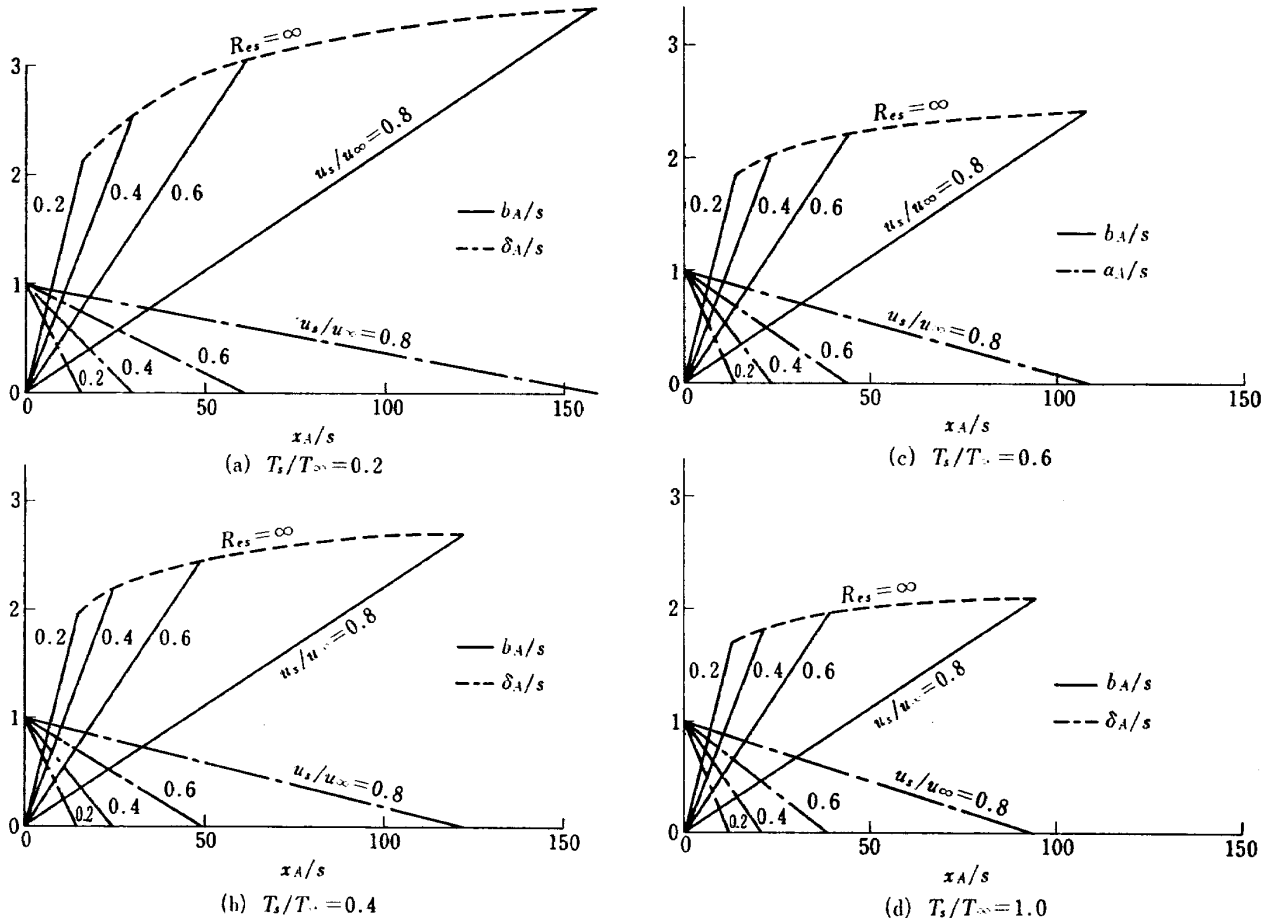
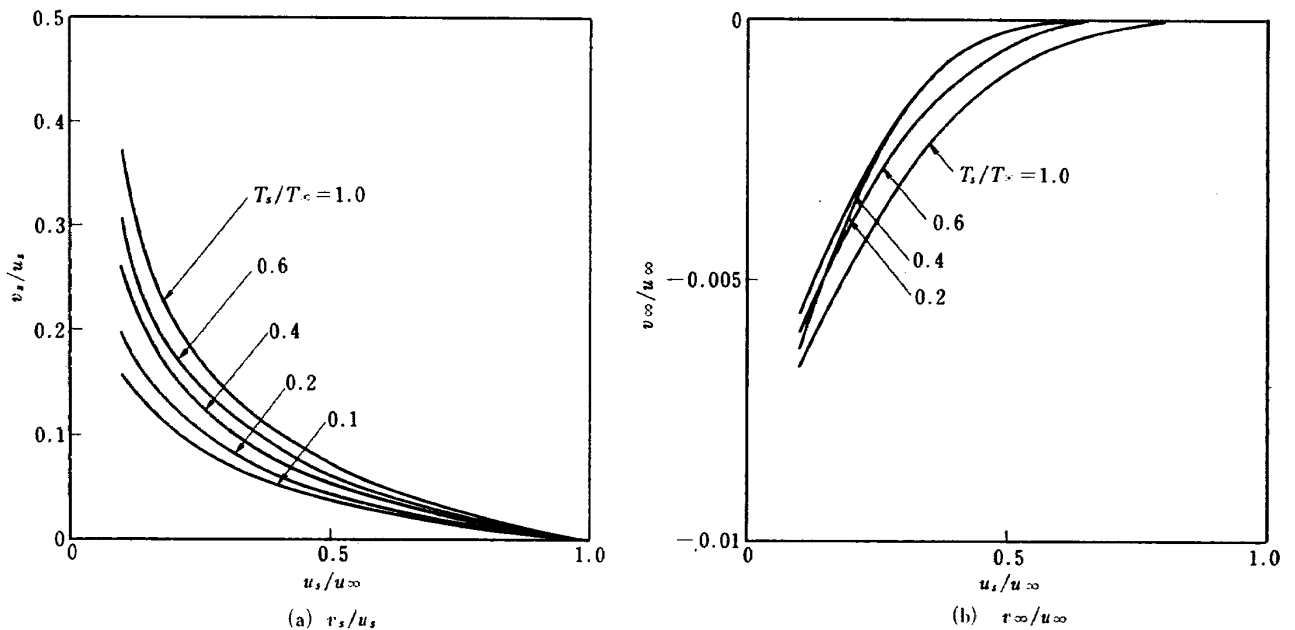


(c) $T_i/T_\infty = 0.6$



(d) $T_i/T_\infty = 1.0$

図 30 x_A の 値

図 31 x_A における b_A , δ_A の値図 32 v_s/u_s と v_∞/u_∞ の値

値をスリット下流側の許容長さとして仮定する。この仮定のもとに円環形燃焼器 JR-0 を例にとりあげる。 x_A/s を採用したのは高压燃焼器を対象にした一つの考え方であり、低压時には $l/s > x_A/s$ の条件あるいはルーバの採用等さらにゆるい条件に設定できる。

燃焼器の形状、最大断面平均風速 30 m/s および図 27 の平均的な値から次の条件を考える。速度比については x_A/s に対して厳しい条件となるようにとった。

圧	力	30 ata
ライナ壁全長		210 mm
冷却空気速度		42.7 m/s
温	度	比 $T_s/T_\infty=0.4$
速	度	比 $u_s/u_\infty=0.5$

ライナ壁全長 L の間のスリット数 N をかえてそのときの所要スリット幅を x_A/s を用いて求めると図 33 で a の曲線のようにになる。図 33 には Lefebvre の与えた図 1 のグラフ³⁾ を外挿して、30 気圧で全体の空気量の 40～45% が冷却用に用いられると仮定したときの所要スリット幅を斜線を施した部分ケース A と B で示してある。ケース A と B は各々空気孔および冷却用スリットの全断面積がライナ断面積の 60% と 40% の場合であり、他の条件から設計で実際に用いられている数値である。ケース A に比較して曲線 a は値が小さくスリット幅の決定に際して余裕を持つが、ケース B に対しては冷却空気量が 60% を越える部分が生じ燃焼の進行上好ましくない条件になる。ケース B に対する対策として何らかの方法で冷却用空気量を制限することを考える。

空気量を制限する方法として x_A/s を利用することを考慮に入れて図 34 のように流れを一旦絞る場合を考える。このように流してもライナ壁に沿うフィルム状の流れが得られるとされており²⁶⁾、スリット端より本方法による取扱いが可能なのと仮定する。一つの比較の方法として図 33 で a の曲線を求めた条件に対して流量を 1/2 倍、スリット幅を 2 倍にしてスリット下流側の許容長さ $(x_A/s) \times s$ を曲線 a の場合とほぼ等しくすることができた。この方法によれば、スリット付近のみの改造によって流量を減少させ得ることになるが壁面の冷却性能は落ちる。この冷却の違いはライナ壁温に対して前の箇所を取扱った等温壁を仮定した

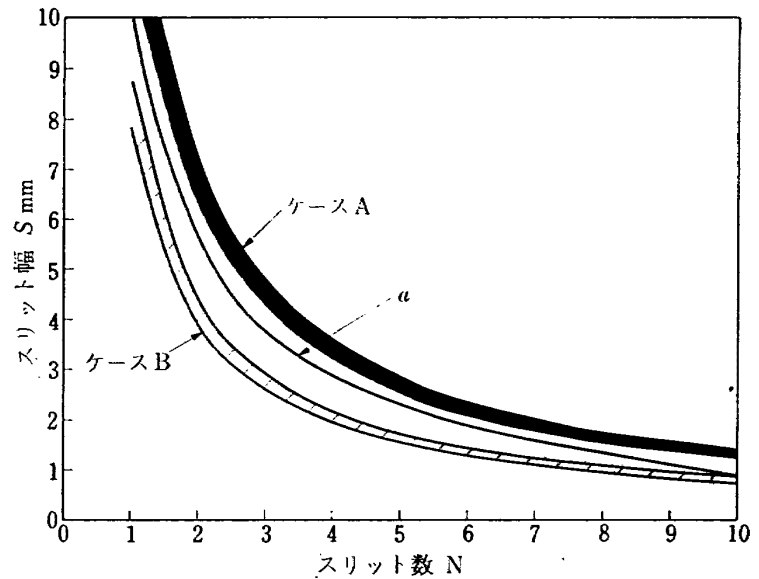


図 33 スリット数とスリット幅

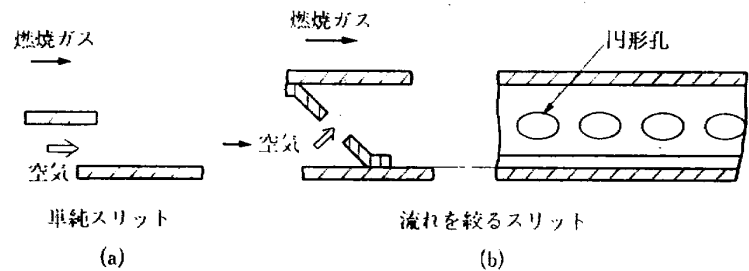


図 34 スリットの形状

場合、上記の条件で約 100°C の温度上昇をもたらす。ライナ壁材としてふく射率の低い値 0.7 の耐熱材料を用いるとこの温度上昇があっても耐用限度内なので、流れを一旦絞る方法は壁面の冷却法として有効な方法であると推定される。

冷却熱量と冷却空気量のスリット数 N による変化を単純なスリットと一旦流れを絞る形の冷却方式に対して検討すると以下ようになる。

冷却熱量に関しては通常の乱流平板熱伝達の式を適用し、平板全体の平均値を表わす関係が次のように得られる²³⁾。

$$Nu = 0.036 Pr^{1/3} Re^{0.8} \quad (69)$$

燃焼器の x 方向のスリット間隔を l とすれば、 l の間の平均熱伝達率 $\bar{\alpha}$ は式 (69) より、

$$\bar{\alpha} = 0.036 Pr^{1/3} \left(\frac{u_s}{\nu} \right)^{0.8} \frac{\lambda}{l^{1/5}} \quad (70)$$

で表わされ、流速が速く、 l の値の小さい程伝熱特性の良好なことが分る。

フィルム冷却に使用される空気量 Q_a はスリット幅 s と空気流速 u_s およびライナ全長 L に亘るスリット

数 N により次の形で求められる。

$$Q_a = c \cdot s \cdot u_s \cdot N \quad (71)$$

ここで c はスリットの奥行き、流量係数等による定数である。 x_A/s を導入して Q_a は

$$Q_a = \frac{c \cdot u_s \cdot L}{(x_A/s)} \quad (72)$$

これらの関係をここで扱った問題に対し用いて、 $N=1$ のスリットが1個のみの際に得られる数値と比較したのが図 35 である。ただし定数 c は一定と仮定している。単純スリットの場合はスリット数 N と共に伝熱量と冷却空気量が増える。一旦流れを絞る場合には空気流量と伝熱量が大幅に落ちるが、 N による空気量の変化は少ない。伝熱量に対してはライナ外側で双方のスリットの形に関係なく冷却されていると考え、フィルム冷却によるものと加算した値が実際のライナ壁面の冷却に寄与することになり、その変化の様子は一旦流れを絞る場合、図 35 の破線で示されるようになる。

冷却性能を向上させる見地からはスリット幅 s は小さい程良く、その限界は空気孔の大きさや加工の難易から決定される。

3.4 フィルム冷却に影響を及ぼす いくつかの因子の検討

計算例で示したフィルム冷却の様子はいくつかの理想化した仮定のもとに得られており、実際の燃焼器の場合フィルム冷却に影響を及ぼすいくつかの因子が考えられる。ここではそれらの因子の定性的な影響について検討する。

スリットから冷却用空気を流出させる場合のスリットの形状に関して NASA で図 36 に示す4種類のものが試みられ²³⁾、燃焼器に使用した場合、ほとんど差異が認められず、形状の違いは本質的なものではないとされている。冷却用空気がスリット状でなく離れた個々の空気孔から供給される場合には空気孔のすぐ下流側でスリット状空気孔より冷却の性能の低下することが示されている²⁴⁾。

スリットのリップの厚さ t (あるいは燃焼器のライナの厚さ t) に関しては U_s/U_∞ が1の近くで Kacker と Whitelaw により測定が行なわれており²⁵⁾、リップの厚さ t とスリット開口部の幅 s の比 t/s が増加すると共にフィルム冷却効率の低下することが示されている。 t/s の値が0.4以下ではその影響が小さく、燃焼器の場合 $s=3\text{mm}$ のスリット幅に対してライナの板厚 1mm 程度ならばその影響を考慮しなくて良いこと

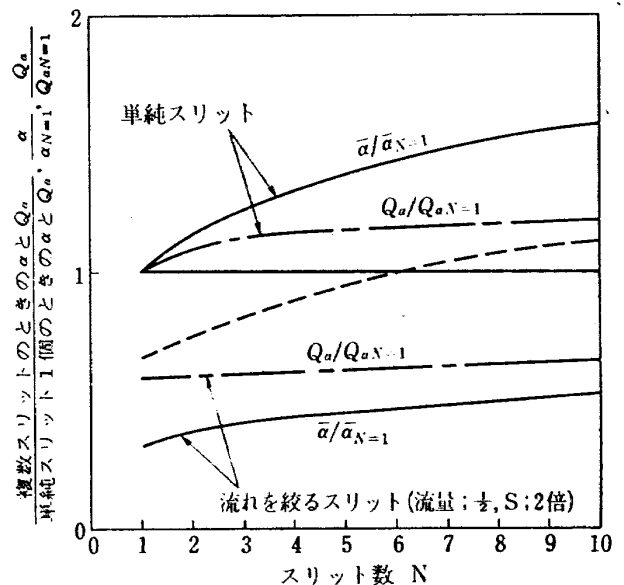


図 35 スリットの分割数による平均熱伝達率 $\bar{\alpha}$ と冷却空気量 Q_a の変化

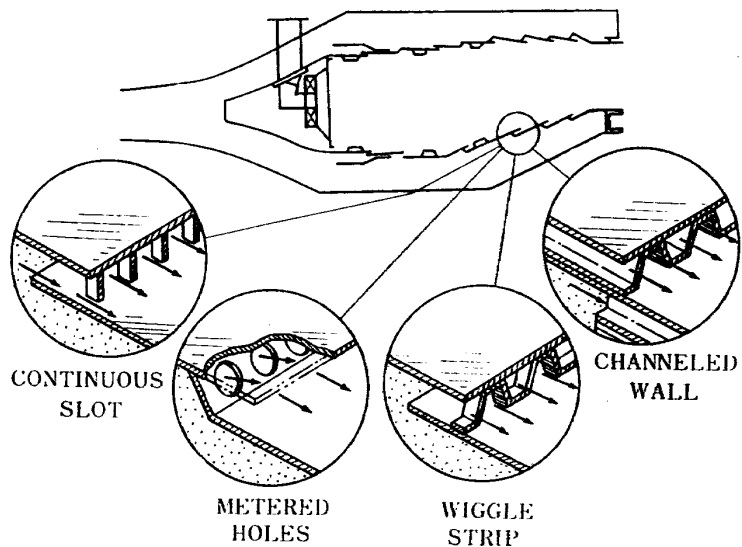


図 36 スリットの形状

になる。

主流の乱れの影響については燃焼器による測定の結果フィルム冷却の効率 η が大幅に低下したことから乱れの強さを式の中で考慮した。

$$\eta = \frac{1}{1 + c_m \frac{x}{Ms}} \quad (73)$$

の形が示されている²⁶⁾。ただし、 c_m は混合係数で、乱れの強さ(%)÷100 で与えられ、 M は質量流束比 $\rho_s U_s / \rho_\infty U_\infty$ 、 s はスリット幅、 x はスリットから下流側への距離である。この式ではスリットより下流側で直ちに冷却効率が低下することとなり、本報告の取扱いには直接役に立たないが乱れの影響の大きいことを示している。

燃焼器の場合、スリットが流れ方向に何段もあり、前方のスリットから流入した冷却用空気は後方のスリットに達するまでには完全に主流の温度にはなり得ず、後方のスリットにおける見掛け上のフィルム冷却効率を上昇させる方向にある。この影響と燃焼器中の乱れの影響は相反しており、現時点ではどちらの効果が大きいかはっきりしない。

その他の因子としては主流とフィルムが一樣速度、一樣温度でないこと、ライナ壁の主流方向の温度分布、空気孔の影響、主流の温度が特に高いことによる影響等が考えられるが、その定量的な扱いは今後の研究に待つ。

3.5 フィルム冷却の実験

3.5.1 実験装置

実験装置には缶燃焼器試験設備を用い、主流を加熱し、常温の空気をスリットから流して測定した。実験装置の系統図を図 37 に示す。主流の温度は最高 600 °C まで、主流の流速は 90 m/s まで上げることができる。測定部入口の縮流比は 0.138 で、測定部の幅は 130 mm、模型をとりつけたときフィルムの流れる壁面と測定部上方の壁面との距離は 103~107 mm で出口

は大気開放である。

模型は図 38 に示すように冷却用空気を主流と同方向から導入しており、スリット幅 s を 2, 4, 6 mm の 3 種類設定した。表面を冷却用フィルムが流れる部分の壁材は実際の燃焼器を模擬するため厚さ 1 mm のステンレス板とした。この板の裏面は断熱材で覆われており、中心線上には主流方向にスリットから 10 mm 間隔で 5 箇所、さらに下流へ 20 mm 間隔で 4 箇所熱電対が埋め込んである。熱電対には素線径 0.2 mm のクロメル-アルメル 1 対が外径 1 mm の保護管の中に入っているものを用い、板に孔をあけて銀ロー付けした。模型の一例を図 39 に示す。

主流流速の算出はピトー管による全圧と熱電対による温度測定から行ない、スリットからの流速は別途にオリフィスで行なった空気流量の測定とスリットにおける静圧と温度および断面積から求めた。温度測定には横河電機製 PRO-12 型 X-Y レコーダを用いた。

実験においては主流の温度と流速、冷却用フィルムの速度をかえた。実験範囲は $U_{\infty}=38\sim86$ m/s, $U_s=6\sim120$ m/s, $t_{\infty}=227\sim570^{\circ}\text{C}$, $x/s=0\sim60$, $\rho_s U_s/\rho_{\infty} U_{\infty}=0\sim8.6$ である。

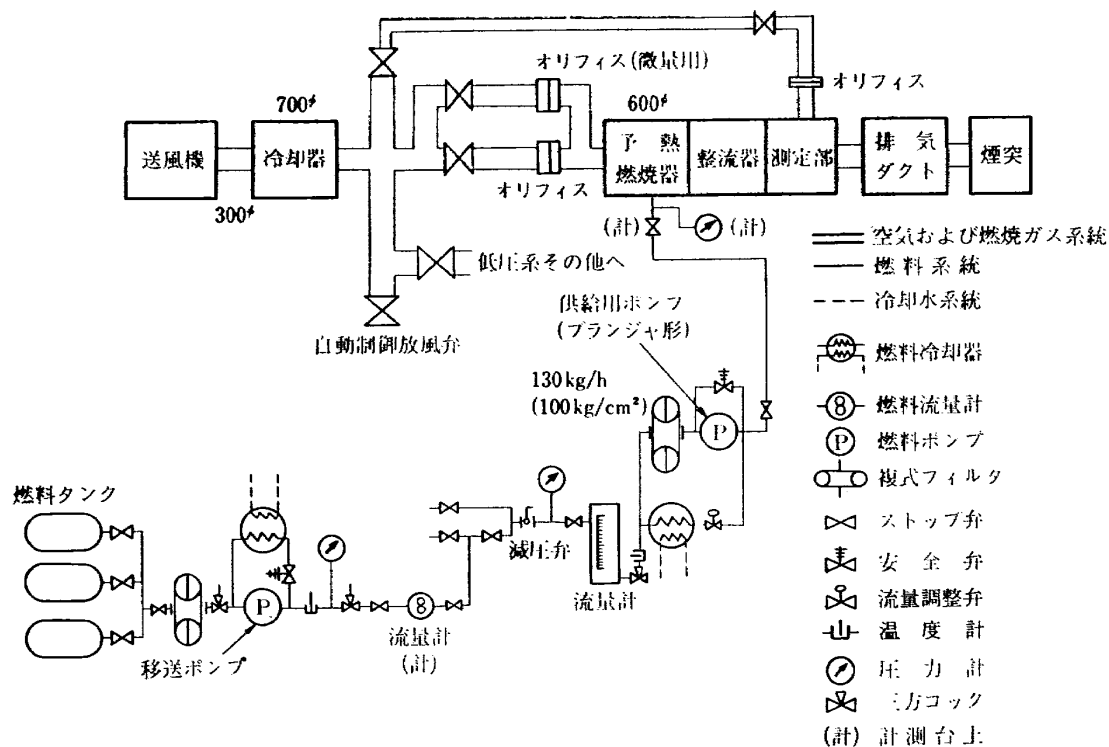


図 37 実験設備系統

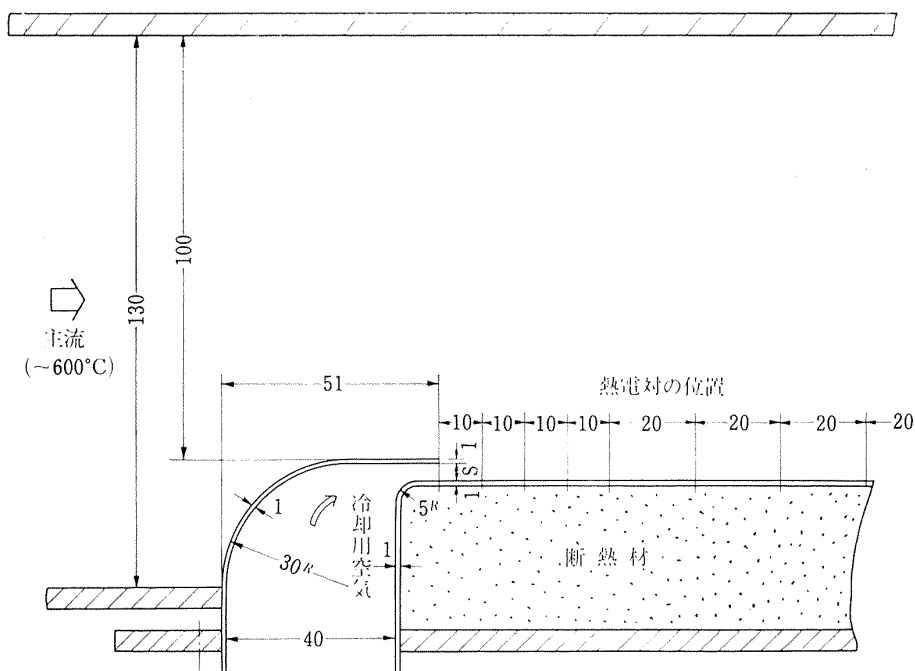


図 38 フィルム冷却用模型

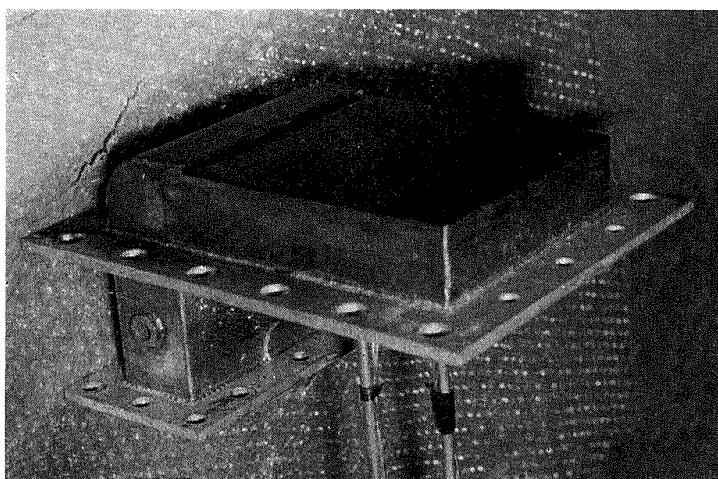


図 39 フィルム冷却用模型

3.5.2 実験結果

スリット下流側壁面の温度測定から次の関係によって冷却効率 η を求めて実験結果を整理した。

$$\eta = \frac{T_{\infty} - T}{T_{\infty} - T_s} \quad (74)$$

得られた結果の例を図 40～図 42 に示す。図では最上流でも冷却効率が 1 に達していないことが示されている。これは主流が高温であるため十分に断熱にできなかったこと、および、壁面が熱の良導体で製作されているため、フィルムの温度が下流側で上昇するとその影響が壁材を通じて上流側にも達しているためと推定される。断熱の点に関しては模型取付け部でできるだけ接触部のないようにしたが、模型の上流側で流れを

絞る部分の表面が加熱され測定部まで影響することもあると考えられる。この影響が定量的に明らかでないので本実験の結果については定性的な点に限ることとする。

得られた冷却効率は噴流の速度が上昇すると高い値になっている。この傾向は噴流の速度が主流の速度に近づくとき顕著で噴流速度が主流速度より速くなっても大きな変化は認められない。

スリットから下流方向に行くにしたがって冷却効率の低下することが図 40～図 42 で示されている。その程度を断熱壁で得られた結果と比較するため、質量流束比 $M = \rho_s U_s / \rho_{\infty} U_{\infty}$ およびスリットからの距離 x/s で整理して図 43 に示す。図には質量流束比が 1 より小さい範囲に対する Seban²⁸⁾ の実験式

$$\eta = 25.0 M^{0.4} \left(\frac{x}{Ms} \right)^{-0.8} \quad (75)$$

から $M=0.1$ と 1.0 のときの傾向を示してある。断熱壁に対しては式 (75) のように流れ方向に $x^{-0.8}$ 近くの値で冷却効率の変化することが多くの実験で示されている¹⁷⁾。それらに比べて本実験の傾向は壁面材中の熱伝導のため流れ方向の温度変化の少ないことを示している。ライナ材の許容温度は壁温の最高値によって規制されることから等温壁に近い方が都合の良いことになるが断熱壁の結果を実際にどの程度補正して用いるかは今後の検討が必要である。

4. む す び

航空用ガスタービン燃焼器の高圧、高温化に伴うライナ壁面の冷却の必要性から単純化したモデルにより、ふく射、ライナ壁温度、フィルム冷却の検討を行なった。また、フィルム冷却の簡単な実験も行なった。

扱った方法は、ふく射に関しては燃焼ガスの代表温度、灰色ガスの仮定を設け、いくつかの等温壁面を仮定して射度 (Radiosity) の考えをとり入れ、タービン翼温度の影響も考慮したものである。フィルム冷却に

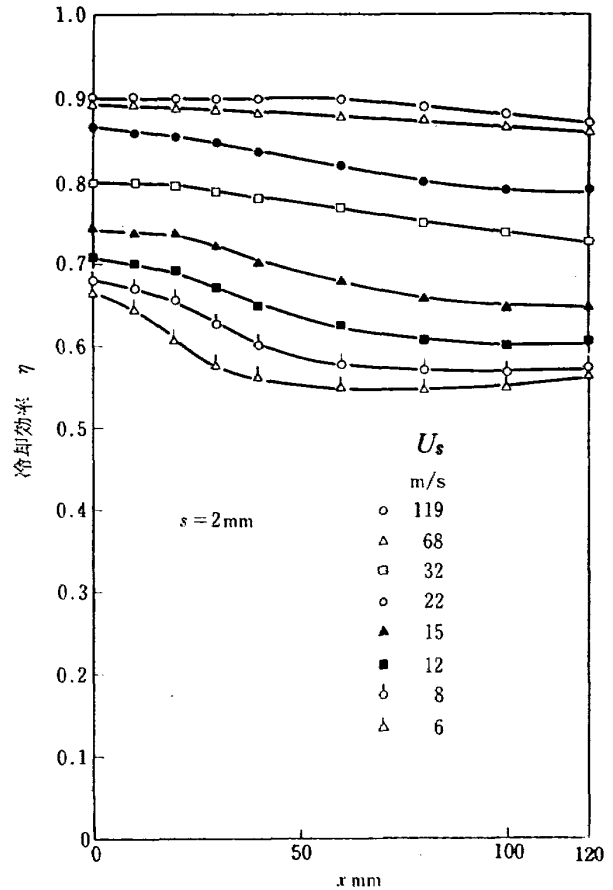


図 40 冷却効率
($U_\infty = 48$ m/s, $t_\infty = 560^\circ\text{C}$, $t_s = 23 \sim 93^\circ\text{C}$)

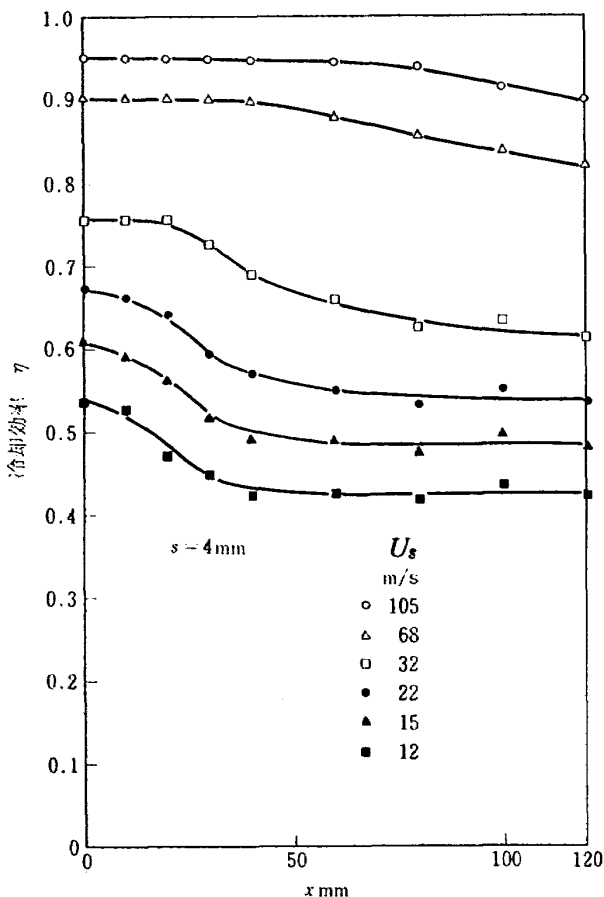


図 41 冷却効率
($U_\infty = 86$ m/s, $t_\infty = 390^\circ\text{C}$, $t_s = 40 \sim 60^\circ\text{C}$)

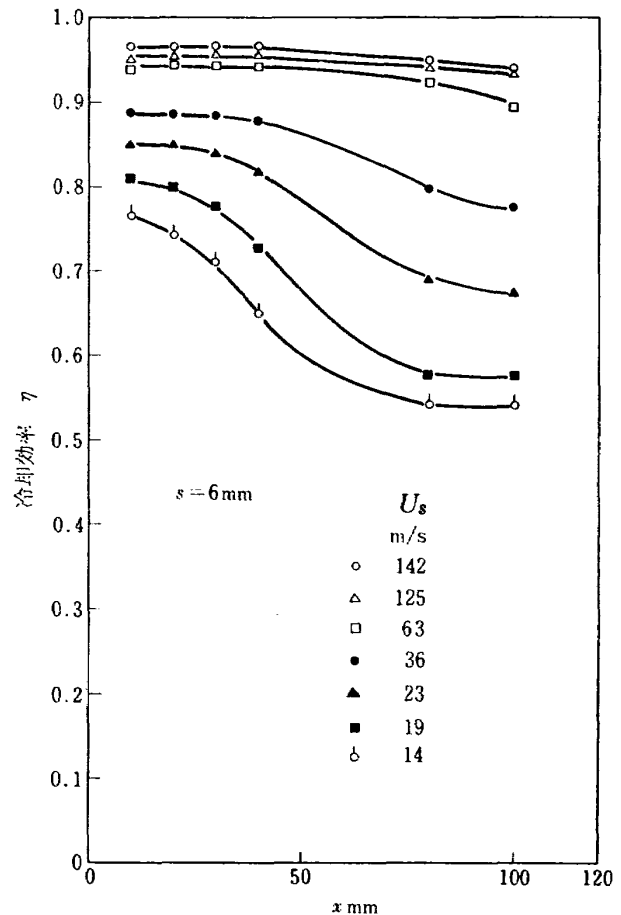


図 42 冷却効率
($U_\infty = 38$ m/s, $t_\infty = 262^\circ\text{C}$, $t_s = 38 \sim 64^\circ\text{C}$)

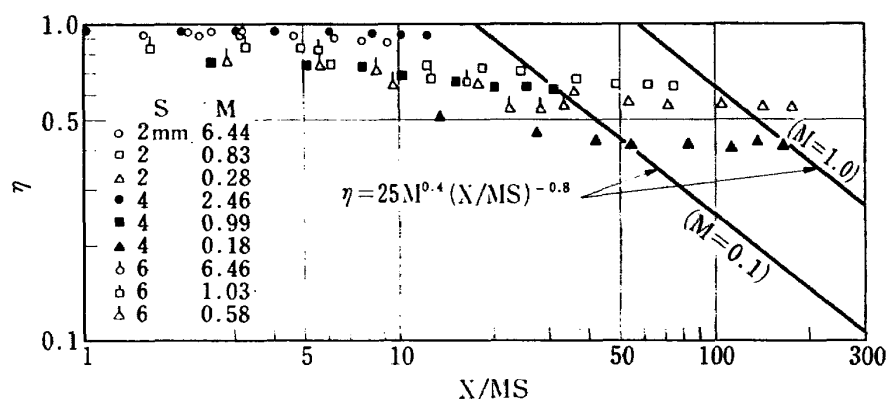


図 43 冷 却 効 率

についてはスリット付近にできるポテンシャルコアの長さに基いたものである。これらの方法により円環形燃焼器 JR-0 を対象にして数値計算も行なった。計算から高压時のライナ壁温度の傾向、フィルム冷却の抜け方の一つの基準が示された。

以下に扱った内容の主な点を示す。

1. 燃焼器のライナ壁温度は圧力の上昇と共に上がり、高压時にはフィルム冷却を行なう必要がある。流れ方向のスリット間隔 50 mm の条件では 30 気圧でふく射率の低い耐熱金属製ライナ材 ($\epsilon=0.7$) を用いて材料の許容温度 (1,150°K) 程度の壁温となる。
2. 圧力 10 気圧程度までふく射伝熱量の急激な上昇があり、ライナ壁温度の上昇も急激である。10 気圧以上ではふく射率の上昇の鈍化、冷却用空気の熱伝達率の上昇があるためライナ壁温度の上昇はゆるやかなものとなる。
3. ライナ壁材のふく射率の増加、タービン翼温度の上昇によりライナ壁温度は上昇する。
4. ライナ壁温度の流れ方向の変化を冷却用空気の熱伝達率の流れ方向の変化を考慮して求めた。
5. フィルム冷却については壁面の冷却を積極的に行なわせる必要性から、スリット後方のポテンシャルコアの長さを利用するものと仮定した。ポテンシャルコアの長さを乱流境界層と乱流混合層の接する点から求めて示した。
6. 円環形燃焼器のスリット幅および流れ方向のスリット間隔をポテンシャルコアの長さを利用して求めた。冷却用空気の流量を制限するため、流れを一旦絞るスリットの必要性のある場合を示し、スリット間隔と伝熱量の問題も検討した。
7. フィルム冷却の実験では冷却空気流速が主流流速に近づくに従って大幅なフィルム冷却効率の上昇が示された。ライナ壁面を実際に近い金属材にしたため断熱壁に比べて流れ方向の温度変化の少ない壁温

が得られた。

本報告で扱った方法により高压燃焼器のライナ壁面の冷却の大まかな様子が示された。しかし、ふく射の問題に対する三次元的な取扱い、冷却用空気の流れ方向の温度や速度の変化、フィルム冷却に対する板厚、乱れ、空気孔の存在等種々の因子の影響を本報告では取り上げていない。また、実際の燃焼器では形状や内部の燃焼反応の進行等が計算上の仮定より複雑に行なわれており、最終的には実機の模型による実験が必要である。

フィルム冷却の実験に対して当時東海大学実習生の栗田耕次君の協力があつたので、ここに感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 川島靖司, 佐藤陽: タービン・エンジン(14), 航空技術 No. 170 (1969), pp. 31-35.
- 2) Jane's All the World's Aircraft 1971-1972, Edited by J.W.R. Taylor, Jane's Yearbooks (1972), pp. 689-690.
- 3) A.H. Lefebvre: Design Considerations in Advanced Gas Turbine Combustion Chambers, Combustion in Advanced Gas Turbine Systems, Edited by I.E. Smith, Pergamon Press (1968) pp. 3-19.
- 4) A.H. Lefebvre: Radiation from Flames in Gas Turbines and Rocket Engines, Twelfth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute (1969) pp. 1247-1253.
- 5) M. Whittaker: Theoretical Assessment of Flame Tube Temperatures in a Combustor Operating at Typical S.S.T. Conditions, in Combustion and Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Edited by E.R. Norster, Pergamon Press (1971) pp. 183-204.
- 6) J. Marsland, J. Odgers and J. Winter: The Effect of Flame Radiation on Flame-Tube Metal Temperatures, Twelfth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute

- (1969) pp. 1265-1276.
- 7) A. H. Lefebvre and M. V. Herbert: Heat Transfer Processes in Gas-Turbine Combustion Chambers, Proc. Instn. Mech. Engrs. Vol. 174 No. 12 (1960) pp. 463-478.
 - 8) H.C. Hottel, A.F. Sarofim, 竹内千郷: 輻射伝熱について —円筒形炉内に温度分布を考慮した場合— 化学工学, 第26巻 第9号 (1962) pp. 962-975.
 - 9) 高橋恭郎, 坂井正康, 藤間久幸, 立石幹雄: 燃焼を伴う円筒炉の熱計算, 第8回日本伝熱シンポジウム講演論文集 (1971) pp. 53-56.
 - 10) B. Leckner: Radiation from Flames and Gases in a Cold Wall Combustion Chamber, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 13 (1970) pp. 185-197.
 - 11) Northern Research and Engineering Corporation, Computer Program for the Analysis of Annular Combustors. Vol. 1; Calculation Procedures, NASA CR-72374 (1968).
 - 12) 甲藤好郎: 伝熱概論, 養賢堂 (1964) pp. 337-393.
 - 13) J.H. Keenan and J. Kaye: Gas Tables, Wiley (1954).
 - 14) E.M. Sparrow and R.D. Cess: Radiation Heat Transfer, Brooks/Cole, (1966) pp. 300-310.
 - 15) R.B. Bird, W.E. Stewart and E.N. Lightfoot: Transport Phenomena, Wiley (1960) pp. 15-19, 249-253.
 - 16) 文献(12) p. 148.
 - 17) R.J. Goldstein: Film Cooling, in Advances in Heat Transfer, Edited by T.F. Irvine, Jr. and J.P. Hartnett, Vol. 7 (1971) pp. 321-379.
 - 18) J.E. Hatch and S.S. Papell: Use of a Theoretical Flow Model to Correlate Data for Film Cooling or Heating an Adiabatic Wall by Tangential Injection of Gases, NASA TN D-130 (1959).
 - 19) 山家譲二, 茲道守男: フィルム冷却の研究, 日本機械学会論文集 (第2部) 31巻 227号 (昭40-7) pp. 1134-1145.
 - 20) H. Schlichting: Boundary Layer Theory, McGraw-Hill (1968) p. 599.
 - 21) G.N. Abramovich: The Theory of Turbulent Jets, MIT Press (1963) pp. 148-162.
 - 22) 伝熱工学資料: 日本機械学会 (1962) p. 15.
 - 23) NASA SP 259 (1970) pp. 97-134.
 - 24) D.E. Metzger and D.D. Fletcher: Evaluation of Heat Transfer for Film-Cooled Turbine Components, J. Aircraft Vol. 8 No. 1 (1971) pp. 33-38.
 - 25) S.C. Kacker and J.H. Whitelaw: The Effect of Slot Height and Slot-Turbulence Intensity on the Effectiveness of the Uniform Density, Two-Dimensional Wall Jet, J. Heat Transfer, Vol. 90, No. 4 (Nov. 1968) pp. 469-475.
 - 26) A.J. Jubasz and C.J. Marek: Combustor Liner Film Cooling in the Presence of High Free-Stream Turbulence, NASA TN D-6360 (1971).
 - 27) G.J. Sturgess: Application of Film Cooling Theory to the Cooling of Aircraft Gas Turbine Chambers, J. Roy. Aer. Soc. Vol. 71 (June 1967) pp. 430-434.
 - 28) R.A. Seban: Heat Transfer and Effectiveness for a Turbulent Boundary Layer with Tangential Fluid Injection, Journal of Heat Transfer Trans. ASME (Nov. 1960) pp. 303-312.
 - 29) 川島靖司, 佐藤陽: タービン・エンジン (18), 航空技術 No. 177 (1969) pp. 21~28.

- | | | | |
|---------|--|-----------|-----------------------------------|
| TR-285 | 高温固体潤滑剤としての一酸化鉛(PBO)に関する基礎的研究
Study on Lead Monoxide as Solid Lubricant for High Temperatures | 1972年 5 月 | 宮川行雄, 西村 充
安部 亘 |
| TR-286T | An Investigation of Secondary Injection Thrust Vector Control | May 1972 | Tatsuo YAMANAKA |
| TR-287 | 内面加熱を受ける中空円筒の非定常熱応力
Transient Thermal Stresses of the Hollow Cylinder Subjected Uniform Inner Heating | 1972年 5 月 | 江川幸一, 竹中幸彦 |
| TR-288 | 低アスペクト比後退角片持平板翼の遷音速および超音速のフラッター特性
The Transonic and Supersonic Flutter Characteristics of Low Aspect Ratio Sweptback Thin Cantilever | 1972年 5 月 | 中井暎一, 森田甫之
菊池孝男, 高橋 実
東久保正年 |
| TR-289T | Transient Hypersonic Leading-Edge Flow | Jun. 1972 | Katsuhisa KOURA |
| TR-290 | 二自由度回転駆動振動検出型ジャイロの研究
Study of a Rotary-drive Vibratory-output Two-degree-of-freedom Gyro | 1972年 7 月 | 山田 博 |
| TR-291 | はり板結合構造物の振動(Ⅲ)
On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (Ⅲ) | 1972年 7 日 | 埴 武敏, 林 洋一
多田保夫, 戸田 勲
日下和夫 |
| TR-292 | 翼型の非圧縮乱流ウェーク流の近似計算法
—対称ウェーク流の場合—
An Approximate Calculation Method of Incompressible, Turbulent Wakes behind Aerofoils—Symmetrical Wake Flow Case— | 1972年 7 月 | 石田洋治 |
| TR-293 | き裂先端塑性域に線形な応力分布のある弾塑性モデルの解析
An Elastic-Plastic Analysis of a Crack with Linearly Distributed Stress in the Plastic Zone. | 1972年 8 月 | 寺田博之 |
| TR-294 | ジェットフラップを持つ高揚力機の地面効果
Effect of Ground Proximity on the Longitudinal Aerodynamic Characteristics of an Airplane with a Jet-Flapped High Lift Wing | 1972年 8 月 | 遠藤 浩, 高橋 宏
中谷輝臣, 綿貫忠晴 |
| TR-295 | 自機搭載型軌道保持システムのための軌道決定と制御
Orbit Determination and Control Method for Self-Contained Station-Keeping System | 1972年 8 月 | 松島弘一 |

航空宇宙技術研究所報告 296 号

昭和 47 年 8 月 発行

発行所	航空宇宙技術研究所
	東京都調布市深大寺町 1880
	電話 武蔵野三鷹 (0422) 47-5911 (大代表) 182
印刷所	有限会社啓文堂 松本印刷
	東京都文京区水道 2-7-5
