

# 燃焼器噴射器面の発汗冷却熱計算

小竹 進\*・倉谷 健治・橋本 保成

## Theoretical Study on Flow and Thermal Features of Transpiration Cooling of Porous Injector

By

S. KOTAKE, K. KURATANI and Y. HASHIMOTO

**Abstract:** The fluid-dynamical and thermal features of transpiration cooling of the porous injector are theoretically studied by solving the governing equations of fluid flow and heat transfer in porous medium. First, the flow characteristics of the porous injector is obtained in relation to the two-dimensional fluid-dynamical boundary conditions. By using this result, the thermal features of transpiration cooling of the porous injector for TC-1002 combustor are investigated theoretically to obtain the effects of the relevant factors on it such as the viscous coefficient of porous flow, the thermal conductivity of porous material, the heat transfer coefficients of the coolant flow and the combustion gas and the porosity of porous medium.

### 概 要

燃焼器噴射器面の発汗冷却について、その流動特性および熱特性を流れおよび伝熱の基礎式をもとに理論的に研究した。まず、多孔質材の流動特性におよぼす二次元的な流体力学的境界条件の影響について調べた。ついで、その結果をもとに伝熱特性の理論的な数値計算を行い、それに及ぼす多孔質流れの粘性係数、多孔質材の熱伝導率、冷却剤の熱伝達率、燃焼ガスの熱伝達率、多孔質材の間隙率などの影響を明らかにした。

### 1. 多孔質板の流動特性

#### 1.1 流体力学的境界条件と流動特性

多孔質板の流動特性、例えば流量-差圧の関係は、その流体力学的境界条件によって大き

---

\* 東大工学部

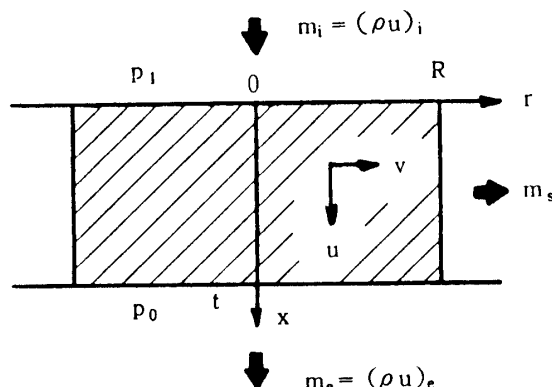


図1 多孔質板内流れ

く異なることを[1]で述べた。このことは多孔質板の流動特性を実測する場合に最も重要なことであり、これらの境界条件の影響をより定量的に明らかにしておく必要がある。また、所要の流動特性としてはどのような境界条件のもとで実測されるべきかを明確にしておく必要がある。

いま、現象は軸対称な二次元的なものとし、図1のような座標  $(x, r)$  をとり、それぞれの方向の多孔質板内気流の速度を  $(u, v)$  とする。気体の密度を  $\rho$  とすると連続の式は

$$\frac{\partial(r\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = 0 \quad (1.1)$$

多孔質板内気体の運動に関してはダルシー法則が成り立つとみなせるから

$$u = -\frac{\alpha}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad v = -\frac{\alpha}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.2)$$

ただし、 $p$  は圧力、 $\mu$  は粘性係数、 $\alpha$  は比例常数である。 $\alpha$  は一般に方向性をもつと考えられるが、後述するように  $x, r$  方向のスケールの大きさを異ならせることによりその方向性を見かけ上無くすることができるので、ここでは

$$\alpha_x = \alpha_r = \alpha \quad (1.3)$$

とした。気体の状態方程式は理想気体を仮定して

$$p = \rho RT \quad (T = \text{const.}) \quad (1.3)$$

ただし気体の温度は一定とする。

つぎに入口での圧力  $p_1$ 、出口圧力  $p_0$ 、および  $x, r$  方向の多孔質板の寸法  $t, R$  を用いた無次元数

$$P^* = \frac{p^2 - p_0^2}{p_1^2 - p_0^2}, \quad x^* = \frac{x}{t}, \quad r^* = \frac{r}{R} \quad (1.4)$$

を導入して、式(1.1)～(1.3)を無次元化すれば結果として次式を得る。

$$\left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\partial^2 P^*}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial P^*}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 P^*}{\partial r^{*2}} = 0 \quad (1.5)$$

前述の  $\alpha_x \neq \alpha_r$  の場合には上式で

$$\left(\frac{R}{t}\right)^2 \rightarrow \frac{\alpha_x}{\alpha_t} \left(\frac{R}{t}\right)^2$$

となり、 $R/t$  が  $(\alpha_x/\alpha_t)^{1/2}$  倍されたものと等価になる。

境界条件は、圧力が一定の場合には  $P^* = \text{一定}$ 、流れがない場合は  $\partial P^*/\partial x^* = 0$  あるいは  $\partial P^*/\partial r^* = 0$  であり、

$$x^* = 0 : P^* = 1 \text{ or } \frac{\partial P^*}{\partial x^*} = 0$$

$$x^* = 1 : P^* = 0 \text{ or } \frac{\partial P^*}{\partial x^*} = 0 \quad (1.6)$$

$$r^* = 1 : P^* = 0 \text{ or } \frac{\partial P^*}{\partial r^*} = 0$$

多孔質板の流動特性試験の流体力学的な境界条件は、一般に図(a)、(b)にしめすように、側面を密閉したもの ( $m_s = 0$ , 図2(a)) と側面を開放したもの ( $m_s \neq 0$ , 図2(b)) が考えられる。上下流圧力差  $p_1 - p_0$  のときの流入流量を  $G$  とすると

$$G = \int_0^R \varepsilon m_i 2\pi r dr = -\frac{\varepsilon}{RT} \frac{\alpha}{\mu} \pi \int_0^R \left(\frac{\partial p^2}{\partial x}\right)_0 r dr \quad (\varepsilon : \text{間隙率})$$

完全な一次元流れの場合 ( $\partial p/\partial r = 0$ ) の流量を  $G_\infty$  とすれば

$$G_\infty = \frac{\varepsilon \pi R^2}{t} \frac{\alpha}{\mu} \frac{1}{2RT} (p_1^2 - p_0^2)$$

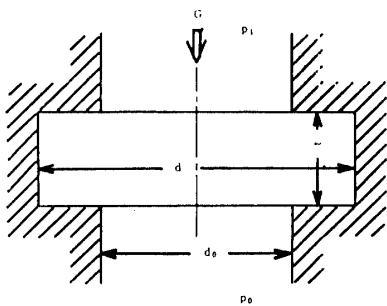


図2(a) 側面密閉多孔質板

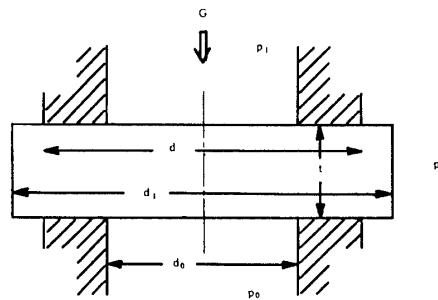


図2(b) 側面開放多孔質板

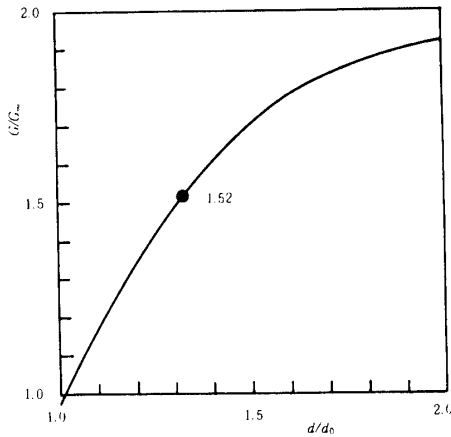


図3(a)  $G/G_\infty$  と  $d/d_0$  の関係  
(側面密閉の場合)

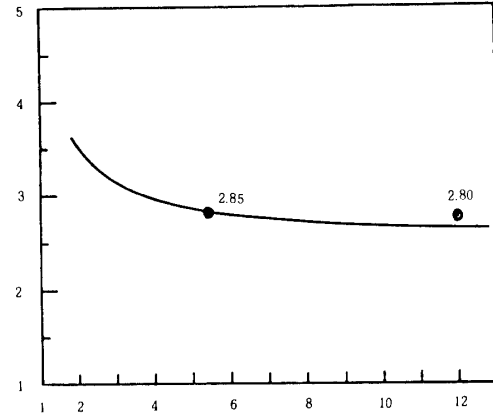


図3(b)  $G/G_\infty$  と  $d/d_0$  の関係  
(側面開放の場合)

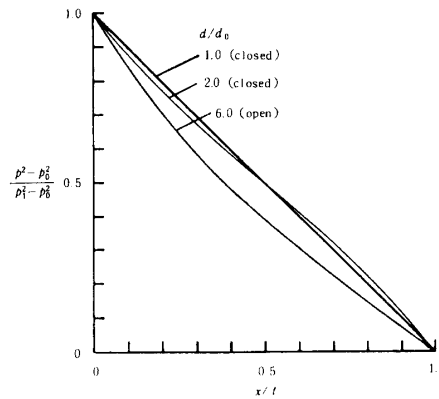


図4 多孔質板内気流の圧力分布

したがって

$$\frac{G}{G_\infty} = -2 \int_0^1 \left( \frac{\partial P^*}{\partial x^*} \right)_0 r^* dr^* \quad (1.7)$$

となる。 $(\partial P^*/\partial x^*)_0$ は式(1.5), (1.6)の数値解として与えられる。このようにして求めた図2(a), (b)における $G/G_\infty$ と $d/d_0$ の関係を図3(a), (b)にしめす。ただし, $d_0/t=27.6/6.8$ である。図3(a)の側面密閉の条件では $d/d_0$ が増加するとともに $G/G_\infty$ は増加し, $d/d_0 > 2$ では $G/G_\infty \doteq 2$ となる。興味あることは $d/d_0=1$ ,すなわち,多孔質板径と流路径が等しい条件では $G=G_\infty$ とならず $G/G_\infty=0.985$ となり,僅かに多孔質板径 $d$ が流路径 $d_0$ より大きいとき( $d/d_0=1.01$ ) $G=G_\infty$ となる。図3(b)の側面開放の場合は $d/d_0$ の増加とともに $G/G_\infty$ は急激に減少し, $d/d_0 > 6$ では $G/G_\infty=2.8 \sim 2.6$ となる。図中の◎印は[1]の実験条件に対応するもので,側面密閉の場合は $G/G_\infty=1.52$ ,側面開放の場合は $G/G_\infty=2.85$ ( $d_1=d$ ), $2.80$ ( $d_1=2d$ )となる。両者の比は $1.52/2.80=0.54$ となり,[1]の実験結果を良く説明している。

図4は多孔質板内気流の中心軸上での圧力分布であり,側面密閉・開放の場合とともに,

上流側では圧力勾配したがって流速が一次元の場合に比して大きくなり、その度合は側面開放の方が大きい。側面密閉の場合は途中で流速が小さくなりさらに後流ではまた大きくなる。側面開放の場合はつねに圧力が一次元流れの場合より小さく、後流で流速も小さい。したがって、多孔質板の流動特性の実測にはこれらの境界条件の設定を明確にした上で、その実測値の利用にはこうした条件を考慮しなければならない。

## 1.2 多孔質板の流動特性

多孔質板内気体の運動にダルシー法則を仮定すると

$$\rho u = -\frac{\alpha}{\nu} \frac{dp}{dx} \quad (1.8)$$

完全一次元流れ ( $dp/dr=0$ ) の場合は

$$\frac{p_1 - p_0}{t} = \frac{\nu}{\alpha} \rho u \quad (1.9)$$

多孔質板上流の単位面積当りの流量

$$\frac{\rho u}{\varepsilon} = \frac{G_\infty}{\varepsilon \pi / 4 d_0^2}$$

を用いると

$$\frac{p_1 - p_0}{t} = \frac{\nu \frac{4}{\pi d_0^2} G_\infty}{\alpha \varepsilon} \quad (1.10)$$

したがって、 $(p_1 - p_0)/G_\infty$  の関係を実測することにより、比例常数  $\alpha$  を求めることができる。 $\alpha$  が一定常数であれば  $G_\infty$  は  $p_1 - p_0 (= \Delta p)$  に比例するが、[1]の図9, 10, 11でもわかるように、 $G_\infty$  は  $\Delta p$  に比例しない。一般に  $\alpha$  は気流のレイノルズ数の関数である。このレイノルズ数  $R_e$  として多孔質材の等価気流流路径  $d_e$  を用いて

$$R_e = \frac{u d_e}{\nu}$$

と定義する。層流管内流の場合は

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{64}{R_e} \frac{1}{d_e} \frac{\rho u^2}{2g} \quad (1.12)$$

の関係があるから、式(1.8)と対比して

$$d_e^2 = \frac{32}{g} \alpha \quad (1.13)$$

を得る。[1]の図11より

$$G_\infty \propto \Delta p^{0.543}$$

あるいは

$$\Delta p \propto G_{\infty}^{1.842}$$

であるから、式(1.10)より

$$\alpha \propto G_{\infty}^{-0.842}$$

したがって

$$\alpha \propto R_e^{-0.842}$$

と推測でき、

$$\alpha = 0.285 R_e^{-0.842} \text{ (cm}^3/\text{s}^2) \quad 100 < R_e < 2000 \quad (1.14)$$

と表わせる。このとき、式(1.12)の関係は

$$\lambda \equiv -\frac{dp}{dx} \left( \frac{\rho u^2}{2gd_0} \right)^{-1} = -\frac{64}{R_e} \frac{d_0}{de} \propto R_e^{-0.579} \quad (1.15)$$

となり、[1]の図12の結果を良く説明できる。したがって、多孔質板内気流は等価流路徑を用いた層流管内流とみなすことができる。次節では、こうした等価管内流の熱伝達問題として多孔質板発汗冷却の熱特性を数値解析することにする。

## 2. 多孔質板発汗冷却の熱計算

前節の結果にもとづいて多孔質板内の気流を等価流路徑  $d_e$  の管内流とみなし、多孔質材は熱伝導率  $\lambda_s$  をもつ一様な固体壁とみなす(図5)。現象は一次元的であるとし、圧力  $p_0$ 、温度  $T_0$  の冷却剤が  $x=0$  より流入し、 $x=l$  側は圧力  $p_c$ 、温度  $T_c$  の燃焼ガスにより加熱されるものとする。

冷却剤気流に関する連続の式、運動方程式、エネルギー方程式はそれぞれ次のように表わせる。

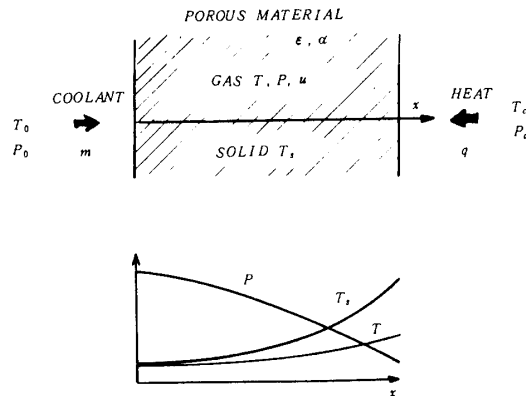


図5 多孔質板内の熱気流モデル

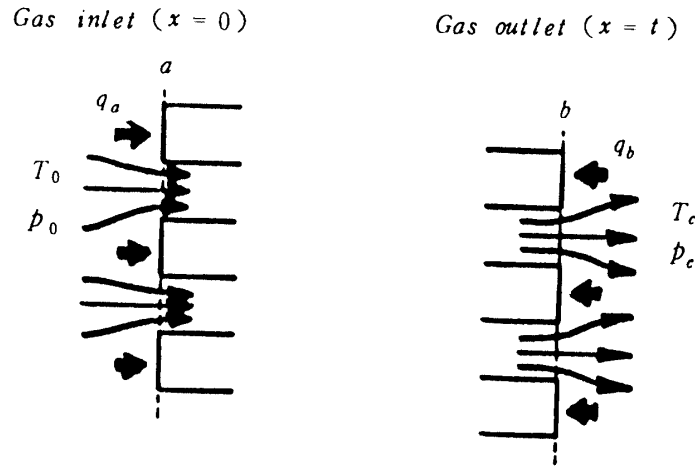


図6 気流入出口での境界条件

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (2.1)$$

$$u = -\frac{\alpha}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (2.2)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho u c_p T) = \frac{d}{dx} \left( \lambda \frac{dT}{dx} \right) + \frac{h_s}{\epsilon} (T_s - T) \quad (2.3)$$

$$p = \rho R T \quad (2.4)$$

多孔質固体の温度を  $T_s$  とすればエネルギー式は

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_s \frac{dT_s}{dx} \right) = \frac{h_s}{1-\epsilon} (T_s - T) \quad (2.5)$$

となる。ただし、 $h_s$  は多孔質板固体表面での気流の熱伝達率である。  
式(2.3)で気体の熱伝導の項は他の項に比して無視できるから

$$m \frac{d}{dx} (c_p T) = \frac{h_s}{\epsilon} (T_s - T) \quad (2.6)$$

となる。ただし  $m = \rho u$  である。

境界条件は図6のような考察を行うと

$$x=0: T_a = T_0, \quad \left( \frac{dT_s}{dx} \right)_a = 0, \quad p_a = p_0 \quad (2.7)$$

$$x=t: q_b + \left( \lambda_s \frac{dT_s}{dx} \right)_b = 0, \quad p_b = p_c \quad (2.8)$$

と表わせる。

式(2.6)を式(2.5)に代入し、式(2.7)を用いて積分すると

$$\frac{\varepsilon m}{1-\varepsilon}(c_p T - c_{p0} T_0) = \lambda_s \frac{dT_s}{dx} \quad (2.9)$$

式(2.9)を式(2.5)に代入すると

$$\frac{\varepsilon m}{h_s} c_p \frac{d}{dx} \left( \lambda_s \frac{dT_s}{dx} \right) + \lambda_s \frac{dT_s}{dx} - \frac{\varepsilon m}{1-\varepsilon} c_p T_s = -\frac{\varepsilon m}{1-\varepsilon} c_{p0} T_0 \quad (2.10)$$

を得る。式(2.10)より  $T_s$ 、この結果を式(2.9)に用いて  $T$  を求めることができ、その境界条件は

$$q_b = h_c (T_s - T_c)$$

とするとき

$$x=0: T = T_0, \quad \frac{dT_s}{dx} = 0 \quad (2.11)$$

$$x=t: -\lambda_s \frac{dT_s}{dx} = h_c (T_s - T_c) \quad (2.12)$$

多孔質板の燃焼ガス側表面温度  $T_{sb}$ 、流入気流温度  $T_0$ 、多孔質板厚さ  $t$  を用いて

$$\theta_s = \frac{T_s - T_0}{T_{sb} - T_0}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_{sb} - T_0}, \quad x = \frac{x}{t} \quad (2.14)$$

なる無次元温度、無次元座標を用いれば、式(2.10)、(2.9)はつぎのようになる。

$$\frac{d^2 \theta_s}{dx^2} + \left( \frac{\lambda'_s}{\lambda_s} + \frac{h_s t}{\varepsilon m c_p} \right) \frac{d\theta_s}{dx} - \frac{h_s t^2}{(1-\varepsilon)\lambda_s} \theta_s = \frac{h_s t^2}{(1-\varepsilon)\lambda_s} \left( 1 - \frac{c_{p0}}{c_p} \right) \frac{T_0}{T_{sb} - T_0} \quad (2.15)$$

$$\theta = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon m} \frac{\lambda_s}{c_p t} \frac{d\theta_s}{dx} - \left( 1 - \frac{c_{p0}}{c_p} \right) \frac{T_0}{T_{sb} - T_0} \quad (2.16)$$

境界条件は

$$\left( \frac{d\theta_s}{dx} \right)_0 = 0, \quad (\theta_s)_1 = 0, \quad (\theta)_0 = 0 \quad (2.17)$$

多孔質板の燃焼ガス側表面温度  $T_{sb}$  は、式(2.12)より

$$T_{sb} = T_0 + \frac{T_c - T_0}{1 + \frac{\lambda_s}{h_c t} \left( \frac{d\theta_s}{dx} \right)} \quad (2.18)$$



冷却剤気流の流量  $m (= \rho u)$  は、式(2.2), (2.4)より

$$m = \frac{p_0^2 - p_c^2}{\int_0^1 \frac{2\mu R t}{\alpha} T dx} \equiv G \quad (2.19)$$

と表わせる。

上述の式中の  $\alpha$  の値としては前節の結果を用いることができるが、多孔質板内気流の熱伝達率  $h_s$  としては円管内流の熱伝達率  $h_s$  を用いて

$$\frac{h'_s d_e}{\lambda} = \begin{cases} 4 & (\text{層流}) \\ 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} & (\text{乱流}) \end{cases} \quad (2.20)$$

$$h_s = h'_s \frac{4\varepsilon}{d} e$$

$\alpha/d_e$  の関係、式(1.13), の誘導に層流管内流に用いている故、熱伝達関係にも層流の仮定を用いるべきであるが、層流から乱流への遷移付近では必ずしも両者が統一されるとは限らないので以下の数値解には層流および乱流の両方の特性を用いた。

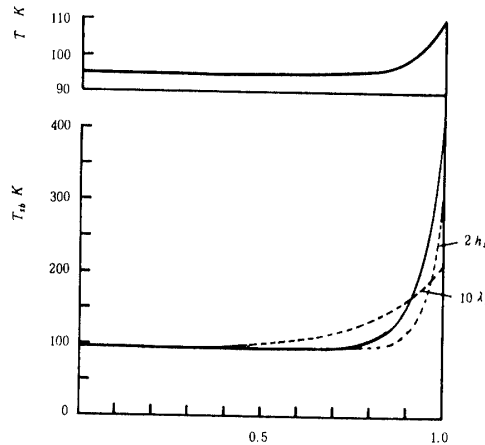


図7 多孔質板内温度分布

表1 多孔質板発汗冷却諸元[1]

多孔質材 SUS	$t$ $p$ $\varepsilon$	6.68 mm 6.9 g / cm <sup>3</sup> 0.12
冷却剤 GH <sub>2</sub>	$p_0$ $T_0$ $G$	43 kg / cm <sup>3</sup> 95 K 6.0 kg / m <sup>2</sup> s
燃焼ガス	$p_c$ $T_c$ $h_c$	37 kg / cm <sup>3</sup> 3348 K 1.5 kcal / m <sup>2</sup> K

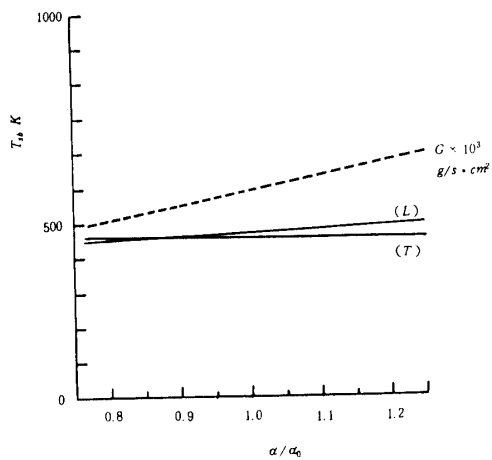


図8 多孔質板燃焼室側表面温度： $\alpha$  の影響

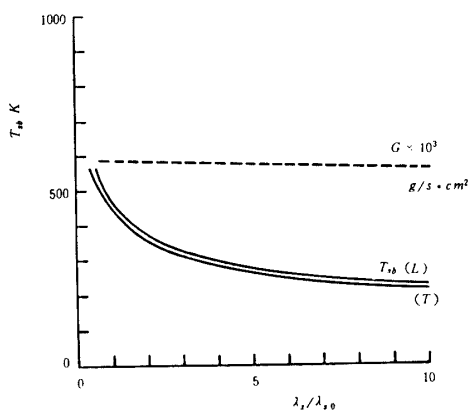


図9 多孔質板燃焼室側表面温度：  
多孔質板熱伝導率  $\lambda_s$  の影響

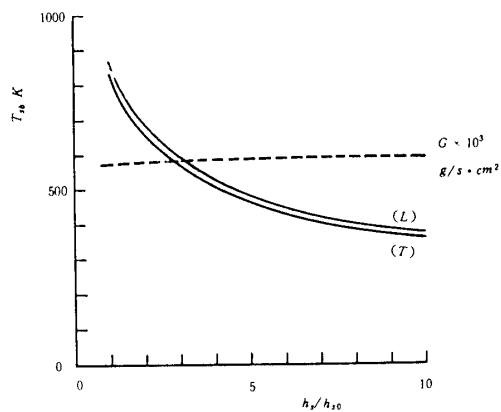


図10 多孔質板燃焼室側表面温度：多孔  
質板内気流の熱伝達率  $h_s$  の影響

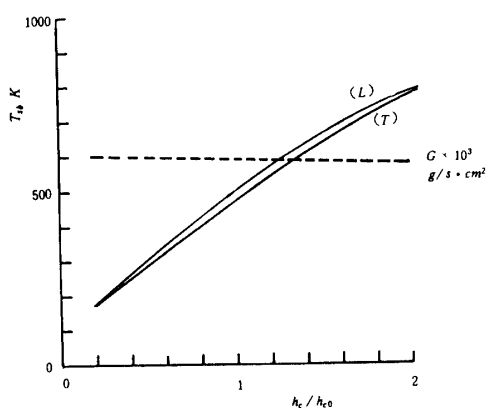


図11 多孔質板燃焼室側室内温度：  
燃焼ガス熱伝達率  $h_c$  の影響

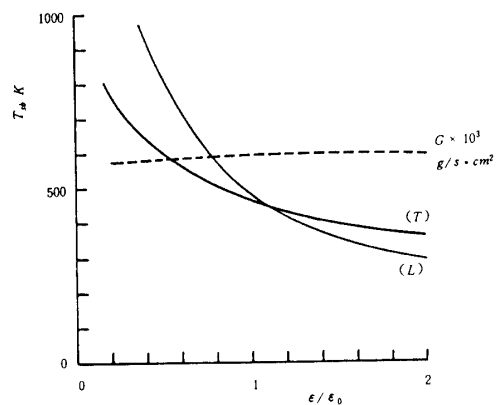


図12 多孔質板燃焼室側表面温度： $\epsilon$  の影響

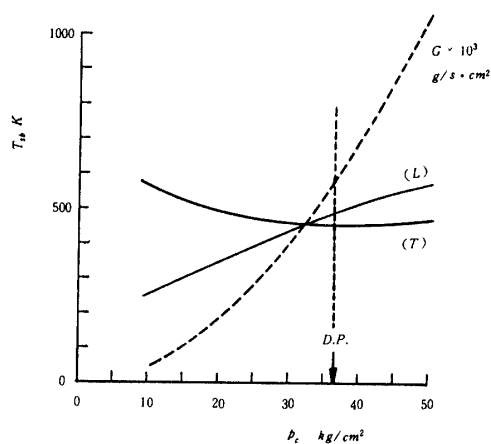
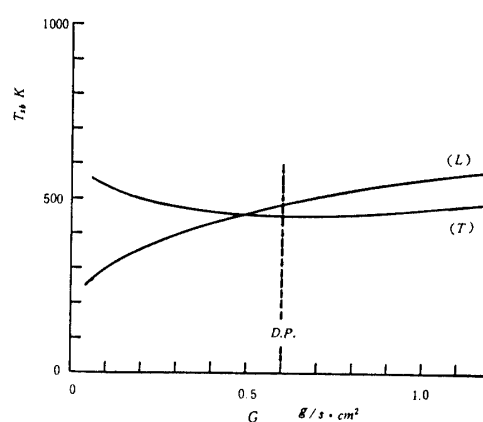
図13 多孔質板発汗冷却熱特性： $T_{sb}-p_c$ 図14 多孔質板発汗冷却熱特性： $T_{sb}-p_c$ 

表1にしめす多孔質板発汗冷却の設計諸元[1]を用いて上述の式による数値計算を行った結果をつぎにしめす。

#### (1) 多孔質板内温度分布

多孔質板内の多孔質板固体温度  $T_s$  および気流温度  $T$  の分布の例を図7にしめす。 $T_s$ ,  $T$  ともに気流出口付近で急上昇しており、多孔質板の上流半分は発汗冷却にほとんど寄与していないことがわかる。多孔質板固体の熱伝導率を10倍にしたものが  $10\lambda_s$  としてしめされているが、この場合は多孔質板固体温度の勾配はゆるくなり燃焼ガス側温度も低くなる。冷却剤気流の熱伝導率を2倍にした場合の例を  $2h_s$  としてしめしてあるが、この場合は多孔質板固体温度の上昇はさらに気流出口側に移動し、燃焼ガス側表面温度も低くなる。燃焼ガスの熱伝達率  $h_c$  を増加させた場合は  $T_s$  分布が全体として気流入口側に移動する。

#### (2) 多孔質板の燃焼室側表面温度 $T_{sb}$

多孔質板の燃焼室側表面温度  $T_{sb}$  に対する諸要素の影響をつぎにしめす。

$\alpha$  の影響 (図8)—— $T_s$  分布に対する  $\alpha$  の影響は  $d_e$  の変化 ( $\alpha \propto d_e^2$ ) による  $h_s$  の変化 ( $h_s \propto \alpha^{-1.0}(L)$ ,  $\alpha^{-0.6}(T)$ ) を通して入ってくる。したがって、 $\alpha$  の増加とともに  $T_{sb}$  は増加する。しかし、 $h_s$  の影響と異なるのは  $\alpha$  の増加とともに気流流量したがって気流速がほぼ比例して増加し、対流熱伝達を増加させ、 $\alpha$  の増加による  $h_s$  の減少を相補し、結果として図8にしめすように  $\alpha$  の影響を弱くしている ( $\alpha_0$  は式(1.14)による  $\alpha$  の値)。

$\lambda_s$  の影響 (図9)——多孔質固体の熱伝導率  $\lambda_s$  は多孔質板の製造方法により材料そのものの熱伝導率とかなり異なることが考えられる。一方、 $\lambda_s$  の多孔質内温度分布に対する影響は前述したように大きく、 $\lambda_s$  が大きくなるにしたがって温度分布は緩やかになり、表面温度  $T_{sb}$  も低くなる。図9は多孔質板素材の熱伝導率を  $\lambda_{s0}$  としたときの  $\lambda_{sb}$  に対する影響をしめしたもので  $\lambda_s \approx \lambda_{s0}$  付近での  $T_{sb}$  の変化は大きく、 $\Delta\lambda_s/\lambda_s = 0.1$  に対して  $\Delta T_{sb} \approx 12$  K の差が出る。

$h_s$  の影響 (図10)——冷却剤気流の多孔質材壁との熱伝達率  $h_s$  も多孔質板熱伝導率  $\lambda_s$  とほぼ同様の影響をしめす。図10では式(2.20)による値を  $h_{s0}$  として、 $h_s/h_{s0}$  と  $T_{sb}$  の関係をしめす。この結果と実際の燃焼実験データを比較して  $h_s/h_{s0} = 5.0$  とした値を用いて他

表2 燃焼特性

		10	20	30	40	50
燃 焼 ガ ス	$p_c$ kg/cm <sup>2</sup>					
	$T_c$ K	3218	3291	3333	3363	3387
冷 却 剤	$h_c$ kcal/m <sup>2</sup> sK	0.553	0.961	1.326	1.666	1.988
	$p_o$ kg/cm <sup>2</sup>	11.2	22.4	33.7	44.9	56.1

の計算例をしめしてある。これは式(2.20)でしめされる単純な円管内流モデルによる熱伝達よりも、実際の多孔質内流れでは複雑になり見かけ上熱伝達が促進されることを意味する。

$h_c$  の影響 (図11)——図11は燃焼ガスの熱伝導率  $h_c$  の影響をしめす。 $h_{c0}$  は表1で与えられる  $h_c$  の値である。 $T_{sb}$  は  $h_c$  の増加とともにほぼ直線的に増加しており、その割合は  $\Delta h_c/h_c=0.1$  で  $\Delta T_{sb} \approx 8K$  である。式(2.18)から、 $T_{sb}$  が  $h_c$  に比例するとき、 $(d\theta_s/dx)_1$  は  $h_c$  にあまりよらないから

$$\Delta T_{sb} \propto \frac{T_c - T_0}{\lambda_s} \Delta h_c$$

したがって、 $h_c$  に対する  $T_{sb}$  の変化は燃焼温度が高く、多孔質板熱伝導率が低いほど大きい。

$\epsilon$  の影響 (図12)——多孔質板間隙率  $\epsilon$  の多孔質板内温度分布に与える影響は複雑であるが、ここでは  $\epsilon$  により  $\alpha$  の値が変化しないものとして、すなわち、 $\epsilon$  による気流流量の直接的な変化はないものとするときの  $\epsilon$  と  $T_{sb}$  の関係を図12にしめす。 $\epsilon_0$  は表1の値である。式(2.20)により  $h_s$  は  $\epsilon$  に比例し、したがって、 $\epsilon$  の  $T_{sb}$  に対する影響も  $h_s$  と  $T_{sb}$  の関係に似ており、 $\epsilon$  の増加とともに  $T_{sb}$  は減少する。実際には  $\epsilon$  の増加とともに  $\alpha$  も増加し、同じ圧力差のもとでは気流速が増加して気流熱伝達はさらによくなり、より  $h_s$  が増加するような働きをする。図12でもわかるように、一般に  $\epsilon$  が小さいほど  $T_{sb}$  に対する影響は顕著になる。

### (3) 多孔質板発汗冷却熱特性

多孔質板発汗冷却熱特性は、多孔質固体の熱伝導率、燃焼ガスの熱伝達率によって特に大きな影響を受け、これらの値の評価が問題である。しかし、これらの影響の定量的な関係を上述のように検討しておけば、設計点での特性をもとにして他の設計点以外での熱特性も求めることができる。設計点以外の冷却剤・燃焼ガス特性を表2のようにするときの多孔質板熱特性を図13、14にしめす。図13は多孔質板燃焼室側表面温度と燃焼ガス圧力の関係である。多孔質板内気流の熱伝達率が層流(L)の場合と乱流(T)の場合では  $T_{sb}$  の  $p_c$  に対する傾向が異なり、前者では  $p_c$  の増加とともに  $T_{sb}$  は増加するのに対し後者ではあまり変化しないかむしろ減少する。表2では  $h_c$  が  $p_c$  とともに増加するが、気流流速も  $p_c$  とともに増加する。層流特性の場合は前者の効果が優越し、乱流特性の場合は後者の効果が強くなるため  $h_s$  が増加し  $h_c$  の増加による  $T_{sb}$  の増加を弱め、結果として  $p_c$  により  $T_{sb}$  の変化が弱くなるものと思われる。図14は図13から  $T_{sb}-G$  の関係をもとめたもの

である。気流流量が増加するに従って燃焼ガス熱伝達率が増加するため  $T_{sb}$  は増加するが、気流の熱伝達が乱流特性の場合は気流の熱伝達特性がよくなるため ( $h_s$  が増加するため)  $T_{sb}$  の変化はなくなる。

#### 参 考 文 献

- [1] 橋本保成他, 「10トン溝構造燃焼器用噴射器面多孔質板の試作研究」, 本宇宙研報告