トランスピレーション冷却を有する タービン翼前縁周りの流れの数値解析* (第1報, 基本パラメータに対する諸特性)

Dieter E. BOHN^{*1}, Norbert SUERKEN^{*1}
水 木 新 平^{*2}, 辻 田 星 歩^{*2}

Numerical Investigation of Flow around the Leading Edge of a Turbine Blade with Transpiration Cooling (1st Report, Properties for Fundamental Parameters)

Dieter E. BOHN, Norbert SUERKEN,
Shimpei MIZUKI and Hoshio TSUJITA^{*3}

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Hosei University,
3-7-2 Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo, 184-8584 Japan

The further improvement of gas turbines requires the development of cooling technique with reduction of the cooling air mass flow rate as well as the increase of the turbine inlet temperature. The theoretically most effective air cooling method is the transpiration cooling, which will be expected to reduce the cooling air mass flow rate. In the present study, the two-dimensional flow simulating the flow around the leading edge of a turbine blade model (LEM) are analyzed numerically by the CFD code. The calculations are performed in order to examine the influence of parameters on the flow through the LEM, such as the porosity and the mean diameter of particles of the porous media and the blowing ratio. The results reveal the effects of those parameters on the temperature inside the porous media and the cooling air pressure. Furthermore, the effects of the variations of the viscosity and the fluid density inside the porous media are also clarified.

Key Words: Transpiration Cooling, Porous Media, Turbine Blade, Leading Edge, Numerical Investigation, Ergun Equation

1. 緒 論

ガスタービンシステムの効率向上にはタービン入口温度(TIT)の増加は必要不可欠である。しかしながら、タービン翼を冷却せずに TIT をその材料の耐熱温度以上に上げることはできない。高温ガスにさらされているタービン翼の表面の温度を下げるために、さまざまな冷却方法が提案されており、最も一般的なのは空気冷却法である。空気冷却法は内部冷却(対流冷却, インピンジメント冷却)と外部冷却(フィルム冷却, トランスピレーション冷却)に大別される。

冷却空気は通常は圧縮機出口から供給されるため、この供給は燃焼器を通る流量を低下させ、効率の低下を招く。さらに、外部冷却用の空気は主流ガス温度を下げ、主流との混合損失も生じる。したがって、ガスタービンのさらなる効率向上には TIT の増加だけでなく、冷却空気流量の低減を実現し得る冷却技術の開

発が重要である。この要求に対し、セラミック遮熱コーティングが実用化され、現在も研究が続けられている。一方、理論的に最も有効な空気冷却法はトランスピレーション冷却であり、冷却空気量の低減が可能となる。この方法では翼面は多孔質材料により形成され、冷却空気はその孔から噴出されて翼表面にフィルムを形成し、高温ガスから翼面を断熱する。しかし、この方法はガスタービンではいまだに実用化されておらず、多くの研究がモデル流路に対して行われている^{(1)~(4)}。さらに、多孔質材料内部の流れの解明およびシミュレーションのための研究も多く行われている^{(5)~(10)}。

本研究においては、多孔質材料により形成されたタービン翼の前縁を模擬したモデル流路内の二次元流れをはん用の CFD コードを用いて解析した。多孔質材料内の流れの運動量保存に対しては Ergun 方程式⁽⁵⁾を用いた。多孔質材料の空げき率、平均粒子径および冷却空気吹出し流量比をトランスピレーション冷却の基本特性のパラメータとし、これらのパラメータと冷却空気圧および多孔質材料内の温度分布との関係について調べた。さらに、これらの関係に対する多孔質材料内での流体の粘性および密度の変化の影響について

* 原稿受付 2002 年 9 月 9 日。

^{*1} Institute of Steam and Gas Turbines, Aachen University of Technology (Templergraben, 55, D-52056 Aachen).

^{*2} 正員, 法政大学工学部(〒184-8584 小金井市梶野町 3-7-9).
E-mail: tsujita@k.hosei.ac.jp

も解析した。吹出し流量比は、特に多孔質材で作られた翼前縁表面温度を主流ガス温度以下に低減可能な最小冷却空気流量付近に設定した。また、吹出し流量低減のためには、大きな平均粒子径を有する低空げき率の多孔質材料、あるいは小さな平均粒子径を有する高空げき率の多孔質材料が有効と考えられるが、本研究では前者を選んだ。本結果より空げき率、平均粒子径、吹出し流量比および冷却空気圧間の最適な組合せを見つけ出すことが可能と考える。

2. おもな記号

C : 入口境界での流体の速度

D : 多孔質材料の平均粒子径

K : 透過係数

k_{eff} : 有効熱伝導率

L_{ci} : 冷却空気入口境界に沿った無次元距離

M : 冷却空気吹出し流量比

Ma : Mach 数

P_s : 静圧

P_t : 全圧

Re : Reynolds 数

R_L : 前縁半径

T_s : 静温

T_t : 全温

u_j : 座標軸 ξ_j 方向の表面速度成分

W : モデルの代表長さ

X : モデルの軸方向距離

α : K の係数

β : K の係数

ε : 空げき率または乱流エネルギー散逸率

μ : 粘性係数

θ : 前縁円弧中心周りの角度

ρ : 流体密度

ξ : 直交座標

添 字

c : 冷却空気流

m : 主流ガス流

—max: 最大値

—min: 最小値

$p1$: 翼表面側の多孔質材

$p2$: 翼内側の多孔質材

3. タービン前縁モデル

解析対象となるタービン翼の前縁モデル (LEM) の形状寸法と計算格子およびその拡大図を図1に示す。本研究ではモデルの代表長さ W を 0.08 m に設定し

Table 1 Properties of PM 2

ε_2	$D_p(\text{mm})$	$\alpha(\text{kg/m}^3)$	$\beta(\text{kg/m}^3 \cdot \text{s})$	$k_{\text{eff}}(\text{W/m} \cdot \text{K})$
0.5	0.5	1.356×10^5	4.113×10^4	6.062

Fig.1 Model configuration and computational grid

た。翼は図1中の拡大図に示すように翼表面側のPM1と内側のPM2の2種類の多孔質材料で形成されている。PM1およびPM2の厚さはおおよそ0.25 mmと2.15 mmである。解析領域全体のセル数は6856、PM1とPM2の内部の冷却流方向のセル数はおおよそ2と8である。すべての解析においてPM2の空げき率は $\varepsilon_2=0.5$ に固定した。PM2の特性を表1に示す。

4. 計 算 方 法

4.1 多孔質材料内を除く流れ場の基礎方程式

Reynolds 平均 Navier-Stokes 方程式とエネルギー方程式を多孔質材料内を除く流れ場に対して用いた。乱流モデルは標準形の $k-\varepsilon$ モデルであり、壁面境界条件には壁法則を用いた。対流項は一次風上差分によって評価した。解法のアプローチは SIMPLE 法である。

4.2 多孔質材料内の流れ場の基礎方程式

複雑な幾何学的構造を有する多孔質材料内の流れを解析する困難さは、巨視的な流れの支配方程式を用いることによって除去される。本研究においては、多孔質材は等方性であることを仮定した。この場合多孔質材を通過する流れの巨視的な支配方程式の一般形は次式によって表される。

$$-Ku_i = \frac{\partial P_s}{\partial \xi_i} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 K は多孔質材料内での流体の透過性を表す係数、 P_s は静圧および u_i は座標軸 ξ_i 方向の表面速度で

ある。透過係数 K は Ergun 方程式⁽⁵⁾⁽¹¹⁾ により次式で設定した。

$$K = \alpha |u_i| + \beta \dots\dots\dots (2)$$

$$\alpha = \frac{1.75\rho(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 D}, \quad \beta = \frac{150\mu(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 D^2} \dots\dots\dots (3)$$

本研究では最初は、係数 α と β は温度に依存する流体密度 ρ および粘性係数 μ を含んではいが、定数と仮定して計算を行った。そのとき、 ρ は冷却空気の入口境界での値を用い、 μ は冷却空気の入口境界での温度から Sutherland の式を用いて算出した。さらに、多孔質材料内の流体の粘性および密度の温度による変化の影響を調べるために α と β をそれらの変数とした計算も行った。空げき率はすべての計算において多孔質材料内で一様、かつ、一定と仮定した。多孔質材料内の温度分布は有効熱伝導率 k_{eff} を用いてエネルギー方程式を解くことにより決定され、また、乱流値は乱流強度および長さスケールを仮定することにより代数方程式から算出された。

4.3 多孔質材料内での有効熱伝導率 多孔質材料内での有効熱伝導率 k_{eff} は次式により算出した⁽¹²⁾。

$$k_{\text{eff}} = -2k_o + \frac{1}{\frac{\varepsilon}{2k_o + k_f} + \frac{1-\varepsilon}{2k_o + k_s}} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 k_f および k_s はそれぞれ流体層および固体層の熱伝導率、 k_o は仮想熱伝導率である。式(4)において、 k_{eff} は k_o が k_f に等しい場合は最小値 $k_{\text{eff-min}}$ を、 k_s に等しい場合は最大値 $k_{\text{eff-max}}$ を取る。実際の熱伝導率は $k_{\text{eff-min}}$ と $k_{\text{eff-max}}$ の間に存在すると予想され、本研究では k_{eff} の値に、 $k_{\text{eff-min}}$ と $k_{\text{eff-max}}$ の算術平均値を仮定した。

有効熱伝導率の見積もりの際に、PM1 と PM2 はそれぞれ pvd 処理されたもの [$k_s = k_{\text{pvd}} = 1.35 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$] と Ni 基耐熱合金 [$k_s = k_{\text{cmsx-4}} = 30 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$] を仮定した。作動流体の空気の熱伝導率は $k_f =$

$0.02637 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ である。

5. 境界条件

各種の境界条件を適用する境界面を図1および表2に示す。翼列形状を考慮して境界面 b-c と a-f で対称境界条件を課した。図1に示されている水平方向の寸法値はすべて主流の入口境界 a-b から測定したものである。

解析では表3に示す主流の入口境界条件はすべての計算において一定とした。冷却空気の入口境界条件としては全温 T_{tc} を 723 K とした。冷却空気圧の最適値を主流の入口全圧の 1.005 倍と仮定した。なお、安全性を考慮した実用値では 1.02 倍付近が妥当と推測する。

6. 計算結果および考察

Ergun⁽⁵⁾ は粒子群で構成される層を横切る流れの圧力降下を決定する因子は、

- (1) 粒子の密着性と方向性
- (2) 流量
- (3) 粒子の大きさ、形状および表面状態
- (4) 流体の粘性と密度

と述べている。本研究ではこれらの因子に含まれる次の四つをパラメータとして解析を行った。

- (a) PM1 の空げき率 ε_1
- (b) 冷却空気の吹出し流量比 M
- (c) PM1 の平均粒子径 D_{p1}
- (d) 流体の粘性係数 μ と密度 ρ

ここで、 M は次式により定義した。

$$M = \frac{\rho_c C_c}{\rho_m C_m} \dots\dots\dots (5)$$

パラメータ(a)~(d)は順番に Ergun の因子(1)~(4)に関係付けられる。パラメータ(a)、(b)および(c)に対する解析では、透過係数 K の係数 α と β は定数と仮定し、冷却空気の入口特性から見積もった。PM1 の ε_1 と D_{p1} に対する特性を表4に示す。

6.1 PM1 の空げき率 ε_1 の効果 多孔質材料の空げき率の LEM の流れへの効果を調べるために、表

Table 2 Boundary conditions

Boundary conditions	Location in Fig.1
Main flow inlet	a-b
Cooling flow inlet	d2-e-f
Outlet	c-d1
Symmetry	b-c, a-f
Wall	d1-d2

Table 3 Main flow inlet conditions

Total pressure(P_m)	2.0MPa
Total temperature(T_m)	1570K
Mach number(M_a)	0.1

Table 4 Properties of PM1

ε_1	$D_{p1}(\text{mm})$	$\alpha(\text{kg/m}^4)$	$\beta(\text{kg/m}^3\cdot\text{s})$	$k_{\text{eff}}(\text{W/m}\cdot\text{K})$
0.1	0.05	3.058×10^8	1.666×10^9	0.8172
0.1	0.1	1.525×10^8	4.164×10^8	0.8172
0.1	0.2	7.265×10^7	1.041×10^8	0.8172
0.2	0.05	3.389×10^7	1.645×10^8	0.6308
0.3	0.05	8.787×10^6	3.732×10^7	0.5077

5に示すPM1の ε_1 をパラメータとして吹出し流量比 $M=0.015$ に対して計算を行った。図2に主流の入口全圧 P_{tm} で無次元化した冷却空気圧 P_{sc} の $L_{ci}=0.5$ の位置における値を示す。ここで、 L_{ci} は冷却空気入口境界の全長で無次元化した境界に沿う距離であ

Table 5 Calculation condition for effect of ε_1
($M=0.015$, $D_{pi}=0.05$ mm)

Case	1	2	3
ε_1	0.1	0.2	0.3

Fig. 2 Cooling air pressure

Fig. 3 Velocity vector inside PM1 (→ : 1.0 m/s)

Fig. 4 Temperature distribution along leading edge surface

Fig. 5 Temperature distribution along stagnation line

る。PM1内の速度ベクトルを図3に示す。PM1の前縁表面とよどみ線に沿った温度分布を図4および図5に示す。図4, 5で θ は前縁円弧中心周りの角度, X は前縁よどみ点を原点とする軸方向距離, R_L は前縁半径である(図1参照)。

図2から冷却空気圧 P_{sc} は空げき率 ε_1 に強く影響を受けることがわかる。Case 1($\varepsilon_1=0.1$)では冷却空気圧は仮定値($P_{sc}/P_{tm}=1.005$)よりはるかに高く、Case 2($\varepsilon_1=0.2$)は仮定値に近い値を示している。これらの二つのケースの冷却空気圧 P_{sc}/P_{tm} は1.0を超えているため冷却空気はPM1の全表面から噴出している[図3(a), (b)]。その結果、PM1の前縁表面に沿った温度 T_{sp1} も主流の全温 T_{tm} より低い($T_{sp1}/T_{tm}<1$)(図4)。よどみ線に沿った温度分布に関しては(図5), $\varepsilon_1=0.1$ のほうが $\varepsilon_1=0.2$ のものより低くなっているが、この原因は前縁よどみ点から噴出される冷却空気流量が $\varepsilon_1=0.1$ のほうが多いためである[図3(a), (b)]。一方、Case 3($\varepsilon_1=0.3$)に対して計算は発散した。これは図2の傾向から推測すると、不十分な冷却空気圧のために主流ガスがよどみ点付近から翼内へ流入したことが原因と考えられる。

6.2 冷却空気吹出し流量比 M の効果 冷却空気吹出し流量比 M の効果を調べるために、表6, 7および表8に示すように M をパラメータとしてPM1の3種類の空げき率 $\varepsilon_1=0.1, 0.2$ および0.3に対して計算を行った。 M の効果は三つの ε_1 に対して定性的に同様な傾向を示したため、ここでは $\varepsilon_1=0.1$ の結果について詳細に示す。

図6にはPM1内の速度ベクトルを示す。PM1の前縁表面に沿った温度分布を図7に、よどみ線に沿った温度分布を図8に示す。図9にPM2内の前縁付近

Table 6 Calculation condition for effect of M ($\varepsilon_1=0.1$, $D_{pi}=0.05$ mm)

Case	4	5	6	7	8	9	10
M	0.0015	0.002	0.003	0.0045	0.006	0.0075	0.009

Table 7 Calculation condition for effect of M ($\varepsilon_1=0.2$, $D_{pi}=0.05$ mm)

Case	11	12	13
M	0.009	0.03	0.045

Table 8 Calculation condition for effect of M ($\varepsilon_1=0.3$, $D_{pi}=0.05$ mm)

Case	14	15	16
M	0.045	0.06	0.075

Fig. 6 Velocity vector inside PM 1 (→ : 0.3 m/s)

Fig. 7 Temperature distribution along leading edge surface

Fig. 8 Temperature distribution along stagnation line

Fig. 9 Velocity vector inside PM 2

の M によって標準化された速度ベクトル図を示す。

吹出し流量比 M の増加に伴い、PM 1 内の速度ベクトルが増大し(図 6)、多孔質材料内の低温領域が冷却空気の対流効果により拡大していることがわかる(図 8)。 M が小さいときは低運動エネルギー領域が前縁

Fig. 10 Maximum temperature inside PM 1

Fig. 11 Cooling air pressure

Fig. 12 Relationship between $T_{sp1-max}$ and P_{sc}

よどみ点付近に存在しているが、 M の増加に伴い消滅している(図 6, 9)。 M の増加は冷却空気圧を上げ、PM 1 の全表面からの冷却空気の吹出しを一様に行っている。図 7 において M が小さいときには PM 1 の前縁よどみ点付近で温度の低下が認められるが、Ergun 方程式の適用限界に起因するかどうかは現時点では不明である。ここで「有効吹出し流量比」を T_{sp1}/T_{tm} が PM 1 のいたるところで 1.0 より小さくなる吹出し流量比と定義すると、翼前縁よどみ点付近での温度の低下は最小有効吹出し流量比付近で起こり、この現象は低空げき率の多孔質材料に対して顕著に現れた。

図 10 に吹出し流量比 M と PM 1 内の最高温度 $T_{sp1-max}$ の関係を示し、図 11 に冷却空気圧 P_{sc} と M の関係を示す。図 12 には P_{sc} と $T_{sp1-max}$ の関係を示す。

図 10 から最小有効吹出し流量比は空げき率を小さくすることによって下げられることがわかる。図 11

で P_{sc} は M にほぼ比例し、その比例定数は空げき率の増加に伴い小さくなっている。 $\varepsilon_1=0.1$ では $T_{sp1-max}$ は P_{sc} の増加によって効果的に下がらないが、一方、 $\varepsilon_1=0.3$ に対しては P_{sc} のわずかな増加が $T_{sp1-max}$ を効果的に下げている(図12)。したがって、 P_{sc} の増加に対する $T_{sp1-max}$ の低下の割合は空げき率の増加によって向上できる。この現象は図11に示した M と P_{sc} の関係に起因する。

6.3 PM1の平均粒子径 D_{p1} の効果 冷却空気圧に影響を与える透過係数 K は多孔質材料の空げき率 ε だけではなく平均粒子径 D に依存し、 D の増加によって小さくなる[式(2), (3)]。一般的に D は多孔質材料内での流体層と固体層間の接触面積を固体層の体積で割ったものとして定義される比面積から見積もられるが、比面積の決定は特に不規則な構造をもつ多孔質材料に対しては難しい⁽⁵⁾。したがって、平均粒子径 D の多孔質材料を横切る圧力降下への効果を調べるのは重要である。一方、高い冷却空気流量は主流のガス温度を下げ、また、主流との混合損失を生む。さらに、ガスタービンのトランスピレーション冷却の主たる問題点は翼の空力的効率の劣化にある。空げき率の大きい多孔質材は高い吹出し流量比を必要とし、さらに翼表面粗さのために空力損失を増加させる可能性がある。多孔質材料のガスタービンへの適用に際しては、できる限り空げき率 ε は小さいほうがよいと思われる。このような観点から、解析は表9および表10に示すように、空げき率 $\varepsilon_1=0.1$ のPM1に対し平均粒子径 $D_{p1}=0.1$ mmと0.2 mmに設定して行い、これまでの $D_{p1}=0.05$ mmの結果も含めて比較、検討を行った。

図13, 14および図15には異なる D_{p1} に対する、吹出し流量比 M とPM1内の最高温度 $T_{sp1-max}$ との関係、 M と冷却空気圧 P_{sc} との関係、および、 P_{sc} と $T_{sp1-max}$ との関係を示す。

$\varepsilon_1=0.1$ に対して D_{p1} を0.05 mmから0.1, 0.2 mmと増すことにより、係数 α と β は小さくなる(表

4)。図13からは最小有効吹出し流量比は D_{p1} を小さくすることにより下げられることがわかる。図14で P_{sc} は M にほぼ比例するが、その比例定数は D_{p1} の増加により小さくなる。図15で $D_{p1}=0.05$ mmを見ると、 $T_{sp1-max}$ は P_{sc} の増加により効果的に下がらないが、一方、 $D_{p1}=0.2$ mmに対しては、わずかな P_{sc} の増加が効果的に $T_{sp1-max}$ を下げている。すなわち、 P_{sc} の増加に対する $T_{sp1-max}$ の低下の割合は D_{p1} の増加によって向上する。以上の結果から、平均粒子径 D の増加は空げき率 ε の増加と同じ効果をもつことがわかり、式(3)からも推測できる。また、平均粒子径の見積もり精度は冷却空気圧に強く影響を与えることがわかる。

6.4 多孔質材料内での流体の粘性と密度の効果

ここまでは、多孔質材料内での流体の粘性 μ と密度 ρ の変化は無視し、係数 α と β を定数として扱った。しかしながら、定数 α と β により得られた結果は多

Fig. 13 Maximum temperature inside PM 1

Fig. 14 Cooling air pressure

Fig. 15 Relationship between $T_{sp1-max}$ and P_{sc}

Table 9 Calculation condition for effect of D_{p1}
($\varepsilon_1=0.1$, $D_{p1}=0.1$ mm)

Case	17	18	19	20
M	0.003	0.006	0.009	0.015

Table 10 Calculation condition for effect of D_{p1}
($\varepsilon_1=0.1$, $D_{p1}=0.2$ mm)

Case	21	22	23
M	0.009	0.015	0.022

孔質材料の中での強い温度変化を示した(図8)。そのため、温度に依存する μ と ρ の変化を考慮して係数 α と β を決定することは重要である。ここでは多孔質材料の中を通過する流れの μ と ρ の変化の影響を調べるために、表11に示す条件に対し、 α と β を変数として解析を行った。ここで、変数 α と β の影響は Reynolds 数 Re

$$Re = \frac{Du\rho}{\mu(1-\epsilon)} \quad \dots\dots\dots (6)$$

に依存すると考えられる。係数 α は高 Reynolds 数領

Table 11 Calculation condition for effect of μ and ρ
($D_{p1}=0.05$ mm)

Case	24	25	26
ϵ_1	0.1	0.2	0.3
M	0.0015	0.015	0.075

Table 12 Reynolds number

Case	4	2	16
Re	0.8475	8.828	54.48

Fig. 16 Temperature distribution along leading edge surface

Fig. 17 Maximum temperature inside PM 1

Fig. 18 Cooling air pressure

域において支配的となり、一方、係数 β は低 Reynolds 数領域で支配的となるからである。さらに、 Re は式(2)の右辺第1項と第2項の比を表している。表11に示す三つの計算条件 Case 24, 25 および Case 26 は異なる空げき率 ϵ と吹出し流量比 M の組合せに対して仮定冷却空気圧にほぼ等しい冷却空気圧を示した Case 4, 2 および Case 16 にそれぞれ対応している。これらの三つの計算条件に対する冷却空気の入口境界条件から算出した PM 1 内の Re の値を表12に示す。これらの値は PM 1 内の流れは Case 2 と Case 4 においては層流 ($Re < 10$) であり、Case 16 においては遷移状態 ($10 < Re < 1000$) にあることを示している。

図16に PM 1 の前縁表面に沿う温度分布を示す。図17および図18には Case 4, 24 ($\epsilon_1=0.1$), Case 2, 25 ($\epsilon_1=0.2$) および Case 16, 26 ($\epsilon_1=0.3$) の PM 1 内の最高温度 $T_{sp1-max}$ と冷却空気圧 P_{sc} を示す。図17, 18 中の constant と variable は係数 α と β が定数か変数かを示す。

μ と ρ の変化の影響は前縁付近の温度分布についてはよどみ点付近にわずかに現れているだけで(図16)、 $T_{sp1-max}$ に対しても小さいが(図17)、 P_{sc} に対しては顕著に現れている(図18)。多孔質材料を通過する冷却空気の μ は入口境界における冷却空気の値から主流の高温ガスの値に向かって増加するが、反対に ρ は減少する。定数の α と β の決定には冷却空気の入口境界での値を用いた。 μ の変化は層流領域で支配的になる β に影響を与え、 ρ の変化は Re の増加とともに支配的となる α に影響を与える。したがって、 μ と ρ の変化を考慮した変数 α は定数 α より小さくなり、変数 β は定数 β より大きくなる。結果として、変数 α と β を用いて得られた P_{sc} は定数 α と β から得られたものより層流状態にある Case 24 ($\epsilon_1=0.1$) に対しては高くなる。しかしながら、 Re の増加とともに変数 α と β の P_{sc} への影響は Case 26 ($\epsilon_1=0.3$) の結果に見られるように低下する。

以上の結果から、変数 α と β によって得られた結果が定数 α と β によって得られた結果と矛盾を生じないかを調べる必要がある。そこで、定数 α と β を用いて行った Case 1 から Case 23 と同じ条件について変数 α と β を用いて計算を行った。

図19から図22に変数 α と β を用いて得られた結果を示す。図19~21および図22は定数 α と β により得られた図10, 11, 13 および図14に対応する。これらの図の比較からは、変数 α と β の影響は各図の定性的な関係には認められないが、定量的な差として

Fig. 19 Maximum temperature inside PM 1

Fig. 20 Cooling air pressure

Fig. 21 Maximum temperature inside PM 1

Fig. 22 Cooling air pressure

は特に P_{sc} との関係に強く現れており、その差の大きさは Re に依存していると考えられる。変数 α と β に起因する P_{sc} の増加は、図 11 と図 20 の比較では最小空げき率 $\varepsilon_1=0.1$ に対して最も大きく、また、図 14 と図 22 の比較では、最小平均粒子径 $D_{p1}=0.05$ mm

に対して最も大きくなっている。また、同一吹出し流量比 M に対して Re は空げき率 ε または平均粒子径 D の減少により下がる。以上を総合すると冷却空気圧に対する粘性係数と密度の変化の影響は Re に依存することがわかる。

7. 結 論

本研究により以下の結論が得られた。

(1) 同じ冷却空気吹出し流量比に対し冷却空気圧は多孔質材料の空げき率に強く影響を受ける。

(2) 最小有効吹出し流量比は多孔質材料の空げき率または平均粒子径を小さくすることにより下げられる。

(3) 冷却空気圧は吹出し流量比にほぼ比例し、その比例定数は空げき率または平均粒子径の増加に伴い、小さくなる。

(4) 冷却空気圧の増加に対する翼面最高温度の低下の割合は空げき率または平均粒子径の増加により向上する。

(5) 平均粒子径の見積もり精度は冷却空気圧に強く影響を与える。

(6) 多孔質材料内の流体の粘性および密度の変化による影響は本研究で吟味したパラメータとの定性的な関係には現れなかったが、定量的な差が特に冷却空気圧との関係に強く現れ、その差は Reynolds 数に依存した。

なお、本研究は Collaborative Research Center (SFB) 561 “Thermally Highly Loaded, Porous and Cooled Multi-Layer Systems for Combined Cycle Power Plants” において Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) の援助のもとに行われた。ここに感謝の意を記す。

文 献

- (1) Eckert, E. R. G. and Livingood, J. N. B., Calculation of Laminar Heat Transfer Around Cylinders of Arbitrary Cross Section and Transpiration-Cooled Wall with Application to Turbine Blade Cooling, *NACA Rep.* 1220 (1955).
- (2) Setter, H., Wang, J. H. and Messner, J., An Experimental Investigation of Transpiration Cooling: Part I-Feasibility Test and Performance Estimation, *Proc. 8th ISROMAC*, 2 (2000), 778-785.
- (3) Wang, J. H. and Setter, H., An Experimental Investigation of Transpiration Cooling: Part II-Performance Comparison with Film Cooling, *Proc. 8th ISROMAC*, 2 (2000), 786-792.
- (4) Bohn, D. and Moritz, N., Comparison of Cooling Film Development Calculations for Transpiration Cooled Flat Plates with Different Turbulence Models, *ASME*

- Paper*, 2001-GT-0132 (2001).
- (5) Ergun, S., Fluid Flow through Packed Columns, *Chem. Eng. Prog.*, **48**-2 (1952), 89-94.
 - (6) Macdonald, I. F., EL-Sayed, M. S., Mow, K. and Dullien, F. A. L., Flow through Porous Media-the Ergun Equation Revised, *Ind. Eng. Chem., Fundam.*, **18**-3 (1979), 199-207.
 - (7) Kaviany, M., *Principles of Heat Transfer in Porous Media*, (1991), 17-118, Springer-Verlag.
 - (8) Kuwahara, F., Kameyama, Y., Yamashita, S. and Nakayama, A., Numerical Modeling of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array, *J. Porous Media*, **1**-1 (1998), 47-55.
 - (9) Takatsu, Y. and Masuoka, T., Turbulent Phenomena in Flow Through Porous Media, *J. Porous Media*, **1**-3 (1998), 243-251.
 - (10) Kubota, H. and Uchida, S., Thermal Protection System with Use of Porous Media for a Hypersonic Reentry Vehicle, *J. Porous Media*, **2**-1 (1999), 71-86.
 - (11) Beek, W. J. and Muttzall, K. M. K., *Transport Phenomena*, (1975), 112-114, John Wiley & Sons Ltd.
 - (12) Dagen, G., *Flow and Transport in Porous Formations*, (1989), 76-88, Springer-Verlag.
-