気膜冷却に関する研究* (スパン方向吹出しの冷却空気の挙動)

深川 雅幸^{*1}, 本阿弥 真治^{*2}

A Study on Film Cooling (The Behavior of the Jet in the Lateral Injection)

Masayuki FUKAGAWA and Shinji HONAMI

In order to clarify the behavior of a jet issuing laterally through a row of injection holes on flat and concave surfaces, time averaged and fluctuating temperature profiles in the jet are measured. Velocity and turbulence distributions are also obtained. Correlation of fluctuated velocity and temperature is also acquired. The one vortex motion in the jet is observed near the injection hole in the lateral injection. Jet diffusion by lateral injection covers a broader range in the spanwise direction compared to that by streamwise injection. A small effect of concave surface curvature on cooling effectiveness is obtained in the case of lateral injection.

Key Words: Turbulence, Film Cooling, Cooling Effectiveness, Lateral Injection, Temperature Fluctuation

1. 緒言

ガスタービンの熱効率を向上させるには、タービン入口温度を上昇させる必要がある。そこで、効果的なタービン翼の冷却方法を採用することが重要である。気膜冷却の研究において、過去20年間、冷却空気側の諸要素⁽¹⁾に関するものや乱流値⁽²⁾や流線曲率⁽³⁾など主流側の要素について検討されている。これらの研究は吹出し空気(二次空気)の吹出し方向が主流と同じ場合がほとんどである。一方、実際の翼において、主流に対し、90°スパン方向(Z方向)に傾けた吹出し方法が採用されているが、二次空気の挙動が十分に解明されたとは言えない状況にある。

したがって、本研究では、スパン方向吹出しを実施した場合の二次空気の挙動を明確にするため、二次空気の温度、温度乱れ、速度、乱流値そして温度と速度の相関分布などを実験により求め、流れ方向吹出しの研究⁽¹⁾⁽²⁾と比較・検討した。更に、流れ方向吹出しでは二次空気の付着性が悪いとされている凹壁面上の流れについて、流れ方向とスパン方向に吹出した場合にお

ける二次空気の挙動も併せて明らかにした。

2. 記号

D : 管径

I : 運動量比 $= \rho_2 U_2^2 / \rho_\infty U_\infty^2$

M : 質量速度比 $= \rho_2 U_2 / \rho_\infty U_\infty$

Re : レイノルズ数

$Re_D = \rho_\infty U_\infty D / \mu_\infty$

$Re_2 = \rho_2 U_2 D / \mu_2$

R_{ut} : 速度と温度の相互相関

T : 温度

T' : 変動温度

U : 速度

U' : 変動速度

X, Y, Z : 座標系(図1)

X_0 : 曲率開始点を原点とする流れ方向座標

δ : 境界層厚さ

η : 冷却効率

θ : 無次元温度〔式(1)〕

μ : 粘度

ρ : 密度

ϕ : 流れ方向に対する吹出し角度

添字

* 昭和62年4月3日 第64期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和61年8月4日。

^{*1} 准員、三菱重工業(株)長崎研究所(〒851-03 長崎市深堀町)。

^{*2} 正員、東京理科大学工学部(〒162 東京都新宿区神楽坂1-3)。

- 0: 吹出しのない状態
- 2: 二次空気
- ∞ : 一次空気
- w : 壁面

3. 実験装置および実験方法

図1は整流部、ノズル部に続く試験流路を示す。流路高さ100 mm、幅600 mmの長方形断面をもつ長さ900 mmの直線流路下流に曲率半径500 mmの曲がり部が続く。凹壁面上の静圧分布が流れ方向に一定となるように、流路高さを調整した。

図2は吹出し孔列の配置を示す。管径 $D=10$ mm、ピッチ $5D$ の5本単列で、壁面(真ちゅう製)と吹出し孔の軸となす角度は 30° である。二次空気を主流方向に吹出す場合を“ $\phi=0^\circ$ 吹出し”〔図2(a)〕,そしてスパン方向(Z 方向)に吹出す場合を“ $\phi=90^\circ$ 吹出し”〔図2(b)〕と呼びこの二とおりについて実験を行う。吹出し孔列の位置は曲率開始点上流 $X_0=-470$ mmと下流 $X_0=200$ mmである。また、主流の流速は14 m/sであり、管径を代表長さとするレイノルズ数 Re_d は 9.0×10^3 である。

送風機の吐出口より供給された二次空気(吹出し空気)は、バルブ、フィルタ、流量計測用ノズルを通りニクロム線ヒータで一次空気より 55°C 加熱されたのち、吹出される。

測定断面は吹出し孔下流 $2D$ と $7D$ である。センサ部に直径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を用いた定電流形抵抗温度計と定温度形熱線流速計により温度と速度を測定した。速度と温度の相互相関の測定には、抵抗温度計と熱線流速計を組合せたプローブを使用し、熱線流速計の温度補償に抵抗温度計の出力を用いた。質量速度比 M は二次空気が非加熱と加熱された場合、0.50と0.47に設定し、それぞれレイノルズ数 Re_2 は $4.5 \times$

10^3 と 3.5×10^3 である。また、運動量比 I は二次空気の軌跡に関する重要なパラメータであるから本実験ではすべて運動量比 I を0.26に統一した。なお、速度場の測定に際し二次空気は非加熱である。

4. 実験結果および考察

4.1 等温度分布 無次元温度分布 θ は式(1)で表され T_2 は二次空気吹出し管壁に取付けた熱電対で測定された二次空気の温度である。

$$\theta = (T - T_\infty) / (T_2 - T_\infty) \dots\dots\dots (1)$$

図3(a)に平板 $\phi=0^\circ$ 吹出しの $X/D=2$ における等温度分布を示す。なお、図3に温度、速度の相関係数分布も併せて示すが、考察は4.5節で述べる。 $Y/D=0.4$ の位置に二次空気のコアである $\theta=1.0$ の領域が現れ、腎臓の形に似た分布を示す。 $\theta_{\max}$ の位置は $Z/D=\pm 0.15$ の二つの点に分かれ、門谷ら⁽²⁾はこれを“二つの目”と報告している。図4(a)に示すように $X/D=7$ になると二次空気のコアと“二つの目”は存在しない。二次空気は主に Y 方向に拡散し、二次空気外縁の壁面からの位置は高くなるが、 Z 方向への広がりはわずかである。これらは吉田らの結果⁽¹⁾によく似た分布である。

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図2 吹出し孔の配置

図1 試験流路

図3(b)に平板 $\phi=90^\circ$ 吹出しの $X/D=2$ における等温度分布を示す。以後、図の(a)は $\phi=0^\circ$ 吹出し、図の(b)は $\phi=90^\circ$ 吹出しに対応する。二次空氣の拡散が早く、コアは存在しないが、 $\theta_{\max}$ の位置が2箇所現れ、平板の $\phi=90^\circ$ 吹出しにおいても“二つの目”が存在する。図4(b)に示すように下流の $X/D=7$ では二次空氣の拡散が進み、 $\theta_{\max}$ を示す領域は一つとなる。二次空氣中心(図中×印)は $Z/D=1.5$ へ移動する。平板の $\phi=0^\circ$ に比べて二次空氣外縁の壁面からの位置は同じであるが、 Z 方向への拡散が進み、二次空氣中心付近の等温度線は壁面に対して平行に近く、 $\phi=90^\circ$ の二次空氣は付着性が優れていることがわかる。

4・2 等温度乱れ分布 一次空氣と二次空氣の混合の様子を最も良く表すと考えられる温度乱れ分布は、進藤ら⁽⁴⁾が熱電対で測定しているが、本実験では定電流形抵抗温度計を用いて、温度乱れを測定した。温度乱れは式(2)により定義する。

$$\text{温度の乱れ} = \sqrt{T'^2} / (T_2 - T_\infty) \dots\dots\dots (2)$$

図5(a)に平板上 $X/D=2$ における $\phi=0^\circ$ の等温度乱れ分布を百分率で示す。二次空氣のコアを囲むようなドーム状の分布を示し、混合が二次空氣のコアの下部を除く周辺部で行われていることがわかる。この結果は進藤らと同様である。さらに、二次空氣の下部へ温度乱れのある流れが巻き込まれていることがわかる。4・1節で得られた腎臓の形に似た等温度分布と考

え併せると、これは、それぞれ $\theta_{\max}$ を中心に一次空氣が二次空氣の下部に巻き込まれるような渦運動の存在を示すものである。図5(b)に $\phi=90^\circ$ の場合を示す。 $\phi=0^\circ$ の吹出しと同様に $\theta_{\max}$ を示す領域の周辺部で混合が行われる。二次空氣左側の領域において、 $\theta_{\max}$ を中心として前述した渦運動により二次空氣の下部への巻き込みが認められる。一方、右側の領域では巻き込みが行われず、単に Z 方向に広がる傾向を示す。このように等温度乱れ線図により、二次空氣の挙動がいつそう明らかになる。

4・3 速度分布 図6(a)に平板上 $X/D=2$ の $\phi=0^\circ$ の各スパン位置における速度分布を示す。 $Z/D=0.15, 0.25, 0.35$ の速度分布はS字状を示す⁽¹⁾⁽²⁾。これは二次空氣に渦運動が誘起され、一次空氣を巻き込む結

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図3 平板上の $X/D=2$ における等温度分布

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図4 平板上の $X/D=7$ における等温度分布

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図5 等温度乱れ分布(平板, $X/D=2$)

果生じたものと考えられる。 $Z/D=0.5\sim1.5$ では、吹出しのない速度分布に徐々に回復するが、 $Z/D=0.75$ の壁面近傍で加速が見られる。これは二次空気によって押しのけられた一次空気が二次空気の両側で局部的に加速されたためと考えられる⁽¹⁾⁽⁴⁾。

図6(b)に $\phi=90^\circ$ の場合を示す。二次空気中心より左側では $\phi=0^\circ$ 吹出しと同様、速度分布がS字状となり、 $Z/D=0.25, 0, -0.25, -0.5$ はそれぞれ $\phi=0^\circ$ 吹出しの $Z/D=0, 0.15, 0.25, 0.35$ の速度分布に対応し、速度分布から、二次空気左側の領域に、前述した渦運動が存在することの妥当性が確かめられる。さらに $Z/D=-0.75$ の壁面近傍で加速する分布となる。二次空

気中心より右側の領域で渦運動は認められず、速度分布は徐々に回復するのがわかる。

4.4 乱流値分布 図7(a)に平板上 $X/D=2$ における $\phi=0^\circ$ の乱流値分布を示す。 $Z/D=0$ において乱流値が極大値を示す二つの領域が存在する⁽¹⁾⁽²⁾。これは二次空気の上端と下端に対応し、上端の極大値が小さいのは、下端に比べて一次空気と二次空気の速度差が小さいためであり、この傾向は $Z/D=0.35$ まで続く。

図7(b)に $\phi=90^\circ$ の場合を示す。乱流値の極大値を示す領域は一つで、二次空気下端のピークは存在しない。これは二次空気が吹出された直後に壁面に押し

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図6 平板上 $X/D=2$ における速度分布

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図7 平板上 $X/D=2$ における乱流値分布

つぶされたものと考えられる。極大値が24%と $\phi=0^\circ$ 吹出しの極大値12%より大きい値を示す。 $\phi=90^\circ$ の吹出し直後の流れ方向速度成分が零なので、 $\phi=0^\circ$ に比較して、一次空気と二次空気の速度差が大きく、したがって、せん断力が強く働くため、乱流値が大きくなると考えられる。

4.5 速度と温度の相関 図3(a), (b)に平板上 $X/D=2$ における $\phi=0^\circ$ と $\phi=90^\circ$ の速度と温度の相関係数 R_{ut} 分布を示す。ここで、温度場との比較を容易にするため、図3に R_{ut} を併せて示した。また、無次元温度 θ が最大を示す位置を通る Y と Z 方向の R_{ut} 分布を示す。二次空気は一次空気に対して速度が低いので、吹出し孔下流の相関は、 $\theta=0^\circ$, $\theta=90^\circ$ とも大部分の領域で負の値となる。

$\phi=0^\circ$ と $\phi=90^\circ$ 吹出しを比較すると、 $\phi=90^\circ$ のほうが相関が強く、二次空気の拡散が大きいことを示すが、両者ともに加熱した平板乱流境界層の相関 -0.7 に比べて、弱い相関である。

$\phi=0^\circ$ の R_{ut} 分布は二次空気外縁に極大値をもつ。これは吹出し流の境界におけるアーチ状の渦⁽⁴⁾によるものであり、Ramseyら⁽⁵⁾はこのような間欠現象を可視化しているが、 $\phi=90^\circ$ 吹出しにおいて二次空気外縁に R_{ut} が強い領域は見られない。更に、 $\phi=0^\circ$ の二次空気コアの下部に相関が正となる領域が存在する。これは、加熱自由噴流外縁の混合、拡散に類似する現象であり、 $\phi=90^\circ$ の吹出しにおいても $Z/D=0.5$ の壁面付近に観察される。

4.6 境界層厚さと曲率の影響 平板流れに比べて排除厚さが1.5倍大きい曲率半径500mmの凹壁

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図8 曲壁上 $X/D=7$ における等温度分布

面上の流れにおいて、平板と同様な吹出し実験を行い、二次空気の挙動を比較した。これらの結果は境界層厚さが平板に比べ厚くなった効果と凹壁曲率の影響⁽³⁾を同時に受けている。吹出し直後の $X/D=2$ において、これらの影響より二次空気自身の特性が卓越しているので、 $\phi=0^\circ$ と $\phi=90^\circ$ 吹出しともに平板と同様な分布である。

図8(a), (b)にそれぞれ $X/D=7$ の $\phi=0^\circ$ と $\phi=90^\circ$ 吹出しの等温度分布を示す。 $\phi=0^\circ$ の場合、二次空気は全体的に壁面から離れ、境界層厚さと曲率の影響を同様に受けたと考えられる。 $\phi=90^\circ$ の場合、二次空気左側に比べて右側の領域は両者の影響をあまり受けず、右下がりの分布を示す。これは、 $\phi=90^\circ$ の二次空気と一次空気の相互干渉が4.1~4.3節に述べたように二次空気の左右の領域で異なるためと考えられる。

4.7 冷却効率 冷却効率は式(3)で表される。

$$\eta = (T_w - T_{w0}) / (T_z - T_{w0}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

本研究において、壁面温度 T_w はその位置における壁面近傍 $Y/D=0.01$ の流体温度とし、各測定断面において等温線が壁面に平行となる $Z/D=-0.15$, $Y/D=0.01$ の位置における流体温度を T_{w0} とした。

図9(a)に $\phi=0^\circ$ 吹出しの冷却効率分布を示す。 $X/D=2$ の分布は平板、凹壁ともに $Z/D=0$ の位置において極小値をもつ。これは腎臓状の一对の渦が一次空気を巻き込むためであり、 $X/D=7$ でこの渦運動は減衰し、 $Z/D=0$ で極大値となる。また、一对の渦のため、 $X/D=2$ より7にかけて Z 方向の広がりはずかである。凹壁の冷却効率は平板に比べて低下する。

図9(b)に $\phi=90^\circ$ 吹出しの場合を示す。 $X/D=2$ において二次空気を中心の位置(図中↓)に冷却効率が局所的に低下する谷状分布を示す。これは二次空気の

(a) $\phi=0^\circ$ 吹出し

(b) $\phi=90^\circ$ 吹出し

図9 冷却効率 (↓: 二次空気中心, $X/D=2$)

左側の渦が一次空気を巻き込むためである。左側で冷却効率は低く、狭い領域に限定される。一方、右側の領域における冷却効率は比較的高く、広範囲にわたる。これは右側の二次空気が一次空気を巻き込まず、附着性のよい冷却が行われた結果と考えられる。また凹壁の冷却効率は平板に比べて低下するが、 $\phi=0^\circ$ 吹出しと比べると低下する割合は小さい。これは吹出し孔下流 $7D$ において、 $\phi=90^\circ$ 吹出しは、 $\phi=0^\circ$ 吹出しに比べて凹壁上の流れの影響を受けにくいことを示す。

5. 結 論

$\phi=90^\circ$ 吹出しの二次空気の挙動を $\phi=0^\circ$ 吹出しと比較、検討した結果、以下のような結論がえられた。

- (1) $\phi=90^\circ$ 吹出しにおいても $X/D=2$ の断面に“二つの目”が現れる。
- (2) $\phi=90^\circ$ 吹出しは、一次空気を巻き込む渦が一つ存在する。
- (3) $\phi=90^\circ$ 吹出しは、 $\phi=0^\circ$ に比べて二次空気の拡散が大きい。
- (4) $\phi=90^\circ, \phi=0^\circ$ とともに吹出し孔下流 $X/D=2$ の断面において、速度と温度の相関は弱い。
- (5) $\phi=90^\circ$ 吹出しの渦運動の存在が認められな

い二次空気右側の領域は、渦運動の存在する左側の領域に比べて二次空気の附着性が良く、境界層厚さと凹壁曲率の影響を受けにくい。

(6) $\phi=90^\circ$ 吹出しの冷却効率は吹出し孔下流 (吹出し孔下流 $7D$ の領域) において、 $\phi=0^\circ$ 吹出しに比べ、境界層厚さと凹壁曲率の影響を受けにくい。

終わりに、本研究の実施にご協力いただいた、本学卒研究生、西山直樹、鈴木一弘、平岡豊毅の各氏に感謝の意を表す。また、本研究に対し貴重なご意見をいただいた航空宇宙技術研究所の吉田豊明氏、坂田公夫氏、柳良二氏に深く感謝の意を表す。

文 献

- (1) Yoshida, T. and Goldstein, R. J., *Proc. Tokyo Int. Gas Turbine Congr.*, (1983), 135.
- (2) Kadotani, K., Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, 101 (1979), 459.
- (3) Ito, S., Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Eng. Power*, 100 (1978), 476.
- (4) 進藤・ほか2名, 第14回ガスタービン定期講演論文集, (昭61), 9.
- (5) Ramsey, J. W. and Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Heat Transfer*, 93 (1971), 365.

討 論

〔質問〕 武石 賢一郎

(三菱重工業(株)高砂研究所)

フィルム冷却の現象解明に有効なデータを提供されたことに敬意を表す。下記につきご教示願いたい。

(1) 曲率と境界層が同時に作用しているためフィルム冷却への影響を分離することは困難と思われるが、等効率点の移動の比較などからどちらの影響が大きいと考えられているか。同じ境界層厚さで曲率のみの影響を比較されたデータがあれば合わせてご教示願いたい。

(2) タービン翼の前縁近傍には貴論文で述べられている $\phi=90^\circ$ 形状に近いフィルム冷却が実用されている。前縁近傍では境界層厚さはほぼ零であり、また凸面である。凸面は平面のフィルム冷却に効率が近いことが多く報告されているが貴論文の平板で境界層厚さが零のデータがあれば前縁フィルムの理解に役立つと考えられる。測定されてあれば教示願いたい。

〔回答〕 (1) 境界層厚さ δ と曲率半径 R の影

響はどちらが卓越しているか本論文の測定結果だけでは不明である。すなわち、境界層厚さや曲率半径を独立に変えた実験条件を設定することは非常に困難であった。ただし $\phi=0^\circ$ と $\phi=90^\circ$ 吹出しの二次空気の挙動を比較すると、 $\phi=90^\circ$ の二次空気左側の領域の流れは $\phi=0^\circ$ と非常に似ているのでこの領域については、 $\phi=0^\circ$ の結果から δ や R の影響をある程度類推できると考える。一方、 $\phi=90^\circ$ の二次空気右側の領域の流れは $\phi=0^\circ$ の二次空気の挙動と異なり、どちらかというスリット吹出しに類似していると考えられる。結局、 $\phi=90^\circ$ 吹出しは複合された流れの挙動を示すので δ と R の影響も二次空気の左右の領域で異なると考える。

(2) 平板で $\phi=90^\circ, \delta=0$ のデータは測定していない。しかしながら二次空気の左側の挙動は $\phi=0^\circ$ に非常に類似しているので過去の平板 $\phi=0^\circ, \delta=0$ のデータよりある程度推測できると考える。