



# 矩形狭流路内膜冷却挙動\*

## —実験結果と従来の経験式および k-εモデルとの比較—

刑部真弘\*\* 宮沢利明\*\*\* 堀木幸代\*\*\*\*  
三河大介\*\*\* 小幡正 —\*\*\*\*\*

Film Cooling in Thin Rectangular Channel

—Comparison of Experimental Results with Previous Empirical Correlation and k-ε Model—

By Masahiro Osakabe, Toshiaki Miyazawa, Sachiyo Horiki, Daisuke Mikawa and Masakazu Obata

Film cooling behavior in thin rectangular channel was studied experimentally by using water. The film thickness and the wall temperature distribution were visualized with an ink and a thermochromic liquid crystal sheet, respectively. The wavy temperature distributions on the wall just after injection slit was observed in spite of the two-dimensional film. The empirical film cooling model by Goldstein et al., which was developed based on gas flow, failed to predict the film cooling effectiveness using water. The k-ε low Reynolds number turbulent model predicted well the experimental results of the relatively low injection rate but overestimated the film cooling effectiveness at the higher injection rate. The overestimation was considered to be due to the underestimation of fluid mixing near the wall in the model.

### 1. 序

固体面を高温環境から保護するために、固体面の境界層中に冷却二次流体を注入する方法が、ターボジェットエンジンやガスタービンを中心として広く用いられており、これを膜冷却 (Film cooling) と呼ぶ。

膜冷却に関する研究は過去広く行われ、主な実験結果や膜冷却効率の予測式等がGoldstein<sup>1)</sup>によりまとめられている。ただし、これらの研究の対象は、比較的大きな風洞中に置かれた平板境界層での膜冷

却が多く、主流の乱れが少ない条件での乱流境界層内での冷却二次流体の混合過程に注目している。小幡ら<sup>2)</sup>は、主流に各種の強い乱れを発生させた平板境界層の膜冷却実験を行ない、その影響が大きいことを報告している。実際の機器においては、翼端とシュラウド間のように主流と定義される部分のない、しかも場合によっては流れ方向に圧力損失のある狭い乱れた空間において、二次流体の注入を行う必要がある。これらの膜冷却挙動の予測に従来の経験式を適用する場合には注意が必要である。

本研究では、狭い空間での膜冷却を意識した実験を行った。主流のある平板境界層においては流れ方向に増大する境界層厚さの予測は比較的容易である。さらに、この境界層内において、一次流体である主流と二次流体の混合を扱うことにより、膜冷却効率等についてある程度理論的なアプローチが可能であ

\*原稿受付 平成6年9月27日

\*\*正会員 東京商船大学助教授(江東区越中島2-1-6)

\*\*\*東京商船大学大学院(江東区越中島2-1-6)

\*\*\*\*正会員 運輸省航海訓練所教官(横浜市中区北仲通5-57)

\*\*\*\*\*石川島播磨重工技術研究所(江東区豊洲3-2-16)

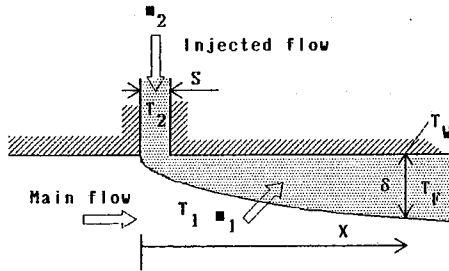


図1 膜冷却の概念

るとされてきた。一方、矩形狭流路内の発達した乱流においては、吹き出した二次流体の拡散範囲を予測することは困難であり、この拡張範囲を捕らえることが必要不可欠と考え、高レイノルズ数でも可視化が比較的容易な水を流体として選んだ。また、水の場合従来の研究で行われてきた気体に比べてプラントル数が1オーダー大きく、従来の相関式の予測限界の確認にもなる。

一方近年、数値流体工学の発展とともに、膜冷却問題にも数値シミュレーションの技法が応用されるようになってきた。穴や溝から冷却流体を吹き出す膜冷却に関し、Patankarらの3次元計算<sup>3)</sup>を始めとした多くの計算が行われてきた。ところが、これらの楕円型偏微分方程式の数値計算には、少なくとも20000以上のノーディングが必要であり、計算時間も大型計算機で30分以上かかり、設計計算のパラメータ検討には多大過ぎることが指摘されてきた。このため、放物型偏微分方程式からなる二次元 $k-\epsilon$ 低レイノルズ数乱流モデルを穴や溝からの吹き出しのある平板境界層に適応した近似計算<sup>4)</sup>が注目されるようになってきた。楕円型では流れ方向に何度も計算を繰り返す必要があるのに対して、放物型では流れ方向に1回だけの計算ですむため計算時間を短縮でき、また計算機の記憶容量も少なくすむのでパソコンでも十分対応可能である。ただし、この近似計算では注入部直後の剝離領域等を考慮するため、ここでの乱れ分布等を実験結果を基に与えている。

狭い乱れた空間での膜冷却挙動を予測するためには、経験式に代わる手段として数値計算が有望であり、しかも現場の技術者が用いることを考えると迅速な放物型計算が望ましい。本研究では、実験結果等の情報を使っていない純粋な放物型二次元 $k-\epsilon$ 低レイノルズ数乱流モデルを矩形狭流路内膜冷却問

題に適用し、その適用限界を調べた。

## 2. 従来の研究

図1は本研究の対象とする二次元膜冷却の概念図である。本研究と同様な二次元スリットからの吹き出しを伴う平板境界層の膜冷却効率 $\eta_w$ に関し、Sebanら<sup>5)</sup>は次の経験式を提案した。

$$\eta_w = 2.2A^{-0.5} \quad (1)$$

ここで $A$ は、二次元ジェットの整理<sup>6)</sup>に用いられる無次元数で、

$$A = \frac{x}{Ms} \quad (2)$$

ここで、 $M$ は吹き出し流量比で、

$$M = \frac{\rho_2 v_2}{\rho_1 u_1} \quad (3)$$

と定義される。ここで $u_1$ は主流速度であるが、本研究のダクト流れでは $u_1$ をダクト平均速度 $u_m$ とした。一方、小幡<sup>7)</sup>は、式(1)と同じ無次元数を用いて、

$$\begin{aligned} \eta_w &= 1.9A^{-0.45} & 10 \leq A \leq 100 \\ \eta_w &= 9.6A^{-0.8} & 100 \leq A \end{aligned} \quad (4)$$

を提案した。

Goldsteinら<sup>8)</sup>及びNishiwakiら<sup>9)</sup>は、もう少し解析的なアプローチを進めた。図1に示したように $m_1$ を距離 $x$ までの膜内に入る一次流体の質量、 $m_2$ を注入二次流体質量とすると、 $x$ までの膜内のエネルギーバランスより

$$m_2 C_{P2} (T_2 - T_1) = (m_1 C_{P1} + m_2 C_{P2}) (T_F - T_1) \quad (5)$$

ここで、 $T_F$ は膜平均温度である。上式を用いると、膜冷却効率 $\eta_w$ は

$$\eta_w = \frac{T_w - T_1}{T_F - T_1} \cdot \frac{m_2 C_{P2}}{m_1 C_{P1} + m_2 C_{P2}} \quad (6)$$

ここで

$$T_F - T_1 = \lambda (T_w - T_1) \quad (7)$$

とおくと、式(6)は

$$\eta_w = \frac{1/\lambda}{1 + (m_1 C_{P1}/m_2 C_{P2})} \quad (8)$$

ここで、Goldsteinらは、吹き出しが非常に少ない場合は、スリット部分に線熱源があるとした解析解に漸近するとして、

$$\lambda = 1 / (1.9Pr^{2/3}) \quad (9)$$

と与えた。さらに、吹き出しが無い場合の乱流境界層厚さを基準とした半経験式により(8)式の分母を評

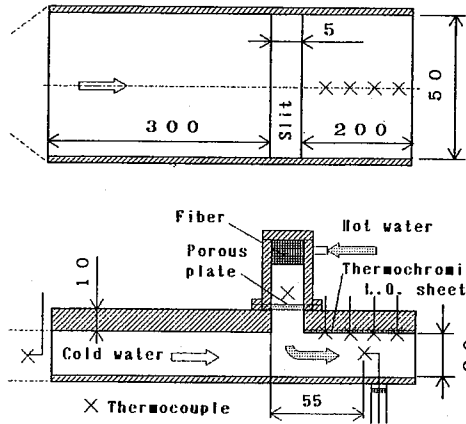


図2 実験装置

価することにより

$$\eta_w = \frac{1.9Pr^{2/3}}{1 + 0.329Re_2^{-0.2}(\mu_1/\mu_2)^{0.2}(C_{p1}/C_{p2})A^{0.8}\beta} \quad (10)$$

ここで

$$\beta = 1 + 1.5 \times 10^{-4} Re_2 (\mu_2/\mu_1) \sin \alpha$$

### 3. 実験装置および方法

実験装置概念図を図2に示す。50×20mmの矩形断面ダクトに一次流体（約20℃の冷水）を流し、ダクト上部より多孔板（20μ焼結金属）を通して整流した二次流体（約60℃の温水）を幅5mmのスリットより注入する。温水は温水ボイラよりカスケードタンクに導き気泡を除去した後、テスト部に供給した。注入部はダクト先端より300mm（ $L/D_h=10.5$ ）とし、一次流体は、注入部で十分発達した乱流となるようにした。一次及び二次流体流量は、オリフィス流量計で測定した。また、可視化観察のためダクトは透明アクリル製とし、二次流体の注入配管系にはインク混合物を設け二次流体を着色できるようにした。上部壁面は断熱性を高めるために、厚さ10mmとしその内面に液晶シートを接着し壁温度分布の可視化をした。液晶は45℃から5℃おきに変色する。同時にダクト上部内壁面温度を測定するためT熱電対を注入部後端より約1cm間隔でダクト中央部に13点設置した。また、一次流体温度はダクト入口部、二次流体温度は注入部の多孔板部で測定した。さらに注入部先端より55mmの位置に、流体温度測定用にトラバース装置をつけたT熱電対（シース型、線径1mm）を設置した。これらの熱電対の信号はディジタ

ルスキャナーを介してデジタル温度計に送られ温度に変換された後、パソコンに GPIB 回線で転送記録された。

吹き出し口スリットのアスペクト比5の前報<sup>10)</sup>では、側壁の影響によると考えられる二次流れの影響がみられた。アスペクト比10とした本実験では、着色した二次流体の挙動からは、その影響はみられず、ほぼ二次元の膜が形成されたと考えられた。

### 4. $k-\epsilon$ 低レイノルズ数乱流モデル

流れ方向の拡散を無視し、ダクト断面内で圧力勾配  $dp/dx$  が一様と仮定する。ダクト断面内圧力を均一としたこの仮定は、吹き出し量の小さい場合には妥当と考えられるが、全般的な予測のためには吹き出し口での乱流強度の補正等<sup>4)</sup>が必要となると考えられる。しかし、これらの仮定により  $y$  方向の  $v$  運動方程式が省略でき、放物型迅速計算が可能となる。基礎式は、

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial(u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} [(\nu + \nu_T) \frac{\partial u}{\partial y}] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u k)}{\partial x} + \frac{\partial(v k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} [(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial y}] \\ + \nu_T \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right]^2 - \epsilon - 2\nu \left[ \frac{\partial k^{1/2}}{\partial y} \right]^2 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u \epsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(v \epsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} [(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon}) \frac{\partial \epsilon}{\partial y}] \\ + C_1 f_1 \nu_T \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right]^2 \frac{\epsilon}{k} - C_2 f_2 \frac{\epsilon^2}{k} + 2\nu \nu_T \left[ \frac{\partial^2 u^2}{\partial y^2} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial(u T)}{\partial x} + \frac{\partial(v T)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( a + \frac{\nu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (15)$$

$$\nu_T = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (16)$$

低レイノルズ数モデルの定数は種々提案され、明ら<sup>11)</sup>が整理しているが、ここでは設計現場にも普及していると考えられる代表的な Launder-Sharma<sup>12)</sup>のモデルを用い、

$$C_1 = 1.44, \quad f_1 = 1, \quad C_2 = 1.92,$$

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_T^2)$$

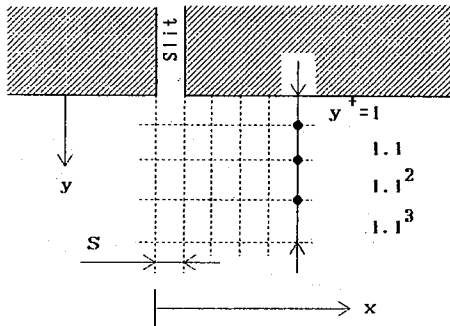


図3 計算に用いたノーディング

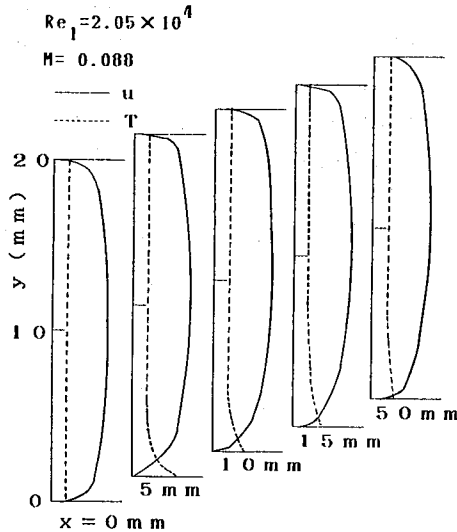


図4 速度u及び温度Tの計算結果

$$C_\mu = 0.09, f_\mu = \exp\left[\frac{-3.4}{(1+R_T/50)^2}\right], R_T = \frac{k^2}{\nu \varepsilon}$$

$Pr_T = 0.9, \sigma_K = 1, \sigma_\varepsilon = 1.3$ とした。

計算に用いたノーディングは、図3に示すようにに壁面近傍のメッシュ幅を  $y^+ = 1$  とし、壁面から離れるにつれ1.1倍ずつ増加させ、ダクト中央で上下対象とした。本研究の計算では、ダクトの  $y$  方向ノード数は約85であった。流れ方向には、吹き出し口の幅  $s$  で均一に分割した。このノーディングを用いることにより吹き出しの無い十分発達した流れ条件では、一般速度分布とよく一致する結果が得られることを確認した。計算は一次の風上差分を用いたコントロールボリューム法<sup>13)</sup>を用いて行った。境界条件は、ダクト上下境界では基本的に、

$$u = k = \varepsilon = 0$$

とした。また吹き出し口でない壁面の場合、

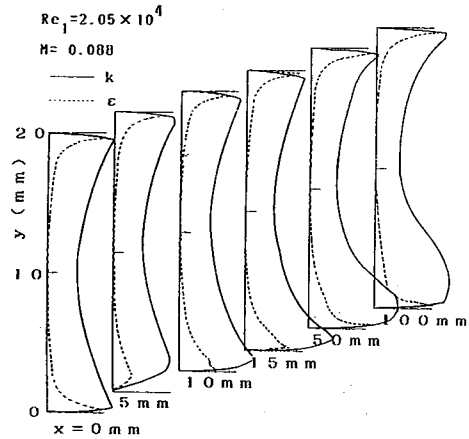


図5 乱流エネルギーk及び散逸εの計算結果

$$v = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

吹き出し口の壁面の場合

$$v = v_2$$

$$T = T_2$$

とし、温度  $T_2$  の流体が  $v_2$  で流入するとした。吹き出し口直前のダクト内初期条件は、本研究のモデルで助走区間の計算を行った結果得られた十分発達した状態とした。計算には一次流体の物性値を用いたが、一次と二次の平均温度での物性値を用いても大きな変化はなかった。なお、本実験の1ケースの計算に要した時間は、パソコン (CPU 486DX 2クラス) で約1分であり、経験式を用いるのと同じ様な迅速性が得られた。

図4に示したのは、実験結果をよく表す典型的な計算例における  $x$  方向速度  $u$  及び流体温度  $T$  のダクト内  $y$  方向分布である。  $x = 0$  mmにおける状態は、十分発達したダクト内乱流の計算値であり、  $u$  分布は  $1/8$  乗則の速度分布とほぼ一致する。  $x = 5$  mmのノードにおいて、  $y = 0$  の壁面から温水が吹き出るために  $u$  分布が上に持ち上げられ、壁面近傍で高温の温度境界層が形成される。その後下流に向かって、上に持ち上げられた  $u$  分布が壁面近傍まで次第に降下してくると同時に、高温の温度境界層も拡散していく、図5に示したのは、同じ計算条件での乱流エネルギー  $k$  及び散逸  $\varepsilon$  の分布である。  $x = 0$  mmにおいては、発達したダクト内に特有な鞍型分布がみられる。  $x = 5$  mmの吹き出しノードにおいて、  $y = 0$  近傍で  $k$  分布が上に持ち上げられ、散逸  $\varepsilon$  が抑制

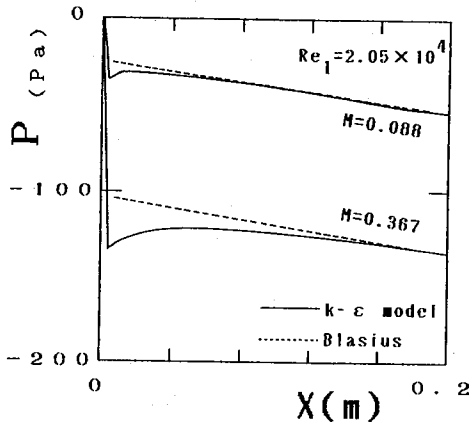


図6 圧力降下の計算結果

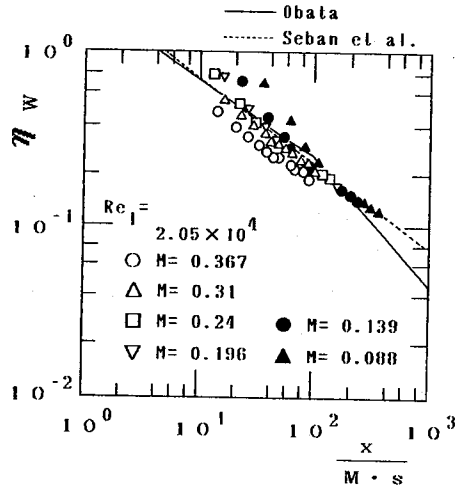


図8 経験式との異なるMでの比較

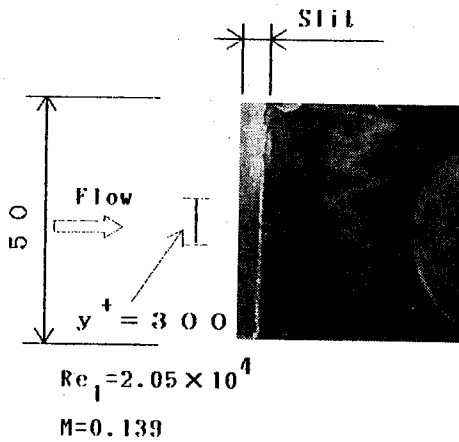


図7 液晶による壁温分布の可視化

される。これは、吹き出し二次流体の $k$ 及び $\varepsilon$ を0としたためである。その後下流に向かって、 $k$ 分布のピークは下降しながらその値を増加させ、 $\varepsilon$ も増大し、壁面近傍での熱及び物質移動が活発になる。図6は、異なる吹き出し質量比 $M$ での流れ方向の圧力分布を比較したものである。破線はBlasiusの摩擦係数を用いて計算した圧力降下線である。吹き出し口では、吹き出し量が多いほどより急激な圧力降下が起こるが、その後圧力は回復しBlasius線に一致する。

### 5. 実験および考察

図7に示したのは、吹き出し口直後の温度分布を液晶によって可視化したものである。ダクト内には

ば二次元的な膜が形成されたにもかかわらず、壁面には写真に示される波状の温度分布 ( $x/s = 4$  付近) がゆっくりとスパン方向へ移動している様子が観察された。なお、 $Re_1 = 2.05 \times 10^4$  で  $M = 0.139 \sim 0.277$  と変化させても温度波の波長には大きな変化はみられなかった。波状温度分布のスパン方向波長は、吹き出し前の摩擦速度で整理した  $y^+$  で約300程度であり、吹き出しのない乱流境界層での温度ストリーク間隔<sup>14)</sup> のほぼ3倍である。この温度ストリーク間隔は流れ方向を軸とした縦渦のスケールに対応していると考えられている。本実験でのスパン方向温度波が、縦渦スケールに対応していると考えられれば、吹き出しにより縦渦スケールが増大したことを示唆する。また、佐野ら<sup>15)</sup> も、流れ方向速度のみの測定からではあるが、吹き出しにより壁面近傍の乱れスケールが増大することを報告している。吹き出し口直後の壁面温度変動挙動は、枝管等のあるダクトや配管の熱的疲労挙動とも密接な関係があると考えられる。また、吹き出しによる熱伝達率の変化は、膜冷却を行っている機器の設計上非常に重要であり、実験的な評価が試みられている<sup>16)</sup>。スパン方向に観察された比較的大きな温度波のスケールが、熱や物質移動の面でどの様な意味をもっているか今後詳細な検討を行う必要がある。

図8は、一次流体のレイノルズ数一定で、吹き出し比 $M$ を変化させた実験結果とSebanら及び小幡の経験式との比較である。経験式は、 $M = 0.088$  の低吹き出し量では膜冷却効率を低めに予測し、 $M = 0.367$  の高吹き出し条件では高めに予測する。図9

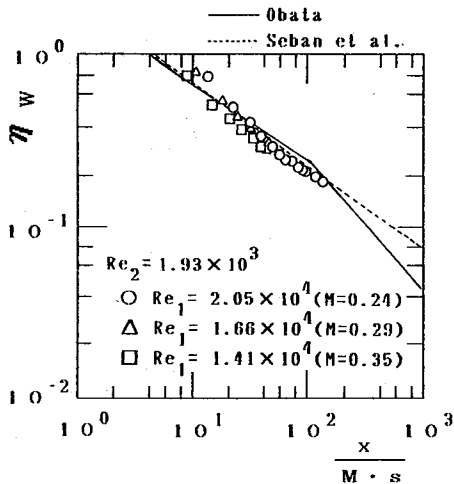


図9 経験式との異なる $Re_1$ での比較

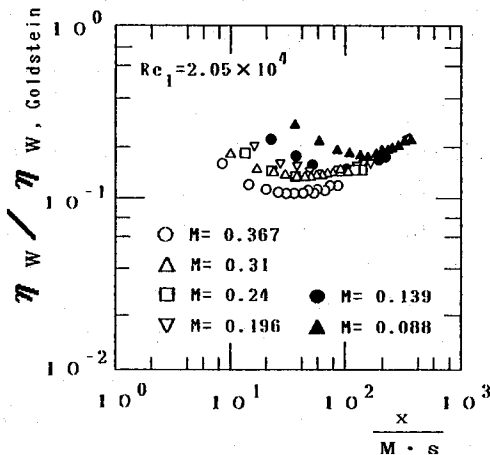


図10 Goldsteinらの式との比較

は、同様の比較を二次流体の吹き出しレイノルズ数  $Re_2$  を一定とし、一次流体のレイノルズ数  $Re_1$  を変化させた場合について行ったものである。  $Re_1$  に対する依存性はそんなに大きくないが、  $Re_1$  が小さい程  $\eta_w$  は小さくなる傾向にある。これは、  $Re_2$  一定の条件で  $Re_1$  を小さくすると  $M$  が増加し、図8と同じ様に  $\eta_w$  が小さくなるためと考えられる。矩形ジェットの整理に用いられる無次元数  $A$  を用いたSebanら及び小幡の式は、ダクト内の実験値とオーダー的には一致するが、詳細な予測は不可能である。

図10は、典型的な膜モデルであるGoldsteinらの予測式(10)と本実験で得られた  $\eta_w$  の比をプロットしたものである。Goldsteinらの予測値は、実験の5~10倍ぐらい大きな値を与えることがわかる。これ

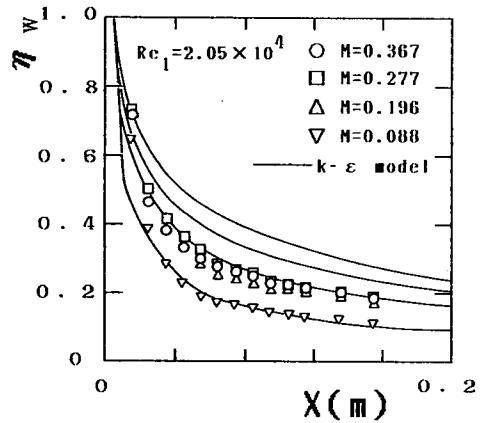


図11  $k-\epsilon$ モデルによる予測値との比較

は彼らが相関式の検証に用いた常温の空気では、Pr数が0.7程度であり、式(9)の  $\lambda = 0.67$  となり、式(7)によれば膜内の平均温度は壁面と一次流体の平均よりやや高い値となる。ところが、Pr数7程度の常温の水では、  $\lambda = 0.14$  となり膜平均温度は、一次流体温度に極めて近い値となる。後述する膜内流体温度の実測値からは、  $\lambda$  の値は0.5程度となるとみられ、Goldsteinらの膜冷却モデルのPr数への依存性に問題があることがわかる。なお、  $\lambda = 0.5$  としたGoldsteinらの式は、本実験結果に近づく。

図11は、膜冷却効率に関する実験結果と  $k-\epsilon$  モデルによる予測値との比較である。吹き出し量が少ない  $M = 0.088$  においては実験結果とモデルによる予測は吹き出し直後の領域を除いて良い一致をする。モデルによる予測効率が  $M$  の増加とともに単純に増加していくのに、実験結果は  $M = 0.277$  で最大値をとり、  $M = 0.367$  ではそれより少し減少する。Sebanらの経験式が示すように平板境界層における膜冷却効率は  $M$  とともに単調に増加する傾向にあり、これは狭い空間での膜冷却に固有の現象と考えられる。

図12に示したのは、  $x = 55\text{mm}$  における無次元流体温度の比較である。吹き出し量が比較的低い場合には、モデルと実験結果は比較的良好一致を示す。  $M$  の大小に関わりなくモデルの予測値は壁面に向かって次第に大きくなる温度分布を示すが、実験結果は  $M$  の増大とともに壁面近傍で比較的平坦な分布となる。すなわち、  $M$  が大きい場合、壁面近傍で実際の流体混合がモデルよりも強いことを示している。ただし、ここでの流体混合は吹き出し直下流の剥離領

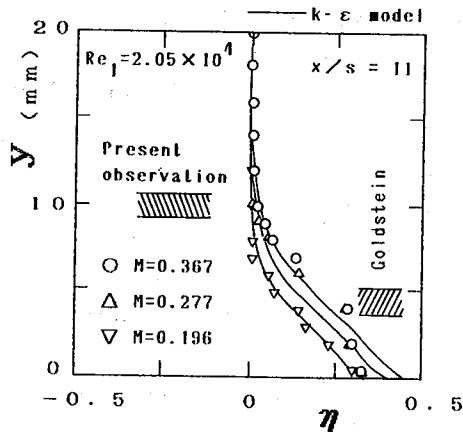


図12 温度分布と膜厚のモデルとの比較

域の生成等による混合も含む広い意味で使っている。また、図12の斜線部分は、図中に示した条件の本実験での可視化による膜厚と、Goldsteinらのモデルで設定している膜厚の範囲である。Goldsteinらの膜厚は、吹き出し口から発達する乱流境界層厚さを基本とし、実験結果を基にそれよりも多少厚く設定しているが可視化による膜厚よりも随分小さい。この過小評価により膜冷却効率を過大評価する。

一方、可視化による膜厚は、温度分布が壁面に向かって上昇し始める場所とほぼ一致し、熱と二次流体の拡散が同程度にまで及んでいることを示す。膜平均温度は、一次流体温度と壁温のほぼ平均と考えられ(7)式で定義される $\lambda$ は0.5程度となる。これは、(9)式で水の $Pr=7$ とした場合の $\lambda=0.14$ と大きく異なる。すなわち、吹き出しによって形成された膜内では、熱は二次流体の移動によっておもに運ばれ、 $Pr$ 数に大きく依存する壁面熱伝達の場合と異なると考えられる。前述したようにGoldsteinらは、壁面の線熱源からの熱伝達解析に基づき $\lambda$ を導いており、これが $\lambda$ を過小評価し膜冷却効率を過大評価する。空気等の気体での膜冷却挙動をよく予測するとされたGoldsteinらの膜冷却モデルは、 $Pr$ 数の大きな流体の場合問題があると考えられる。

## 6. 結 論

水を用いて発達した矩形狭流路内への二次流体の注入実験を行い、従来の平板境界層に関する経験式及び放物型 $k-\epsilon$ モデルと比較した。この結果、以下に要約する結論を得た。

- (1) ほぼ2次元的な膜が形成されたにもかかわらず、吹き出し口直下流壁面 ( $x/s = 4$ 程度)において波状の温度分布がゆっくりとスパン方向へ移動している様子が観察された。この波の間隔は、吹き出し前の摩擦速度で整理した $y^+$ で約300程度であり、吹き出しのない平板乱流境界層での温度ストリーク間隔の約3倍である。
- (2) 平板境界層の膜冷却効率について提案されている従来の経験式と比較を行った。この結果、無次元数 $A$ を用いたSebanら及び小幡の式は、矩形狭流路内の実験値とオーダー的には一致するが、詳細な予測は不可能である。さらに、Goldsteinらの膜冷却モデルの $Pr$ 数への依存性等には問題があることがわかった。
- (3) 吹き出し量が比較的小さい場合、実験での膜冷却効率と放物型 $k-\epsilon$ モデルによる予測は良い一致をする。吹き出し口からの距離一定条件で、モデルや従来の経験式による予測効率が吹き出し流量比 $M$ の増加とともに単純に増加していくのに、実験結果はある $M$ 値で最大値をとり、それ以上の $M$ 値ではそれより減少する。
- (4)  $M$ が比較的低い場合には、矩形狭流路内流体温度分布の放物型 $k-\epsilon$ モデルによる予測値と実験結果は良い一致を示す。 $M$ の大小に関わりなくモデルの予測値は壁面に向かって次第に大きくなる温度分布を示すが、実験結果は $M$ の増大とともに壁面近傍で比較的平坦な分布となる。すなわち、 $M$ が大きい場合、壁面近傍で実際の流体混合がモデルよりも強いことを示している。

### 記号

- $a$  : 温度拡散率
- $C_p$  : 比熱
- $D_H$  : 等価直径
- $g$  : 重力加速度
- $k$  : 乱流エネルギー
- $M$  : 吹き出し流量比  $[= \rho_2 v_2 / (\rho_1 u_m)]$
- $Pr$  : プラントル数
- $Re_1$  : 一次流体レイノルズ数  $(= u_m D_H / \nu_1)$
- $Re_2$  : 二次流体吹き出しレイノルズ数  $(= v_2 s / \nu_2)$
- $s$  : スリット幅
- $T$  : 温度
- $u$  :  $x$ 方向速度
- $v$  :  $y$ 方向速度
- $v_2$  : 二次流体吹き出し速度

$\alpha$  : 吹き出し角度

$\varepsilon$  : 散逸

$\eta$  : 無次元温度  $[= (T - T_1) / (T_2 - T_1)]$

$\eta_w$  : 膜冷却効率  $[= (T_w - T_1) / (T_2 - T_1)]$

$\mu$  : 粘性係数

$\nu$  : 動粘性係数

$\rho$  : 密度

添字

1 : 一次流体 2 : 二次流体 m : ダクト平均

T : 乱流 F : 膜 W : 壁面

ASME Paper 57-A-36, (1957)

- 6) Humber, A. J., Grandmaison, E. W. and Pollard, A., Int. J. Heat Mass Transfer, 36 (18), (1993), 4307
- 7) 小幡, 機構論, No.710-14, (1971), 213
- 8) Goldstein, R. J. and Sheikh, A. H., JSME semi-Int. Sympo., (1967), 213
- 9) Nishiwaki, N., Hirata, M. and Tsuchida, A., Proc. of Int. Heat Transfer Conf., IV, (1961), 675
- 10) 刑部, 伊東, 今野, 機構論, No.930-63, Vol. D. (1993), 130
- 11) 明, 笠木, 機論, B編, 54 (507), (1988), 3003
- 12) Launder, B. E. and Sharma, B. I., Letters in Heat and Mass Transfer, 1, (1974), 131
- 13) Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGrawHill, (1980)
- 14) 入谷, 笠木, 平田, 機論, B編, 48 (435), (1982), 2284
- 15) 佐野, 平山, 機論, B編, 50 (457), (1984), 2041
- 16) 小幡, 機構論, No.755-1, (1975), 240

## 文 献

- 1) Goldstein, R. J., Advances in heat transfer, Vol. 7, (1971), Academic Press, 321
- 2) 小幡, 平田, 機構論, 770-8, (1977), 145
- 3) Patankar, S. V., Rastogi, A. K. and Whitelaw, J. H., Int. J. Heat and Mass Transfer, 16, (1973), 1665
- 4) Schonung, B. and Rodi, R., J. of Turbomachinery, 109, (1987), 579
- 5) Seban, R. A., Chan, H. W. and Scesa, S.,