



Title	フィルム冷却に関する研究（第1報）
Author(s)	三田地, 紘史; Mitachi, Kohshi; 山野, 和秀 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 57, 73-85
Issue Date	1970-10-31
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/41009">https://hdl.handle.net/2115/41009</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	57_73-86.pdf



# フィルム冷却に関する研究 (第1報)

三田地紘史\* 山野和秀\*\* 齋藤 武\*\*\*

(昭和45年5月7日受理)

## A Study of Film Cooling (Report 1)

Kohshi MITACHI Kazuhide YAMANO Takeshi SAITO

### Abstract

Analytical and experimental studies of a film cooling system are presented for a range of boundary layer where the velocity distribution is under the influence of injection. The velocity and temperature distribution was calculated using Nicoll's method with an assumption of a two parameter velocity profile and a finite difference representation for the energy equation in the boundary layer. From these results the wall temperature and film cooling effectiveness on an adiabatic wall was deduced.

The analytical results were compared with the experimental data and against the measurements of Hartnett et al.

### 目 次

1. ま え が き .....	73
2. 速度場および温度場の理論解析 .....	74
2.1 速度場の解析 .....	74
2.2 温度場の解析 .....	76
3. 実験装置および方法 .....	77
4. 理論解析と実験結果の比較と考察 .....	79
4.1 速度場 .....	80
4.2 温度場 .....	81
5. む す び .....	84
参 考 文 献 .....	85

### 1. ま え が き

ガスタービン翼やロケットノズル壁など、高温ガスにさらされる物体表面を有効に冷却し保護する方法の一つとして、冷却面にそって低温ガスをふき出すフィルム冷却法がある。この場合低温ガスは物体表面上の多くの細孔から表面に垂直にふき出されるものと、細い溝から表面にそってふき出されるものとに大別される。

このような冷却法に関しては、すでにくつかりの研究が発表されている。例えば、J. L.

\* 原子工学科 放射線安全工学講座

\*\* 前機械工学第2学科 大学院修士課程

\*\*\* 機械工学科 熱機関学第一講座

Stollery ら<sup>1)</sup>, R. J. Goldstein ら<sup>2),3)</sup>, J. P. Hartnett ら<sup>4)</sup> および馬淵ら<sup>5)</sup> は、いずれも境界層内速度分布に  $1/7$  乗則を適用しており、理論的にはふき出し流れの影響の消滅した完全に発達した流れの領域を対象としている。また、西脇ら<sup>6)</sup> は速度分布を直線で近似して取り扱っている。一方、細溝から物体表面にそって冷却用ガスをふき出す方式で、ふき出し孔直後のふき出し速度がそのまま保たれている領域については、R. A. Seban ら<sup>7)</sup> の研究がある。しかし、物体表面にそってふき出し速度が次第に減少して完全に発達した速度分布を示すまでの領域は、実用上かなりの広い範囲にわたっているのにかかわらず、十分な検討がいまだ行なわれていない。

本研究は細い溝から物体表面にそって冷却ガスをふき出す方式で、境界層内速度分布にふき出しガスの影響の残存する領域を対象とした解析であり、まず、2パラメータ速度分布を仮定して速度場の発達状況を算出し、ついで境界層内エネルギー式を差分形に変換し、温度場を数値計算して、フィルム冷却による冷却効果を解析した。一方、風洞による実験値と比較して、その妥当性を確かめた。

## 2. 速度場および温度場の理論解析

細溝から壁面にそって冷却ガスをふき出すフィルム冷却方式の境界層発達の状況を模式的に示すと、図1のようになる。すなわち、フィルム冷却系の速度境界層は、つぎの3領域にわけて考えることができる。

A 領域 ふき出し孔直後の部分で、ふき出しガスの速度ポテンシャルコアが残っている範囲。

B 領域 速度ポテンシャルコアは消滅しているが、速度分布にふき出しガスの影響が残っている範囲。

C 領域 ふき出し孔より十分に離れた部分で、速度分布が完全に発達し、ふき出しガスの影響のない範囲。

本解析では、このうち B 領域を対象とする。なお、この冷却系は二次元であり、流体の物性値は一定とし、熱ふく射はなく、壁は断熱状態にあるものとみなす。

### 2.1 速度場の解析

境界層内の連続の式および運動量の式はつぎのとうりである。

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dX} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial Y} \quad (2)$$

ここで、 $X$ : 壁にそった方向の長さ、 $Y$ : 壁に垂直な方向の長さ、 $U$ :  $X$  方向速度成分、 $V$ :  $Y$  方向速度成分、 $P$ : 圧力、 $\rho$ : 密度、 $\tau$ : せん断応力、である。

式 (1) および式 (2) を壁面より境界層外縁まで積分すれば、つぎに示す積分形運動量式と積分形運動エネルギー式とがえられる。

$$\frac{d}{dX} \left[ U_{\infty}^2 \theta \right] + \left[ U_{\infty} \delta^* \right] \frac{dU_{\infty}}{dX} = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (3)$$

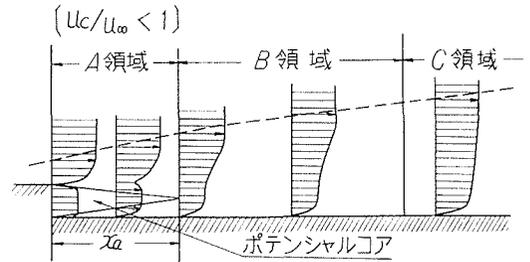


図1 フィルム冷却系境界層の3領域

$$\frac{d}{dX} \left[ U_\infty^3 \delta^{**} \right] = 2 \int_0^\theta \frac{\tau}{\rho} \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right) dY \quad (4)$$

ここで、 $\delta$ : 境界層厚さ、 $\delta^*$ : 排除厚さ、 $\theta$ : 運動量厚さ、 $\delta^{**}$ : 運動エネルギー厚さ、であり添字  $\infty$  は主流、 $w$  は壁面上を表わす。

これら2式を、取り扱いに便利なように、無次元数で表示すると、つぎのようになる。

$$\frac{dR_{e2}}{dR_{eX}} + \left[ 1 + H_{12} \right] R_{e2} \frac{d(\ln U_\infty)}{dR_{eX}} = S \quad (5)$$

$$\frac{dR_{e3}}{dR_{eX}} + 2H_{32} R_{e2} \frac{d(\ln U_\infty)}{dR_{eX}} = 2\bar{S} \quad (6)$$

ここで、 $R_{eX} = \int_0^X \left( \frac{U_\infty}{\nu} \right) dX$ ,  $R_{e2} = (U_\infty \theta) / \nu$ ,  $R_{e3} = (U_\infty \delta^{**}) / \nu$ ,  $S = C_f / 2$ ,  $\bar{S} = \int_0^\theta \frac{\tau}{\rho} \left( \frac{\partial U}{\partial Y} \right) dY$ ,  $C_f$ : 摩擦係数,  $H_{12}$ : 形状係数 ( $\delta^* / \theta$ ),  $H_{32}$ : 形状係数 ( $\delta^{**} / \theta$ ),  $\nu$ : 動粘性係数である。

式(5)および式(6)より速度境界層の発達を求めるためには、境界層厚さに関する  $H_{12}$ ,  $H_{32}$  およびせん断応力に関する  $S$ ,  $\bar{S}$  の関係が必要となる。このような関係としては Nicoll ら<sup>8)</sup> が、圧力勾配を伴う二次元乱流境界層についての実験結果、および主流を伴う二次元乱流ウォールジェットについての実験結果を整理した実験式がある。

ここで考えているようなフィルム冷却系の場合には、二次空気のふき出しにより速度分布が大きく歪むが、この場合と Nicoll らが整理した実験とは、境界層内の乱れの構造はかなり相違する。しかし、ここで考えているフィルム冷却系の速度場でも、ふき出し孔より十分に下流(C領域)では境界層内速度分布は十分に発達した乱れの状態となり、平板にそった境界層と同様になって、Nicoll らの実験式が成り立つこととなる。また、B領域でも下流側では境界層内乱れの状態が平板のものに近くなっているため、近似的に Nicoll らの実験式を用いても大きな誤りはないと考えられる。

そこで、本解析では、速度場の推定に際し、 $H_{12}$ ,  $H_{32}$ ,  $S$ ,  $\bar{S}$  の間の関係式として、つぎに示す Nicoll らの実験式を用いる。

$$H_{32} = \begin{cases} 1.431 - 0.0971/H_{12} + 0.775/H_{12}^2 & (1.25 \leq H_{12} \leq 2.80) \\ 2.674 - 0.66 H_{12} & (0.85 \leq H_{12} \leq 1.25) \\ 0.82 + 1.10/H_{12} & (0.06 \leq H_{12} \leq 0.85) \end{cases} \quad (7)$$

$$S = \frac{0.243 \zeta^2 + 0.03759 \zeta - 0.00106 + 0.0914 \zeta^2 / (1 + 65/\zeta)}{L^2} \quad (8)$$

$$\bar{S} = 1/3 + (1 + 2\zeta) S + \begin{cases} 0.0056 (1 - \zeta)^{2.715} & (\zeta \leq 1) \\ 0.01 (\zeta - 1)^3 & (\zeta > 1) \end{cases} \quad (9)$$

ただし

$$L = \ln \left[ \frac{3.389 R_{e2} \zeta}{(1 - \zeta)(1 + 2\zeta)} \right] \quad (10)$$

$$\zeta = \frac{2}{3} H_{32} - 1 + \sqrt{\frac{2}{3} H_{32} \left( \frac{2}{3} H_{32} - 1 \right)} \quad (11)$$

すなわち、式(5)および式(6)に式(7)~式(11)を加えて考えると、ある位置 ( $X = X_0$ ) における運動量厚さ  $\theta$ 、運動エネルギー厚さ  $\delta^{**}$  を初期値として与え、その位置より下流側における  $\theta$ 、 $\delta^{**}$  および摩擦係数  $C_f$  を数値的に順次求めることができる。

つぎに、境界層内速度分布を求める。境界層内速度分布として Spalding の示した2パラメータ速度分布はつぎのとうりである。

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(EY^+) + \frac{1-Z_E}{2} \left[ 1 - \cos \pi \left( \frac{Y}{\delta} \right) \right] U_\infty^+ \quad (12)$$

ここで、 $K$ : 定数 0.4,  $E$ : 定数 6.542,  $Z_E$ : プロファイナルパラメータ,  $U^+$ :  $U/\sqrt{\tau_w/\rho}$ ,  $Y^+$ :  $Y\sqrt{\tau_w/\rho}/\nu$ , である。

式 (12) の右辺第一項は壁面法則 (Law of the wall) による速度成分であり, 右辺第二項は後流法則 (Law of the wake) による速度成分である。

式 (12) によれば,  $Y^+ \rightarrow 0$  において  $U^+ \rightarrow -\infty$  となり, 壁近傍では実際の速度分布 ( $U^+ = Y^+$ ) からずれるので, とくに温度境界層がうすい場合で, 本解析の場合のように速度分布より温度分布を導き, それより冷却効果を算出しようとするようなときは, 誤差を生ずるおそれがある。そこで, 本解析では壁面法則による速度成分に対し, 壁近傍ではつぎの式 (13) に示される 5 次式を用い, また, 壁から離れた部分では式 (14) を用いることとする。すなわち

$$U_{\text{wall}}^+ = \sum_{m=0}^5 a_m (Y^+)^m \quad (13)$$

$$U_{\text{wall}}^+ = \frac{1}{K} \ln(EY^+) \quad (14)$$

ここで,  $U_{\text{wall}}^+$ : 壁面法則による速度成分,  $a_m$ : 定数である。

式 (13) において,  $Y^+ \rightarrow 0$  で  $U^+ \rightarrow Y^+$ ,  $(\partial U^+/\partial Y^+) \rightarrow 1$  を条件とすれば,  $a_0=0$ ,  $a_1=1$  となる。また, 式 (13) を運動量式 (式 (2)) に代入し, 壁近傍では速度  $U^+$  が圧力勾配に関係なく  $Y^+$  のみで表わされることから,  $a_2=a_3=0$  となる。さらに, 式 (13) と式 (14) との交点  $Y_b^+$  において両式による  $U_{\text{wall}}^+$ ,  $(\partial U_{\text{wall}}^+/\partial Y^+)$ ,  $(\partial^2 U_{\text{wall}}^+/\partial Y^{+2})$  が一致すべきこと条件より, 交点  $Y_b^+=17.99$ , および定数  $a_4=-1.419 \times 10^{-4}$ ,  $a_5=4.665 \times 10^{-6}$ , が求まる。

これらの結果を式 (13) および式 (14) に代入し, 壁面法則による速度成分として用いると, 境界層内速度分布式はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} U^+ &= \left[ Y^+ + a_4 Y^{+4} + a_5 Y^{+5} \right] + \frac{1-Z_E}{2} \left[ 1 - \cos \pi \left( \frac{Y}{\delta} \right) \right] U_\infty^+ \quad (0 \leq Y^+ \leq 17.99) \\ U^+ &= \frac{1}{K} \ln(EY^+) + \frac{1-Z_E}{2} \left[ 1 - \cos \pi \left( \frac{Y}{\delta} \right) \right] U_\infty^+ \quad (17.99 \leq Y^+) \end{aligned} \quad (15)$$

ここで,  $Z_E$ ,  $\delta$ ,  $U_\infty^+$  は式 (5), 式 (6) を解いて求まる値である。

## 2.2 温度場の解析

境界層内エネルギー式はつぎのとうりである。

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[ a_c \frac{\partial T}{\partial Y} \right] = \frac{\partial a_c}{\partial Y} \frac{\partial T}{\partial Y} + a_c \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \quad (16)$$

ここで,  $T$ : 流体の温度と流体の主流温度との温度差,  $a_c$ : 有効温度伝導率 (effective diffusivity) である。ここで考えている速度場は乱流速度境界層であるので,  $a_c$  には“乱れ”の影響も含まれている。

有効温度伝導率  $a_c$  を求めるため, 運動量式 (式 (2)) を壁垂直方向に積分すると, つぎの式をうる。

$$\begin{aligned} \frac{\tau_c}{\rho U_\infty^2} &= \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2} - \frac{1}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dX} \left[ Y - 2\delta \int_0^\eta Z^2 d\eta + \delta Z \int_0^\eta Z d\eta \right] \\ &\quad + \frac{d\delta}{dX} \left[ \int_0^\eta Z^2 d\eta - Z \int_0^\eta Z d\eta \right] + \delta \left[ \frac{d}{dX} \int_0^\eta Z^2 d\eta - Z \frac{d}{dX} \int_0^\eta Z d\eta \right] \end{aligned} \quad (17)$$

ここで,  $\eta$ :  $Y/\delta$ ,  $Z$ :  $U/U_\infty$ , である。一方, 有効温度伝導率  $a_c$  は定義により次式で与えら

れる。

$$a_e = \nu \left[ \frac{1}{P_r} + \frac{1}{P_{rt}} \left( \frac{\tau_e}{\tau} - 1 \right) \right] \quad (18)$$

ここで、 $P_r$ : プラントル数,  $P_{rt}$ : 乱流プラントル数, である。もし速度分布が判れば, 式 (17) より任意の位置におけるせん断応力  $\tau_e$  の値が計算できる。したがって, プラントル数  $P_r$  および乱流プラントル数  $P_{rt}$  を仮定して, 式 (18) より任意の位置の有効温度伝導率  $a_e$  の値を求めることができる。

温度場を数値的に解析するため, さきのエネルギー式を差分で表す (図2参照)。

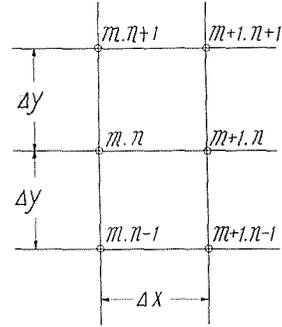


図2 差分計算分割点

$$\frac{\partial T}{\partial X} = \frac{T_{m+1,n} - T_{m,n}}{\Delta X} \quad (19)$$

$$\frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{T_{m,n+1} - T_{m,n-1}}{2\Delta Y} \quad (20)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} = \frac{T_{m,n+1} + T_{m,n-1} - 2T_{m,n}}{(\Delta Y)^2} \quad (21)$$

$$\frac{\partial a_e}{\partial Y} = \frac{a_{e,m,n+1} - a_{e,m,n-1}}{2\Delta Y} \quad (22)$$

式 (19)~式 (22) の関係をエネルギー式 (式 (16)) に代入し整理すれば, 次式が得られる。

$$\begin{aligned} T_{m+1,n} = & T_{m,n} - \frac{V_{m,n}}{U_{m,n}} \frac{\Delta X}{2\Delta Y} \left[ T_{m,n+1} - T_{m,n-1} \right] \\ & + \frac{\Delta X}{4(\Delta Y)^2} \frac{a_{e,m,n+1} - a_{e,m,n-1}}{U_{m,n}} \left[ T_{m,n+1} - T_{m,n-1} \right] \\ & + \frac{\Delta X}{(\Delta Y)^2} \frac{a_{e,m,n}}{U_{m,n}} \left[ T_{m,n+1} + T_{m,n-1} - 2T_{m,n} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

ここで, 境界条件は,  $(\partial T / \partial Y)_{Y=0} = 0$ ,  $(T)_{Y=\infty} = 0$  となり, つぎのように近似される。

$$T_{m+1,1} = \frac{18T_{m+1,2} - 9T_{m+1,3} + 2T_{m+1,4}}{11} \quad (24)$$

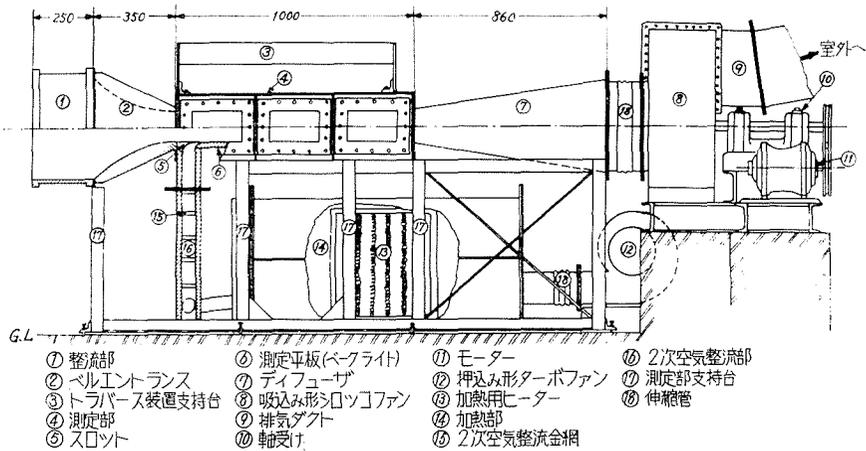
$$T_{m+1,N_{total}} = 0 \quad (25)$$

格子点  $(m, N_{total})$  と壁との間の距離を, 温度境界層の厚さに比べて十分に大きくとれば, 式 (25) の近似は正しい。

流れ方向のある位置 ( $X = X_0$ ) における壁垂直方向の温度分布を  $T_{m,n}$  ( $n=1 \sim N_{total}$ ) として与えると, 式 (23)~式 (25) より, 位置 ( $X = X_0 + \Delta X$ ) における温度分布  $T_{m+1,n}$  ( $n=1 \sim N_{total}$ ) が求まる。求めた  $T_{m+1,n}$  ( $n=1 \sim N_{total}$ ) を改めて  $T_{m,n}$  ( $n=1 \sim N_{total}$ ) とし, 式 (23)~式 (25) に代入すれば位置 ( $X = X_0 + 2\Delta X$ ) における温度分布が  $T_{m+1,n}$  ( $n=1 \sim N_{total}$ ) として求まる。このような操作を順次くり返すことにより, 温度境界層の発達状況を数値的に求めることができる。この計算結果より, 断熱壁温度分布を求め, これによりフィルム冷却の冷却効果を算定する。

### 3. 実験装置および方法

実験装置およびその配置は図3に示すとうりである。また, 測定板の詳細は図4に示す。この実験風洞の測定部断面積は  $180 \times 130$  mm であり, 最大風速は 35 m/s である。主流は室内より吸い込まれ, 整流部, ベルエントランスを通過して測定部に導かれ, ディフューザ, 送風機を経て室外へ排出される。主流速度の調節は送風機あとのダンパの開閉でおこなった。



- ① 整流部
- ② ベルエントランス
- ③ トランス装置支持台
- ④ 測定部
- ⑤ スロット
- ⑥ 測定平板(ベークライト)
- ⑦ デイフューザ
- ⑧ 吸込み形シロッコファン
- ⑨ 排気ダクト
- ⑩ 軸受け
- ⑪ モーター
- ⑫ 押込み形ターボファン
- ⑬ 加熱用ヒーター
- ⑭ 加熱部
- ⑮ 2次空気整流金網
- ⑯ 2次空気整流部
- ⑰ 測定部支持台
- ⑱ 伸縮管

図3 実験装置

ふき出し用空気は別のターボファンにより室内より吸い込まれ、加熱器、しぼり弁、整流金網を経て、ふき出し孔より測定部にふき込まれる。フィルム冷却の立場からすれば、ふき出し空気は主流空気よりも低温であるべきだが、実験装置の関係上、逆に主流を室温とし、ふき出し空気を加熱して両者に温度差をもたせることとした。このため、ふき出し空気温度の調節は加熱用ヒーターでおこない、主流とふき出し空気のふき出し速度比 ( $U_0/U_\infty$ ) の調節はふき出し空気系統のしぼり弁開閉でおこなった。

図5はふき出し孔の詳細を示したもので、ふき出し孔はベークライトおよび鋼板製で、上面、下面ともに機械仕上げをしており、ふき出し孔の高さは1.0~10.0 mmの範囲に調節しうる構造とした。なお、ふき出し孔の上流90 mmの位置に幅10 mmのサンドペーパーを風洞幅一ぱいに貼りつけ、乱流境界層発生のためのトリップ効果を与えた。

境界層内速度分布の測定にはピトー管を用いた。ピトー管は先端部分が外径0.6×0.3 mmのだ円形状をしたものであり、微動装置により上下移動を行ないうる構造となっている。速度はこのピトー管による全圧と、測定部上面に設けた0.3 mmφ静圧孔による静圧とより算定した。

境界層内温度分布の測定には20 mm幅のフォークの間に0.1 mmφ銅-コンスタンタン熱電

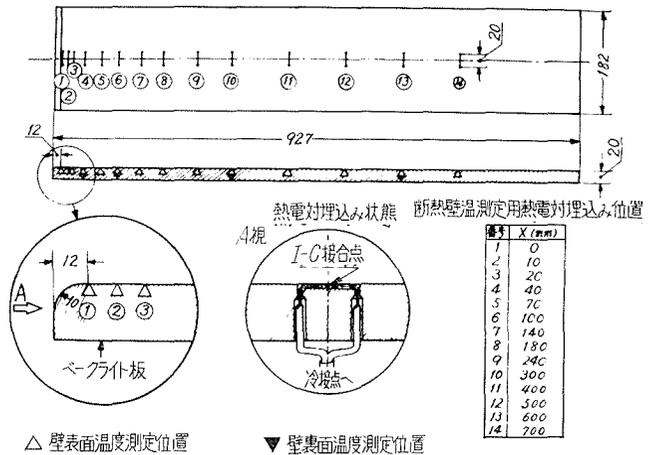


図4 測定平板

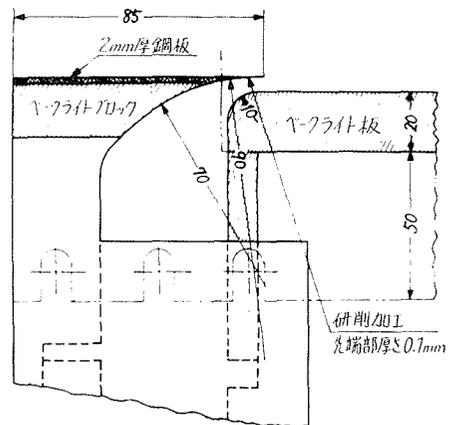


図5 ふき出し孔断面

対を張った温度測定プローブを用い、上下移動にはピトー管同様の装置を用いた。壁面温度は測定部床面にうめ込んだ  $0.3\text{ mm}\phi$  鉄—コンスタンタン熱電対により測定した解析結果と対比した実験条件は表1のごとくである。

#### 4. 理論解析と実験結果の比較と考察

解析には、ふき出しガスの影響の残っている B 領域を対象としているが、この領域では速度場に相似性がなく、速度場、温度場、冷却効果に対し、ふき出し孔高さやふき出し速度比などの諸因子を用いて一般的にまとめるためには、なお多くの実験が必要と思われるが、ここではわれわれの行なった2つの実験と Hartnett ら<sup>4)</sup>の実験の結果と理論解析の比較を試みる。ここで Hartnett らの実験は主流速度  $51.5\text{ m/s}$ 、ふき出し質量比  $0.28$  (ふき出し速度比  $0.33$  に対応)、主流

表1 実験条件

	実験1	実験2
主流速度 [m/s]	23	23
主流温度 [°C]	15	15
ふき出し孔高さ [mm]	1.45	1.30
ふき出し速度比	0.77	0.52
ふき出し空気温度 [°C]	105	56

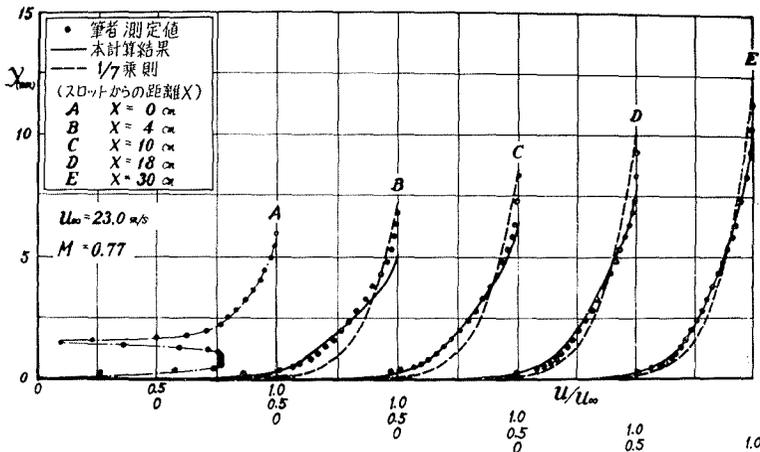


図6 境界層内速度分布 (実験1)

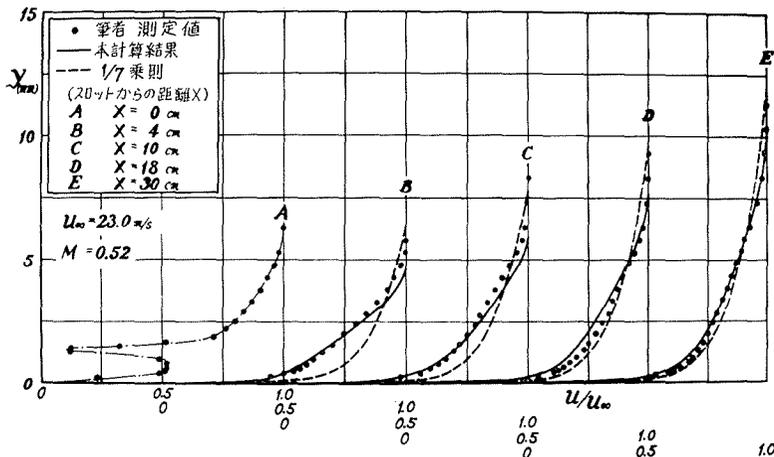


図7 境界層内速度分布 (実験2)

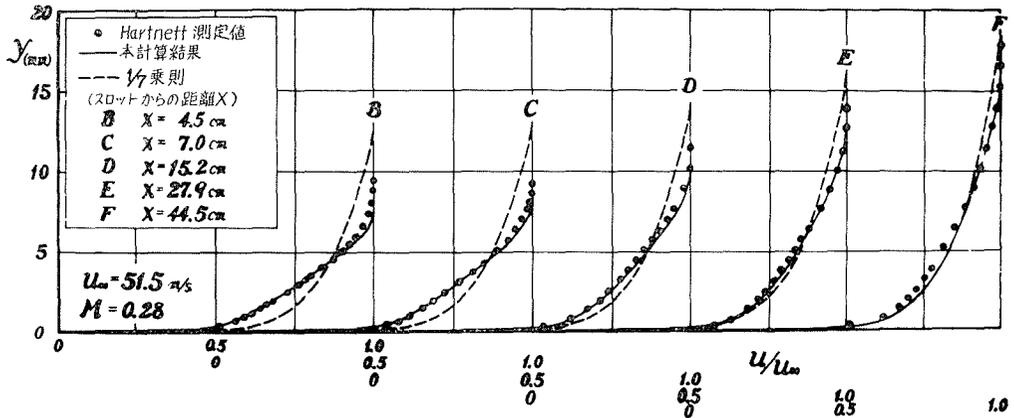


図 8 境界層内速度分布 (Hartnett)

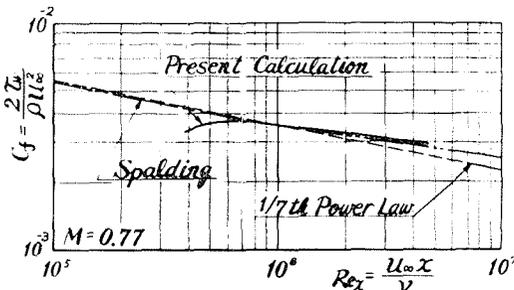


図 9 摩擦係数 (実験 1)

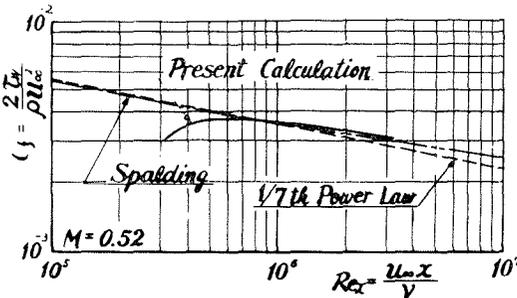


図 10 摩擦係数 (実験 2)

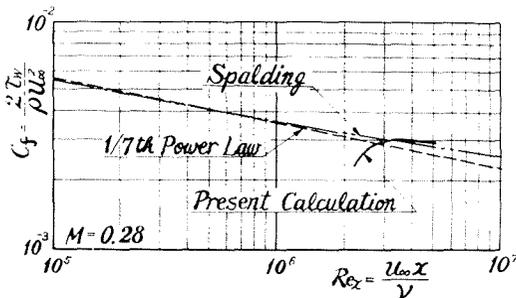


図 11 摩擦係数 (Hartnett)

温度 77~104°C である。

#### 4.1 速度場

実験はいずれも発達した乱流速度境界層に加熱した二次空気をふき出しているが、われわれの実験 1、実験 2 ではふき出しは壁面に平行におこなっており、Hartnett らの実験では壁面と 30° の角度をもたせてふき出しを行なったものである。このような系の境界層内速度分布について、図 6 は実験 1、図 7 は実験 2、図 8 は Hartnett らの実験に、それぞれの場合に相応する計算値を対比したものである。計算の際の初期値としては、B 領域のはじまりの点として実験 1 と実験 2 ではふき出し孔より 4cm 下流、Hartnett らの実験では 4.5 cm 下流における実験値 ( $\theta, \delta^{**}$ ) を用いた。なお、比較のため 1/7 乗則による速度分布も記入してあるが、図より明らかなように本計算結果はわれわれの実験結果ばかりでなく、Hartnett らの実験に対してもかなりよい一致を示している。

つぎに、壁面の摩擦係数  $C_f$  を求め、仮想前縁からの距離に対するレイノルズ数  $Re_x$  との関係を示すと図 9~図 11 のようになる。比較のためふき出しを伴わない場合の  $C_f$  に対する、1/7 乗則より求めた Blasius または Spalding の計算値を記入した。フィルム冷却の場合は、速度分布は、はじめ

ふき出しガスの影響で歪むので、摩擦係数  $C_f$  ははじめ小さな値となり、下流にゆくにしたがいふき出しガスの影響が少なくなり、平板に対する  $C_f$  の値に近くなるが、ここでは Blasius より Spalding の計算値に近い結果を示している。

壁摩擦係数  $C_f$  と境界層内速度分布とより、あとの計算のため、境界層内の有効温度伝導率  $a_e$  を算出すると、図 12~図 14 のようになる。ここで、流体は空気なのでプラントル数  $Pr=0.7$ 、乱流プラントル数  $Pr_t=1.0$  とおいた。Hartnett らの実験に対する  $a_e$  の値が、実験 1、実験 2 に対する値よりも大きくなっているのは、Hartnett らの場合、主流速度が大きく、境界層も発達しているためである。

4.2 温度場

速度場に関し、さきに計算し求めた諸条件を、エネルギー式を差分形に直した式に代入し、温度分布を数値計算により求めると、図 15~図 17 のようになる。ここで、温度有効厚さ  $\delta_T$  は次式より求め

$$\delta_T = \int_0^\infty \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} dY \tag{26}$$

壁面からの距離  $Y$  を無次元値 ( $Y/\delta_T$ ) で表わした。温度分布は上流から下流へその形状に大きな変化はなく、図に示すように、ほとんど同一形状を示しており、実験結果とはほぼ一致している。なお、温度場の計算に際しても、その初期値には速度場の計算の場合と同じ B 領域の開始点にお

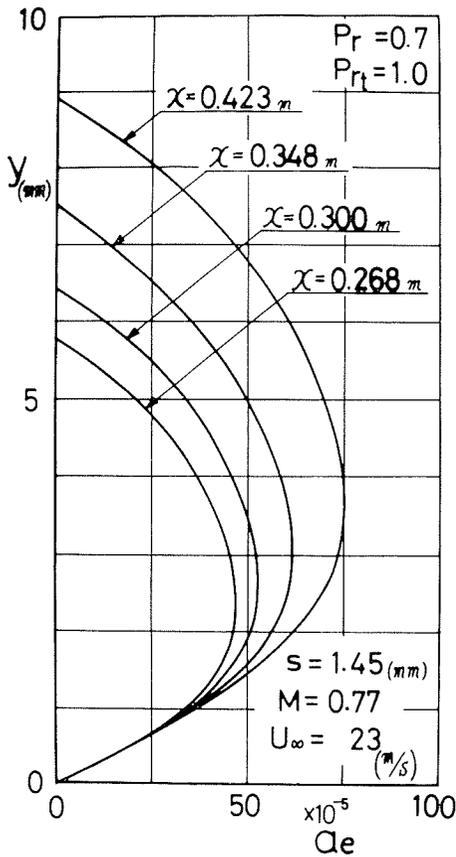


図 12 有効温度伝導率分布 (実験 1)

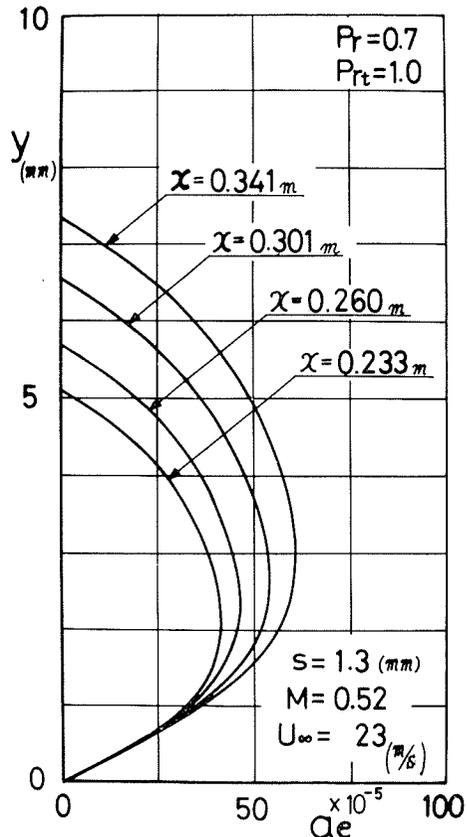


図 13 有効温度伝導率分布 (実験 2)

ける温度測定値を用いている。

二次空気ふき出しによる壁面の冷却効果を知るために、実験1、実験2に対し、壁面温度  $T_w$  のふき出し孔からの距離  $X$  による変化を求めたのが図18および図19である。この実験ではふき出し空気温度が主流温度より高いので、冷却効果は逆に加熱効果として示されているが実験2は実験1に比べふき出し空気温度が低く、さらにふき出し速度比も小さいので、壁面温度は、はやく低下している。計算結果は実験結果とほぼ一致している。

図20はフィルム冷却の冷却効果  $\eta$  について、本解析による計算結果を Hartnett らの実験値と比較したものである。ここで冷却効果  $\eta$  はつぎのように定義される。

$$\eta = \frac{T_w - T_\infty}{T_e - T_\infty}$$

ここで、 $T_e$  はふき出しガス温度である。計算は B 領域開始点 ( $X/(M.S) \approx 50$ ) よりはじめているが、速度分布を 1/7 乗則でまとめ、これをもとにして計算している Wieghardt や Hartnett らの結果に比較して、B 領域において、実験値とよい一致を示している。

以上ここでは、限られた実験結果数例との比較を示したに過ぎないが、本計算方法は、ふき出し孔下流の B 領域はじまりの位置における速度分布と温度分布の実験値を初期値とするものなので、ふき出し孔形状が変わっても、このまま計算しうるものと思われる。また、境界層厚さ

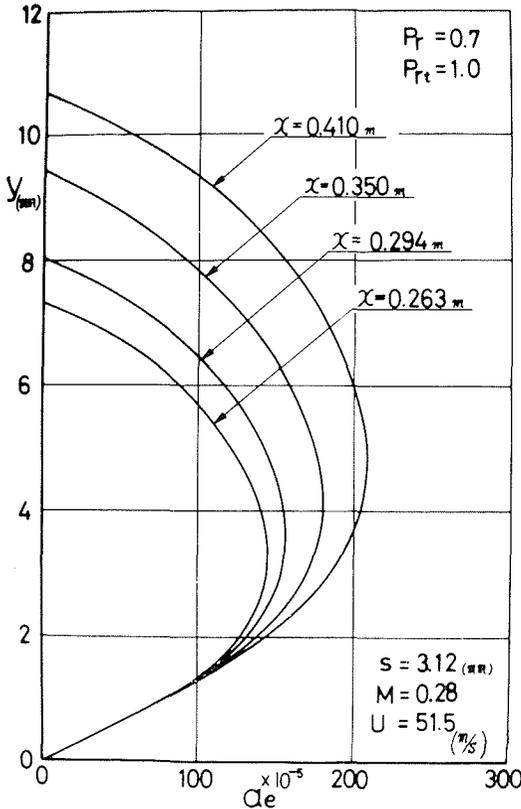


図 14 有効温度伝導率分布 (Hartnett)

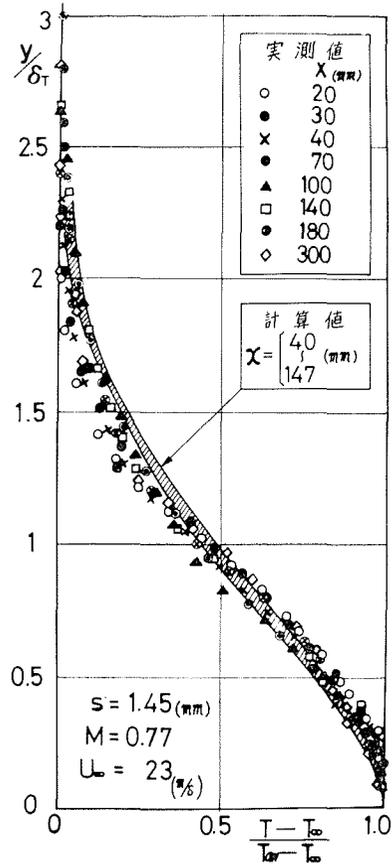


図 15 境界層内温度分布 (実験 1)

に関する条件として採用した Nicoll らの式は、圧力勾配を伴う乱流境界層および二次元乱流ウォールジェットに対するものなので、本計算法は圧力勾配を伴う場合や速度比  $U_c/U_\infty$  が1より大きいフィルム冷却系の解析にも拡張適用できるものと思われる。

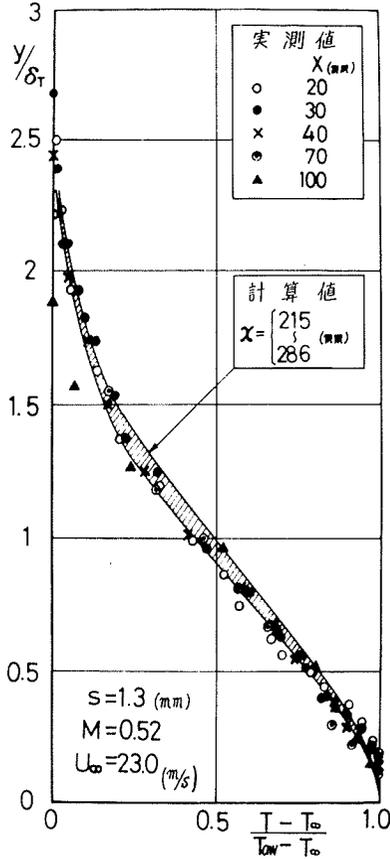


図 16 境界層内温度分布 (実験 2)

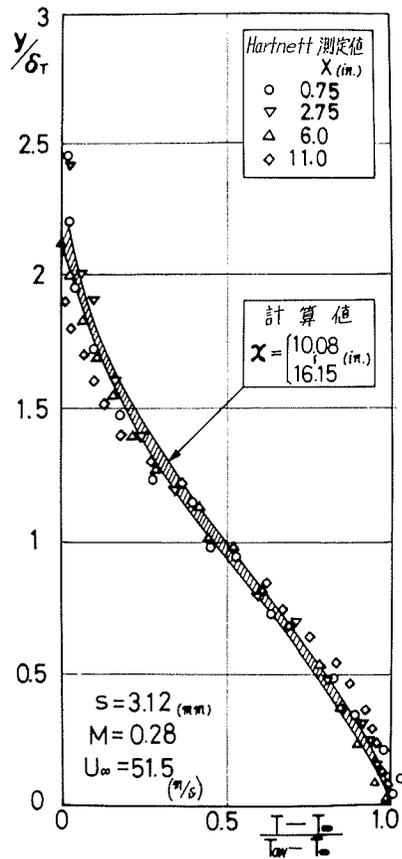


図 17 境界層内温度分布 (Hartnett)

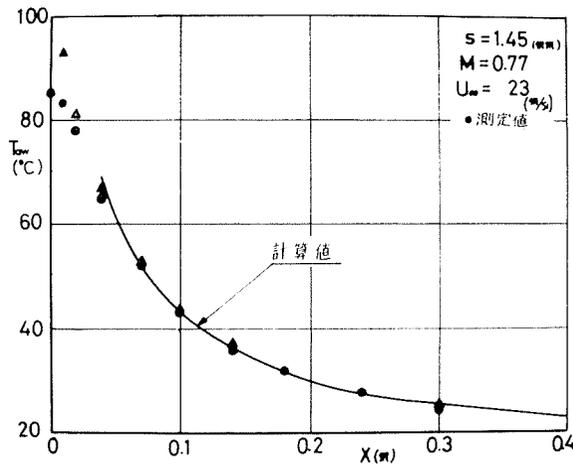


図 18 断熱壁温度分布 (実験 1)

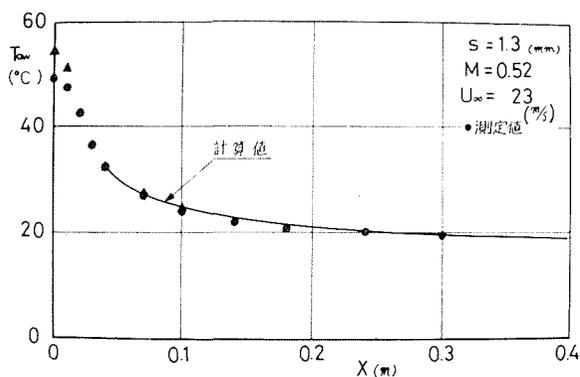


図 19 断熱壁温度分布(実験 2)

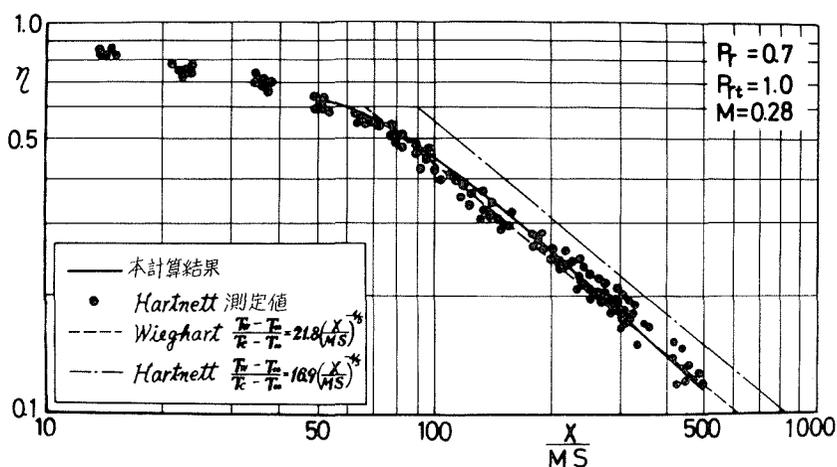


図 20 冷却効果

## 5. む す び

壁面にそうふき出しによるフィルム冷却の境界層内速度分布に、まだふき出しの影響の残存する領域 (B 領域) について、境界層内の速度分布および温度分布の変化を数値解法により求め、これよりこの領域におけるフィルム冷却の冷却効果を算出し、風洞実験による実験結果および Hartnett らの実験値と比較し、従来の単純な仮定にもとづく計算結果にくらべ、良い一致を示すことを明らかにした。なお、この計算における初期値には一応実験による値を用いているが、ふき出し孔直後よりこの領域までの速度および温度分布の理論解析については、現在研究継続中である。

本研究をすすめるにあたり、北海道大学工学部石黒亮二助教授より全般を通じ終始適切なご指導とご協力を戴き、また、同谷口 博助教授にはとくに実験設備の改善、理論式の計算方法などについて有益なご助言をえた。深く感謝の意を表す。なお、本解析の計算には北海道大学計算センターおよび東京大学大型計算機センターの協力を得た。付記して関係各位に謝意を表す。

## 参 考 文 献

- 1) J. L. Stollery, A. A. M. Elehwany: Int. J. Heat Mass Transfer 8 (1965), p. 55.
- 2) R. J. Goldstein, R. B. Rask, E. R. G. Eckert: Int. J. Heat Mass Transfer 9 (1965), p. 1341.
- 3) R. J. Goldstein, A. Haji Sheikh: JSME 1967 Semi Int. Symp. Papers p. 213.
- 4) J. P. Hartnett, R. C. Birkebak, E. R. G. Eckert: Trans. ASME, C (1961), p. 239.
- 5) 馬淵幾夫, 平田牧三, 阿部 毅: 日本機械学会講演前刷集, No. 98 (1963), p. 135.
- 6) 西脇仁一, 樋田 昭, 平田 賢, 山崎慎一郎, 秋山光庸: 日本機械学会論文集, 27巻, 108号 (昭36), p. 1285.
- 7) R. A. Seban, L. H. Back: Trans ASME, C (1962), p. 45.
- 8) W. B. Nicoll, M. P. Escudier: AIAA. J. 4 (1966), p. 940.
- 9) W. B. Nicoll, J. H. Whitelaw: Int. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), p. 623.