

# 後向きスロットを用いたフィルムクーリングの研究

辛 島 桂 一・佐 藤 清

## An Experimental Study of Film Cooling Through a Rearward-Facing Slot

By

Keiichi KARASHIMA and Kiyoshi SATO

**Abstract:** Present paper gives experimental results of film cooling through a rearward-facing slot placed in a uniform hypersonic stream. Wall temperature distributions are measured for various coolant flow rates and the effect of the coolant flow rate and slot geometry on cooling effectiveness is discussed in detail.

In the case of no coolant injection heating rate in the region of separated flow just downstream of the slot decreases considerably compared with that of the corresponding attached flow.

In the case of coolant injection it is shown that there exists an optimum coolant flow rate for which the net heat input within a fairly wide region downstream of the slot becomes a minimum. The effective distance of the film cooling, which is defined as a range where an adiabatic wall is kept at a low temperature, is found to increase fairly abruptly with the increase of the coolant flow rate, while it becomes almost insensitive to the large coolant flow rate.

### 概 要

極超音速気流中におかれた後向きスロットを用いたフィルムクーリングの冷却効果に関する実験結果の報告である。冷却気体として空気を使用し、スロット後流の壁温を詳細に測定し、冷却空気の吹き出し流量やスロットの高さ等のパラメタの冷却効果に及ぼす影響が議論されている。

冷却気体の吹き出しがない場合、スロット直後の離領域の熱伝達は、対応する滑らかな平板流のそれと比較して著しく減少する。

冷却気体の吹き出しが存在する場合、スロット後流のかなり広い範囲にわたる総熱入力を極小にするような吹き出し気体の最適流量が存在することが示されている。断熱壁温度分布に関する有効冷却距離は、冷却空気流量が小さい範囲では、その流量増加と共に増加するが、冷却空気流量がある程度以上になると、ほとんど一定となる。

## 記 号

$C_s$	蓄熱体の比熱
$h$	ステップの高さ
$h_c$	スロットの高さ
$h_s$	蓄熱体の長さ
$L$	有効冷却距離 (方程式 (2) 参照)
$M$	主流のマッハ数
$\bar{M}$	冷却気体の流量比 ( $\rho_c u_c / \rho_\infty u_\infty$ )
$p$	F. R. P. 平板上の静圧
$p_{oc}$	冷却気体の総圧
$p_{o\infty}$	主流の総圧
$\dot{q}(x, t)$	局所熱伝達率
$\dot{q}_m(x)$	平均熱伝達率 (方程式 (3) 参照)
$Q$	熱入力 (方程式 (5) 参照)
$Q_f$	滑らかな平板流に関する熱入力
$Q_{no}$	吹き出しがない場合の熱入力
$t$	時間
$T_w$	局所壁温
$T_{we}$	スロット出口の壁温
$T_c$	冷却気体温度
$T_{o\infty}$	主流の澱点温度
$u_c$	冷却気体の吹き出し速度
$u_\infty$	主流の速度
$x$	ステップからの距離
$y$	F. R. P. 平板の中心線に垂直な方向の距離
$\delta$	ステップにおける境界層厚さ
$\lambda$	流量パラメタ (方程式 (5) 参照)
$\rho_s$	蓄熱体の密度
$\rho_\infty$	主流の密度
$\eta$	冷却効果 (方程式 (1) 参照)
添字	
opt	最適条件

## 1. ま え が き

フィルムクーリング (film cooling) とは、高温気流中におかれた固体表面の一部から冷却気体 (または液体) を吹き出すことにより、その後流の固体表面を外側の高温気流から熱的にしゃ断することである。これは、元来、飛行機の翼に付着する氷を融解する方法として考案されたフィルムヒーティング (film heating) の応用であって、高温気流を含む種々の工学

的問題の中で起る空力加熱を緩和する一つの方法として利用されている。例えば、ジェットエンジンやロケットモータの燃焼室の壁を保護したり、ガスタービンのブレードや高エンタールピー風胴のノズル壁の冷却等に应用されている。最近では、超音速輸送機や極超音速輸送機の空力加熱の緩和法として実用化の可能性や、再突入カプセルの熱防御法として従来使用されているアブレーション (ablation) に代用される可能性をも議論されている。

フィルムクーリングの研究報告は、これまでも沢山あるが、実験的研究がおもで、冷却気体流量と冷却効果の関係に興味の重点がおかれ、多くの実験データの整理によって、冷却効果を統一的に記述し得るような冷却気体の流量パラメータが経験的に求められている (文献 [1]~[6] 参照)。

一方、主流と冷却気体の二次噴流との間の混合機構の複雑さや、吹き出し口付近の流れ場の不連続性等の理由で、フィルムクーリングの理論的研究は少ないように思われる。前述の理論的困難を避けるために、文献 [7] では、非圧縮性境界層の仮定のもとに、主流と冷却気体との間の巨視的な熱輸送機構を提案し、実験データに基く半経験的理論が展開されており、実験的に求められた冷却気体の流量パラメータの妥当性が示されている。文献 [8] では、複数の冷却気体吹き出し口がある場合の冷却効果の簡単な見積り法が、重ね合せの原理を用いて議論されている。

圧縮性境界層に関しては、超音速気流中におかれた後向きスロットから冷却気体を吹き出す場合に対する積分解析法が文献 [9] に、また軸対称激点流れに対する数値解析の方法が文献 [10] で提案され、いずれも、吹き出し口後流の熱伝達分布に及ぼす冷却気体の流量効果が、吹き出し口の幾何学形の効果と共に詳細に議論されており、後流の熱防御を最大にするような冷却気体の最適流量が存在するという結論に達している。

この研究は、後向きスロットを用いた超音速におけるフィルムクーリングの冷却効果を実験的に調べる目的をもち、合わせて理論的に指摘された最適流量の存在を実験的に確認しようとするものである。

## 2. 風胴および模型

実験は吹き下し型の極超音速風胴を用いて行なわれた。ノズル出口は直径 200 mm の円形断面で、気流は測定室内で自由噴流となり、ジェットキャッチャ (jet catcher) を通して拡散筒に導かれている。測定部では気流は中心線より半径 60 mm の円形断面内で一様である。風胴の機構および性能の詳細は文献 [11] を参照されたい。実験で用いられた風胴の運転条件は次のとおりである。

激点圧力	$41.0 \pm 0.5 \text{ kg-wt} \cdot \text{cm}^{-2}$
激点温度	$520 \pm 10^\circ\text{C}$
主流マッハ数	7.0
レイノルズ数	$3.36 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$
冷却空気温度	$20 \pm 2^\circ\text{C}$
運転時間	100 sec

実験に使用した模型の見取図および断面図を第 1 図に示す。模型は不銹鋼製の支持板と先

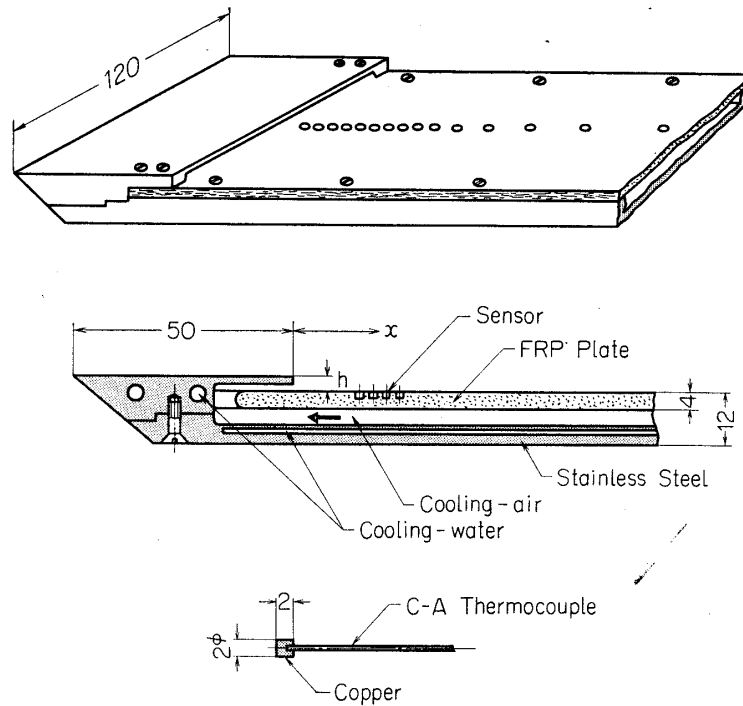


図 1 模型

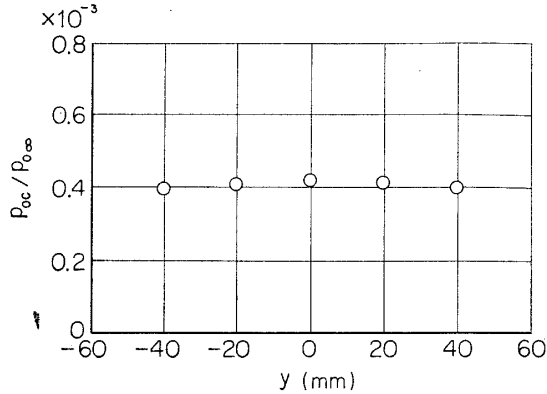


図 2(a) スロット出口における冷却  
空気の総圧分布  
 $\bar{M}=0.2283$ ,  $h=2.0$  mm

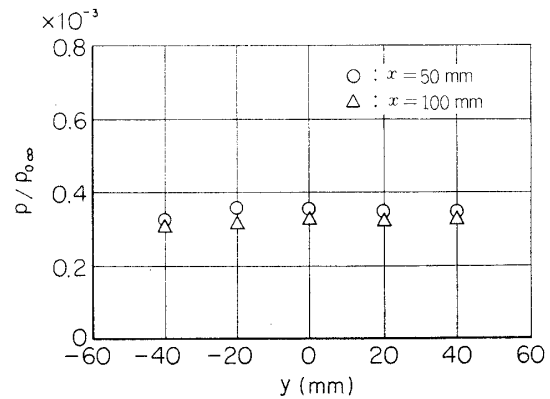


図 2(b) F.R.P. 平板上の静圧分布  
 $M=7.0$ ,  $\bar{M}=0$ ,  $h=2.0$  mm

端の楔および F.R.P. 製の平板で作られている。平板は長さ 270 mm、幅 120 mm、厚さ 4 mm で、中心線に沿って温度 sensor が埋め込まれている。支持板は不銹鋼製の sting を介して strut に取り付けられている。冷却空気は、支持板と F.R.P. 平板の間隙を通してステップ背面に導かれているので、実験中に、支持板および楔からの熱伝達で冷却空気が加熱されるおそれがあり、これを避けるために、支持板および楔は、第 1 図で示すごとく、水で冷却されている。冷却空気の供給は、風洞運転中には測定室内が低圧になるのを利用して、実験室の空気を吸い込ませる方法で行なわれた。流路の途中に流量調節ヴァルヴをおい

て冷却空気の流量制御を行ない、その流量測定は float 型流量計およびヴェンチュリー管を併用して行なわれた。

温度 sensor は、第1図に示すごとく、直径 2 mm、長さ 2 mm の円柱型銅製蓄熱体と、シース外径 0.6 mm のアルメルクロメル熱電対よりなり、カロリメータとして使用された。

ステップの高さの効果を調べるために、3種類の楔を用意した。ステップの高さはそれぞれ 2.0, 2.5, 3.0 mm である。ステップを形成する lip plate の厚みは小さいことが望ましいけれども、熱応力のために変形して吹き出し口断面の一樣性が保たれないので、lip plate の厚みは 1.5 mm とした。

実験に先立って、冷却空気吹き出しの一樣性および F. R. P. 平板に沿う流れの二次元性が問題になる。第2図 (a), (b) はそれぞれステップ面における冷却空気の総圧分布および F. R. P. 平板上の横方向の静圧分布を示す一例である。図でわかるごとく、冷却気体の吹き出しは、ほぼ一樣であり、また F. R. P. 平板上では中心線付近の二次元性は、かなり後流においても比較的良好である。

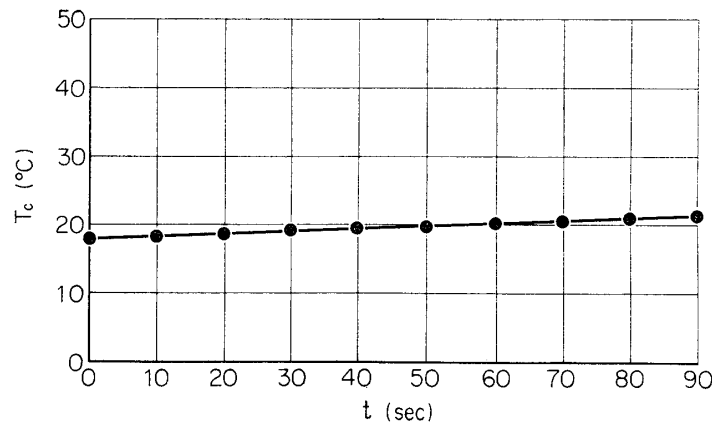


図3 吹き出し空気温度の時間的变化  
 $M=7.0$ ,  $\bar{M}=0.0457$ ,  $h=2.0$  mm

第3図は風胴運転中の冷却空気温度の時間的变化を示す一例である。図中、時間  $t$  の原点は風胴始動時刻にとってある。冷却空気温度は時間と共にわずかに上昇する傾向があるが、この程度の温度上昇は無視できると考えられる。

### 3. 結果と検討

#### 3.1. 定常性および流れ場の模様

フィルムクーリングの研究では、冷却気体の吹き出し口よりどの程度後流まで断熱壁温度が低温に保たれるかということにおもな興味があり、この目的のためには、定常な実験データを得ることが望ましい。しかし残念なことに、この実験では、風胴の一回の運転時間に制限があるので、F. R. P. 平板の全面にわたって定常な壁温を得ることができなかった。一般的な傾向としては、風胴の始動後、壁温は次第に上昇するが、時間の経過と共にその上昇速

度は鈍化する傾向を示した。この鈍化の傾向は  $t=90$  sec. においては、ステップに近い領域では非常に良好であったが、ステップから遠い領域では壁温はなお幾分上昇を続けた。このような事情のため、実験データの定常性を示す尺度として壁温の時間こう配  $dT_w/dt$  を考えることにし、第 4 図にその一例を示す。図でわかるごとく、ステップに近い領域では ( $x \leq 120$  mm)  $t=90$  sec. において、壁温の時間こう配はほとんど零であり、この領域では、壁温は定常状態に極めて近いものであると考えられる。一方ステップから遠い領域 ( $x > 120$  mm) では、壁温の時間こう配は必ずしも無視できるほど小さいとは限らない。ステップの高さが異なる他の場合も、全く同様の傾向を示した。以上のような理由によって、この報告では、 $t=90$  sec.  $x \leq 120$  mm の範囲の実験データを取り上げ検討することにした。

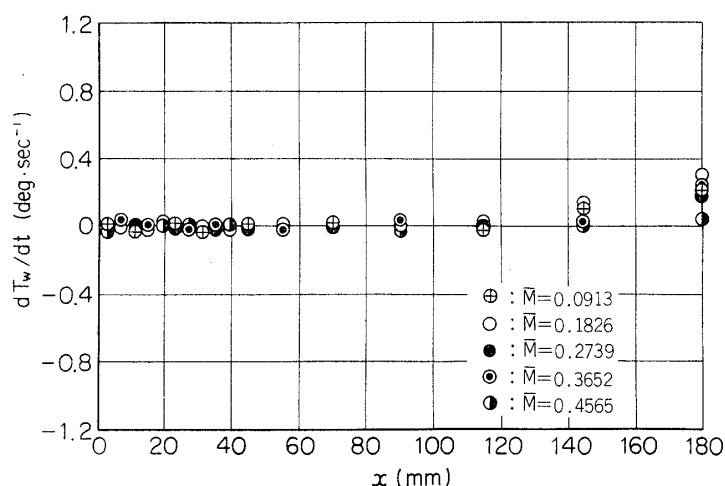


図 4 壁温の時間こう配分布

第 5 図は流れ場の模様を示すシュリーレン写真である。第 5 図 (a) は冷却空気の吹き出しがない場合である。楔の前縁から出ている衝撃波は、前縁の丸みの効果によるもので、このため楔の表面圧力は一様流の静圧より高く、この圧力および衝撃波後方の総圧から計算したマッハ数は 6.7 である。前縁からステップまでの距離を基準にしたレイノルズ数は  $1.68 \times 10^6$  で、このレイノルズ数では楔の表面に沿う境界層は層流であることが期待され、シュリーレン写真もこのことを示唆している。lip plate の端より Prandtl-Meyer fan が出て、境界層ははく離し、ステップの背面には、いわゆるはく離領域が形成されている。はく離領域の後方には再圧縮衝撃波が存在し、はく離境界層は F. R. P. 平板に再付着している。このような流れは base flow と呼ばれるもので、ステップの高さがステップ端の境界層の厚みより大きいような流れ場に特徴的である。再圧縮衝撃波は粘性層と干渉してかなり上流まで拡散されている。シュリーレン写真から判断して再圧縮領域はステップの後方 10 mm から 60 mm にわたって広がっており、上方の斜め衝撃波の延長線と境界層との交点は、ステップから約 30 mm の距離にある。再圧縮領域の幅やステップからの相対的位置は、この実験の範囲内では、ステップの高さにあまり依存しないように思われる。

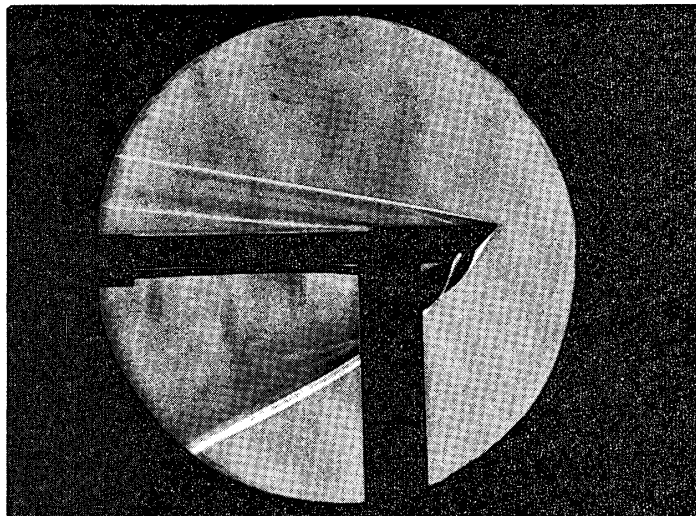


図 5(a) シュリーレン写真 ( $M=7.0$ ,  $\bar{M}=0$ ,  $h=2.0$  mm)

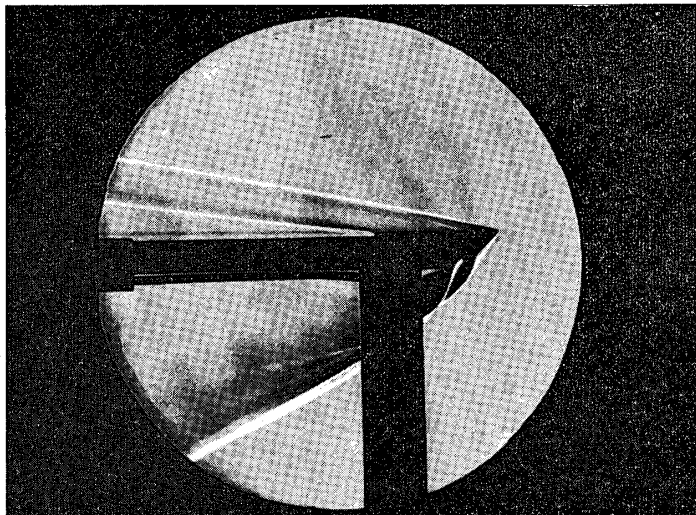


図 5(b) シュリーレン写真 ( $M=7.0$ ,  $\bar{M}=0.2283$ ,  $h=2.0$  mm)

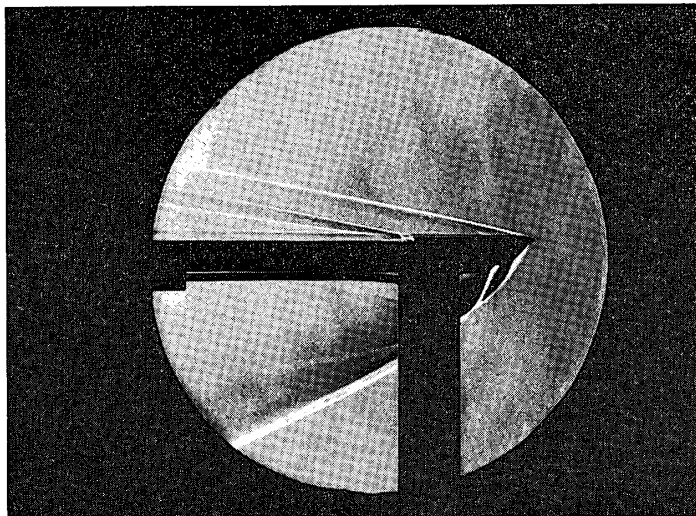


図 5(c) シュリーレン写真 ( $M=7.0$ ,  $\bar{M}=0.4565$ ,  $h=2.0$  mm)

冷却空気の吹き出しがある場合は、はく離領域の圧力は吹き出し空気の流量に依存して上昇し、Prandtl-Meyer fan は弱くなり、それに伴って再圧縮衝撃波も弱くなる(第 5 図(b)). 冷却空気流量をさらに増加すると、lip plate の端からまず斜め衝撃波 (lip shock) が出て、それに隣接して膨張波が出る。その後流には、この膨張波をあたかも前方の lip shock とはさむようなかっこうで再圧縮衝撃波が現れ、流れ場の模様は非常に複雑になる。

### 3.2. 壁温分布

第 6 図は冷却空気の吹き出しがない場合のステップ後流の壁温分布を示す。図中  $x$  はステップから F. R. P. 平板に沿って測った距離を示す。ステップの存在が下流の断熱壁温度分布に及ぼす影響を調べるために、同じ実験条件の下で、ステップがない滑らかな平板の壁温分布を測定し、結果を第 6 図に示した。図を見て分るごとく、ステップ直後の断熱壁温は、対応する滑らかな平板流のそれと比較して著しく低い。このことは、ステップの存在がその直後の熱伝達率を著しく低下させることを意味している。超音速流中にある後向きステップによるはく離領域に関するこのような熱伝達特性は、積分解析法を用いた文献 [12] の推論を裏付けるものであり、文献 [13] および [14] で報告されている実験結果とも定性的に一致している。

後向きステップによる熱伝達率減少の傾向は、ステップが高くなる程著しいことを第 6 図は示している。このことは次の理由に依ると考えられる。すなわち、冷却空気の吹き出しが存在しない後向きステップの流れは、実質的には、いわゆる底面流れ (base flow) である。この場合、底面圧力はステップが高くなるにつれて低下することが知られており、このことは、ステップ直後の外部流 (はく離領域を形成している粘性流の外側の非粘性流) のマッハ数が増大することを意味している。はく離領域内の壁に対する熱伝達は、粘性混合の作用によって外部流から粘性流に輸送されるエネルギー流束 (energy flux) に主として依存している。したがって、主流の激点状態が一定に保たれるなれば、このエネルギー流束は、外部流のマッハ数の増大と共に減少し、結果として熱伝達率が減少する。第 6 図に示された実験結果は、ステップの高さの増加に伴ってはく離領域内の熱伝達率が減少するという文献 [9] の理論結果を間接的に裏付けていると考えられる。後流に行くにつれて、壁温は急速に上昇し、はく離境界層が再付着する再圧縮領域内で最高に達し、以後ゆるやかに降下している。特にステップが比較的低い場合には、壁温分布の peak は、対応する滑らかな平板流の壁温より逆に高くなり、以後ゆるや

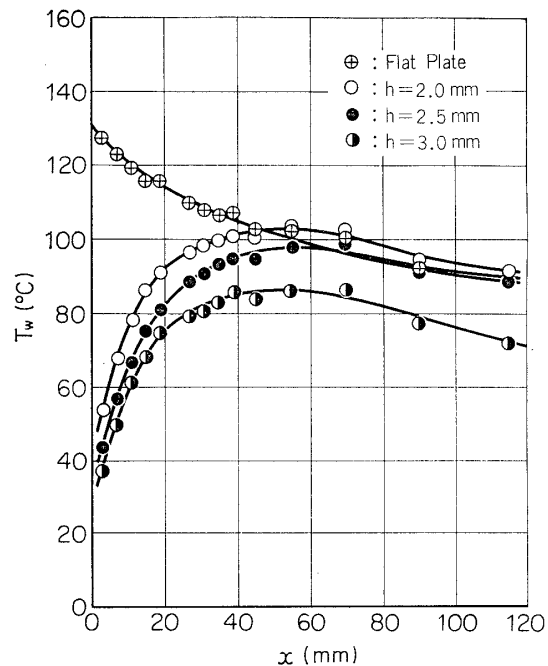


図 6 壁温分布  
 $M=7, \bar{M}=0, t=90 \text{ sec}$



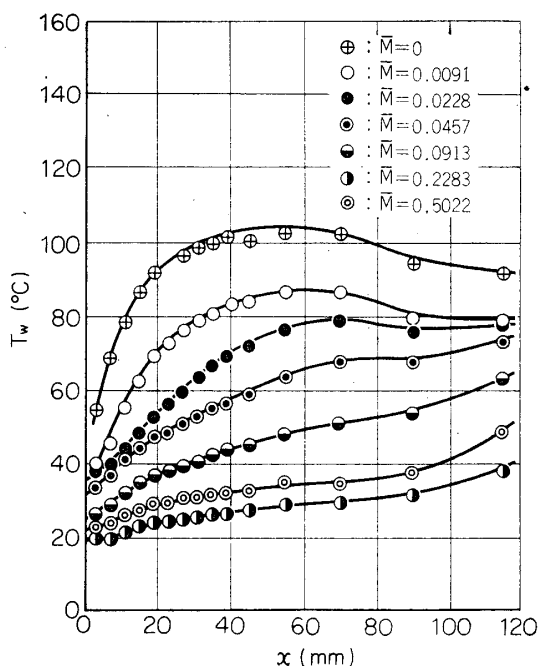


図 7(a) 壁温分布  
 $M=7$ ,  $h=2.0$  mm,  $t=90$  sec.

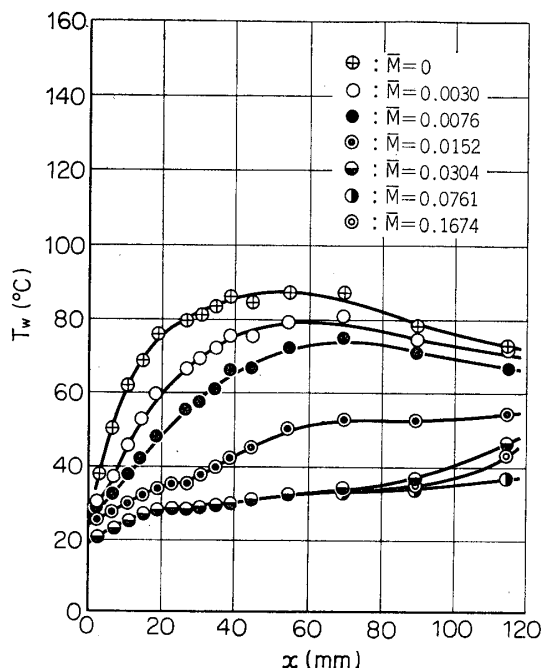


図 7(b) 壁温分布  
 $M=7$ ,  $h=3.0$  mm,  $t=90$  sec.

かに平板流の壁温分布に漸近する傾向を示している。

第7図(a), (b)は冷却空気流量と壁温分布の関係を示している。冷却空気流量比  $\bar{M}$  が小さい範囲では、壁温分布は  $\bar{M}=0$  の場合と定性的に等しい。 $\bar{M}$ が増加するにつれて、ステップに近い領域の壁温は急速に降下するけれども、ステップより比較的遠い領域では逆に壁温は上昇する傾向を示すようになり、この傾向は、 $\bar{M}$ が増大するほど著しくなる。ステップ近傍の壁温降下は、明らかに吹き出し空気の冷却効果を示すものであるが、ステップより遠い領域の壁温上昇の傾向は、冷却空気の吹き出しにより発生したじょう乱が、境界層の遷移を促進するために起るものと推定される。事実、乱流境界層の熱伝達率は、層流境界層のそののほぼ10倍に達することからも、このことは理解できる。

議論をステップの近傍の壁温に限るなれば、 $\bar{M}$ がある程度以上に大きくなれば、壁温は  $\bar{M}$ に依存して降下せずにはほぼ一定となる。このことは第7図(b)に最も顕著に見ることができる。フィルムクーリングでは、冷却気体の吹き出しは、壁への熱伝達率減少に対して二つの効果を持つと考えられる。すなわち、粘性層の厚みを実質的に増加させ、その内部の温度こう配を緩和することによって熱伝達率を減少させる効果、および吹き出された冷却気体が heat sink として作用する効果である。文献[9]では heat sink の効果の方が卓越していることを指摘しているが、第7図に示された結果はこのことも裏付けていると考えることができるかも知れない。

以上の議論を定量的により明らかにするため、一例として、第7図(b)の場合を  $\bar{M}$  に関して再整理した結果を第8図に示す。ステップの近傍では、壁温は  $\bar{M}$  の増加と共に減少

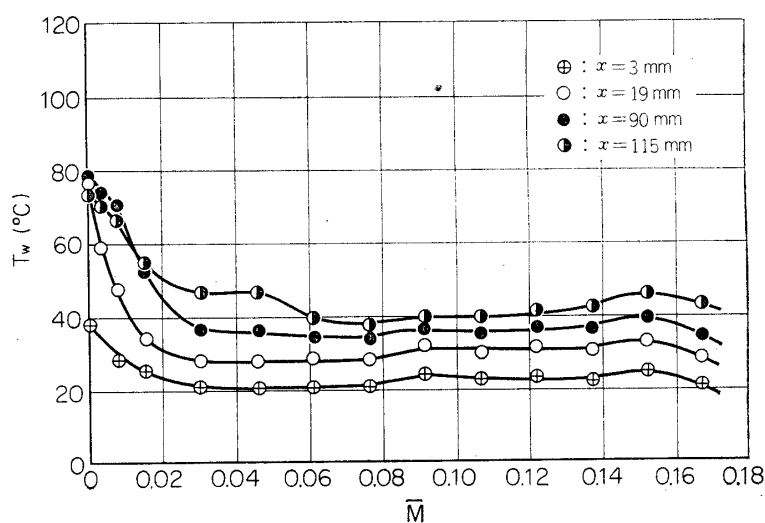


図 8 冷却空気の吹き出し流量に対する壁温の変化  
 $M=7$ ,  $h=3.0\text{mm}$ ,  $t=90\text{ sec.}$

するが、 $\bar{M}$  が大きい範囲では、壁温は  $\bar{M}$  の増加に無関係にほぼ一定となる。一方ステップから遠い領域の壁温は、 $\bar{M}$  の増加につれて減少から増加に転ずる傾向を示していることがわかる。したがって、もしステップの下流のかなり広い範囲にわたる全体的な壁温分布に注目するならば、冷却空気の最適流量比  $\bar{M}_{\text{opt}}$  が存在することが分る。たとえば、第 8 図の場合には  $\bar{M}_{\text{opt}}=0.078$  である。ステップの高さの異なる他の場合についても全く同様に  $\bar{M}_{\text{opt}}$  が存在し、その値はステップの高さが増加するほど小さくなる。このことは、最適壁温分布を与える  $\bar{M}_{\text{opt}}$  とスロットの高さ  $h_c$  の間にある関係が存在することを示唆していると考えられる。

これを確かめるために  $\lambda_{\text{opt}} = \bar{M}_{\text{opt}} \cdot h_c / \delta$  と定義し、これを  $h$  に関して整理した結果を第 9 図に示す。ただし  $\delta$  はステップ上の境界層の厚さを意味している。図でわかるごとく、 $\lambda_{\text{opt}}$  は  $h$  によらずほぼ一定である。この量は冷却空気流量とステップ上を流れる境界層の流量の比に比例することに注目を要する。

吹き出し空気の冷却効果が有効である範囲を調べるために、次式で与えられるような冷却効果  $\eta$  を定義する

$$\eta = \frac{T_{\infty} - T_w}{T_{\infty} - T_{we}} \quad (1)$$

ただし  $T_w$ ,  $T_{we}$  および  $T_{\infty}$  はそれぞれ局所壁温、スロット出口の壁温および主流の激点温

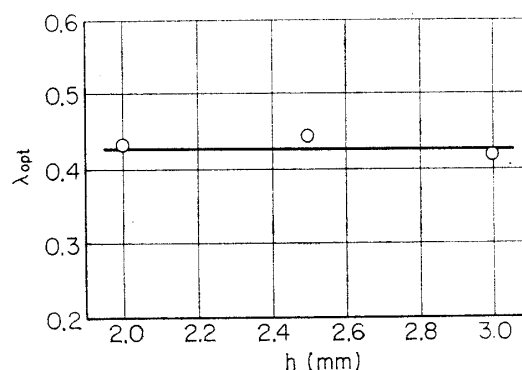


図 9 ステップ高さに対する最適流量  
 パラメタの変化  
 $M=7$ ,  $t=90\text{ sec.}$

度である。壁温が上昇すれば  $\eta$  の値は 1 より減少するから、冷却効果が有効であるということは  $\eta$  が 1 に近いことを意味する。冷却効果の有効距離を定量的に明らかにするため、有効距離  $L$  を次のごとく定義することにする。

$$L = (x)_{\eta=0.98} \quad (2)$$

第 10 図は、有効距離  $L$  と  $\bar{M}$  の関係を示すものである。図でわかるごとく、 $\bar{M} < 0.03$  の範囲では  $L$  は  $\bar{M}$  の増加と共に急速に増大するが、 $\bar{M} > 0.03$  の範囲ではほぼ一定になる。もちろん  $L$  の大きさは、その定義に直接依存するものであり、方程式 (2) による有効距離の定義は、かなり厳しい条件のように思われるけれども、第 10 図に示された結果は、ステップに近い領域の壁温が  $\bar{M}$  の大きい範囲では  $\bar{M}$  にほとんど依存しなくなるという実験事実から、合理的であると考えられる。

### 3.3. 過渡的過程における平均熱伝達

すでに 3.1 節で言及したごとく、この実験では風胴の始動時 ( $t=0$ ) 以後、壁温は漸次上昇を始め、約 90 sec. 後にステップに近い領域 ( $x \leq 120$  mm) でほぼ定常となる。したがって最初の 90 sec. の間に起る過渡的過程における熱伝達を議論することは興味深いと考えられる。局所熱伝達率  $q(x, t)$  が  $t$  の関数であるから、便宜上、時間に関する平均熱伝達率  $q_m(x)$  を用いて議論することにし、それを次のごとく定義することにする。

$$q_m(x) = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} q(x, t) dt, \quad (3)$$

ただし  $t_s$  は過渡時間 (transient time) を意味し、この実験では  $t_s = 90$  sec. である。使用した温度センサーがカロリメータであるという仮定のもとに方程式 (3) は、次のごとく書き直すことができる。

$$q_m(x) = \frac{\rho_s C_s h_s}{t_s} [T_w(x, t_s) - T_w(x, 0)], \quad (4)$$

ただし  $\rho_s, h_s, C_s$  はそれぞれ蓄熱体の密度・長さおよび比熱である。第 11 図は平均熱伝達率分布の一例を示す。図でわかるごとく、平均熱伝達率の定性的な傾向は壁温分布のそれと同じである。他のステップ高さの場合についても全く同じことがいえる。

冷却空気の吹き出しによる熱防御量の評価が今一つの興味ある問題である。この目的のために、ステップの後流に定められた距離  $x_s$  をとり、この領域内の壁への熱入力  $Q$  と流量パラメタ  $\lambda$  を次のように定義する。

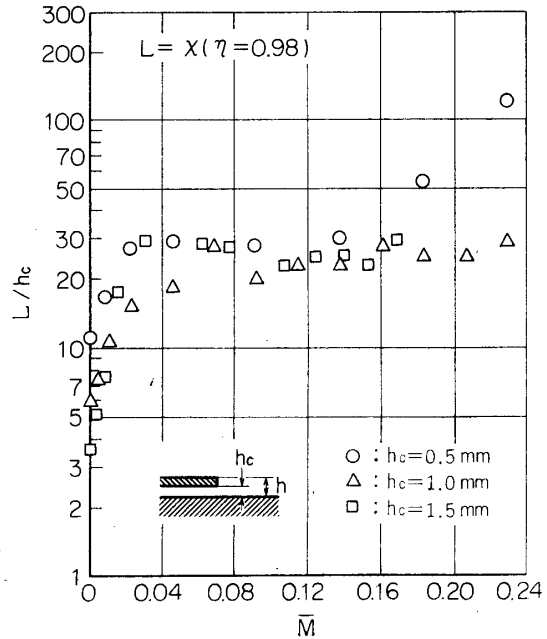


図 10 有効冷却距離  
 $\bar{M}=7, t=90$  sec.

$$Q = \int_0^{x_s} q_m(x) dx, \quad x_s = 120 \text{ mm}$$

$$\lambda = \bar{M} h_c / \delta \quad (5)$$

第 12 図は冷却空気の吹き出しがない場合の熱入力  $Q_{no}$  と対応するなめらかな平板流の熱入力  $Q_f$  との比を示す。

ステップが高くなるにつれて熱入力が増少するという結果は、前節で述べた熱伝達に関する推論を定量的に裏付けるものである。第 13 図は冷却空気の吹き出しによる熱入力減少の効果を示している。異なるステップ高さに対する熱入力比  $Q/Q_{no}$  のデータが、流量パラメタによって割合よく整理できるという事実に注目すべきである。図でわかるごとく、熱入力比は  $\lambda$  の増加によって減少し、 $\lambda = 0.42$  で最少になり、以後漸次増加の傾向を示す。熱防御量は  $Q_{no} - Q$  で表示できるから、上述の結果は  $\lambda = 0.42$  で熱防御に関する冷却気体の流量効果が最大になることを意味している。このことは前節で議論した断熱壁温度分布に関する最適流量パラメタの存在と対応するもので注目すべきである。

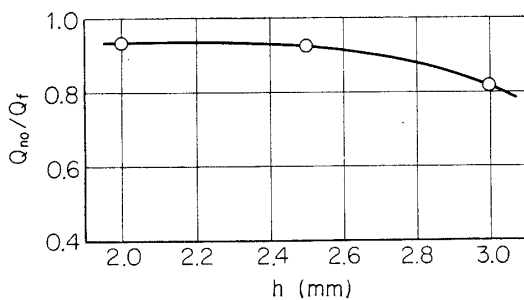


図 12 熱入力とステップ高さの関係  
 $M=7, \bar{M}=0, x_s=120 \text{ mm}$

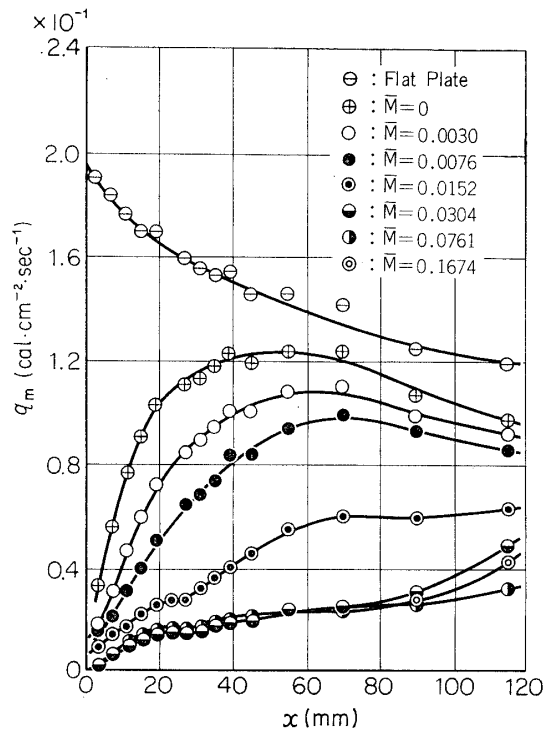


図 11 平均熱伝達率分布  
 $M=7, h=3.0 \text{ mm}, t_s=90 \text{ sec.}$

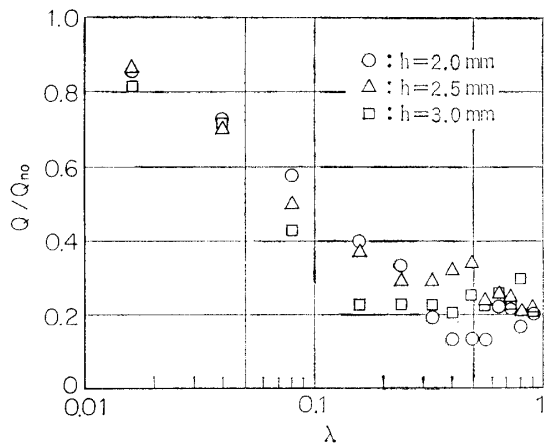


図 13 冷却空気流量と熱入力の関係  
 $M=7, x_s=120 \text{ mm}$

#### 4. 結 論

冷却気体の吹き出しを伴う後向きステップ後流の断熱壁温度分布が測定され、吹き出し流量やステップの高さ等のパラメタの効果が詳細に議論された。

冷却気体の吹き出しがない場合、ステップ直後のはく離領域内の局所熱伝達率は対応するなめらかな平板流のそれと比較して著しく減少することが示され、文献[9]で指摘された理論結果を実験的に裏付けている。

冷却気体の吹き出し流量が増加するにしたがって、ステップの近傍の断熱壁温度は急速に減少するけれども、ステップより遠い領域では、境界層遷移が促進されて逆に増加の傾向を示した。したがって、ステップの後流のかなり広いしかし限定された領域内の熱伝達に着目するなれば、熱入力を最小にするような冷却気体の最適流量パラメタ  $\lambda_{opt}$  が存在することが示された。

有効冷却距離は  $\bar{M} < 0.03$  の範囲では  $\bar{M}$  と共に急速に増加するが  $\bar{M} > 0.03$  の範囲ではほぼ一定になる。

単一吹き出し口に関する以上の結果から次の可能性が推論される。すなわち、複数の吹き出し口を固体表面に適当に配置し、各吹き出し口に関する流量パラメタが最適値になるように吹き出し口の幾何学形および吹き出し流量を適当に配分するなれば、割合少ない総吹き出し流量で固体表面のかなり広い範囲を効果的に熱防御することができるであろう。

1972年3月30日 航空力学部

#### 参 考 文 献

- [1] Midford, C. M. and Spier, D. M.: An Investigation Into Film Cooling by Slots. International Developments in Heat Transfer. A. S. M. E., c, 1963.
- [2] Seban, R. A. and Back, L. H.: Velocity and Temperature Profiles in Turbulent Boundary Layer With Tangential Injection. A. S. M. E., J. Heat Transfer, Vol. 84, 1962.
- [3] Eckert, E. R. G. and Birkeak, R. C.: The Effects of Slot Geometry on Film Cooling. Heat-Transfer, Thermodynamics, and Education. H. A. Johnson, ed., McGraw-Hill Book Co., Inc., c, 1964.
- [4] Goldstein, R. J., Eckert, E. R. G., Tsou, F. K. and Haji-Sheikh, A.: Film Cooling With Air and Helium Injection Through a Rearward-Facing Slot Into a Supersonic Air Flow. AIAA J., Vol. 4, No. 6, 1966.
- [5] Eckert, E. R. G. and Livingood, J. N. B.: Comparison of Effectiveness of Convection, Transpiration and Film Cooling Methods with Air as Coolant. NACA TN 3010, 1953.
- [6] Carter, H. S.: Water-Film Cooling of an 80 Total-Angle Cone at a Mach Number of 2 for Airstream Total Temperature Up to 3000° R. NASA TN D-2029, 1963.
- [7] Hatch, J. E. and Papell, S. S.: Use of a Theoretical Flow Model To Correlate Data for Film Cooling or Heating an Adiabatic Wall by Tangential Injection of Gases of Different Fluid Properties. NASA TN D-130, 1959.
- [8] Sellers, J. P.: Gaseous Film Cooling with Multiple Ejection Stations. AIAA J. Vol. 1, No. 9, 1963.
- [9] Karashima, K.: An Integral Analysis of Heat Transfer Downstream of a Rearward-Facing Step with Small Coolant Injection. NASA TN D-5970, 1970.
- [10] Kubota, H. and Karashima, K.: Heat Shielding Problem with Local Injection at Multiple

- Stations. Transaction of Japan Soc. Aero. Space Sci. Vol. 14, No. 26, 1971.
- [11] Kawamura, R., Karashima, K. and Seki, K.: Characteristics of the Blow-Down Type Hypersonic Wind Tunnel of Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo. Japan Society Aero. Space Sci., J. Vol. 13, No. 139, 1965.
- [12] Chapman, D.R.: A theoretical Analysis of Heat Transfer in Region of Separated Flow. NACA TN 3792, 1956.
- [13] Scherberg, M.D. and Smith, H.E.: Experimental Study of the Flow Structure and Heat Transfer for a Rearward Facing Step In Supersonic Flow. Israel Jour. Tech., Vol. 4, No. 1, 1966.
- [14] Nester, D.E., Saydah, A.R. and Auxer, W.L.: Heat Transfer to Steps and Cavities In Hypersonic Turbulent Flow. AIAA Fluid and Plasma Dynamic Conference, Los Angels, Cal./June 24-26, 1968.