

ISSN 0389-4010
UDC 533.6.011.5,
532.526,
536.244,
533.17,
629.7.036.22

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1276

衝撃波干渉を伴う超音速フィルム冷却の実験

小野文衛・荻田文士・高橋政浩
斎藤俊仁・若松義男

1995年9月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	2
2. 実験装置および実験方法	2
3. 実験結果	3
4. 考 察	9
4.1 フィルム冷却効率の低下	9
4.2 熱伝達係数	10
4.3 混合の促進	12
4.4 総圧の増加	12
5. 結 論	12
参考文献	13

衝撃波干渉を伴う超音速フィルム冷却の実験*

小野文衛^{*1} 荻田丈士^{*1} 高橋政浩^{*1}
斎藤俊仁^{*1} 若松義男^{*1}

Experimental Studies of Supersonic Film Cooling with Shock Wave Interaction

Fumiei ONO^{*1}, Takeshi KANDA^{*1}, Masahiro TAKAHASHI^{*1}
Toshihito SAITO^{*1}, and Yoshio WAKAMATSU^{*1}

ABSTRACT

Supersonic film cooling was tested in the Mach 2.35 wind tunnel to investigate the effect of the external shock wave on film cooling. The coolant was injected at sonic speed. The weak shock wave, whose pressure ratio was 1.21, did not reduce the film cooling effectiveness. The stronger shock wave, whose pressure ratio was 1.44, decreased the effectiveness of the film cooling in the restricted region. The decrease of the efficiency was mainly due to the increase of the adiabatic wall temperature by decreasing the local Mach number. The increase of the heat-transfer coefficient must be considered as well as that of the adiabatic wall temperature in the interacting region. In the region of the interaction, energy and mass were not transferred, but the momentum was transferred from the primary flow to the coolant.

Key words : Film Cooling, Mixing, Slot Injection, Supersonic Flow, Shock Wave, Turbulent Boundary Layer

要 約

フィルム冷却層に外部から衝撃波が入射した場合の影響を調べるために、Mach数2.35の風洞を用いて超音速フィルム冷却の実験を行った。噴射器出口におけるフィルム冷却剤の噴射速度は音速とした。圧力比が1.21の比較的弱い衝撃波が入射した場合には、フィルム冷却の効果にほとんど影響は見られなかった。圧力比が1.44のより強い衝撃波が入射した場合には、局所的な領域でフィルム冷却の効果に低下が見られた。冷却剤流れと衝撃波が干渉する領域におけるこの冷却効率の低下は主として、冷却剤流れの局所Mach数の低下に伴って断熱壁温度が上昇するために起こることが分かった。この干渉領域においては、断熱壁温度と同様に、熱伝達係数の増加についても考慮する必要がある。また、干渉領域ではエネルギー及び質量の輸送は促進されなかったが、主流側から冷却剤流側に対して運動量の輸送の促進が見られた。

記 号			
C_f	= 壁面摩擦係数	C_p	= 比熱
C_H	= Stanton 数	h_{inj}	= フィルム冷却剤噴射スロット出口の高さ
		M	= Mach 数
		P	= 圧力

* 平成7年6月29日受付 (received 29 June 1995)

*1 角田宇宙推進技術研究センター (Kakuda Research Center)
ラムジェット推進研究部 (Ramjet Propulsion Research Division)

P0	= 総圧
q	= 熱流束
r	= 回復係数
R	= ガス定数
S.G.	= 衝撃波発生器
T	= 温度
T0	= 総温
u	= 速度
x	= 冷却剤噴射スロット出口からの距離
y	= 下壁面からの垂直方向距離
y1	= 壁面から y 軸方向に 1 mm の位置
γ	= 比熱比
η_{FC}	= (1)式で定義するフィルム冷却効率
ρ	= 密度
ϕ	= 質量分率
添字	
aw	= 断熱壁
c	= 冷却剤
e	= 境界層外縁
imp	= 衝撃波の入射
local	= 局所
pitot	= ピトー圧
SG	= 衝撃波発生器
w	= 壁
∞	= 主流
1	= 入射衝撃波の上流
2	= 入射衝撃波の下流, 反射衝撃波の上流
3	= 反射衝撃波の下流

1. ま え が き

フィルム冷却はよく知られている冷却技術のひとつであり、これまでにロケットエンジンをはじめ広い分野で使用されて来ている。また、現在検討が進んでいるスクラムジェットエンジンの冷却に使用することも考えられている¹⁾。

しかしながら、超音速流れ場においてフィルム冷却を実用化するためには解決されるべき多くの問題がある¹⁾。この中のひとつに衝撃波がフィルム冷却層に入射した場合の冷却効果に及ぼす影響があり、この問題に関しては既にいくつかの報告²⁻⁶⁾が見られるが、詳細についてはまだ不明な点が残されている。たとえば、衝撃波の入射によってフィルム冷却の効果が失われるとする報告³⁾もあれば、剥離が発生しなければフィルム冷却の効果はほとんど低下しないと報告⁵⁾もある。また、実際にフィルム冷却を行う場合には、冷却剤噴射器出口部に冷却剤流と主流とを仕切る板の厚みがあるために、あるいは冷却剤噴射器出口部で冷却剤流と主流との静圧が等しくないために特に外部から衝撃波を入射させなくともフィルム冷却層に衝撃波が入射

する。このため、如何なる強さの衝撃波が如何なる位置に入射した場合にフィルム冷却の効果が低下するのを明らかにする必要がある。

本報告では、Mach 数 2.35 の風洞を用いてフィルム冷却層に入射する衝撃波の強さあるいは入射位置を種々に変えた実験を行い、これらのパラメータがフィルム冷却効果にどのような影響を及ぼすのかを調べた結果について述べる。

2. 実験装置および実験方法

実験には図 1 に示す Mach 数 2.35 の吹出し式風洞を用い、フィルム冷却剤は音速で噴射した。主流には常温の窒素ガスを用い、その総温と総圧は各々、約 280 K および約 1400 kPa である。フィルム冷却剤には熱交換器を介して液体窒素と熱交換した低温の窒素ガスを用いた。冷却剤の総温と総圧は各々、約 230 K および約 240 kPa である。冷却剤噴射器出口位置における主流の設計静圧は 100 kPa とし、冷却剤流の設計静圧はこれよりも僅かに高い。冷却剤噴射器出口の高さは 4 mm、冷却剤流と主流とを隔てる仕切り板の厚みは 1.5 mm とした。冷却剤噴射器出口位置における主流側境界層の厚さは、ピトー圧の測定結果から約 5 mm と見積もられた。熱電対によって断熱壁温度を測定する部分はベークライト (フェノール樹脂) 製とした。ベークライトの熱伝導率は約 $0.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ であり、ニッケル合金の約 $20 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ と比較しても十分に小さい。このため、壁温度測定部は事実上、断熱壁状態にあると見なせる。風洞測定部の幅は 50 mm、高さは 55.5 mm とした。設計点での主流に対するフィルム冷却剤の質量流束の比は $(\rho u)_c / (\rho u)_\infty = 0.39$ である。主流および音速で噴射される冷却剤流の単位 Reynolds 数は各々、 $1.4 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$ 、および $4.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ である。

衝撃波の強さの影響を調べるために、二種類の衝撃波発生器を用いた。衝撃波発生器の諸元を表 1 に示す。表中に示した圧力比は衝撃波関係式から求めた。

衝撃波発生器の装着位置および衝撃波の入射位置を表 2 に示す。表中に示したように、衝撃波発生器の装着位置は各々、上流位置、中流位置、および下流位置と称する。衝撃波が冷却剤層側に入射する位置は、後に示す流れ場の写真撮影の結果から、衝撃波が壁面あるいは剥離衝撃波に衝突する位置とした。

壁圧およびピトー圧は回転式の圧力スキャナー (Scanivalve) を用いて測定した。ピトー管の外径は 0.63 mm である。測定された圧力データは風洞よどみ室における主流総圧で無次元化した。風洞測定部の両側面には Pyrex ガラス製の窓を設けてシャドー法あるいはシュリーレン法による光学観測を可能にした。

予備実験においては、フィルム冷却剤噴射器出口付近および $x/h_{inj} = 100$ 付近の壁面温度をサーモカメラで測定し、

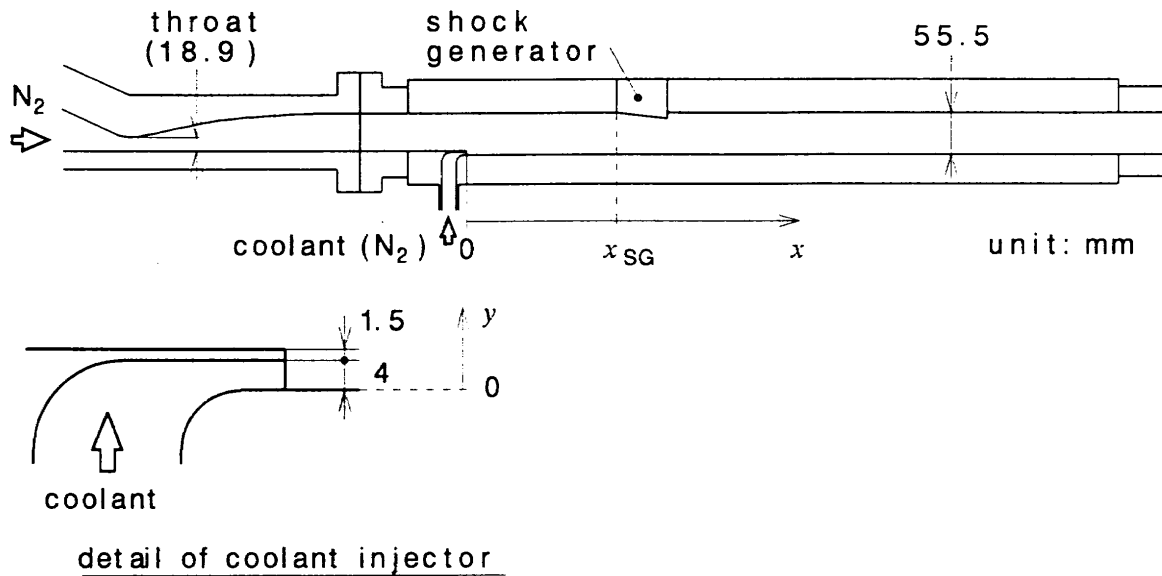


図1 試験風洞概要

表1 衝撃波発生器諸元

	Deflection angle	P_2/P_1	P_3/P_1
S.G.1	3°	1.21	1.44
S.G.2	6°	1.44	2.02

表2(a) 衝撃波発生器1 装着位置と衝撃波の入射位置

	middle	downstream
x_{SG}/h_{inj}	-2.5	85.0
x_{imp}/h_{inj}	21.3	107.5

表2(b) 衝撃波発生器2 装着位置と衝撃波の入射位置

	upstream	middle	downstream
x_{SG}/h_{inj}	-15.0	-5.0	82.5
x_{imp}/h_{inj}	3.5	14.3	102.0

得られた結果から壁面温度分布の二次元性が良好であることを確認した。

3. 実験結果

連続光シャドー法および瞬間光シュリーレン法によって流れ場を観察した写真を各々、図2と図3に示す。これらの写真の内、図2(b), (c), (d)はサーモカメラで壁温を測定する予備実験時に撮影したもので、風洞測定部の衝撃波発生器下流側の上蓋の一部が取り外されている。S.G.1を装着した全ての試験において、入射衝撃波は風洞壁面で単的に反射している。一方、S.G.2を上流位置および中流位置に装着した試験では、衝撃波は複雑に反射しており、干渉領域の構造は衝撃波の入射が無い場合に比べて変化している。また、冷却剤/混合層からの剥離衝撃波様のものが見られる。S.G.2を下流位置に装着した場合には、干渉領域は小さくなっている。

図4にピトー圧分布を示す。S.G.1を装着した試験では、衝撃波の入射点付近でピトー圧分布に僅かな変化が見られる。一方、S.G.2を上流位置および中流位置に装着した試験では、衝撃波の入射が無い場合に比べてピトー圧分布が大きく異なっている。しかし、S.G.2を下流位置に装着した場合には、ピトー圧分布に上流あるいは中流位置におけるほどの大きな変化は見られない。

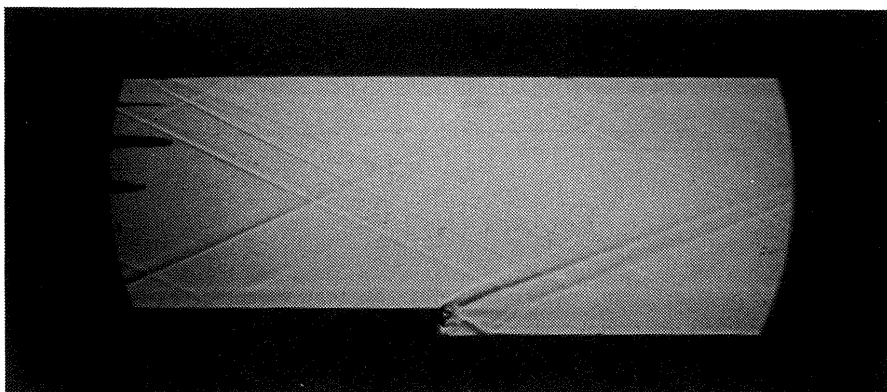
図5に $y=y_1$ の位置における総圧と壁圧の分布を示す。

この総圧は壁圧と $y=y_1$ の位置におけるピトー圧から計算したが、この際、 $y=y_1$ の位置における静圧および冷却剤質量分率は各々、壁面における値と大きく異ならないものと仮定した。

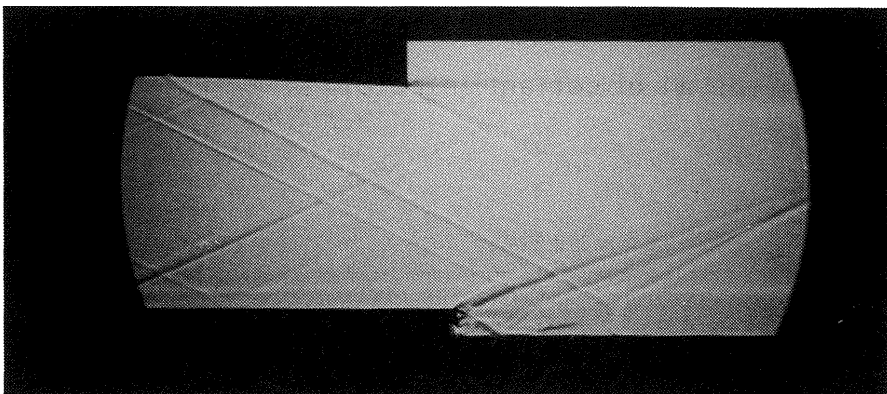
主流と冷却剤流とを隔てる仕切り板の直下流には死水領域があり、主流と冷却剤流はどちらもこの領域に向かって膨張している。ピトー圧と壁圧の測定結果およびシャドー法とシュリーレン法による写真から、音速で噴射された冷却剤流は膨張して超音速まで加速されているものと推定された。壁圧とピトー圧から、 $x/h_{inj}=0.625$ の位置における冷却剤流の局所 Mach 数は約1.2と見積もられた。その後、主流と冷却剤流の両流れは接触して衝撃波を発生している。冷却剤流はこの衝撃波を通過することによって減速され、反射衝撃波の下流側で亜音速流になっているものと思われる。S.G.2を上流位置に装着した場合を除いて、冷却剤噴射器出口付近で測定された壁圧の急峻な谷は以上に述べた膨張波と衝撃波によるものである。これらの事により、冷却剤流と主流の質量流束の比および対流 Mach 数は各々、計画値である0.36, 0.54から0.32, 0.58へと変化している。

S.G.2を上流位置および中流位置に装着した場合には、

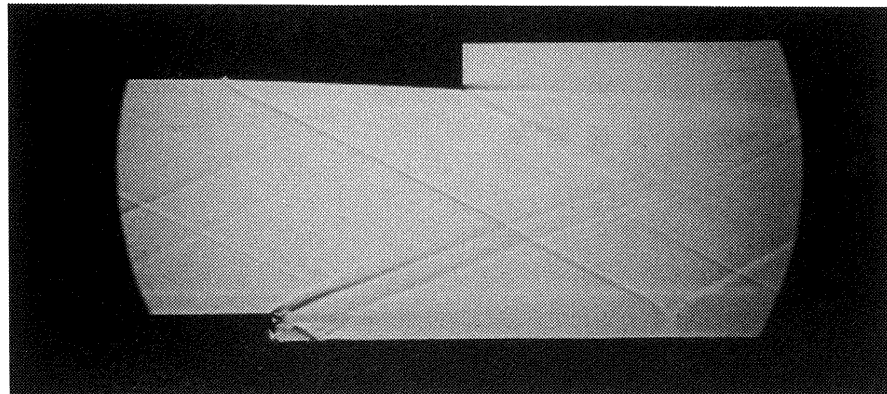
(a)



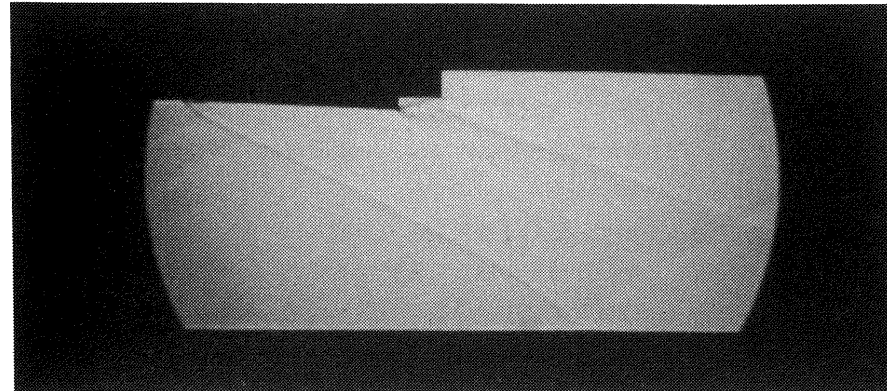
(b)

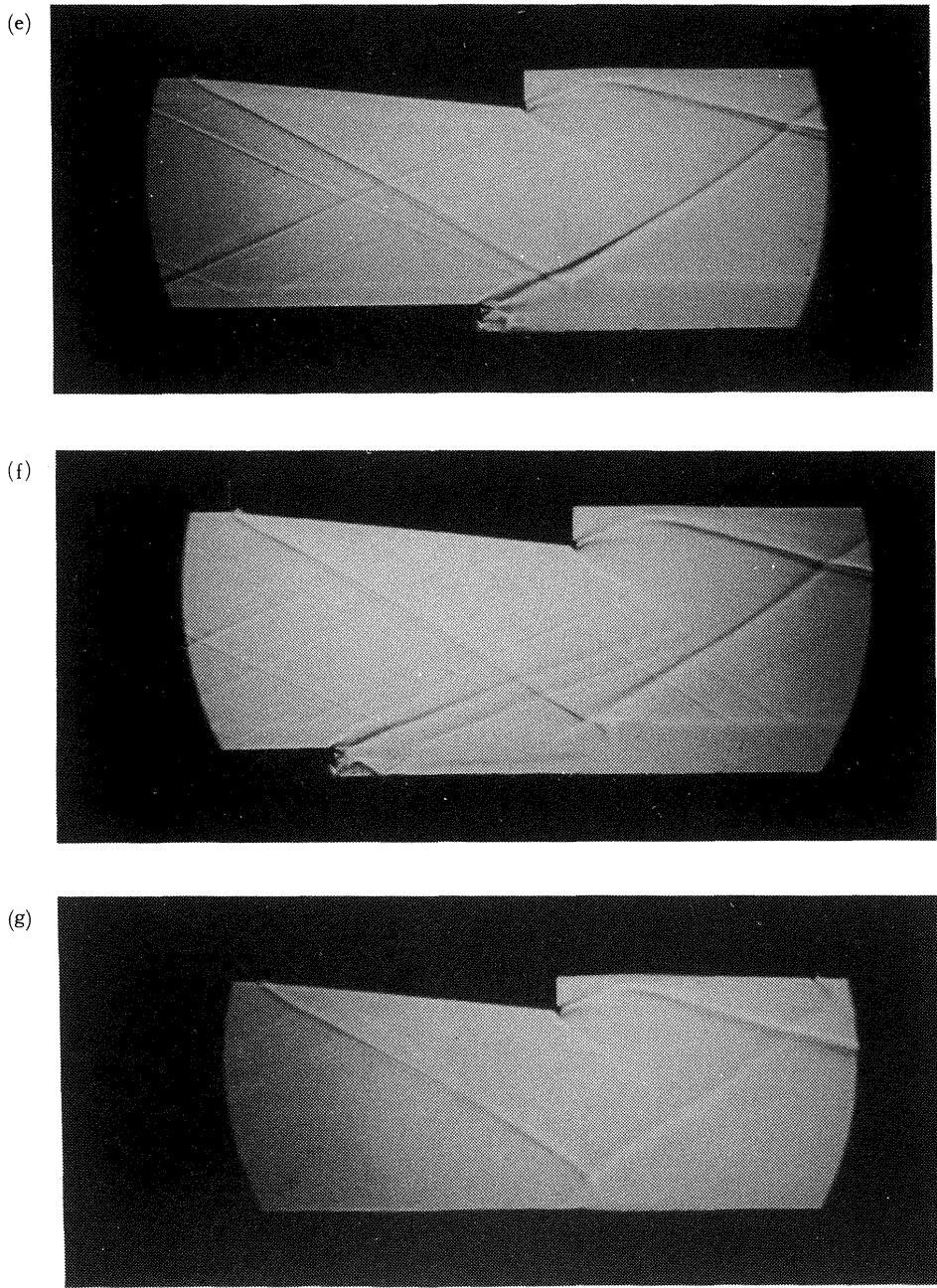


(c)



(d)

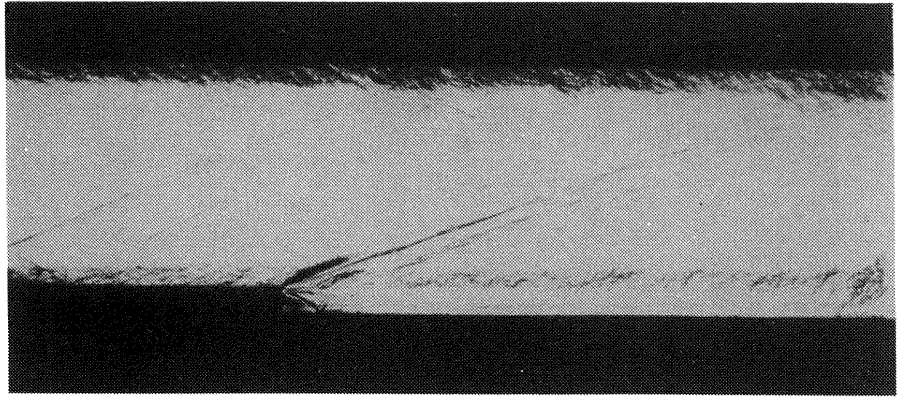




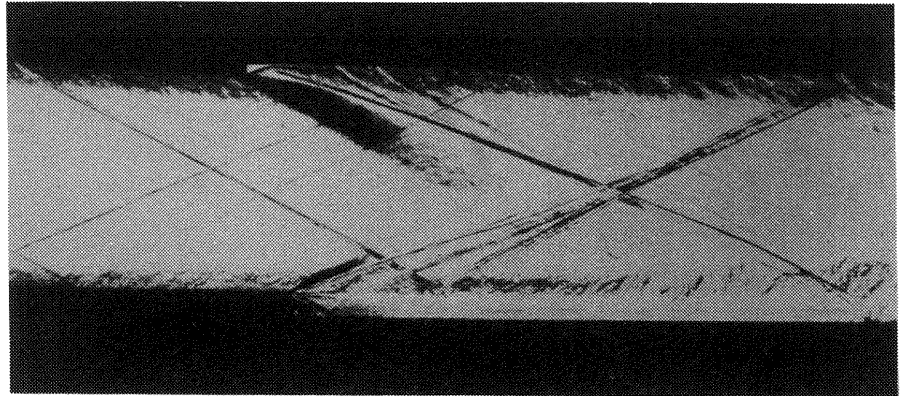
- (a) S.G. 装着無し
- (b) S.G.1 上流位置装着（上蓋の一部未装着）
- (c) S.G.1 中流位置装着（上蓋の一部未装着）
- (d) S.G.1 下流位置装着（上蓋の一部未装着）
- (e) S.G.2 上流位置装着
- (f) S.G.2 中流位置装着
- (g) S.G.2 下流位置装着

図2 流れ場の光学観察写真（連続光シャドー法）

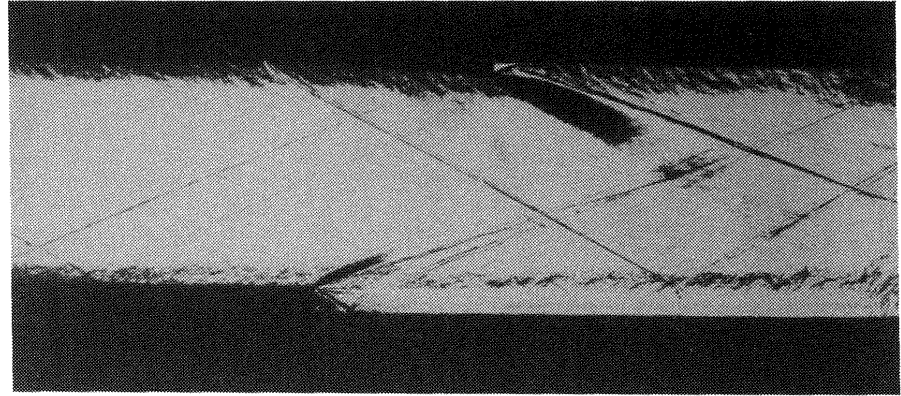
(a)



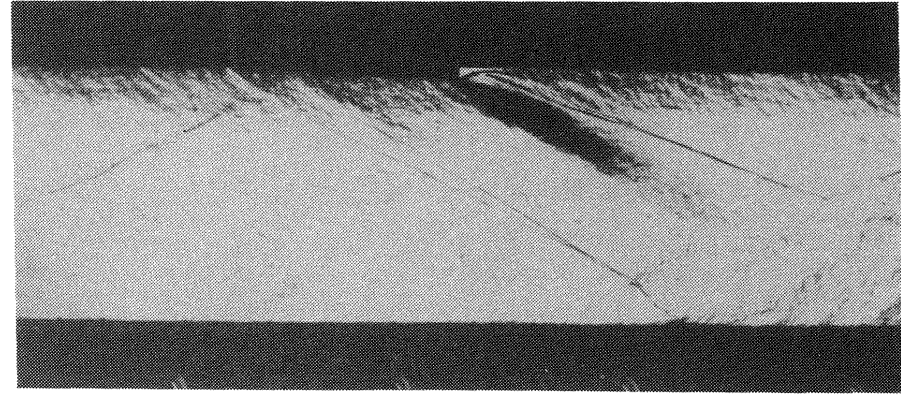
(b)

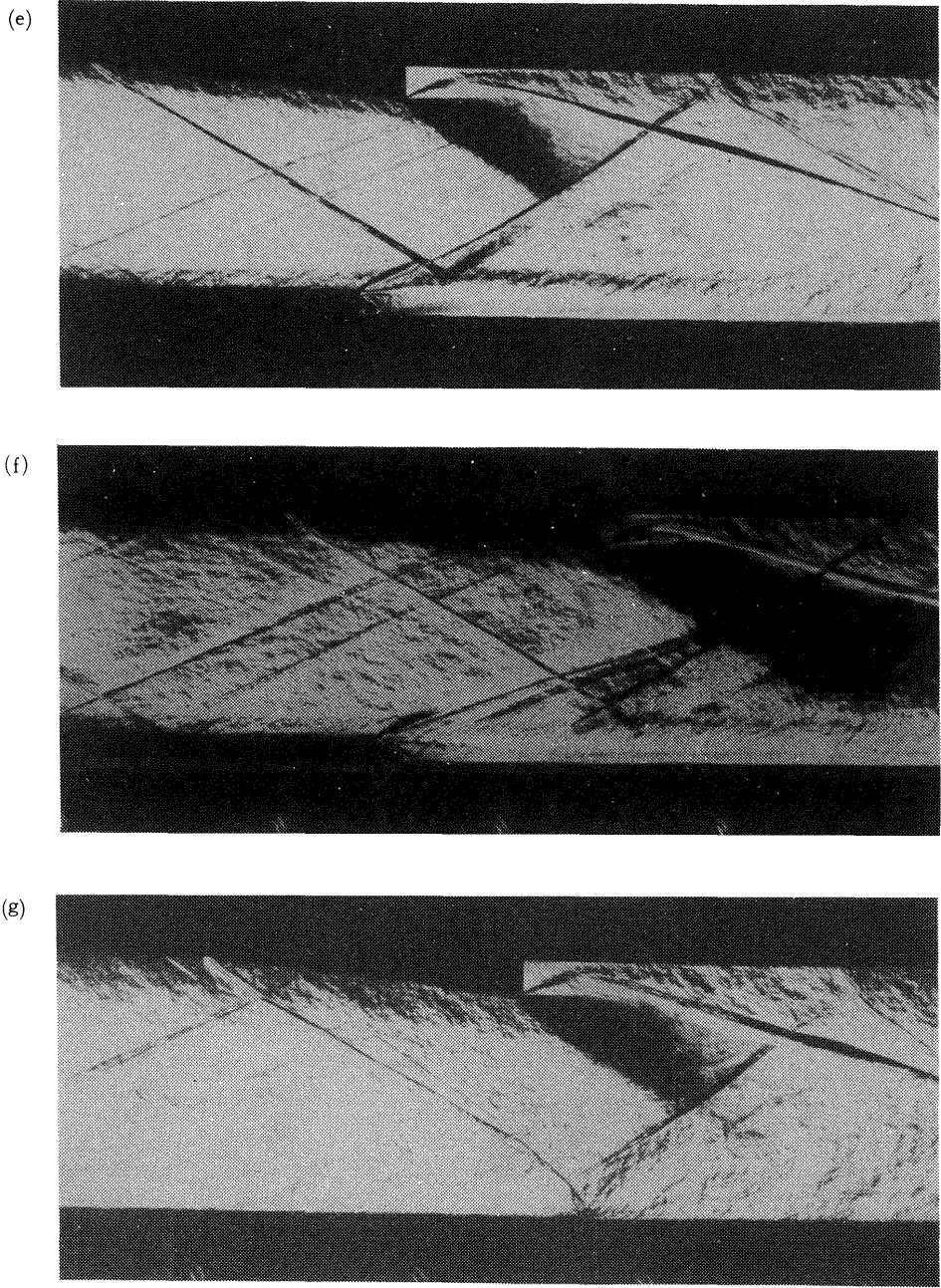


(c)



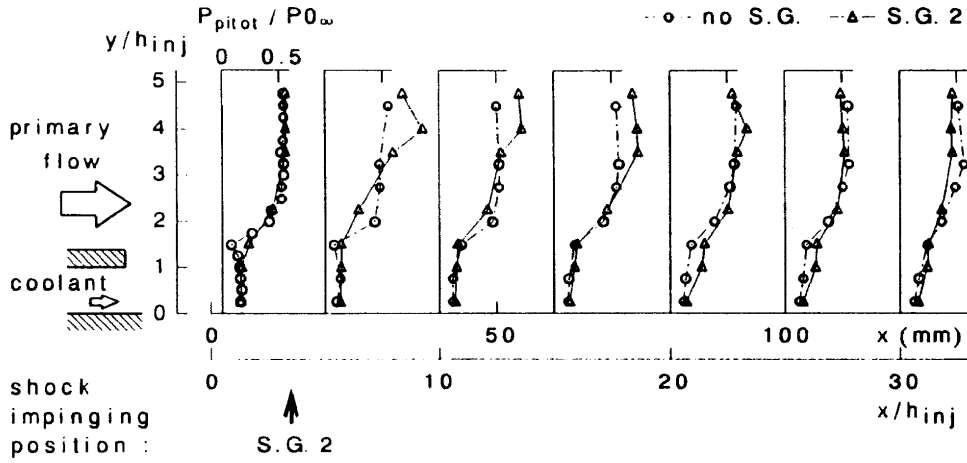
(d)



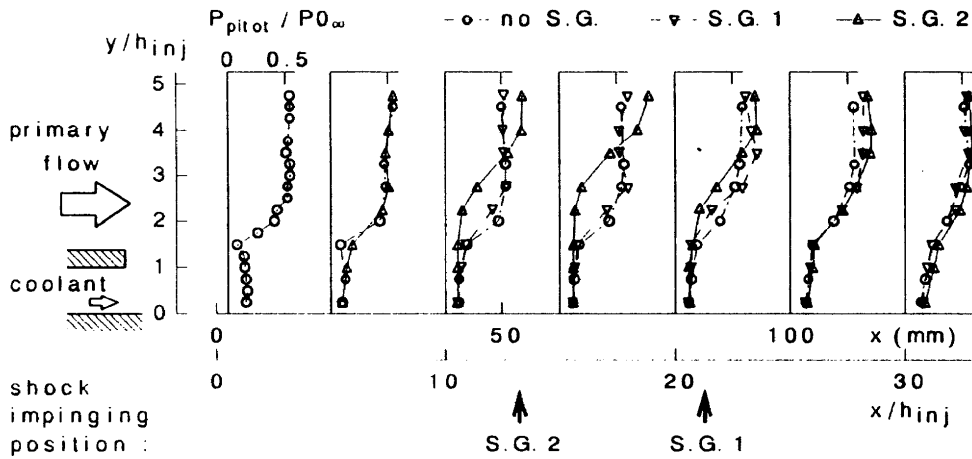


- (a) S.G. 装着無し
- (b) S.G.1 上流位置装着
- (c) S.G.1 中流位置装着
- (d) S.G.1 下流位置装着
- (e) S.G.2 上流位置装着
- (f) S.G.2 中流位置装着
- (g) S.G.2 下流位置装着

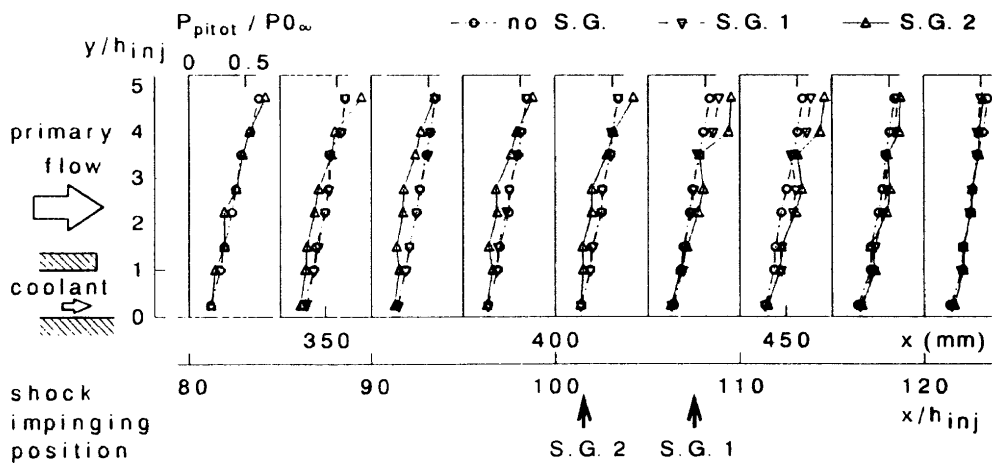
図3 流れ場の光学観察写真(瞬間光シュリーレン法)



(a) S.G.上流位置装着



(b) S.G.中流位置装着



(c) S.G.下流位置装着

図4 ピトー圧分布

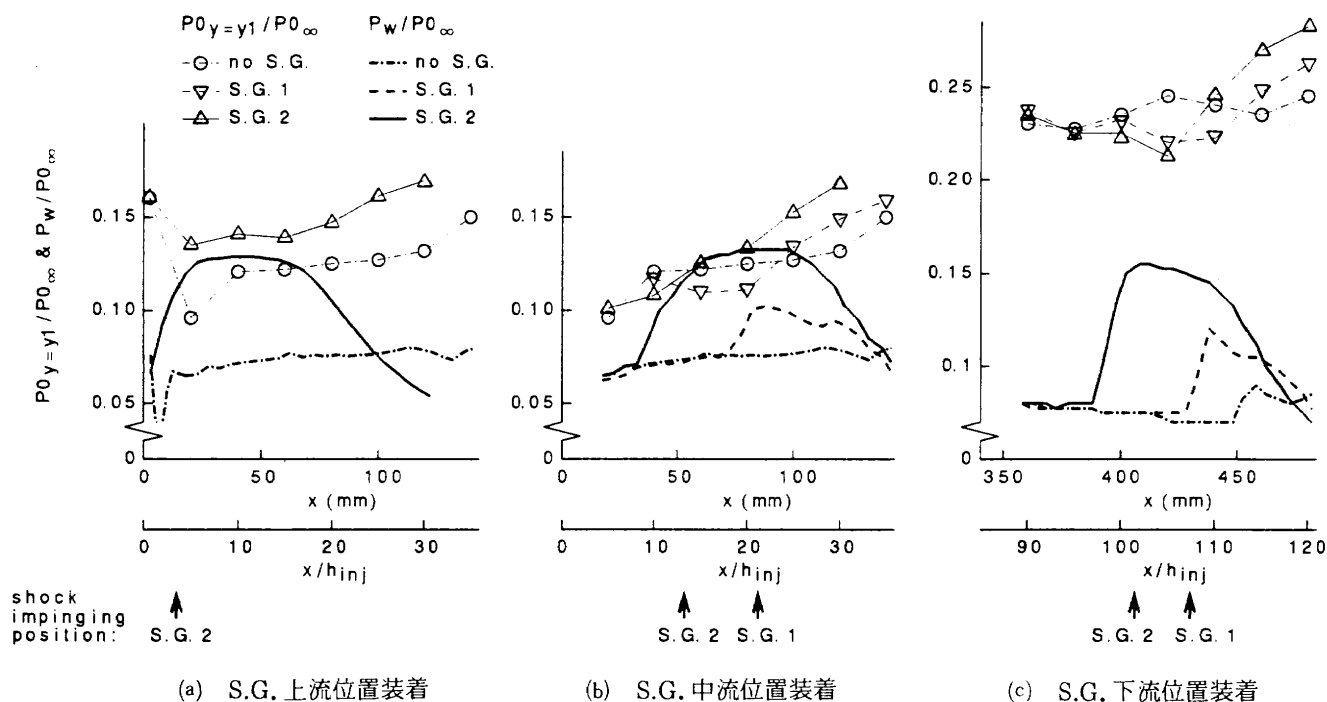


図5 総圧および壁圧

衝撃波の入射に伴って上昇した壁圧は、衝撃波の入射が無い場合の総圧よりも大きくなった。また、冷却剤層の総圧は S.G.2 による衝撃波の干渉領域付近で急増した。一般に流れが衝撃波を通過するとその総圧は低下するが、本実験の場合には通常の場合とは異なり、逆に総圧が増加している。

図6にフィルム冷却効率を示す。フィルム冷却効率は次式で定義した。

$$\eta_{FC} = (T_{aw} - T_{0\infty}) / (T_{0c} - T_{0\infty}) \quad (1)$$

また、断熱壁温度は次式で示される。

$$T_{aw} = T_{0c} \times [r + (1-r) / \{1 + (r-1) M_e^2 / 2\}] \quad (2)$$

ここで、回復係数は $r = 0.90$ と仮定した。

外部から衝撃波の入射が無い場合には、フィルム冷却効率は上流領域において1以上を示し、中流領域では1から低下し始め、下流領域では約0.4まで低下した。なお、冷却剤の初期総温 T_{0c} には、噴射口の直下流すなわち、 $x/h_{inj} = 0.625$ の位置における断熱壁温度および Mach 数から計算した局所総温 T_{0local} を用いた。この様にしたのは、冷却剤配管および噴射器ブロック部分が断熱されておらず、またこれらの部分の熱容量も比較的大きいために、冷却剤噴射器上流側で測定した総温と噴射直後の総温とが等しくならなかったためである。

S.G.1 を装着した場合には、装着位置に関わらずフィルム冷却効率はほとんど影響を受けなかった。一方、S.G.2 を上流位置および中流位置に装着した場合には各々、フィ

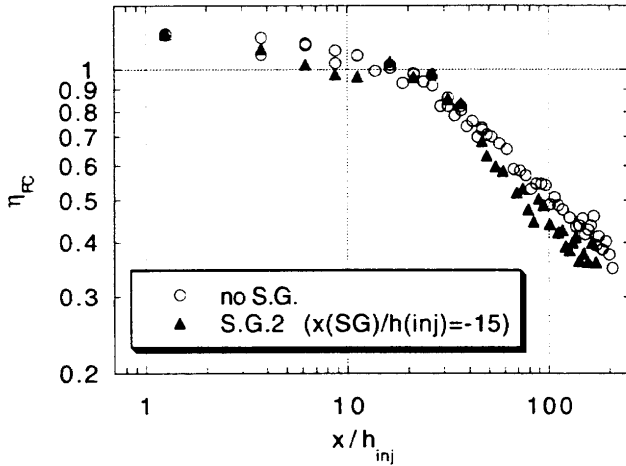
ルム冷却効率が約10%低下した。しかしながら、この場合には衝撃波が入射した下流側において、冷却効率が外部からの衝撃波の入射が無い場合と同じレベルまで回復した。また、衝撃波発生器を下流位置に装着した場合には、発生する衝撃波の強さとは無関係に、フィルム冷却効率はほとんど影響を受けなかった。

実用的な見地からは、外部から衝撃波が入射しない場合にフィルム冷却の効果がどの様に減少するのかを把握することは重要である。図7に衝撃波の入射が無い場合のフィルム冷却効率を示す。図には前述の壁温を基にした冷却効率(图中、 T_{aw} の記号)の他に、総温を基にした冷却効率(图中、 T_{0local} の記号)も示した。なお、この総温を基にした冷却効率は4.3節で触れる冷却剤質量分率と同一となる。図中右側の直線的に冷却効率が低下する領域では、壁温から求めた冷却効率は距離の約-0.47乗、総温から求めた冷却効率は距離の約-0.62乗に比例している。解析的な検討によれば、この勾配は-0.8乗程度になると予想され⁷⁻⁹⁾、本実験で得られた値はこの予想値よりも小さい。しかしながら、これまでに報告されている実験値の範囲内には十分に納まっている¹⁾。

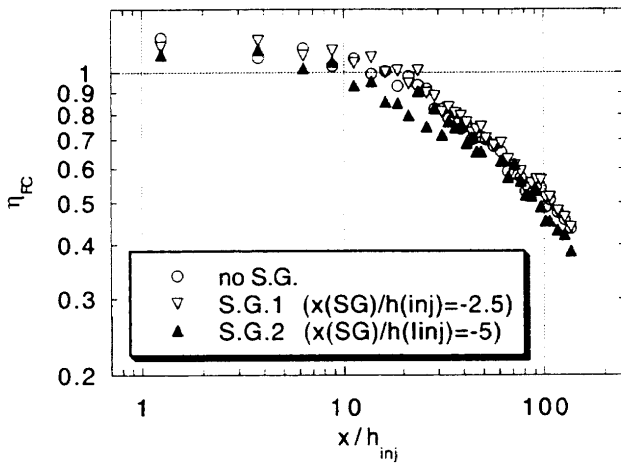
4. 考 察

4.1 フィルム冷却効率の低下

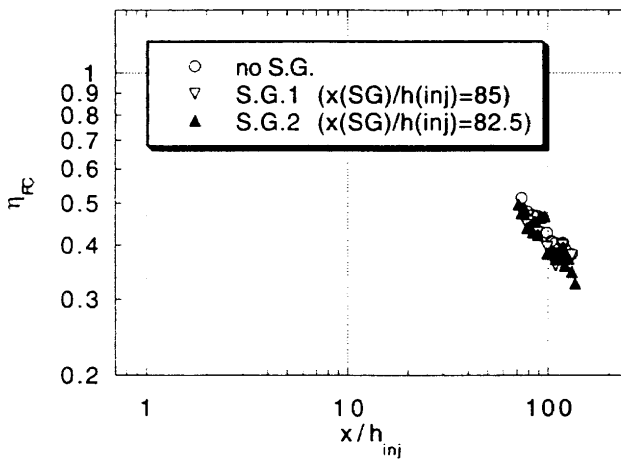
冷却剤流が主流と混合しないと仮定した場合には、(2)式中で用いた総温を冷却剤の総温で置き換えることが可能である。これにより、(1)式は次式のように書き換えることが出来る。



(a) S.G. 上流位置装着



(b) S.G. 中流位置装着



(c) S.G. 下流位置装着

図6 フィルム冷却効率

$$\eta_{FC} = \left\{ r + \frac{1-r}{1+(r-1)M_c^2/2} \frac{T_{0\infty}}{T_{0c}} \right\} / \left\{ 1 - \frac{T_{0\infty}}{T_{0c}} \right\} \quad (3)$$

図4に示したように、壁面近くのピトー圧分布がほぼ一様であることから、以上の仮定は冷却剤噴射器付近については妥当であると考えられる。(3)式から、Mach数の増加に

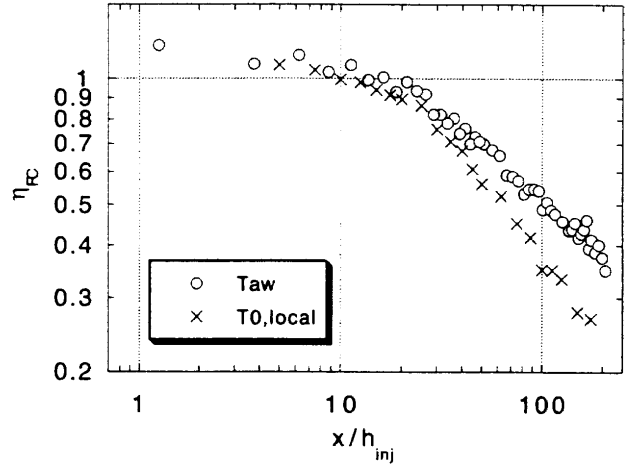


図7 フィルム冷却効率の減衰
(衝撃波の入射が無い場合)

伴い、フィルム冷却効率が1以上になり得ることが分かる。

図8に、壁圧とピトー圧から計算した $y=y_1$ における Mach 数を示す。S.G.1を装着した場合には、Mach数は一度小さくなった後、衝撃波発生器の後縁から生じる膨張波のために再び大きくなっている。図8に示したMach数の減少によって断熱壁温度が上昇するため、フィルム冷却効率が約10%低下すると予想される。図6に示したフィルム冷却効率の低下も約10%であった。下流領域での単調なフィルム冷却効率の低下は主流ガスが冷却剤層に流入したことによるものと考えられるが⁽⁷⁻⁹⁾、衝撃波と冷却剤層の干渉領域で見られた冷却効率の低下は主として局所 Mach 数の低下によるものと考えられる。このため、干渉領域の下流側においては、フィルム冷却効率が外部からの衝撃波の入射が無い場合の効率と再び一致したものと考えられる。

(3)式から明らかなように、局所 Mach 数の変化がフィルム冷却効率に及ぼす影響は温度比 $T_{0\infty}/T_{0c}$ が大きくなるにつれて小さくなる。本実験ではこの温度比が約1.2であった。例えば、この温度比が10である場合には、Mach数が3から0に減少するのに伴って低下するフィルム冷却効率は高々1%にすぎない。従って、温度比の大きな実験においては、Mach数の変化によるこの冷却効率の低下は観察されにくいと考えられる。また、このMach数の低下によって、回復温度は高々冷却剤総温にまで上昇するだけであるから、Mach数低下によるフィルム冷却効率の低下は実用上何ら問題とはならない。

4.2 熱伝達係数

実機にフィルム冷却を適用するに際しては再生冷却が併用され⁽¹⁾、フィルム冷却剤から壁面に熱伝達が生じると考えられる。熱伝達では熱伝達係数が断熱壁温度に劣らず重要である。しかしながら、(1)式で定義したフィルム冷却率は断熱壁温度の影響しか反映していない。よって断熱壁

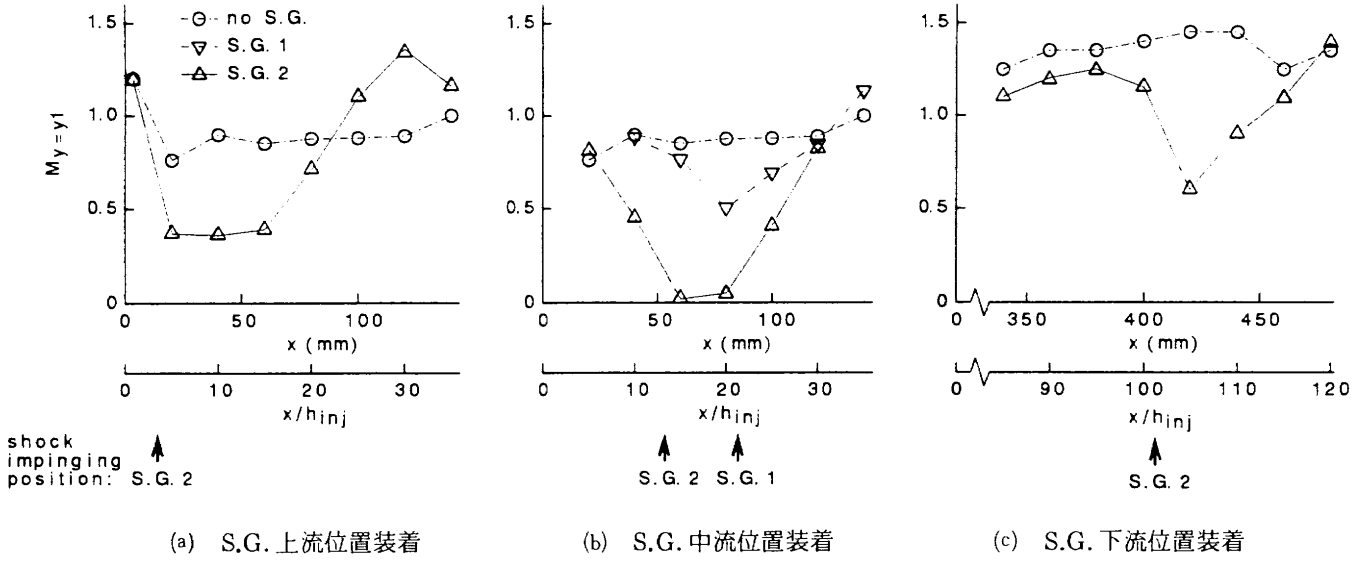


図8 壁面から1mmの位置における局所Mach数

温度を用いて定義したフィルム冷却効率 η は、熱流束を用いて定義した冷却効率よりも高くなると予想される。熱流束は次式で表される。

$$q = \rho_e \cdot u_e \cdot C_H \cdot C_P (T_{aw} - T_w) \quad (4)$$

Reynolds アナロジーを用い、Prandtl 数を1と仮定し、(4)式に(2)式を代入すれば、熱流束は次式のように書き直せる。

$$q = \frac{1}{2} C_{f,3} \cdot P_{e,3} \cdot M_{e,3} \sqrt{\frac{\gamma(1+(\gamma-1)M_{e,3}^2/2)}{R \cdot T_{0e}}} \times C_{p,3} \cdot T_{0e} \left\{ r + \frac{1-r}{1+(\gamma-1)M_{e,3}^2/2} - \frac{T_w}{T_{0e}} \right\} \quad (5)$$

衝撃波を通して総温が変化しないものと仮定すれば、衝撃波の入射によって圧力が上昇した後の熱流束と衝撃波の入射が無い場合の熱流束との比は次式で表される。

$$\frac{q_3}{q_1} = \underbrace{\frac{C_{f,3}}{C_{f,1}}}_{(a)} \cdot \underbrace{\frac{P_{e,3}}{P_{e,1}} \cdot \frac{M_{e,3}}{M_{e,1}} \sqrt{\frac{1+(\gamma-1)M_{e,3}^2/2}{1+(\gamma-1)M_{e,1}^2/2}}}_{(b)} \times \underbrace{\frac{r + \frac{1-r}{1+(\gamma-1)M_{e,3}^2/2} - \frac{T_w}{T_{0e}}}{r + \frac{1-r}{1+(\gamma-1)M_{e,1}^2/2} - \frac{T_w}{T_{0e}}}}_{(c)} \quad (6)$$

(a)項と(b)項は熱伝達係数の比を、(c)項は温度差 $(T_{aw} - T_w)$ の比を表している。簡単のために $C_{f,3}/C_{f,1} = 1$ とした場合の、(6)式によって求められる熱流束の比を図9に示す。衝撃波下流の物性は衝撃波関係式を用いて求めた。

冷却剤流と主流とが混合しないと仮定した場合には、主として熱伝達係数の増加によって熱流束が増加する。すな

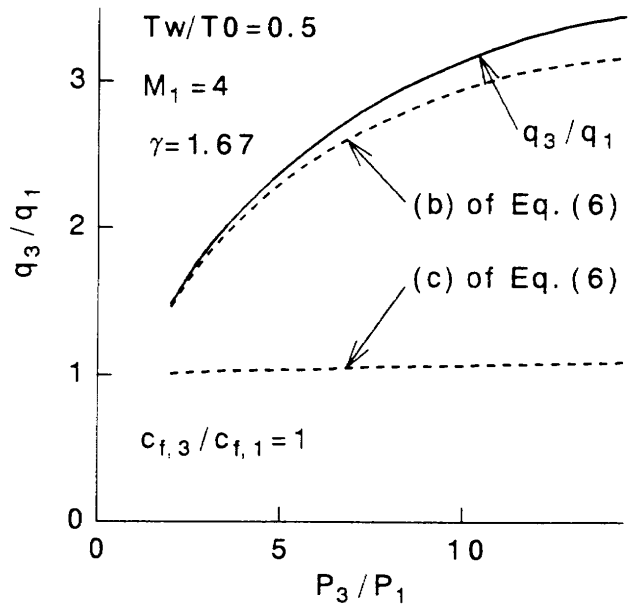


図9 衝撃波の入射が熱流束に及ぼす影響

わち、外部からの衝撃波の入射によって生じるMach数の低下が断熱壁温度におよぼす影響はそれ程大きくはない。また、先に $C_{f,3}/C_{f,1} = 1$ と仮定した結果を示したが、衝撃波を通して単位Reynolds数は大きく変化しないものの、Mach数の低下に伴って壁面摩擦係数が大きくなるため¹⁰⁾、衝撃波の下流では熱流束は極めて大きくなる。実際、実験結果によれば、干渉領域での極大熱流束は極大圧力の約0.85乗に比例することが知られており、この熱流束は干渉領域下流においても、極大値からほとんど減少しない¹¹⁾。衝撃波の干渉がある場合には、断熱壁温度と同様に熱伝達係数についても考慮しなければならない。この熱伝達係数の増加を考慮してみても、Holdenらが報告しているフィ

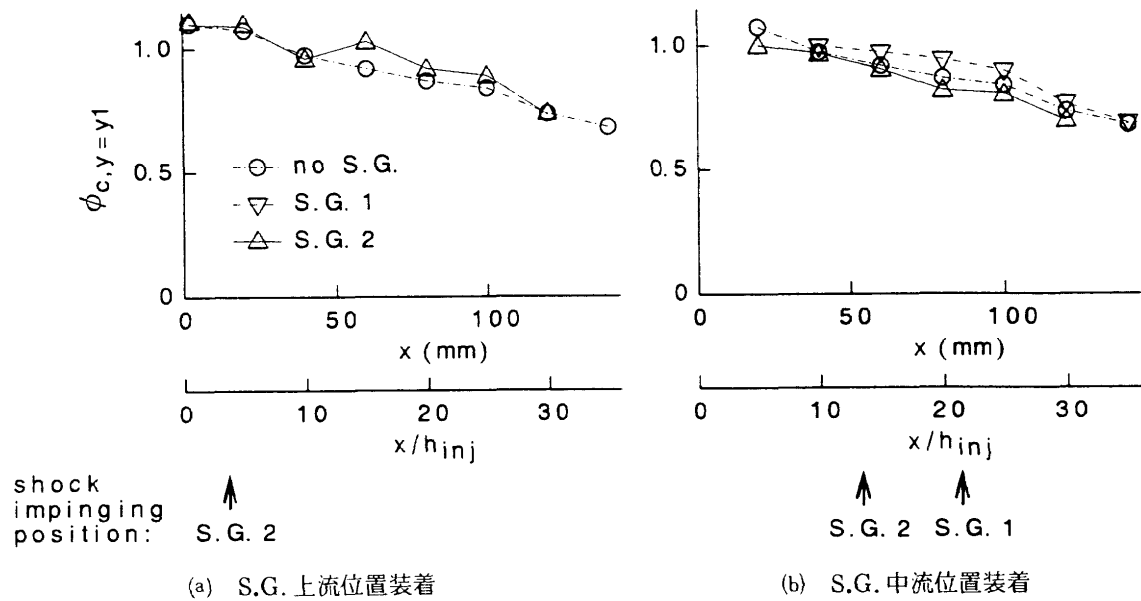


図10 冷却剤の質量分率

ルム冷却層と衝撃波が干渉した場合の大きな熱流束値³⁾には達しない。Holden らの実験では、衝撃波との干渉による混合の促進等の他の要因も働いて熱流束が上昇したものと考えられる。

4.3 混合の促進

乱流境界層あるいは混合層と衝撃波との干渉部の下流では乱れが増加するといういくつかの報告がある¹²⁻¹⁵⁾。もし、衝撃波の背後で乱れが増加し混合が促進されれば、局所総温が高くなり、フィルム冷却効率は低下するはずである。そこで、混合率を調べるために、壁温度と局所 Mach 数から $y=y1$ での局所総温を計算した。この場合、 $y=y1$ の位置と壁面上の混合率は同じであると仮定した。次に、熱は主として混合によって伝達されるものと仮定し、次式を用いて先に求めた局所総温から冷却剤質量分率を求めた。

$$T_{0_{local}} = \phi_c \cdot T_{0c} + (1 - \phi_c) \cdot T_{0\infty} \quad (7)$$

図10に(7)式から求めた $y=y1$ の位置での冷却剤質量分率を示す。外部からの衝撃波の入射の有無にかかわらず、質量分率はほぼ同じである。もし、フィルム冷却効率の低下が混合の促進によってもたらされ、かつ、局所 Mach 数が変化しないのであれば、本実験においては10%の冷却剤質量分率の減少によってフィルム冷却効率は約5%低下すると見積られる。しかしながら、図10からは冷却剤質量分率の10%の低下は認められず、逆にフィルム冷却効率は図6に示したように、干渉領域で約10%の低下を示している。また、もし混合が支配的であるとすれば、図6に示したフィルム冷却効率の回復は見られないはずである。これらのことから、干渉領域の壁面付近において、主流と冷却剤の混合が特別に促進されていることは無いと思われる。

4.4 総圧の増加

図5に示した総圧分布によれば、衝撃波による大きな圧力上昇がある場合には、干渉領域において主流側から冷却剤層側に速やかに運動量の輸送が行われている。しかし、質量およびエネルギーの輸送は見られなかった。

何の干渉も無い場合には乱流 Prandtl 数は約0.9であり、これは運動量輸送に対するエネルギー輸送の比が一定であることを意味する。しかしながら、本実験の干渉領域においては、冷却剤層の総圧が増加し、総温の増加はほとんど認められなかったことから、主流側から冷却剤層側に対して運動量の輸送は促進されたものの、エネルギーの輸送は促進されなかったものと考えられる。このことは、干渉領域における運動量輸送と質量/エネルギー輸送との比が一定ではなく、乱流 Prandtl 数がとても大きくなった事を意味している。現在のところ、運動量輸送とエネルギー/質量輸送との間のメカニズムの違いについては明らかにするには至っていない。

5. 結 論

主流 Mach 数2.35の風洞を用いてフィルム冷却層に外部から衝撃波を入射させた場合の影響を調べた。その結果、今回の実験では以下のことが明らかになった。

- (1) 圧力比が1.21の弱い衝撃波が入射した場合にはフィルム冷却効りにほとんど影響が見られなかった。圧力比が1.44の衝撃波が入射した場合には、限られた領域において、フィルム冷却効率が低下した。
- (2) フィルム冷却効率の低下は主として局所マッハ数の低下によるものと考えられた。
- (3) 冷却剤層と衝撃波の干渉領域においては、断熱壁温度に劣らず、熱伝達係数の増加についても考慮する必

要がある。

(4) 冷却剤層と衝撃波の干渉領域において、主流側から冷却剤層側に運動量の輸送が見られたが、質量およびエネルギーの輸送は見られなかった。

本研究を行うにあたり、角田宇宙推進技術研究センターラムジェット推進研究部の升谷五郎室長（現在、東北大学工学部教授）および鎮西信夫室長から助言を受けた。また、シュリーレン法による流れ場の写真撮影をするにあたっては同研究部の小室智幸主任研究官から助言を受けた。

参 考 文 献

- 1) Kanda, T., Masuya, G., Ono, F., and Wakamatsu, Y. ; Effect of Film Cooling/Regenerative Cooling on Scramjet Engine Performances, *J. Propulsion and Power*, Vol.10, No.5 (1994) pp.618-624.
- 2) Alzner, E., and Zakkay, V. ; Turbulent Boundary Layer Shock Interaction with and without Injection, *AIAA J.*, Vol.9(1971) pp.1769-1776.
- 3) Holden, M. S., Nowak, R. J., Olsen, G. C., and Rodriguez, K. M. ; Experimental Studies of Shock Wave/Wall Jet Interaction in Hypersonic Flow, *AIAA paper 90-0607* (1990).
- 4) Olsen, G. C., Nowak, R. J., Holden, M. S., and Baker, N. R. ; Experimental Results for film Cooling in 2-D Supersonic Flow Including Coolant Delivery Pressure, Geometry, and Incident Shock Effects, *AIAA Paper 90-0605* (1990).
- 5) Juhany, K., and Hunt, M. L. ; Flowfield Measurements in Supersonic Film Cooling Including the Effect of Shock-Wave Interaction," *AIAA J.*, Vol. 32, No.3 (1994) pp.578-585.
- 6) Mekkes, G. L. ; Computational Analysis of Hypersonic Shock Wave/Wall Jet Interaction, *AIAA Paper No.93-0604* (1993).
- 7) Hartnett, J. P., Birkebak, R. C., and Eckert, E. R. G. ; Velocity Distribution, Temperature Distributions, Effectiveness and Heat Transfer for Air Injected Through a Tangential Slot into a Turbulent Boundary Layer, *Journal of Heat Transfer*, Vol.83, No.3 (1961) pp.293-306.
- 8) Stollery, J. L., and El-Ehwany, A. A. M. ; A Note on the Use of a Boundary-Layer Model for Correlating Film-Cooling Data, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.8 (1965) pp.55-65.
- 9) Culick, F. E. C., and Hill, J. A. ; A Turbulent Analog of the Stewartson-Illingworth Transformation, *Journal of Aeronautical Sciences*, Vol.25, No.4 (1958) pp.259-262.
- 10) White, F. M. ; *Viscous Fluid Flow* (1974) pp.637-638, McGraw Hill.
- 11) Holden, M. S. ; Shock Wave-Turbulent Boundary Layer Interaction in Hypersonic Flow, *AIAA Paper No.72-74* (1972).
- 12) Anyiwo, J. C., and Bushnell, D. M. ; Turbulence Amplification in Shock-Wave Boundary-Layer Interaction, *AIAA J.*, Vol.20, No.7 (1982) pp.893-899.
- 13) Hayakawa, K., Smits, A. J., and Bogdonoff, S. M. ; Hot-Wire Investigation of an Unseparated Shock-Wave/Turbulent Boundary-Layer Interaction, *AIAA J.*, Vol.22, No.5 (1984) pp.579-585.
- 14) Zang, T. A., and Bushnell, D. M. ; Numerical Computations of Turbulence Amplification in Shock-Wave Interactions, *AIAA J.*, Vol.22, No.1 (1984) pp.13-21.
- 15) Lu, P. J., and Wu, K. C. ; On the Shock Enhancement of Confined Supersonic Mixing Flows, *Phys. Fluids A*, Vol.3, No.12 (1991) pp.3046-3062.

航空宇宙技術研究所報告1276号

平成7年9月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1
電話三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182
印刷所 株式会社三興印刷
東京都新宿区西早稲田2-1-18

Printed in Japan