

フィルムクーリング冷却法による極超音速流中の物体のまわりの
空力加熱の減少について

黒滝卓司*¹ 磯村有輝子*¹ 黒崎隆二郎*¹ 片山雅之*¹
麻生茂*² 宮本良幸*²

On the Reduction of Aerodynamic Heating Load
by Film Cooling in Hypersonic Flows
by

Takuji Kurotaki*¹, Yukiko Isomura*¹, Ryujiro Kurosaki*¹, Masayuki Katayama*¹
Shigeru Aso*², Yoshiyuki Miyamoto*²

ABSTRACT

In the present study, heat protection due to mass addition on the blunt body is experimentally and numerically investigated. Experiments are conducted by using a conventional blowdown-type wind tunnel. For the experiments on heat protection with mass addition, a hemisphere model is used and the coolant N₂ gas is supplied tangentially through a slot. Significant decreases of surface heat flux are obtained.

In numerical analysis, axisymmetric full Navier-Stokes equations are solved by an implicit finite difference method. LU-SGS and AUSMDV scheme are applied. The k-ε turbulence model accounting for both compressibility and low Reynolds-number effects is also incorporated.

The numerical results show good agreements with experiments. More detailed investigation of the flow inside the boundary layer indicates that the boundary layer consists of two sub layers and that the inner layer plays a role like adiabatic wall structure on the surface. These characteristics are considered to be most essential in the determination of film cooling effects in this type of hypersonic flow.

1. 序論

大気圏再突入時に飛行物体の受ける空力加熱の問題は、現在設計上重要な問題となっており、これに対処するため種々の熱防御法が提案されている。従来から用いられている再突入物体に対する熱防御法のうちで実用化されているものとしては、加熱吸収法、アブレーション法、輻射冷却法等が挙げられる。これらの方法は既に大きな実績を上げているが、将来予想されるより厳しい熱環境下での使用あるいはより完全な再使用性での実用を目指して、フィルムクーリング法、しみ出し冷却法等のいわゆる強制冷却法の研究が各国で進められつつある。

筆者らは、上記のような背景のもとに、極超音速流中の物体における熱伝達に関して、実験及び数値解析の両面から研究を行っている。その一環として、物体先端部において2次流体を吹き出すことにより熱流束を減らすフィルムクーリングの実験及び解析を行っており、適切な吹き出し方向及び流量を与えることにより熱流束を大幅に減少できることを示した^[1,2]。また、実験と平行して実施した数値解析において、この現象を定量的に解明することを試みた^[3]。

さらに引き続いて、乱流遷移を含む極超音速流れ場における実験及び数値解析を実施したので、本報告では主として数値解析結果を中心に述べる。

2. 実験の概略

図 2.1 に極超音速流中に置かれた軸対称物体をフィルムクーリング法により冷却する場合の概念図を示す。このような流れ場では、強い衝撃波が物体前方に形成され、その後方の衝撃層内の温度が上昇し物体を加熱する。フィルムクーリング法は、物体先端部から2次冷却流体を吹き出すことによって物体表面に薄層フィルムを形成し、その効果で壁面熱流束を減少させようとするものである。

対応する実験には九州大学の極超音速風洞を使用した。一様流マッハ数 $M_\infty = 3.8$ 、作動流体は空気である。供試体は先端直径 50 mm の半球部を持つアルミ製の軸対称模型で、半頂角 $\theta = 24^\circ$ の部分より2次流体として窒素ガスを全周方向に吹き出す。任意の安定した吹き出し全圧を得るため、風試模型と窒素ボンベをチャンバーを介して接続した(チャンバー圧を P_c で表わす)。また、2次冷却流体は模型軸に対して垂直方向に吹き出し、吹き出し部における2次冷却流体の物理量を推定するため、流量計により吹き出し流量を測定した。熱流束の計測にはカロリメーター法を用い、 $\theta = 30^\circ$ から $\theta = 80^\circ$ まで 10° おきに計測した。図 2.2 に測定部内の供試体を示す。

実験は、吹き出し無し及び $P_c = 0.2, 0.4, 0.6$ MPa の計4ケースを実施した。表 2.1 に試験条件を示す。表中、 P_0, T_0 はそれぞれ一様流総温、総圧、 m は2次冷却流体流量である。図 2.3 に吹き出し無し及び $P_c = 0.6$ MPa の両ケースのシュリーレン写真による衝撃波形状を示す。本実験の試験条件では、2次冷却流体の噴出速度は亜音速であり、衝撃波の形状等と与える影響はほとんど見られない。

*1 三菱電機(株)鎌倉製作所, Kamakura Works, Mitsubishi Electric Corporation
*2 九州大学工学部, Dept. Aeronautics and Astronautics, Kyushu University

3. 基礎方程式及びスキーム

数値解析に用いる基礎方程式系として、7成分空気 (O₂, N₂, O, N, NO, NO⁺, e⁻) に対する、化学的及び熱的非平衡を考慮した軸対称 Full ナビエ-ストークス方程式を考える。今回の実験における流れでは、一様流総温が小さいため化学反応や振動エネルギーモードの励起等の実在気体効果を考慮する必要はないが、この基礎方程式系を採用したのは、窒素ガスという空気とは異なる2次冷却流体の分布の様子を調べる目的があることと、将来的に大気圏再突入時等の実在気体効果を含む高速流に拡張することを考慮したためである。基礎方程式は、デカルト座標系で以下のように表される^[3,4]。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(E - E_v) + \frac{\partial}{\partial y}(F - F_v) + \alpha H = S + \alpha H_v \quad (1)$$

ここに、 $\alpha = 1$ (軸対称時)

$$Q = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho v \\ E_t \\ E_{vib+E_e} \\ \rho_s \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E_t + p) \\ u(E_{vib+E_e}) \\ \rho_s u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(E_t + p) \\ v(E_{vib+E_e}) \\ \rho_s v \end{bmatrix}$$

E_v, F_v : 粘性項マトリックス

S : ソース項マトリックス

H, H_v : 軸対称時の対流項及び粘性項マトリックス追加項

ρ : 密度、 u, v : 速度、 p : 圧力

E_t : 単位体積当たり全エネルギー

E_{vib}, E_e : 単位体積当たり振動、電子エネルギー

添字 s : 気体種 (O₂, N₂, O, N, NO, NO⁺); 1 ~ 6

である。

基礎方程式 (1) は無次元化された後、一般座標系に変換されて解かれるが、本解析では陰的差分法を用いて定式化を行い、時間積分にはベクトル計算に適した LU-SGS スキームを用いた^[5]。また、対流項の評価に関しては、AUSMDVスキーム^[6]を非平衡流に拡張したものをを用いた。ただし、カーブクル現象を避けるため、衝撃波付近では、Hanel のFVSスキームに切り替えている^[6]。

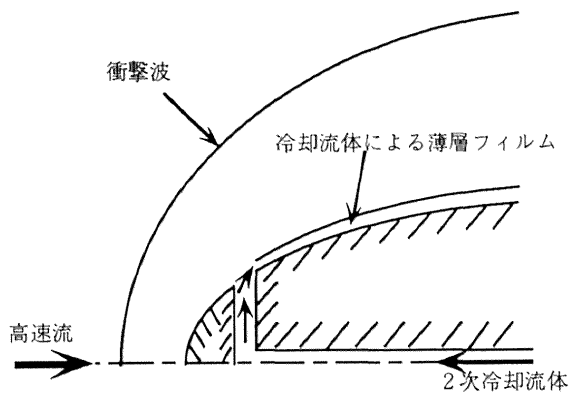


図 2.1 フィルムクーリング法概念図

表 2.1 試験条件

case	Pc (MPa)	m(l/min)	M _∞	P0 (MPa)	T0 (K)
1	0	0	3.83	1.26	389
2	0.214	26	3.86	1.26	387
3	0.400	57	3.85	1.27	391
4	0.592	102	3.86	1.28	387

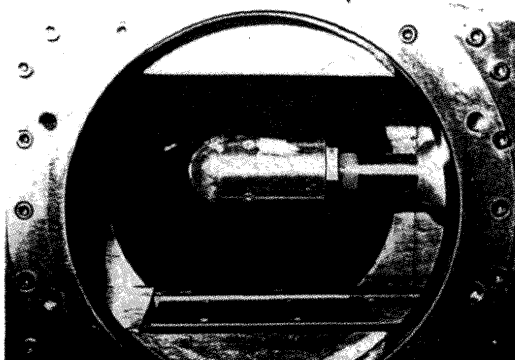
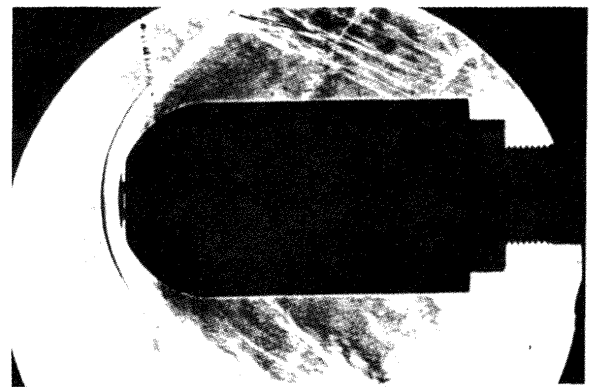
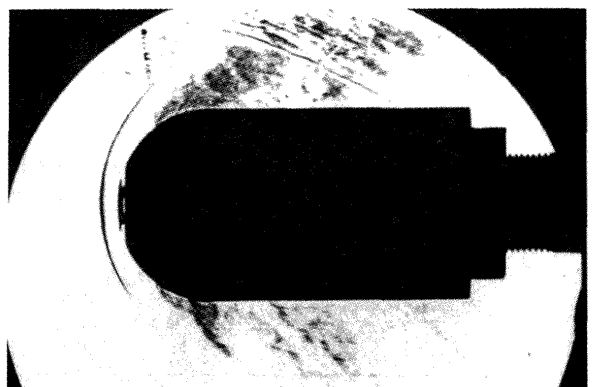


図 2.2 供試体外観



(a) 2次冷却流体吹き出し無し



(b) 2次冷却流体チェンバー圧 0.6 MPa

図 2.3 シュリーレン法による衝撃波形状

4. 乱流モデル

実験で使用した極超音速風洞の一樣流 Re 数から判断して物体上での乱流遷移が予想されるため、数値解析では何らかの乱流モデルを導入することが必要となる。通常、外部流の解析で最も多く使用されているのは Baldwin & Lomax モデルに代表される代数モデルであるが、ここでは、主な評価項目が壁面熱流束であることから、2方程式モデルである k - ϵ モデルを使用し、乱流による熱流束の増加を考慮することを試みた。

使用したモデルは、圧縮性及び壁面における低レイノルズ数効果を考慮した Grasso and Falconi による k - ϵ モデルである^[7]。基礎方程式は、デカルト座標系で以下のように表される。

$$\frac{\partial Q^i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (E^i - E_v^i) + \frac{\partial}{\partial y} (F^i - F_v^i) + \alpha H^i = S^i + \alpha H_v^i \quad (2)$$

ここに、

$$Q^i = \begin{bmatrix} \rho k \\ \rho \epsilon \end{bmatrix}, E^i = \begin{bmatrix} \rho u k \\ \rho u \epsilon \end{bmatrix}, F^i = \begin{bmatrix} \rho v k \\ \rho v \epsilon \end{bmatrix},$$

$$E_v^i = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu^i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] \\ \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu + \frac{\mu^i}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] \end{bmatrix}, F_v^i = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu^i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] \\ \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu^i}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right] \end{bmatrix},$$

$$S^i = \begin{bmatrix} P - \rho \epsilon + \Pi_{c,1} + \Pi_{c,2} + \Pi_{c,3} \\ C_{1\epsilon} \frac{\epsilon P}{k} - C_{2\epsilon} f_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} \end{bmatrix}.$$

H^i, H_v^i : 軸対称時の対流項及び粘性項マトリックス追加項、 k : 乱流エネルギー、 ϵ : 散逸率、 μ : 層流粘性係数、 μ^i : 乱流粘性係数である。

また、ソース項 S^i 中の P は乱流エネルギーの応力生成項、 $\Pi_{c,1}$ 、 $\Pi_{c,2}$ 及び $\Pi_{c,3}$ は、それぞれ pressure-dilatation, Favre-velocity contribution 及び dilatation-dissipation contribution に起因する圧縮の影響を表わす項である。これらは、以下の様にモデル化される。

$$\Pi_{c,1} = (-\alpha_2 P + \alpha_3 \rho \epsilon) M_t^2,$$

$$\Pi_{c,2} = -\frac{\mu^i}{\rho^2} \frac{1}{\sigma_p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial y} \right),$$

$$\Pi_{c,3} = -0.4 \rho \epsilon \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{M_t - 0.3}{0.8} \right)^2 \right] \right\}.$$

ここで、 M_t は $M_t = \sqrt{2k/(\gamma RT)}$ で定義される乱流マッハ数、また $\alpha_2 = 0.4$ 、 $\alpha_3 = 0.2$ 、 $\sigma_p = 0.5$ である。

(2)式から求められる k 及び ϵ を用いて、乱流粘性係数 μ^i は次式で定義される。

$$\mu^i = C_\mu f_\mu \rho (k^2/\epsilon)$$

ただし、 $C_\mu = 0.09$ 。また、 f_μ, f_2 は低レイノルズ数効果を考慮し以下の形でモデル化される。

$$f_\mu = [1 + (3.45/\sqrt{Re_t})] \tanh(y^+/80),$$

$$f_2 = [1 - \exp(-y^+/4.9)]^2$$

ここで、 y^+ は viscous coordinate、 Re_t は乱流レイノルズ数で $Re_t = k^2/(v\epsilon)$ で定義される量である。なお、(2)式に現われる各係数は、 $C_{1\epsilon} = 1.6$ 、 $\sigma_k = 1.55$ 、 $\sigma_\epsilon = 2$ の値を用い、 $C_{2\epsilon}$ は、乱流レイノルズ数の関数と仮定し、

$$C_{2\epsilon} = 1.83 [1 - (2/9) \exp\{-Re_t^2/36\}]$$

で与えた。

実際の解析では、(1)式と(2)式を組み合わせることにしたが、乱流による熱伝導係数及び拡散係数の増加量は、乱流粘性係数の値を用いて、乱流プラントル数 $Pr_t (=0.9)$ 及び乱流シュミット数 $Sc_t (=1.0)$ から算出した。

5. 境界条件及び計算格子

本解析に用いた一樣流計算条件は、マッハ数 $M_\infty = 3.83$ 、総温 $T_{0\infty} = 389$ K、総圧 $p_{0\infty} = 1.26$ MPa である。また、壁面における温度境界条件として、壁面温度一定 ($T_w = 290.0$ K)、速度境界条件として non-slip 条件を与えた。

さらに、2次冷却流体の吹き出し口における境界条件として、総温一定 ($T_{0g} = 300.0$ K) 及び吹き出し口における流量分布一定を仮定し、具体的な物理量は、流量 \dot{m} 、状態方程式及び物体に直交する方向における運動量方程式から求めた。

乱流モデルに対する境界条件としては、まず一樣流条件として、ゆらぎ速度が一樣流速度の1%という仮定から k を与え、 ϵ に対しては、乱流粘性係数が層流粘性係数と同オーダーになる様に設定した。また、2次冷却流体の吹き出し口では流束が小さいことを考慮し、そこでの境界条件として、ゆらぎ速度が吹き出し口における速度の10%という仮定から k を与え、乱流粘性係数が層流粘性係数の10倍になる様に ϵ を設定した。

図5.1に本解析で使用した計算格子を示す。格子点は、物体に沿う方向 (ξ -方向)、物体に直交する方向 (η -方向) にそれぞれ 101×81 である。吹き出し口付近では ξ -方向に格子を密にとり、特に吹き出し口を横切ってほぼ12点の格子点を与えている。

また、一般に壁面近傍の熱流束を正確にシミュレートするためには、壁面付近の格子点間隔を小さくすることが重要であることが知られているが、本解析ではセルレイノルズ数 R_{cell} (壁面及び η -方向の次の格子点との間隔を基準長としたレイノルズ数) を10程度にとった。低レイノルズ数型の k - ϵ モデルを使用する際には、粘性底層内に十分な格子点を取る必要があるが、解析結果より判断して、上記のセルレイノルズ数であれば、自動的にこの条件は満たされているようである。

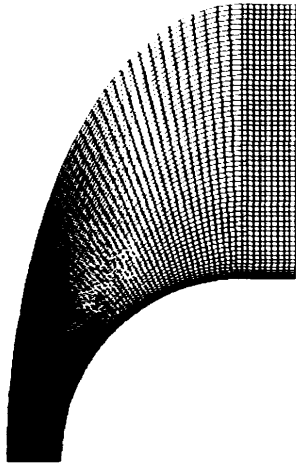


図 5.1 計算格子 (格子点数 101×81)

6. 計算結果

図 6.1 に、吹き出しの無い場合における熱流束の実験値及び計算値を示す。参考値として、層流を仮定した時の計算結果、淀み点における Fay and Riddell の方法^[8]による解析値も並記した。計算結果では、 $\theta=15^\circ$ より後方において乱流モデルによる熱流束増加が認められる。これに対し、実験結果では、 $\theta=40^\circ$ と 50° の間に遷移点が認められており、遷移点位置に差異がある。これは、乱流モデルには、乱流線遷移のメカニズムが組み込まれていないことが原因と考えられる。しかし、 $\theta=50^\circ$ 後方では、計算値と実験値は良く一致しており、k-eモデルがかなりの精度で乱流による熱流束の増加をシミュレート可能であることがわかった。

図 6.2 から図 6.4 に、吹き出しの有る場合 (それぞれ $P_c = 0.2, 0.4, 0.6 \text{ MPa}$) における熱流束の実験値及び計算値の比較を示す。その時の 2 次冷却流体流量は、それぞれ $m = 26, 57, 102 \text{ l/min}$ ($5.42 \times 10^{-4}, 1.19 \times 10^{-3}, 2.13 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$) である。冷却流体の流量が増加するに従い、吹き出し口後方で大幅な熱流束の減少が認められる。計算値と実験値は、遷移点付近を除いて比較的良く一致しており、吹き出し口における境界条件の妥当性が確認された。

図 6.5 に吹き出しの無い場合と有る場合の温度分布を示す。分布はほとんど同じことから、熱流束の減少は、壁面近傍に限定された領域での、流れの違いに起因することがわかる。また、これは 2 節で述べたシュリーレン写真による実験結果とも一致する。なお、計算結果から求めた吹き出し口での 2 次冷却流体の流速は、 $P_c = 0.2, 0.4, 0.6 \text{ MPa}$ のケースに対してそれぞれ約 5, 11, 20 m/s であった。

以上から、2 次冷却流体の存在が熱流束の大幅な減少に果たす役割をより正確に知るためには、吹き出し口後方での境界層内における流れ場を詳細に考察する必要があることがわかる。図 6.6 に、吹き出し口直後 ($\theta = 30^\circ$) 及びそれより後流付近 ($\theta = 50^\circ, 70^\circ, 90^\circ$) における境界層内の速度、温度、2 次冷却流体 (窒素ガス) 質量分率分布を示す。図において、速度、温度はそれぞれ一様流速、一様流静温で無次元化している。また、縦軸の η は物体表面からの距離で、模型半径 R で無次元化している。

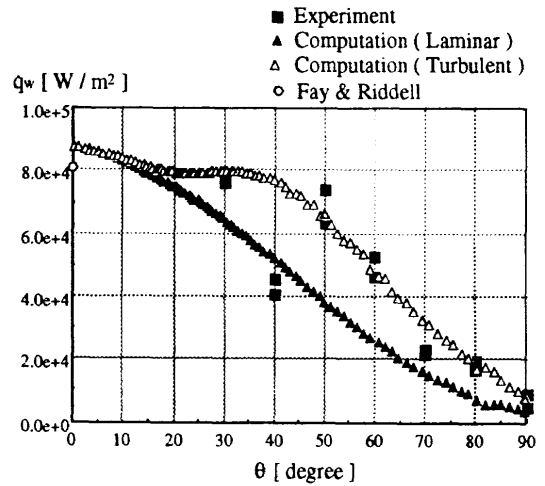


図 6.1 壁面熱流束実験値及び計算値比較 (吹き出し無し)

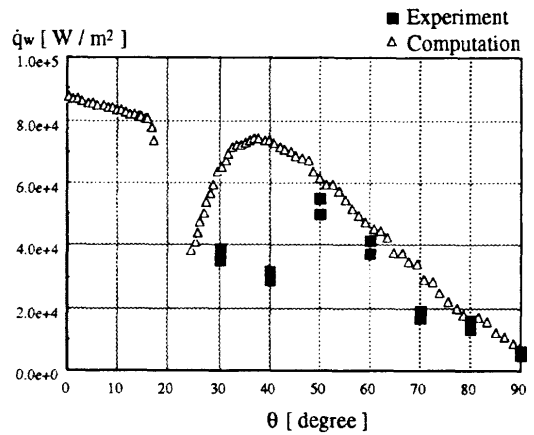


図 6.2 壁面熱流束実験値及び計算値比較 (吹き出し有り、 $P_c = 0.2 \text{ MPa}$)

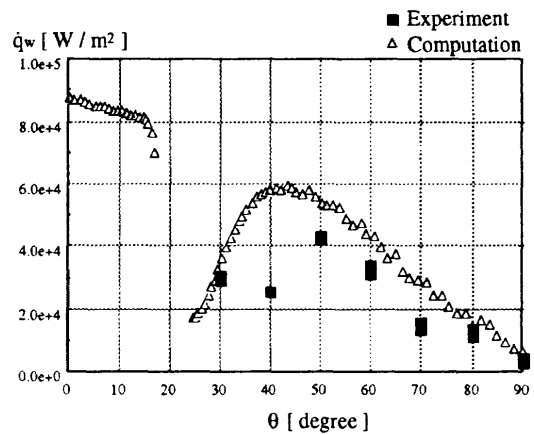


図 6.3 壁面熱流束実験値及び計算値比較 (吹き出し有り、 $P_c = 0.4 \text{ MPa}$)

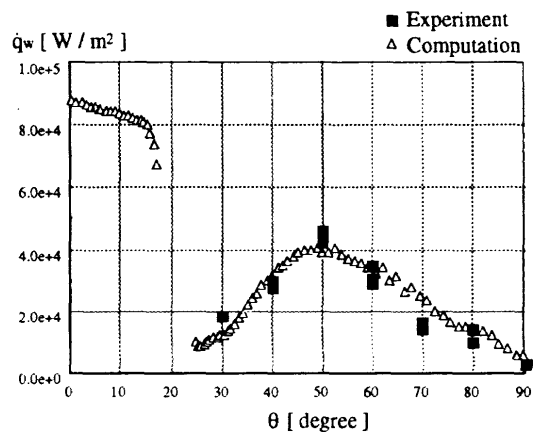


図 6.4 壁面熱流束実験値及び計算値比較 (吹き出し有り、 $P_c = 0.6 \text{ MPa}$)

特に、 $\theta = 30^\circ$ の2次冷却流体の大きいケースから明らかに、冷却効果の著しい領域では境界層内が明確に2層に別れており、2次冷却流体質量分率及び温度がほぼ一定な領域（内層）と非粘性流における値に漸近していく領域（外層）が観測される。既に文献[3]で指摘した様に、主に2次冷却流体で構成された内層即ちフィルム層が、あたかも物体表面において断熱材が存在しているような状態を作りだし、これがフィルムクーリング法における冷却効果の本質的な役割を果たしていることが、この結果からわかる。

7. 結論

数値解析により2次冷却流体吹き出しを含む物体周りの乱流遷移を含む極超音速流れ場をシミュレートし、実験で得られた熱流束分布と比較した。乱流モデルとして、2方程式モデルであるk- ϵ モデルを使用し、乱流による熱流束の増加を定量的に捕えることができることを確認した。また、実験で観察された2次冷却流体を吹き出すことによる大幅な熱流束の減少をかなりの精度でシミュレートすることができた。さらに、境界層付近の流れ場の詳細な考察により、フィルムクーリング法における冷却効果の本質的な部分を明らかにした。

参考文献

- [1] Aso, S., et al., "Experimental and Computational Studies on Heat Protection of Blunt Body with Film Cooling", Proceedings of 19th International Symposium on Space Technology and Sciences (ISTS 94-d-15), PP. 357-362, 1994.
- [2] Aso, S., et al., "A Study on Reduction of Aerodynamic Heating Load by Film Cooling", AIAA Paper 95-2048, 1995.
- [3] 黒滝卓司 他, "極超音速流れにおける軸対称物体回りのフィルムクーリング冷却法に関する研究", 第12回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-27, pp.165-170, 1994.
- [4] Aso, S., et al., "Experimental and Computational Study on Reduction of Aerodynamic Heating Load by Film Cooling in Hypersonic Flows", AIAA Paper 97-0770, 1997.
- [5] Yoon, S. and Kwak, D., "Implicit Methods for the Navier-Stokes Equations", Computational Technology for Flight Vehicles, Vol. I, pp.535-547, 1990.
- [6] Wada, Y. and Liou, M.-S., "A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities", AIAA Paper 94-0083, 1994.
- [7] Grasso, F. and Falconi, D., "High-Speed Turbulence Modeling of Shock-Wave / Boundary-Layer Interaction", AIAA J., 31, PP. 1199-1206, 1993.
- [8] Fay, J. A. and Riddell, F. R., "Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air", J. of the Aeronautical Sciences, 25, No. 2, 1958.

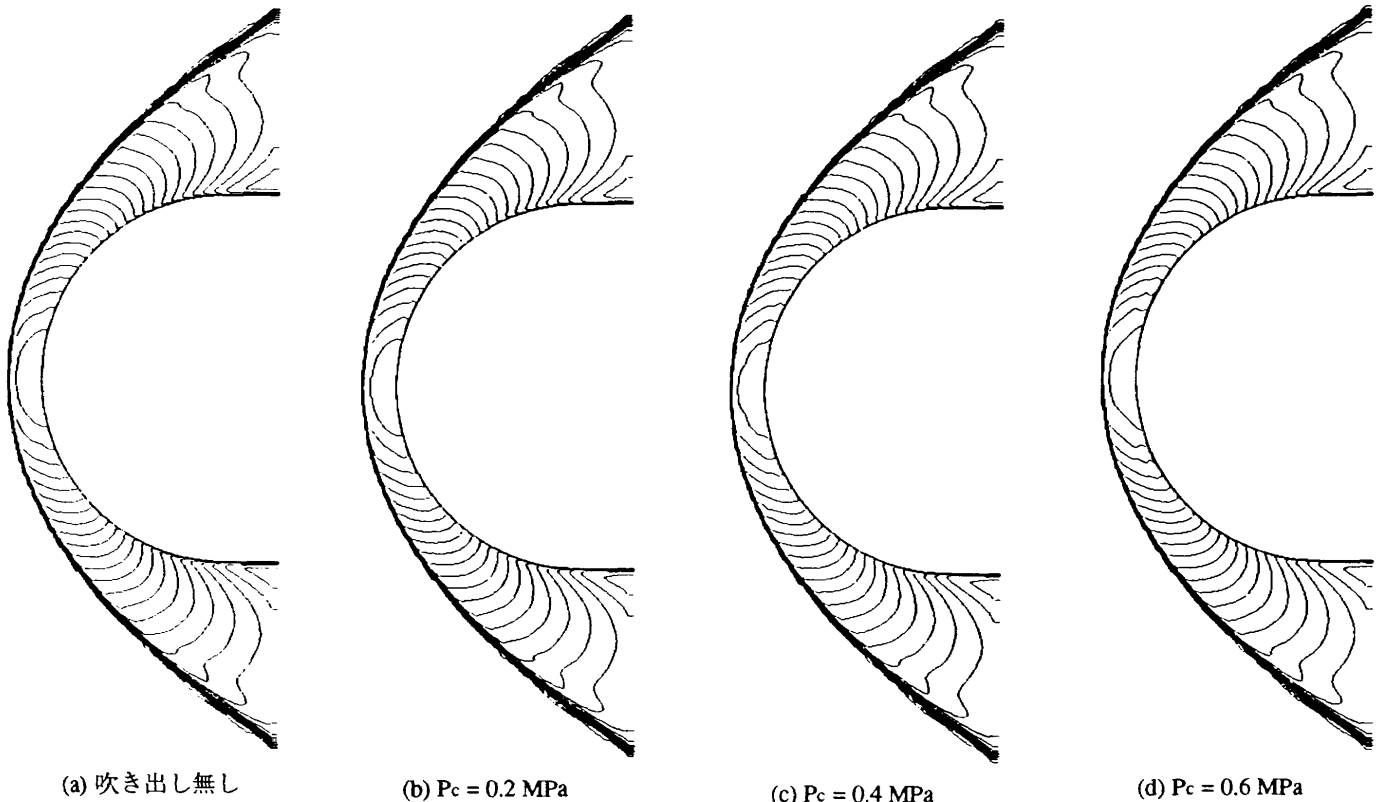


図 6.5 温度分布

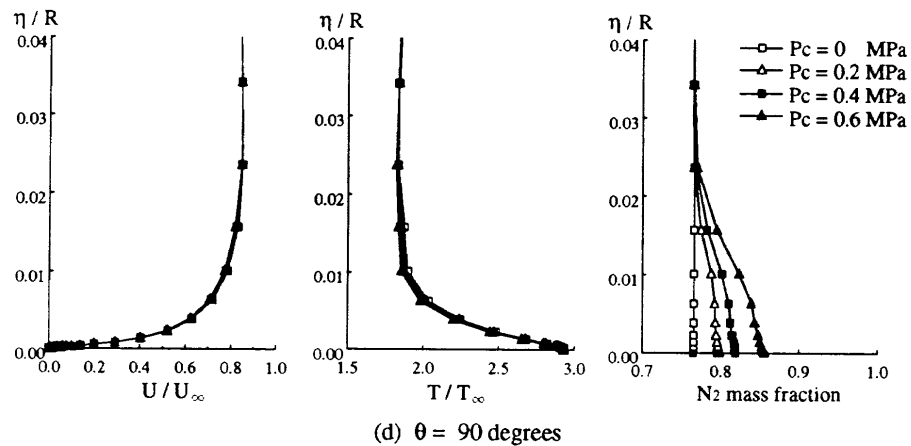
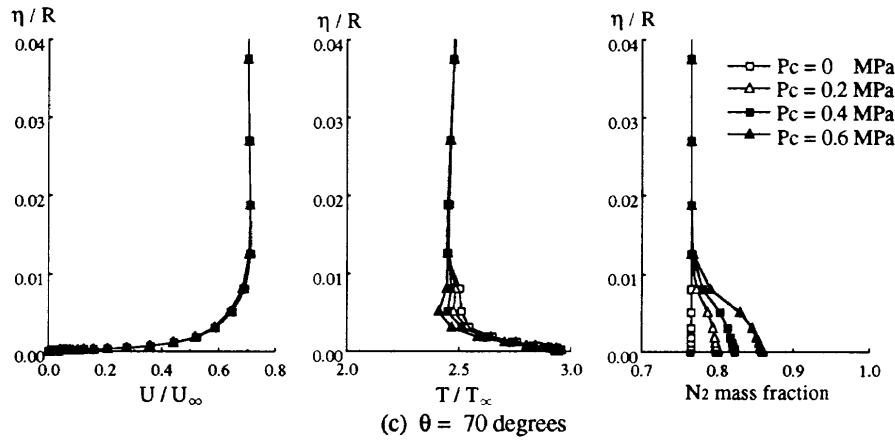
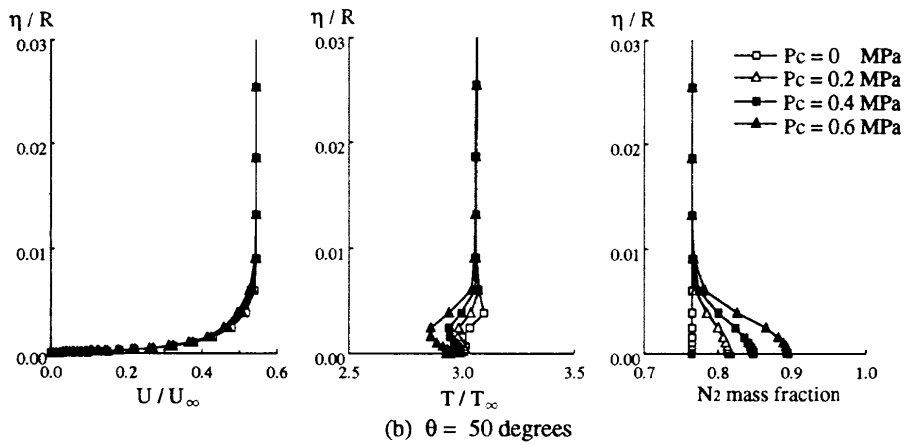
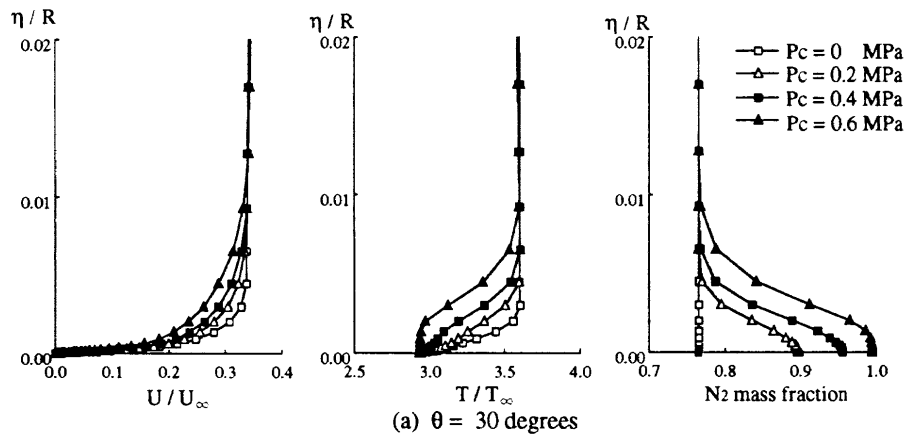


図 6.6 境界層内速度、温度、2 次冷却流体質量分率分布
 (图中 $P_c = 0$ MPa は吹き出し無しを表わす。)