＝ 技 術 ノ ー ト ＝ TECHNICAL NOTE

燃焼・圧力駆動衝撃風洞と二、三の平板熱伝達実験^{*1} Combustion and/or Pressure-Driven Shock Tunnel and Some Experiments of Flat Plate Heat Transfer

岩崎 松之助^{*2}・橋口 真宜^{*3}

Matsunosuke IWASAKI and Masanobu HASHIGUCHI

Key Words: Shock Tunnel, Hypersonic Flow, Shock Waves,
Boundary Layer, Heat Transfer

Abstract

A combustion and/or pressure-driven shock tunnel with a conical nozzle is constructed. The tailoring Mach number M_{ST} of the combustion tunnel is from 6.7 to 7.4. The heat transfer rate of sharp leading edge flat plates with a backward facing step in hypersonic flow of Mach number $M_\infty=7.05$ and 11.1 are measured by use of the pressure tunnel, and it is shown that the magnitude and the location of the peak heat transfer rate at reattachment region behind the step seem to be affected by the magnitude of M_∞ . The measured heat transfer rate of a sharp flat plate with angle of attack in $M_\infty=11.1$ hypersonic flow from the conical nozzle of the pressure tunnel is in qualitatively proper agreement with the author's analytical result. The behavior of the heat transfer rate near the sharp leading edge of a flat plate in $M_\infty=11.1$ high stagnation temperature $T_0=7,900$ K flow measured by using the combustion tunnel shows tolerable agreement with the existing measured results at lower T_0 in the strong viscous interaction region.

1. 緒 言

燃焼駆動方式の衝撃風洞は燃焼した高温高圧のガスで低圧室に高い衝撃波マッハ数 M_s (衝撃波速度/音速) を発生させるので、容易に低圧室管端の反射域にきわめて高いよどみ点温度 T_0 のガスを得ることができる。これを超音速ノズルで加速すれば、出口マッハ数 M_∞ の大きい極超音速高エンタルピー流れを発生させる。しかし流れのレイノルズ数は概して低く、流れの再現性もあまりよくない。いっぽう、高圧室に低い分子量の高圧ガスを充てんし、破膜装置で隔膜を

破ってやれば、 M_s や T_0 はさほど大きくないが、再現性のいい実験ができ、低圧室の圧力を高めてやればレイノルズ数の大きな極超音速流が得られる。そこで著者らは燃焼駆動と圧力駆動の両方式で使える衝撃風洞を作り、この風洞を用いて、極超音速流中に置かれた前縁の鋭い平板や段付き平板の熱伝達率を測定した。

燃焼駆動の場合には測定に用いる流れの持続時間をできるだけ長くするためにテーラリング状態かそれに近い条件で測定した。Nagamatsu ら¹⁾ のような大型の場合は別として、Chan ら²⁾ や Weisblatt ら³⁾ のような著者らと同じ程度の長さの低圧室をもつ燃焼駆動衝撃風洞はこの方法をとっている。著者らが測定したところではテーラリングマッハ数 M_{ST} は 7 付近で、Weisblatt らが述べているようにこの値の前後に幅をもっていることが確かめられた⁴⁾。

テーラリングの実験のつぎに、後ろ向きの段をもつ平板の熱伝達の実験を行った。Rom ら^{5,6)} の理論計算と衝撃波管による段付き平板の熱伝達の研究では一樣流のマッハ数 M_∞ (この論文では超音速ノズル出口の模型前縁におけるマッハ数も M_∞ で表す) の影響はほとんどないとしているが、著者らが衝撃風洞で実験した結果を辛島ら^{7,8)} の M_∞ に関係するとした理論計算結果、和田ら^{9,10)} のガンタンネルによる実験、Holloway¹¹⁾ の極超音速風洞による測定、また Rom らの計算式および実験による値とあわせ比較して、熱伝達率 q の M_∞ への依存性があることが推定された⁴⁾。

ついで、迎角をもつ前縁の鋭い平板の熱伝達の実験を行った。著者らの風洞のノズルは長さの短い円すいノズルで、ソースフローの影響が予想されるため、まず、Stollery¹²⁾ の曲面上の超音速強干渉の理論に保原ら¹³⁾ のソースフローの式を用いて修正を加え、熱伝達の実験と比較して計算結果が定性的に妥当なものであ

^{*1} 昭和 60 年 1 月 7 日原稿受理

^{*2} 熊本工業大学構造工学科

^{*3} 東洋工業(株)第 2 実験部空力研究科

ると自然に破れて、駆動用の燃焼ガスが流出し始める。圧力駆動の場合には厚さ $50\ \mu\text{m}$ のマイラー膜4枚を重ねて隔膜として使用し、破膜装置でこれを破った。このさいの駆動ガスとしてはヘリウムを用いた。

低圧室③には第1表のように実験の種類に応じてアルゴンや窒素を充てんした。低圧室は内面に厚さ約3 mmのニッケルクローム鋼を爆発圧着した厚さ24 mmの鋼板をボルト締めしたもので、シールならびに接着用としてアラルダイトを併用した。④の第2膜は厚さ0.1 mmのアルミ板である。低圧室端には半頂角 8.5° 、喉部直径9 mm、出口直径100 mmの軟鋼製円すいノズルが付いており、アルゴンガスをを用いた場合その出口に $M_\infty \approx 11.1$ (噴流中心部直径約15 mmの部分では11.8, 直径70 mmのそのまわりのジェットでは11.0, 平均で11.1)の気流を発生する。測定室⑥内にある模型取付台⑨は衝撃風洞とは別の基礎に固定され、衝撃風洞の振動がそれに伝わらないようになっている。

ガス充てん前に高圧室と低圧室はロータリー真空ポンプで排気しておく。また測定室とダンプタンクにはメカニカルプースターポンプと油拡散ポンプが取り付けられているが、今回の実験ではメカニカルプースターポンプのみを用いた。測定室とダンプタンクの到達真空度は若干の空気洩れがあるために6.67 Pa (5×10^{-2} mmHg)程度であったが、超音速ノズルは100 μsec 程度で始動した⁴⁾。

低圧室を走る衝撃波の速度は低圧室の下流端近くのA点とB点の壁面に取付けたイオンプローブか圧力変換器が発生するパルスの時間間隔を分解能0.1 μsec のエレクトロニックカウンタで測って得た。

第1表のNo.1とNo.2の圧力駆動衝撃風洞の場合には単位長さ当り(この表では1 cm当り)のレイノルズ数 Re_u が燃焼駆動方式の場合よりも1桁高く 10^4 程度である。このさいノズル出口の流れの温度 T_∞ は60 K程度で低いが、文献10や17で判断すると作動気体は凝縮は起こしていないと考えてよい。

テーラリング状態を調べるためにはその頭部に圧力変換器、フォトトランジスタおよびイオンプローブをいっしょに組み込んだ総圧管を用いた⁴⁾。

熱伝達実験に用いた先端の鋭い平板模型を第2図に示す。第1表の備考欄の x は模型先端から熱伝達率測定用のニッケル薄膜ゲージ中心までの距離、 x_1 はゲージ中心線間の距離、 h は段の高さでおのおのmmで表わされている。また L は前縁から段までの距離である。No.4の実験の場合には、外の場合が先端が軟鋼製であるのに対して、ガラス自体の前縁を鋭く研いである。

第2図 模型および薄膜熱伝達ゲージ
単位: mm

薄膜ゲージはパイレックスガラス板の表面に真空蒸着されており、銀の導電ペイントを導線に用いた。ゲージと導線部の上面にはゲージの損傷防止と弱電離気体にさらされた場合の電氣的絶縁を保つために SiO_2 膜を蒸着した。とくにNo.4の実験ではゲージ部分のほかは合成樹脂塗料を薄く塗って電氣的絶縁をより強固なものにした。

3. 燃焼駆動衝撃風洞のテーラリングについて

衝撃風洞の低圧室端で衝撃波が反射して、流れにさからってさかのぼっていくとき、高圧室の駆動気体と低圧室の被駆動気体の境目である接触面を圧縮波も希薄波も発生することなく通り抜け、反射域に長く一定のよどみ点状態が保たれるとき tailored-interface (仕立て接触面または整合接触面) の状態にあるという。普通の場合、燃焼駆動衝撃風洞の低圧室の長さは5 m以下^{2,3)}で、同程度の寸法の著者らの場合テーラリング状態にない場合の一定よどみ点状態の持続時間は500 μsec 程度である¹⁸⁾。熱伝達の実験では薄膜ゲージからの信号の信頼しうる読取りを行うためにも2,000 μsec 程度の一定状態の気流の持続時間があることが望ましい。そこで著者らは、第1表No.3の燃焼駆動の場合についてのみであるが、テーラリング状態を調べてみた。著者らの場合には作動気体はアルゴンで、発光または弱電離しており、圧力のみならず発光と電離の状態ができるだけ長く続いた状態をテーラリング状態と判断することにし、頭部にキスラ202 A 2圧力変換器、フォトトランジスタおよびイオンプローブを組み込んだ総圧管⁴⁾を第1図のCの位置に配置するとともに、Bの反射域にもまた三方の壁面にこの3個のセンサを設けた。

①室の初期充てん圧 p_{41} が687 kPa (7 ata)のときに低圧室の圧力 p_1 を変えて、上記6個の量を測定した

結果の例を第3図に示す。B位置とC位置のフォトトランジスタの出力波形はほぼ同じであるので、B位置のものは図示を省いた。第3図(a)では圧力波形も平坦でその継続時間も長く、イオンプローブ、フォトトランジスタからの信号の持続時間も第3図(b)の例よりも長い。(b)は圧力波形が時間とともに右上りになっていてオーバートレーラ状態である。(a)の M_s は6.7でこれを M_{st} の値であるとした。図示は省略したが $M_s=6.5$ になると圧力波形は右下りになりアンダーレーリング状態となる。これよりも前に行った実験¹⁸⁾では $p_{41}=490$ kPa (5 ata) の場合 $p_1=4$ kPa (30 mmHg) で、テーラーし、 $M_{st}=7.4$ であった。これは圧力波形のみで判断した結果であるが、今回の実験でも $p_{41}=490$ kPa (5 ata) にすると $p_1=4.4$ kPa (33 mmHg) , $M_{st}=7.2$ でテーラーした。Weisblatt ら³⁾の燃焼駆動風洞(低圧室のガスは空気と思われる)では M_{st} は7.5ないし9.6である。Weisblatt らの場合の M_{st} のこのような幅は、燃焼ガスの破膜直前の圧力 p_4 が p_{41} の何倍であるかという燃焼比(第1膜の強さによってきまる)と p_1 の大きさによると述べているが、著者らの場合も同じ理由によるものであろう。著者らの場合、低圧室のガスはアルゴンで、いっぽう、Weisblatt らは空気を用いており、低圧室のガスが違うので M_{st} の範囲が互いに異なるということも考えられるが、著者らの研究室で元吉ら¹⁹⁾が行った大型の燃焼駆動衝撃風洞(低圧室内径 90 mm)の実験では、低圧室のガスはアルゴンで M_{st} は8.4ないし9.6であった。ゆえに、著者らの衝撃風洞でも燃焼比と p_1 の組合せをさらに変化させれば M_{st} のもっと大きな値が得られるかもしれない、上記の程度(岩崎 44 mm×44 mm, Weisblatt 38 mmφ)の衝撃風洞での M_{st} の

範囲の相異の原因は現在の段階では明確には説明できない。

圧力駆動の場合、高圧室のガスを常温のヘリウムとしたとき、低圧室のガスが常温のアルゴンの場合には M_{st} の理論値は3.74、また常温の窒素を低圧室に用いると3.34である²⁰⁾。いっぽう燃焼室のガスが水素、酸素、ヘリウムの混合気体で、低圧室のガスを常温のアルゴンとした燃焼駆動の場合の M_{st} の計算値は、燃焼ガスの組成、ガスの温度等(前述の燃焼比に対応)や p_1 によって異なるが10ないし13程度である^{18,21)}。しかし実際の M_{st} は上に述べたように6.4ないし9.6で理論値よりも低い。このことから考えて、圧力駆動の場合はテーリング条件を調べる実験は行わなかったが、低圧室のガスがアルゴンの場合には M_{st} は3.5、窒素の場合は3.2程度であろう。第1表に示したように、低圧室にアルゴンを用いたNo.2の実験の M_s は3.4で、テーリングに近い状態で実験は行われている。No.1の窒素を用いている実験では、高いレイノルズ数をうるために p_1 が高く、 $M_s=1.88$ で、テーリングマッハ数よりはるかに小さい値であるが、 M_s が小さいと入射衝撃波の後ろの高温ガスの持続時間も長く、熱伝達の実験に必要な程度の一様な流れの持続時間は得られている。

著者らの燃焼駆動衝撃風洞におけるテーリング状態での一様な流れの持続時間は2,000~2,500 μ secで、テーラーしていないときの4倍ないし5倍程度であった。

なお、ノズルが円すいノズルであるので測定部の流れのマッハ数 M は下流に向かって大きくなっており、ノズル出口から下流150 mmまでに11.1から13.5に増加している。

4. 後ろ向き段をもつ平板の熱伝達率測定

この問題については、Rom ら^{5,6)}によって理論計算と衝撃波管による実験、和田ら^{8,9)}によってはガンタンネルを用いての実験がなされている。Rom らは平板表面における熱伝達率 $\dot{q}$ の分布がパラメータ $Z=L/\sqrt{Re_u L \cdot h}$ に依存しており、 $Z<0.067$ では段ではなく離れた流れが再付着する点の付近の $\dot{q}$ がそれに対応する平板の熱伝達率 $\dot{q}_{t.p.}$ の数倍の値をとることを示した。そしてRom らは $\dot{q}/\dot{q}_{t.p.}$ の最大値 $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ と Z の関係を次式で与えている。

$$(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}=0.0465/Z^{1.3} \quad (1)$$

ただし $Z<0.067$

Rom ら⁶⁾の実験値と上式による計算値を第4図(a)に示す。この図には辛島ら⁷⁾の理論計算値も M_∞ をパラメータにして書き入れた。Rom らの実験値にお

第3図 テーリング状態とその近傍の波形

$p_{41}=687$ kPa (7 ata)

(a) $M_{st}=6.7$, $p_1=7.86$ kPa (59 mmHg)

(b) $M_s=7.5$, $p_1=4.13$ kPa (31 mmHg)

第4図 $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ と Z および $(\Delta x/h)_{\max}$ との関係

る M_{∞} は、衝撃波管による実験であるから 1.8 程度であろう。また (1) 式に M_{∞} の影響は含まれていない。第4図の中で黒丸と横線の付いた黒丸は和田らの $M_{\infty} = 10.4$ と 11.5 に対する実験値で、Rom らの値に比して小さく、 M_{∞} の増大とともに $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ が減少するという辛島らの計算結果と同じ傾向を示している。しかし同じマッハ数の点を結んだ線の傾斜は辛島らの理論値の傾斜にくらべてゆるい。

著者らは第1表 No.1 の実験条件で $M_{\infty} = 7.05$ における測定を行ってみたところ、第4図(a)の白丸のような和田らに近い傾斜で、和田らよりもすこし大きな値を得た。いっぽう Holloway ら¹¹⁾の極超音速風洞の結果は辛島らの理論計算値に近い。この計算では乱流を仮定しており、 Re_u (1 cm 当り) は 1×10^5 程度である。いっぽう、著者らの実験や和田らの実験は Re_u が 5×10^4 程度で、著者らや和田らの場合、再付着点付近の流れが層流である可能性が強く、そのために $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ が低い値を示しているのかもしれない。

つぎに $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ とそれが生ずる段からの距離 $(\Delta x/h)_{\max}$ との関係を、Rom らは実験結果を整理して

$$(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max} = 12 / (\Delta x/h)_{\max} \quad (2)$$

なる式で与えている。この式を実線で、実験結果と合わせて、第4図(b)に示した。実験点は、 M_{∞} の影響によるものと思われるが、いずれも実線の $(\Delta x/h)_{\max}$ で、示される位置よりも下流にある。第4図(a)、(b)の結果から、 $(\dot{q}/\dot{q}_{t.p.})_{\max}$ の挙動には乱流への遷移の外に M_{∞} がかなり影響しているものと考えられる。

5. 平板熱伝達実験

5.1 円すいノズル流れに対する検討 著者らの衝撃風洞のノズルは円すいノズルで、これが生ずる流れは極超音速ソースフローである。著者らの場合、ノズ

ルのど部から出口までの距離が 330 mm で、模型先端から熱伝達率測定点までの距離 x に比して小さいのでソースフローの影響が顕著にあらわれることが予想される。Vidal ら¹⁶⁾は

$$\Delta \dot{q}/\dot{q} \approx -10x/3r_{\infty} \quad (3)$$

なる補正式を使っていて、これを迎角 α をもつ平板にも迎角のない平板にも適用している。ここに r_{∞} はノズルのど部から模型前縁までの距離である。

そこで、著者らは円すいノズルの流れを保原ら¹³⁾のソースフローの式で近似し、Stollery¹²⁾の曲がった表面をもつ物体の極超音速強干渉領域境界層の式にソースフローの影響を取り入れ、 α の影響も含めた式を導いた¹⁴⁾。用いた計算式の概略を以下に記述する。

プラントル数を 1、粘性温度関係として $\mu/\mu_{\infty} = CT/T_{\infty}$ を仮定すると、上記境界層について、

$$M_{\infty} \delta^*/x = (A \bar{x}/P) \{ [\int_0^x P(\xi) d\xi] / x \}^{1/2} \quad (4)$$

$$M_{\infty}^3 St = 0.332 \bar{x} P \{ [\int_0^x P(\xi) d\xi] / x \}^{-1/2} \quad (5)$$

ただし

$$A = 0.332(\gamma - 1)(1 + 2.6 T_w/T_o) \quad (6)$$

なる局所相似解¹²⁾をうる。ただし $P = p/p_{\infty}$ 、 p ：静圧、 p_{∞} ：自由流の静圧、 T ：絶対温度、 γ ：比熱比、 δ^* ：境界層排除厚さ、 $\bar{x} = M_{\infty}^3 \sqrt{C}/\sqrt{Re_{x\infty}}$ 極超音速パラメータ、 $St = \dot{q}/\rho_{\infty} u_{\infty} (H_{\infty} - H_w)$ 、 $Re_{x\infty}$ ：一様流状態と x に基づくレイノルズ数、 ρ ：密度、 u ：流速、 H ：全エンタルピー、 μ ：粘性係数、下添字 w 、 ∞ 、 o はそれぞれ壁面、物体前縁一様流、よどみ点状態を表す。曲面板前縁を原点にとり、下流に向かって一様流の方向に x 軸、それに垂直に y 軸をとる。有効物体形状 $y_o(x)$ は物体形状 $y_w(x)$ と $\delta^*(x)$ の和として

$$y_o(x) = y_w(x) + \delta^*(x) \quad (7)$$

で表される。迎角を持つ平板の場合には

$$y_w(x) = \alpha x \quad (8)$$

となる。境界層の外の非粘性流としては平行極超音速流れにおける Tangent Wedge Rule¹²⁾

$$P(y_o) = 1 + \gamma M_{\infty}^2 y_o'^2 [(\gamma + 1)/4 + \{((\gamma + 1)/4)^2 + 1/M_{\infty}^2 y_o'^2\}^{1/2}] \quad (9)$$

を用いた。円すいノズルからの流れはのど部を中心とする放射状流れで、物体先端から生ずる衝撃波の前方では θ だけ x 軸に対して傾いており、 M_{∞} は $M_{\infty} + \Delta M$ になっているので、上式の y_o' を $y_o' - \theta$ 、 M_{∞} を $M_{\infty} + \Delta M$ とおき展開して第1次の微少項をとるとともに、圧力の変化 Δp に対する修正項を加えて、(9)式は

$$P(y_o) = P_0 + P_p + P_{\theta} + P_M \quad (10)$$

となる。ここで取り扱うのは物体と衝撃波が接近している極超音速流れで、 θ はノズルののど部を中心として x 点の衝撃波が張る角度であるから、微小な量と考えてよくて、(10)式の各項は、

$$P_0 = 1 + \gamma M_\infty^2 y_e'^2 \{ (\gamma+1)/4 + [(\gamma+1)/4]^2 + 1/M_\infty^2 y_e'^2 \}^{1/2} \quad (11)$$

$$P_p = [1 + \gamma M_\infty^2 y_e'^2 \{ (\gamma+1)/4 + [(\gamma+1)/4]^2 + 1/M_\infty^2 y_e'^2 \}^{1/2}] \Delta p/p_\infty \quad (12)$$

$$P_s = \gamma M_\infty^2 y_e'^2 \{ -(\gamma+1)/2 + (d-2) \times [(\gamma+1)/4]^2 + 1/M_\infty^2 y_e'^2 \} \theta/y_e' \quad (13)$$

$$P_M = \gamma M_\infty^2 y_e'^2 \{ (\gamma+1)/2 - (d-2)[(\gamma+1)/4]^2 + 1/M_\infty^2 y_e'^2 \} \Delta M/M_\infty \quad (14)$$

で、

$$d = 1/M_\infty^2 y_e'^2 \{ [(\gamma+1)/4]^2 + 1/M_\infty^2 y_e'^2 \} \quad (15)$$

$$y_e' = dy_e/dx \quad (16)$$

である。上式中の $\Delta p/p_\infty$ 、 $\Delta M/M_\infty$ としては保原らの軸対称ソースフローの式を第1次の微小項までとった

$$\Delta p/p_\infty = (-2M_\infty^2/(M_\infty^2-1))(x/r_\infty) \quad (17)$$

$$\Delta M/M_\infty = [2\{1 + (\gamma-1)M_\infty^2/2\}/(M_\infty^2-1)](x/r_\infty) \quad (18)$$

を用いる。上記の2式は軸対称流れの式であるが、上記の程度の近似では x に関する式であって、これを二次元平板流れの $\Delta p/p_\infty$ 、 $\Delta M/M_\infty$ として用いることにする。

極超音速流れでは物体の前縁から生ずる衝撃波と有効物体形状が接近していることを考慮すると、 $(r_\infty + x)\theta \div xy_e'$ で、前縁付近では $x/r_\infty \ll 1$ であるから

$$\theta/y_e' \div x/r_\infty \quad (19)$$

となる。

Stollery のやり方に従って $X = x/L_1$ 、 $L_1 = A^2 \bar{x}^2 x$ 、 $R = \left[\int_0^x P(\xi) d\xi \right] / L_1$ なる変換を行うと (3)、(7)、

(10)～(19)はつぎの連立常微分方程式に帰着する。

$$dP/dX = (P^2/2R)[1 + 2R^{1/2}(M_\infty \alpha - Q)] \quad (20)$$

$$dR/dX = P \quad (21)$$

Tangent Wedge Rule の場合 Q は

$$Q = M_\infty y_e' = (P-1)/\gamma \{ 1 + (\gamma-1)(P-1)/2\gamma \}^{1/2} \quad (22)$$

であって、(10)～(19)式にニュートン法を適用して $M_\infty y_e'$ について解けばよい。(20)、(21)式を解くときの初期値 P_0 と R_0 としては

$$P_0 = (3/4)[\gamma(\gamma+1)]^{1/2} X^{-1/2} \quad (23)$$

$$R_0 = (3/2)[\gamma(\gamma+1)]^{1/2} X^{1/2} \quad (24)$$

を用いる。 $\dot{q}$ は(20)、(21)式の解 $P(X)$ 、 $R(X)$ を(5)式をつぎのように書き直した式に代入すれば求まる。

$$M_\infty^3 St / 0.332 \bar{x} = P X^{1/2} / R^{1/2} \quad (25)$$

ただし $X = 1/(A \bar{x})^2$ である。

上に述べた計算の結果を検証するために、再現性のよい圧力駆動方式により、第1表 No.2 の条件で実験を行った。第5図に $r_\infty = 335$ mm、 C の値は T_w を用いた計算結果を実線で、ソースフローでなくて平行流の場合の計算値を破線で、実験値の平均値を鎖線で書き入れた。 $\dot{q}$ は $M_\infty^3 St / 0.332 \bar{x}$ として $1/A \bar{x}$ を横軸にとって表されている。 $1/A \bar{x}$ の値が小さいほど前縁に近い位置に対応している。

実線と破線の差がソースフローの影響を示しており、Vidal らの(3)式に対応するものである。この量は大きめにいて Vidal らの $1/2$ ぐらいの量である。両者の結果にこのような差がある原因についてはいまのところ考察を加えていない。

実験値は α が正の方向に増すにつれて著者らの計算値よりも大きく、逆に α が負になると理論値よりも小さい。しかし実験値の $1/A \bar{x}$ に対する変化の仕方はソースフローを考慮に入れた著者らの理論値の傾向とよく合っている。実験値の整理にあたって著者らの場合には一様流の状態量 ρ_∞ や u_∞ などを理想気体等エントロピー流れを仮定して算出したものを用いていること、理論計算ではプラントル数を1と仮定していること、線形粘性温度係数を用いていることなどを考慮に入れば実験値と理論値の上述の程度の一致は妥当なものと考えられる。

5.2 高よどみ点温度極超音速中での平板熱伝達実験¹⁵⁾ 実験は第1表 No.4 の条件で行った。Vidal ら¹⁶⁾ に比べて M_∞ は約 $1/2$ の 11.1、 T_0 は約2倍の 7,900 K である。燃焼駆動衝撃風洞の作動特性や高温弱電離気体中での薄膜ゲージの出力の再現性があまり

第5図 円すいノズル流中での平板の熱伝達 $\bar{x}$ に含まれる C は T_w に基づいたものを使用 ($M_\infty = 11.1$, $T_0 = 2640$ K)

よくないので、実験点は第5図の場合よりもばらつく¹⁴⁾。第6図には3ヵ所の測定点の同時計測値の平均値を記号を付した一点鎖線で示した。横軸の $\bar{x}$ に含まれる C は、Cheng の基準温度 $T^* = T_0(1 + 3T_w/T_0)/6^{22})$ を用いるほうが実線で示した強干渉理論値に近いので、これを用いて算出した。実験値は $1/A\bar{x}$ が0.24 よりも小さくなり板の前縁に近付くにつれて次第に傾斜がゆるやかになっていく。 $1/A\bar{x}$ が0.14 のところでは超音速パラメータ $\bar{V} = M_\infty \sqrt{C_\infty/Re_{x_\infty}}$ が0.28 程度で、気体の希薄効果が表れ始めて、強干渉領域に当てはまる理論曲線の傾向から外れていっているものと考えられる。また本実験では T_0 が高く、気体が0.1%程度電離しているの、その影響も若干入ってきている可能性もある。

第5図と第6図における以上の考察から、著者らのソースフローに対する修正の計算は、気体の希薄効果が顕著に表われ始める $1/A\bar{x} = 0.24$ 付近から本論文における理論値の数値計算をうち切った $1/A\bar{x} = 0.4$ の近傍までの範囲では実験値と妥当な一致を示すことがわかった。

Vidal らと同じ表示するために第6図を第7図のように書きかえてみた。 λ は一様流中の中性粒子の平均自由行程で、滑かな剛体球の衝突を仮定すると $\lambda = (16/5) \cdot (m_a / 2\pi k T_\infty)^{1/2} \cdot (\mu_\infty / \rho_\infty)$ で計算できる。ここに m_a : 粒子の質量, μ_∞ : 一様流の粘性係数で Sutherland 則に支配されるもの, k : Boltzmann 定数である。第1表 No.5 の条件で計算すると $\lambda = 0.02$ mm となり、前述の実験曲線がゆるやかな傾斜になり始める $1/A\bar{x} = 0.24$ は $x/\lambda \div 270$ に相当する。第7図の左上に太い横線で Free molecule limit を書き込んであ

第6図 高よどみ点温度気流中における平板前縁付近の熱伝達 $\bar{x}$ に含まれる C は T^* に基づいたものを使用 ($M_\infty = 11.1$, $T_0 = 7900$ K)

第7図 高よどみ点温度気流中における平板熱伝達率の前縁からの距離に対する変化

る。Vidal らによるとこの値は $2q/\rho_\infty u_\infty^3 \div 1/(2\pi\gamma)^{1/2} M_\infty$ で、著者らの場合は0.028, Vidal らの場合には0.016 となる。

第7図における著者らの実験は第6図と同じく円すいノズル, $M_\infty = 11.1$, $T_0 = 7900$ K で行われたもので、Vidal らのものは円すいノズルの流れの影響を修正した $M_\infty = 20.6$, $T_0 = 4000$ K の実験である。第6図の $\alpha = 0^\circ$ のソースフローの影響を考慮に入れた実線と、考慮に入れない破線との差が、この迎角におけるソースフローの熱伝達への影響の量でありに小さな値である。このことや、上に述べた本実験の精度を考えに入れて、第7図の $\alpha = 0^\circ$ の実験結果を Vidal らの実験および Strong interaction limit (強干渉理論値) と比較すると、 $x/\lambda > 3 \times 10^2$ で著者らの実験値は Vidal らのものにわりに一致した値を示しており、 M_∞ や T_0 の上述の程度の差違は $2q/\rho_\infty u_\infty^3$ にさほどの影響を与えていないことがわかる。著者らの実験値も Vidal らのそれも $x/\lambda = 3 \times 10^2$ 付近から上流の領域で強干渉の理論値からの差が顕著になってくる。この点は第6図の $1/A\bar{x} \div 0.24$ の位置に対応しており、この差異は気体の希薄効果によるものであろう。

第6図では著者らの実験値は理論値よりも大きく、第7図では逆に Vidal らが用いた理論値よりも小さい。このような違いは ρ_∞ や u_∞ の4章で述べたような算出法、また λ の算出法、強干渉領域における理論計算法の Vidal らと著者らにおける相異によるものと思われる。

x/λ が 3×10^2 よりも小さいところでも、 $x/\lambda \div 90$ までは上に述べた強干渉領域と同じ程度に著者らの実験は Vidal らの実験結果と一致する。

Vidal らの実験では $x/\lambda \div 90$ で自由分子流の極限值 (Free molecule limit) の値に達し、それよりも大きな x/λ 値をとる領域をへて、この極限值に近付

いている。著者らの場合は、 $x/\lambda \div 90$ の位置は平板前縁から 1.7 mm の位置に相当しており、これよりもゲージを前縁に近寄せることがむづかしく、また M_∞ も 11.1 で気体もあまり密度の低いところまで希薄化していないので、 λ もさほど大きくなく、 $x/\lambda < 90$ の実験は行えなかった。第 7 図でみると、著者らの実験値を x/λ の値の少ないほうに外挿すると、Vidal らの場合と異なり、単調に自由分子流の極限值 0.028 に向かって増大していくようにみえる。この領域での熱伝達率の挙動に差があるかないかについては、さらに低密度の流れが得られる装置による研究にまちたい。

6. 結 語

燃焼駆動と圧力駆動の両方式で利用できる衝撃風洞を作り、まず燃焼駆動の場合のテーラリング条件をしらべ、著者らの衝撃風洞についてはテーラリングマッハ数が 6.7 ないし 7.4 であることを確かめた。つぎにこの風洞を用いて圧力駆動方式で、後ろ向き段をもつ平板の熱伝達の実験を行った。その結果、段よりも下流の無次元化した熱伝達率の最大値 $(\dot{q}/\dot{q}_{t,p})_{\max}$ の大きさは、一様流のマッハ数 M_∞ の大きさに依存しないとする Rom らの結果と異なり、 M_∞ が増大すると小さくなり、それが生ずる位置は Rom らの式で計算した位置よりも下流にあることが示された。また、迎角をもつ平板の熱伝達に円すいノズルの生ずるソースフローが及ぼす影響を計算する式を提案し、同じく圧力駆動方式で行った実験と比べ、平板前縁からの距離に相当する無次元量で言って、 $0.24 < 1/A \bar{x} < 0.4$ の範囲で妥当な一致を得た。さいごに、燃焼駆動方式で $M_\infty = 11.1$ 、 $T_0 = 7,900$ K の平板熱伝達の実験を行い、無次元の熱伝達率 $2\dot{q}/\rho_\infty u_\infty^3$ が、気体の平均自由行程 λ の倍数にして、平板前縁から測って $x/\lambda > 90$ の領域で、 $M_\infty = 20.6$ 、 $T_0 = 4,000$ K の Vidal らの実験とわりに一致した値を示した。しかし自由分子流の極限值に近づく傾向については両者相異なる可能性があることが示された。

本研究を行うにあたり、桜井晃氏（九大航教授）、野田政雄（元九大航助手）は衝撃風洞の製作にざん新な着想を提供し、調整や性能測定に優れた寄与をされた。また河上清治（トヨタ自工）、黒崎隆一郎（三菱電機）、近藤祐輔（三菱自工）、北原宏（全日空）、中島健一（九大教育学部修士）、近藤修（元九大応力修士学生）、上野隆司（東洋工業）、田島真二（東洋工業）、東保寛（本田技研）の諸氏は学士論文や修士論文において本研究にたずさわって成果を挙げられた。また保原充（名大航教授）、辛島桂一（宇宙科研教授）、曾我国男

（航技研）、山口裕（防大航助教授）には有益な示唆や参考論文入手にご協力をいただいた。これらの方々に深く謝意を表する次第である。

本研究における実験は九州大学航空工学科の衝撃風洞で、また数値計算は九州大学大型計算機センターの FACOM-200 で行った。

なお、本研究は文部省総合科学研究費の補助を得て行われたものである。

参 考 文 献

- 1) Nagamatsu, R. M., Geiger, G. W. and Sheer, Jr. H. R.: Hypersonic Shock Tunnel, ARS J., 29 (1959), pp. 332-340.
- 2) Chan, Y. Y., Mason, R. P. and Reddy, N. M.: Instrumentation and Calibration of UTIAS 11 in. $\times$ 15 in. Hypersonic Shock Tunnel, UTIAS Tech. Note, No. 91, June (1965).
- 3) Weisblatt, H. and Flagg, R. F.: Experimental Technique for Tailored Operation of a Combustion Driven Shock Tunnel, Proc. Forth Shock Tube Sympo., 1962, pp. 395-412.
- 4) 岩崎松之助、橋口真宜、近藤祐輔：衝撃風洞の特性と下向き段をもつ平板の熱伝達に関する実験的研究、九大工学集報, 54 (1981), pp. 247-253.
- 5) Rom, J., Seginer, A., Ariely, R. and Green, M.: Heat Transfer in Separated Regions in Supersonic and Hypersonic Flows, ICAS Paper, No. 72-14 (1972).
- 6) Rom, J. and Seginer, A.: Laminar Heat Transfer to a Two-Dimensional Backward Facing Step from the High-Enthalpy Supersonic Flow in the Shock Tube, AIAA J., 2 (1964), pp. 251-255.
- 7) 辛島桂一、佐藤 清：後向きステップ後流の剝離再付着流、衝撃シンポジウム（第 1 回）講演前刷集, 1974.11, pp. 187-194.
- 8) Karashima, K. and Hasegawa, K.: An Approximate Approach to Base Flow Behind Two-Dimensional Rearward-Facing Steps Placed in a Uniform Supersonic Stream, ISAS Rept. No. 501 (1973), pp. 357-384.
- 9) Wada, I. and Inoue, Y.: Heat Transfer behind the Backward Facing Step in the Hypersonic Flow, Proc. Tenth Int. Sympo. on Space Tech. and Sci., Tokyo, 1973, pp. 425-432.
- 10) 和田 勇、曾我国男、井上安敏：航技研ガン・タンネルの構造と特性およびその応用、NAL TR-556 (1978), pp. 1-33.
- 11) Holloway, P. F., Sterrett, J. R. and Creekmore, H. S.: An Investigation of Heat Transfer within Regions of Separated Flow at a Mach Number of 6.0, NASA TN D-3074 (1965).
- 12) Stollery, J. L.: Hypersonic Viscous Interaction on Curved Surface, J. Fluid Mech., 43 (1970), pp. 497-511.
- 13) 保原 充、中島時冬、渡辺静意、馬場範夫：膨張流中の円錐まわりの流れ、高速熱空気力学シンポジウム前刷集, 1973.2, pp. 9-17.
- 14) 岩崎松之助、橋口真宜、上野隆司、近藤 修：極超音速流中におかれた迎角をもつ平板前縁付近の熱伝達に関する実験的研究、九大工学集報, 55 (1982), pp. 371-377.
- 15) 岩崎松之助、橋口真宜、田島真二、東 保寛：高よどみ点温度極超音速流における平板前縁付近の熱伝達の測定、熊本工業大学研究報告, 9 (1984), pp. 181-188.
- 16) Vidal, R. J. and Bartz, J. A.: Surface Measurements on

- Sharp Flat Plates and Wedges in Low-Density Hypersonic Flow, AIAA J., 6 (1969), pp. 1099-1109.
- 17) Daum, F. L. and Cyarmathy, G.: Condensation of Air and Nitrogen in Hypersonic Wind Tunnels, AIAA J., 6 (1968), pp. 458-465.
- 18) 岩崎松之助, 野田政雄, 桜井 晃, 河上清治: 高圧室を長くした燃焼駆動型衝撃波管について, 軌道飛行の気体力学シンポジウム前刷集, 1976. 2, pp. 51-56.
- 19) 元吉照明, 桜井雅孝, 古川常雄: 90 mm ϕ 燃焼型衝撃風洞について (その II), 九大工学集報, 43 (1970), pp. 570-575.
- 20) 生井武文, 松尾一泰: 衝撃波の力学, コロナ社, 1983, pp. 167-171.
- 21) 元吉照明: 90 mm ϕ 燃焼型衝撃風洞について, 九大工学集報, 44 (1970), pp. 187-193.
- 22) Cheng, H. K., Hall, J. G., Golian, T. C. and Hertzberg, A.: Boundary-Layer Displacement and Leading-Edge Bluntness Effects in High-Temperature Hypersonic Flow, J. Aero. Sci., 5 (1961), pp. 353-381.