

衝撃風洞による超音速流の実験

玉 木 章 夫

1. ま え が き

最近ロケット・エンジンの発達によって、非常に高速の飛行体ができるようになった。そしてこのような飛行体を設計するさいの必要から、超音速あるいは極超音速の空気力学の研究が重要になっている。

生産技術研究所では数年前から観測ロケットの開発を行なっているが、たとえば高度 100 km に上昇するロケットでは最高マッハ数が 6 くらいであり、さらに高度 400~500 km に達するロケットではマッハ 10 くらいの速度を与えることが必要になるので、当面の問題としてこの程度の極超音速までの範囲にわたってロケット機体の空気力学特性を研究する必要がある。

ロケットの揚力係数、モーメント係数、抵抗係数などをはかるのに、風洞が用いられることはよく知られている。しかしマッハ 5~10 というような高速度の風洞は、建設に非常に費用がかかるし、運転もまた簡単ではない。

筆者は数年前から衝撃波管の応用としてマッハ 4~6 の気流を作る簡単な装置を作り、これによって超音速ないしは極超音速流の基礎的な実験を行なってきた¹⁾²⁾。これは一様な気流の継続する時間が非常に短い瞬間的風洞ともいべきものであって、最近この種の装置には衝撃風洞 (shock tunnel) という名前が付けられている。

われわれが初めに作ったものでは、気流の継続時間は 1/1000 秒の程度であって、光干渉計を用いて、いろいろな物体のまわりの流れの場の密度あるいは圧力の分布を求めるといような基礎的な実験にしか用いられなかった。しかしこの装置を大型にし、ことに管を長くすることによって、気流の継続時間を数十ミリ秒までのばせば、この流れの中におかれた物体にはたらく空気力を直接はかることができ、ふつうの風洞とほぼ同様な実用価値をもつようになると考えて、新たに大型のものを試作した。同時に抵抗線歪計式の天秤を作り、ロケット胴体などの法線力 (物体の中心軸に垂直な力) および風圧中心をはかれるようにした。

現在の装置はマッハ 4 ないしは 5 の実験、いいかえると“高い超音速”あるいは“低い極超音速”といわれる速度範囲の実験に適しているのであるが、ロケットのような 3 次元物体では比較的低いマッハ数でも、流れは極超音速の特徴をあらわすことから、観測ロケットの極超音速における空気力学特性の推定にかなり役に立ってい

る。風洞に比べると建設費の点で全く比較にならないほど安く、取扱いもはるかに簡単である。もちろん気流が瞬間的であるから、測定の精度などに関連して今後改良すべき点が多いが、高速風洞の施設にとほしいわが国ではこの種の衝撃風洞の利用価値が大きいと考えられるので、その概略を述べて、ご参考に供したいと思う。

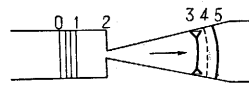
2. 衝 撃 風 洞

第 1 図は衝撃風洞の略図である。図の左半は高圧室で 5~10 atm の空気を入れる管である。右半は低圧室で、数 mm Hg まで排気される。実際には低圧室はかなり大きな容積をもっている。低圧室の入口はせま



第 1 図 衝撃風洞の略図

く、そのあとが拡散ノズルになっている。高圧室との境目にはセロファンあるいはうすい金属の膜をはり、その両側を所定の圧力にする。そして膜を破ると、高圧室の空気はノズル内に噴出し、ノズルの断面積の広がりに応じて超音速の流れをつくる。実際には、はじめ低圧室内にわずかながら空気が存在するので、噴出する空気の前頭にはやや複雑な流れができる。すなわち高圧室から噴出する空気は低圧室に存在する空気に対してピストンの役をしてこれを圧縮するので衝撃波がで



第 2 図 仕切り膜を除いたあとの流れ

きる。第 2 図は膜を取り去ってからわずか後の時刻における管内の流れの模様で、5 が先頭の衝撃波である。図の 4 は初めに膜の位置にあった流体粒子が占める位置であって、5 と 4 との間は低圧室内の空気が圧縮されたもの、4 から左は高圧室の空気が膨張したものである。衝撃波 5 によって圧縮された空気の圧力とノズル内で膨張した空気の圧力とは一般になめらかにつながらず流れてさからう向きの衝撃波 3 を生ずる (3 の右側の方が左側より圧力が高い)。この衝撃波は流れの剥離をともなって、図のように壁の付近で λ 型になる。初めに膜の両側に与える圧力比が上述のように大きいときには、3 の波は流れにおし流されて、極めてわずかな時間内に拡散ノズルおよびその下流にある測定室内は衝撃波のないなめらかな超音速流でみたされる。

この状態では、ノズル入口 2 (断面積 A_*) で流速は音

速に等しく、測定室（断面積 A ）における流れのマッハ数 M は、“定常”等エントロピー流の式にしたがって、面積比 A/A_* とつぎの関係にある。

$$\frac{A}{A_*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (1)$$

ただし γ は比熱比（空気では 1.4）である。 A/A_* と M との数値関係はたいていの気体力学の教科書に示されている。

われわれはこの流れを風洞として使うのであって、5 から 3 までの領域はせまいほどよい。このためには膜の両側の初期圧力比が大きいほどよい。

つぎに高圧室内を考える。膜をやぶることによって生ずる膨脹の擾乱は高圧室内にさかのぼるが、高圧室の管の断面積がノズル入口の断面積よりずっと大きいときには、この二つの断面の間の流れは速やかに定常になる。

ノズル入口 2 では、流速が音速に等しく、高圧室断面（面積 A_1 ）におけるこの定常流のマッハ数 M_1 (< 1) はやはり (1) で与えられる。そして静止状態 0 からマッハ数 M_1 までの膨脹は膨脹波群を通じて行なわれる。そして静止状態の絶対温度 T_0 と M_1 における温度 T_1 との間には一次元“非定常”等エントロピー流の式

$$T_1/T_0 = 1 / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^2 \quad (2)$$

が成り立つ。

一方 1 から測定室までの流れに対しては、“定常”等エントロピー流の関係式として

$$T/T_1 = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \quad (3)$$

が成り立つから、(2)と(3)から

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1 + \{(\gamma-1)/2\} M_1^2}{1 + \{(\gamma-1)/2\} M^2} \cdot \frac{1}{[1 + \{(\gamma-1)/2\} M_1^2]} \quad (4)$$

となる。 A_1/A_* が大きいときには M_1 が小さいので、

$$T/T_0 \approx 1 / \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right] \quad (5)$$

と見てよく、したがって測定室のマッハ数 M を知れば、その温度 T は高圧室の温度 T_0 からふつうの風洞と同じく (5) 式で計算してよいことになる。

測定室における超音速流の継続時間は、流れが低圧室の端に当たって反射してくるか、高圧室内を伝わる膨脹波がその端に当たって反射してくるかのいずれかによって定められる。低圧室が十分長い場合は後者によるが、

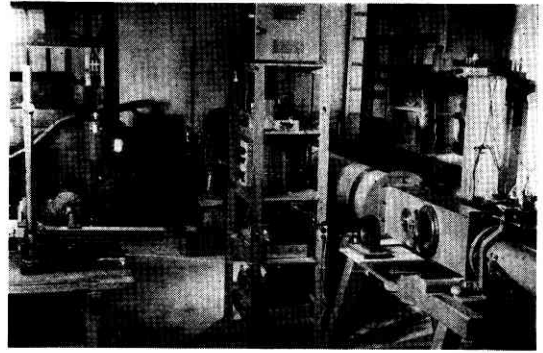


写真 1 衝撃風洞

この場合には膨脹波が音の速さで高圧室を往復する時間をもって近似的に気流の継続時間と見ることができる。

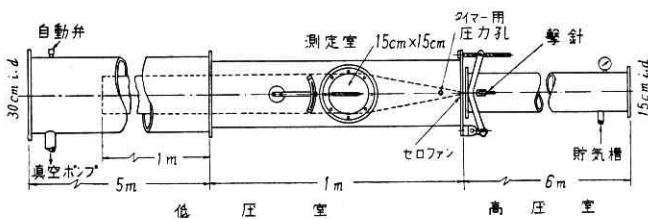
われわれが作った衝撃風洞を第 3 図および写真 1 に示す。第 3 図において右半が高圧室で、直径 15 cm、長さ 6 m の軟鋼製の円管である。左半は低圧室で、測定筒の部分 1 m だけが矩形で、あとは直径 30 cm、長さ 5 m の円管である。測定筒の内部には木製の拡散ノズル（上下の壁が直線的にひろがる）を入れ、測定部の風路断面は 15 cm 正方形である。そして下流の円管内には鉄板で作った同じ断面の風路が 1 m だけ挿入してある。

仕切り膜にはセロファン 3~5 枚を重ねて用い、高圧側の管壁に備えたパネ仕掛けの撃針によって斜め方向から膜をつきやぶる。膜の取りかえが容易に行なえるよう高圧室の管全体が滑車の上をすべるようにしてある。

低圧室の容積は十分大きくして、膜をやぶった後に管全体の圧力が大気圧以下になるようにすることが望ましいが、われわれの装置では幾らか大気圧をこすので、低圧室の末端付近の自動弁から空気が逃げるようにしてある。高圧室には 5~10 kg/cm² (ゲージ) の空気を貯気槽から供給し、低圧室は 2 台の油回転ポンプ (500 および 1600 l/min) を並列に使用して 4~5 mmHg まで排気する。

気流写真（シュリーレン法および干渉計による）の撮影にはマグネシウムを電極とする火花放電を用いる。放電のタイミングのため、低圧室の入口付近の孔に細い金属管をつなぎ、その端にアルミ箔の接点をおく。孔の位置を先頭衝撃波が通過すると、その圧力が導管内に伝わり、接点を接触させ、これがサイラトロンとイグニッションコイルを経て光源の火花放電をおこさせる。導管の長さをかえることによって撮影の時刻をかえることができるが、われわれの装置では測定窓の位置を第 2 図 3 の二次衝撃波がすぎ去ってから、ほぼ 40 millise の間一様な流れの状態が続くことが確かめられた。

流れのマッハ数を測定するにはシュリーレン写真からマッハ角をはかるのが最も簡単であ



第 3 図 衝撃風洞

る。拡散ノズルの上下の壁に小さい紙をつけて、これから出る微小擾乱波（マッハ波）の交角 2θ をはかれば $M=1/\sin\theta$ によって M が求まる。

われわれはこれまでに $M=2.7$ と 3.8 のノズルを使っているが、現在は $M=5$ のノズルの実験を始めている。

この形式の衝撃風洞で実現できるマッハ数の限界はだいたい $5\sim 6$ である。それはノズル内で空気を高いマッハ数まで断熱膨脹させると温度がいちじるしく下がって、空気の液化をひきおこすからである。たとえば高压室の空気が常温で、圧力が 10 atm であるとし、これが断熱膨脹したとすれば、空気の液化は約 50°K でおこるが、これは $M=5$ に対応する。実際には過冷却の現象があるため、いますこし高いマッハ数まで使用できるようなのであるが、それにしても $M=6$ 以上は無理である。

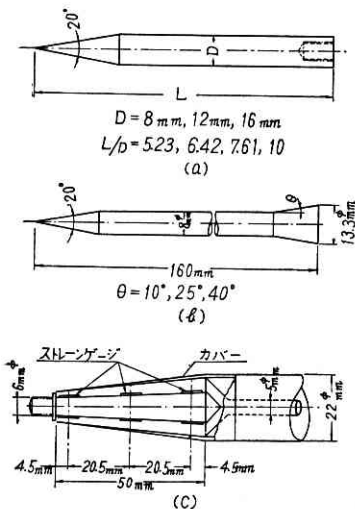
マッハ数の限界を上げるためには高压室の温度を上げる必要がある。高压室に入れる空気を電熱器やバーナーで熱することも考えられるが、一つの簡単な方法は 2 段階衝撃波管である。すなわち、第 1 図の装置の左端を仕切り膜として、その左にさらに高い圧力の管をおき、この管の空気の膨脹によって、中間室の空気を衝撃圧縮して温度を上げてから低压室内に膨脹させるのである。これについては 2) 参照。

3. 抵抗線歪計式天秤

気流中におかれた模型にはたらく空気力を測定するためには抵抗線歪計式の天秤を用いている。この種の天秤としては、ゲージ部を模型に内蔵する方式と、模型後端の支柱にゲージをはる方式とが考えられるが、この衝撃

風洞では使用される模型が小さいため、後者を採用せざるをえなかった。

第 4 図 (a), (b) はロケット胴体の模型、(c) は支柱とゲージのはりつけ法を示す。3 対のゲージを用いているが、支柱をもっと大きくできるならば、5 対くらいにす



第 4 図 模型と天秤

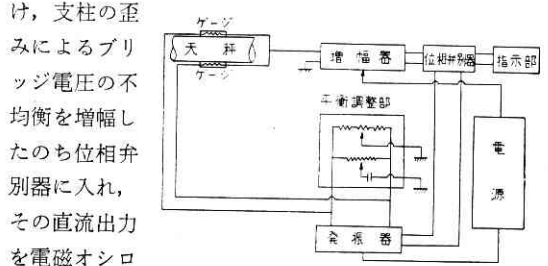
ることが望ましい。

この方式では、模型の中心軸に垂直にはたらく力（法線力）によって 3 対のゲージの位置に生ずる曲げモーメントをはかり、これから空気力の着力点（風圧中心）と

法線力とを求める。

支柱と模型とを組み合わせた系の固有振動数はできるだけ高いことが望ましいので、模型は軽くするためアルミニウム製とした。

歪計の電気回路はふつうのもので、支柱の上下にはられた一対のゲージが、ブリッジの二つの腕に入れられる（第 5 図）。このブリッジには 3 V 、 1500 cps の交流を



第 5 図 天秤電気回路略図

かけ、支柱の歪みによるブリッジ電圧の不均衡を増幅したのち位相弁別器に入れ、その直流出力を電磁オンログラフで記録

する。その 1 例を写真 2 にかかせる。この記録はかなり大きな振幅の振動をふくんでいるが、一樣流の継続時間

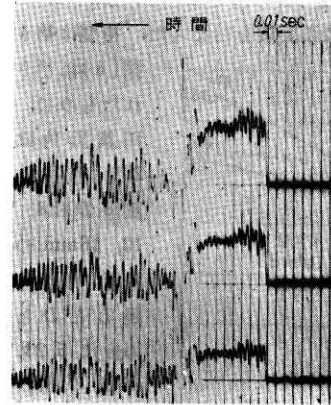
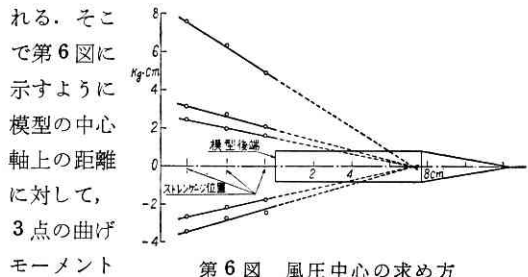


写真 2 天秤記録の例

中、平均としてほぼ一定の値を示すので、記録の立上がりから 40 millise 付近（一樣流の終わりに近い時刻）における平均値を読み取ることになっている。支柱の先端に既知の分銅を吊って検定を行なうことによって、上の記録から曲げモーメントの値が求めら



第 6 図 風圧中心の求め方

る。そこで第 6 図に示すように模型の中心軸上の距離に対して、3 点の曲げモーメント



第 7 図 円錐・円柱胴体の法線力曲線の例

をプロットし、これらの点を結ぶ直線を延長して中心軸との交点を求めれば、これが風圧中心となり、これから法線力が求まる。

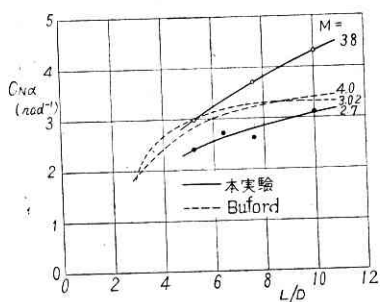
第 7 図は円錐・円柱胴体の法線力係数 C_N （法線力を動圧と円柱断面積との積で割ったもの）を迎角 α 対

してあげたものである。αの小さい範囲内でCNはαに対して直線的であるとみなされるから、この直線からα=0における法線力傾斜 $C_{N\alpha} = (dC_N/d\alpha)_{\alpha=0}$ を求めることができる。

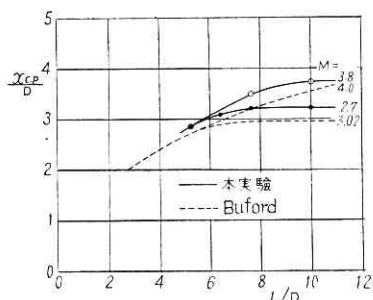
4. 実験例

われわれは観測ロケットの典型的な胴体として、円錐と円柱とを組み合わせたものについてかなりたくさんの実験を行ってきたので、その一端を紹介する。

実験の当面の目的は、迎角がある場合に円柱部にどのような揚力あるいは法線力がはたらくか、これによって胴体の風圧中心がどのようになるかということである。円柱部の法線力はその背面の流れの剥離にもとづくから表面の境界層の状態、いかえるとレイノルズ数の大きさが法線力係数に影響する可能性が考えられる。実際低速の実験ではこのことが認められている³⁾ので、今度の実験では模型の大きさおよび高圧室の初期圧力をかえることによって、円柱の直径で作ったレイノルズ数が 2×10^5 から 1×10^6 くらいまでの実験を行なった。模型は第4



第8図 法線力傾斜



第9図 風圧中心

をDで割ったものを示す。決まったL/Dに対しては、

図(a)に示されたもので、円錐頂角は20°、円柱の直径Dは8, 12, 16mmの3種、また全長LとDとの比は5.23, 6.42, 7.61, 10の4種である。

第8図はL/Dに対して $C_{N\alpha}$ をえがいたもの、第9図は同じく風圧中心位置を先端からはかった長さ x_{cp}

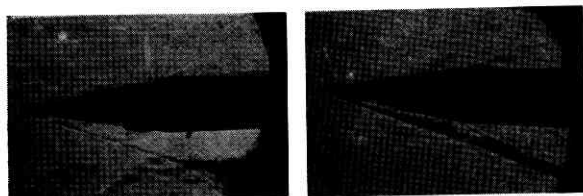


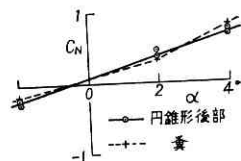
写真3 円錐・円柱をすぎる $M=3.8$ の流れ

レイノルズ数を上記の範囲内でかえても、その影響は現われなかったので、図にはこの範囲の平均値のみを示した。同じ図にアメリカの実験値⁴⁾を破線で記入した。これは連続式の風洞でえられたものであるが、われわれの実験とほぼ似た結果であって、このことから本文に述べたような簡単な衝撃風洞でも十分実用性のある資料がえられることが示されたといつてよいであろう。

写真3はシュリーレン写真の例である。α=4°の写真は円錐背面の流れが剥離していることを示す。またα=0°の場合でも円錐と円柱のつき目で流れが一度剥離して、その下流の境界層がかなり厚いことがわかる。頭部をなめらかな回転面にすることによって流れをもっときれいにして抵抗をへらす可能性があるように思われる。

高いマッハ数で尾翼の効きめが少ないことから、胴体の後端を円錐形にひろげたもの (frustum) で安定をとるという考えがある。

第10図はこれについての予備的な実験の結果の一つである。使用した模型は第4図(b)に示されたもので、底面を一定として円錐のひろき角θをいろいろにかえて、またθ=10°の円錐と同じ平面形の三角翼をつけた場合も実験してある。θの影響は誤差範囲内であって、ほとんど認められない。風圧中心位置は0.51~0.53L、 $C_{N\alpha}$ は8.5rad⁻¹である。なお、三角翼の場合の $C_{N\alpha}$ はこれよりいくらか小さいようである。



第10図 円錐形後部をもつ胴体の法線力曲線

5. むすび

以上に衝撃風洞とその実験結果の一端について述べた。この装置は流れの継続時間が短いだけに測定技術がむずかしいが、この点を研究すれば、連続風洞におとらぬ実用性をもつようになると考えられる。われわれは天秤による力の測定のほか、干渉計による圧力分布の測定を行っており、さらに抵抗をはかるための天秤も必要であると考えている。

終わりに、この衝撃風洞および写真撮影装置関係を担当した永井達成技官ならびに抵抗線歪計式天秤を担当した三石智技官に感謝の意を表する。(1960.4.2)

参考文献

- 1) F. Tamaki, Journ. Phys. Soc. Japan, 11, 434-439 (1956).
- 2) F. Tamaki & C. S. Kim, Journ. Phys. Soc. Japan, 12, 550-555 (1957)
- 3) F. Tamaki, Proc. 1st Symposium on Rockets and Astronautics, Tokyo 1959, 157-161, Yokendo (1960).
- 4) W. E. Buford, Journ. Aero. Sci. 25, 103-108 (1958).