

UDC 533.6.07:
533.665:
629.018.1

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-556

航技研ガン・タネルの構造と特性およびその応用

和田 勇・曾我国男・井上安敏

1978 年 12 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. まえがき	1
2. 記号表	2
3. ガン・タンネルの作動原理	3
4. 航技研ガン・タンネルの構成および構造	4
4.1 高圧室	5
4.2 中間室	5
4.3 銃身部	6
4.4 極超音速ノズル	6
4.5 測定部と模型支持装置	10
4.6 真空槽と排気装置	10
4.7 空気供給系と圧力制御盤	11
4.8 隔膜	11
4.9 ピストン	11
4.10 測定機器等	12
5. 航技研ガン・タンネルの作動特性	13
5.1 駆動部特性	13
5.2 測定部気流特性	15
6. 極超音速飛翔体の熱空気力学実験への応用	18
6.1 光学的実験	18
6.2 空気力および圧力に関する実験	19
6.3 温度および空力加熱の実験	21
7. ガン・タンネルの応用性と実用化対策	23
7.1 ガン・タンネル実験と実飛行との相似性	23
7.2 風洞としての実用化の対策	24
8. あとがき	25
文 献	26
附 録 A) 銃身端壁温測定によるよどみ点温度推算法	28
B) 極超音速における放射状流効果の修正法	29

航技研ガン・タンネルの構造と特性およびその応用*

和田 勇** 曾 我国 男** 井上 安敏**

The Structure, Characteristics and Applications of the NAL Hypersonic Gun Tunnel

Isamu WADA, Kunio SOGA and Yasutoshi INOUE

This report describes some development of the experimental technique achieved since 1967 to establish and enhance the capability of the NAL Gun Tunnel as a hypersonic test facility. Also demonstrated are the examples of the NAL Gun Tunnel applications to aerothermodynamic tests conducted at the Shock Wave Research Section of NAL with flows of $M_\infty=10\sim 14$ and unit Reynolds number of order 10^4 per centimeter. The capability to simulate the aerodynamics and the thermodynamics of the hypersonic vehicles flying at the upper atmosphere from mesosphere to thermosphere by the Gun Tunnel is mentioned, in addition to the brief introduction of the Gun Tunnel operation mode, and the possibility to extend its operation limits to wider Mach number and Reynolds number regimes is discussed.

Dimensions of the NAL Gun Tunnel are as follows: 200 kg/cm²G of the maximum supply pressure of the air, a high pressure chamber of 2 m in length, a 70 mm diameter barrel of 7 m in length and nozzle exit diameters of about 30 cm to issue the under-expanded free jets in the test section. The mechanical structure of each component and the measuring instrumentation of the Gun Tunnel are outlined.

The calibration of the flow in the barrel is discussed as functions of governing parameters such as the diaphragm pressure ratio P_d , the piston mass m_p , the diaphragm thickness d_t in order to determine the tunnel stagnation conditions. The stagnation pressure is measured by piezo-electric transducers. The stagnation temperature is determined by the methods developed by the present authors, i.e., (1) the measurement of the shuttle acoustic wave velocity near the end of the barrel, (2) the surface temperature measurement of the barrel end plate using the thin film thermometer. The calibration of the hypersonic flows established in the test section through three kinds of nozzles ($M=10$ conical, $M=11.56$ contour and $M=14$ conical nozzles) is discussed in detail under various stagnation conditions with reference to Pitot pressure and Mach number distributions.

The developed method is presented to correct the source flow effects caused by the conventional hypersonic conical nozzles on aerodynamic characteristics, such as pressure and forces on the models, which may be extended to deal with the non-uniformity effects of the flow in the test section. A specially designed contour nozzle described in this report is found to give sufficiently uniform flows as expected.

1 まえがき

1950年代からの宇宙開発の進展に先立って、極音速飛翔体の熱空気力学的データを取得するための各種地上設備

* 昭和53年10月11日受付

** 空気力学第一部

の開発が進められ、極超音速流の理論的・実験的研究が世界各地で行われるようになった。⁽¹⁾

人工衛星の打上げおよび回収時等の高速飛翔体の飛行領域のマッハ数、レイノルズ数、エンタルピにおける熱空気力学的特性を模擬するために、衝撃風洞測定部内に高速飛翔体模型を射出し、大きな相対速度を得る方法とか、バリ

スティック・レンジ等で飛翔体模型を飛行させる方法などが考案されており、米国などでは実用化されている。

しかし、一般に地上でマッハ数、レイノルズ数、エンタルピ等を共に一致させることは難しいので、その目的に応じて主要パラメータを合わせるような極超音速試験装置を使用するのが通例である。

これらの装置のうち、衝撃波管を利用した方式は比較的簡単な設備で高速気流を成立させることができ、有用な実験データが得られるので、広く利用されている。⁽²⁾わが国でも、早くから衝撃風洞が利用され、極超音速流の実験が行われてきた。⁽³⁾

当研究所においても、昭和37年度からペブル加熱器を用いた大型極超音速風洞（測定部直径50cm）の建設が始められ、昭和42年度に完成した。⁽⁴⁾それと並行して、より広範囲の飛行領域における空力特性を得るために、昭和40、41年度に、その高圧空気源（200kg/cm²G, 18m³）を利用したガン・タンネル（中型衝撃風洞）を設置した。本風洞は、特に飛翔体に働く空気を測定できるようにするため、低圧室（銃身部）にピストンを挿入できるガン・タンネル方式として使用できるように設計されている。

このようなガン・タンネル方式は、米国で考案された⁽⁵⁾が、後に英国で改良が行われ、大型化された。この方式は普通の衝撃風洞と比べて流れの持続時間が一ケタ以上延長できるが、それでも通常の風洞に比べると測定に使える時間は短いので、各種測定法の改善とその実用化に重点が置かれてきた。

本報告は、航技研ガン・タンネルの構造と特性、およびこれを利用した研究の概略を総合的に示し、この種の次期大型風洞の計画、設計への参考資料の一つとするものである。

2 記号表

A	流路断面積、あるいは物体の全表面積
A_X, A_R	動圧分布表示に表われる定数
a	音速
C	比熱
C_A	軸力係数
C_D	抵抗係数
C_l	横揺れモーメント係数
C_m	縦揺れモーメント係数
C_N	垂直力係数
C_n	偏揺れモーメント係数
C_P	圧力係数
C_Y	横力係数
d	圧力導入管路内径

d_n	模型鈍頭部直径（図B-2参照）
d_t	隔膜の肉厚
h	ステップ高さ
I	電流
(i, j, k)	x, y, z 各座標軸方向単位ベクトル
k	熱伝導率
L	模型先端よりステップ迄の距離
l	圧力導入管路長さ、あるいは物体の長さ
M	マッハ数
m_p	ピストン重量
\vec{n}	物体表面法線ベクトル
P	圧力
P_{end}	銃身端面で測定される圧力
P_{02}	垂直衝撃波下流のよどみ圧、ピトー圧に等しい
q	動圧
\dot{q}	熱伝達率
R	空気の気体定数、あるいは径方向座標、あるいは抵抗値
r_b	物体底面の半径
r_n	物体頭部の曲率半径
R_e	レイノルズ数
$R_{e,oi}$	$\rho_{oi} a_{oi} d / \mu_{oi}$
S	無次元エントロピ、あるいは $\pi d^2 / 4$ 、あるいは表面積
T	温度
t	時間
U	流速
V	流速、電圧
\vec{V}	速度ベクトル
V_c	圧力測定系キャピティ容積
(X, Y, Z)	風洞座標系
(x, y, z)	模型座標系
x	距離
Z_{oi}	無次元量、 $(l/d) / R_{e,oi}$
α	迎角、あるいは定数（A-5式参照）
β	横滑り角
γ	比熱比
ϵ	微量量（ $\ll 1$ ）、21ページにおける $1 - P_{c_{final}} / P_{oi}$
ϵ'	ふれ角、（図B-2）参照
η	相似変数 $(x/2 \sqrt{at})$ 、あるいは \vec{V} と \vec{n} のなす角度
θ	角度
θ_c	円錐半頂角

- μ 粘性係数
- ξ 距離, あるいは模型頭部鈍さ (r_n/r_b)
- ρ 密度
- ϕ, ϕ'' 角度 (図 B-2 参照)

添 字

- 0 よどみ点状態
- 1, 2, 3, 4, 5 $x-t$ 線図 (図 1) に示される各領域に対応する状態
- ∞ 自由流の値
- a 空気の物性量
- b ガラスの物性量
- c 圧力測定系キャピタリ内の状態, ただし θ_0 を除く
- i 圧力測定系導入管入口の状態
- r 参照点位置における状態
- s 入射衝撃波に関する状態
- W 壁面における状態

3 ガン・タンネルの作動原理

極超音速ガン・タンネルは、衝撃波管(ショック・チューブ)の端末に膨張ノズルをつないで測定室中に極超音速気流を作る装置であり、通常の反射型衝撃風洞(ショック・タンネル)と異なる点は、低圧室(銃身部)に自由に動く

ことのできるピストンを有することである。このピストンの存在によって管端部の気体はさらに高温・高圧となり、またその気体をもともと高圧室にあった駆動気体と仕切る役割をする上に、ピストンと圧力波との大きな相互作用が緩和してから後の状態を貯気槽気体として使用するので、気流の持続時間は衝撃風洞にくらべて一ケタ以上の増大を期待できる利点がある。

ガン・タンネルの作動原理については既に多くの研究がなされているので、^(16~15)以下では定性的に述べるにとどめるが、その概略は、管内の流れを一次元流とみなしてピストン径路や波系の動きを図示する、いわゆる $x-t$ 線図で見ると分かりやすい。図 1-a) および b) にそれぞれ衝撃風洞とガン・タンネルの場合の $x-t$ 線図を示す。ガン・タンネルの作動モードを簡単に述べる:

第一隔膜(以下各部の構成については図 3 を参照のこと)が破られると、ピストンはその前後の圧力差によって銃身端に向かって駆動され、その前方にピストンから出発した圧縮波群が先行する。これらの圧縮波群は合体して一つの強い衝撃波となり、銃身内の気体中を超音速で進み、銃身端面に衝突・反射した後、ピストンと銃身端との間を繰返し往復し、やがて減衰して音波となる。この間に図 16 の写真の上のトレースで示される P_{end} の履歴から分かるように、ピストンと銃身端との間の気体はこの複雑な波系による圧縮過程によって最初は大きな圧力のピークを生ずるが、や

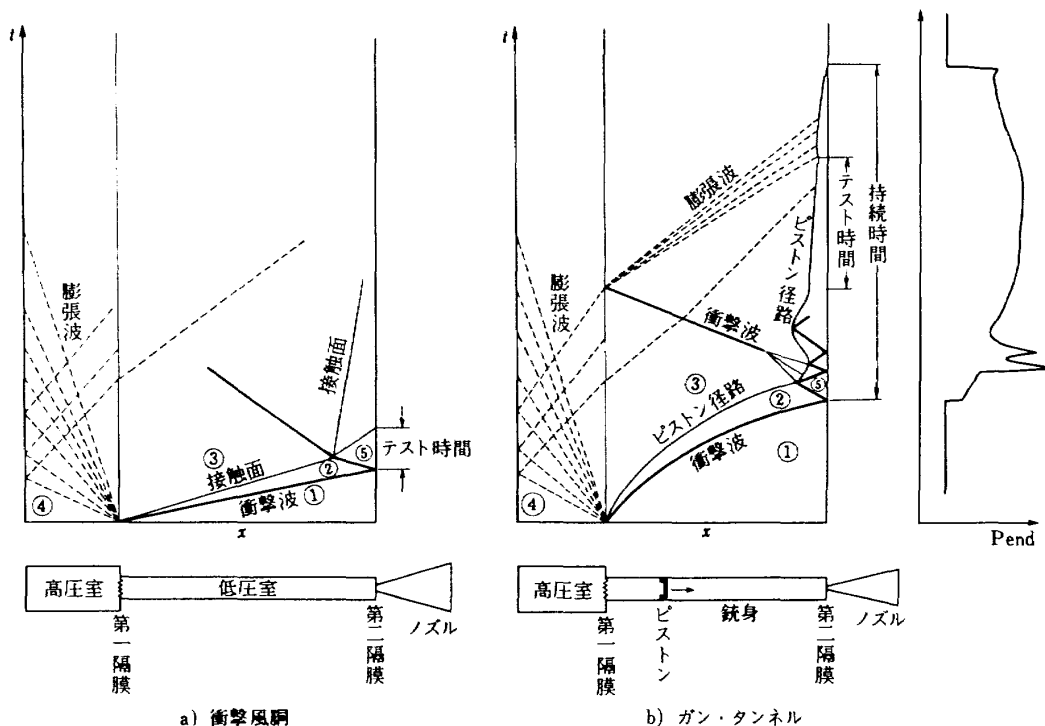


図 1 駆動部における $x-t$ 線図

がほぼ一定の高温・高圧状態となり、これが極超音速膨張ノズルのための貯気槽気体となる。第二隔膜は最初の衝撃波の入射による圧力、温度上昇にもない自動的に破れ、極超音速ノズルが始動して測定部に極超音速気流が成立する。気流はピストンが端末に到着する迄持続するが、後述のようにその到達前に膨張波が端末に入射してきて、それまでのほぼ一定圧力状態から減圧されるので、その時点までを風洞のテスト時間と考える。ガン・タンネルのテスト時間は高圧室や銃身部の長さ、内径、ノズルスロート径、初期圧力等により変るが、大体 $10 \sim 100 \text{ msec}$ のオーダーである。

一方、衝撃風洞ではピストンがないので、第一隔膜が破れると極く短時間に一定速度で進行する衝撃波が形成され、その後に密度と温度の不連続面である接触面が進行する。低圧室下流端では、衝撃波の反射後高温・高圧のよどみ点

状態の気体が生成され、それは反射衝撃波が接触面と衝突して反射した波（衝撃波の場合と膨張波の場合とがある）が再び端末に入射するまで一定の温度・圧力を保ち、この時間がテスト時間となる。この時間は通常数ミリ秒程度である。

このようにガン・タンネルは衝撃風洞と比較すると風洞よどみ点状態をより高温・高圧にできる上、気流の持続時間も一ケタ程度長くなるなど、風洞実験上多くの可能性および測定上の利点を有している。

4 航技研ガン・タンネルの構成および構造

本極超音速ガン・タンネルの全ほりを高圧室側から撮影した図2の外観写真で示す。この写真から分かるように、本体はコンクリート基礎に固定された架台上に設置されている。図3はガン・タンネルの各構成要素を示すブロック

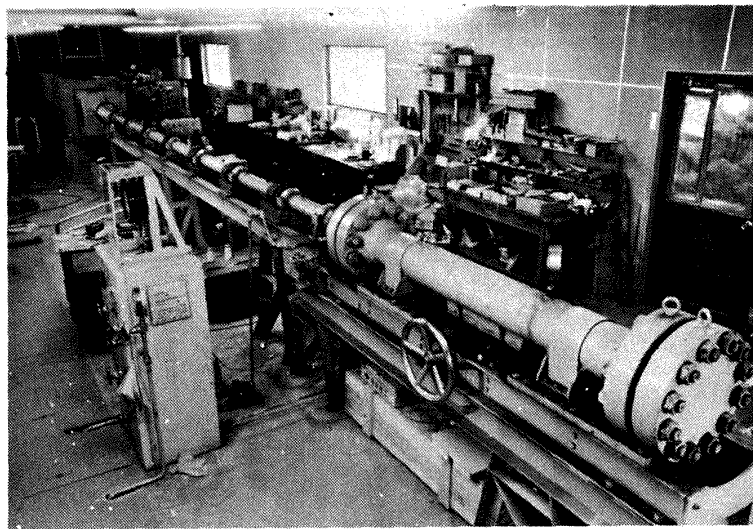


図 2 ガン・タンネルの外観写真（高圧室側から見た写真）

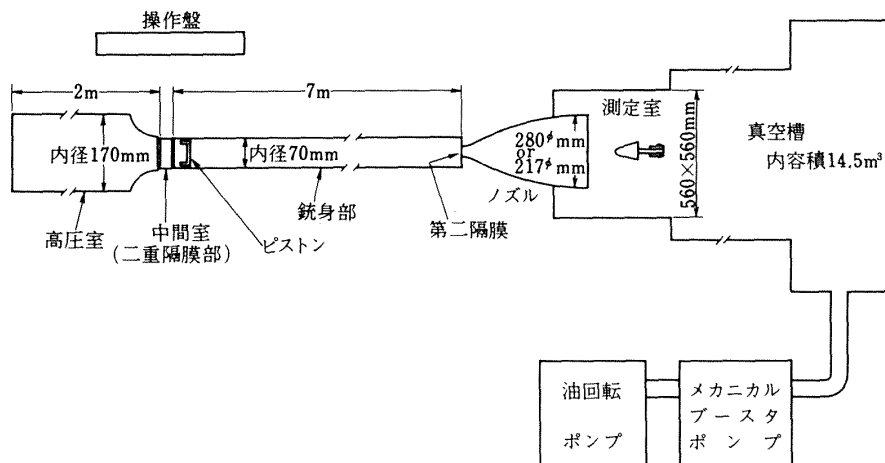


図 3 ガン・タンネル構成ブロック図

図である。以下に各要素の概略を記す。

4.1 高圧室

極超音速ガン・タンネルでは流れのレイノルズ数を高めるため、さらに模型に働らく圧力、力などをなるべく大きくして測定を容易にするため、あるいは高いよどみ点温度を得るためなどの理由から、よどみ点圧力を高くする必要がおこる。このためには P_{41} （始動前の高圧室圧力 P_4 と銃身部圧力 P_1 との比）を与えると、 A_{41} （高圧室断面積 A_4 と銃身部断面積 A_1 との比）を大きくするほど、よどみ点圧力が高くなる^(2,16)ことが知られている。また、本ガン・タンネルにおいては通常 T_{41} （上と同様の意味）=1として作動しているが、この値を大きくすれば入射衝撃波の強さは増加して、その結果よどみ点圧力、よどみ点温度は高くなる^(2,16)ことが知られている。

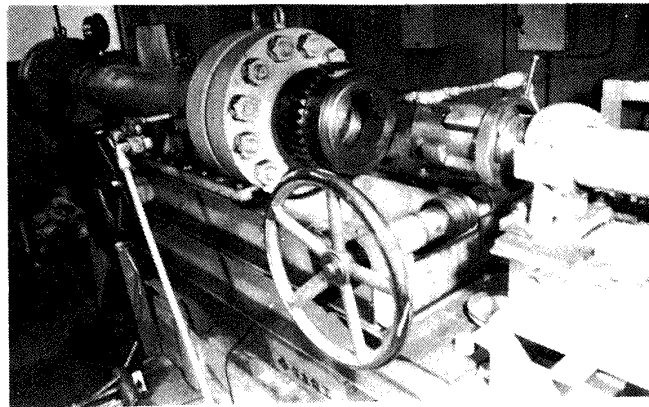
以上のような点を考慮し、また既設極超音速風洞の高圧空気源を使用することもあって、本ガン・タンネルでは常用最大圧力を 200kg/cm^2 に設定し、長さ 2m 、内径 170mm 、肉厚 23mm の高圧用鋼管を使用している。この高圧室は 300kg/cm^2 の油圧耐圧試験が施されている。高圧室全体は架台の上を前後に動き、第一隔膜部（中間室）において隔膜の装着・交換を行うようにしている。

4.2 中間室

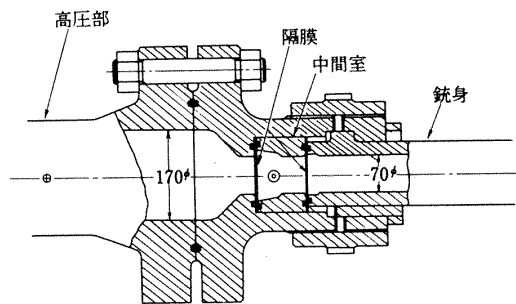
ガン・タンネルの始動は高圧室の銃身内の気体を隔てる第一隔膜を破ることによって行われる。

本ガン・タンネルでは、高圧室、銃身部間に図4に示すような中間室を設け、その両端に一枚ずつのアルミニウム隔膜をOリングを介して挿入し、高圧室と中間室および中間室と銃身部とをそれぞれ仕切る。この二重隔膜機構によって任意の設定圧力（ P_4 および P_1 ）の下にガン・タンネルを始動させることが可能となる。すなわち、設定された圧力差、 $P_4 - P_1$ では破れるが、その半分の圧力には耐え得る強度の隔膜を2枚使用し、それらによって高圧室と銃身部から仕切られた中間室に $(P_4 - P_1)/2$ の圧力を加えておく。この小さな中間室内の空気をわずかに減圧し、高圧室圧力との差が破膜限界圧力を超えると、最初に高圧室側の膜、続いて銃身側の膜がほとんど同時に破れることによってガン・タンネルは始動する。なお、隔膜が完全に開口しないで流路をブロックすると、その位置でチョークする可能性もあるので、図4-b)に示すように膜のすぐ下流の管断面積を増大させて破膜後の膜が収まるように工夫している。

高圧室と中間室は図4-a)、-b)に示すように銃身部とクラッチ機構によって緊密に連結される。この機構によ



a) 外観写真



b) 断面図

図4 中間室、二重隔膜機構、クラッチ機構

り、膜の取り替えと作動後の内部の掃除が容易に行える。

4.3 銃身部

銃身部は架台上に固定されている。

ガン・タンネルを用いる実験においては、測定部における気流持続時間が長いほど諸量の測定が容易になるので、長い持続時間を得るように設計するのが通常である。そのためには図1-b)の $x-t$ 線図から明らかなように、気体の流出持続時間を増すために銃身の体積を増すことその他に、高圧室と銃身の接合部における断面積の変化する個所で反射衝撃波が再反射して膨張波となりピストンへ入射してくるまでの時間を遅らせること、したがって銃身の長さを可能なだけ長くする必要がある。

本ガン・タンネルでは以上の諸条件を考慮して銃身全長を7mとしたが、これだけの長さをホーニングするのは非常に高価なので、長さ1m、内径70mm、肉厚20mmのパイプ7本を内面を充分滑らかに仕上げつないだもので銃身部を構成している。このやり方で何ら問題を生じていない。なお、上流側4mは常用最大圧力を200kg/cm²とし、300kg/cm²の油圧耐圧試験を施した鋼管を用い、下流側3mについては、ほぼ P_4 に等しい高圧となる上に、短時間(1 msec以下)ながら発生するその数倍のガン・タンネル特有のピーク圧と高温に耐えるように、常用最大圧力を300kg/cm²とし、600kg/cm²の油圧耐圧試験を施したステンレス鋼管を使用している。

銃身壁には衝撃波の探知、壁面圧力、温度測定等のために、14個所の測定素子取付孔が設けられている。

銃身端にはクラッチ機構によりノズル部が結合される。この結合機構の概略を図5に示す。

ガン・タンネル始動前は測定部の真空と銃身部気体(通常1気圧になっている)とは、銃身端壁のノズル入口をセロテープ(第二隔膜)で仕切ることによって隔てられている。なお、何らかの理由でこのセロテープによる気密状態が不完全となると銃身部も測定部と同じ圧力(0.01 mmHg程度)に減圧されることとなり、この状態で始動するとピストンはピストン前方の気体によるクッション効果がないので高速で銃身端に激突し、大きな故障につながる。そこで始動前の銃身部圧力の低下を検知し警報を発する誤操作防止装置(図6)を考案し、銃身壁上の2個所に設置している。

4.4 極超音速ノズル

測定室内に極超音速流を得るには、銃身端壁とピストンとの間の圧縮された高温・高圧の気体を銃身端に続くノズルを通して十分に減圧された測定室へ噴出させる。この極超音速ノズルの設計にはいくつかの制約が考えられる。一つには銃身端開口面積(ノズル・スロート断面積にほぼ等しい)が銃身断面積に比べて十分に小さいことが必要である。そうでなければ、衝撃波の銃身端からの反射が不完全となり、したがって高い P_0 、 T_0 が得られなくなる。また、一様なよどみ点状態が確立される以前に気体が流出しつくすことにもなる。第二には、一般的に気流持続時間を長くするほど測定には有利であるから、銃身の内容積が一定の場合には、ノズル・スロート断面積が小さいほど持続時間が増すことを考慮しなければならない。この点は極超音速流のように測定対象となる物理量のオーダが小さい場合には特に重要となる。第三には、充分な尺度の模型を使用するためには、ノズル出口断面積があまり小さくできないこ

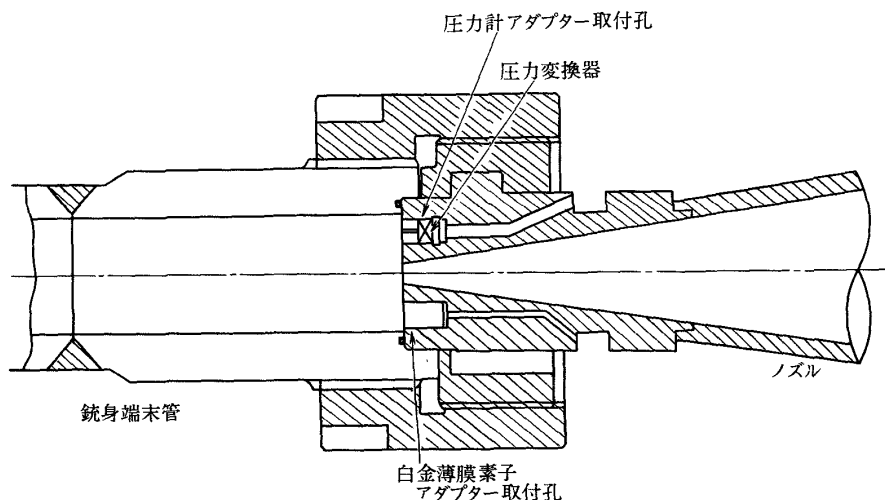


図5 銃身端およびノズル スロート部断面図

とである。さらに、極超音速ノズルでは、壁上境界層が非常に厚くなり、中心部の一様な気流断面積（テスト・コア）が小さくなることを考慮しなければならない。

以上の点を考慮して、本ガン・タンネルで使用する円錐ノズルとコントップ・ノズル（測定部で一様な気流を得るよう設計されたノズル）の諸元は表1に示すようなものを選んだ。円錐ノズルは、設計マッハ数10, 12, 14の3

種類があり、そのうち12と14のものは、ノズル後部を共通に使用し、それに接続されるスロートを含む上流側ブロックを交換することによっていずれにも使用できるようになっている。マッハ数10のものは一体構造である。コントップ・ノズルはマッハ数11.56用のもののみである。

円錐ノズルは、その機械加工が容易であるという利点もつが、欠点としてノズルの開き角が大きいと放射状流の

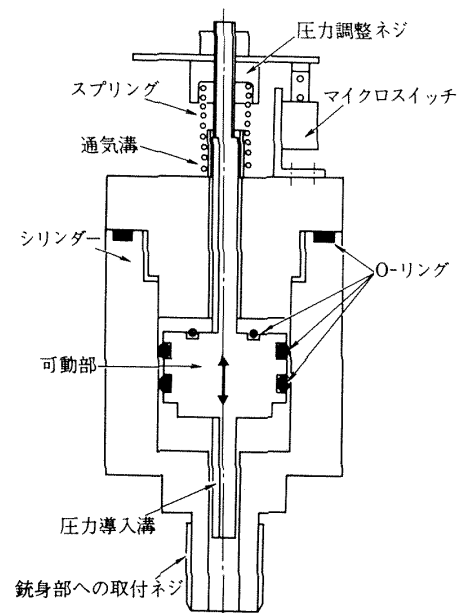
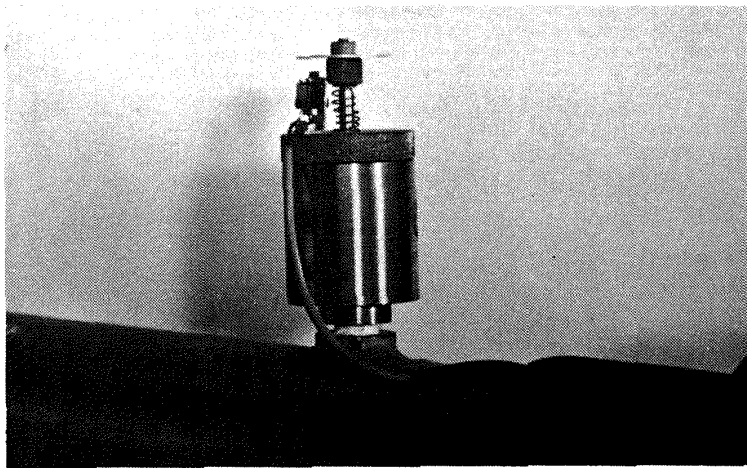


図 6 誤操作防止装置

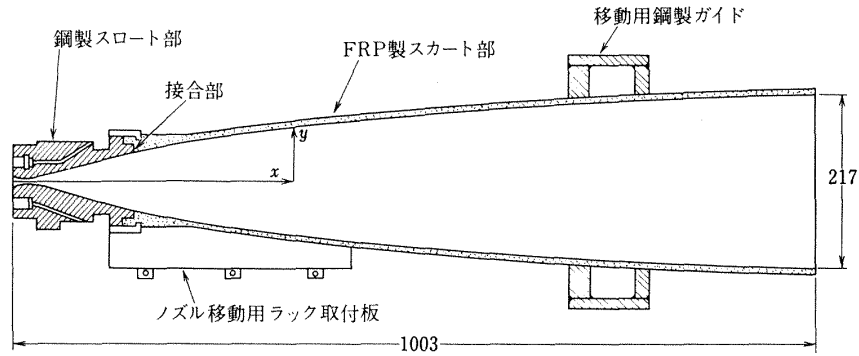
ノズル形状	ノズル出口 設計マッハ数	スロート径 (mm)	スロート対銃身 断面積比	出口径 (mm)	長さ (mm)	半頂角 (度)	備 考
円錐ノズル	10	121	33.5	280	900	8.48	
	12	7.8	80.5	280	903	8.69	スロート部取替可能
	14	5.4	168	280	903	8.69	〃
コントップ・ノズル	11.56	6.6	112	217	1,003	—	

表1 ノズル諸元

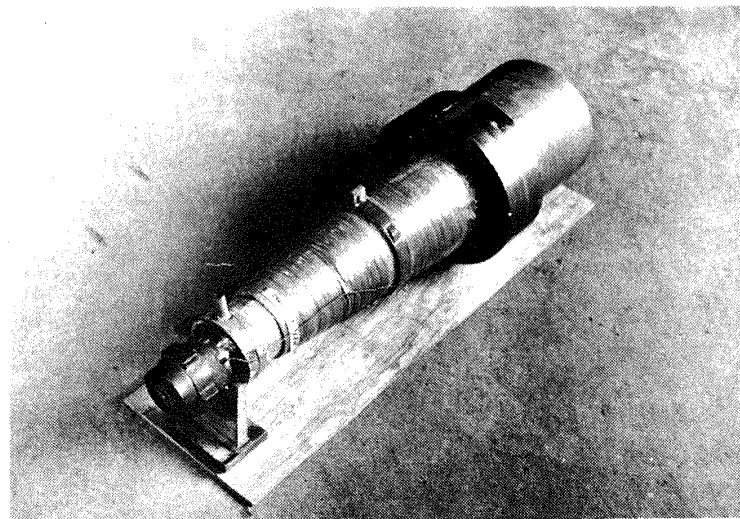
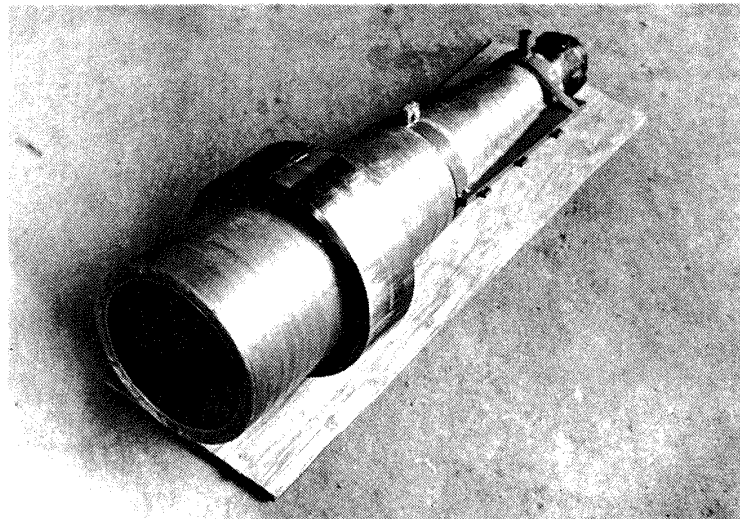
効果が無視できなくなり、本報で述べるように、測定結果にそれぞれの場合に応じた補正（補正法については 6.2 節および附録 B を参照のこと）を施さねばならぬようになることが挙げられる。

このような円錐ノズルの欠点を避けて測定部に一様流を得るために、設計マッハ数 1.56 のコントゥア・ノズル

を製作・使用している。このノズルの断面図を図 7-a) に、外観写真を図 7-b) に、内面形状の座標を表 2 に示す。コントゥア・ノズルの内壁面形状は気体の熱力学的不完全性を考慮した毛利の計算プログラム⁽¹⁷⁾を使用し、電子計算機 HITAC-5020 F によって計算した。なお、境界層排除厚の影響は考慮していない。また計算値では、設計マッハ



a) 断面図



b) 外観写真

図 7 コントゥア・ノズル (出口設計マッハ数 11.56)

数を12としてノズルの長さが1,891 mm, 出口内径を250 mmとしたが, 現実のノズルでは銃身部と測定部との間隔の制限から下流側の断面積変化の少ない部分を除いて全長を1,003 mmに抑え, そのために出口径は217 mmとなり, 断面積比から定まる出口マッハ数は1.156となっている。しかし, 流れに沿って発達する壁面境界層の排除厚を考慮すれば, 出口でほぼ一様な流れが得られるものと考えられる。

コントゥア・ノズルの試作にあたっては, スロート部はそこで熱伝達量が最大になることなどから, 高温・高圧の状態に耐えるよう考慮し, スカート部については, 長い複雑な内壁面形状の加工が通常の機械加工では極度に困難であり, また気流からの熱伝達や圧力が小さいことなどを考慮して, スロート部を鋼で製作し, スカート部は計算された内壁面形状を外壁とするアルミニウム製マンドレル(図8)を作った上に, カーボンの微細繊維を巻きつけ, その外側をFRP材料で成型したもので製作し, 両者を滑らかに接続することによって全体のノズルを構成した。この接合具合を調べるために製作したダミーの断面図を図9に示す。製作されたノズルの内面粗さは5 μm以下である。こ

のFRPによる製法によって, 電気メッキによる成形法などの高価な方法をとらなくても, 充分良好なガン・タンネル用ノズルが得られた。

ノズルはラック・ピニオンにより測定部の円筒状ノズル受け部を摺動させて前後に容易に動かせる構造とし, ピストンの取りはずし, およびピストンの摩耗や隔膜の破膜に

表2 コントゥア・ノズル内壁面座標

x : 中心軸方向距離, y : 半径

* スロート(最小断面積部分)を示す

x (mm)	y (mm)	
0.0	3.5	◀ 円錐面
25.67	3.36	◀ 球面
26.24*	3.32*	◀ 球面
27.93	3.70	◀ 円錐面
36.01	7.47	◀ 円錐面
38.00	8.39	
40.50	9.545	
43.00	10.68	
45.50	11.73	
48.00	12.71	
50.50	13.625	
55.50	15.305	
60.50	16.94	
70.50	19.93	
80.00	22.51	
90.00	25.135	
100.00	27.585	
110.00	29.89	
120.00	32.06	
150.00	38.13	
170.00	41.74	
220.00	49.75	
270.00	56.69	
320.00	62.82	
370.00	68.37	
420.00	73.32	
470.00	77.825	
520.00	81.95	
570.00	85.72	
620.00	89.22	
670.00	92.42	
720.00	95.415	
770.00	98.19	
820.00	100.71	
870.00	103.06	
920.00	105.21	
970.00	107.19	
1,003.00	108.51	

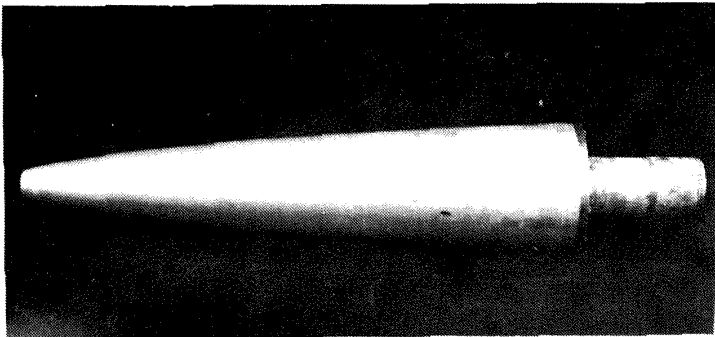


図8 コントゥア・ノズル製作用アルミニウム・マンドレル

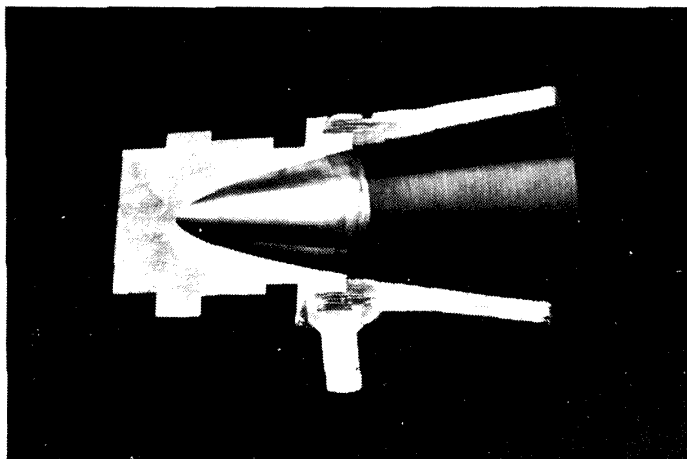


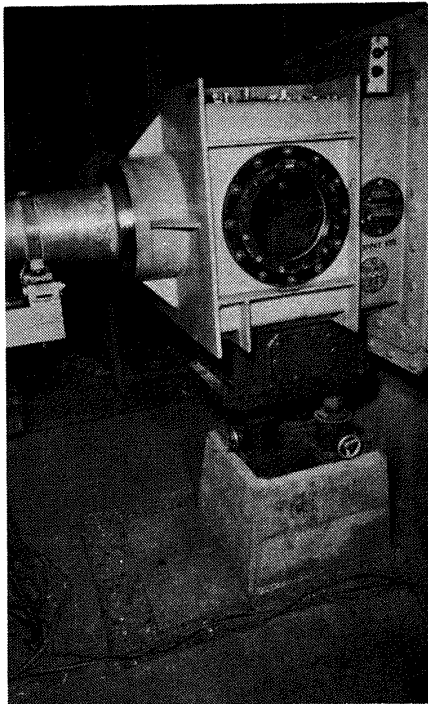
図9 コントゥア・ノズル・ダミーの接合部付近の断面写真

伴う微細金属粉や細片等のための銃身部の掃除，第二隔膜（後述）の交換等が1分程度の時間で行える。

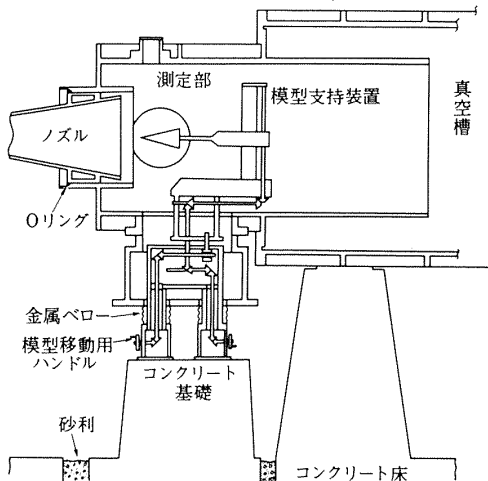
4.5 測定部と模型支持装置

測定部と模型支持装置およびその基礎部の外観写真を図10-a)に、その概略図を図10-b)に示す。

測定部はノズルの末端部と模型支持装置を含む560mm×560mm、長さ1,190mmの室であり、ノズルから出た気流はここに自由噴流として極超音速気流を作る。測定部の



a) 外観写真



b) 概略図

図10 測定部と模型支持装置

両側面には光学観測用のガラス窓（ガラス径220mm）がはめられ，模型の取り付け等の作業の際は，それらを取りはずして行い。その他，上部壁も含めて壁面に5個所の計測データ取出口（これらは電子線密度測定用の電子銃等の測定装置，あるいは模型の一部を取付けるのにも利用できる）が設けられている。

模型支持装置は本体とは区別された独立基礎上に設置されており，測定部外壁との接続は金属ベローを介してなされている。これらの構造によって，ガン・タンネル作動時の機械的振動の影響が効果的に除去されるようになっている。支持装置に取付けられた模型等は，ベロー下部に位置するハンドルを外部から操作することによって，歯車機構により前後に100mm，上下方向に250mm，連続的に移動させることができる。移動後はクランプ機構によってその位置に固定される。模型の迎角はあらかじめ設定することができる。

4.6 真空槽と排気装置

真空槽は，その初期圧力が極超音速ノズルを始動させるのに十分な程度に低くしなければならず，またその容積は十分な時間のあいだ測定部において極超音速流を継続させ得る真空度を維持するのに充分なだけ大きくなければならない。

本ガン・タンネルの真空槽は測定部下流に続いて位置し，14.5m³の内容積をもち，通常0.005～0.01mmHgの初期真空度に設定する。

測定室および真空槽の排気装置として1,250m³/hrのメカニカル・ブースタポンプ（設定起動圧力150mmHg）1

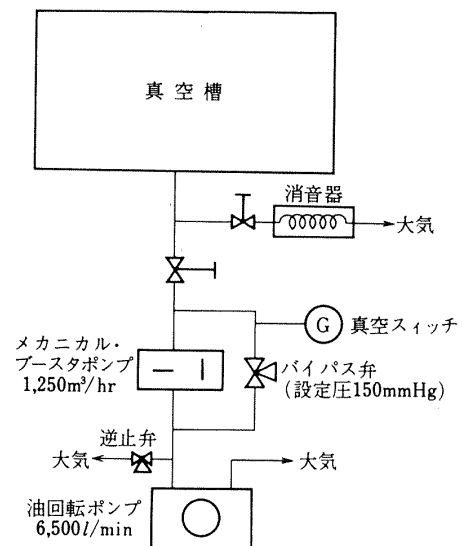


図11 排気系統ブロック図

台と、 $6,500\text{ l/min}$ の油回転ポンプ1台を直列に配置し、約30分間で 10^{-3} mmHg 程度の真空度を得ることが出来る。図11にその配置のブロック図を示す。なお真空槽の圧力はマクラウド・ゲージで測定される。

ガン・タンネル作動後、真空槽内を再び大気圧に戻すため、大型自動車用マフラを転用した消音器つき空気取入用バルブを試作・使用している。

4.7 空気供給系統と圧力制御盤

本極超音速ガン・タンネルの作動気体としては、高圧室、銃身部とも通常は乾燥空気を用いる。図12に空気供給系統のブロック図を示す。高圧室に最高 200 kg/cm^2 の空気を供給するために、本ガン・タンネルでは当所極超音速風洞用高圧空気源⁽⁴⁾(200 kg/cm^2 の乾燥空気)から高圧配管で供給している。

圧力制御盤では、高圧室、中間室への高圧空気の供給、中間室の減圧によるガン・タンネルの始動および作動後の駆動部からの空気放出などを操作し、空気源、高圧室、中間室および銃身部の圧力監視機能もここに集中している。これらの操作はすべて手動バルブで行っている。

4.8 隔膜

隔膜は初期の設定圧力に耐え、始動にあたっては急速にかつ完全に開口することが望ましい。第一隔膜の開口時間が長いと初期衝撃波の形成が遅れ、 P_0 、 T_0 の値は高くなり、また開口が不完全であると、そこで流れがチョークし、ピストンの十分な加速が行われず、やはり P_0 、 T_0 の高い値が得られない。

本ガン・タンネルでは高圧室と銃身部とを隔てる2枚組の第一隔膜には、焼き鈍しされたアルミニウム板を用いる。いわゆる二段膜始動法を採用するため、 $(P_4 - P_1)/2$ よりも 10 kg/cm^2 程度高い圧力差で破れるような膜厚を選

ぶ。焼き鈍しアルミニウム板の破膜限界圧力については、膜を $70\text{ mm}\phi$ の銃身内径で周辺を固定された場合に、厚さ 0.1 mm あたり約 4 kg/cm^2 であり、ほぼ厚さに比例して増すことを実験的に確認した。また、開口にあたって膜の一部が分離・飛散することも、焼き鈍し高純度アルミニウム板を使うことによってほとんどない。

開口形状をきれいにするため、隔膜に溝を刻むことがあるが、本ガン・タンネルにおいては開口時間を短縮する意図から、むしろ可能な限り薄い隔膜を用いるという思想から、溝をつけないで使用する。この結果、溝を刻まない膜を使用した方が、同一の P_{41} の値に対して、初期衝撃波の強さ、したがって結果的には P_0 、 T_0 の高さが増大することが図15に明らかに示されている。この点の議論は5.1節で行う。

ガン・タンネル始動前の銃身部の気体を下流側に接する真空槽から隔てる第二隔膜には市販のセロテープを二重に貼って用いる。これは最初の衝撃波の到達によって破れる。第二隔膜のもつべき重要な条件は気密性の確保と開口後に膜がスロート近傍に付着しないことである。セロテープは気密性の条件をよく満たし、後者の条件についても、銃身端部の気体温度が $1,000^\circ\text{K}$ 程度の高温になるために、焼けてスロート部に付着することがなく、気流に外乱を与えるおそれはない。

4.9 ピストン

慣性力によるピストンのオーバースウィング運動と銃身端から反射してきた衝撃波とによって作られる高いピーク圧力はピストンの重量が大きいほど高くなり、銃身端部の気体の物理量は激しく変動するので、風洞のよどみ点状態として好ましくなくなる。このため、ピストン重量はできれば軽いほど良いが、一方、高温・高圧状態と大きな加速度に対して変形しないための機械的な強度を満たさねばな

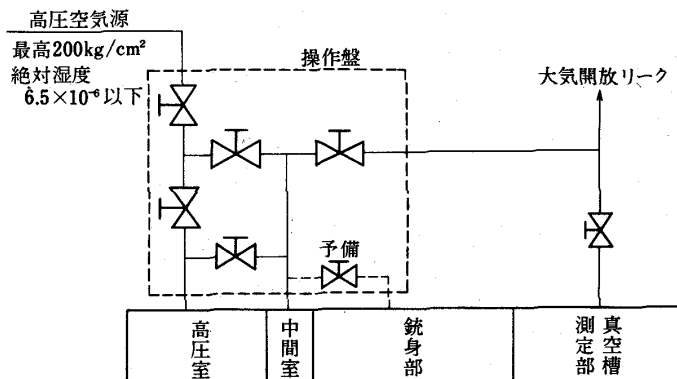


図 12 空気供給系統ブロック図

らない。

以上の条件を満たすように、かつできるだけ安価にすることを考慮して、デルリン、ナイロン、発泡樹脂等で各種形状・重量のものを試作したが、耐摩耗性、耐熱性、強度、経済性等に問題があった。さらにジュラルミンを用いて軽量化の工夫をするなどした結果、結局以上の条件を満たし、かつ安価に使用できるものとして最終的に図13に示すような、銃身内径70mmに対して69.1mmの直径をもつジュラルミン製軽量ピストンを採用した。さらに、ピストン外周に沿って設けた二条の溝に直径2mmのテフロン棒をリング状に挿入することによって銃身内面との摩擦を軽減すると同時に、駆動気体（高圧室と中間室にあった気体）と被駆動気体（銃身内にあった気体）との間の気密性を良くしている。

このピストンは強度上の理由から、作動圧力に応じてピ

ストン鏡板の厚さを変え、78 μ と87 μ の2種類を使い分ける。これらのピストンは P_4 が100 atm以下の時には40~50回、それ以上の圧力の時には20回程度の使用に対して何ら問題を生じない。テフロン・リングは1ないし2ランごとに交換する。

4.10 測定機器等

ガン・タンネルによる極超音速流の実験では、熱空気力学的データを得る際に気流の持続時間が非常に短いこと、および一般的に測定すべき各種物理量、例えば密度、温度、圧力などの変動範囲が超音速風洞の場合にくらべて広範囲にわたり、それらの微小な値の測定も必要となる。そのため、これらを測定するセンサおよび変換器には速い応答性と高い感度が求められ、かなりの困難を伴う。そのため本ガン・タンネルで使用する測定機器等については、特

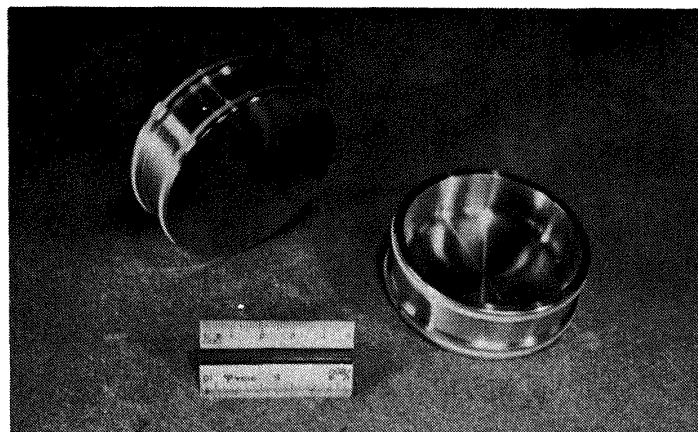


図 13 ピストン

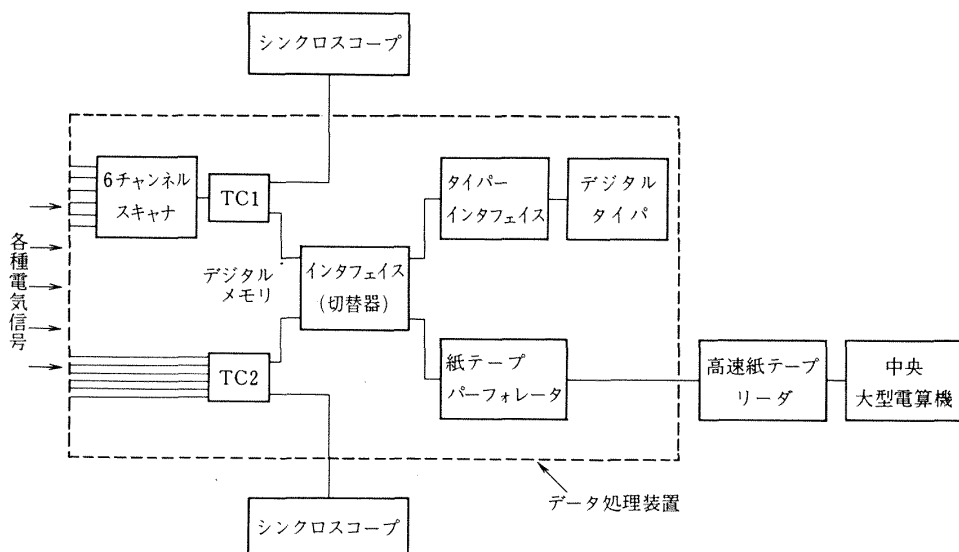


図 14 データ処理システムブロック図

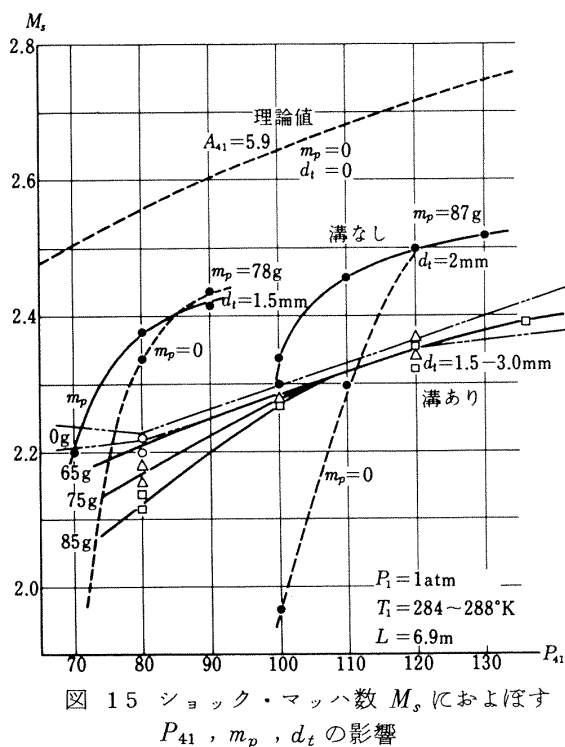
にいくつかの研究・試作等が必要であった。⁽¹⁸⁾ そのうち現在使用しているいくつかの詳細は第6章で述べ、ここでは主に測定データの取得・処理機構について述べる。

変換器によって得られる電気信号の記録・処理機構として、本ガン・タンネルには図14に示すような構成のものを用いる。これは2台のデジタル記録計(トランジェント・メモリ)、すなわち6チャンネル、8ビット、2Kワード、最高速度10μs/サンプルのもの1台と、1チャンネル、10ビット、2Kワード、最高速度5μs/サンプルのもの1台(なお、後者の記録計に試作スキャン回路をつないで5あるいは6チャンネル入力の記録計として使用可能である)とから成るデータの取得と記憶機能、インターフェイスを通してのデジタルデータの紙テープへの穿孔もしくはプリント出力端末への出力機能から成る。紙テープに穿孔されたデータは、当所極超音速風洞用高速紙テープリーダーから当所計算センターの大型電子計算機FACOM230-75へ伝送され、処理および計算がなされる。

このシステムで最高12チャンネルのデジタルデータが得られ、多点同時測定による測定の信頼性の向上、データ処理の迅速化、省力化および各データの精度向上が可能となった。

5 航技研ガン・タンネルの作動特性

ガン・タンネルを利用して熱空気力学実験を行うためには、よどみ点状態を含む駆動部(高圧室、中間室、銃身部)の特性を明きらかにすることと同時に、測定部気流の特性



も明きらかにしておかなければならない。

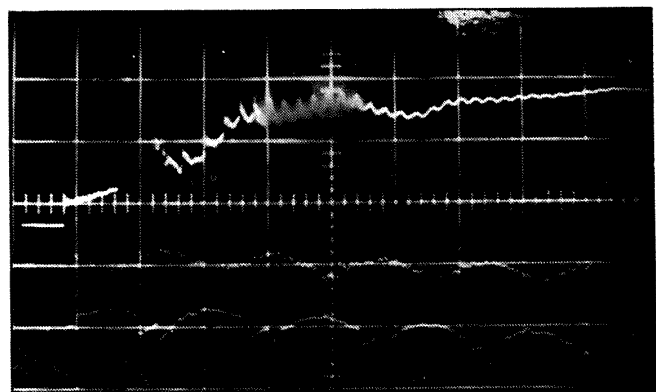
以下に本極超音速ガン・タンネルで実験的に得られたこれらの特性について述べる。

5.1 駆動部特性

駆動部の特性には、初期衝撃波速度、ピストン速度、よどみ点圧力、よどみ点温度、テスト時間などがあり、これらを支配するパラメータには初期設定圧力 P_{41} 、ピストン重量、隔膜の肉厚がある。

既述のように、通常、本ガン・タンネルでは駆動気体、被駆動気体とも乾燥空気のみを使用し、現在では初期温度 T_4 , T_1 も常温であるので、両者の比熱比 γ_{41} や温度比 T_{41} などは考慮する必要はない。

入射衝撃波(破膜後生成されて1回目の銃身端反射をすまでの衝撃波)の速度は、銃身末端部気体のエントロピ上昇に関係する。衝撃波の速度は銃身末端付近の側壁上に取り付けた3個所の圧力計からの衝撃波通過信号の時間差から計算した。図15に初期圧力比 P_{41} に対する、銃身端直前40cm間(端末より70cmと30cmの2点間)での入射衝撃波のマッハ数(入射衝撃波の速度と静止している気体の音速 a_1 との比)の測定結果を示している。この図には、比較のために、ピストンがなく膜が瞬時完全開口する条件での理想気体の場合の理論値と、ピストンを入れない場合の実測値も示している。この場合の理論値と実測値との相異は、主に隔膜の開口時間が有限であるための効果によるものと考えられる。また実験値で、ピストンのある場合とない場合の比較では、おおむねピストンがある場合の方が、ない場合よりも衝撃波マッハ数が高くなっているが、これも膜の開口時間がかかり長いことを意味している。同じピストン重量、膜厚の場合には、 P_4 が大きくなれば膜の開口時間は短縮されるので両者の相異は少なくなる。このこ



上 3msec/div 91.7 kg/cm²/div, 銃身端
 中 0.4 msec/div 銃身端
 下 0.4 msec/div 銃身端より20.2 cm 上流側位置
 図 16 銃身端圧力と往復圧力波の時間的变化

とから、ピストンがない場合について、 P_{41} が小さいときは入射衝撃波は銃身末端に近づいた時点でも、なお加速中であろうと考えられる。

さらに隔膜に溝を刻んだ場合と刻まない場合とを比較すれば、明きらかに刻まないで、その分だけ薄い隔膜を用いた方が、より強い衝撃波を得ることが分かる。

次に銃身端面に取り付けられたKistler社製603H圧電型圧力計(フルスケール値15000psi, 固有振動数500KHz, 立上り時間1μsec)による圧力履歴のシンクロスコープ写真の例を図16の上のトレースに示す。この例は膜厚2.0mm, ピストン重量87g, $P_{41} = 120$ の場合である。なお、この図は銃身末端にノズルをつながないで閉じて作動した場合の結果であるが、ノズルをつないだ場合には、本ガン・タンネルで使用する全ての極超音速ノズルのスロート断面積はいずれも充分小さいので(表1参照), ピストンと銃身端との間の気体の流速は小さく、10m/sec程度であるために、この流速によるよどみ点圧力への影響は無視でき、銃身端面での測定圧を風洞貯気槽圧力とみなしてよいので、ノズルをつけて銃身端面で測定される圧力 P_{end} の変化は風洞よどみ点圧力 P_0 の変化を示していると考えてよい。

ノズルを取付けた場合の P_0 の変化は図1-b)の $x-t$ 線図に対応している。すなわち入射衝撃波の銃身端における反射によって P_0 に等しい P_{end} は P_1 から P_5 へと上昇し、さらに末端に向ってくるピストン面からの再反射衝撃波が入射して反射して、より高い圧力となる。慣性力のためさらに末端へ進んでくるピストンのオーバー・スウィング運動によって P_0 は高いピーク圧を生ずるが、やがてピストンは上流側へ押し戻され圧力は下がる。しかしピストンはその前後の圧力差により再び下流側へ動いて P_0 を再び上昇させる。このような変動は急激に減衰しながら数

回続き、 P_0 は P_4 と同程度の高圧となる。ピストン面と端末壁との間を往復した衝撃波は圧縮波に弱まり音波に近くなるが、その時点で P_0 は非常にゆるやかにしか上昇しなくなる。この間を風洞のよどみ点状態とみなして測定を行う。さらに初期反射衝撃波によるピストンの減速および戻りによって形成される上流へ向う衝撃波が高圧室・銃身部接合部で膨張波として反射され、それがピストンへ追いつき、それから出る膨張波が端末部へ到達することによって P_0 は急激に低下し、その後ピストンが末端へ到達して流れは終る。

よどみ点圧力 P_0 は、空力特性の実験、すなわち力および圧力の測定を行うためには正確に測定する必要があり、また測定部気流のレイノルズ数を評価するためにも重要な量である。そのため、 P_0 は各ランごとに銃身端壁に取り付けたKistler圧力計で測定されている。

また、よどみ点温度 T_0 は極超音速流実験において最も重要なパラメータの一つであり、上に述べたようにレイノルズ数の決定のため、流れの凝縮を防ぐため、および熱伝達の見積りのためには精度良く測定されなければならない。しかし気流の持続時間が数十ミリ秒程度の短時間であるため、測定はかなり困難である。

よどみ点温度の測定法には、直接的方法としてスペクトル線(ナトリウムD線)反転法があるが、⁽¹⁹⁾1500°K以下の比較的低温領域での使用が困難であり、また装置が高価で、その取扱いに高度の熟練が要求される。このため間接的方法として以下の二つの方法を開発した。⁽¹⁸⁾

(i) 圧力波速度の測定による方法: ピストンと銃身端壁間を往復する微弱衝撃波は数回の往復後には減衰してほぼ音波とみなせる圧力波となる。図16の下側のトレースは端末から20.2cm離れた銃身側壁に取り付けたKistler社製603H圧力計による圧力波形(衝撃波の銃身端到達

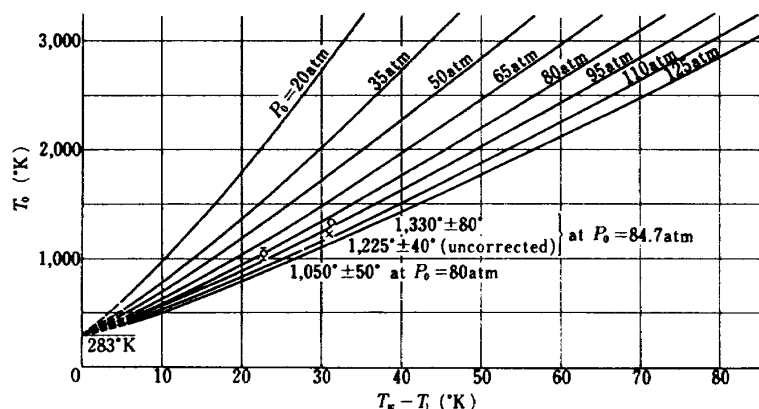


図 17 銃身端壁上温度境界層の解, T_0 と $T_0 - T_1$ との関係

後10msecから15msec間)を示し、中間のトレースは同時刻における銃身端圧力波形である。この二つの波形から、微弱圧力波がこの二つの圧力計位置を通過する時間差が分かるので、圧力波の平均速度が計算できる。このときの圧力波前後の圧力上昇は充分に小さく、この圧力波を音波とみなしてよい。したがって

$$\text{測定された圧力波の速度} = \sqrt{\gamma RT_0}$$

とにおいて、ピストンと銃身端の間の平均温度 T_0 が求まる。

この方法によれば圧力計のみの使用で T_0 が決定できるので、測定が非常に容易である。

(ii) 銃身端壁温測定による方法(付録Aを参照): この方法は銃身端壁面に取り付けた白金薄膜抵抗温度素子で測定された表面温度 T_w から、その壁面に発達する非定常温度境界層の解で与えられた気体温度 T_0 と T_w との関係を用い、境界層外の気体温度 T_0 を推算する方法である。

非定常温度境界層の発達過程を記述する一次元熱伝導方程式は、相似変数 η ($\eta = x / 2 \sqrt{\alpha_i t}$, $\alpha_i = \alpha_i(k_{wi}, T_w, P_0)$) を導入すると非線型常微分方程式に転化され、これを一定の初期条件、境界条件の下で数値的に解き、図17に示すように P_0 をパラメータとして T_w の上昇と T_0 との関係を得た。白金薄膜抵抗温度素子によって測定された T_w と、銃身端で測定される P_0 とから T_0 を決定する。

この方法による推算結果と、上述の(i)の方法による推算

値とはかなり良い一致を示している。

図18には、ノズルをつながないで銃身端を閉じた場合に、以上の方法で得られた P_0 , T_0 および無次元エントロピ上昇 ΔS の入射衝撃波の銃身端到達後10msecから15msec間の平均的な値を P_{41} を横軸にして示した。なお膜厚およびピストン重量は、図15の場合と同様に、 P_{41} の範囲に応じてそれぞれ変えているので、 P_{41} が90以下の場合と100以上の場合とで結果の傾向が異なっているように見える。

無次元エントロピ上昇 ΔS は

$$T_0 / T_1 = (P_0 / P_1)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \exp[(\gamma-1) \Delta S]$$

で定義される。この ΔS は等エントロピ圧縮の効果と衝撃圧縮の効果との相対的効率を表わすものと考えられるが、本ガン・トンネルでは衝撃圧縮の寄与があまり大きくないように思われる。しかし上で得られた ΔS の値は、実験的に測定された P_0 , T_0 から求めた値であるが、正しい ΔS の値を議論するためには、銃身側壁、銃身端面、ピストン前面等からの対流・伝導による冷却の影響も考慮しなければならない。

銃身にノズルをつないで気体が出流する場合には、銃身端で測定される圧力 P_{end} は、既述のように風洞よみ点圧力 P_0 と考えてよいが、その値は銃身端を閉じた場合の値(図18参照)に比べて15%程度低い。この原因は銃身端壁に開いたノズル開口の存在によって衝撃波の反射が不完全となり、したがって気体の圧縮も弱くなるためと思われる。同様の理由からよみ点温度も低めになるが、銃身端末を閉じた時でもエントロピ上昇が少ないことから、ほぼ ΔS を同程度に見積って、先に挙げた式から T_0 を評価すれば、 P_0 が15%低下しても T_0 は約5%の低下に止まる。

以下、 P_0 として P_{end} の値をとり、 T_0 としては銃身端末を閉じた時の T_0 の値の0.95倍を用いた。

5.2 測定部気流特性

測定部気流のマッハ数を高めるためには、ノズルの出口とスロートとの断面積比を大きくすればよいが、その場合に気流の静温度もマッハ数の増大とともに急激に減少し、測定部において気体は凝縮を起こす可能性がある。凝縮に関する研究は実験的にかなり行われており、^(20,21) それらの報告から凝縮を起こす限界を図示すると図19のようになる。⁽²⁰⁾ 実験点中の線が限界を示すものと考えられる。

この条件から、本極超音速ガン・トンネルではノズル設計マッハ数を1.0から1.4までに設定した。

本ガン・トンネルではすべて軸対称ノズルを通して自由

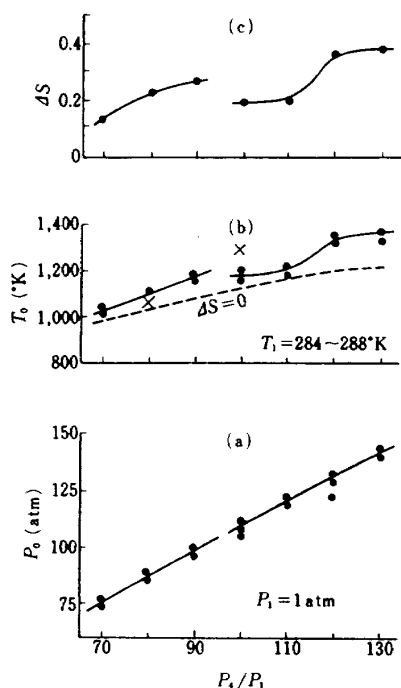


図18 P_0 , T_0 , ΔS の P_{41} による変化 (銃身端を閉じた場合, $P_1 = 1 \text{ atm}$)
 b) に示す \times は(ii)の方法による結果、
 その他は(i)の方法による。

噴流の形で極超音速気流を生じさせている。この流れにおける基本的特性量の空間的分布について、本節ではまずピトー圧分布の測定結果について述べ、次いでマッハ数分布を議論する。最後にレイノルズ数について述べる。

ピトー圧 P_{02} は垂直衝撃波下流の流れの総圧であり、その分布は流れの一様性をみる一つの目安となり得る。図20に測定に使用したくし型ピトー管の写真を示す。各ピトー

管の長さは約 50 mm, 内径 1 mm で, 受感部には Kistler 社製 201B5 圧電型圧力計 (フルスケール値 100 psi, 固有振動数 250 KHz, 立上り時間 2 μ sec) を用いた。図 21 にはコントラ・ノズルを用いて $P_4 = 120$ atm, $P_1 = 1$ atm で作動した場合の銃身端圧力 (風洞よみ点圧力) P_0 , ピトー圧 P_{02} の測定結果および両者の比 P_{02}/P_0 の時間的变化の一例を示している。ただし, この図では初期の圧力ピーク部分の値は測定器のフルスケール値で置き換えられている。

本図から分かるように, P_0 も P_{02} も時間と共に変化しているが, それらの比 P_{02}/P_0 は流れが始まって約 10 msec 以後は時間的にほぼ一定値となる。

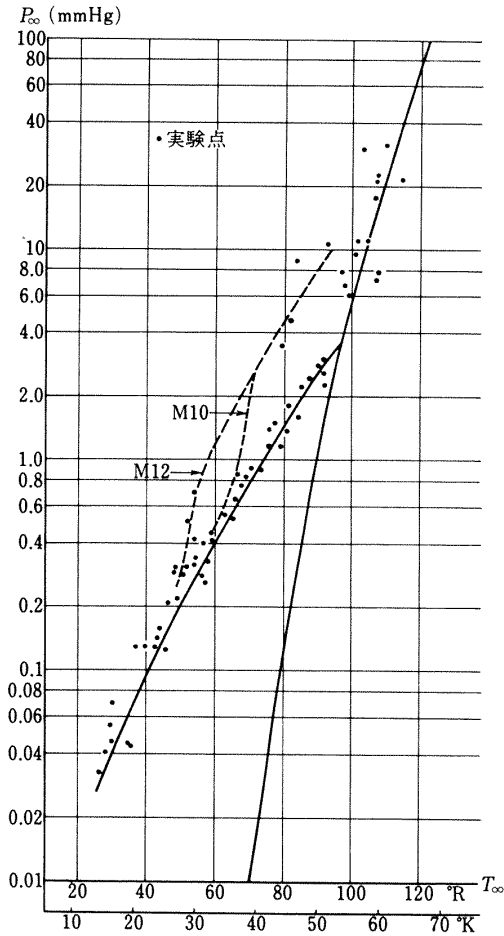


図 19 乾燥空気流の凝縮限界 (文献 20 による)

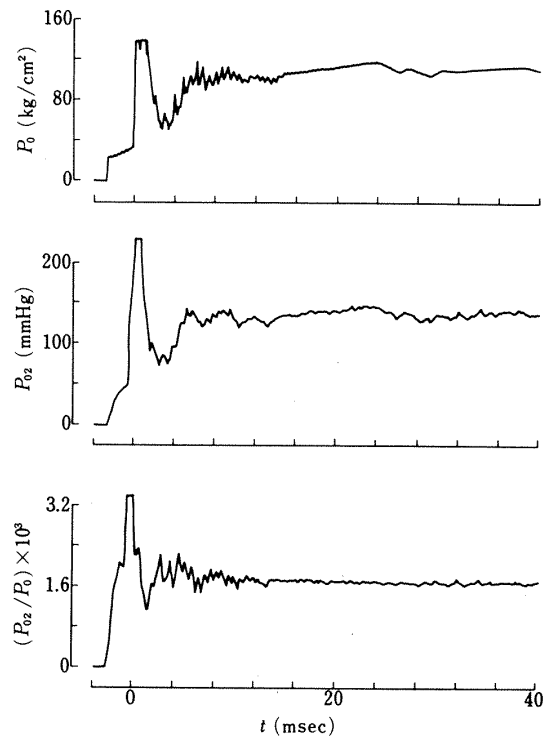


図 21 風洞よみ点圧力 P_0 , ピトー圧 P_{02} および両者の比 P_{02}/P_0 の時間的变化

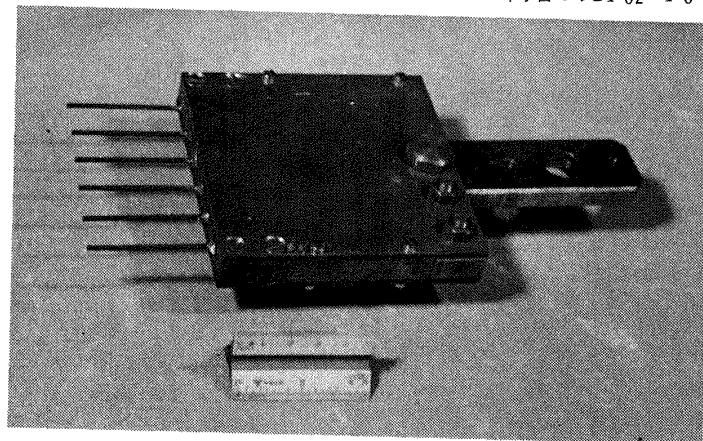


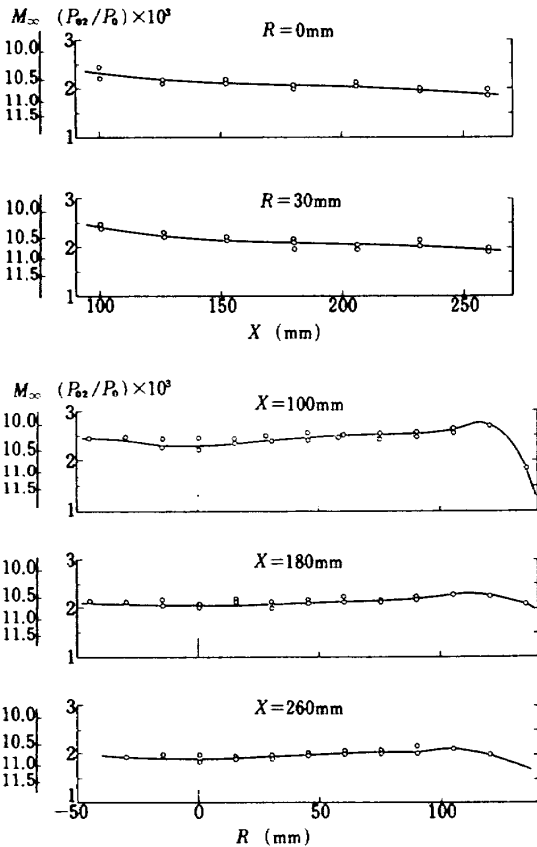
図 20 くし型ピトー管 (内径 1 mm, 長さ 50 mm, 間隔 15 mm)

流れのマッハ数を決定する方法としては、流れに楔を置いて先端から出る衝撃波の角度から決定する方法、あるいは静圧とピトー圧との比から次元等エントロピ流れを仮定して計算する方法などがある。しかし衝撃波の角度から求める方法は極超音速流領域では精度が悪く、また静圧はその値が非常に微小であり、かつ流れの持続時間が短いため測定が困難である。そこでピトー圧・よどみ点圧比 P_{02}/P_0 とマッハ数との関係を用いる通常の方法でマッハ数を計算した。⁽²²⁾

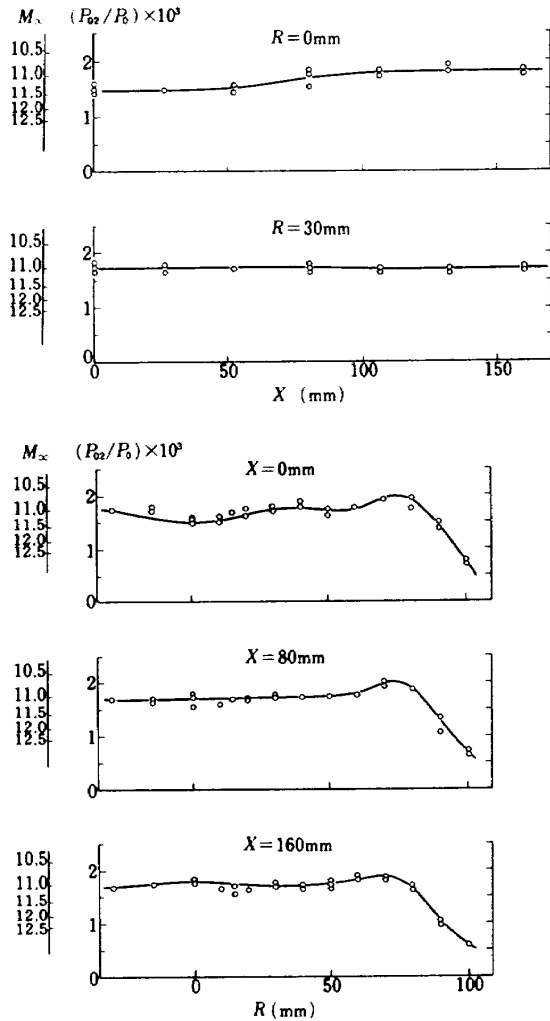
$$\frac{P_{02}}{P_0} = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma M_\infty^2 - \gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma + 1}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

ここで、 γ は一定であることを仮定している。しかし、実際には γ はノズルを流れるに伴い、あるいはピトー管直前にできる衝撃波を横切って流れが平衡流であるか非平衡流であるかによって変わってくるうえ、さらによどみ点温度、よどみ点圧力によっても変化するので複雑になる。このことを考慮しても P_{02}/P_0 は時間的にほぼ一定であるのでマッハ数もやはり 10 msec 以後は一定である。これはどのノズルについても同様である。

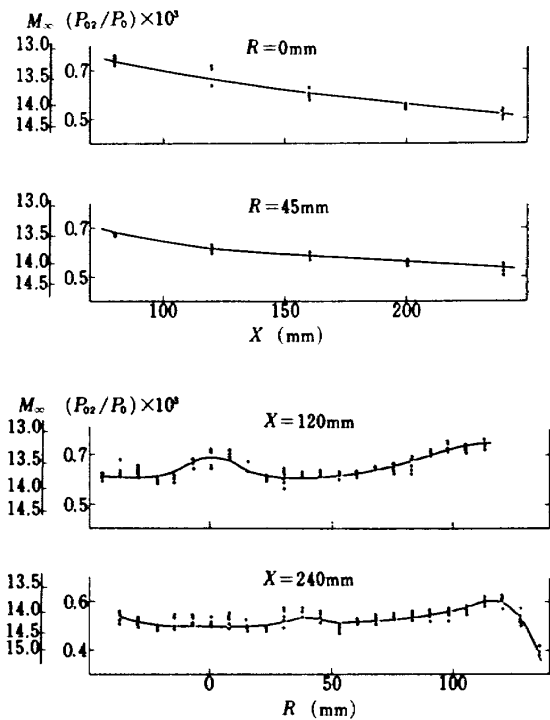
図 2 2 の a), b) および c) は、それぞれ $M = 10$ 円錐



a) $M = 10$ 円錐ノズル $P_{41} = 120, P_1 = 1 \text{ atm}$



b) $M = 11.56$ コントゥア・ノズル
 $P_{41} = 120, P_1 = 1 \text{ atm}$



c) $M = 14$ 円錐ノズル $P_{41} = 80, 120, P_1 = 1 \text{ atm}$

図 2 2 測定部における P_{02}/P_0 およびマッハ数の分布

ノズル, $M=1.56$ コントゥア・ノズルおよび $M=1.4$ 円錐ノズルについての測定部におけるピトー圧分布(正しくは P_{02}/P_0 の分布)および完全気体に対する先の $P_{02}/P_0 = P_{02}/P_0(M_\infty, \gamma)$ の式から得られる計算値に気体の熱量的不完全性を考慮した補正^[23]を行って得られるマッハ数分布を, 径方向, 軸方向について示したものである。

図22-a)およびc)に示す設計マッハ数1.0と1.4の円錐ノズルによる測定部のマッハ数分布(もしくはピトー圧・よどみ点圧比 P_{02}/P_0 の分布)をみると, マッハ数は下流になるほど高くなり, 半径方向にもマッハ数の勾配が存在する。(この傾向は $M=1.4$ ノズルの方が著しい)このことは自由噴流としての測定部気流が, 円錐ノズルの場合には一様な流れではなく, 放射状流れの性質を有していることを示している。

一方, 図22-b)に示すとおり, $M=1.56$ コントゥア・ノズルは, 前述のように測定部に一様な気流を得る目的で特に設計・製作したもので, それによって得られる気流は, マッハ数分布が径方向, 軸方向ともほぼ一様であり, 目的とする一様流がほぼ得られていることが分かる。

次に, 測定部において気流の特性量の径方向分布が, 自由噴流境界の影響がないという意味で, 一様とみなされる範囲(テスト・コア)については, マッハ数分布が一様な範囲とほぼ等しいものと考えられ(ただし, 温度分布一様な範囲はこれより少し狭いものと思われる。)それは図22から, $M=1.0$ ノズルのとき約 $200\text{mm}\phi$, $M=1.56$ ノズルでは $120\text{mm}\phi$ 程度であり, $M=1.4$ ノズルについては, 中心軸まわりの約 $40\text{mm}\phi$ の部分でマッハ数が少し低いのが認められるが, その点を問わなければ約 $160\text{mm}\phi$ 程度である。

P_{02}/P_0 値の分布は, 初期圧力比 P_{41} を $70\sim 120$ の範囲, すなわちよどみ点状態にすると P_0 が $59\sim 115\text{atm}$, T_0 が $1000^\circ\sim 1290^\circ\text{K}$ の範囲にわたって変化させても, ほとんど認められるような変化を示さない。しかし γ は貯気槽状態の差異によって変化するので, マッハ数分布は P_{41} によって若干は変動するものと考えられる。たとえば, $\gamma=1.4$ (一定)での $M_\infty=1.0$ に対応する P_{02}/P_0 の値に対して, P_{41} の $70\sim 120$ の範囲の作動条件で, 実際の γ の値の変化に対応して計算されるマッハ数は, 9.89 から 9.78 までのほぼ 1% の相対的变化を生ずるにすぎない。しかし, 次に述べるようにこの作動圧力比の同じ範囲内で, 単位レイノルズ数は最大で 15% 程度のかんりの相対的变化をする。このことから, γ の変化を考慮する場合, マッハ数変化のレイノルズ数への依存度は少ないものと考えられる。

流れのレイノルズ数も粘性に基づく各種効果を支配する

重要なパラメータである。3種類のノズル ($M=1.0$, 1.56 , 1.4)につき, それぞれ任意のよどみ点状態の下における測定部気流の単位 cm あたりのレイノルズ数(以下簡単のため単位レイノルズ数とよぶ)を, 5.1で述べた方法で決定した P_0, T_0 と等エントロピ膨張と熱量的不完全を考慮したマッハ数, および μ に対するサザーランドの公式を用いて計算した。その結果, $P_1=1\text{atm}$ とした場合に, 計算された単位レイノルズ数は, $P_{41}=80$ および 120 に対して $M=1.0$ ノズルではそれぞれ 3.7×10^4 および 4.7×10^4 , $M=1.56$ ノズルでは 3.2×10^4 および 3.5×10^4 であり, $M=1.4$ ノズルでは $P_{41}=120$ のとき 2.3×10^4 であった。

単位レイノルズ数は, ガン・タンネル作動条件 ($P_4, P_1, T_4, T_1, \gamma_4, \gamma_1$ 等)を更に広範囲に変化させること, あるいは気体の種類を変えることなどによって, 更に大巾に変化させることができる。(7.1参照)

以上の二節で示したように, 本極超音速ガン・タンネルは $1.0\sim 1.4$ の範囲のマッハ数, $10^4/\text{cm}$ のオーダーのレイノルズ数(ただし $P_1=1\text{atm}$ の場合), $120\text{mm}\phi$ 以上のテスト・コアをもつ気流を $25\sim 45\text{msec}$ 間持続させる能力をもつ, 操作の非常に簡単な装置である。通常 30 分以内に一度ずつ運転することができ, 短期間に基礎的データを取得する必要がある先行的実験などに特に適している極超音速流の空気力学的実験装置である。次章に本ガン・タンネルの応用例を報告する。

6 極超音速飛翔体の熱空気力学実験への応用

この章ではガン・タンネルの応用の一例として, 当所衝撃波研究室において行われてきた超高層を飛行する極超音速飛翔体のいくつかの基本的形状に関する熱空気力学的研究の成果の一部を簡単に紹介し, ガン・タンネルの有用性的一端を示す。

6.1 光学的実験

本ガン・タンネルには光学的観測装置としてシュリーレン系が用意されている。その光源にはアルミニウム電極からの高電圧放電スパークを用い, 約 $40\mu\text{sec}$ のスパーク持続時間を有する。図23には $M=1.56$ コントゥア・ノズルによる流れの中に迎角なしで置かれた鈍頭円錐(頭部曲率半径 2.53mm , 円錐部半頂角 $15^\circ 59'$)のまわりのシャドウグラフ写真を示す。曲った衝撃波とともに境界層も観測できる。

一方, 図24はシュリーレン系によって撮影された, $M=1.0$ 円錐ノズルでの流れの中に迎角なしで置かれたバック・ステップのある平板まわりの写真である。先端からの

弱い衝撃波（境界層の排除厚の影響によるもの）、層流境界層、ステップからの膨張波群および剝離した剪断層、再付着後の境界層等が明確にわかる。

これらの光学系を用いれば、衝撃波を含む波系の干渉パターン、境界層の状態、剝離・再付着の様子など流れ場の全般的理解のための重要な手掛りが与えられる。

本ガン・トンネルのような極超音速風洞では測定部の密度は非常に低く、上述のような方法では光学測定の限界に近いと思われる。特に軸対称物体に関して困難になってくる。これ以上の低密度気流の観測を行うには、流れの可視化の新しい手法が求められている。

6.2 空気力および圧力に関する実験

気流中の模型に働く力やモーメントの測定については、極超音速ガン・トンネルのように気流の持続時間が短く、

また圧力も極く低いような風洞ではその測定が困難である。しかし、このような持続時間の短い風洞でも、連続風洞で使用される歪ゲージや加速度計を用いた天秤を使用した力の測定が行われるようになった。^(24, 25) 本研究においては半導体歪ゲージを用いた内挿式3分力天秤を試作し、本ガン・トンネルに使用して精度の良い測定に成功している。これは以下に述べるような諸点に留意して実現された。

(i) 持続時間の短い風洞で使用するため、模型を含む天秤系の固有振動数を高める必要があり、このため木製模型を高精度に製作して系を軽量化し、かつ天秤要素に高張力アルミニウム合金を用いて軽量化をはかり、小型化により各要素の剛性を高め、かつ内挿可能とすることにより3分力のそれぞれにつき200～500Hzの固有振動数を得、各力の測定を可能とした。

(ii) 天秤の高剛性に起因する歪みの微少さを補うため、

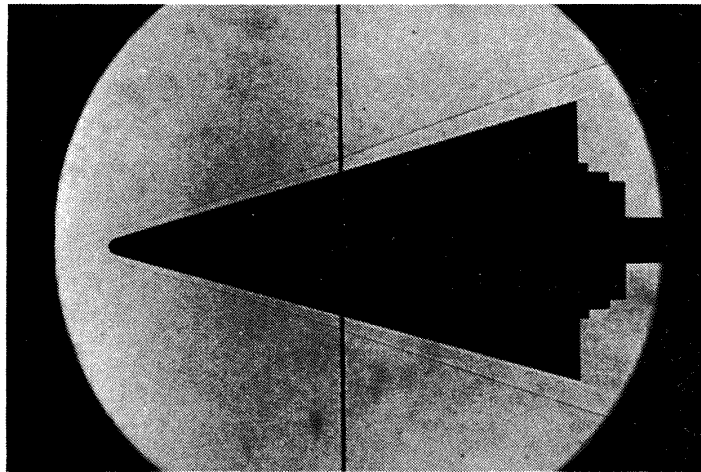


図 23 鈍頭円錐まわりのシャドウ・グラフ

$$M_{\infty} = 11.3, \quad \alpha = 0^{\circ}, \quad \theta_c = 15^{\circ}59', \quad r_b = 45\text{mm}, \quad r_n = 2.53\text{mm}$$

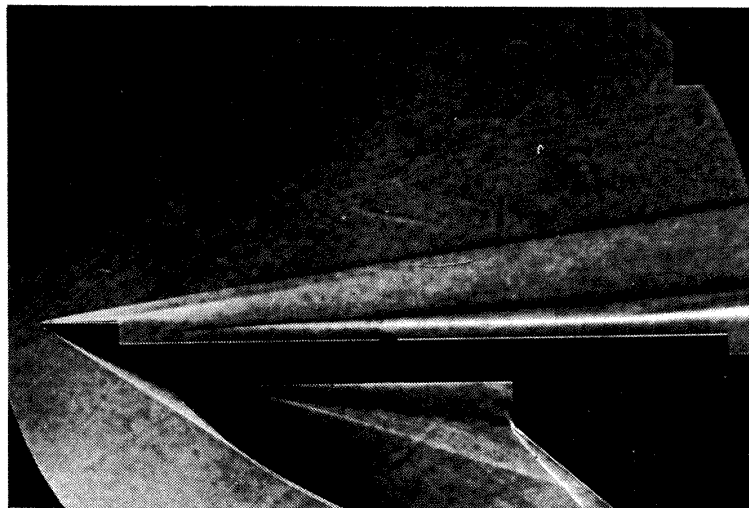


図 24 平板バック・ステップまわりのシュリーレン写真

$$M_{\infty} = 10.4, \quad \alpha = 0^{\circ}, \quad R_e / \text{cm} = 414 \times 10^4, \quad L = 18\text{mm}, \quad h = 5\text{mm}$$

高感度の半導体歪ゲージを使用した。

(iii) 温度変化に敏感な半導体歪ゲージに及ぼす温度の影響は、内挿式天秤として気流から隔離するとともに、ほぼ同一場所にはりつけた4ゲージ法の採用によって除外した。

(iv) 気流成立時のステップ的な空気力負荷による不必要な系の振動を除くため、並列T型CR回路によるバンド・フィルタを試作し、系の固有振動数成分を除去した。

図25にこの天秤の写真を示す。この天秤による鈍頭円錐に対するゼロ迎角非粘性圧力抵抗の測定結果 ($M = 1.4$ ノズルによる場合) を図26に示す。⁽²⁶⁾ 横軸は爆風理論⁽²⁷⁾に基づく相関パラメータで、縦軸は実測された抵抗値から理論的に推算される粘性抵抗を除き、放射状流れの効果を補正

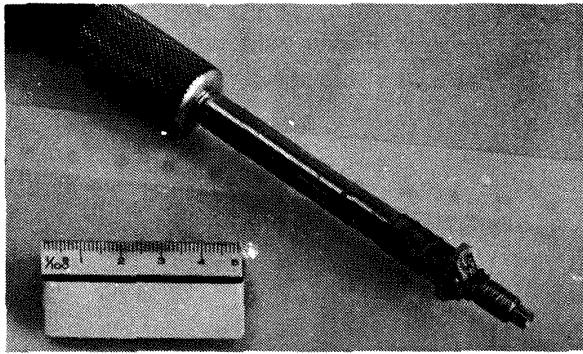


図 25 内挿式3分力天秤

して一様流の下での値になおした無次元非粘性抵抗である。これは、鈍頭円錐の抵抗係数を同一頂角の鋭い円錐の抵抗係数で無次元化したものである。放射状流の効果の補正法は附録Bにその概略を示した。

また、模型表面の圧力分布を知ることは空気力学的研究の重要な一項目であるが、このような極超音速風洞では測定部空気流の静圧は極度に低く ($M = 1.56$ ノズル, $P_4 = 120 \text{ atm}$, $P_1 = 1 \text{ atm}$ の場合には $P \approx 0.9 \text{ mm Hg}$), かつ気流持続時間が短いため表面圧力の測定は極めて困難となる。

本研究では、圧力測定系における各種圧力導入管路形状による応答特性に関する理論解析を行い、それを実験的に

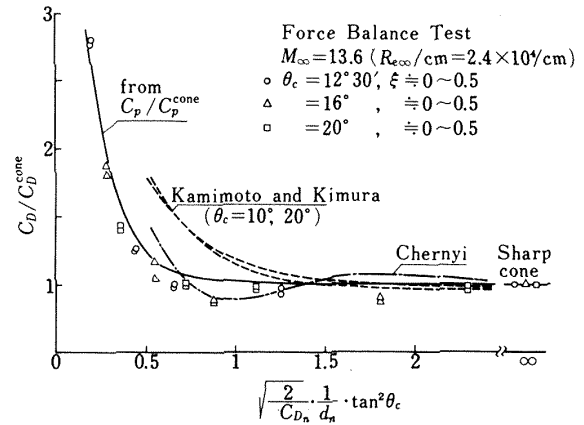


図 26 鈍頭円錐ゼロ迎角非粘性圧力抵抗測定結果

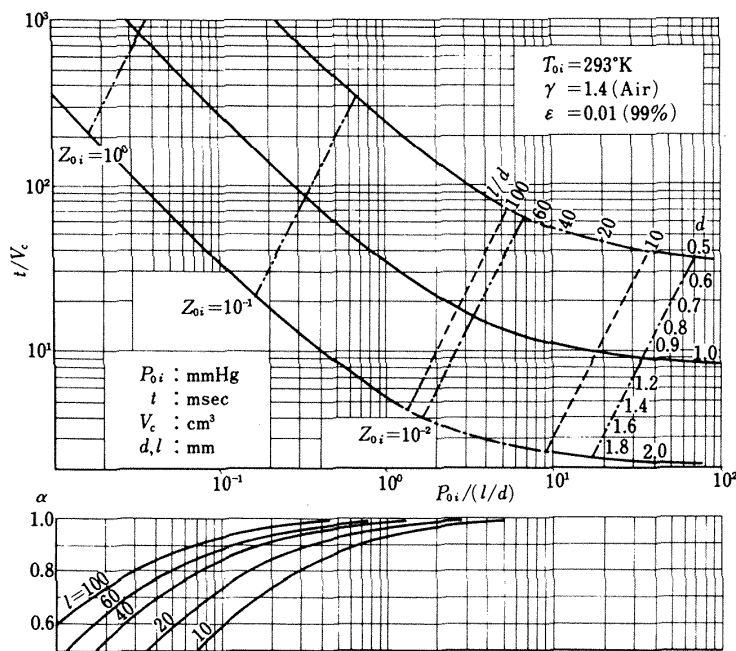


図 27 導入管路と微小キャピティから成る圧力測定系の応答時間の計算図表

確認するための準動的圧力計較正装置を試作し、それらから各流れ条件での最適圧力導入管路を決定する⁽²⁸⁾ことにより、低い圧力の測定が可能となった。図27には圧力計受感部が接する体積 V_c のキャビティと、長さ l 、内径 d の圧力導入管とから成る系に真空状態からステップ的に圧力を印加した際の応答時間の計算図表を示す。 P_{0i} は加えられた圧力であり、横軸の無次元量 Z_{0i} は

$$Z_{0i} = (l/d) / Re_{0i}$$

$$\text{ただし, } Re_{0i} = \rho_{0i} a_{0i} d / \mu_{0i}$$

で定義される量であり、滑り流の効果と圧力導入管の導入部における流れの発達過程との効果を考慮した応答時間

t_{final} は

$$t_{final} = \alpha t$$

ただし

$$\alpha = \frac{1}{1 + 6\sqrt{2\pi\gamma} Z_{0i} d/l} \left\{ 1 + \frac{\log_e \frac{1 + 6\sqrt{2\pi\gamma} Z_{0i} d/l}{1 + 12\sqrt{2\pi\gamma} Z_{0i} d/l}}{\log_e \frac{2}{1 - P_{c_{final}}/P_{0i}}} \right\}$$

$$t = \frac{V_c P_{0i}}{S_i R T_{0i}} \int_0^{1-\epsilon} \frac{1}{\rho_i U_i}$$

と表わされ、 t と α は図示した。

図28には、以上の圧力測定管路形状の研究結果を踏まえて、 $M = 1.56$ コントゥア・ノズルによる極超音速気流 ($M_\infty = 1.3$) における球状鈍頭円錐の円錐台部の表面圧力測定結果⁽²⁹⁾の一例を圧力係数の形になおして●印で示した。なお、使用した圧力計はキスラー社製201B5圧電気型圧力計(フルスケール値100psi, 固有振動数250KHz)である。この場合、測定表面圧力は15mmHg程度であるが、30msec程度の気流持続時間があれば十分に精度良く測定できることを明らかにした。なお、この図中に▲印で記した値は、 $M = 1.0$ 円錐ノズルによる流れ(出口より90mm下流位置での自由流マッハ数 $M_\infty = 1.03$)の中

で測定された値である。しかしこの流れは放射状流れであるので、附録に示す修正法を用いて一様な流れ ($M_\infty = 1.03$ 一定)での値に換算した。その結果を○印で示した。明きらかに $M_\infty = 1.3$ の流れでの結果と、修正された $M_\infty = 1.03$ の流れでの結果は良く一致しており、マッハ数がほぼ10以上の極超音速気流においては圧力係数がマッハ数によらない性質を考慮し、またレイノルズ数は両者の流れでほとんど一致していることを考えれば、この修正法の有効性が示されていると考えられる。

6.3 温度および空力加熱の実験

超高層飛行体への空力加熱は、それによる飛行体表面温度上昇が機体構造部材の強度低下あるいは変形・破壊に直接つながるので、極超音速飛行体の設計、材料の選択上重

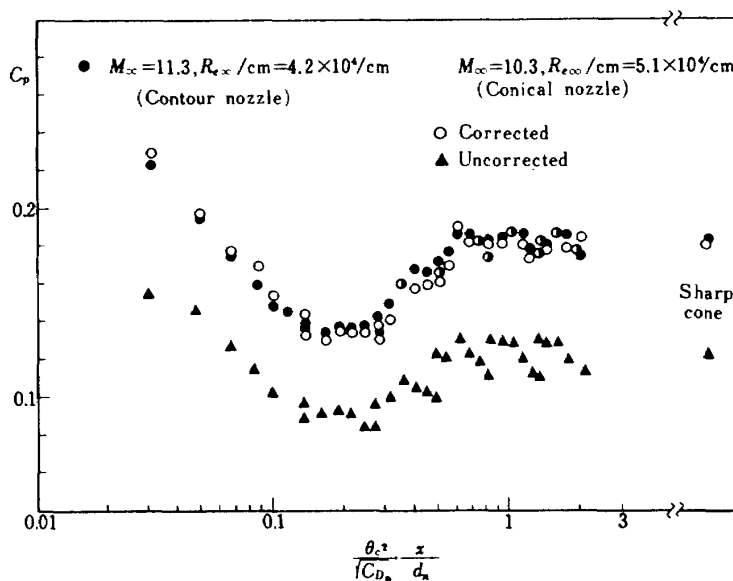


図 28 鈍頭円錐表面圧力係数

要な研究項目である。

風洞における模型表面への熱伝達量の測定には、表面を含む一定の熱容量をもつ断熱された部分の温度上昇から求める方法と、表面温度の時間的変化の測定から求める方法が主に用いられる。前者には比較的広い範囲を対象とする薄肉法や、局所的なカロリメータを用いる方法などがあり、後者では金属薄膜抵抗温度素子^(24,30)や感温塗料・相変化塗料を用いる方法⁽³¹⁾などがある。しかし、前者の方法はガン・タンネルや衝撃風洞のように気流持続時間が数十ミリ秒程度と短い場合には、検知されるべき蓄熱部分の温度上昇は大きくなり得ず、測定が困難となる。

したがって本ガン・タンネルでは応答性の良い後者の方法のうち、薄膜抵抗温度素子を用いている。素子を備えた模型の一例を図 29 に示す。この方法は、厚さ 3 mm 程度のパイレックス・ガラスの表面に、厚さ 0.1 μm 程度の白金をスパッタリングした薄膜抵抗温度素子を装着し、ガラス

内部の一次元熱伝導方程式の解から得られる熱伝達率対表面温度変化の関係を基に、薄膜抵抗温度素子によって測定された表面温度変化から熱伝達率を求める方法である。さらに、熱伝導方程式を数値積分する代わりに、熱伝導と電気量拡散現象とのアナロジーに基づくアナログ変換回路を用いて、表面温度変化を表面熱伝達率に直接変換することも^(32,33)できる。

図 30 には、薄膜抵抗温度素子を一辺とするホイートストン・ブリッジと IC 演算増巾器、および試作したアナログ回路から成る熱伝達率測定回路のブロック図を示す。(測定回路の詳細は近く報告の予定)⁽³⁴⁾ブリッジからの非平衡電圧 ΔV は、模型表面温度変化 $\Delta T (=T_w(t) - T_w(t=0))$ による薄膜抵抗の変化 ΔR に比例し、これを取り出せば、表面温度変化を知ることができる。一方、その信号を試作したアナログ回路に入れると、初段の抵抗間の電位差として取り出される電流 I が模型表面へ流入する熱伝達

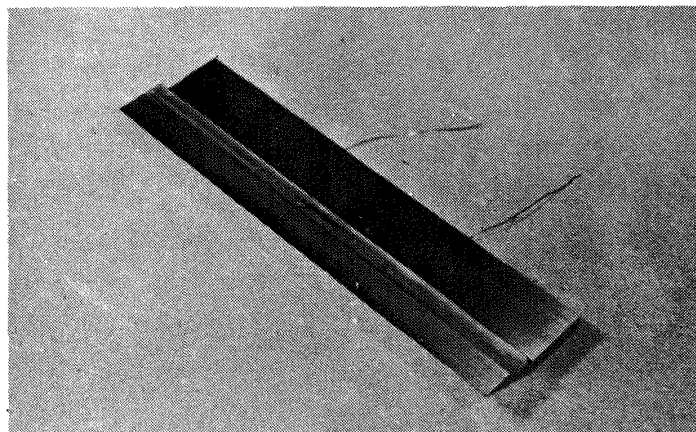


図 29 白金薄膜抵抗温度素子の一例

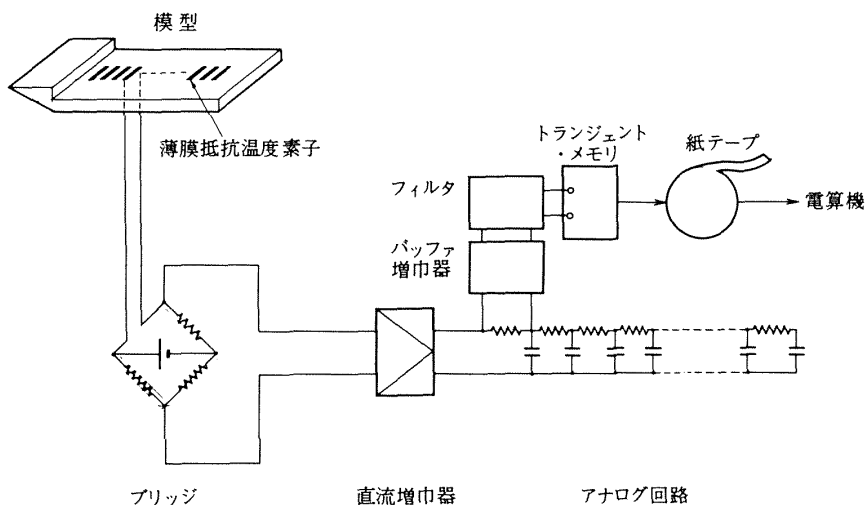


図 30 熱伝達率測定回路ブロック図

率に対応するので、直接熱伝達率を測定することができる。

衝撃波研究室では、超高層飛行体の基本形状の一つとして、バック・ステップをもつ2次元平板をとり上げ、そのまわりの剝離・再付着流による熱伝達特性、特に再付着領域近傍で生じる高い熱伝達のふるまいを調べている。⁽³⁵⁾ 図31には $M_\infty = 11.4$, $Re_\infty/cm = 3.3 \times 10^4/cm$ の流れにおけるステップ下流の熱伝達率分布の測定結果例を、横軸に h で無次元化されたステップ下流の距離をとって示した。この模型の場合には、上記の条件の下でステップ上流部分では約 $0.5 cal/cm^2 \cdot sec$, ステップ下流の剝離域で $0.1 \sim 0.3 cal/cm^2 \cdot sec$ 程度の熱伝達率が測定され、そのときの表面温度上昇は気流成立から $20 msec$ 後で最大 $1.5^\circ C$ であった。このように、上述の測定法によって微少な表面温度変化からでも熱伝達率をかなり精度良く測定できる。

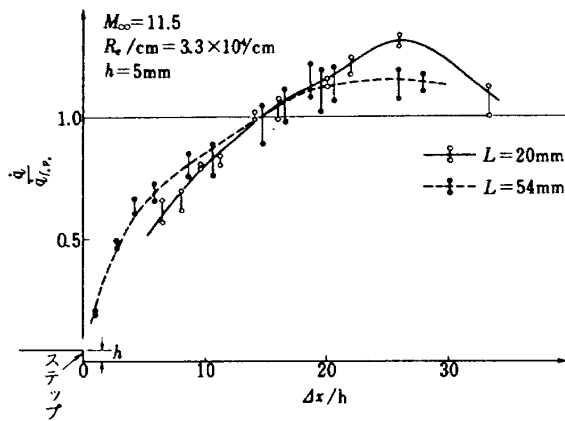


図 31 バック・ステップ下流の剝離・再付着領域の \dot{q}_w 分布

以上に述べてきたように、本ガン・トンネルは極超音速流領域の各種実験に有用な装置として、各種の測定に応用できるものである。

7 ガン・トンネルの応用性と実用化対策

7.1 ガン・トンネル実験と実飛行との相似性

風洞を使用して空気力学的シミュレーション実験を行うには、マッハ数、レイノルズ数等の重要な相似パラメータやエンタルピ等の問題の代表的特性量をなるべく多く実際の飛行条件と同一にすることが望ましい。しかし、地上における通常の極超音速風洞設備による実験においては、多くの制約から、通常一つか多くて二つのパラメータしか同一にできない。

衝撃波研究室で行ってきている超高層飛行体に関するガン・トンネルによる熱空気力学的実験の場合には、主に圧縮性と粘性との効果が重要となる領域を対象としており、マッハ数とレイノルズ数が主要なパラメータとなる。図32に本極超音速ガン・トンネルと当所の代表的な風洞である超音速および極超音速風洞における相似可能範囲を、マッハ数と、代表長に基づくレイノルズ数とによって表わしている。同一図上に単位レイノルズ数の範囲も破線で示した。なお、極超音速風洞とガン・トンネルのマッハ数範囲は上限と下限で示しているが、実際には各ノズルによる個別のマッハ数のみが得られ連続可変ではない。

この図より、高層大気の物性値データからそれぞれの風洞でどのあたりの高度の飛行をシミュレートできるかを見積ることができる。ガン・トンネルにおける全長 $12 cm$ の

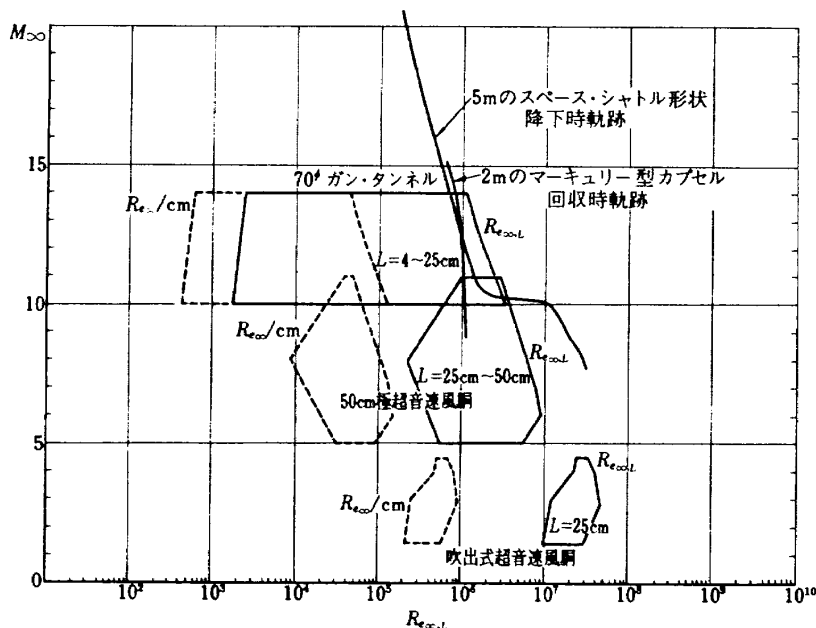


図 32 ガン・トンネルおよび航技研の超・極超音速風洞で得られるマッハ数 M_∞ とレイノルズ数 Re_∞ の範囲

模型を用いた実験の場合には、全長 5 m の飛行体の、高度約 60 Km、マッハ数 10~14 における空気力学的シミュレーション、あるいは全長 20 m の飛行体の高度 75 Km の同じマッハ数範囲のシミュレーションが可能である。現在米国で計画遂行中のスペース・シャトルの帰投時の条件と比較してみると、マッハ数が 10~14 の範囲では、ガン・タンネルによるレイノルズ数は一ケタほど小さいことが分かる。しかし代表長の短い小型飛行体、あるいは人工衛星等の飛行もしくは回収時の空力的・熱的諸問題のいくつかは、ガン・タンネルによってかなり良いシミュレーション実験が可能であり、第 6 章に既にその一例が示されている。

一方、超高層飛行体のようにそのまわりの気体が高温になる場合には、さらに電離・解離等の化学反応と、それに伴う気体の物性変化などの効果（いわゆる実在気体効果）が重要になってくる。したがって、それらを支配すると思われる総エンタルピを風洞実験でも実飛行と等しくすることが望ましい。しかしガン・タンネルでは P_{41} を同等大きくとっても、ピストンは慣性のために速度が上がらず、よどみ点エンタルピを大きく高めることは期待できず、当ガン・タンネルでは 2,500°K 程度どまりと考えられる。その意味において、ガン・タンネルによる超高層飛行体の熱空気力学的相似実験の範囲は実飛行の領域を不完全にしかカバーしていないと言える。

ガン・タンネルには、もともと簡単にレイノルズを変えた極超音速流が得られるという点に特長があるが、現在の構造のままで、かつ空気のみ使用に限定し、既設高圧空気源 (200 kg/cm²) を用いる限り、図示の範囲外にレイノルズ数を大きく高めることは期待できない。しかし、よどみ点温度をほぼ同程度の値に保ちながら、よどみ点圧力を下げるならば、同程度のマッハ数領域でレイノルズ数を相当小さくすることは可能である。

一例として、 P_4 を 10 kg/cm² のオーダーとし、 P_{41} と T_1 をそれぞれ 100 程度および常温とすれば、レイノルズ数は一ケタほど下げることができる。このような作動条件によって電子線を使用した密度測定法の利用も可能となり、また希薄化による効果が表われてくる領域の研究ができる。ただし圧力や力はさらに小さくなり、そのために例えば圧力測定系の応答時間が長くなるので、テスト時間を増す必要が生ずる。

このような点を考慮し、低いよどみ点圧力での作動を容易にするために、第一隔膜部に銃身部より小さい断面をもつ絞り板を挿入し、かつ第二隔膜をボール弁に取り替えることができるようにすることを準備中であり、そのための予備実験も完了した。この方法によると、適当な絞りの

存在によって初期の流れはそこでチョークし、銃身端部近傍の気体の圧力はピーク値を生ずることなしにほぼ等エントロピ的に圧縮されて一定の圧力に上昇する。こうしてほぼ一定圧力となった後にボール弁を開いて極超音速ノズルを始動させる。この方法によって数百ミリ秒の持続時間の低レイノルズ数極超音速流が容易に得られる。ただし一般的によどみ点温度も低くなるので、凝縮の可能性から、マッハ数はあまり高くできない。

7.2 風洞としての実用化の対策

以上随所で述べたように、ガン・タンネルはマッハ数の範囲を広くとることができ、レイノルズ数も 3 ケタ程度の範囲にわたって変えられるので、利用価値が大きい。しかしガン・タンネルには、その実用上いくつかの問題点が考えられる。これらの対策について述べる。

(i) よどみ点状態の時間的变化

ガン・タンネルで実現されるよどみ点状態の物理量は時間的にかなり変動する。これはピストンのオーバ・スウィング運動に基づく圧力・温度の大きな振動とそれに続くじょう乱であるが、それらの大きな変動が減衰した後では、よどみ点状態量はゆっくりとした変化にとどまる。

現在はこの最後の段階の状態を貯気槽状態と考えて使用しており、各測定量を時間的に対応させて測定を行う方法によって大きな問題を生じていない。

(ii) 気流持続時間

ガン・タンネルにおける気流持続時間は、通常の間欠式の超音速・極超音速風洞に比べて非常に短い。その上、通常の極超音速風洞によって得られる気流においては測定すべき諸量は小さな値となるので、一般的にセンサの応答時間は長くなるが、現在は測定系の改良によって種々の測定を行うことができる。気流の持続時間が更に長くなれば、測定対象も増し、測定も容易となる。

この(i)と(ii)の問題点は、銃身部の体積を増し、7.1節の最後で述べたような絞りを入れたほぼ等エントロピ圧縮、および第二隔膜部の急開弁使用の方法を採用することによる改善が期待できる。

(iii) 極超音速ノズル

既述のように FRP を用いたコントッパ・ノズルの製法を確立し、測定部にほぼ一樣な気流を得ることができた。工作上容易な円錐ノズルを使用する場合にも、本研究室で確立した放射状流効果の修正法の使用によって一樣流における値に換算することができる。

(iv) データ処理法

ガン・タンネルでは気流持続時間が短いので、その間に多量のデータを高速で取得する必要がある。そのために、

この種の風洞では特にデータ処理の対策を講ずる必要がある。

本ガン・タンネルでは、多チャンネルのデータの記録・処理にはトランジェント・メモリ等の電子式高速波形記録装置を使用しており、電子計算機用のデジタル・データを出力する。これによって、シンクロスコープやポラロイド写真から読取る方法に比べて、処理は飛躍的に短縮化、省力化される。

このように、この種の実験装置にはトランジェント・メモリはデータ処理装置として非常に有効である。しかし、今後は電子計算機と直結したデータ処理システムが望ましい。

本極超音速ガン・タンネルは、以上のような問題点を有するが、上述の対策を講ずることによって、極超音速風洞として実用に供することができ、エンタルピの比較的高い極超音速流のデータを迅速に得られる点で有用な装置であるといえよう。また、低密度実験用の風洞としても使用可能である。

8 あとがき

航技研ガン・タンネルは、昭和42年度に完成して以来、特性試験およびそれに続く各種の実験を行って来た結果、極超音速領域の熱空気力学的実験装置としての実用性が確かめられた。

ピストン、隔膜などに関する改良や、よどみ点状態の測定法の確立によって、再現性の良い風洞よどみ点状態が作られ、その測定結果も信頼度の高いものとなった。また極超音速ノズルについても、通常の円錐ノズルの他にコント

ップ・ノズルを試作し、期待にそう一様性の高い測定部気流を得ることができるようになった。さらに各種センサの改良、それらに対応したデータ処理装置の整備等により、多数の測定データの同時取得とその処理の高精度化、迅速化を実現した。

本報告では、銃身部初期設定圧力を1気圧とし、高圧室・銃身部初期圧力比を70~130として作動した場合の風洞特性、および測定部に作られるマッハ数10~14、単位レイノルズ数 $2 \times 10^4 \sim 5 \times 10^4/cm$ の極超音速流による熱空気力学的研究への応用例を示した。

しかし、これらのガン・タンネル作動特性および極超音速実験への応用に関する研究成果は、この種の自由に動くことのできるピストンを利用した衝撃風洞技術への応用を充分考慮したものであり、例えば超高層飛行体の空気力学的研究のような低レイノルズ数極超音速領域の実験、あるいは衛星の回収技術やシャトル型の有翼飛行体に関するような高レイノルズ数、高エンタルピ領域への拡張に対する資料として用いることができる。

このように、ガンタンネル方式は極超音速領域の実験装置として稼動が容易で、建設費、運転費が安価な利用価値の高い設備であるといえる。

なお、当ガン・タンネルはその設計にあたって元空気力学第二部器材研究室の北出大三室長、金成正好技官の御協力をいただき、製作は株式会社佐野屋鉄工所が行ったものである。またFRPによるコントップ・ノズルの試作にあたっては、特に住友電気工業株式会社の戸部光伸氏の御協力を得た。ここに付記して感謝の意を表す。

文 献

1. Collar, A.R. and Tinkler, J. : Hypersonic Flow, proc. of 11th Symp. of Colston Res. Soc., held in the Univ. of Bristol, April 6-April 8, 1959, Butterworths Scientific Publications, London, (1960) pp. 89-152
2. Glass, I.I. and Hall, J.G. : " Handbook of Supersonic Aerodynamics " Section 18, ' Shock Tubes ', NAVORD Report 1488 (Vol. 6) (12/1959)
3. 玉木章夫 : 衝撃風洞による超音速流の実験, 生産研究, 第12巻, 5号, (1960) pp. 211-214
4. 極超音速風洞建設グループ : 50 cm 極超音速風洞の計画と構造, 航空宇宙技術研究所報告 TR-116, (9/1966)
5. Stalder, J.R. and Seiff, A. : The Simulation and Measurement of Aerodynamic Heating at Supersonic and Hypersonic Mach Numbers, AGARD 7th Meeting of the Wind Tunnel and Model Testing Panel (June 1955)
6. Bray, K.N.C., Pennelegion, L. and East, R.A. : A Progress Report on the University of Southampton Hypersonic Gun Tunnel, A.R.C. C.P. No. 457, (1959)
7. Winter, D.F.T. : Multiple Shock Compression Using a Piston of Finite Weight, Jour. of Fluid Mech., Vol. 8, No. 2, (1960) pp. 264-272
8. East, R.A. and Pennelegion, L. : The Equilibrium Piston Technique for Gun Tunnel Operation, A.R.C. C.P. No. 607, (1962)
9. 神元五郎, 森敏一, 木村雄吉 : 極超音速ガン・タンネルの性能について, 日本航空宇宙学会誌, 第11巻, 117号, (10/1963) pp. 306-310
10. 神元五郎, 森敏一, 木村雄吉 : 極超音速ガン・タンネルにおけるピストン運動の解析, 日本航空学会誌, 第12巻, 131号, (12/1964) pp. 411-417
11. 神元五郎, 森敏一, 木村雄吉, 河内国昭 : マイクロ波によるガン・タンネル内のピストン運動の測定, 日本航空学会誌, 第12巻, 131号, (12/1964) pp. 418-423
12. 神元五郎, 松為宏幸 : 極超音速ガン・タンネルにおける気流速度測定, 日本航空学会誌, 第15巻, 166号, (11/1967) pp. 359-366
13. Davies, L., Regan, J.D. and Dolman, K.A. : On the Equilibrium Piston Technique in Gun Tunnels, A.R.C. C.P. No. 982 (1967)
14. Lagraff, J.E. : The Design, Instrumentation and Calibration of the Oxford University Hypersonic Gun Tunnel, Oxford University, Dept. of Engineering Science, Report No. 1094, 69 (1969)
15. Needam, D.A., Elfstrom, G.M. and Stollery, J.L. : Design and Operation of the Imperial College Number 2 Hypersonic Gun Tunnel, I.C. Aero. Rept. 70-04, (5/1970)
16. Alpher, R.A. and White, D.R. : Flow in Shock Tubes with Area Change at the Diaphragm Section, Jour. of Fluid Mech., Vol. 3, part 5, (1958), pp. 457-470
17. 毛利浩 : 気体の不完全性を考慮した極超音速風洞ノズルの設計計算法, 航空宇宙技術研究所資料 TM-37, (5/1964)
18. Wada, I., Soga, K. and Inoue, Y. : Some Development of Hypersonic Flow Experiment by the Gun Tunnel, Proc. of 9th ISSTS, Tokyo, (1971) pp. 301-309
19. Stollery, J.L. : Stagnation Temperature in a Hypersonic Gun Tunnel Using the Sodium Line Reversal Method, Imperial College, AR 1120, (1960) or Nature, Vol. 190, (1961), pp. 778-779
20. Daum, F.L. : Air Condensation in a Hypersonic Wind Tunnel, AIAA Jour., Vol. 1 No. 5, (5/1963), pp. 1043-1046
21. Daum, F.L. and Gyamathy, G. : Condensation of Air and Nitrogen in Hypersonic Wind Tunnels, AIAA Jour., Vol. 6, No. 3, (3/1968) pp. 458-465
22. Shapiro, A.H. : The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. 1, (1953), Ronald Press, pp. 119
23. Ames Research Staff : Equations, Tables and Charts for Compressible Flow, NACA Rept. 1135, (1953)
24. Vidal, R.J. : Model Instrumentation Techniques for Heat Transfer and Force Measurements in a Hypersonic Shock Tunnel, Cornell Aeronautical Laboratory Report No. AD-917-A-1, (1956)

25. Hinada, M. : Experimental Study on the Drag of Blunt Bodies of Revolution at Hypersonic Speeds, ISAS Report No. 432, (1968)
26. 和田勇, 曾我国男: 極超音速における鈍頭円錐の空力特性, 日本航空宇宙学会誌, 第23巻, 262号, (1975) pp. 619-624
27. Chernyi, G.G. : Introduction to Hypersonic Flow, Academic Press, N.Y. (1963)
28. 曾我国男: 広範囲の圧力導入管長さを有する圧力測定系の応答時間, 日本航空宇宙学会誌, 第24巻, 273号, (1976) pp. 503-512
29. 曾我国男, 山崎喬: ガン・トンネルによる鈍頭円錐の圧力測定実験, 日本航空宇宙学会誌, 第25巻, 283号, (1977) pp. 362-370
30. Rebinowicz, J., Jessey, M.E. and Bartsch, C.A. : Resistance Thermometer for Transient High Temperature Studies, GALCIT Memo. No. 33, (1956)
31. Jones, R.A. and Hunt, J.L. : Use of Fusible Temperature Indicators for Obtaining Quantitative Aerodynamic Heat Transfer Data, NASA TR R-230, (1966)
32. Meyer, R.F. : A Heat-Flux-Meter for Use with Thin Film Surface Thermometers, NAE Report LR-279, (1960) also Meyer, R.F. : Further Comments on Analog Networks to Obtain Heat Flux from Surface Temperature Measurements, NAE Report LR-375, (1963)
33. Skinner, G.T. : Analog Networks to Convert Surface Temperature to Heat Flux, Cornell Aeronautical Laboratory Report No. CAL-100, (1960)
34. 井上安敏, 山崎喬: 航技研ガン・トンネルによる空力加熱計測法について, 航技研資料, 近刊
35. Wada, I and Inoue, Y. : Heat Transfer Behind the Backward Facing Step in the Hypersonic Flow, Proc. of 10th ISSTS, Tokyo, (1973) pp. 425-432
36. 佐藤一雄: 物性定数推算法, 丸善株式会社, (1958) pp. 51-76
37. Eaves, R.H., Jr. and Lewis, C.H. : Combined Effects of Viscous Interaction and Ideal Source Flow on Pressure and Heat-Transfer Distributions over Hemisphere Cylinders at $M_\infty \sim 18$, AEDC-TR-65-158, (7/1965)
38. Whitfield, J.D. and Norfleet, G.D. : Source Flow Effects in Conical Hypervelocity Nozzles, AEDC-TDR-62-116, (6/1962)
39. Inouye, M. : Numerical Solutions for Blunt Axisymmetrical Bodies in a Supersonic Spherical Source Flow, NASA TN D-3383, (4/1966)
40. Keel, A.G., Jr. and Zapata, R.N. : Determination of Axial Gradient Effects in Free Jet Flows, AIAA Jour., Vol. 8, No. 10, (1970) pp. 1893-1895
41. 保原充, 桑原宏成, 前野育三: 円錐をよぎる極超音速湧出流の実験, 日本航空宇宙学会誌, 第24巻, 271号, (8/1976) pp. 394-399
42. Clark, E.L. and Trimmer, L.L. : Equations and Charts for the Evaluation of the Hypersonic Aerodynamic Characteristics of Lifting Configurations by the Newtonian Theory, AEDC-TDR-64-25, (3/1964)

附録 A

銃身端壁温測定によるよどみ点温度推算法

ガン・タンネルの銃身端壁にそれと同一平面に白金薄膜抵抗温度素子を取り付けて表面温度の履歴を観察すると、最初のパルスの変動の後では小さな振巾の振動が存在するものの、ほぼ一定値となることがわかる。ピストンが平衡状態におちついた後の T_0 がほぼ一定になった時以後に着目し、それ迄の初期の波系による変動の効果を無視して問題を単純化することにより、銃身端面に接する空気が、 P_1, T_1 からステップ的に一定の高圧、高温状態 P_0, T_0 になるモデルを考察する。この時に銃身端面に発達する温度境界層を解くことによって、境界層外の気体温度 T_0 と管壁表面温度 T_w との関係を得ることを目的とする。この関係を使って T_0 を推算するには、 P_0, T_1, T_w を実験的に与える必要があるが、 T_w の測定には上述のように白金薄膜抵抗温度素子を用いた。ガラスの表面温度を検知する白金薄膜は厚さ $0.1 \mu\text{m}$ 程度なので、熱が気体側の表面からガラス側の表面へと拡散するのに要する時間は 10^{-10} sec 程度であり、またその薄さのために熱容量が極く小さいために、薄膜の温度がガラスの表面温度に等しくなるのに要する時間は 10^{-6} sec の程度と見積ることができ、ガン・タンネルによる通常の計測に関しては、薄膜の温度はガラス表面温度（この場合 T_w ）に時間遅れなしに追随していると考えてよい。また、考えている現象の持続時間が数十ミリ秒と短いので、ガラスの厚さが 3mm 以上あれば、このガラスを半無限物体と考えてよい。

この問題の解析にあたっては、一次元問題と考えられ、温度境界層の発達過程は非定常一次元熱伝導方程式で表わされる。以下の解析では次の仮定をおく。

- ① 境界層内では圧力は一定 ($P = P_0$ (よどみ圧))
- ② 境界層内外の流速は無視する。(静止気体)
- ③ ガラスの物性値 ρ_b, C_b, k_b は温度にかかわらず一定とする。

④ 空気は熱的に完全であるが、その定圧比熱 C_a には熱量的不完全性を考慮した値を用い、⁽²³⁾ 熱伝導率 k_a はサザランド型の法則にしたがうものとする。すなわち、

$$k_a = k_{aw} \sqrt{\frac{T_a}{T_w}} \frac{1 + 110/T_w}{1 + 110/T_a}$$

と表わされる。ここで壁面上の気体の熱伝導率 k_{aw} は、予想される T_w の変化範囲が狭いことを考慮して、対応状態の原理⁽³⁶⁾を用いて次のように近似的に与えられる。

$$k_{aw} = 6.778 \times 10^{-5}$$

$$\times 1.26^{0.278 P_0} (T_w / 331.1)^{0.9325 - 0.1305 P_0} \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{C}$$

ここに、 P_0 はよどみ点圧力で atm 単位である。

また、定圧比熱 C_a は

$$C_a = (C_a)_{perf} \left\{ 1 + \frac{1}{3.5} \left(\frac{3060}{T_a} \right)^2 \frac{\exp(3060/T_a)}{[\exp(3060/T_a) - 1]^2} \right\}$$

で与えられる。 $(C_a)_{perf}$ は理想気体としての空気の定圧比熱で一定値 $0.2403 \text{ cal/g} \cdot \text{K}$ である。

パイレックス・ガラスに対する熱伝導方程式は

$$\rho_b C_b \frac{\partial T_b}{\partial t} = k_b \frac{\partial^2 T_b}{\partial \xi^2} \quad \xi \leq 0 \quad (\text{A-1})$$

一方、空気については

$$\rho_a C_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(k_a \frac{\partial T_a}{\partial \xi} \right), \quad \xi > 0 \quad (\text{A-2})$$

が成り立つ。

境界条件は：

$$\left. \begin{aligned} T_b(-\infty, t) &= T_1 & t \geq 0 \\ T_a(\infty, t) &= T_0 & t \geq 0 \\ T_b(-0, t) &= T_a(+0, t) = T_w, & t > 0 \\ \left(k_b \frac{\partial T_b}{\partial \xi} \right)_{\xi=-0} &= \left(k_a \frac{\partial T_a}{\partial \xi} \right)_{\xi=+0} \end{aligned} \right\} (\text{A-3})$$

初期条件は：

$$\left. \begin{aligned} T_b(\xi, 0) &= T_1, & \xi < 0 \\ T_a(\xi, 0) &= T_0, & \xi > 0 \end{aligned} \right\} (\text{A-4})$$

となる。

次に無次元変数 η_a, η_b を導入する。

$$\eta_a = \xi / \sqrt{2\alpha_a t}, \quad \eta_b = \xi / \sqrt{2\alpha_b t}$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} \alpha_a &= k_{aw} (T_w + 110) / (7P_0 T_w^{1.5}) \\ \alpha_b &= k_b / \rho_b C_b \end{aligned} \right\} (\text{A-5})$$

である。

T_a と T_b がそれぞれ η_a, η_b のみの関数だと考える。すなわち相似解を求める。

方程式 (A-1) は

$$\frac{d^2 T_b}{d\eta_b^2} + 2\eta_b \frac{dT_b}{d\eta_b} = 0, \quad \eta_b \leq 0 \quad (\text{A-6})$$

となり、解はただちに得られる。すなわち

$$T_b = (T_w - T_1) \text{erf} \eta_b + T_w \quad (\text{A-7})$$

を得る。

一方、方程式(A-2)は

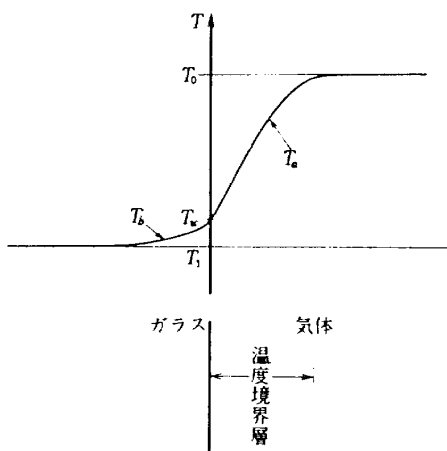
$$\frac{d^2 T_a}{d \eta_a^2} + \frac{T_a + 110}{T_a^{2.5}} \left\{ 1 + \frac{1}{3.5} \left(\frac{3060}{T_a} \right)^2 \frac{\exp(3060/T_a)}{[\exp(3060/T_a) - 1]^2} \right\} \cdot \eta_a \frac{dT_a}{d \eta_a} + \frac{T_a + 330}{2T_a(T_a + 110)} \left(\frac{dT_a}{d \eta_a} \right)^2 = 0 \quad (A-8)$$

なる非線型常微分方程式に還元され、これに対応する境界条件は(A-3)と(A-7)から

$$\left(\frac{dT_a}{d \eta_a} \right)_{\eta_a=0} = \frac{k_b(T_w - T_1)}{k_{aw}} \sqrt{\frac{\alpha_a}{\pi \alpha_b}} \quad (A-9)$$

となる。(A-8)と(A-9)をRunge-Kutta-Gill法で解いて、 T_0 と $T_w - T_1$ との関係を図17に示した。

この関係と、圧力計によって測定される P_0 および白金薄膜抵抗温度計による $T_w - T_1$ とから T_0 が推算される。この方法による T_0 の推算精度は $T_w - T_1$ の測定精度に依存し、それが±5%なので、誤差は100℃以内となる。



A-1 管端壁の温度境界層と温度分布

流をより正確に取り扱うためには、理想的な放射状流れに対し、測定室内の気流の実測値を何らかのかたちで用いるのが妥当であるように思われる。⁽³⁸⁾そこで、模型近傍の実測ピトー圧分布を基にした放射状流効果の修正方法を極超音速流に比較的良くあてはまるニュートン流理論を用いて以下に記述する。

(1) ニュートン流理論の一般的表示

ニュートン流理論によれば、物体表面の圧力係数は

$$C_p = 2 \cos^2 \eta \quad \dots\dots\dots (B-1)$$

で与えられる。ここで、角 η は気流の速度ベクトル \vec{V} と物体表面に垂直な内向きの単位ベクトル \vec{n} とのなす角で、その内積から計算される。

$$\cos \eta = \frac{\vec{V} \cdot \vec{n}}{V} \quad \dots\dots\dots (B-2)$$

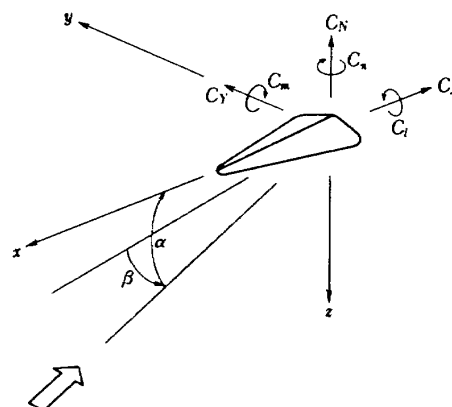
また、この理論では、流れの影の部分では空気力は作用せず、その表面の圧力は自由流の静圧に等しく、圧力係数 C_p はゼロとなる。従って(B-1)式は、 $\cos \eta \geq 0$ の時に意味をもち、その時の全表面をAで表わせば、物体に働く空気力とモーメントは、図B-1に示す記号を用いると以下のように書ける。⁽⁴²⁾

$$C_N = \frac{-2}{S} \iint_A \frac{q}{q_r} \cos^2 \eta \cos(n, z) dA \quad \dots\dots (B-3)$$

$$C_A = \frac{-2}{S} \iint_A \frac{q}{q_r} \cos^2 \eta \cos(n, x) dA \quad \dots\dots (B-4)$$

$$C_Y = \frac{2}{S} \iint_A \frac{q}{q_r} \cos^2 \eta \cos(n, y) dA \quad \dots\dots (B-5)$$

$$C_m = \frac{-2}{S l} \left[\iint_A \frac{q}{q_r} \cdot x \cdot \cos^2 \eta \cos(n, z) dA - \iint_A \frac{q}{q_r} \cdot z \cos^2 \eta \cos(n, x) dA \right] \quad \dots\dots (B-6)$$



B-1 力、モーメント係数と座標系

附録B

極超音速における放射状流効果の修正法

円錐ノズルで得られた気流中での実験結果については、その実測値に含まれている気流の非一様性の影響、すなわち放射状流効果を除くための修正が必要である。この放射状流効果の修正については、文献37~41に示されているように多くの研究がなされているが、これらの修正方法はノズルの形状で定まる理想的な放射状流れを修正法の基礎として用いている。しかしながら、円錐ノズルからの実際の自由噴流は、ノズル壁面に形成される境界層の影響も加って、必ずしも理想的な放射状流れではない。実際の気

$$C_n = \frac{2}{Sl} \left(\iint_A \frac{q}{q_r} x \cos^2 \eta \cos(n, y) dA - \iint_A \frac{q}{q_r} y \cos^2 \eta \cos(n, x) dA \right) \dots\dots\dots (B-7)$$

$$C_l = \frac{2}{Sl} \left(\iint_A \frac{q}{q_r} y \cos^2 \eta \cos(n, z) dA - \iint_A \frac{q}{q_r} z \cos^2 \eta \cos(n, y) dA \right) \dots\dots\dots (B-8)$$

ここで、角 $(n, x), (n, y), (n, z)$ は単位ベクトル \vec{n} と (x, y, z) 座標系の各座標軸とのなす角であり、 g_r と q は参照点と物体表面位置での気流の動圧を意味する。また、 S と l は基準となる任意の面積と長さを意味する。以上の一連の式は気流の一樣性のいかにかわらず成り立つ一般的なものである。

さて、気流が一樣な平行流の場合には、その速度と動圧は通常それぞれ V_∞, q_∞ で表示され、一定である。この場合、迎角 α と横滑り角 β をもつ物体に対しては、

$$\vec{V}_\infty = -V_\infty (\vec{i} \cos \alpha \cos \beta + \vec{j} \sin \beta + \vec{k} \sin \alpha \cos \beta) \dots\dots\dots (B-9)$$

$$\cos \eta = \frac{\vec{V}_\infty \cdot \vec{n}}{V_\infty} = -[\cos \alpha \cos \beta \cos(n, x) + \sin \beta \cos(n, y) + \sin \alpha \cos \beta \cos(n, z)] \dots\dots\dots (B-10)$$

であり、角 $(n, x), (n, y), (n, z)$ は物体形状を与えることによって一義的に定まり、諸空力係数は計算できる。

また、気流が非一樣流の場合でも、物体表面上の各位置における動圧と角 η が、実際の気流に対応して与えられるならば、その気流中での諸空力係数も上述の一連の式を用いて計算することができる。

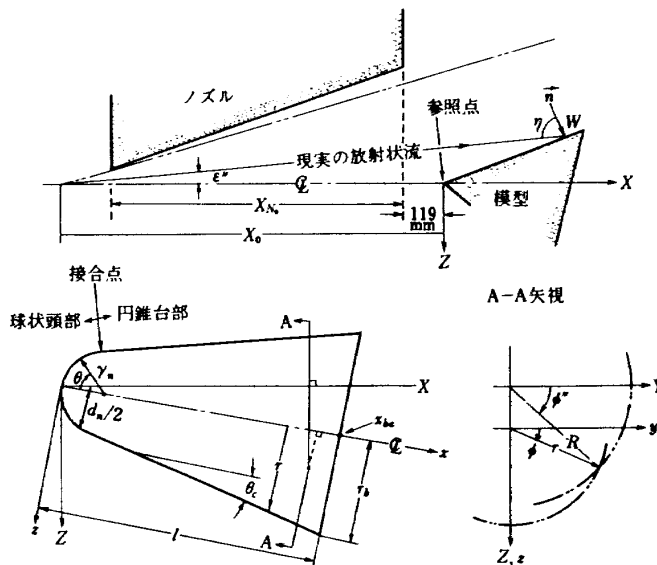
したがって、一樣平行流および非一樣流中でのその空力係数の比を用い、非一樣流中での実測値に修正を加えれば、一樣な平行流中での実験に対応する空力係数の値に引き直すことができる。

(2) 放射状流効果の修正式

(1)において、ニュートン流理論を用いた放射状流効果の修正方法に関する概要を示した。以下にその具体的な例として、球状鈍頭円錐を取りあげ、円錐ノズルを用いた場合の修正式を示す。

まず、イ)において、迎え角をもつ球状鈍頭円錐の非一樣流中での諸空力係数の計算に必要な、模型表面位置での流れの動圧と角 η の与えかたについて述べる。次いで、応用例として、迎え角がゼロの場合の抗力係数と表面圧力係数の修正式をそれぞれロ)とハ)に示す。なお、簡単のため、以下では模型の横滑り角 β はゼロとする。

図B-2に示すように、円錐ノズルの中心軸をX軸とする風洞座標系を (X, Y, Z) で表わし、模型の対称軸を x 軸とする模型座標系を (x, y, z) で表わすことにする。模型の先端の位置は風洞座標系のX軸上にあるものとし、以下に述べるイ), ロ)では、その模型先端の位置を各座標



B-2 鈍頭円錐空力解析に関する記号

系の原点に取る。模型の迎角はX軸とZ軸を含む平面内で取ることにし、頭上げの場合を正にとる。

1) 有迎角諸力係数の修正式

$\beta = 0$ を仮定しているの、軸力係数に対する(B-4)式は図B-2の記号を用いると次式に書き換えられる。

$$C_A = \frac{4r_n^2}{q_r S_b} \int_0^{\theta_c} \int_{-\frac{\pi}{2} \text{ or } \phi_0}^{\frac{\pi}{2}} q_N \cos^2 \eta_N \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta + \frac{4 \tan \theta_c}{q_r S_b} \int_{xp}^{xba} \int_{-\frac{\pi}{2} \text{ or } \phi_0}^{\frac{\pi}{2}} q_F \cos^2 \eta_F r d\phi dx \dots\dots (B-11)$$

ここで添字NとFはそれぞれ球状頭部とそれに続く円錐台部に適用される量を意味する。模型表面が気流の影になる限界位置、 $\cos \eta = 0$ での ϕ の値を ϕ_0 で示してある。なお、垂直力係数と縦揺れモーメント係数については省略した。

円錐ノズルで得られる自由噴流は、本質的には放射状流れの性質を有しているの、模型付近のピトー圧分布と実際のノズルスロート断面積から定まる円錐ノズルを図B-2のように仮定し、その頂点から座標系の原点までの距離を X_0 で表わすと、気流の速度ベクトルとX軸とのなす角 ϵ'' (以下、気流のずれ角 ϵ'' と書く)および模型表面位置での気流の動圧 q はそれぞれ次式のように近似的に表わすことができる。

$$\epsilon'' = \tan^{-1} \{ R / (X_0 + X) \} = \tan^{-1} \{ \sqrt{x^2 \sin^2 \alpha + y^2 + z^2 \cos^2 \alpha + 2xz \sin \alpha \cos \alpha} / (X_0 + x \cos \alpha - z \sin \alpha) \} \dots\dots (B-12)$$

$$q_N = [1 - (A_X X + A_R R)] q_r = \{ 1 - A_X r_n [(1 - \cos \theta) \cos \alpha - \sin \alpha \sin \theta \sin \phi] - A_R r_n \sqrt{\sin \alpha (1 - \cos \theta) (\sin \alpha - \sin \alpha \cos \theta + 2 \cos \alpha \sin \theta \sin \phi) + \sin^2 \theta (1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \phi)} \} q_r \dots\dots (B-13)$$

$$q_F = [1 - (A_X X + A_R R)] q_r = [1 - A_X (x \cos \alpha - r \sin \phi \sin \alpha) - A_R \sqrt{x \sin \alpha (x \sin \alpha + 2r \cos \alpha \sin \phi) + r^2 (1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \phi)}] q_r \dots\dots (B-14)$$

ここで、 q_r は参照点位置での気流の動圧で、ここではその参照点位置は模型の先端位置、つまり座標系の原点にとられている。

流れの速度ベクトル \vec{V} と模型表面に垂直な内向きの単位ベクトル \vec{n} とのなす角 η に対しては次式が得られる。

$$\cos \eta_N = (\cos \alpha \cos \epsilon'' + \sin \alpha \sin \epsilon'' \sin \phi'') \cos \theta - \sin \epsilon'' \cos \phi'' \sin \theta \cos \phi - (\cos \alpha \sin \epsilon'' \sin \phi'' - \sin \alpha \cos \epsilon'') \sin \theta \sin \phi \dots\dots (B-15)$$

$$\cos \eta_F = (\cos \alpha \cos \epsilon'' + \sin \alpha \sin \epsilon'' \sin \phi'') \sin \theta_c - \sin \epsilon'' \cos \phi'' \cos \theta_c \cos \phi - (\cos \alpha \sin \epsilon'' \sin \phi'' - \sin \alpha \cos \epsilon'') \cos \theta_c \sin \phi \dots\dots (B-16)$$

気流の動圧分布を表わす(B-13)式と(B-14)式中に含まれている定数 A_X, A_R および(B-12)式の X_0 の値は、実際の気流に対応するように、模型近傍の実測ピトー圧分布を用いて決定する。従って、(B-13)式~(B-16)式を(B-11)式に代入することによって、非一様流中の軸力係数が計算できる。なお、 $\epsilon'' = 0, q_N = q_F = q_r = q_\infty$ とおけば、一様平行流中での軸力係数が求まることは言うまでもない。

ここでは、多少の近似を導入し、放射状流れでの抗力係数を解析的に求め、放射状流れ効果の大きさの目安をうるための簡便な計算式を示す。

$\alpha = 0$ であるから、(B-13)式から(B-16)式は簡単になり、それぞれ(B-17)式から(B-20)式に書き換えられる。

ロ) ゼロ迎角抗力係数の近似的修正法

$$q_N = (1 - A_X r_n (1 - \cos \theta) - A_R r_n \sin \theta) q_r = q_r + \Delta q_N \dots\dots\dots (B-17)$$

$$q_F = (1 - A_X x - A_R r) q_r = q_r + \Delta q_F \dots\dots\dots (B-18)$$

$$\cos \eta_N = \cos \epsilon'' \cos \theta - \sin \epsilon'' \sin \theta \dots\dots\dots (B-19)$$

$$\cos \eta_F = \cos \epsilon'' \sin \theta_c - \sin \epsilon'' \cos \theta_c \dots\dots\dots (B-20)$$

一般に、気流のずれ角 ϵ'' は小さく、また動圧の変化量 Δq , ($\Delta q = q - q_r$), も q_r に比較して小さいと考えて良い。そこで、次式の近似を導入する。

$$\cos \epsilon' = \cos^2 \epsilon'' = 1, \quad \sin \epsilon'' \cdot \Delta q / q_r = \sin^2 \epsilon'' = 0 \dots\dots\dots \text{仮定 I}$$

また、ノズルの長さにはほぼ等しい X_0 に対し、模型の大きさは一般に小さいと考えて良い。そこで、 $\sin \epsilon''$ に対し、さらに次の近似を導入する。

$$\text{球状頭部: } \sin \epsilon'' = \frac{r_n \sin \theta}{\sqrt{(X_0 + x)^2 + r_n^2 \sin^2 \theta}} \doteq \frac{r_n \sin \theta}{X_0}$$

$$\text{円錐台部: } \sin \epsilon'' = \frac{r}{\sqrt{(X_0 + x)^2 + r^2}} \doteq \frac{r}{X_0}$$

.....仮定 II

そこで、(B-11) 式に (B-17) 式から (B-20) 式を代入し、仮定 I, II を適用し、球状頭部の半径 r_n と底面の半径 r_b との比で定義される頭部鈍さ ξ , ($\xi = r_n / r_b$), を用いて整理すると、非一様流中での抗力係数に関する (B-21) 式が得られる。

$$\begin{aligned} C_D = & 2 \sin^2 \theta_c + \xi^2 \cos^4 \theta_c \\ & - A_X r_b \frac{1}{15} [20 \sin \theta_c \cos \theta_c - 30 \sin \theta_c (1 - \sin \theta_c) \xi \\ & + (3 + 10 \sin \theta_c - 30 \sin^2 \theta_c + 10 \sin^3 \theta_c + 15 \sin^4 \theta_c - 8 \sin^5 \theta_c) \xi^2] \\ & - A_R r_b \frac{4}{15} [5 \sin^2 \theta_c + 2 \cos^5 \theta_c \xi^3] \\ & - \frac{r_b}{X_0} \frac{8}{15} [5 \sin \theta_c \cos \theta_c + (2 - 5 \sin \theta_c + 5 \sin^3 \theta_c - 2 \sin^5 \theta_c) \xi^3] \dots\dots\dots (B-21) \end{aligned}$$

(B-21) 式の第 1 項と第 2 項は一様平行流に対する抗力係数で、第 3 項と第 4 項は放射状流れに基づく X 軸方向及び半径方向の気流の動圧変化の影響を示すものである。また、第 5 項は一様平行流と放射状流れの気流のずれ角の影響を示している。従って、同式よりゼロ迎角球状鈍頭円錐の抗力におよぼす放射状流効果を簡単に推定することができる。 (1) で述べた手法を用いてその修正ができる。

ハ) ゼロ迎角圧力係数の近似的修正法

非一様な気流中に置かれた先端の鋭いゼロ迎角円錐の実測表面圧力 P_w から参照点での気流の動圧 q_r と静圧 P_r を用いてその圧力係数 C_{Pr} を表わすと次式のようになる。

$$C_{Pr} = (P_w - P_r) / q_r \dots\dots\dots (B-22)$$

また、圧力測定点のその位置での気流の動圧 q と静圧 P を用い、その点での気流のずれ角 ϵ'' を考慮すれば、半頂角 θ_c に対する一様平行流中での圧力係数は次式で表わされる。⁽²⁹⁾

$$C_P = \frac{\sin^2 \theta_c}{\sin^2 (\theta_c - \epsilon'')} (P_w - P) / q \dots\dots\dots (B-23)$$

そこで、(B-22) 式と (B-23) 式から P_w を消去すれば、参照点位置での気流の動圧と静圧を用いた圧力係数 C_{Pr} と一様平行中での圧力係数 C_P との関係が得られる。

$$C_P = \frac{\sin^2 \theta_c}{\sin^2 (\theta_c - \epsilon'')} (C_{Pr} \frac{q_r}{q} + \frac{P_r - P}{q}) \dots\dots\dots (B-24)$$

さて、極超音速流では、自由流のマッハ数は大きく、気体の比熱比 γ を 1.4 と仮定すれば、気流の動圧と静圧はピトー圧 P_{02} を用いて以下に示す簡単な近似式で取り扱うことができる。

$$q / P_0 \doteq 0.544 (P_{02} / P_0) \dots\dots\dots (B-25)$$

$$P / P_0 \doteq 0.0738 (P_{02} / P_0)^{1.4} \dots\dots\dots (B-26)$$

また、模型近傍のピトー圧測定から定まる気流のマッハ数に対応する円錐ノズルを想定し、その頂点から気流が放射状に流出すると仮定すれば、その面積比 S^* / S は (B-27) 式で表わされ、気流のずれ角 ϵ'' は (B-28) 式で計算することができる。

$$S^* / S \doteq 0.600 (P_{02} / P_0) \dots\dots\dots (B-27)$$

$$\epsilon'' \doteq \tan^{-1} \left\{ r_w [1 - \sqrt{0.600 (P_{02} / P_0)}] / (X_{N0} + X) \right\} \dots\dots\dots (B-28)$$

ここで、 X_{N0} は実際に使用した円錐ノズルのスロートから出口までの距離で、このハ) では座標系の原点はノズル出

口位置に取られている。従って、(B-24)式に(B-25)式の表面圧力係数に対する放射状流効果の修正式、(B-29)式、(B-26)式及び(B-28)式を代入して、円錐台部式が得られる。

$$C_P = \frac{\sin^2 \theta_c \left\{ C_{Pr} \frac{(P_{02}/P_0)_r}{(P_{02}/P_0)_w} + \frac{0.136}{(P_{02}/P_0)_w} \left[(P_{02}/P_0)_r^{1.4} - (P_{02}/P_0)_w^{1.4} \right] \right\}}{\sin^2 \left\{ \theta_c - \tan^{-1} \left[\tau_w (1 - \sqrt{0.600 (P_{02}/P_0)_w}) / (X_{N0} + X) \right] \right\}} \dots\dots\dots (B-29)$$

ここで、 $(P_{02}/P_0)_r$ と $(P_{02}/P_0)_w$ はそれぞれ座標系の原点に取られた参照点位置と模型表面位置での気流のピトー圧と風洞よみ点圧力の比を意味する。円錐台部に対する(B-29)式は既知量の X 、 τ_w 、 X_{N0} 及び θ_c を除けば、無次元ピトー圧 P_{02}/P_0 のみの関数であり、参照点

での動圧と静圧を用いた圧力係数 C_{Pr} から一様平行流れに対応する圧力係数 C_P が同式より求まる。

球状頭部に対しては、上述の円錐台部の場合と同様にして、次式の修正式が得られる。

$$C_P = \frac{\cos^2 \theta \left\{ C_{Pr} \frac{(P_{02}/P_0)_r}{(P_{02}/P_0)_w} + \frac{0.136}{(P_{02}/P_0)_w} \left[(P_{02}/P_0)_r^{1.4} - (P_{02}/P_0)_w^{1.4} \right] \right\}}{\cos^2 \left\{ \theta + \tan^{-1} \left[\tau_w (1 - \sqrt{0.600 (P_{02}/P_0)_w}) / (X_{N0} + X) \right] \right\}} \dots\dots\dots (B-30)$$

航空宇宙技術研究所報告 556号

昭和53年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)☎182

印刷所 株式会社東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12

Printed in Japan