

UDC 533.6.07/.08 :  
533.6.011.5

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-238

圧力測定の間遅れにおよぼす圧力孔の影響

曾 我 国 男・小野寺信幸

1972年11月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 資 料

TM-182	排気系障害板の模型実験	1970年10月	田 辺 義 一
TM-183	ロケット模型の大型低速風洞試験	1970年 9 月	近 藤 洋 史, 高 橋 宏 桑 野 尚 明
TM-184	金属線へ衝突する液滴の現象	1970年 9 月	田 丸 卓, 乙 幡 安 雄
TM-185	推進エンジン用空気取入口の予備実験	1970年 9 月	近 藤 博, 石 賀 保 正
TM-186	NAL-25・31 型ロケットの試作と飛しょう試験	1970年11月	宇宙研究グループ
TM-187	推力 300 kg ジンバル液体ロケットエンジンの揺動特性 (I)	1970年11月	檜 崎 哲 二, 中 野 富 雄 橋 本 亮 平, 竹 花 真 一 郎
TM-188	自由飛行模型 FFM-10 の空力微係数におよぼす機体弾性変形の影響について	1970年11月	河 崎 俊 夫, 河 本 巖 戸 田 勸
TM-189	燃料蒸発管に関する研究 (III) 一管内の燃料・空気二相流への熱伝達一	1970年12月	田 丸 卓, 乙 幡 安 雄 鈴 木 邦 男
TM-191	大型電子計算機プログラム・ライブラリ	1970年12月	戸 川 隼 人, 磯 部 俊 夫
TM-192	極超音速風洞 M9 ノズル校正試験	1971年 1 月	長 洲 秀 夫, 橋 本 登 穂 積 弘 一, 松 崎 貴 至
TM-194	航空機の STOL 性に関する一考察	1971年 1 月	田 辺 義 一
TM-195	曲面壁上の噴流に対する噴出孔形状, 配列の効果について	1971年 1 月	西 村 英 明, 白 井 弘 井 上 重 雄, 三 村 富 嗣 雄
TM-196	NAL-16 H 型ロケットの研究試作	1971年 1 月	宇宙研究グループ
TM-197	二次元煙風洞について	1971年 1 月	高 橋 宏, 戸 田 亘 洋 白 井 正 孝
TM-198	等高線を描かせるプログラム	1971年 1 月	磯 部 俊 夫
TM-199	航空機用ヒータの燃焼器の開発実験	1971年 2 月	堀 内 正 司, 本 間 幸 吉 矢 萩 恵 一
TM-202	単発 STOL 実験機に関する研究 一テレメータ実験局の電界強度測定一	1971年 6 月	幸 尾 治 朗, 小 野 孝 次 矢 沢 健 司, 塚 野 雄 吉
TM-203	固体ロケットの比推力測定の標準化	1971年 6 月	五 代 富 文, 岡 部 祐 二 郎 清 水 昭 紀, 伊 藤 克 弥 西 村 久 男
TM-204	サーボ機構の過渡応答改善用デジタルコントローラについて	1971年 7 月	小 川 鑛 一, 島 村 正 人 (日本大学)
TM-205	自由飛行模型 FFM-10 の動安定微係数の推定について	1971年 7 月	河 崎 俊 夫, 河 本 巖
TM-206	静止衛星の軌道保持シミュレーションシステムの構成 (I) 一地球の重力場による摂動一	1971年 8 月	松 島 弘 一
TM-207	対称スピン衛星用ニューテーション・ダンパの解析	1971年 9 月	村 上 力, 狼 嘉 彰
TM-208	薄板継手構造の強度についての実験 一接着およびリベット継手一	1971年11月	池 田 為 治, 熊 倉 郁 夫 竹 内 和 之
TM-209	試作接着面応力センサの校正試験	1971年11月	大 竹 邦 彦, 遠 藤 修 司 野 口 義 男
TM-210	小型加速度計による風洞模型姿勢角の測定	1971年12月	原 亘 利
TM-211	軽量ジェットブースト STOL の一検討	1971年12月	西 村 博 史
TM-212	原動機部要素試験設備用消音装置の特性試験	1972年 1 月	鳥 崎 忠 雄, 小 林 実
TM-213	フライングテストベッド空気系統試験	1972年 2 月	田 辺 義 一, 小 暮 泰 之 川 崎 純 男
TM-214	フライングテストベッド燃料系統試験	1972年 2 月	田 辺 義 一, 小 暮 泰 之 川 崎 純 男

# 圧力測定の間延れにおよぼす圧力孔の影響\*

會 我 国 男\*\*・小野寺信幸\*\*

## 1. ま え が き

風洞自由流の総圧や気流中におかれた模型の表面圧力測定では、圧力変換器までの中継として円管をもちいる。測定圧力値や円管の内径が小さくなるにつれて、この円管の抵抗係数は増大し、圧力測定の応答時間は長くなる。極超音速流での風洞実験では、気流持続時間、測定点の幾何学的大きさ等の制約や実測圧力値が必然的に小さいことなどから、実験を行なう際、この応答時間は問題になることが多い。応答時間に比較して、十分長い気流持続時間が得られる極超音速風洞実験でも、経済的見地から、最適な圧力測定系の理論的および実験的研究が行なわれてきた。それらの研究は、中継円管は十分長く、円管内の流れも十分遅いという立場にたっている。しかし、気流持続時間が著しく短い(1~100 m/sec)衝撃波風洞やガン・タンネルで使用する圧力測定系では、中継円管に相当する圧力孔は必然的に短く、またその孔内流れの初期流速も音速に近いので、従来の方法では、この種圧力測定系の応答時間を推定することはできない。このような持続時間の短い極超音速流での風洞実験では、静圧に比較して大きな値をもつ気流の総圧でも測定できない場合があり、特に、静圧に近い小さな圧力(約 10 mmHg 以下)の測定は困難である。

ここでは、この種風洞実験で必要と思われる測定圧力範囲(1~760 mmHg)にわたり、内径 1 mm、長さ 3~30 mm の一連の圧力孔から成る圧力測定系の応答時間を実験的に求めた。

応答時間は、圧力変換器受圧部の空間体積によって異なることは言うまでもないが、本質的には、この空間体積に流入する質量、すなわち、中継円管内の流れに依存する。

円管内の流れは摩擦抵抗に強く依存し、良く知られている Poiseuille 流れでは、摩擦抵抗による圧力損失( $\Delta P_{fr}$ )は全圧力損失( $\Delta P = P_1 - P_2$ )に等しく、円管内

の流れは次式で取り扱うことができる。

$$\Delta P_{fr} = P_1 - P_2 = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{2} \rho U^2$$

ここで、 $l$  と  $d$  は円管の長さとお径、 $P_1$  と  $P_2$  はその入口と出口での流れの静圧である。無次元量の  $\lambda$  は、圧力降下係数または抵抗係数と呼ばれ、上式の代わりに  $\lambda = 4f$  とおいた式 (Fanning の式) をもちいる場合もある。この流れは、丸味の付いた円管入口から十分下流 ( $x \geq 0.065 \cdot d \cdot Re$ ) での層流非圧縮性流れで得られ、流量と圧力差との関係は Hagen-Poiseuille の法則で与えられる。ここで、 $Re$  は円管直径を基にした流れのレイノルズ数であり、 $x$  は円管入口から下流に向って計られた距離である。この場合の抵抗係数は  $\lambda = 64/Re$  となり、乱流では Blasius の実験式  $\lambda = 0.3164 Re^{-1/4}$  等で既存の実験結果は良く整理できる<sup>1)</sup>。静圧の小さな(約 1 mmHg 以下)気体の流れでは、管内の流れは滑り流や分子流になり、Hagen-Poiseuille の法則は適用できなくなる。文献 2 では、このような流れの領域で詳細な系統の実験を行ない、Poiseuille 流れの抵抗係数を修正するかたちで抵抗係数を求めている。文献 3~5 では、その修正された抵抗係数も考慮し、摩擦抵抗による圧力損失が全圧力損失とみなせる、十分長い円管から成る圧力測定系の応答時間を求める式を導き、実験結果との比較を行なっている。

円管入口より  $x = 0.065 \cdot d \cdot Re$  までは、前駆長または助走距離と呼ばれ、円管内の流速分布は、入口での一様な状態から下流に行くにしたがって Poiseuille 流れの放物線分布に移り変わっていく。この前駆長内では、摩擦抵抗に打ち勝ち、さらに円管中心部流体の速度増加に費やされる圧力差 ( $\Delta P_{mom}$ ) が必要となり、圧力損失は  $\Delta P = \Delta P_{fr} + \Delta P_{mom} = P_1 - P_2$  となる。短い円管の場合には、この運動量増加に要する圧力損失 ( $\Delta P_{mom}$ ) を無視することはできない。文献 6 では、層流非圧縮性流れについて、前駆長内の流れを解析し、この運動量増加の圧力損失を理論的に求めている。

一方、文献 7~9 では、熱伝達を伴う円管内の層流圧縮性流れを解析し、いくつかの初期条件のもとで実際に数値計算を行ない、流れの諸量を求めている。そ

\* 昭和 47 年 10 月 17 日受付

\*\* 空気力学第一部

の結果、平均摩擦抵抗係数や運動量増加に要する圧力損失は、円管一管内気流間の熱伝達量によって変化するばかりか、円管入口での流れのマッハ数によっても影響されることを示している。しかし、入口での流れのマッハ数が大きい場合、下流の流れのマッハ数は1に近づき、事実上数値計算は不可能となり、この状態での流れの諸量は求められていない。文献10では、熱伝達を伴う実験条件下、円管壁面での気体温度  $T_s$  と円管内流れの全平均よどみ点温度  $T_b$  との比  $T_s/T_b = 1 \sim 4.1$ 、で得られた既存の摩擦抵抗係数は、修正レイノルズ数  $Re_s$  を使うことによって良く整理でき、層流では  $\lambda = 64/Re_s$  になることを示した。なお、摩擦抵抗係数を求めた際の平均密度は、平均よどみ点温度  $T_b$  から評価した値を使っている。また、乱流においても、この修正レイノルズ数を使うことによって、既存の実験データ ( $0.35 \leq T_s/T_b \leq 7.35$ ) は良く整理できることも示している。

本報告では、圧力測定系受圧部の圧力上昇速度を測定した実験結果をもとに、圧力孔内の流れの諸量を評価し、その圧力孔両端での運動量差から、前駆長内の運動量増加に要した圧力損失 ( $\Delta P_{mom}$ ) を決定した。全圧力損失 ( $\Delta P = P_1 - P_2$ ) と運動量増加に要した圧力損

失の差を摩擦抵抗による圧力損失 ( $\Delta P_{fr}$ ) とみなし、圧力孔の平均摩擦抵抗係数も求め、既存のデータに比べ速度が速い流れも含み、かつ  $l/d$  も小さな圧力測定系の応答時間を理論的に推定する際の基礎資料を得た。

## 2. 実験装置

ガン・タンネルのように気流持続時間の短い極超音速流での実験では、圧力測定系は風洞測定室内に装置され、風洞始動前の真空状態から瞬間的に一定圧力が加わる。このような状態を相似するため、文献12, 13で使用された圧力計準動的較正装置と同様な実験装置を使った。その外観写真と詳細図を図1, 2に示した。圧力測定系は弁によって仕切られ、真空ポンプで(2)でその空間体積を十分真空にした後、電磁石によってこの弁を開き、真空ポンプ(1)によって任意に設定した一定圧力を瞬間的に圧力測定系に与える。電磁石による弁の上昇速度は  $1 \text{ mm/msec}$  以上で、圧力変換器 (Kistler社製 606 L 型, 受感面直径約  $10 \text{ mm}$ ) 受感面を弁下面とほぼ同一面に装置した場合の応答時間は、設定圧力  $1 \sim 760 \text{ mmHg}$  の範囲内では  $200 \mu\text{/sec}$  である。圧力測定系の測定室は内径  $11.43 \text{ mm}$ 、深さ  $4.55 \text{ mm}$  (体積  $V_m = 0.467 \text{ cm}^3$ ) の円筒型で、圧力変換器には上記

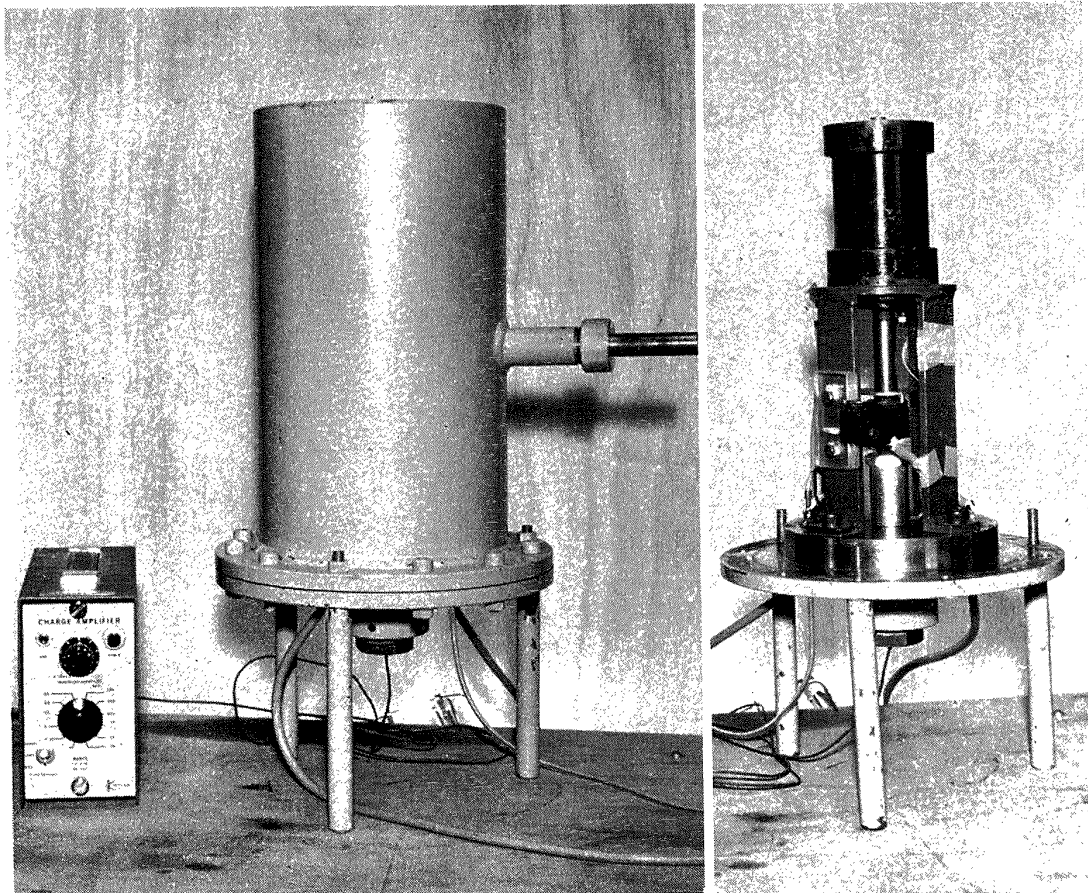


図1 実験装置の外観

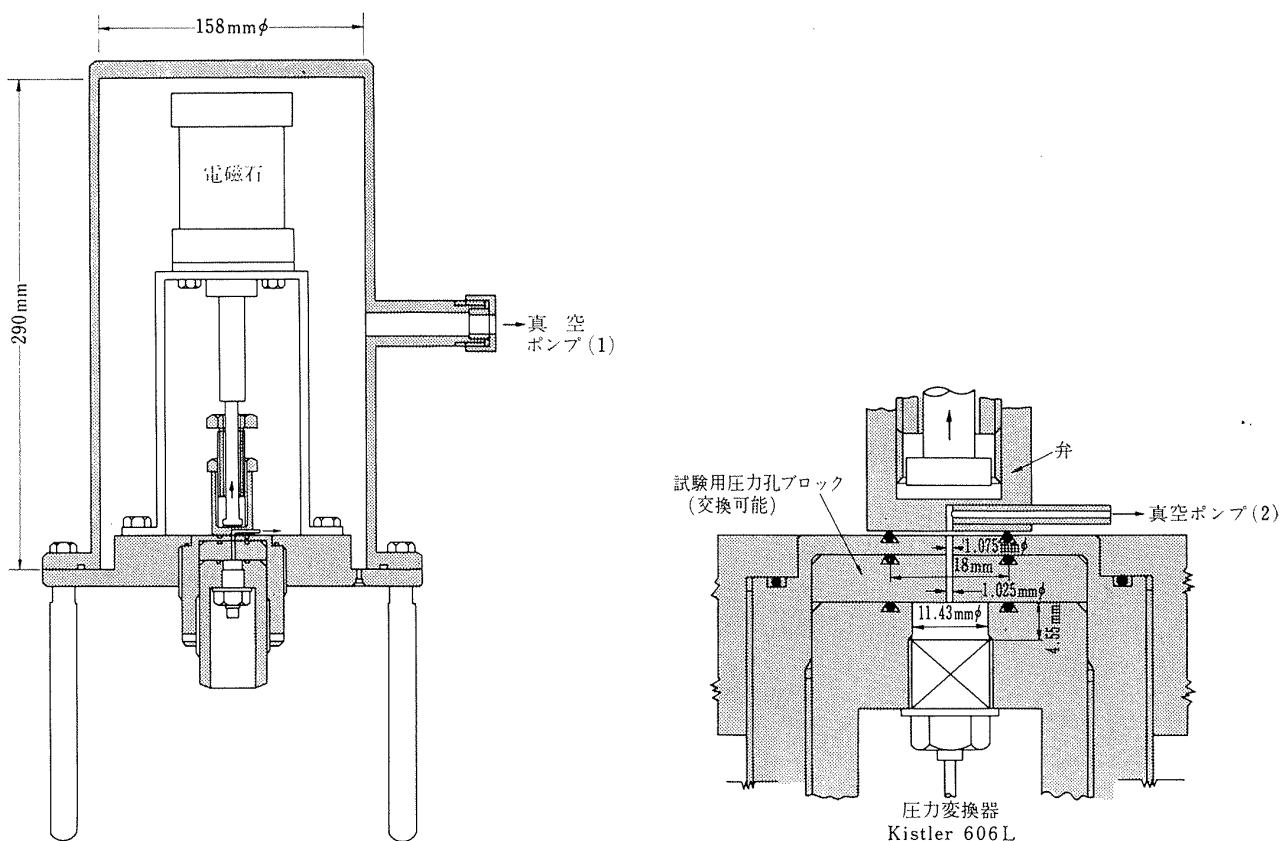


図 2 実験装置の詳細

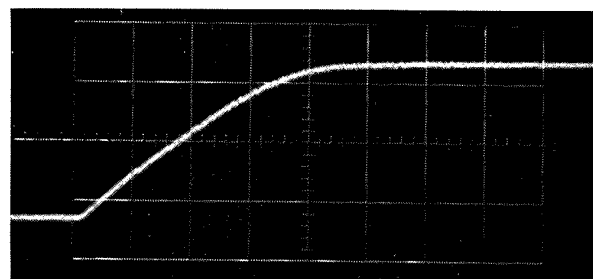
Kistler社製のピエゾ型圧力変換器を使用した。歪ゲージ型圧力変換器はより小型で高感度のものが市販されている。しかし、ゲージ電流にもとづく自己加熱により受感面温度が上昇し、みかけの立上り時間が著しく大きく、短時間での圧力測定用としては適当でない。圧力孔の内径は約 1 mm、長さは 3~30 mm で、圧力孔入口の丸味や内面粗さは特に考慮せず、ドリルで穴をあけたままの状態である。その理由は、実際の風洞実験条件に近づけるためであり、模型表面圧力測定のための圧力孔は、入口の丸味や内面粗さはこのような状態に近い場合が多いからである。設定圧力範囲は 1~760 mmHg で、その気体（空気）温度は室温である。

### 3. 実験結果

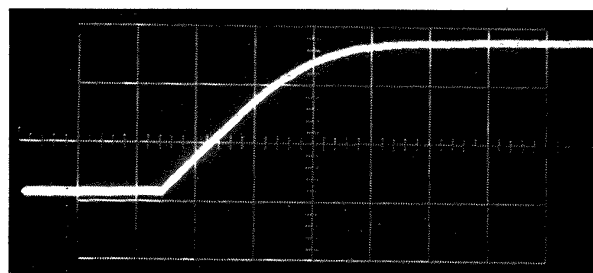
#### 3.1 応答時間

圧力測定系内部を真空にした後、前述の実験装置により準動的に一定圧力を圧力測定系に与える。この際、圧力変換器出力の時間的变化を測定する。得られたシンクロスコープ写真の一例を図 3 に示した。同様な一連の写真は、いずれも測定室圧力  $P_m$  が設定圧力の約 50% に達するまで、その圧力上昇は時間に比例しており、この間では定常流とみなせる。測定室圧力  $P_m$  が設定圧力  $P_0$  の 50%, 95% に達するまでの所要時間を図 4, 5 に示した。 $P_0 \approx 100$  mmHg 付近で、

所要時間の変化傾向に違いが生じ、特に図 4 では図 5 より明確に表われている。この設定圧力で得られる実験初期の入口での流れのレイノルズ数は約 1500 (後述) である。円管内の流れは層流と乱流の二種類があり、その臨界レイノルズ数は約 2000 と言われている。し



$P_0 = 97$  mmHg       $l = 3.0$  mm  
 $d = 1.075$  mm      1 msec/div.



$P_0 = 72$  mmHg       $l = 30.0$  mm  
 $d = 1.025$  mm      2 msec/div.

図 3 圧力変換器出力の時間的变化

たがって、設定圧力が約 100 mmHg 以下では孔内の流れは層流で、100 mmHg 以上では乱流とみなせる。図 4 は定常流の結果を示したもので所要時間の变化傾向の違いが強く表われた。しかし、実験初期の定常流が乱流でも、測定室圧力が設定圧力値に近づくにつれて圧力孔内の流れは層流に移行する。図 5 に示した結果は、このような非定常流部分を含むので、所要時間の变化傾向の違いは図 4 より不明確になっている。

圧力測定に必要な時間は、測定室圧力が設定圧力値の 99% 以上に達するまでの所要時間で議論する必要がある。しかし、実験的にその値を正しく示すことは不可能に近いので、ここでは 95% の値を示した。この応答時間は、当然ながら  $l/d$  の値が大きく、 $P_0$  が小さい場合に大きくなり、本実験範囲では最大 100 msec となっている。実際の風洞実験では、測定気体の温度は室温よりかなり高く (1000°~1500°K), 本実験では

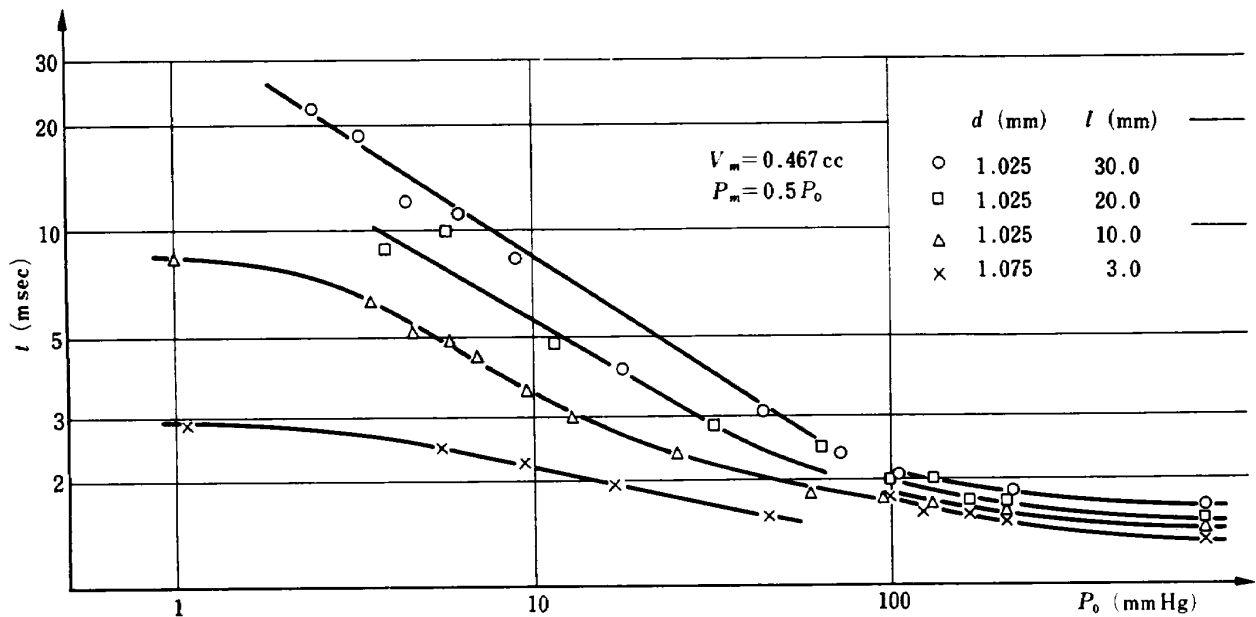


図 4 所要時間と設定圧力 (50%, 定常流)

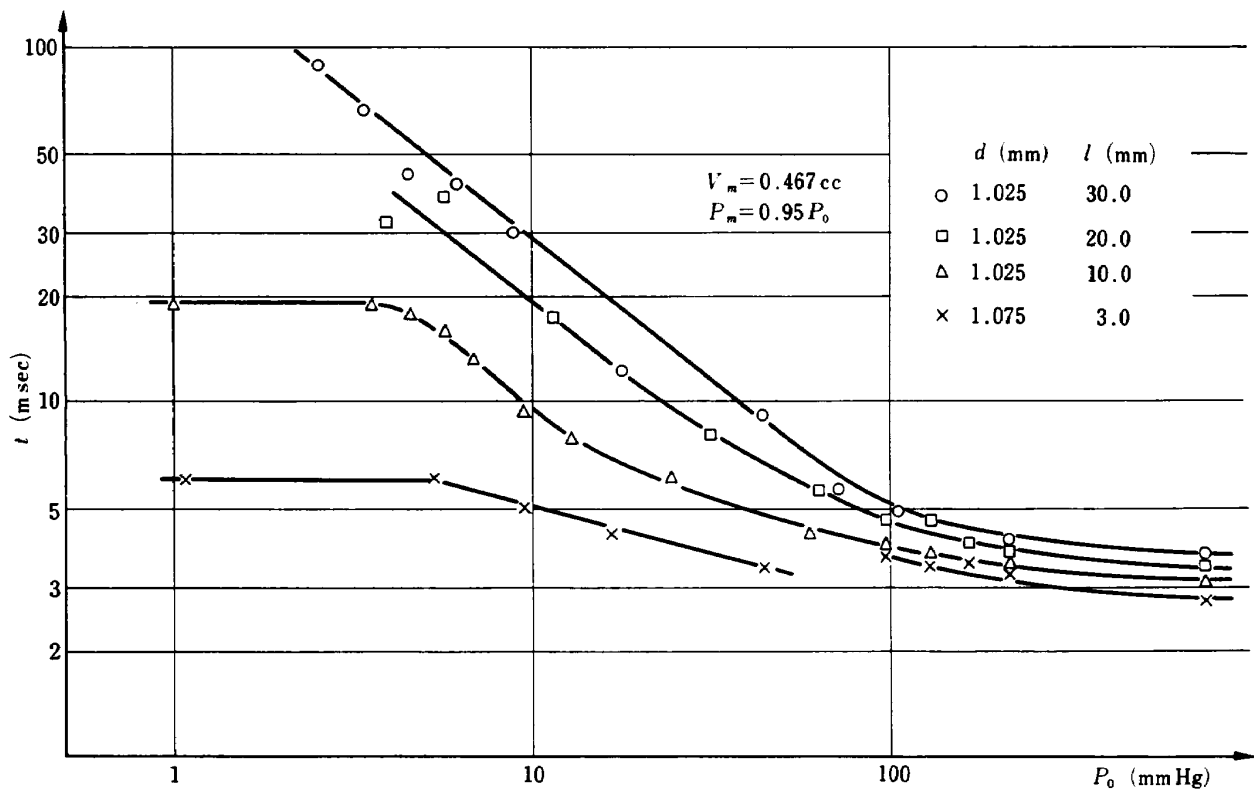


図 5 所要時間と設定圧力 (95%)

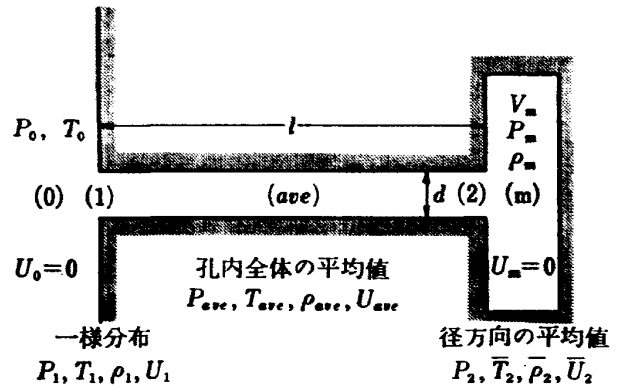
温度の相似がなされていない。したがって、ここに示した結果より直接圧力測定に要する時間を決定することはできず、正確には温度も相似した実験、あるいは理論的取り扱いが必要である。しかし、本実験では測定精度をますため、圧力変換器受圧部の空間体積を大きくとっており、実用的には、この体積は本実験値の1割位である。また、文献8の理論結果によれば、測定気体温度が円管自身の温度より高い場合には、管内気流から円管に熱の移動が生じ、平均摩擦抵抗係数は小さくなることを示している。さらに、図5の実験結果は、測定気体の圧力が極度に小さくなると(1~5 mmHg)所要時間に頭打ちの現象が生じることを示している。以上のことを考慮すれば、当所ガン・タンネル(気流持続時間 20~40 m sec)でも、必要測定圧力範囲(1~200 mmHg)の全領域にわたって十分な精度で圧力測定が可能であると言える。なお、所要時間の頭打ちの現象は、すでに文献2で指摘されているように、測定圧力が極度に小さくなると管内の流れは連続流領域から滑り流領域に移行し、抵抗が減少するためである。

3.2 圧力孔内の流れ

円管内の流れを実験的に調べる際は、一般に、円管両端での流れの静圧や流量等の測定が行なわれる。本実験のように内径が小さく、またその長さも短い圧力孔の場合には、圧力孔両端での流れの静圧はもとより流量ですら正しく測定することは不可能である。ここでは、図3に示した圧力変換器出力の時間的変化を測定した一連の実験データを基に  $l/d$  の値が小さく、かつ流速も速い場合を含む圧力孔内の流れ(層流のみ)を調べ平均摩擦抵抗係数を求めた。本実験のレイノルズ数範囲は  $10^{-1} \sim 10^4$  で、臨界レイノルズ数(約  $2 \times 10^3$ )から連続流の限界にいたるまでほぼ全領域をカバーしている。この層流領域での前駆長は約 0.01~100 mm で、長さ 3~30 mm の圧力孔では前駆長内での運動量増加に要した圧力損失を無視することはできない。したがって、この圧力損失も求め、このような圧力測定系の理論的取り扱いの基礎資料を得た。以下にその方法と結果を示す。

実験範囲(条件)と以下の説明に使用する記号は図6の通りである。

圧力孔両端での流れの静圧の差(全圧力損失  $\Delta P$ )は摩擦抵抗にもとづく圧力損失( $\Delta P_{fr}$ )と前駆長内での運動量増加に費やされた圧力損失( $\Delta P_{mom}$ )の和であり、圧力孔の平均摩擦抵抗係数  $\lambda$  は(1)式から、また運動量増加に費やされた圧力損失は(2)式で評価する<sup>11)</sup>。



- $V_m = 0.467 \text{ cc}$
- $d = 1.025, 1.075 \text{ mm}$
- $l = 3, 10, 20, 30 \text{ mm}$
- $S_m / S_1 = 131 \gg 1$
- $P_0 = 1 - 760 \text{ mmHg}$
- $T_0 = 293^\circ \text{ K}$

図6 実験範囲と記号

$$\Delta P_{fr} = \Delta P - \Delta P_{mom} = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{2} (\rho U^2)_{ave} \quad (1)$$

$$\Delta P_{mom} = G^2 \cdot R \cdot \left( \frac{\bar{T}_2}{P_2} - \frac{T_1}{P_1} \right) \quad (2)$$

ここで、 $G$  は単位時間単位面積当りの流量、 $G = \rho_1 u_1$ 、 $R$  は気体定数である。(1)式の添字 *ave* は圧力孔内流れの全平均量を意味する。

(1) 圧力孔入口の流れ(添字1)

圧力孔入口での流れは、径方向にその物理量は一様で、完全気体の非粘性断熱圧縮性流れとして取り扱う。

$$P_1 = P_0 (P_1/P_0) \quad (3)$$

$$T_1 = T_0 (P_1/P_0)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (4)$$

$$\rho_1 = \frac{P_0}{RT_0} \cdot (\rho_1/\rho_0)^{1/\gamma} \quad (5)$$

$$u_1 = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} RT_0 [1 - (P_1/P_0)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}] \right\}^{1/2} \quad (6)$$

ここで、 $\gamma$  は空気の比熱比(1.4)であり、添字0は静止した測定気体を意味する。一般には、この静圧  $P_1$  は実験的に求められる。すでに述べた理由により、本実験では、この静圧は求められていない。したがって、以下に述べる(18)式から評価する。

(2) 圧力孔出口の流れ(添字2)

圧力孔出口では静圧を除き、その流れの諸量は径方向に一様でない。したがって、出口断面での平均値で流れの量を取り扱い、その記号には静圧を除きバーを付けて表わすことにする。図3に示した測定室圧力  $P_m$  の時間的変化を測定したシンクロ・スコープ写真は、他のいつれもその値が測定圧力  $P_0$  の約 50% に達するまでは時間に比例して上昇している。したがって、この間では音速状態が維持され、 $P_2 = 0.528 P_0$  にな

っているものとみなす。圧力孔断面積  $S_1$  に比較して円筒型測定室の断面積  $S_m$  は十分大きいので、比例関係がくづれた後の出口での流れの静圧は、測定室圧力と釣り合っているものと仮定する。

$$P_m \leq 0.528 P_0 \quad P_2 = 0.528 P_0 \quad (7)$$

$$P_m \geq 0.528 P_0 \quad P_2 = P_m \quad (8)$$

実験時間は非常に短く、また圧力孔の深さも浅いので、孔内気体と圧力孔壁間での熱伝達量は無視し、摩擦抵抗係数にみあう温度上昇のみを考慮すれば、出口での平均よどみ点温度  $\bar{T}_{20}$  は以下に示す(9)式で近似的に評価できる。Taylor<sup>10)</sup>は熱伝達を伴う圧縮性流れでも、円管の平均摩擦抵抗係数は、修正レイノルズ数  $Re_s$  を使うことによって既存の実験データは良く整理でき、層流では  $\lambda = 64/Re_s$  となることを示している。本実験では極超音速流中におかれた模型表面圧力の測定に必要な時間を理論的に推定するための基礎資料を得ることも目的としているので、円管内の流れが層流である場合のみを考慮し、一般的取り扱いを可能にする意味から修正レイノルズを使い、平均よどみ点温度  $\bar{T}_{20}$  を評価した。

$$\frac{64}{Re_s} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{2} (\rho U^2)_{ave} = C_p \rho_{ave} (\bar{T}_{20} - T_0) \quad (9)$$

ここで  $C_p$  は定圧比熱を意味する。なお入口から出口までの圧力孔流れの全平均値のとりかたは後で述べる。Taylor が使用した修正レイノルズ数は、

$$Re_s = \frac{Gd}{\mu_s} \cdot \frac{T_b}{T_s} \quad (10')$$

である。ここで、 $\mu_s$  は圧力孔壁面での気体温度  $T_s$  で評価した粘性係数であり、 $T_b$  は入口から出口までの圧力孔内流れの全平均よどみ点温度である。ここでは  $T_s$  は圧力孔壁温度  $T_w$  に等しいものと仮定し、測定気体温度と実験装置全体の温度が等しく、また実験時間も短いので、実際の計算では  $T_w = T_0$  とした。

$$Re_s = \frac{Gd}{\mu_w} \cdot \frac{T_b}{T_w} \quad (10)$$

一方、圧力孔内流れは非定常流（一部は定常流）であるが、これを準定常流として取り扱う。微小時間  $\Delta t$  の間に  $\Delta m$  の質量が測定室（体積  $V_m = 0.467 \text{ cm}^3$ ）に流入し、その速度が瞬間的に 0 になったものとするれば、その微小流入質量による測定室の密度  $\Delta \rho_m$  は  $\Delta m/V_m$  となり、圧力  $\Delta P_m$  は

$$\Delta P_m = R \cdot \Delta \rho_m \cdot \bar{T}_{20} \quad (11)'$$

となる。流入質量  $\Delta m$  は連続の式より  $\Delta m = G \cdot S_1 \cdot \Delta t$  であるから、(11)' 式は (11) 式に書き換えられる。

$$\bar{T}_{20} = \frac{V_m}{S_1} \left( \frac{\Delta P_m / P_0}{\Delta t} \right) \frac{P_0}{RG} \quad (11)$$

平均静温度  $\bar{T}_2$  は上述の静圧と平均よどみ点温度を使い、次式で評価する。

$$\begin{aligned} \bar{T}_2 = & \left\{ \left[ \frac{\gamma}{(\gamma-1)R} \left( \frac{P_2}{G} \right)^2 \right]^2 \right. \\ & \left. + 2\bar{T}_{20} \frac{\gamma}{(\gamma-1)R} \left( \frac{P_2}{G} \right)^2 \right\}^{1/2} \\ & - \frac{\gamma}{(\gamma-1)R} \left( \frac{P_1}{G} \right)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

この(12)式はエネルギー方程式、連続の式および状態方程式から求めたものである。

(9) 圧力孔内流れの全平均量 (添字 *ave*)

圧力孔内流れの静圧、静温度の入口から出口までの全平均量  $P_{ave}$ 、 $T_{ave}$  は簡単に入口と出口の値の算術平均値とする。

$$P_{ave} = \frac{1}{2} (P_1 + P_2) \quad (13)$$

$$T_{ave} = \frac{1}{2} (T_1 + \bar{T}_2) \quad (14)$$

全平均密度  $\rho_{ave}$  はこの全平均圧力、温度および状態方程式より、

$$\rho_{ave} = \frac{1}{R} \frac{P_{ave}}{T_{ave}} = \frac{1}{R} \left( \frac{P_1 + P_2}{T_1 + \bar{T}_2} \right) \quad (15)$$

で評価する。(1)、(9)式の運動エネルギーおよび全平均よどみ点温度は次式で評価する。

$$(\rho U^2)_{ave} = G^2 \cdot \frac{1}{\rho_{ave}} \quad (16)$$

$$T_b = \frac{(\gamma-1)R}{2\gamma} \cdot G^2 \cdot \left( \frac{T_{ave}}{P_{ave}} \right)^2 + T_{ave} \quad (17)$$

ここで、(16)式は連続の式、(17)式はエネルギー方程式、連続の式および状態方程式で得られた結果に対し、それぞれ(13)~(15)式を使って近似的に表わしたものである。以上ここで示した圧力孔内流れの全平均値の取りかたは、本質的には Taylor<sup>10)</sup> が使用した方法と同一である。

(9)、(11)式より  $\bar{T}_{20}$  を消去し、整理すると(18)式が得られる。

$$\frac{64R\mu_w T_w l}{P_0 d^2} = (C - \sqrt{2C_p T_0 F}) \left\{ 1 + \frac{\left[ \left( \frac{P_2}{P_0} \right) + \left( \frac{P_1}{P_0} \right) \right]^2}{\left[ \left( \frac{P_2}{P_0} \right)^2 + \frac{4CF(P_2/P_0)^2}{\sqrt{2C_p T_0 F}} \right]^{1/2} - \left( \frac{P_2}{P_0} \right)^2 + 2F \left( \frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right\} \quad (18)$$



ここで

$$C = \frac{V_m}{S_1} \cdot \frac{(\Delta P_m/P_0)}{\Delta t}$$

$$F = (P_1/P_0)^{1/\tau} - (P_1/P_0)^{\tau-1}$$

(18)式の左辺は単に実験条件で与えられる既知量をまとめただけで物理的意味はない。右辺も  $(\Delta P_m/P_0)/\Delta t$ ,

$(P_1/P_0)$  および  $(P_2/P_0)$  以外はすべて実験条件で与えられる。 $(P_2/P_0)$  と  $(\Delta P_m/P_0)/\Delta t$  の関係は図3に示した実験結果, および(7), (8)式の仮定から求められ, 圧力孔入口での流れの静圧  $P_1$  はこの(18)式から求めることができる。

図3と同様な一連の実験データを定常流とみなせる

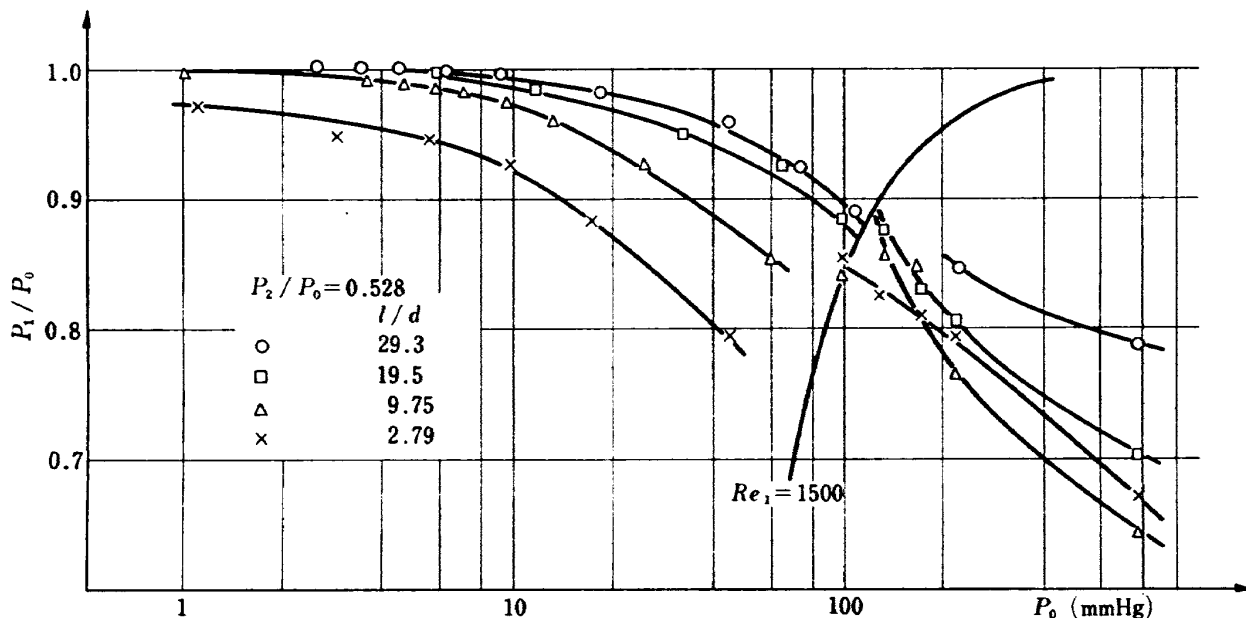


図7 圧力孔入口での流れの静圧 ( $P_m/P_0 \leq 0.528$ , 定常流)

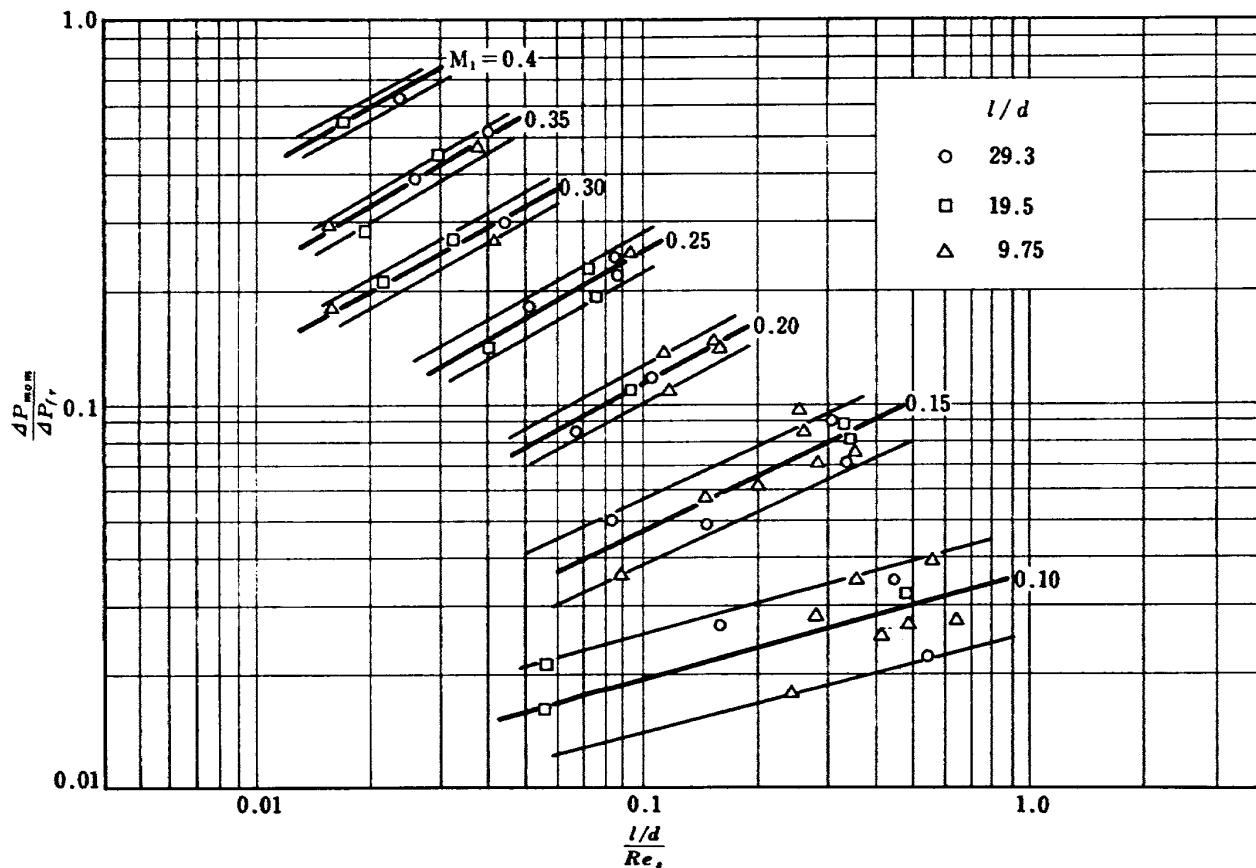


図8 運動量増加に要した圧力損失

範囲 ( $P_m \leq 0.5P_0$ ) と非定常流範囲 ( $P_m > 0.5P_0$ ) に別けて考える。定常流では  $\Delta P_m/P_0$  の値を 0.5 に取り、圧力孔出口圧力は(7)式より  $P_2 = 0.528P_0$  とする。非定常流範囲では  $\Delta P_m/P_0 = 0.05$  に取り、データを細分化し、 $P_2$  の値は細分化した微少圧力  $\Delta P_m$  のその中間点での  $P_m$  の値で与える。微少時間  $\Delta t$  は細分化した微少圧力上昇に要した時間で与えることができる。このような方法で計算に必要なデータを与え、上に示した平均摩擦抵抗係数の整理方法に従って求めた入口の流れの静圧 ( $P_1$ )、前駆長内の流れの加速に要した圧力損失 ( $\Delta P_{mom}$ ) および圧力孔の平均摩擦抵抗係数 ( $\lambda$ ) の結果をそれぞれ図 7, 8, 9 に示した。

図 7 は各測定圧力の定常流とみなせる初期の流れに対する入口での流れの静圧と測定圧力の関係を示した

ものである。すでに応答時間の実験結果として指摘したように、 $P_0 \approx 100 \text{ mmHg}$  付近で  $P_1/P_0$  の変化傾向も異なり、同図に示した入口での流れのレイノルズ数  $Re_1 = 1500$  の線で変化傾向の等しい二つの領域に区別することができる。したがって、レイノルズ数が 1500 以下 (左側) では層流で、1500 以上 (右側) では乱流とみなせる。ここでは流れを層流とみなし、圧力孔を通過した気体の平均よどみ点温度上昇量を評価したので、同図右側 (乱流領域) の値そのものは正しくない。 $l/d$  の値による  $Re_1 = 1500$  前後での  $P_1/P_0$  のづれ量の違いは、前述の理由により直接同図から議論することはできないが前駆長内での運動量増加に要する圧力損失や圧力孔入口での流れのマッハ数の違いによるものと思われる。一般には、臨界レイノルズ数は約 2000

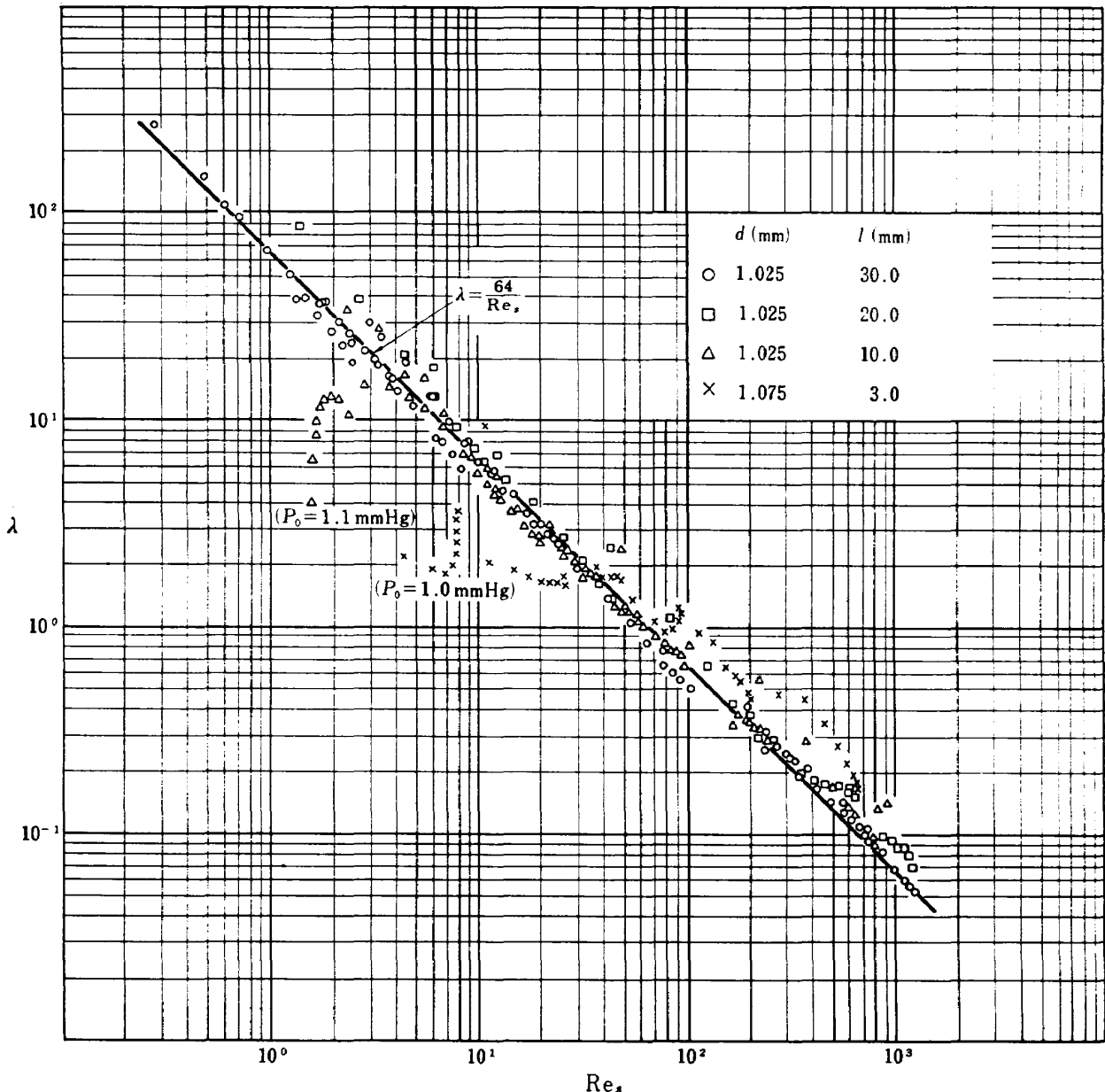


図 9 平均摩擦抵抗係数 (層流)

であると言われているが、本実験結果では約 1500 である。その理由は、圧力孔入口の丸味が無くまた圧力孔内面も十分なめらかで無いためと思われる。

前駆長に比較して十分長い円管の場合には、前駆長内の流れの加速に要する圧力損失 ( $\Delta P_{mom}$ ) は摩擦抵抗による圧力損失 ( $\Delta P_{fr}$ ) に比較して無視できる場合が多く、この際は、摩擦抵抗による圧力損失は全圧力損失と等しくなる。円管の長さが前駆長に等しいか、あるいは短い場合には、この加速に要する圧力損失は無視できない。この圧力損失は、非圧縮性流れに対しては Sparrow 等<sup>6)</sup>が、また圧縮性流れに対しては Presler<sup>8),9)</sup>によって理論的に調べられている。圧縮性流れでは、円管の長さや管内気流と管壁間の熱伝達量だけでなく、円管入口の流れのマッハ数によってもこの加速に要する圧力損失は変化することを Presler<sup>8),9)</sup>は指摘している。熱伝達量が無視できるとされる本実験結果は図 8 に示した。この結果は (2) 式から求めたもので ( $\Delta P_{mom}/\Delta P_{fr}$ ) と  $(1/Re_s \cdot l/d)$  の相関性は同図に示したように良い結果は得られていない。図中の  $M_1$  は圧力孔入口での流れのマッハ数であり、実験点は、各  $M_1$  の値に対し、 $\pm 0.01$  の実験結果のみをプロットしてある。マッハ数をパラメータにした同図は、このマッハ数が一定の時、( $\Delta P_{mom}/\Delta P_{fr}$ ) と  $(1/Re_s \cdot l/d)$  の間に良い相関性が有ることを示している。しかし、ここでは詳細な議論はさけ、単に実験結果を示すだけにとどめておく。

完全に層流と思われる図 7 の  $Re_1=1500$  の左側の実験条件で得られた平均摩擦抵抗係数と修正レイノルズ数との関係を図 9 に示した。 $l/d=2.79$  と極度に短い圧力孔の結果を除けば、Taylor の結果と同様に圧力孔の平均摩擦抵抗係数は  $\lambda=64/Re_s$  で良く整理できる。 $l/d=2.79$ , 9.75 の最小測定圧力値、 $P_0=1.0$ , 1.1 mmHg に対する摩擦抵抗係数は  $\lambda=64/Re_s$  の値より著しく小さい。この領域では文献 2 ですでに指摘されているように、連続流領域から滑り流領域に移行しているものと思われ、ここに示した整理方法の測定圧力値に対する適用限界を示すものである。

#### 4. む す び

衝撃波風洞やガン・タンネルのような気流持続時間 (約 100 msec 以下) の極度に短い極超音速流での風洞実験では、気流の静圧に近い (1~10 mmHg) 小さな圧力の測定は困難とされてきた。このような圧力測定に使用されるとされる、内径 1 mm, 長さ 3~30 mm の一連の圧力孔から成る圧力測定系の応答時間を測定

圧力範囲 1~760 mmHg にわたって実験的に求め、圧力測定的时间遅れにおよぼす圧力孔の影響および所要時間の推定に役立つ基礎資料を得た。

当所ガン・タンネルの気流持続時間は、現状では 20~40 msec で、必要測定圧力範囲は 1~200 mmHg である。圧力変換器受圧部空間体積は、本実験で使用した値の約 1 割位が実用的であるので、必要測定圧力範囲の全領域にわたって十分な精度で圧力測定が可能である。

Taylor が示した修正レイノルズ数による円管の平均摩擦抵抗係数の整理方法は、本実験条件のように  $l/d$  の値が小さく、かつ、流れも速い圧力孔に対しても、 $l/d=2.79$  と極度に小さい場合を除けば良く拡張適用でき、層流ではその平均摩擦抵抗係数は  $\lambda=64/Re_s$  となる。

本報告をまとめる際、空気力学第一部和田勇室長に有益な助言をいただいた。

#### 付 表

- Cp: 定圧比熱
- d: 圧力孔内径
- f:  $=\lambda/4$  (Fanning の式での抵抗係数)
- G:  $=\rho \cdot u$  (単位時間単位面積当りの流量)
- l: 圧力孔の長さ
- P: 静圧
- $\Delta P_{fr}$ : 摩擦抵抗にもとづく圧力損失
- $\Delta P_{mom}$ : 運動量増加にもとづく圧力損失
- R: 気体定数
- Re: 圧力孔内径を基にしたレイノルズ数
- $Re_s$ : 修正レイノルズ数 (参 10' 式)
- S: 断面積
- t: 時間
- T: 温度
- $T_b$ : 圧力孔内流れの全平均よどみ点温度
- u: 速度
- V: 体積
- x: 圧力孔入口から下流方向への距離
- $\gamma$ : 比熱比
- $\rho$ : 密度
- $\lambda$ : 平均摩擦抵抗係数

#### 添 字

- 0: 被測定気体状態, よどみ点状態
- 1: 圧力孔入口での気流状態
- 2: 圧力孔出口での気流状態
- ave: 圧力孔内流れの全平均量

$s$ : 圧力孔壁面での気体に関する量

$w$ : 圧力孔壁温度を基にした量

### 参 考 文 献

- 1) 岡本哲史: 応用流体力学, 第8版, 誠文堂新光社, 1966.
- 2) George K. Cheng and Thomas K. Sherwood: The Flow of Gases in Pipes at Low Pressures, *Journal of Applied Physics*, Vol. 17, pp. 802-813, October, 1946.
- 3) Max Kinslow: Correction for Lag Time in Pressure Measuring Systems, AEDC-TR-58-8, August, 1958.
- 4) William T. Davis: Lag in Pressure Systems at Extremely Low Pressures, NACA TN-4334, 1958.
- 5) M. J. Larcombe and J. W. Peto: The Response Times of Typical Transducer-Tube Configurations for the Measurement of Pressures in High-Speed Wind Tunnels, A.R.C., C.P. No. 913, July, 1965.
- 6) E. M. Sparrow, S. H. Lin and T. S. Lundgren: Flow Development in the Hydrodynamic Entrance Region of Tubes and Ducts, *Physics of Fluids*, Vol. 7, No. 3, pp. 338-347, March, 1964.
- 7) Robert G. Deissler and Alden F. Presler: Analysis of Developing Laminar Flow and Heat Transfer in a Tube for a Gas with Variable Properties, *Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference*, Vol. 1, AIChE, pp. 250-256, 1966.
- 8) Alden F. Presler: Analysis of Developing Laminar Flow and Heat Transfer in a Tube for a Gas with Cooling, NASA TN-D-6152, February, 1971.
- 9) Alden F. Presler: Analytical and Experimental Study of Compressible Laminar-Flow Heat Transfer and Pressure Drop of a Gas in a Uniformly Heated Tube, NASA TN-D-6333, April, 1971.
- 10) Maynard F. Taylor: A Method of Correlating Local and Average Friction Coefficients for Both Laminar and Turbulent Flow of Gases through a Smooth Tube with Surface to Fluid Bulk Temperature Ratios from 0.35 to 7.35, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 10, No. 8, pp. 1123-1128, August, 1967.
- 11) Maynard F. Taylor: Experimental Local Heat-Transfer and Average Friction Data for Hydrogen and Helium Flowing in a Tube at Surface Temperatures up to 5600°R, NASA TN-D-2280, April, 1964.
- 12) R. J. Pallant: A Note on the Design and Construction of Low-Pressure Calibrator and a Comparison with Shock-Tube and Static Calibration Methods, A.R.C., C.P. No. 947, 1967.
- 13) L. Pennelegion, K. Wilson and Miss B. Redston: The Accuracy of Pressure Transducers when used in Short-Duration Wind-Tunnel Facilities, A.R.C., C.P. No. 949, 1967.

TM-216	安定板を有する固体ロケットの操舵要求 軽減法	1972年2月	大石 晃, 山中 龍夫 冠 昭夫
TM-217	フライングテストベッド自動安定装置性 能試験(I)―製作時性能試験―	1972年7月	小川敏雄, 甲斐忠夫 十河 弘, 増原 夫恢
TM-218	フライングテストベッド自動安定装置性 能試験(II)―実験前性能試験―	1972年7月	小川敏雄, 甲斐忠夫 十河 弘, 増原 夫恢
TM-219	フライングテストベッド脚性能試験	1972年5月	渋谷昭義, 川崎純男
TM-220	フライングテストベッドテレメータ性能 試験	1972年5月	小野幸一, 十河 弘 池上 博
TM-221	ロケット模型の動安定微係数の測定	1972年5月	谷 喬, 高島一明 関根英夫, 中村正剛
TM-223	自由飛行模型 FFM-10 の強度について	1972年5月	河崎俊夫, 斎藤秀夫 堀武敏, 藤多田保夫 林洋一, 戸田恒雄 日下和夫, 築地地甫 中井映一, 森田実一 菊地孝男, 高橋之 東久保正年, 越出慎一
TM-224	フライングテストベッド油圧系統試験	1972年5月	藤枝郭俊, 十河 弘 川崎純男, 中村公昭
TM-225	ストラップダウン方式の慣性機器誤差に よって生ずる飛しよう径路誤差の一考 察	1972年5月	大月正男, 新宮博公 鈴木孝雄
TM-226	フライングテストベッド機体強度剛性試 験	1972年7月	渋谷昭義, 丸山 茂 川崎純男
TM-227	フライングテストベッド操縦系統試験	1972年7月	藤枝郭俊, 牧野 健 川崎純男
TM-228	航空用ガスタービンの高圧形燃焼器の予 備実験	1972年7月	鈴木邦男, 石井浅五郎
TM-229	液体酸素中におけるころがり軸受の性能	1972年7月	宮川行雄, 関 勝美
TM-230	航空用ガスタービン燃焼器における排気 制御の研究(I)	1972年7月	斎藤 隆, 鈴木邦男
TM-231	フライングテストベッド全機振動試験	1972年8月	渋谷昭義, 岡田典秋 丸山 茂, 川崎純男
TM-232	フライングテストベッド電気系統試験	1972年9月	甲斐忠夫, 十河 弘
TM-233	フライングテストベッド空気タービン試 験	1972年11月	宮本義人, 中村公昭 川崎純男, 東海林秀幸
TM-234	スピン燃焼試験設備による燃焼実験	1972年10月	石井進一, 岡部祐二郎 山田 晃, 新岡 嵩 三谷 徹
TM-235	推進エンジン用空気取入口の予備実験(続報)	1972年10月	近藤 博, 長谷川 聡
TM-236	大型低速風洞動的量データ処理設備	1972年10月	桑野尚明
TM-237	大型低速風洞壁面効果補正要領	1972年11月	佐藤淳造

注：欠番は配布先を限定したもの

## 航空宇宙技術研究所資料238号

昭和47年11月発行

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

印刷所 有限会社啓文堂松本印刷  
 東京都文京区水道2-7-5

