

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-474

自由分子流インパクト管の理論と実験

恩地 瑛・山本稀義・津田尚一

1976年10月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

§ 1	まえがき	1
§ 2	適応係数を考慮したインパクト管の理論	3
§ 3	実験方法	9
§ 4	実験結果	14
§ 5	むすび	20
	参考文献	20

自由分子流インパクト管の理論と実験*

恩地 瑛**山本稀義**津田尚一**

Analytical and Experimental Studies of Free Molecule Impact Pressure Probe

By Akira ONJI, Kiyoshi YAMAMOTO, and Shoichi TSUDA

A theoretical analysis was made on the behaviour of the free molecule impact tube pressure probe with respect to the gas-surface interaction effect at the inlet portion of the tube wall. The solution was expressed in terms of four parameters representing the tube geometry, free stream velocity, tube angle of attack, and surface interaction property and was an extension of the theories of Harris Patterson, deLeeuw, and others who assumed that the colliding molecules accommodate completely to the wall.

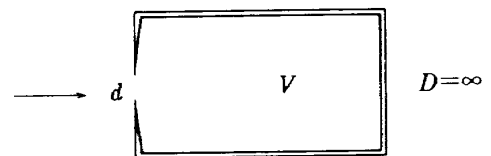
Experimental measurements were conducted on free jet flow for angles of attack up to 60° . The flow speed ratio was sufficiently large. Nitrogen, argon and helium were supplied as test gases, with the stagnation temperature varied from 300°K to 1000°K . In order to obtain the high molecular speed, a binary mixture technique was introduced, that is, 7% helium was added to nitrogen and/or argon.

When the stagnation temperature was not high, the measured values agree with the theories by Harris et al. But with our increasing mean molecular speed, these values shifted to the theoretical curves corresponding to the slightly smaller values of the interaction parameter. This was due to the specular reflection molecule numerical increase with the increasing molecular velocity. In a theoretical comparison the interaction parameter or was found to vary from 1.0 to 0.8.

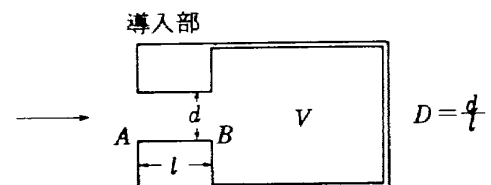
The results of subsonic tests by a rotating arm apparatus was also described briefly.

§1 ま え が き

稀薄気流の測定に用いられるインパクト管(図1)は気流の圧力(インパクト圧)を測定し自由分子運動論によって他の状態値(number flux, 速度比, 気流方向等)を求める測定管である。しかしながら, インパクト管はその導入部が管の圧力に影響を与えるため, 管の形状が異なれば同じ流れにおいてもその示す圧力が異なる。Patterson¹⁾によって開発された自由分子流オリフィス型圧力管はインパクト管の導入部の長さが0になった極限の場合である。オリフィス型圧力管では管内に単位時間に流入する分子数は, 管の入口の面積に number flux (単位時間に単位面積を通過する分子数)を乗じたもの



(a)オリフィス管



(b)インパクト管

図 1

* 昭和51年8月16日受付

** 空気力学部

に等しい。定常状態ではこれと同数の分子が単位時間に管から外に流出しなければならない。(自由分子流では気体分子間の衝突は無視される)管内の気体は平均速度0のMaxwell分布をなしているから単位時間単位面積当りの流出分子数*は温度一定ならば管内の圧力のみに関係する。(圧力に比例する)したがってオリフィス型圧力管の示す圧力は外流の number flux のみに関係する。すなわち管の形状には関係しない。

インパクト管ではこの関係がやゝ複雑になる。図1のV内に流入する分子数は外流の number flux と一般には等しくない。それはAから入った分子の中に導入部内壁と衝突反射後Bを通り抜けず逆にAから再び外に出てしまうものがあるからである。したがって流入分子数は外流の number flux の外に導入部の形状とそこでの気体分子と固体表面の干渉の性質にも関係する。この流入分子数と流出分子数は等しいが後者も同様にVの圧力の外に導入部の形状およびそこでの表面干渉の性質に関係する。したがってインパクト管の示す圧力は外流の状態値以外に管の形状、導入部内壁の表面状態(粗さ、材料、温度等)に関係する。

この点でインパクト管はオリフィス型圧力管に比較して不便であるが、圧力分布の測定のように小さな形状を必要とする場合にはしばしば用いられる。

Harris, Patterson²⁾ DeLeeuw, Rothe³⁾ および Hughes⁴⁾⁵⁾ 等は気体分子と内壁の衝突において完全に拡散反射すると仮定して解析を行なうとともに速度比1以下での実験を行なって両者がよく一致することを確認した。

しかしながら気体分子の速度が増大すれば必ずしも完全な拡散反射にならないことが知られており、とくにヘリウムのように軽い気体ではこの傾向がいちじるしい。したがってこのような気流に対してはインパクト圧が deLeeuw 等の理論からずれる可能性がある。

この報告では表面干渉の影響を考慮して適応係数 σ を導入しインパクト管の理論の拡張を試みた。インパクト圧を速度比、迎角、形状パラメータおよび σ の関数として表わし、数値計算により求めた。また分子線装置を利用して速度比の十分大きい自由噴流で激み点温度を上げることおよび混合加速法(binary mixture)によって平均速度を最高1600m/sまで上げて二三の気体についてインパクト圧を迎角に対して測定し理論との比較を行なった。なお旋回腕装置による低速での実験結果も併せて述べる。

*以下流入流出分子数とはいずれも単位時間単位面積当りを意味するものとする。

記号

C_m	: 気体分子の確率最大速度
C_x, C_y, C_z	: 気体分子の速度成分
C_P	: 円柱座標の気体分子速度成分 (20)
D	: $= d/l$ (図1)
d	: インパクト管の内径 (図1)
K_m	: クヌーセン数
l	: インパクト管導入部の長さ (図1)
N_i	: インパクト管内Vに流入する分子数
N_{CC}	: 導入部内壁と衝突せずにVに入る分子数
N_{DC}	: 導入部内壁との衝突で拡散反射してVに入る分子数
$N_S^{(n)}$: 導入部内壁との衝突でn回鏡面反射した後直接もしくは拡散反射してVに入る分子数
$N_{SS}^{(n)}$: 導入部内壁との衝突でn回鏡面反射した後直接Vに入る分子数
N_0	: Vから外に出る分子数
n	: 数密度
P	: インパクト管の示す圧力
P_B	: 激み点圧力
P_0	: オリフィス管の示す圧力
R	: 気体定数
S	: 速度比
T_B	: 激み点温度 °K
U	: 平均速度
xyz	: 直交座標系成分
x', y'	: 直交座標系成分 (図2)
X	: $= x/l$
Y, Z	: (30) 参照
α	: 迎角
$\lambda(D)$: (9)(10)(11) で定義される関数
ψ	: 円柱座標成分 (20)
σ	: 適応係数
σ'	: $= 1 - \sigma$
添字	
v	: V内の条件
∞	: 一様流の条件

§2 適応係数を考慮したインパクト管の理論

まえがきに述べたようにインパクト管の圧力は導入部内壁での表面干渉の性質に関係する。一般に表面干渉は複雑で気体分子固体分子の種類、表面の状態、入射角、気体分子のエネルギー(速度)等に関係する。現在までに一般的に認められる性質は

- (1) 入射気体分子の速度が小さければ反射は拡散的である。
- (2) 入射気体分子の速度が増大すればやゝ拡散型からずれて鏡面反射型に移行する。この傾向はヘリウム等の軽い分子の場合に特に顕著である。
- (3) 固体表面が粗ければ拡散型になる。
- (4) 入射角が大きいくほど鏡面型が増大する。等⁶⁾⁷⁾である。表面干渉を正確に解析的に表示することは現在の所不可能であるからいろいろの干渉模型が提案されている。その最も簡単な模型は一個のパラメータ(適応係数) σ によって表示するものである。これは反射は拡散型の確率が σ で鏡面型の確率が $1-\sigma=\sigma'$ であるとするものである。インパクト管内壁での干渉にこの模型を用いることにする。さらに以下のような仮定を設ける。
 - (1) σ は入射角に関係しない。
 - (2) 流入分子がはじめて内壁に衝突するときは σ の反射をする。すなわち拡散反射の確率が σ で鏡面反射の確率が $\sigma'=1-\sigma$ である。
 - (3) 一度拡散反射した分子は以後の衝突反射ではすべて拡散反射する。
 - (4) 前回は鏡面反射した分子は次の衝突反射においては σ の反射をする。
 - (5) 流出分子はすべて拡散反射する。

仮定(1)は物体の低抗や熱伝達の計算において通常用いられるもので入射角に対する平均の値と考えるものである。(2)は入射分子が高速の場合に一部鏡面反射することを考慮したものである。拡散反射した気体分子は壁の温度に適應しその平均速度は常温気体の平均速度程度になるから以後の衝突反射は殆んど拡散型とみなされる。これが仮定(3)および(5)に対応する。鏡面反射した気体分子は速度の絶対値は変化しないから再び衝突反射する際の条件は前と変わらないと考えられる。これが仮定(4)である。

インパクト管内 V に流入する分子数 N_i を

$$N_i = N_{cc} + N_{dc} + N_s^{(1)} + \dots + N_s^{(n)} + \dots \quad (1)$$

と表わすことにする。ここに

N_{cc} : 内壁に衝突せず直接に V に入る分子数

N_{dc} : 拡散反射のみで V に入る分子数

$N_s^{(1)}$: 1回目の衝突では鏡面反射し以後直接か拡散反射して V に入る分子数

$N_s^{(n)}$: n 回鏡面反射し以後直接か拡散反射して V に入る分子数

である。これら各項は外流の速度比、迎角、数密度等の関数でありまた形状パラメータ D (導入部の長さで無次元化した管の内径)と σ の関数でもある。 N_{cc} は σ に関係せずして deLeeuw 等によって求められている。

$$N_{cc} = \frac{n_{\infty} C_{m\infty} d^2}{\pi^{3/2} D} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^1 dY \int_0^{D/\sqrt{1-Y^2}} F(Z, \psi) dZ \quad (2)$$

$$F(Z, \psi) = \int_0^{\infty} dC_x \int_1^0 dT \{ C_x^3 Z^2 T \exp \{ -Z^2 (1 + Z^2 T^2) - S^2 + 2S (\cos \alpha + ZT \sin \alpha \cos \psi) \} \} \quad (3)$$

外流を一定とすれば N_{cc} は D のみの関数である。入口 A からの距離を x とし

$$X = \frac{x}{l} \quad (4)$$

を用いて

$$N_{cc} \left(\frac{D}{X} \right) = N_{cc} \left(\frac{d}{x} \right) \quad (5)$$

を作るとこれは長さ x の管を直接通り抜ける分子数を与える。したがって長さ l の管の X と $X+dX$ の間の環状部分に入射する分子の数は

$$N_{cc} \left(\frac{D}{X} \right) - N_{cc} \left(\frac{D}{X+dX} \right) = - \frac{\partial N_{cc} \left(\frac{D}{X} \right)}{\partial X} dX \quad (6)$$

である。こゝから拡散反射した分子が(何回かの拡散反射後) V に入る確率を w とすれば

$$N_{dc} = - \sigma \int_0^1 \frac{\partial N_{cc} \left(\frac{D}{X} \right)}{\partial X} w dX \quad (7)$$

w は X および D の関数である。Clausing⁽⁸⁾は拡散反射を仮定し円管内の自由分子流の解析を行なって w の厳密解とその良好な近似式を導いており deLeeuw 等の理論もこれを採用している。こゝでもこれを用いることにする。

$$w(X, D) = \lambda(D) + \{1 - 2\lambda(D)\} X \quad (8)$$

$$\lambda(D) = \frac{A(D)}{B(D)} \quad (9)$$

$$A(D) = 3 \{ \sqrt{9 + D^2(3 + \sqrt{7}D)^2} - 3 \} - \sqrt{7} D^2 \{ \sqrt{7 + (3 + \sqrt{7}D)^2} - \sqrt{7} \} \quad (10)$$

$$B(D) = D \left\{ \frac{7(3 + \sqrt{7}D)}{\sqrt{7 + (3 + \sqrt{7}D)^2}} - (3 - \sqrt{7}D) \times \sqrt{7 + (3 + \sqrt{7}D)^2} \right\} - \left\{ \frac{9(3 + \sqrt{7}D)}{\sqrt{9 + D^2(3 + \sqrt{7}D)^2}} - (3 - \sqrt{7}D) \sqrt{9 + D^2(3 + \sqrt{7}D)^2} \right\} \quad (11)$$

(7) から

$$N_{DC} = \sigma N_{CC}(\infty) \lambda(D) - \sigma N_{CC}(D) \{1 - \lambda(D)\} + \{1 - 2\lambda(D)\} \int_0^1 N_{CC}(D/X) dX \quad (12)$$

$N_{CC}(\infty)$ はオリフィスを通過する分子数で Patterson によって求められており

$$N_{CC} = \frac{n_{\infty} C_{m\infty}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{d^2}{4} [\exp(-S^2 \cos^2 \alpha) + \sqrt{\pi} S \cos \alpha \times \{1 + \operatorname{erf}(S \cos \alpha)\}] \quad (13)$$

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad (14)$$

となる。

つぎに 1 回鏡面反射した後直接 V に入る分子数を $N_{SS}^{(1)}$ とすれば(5)の場合と同様に X と $X+dX$ の間の環状部分に 1 回鏡面反射後入射する分子数は

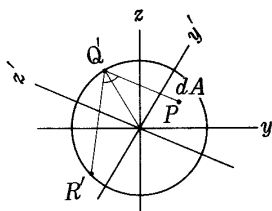
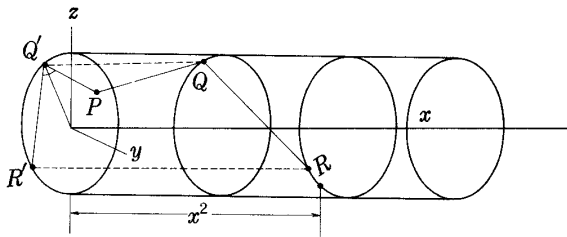


図 2

$$- \frac{\partial N_{SS}^{(1)}(D/X)}{\partial X} \quad (15)$$

となり (7) と同様に

$$N_S^{(1)} = N_{SS}^{(1)} - \sigma \int_0^1 \frac{\partial N_{SS}^{(1)}(D/X)}{\partial X} w(X, D) dX \quad (16)$$

が得られる。これから

$$N_S^{(1)} = N_{SS}^{(1)}(D) + \sigma N_{SS}^{(1)}(D) \{1 - \lambda(D)\} + \sigma \{1 - 2\lambda(D)\} \int_0^1 N_{SS}(D/X) dX \quad (17)$$

となるが、ここで

$$N_{SS}^{(1)}(\infty) = 0 \quad (18)$$

が考慮されている。(オリフィス管で鏡面反射する分子は存在しない)。一般に n 回鏡面反射した後直接 V に入る分子数を $N_{SS}^{(n)}$ とすれば

$$N_S^{(n)} = N_{SS}^{(n)} - \sigma \int_0^1 \frac{\partial N(D/X)}{\partial X} w(D, X) dX = N_{SS}^{(n)}(D) + \sigma N_{SS}^{(n)}(D) \{1 - \lambda(D)\} + \sigma \{1 - 2\lambda(D)\} \int_0^1 N_{SS}^{(n)}(D/X) dX \quad (19)$$

が得られる。

つぎに $N_{SS}^{(1)}$ を実際に計算してみる。このため内径 d で長さ半無限の管を考える。入口の P 点 (y, z) を通り Q 点で鏡面反射して R 点に達する分子を考える。(図2) この分子の速度成分 $C_x C_y C_z$ を円柱座標に変換し

$$C_x = C_x \quad C_y = C_p \sin \psi \quad C_z = C_p \cos \psi \quad (20)$$

によって C_x, C_p, ψ で表わす。 Q および R の入口面 ($x=0$) への投影を Q', R' とする。

$$PQ' + Q'R' = g \quad (21)$$

とおけば

$$\frac{C_p}{C_x} = \frac{g}{x_2} \quad (22)$$

x_2 は R 点の x 座標である。よって

$$dC_p = C_x g d \left(\frac{1}{x_2} \right) = C_x g dt \quad (23)$$

$$t = \frac{1}{x_2} \quad (24)$$

が導かれる。

外流の分布関数を円柱座標で

$$f_{\infty} dC_x dC_P d\psi = \frac{n_{\infty}}{(\sqrt{\pi})^3} \bar{C}_P \exp[-(\bar{C}_x^2 + \bar{C}_P^2 + S^2) - 2S(\bar{C}_x \cos\alpha + \bar{C}_P \sin\alpha \cos\psi)] d\bar{C}_x d\bar{C}_P d\psi \quad (25)$$

$$C_x = C_{m\infty} \bar{C}_x, \quad C_P = C_{m\infty} \bar{C}_P \quad (26)$$

と表わすとき、 P 点の近傍の微小面積 $dA = dydz$ を通り R に達する分子数は、

$$\sigma' C_{m\infty} \bar{C}_x f_{\infty} d\bar{C}_x d\bar{C}_P d\psi dA$$

に (22) の関係を代入し C_x について 0 から ∞ まで積分することによって得られる。さらに ψ について 0 から 2π まで t について $\frac{1}{2}$ から 0 まで積分すれば一回鏡面反射した後 l から後方に達する分子の総数を与える。この積分値を $N_{S\infty}^{(1)}$ とおけば

$$N_{S\infty}^{(1)} = \frac{\sigma' C_{m\infty}}{\pi^{3/2}} \int_0^{\infty} d\bar{C}_x \int_{\frac{1}{2}}^0 dT \int_0^{2\pi} d\psi \int_A dA f_{\infty} \bar{C}_x \quad (27)$$

さらに

$$T = lt, \quad G = gl \quad (28)$$

とおけば (27) は (25) を用いて

$$N_{S\infty}^{(1)} = \frac{\sigma' C_{m\infty}}{\pi^{3/2}} \int_0^{\infty} d\bar{C}_x \int_1^0 dT \int_0^{2\pi} d\psi \int_A dA \times \{ \bar{C}_x^3 G^2 T \exp[-G^2(1+G^2T^2) - S^2 + 2S(\cos\alpha + GT)\sin\alpha \cos\psi] \} \quad (29)$$

となりさらに図 2 に示すように PQ' に垂直および平行に $y'z'$ 座標をとり

$$\frac{d}{2} Y = y', \quad lZ = z' \quad (30)$$

とおけば幾何学的関係から

$$lZ + lG = \frac{3}{2} d\sqrt{1-Y^2} \quad (31)$$

または

$$Z + G = \frac{3}{2} D\sqrt{1-Y^2} \quad (32)$$

となって

$$dZ = -dG \quad (33)$$

$$dA = dydz = dy'dz' = -\frac{d}{2} l dG dY = -\frac{d^2}{2D} dG dY \quad (34)$$

となって G の積分限界は $2D\sqrt{1-Y^2}$ から $D\sqrt{1-Y^2}$ まで Y については対称性から 0 から 1 までの 2 倍となる。(29) を C_x と T について積分し

$$N_{S\infty}^{(1)} = \frac{\sigma' n_{\infty} C_{m\infty}}{\pi^{3/2}} \frac{d^2}{D} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^1 dY \int_{D\sqrt{1-Y^2}}^{2D\sqrt{1-Y^2}} dG F(G, \psi) = \frac{\sigma' n_{\infty} C_{m\infty} d^2}{\pi^{3/2}} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^1 \left[\frac{2}{2D} \int_0^{2D\sqrt{1-Y^2}} F dG - \frac{1}{D} \int_0^{D\sqrt{1-Y^2}} F dG \right] dY \quad (35)$$

と書くときこの右辺第 2 項は、(2)(3) により $\sigma' N_{CC}(D)$ に等しい。同様に第 1 項は $2\sigma' N_{CC}(2D)$ となる。よって

$$N_{S\infty}^{(1)} = \sigma' [2N_{CC}(2D) - N_{CC}(D)] \quad (36)$$

$N_{S\infty}^{(1)}$ は 1 回鏡面反射した後 l より後方に入射する分子数であるから直接 l を通り抜けるものも含む。よって

$$N_{SS}^{(1)} = N_{S\infty}^{(1)} - \sigma' N_{CC} \quad (37)$$

であるから結局

$$N_{SS}^{(1)} = 2\sigma' \{N_{CC}(2D) - N_{CC}(D)\} \quad (38)$$

同様にして n 回鏡面反射した後 l から後方に入る分子数 $N_{S\infty}^{(n)}$ は

$$N_{S\infty}^{(n)} = \sigma' n \{ (n+1)N_{CC} \{ (n+1)D \} - nN_{CC}(D) \} \quad (39)$$

を証明することが出来る。また (37) に対応して

$$N_{SS}^{(n)} = N_{S\infty}^{(n)} - \sigma' N_{SS}^{(n-1)} - \sigma'^2 N_{SS}^{(n-2)} - \dots - \sigma'^n N_{CC} \quad (40)$$

の関係が成立する。よって

$$N_{SS}^{(1)} = \sigma' \{ 2N_{CC}(2D) - 2N_{CC}(D) \} \quad (41)$$

$$N_{SS}^{(2)} = \sigma'^2 \{ 3N_{CC}(3D) - 4N_{CC}(2D) + N_{CC}(D) \} \quad (42)$$

$$N_{SS}^{(3)} = \sigma'^3 \{ 4N_{CC}(4D) - 6N_{CC}(3D) + 2N_{CC}(2D) \} \quad (43)$$

.....

が得られる。

これらを用いて (19) から $N_S^{(n)}$ を計算すれば (1) によって N_i が求められる。流出分子数 N_0 は仮定 5 によって $\sigma' = 0$ であるから $N_{CC} + N_{DC}$ を計算すればよい。 V 内の分布関数 f_v は

$$f_v dC_x dC_P d\psi = \frac{n_v}{\pi^{3/2}} \bar{C}_P \exp[-(\bar{C}_x^2 + \bar{C}_P^2)] d\bar{C}_x d\bar{C}_P d\psi \quad (44)$$

$$C_x = C_{mv} \bar{C}_x, \quad C_P = C_{mv} \bar{C}_P \quad (45)$$

となるからこれに対する N_{CC} および N_{DC} はすでに deLeeuw 等によって求められており

$$N_0 = \frac{n_v C_{mv}}{2\sqrt{\pi}} \frac{d^2}{4} \left\{ \lambda(D) \left[2 - \frac{2}{D^2} (\sqrt{1+D^2} - 1) \right] + [1 - 2\lambda(D)] \left[1 - \frac{2}{3D^2} \left\{ (1+D^2)^{\frac{3}{2}} - D^3 - 1 \right\} \right] \right\}$$

$$= \frac{n_v C_{mv}}{2\sqrt{\pi}} \frac{d^2}{4} R(D) \quad (46)$$

となる。

オリフィス管では $R(\infty) = 1$ となる。

N_i の各項はいずれも共通因数 $n_\infty C_{m\infty} d^2$ を持つから

$$N_i = \frac{n_\infty C_{m\infty}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{d^2}{4} K(S, \alpha, D\sigma) \quad (47)$$

と書くことが出来る。定常状態では $N_i = N_0$ であるから

$$\frac{n_v C_{mv}}{2\sqrt{\pi}} = \frac{K(S, \alpha, D\sigma)}{R(D)} \quad (48)$$

となる。左辺は

$$\frac{n_v C_{mv}}{n_\infty C_{m\infty}} = \frac{n_v \sqrt{2RT_v}}{n_\infty \sqrt{2RT_\infty}} = \frac{P}{RT_v} \cdot \frac{\sqrt{2RT_v}}{\sqrt{2RT_\infty}}$$

$$= \frac{P}{P_\infty} \sqrt{\frac{T_\infty}{T_v}} \quad (49)$$

であるから

$$\frac{P}{P_\infty} \sqrt{\frac{T_\infty}{T_v}} = \frac{K(S, \alpha, D\sigma)}{R(D)} \quad (50)$$

オリフィス管では

$$\frac{P_0}{P_\infty} \sqrt{\frac{T_\infty}{T_v}} = K_0(S, \alpha) \quad (51)$$

$$K_0(S, \alpha) = e^{-S^2 \cos^2 \alpha} + \sqrt{\pi} S \cos \alpha [1 + \text{erf}(S \cos \alpha)] \quad (52)$$

となる。オリフィス管とインパクト管の管内温度 T_v が等しければ

$$\frac{P}{P_\infty} = \frac{K(S, \alpha, D\sigma)}{R(D)} \quad (53)$$

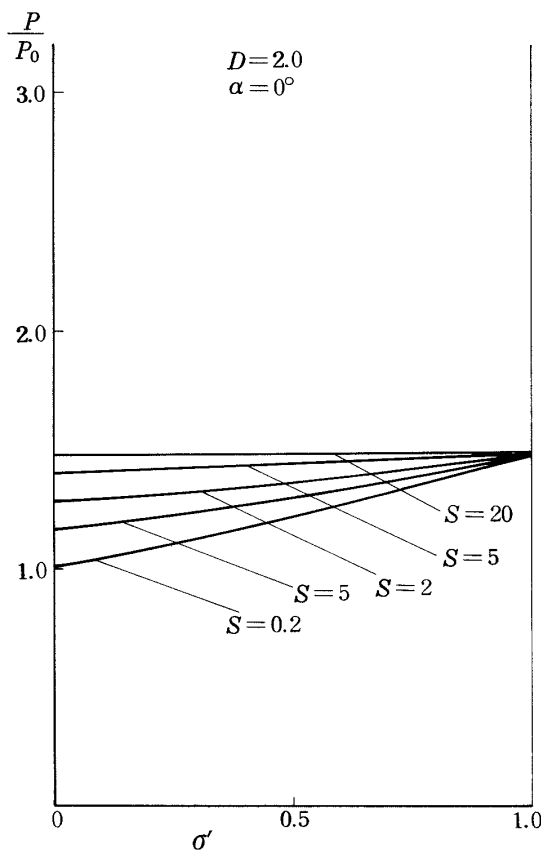


図 3-a

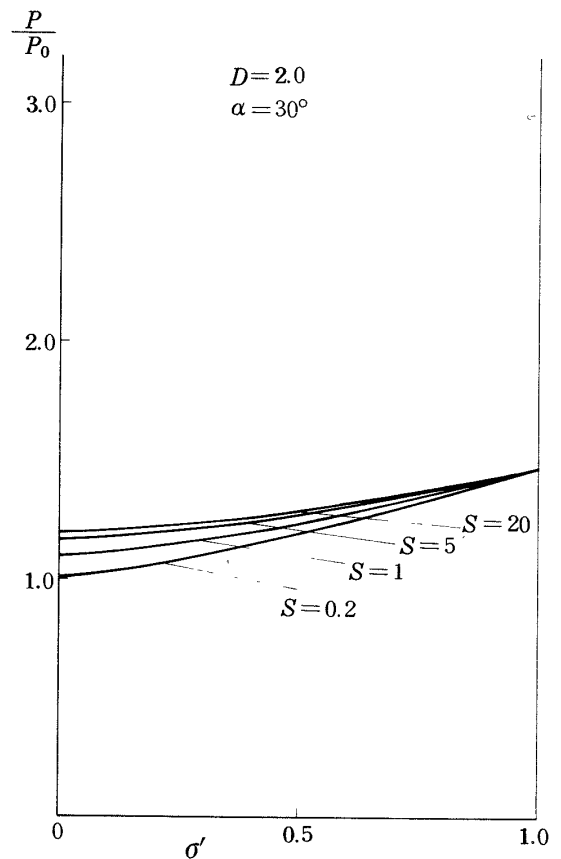


図 3-b

$$\frac{P_0}{P_\infty} = K_0(S, \alpha) \quad (54)$$

$$\frac{P}{P_0} = \frac{K(S, \alpha, D, \sigma)}{P(D)K_0(S, \alpha)} \quad (55)$$

数値計算によって(53)を求めた結果を図3から図6までに示す。 $\sigma'=1$ のときは P/P_0 は速度比および迎角に関係しない。それは入口から入った分子は必ず V 内に入るからオリフィス管と同じ N_i を持つ。よって

$$N_i(\sigma=0) = \frac{n_\infty C_{m\infty}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \frac{d^2}{4} K_0(S, \alpha) \quad (56)$$

となって(53)から

$$\frac{P}{P_0(\sigma=0)} = \frac{1}{P(D)} \quad (57)$$

となるからである。

一般に D が小さければ(管が細長ければ) σ の影響が大きい。迎角 0° のときは速度比が大きいほど σ の影響が小さい。これは速度比が大きければ壁に衝突する分子数が減少するためである。迎角 30° および 60° の場合 σ の

影響が大きいこれは壁に当る分子の数が増加し反射の性質が V に入る分子数に影響するためである。迎角がある場合および管の導入部が長い場合、適応係数は測定圧に相当の影響を与えることがわかる。

(53)または(55)はインパクト圧を外流の状態値(S, α)形状パラメータ D および適応係数 σ の関数として表示したものでし σ の値が既知ならば在来の理論を拡張したインパクト管の圧力を与える式であり、測定インパクト圧から流れの状態値が定められる。

たゞ多くの場合 σ が未知であるからこの場合には状態値が既知の流れにおいてインパクト圧を測定し σ を求めておくことが必要である。すなわち P/P_0 または P/P_∞ を測定し既知の S および α を(53)または(55)に適用することによって σ を定めればよい。このようにして σ をあらかじめ求めておけば一般のインパクト圧の測定(例えば物体まわりのインパクト圧分布の測定)から正しく流れの状態値を求めることが出来る。

この σ を求めることは表面干渉研究の立場からいえば反射の型がどの程度拡散型からずれているかを知ることである。この方面の研究には高価の設備高度の実験技術が必要とするものが多いが、この方法は試験固体表面を

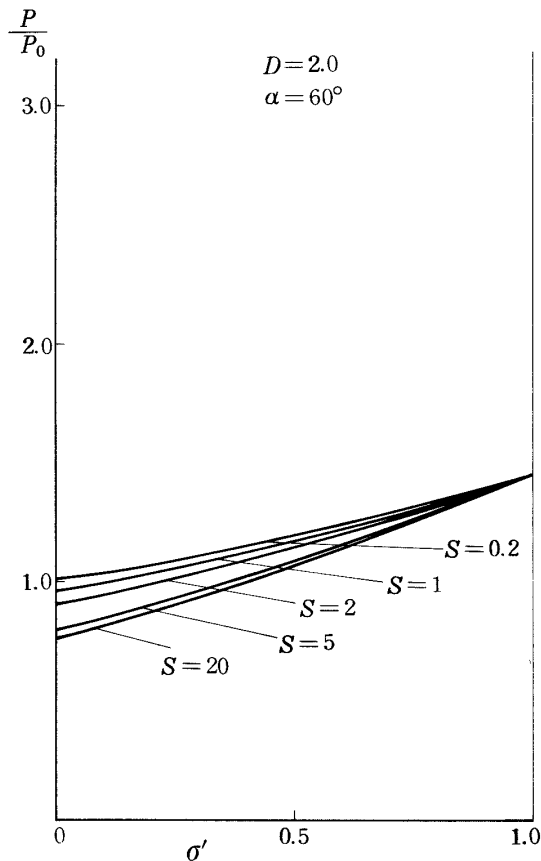


図 3-c

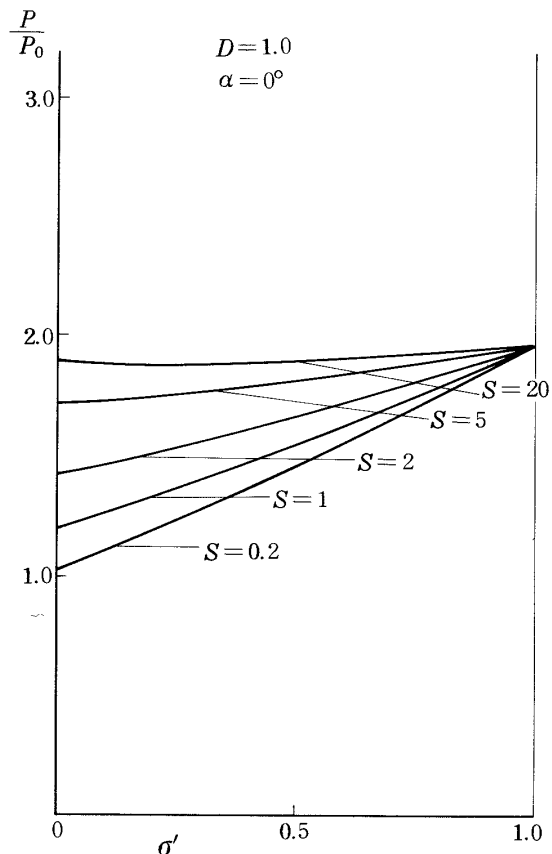


図 4-a

インパクト管導入部の内壁として気流(試験気体)のインパクト圧を測定すればよいかからきわめて簡単な方法といえる。

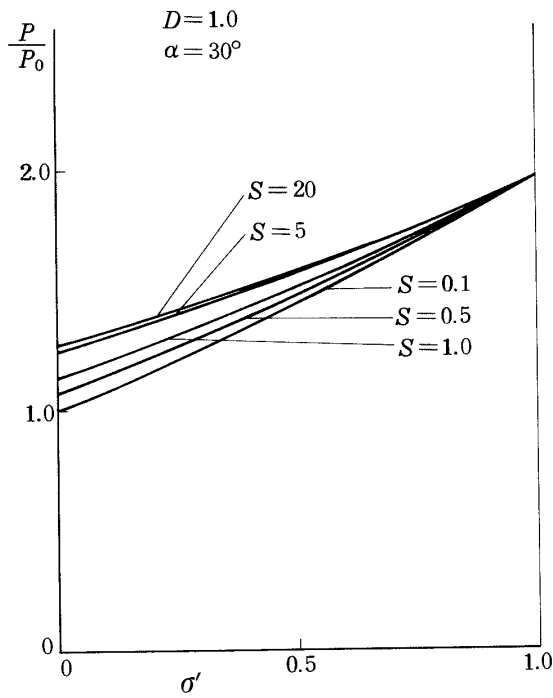


図 4 - b

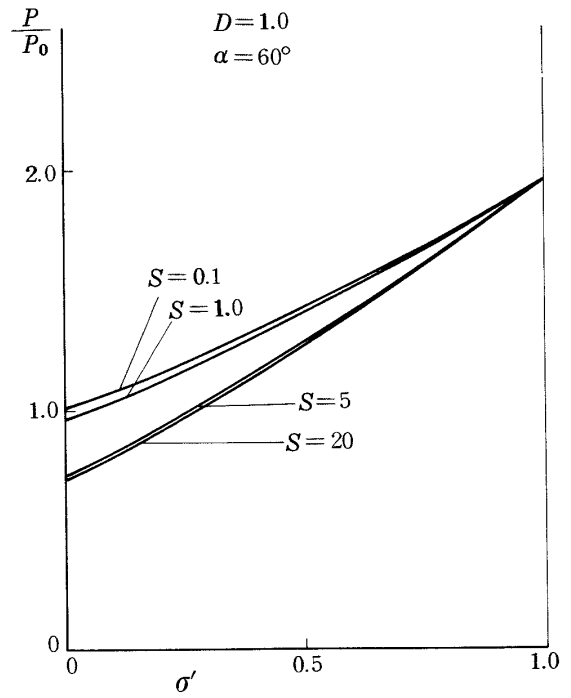


図 4 - c

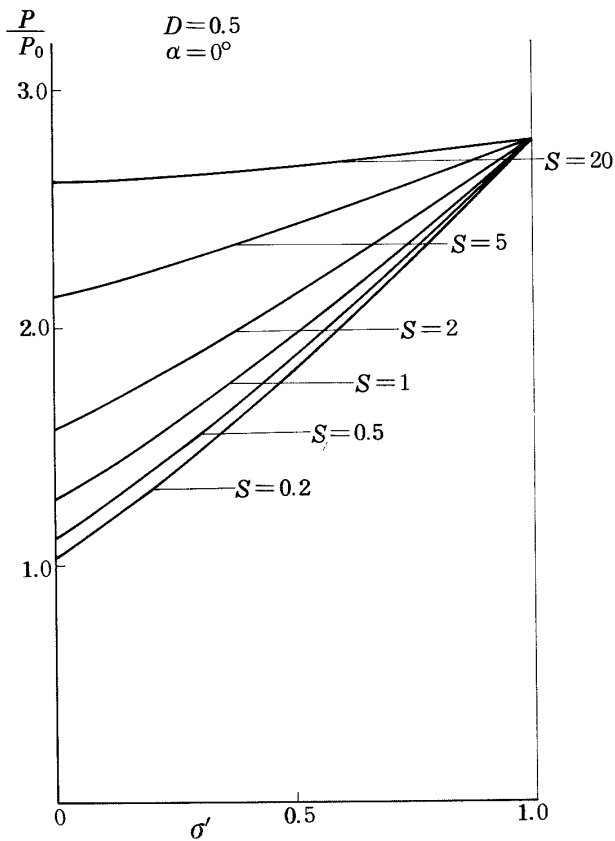


図 5 - a

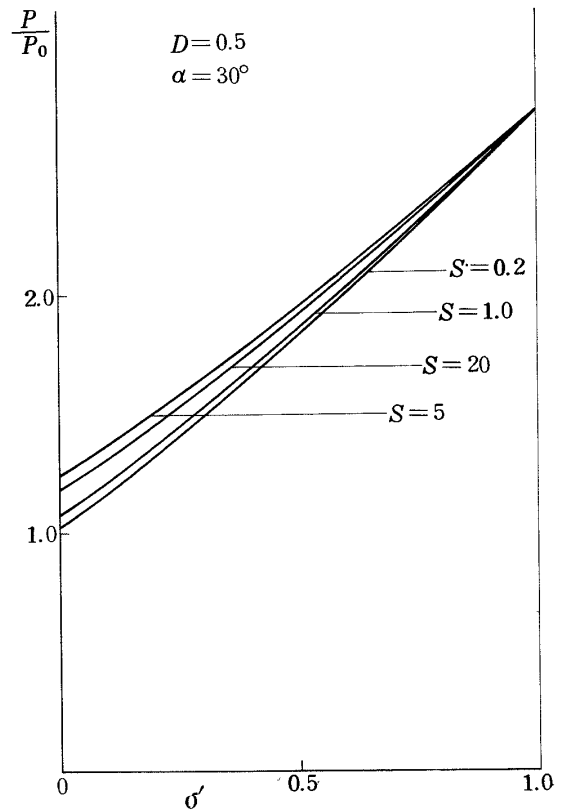


図 5 - b

§3 実験方法

§2述べた理論を検証するためには σ の値のわかっている場合について実験することが最も望ましいが在来の実験データも少ない上に表面の仕上げ状態によってもその値が異なる等十分信頼できる値が期待できないので実験結果から推定することにした。したがって実験の目的は

- (1) 気流の速度の増大にともなって在来の理論($\sigma=1$)からのずれが生ずるか
- (2) このずれは§2の理論によって1個のパラメータ δ によって説明できるか
- (3) この σ の値を実験的に求めたものが他の実験データと比較して妥当であるかを検証することである。

旋回腕装置を用いて速度の小さい場合を、また分子線装置を利用した自由噴流で速度比の大きい場合を実験した。

(1) 旋回腕装置による実験

さきに旋回腕装置によってオリフィス型圧力管の実験を行なったが⁹⁾、これと全く同じようにサーミスタ圧力計によって低速でのインパクト管の圧力測定を行なった。実験条件は

試験気体：空気

K_n : 8

迎角： $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$

速度比：0.2~1.0

D : 0.2, 1.0, 2.0 (材質アルミニウム)

K_n はインパクト管の外径10 mmを基準としたクヌーセン数である。インパクト管および圧力計の取付図が図7

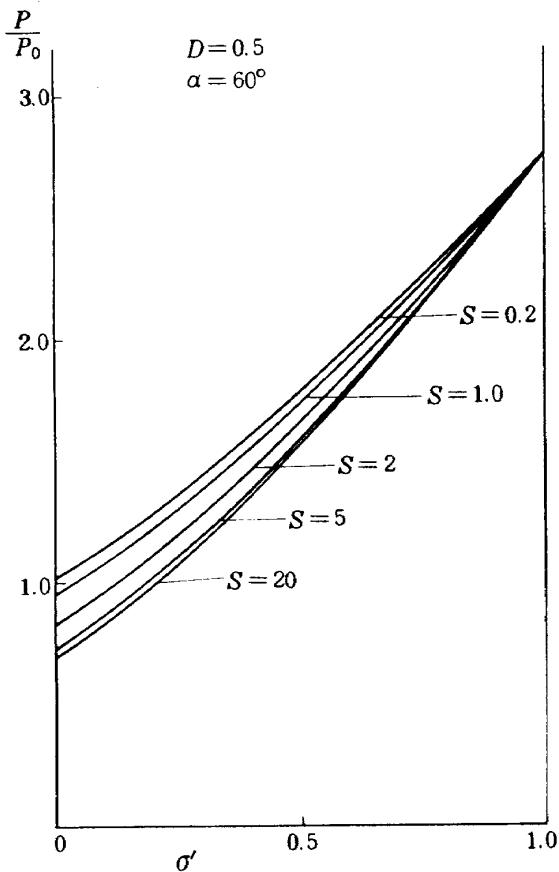


図 5 - c

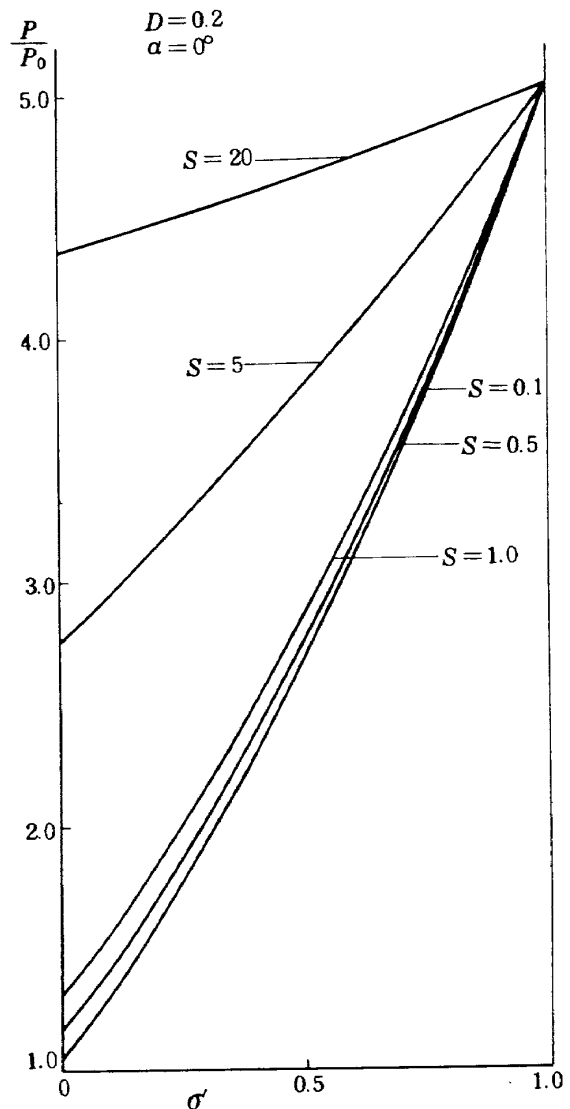


図 6 - a

に示される。

(2) 分子線装置による自由噴流の実験

分子線装置の詳細については近く報告の予定であるがその概要図が図8に示される。前室のノズルから噴出された気流は二段のスキマーによってその中心附近のみが取出されて測定室に導かれる。スキマーを通過しない気体は前室の二個の油拡散ポンプによって排気される。これによって速度比の十分大きな気流が測定室に導かれしかも背圧を十分に低くすることができる。激み点圧は50 Torrで電熱線によって激み点温度を1000°Kまで加熱できる。ノズル噴出口の径は1mmφ、第1スキマーの口径は2mmφ、第2スキマーの口径は5mmφである。測定室は拡散ポンプAおよび液体窒素シュラウドによって排気され動作時の背圧は 10^{-7} Torr以下に保たれる。第2スキマー後方20cmおよび40cmの位置でのインパクト圧分布をオリフィス型圧力管 ($D=20$) を用いて測定した

結果を図9に示す。激み点圧 P_B は50Torr 激み点温度 $T_B = 300^{\circ}\text{K}$ である。これから第2スキマー後方20cm以上で中心から半径5mmの円断面の範囲内では流れは一様と考えられる。測定装置は図10に示されるがインパクト管の内径はいずれも5mmφである。回転軸が管の前面を通るように可動円柱によって調節する。

$D=20$ はオリフィス管とみなして差支えないがこの管によって圧力と迎角の関係を測定した結果が図11に示される。気体の種類や激み点温度に関係なく $S=20$ の理論曲線によく一致している。このことから気流の速度比はこの位置(第2スキマー後方20cm)ですでに十分大きくなっていると考えられる。実際の測定もすべてこの位置で行なわれた。

アルゴンおよび窒素に少量のヘリウムが添加されたのは分子線においてしばしば用いられる混合加速法 (binary mixture) で熱速度の大きいヘリウムの添加によ

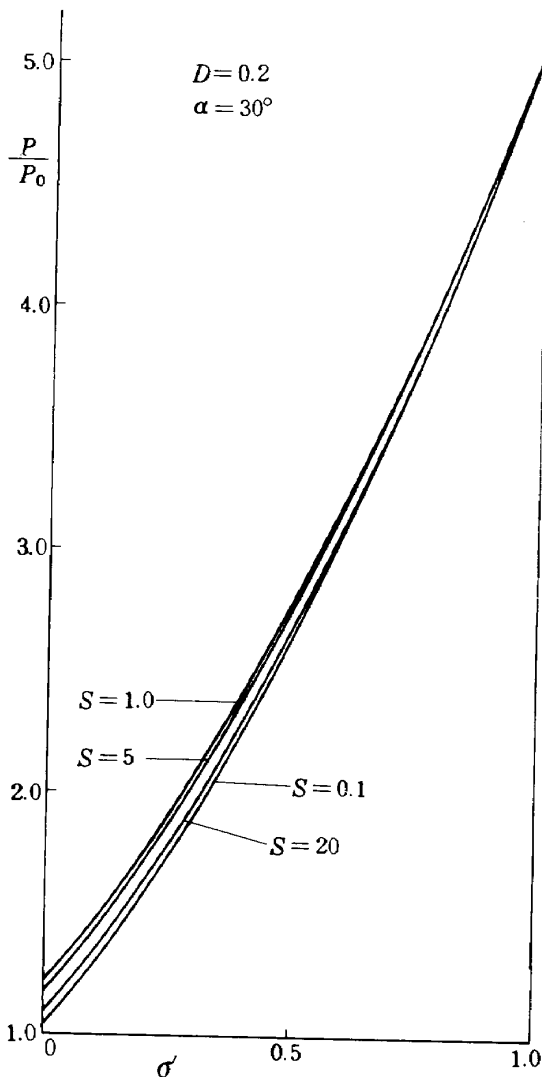


図 6 - b

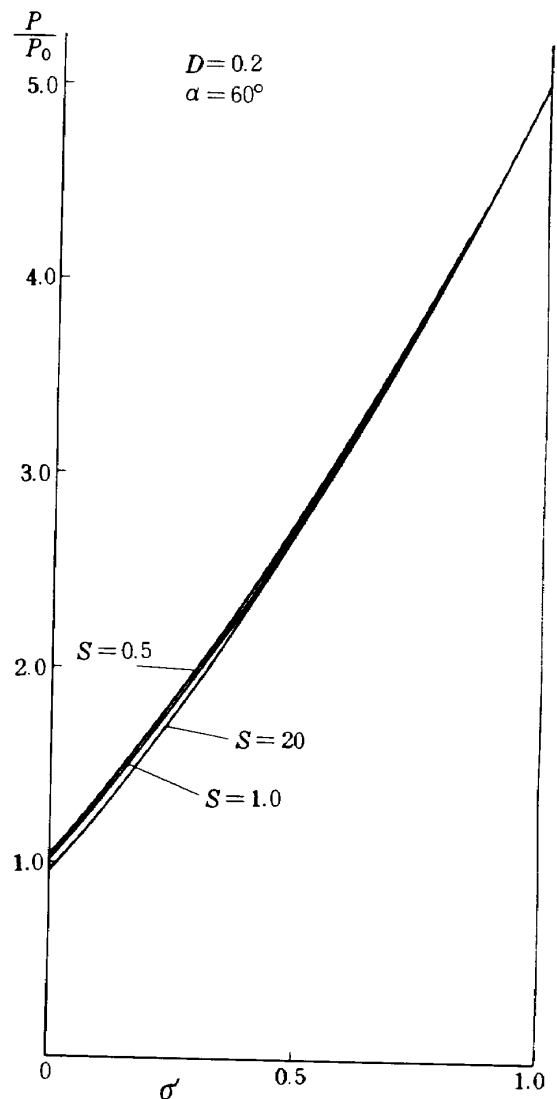


図 6 - c

って重いアルゴンや窒素が加速されるのを利用したものである。この加速法および速度の測定法についても近く報告の予定であるが図12にみられるように平均速度がヘリウム添加によって大きく増加している。

インパクト管は内壁を機械的研磨によって十分滑らかになるように注意した。

実験条件は以下の通りである。

激み点圧：50 Torr

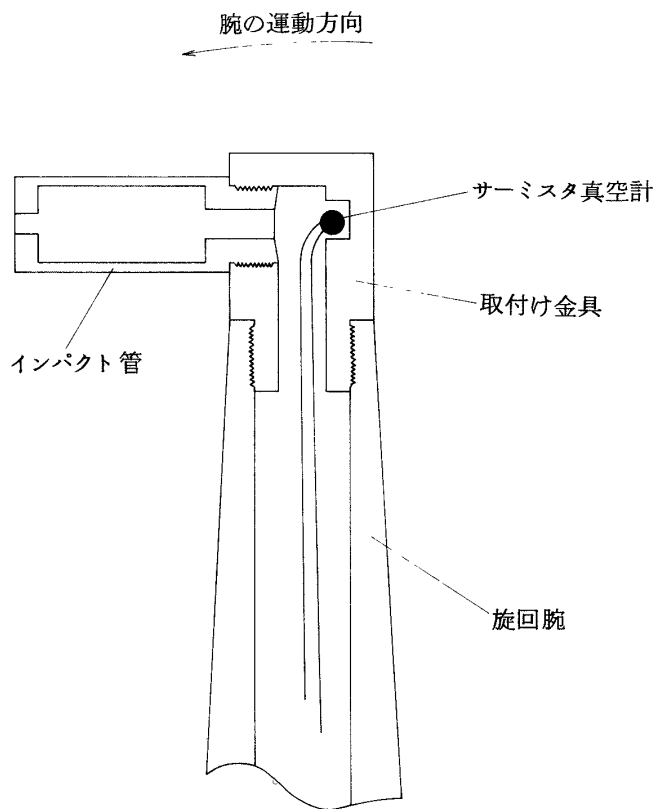


図 7

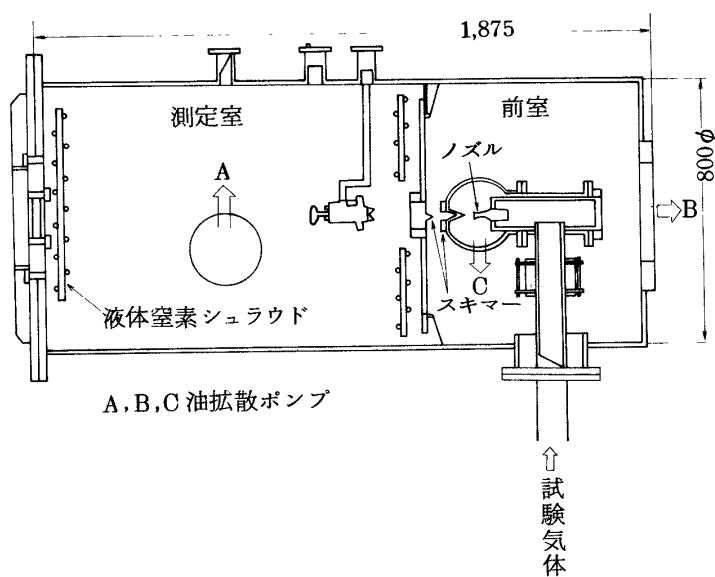


図 8 分子線装置

激み点温度: 300°K 700°K 1000°K

D 20, 2, 1, 0.5, 0.3 (材質アルミニウム)

速度比: 20 以上

測定部背圧: 1×10^{-7} Torr

試験気体: $N_2, Ar, He, N_2 + He, Ar + He$

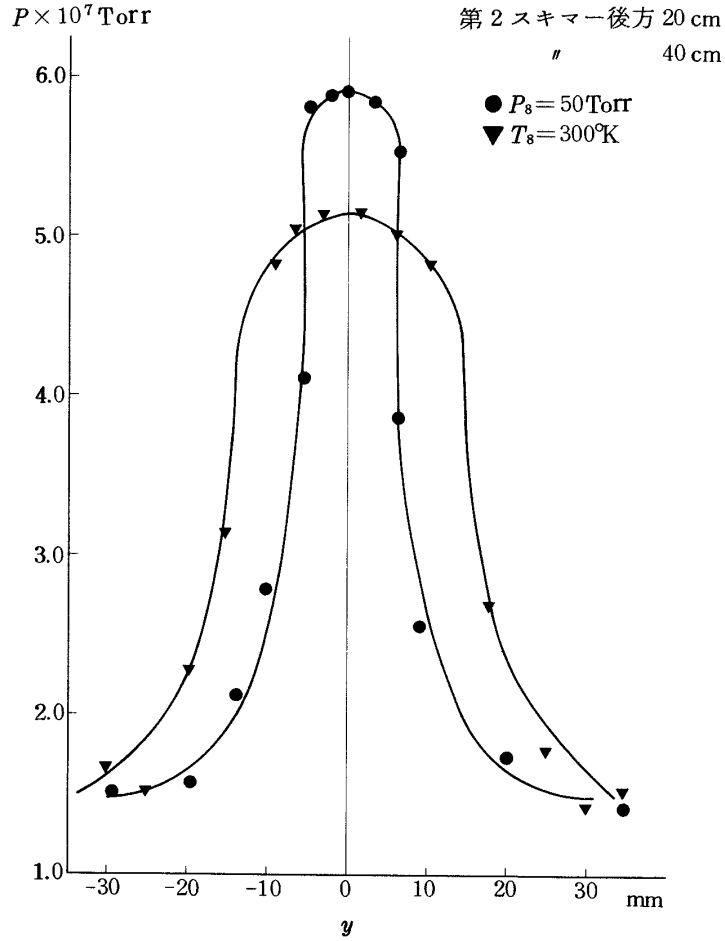


図 9 自由噴流のインパクト圧分布

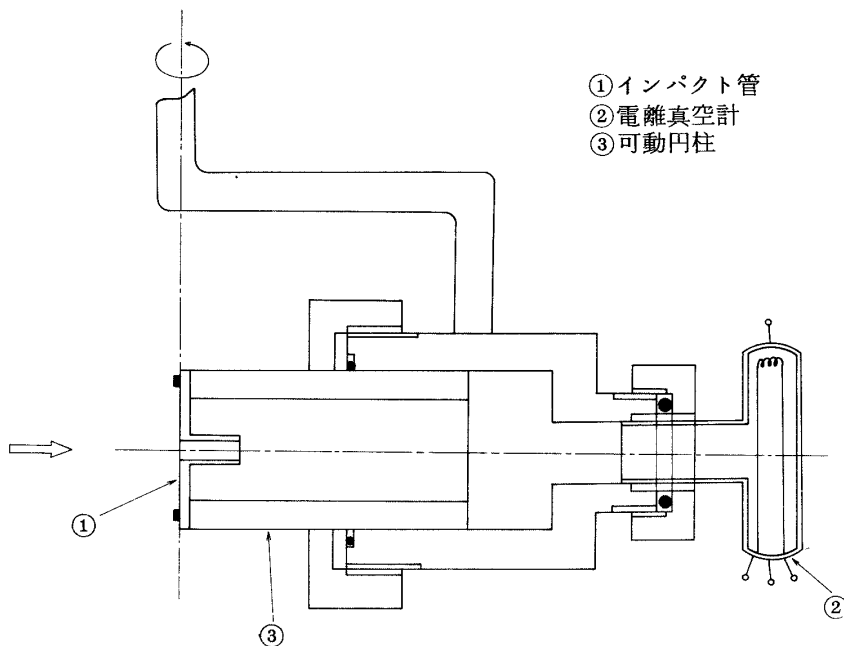


図 10 測定装置

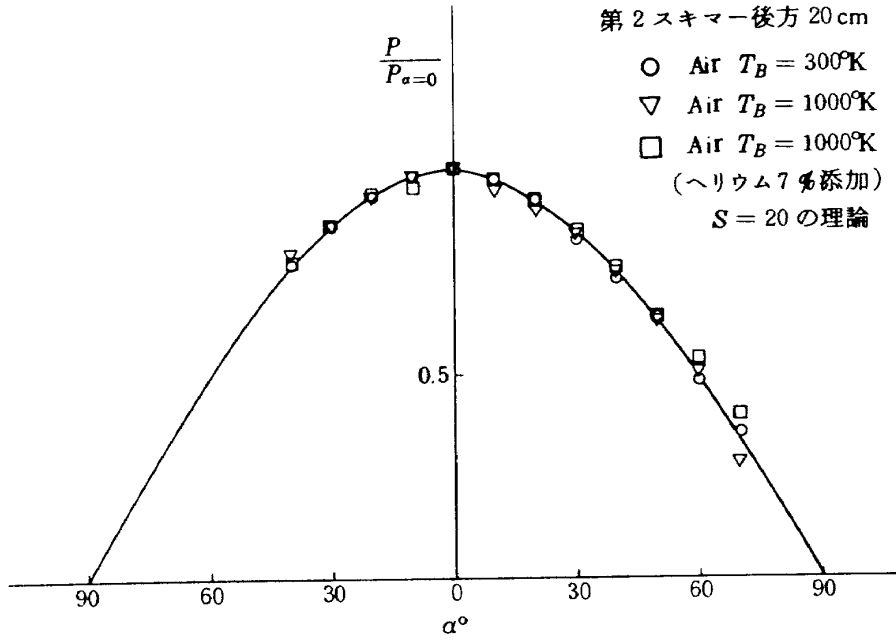


図 11-a オリフィス管による測定

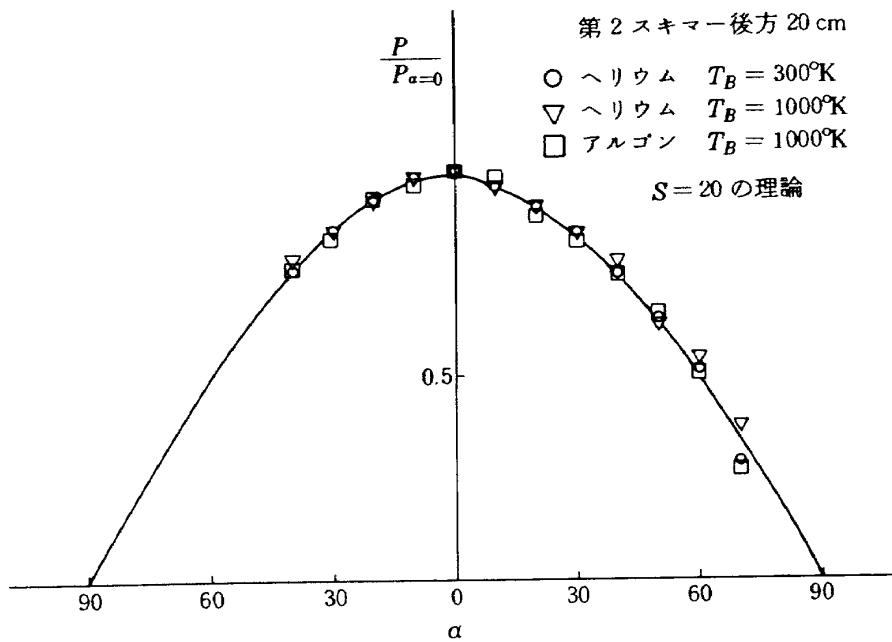


図 11-b オリフィス管による測定

§4 実験結果

1) 旋回腕

図13および図14に結果を示す。測定圧は真空槽の圧 P_∞ で無次元化されている。オリフィス管 ($D=20$) の値がのせられているがこれが理論曲線(54式)とよく一致しており測定において腕の運動による気流の乱れの影響のないことがわかる。 σ をパラメータとした理論曲線が示されているが $D=1.0$ および 0.2 のいずれも $\sigma=1$ の値によく一致しており Hughes の実験結果と同様である。

2) 自由噴流

実験結果が図15から18までに示される。インパクト管の測定圧と同じ条件でのオリフィス管の測定圧との比が迎角に対してとられており対応する理論曲線と比較されている。気体の種類に関係なく激み点温度が常温の

場合 (300°K) $\sigma=1$ とした理論曲線に近い値になっている。これは旋回腕の実験および Hughes の実験ともよく一致している。 N_2 および Ar の場合は激み点温度 1000°K でも殆んど同じである。 He の場合は激み点温度の増大とともに測定値は $\sigma=0.9$ から 0.8 に対応する曲線に移行してゆくのが見られる。また N_2 および Ar に He を添加し 1000°K に激み点温度を上げた場合には $\sigma=0.9$ の曲線に近くなっている。図18はインパクト管内壁を故意に粗くした場合である。この場合には激み点温度に関係なく $\sigma=1$ の曲線上にとどまっている。これからインパクト管の圧力は内壁での気体-固体表面干渉に関係することがわかる。

σ をパラメータとしたこの模型では垂直運動量適応係数 σ_n と接線運動量適応係数 σ_t が等しく σ であると仮定したことになる。Abauf¹²⁾等は激み点温度 300°K およ

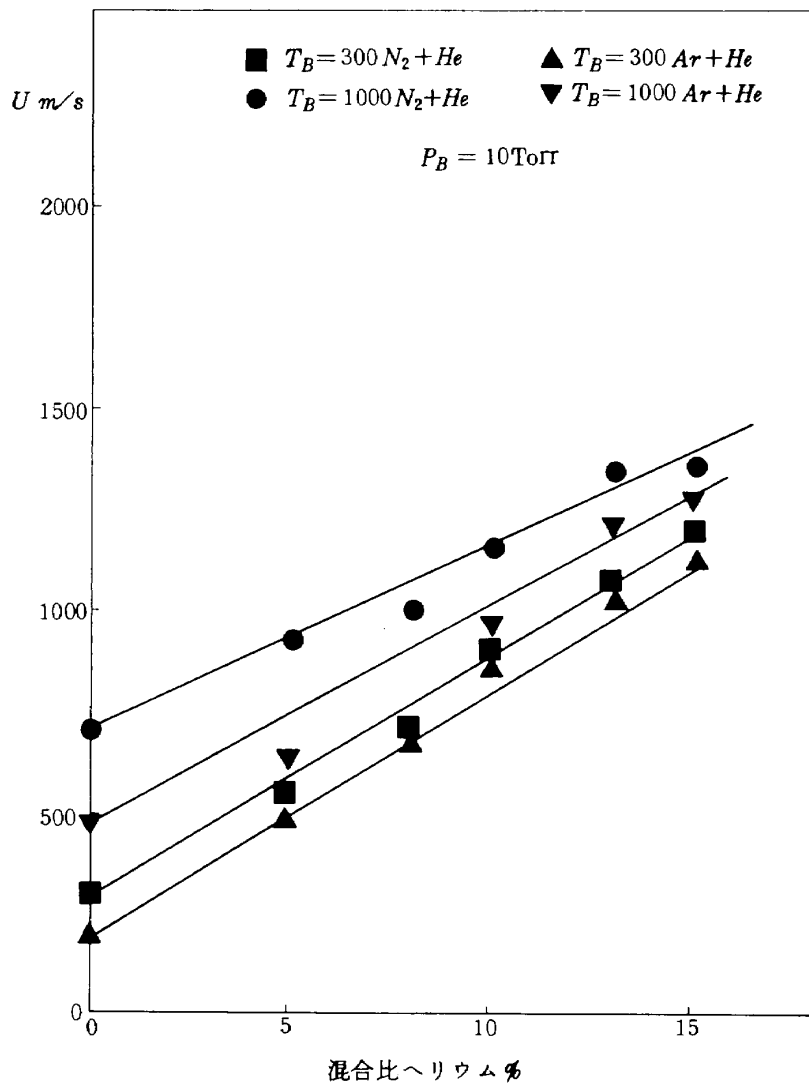


図 12 気流平均速度と He 混合比

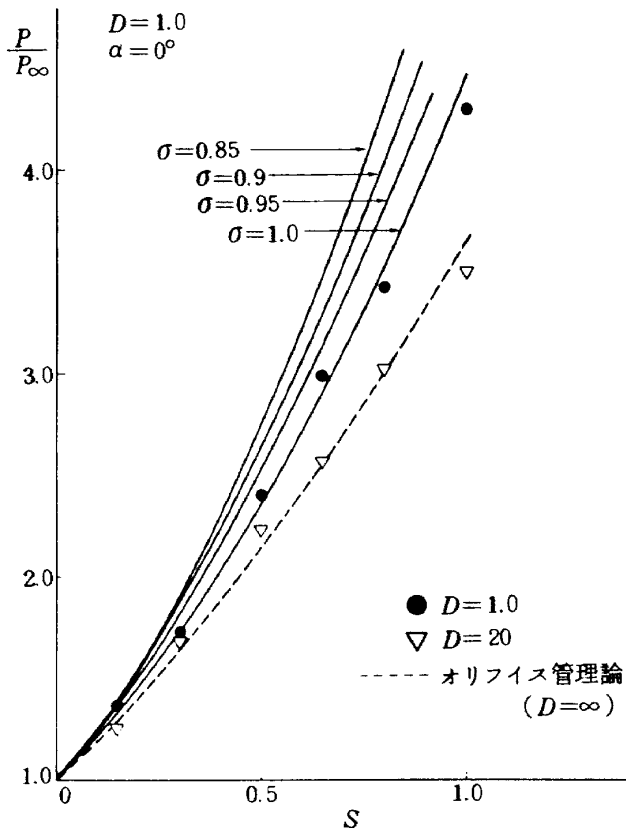


図 13-a

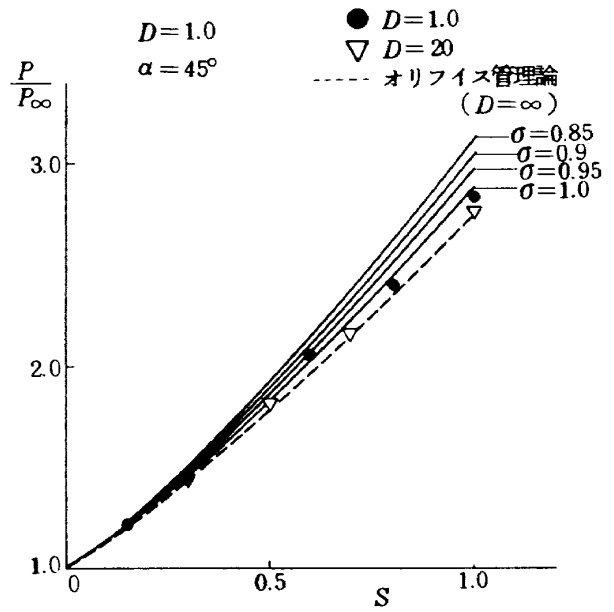


図 13-c

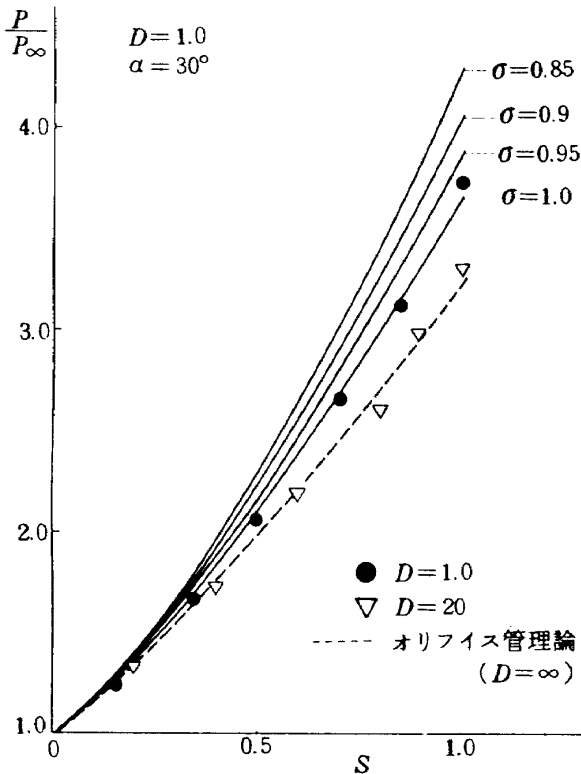


図 13-b

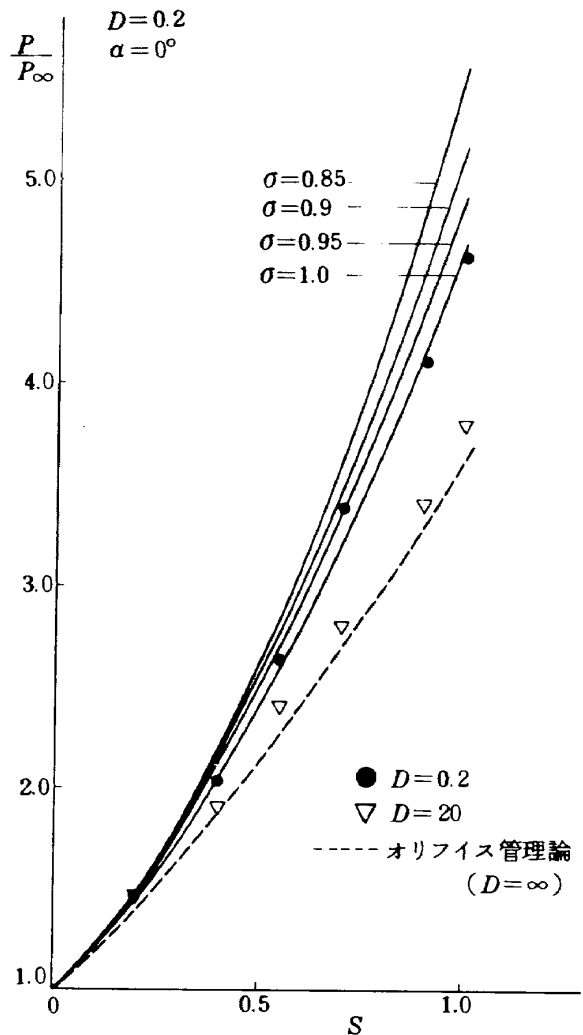


図 14-a

び 2000°Kにおけるアルゴンとヘリウムのアルミニウム
面に対する垂直運動量適応係数を測定している。
その結果は

$T_B = 300^{\circ}\text{K}$ 2000°K

アルゴン	1.1	0.9
ヘリウム	0.91	0.69

となっている。対応する接線運動量適応係数の実験例は
現在のところ見当たらないが、傾向的には垂直運動量適応
係数の場合と同様である。

以上のことから主流の激み点温度が増大ししたがって
気体分子の平均速度が増大すればインパクト管の圧力は

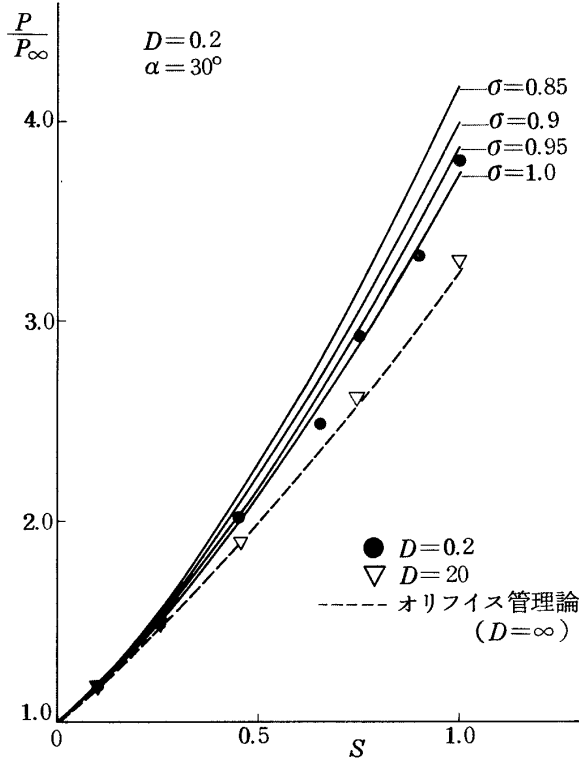


図 14-b

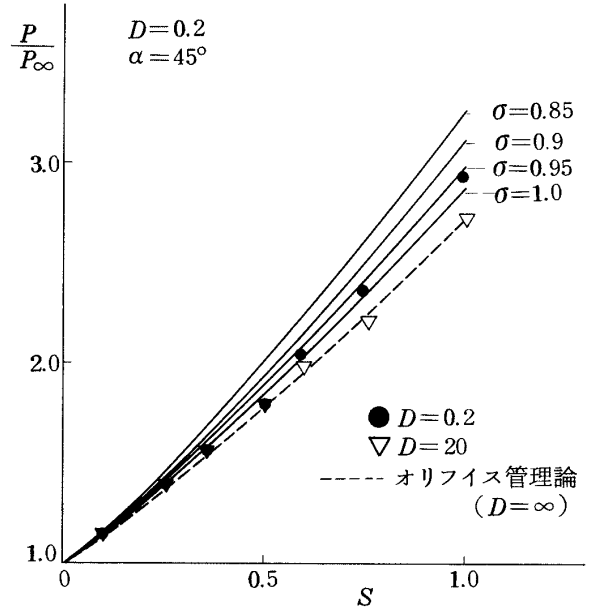


図 14-c

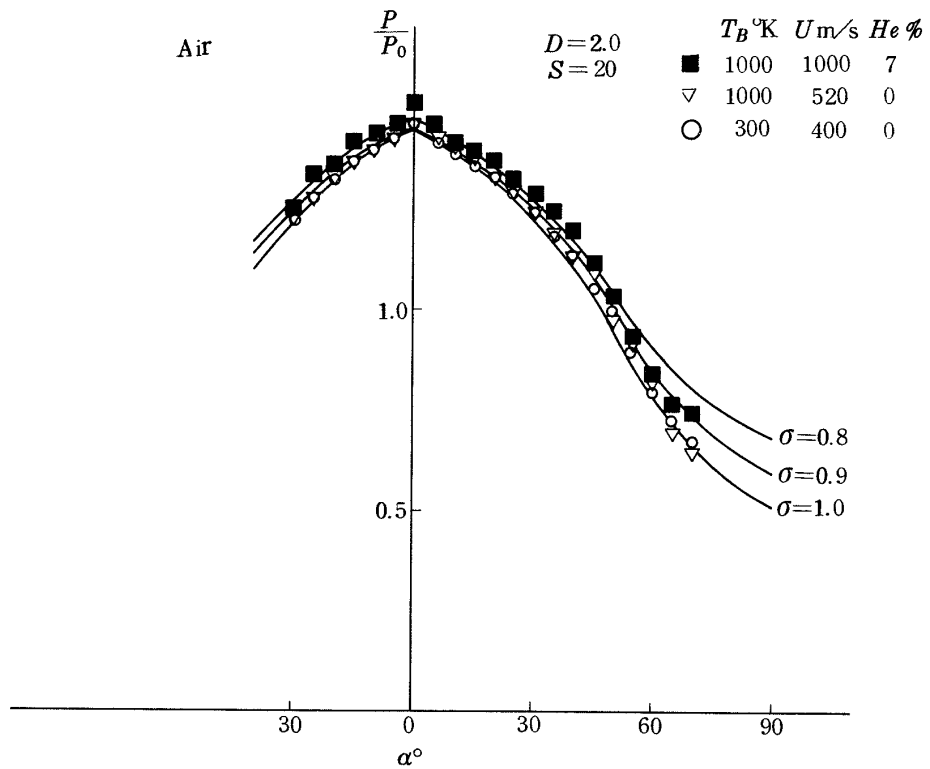


図 15-a

内壁での表面干渉の影響すなわち鏡面反射分子の増大のため従来の理論値 ($\sigma=1$) からずれること、およびこれ

は適応係数を考慮することによって説明できることがわかった。

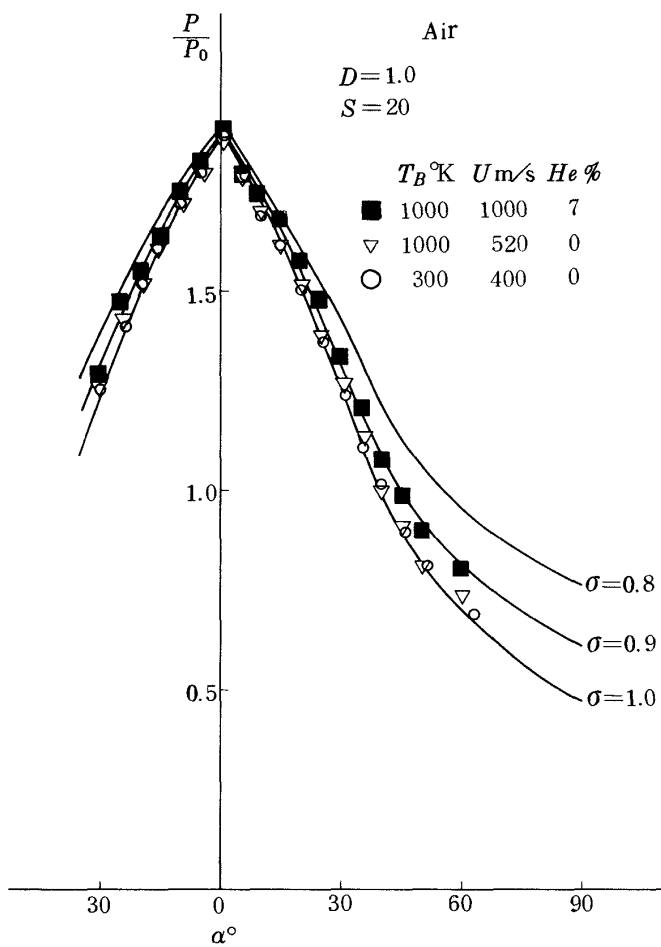


図 15 - b

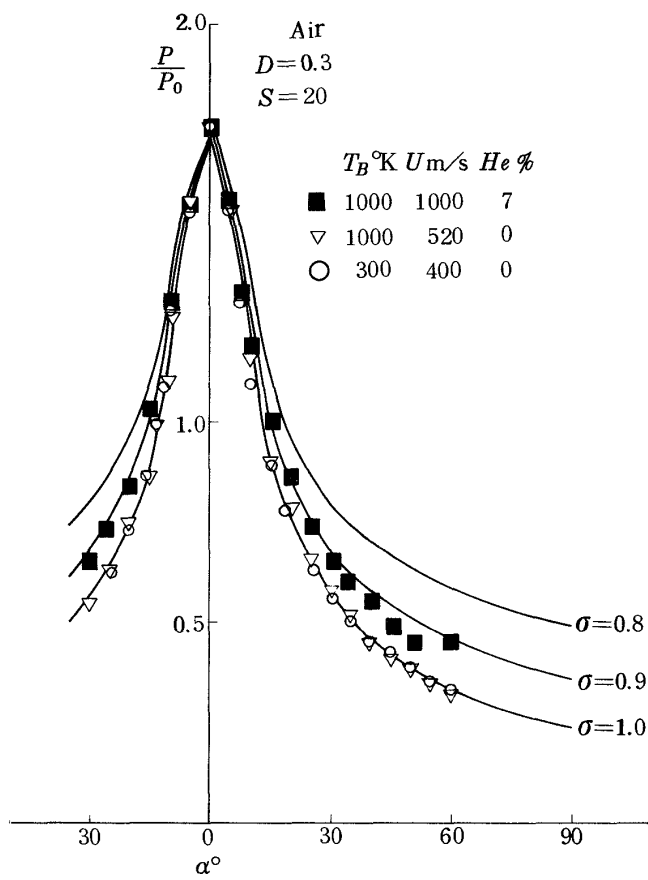


図 15 - d

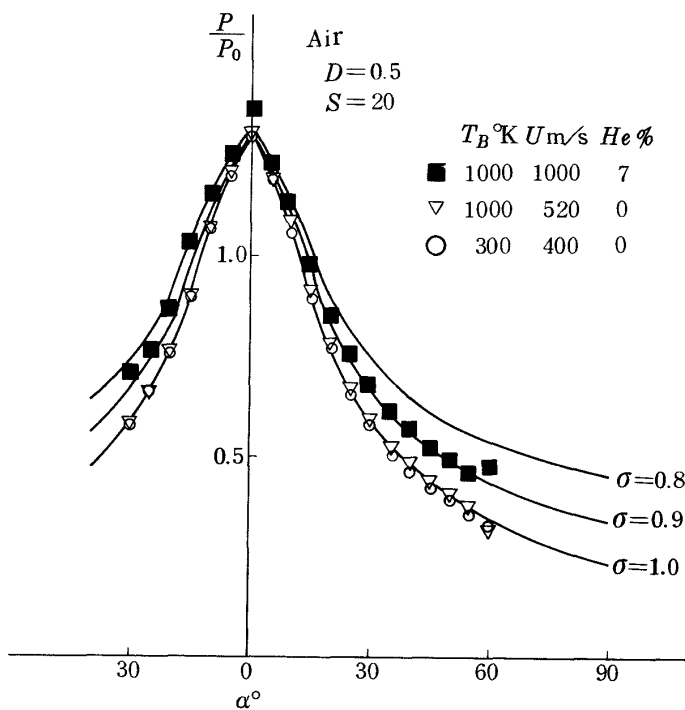


図 15 - c

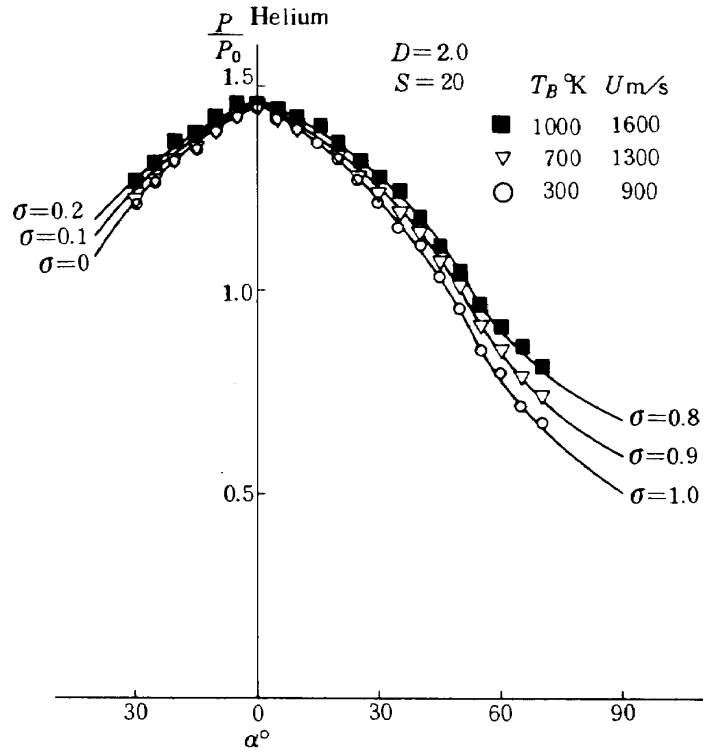


図 16 - a

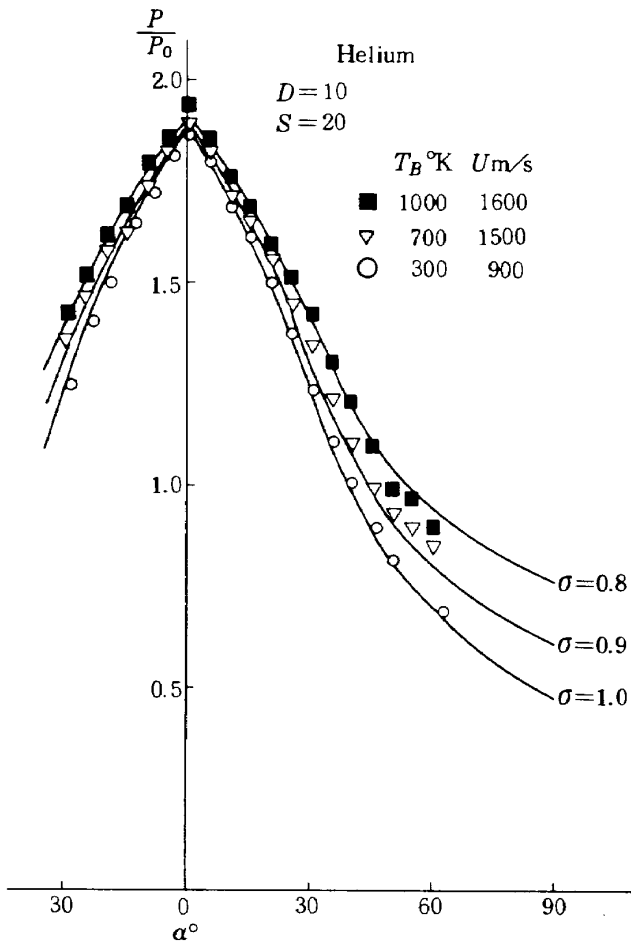


図 16 - b

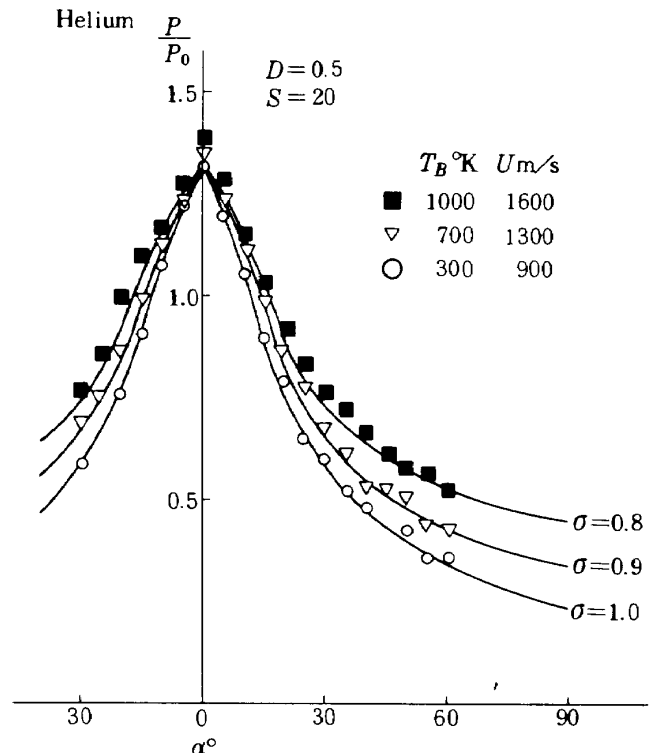


図 16 - c

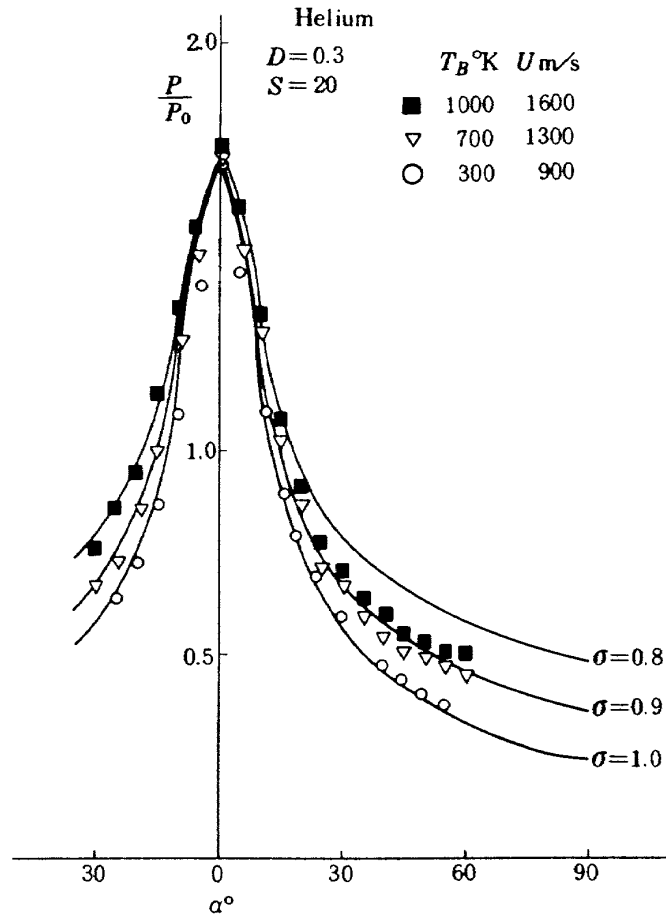


図 16 - d

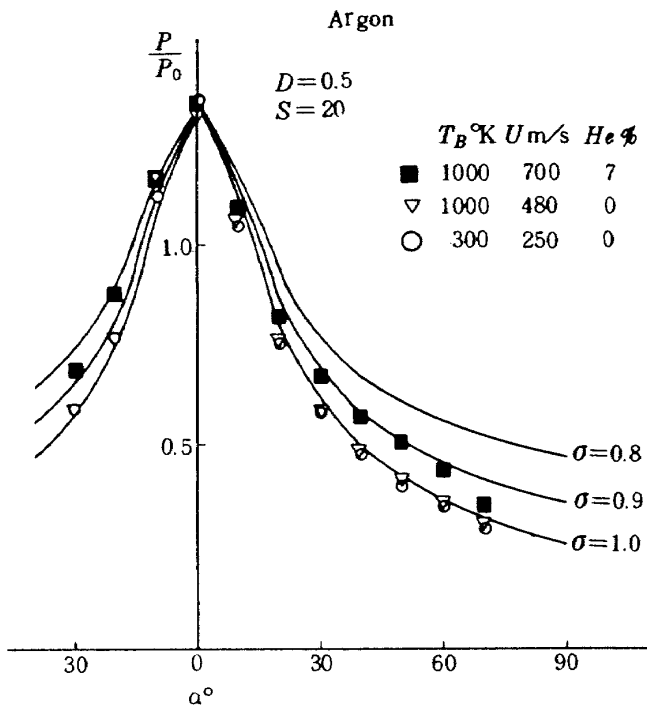


図 17

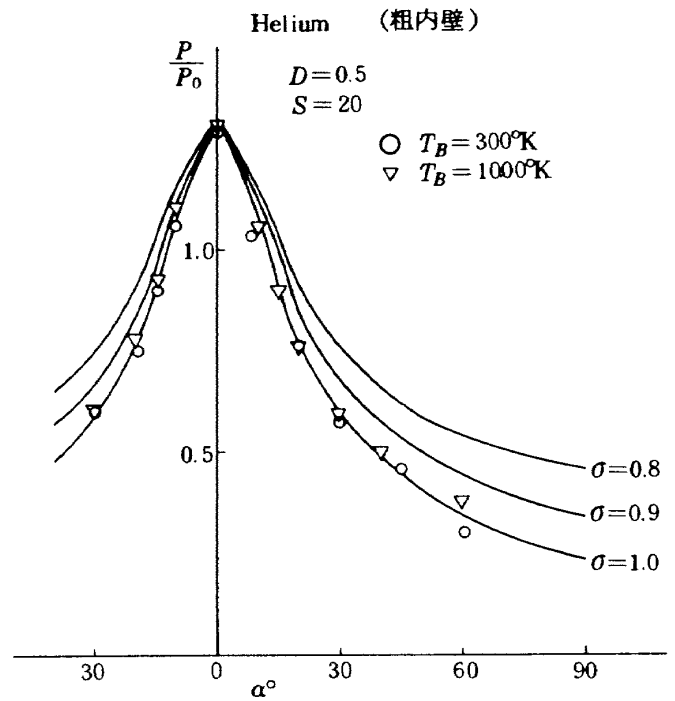


図 18

§5 む す び

インパクト管の圧力の計算を、管内壁での表面干渉が拡散的でない場合にまで拡張し、インパクト圧を外流の状態値 S , α , 形状パラメータ D , および適応係数 σ の関数として表示した。 σ が未知の場合には外流状態値 S , α の既知の流れにおいてインパクト圧の測定を行なうことによって σ を定められるからこの表示によってインパクト圧の測定値と気流の状態値とを正しく結びつけることが出来る。

ついで実験によって外流の平均速度が増大するとき測定インパクト圧が在来の理論 ($\sigma=1$) からずれることおよびこれが管内壁での表面干渉の性質によるものであることを示した。実験的に求められた適応係数の値は他の実験データと比較して矛盾しないこともわかった。この σ の値を用いれば測定インパクト圧と気流状態値の関係が理論とよく一致することが確かめられた。

なお σ を実験的に求めることは表面干渉研究の立場からいえば、干渉が拡散型からどの程度ずれているかを知ることであり、上述の方法は他の表面干渉の実験方法と比較してきわめて簡便な方法といえる。今後表面干渉の立場から機会をみて表面固体および気体の種類および平均速度等を広範囲に変えて σ を求める実験を行ないたいと考えている。

参 考 文 献

- (1) Patterson, G.N. : Theory of Free Molecule Orifice-Type Pressure Probes in Isentropic and Non Isentropic Flows . UTIA Rep. No 41, Nov.1956.
- (2) Harris, E.L. Patterson, G.N. : Properties of Impact Pressure Probes in Free Molecule Flow. UTIA Rep. No 52, April 1958.
- (3) deLeeuw, J.H., Rothe, D.E. : A Numerical Solution for the Free Molecule Impact Pressure Probe Relation for Tubes of Arbitrary Length. UTIA Rep. No 88, Dec.1965.
- (4) Hughes, P.C. : Theory for the Free Molecule Impact Pressure Probes at an Arbitrary Angle of Attack. UTIAS Rep. No 103, May, 1965.
- (5) Hughes, P.C. : Subsonic Tests in Free Molecule Flow on Impact Tube Pressure Probes Having Wide Range of Tube Length at an Angle of Attack up to 90. UTIAS Tech. Note No 92. June, 1965.
- (6) Hurlbut, F.C. : Current Developments in the Study of Gassurface Interaction. Rarefied Gas Dynamics 5th symp. Academic Press 1967.
- (7) Hurlbut, F.C. : Aerospace Applications of Molecular Beams. Interaction at the Wall Boundary Entropie, No 18, Nov-Dec. 1967.
- (8) Clausing, P. : Uber die Stromung sehr Verdunter Gase durch Rohren von beliebiger Lange Ann. der Physik, Vol.12, 1932.
- (9) 恩地 英 : Nearly-Free-Molecule Flow におけるオリフィス型圧力管 航技研報告 TR-136 1967.
- (10) Abauf, N., Marsden, D.G.H. : Some Experimental Data on Momentum Accommodation Coefficients. Rarefied Gas Dynamics 5th symp. Academic Press 1967.

航空宇宙技術研究所報告 474号

昭和 51 年 10 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
