

UDC 533.07:
621.694.2:
629.76.036.5.018-954

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-449

ロケットエンジン高空性能試験用エゼクタの実験的研究

宮 島 博 ・ 日 下 和 夫 ・ 阿 部 登
鎌 田 真 ・ 植 野 孝 ・ 佐 藤 政 裕

1976 年 3 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

ロケットエンジン高空性能試験用エゼクタの実験的研究*

宮 島 博**・ 日 下 和 夫**・ 阿 部 登**
鎌 田 真**・ 植 野 孝**・ 佐 藤 政 裕**

Experimental Study of Zero-Secondary-Flow Ejectors for Rocket Engine Altitude Simulation

By Hiroshi MIYAJIMA, Kazuo KUSAKA, Noboru ABE,
Makoto KAMATA, Takashi UENO,
and Masahiro SATO

ABSTRACT

Ejector characteristics tests and detailed diffuser wall pressure measurements were made on six basic zero secondary flow ejector configurations, which were combinations of two different area ratio nozzles and three diffusers. One constant area diffuser and two second throat diffusers with different contraction area ratios were used. In each configuration, a diffuser was attached to a vacuum capsule in which a simulated rocket engine nozzle driven by cold nitrogen gas was set up.

It is shown that over a certain range of nozzle exit position X_{NE} relative to the second throat diffuser inlet plane, a minimum capsule pressure ratio P_c/P_t is maintained and that the optimum position, i.e., the nozzle exit position where minimum starting or break down system pressure ratio P_t/P_a is minimum, is somewhere in the capsule region. A further withdrawal of the nozzle into the capsule region produces an increase in capsule pressure ratio which is approximately linear with X_{NE} . In a better performing configuration, the length of separated flow region is shorter for the same system pressure ratio.

The starting characteristics data and second throat ramp pressures are compared with the calculation using the approximate method of German, et al., and it is shown that the method predicts generally satisfactory trends when the relative position of nozzle and diffuser is appropriate.

1. ま え が き

ロケット・エンジンの高空性能のシミュレーションを地上でおこなうための低圧環境は、エンジン・ノズルと超音速デیفューザを組み合わせた2次流零のエゼクタおよびその背圧をさげるための蒸気エゼクタ等により得られる。航空宇宙技術研究所においても、一定断面積のデیفューザを用いた2次流零のエゼクタを高空性能試験

設備の排気系の構成要素として使用している¹⁾。しかしながら、予想される試験対象エンジンの推力レベルの増大に伴って、より性能の良いエゼクタの開発の必要性が生じる。

2次流零のエゼクタに関する実験的研究は多数発表されている。それらの代表的なものはNASAにおけるもの^{2~4)}、JPLにおけるもの⁵⁾、および、AEDCにおける一連の研究^{6~8)}である。文献1~5ではデیفューザのスタート圧力比を、風洞のスタートに用いる垂直衝撃波理論と対比している。垂直衝撃波理論は一定断面積のデیفュー

* 昭和51年1月28日 受付

** 角田支所

ザに対しては比較的良好の一致を示すが、セコンド・スロート型のデیفューザについてはあまり一致は良くない。Germanら^{8,9)}は運動量保存式を用いて、セコンド・スロート型のデیفューザに対しても良好な一致を示す計算法を発表している。また、より最近には、Bauer¹⁰⁾は低圧室圧力の、Germanら¹¹⁾はセコンド・スロートの斜め部の圧力のより良い計算法について述べている。

Uebelhack は、ステップ状のセコンド・スロートをもつエゼクタに対する設計式¹²⁾およびステップ部の圧力¹³⁾に関する研究をおこなっている。

これらの研究にもかかわらず、エゼクタ内の流れ場に関する十分な理解は得られておらず、従って、ノズル形状、作動気体物性、レイノルズ数等の効果、ならびに、ノズルとデیفューザの最適な相対位置などの設計資料が不足している。

本報告は、最大の性能を保つ最小長さのデیفューザの設計資料をあつめることを目標として、ノズル開口比、セコンド・スロート、および、ノズルとデیفューザの相対位置のエゼクタ性能におよぼす効果をしらべるために筆者らがおこなった最初の実験結果に関するものである。既存の文献には、低圧室-デیفューザの形状をもつものに関するノズルとデیفューザの相対位置の効果をしらべたものは見当たらないので、この点に特に注目した。実験結果は、その単純さのため設計および各種パラメタの効果をしらべるのに便利な Germanらの理論^{8,9)}と対比した。

使用記号

A	面積
C_f	まさつ係数
D	直径
F	力
f	まさつ力
L	長さ
M	マッハ数
m	質量流量
P	圧力
P_a	デیفューザ背圧
P_c	低圧室圧力
P_R	セコンド・スロート斜め部静圧
P_t	ノズル全圧
R	ガス定数
r	半径、
T_t	全温度
X	きより
X_{NE1}, X_{NE2}	P_c/P_t が上り始めるノズル位置

γ 比熱比

θ 角度

添字および上つき記号

1, 2, 3 軸方向位置

BR ブレーク・ダウン

D デیفューザ入口平行部、または、デیفューザ

I ジェットの衝突位置

MIN 最小

NE ノズル出口

R デیفューザ斜め部

s はくり状態

sp 球形の

ST セコンド・スロート、または最小スタート

X 軸方向

* ノズルスロート

2. エゼクタのスタート圧力比の計算法

ロケット・エンジン高空性能試験用の2次流零のエゼクタにおいて最も重要なことは、与えられたデیفューザ背圧 P_a に対してノズルおよびデیفューザがスタートする最小のエンジン燃焼室圧力 P_t の要求を満足させることである。

セコンド・スロート・デیفューザをもつ2次流零のエゼクタの最小スタート圧力比 $(P_t/P_a)_{ST}$ の計算は一次元の保存式をもとにしており、Germanらの報告^{8,9)}に書かれているが、以下の議論の便宜上ここに再現する。

図1に図式的に示した定常な流れ場において、①と②の面のあいだの質量保存、運動量保存およびエネルギー保存(全温度 $T_t = \text{const.}$)より、 M_2 を②の面におけるマッハ数とすれば、

$$\frac{\sum_i F}{m\sqrt{RT_t}} = \frac{1 + \gamma M_2^2}{M_2 \sqrt{\gamma \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)}} \quad (1)$$

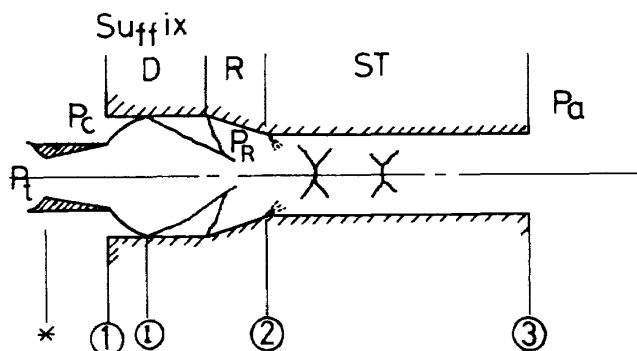


図1 2次流零エゼクタの流れモデル

ここで、 m は質量流量、 R はガス定数、 γ は比熱比である。また、

$$m\sqrt{RT_t} = A^* P_t \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (2)$$

$\Sigma_1^2 F$ は①と②の面のあいだで軸方向に働く既知の力であり、

$$\begin{aligned} \Sigma_1^2 F = & F_{NEX} + P_c \pi (r_D^2 - r_{NE}^2) - f_D - f_{RX} \\ & - 2\pi \int_{r_{ST}}^{r_D} P_R r dr \end{aligned} \quad (3)$$

(3)式の右辺の第1項はノズルの推力、第2項は低圧室圧力×面積、第3項はデیفューザ入口平行部のまさつ力、第4項はセコンド・スロート入口斜め部のまさつ力、および、第5項は斜め部の圧力×面積の項であり、その近似的な算出法は後に示す。

次に①の面と③の面のあいだの保存式から、

$$\begin{aligned} \frac{\Sigma_1^2 F}{m\sqrt{RT_t}} = & \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{2C_f(L/D)_{ST}}{M_3 - M_2}} \\ & \times \left[\left(\frac{2}{\gamma-1} + M_3^2 \right)^{1/2} - \left(\frac{2}{\gamma-1} + M_2^2 \right)^{1/2} \right] \\ & + \frac{1 + \gamma M_3^2}{M_3 \sqrt{\gamma \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2 \right)}} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで C_f はまさつ係数、 $(L/D)_{ST}$ はセコンド・スロートの長さ/直径である。ただし、ここでセコンド・スロート部における直線的なマッハ数分布

$$M_{ST} = \frac{X_{ST}}{L_{ST}} (M_3 - M_2) + M_2$$

を仮定した。

$\Sigma_1^2 F / m\sqrt{RT_t}$ をあたえたと(1)式から M_2 が算出できる。セコンド・スロート・デیفューザがスタートするためには、 $M_2 > 1$ でなければならないので¹⁴⁾、(1)式の解として超音速の根を取る。次に与えられたまさつ係数 C_f とセコンド・スロートの長さ/直径の値を用いて(4)式より亜音速の M_3 を求める。デیفューザのスタート条件は、与えられたデیفューザ背圧 P_a に対して③の断面における静圧 P_3 が P_a よりも大きいことである。従って、デیفューザがスタートする最小の出口面圧力は $P_3 = P_a$ である。かくして、最小スタート圧力比 $(P_t/P_a)_{ST}$ は次式によって与えられる。

$$\left(\frac{P_t}{P_a} \right)_{ST} = \frac{A_3 M_3 \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2}}{A^* \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}} \quad (5)$$

以上のように $\Sigma_1^2 F$ の値がわかれば最小スタート圧力比

は求められる。 $\Sigma_1^2 F$ の値、すなわち(3)式の各項の近似的な求め方について以下に述べる。

(1) 推力項

現在の所、ノズル半開角 θ_{NE} の円錐型ノズルだけを取りあつかうものとする。ノズル出口面において球面状の等マッハ数面をなすものとするれば、軸方向推力 F_{NEX} は¹⁵⁾

$$F_{NEX} = A_{NE} P_{sp} (1 + \gamma M_{sp}^2) \quad (6)$$

ここで、等マッハ数球面の面積 A_{sp} は1次元出口面積 A_{NE} 、ノズルスロート面積 A^* とすれば、

$$\frac{A_{sp}}{A^*} = \left(\frac{2}{1 + \cos \theta_{NE}} \right) \frac{A_{NE}}{A^*} \quad (7)$$

(2) 低圧室圧一面積項

低圧室圧力は、作動流体がノズル出口をはなれた後等エントロピ的にデیفューザ入口径まで膨張するときの静圧として求める。この低圧室圧力の値は実際の値とのあいだに大きな誤差があり得るが、低圧室一面積項は、通常(3)式の右辺の他の項に比べて小さいのと、複雑なくり返し計算をさける意味で、ここではこの方法を用いる。なお、ノズル出口面におけるノズルの厚さは無視する。低圧室圧力比 P_c/P_t は M_{DO} を1次元等エントロピ流のデیفューザ入口マッハ数とすれば、

$$\frac{P_t}{P_c} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{DO}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (8)$$

$$\frac{A_D}{A^*} = \frac{1}{M_{DO}} \left[\left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{DO}^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (9)$$

(3) デیفューザ入口まさつ項

P_c/P_t に(2)項で求めた値を入れ、特性曲線法によってジェット境界がデیفューザ壁と衝突する点 X_I を求める。 X_I からセコンド・スロート斜め部入口 X_R までの流れの速度は、ジェット境界のマッハ数から、1コの2次元斜め衝撃波を通して壁に平行にマッハ数 M_D の流れがあるものと近似することによって計算する。結局、デیفューザ入口まさつ項は形式的に次式によってあらわされる。

$$f_D = \pi \gamma C_f P_D M_D^2 \gamma_D (X_R - X_I) \quad (10)$$

ここで C_f はまさつ係数であり、ここでは0.003とした。また、斜め衝撃波の関係¹⁴⁾から、

$$M_D = M_D(\theta_I, M_{DO}) \quad (11)$$

$$\frac{P_D}{P_t} = \frac{P_D}{P_t}(M_D, M_{DO}) \quad (12)$$

(4) セコンド・スロート斜め部圧力一面積項およびまさつ項

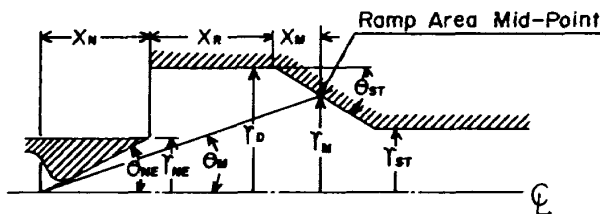
斜め部圧力一面積項は、(3)式右辺において F_{NEX} に次いで大きな値をもつ項である。Germanら⁸⁾の円錐型ノ

ノズルに対する近似的な方法によれば、斜め部の圧力 P_R は、 A_D まで等エントロピ的に膨張した流れが、全まがり角 $\theta_T = \theta_M + \theta_{ST}$ で斜め部分に平行にまげられたときに行ける1コの2次元斜め衝撃波背後の静圧として求める。ここで、 θ_{ST} はセコンド・スロート斜め部角度であり、 θ_M は斜め部分の平均断面積、ノズル位置等によって次のように決められる(図2参照)。

$$\theta_M = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\frac{A_{ST}}{A_D} + 1}}{2\sqrt{2} \left(\frac{X_N}{D_D} + \frac{X_R}{D_D} \right) + \frac{\sqrt{2} - \sqrt{\frac{A_{ST}}{A_D} + 1}}{\tan \theta_{ST}}} \right] \quad (13)$$

斜め部分の面積-圧力項は

$$2\pi \int_{r_{ST}}^{r_D} P_R r dr = \frac{\pi}{4} P_R (D_D^2 - D_{ST}^2) \quad (14)$$



$$\theta_M = \arctan \left(\frac{Y_M}{X_N + X_R + X_M} \right)$$

$$\theta_T = \theta_{ST} + \theta_M$$

図2 セコンド・スロート斜め部圧力の近似計算法

また、まさつ項は、

$$f_{RX} = \frac{r C_f}{2} P_R M_R^2 \frac{\pi}{4} (D_D^2 - D_{ST}^2) \cot \theta_{ST} \quad (15)$$

P_R および M_R は、 θ_T と M_{DO} の関数として(1), (2)式を用いて算出できる。

なお、一定断面積のデフューザの場合には、(3)式で、推力項と低圧室圧-面積項を残し、(1)式より M_2 を求め、(4)式 (L/D)_{ST} に ($L - X_I$)/ D_D を用いて M_3 を求めることにより、セコンド・スロート・デフューザの場合と同様にして解が得られる。

3. 実験装置と実験方法

実験装置主要部の略図と寸法を計測点と共に図3に示す。壁圧 P_W はセコンド・スロート平行部より10数cm下流までは約1cmごとに、それより下流は約2cmごとに測定した。作動流体は、200~100 kg/cm²Gにおいてほぼ外気温度に等しい窒素ガスを、航技研ロケット・エンジン高空性能試験設備¹⁾の実容積14m³の気蓄器から分岐し、調圧の後ノズルに導いた。デフューザ出口は大気に開放されており、背圧は大気圧であった。ノズルは、スロート径20mm、半開角15°で、膨脹面積比25(N1)および10.7(N2)の2種類を用いた。

ロケット・エンジン高空性能試験用のデフューザのように、膨脹するフリー・ジェットによって低圧室を減圧する場合には、風胴のセコンド・スロート・デフューザとは異なり、スタートするための限界収縮面積比は、

	ANE/A*		L(mm)	θ _{ST} (DEG)	AST/A ₀	LST/DST
N1	25	D1	960	—	1.0	(8.07)
N2	10.7	D2	754	13.3	0.667	6.05
		D3	707	11.5	0.511	5.92

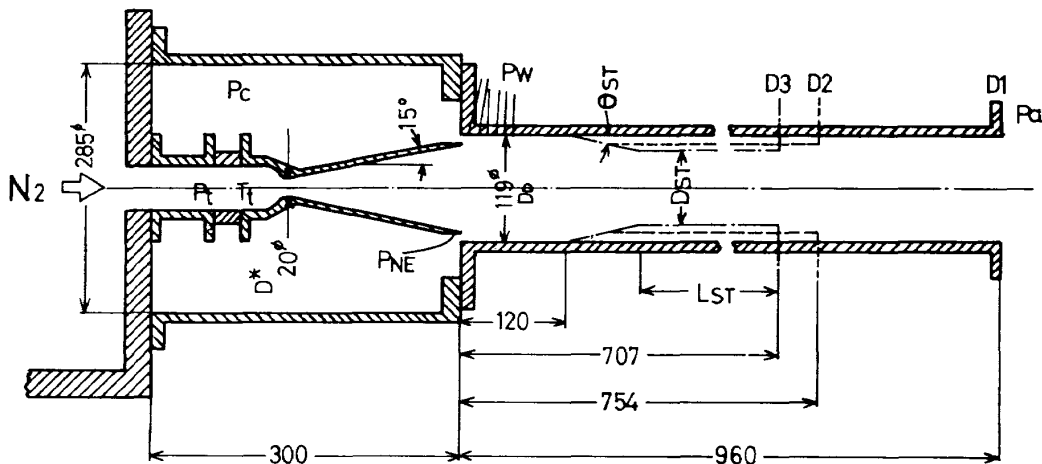


図3 実験装置主要部

垂直衝撃波限界¹⁴⁾よりも小さいことが実験的に示されている。この実験的収縮限界はJonesら²⁾によってまとめられている。ここで用いたデیفューザは、直管型のもの(D1)、垂直衝撃波限界にほぼ等しい収縮面積比 A_{ST}/A_D をもつもの(D2)、および、実験的収縮限界面積比の約10%増しの収縮面積比をもつセコンド・スロート型のもの(D3)であった。D1, D2, D3とも、デیفューザ入口径は119 mmであった。セコンド・スロート斜め部角度 θ_{ST} は約 12° とし、セコンド・スロート平行部の長さは直径の約6倍とした。ノズル接続管およびディスタンス・ピースを用いてノズル取付位置を変えることによって、ノズルとデیفューザの相対位置を変化させた。

実験装置の概観を図4に示す。また、低圧室およびデیفューザを後退させた状況を図5に示す。

実験に先立って、作動ガスの低圧室内へのもれのないことを確認する。ノズルスロート部の上流のもれ試験用金具の使用概念図を図6にまた金具の写真を図7に示す。次に、低圧室-デیفューザ系のもれ試験と真空試験をおこない、検出器の較正後、実験に移る。

実験データの取得にはロケット・エンジン高空性能試

験設備の計測装置¹⁾を用いた。実験には、デیفューザの最小スタート圧力比とブレイクダウン圧力比(又は最小操作圧力比)を求めるためにノズル全圧 P_t をゆっくり変えるモードと、主としてデیفューザ壁面の静圧分布を求めるための定常なモードの2種類のモードを採用した。

図8に第1の実験モードの一例を示す。ノズル全圧 P_t の増加に伴って始めは低圧室圧力 P_c は乱れを伴って下ってくるが、一担デیفューザがスタートすると低圧室圧力の乱れはなくなり、ノズル全圧にほぼ比例して増加する。 P_t を減少させると同様に P_c は減少するが、ある点において P_c は再び乱れを伴って増加する。この点をブレイク・ダウン点とよぶことにする。なお、図8で0～15秒のあいだの低圧室圧力の値は、検出器のレンジ以上なので飽和しているため、実際の値を示していない。図9に図8と同様なデータを P_c/P_t 対 P_t/P_a としてプロットし、エゼクタ特性を示した。最小スタート圧力比とブレイクダウン圧力比のあいだに相異はほとんどみられない。また同図には●で第2のモードによる実験、すなわち、 P_t がほぼ定常になったときのデータも示されている。

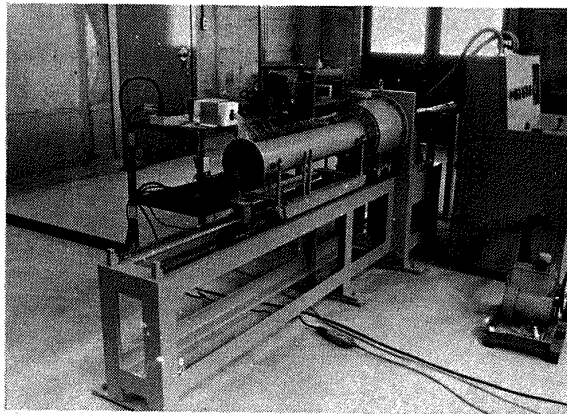


図4 実験装置概観

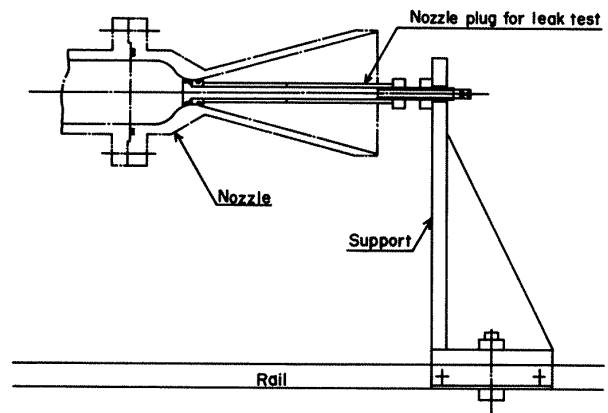


図6 ノズルスロート部までのもれ試験用金具使用図

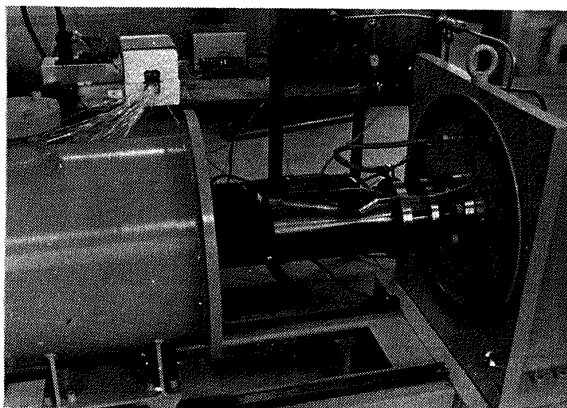


図5 ノズル部

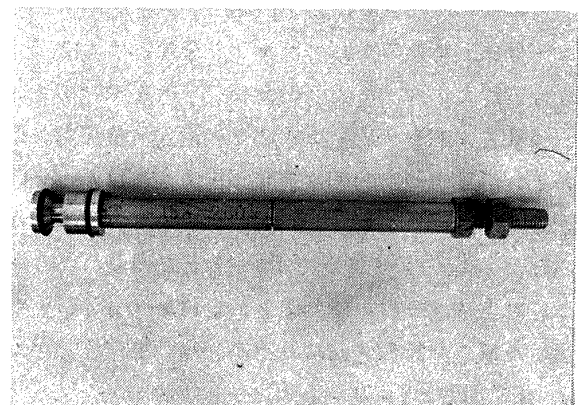


図7 もれ試験用金具

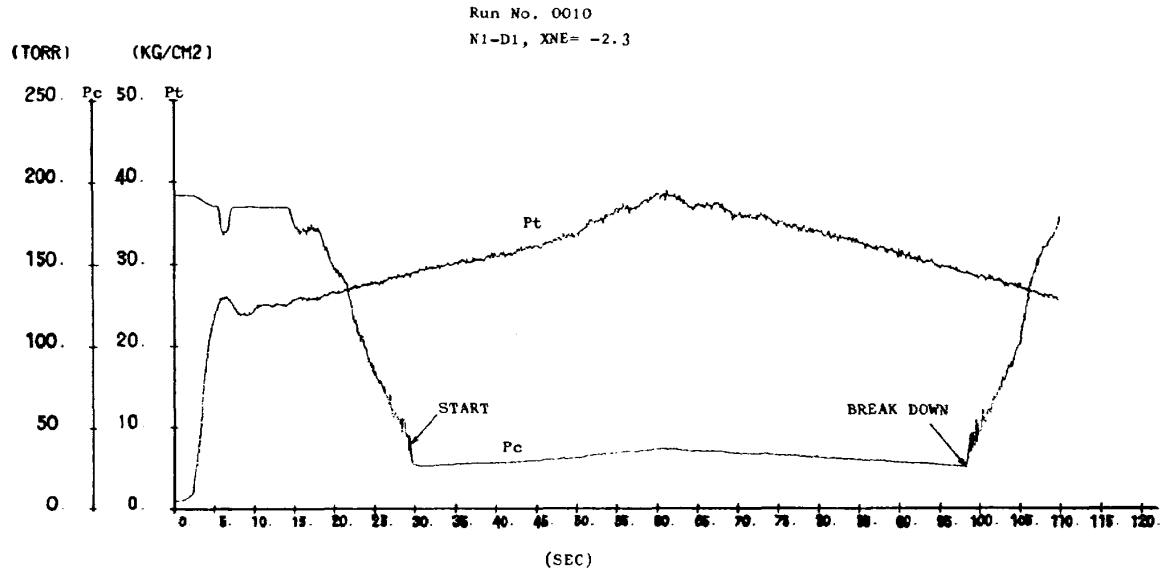


図8 ノズル全圧, 低圧室圧対時間

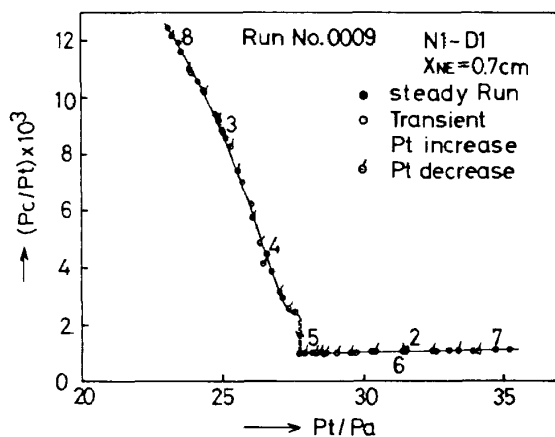


図9 定常実験と非定常実験との比較

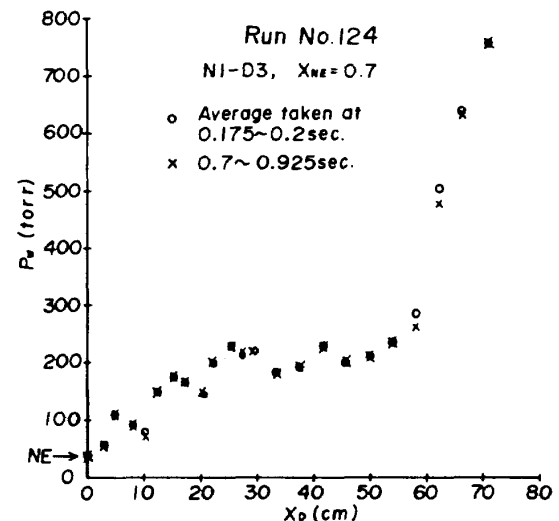


図10 スキャン弁切換速度の圧力測定におよぼす効果

●に対応する数字は実験番号を示す。図9からわかるように、 P_t の変化が十分緩慢ならば、定常実験の結果と、 P_t を変化させる実験の結果のあいだには相異はない。

ディフューザ壁面の圧力 P_w は、 P_t が一定になったことを十分確かめたのち、スキャン弁を用いて5Hzのポート切換速度で1ポート当り40個のデータをサンプリングし、最後の10個を平均して求めた。測定する圧力が低圧であるため、ポートの切換速度が早すぎれば、正しい値を示さないことが心配された。しかし、図10に示されるように、1Hzの切換速度で1ポート当り40個のデータを取り、0.7~0.925秒の平均値と、0.175~0.2秒の平均値をとった値とを比較すれば、その差は、測定圧力が200 torr以下ではほとんどみられない。200 torr以上での差は、4.5節でのべるように境界層のはくりによる乱れ

が原因であり、圧力測定系のおくれなどによるものではないと考えられる。

4. 実験結果と考察

4.1 エゼクタ特性

図11にノズル出口をディフューザ入口付近においたときの6個の形状のエゼクタ特性を P_c/P_t 対 P_t/P_a の関係として示した。N1-D3の形状をのぞいては、最小スタートとブレイク・ダウンのあいだには、ほとんどヒステリシスは見られなかった。N1-D3の形状については、ブレイク・ダウン圧力比において P_c/P_t が急変するように図示されている。図11からわかることは、セコンド・スロート収縮面積比 A_{st}/A_D の減少にともなって、最小スタート圧力比またはブレイク・ダウン圧力比が減少し、

ノズル開口比が大きくなると、同一の A_D/A^* に関して、わずかながら最小スタート圧力比またはブレイク・ダウン圧力比が減少することである。また、 A_D/A_{NE} の増加、すなわち、ノズル出口径とディフューザ入口径の差が大きいときには、図11に破線で示すように、スタート前とブレイク・ダウン後の不安定領域が広がる傾向があることも示される。スタート直前およびブレイク・ダウン直後には、ある程度の圧力変動はどのような形状をとってもさけられないように見える。しかしながら、ある種の形状の場合には、図12にその一例を示すように、明らかな不安定が観察される。この部分は図11では、勾配のゆるやかな破線部分となってあらわれる。

4.2 ノズルとディフューザの相対位置の効果

図13に直管型ディフューザ (D1) の入口面に対する $A_{NE}/A^* = 25$ のノズルの出口面の位置がエゼクタ特性におよぼす効果を示す。ノズル出口面の位置 X_{NE} は、ディ

フューザ入口面を零として下流に正ととる。 $X_{NE} < 0$ すなわち、ノズル出口を低圧室に引き込むと、スタートした P_c/P_t の値が増加することがわかる。また、スタートしていない部分の特性には大きな変化はみられない。スタートした P_c/P_t の値と、最小スタート圧力比又はブレイク・ダウン圧力 $(P_t/P_a)_{BR}$ に注目して、 X_{NE}/D_D との関係を示したのが図14である。図14で $(P_c/P_t)_{30}$ は、 $P_t = 30 \text{ kg/cm}^2 \text{ abs}$ のときの P_c/P_t の値である。また、一点鎖線は、4.4節で述べる計算値である。ノズル出口をディフューザ入口より低圧室側へ動かすと、始めは低圧室圧力 P_c/P_t のレベルは変わらないが、ある限界 X_{NE1} をこえると、スタートした P_c/P_t は X_{NE} の減少に伴ってほぼ直線的に増加する。N2 のとき、すなわち、 A_D/A_{NE} がより大きいときには、 X_{NE1} はより小さくなる。D1 においてはスタートおよびブレイク・ダウン圧力比のあいだの差は X_{NE} の変化によってもあらわれず、 P_c/P_t

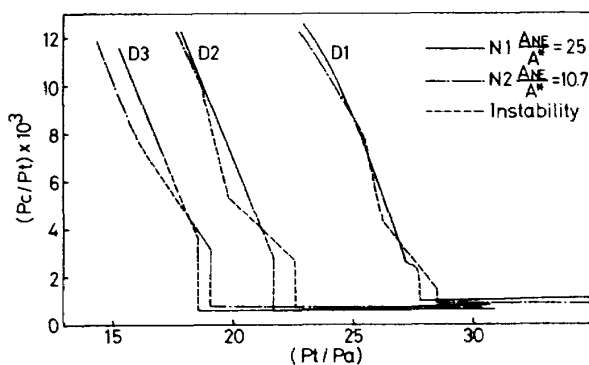


図11 エゼクタ特性

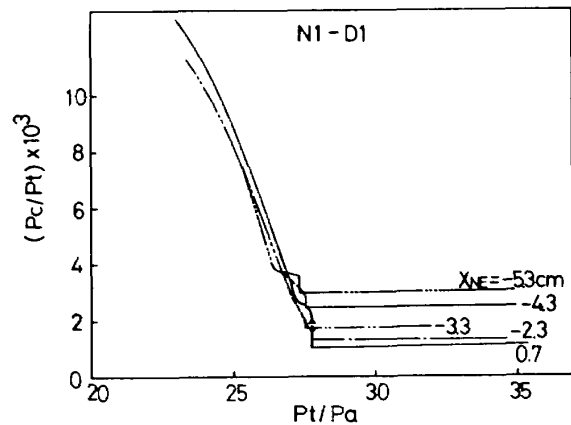


図13 ノズル出口位置のエゼクタ特性におよぼす効果

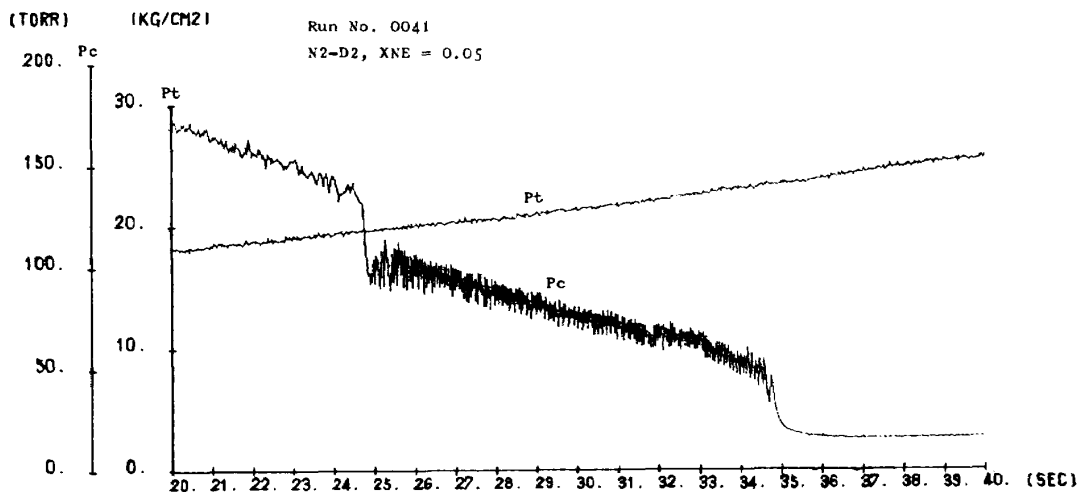
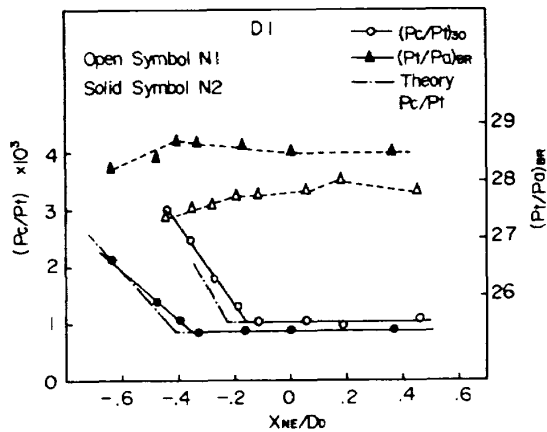
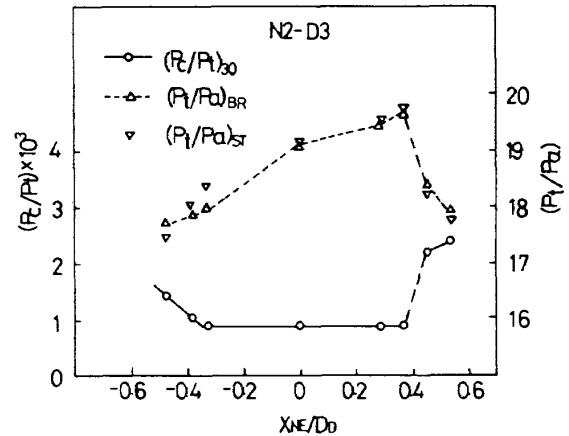
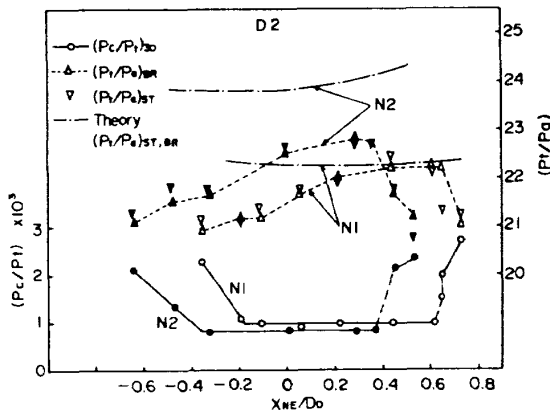
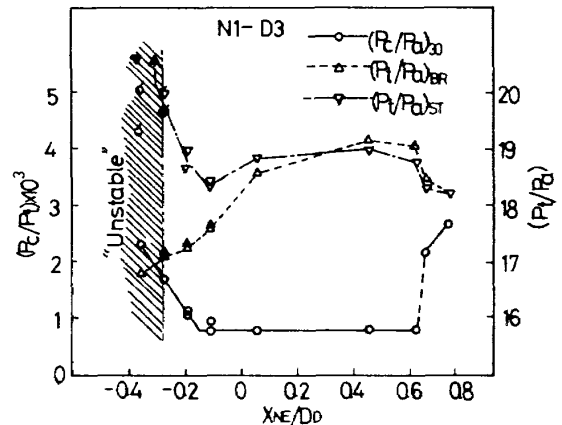


図12 スタート前の不安定の一例

図 14 X_{NE} の効果 (D1)図 16 X_{NE} の効果 (N2-D3)図 15 X_{NE} の効果 (D2)図 17 X_{NE} の効果 (N1-D3, 棒のついた記号は次図のようなヒステリシスを示す。)

P_c のレベルが一定のときはほぼ一定であり、 P_c/P_t の増加と共にわずかに減少する傾向にある。図15にセコンド・スロート型デフューザ D2 についての X_{NE} の効果を示す。 $X_{NE} < 0$ では、D1 の場合と同様な傾向を示す。 $X_{NE} > 0$ 、すなわち、ノズル出口をデフューザ内へ挿入すると、セコンド・スロート斜め部とジェット干渉によってスタートした P_c/P_t のレベルが突然増大するノズル出口位置 X_{NE2} をみつけることができる。D2 においても D1 の場合と同様に、最小スタートとブレイク・ダウン圧力比のあいだにはほとんど相異はみられない。また、ブレイク・ダウン圧力比は X_{NE} の増加に伴ってわずかに増加する傾向にある。 P_c/P_t の値を最小のレベルに保ち、 $(P_t/P_0)_{BR}$ を最小にするには、ノズル出口位置をある程度低圧室へひきこむことが必要であるという事実は実用上きわめて興味のあることである。なお、図15の一点鎖線は前述の計算法によって計算したものであり、4.4 および 4.5 節でくわしく記述する。図16に、N2-D3 の場合の X_{NE} の効果を示す。D2 の場合と同様

同様な傾向を示す。

図17に N1-D3 について X_{NE} の効果を示す。前述の D2 および N2-D3 の場合と著しく異なる点は、 $X_{NE} < 0$ で、スタートとブレイク・ダウンのあいだにヒステリシスがあらわれることである。さらにまた、ほぼ同一の条件においても、 P_c/P_t はふたつ以上の値をとるような不安定がおこる。その一例を図18に示す。同図左上方のバラツキの大きな実験点はスタート前の低圧室圧の振動を示している。 P_t の増加に伴ってデフューザはスタートし、右方にほぼ水平に実験点が得られる。しかし、スタート後再び P_t を減少させると、この場合には、スタートした P_t とほぼ同一の P_t において、突然さらに低い P_c/P_t のレベルに達し、それ以上に P_t を減少させても P_c/P_t の低いレベルに止まり、スタートのときの P_t よりもかなり低い P_t において始めてブレイク・ダウンする。N1-D3 の実験から、 A_{ST}/A_D が実験的限界 (3 節参照) に近く、かつ、 A_D/A_{NE} が 1 に近いときには、 $X_{NE} < X_{NE1}$ における X_{NE} と P_c/P_t の直線関係は必ずしもなりたつな

いことがわかる。

4.3 P_c/P_t に及ぼす凝縮の効果

図11で $N1$ ($A_{NE}/A^*=25$) の場合, スタートした P_c/P_t の値が P_t 増加に伴ってわずかに上昇する傾向にある。この現象をさらに詳しく調べるため, P_t を各形状に対してその最小スタート値より約 $50 \text{ kg/cm}^2 \text{ abs}$ まで変える実験をおこなった。

図19に $N2$ について, P_c/P_t におよぼす P_t の効果を示す。 50 kg/cm^2 までの P_t の変化によっても P_c/P_t の値にはほとんど変化はない。一方, 図20に示す $N1$ の場合には, P_t によって P_c/P_t の値はかなり大きな影響を受ける。一見, セCOND・スロートの存在によってその影響の受け方が異なるようにもみえる。しかし, $N1-D1$ の

ふたつの実験 (Run No. 176 と 181) が大きな P_c/P_t の値のへだたりをみせること, ならびに, $N2$ においてはこのような現象がないことから, このような P_c/P_t の変化は $N1$ ノズルにおける窒素ガスの凝縮が主な役割を果たしているものと推察される。図21に, ノズル出口より約 3 mm 内側の位置で取ったノズル壁面圧力 P_{NE} の P_t による変化を P_c の変化と共に示した。 P_c/P_t の増加よりやゝおくれで P_{NE}/P_t が増加を始める。まずフリーズジェット部での凝縮がおこり P_c/P_t に影響をあたえ, さらにノズル内でも凝縮がおこり, それらが互いに干渉し, 急激な P_c/P_t の変化をもたらすものと思われる。

凝縮に影響をおよぼす動作上のパラメータはノズル全圧およびノズル全温度である。定常実験で得た P_c/P_t の種

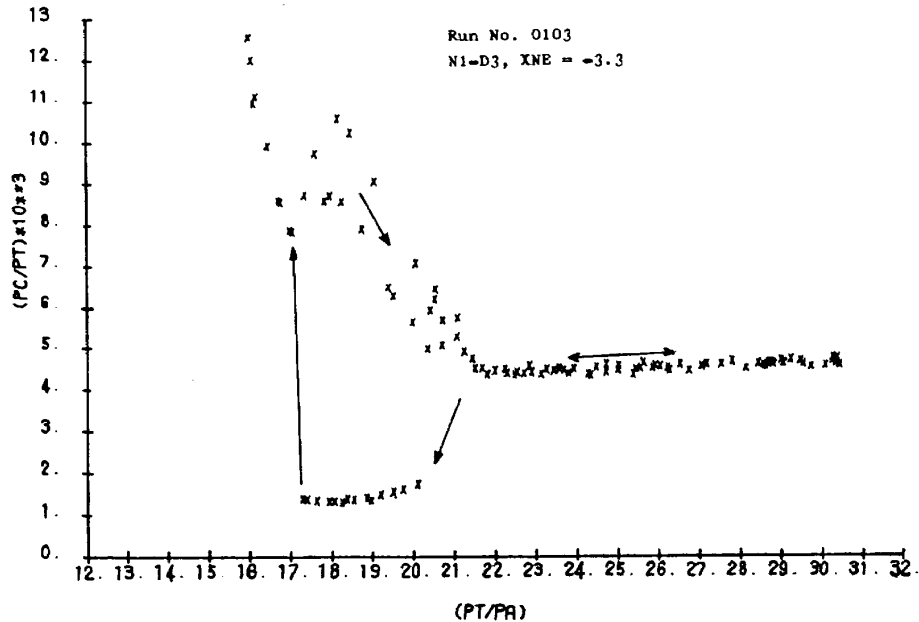


図18 ヒステリシスの一例

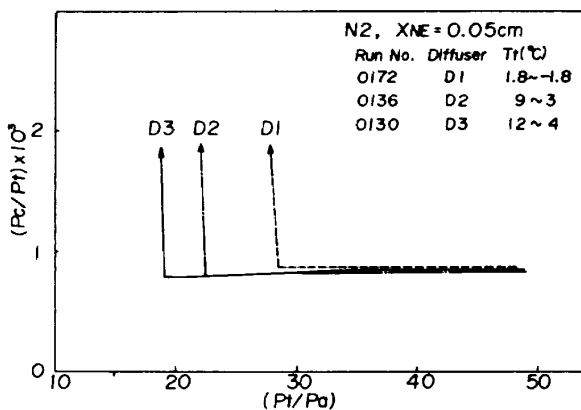


図19 低圧室圧力比へのノズル全圧とノズル全温の効果 ($N2$)

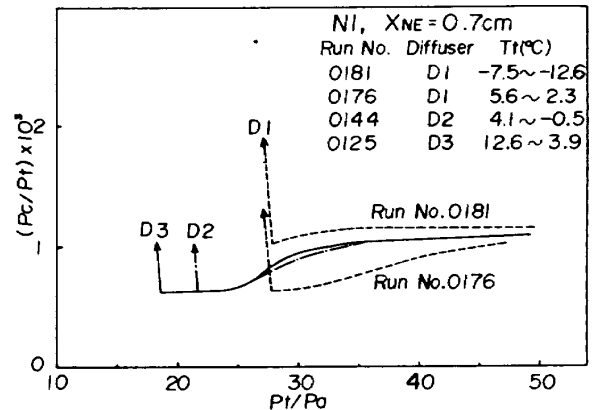


図20 低圧室圧力比へのノズル全圧とノズル全温の効果 ($N1$)

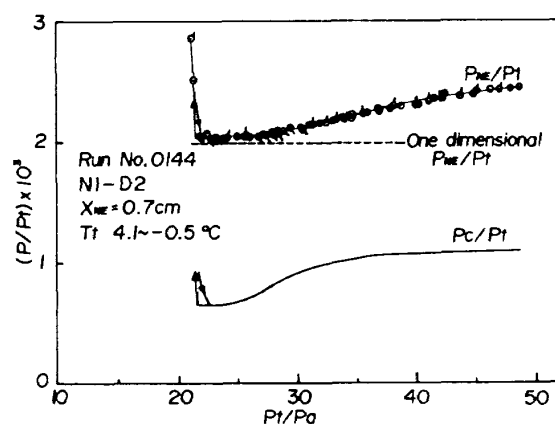


図 21 低圧室圧力比、ノズル圧力比へのノズル全圧の効果

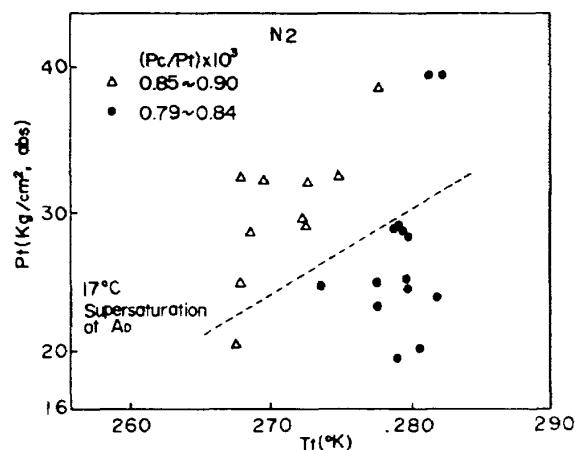


図 23 操作条件と凝縮の効果 (N2)

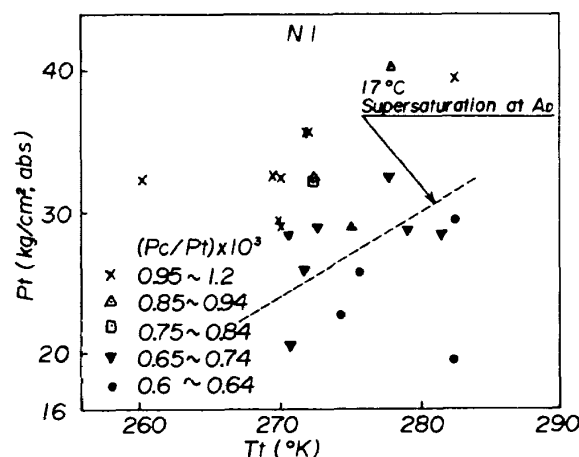


図 22 操作条件と凝縮の効果 (N1)

Run No.	X_{NE} (cm)	P_t (kg/cm ²)	P_c (torr)
57	-7.72	27.8	43.1
52	-3.95	28.6	16.1
44	0.05	29.0	17.9
48	5.46	28.6	45.1

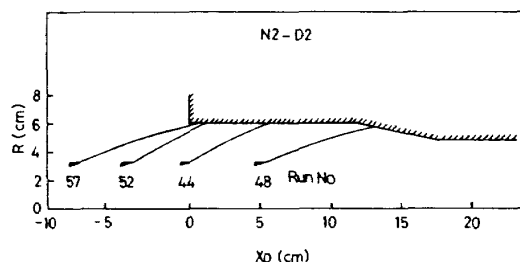


図 24 ジェット境界と X_{NE}

々の値を図 22, 23 のように $P_t \sim T_t$ 平面上にプロットすると、右下方には P_c/P_t の値の小さなものが位置する。Faroo¹⁶⁾ によれば、窒素ガスは 17°C の過冷却をおこなっても凝縮がおこらないとされている。そこで、デیفューザ入口面積 A_D において 17°K の過冷却になる境界を $P_t - T_t$ 面上に破線で示した。図 22, 23 で破線の下方には、ほぼ P_c/P_t の値の最小の点が位置している。凝縮の効果を含まない P_c/P_t の値を得るためには、破線の下方の動作範囲を選ばなければならない。

なお、図 19, 20 と図 11 の比較によってわかるように最小スタート又はブレイク・ダウン圧力比は凝縮によってほとんど影響を受けない。

4.4 計算と実験との比較

エンジンの高空性能試験用のエセクタの設計計算の立場からすれば、まず第 1 にデیفューザの最小スタート圧力比あるいはブレイク・ダウン圧力比を十分正確に予測しなければならない。また、要求されたシミュレーション高度 P_c の予測、および最小の P_c/P_t を確保できる

X_{NE} の範囲を予知することが望ましい。以下に、これらの量の予測結果を示す。

図 24 に等エントロピジェット境界と X_{NE} との関係を示す。 P_c/P_t の値に影響をあたえない X_{NE} の範囲ではジェット境界は同一の形状でデیفューザ入口平行部に衝突する (Run No. 52 と 44)。 $X_{NE} > X_{NE2}$ では、ジェット境界はセコンド・スロート斜め部に衝突する。また、 $X_{NE} < X_{NE1}$ では、ジェット境界はデیفューザ入口部に衝突するように自動的に P_c/P_t のレベルを変えることが示される。したがって、最小の P_c/P_t を保つ X_{NE} の限界値 X_{NE1} および X_{NE2} は、 P_c/P_t の最小の値があたえられれば、ジェット境界がそれぞれデیفューザ入口位置およびセコンド・スロート斜め部入口に衝突する X_{NE} を計算することによって求められることを暗示している (表 1 参照)。

表 1 に実験結果の一部と計算値との比較をおこなった。第 2 および第 3 欄はそれぞれブレイク・ダウン圧力比の実験値および計算値である。計算は第 2 節で詳述した方

表1 2次流零エゼクタの総合性能の計算値と実験値の比較

Configuration	(Pt/Pa) _{BR}		(Pc/Pt) _{MIN} × 10 ³			(X _{NE} /D _D) ₁		(X _{NE} /D _D) ₂	
	Exp ^{a)}	CALC ^{b)}	Exp ^{a)}	CALC ^{c)}	CALC ^{d)}	Exp	CALC ^{e)}	Exp	CALC ^{e)}
N1-D1	27.83	27.83	0.641	1.14	0.775	-0.16	-0.26	—	—
N2-D1	28.49	28.66	0.883		1.266	-0.36	-0.49	—	—
N1-D2	21.67	22.28	0.643		0.775	-0.18	-0.26	0.64	0.74
N2-D2	22.53	23.84	0.795		1.266	-0.36	-0.49	0.41	0.51
N1-D3	18.56	18.04	0.636		0.775	-0.17	-0.26	0.64	0.74
N2-D3	19.08	19.60	0.793		1.266	-0.35	-0.49	0.41	0.51

a) $X_{NE}/D_D = 0.058$ for N1, $X_{NE}/D_D = 0.004$ for N2.

b) Method of German et al, see Section 2.

c) Isoentropic expansion to A_D .

d) Base pressure theory (Korst, ref.17).

e) Isoentropic jet boundary calculation using P_c/P_t value of c).

法を用いた。デیفューザ入口付近にノズル出口面がある場合には第2節の計算法は、ノズル開口比、セコンド・スロート収縮面積比等に関して正しい傾向を示す。また、計算値そのものもわずかの誤差(5.8%以内)を容認すれば、実験値と良く一致しているといえる。

第4欄は最小の低圧室圧力比の実験値を示しており、図22, 23の破線の下側の数点の平均値である。第5欄は作動流体がデیفューザ入口面積まで等エントロピ膨脹したとして、すなわち、(8), (9)式を用いて計算した P_c/P_t の値である。上の計算法では実際の P_c/P_t の値よりかなり大きな値を示すばかりでなく、ノズル開口比による P_c/P_t の相異は考慮されない。 $(P_t/P_a)_{BR}$ の計算には上の方法による P_c/P_t 値を用いているが、(3)式における低圧室圧力-面積項は小さいので(4.5節も参照)、 $(P_t/P_a)_{BR}$ に対する P_c/P_t の誤差はあまりきいてこない。第6欄は、非粘性ジェットに混合領域を重ね合せるKorst¹⁷⁾の基底圧理論によって計算した P_c/P_t の値である。ノズル開口比による P_c/P_t の値の相異の傾向は正しく計算しているが、 A_D/A_{NE} の値が大きい場合、すなわち、N2に対する P_c/P_t は過大に評価する。計算時間の増大の割には予測精度が向上しないので、第2節の計算には基底圧理論による P_c/P_t の計算は含ませなかった。

第7欄および第9欄には、それぞれ P_c/P_t のレベルが増加する限界の X_{NE} 位置をデیفューザ入口径 D_D で無次元化した実験値を示す。計算値は A_D まで等エントロピ的に膨脹したとして求めた(8), (9)式 P_c/P_t の値をあたえ、ジェット境界が、それぞれデیفューザ入口およびセコンド・スロート斜め部入口に衝突する X_{NE} を求め

たものである。計算と実験には大きな差があるが、ノズル開口比の変化に対しては正しい傾向を示しているので、少なくとも、第1近似としては用いることができよう。

さて、すでに4.2節で述べたように、 $X_{NE} < X_{NE1}$ では、 P_c/P_t と X_{NE} はほぼ直線関係になる。この性質は変化する高度に対するエンジン性能のシミュレーションへの利用の可能性のあるものである。図14の一点鎖線は、最小レベルの $(P_c/P_t)_{30}$ の実測値をあたえ、基底圧理論における deviding streamline がデیفューザ入口に衝突するように P_c/P_t の値が $X_{NE} < X_{NE1}$ で変化すると求めたものである。N1に対する理論線が途中で止っているのは、これ以上 P_c/P_t を増加した場合、ノズルが過膨脹となり、現用の計算プログラムでは取りあつかえないためである。 $X_{NE} < X_{NE1}$ の範囲で P_c/P_t の増加の傾向を近似的には計算できるが、 X_{NE1} の値そのものは十分な精度で予測できていない。

図15の一点鎖線は第2節の計算法によって、 X_{NE} の変化に対するブレイク・ダウン圧力比の予測をおこなったものである。計算値は $X_{NE} > 0$ の範囲では X_{NE} の変化の傾向をほぼ示しているが、 $X_{NE} < 0$ の範囲の急激な $(P_t/P_a)_{BR}$ の減少傾向は予測できない。この形状においてはN1の方がN2に対するものより計算と実験の一致が良いが、これは単なる偶然であり、どのような場合でもN2にみられる程度の予測誤差は見込んでおいた方が安全であろう。

以上のように、比較的単純な計算法による予測はある程度の誤差を容認すれば、設計に用いることはできるが、その詳細については、実験と傾向的な一致すら示さない

場合がある。エセクタ流れ場をよりくわしく診断し、予測法の問題点をあきらかにすると同時に、エセクタの最適設計上の実験的な考察方向をさぐりだすことを目標として、デフューザ壁面圧力分布の測定をおこなった結果を次節で述べる。

4.5 デフューザ壁面圧力分布

デフューザ壁面の圧力分布の測定によって、セコンド・スロートおよびノズル開口比の相異による流れ場の相異に関する情報、ならびに、 X_{NE} の変化によるセコンド・スロート斜め部の圧力・面積項に関する情報を得よ

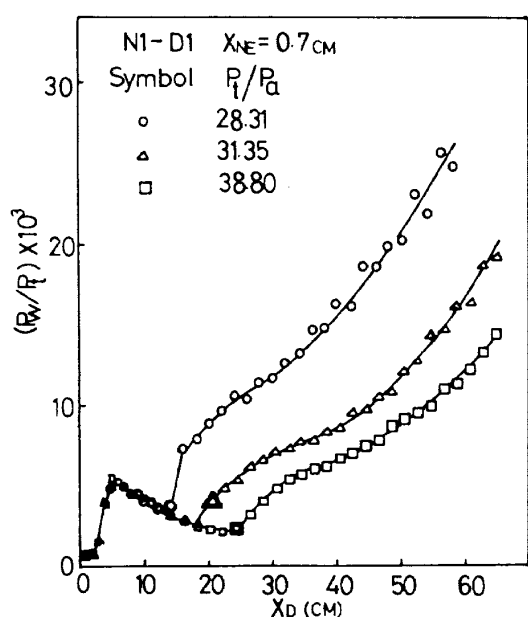


図 25 デフューザ壁圧分布 (N1-D1)

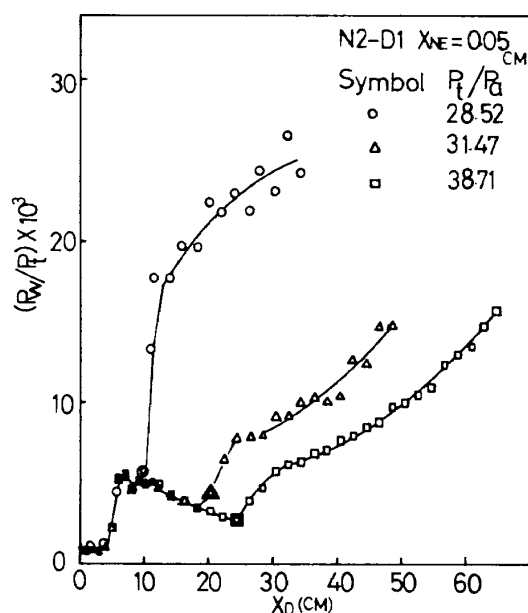


図 26 デフューザ壁圧分布 (N2-D1)

うと試みた。

図25～30に、ノズル出口面をデフューザ入口面の近くにおいた場合のデフューザ壁面圧力の分布を、 P_t/P_a をパラメタとして示した。図25はN1-D1の形状、図26はN2-D1の形状に関するものである。

一様な超音速流を円筒形導管内を通してできる衝撃波の構造をしらべた Waltrup と Billig の研究¹⁸⁾によれば、壁面の静圧が上昇を始める位置は、境界層のはくりによって衝撃波システムがで始める位置に対応する。本実験の形状はノズル出口面における急激な形状の変化を伴うものであるが、軸方向壁圧分布図25の $P_t/P_a = 38.8$ に示されるように、デフューザ入口付近で、ジェットの流れの壁面への衝突再付着によって一担壁面圧力は上昇するが再び徐々にさがり一定値に近づく。さらに下流では急激な壁圧上昇がみられる。この圧力上昇は Waltrup らの場合と同様に境界層のはくりに伴う衝撃波システムによるものと考えられる。また、図25に示されているように、デフューザがスタートした状態で P_t/P_a を増加させると、急激な壁圧上昇を始める位置は下流に移動する。その位置までの R_w/P_t は P_t/P_a の値にほとんど関係なくほぼ同一の分布を示す。これらのことから、 P_t/P_a によってその位置が変わる急激な壁圧上昇を始める位置をはくり位置と呼ぶことにする。いったん境界層のはくりが起ると、壁面圧力の分布には、デフューザ内の芯の部分の流れの情報は2次的にしか反映されない。図25と26を比較すれば、デフューザ入口部の圧力のピーク、すなわち、フリー・ジェットがデフューザ内面に衝突再付着する位置は、当然のことながら、N1はより上流側にある。図26で $P_t/P_a = 28.52$ の場合は、N2-D1におけるブレイク・ダウン圧力比 $(P_t/P_a)_{BR} = 28.49$ であるので、はくり後の衝撃波システムが十分に安定でないため、壁圧分布のバラッキが大きい。

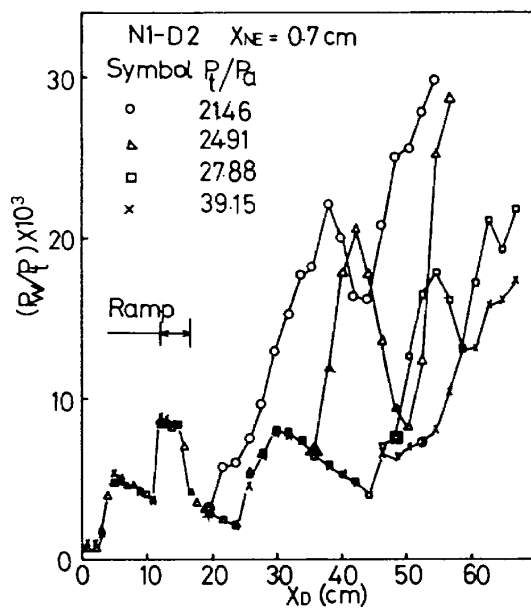
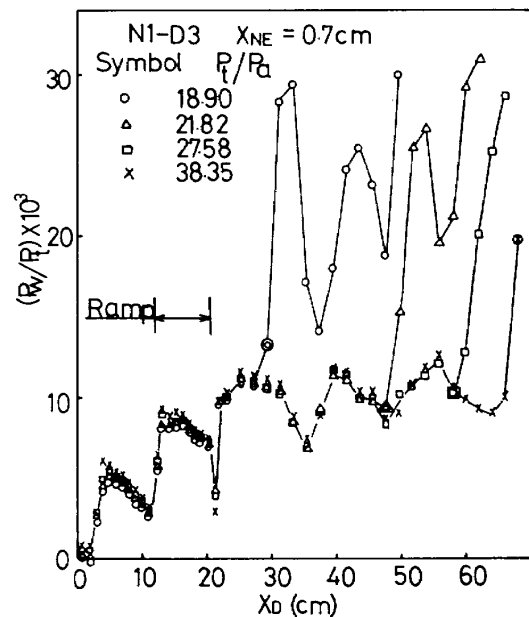
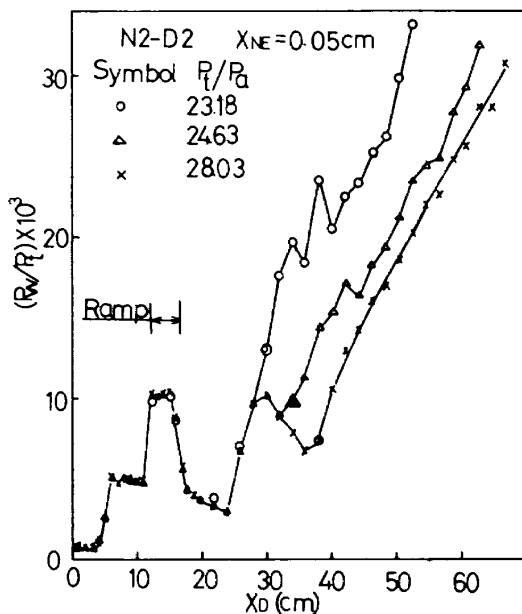
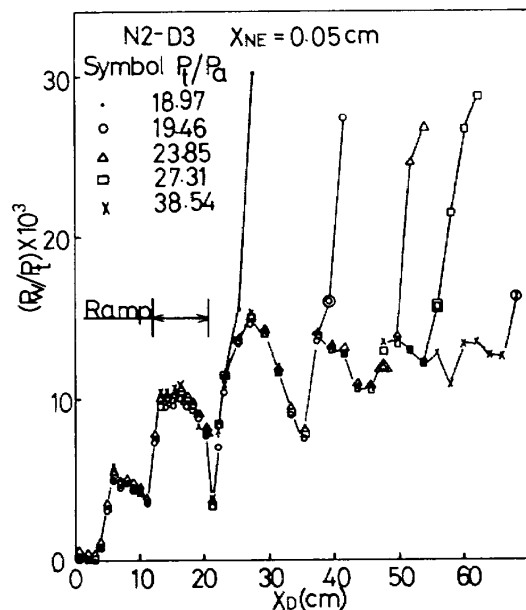
図27および28は、D2についての壁面圧力分布である。D1、すなわち直管型のデフューザに比較すれば、はくり位置はかなり下流に移り、最小スタート圧力比よりもわずかに大きな P_t/P_a においてもはくり位置はセコンド・スロート斜め部分の下流になる。デフューザ入口部の圧力分布はD1の場合とほとんど同一であり、低压室圧力へのセコンド・スロートの影響がないことがうなずける。N1の場合もN2の場合も、セコンド・スロート斜め部にいたってはじめて壁圧が階段状に増加していることから、斜め部における衝撃波と境界層の干渉によるはくりはおこっていないものと考えられる。セコンド・スロート平行部にいたって、流れは再び膨張と圧縮をくり返しながらかつ平均的な圧力レベルがあがって

行き、下流で境界層のはくりに伴って、急激な圧力上昇がおこる。図27と28との比較によって、デフューザ斜め部の圧力/ノズル全圧の比は、 $N2$ の方が $N1$ よりも高く、また、同一の P_t/P_a について、はくり位置は $N1$ の場合が下流にあることが示される。さらにまた、 $N1$ の場合、はくり位置の下流においても、壁面圧力の変動が激しく、はくり後の衝撃波システムが不安定であるものと解釈される。

図29と30に $D3$ の場合の壁圧分布を示す。 $D2$ の場合と異なる点は、セコンド・スロート斜め部分の途中で壁面圧力が下降を始め、セコンド・スロート平行部

入口部の膨張区間はきわめて短くなる。当然のことながら、セコンド・スロート部における平均的な圧力レベルは $D2$ の場合よりも高く、同一の P_t/P_a に対するはくり点は下流へ移動する。はくりの後の圧力上昇は $D2$ よりも急である。また P_t/P_a が約38.5の場合、デフューザ内のはくり全域に渡って超音速であろうと推定される。

いま、各 P_t/P_a に共通な圧力分布からずれる点をはくり点と呼んできた。境界層のはくりが起れば、通常、壁面の圧力は変動するものと考えられる。図31に、スキャン弁によって得た圧力と圧力タップの番号を示す。圧力タップの番号はデフューザ上流から下流の方向へふ


 図27 デフューザ壁圧分布 ($N1-D2$)

 図29 デフューザ壁圧分布 ($N1-D3$)

 図28 デフューザ壁圧分布 ($N2-D2$)

 図30 デフューザ壁圧分布 ($N2-D3$)

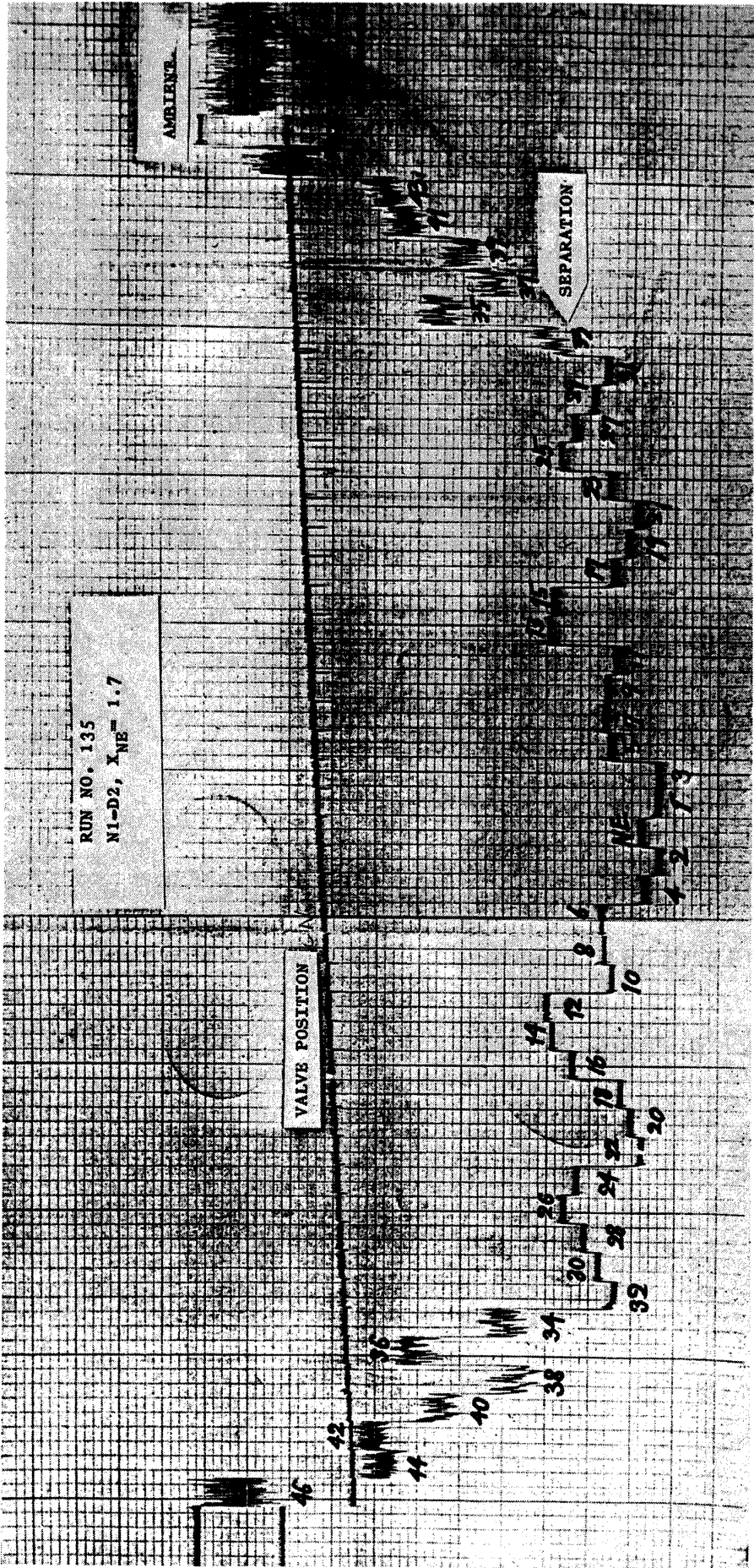


図 31 はくり後の圧力変動

表 2 ピーク再圧縮圧力と斜め部圧力の計算値と実験値の比較

Configu- ration <i>a)</i>	Pt/Pa	(Pw/Pt) _{peak} × 10 ³			PR/Pt × 10 ³	
		EXP	CALC <i>b)</i>	CALC <i>c)</i>	EXP	CALC <i>d)</i>
N1-D1	28.31	5.04	6.24	6.12	—	—
N2-D1	28.52	5.29	9.11	9.01	—	—
N1-D2	21.46	4.77	6.24	6.12	7.97	11.02
N2-D2	23.18	4.91	9.11	9.01	9.67	12.75
N1-D3	18.90	4.70	6.24	6.12	7.37	9.14
N2-D3	18.97	5.00	9.11	9.01	9.21	10.49

a) XNE/DD=0.058 for N1, XNE/DD=0.004 for N2.

b) Pc/Pt value calculated from isentropic expansion to Ad.

c) Pc/Pt value calculated from base pressure theory (Korst).

d) Method of German et al, see Section 2.

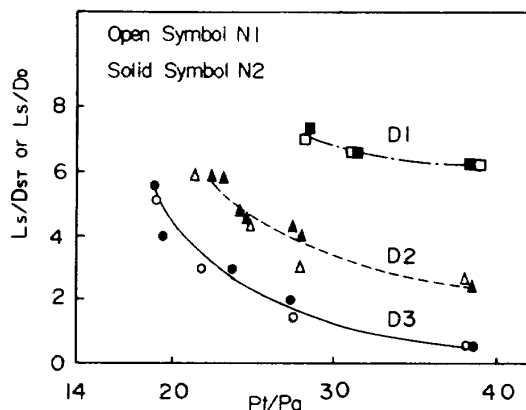


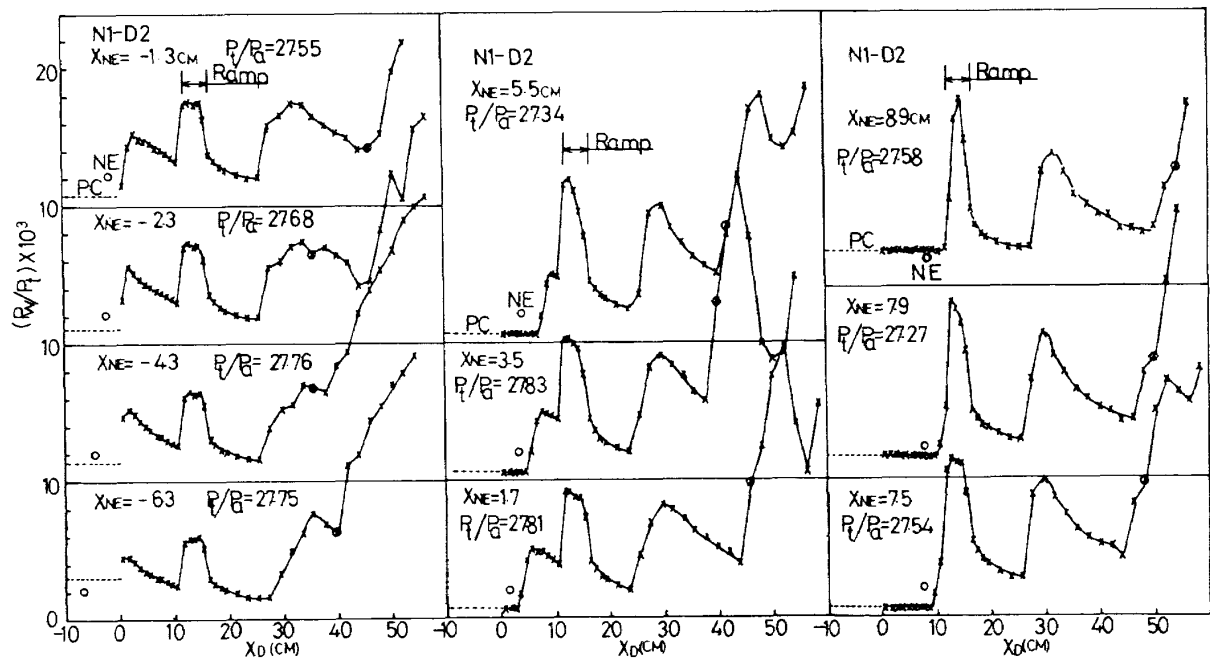
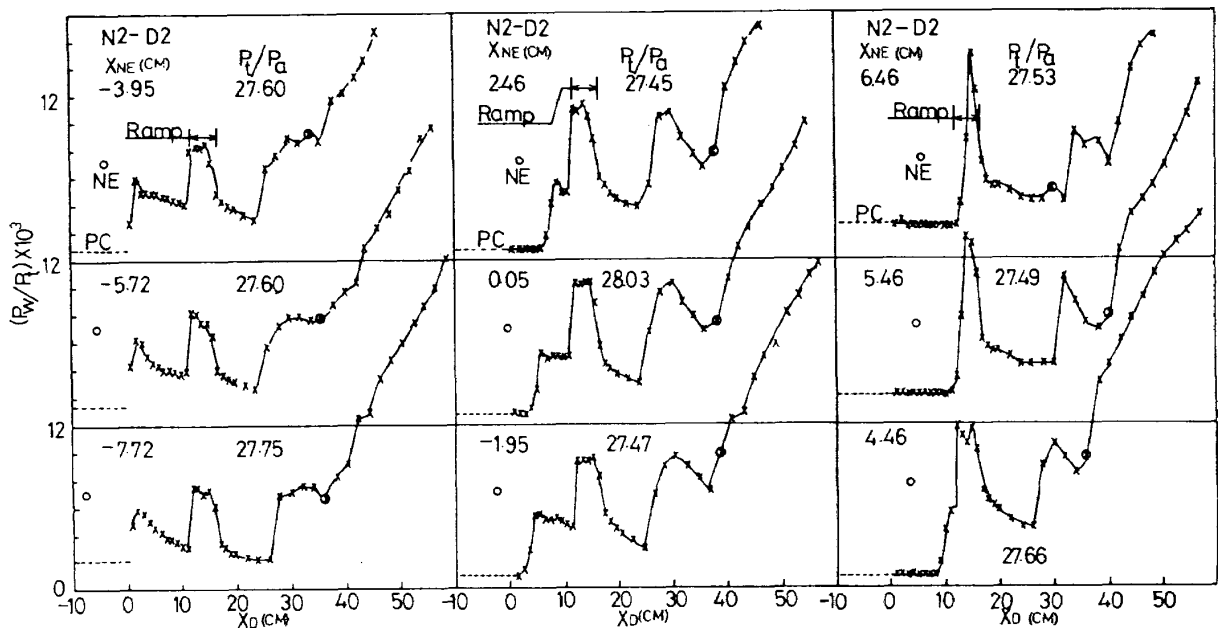
図 32 はくり長さ

えるようにしてある。図31に示されるように、下流のある位置以後の圧力は、きわめて激しい振動をしていることが示される。図25～30において、二重の符号(◎ □ ⊗)は、圧力変動が測定される最も上流の位置を示している。この位置は、各 P_t/P_a に共通な圧力分布からずれる位置とほぼ一致している。そこで、二重符号のひとつ上流の圧力タップ位置をはくり点と定義し、はくりした長さ、 L_S をセコンド・スロート直径あるいはダイフューザ径(D1)で無次元化し、 P_t/P_a に対してプロットすれば、図32が得られる。図32から、はくりした長さ L_S は、セコンド・スロートの収縮面積比を小さくすれば、減少することがわかる。また、 L_S はN1とN2では目立った差はないが、D2、D3においては、N2の方がわずかに L_S が長く、ブレーク・ダウン圧力比がN2ではN1よりも大きなこと(表1参照)とつじつまが合っている。

最小スタート圧力比の近くでは、はくり前の衝撃波システムによる圧力上昇は、はくりに伴ってできる新しい衝撃波システムによる急激な圧力上昇に比べて小さいので、圧力回復に必要な衝撃波システムの長さはほぼ L_S のオーダーと考えることができる。もし、極端に長さが制限され、 $(P_t/P_a)_{BR}$ によゆうがある場合は、 $(L/D)_{ST}$ を6以下に小さく取することも可能であろう。

表2に、 $(P_t/P_a)_{BR}$ に最も近い P_t/P_a における実験で得た、ダイフューザ入口部のピーク静圧 $(P_w/P_t)_{peak}$ と、セコンド・スロート斜め部の静圧の平均値 (P_R/P_t) を示した。計算値*a)*は A_D まで等エントロピ膨脹をしたとして求めた P_c/P_t をあたえ、ジェット境界がダイフューザの壁面にぶつかり、壁面と平行に流れるとして、1コの斜め衝撃波の背後の静圧をとったものである(第2節参照)。また計算値*b)*は基底圧理論によって P_c/P_t を求め、同様な計算をおこなったものである。実験値と計算値は特にN2において大きなへだたりをみせる。斜め部静圧は、第2節において説明した、円錐ノズルに対する便法を用いて計算した。計算値は一般に実験値よりも高くする傾向にある。

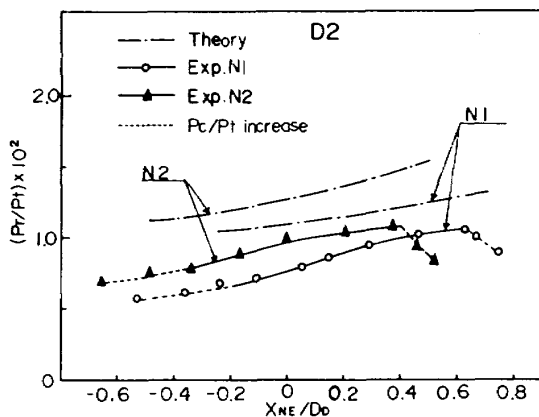
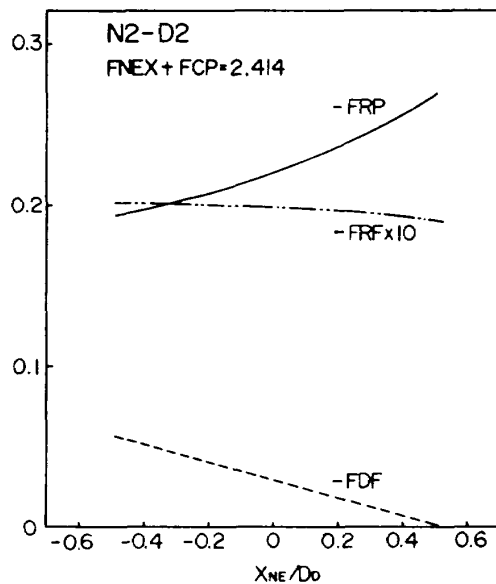
図33はN1-D2について X_{NE} を考えたときの壁面の圧力分布を示したものである。図34はN2-D2に関するものである。図33および34で○はノズル出口より約3mm上流のノズル静圧 P_{NE}/P_t の値と位置を示し、 P_c は低圧室圧力比 P_c/P_t の値を示す。また⊗は図31に示されるようなはくり位置を示す。 $X_{NE} < X_{NE1}$ 、すなわち、低圧室圧力比 P_c/P_t のレベルが上り始めるまでノズルを低圧室側へ引き込むと、ジェットがダイフューザ壁面に衝突

図 33 X_{NE} による壁圧分布の変化 (N1-D2)図 34 X_{NE} による壁圧分布の変化 (N2-D2)

再付着する位置はデフューザ入口近くなることがわかる。また、 $X_{NE} > X_{NE2}$ ，すなわち、低圧室圧力比のレベルが上り始めるまでノズルをデフューザ内に挿入した場合、ジェットの影響による圧力分布のピークとセコンド・スロート斜め部の圧力が重なる。すなわち、ジェットの衝突再付着はセコンド・スロート斜め部でおこる。これらの状況は、図24と一般的な一致を示している。 P_c/P_t のレベルが最小値を保つとき、セコンド・スロート平行部の圧力分布は、 X_{NE} の変化によってほとんど変

らない。セコンド・スロート斜め部によって、平行部の流れはデフューザ入口部の流れときりはなされるようにみえる。

P_c/P_t が最小値を保つ範囲において、 X_{NE} を減少させると、斜め部圧力レベルは減少する。これは、図2に示されるように、コンカルノズルの流れが半径流とすれば、原点の後退によって斜め部においてまげられる流れの角度が小さくなるためである。図35に斜め部圧力の実験値と第2節で示した方法による計算値とを比較した。計算


 図 35 X_{NE} による斜め部圧力の変化

 図 36 (3)式各項の X_{NE} による変化

値は一般に実験値より大きくなるが一般的な傾向は一致しているといえる。従って、図15におけるスタート圧力比の実験値と計算値の X_{NE} に対する傾向的な相異は斜め部圧力-面積項の傾向の予測のあやまりが原因ではないようにみえる。図36に、(3)式の各項を $m\sqrt{RT_t}$ で割った値を X_{NE}/D_D に対してプロットした。FNEX は推力項、FCP は低圧室圧力-面積項、FDF はデフューザ入口まさつ項、FRP は斜め部圧力-面積項であり、FRF は斜め部のまさつ項である。図36から、実験と計算の X_{NE} に対する傾向のちがいは、デフューザ入口まさつ項の過大な見積りによるものであることが推定できる。このまさつ項の正しい推定には、低圧室圧力比の正しい予測、ジェットの前付着部の流れの解明などの困難な問題の解決が必要となってくる。

5. むすび

ノズル開口比の異なる2種の 15° 半開角円錐ノズルと一定断面積および収縮面積比の異なる2種のセコンド・スロート型デフューザを組み合わせた、6つの基本形状の2次流零のエゼクタについてのエゼクタ特性の実験および詳細な圧力分布の測定からつぎのことが示された。

(1) セコンド・スロート収縮面積比が実験的限界(3節参照)に近いとき、あるいはデフューザ入口径とノズル出口径との比が大きくなると、デフューザのスタートおよびブレイク・ダウンの前後の低圧室圧力の不安定領域が大きくなる。

(2) 低圧室-デフューザの形状でセコンド・スロート収縮面積比が適当ならば、ノズル出口をデフューザ入口からある程度以上はなすと、低圧室圧力比 P_c/P_t とノズル出口位置 X_{NE} は直線関係になる。

(3) 低圧室圧力比が最小の値を保つ X_{NE} の範囲は、 P_c/P_t に A_D まで等エントロピー膨脹をしたときの値を与え、ジェット境界がデフューザの入口面およびセコンド・スロートなめ部においてデフューザに衝突するとして近似的に求められる。

(4) 低圧室圧力比を最小のレベルに保ち、ブレイク・ダウン圧力比 $(P_t/P_a)_{BR}$ を最も小さくするノズル位置、すなわち、最適ノズル出口面位置は、デフューザ入口よりある程度低圧室側にある。

(5) セコンド・スロート収縮面積比が実験的限界に近いときには、最小スタートとブレイク・ダウンのあいだにヒステリシスがみられる。

(6) 性能の良い形状、すなわち、 P_c/P_t を最小レベルに保ち、 $(P_t/P_a)_{BR}$ が小さな形状では、セコンド・スロート部における流れのはくりした長さは同一 P_t/P_a に対して短い。

(7) X_{NE} の増加によって、セコンド・スロートの斜め部の圧力は増加する。この傾向は(4)項の結論と一致する。

(8) ノズルをデフューザ内に挿入し P_c/P_t のレベルが上昇するときにはジェットはセコンド・スロート斜め部で衝突再付着しており、ノズルを低圧室側へ引き込んで P_c/P_t が上昇する場合にはデフューザ入口面の近くで衝突再付着がおこなわれている。

(9) X_{NE} による斜め部平均圧力の変化は、German らの半実験的手法によって正しい傾向は計算できるが、値そのものは一致しない。

(10) コニカル・ノズルとセコンド・スロート・デフューザを適当な相対位置においた2次流零のエゼクタの最小スタートまたはブレイク・ダウン圧力比の迅速な推

定には German らの近似的手法が適当である。

(3)項の性質を利用すれば変化する高度に対するエンジン性能のシミュレーションが可能である。また、エンジンの停止時の熱的および空力的な不都合がおこらないように、一般にノズル出口面は低圧室側にさげて試験をおこなうので、(4)項の結論はロケット・エンジンのシミュレーションに対しては好都合である。

一次元の保存式の枠内で計算の予測精度を上げようとする場合、低圧室圧力比のより良い推定、デフューザ入口部のジェットの衝突再付着の解明によるまさつ力の適切な推定、セコンド・スロート斜め部圧力のより良い推定、ならびに、セコンド・スロート内のはくりした流れに対する初期条件およびはくりした流れの解析がなされなければならない。簡単な設計計算という最大の利点が失われる。我々は、現在の所、新しいエンジンに対する新しいデフューザの開発には、簡単な設計計算によって各種パラメタの効果を予測し、詳細は実験によって確かめる必要があると考えている。

〔 謝 辞 〕

本研究を開始するに当たり、有益な討論、助言をいただいた空気力学第一部和田勇部長、宇宙研究グループ山中龍夫グループリーダーに感謝の意を表します。また、圧力測定に関して有用な情報を提供して下さった、曾我国男室長および升谷五郎技官に心からお礼を申し上げます。

引 用 文 献

- 1) 大塚, 鈴木, 石井, 山田, 宮島, 冠; 航技研ロケット・エンジン高空性能試験設備について, 日本航空宇宙学会誌, 22 巻 249 号 (1974) pp. 508-518. または航技研報告 TR-454(1976).
- 2) W. L. Jones, H. G. Price, Jr., and C. F. Lorenzo; Experimental Study of Zero-Flow Ejectors Using Gaseous Nitrogen, NASA TN D-203 (1960).
- 3) A. Fortini; Performance Investigation of a Nonpumping Rocket Ejector System for Altitude Simulation, NASA TN D-257 (1959).
- 4) J. N. Sivo, C. L. Meyer, and D. J. Peters; Experimental Evaluation of Rocket Exhaust Diffusers for Altitude Simulation, NASA TN D-298 (1960).
- 5) E. J. Roschke, P. F. Massier, and H. L. Gier; Experimental Investigation of Exhaust Diffusers for Rocket Engines, JPL TR No. 32-210 (1962).
- 6) R. C. Bauer and R. C. German; The Effect of Second Throat Geometry on the Performance of Ejectors without Induced Flow, AEDC-TN-61-133 (1961).
- 7) R. C. German, J. H. Panesci, and H. K. Clark; Zero Secondary Flow Ejector-Diffuser Performance Using Annular Nozzles, AEDC-TDR-62-196 (1963).
- 8) J. H. Panesci and R. C. German; An Analysis of Second-Throat Diffuser Performance for Zero-Secondary-Flow Ejector Systems, AEDC-TDR-63-249 (1963).
- 9) R. C. German, R. C. Bauer, and J. H. Panesci; Methods for Determining the Performance of Ejector-Diffuser Systems, J. Spacecraft, Vol. 3 (1966) pp. 193-200.
- 10) R. C. Bauer; Theoretical Base Pressure Analysis of Axisymmetric Ejectors without Induced Flow, AEDC-TDR-64-3 (1964).
- 11) R. C. German and J. H. Panesci; Improved Methods for Determining Second-Throat Diffuser Performance of Zero-Secondary-Flow Ejector Systems, AEDC-TR-65-124 (1965).
- 12) H. T. Uebelhack; Analysis and Design Method for Ejector Systems with Second Throat Diffusers, AGARD-AG-163 (AD 754 630) (1972) pp. 21-30.
- 13) H. T. Uebelhack; Turbulent Flow Separation ahead of Forward Facing Steps in Supersonic Two-Dimensional and Axisymmetric Flows, VKI TN 54 (1960).
- 14) A. H. Shapiro; The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. 1 (1953) pp. 144-147 Ronald Press, New York.
- 15) E. M. Landsbaum; Thrust of a Conical Nozzle, ARS Journal, Vol. 29 (1959) pp. 212-213.
- 16) I. Faro, T. R. Small, and F. K. Hill; The Supersaturation of Nitrogen in a Hypersonic Wind Tunnel, J. Appl. Phys., Vol. 23 (1952) pp. 40-43.
- 17) H. H. Korst; A Theory for Base Pressures in Transonic and Supersonic Flow, J. Appl. Mech., Vol. 23 (1956) pp. 593-600.
- 18) P. J. Waltrup and F. S. Billig; Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts, AIAA Journal, Vol. 11 (1973) pp. 1404-1408.

航空宇宙技術研究所報告 449 号

昭和 51 年 3 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 共 進
東京都杉並区久我山 4-1-7(羽田ビル)
