

UDC 621.45.032.31.023:
621.694.2:
621.453/.457

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-493

零2次流エゼクタにおける亜音速ダイフューザ およびノズル形状の効果

宮島 博 ・ 日下 和夫
黒田 行郎 ・ 阿部 登
佐藤 政裕 ・ 鎌田 真
植野 孝

1977 年 3 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

零2次流エゼクタにおける亜音速ディフューザ およびノズル形状の効果*

宮島 博**・日下和夫**
黒田行郎**・阿部 登**
佐藤政裕**・鎌田 真**
植野 孝**

Effects of Subsonic Diffuser and Nozzle Contour on The Performance of Zero-Secondary-Flow Ejector

By

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

ABSTRACT

This report describes the results of experiments conducted to determine the effects of a subsonic diffuser attached to a second throat diffuser and ejector nozzle contour on ejector performance, without induced flow, for rocket engine altitude simulation.

A reduction of more than 10% in the starting and break down pressure ratio was found to be obtainable by employing a conical subsonic diffuser having a 2.3 area ratio and 4 to 12 degree semiangle. The reduction in pressure ratios depended on the nozzle area ratio and the second throat length, as well as the semiangle of the subsonic diffuser. It was also found that in some configurations the flow at the subsonic diffuser inlet was partly supersonic and that in these cases pressure recovery in the subsonic diffuser was larger than that in the cases where the flow at the inlet was subsonic.

The nozzle contour effect was studied by comparison of ejector performances between two otherwise identical configurations, one with a conical nozzle and the other with a contoured nozzle. Both nozzles were of approximately the same throat diameter and area ratio. In the configuration where the gap between the nozzle exit diameter and diffuser inlet diameter was large, the difference in ejector performance between the two configurations was found to be predictable. Important unfavourable results, i. e., increased limiting second throat contraction area ratio for starting, large hysteresis, and violent start and break down transients, were observed in the contoured nozzle-second throat diffuser configuration where the gap between nozzle exit diameter and diffuser inlet diameter was small.

Experimental data on wall pressure distribution over the shock-separated region in the second throat and constant diameter diffuser are presented and discussed in the Appendix.

* 昭和52年1月24日 受付

** 角田支所

1. まえがき

ロケット・エンジンの高空性能シミュレーションのためのエンジンと超音速ディフューザを組み合わせた吸込流量なしのエゼクタにおいて最も重要なことは、あたえられた背圧に対してノズルおよびディフューザがスタートするための燃焼室圧力の最小値の要求を満足させることである。さらに、試験の目的によっては、環境圧力すなわち、シミュレーション高度の要求も満足させなければならぬ。前報¹⁾では、15°半頂角の円錐ノズルと、出口部を直接大気に開放したセカンド・スロート・ディフューザを組み合わせた形状を用いて、ノズル開口比、収縮断面積比、および、ノズルとディフューザの相対位置がエゼクタ特性におよぼす効果を実験的にしらべた。また、セカンド・スロート・ディフューザと円錐ノズルを組み合わせた零2次流エゼクタの簡単な性能計算法について検討をおこなった。²⁾セカンド・スロート出口面における比較的大きな運動量を考慮すれば、その下流に拡大管をとりつけることによってスタート性能を改善することが期待できる。一方、実際のロケット・エンジンのノズルはしばしば円錐型ではなく、最適長さになるように形状がきめられる。このようなノズルを用いた場合の零2次流エゼクタの性能は円錐ノズルの場合と異なる事が予想される。

本報告は上記の2点、すなわち、零2次流エゼクタ性能におよぼすセカンド・スロート・ディフューザの下流の拡大管の効果とコンツアノズルの効果を実験的に調べたふたつの部分からなっている。

風洞用の超音速ディフューザと同様に、高空性能シミュレーション用のディフューザにおいても、その下流に拡大管をとりつけることによって、スタート圧力比をさげることができることは知られている。超音速における拡大流路、すなわち、超音速ディフューザに関する研究は、特に非圧縮流について多数発表されている。しかしながら、セカンド・スロート・ディフューザの下流の拡大管（後述のように、拡大管の入口部は完全に超音速ではないが、拡大管の呼び名として以下では超音速ディフューザという言葉を用いる）の効果に関しては断片的な報告があるだけである。Massier³⁾はセカンドスロート一定断面積部の長さ/直径比 $(L/D)_{ST}=10$ の場合、面積比4、半頂角6.5°と10°の超音速ディフューザを併用した場合、それらのあいだのスタート性能の相異はみられなかった事を報告し、 $(L/D)_{ST}$ が8以下では超音速ディフューザ形状が重要なファクタになり得ることを暗示している。その他の米国およびヨーロッパにおける超音速ディフューザの研究においても多くの場合、超音速

ディフューザを併用しているが、筆者らの知る限りでは、セカンド・スロート・ディフューザ下流の超音速ディフューザの効果を系統的にしらべた例はない。この理由のひとつは、セカンド・スロート一定断面積部における衝撃波システムによる圧力回復に比べて、超音速拡散による圧力回復が小さいためであろう。しかしながら、エンジンの大型化に伴い、十数%のスタート圧力比の減少でも設備コストならびに運転コストにあたる影響は大きくなるものと考えられる。事実、前記計算法²⁾によれば、10%以上のスタート圧力比の減少が可能であることが予想された。一方、低速における超音速ディフューザの制限条件なしの場合の最適半頂角は3~4°であるといわれているが⁴⁾、利用できる長さが制限される場合、より大きな半頂角においてどの程度の効果が期待できるかを知る必要がある。

ここでは、上記計算結果を実験的に確かめること、円錐型超音速ディフューザの形状の効果を調べることを目的として、セカンド・スロート出口に接続した半頂角4~12°の超音速ディフューザおよび急拡大管によって、超音速ディフューザのスタート圧力比がどのような影響を受けるかを実験的にしらべた。またディフューザ壁面の静圧分布、セカンド・スロート出口部のピトー圧および静圧のトラバース、ならびに、超音速ディフューザ壁面の流れ模様を油膜法によって観察することなどによって、流れ場を定性的にとらえることもおこなった。

コンツア・ノズルと円錐形ノズルのあいだで零2次流エゼクタの性能を比較した場合、スタート圧力比および低圧室圧力比とも、コンツア・ノズルの方が円錐形ノズルよりも低いことが前記の計算モデル²⁾から予想される。文献の実験データ^{3, 5)}はその傾向を示している場合もあるが、スタート圧力比に関しては反対の傾向を示す場合も報告されている^{6, 7)}。本報の予備的な実験においても両方の場合が観察され、設計上のいくつかの新しい問題点が示された。

2. 実験装置と実験方法

図1に略図を示すように実験装置は、エンジンに相当するノズル部分、低圧室部、セカンド・スロート・ディフューザ部（超音速ディフューザ部）、および、超音速ディフューザ部よりなっている。低圧室に内蔵されるノズルは、気蓄器部（150~100 kg/cm²G）で常温の窒素ガスを作動流体とする。

使用したノズルを表1に示す。超音速ディフューザの実験にはノズルN1、N2およびN5を用いた。N1およびN2はスロート径20mmで開口面積比がそれぞれ25

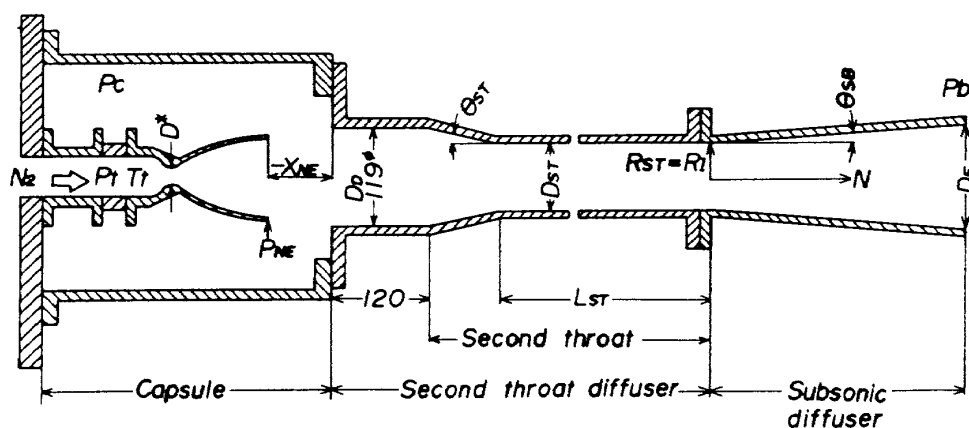


図1 零二次流エゼクタ実験装置略図

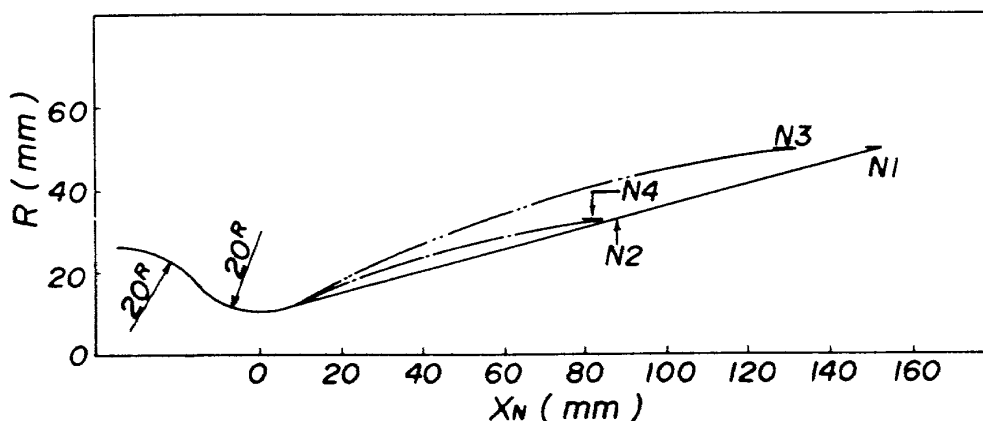


図2 ノズル形状の効果をしらべるために使用したノズル

表1. 実験に用いたノズルの主要寸法

Code	$D^*(\text{mm})$	A_{NE}/A^*	$\theta_{NE}(\text{deg.})$	Type
N1	20.	25.	15.04	Conical
N2	29.	10.7	14.83	Conical
N3	20.35	24.16	8.3	Contoured
N4	20.05	10.66	7.9	Contoured
N5	30.51	10.68	15.33	Conical

表2. 使用した超音速ディフューザの主要諸元

Code	$\theta_{ST}(\text{deg.})$	$D_{ST}(\text{mm})$	A_{ST}/A_D	$(L/D)_{ST}$
D1	—	119	1.0	(8.07)
D2	13.3	97.2	0.667	6.05
D3	11.5	85.1	0.511	5.92
D3A	↓	86.0	0.522	5.97*
D3B	↓	86.0	0.522	7.94*

* Without subsonic diffuser, $(L/D)_{ST}$ is 5.83 for D3A and 7.80 for D3B.

および10.7であった。N5はスロート径が30.5mmで開口比がN2と同一で出口面積がN1とほぼ同一になるものである。N3およびN4はそれぞれN1およびN2と同一の開口面積比のコンツア・ノズルであり出口半角が約8°になり、かつ、長さや推力をパラメタとした時の最適形状からのずれが著しくない形状とした。ノズル形状を図2に示す。設計には三菱重工業株式の計算プログラム⁸⁾を使用した。

表2に実験に使用したディフューザの諸元を示す。各種超音速ディフューザ(表3)の実験のために用いたセカンド・スロート・ディフューザはD3AおよびD3Bであり、収縮断面積比 A_{ST}/A_D はノズルN5と組み合わせるときに実験的スタート限界⁷⁾の値であり、セカンド・スロート一定断面積部の長さ/直径比 $(L/D)_{ST}$ はそれ

それ約6および8である。ノズル形状の効果をしらべるためには一定断面積ディフューザ(D1), 垂直衝撃波限界に近い断面積比(D2), および, 実験的限界に近い断面積比をもつセカンド・スロート・ディフューザ(D3, D3B-130-4)を用いた。

表3に示すように, 実験した亜音速ディフューザは拡大面積比 $A_E/A_{ST} \cong 2.3$, 半頂角 $\theta_{SB} 4 \sim 12^\circ$ の円錐型, $\theta_{SB} \cong 10^\circ$ で $A_E/A_{ST} 3.1$ および 4.4 の円錐型, および, 一定断面積 $A_E = 2.3 A_{ST}$, 長さ $N_E = 3.0 R_{ST}$ の急拡大管(No.6)であった。亜音速ディフューザNo.1~No.5, No.7およびNo.8はStanford大学のグループ⁴⁾によって提案されている流れ領域図上では図3のように位置する。図3の流れ領域は, 二次元ディフューザで入口条件が良く定義された非圧縮流に対するものであるが, 同グループの初期の論文⁹⁾によれば, 二次元ディフューザ入口幅 W_I の代わりに円錐型ディフューザでは入口部半径 R_I を用いると近似的に流れ領域図は成立する。図3の流れ領域は本実験には直接当てはまらないという可能性は考え

られるが, より適当な設計資料がないので, これを供試亜音速ディフューザの設計の参考とした。No.1ははくりなしの領域に, No.2は非はくり流とはくり流の限界付近に位置する。No.3および4は, 小さなはくりはみられるであろうが, 効率の低下はわずかであろうと考えられる領域にあり, No.5, 7, 8は大きなスケールの遷移的なはくりがみられる領域にあり, No.6はジェット流の領域に位置する。

実験方法は前報¹⁾とほとんど同一であり, スタートおよびブレイク・ダウン圧力比を求めるためには非定常モードを用い, 壁面静圧分布やトラバースの実験には定常

表3. 供試亜音速ディフューザ

No.	Code	θ_{SB} (DEG)	D_E (mm)	N_E/R_{ST}	A_E/A_{ST}
1	130-4	4.06	130.1	7.29	2.29
2	130-6	6.06	130.2	4.82	2.29
3	130-8	8.57	130.5	3.56	2.30
4	130-10	10.36	130.3	2.86	2.30
5	130-12	12.41	130.6	2.36	2.30
6*	130-90	—	129.9	3.02	2.28
7	150-10	10.52	150.4	4.14	3.06
8	180-10	10.12	180.3	6.22	4.40

* Straight duct with constant diameter D_E and length N_E .

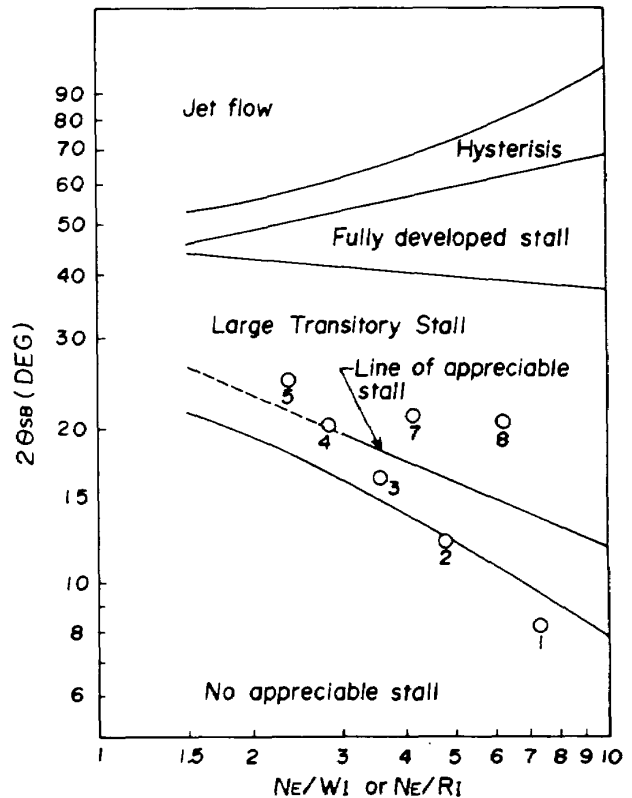


図3 亜音速ディフューザ流れ領域

(D - A Converter)

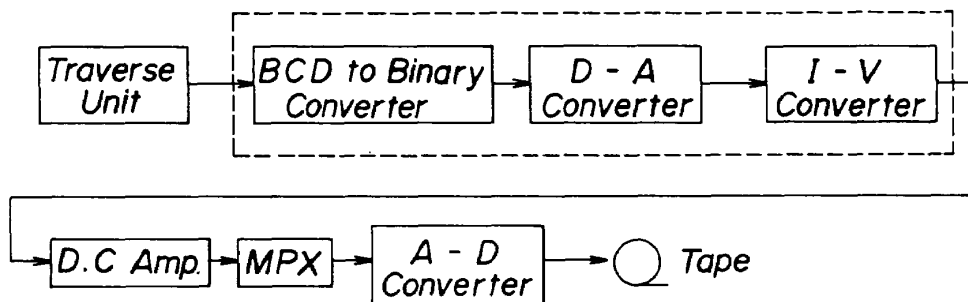


図4 位置計測ブロック図

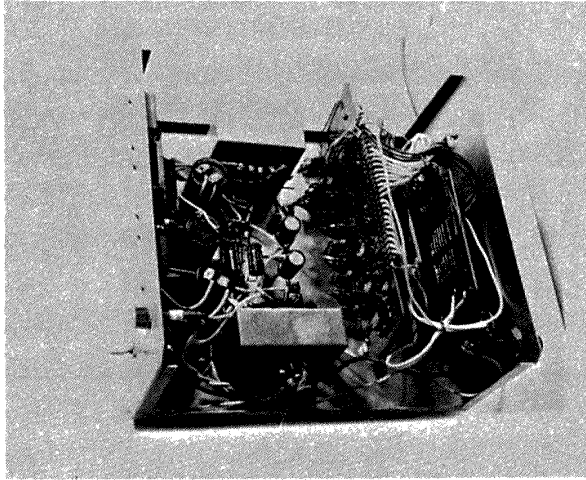


図5 D-A変換器

モードの実験方法を用いた。前者の方法はノズル全圧 P_t をスタート値より低い値からゆっくり上げてゆき、ノズルおよびディフューザがスタートした後、適当な値まで P_t を上げ、次に P_t を除々に下げることによってスタートおよびブレイク・ダウン(最小作動)圧力比すなわち、それぞれのノズル全圧とディフューザ背圧の比 P_t/P_b を求めるものである。

ディフューザ壁面の静圧孔は内径1mm、長さ約2mmで、内径1.6mmのビニール管によってスキュニバルブ(J型)につなされる。測定はフルスケール15 Pisiaの圧力変換器によって、5Hzのポート切換速度によっておこなった。

亜音速ディフューザ壁面の流れ模様を観察するためには、シリコン油に光明丹(Pb_3O_4 の微粉末)を混合したものを壁面にぬっておき、約30秒一定の条件で流す方法をとった。

亜音速ディフューザ内のピトー圧および静圧の分布の測定には数値制御式トラバース装置を用い、半径方向のトラバースをおこなった。プローブの移動速度は4mm/secとした。トラバース装置の位置出力はBCDデジタル信号であるが、使用した計測系¹⁰⁾の入力部はすべてアナログ信号であった。そのためD-A変換器を作る必要があった。そのブロック図を図4に示す。製作したD-A変換器の概観を図5に示す。このD-A変換器を使った場合のプローブの位置の計測の誤差は約0.4%であり、本実験においては満足すべき精度であった。

3. 実験結果と考察

3.1 亜音速ディフューザの実験

3.1.1 スタートおよびブレイク・ダウン特性

図6にN5-D3Aの組み合わせの場合のスタートおよびブレイク・ダウン圧力比におよぼす亜音速ディフューザの効果を示す。ノズルとディフューザのこの組み合わせでは、 $X_{NE} = 3.4$ cmすなわち、ノズル出口面をディフューザ内へ3.4 cm挿入した状態ではスタートしなかったが、 $X_{NE} = 4.4$ cmではじめてスタートした。D3A収縮面積比 A_{ST}/A_D がほぼ限界値にあるためであると考えられる。図6に示されるように、亜音速ディフューザなし

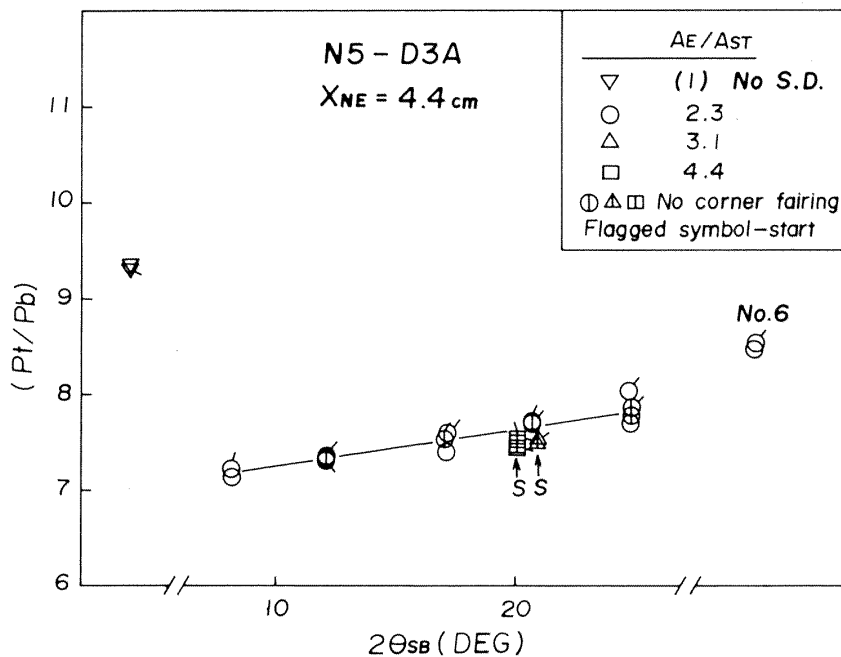


図6 スタート, ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

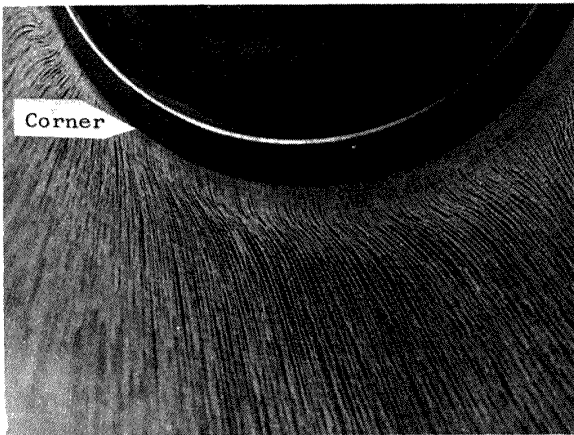


図7 亜音速ディフューザ角部下流の壁面の流れ (Run №206, N5-D3A-130-10)

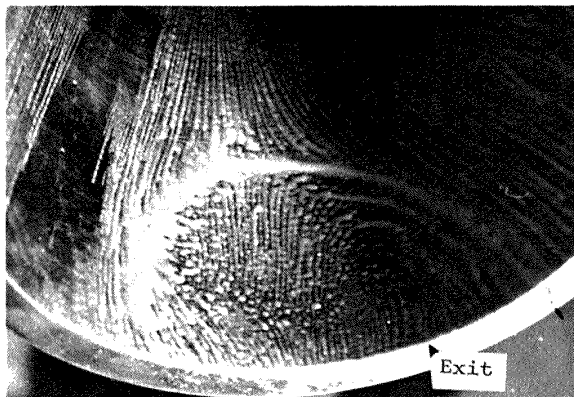


図8 定常的はくりの一例 (Run №286, N1-D3B-130-10)

の場合に比べ、拡大面積比 $A_E/A_{ST} \cong 2.3$ の亜音速ディフューザを併用した場合には、拡大部半頂角 θ_{SB} $4^\circ \sim 12^\circ$ の範囲でスタートおよびブレイク・ダウン圧力比は約 24%~17% の範囲で減少することがわかる。 θ_{SB} の増加に伴って、スタート圧力比は直線的に増加する傾向にある。また、一定断面積 $2.3A_{ST}$ 、長さ $3R_{ST}$ の急拡大管 (表3, №6) をつけるだけでも、約9%のスタート圧力比の減少が得られる。

油膜による壁面の流れの観察によれば、図7にその1例を示すように、亜音速ディフューザの角部の下流において流れの方向が変わっていることが認められた。また、壁面の静圧分布が、角の直後においていったん下降する傾向もみられた。この原因として当初考えたことは角部におけるはくりであった。そこで、角部に約3cm半径

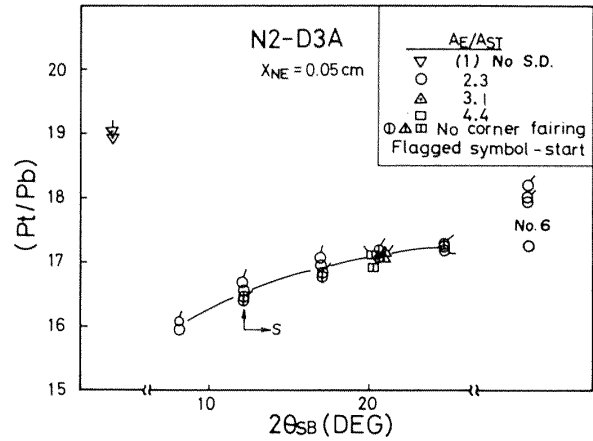


図9 スタート、ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

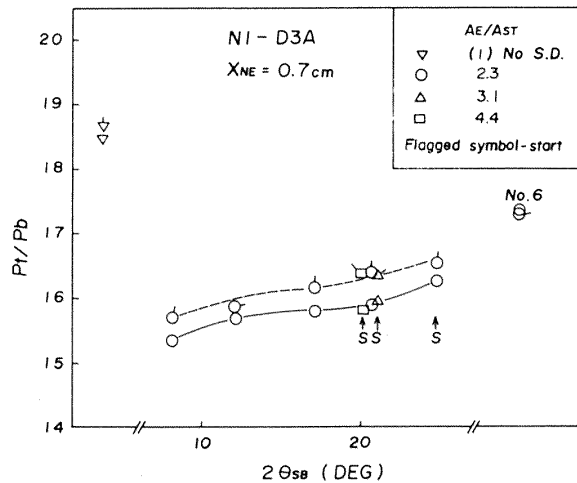


図10 スタート、ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

の丸みをつけて改めて実験をおこなった。壁面の流れ方向はやゝまっすぐになり、角部直後の静圧の下降はやゝすくなくなったが、本質的な傾向は変わらなかった。図3に示されるように、スタートおよびブレイクダウンの圧力比は角部のフェアリングによってほとんど影響を受けないことがわかった。なお、油膜および圧力分布の実験は、スタート圧力比よりもわずかに高い圧力比で、安定したスタート状態が得られる最小の圧力比において実験をおこなった。

図6には、 $\theta_{SB} \cong 10^\circ$ 付近における拡大面積比 3.1 および 4.4 の亜音速ディフューザについてのデータもプロットされている。拡大面積比の増加によるスタート性能の改良はわずかであることが示される。この原因は、図8にその1例を示すような定常的なはくりが発生するた

めである。この定常的なはくりがみられる場合を図6でSで示した。

図9に、N2-D3Aの場合のスタートおよびブレイク・ダウン圧力比を示す。この形状においてはN5-D3Aの場合と同様にスタートとブレイク・ダウンの圧力比のあいだの相異(ヒステリシス)はきわめて小さい。N2ノズルは表1に示されるようにN5ノズルと同一の開口面積比10.7であるが、スロート径は20mmであり、N5の30.5mmに比べて小さく、従ってディフューザ入口面積を A_D としたとき A_D/A^* の値はそれぞれ、35.4および15.2である(表1参照)。N2-D3Aの組み合わせで、拡大面積比2.3の亜音速ディフューザを併用した場合、 θ_{SB} 4°~12°の範囲で、スタート又はブレイク・ダウン圧力比は、亜音速ディフューザなしの場合に比べて、10~16%減少することが示される。また、N5の場合と同様に角部のフェアリングによる効果はほとんどみられない。N2-D3Aの場合には $\theta_{SB} \cong 6^\circ$ ですでに壁面において定常的なはくりが観察された。このことは、 θ_{SB} 4°と6°のあいだのスタート圧力比の増加とつじつまが合っている。この場合もN5のときと同様に、 $\theta_{SB} \cong 10^\circ$ 付近における亜音速ディフューザの拡大面積比の増加によるスタート圧力比の減少はわずかである。

図10にN1-D3Aの場合のスタートとブレイク・ダウンの圧力比を示す。ノズルN1はN2と同様にノズル・スロート径は20mmであるが、開口面積比を25ととったものである。この形状においては、スタートとブレイク・ダウンのあいだに、わずかではあるが、ヒステリシスが認められる。 $A_E/A_{ST} \cong 2.3$ 、 θ_{SB} 4°~12°の亜音速ディフューザを併用することによって、約17%~12%だけスタートおよびブレイク・ダウンの圧力比を

小さくすることができる。 $A_E/A_{ST} \cong 2.3$ の場合には、 $\theta_{SB} \cong 12^\circ$ についてのみ定常はくり部がみられた。 A_E/A_{ST} 3.1および4.4では $\theta_{SB} \cong 10^\circ$ において大きな定常はくりがみられ、この半頂角における拡大面積比の増加によるスタートおよびブレイク・ダウン圧力比の減少への効果がないことと一致している。

図11~13にセカンド・スロート一定断面積部の長さを、D3Aの $(L/D)_{ST} \cong 6$ から $(L/D)_{ST} \cong 8$ にのびした形状D3Bについてのスタート性能および亜音速ディフューザの効果を示す。比較のため、D3Aの場合も同図に示すが、亜音速ディフューザなし、および、急拡大管(表3、No.6)は横軸をわずかに動かしたぬりつぶした記号で示す。図11および図13に示されるように、亜音速ディフューザなしの場合、N5、N1とD3B

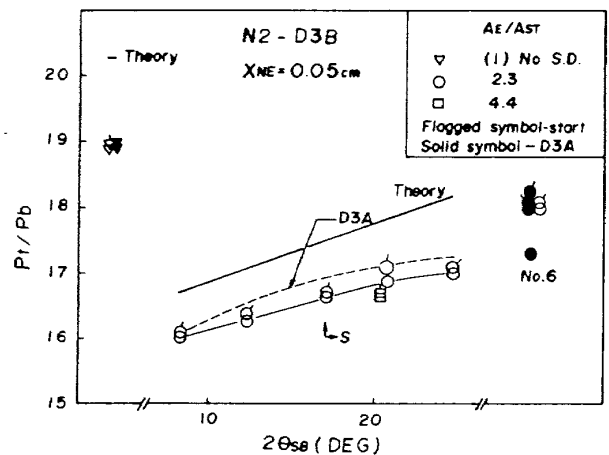


図12 スタート、ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

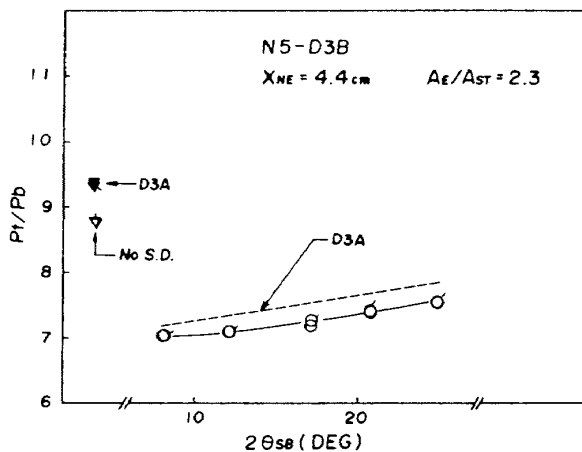


図11 スタート、ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

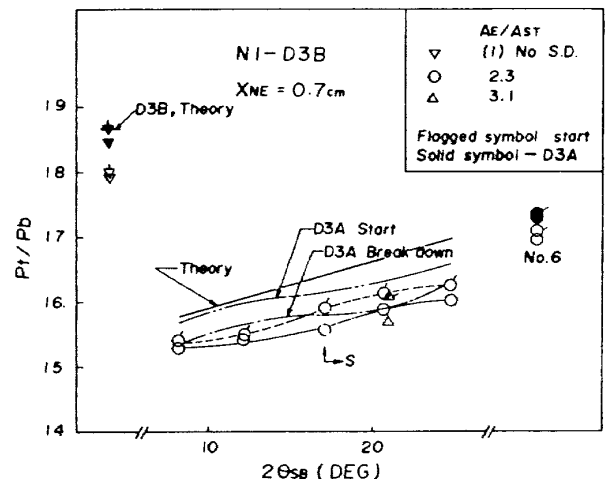


図13 スタート、ブレイク・ダウン圧力比への亜音速ディフューザの効果

を組み合わせた形状においては、D3Aとの組み合わせに比べてスタート圧力比が減少していることに気がつく。これはセカンド・スロート一定断面積部における衝撃波システムによる圧力回復が、追加した一定断面積部でひきつづいておこなわれている事を示すものである。従って、N5, N1との組み合わせではD3Aの出口において超音速の部分が残っているものと考えられる。このことは、いくつかの形状においてみられた亜音速ディフューザ角部直後の静圧の下降と一致するものである。図11と図13で興味のあることは、亜音速ディフューザなしの場合のD3AとD3Bとのあいだのスタート圧力比の差は、亜音速ディフューザをつけた場合のその約2倍になることである。一方、N2の場合には、図12に示されるように亜音速ディフューザなしのときにはD3AとD3Bのあいだで、スタート又はブレイク・ダウン圧力比にはほとんど差はないにもかかわらず、亜音速ディフューザをつけた場合はD3Bの方があきらかにスタート性能が良くなっていることが認められる。この原因は明らかではないが、図15に示されるように、亜音速ディフューザをとりつけることによって、セカンド・スロート部における圧力回復がD3Bではより効率的におこなわれるためであろう。

油膜法による壁面の流れの可視化はKlineら^{4,9)}の用いたタフトによる方法に比べて著しく感度は悪く、いわゆる十分発達したはくり流のみ明確にとらえることができるものであった。しかしながら、セカンド・スロートの下流にとりつけられた亜音速ディフューザの流れ領域は図3のそれとは大きな相異があることはわかった。すなわち、亜音速ディフューザ $\#7$ および $\#8$ はN1, N2, N5,のどのノズルと組み合わせの場合も、大きな定常的なはくりが存在する領域にあり、ノズルとの組合せによっては $\#2 \sim \#5$ も定常的なはくりを示すことがある。ごく粗雑ないく方をすれば、図3のLine of appreciable stallの線が、定常的な大きなはくり、すなわち、油膜による図8に1例を示すような渦模様が観察される限界とほぼ一致する。図7に示されるように、N2-D3Aの場合には、亜音速ディフューザ $\#2$ においても定常はくりがみられている。図3の最も下方の線が定常はくりがみられる場合の下限とする解釈もなりたつ。要約すれば、図3の下方の2本の線のあいだに、定常はくりがある場合とない場合の境界が存在するようにみえる。図6, 9, 10にみられるように、N5, N1, N2の順に定常はくりが観察される。 θ_{SB} の値は、小さくなる傾向がある。後述のように、N2においては、

亜音速ディフューザ入口ではほぼ亜音速であると考えられるのに反し、N1, N5では部分的に超音速である。入口部の運動量が大きいために、N2よりもN1, N5では、はくりがおくれるためであろうと考えられる。図9と12において、はくりがみられる最小角度を $A_E/A_{ST} \cong 2.3$ について比べると、N2に対してはD3Aで 6° 、D3Bで 8° となっており、セカンド・スロート一定断面積部長さ $(L/D)_{ST} \cong 8$ の場合にはくりしにくくなっている。一方、図10と13とを比較すれば、N1に対してD3Aでは 12° 、D3Bでは 8° がそれぞれはくりがみられる最小角度であり、N2の場合と逆の傾向にある。亜音速ディフューザ入口部の最大マッハ数が1に近づくとはくりが起り易くなる傾向にあるようにみえて興味がある。

3.1.2 ディフューザ壁面の静圧分布

3.1項の実験の目的は、亜音速ディフューザの併用による零2次流エゼクタのスタートおよびブレイク・ダウン圧力比への影響をしらべることにある。従って、壁面の静圧分布は、スタートまたはブレイク・ダウン圧力比に最も近い安定した流れにおいて測定する必要がある。大部分の場合にはブレイク・ダウン圧力 プラス 0.5 kg/cm^2 以内の圧力において静圧分布の測定をおこなったが、測定中にブレイク・ダウンが起った場合にはブレイク・ダウン圧力プラス 1.0 kg/cm^2 まで上げて実験をやりなおす方法をとった。

図14-18にはディフューザ壁面の下流方向への静圧分布の代表的な例をD3AおよびD3Bについて示した。ディフューザ壁面の静圧分布の一般的形状は図14に示されるように、ディフューザ入口面からの距離を X_D とすれば、始めは低圧室圧力のレベルを保ち、ジェットが壁面に衝突再付着することによって最初のピークがあらわれる。次にセカンド・スロート入口斜め部にいたって第2のピークが観察される。セカンド・スロートの一定断面積部では、それぞれの形状(ノズルとディフューザの組み合わせおよび相対位置)に特有の膨脹と圧縮をくり返しながらかつて下流へいくに従ってわずかつつ平均的な圧力レベルが上昇する。ある程度まで下流に行くと、境界層のはくりに伴って急激な圧力上昇が起る。この点を図14-19では2重の付号で示した。また、図で三角の付号で示した点は亜音速ディフューザの約15mm上流の位置の静圧であり、NEで示される点はノズル出口面より約3mm上流のノズルの内面の静圧である。はくり部の上流の圧力分布については前報¹⁾で詳述した。ここでは、はくり部以後の圧力分布、特に亜音速ディフューザ部に

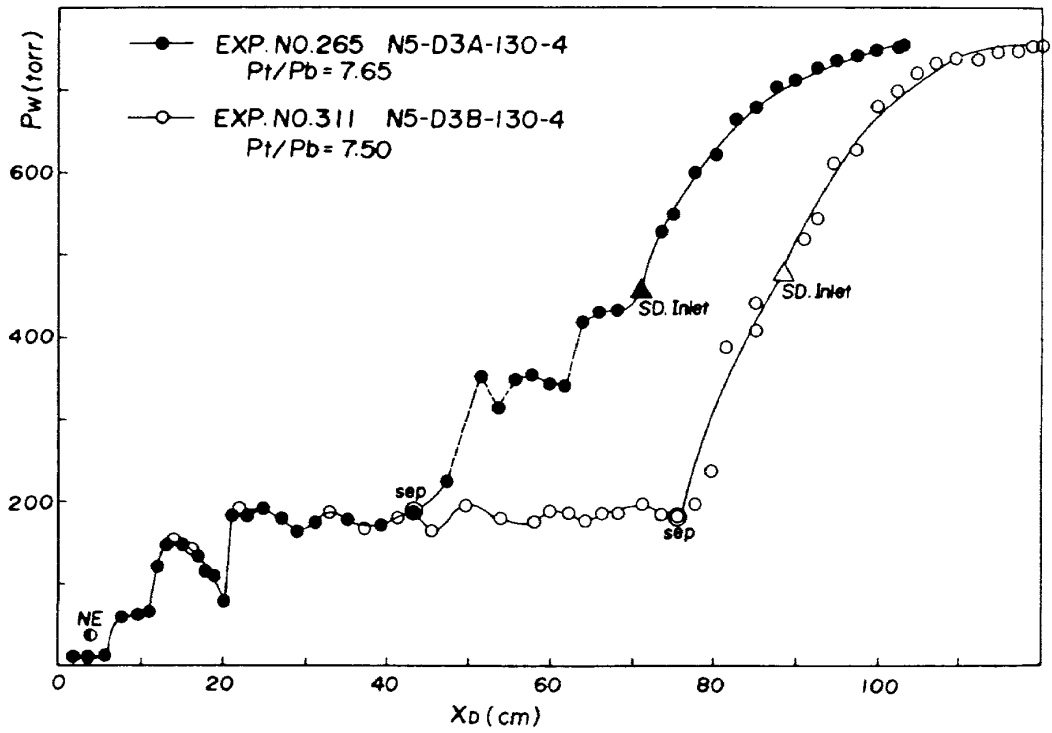


図 14 ディフューザ壁面圧力分布

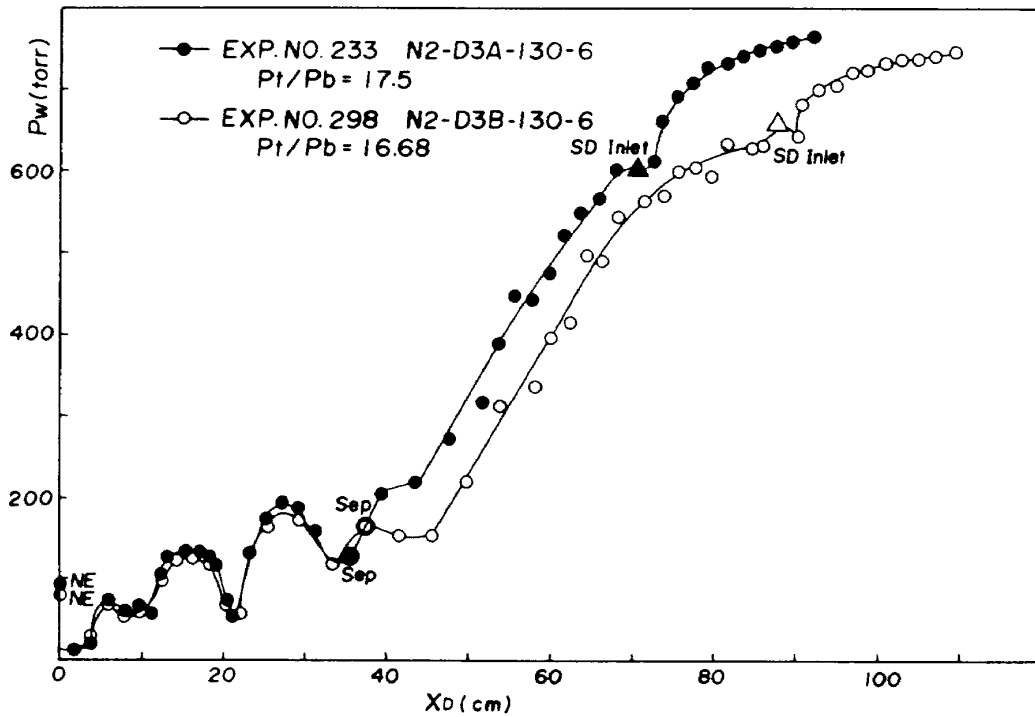


図 15 ディフューザ壁面圧力分布

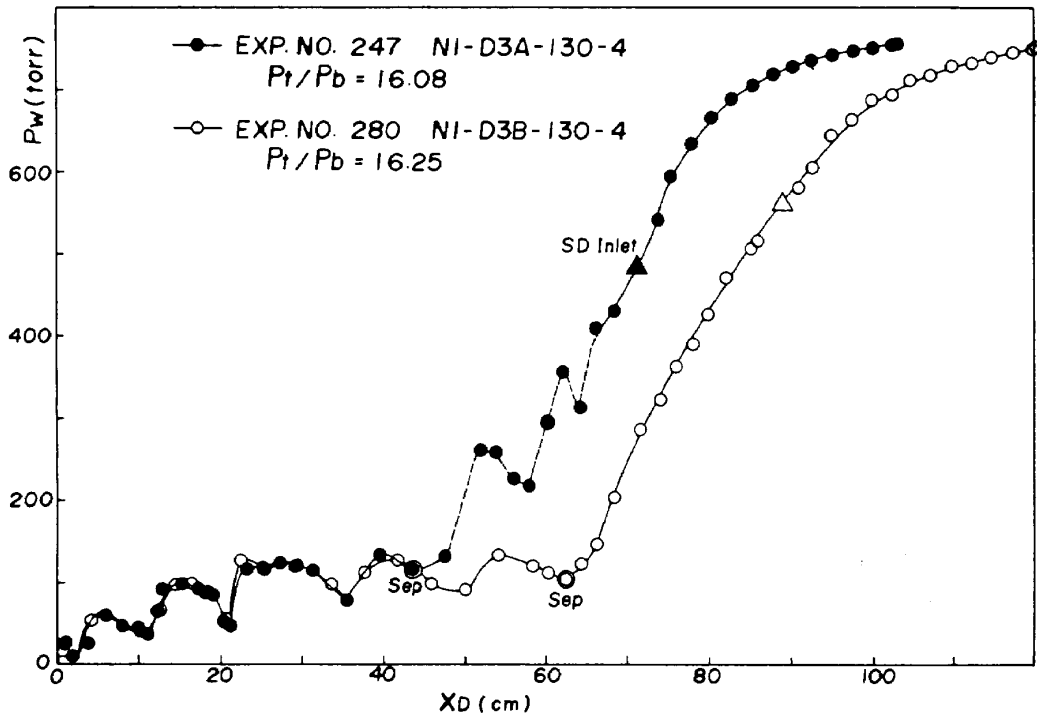


図 16 ディフューザ壁面圧力分布

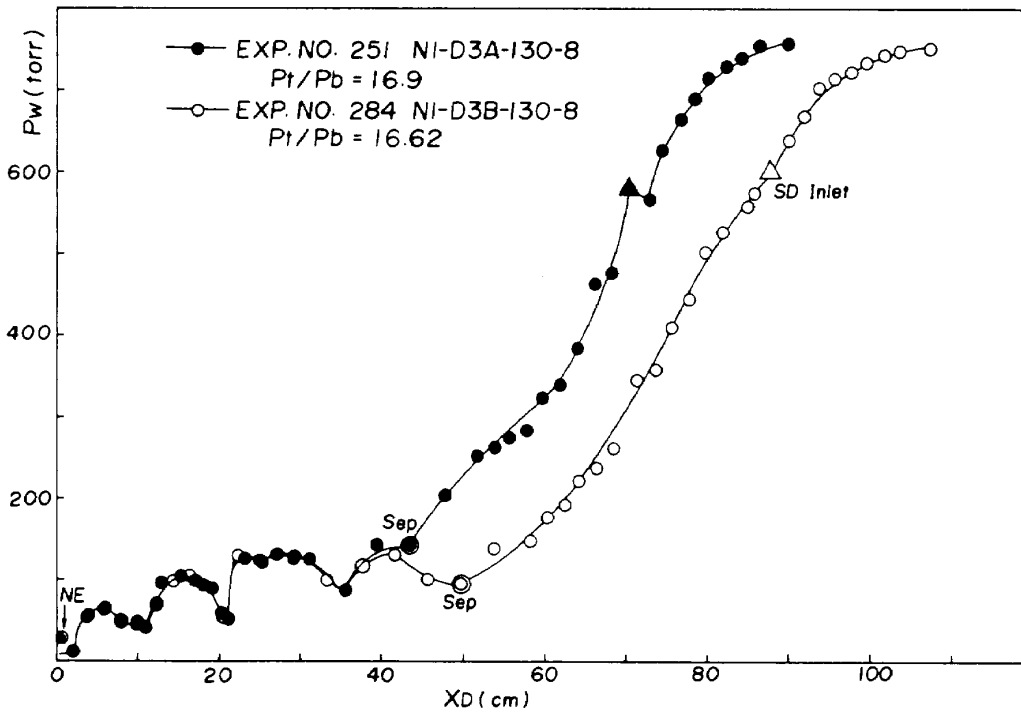


図 17 ディフューザ壁面圧力分布

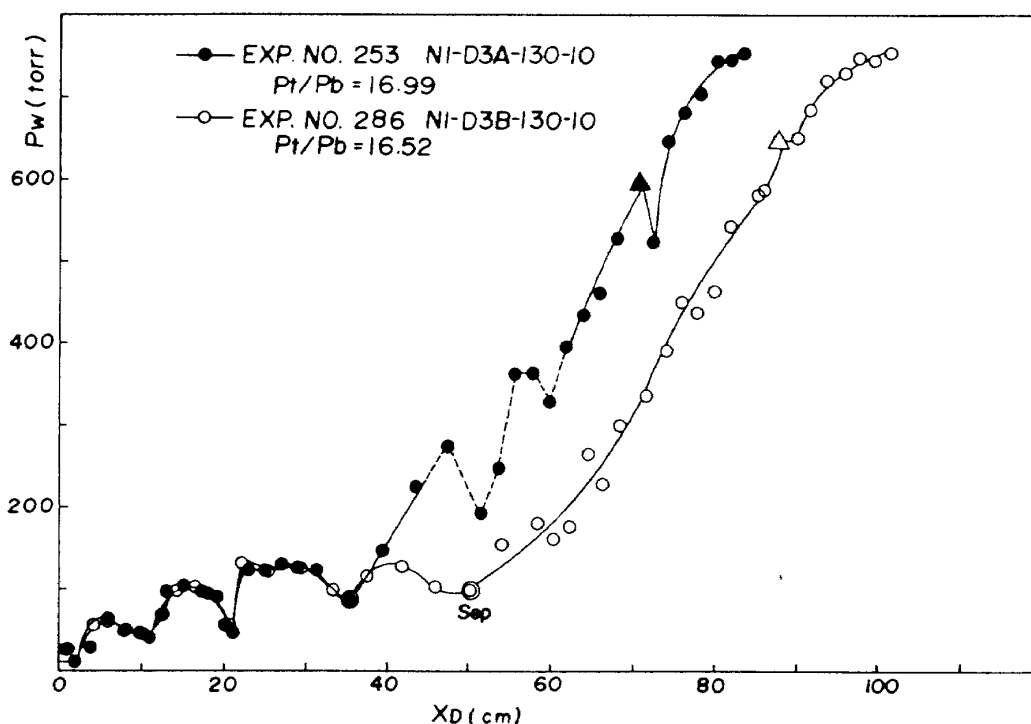


図 18 ディフューザ壁面圧力分布

注目する。図 14-18 のデータおよびここには示さない多くの圧力分布データから次のような一般的傾向が認められる。

(1) セカンド・スロート一定断面積部が短いとき、すなわち、 $(L/D)_{SD} \cong 6$ のときには、境界層のはくりに伴ってできる衝撃波システムが十分安定でないため、セカンド・スロート一定断面積部の圧力分布が乱れることがある (図 14, 16, 18 の破線部分参照)。

(2) D3A に $L/D \cong 2$ のセカンド・スロート一定断面積部を追加した形状 D3B においては、D3A に比べるとはくり点は、ほぼ同一の圧力比 P_t/P_b において下流へ移動する。この傾向は N5 と N1 について特に顕著であり、セカンド・スロート一定断面積部の追加によるスタート圧力比の減少の傾向と一致している。

(3) 亜音速ディフューザ入口の静圧は、D3A の場合が、D3B の場合に比べて低い。すなわち、D3A においては、亜音速ディフューザ部における圧力回復が、D3B におけるそれよりも大きい。このことは、図 11 および 13 に示されるように、亜音速ディフューザを併用した場合、それを用いない場合の D3A と D3B のスタート又はブレイク・ダウン圧力比の差よりも小さくなることに対応する。

(4) 図 18 の D3A の場合に明確に示されるように、 θ_{SB}

が大きいとき亜音速ディフューザ角部直後において静圧の下降がみられる。このことは亜音速ディフューザ入口部において、少なくとも部分的に超音速である可能性を示すものである。図 16 の $\theta_{SB} \cong 4^\circ$ の場合には角部直後における静圧の下降はみられないが、亜音速ディフューザ部の始めの部分の圧力上昇パターンはセカンド・スロート一定断面積部のそれと同様であることから、N5 および N1 と D3A を組み合わせた場合には、亜音速ディフューザ部においても上流部分では衝撃波システムによる圧力回復がなされる可能性が考えられる。

(5) N1 および N5 ノズルを用いた場合に比べ、N2 ノズルを用いた場合 (図 15 参照) セカンド・スロート出口部における圧力分布は平坦になっており、セカンド・スロート一定断面積部における衝撃波システムによる圧力回復はほぼ完了しているように見える。

一定断面積の導管内の衝撃波システムによる圧力回復は、導管の長さが十分ならば、衝撃波システムの上流の一樣流のマッハ数における垂直衝撃波背後の静圧に等しいことは古くから知られている。¹¹⁾ 本実験においては、ディフューザ入口部におけるジェットの衝突再付着、セカンド・スロート斜め部の存在などによって、境界層のはくりに伴って圧力が急激に上昇を始める点の直前においては一樣流ではないが、セカンド・スロート一定断面積

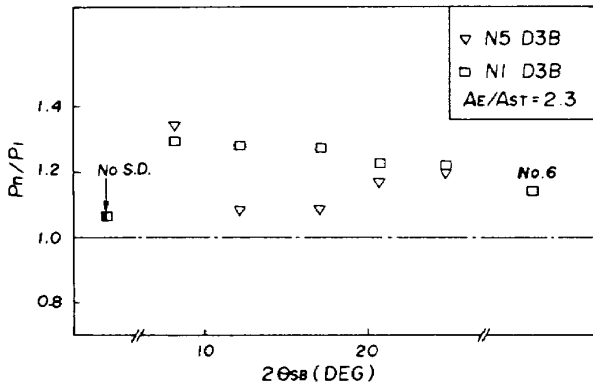


図 19 セカンド・スロート部の圧力回復 (N5, N1)

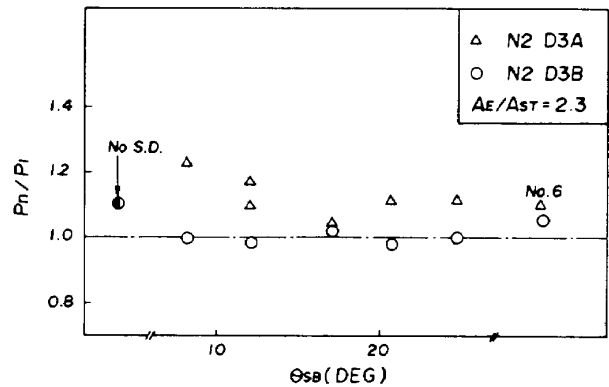


図 20 セカンド・スロート部の圧力回復 (N2)

部の圧力回復値と垂直衝撃波による圧力回復値(以下では垂直衝撃波回復値と呼ぶ)を比較することは興味がある。図 14-18 のはくり点 (Sep) とその上流の 2 点の静圧の測定値をはくり前の平均静圧 P_{sep} とし、質量保存の関係

$$\frac{A^*}{A_{ST}} \frac{P_i}{P_{sep}} \sqrt{\left(\frac{2}{r+1}\right)^{\frac{r+1}{r-1}}} = M_S \sqrt{1 + \frac{r-1}{2} M_S^2} \quad (1)$$

からはくり点の平均マッハ数 M_S を求める。このとき、境界層の厚さは無視する。この M_S における垂直衝撃波背後の静圧 P_n は

$$\frac{P_n}{P_{sep}} = \frac{2r}{r+1} M_S^2 - \frac{r-1}{r+1} \quad (2)$$

によってあたえられる。

図 19 および 20 に、 P_n とセカンド・スロート出口における静圧の実測値 P_1 とを比較した。図 19 に示されるように、N5-D3B、N1-D3D と亜音速ディフューザを組み合わせた場合、 P_1 は P_n の 75~90% でしかない。当然 D3A と組み合わせた場合は P_1 はさらに低い。従って、これらの形状においては、セカンド・スロート出口において流れは超音速部を含む可能性がある。一方、図 20 に示されるように、N2-D3B においては、垂直衝撃波の圧力回復に近い圧力回復がなされており、セカンド・スロート出口においては亜音速になっていると考えられる。このことは、上記の(4)、(5)項および 3.1.1 節のスタート性能の結果と一致するものである。さらに 3.1.3 節で述べるピトー圧および静圧のトラバースの結果とも一致することが後に示される。ここで問題となるのは、N2-D3A と亜音速ディフューザを組み合わせた形状においては、3.1.3 節で述べるように、セカンド・スロート出口における流れは亜音速であるにもかかわらず、そこにおいて垂直衝撃波圧力回復の約 90% の回復しか得

られていないことである。垂直衝撃波回復値が得られるためには、亜音速になった後もある程度の速度分布の平均化がおこなわなければならないようにみえる。

以上のように、ディフューザ入口部およびセカンド・スロート斜め部の存在によってセカンド・スロート一定断面積部の流れは入口で一様流れをもつ一定断面積導管内の流れとは異なると考えられるにもかかわらず、境界層のはくり後の圧力回復は、セカンド・スロート一定断面積部が十分長ければ、はくり点直前の平均マッハ数における垂直衝撃波による圧力回復と等しいことが示された。また、垂直衝撃波回復値よりも小さな出口静圧をもつ場合には、そこにおいては超音速の部分をもつか又は音速にきわめて近い部分をもつ複雑な流れであることが、3.1.3 節で示される。セカンド・スロート出口における亜音速、超音速の判定の近似的な方法として、はくり前のマッハ数からの垂直衝撃波回復値を用いることができたことがわかった。

はくり部下流の壁面静圧分布に関しては、付録でより詳細に述べる。

3.1.3 亜音速ディフューザ部の静圧およびピトー圧の半径方向の分布

前節の考察を確かめる最も確実な方法は、亜音速ディフューザ入口部において、静圧とピトー圧のトラバースをおこない、そこにおいて超音速であるかどうかを調べることである。本節ではそのような実験の結果について述べる。前節の圧力分布の実験と同様に、ブレイク・ダウン圧力比に近い安定した状態において実験をおこなった。すべての実験において、 D_{ST} と亜音速ディフューザ入口における平均質量速度を基にしたレイノルズ数は 10^6 以上であった。

ピトー圧の測定に用いた全圧管は外径 2.15mm、内径

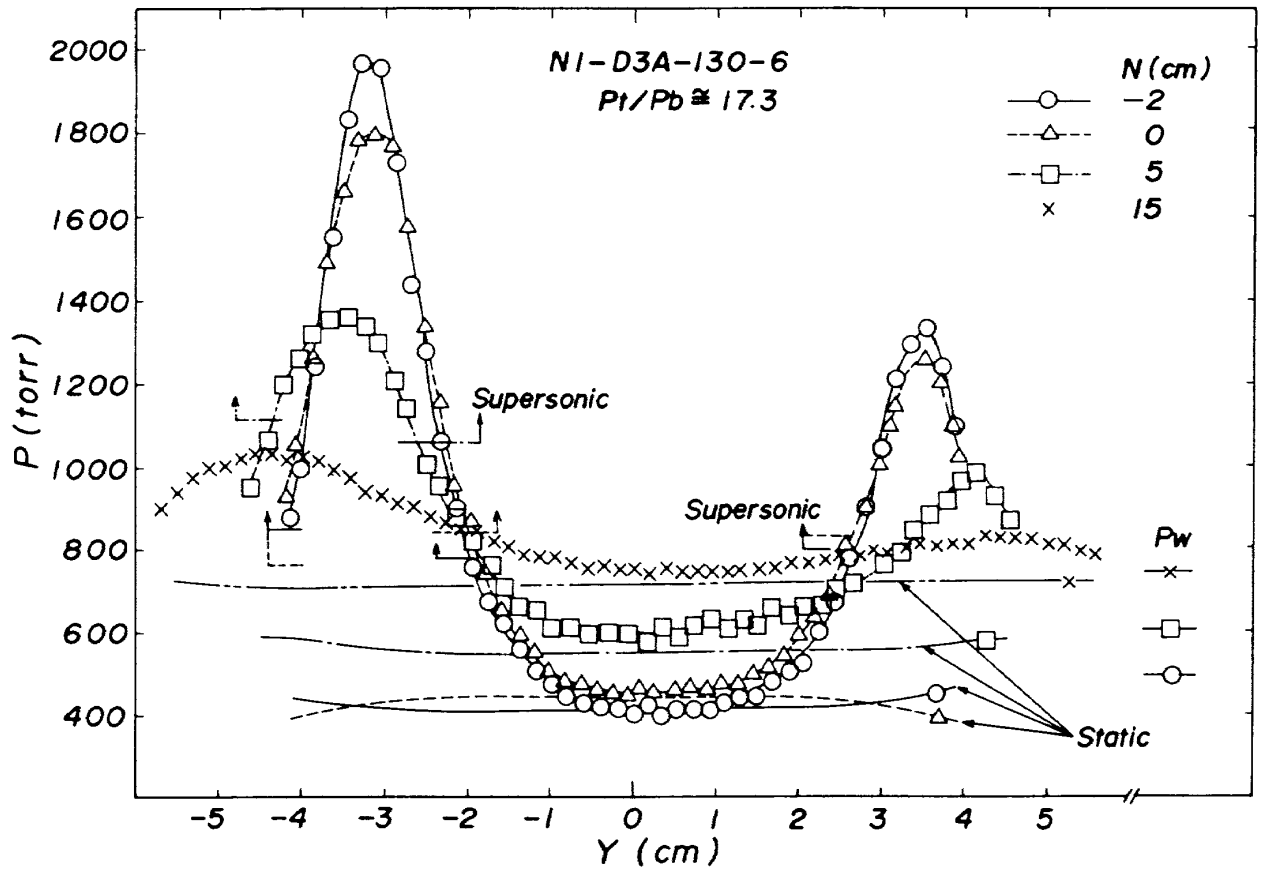


図 21 亜音速ディフューザ部の静圧とピトー圧の半径方向の分布

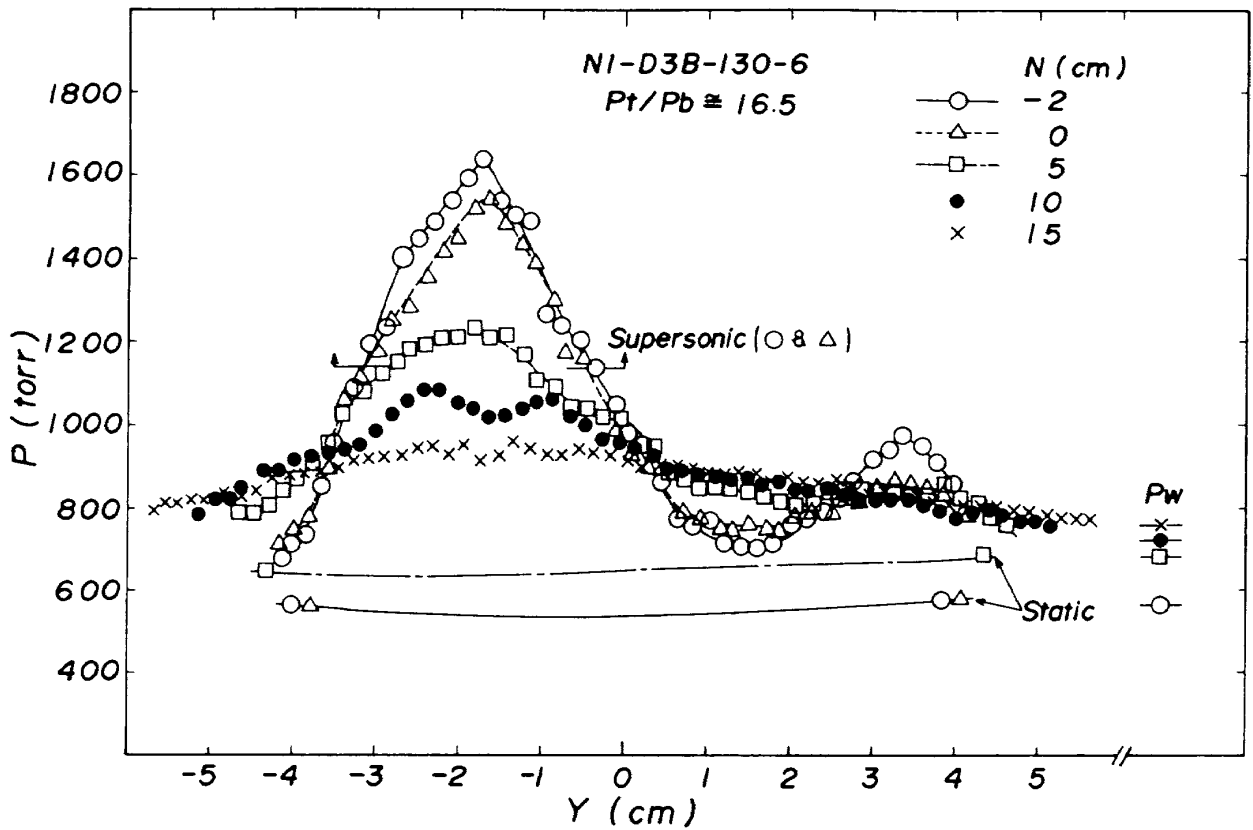


図 22 亜音速ディフューザ部の静圧とピトー圧の半径方向の分布

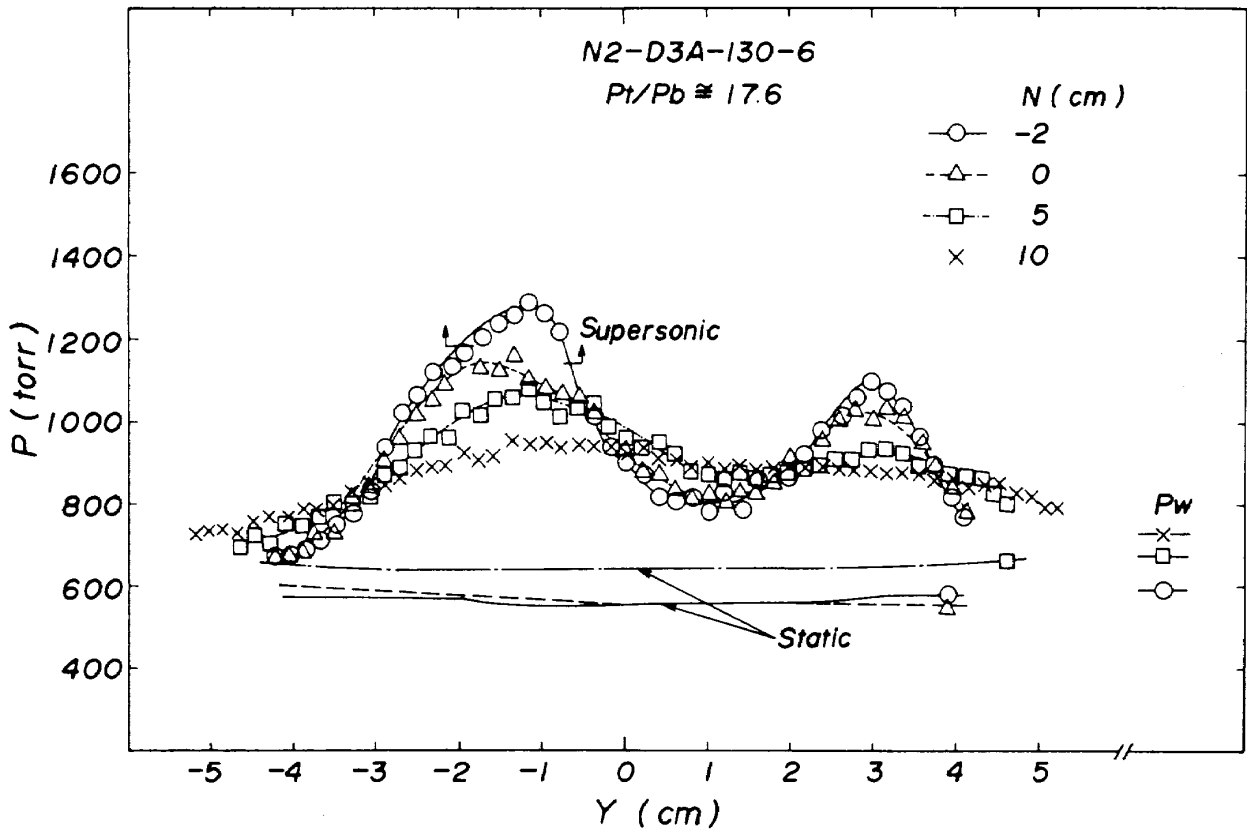


図 23 亜音速ディフューザ部の静圧とピトー圧の半径方向の分布

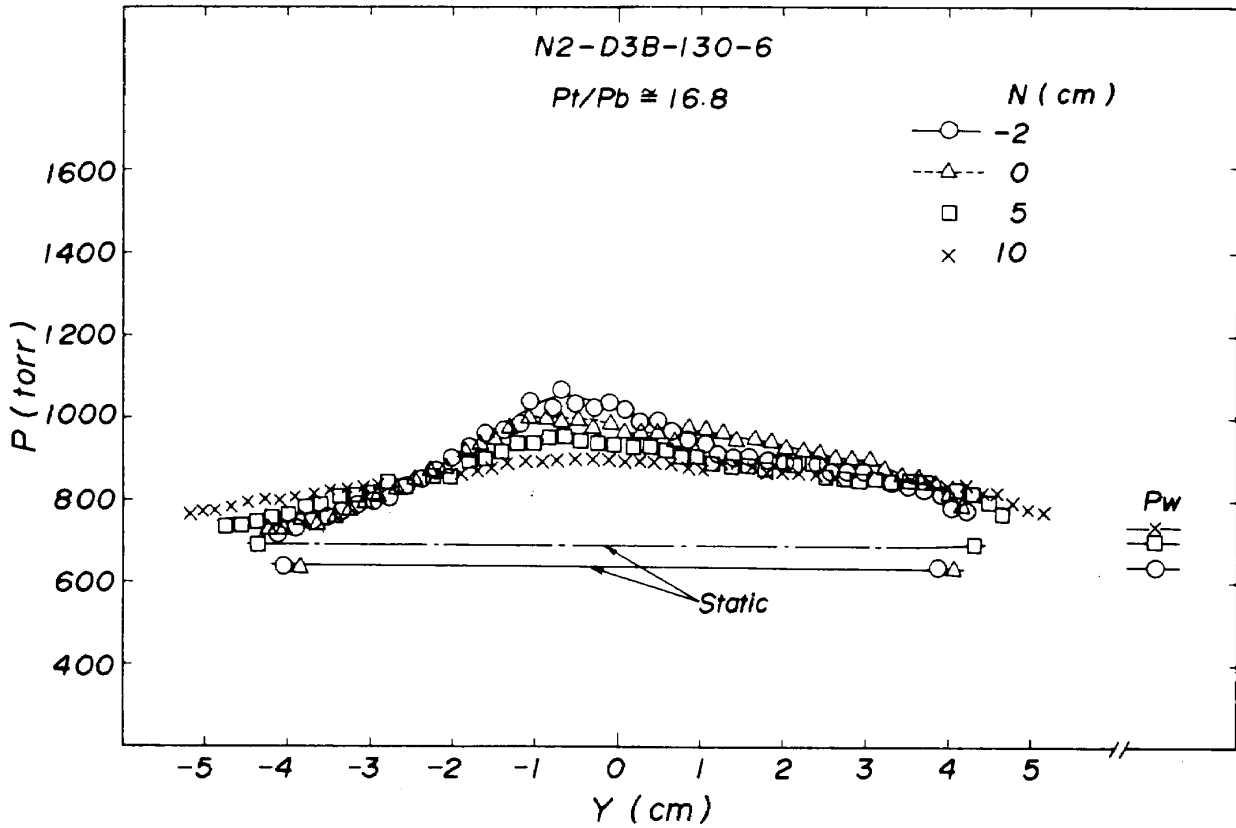


図 24 亜音速ディフューザ部の静圧とピトー圧の半径方向の分布

1.37mmの円管であった。静圧管は同一の外径で半球状の先端から20mmの位置に2コの0.8mmの穴をあけたものであった。ピトー圧の測定位置と静圧孔の位置を合わせ、別々の実験でピトー圧と静圧の半径方向の分布を測定した。トラバースの実験には、表3の亜音速ディフューザのうち、№2すなわち、 $\theta_{SB} = 6^\circ$ 、 $D_E = 130\text{mm}$ のもの(記号130-6)だけを用いた。図21および22にそれぞれN1-D3A-130-6およびN1-D3B-130-6について静圧とピトー圧の分布を、亜音速ディフューザ軸方向のいくつかの位置でとった結果を示す。図の右端にはディフューザ壁面で取った静圧の値も示した。図中Nは亜音速ディフューザ角部より下流に正と取った軸方向の距離であり、Yは中心軸を零として上方へ正と取った半径方向の距離である。図21に示されるように、N1-D3Aの形状においては、きわめて非対称ではあるが、セカンド・スロート出口部において環状の超音速部をもつことがわかる。このことは、セカンド・スロート一定断面積部内の衝撃波システムは、完全な斜め衝撃波の連続ではなく、中心部では垂直衝撃波であり、環状部では斜め衝撃波であることを示すものである。この形状においては、N = 5 cmにおいてはまだ下部に超音速部をもっているが下流へ行くに従って速度分布は一様化がおこなわれることがわかる。静圧の分布は角部(N=0)を除いては、壁面近くは中心部より高くなる傾向がある。角部付近では逆に壁面近くでは中心部よりも静圧が低くなる傾向にある。超音速流の角部における膨脹によるものと考えられる。図22にはN1-D3B-130-6の形状についてのトラバース実験の結果を示す。この場合には、セカンド・スロート出口部付近のピトー圧の分布はN1-D3A-130-6の場合と同じように、ふたつのピークをもつが、下方のピークにのみ超音速部が存在する。下方のピトー圧の山はその幅が拡大し、中心部にまで達している。静圧の分布はN = 2, 0 cmではほとんど同一の平坦な分布をしており、壁面近くの値は壁面の静圧孔からとった値 P_w と一致している。図22の場合にはN = 5 cmにおいては超音速と考えられる部分はなくなっている。N = 15 cmにおいては速度分布はかなり平均化されることがわかる。

図23にN2-D3A-130-6について静圧とピトー圧の分布を示す。セカンド・スロート出口部の速度は環状の高速部分をもつことを示すふたつのピトー圧のピークがみられる。角部上流2cmの位置では下方のピークにおいてわずかな超音速部をもつが、角部においては流れは超音速の部分をもたないように見える。ピトー圧のふ

たつのピークをもつことから、N1とN2とセカンド・スロート・ディフューザを組み合わせた場合のセカンドスロート一定断面積部の流れは本質的な相異はなく、N2については、図15と図17との比較によっても明らかのように、境界層のはくりによる急激な圧力上昇がより上流から始まるために、セカンド・スロート出口部では、ほぼ亜音速になるものと考えられる。壁面付近の静圧と P_w は、ほぼ一致している。

図24に、N2-D3B-130-6について静圧とピトー圧の分布を示す。この場合には、中心部よりやや下側に1コだけ低いピトー圧のピークがあり、静圧の分布はほぼ一様であることがわかる。N = 0におけるピークのマッハ数は約0.85である。壁付近の静圧の値は、壁面の圧力タップから測定された値 P_w と測定誤差の範囲内で一致している。N2-D3Bの形状においては、トラバースをおこなった他の形状に比べて、速度分布の一様化がかなり進んでいることが特徴である。しかしながら、この場合においても、亜音速ディフューザ出口部付近の速度はまだ一様とはほど遠いことが、図25よりあきらかである。図25はN = 15 cm, すなわち、亜音速ディフューザ出口面より57mm上流の軸方向位置における半径方向のマッハ数分布を示したものである。図15にみられるように、亜音速ディフューザの最下流部57mmの長さによる壁面静圧の上昇は全体の圧力上昇に比べてきわめてわずかであること、ならびに、N = 10 cmにおける分布と同様な分布をしていることから、出口面においては図25の横軸をわずかにひきのばした形状の分布をしているものと考えられる。図25において中心部付近のピークのマッハ数は0.57であり、

$$M_{av} = \int_{-R}^R MYdY / R^2 \quad (3)$$

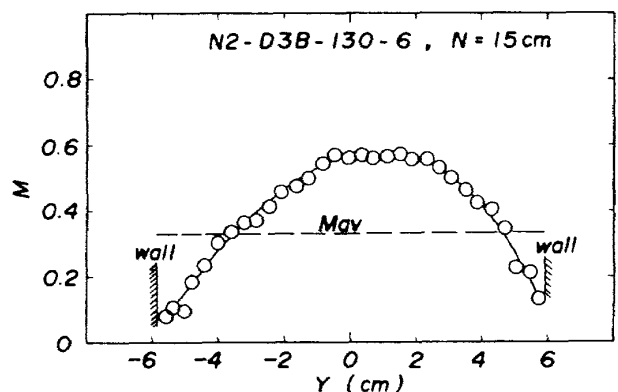


図25 亜音速ディフューザ出口付近のマッハ数分布

によって計算した平均マッハ数 M_{av} は 0.34 である。ただし、上の式において R は壁面の半径である。

以上に述べたピトー圧および静圧のトラバース実験によって、3.1.1 および 3.1.2 節で予想した通り、N1 を用いた形状においては、セカンド・スロート出口又は超音速ディフューザ入口においては超音速の部分を持ち、N2-D3B の形状においては超音速の部分しかもたないことが示された。N2-D3B の形状においては、セカンド・スロート出口において、 $M=1$ にきわめて近いピークをもつ超音速の流れが存在することがわかった。

Waltrup と Billig¹²⁾ は一様な超音速流を一定断面積の円管内を通してできる衝撃波の構造をしらべ、境界層のはくりに伴って生じる衝撃波システムは斜め衝撃波からなっている事を示した。彼等の実験では、出口において垂直衝撃波による圧力回復値よりも低い圧力回復値の範囲をとりあつかった。この実験においても 3.1.2 節にのべたように、N1-D3A、N1-D3B においては、セカンド・スロート一定断面積部での圧力回復値は垂直衝撃波による回復値よりも低い。それにもかゝらず、ここで述べたトラバース実験の結果は、セカンド・スロート内の衝撃波システムは、中心部において垂直衝撃波、円環部においては斜め衝撃波からなっている事を強く暗示している。Waltrup らの結果との相異は、ノズル出口面における急激な形状変化のためにおこるフリー・ジェット部とその再付着部、ならびに、セカンド・スロート斜め部の存在などによる流れの変化が原因であろうと思われる。それに関連して、セカンド・スロート一定断面積部の流れ方向への静圧分布と彼等の実験結果との定性的な比較を付録に記述する。Waltrup および Cameron¹³⁾ は最近、Waltrup と Billig の実験と同一の形状において、一旦境界層のはくりがおこなわれた後は、超音速ディフューザの下流方向へ流れる過程において再付着することがないことを、壁面のせん断応力を直接測定することによって実証した。本実験においても、N1 を用いた形状において、超音速ディフューザ部でのみぬりつけておいた油がセカンド・スロート部まで逆流する場合は数例みられた。これらの場合には、セカンド・スロート出口においても流れははくりにしていると考えられる。

超音速ディフューザ内では、速度分布の軸対称性がきわめて低いことが、トラバース実験によって示されたが、これは、上述のように、セカンド・スロート一定断面積部において境界層のはくりが起っていることを示すものである。セカンドスロート一定断面積部を長くすれば、超音速部が減速され、亜音速になるに従って軸対称性および一様性が改善される傾向にある。

3.1.4 亜音速ディフューザの効率

筆者らの現在使用している零二次流エセクタのスタート圧力比の予測のための計算法²⁾における亜音速ディフューザの取扱いは、セカンド・スロート出口における一様な亜音速流が断熱壁を仮定した効率 η_{ad} (以下、断熱効率と呼ぶ) で亜音速ディフューザの出口部の背圧まで完全拡散することによって、セカンド・スロートに対する背圧を下げる働きをするものとしている。セカンド・スロート部の流れは、German¹⁴⁾ のモデルを用いている。すなわち、セカンド・スロート入口における一様な超音速流が、その出口において、質量、運動量、および、エネルギー保存式に従って一様な亜音速流なるものとするモデルである。すでに 3.1.2 および 3.1.3 節で述べたように、実験した形状のうち、N1、N5 を用いた場合にはセカンド・スロート出口部において超音速の部分を含み、N2 ノズルを用いた場合には、そこにおいて亜音速ではあるが、一様な速度分布はもたない。それにもかゝらず、セカンド・スロート内の圧力回復が垂直衝撃波値に近い N2 について、一次元の取扱いをした断熱効率のオーダを推定することは興味がある。

超音速ディフューザ入口面の代表マッハ数 M_1 は、角部上流約 15mm の位置の壁面静圧の測定値 P_1 と質量保存式

$$\frac{A^*}{A_{ST}} \frac{P_t}{P_1} \sqrt{\left(\frac{2}{r+1}\right)^{\frac{r+1}{r-1}}} = M_1 \sqrt{1 + \frac{r-1}{2} M_1^2} \quad (4)$$

によって決められる値とする。断熱効率 η_{ad} は、

$$\eta_{ad} = \frac{\left(1 + \frac{r-1}{2} M_1^2\right) \left(\frac{P_b}{P_{t1}}\right)^{\frac{r-1}{r}}}{\frac{1}{2} M_1^2} \quad (5)$$

となる。ただし、

$$\frac{P_{t1}}{P_1} = \left(1 + \frac{r-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{r}{r-1}} \quad (6)$$

図 26 に、N2-D3B と $A_E/A_{ST} \cong 2.3$ の亜音速ディフューザを組み合わせたときの断熱効率を示す。 θ_{SB} が大になると急速に η_{ad} は低下することがわかる。同図に、N2-D3A と亜音速ディフューザを組み合わせた場合についても点線で示してあるが、入口部の速度分布の非一様性のため N2-D3B の場合より効率は高めに出る。N1 および N5 に (4)~(6) 式を適用すれば $\theta_{SB} < 6^\circ$ では 100% 以上の効率値が得られる。これは、亜音速ディフューザ入口において一様な亜音速流という仮定からのずれが大きいために起ることであり、また、セカンド・スロー

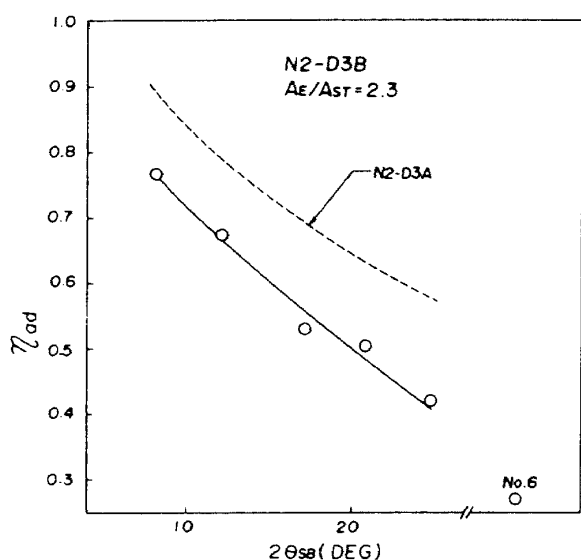


図 26 亜音速ディフューザの効率

ト部で終了していると仮定している衝撃波システムによる圧力回復が亜音速ディフューザ部でも起っているためである。

衝撃波システムによる圧力上昇に比べて、亜音速における拡散による圧力上昇は小さいこと(たとえば、図 15 参照)、および、用いている設計計算法の近似的な性格から、図 26 の実線の値を亜音速ディフューザの効率として入力してさしつかえないであろう。セカンド・スロート出口部で超音速部分をもつ形状についても、 $(L/D)_{ST}$ が 6 ~ 8 の場合には、亜音速ディフューザ部での衝撃波による回復は短い区間で起っているので、この場合についても図 26 の実線の値を近似的に用いることができよう。実際に、これらの値を用いて計算した結果を図 12 および 13 に理論線として示す。計算値は実験値より高めであり、設計上は安全側になる。

3.2 ノズル形状の効果の予備的実験

ここでは、表 1 のノズルのうち、図 2 に示した 4 コのノズルで、 $A_{NE}/A^* \cong 10.7$ の N2 と N4、および、 $A_{NE}/A^* \cong 25$ の N1 と N3 のあいだのエゼクタ特性の相異について主に述べる。N4 および N3 はそれぞれ 15° 半頂角の円錐ノズル N2 および N1 と同一の開口面積比をもち、出口半開角が約 8° になり、かつ、長さや推力をパラメタとした時の最適形状からのずれが著しくないようにコンツアされている。

3.2.1 エゼクタ特性

図 27 にノズル開口面積比 10.7 のノズル N2 および N4 についてエゼクタ性能の比較をおこなった。この場合、ノズル出口面とディフューザ入口面はほぼ一致している。同一のディフューザ形状 D3B-130-4 と組み合わせた

場合、N4 は N2 に比べ低圧室圧力比 P_c/P_t の値が約半分まで小さくなることからわかる。N2、N4 とともにこのノズル位置ではスタートとブレイク・ダウンのあいだのヒステリシスはほとんどない。スタート時に P_c/P_t がゆっくり変化しているのは、低圧室体積と低圧室圧力導管のおくれによるものと考えられる。わずかではあるが、スタート又はブレイク・ダウン圧力比が N4 の場合 N2 より小さいことが認められる。

D3B-130-4 と組み合わせた場合、N1 はスタートするが、N3 はノズルとディフューザ相対位置 $X_{NE} - 0.2 \sim +6.9$ cm まで変えてもスタートしなかった。N3 に対しては収縮断面積比 A_{ST}/A_D が小さすぎたものと判断された。このことは、コンツア・ノズルをもつロケット・エンジンの試験用のディフューザを設計する際の重大な問題となり得る。ここでは N1 と N3 との比較のため、ディフューザ D2 を用いた。前述の通り、D2 の A_{ST}/A_D はほぼ垂直衝撃波限界の値である。図 28 に、 $X_{NE} = 0.7$ cm における N1 と N3 のエゼクタ性能の比較をおこなった。同図における N1 と N3 の大きな相異は、コンツア・ノズル N3 を用いた場合にはスタート圧力比 $(P_t/P_b)_{ST} = 25.1$ に対して、ブレイク・ダウン圧力比 $(P_t/P_b)_{BR} = 20.4$ であり、大きなヒステリシスを示すことである。ブレイク・ダウン圧力比は N2 と N4 との比較でもみられたように、わずかに N3 の方が N1 の場合より低くなる。 P_c/P_t のレベルは N3 が N1 よりもわずかに低くなるが、N2 と N4 との比較から予想されるほど低くならない。図 28 に示される開口比 $A_{NE}/A^* \cong 25$ のノズルでは P_t の低い範囲において、わずかではあるが、 P_t の増加に伴って P_c/P_t の値が減少する。これはいわゆる“レイノルズ数効果”であり、Johnston¹⁵⁾ によって類似な傾向が観察されている。このレイノルズ数効果は $A_{NE}/A^* \cong 10.7$ の N2、N4 においては実験の範囲ではほとんどみられていない。 $A_{NE}/A^* \cong 10.7$ と 25 とのあいだの相異はフリー・ジェット部の長さの相異に起因しているようにみえるが、その詳細については不明である。図 28 の N1 の場合、 P_t の増加に伴って一旦減少した P_c/P_t の値は $P_t/P_b \cong 30$ から再び上昇を始める。この現象は、著者らが前報¹⁾ で推定したように、作動室素ガス凝縮によって引き起されるものであろう。凝縮の効果は 15° 円錐ノズルでは顕著であるが、コンツアノズル N3 では実験の範囲ではほとんどあらわれていない。最適推力にコンツアされたノズルにおいては、ノズル出口壁面付近におけるマッハ数が、放射状流と考えられる同一開口比の円錐ノズルに比べて低いために、 P_c/P_t におよぼす影響が小さいものと考えられる。

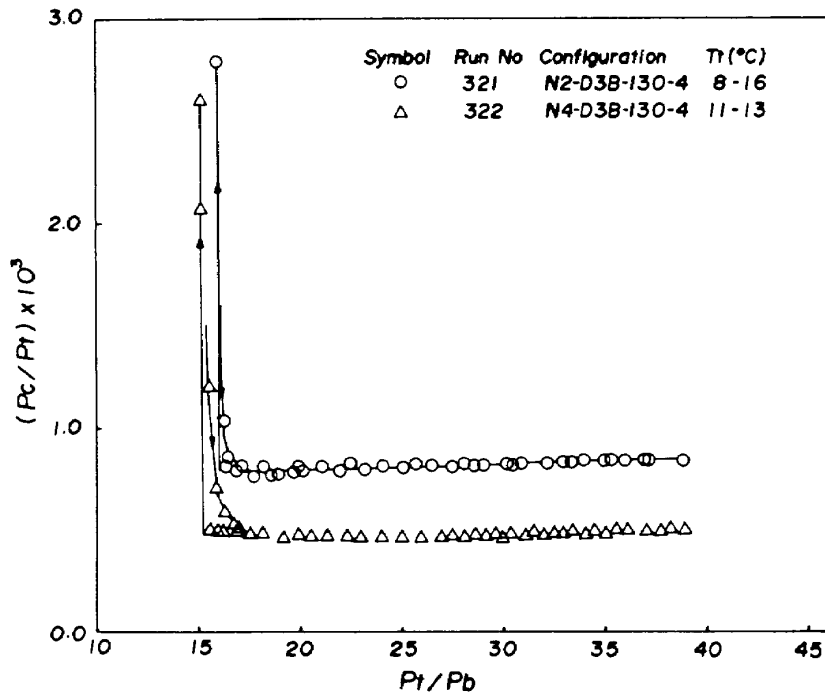


図 27 円錐ノズルとコンツア・ノズルのエゼクタ性能の比較 (N2, N4)

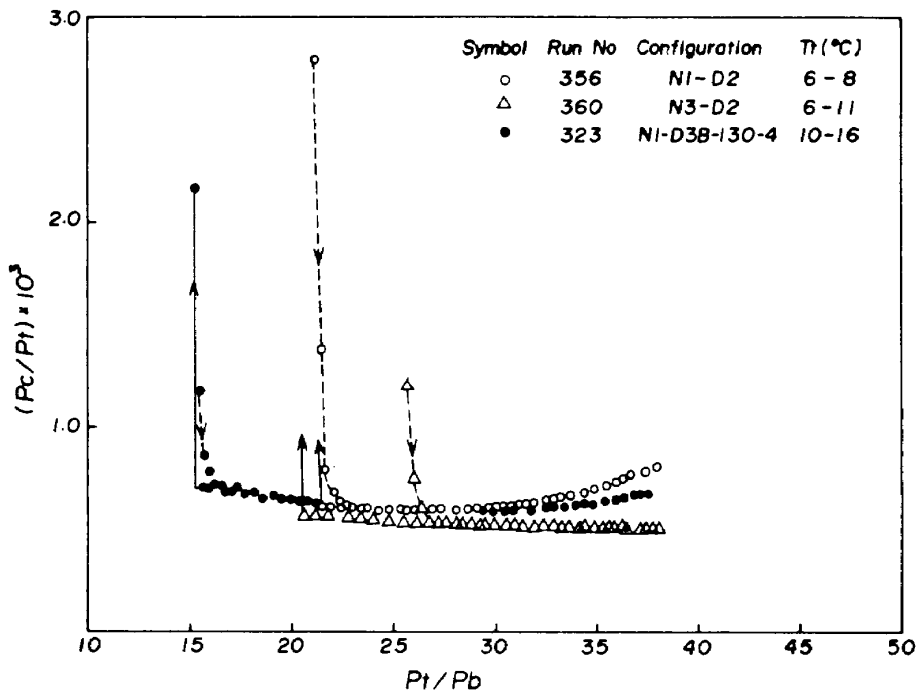


図 28 エゼクタ性能の比較 (N1, N3)

N1 と N3 とのあいだのエゼクタ特性の相異はスタート圧力比およびブレイク・ダウン圧力比よりも低いノズル全圧 P_t の範囲, すなわち, エゼクタがスタートしない範囲でもみられる。図 29 および 30 にそれぞれ P_t を上げていった場合の低圧室圧力 P_c の時間に対する変化を示

す。 P_t は $\text{kg/cm}^2 \text{ abs}$, P_c は torr で書かれているが, P_c のスケールは図 30 では図 29 の 2 倍になっている事に注意しなければならない。図 29 の N1-D2 はセカンド・スロート・ディフューザにおける典型的なスタートへの遷移である。図 30 の N3-D2 では, P_t が約 19 kg/cm^2

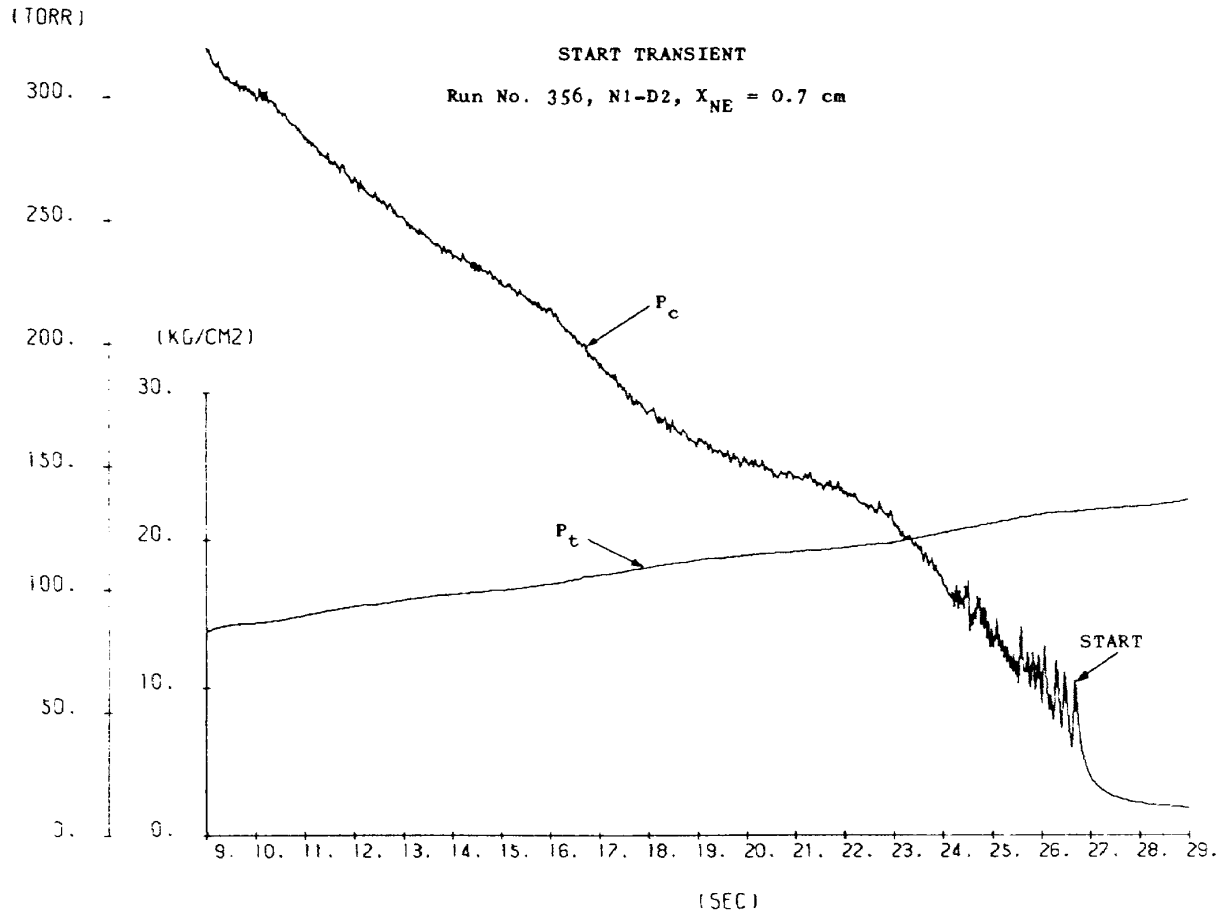


図 29 スタート前の時間的変化 (N1-D2)

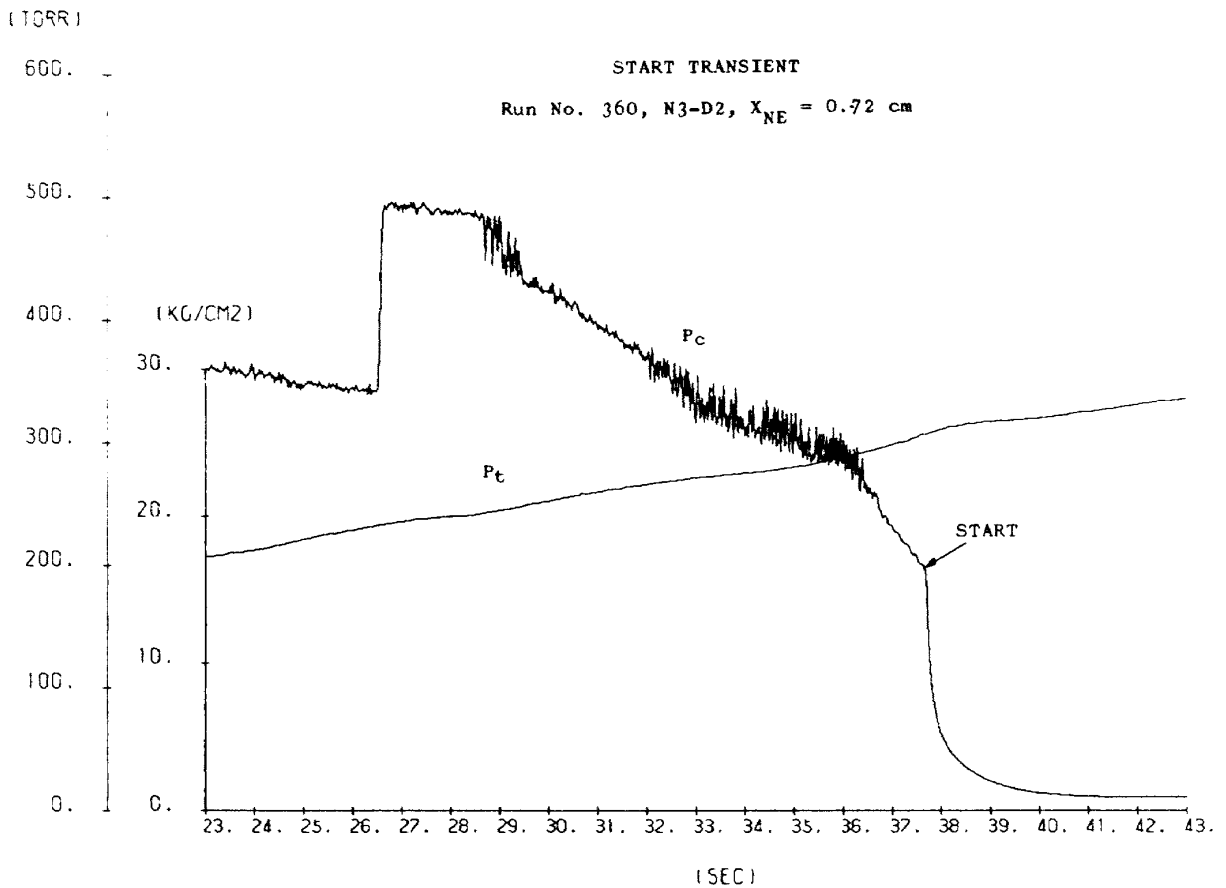


図 30 スタート前の時間的変化 (N3-D2)

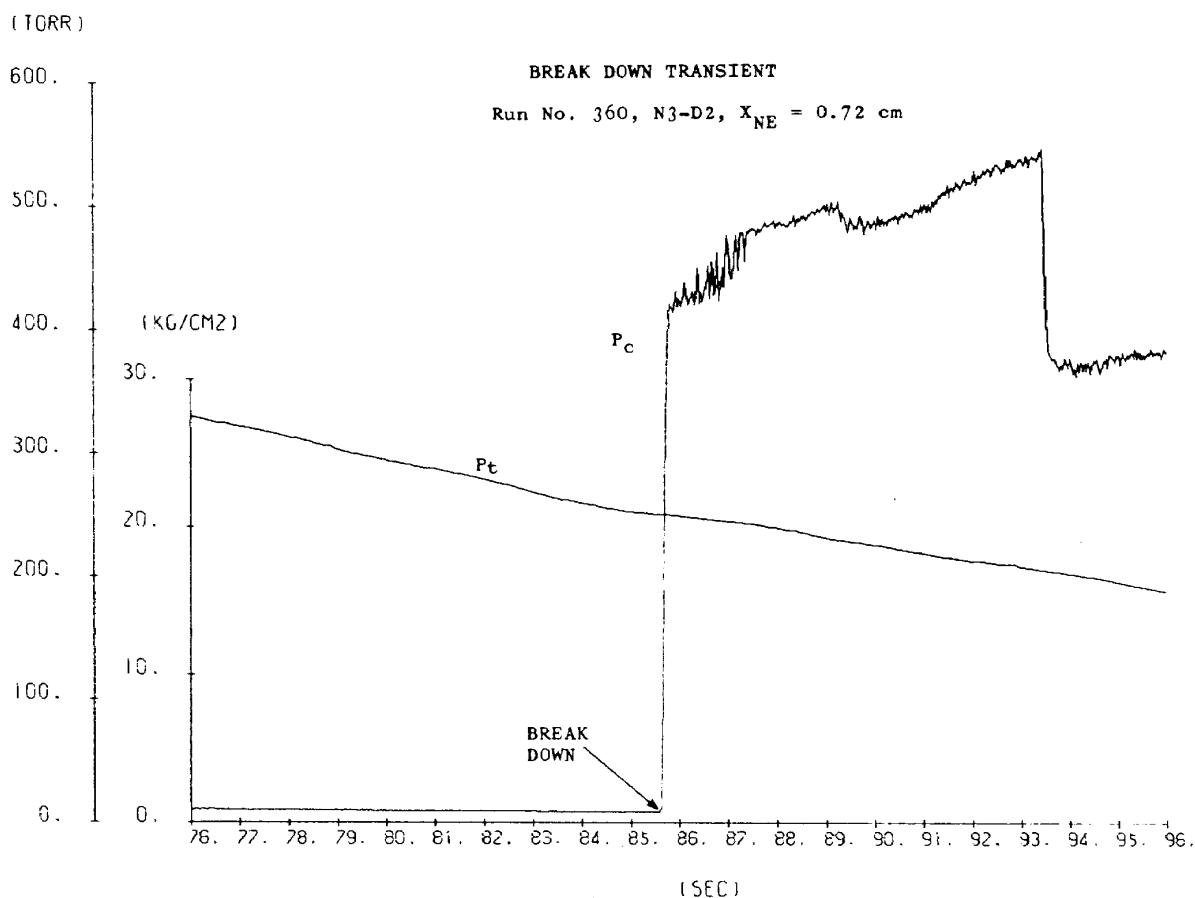


図 31 ブレーク・ダウン後の時間的変化 (N3-D2)

cm^2 において流れの構造が急変することを暗示するような P_c の急上昇がみられ、 P_t の増加に伴って、ある種の不安定による P_c の振動があらわれ、 P_c が約 200 torr においてスタートする。N1 では P_c が約 50 torr でスタートした事と比べれば N3 におけるスタート時の変化は急激である。これらの点をより劇的に示すのはブレーク・ダウン時の変化である (図 31)。

N1 においてはブレーク・ダウン直前約 10 torr の低圧室圧力が、その直後で 50 torr まで上昇するに過ぎないが、N3 では 400 torr まで上昇する。ブレーク・ダウン後もスタート前と同様に $P_t \cong 19 \text{ kg/cm}^2$ における P_c の急変もみられる。N3-D2 でみられたスタートとブレークダウン時、および、 $P_t \cong 19 \text{ kg/cm}^2$ における P_c の急変は、ディフューザ D1 すなわち、一定断面積ディフューザと組み合わせた形状 N3-D1 では観察されなかった。従って、このような現象は、ノズル・コンツアとセカンド・スロートの存在の両方にある種の条件が満足されたときに起るものと考えられる。その条件を現在のデータから推定することは不可能であるが、セカンド・スロート径がノズル出口径と同一か又はそれ以下の場合にコンツア・ノズルを用いる場合には、この種の急激な圧

力変化の有無を確認する必要がある。

3.2.2 ノズルとディフューザの相対位置の効果

ディフューザ入口面を原点として下流側を正にとった座標上でのノズル出口面の位置を X_{NE} (図 1 参照) とすると、低圧室圧力比が一定になる X_{NE} の範囲は $X_{NE1} < X_{NE} < X_{NE2}$ となることはすでに前報¹⁾で示した。ただし、 X_{NE1} および X_{NE2} はジェット境界とディフューザ入口角部およびセカンド・スロート斜め部との干渉によって P_c/P_t の値が上昇を始めるノズル位置であり、それぞれ非粘性ジェット境界がディフューザ入口角部およびセカンド・スロート斜め部入口角部に衝突するノズル出口位置として近似的に求められる。図 32 に、 $A_{NE}/A^* \cong 10.7$ の円錐ノズル N2 とコンツア・ノズル N4 の X_{NE} の変化によるエセクタ特性の変化を比較した。N2-D3 については前報¹⁾のデータである。 P_c/P_t の値はディフューザ入口径が一定で、 P_t の値が同一ならば、セカンド・スロートを含む下流の形状にはよらない。なぜなら、スタートした範囲ではセカンド・スロート入口部において超音速であるからである。N2, N4 の場合は、図 27 に示したように P_c/P_t の値は P_t によってほとんど影響を受けていない。このような理由から、図 32 に

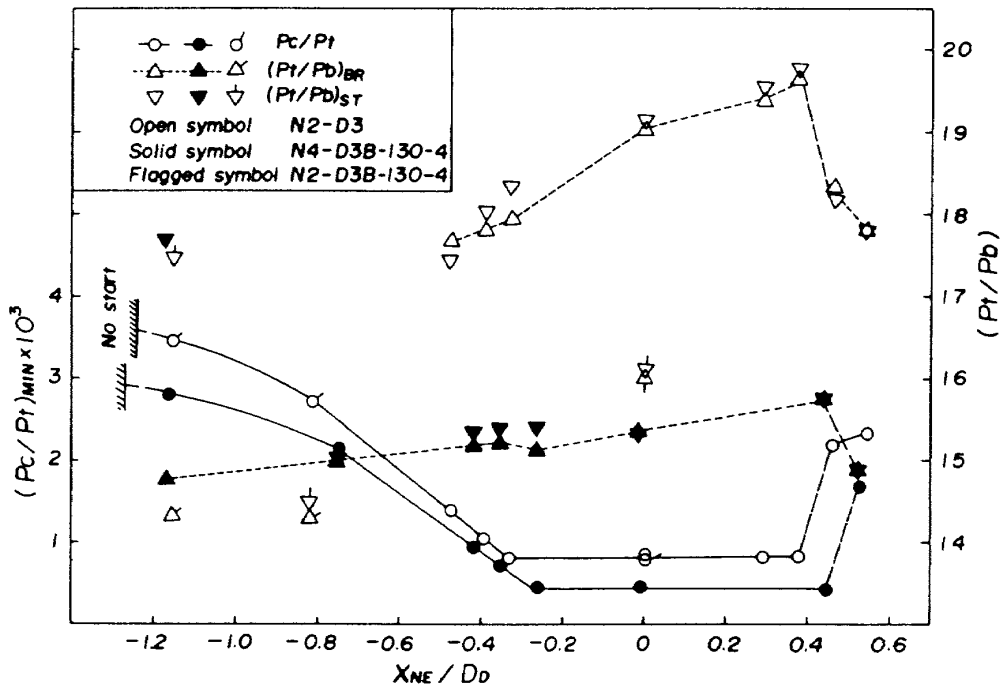


図 32 ノズルとディフューザの相対位置の効果 (N2, N4)

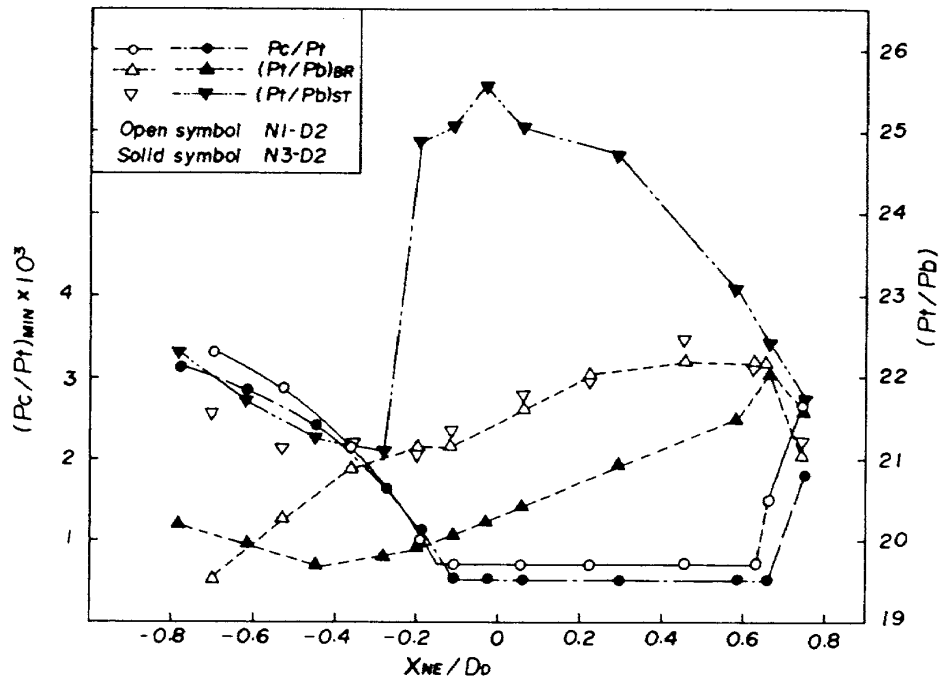


図 33 ノズルとディフューザの相対位置の効果 (N1, N3)

において N2-D3 と N2-D3B-130-4 の P_c/P_t の値は同一の線で結んだ。N4 においては N2 に比べ、 P_c/P_t が一定の範囲はわずかに右側、すなわち、ディフューザ側へ移動することがわかる。 $X_{NE} < X_{NE1}$ 、すなわち、ノズルを低圧室側へひき込んで P_c/P_t が上昇を始める位置より X_{NE} を減少させると、始めはほぼ直線的に P_c/P_t

が増加するが、さらに X_{NE} を減少させると P_c/P_t 増加はゆるやかになり、ついにはジェット境界が壁面に到達不能となり、ディフューザはスタート不能となる。

N4, N2 とも、 X_{NE} の広い範囲に渡ってスタートとブレーク・ダウンとのあいだにほとんどヒステリシスは無い。ただ、スタート不能の X_{NE} に近づくヒステリシ

スは急速に増大することが図 32 からわかる。 P_c/P_t 一定の範囲における X_{NE} の減少に伴うスタートまたはブレイク・ダウン圧力比の減少は N4 については N2 よりも小さい。この減少は主として、セカンド・スロート斜め部の圧力×面積の項によるものであるが¹⁾、N4 からのジェットの流れのうち、セカンド・スロート斜め部の方向に向うものゝ中心線となす平均的角度は、N2 の場合のそれに比べて小さいので、 X_{NE} の変化によって斜め部近くにおける流れの方向の変化は小さくなり、従って、斜め部圧力×面積項の変化が小さいためであると考えられる。このことは壁面の圧力分布の測定によって確かめられている。なお、N2-D3 と N2-D3B-130-4 との比較で後者のスタート圧力比が約 3 だけ低いのは、3.1 節で述べたように、亜音速ディフューザの併用による利得である。

図 33 にはディフューザ D2 と組み合わせた時、 $A_{NE}/A^* \cong 25$ で 15° 半頂角のノズル N1 とコンツァ・ノズル N3 の X_{NE} によるエゼクタ性能の変化を示す。N2 と N4 の比較 (図 32) でもみられたように、N1 に比べ N3 では P_c/P_t の一定値は低く、 X_{NE1} 、 X_{NE2} ともわずかに大きくなる。それとは別に、最も重大な N1 と N3 のあいだの相異は、3.2.1 節でも $X_{NE} = 0.7$ cm の場合について述べたが、N1-D2 の形状では P_c/P_t が一定の範囲でほとんどスタートとブレイク・ダウンのあいだのヒステリシスは無いのに対して、N3-D2 の形状では P_c/P_t が一定の範囲において特に大きなヒステリシスがみられることである。ヒステリシスはセカンド・スロート斜め部とジェットが干渉を始める位置 X_{NE2} において最も小さく、 $X_{NE} > X_{NE1}$ の範囲で X_{NE} の減少に伴っ

てスタート圧力比は増加し、ブレイク・ダウン圧力比は減少する傾向にあり、その結果としてヒステリシスは大きくなる。図 33 に示す形状において、ディフューザがスタート不能となるノズル出口位置は低圧室の長さが不十分であったために見出すことはできなかったが、N1-D2 にみられるスタートとブレイク・ダウンのあいだの差の発散傾向から X_{NE}/D_D が -0.8 の位置はかなりスタート不能の位置に近いものと推定される。

上述のヒステリシスは、通常の風胴の形状、すなわち、ノズル出口面に幾何学的な急拡大のない場合のディフューザにみられることである。単純に考えれば、ノズル出口径 (N1, N3 では 100mm) とディフューザ入口径 (119mm) にあまり差がなければ、コンツァノズルを用いたときには、風胴の形状により近くなり、スタートの挙動もそれに類似するといえる。しかしながら、N3 の場合のノズル出口面におけるマッハ数分布を考慮して、より詳細な実験と解析をおこなわなければ一般的な結論を導き出すことはできない。

3.2.3 エゼクタ性能計算と実験との比較

円錐ノズルとセカンド・スロート・ディフューザを組み合わせた場合のスタート又はブレイク・ダウン圧力比の簡単な計算法 (German らの方法¹⁴⁾)、および、再付着角度相関を用いる低圧室圧力比の計算法の詳細は前報²⁾ で計算プログラムと共に示した。簡単のため、これらの計算法で、コンツァ・ノズル N3 および N4 はノズル出口角度 θ_{NE} が実測値と同一の円錐ノズルであるとして計算した。その結果を表 4 に実験値と共に示す。なお、表 4 の実験値は X_{NE} は 0 から 0.7mm のあいだにあり、実質的には $X_{NE} = 0$ と考えてよい。同一の形状において、

表 4. $X_{NE} \cong 0$ におけるエゼクタ性能計算と実験値との比較

Configuration	(P_t/P_b)		$(P_t/P_b)_{BR}$		$(P_c/P_t)_{MIN} \times 10^3$	
	Exp.	Calc.*	Exp.	Calc.	Exp.	Calc.
N2-D3B-130-4	16.06	—	16.02	16.62	0.750	0.904
N4-D3B-130-4	15.24	—	15.36	15.48	0.462	0.417
N1-D3B-130-4	15.36	—	15.24	15.70	0.606	0.543
N1-D2	21.45	—	21.39	22.28	0.610	"
N3-D2	25.05	24.64	20.44	20.05	0.548	0.193
N1-D1	27.75	—	27.83	27.83	0.641	0.543
N3-D1	27.94	—	26.95	26.39	1.295**	0.193

* Normal shock theory (Ref.2)

** Condensation effect

$(P_t/P_b)_{ST}$ 又は $(P_t/P_b)_{BR}$ の値が前に報告¹⁾したものとわずかに異なるが、これは測定誤差の範囲内である。同様な相異が P_c/P_t の値にもみられるが、3.2.1節で述べたように P_c/P_t の値はレイノルズ数効果によって P_t に依存するし、凝縮の効果によって P_t , T_t に依存するのでこのような相異がみられたのであろう。ここでは、 $(P_c/P_t)_{MIN}$ は、 $(P_t)_{BR}$ から $(P_t)_{BR} + 2 \text{ kg/cm}^2$ の範囲の2回の実験の平均値をとった。

表4の実験値は3.2.1節の記述を表にまとめたものであるが、そこでふれたように、同一のノズル開口面積比のコンツア・ノズルは、 15° 円錐ノズルに比べ、ブレイク・ダウン圧力比(ヒステリシスのない形状についてはスタート圧力比も)、低圧室圧力比ともやや低くなることとが明らかである。表4の計算値と実験値の比較によってわかるように、コンツア・ノズルを用いた場合も、ブレイク・ダウン圧力比 $(P_t/P_b)_{BR}$ は円錐ノズルを用いた場合と同程度の精度で予測できることがわかる。なお、亜音速ディフューザ130-4の効果は、3.1.4節の図26の実線の効率値を入力することによって計算上の考慮をほらった。

大きなヒステリシスをもつ形状、N3-D2のスタート圧力比は、通常風胴のスタート圧力比の計算法、すなわち、垂直衝撃波理論¹⁶⁾によるスタート値に近い値が得られている。これは単なる偶然かも知れないが、コンツア・ノズル出口径とディフューザ入口径の差が小さい場合には風胴の形状に近づくことを考慮すれば、注目に値する。

低圧室圧力比の計算値はN3ノズルを使った組み合わせ以外の実験した形状においては、実験値と満足すべき一致を示す。N3ノズルを用いた場合、低圧室圧力比は実験値の約 $1/3$ である。コンツア・ノズルを用いる場合の低圧室圧力比の計算法はさらに検討する必要がある。

4. む す び

本報告は、零2次流エゼクタ性能におよぼすセカンド・スロート・ディフューザの下流にとりつけた拡大管(亜音速ディフューザ)の効果と、エゼクタのノズルの形状の効果を実験的にしらべたふたつの部分からなっている。

セカンド・スロート一定断面積部の長さ/直径の比 $(L/D)_{ST}$ 約6および8の超音速ディフューザの下流に半頂角 θ_{SB} が $4^\circ \sim 12^\circ$ の亜音速ディフューザを取りつけ、零2次流エゼクタのスタート性能、ディフューザ壁面の静圧分布、亜音速ディフューザ部のピトー圧および静圧の半径方向の分布などの測定によって次のことがわかった。

(1) 亜音速ディフューザの開口面積比が2.3の場合、亜音速ディフューザを取りつけない場合に比べ、10%以上のスタート圧力比の減少がみられ、セカンド・スロートとノズル・スロートの面積比が小さい場合にはより大きな相対的なスタート圧力比の減少がみられる。

(2) 亜音速ディフューザの半頂角 θ_{SB} が大きくなるとスタート圧力比は増加する。しかし、角部のフェアリングはスタート圧力比に影響をあたえない。

(3) 亜音速ディフューザ壁面に定常的な渦が観察される限界は、ほゞ Reneau らの流れ領域図のはくりと非はくりの分割帯に位置する。定常的な渦が観察される場合には、亜音速ディフューザの開口面積比の増加によるスタート性能の改善はほとんどできない。

(4) $(L/D)_{ST} = 6 \sim 8$ においては、ノズル出口面積とディフューザ入口の面積との差が小さい場合、セカンド・スロート出口における流れは超音速部を含む。 $(L/D)_{SD} \cong 6$ におけるセカンド・スロート出口部の速度分布は、環状の超音速部があることから、セカンド・スロート一定断面積部の衝撃波システムは中心部に垂直衝撃波をもち、壁近くの環状部が斜め衝撃波からなっていることを暗示する。

(5) 亜音速ディフューザ入口において超音速部が残っている場合、亜音速ディフューザ部における静圧の回復は、入口部で亜音速である場合に比べて大きい。

$(L/D)_{ST}$ が十分長くない場合、亜音速ディフューザの入口では、超音速の部分を含む流れであり、はくりしている可能性があるため、理論的なアプローチはきわめて困難であると思われる。一方、実用的には、ゆるされた範囲の長さで最大のスタート性能を得るためには、亜音速ディフューザの長さ、セカンド・スロートの長さを適当に配分する必要がある。本実験からおよその判断をするならば、セカンド・スロート一定断面積部における大きな圧力回復を考慮すれば、 $(L/D)_{ST}$ を6以下にすることは得策ではなく、長さや性能をパラメタとした場合の最適形状は $(L/D)_{ST} = 6 \sim 8$ 、亜音速ディフューザ開口面積 $A_E/A_{ST} \cong 2$ 、 $\theta_{SB} = 4^\circ \sim 8^\circ$ の範囲にあるものと思われる。

ノズル・コンツアの零2次流エゼクタの特性におよぼす効果をしらべるために、半頂角 15° の円錐ノズルと、出口半角が約 8° で最適推力に近い形状にコンツアされたノズルを同一のディフューザと組み合わせたときのエゼクタ特性の比較をおこなった。使用したノズルはスロート径20mmで、開口面積比 A_{NE}/A^* は約10.7および25の2組であり、ディフューザ入口面積比 A_D/A^* は34.5であった。実験の結果つぎのことがあきらかになった。

(1) $A_{NE}/A^* = 10.7$ のコンツア・ノズルと円錐ノズルとのエゼクタ性能の相異は、円錐ノズルの半頂角が出口角度まで小さくなったものと等価であるとして予測することができる。

(2) ノズル形状によるエゼクタ性能の相異は $A_{NE}/A^* \cong 25$ の円錐ノズル N1 とコンツア・ノズル N3 のあいだで最も大きく、次に記述するように要約される。

a) 実験的限界収縮断面積比に近い断面積比 $A_{ST}/A_D = 0.522$ のディフューザと組み合わせたとき N3 はスタートしない。

b) 垂直衝撃波限界収縮断面積比に近い断面積比 $A_{ST}/A_D = 0.667$ のディフューザと組み合わせたとき N3 もスタートするが、N3 では大きなヒステリシスがみられる。

c) 上記の b) 項の形状において、スタートとブレイク・ダウンの低圧室圧力のとびは、円錐ノズルを用いた場合に比較してきわめて大きい。

上記 a)~c) の結果は、ロケットエンジン高空性能試験用の零二次流エゼクタとしては望ましくないことであるが、これらのことはここで実験に用いた N3 ノズルとディフューザの適合性が良くないために起るのであるか、またはディフューザ入口径とノズル出口径の差が少ない場合のセカンド・スロート・ディフューザに常に起るものなのかを明らかにする必要がある。そのためには、より詳細な実験と、その結果にもとづいて、ノズル出口面におけるマッハ数分布を考慮し、スタートとブレイク・ダウンの区別をおこなった計算方法が開発されなければならない。

現状では、ノズル形状の効果はノズル出口径とディフューザ入口径の比が 1 に近い場合のセカンド・スロート・ディフューザについては予測が困難であり、ロケットエンジン高空性能試験用のディフューザの設計には、試験すべきエンジンのノズル形状を用いたモデル試験をおこなうことが望ましい。それが不可能な場合は、収縮断面積比を垂直衝撃波限界値以上に取り、スタート圧力比は垂直衝撃波理論から予測し、ブレイク・ダウン圧力比は German らの方法から予測する事によって、最適ではないが、一応の設計は可能であろう。

謝 辞

コンツア・ノズルの設計に当り、宇宙開発事業団委託業務成果報告に含まれる計算プログラムの使用を可能にして下さった宇宙開発事業団の藤田敏彦氏に感謝の意を表します。また、本実験に当り、多大の便宜をはかっていた角田支所ロケットエンジン高空性能研究室長

山田晃氏に心から感謝いたします。

引用文献

- 1) 宮島, 日下, 阿部, 鎌田, 植野, 佐藤; 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, 航技研報告 TR-449 (1976)。
- 2) 宮島博, 阿部登, 木皿且人; ロケット・エンジン高空性能試験用ディフューザの設計計算, 航技研資料 TM-313 (1976)。
- 3) P. F. Massier and E. J. Roschke; Experimental Investigation of Exhaust Diffusers for Rocket Engines, Liquid Rockets and Propellants (1960) pp. 3~75, Academic Press.
- 4) L. R. Reneau, J. P. Johnston, and S. J. Kline; Performance and Design of Straight, Two-Dimensional Diffusers, Trans. ASME, Series D, Journal of Basic Engineering, Vol. 89 (1967) pp. 141~150.
- 5) 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).
- 6) J. N. Sivo, C. L. Meyer, and D. J. Peters; Experimental Evaluation of Rocket Exhaust Diffusers for Altitude Simulation, NASA TN D-298 (1960).
- 7) 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).
- 8) 三菱重工業(株); LE-3 開発コンピュータ・プログラム, 昭和 46 年度宇宙開発事業団委託業務成果報告書 (1972)。
- 9) S. J. Kline, D. E. Abbott, and R. W. Fox; Optimum Design of Straight-Walled Diffusers, Trans. ASME, Series D, Journal of Basic Engineering, Vol. 81 (1959) pp. 321~333.
- 10) 航空宇宙技術研究所; 航空宇宙技術研究所のロケット・エンジン高空性能試験設備, 航技研 TR-454 (1976)。
- 11) E. P. Neumann and F. Lustwerk; Supersonic Diffusers for Wind Tunnels, Journal of Applied Mechanics, Vol. 14 (1949) pp. 159~202.
- 12) P. J. Waltrup and F. S. Billig; Structure of Shock Waves in Cylindrical Ducts, AIAA Journal, Vol. 11 (1973) pp. 1404~1408.

- 13) P. J. Waltrup and J. M. Cameron; Wall Shear and Boundary-Layer Measurements in Shock Separated Flow, AIAA Journal, Vol. 12 (1974) pp. 878 ~ 880.
- 14) 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.
- 15) S. C. Johnston; Experimental Investigation of a Supersonic Air Ejector Operating with a Second Throat, VKI TN 45 (1968).
- 16) A. H. Shapiro; The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. 1 (1953) pp. 144 ~ 147, Ronald Press.
- 17) P. E. Merkli; Pressure Recovery in Rectangular Constant Area Supersonic Diffusers, AIAA Journal, Vol. 14 (1976) pp. 168 ~ 172.

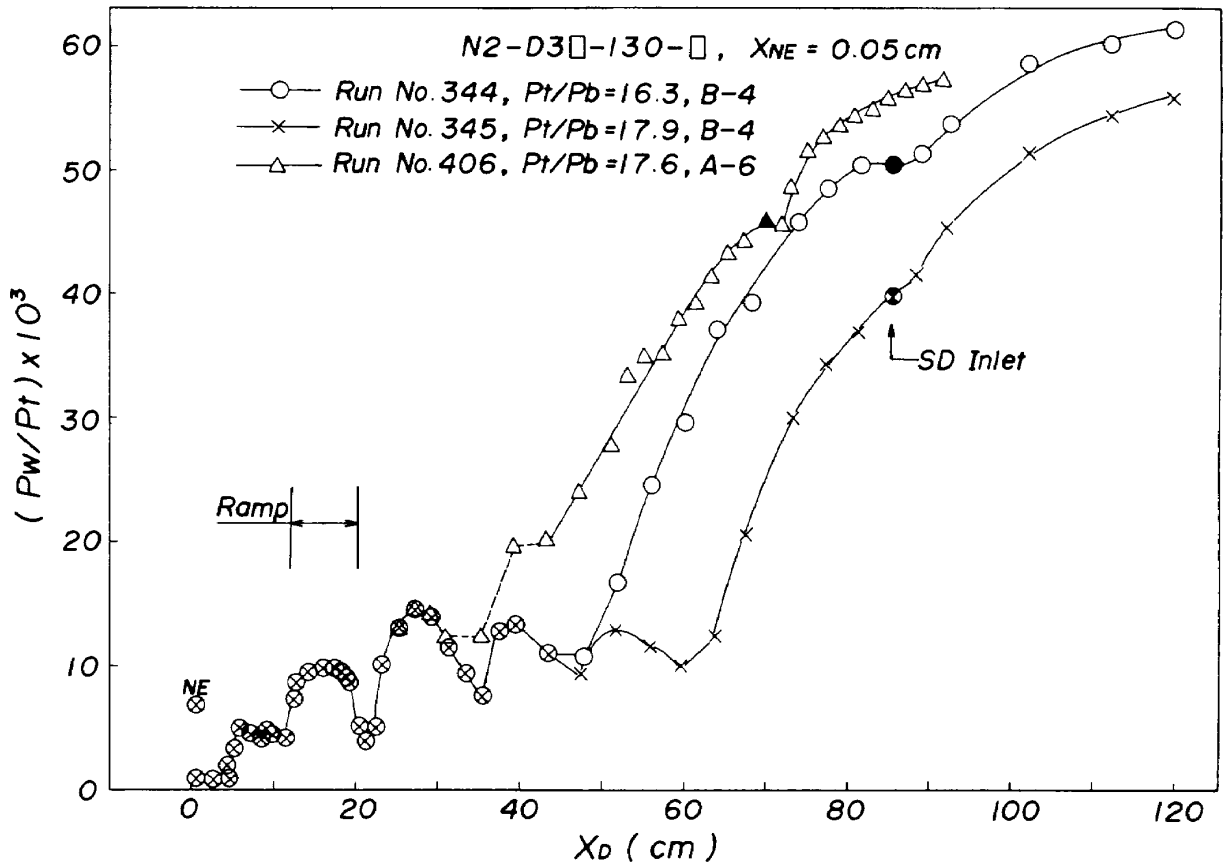
付録 セカンド・スロート部壁面静圧分布

3.1.2節ですでに述べたように、ディフューザ壁面の静圧の流れ方向への分布は、衝撃波と境界層の干渉による完全なはくりが起る点の上流においては内部のウェーブ・パターンに対応した増減をくり返す。はくり部の下流の静圧は急速に上昇を始める。3.1.2節では主として亜音速ディフューザ部における静圧の上昇に着目したが、ここでは、はくり部下流の一定断面積部の静圧の上昇に着目する。

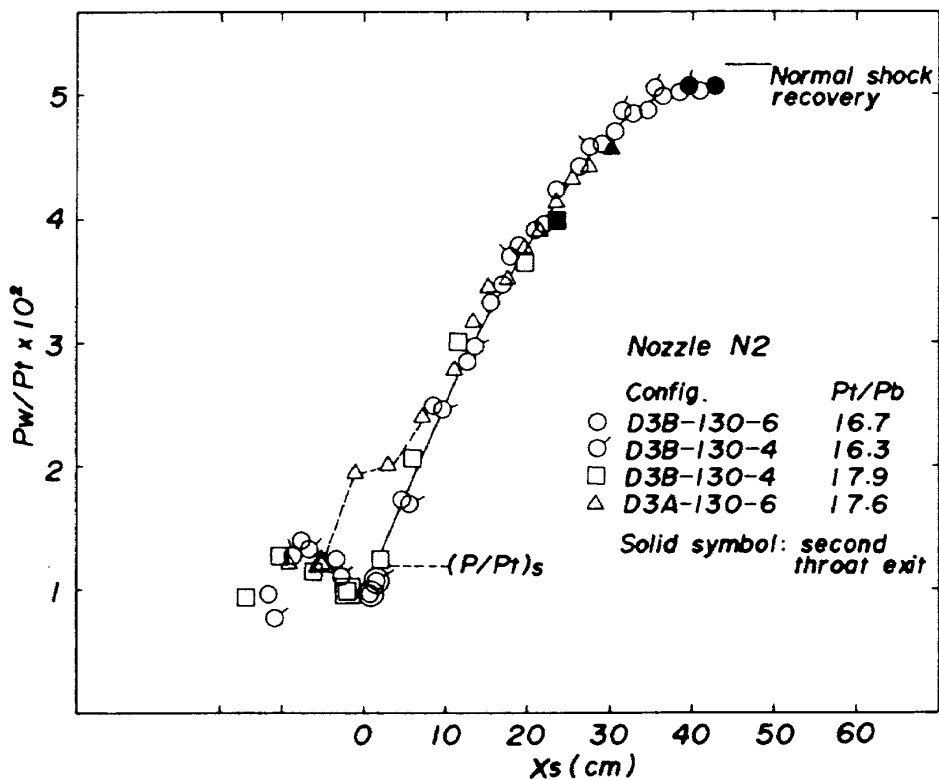
図A-1にノズルN2, 亜音速ディフューザ130-4, 6およびD3A, D3Bのセカンド・スロート・ディフューザを組み合わせた場合のディフューザ壁面の静圧分布を示す。背圧 P_b は大気圧である。横軸をずらすことによって、 P_w/P_t が単調な上昇を始める位置を合わせることによって、はくり後のセカンド・スロート一定断面積部における静圧上昇をほぼ一本の曲線であらわすことができそうにみえる。図A-2にみられるように、 $(L/D)_{ST}$ 6および8, 圧力比 P_t/P_b , 亜音速ディフューザ半頂角などに関係なく、ほぼ一本の線に乗せることができる。図中、黒ぬりの点はセカンド・スロート出口における静

圧を示し、2重の記号は、静圧の変動が観測される最も上流の圧力タップのもうひとつ上流の測定位置によって定義した¹⁾はくり点の静圧を示す。D3Aの形状において、静圧の上昇を始める位置付近において、共通の曲線からのずれが大きいのは、衝撃波システムの不安定によるものであろう。この傾向は特にN1-D3Aの形状において著しく、静圧は振動しながら上昇するかにみえる¹⁾。

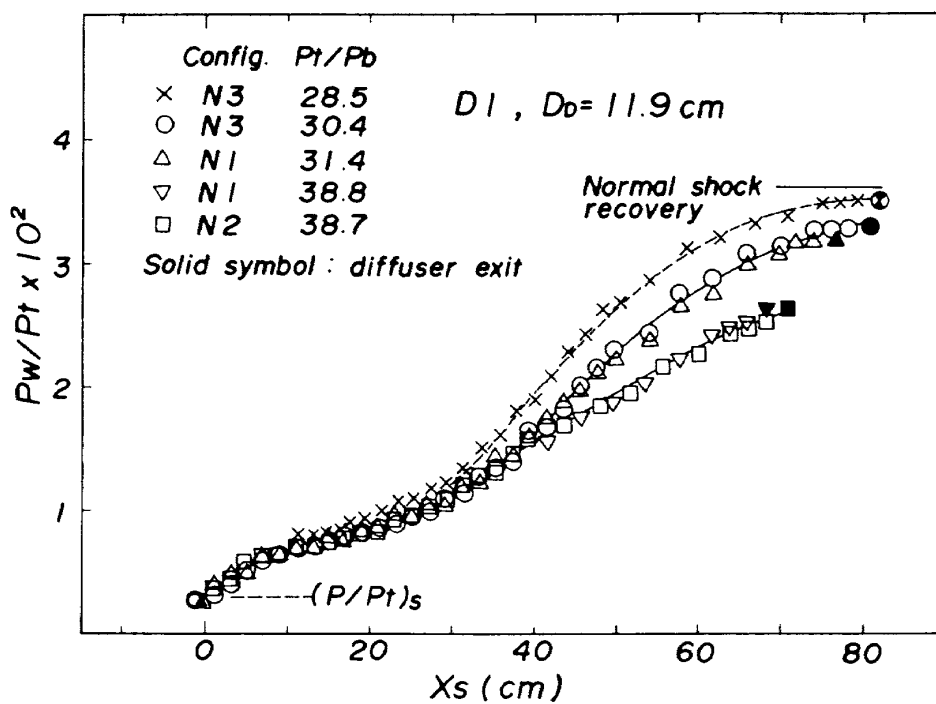
図A-2のD3B-130-6, およびD3B-130-4の形状で、 P_t/P_b がブレイク・ダウン圧力比に近い場合には、セカンド・スロート出口における静圧は、はくり点上流の平均マッハ数 M_S から垂直衝撃波によって回復する値ときわめて近いことが示される。圧力比 P_t/P_b が大きい場合およびD3Aの形状においては、セカンド・スロート出口部の静圧は、共通の曲線上にはあるが、垂直衝撃波回復にまではいたっていない。つまり、垂直衝撃波値までの回復の途中で出口面に達したことになる。このようなはくり後の圧力分布の同一化は、すでに、WaltrupとBillig¹²⁾によって示されたことであり、また、Merkli¹⁷⁾によっても確認されている。しかし、彼等の実験形状は、本実験の場合とは異なり、ノズルとディフューザが滑らかに接続されている一定断面積のデ



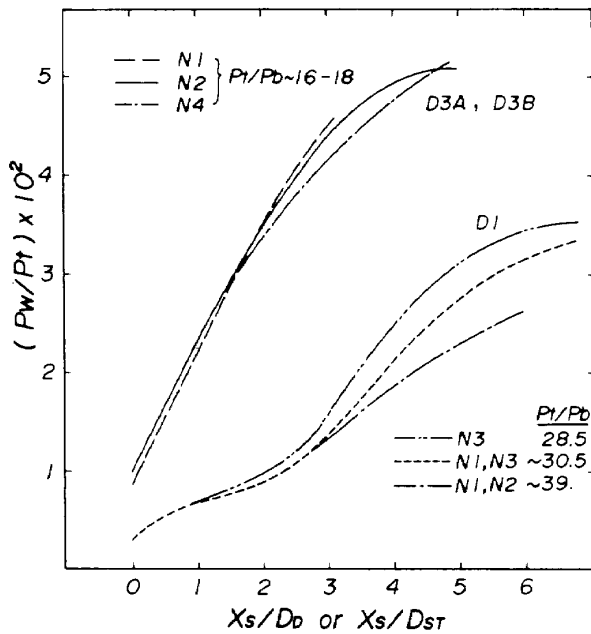
図A-1 N2ノズルを用いた場合のディフューザ壁面圧力分布



図A-2 はくり部下流の壁面圧力分布 (N2)



図A-3 一定断面積ディフューザにおけるはくり部下流の壁面圧力分布



図A-4 はくり部下流の圧力分布の比較

ィューザである。ノズル出口面の急拡大がある場合のセカンド・スロート一定断面積部においても、はくり部の位置を合せることによって圧力分布の同一化が可能であることがここではじめて示された。圧力分布の形状は、WaltrupとBilligが示したように2次曲線にはならず、その初期において直線的に上昇し、下流にいたって緩やかな上昇をする傾向にあり、Merkliの報告した圧力分布形状と一致する。

図A-3は長さ/直径比が約8の一定断面積ディフューザについてはくり部下流の圧力分布の同一化を試みたものである。はくり部直後の圧力分布は、ノズル開口比、ノズル形状、 P_t/P_b によらず、一本の曲線であらわすことができるが、下流に行くに従って P_t/P_b によって圧力上昇のパターンが異なってくる。この実験では P_b は大気圧であるので、 P_t の増加、すなわち、レイノルズ数の増加によってはくり部分と中心部の衝撃波システムのあいだの干渉が異なってくるためと考えられる。N3-D1の形状で、 $P_t/P_b = 28.5$ の場合には、ディフューザ出口において垂直衝撃波回復が得られていると判断される。

図A-3のはくり部直後の静圧の上昇パターンは、WaltrupとBilligの報告したそれと類似しているが、後半はむしろセカンド・スロート一定断面積部における上昇パターンと似る。

図A-4に、はくり後の圧力上昇をセカンド・スロート・ディフューザの場合と、一定断面積ディフューザについて比較した。セカンド・スロート・ディフューザにおける圧力上昇は、ノズル開口面積比、ノズル・コンツア等によってわずかに異なるが、内部の流れの性質はほぼ同じであることを暗示している。D3A, D3BとD1の圧力上昇パターンを比較すると、はくり部下流の流れは、セカンド・スロート・ディフューザの場合と一定断面積ディフューザの場合ではかなり異なることが推測される。

Waltrupらは、管内の衝撃波システムは斜め衝撃波の連続であることを示した。本実験では、3.1.3節で述べたように、セカンド・スロート一定断面積部では中心部に垂直衝撃波をもち、壁近くの環状部に斜め衝撃波をもつような一連の衝撃波システムからなっているものと思われる。このふたつの衝撃波システムの相異が壁面の圧力分布の相異となってあらわれるものと考えられる。従って、D1の場合にははくり部直後における衝撃波システムは斜め衝撃波の連続であり、長さ/直径の比約2-3にいたって中心部に垂直衝撃波を含む構造をもつ一連の衝撃波システムへ移行するものと考えられる。

Waltrupら、およびMerkliの実験した形状は共にノズル出口部に幾何学的な急拡大部をもたない一定断面積のディフューザであるが、Merkliのディフューザは長方形断面($1.91 \times 0.95 \text{ cm}^2$)であり、円形断面で、本実験と同程度の大きさのWaltrupらのディフューザに比べて、境界層の効果が大きく作用する条件における実験であるため、斜め衝撃波ではなく、垂直衝撃波を含む流れとなったものと考えられる。

はくり後の衝撃波システムに関する上記の考察を証明するためには、ディフューザ内の衝撃波システムの観察、流れ方向各位置における流れの諸量の測定などが必要である。

航空宇宙技術研究所報告493号

昭和52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)
