

第二スロートをもつ小型ラバー管の始動について

岩崎, 松之助
九州大学工学部

片山, 一三
三菱重工業株式会社

谷岡, 忠幸
三菱重工業株式会社

<https://doi.org/10.15017/4743430>

出版情報：応用力學研究所所報. 26, pp.169-187, 1967. 九州大学応用力学研究所
バージョン：
権利関係：



第二スロートをもつ小型ラバール管 の始動について*

岩 崎 松 之 助**
片 山 一 三***
谷 岡 忠 幸****

ま え が き

ラバール管 (daval nozzle) は気流を超音速に加速するための末広がりノズルである。この論文ではラバール管の出口に先細まりの超音速ディフューザー (supersonic diffuser) とこれに続いて末広がり亜音速ディフューザー (subsonic diffuser) をつないだラバール管の始動 (starting) の過程についてのべる。この管は Fig. 1 に示すようにラバール管入口の第一スロート (the first throat) と超音速と亜音速ディフューザーの継ぎ目にあたる第二スロート (the second throat) をもっている。上記のラバール管に流入する気流の岐点圧つまり貯気槽圧がある値まであげてやると、第一スロートと、第二スロートとの間は瞬時に超音速になる。このような流れの状態になつたときにラバール管は始動したという。第二スロートの断面積が一次元垂直衝撃波の理論で計算される最少値よりも広く、ラバール管の中の最も広い断面積、いわゆる測定室断面積、より小さいかまたはこれに等しい範囲では、始動圧力比すなわち貯気槽圧力とディフューザー出口の総圧の比は第二スロートの断面積のいかにかわらず一定で、測定室にできる垂直衝撃波の前後の岐点圧力の比に等しいというのがラバール管の始動に関する一次元垂直衝撃波理論から得られる結論である。しかし種々の実験結果¹⁾²⁾³⁾⁴⁾を見ると、始動圧力比は第二スロート断面積と測定室断面積の比や第二スロートの形が変わると変化している。とくに 1) 2) 3) の実験結果に共通して言えることは、第二スロートの断面積が上にのべた最少断面積に近いある値よりも大きくなるにつれて、始動圧力比は増し、またこの臨界値よりも小さいときは始動に必要な圧力比は急激に増して始動不可能になるということである。この始動不可能となる側のことでなくて、断面積比の増加とともに始動圧力比が増して一定でないという側での一次元理論との喰い違いについて生井、松尾その他⁴⁾が第二スロートが始動過程のあいだチョークしているとして計算を行ない説明を与えている。しかし概してこの問題に対する決定的な解明と結論はまだえられていないようである。そこで筆者らは、小型二重スロート・ラバール管内の始動時の流れをシュリーレン法で観察すること、Crocco⁵⁾の疑似衝撃波理論 (pseudo-shock theory) を使つて計算を行なうことなどにより、上記のことへの一

* 内容の一部は1964年4月、日本航空学会年会で報告

** 九州大学工学部、応用力学研究所兼任所員

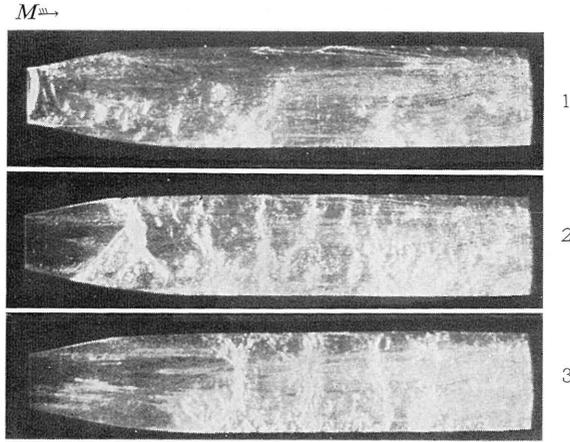
*** 三菱重工業株式会社・広島造船所、九州大学工学研究科応用力学修士課程で頭書の研究に従事

**** 三菱重工業株式会社・名古屋航空機製作所、九州大学工学研究科応用力学修士課程で頭書の研究に従事

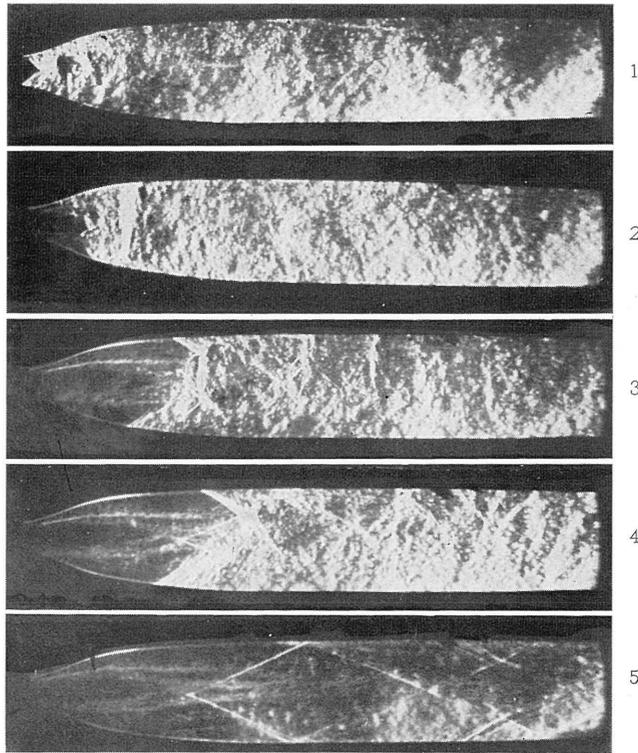
実験結果

1. シュリーレン写真

Fig. 2—a. は貯気槽圧をじよじよにあげていつたときのラバール管内の流れで、マッハ2のノズル

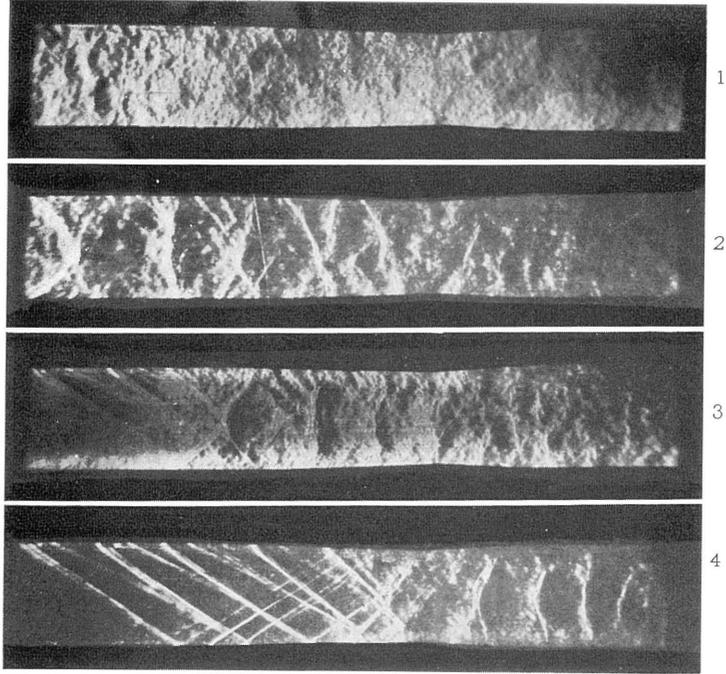
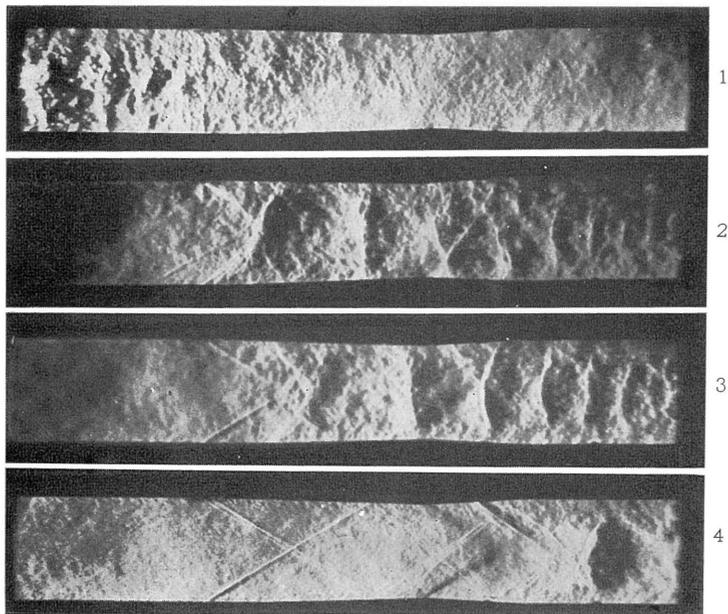


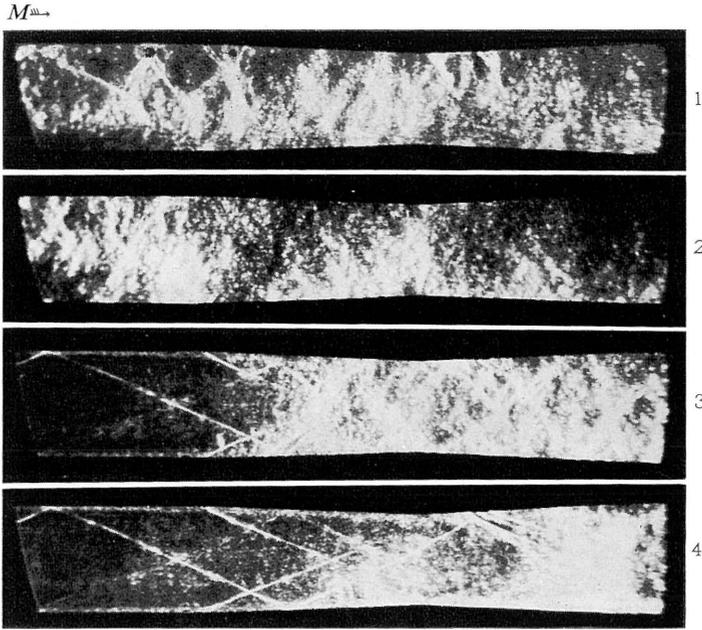
a. $M = 2.0$



b. $M = 2.55$

Fig. 2. Flows in Laval nozzle in starting process

M_{∞} Fig. 3— a₁. with Scotch tape on the upper and lower walls, $A_2/A=0.9$ Fig. 3— a₂. with out tape, $A_2/A=0.9$

Fig. 3—b. $A_2/A=0.86$

のものである。乱れた流れの中にくずれた衝撃波の一連が見られる。衝撃波を含んだ乱れた気流が風下に流れていく様子がよくわかる。Fig. 2—b. はマッハ数 2.55 の場合である。Fig. 2—b.—5 はラバール管が始動した瞬間の写真である。これまで挙げた写真でわかるように、このていどの寸法の小型ラバール管の始動過程では壁面との間にできる境界層の影響で垂直衝撃波は上にのべたように、疑似衝撃波 (pseudo-shock wave) になっている。 $M=2.0$ のばあいは $A_2/A=0.8$ つまり第二スロート断面積 A_2 が測定室断面積 A の 0.8 倍になると、Fig. 3—c. のように、疑似衝撃波が第二スロートをまだ通りすぎつつあるとき、すでにその第二スロートの後ろの部分をしめる流れの部分には斜めの衝撃波を持つ超音速領域が生成しつつある。もうすこしくわしく説明すると Fig. 3—a. 1, 2 のように A_2/A が 0.9 ていどのときは疑似衝撃波が非常に乱れた流れとして、第二スロートを通りすぎるが A_2/A が 0.8 ぐらいになり、このマッハ 2 のラバール管の始動ができなくなる A_2/A の値に近くなると、上にのべた Fig. 3—c.—2, 3, 4, 5 のように第二スロートの後方に始動過程の進行のあいだ超音速をしめすダイヤモンド型の流れがみられ、垂直衝撃波が第二スロートの後ろの乱れた超音速流の中に明りように観察でもようになる。この衝撃波は Fig. 3—c.—3, 4, 5 の順で下流に押し流されて視野から消え去ってしまう。つぎにマッハ 2.55 のときのディフューザー内の流れを示す Fig. 4 を見てみると、2.0 のときと同じような傾向がやはり見られる。Fig. 4—d. は始動できる限界の A_2/A の値すなわち 0.76 の写真で、Fig. 4—e. は全く始動できない場合である。この最後の写真では第二スロートの後方に強い垂直衝撃波が見られる。始動できる限界の断面積に近い第二スロートでは、始動の開始とともに、そこに Fig. 3—b.—2, Fig. 4—c.—2 のような垂直衝撃波や Fig. 3—c., Fig. 4—d.—2 のような斜めの脹波領

域が発生している。これらはここを通る流れが音速か超音速であるためであろう。Fig. 3—d. と Fig. 4—e. のように始動不能のばあいは Fig. 3—d. —2,3 および Fig. 4—e. —1,2 のように、第二スロートから出るななめの黒い波は、その後の衝撃波と黒白が逆になっているから、膨脹波と考えられ、第二スロートの流れはこのばあい音速か超音速であるように思われる。本論文のすこしうしろにかかげてある Fig. 5—a., b. は、別の目的のためにとつた 16 mm 映画フィルムを焼付けたものであるが、これら

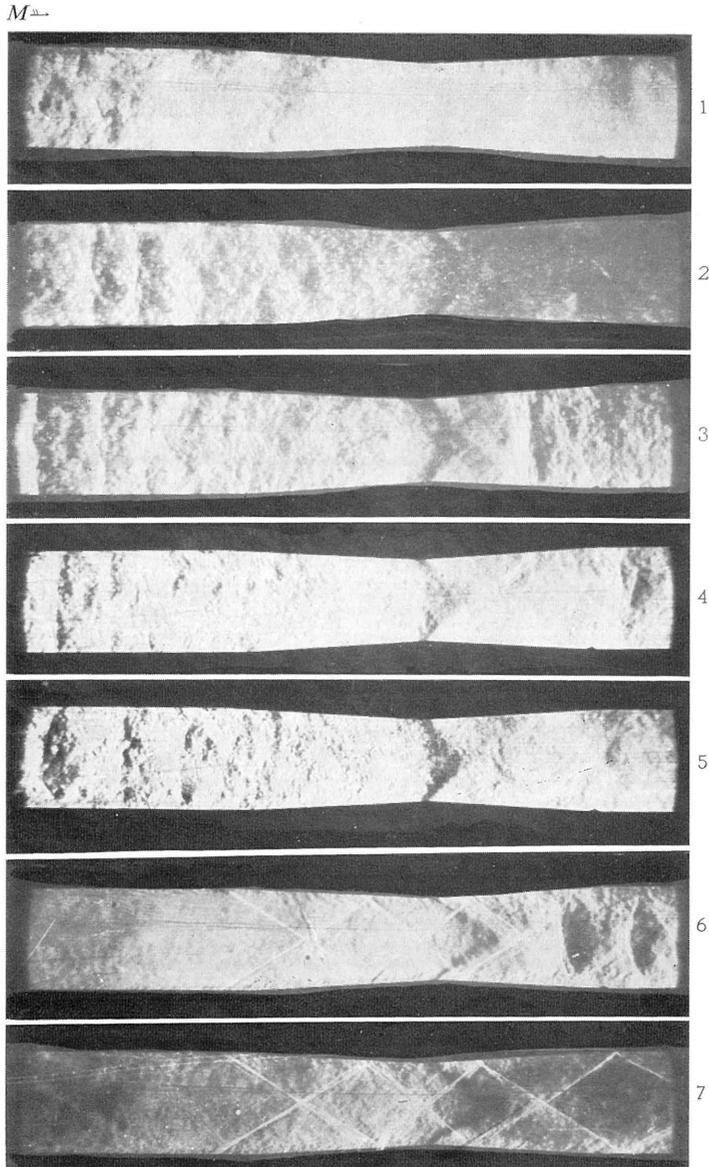


Fig. 3—c. $A_2/A=0.80$

M_{in}

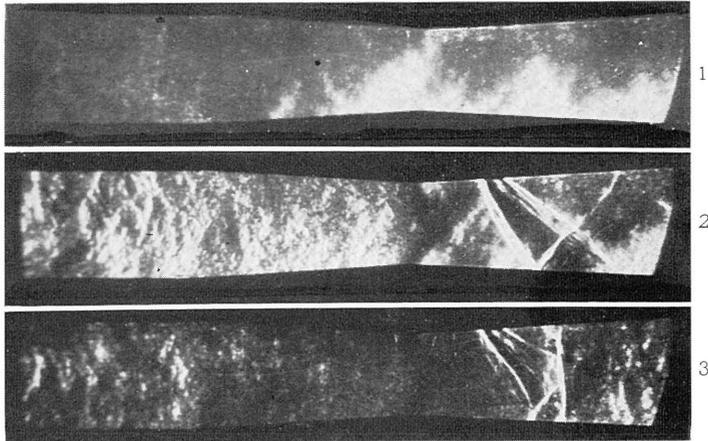


Fig. 3—d. $A_2/A=0.77$ (start is impossible)

Fig. 3 Flows through diffusers in starting process, $M=2.0$
(continued)

M_{in}

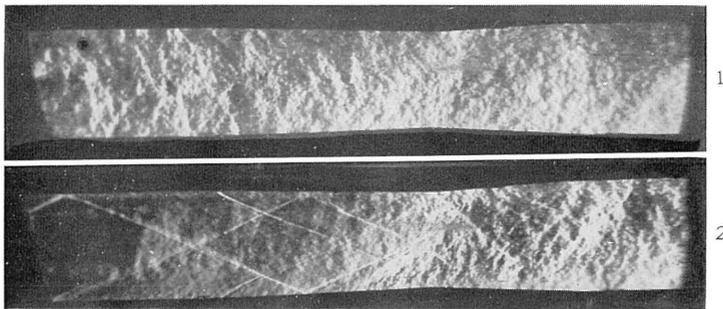


Fig. 4— a. $A_2/A=0.9$

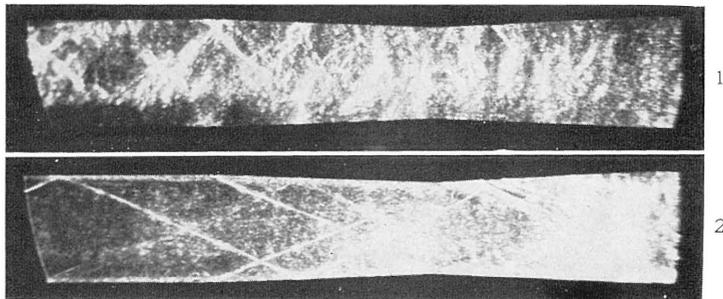
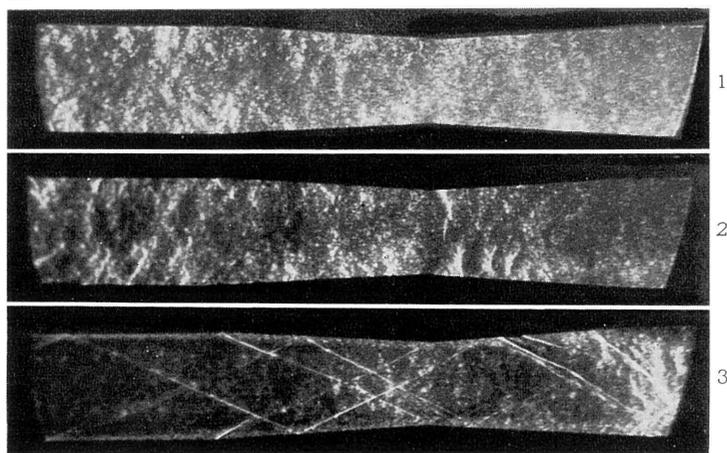
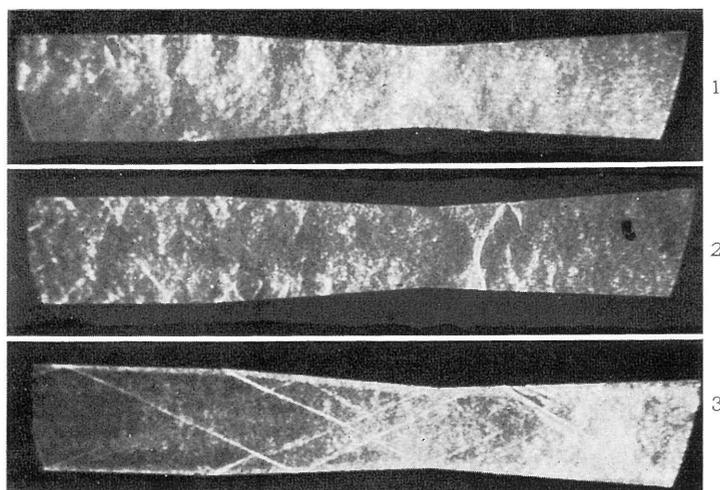
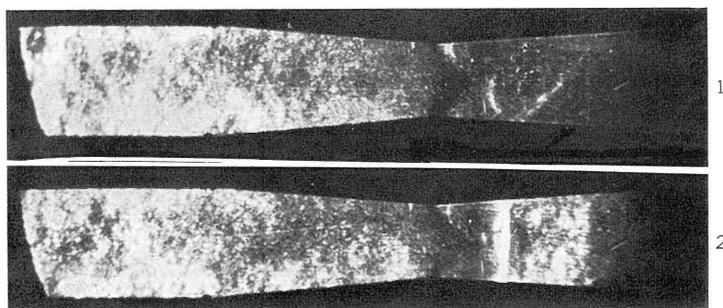


Fig. 4— b. $A_2/A=0.85$

$M=2.55$ Fig. 4—c. $A_2/A=0.80$ Fig. 4—d. $A_2/A=0.76$ Fig. 4—e. $A_2/A=0.68$ Fig. 4. Flows in diffusers in starting process, $M=2.55$
(continued)

のうち Fig. 5—b.—1~4 でも第二スロートから出る波はその波の左右に生じている黒白が疑似衝撃波の中の衝撃波の左右の明暗と逆でこの第二スロートからの波が膨脹波であることを示している。つまりこれまでえられたシュリーレン写真では、第二スロートの流れは始動過程中音速か超音速であるといつてよからう。筆者らのうちの一人片山⁶⁾はこの研究の中間の時期で第二スロートは始動過程中チョークしているとして後にのべる理論的研究をすすめた。また生井、松尾その他⁸⁾もこの仮定のもとに第二スロートと測定室の断面積比が増加すると共に始動圧力比がふえるという実験事実を説明するための式を導き、実験結果と定性的に良好な一致をえているが、この第二スロートが始動過程中にチョークしているとする仮定は、われわれのシュリーレン写真から考えると、限られた場合にあてはまる仮定で、第二スロートは始動過程中音速か超音速流であるとする方がより一般的であるようである。上にのべた場合につけ加えると、Fig. 3—a.—1, 2, Fig. 3—b.—2, Fig. 4—a., b. の場合は、写真では、第二スロートの流れが亜音速流か、音速流か、また超音速流かわからないが、弱い垂直衝撃波らしいものも見える。しかしこの流れは、後にのべる疑似衝撃波の理論から考えれば、等断面積に近い管の中の疑似衝撃波の中間部であるから超音速流と考えられる。

これらの写真からつぎのことがいえる。すなわち、第二スロートと測定室の断面積比が1に近いときは、疑似衝撃波の全領域が第二スロートをほとんどその形状に変化を受けることなく通りすぎてラバール管が始動する。(Fig. 3—a., b., Fig. 4—a., b., Fig. 5—a.). この比が始動可能な最少断面積比に近づくにつれて始動過程中に第二スロートに音速ないし超音速流、その後方の末広がりの亜音速ディフューザーには、超音速流れがみとめられ (Fig. 3—c., Fig. 4—d. および Fig. 5—b.), 亜音速ディフューザーには垂直衝撃波が生じつつこれが風下に移動する。ある始動可能最少断面積よりも A_2 が小さいときは、第二スロートの前の流れは始動過程中変わらずそのうしろに強い斜めの衝撃波 (Fig. 3—d.—2, 3.) か、垂直衝撃波 (Fig. 3—e.—2) が生じてラバール管の始動はしない。

これまでの写真はあてど始動過程に同期させた単発スパークでとつたものを、あとから整理して前の現象の写真か後の現象の写真かを判断してならべたものである。似通つた写真 (Fig. 3—c.—2, 3, 4など) ははたしてこの順序が正しいかいなかに若干の疑問点が残される。ゆえに 16 mm のさつ影機で流れをとつてその中から少数のコマを選び出して、とつた順序にならべて Fig. 5 に示した。Fig. 5—a. は $A_2/A=1.0$ の場合の写真で、Fig. 5—b. は $A_2/A=0.90$ 、いずれもマッハ数 M は 2.0 の始動過程である。写真はぼやけていて細かい流れの様子はわからないが、この写真と、前にかかげた単発スパークによる写真を見較べて、筆者らの単発スパークの写真を並べた順序が大部分の場合正しいことがわかる。この 16 mm のフィルムのコマの送り速度 32 コマ/sec、または 64 コマ/sec から判断して、疑似衝撃波が第二スロートを通過するに要する時間は $A_2/A=1.0$ で 1~3 秒、 $A_2/A=0.9$ で 0.5~1 秒、その平均速度は、それぞれ 0.1~0.4 m/sec と 0.4~0.8 m/sec で、概して 1 m/sec 以下である。ただし $A_2/A=0.9$ のとき、第二スロートを疑似衝撃波の中心部が通過するときの速度はこれの倍かそれ以上で、さうとう速いようである。筆者らの一人片山⁶⁾ は第二スロートがチョークしたままで垂直衝撃波が第二スロートにのみ込まれるとして Herman⁷⁾ の方法を変形してのみ込みの速度を計算してみた⁶⁾。しかしこの計算結果ではのみ込みの速度は 10 m/sec 以上であつたし、始動所要時間は 1/20~1/60 sec

であつて、実験値と合わない。ゆえにその計算方法は本論文には、かかげず、上記のようにフィルムによる大まかな数値を示すこととどめた。いつぼう、風洞の始動に要する時間については、諸外国にもほとんど資料が見当たらないが、Wegener and Lobb²⁾ は $M=7$ ぐらいの実験で $1/500 \text{ sec}$ ていどであると

$M \rightarrow$

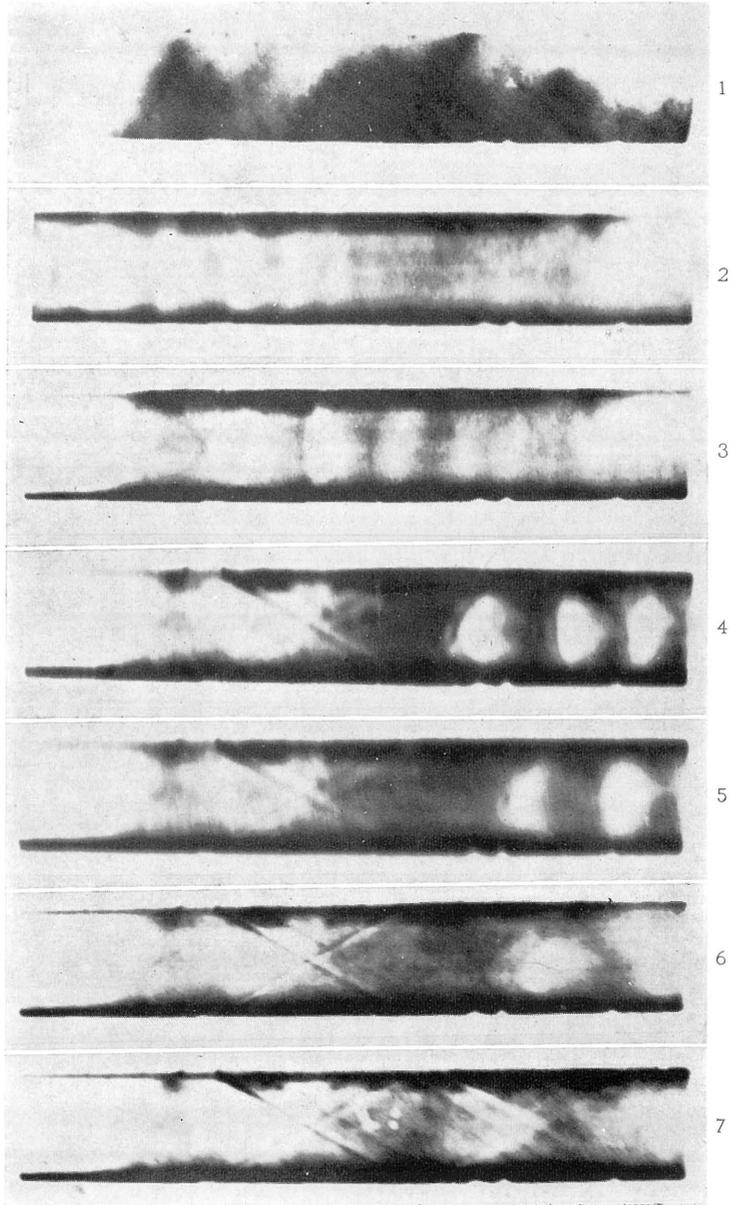


Fig. 5— a . Flows in diffuser in starting process, $M=2.0$, $A_2/A=1.0$, 16 mm cine-film (phenomena during 2~4 sec)

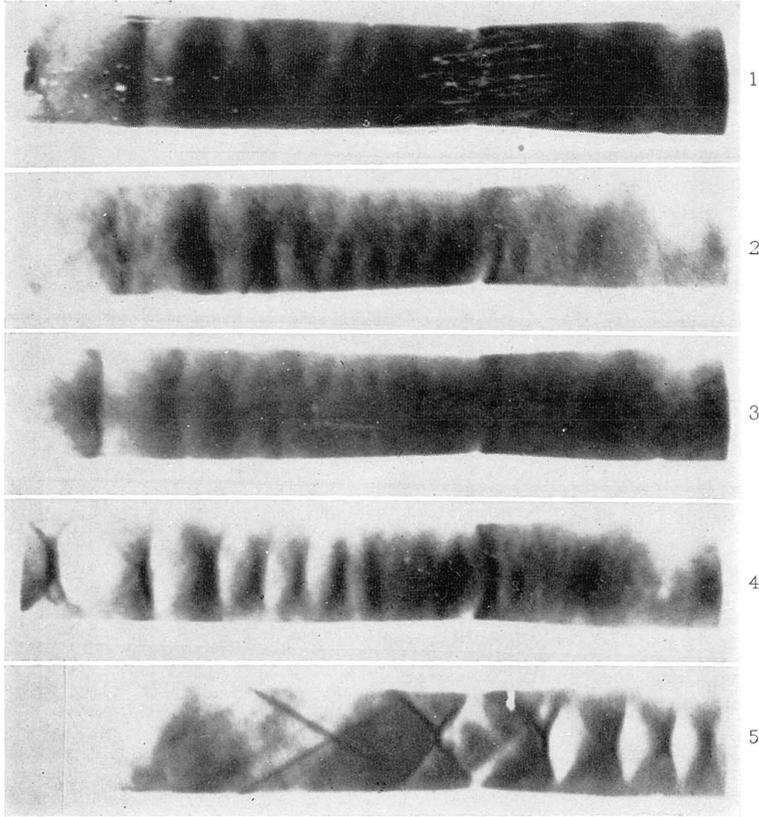
$M=2.0$ 

Fig. 5—b. Flows in diffuser in starting process, $M=2.0$,
 $A_2/A=0.9$, (phenomena during 0.5~1.0 sec)

いつている。これは筆者らの実験値にくらべてけたちがい短かい。このように始動に要する時間がことなるのはいかなる理由によるものであるかはいまの段階ではよくわからない。

2. 実験結果の解析

1. で述べたように、小型ラバール管の始動は疑似衝撃波が第二スロートを連続的に通りすぎることによつて生ずるものであるので、以下に Crocco⁵⁾の疑似衝撃波の理論でを使つて始動圧力比を計算してみた⁶⁾。Crocco は Fig. 2—a, b., Fig. 3—a₁—1, 2, Fig. 3—a₂—1, 2 のような疑似衝撃波 (Crocco の説明は等断面積の管の場合) を Fig. 2—a. のような模型におきかえた。すなわち垂直衝撃波と管壁の境界層が干渉して生ずる弱い衝撃波の一連と、乱れた流れの散域逸領が重なり合つている疑似衝撃波の領域を、管の断面積の μ をしめる乱流による散逸領域とその内部に存在する管断面積の $(1-\mu)$ をしめる超音速等エントロピー減速領域とからなる shock-less model Fig. 6—a. で置きかえた。そして運動量、エネルギー、質量の連続の条件から疑似衝撃波の前端 (添字 1) から末尾 (添字 2) までの圧力、マッハ数、密度などの関係を一次元理論で導いている。その計算の結果は Fig. 6—b. に示すように、

横軸に μ , たて軸に等エントロピー領域のマッハ数 M' , 散逸領域のマッハ数 M'' , および圧力 p をマッハ数 M_1 をパラメーターとして示している. この計算結果をみるとマッハ数が 3 および 4 の場合は疑似衝撃波の後端 ($\mu=1.0$) にいたつて管の断面積が完全に散逸領域でしめられるまで, M' が 1 より大きく等エントロピー流れは超音速流であることは興味あることである. さてこの一定断面積の管の中の疑似衝撃波の理論の拡張として,

$$pA^{\frac{\epsilon}{\epsilon-1}} = \text{const} \quad (1)$$

なる圧力-断面積の関係が成立するものと仮定して, Crocco は断面積が長さの方向に変化する管の中の疑似衝撃波の計算式を導いた. この関係式の物理的な意味づけが十分に原著に述べられていないので本研究の解析にこれを適用することに疑問の点も残るが, それについてはいまの場合は論じないで, 原著にしたがつて記述を進めていく. さてこの式の中の ϵ は衝撃波の前方の流れのマッハ数 M_1 や前と後の断面比 A_2/A_1 の値でそのつどきめられる定数である. このような仮定のもとに導かれた式は

$$w_2 = \frac{w_{cr}^2}{w_1} \quad (2)$$

$$\frac{1}{w_{cr}^2} = \frac{2r}{\epsilon(r-1)} - 1 \quad (3)$$

$$\left(\frac{A_2}{A_1}\right)^{1/1-\epsilon} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/\epsilon} = \frac{w_1^2/w_{cr}^2 - w_{cr}^2}{1-w_1^2} \quad (4)$$

で, r は気体の定圧比熱と定積比熱の比, 空気では 1.4, また

$$w = M^* \sqrt{\frac{r-1}{r+1}} \quad (5)$$

$$M^* = \frac{u}{a^*} = \frac{M}{\sqrt{1 + \{(r-1)/(r+1)\} \cdot (M^2 - 1)}} \quad (6)$$

$$u: \text{流速}, \quad a^*: \text{音速流の音速} \quad (7)$$

$$M = \frac{u}{a}, \quad a: \text{局部音速} \quad (7)$$

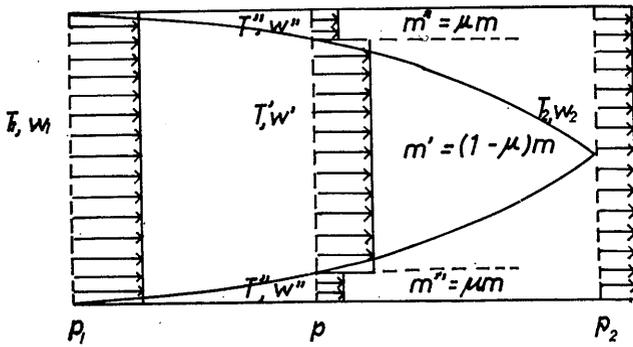
で, M_1 が筆者らの実験の場合のマッハ数 M , A_1 は測定室断面積 A , A_2 は第二スロート断面積 A_2 に相当する. A_1 断面の前方の流れの静圧 p_1 と速度 w_1 は, その貯気槽圧 p_{01} と等エントロピーの関係式

$$\frac{p_1}{p_{01}} = (1-w_1^2)^{\gamma/\gamma-1} \quad (9)$$

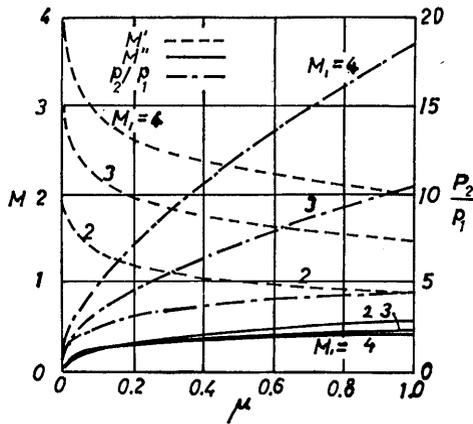
で結びつけられる. したがつて, 貯気圧 p_{01} と亜音速ディフューザー出口の岐点圧 p_{02} の比つまり二重スロートラバール管の始動圧力比 p_{01}/p_{02} は, 摩擦その他の影響を無視すれば

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left(\frac{1-w_2^2}{1-w_1^2}\right)^{\gamma/\gamma-1} \cdot \frac{p_1}{p_2} \quad (10)$$

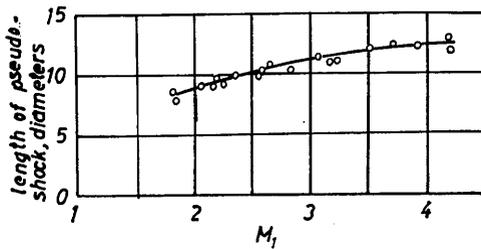
で与えられる. さて一定断面積の管の中の疑似衝撃波の長さは管径の 10 倍から 15 倍といわれている



a.



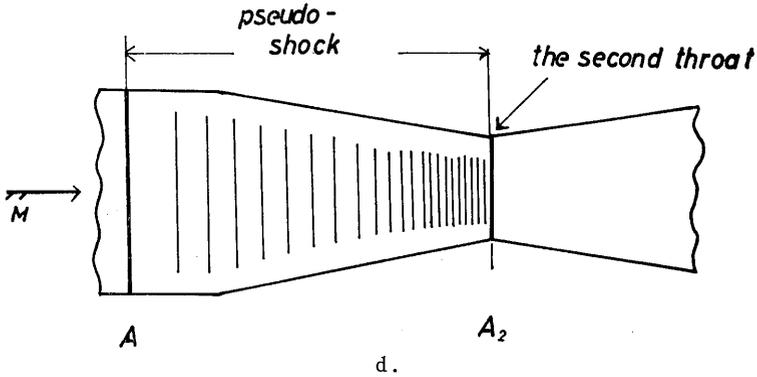
b.



c.

Fig. 6. Pseudo-shock waves⁵⁾

- a. shockless model of pseudo-shock
- b. distribution of M' , M'' and P_2/P_1 in the shockless model of pseudo-shock against the fractional amount μ of dissipative flow.
- c. length of pseudo-shocks at various Mach numbers (experiment)

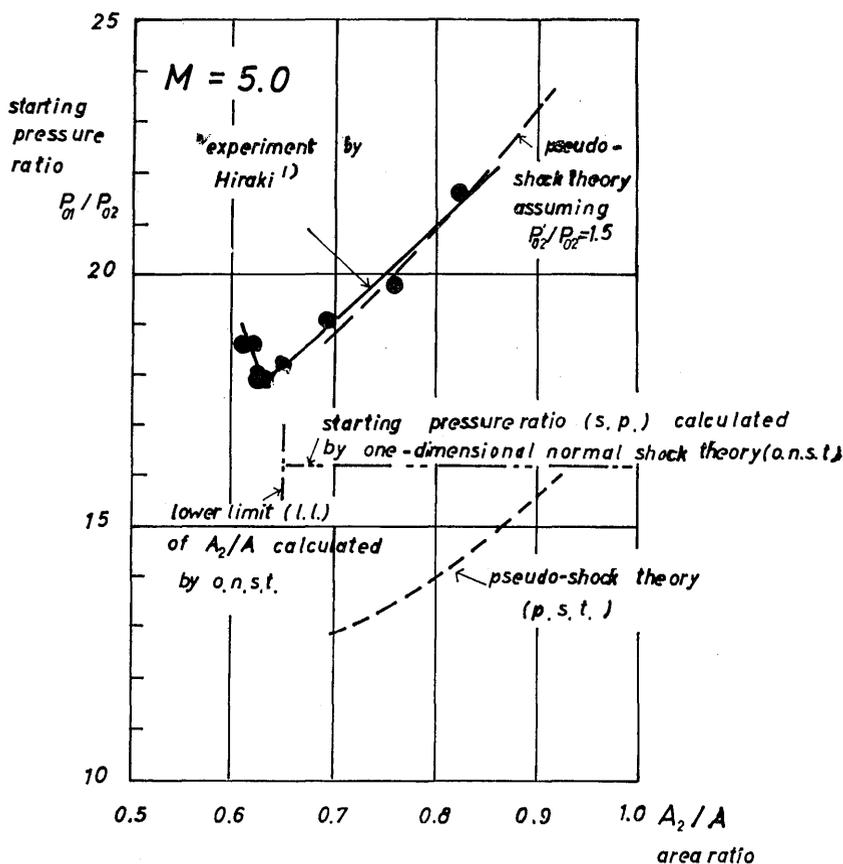


d. Assumption for the present analysis

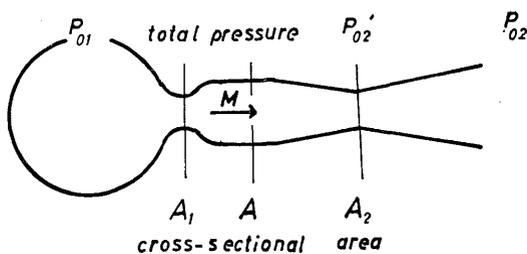
Fig. 6. Pseudo-shock wave
(continued)

(Fig. 6-c.) が、筆者らの実験ではシュリーレン鏡の中に入ってくる流れの場はせいぜいラバール管の有効水力直径の6倍そこそこである。ゆえにこのラバール管とディフューザーの中にできる疑似衝撃波の長さが、どのくらいのものであるかを確かめることはできなかつたが、Fig. 2, Fig. 3, Fig. 4 の写真から推測して管の最大幅の10倍以上はありそうである。したがって、疑似衝撃波の前端が測定断面 Fig. 6-d. の A の平行部にあるとき、後部は第二スロートを通り越してその後ろにのびていて疑似衝撃波全体は、始動過程の始めでは、 A と第二スロート A_2 の間の短かいせいぜい 300 mm 位の区間におさまっていることはできない。しかし、Crocco の計算式を適用してみるためには、測定断面 A と第二スロート A_2 との間に疑似衝撃波は始動の直前にはおさまっているという大きな仮定を設けて、Fig. 2-d. のように考えた。

さていま上にかかげた式で計算するさいこの式の A_2/A_1 つまり本研究では A_2/A にあたるものは 0.7, 0.8, 0.9, M_1 つまり本研究で M に相当する量は 2, 2.55, 4.0, 5.0 とし、これらのすべてのくみ合わせに対して計算を行なつた。まづ (5) 式と (6) 式から w_1 を求める。つぎに (3) 式と (4) 式を A_2/A_1 の与えられた値にたいして図式でといて、 ϵ と p_1/p_2 をもとめる。これが求まつたら (2) 式で w_2 がもとまる。こうして求められた w_1, w_2 と p_1/p_2 で (10) 式により始動圧力比 p_{01}/p_{02} がえられる。このようにしてえられた結果が Fig. 7-a., b., c., d. の点線である。この図には第二スロートの断面積 A_2 と測定室面積 A との比 A_2/A を横軸にしていま計算法を説明した pseudo-shock theory (p.s.t.) による曲線と共に、文献 1) 4) および筆者らの実験結果、それに次元垂直衝撃波理論 (one-dimensional normal shock theory, o.n.s.t.) による始動圧力 (starting pressure ratio, s.p.) と始動可能最少断面積比 (l.l., o.n.s.t.) が書き込まれている。これらの図で見ると p.s.t. の曲線は、o.n.s.t. の曲線の示す p_{01}/p_{02} の値が A_2/A に無関係であるのに対し、 A_2/A の増加につれて単調に増加している。このように A_2/A の変化に対する p_{01}/p_{02} の変化のありさまは、実験値とよく似通っているが、始動圧力比の実験値は $M=2.0$ で 3割, $M=5.4$ で 5割, $M=2.55$ で 10割でいども疑似衝撃波理論で計算した値よりも高い。



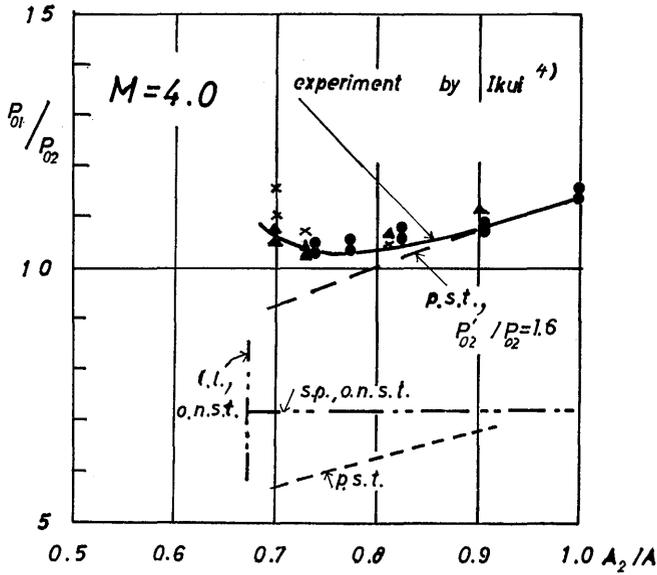
a₁.



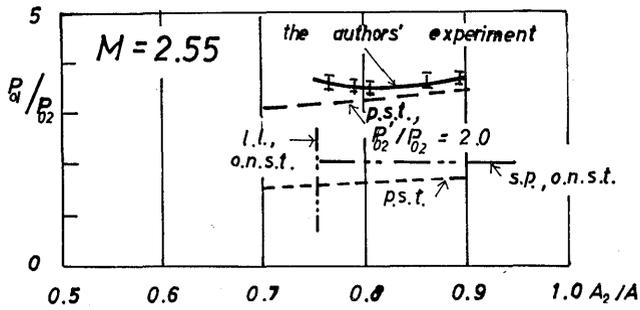
a₂.

Fig. 7. Starting pressure ratios

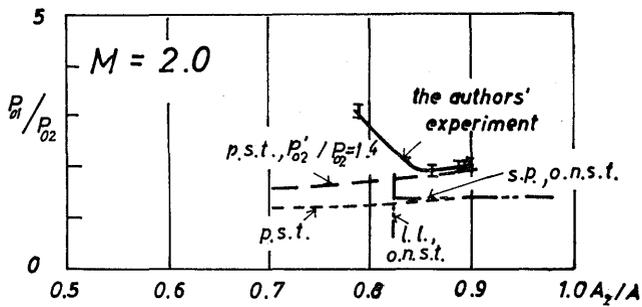
10割も高いのは下に考察することとまた別の原因によるものかもしれないが、 A_2/A に対する始動圧力比の変化の傾向を示す意味でかかげた。さて始動圧力比の実験値が p.s.t. の値にくらべて高いのは、Fig. 7—a₂ 図の符号でいえば、第二スロートの位置の総圧 p_{02} が実際は p_{02}' であつて、 p_{02}'/p_{02} が 1.5 程



b.



c.



d.

Fig. 7. Starting pressure ratios (continued)

度であつたとすると一応の説明がつく。つまり疑似衝撃波の前の総圧 p_{01} とその後端の総圧 p_{02}' の比がいま計算した p.s.t. でもとめた始動圧力比にひとしいと考えると、外気の総圧 p_{02} との比つまりわれわれが実際の場合に始動圧力比とよぶものは、

$$p_{01}/p_{02} = p_{01}/p_{02}' \cdot p_{02}'/p_{02} \quad (11)$$

であつて、右辺の p_{01}/p_{02}' が始動時の疑似衝撃波を介しての圧力比、 p_{02}'/p_{02} が第二スロートと大気につながる出口との圧力損失に相当する項である。この式を用いて p.s.t. の曲線を修正する。 M が 5 では p_{02}'/p_{02} を 1.5, $M=4$ では $p_{02}'/p_{02}=1.6$, $M=2.55$ では 2.0, $M=2$ では 1.4 にとつて、始動圧 p_{01}/p_{02} の曲線 (p.s.t., p_{02}'/p_{02}) を書くと、Fig. 7 波線で示される曲線となり、ほぼ実験の値と合う。しかしわれわれの実験に用いたせいぜい半角 3° ていど (Fig. 1) の亜音速ディフューザーの場合は、第二スロートから亜音速ディフューザー出口までに生ずる損失 $(p_{02}' - p_{02})/p_{02}$ はたかだか 0.1 でしたがつて p_{02}'/p_{02} は 1.1 位にしかならないはずである。ゆえに上記のような大きな p_{02}'/p_{02} の値であるためには、始動中に第二スロートと出口との間に大きな損失を生ずる強い垂直衝撃波に類するものが起つていなければならないことになる。さてここで Fig. 3—c.—3, 4, Fig. 3—d., Fig. 4—d. をこのような考をもつてもう一度見てみることにする。 A_2/A が小さくて、始動不能なときは第二スロートのすこし後ろに斜め衝撃波がある。これよりもすこし A_2/A の値が大きいと、たとえば、 $M=2.0$ でも $A_2/A=0.8$ (Fig. 3—c.—3, 4) で、 $M=2.55$ では $A_2/A=0.76$ (Fig. 4—d.—2) で始動過程に第二スロートおよびその前後は超音速になり第二スロート以後に垂直衝撃波がみられ、始動過程の進行と共に、後方に押し流され、写真の画面から流れ去つてしまう。この傾向、とくに第二スロート以後の垂直衝撃波、は A_2/A が大きくなつて超音速ディフューザーのしぼり比が 1.0 に近づくにつれてなくなつて来ているが、この衝撃波がなくなつたのだと解釈するよりも、はるか亜音速ディフューザーの下流の断面積の大きい部分に始動過程の間じゅう存在しているとの方が合理的であるように思われる。本実験に用いた亜音速ディフューザーは Fig. 1 でわかるように、第二スロートから約 400 mm のところでラバール管の測定部の面積の約 2 倍になつている。もし Fig. 6—b. のように $\mu=0.5$ 位のところつまりその流れの約半分が等エントロピーのコアで、この流れのマッハ数 M' が 1 以上である位のところに、第二スロートがあつたとすると、まだ充分に勢を失なつてない超音速のコアをふたたび末広がりの亜音速ディフューザーが加速して、高いマッハ数の流れとし、これが垂直衝撃波を亜音速ディフューザー内に作り、この衝撃波の圧力上昇により外圧 1 気圧とつながると考えることにできる。この推論が正しいとすれば、 p_{02}'/p_{02} が 1.5 程度に達することも、衝撃波を介してのことであるから、ありうることになり、したがつて上のべた実験からえられる p_{01}/p_{02} が理論値より非常に高いことも理解できることになる。Jukasiewicz⁹⁾ は末広がりの管の中での衝撃波圧縮の場合、貯気槽圧と管の出口の岐点圧の比が、管の末広がり角と共に高くなり、管内損失が大きくなることをのべている。また、Neumann and Lustwerk¹⁰⁾ は、第二スロートの後に一定断面積のディフューザーをつけて壁の平行である部分を長くすると、高速風洞運転時のディフューザーの効率がよくなるといつている。これまでの筆者らの考察からこれらのことを解釈すると、前者 Jakasiewicz の場合は亜音速ディフューザーが超音速ノズルとして疑似衝撃波に作用して損失を増したといえるし、後者の Neumann の場合は平行部がディフューザ

一の超音速ノズルとして作用することを防いでいるためといえそうである。

P_{02}' が P_{02} よりも高いということは、始動過程のはじまりのころに第二スロートと亜音速ディフューザーの出口との間に垂直衝撃波ができていたための損失によるものであるとすることを、実験で裏付けるべく Fig. 1 の静圧孔で測つた始動過程の圧力のデータ⁸⁾ を見てみたが、われわれの期待した結果はえられなかった。しかし今後さらに実験を進め、圧力測定と第二スロートの後の流れのシュリーレン写真から筆者らの上記の推測が正しいものであるか否かをたしかめたいと思つている。

結 論

1. 50mm×50mm ていどの測定室断面積をもつ二重スロート小型ラバール管の始動は、疑似衝撃波が有限時間中に、第二スロートを連続的に通つて下流に移動するという過程をへて行なわれる。
2. 第二スロートの断面積が小さくなるにつれて、始動過程での第二スロートを流れる疑似衝撃波中の流れは第二スロートの上流も下流も超音速で、第二スロートは音速ないし超音速であることが写真でわかるようになり、第二スロートの後方にはつきりした垂直衝撃波がみとめられる。
3. 始動ができなくなるまで第二スロートが小さくなると、第二スロート前とそれからすぐ後ろまでの流れは貯気槽圧を上げてても変わらなくなり、第二スロートに近くその後方に強い斜めまたは垂直の衝撃波が生じてくる。
4. 疑似衝撃波の理論で計算した第二スロート断面積と測定室断面積の比対始動圧力比の曲線は、実験結果の示す傾向とよく似ているが、始動圧力比の実験値は理論値よりも高くとときには5割以上にも大きいことがある。
5. 実験値が示す始動圧力比が疑似衝撃波理論や次元垂直衝撃波理論で計算した値よりも高いことの理由づけとして、第二スロートにつづいている亜音速ディフューザーが超音速ラバール管として作用して、そこに垂直衝撃波が生じて、損失を大きくするということが考えられるが、本論文ではこの提案に対する実験的な証明はえられなかった。

実験に熱心に協力していただいた新生隆応力大学院修士学生、模型、装置の製作や実験に助力を惜まなかった野田政雄助手や大倉光志助手に厚くお礼を申し上げる。また生井武文教授、松尾一泰機械大学院学生からは貴重な資料を提供していただいた。また本研究について、これらの諸士と討論する機会をえた。ここに深く謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) 平木一、清水福寿、橋本登：高マッハ数について。航空研究所資料，TM-1，1961年11月。
- 2) Wegener, P. P. and Lobb, R. K.: Experimental Study of a Hypersonic Wind-Tunnel Diffuser. Jour. Aero. Scie., Vol. 20, No. 2, 1953, pp. 105—110.
- 3) Neumann, E. P. and Lustwerk, F.: Supersonic Diffusers for Wind Tunnels. Jour. Appl. Mech. Vol. 16, No. 6, 1949, pp. 195—202.
- 4) 生井武文、松尾一泰、柳 謙一、富永守一、上田敏彦、佐藤友彦：超音速ディフューザーの研究，〔I〕始動特性について，〔II〕風洞性能に及ぼすディフューザー形状とストラットの影響。日本機械学会前刷集，No. 137，1965年4月，No. 153，1966年4月，おもに〔I〕を参照。
- 5) Emmons, H. W.: Fundamentals of Gas Dynamics, High Speed Aerodynamics and Jet

- Propulsion. Vol. III, Princeton Univ. Press., 1958, pp. 115—130.
- 6) 片山一三：二重スロートを持つラバール管の起動について。九州大学大学院工学研究科・応用力学課修士論文，1964年3月。
 - 7) Hermann, R. : Supersonic Inlet Diffusers and Introduction to Internal Aerodynamics. Minneapolis-Honeywell Regulator Company, 1956, pp. 53—59.
 - 8) 谷岡忠幸：超音速風洞の始動について。九州大学大学院工学研究科・応用力学課程修士論文，1965年3月。
 - 9) Lukasiewicz, J. : Diffuser for Supersonic Wind Tunnels. Jour. Aero. Scie. Vol. 20, No. 9, 1953, pp. 617—626.
 - 10) Neuman, E. P. and Lustwerk, F. : High Efficiency Supersonic Diffusers. Jour. Aero. Scie. Vol. 18, No. 6, 1951, pp. 369—374.

(昭和42年2月28日 受理)