

ISSN 0389-4010
UDC 533.6.011.5
629.76.024.8

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-1367

超音速後流の二平行流モデルによるロケット分離時の抵抗減少解析

野 溝 国 生 ・ 石 田 清 道 ・ 関 根 英 夫 ・ 谷 喬
野 田 順 一 ・ 近 藤 洋 史 ・ 馬 場 滋 夫

1998 年 12 月

航空宇宙技術研究所

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

超音速後流の二平行流モデルによるロケット分離時の抵抗減少解析*

野 溝 国 生^{*1} 石 田 清 道^{*2} 関 根 英 夫^{*2} 谷 喬^{*3}
野 田 順 一^{*2} 近 藤 洋 史^{*2} 馬 場 滋 夫^{*2}

Two parallel streams model for drag reduction of separated booster

Kunio NOMIZO^{*1} Kiyomichi ISHIDA^{*2} Hideo SEKINE^{*2} Takashi TANI^{*3}
Junichi NODA^{*2} Hiroshi KONDOU^{*2} Shigeo BABA^{*2}

ABSTRACT

For example in wake flow, remarkable drag reduction occurs non-uniform supersonic flow. This phenomenon is important to avoid collision from behind by separated booster. The most simple model for such flow is a set of two parallel flows with different velocities. Analysis for shock wave transfer between these streams gives a reasonable explanation for the results of experiments in NAL.

Keywords : drag, separation, shock wave, wake

概 要

物体後流のように速度一様でない超音速流中に置かれた物体の抵抗減少の問題は、切離された下段ロケットによる上段ロケットへの追突を考えると重要な要素となるものである。このような場合の超音速後流のモデルとして最も簡単な二平行流を考え、その中の衝撃波伝播を扱うことによって航技研に於けるロケット段間分離実験結果を説明出来ることが示される。

記 号

C_D	抵抗係数
C_{DF}	前面抵抗係数
C_p	圧力係数
M	マッハ数
p	静圧
q	動圧
R	反射係数
T	透過係数
U	一様流流速
u, v	擾乱速度成分

$$\sqrt{M^2 - 1}$$

比熱比、 γ

前後物体間距離

衝撃波による流れの角度変化

微小擾乱の係数

衝撃波角

衝撃波前後圧力比、 p'/p

仮想円錐状死水域半頂角

擾乱速度ポテンシャル

添 号

- * 平成 10 年 5 月 7 日受付 (received)
* 1 宇宙研究グループ
* 2 空気力学部
* 3 元宇宙研究グループ、元東京農工大学教授

- 1 内側低速流
2 外側一様流
 c 円錐状死水域
 i 1 又は 2
 t 岐点状態
' 入射又は透過波の下流状態
" 反射波の下流状態

はじめに

多段ロケットの段間分離時に、切離された下段部に残留推力があるとき、これによる追突事故は現実には発生し重大な問題となった。この際本来大きな空気抵抗をうけるはずの平頭に近い下段部が、上段の後流中にあるため抵抗が減少しているおそれがあった。

これに対し宇宙開発事業団と航技研との共同研究が航技研超音速風洞において行なわれた。それは下段部の前に別に支持した上段形状を通風中に前進させることによって、両者の間隔を変えながら下段部に働く抵抗値を測定するものであった(図1)。その結果は予想通り著しい抵抗値の減少が確認され(図2) 将来の対策の資料とされた^{1),2)}。なおこの実験は問題となった実機に合せて前後段の直径がほぼ同一の場合についてのものであり、本論文もこの前提のもとに考察を進めることとする。

この実験を可視化した結果(図3)から見ると、最初両胴体間が死水域でうめられているとみられる状態では、下段の前面抵抗は当然きわめて小さい。しかし両者の間隔が開いて上段部の後方死水域が一応とじた形となっても、下段前面の衝撃波は一樣流中にみられる形状(図4)

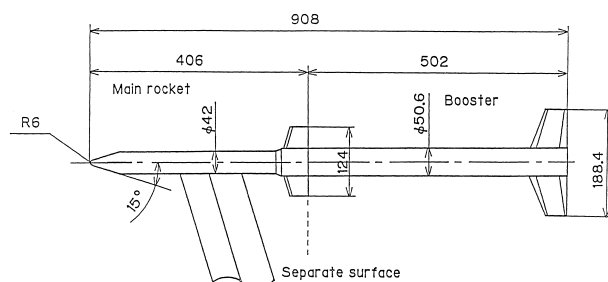


図1 分離試験用模型

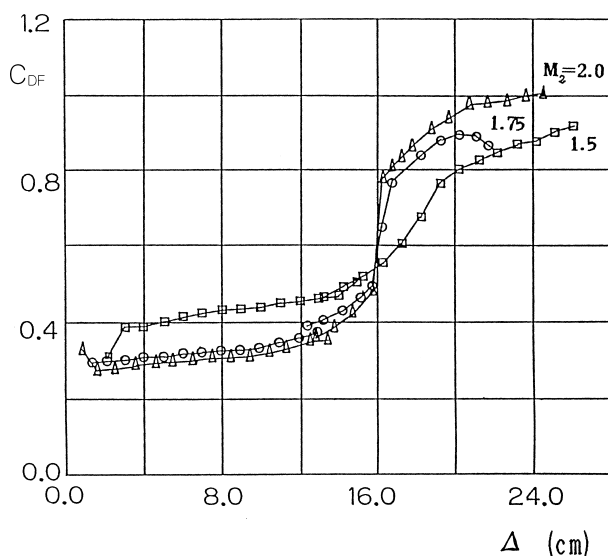


図2 分離時後方物体前面抵抗値の変化

に比べてかなり弱いものであり、前面抵抗値も同じ下段形状の一樣流中の値(実験範囲の $M = 1.5 \sim 2.0$ で約 1.7)のほぼ半分以下である。これは全く上段部の後流の影響によるものである。

ところで超音速流中の無揚力物体の後流は、粘性を無視した場合二次元ではあまり顕著には現れない。特に線型理論では後端がにぶい形状であっても、楔形死水域の下流では完全に一樣流に復帰する(図5)。(ただし死水

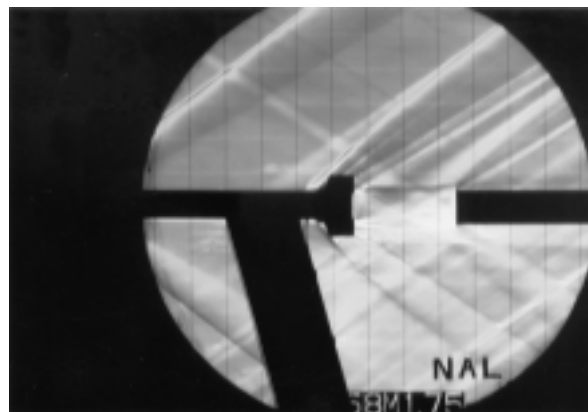


図3 - a $M = 1.75$

図3 分離試験時の流れの可視化

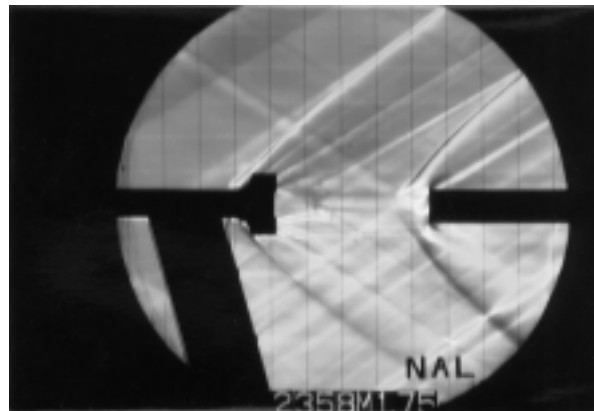


図3 - b $M = 1.75$



図4 平頭円柱の離脱衝撃波(一樣流中)

領域の圧力すなわち底面圧は非粘性理論からは決定できない。)厳密な衝撃波・膨張波理論からも、エントロピー変化以外は下流はほぼ一様流に近い流れとなる。

しかし三次元物体特に軸対称胴体をまわる流れにおいては、二重円錐のような簡単な形状も線型理論では後端近くに速度の発散が起り流れには大きな影響が残る³⁾。このような流れは特性曲線法によっても解析は困難である

(図6)。又死水域の形状決定も容易でなく、その後端に衝撃波を伴い中央部はエントロピー変化のある後流を形成すると考えられる(図7)。これらの詳細は底面圧の決定も含めて物体表面境界層まで考慮に入れた粘性流としての計算が必要となり、それは今日の計算機計算によってもまだ完全には解明されていないと思われる。又実験による後流の測定も充分なデータは公表されていない。

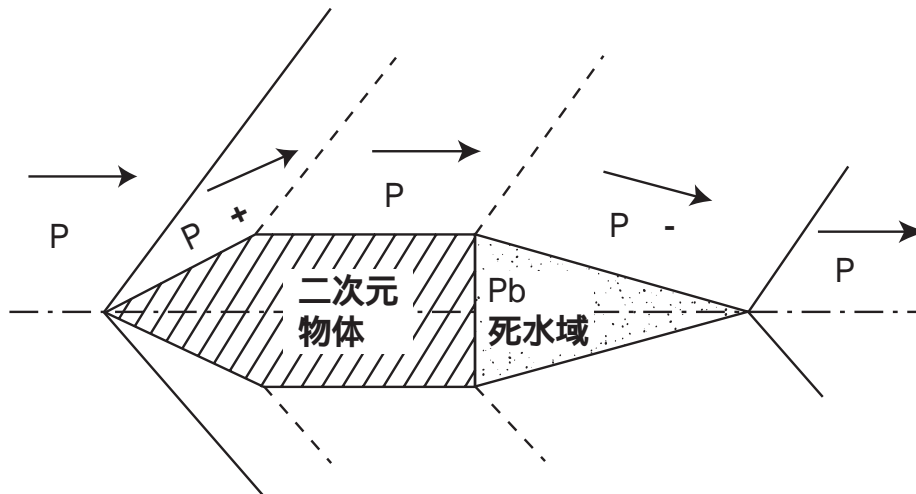


図5 無揚力二次元物体をまわる線型超音速流

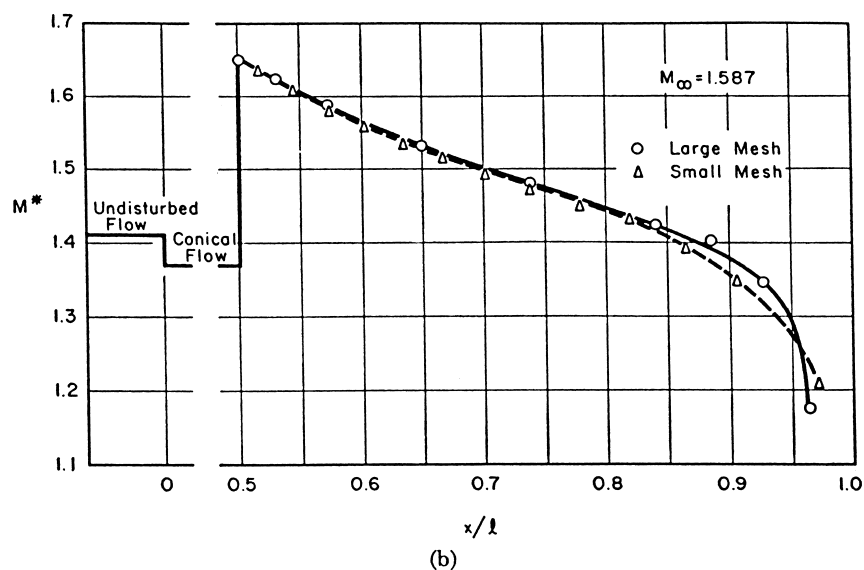
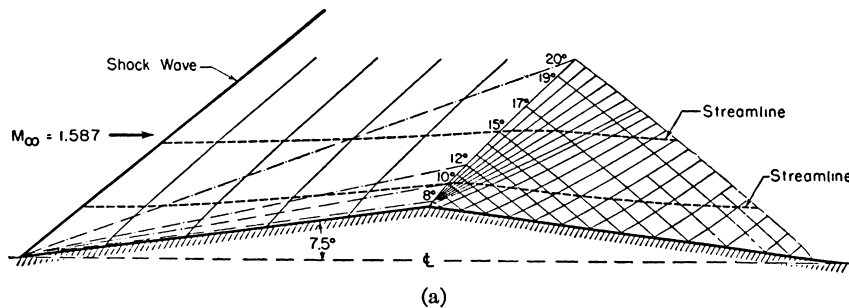
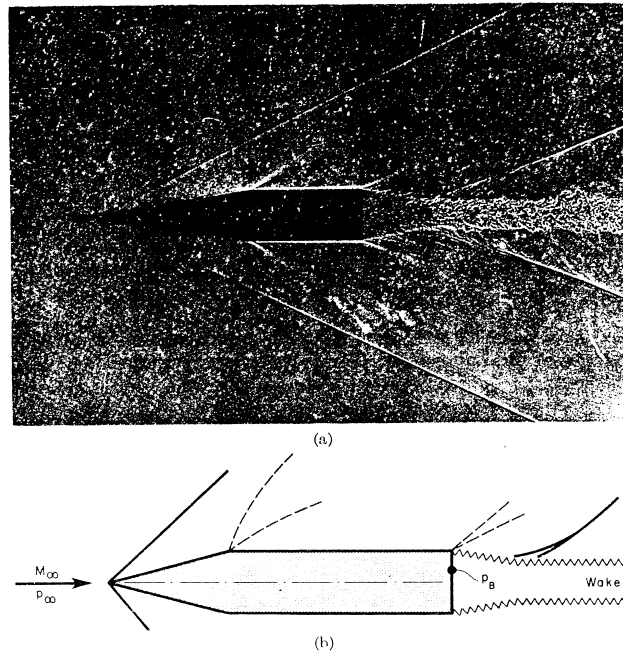


図6 軸対称物体をまわる超音速流³⁾

図7 軸対称物体の後流形式³⁾

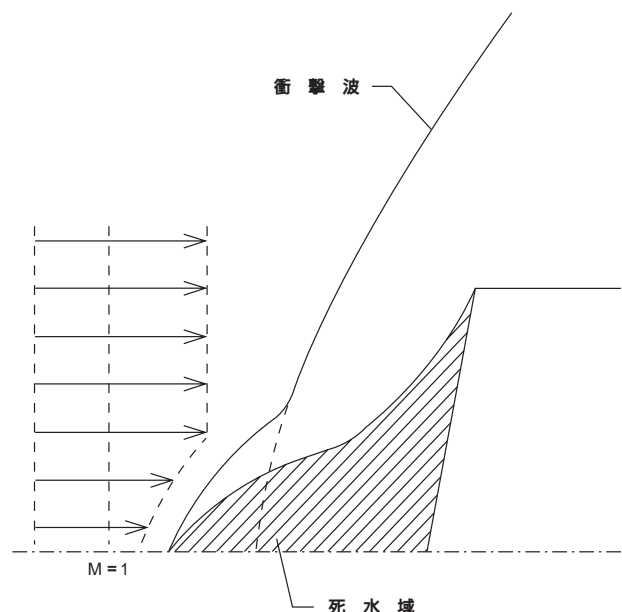
1. 後流の二平行流モデル

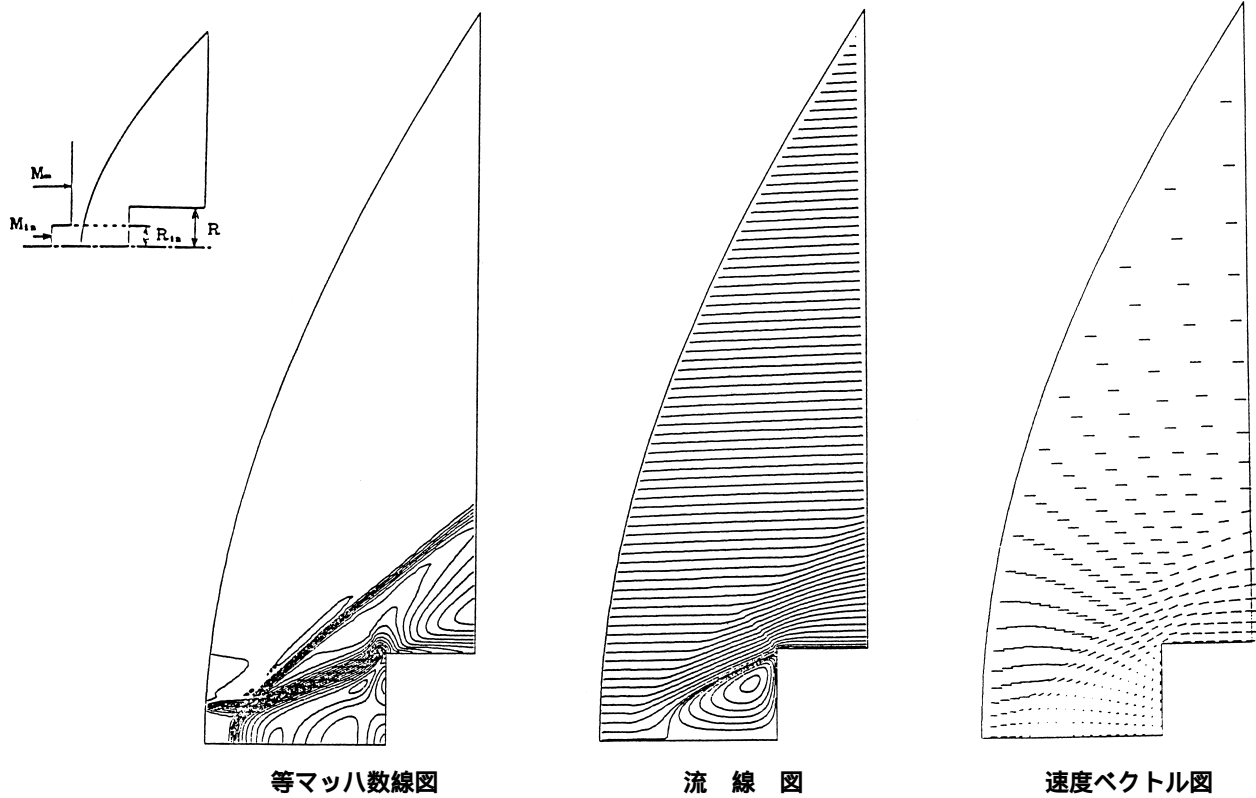
前節にみたように軸対称超音速後流中におかれた鈍頭物体の抵抗値が減少することは確実であるが、そのメカニズムは明らかでない。物体間隔が充分小さく、その間が圧力が一様流静圧に等しい死水域でみだされているとき(図3 - a)は後方物体の前面抵抗値は小さくなるはずでこの場合は考え易い。しかし物体間隔距離がこれより拡大(実験では胴体直径の3倍程度以上)抵抗値がある程度上昇した状態が問題となる。可視化された流れ場(図3 - b)で見ても前方物体の底面死水域は一応閉じた形であるが、後段頭部前面の衝撃波は一様流中におかれた場合の強い離脱衝撃波とは異なる形状で、前面抵抗値は前述のように一様流中の場合の半分以下である。

これは後流中心部に速度欠損があるため、後方物体による離脱衝撃波の形成が阻害されているとみななければならない。これについてMoeckel⁴⁾は中央部に速度損失のある超音速流中の鈍頭物体は前面に尖った死水域を作り、衝撃波の強度が減ずることを指摘しており(図8)これは教科書にも引用されている⁵⁾。

しかしその後この問題についての研究はあまり知られていない。先年東京農工大学において、航技研廣瀬直喜技官の指導の下にこの問題の数値計算が試みられた^{6),7)}。その結果はいくつかの場合についてMoeckelの指摘したような死水域が計算によっても認められた(図9)が、死水域内の圧力等に疑問の点が残り完全な解明には至らなかった。ただ中央に低速部をもつ超音速流中で鈍頭物体前面に死水域の生ずることはかなり可能性が増してきた。

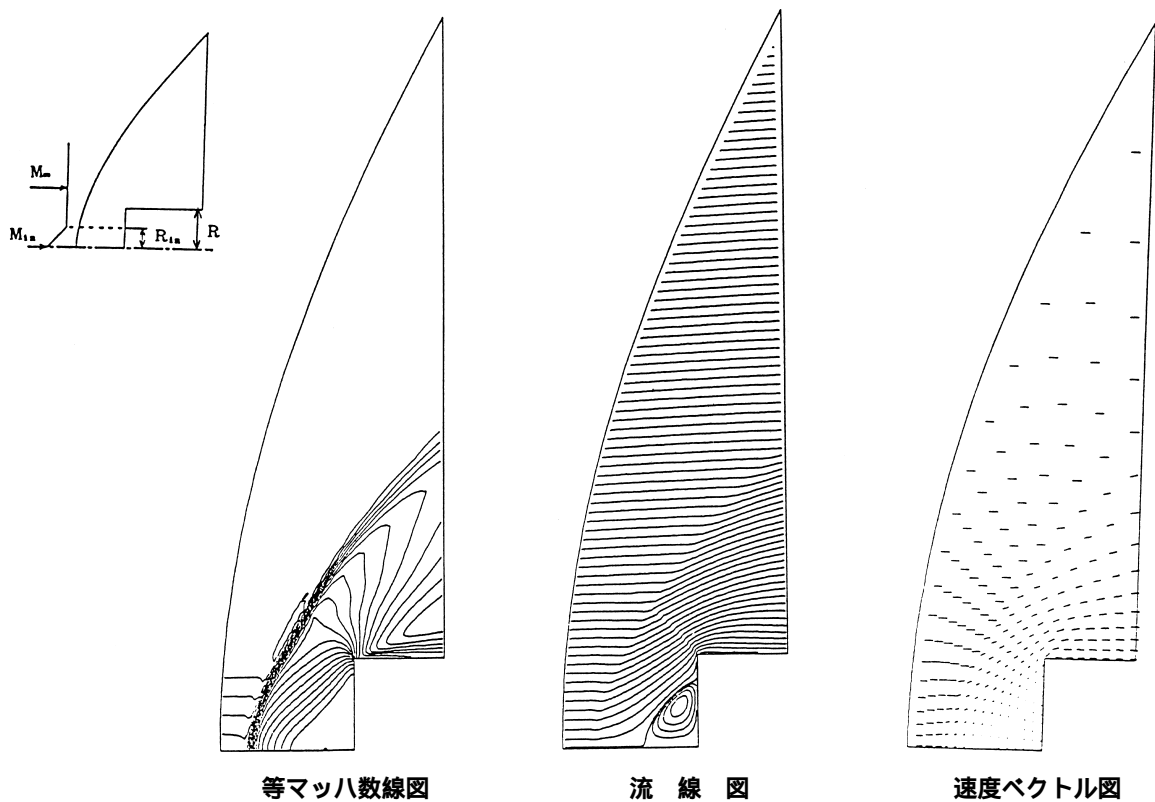
このような中央部に低速域をふくむ速度プロファイルを持つ流れの特性を最も簡単にモデル化するものは、速度の異なる二つの平行流としての近似である。これは衝撃波と境界層の干渉解析にTsienとFinstonが用いたもの⁸⁾である。又筆者の一人は頭部前面の強い衝撃波の影響が物体表面の流れに及ぶ効果をこの流れのモデルによって推定した⁹⁾。ただし今回の解析において、中央低速部の流れが亜音速となると、後方物体の影響はこれを通して前方物体にまで及ぶこととなり現象はきわめて複雑となるので、低速部も超音速として考えることとする。

図8 非一様流中の鈍頭物体概念図⁴⁾



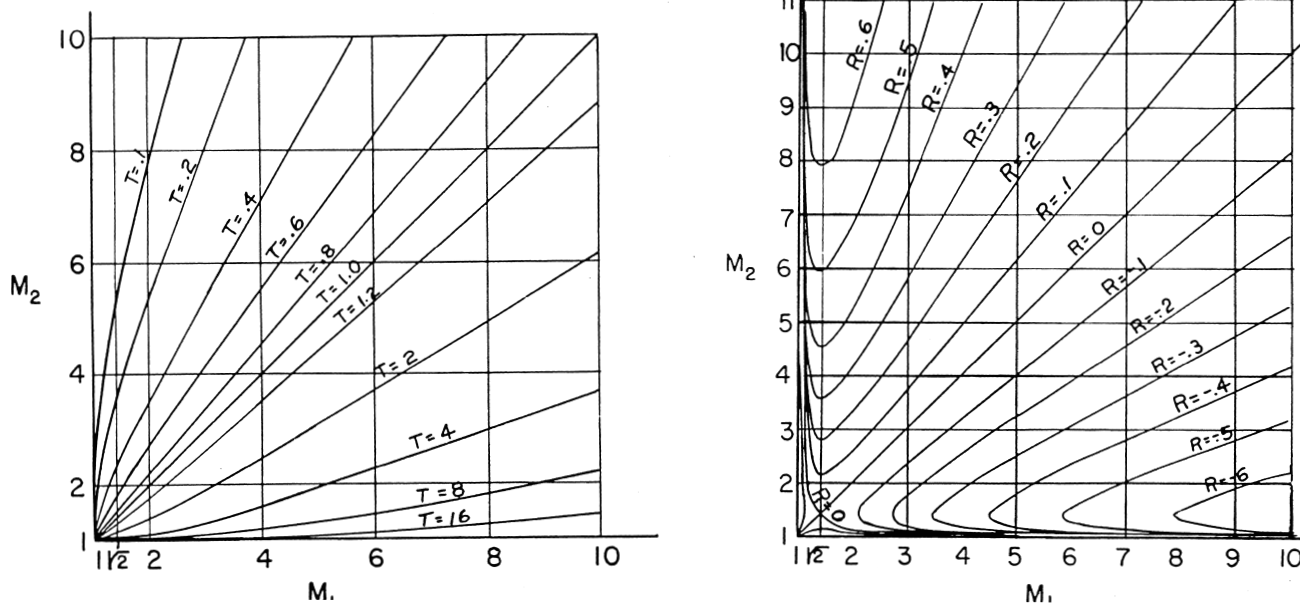
流れ場 ($M = 2.5$, $M_{in} = 1.5$, $R_{in}/R = 0.4$)

図9 - a 差分法による非一様流中の鈍頭物体の解⁷⁾



流れ場 ($M = 2.0$, $M_{in} = 1.5$, $R_{in}/R = 1.0$)

図9 - b 差分法による非一様流中の鈍頭物体の解⁷⁾

図10 超音速二平行流間波の伝播の線型理論¹⁰⁾

このように速度の異なる二平行流がいずれも超音速の場合、その線型理論は複合噴流の問題として Pai により展開されている¹⁰⁾。これは一方の流れに発生した圧縮波又は膨張波(線型理論ではこれは符号のみの相違で同質である)が他方の流れに入射するとき、他方へ透過する強度を透過率 T 、元の流れに反射する強度を反射率 R として計算したものである(図10)。

なお Pai の計算はすべて二次元であるが、軸対称流を考えた場合二つの流れの境界面における問題は同様に扱うものである。もちろんこれらの波が二つの流れの中を伝播してゆく計算は三次元的に扱われなければならない。なお軸対称流の場合、円錐状頭部より発する衝撃波は二次元同様強度一様の円錐波として伝播するものである。

2. 超音速二平行流の線型理論

次項以下の厳密な衝撃波理論との比較のため Pai¹⁰⁾ による線型理論の要点を記す。図11において M_1 、 M_2 の二つの流れを擾乱速度ポテンシャル ϕ_i について解を求める。方程式

$$\phi_i^2 \phi_{xxx} = \phi_i \phi_{yy}$$

に対して、 M_1 中の擾乱波は ϕ_i を正又は負の常数として

$$\phi_i = \phi_i(x - M_1 y) = \phi_i(x - M_1 y) \quad (1)$$

とし、これが M_2 中に透過して ϕ_2 の解

$$\phi_2 = T \cdot \phi_i(x - M_2 y) = T \phi_i(x - M_2 y) \quad (2)$$

および M_1 への反射波

$$\phi_1 = R \cdot \phi_i(x - M_1 y) = R \phi_i(x - M_1 y) \quad (3)$$

となる。入射点下流の境界上で圧力、流れ方向が一致すべき条件は比熱 γ を用いて

$$\text{圧力} : (p - p_0) / p_0 = - M_i^2 \phi_{ix} \quad (4)$$

$$\text{流れ方向} : \phi_i = \phi_{iy} / (1 + \phi_{ix}) \quad (5)$$

の公式から

$$- M_1^2 (\phi_1 + R \phi_i) = - M_2^2 T \phi_i \quad (6)$$

$$- \phi_1 + R \phi_i = - T \phi_i \quad (7)$$

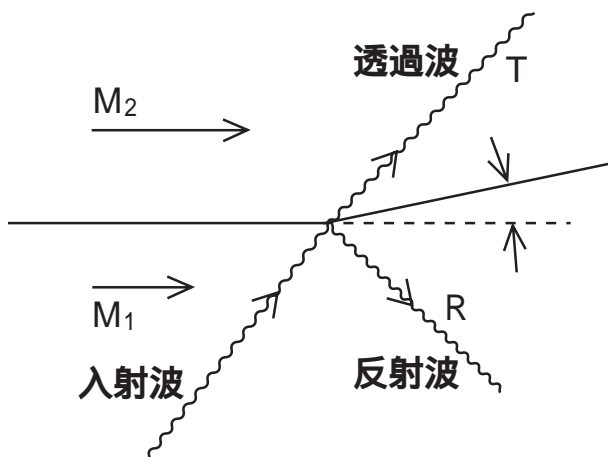


図11 平行流間の波の伝播の条件

を得る。これより

$$1 + R = M_2^2 T / M_1^2, \quad 1 - R = M_2^2 / M_1^2 \quad (8)$$

が導かれ、 T 、 R につき解くと

$$T = \frac{2}{(M_2^2 / M_1^2) + 1} \quad (9)$$

$$R = \frac{(M_2^2 / M_1^2) - 1}{(M_2^2 / M_1^2) + 1} \quad (10)$$

となる。この結果を M_1 、 M_2 を座標として図示したものが図10である。以下の我々の検討する後流問題については外側一様流マッハ数を M_2 、内側低速部を M_1 とし

$$M_2 > M_1 \quad (11)$$

の範囲で考えることとする。又後に問題となる境界における反射なしの条件は $R = 0$ であるから

$$M_2^2 / M_1^2 = 1$$

$$\text{これを变形して} \quad M_1^2 = M_2^2 \quad (12a)$$

$$\text{又は} \quad M_1^2 M_2^2 = M_1^2 + M_2^2 \quad (12b)$$

或は (12b) の代りに

$$(M_1^2 - 1)(M_2^2 - 1) = 1 \quad (13)$$

となる。 $M_1^2 = M_2^2$ は実際には境界のない一つの流れとなるので $R = 0$ ($T = 1$) は当然である。他の条件 (13) は M_1^2 、 M_2^2 を座標とすれば双曲線となる (図12)。

図12中後流として問題となる $M_2 > M_1$ において、双曲線 (13) で分けられた領域は

$$M_1^2 M_2^2 > M_1^2 + M_2^2$$

であり、 $R > 0$ すなわち M_1 で発生した波が M_2 との境界に達すると M_2 へ透過する以外に、一部が同符号の波(圧縮波は圧縮波)として反射される領域であり、は

$$M_1^2 M_2^2 < M_1^2 + M_2^2$$

で $R < 0$ となり、入射波は符号を変えて反射される領域である。

以上の結果を後流中の二次元鈍頭物体に適用し、

後述の数値計算、実験等でしめされる様に三次元流に起る円錐死水域に対応する物体前面の楔状死水域を仮定して概念図 (図13) を描くことはできるが、底面死水域 (図5) と同様この前面死水域の圧力はこの方法からは決定することができない。

又三次元軸対称流の場合は円錐状死水域を物体前面に仮定しても、そのまわりの錐状流は線型理論においてはマッハ線上で衝撃波のような不連続の圧力変化を与えることができず、上の理論を用いるわけにゆかない。線型理論の軸対称流では有限半径上の有限な不連続圧力変化は軸上で解の発散をもたらすこととなるのでこの問題に適用できないのである⁽¹¹⁾。

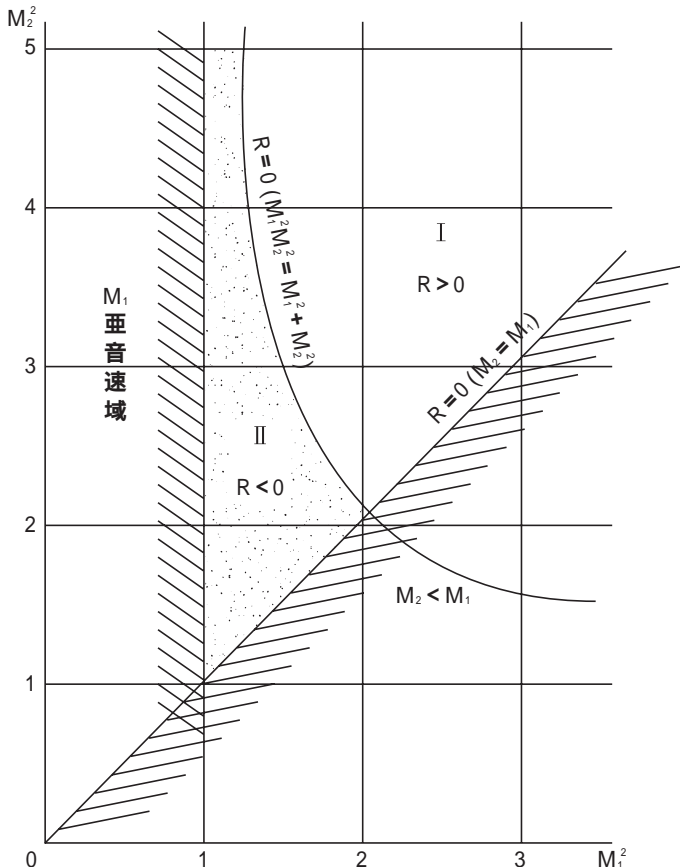


図12 線型理論による後流から一様流への波の伝播

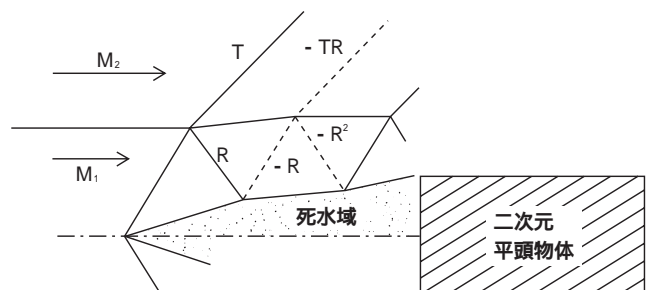


図13 線型理論による二次元平頭物体前面死水域

3. 二平行流間の衝撃波伝播の厳密解

前項のPaiによる波の伝播・反射の問題は、軸対称流においても二つの流の境界面に限れば二次元問題同様に厳密な衝撃波関係式によって扱うことができる。この場合最初に内側低速流中に発生し境界面に入射する波は円錐状衝撃波とせねばならない。後流中の鈍頭物体問題を二平行流モデルについて考えると、この衝撃波はMoeckel⁽⁴⁾の主張した前面死水域を円錐状としたときのその前面に現われる強さ一様の衝撃波とみなすことができる。境界面をこえて外部一様流に入射する透過衝撃波と、境界面で反射して内側流の軸方向に向う反射波については、境界面における強度が決定された後三次元的に考えねばならない。特に内側流の対称軸に近づく波は $1/r$ に比例して増巾されることが予想される⁽¹¹⁾。

関係公式としてはNACAのReport 1135⁽¹²⁾に従い、又比熱比 γ には7/5を用いることとする。マッハ数 M の流れ方向と角 θ をなす斜衝撃波について、波の前後の圧力比 p_2/p_1 (以下 p' は衝撃波下流の値) に対して

$$M^2 \sin^2 \theta = (6 + 1) / 7 \quad (14)$$

$$\text{又は} \quad \theta = (7M^2 \sin^2 \theta - 1) / 6 \quad (15)$$

の関係がある。又これによる流の方向変化 θ は

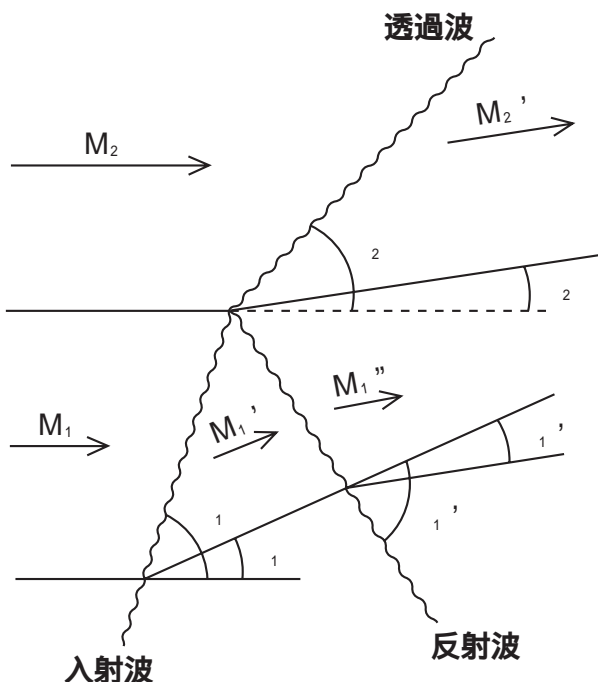


図 14 平行流間の波の伝播の厳密条件

$$\tan^2 \theta = \left\{ \frac{5(-1)}{7M^2 - 5(-1)} \right\}^2 \frac{7M^2 - (6 + 1)}{6 + 1} \quad (16)$$

であり、波の下流のマッハ数 M' は

$$M'^2 = \frac{M^2(6 + 1) - 5(-1)}{(6 + 1)} \quad (17)$$

となる。境界面に入射する衝撃波について(図14) M_1 、 M_2 が与えられているとき入射波の強さ p_1 又はそれが流れ方向となす角 θ_1 のいずれかが分ればその下流の M_1' 、 p_1' 、 θ_1' のすべてが決定される。透過波の強度 p_2 、それによる方向変化 θ_2 、反射波についての p_1' 、 θ_1' は未定であるが、入射点下流の境界面上で圧力、流れ方向が一致すべき条件から

$$p_1' = p_2 \quad (18)$$

$$\theta_1' = \theta_2 \quad (19)$$

が要求される。又 θ_2 と θ_1' と θ_1 との間には(16)の関係があるため、これら4式より4箇の未知数を決定することができる。ただし $\theta_1' < 1$ すなわち反射波が膨脹波となる場合には、衝撃波条件に代えてPrandtl-Meyer型膨脹波の関係式を用いなければならない。この公式も境界面に限れば軸対称流についても成立する。

特に反射波の強度が弱いときは、 p_1' との関係式として(16)に代えて衝撃波・膨脹波両者に対して θ_1 の二次の項までは同じ展開式

$$p_1' = \frac{p_1''}{p_1} = 1 + \frac{7}{5} \frac{M_1^2}{1} \theta_1'^2 + \frac{7}{5} M_1^2 \frac{(12/5)M_1^4 - 4}{4} \theta_1'^4 \quad (20)$$

によることができる。

このように厳密理論においては M_1 、 M_2 が与えられても入射波の強度により、その透過率・反射率は異なることとなり、一般にはやや複雑な数値計算が必要である。

4. 厳密理論による無反射条件の検討

前項においては厳密な衝撃波関係式を用いれば、やや複雑な計算によって透過波・反射波を決定することができる。ところで特に反射波の強度が0となる場合(線型理論においては $R = 0$ となる(12b)又は(13)の場合)は、理論的にも取扱いが容易であり、線型理論との比較の上でも興味ある結果が得られる。又この状態は後に示すように後流中の物体前方衝撃波の一つの有力なモデルとなるものである。

今 M_1 からの入射波が M_2 へ透過した際、反射波なしで下流が平衡状態にあるとすれば (図 15)

$$p_1 = p_2 = p, \quad \rho_1 = \rho_2 = \rho \quad (21)$$

でなければならない。従って(16)より

$$\begin{aligned} \tan^2 \theta &= \left\{ \frac{5(-1)}{7M_1^2 - 5(-1)} \right\}^2 \frac{7M_1^2 - (6+1)}{6+1} \\ &= \left\{ \frac{5(-1)}{7M_2^2 - 5(-1)} \right\}^2 \frac{7M_2^2 - (6+1)}{6+1} \end{aligned} \quad (22)$$

これより

$$\frac{7M_1^2 - (6+1)}{\{7M_1^2 - 5(-1)\}^2} = \frac{7M_2^2 - (6+1)}{\{7M_2^2 - 5(-1)\}^2}$$

を得るが、これを展開して整理すると M_1^2, M_2^2 のとき

$$5^2 - 6(M_1^2 + M_2^2) + 7M_1^2 M_2^2 - (M_1^2 + M_2^2) - 5 = 0 \quad (23)$$

となる。これは上述の無反射条件としての M_1, M_2 の関係を支えるものである。

M_1, M_2 が与えられたときこれを M_1 の二次式として解けば

$$M_1^2 = \frac{1}{5} \left\{ 3(M_2^2 + M_1^2) \pm \sqrt{9(M_2^2 - M_1^2)^2 + (M_1^2 + 5)(M_2^2 + 5)} \right\} \quad (24)$$

の形に求められる。根号内は常に正であり、又 M_1 における垂直衝撃波に対する M_1 をこえないための条件から複号

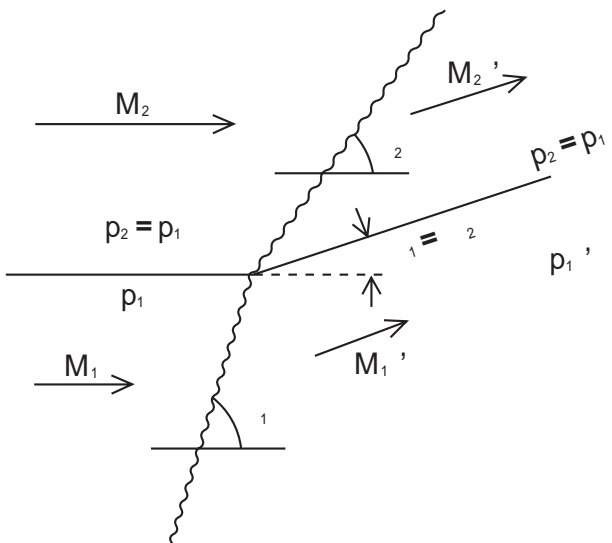


図 15 平行流間の波の伝播の無反射条件

は負をとることが示される。このようにして任意の M_1, M_2 の組合せに対し、反射の起らない入射の強度が決定されたわけで、これは特定の M_1, M_2 の組合せしか無反射とならない線型理論の結果と比べて特に興味のある点である。

ここで線型理論における無反射の関係式(12b)を与えると

$$= \frac{1}{5} \left\{ 3M_1^2 M_2^2 - \sqrt{3(M_1^2 M_2^2 - 5)^2} \right\} = 1 \quad (25)$$

となり、この場合の入射波の強度は0となる。すなわち衝撃波の強度の減じた極限においてこの関係が成立することとなり、これは線型理論と矛盾するものではないが現実には衝撃波としては存在できない状態である。

次に(23)式において M_1^2 を一定とおくと

$$7M_1^2 M_2^2 - (6+1)(M_1^2 + M_2^2) = 5 - 5^2$$

であり書直せば

$$\left(M_1^2 - \frac{6+1}{7} \right) \left(M_2^2 - \frac{6+1}{7} \right) = \left(\frac{6+1}{7} \right)^2 \quad (26)$$

が得られる。これは M_1^2, M_2^2 を座標として M_1^2 をパラメータとして双曲線群となる(図16)。 $M_2^2 = 1$ の線が先にみた線型理論の無反射条件(13)である。 $M_2 > M_1, M_1 > 1$ に対して(26)は図12の領域 Ω と同じ範囲に分布している。

次にこのような関係にある M_1, M_2 の組合せが衝撃波通過後のマッハ数は(17)により

$$M_i^2 = \frac{M_i^2(6+1) - 5(-1)}{(6+1)}$$

であるが、逆にとけば

$$M_i^2 = \frac{M_i^2 \left(\frac{6+1}{7} + 5 \right) + 5(-1)}{6+1}$$

である。これを(26)に入れて M_i^2 についての関係式

$$\left(M_i^2 - \frac{6+1}{7} \right) \left(M_i^2 - \frac{6+1}{7} \right) = \left(\frac{6+1}{7} \right)^2 \quad (27)$$

となり、 M_2 平面の領域 Ω で再び双曲線群となる(図16)。ところで(27)は衝撃波上流の各点が線型理論における図12に領域 Ω にあったのに対し、領域 Ω 以外に M_2 が超音速となる領域 Ω' にも拡っている。領域 Ω の中で Ω' に対応するのは図で Ω' と示した範囲である。 Ω' の境界と

しての M_1^2 、 M_2^2 は をパラメータとして

$$M_1^2 = \frac{6^2 + 6 - 5}{6 + 1}, M_2^2 = \frac{6^2 +}{6 - 6} \quad (28)$$

で与えられる。対応する $M_1^2 = 1$ 上の M_2^2 の値は

$$M_2^2 = \frac{6^2 + 6 - 5}{(6 - 6)} \quad (29)$$

である (図 16)。

5. 後流中物体前面衝撃波としての無反射解

超音速後流のモデルとして中心部に速度欠損のある二平行流を考えると、その中の鈍頭物体に対して前面離脱衝撃波をおくことは難しい。もしあるとすれば中央の低マッハ流では離脱距離が大きく、外側の高速流ではこれは小さくしなければならず、その両者をつなぐ形は考え難い。特に衝撃波下流は亜音速となるためそこには反射波は存在し得ないので、二つの流れの間で強い衝撃波をつなぐことは不可能である。

しかし鈍頭物体前面に錐状の死水域を仮定し、それに

対応する錐状の附着衝撃波については、厳密に考えても (18)(19) 式の条件で外側流との間の伝播・反射が決定される。このような前面死水域は常識的には考え難いものであるが、同様な形状は頭部より突出させたスパイクによっては実現される (図 17)¹³⁾。類似の実験解析で渦と Normal Shock の論文はある。ただしスパイクによる場合と異なり今回の前面死水域はその圧力もしくは錐状域の半頂角を決めることは、物体底面に生ずる死水域の底面圧 (図 5) 同様難しい。この部分の形状を決めるには何等かの新しい条件が必要である。

これに対する一つの仮説として、内外二流間の衝撃波伝播に対する無反射条件を提案するものである。すなわちこのような二平行流モデルにおいては、前面円錐状死水域は、その前面に附着する円錐状衝撃波が、外部流との境界において衝撃波としても膨張波としても内側へ反射されないような状態で形成されることを主張するものである。なお死水域の形状としては、内部の流動を考えない以上圧力一定の条件からは円錐しか考えられない。

まず一つの場合として、内部流に生じる衝撃波が斜衝撃波であっても充分強く、その下流が亜音速となるようなとき (図 16 の) 亜音速流中には不連続変化を作る反射を考慮することができないから、このような無反射解はその近傍の圧力比 において実現される唯一の解であり、いわば孤立解という形となる。これの実現される M_1 、 M_2 の組合せは図 16 において示した の範囲である。

次に 以外の の組合せに対しても、無反射条件によってこの M_1 、 M_2 の流れは領域 の M_1 、 M_2 となる。この領域は Pai による線型理論の適用される弱い波に対しては反射波の符号が入射波と逆になる $R < 0$ の領域である。(図 12)

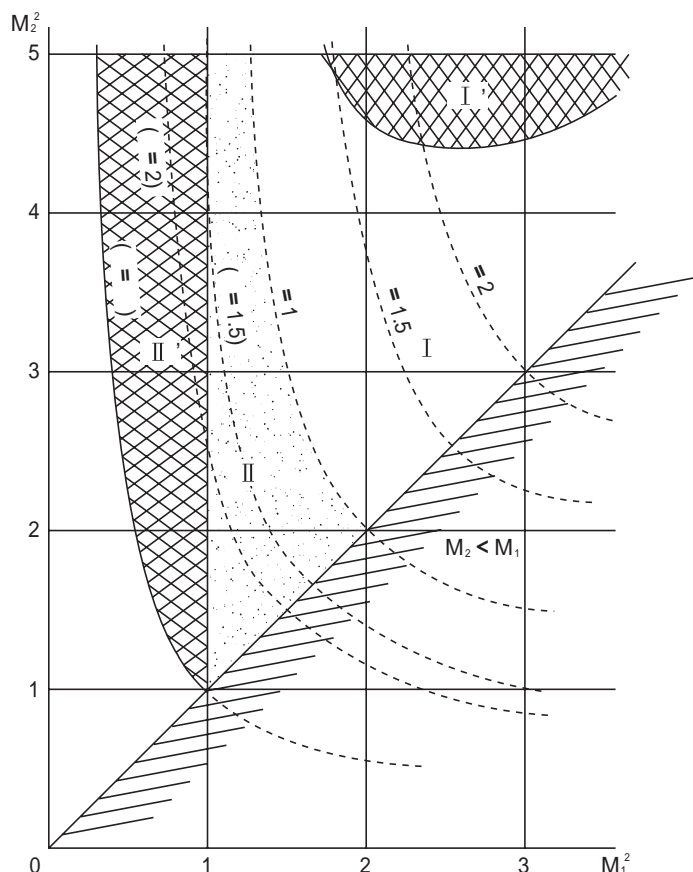


図 16 厳密解による無反射条件の成立範囲

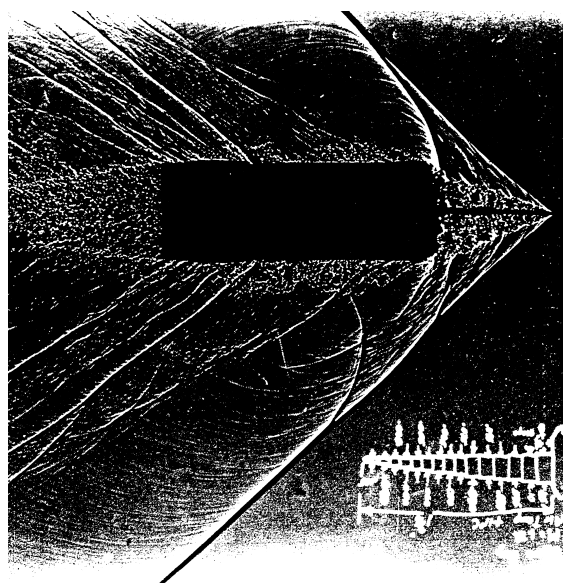


図 17 スパイクによる前方死水域¹³⁾

今無反射条件の入射波より僅に強い衝撃波を考えると、これは に移ったあと追加の弱い入射圧縮波をおくことに等しい。追加波の反射波は上述のように膨張波として反射され、これは軸に向かって増巾されながら死水域に当ることとなる。通常圧力一定の死水域に当る不連続波は(一様大気と噴流内波の場合のように)境界で圧力不変の条件から同強度反対符号の波として反射されるものである。しかし現在のような小さく不安定な死水域では、死水域の方が入射波によって影響されるであろう。それが膨張波であればこの部分の圧力減少すなわち円錐死水域の頂角減少の効果をもち、結果として追加圧縮波を弱める方向になる。追加波が膨張波であればこの逆となり、いずれにしてもこの無反射状態は擾乱に対し安定な状態と考えられる。

以上の考察から我々は二平行流モデルにおいて可能な物体前方円錐形死水域は、その前面の附着衝撃波が二平行流境界の無反射条件をみたす状態で生成されると規定した。これにより後流の構造を二平行流でモデル化して内側のマッハ数さえ決定できれば物体抵抗値を推定することが可能となるが、現在後流に関する詳細の研究は不十分でその正確なモデル化は困難である。これについては次の実験との対比において考察される。

6. 実験結果との比較と考察

以上の仮説を比較する実験結果として、航技研超音速風洞において最初にのべた力試験と同様の方法で行なわれた圧力試験データ¹⁴⁾を用いる。これは通風中の分離実験において、力計測に代えて後段頭部に設けた複数個の静圧孔による圧力データを積分してその前面抵抗値を求めたもので、後段の側面摩擦抵抗や底面圧の影響がないため理論との比較が容易である。結果は図18にみるように力試験(図2)とほぼ同様の傾向を示している。

前述のように物体後流内の速度プロファイルのデータがないため二平行流をあらかじめ規定することができないので、我々は次のような検証を行った。すなわち可視化された流れ場(図19)から後方物体前面より生ずる衝撃波と主流とのなす角 を計測する。これを外部流に透過された波と考えると M_2 であり、主流マッハ数が M_2 であるから(15)によって強さ が求められる。

M_2 、 が決定されると(23)より無反射条件をみたす仮想の内部流のマッハ数 M_1 を求めることができる。その中の衝撃波の強度 は M_2 内と同一であるから、これより文献12の図より錐状死水域の半頂角 およびその表面圧力係数を求められる。ただし圧力係数は内側流の動圧に対するものであるから、実験値との比較のためには一様流の動圧 q_2 への換算($\times M_1^2 / M_2^2$)が必要である。その結果を表1及び図18に示した。

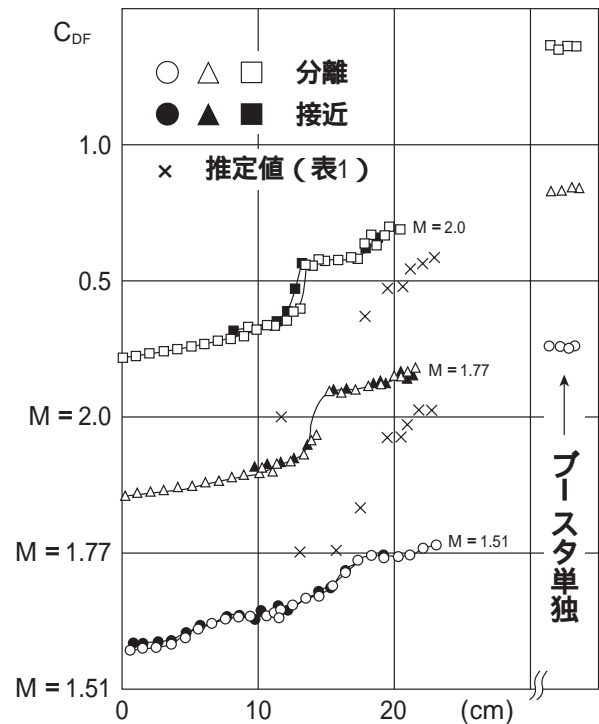
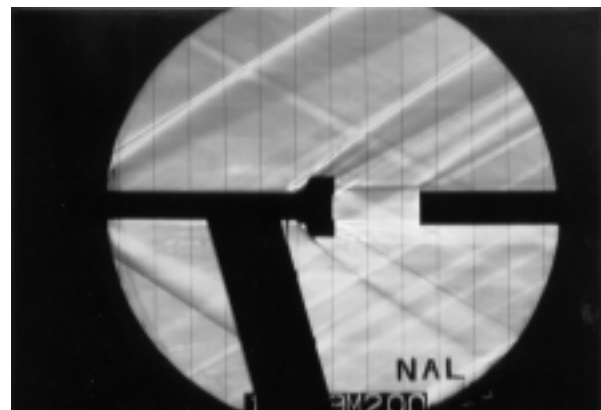
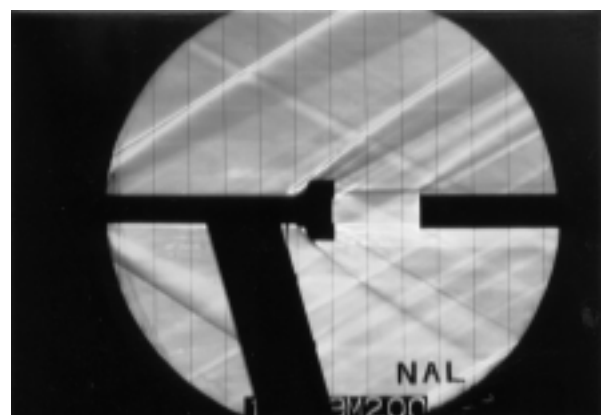


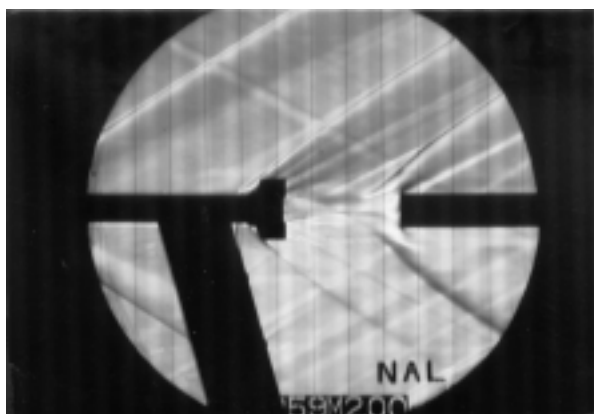
図18 圧力計測による分離時後方物体の抵抗変化¹⁴⁾



M = 2 = 12.9cm M_2 なし
図19 - a - 1 分離試験時の流れの可視化

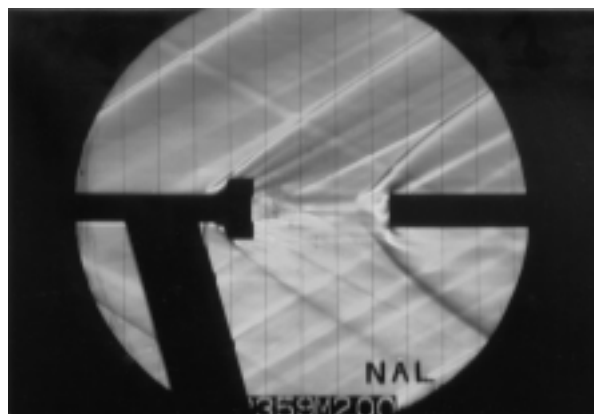


M = 2 = 15.2cm M_2 なし
図19 - a - 2 分離試験時の流れの可視化



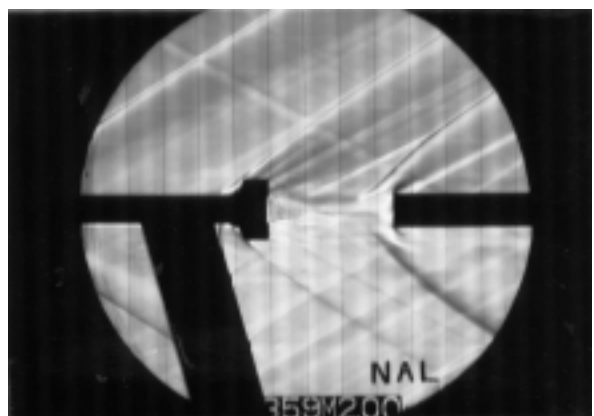
$M = 2$ $= 17.5\text{cm}$ $\alpha_2 = 38.7^\circ$

図 19 - a - 3 分離試験時の流れの可視化



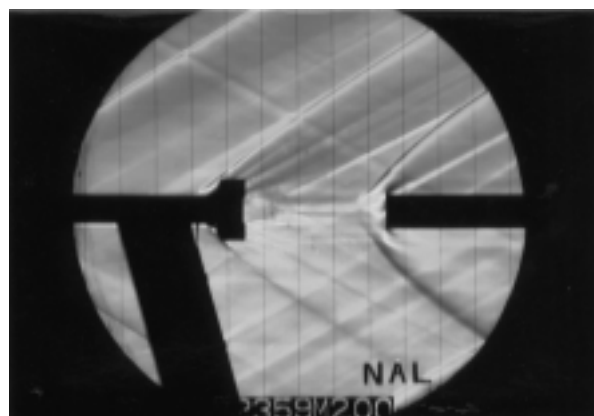
$M = 2$ $= 21.0\text{cm}$ $\alpha_2 = 43.8^\circ$

図 19 - a - 6 分離試験時の流れの可視化



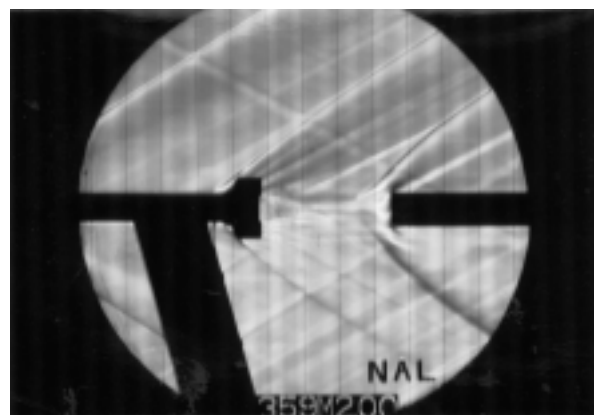
$M = 2$ $= 19.5\text{cm}$ $\alpha_2 = 42.9^\circ$

図 19 - a - 4 分離試験時の流れの可視化



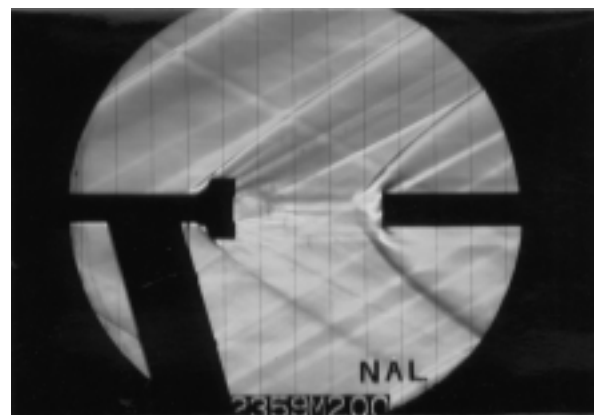
$M = 2$ $= 21.8\text{cm}$ $\alpha_2 = 45.0^\circ$

図 19 - a - 7 分離試験時の流れの可視化



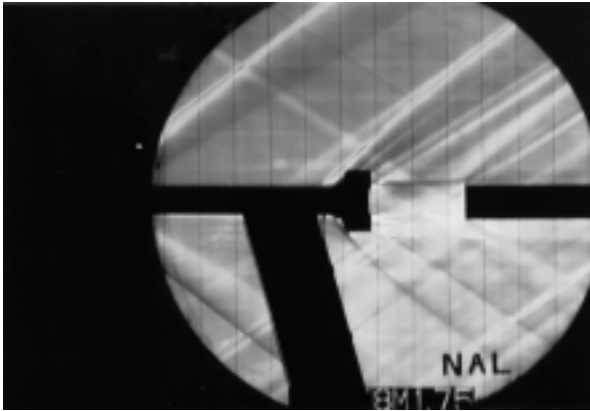
$M = 2$ $= 20.2\text{cm}$ $\alpha_2 = 42.7^\circ$

図 19 - a - 5 分離試験時の流れの可視化

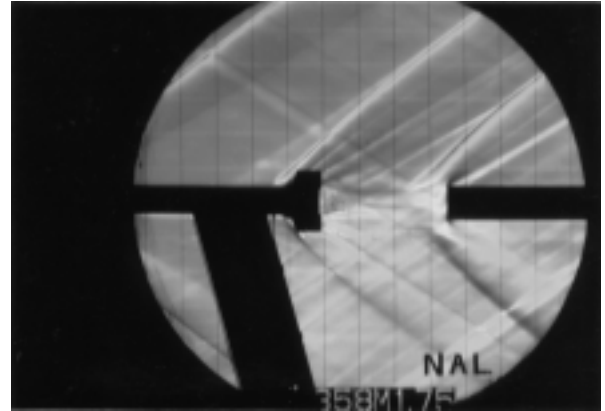


$M = 2$ $= 22.6\text{cm}$ $\alpha_2 = 48.0^\circ$

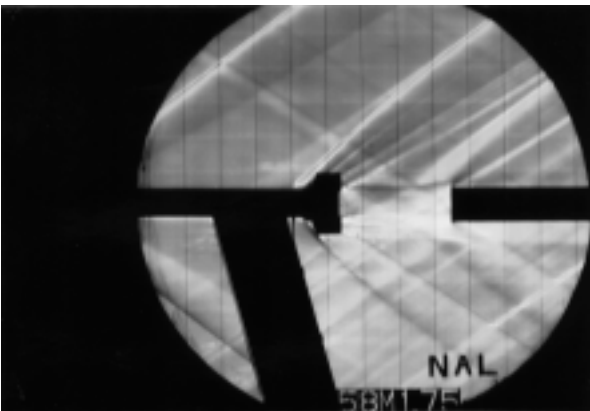
図 19 - a - 8 分離試験時の流れの可視化



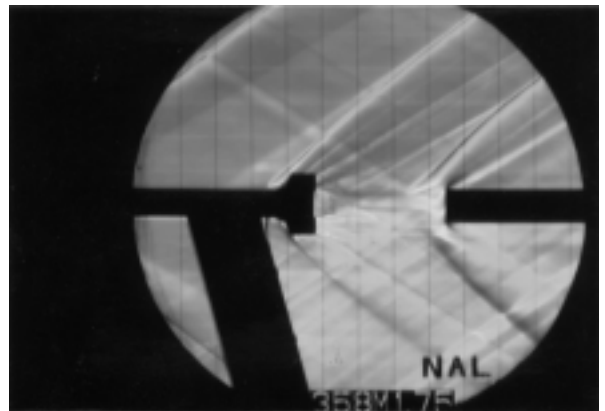
$M = 1.75$ $= 14.2\text{cm}$ $\alpha = \text{なし}$
図 19 - b - 1 分離試験時の流れの可視化



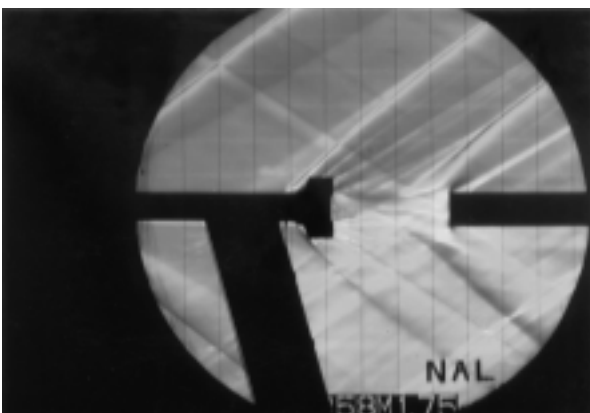
$M = 1.75$ $= 19.5\text{cm}$ $\alpha = 43.8^\circ$
図 19 - b - 4 分離試験時の流れの可視化



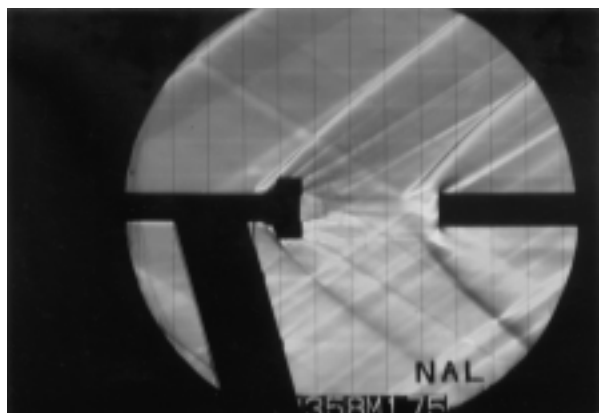
$M = 1.75$ $= 17.2\text{cm}$ $\alpha = \text{なし}$
図 19 - b - 2 分離試験時の流れの可視化



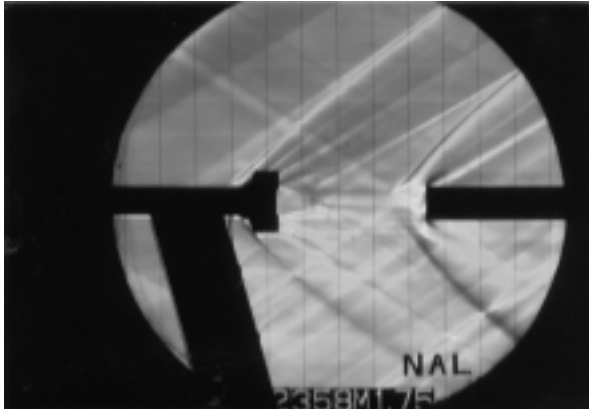
$M = 1.75$ $= 20.2\text{cm}$ $\alpha = 43.2^\circ$
図 19 - b - 5 分離試験時の流れの可視化



$M = 1.75$ $= 17.5\text{cm}$ $\alpha = 39.3^\circ$
図 19 - b - 3 分離試験時の流れの可視化

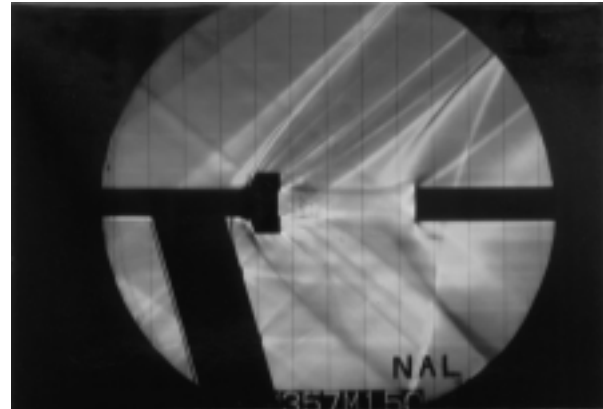


$M = 1.75$ $= 21.0\text{cm}$ $\alpha = 46.7^\circ$
図 19 - b - 6 分離試験時の流れの可視化



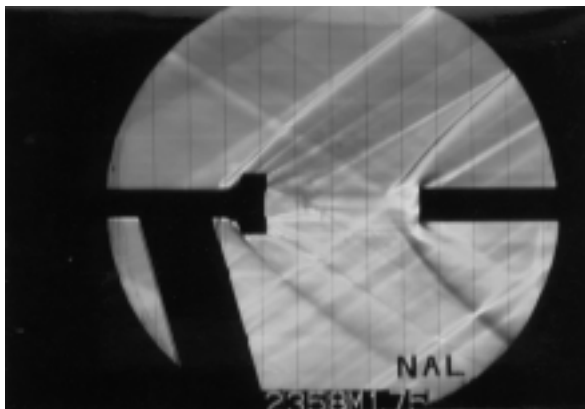
$M = 1.75$ $= 21.8\text{cm}$ $\alpha_2 = 47.2^\circ$

図 19 - b - 7 分離試験時の流れの可視化



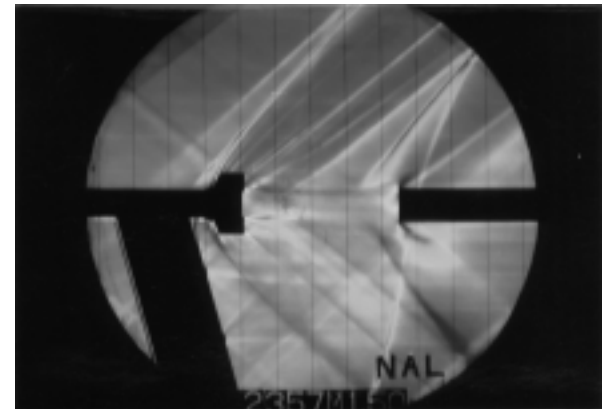
$M = 1.5$ $= 21\text{cm}$

図 19 - c - 1 分離試験時の流れの可視化



$M = 1.75$ $= 22.6\text{cm}$ $\alpha_2 = 47.2^\circ$

図 19 - b - 8 分離試験時の流れの可視化



$M = 1.5$ $= 24\text{cm}$

図 19 - c - 2 分離試験時の流れの可視化

表1に於て $M = 2.0$ の $= 12.9\text{cm}$ および 15.2cm 、 $M = 1.75$ の $= 14.2\text{cm}$ および 17.2cm は図19にみるように後部胴体前に明瞭な衝撃波はなく、前後胴体間が死水域で充されている状態である。上述の方法による後部胴体前面抵抗値は測定できず、このモデルからの抵抗値は0である。実際には後部胴体側面摩擦抵抗その他により、実験値にはある程度の抵抗値が現われる。

なお内側流の直径はこの方法からは決定できず、又後流の速度プロファイルを知ってもこれを二平行流で近似とするには未定の要素が残る。ここには考えられる最大限として又その中に充分な円錐状死水域が形成されるものとして、仮にこれを前後部胴体径と同程度と考えておくが、この値は抵抗値推定には直接影響はない。

結果についてその基礎となる衝撃波角の計測は特に誤差を伴うおそれがある。又 は物体を離れると膨張波の干渉で急激に減少するので境界面の値より過少に推定される可能性が高い。このため $M_2 = 2$ 、 1.75 の推定値は実験値よりかなり低目となり、又抵抗値急増の物体間距離は下流にずれているが、後者の原因についてはまだ不明である。なお $M_2 = 1.5$ の場合についてはこの仮説の適

用下限 $M_2 = 2$ に近く解が求められなかった。 $M_2 = 1.5$ は実験値からみても抵抗値急増の傾向が他のマッハ数と異なる他、可視化の結果も実験された最大間隔においても前方胴体の後流が完全に閉じた形とは見られない。このような低超音速域の問題は又別箇のモデルにより考えるべきであろう。

推定結果をみると仮想内部流のマッハ数 M_1 は物体間隔の増大と共に増している。これは外部一様流との混合によって後流が加速されているものと解釈される。このように内部流が加速され M_1 M_2 の極限では境界のない一様流となり物体前方には強い離脱衝撃波が現れるはずであるが、前節までの理論からは M_1 M_2 の極限に近づくとき

$$M_2^2 - 1$$

となり、極限近くまで錐状死水流の存続が予想される。このときの衝撃波角 その他の値は M_1 についても M_2 と同値となり表2の如く求められる。

表2の結果はこの仮説にもとづき円錐状死水域を仮定

表1 可視化結果より求めた後方物体抵抗値

 $M_2 = 2.0$

前後胴体 間距離	一様流中の 衝撃波角	衝撃波 強度	内側流 マッハ数	内側流 衝撃波角	円錐状死 水域半頂角	死水域表面 圧力係数	物体前面 抵抗係数
cm	°	$= p / p$	M_1	1°	°	C_{pc}	$C_{DF} = C_{p2}$
12.9	-	-	-	-	-	0	0
15.2	-	-	-	-	-	0	0
17.5	38.7	1.66	1.44	60.7	27	0.69	0.36
19.5	42.7	1.98	1.56	60.2	30	0.78	0.47
20.2	42.7	1.98	1.56	60.2	30	0.78	0.47
21.0	43.8	2.07	1.60	54.8	31	0.80	0.51
21.8	45.0	2.17	1.64	59.7	32	0.84	0.56
22.6	48.0	2.40	1.72	58.8	33	0.84	0.63

 $M_2 = 1.75$

14.2	-	-	-	-	-	0	0
17.2	-	-	-	-	-	0	0
17.5	39.3	1.27	1.35	55.3	19.5	0.41	0.25
19.5	43.8	1.55	1.48	54.8	24.5	0.56	0.40
20.0	43.2	1.52	1.47	54.8	24.5	0.56	0.40
21.0	46.7	1.72	1.57	54.2	26.5	0.60	0.48
21.8	47.2	1.75	1.58	54.2	27	0.62	0.51
22.6	47.2	1.75	1.58	54.2	28	0.63	0.52

 C_{pc} : 仮想流 M_1 中の錐状死水域表面圧力係数、 M_1 を一様流としての値 C_{p2} : 主流 M_2 の動圧 q_2 により換算した死水域圧力係数

表2 二平行流近似による後方物体最大抵抗値

一様流マッハ数 M_2	$\sqrt{3}$	2	$\sqrt{5}$	3	
衝撃波強度 $= M_2^2 - 1$	2	3	4	8	
衝撃波角 $^\circ$	52.0	55.5	57.7	62.0	67.8
円錐死水域 半頂角	20	35.5	39	46.5	56
死水域圧力係数 $C_{pc} = C_{DF}$	0.63	0.86	0.91	1.22	1.50

したとき各マッハ数で考えられる後流内物体抵抗値の最大値であるが、この値はまだ一様流中の平頭物体抵抗値よりかなり低い値となっている。この事からも物体後流中の抵抗値減少がかなりの下流まで及ぶことが懸念されるのである。

以上の結果は半実験的に求められたものであるため抵抗減少の完全な予想には不十分であるが、表2の結果等からこのような現象の或程度の推定には有効と考えられるのである。

7. まとめと問題点及び今後の課題

超音速流中の物体抵抗値が著しく減少する事は、ロケット切離し時の追突の原因となる。航技研超音速風洞の実験結果によれば、最初両物体間が死水域でうめられている間の抵抗値の非常に小さい状態は現象としてよく理解される。

しかし物体間隔が増し前方物体底面死水域が閉じた状態でも、後方鈍頭物体前面には一様流中のような離脱衝撃波はなく、抵抗値も充分小さい状態が続く。これは後流中心部に速度欠損があり、後方物体前面に錐状死水域が現れるためと考えられる。

この現象を最も簡単に表現するため速度の異なる超音速二平行流を仮定しその間の衝撃波伝播につき考察した。内側低速流に生じた衝撃波が外側一様流に入射する際、物体前面の死水域を擾乱する反射波を生じない条件を与えることによりこの錐状死水域の形状を決定し、抵抗値を推定することが可能となる。

実験結果との比較においては、得られるデータのマッハ数範囲が限られていたため充分な比較はできなかったが、比較した範囲では実験結果を或程度説明できるモデルと考えている。

今後の現象の完全な予測のためには、実験も含めて物体後流のより詳しい分析と、それをより精度よくモデル化するためには二平行流以上に一般的な速度プロファイルをもつ非一様流に対する計算法の開発が必要となるであろう。本報告はそれにむけての最初の試みであった。

文 献

- 1) 谷、吉山、丹尾、近藤、清水、関根：超音速風洞内におけるロケット段間分離試験、第9回流体力学講演会（1977）
- 2) 谷喬、大八木重治：ロケットブースター分離過程の研究、高速飛翔体の性能向上に関する空気力学的研究シンポジウム（1979）
- 3) Shapiro, A.H.: The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, The Ronald Press Co., (1954)
- 4) Moeckel, W.E.: Flow Separation ahead of Blunt Bodies at Supersonic Speeds, NACA TN 2418, July 1951
- 5) Chang, P.K., Separation of Flow, Pergamon Press
- 6) 酒井貴弘、東京農工大学修士論文、1987
- 7) 越沼貴哉、東京農工大学修士論文、1989
- 8) Tsien, H.S. and Finston, M.: Interaction Between Parallel Streams of Subsonic and Supersonic Velocities, J. Aero. Sci., Vol.16, No.9 (1949)
- 9) 谷、河本、榊原、野田、樋口：先端の鈍いフレヤツキ物体の空力特性、航技研報告 TR-221 (1970)
- 10) Pai, S.I.: On Supersonic Flow of a Two Dimensional Jet in Uniform Stream, J. Aero. Sci., Vol.19, No.1 (1952)
- 11) 野溝国生、谷喬：軸対称超音速流中のプラントル・メイヤー型膨張波の解析、航技研報告 TR-1332 (1997)
- 12) AMES Research Staff: Equation, Tables and Charts for Compressible Flow, NACA Report 1135 (1953)
- 13) Birkhoff, Garrett: Hydrodynamics, A Study in Logic, Fact and Similitude, Princeton Univ. Press, (1950)
- 14) 関根、近藤、野田、石田、馬場：ロケットの段間分離時の圧力分布試験 第11回流体力学講演会 (1979.10)

航空宇宙技術研究所報告1367号

平成10年12月発行

発行所 科学技術庁航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺東町7-44-1
電話(0422)47-5911 ㊦182-8522
印刷所 株式会社実業公報社
東京都千代田区九段北1-7-8

©禁無断複写転載

本書(誌)からの複写、転載を希望される場合は、管理部
研究支援課資料係にご連絡ください。

