

遷音速における Cone-Cylinder の空力特性

河 村 龍 馬
辛 島 桂 一
関 和 市

Aerodynamic Characteristics of Conecylinder
at Transonic Speeds

By

Ryuma KAWAMURA, Keiichi KARASHIMA
and Kazuichi SEKI

Abstract: Present paper gives the results of experimental investigation on the aerodynamic characteristics of the simple bodies at transonic speeds. Models used in the experiment are the cone-cylinders with semi-vertex angle of 10° , 15° , 20° , 25° and 30° , respectively.

In the region of small angle of attack the lift-coefficient increases proportionally to the increase of the incidence and, at zero angle of attack, the lift-curve slope near Mach number one shows fairly good agreement with that obtained by slender body theory.

The drag data for models with semi-angle of 20° and 25° agree well with those obtained by Cole, Solomon and Willmarth [3], but the transonic similarity law does not lead to good arrangement of the pressure drag coefficients at zero angle of attack.

For models with semi-angle of 25° and 30° and at small angle of attack the lift-coefficient and pitching-moment coefficient decrease abruptly near Mach number of 0.89. Observation of the flow field by schlieren method reveals that the abrupt decrease is caused by asymmetric separation of boundary layer near the shoulder of the cone and asymmetric growth of shock wave on the cylinder.

概 要

Sting-Type Balance を使って遷音速における Cone-Cylinder に働く 3 分力の測定を行なった実験結果を報告する。実験に使用した Cone の半頂角は 10° , 15° , 20° , 25° および 30° の 5 種である。小さな迎角の範囲では揚力は迎角に比例して増加し零迎角における揚力係数勾配は $M=1$ の近傍で Slender Body Theory のそれと大体一致する。模型の尖端周りの Pitching-Moment 係数は小迎角の範囲では、迎角に比例して増加するが、増加の割合は Slender Body Theory のそれと比較してかなり小さい。零揚力における抵抗係数は半頂角 20° および 25° の模型に対しては Cole, Solomon および Willmarth の実験結果 [3] と良く一致している。しかし遷音速相似法則による抵抗係数の整理は良い結果を示さない。

大きな半頂角の模型 (25° および 30°) に関しては揚力係数および Pitching-Moment 係数が $M=0.89$ の近傍ではほとんど不連続的と考えられるような急激な減少を示した。一方抵抗係数の変化は連続的であった。Schlieren 写真による流れ場の観察により、このような空力特性の急減は模型の肩における非対称剥離と衝撃波の位置の変化によるという結論に達した。

記 号

A	模型の表面積	q	動 圧
C_D	圧力抵抗係数	R	電気抵抗
C_{D_B}	底面抵抗係数	Re	Reynolds 数
C_{Df}	摩擦抵抗係数	S_B	底面々積 (模型の最大断面積一天秤の断面積)
C_L	揚力係数	S_m	模型の最大断面積 ($\pi D_m^2/4$)
C_m	Pitching-Moment 係数	U_∞	一様流の流速
C_D^*	$M_\infty=1$ における圧力抵抗係数	W	荷 重
\tilde{C}_D	Reduced Pressure Drag Coefficient	α	迎 角
C_{pB}	底面圧力係数	θ	cone の半頂角
D	天秤で測定された全抗力	γ	比熱比
D_m	模型の最大直径	ρ	密 度
d	模型の支持棒の直径	ξ_p	尖端からの風圧中心の距離と全長の比
K_∞	Reduced Mach Number	Subscript	
L	模型の全長	∞	一様流の状態
M	Mach 数	B	底面における状態
p	圧 力		

1. 緒 言

遷音速流れの研究は理論的にも実験的にも非常に難しいことはよく知られている。二次元流れに関しては理論、実験とともに数多くの研究が成され、多くの有用な資料が存在するが回転対称体に関する研究は比較的少ない。理論的には $M_\infty=1$ における Cone-Cylinder の周りの Yoshihara [1] の数値解、あるいは局所線型化の方法による Spreiter [2] の近似解が存在し、実験的には Cole, Solomon および Willmarth [3]、あるいは Solomon [4] によって行なわれた Cone-Cylinder の周りの研究が注目に値するのみである。一方 Wing-Body Combination の遷音速空力特性に関する実験は二三存在するが、Cone-Cylinder のごとき簡単な物体に対する実験は意外に少なく、特に Lifting-Case についての実験報告はほとんど見当らない。

最近著者の属する研究室で抵抗線ひずみ計を用いた Sting-Type Balance が製作されたが、この種の天秤を使っての測定は初めての経験であるので天秤の測定精度を check する必要が生じた。

今回の実験はこの Sting-Type Balance の測定精度を確かめるという目的とともに遷音速における簡単な物体に関して迎角の空力特性に対する影響を調べ、この種の資料の不足を補うために行なわれたものである。結果は Cole, Solomon および Willmarth [3] および Solomon [4] の実験結果と比較され、さらに遷音速で有効な結果を与えると信じられている

Slender Body Theory とも比較された。零揚力における圧力抵抗係数は特に遷音速相似法則による整理が試みられたけれども、その結果は思わしくなかった。

2. 風洞および模型

実験に使用した風洞は $30\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ の正方形断面を有する誘導式遷音速風洞で、測定室の側壁はガラス窓を有する固定壁で、上下は 7 % の開孔比を持つ Slotted Wall である。

一次空気貯氣槽は、 $150\sim160\text{ kg/cm}^2$, 4 m^3 の容量を持ちこれを $15\sim16\text{ kg/cm}^2$ に減圧して使用した。二次空気は大気である。

測定室の Mach 数分布を第 1 図に示す。流れの一様性は $M=1.0$ までは大むね良好であるが $M > 1.0$ に対しては幾分乱れてくる。測定室で得られる最大 Mach 数は約 1.05 で $M=1.0$ における風洞の Reynolds 数は約 $2.2 \times 10^7/\text{m}$ である。

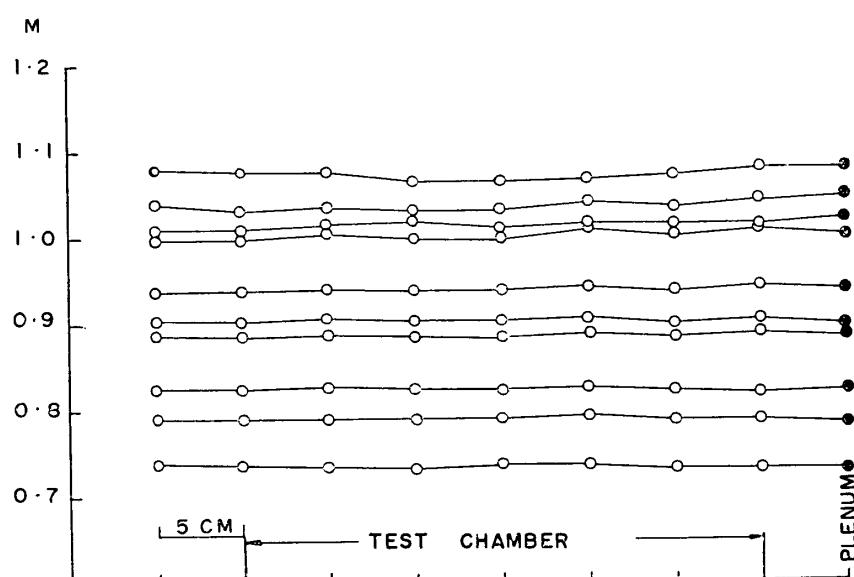


Fig. 1. 測定室の Mach 数分布。

模型は直径 $30\text{ mm}\phi$, 長さ 70 mm の円柱と、これに取付けられる円錐体より成り、円錐体の底面直径はいずれも $30\text{ mm}\phi$ で、半頂角 $10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ および 30° の 5 種を用意した。円錐体および円柱の諸元は第 2 図に示す。

底面圧力測定のために模型の底面に圧力孔を設けた。圧力孔の位置は第 2 図でわかるごとく底面半径の 80 % の円周上に 4箇設けこれら 4 点の平均圧力を底面圧力とした。模型は後方より Sting-Type Balance によって支えられ天秤は測定室下流の支持柱に取付けられた。天秤に取付けられた模型の様子を第 3 図に示す。

3. 天 秤

外径 $15\text{ mm}\phi$, 長さ 98 mm の円筒の中に抗力、第一揚力および第二揚力用の抵抗線ひずみ計を内蔵するもので、構造の概略を第 4 図に示す。各ひずみ計の抵抗線の規格は次の通りである。

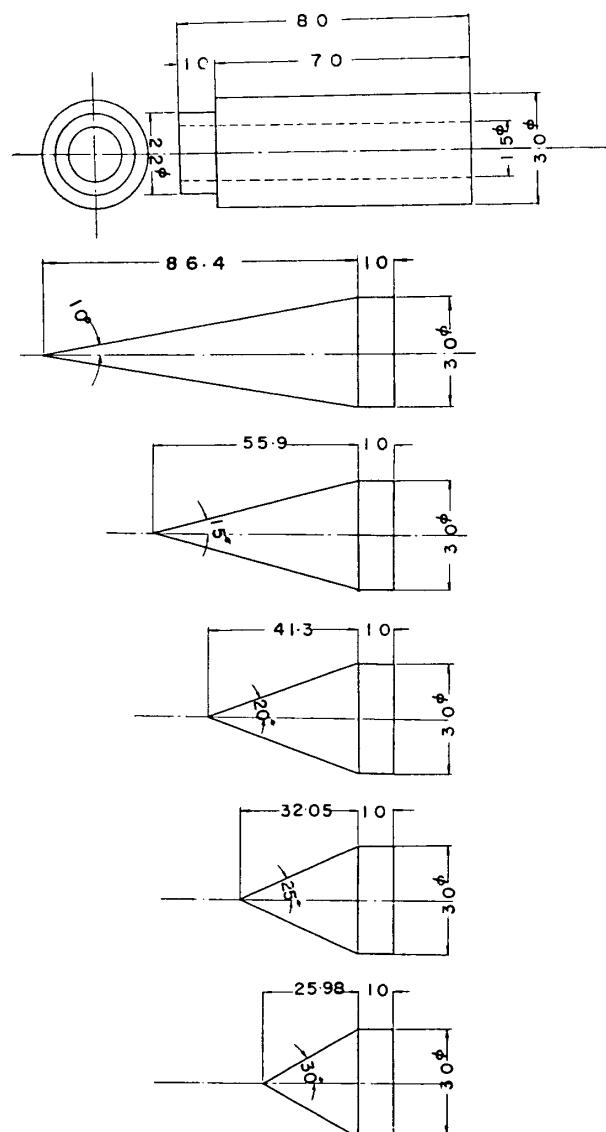


Fig. 2. 模型寸法

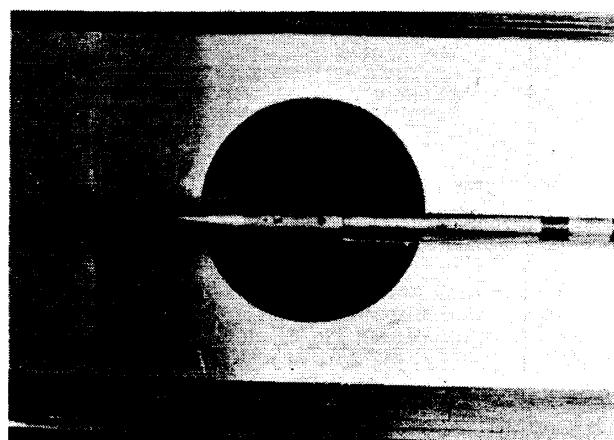


Fig. 3. 天秤に取付られた模型

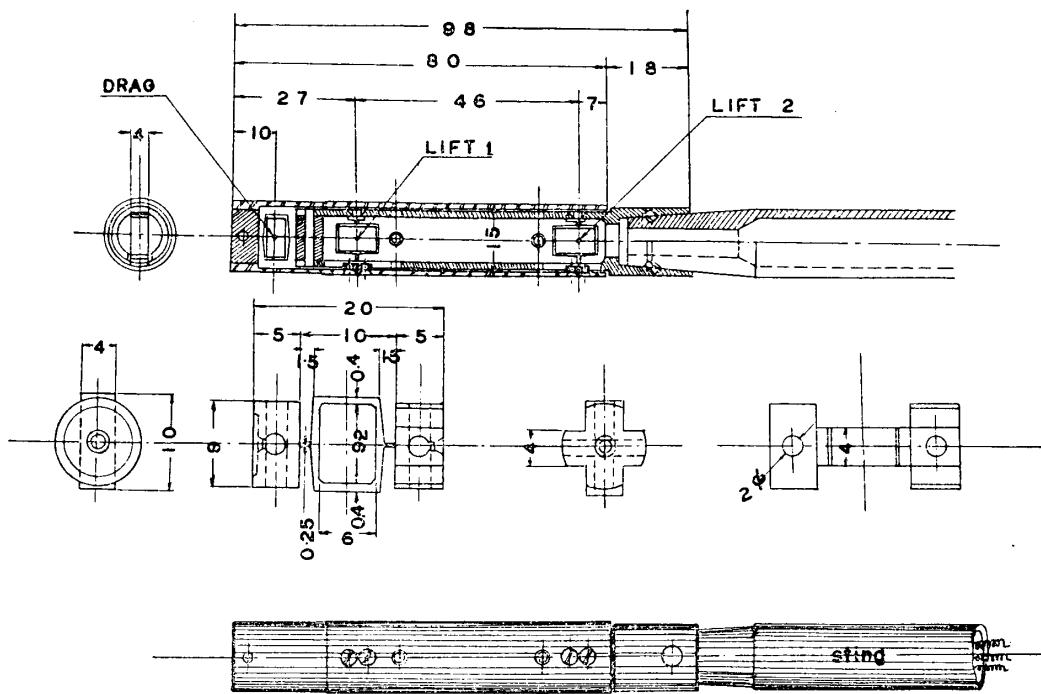


Fig. 4. 天秤詳細図.

長さ	3 mm	f	1.93
R	$120 \pm 0.3\Omega$	W_{max}	3 kg

ただし, f および W_{max} はそれぞれ Gauge Factor および最大荷重を示す。第5図は各抵抗線ひずみ計の荷重に対するひずみの指示を示すもので、荷重 4 kg 以下ではひずみ量は荷重に比例している。実際の計測はひずみ計の抵抗変化を電圧変化で取り出し、さらに電力增幅してペン書きオシロに自記させる方法で行なわれた。この方法での測定限界は 30 gr 程度である。

4. 実験

Sting-Balance による 3 分力の測定および水銀マノメータによる底面圧力の測定が行なわれた。一回の風洞運転時間は 25~30 秒で、この間、Mach 数は 0 ~ 1.05 程度まで変化できるので、3 分力はペン書きオシロに記録する方法で、Mach 数の変化に対するデータを連続的に得ることができた。底面圧力に関しては、一回の運転中に得られる最高 Mach 数に対する値を測定し、その最高 Mach 数は一次空気の流量を調節することにより制御した。

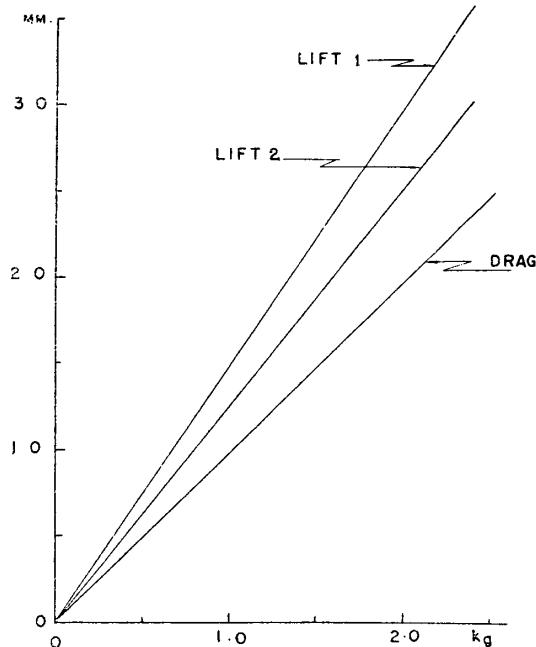


Fig. 5. 荷重と歪の指示量との関係.

測定部に模型を入れない場合の Calibration 結果によれば、測定室の圧力より決定した Mach 数と Plenum Chamber の圧力より決定した Mach 数との間の誤差は 1% 以下であることがわかったので、模型を入れた場合も Plenum Chamber の圧力より求められる Mach 数を風洞の Mach 数として採用した。Plenum Chamber の圧力は、Pressure Transducer を使って 3 分力と同時にペン書きオシロに自記させ、別に水銀マノメータを使って風洞の最高 Mach 数を測定し Pressure Transducer による測定精度を常に check した。結果は良好であった。

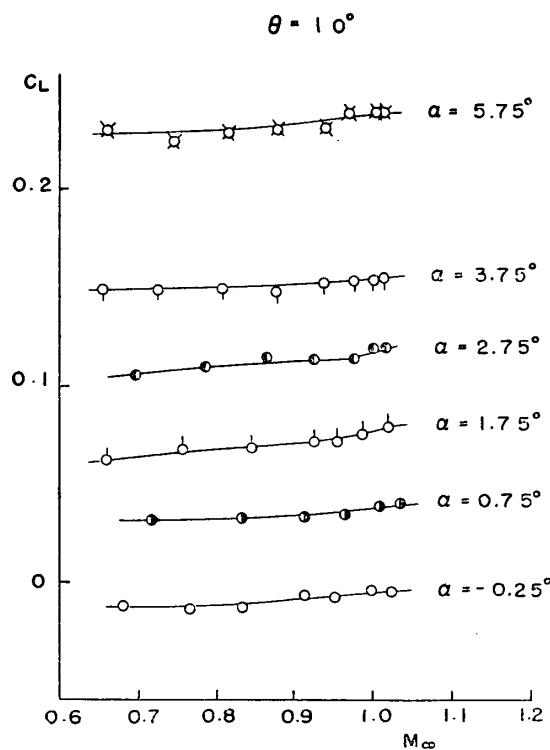
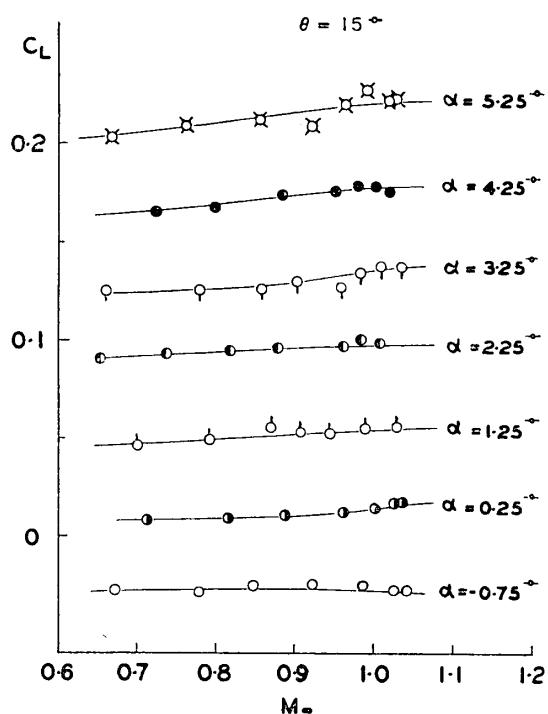
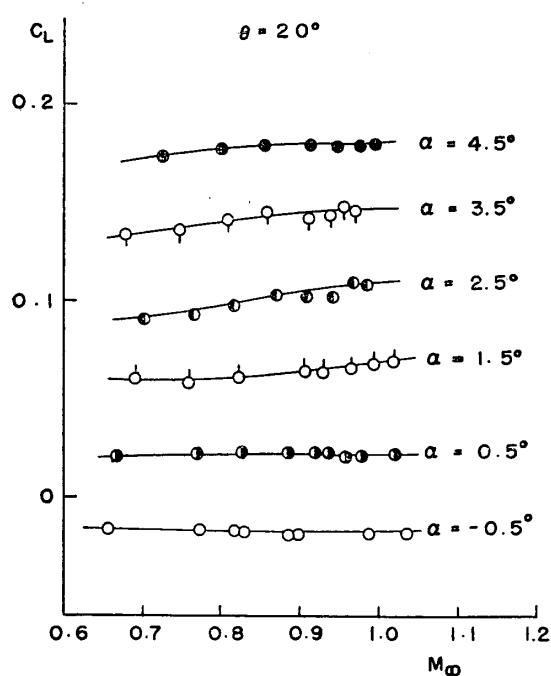
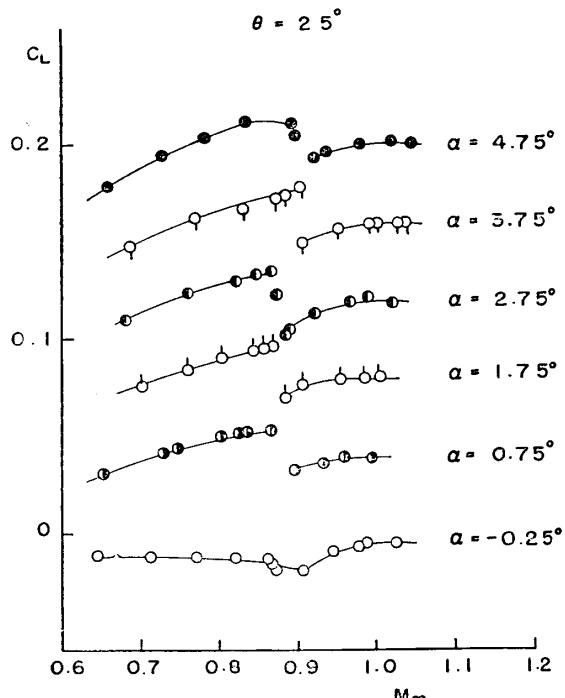
測定部気流の詳細な調査によると、風洞軸と気流との間には Mach 数 1 付近で約 45' の偏角が存在し、この偏角は Mach 数によっても幾分変化することがわかった。原因は上下 Slotted Wall から Suction が対称でないために起るものと考えられる。このような事情の下に、Mach 数 1 において揚力が零になる模型の姿勢をもって零迎角と決めた。迎角が零の近傍では揚力は極めて小さく、天秤の測定誤差と Comparable Order になるので、比較的大きな迎角における $C_L - \alpha$ 曲線からの外挿により迎角零を決めた。しかし、この方法で決めた迎角零度の位置は、 $C_L = 0$ をはさむ $C_L = 0$ に最も近い 2 実験点を直線で結ぶことによって得られる $C_L = 0$ の位置に極めて近く、その誤差はいずれも 10' 以内である。

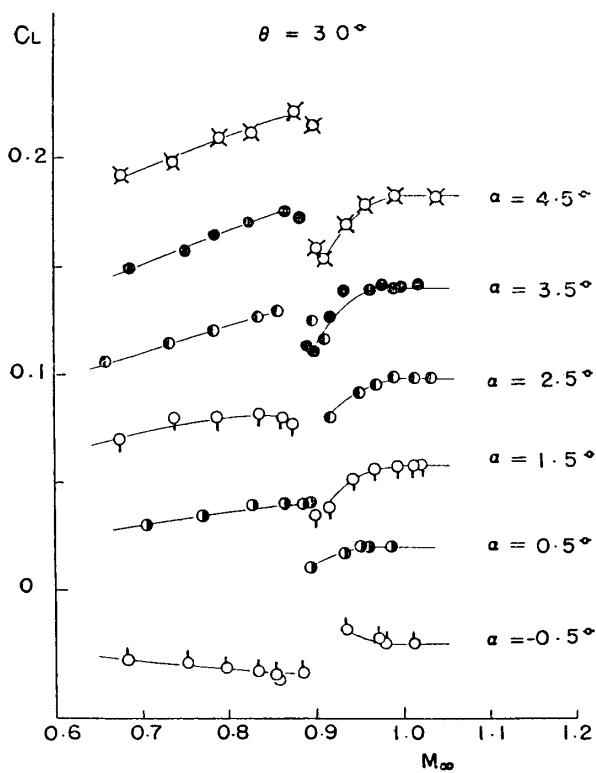
5. 結果とその検討

揚力係数、Pitching-Moment 係数および抵抗係数は、いずれも模型の最大断面積に refer し、Pitching-Moment 係数の Reference Length としては模型の全長を採用した。第6図 (a)～(e) は揚力係数の Mach 数に対する変化を示すもので、迎角をパラメーターとして示した。

小さな迎角の範囲では揚力係数は迎角に比例して増加する。また、小さな半頂角 θ に対しては、揚力係数の Mach 数に対する変化は割合単調である。一方、第6図 (d) および (e) で見られるごとく、半頂角が大きくなると、揚力係数は Mach 数と共に増加の傾向を示すが、 $M_\infty = 0.89$ 付近でほとんど不連続的と考えられるような急激な減少を示し、その後は漸次増加して $M_\infty = 0.95$ 付近で一定値に達し、これ以上の Mach 数ではほとんど変化しない。この傾向は $\theta = 10^\circ, 15^\circ$ および 20° の模型に対しては全く見られず、したがって $M_\infty = 0.89$ 付近での揚力係数の不連続的な減少は模型の半頂角 θ に関係していると推定される。さらに第6図 (d) および (e) を比較して分るごとく、揚力係数の減少量は θ が大きいほど大きい。予期しなかった揚力係数の変則的な変化の定性的な説明を得るために、16 mm 撮影機によって、Mach 数変化に対する流れ場のシュリーレン写真を連続的に撮影した。その結果、次の事柄が明らかになった。

小さい迎角に対して、小さな半頂角を有する模型 ($\theta = 10^\circ, 15^\circ$ および 20°) では、 $M_\infty = 0.8$ 付近より Cone-Cylinder の肩で膨張波およびそれに隣接する Normal shock が認められるが、その領域は極めて小さい。Mach 数の増加とともに膨張波の領域は漸次増大し、それとともに Normal shock は次第に成長しながら漸次後流に後退する。更に Mach 数が増加すると Normal shock は更に後退し、模型の肩からは弱い Obligue shock が出る。この Obligue shock の強さは θ が小さいほど弱い。

Fig. 6 (a) 揚力係数と Mach 数の関係, $\theta=10^\circ$.Fig. 6 (b) 揚力係数と Mach 数の関係, $\theta=15^\circ$.Fig. 6 (c) 揚力係数と Mach 数の関係, $\theta=20^\circ$.Fig. 6 (d) 揚力係数と Mach 数の関係, $\theta=25^\circ$.

Fig. 6 (e) 揚力係数と Mach 数の関係, $\theta=30^\circ$.

その成長の過程は、極めて単調で連続的であるので、模型に働く空気力もまた単調に変化するものと考えられる。一方 θ の大きい場合 Mach 数の比較的小さい範囲での肩からの境界層剥離は、模型の Cylinder 部分の上面の負圧を増加させ、Mach 数の増加に伴う剥離領域の増大が第6図 (d) および (e) に見られるごとく、低い Mach 数範囲で揚力係数の Mach 数に対する増加の割合が θ の小さい模型に比較して大きいことを定性的に説明していると考えられる。さらに、 $\theta=25^\circ$ および 30° の模型において、 $M_\infty=0.9$ 付近で突然有限な強さの Shock Wave が剥離流上に形成されれば Shock 後流の Cylinder 部分の圧力状態が逆転

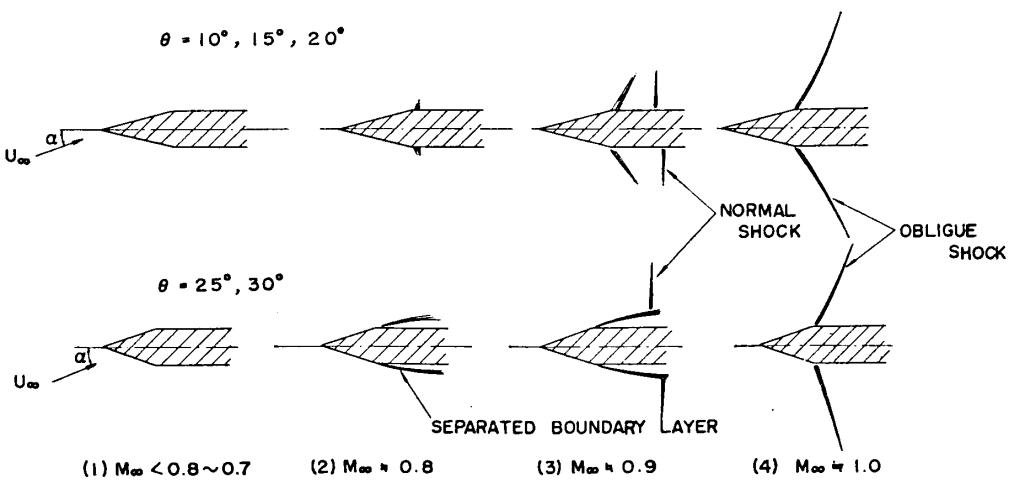


Fig. 7. Mach 数の増加に伴う小さな迎角をもつ模型の周りの flow pattern の移推の模型図。

一方、迎角は小さくても大きな半頂角の模型の周りの流れはかなり異った様子を示した。 $\theta=25^\circ$ および 30° の場合かなり低い Mach 数において Cone-Cylinder の肩より境界層の剥離が起り、この剥離領域は Mach 数の増加とともに漸次増加する。Mach 数が 0.8 付近では肩における Shock Wave の存在は認められない。 $M_\infty=0.9$ 付近で、肩の後流の剥離流上に、突然すでにかなり成長した Normal shock が出現し、さらに Mach 数の増加とともに、この shock は成長しながら後退する。そして肩からはかなり強い Oblique shock が出ると同時に、肩における境界層の剥離は認められなくなる。上記二通りの特徴的な流れ場の模様の移推を第7図に模型的に示す。

θ が小さい場合には、Mach 数の増加に伴う流れ場の中の shock の発生および

することも可能で、この時全体としての揚力係数が急激に減少することが期待され、さらに Shock Wave の Mach 数增加に伴う漸次的後退は、この逆転された圧力状態の範囲 (Shock 後流の Cylinder 部分) の減少を意味するから、第 6 図 (d) および (e) に示されているような $M_\infty > 0.9$ に対する揚力係数の漸増は定性的に理解できる。さらに大きな Mach 数に対しては Normal shock は後方に後退してしまい、肩からの境界層の剥離も認められなくなつて、流れ場は θ の小さい模型のそれと同様になる。このことは $M_\infty = 1$ 付近で同じ迎角に対しては、揚力係数が θ の大小にかかわらず大体同じ値を示すことの定性的な説明になると考えられる。いずれにしても θ が大きい場合の揚力係数の Mach 数に対する変則的な変化は、Cylinder 部分が存在するために起ることであり、この意味から Cone-Cylinder に働く全揚力に関して、Cylinder 部分に働く揚力がかなり重要な役割を果している。

第 8 図は零迎角における揚力係数勾配と Mach 数の関係を示す。図でわかる如く、揚力係数勾配は大体 2.2~2.3 であり、Slender Body Theory によれば Cone の揚力係数勾配は 2.0 であるからこれより幾分大きい。Slender Body Theory によると Cylinder 部分に働く Cross Flow による揚力は α^2 に比例する Order であるが、実験結果はかなり大きいことを示している。

第 9 図(a)~(e) は尖端回りの Pitching-Moment 係数を示す。係数は模型の全長に refer され頭下げを正に取った。小さな迎角および θ の範囲では、Pitching-Moment 係数は迎角に比例して増加し、迎角が大きくなると、Mach 数に対しては幾分減少の傾向があるが大体一定である。大きな θ に対しては ($\theta = 25^\circ$ および 30°) Mach 数に関して変則的に変化をし、その傾向は揚力係数の場合と全く同様である。Pitching-Moment 係数の変則的な振舞の定性的な説明は、揚力の場合と全く同様に理解できると考えられる。第 10 図は $\alpha = 0^\circ$ における Pitching-Moment 係数勾配を示すもので Slender

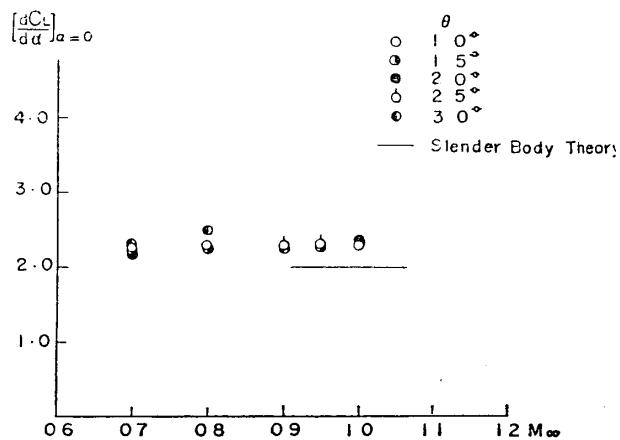
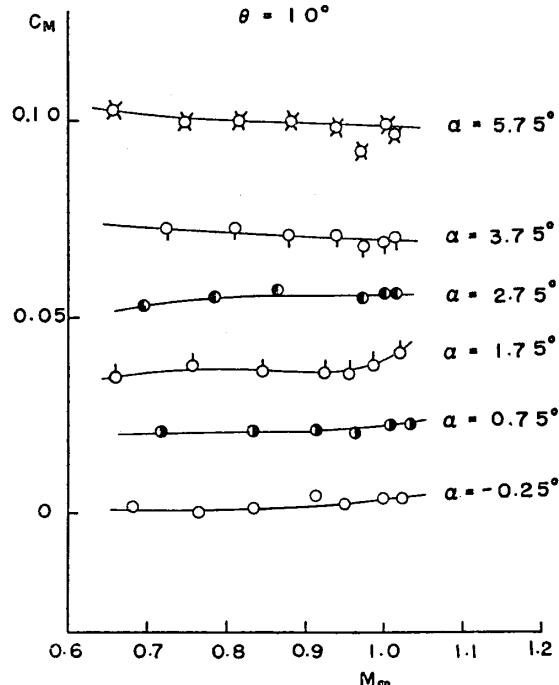


Fig. 8. 揚力係数勾配と Mach 数の関係。

Fig. 9 (a) Pitching-moment 係数と Mach 数の関係、 $\theta = 10^\circ$.

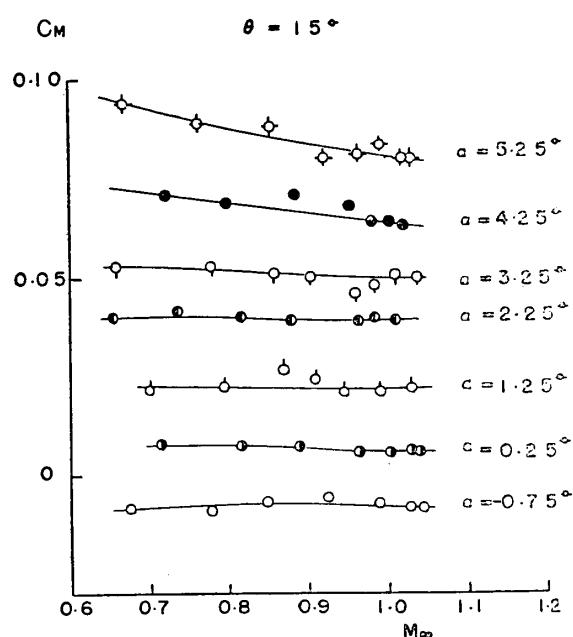


Fig. 9 (b) Pitching-moment 係数と Mach
数の関係, $\theta=15^\circ$.

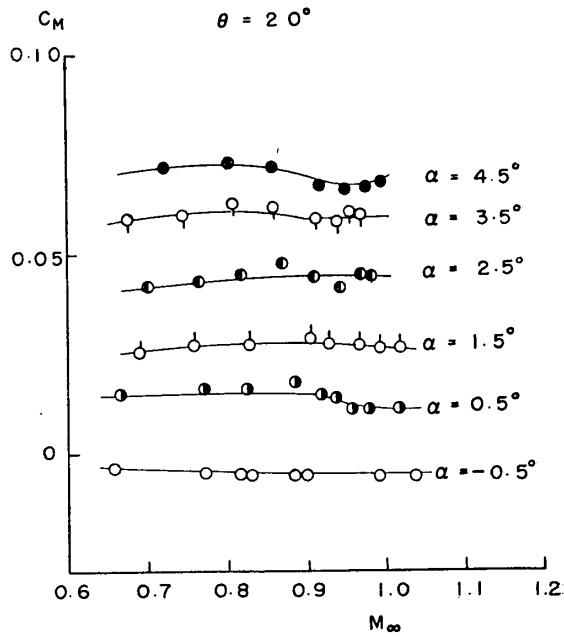


Fig. 9 (c) Pitching-moment 係数と Mach
数の関係, $\theta=20^\circ$.

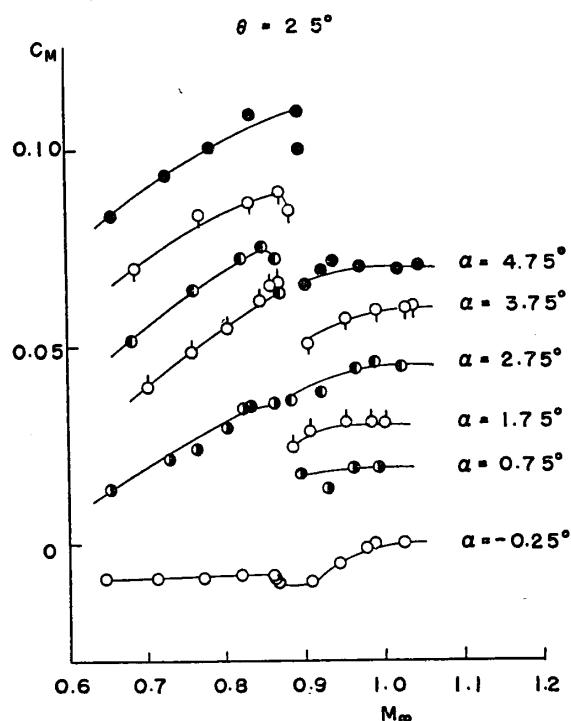


Fig. 9 (d) Pitching-moment 係数と Mach 数
の関係, $\theta=25^\circ$.

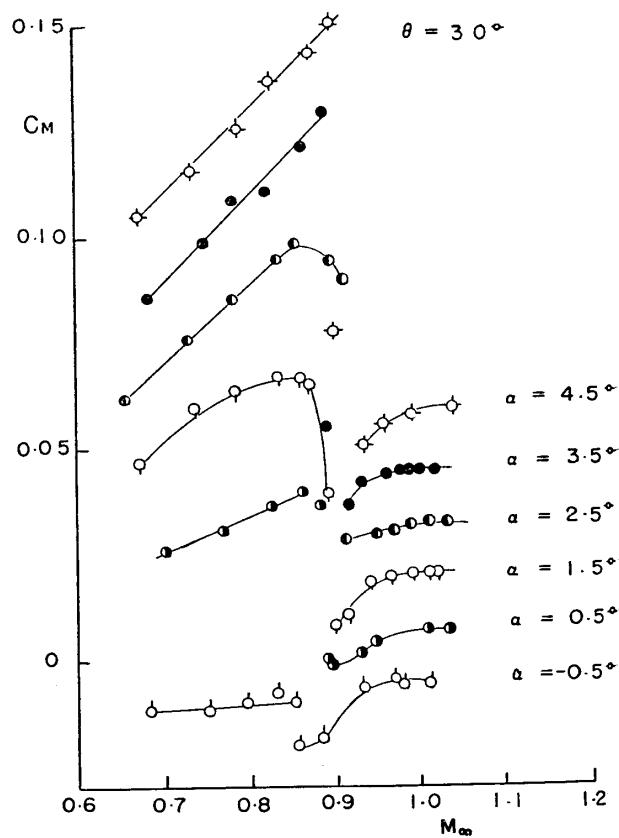


Fig. 9 (e) Pitching-moment 係数と Mach 数の関
係, $\theta=30^\circ$.

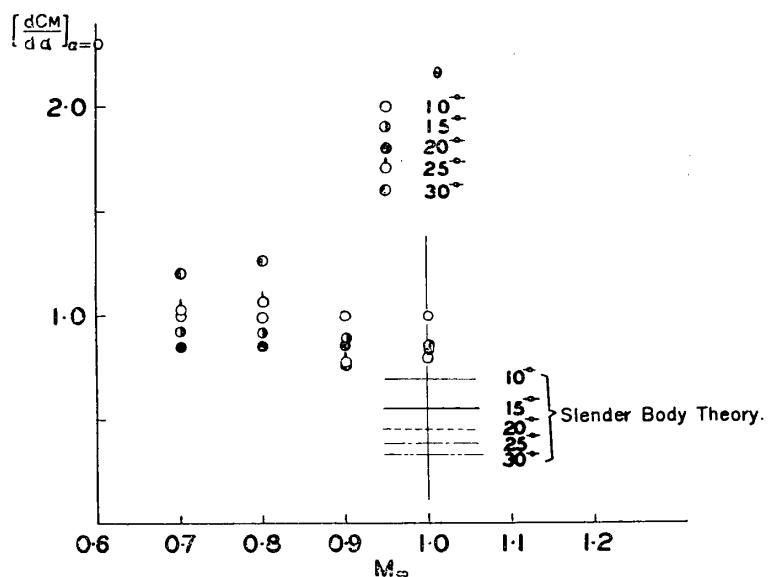


Fig. 10. Pitching-moment 係数勾配と Mach 数の関係。

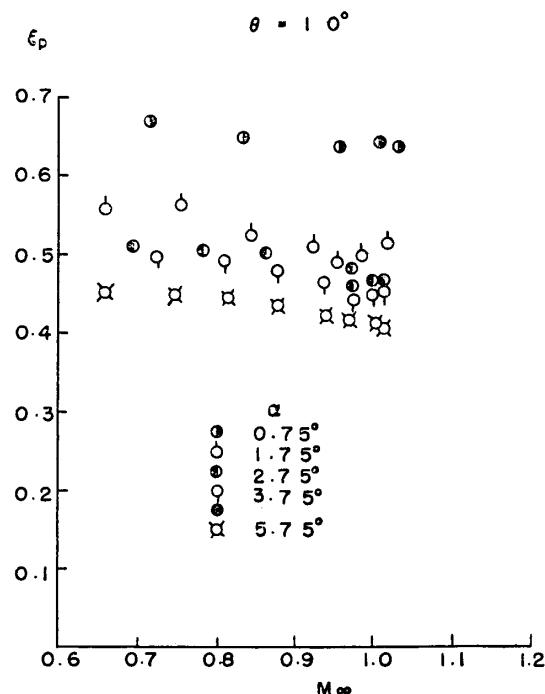
Body Theory のそれと比較した。ただし Slender Body Theory では Cylinder 部分には揚力が働くないと考えているので実験値との比較のため Cone に対する値を次式で換算した。

$$\left[\frac{dC_m}{d\alpha} \right]_{\alpha=0} = \left[\frac{dC_m}{d\alpha} \right]_{cone} \times \frac{l}{L}$$

$$= 1.333 \times \frac{l}{L}$$

ただし、 l および L はそれぞれ Cone-Cylinder の Cone の長さおよび全長を示す。図を見てわかるごとく θ が小さい場合 Pitching-Moment 係数勾配は θ の増加とともに減少するが、 $\theta=25^\circ$ および 30° の場合 $M_\infty < 0.9$ 以下では逆に θ の増加とともに増加する。これは大きな θ の模型における揚力の変則的な変化に起因している。いずれにしても実験値は Slender Body Theory のそれよりもかなり大きい値を示している。このことから模型の Cylinder 部分に働く揚力が Pitching-Moment にかなり大きな影響を持つと考えられる。

第11図(a)～(e)は尖端から風圧中心までの距離を模型の全長で割った値を示す。風圧中心は迎角の増加に従って上流に移動する傾

Fig. 11 (a) 風圧中心の位置と Mach 数の関係, $\theta=10^\circ$.

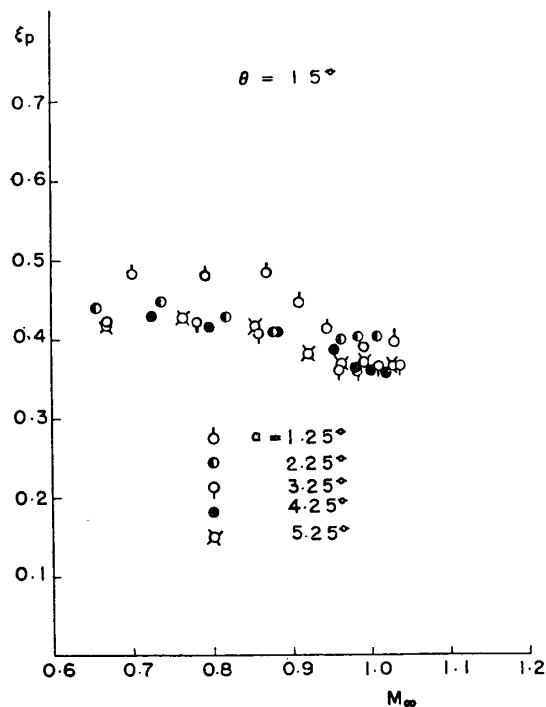


Fig. 11 (b) 風圧中心の位置と Mach 数の関係,
 $\theta=15^\circ$.

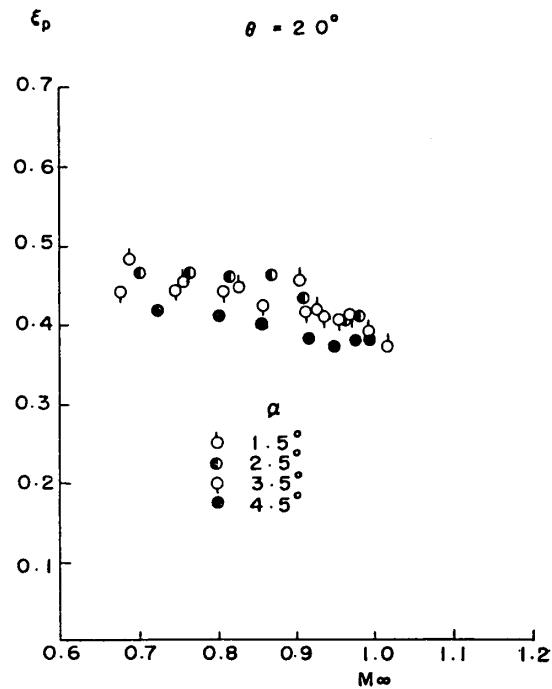


Fig. 11 (c) 風圧中心の位置と Mach 数の関係,
 $\theta=20^\circ$.

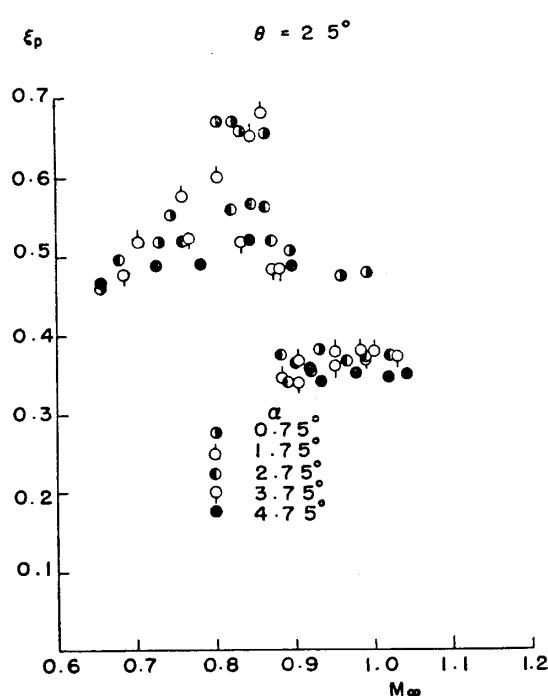


Fig. 11 (d) 風圧中心の位置と Mach 数の関係,
 $\theta=25^\circ$.

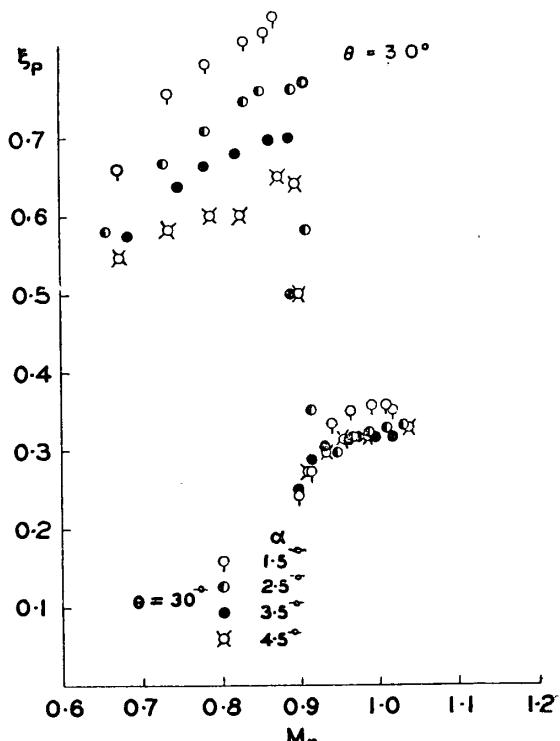


Fig. 11 (e) 風圧中心の位置と Mach 数の関係,
 $\theta=30^\circ$.

向を示しているが、迎角の小さなところでは揚力の測定精度が悪いために、実験結果の信頼性が薄い。しかし全体的な傾向からは、風圧中心の位置は迎角によって、大きな変化はしないものと推定される。 $\theta=25^\circ$ および 30° の模型では、流れの変則現象のために風圧中心の位置も大きく変化するが、 $M_\infty > 0.9$ に対してはその変化は僅少である。

第 12 図 (a)～(e) は圧力抵抗係数の Mach 数に対する変化を示す。ただし圧力抵抗係数は次式で定義されている。

$$C_D = C_{D_T} - C_{D_B} - C_{D_f} \quad (1)$$

$$C_{D_T} = \frac{D}{q_\infty S_m} \quad (2)$$

$$C_{D_B} = \frac{(P_\infty - P_B) S_B}{q_\infty S_m} \quad (3)$$

$$C_{D_f} = \left(\frac{0.074}{\sqrt[5]{R_e}} - \frac{700}{R_e} \right) \frac{A}{S_m} \quad (4)$$

ただし、 D , q_∞ , S_m , S_B , A , P_B , R_e はそれぞれ天秤で測定された全抗力、一様流の動圧、模型の最大断面積、底面面積、模型の表面積（底面面積は除く）、底面圧力および Reynolds Number を示す。模型の全長に refer した Reynolds Number は 10^6 の Order である。

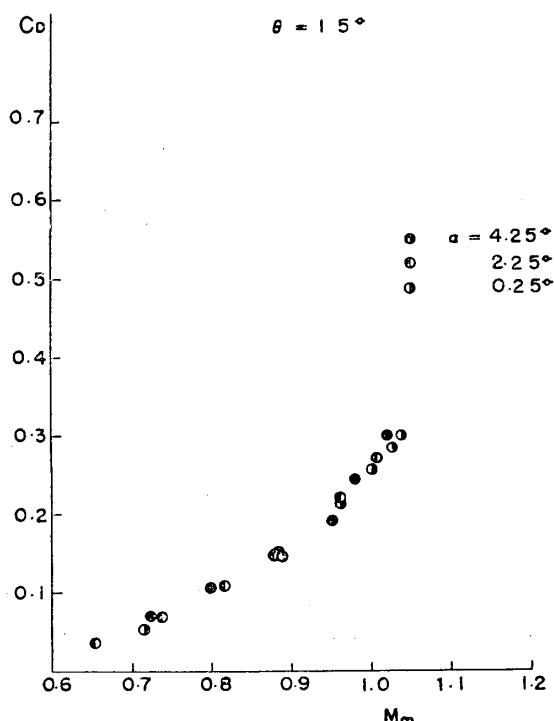


Fig. 12 (b) 圧力抵抗係数と Mach 数の関係,
 $\theta=15^\circ$.

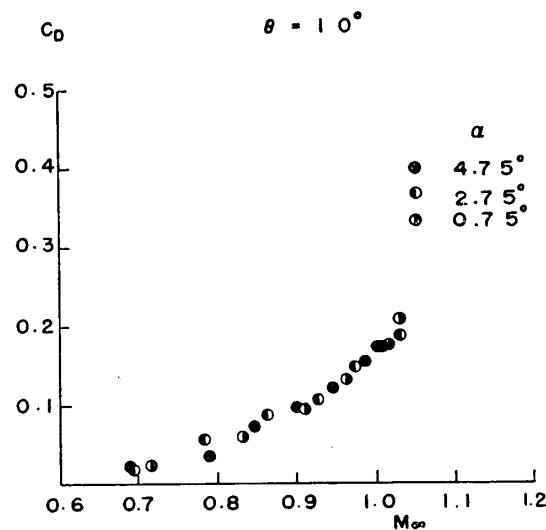


Fig. 12 (a) 圧力抵抗係数と Mach 数の関係,
 $\theta=10^\circ$.

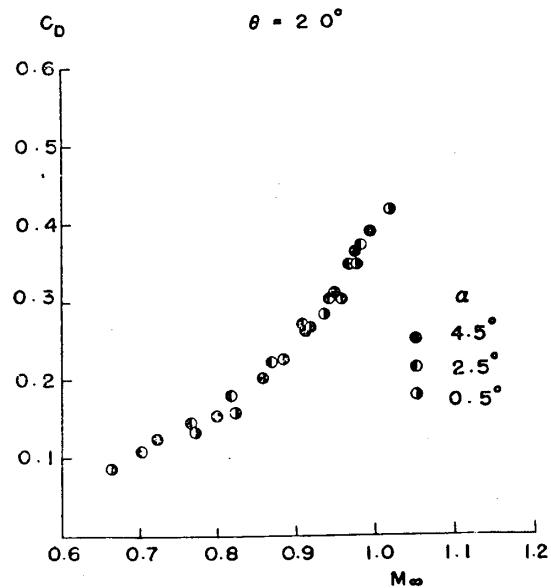


Fig. 12 (c) 圧力抵抗係数と Mach 数の関係,
 $\theta=20^\circ$.

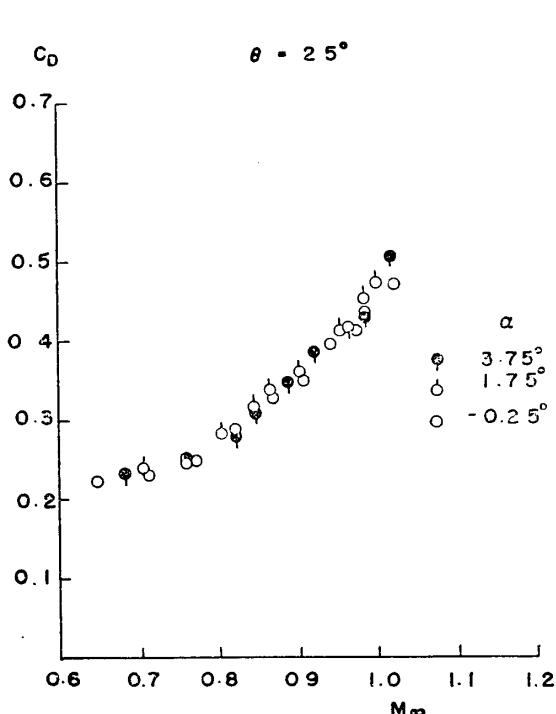


Fig. 12 (d) 圧力抵抗係数と Mach 数の関係,
 $\theta=25^\circ$.

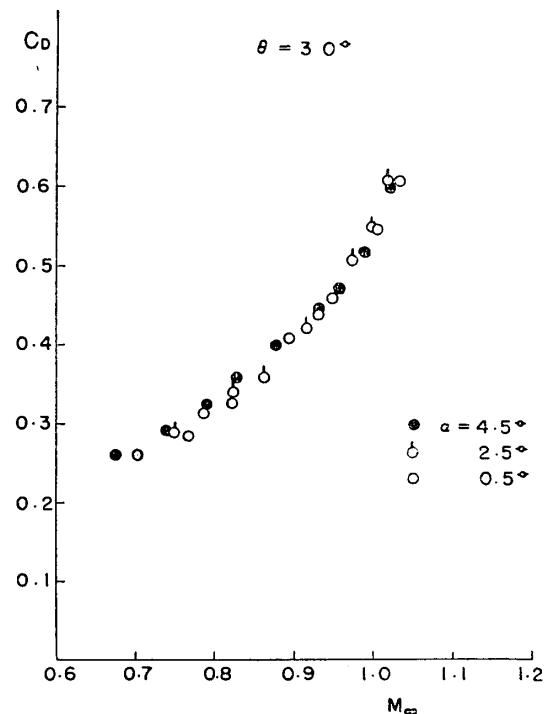


Fig. 12 (e) 圧力抵抗係数と Mach 数の関係,
 $\theta=30^\circ$

から境界層の遷移が途中で起ると考えられる。それゆえに Cone-Cylinder の表面積（底面面積を除く）を Cylinder の円周を一辺とする矩形に換算し、遷移 Reynolds Number を 2×10^5 と仮定して、非圧縮性平板境界層理論から与えられる粘性抵抗係数の関係を用いて(4)式を導いた。図を見てわかるごとく、抵抗係数は $M_\infty = 0.7$ 附近から急激に増加する。これは二次元翼においても見られるごとく遷音速流れの著しい特徴である。しかし迎角による抵抗増加は、小さな迎角の範囲では極めて小さく、 $\alpha=5^\circ$ 程度での抵抗係数増加は、0.01~0.02 程度である。Slender Body Theory によれば、抵抗係数増加は α^2 に比例するので $\alpha=5^\circ$ における抵抗係数増加の理論値は、0.0076 であり実験値と大体 Comparable Order である。注目さるべきことは、 $\theta=25^\circ$ および 30° の模型では、揚力係数が $M_\infty=0.89$ 附近で急激な減少を示すにもかかわらず抵抗係数の Mach 数に対する変化は割合単調であるということである。理由として考えられることは、揚力係数の変則的な変化が Cylinder 部分に働く揚力の急激な変化に起因していると考えられるけれども、この揚力変化の抵抗に対する Contribution は Cylinder 部分の一様流に対する傾きが小さい（迎角 α に等しい）ので小さくなるためと考えられる。

第13図(a)は零揚力における圧力抵抗係数の Mach 数に対する変化を示すが、比較のために Cole, Solomon および Willmarth [3] および Solomon [4] の実験結果も同時に Plot した。これによると Cole, Solomon および Willmarth [3] の結果とわれわれの結果は Mach 数が比較的高い場合には、よく一致するが低い Mach 数では、われわれの実験の方が幾分高目に出ている。遷音速相似法則によれば $M_\infty=1$ における軸対称物体の圧力抵抗係数勾配は Cole, Solomon および Willmarth [3] により次式で与えられている。

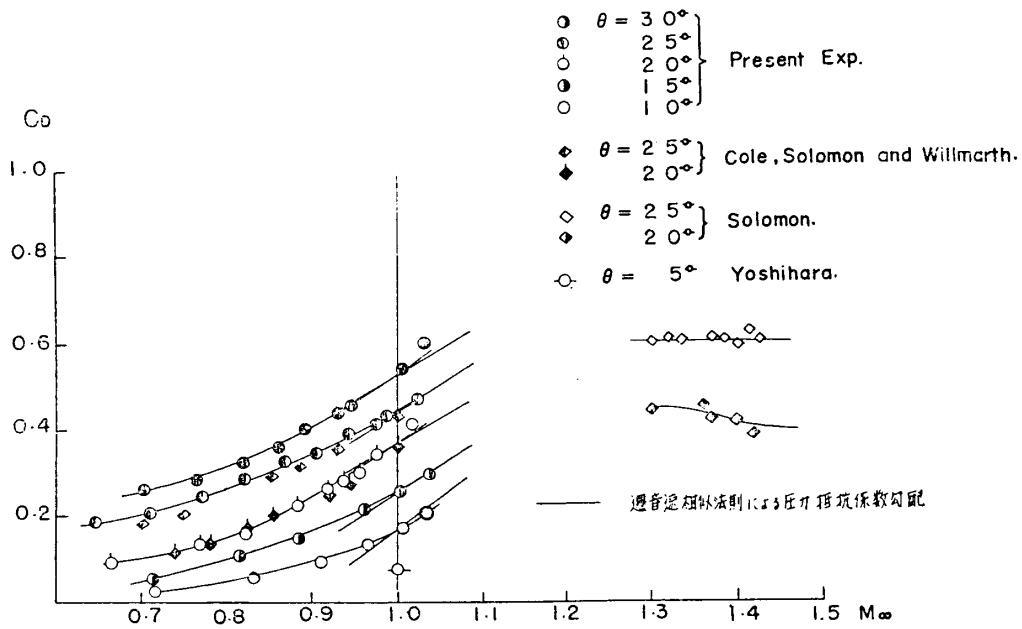


Fig. 13 (a) 零迎角に於ける圧力抵抗係数の Mach 数に対する変化。

$$\left[\frac{dC_D}{dM_\infty} \right]_{M_\infty=1} = \frac{4}{\gamma+1} \left(1 - \frac{C_D^*}{2} \right) \quad (5)$$

ただし、 C_D^* は $M_\infty = 1$ における抵抗係数の値である。われわれの実験結果を使って (5) 式にしたがって計算された抵抗係数勾配を第 13 図に同時に示した。 θ が大きい場合は実験と (5) 式は極めてよく一致するが、 $\theta = 10^\circ$ および 15° の場合は一致しない。 $\theta = 20^\circ$ の場合は C_D^* の値が大き過ぎるように思われるが図でわかるごとく Cole, Solomon および Willmarth も同様の結果を得ている。 $\theta = 30^\circ$ の場合は半頂角が大き過ぎるので (5) 式での結果の記述は不適当かとも考えられる。

第 13 図 (b) は零揚力における圧力抵抗係数と半頂角 θ の関係を示すものである。 $\theta = 25^\circ$ の場合幾分値が上り気味である。 $M_\infty = 1$ における実験点からの外挿は $\theta = 5^\circ$ および 5.7° に対する Yoshihara [1] の数值解と極めて良く一致する。

第 14 図は零揚力における圧力抵抗係数を von Kármán [5] の遷音速相似法則で整理した結果を示す。この際 Reduced Drag Coefficient \tilde{C}_D および Reduced Mach Number K_∞ は次式で定義されている。

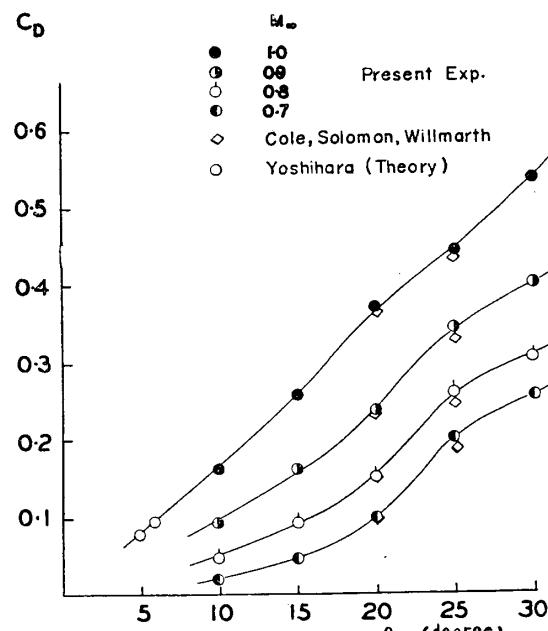


Fig. 13 (b) 零迎角に於ける圧力抵抗係数と半頂角の関係。

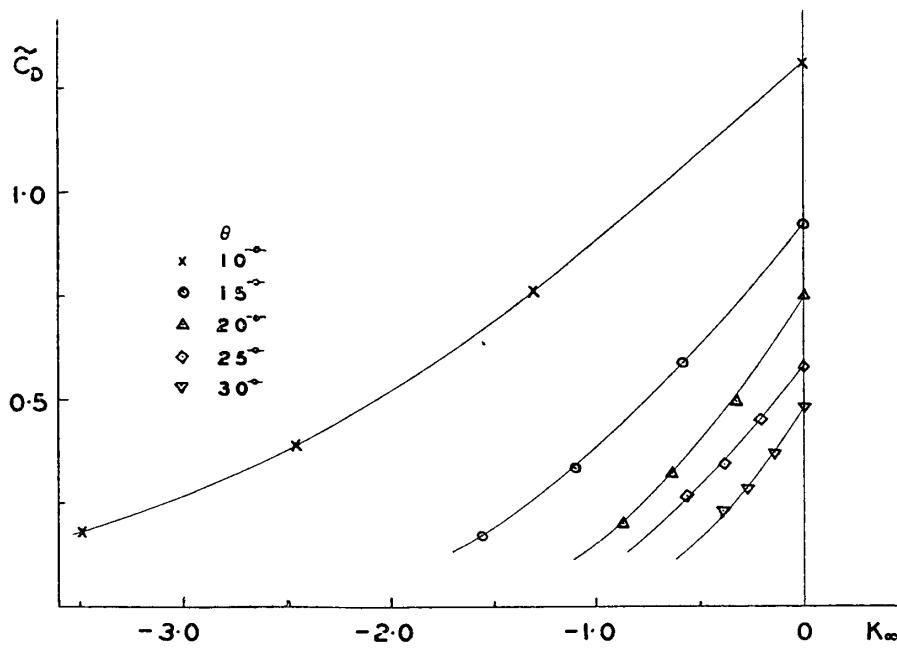


Fig. 14. 零迎角における Reduced Drag Coefficient と Reduced Mach Number の関係。

$$\tilde{C}_D = \frac{C_D}{4\theta^2} \quad (6)$$

$$K_\infty = \frac{M_\infty^2 - 1}{4\Gamma\theta^2}, \quad \Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \quad (7)$$

ただし、 θ は模型の半頂角である。図でわかるごとく遷音速相似法則による実験データーの整理はよい結果を示さない。遷音速相似法則は Tangency Condition が近似的に成立するような小さな半頂角の場合を除いては適用できない。今回の模型は半頂角が割合大きかったので結果の整理が思わしくなかったものと考えられる。

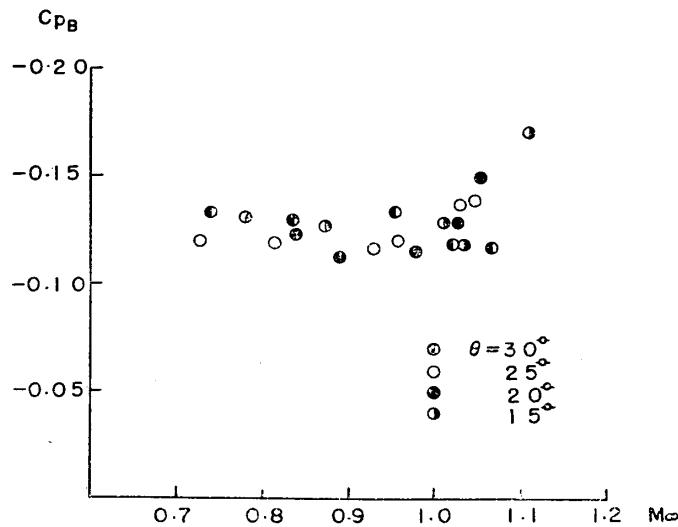


Fig. 15. 零迎角における底面圧力係数と Mach 数の関係。

第 15 図は零迎角における底面圧力係数の変化を示す。底面圧力係数 C_{P_B} は次式で定義されている。

$$C_{P_B} = \frac{P_B - P_\infty}{1/2 \rho_\infty U_\infty^2} \quad (8)$$

図に示されているごとく底面圧力係数は Mach 数および模型の半頂角によらず大体一定で $-0.12 \sim -0.14$ 程度である。超音速領域では幾分減少の傾向を持つ。一般に回転体称体の底面圧力係数は Reynolds 数、境界層の性質、模型の全長、底面の直径、支持棒の直径等に依存して決まるものと考えられる。今回の実験結果と比較するに適当な他の実験結果は見当らないけれども、Chapman [6] の実験の中で今回の条件と比較的似通ったものを取り出すと下表のごとくなる。

	Pesent Exp.	Chapman
R_e	2.2×10^6	4×10^6
L/D_m	3	7
d/D_m	0.5	0.5
M_∞	$0.7 \sim 1.0$	1.5
C_{P_B}	$-0.12 \sim -0.14$	-0.18

これらの結果を直接比較することはできないけれどもわれわれの結果が Mach 数の増加とともに底面圧力係数が減少することを示していることから判断して今回の実験結果は合理的であると思われる。

6. 結 論

遷音速における Cone-Cylinder の空力特性が実験的に調べられ、その結果が既知の実験結果および Slender Body Theory の結果と比較された。小さな迎角の範囲では揚力係数は迎角に比例して増加し、Slender Body Theory は揚力に関しては割合よい近似を与えることが示された。しかし実験的には、Slender Body Theory では揚力が存在しないと考えられている Cylinder 部分にかなりの揚力が存在していることが明らかになった。大きな半頂角 ($\theta=25^\circ$ および 30°) の模型では $M_\infty=0.89$ 付近で小さな迎角がある場合に揚力係数の急激な減少が起り、これは肩における境界層の剝離および Shock の発生の仕方に起因していることが Schlieren の観察によって明らかになった。

Pitching-Moment 係数も迎角に比例して増加するが、その値は Slender Body Theory のそれよりもかなり大きい。これは Cylinder 部分の揚力が Pitching-Moment に対して大きな効果を持つためと考えられる。

抵抗係数は $M_\infty=0.7$ 付近から急激に増加し、無揚力における抵抗係数は Cole, Solomon および Willmerth [3] の実験結果とよく一致するけれども、比較的 Mach 数の低い領域では幾分 Cole, Solomon および Willmerth [3] のそれよりも高目に出た。 $M_\infty=1$ における抵抗係数の半頂角に対する依存性は大体直線的で、今回の実験からの外挿は $\theta=5^\circ$ および 5.7° に対する Yoshihara [1] の理論値とよく一致した。抵抗係数の迎角による増加は非常

に小さく、Slender Body Theory のそれと Comparable Order であるが、実験精度の制限から Slender Body Theory の有効性を明確に確認することはできなかった。使用した模型の半頂角が割合大きかったので、遷音速相似法則の有効性を確かめることはできなかった。

底面圧力係数は $M_\infty < 1$ の範囲では θ によらず大体一定で $-0.12 \sim -0.14$ 程度であった。

$M_\infty > 1$ に対しては幾分減少の傾向を示した。小さな迎角に対する底面圧力係数の変化は極めて小さく今回の実験からは定量的な結論は出せなかった。

文 献

- [1] Yoshihara H.: On the Flow Over a Cone-Cylinder Body at Mach Number One., WADC Technical Rep. 52-295, 1952.
- [2] Spreiter, J. R. and Alksne, A. Y.: Slender Body Theory Based on Approximate Solution of the Transonic Flow Equation. NASA Rep. 2, 1959.
- [3] Cole, J. D. Solomon, G. E. and Willmarth, W. W.: Transonic Flow Past Simple Bodies, JAS Vol. 20, No. 9, 1953.
- [4] Solomon, G. E.: Transonic Flow Past Cone-Cylinder. NACA Rep. 1242, 1955.
- [5] von Kármán, Th.: The Similarity Law of Transonic Flow, Jour. of Math. & Physics, Vol. 26, 1947.
- [6] Chapman, D. R.: An Analysis of Base Pressure at Supersonic Velocities and Comparison With Experiment., NACA TN 2137, 1950.