

飛しょう体の渦後流についての実験的研究

中 尾 晨 一・並 木 道 義・河 村 龍 馬

Experimental Study of Vortex Wake Characteristics of Body of Revolution

By

Shin-ichi NAKAO, Michiyoshi NAMIKI and
Ryuma KAWAMURA

Abstract: In order to investigate structure and growth rate of vortex wake behind body of revolution at large angle of attack in supersonic flow, a series of wind tunnel experiments has been conducted using models with fineness ratio 10 at Mach number 2, Reynolds number around 3×10^5 and angle of attack, α , ranging from 0° to 35° . The results of experiments indicate that the vortex wake consists generally of the following two parts. The fore part, in which a pair of vortices grow up near the body surface, is relatively thin, the gradient of its outer boundary $\beta = 2 \sim 3^\circ$. The rear part grows up at the gradient $\beta = \alpha/2$, in which the effect of the feeding sheet is comparable with that of the main two vortices.

For the angle of attack $\alpha > 20^\circ$, the growth of the vortices is so rapid that the fore part becomes very small, the rear part with the large gradient occupying the larger part of the vortex wake. Also a periodical motion of vortices becomes to be observed downstream in the vortex wake.

概 要

飛しょう体背面に発生する渦後流 (vortex wake) の大きさ, 構造等を調べる為に, 表面圧力分布の測定, シュリーレン撮影を含む一連の実験を行った. 実験は $M_\infty = 2$, $Re_\infty = 2.6 \times 10^5 \sim 3.0 \times 10^5$, 又, 迎角 α は $0^\circ < \alpha < 35^\circ$ で行なわれた. 実験に用いられた飛しょう体は細長比 $L/D = 10$ の ogive-円柱である. 実験結果によれば, 渦後流は, 物体表面近くに一对の渦をもつ比較的薄い部分 (外側境界の傾き $\beta \approx 2 \sim 3^\circ$) と, それに続く, 大きく成長した一对の渦と, それと同等の影響をもつ feeding sheet 等からなり傾き $\beta \approx \alpha/2$ で急速に成長してゆく部分とからできている. 迎角が 20° を越えると急速な渦の成長の為に前半部にあたる所が非常にせまくなりほとんどが大きな傾きをもつ後半部となる. 又渦後流の下流に渦の小さな振動がみられるようになる.

記 号

- C_P : 圧力係数 $(P - P_\infty) / (\rho_\infty U_\infty^2 / 2)$
 M_∞ : 一様流マッハ数
 α : 迎角
 D : 胴体の直径
 L : 胴体長
 x_n : 頭部の長さ
 β : 渦流後の対称面内外側境界の傾き
 B : 渦流後の大きさ (機軸から渦後流の外側境界までの距離)

1. 序 論

迎角を持つ飛しょう体の背面にできる渦後流 (vortex wake) は空力係数に大きな影響を与え、特に翼が渦後流内に含まれる時には異状飛しょうの原因にもなる。この渦後流を調べることは、空力係数の変動、異状飛しょうの解明に役立つものと思われる。現在までの多くの研究によって迎角の増加に伴う渦後流の発達状況は定性的には、かなり明らかにされてきている (1~6)。即ち、定常な対称渦の形成そしてその渦の成長と複数渦の出現、渦の小さな振動の発生と続く。そして、最終的には渦が物体を離れ流れ出して非定常な非対称渦の後流を形成する。この最終段階の状況については、Thomson & Morrison が [6] の中で詳細に報告している。

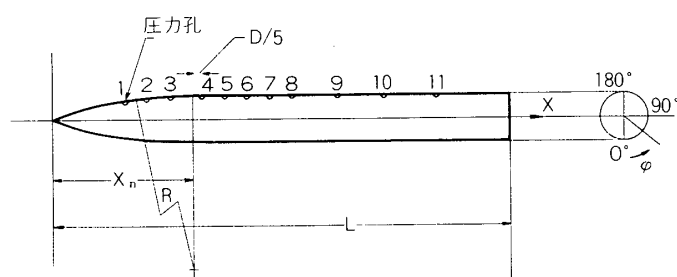
渦後流を伴う飛しょう体回りの流れ場を求める為にいくつかの方法が考えられているが、基本的には同じで、機軸に垂直な断面内で「円柱+複数渦」のポテンシャル流れを計算するという方法である。その為に渦の位置、強さを求めた実験報告は多い。しかしながら、境界層の剥離から渦の形成への遷移、その渦が機体に沿って成長し物体を離れ始める所、又、feeding sheet が大きな影響を示し始める所等、渦後流の構造についての詳しい報告はほとんどない。

本実験の目的は、渦の発生から渦の振動発生までの渦後流において、各段階の遷移点、渦とfeeding sheet の強さを含んだ相対的な関係等、その構造を調べる事である。それ等によって渦後流を伴う飛しょう体背面の流れ場に関してのより正確なモデルを与える事ができるものと考えられる。

2. 実 験

実験は東大宇宙航空研究所共同利用の大型超音速風洞が用いられた。この風洞の測定部大きさは、40 cm × 40 cm である。実験条件は、 $M_\infty = 2$ 、 $Re_\infty = 2.6 \times 10^5 \sim 3.0 \times 10^5$ である。迎角は三種の継手を用いる事によって最大35度までとる事ができる。

実験に用いた模型は図1に示されたようにogiveの頭部と円柱の胴体とからなり、頭部は交換できるようになっている。圧力孔は頭部に3か所、胴体に8か所の計11か所で直線上に一直列に配置してある。表面圧力分布は、模型を機軸回りに回転させる事によって求められた。模型の要目、三種の継手及び実験時の状況はそれぞれ、図1, 2, 3に示されてある。



D	25 mm
L=10 D	250 mm
X _n =3 D	75 mm
R=37/4 D	231.25 mm

□ 圧力孔間距離

1～8: 12.5 mm (D/2)

唯し 3, 4間は 17.5 mm (7/10 D)

8～10: 25 mm (D)

10～11: 30 mm (6/5 D)

□ 頭部は半径 R の円弧 Ogi ve 胴体は直径 D の円柱

図1 模型の形状と要目

実験における精度は、

 α : 最大 + 0.5 度C_p : 最大 ± 5 %

である。大迎角の時 ($\alpha \geq 20^\circ$) 予想以上に大きな迎角の変化がみられたが、圧力への影響は小さく、 Re_∞ の変動による圧力変化の中に含まれてしまう為それについての特別の処置はとらなかった。周方向圧力分布は、 $\alpha = 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ$ の三つの場に対してだけ測定を行った。

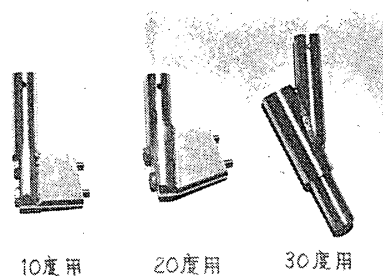


図2 迎角用の継手

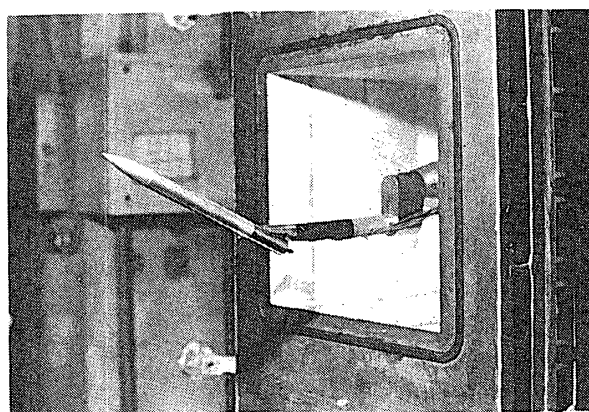


図3 風洞に取り付けられた模型

シュリーレン撮影は、渦後流の外形、渦の拡がり等を知る為に連続光源（キセノンランプ）と瞬間光源（マグネシウム放電：3 μ sec）の二つの光源を用いて行われた。又、大迎角（ $\alpha \geq 20^\circ$ ）では、渦の振動が発生している事は十分考えられ16mmカメラによる撮影（38コマ/sec）によってその状況を調べた。

その結果、渦振動を示すと考えられるいくつかの現象が認められた。しかし渦後流の形状、大きさに関する大きな変動は $\alpha \leq 30^\circ$ では認められなかった。そこで、本報告での考察はすべて対称渦を仮定して行ったが、その仮定は $\alpha \leq 30^\circ$ に対しては実際の流れと大きな差はもたらさないであろうと考えられる。

3. 実験結果と分析の考察

(I) ポテンシャル流れのモデルの計算

実験結果の意味を明らかにする為に適当な渦の強さ、位置を与えて「円柱+複数渦」のポテンシャル流れが計算された。その定性的な結果は次のようである（付録参照）。

(1) 円柱+一対渦

この時の円柱表面圧力分布は、風下側に1組の極大極小をもつ。そして渦が物体のごく近くにある時、極大の位置は主流と渦による逆流のぶつかる位置と一致しており又、極小の位置は渦の中心とほぼ一致をしている。極大の位置はこの時剥離点と考えてよいだろう。

(2) 円柱+複数渦

一対の渦が物体面を大きく離れると実際の流れではfeeding sheetの形成によりその影響を考慮する必要がある(1)のモデルでは不十分となる。ここでは簡単の為feeding sheetを一つの渦でおきかえたモデル計算を行った。それでもfeeding sheetのもつ影響を近似的にあらわし得るものと考えられる。この時の円柱の表面圧力分布は、二つめの渦の強さ、円柱との距離によって、風下側に二組の極大極小を

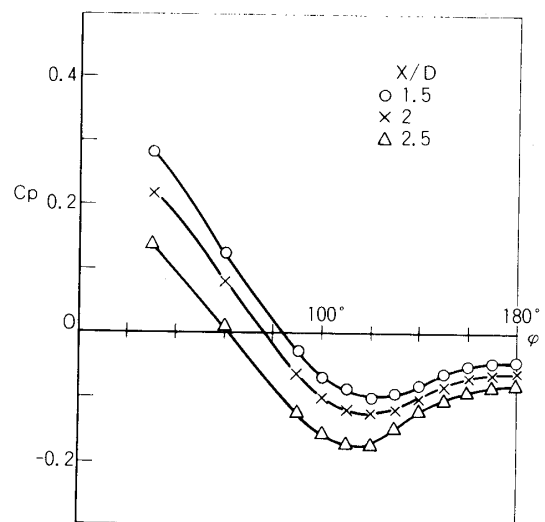


図4 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 15^\circ$)

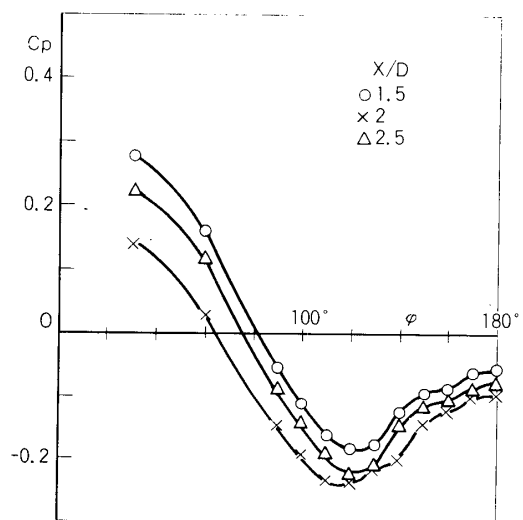


図5 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 20^\circ$)

もつ場合と、剥離点より下流がほぼ一定圧力となる場合とがある。二つめの渦が物体に近く大きな影響を与える時、前者の二組の極大極小をもつ圧力分布となり、同じ渦の強さでも物体より遠い時、後者の圧力分布が得られる。

実験によって得られた圧力分布と上述したいくつかの圧力分布との比較によって、実際の流れにおける渦、feeding sheetの強さ、位置関係についての考察において一つの根拠を与える事ができると考えられる。そして、実験結果はまさに上述のポテンシャル流れの三つの圧力分布形状に対応すると思われる圧力分布を示している。

(II) 圧力分布

(1) 頭部 (ogive) について

$\alpha = 15^\circ$ (図4) には剥離は全く認められ

ない。それに対して $\alpha = 25^\circ$ (図6) では、 $\varphi = 140^\circ$ での剥離線(ここで言う剥離はすべて周方向流れの剥離を意味する。), $\varphi = 160^\circ$ での渦の中心と、物体表面近傍に渦が形成されている事がわかる。 $\varphi = 180^\circ$ への圧力回復は、一対の対称渦の巻き込みによって風下対称面が、澱み線のようにになっている為であろう。 $\alpha = 20^\circ$ の図5の場合には、 $\varphi = 155^\circ$ ($x/D = 1.5, 2.0$), $\varphi = 135^\circ$ ($x/D = 2.5$)に偏曲点がみられる。これは、逆圧勾配によって生じた周方向流れの逆流が、風上側からの流れと出合い剥離線のようなものが生じた事を意味してい

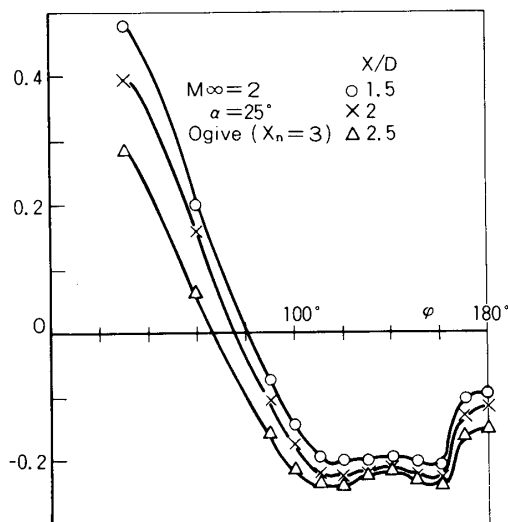


図6 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 25^\circ$)

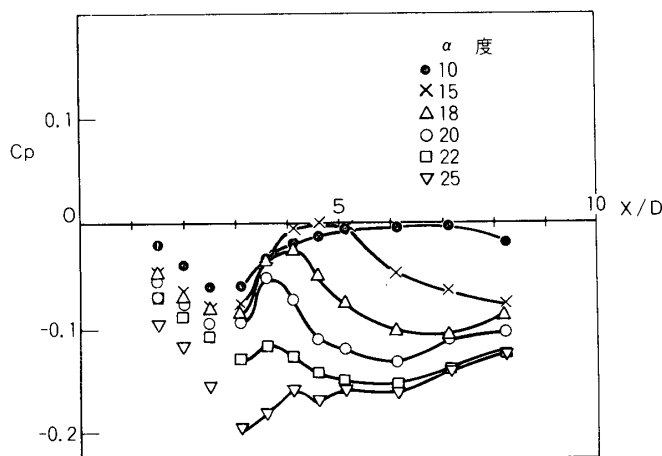


図7 機軸方向の圧力分布 ($M = 2$)

と思われる。この時はまだ渦が形成されていないか、形成されているとしてもその強さが非常に小さいものであると考えられる。

(2) 胴体部について

図7に飛しょう体全体の風下側対称面の表面圧力分布が示されている。 $\alpha = 25^\circ$ の時をのぞいて、各迎角の圧力分布は同じ傾向を示している。即ち

①肩をすぎてからの圧力上昇。

②高い圧力領域、迎角によってその拡がりには大きな差がある。

③②の領域に続く圧力減少の領域。

④圧力がほぼ一樣になる領域。しかし、 $\alpha = 10^\circ$ のように小さな迎角では、 $x/D \approx 8$ でも一様な圧力領域は存在しない。

他の場と異なる圧力分布を示している $\alpha = 25^\circ$ の場合をのぞいて、先ず、 $\alpha = 15^\circ, 20^\circ$ の2つについて上述の各領域についての周方向圧力分布を調べてみよう。

(i) ②の領域

$\alpha = 15^\circ$ では $x/D \approx 4 \sim 5$ ， $\alpha = 20^\circ$ では $x/D \approx 3.5 \sim 4$ がこの領域にあたる(図8, 9)。2つの図はよく似た圧力分布の形を示している。即ち渦の中心を示す明確な極小値($\varphi \approx 140 \sim 145^\circ$)，対称渦の巻き込みによる対称面近傍での急激な圧力上昇等である。剥離線的位置は、 $\alpha = 15^\circ$ の時 $\varphi \approx 120 \sim 110^\circ$ 又、 $\alpha = 20^\circ$ の時は $\varphi \approx 110^\circ$ と推測される。これらの図では、下流にゆくに従って極大値と極小値との圧力差が大きくなっている。以上の事からこの②の領域では、物体近傍に1対の渦が形成されそれが物体面に大きな影響を与えている。そして、その渦は下流にゆくに従って成長していると考えられる。

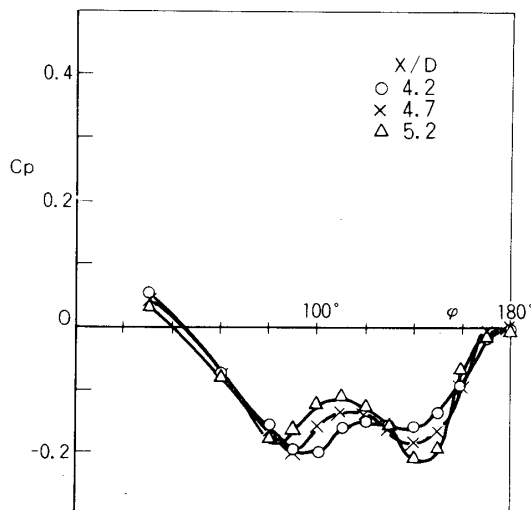


図8 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 15^\circ$)

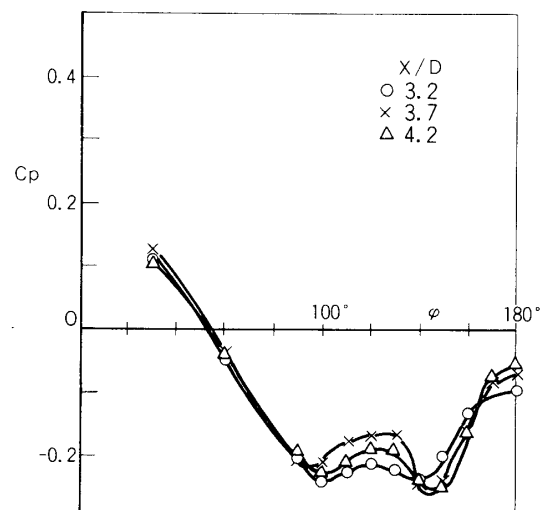


図9 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 20^\circ$)

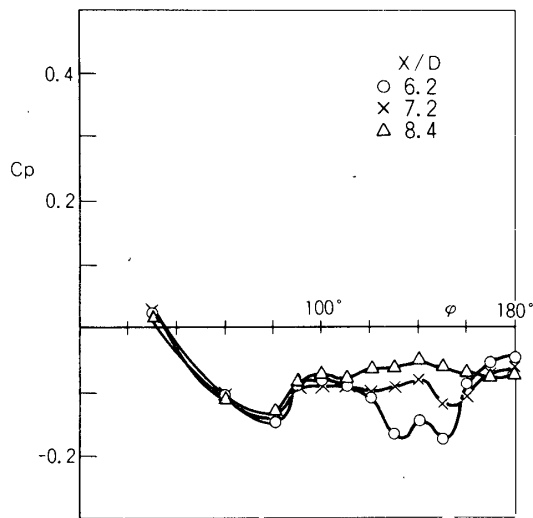


図10 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 15^\circ$)

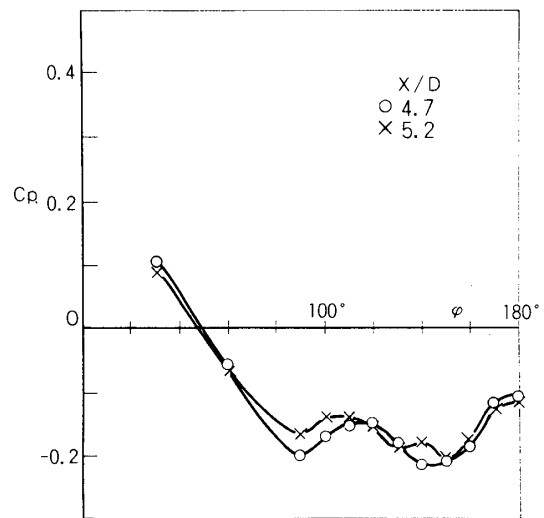


図11 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 20^\circ$)

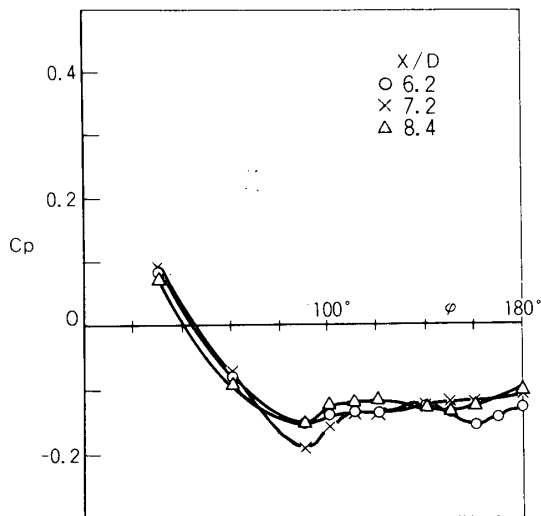


図12 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 20^\circ$)

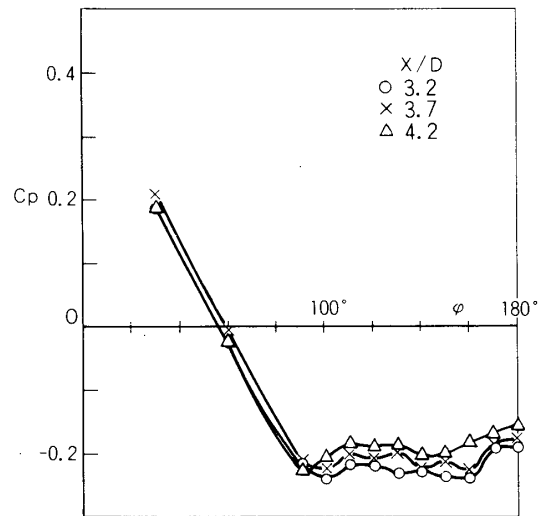


図13 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 25^\circ$)

(ii) ③の領域

$\alpha = 15^\circ$ では $x/D \approx 5 \sim 8$, $\alpha = 20^\circ$ では $x/D \approx 4 \sim 5$ がこの領域に対応するだろう。

(図10, 11). 図11の $x/D = 4.6$ では②の領域と同形の圧力分布であるが, $x/D = 5.1$ では $\phi \approx 140^\circ$ に別の極大値をもっている. 図10でも $\phi \approx 100^\circ$ の剥離後, 複数の極大極小をもつ圧力分布がみられる. 剥離領域の拡大, 対称面への圧力上昇の割合の減少等もみられる.

②からきた渦はさらに成長をし物体表面近くから離れだす。そして、複数の極値の存在から推測されるように大きくなった渦と物体との間に複数の渦（feeding sheetにあたるもの）が新しく形成された複雑な流れが推測される。

(iii) ④の領域

$\alpha = 15^\circ$ では $x/D > 8$, $\alpha = 20^\circ$ では $x/D > 6$ が対応する (図10, 12)。 $\varphi \approx 100 \sim 110^\circ$ の剥離後はほとんど一定圧力とみられる圧力分布が得られている。ポテンシャル流れのモデルの計算から推測されるように、feeding sheet が渦と対等になってきている事を示している。2次元のポテンシャル流れのモデルでは、この領域での速度は非常に小さく激み領域に近いが、現在の実際の流れ（3次元流れ）では大きな主流方向の速度があり、激み領域は存在しない。

(iv) ①の領域

膨脹波によって低くなった圧力が、円柱上の圧力へ回復する領域と考えられる。その回復量は周方向速度の逆流がおこっているか、渦がすでに形成されているか、等によって異なる。即ち、肩を過ぎた胴体上の境界層の厚さ、剥離の状況が圧力回復の程度を決めると考えられる。

(3) $\alpha = 25^\circ$ の場合

図7に示されたように対称面圧力分布は、肩からの圧力上昇後、ほぼ単調に増加し一定圧力の状態に近づいてゆく。この肩での大きな圧力上昇は膨脹波によるものと思われるが、衝撃波と境界層の干渉等複雑な流れの構造の為今回の実験結果からだけでは断言できない。

又、図6に示されるように頭部にすでに明確な渦がみられ、肩直後の $x/D \approx 3 \sim 4$ の周方向圧力分布 (図13) には剥離後複数の極値が認められる。

以上より、 $\alpha \geq 25^\circ$ では胴体上から①、②にあたる領域が無くなっている事がわかる (図14,

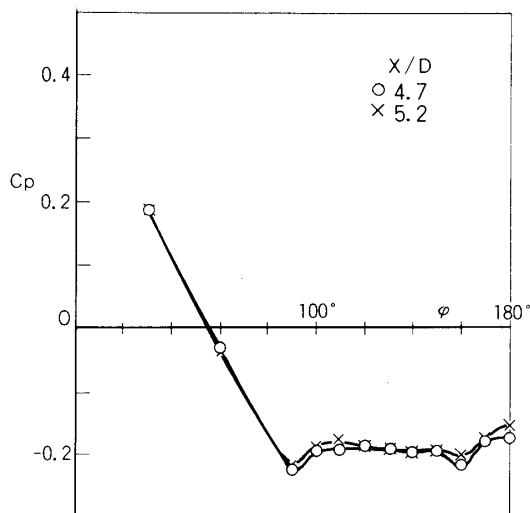


図14 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 25^\circ$)

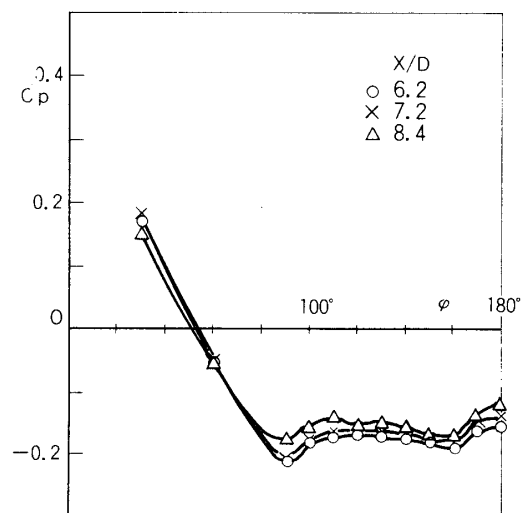


図15 周方向圧力分布
($M_\infty = 2$, $\alpha = 25^\circ$)

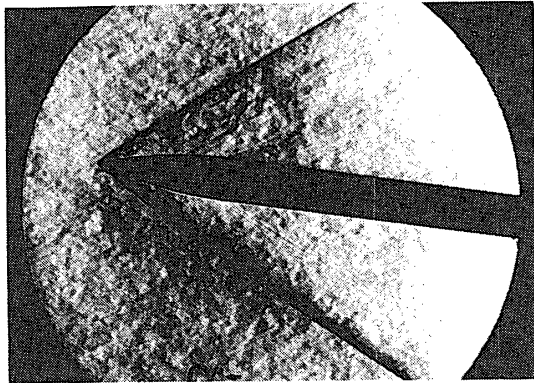
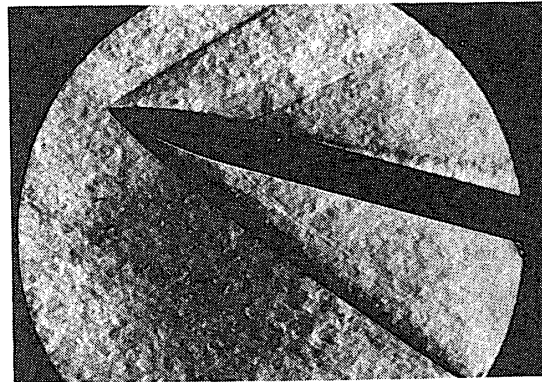
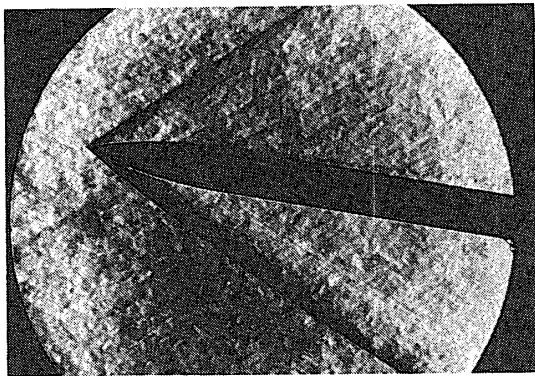
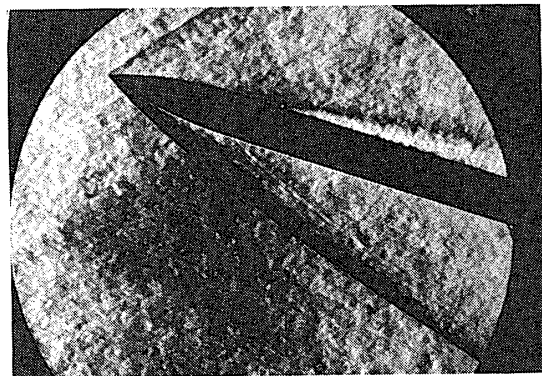
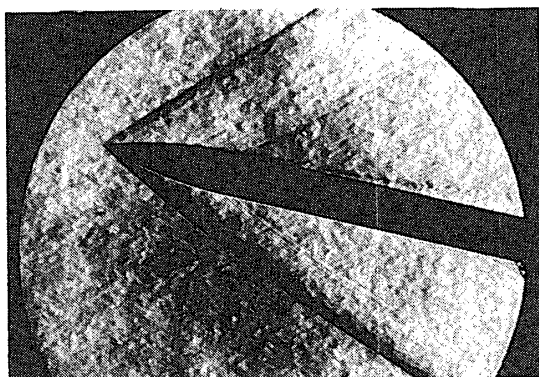
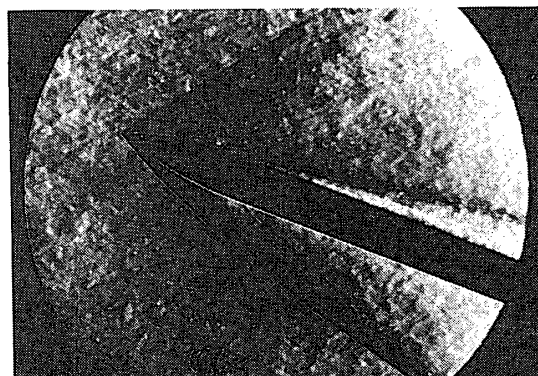
(a) $\alpha = 7^\circ$ (d) $\alpha = 15^\circ$ (b) $\alpha = 10^\circ$ (e) $\alpha = 18^\circ$ (c) $\alpha = 13^\circ$ (f) $\alpha = 20^\circ$

図16 シュリーレン写真

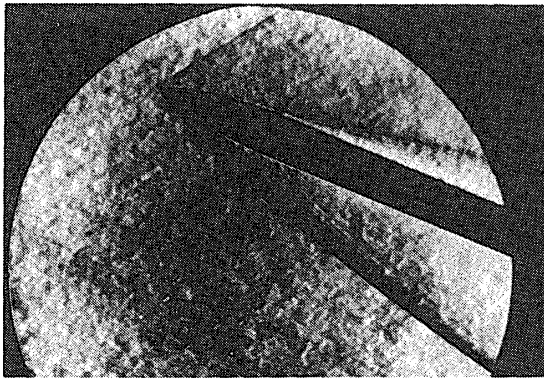
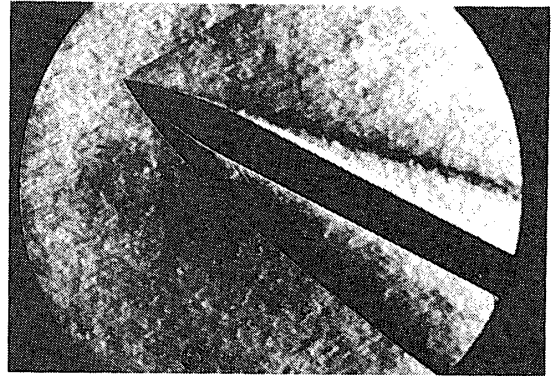
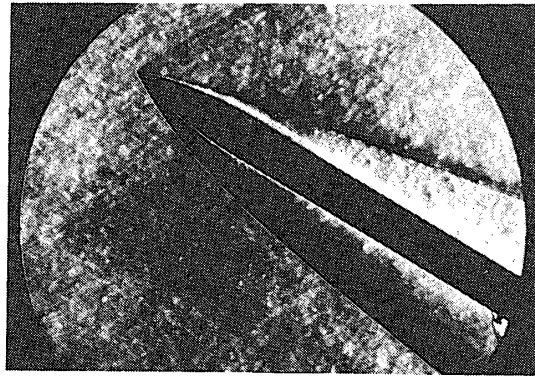
(g) $\alpha = 22^\circ$ (h) $\alpha = 25^\circ$ (i) $\alpha = 30^\circ$

図16 (続 き)

15) .

(Ⅲ) シュリーレン写真

図16, 17に一連のシュリーレン写真が示されている. $\alpha = 7^\circ$ では, 後端近くにわずかに渦後流と思われるものが観測されるが上流からの境界層との区別は明確でない. $10^\circ \leq \alpha < 20^\circ$ では, 厚い境界層に続いて小さな傾きの渦後流があり, その後に大きな傾きの渦後流が形成されている. 渦後流の外側境界の傾きを β とすれば, 傾きの小さな所は迎角に関係なくほぼ $\beta \approx 2 \sim 3^\circ$ であり, 後半の大きな傾きは $\beta \approx \alpha / 2$ で与えられる. この概略図が図18に示してある. その図にあるように前半の渦後流の発生する所をX点, 後の渦後流が急激に成長を始める点をYとする. X点の位置は境界層との連続的な変化の為にシュリーレン写真からはっきりと識別できないが, 周方向圧力分布で, 渦形成と認められる場所との関連からだいたいの位置は決定できる. Y点より後方の渦後流の外側境界は $\alpha / 2$ の傾きをもった直線によって与える事ができる. そしてY点是对称面圧力分布(図7)において再び圧力が減少を始める点とほぼ一致

している。これは圧力分布の考察において渦が成長して物体面から離れ始める領域③のはじまりに対応しておりそこから渦後流が急激に成長をはじめるという事とよい一致を示している。迎角の増加につれX点、Y点ともに前方に進み $\alpha \approx 20^\circ$ で両者は $x/D = 3$ 。(肩の所)で一致する。図18の $\alpha > 20^\circ$ の時の概略図に示されるように、さらに迎角が増加するとX点は無くなり、即ち小さな傾きをもつ渦後流の領域は無くなってしまふ。 $\alpha > 20^\circ$ では、渦後流の外側境界は下流にゆくにつれてぼやけているのがわかる。それは渦が小さく振動している為であると推測される。

$Mc > 0.6$ ($\alpha \geq 18^\circ$)では、渦後流内に衝撃波と思われるものが観測される。それは迎角の増加につれて物体に沿って前方へと伸びており、物体との相対的な位置は迎角によってほとんど変わらない。連続光線によるシュリーレン写真では、圧力孔から出たマッハ波が下流に向って曲げられている事から後流内部にも機軸方向に大きな速度の流れ(超音速流れ)が存在する事がわかる。渦後流内の粘性層は非常に薄いと考えられる。又、 $\alpha = 20^\circ$ の場合(図17-(b))境界層との干渉によるラムダ型衝撃波と思われるものが見られる。以上の事からこの衝撃波は渦後流内にある事は確実と思われるが、渦との相対的な位置関係は今回の実験から知る事はできなかった。瞬間光源によるシュリーレン写真ではこの衝撃波は定常なものではなく、特に下流において変動が認められる。これもやはり渦の小さな振動によるものであらうと思われる。

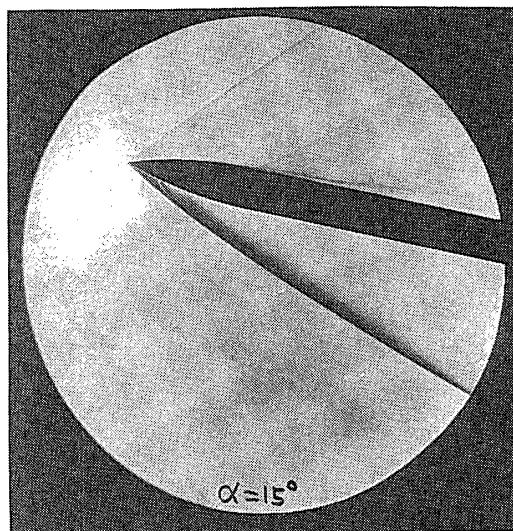
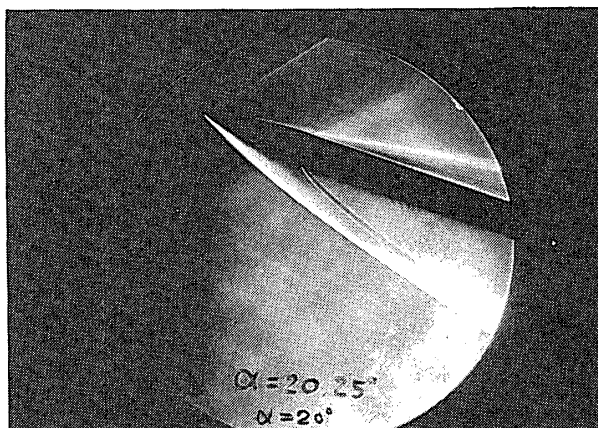
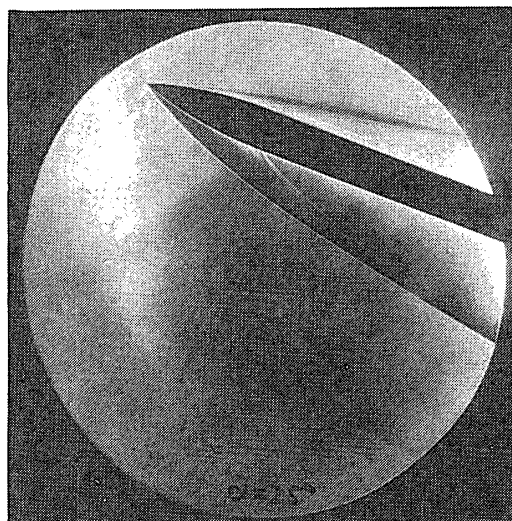
(a) $\alpha = 15^\circ$ (b) $\alpha = 20^\circ$ (c) $\alpha = 25^\circ$

図17 シュリーレン写真(連続光源)

X点, Y点の迎角に対する変動が図19に示してある. 前述したようにX点は明確でないがY点はほぼ直線にのる事がわかる. これによって渦後流の対称面内の外側境界は迎角と飛しょう体の先端からの距離 x/D の関数によって与える事ができる.

(IV) 剥離線の位置

飛しょう体のような物体の背面に発生する剥離は, shear layer 型であると考えられ, ここでは周方向剥離についてのみ議論をする. この時の剥離の判定基準としては, 2次元流れのときと同じ考え方を適用することができる. 周方向剥離線の位置は周方向圧力分布から決定された. その位置は, 周方向圧力が胴体側面から回復後最初に現われた極大値の所として得られた. 風上側からくる流れと風下側からの逆流としてきた流れとがぶつかり周方向速度はそこで零になる事から先の方法で近似的な剥離線の位置は決定され得るものと思われる.

このようにして求められた剥離線が図20に示されている. 迎角の増加に伴う剥離領域のひろがり物体の前方で顕著である. 迎角が大きい程下流での剥離領域が少しせまくなっているが, $x/D \geq 5$. では三つともほぼ $\phi \approx 100 \sim 110^\circ$ に剥離線があり一様な剥離領域が形成されている.

4. 結 論

前章の圧力分布, シュリーレン写真の分析の結果を対応させながらまとめると次のような結果がえられる.

(1) 対称面圧力分布での高い圧力の領域(領域②)は渦後流の外側境界の急激に勾配を増す領域の上流の小さな傾きの所に対応している. 即ち強い渦の影響を物体表面に与える領域であり明確な剥離線が現われ始める所である.

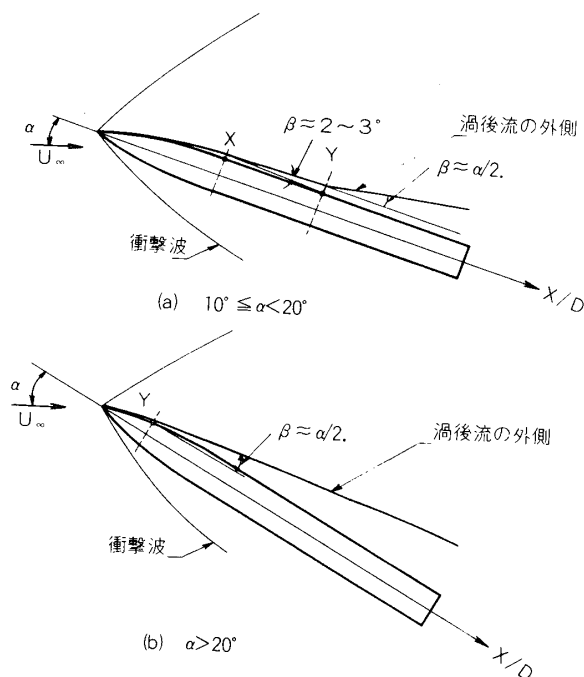


図18 渦後流の概略図
(シュリーレン写真より)

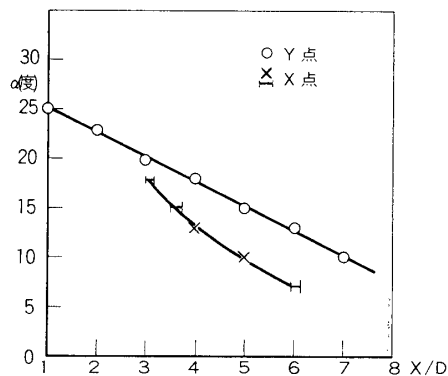
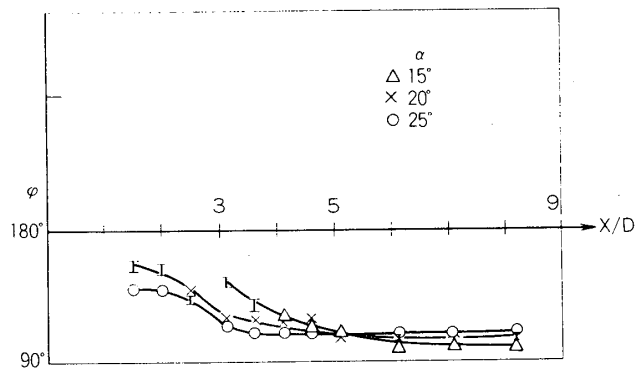


図19 渦後流の発生点Xと急激な成長をはじめる点Yとの迎角に対する変化

図20 剥離線の位置 ($M_\infty = 2$)

(2) 対称面圧力が再び減少する所は，渦後流の外側境界が急激に勾配を増す ($\beta \approx \alpha/2$) 所とはほぼ一致している．渦の成長に伴う表面からの渦の離脱が始まる所であり剥離線がほぼその周方向上流への動きをやめる所でもある．

(3) $Mc > 0.6$ では，渦後流内に衝撃波があらわれる．渦後流の外側境界がぼやける即ち，渦が小さく振動していると推測される領域と，衝撃波が現われる領域とはほぼ一致している．さらに迎角が増加すれば，渦がfeeding sheet から切れカルマン渦として流れ出すであろう．

(4) 渦後流の対称面内の外側境界の形状は，次のように近似的に与える事ができる．

(i) $\alpha \leq 20^\circ$

領域②に対して

$$B = \tan \beta_I (\bar{x} - x_X) + R_o/D$$

ここで $\bar{x} = X/D$ ， $\beta_I \approx 2 \sim 3^\circ$ ， R_o ：胴体半径である．

又，X点の値 x_X は，

$$x_X = \frac{60}{\alpha + 2}$$

で与えられる．迎角 α は度である．

領域③に対して

$$B = \tan (\alpha/2) \cdot (\bar{x} - x_Y) + B_o$$

ここでY点の値 x_Y ，及び B_o の値は，

$$x_Y = -2/5 \alpha + 11$$

$$B_o = \tan \beta_I (x_Y - x_X) + R_o/D$$

で与えられる.

(ii) $\alpha > 20^\circ$

この迎角では領域②は無くなり領域③だけを考えれば十分である. 外側境界は下流では渦の振動の為にぼやけた領域という形で現われ, ある曲率をもっているように見える. 頭部領域では明らかに ogive の形状に沿うような外側境界を示している. しかしながら, 胴体上からの渦後流形状を考えるならば, 近似的に次の様な直線で外形の大きさを与えうと思われる.

$$B = \tan(\alpha/2) \cdot (\bar{x} - X_N) + B_1$$

ここで

$$B_1 = 0.03\alpha - 0.1$$

迎角 α は度であり, B_1 は, 肩の所 ($\bar{x} = X_N$) での渦後流外側境界の大きさを与える.

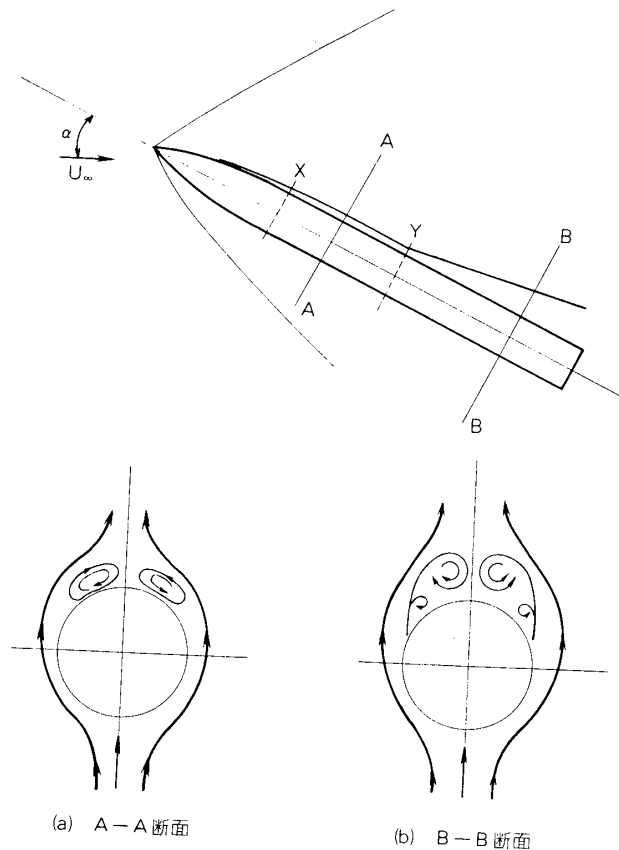


図21 渦後流の断面構造の概念図

(5) 渦後流内における渦と物体との相対的な関係が、図21に示してある。(a)では、一対の渦が形成され、それが物体のごく近くにあり強い影響を物体におよぼしている。それに対して(b)では、大きな一対の渦は成長し物体との間に小さいいくつかの渦, feeding sheet をもつようになる。ここではこの feeding sheet の影響が十分考慮されなければならないであろう。

渦後流の形状、迎角に対する発達の様子が明らかにされたが、それらが、マッハ数、頭部形状の変化に対してどのように変動してゆくかを調べる事が今後の課題であろう。

5. 謝 辞

今回の実験において大変お世話になった関和氏、辛島研の佐藤清氏、金城政敏氏にこの場をかりてお礼を申し上げます。

付 録

胴体渦をもつ飛しょう体周りの流れ場を求める時に、突然動き出した円柱の背面に形成される渦をもつ流れとの類似性に着目して、実験的に求められた渦の強さ、位置を用いて、機軸に垂直な平面内において円柱+一対渦をもつポテンシャル流れを求め、それを求める流れ場であるとするのがよく用いられている方法である。ここでは、定性的な流れの状況を握む為に簡単な計算を行いその圧力分布を求めた。渦の強さ、位置は全く任意に与えた。

一様流の中におかれた円柱及び一対の対称渦に対する複素速度ポテンシャルは次のように書ける(図A-1参照)

$$W = \phi + i\psi = -iU_0 \left(Z - a^2/Z \right) - \frac{i\Gamma}{2\pi} \log \left[\frac{(Z-\sigma)(Z+a^2/\sigma)}{(Z+\bar{\sigma})(Z-a^2/\bar{\sigma})} \right]$$

ここで σ , $-\bar{\sigma}$ は実際の渦の位置を, $a^2/\bar{\sigma}$, $-a^2/\sigma$ はそれぞれ対応する虚の渦の位置を示している。この時の (x, y) 方向の速度成分 (v, w) は次のようになる。

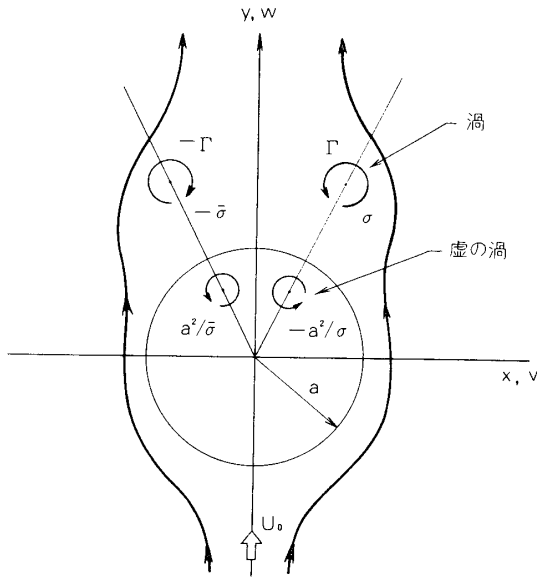
$$v = -\frac{2U_0 a^2 xy}{(x^2 + y^2)^2} + \frac{\Gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^4 (-1)^j \left[\frac{y - y_j}{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2} \right]$$

$$w = U_0 \left[1 + \frac{a^2 (x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \right] - \frac{\Gamma}{2\pi} \sum_{j=1}^4 (-1)^j \left[\frac{x - x_j}{(x - x_j)^2 + (y - y_j)^2} \right]$$

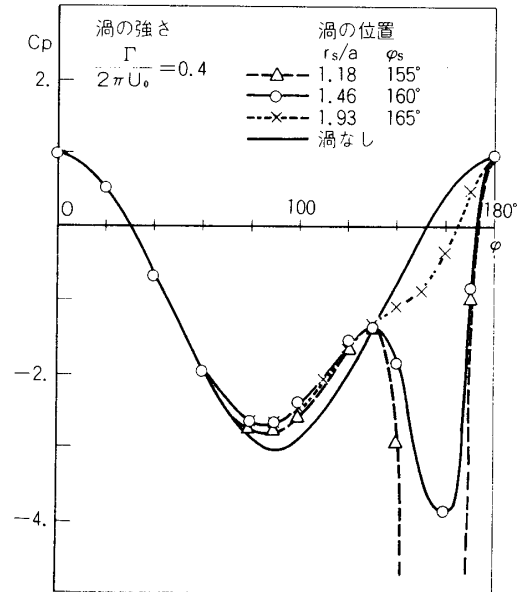
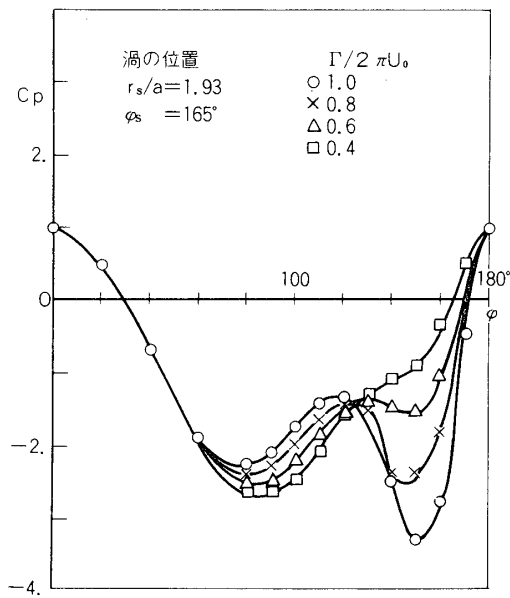
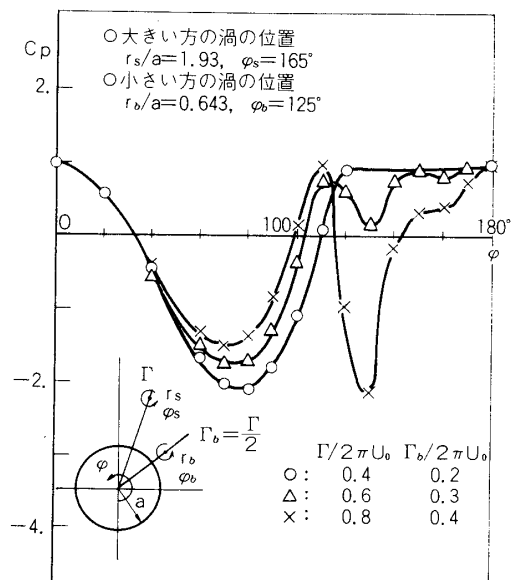
又、円柱表面の圧力係数 C_p は

$$C_p = 1 - v^2 - w^2$$

で求められる。



図A-1 円柱+-対渦の流れの概略図

図A-2 渦の位置変化に対する
圧力分布の変動図A-3 渦の強さ変化に対する
圧力分布の変動図A-4 二組の対称渦を持った時の
表面圧力分布

渦の強さを固定して位置を動かした時と、渦の位置を固定し強さを変えた時とのそれぞれの円柱表面の圧力分布がそれぞれ図A-2, 図A-3に示してある。渦は実際の流れにあわせて対称面に平行に動かされた（実際は対称面から少し離れるように動く）。又, feeding sheet のかわりに小さな一対の渦を付け加えた時の表面圧力分布が, 図A-4に示してある。これ等3枚の図の圧力分布は前述したように全く任意に渦の強さ, 位置を与えて求めたものであるにもかかわらず実験によって求められるものと定性的にはよく似た結果を与えている。

参 考 文 献

- [1] J. F. Mello: "Investigation of Normal force Distributions and Wake Vortex Characteristics of Bodies of Revolution at Supersonic Speeds", J.A.S. Vol. 26, (p. 155-168) 1959.
- [2] L. H. Jorgensen & E. W. Perkins: "Investigation of Some Wake Vortex Characteristics of An Inclined Ogive-Cylinder Body at Mach Number 2, NACA TR 1371, 1955.
- [3] J. R. Spahr: "Theoretical Prediction of the Effects of Vortex Flows on the Loading, Forces, and Moments of Slender Aircraft, NASA TRR 101.
- [4] B. E. Tinling & C. Q. Allen: "An Investigation of the Normal-Force and Vortex-Wake Characteristics of An Ogive-Cylinder Body at Subsonic Speeds, NASA TND 1297.
- [5] I. M. Hall, W. E. Rogers & B. M. Davis: "Experiments with Inclined Blunt-Nosed Bodies, A. R. C. R & M No. 3128.
- [6] K. D. Thomson & D. F. Morrison: "The Spacing, Positions and Strength of Vortices in the Wake of Slender Cylindrical Bodies at Large Incidence", J.F.M. Vol. 50 (p. 751-783) 1971.