

ISSN 0389-4010  
UDC 533. 6. 011. 32

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-729

## 翼胴結合体の空気力学的特性に関する研究 第1報 中翼機について

柳 沢 三 憲 ・ 菊 地 一 雄

1982年8月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

# 翼胴結合体の空気力学的特性に関する研究

## 第1報 中翼機について\*

柳 沢 三 憲\*\* 菊 地 一 雄\*\*

### A Study of Aerodynamic Characteristics of Wing-Body Combinations

#### Part I Case of a Mid-Wing Airplane

Mitsunori YANAGIZAWA

and

Kazuo KIKUCHI

#### ABSTRACT

Measurements of pressure distributions on a 5:1 ellipsoid and wing-body combinations at low subsonic speed are reported. The experiments were carried out in the 2×2m low speed wind tunnel of NAL at wind speeds from 20m/s to 50m/s with a corresponding chord Reynolds number range of  $0.2 \times 10^6$  to  $0.5 \times 10^6$ . These wind tunnel experiments were conducted in order to verify assumptions relating to the location of the intersection curve between the body surface and the wake surface, which are necessary for analyzing problems of lifting body by the finite elements method (F.E.M.). Observations of the flow around these bodies by use of tufts indicate that the velocity field predicted by FEM agrees fairly well with the actual field. It has been found that theory and the results of experiments generally show good agreement in aerodynamic characteristics.

#### 1. ま え が き

航空機の高性能化および広胴化に伴ない主翼に働らく空気力とともに機体に働らく空気力の見積りが必要であり、同時にそれらの空力的干渉問題が重要になってきた。本研究では航空機の機体の基本形状として回転楕円体と矩形翼を組合わせた単純化した翼胴結合体模型について試験を行った。

三次元物体の空力特性を知るには、その表面圧力分布を知る必要がある。従来、このような目的では、

風洞試験を行うことが最も有効で、確実な方法であった。しかし、近年電子計算機の発達に伴ない、初期設計の段階ではこの数値解析法が開発され複雑な物体に働らく空気力が求められるようになった。これらの解析法のうち、ポテンシャル流中で揚力のない物体では湧点法 (Source 法)<sup>1)</sup>があり、揚力物体に対して二重湧点法 (Source-doublet 法)<sup>2)</sup>や渦格子法 (Vortex lattice 法)<sup>3)</sup>がある。これらにパネル法を適用して解く場合、解決しておかなければならない問題がいくつか存在する。たとえば翼胴結合体模型のような物体が流れに対して迎角を持つ場合の胴体部の揚力問題である。一般に、胴体のように後

\* 昭和57年5月14日受付

\*\* 空気力学第一部

縁の鈍い物体では、従来、揚力は無視されてきた。しかし、実際には揚力のないポテンシャル流で求められる位置より後部よどみ点が後方に移動し、循環を生じ揚力が発生する。翼のように尖った後縁を持つ場合、この線に沿って kutta の条件が成立することが容易に理解できる。胴体のように後縁の鈍い物体では本来粘性流体として解き剥離線が決定されるべきであるが、非粘性流体の範囲の計算では、この線の位置を仮定しなければ揚力は求められない。

そこで、種々の模型を用いて物体表面の圧力分布の測定およびタフト法による流れの可視化を行った。使用した風洞は当研究所の突風風洞を用い、風速は  $20\text{ m/s}$  から  $50\text{ m/s}$  の範囲、翼弦長を基準にしたレイノルズ数は  $0.2 \times 10^6$  から  $0.5 \times 10^6$  の範囲である。

## 2. 記 号

$A_1, A_2, A_3$	: 円周方向の圧力分布の係数, (3)式参照
$C_N(x)$	: 局所的な法線力係数 (1/cm)
$C_A(x)$	: 局所的な軸力係数 (1/cm)
$C_Y(x)$	: 局所的な横力係数 (1/cm)
$C_N$	: 法線力係数
$C_A$	: 軸力係数
$C_Y$	: 横力係数
$C_L$	: 揚力係数
$C_{L\alpha}$	: 揚力傾斜
$C_P$	: 圧力係数
$d$	: 胴体の最大半径
$\Delta E_0, \Delta E_1, \Delta E_2$	: 出力電圧
$G$	: 利得
$S$	: 基準面積 (胴体の最大断面積)
$u, v, w$	: $X, Y, Z$ 方向の速度成分
$\lambda$	: 局所的な物体面の勾配
$\theta$	: 胴体腹面を基準とした円周方向の角度

## 3. 風洞および模型

### (1) 風 洞

単回路横型のゲッチンゲン型で測定部の断面は  $2 \times 2\text{ m}$  の正方形、その長さは  $4\text{ m}$  であるところの突

風風洞を使用した。その風速は常用  $3\text{ m/s}$  から  $50\text{ m/s}$  で、最大  $67\text{ m/s}$  が可能である。この風洞は突風試験用に作られた風洞であるが、固定壁カートを使用すれば一般風洞として使用できる。測定部の風速は外側が幾分高い傾向にあるがその分布の一様性は非常に良く、断面平均風速よりの偏差は  $\pm 1\%$  以内である。

### (2) 模 型

試験した模型は次の 4 ケースである。

- 完全回転楕円体
- 尾翼付回転楕円体
- 主翼付回転楕円体
- 主翼尾翼付回転楕円体

回転楕円体は長径  $800\text{ mm}$ 、短径  $160\text{ mm}$  で長径を軸に回転した形状である。主翼は NACA 65A010 の翼型を用い、翼弦長  $160\text{ mm}$ 、翼幅  $800\text{ mm}$ 、縦横比 5 の矩形翼である。尾翼も同翼型で翼弦長  $60\text{ mm}$ 、翼幅  $240\text{ mm}$ 、縦横比 4 である。両翼ともに上反角零度、取付角零度で胴体に取り付けられている。図 1。

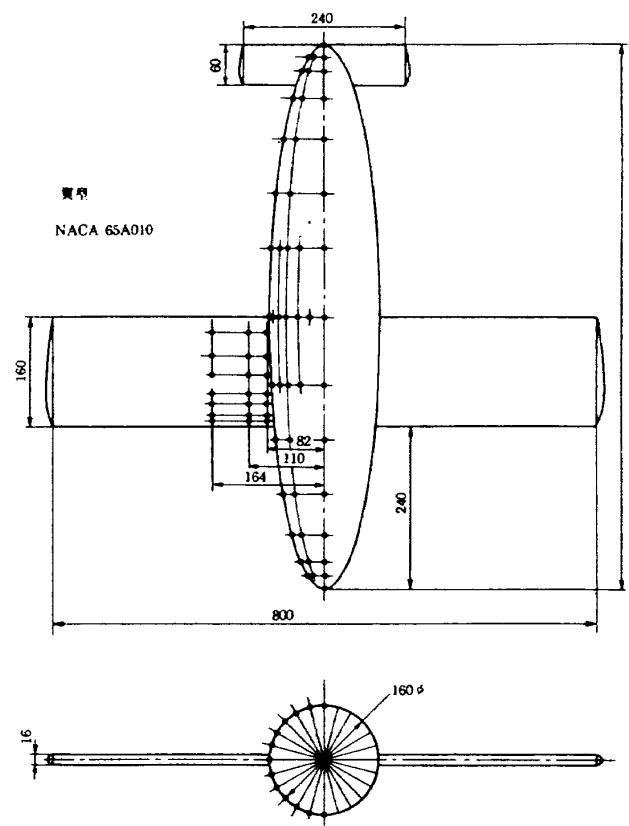


図 1 主翼尾翼付回転楕円体の寸法および静圧孔の位置

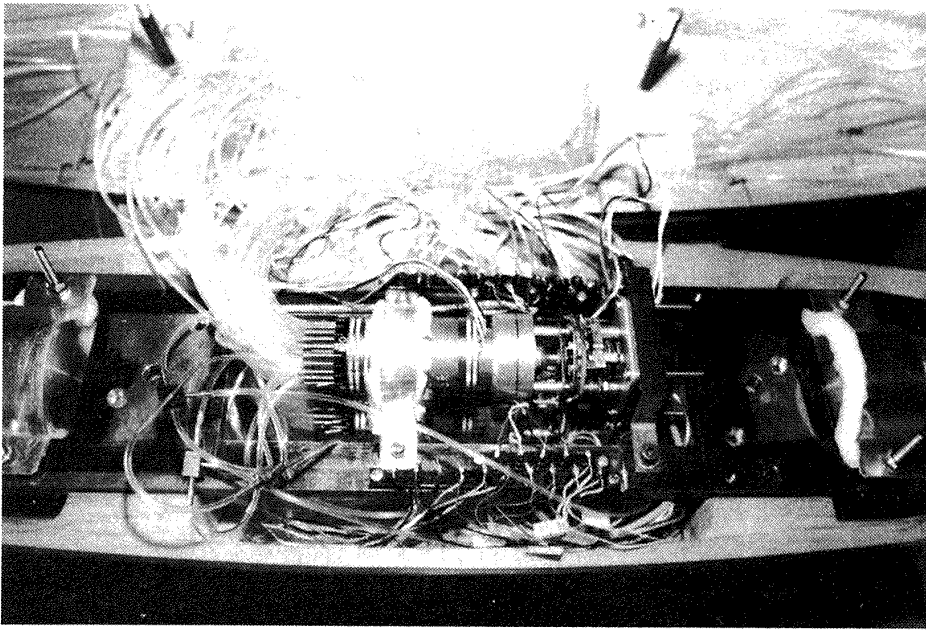


図2 回転楕円体内部の配管

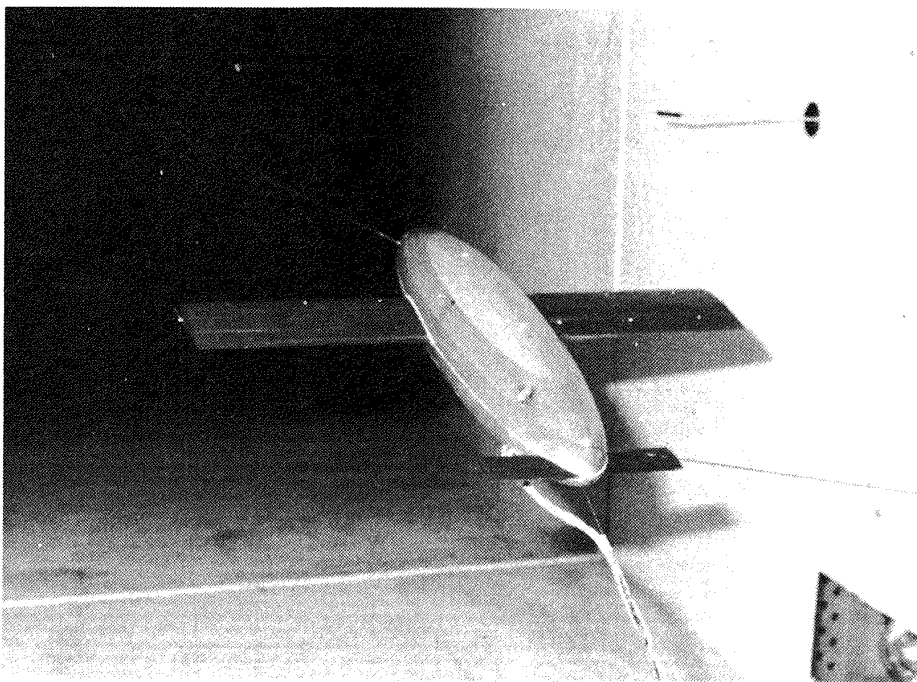


図3 突風風洞測定部に2ケーブル法で模型を支持した全機模型

静圧孔は回転楕円体上に 88 箇所、翼面上に 36 箇所設け、ビニール管によりスキニバルブに配管されている。図 2。

風洞への支持は模型への影響を極力小さくするため 2 ケーブル法を採用した。この方法は模型内の前後部に互に直角に置れた滑車があり、ケーブルに張力が加えられると模型は自動的に流れ方向に向くと言う利点がある。図 3。

#### 4. 測定方法

##### (1) 圧力係数

圧力係数は次式のように書ける。

$$C_p = \frac{P_i - P_1}{P_0 - P_1} = \frac{\Delta P_i - \Delta P_1}{\Delta P_0 - \Delta P_1} \quad (1)$$

ただし

$$\Delta P_0 = P_0 - P_2 \quad \Delta E_0 = G \cdot \Delta P_0$$

$$\Delta P_1 = P_1 - P_2 \quad \Delta E_1 = G \cdot \Delta P_1$$

$$\Delta P_i = \Delta P_i - P_2 \quad \Delta E_i = G \cdot \Delta P_i$$

今、圧力変換器の利得を  $G$  とし、ピトー管からの総圧と静圧および模型の表面圧力のすべてを同一の変換器で測定すれば、この利得  $G$  が一定であるので、約分されて、(1)式は次のように書ける。

$$C_P = \frac{\Delta E_i - \Delta E_1}{\Delta E_0 - \Delta E_1} \quad (2)$$

従って、較正利得  $G$  は必要でなくなる。また、(1)式で示されるように圧力変換器の背圧側の基準圧  $P_2$  も関係しないことが分かる。そこで本試験では模型内部の圧力を基準圧として採用した。これにより圧力変換器および測定器の直線性の良い範囲で測定ができた。平均的な圧力が基準のためスケール・アウトの機会が少なくなり、風速や模型の迎角に関係なく圧力変換器の両側で大体平衡に保たれているためである。

スキヤニバルブへの配管は図4の如く、ピトー管からの総圧と静圧を模型内部に導入し、同一の圧力変換器で測定した。なお、この変換器の背圧側は圧力変動を平滑化するため容積  $100.5 \text{ cm}^3$  の空気タンクを通して模型内部に開放してある。

## (2) データ処理

圧力信号は突風風洞附属のデータ処理装置を用いて自動的に収集された。その概略図をブロック線図で図5に示す。計測された圧力信号はフィルタを通して、データ処理装置へ導入され、ここで  $A/D$  変換され、磁気テープに記録される。

スキヤニバルブ制御器では制御パルスを1秒間隔で発生させ、48秒でスキヤニバルブは1回転するように制御されている。スキヤニバルブは2台使用し、各々48ポート計96ポートある。ポートが切り換ると配管系に圧力の過渡現象が現われるので、圧力はその影響を避けるため、560ms 後から10ms ごとに5回計測される。

これらのシステム全体の制御<sup>8)</sup>は中央処理装置 OKITAC-4300 で行われた。その性能は16ビットの4K語の磁気コアを有し、メモリーサイクルは  $1.5 \mu\text{s}$  である。

データ処理装置へは、圧力信号およびポート位置を示す信号各々2チャンネル、風洞の条件を示す物理量として静圧、総圧、温度の計7チャンネルが入力された。

実験中はデジタル化されたデータを磁気テープ

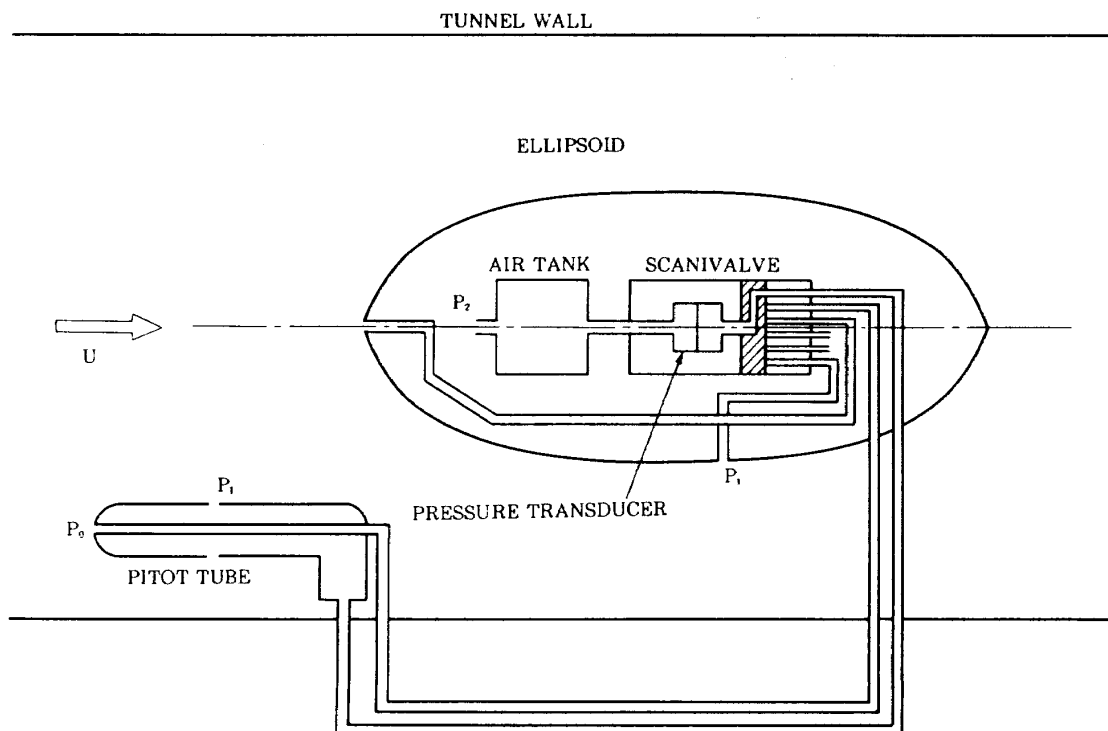


図4 圧力係数測定のための配管図

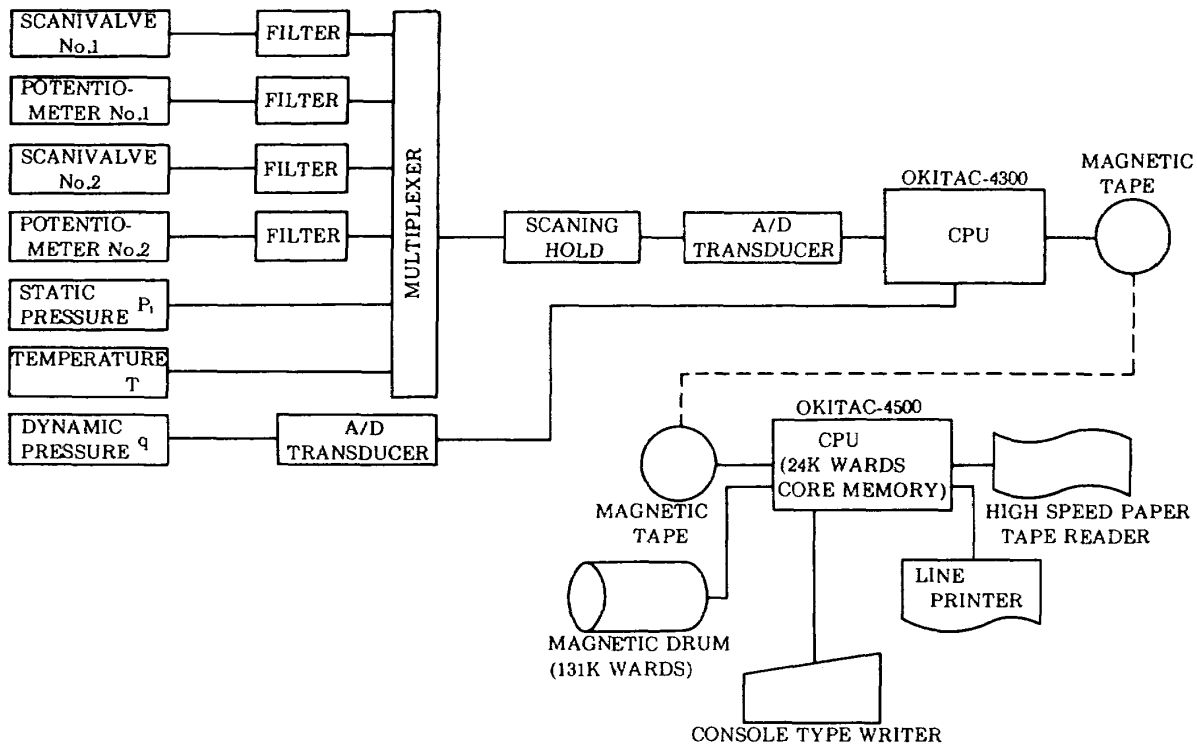


図5 データ収集システム

に逐次集録し、実験終了後、他の電子計算機システム OKITAC-4500 を用いて、磁気テープ上に記録された測定データの演算処理を行い、必要な各点の圧力、圧力係数、速度分布として求めた。

### (3) 局所的負荷係数

流れ方向の各断面における圧力分布を円周方向に積分することにより法線力係数  $C_N(x)$ 、軸力係数  $C_A(x)$ 、横力係数  $C_r(x)$  が求められる。

今、計測された圧力係数の円周方向のモードを回転楕円体についての厳密解を参照して(3)式の様に仮定し、最小自乗法により各係数を求め、さらに各方向の方向余弦の成分を掛けて積分を行えば、局所的負荷係数は次の様に表わせる。

$$C_P = A_1 + A_2 \cos \theta + A_3 \sin \theta \quad (3)$$

$$C_N(x) = 2 \left\{ \int_0^\pi \frac{C_P(x, \theta) r(x) \cos \theta d\theta}{S} \right\} \cos \lambda \quad (4)$$

$$C_A(x) = 2 \left\{ \int_0^\pi \frac{C_P(x, \theta) r(x) d\theta}{S} \right\} \sin \lambda \quad (5)$$

$$C_y(x) = \left\{ \int_0^\pi \frac{C_P(x, \theta) r(x) \sin \theta d\theta}{S} \right\} \cos \lambda \quad (6)$$

ここで

$$S = \pi d^2 / 4 ; \text{最大断面積}$$

$$\lambda = \tan^{-1} \left( \frac{dr}{dx} \right) ; \text{局所的物体面の勾配}$$

である。

### (4) 空気力学的係数

局所的負荷係数をさらに積分することにより、法線係数  $C_N$ 、軸力係数  $C_A$ 、揚力係数  $C_L$ 、および揚力傾斜等の各種空力係数が求められる。

$$C_N = \int_0^1 C_N(x) dx \quad (7)$$

$$C_A = \int_0^1 C_A(x) dx \quad (8)$$

$$C_L = C_N \cos \alpha - C_A \sin \alpha \quad (9)$$

$$C_{L\alpha} = C_L / \alpha \quad (10)$$

## 5. 定常流に対する形式化

一様流中におかれた三次元物体まわりのポテンシャル流に対し、擾乱ポテンシャル  $\varphi$  に関するラプラスの方程式がある。

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (11)$$

この基礎方程式に次の境界条件を適用する。

- 1) 流れは物体表面に沿って流れる。
- 2) 後流渦面の上下面におけるポテンシャル差  $\Delta\varphi$  は流線に沿って一定である。
- 3) 無限遠方では擾乱ポテンシャルは零である。

これらを物体とその後流渦面を包含する面に Green の公式を用い、若干の変形を行えば、次式が得られる。<sup>2)</sup>

$$2\pi\varphi(P) - \iint_{SA} \varphi(Q) \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left[ \frac{1}{R(P, Q)} \right] ds - \iint_{SW} \Delta\varphi(Q') \frac{\partial}{\partial n(Q')} \left[ \frac{1}{R(P, Q')} \right] ds$$

$$= \iint_{SA} U_\infty \cdot n(Q) \frac{1}{R(P, Q)} ds \quad (12)$$

これは、擾乱速度ポテンシャル  $\varphi$  に関する第二種 Fredholm 型積分方程式である。この(12)式の解法の詳細は文献(10)で行う。

## 6. 測定結果および考察

風洞試験は 3 章の 4 種類の模型について、圧力測定およびタフト法による気流の観測を行ったので、順次模型の形状別に説明する。

### (1) 完全回転楕円体

図 6 から図 8 は風速 30m/s において、迎角を  $0.26^\circ$ ,  $3.68^\circ$ ,  $9.65^\circ$  に変えた場合の回転楕円体面上の圧力分布を示した。迎角 ( $\alpha = 0.26^\circ$ ) では楕円体の大部分において、非圧縮ポテンシャル流で求められた解析解 (付録 1) と良く一致している。しかし、胴体後部 98% の付近で流れは剥離し、後部よ

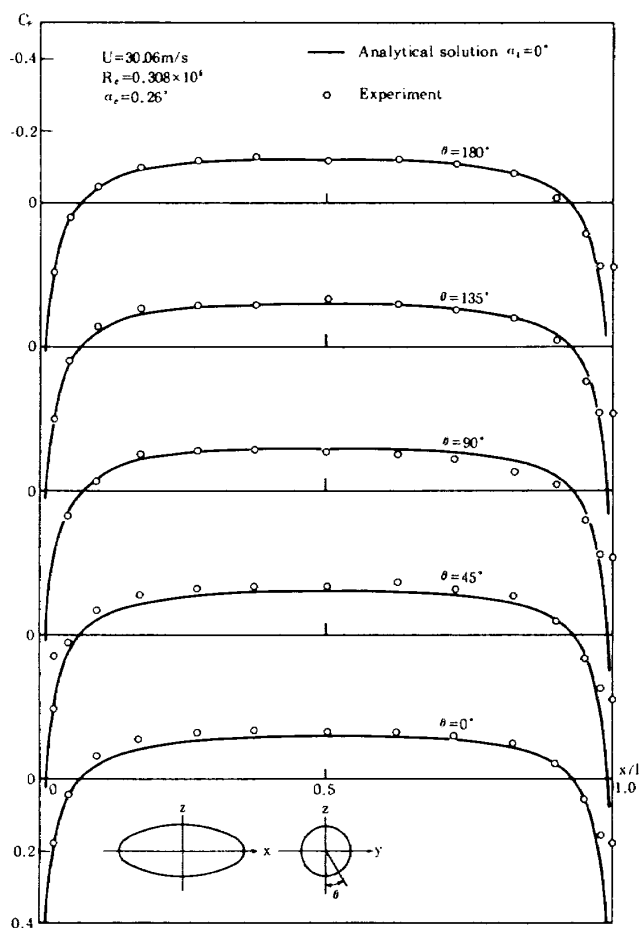


図 6 回転楕円体の圧力分布 (迎角  $\alpha_e = 0.26^\circ$ )

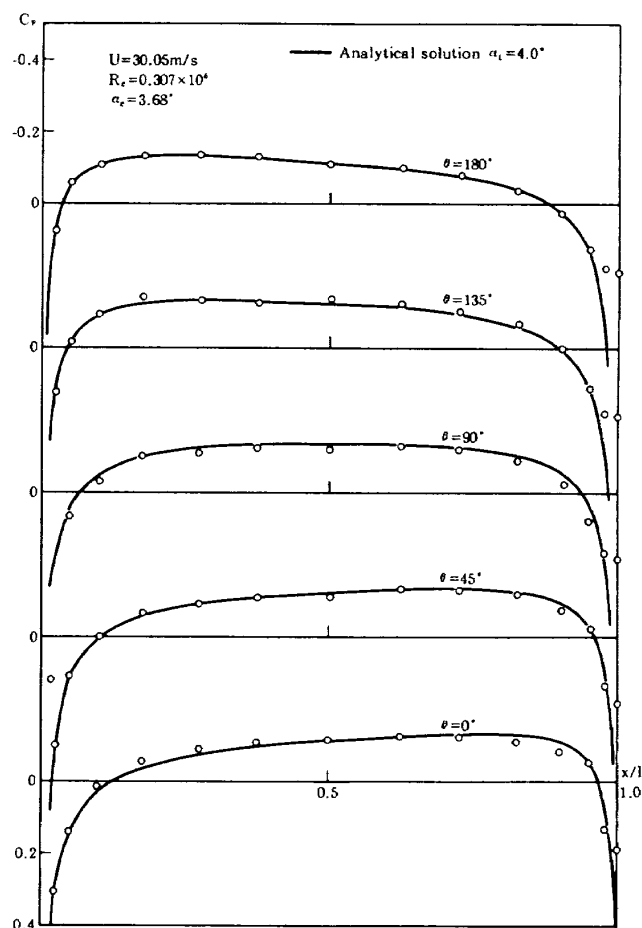


図 7 回転楕円体の圧力分布 (迎角  $\alpha_e = 3.68^\circ$ )

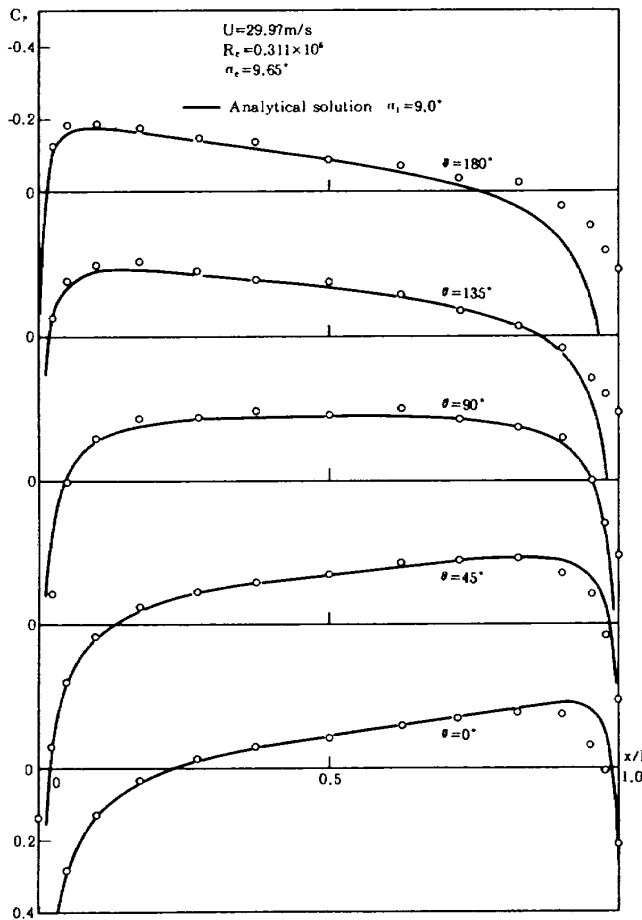


図8 回転楕円体の圧力分布  
(迎角  $\alpha_i = 9.65^\circ$ )

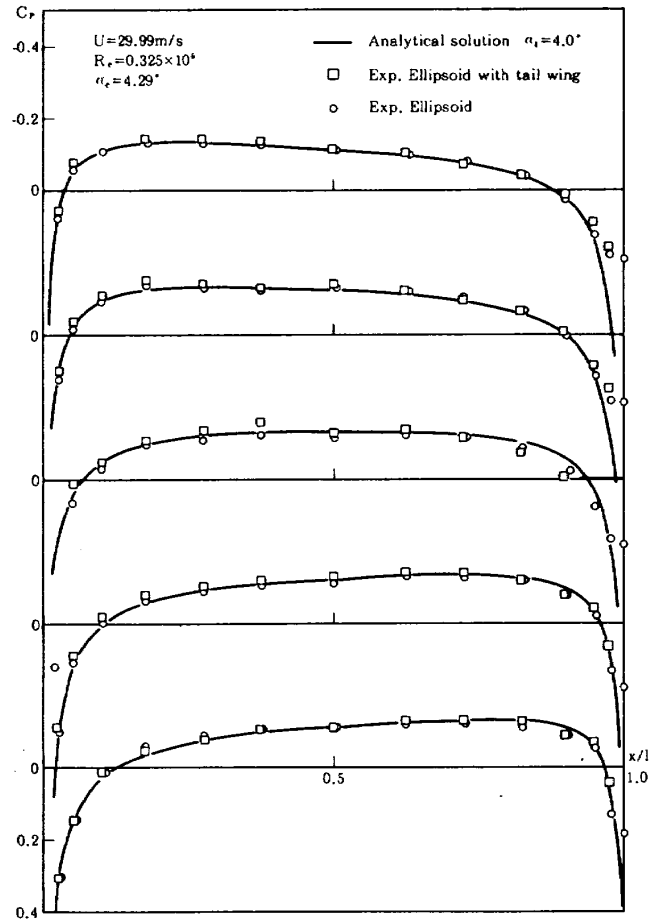


図9 回転楕円体と尾翼付回転楕円体の  
圧力分布の比較 ( $\alpha_i = 4.0^\circ$ )

流中の圧力に当る最後尾の圧力係数  $C_p$  は 0.18 である。

$\alpha = 3.68^\circ$  では剥離点は  $\alpha = 0.26^\circ$  の場合と比較しやや前方に移動していることが分かる。図 7。迎角をさらに増すと横断流は増大し、剥離領域が拡大する。例えば、 $\alpha = 9.65^\circ$ 、図 8 では風下側の  $\theta = 180^\circ$  では圧力損失が大きく、解析解とずれている。

## (2) 尾翼付回転楕円体

本実験の主な目的は胴体の揚力問題に関することであるが、回転楕円体では剥離点の位置は迎角により自由に移動することができる。しかし、尾翼付回転楕円体では、剥離点の位置は尾翼の後縁に固定されると考えられる。

図 9 から図 10 は風速  $30 \text{ m/s}$  において、迎角を  $4.29^\circ$  と  $9.78^\circ$  と変化させたときの尾翼付回転楕円体面上の圧力 (口印) を示した。 $\alpha = 0^\circ$  では尾翼が

胴体上の圧力へ及ぼす効果はほとんど認められないが、 $\alpha = 4.29^\circ$  では胴体長の 90 から 100 % の範囲で尾翼の影響が現われている。楕円体の場合と比較して背面側でやや負圧の方へ移動している。 $\alpha = 9.78^\circ$  ではこの傾向はさらに顕著になり、その影響も 80 から 100 % へと拡大され、後部よどみ点が尾翼により固定されている様子が分かる。

この現象を流れ場に直接、熱線風速計を挿入して測定した結果を図 11 から図 13 に示した。熱線風速計は X 型プローブを用い、 $u$ 、 $v$ 、 $w$  方向の速度成分が測定できる。付録 2 を参照されたい。図 11 a は迎角  $4.09^\circ$  のとき、回転楕円体の後端から  $6 \text{ mm}$  後方の  $YZ$  平面における  $v$ 、 $w$  成分の速度ベクトルを示した。 $YZ$  座標の原点は回転楕円体の後端の中心と一致させてプロットした。さらに図 11 a の点線で囲んだ範囲の流れの詳細を観測するため、2 倍に拡



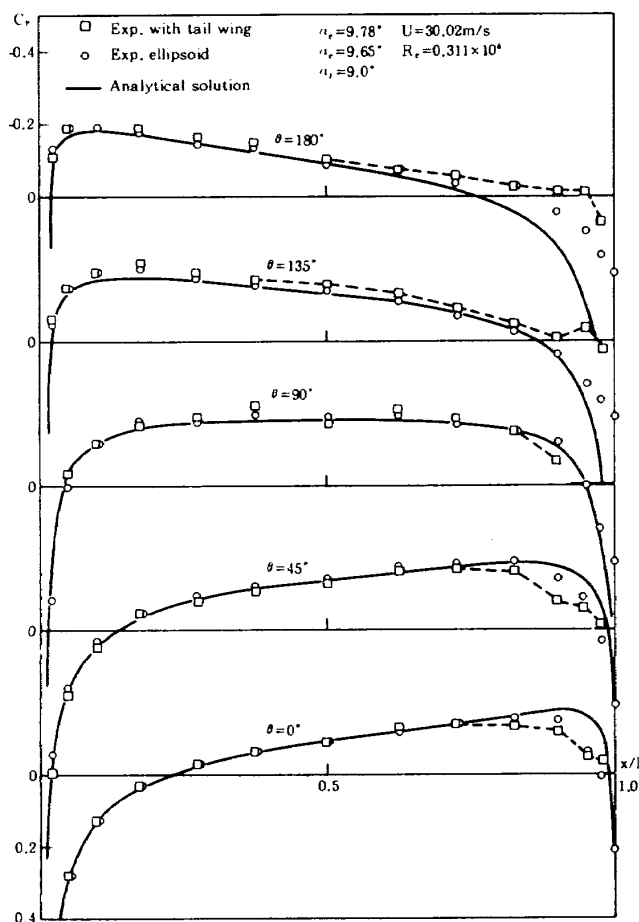


図 10 回転楕円体と尾翼付回転楕円体の  
圧力分布の比較 ( $\alpha_t = 9.0^\circ$ )

大した速度場を図 11 b に示した。この図では  $YZ$  面の  $(-1.0, -0.5)$  のあたりに弱い渦が発生していることが分かる。

さらに迎角を増して  $7.07^\circ$  にし、模型後端から 10mm 後方の  $v, w$  成分を示した。図 12。この迎角では明らかに  $(2.5, 0.5)$  の座標付近に後流渦の中心が観測できる。渦は左右対称に発生すると推測されるが実際に計測すると  $X = 10\text{mm}$  のところでは図のように 1 つのみ観測される。さらに後方の  $x = 90\text{mm}$  では左側の渦も観測できるが右側の渦と比べ非常に弱い。

一方、図 13 は  $\alpha = 4.19^\circ$  の尾翼付回転楕円体で後端からの距離  $x = 6\text{mm}$  の  $YZ$  平面の速度ベクトルを示した。尾翼による剝離点の固定化が読みとれる。すなわち、 $Z = 0$  が尾翼の後縁に一致させてあるが、理論計算を行う場合、Kutta の条件を満足させるため、翼の後縁から渦面を仮定する。観測結果からも分かるようにこの後流渦面は流れに対し可成大きな影響を与えている。

### (3) 主翼付回転楕円体 (中翼機)

主翼が胴体に及ぼす効果およびその逆の効果を調べるため、主翼付回転楕円体面上の圧力を測定した。迎角  $\alpha_e = -0.11^\circ$  では主翼は揚力を持たないため、

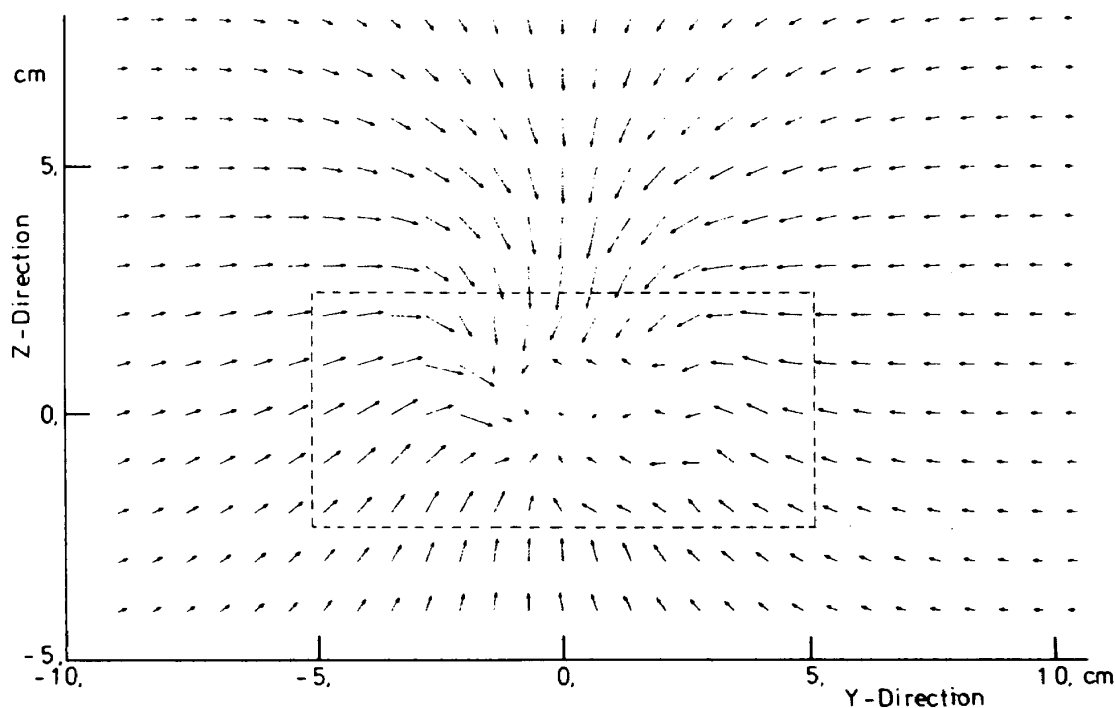


図 11 a 回転楕円体の後方 6mm の位置における  $v, w$  速度成分  
(迎角  $\alpha_e = 4.09^\circ$ )

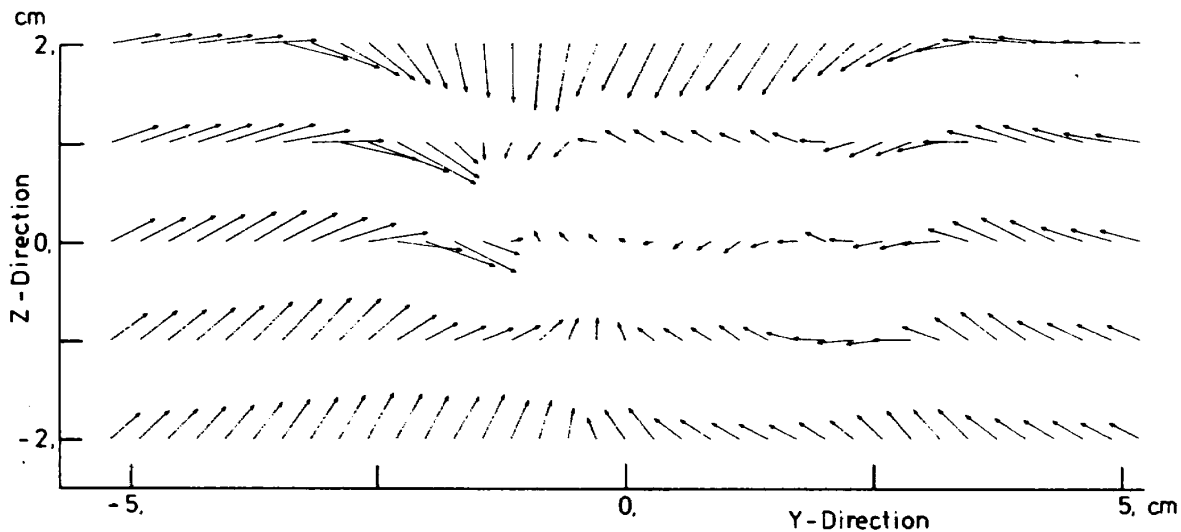
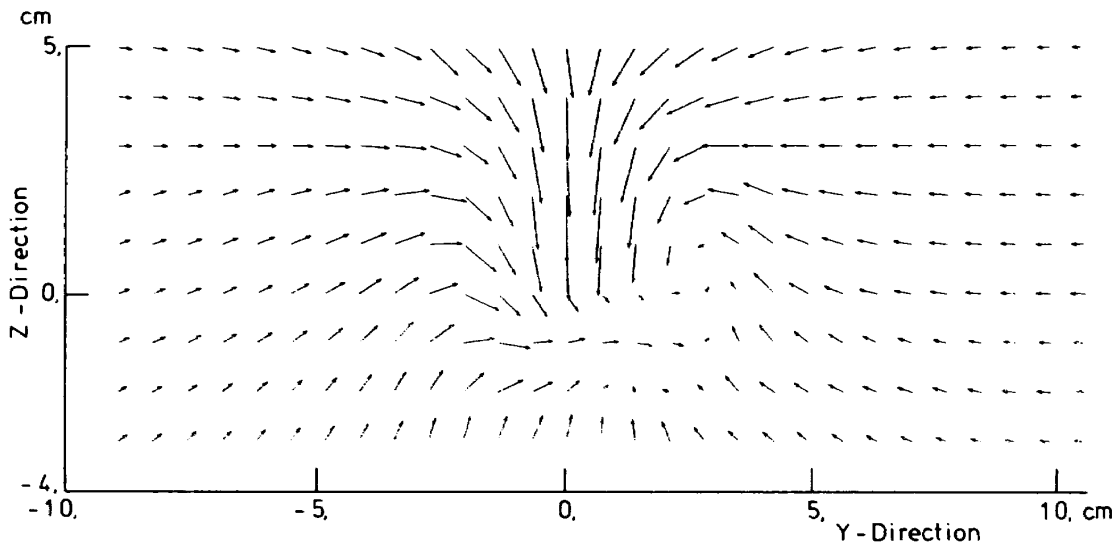


図 11 b 図 11 a の点線内の速度場を 2 倍に拡大した詳細図

図 12 迎角 ( $\alpha_e = 7.07^\circ$ ) の場合の  $v, w$  速度成分

流れに対して厚みの効果のみを表わし胴体の周辺では単独翼の  $C_p$  と比較して負圧側に大きい。胴体面上では主翼の付近で、負圧のピーク値がみられる。図 14 は迎角  $0^\circ$  の場合の理論値と測定値を比較したものである。一点鎖線は圧力測定孔の位置の計算値を求めるため内挿した値である。迎角零度で揚力を持たない場合、涌点法を用いても計算することができる<sup>5)</sup>。

図 15 と図 16 には有限要素法による中翼機の数値分布と圧力分布の計算結果を示した。迎角は  $4^\circ$  で、物体全表面パネル数は 590 である。有限要素法によ

る方法で、全体の循環の決定に重要な後流渦面の剝離線を主翼の後縁とそれに続く機体軸の母線に沿って取り、計算を行った。この仮定は鈴木、鷲津<sup>6)</sup>により初めて行われ良い結果を得ている。図 15 の流れを見ると主翼より前方の流れは主流の方向を向いており機体軸とは可成りの角度がある。しかし、主翼より後方の胴体上の流れはほとんど機軸に沿って流れている。タフト法による流れの可視化による写真でも同様の現象がみられる。図 21 b。

図 17 a と図 17 b は迎角  $4^\circ$  (実験値は迎角  $3.81^\circ$ ) の場合の胴体上の翼上の圧力分布を示した。主翼に

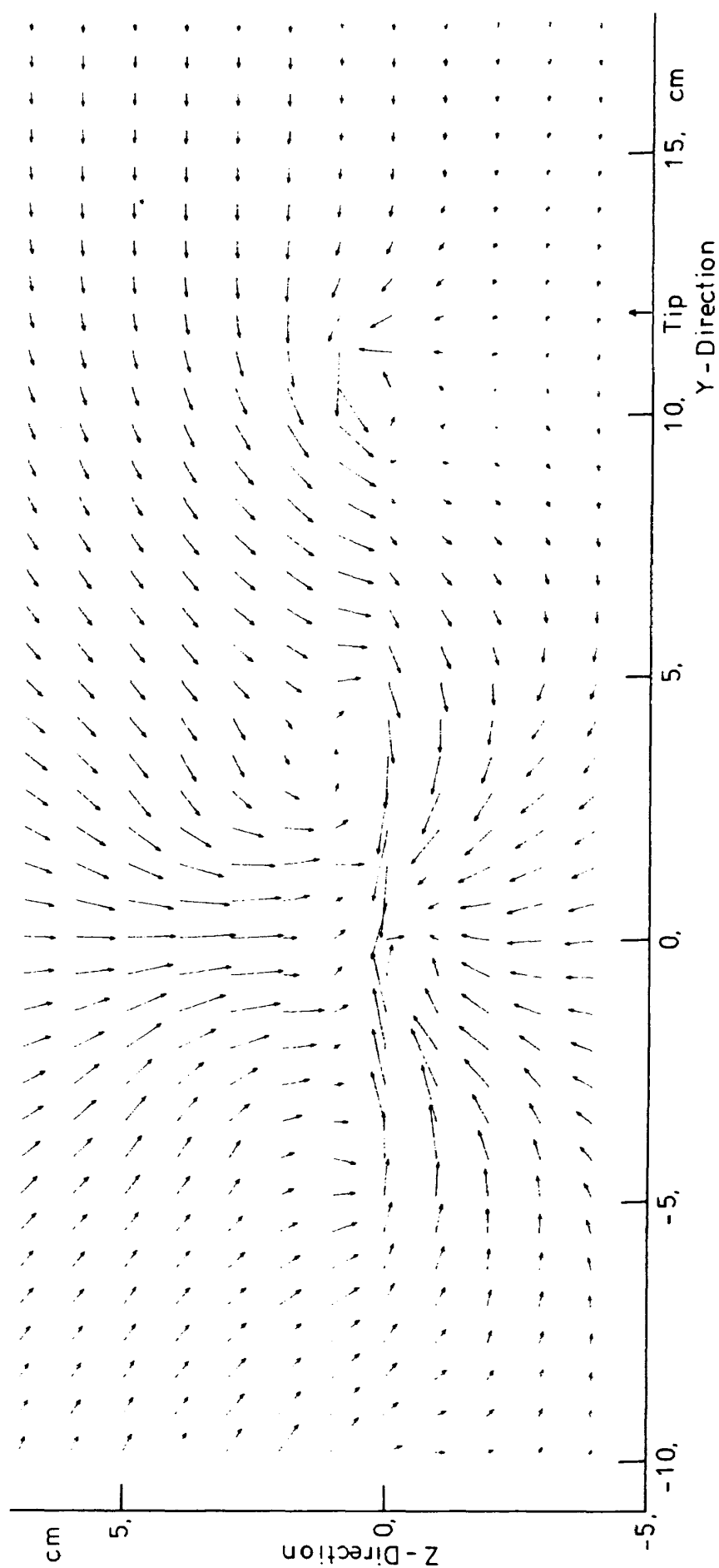


図 13 尾翼付回転楕円体の  $v$ ,  $w$  速度成分 ( $\alpha_e = 4.19^\circ$ )

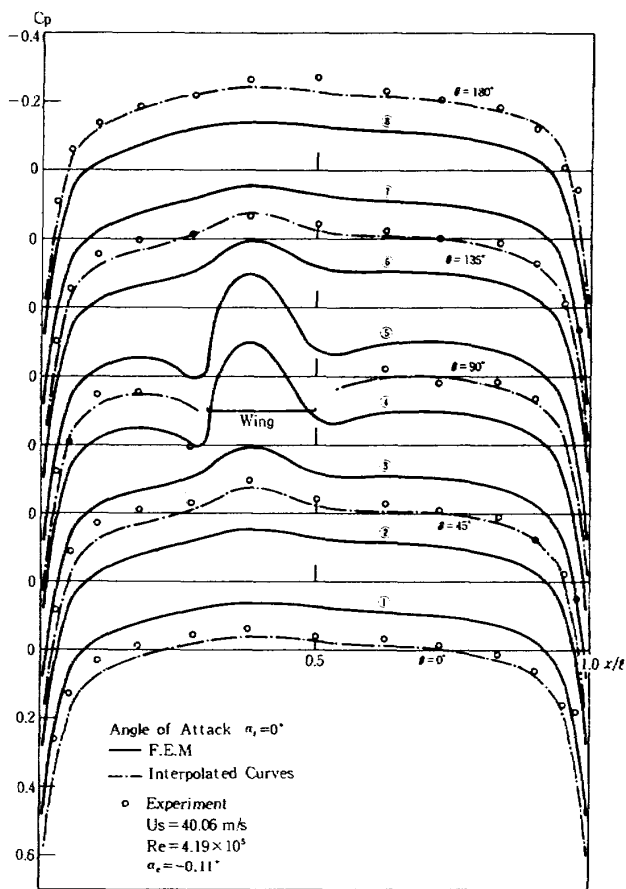


図 14 a 中翼機の胴体上の圧力分布  
( $\alpha_e = -0.11^\circ$ )

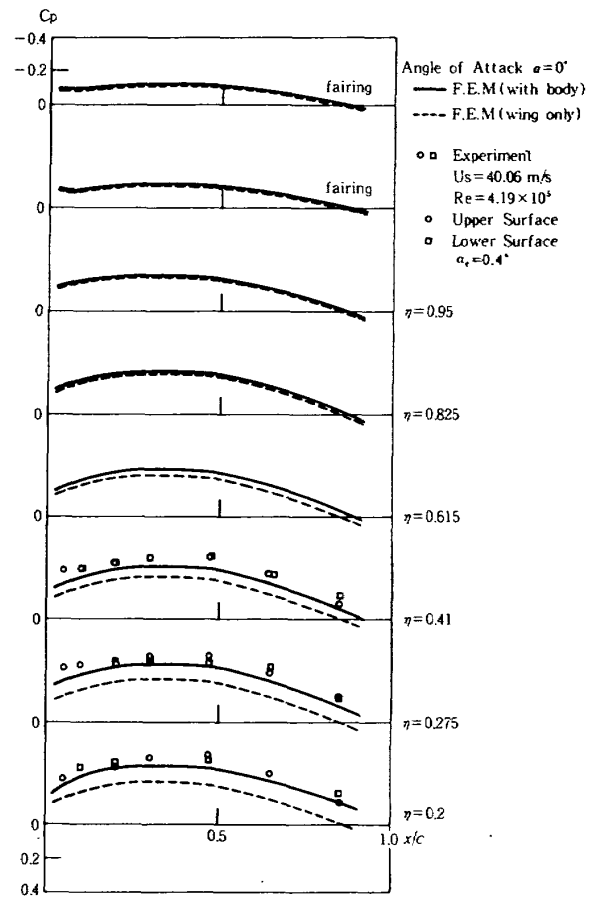


図 14 b 中翼機の翼面上の圧力分布  
( $\alpha_e = 0.4^\circ$ )

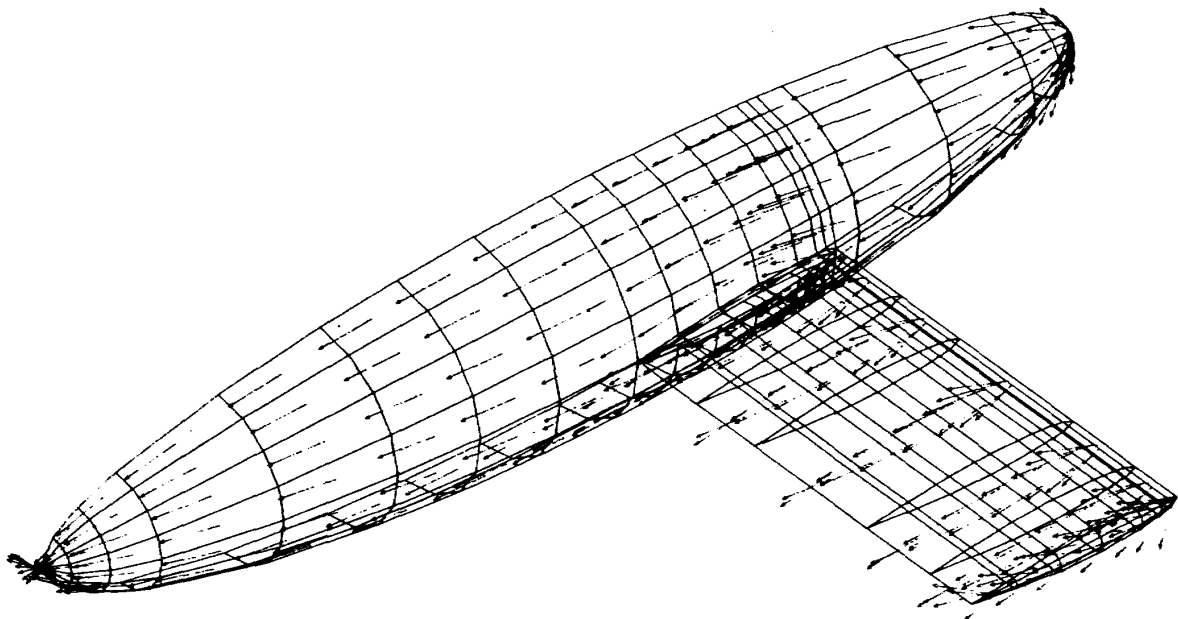


図 15 有限要素法で計算した速度分布 ( $\alpha_t = 4^\circ$ )

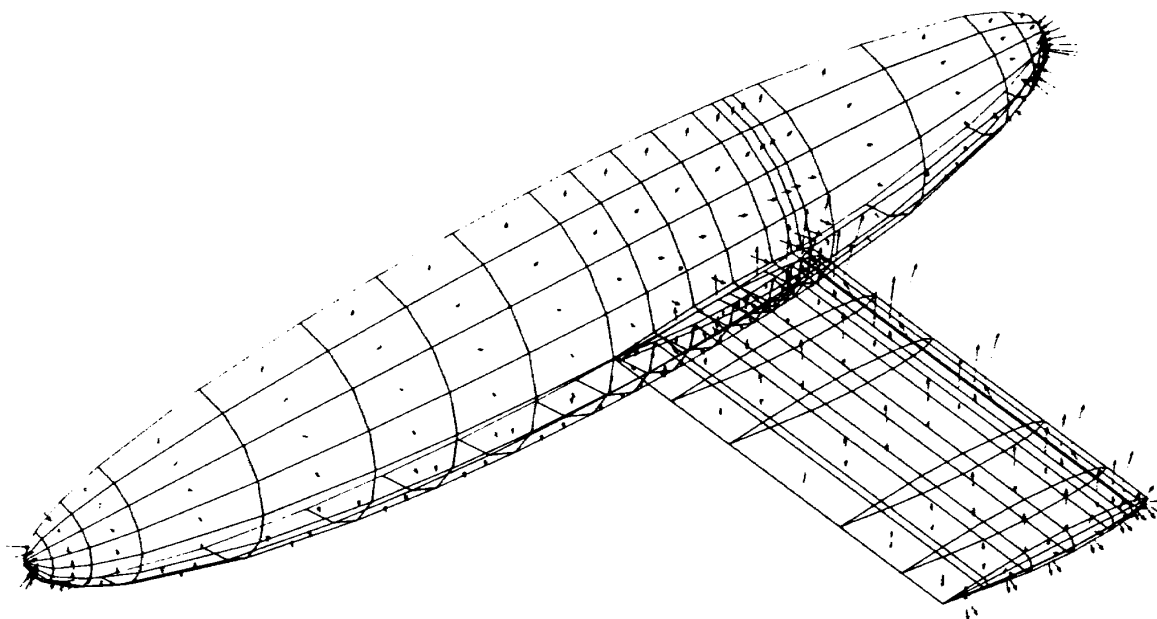


図 16 有限要素法で求めた圧力分布 ( $\alpha_t = 4^\circ$ ),  $\uparrow$  負圧,  $\downarrow$  正圧

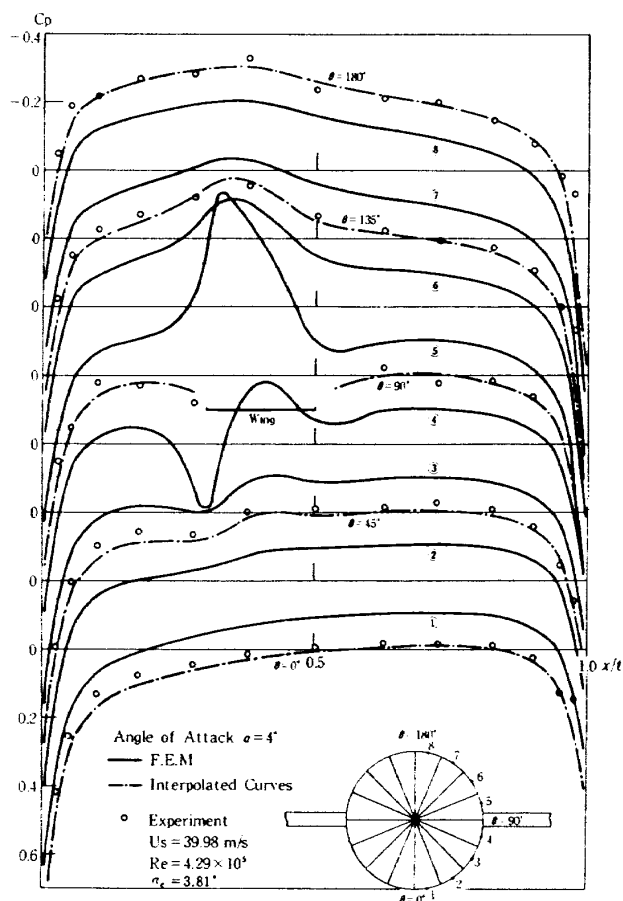


図 17 a 中翼機の胴体上の圧力分布  
( $\alpha_e = 3.81^\circ$ )

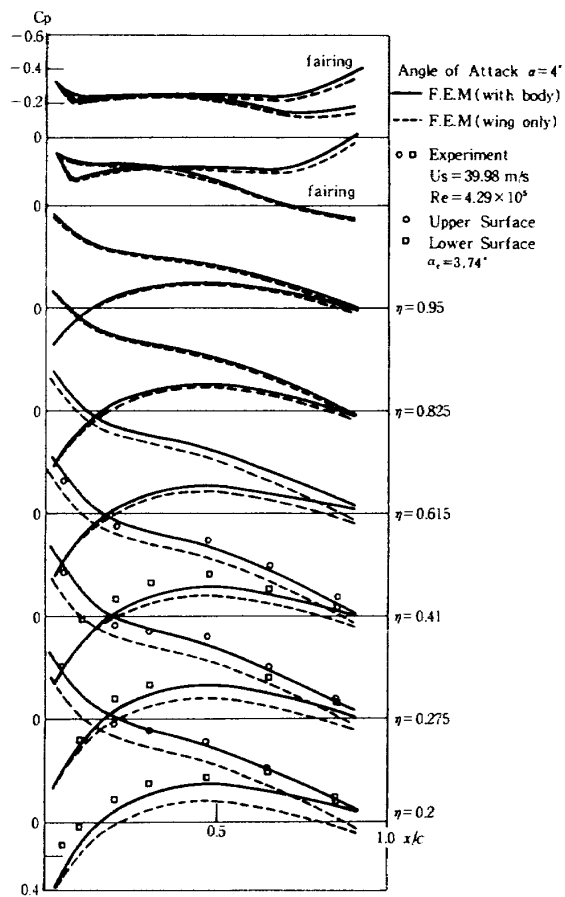


図 17 b 中翼機の翼面上の圧力分布  
( $\alpha_e = 3.74^\circ$ )

大きな揚力が発生するため胴体に及ぼす影響が特に著しく上面の流れによる負圧が増大している。さらに主翼から後方の部分では横断流が完全回転楕円体の場合と比較して減少している。したがって、この胴体部の局所的な揚力は小さくなっている。図 20 a は胴体の局所的な揚力分布を示した図であるがこのことを良く示している。これは翼の後流は機体軸に沿ってある程度進みその後、除々に一樣流方向に向くと考えられる。

次に胴体が主翼に及ぼす効果を調べるため、比較的胴体に近い付近の圧力を測定した。図 14 b は  $\alpha_e = 0.4^\circ$  のときの主翼の上下面の圧力を示す。胴体の存在により流速が高められ圧力係数は単独翼(点線)の場合と比較して負圧側で大きい値を示している。

測定値は数値解と比較してやや大きい値を示しているがこれは木製模型のための精度によるものと考えられる。事実この後行った実験で、上反角効果を調べる翼模型はジュラルミン製であるので測定値と数値解は良く一致している。

図 17 b は  $\alpha_e = 3.74^\circ$  のときの主翼の上下面の圧力を示した。この場合も胴体の影響のため、見かけ上、胴体の断面積による流路の減少のため一樣流速が高められると考えた見積り分ほど、翼面上の圧力が負圧側に偏っている。翼幅方向の  $\eta = 0.615$  あたりまで胴体の影響が及んでいる。これらの計算結果との比較から後流渦面の放出線の仮定は正しかったことが分かる。

#### (4) 主翼および尾翼付回転楕円体

主翼および尾翼が胴体に及ぼす効果を調べるため、主尾翼付回転楕円体の表面圧力を測定した。主翼が胴体に及ぼす効果は(3)節の場合とほとんど同じであるが、主翼により流れが機体軸方向に傾けられるため尾翼の有効迎角が小さくなり、(2)節の場合と比べ尾翼の効果は減少している。

#### (5) 局所的負荷係数

4-(3)節で定義した法線力係数  $C_N(x)$ 、軸力係数  $C_A(x)$ 、横力係数  $C_y(x)^*$  を測定した圧力分布から算出した結果を図 18 から図 19 に示す。

\* 横力係数は全円周について積分すると零になるので右舷のみ積分を行った。

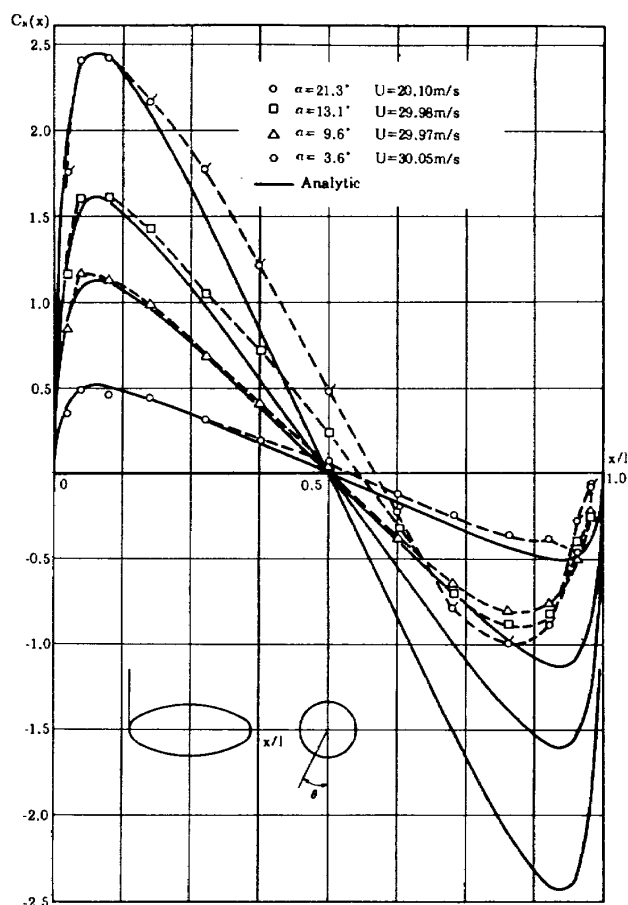


図 18 完全回転楕円体の法線力係数

#### ① 回転楕円体

図 18 は回転楕円体の各係数で実線は非圧縮理論(付録 1)により解析的に求められた厳密解である。法線力係数  $C_N(x)$  の分布は物体の中心  $x/l = 0.5$  に対して点対称となっている。したがって、この分布曲線を  $x$  方向に積分して得られる揚力係数は丁度、零となる。しかし、実際には、回転楕円体の前半部の  $C_N$  は解析解と良く一致しているが、後半部では迎角にあまり依存せず、ほぼ一定の値を示している。したがって、この回転楕円体の揚力は存在し、次の揚力係数が得られた。

表 1 回転楕円体の揚力係数と揚力傾斜

迎角 ( $\alpha$ )	揚力係数 ( $C_L$ )	揚力傾斜 ( $C_{L\alpha}$ )
3.68°	0.034	0.529
9.68°	0.073	0.429
13.11°	0.216	0.944
21.33°	0.457	1.226

上記の表から揚力傾斜は迎角が小さい場合は  $C_{L\alpha} \approx 0.5$  で、大きい場合は  $C_{L\alpha} \approx 1.0$  と言うことができる。

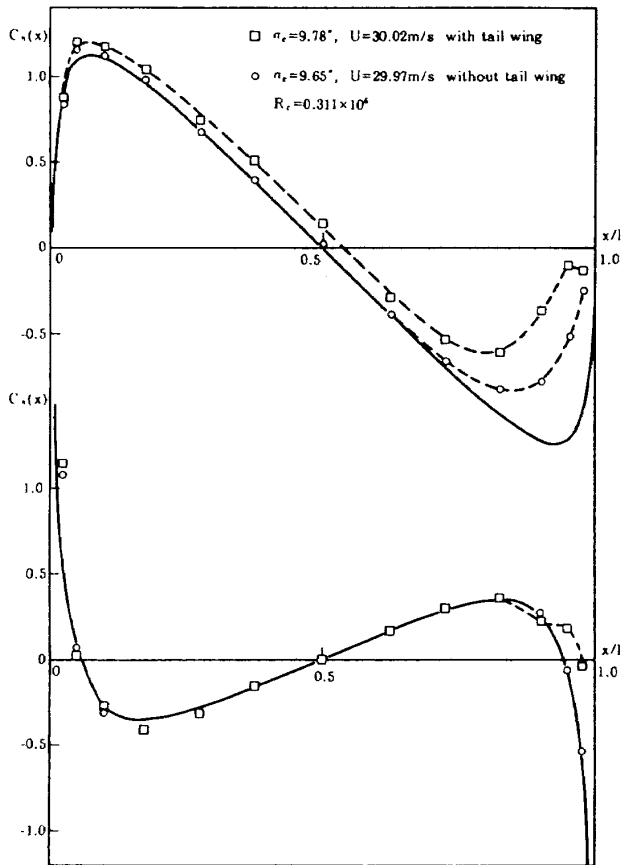


図 19 a 尾翼付回転楕円体と回転楕円体の法線力係数と軸力係数の比較

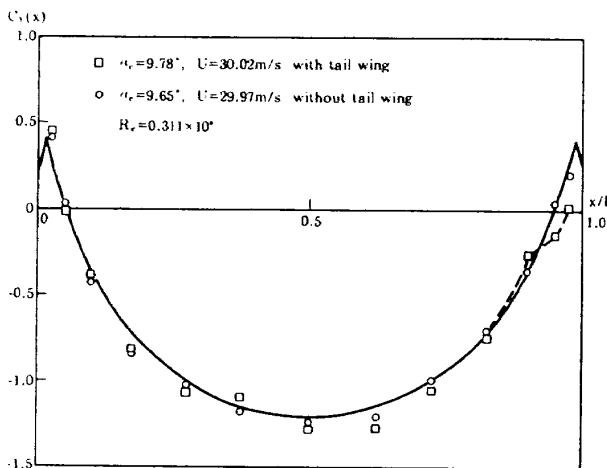


図 19 b 尾翼付回転楕円体と回転楕円体の横力係数の比較

## ② 尾翼付回転楕円体

迎角  $\alpha = 9.78^\circ$  の場合について、尾翼付と完全回転楕円体の圧力分布を同時にプロットしたのが図 10 である。両者の値は胴体長の 80 から 100 % の範囲は尾翼が存在するため、その差異は当然である。その前方の胴体の  $\theta$  方向について見ると  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  の範囲では尾翼付の方が  $-C_p$  の値で小さい値であり、また  $90^\circ < 180^\circ$  では逆に大きい。すなわち、尾翼が付いたことにより、渦放出線が固定化され循環が増大し揚力が増したと考えられる。

さらに明確にするため、円周方向に積分して各係数で比較した図 19 で見ると  $C_y$ ,  $C_A$  はほとんど両者は一致した値を示すが  $C_N$  のみ尾翼付の方が大きい値になっている。図 13 の熱線風速計による後流渦面の形成からも推察されるように尾翼付の方が循環が少しではあるが増すことが分った。

## ③ 主翼付回転楕円体

$\alpha = 3.81^\circ$  の場合の主翼付回転楕円体の局所揚力係数を図 20 に示した。主翼の揚力の影響が胴体に及び主翼の前縁付近の胴体の揚力が増加している。完全回転楕円体（点線）の揚力分布と比較して、全体に揚力が増加しており、特に胴体の前半部の増加が著しい。一方、軸力係数  $C_A(x)$  に関しては、ほとんど楕円体の  $C_A(x)$  と同じと見なしてよい。横力係数  $C_y(x)$  は主翼の位置の負圧が大きくなり横力が発生している。逆に、翼の前後縁付近では負圧は小さくなっている。

## (6) レイノルズ数の効果

風速を 20 m/s から 50 m/s の範囲で変えることにより、回転楕円体の最大直径を基準にしたレイノルズ数を  $0.2 \times 10^6$  から  $0.5 \times 10^6$  の範囲で変化させた。この範囲の  $R_e$  数の変化では大部分の圧力係数は一致している。ただ、剝離点の付近に当る胴体長の 80 % から 100 % の範囲で若干の変化が認められた。

完全回転楕円体について言えば、 $\theta = 0^\circ$  では  $R_e$  数の大きい場合、後半部で  $-C_p$  の値が大きくなっており、 $\theta = 135^\circ$  では 60 % から 100 % の範囲で  $R_e$  数が大きいとき、 $-C_p$  の値は小さくなっている。

## (7) タフト法による流れの可視化

物体まわりの気流を観測する目的で、黒色の絹の

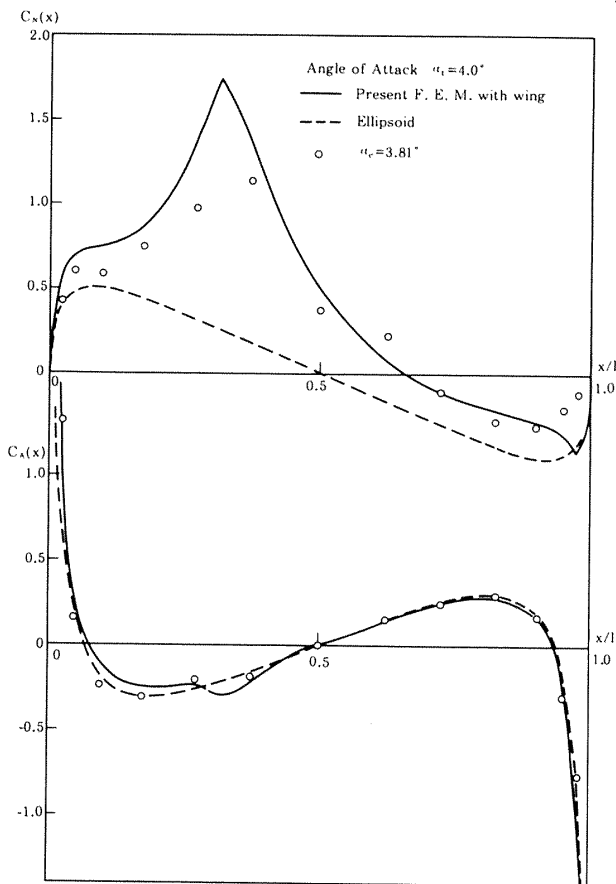


図 20 a 中翼機の法線力係数と軸力係数

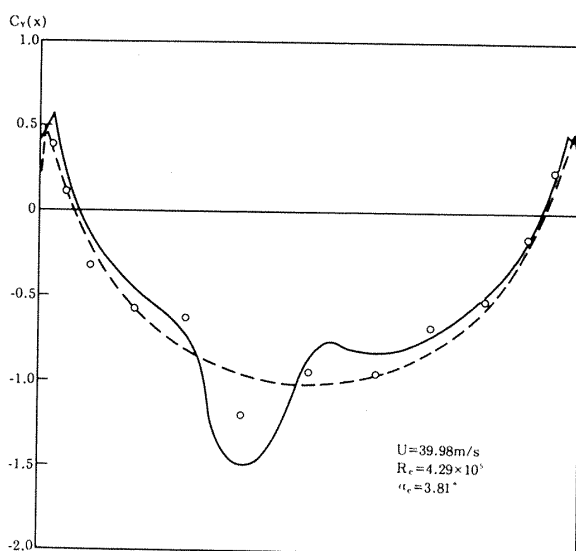
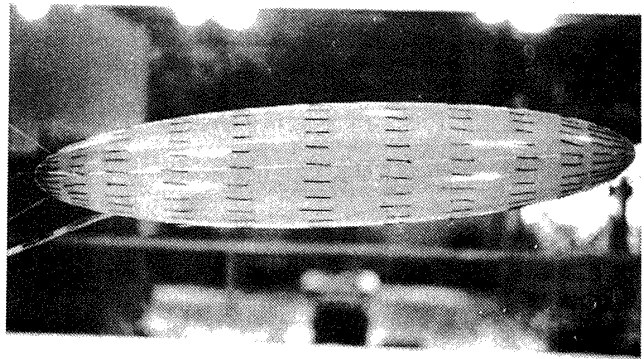
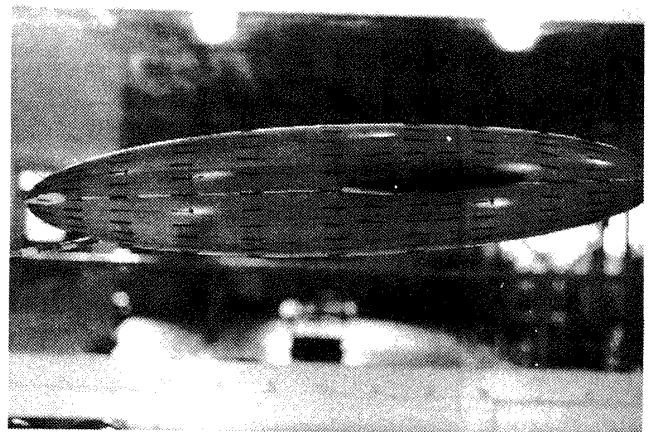


図 20 b 中翼機の横力係数

刺繍糸を気流系として模型表面へ接着した。黒色の糸は模型の色採と対比して非常に鮮明に写る効果がある。図 21 a は迎角  $3.62^\circ$  の場合の尾翼付回転楕円体の流れの様子を示し、また図 21 b は迎角  $3.73^\circ$  の

図 21 a 迎角  $3.62^\circ$  における尾翼付回転楕円体の気流系試験図 21 b 迎角  $3.73^\circ$  における主翼付回転楕円体の気流系試験

主翼付回転楕円体の流れを示した。両者を比較すると図 21 a では胴体後半部でかなりの横断流が存在するが図 21 b では主翼の吹下しのため、流れは機体軸に沿っていることが分かる。

## 7. ま と め

実機を数値模型化した単純な形状による実験であるが測定結果から次のことが言える。

(1) 回転楕円体のような軸対称物体も揚力を持つことが圧力分布の積分や後流渦の測定から確認された。

(2) 尾翼を付けることにより回転楕円体の後流渦面の放出位置が移動し、その結果、揚力の増加が考えられるが、迎角の小さい場合その効果は非常に小



さい。しかし、迎角  $9^\circ$  では、かなりの効果が認められた。

(3) 主翼が胴体に及ぼす影響および胴体が主翼に及ぼす効果はともに非常に大きい。その干渉効果の大きさは数値解析の結果と定量的に一致している。

(4) 実験した  $R_\theta$  数の範囲では  $R_\theta$  数の影響は非常に小さく、剝離点の付近でわずかにその差異が認められた。

この研究は有限要素法の解法に関連し、胴体部の揚力を如何に評価するか、すなわち、後流渦放出線の仮定の正しさを確認するために行われた。本計算では主翼の後縁に続く胴体母線上に後流渦放出線を仮定して求めた。この放出線は実際には迎角に依存して少し移動するわけで、この仮定は胴体部の揚力を見積る上で最良とは言えない。恐らく胴体の揚力は少し過大評価になっている。しかしこの仮定を設けない場合つまり、後部胴体部から後流渦面を放出しない計算では圧力分布が非常に悪い結果になっている。

このことは翼の後縁のような先端を持たない三次元物体の揚力問題を扱うときに常に遭遇する事である。他の解析法を試みる場合、理論計算の行い易い模型にしたので、その形状を非常に単純化している本実験結果は十分参考になると思う。

本研究は故鷲津久一郎東京大学名誉教授に動機づけられて行われた。その御指導、御助言に感謝すると共に、御冥福をお祈りしたい。

また、風洞試験では新型航空機研究グループの広末健一グループリーダー、故北村清美技官、岩崎昭人技官に風洞運転および圧力計測に関し、御協力を戴いた。東京大学工学部航空学科大学院生の中村克巳、鈴木真二両君には実験を手伝って戴いた。

## 参 考 文 献

- 1) Hess, L.J., Smith, A.M.O.; "Calculation of Potential Flow about Arbitrary Bodies", Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 8, Pergame Press. (1966).
- 2) Kuo, C.C., Morino, L.; "Steady Subsonic Flow around Finite-Thickness Wings", NASA CR-2616, (1975).
- 3) Deyoung, J.; "Vortex-lattice Utilization", NASA SP-405, (1976).
- 4) Lamb; "Hydrodynamics", Cambridge University Press, (1879).
- 5) 中村克巳; 有限要素法の空力干渉問題への応用, 東京大学工学部修士論文, 1977年3月.
- 6) Suzuki, S., Washizu, K.; "Calculation of Wing-Body Pressures in Incompressible Flow Using Green's Function Method" Journal of Aircraft Vol.17, No.5, may (1980).
- 7) 河島佑男, 藤本信弘; 調和的に変動する風による剛翼の応答(第1報), 九大工学集報, 第43巻, 第4号, (1970).
- 8) 広末健一, 北村清美, 村上義, 進藤重美; 航空宇宙技術研究所突風風洞の計画と整備試験, 航技研報告 TR-335, 1973年9月.
- 9) Miranda, L.R.; Extended Applications of the Vortex Lattice Method, NASA SP-405 の3, May, 1976.
- 10) 柳沢三憲, 菊地一雄; 有限要素法を用いた三次元物体の空気力学的係数の計算, 航技研報告 TR-724, 1982年8月.

## 付録 1 非圧縮ポテンシャル流の解析

回転楕円体については、昔から数学者の興味を引き Lamb<sup>4)</sup>によって解析的に完全に解かれている。また、近年電子計算機の発達により複雑な形状のまわりをポテンシャル流を用いて解析できるようになった。

有限要素法の流体力学への応用では外部流の問題として特異点法が有効である。特異点法とはポテンシャル流れの支配方程式であるラプラスの方程式を物体表面と無限遠における境界条件で解く代りに、この方程式の特解である涌点<sup>1)</sup>、二重涌点<sup>2)</sup>、渦<sup>3)</sup>等の解を用いその重ね合わせで求めるものでその概略について述べる。

(1) 非圧縮流中におかれ回転楕円体の圧力分布<sup>4)</sup>

一様流中におかれた物体に対する流れ場を支配する方程式は速度ポテンシャル  $\phi^*$  に関するラプラスの式で表わされる。

$$\nabla^2 \phi^* = 0 \quad (\text{A1-1})$$

今、一様流の速度ポテンシャルを除いた擾乱ポテンシャル  $\phi^*$  を定義すると

$$U = \nabla(\phi^* - u_\infty \cdot r) = \nabla \phi^* \quad (\text{A1-2})$$

ここで

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \text{である。}$$

$\phi^*$ ,  $\phi^*$  を  $U_\infty \cdot a$  で無次元化したポテンシャルを  $\phi$ ,  $\phi$  とする。また軸方向および横断流方向をそれぞれ添字  $a$ ,  $c$  で表わすと

$$\phi_a = \phi_a + \frac{U_\infty \cdot x}{U_\infty \cdot a} = \phi_a + \frac{U_\infty \cos \alpha \cdot \mu \cdot a}{U_\infty \cdot a} \quad (\text{A1-3})$$

$$\begin{aligned} \phi_c &= \phi_c + \frac{U_\infty \cdot z}{U_\infty \cdot a} \\ &= \phi_c - \frac{U_\infty \cdot \sin \alpha \cdot b (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} \cos \theta}{U_\infty \cdot a} \end{aligned} \quad (\text{A1-4})$$

文献(4)に回転楕円体に対する擾乱ポテンシャル  $\phi_a$ ,  $\phi_c$  は求められており、次の様に表わされる。

$$\phi_a = \frac{1}{U_\infty a} \left\{ \frac{\zeta_0}{\zeta_0^2 - 1} - \frac{1}{2} \log \frac{\zeta_0 + 1}{\zeta_0 - 1} \right\}$$

$$\cdot \left\{ \frac{1}{2} \zeta \log \frac{\zeta + 1}{\zeta - 1} - 1 \right\} \quad (\text{A1-5})$$

$$\begin{aligned} \phi_c &= \frac{1}{U_\infty a} \cdot \frac{-U_\infty \sin \alpha \cdot k \cdot (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} (\zeta^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{\left\{ \frac{1}{2} \log \frac{\zeta_0 + 1}{\zeta_0 - 1} - \frac{\zeta_0^2 - 2}{\zeta_0 (\zeta_0^2 - 1)} \right\}} \\ &\cdot \left\{ \frac{1}{2} \log \frac{\zeta + 1}{\zeta - 1} - \frac{\zeta}{\zeta^2 - 1} \right\} \quad (\text{A1-6}) \end{aligned}$$

ここに  $\mu$ ,  $\zeta$ ,  $\theta$  は楕円座標であり、 $\zeta_0$  は楕円体の表面、 $e$  は離心率を表わす。

ここに、

$$\begin{aligned} x &= k \cdot \mu \cdot \zeta \\ y &= k \cdot (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} (\zeta^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \sin \theta \\ z &= k \cdot (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} (\zeta^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \cos \theta \\ k &= a \cdot e \\ \zeta_0 &= \frac{1}{e} \\ b &= k (\zeta_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

楕円体の表面の速度ポテンシャルを求めるため  $\zeta = \zeta_0$  とし、さらに  $\zeta_0 = \frac{1}{e}$  を代入すると、

$$\begin{aligned} \phi_a &= \cos \alpha \cdot \mu \cdot \frac{\left\{ \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} - 1 \right\}}{\left\{ \frac{1}{1-e^2} - \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} \right\}} \\ &\quad (\text{A1-7}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_c &= -\sin \alpha \cdot \left( \frac{b}{a} \right) (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} \\ &\cdot \frac{\left\{ \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} - \frac{1}{1-e^2} \right\}}{\left\{ \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} - \frac{1-2e^2}{1-e^2} \right\}} \cdot \cos \theta \quad (\text{A1-8}) \end{aligned}$$

(A1-7), (A1-8) を (A1-3), (A1-4) に代入すると速度ポテンシャル  $\phi$  は

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_a + \phi_c = \left[ (1+K_a) \cos \alpha \cdot \mu - \left( \frac{b}{a} \right) \right. \\ &\quad \cdot (1+K_c) (1-\mu^2)^{\frac{1}{2}} \sin \alpha \cos \theta \left. \right] \quad (\text{A1-9}) \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned} K_a &= \frac{\left\{ \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} - 1 \right\}}{\left\{ \frac{1}{1-e^2} - \frac{1}{2e} \log \frac{1+e}{1-e} \right\}} \\ K_c &= \frac{1}{1+2K_a} \end{aligned}$$

さらに速度比は次の様に求められる。

$$\left(\frac{u}{u_\infty}\right)^2 = h_1^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial \mu}\right)^2 + h_3^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial \theta}\right)^2 \quad (\text{A-10})$$

ここで

$$\frac{1}{h_1^2} = \frac{(1 - e^2 \mu^2)}{(1 - \mu^2)}$$

$$\frac{1}{h_3^2} = (1 - \mu^2)(1 - e^2)$$

結局、圧力分布は、

$$C_p = 1 - \left(\frac{u}{u_\infty}\right)^2$$

$$= 1 - \left\{ \left[ \frac{(1 + K_a) \cos \alpha (1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{b}{a}\right)}{(1 - e^2 \mu^2)^{\frac{1}{2}}} \right. \right.$$

$$\left. \cdot \frac{(1 + K_c) \mu \sin \alpha \cos \theta}{(1 - \mu^2)^{\frac{1}{2}}} \right]^2$$

$$\left. + \left[ (1 + K_c) \sin \alpha \sin \theta \right]^2 \right\} \quad (\text{A1-11})$$

である。

## (2) 涌点法<sup>1)</sup>

擾乱速度ポテンシャル  $\varphi$  に関するラプラスの方程

式は

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (\text{A1-12})$$

境界条件として、物体上および無限遠方では

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial n_p} &= -\mathbf{U}_\infty \cdot \mathbf{n}_p \\ \varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{A1-13})$$

今、(A1-12) 式の特解である涌点により誘起されるポテンシャルを用いて表わし、この涌点を物体上に分布させて考えると、ある点  $P$  におけるポテンシャル  $\varphi$  は次の様に表わせる。

$$\varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\sigma(Q)}{r(PQ)} ds \quad (\text{A1-14})$$

(A1-13) 式に代入し、涌点と選点 (control point) の一致する点すなわち、 $r(PQ) \rightarrow 0$  のとき極限操作を行うと

$$\frac{\sigma(P)}{2} - \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\partial}{\partial n_p} \left[ \frac{\sigma(Q)}{r(PQ)} \right] ds$$

$$= -\mathbf{U}_\infty \cdot \mathbf{n}_p \quad (\text{A1-15})$$

ここに  $\iint$  は積分の Cauchy の主値を表わし、(A1-15) 式は涌点の強さ  $\sigma$  に関する第二種 Fredholm の積分方程式である。次にパネル法により離散化する

と

$$\frac{\sigma(P)}{2} - \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_p} \left[ \frac{\sigma(Q)}{r(PQ)} \right] ds_j$$

$$= -\mathbf{U}_\infty \cdot \mathbf{n}_p \quad (\text{A1-16})$$

と書ける。各要素内では  $\sigma$  は一定であると仮定し、 $\sigma$  を未知数とすると連立一次方程式が得られる。

$$[A_{ij}] \{ \sigma_j \} = \{ B_i \} \quad i, j = 1, 2, \dots, N \quad (\text{A1-17})$$

$$A_{ij} = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_{pi}} \left[ \frac{1}{r(PQ)} \right] ds_j \quad i \neq j$$

$$A_{ij} = \frac{1}{2} \quad i = j$$

$$B_i = -\mathbf{U}_\infty \cdot \mathbf{n}_{pi}$$

(A1-17) を解いて、 $\{ \sigma_j \}$  を求めれば、各点における流速および圧力係数が求められる。

各要素に分布した単位強さの涌点が各点に誘起する速度の  $\alpha$  方向および  $\beta$  方向の成分をそれぞれ  $C_{ij}$ ,  $D_{ij}$  とすると

$$\{ V_{\alpha i} \} = [C_{ij}] \{ \sigma_j \} + \mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\alpha}_i \quad (\text{A1-18})$$

$$\{ V_{\beta i} \} = [D_{ij}] \{ \sigma_j \} + \mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\beta}_i \quad (\text{A1-19})$$

で表わされ、擾乱速度  $\mathbf{u}_i$  は

$$\mathbf{u}_i = V_{\alpha i} \boldsymbol{\alpha}_i + V_{\beta i} \boldsymbol{\beta}_i \quad (\text{A1-20})$$

結局、

$$C_p = 1 - \frac{|\mathbf{u}_i|^2}{|\mathbf{U}|^2} \quad (\text{A1-21})$$

圧力係数が計算される。

## (3) 渦格子法

文献(9)に示されているように、擾乱速度  $\vec{V}$ , 渦度  $\vec{\omega}$ , Prandtl-Glauert 変換された擾乱速度  $\vec{w}$  とし、位置ベクトル  $\vec{R}_1$  における擾乱速度は次の式で表わせる。

$$\vec{V}(\vec{R}_1) = -\frac{1}{4\pi} \int_S \vec{n} \cdot \vec{\omega}(\vec{R}) \nabla \frac{1}{R_\beta} ds$$

$$+ \frac{\beta^2}{4\pi} \int_S \{ \vec{n} \times \vec{V}(\vec{R}) \} \times \frac{\vec{R} - \vec{R}_1}{R_\beta^3} ds$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \int_V Q(\vec{R}) \nabla \frac{1}{R_\beta} dV + \frac{\beta^2}{4\pi} \int_V \frac{\vec{R} - \vec{R}_1}{R_\beta^3}$$

$$\times \vec{w}(\vec{R}) dV \quad (\text{A1-22})$$

ただし、 $\int$  は Hadamard により定義された積分の有限部分である。 $R_\beta = [(x-x_1)^2 + \beta^2 \{(y-y_1)^2 + (z-z_1)^2\}]^{\frac{1}{2}}$  とする。今、source-free ( $Q=0$ ) と irrotational ( $\vec{w}=0$ ) の流れに対しては、(A1-22) 式の右辺の第 3 項と第 4 項は零となり、

$$\begin{aligned} \vec{V}(\vec{R}_1) = & -\frac{1}{4\pi} \int_S \vec{n} \cdot \vec{w}(\vec{R}) \nabla \frac{1}{R_\beta} ds \\ & + \frac{\beta^2}{4\pi} \int_S \{\vec{n} \times \vec{V}(\vec{R})\} \frac{\vec{R} - \vec{R}_1}{R_\beta^3} ds \end{aligned} \quad (\text{A1-23})$$

さらに内部流に添字  $i$ 、外部流に添字  $e$  をつけて、 $\vec{N} = \vec{n}_i = -\vec{n}_e$ 、 $\Delta \vec{w} = \vec{w}_e - \vec{w}_i$ 、 $\Delta \vec{V} = \vec{V}_e - \vec{V}_i$  とおくと、

$$\begin{aligned} \vec{V}(\vec{R}_1) = & \frac{1}{4\pi} \int_{S_B + S_W} \vec{N} \cdot \Delta \vec{w}(\vec{R}) \nabla \frac{1}{R_\beta} ds \\ & - \frac{\beta^2}{4\pi} \int_{S_B + S_W} \{\vec{N} \times \Delta \vec{V}\} \times \frac{\vec{R} - \vec{R}_1}{R_\beta^3} ds \end{aligned} \quad (\text{A1-24})$$

となる。右辺第 1 項の積分の表面密度  $\vec{N} \cdot \Delta \vec{w}$  の渦点の分布による項であり、第 2 項の積分は表面密度  $\vec{N} \times \Delta \vec{V}$  の渦度の分布に起因する項である。

翼胴結合体のような場合、胴体部にあらかじめ渦点を分布させて、渦密度を未知数として解く方法と渦点を置かず、すべて表面速度を渦度のみで表わす方法がある。その場合、第 1 項を零にして  $\vec{V}(\vec{R}) = \vec{N} \times \Delta \vec{V}$  として  $\vec{V}$  を未知数として (A1-24) 式を解けばよい。

## 付録 2 X 型プローブによる熱線風速計

揚力物体から発生する後流渦面を観測するのに X 型プローブを用いた熱線風速計を利用した。測定原理は河島、藤本<sup>7)</sup>に記述されている。

その概略を説明する。

X 型プローブは流れの方向に対して  $45^\circ$  の角度で熱線が設置されている。図 A2-1。熱線が水平方向の主流に対して傾斜して設置されている場合、熱線の主流に対して垂直な方向からの傾斜角に従って、熱線の放熱量が違ってくる。速度  $U$  を熱線に対して垂直成分 ( $U \cos \theta$ ) と接線成分 ( $U \sin \theta$ ) とに分けると垂直成分が主に放熱を支配する。

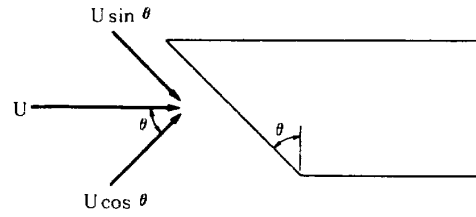


図 A2-1 斜め型熱線風速計

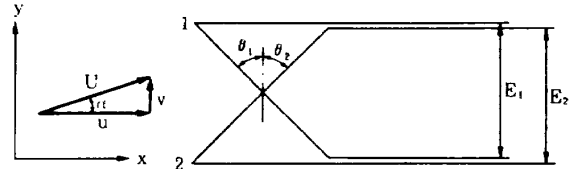


図 A2-2 X 型熱線風速計

熱線 X 型プローブは図 A2-2 のように 2 本の熱線から構成され、両者の出力差より変動風速を検出する。速度  $U$  の  $x$ 、 $y$  方向の成分をそれぞれ  $u$ 、 $v$  とする。熱線 1、熱線 2 に感じる速度をそれぞれ  $U_1$ 、 $U_2$  とすると次の関係式が成り立つ。

$$U_1 = u \cos \theta_1 + v \sin \theta_1 \quad (\text{A2-1})$$

$$U_2 = u \cos \theta_2 - v \sin \theta_2 \quad (\text{A2-2})$$

式 (A2-1)、(A2-2) より  $v$  を求めると

$$v = \frac{\cos \theta_2 U_1 - \cos \theta_1 U_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (\text{A2-3})$$

直線化増巾器を通すと出力電圧との関係式が得られる。

$$v = \frac{a_1 E_1 \cos \theta_2 - a_2 E_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (\text{A2-4})$$

ここで、 $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ 、 $a_1 = a_2 = a$  と仮定すれば

$$v = \frac{a \cos \theta (E_1 - E_2)}{\sin 2\theta} \quad (\text{A2-5})$$

$$A = \frac{a \cos \theta}{\sin 2\theta} \text{ は定数となるから、}$$

$$v = A (E_1 - E_2) \quad (\text{A2-6})$$

同様の考察から主流方向の成分  $u$  は次式のようになる。

$$u = B (E_1 + E_2) \quad (\text{A2-7})$$

ただし、

$$B = \frac{a \sin \theta}{\sin 2\theta}$$

今、この X 型プローブを  $90^\circ$  回転して測定すると  $Z$  方向の速度成分  $w$  が得られる。図 11 ~ 13 は  $v$ 、 $w$  の速度成分をプロットしたものである。

---

## 航空宇宙技術研究所報告 729号

昭和57年8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)千182  
印刷所 株式会社三興印刷  
東京都新宿区信濃町12 三河ビル

---

