

迎角を急に増す時の翼に關する 實驗及び二三の考察

囑 託 古 賀 豊 城

I. 序

本文は一様な流れの中で、翼幅に平行な軸の周りに、翼を一定角速度で廻轉して次第に迎角を増すとき、翼に作用する力—揚力や抗力、又失速の情況等を考へるのであるけれども、既に、Farren⁽¹⁾、飯島⁽²⁾兩氏がほとんど同じやうな説明^{*}を與へてゐる。要するに翼を或る状態(こゝでは或る迎角の意)から突然他の状態に移すと、翼の新しい状態に應じて、流れも新しい状態に移るのであるけれども、その完成には相當の時間を要する、であるから角速度の大きい程、失速角は増すと云ふのである、又失速直前、揚力曲線に現れる peak は、翼の背面に蓄積された靜止流體(渦として)が Kármán 渦列の第一の渦として翼を離れた直後に起るのだと云ふ事も述べてある。この議論は如何にも尤もらしい様に見える。然し質的な推論は獨斷に陥るおそれもあるので、本文では問題を出来るだけ量的に調べてみたいと思ふ。

現象は極めて複雑であつて、是を一貫した論理の展開だけで解決する事は難しい。稚拙の誹りを免れぬけれども、部分々に就いて既知の事柄と實驗とを結び付けて、少しづつ問題を解きほぐして行かねばならない。

大略三部分に分けて考へるのが便利のやうに思はれる。

(1) 比較的小迎角の部分で、此の邊では流れは翼表面から離れずポテンシャル論⁽³⁾の立場から問題を考へる事が出来るであらう。そして既に Wagner や Birnbaum⁽⁴⁾が一般に翼の非定常運動に際して、後流に渦の列が出来ると考へて、その配列を決定する積分方程式や、翼に働く力を與へる式を求めてゐる。一見問題は解決されたやうに見えるけれども、これには疑問の餘地がある。Wagner 等は出發渦が主流と同じ速さで一樣に流れ去るといふ假定の基に問題を解いてゐるけれども簡単な水槽實驗でも解るやうに、渦列は直ぐ、その一端から巻きついてしまふ。渦列の分布が變れば結局この計算は眞實とは異なるものになつて了ふ。是れが何の程度に食ひ違ふかは適當の方法で調べて見なければわからない。

又この方法は普通の Joukowski の翼理論と同様翼の後縁で流れの速さが無限大にならないといふ假定に基いてゐる。定常状態ではこれは自然な考へ方であるけれども、急激に廻轉してゐるときには過途的な現象が著しく現れて來るものであるから、果して上の假定が確實に成立するかどうか疑はしい。

(1) W. S. Farren, R. & M. 1648.

(2) 飯島恒夫, 航空研究所彙報 141 號

* これ等の説明は J. G. Baker, Philo, Mag. 1933 及び Melvill Jones, R. & M. 1561 等に起源を持つのではないかと思ふ。

(3) H. Wagner, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 5, p. 17, 1925.

(4) W. Birnbaum, Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 4, p. 277 1924

今回は Wagner 式の方法によつて、具体的に簡単な数値計算を行つて、実験と比較してみた。(Wagner の作つた積分方程式を、この問題の場合に當てはめて解く適當な方法がなく、本文では唯々大凡の数値を得たに過ぎないけれどもその後、Kármán と Sears⁽⁵⁾ が良い方法を發表してゐる。) その結果は略々実験を説明する事が出来るやうである。であるから先に述べた。後流の渦列に関する疑問は重大な事ではないかもしれない。

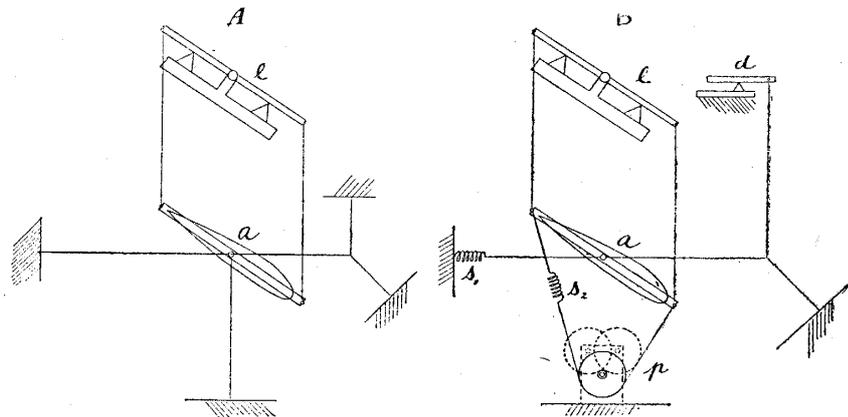
(2) 翼の迎角が次第に増して、その表面から流れが離れ始める時刻(その時の迎角)を調べやうとするのであるけれども若し著しく廻轉の影響が現れるとすれば(a)ポテンシャル流の變化による効果、或は(b)ポテンシャル流の異状は僅で大きな効果はないが、(翼表面の境界は小迎角の時よりも大迎角で厚いと考へられるから)境界層の成長に時間を要しそれによつて、この點が迎角の大きい方に移動するかもしれない。

(3) 翼の表面から流れが離れ始めて、遂に失速状態に陥る迄の経過を調べ度いのであるけれども、その機構を詳細に記述す事は出来ず唯僅かに良く知られてゐる圓壙を急に動す時、後方に渦が成長して遂に Kármán の渦列となつて離れてゆくやうな事實を想起し、抵抗と失速點の角速度による變化とを數值的に結びつけて、その考への合理的である事を確めたに留る。

II. 実験に就て

本文中の実験値は總て飯島恒夫氏⁽⁶⁾の製作になる装置に依つて得たものである。同氏に深く感謝の意を表する次第である。

唯僅かに、模型翼の取附方を更へた。(第1圖参照)その理由は、若し翼の廻轉の中心を直接ピアノ線で床や風下の壁に結んで置くと、実験測定中、僅かの廻轉中心の動きによつて、大きな誤りを起す事になるであらう。然し、新しい吊方では急激な廻轉の



第1圖 翼の吊方

A, 飯島氏. B, 今回

a, 翼. l, 揚力測定器. d, 抵抗力測定器

s, s, 弾條. p, 滑車

場合に、相當大きな振幅の振動が加つて、測定は失敗に終つた。他日適當に改良する事が出来ると思ふ。抵抗は装置の性質上廣範圍にわたつて、充分正確に測定出來た。

又翼が廻轉して、迎角が増して來ると、使用風洞が Göttingen 型である爲風速が變つて來る。(航空研究所風洞部 1.5 m 風洞) 然しそれは第2圖に示すやうに、風速 30 m/s の時最大 0.4 m/s 位で運動のエネルギーで考へると 2% であり、且つこの風洞の一循環は 50 m

(5) Kármán and Sears, Journal of Aeronautical Sciences Vol. 5 (No. 10) 1938.

(6) 飯島恒夫, 前掲. 脚註(2)

* この計算は 1938 年の春行つた。

道程で、風速 30 m/s の時、風は一循環するのに 2 秒を要する。(風洞の測定部は他の部分よりも風速は大である。)

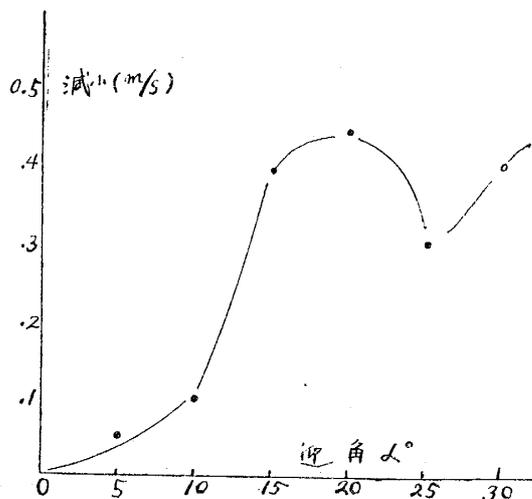
實驗の整理には是等の事を考慮する必要がある。(飯島氏の報告参照)

實驗に使用した翼は N.A.C.A. 0025 で翼弦 15 cm, 幅 75 cm である。相當厚い對稱翼で、この實驗から直ちに普遍的な法則を引き出さうと試みる事は危險である。

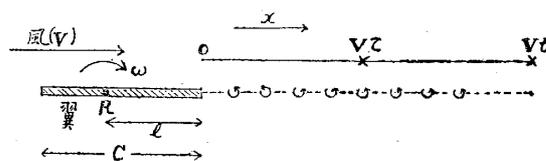
III. ポテンシャル流 (Wagner 効果)

定常状態にない翼——主流に對して急角速度を持つてゐたり、主流の大きさが時間的に變つたりする様な場合——の現象をポテンシャル論の立場から論ずる事は既に 1924~1925 年頃から Wagner や Birnbaum 等によつて行はれてゐる。

翼の運動状態が變化すれば、その刻々の状態に應じて翼の周圍の循環 Γ が Joukowski の條件(流れが翼の後縁で有限大になる事)を満足するやうに變化する。又一方 Prandtl の説く様に Γ の變化は必然的に翼の後縁からの渦列を伴ふ。第 3 圖の様に、主流の大きさを V (一定)とし、翼の後縁を原点として流れの方向を正とするやうに x 軸を定める。翼の迎角に時間的變化があるとき、後縁から流れ出る渦列の強さ $\bar{\gamma}(t)$ は



第 2 圖 迎角變化に依る風洞風速の減少 (風速 30 m/s)



第 3 圖

$$\bar{\gamma}(t) = -\frac{1}{V} \frac{d\Gamma}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

である。こゝに Γ は翼の周圍の循環、 $\bar{\gamma}$ の添符は、上は座標 x を、下は時刻を示す。

主流が一樣で渦列も主流と共に流れ去ると考へるのであるから、場所 x 、時刻 t に於ける渦列の強さは

$$\bar{\gamma}(x) = \bar{\gamma}\left(t - \frac{x}{V}\right) \dots \dots \dots (2)$$

である。ところがこの渦列は翼の後縁に翼弦に垂直な流れを誘出するので、任意の時刻の Γ を決定すべき条件 (即ち後縁で流れが有限) の中に、それ以前 (時間的) の Γ の變化が這入つて來る事は式 (2) を見れば、明らかである。それで Γ は一つの積分方程式の解として求められる筈である。

又このとき翼に働く揚力 L は

- (7) 前掲脚註 (2)
- (8) 前掲, 脚註 (3)
- (9) 前掲, 脚註 (4)
- (10) Durand, Aerodynamic Theory Vol, II. Section 7.

$$L = \rho V \Gamma + \rho \frac{d}{dt} \int_{-c}^0 (\varphi_2 - \varphi_1) dx \dots \dots \dots (3)$$

但し座標のとり方は第3圖の通りで、 c は翼の弦長、 $\varphi_1 \varphi_2$ はそれぞれ翼の下面上面の速度ポテンシャルで、先端($x = -c$)で $\varphi_1 = \varphi_2$ となる。勿論二次元翼に就てある。

以上の様にして、二次元のポテンシャル翼理論の範囲では根本の考へ方は既に完成してゐるのであるから、それに随つて、必要に応じて個々の問題を解いてゆく事が出来る筈である。現在の問題に關しては、先づ式(3)の中に現れてゐる Γ を決定しなければならない、その基礎は Joukowski の假説に置くけれども、その「後縁に於ける流速を有限ならしめる。」といふ條件は普通の定常翼の様に直ちに、主流と Γ とを適當に組み合わせるだけではない。尙その他に、翼の後の渦列や、翼が或る點を中心として廻轉する事により必然的に生ずる翼に相對的な流れの二つを加へた四要素の組合せによつて、翼の後縁の流れが有限であるやうにしなければならない。

それで Γ の値を求めるには次の様な方法をとる。先づ一定迎角の翼の後縁に主流によつて生ずる無限大の流れを打ち消すやうな循環の量を定める。別に後流に或る量の渦列がある爲に、やはり後縁に無限大流を生ずるので、これも打ち消さねばならぬし、又翼が廻轉する事によつて生ずる無限大流に對しても同様である。それで三つの場合に對して個々別々に循環を求めて、それ等を全部加へ合せたものを以て、この時の翼の全循環 Γ とする。

この様にして、迎角 α に於ける平板翼の循環 Γ_α は $\bar{r}(x)$ を簡単に \bar{r} と書いて、

$$\Gamma_\alpha = \pi c V \alpha + \frac{d\alpha}{dt} c \pi \left[l - \frac{c}{4} \right] + \int_0^{Vt} \bar{r} \left[\sqrt{\frac{c+x}{x}} - 1 \right] dx \dots \dots \dots (4)$$

である。こゝに l は廻轉の中心と後縁との距離である。 $\alpha = \alpha_0$ から $\frac{d\alpha}{dt} = \omega = \text{const}$ で廻轉し始めたとすれば、 $\Gamma_0 = \pi c V \alpha_0$ と書いて、

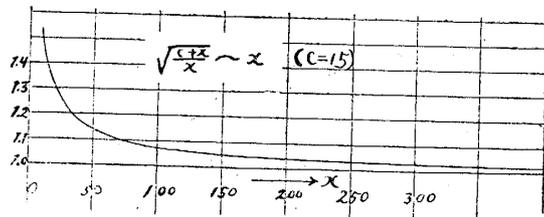
$$\Gamma_\alpha - \Gamma_0 = - \int_0^{Vt} \bar{r} dx \dots \dots \dots (5)$$

であるから、式(4)は、

$$\int_0^{Vt} \bar{r} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx = - \pi c V \omega t - \omega c \pi \left[l - \frac{c}{4} \right] \dots \dots \dots (6)$$

この積分方程式から \bar{r} を x の函數として求め、それを x について、0から Vt まで積分したものが $-(\Gamma_\alpha - \Gamma_0)$ (式5)に等しいのであるけれども、これを解折的に求める事は困難である。ところが $\sqrt{\frac{c+x}{x}}$ は $x \rightarrow \infty$ に對して1に近づく。(第4圖参照)。又式(6)の右邊で時間を含むのは第一項だけである。

それで充分大きな t の値に對しては $\bar{r}(x)$ は略々一定の値 $(-\pi c \omega)$ をとる。この意味は次のやうに考へると、もつとはつきりする。翼が一様に廻轉するといふ事を、微小な δt 時間毎に $\delta \alpha$ だけ不連続に迎角を變へるとみてよからう。さうするとこの問題は結局「固定



第4圖

(11) Duragd, Aerodynamic Theory, Vol. II. Section 4.

* 式(4)の右邊の第二項は $l = \frac{c}{2}$ とすれば、引用例[脚註(11)]中の式と一致する。計算の詳細は略する。

した小さな迎角を持つ翼に急に一定速度 V を與へる」時の解答を、時間で積分する事に依つて解く事が出来る。(これが Kármán Sears ⁽¹²⁾ の考へである。) ところで一定迎角の翼を急に一定速度で動し始めると、充分時間を経過した後には、後縁から出る渦列は零に近づく⁽¹³⁾。であるから、その積分と考へられる我々の場合には一定値 $(-\pi c\omega)$ に近づくと考へるのは自然な事である。(なほ充分の意味は、角速度や風速によつて決定される。) それで x の全積分範圍を二つに分割して、翼に近接した適當のところ(後縁から $V\tau$ の距離に一點を定める(第3圖参照)。 x の $0 \sim V\tau$ までの間では $\bar{\gamma}$ は $(-\pi c\omega)$ の値をとるとすると、式(6)は次の様に書ける。

$$-\pi c\omega \int_0^{V\tau} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx + \int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx$$

$$= -\pi c\omega Vt - \pi c\omega \left(l - \frac{c}{4} \right) \dots\dots\dots(6')$$

左邊の第二項は x の $V\tau$ から Vt までの範圍に分布してゐる $\bar{\gamma}$ の影響であるが、 $V\tau$ が充分大きい時は、 $V\tau \sim Vt$ 間の $\bar{\gamma}$ の全部を一括して、 $V\tau$ の場所に置いて、或は無限遠點に置いてさう大きな違ひはないと考へる。物理的に言へば渦列が或る程度翼から離れれば、それはもう距離も遠く、(又粘性等によつて、勢力も衰へるであらうし、) 大きな影響はないから、無限遠に流れ去つたとするのである。數學的には $\sqrt{\frac{c+x}{x}}$ の値は x が充分大きいと1に近づくからである。それで

$$\int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx \approx \int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} dx \dots\dots\dots(6a)$$

或は

$$\int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx \approx \sqrt{\frac{c+V\tau}{V\tau}} \int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} dx \dots\dots\dots(6b)$$

と考へるのである。

始め翼が廻轉し始める時の循環を Γ_0 とし、一括して無限遠にあると考へた(6a)の場合に相當する循環 Γ_∞ は

$$-(\Gamma_\infty - \Gamma_0) = \int_0^{Vt} \bar{\gamma} dx = -\pi c\omega V\tau + \int_{V\tau}^{Vt} \bar{\gamma} dx$$

(6') と (6a) より

$$= -\pi c\omega V\tau + \left\{ -\pi c\omega Vt - \pi c\omega \left(l - \frac{c}{4} \right) + \pi c\omega \int_0^{V\tau} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx \right\}$$

又一括して $V\tau$ にあると考へた(6b)の場合に相當する。循環 Γ_τ は同様にして、

$$-(\Gamma_\tau - \Gamma_0) = -\pi c\omega V\tau + \sqrt{\frac{V\tau}{c+V\tau}} \left\{ -\pi c\omega Vt - \pi c\omega \left(l - \frac{c}{4} \right) + \pi c\omega \int_0^{V\tau} \sqrt{\frac{c+x}{x}} dx \right\}$$

そして正確な値 Γ は

(12) 前掲、脚註(5)

(13) Durand, Aerodynamic Theory Vol. II. p. 293.

$$\Gamma_r < \Gamma < \Gamma_\infty$$

である。

今 $c = 15 \text{ cm}$, $l = 10.5 \text{ cm}$, $V = 3000 \text{ cm/s}$ (実験に供した翼の厚みを考へないと上の様になる), 又 $V\tau = 240 \text{ cm}$ (この時 $\tau = \frac{8}{100} \text{ sec}$ で $\sqrt{\frac{c+V\tau}{V\tau}}$ は 1.031 となる) として, これを上式の式に代入すると,

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_r &= \Gamma_0 + \frac{\pi c V \alpha}{1.031} - 23.9 \pi c \omega \\ \Gamma_\infty &= \Gamma_0 + \pi c V \alpha - 32.0 \pi c \omega \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

即ち廻轉し始めてから充分長い時間を経過すると, 静止してゐる翼の循環 $\Gamma_0 + \pi c V \alpha$ よりも僅に小さくなる。

次に揚力を求める爲には, 式(3)の右邊の第二項を考へなければならない。

$$I = \int_{-c}^0 (\varphi_2 - \varphi_1) dx$$

と置く。

この計算は主流に依る項, 循環 Γ による項, 翼が静止流體中を廻轉するものとして生ずる項, 後流の渦列に依る項, 以上四項を別々に求める。(Duraud, Aerodynamic Theory Vol,II p. 299 参照) 主流 V に依る項,

$$\frac{\pi}{4} c^2 V \alpha \dots\dots\dots(a)$$

Γ による項

$$\frac{c}{2} \Gamma \dots\dots\dots(b)$$

翼の廻轉による項

$$-\frac{c^2}{4} \frac{d\alpha}{dt} \left(l - \frac{c}{2} \right) \pi \dots\dots\dots(c)$$

後流の渦列による項

$$-\int_0^X \bar{r} \left[\frac{c}{2} + x - \sqrt{cx + x^2} \right] dx \dots\dots\dots(d)$$

(c) は角加速度がないので, 時間の微分は零になる。(d) で積分範圍を $0 - X$ としてゐるのは渦は翼の後縁から流れ出て, 或る一定距離, 離れると消滅してしまふので, X はその距離を意味する。であるから, この X は時間に無關係である。(翼が廻轉し始めて充分時間を経過すれば)。それで (d) の時間の微分は

$$-\int_0^X \frac{\partial \bar{r}}{\partial t} \left[\frac{c}{2} + x - \sqrt{cx + x^2} \right] dx$$

ところが前にも述べたやうに, \bar{r} は翼の附近では一定量 $-\pi c \omega$ であるから $\frac{\partial \bar{r}}{\partial t}$ は零となる。結局, ($\Gamma = \Gamma_0 + \pi c V \alpha$ として)

$$\frac{dI}{dt} = \frac{3}{4} \pi c^2 V \omega \dots\dots\dots(8)$$

式(3)(7)(8)を組み合せて, 揚力係数を求める。こゝで, Γ_r , Γ_∞ に相當するものをそれぞれ c_{2r} , $c_{2\infty}$ とすれば, 前のやうに $c = 15 \text{ cm}$ として,

$$c_{z\tau} = \frac{2\Gamma_0}{V} + \frac{2\pi\alpha}{1.031} - 25.3 \frac{\pi\omega}{V}$$

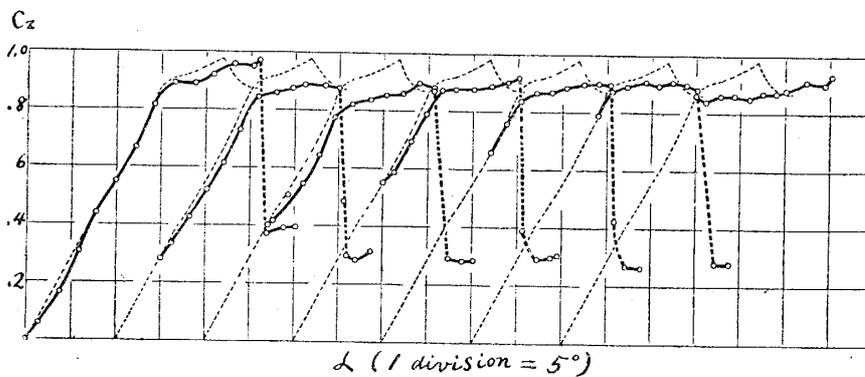
$$c_{z\infty} = \frac{2\Gamma_0}{V} + 2\pi\alpha - 41.5 \frac{\pi\omega}{V}$$

$\Gamma_0 = 0$ として、第1表のやうな結果を得る。(この時、角速度はあまり大きくはなく、充分時間を経過したといふ事が成立してゐると考へる.)

第 1 表

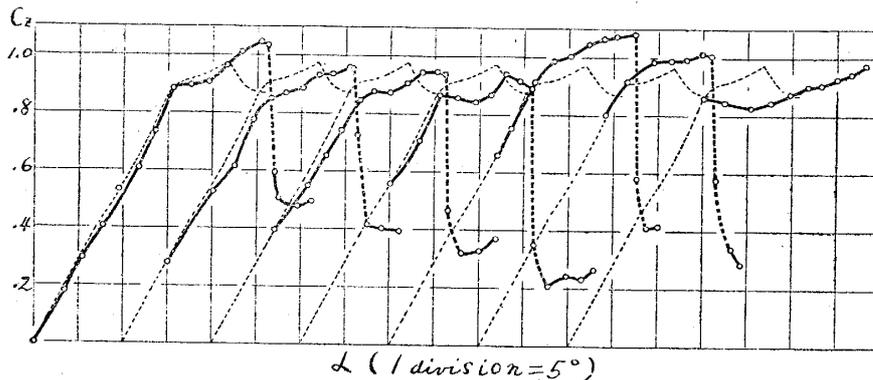
ω	$c_{z\tau}$	$c_{z\infty}$
10°/s	$2\pi\alpha - 0.055$	$2\pi\alpha - 0.008$
20°/s	$2\pi\alpha - 0.060$	$2\pi\alpha - 0.015$
30°/s	$2\pi\alpha - 0.065$	$2\pi\alpha - 0.023$

第5, 6, 7 圖は大略 7°/sec, 16°/sec 35°/sec の角速度を持つときの揚力曲線を実験によつて得たものである。各圖に附いて細点線は、定常状態の揚力曲線又左より順次廻轉開始点を、0°, 5°, 7°, 10°, 12°, 14°, 15° に更へて行つた場合を示してある。



第5圖 角速度 7°/sec の時の揚力係數
廻轉出發点を 0°, 5°, 7°, 10°, 12°, 14°, 15° として、その各々を示す。
細点線は角速度零の場合

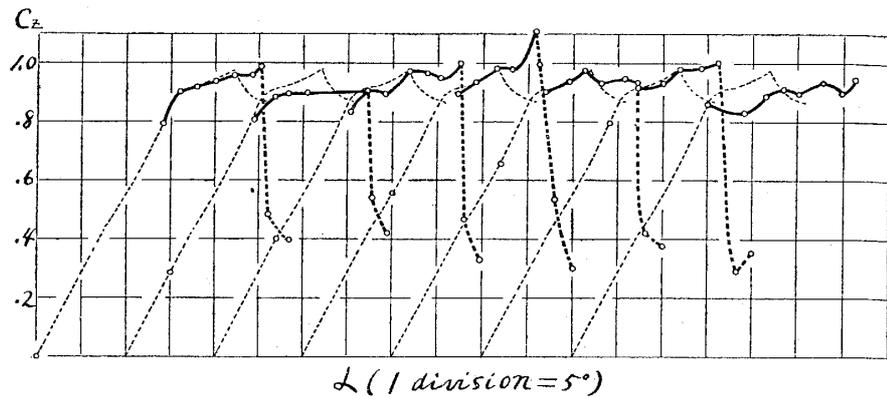
實驗の精度が低く、微細にわたつて言ふ事は出来なけれども、ポテンシャル論が成立すると思はれる範圍 ($\alpha = 15^\circ$ 附近まで) では計算と同じ位の揚力減少を示してゐるやうである。角速度 35°/sec の場合は裝置自身の振動が混入つて、小迎角の部分は切り捨てた。



第6圖 角速度 16°/sec の時の揚力係數
廻轉出發点を 0°, 5°, 7°, 10°, 12°, 13°, 14°, 15° としてその各々を示す。
細点線は角速度零の場合

(尙ほ蛇足であるけれども.) 計算は二次元の平板翼で 實驗は有限な厚みが弦長の 25%

もある對稱翼であるが、我々が今考へてゐるのは、定常、非定常の差だけであるから、以上の相異は、差の中には二次の微量として這入つて来る。



第7圖 角速度 35°/sec の時の揚力係數

廻轉出發點を 0°, 5°, 7°, 10°, 12°, 14°, 15° としその各々を示す。

細點線は角速度の零の場合

IV. ポテンシャル流の限界

普通の定常的な翼の揚力測定で、揚力が迎角に對して直線的に増す部分では大體流れは、翼面から離れず、所謂翼のポテンシャル論が成立する。然し細く調べると、當然翼面の極く近傍には薄い境界層が出来てゐて、これは背面では迎角が増すに随つて厚さを増してゆく。⁽¹⁴⁾これに關して次の二つの事が考へられる。

- (a) 境界層の厚さは静壓の傾斜によつて變る。故に、迎角が同じでも定常翼と非定常翼では流れのポテンシャルの様子が異なるから迎角が同じでも境界層の厚さには差異がある。
- (b) 翼が或る定常状態から、急に次の定常状態に移れば（こゝでは或迎角に止めて置いて急にそれよりも大きな迎角に移して又止める。そして、Wagner の効果は考へない。）それに相應した流れの状態の變化を生じ随つて又静壓の傾斜も變り、次いで境界層の厚みに變化を生ずるけれども、翼の状態の變化と境界層の厚みの變化との間には幾分の時間的距りがある。（外部の流れが變つても境界層の成長に時間を要する。）

この二つの事を想起しつゝ、翼の廻轉を考へると、定常翼に比して、ポテンシャル流の限界に移動がありさうに思はれる。先づ(b)を更によく調べてみる。無限に長い平板が静止流体中で急に平面に平行に動き始めた時の、境界層の厚さは（層流）大體 $\sqrt{\nu t}$ の程度である。こゝに ν は流体の動粘性係數、 t は動き始めてから考へる時までの時間である。又平板を定常流中に置く時の境界層の厚さは板の前縁から、流れの方向に x の距離では $\sqrt{\frac{\nu x}{V}}$ の程度である。（ V は主流の大きさ） $V_0 = 3000 \text{ cm/sec}$. $x = 10 \text{ cm}$ とし、これから境界層が完全に成長するまでの時間を推算すると、 $\frac{1}{300} \text{ sec}$ となり、これだけの時間に翼がどれだけの角度を廻轉し得るかを考へると、ポテンシャル流の限界に對しては(b)の事は無視しても宜しいであらう。であるからポテンシャル流の限界に、定常、非定常の差異が現れるとすればそれは(a)によるものであらう。即ち、Wagner 効果によつて、迎角が同じでも兩者の間に、静壓分布の相異が起るから、随つて、流れが翼面で剝離する迎角に變動を生ずる、これを調べる爲に次のやうな計算を試みた。定常翼の實驗で揚力曲線が直線から逸れ始めるのは略々迎角 15° であるので（實驗に使用した翼では）、先づ、定常流に就て、平板翼の迎角 14°, 15° の二つの場合に翼背面の壓力分布を計算し、次に、 $p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho v^2$ に第三章と同じ方法で定めた ϕ や v を代入して、迎角 0° から、角速度 60°/sec で廻轉して丁度

(14) B. Melvill Jones R. & M. 1588

迎角 15° を通過する時の翼背面の壓力分布を計算して見た。ところがこの壓力の傾斜は定常の場合の $14^\circ 15'$ 二者の中間の状態に在る事がわかつた。これから考へると Wagner 効果はポテンシャル流の限界を延長するやうにはなるけれども多く見積つても 1° を出ない。[これに使用した數値は第 III 章と同様である。即ち $V = 3000 \text{ cm/sec}$ 翼弦 15 cm , l (後縁と廻轉の中心の距離) $= 10.5 \text{ cm}$] なほ廻轉開始點を $0^\circ, 5^\circ, 7^\circ, 10^\circ, 12^\circ, 14^\circ, 15^\circ$ の 7 箇所に變へて實驗を行つたのは、上述の (b) の効果があれば、開始點が高迎角であるほどその影響は小さいであらうと想像して試みたけれども現れないのが當然である。むしろ (a) の Wagner 効果は出發點に近い所で著しいらしく、廻轉開始の迎角が大きい程限界は延長すべきものとも思はれるがはつきりは解らない。

その他種々の説をなす事も出来やうが、實驗もそれ程正確なものではなし、細かな、尤もらしい、説明は危険であらう。

飯島氏の報告を見ると、レイノルズ數が 3×10^5 と 2×10^5 との二つの場合がある。この二つを比較してみると、同じ程度の角速度に對して、風速の大きい方に、廻轉の効果が顯著にあらはれてゐる。これは上述の議論からすれば全く考へられない事である。境界層の厚さは前述のやうに $\frac{1}{\sqrt{V}}$ に比例するし、Wagner の効果は $\frac{\omega}{V}$ に比例してあらはれる。

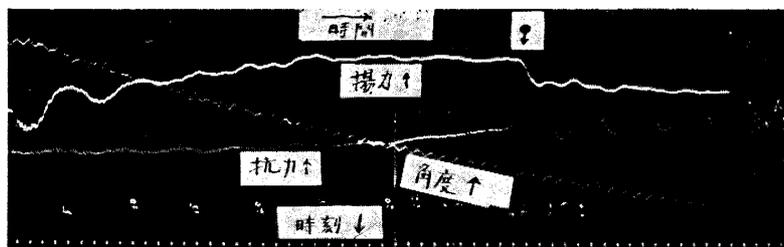
こゝに V は風速、 C は翼の弦長である。

V. 失 速 状 況

前章で述べた様に迎角が 15° 附近までは大體 Wagner 式のポテンシャル流で、而もその限界は角速度を持つてゐても、あまり大きな影響は無い様である。結局諸家の實驗で揚力曲線が、角速度の増すに隨つて、伸びてゐるのは、むしろ直線部分以上の曲率半径が大きくなつたと言ふべきであらう。

迎角が次第に増して來ると先づ翼の背面に小さな渦動部分が生じ、それが次第に成長して遂に翼を離れ Kármán の渦列を作るやう

になる。(15) 以上は想像であるけれども、實驗結果を調べて見ると、この説明は質的には、ほゞ正しいものと信ぜられる、即ち寫真中、揚力を示す曲線が水平になる附近から、抗力を示す曲線は次第に上昇し、揚力が急に小さくなる直前から抗力は急激に上昇し、揚力が一應落着いたところで、抗力は極大に達し、それ以後は、波動的に大、小を示してゐる。(この波動が Kármán の渦列の發生と結びつけて考へられる)。



揚力と抗力との比較を示す一例
角速度 $35^\circ/\text{sec}$ 矢印の點で揚力は急に減少する。抗力の極大はそれ以後に起る。

(15)(15)' 前掲脚註 (1), (2) 及び

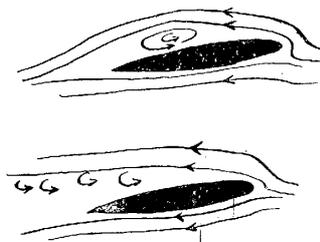
M. Kramer, Z. Flugtechn. Motorluftsch Bd. 23 (1932) S. 185.

C. Wieselsberger, Jahrbuch 1937 der Deutschen Luftfahrt forschung

(16) これを見ると Farren (飯島氏も同様) の言ふやうに、揚力の急に小さくなる直前 (こゝに Peak が現れる事あり、) が渦の逃げ去つた直後ではなく、むしろ、その前のやうである。(翼型が異なるのであまり議論は出来ない)

又ポテンシャル論が成立しなくなつて以後、失速附近の状況は不安定なものであるらしく、Farren や飯島氏の述べる、揚力曲線にあらはれる、Peak は多くの實驗結果を通覧すれば、あらはれる事もあり、あらはれない事もあり、あらはれても、大きい事も小さい事もあり、極めて複雑である。(同一翼に就いて.)

こゝに注意を引く事は、第5、第6、第7圖で迎角 15° (この時既に翼背で流れの剝離が起きてゐる.) から出發した時の揚力曲線は他の場合と異つて、急激な揚力降下を示さない。又定常翼の揚力曲線にも大きな降下はなささうである。(風洞天秤の都合で充分大きな迎角まで測定出来なかつた。)これ等の事から考へると、充分小迎角から廻轉する翼と定常翼 (及びすでに剝離の起きてゐる状態から廻轉し始める翼) とでは、失速附近の

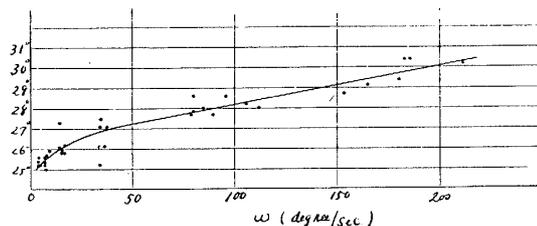


第 8 圖

状況が全く異なるやうに思はれる。即ち第8圖に示すやうに、前者では、⁽¹⁷⁾ 静止流體が渦として翼背面の有限部分に集積し、後者では、それが長く後に伸びてゐる。(後章参照)

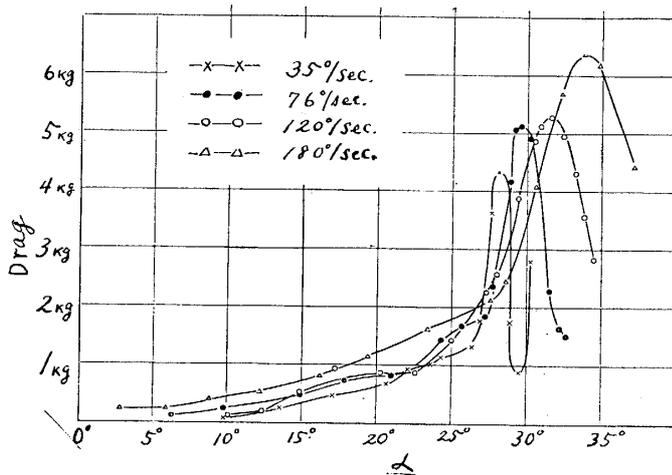
VI. 失速點附近の抗力と揚力が急激に減少する點との關係

前章で述べたやうにポテンシャル流の限界を越えると流れの状況は不安定であるけれども、揚力の急激に減少する點 (迎角) と角速度との間には、ほぼ一定の關係が成立つやうである。第9圖にそれを示してある。勿論同一翼に就いてである。前に第II章で實驗は大きな角速度では失敗に終つた、と述べたけれども、揚力そのものは測定出来なくともその急に折れ曲る點は讀み取る事が出来る。



第9圖 角速度と揚力急激下降點との關係

さて迎角 15° 附近までは、抗力は誘導抗力が大きな部分を占めるであらう。(翼の縦横比5) それ以上は揚力に大きな増加はないのでやはり誘導抗力にも變化はない、當然それ以後の抗力の増加は前章に述べた想像に随つて、翼の背面に集積した流體が主流として流れてゐた時に持つてゐた運動量に依るものであらう。この集積流體が一定の量に達すれば、こゝで揚力



第10圖 種々の角速度の時の抗力 (風速 30 m/sec)

(16) 前掲脚註 (1)

(17) 前掲脚註 (14)

の急激な減少が起ると考へる。つまり、各時刻の抗力から誘導抵抗を引き去つたものを時間時間に就いて積分したものが、或る一定量に達すれば、揚力は急激に減少する。ところが「翼の背面に渦動のかたちで停止せしめられた」と述べたけれども實際は粘性や亂流の作用によつて、流體は一度停止した後、部分的には、又流れ去るものもあるのでこれも加へて考へなければならない。この量は單位時間に一定であると考へる、(實はこの事がこの章全部の考への判定の目安になるのである。)

以上の考へを式に書きあらはすと、

$$\int_{\alpha_0}^{\alpha_s} \frac{(D - D_0)}{\omega} d\alpha = \left(\frac{\alpha_s - \alpha_0}{\omega} \cdot K + h \right) \rho V$$

左邊は抗力の時間に依る積分、右邊の第1項は粘性等の爲め一度停止して後流れ去つた流體が始め持つてゐた運動量、第2項は翼背面に渦として停止した流體が、始め持つてゐた運動量をあらはす。

ここに

α_0 …… 揚力曲線がポテンシャル流の其から逸れ始める時の迎角 (約 15°)

α_s …… 揚力が急に減少し始めるときの迎角

ω …… 角速度

D …… 抗力

D_0 …… $\alpha = \alpha_0$ のときの抗力

K, h …… 流れや翼の性質に関する常數

ρ …… 流體の密度

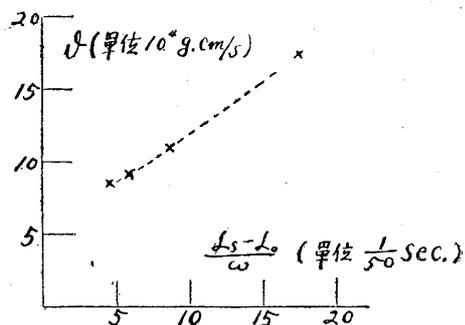
V …… 主流の速さ

これに役立つ実験結果はわずかに四つしかないのであるけれども、(第10圖参照) それより得たものを第2表、第11圖に示す。

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_s} \frac{(D - D_0)}{\omega} d\alpha = \mathcal{D}$$

と書く、これはプラ＝メーターに依つて容易に得られる。

第 2 表



第 11 圖

\mathcal{D} (gram. cm/sec)	$\frac{\alpha_s - \alpha_0}{\omega}$ (sec)
17.5×10^4	$17.40 \times \frac{1}{50}$
11.0×10^4	$8.60 \times \frac{1}{50}$
9.1×10^4	$5.85 \times \frac{1}{50}$
8.7×10^4	$4.35 \times \frac{1}{50}$

第11圖を見ると大體直線の上に乗つてゐる。つまり上に述べた事が成立つてゐるやうである。

尙、角速度が $80^\circ/s$ 附近では \mathcal{D} は 10^5 gram. cm/sec の程度であるが、この全運動量から、

主流の速さ $V = 3000 \text{ cm/sec}$ であるから、渦動として停止せしめられた全流體の體積は
 $3.7 \times 10^3 \text{ cm}^2 \times 75 \text{ cm}$

なほ翼の長さは 75 cm , 弦長は 15 cm . である。

終りに臨み、絶えざる御指導御鞭撻を賜つた、和田先生及び谷先生、又装置の製作に當られた逓信省中央航空研究所研究官飯島恒夫氏に深く感謝する次第である。