

# 振動翼後流の実験

夏 目 明 子・大 島 裕 子\*

Experimental investigation of the flow field behind  
an oscillating airfoil

By

Akiko NATSUME, Yuko OSHIMA,

**Abstract:** The applicability of the Kutta condition for a heaving airfoil was experimentally investigated, using flow visualization and Laser Doppler and Hot-film anemometry. The visualized stream lines at the trailing edge show, in some cases, momentary turning around it, which implies that the Kutta condition does not hold at least locally. The flow pattern about  $1/8$  chord length downstream shows a thin velocity shear layer, that is, a vortex layer, which closely follows the trace of the trailing edge of the heaving airfoil. The flow pattern obtained by the linearized potential theory also gives the similar feature. The strength of the vortex layer and its phase relation agree fairly well each other for low reduced frequency, although these agreements become poor for higher one, where the linearization assumption is also violated.

This vortex layer grows wider and eventually rolls up far downstream for the reduced frequency larger than 1.3, or simply decays out after several wavy motions for the lower one than it, which were found in visualized flow field and by Hot-film survey of the wake field of the oscillating airfoil. Throughout this experiment, the computerized flow measuring system was extensively utilized.

## 概 要

ヒービング運動をしている翼について、Kutta の条件が成立しているかどうかを、可視化法、レーザー流速計、ホットフィルム流速計を用いて実験的に検討した。可視化実験によれば、後縁を廻り込む流線が認められ、Kutta の条件が局所的には成立しない場合のあることは明らかであるが、翼後縁より  $1/8$  弦長下流の断面で、レーザー流速計により求めた速度を

---

\* お茶の水女子大学理学部

集合平均した流れ場には、薄い速度剪断層、すなわち、渦層がヒービング運動をする翼後縁の軌跡に沿って見られた。線型ポテンシャル理論から求められた流れ場も同様な特徴をもっている。無次元化振動数が小さい時には、この渦層の強さと位相は線型理論値とよく一致するが、流れ場が線型的であるという仮定が成立しないような大きな振動数では、傾向的な一致に止まる。このことから、翼後縁からわずかに離れた下流では、集合平均的な意味で、Kuttaの条件が成立していることが確められた。

無次元化振動数が、1.3より大きい時には、この渦層は成長して、下流で捲き上がり渦列を形成し、それより小さい時には、単に蛇行を続けて減衰することが可視化法とホットフィルム流速計による測定の結果、認められた。これらの測定とデータ処理には、ミニコンピュータシステムが活用された。

## 1. 序 論

一様流中に柱状物体を置くと、その背後には、交互に渦が放出されて、カルマン渦列が形成される。一方、振動する二次元の翼の流れの中に置いた時にも、渦対が放出されて、渦列が形成されるが、この渦列はカルマン渦列とはその性質を異にする。この種の問題は、翼のフラッタや、ヘリコプターのダイナミックストール等の現象と関連した迎角の大きい変動を伴う流れ等で見られ、多くの関心が集められてきている[1]。また、魚の推力の発生機構に関する問題としても、Lighthill [2] らによって取り上げられている。

振動翼の流れ場においては、(a)、後流の変形、渦列の形成、崩壊に関するものと、(b)、後縁直後の流れ場、特に、Kuttaの条件に関するものとの、二つの問題があるが、ここでは、後者を主に扱う。

翼問題の理論解析で一意的な解を得るために仮定されるKuttaの条件は、Basu and Hancock [3]が指摘するように、その扱い方に応じて、いろいろな形式をとり、後縁で、

1. 上下面を離れる流速が等しい
2. 流線が、翼形の角の二等分線である
3. 後方の淀み点となる
4. 上下面の圧力が等しい

等で、表される。振動翼の場合には、翼まわりの循環の変化に応じて、渦が後方に流されるので、1の形の仮定は成立しないが2、3については、Bratt [4]の可視化実験、4についてはSatyanarayana and Davis [5]の後縁近くの翼面圧力の測定等がある。

線型ポテンシャル理論では、Lighthill [6]他多くは3のKuttaの条件を仮定しているが、4を仮定したBasu and Hancock [3]やKuttaの条件のかわりに粘着条件を用いたOno [7]のポテンシャル理論もあり、これらの計算では位相遅れが、若干実験値に近くなっている。

Navier-Stokes方程式を差分法[8]や有限要素法[9]で解いた解では、後縁が必ずしも淀み点とはなっていない。

この研究では、まず、可視化写真を翼後縁を含む広い範囲にわたってとり、次に、後縁直後の流れ場の流速をレーザー流速計を用いて測定して、速度場、渦度の流出を定量的に求めた。

その結果、翼弦長 $C$ 、振動周期 $T$ 、一様流速 $U_0$ で定義される無次元化振動数を $K = C/2 \cdot 2\pi/T \cdot 1/U_0$ とすれば、後縁から $1/8$ 弦長後流で、 $K$ が $1.3$ までは、位相遅れは伴うが、翼の循環変化に相当する渦度が放出されており、 $K$ が $2.2$ までは、流れは後縁軌跡に沿って変動することがわかった。

さらに、ホットフィルム流速計によって、後流の広い範囲での流速変化を測定し、流線、等渦度線等も求めた。これらの測定及びデータ処理には、ミニコンピュータを主体とするデータ処理装置が用いられた。

## 2. 線型理論

Lighthill の加速度ポテンシャルを用いた線型理論[6]より、後流の変動流速 $u$ を求め、等流速線図を実験値と比較したが、 $u$ の求め方を、簡単に述べる。

$x$ 方向の一様流 $U_0$ の流れ場の中で、 $Z = 0$ 、 $-a < x < a$ に位置する二次元平板翼が、 $Z$ 方向に角振動数 $\omega$ で

$$z = R_e \{ h e^{i\omega t} \} \quad (1)$$

の微小振動を行うとする。この微小擾乱の速度ポテンシャルを $\phi e^{i\omega t}$ とすれば、

$$\Delta \phi = 0 \quad (2)$$

で、境界条件は  $z = 0$ 、 $-a < x < a$  で、

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_{z=0} = \frac{dz}{dt} = i\omega h \quad (3)$$

となる。流れ場の対称性から、 $\phi$ は $z$ の奇関数となり、 $z = 0$ 、 $x < -a$ で $\phi = 0$ である。ところが、翼の後流では循環の変動のために放出される渦層があって、 $\phi$ は $z = 0$ で不連続となっている。この特異性を避けるために、(2)を直接解くかわりに、次の式で定義される加速度ポテンシャル $\Phi$ を導入する。

$$\Phi = i\omega \phi + U_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{1}{e^{i\omega t}} \frac{D}{Dt} (\phi e^{i\omega t}) \quad (4)$$

定義から明らかなように、

$$\Delta \Phi = 0 \quad (5)$$

であり、また、圧力 $P$ 、静圧 $P_0$ 、密度 $\rho$ とすれば、

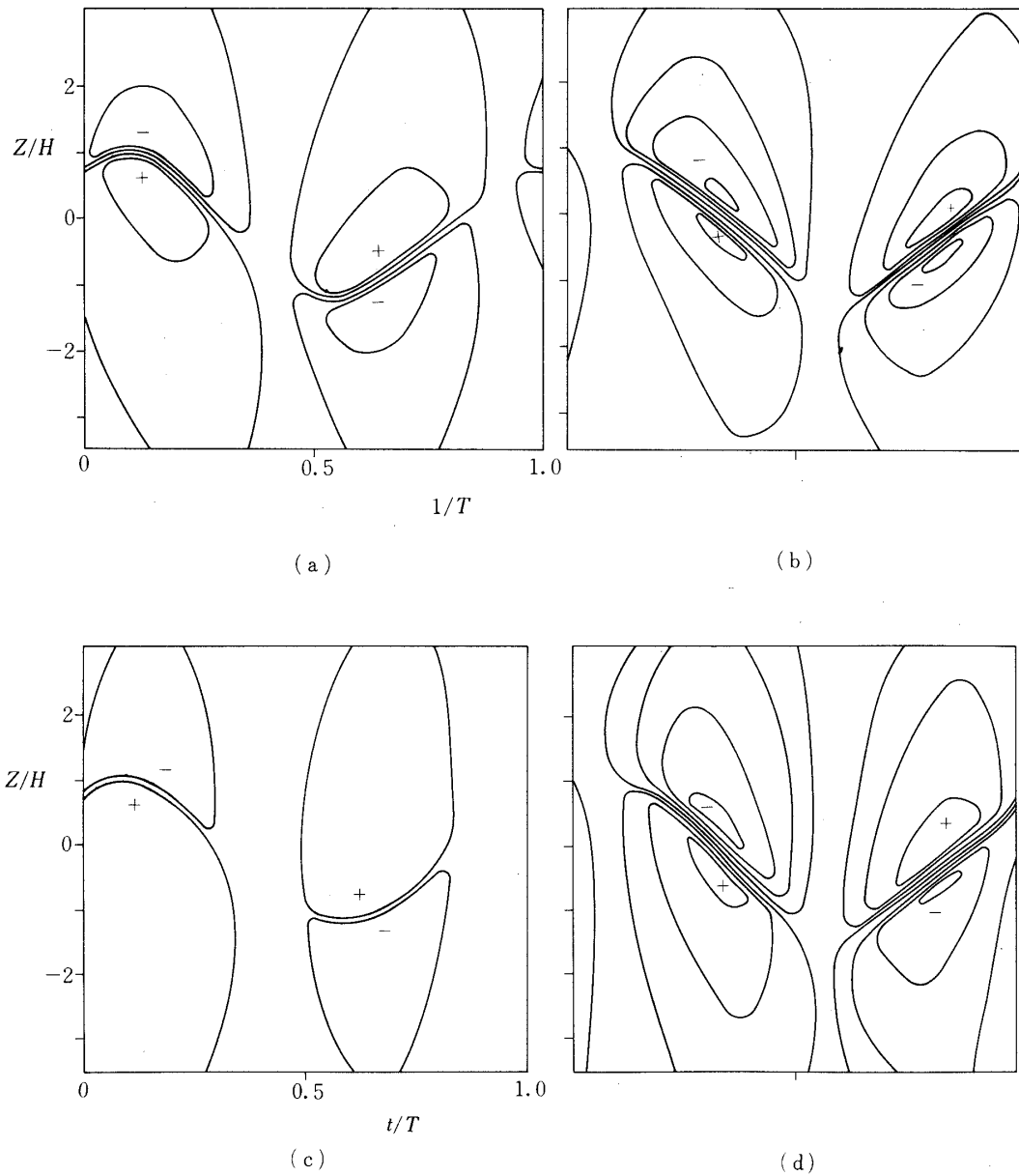
$$p - p_0 = -\rho \Phi e^{i\omega t} \quad (6)$$

の関係がある。圧力は、渦層の両側で連続であるから、 $\Phi$ は、 $z = 0$ 、 $x > a$ で連続な関数となっている。

(5)を $\phi$ について解くと、

$$\phi = \frac{1}{U_0} \int_{-\infty}^x \Phi(x_1, z) \exp \{ i\omega(x_1 - x)/U_0 \} dx_1 \quad (7)$$

である。(5)を解き、(7)を使って、(3)の境界条件と、クッタ・ジュコフスキーの条件を満たすような $\Phi$ を求めると、 $\zeta = x + iz$ として、



第1図 線型理論によるU方向等流速線図

(1)  $H = 1 \text{ cm}$  (a)  $K = 1.3$  (b)  $K = 2.2$

(2)  $H = 0.5 \text{ cm}$  (c)  $K = 1.3$  (d)  $K = 2.2$

$X/C = 1.13$  等高線の間隔は(a)(b)(c)が  $18.2 \text{ cm/s}$  (d)が  $36.4 \text{ cm/s}$

$$\Phi(x, z) = iU_0 \omega h(F + iG) \left[ 1 - \sqrt{\frac{\zeta - a}{\zeta + a}} \right] - \omega^2 h \left[ \zeta - \sqrt{\zeta^2 - a^2} \right] \quad (8)$$

となる。ここで、 $F + iG$ はテオドルセン関数で、無次元化振動数 $K = \omega a / U_0$ の変形ベッセル関数 $K_0(iK)$ 、 $K_1(iK)$ を用いれば、

$$F + iG = \frac{K_1(iK)}{K_0(iK) + K_1(iK)} \quad (9)$$

で表わされる。(7)を $x$ で微分し、(8)を代入すれば任意の点 $(x, z)$ に対する変動流速 $u$ が求められる。

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} \\ &= \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{1}{U_0} \left[ \int_{-\infty}^{x+\Delta x} \Phi(x_1, z) \exp \{ i \omega (x_1 - x - \Delta x) / U_0 \} dx_1 \right. \\ &\quad \left. - \int_{-\infty}^x \Phi(x_1, z) \exp \{ i \omega (x_1 - x) / U_0 \} dx_1 \right] \\ &= \frac{1}{U_0} \left[ \Phi(x, z) + \int_{-\infty}^x \left\{ -\frac{i \omega}{U_0} \right\} \Phi(x_1, z) \exp \{ i \omega (x_1 - x) / U_0 \} dx_1 \right] \quad (10) \end{aligned}$$

$\Phi(x, z)$  は  $x_1 \rightarrow -\infty$  で0とならないので、(10)の積分を収束させるために、 $\omega$ が負の小さい虚部を持っていると考える。この計算では、(1)の実部に対して、虚部を $-10^{-3}$ とし、ミニコンピュータを用いて、数値積分を行って変動流速 $u$ を求めた。積分の下限は $-1000$  cmとした。

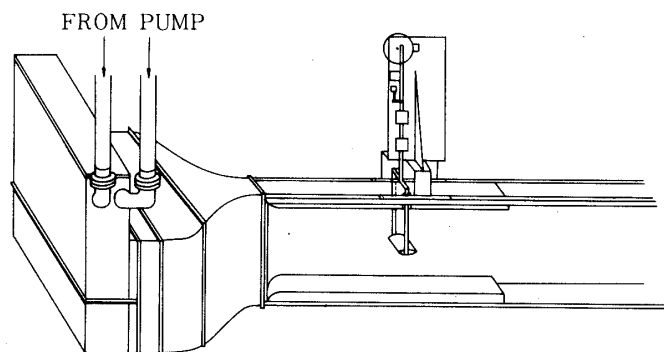
さらに、 $u$ より等流速線図を構成する際には、 $R_e \{ u e^{i \omega t} \}$ を、 $T/25$ の時間間隔で、25個求め、これらを翼の軌跡に合わせて $Z$ 方向に座標変換を行った。

第1図にはこのようにして求めた等流速線図を示してある。

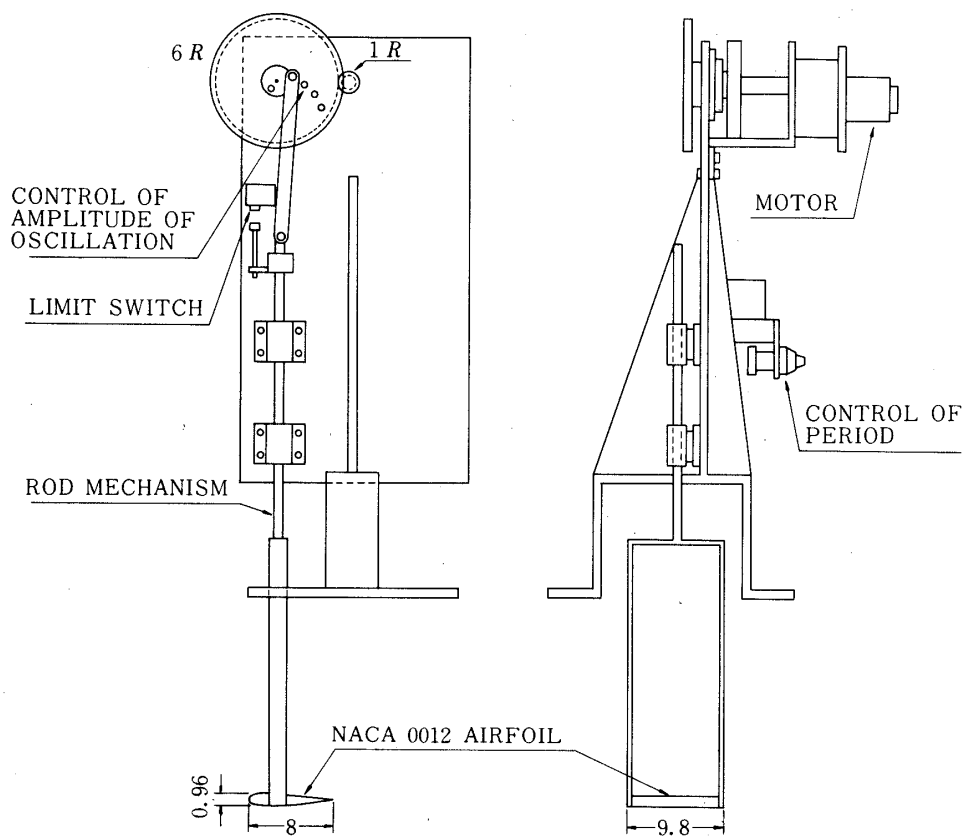
### 3. 実験装置

#### 3.1.水路

東京大学宇宙航空研究所の循環式開水路が用いられた。測定部は深さ45cm、巾10cm、長さ600cmで透明なアクリル板製である。水道水を二つのポンプにより循環させているが、測定部上流に淀み槽、平行整流板と金網、絞り比8の二次元絞り管を設けて整流を行った。測定部での一様流速 $U_0$ は22cm/sに固定され、乱れの強さは一様流に対して主流方向に5%、鉛直方向に3%であった。第2図の水路の測定部の概略図を示す。



第2図 水路測定部



第3図 振動装置

### 3.2 翼模型, 振動装置, 座標

用いられた翼型は, 翼弦長 8 cm, 巾 9.8 cm, の真鍮製の NACA0012 の翼型で, 水槽の中いっばいに設置され, 次にのべる振動装置によって上下振動が与えられた. すなわち, 振動装置は第 3 図に示すように, 歯車に取り付けた駆動棒で翼型を上方より支えている. 半振巾  $H$  および周期  $T$  はそれぞれ歯車上の駆動棒の支点の位置と歯車を動かすモーターの回転数によって調節された. 翼弦長  $C$  を代表的長さとしたときのレイノルズ数  $R_e = \frac{CU_0}{\nu}$  は実験を通し 18000 であり, ここで  $\nu$  は水の動粘性係数である.

座標は翼型を振動の中心におき, 前縁の位置を原点として, 一様流方向下流にむけて  $X$  軸, 鉛方向に  $Z$  軸をとる静止系を用いた.

### 3.3 流れの可視化

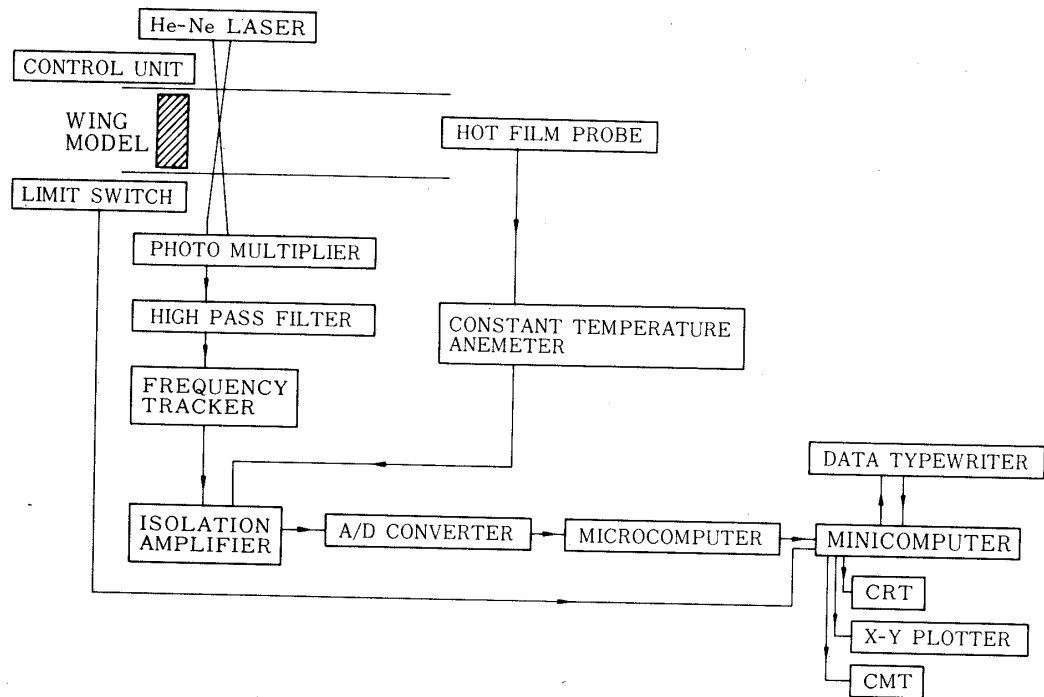
フロレッセンナトリウムの黄色とローダミン B の赤色の二種の色素を注射針を用いて, 流れの中に注入して渦の形成をモータードライブカメラにより振動周期と同調させて写真撮影を行った. 色素は翼前縁より 2 cm 上流 ( $X = -2$  cm) で  $Z = 0$  の所より黄色を,  $Z = -2$  cm の所より赤色を注入したが, 渦の巻き込みの様子により赤色の針は上下に可動できる.

### 3.4 レーザー流速計

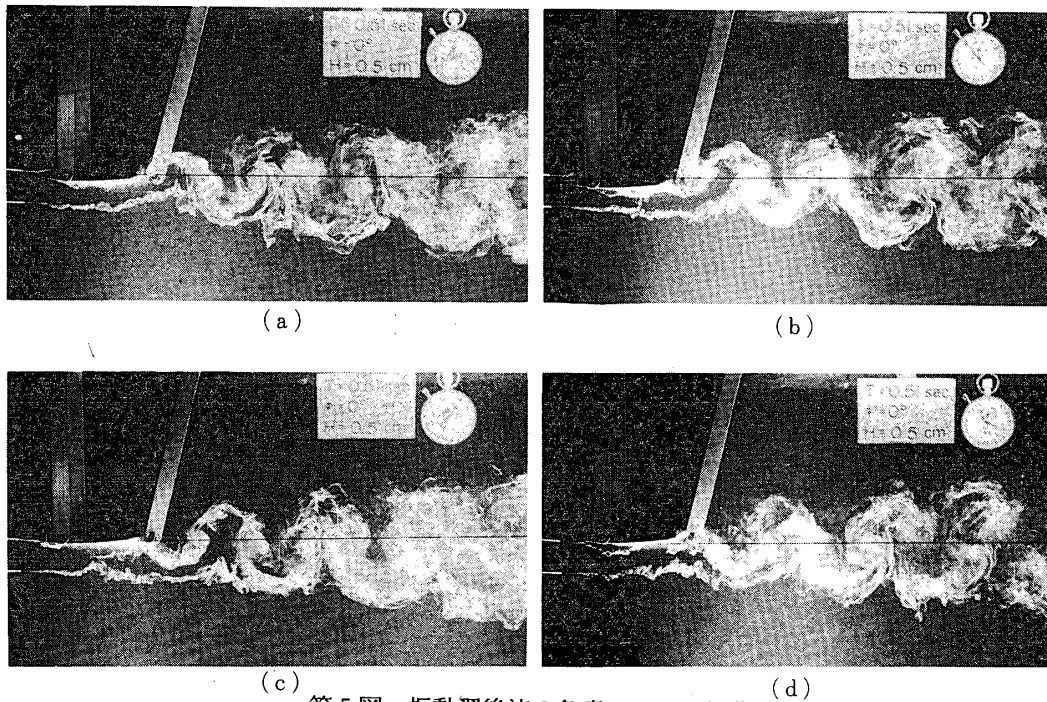
$X = 10$  cm よりも翼に近くなると, 流速変動が後縁とその振動中心附近に集中する. そのためホットフィルム流速計のプロブを固定することが難しく, また, プロブを衝撃等によって破損する恐れもあるので使用できない. そこで, 翼近くの  $X = 8.3$  cm と 9 cm の 2 断面での測定にはレーザー流速計を干渉縞モードで用いた. 干渉縞の間隔は  $7 \mu\text{m}$ , 散乱光信号の流速への変換は周波数トラッカーによったが, 約  $7 \sim 45$  cm/s の流速変動を連続的に測定できる. 一般にはレーザー流速計は一方向の流速測定に用いられるが, このばあいには  $Z$  方向の流速は  $X$  方向に比して小さいので同じ精度で求めることはできない. そのため, レーザー光線の交叉角を水平面に対して  $\pm 45^\circ$  傾けて,  $U \pm W$  をそれぞれ測定して,  $U$  と  $W$  を算出する方法をとった. レーザー流速計は, 流体中に測定プロブを挿入しないという長所はあるが, 発光部と光電子増倍管をふくむ受光部をもつ光学的装置であるので, ホットフィルムに比較して測定点の移動が困難であり, 自動化することはできていない. 今回の測定では  $X$  について 2 断面, 各断面に対して  $Z = 1.4 \sim -1.6$  cm まで 2 mm おき ( $H = 0.5$  cm) と  $Z = 2.8 \sim 3.2$  cm まで 4 mm ( $H = 1.0$  cm) おきの 16 点ずつで測定がなされた.

### 3.5 ホット フィルム流速計

KANOMAX X 型ホットフィルムプロブ 1246-60W を, KANOMAX MODEL 21-1211 ホットフィルムアネモメーター 2 台に接続して,  $U$ ,  $W$  を同時に測定した. ホットフィルムの加熱比は 1.03 とした. このホットフィルムは 8 KHz までの周波数特性を有するので, 振動翼後流の流速及びその変動を測定するのに十分である. 測定点は  $X = 10$  cm から 25 cm までの 16 断面, 各断面につき  $Z = +7$  cm から  $-8$  cm まで 1 cm 毎の 16 点であって, 測定点の移動にはミニコンピュータの制御による自動移動装置を用いた. 第 4 図には, これらを含めた測定系のブロックダイアグラムを示してある.



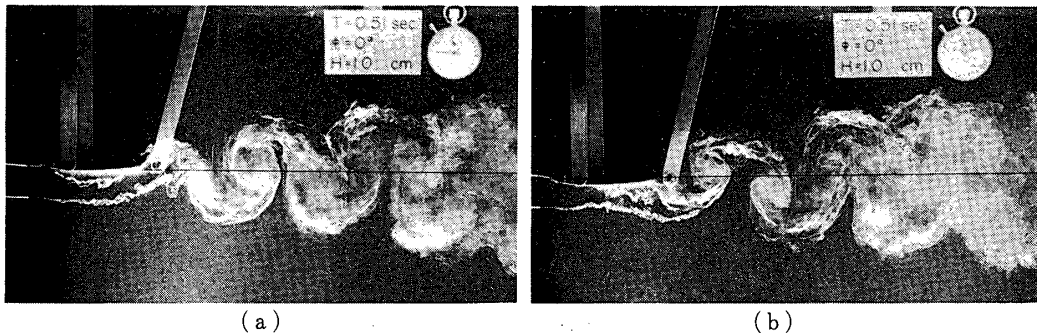
第4図 測定装置のブロックダイアグラム



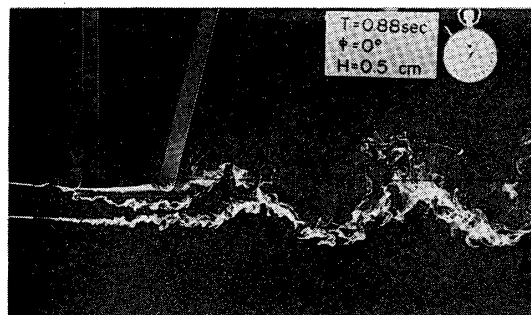
第5図 振動翼後流の色素による可視化

 $T = 0.51 \text{ 秒}$   $H = 0.6 \text{ cm}$   $K = 2.2$ 
 $(a) t = 1/4 T$   $(b) 2/4 T$   $(c) 3/4 T$   $(d) 4/4 T$





第6図  $T=0.51$  秒  $H=1.0$  cm  $K=2.2$   
 (a)  $t=1/4 T$  (b)  $3/4 T$



第7図  $T=0.88$  秒  $H=0.5$  cm  $K=1.3$

### 3.5 データ処理

MELCOM70ミニコンピュータシステムを中心とするリアルタイムの制御，データ処理システムが用いられた．すなわち，振動翼が上端に来たときの信号から，1周期につき512個のデータとして測定し，32周期分を振動の各瞬間における値として集合平均を出した．これらのデータはオシログラフや記録計によってかかせたものをみれると同時に，カセットテープに保存して，後の流れ関数や渦度分布の再構成に用いられた．

## 4. 実験の結果

### 4.1 可視化による流れの観測

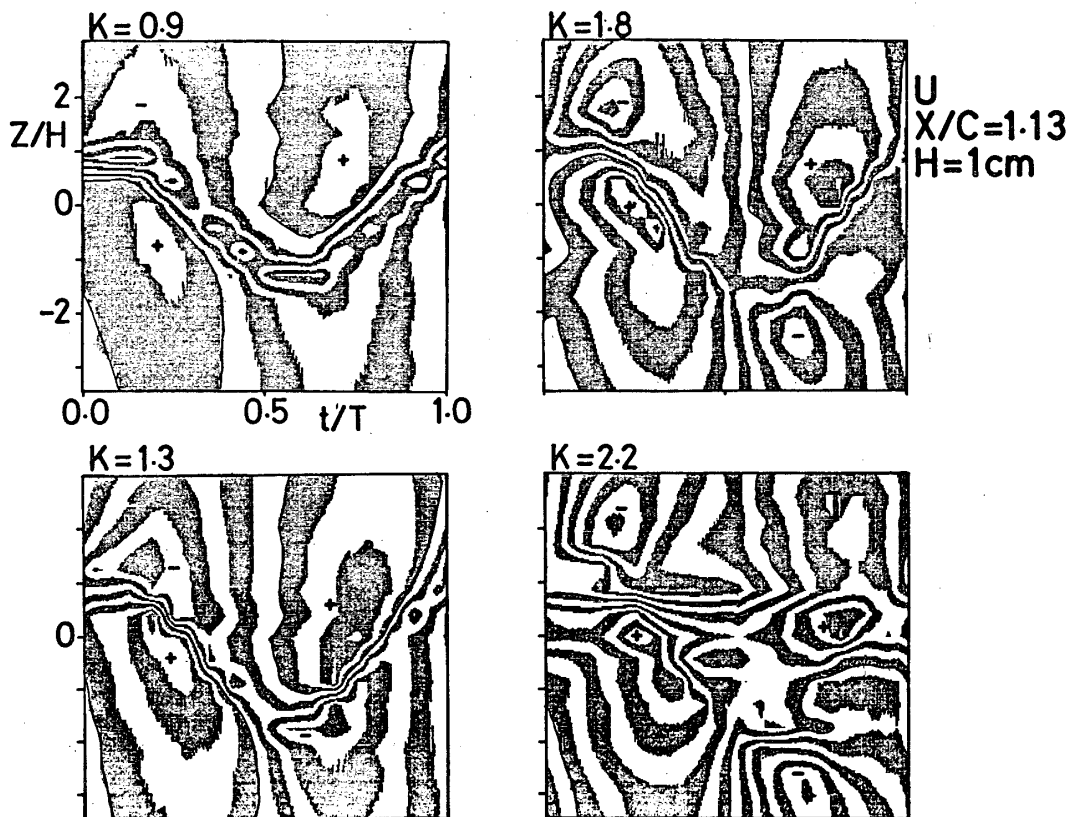
実験の際には，赤黄二色の色素を区別するカラー写真での撮影および渦の動きをとらえるため8mmムービーの撮影が行われたが，ここでは白黒の写真を示す．第5図には $T=0.51$ 秒， $H=0.5$  cm  $K=2.2$ のばあいの色素の流跡線の時間的变化の様子を1/4周期ずつずらして1周期にわたって示してある(a)~(d)．これによれば，下端および上端で方向の異なる渦を交互に放出しているが，それらは下流にゆくにつれて，ほぼ中心線上に交互のむきをもって並ぶ渦列を形づくっている．振幅を大きくした $H=1.0$  cmのばあいを第6図に半周期ずらして(a)(b)に示してあるが，渦領域が第4図と比べて大きくなっている他は，後流には大きな差

異は認められないが、翼が上方へむかう際の前縁での剥離が明らかである。第7図には  $T = 0.88$  秒  $H = 0.5$  cm,  $K = 1.3$  のばあいの写真を示すが、翼の上下振動にともなって、色素が上下に蛇行する様子がみとめられる。しかし、前の二つの図のようなきわだった渦の集中は認められない。なお、更に周期  $T$  を大きくしてゆくと、振動による外むきの渦は発生せず、いわゆる後流として抵抗をうけるようになる。

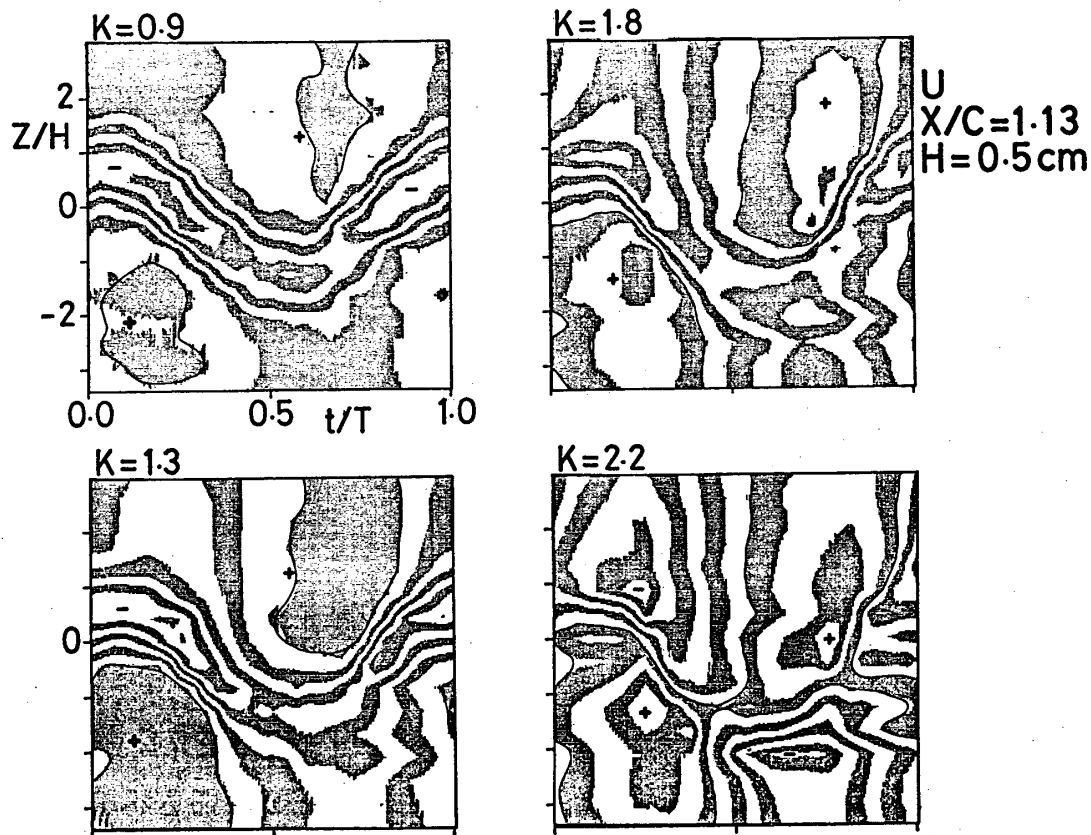
#### 4.2 レーザ流速計による流速測定

翼弦長  $C$  で無次元化した座標  $X/C$  が 1.03 と 1.13 で翼後縁に近く、可視化の写真で見た時に、まだ渦が形成されていないような領域の流速を、レーザ流速計を用いて測定した。後流の広がる範囲も小さいので、鉛直方向の測定点の間隔を細かくとった。測定で得られた  $U$  方向等流速線図を第8図 ( $X/C = 1.13$ )、第9図 ( $X/C = 1.03$ ) に示す。ただし、以下に示す等高線図では、いずれも縦軸が  $Z/H$ 、横軸が周期  $T$  で無次元化した時刻  $t/T$  であり、測定断面を通過する際の変動を表す図となっている。

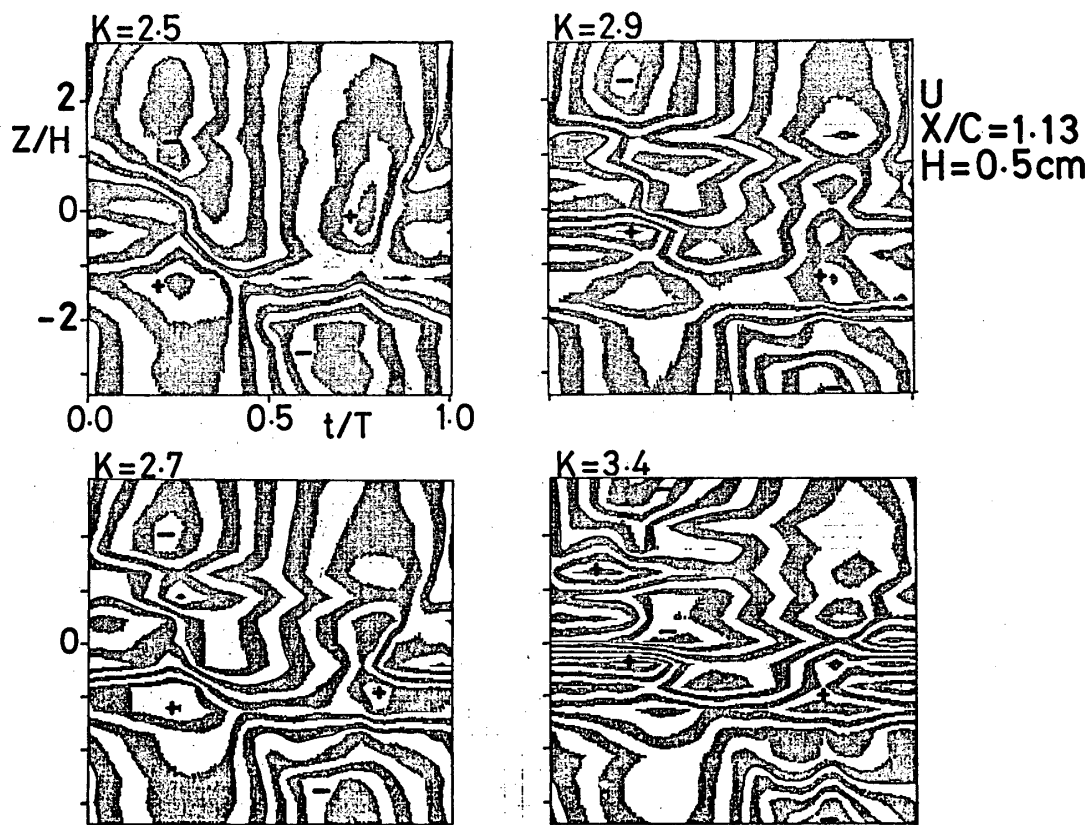
図中の実線は、 $U$  成分については、 $U = 24.3$  cm/s,  $W$  成分については  $W = 0$  cm/s を表す。縞の間隔は 2.3 cm/s で、正負の符号は実線の値に対してつけられている。翼直後の流速変動の特徴的なパターンを第8図(1)で見ると、まず、 $t/T = 0$  で翼が振動の上限にあると



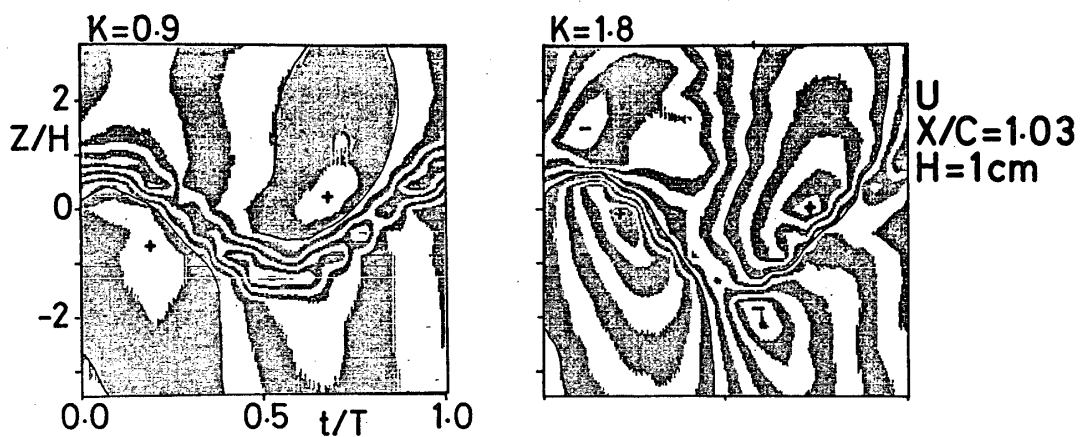
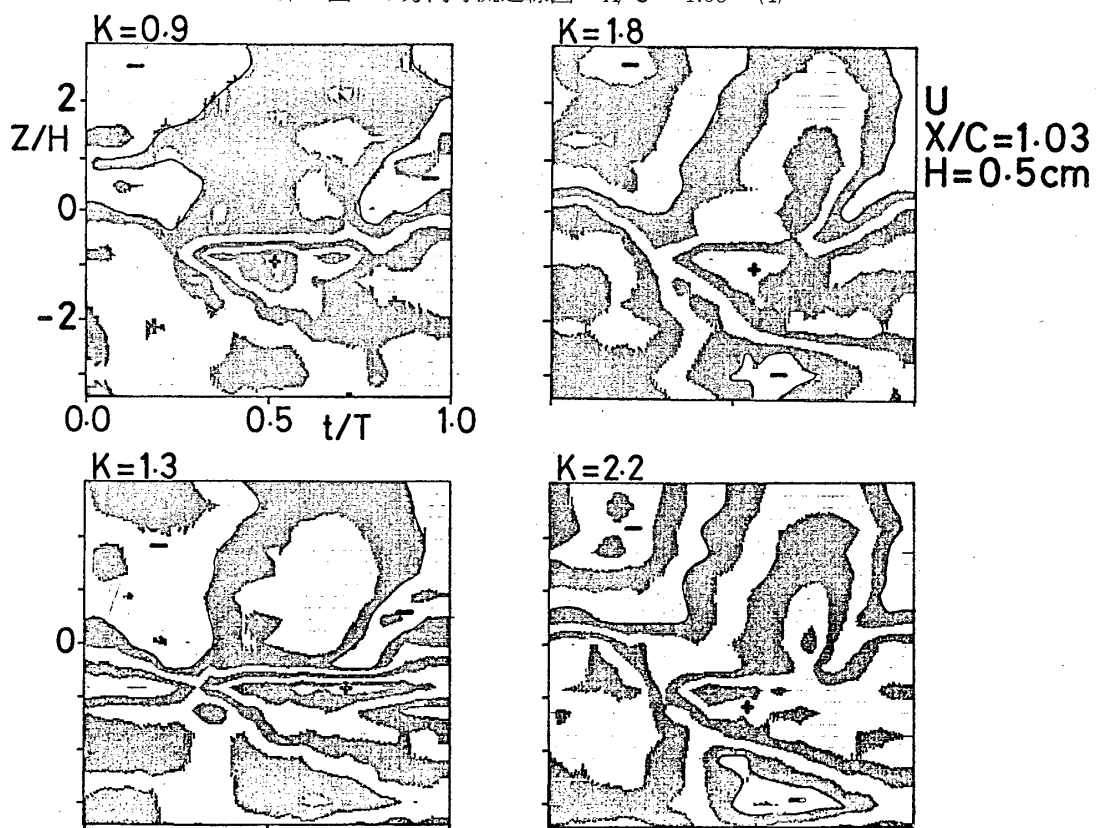
第8図  $U$  方向等流速線図 (1)  
 $X/C = 1.13$



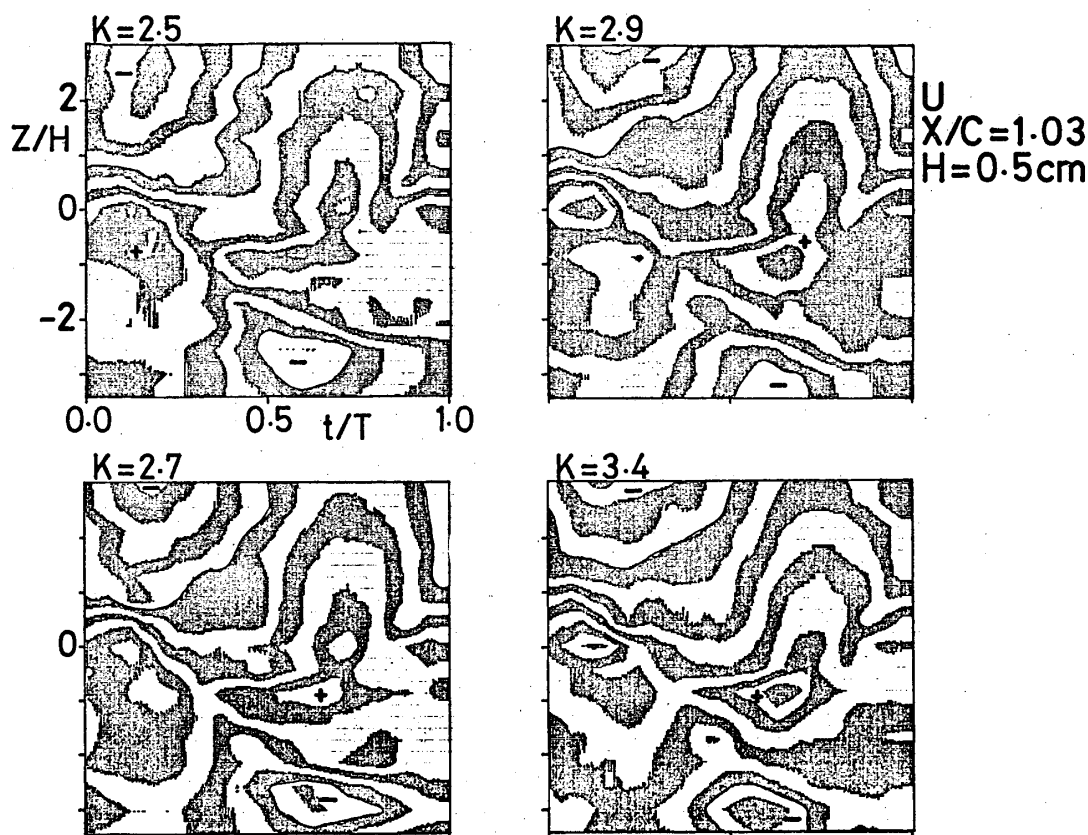
第 8 図 U 方向等流速線図 (2)



第 8 図 U 方向等流速線図 (3)

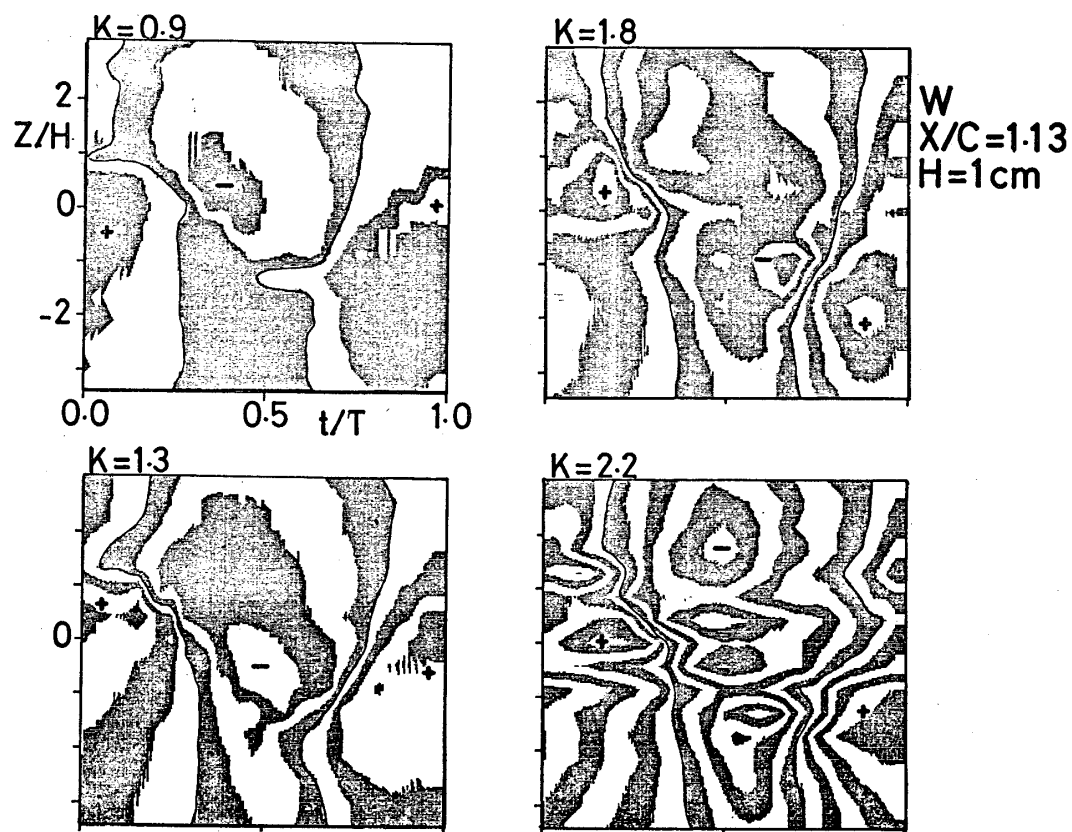
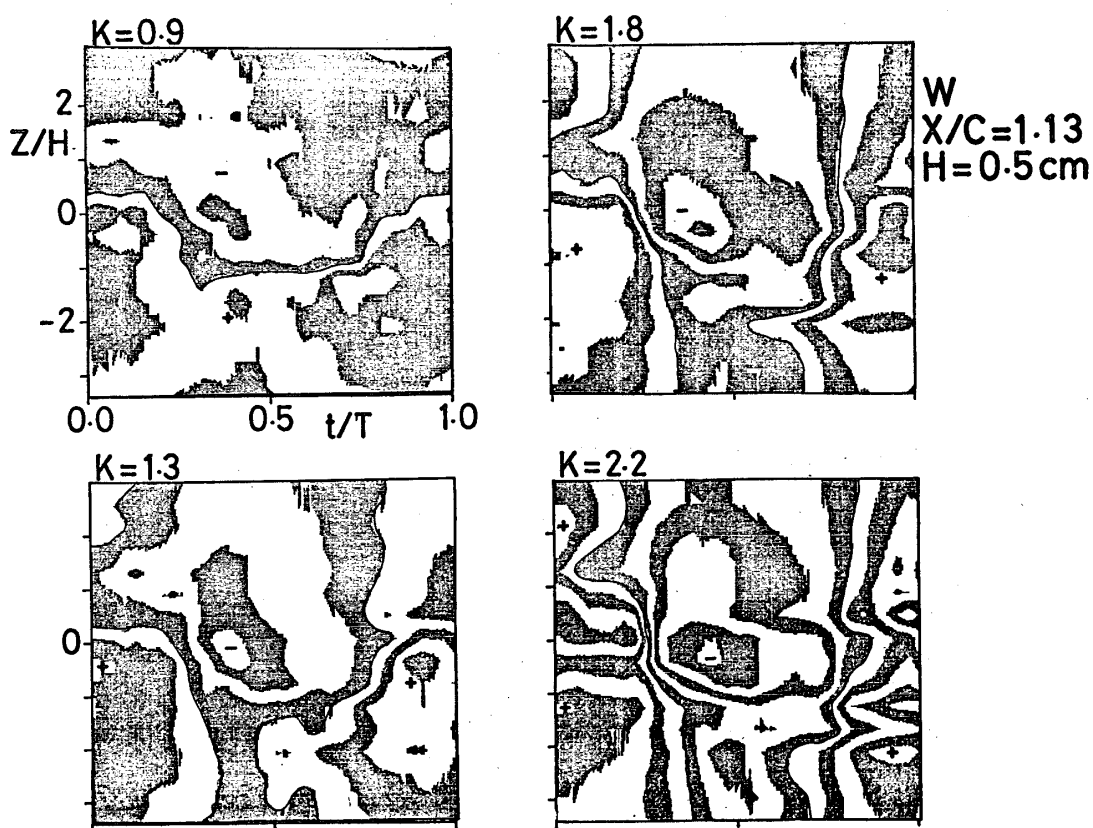
第9図 U方向等流速線図  $X/C = 1.03$  (4)

第9図 U方向等流速線図 (5)

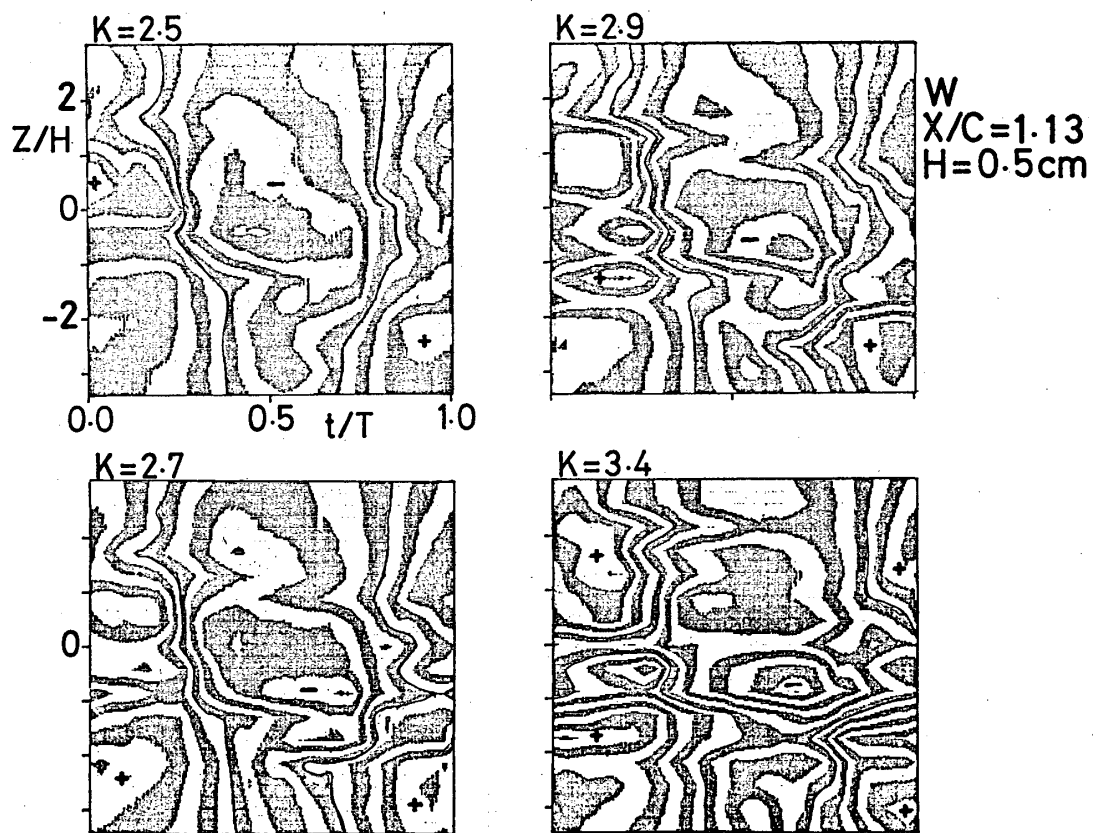


第9図 U方向等流速線図 (6)

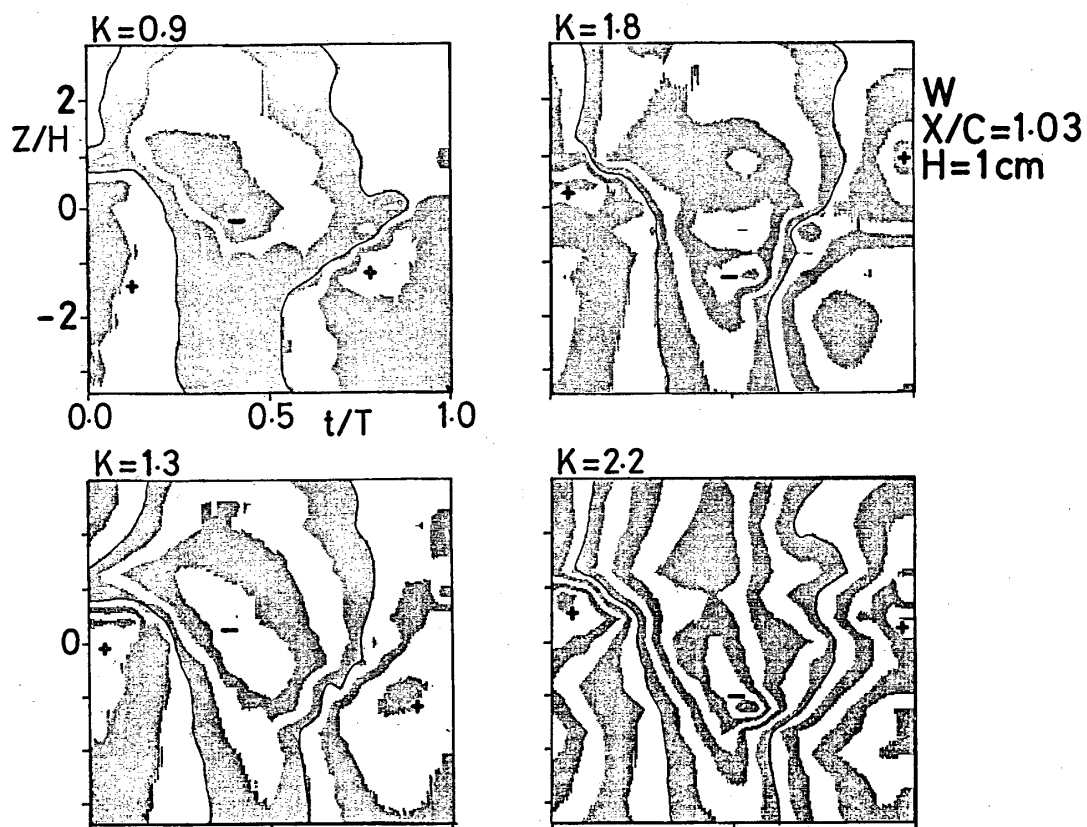
き、翼の上側を通過してきた流れのU成分は極小値をとる。翼が下降するにつれて、下側の流れが加速され振動の中心で極大となる。さらに下降すると、下側の流れは遅くなり、振動の下限で極小となる。翼が上昇する時には、これと上下逆のパターンが繰り返される。1周期の間に後流はそれぞれ2回ずつ極大極小の流速となり、それらは翼の軌跡に沿って上下互い違いに配置される。K = 0.9では振動が弱いために、翼の粘性境界層として減速された帯状の領域が翼の軌跡に沿って見られる。しかし、境界層の幅は翼厚の程度で、Kが大きくなると振動による流速変動が大きくなって、帯は見られなくなった。境界層の影響を除いた流速の変動は K = 0.9で19~27cm/s, K = 2.2で8~40cm/sであった。第8-2, 3図は、H = 0.5 cmの場合のU成分等流速線図である。流速変動のパターンはH = 1 cmの場合に同じである。縦軸をHで無次元化してあるために、小さいKでの境界層の幅が太くなっているが、これは、翼型によって決まる量だからである。Kが2.7以上では、規則的なパターンに重畳する細かい変動の割合が大きくなっている。振動による翼の実効的な迎角はKとHの積によって決まるが、同一のK・Hに対して、Kが大きい程流速変動が激しくなっていて、流れ場は、準定常的には決まっていないことがわかる。ホットフィルム流速計による結果と同じく、Kの大きい振動では、常に正の値をとり続ける領域がX軸上に現れている。

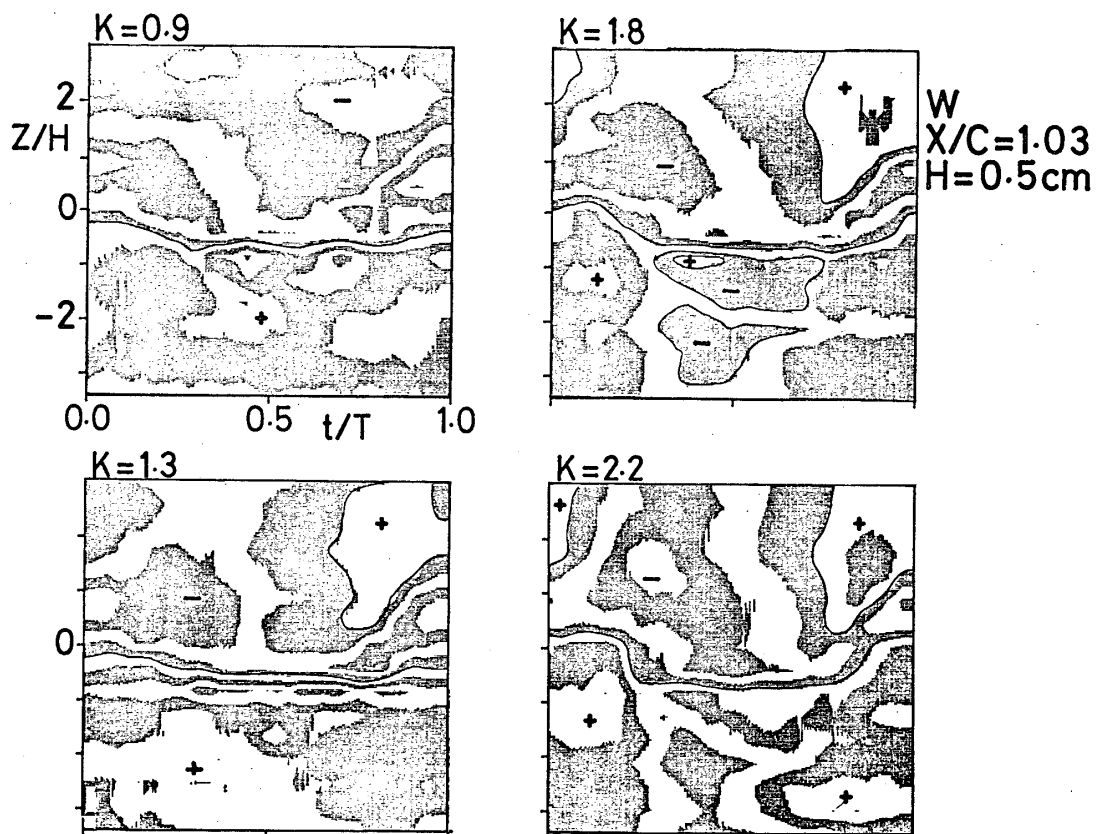
第10図 W方向等流速線図  $X/C=1.13$  (1)

第10図 W方向等流速線図 (2)

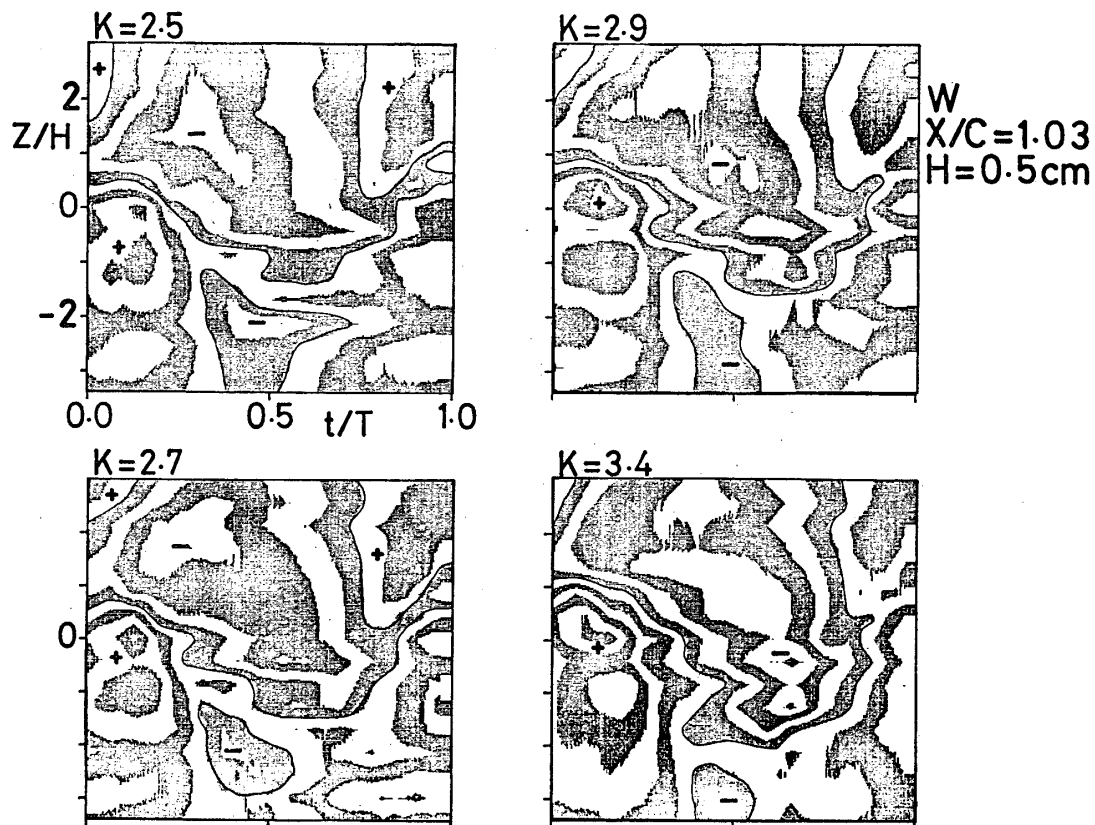


第10図 W方向等流速線図 (3)

第11図 W方向等流速線図  $X/C = 1.03$  (4)

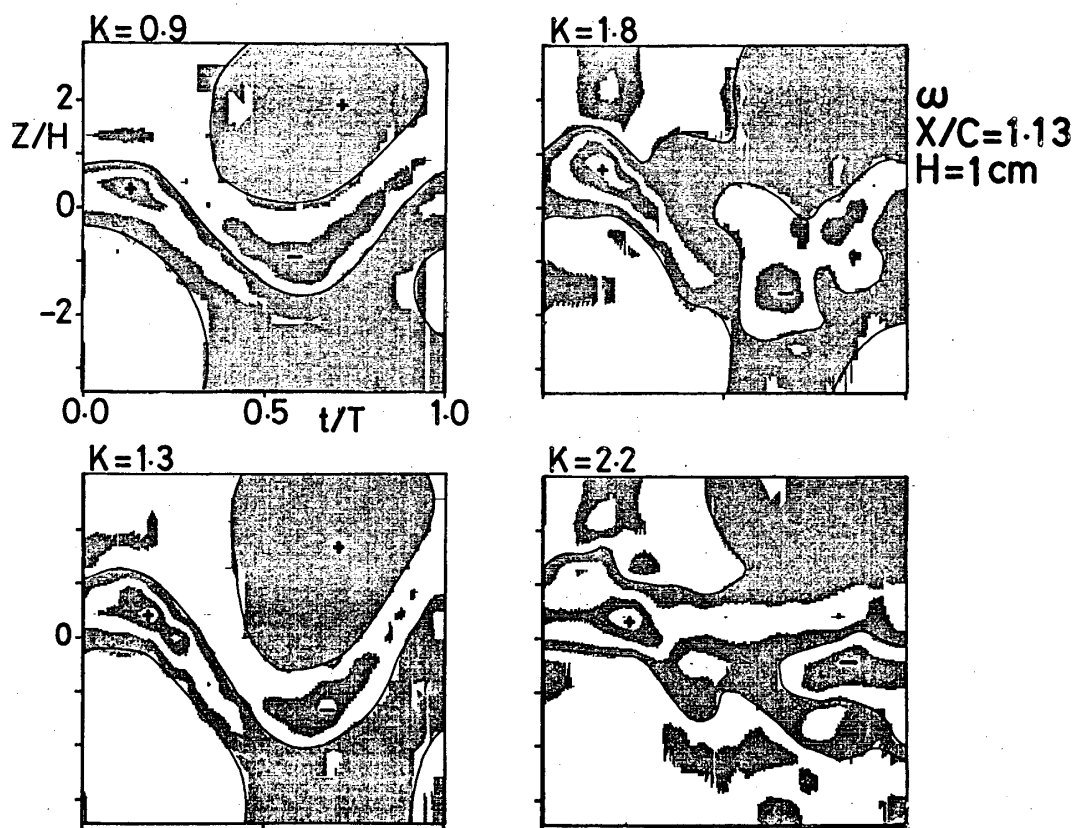
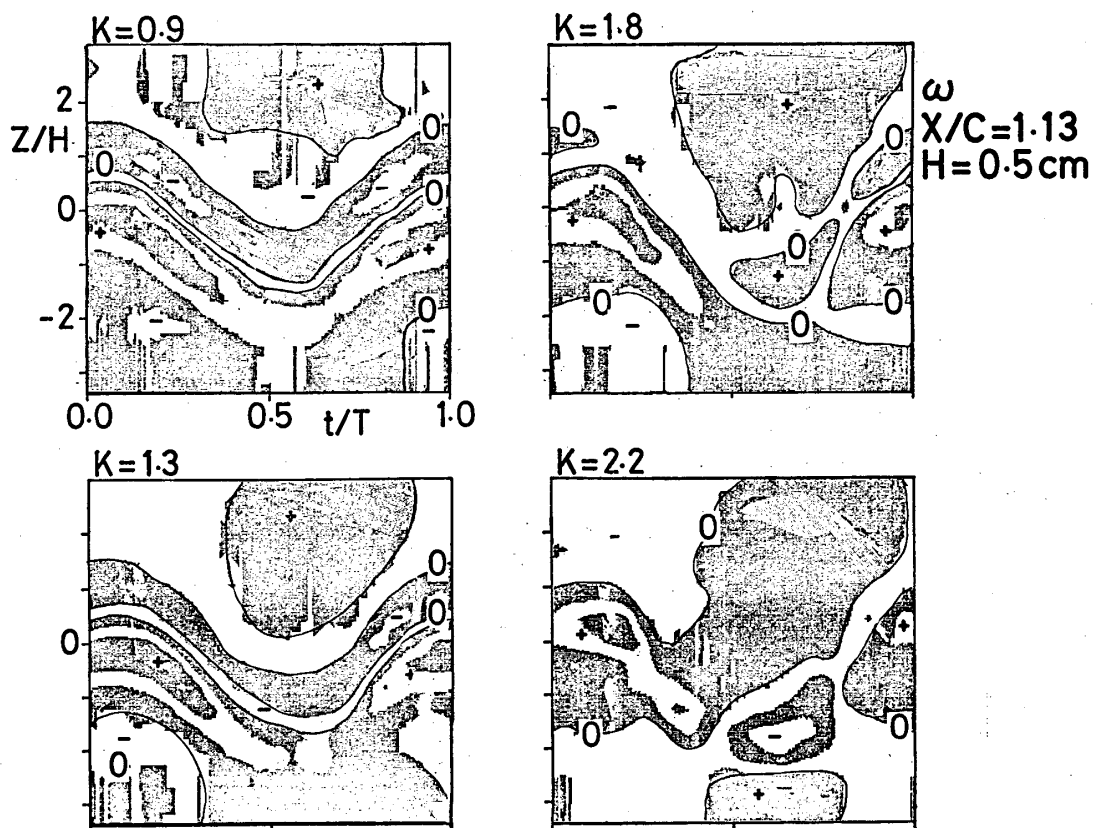


第11図 W方向等流速線図 (5)

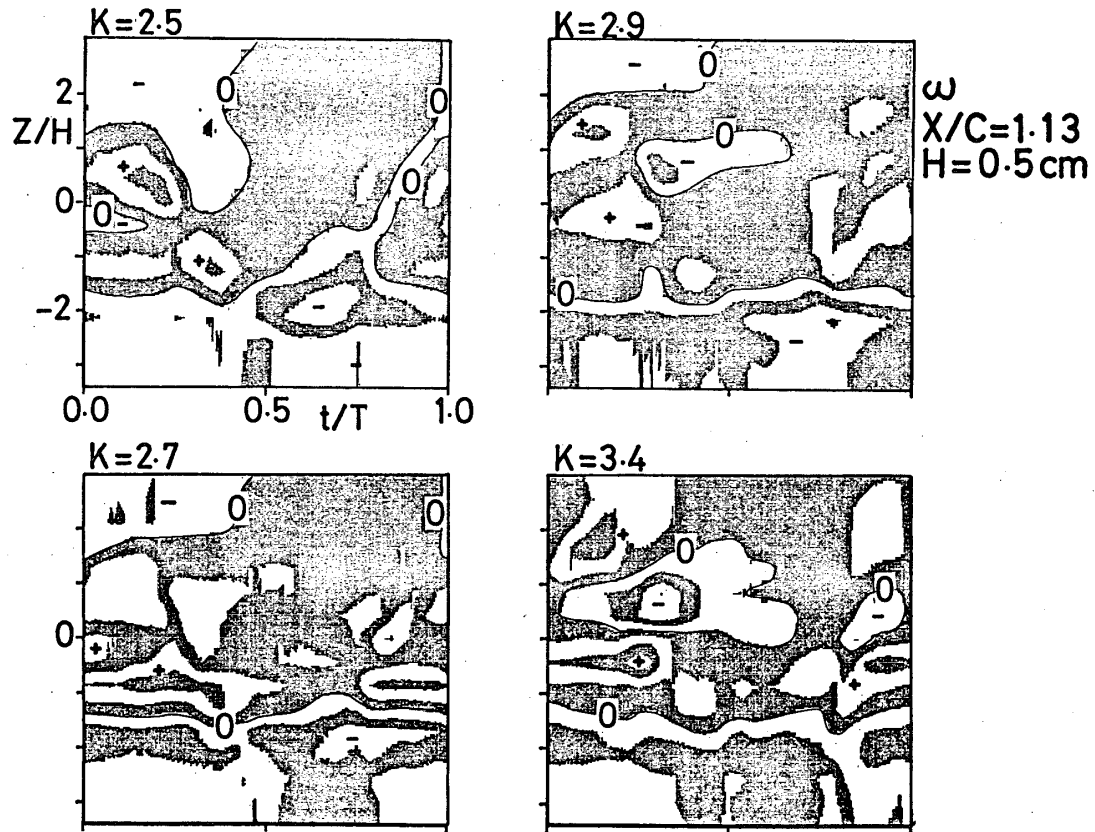


第11図 W方向等流速線図 (6)



第12図 等渦度線図  $X/C = 1.13$  (1)

第12図 等渦度線図 (2)

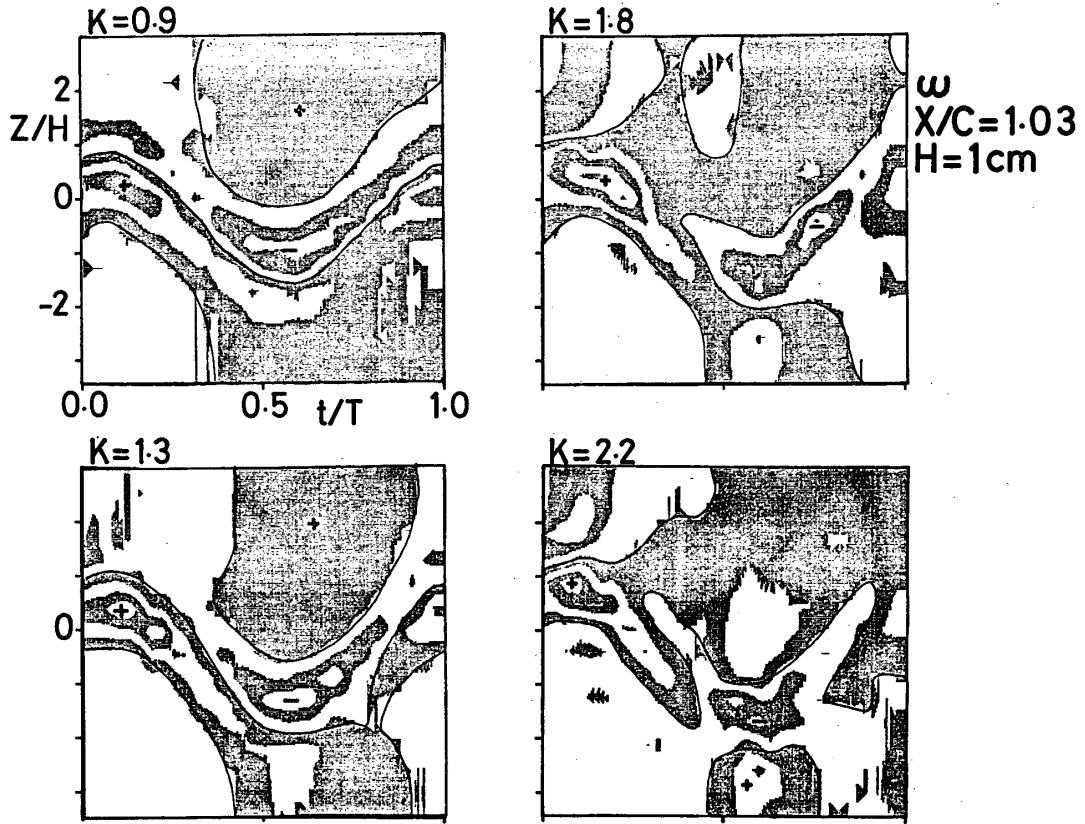
第12図 等渦度線図  $X/C = 1.13$  (3)

加速度ポテンシャルを用いた線型理論[6]から求めた  $X/C = 1.13$  のU方向等流速線図(第1図)と比較しよう。翼の下降時に下側で極大値, 上側で極小値をとるというパターンは実験結果と一致している。ただし, 極値をとる時刻は早くなっており, 下降し始めて  $1/8$  周期ぐらいの所で翼の両側の流速が極大極小となる。また, ある  $Z$  に注目した場合, 流速が減少する時の方が増加する時よりも勾配がなだらかで, 時刻に対して正弦波的な変動をしていないが, これも実験結果と一致する。しかし,  $K$  が大きくなっても, 変動のパターンはくずれず, 翼の振動1周期にわたって  $U > U_0$  となったり, 細かいスケールの変動が支配的となるような領域は, 現れていない。さらに, 極値の値は実験値よりも大きく,  $K$  が大きくなる程, その差は大きくなっている。第10図( $X/C = 1.13$ )及び第11図( $X/C = 1.03$ )は実験値より構成したW方向等流速線図である。翼が  $Z < 0$  にある時は上向きの流れ,  $Z > 0$  の時は下向きの流れとなり, 変動量はUのそれと同程度であった。

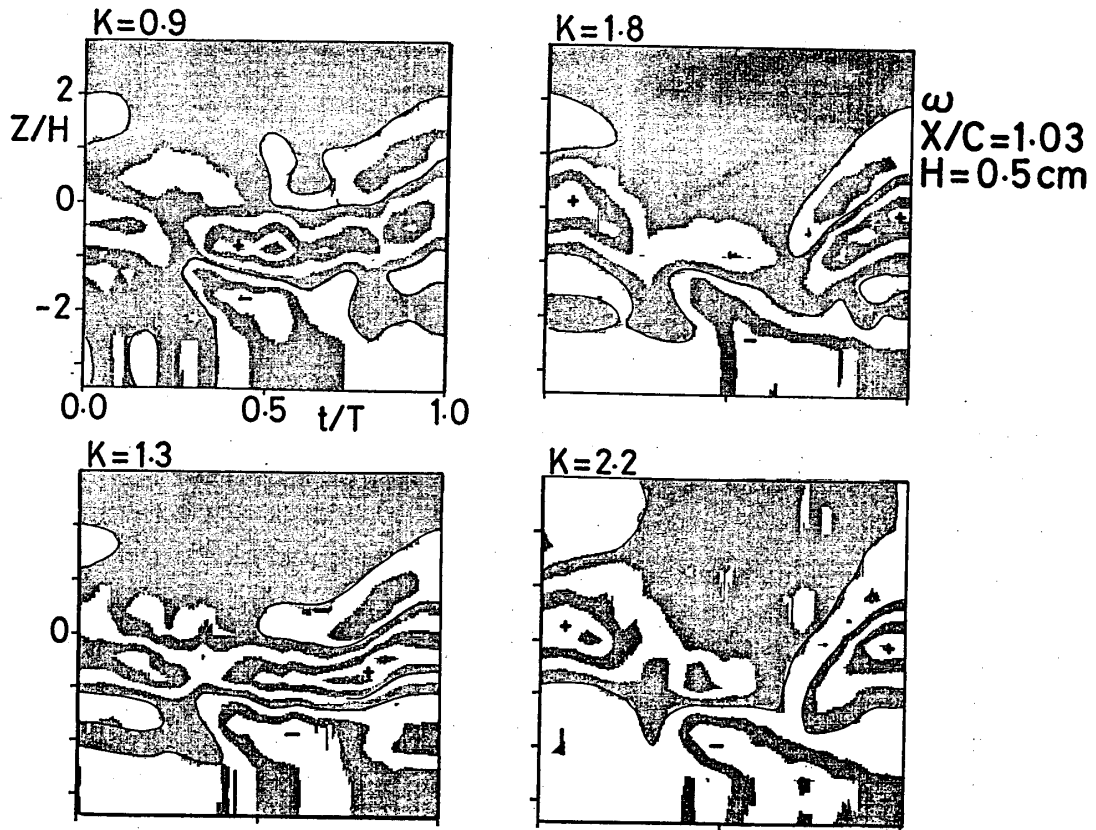
第12図( $X/C = 1.13$ ), 第13図( $X/C = 1.03$ )は, 等渦度線図で各瞬間に断面を通過する渦動の変動を表す。渦度の定義は, 1周期につき, 32個の測定値に対して,  $\Delta t = T/32$  で,

$$\omega = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{\Delta X} = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{U \Delta t}$$

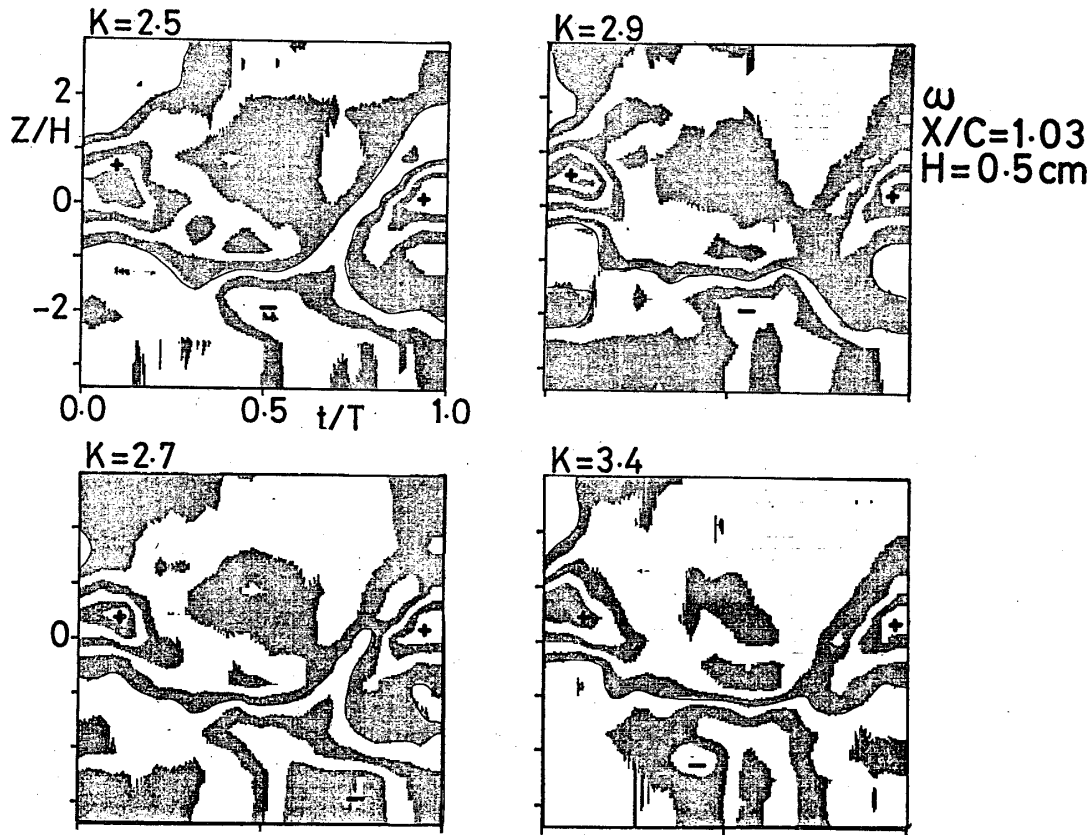
とした。縞の間隔は  $11 \frac{1}{5}$  である。渦度の変動は, 翼の軌跡に集中しており, 翼が下降し始



第13図 等渦度線図  $X/C = 1.03$  (1)



第13図 等渦度線図 (2)



第13図 等渦度線図 (3)

める時、及び、上昇し始める時にそれぞれ極大極小となる。また、測定されたKの範囲ではあまり変わらず、 $K = 0.9$ の $-22 \sim 11 \text{ } ^1/s$ に対して、 $K = 2.2$ で $-22 \sim 33 \text{ } ^1/s$ であった。

各瞬間に、翼後流の断面を通過する渦度の総量を $\Gamma$ とすると、

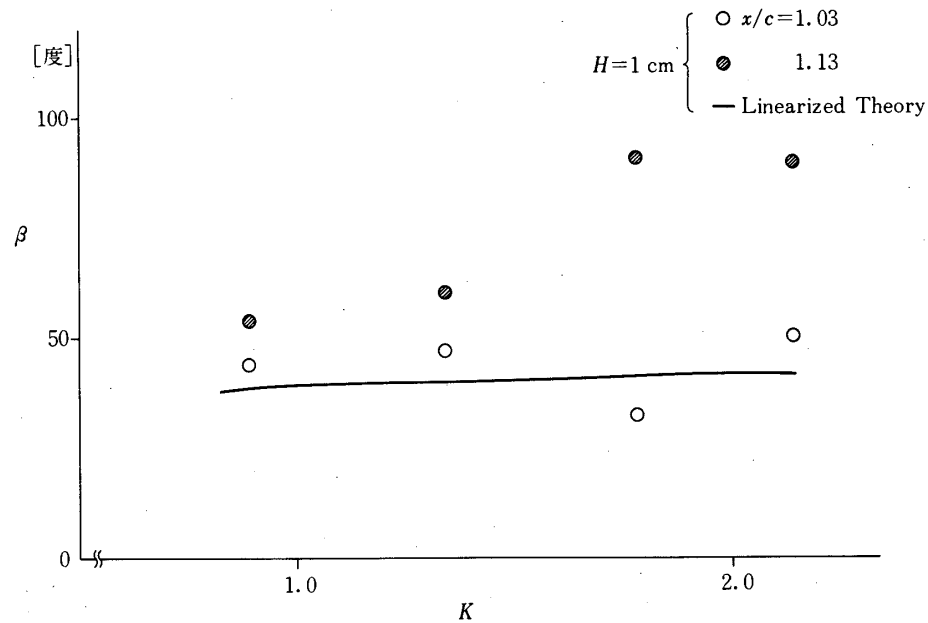
$$\Gamma = \int U_0 \cdot \omega dZ = \sum_z U \cdot \omega \cdot \Delta Z$$

である。渦度の変動が、一様流 $U_0$ に重畳して後流に流されてくるものと考えれば、後縁で放出される際の渦度の位相を推定することができる。第14図(a)に $\Gamma$ をフーリエ分解し、その基本波成分を

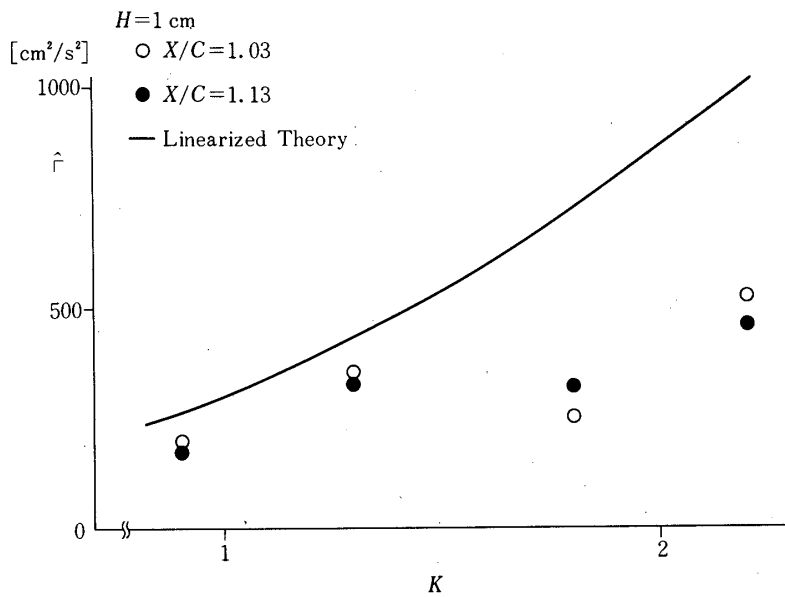
$$-\Gamma \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \beta\right)$$

で表わした時の位相の遅れ $\beta$ を、線型理論より求められる値と比較して示した。理論的には、後流の渦度の変動は、翼の実効迎角、したがって、翼まわりの循環の時間的な変動に対応しており、後縁から放出される渦度は線型ポテンシャル理論より求めると、

$$\Gamma = -8 U_0^2 K H R_e \left\{ \frac{i e^{-iK}}{H_1^{(2)}(K) + i H_0^{(2)}(K)} \right\}$$



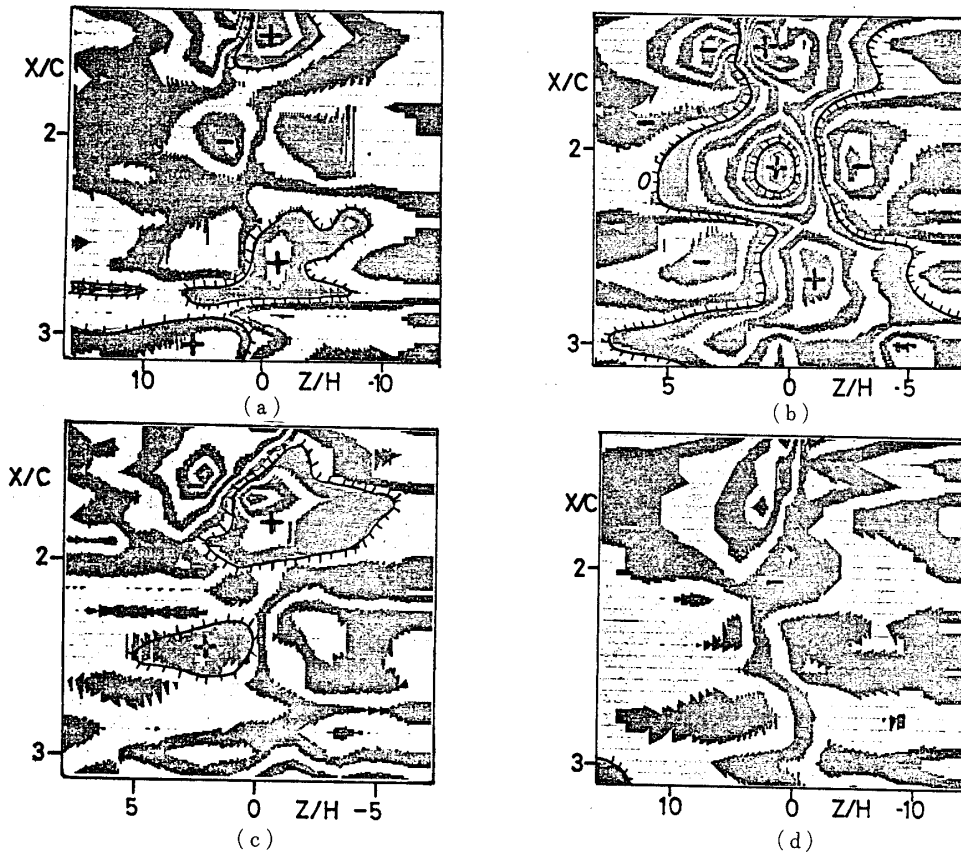
第14図(a) 後縁で放出される渦度の位相



第14図(b) 後縁で放出される渦度の強さ

となる。ただし、 $H_i^{(2)}$ は1階の第2種 Hankel 関数である。

実験値は、概して理論値よりも位相遅れが大きくなっており、後縁に近い方の  $X/C=1.03$  で  $5^\circ \sim 10^\circ$ 、 $X/C=1.13$  では  $K=0.9$  と  $1.3$  で  $15^\circ$  理論値より遅れている。 $K=1.8$  と  $2.2$  での値が、理論値ともまた他の実験値とも異なる傾向を見せているのは、下流での渦の巻き上がりの影響を受け始めるためではないかと考えられる。



第15図 U方向等流速線図

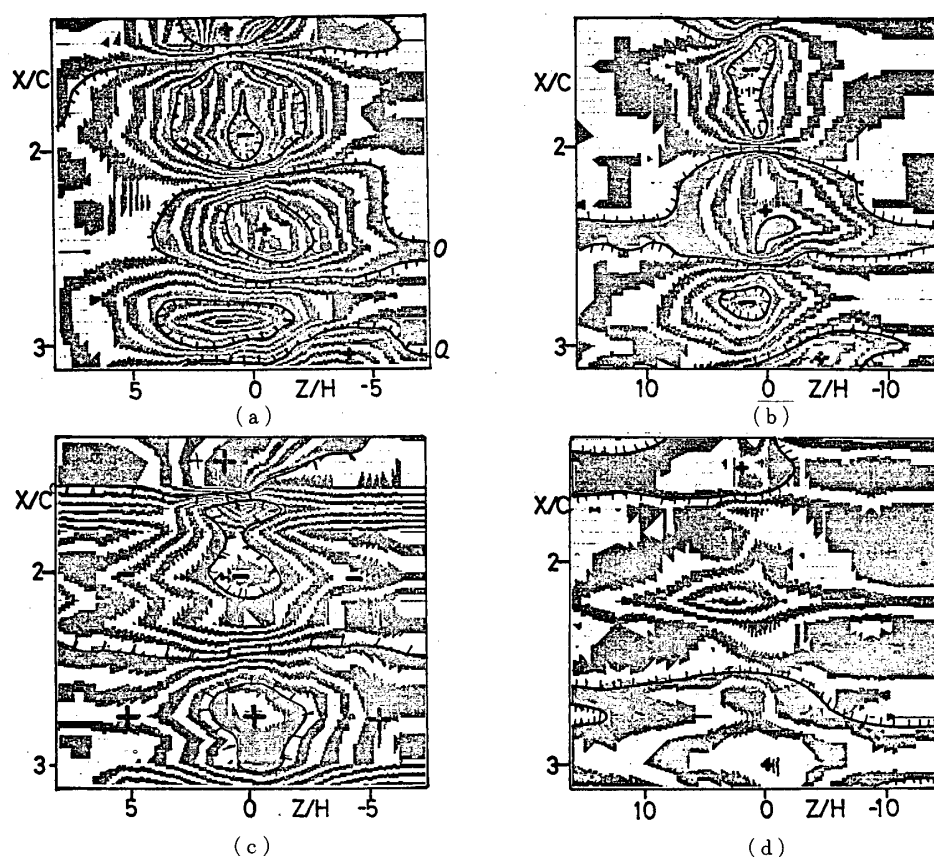
(a):  $H = 1 \text{ cm}$   $K = 2.2$ , (b):  $H = 0.5 \text{ cm}$   $K = 2.2$ (c):  $H = 1 \text{ cm}$   $K = 1.3$ , (d):  $H = 0.5 \text{ cm}$   $K = 1.3$ 

(b)は $\Gamma$ のグラフである。  $K = 0.9$ と $1.3$ では、理論値より20%小さい値となるが、2点を結ぶ線の傾きは理論値のそれに近い。  $K = 1.8$ と $2.2$ では、実験値は理論値の半分の値となる。これは、理論値における非粘性無限小振幅の仮定が成立しない流れになっているためであろう。

第15図は流速 $U$ 成分の等流速線図で、翼が振動の上限にきた瞬間の後流の流速の分布を表している。縦軸は一樣流方向の座標を翼弦長で無次元化した $X/C$ 、横軸は鉛直方向の座標を振動翼の半振幅で無次元化した $Z/H$ で、図の上方で翼が左右に振動し、一樣流が上方から下へ向って流れてくるように見ればよい。 図中、正負の符号は $U$ の一樣流より大小を示している。縞模様は $1.4 \text{ cm/s}$ 毎に濃淡が変化し、 $11.2 \text{ cm/s}$ 毎にヒゲのついた実線が書き込まれている。第15図の(a)は振動の半振幅 $H = 1 \text{ cm}$ 、無次元化振動数 $K = 2.2$ の場合の等流速線図で、流速の極大値と極小値が1組になって、後流を流されていく様子が見られる。極大値と極小値の差は $22 \text{ cm/s}$ 程度で、強い剪断層を作っていることがわかる。また、 $X$ 軸上で、すなわち振動の中心の後方に加速された領域が見られる。(b)は振動数が(a)と等しく、 $H = 0.5$

cmの場合の等流速線図である。極大と極小が1組となって現れるというパターンに変わらないが、それぞれの値の一樣流からの差は小さくなっていて、 $8.4 \text{ cm/s}$ 程度である。X軸上での加速領域は見られない。(c)及び(d)は $K = 1.3$ の振動の等流速線図で、流速の変化は(a),(b)に較べて小さくなっている。第16図は、流速W成分の等流速線図で、時刻、軸とも第15図と同じであるが、 $0.7 \text{ cm/s}$ 毎の縞模様となっている。正負の符号は $W = 0 \text{ cm/s}$ に対する流速の変化を表す。 $K = 2.2$ の(a)(b)では、周期的に向きの逆転する流れが現れ、境い目にはやはり強いZ方向の剪断層ができています。 $K = 1.3$ の(c)(d)でも(a)(b)よりは弱いですが、周期的に向きの逆転する流れが繰り返されている。

第17図は、流速U成分をZ方向に積分して求めた流れ関数 $\Psi$ の等高線図、すなわち瞬間流線である。この $\Psi$ はUの等高線図を構成したCMT中の512個のUの値から求めたもので、次のように定義した。



第16図 W方向等流速線図

(a):  $H = 1 \text{ cm}$ ,  $K = 2.2$ , (b):  $H = 0.5 \text{ cm}$ ,  $K = 2.2$

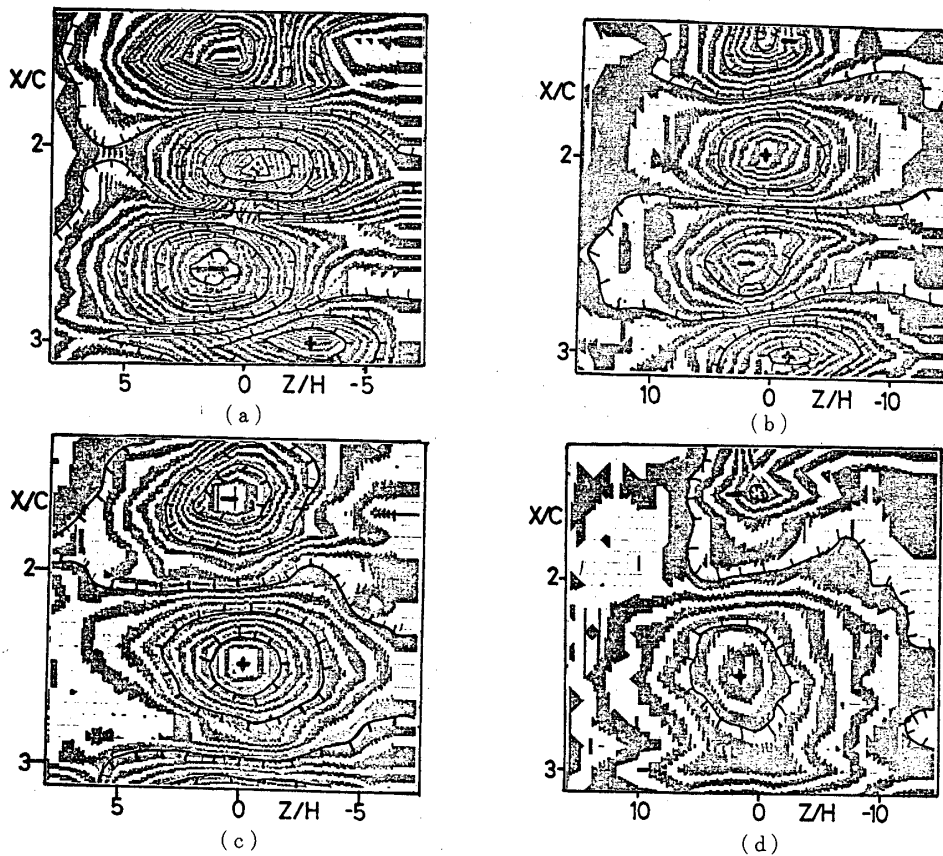
(c):  $H = 1 \text{ cm}$ ,  $K = 1.3$ , (d):  $H = 0.5 \text{ cm}$ ,  $K = 1.3$

$$\frac{1}{512} \sum_Z \sum_X U = U_1$$

$$\frac{1}{2} \sum_Z (U - U_1) = U_B$$

$$\Psi(Z, X) = \sum_Z (U - U_1) - U_B$$

ここで、 $U_1$ は測定領域の平均流速、 $U_B$ は測定の上端と下端で $\Psi$ が対称的になるようにするためのバイアスで、 $Z$ 方向に集積する誤差を補正するものである。この図から、平均流を差し引いた流れには、回転の向きの異なる渦が、順に形成されていることがわかる。振動が弱くて、一様流に乗った流れでは回転していないように見える第6図のような振動の場合でも、一様流を差し引いた流線には回転流れが見られた。



第17図 一様流分を差し引いた瞬間流線

(a):  $H = 1 \text{ cm}$ ,  $K = 2.2$ , (b):  $H = 0.5 \text{ cm}$   $K = 2.2$

(c):  $H = 1 \text{ cm}$   $K = 1.3$  (d):  $H = 0.5 \text{ cm}$   $K = 1.3$

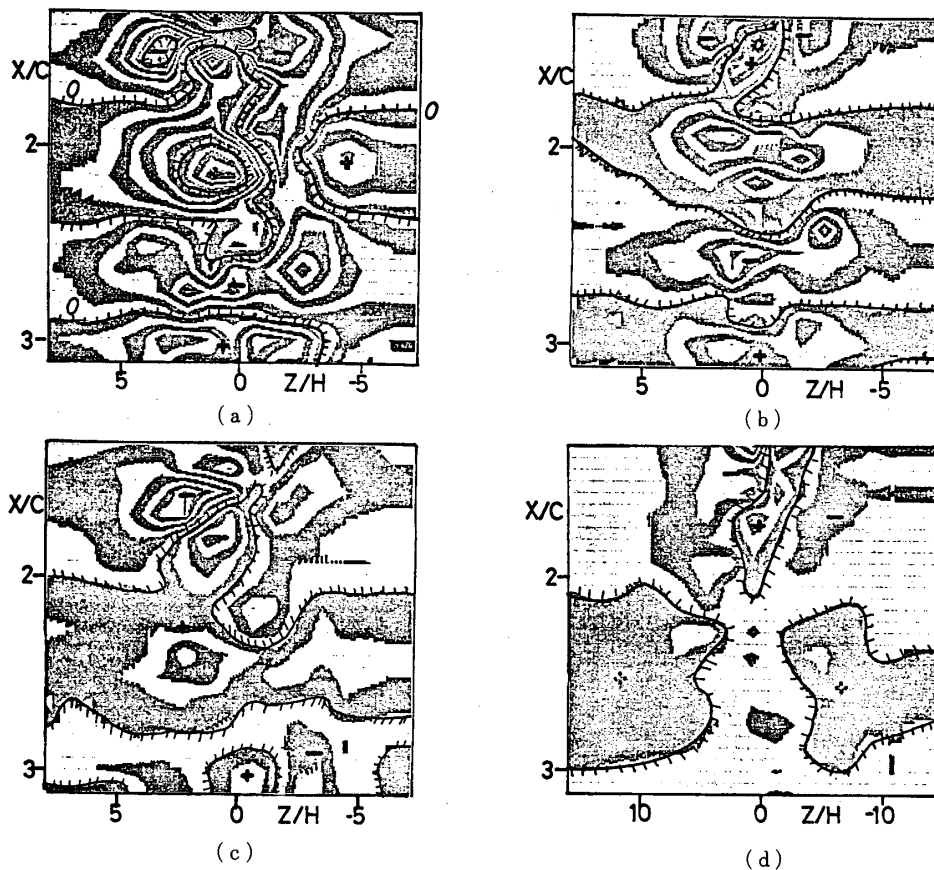


第18図は、 $U$ 、 $W$ より構成した等渦度線図である。定義は、レーザー流速計の場合と同じく

$$\omega = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{\Delta X} = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{U \Delta t}$$

で、 $1.4 \frac{1}{s}$  毎の縞模様となっている。 $K = 2.2$  の場合には(d)、(b)に見られるように、ほぼ $X$ 軸上に極小が交互に並ぶように分布している。渦度分布のパターンは、だいたい無次元化振動数 $K$ によって決まり、その範囲が $H$ によって規定されるといってよい。極値の位置は、流線の渦の中心と一致している。

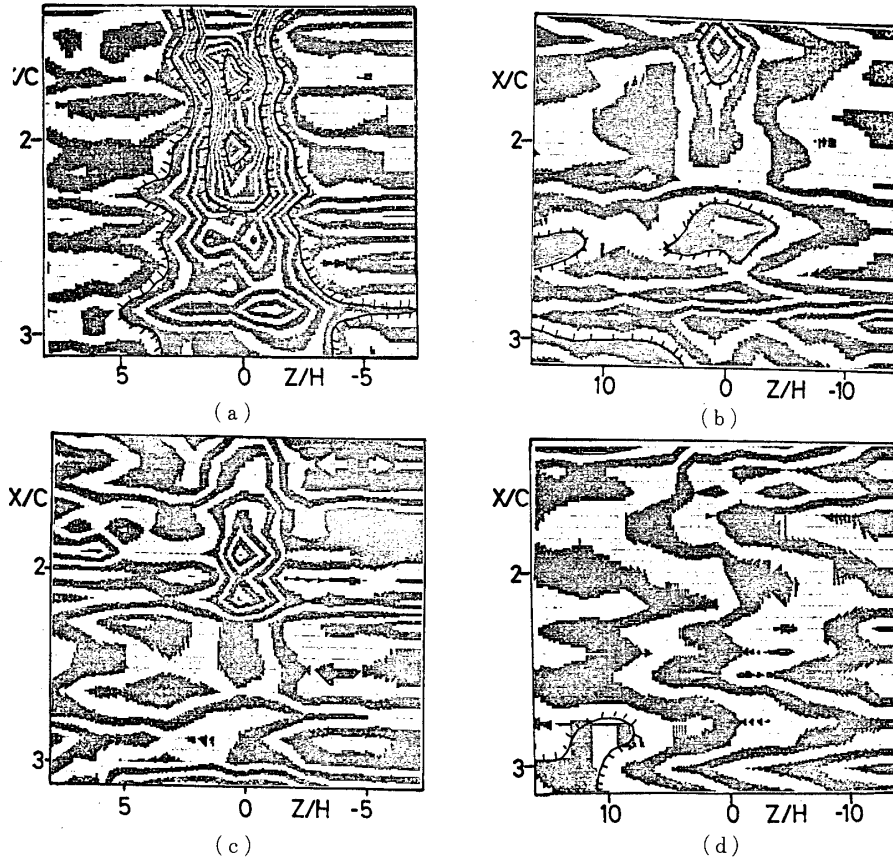
第19図は、 $\sum U_0^2$ の値で構成した等高線図で、一様流方向の運動量流速の周期平均値の分布である。(a)  $K = 2.2$   $H = 1$  cmの場合には、後流に一様流よりも大きい運動量流速が現れて、翼に推力が働いていることが示されている。他の場合には、一様流との差は小さく、振動が小さい場合には乱れに近くなっている。



第18図 等渦度線図 (1)

(a):  $H = 1$  cm,  $K = 2.2$  (b):  $H = 0.5$  cm,  $K = 2.2$

(c):  $H = 1$  cm,  $K = 1.3$  (d):  $H = 0.5$  cm,  $K = 1.3$

第19図 運動量流速の分布  $\sum U^2$ (a):  $H = 1 \text{ cm}$ ,  $K = 2.2$  (b):  $H = 0.5 \text{ cm}$ ,  $K = 2.2$ (c):  $H = 1 \text{ cm}$ ,  $K = 1.3$  (d):  $H = 0.5 \text{ cm}$ ,  $K = 1.3$ 

## 5. 結 論

一様流速  $22 \text{ cm/s}$  の水中で翼弦長  $8 \text{ cm}$  の NACA 0012 翼型の二次元翼を振動させ、翼後方の流れ場の可視化法、レーザー流速計及びホットフィルム流速計による測定を行って、その性質を明らかにした。振動の無次元化振動数  $K$  は  $0.9 \sim 3.4$ 、上下振動の半振巾は  $0.5 \text{ cm}$  及び  $1 \text{ cm}$  であった。一様流に対する最大実効迎角は  $6^\circ \sim 32^\circ$  で、動的失速を引き起こすような振動が含まれていた。

流れ場の可視化によって、 $K$  が  $1.3$  の程度まで後流は翼の軌跡に沿って蛇行するのが観察された。 $K$  が  $1.3$  よりも大きくなると、後流に捲き上がり渦列が見られた。

$K$  が  $2.2$  の程度になると、後縁を廻り込んで上流に逆流する流れが現れ、後縁での Kutta の条件は局所的には成立しなくなった。しかし、後縁から  $1/8$  弦長程度離れると、後縁軌跡上の剪断層により渦層が形成され、この渦層が流れ場を特徴づけるために、逆流による流れ

場の変化はなく、後縁から流れが離れる場合と同様な後流が作られていた。

K及び実効迎角をさらに大きくしていくと、前縁での剥離も見られた。

微小擾乱線型の流体力学方程式を、Lighthill に従って加速度ポテンシャルを用いて解き、振動翼後縁付近の速度場を求める計算式を導き、振動翼後流中の速度場を求めた。

次に、レーザー流速計で翼直後の断面、後縁より  $3/80$  及び  $1/8$  弦長下流の2断面での流速変動を測定し、翼振動に同期した集合平均を求めた。等流速線図では、Kが2.2までは、翼の軌跡に沿った周期的な流速変動が特徴的であった。可視化の結果と合せて考えると、Kが1.8～2.2では、実際には、翼後縁での局所的なKuttaの条件は成立していないはずであるが、流れが測定された2断面まで来れば、見かけ上は、後縁から流れが離れたかのような流速変動となることがわかった。

無次元化振動数Kをさらに大きくしていくと、流速変動の領域が翼の軌跡の外側に広がり、細かいスケールの変動が目立つようになって、線型理論からのずれも大きくなった。また、等流速線図を比較してみると、変動のパターンに定性的な一致が見られた。

渦度放出の位相には、理論値に対して、後縁後  $3/80$  弦長の断面では、渦形成の影響と考えられるものを除けば  $15^\circ$  の遅れが見られた。これは、局所的なKuttaの条件が成立していないことを反映する結果と考えられる。

ホットフィルム流速計では、後流中の広い領域での渦度の分布と流線を求めた。一樣流に重畳した流れが、蛇行しているように見える場合でも、一樣流分を差し引いて構成された流線には回転流れが見られた。その中心の位置は、渦度の極値の位置にはほぼ一致した。

1979年7月23日 航空力学部

#### 参 考 文 献

- [1] W.J. McCrosky; "Some current research in unsteady fluid dynamics" J. Fluid Eng. 1977. pp8-38
- [2] M.J. Lighthill; "Mathematical biofluidynamics" Cambridge University press 1975.
- [3] B.C. Basu and G.J. Hancock; "The unsteady motion of a two-dimensional aerofoil in incompressible inviscid flow" J. Fluid Mech. 87, 1978. pp159-178
- [4] J.B. Bratt; "Flow patterns in the wake of an oscillating airfoil" R&M 2773, 1953.
- [5] B. Satyanarayana and S. Davis; "Experimental studies of unsteady trailing-edge conditions" AIAA Journal 16, 1978. pp125-129
- [6] M.J. Lighthill; "Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency" J. Fluid Mech. 44, 1970. pp265-301
- [7] K. Ono Dr. Thesis
- [8] U.B. Mehta; "Dynamic stall of an oscillating airfoil" AGARD Paper 23, 1977.
- [9] K. Oshima, Y. Oshima and Y. Kuriyama; "Finite element analysis of viscous incompressible flow around an oscillating airfoil" Proc. 6th Int. Conf. Numerical Methods in Fluid Dynamics, ed. H. Cabannes, etc. Springer 1979. pp433-438