

振動翼による渦列の発生と成長の研究

夏目明子

(1982年2月22日受理)

Formation and development of the vortex street behind an oscillating airfoil

By

Akiko NATSUME

Abstract : The vortex streets observed in the wake of an oscillating airfoil were investigated experimentally using velocity measurements and flow visualization technique as well as numerically using discrete vortex approximation. The periodical velocity variation behind the airfoil oscillating in the water tunnel was measured by Laser Doppler Velocimetry. The contour maps of the velocity components and of the vorticity were obtained after conditional sampling and ensemble averaging of the measured data using a mini-computer system. The vortex sheet patterns in the wake were visualized by electrolysis method and the flow fields around the model in the towing tank were also visualized by aluminum dust method. The vortex sheet patterns behind the heaving model observed by electrolysis method were classified into 4 groups depending upon the nondimensional frequency and the nondimensional amplitude. The time difference when the boundary layers on the upper and the lower surface were shed into the wake was observed by means of serial still photos and 16 mm movies and the X-t diagrams were composed. Because of the velocity

difference between the upper and the lower sheets, one of them tends to be stagnant at the trailing edge and even the trailing edge separation occurs, and the blob of the vortex sheet forms. The viscosity effect on the blob shedding influences on the formation of the vortex street which rolls up around the blob in the wake. Using discrete vortex approximation the formation of the vortex street was numerically simulated, and some of the patterns corresponding to those experimentally observed were obtained.

Keywords

oscillating airfoil, vortex street, flow visualization, discrete vortex approximation.

概 要

振動翼後流中に発生，成長する渦列を流速測定，流れの可視化及び渦糸近似法による数値シミュレーションによって総合的に研究した。流速測定実験では，回流水路中の振動翼直後の流れ場の流速変動をLDVで測定し，ミニコンシステムを用いて測定データを統計的に処理して，流速の各成分の変動と渦度変動を求めた。可視化実験では，電解沈澱法とアルミ粉法によって曳航水槽中の振動翼のまわりの流れ場を可視化した。電解沈澱法によって可視化された渦層模様は無次元振動数と無次元振幅によって4つの型に分けられる。翼後縁からの渦層放出の機構を連続写真と16mm映画で観察し， $X-t$ 線図上に示した。振動翼では後縁からの粘性境界層の流出速度が上下面で異なるために，後縁における停滞や剝離が起こり，渦層塊が作られる。この渦層塊の放出時刻のずれが塊を中心とする渦列の形成に影響を与え，渦列の4つの型を作ることがわかった。渦糸近似法でも，このような振動の強さによる渦層模様の変化のあるものが再現された。

第1章 序 論

ヒービング振動やピッチング振動をしながら流体中を進む翼の後流には，その振動の半周期毎に回転の向きの変化する渦が放出され渦列が形成される。この渦は，翼の後縁から翼の循環変動に対応して放出する渦層が巻き上がって作られるものである。振動翼の流れにおいては，垂直方向の振動のために，翼に固定した座標系から見れば，流れが翼の斜め前方からあたることになり，翼の実効的な迎角は0でなくなる。この実効迎角の変動によって，翼まわりの流れ場の循環も変動する。このことは，翼の束縛渦の循環が変動するこ

とを意味するから、「流れ場全域の総循環が保存される」というケルビンの定理に従って、この束縛渦の変化量を打ち消す強さの渦度が後流に放出される。

このようにして流出した渦層は、半周期毎にそれぞれの渦度の符号に対応して巻き上がり、渦列を形成する。

1-1 振動翼現象とその解析

(a) 翼のフラッタと突風応答

振動翼のまわりの流れ場の研究としては、まず、航空学の分野において、航空機翼のフラッタ現象や突風応答の解析が、線形ポテンシャル理論を適用して行われた。

これらの線形理論は、微小振動翼理論とも呼ばれ、静止翼に対するポテンシャル理論を非定常問題に拡張したものである。循環の変動に対応した渦層の放出があるので、二次元定常解の翼面束縛渦に加えて、後流中に放出された渦層を考慮しなければならない。まず、平板翼が無限小の微小振幅で振動すると仮定し、後縁から流出する渦層が一直線上に無限に続くと考え、渦度分布はこの直線上に集中して振動的に変化するとしよう。翼の束縛渦の強さを Γ_a 、後縁から単位時間あたりに流出する渦層の強さを γ とすれば、前述のケルビンの定理により、次の式が導かれる。

$$\frac{d\Gamma_a}{dt} \cdot dt + \gamma \cdot U dt = 0 \quad (1-1)$$

ここで未知数は、 Γ_a と γ であるから、(1-1)式と「後縁において、いつでも流速が発散しない」というクッタの条件を組み合わせると、問題が解かれた。

このような線形平板翼微小振動理論の結果、運動自由度が唯一つの二次元剛体翼では、空気力は常に振動を減衰させる向きに働くことが示された。実際、フラッタ現象が問題となるのは、失速を伴うか、あるいは2つ以上の運動自由度の連成振動が起こる時である。

このような振動翼問題の線形解析は、1935年に Theodorsen が二次元ポテンシャル理論によって、翼や翼一補助翼系の微小振動の安定性を論じたのに始まり、Garrick (1938) は振動翼による推力効果を求め、Karman & Sears (1938) は、振動翼による流れ場が束縛渦と時間的に変化する後流中の自由渦より成るとする物理的説明を与えた。

その後、薄翼理論の解を基礎にした摂動論等により、非線形効果を取り入れる拡張が多くなされて来た。Hewson-Browne (1963) は、翼厚効果を入れた二次元ポテンシャル理論を展開し、McCroskey (1973) は、さらにキャンバー効果も考慮に入れ、また、有効迎角として準定常迎角と非定常効果を表わす係数の積を用いて、後縁近くの圧力分布が非粘性解より減少するのは層流境界層剝離の位相遅れによることを説明した。Goldstein & Atassi (1976) は、二次の程度の微小量を考慮した摂動論を展開した。また、Chopra (1976) は、後流の渦層が有限振幅の後縁の軌跡に沿って分布する場合の計算法を提案している。

このようにして線形理論は、現在に至るまでに多くの議論と改良がなされてきており、また、その基礎概念の物理的意味もよく理解されているので、技術的な目的で、実際に複雑な形状の物体のまわりの流れの解析に適用され、成果をおさめている。

しかし、渦層の変形などの強い非線形効果を示す流れに対する線形理論の適用限界は、

まだよくわかっていない。

振動の実効迎角がその静的失速角を越えて振動する時には、動的失速現象が現れる。この場合には、最大揚力を与える迎角は静的失速角より大きくなり、また揚力係数は振動数と振幅に依存して変化し、かつ振動に対して位相のずれが生ずるために、一周期間の空気力の時間変化は履歴曲線を描く。

動的失速は、ヘリコプター・ロータ・ブレードやジェット・エンジン・コンプレッサにも見られる現象で、Ames 研究所において McCroskey et al. (1976), Carr et al. (1977), McAlister et al. (1978) によって、一連の実験的研究が行われた。その結果、境界層の剝離によって前縁付近で渦が作られ、それが翼に大きい圧力負荷を与えながら翼面を流下する現象が特徴的であることが示された。

このように、剝離流が流れ場を特徴づける場合には、線形理論による記述では不十分である。Metha (1977) は、剝離のある振動翼周りの流れの Navier-Stokes 方程式を差分法で解いて、実験に一致する結果を得ている。

このような振動翼を含む非定常流れに関する研究の広範囲にわたる解説が、McCroskey (1977) によってなされている。

(b) 生物の運動等に見られる振動翼現象

魚がヒレを振って水中を遊泳する場合、あるいは、鳥や昆虫が翼や羽根をはばたいて空中を飛行する場合には、振動翼効果によって推力や揚力を得ていると説明されている。

魚の泳法のうちで特に速いとされるカツオ、イルカ、クジラのそれを、Lighthill (1975) は「アジ型泳法」と名づけ、加速度ポテンシャルを使って線形解析を行った。「アジ型泳法」は、体の後半だけを振動させるもので、最も効率がよいとされており、これを行う魚の尾ヒレは高アスペクト比の三日月型をしていて、その断面は航空機の翼断面に似ているといわれている。この場合、後流中には、半周期毎に回転の向き異なる渦が放出されて、二重渦列が作られている。この渦列では、回転の向きがカルマン渦列と反対で、中間部に後向きのジェットが形成される。つまり、渦列は全体として後向きの速度を誘起し、流体の後向きの運動量が増加するから、魚体は前向きの反作用を受けて進む。

なお、体の代表的大きさ、遊泳速度と水の動粘性係数から作ったレイノルズ数は、カツオでは 5×10^6 程度、イルカでは 10^7 程度、クジラでは 10^8 程度となる。また、尾ヒレの振動に対する無次元振動数は、0.3~0.5 程度である。

空中を飛翔する鳥や昆虫の場合、振動翼を用いた飛行法には、はばたき飛行(flapping flight)と停止飛行(hovering flight)がある。はばたき飛行は、羽根をはばたいて揚力と推力を同時に得る飛行法で、羽根の運動は揚力を得るための一定迎角の姿勢と推力を得るための振動運動の結合となっている。停止飛行は、主に昆虫やハチドリのような小さい鳥に見られ、静止空气中に翼のはばたきにより浮かぶものである。これらの動物は、体をほぼ垂直な姿勢にして左右の翼を水平にはばたき、「はばたき前進飛行」を水平から鉛直上方に 90° 回転させて停止飛行に応用したものになっている。

飛翔動物のレイノルズ数は、「はばたき飛行」のトンボでは 10^4 程度、アマツバメ、アホウドリでは 10^6 程度、「停止飛行」のコウモリ、ハチドリでは 10^4 程度、ハエでは 200 程度

となっている。また、無次元振動数は0.5を越えることはあまりないといわれている。

生物による振動翼現象の解析は、Lighthillの他、Wu(1961)などによってなされている。特に、停止飛行については、Weigh-Fogh(1973)によるものが有名である。神部(1977)は、上述の議論も含めて、動物の流体力学的運動についてのレビューを行っている。

また、振動翼を応用して風のエネルギーを取り出す「ウィング・ミル」が、McKinney & DeLaurier(1981)によって提案されている。

1-2 振動翼の後縁付近の流れ

一様流中で失速角内の迎角をもつ静止翼のまわりの流れ場をポテンシャル理論で扱う時には、一意的な解を得るために「後縁で流速が発散しない」というクッタの条件を課すのが、一般的な方法である。後縁で流速が無限大にならないためには、流れが後縁の突角を回ることなく、後縁が後方淀み点となり、翼上面に沿って流れてきた流体と下面に沿って流れてきた流体が、再び後縁で接して、同一の流速で後縁の角の二等分線に沿って後流に流れ去らねばならない。当然、翼面上の境界層が途中で剥離して死水領域をつくることはなく、後縁でなめらかに流れが剥れると考えている。しかし、実際の突角を回る流れでは、ポテンシャル理論が示すように流速が無限大になるわけではなく、この理論において無視されていた圧縮性の影響によって音速以上の流速をもつ低圧の領域が現れたり、粘性の影響によってできる壁面上の境界層が突角のところで壁からはがれて死水領域を作ったりする。

振動翼の線形ポテンシャル理論は、準定常解にポテンシャルの時間微分の項を付け加える形で展開されたので、普通、クッタの条件が仮定されている。しかし、振動翼の流れ場では、翼面の粘性境界層において生成される渦度と循環変動によって生成される渦度が、渦層として同時に放出されているので、振動数の高い非定常流で後縁剥離がある場合には、その適切さが、最近、疑問視されてきた。大橋、石川(1973)は、流れ場の後縁付近の流れをシュリーレン法によって可視化して、渦層の剥離の様子を実験的に調べた結果、無次元振動数が大きくクッタの条件が疑問視される流れでは、後縁近傍の流れの変化が激しく、境界層の厚さ程度の領域では剥離領域等の存在によってこの条件が成立しない場合があるが、しかし、そのような流れでも、外部のポテンシャル流れに対する境界付近の流れは、大差がないことを見出した。

Sears(1976)は、境界層剥離の現象に関連してクッタの条件の議論を行い、剥離位置の決定には、ポテンシャル理論よりも精度の高い境界層方程式を用いる必要があるとし、それを解いて剥離点の位置を決定してから、この値を用いたポテンシャル理論によって、翼面圧力、束縛渦及び自由渦の強さを求めるという方法を提案した。この方法によれば、上面の境界層の剥離点と下面の境界層の剥離点が必ずしも一致しない流れの問題も扱うことができる。また、彼によると、剥離領域がなく、上下面の流れが後縁から共に流出している場合で、後縁から後流に流出している有限の強さの渦層がある時には、翼におきかわる束縛渦の強さと後流の渦層の強さは、後縁で連続的であり、後縁の圧力は、圧力方程式に

おけるポテンシャルの時間微分の項の寄与によって、上下面の流速の不一致にもかかわらず、上下面で等しい値をもつ。そこで、振動翼におけるクッタの条件は、「後縁の上下面で圧力が等しい」という表現をとることになる。すなわち、ポテンシャル理論の範囲では、後縁から放出される渦層の強さは境界層の中で作られた循環変化分に等しく、従って、振動翼の流れ場の循環を決定するためには、非粘性モデルを用いることができる。

Basu & Hancock (1978) は、数値計算におけるクッタの条件の取り扱いについて論じた。本来、クッタの条件は「後縁で流速が発散しない」と表現されるが、数値シミュレーションを行う場合にはこの表式では不便なので、別の表式が使われることがある。静止翼では翼の後縁で

- (1) 上下面を離れる流速が等しい。
- (2) 流線が後縁の角の二等分線である。
- (3) 後方淀み点となる。
- (4) 上下面の圧力が等しい。

の4条件のうち、いずれかが用いられるが、これらはポテンシャル理論では等価である。

振動翼の流れ場では、後縁から放出される渦層のために、(1)と(2)が成立しなくなっているため、振動翼流れの数値シミュレーションでは、使用に不便な本来の表式の他には、(3)や(4)が用いられる。彼らの数値計算においては、前述の Sears と同じく、(4)が用いられた。

Giesing (1969) は、振動流の中の翼後縁から流出する渦層があるポテンシャル流で、クッタの条件を課した解の流線模様について述べている。彼は、後縁における流速の発散を回避するようにある強さの渦層が後縁に速度を誘起するというクッタの条件を課すと、上下面に沿う流れのうち、どちらか一方の流速が0になることを示した。この際、渦層の放出方向は、他方の壁の延長線方向にあり、渦度の符号が変化すると、渦層流出の方向は不連続的に変化する。

実験的研究としては、McCroskey et al. (1976), Carr et al. (1977), McAlister et al. (1978) のものが著名であり、また、後縁付近の圧力測定が Archbald (1975) や Satyanarayana & Davis (1978) によって行われた。可視化法による研究には、前述のシュリーレン法を用いた大橋、石川 (1973) の他に、電解沈澱法を用いた Oshim & Oshima (1979)、大島、夏目 (1980) があり、流速測定による議論も夏目、大島 (1979) によって行われている。

1-3 後流中の渦層

振動翼から後流中に放出された渦層は下流に進むにつれて変形し、そのある部分は巻き上がって渦列を形成する。また、後縁上に半周期毎に渦が形成され、それらが後流中に流されて渦列となる場合もある。

一様流中にある鈍い物体から放出される渦群によって形成されるカルマン渦列は、その安定性を論じた von Karman (1911) に因んで名付けられ、よく知られている。このカルマン渦列の可視化実験も種々の手法を使って行われており、種子田の解説 (1979 a) (1979

b) に詳しく示されている。

また、非定常な流れによって生成された渦層の巻き上がりによって作られる渦は、振動翼の後流、揚力を持つ翼の出発渦や翼端渦の後流での巻き上がりなどに見られる。

Kaden(1931)は、一様流体中にある放物線型の渦度分布をもつ半無限直線上の渦層を考え、その巻き上がりの相似則を示し、漸近解を与えた。以後、このような渦層のふるまいは、カデン問題と呼ばれ、Prandtl(1961)によって厳密な相似解が得られた。Alexander(1971)は、これを拡張して、直線状渦層の渦度が原点を中心に反対称の分布をしている場合に対して、らせん形に巻き上る渦層の相似解を与えた。Ferziger(1980)は、渦層の巻き上がりをその前後の運動エネルギーの変化の観点から論じた。Pullin & Phillip(1981)は、カデン問題の巻き上がり渦層のうちで円形に近いものに対して、渦糸近似法を用いて数値シミュレーションを行った。Aref & Siggia(1981)は、二列の平行な渦層の初期値問題を同じく渦糸近似法で計算している。

渦糸近似法は、Rosenhead(1931)によって渦層の不安定性の計算に初めて用いられ以来、渦層を含む流れ場の数値シミュレーションに現在もっとも広く用いられている計算法の一つである。

その基本的な考え方は、非粘性非圧縮性の二次元流を考える。渦層は流れ場の中で曲線として表わされるが、これを有限の長さで区切って、各々を渦糸で置き換え、渦糸の速度を複素ポテンシャル理論から求め、渦糸の変位を時間に関する差分法で求めて、渦層の変形を数値的にシミュレーションする方法である。

渦層の最初の生成は、実際の流れでは境界層の流出によってなされるが、この計算法では、渦糸の初期値である渦度と場所を適当な形に与えることにより考慮される。

渦糸近似法は、カデン問題以外の各種の流れの数値計算にも広く用いられている。静止流体中で物体が突然に動き始めた場合の流れについて、Kuwahara(1973)、Kiya & Arie(1977)が平板の場合、Chorin(1973)、Kuwahara(1978)が円柱の場合、Lugt(1972)、Horiuti et al.(1980)が楕円柱の場合についての計算を行った。振動流または振動物体による流れでは、Basu & Hancock(1978)、山口、岩崎(1977)、(1978)、Ono(1980)が振動翼の場合、Graham(1980)が振動角柱の場合の計算を行った。また、渦糸のかわりに渦輪を用いた軸対称の渦層を含む流れの計算が、De Benardinis et al.(1981)によって行われている。最近の渦糸近似法による研究については、例えば、Bearman et al.(1981)のEuromechの報告等に述べられている。渦糸近似法の改良と三次元問題への拡張に関するレビューがLeonard(1980)によって行われている。

渦層の巻き上がり問題に対する実験的研究では、可視化実験が中心となっていて、瞬間的に動き始めた円柱の後流渦の生成と剝離の可視化実験が、Honji & Taneda(1969)やBouard et al.(1980)によって、ウエッジ流における出発渦の可視化実験がPullin & Perry(1980)によってなされている。振動翼の後流渦列の可視化実験では、煙風洞によるBratt(1953)、シュリーレン法による大橋、石川(1973)、電解沈澱法によるOshima & Oshima(1979)、Oshima & Natsume(1980)の研究がある。また、振動翼後流のタフト法による可視化と流速測定実験がOshima et al.(1978)、Oshima & Oshima(1980)によって

行われている。

1-4 本論文の構成

振動翼の流れ場では、翼の束縛渦の循環の時間的変動が後縁から放出される渦層の渦度分布を変化させる。このようにして放出された渦層は、翼の循環による誘起速度を受け、かつ渦層相互の干渉によって変形する。したがって、後流の渦層のふるまいは、振動翼が受ける流体力に関する情報を全て含んでいる。本研究では、振動翼の後縁から流出する渦層の生成機構と、渦層の巻き上がりによる変形過程の解明を目的として、流速測定、可視化写真撮影による実験的研究と、渦糸近似法による数値シミュレーションを行った。

本論文の構成は次のようである。

まず、第2章では、レーザー・ドップラー流速計による振動翼後縁付近の流速変動の測定実験を示し、特に、渦度変動を求めて、クッタの条件について論ずる。

第3章では、電解沈澱法とアルミ粉末法による可視化実験について述べる。後流に流出した渦層の変形とその巻き上がり過程を可視化して示し、特に、後縁からの渦放出の時間的変動を示すダイアグラムと、前縁剝離が見られる場合の剝離渦と後縁渦の流動を示すダイアグラムを描いた。

そして、後縁付近の剝離領域と渦流出の機構について論じ、後縁の振動が渦層の放出に与える影響を示した。

第4章では、振動翼の後縁付近の渦層生成機構のモデル化を行い、渦糸近似法による渦層の巻き上がりと渦列形成の数値シミュレーションを行った。

第2章 流速測定

振動翼の後縁直後の流れ場の2つの断面における流速変動を測定した。

2-1 実験装置

(a) 回流水路

深さ45 cm、幅10 cm、長さ600 cmの亚克力板製の測定部をもつ循環式開水路が用いられた。測定部の流速は22 cm/sで主流方向の乱れは5%、沿直方向の乱れは3%であった。図2-1に水路の測定部の概略図を示す。

(b) 翼模型、振動装置、座標

弦長8 cm、幅0.8 cmの真鍮製NACA 0012翼型を水路の深さの中央付近で、上下振動させた。振動装置は図2-2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。半振幅 H と周期 T は、それぞれ駆動棒の歯車上の支点の位置とモーターの回転数によって調節された。レイノルズ数 $Re = CU/\mu$ は18000であった。

座標は翼型を振動の中心に置き、前縁を原点として、一様流方向下流に向けて X 軸、鉛直方向に Z 軸をとる静止系を用いた。

(c) LDV

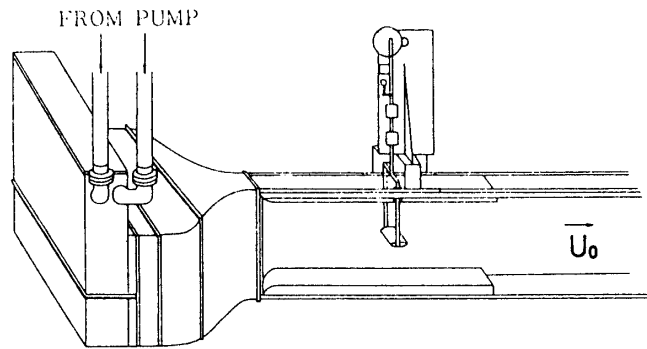


図 2-1 水路測定部概略図

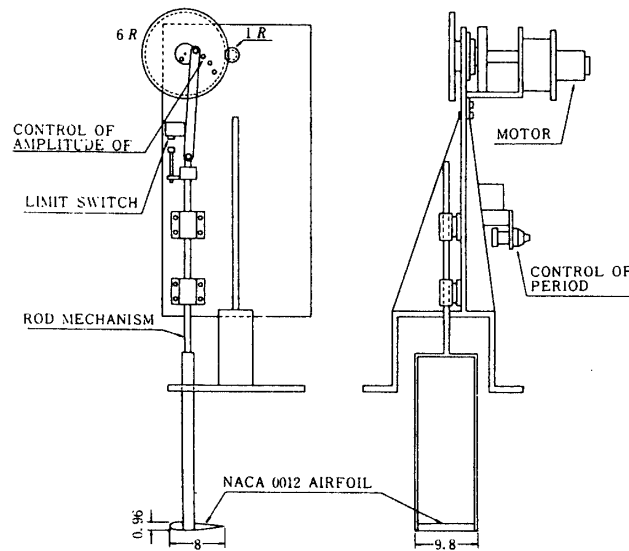


図 2-2 振動装置

翼の後縁から 0.3 cm と 1 cm 後方の 2 断面の流速変動を LDV の干渉縞モードで測定した。干渉縞の間隔は $7 \mu\text{m}$ とした。散乱光信号の流速への変換には、周波数トラッカーを用いた。周波数トラッカーは約 $7 \sim 45 \text{ cm/s}$ の流速変化を連続的に変換できるが、本実験の Z 方向の流速変動成分は、 -14 cm/s から 12 cm/s までの正負の値をとるので、測定点のレーザー光交差面を水平面に対して $\pm 45^\circ$ 傾け、 $\frac{1}{\sqrt{2}}(U+W)$ 及び $\frac{1}{\sqrt{2}}(U-W)$ を測定して、後にミニコンピュータで処理して U と W を算出した。

測定点は $H=0.5 \text{ cm}$ の振動に対しては各断面 2 mm 毎に $Z=1.4 \sim -1.6 \text{ cm}$ 、 $H=1 \text{ cm}$ の振動には 4 mm 毎に $2.8 \sim -3.2 \text{ cm}$ の 16 点とした。

表 2-1 に振動条件を示した。

2-2 データ処理

MELCOM 70 ミニコンピュータを中心としたリアルタイム測定制御システムが用いられた。測定系のブロックダイアグラムを図2-3に示す。翼がZ方向の振動の上限に来た時にリミットスイッチが動作して振動周期 T を計る。次に一周期分の流速変動の測定値をA/D変換器を通して512個の測定値に分割し、ミニコンに読み込む。32周期分の流速変動の集合平均をとって統計処理が行われた。各周期毎の変動はCRTでモニターされ、また集合平均値からのばらつきや周期平均値も同時に計算された。すべてのデータがカセットテープCMTに保存され、オフラインで流速への変換、渦度の計算、流速や渦度の分布図の作成が行われた。

表2-1 流速測定の変動条件

H	T	A	K
1.0	1.28	0.22	0.9
1.0	0.85	0.34	1.3
1.0	0.64	0.45	1.8
1.0	0.51	0.56	2.2
0.5	1.28	0.11	0.9
0.5	0.85	0.17	1.3
0.5	0.64	0.22	1.9
0.5	0.51	0.28	2.2
0.5	0.46	0.31	2.5
0.5	0.43	0.33	2.7
0.5	0.39	0.37	2.9
0.5	0.34	0.42	3.4

(cm) (s) C=8 cm

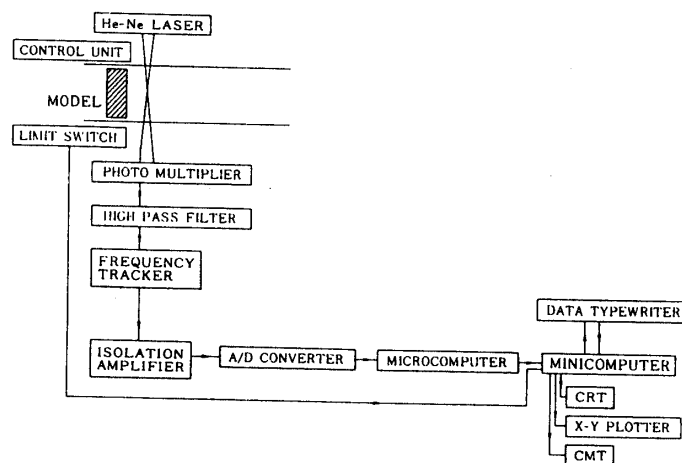


図2-3 測定系ブロックダイアグラム

このような統計的処理によって、乱れが大きく重畳する流れ場で、翼の振動に同期した流速変動を取り出すことができた。

2-3 測定結果

U 方向等流速線図を図2-4 ($X/C=1.03$)、図2-5 ($X/C=1.13$)に示す。以後に示す等高線図では、いずれも縦軸が Z/H 、横軸が時刻 t/T であり、流れが測定断面を通過する際の変動を示している。図中の実線は $U=24.3$ cm/s、縞の間隔は2.3 cm/s毎で、正負の符号は極値によってつけられている。一周の間に後流にそれぞれ2回ずつ流速の極大極小の領域が後縁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軌跡に沿って認められる。しかし、この境界層の幅は翼厚の程度で、 K が大きくなるにつれて振動による流速変動の方が大きくなり、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19~27 cm/s、 $K=2.2$ で8~40 cm/sであった。 $K=2.7$ 以上では、基本的な周期変動に重畳する短周期変動の割合が大きくなっている。振動による実効迎角は A によって決まるが、同一の A に対しても K が大きくなると、流速変動が激しくなり、流れ場は実効迎角のみによっては決まらないことがわかる。

W 方向等流速線図を図2-6 ($X/C=1.03$)、図2-7 ($X/C=1.13$)に示す。図中の実線は0 cm/sで、縞の間隔は U 成分と同じく2.3 cm/sである。変動量は U の変動量と同程度であった。

図2-8 ($X/C=1.03$)、図2-9 ($X/C=1.13$)は、等渦度線図で、断面を通過する渦度の変動を表わしている。渦度の定義は、1周期につき各32個の測定値に対して、 $\Delta t = T/32$ で

$$\omega = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{\Delta X} = \frac{\Delta U}{\Delta Z} - \frac{\Delta W}{U \Delta t} \quad (2-1)$$

とした。縞の間隔は11 1/sである。渦度変動の変化は翼の軌跡付近に集中し、振動の上下端から40°程度の位相遅れで、それぞれ極大極小となる。 K による変化は少なく、 $K=0.9$ の-22~11 1/sに対して、 $K=2.2$ で-22~33 1/sであった。

各瞬間に翼の後流の断面を通過する渦度の総量を Γ とすると、

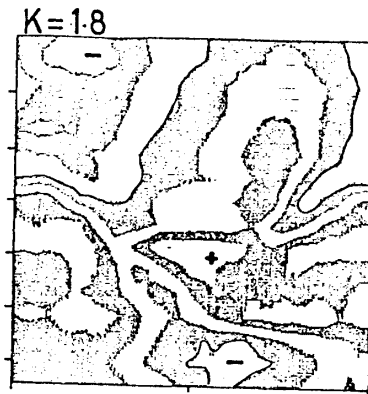
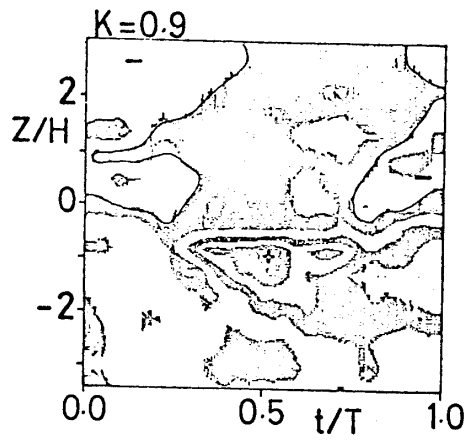
$$\Gamma = \int U \cdot \omega \, dZ = \sum \frac{U \cdot \omega \cdot \Delta Z}{2} \quad (2-2)$$

である。渦度の変動が一様流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を推定することができる。 Γ を後縁における位相に補正し、フーリエ分解してその基本波成分を

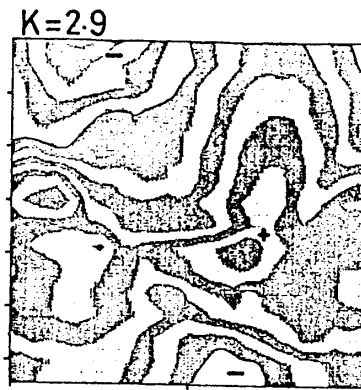
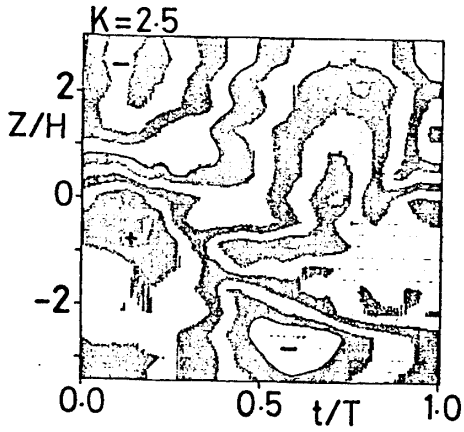
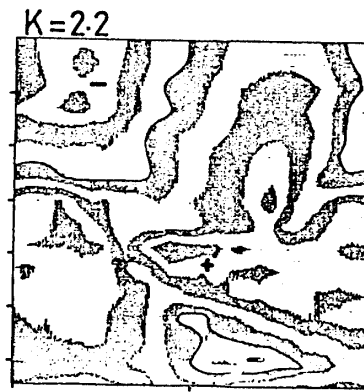
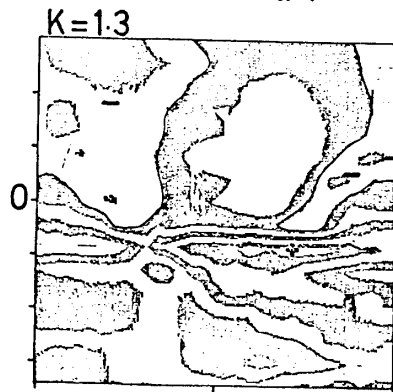
$$-\hat{\Gamma} \cos\left(\frac{2\pi}{T} \cdot t - \beta\right)$$

で表わした時の振幅 $\hat{\Gamma}$ を図2-10に、位相遅れ β を図2-11に示した。

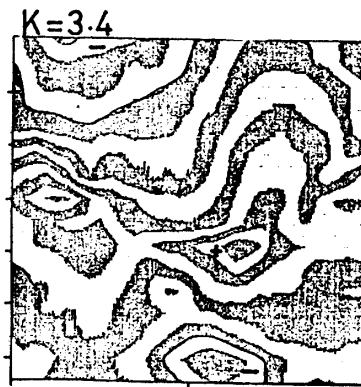
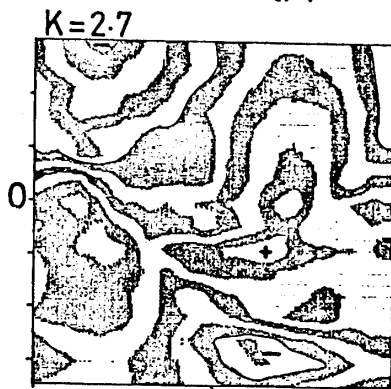
振幅については、 $K=1.8$ と2.2で線形理論からのずれが大きくなっている。これは、理論において仮定された非粘性と無限小振幅の条件が成立しない流れになっているためであろう。



U
X/C=1.03
H=0.5cm



U
X/C=1.03
H=0.5cm



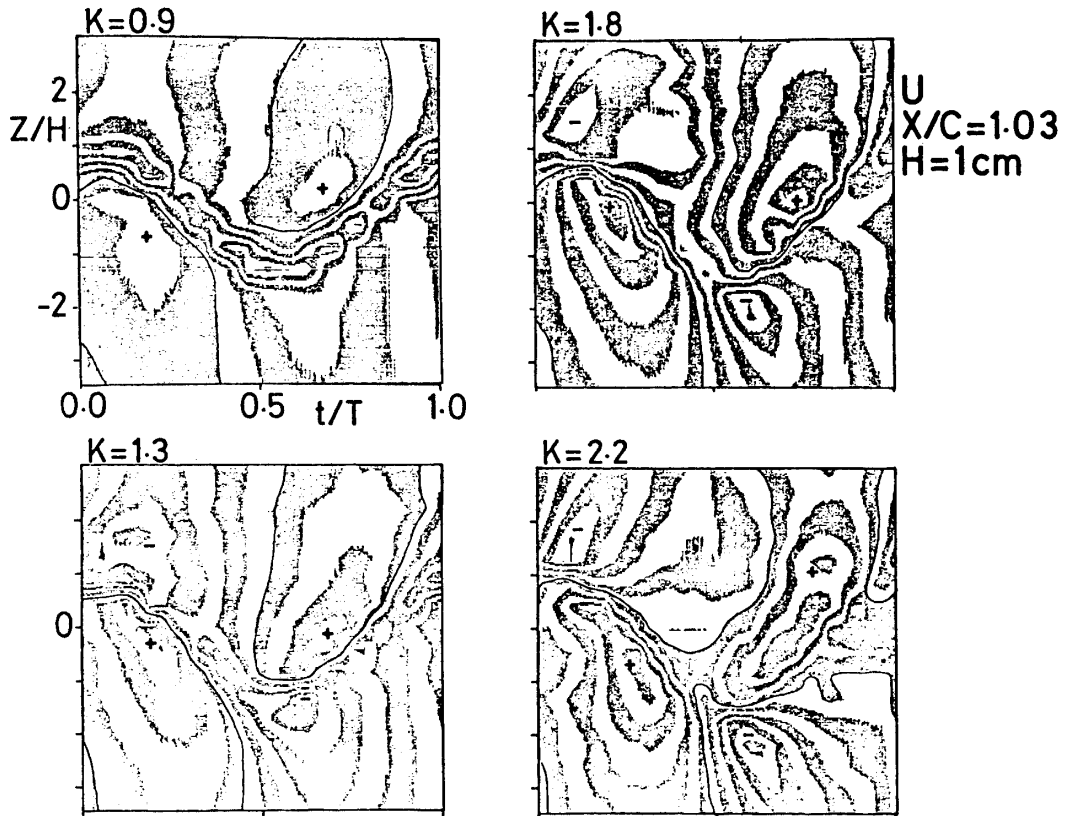
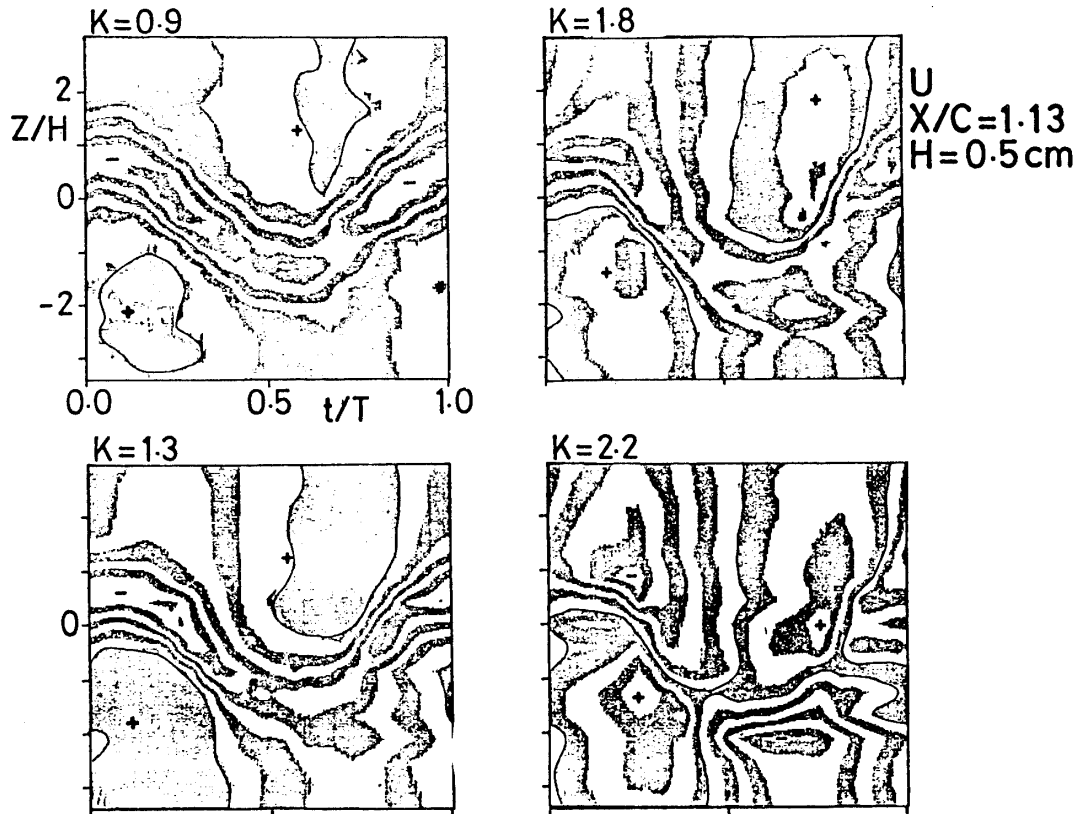


図 2-4 U方向等流速線図 $X/C=1.03$



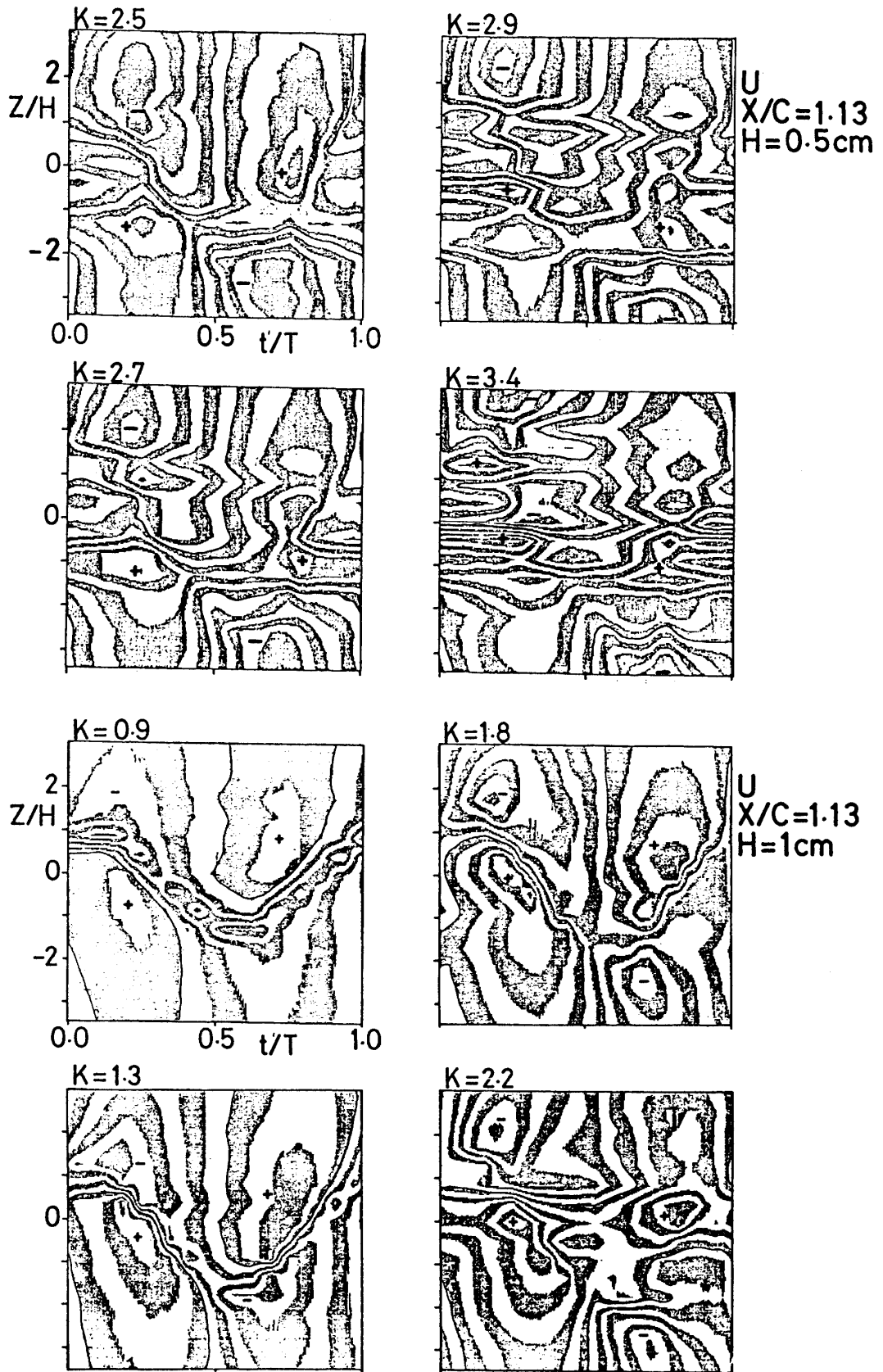
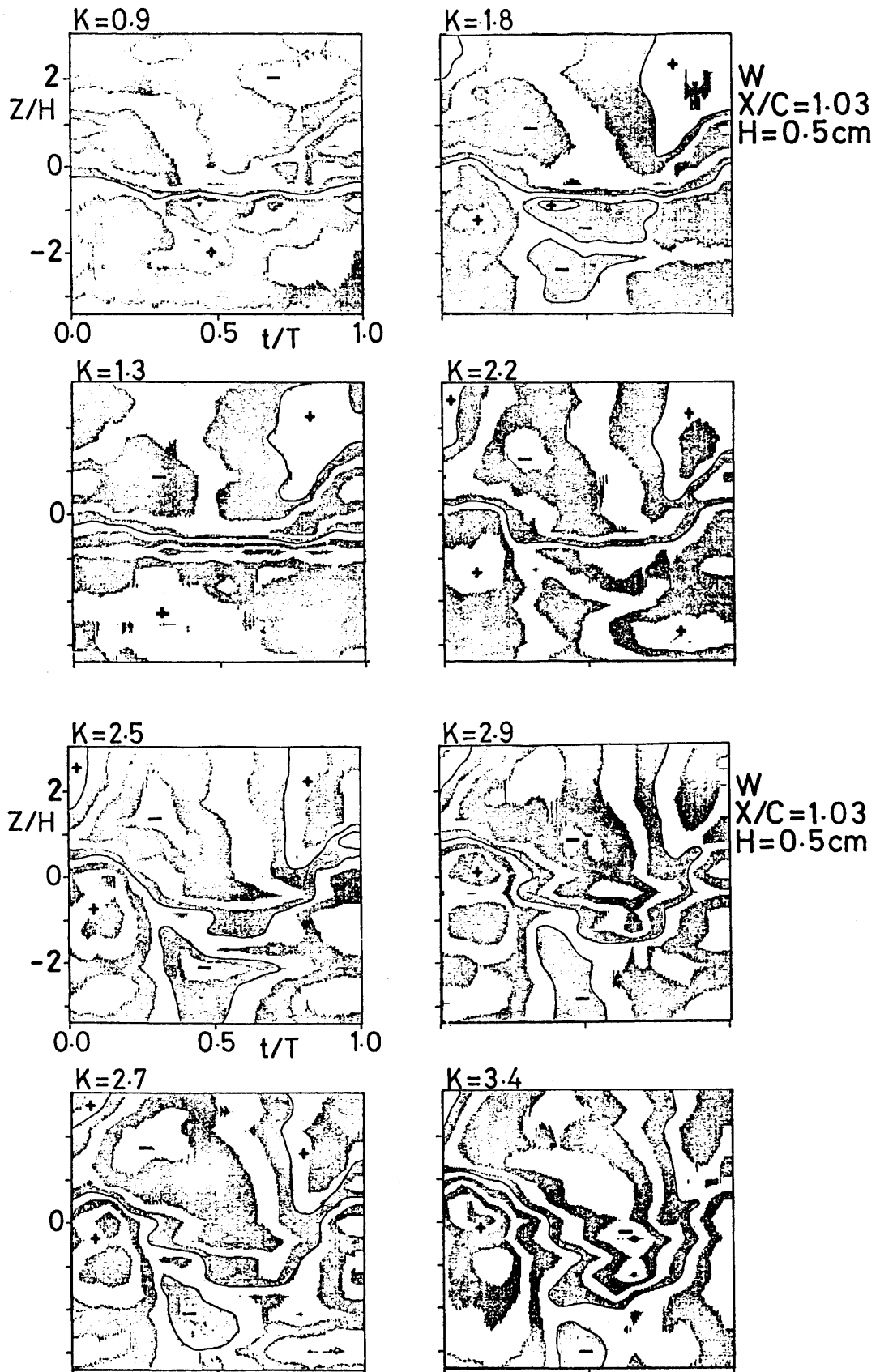


図 2-5 U方向等流速線図 $X/C=1.13$



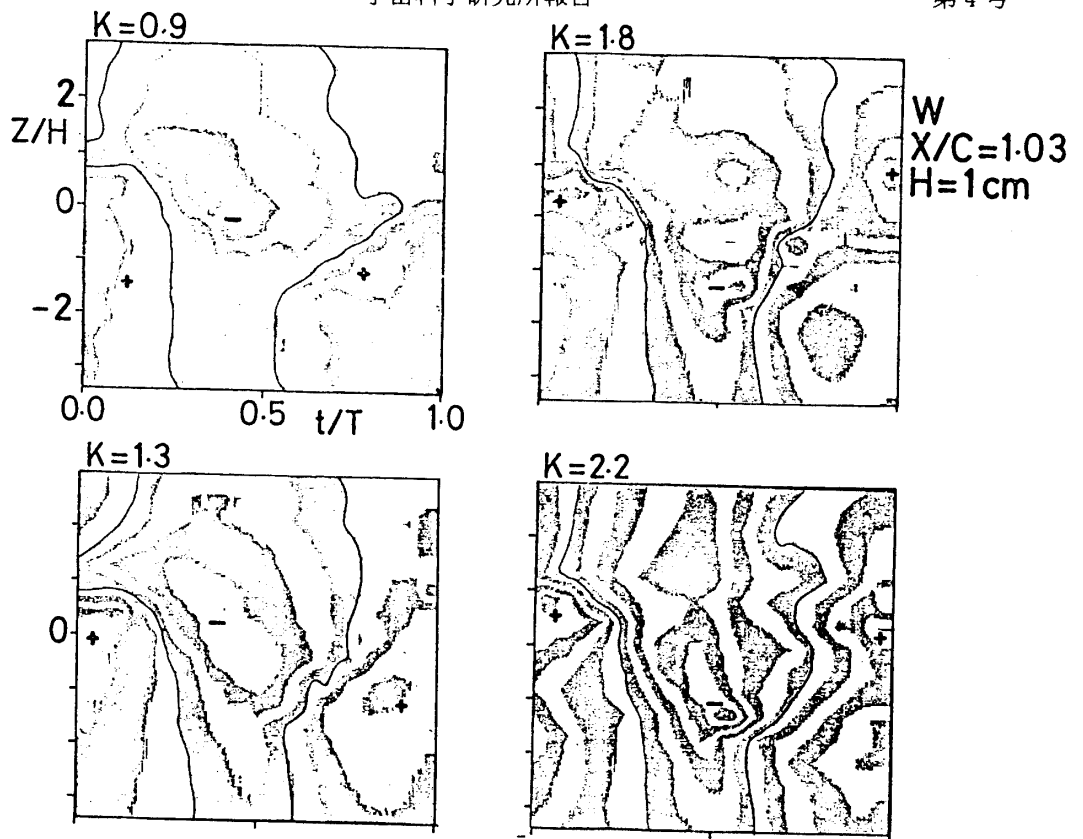
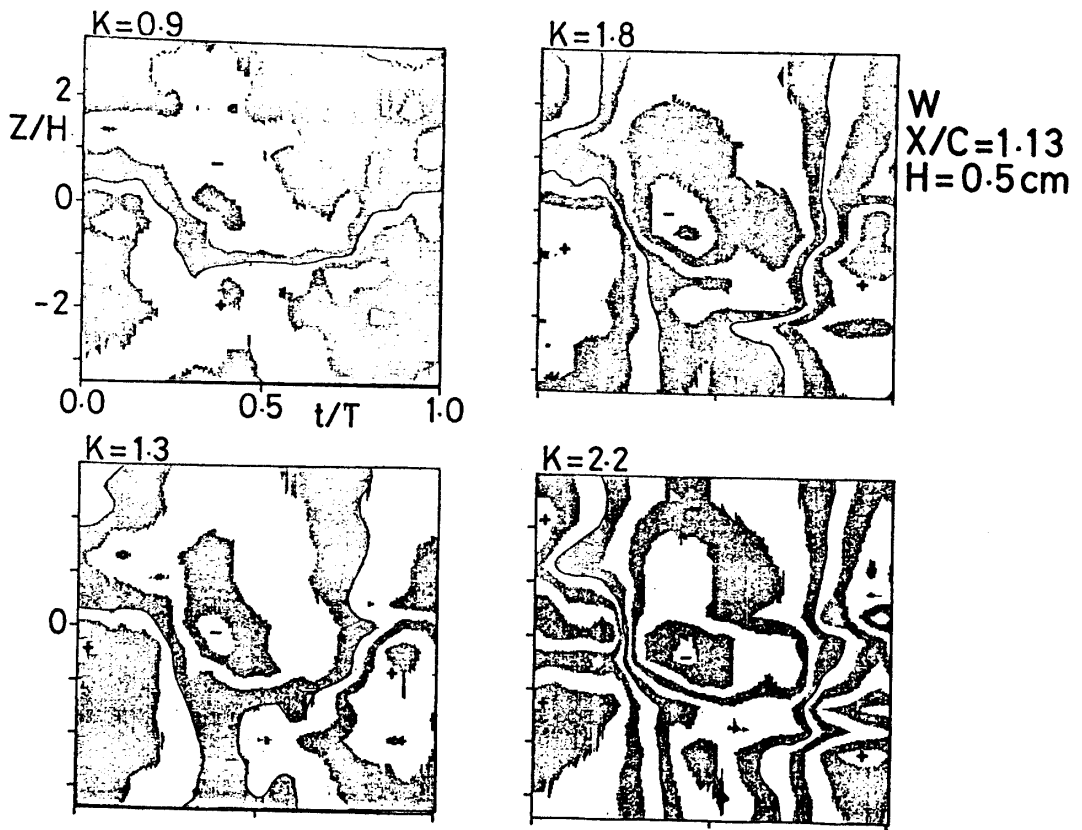


図 2-6 W方向等流速線図 $X/C=1.03$



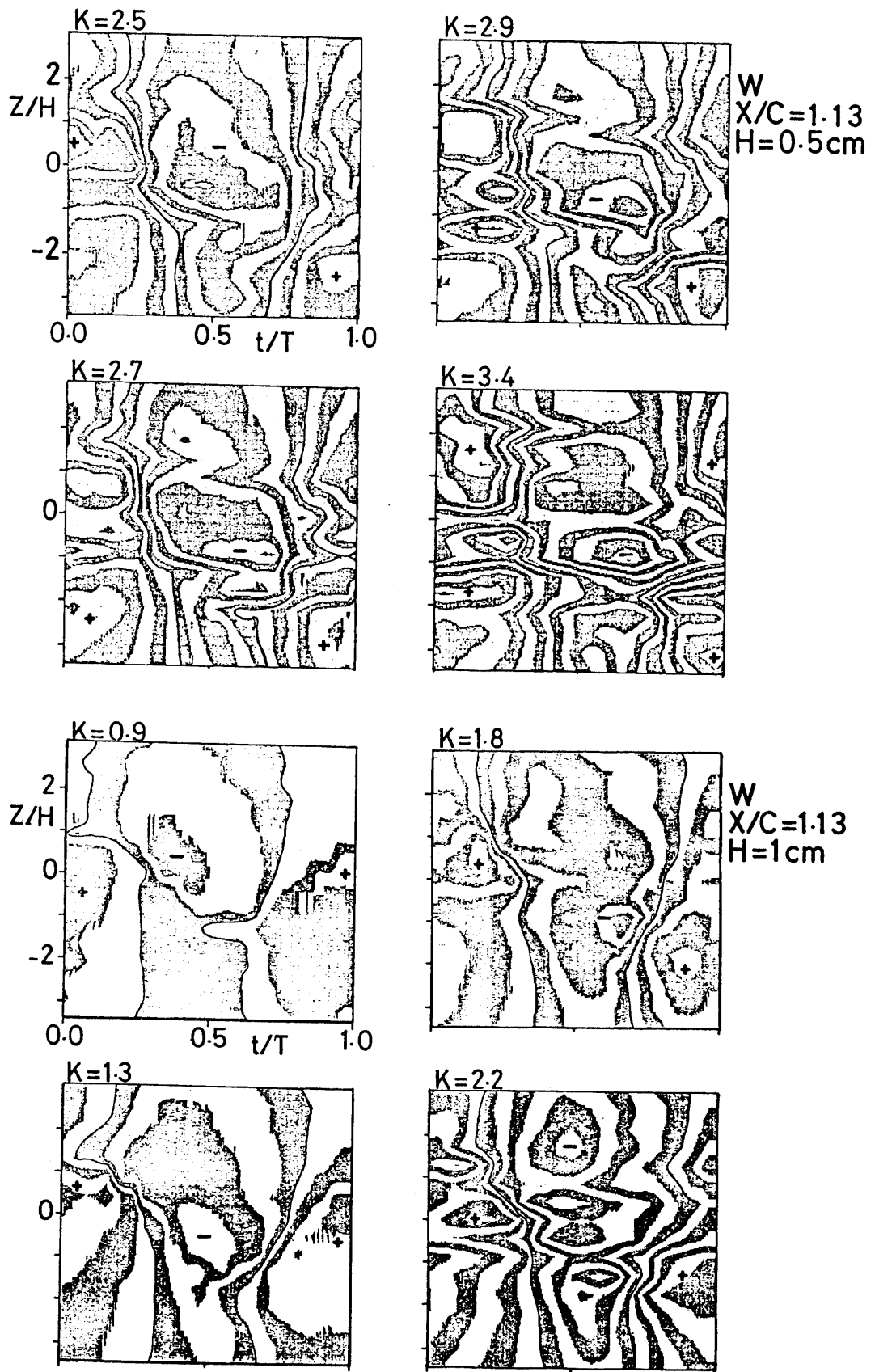
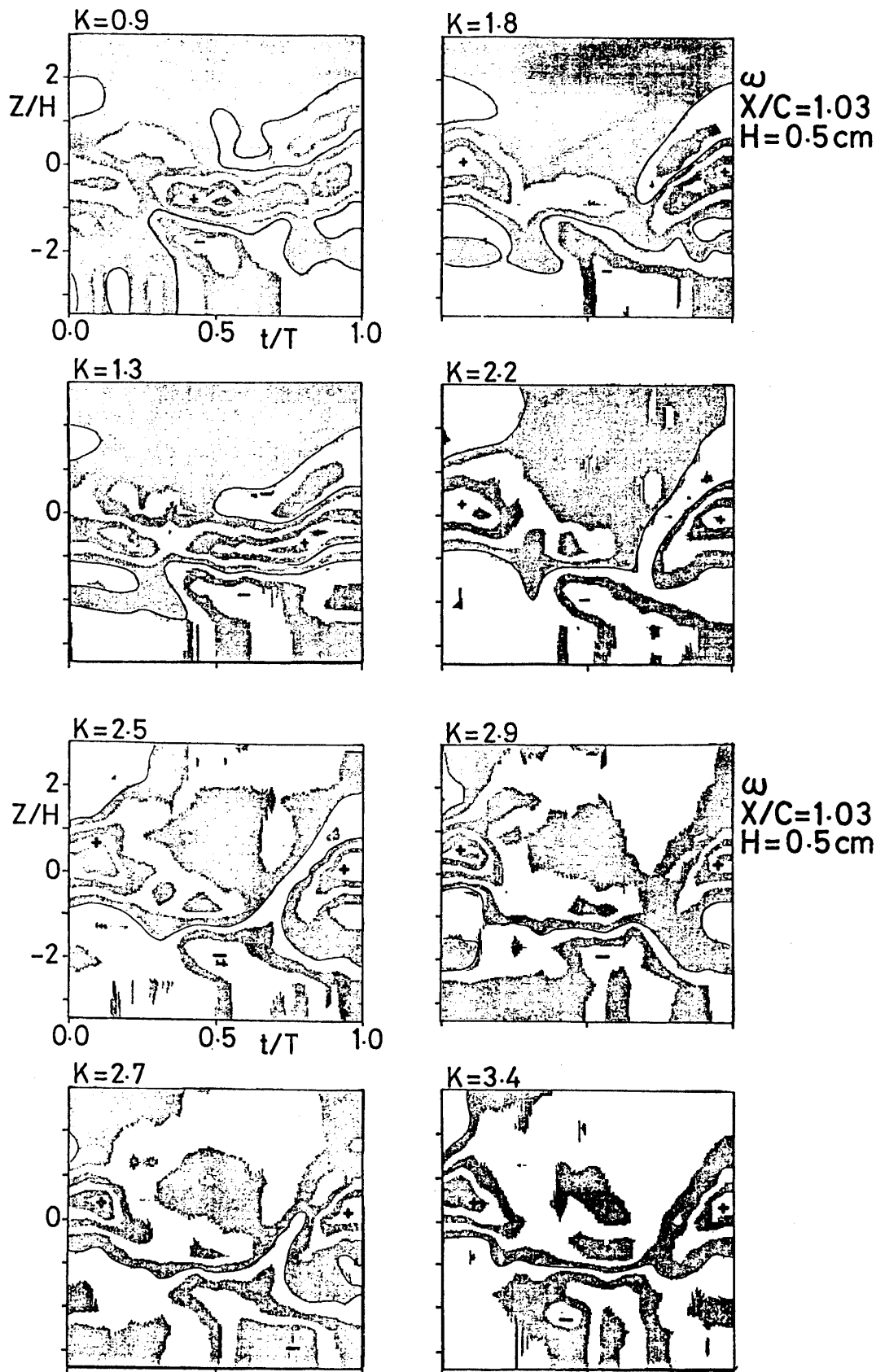


図 2-7 W方向等流速線図 $X/C=1.13$



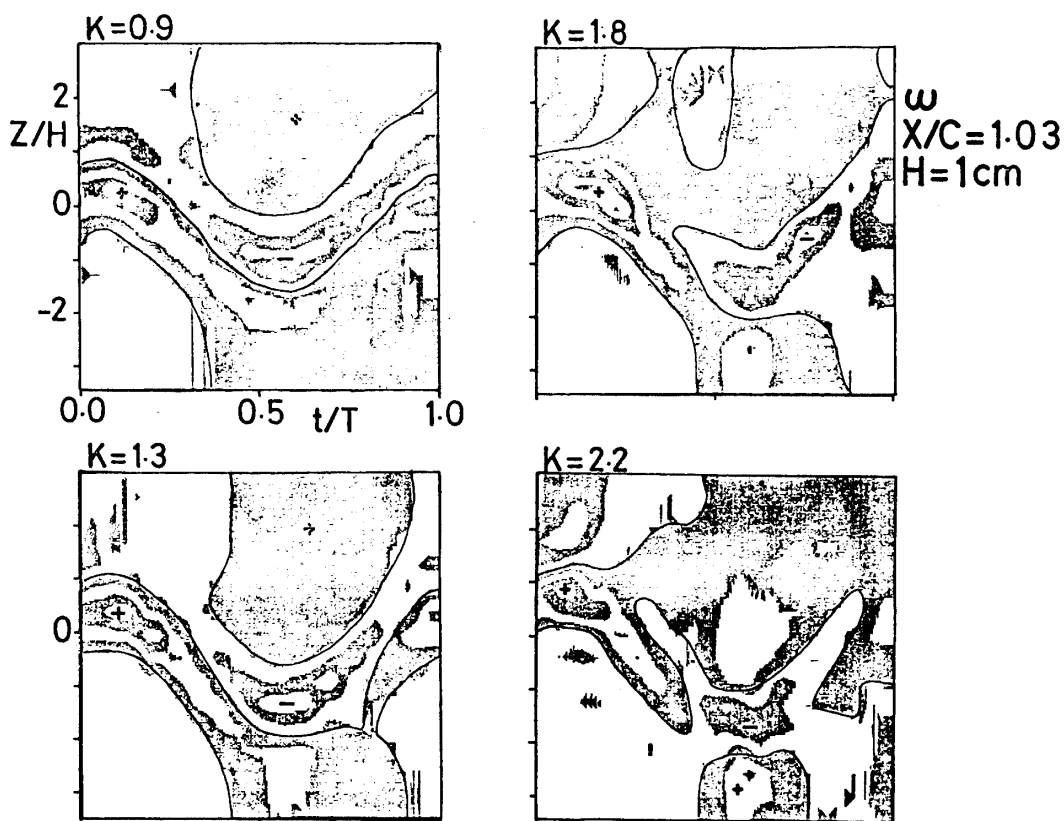
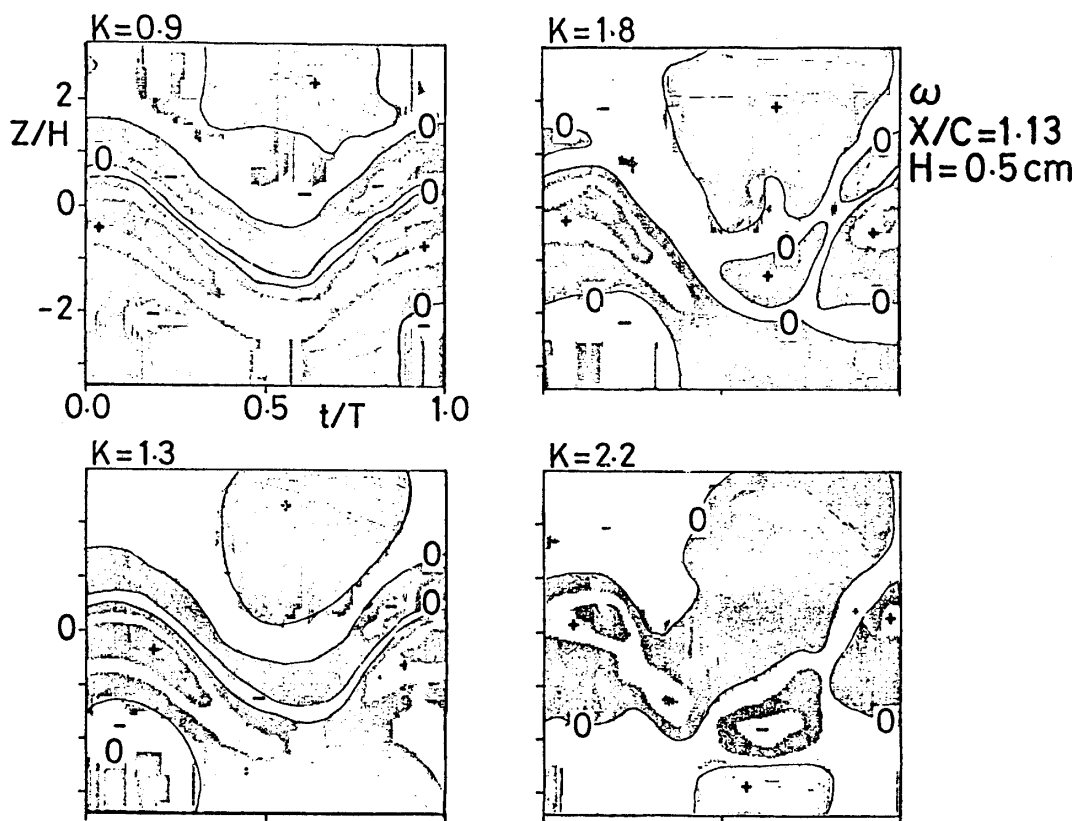


図 2-8 等渦度線図 $X/C=1.03$



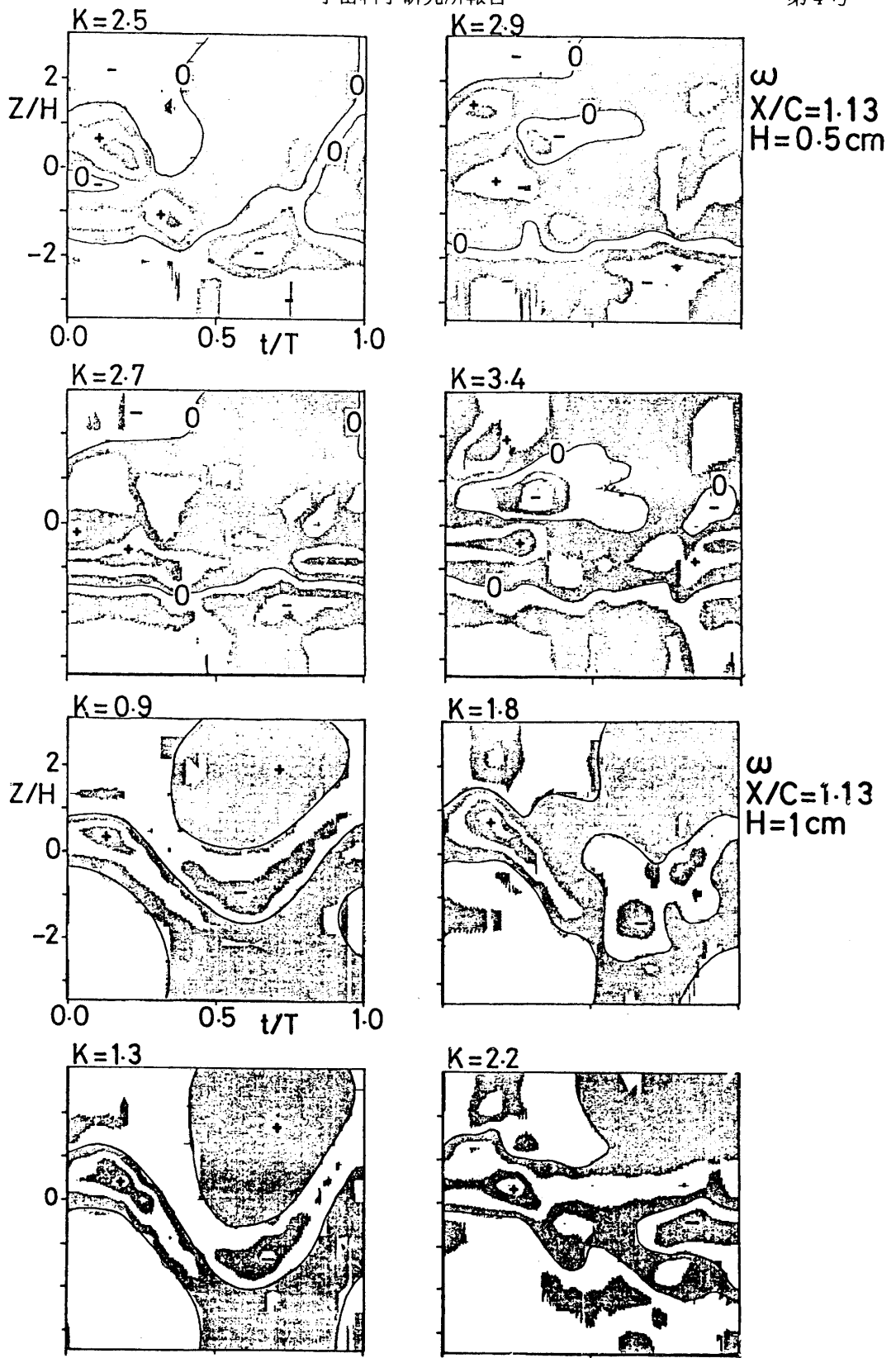


図 2-9 等渦度線図 $X/C=1.13$

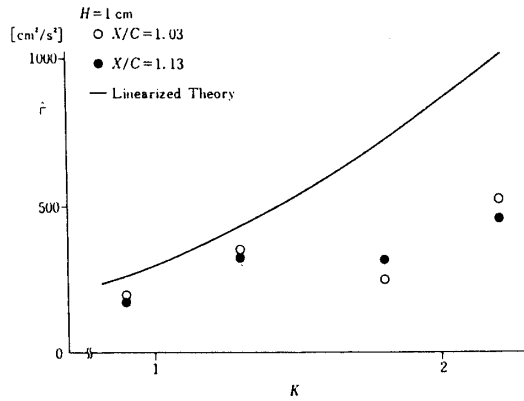


図 2-10 渦度変動の振幅

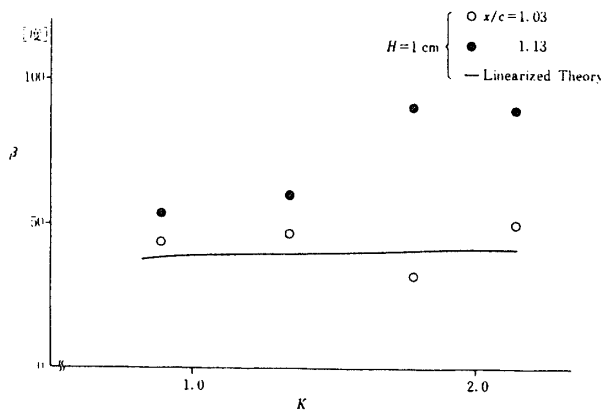


図 2-11 渦度変動の位相遅れ

第3章 可視化実験

曳航水槽の上方に翼模型振動装置とカメラを取り付けた台車を走行させ、電解沈澱法及びアルミ粉法によって振動翼のまわりの流れ場と後流渦列の可視化実験を行った。

3-1 実験装置

実験装置全体の概略図を図3-1に示す。

(a) 曳航水槽

長さ160 cm、幅30 cm、深さ30 cmの透明アクリル板製で、鉛直方向が翼模型のスパン方向になるように、翼模型を水槽の上方の台車に設置した。

台車の駆動方式は回転数可変のモーターによるベルト・ドライブ方式で、曳航水槽上方にある直径3.5 cmのネジ山をきった棒に回転を伝え、台車の上部の歯車をかみ合わせて、台車をレールに沿って走行させるようになっている。台車は、瞬間的に起動させることができ、走行速度は0.5~3.0 cm/sの間に設定できる。レイノルズ数は200~1200であった。

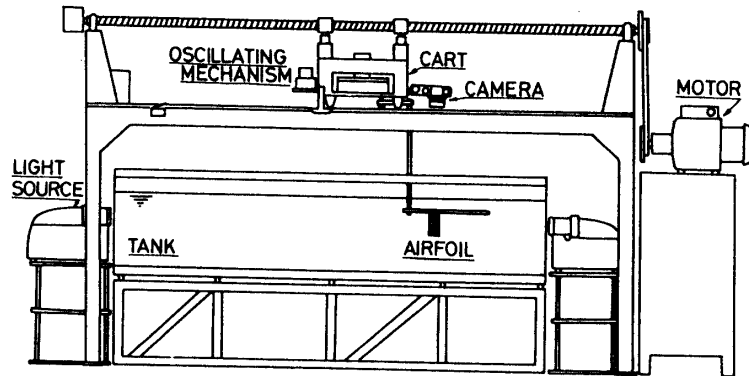


図 3-1 可視化実験装置概略図

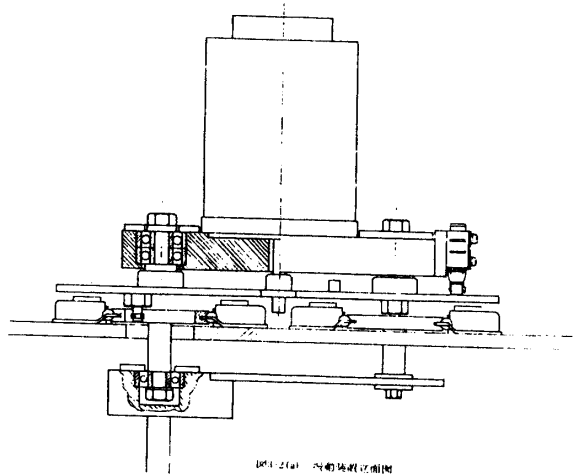


図 3-2(a) 振動装置立面図

(b) 翼模型と振動装置

翼模型は、弦長 4 cm の NACA 0012 翼型でスパン長さ 8 cm の真鍮製である。一定速度で走行する台車に振動装置を乗せ、振動装置から横方向に振動する棒を介して翼型に振動を伝達した。

振動装置の概略図を図 3-1 に、立面図を図 3-2(a) に、平面図を同(b) に、見取り図を同(c) に示した。振動装置は、回転数可変のモーター部分、回転運動を横方向の振動運動に変えるための歯車とスベリ板の部分、及び翼模型に振動を伝える棒の部分の合計 3 部分より構成される。モーターの回転数は、コントロールユニットによって変えることができ、減速ギアで 1/30 に落されて 2 枚の歯車に伝えられる。歯車面には、回転軸からの距離 H の所に短い軸棒をつけて、他端を下のスベリ板の長穴にはめ込む。スベリ板は、ガイドベアリングによって左右方向にのみ可動であるから、歯車が回転すると、軸棒が長穴の中を前後に動き、スベリ板は横方向に振動運動をする。歯車面上の軸の位置 H は、振動運動の半

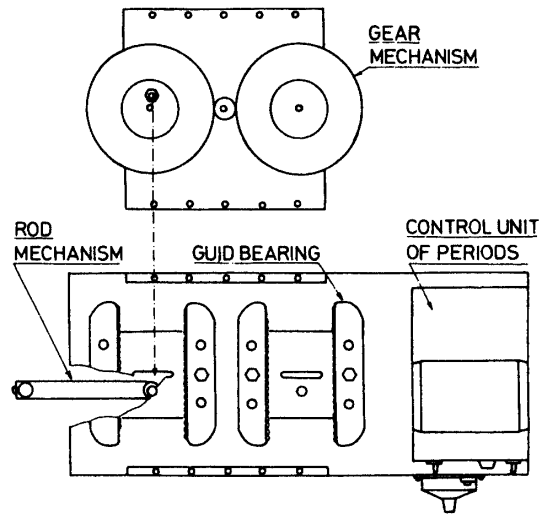


図 3-2(b) 振動装置平面図

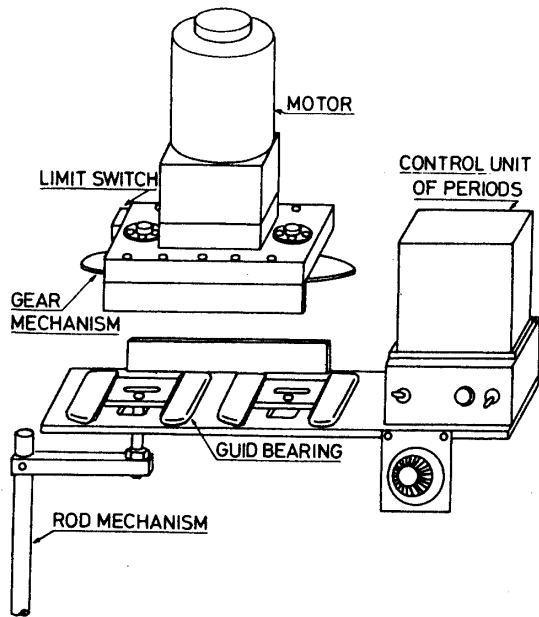


図 3-2(c) 振動装置見取り図

振幅となるが、0.25, 0.5, 0.75, 1.0 及び 1.2 cm の 5 種が選択できる。スベリ板に固定された振動棒が、曳航水槽内の翼模型を振動させる。

ヒービング振動の場合とピッチング振動の場合では、翼模型の取り付け法が異なる。前者の場合には、図 3-3 に示すように、振動棒に 20 cm×30 cm のアクリル板を付け、そのアクリル板のほぼ中央に翼型を固定した。後縁支点のピッチング振動の場合の翼の取り付け法は、図 3-4 に示したように、翼型がアクリル板に固定されていて、振動棒がアクリル板

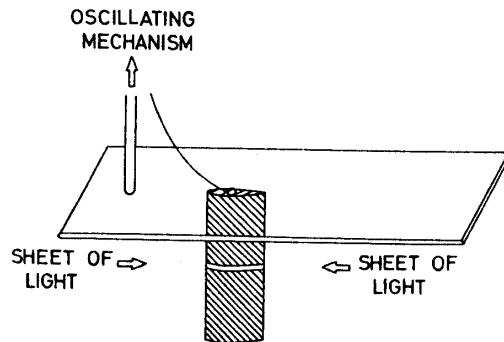


図 3-3 ヒービング振動の場合の翼型の取り付け法

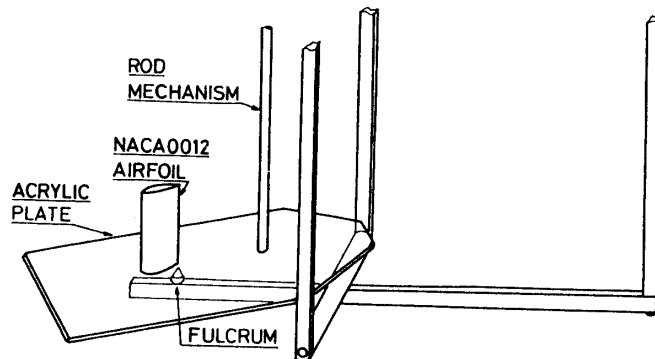


図 3-4 後縁支点のピッチング振動の場合の翼型の取り付け法

を振動させる方法が用いられている。アクリル板は台車から水中に降されたわくの横棒の上に自由に動くように乗せられていて、振動の支点はアクリル板を下から円錐の頂点で支えるようにした。

電解法による可視化実験を行う際には、アクリル板に翼を固定するためのネジにエナメル線をつないで、翼全体を陽極とした。

流速測定実験の座標表示と合わせるために、振動運動の方向を Z とし、台車の進行方向を X 、翼のスパン方向すなわち鉛直方向を Y とする。

(c) 写真撮影

モーター・ドライブ・カメラによる 35 mm 連続写真と 16 mm 映画の 2 種類の撮影が行われた。どちらの場合も、カメラは下向きにして台車に固定された。また、翼模型がカメラの真下になるように、振動棒やアクリル板の位置を工夫した。

35 mm 写真用カメラはニコン F で、望遠レンズと接写リングを適当に組み合わせた。シャッター速度は、電解法で $1/125$ 秒、アルミ粉法で $1/4$ 秒とした。

カメラは台車に乗って移動するので、得られた像の座標系は振動中心と同速度で進行する系となり、この座標系に対して、翼は振動成分をもっている。アルミ粉法によって得られた瞬間流線図は座標系による違いが大きいので、注意しなければならない。

写真撮影系のブロックダイアグラムを図3-5に示した。撮影の時間間隔は、振動装置に取り付けたリミットスイッチとタイマーを用いて設定された。例えば、図3-6に示す撮影では、振動周期は4.24秒で、5周期間に19枚の連続撮影が行われた。翼が振動し始めてからある位相でリミットスイッチが作動し、タイマーが1.12秒毎にパルスを出力して、モーター・ドライブを駆動するように設定した。得られた19枚の写真はすべて位相が異なっており、順番を並びかえれば、1周期の間の19の異なる位相についての可視化写真が得られる。

照明は、図3-1に示したように、水槽の前方と後方からスライド映写用プロジェクターで行った。スリットを通して作った薄いシート状の光で翼スパン中央の流れ場のみを照明し、二次元の像を得た。

(d) トレーサー

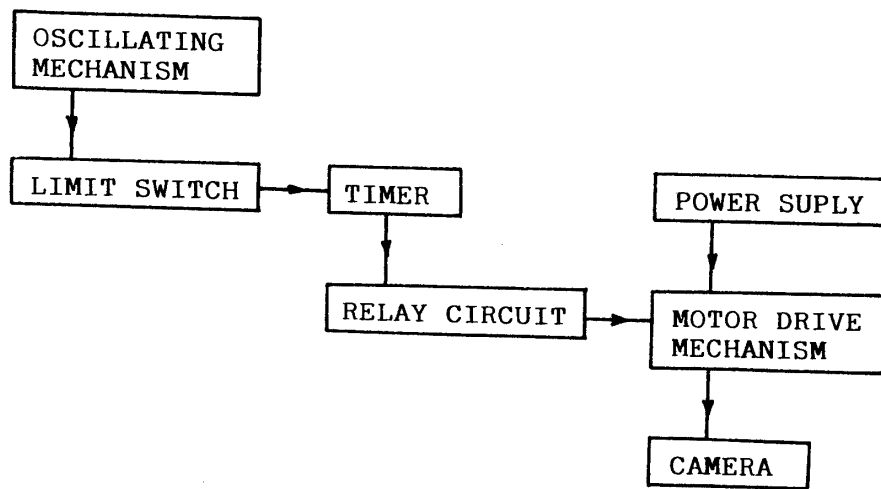


図3-5 写真撮影系のブロックダイアグラム

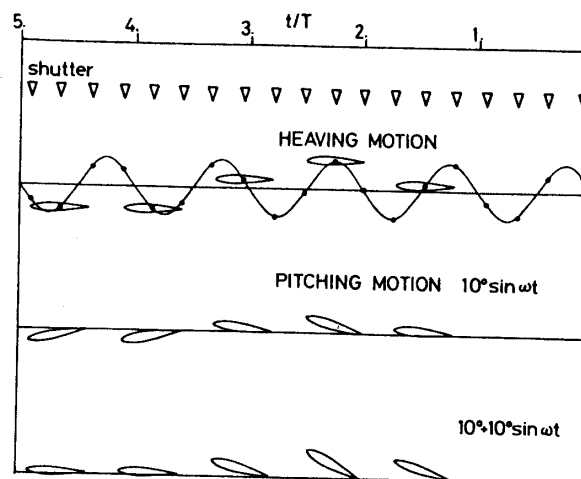


図3-6 写真撮影のタイミング

電解沈澱法では、スパン中央に約1 cm幅の帯状に薄くハンダを塗り付け、翼の他の部分にはツヤ消し黒の塗料を塗った。さらに、像のハレーションをふせぐために、1 mm幅のスリットを残して、ハンダ帯上を黒マジックで塗った。翼型にエナメル線をつないで陽極とし、別に水中に銅板を入れて陰極として、20 Vの電圧をかけると、電解沈澱粒子がハンダ部から析出する。この白い微粒子は翼面の境界層内にあった流体粒子を表わすトレーサーと見なすことができる。

アルミ粉法では、銀色塗料用材料として市販されているアルミ粉末を水でといてから、水槽中の水と混ぜ合わせた。しばらく放置して水槽中の乱れが沈静してから、実験を始めた。

3-2 振動条件

ヒービング振動では、翼は迎角なしでZ方向に並進振動する。翼の位置は、振動数を ω として、

$$Z = H \sin \omega t \quad (3-1)$$

で表わされる。半振幅 H は0.25, 0.5, 0.75 cmの3種、振動周期 T は2.12~4.24秒とした。振動の強さは、 H, T と翼の進行速度 U によって決められている。振動条件を示す無次元パラメーターは2つあって、

$$K = \frac{C}{2} \cdot \frac{\omega}{U} \quad (3-2)$$

$$A = \frac{H \cdot \omega}{U} \quad (3-3)$$

である。 K は角振動数 ω を翼の半弦長 $C/2$ と U で無次元化したもので、無次元振動数と呼ばれ、 A は無次元振幅である。振動翼の各瞬間の実効迎角は

$$\theta = \text{Arctan} \frac{-\omega H \cos \omega t}{U} \quad (3-4)$$

であるから、無次元振幅の逆正接 $\text{Arctan}(A)$ は最大実効迎角の値となる。表3-1に、振動条件、無次元パラメーターと最大実効迎角を示した。

ピッチング振動では、回転振動の支点を後縁にした場合と、25%弦長点にした場合の2種類の振動の実験を行った。さらに、平均迎角が0でない場合を実験した。これらの場合の翼の迎角は各瞬間で

$$\alpha = a + b \sin \omega t \quad (3-5)$$

となる。後縁支点のピッチング振動は、後縁の振動が渦列形成にどのような影響を与えるかを調べるために取り上げた。表3-2にピッチング振動の振動条件を示した。

図3-7~3-9に翼の振動の仕方を図式的に示した。

3-3 ヒービング振動の渦層模様

ヒービング振動の場合の後流の可視化写真を図3-10に示す。振動の開始後、最初の数個の渦は初期条件の違いのために、X軸に対して非対称配置となるが、それ以後の渦は周

表3-1 ヒービング振動の振動条件と無次元パラメーター

H	T	U	A	K
0.25	4.23	1.0	0.37	2.97
0.25	4.23	1.5	0.25	1.98
0.25	4.23	2.0	0.19	1.43
0.25	4.23	2.2	0.17	1.35
0.25	4.23	3.0	0.12	0.99
0.25	2.56	1.0	0.61	4.90
0.25	2.56	1.5	0.41	3.27
0.25	2.56	2.0	0.31	2.45
0.25	2.56	2.2	0.28	2.23
0.25	2.56	3.0	0.20	1.63
0.50	4.24	1.0	0.74	2.97
0.50	4.24	1.5	0.50	1.98
0.50	4.24	2.0	0.37	1.48
0.50	4.23	2.2	0.34	1.35
0.50	4.24	3.0	0.25	0.99
0.50	2.56	1.1	1.23	4.90
0.50	2.56	1.5	0.82	3.27
0.50	2.56	2.2	0.61	2.45
0.50	2.56	3.0	0.41	1.63
0.75	4.24	1.0	1.01	2.97
0.75	4.24	1.5	0.74	1.98
0.75	4.24	2.0	0.56	1.43
0.75	4.24	3.0	0.37	0.99
0.25	2.12	3.0	0.25	1.98

(cm) (s) (cm/s)

表3-2 ピッチング振動の振動条件と無次元パラメーター

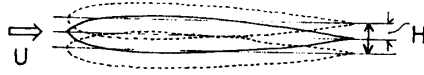
PITCHING MOTION ROUND THE TRAILING EDGE

α	K
$10^\circ \sin \omega t$	1.48
$10^\circ \sin \omega t$	1.98
$10^\circ \sin \omega t$	2.96
$10^\circ \sin \omega t$	3.95
$10^\circ \sin \omega t$	5.93
$5^\circ \sin \omega t$	2.96
$5^\circ \sin \omega t$	3.95
$5^\circ \sin \omega t$	5.93
$10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	1.48
$10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	2.96

PITCHING MOTION ROUND THE 25% CHORD POINT

α	K
$10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	1.48
$10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	2.96
$15^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	1.48
$15^\circ + 10^\circ \sin \omega t$	2.96

HEAVING MOTION



$$H = 0.25, 0.5, 0.75 \text{ cm}$$

$$K = \frac{\omega C}{2U}$$

$$A = \frac{\omega H}{U}$$

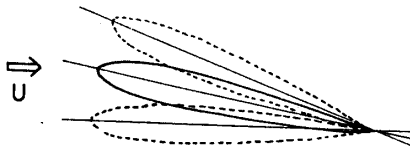
図 3-7 ヒービング振動における翼の動き方

PITCHING MOTION

TRAILING EDGE CENTER



$$\alpha = 10^\circ \sin \omega t$$

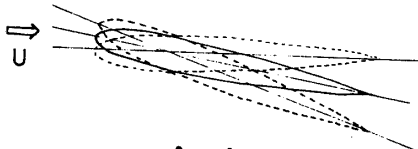


$$\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$$

図 3-8 後縁支点のピッチング振動における翼の動き方

PITCHING MOTION

25% CHORD CENTER



$$\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$$

図 3-9 25%弦長点支点のピッチング振動における翼の動き方

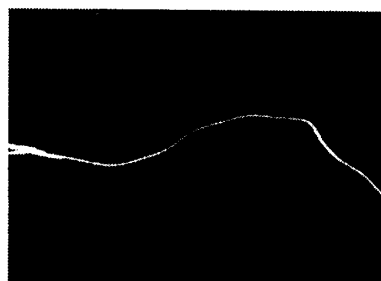
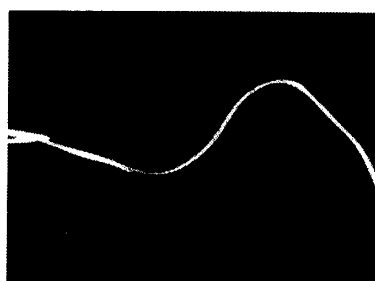
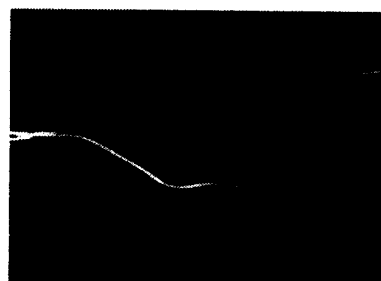
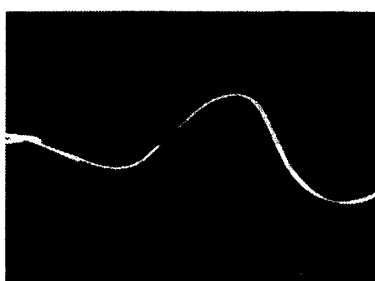
期的に並び、間隔もほぼ等しくなっている。無次元パラメーター A, K の 23 通りの組み合わせに対し、渦層模様は図 3-11 中の点線で分かれたような 4 つの型に分類された。

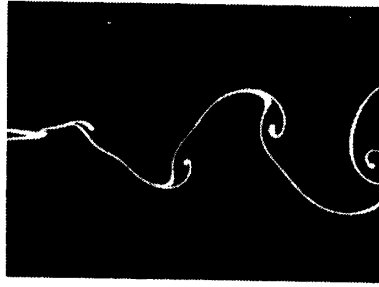
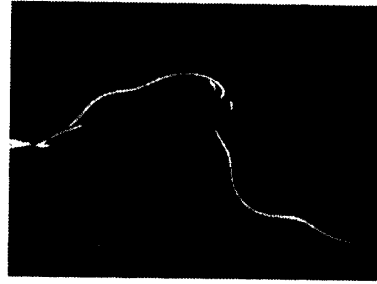
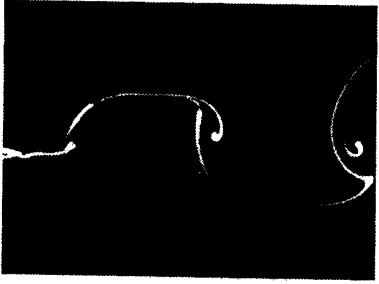
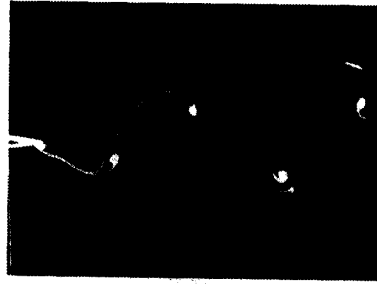
第 1 の型では、翼から放出された渦層は後流で波形を描く。境界層内の流体粒子は翼面に沿って流下し、後縁で翼から離れて自由渦層となる。渦層模様の波の高さは、下流に進むにつれて誘起速度のために、高くなっていく。波形渦層を描く場合は、 A が 0.37 以下、 K が 1.43 以下であった。

第 2 の型では、翼から流出した渦層が巻き上がって、渦列を形成する。渦の並び方は静止物体後流に現れるカルマン渦列と同じであるが、その振動数は翼の振動数によって決まる。また、渦度の変化する連続的な渦層が巻き上がって渦列を形成する、という形成過程もカルマン渦列とは異なっている。後縁から流出した渦層は、はじめ波形を描き、下流に進むにつれて、波の頂付近から巻き上がっていった。この型は、 A は 0.20~0.56、 K は 1.43~2.97 であった。

第 3 の型では、巻き上がった渦が X 軸上でほぼ一直線に並ぶ。後縁直後で巻き上がった渦が形成され、隣り合う渦は回転の向きが逆である。この場合の A は 0.34~0.74 で、 K は 1.35~2.45 であった。

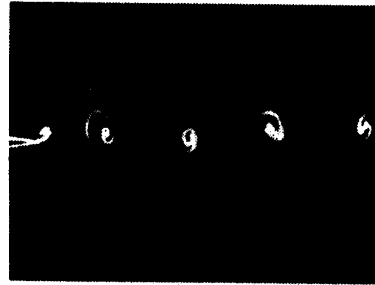
第 4 の型では、振動が強いために、後縁直後の X 軸から離れた場所で渦層が巻き上がり渦を作り、渦列を形成する。下流では渦層は Z 方向に大きく広がっている。巻き上がり渦の中心位置は X 軸の上下にあり、再び二重渦列となった。しかし、各々の渦の回転の向きは第 2 の型の渦の逆で、渦列の中間に後向きの流れを誘起する。渦に対する誘導速度も後方に加速する向きになる。この型では、 A は 0.61 以上、 K は 2.97 以上である。

(1) $A=0.12, K=0.99$ (2) $A=0.17, K=1.35$ (3) $A=0.25, K=0.99$ (4) $A=0.19, K=1.43$

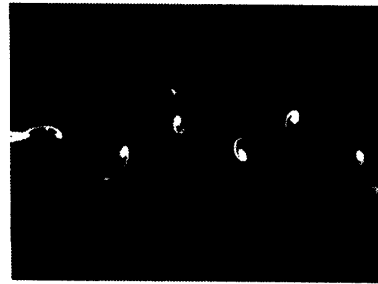
(5) $A=0.20, K=1.63$ (6) $A=0.37, K=0.99$ (7) $A=0.34, K=1.35$ (8) $A=0.25, K=1.98$ (9) $A=0.37, K=1.48$ (10) $A=0.28, K=2.23$ (11) $A=0.41, K=1.63$ (12) $A=0.31, K=2.45$



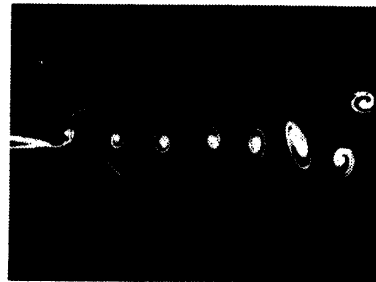
(13) $A=0.56, K=1.43$



(14) $A=0.50, K=1.98$



(15) $A=0.37, K=2.97$



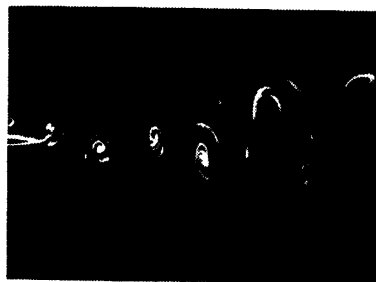
(16) $A=0.41, K=3.27$



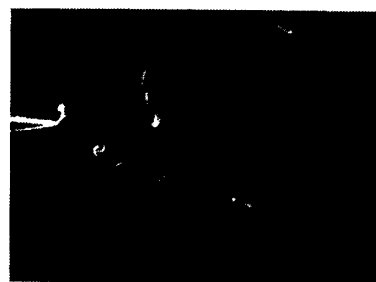
(17) $A=0.74, K=1.98$



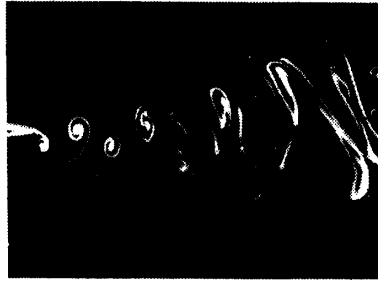
(18) $A=0.61, K=2.45$



(19) $A=0.74, K=2.97$



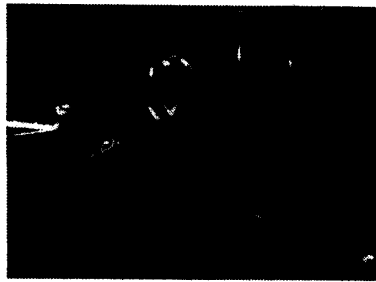
(20) $A=0.82, K=3.27$



(21) $A=0.61, K=4.90$



(22) $A=1.01, K=2.97$



(23) $A=1.23, K=4.90$

図 3-10 渦層模様

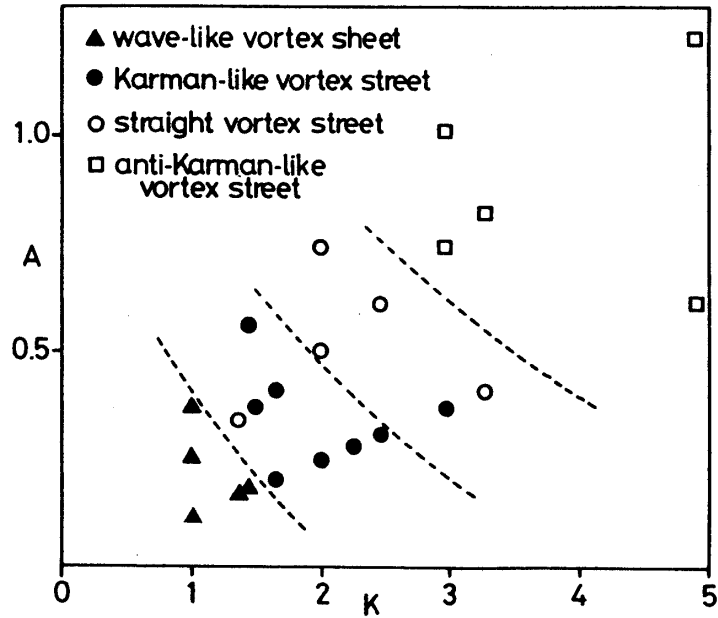


図 3-11 渦層模様と A, K の関係

また、特に図3-10(19)などでは、前縁剝離が起り、前縁部で形成された剝離渦が翼面に沿って流下し、後縁渦に巻き込まれる現象が見られた。そのために、渦列模様の複雑さが増している。

3-4 ヒービング振動の後縁付近の流れ

後縁で渦層が翼から離れる様子を観察するために接写撮影を行った。翼表面から析出した白い電解沈澱粒子が境界層内で発生した渦層のトレーサーとなる。

図3-12は A が0.12、 K が0.99の振動翼のまわりの流れの時間的变化を示す。これは、渦層模様による分類では、波形渦層の場合である。 t/T が0の時に翼は振動の中心の位置にあり、上向きに最大の速度をもっているので流れとしては、後縁で翼の上面側から下面側に回る流れがある。つまり、上面に沿って流れてきた流体粒子は速い速度で放出されるのに対して、下面に沿ってきた渦度をもつ流体粒子は減速され、後縁付近で一時停滞する。そして、続く半周期間に渦度をもったまま後縁から流出するのが写真に見られる渦層の幅の不連続的な変化として認められる。

図3-13は、 A が0.25、 K が1.98で、カルマン型の渦列の場合である。 t/T が0.5付近では、翼上面側を流れてきた後縁付近で剥れていく渦層と、下面側から後縁をまわってしばらく停滞し、後に巻き上がり渦の中心となる渦層の部分が分離して流れていくのが見える。

図3-14は、 A が0.37、 K が2.97で、直線状渦列の場合である。巻き上がり渦の中心になる白い塊の部分が後縁にとどまる時間は短くなり、すぐに下流に流されていく。これは、下面側から後縁をまわり込み巻き上がり渦となる流体粒子の運動が速くなっているためと思われる。

図3-15は、反カルマン型渦列の場合である。後縁をまわる流れがさらに速くなり、生成された渦が X 軸の上下に反カルマン型に配置される。また、前縁部には剝離渦が見られることもある。

3-5 ヒービング振動の瞬間流線

図3-16~3-19に、ヒービング振動する翼まわりの流れをアルミ粉末で可視化して示した。これは、台車に固定した座標系から見た瞬間流線であり、座標系に対して翼が振動するので、流線は翼面と交わることもある。

図3-16は、波形渦層の場合であり、アルミ粉の軌跡はだいたい翼面に平行になっていて、振動の影響は翼の厚み程度の領域内に限られている。後縁から後流中にわたって暗い部分があり、これが自由渦層と考えられる。

図3-17はカルマン型渦列の場合であり、台車の進行速度が図3-16の場合の1/2になっているので、対応する場所のアルミ粉の線の長さも1/2になっている。この座標系では、瞬間流線模様が閉じているかどうか明らかではないが、前出の電解法写真に比較すれば、後縁部に現れる流線の凹みが渦に対応していることがわかる。翼が下降している間には、翼の下面に沿って流れてきた流体は後縁で向きを変えて斜め上方に向う。また、上面側の

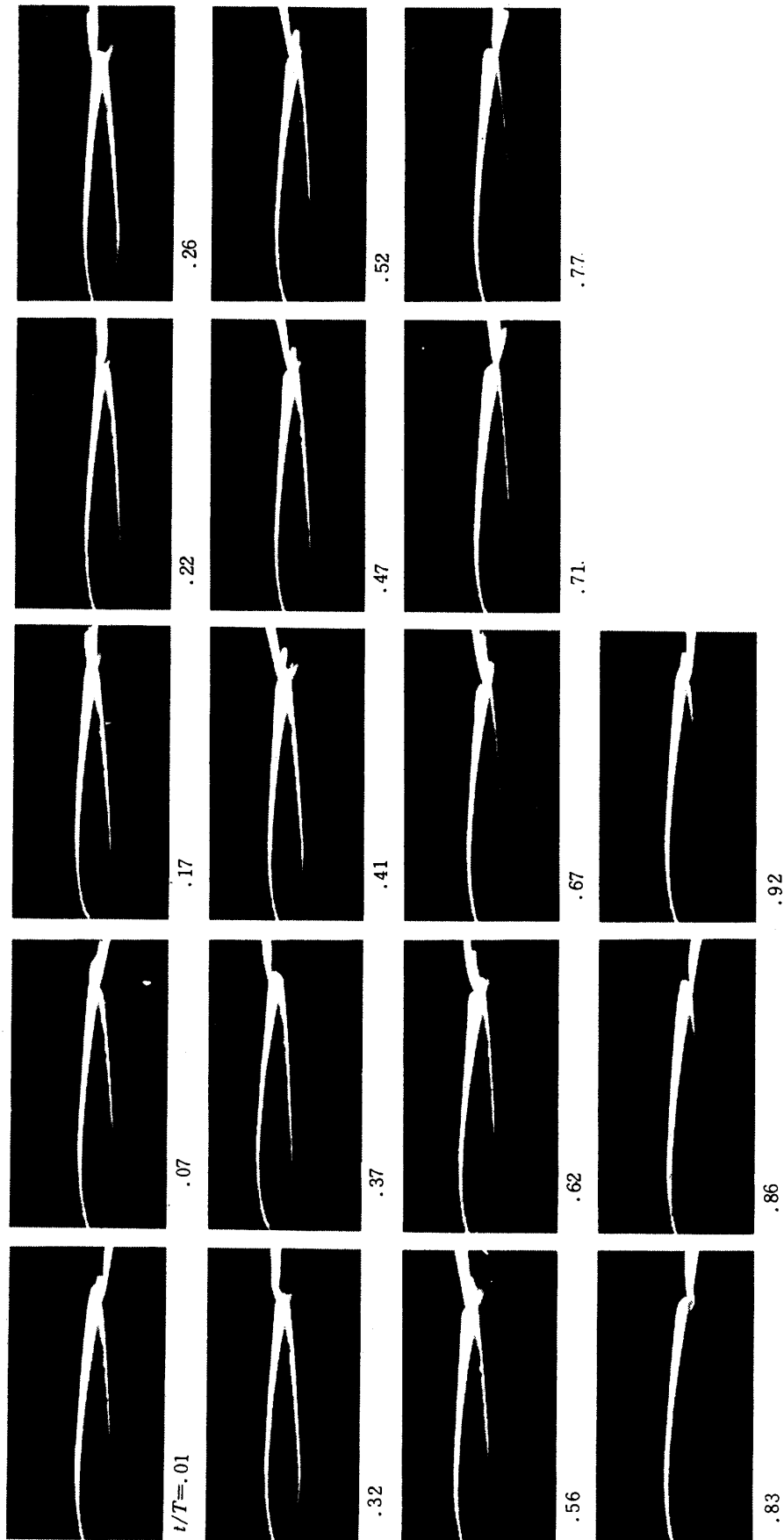


図 3-12 翼のまわりの流れの時間変化
 $A=0.12, K=0.99$

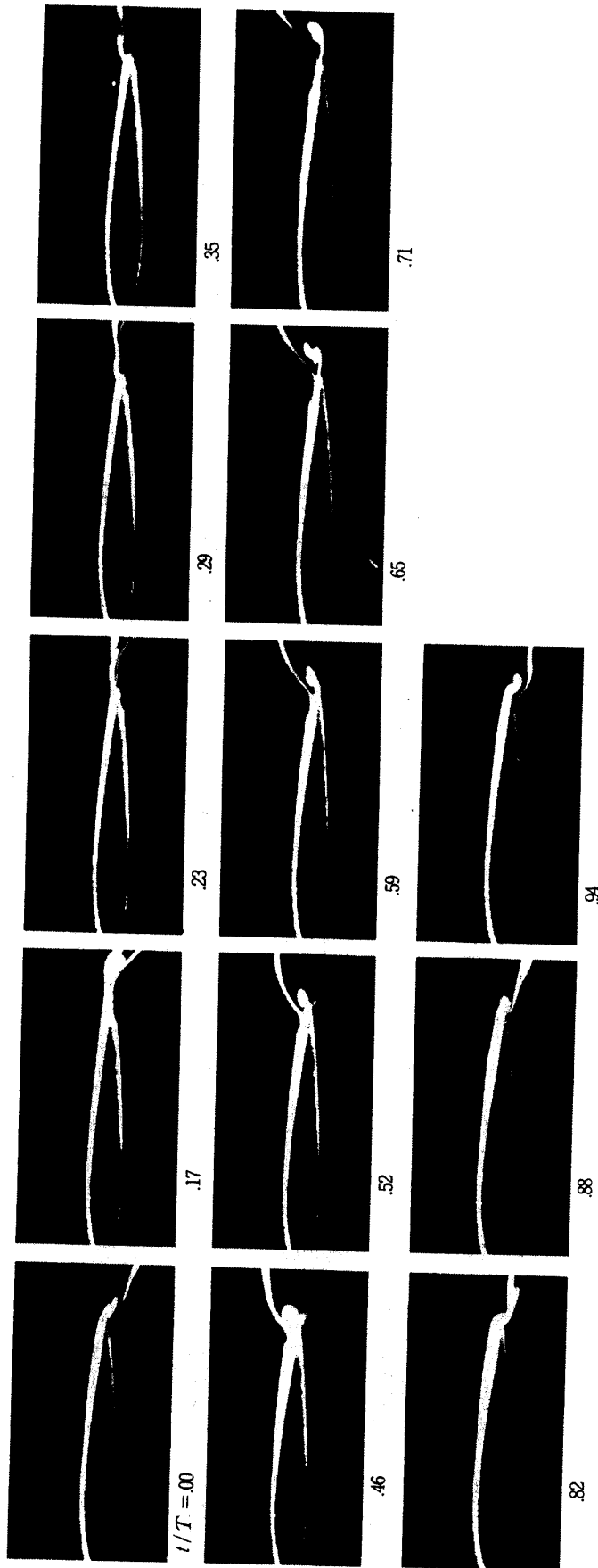


図 3-13 翼まわりの流れの時間変化
 $A = 0.25, K = 1.98$

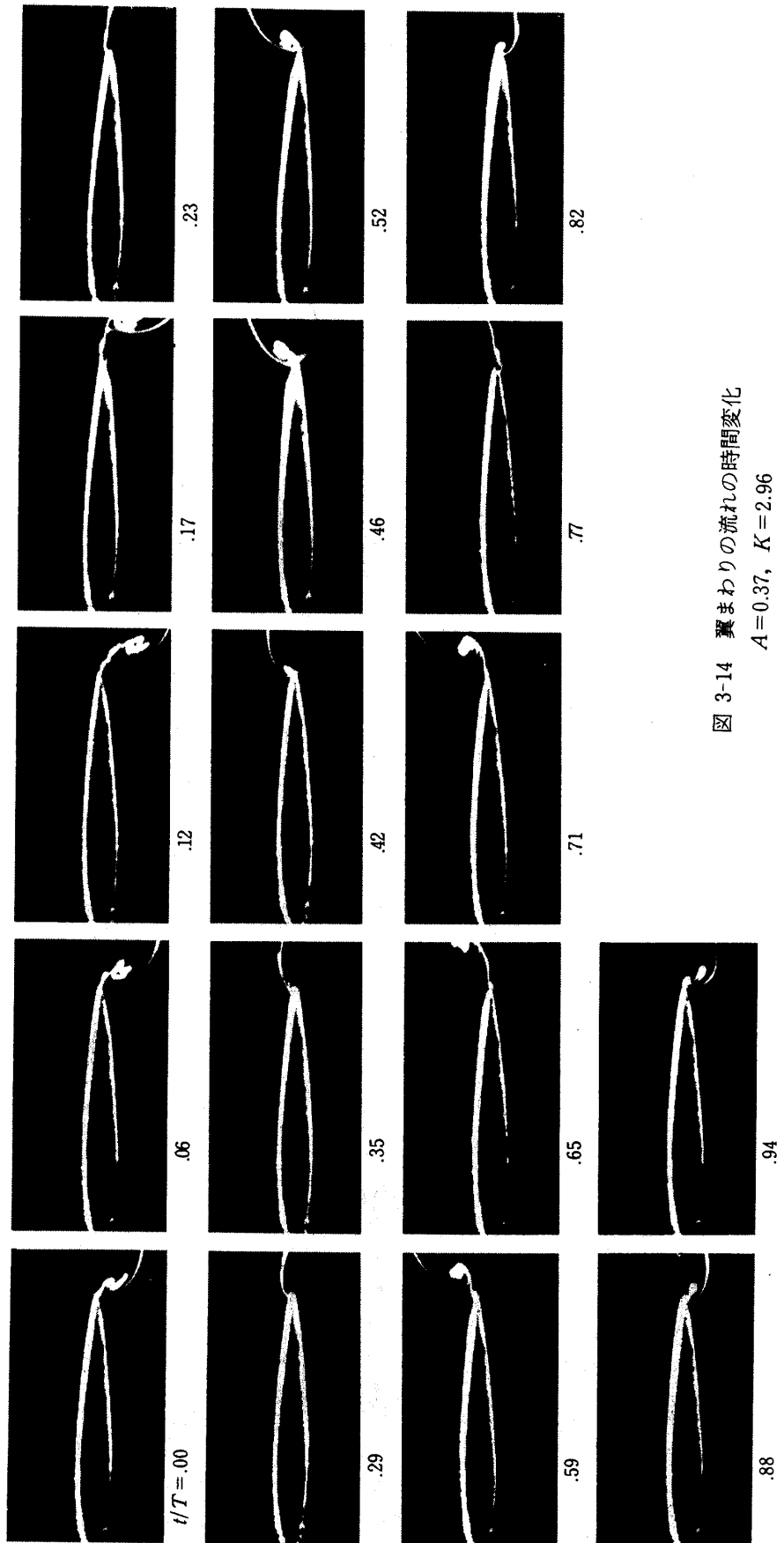


図 3-14 翼まわりの流れの時間変化
 $A=0.37, K=2.96$

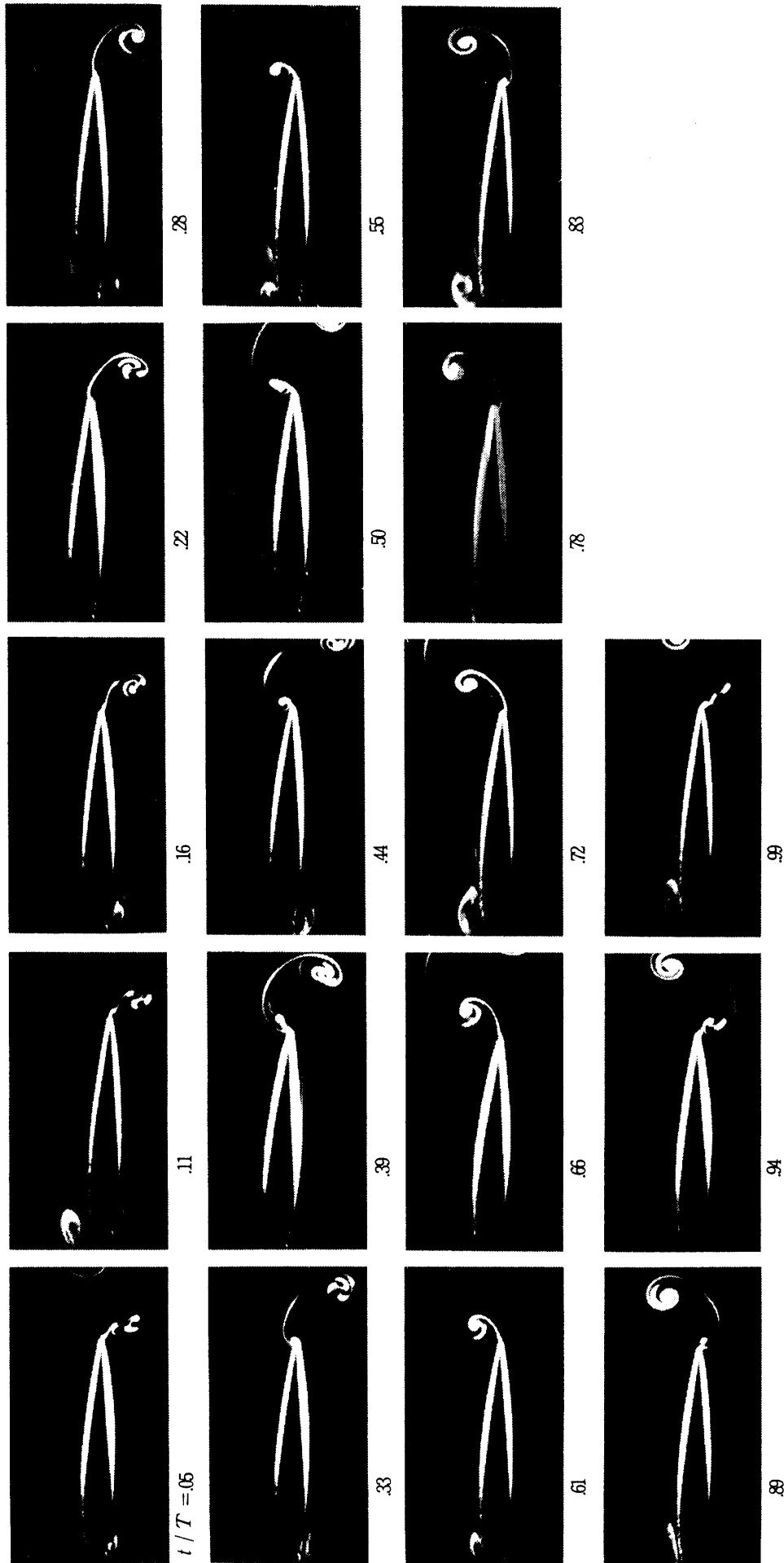
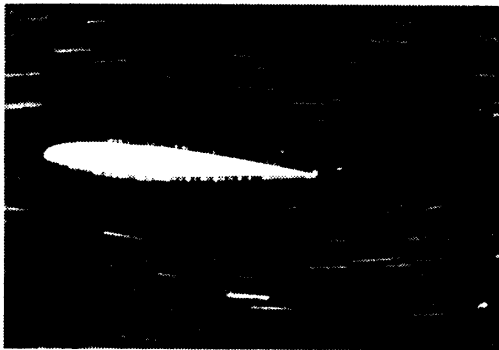


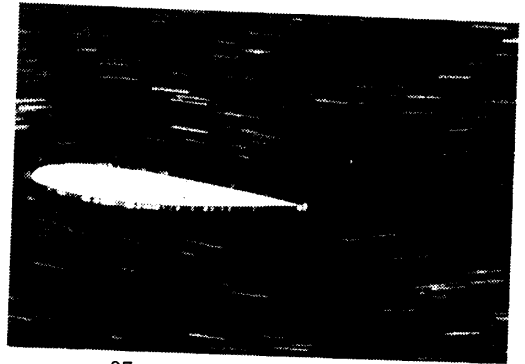
図 3-15 翼まわりの流れの時間変化
 $A = 0.57, K = 4.56$

 $t/T = .05$ 

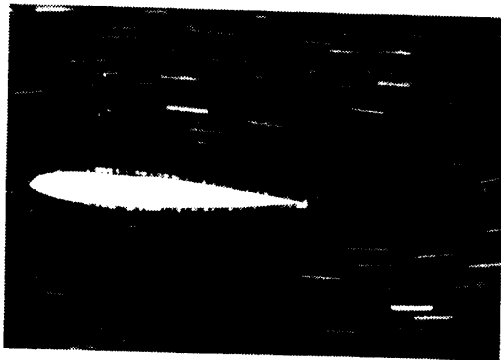
.11



.25



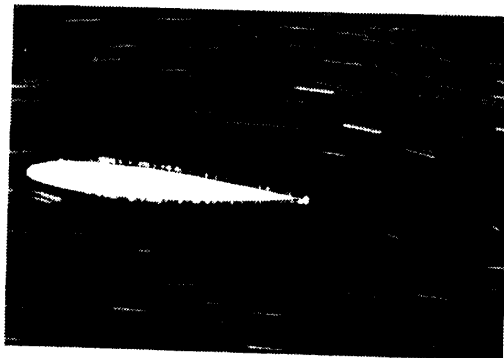
.37



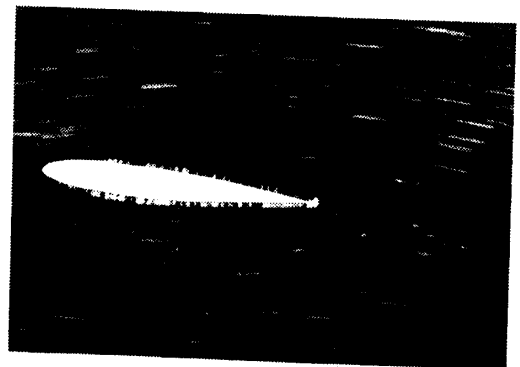
.52



.63

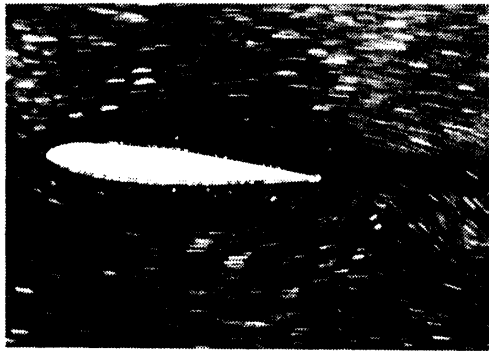


.79

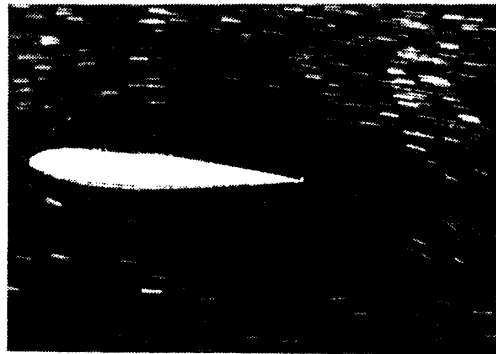


.94

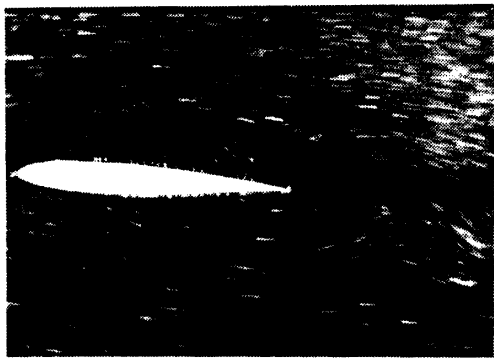
図 3-16 翼まわりの流れの時間変化
(アルミ粉法) $A=0.19$, $K=1.48$



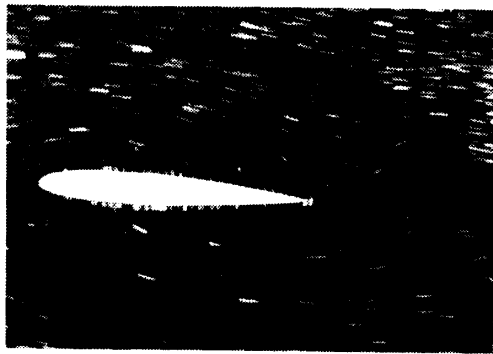
$t/T = .05$



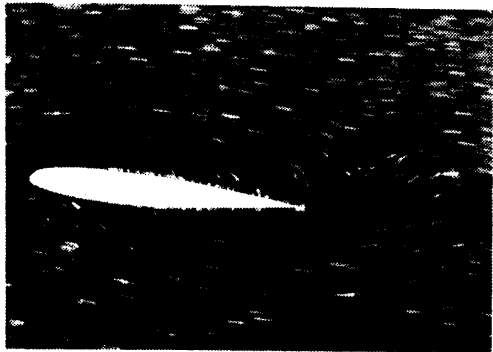
.11



.25



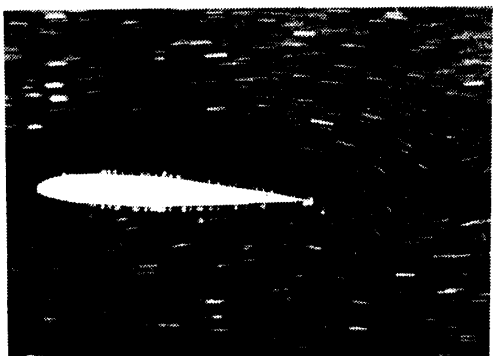
.37



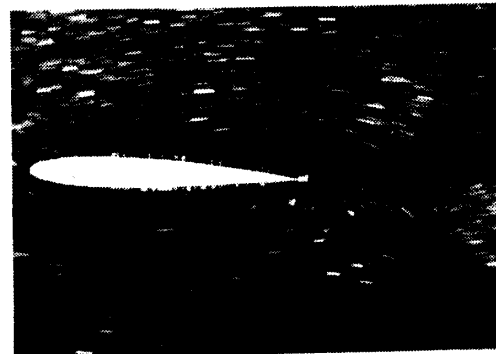
.52



.63

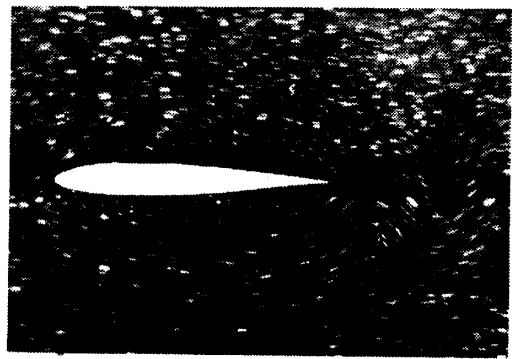


.79

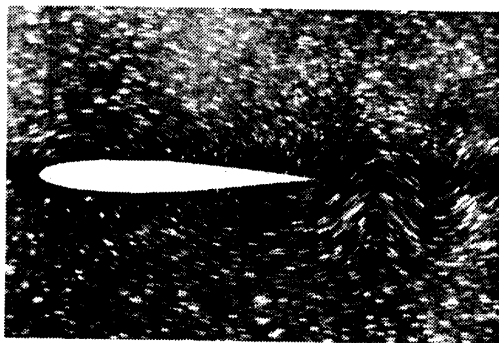


.94

図 3-17 翼まわりの流れの時間変化
(アルミ粉法) $A=0.37$, $K=2.96$

 $t/T = .05$ 

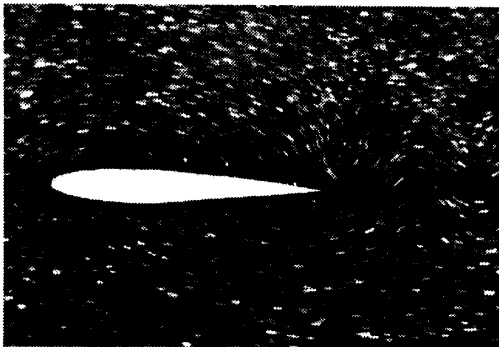
.11



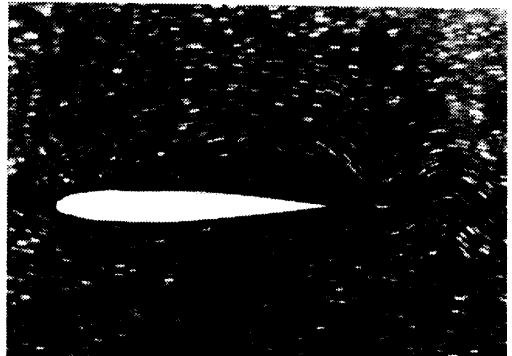
.25



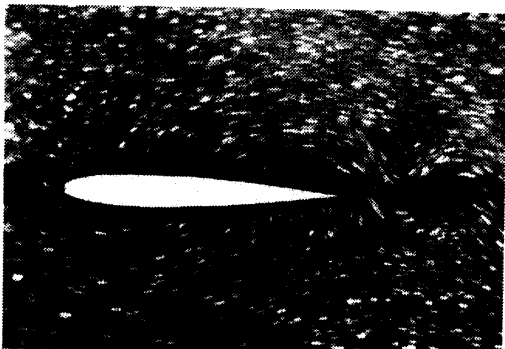
.37



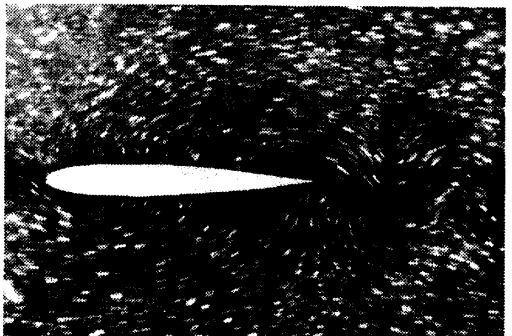
.52



.63



.79



.94

図 3-18 翼まわりの流れの時間変化
(アルミ粉法) $A=0.74$, $K=5.93$

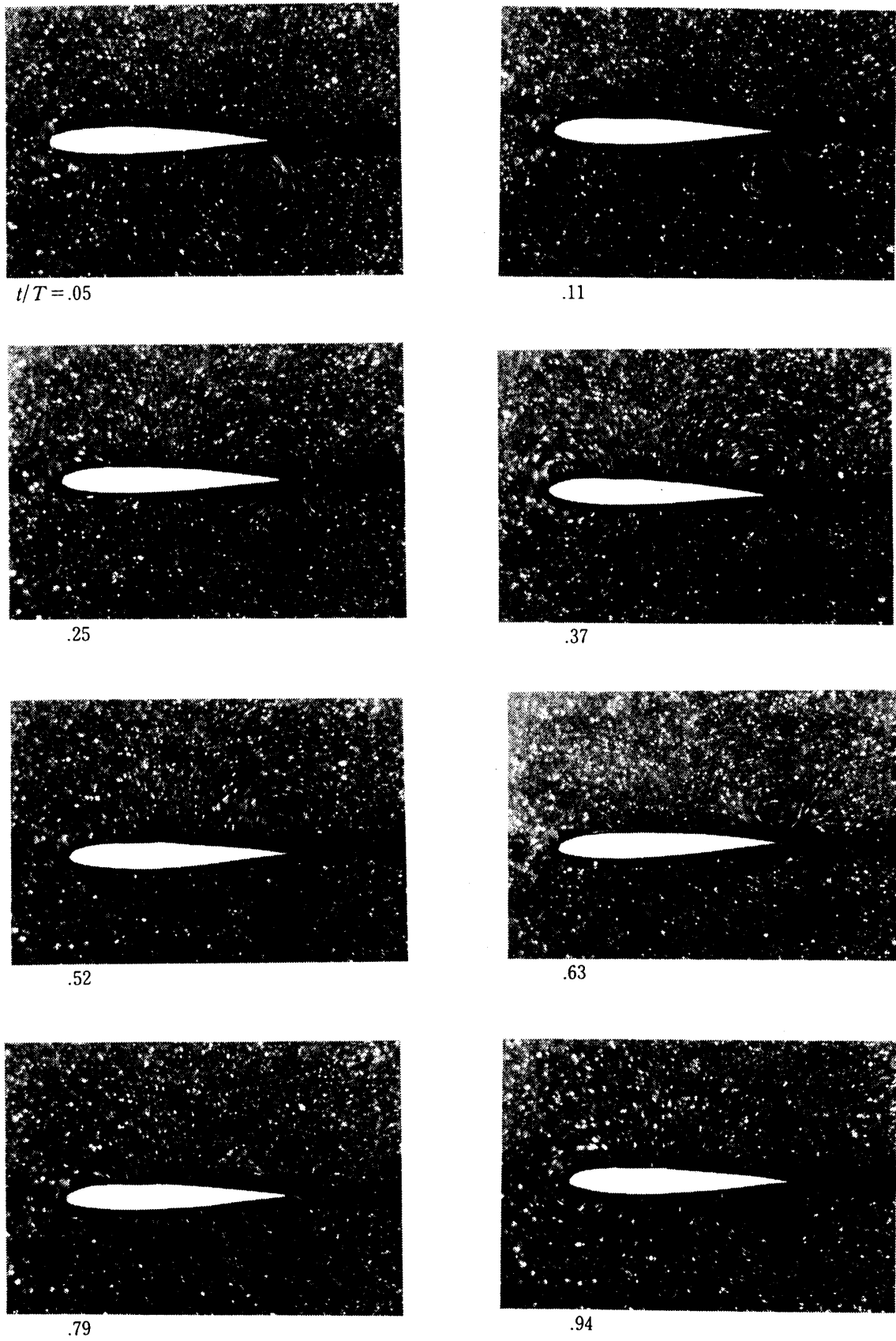


図 3-19 翼まわりの流れの時間変化
(アルミ粉法) $U=0$

流線は翼の後半部で翼面に交わり、下面より出て、同様に後縁の所で逆向きに上方に向かう。後縁付近の流線は鋭く向きを変えている。この鋭く凹んだ流線は、渦に乗った座標系から見れば、閉じた流線を描くであろう。

図3-18は、反カルマン型渦列の場合で、 A が0.74、 K が5.93である。後縁付近では、前の図と同様に、一周期間に二度渦が形成される。

図3-19は静止流体中で翼を振動させた場合の瞬間流線である。一様流がないので、渦のない領域のアルミ粉は白い点として写っている。中心の白い部分は翼である。前縁と後縁で渦巻き状の流れが見られるが、突角をもつ後縁側の方がはっきりした渦巻きになっている。例えば、 $t/T=0.05$ では翼が上方に向っていて、後縁下側に渦巻きが見られる。

3-6 ヒービング振動の場合の前縁剝離

図3-20に前縁剝離がおこる場合の電解法可視化写真を示す。前縁剝離は半周期毎に翼の上下面で起こる。翼の下降時には前縁上面に剝離領域が生ずる。静止翼の流れでは、剝離領域は翼面に沿って広がり、失速現象をひき起こす。振動翼では、実効迎角が再び小さくなるために、剝離領域は上面全体にひろがらず、前半部で再付着して剝離渦を作る。剝離渦は変形しながら翼面に沿って流れ、後縁渦に巻き込まれる。巻き込まれる前縁剝離渦と後縁渦の位相関係は、主流速度によって種々の値をとりうる。

図3-18の瞬間流線も前縁剝離が起きている場合のものと考えられるが、写真ではあまり明らかではない。

3-7 後縁支点のピッチング振動

振動翼後流の渦列形成に対して後縁の振動が果たす役割を明らかにするため、後縁を支点とするピッチング振動の場合の流れ場を可視化した。この振動条件のもとでは、翼の循環は変動するが、後縁の変位によって流体を押しよけることがない。

図3-21は瞬間的な迎角が $\alpha=10^\circ \sin \omega t$ で表わされる振動の場合である。前縁は Z 方向に最大0.7 cm変位する。後縁の変位は振動装置のゆるみを考慮に入れても最大0.1 mm以下であった。無次元振動数 K は1.98である。後縁が振動しないので、後縁をまわる流れが弱くなって、渦層の塊が後縁付近に淀みがちになっている。弱いヒービング振動の場合にも見られなかった現象であるが、電解沈澱粒子の塊の放出時刻が不規則で、渦層模様の周期性はなくなる。塊の放出は振動の半周期毎ではなく、後縁である時間蓄積されてから、不定期に下流に放出されるようであった。

図3-22は K が2.96の場合である。後縁での渦生成は周期的になる。前縁剝離による渦が後縁渦に巻き込まれている。剝離渦の流下速度は主流速度に依存し、この振動条件では翼の両面にそれぞれ2個ずつの渦が見られる。

図3-23は K が3.95の場合で、さらに大きい剝離渦と周期的に放出される後縁渦が観察された。前縁の上下面には常に剝離領域があり、それから分離した前縁剝離渦塊は翼面に沿って流下する。剝離渦の渦度の正負にかかわらず、後縁渦の方が常に剝離渦を巻き込み、後流の周期性は保たれている。

図3-24は K が5.93で、振動が強いために前縁剝離渦は崩壊してしまっている。後縁から放出される渦は一直線上に並ぶが、ヒービング振動の場合にくらべて、振動の影響が小さい渦列になっている。つまり、図3-20のヒービング振動の場合と K の値が5.93で等しいが、図3-20では反カルマン型渦列が形成されているに対し、この場合は直線状渦列である。

図3-25、3-26はアルミ粉法可視化写真で、それぞれ K が1.48と2.96である。また、同図(b)ではアルミ粉法と電解法を併用して可視化されている。シャッター速度を1/4秒としたので、その間の流れ場の変動分だけ電解法による渦層が幅広く写っている。図3-25(a)では後縁に反時計回りの渦があり、前縁部で剝離渦が作られつつある。同図(b)では翼上面の中央に剝離渦が流下しつつあり、後縁に時計回りの渦が見られる。図3-26(a)では後縁に反時計回りの渦があり、その下流に翼から離れた渦が見られる。同図(b)は(a)から半周期ずれた位相で、翼上面に2個の時計回りの剝離渦があり、後縁にも同じく時計回りの渦がある。後縁近くにある剝離渦は変形していて、電解粒子の白い線の巻き上がりは認められるが、アルミ粉による流線はほとんどなめらかになっている。

図3-27~3-29は $\alpha=5^\circ \sin \omega t$ の後縁支点ピッチング振動の写真で、無次元振動数 K はそれぞれ2.96、3.95及び5.93である。渦層模様は図3-27で波形、図3-28と図3-29でカルマン型渦列であった。

図3-30と図3-31は $\alpha=10^\circ+10^\circ \sin \omega t$ の後縁支点のピッチング振動である。平均迎角のために上面側と下面側で流れ場は非対称になり、上面側の剝離渦は大きくなった。渦層模様は平均迎角よりも K の影響の方が大きいようで、 K が等しい場合の $\alpha=10^\circ \sin \omega t$ の渦層模様に近くなっている。

3-8 25%弦長支点のピッチング振動

図3-32~3-36は25%弦長点を支点としたピッチング振動の場合の可視化写真である。図3-32と図3-33は $\alpha=10^\circ+10^\circ \sin \omega t$ の振動の流れで、同図(a)が電解法、同図(b)が電解法とアルミ粉法で可視化してある。 K は図3-32で1.48、図3-33で2.96である。これらの流れで特徴的なことは、翼上面の後半部でのみ剝離渦が観察されることである。図3-32の $t/T=0.17$ では、翼上面の剝離領域が後縁近くにまで流下してきており、下面側から巻き上がってきた後縁渦と隣り合って並んでいる。この2個の渦の回転の向きは互いに逆である。図3-33の $t/T=0.49$ では、後縁の所で上面側の剝離渦と後縁渦の回転の向きが同じで、アルミ粉法による流線模様ではすでに渦が合体しているように見える。この時、剝離点は翼の上面の半弦長点付近にある。

図3-34と図3-35は $\alpha=15^\circ+10^\circ \sin \omega t$ の振動の場合で、 K は前述の場合と同じくそれぞれ1.48と2.96である。後縁支点のピッチング振動の場合と同様に、流れ場の渦層模様は平均迎角よりも K による変化の方が大きく、それぞれ図3-32及び図3-33と同様の渦層模様になっている。図3-34は上面にある剝離渦が $\alpha=10^\circ+10^\circ \sin \omega t$ の場合よりも大きく、前縁側に別の小さい剝離領域が認められる。図3-35では渦層模様の特徴が図3-28とほぼ同じである。後縁から電解沈澱粒子の白い線が2本でてきているが、これは、上面側

の渦層が一度剝離してからその一部が再付着し、流出するためと考えられる。25%弦長点支点のピッチング振動では前縁剝離による剝離渦のふるまいが流れ場に大きい影響を与えている。

3-9 $X-t$ 線図

後縁や翼面の流れの時間変化を $X-t$ 線図で示した。

(a) ヒービング振動

ヒービング振動の場合に後縁から放出される渦の位置を 16 mm 映画の電解法可視化像から読み取って、図 3-36~3-38 に示した。図 3-36 は A が 0.12, K が 0.99 で、波形渦層の場合の $X-t$ 線図である。 $X-t$ 線図の左側の黒丸印は振動する後縁の位置 Z/H を示す。縦軸の時刻 t/T は下から上へ進み、それとともに後縁は振動の上端から一周期分の変動を示している。右側の図では横軸は X/C で、後縁の位置は X/C が 1.0 の直線で表わされる。図中に示したように、丸印は渦層が翼から離れる位置、三角印は上面から遅れて流出した渦層の先端の位置を示す。また、図中の矢印は主流を $X-t$ 線図上に示したものである。

翼が上昇しつつある時には、後縁の下面側で渦層が停滞する。翼が振動の上端に達し、下降し始めると、翼に対する流れは下から翼に当るようになり、波形を描く渦層とともに下面側で停滞していた沈澱粒子が後流から流出し始める。この部分の流出速度は主流よりも小さく、 $X-t$ 線図で見ると 1/3 程度であった。下流に進むと、この部分は徐々に波形の渦層に合体する。翼から後流に放出される渦層は翼の上面と下面で別々に生成され、ともに、後縁から放出されるが、翼の上昇時には後縁下面側で、下降時には上面側で渦層が一時停滞することになる。振動翼の渦度放出は循環変動によるものであるが、その放出の際には、このようにして粘性効果が影響を及ぼしている。

図 3-37 は A が 0.19, K が 1.48 の場合の $X-t$ 線図である。渦層の突出部の速度は依然として主流よりも遅いが、下流に進むにつれてそれに近くなる。

図 3-38 は A が 0.37, K が 2.96 で、カルマン型渦列が観察された場合である。翼の下降時には、下面側の渦層が後縁をまわり込んで巻き上がり渦を形成する。この時、上面側の渦層は後縁まで進むことができず、剝離点は後縁より内側になる。図中、四角印は上面側の渦層と下面側の渦層の剝離点が後縁で一致した時の流体粒子の位置を表わしている。

(b) 後縁支点のピッチング振動

図 3-30 と図 3-40 にアルミ粉法可視化写真から求めた $X-t$ 線図を示す。横軸の X/C が 0 から 1.0 までは翼上面の流れ場を表わし、前縁剝離による剝離渦と後縁渦の形成、それらの相互作用及び後流への放出が記述されている。図 3-39 は α が $10^\circ \sin \omega t$, K が 1.48 の場合で、白丸印は時計回りの渦、黒丸印は反時計回りの渦である。 t/T が 0.25 で迎角 α が最大になる時に前縁部に剝離領域が現れる。剝離領域は翼面上を下流に向かって広がっていき、 $t/T=0.6$ で半弦長点付近に時計回りの渦を形成する。渦は翼面上を流下し、反時計回りの後縁渦の所まできて並ぶ。後縁渦は翼が迎角をもち始めるとすぐに後縁に現れ、約 1/5 周期間後縁にとどまった後、翼を離れる。後半周期には、翼の下面側に反時計回りの剝離渦が形成され、時計回りの後縁渦と一対になって翼から離れる。後縁では常に回転方向

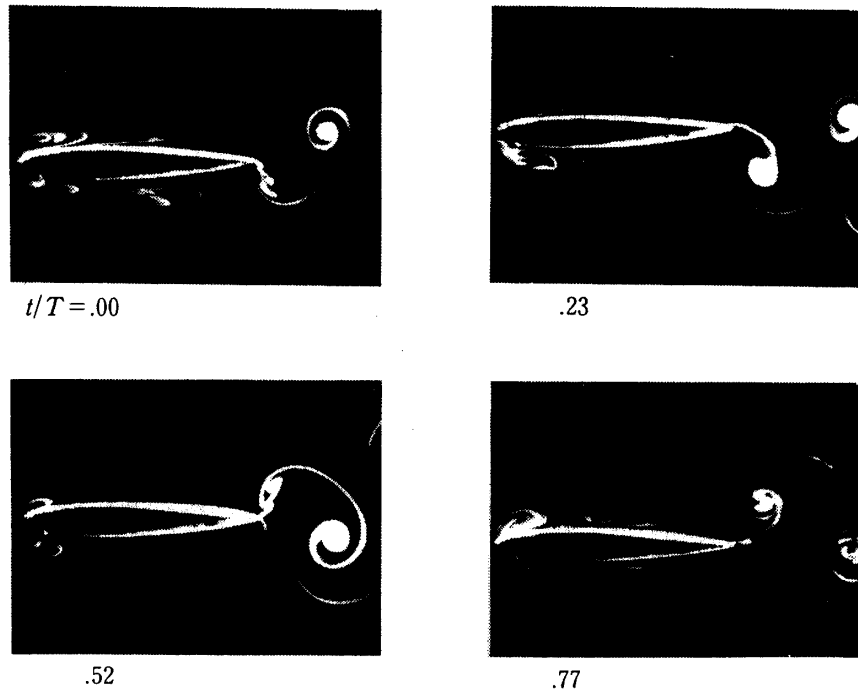


図 3-20 ヒービング振動の前縁剝離
 $A=0.74, K=5.93$

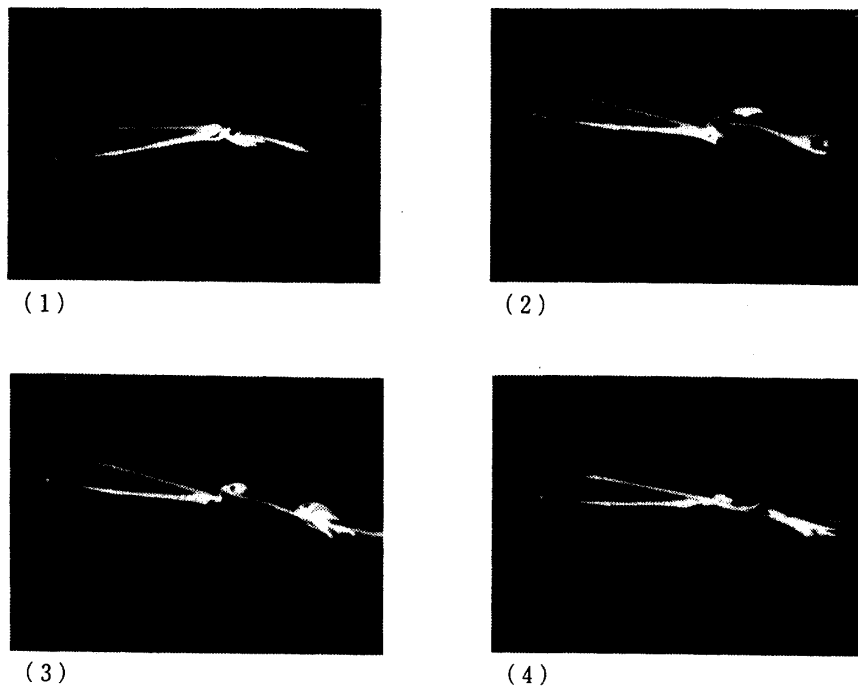


図 3-21 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ \sin \omega t, K=1.98$

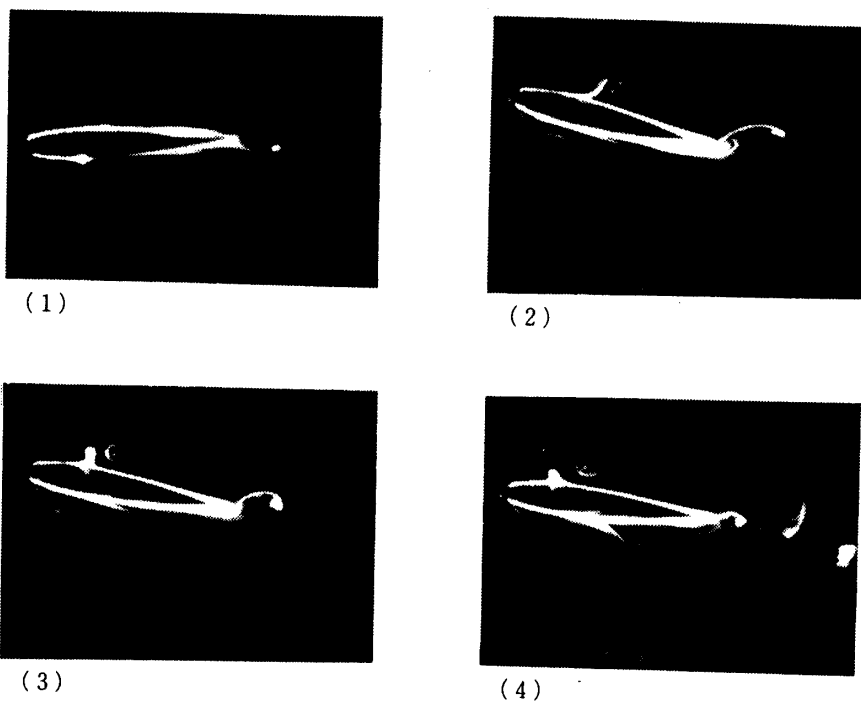


図 3-22 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ \sin \omega t$, $K = 2.96$

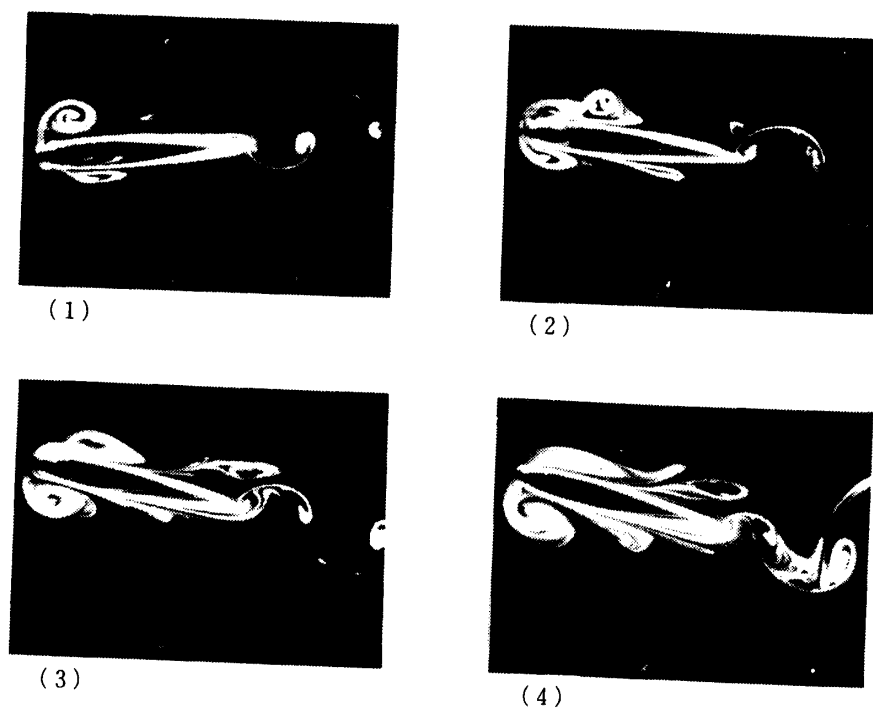


図 3-23 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ \sin \omega t$, $K = 3.95$

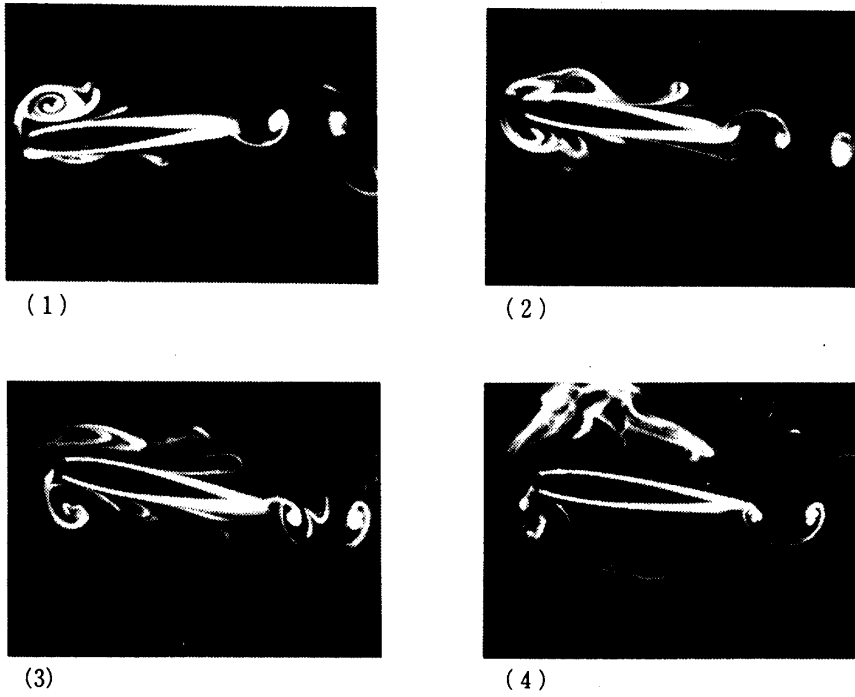


図 3-24 後縁支点のピッチング振動

$$\alpha = 10^\circ \sin \omega t, K = 5.93$$

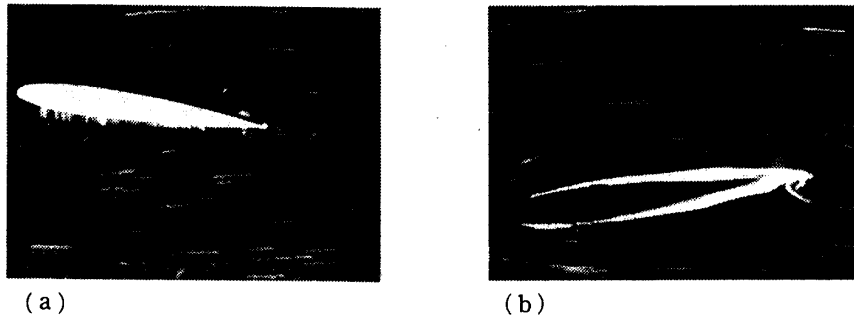


図 3-25 後縁支点のピッチング振動

$$\alpha = 10^\circ \sin \omega t, K = 1.48$$

- (a) アルミ粉法による可視化
- (b) アルミ粉法+電解沈澱法による可視化

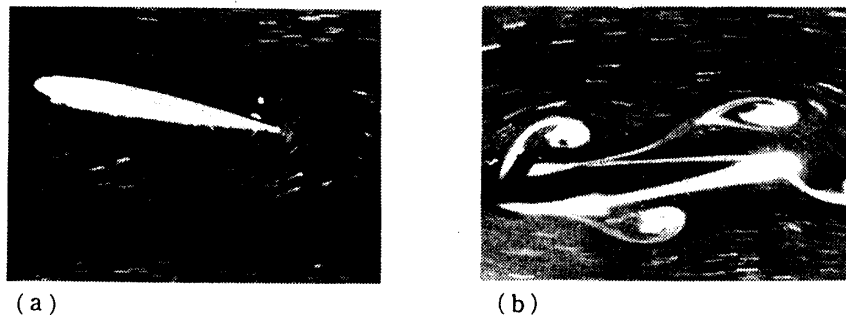


図 3-26 後縁支点のピッチング振動

$$\alpha = 10^\circ \sin \omega t, K = 2.96$$

- (a) アルミ粉法による可視化
- (b) アルミ粉法+電解沈澱法による可視化

の異なる渦が一对となって翼から離れ、下流に進んでも2個の渦は隣り合ったままで、合体しないように見えた。

図3-40は K が2.96の振動である。 t/T が0.6付近で1/4弦長点に剝離渦が認められた。渦は1周期後に後縁に着き、同じ回転方向をもつ後縁渦と合体する。後縁渦は合体によって大きくなる。後縁渦が停滞する時間は、 K が1.48の場合と同様に1/5であるが、位相は遅くなっている。

(c) 25%弦長点支点のピッチング振動

図3-41は α が $10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$ 、 K が1.48の場合の $X-t$ 線図で、アルミ粉流線写真から読み取った値で構成した。上下面の流れが非対称であるために、後縁渦の停留時間も非対称であった。時計回りの後縁渦は t/T が0.25の頃に現れると同じ回転向きの前縁剝離渦と合体して、すぐに翼を離れる。一方、 t/T が0.6頃に現れる反時計回りの後縁渦は2/5周期程後縁にとどまる。

図3-42は K が2.96の場合である。振動の支点が25%弦長点にあるので、後縁は流れ場の中で振動する。したがって、流れ場の変動に対する影響としては、翼の瞬間迎角よりも後縁の振動によるものの方が大きい。上面の剝離渦は同じ時計回りの後縁渦と合体する。

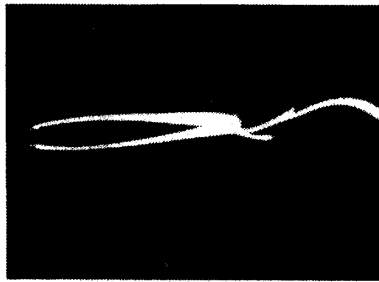


図 3-27 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 5^\circ \sin \omega t$, $K = 2.96$

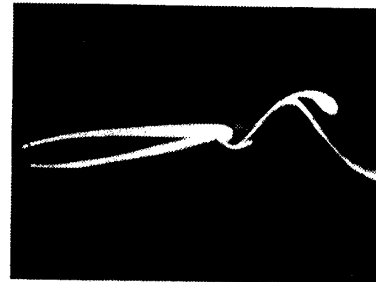


図 3-28 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 5^\circ \sin \omega t$, $K = 3.95$

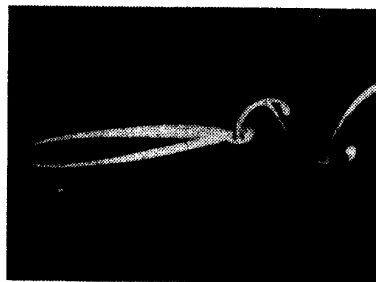


図 3-29 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 5^\circ \sin \omega t$, $K = 5.93$

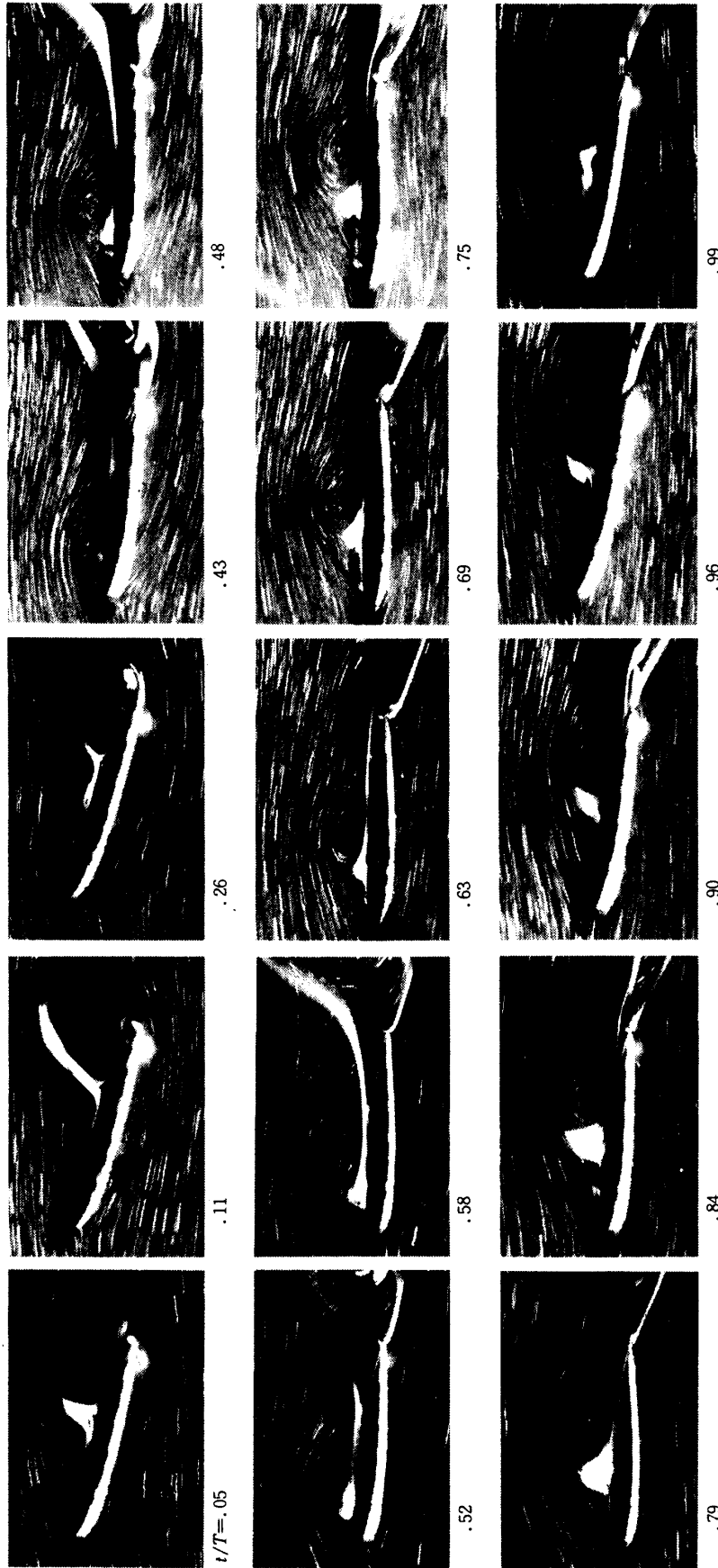


図 3-30 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t, K = 1.48$

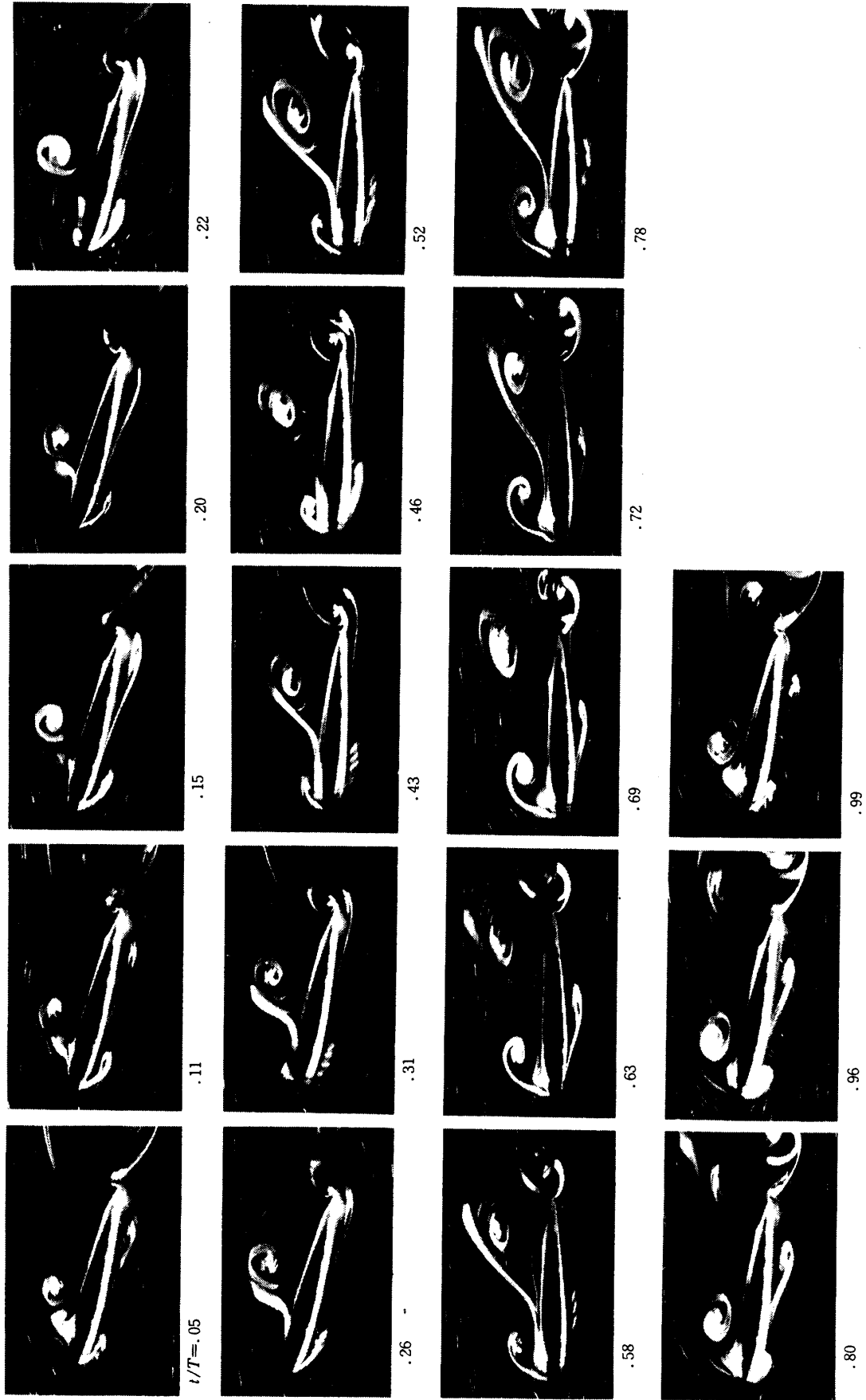


図 3-31 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t, K = 2.96$

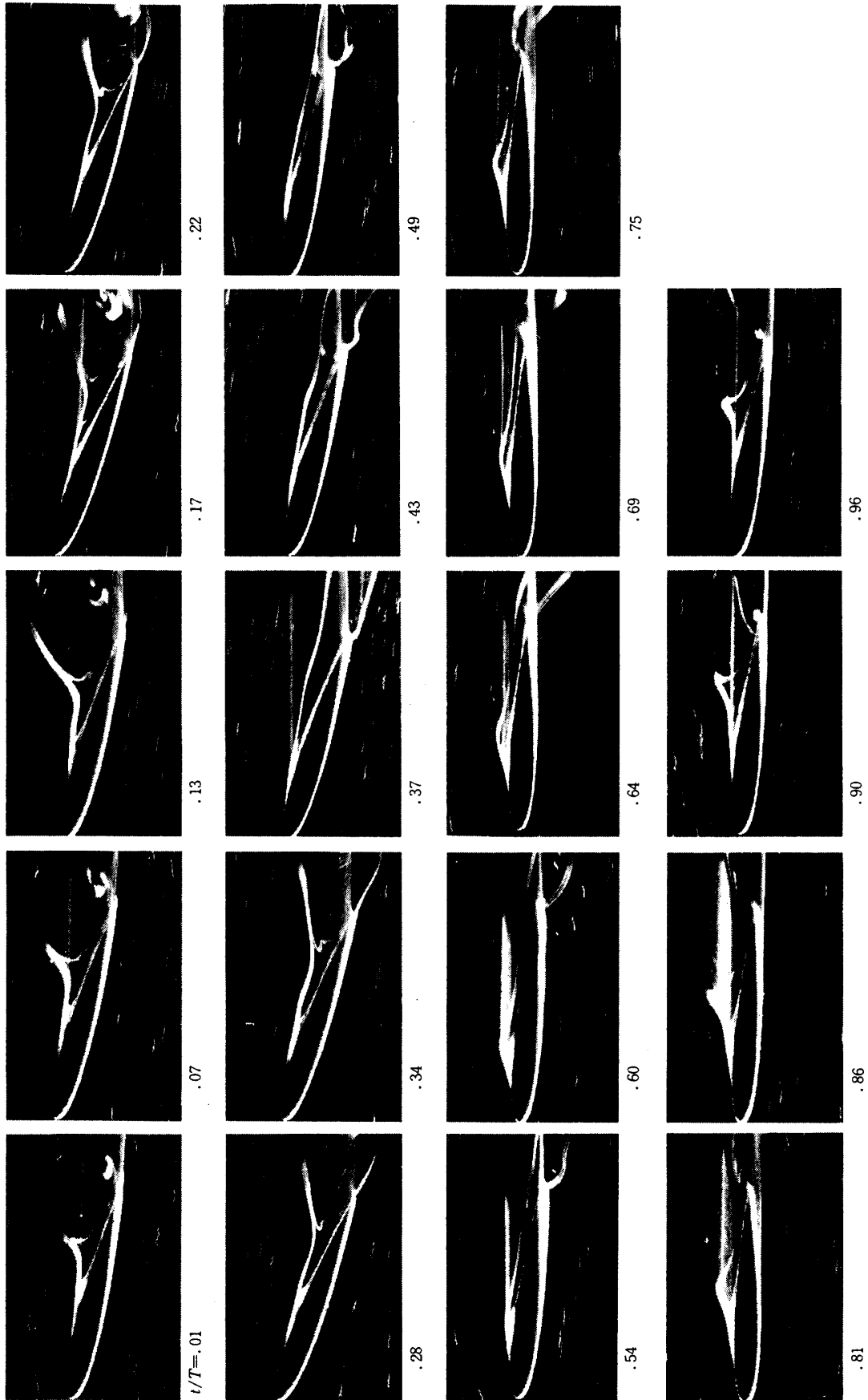


図 3-32 25%弦長支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$, $K = 1.48$

$\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t$, $K = 1.48$

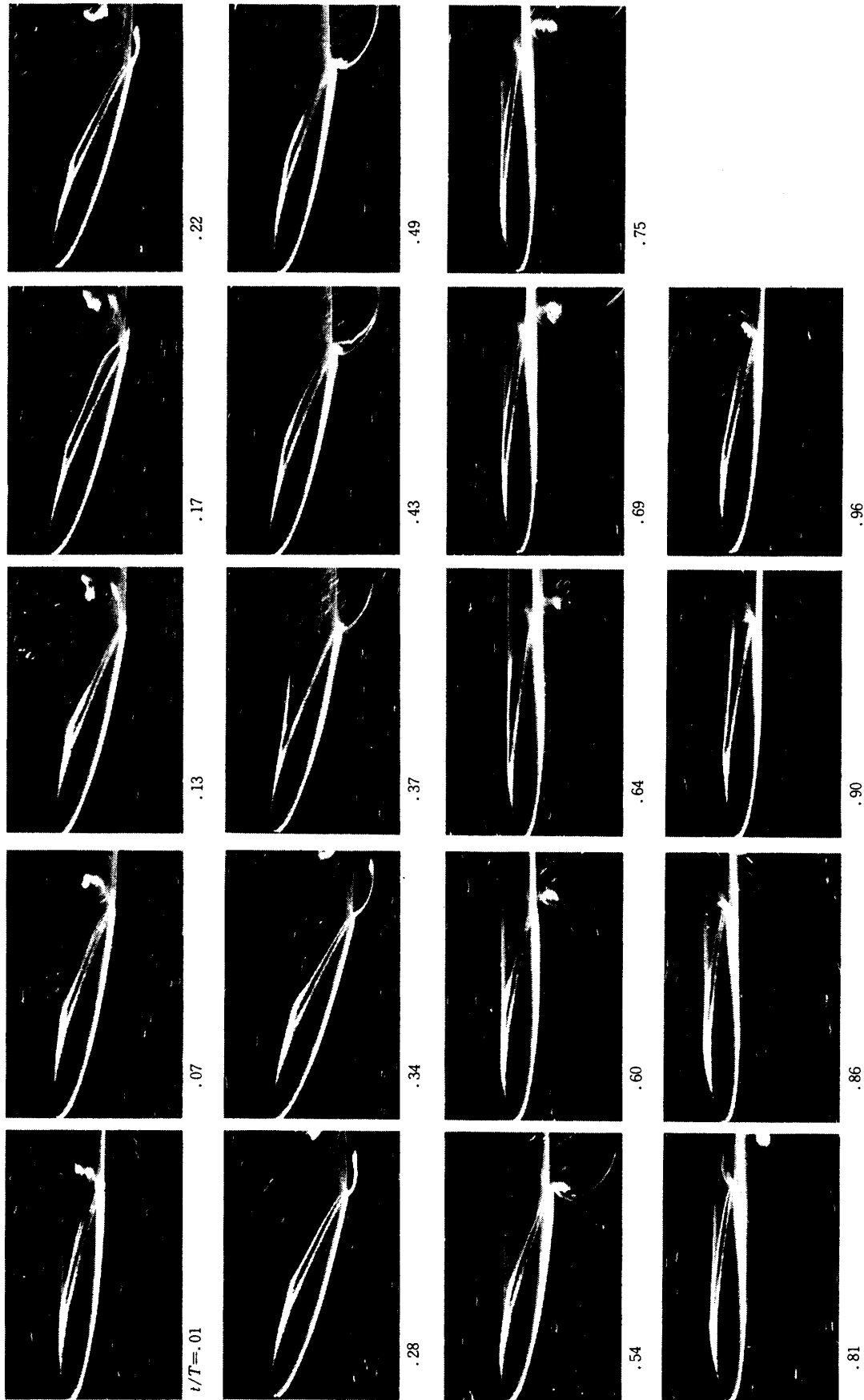


図 3-33 25%張長点支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ + 10^\circ \sin \omega t, K = 2.96$

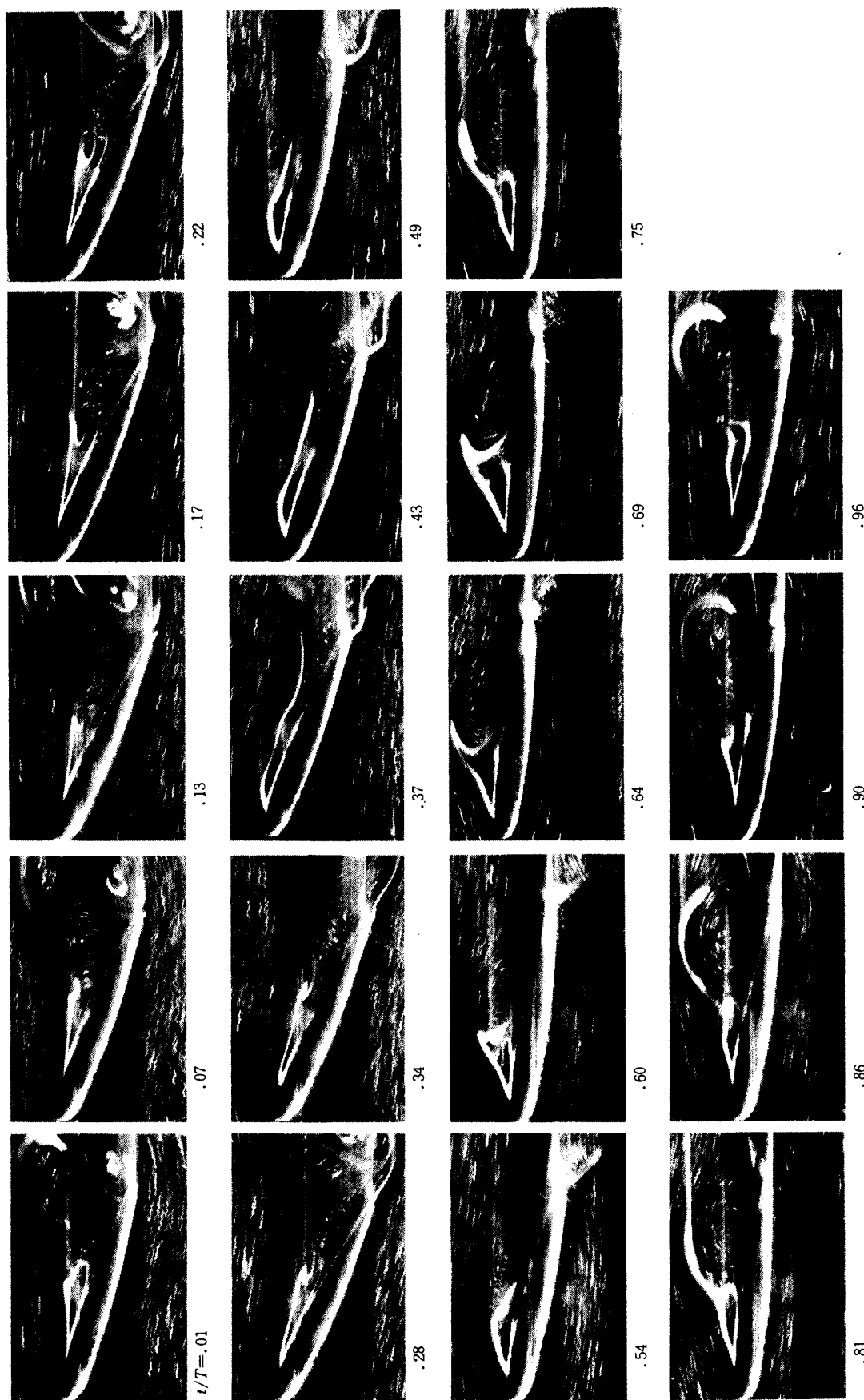


図 3-34 25%弦長点支点のピッチング振動
 $\alpha = 15^\circ + 10^\circ \sin \omega t, K = 1.48$

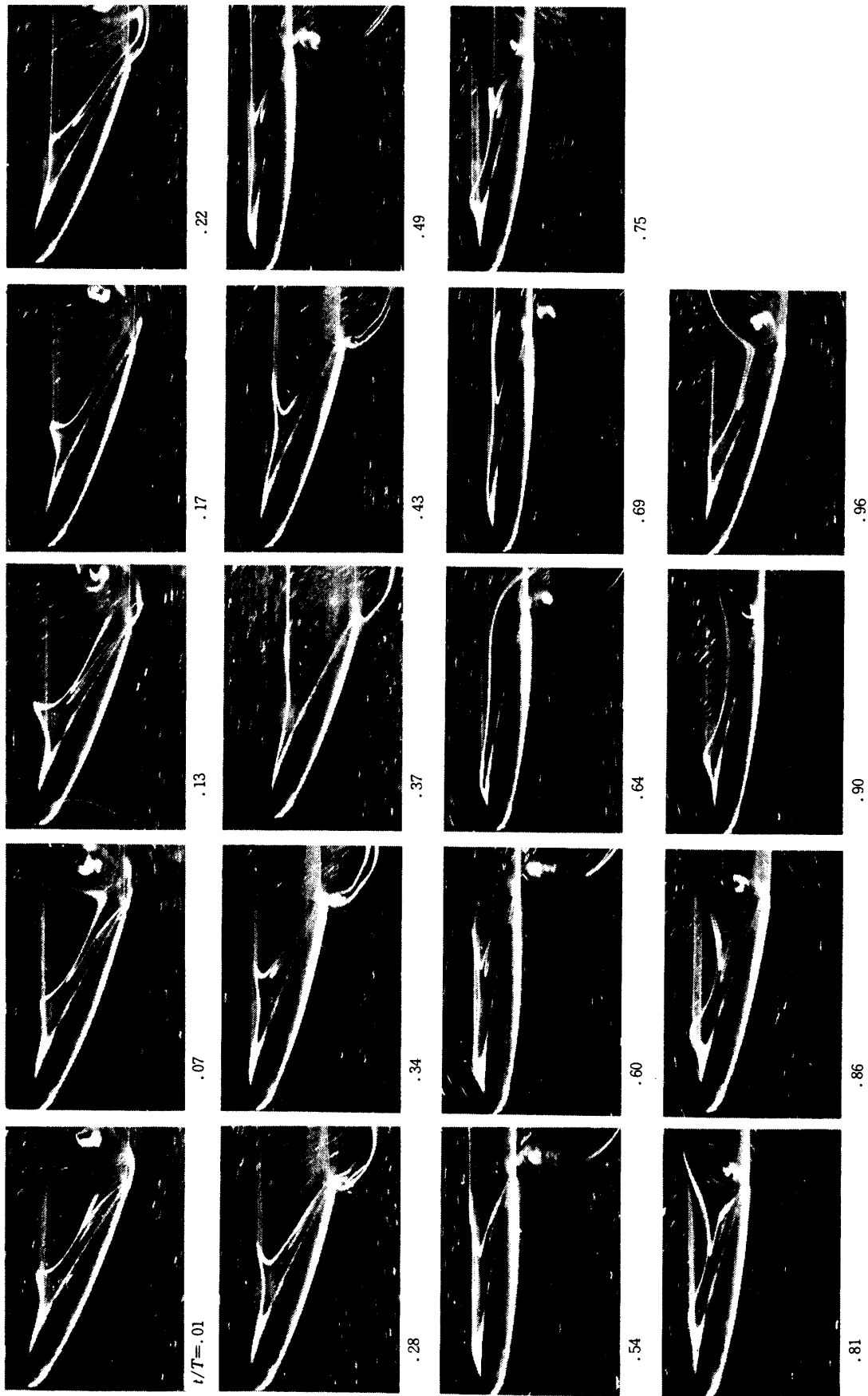


図 3-35 25%弦長点支点のピッチング振動
 $\alpha = 15^\circ + 10^\circ \sin \omega t, K = 2.96$

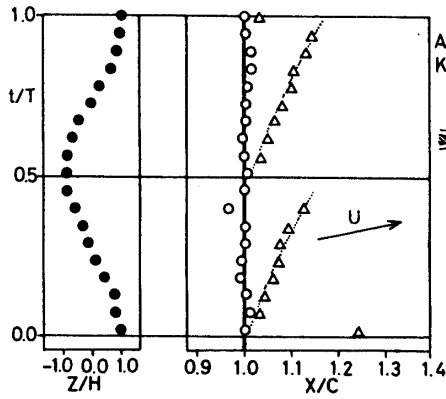


図 3-36 X-t 線図 $A=0.12, K=0.99$

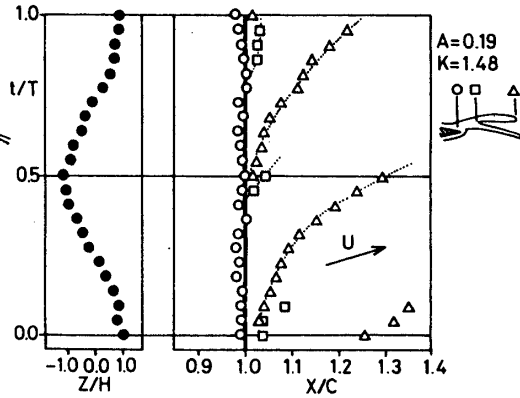


図 3-37 X-t 線図 $A=0.19, K=1.48$

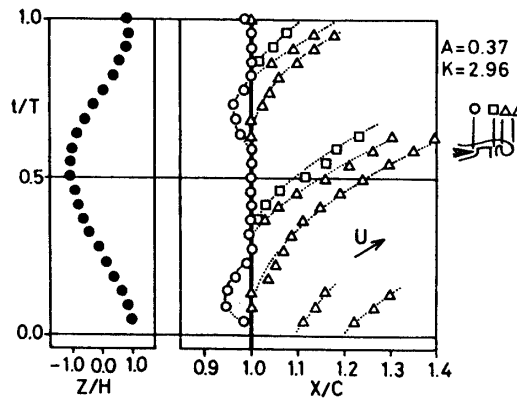


図 3-38 X-t 線図 $A=0.37, K=2.96$

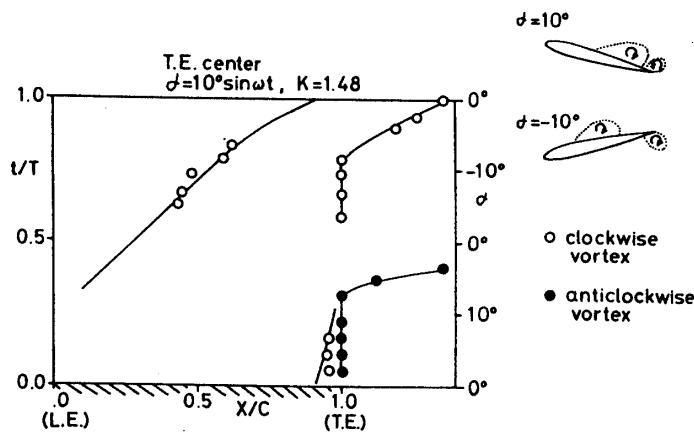


図 3-39 X-t 線図 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha=10^\circ \sin \omega t, K=1.48$

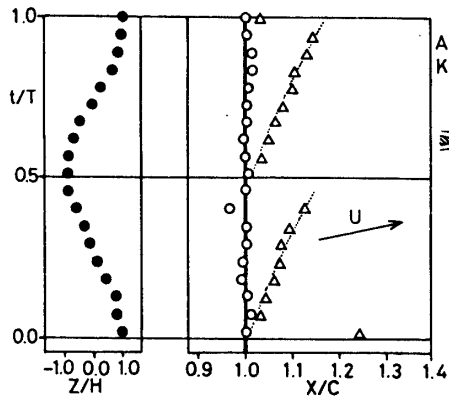


図 3-36 X-t 線図 $A=0.12, K=0.99$

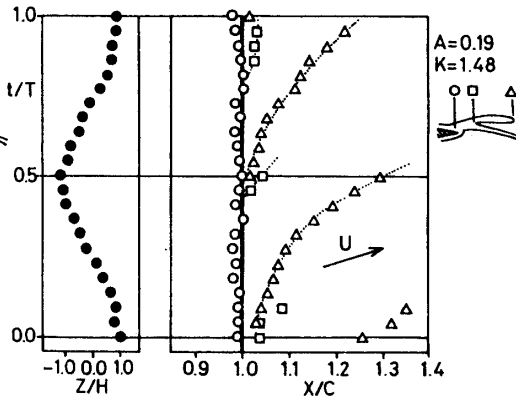


図 3-37 X-t 線図 $A=0.19, K=1.48$

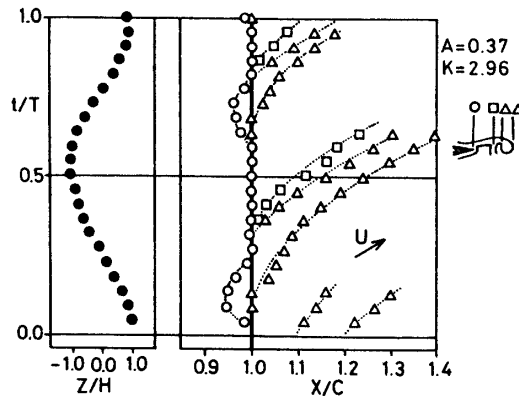


図 3-38 X-t 線図 $A=0.37, K=2.96$

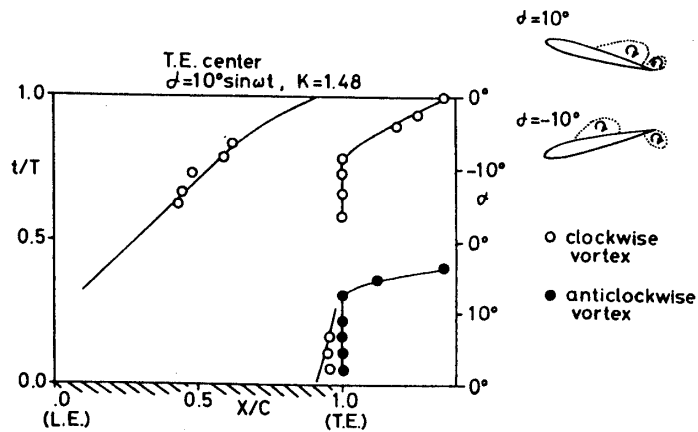


図 3-39 X-t 線図 後縁支点のピッチング振動
 $\alpha = 10^\circ \sin \omega t, K=1.48$

第4章 渦糸近似法

4-1 渦糸近似法の考え方

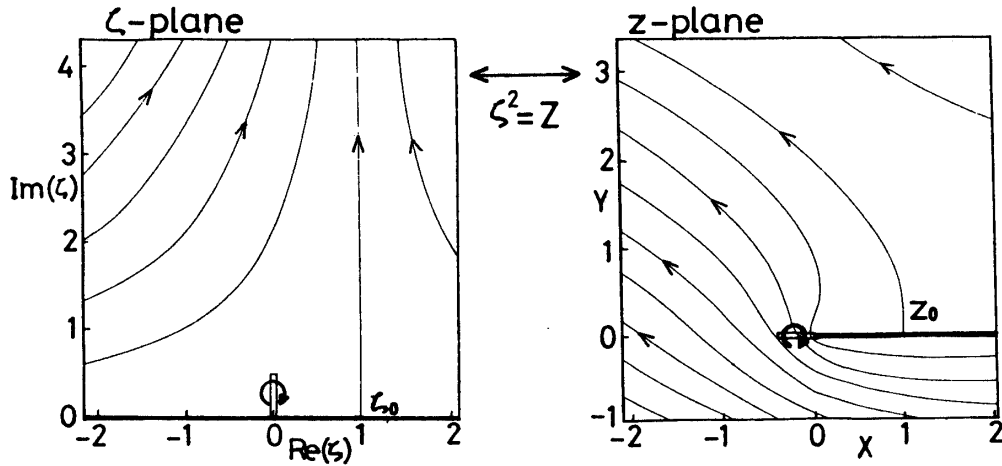


図 4-1 物理面—計算面の対応流線図

表 4-1 計算のパラメーター

$$B = \frac{2\pi z_0}{UT}$$

No.	$\frac{dg}{d\zeta}$	U	z_0	Δt	T	UT	B
1	$-(\zeta - \sin \omega t)$	0.5		0.04	3.2	.6	4.0
2	$-(\zeta - \sin \omega t)$	0.5		0.08	6.4	3.2	1.9
3	$-2(2\zeta - \sin \omega t)$	2	0.71	0.04	3.2	6.4	0.69
4	$-4(4\zeta - \sin \omega t)$	8	0.50	0.04	3.2	25.6	0.13
5	$-8(8\zeta - \sin \omega t)$	32	0.35	0.04	3.2	102.4	0.021
6	$-8(8\zeta - \sin \omega t)$	32	0.35	0.16	12.8	409.6	0.0053
7	$-(2\zeta - \sin \omega t)$	1	0.71	0.04	3.2	3.2	1.4
8	$-(4\zeta - \sin \omega t)$	2	0.50	0.04	3.2	6.4	0.49
9	$-(4\zeta - \sin \omega t)$	2	0.50	0.08	6.4	12.8	0.25
10	$-(8\zeta - \sin \omega t)$	4	0.35	0.16	12.8	51.2	0.043

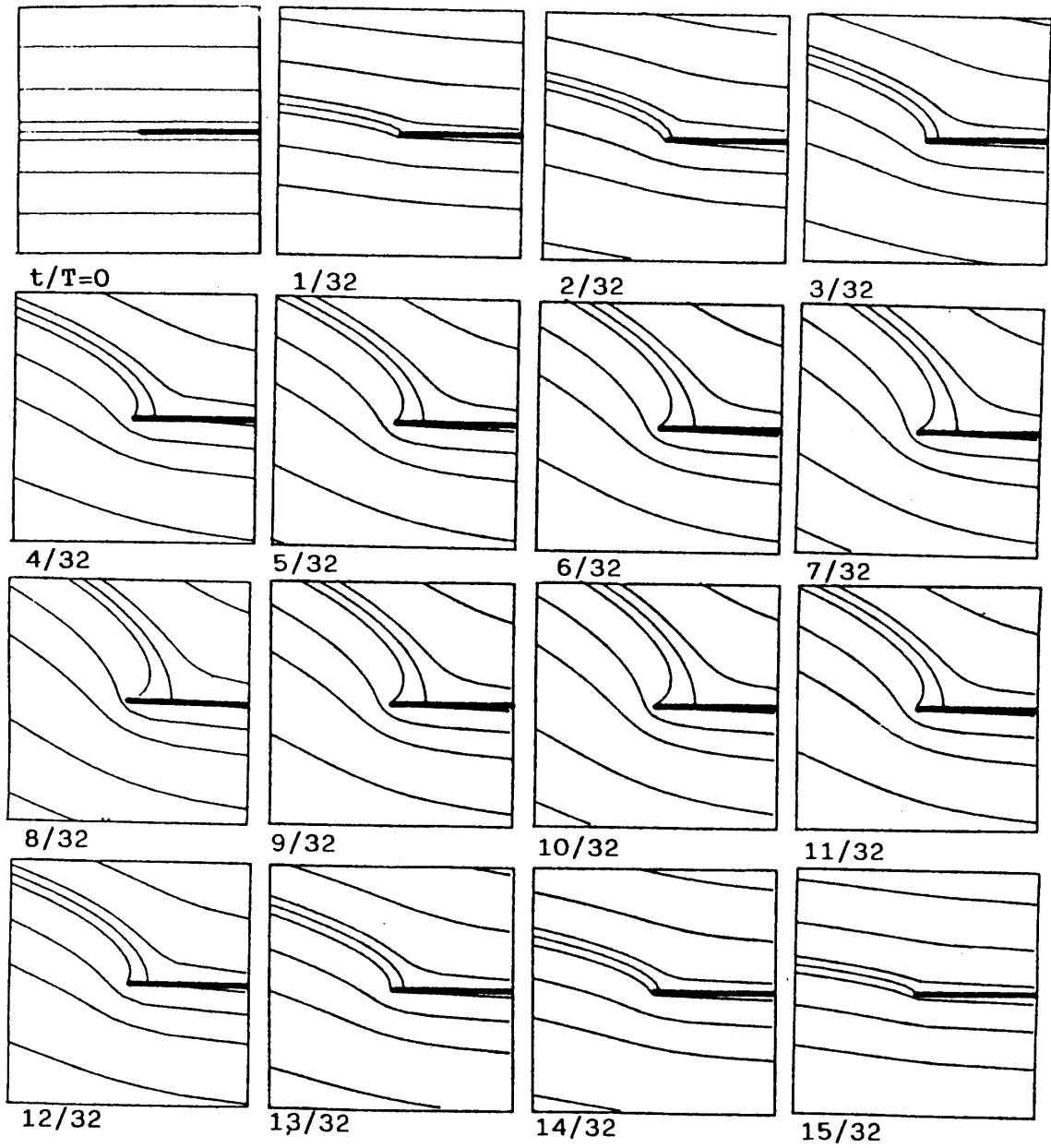


図 4-2 主流の時間変化

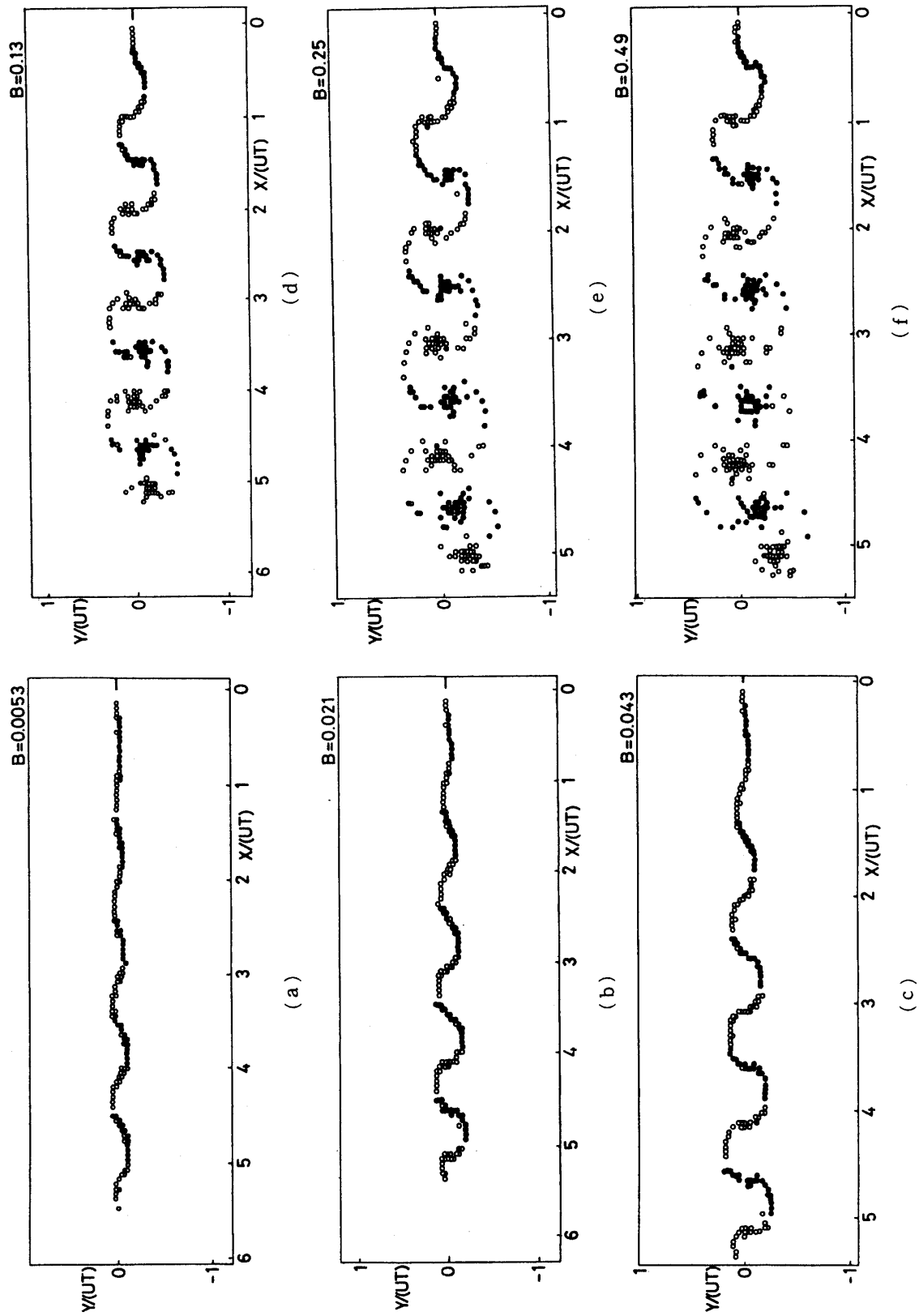


図 4-3 渦系一つづき

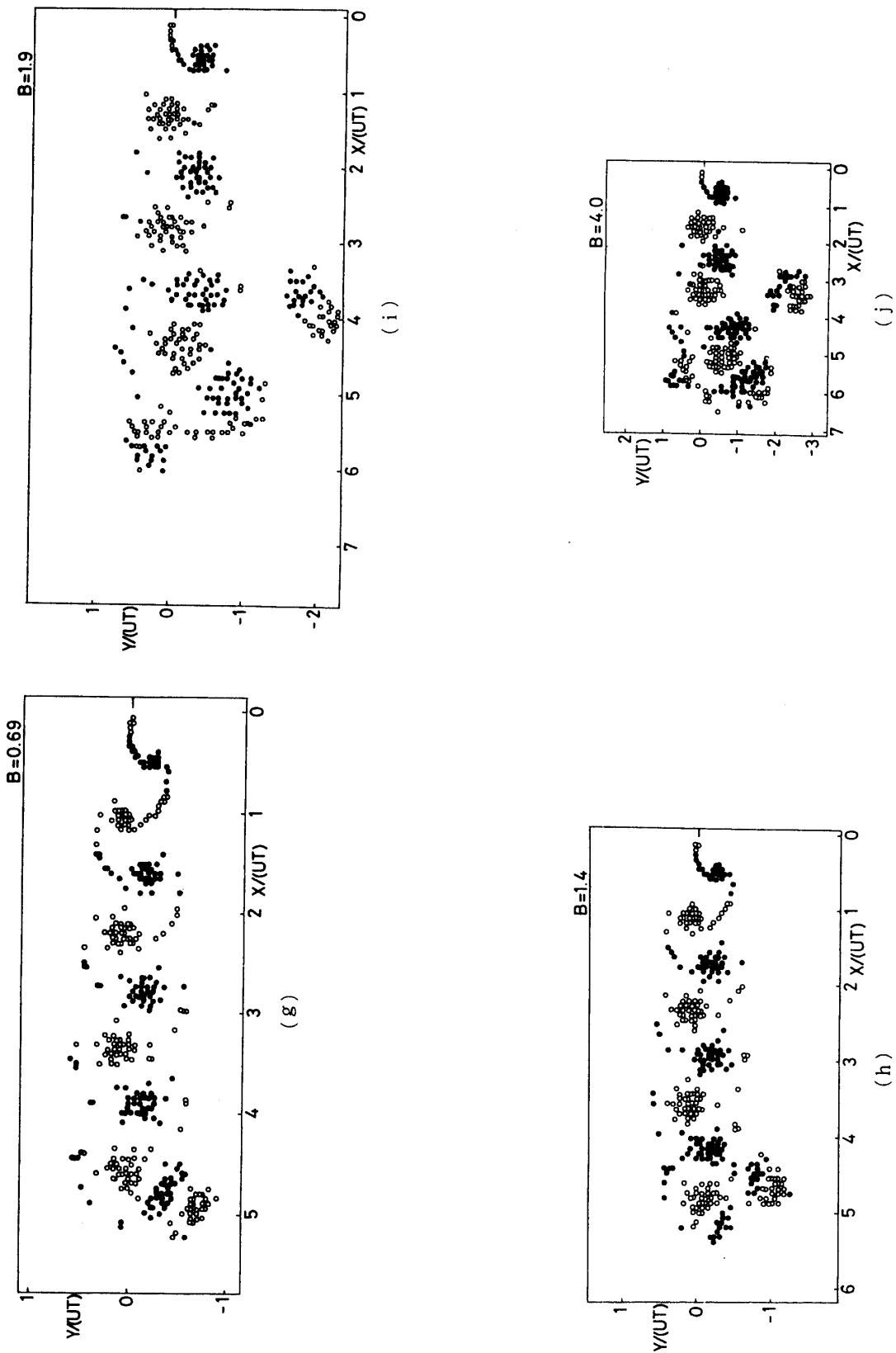


図 4-3 渦系—おわり—

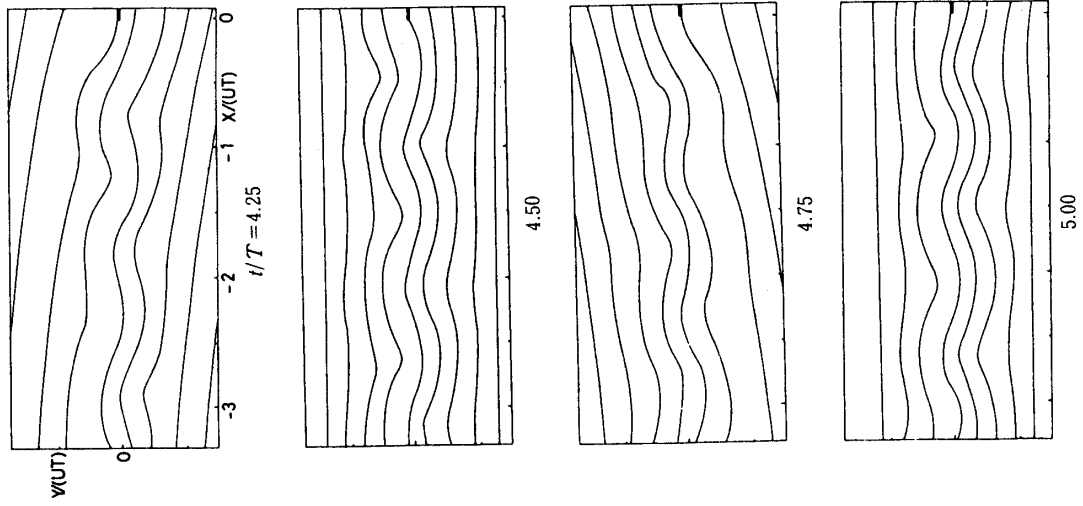


図 4-4 瞬間流線 $B = 4.0$

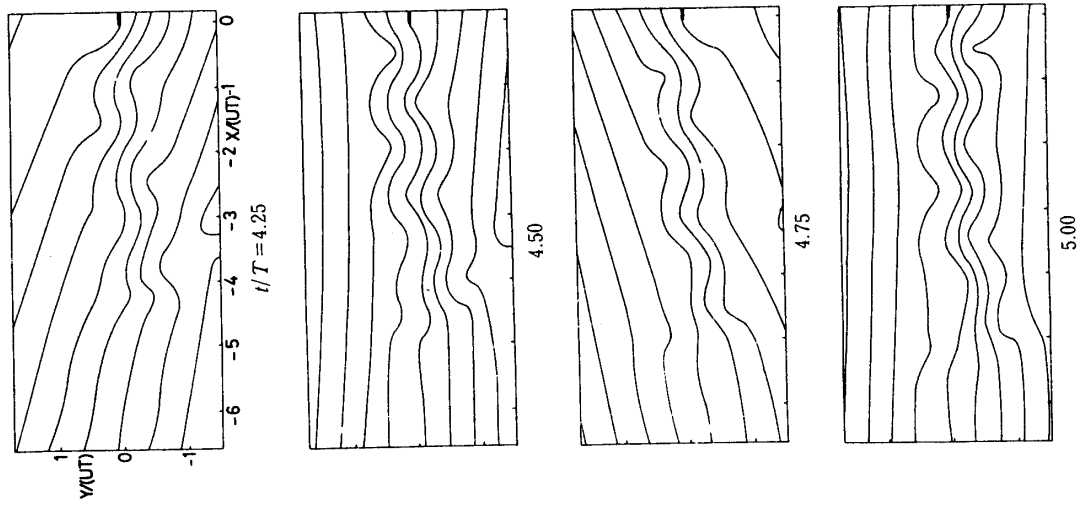


図 4-5 瞬間流線 $B = 1.9$

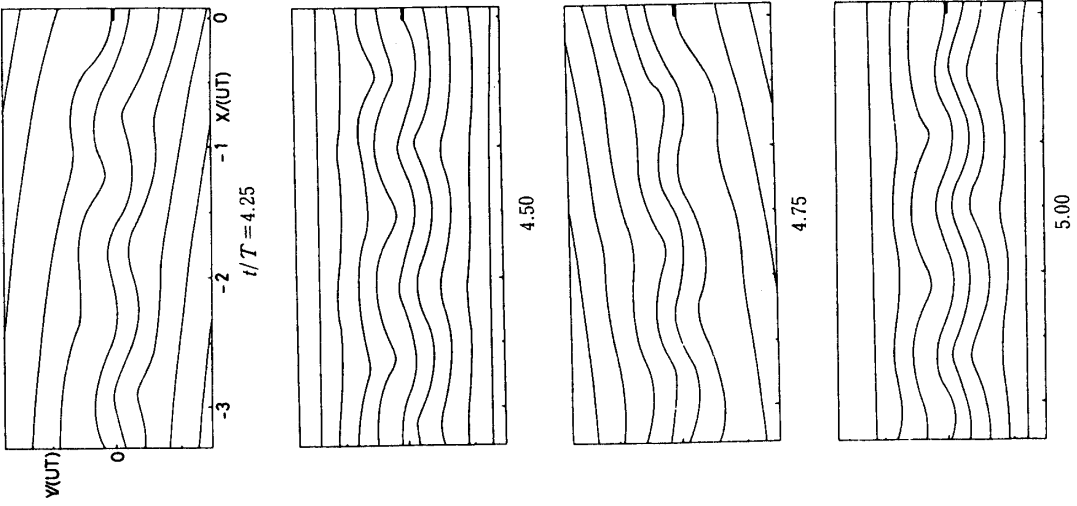


図 4-6 瞬間流線 $B = 0.69$

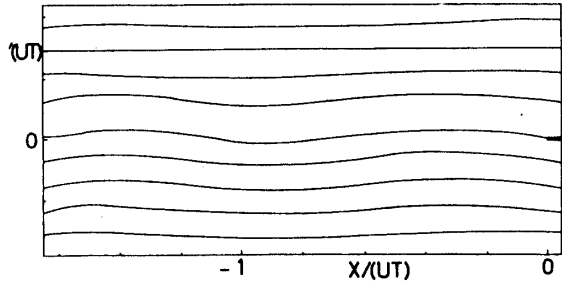


図 4-7 瞬間流線 $B=0.13$

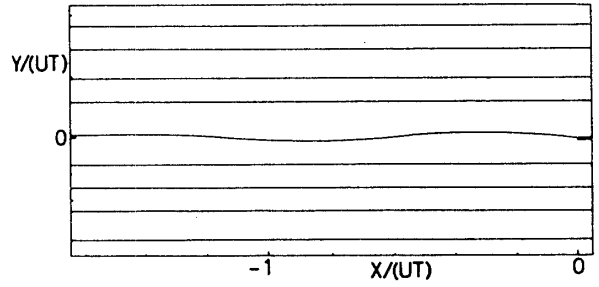


図 4-8 瞬間流線 $B=0.0053$

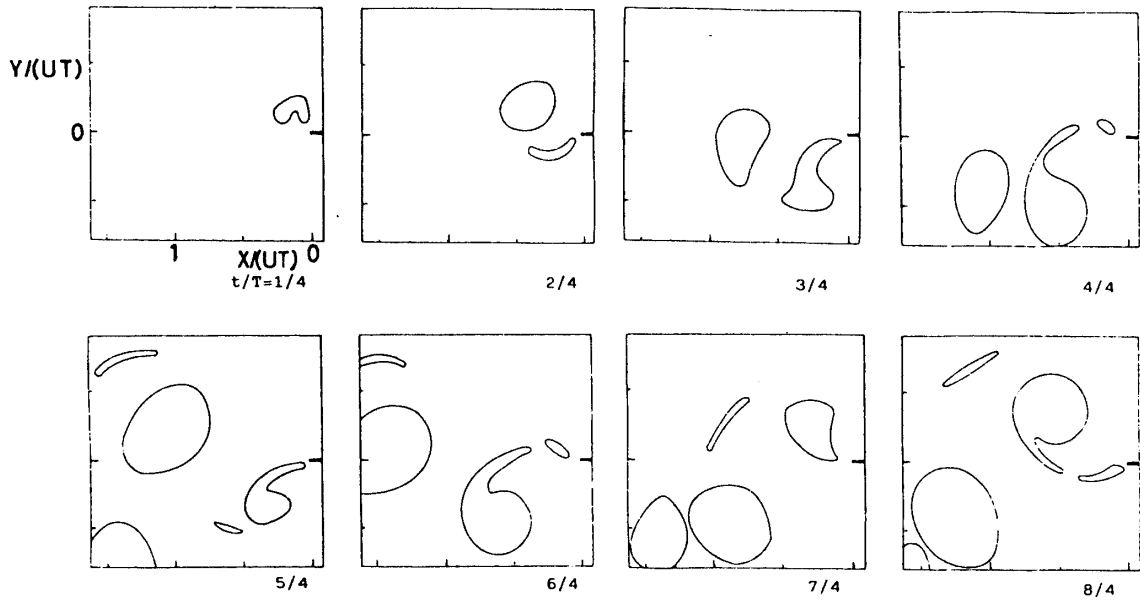


図 4-9 渦度分布 $B=4.0$

まず、渦糸近似法による流れ場の数値シミュレーションの基本的な考え方を示す。非粘性非圧縮の二次元流れとする。渦層を表わす曲線を有限長さで区切って、各々を渦糸で置き換える。流れ場の中にある渦糸の個数を n とする。 j 番目の渦糸の位置を ζ_j とすると、速度ポテンシャル Φ と流れ関数 Ψ の一次式、 $\Phi + i\Psi$ で表わされる複素ポテンシャル F は、

$$F = g(\zeta) + i \sum_{j=1}^n x_j \{ \log(\zeta - \zeta_j) - \log(\zeta - \zeta_j^*) \} \quad (4-1)$$

である。ただし i は虚数単位であり、第1項目は主流項、第2項目は渦糸とその鏡像の項である。 x_j は渦糸の強さ、 ζ_j^* は壁面に対する ζ_j の鏡像の位置である。 j 番目の渦糸に対する複素ポテンシャル F_j は、その渦糸自身の影響の項を除いて、

$$F_j = g(\zeta_j) + i \sum_{l \neq j}^n x_l \{ \log(\zeta_j - \zeta_l) - \log(\zeta_j - \zeta_l^*) \} - ix_j \log(\zeta_j - \zeta_j^*) \quad (4-2)$$

である。計算面である ζ 面に対して物理面を z 面とすれば、物理面における流速 $w = u + iv$ は (4-1) 式を z で微分して得られる。

$$w = \frac{d\zeta}{dz} \cdot \frac{dF}{d\zeta} = \frac{d\zeta}{dz} \cdot \left[\frac{dg}{d\zeta} - i \sum_{j=1}^n x_j \left\{ \frac{1}{\zeta - \zeta_j} - \frac{1}{\zeta - \zeta_j^*} \right\} \right] \quad (4-3)$$

渦糸 j の速度は

$$\begin{aligned} \frac{d\zeta_j}{dt} &= \left(\frac{d\zeta}{dz} \right)_j \left(\frac{dz}{dt} \right)_j \\ &= \left(\frac{d\zeta}{dz} \right)_j \left(\frac{d\zeta}{dz} \right)_j \left(\frac{dF}{d\zeta} \right)_j \\ &= \left| \frac{d\zeta}{dz} \right|_j^2 \left\{ \overline{g(\zeta_j)} - i \sum_{l \neq j}^n x_l \left(\frac{1}{\zeta_j - \zeta_l} - \frac{1}{\zeta_j - \zeta_l^*} \right) + ix_j \frac{1}{\zeta_j - \zeta_j^*} \right\} \end{aligned} \quad (4-4)$$

であり、主流と他の渦糸とそれらの鏡像と自分の鏡像によって誘導される速度をもつ。渦糸の位置 ζ_j は時刻と共に変化していくから、 ζ_j は t の関数 $\zeta_j(t)$ であり、時刻 $t + \Delta t$ での位置 $\zeta_j(t + \Delta t)$ は、

$$\zeta_j(t + \Delta t) = \zeta_j(t) + \frac{d\zeta_j}{dt} \cdot \Delta t \quad (4-5)$$

となる。

4-2 流れる場の定式化

振動翼によって渦列が形成される流れ場を、特に後縁付近に着目して、二次元の振動する平板流としてモデル化した。物理面を z 面とし、写像面を ζ 面とすると、

$$z = \zeta^2 \quad (4-6)$$

となる。 ζ 面で上半面に広がる流れ場は、 z 面では正の実軸で表わされる平板のまわりの流れ場に写像される。また、

$$\zeta_j^* = \bar{\zeta}_j \quad (4-7)$$

である。主流 $g(\zeta)$ を無限遠から流れてきて壁面から離れていく流れと振動する流れの合成と考えると

$$g(\zeta) = -\frac{1}{2}(U_{\zeta} \cdot \zeta - \sin \omega t)^2 \quad (4-8)$$

と表わすことができる。主流の流線模様の写像関係を図4-1に示した。 ζ 面内の壁上 ζ_0 の位置に淀み点があり、

$$\zeta_0 = \frac{\sin \omega t}{U_{\zeta}} \quad (4-9)$$

である。流れは正負の両無限遠から壁に沿って ζ_0 に向って流れてきて、双曲線形の流線を描いて上方に流れ去る。 ζ_0 は原点を中心に振動するから、原点における流速も振動し、 ζ 面では(4-8)式により、

$$\left(\frac{dg}{d\zeta}\right)_{\zeta=0} = U_{\zeta} \cdot \sin \omega t \quad (4-10)$$

となる。図4-1は $\sin \omega t = 1$ の時の流線図である。同図 z 面では淀み点 z_0 は平面の上面にあり、そこから出る流線は放物線を描く。平面の下面側に沿ってくる流れは原点で上側に回り込んでから斜め上方に向う。図4-2に時間的に変化する主流流線図の前半周期分を示した。後半周期は上下を逆転した変動となる。物理面での主流速度は

$$\frac{dg}{dz} = -\frac{U_{\zeta}^2}{2} + \frac{U_{\zeta} \sin \omega t}{2\zeta} \quad (4-11)$$

で、実験の際の一樣流速度に対応する一樣流成分は

$$U = -\frac{U_{\zeta}^2}{2} \quad (4-12)$$

となる。振動周期 T を

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (4-13)$$

とすれば、一周期間に主流が進む長さ $U \cdot T$ が長さの基準で、振動の強さの基準として、淀み点の位置の振幅 z_0 を無次元化した量 B

$$B = \frac{z_0}{U} \cdot \frac{2\pi}{T} \quad (4-14)$$

を用いた。

4-3 放出渦糸の決定法

流れ場の変動に対応して、 Δt 毎に1個ずつ渦糸が平板端から後流に放出される。放出される渦糸の強さと放出の位置は Graham (1980) の方法に従って決定された。

以下に n 番目のタイムステップにおいて放出される渦糸の強さ x_n とその位置 $\zeta_n(n \cdot \Delta t)$ を決定する方法を述べる。流れ場の中には、すでに $n-1$ 個の渦糸が分布している。前タイムステップ $t = (n-1) \cdot \Delta t$ から、 $n \cdot \Delta t$ までの間に長さ ΔS の渦層が連続的に平板端から流れ出てきていると考える。 z 面において渦層の密度 x_z は一定で、平板に平行に一定速度で流れ出てくるとすれば、その速度は

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{1}{2} |-2\pi \cdot x_z| \quad (4-15)$$

であるから、

$$\Delta S = |-\pi \cdot x_z \cdot \Delta t| \quad (4-16)$$

となる。

次に、クッタの条件を適用する。(4-6)式の写像関数を(4-3)式に代入すると、

$$w = \frac{1}{2\zeta} \left[-U_\zeta (U_\zeta \bar{\zeta} - \sin \omega t) - i \sum_{j=1}^{n-1} x_j \left\{ \frac{1}{\zeta - \zeta_j} - \frac{1}{\zeta - \bar{\zeta}_j} \right\} \right] \quad (4-17)$$

となり、 $\zeta \rightarrow 0$ の極限では写像関数の微係数 $1/\bar{\zeta}$ のために発散する。「平板端で流速が発散しない」ようにするためには、(4-17)式の右辺のカギカッコの中の表式が0になるように、すなわち、 ζ 面で原点の流速が0になるように、渦層 ΔS の原点に速度を誘導すればよい。

図4-1の原点壁上の白い線は放出された渦層を表わしている。 ζ 面で虚軸上にある長さ $\sqrt{\Delta S}$ の渦層が原点に誘導する速度を求めよう。 ζ 面における渦層の密度 x_ζ は

$$x_\zeta = \frac{dz}{d\zeta} \cdot x_z = 2\zeta x_z \quad (4-18)$$

である。虚軸上に is から $i(s+ds)$ にある x_ζ の渦層が原点に誘導する速度は、

$$dV_\zeta = -ix_\zeta \left(\frac{1}{0+is} - \frac{1}{0-is} \right) d(is) \quad (4-19)$$

である。(4-18)式を(4-19)式に代入して整理すると、

$$dV_\zeta = 4x_z dS \quad (4-20)$$

となり、これを $\sqrt{\Delta S}$ まで積分すると、渦層が原点に誘導する速度は

$$V_\zeta = 4x_z \sqrt{\Delta S} \quad (4-21)$$

となった。 V_ζ と(4-17)式の右辺カギカッコの中の値が打ち消し合えば、クッタの条件は満足される。ゆえに、

$$V_\zeta = - \left[U_\zeta \cdot \sin \omega t - i \sum_{j=1}^{n-1} x_j \left(\frac{1}{\zeta_j} - \frac{1}{\bar{\zeta}_j} \right) \right] \quad (4-22)$$

また、(4-16)、(4-21)式から、

$$|x_z| = \frac{1}{\pi \cdot \Delta t} \left| \frac{\pi}{4} \cdot V_\zeta \cdot \Delta t \right|^{\frac{2}{3}} \quad (4-23)$$

$$\Delta S = \left| \frac{\pi}{4} \cdot V_\zeta \cdot \Delta t \right|^{\frac{2}{3}} \quad (4-24)$$

となる。渦層の強さは全体で

$$x_n = x_z \cdot \Delta S \quad (4-25)$$

であるから、(4-23)、(4-24)、(4-25)式から、

$$|x_n| = \frac{1}{\pi \cdot \Delta t} \left| \frac{\pi}{4} \cdot V_\zeta \cdot \Delta t \right|^{\frac{4}{3}} \quad (4-26)$$

が得られた。この渦層を $i\Delta S/2$ の位置にある渦糸に置き換える。

4-4 パラメーターの設定と計算手順

表4-1に用いたパラメーターの値を挙げた。1周期間に放出する渦糸数 N_T を変えても、周期 $T = N_T \cdot \Delta t$ を一定にすれば、得られた渦糸図に有意な差はなかった。 Δt を小さくして N_T を多くとれば、精度のよい渦度分布が得られるが、計算時間は渦糸の個数の二乗に比例して長くなる。何通りかの Δt , N_T について試してから、 $N_T = 80$, $\Delta t = 0.04$ を標準として選択し U_ζ を変化させた。上記の Δt と N_T を用いると、周期は $T = N_T \cdot \Delta t = 3.2$ となる。主流項の複素ポテンシャルは、

$$g(\zeta) = -\frac{1}{2} \left\{ U_\zeta \cdot \zeta - \sin \left(\frac{2\pi \cdot N}{80} \right) \right\}^2 \quad (2-27)$$

となる。また、

$$g(\zeta) = -\frac{1}{2U_\zeta} \left\{ U_\zeta \cdot \zeta - \sin \left(\frac{2\pi \cdot N}{80} \right) \right\}^2 \quad (2-27')$$

という主流項をもつ場合についても計算した。

振動の強さは主流の淀み点位置 z_0 と $U \cdot T$ の比によって規定される。この値が大きい程強い振動を表わす。

計算の手順を以下に示す。

- (1) 初期値を設定する。
- (2) ζ 面の原点の流速を計算する。
- (3) 放出する渦糸の強さと位置を求める。
- (4) 渦糸の移動速度を計算する。
- (5) 渦糸の新しい分布を求める。
- (6) 必要に応じて、渦糸図、流線図、渦度分布図等、結果を出力する。
- (7) 時刻を Δt 進めて、(2)からくり返す。

本計算では、最大渦糸個数 400、すなわち 5 周期分の計算を行った。計算機は宇宙科学研究所の M-200 を使用したが、計算時間は 5 分を超えなかった。

渦層の強さと長さを求めるために、クッタの条件を適用したが、渦糸に置き換えると条件は満足されなくなる。すなわち、渦糸に置き換えた後では、 ζ 面の原点の流速は 0 ではなく、 V_ζ の 30% 程度の値となった。渦糸近似法による数値シミュレーションでは渦糸の強さの決定法として種々の方法が用いられていて、たとえば、境界壁上の粘性効果を「ノン・スリップ条件」として課す方法が Kuwahara (1978), Ono (1980), Horiuti (1980) らによって行われている。この条件は「物体表面に沿う流れが平均として 0 になる」ことを要求する。また、クッタの条件を適用する場合でも、その定式化には何種類かの方法がある。しかし、いずれの方法でも、最終的な結果には影響が少ないといわれているので、上記の方法のみを用いた。

4-5 計算結果

(a) 渦糸図

図4-3に得られた渦糸の分布図を示す。白丸印が時計回りの渦度をもつ渦糸、黒丸印が

反時計回りの渦糸である。右側の縦枠の中央に平板端がある。空間座標の縮尺は各図によって異なっており、 $U \cdot T$ を単位とした座標である。全体的に見れば、渦糸が描く模様は振動が強くなるにつれて波形から渦列へと変化していく。波形を描いて並ぶ渦糸が、互いに速度を誘導して、同じ回転向きの渦糸が集まり、巻き上がり渦が形成される。渦糸図のうち、 B が 0.043 までは波形渦層で、次に 0.49 までは下流に進むにつれて波形から巻き上がり渦列へと変化していく。 B が 0.69 以上では、平板直後で巻き上がり渦が形成される。巻き上がり渦のうち、最初の数個は下流で大きく変形するが、それ以降の渦は周期的に並び、可視化実験の結果に一致している。

(b) 瞬間流線

図 4-4~4-8 に流れ関数の等高線図、すなわち流線図を示す。図 4-4 は $B=4.0$ の流線で、 $t/T=4.25$ から $1/4$ 周期毎に 1 周期分の変動を追った。後流領域では流線が曲がりくねって、渦列の存在を示している。渦の影響のない領域では主流の流線が現れている。主流項の淀み点は平板面で振動しているが、渦糸群を組み入れた流線図では、常に平板面に淀み点がある。図 4-5 と図 4-6 の各々 $B=1.9$ と 0.69 の流線図で、座標を図 4-4 の $1/2$ に縮小してある。傾向は $B=4.0$ と同様である。図 4-7 と図 4-8 は B が 0.13 と 0.0053 の流線図とともに $t/T=5.0$ である。

(c) 渦度分布

図 4-9 に等渦度線図で表わした渦度分布を示した。流れ場の適当な領域を格子に区切り、各格子の中にある渦糸の強さを積分して、格子内の渦度を、

$$\omega_{ij} = \sum_{\text{in the cell}} \frac{2\pi x_i}{\Delta X \cdot \Delta Y} \quad (4-26)$$

とした。巻き上がり渦の部分には集中した渦度分布が認められる。流速測定によって得られた渦度変動と定性的に一致している。

第 5 章 議 論

5-1 渦の間隔

図 3-10 の渦層模様から波形の波長や渦の間隔を求め、 A に対する変化を図 5-1 に示した。縦軸には $U \cdot T$ で無次元化した波形波長や渦間隔をとった。渦の間隔は渦の移動速度に依存するから、後流の平均速度の指標となっている。一周間に 2 個の渦が放出されることを考慮して、渦の間隔 ΔX の 2 倍、すなわち、 $2 \cdot \Delta X / (U \cdot T)$ を示した。この値が 1 より大きい時には渦列は翼と反対方向に速度を誘起し、後向きに加速された後流が作られていることになる。振動が弱い時には後流は減速され、振動が強くなるにつれて渦の間隔が広がり、加速された後流が観察された。

振動翼の後流の渦層模様は、振動が強くなるにつれて、波形渦層からカルマン型渦列、直線状渦列へと変化していった。カルマン型渦列では渦同士の誘導速度が後流を減速する向きであるのに対して、反カルマン型では加速する向きになる。図 5-1 に示された渦の間

隔の変化は、渦の誘導速度の渦列の型による変化に対応している。

5-2 線形理論における渦度

線形理論から求められる揚力係数 C_L を書き下すと、

$$C_L = 2\pi A \sin \omega t + 2\pi A \operatorname{Re}\{i(1-F-iG)e^{i\omega t}\} + \pi AK \cos \omega t \quad (5-3)$$

となる。 $F(K)+iG(K)$ はテオドールセン関数である。(5-3)式第1項は準定常項、第2項は後流渦による影響の項、第3項は仮想質量の影響の項である。仮想質量の効果は翼が流体を押しつけて運動するために組み込まれるもので、静止流中で振動運動をする平板によって作られる渦層の生成因でもある。この渦層の渦度は瞬間速度と同じ位相で振動するから、振動の中心位置で最大の渦度が放出され振動翼の循環変動によって放出される渦度に 90° の位相差をもっている。

振動翼では、このように循環変動に対応した渦度と仮想質量効果の渦度が合成されて放出される。合成された渦度は翼の実効迎角に対し位相遅れをもつので、後縁軌跡上に渦度が放出される場合に極値をとる位相が遅れる。位相遅れは無次元振動数 K の関数で、 K が 0 に近づくとき位相遅れも 0 に近づく。 $K \geq 1$ では、ほぼ一定で 40° 程度である。したがって、線形理論の拡張として、有限振幅をもつ後縁の軌跡に沿ってこの渦度を分布させると、 X 軸上で後向きに流れを加速する速度が誘導される。

5-3 後縁直後の渦度変動

ヒービング振動の場合には、無次元振幅 A と無次元振動数 K が振動を規定する。図 5-2 に線形理論から求めた等流速線図を示した。後縁直後の断面における渦度変動には図 2-8 と図 2-9 に示したように、一周期間に正と負の極値が見られ、線形理論が示すような振動翼によって生成された渦度が放出されている。図 2-10 と図 2-11 には、断面にわたり渦度を積分した量の振幅と位相遅れを示す。これらの積分量では局所的なばらつきは打ち消され、線形理論値に近い値が得られている。ただし、図 2-10 の振幅については、 K が 1.8 と 2.2 で線形理論値よりも小さくなっている。後縁剝離が起きて、放出渦度が減少したのであろう。

位相では 2 断面での傾向が異なっていて、後縁に近い方では線形理論値に近いが、1/10 弦長離れた断面では K が 1.8 と 2.2 で理論値からずれる。これは、翼から離れる程流混合が進むことを反映しているのであろう。渦度変動の振幅と位相では非線形効果の現れ方が異なっていて、振幅の方が早く非線形性を示す。

5-4 渦層模様と非線形性

線形理論で導かれる渦度が翼後縁の軌跡上に放出されるならば、渦層によって X 軸上に誘起される速度は後流を後向きに加速する。これに対し、可視化実験では振動が強くなると波形渦層の次にカルマン型渦列が現れたがこの渦列による誘起速度は後流を減速する。したがって、カルマン型渦列の形成は線形理論のみでは説明できない現象である。この非

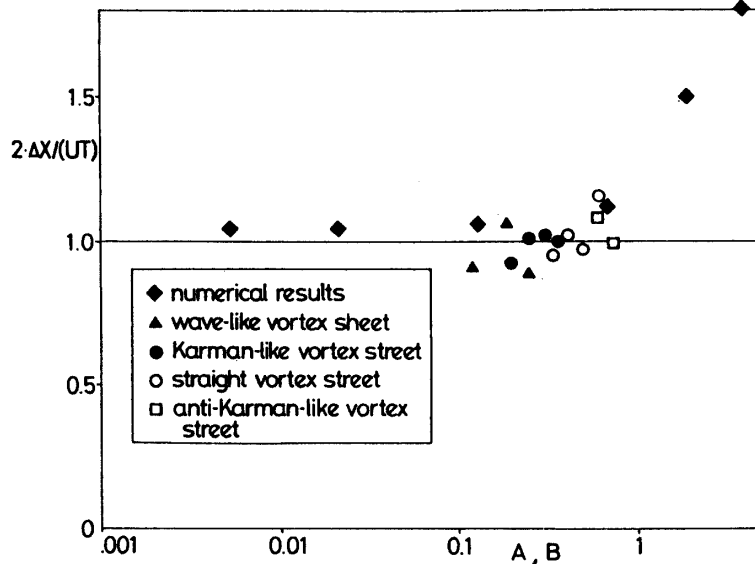


図 5-1 振動の強さと渦の間隔

線形性が、何によるものかを考察するために渦層模様の成長過程を概観してみよう。波形渦層では、後縁の軌跡上に放出された渦層が下流に進むにつれて波形の振幅を増加させる。カルマン型渦列では、渦層が下流に進み振幅が増大すると同時に波の頂付近から渦層の塊を中心にして巻き上がり、渦列を形成する。振動が強くなるにつれて巻き上がり渦が形成される位置が上流側に移り、遂には後縁直後で巻き上がり渦が形成されるようになる。そして、さらに振動が強くなると、巻き上がり渦が形成される位相は早くなり、直線状渦列や反カルマン型渦列が見られるようになる。

カルマン型渦列の巻き上がり渦は、半周期毎に放出される渦層の塊を中心形成される。渦層模様を描く電解沈澱粒子は翼表面から析出したもので、上面と下面の境界層がつくられ後縁で合流して流出する渦度のトレーサーとなっている。渦層の塊は後縁における上下面の流出速度の違いによって作られる。振動の振幅が有限の時には、後縁における渦層の流出速度の違いと粘性のために、上下面どちらか一方で後縁剥離を起こし、剥離領域内で境界層が一時停滞する。これが渦層の幅の不連続的变化や塊の形成原因であり、流れ場の非線形性の始まりと考えられる。

4種の渦層模様に対して、すべての場合に後縁剥離が現れたが、振動が強くなるにつれて、すなわち、波形渦層から順に反カルマン型渦列へと変化していくにつれて、翼面上の

後縁付近の閉じた剝離領域は大きくなった。波形渦層やカルマン型渦列が見られる場合は後縁剝離領域である渦層の塊の流出速度が粘性のために一様流速よりも遅くなっている。

カルマン型渦列が形成される際には、剝離領域が遅れて放出され、下流に進むにつれて巻き上がり渦列に成長していく。直線状渦列と反カルマン型渦列の場合には、翼面上に剝離領域が停滞している間に、その領域を含んで巻き上がり渦が形成され、放出される。

5-5 渦糸近似法による渦列形成

振動翼から放出される渦度のうち、仮想質量効果による部分は翼の振動速度に依存している。渦糸近似法による数値シミュレーションで求められた渦層は、平板端の速度の条件で決定されているので、この仮想質量効果の影響を主として受けているのであろう。

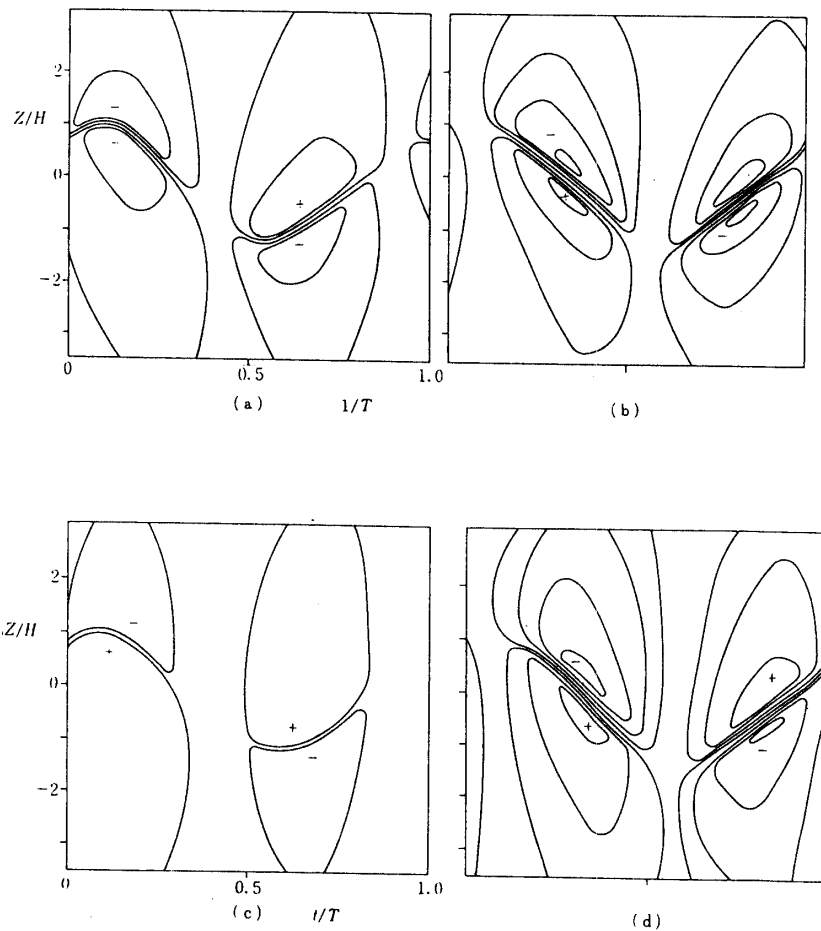


図 5-2 線形理論による等流速線図

粘性の効果は、渦糸の強さを決定する際にクッタの条件の背景として関与しているのみであり、可視化実験の場合とは異なって、渦糸の流出速度の渦層模様の成長過程には影響を及ぼさない。本計算において平板端から放出される渦度の位相は、振動速度の極値の位相よりも 45° 進んでいて、振動翼による渦度の位相に近くなっている。また、突角に渦層があって、かつクッタの条件が成立する流れでは、突角のどちらか一方の壁面上で流速が0となるので、剥離流のある場合を除外するものではない。

渦糸群は次々に平板から放出されて下流に流されていく渦層を近似し、互いの誘導速度によって波形模様を変形し、巻き上がり渦列を形成した。強い振動条件を課すと、平板端直後で巻き上がり渦が形成された。しかし、いずれの場合にも渦列は反カルマン型であり後流は加速されている。また、図5-1に示したように、波形渦層の場合でも後流は加速されている。これは、後流を減速する誘導速度をもつカルマン型渦列が、本計算で得られなかったこと、すなわち、粘性効果による境界層の影響、特に剥離領域が翼の後縁で一時的に停滞する現象が計算に入れられていないことが原因であろう。この現象に関連して、波形模様と巻き上がり渦列が同時に見られる場合の渦糸図、図4-3の $B=0.13$ と渦層模様の図3-10(5)を比較してみよう。渦糸図では波形の上流側の勾配が大きくなって巻き上がり渦が成長するのに対して、可視化写真の渦層模様では逆に下流側の勾配が大きくなって渦層の塊を中心に巻き上がり渦が成長する。渦糸近似法では、後流における非線形現象として巻き上がり渦列の形成を記述することができたが、剥離領域に対する粘性の影響が課題として残された。

第6章 結 論

振動翼の後流中では、翼の循環の時間変化に対応して、後縁から放出される渦層の渦度分布が変動する。渦層は各部分で相互作用して速度を誘導し、変形して巻き上がり渦列を形成する。渦層模様は翼の振動条件によって変化することから、渦層のふるまいは振動翼が受ける流体力に関する情報を含んでいる。

本研究では、振動翼から放出される渦列に着目し、流速測定、可視化写真撮影による実験的研究と、渦糸近似法による数値計算を行い、種々の振動条件のもとでの渦列の形成について研究を行った。

振動翼の後縁直後の流れ場の断面で流速変動を測定し、渦度変動を求めた結果、無次元振動数が大きくなると、放出される渦度の振幅は線形理論値からずれることが明らかになった。位相遅れに対して、非線形性の影響は振幅に対してより小さく、理論値と一致した。

次に可視化実験で、23種の異なる条件でヒービング振動の後流の渦層模様の写真撮影を行って、渦層模様には4つの型があることを認めた。すなわち、振動が強くなるにつれて、波形渦層、カルマン型渦列、直線状渦列、反カルマン型渦列へと変化する渦層模様である。振動の強さを規定するパラメータは、角振動数 ω 、翼の半弦長 $C/2$ 、一様流速 U で作られる無次元振動数 $K (= \omega \cdot C/2 \cdot 1/U)$ と半振幅 H を無次元化した無次元振幅 $A (= H \cdot \omega/U)$ である。

渦層模様の変化の原因を調べるために、翼後縁における渦層放出の時間変化を半周期毎に放出される渦層塊のふるまいを中心に連続写真と16mm映画を併用して調べた。渦層は翼上下面の境界層内で作られ、後縁で合流して流出するが、後縁における流出速度の違いと粘性のために上下面どちらか一方で後縁剝離をおこして渦層塊を形成する。この渦層の塊は後流で成長する渦列の中心となるが、後縁からの流出速度は粘性の影響のために遅い。渦列によって後流中央部に誘起される速度は、カルマン型渦列では後流を減速する向きをもち、反カルマン型渦列では加速する向きをもち、これに対応して、渦の間隔は振動が強くなるにつれて広がっていった。

また、前縁剝離によって翼面上に剝離渦が現れる場合、剝離渦は翼面に沿って流下し、後縁渦と一対になって翼から離れるのが観察された。対をつくる2つの渦が同じ回転向きであれば、合体して1個の渦になり、異なる回転向きであれば隣り合ったまま後流に放出された。

後縁支点のピッチング振動を行う翼の後流では、ヒービング振動の場合に比べて、振動数が渦層模様を与える影響が弱かった。これは、後縁の振動が渦層模様を決定するのに影響が大きいことを意味している。

渦糸近似法によって、後縁付近の振動流の数値シミュレーションを行い、振動が強くなるにつれて波形から巻き上がり渦列へと変化する渦糸図を得た。巻き上がり渦の間隔は後流が加速されていることを示し、また、渦列形成過程で粘性が影響を及ぼさないため、得られる渦列は反カルマン型であった。

振動翼では、翼の循環変動のための渦度と仮想質量効果による渦度と粘性による渦度が同時に翼面境界層内で生成される。上下面で別々に生成された渦層が後縁で合流して流出するが、後縁剝離を起こすことによって渦層の放出時に粘性の影響が現れ、非線形流れが始まる。

謝 辞

この研究は、宇宙科学研究所の大島耕一教授の指導のもとに、同研究所の桑原邦郎助教授、徳永好志氏、お茶の水女子大学理学部の大島裕子博士らの助言と協力を得て完成したものであります。ここに記して感謝の意を表します。

References

- Alexander, R. C. (1971); Family of similarity flows with vortex sheets, *Phys. Fluids* **23**, pp 1-4
- Archbald, F. S. (1975); Unsteady Kutta condition at high values of the reduced frequency parameter, *Jour. Aircraft* **12**, pp 545 - 550
- Aref, H. & Siggia, E. D. (1981); Evolution and breakdown of a vortex sheet in two dimensions, *J. Fluid Mech.* **109**, pp 435 - 463
- Basu, B. C. & Hancock, G. J. (1978); The unsteady motion of a two-dimensional aerofoil in incompressible inviscid flow, *J. Fluid Mech.* **87**, pp 159 - 178
- Bearman, P. W. & Graham, J. M. R. (1980); Vortex shedding from bluff bodies in oscillatory flow: A report on Euromech 119, *J. Fluid Mech.* **99**, pp 225 - 245
- Bouard, R. & Coutanceau, M. (1980); The early stage of development of the wake behind an impulsively started cylinder for $40 < Re < 10^4$, *J. Fluid Mech.* **101**, pp 583-607
- Bratt, J. B. (1953); Flow patterns in the wake of an oscillating airfoil, *R & M* 2773
- Carr, L. W., McAlister, K. W. & McCroskey, W. J. (1977); Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiment, NASA TN D 9392
- Chopra, M. G. (1976); Wake effects in finite amplitude nonsteady motion of slender profiles, *AIAA Journal* **14**, pp 1145 - 1148
- Chorin, A. J. (1973); Numerical study of slightly viscous flow, *J. Fluid Mech.* **57**, pp 785 - 796
- De Bernardinis, Graham, J. M. R. & Parker, K. H. (1981); Oscillatory flow around disks and through orifices, *J. Fluid Mech.* **102**, pp 279 - 299
- Ferziger, J. H. (1980); Energetics of vortex roll up and pairing, *Phys. Fluids* **23**, pp 1 - 4
- Garrick, I. E. (1938); Propulsion of a flapping and oscillating airfoil, NACA Report 567
- Giesing, J. P. (1969); Vorticity and Kutta condition for unsteady multienergy flows, *Journal of Applied Mechanics, Transactions of the ASME* **36**, pp 608-613
- Goldstein, M. E. & Atassi, H. (1976); A complete second order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust, *J. Fluid Mech.* **74**, pp 741 - 765
- Graham, J. M. R. (1980); The forces on sharp edged cylinders in oscillatory flow at low Keulegan Carpenter numbers, *J. Fluid Mech.* **97**, pp 331 - 346
- Hewson-Browne, R. C. (1963); The oscillation of the thick airfoil in an incompressible flow, *Quart. J. Mech. and Appl. Math.* **16**, pp 79-92
- Honji, H. & Taneda, S. (1969); Unsteady flow past a circular cylinder, *J. Phys. Japan* **27**, pp 1668 - 1677
- Horiuti, K., Kuwahara, K. & Oshima, Y. (1980); Study of two dimensional flow past an elliptic cylinder by discrete vortex approximation, 7th Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics Proceedings, pp 212 - 217
- Kaden, H. (1931); Aufwicklung einer unstabilen unstetigkeitsflach, *Ing. Arch.* **2**, pp 140 - 239
- von Karman, T. (1911); refer to 種子田定俊 (1979a)
- von Karman, T. & Sears, W. R. (1938); Airfoil theory for the non uniform motion, *J. Aeronautical Science* **5**, pp 379 - 390
- Kiya, M. & Arie, M. (1977); A contribution to inviscid vortex shedding model for an inclined flat plate in a uniform flow, *J. Fluid Mech.* **82**, pp 223 - 240
- Kuwahara, K. (1973); Numerical study of flow past an inclined flat plate by an inviscid model, *J. Phys.*

- Japan 35, pp 1545 - 1551
- Kuwahara, K. (1978); Study of a circular cylinder by an inviscid model, J. Phys. Japan 45, pp 292 - 297
- Leonard, A. (1980); Vortex method for flow simulation, J. Comp. Phys. 37, pp 289 - 335
- Lighthill, M. J. (1975); Mathematical biofluidynamics, Cambridge Univ. Press
- Lugt, H. J. (1972); Generation and propagation of vorticity, NAVAL SHIP R & D CENTER REPORT 3794
- McAlister, K. W., Carr, L. W. & McCroskey, W. J. (1978); Dynamic stall experiments on the NACA0012 airfoil, NASA TP - 1100
- McCroskey, W. J. (1973); Inviscid flowfield of an unsteady airfoil, AIAA Journal 11, pp 1130 - 1137
- McCroskey, W. J., Carr, L. W. & McAlister, K. W. (1976); Dynamic stall experiments on an oscillating airfoil, AIAA Journal 14, pp 57 - 63
- McCroskey, W. J. (1977); Some current research in unsteady fluid dynamics, The 1976 Freeman Scholar Lecture, J. Fluids Eng., Transactions of the ASME 99, pp 8 - 39
- McKinney, W. & DeLaurier, J. (1981); The wingmill: an oscillating wing windmill, J. Energy 5, pp 109 - 115
- Metha, U. B. (1977); Dynamic stall of an oscillating airfoil, AGARD Paper 23
- Ono, K., Kuwahara, K. & Oshima, K. (1980); Numerical analysis of dynamic stall phenomena of an oscillating airfoil by the discrete vortex approximation, 7th Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics Proceedings, pp 310 - 315
- Oshima, Y., Ono, K., Yoshikawa, M., Natsume, A. & Oshima, K. (1978); Experimental study of the unsteady flow around oscillating airfoil, ISAS RN 61
- Oshima, Y. & Oshima, K. (1979); Visualized flow pattern around the trailing edge and in the wake of an oscillating airfoil, ISAS RN 91
- Oshima, Y. & Natsume, A. (1980); Flow field around an oscillating airfoil, Int. Symp. on Flow Visualization Preprints pp 315 - 319
- Oshima, Y. & Oshima, K. (1980); Vortical flow behind an oscillating airfoil, Proc. of 15th ICTAM, pp 357 - 368
- Prandtl, L. (1961); Gesammelte Abhandlungen, Springer Verlag
- Pullin, D. I. & Perry, A. E. (1980); Some flow visualization experiments on the starting vortex, J. Fluid Mech. 101, pp 239 - 255
- Pullin, D. I. & Phillips, W. R. C. (1981); On a generalization of Kaden's problem, J. Fluid Mech. 109, pp 45 - 53
- Rosenhead, L. (1931); Formation of vortices from a surface discontinuity, Proc. Roy. Soc. Lond. A 134, pp 170 - 192
- Satyanarayana, B. & Davis, S. (1978); Experimental studies of unsteady trailing edge conditions, AIAA Journal 16, pp 125 - 129
- Sears, W. R. (1976); Unsteady motion of airfoils with boundary layer separation, AIAA Journal 14, pp 216 - 220
- Theodorsen, T. (1935); General theory of aerodynamic instability and the mechanism of the flutter, NACA Report 496
- Weis-Fogh, T. (1973); Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanics

- for lift production, J. Exp. Biol. 59, pp 169-230
- Yao-Tsu Wu, T. (1961); Swimming of a waving plate, J. Fluid Mech. 10, pp 321-344
- 大橋秀雄, 石川宣勝: 非定常翼の後縁付近の流れの可視化研究, 日本機械学会誌, 第 74 巻, 634 号, pp 1500-1507 (1973)
- 大島裕子, 夏目明子: 非定常翼のクッタの条件について, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第 16 巻, pp1-15 (1980)
- 神部勉: 動物の流体力学的運動, 日本航空宇宙学会誌, 第 25 巻, 227 号, pp 53-62 (1977)
- 種子田定俊: カルマン渦列 (その 1), ターボ機械, 11 号, pp 683-691 (1979 a)
- 種子田定俊: カルマン渦列 (その 2), ターボ機械, 12 号, pp751-758 (19796)
- 夏目明子, 大島裕子: 振動翼後流の実験, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第 15 巻, pp 353-379 (1979)
- 山口裕, 岩崎松之助: 振動している対称翼に作用する空気力の計算, 日本航空宇宙学会誌, 第 25 巻, 287 号, pp 582-588 (1977)
- 山口裕, 岩崎松之助: 有限振幅で振動している翼型の非定常空気力の計算, 日本航空宇宙学会誌, 第 26 巻, 295 号, pp 425-432 (1978)

記号表

a	ピッチング振動の平均迎角
A	無次元振幅 ($=H \cdot \omega / U$)
b	ピッチング振動の角度の振幅
B	数値計算における振動の強さ ($=2\pi z_0 / (U \cdot T)$)
C	翼弦長
F	複素ポテンシャル
F_j	渦糸の複素ポテンシャル
g	主流の複素ポテンシャル
H	ヒービング振動の半振幅
i	虚数単位
K	無次元振動数 ($=\frac{C}{2} \cdot \omega / U$)
n	渦糸数
N_T	1周期間に放出される渦糸数
Re	レイノルズ数 ($=CU/\nu$)
s	渦層の座標
t	時刻
T	振動周期
u	数値計算における流速の X 成分
U	翼の進行速度又は後流の流速の X 成分
U_0	回流水路の一様流速
U_t	数値計算の際の主流のパラメーター
v	数値計算における流速の虚軸方向成分
V_t	渦層エレメントが原点に誘導する速度
w	複素速度
W	後流の流速の Z 成分
X	流れ方向の座標
Y	スパン方向の座標
z	物理面の変数
z_0	淀み点の変動の振幅
Z	振動方向の座標
α	ピッチング振動の迎角
β	Γ の基本波成分の位相遅れ
γ	後縁から流出する渦層の強さ
Γ	後流の断面を通過する渦度の総量
Γ_a	翼の束縛渦の強さ
$\hat{\Gamma}$	Γ の基本波成分の振幅
ΔX	渦の間隔の X 方向成分

ζ	計算面の変数
ζ_j	j 番目の渦糸の位置
ζ_j^*	ζ_j の鏡像
θ	実効迎角
κ_j	渦糸の強さ
κ_z	z 面での渦層の密度
κ_ζ	ζ 面での渦層の密度
Φ	速度ポテンシャル
Ψ	流れ関数
ω	角振動数又は渦度
ω_{ij}	数値計算の (i,j) 格子内の渦度

上付き添字

- 複素共役