

非粘性モデルによる渦励振の数値解析 : II : 正方形角柱まわりの流れ

溝田, 武人
九州大学応用力学研究所 : 助手

岡島, 厚
九州大学応用力学研究所 : 助教授

<https://doi.org/10.15017/4743727>

出版情報 : 応用力学研究所所報. 60, pp.103-129, 1984-09. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



非粘性モデルによる渦励振の数値解析 (Ⅱ)

—— 正方形角柱まわりの流れ* ——

溝 田 武 人[†]
岡 島 厚[‡]

概 要

非粘性渦点モデルにより、一様流中にある2次元正方形角柱からの渦放出を計算する。角柱まわりの流れは、単位円まわりの流れに等角写像する。角柱の4個所または2個所の角に Kutta の条件を適用し、各微小時間計算ステップ毎に導入する渦点の強さまたは導入位置を決定する。数値計算例として、出発流れの計算、一様流中にある角柱まわりの流れと揚力、振動する角柱まわりの流れと揚力の3例を示す。各々の計算例で渦点分布の様相や非定常流れ線を示し、実験結果との比較を試みる。特に、共振流速域で振動する角柱まわりの流れの計算によって、わずかな無次元流速の変化にともない角柱から放出される渦に大きな位相変化が発生することを示し、bluff な物体の渦励振の基本的性質を数値解析により表現できたことを示す。

Key words: Discrete vortex method, Kutta condition, Unsteady streamline,
Starting flow, Kármán vortex, Vortex excitation

1. 序 論

流れを非圧縮、完全流体の渦なし流の2次元問題に限定すれば、流れ関数 ψ 、速度ポテンシャル ϕ のとも2次元調和関数を満足する。したがって一様流や渦点を表わす流れ関数の解は各々重ね合わせることができる。

前報²⁾では、非粘性ポテンシャル渦の相互作用によって上流半無限の2次元平板後縁から放出される2列の自由剪断層の挙動を計算し、可視化実験と比較して、計算の妥当性を吟味した。その後、一様流中で静止および振動する正方形角柱まわりの流れをこの方法で解き、2、3の実験事実を説明した¹⁾。

非粘性渦点モデルで角柱まわりの流れを解くことを試みた例としては、比較的細長い角柱について、小林³⁾、より bluff な角柱について、永野ら⁴⁾、坂田ら⁵⁾に見られる。

以下にのべるのは、先の報告¹⁾に加えて、角柱の出発流れの計算およびその可視化実験結果、角柱に

* 構造物の耐風性に関する5回シンポジウム(1978)にて一部発表¹⁾。

[†] 九州大学助手、応用力学研究所

[‡] 九州大学助教授、応用力学研究所

加わる揚力変化, 非定常流線模様による実験との比較等を追加した報告である.

まず, 2. 数値解析法では, 2.1 角柱の境界条件を精度良く表現するために級数展開法を用いた等角写像の方法を調べ, 2.2 角柱まわりの非回転流れや, 2.3 渦の誘起速度を求め, さらに 2.4 Kutta の条件によって, 導入すべき渦の強さおよびその位置を決定する条件を吟味する. 次に, 3. 数値計算結果と考察では, 3.1 出発流れの計算の妥当性を可視化実験結果により検討し, 3.2 静止角柱まわりの流れによる非定常流線を実験的に求めた非定常流線と比較し, 最後に 3.3 振動角柱の計算では共振流速域における無次元流速のわずかな違いにより流れに大きな位相変化が現われることを示して, bluff な物体の渦励振現象の特徴的実験事実を数値解析により説明する.

主 な 記 号

A	: 角柱の加振振幅
A/H	: A の無次元表示
D, H	: 角柱の長さとかさ
$f(\lambda)$	: $z=f(\lambda)$, 等角写像の関係式
F_1	: 角柱の加振振動数
F_s	: 静止角柱後流のカルマン渦振動数, ストローハル振動数と称する
i	: $i=\sqrt{-1}$, 虚数単位
j, j'	: 渦糸の発生順番
k	: 渦糸の強さ
l, l'	: 渦糸を発生させた角の番号
m	: 各々の角から発生させた渦糸の数
p	: 角柱表面圧力
q	: $q=\sqrt{u^2+v^2}$, 合速度
R_e	: レイノルズ数, $R_e=UH/\nu$
S_t	: ストローハル数, $S_t=F_s H/U$
$T, \Delta T$	: 無次元時間 $T=\frac{Ut}{H}$, 微小時間ステップ, t は実時間
u, v	: $u-iv$, 物理平面上の複素速度
w	: $w=\phi+i\psi$, 複素速度ポテンシャル
U	: 一様流速
$\bar{U}$	: 振動角柱の無次元流速, $\bar{U}=U/F_1 H$
$\bar{U}_{CR}$	: 無次元共振流速, $\bar{U}_{CR}=U/F_s H$
$Y_H(T)$	: 角柱の振動変位, $Y_H(T)=\left(\frac{A}{H}\right)\cdot\cos 2\pi F_1 t$, (上方正)

Z	: $Z = X + iY$, 物理平面座標
Z_1, Z_2, Z_3, Z_4	: $Z_{1,2} = -D/2 \pm iH/2$, $Z_{3,4} = D/2 \mp iH/2$, 角の座標
α	: 一様流 U の X 軸に対する角度
ρ	: 空気密度
ν	: 動粘性係数
κ	: $\kappa = D/H$, 角柱断面比
ψ	: 流れ関数
ϕ	: 速度ポテンシャル
λ	: $\lambda = \eta + i\xi$, 写像平面座標
$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$	: $\lambda_{1,2} = -a \pm ib$, $\lambda_{3,4} = a \mp ib$, 角に対応する λ 平面上の座標

2. 数値解析法

2.1. 角柱外部領域から単位円まわりへの等角写像

図1に示すように角柱の外部領域を単位円の外部領域に1対1で等角写像するために, Schwartz-Christoffel の変換式 (1) を用いる.

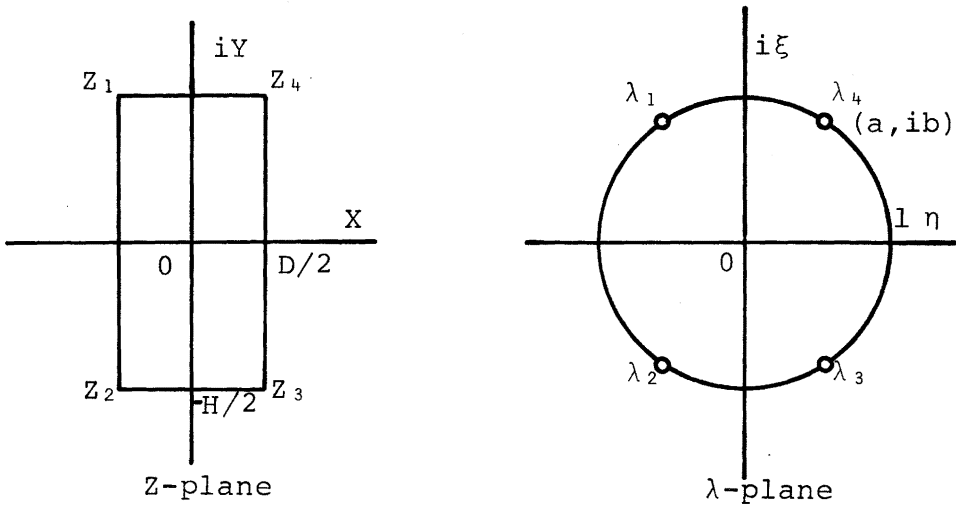


図 1 物理平面 z および写像平面 λ

$$dz = c \cdot (1 - \lambda_1/\lambda)^{\mu_1} \cdot (1 - \lambda_2/\lambda)^{\mu_2} \cdot (1 - \lambda_3/\lambda)^{\mu_3} \cdot (1 - \lambda_4/\lambda)^{\mu_4} \cdot d\lambda \quad \dots(1)$$

ここで $\mu_{1,2,3,4}$ は角柱の外角係数で, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = \mu_4 = 1/2$ である. c は定数である. λ 平面の単位円外部の無限領域では,

$$|\lambda_{1,2,3,4}/\lambda| < 1 \quad \dots(2)$$

であるから、(1) 式の右辺の各項は、次の幂級数展開で表わすことができる。

$$(1-\lambda_{i'}/\lambda)^{\frac{1}{2}} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{(2n-3)!! (-\lambda_{i'}/\lambda)^n}{n! 2^n} \quad \dots(3)$$

ここで、 $i'=1, 2, 3, 4$ および $(2n-3)!! = (2n-3)(2n-5) \dots 3 \cdot 1$, $(-1)!! = 1$ である。 $n=8$ とすれば、(3) 式より (1) 式は次のようになる。

$$z = \lambda + (1-2b^2)/\lambda + \frac{2}{3} \cdot b^2 \cdot (1-b^2)/\lambda^3 - \frac{2}{5} \cdot b^2 \cdot (1-b^2)(1-2b^2)/\lambda^5 \\ - \frac{2}{7} b^2(1-b^2)(1-5b^2+5b^4)/\lambda^7 + O(\lambda^{-9}) \quad \dots(4)$$

ただし、両平面の対応関係から、 $C=1$ 、積分定数を 0 とする。また角柱の断面比 D/H を与えると a , b の値を求めることができる。(4) 式では角柱の角に H の 2% 程度の曲率が存在する。この値は、Delany and Sorensen⁶⁾ が実験的に角柱の角を丸く加工して抗力を測定し、流れのレイノルズ数の依存性が抗力係数に現われなかった曲率半径にほぼ等しい。また (4) 式で、 $b=0, 1.0$ とすれば、

$$z = \lambda \pm 1/\lambda \quad \dots(5)$$

となつて、各々 0° 平板, 90° 平板を単位円に写像する関数に一致する。

2.2. 角柱まわりの非回転流れ

λ 平面の単位円まわりの非回転流れを表わす複素速度ポテンシャルは、

$$w(\lambda) = e^{-i\alpha} \cdot \lambda + e^{i\alpha}/\lambda \quad \dots(6)$$

である。流れ関数の値 $\psi(\lambda)$ は

$$\psi(\lambda) = \text{Imag} \{w(\lambda)\} \quad \dots(7)$$

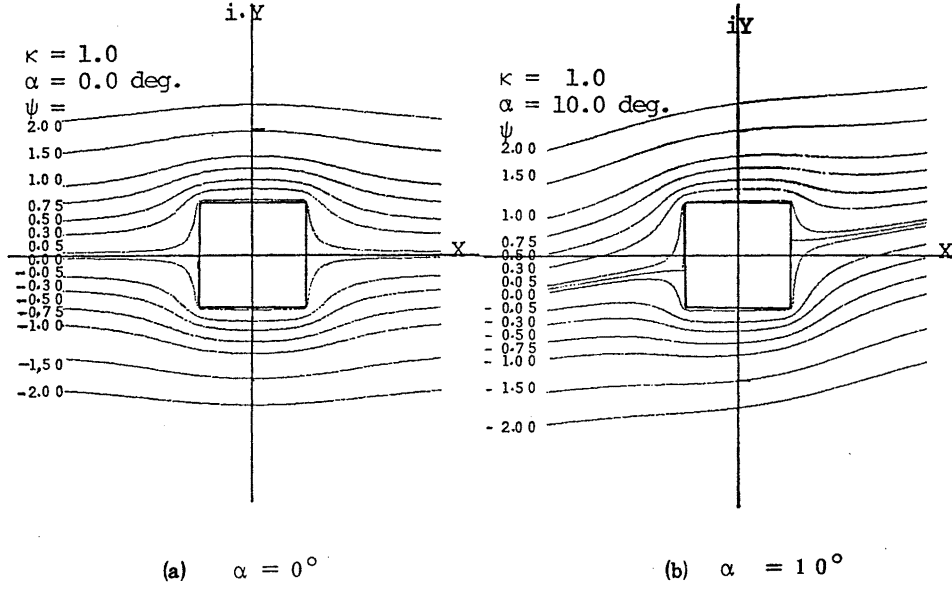
であるから、(6) 式から流線を求め (4) 式に従って物理平面上に写像した結果を図 2 (a), (b) に示す。以下にのべるように、渦点を導入した計算ではこの非回転流れが basic flow になっている。すなわち、静止状態から急出発した角柱のまわりの瞬間の流れはこの非回転流れが実現されている。それに続く境界層の剝離から渦列の形成に到る過程を非粘性渦を導入して初期値・境界値問題として、流れを解くのである。

2.3. 非粘性ポテンシャル渦の誘起速度

z 平面に導入した、強さ $k_{i,j}$ を持つポテンシャル渦の複素速度は

$$u_{i,j} - iv_{i,j} = \frac{dw}{dz} \Big|_{z_{i,j}} \\ = \frac{dw}{d\lambda} \Big|_{\lambda_{i,j}} \cdot \frac{d\lambda}{dz} \Big|_{\lambda_{i,j}} - \frac{i}{2\pi} k_{i,j} \frac{f''(z_{i,j})}{2f'(z_{i,j})} \quad \dots(8)$$

である⁷⁾。(8) 式の $\frac{dw}{d\lambda}$ は、写像平面上の複素速度で、非回転流れによる流速と、 $k_{i,j}$ 以外のすべての渦とその鏡像による誘起速度の和からなっている。(4) 式、(8) 式から、次式を得る。

図 2 角柱まわりの非回転流れ (a) $\alpha=0^\circ$, (b) $\alpha=10^\circ$

$$\begin{aligned}
 u_{l,j} - iv_{l,j} &= dz_{l,j}/dt \\
 &= \left[U \left(e^{-i\alpha} - \frac{1}{\lambda_{l,j}^2} e^{i\alpha} \right) + \sum_{l'=1}^4 \left\{ \sum_{j'=1}^m \frac{i}{2\pi} k_{l',j'} \frac{1}{\lambda_{l,j} - \lambda_{l',j'}} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \sum_{j'=1}^m \frac{i}{2\pi} k_{l',j'} \frac{1}{\lambda_{l,j} - 1/\bar{\lambda}_{l',j'}} \right\} \right] \\
 &\quad \times [\lambda_{l,j}^3 / \{ \lambda_{l,j}^3 - (1-2b^2)\lambda_{l,j}^6 + 2b^2(1-b^2)\lambda_{l,j}^4 \\
 &\quad + 2b^2(1-b^2)(1-2b^2)\lambda_{l,j}^2 + 2b^2(1-b^2)(1-5b^2+5b^4) \}] \\
 &\quad - \frac{i}{2\pi} k_{l,j} \cdot \lambda_{l,j}^7 \cdot \{ -(1-2b^2)\lambda_{l,j}^6 + 4b^2(1-b^2)\lambda_{l,j}^4 + 6b^2(1-b^2)(1-2b^2)\lambda_{l,j}^2 \\
 &\quad + 8b^2(1-b^2)(1-5b^2+5b^4) \} / \{ \lambda_{l,j}^3 - (1-2b^2)\lambda_{l,j}^6 + 2b^2(1-b^2)\lambda_{l,j}^4 \\
 &\quad + 2b^2(1-b^2)(1-2b^2)\lambda_{l,j}^2 + 2b^2(1-b^2)(1-5b^2+5b^4) \}^2 \quad \dots (9)
 \end{aligned}$$

2.4. Kutta の条件

(8) 式の $d\lambda/dz$ は、角柱の4個所の角が写像特異点のため厳密には無限大になる。そこで、角に対応する λ 平面上の位置における速度 $dw/d\lambda$ が0になるような条件を与え、これを Kutta の条件と称する。すなわち、

$$dw/d\lambda = 0; \lambda = \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4 \quad \dots (10)$$

であり、(9) 式から、

$$\sum_{l'=1}^4 k_{l',1} \left\{ \frac{1}{\lambda_{l'} - \lambda_{l',1}} - \frac{1}{\lambda_{l'} - 1/\bar{\lambda}_{l',1}} \right\} = G(\lambda_{l'}) \quad \dots (11)$$

ここで, $i'=1, 2, 3, 4$ であって,

$$G(\lambda_{i'}) = 2\pi i \left[U(e^{-i\alpha} - e^{i\alpha}/\lambda_{i'}^2) + \sum_{i'=1}^4 \sum_{j=2}^m \frac{i}{2\pi} k_{i',j} \left\{ \frac{1}{\lambda_{i'} - \lambda_{i',j}} - \frac{1}{\lambda_{i'} - 1/\bar{\lambda}_{i',j}} \right\} \right]$$

である. $G(\lambda_{i'}) \times \left(-\frac{i}{2\pi}\right)$ の値は角柱の4個所の角に各々対応する λ 平面の各点で, 非回転流れとす
でに吐き出された渦によって誘起される流速の和を意味する. したがって, 新しく導入すべき渦の強さ
 $k_{i',1}$ とその位置が (11) 式を満足するように決定されれば, 角に対応する λ 平面の流速は0となる.
しかし, (11) 式のみでは, $k_{i',1}$ と $\lambda_{i',1}$ は同時に決定できない. そこで, 2種類の仮定を考える.

(i) $\lambda_{i',1}$ を仮定する

新しく導入する渦の位置を角近くの点に固定する³⁾⁷⁾⁸⁾⁹⁾.

$k_{i',1}$ は (11) 式から求める.

(ii) $k_{i',1}$ をすでに吐き出された渦から求める¹⁰⁾.

$\lambda_{i',1}$ は (11) 式から求める. 1例として, 角1で $\lambda_{1,1}$ を求めることを考える.

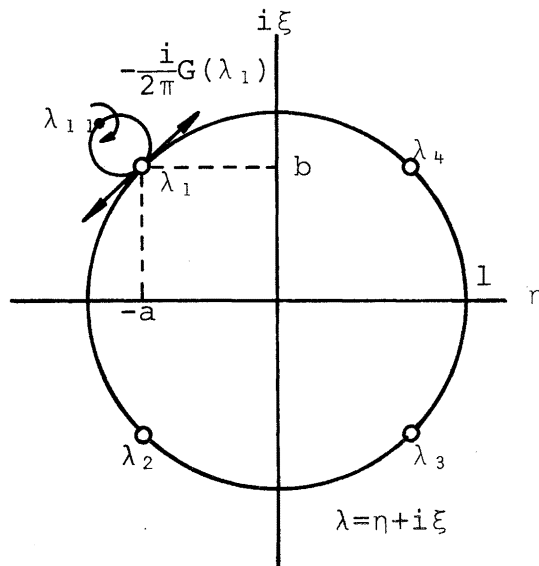


図 3 Kutta の条件の説明

$$\lambda_1 = -a + ib$$

$$\lambda_{1,1} = -\eta_{1,1} + i \cdot \xi_{1,1}$$

$$G(\lambda_1)/k_{1,1} = R_0 + i \cdot R_1$$

とにおいて, (11) 式の第1近似式

$$\frac{1}{\lambda_1 - \lambda_{1,1}} - \frac{1}{\lambda_1 - 1/\bar{\lambda}_{1,1}} = G(\lambda_1)/k_{1,1}$$

に代入すると, $\lambda_{1,1}$ は中心が $\xi = -\frac{b}{a}\eta$ 線上にあって, 半径が $a/(a+R_0)$ である円周上で, かつ点 $(-a, b)$ を除く図3の小円周上にあれば良いことが分かる. すなわち, 図に示すように, 微小時間ステップ Δt だけ計算を進めたために, λ_1 に新しく生じた流速 $-\frac{i}{2\pi}G(\lambda_1)$ を打ち消すように, 強さ $k_{1,1}$ を有する渦を導入することになる. その位置は図中点 $(-a, b)$ を除く小円周上の何処でも良い. $\lambda_{1,1}$ の第1近似値を求めれば, 第 N 近似値は (11) 式から反復法により簡単に求まる.

2.5. 流れ関数

λ 平面上における強さ $k_{i,j}$ の渦点の位置 $\lambda_{i,j}$ による複素速度ポテンシャルは,

$$w(\lambda) = U(\lambda e^{-i\alpha} + e^{i\alpha}/\lambda) - \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^m \frac{ik_{i,j}}{2\pi} \log \frac{(\lambda - \lambda_{i,j})\lambda}{1 - \lambda \cdot \lambda_{i,j}} \quad \dots(12)$$

となる. 流れ関数の値は (7) 式で与えられるので, λ 平面で求めた流線は, (4) 式により物理平面 z に写像できる.

2.6. 角柱に作用する揚力

角柱表面に作用する圧力 p は, 非定常の圧力方程式により求め, 圧力 p の積分によって揚力係数 c_L を計算する.

$$p = \rho \left\{ F(t) - \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} q^2 \right\} \quad \dots(13)$$

ここで, $F(T)$ は積分定数に相当する任意関数である.

3. 数値計算結果と考察

上記の (1)~(13) 式は次のように無次元化を行って計算を実行する.

$$k' = k/UH, \quad z' = z/H, \quad u' = u/U, \quad v' = v/U, \quad T' = Ut/H \quad \dots(14)$$

以下, ' 記号は省略する. 時間 T に $(X(T), Y(T))$ にあって, 速度 $u-iv$ を持つ渦点は, $T+\Delta T$ では

$$\left. \begin{aligned} X(T+\Delta T) &= X(T) + u \cdot \Delta T \\ Y(T+\Delta T) &= Y(T) + v \cdot \Delta T \end{aligned} \right\} \quad \dots(15)$$

にある. 計算時間ステップと渦点導入の時間ステップは, 出発流れの計算では $\Delta T=0.05$ とし, その他の計算では $\Delta T=0.15$ とした. 渦点の導入位置は前・後縁側共 $\xi = \pm \frac{b}{a}\eta$ 線上とする. 前縁側には Kutta の条件 (ii) 導入点移動方式を適用し, その際渦点の強さ $k_{1,1}$, $k_{2,1}$ はすでに吐き出された3個の渦点の平均速度を U_{shear} として

$$\frac{\partial k}{\partial T} = \rho U_{\text{shear}}^2 \quad \dots(16)$$

とする．2, 3の予備計算の結果, $\beta=1.5$ とした．後縁側には Kutta の条件 (i) 導入点固定方式を用いる．すなわち,

$$|\lambda_{3,1}| = |\lambda_{4,1}| = 1.025 \quad \dots(17)$$

とし, (11) 式から $k_{3,1}, k_{4,1}$ を求める．

放出された渦点は, 後方に移動すると主として同符号間で集中化するので, 計算時間の短縮のために $X=10$ 程度この cluster が移動したら,

$$z_0 = \frac{\sum kz}{\sum k}, \quad k_c = \sum k \quad \dots(18)$$

によって cluster の重心 z_0 に k_c なる 1 個の渦点で代表させる．

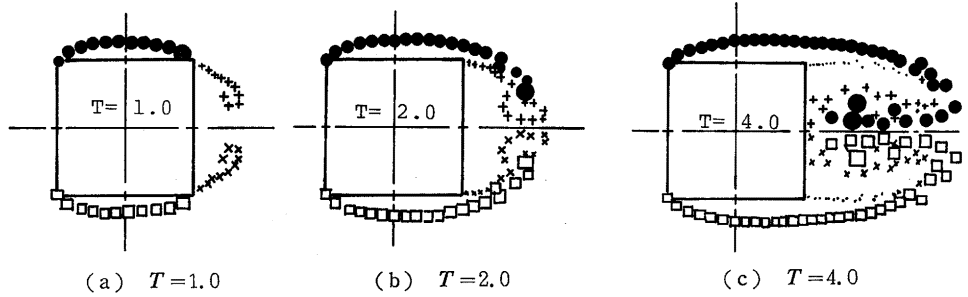


図 4 出発流れの計算, 渦点分布

3.1. 出発流れの計算と渦の長さの観察

$D/H=1.0$ 角柱の急出発流れ直後の渦点分布の計算結果を図 4 (a), (b), (c) に示す．4 個所の角から放出された渦点は図のように巻き込んでいる．後縁の渦点は比較的早い段階で巻き込んでいる．各々の渦点の印は強さにほぼ比例した大きさを示している．図 5 (a) には, 渦糸が巻き込んで渦を形成している先端までの長さを前縁から測って S とし, 時間 T に対して S/H を示す． $\odot$, $\bullet$ 印は前後縁 4 個所に渦点を導入した結果であり, $\circ$ 印は前縁 2 個所に導入した結果である．図 5 (b) には 4 個所に導入した場合の S/H をより詳細に示している．これらの計算には攪乱を与えず, その結果上下対称な流れとなっている．図 6 には 4 個所に渦点を導入した場合の, 前縁と後縁の $\frac{\partial k}{\partial T}$ の時間的な変化を示している．前縁から放出される $\frac{\partial k}{\partial T}$ の値は, ゆるやかに低下するが, 後縁の $\frac{\partial k}{\partial T}$ は, 前縁からの渦点の後縁に達する $T \div 1$ から急激に低下して, 遂には $T \div 7.5$ で, 逆符号へと変化している．すなわち渦の作用によって後縁付近に逆流が発生したことを意味している．この図に見られるように, $D/H=1.0$ 角柱の場合には, 後縁から発生する渦の強さは, 前縁からのそれに比べ T が大きになると非常に小さくなることが分かる．

図 7 には, $D/H=1.0$ 角柱まわりの出発渦の成長 S/H を電解沈澱法により観察した結果を示す．前縁および後縁から放出される渦は, $T \div 2.5$ でその先端が同一位置になり, $T \div 5$ までは上下がほぼ対称

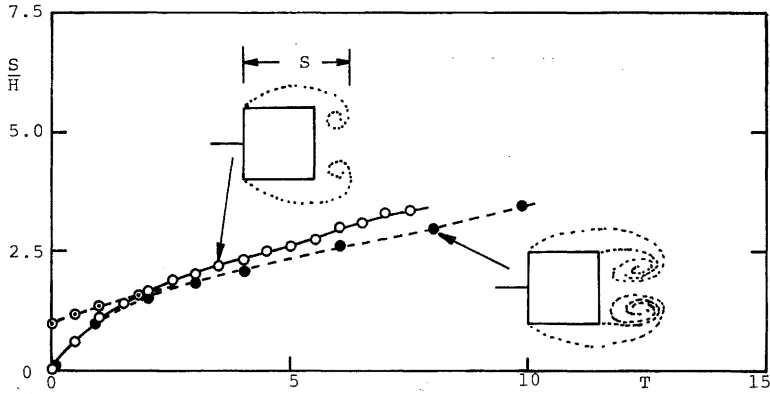


図5 (a) 出発流れ直後の渦の成長

○前縁2箇所への渦点の導入

●○前縁、後縁の4箇所への渦点の導入

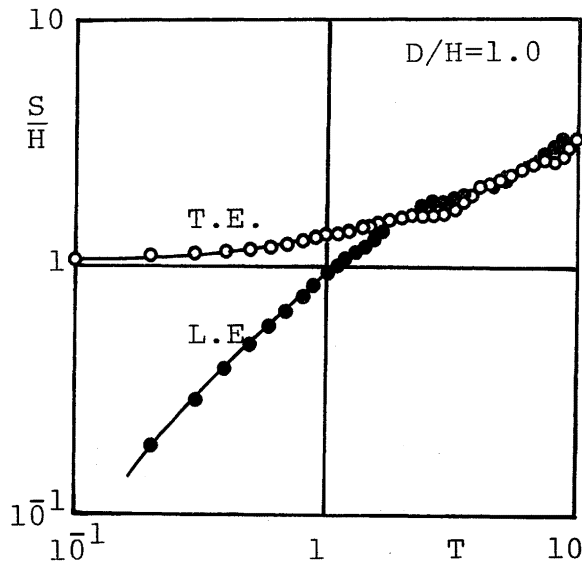


図5 (b) 出発流れ直後における渦の成長の詳細図

なまま成長する。 $T > 5$ では Taneda & Honji¹¹⁾ が 90° 平板の実験で指摘しているように、上下非対称な成長となる。そして、一旦非対称となった後、上面側と下面側の渦の相互作用で成長を抑制し合い、渦の先端は交互に入れ替っている。图中1点鎖線は図5 (a) に示した前縁2箇所から渦放出を行わせた場合の S/H の計算結果であり、実験結果との一致は良い。なお、急出発直後の流れは Re 数によらず無次元時間 $T = \frac{U_t}{H}$ のみに依存することが知られている¹¹⁾。

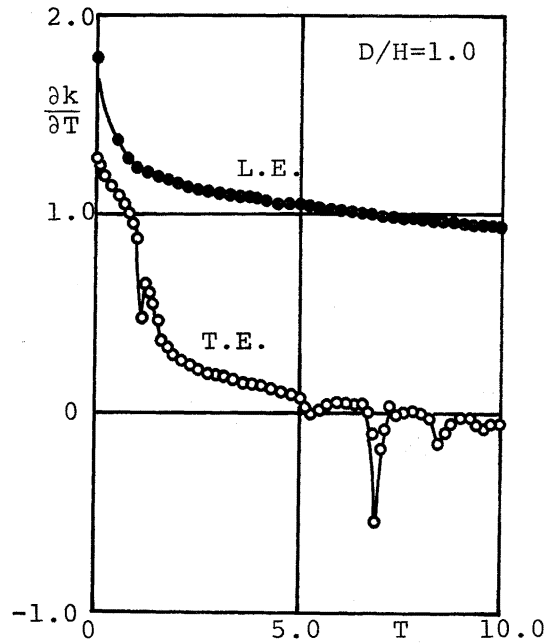


図 6 前縁 ● (L.E. 1) および後縁 ○ (T.E. 4) から放出される渦強さの変化. 後縁側は $T \div 7.5$ で負値に変化している.

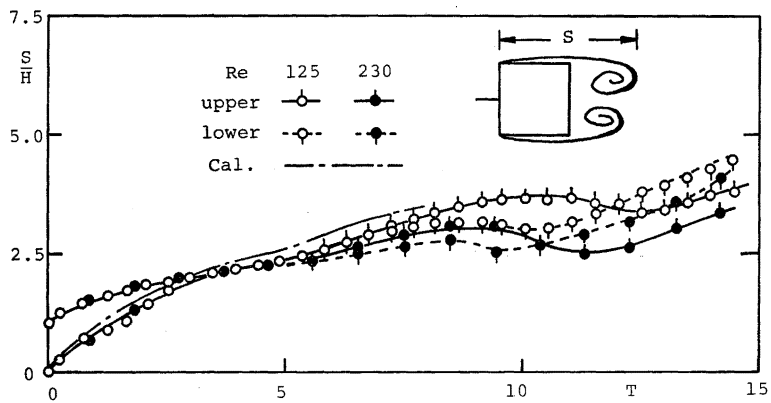


図 7 可視化実験による出発流れ直後の渦成長の測定
 $T < 5$ で対称, $T > 5$ で非対称な成長,
 $T > 10$ で上下の渦が交互に先頭となる.

3.2. 静止角柱まわりの流れと揚力

一様流中で静止させた $D/H=1.0$ 角柱に関する計算結果のうち, $\frac{\partial k}{\partial T}$, $C_L \sim T$ を図 8 (a) に示す. この計算は, 出発流れの計算による図 6 の結果をもとに, 前縁 2 箇所のみ渦放出を行わせたものである. そして, カルマン渦の周期的放出を早期に行わせるため, 計算の初期に流れに強制的な攪乱を与える. それは, 次に示す角柱の上下振動である.

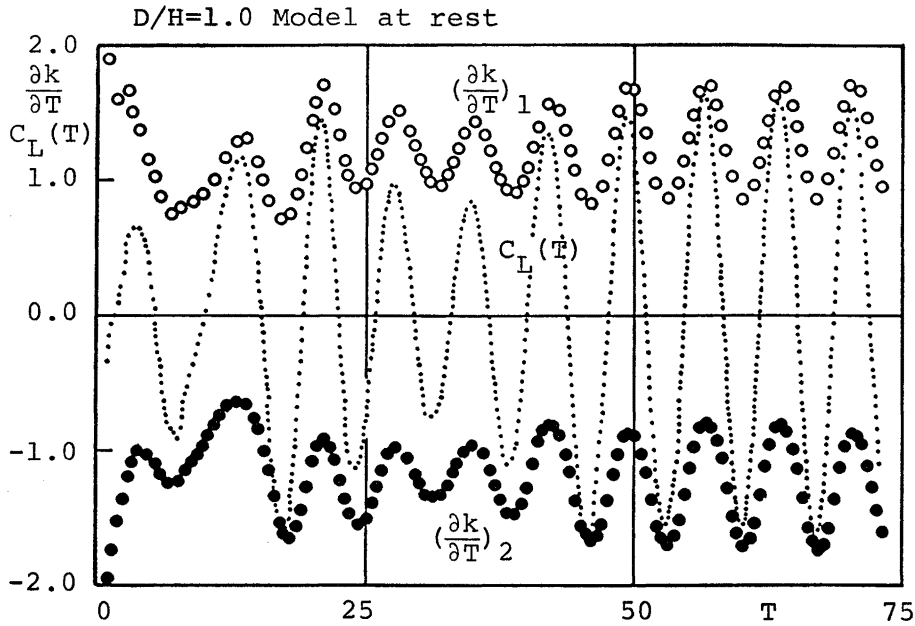


図 8 (a) 一様流中に静止した角柱から吐き出される渦の強さ $\frac{\partial k}{\partial T}$, 変動揚力 $C_L(T)$

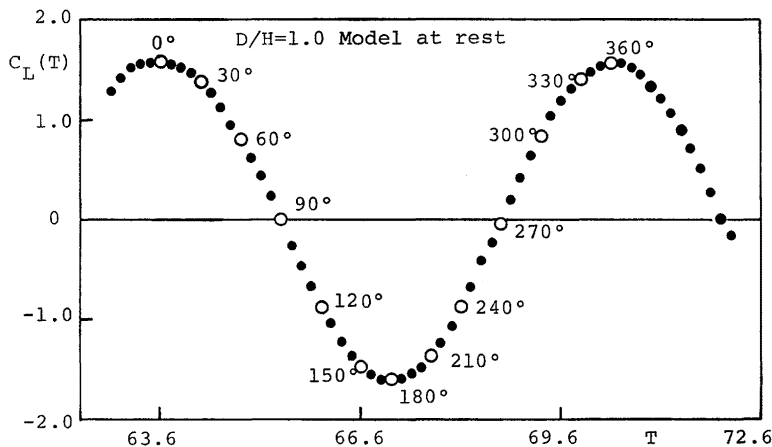


図 8 (b) 図 8 (a) の $C_L(T)$ を $T=63.6 \sim 72.6$ の間で詳細に示したもの.

$$Y_H(T) = A/H \cos 2\pi F_1 t = A/H \cos \frac{2\pi}{T_0} T \quad \dots(19)$$

この擾乱は $T=0\sim 8$ の間だけ与え、 $T_0=8$ とする。

角柱の上下振動は、角柱に対する主流の迎角 α の変化によって (6) 式で与えられる。図 8 (a) の結果から、ストローハル数、変動揚力の振幅 $\hat{C}_L$ を実験値¹²⁾ と比較して、表 1 に示す。

$T=63.6\sim 72.6$ 間の揚力 $C_L(T)$ の変化を図 8 (b) に示す。そして、 $T=63.6$ では上向き最大の揚力を示すので、その瞬間を $2\pi F_1 t = 0^\circ$ として、

30° 毎に渦放出の 1 周期 360° までの渦点分布を付図 1 (a)～(m) に示す。同時に、付図 2 (a)～(m) には、付図 1 の渦点分布から求めた非定常流線模様を示す。これらの中から、 $2\pi F_1 t = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ について、図 9～図 12 に (a) 渦点分布、(b) 流線模様 (計算)、(c) 流線模様 (実験)¹³⁾ を比較して示す。これらの図から角柱背後で渦点が集中化し、逆符号の渦点とも相互作用しながら後方へ流れ去る過程で独立な渦のかたまり (cluster) へと成長する様子が良く分かる。そして、流線模様で比較すると、角柱の後方の循環流の形成や流線のうねりなど計算結果と実験結果の両者は良く一致している。

3.3. 振動角柱まわりの流れと揚力

次に振動角柱の計算例として、共振流速 $\bar{U}_{CR}=7.20$ とそれよりわずかに高い無次元流速 $\bar{U}=8.23$ における角柱振動に対する、 $\frac{\partial k}{\partial T}$ 、揚力変化 $C_L(T)$ を図 13(a), (b), 図 14(a), (b) に示す。角柱の振動振幅は両者とも $A/H=0.1$ である。各々の振動条件における $Y_H(T)$ に対する揚力変化 $C_L(T)$ の位相 ϕ_L を明示するために、(b) 図に $T=56.85\sim 65.85$ 間の計算結果を詳細に記した。

図 13 の共振流速では、 $T > 25$ で、 $\frac{\partial k}{\partial T}$ 、 $C_L(T)$ とともに角柱振動 $Y_H(T)$ の周期に一致し位相関係も一定している。

これに対して、図 14 は $\bar{U}=1.14 \times \bar{U}_{CR}$ における計算結果である。 $T=0\sim 50$ では、 $\frac{\partial k}{\partial T}$ 、 $C_L(T)$ は $Y_H(T)$ の周期に一致しないが、 $T > 50$ では完全に一致して、流れの同期現象が発生し、位相関係も一定となる。

振動変位 $Y_H(T)$ に対する揚力変化 $C_L(T)$ の位相差 ϕ_L は、図 13(b) では $\phi_L \doteq -100^\circ$ 、図 14(b) では $\phi_L \doteq +10^\circ$ であり、空力弾性的に前者は安定、後者は不安定である。

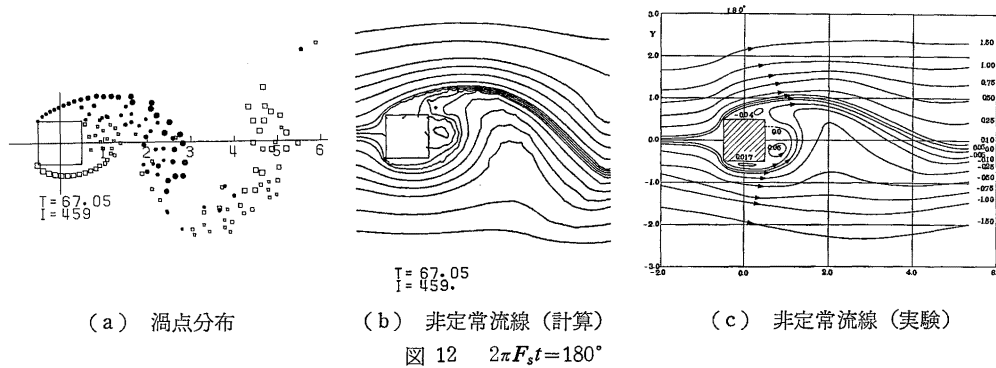
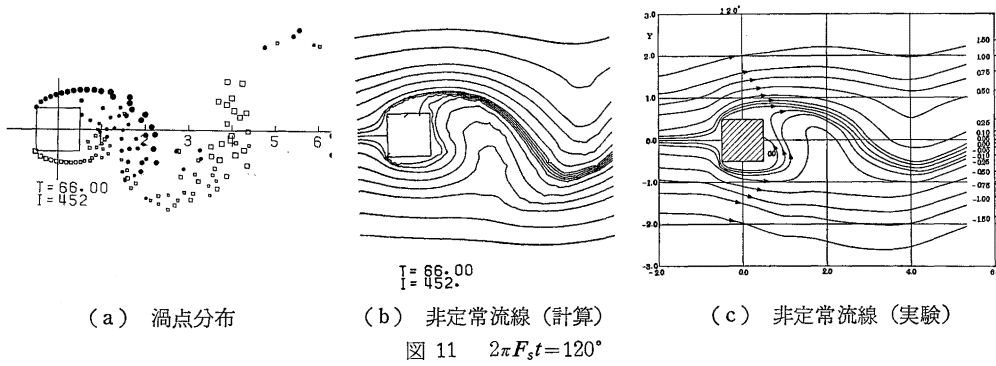
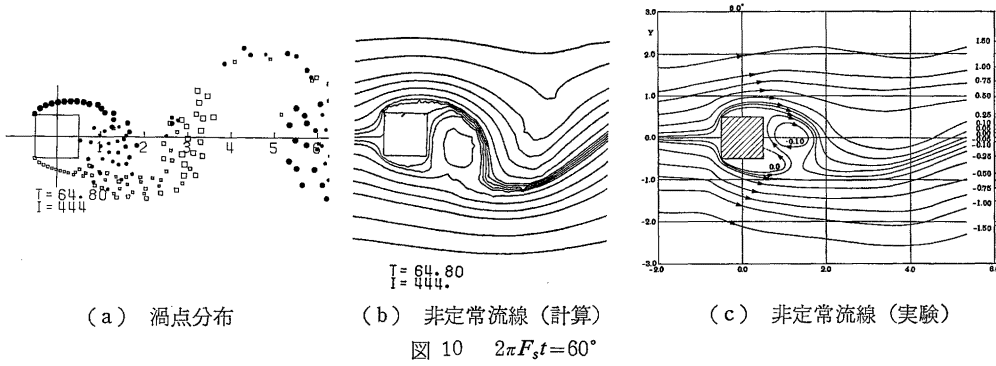
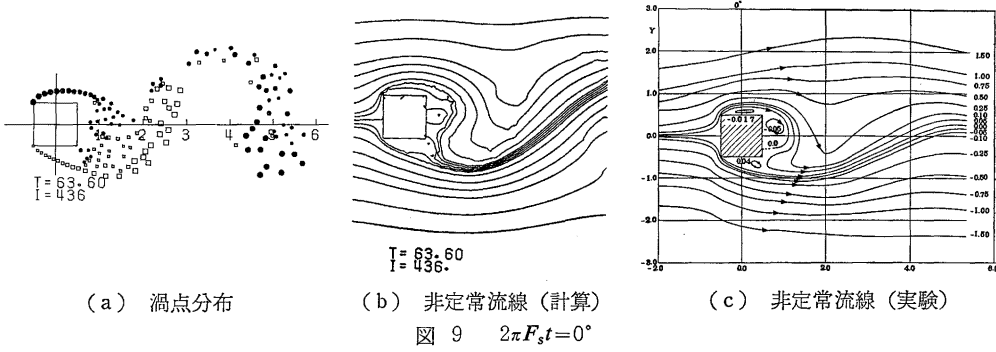
$\bar{U}_{CR}=7.20$ および $\bar{U}=8.23$ における渦点分布と非定常流線 ψ を図 15(a), (b), 図 16(a), (b) に示す。両図とも振動変位 $Y_H(T) \doteq 0$ (図 13(b), 図 14(b) 参照のこと) の瞬間の位相における流れであるが流れの位相は大きく異っており、特に角柱近傍での流れの位相の違いは非定常流線に顕著に現われている。

実験的研究により、共振流速域では、わずかな無次元流速の変化にともなって、角柱まわりの流れの位相が急激に変化し、その結果揚力の位相が同様に急激に変化し渦励振が発生することが分かっている。

表 1 計算値と実験値¹²⁾ の比較

	$S_t(\bar{U}_{CR})$	$\hat{C}_L$
計 算 値	0.138 (7.2)	1.58
実 験 値 ⁹⁾	0.125 (8.0)	1.40

(実験値は $R_e=10^4\sim 10^5$ の値)



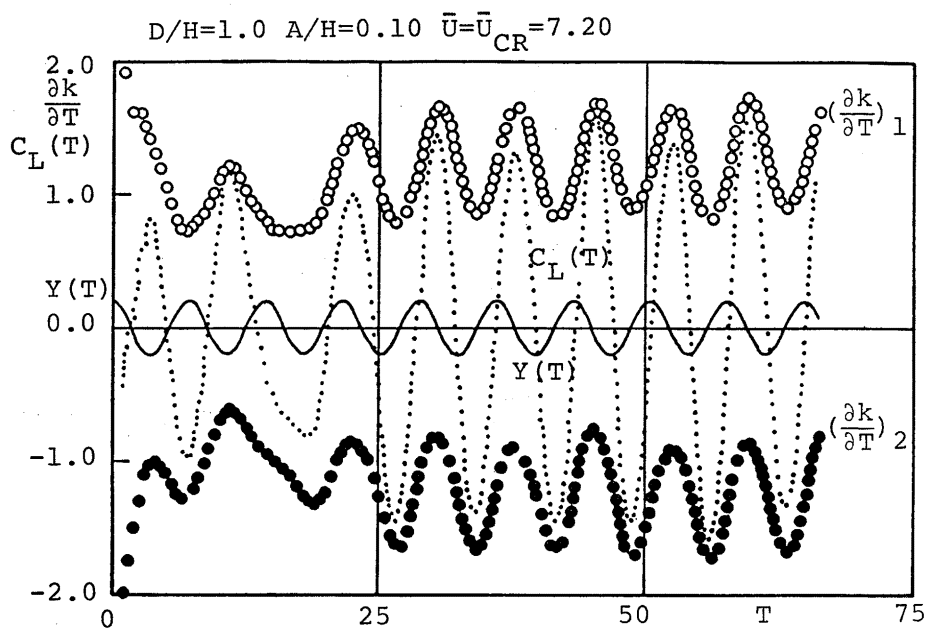


図 13(a) $\bar{U}=\bar{U}_{CR}=7.20$, $A/H=0.1$ における $\frac{\partial k}{\partial T}$, $C_L(T)$ の $Y_H(T)$ に対する変化

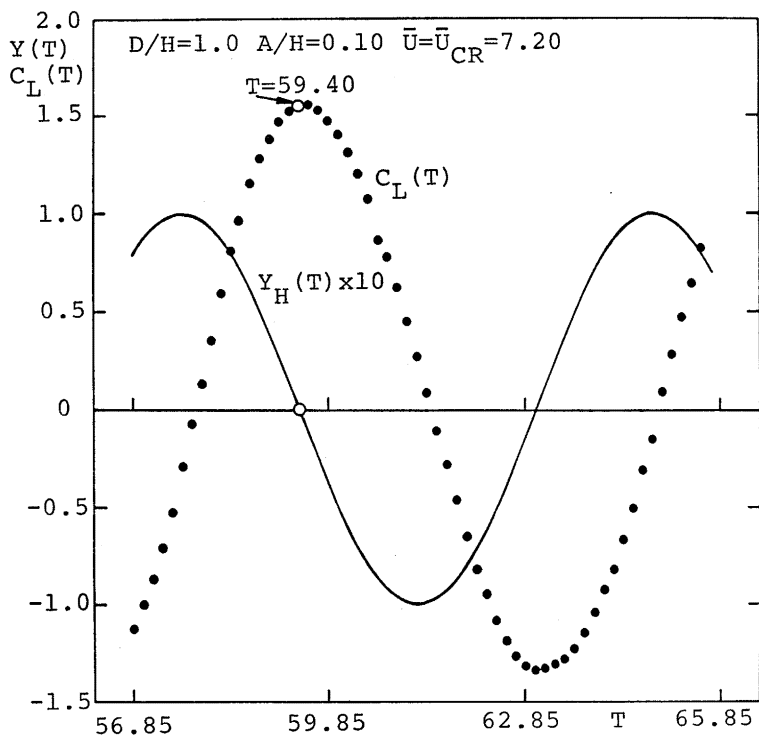


図 13(b) 同上, $T=56.85 \sim 65.85$ 間の $C_L(T)$ の詳細

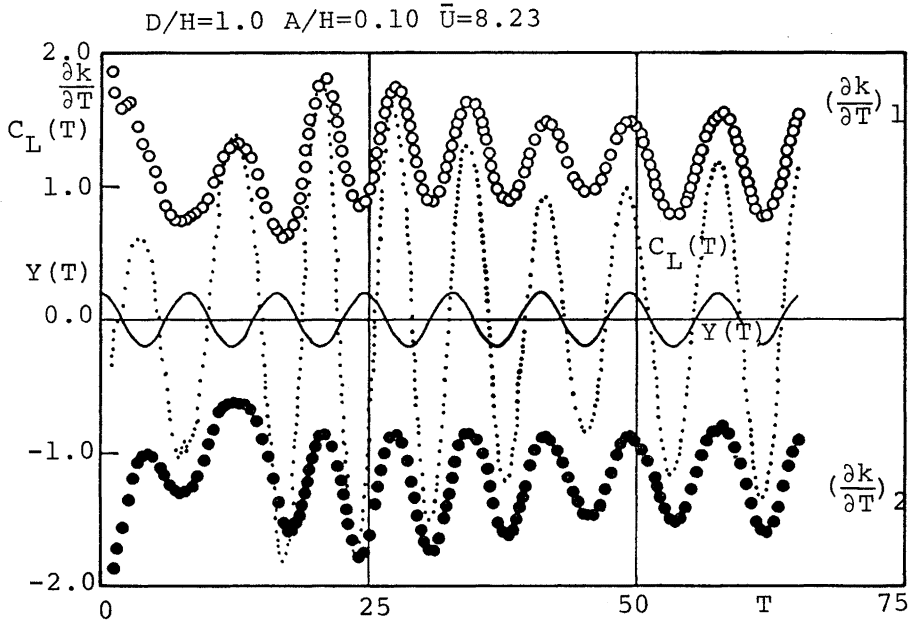


図 14(a) $\bar{U}=8.23$, $A/H=0.1$ における $\frac{\partial k}{\partial T}$, $C_L(T)$ の $Y_H(T)$ に対する変化

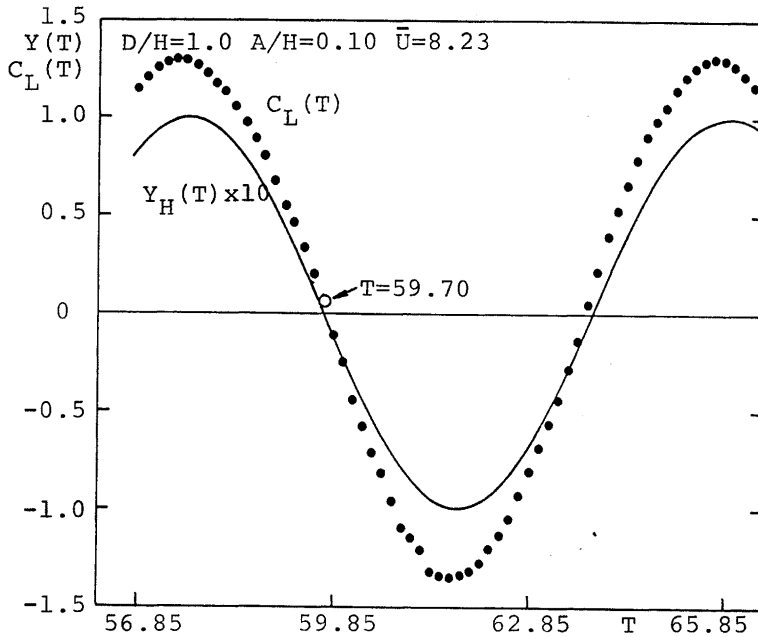
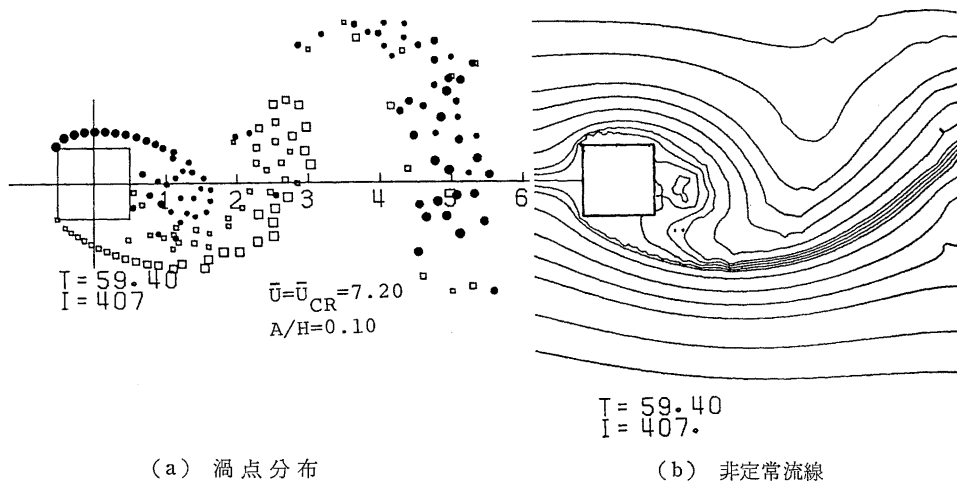
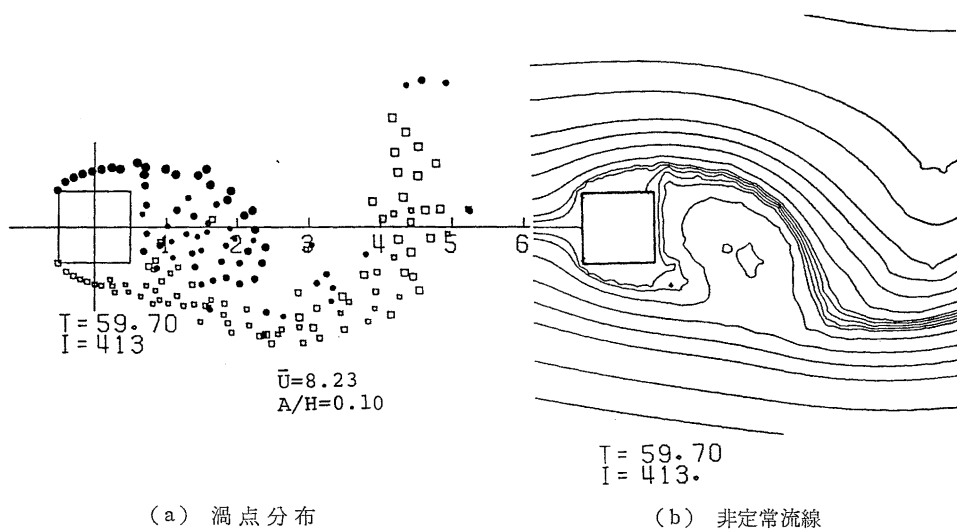


図 14(b) 同上, $T=56.85 \sim 65.85$ 間の $C_L(T)$ の詳細, $Y_H(T)$ に対する $C_L(T)$ の位相は, 図 13(b) に比べ大きく変化していることに注意

図 15 $\bar{U} = \bar{U}_{CR} = 7.20$, $A/H = 0.1$ の流れ図 16 $\bar{U} = 8.23$, $A/H = 0.1$ の流れ

る¹²⁾¹⁴⁾。すなわち、共振流速域には線形共振の位相特性が存在することが知られている。この数値解析の結果もこのような実験事実を説明するものである。

4. 結 論

非粘性渦点モデルにより、角柱まわりの流れの計算方法を吟味した。数値計算例として正方形角柱まわりの(1)出発流れ、(2)一様流中で静止させた場合の流れ、(3)一様流中において主流に直角方向に並進振動する場合の流れの3例を示した。得られた結果は、それぞれ実験と比較して妥当性を検討し

た。主要な結論は以下のとおりである。

- (1) 急出発直後の渦成長の様相は実験結果と良く一致する。
- (2) 一様流中で静止させた正方形角柱まわりの非定常流線, ストローハル数, 揚力の振幅とも実験的に得られた結果に近い。
- (3) 共振流速域における振動角柱まわりの流れの同期現象および流れと揚力の位相の急激な変化とも実験結果を良く説明する。

非粘性渦点モデルは高レイノルズ数における流れを近似的に表わす1つの手法である。したがって、流れの詳細な構造を表現する目的に用いるには無理がある。しかし、ここで報告したように、比較的大きなスケールの渦構造や物体の境界条件の変化等による渦間の非線形相互作用にもとづく流れの大きな変化や非定常流体力の作用を定性的に説明するには非常に有効な手法であると考えられる。

謝 辞

岡部淳一九州大学名誉教授は、非粘性渦点モデルによる流れの計算に強い関心を持たれ、著者らは常に変らない御激励を賜りました。2・4 Kutta の条件、に関して行った応用力学研究所増田章博士との議論は非常に有効でありました。ここに記して厚く御礼申し上げます。

さらに、数値計算は応用力学研究所の電子計算機システム MELCOM-COSMO 900 および 800 III で行ったことを記しておきます。

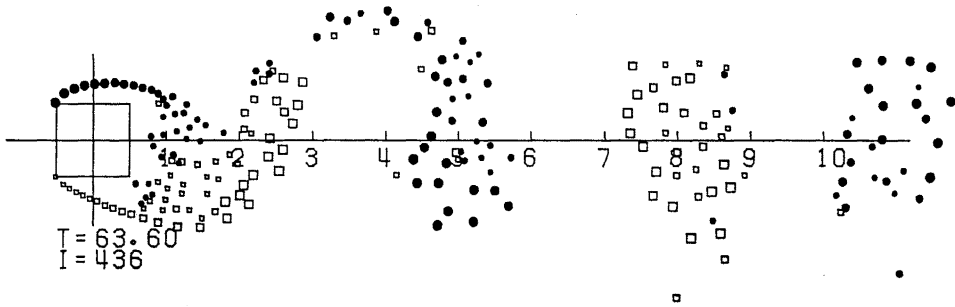
参 考 文 献

- 1) 溝田武人: 非粘性渦点モデルによる角柱まわりの流れの数値解析, 第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978, p. 155.
- 2) 溝田武人: 非粘性モデルによる渦励振の数値解析 (I), ——出発流れ——, 九州大学応用力学研究所所報, 第46号, 1977, p. 159.
- 3) 小林紘士: 風による長大橋の限定振動に関する研究, 大阪大学学位論文, 1978.
- 4) 永野三郎, 内藤政彦, 高田浩之: うず点法による長方形柱まわりの流れの解析, 日本機械学会論文集 (B編), 47巻, 413号, 1981, p. 32.
- 5) 坂田 弘, 足立武司, 稲室隆二: うず放出モデルを用いた剝離を伴う非定常流れの一解法 (第1報), 日本機械学会論文集 (B編), 49巻, 440号, 1983, p. 801.
- 6) Delany, N. K. and Sorensen, N. E.: Low-Speed Drag of Cylinders of Various Shapes, NACA, TN. 3038, 1953, p. 1.
- 7) Clements, R. R.: An Inviscid Model of Two-dimensional Vortex Shedding, J. of Fluid Mech., Vol. 57, Part 2, 1973, p. 324.
- 8) Kuwahara, K.: Numerical Study of Flow past an Inclined Flat Plate by an Inviscid Model, J. of Phys. Soc. Japan, Vol. 35, 1973, p. 1545.
- 9) 木谷 勝, 有江幹男: 傾斜平板に対する非粘性うず放出モデルに関する一寄与, 機械学会論文集, 第43巻, 367号, 1977, p. 1015.
- 10) Sarpkaya, T.: An Inviscid Model of Two-dimensional Vortex Shedding for Transient and Asymptotically Steady Separated Flow over an Inclined Plate, J. of

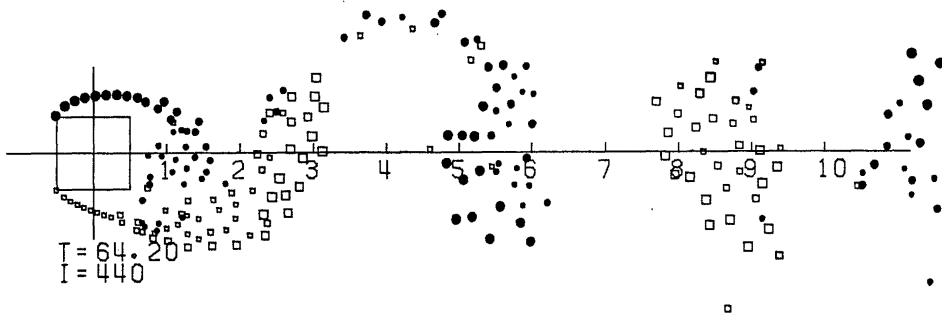
Fluid Mech., Vol. 68, 1975, p. 109.

- 11) Taneda, S. and Honji, H.: Unsteady Flow past a Flat Plate Normal to the Direction of Motion, J. of Physical Society of Japan, Vol. 30, No. 1, 1971, p. 262.
- 12) Nakamura, Y. and Mizota, T.: Unsteady lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, ASCE., J. of Eng. Mech. Div., Vol. 101, No. EM 6, 1975, p. 855.
- 13) 溝田武人, 岡島 厚: 角柱まわりの非定常流れに関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 312 号, 1982, p. 49.
- 14) 溝田武人, 岡島 厚: 振動する角柱まわりの流線と非定常流体力に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 327 号, 1982, p. 49.
- 15) 溝田武人, 岡島 厚: 角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第 312 号, 1981, p. 39.

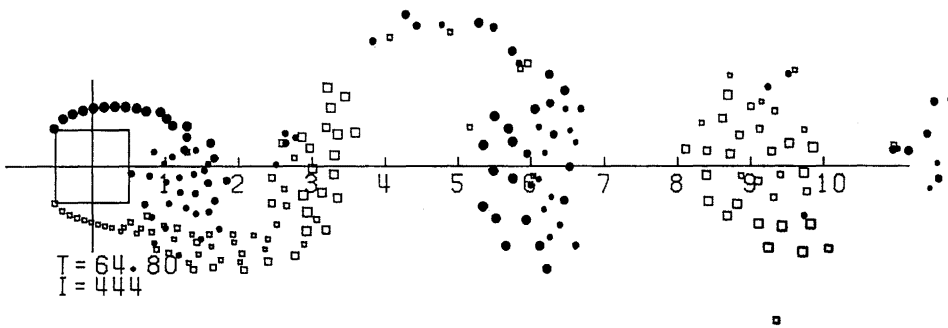
(昭和 59 年 5 月 31 日 受理)



(a) $2\pi F_s t = 0^\circ$

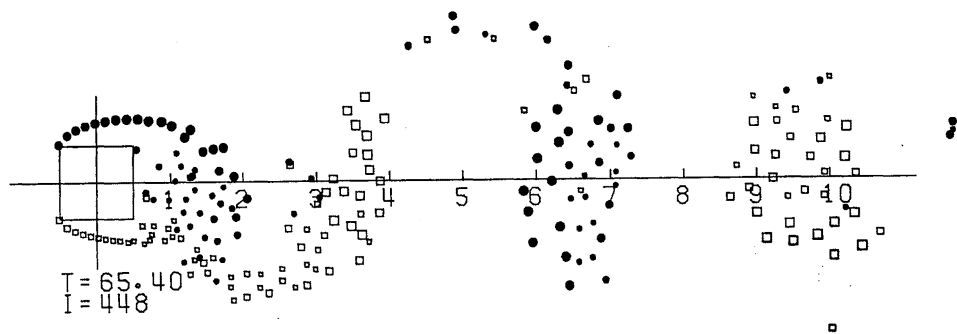
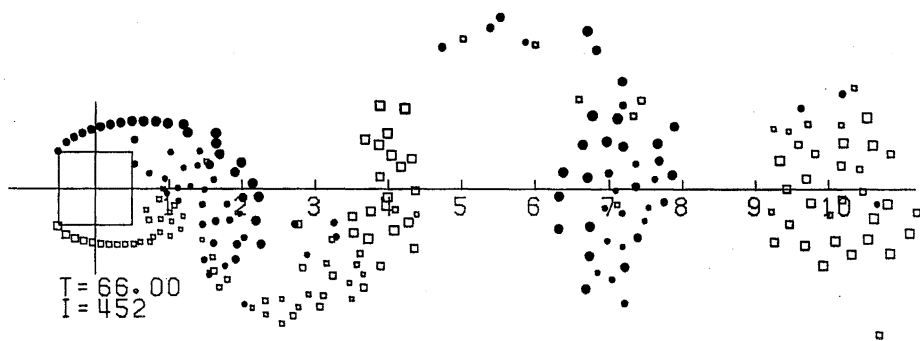
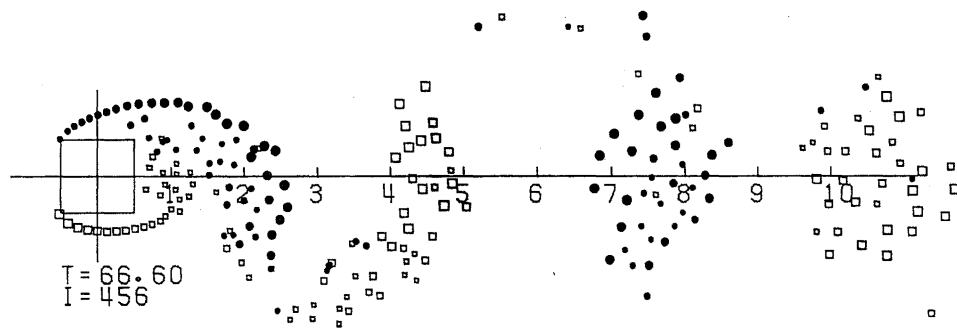


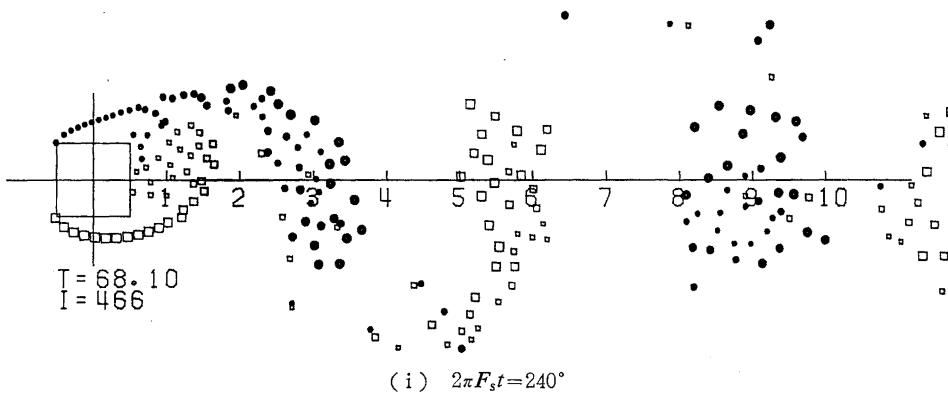
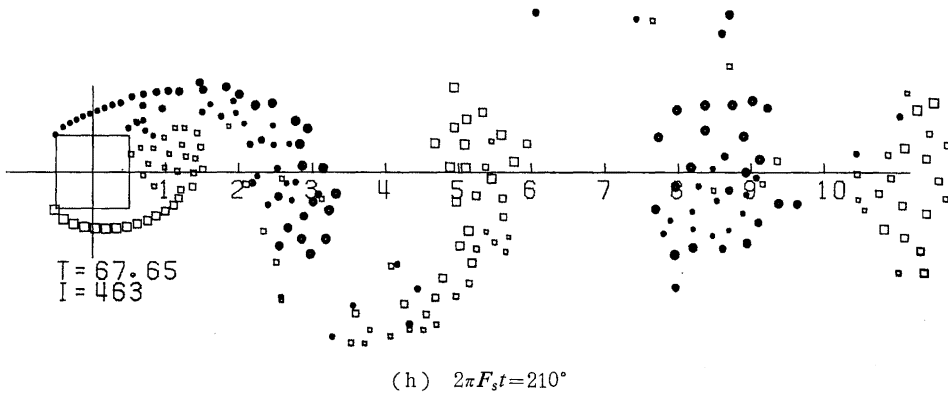
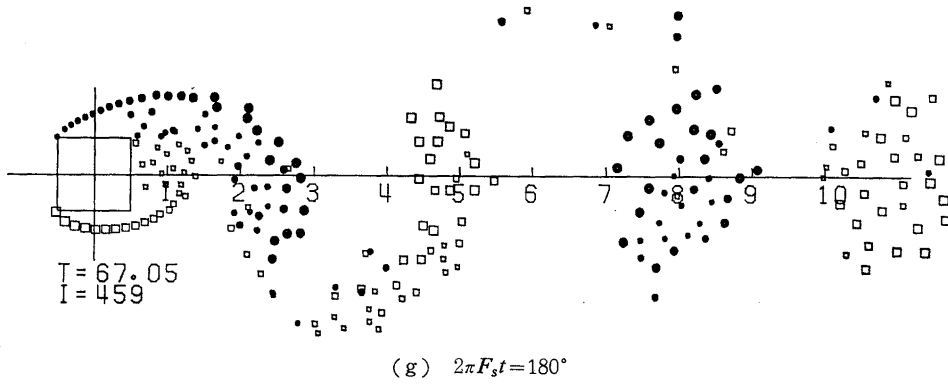
(b) $2\pi F_s t = 30^\circ$



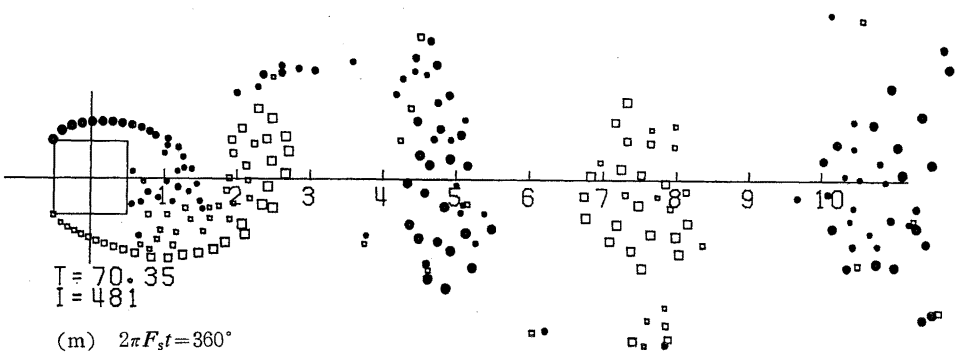
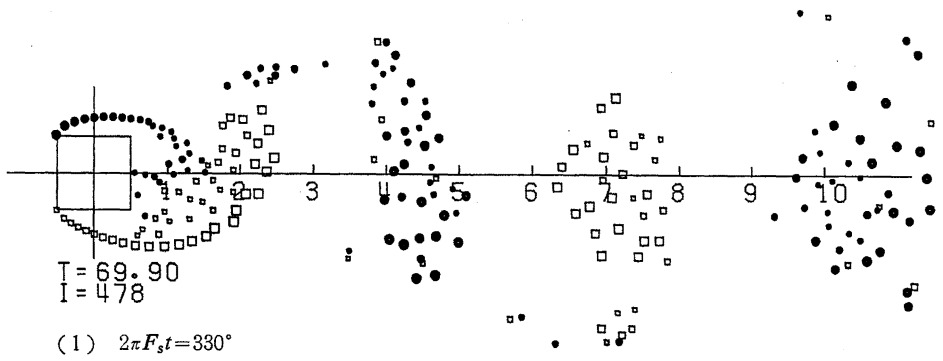
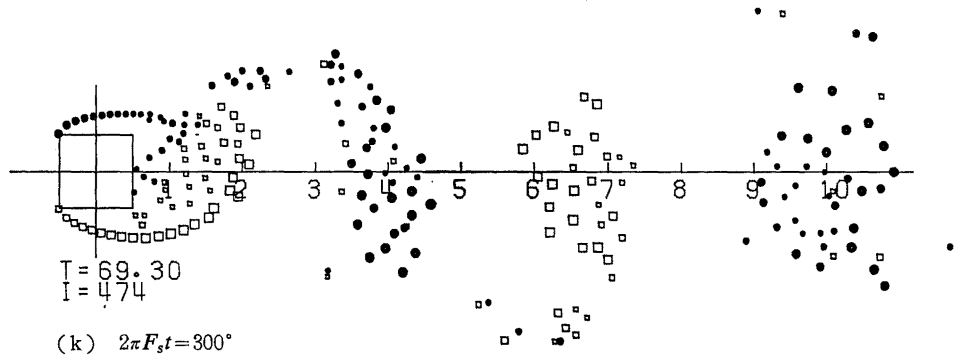
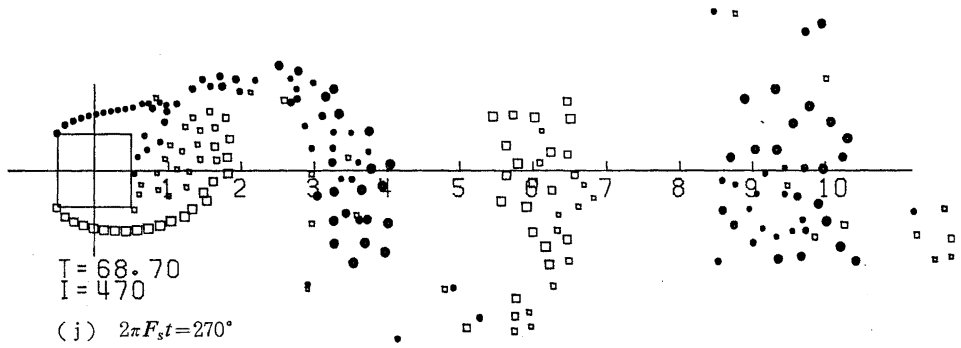
(c) $2\pi F_s t = 60^\circ$

付 図 1 静止角柱まわりの渦点分布

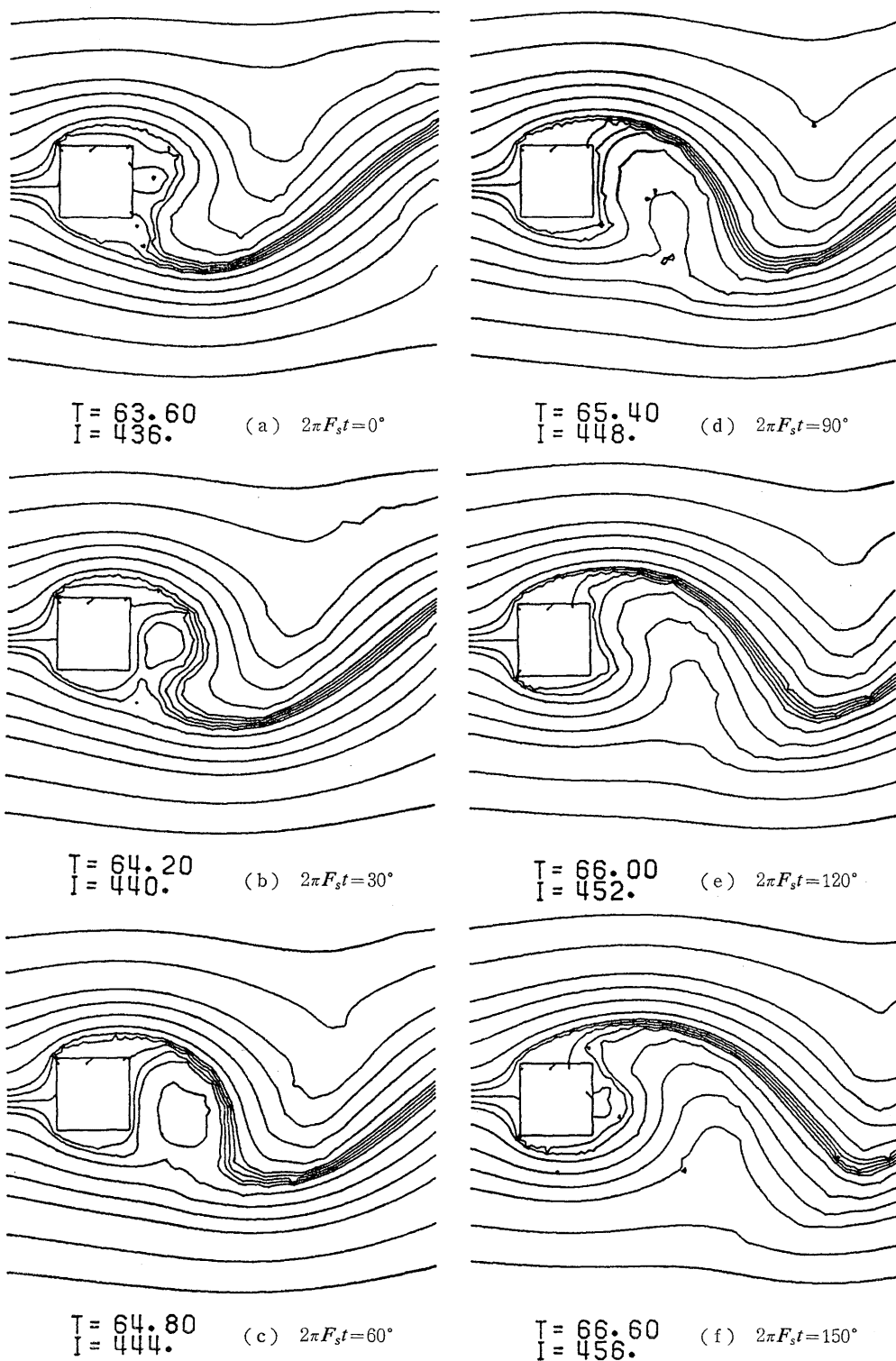
(d) $2\pi F_s t = 50^\circ$ (e) $2\pi F_s t = 120^\circ$ (f) $2\pi F_s t = 180^\circ$



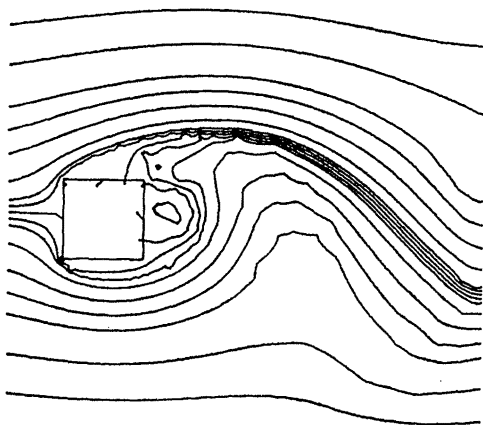
付図 1



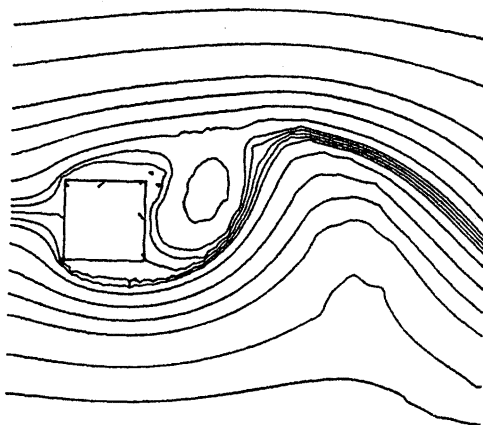
付図 1



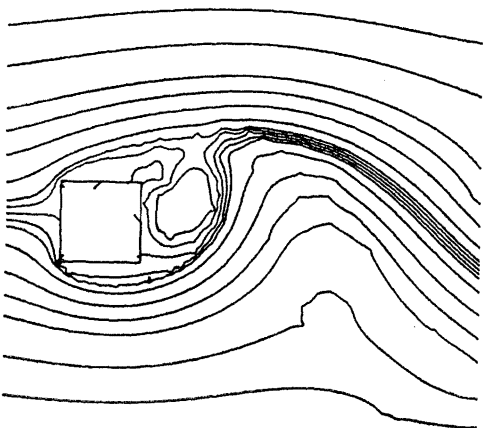
付 図 2 静止角柱まわりの非定常流線



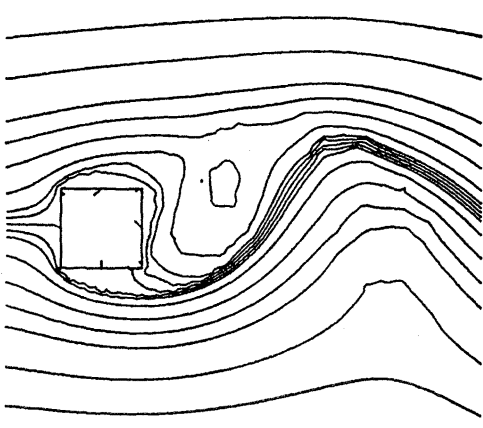
$T = 67.05$
 $I = 459.$ (g) $2\pi F_s t = 180^\circ$



$T = 68.10$
 $I = 466.$ (i) $2\pi F_s t = 240^\circ$

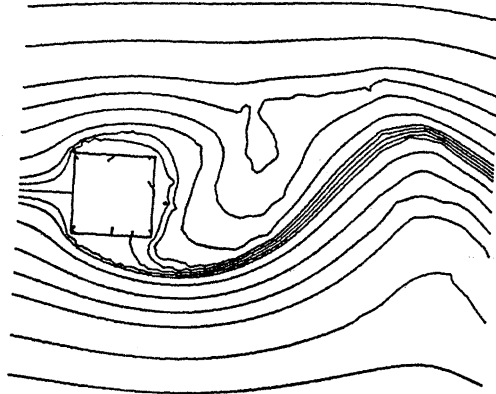


$T = 67.65$
 $I = 463.$ (h) $2\pi F_s t = 210^\circ$

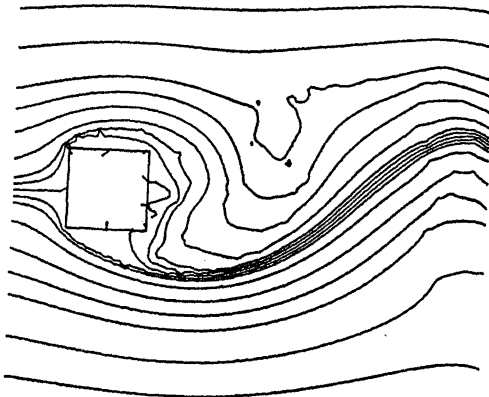


$T = 68.70$
 $I = 470.$ (j) $2\pi F_s t = 270^\circ$

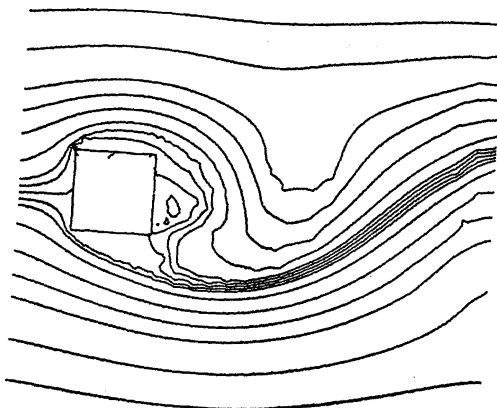
付図 2



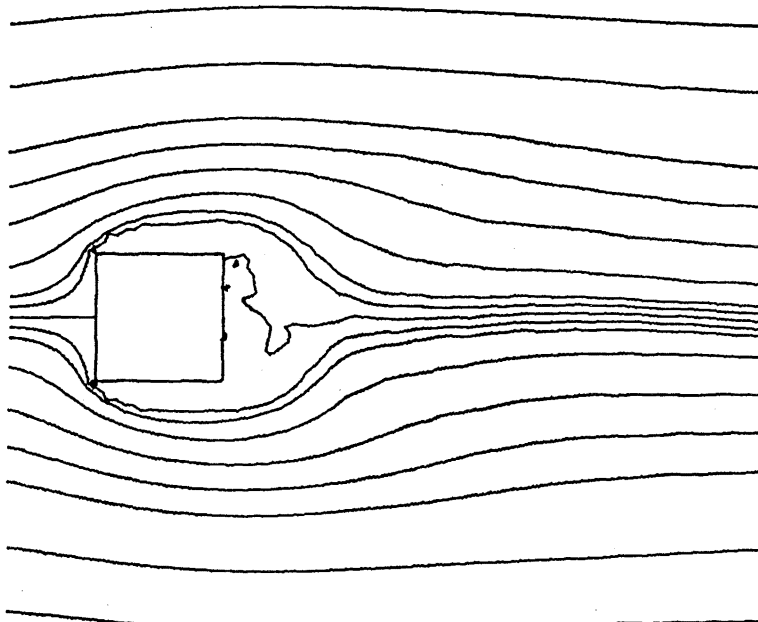
$\Gamma = 69.30$
 $I = 474.$ (k) $2\pi F_s t = 300^\circ$



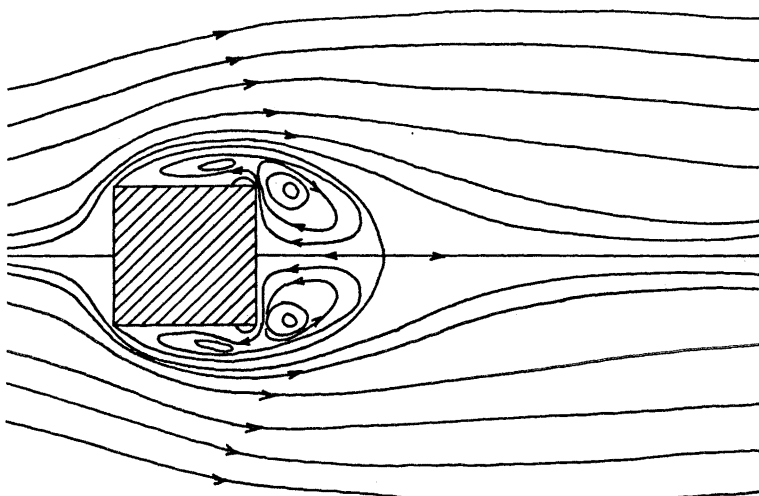
$\Gamma = 69.90$
 $I = 478.$ (l) $2\pi F_s t = 330^\circ$



$\Gamma = 70.35$
 $I = 481.$ (m) $2\pi F_s t = 360^\circ$

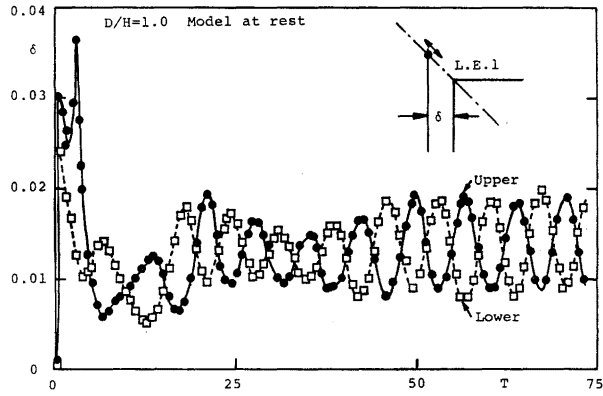


(a) 計算結果, 付図2 (a)~(m) を時間平均したもの.

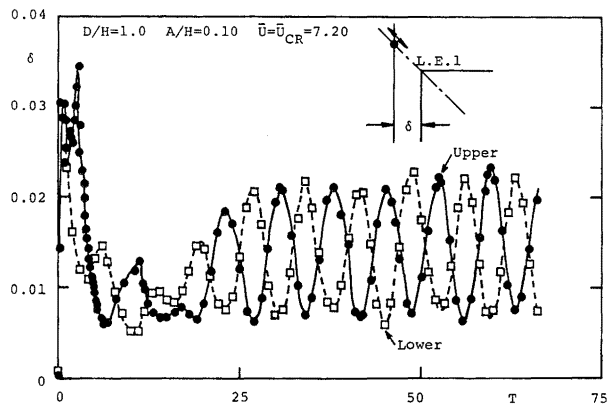


b) 実験結果¹⁵⁾ ($R_e=7.14 \times 10^4$), タンデムプローブで計測したもの

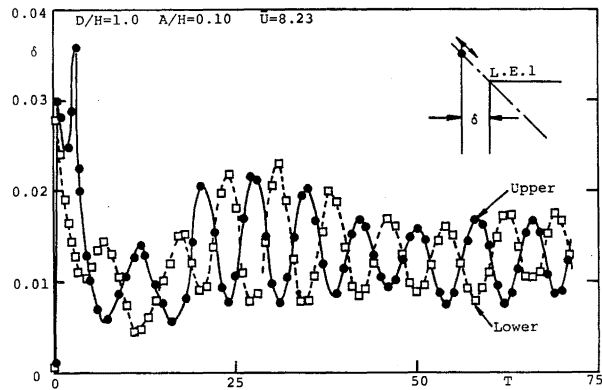
付図3 静止角柱まわりの時間平均流線



付図 4 (a) 静止角柱の渦導入点位置の変化



付図 4 (b) 振動角柱の渦導入点位置の変化,
 $\bar{U} = \bar{U}_{CR} = 7.20, A/H = 0.10$



付図 4 (c) 振動角柱の渦導入点位置の変化,
 $\bar{U} = 8.23, A/H = 0.10$