

ギャロッピングの発生機構に関する研究

平田, 勝哉

<https://doi.org/10.11501/3071379>

出版情報 : Kyushu University, 1993, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :

ギョロップングの発生機構に関する研究

平田 勝 著

①

ギャロッピングの発生機構に関する研究

1993年 5月

平田勝哉

もくじ

	ページ
もくじ	i
おもな記号	iv
1章 序論	1
1-1 はしがき	1
1-2 予備知識	3
1-2-1 流れのなかに静止した非流線形物体	3
1-2-2 流れのなかで振動する非流線形物体	4
1-2-3 ギャロッピングの準定常理論	7
1-2-4 臨界面とギャロッピング	11
1-3 準定常理論の二つの問題点	14
1-4 本論文の目的と構成	15
2章 実験方法	17
2-1 使用した風洞と模型	17
2-2 空力発散率の測定	19
2-3 物体表面の圧力測定	22
2-4 流れの可視化	29
3章 三つのギャロッピング	30
3-1 ギャロッピングと渦励振の発生範囲	30
3-2 スプリッタ板の長さの影響	34
3-3 ギャロッピング発生機構解明のための主要な鍵	37
4章 ギャロッピングの発生機構	39

4-1	ギャロッピング発生の基本機構	39
4-2	三つのギャロッピングと前提条件	40
4-2-1	前提条件としてのスプリッタ板	41
4-2-2	低風速振動流の特性	43
4-2-3	高風速における臨界面	46
5章	ギャロッピングの消失機構	48
5-1	高風速における断面比の増大	48
5-1-1	断面比の増大による剪断層と後縁の直接干渉	48
5-1-2	カルマン渦列の影響	51
5-2	風速の低下に伴うギャロッピングの消失	53
5-2-1	風速の低下に伴う準定常理論の破綻	53
5-2-2	迎角効果と変位効果	54
5-2-3	風速の低下に伴う後流のうねりの波長変化	56
5-2-4	上流淀み点の移動	63
6章	ギャロッピングの発生と消失のまとめ	65
7章	ギャロッピングの防振対策	67
8章	結論	70
	謝辞	73
	参考文献	74
	付録	78
	付録A：振動物体の臨界面と再付着型圧力分布	79
A-1	はじめに	79
A-2	実験概要	80
A-3	結果と考察	81
A-3-1	振動物体の臨界面	81

A-3-2 振動物体の臨界面と再付着型圧力分布	86
A-4 むすび	90
付録B：スプリッタ板があるときの剪断層と後縁の直接干渉	91
B-1 はじめに	91
B-2 実験概要	91
B-3 結果と考察	92
付録C：振動矩形柱の表面圧力分布 ($d/h=0.4, 0.6, 2.0$)	95
付録D：スプリッタ板つきギャロッピングの変位効果と迎角効果	103
D-1 はじめに	103
D-2 実験概要	103
D-3 結果と考察	105
D-3-1 高風速において十分なスプリッタ板の長さ	105
D-3-2 高風速でのスプリッタ板つきギャロッピング	107
D-3-3 圧力測定結果	108
D-4 むすび	112

おもな記号

- C : スプリッタ板の長さ(m).
- $C_{Fy}(\alpha)$: 物体にはたらく Y 方向の時間平均流体力係数,
$$C_{Fy}(\alpha) = Fy(\alpha) / (0.5 \rho U_{rel}^2 h).$$
- C_{Pb} : 模型の背面中央での時間平均圧力係数 (背圧係数) .
- C_{Pe} : 模型の後縁近くの側面での時間平均圧力係数.
- C_{Po} : 時間平均圧力係数, $C_{Po} = P_o / (0.5 \rho U^2).$
- C_{Pyo} : 変動圧のうちの物体振動数成分 $P_y(t)$ の圧力振幅係数,
$$C_{Pyo} = P_{yo} / (0.5 \rho U^2).$$
- d : 主流に平行方向の代表的物体寸法(m).
(矩形断面柱では主流に平行方向の側面長.)
- d/h : 模型の断面比.
- f_v : 静止物体背後に形成される渦の放出周波数(Hz).
- f_y : 物体振動数(Hz), 自由振動実験の場合は模型の固有振動数.
(加振実験の場合は風洞模型を強制加振した振動数.)
- $Fy(\alpha)$: 物体にはたらく Y 方向の時間平均流体力(N).
- G : スプリッタ板と模型との間隙(m).
- h : 主流に直角方向 (振動に沿う方向) の代表的物体寸法(m).
(矩形断面柱では主流に直角方向の側面長.)
- k : バネ定数(N/m).

- L : 模型のスパン長さ(m).
 M : 換算質量(kg), $M = k / (2 \pi f_y)^2$.
 $P(t)$: 各瞬間の非定常圧力 (非定常圧) (Pa), $P(t) = P_0 + P'(t)$.
 $P'(t)$: 非定常圧力の変動成分 (変動圧) (Pa),
 $P'(t) = P_y(t) + P_v(t) + P_n(t)$.
 $P_n(t)$: 変動圧のうちの $P_y(t)$ と $P_v(t)$ 以外の雑音などの成分(Pa).
 P_0 : 時間平均圧力 (平均圧) (Pa).
 $P_v(t)$: 変動圧のうちの剥離渦放出周波数(f_v)の成分 (ストロウハル成分) (Pa).
 $P_y(t)$: 変動圧のうちの物体振動数(f_y)の成分(Pa),
 $P_y(t) = P_{y0} \sin(2 \pi f_y t + \phi)$.
 P_{y0} : 変動圧のうちの物体振動数成分 $P_y(t)$ の片振幅(Pa).
 Re : レイノルズ数, $Re = U h / \nu$.
 Sc : スクルートン数, $Sc = 2 \mu \delta s$.
 St : ストロウハル数, $St = f_v h / U$.
 t : 時間(s).
 U : 風洞の主流流速(m/s).
 U_{rel} : 相対速度(m/s), $U_{rel} = (\dot{Y}^2 + U^2)^{1/2}$.
 \bar{U} : 無次元風速, $\bar{U} = U / (f_y h)$.
 \bar{U}_r : 共振風速, $\bar{U}_r = 1 / St$.
 X : 前縁から下流方向への距離(m).
 $Y(t)$: 主流直角方向の物体変位 (上向きを正) (m),
 $Y(t) = 0.1 h \sin(2 \pi f_y t)$.
 \dot{Y} : 主流直角方向の物体速度(m/s), $\dot{Y} = dY(t) / dt$.
 α : 迎角(degree).

- β : 模型の対数発散率.
- βa : 空力発散率, $\beta a = \beta + \delta s$.
- δs : 構造減衰率.
- ϕ : 変動圧のうちの物体振動数成分 $P\gamma(t)$ の変位との位相差 (degree).
- μ : 質量比, $\mu = M / (L \rho h^2)$.
- ν : 流体の動粘性係数 (m^2/s).
- ρ : 流体の密度 (kg/m^3).

1 章 序論

1-1 はしがき

本論文の研究対象は、ギャロッピング (galloping) である。冬季、山奥の高圧送電線に冰雪が付着して断面がいびつになると、鉄塔間の送電線が風により長周期 (1~10秒)、大振幅 (1~10m) の振動を起こすことが珍しくない。通常、流れに直角方向の振動が卓越する。これがギャロッピングである¹⁾。「ギャロップ (gallop)」とは英語で「(馬が) 駆ける」という意味の動詞で、上述の送電線の振動のようすがちょうどギャロップする馬の鞍上への動きに似ているところからついた名前である²⁾。ギャロッピングは、風速を増していったときに、ある風速を越えると起こり、その後も風速の増加につれて、しだいに激しくなる。送電線に限らず、橋梁吊材、建物など多くの構造物は、ギャロッピングを発生し得る。

ギャロッピングは、曲げ一自由度の剥離流フラッタである。曲げ一自由度とは、構造物の振動が流れに直角方向であることを意味する。フラッタ (flutter) とは、風によって生じる構造物の自励振動であり、空力弾性学では、ダイバージェンス (divergence) と対置される現象である。ダイバージェンスとは、風によって生じる構造物の変形が、一方向的に進行する現象であり、振動を伴わない。フラッタとしては、ギャロッピングのほかに、ねじれ一自由度フラッタ、連成フラッタ (多自由度フラッタ)、渦励振 (曲げ、ねじれともに生じ得る)

などがよく知られている³⁾。剥離流フラッタとは、非流線形構造物に生じるフラッタである。構造物が流線形であるときには翼理論の適用が期待できるのに対して、剥離流フラッタでは、剥離域の流れの複雑さのために、理論的取り扱いが困難になる。ギャロッピングは剥離流特有のフラッタの一つであるが、例外的に、後で述べる準定常理論による取り扱いが部分的に可能である。

また、フラッタはその発散状態に着目して、ソフト・フラッタ/ハード・フラッタという分類がなされる。ソフト (soft) ・フラッタとは静止状態から自然に発散するフラッタであり、これに対して、ハード (hard) ・フラッタとは、小振幅では減衰するが、大振幅を与えると発散するフラッタである。このような分類が、剥離流フラッタの場合とくに注目されるのは、振動変形により生じる付加流体力が強い非線型性をしめすためである。ギャロッピングにもソフト・ギャロッピングとハード・ギャロッピングがあるが、本論文では、ソフト・ギャロッピングを研究の対象にして、ギャロッピングの発生/消失に関する定性的議論を展開する。したがって、本論文のなかでギャロッピングに関してなされた考察は、ほとんどが微小振幅の実験結果にもとづくものである。具体的にいうと、本論文のなかでしめた実験結果は、流れに直角方向(振動に沿う方向)の物体寸法 h に対して片振幅が10% ($0.1h$) のときのものである。なぜ10%の片振幅を微小振幅とみなせるかという、本論文の実験範囲内で、10%の片振幅は、フラッタが起こったときそれが漸近する最大振幅(安定なリミット・サイクルでの振幅)とくらべると、ほとんどの場合はるかに小さいという事実による。すなわち、10%の片振幅では、付加流体力はまだ強い非線型性をしめしていないので、フラッタの発生/消失という定性的議論には影響しないと考えた。

1-2 予備知識

1-2-1 流れのなかに静止した非流線形物体

流れのなかで非流線形物体が静止しているときには、**図1-1**の模式図にしめすように、物体の前面で発達した境界層は、両側面で剥離して二つの剥離剪断層になる。これらの剥離剪断層は、そのままでは不安定であり、物体の下流で交互に巻き込み、その結果、物体の下流には交番配列の渦が規則正しくなる。この渦列はカルマン渦列⁴⁾と呼ばれ、その放出周波数 fv を物体代表長 h と主流の流速 U で無次元化したものがストロウハル数 $St (=fvh/U)$ である。ストロウハル数は、非流線形物体にとって、そのまわりの流れの状態をあらわす重要な無次元量である。

流れのなかに物体が静止しているとき、物体形状を除き、流れの状態を支配する唯一の無次元パラメーターは、レイノルズ数 $Re (=Uh/\nu)$ 、 ν : 流体の動粘性係数)である。たとえば、ストロウハル数はレイノルズ数の関数である。本論文中の大部分の実験は、レイノルズ数が $10^3 \sim 10^5$ の範囲にある。実験模型としておもに使用した矩形柱では前縁角で剥離が起こり、このレイノルズ数の範囲において境界層は層流剥離した後すぐに乱流遷移するので、物体周りの流れに大きな変化が生じていないと考えられる。したがって、レイノルズ数に対するストロウハル数の変化はごく小さなものである。このような理由により、本論文ではレイノルズ数の違いによる影響を考慮していない。

つぎに、非流線形物体の断面形状の違いが、流れに与える影響を考える。一つの側面が主流方向に対して直角になるように置かれた矩形断面柱では、流れに平行方向の側面長 d と流れに直角方向の側面長 h の比を断面比 d/h と定義すると、 $d/h \approx 3.0$ でストロウハル数が急変する⁵⁾。 $d/h > 3.0$ では、流れの可視化から、矩形柱の下流ではなく側面上で剥離剪断層が巻き込み、渦が形成され、側面上

に間欠的再付着が起こっているのが観察される⁶⁾。このストロウハル数の急変は、 $d/h < 3.0$ では二つの剥離した剪断層が物体背後で相互干渉して通常のカルマン渦列を形成するのに対して、 $d/h > 3.0$ ではimpinging-shear-layer instability⁷⁾に起因する渦放出をおこなうためである。このような流れは、矩形柱に限らず、前縁で剥離する扁平な物体ならばどんな物体にもあらわれ得る。impinging-shear-layer instabilityは、単一剪断層が、下流の物体の存在により渦放出をおこなう現象である。

長いスプリッタ板を物体の下流に設置したときには、二つの剥離剪断層の干渉が断たれるので、剥離剪断層が交互に巻き込んで渦列を形成することはない。剥離剪断層は、単独でスプリッタ板上で巻き込み、渦を放出する。この渦は、大規模渦⁸⁾とも呼ばれているが、実は上に説明したimpinging-shear-layer instabilityの一種である。この場合、impinging-shear-layer instabilityは、カルマン渦列にくらべて周期性も弱く、圧力もさほど低くはならず、巻き込みも弱い。

非流線形物体の背面近くで二つの剥離剪断層にかこまれた領域は死水領域と呼ばれることがある。そこでの流速は主流流速にくらべて小さいが、完全に淀んでいるわけではない。これまでに述べてきたように、カルマン渦列やimpinging-shear-layer instabilityなどの後流構造がある。つぎに述べるように物体が振動した場合には、振動に伴う後流のうねりが加わり、流れはさらに複雑になる。

1-2-2 流れのなかで振動する非流線形物体

非流線形物体が振動するとき物体周辺の流れは、主要な変動成分として、物体が静止しているときの渦放出周波数 f_v の成分のほかに、物体振動数 f_y の成分をもつ(図1-2を参照)。ここで、前者の変動成分をストロウハル成分(f_v 成分)、後者を物体振動数成分(f_y 成分)と呼ぶ。

物体が振動するときには、振動振幅を一定として次元解析をするならば、レイノルズ数のほかに、 f_y を含んだもう一つの無次元量が必要となることがわかる。本論文では、その量に無次元風速 \bar{U} ($=U/(f_y h)$) をもちいた (以後、単に風速が高い/低いというときは、 \bar{U} が大きい/小さいことを意味する)。ここで、 U は主流の流速であり、 h は物体代表長、とくに矩形柱では流れに直角方向の側面長である。 \bar{U} の大小は、物体振動に対して主流の流速が速いか遅いかを、いいかえれば、流れに対して物体がゆっくり振動しているか、速く振動しているかをあらわす。空間的には、物体振動に伴う後流のうねりの波長を λ とし、その流下速度を U とすると、 $\lambda/h=U/(f_y h)=\bar{U}$ であり、 \bar{U} の大小は λ が h に対して長いか短いかをしめすことがわかる。とくに $\bar{U}=\infty$ は、物体が静止状態にあることを意味する。

また、二つの後流変動の周波数 (f_y と f_v) が一致する \bar{U} を共振風速 \bar{U}_r と呼ぶ。 \bar{U}_r は、ストロウハル数の逆数にひとしい。振動振幅が大きいとき、 \bar{U}_r 近傍に限られた \bar{U} の範囲内で、ロック・イン (lock-in) 現象があらわれて、周辺流の f_v 成分は f_y 成分に引き込まれ消失する。この強い共振現象のために、流れ場は、非定常的にはもちろん、時間平均的にも大きな影響を受ける。なお、渦励振は \bar{U}_r 近傍で生じるフラッタである。

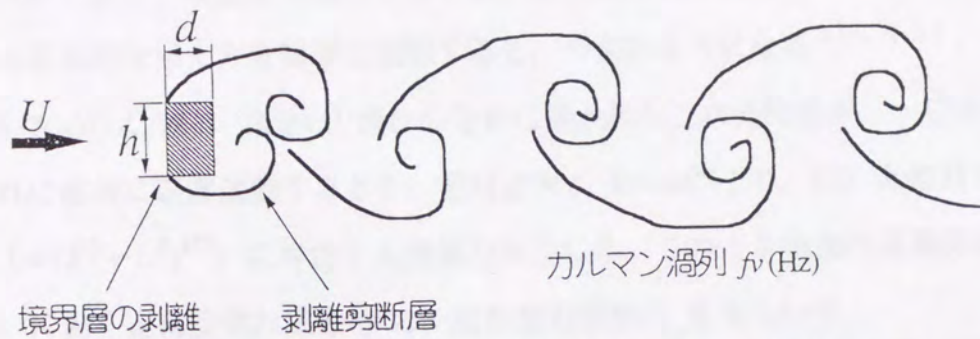


図1-1. 流れのなかで静止している矩形柱まわりの流れの模式図.

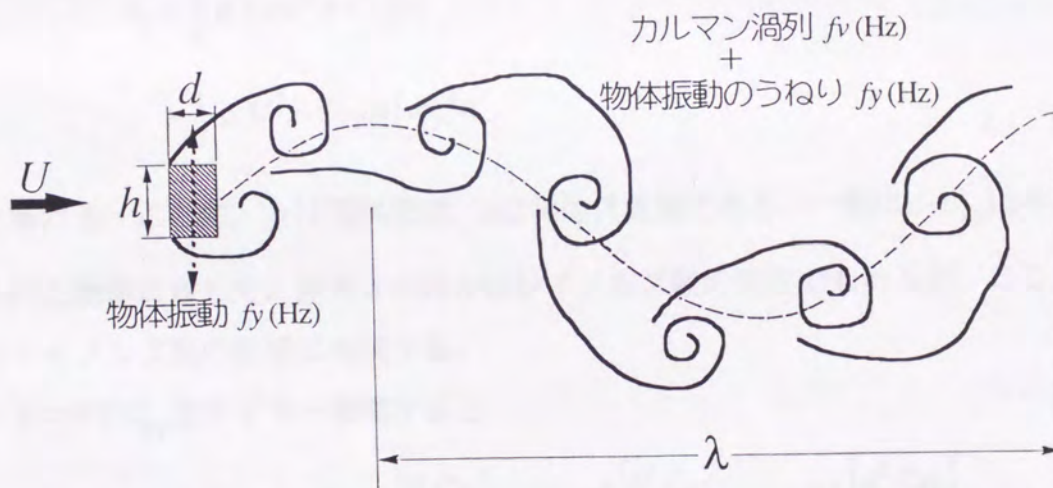


図1-2. 流れのなかで振動している矩形柱まわりの流れの模式図.

1-2-3 ギャロッピングの準定常理論

1-1に述べたように、ギャロッピングは理論に乏しい剥離流フラッタのなかでは例外的であり、準定常理論による予測が部分的によく成功している。準定常理論の基本的な考え方を簡単に説明すると、つぎのようになる^{9), 10)}。

図1-3(a)のように、流速 U の流れのなかに置かれた二次元物体が、一定速度 \dot{Y} で流れに直角に定常運動するとき、相対迎角 α ($=\tan^{-1}(\dot{Y}/U)$) と相対速度 U_{rel} ($=(\dot{Y}^2+U^2)^{1/2}$) に対応する空気力が生じる。このとき物体の運動方向(Y 方向)に働く定常空気力成分 F_y は、定常空力係数 C_{Fy} をもちいて、

$$\begin{aligned} F_y &= \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 h C_{Fy}(\alpha) \\ &= \frac{1}{2} \rho U^2 h C_{Fy}(\alpha) \sec^2 \alpha \end{aligned} \quad (1-1)$$

と書ける。ここに、 ρ は空気密度、 h は物体代表長である。一般に、 C_{Fy} は与えられた物体に対して、迎角 α のほかにレイノルズ数の関数でもあるが、ここではレイノルズ数の影響は無視する。

$\alpha=0$ で C_{Fy} をテイラー展開すると、

$$C_{Fy}(\alpha) = C_{Fy}(0) + \frac{\alpha}{1!} \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} + \frac{\alpha^2}{2!} \left[\frac{d^2 C_{Fy}}{d \alpha^2} \right]_{\alpha=0} + \frac{\alpha^3}{3!} \left[\frac{d^3 C_{Fy}}{d \alpha^3} \right]_{\alpha=0} + \dots \quad (1-2)$$

物体が主流直角方向に振動しているときには、この相対迎角 α と相対速度 U_{rel} とが時間的に振動する。振動が充分ゆっくりしていれば、物体に作用する空気力は式(1-1)で与えることができる。これが準定常の仮定である。

微小振幅 ($|\alpha| \ll 1$) を仮定して、上式の右辺第三項以下を省略すると、 α に関して線形化でき、

$$C_{Fy}(\alpha) = C_{Fy}(0) + \frac{\alpha}{1!} \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} \quad (1-3)$$

さらに対称断面の物体だけを考えると、 $C_{Fy}(\alpha)$ は α の奇関数になるので、上式の第一項はゼロになり、

$$C_{Fy}(\alpha) = \alpha \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} \quad (1-4)$$

上式を式(1-1)に代入し、

$$F_y = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 h \alpha \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} \quad (1-5)$$

ここで再び、微小振幅の仮定により、 $U_{rel}^2 = U^2 \sec^2 \alpha \approx U^2$ 、 $\alpha \approx \dot{Y}/U$ 、よって、

$$F_y = \frac{1}{2} \rho U h \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} \dot{y} \quad (1-6)$$

一方、**図1-3(b)**のようにばね支持した場合、一自由度運動方程式は、

$$m \ddot{y} + 2 m \delta_s f_y \dot{y} + m (2 \pi f_y)^2 y = \frac{1}{2} \rho U h \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} \dot{y} \quad (1-7)$$

ここに、 m は単位スパンあたりの物体質量、 f_y および δ_s は静止空気中の振動数と構造減衰率である。このとき、

$$\left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} > 0 \quad (1-8)$$

であれば、 F_y は負減衰(励振)空気力となる。式(1-8)は、Den Hartogの条件と呼ばれている。

質量比 $\mu (=m/(\rho h^2))$ が大きいと、ギャロッピング発生時の振動数は、 f_y で近似できる。よって、

$$\frac{1}{2} \rho U h \left[\frac{d C_{Fy}}{d \alpha} \right]_{\alpha=0} = 2 m \beta_a f_y \quad (1-9)$$

と書き換えると、式(1-7)は、

$$m \ddot{y} + 2 m (\delta_s - \beta a) f_y \dot{y} + m (2 \pi f_y)^2 y = 0 \quad (1-10)$$

となる。ここに、 βa は空力対数発散率である。

負減衰空気が構造減衰に打ち勝つとき、すなわち

$$\delta_s - \beta a < 0 \quad (1-11)$$

となるとき、ソフト・ギャロッピングが発生する。

本論文ではギャロッピングの発生機構を論じるため、便宜上 $\delta_s = 0$ とする。

このとき、ギャロッピングの発生条件は、

$$\beta a > 0 \quad (1-12)$$

すなわち、式(1-8)で与えられる。

なお、式(1-1)において、 $\alpha = \tan^{-1}(\dot{Y}/U)$ であることから、 $C_{Fy}(\alpha)$ および $\sec^2 \alpha$ を \dot{Y}/U の多項式で近似すると、ばね支持物体の一自由度運動方程式は非線形減衰力の作用する振動方程式になる。Parkinsonは、この振動方程式をKrylov-Bogliubovの方法をもちいて近似的に解き、ギャロッピングにおけるリミット・サイクルの振幅を求めた。図1-4¹¹⁾は、この方法により求めた正方形($d/h=1.0$)断面柱のリミット・サイクルの振幅を、実験結果と比較したものである。ここに、 $\bar{U}_0 (= 4 \mu \delta_s / \left[\frac{dC_{Fy}}{d\alpha} \right]_{\alpha=0})$ は微小振幅における限界風速であり、 Y_s はリミット・サイクルの振幅である。図からは、理論と実験とがよい一致をしめすことがわかる。

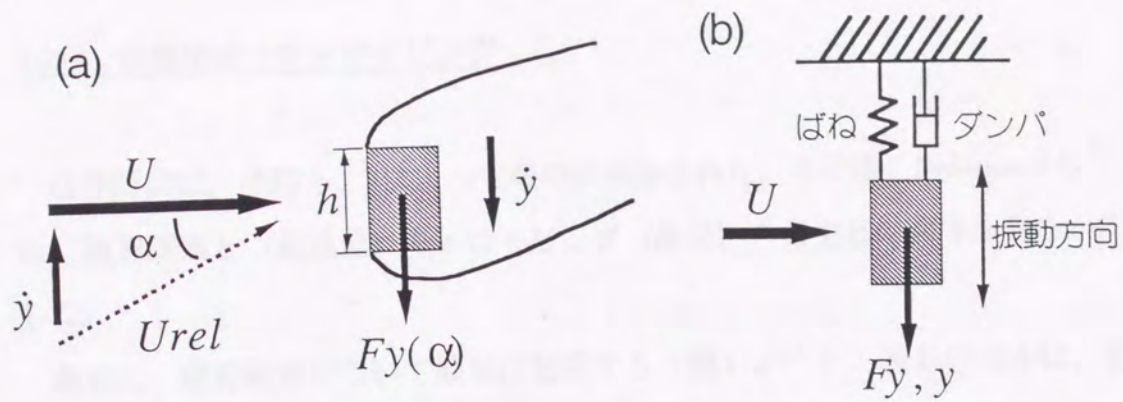


図1-3. 準定常空気力とばね支持矩形断面柱.

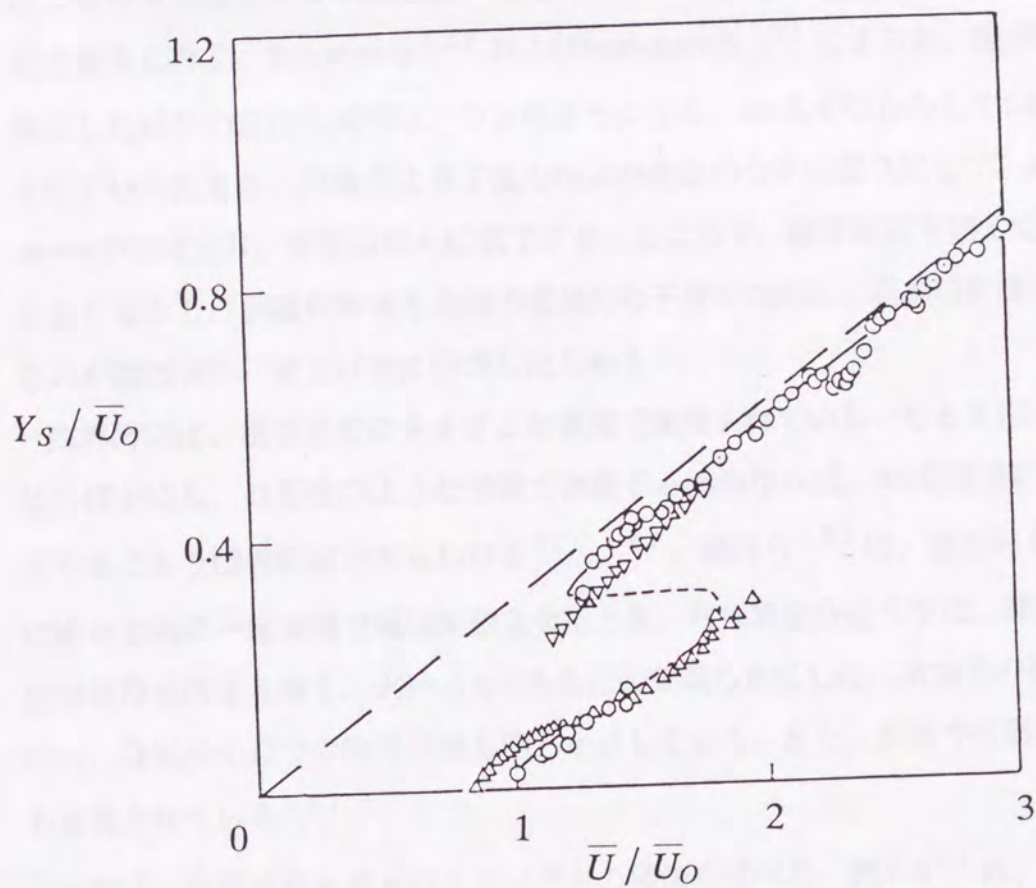


図1-4. 正方形断面柱のギャロッピング風速と振幅の関係.

- , 安定なリミット・サイクル (準定常理論) ;
- - - -, 不安定なリミット・サイクル (準定常理論) ;
- · - ·, 漸近線 (準定常理論) ;
- △▽, 実験. (G. V. Parkinson 1965)

1-2-4 臨界断面とギャロッピング

臨界断面は、中口ら⁵⁾によって最初に報告された。その後、Nakamuraら⁹⁾は、臨界断面と(高風速)ギャロッピング(後述)の発生との関係を明らかにした。

最初に、臨界断面について簡単に説明する(図1-5⁵⁾)。流れのなかに、流れに平行方向の側面長 d と流れに直角方向の側面長 h をもつ矩形柱を置くとき、その断面比 d/h をゼロからしだいに大きくしてやると、 $d/h \doteq 0.6$ で背圧 C_{pb} が急激に低下して最低値をしめす。さらに d/h を増すと背圧は回復する。ここに、背圧とは物体の背面中央での時間平均圧力である。このとき、抗力も $d/h \doteq 0.6$ で最大値をしめす。Bearmanら¹²⁾およびNakamuraら¹³⁾によると、臨界断面を境にした流れの変化の説明は、つぎのようになる。 d/h をゼロからしだいに大きくしていったとき、剥離点より下流の物体が後流のなかに張り出して、wake cavityがせばまり、背圧は徐々に低下する。ところが、臨界断面を越えて d/h が大きくなると、剥離剪断層と後縁の直接的な干渉のために、剥離剪断層の巻き込みが阻害され、背圧は逆に回復しはじめる。

臨界断面は、現在までにさまざまな状況で発見されている。たとえば、矩形柱のほかにも、D形柱のような前縁で剥離する物体ならば、 d/h を適当に定義してやることで臨界断面があらわれる^{9), 14)}。溝田ら¹⁵⁾は、矩形柱を流れに直角方向に一定振幅で強制振動させたとき、共振風速 \bar{U}_r 近くでは、臨界断面は物体静止時より薄く、 $d/h \doteq 0.4$ であることを明らかにした。本論文の付録Aには、 \bar{U}_r 以外の \bar{U} での臨界断面も明らかにしている。また、乱流中の臨界断面も研究されている¹⁶⁾。

つぎに、臨界断面とギャロッピングとの関係を述べる。図1-6⁹⁾は、矩形柱の空気力係数の微係数 $dC_{Fy}/d\alpha$ の、断面比 d/h に対する変化をしめす。式(1-8)からもわかるように、微係数が正のとき負減衰空気力が生じる。 d/h をゼロ

からしだいに増加させると、臨界面に達する前の断面では ($d/h < 0.6$) ,
 $dC_{Fy}/d\alpha$ は負でありギャロッピングは生じないが、臨界面 ($d/h \doteq 0.6$) で
 $dC_{Fy}/d\alpha$ は極小値をしめし、さらに d/h を増していくと、まもなく $dC_{Fy}/d\alpha$ は
正となりギャロッピングが発生して、しだいにその振動は強まる。

このような臨界面とギャロッピングとの関係の原因を考えると、重要
になるのは側面圧力分布である。 d/h をゼロからしだいに増やしていったときに、
物体側面で再付着型の時間平均圧力分布 (再付着型圧力分布) があらわれるの
は、ちょうど臨界面を境にして、それよりも d/h が大きくなったときである
(13), 17)。(なお、**付録A**には、振動柱における臨界面と再付着型分布
の関係もしめした。)

ここで、再付着型圧力分布について説明する。一般に扁平な物体では、前縁
で剥離した流れはやがて側面で再付着する。剥離した流れが物体の側面に再付
着するとき、上流から下流に向かってみていくと、まず剥離点から少し下流ま
では低圧の部分があり、再付着点の近くで急激に圧力は回復し、再付着点をす
ぎて下流では圧力は回復したままである。しかし、臨界面以後では、流れが
まだ定常的な再付着にいたっていても、再付着型圧力分布をしめす。**図1-
7**¹⁷⁾ は、流れのなかに置かれた $d/h = 0.8$ 矩形柱側面の時間平均圧力分布であ
る。前縁から下流に向かって圧力は徐々に低下していくが、後縁の近くでは圧
力回復をしめし、再付着型圧力分布があらわれる。

臨界面と再付着型圧力分布の発生的一致から、Nakamuraら¹³⁾ は、(高風
速) ギャロッピング (後述) と臨界面の関係を、剪断層と後縁の直接干渉、
すなわち実質的な再付着のはじまりにより説明を与えた。臨界面よりも大き
な断面比をもつ物体では、この実質的な再付着のために側面の剥離領域内に局
所循環流が形成され、このためギャロッピングが発生する。高風速ギャロピ
ングと臨界面との関係に関するより詳細な議論は、本論文中4-2-3でおこなわ
れる。

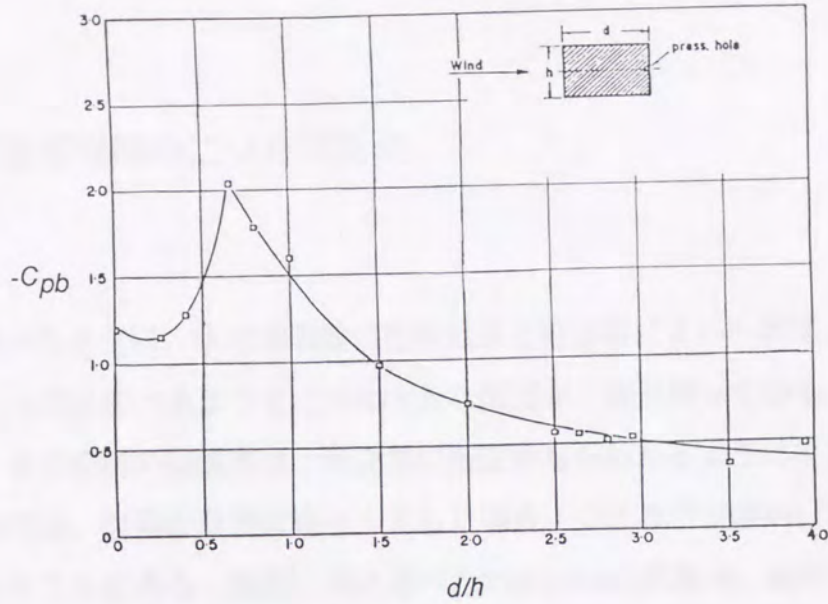


図1-5. 流れのなかに置かれた矩形柱の, d/h に対する $-C_{pb}$ の変化.
(中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理 1968)

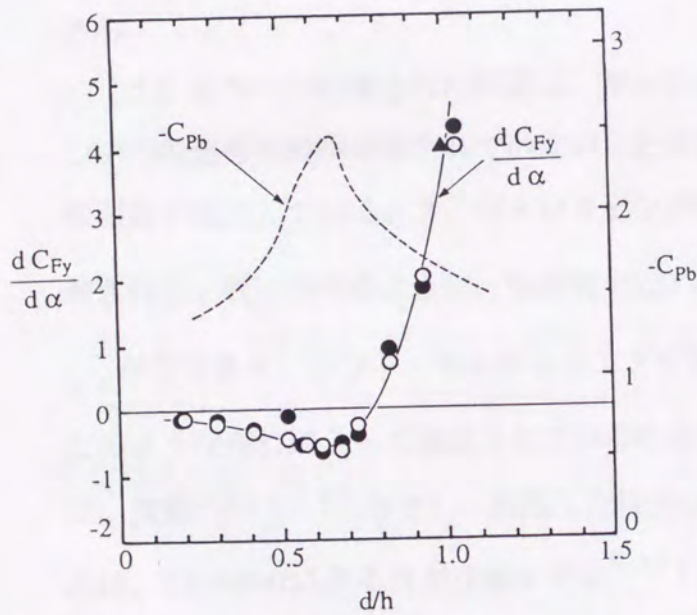


図1-6. d/h に対する $dC_{Fy}/d\alpha$ の変化.
○, 自由振動実験より ($\bar{U}=49$) ;
●, 自由振動実験より ($\bar{U}=67$) ;
▲, 直接計測より. -----, 背圧係数.
(Y. Nakamura & Y. Tomonari 1977)

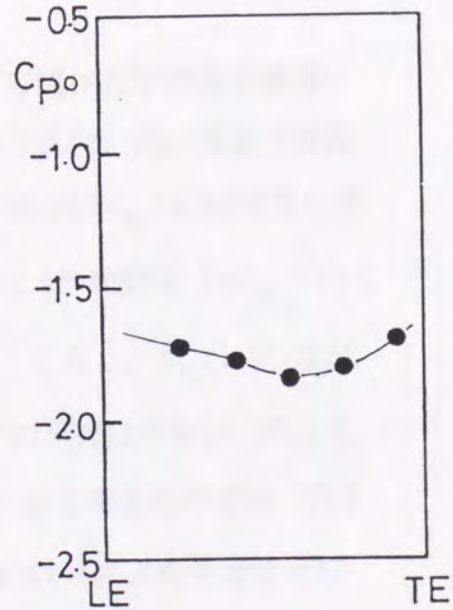


図1-7. 流れのなかに置かれた
 $d/h=0.8$ 矩形柱側面の時間平均圧力分布.
LE, 前縁; TE, 後縁.
(Y. Nakamura & Y. Tomonari 1979)

1-3 準定常理論の二つの問題点

先に述べたように、準定常理論は実験結果との非常によい一致をしめした。しかし、つぎに述べるような二つの大きな問題が、依然残っている。

【1】まず最初の問題点は、準定常の仮定からもわかるように、この理論がなりたつのは、振動が非常にゆっくりした場合、つまり \bar{U} が高い ($\gg \bar{U}_r$) 場合に限られることにある。実際、先に述べた Parkinson の実験も、高い \bar{U} でなされたものだった。 \bar{U} が低くなってくると、1-2 で述べたように、物体振動に伴う後流のうねりの波長が短くなり、その影響が無視できなくなる。よって、低い \bar{U} では、準定常の仮定は破綻する。たとえば、正方形柱において、準定常の仮定が満足されるのは $\bar{U} > 60$ である¹⁸⁾。しかし、現実の構造物で風速を増したとき、ギャロッピングが初めて発生するのはさらに低い風速 ($\bar{U} \approx 10 \sim 20$) である。

【2】もう一つの残された問題は、ギャロッピングの流体力学的発生機構についての十分な説明がなされていないことである。たとえば、高い風速で準定常理論が成立しているとき、ギャロッピングの発生/消失は $C_{Fy}(\alpha)$ の特性に帰着される。既に述べたように、矩形柱では $0.75 < d/h < 3.0$ の範囲で $[dC_{Fy}/d\alpha]_{\alpha=0}$ が正であり、ソフト・ギャロッピングが発生する。しかし、 $C_{Fy}(\alpha)$ の値が、どのような流れによって決定されているのかについての研究は少ない (たとえば、文献¹³⁾, ¹⁹⁾ など)。剥離した後流の圧力を一定と考えたのでは (たとえば、Kirchhoff による自由流線モデル²⁰⁾)、 $C_{Fy}(\alpha)$ は α によらず常にゼロであり、ギャロッピングは発生しない。このことから、ギャロッピングの発生が、剥離流の複雑な二次的構造に関係していることは容易に理解できる。

1-4 本論文の目的と構成

前節で指摘したように、従来のギャロッピングの研究は、準定常理論を基礎にして、高い無次元風速だけを考察の対象にしてきた。しかし本論文ではギャロッピングの発生/消失機構を解明するため、低い無次元風速まで研究範囲を広げる。すなわち、高風速より低風速にいたる広範囲な風速域を対象に自由振動実験をおこない、ギャロッピングの発生領域を求め、つぎに、強制振動実験による表面の圧力測定、流れの可視化などから、流れの構造に関して詳細な議論をおこなう。ここで、本論文の最大の特徴は、ギャロッピングの発生/消失機構の解明のため、物体の後流中に長いスプリッタ板を挿入した場合も、スプリッタ板がない場合と同様に、くわしく調べた点である。後にしめすように、スプリッタ板が挿入された場合にもギャロッピングが発生する。スプリッタ板を挿入するとカルマン渦列が形成されないため、ギャロッピングの発生/消失機構はスプリッタ板がないときとくらべてより単純であることが期待される。これらの実験結果にもとづき、ギャロッピングの発生/消失に統一的説明を与えることをこころみる。

本論文は、現在までの研究成果^{2)1)~3)2)}を表題の形でとりまとめたものである。また、本論文のなかでしめされる実験結果のほとんどは、矩形断面柱についてのものであるが、得られた結果は十分な一般性があり、他の形状にも適用できるものである。

以下に、本論文の構成を述べる。本論文は大別して四つの部分からなり、それらは、序論(1章)、実験方法(2章)、本論(3~7章)、結論(8章)の四つである。主要部はギャロッピングの発生機構について論じた部分(3, 4章)と、消失機構について論じた部分(5章)、ギャロッピングの発生と消失のまとめ(6章)とから構成される。

3章では、自由振動実験により、断面比 $d/h=0.1\sim 6.0$ 、無次元風速 $U=1\sim$

170程度の範囲で矩形柱に生じる曲げ一自由度ソフト・フラッタの発生域を、後流中にスプリッタ板がある場合もあわせて、明らかにする。その結果、よく知られている（高風速）ギャロッピングと渦励振のほかにも、低風速ギャロッピング（後述）と、スプリッタ板つきギャロッピング（後述）が現れることをしめす。さらに、スプリッタ板を挿入した場合の結果に一般性をもたせるため、スプリッタ板の長さの影響について調べる。また、これらの実験結果に含まれた、ギャロッピングの発生機構を考える上で鍵となる四つの実験事実を指摘する。

4章では、まず、ギャロッピング発生の基本機構とその問題点について述べる。つぎに、この基本機構を機能させるためには、“側面間の圧力均一化の阻害”という前提条件が必要であると考えて、三つの例に関する表面の圧力測定、流れの可視化などから、この仮説を実証する。その際、3章で指摘した四つの実験事実が、この仮説の重要な証拠となることが明らかになる。

5章では、ギャロッピングの消失機構を、表面の圧力測定、流れの可視化などの実験結果をもとにして論じる。まず、【1】高風速で d/h を増していったときの消失機構について述べ、つぎに、【2】 d/h を一定にして無次元風速 \bar{U} を下げていったときの消失機構を明らかにする。

6章では、3章から5章までに明らかにされるギャロッピングの発生機構と消失機構をまとめる。

7章では、6章までのギャロッピングに関する基礎研究の結果にもとづいて、ギャロッピングの防振対策について述べる。

最後に8章では、本研究で得られた結果をまとめる。

なお、**付録A**では振動物体の臨界断面と再付着型圧力分布について、**付録B**ではスプリッタ板があるときの剪断層と後縁の直接干渉について、**付録C**ではいろいろな断面比の振動矩形柱側面での圧力分布について、**付録D**ではスプリッタ板つきギャロッピングの変位効果と迎角効果について、おのおの補足する。

2章 実験方法

2-1 使用した風洞と模型

本論文の研究は，風洞実験によった。もちいた風洞は，九州大学応用力学研究所・津屋崎海洋災害実験所の吹出し型低速風洞と回流型低速風洞である³³⁾。風洞測定部の寸法は，それぞれ，縦×横×長さ=3m×0.7m×2m，および，縦×横×長さ=4m×2m×6mであった。吹出し型低速風洞では，【1】自由振動実験によりギャロッピングに関する空力発散率の測定と【2】強制振動実験による風洞模型表面の圧力測定をおこない，回流型低速風洞では，【3】強制振動実験による流れの可視化をおこなった。これらの計測方法について，つぎの三つの節でそれぞれ説明する。測定部の中央に，**図2-1**のような矩形柱風洞模型とスプリッタ板とを設置した。矩形柱模型の寸法・断面比，スプリッタ板の寸法などのくわしい値についても，つぎの三つの節で計測方法ごとに述べる。

実験中，しばしば風洞模型のまわりの渦放出周波数を求めるため，熱線流速計を使った。その場合，プローブの位置は，風洞模型の前縁から1.5*h*下流側で，風洞模型の中心軸から主流直角方向に1.5*h*付近である。

吹出し型低速風洞をもちいた実験（【1】と【2】）では，そのなかに設置した風洞模型の大きさにもよるが，閉塞率が5%に達する場合もあった。しかし，本論文のなかでは，実験結果に対して閉塞率の補正はおこなわなかった。端部と閉塞の相殺効果⁷⁾などが，都合よく生じたためでもある。また，アス

ベクトル比とも関係するが、スパン方向の時間平均圧力分布は、端部を除きかなり一様であったため、流れの二次元性は充分であると判断した。

なお、ギャロッピングなどのフラッタは、もともと自由振動実験で起こる現象である。一方、ここでの物体表面の圧力測定や流れの可視化は、強制的に一定振幅の正弦振動を加振装置で作りだした状況での計測である。自由振動と強制振動の違いはあっても、定常振幅である限りは、物体振動により作りだされた流れがまったく同じものになることは当然である。さらに、振幅が発散/減衰しているときも、発散/減衰が弱いときには、物体まわりの振動流体力は定常振動時の空気力とほとんど変わらない（たとえば、文献^{3,4}）を参照）。

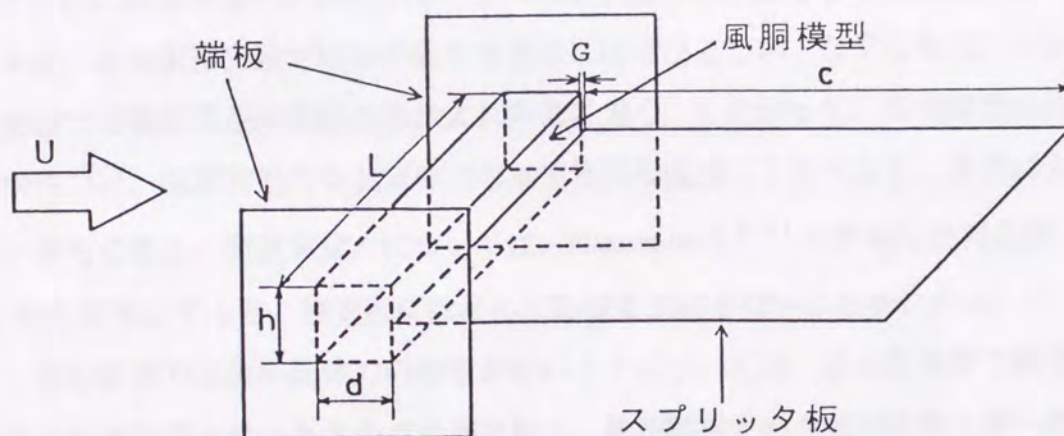


図2-1. 風洞模型，端板およびスプリッタ板。

2-2 空力発散率の測定

風洞風速 U は1.2m/s～13.4m/sの範囲で変化させた。測定部の中央に、風洞模型とスプリッタ板とを、水平に設置した。風洞模型、端板およびスプリッタ板は、木、ベニア板、発泡ポリスチレン、アルミ板、プラスチック板などで製作した。流れの二次元性を保つための端板は風洞模型に固定されているが、スプリッタ板は風洞模型には固定されておらず、風洞壁に直接固定されている。風洞模型は流れに直角方向に振動するように設置された。すなわち、模型中心に通したアルミニウム・パイプの軸を風洞外部まで張り出し、そこで板ばねと蔓巻きばねにより模型をささえた。変位を、板ばねに貼られた歪みゲージにより計測した。出力はペン・レコーダーで記録し、片振幅が $0.1h$ 付近の対数発散率 β と風洞模型の振動数 f_y とを求めた。

ここに、風洞模型の振動数 f_y は、圧力測定や流れの可視化では加振振動数であるが、自由振動実験では系の固有振動数にほぼひとしい。なぜならば、今回の実験では風洞模型が周囲の流体より非常に重く、したがって、風洞模型自体の慣性力は、仮想質量力など流体力の加速度同相成分にくらべると、非常に大きいからである。仮想質量力については、Nakamuraら^{3,4)}の計測した補正係数(K)を参考にすると、振動数にほとんど影響を及ぼさないことがわかる。一方、仮想質量力以外の流体力の影響がないことについては、静止空気中で風洞模型を自由振動させたときの卓越周波数と、風洞実験中の卓越周波数とが一致する事実からも明白であろう。

風洞模型の寸法は、流れに直角方向の側面長 $h=2\text{cm}\sim 15\text{cm}$ 、流れに平行方向の側面長 $d=1.5\text{cm}\sim 20\text{cm}$ 、 d と h の比(断面比) $d/h=0.1\sim 6.0$ 、スパン長さ $L=0.66\text{m}$ 、スプリッタ板の長さ $C=6.67h\sim 60h$ 、スプリッタ板の厚さは $3\text{mm}\sim 5\text{mm}$ であった。スプリッタ板と風洞模型との間隙 G は $0.03h\sim 0.1h$ と、できる限り狭くした。端板の形は、正方形あるいは円形で、その一辺あるいは直径は $3.0h\sim$

17.5hであり、その厚さはすべて5mmであった。風洞模型の固有振動数 f_y は1.8Hz~8.0Hzであり、無次元風速 \bar{U} ($=U/(f_y h)$) は1.3~222の範囲になる。また、レイノルズ数 Re ($=Uh/\nu$) は $2.4 \times 10^3 \sim 8.9 \times 10^4$ であった。

本論文では、得られた実験結果より、 $\beta = \beta_a - \delta_s$ で定義される空力発散率 β_a を求めた。ここに、 δ_s は構造減衰率であり、今回の実験では無風時 ($U=0$ m/s) の対数減衰率で代用した (実際には、真空でないために、空気力を加味しなければならないが、Nakamuraら^{3,4)}の求めた補正係数(K, K')を参考にする。と、本論文の代表的な自由振動実験では、無風時の対数減衰率での代用がよい近似を与えることがわかる)。空力発散率 β_a がゼロになる状態が、発散と減衰の境界である。そこを境に $\beta_a > 0$ の領域で空気力は励振力となり、 $\beta_a < 0$ の領域で減衰力となる。

次元解析によると、 $\beta_a = \beta_a(Re, \bar{U}, \mu, \delta_s)$ となる。ここで、質量比 $\mu = M/(L\rho h^2)$ 、換算質量 $M = k/(2\pi f_y)^2$ 、 k はばね定数である。なお、振幅は一定 ($0.1h$) と考える。先に述べたように、矩形柱ではレイノルズ数 Re の影響は小さい。また、 μ が大きく、フラッタ時の振動数が静止空気中の値と変わらないときは、 μ と δ_s がまとまって一つの質量減衰 Sc ($=2\mu\delta_s$) であらわされる¹⁾。この値をスクルートン数と呼ぶ。本論文のなかでおこなった実験の代表的パラメーターの値を表2-1に列記した。表からもわかるように、質量比 μ は、実験したすべての場合で大きく、スクルートン数 Sc は非常に高い \bar{U} を調べたとき以外は10よりも小さい。

表2-1. 空力発散率測定実験での代表的パラメータ.

d/h	splitter plate	$f_y(\text{Hz})$	$U(\text{m/s})$	\bar{U}	μ	Sc
0.1	無	7.60	1.5~4.5	1.3~3.9	85.7	1.58
0.1	有	7.65	1.5~4.5	1.3~3.9	84.6	1.64
0.19	無	7.40	1.5~4.5	1.4~4.1	90.3	1.59
0.19	有	7.40	1.5~4.5	1.4~4.1	90.3	1.35
0.2	無	7.31	2.5~10.0	2.3~9.1	74.3	1.26
0.27	無	7.13	2.5~10.0	2.3~9.4	78.6	1.85
0.3	無	7.25	1.5~4.5	1.4~4.1	94.2	1.64
0.3	有	7.25	1.5~4.5	1.4~4.1	94.2	1.56
0.33	無	7.00	2.5~10.0	2.4~9.5	81.1	1.49
0.4	無	6.80	2.5~10.0	2.5~9.8	86.4	2.09
0.4	無	7.05	1.5~4.5	1.4~4.3	99.6	2.11
0.4	有	7.10	1.5~4.5	1.4~4.2	98.5	1.85
0.47	無	6.64	2.5~10.0	2.5~10.0	90.3	2.19
0.5	無	6.90	1.5~4.5	1.4~4.3	103.8	1.89
0.5	有	6.90	1.5~4.5	1.4~4.3	103.8	2.16
0.6	無	6.43	2.5~10.0	2.6~10.4	96.4	2.49
0.6	無	6.75	1.5~4.5	1.5~4.4	108.4	2.04
0.6	有	6.75	1.5~4.5	1.5~4.4	108.4	2.34
0.6	無/有	8.00	2.4~11.2	3.5~14.0	170.8	1.09
0.6	無/有	3.05	3.1~13.4	10.0~44.0	192.5	1.96
0.8	無	6.05	2.5~10.0	2.8~11.0	108.8	2.26
0.7	無	6.60	1.5~4.5	1.5~4.5	113.4	2.47
0.7	有	6.60	1.5~4.5	1.5~4.5	113.4	2.88
1.0	無	5.75	2.5~10.0	2.9~11.6	120.2	2.31
1.0	無/有	6.70	1.3~7.0	2.0~10.5	234.4	3.38
1.0	無/有	2.20	1.3~7.0	6.0~32.0	331.6	5.50
1.0	有	1.80	1.5~12.0	28~222	5431	54
2.0	無/有	5.20	1.3~7.0	2.5~13.5	389.1	6.07
2.0	無/有	2.10	1.3~7.1	6.0~34.0	363.9	8.81
3.0	無/有	2.40	1.2~6.8	16~95	3636	36.4
3.5	無/有	2.40	1.2~6.8	16~95	3636	29.1
4.0	無/有	2.40	1.2~7.1	16~98	3636	25.1
5.0	有	2.40	1.2~12.0	16~170	3636	30.9
6.0	有	2.40	4.5~10.1	62~140	3636	40.0
6.0	有	2.10	2.4~12.6	56~300	8540	73.4

2-3 物体表面の圧力測定

風洞風速 U は $0.9\text{m/s}\sim 11.0\text{m/s}$ の範囲で変化させた。測定部の中央に、風洞模型とスプリッタ板とを、水平に設置した。風洞模型、端板およびスプリッタ板は、木、ベニア板、発泡ポリスチレン、アルミ板、プラスチック板などで製作した。流れの二次元性を保つための端板は風洞模型に固定されているが、スプリッタ板は風洞模型には固定されておらず、風洞壁に直接固定されている。風洞模型を流れに直角方向に振幅 $0.1h$ で振動をおこなうように加振装置に連結し、スパン中央付近の表面上の数点で圧力を計測した。すなわち、模型中心に通したアルミニウム・パイプの軸を風洞外部まで張り出し、そこで強制加振装置に連結した。風洞模型のスパン中央付近に穴をあけて圧力孔とし、風洞模型の内部に通したビニール・チューブやシリコンゴム・チューブなどにつないで、風洞の外へ導いた。風洞の外では、そのチューブを圧力変換器につなぎ、主流の静圧との差を記録した。風洞の外に圧力変換器を設置した理由は、本論文が低い \bar{U} も研究対象にしていることにある。低い \bar{U} を対象にした実験では高い振動数で風洞模型を振動することになり、圧力変換器を模型内部に埋め込んだのでは、機械振動が伝わって計測誤差が大きくなる。

風洞模型の寸法は、流れに直角方向の側面長 $h=3\text{cm}\sim 15\text{cm}$ 、流れに平行方向の側面長 $d=0.8\text{cm}\sim 30\text{cm}$ 、断面比 $d/h=0.27\sim 6.0$ 、スパン長さ $L=0.66\text{m}$ 、スプリッタ板の長さ $C=11.3h\sim 60h$ 、スプリッタ板の厚さは $3\text{mm}\sim 5\text{mm}$ であった。スプリッタ板と風洞模型との間隙 G は $0.03h\sim 0.1h$ と、できる限り狭くした。端板の形は、正方形あるいは円形で、その一辺あるいは直径は $3h\sim 8h$ であり、その厚さは全て 5mm であった。とくに断らない限り、 $h=15\text{cm}$ 、 $C=15h$ 、スプリッタ板の厚さは 5mm 、 $G=5\text{mm}$ 、端板は正方形（一辺： 45cm ）である。風洞模型を強制加振した振動数 f は $0.11\text{Hz}\sim 6.0\text{Hz}$ であり、無次元風速 $\bar{U} (=U/(fyh))$ は $1.5\sim 1500$ の範囲となる。また、レイノルズ数 $Re (=Uh/\nu)$ は $6.0\times 10^3\sim$

1.0×10^5 であった。

圧力の測定には、大きく分けて、時間平均圧力（平均圧） P_0 の測定と、各瞬間の非定常圧力（非定常圧） $P(t)$ の測定とがある。ここに、 t は時間をあらわす。つまり、

$$\text{非定常圧 } P(t) = \text{平均圧 } P_0 + \text{変動圧 } P'(t) \quad (2-1)$$

であり、とくに、変動圧 $P'(t)$ の時間平均はゼロであり、 P_0 を圧力の時間平均成分、 $P'(t)$ を圧力の変動成分と呼ぶこともある。1-2-2で述べたように、流れのなかで非流線形物体が振動数 f_y で周期運動をしているとき、変動圧 $P'(t)$ は、

$$P'(t) = P_y(t) + P_v(t) + P_n(t) \quad (2-2)$$

と記述できる。ここに、

$P_y(t)$ ：変動圧のうちの物体振動数 f_y の成分

$P_v(t)$ ：変動圧のうちの剥離渦放出周波数 f_v の成分（ストロウハル成分）

$P_n(t)$ ：変動圧のうちの $P_y(t)$ と $P_v(t)$ 以外の成分で、 f_y の高調波成分や雑音などを含む

である。

平均圧の測定では、圧力孔の内径も0.5mm以下と小さく、チューブの材質、長さ、内径なども適当でよかった。しかし、非定常圧の測定は、当然、平均圧の測定とくらべて多くの注意を払わねばならない（たとえば、文献³⁵）。以下に、非定常圧を測定したときの実験方法をくわしく述べる。

表2-2には、本論文のなかでおこなった主要な非定常圧測定実験の際の代表

的パラメーターの値を列記した。非定常圧の計測にもちいた風洞模型は、断面比 d/h が 0.4, 0.6, 1.0, 2.0 の四種類の矩形柱である。それらの風洞模型のスパン中央断面での圧力孔の位置を **図2-2** にしめす。風洞模型表面の圧力は、内径 1.7mm の圧力孔から、内径 1.7mm × 長さ 30mm の銅パイプ、そして内径 4mm × 長さ 20mm の銅パイプをへたのち、内径 6mm × 外径 9mm × 長さ 1m のシリコンゴム・チューブによって風洞外部の圧力変換器に伝えられる。この実験装置での圧力伝達特性を **図2-3** と **図2-4** とにしめす。増幅率は 20Hz 付近から、入力と出力の位相差も 30Hz 付近から急変しているのがわかる。しかし、物体振動数 6Hz では、増幅率も 2% 増、位相差も 2° であることから、本論文のなかでしめした実験結果について補正はおこなっていない。

この実験装置で測定された圧力は、先に述べたとおり、平均圧成分 P_0 と変動圧成分 $P'(t)$ とに分ける。 $P'(t)$ は、FFT アナライザーでフーリエ解析を施し、物体振動数成分 $P_y(t)$ の振幅 P_{y0} 、ならびに $P_y(t)$ の変位との位相差 ϕ 、およびその高調波数成分 $P_{y2}(t)$, $P_{y3}(t)$, $P_{y4}(t) \dots$ 、そしてストロウハル成分 $P_v(t)$ の振幅 P_{v0} をもとめる。 ϕ の符号の定義は、上向きを正とした変位

$$Y(t) = 0.1 h \sin(2\pi f_y t) \quad (2-3)$$

に対し、

$$\begin{aligned} \text{非定常圧力 } P(t) = & P_0 + P_{y0} \sin(2\pi f_y t + \phi) + P_{y2}(t) + P_{y3}(t) \\ & + P_{y4}(t) + \dots + P_v(t) + P_n(t) \end{aligned} \quad (2-4)$$

とする。物体振動の発散/減衰に寄与するのは変動圧力のうちでも物体振動数成分だけなので、ギャロッピングの考察には、 $P_{y2}(t)$, $P_{y3}(t)$, $P_{y4}(t) \dots$, $P_v(t)$ および $P_n(t)$ は無視して、

$$\text{非定常圧力 } P(t) = P_0 + P_{y0} \sin(2\pi f_y t + \phi) \quad (2-5)$$

を考える。ここで下側面の圧力を考えると、 ϕ が正であれば、流体は物体に正の仕事をする。本論文では、 P_o 、 P_{yo} は動圧 ($0.5\rho U^2$) で除して無次元化し、それぞれ平均圧力係数 C_{P_o} 、圧力振幅係数 $C_{P_{yo}}$ でしめした。

非定常圧を測定したときの表面圧力の出力波形とそのスペクトルの一例を図2-5にしめす。 $d/h=0.6$ 矩形柱、 $\bar{U}=8.5$ のときのもので、スプリッタ板はない。測定に使った圧力孔の位置は、 $X/h=0.23$ の側面上である。ここに、 X は、前縁から下流方向への距離である。出力波形は、全体として負圧側にずれて変動していることがわかる。スペクトルは、ここでは、最大のピークが f_v 成分を、二番目に大きなピークが f_y 成分をしめしている。したがって、出力波形の支配的変動は、 f_v 成分に対応していることがわかる。スプリッタ板がないときには、どちらの成分が卓越するかは \bar{U} によって変わり、一般に高い \bar{U} では f_v 成分が、低い \bar{U} では f_y 成分が支配的になる。スプリッタ板があるときには、高い \bar{U} まで f_y 成分の変動がめだつ。

なお、雑音およびチューブ内部の慣性空気力の絶対値が最大となるのは、模型が最も速く振動したとき（本論文では、物体加振振動数が6Hzのとき）であるが、そのときの慣性空気力の圧力振幅は $P_{yo}=0.1\text{Pa}\sim 0.8\text{Pa}$ であった。一方、物体加振振動数が6Hzのときには、風洞模型を静止空気中で振動させたときにはたらく仮想質量力の圧力振幅は $P_{yo}=4\text{Pa}\sim 5\text{Pa}$ 程度であり、また風洞実験中は $P_{yo}=5\text{Pa}\sim 50\text{Pa}$ 程度であった。したがって、雑音およびチューブ内部の慣性空気力は十分に小さいとみなし、補正はおこなわなかった。

表2-2. おもな非定常圧力測定実験での代表的パラメータ.

d/h	splitter plate	$f_y(\text{Hz})$	$U(\text{m/s})$	\bar{U}
0.4	無	6.00	2.4~9.5	2.7~10.5
0.6	無	6.00	2.4~9.5	2.7~10.5
0.6	無/有	5.25	1.6~7.1	2.0~9.0
0.6	無/有	1.50	1.6~6.8	7.0~30.0
1.0	無/有	5.25	1.6~7.1	2.0~9.0
1.0	無/有	1.50	1.6~6.8	7.0~30.0
1.0	有	0.11~3.6	5.0	46.0~1481
2.0	無/有	2.75	1.7~7.0	4.0~17.0
2.0	無/有	1.25	2.8~6.8	15.0~36.0

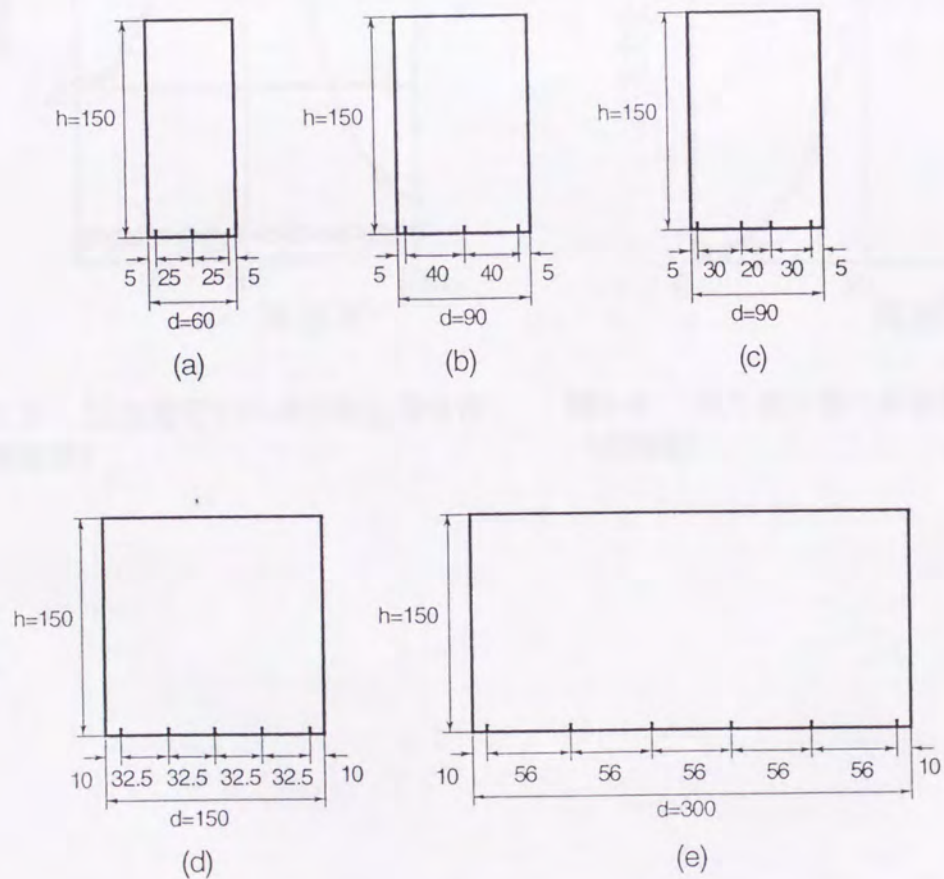


図2-2. 非定常圧を測定した風洞模型の断面寸法と圧力孔の位置.

(a) $d/h=0.4$; (b) $d/h=0.6$; (c) $d/h=0.6$; (d) $d/h=1.0$; (e) $d/h=2.0$. (単位はmm).

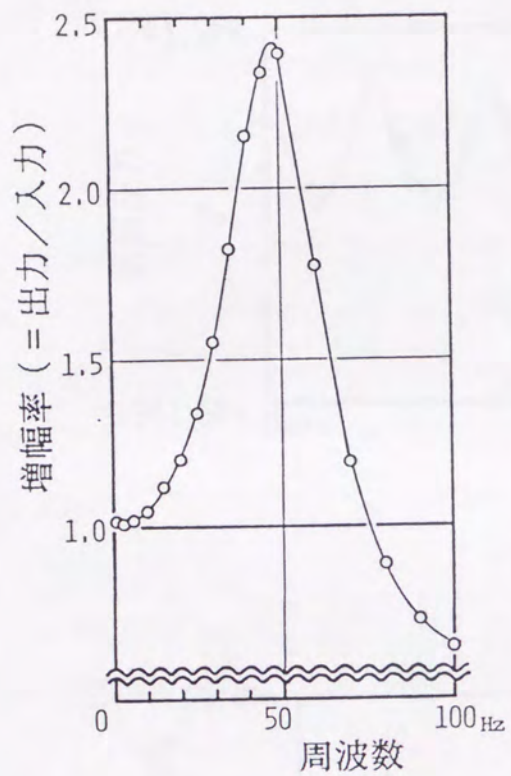


図2-3. 圧力測定系の周波数応答特性 (増幅率) .

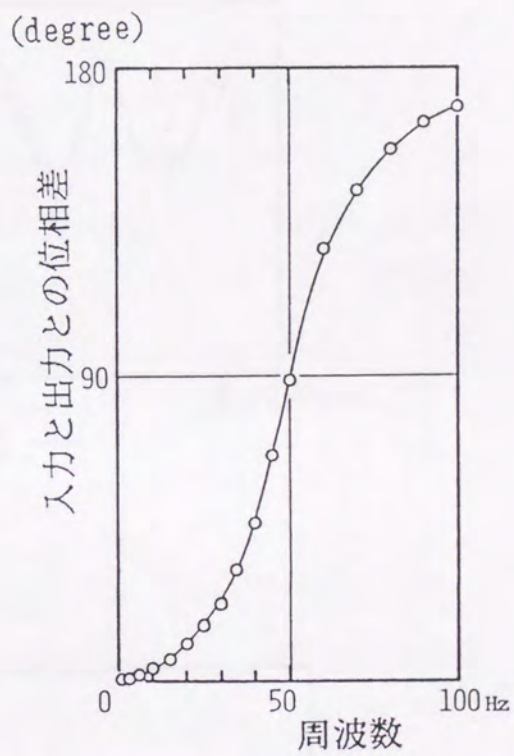


図2-4. 圧力測定系の周波数応答特性 (位相差) .

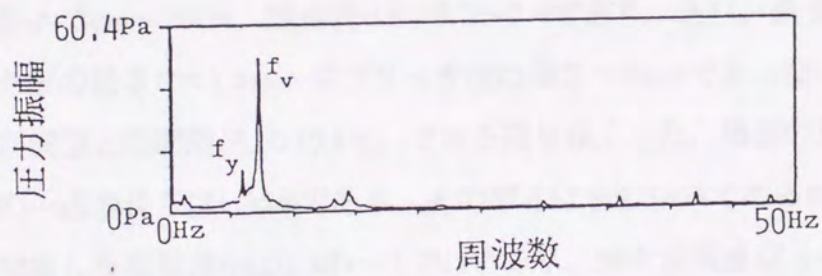
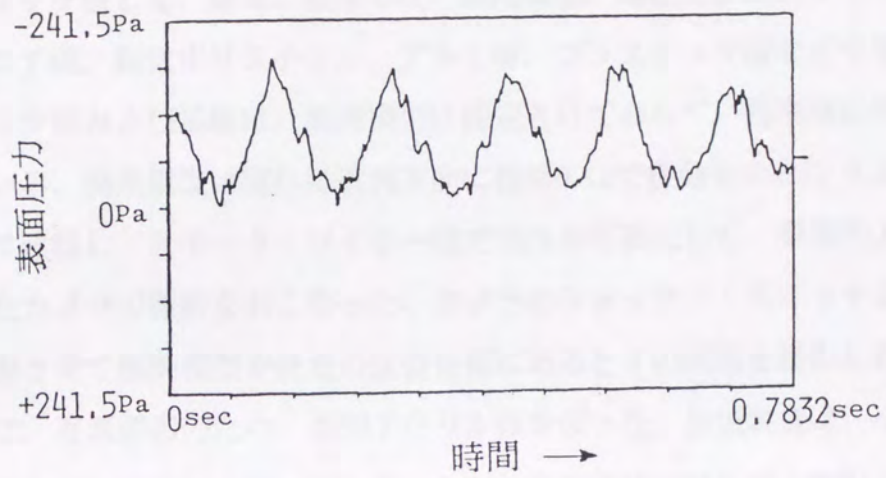


図2-5. 表面圧力とそのスペクトルの一例.

$d/h=0.6$ 矩形柱, $X/h=0.23$, $\bar{U}=8.5$. スペクトルは圧力振幅をあらわす.
 X は, 計測した圧力孔の前縁からの距離.

2-4 流れの可視化

風洞風速 U は0.5m/s~1.5m/sの範囲で変化させた。測定部の中央に、風洞模型とスプリッタ板とを、垂直に設置した。風洞模型、端板およびスプリッタ板は、木、ベニア板、発泡ポリスチレン、アルミ板、プラスチック板などで製作した。スプリッタ板および端板は、風洞模型に固定されておらず、風洞壁に直接固定されている。風洞模型は流れに直角方向に振幅 $0.1h$ で振動をおこなうように加振装置に連結し、スモーク・ワイヤー法で流れを可視化して、風洞の上部に据え付けたカメラで撮影をおこなった。カメラのシャッター・スイッチを加振装置と連動させて風洞模型が任意の変位位置にあるときの瞬間を撮影した。上側の端板は、写真撮影のため、透明アクリル板を使った。加振装置は、小型のものを製作して、風洞の内部に置いた。なお、発煙方法に関して、深町ら³⁶⁾の技術が有益であった。

風洞模型の寸法は、流れに直角方向の側面長 $h=10\text{cm}\sim 15\text{cm}$ 、流れに平行方向の側面長 $d=3\text{cm}\sim 20\text{cm}$ 、断面比 $d/h=0.2\sim 2.0$ であり、スパン長さ $L=1.0\text{m}$ 、スプリッタ板の長さ $C=1.5\text{m}$ 、スプリッタ板の厚さ $=6\text{mm}$ であった。スプリッタ板と風洞模型との間隙 δ は $0.03h$ と、できる限り狭くした。端板の形は、正方形で、その一辺の長さは 1.35m であり、その厚さは全て 5mm であった。風洞模型を強制加振した振動数 fy は $0.3\text{Hz}\sim 1.7\text{Hz}$ であり、無次元風速 $\bar{U} (=U/(fyh))$ は $2.8\sim 30$ の範囲となる。また、レイノルズ数 $Re (=Uh/\nu)$ は $5.0\times 10^3\sim 1.5\times 10^4$ であった。

3章 三つのギャロッピング

3-1 ギャロッピングと渦励振の発生範囲

従来の研究では、高い無次元風速におけるギャロッピングだけが知られていた。これに対し本研究では、低風速域まで研究の範囲を広げ、さらに後流にスプリッタ板を挿入した場合も調べた。その結果、いろいろな状況で新たなギャロッピングが発見された。

図3-1には、よく知られている（高風速）ギャロッピング（後述）の典型的波形の例として、曲げ一自由度支持された $d/h=1.0$ 矩形柱が $\bar{U}=20$ において発散振動しているときの、時間に対する変位の変化をしめす。波形の支配的変動の振動数は、2-2で述べたとおり、静止空気中での物体振動数と同じである。

図3-2と**図3-3**には、今回実施した自由振動実験による空力発散率の測定結果から、曲げ一自由度支持された矩形柱に生じるフラッタの発生範囲を斜線でしめした。**図3-2**はスプリッタ板がないときであり、**図3-3**は後流のなかにスプリッタ板があるときである。横軸には断面比 d/h をとり、縦軸には無次元風速 \bar{U} をとった。それぞれの図において、安定領域と不安定領域（斜線部）との境界線上では、空力発散率 β_a がゼロになっている。つまり、境界線は $\delta s=0$ としたときの振幅 $0.1h$ の定常振動をしめしている。

図3-2には、高風速ギャロッピング（後述）、渦励振、低風速ギャロッピング^{3,4)}の三つのフラッタの発生がしめされている。低風速ギャロッピングおよ

び渦励振の典型的波形の例として、それぞれ、**図3-4(a),(b)**に、曲げ一自由度支持された $d/h=0.4$ 矩形柱が $\bar{U}=4.4$ および $\bar{U}=6.5$ において発散振動しているときの、時間に対する変位の変化をしめす。**図3-2**での渦励振と高風速ギャロッピングおよび低風速ギャロッピングとの境界は、共振風速 \bar{U} 付近で空力発散率 βa の変化率が大きく変わることから決定された。つまり、渦励振が起こったときの βa は、この二つのギャロッピングよりもずっと大きくなるので、 βa の変化をみて適当に境界を定めた。

スプリッタ板が後流中に挿入されると、カルマン渦列が形成されないので、カルマン渦列との干渉は起こらない。よって、**図3-3**には、ギャロッピングの発生範囲だけがしめされている。本論文では、以後このギャロッピングを“スプリッタ板つきギャロッピング”と呼ぶ。**図3-5**には、スプリッタ板つきギャロッピングの典型的波形の例として、後流中にスプリッタ板をもつ、曲げ一自由度支持された $d/h=1.0$ 矩形柱が $\bar{U}=20$ において発散振動しているときの、時間に対する変位の変化をしめす。

なお、高風速ギャロッピングとは、通常「ギャロッピング」と呼ばれるフラッタのことであり、 $\bar{U} \rightarrow \infty$ では準定常理論の適用が成功している。しかし、本論文では、**図3-2**と**図3-3**にあらわれた三つのギャロッピング（“高風速ギャロッピング”；“低風速ギャロッピング”；“スプリッタ板つきギャロッピング”）を区別する必要から、以下に「ギャロッピング」と呼ぶときは、この三つのギャロッピングの総称をしめし、単に高風速ギャロッピングを意味しない。

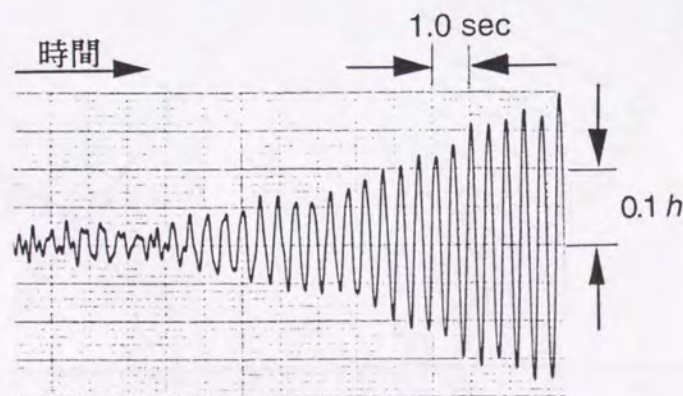


図3-1. 曲げ一自由度支持された矩形柱の変位波形。
 $d/h=1.0$, $\bar{U}=20$, スプリッタ板なし。

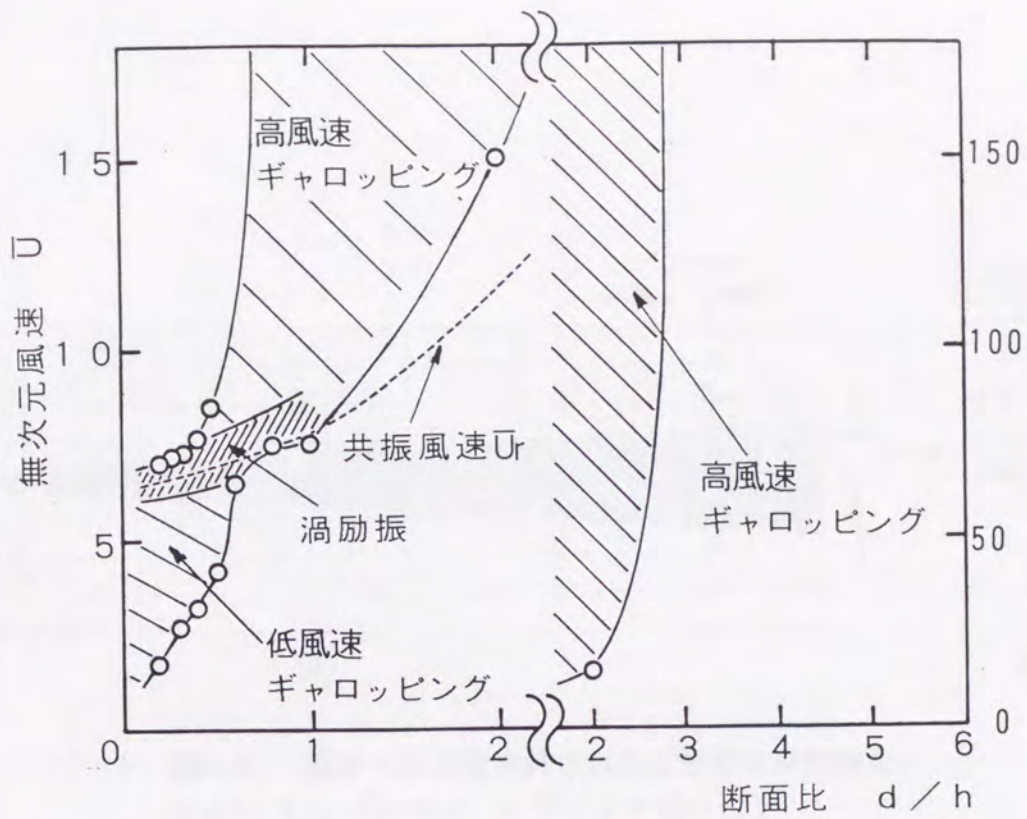


図3-2. 曲げ一自由度支持された矩形柱に生じるソフト・フラッタ
(後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

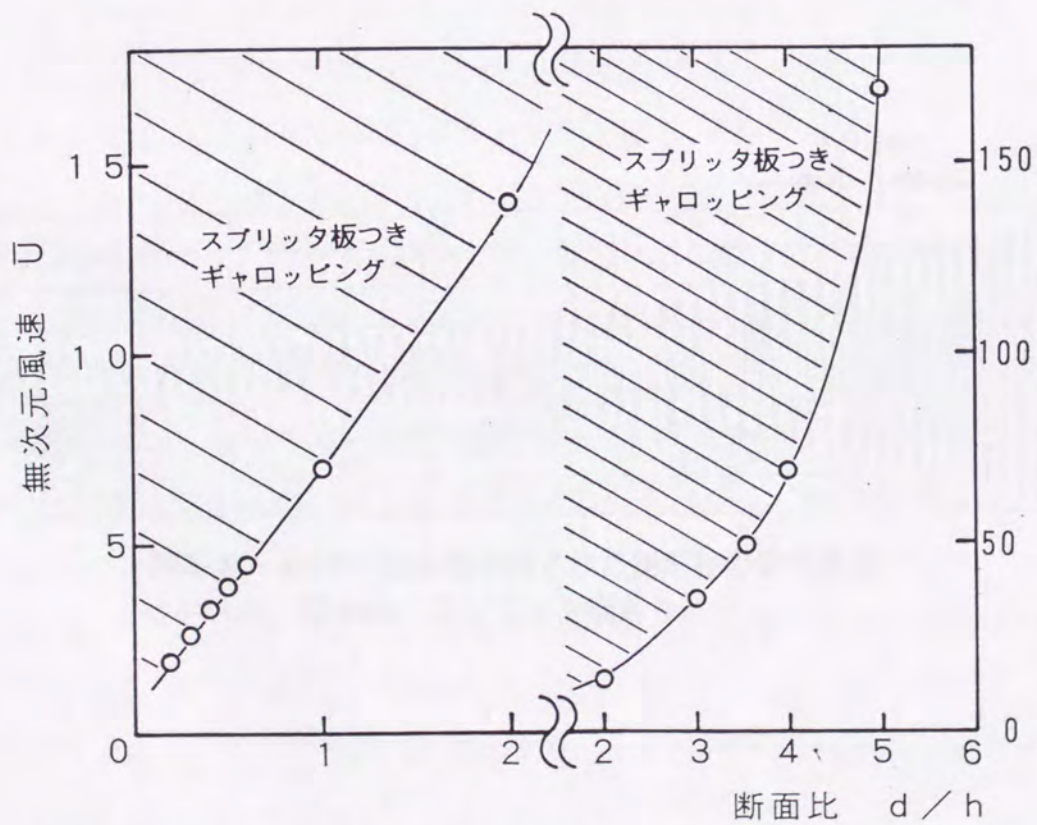


図3-3. 曲げ一自由度支持された矩形柱に生じるソフト・フラッタ
(後流のなかにスプリッタ板があるとき)。

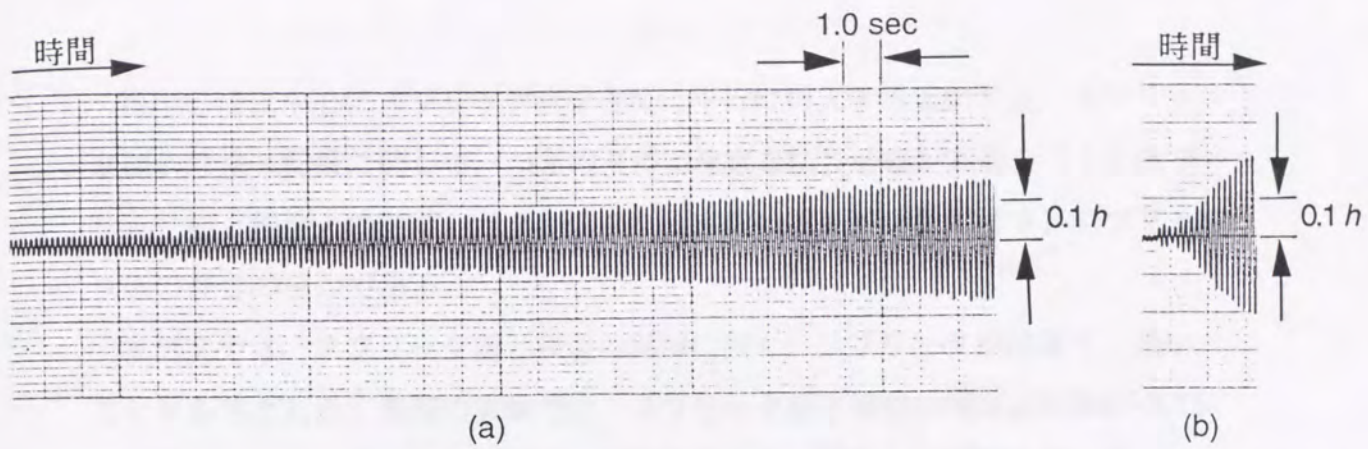


図3-4. 曲げ一自由度支持された矩形柱の変位波形.
 (a) $d/h=0.4$, $\bar{U}=4.4$, スプリッタ板なし;
 (b) $d/h=0.4$, $\bar{U}=6.5$, スプリッタ板なし.

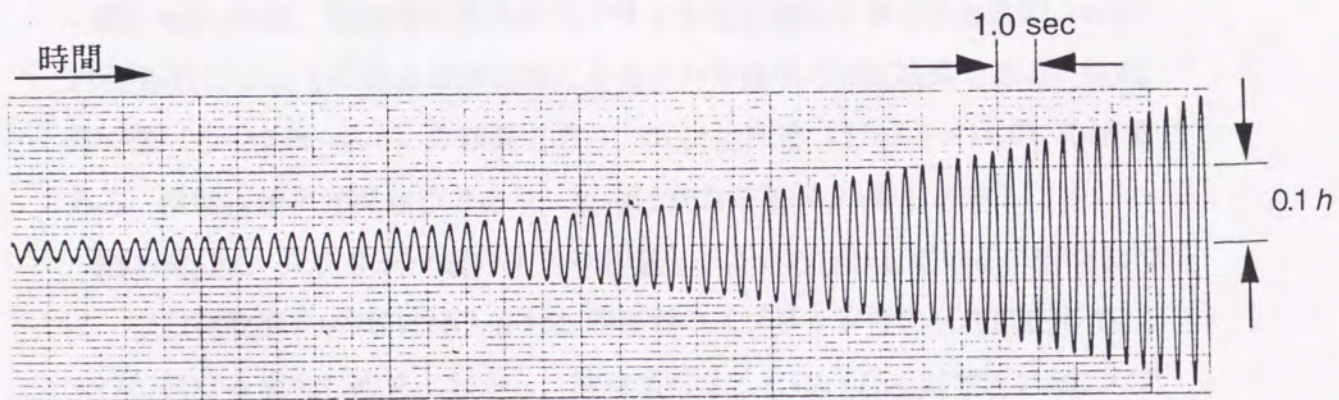


図3-5. 曲げ一自由度支持された矩形柱の変位波形.
 $d/h=1.0$, $\bar{U}=20$, スプリッタ板あり.

3-2 スプリッタ板の長さの影響

模型の後流中心にスプリッタ板を主流に平行に挿入する実験では、スプリッタ板の寸法・配置に関して、つぎの三点に注意を払う必要がある：【1】スプリッタ板と模型との間隙，【2】スプリッタ板の厚さ，そして【3】スプリッタ板の長さの三つである。

本論文では、スプリッタ板と模型の間隙は狭く、スプリッタ板は薄く、長いことを条件とした。実際の実験では、スプリッタ板と模型の間隙は $0.03h \sim 0.1h$ 、スプリッタ板の厚さは $0.03h \sim 0.15h$ の範囲である。模型との間隙について、この範囲の変化ではギャロッピングへの影響は、ほとんどみられなかった。また厚さについても、わずかの例外を除きほとんど $0.05h$ 以下としたので、厚さの違いによる変化もあらわれなかった。

それら二つにくらべると、スプリッタ板の長さのギャロッピングへの影響は大きいと予想される。この節では、スプリッタ板の長さにより、どの程度の影響があらわれるか、 $d/h=0.6$ 矩形柱に関する自由振動実験により調べる。

図3-6(a),(b)は、四種類の長さのスプリッタ板を後流に置いたときの、 $d/h=0.6$ 矩形柱についての自由振動実験による空力発散率の測定結果である。(a)は高風速 ($\bar{U}=10.0 \sim 44.0$) の結果であり、(b)は低風速 ($\bar{U}=3.5 \sim 14.0$) の結果である。横軸は無次元風速 \bar{U} であり、縦軸は空力発散率 βa をしめす。

図3-6(a)は、スプリッタ板の長さの影響を、よくあらわしている。 $\bar{U} > 35$ では、空力発散率 βa の値は挿入された四種類のスプリッタ板の長さに応じて、すべて異なる値をしめす。しかし、注目すべきことは、 $\bar{U} < 35$ で、 $15h$ のスプリッタ板をもつときの βa が、最も長い $20h$ のときの値と一致することである。さらに、 $\bar{U} < 15$ では、 $10h$ のスプリッタ板を挿入したときの βa も、より長いスプリッタ板を挿入した、他の二つの場合 ($C=15h, 20h$) の値と一致する。また、 $\bar{U} < 10$ では、スプリッタ板が最も短いとき ($6.67h$) の βa でさえも、より

長いスプリッタ板を挿入した，他の三つの場合 ($C=10h, 15h, 20h$) と一致する。

このように，高風速ではスプリッタ板長さの違いによる βa への影響は，スプリッタ板がかなり長くてもあらわれるが，風速の低下につれて，しだいに長さの違いによる影響が小さくなる。よって，スプリッタ板が短くても，低風速ならば，スプリッタ板は無限に長いとみなし得る。この結果から，本論文では，スプリッタ板の有限長さの影響を無視できるよう，各実験が対象にする無次元風速 \bar{U} の値に応じて，充分長いスプリッタ板を採用する。

なお，**図3-6(b)**には，スプリッタ板を挿入していないときの結果（図中，●）も，同時にしめした。注目されることは， $\bar{U} \leq 5$ では，スプリッタ板がないときの応答でさえも，長いスプリッタ板があるときのそれに，一致してしまうことである。すなわち， $\bar{U} \leq 5$ では，模型の挙動は，スプリッタ板の存在には依存しなくなる。ここで述べた低風速における興味深い実験事実は，つぎの節でも指摘するように，ギャロッピングの発生機構を考える上で重要になる。

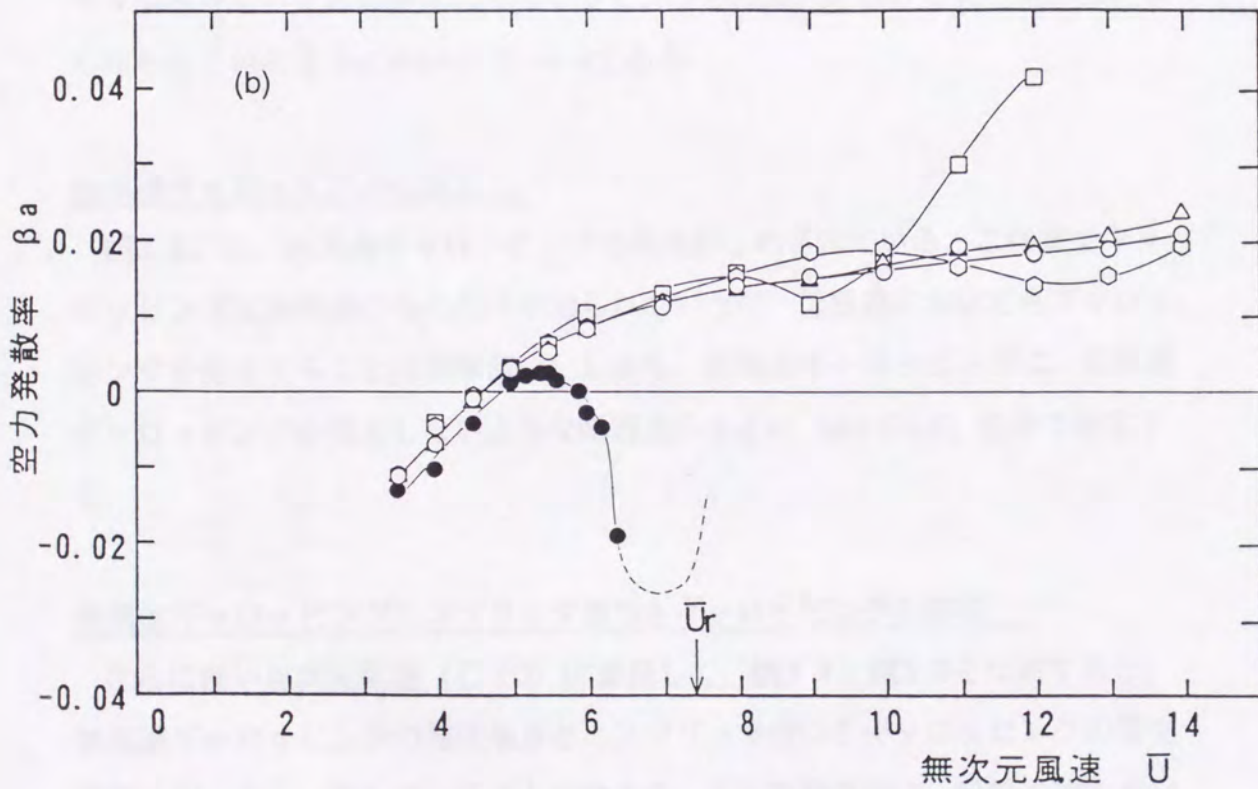
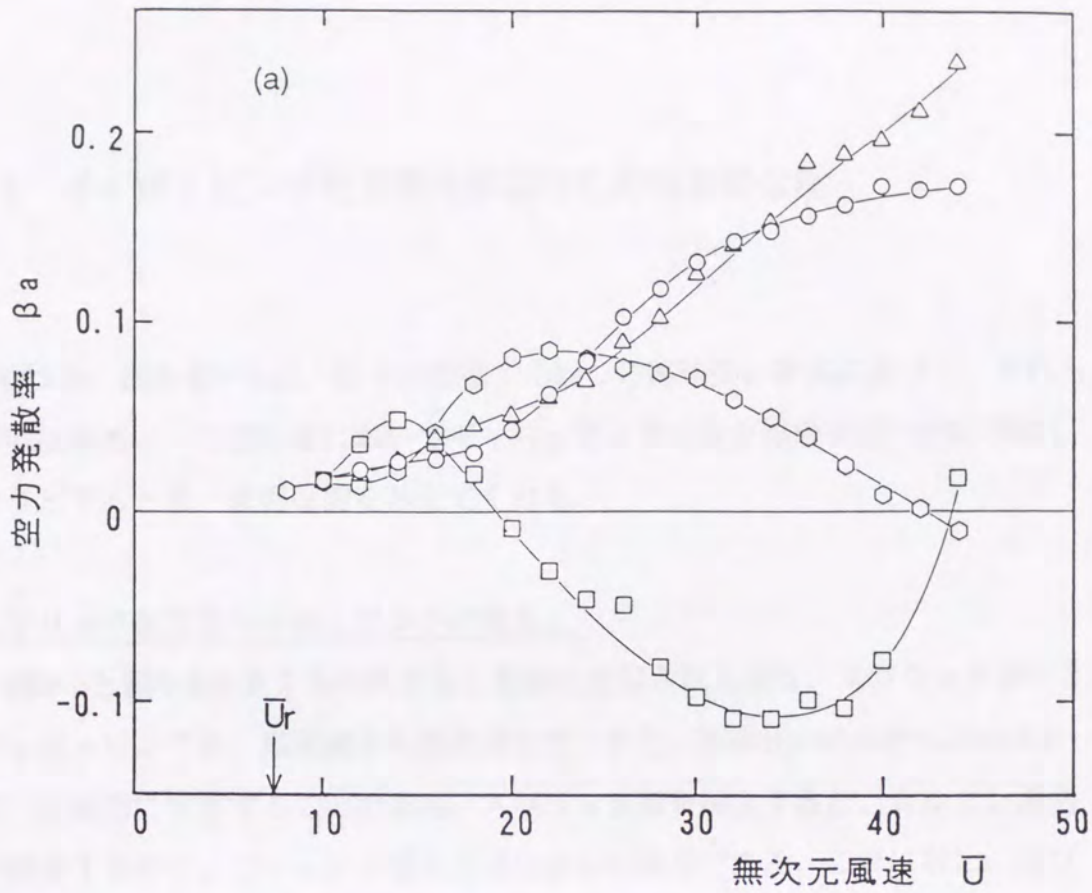


図3-6. 曲げ一自由度支持された $d/h=0.6$ 矩形柱の、 \bar{U} に対する空力発散率の変化.

(a) $\bar{U}=10.0\sim44.0$; (b) $\bar{U}=3.5\sim14.0$.

□, スプリッタ板の長さ $C=6.67h$; ◐, $10h$; ○, $15h$; △, $20h$.

●, スプリッタ板がないとき;

3-3 ギャロッピング発生機構解明のための主要な鍵

図3-2, **図3-3**からは, 以下に指摘する四つの興味深い事実に気づく. それらの実験事実は, つぎの章においてギャロッピングの発生機構を統一的に理解しようとするとき, 重要な鍵を与えてくれる.

スプリッタ板つきギャロッピングの発生:

図3-2と**図3-3**とをくらべたとき, 最初に注目される点は, スプリッタ板つきギャロッピングが, 高風速から低風速まで, また, 断面比 $d/h=0$ から $d/h=6$ まで, 広範囲に発生することである. スプリッタ板を挿入すると, カルマン渦列が消失するので, フラッタの発生領域は比較的簡単である. これに対し, スプリッタ板がないときの矩形柱ギャロッピングの高風速における発生範囲は, よく知られているように $d/h=0.75\sim 3.0$ である.

低風速ギャロッピングの発生:

図3-2には, 低風速ギャロッピングの発生がしめされている. これまでギャロッピングは高風速のものだけが知られていたが, 低風速においてもギャロッピングが発生することは興味深い. しかも, 低風速ギャロッピングは, 高風速ギャロッピングが発生しないような断面比の小さい ($d/h < 0.6$) 柱体で発生する.

低風速ギャロッピングとスプリッタ板つきギャロッピングの類似:

さらに低い無次元風速 ($U < 5$) に着目して, **図3-2**と**図3-3**を比較すると, 低風速ギャロッピングの発生境界と, スプリッタ板つきギャロッピングの発生境界とが, よく一致していることがわかる. この実験事実は, 前節の**図3-6(b)**において指摘した, 物体の挙動が低風速ではスプリッタ板の存在に依存しなく

なることに対応している。くわしくは次章で論じるが、この事実だけからも、この二つのギャロッピングの類似性が充分予想される。

高風速ギャロッピングと臨界断面の相関：

図3-7は、 $d/h - \bar{U}$ 平面上に、ギャロッピングと渦励振の発生領域に加え、臨界断面（背圧が極大値をしめす断面）の位置を描いたものである。臨界断面と高風速ギャロッピングとの関係が指摘されていることは¹⁵⁾、すでに1章で述べた。図3-7でも、高い \bar{U} (> 10) ではこの関係がしめされており、高風速ギャロッピングの発生境界は臨界断面に沿っていることがわかる。

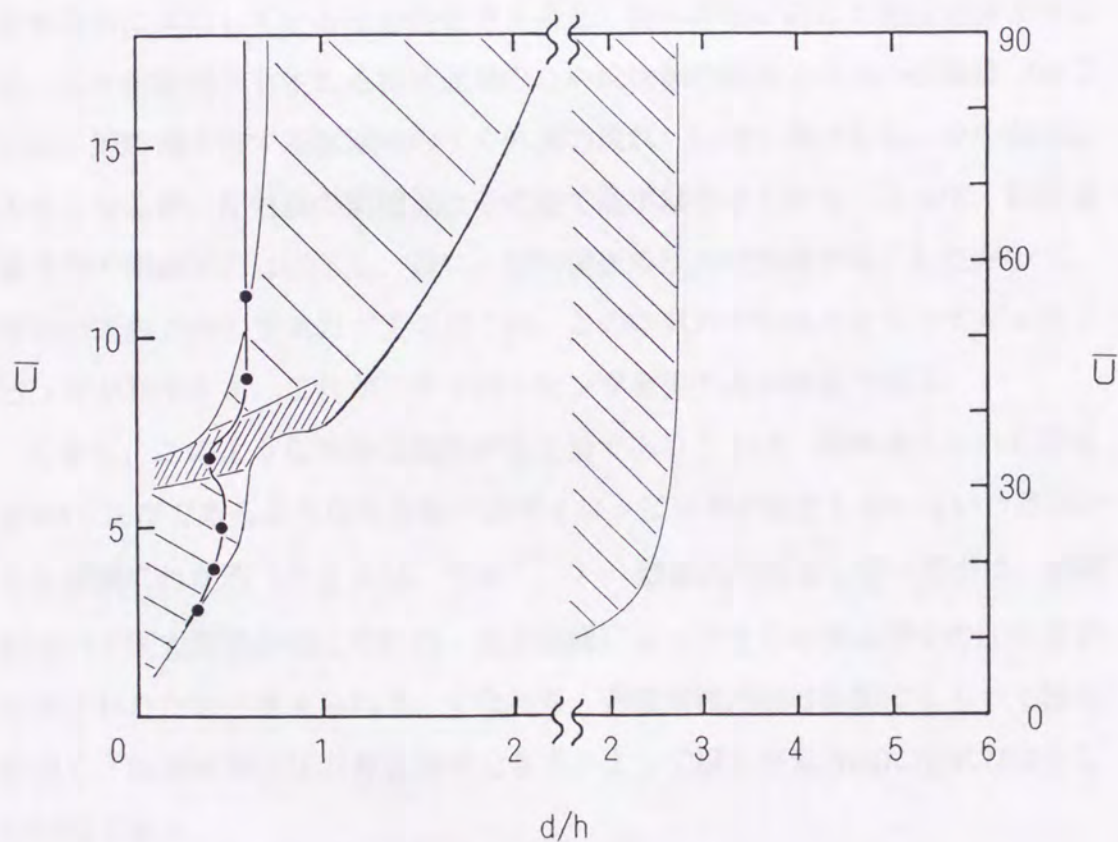


図3-7. 臨界断面とフラッタの発生領域
 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。
 ●, 臨界断面 (負の背圧がピークをしめす位置)。

4章 ギャロッピングの発生機構

4-1 ギャロッピング発生の基本機構

図4-1は、ギャロッピング発生の基本機構を説明した模式図である。主流に直角方向に運動している矩形柱を考えると、物体運動に応じて相対迎角が生じる。この相対迎角を生じる物体運動のために物体の運動方向側の剥離流（あるいは、剪断層と接する剥離域のすぐ外側の流れ）は強く曲げられ、その曲率は大きくなるが、反対側の剥離流はその逆で曲率は小さくなる。よって、物体運動方向の側面圧力は低下し、逆に、反対側面の圧力は回復する。したがって、物体の運動方向の空気力が生みだされ、この空気力が励振力となってギャロッピングが発生する。これが、ギャロッピング発生の基本機構である。

しかし、このような単純な説明が不十分であることは、高風速において断面が $d/h < 0.75$ であるような矩形柱ではギャロッピングが発生しないという事実からも容易にわかる（たとえば、文献^{3,7)}）。励振力の発生しない理由は、剥離領域内で圧力調整がおこなわれ、基本機構によって生じた側面間での圧力差が相殺されたためと考えられる。すなわち、剥離領域内部は外部にくらべて流れが遅く、両側面間の圧力差を維持できず、よって流れ直角方向に空気力は生じないのである。

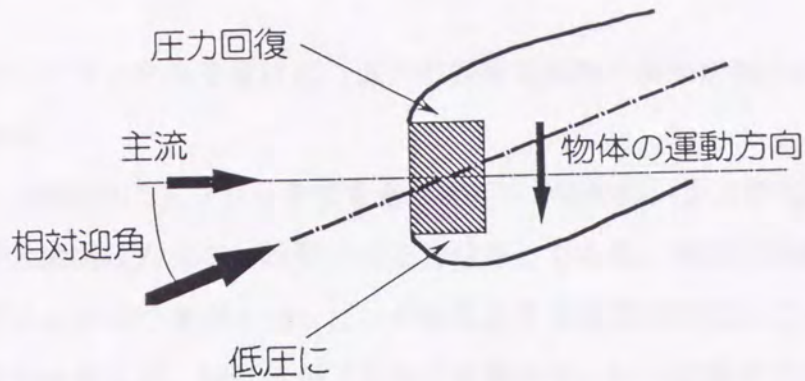


図4-1. ギャロッピング発生の基本機構.

4-2 三つのギャロッピングと前提条件

先に述べたギャロッピング発生の基本機構を機能させるには、なんらかの方法により“剥離領域内にある両側面の間で、圧力の均一化が阻害されねばならない”と、考えられる。いかえると、圧力均一化の阻害という前提条件を加えることによってのみ、ギャロッピング発生の基本機構により生じた側面間の圧力差が維持され、よってギャロッピングが発生すると予想される。

この節では、この前提条件を満足させる方法として三つの例を考える。すなわち、“後流中のスプリッタ板の存在”、“低風速”、“高風速における剪断層と後縁の直接干渉”の三つである。以下では、これらによって前述の前提条件が満足されて発生の基本機構が機能し、その結果ギャロッピングが確かに起こることを、矩形柱表面の圧力測定や流れの可視化などの実験結果から実証する。

4-2-1 前提条件としてのスプリッタ板

後流中にスプリッタ板を置けば、上下の剥離領域間の連絡が絶たれることは明らかである。

図4-2は、後流中にスプリッタ板をもつ $d/h=1.0$ 矩形柱（正方形柱）の、下側面・上側面の瞬間圧力分布と時間平均圧力分布とである。無次元風速 $\bar{U}=20$ であり、スプリッタ板つきギャロッピングが発生する状況に対応している。ここで、瞬間圧力分布とは、矩形柱が下方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間の圧力分布である。

図4-3は、後流中にスプリッタ板をもつ $d/h=1.0$ 矩形柱の $\bar{U}=12$ での、スモーク・ワイヤー法による流れの可視化写真である。撮影の瞬間は、**図4-2**と同じで、矩形柱が下方向に運動中でかつ振動中立点を通過した瞬間である。すなわち、相対迎角が振動中最大になる瞬間である。

図4-2では、瞬間圧力分布が時間平均圧力分布に沿ったほぼ平坦な分布形をしている。また、下側面の瞬間圧力は上側面の瞬間圧力よりもいたるところで一様に低く、励振空気が側面全体に生じていることがわかる。すなわち、ギャロッピングが発生するのである。

図4-3は、この圧力測定の結果によく対応している。下側の剪断層は上側の剪断層にくらべて矩形柱表面に近づいており、よって剪断層の曲率も上側より下側が大きくなっている。これは、まさに4-1で述べたギャロッピング発生の基本機構どおりの流れである。

以上により、後流中に長いスプリッタ板を置くことが、基本機構の前提条件を、さらに基本機構そのものを満足させることが明らかとなった。よって、スプリッタ板つきギャロッピングが、3章で述べたように d/h の小さい断面でも広い風速域にわたって発生していることも、容易に理解できる。この意味で、スプリッタ板つきギャロッピングの発生は最も直接的である。

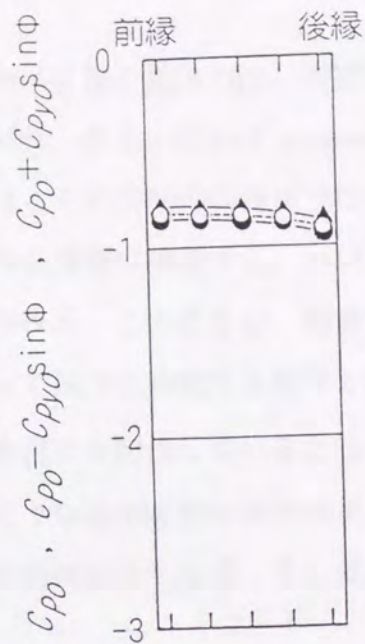


図4-2. $\bar{U}=20$ で振動する正方形柱側面の瞬間圧力分布
(後流のなかにスプリッタ板があるとき)。

瞬間圧力は、水平な主流に対して、正方形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

○, 時間平均圧力; ●, 下側面の瞬間圧力分布; ▲, 上側面の瞬間圧力分布。

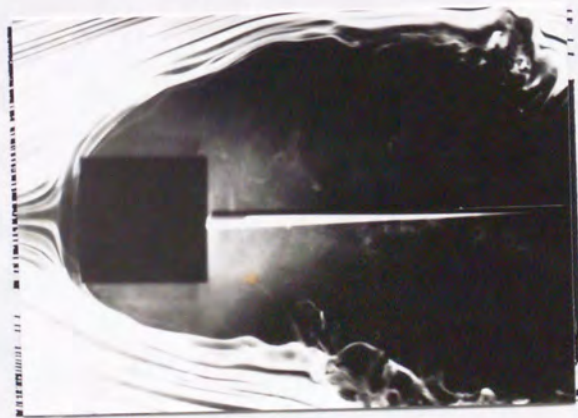


図4-3. $\bar{U}=12$ で振動する正方形柱まわりの流れの煙による可視化
(後流のなかにスプリッタ板があるとき)。

それぞれの写真は、正方形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

4-2-2 低風速振動流の特性

一般に、運動している物体に働く流体力は、履歴現象によって特徴づけられる。この現象は、流れの遅れ、あるいはfluid memoryとも呼ばれる。すなわち、ある瞬間における流体力は、その瞬間の物体運動だけでなく、過去の物体運動の影響も受け、物体運動の全履歴に関係する。いいかえれば、流体力は物体運動の汎関数としてあらわされる。このことは、物体運動により周辺の剥離流が変化し、それが流れによって後方に移動する結果であって、先に述べたように、後流のうねりが過去の物体運動を記憶しているともいえる³⁸⁾。物体が振動するときを考えると、このような流体運動の履歴効果のため、物体に働く振動空気力は物体運動に対して位相遅れを生じる。そして、位相遅れは無次元風速の低下とともに増大する。

ところが、無次元風速を極端に低下させると、逆に位相遅れが小さくなり、振動空気力は物体の瞬間運動によってのみ決まるという興味ある事実が本研究により明らかとなった。この特性は、剥離流のみならず、剥離のない翼の流れについても成り立つ一般的なものである³⁹⁾。

図4-4は、 $\bar{U}=2.8$ で振動する $d/h=0.6$ 矩形柱についての、スモーク・ワイヤ法による流れの可視化写真である。(a)はスプリッタ板がないときを、(b)はスプリッタ板があるときをしめす。撮影の瞬間は、矩形柱が、下方向に運動中でかつ振動中立点を通過したときである。可視化写真(a)、(b)をくらべると、矩形柱まわりの流れは、下流にあるスプリッタ板の存在の影響をほとんど受けていないようである。実は、矩形柱表面の時間平均圧、変動圧も同様な結果をしめす。

図4-5は、正方形柱側面の平均圧を \bar{U} に対してしめしてある。 \bar{U} が小さくなると($\bar{U}<5$)、圧力はスプリッタ板の存在の影響を受けなくなることが明らかである。

このように低い \bar{U} で後流のうねりの影響が消えるということは、物体背面と側面間の、したがって上下両側面間の圧力調整が阻害されることを意味する。

かくしてギャロッピング発生の基本機構が働く条件が整えられるのである。低風速ギャロッピングは、このため発生する。

先に、自由振動実験結果（**図3-2**、**図3-3**）から、 $1.5 \leq \bar{U} \leq 4.5$ 、 $0.1 \leq d/h \leq 0.7$ の範囲ではスプリッタ板の有無にかかわらず、低風速ギャロッピングの発生境界と、スプリッタ板つきギャロッピングの発生境界とは、よく似ていることを指摘した。また、**図3-6(b)**では、曲げ一自由度支持された $d/h=0.6$ 矩形柱の挙動は $\bar{U} \leq 5$ でスプリッタ板の存在の影響を受けなくなることを述べた。これらの原因も、以上に述べたように、低い \bar{U} では振動物体まわりの流れ場がより遠くのうねりの影響をしだいに受けにくくなり、スプリッタ板の有無による差がなくなることによる。

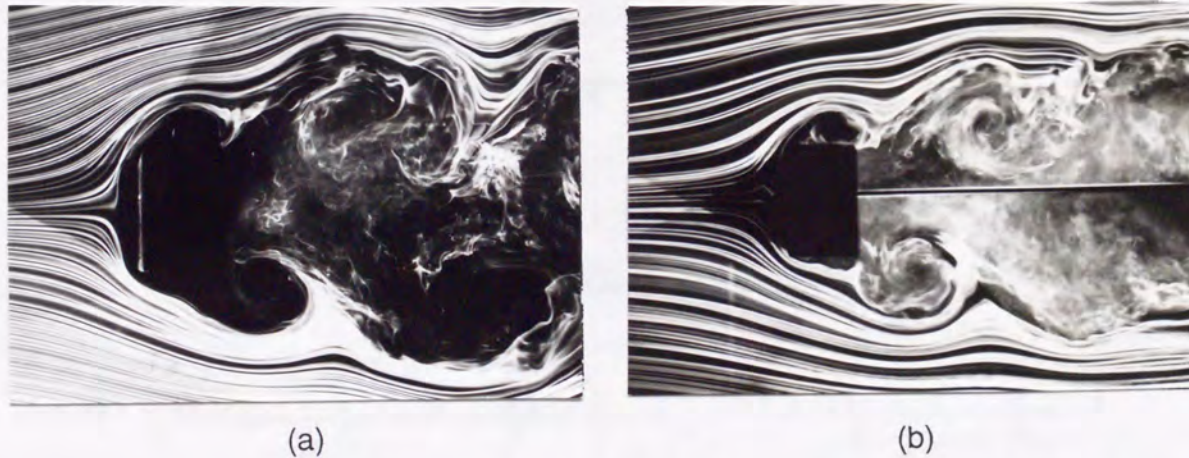


図4-4. $\bar{U}=2.8$ で振動する $d/h=0.6$ 矩形柱まわりの、煙による流れの可視化。それぞれの写真は、矩形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

- (a)後流のなかにスプリッタ板がないとき、
- (b)後流のなかにスプリッタ板があるとき。

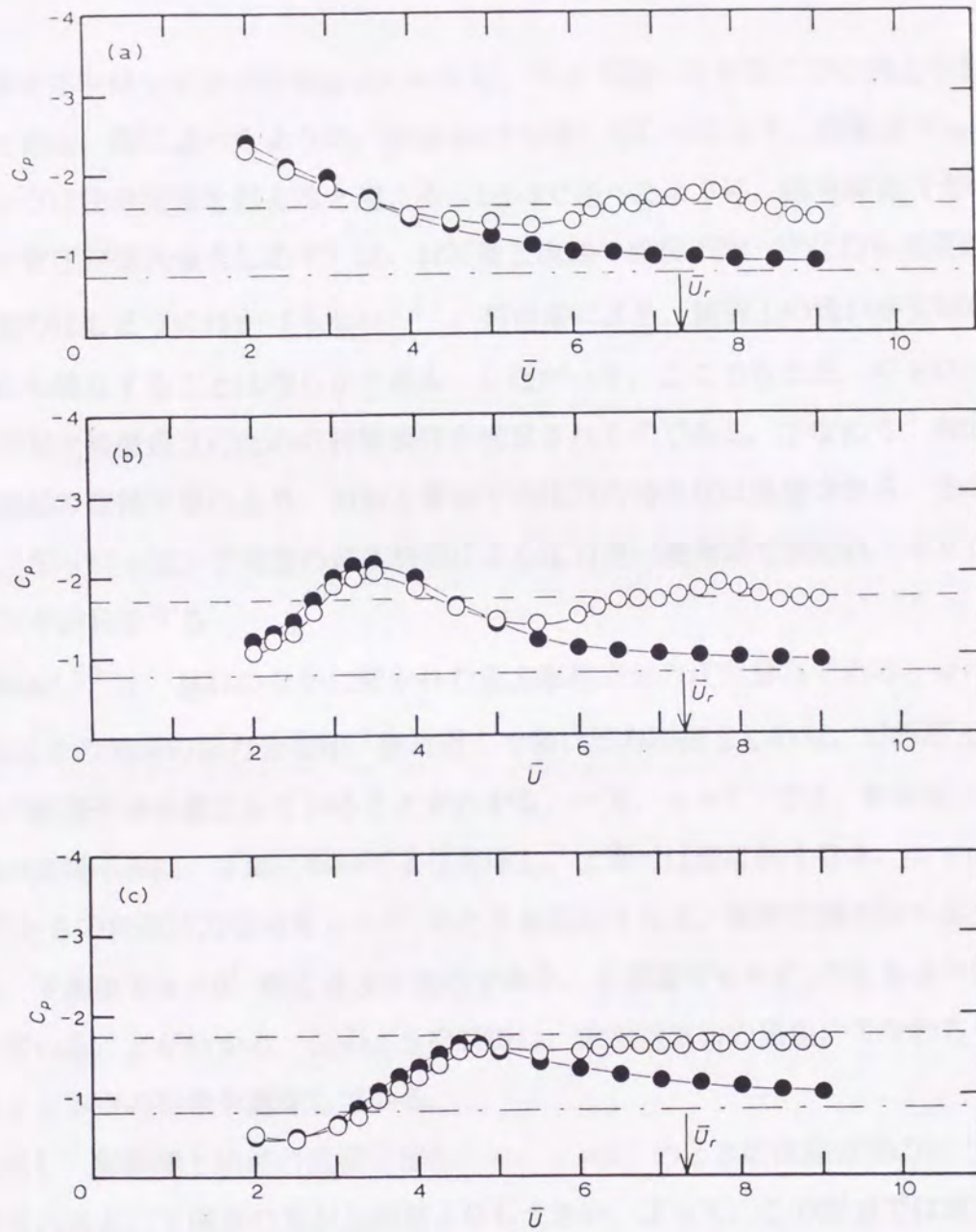


図4-5. 振動する正方形柱での、 \bar{U} に対する側面上の時間平均圧力の変化。
 (a), $X/d=0.07$; (b), 0.50 ; (c), 0.93 : X/d は計測した圧力孔の前縁からの距離。
 ●, 後流のなかにスプリッタ板があるとき; ○, スプリッタ板がないとき。
 一点鎖線, 破線はそれぞれ物体静止時の圧力をしめす。

4-2-3 高風速における臨界断面

高風速ギャロッピングの発生については、今まで述べてきた二つの例よりも複雑である。既に述べたように、断面比 d/h を増していったとき、高風速ギャロッピングは臨界断面を越えると起こる。1-2-3で述べたように、臨界断面（その断面で背圧が極大値をしめす）は、剪断層と後縁の直接干渉、すなわち実質的再付着のはじまりにほかならない¹³⁾。再付着により、側面上の流れが背面の流れから独立することは明らかである。したがって、ここでもまた、ギャロッピング発生機構成立のための前提条件が満足されるのである。すなわち、剪断層と後縁の直接干渉により、側面と背面での圧力の均等化は阻害される。その結果、ギャロッピング発生の基本機構による圧力差は側面間で保たれ、ギャロッピングが発生する。

図4-6¹⁷⁾は、流れのなかに置かれた正方形柱表面の圧力分布である。 $\alpha = 0^\circ$ のときの側面の圧力分布は、後縁近くで弱い圧力回復をしめし、剪断層と後縁の直接干渉が起こっていることがわかる。一方、 $\alpha = 2^\circ$ では、剪断層と後縁の直接干渉は、下面においてより発達し、上面では逆に弱くなる。 $\alpha = 2^\circ$ のときの側面圧力分布を $\alpha = 0^\circ$ のときと比較すると、後縁近傍を除く部分では、下側面で $\alpha = 0^\circ$ のときより低圧であり、上側面で $\alpha = 0^\circ$ のときより回復していることがわかる。このような特徴は、励振空気力の発生、すなわちギャロッピングの発生を意味している。

ただし、剪断層と後縁の直接干渉のため、 $\alpha = 2^\circ$ のときの後縁近傍の圧力回復をみると、下側面の方が上側面よりも大きい。よって、この部分では減衰空気力がはたらいている。このように剪断層と後縁の直接干渉は、ギャロッピング発生機構の前提条件を整える一方で、ギャロッピングを消失させるような空気力も後縁近くに生み出す。しかし、後縁での減衰空気力は、上流部分の励振空気力とくらべて、この状況ではまだ十分に小さい。このために、ギャロッピングが発生する。つぎの章で述べるように、断面比がさらに大きくなると、

後縁付近の減衰空気力が卓越して、ギャロッピングが消失する。

なお、臨界面はスプリッタ板があるときにも現れるが（付録Bを参照），ギャロッピングの発生に関して臨界面は重要でない。なぜなら、基本機構成立の前提条件は、スプリッタ板の存在により既に満足されているからである。

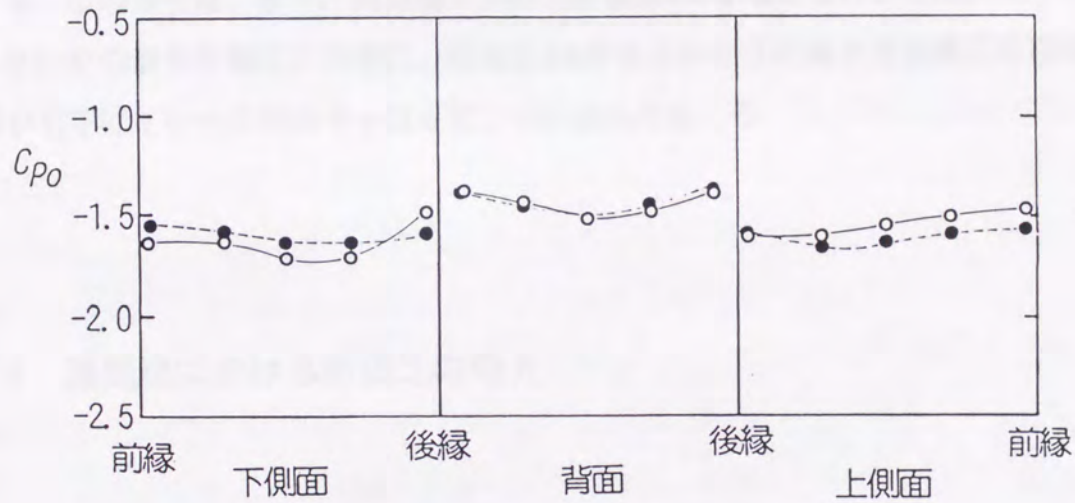


図4-6. 流れのなかに置かれた正方形柱表面の時間平均圧力分布
(後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

●, $\alpha = 0^\circ$; ○, $\alpha = 2^\circ$. (Y. Nakamura & Y. Tomonari 1979)

5章 ギャロッピングの消失機構

図3-2, 図3-3からもわかるように, 無次元風速 \bar{U} を一定にして断面比 d/h を増大させても, また, d/h を一定にして \bar{U} を低下させても, ギャロッピングは消失する. この章では, まず, 高風速において断面比 d/h を増していった時のギャロッピングの消失を論じ, つぎに, 断面比 d/h が小さいときに無次元風速 \bar{U} を高風速から下げていった時のギャロッピングの消失を論じる.

5-1 高風速における断面比の増大

5-1-1 断面比の増大による剪断層と後縁の直接干渉

スプリッタ板がない場合を考える. 高風速において, 臨界断面 (矩形柱では, $d/h \approx 0.6$) で発生した剪断層と後縁の直接干渉は, d/h の増加につれて強められ, 剪断層の巻き込みが阻害される. その結果, 物体の後縁近くの圧力は回復する. **図5-1**は, $d/h=0.4$, $d/h=1.0$, $d/h=3.0$, $d/h=6.0$ 矩形柱側面の, $\alpha=0^\circ$ での時間平均圧力分布である. $d/h=0.4$ 矩形柱では, 側面圧は下流に向かって単調に低下するが, $d/h=1.0$, $d/h=3.0$, $d/h=6.0$ 矩形柱では, 後縁付近で圧力回復をしめし, とくに $d/h=6.0$ 矩形柱の側面には, 十分に発達した再付着型圧力分

布が認められる。

スプリッタ板がないとき、高風速で d/h を増していくと、**図3-2**にしめされているように、 $d/h=3.0$ で矩形柱のギャロッピングは消失する¹⁾。以下に、 d/h の増大に伴う剪断層と後縁の直接干渉とギャロッピング消失の関係を説明する。

図5-2(a), (b)⁴⁰⁾は、 $d/h=4.0$ 矩形柱（高風速ギャロッピングは発生しない）が流れのなかで静止しているときの時間平均表面圧分布である。(a)図は、迎角 $\alpha=0^\circ$ の場合であり、(b)図は迎角 $\alpha=4^\circ$ の場合である。下側面では、迎角の増大につれて剪断層と後縁の直接干渉が強まるため、後縁付近に圧力回復が起こり、減衰空気力が生じる。**図5-2**をみると、(b)図の下側面の下流側での圧力は、(a)図のそれとくらべて回復していることがわかる。また、上側面では、迎角の増大につれて剪断層と後縁の直接干渉が逆に弱まるため、後縁付近に圧力低下が起こり、やはり減衰空気力が生じる。**図5-2**において上側面の後縁付近に注目すると、(b)図は(a)図にくらべて圧力の低下がみられる。このように、ギャロッピングの消失には、迎角が増大するとき、剪断層と後縁の直接干渉が下側面で強まり、上側面で弱まることにより生じる圧力差が有効であることがわかる。よって、ギャロッピングが消失するには、迎角 $\alpha=0^\circ$ で、剪断層と後縁の直接干渉が十分に強まっていればよいことがわかる。

もっとも前章では、剪断層と後縁の直接干渉が、高風速ギャロッピング発生的前提条件を満足させるものであることも述べた。実際、**図5-2**でも前縁付近では、迎角の増大に伴い下側面で圧力低下、上側面で圧力回復が起こり、ギャロッピング発生機構による励振空気力が生じている。しかし、断面比が増して剪断層と後縁の直接干渉がさらに強まると、下流の減衰空気力が上流の励振空気力にまさり、ギャロッピングが消失する。逆説的にいえば、“高風速ギャロッピングは、再付着とともに始まり、再付着とともに消失する”といえよう。

なお、スプリッタ板があるときにも、剪断層と後縁の直接干渉は同様に発生している（**付録B**を参照）。そしてこの場合も、ギャロッピングが消失するのは、スプリッタ板がないときと同様な理由による。

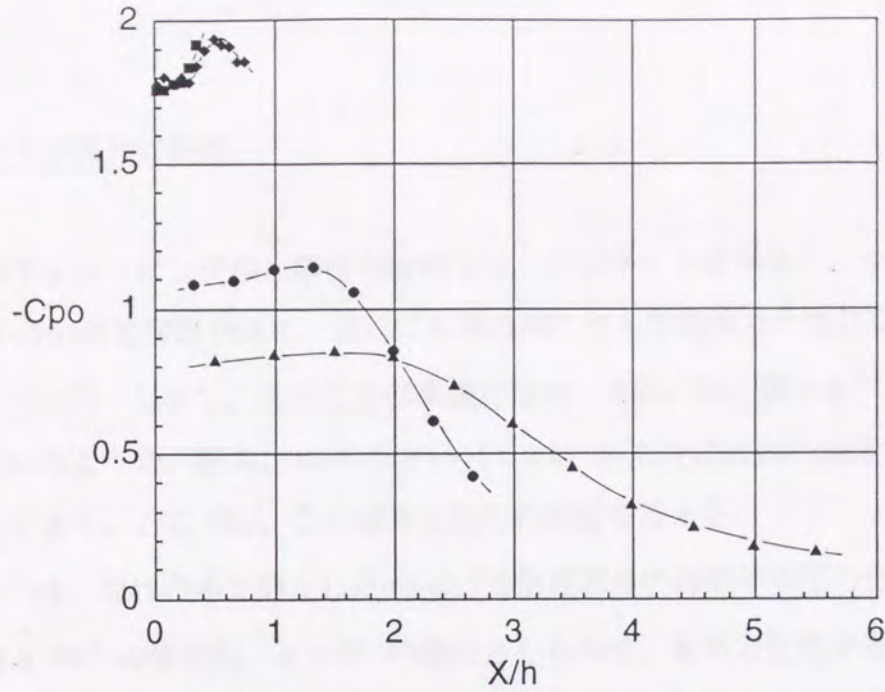


図5-1. いろいろな矩形柱側面の時間平均圧力分布
 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。
 ■, $d/h=0.4$; ◆, $d/h=0.8$; ●, $d/h=3.0$; ▲, $d/h=6.0$.
 X は, 計測した圧力孔の前縁からの距離.

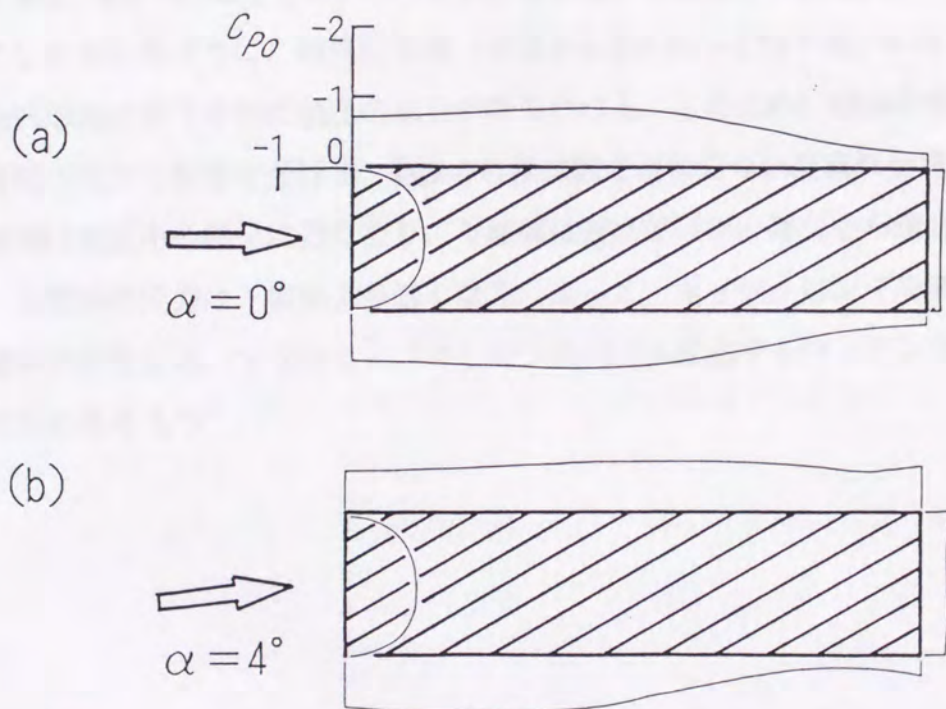


図5-2. 流れに対して迎角をもって静止している $d/h=4.0$ 矩形柱表面の
 時間平均圧力分布 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。
 (a) $\alpha = 0^\circ$; (b) $\alpha = 4^\circ$. (大屋昭男 1980)

5-1-2 カルマン渦列の影響

4-2-3でのギャロッピング発生機構の説明では、スプリッタ板がなく、かつ断面比 d/h の小さい非流線形物体に、流れに直角方向のどんな流体力も生じないことを仮定していた。しかし、このことは事実でない。実際には、**図1-6**⁹⁾にもしめされているように、断面比 d/h の小さい(<0.8)矩形柱には弱い減衰力がはたらくのである。ここでは、この減衰力発生の原因を考える。

図5-3¹¹⁾は、流れの中で静止した $d/h=0.5$ 矩形柱表面の時間平均圧力分布である。迎角 $\alpha=4^\circ$ の場合は、 $\alpha=0^\circ$ の場合とくらべて、背面で圧力が最も低くなる位置が中心から上方に移動している。さらに側面をみると、背面での低圧中心の上方移動につれて、上側面が下側面よりも低圧になっている。上側面の圧力低下は、高風速においてギャロッピングを減衰させる流体力の発生を意味する。

この減衰力は、物体背後でカルマン渦列が形成されることに関係している。**図5-4**は、 $d/h=0.4$ および $d/h=0.8$ 矩形柱の後流中心軸上での静圧力分布である。図にしめされるように、物体の下流(前縁から約 $1.0h\sim 1.5h$ 下流)にはカルマン渦列形成に伴う非常に低圧の部分あらわれる。このため、物体の背面および側面の圧力も影響を受ける。**図5-5**の模式図で迎角のついた流れを考えると、上側面は低圧中心部分に近くなり、下側面は逆に低圧中心部分から遠ざかるので、上側面の圧力は下側面より低くなる。よって、ギャロッピングを減衰させる流体力が生じる。すなわち、“カルマン渦列は高風速ギャロッピングを減衰させる効果をもつ”。

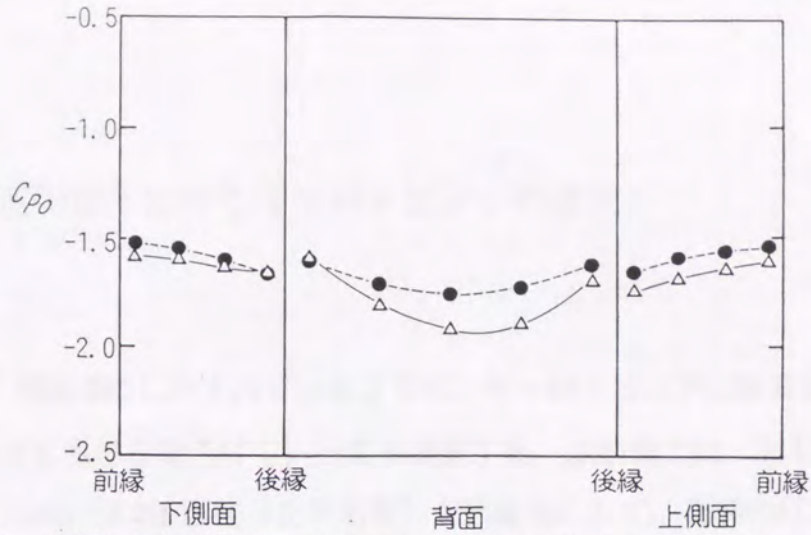


図5-3. 流れのなかに置かれた $d/h=0.5$ 矩形柱表面の時間平均圧力分布 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

●, $\alpha=0^\circ$; \triangle , $\alpha=4^\circ$. (Y. Nakamura & Y. Tomonari 1979)

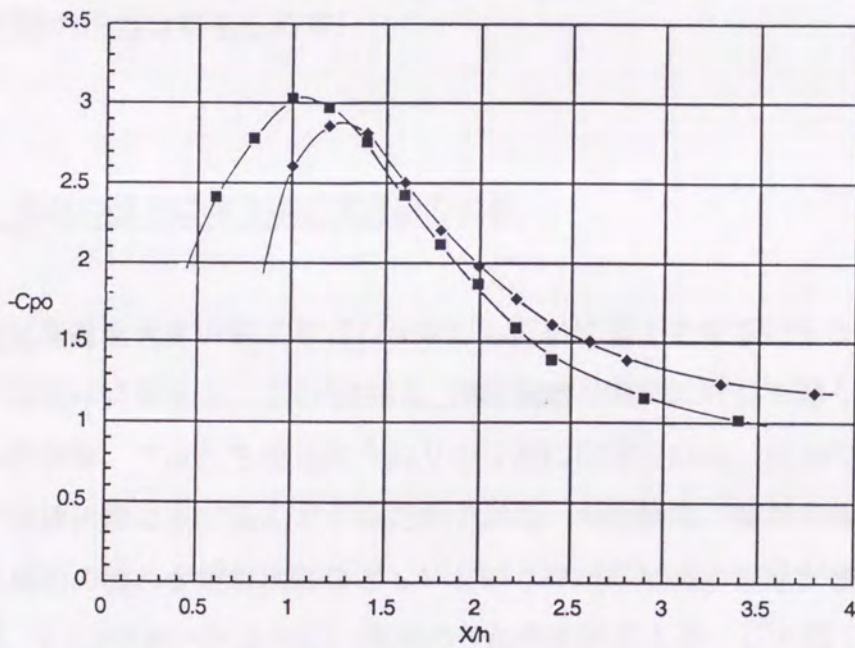


図5-4. 矩形柱の後流中心軸上での静圧力分布 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

■, $d/h=0.4$; ◆, $d/h=0.8$. X/h は, 計測した圧力孔の前縁からの距離.

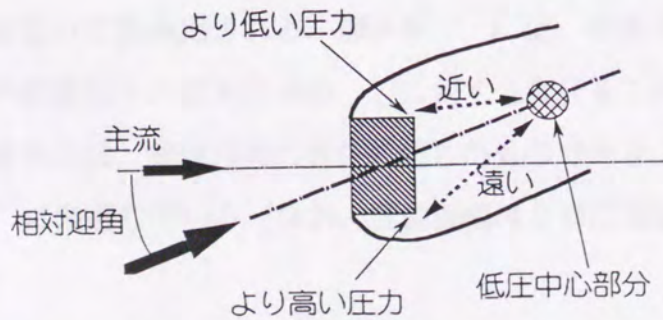


図5-5. カルマン渦列形成の影響をしめす模式図

5-2 風速の低下に伴うギャロッピングの消失

図3-2, 図3-3に示されているように, ギャロッピングは断面比 d/h を一定として無次元風速 \bar{U} を下げていっても消失する. この節では, おもにスプリッタ板をもつ $d/h=1.0$ 矩形柱(正方形柱)を代表例にして, 表面の圧力測定や流れの可視化などにより, 無次元風速 \bar{U} を下げていったときのギャロッピングの消失機構を論じる. なお, ここでの議論は, d/h の違いにかかわらず, またスプリッタ板の存在に依存せずなりたつ. 付録Cには参考のため, $d/h=0.4, 0.6, 2.0$ 矩形柱の圧力分布をしめす.

5-2-1 風速の低下に伴う準定常理論の破綻

無次元風速を大きい値より ($\bar{U} \approx \infty$) しだいに低下させていくと, ギャロッピングは徐々に弱まる. この傾向は, 物体振動が流れに対して速くなり, 流れの遅れの影響, すなわち後流のうねりのなかに記憶された, 過去の物体運動の影響が物体近傍にまで及んでくるためである. その結果, 振動の各瞬間において物体周辺の流れが定常流にひとしいという準定常理論の仮定が破れる. 空間的には, 1-2-2で述べたように, 後流のうねりの波長 λ が, \bar{U} の低下につれて短くなり, 物体代表長にくらべて無限に長いとみなせなくなることに対応する. すなわち, 準定常理論は \bar{U} の低下に伴いしだいに破綻してくる.

スプリッタ板がない時, ギャロッピングを起こしている物体近傍の圧力変動は, 迎角の変化によって生み出される. 図5-6¹⁸⁾には, 振動する正方形柱に関して, 変動揚力の変位との位相差 ϕ の, \bar{U} に対する変化をしめす. 正方形柱にはたらく変動流体力は, 相対迎角の変化に応じたものであり, 位相差 ϕ は $\bar{U} = \infty$ の極限で 90° に漸近している(なお, 変動振幅はゼロに漸近する). \bar{U} の

低下に伴い、位相差 ϕ は 90° から徐々に減少する。このような ϕ の減少は、流れの遅れの影響を受けたためと考えられる。事実、剥離のない物体を対象にした非定常翼理論でも、流れの遅れのため、 ϕ の値は \bar{U} の低下につれて $\bar{U}=\infty$ の時の値(-90°)から最初は徐々に減る¹⁾。よって、無次元風速 \bar{U} の低下とともに、ギャロッピングは弱まる。

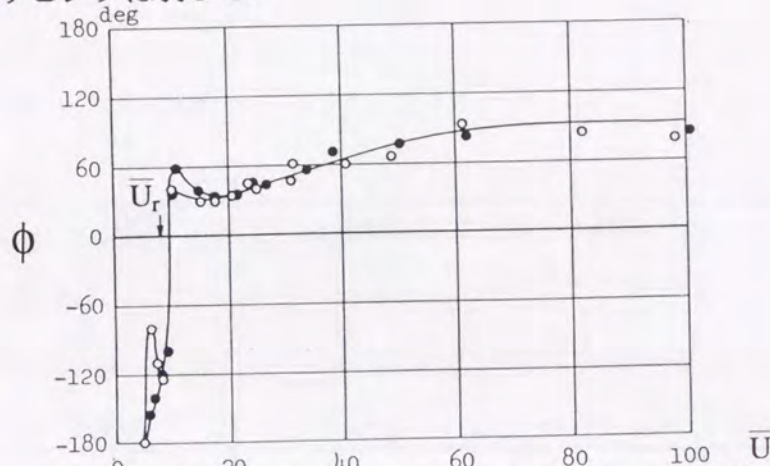


図5-6. 振動する正方形柱の、 \bar{U} に対する変動揚力の位相差の変化 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

●, 振幅 $0.15h$; ○, 振幅 $0.1h$. (Y. Nakamura & T. Mizota 1975)

5-2-2 迎角効果と変位効果

後流にスプリッタ板をもつ物体では、相對迎角の変化に応じた圧力変動 (迎角効果) のほかに、スプリッタ板と物体との相對位置の変化が圧力変動に及ぼす影響 (変位効果) を考えなければならない。無次元風速 $\bar{U}=\infty$ の極限では (定常変位), 変位との位相差 ϕ は一般に 0° または 180° となる。図5-7は、スプリッタ板を後流にもつ振動正方形柱における側面変動圧の位相差 ϕ の、 \bar{U} に対する変化をしめす。図5-7(a)からわかるように、 $\bar{U}=\infty$ の極限で、位相差 ϕ は 180° に漸近している。しかし、付録Dで詳しく議論するが、ギャロッピングの発生/消失には迎角効果の影響が卓越し、変位効果は無視することができる。図5-7(b)からは、 $10 \ll \bar{U} < 100$ で、位相差 ϕ が \bar{U} の低下につれて徐々に減少していくことがわかる。この原因は、先に述べた流れの遅れによると考えられる。

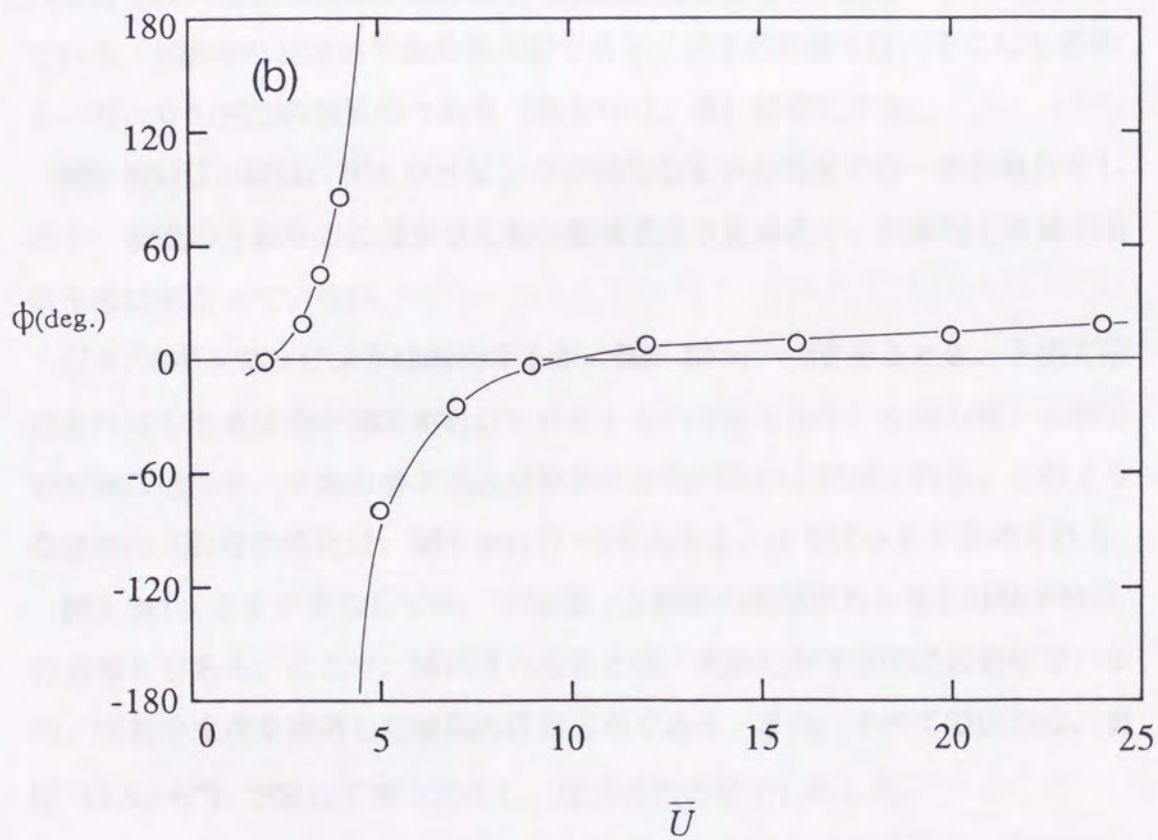
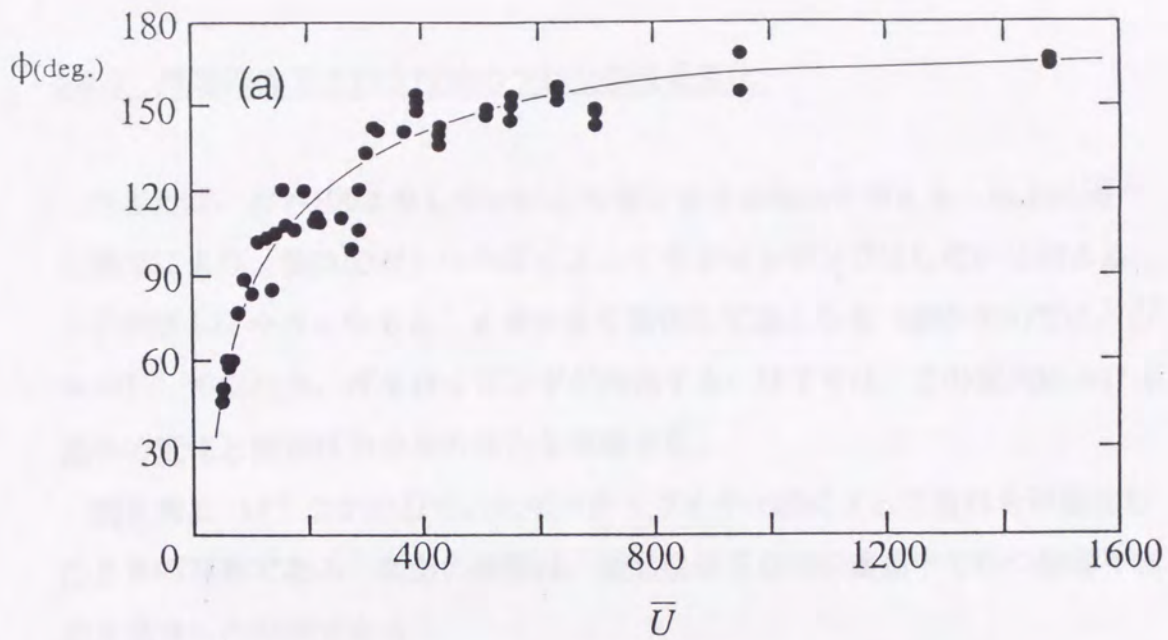


図5-7. 振動する正方形柱での、 \bar{U} に対する側面圧力の物体振動数成分の位相差 ϕ の変化（後流のなかにスプリッタ板があるとき）。
 (a) $\bar{U}=46\sim 1,500$, $X/d=0.50$; (b) $\bar{U}=2.0\sim 30$, $X/d=0.93$.
 X は、計測した圧力孔の前縁からの距離.

5-2-3 風速の低下に伴う後流のうねりの波長変化

たとえば、 $\bar{U}=100$ よりしだいに \bar{U} を低下させる場合を考える。以上に述べた議論により、流れの遅れの効果によってギャロッピングはしだいに弱まる。

\bar{U} がさらに小さくなると、 ϕ が大きくなり変化して負となる（**図5-7(b)**では、 $\bar{U} \approx 10$ ）。すなわち、ギャロッピングが消失する。以下では、この状況における流れの変化と側面圧力分布の変化を考察する。

図5-8は、いくつかの \bar{U} で、スモーク・ワイヤー法によって流れを可視化したときの写真である。撮影の瞬間は、矩形柱が下方向に運動中でかつ振動中立点を通過した瞬間である。

図5-8では、(a) $\bar{U}=12 \rightarrow$ (b) $\bar{U}=7 \rightarrow$ (c) $\bar{U}=5$ といった \bar{U} の低下とともに、後流（写真では、剥離剪断層）のうねりの波長が短くなっていくようすがあらわれている。**図5-8**の右は各写真の模式図であり、以下の議論では、そこにしめすA、B、Cの三つの後流のうねり（あるいは、渦）に注目する。

図5-8(a) $\bar{U}=12$ は、ギャロッピングが発生している状況での一般的流れをしめす。後流のうねりの波長がまだ物体側面長より充分長く、剪断層と後縁の直接干渉は起こっていない。

$\bar{U}=7$ でギャロッピングは消失するが、**図5-8(b)** $\bar{U}=7$ をみると、下側で形成されつつあるB渦が**図5-8(a)** $\bar{U}=12$ とくらべて短くなり、B渦の最下流部分が後縁に近づき、B渦の巻き込みは物体の存在のために阻害される。このような後流のうねりの変化は、**図5-8(c)** $\bar{U}=5$ をみると、よりはっきり認められる。

図5-9は、さまざまな \bar{U} での、下側面・上側面の瞬間圧力分布と時間平均圧力分布とである。ここで、瞬間圧力分布とは、矩形柱が下方向に運動中で、かつ、振動中立点を通過した瞬間の圧力分布である。また、すべての圧力は、動圧 ($0.5\rho U^2$) で除して無次元化し、圧力係数の形でしめた。

図5-9(a) $\bar{U}=20$ では、圧力分布はほぼ平坦で、下側面の瞬間圧力は上側面の瞬間圧力よりもいたるところで低い。この特徴はギャロッピングの発生を意味

し、4-1の基本機構の説明どおりであって、**図5-8(a)** $\bar{U}=12$ の可視化写真に対応する。

図5-9(b) $\bar{U}=9$ では、圧力分布の形そのものは、時間平均圧力・上下側面の瞬間圧力ともに、**図5-9(a)** $\bar{U}=20$ のときとよく似ており、ほとんど平坦で、前縁から後縁に向かってやや低圧になっている。ところが、後縁の近くで、下側面の瞬間圧力は上側面の瞬間圧力よりも回復している。よって、後縁近くでは、ギャロッピングを減衰させるような流体力が生じていることがわかる。もっとも、**図5-9(b)** $\bar{U}=9$ では、この後縁近くの減衰流体力は、上流の励振流体力にくらべて小さく、したがって側面全体としての流体力は、 $\bar{U}>9$ のときと同じように、ギャロッピングを発生させるようにはたらく。

圧力分布**図5-9(c)** $\bar{U}=7$ を**図5-9(b)** $\bar{U}=9$ とくらべると、時間平均圧力だけは同じような分布形だが、瞬間圧力の分布形は、上・下側面ともに大きく違っている。すなわち、下側面では、後縁からの圧力回復がさらに強まり、かつ時間平均圧力よりも圧力回復している範囲が上流側に広がっている。また、上側面では、逆に、後縁からの圧力低下の程度と範囲が大きくなっている。したがって、流体力は、明らかにギャロッピングを減衰させる方向に強められている。また、前縁では、より高い風速の場合と異なり、減衰空気力がはたらいっている（この理由は、つぎの節で述べる）。

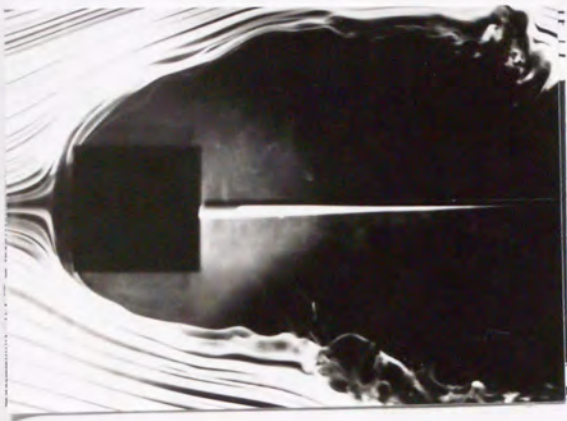
図5-9(d) $\bar{U}=5$ では、**図5-9(c)** $\bar{U}=7$ と共通の特徴をしめすが、瞬間圧の平均圧との差はより大きくなり、ギャロッピングを減衰させる流体力がより強まっていることがわかる。

以上に述べたいくつかの \bar{U} での圧力分布の特徴は、**図5-8**に関して述べた流れの変化とよく対応している。すなわち、高風速において側面でほぼ平坦であった圧力分布が、 \bar{U} の低下につれて縮まるB渦とA渦のため、下側面および上側面において、それぞれ、後縁で圧力回復および圧力低下をしめすのである。

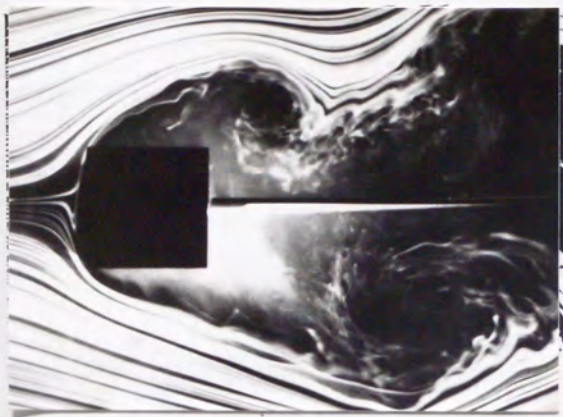
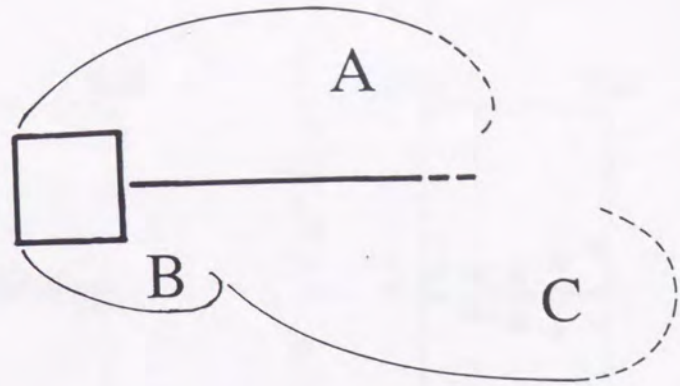
図5-9(e) $\bar{U}=4$ 、**(f)** $\bar{U}=3.5$ には、物体振動に伴う後流のうねりの波長が、側面長よりも短くなったことがしめされている。特に下側面では、**図5-8**でいうところのC渦による圧力低下が、下側面に現れている。

このような後流のうねりの変化は、物体の振動振幅を一定とすると、 \bar{U} を固定して d/h を増やしても同じである。図5-10には、このことも、模式的にしめしてある。すなわち、 \bar{U} の低下（すなわち、後流のうねりの波長が短くなること）と d/h の増大とが、後流のうねりの波長に対する側面寸法の相対的大きさという観点から、同様な効果を生むことがわかる。このことは、付録Cにしめした圧力分布図からも確認できる。

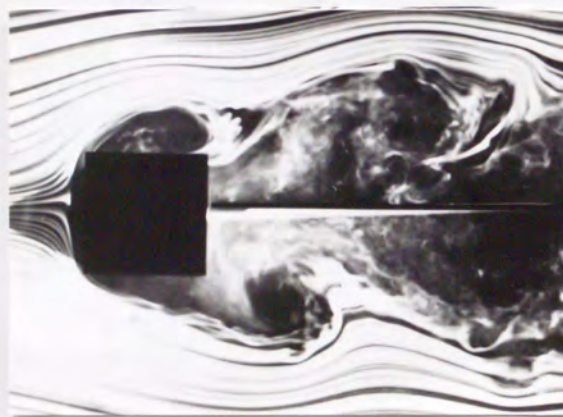
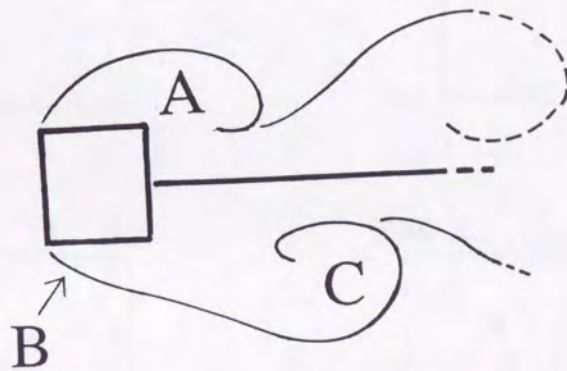
\bar{U} がさらに低下して、後流の物体振動数成分のうねりの波長が側面長 d よりも小さくなると、側面上にいくつものうねり（あるいは渦）が存在することになる。図5-11は、 $\bar{U}=5$ で振動する $d/h=2.0$ 矩形柱まわりの流れを、スモーク・ワイヤー法によって可視化した写真である。撮影の瞬間は、矩形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間であって、このときの瞬間圧力分布が、ちょうど図5-12に相当する。図5-11と図5-12とからは、可視化写真の渦の位置と側面上の低圧部分とが、よく対応していることがわかる。



(a)



(b)



(c)

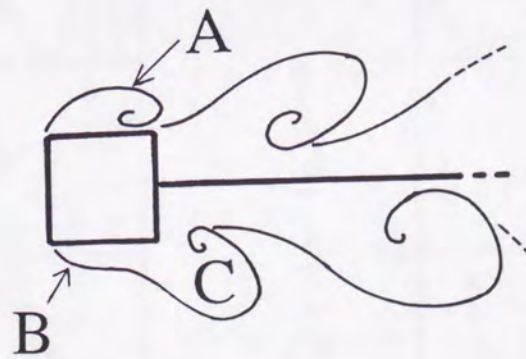


図5-8. 振動正方形柱まわりの流れの煙による可視化
(後流のなかにスプリッター板があるとき)。

それぞれの写真は、正方形柱が下方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

(a) $\bar{U}=12$; (b) $\bar{U}=7.0$; (c) $\bar{U}=5.0$.

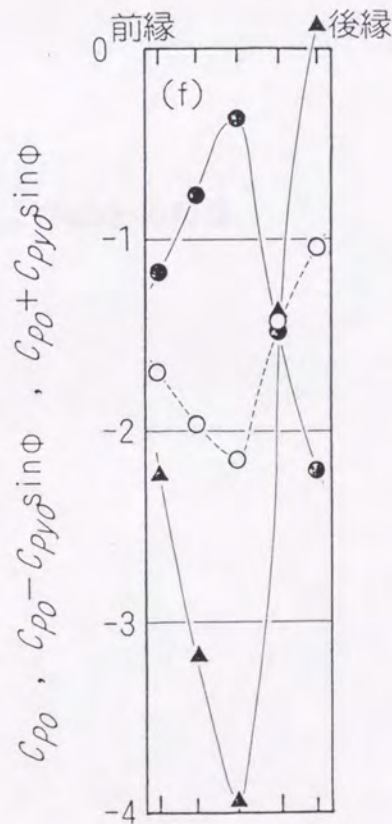
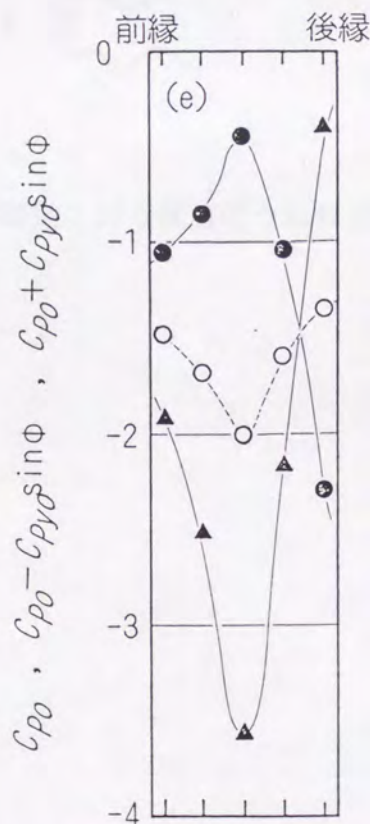
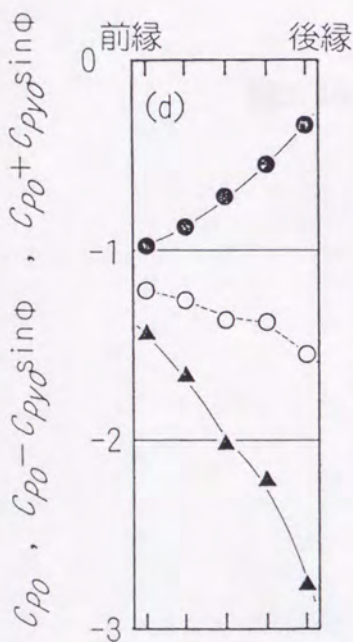
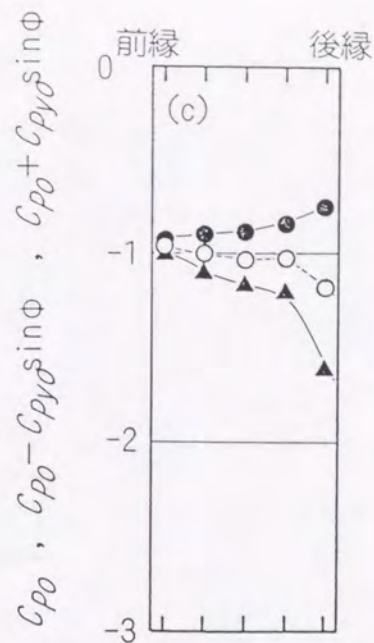
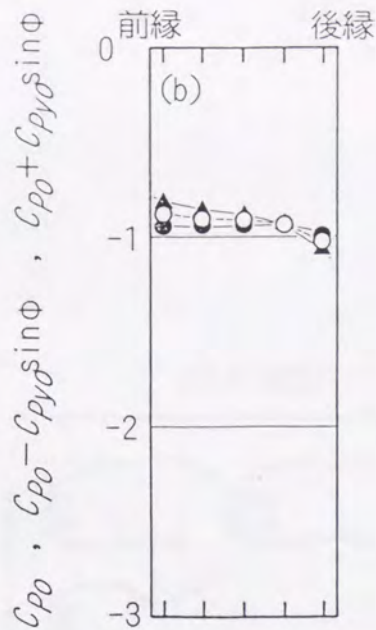
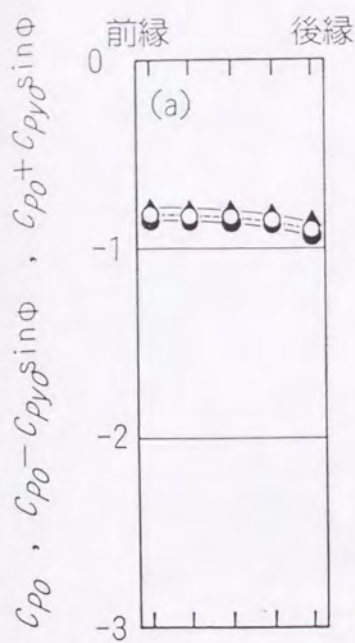


図5-9. 振動する正方形柱の側面の瞬間圧力分布

(後流のなかにスプリッタ板があるとき)。

瞬間圧力は、水平な主流に対して、正方形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

(a) $\bar{U}=20$; (b) $\bar{U}=9.0$; (c) $\bar{U}=7.0$; (d) $\bar{U}=5.0$; (e) $\bar{U}=4.0$; (f) $\bar{U}=3.5$.

○, 時間平均圧力; ●, 下側面の瞬間圧力分布; ▲, 上側面の瞬間圧力分布。

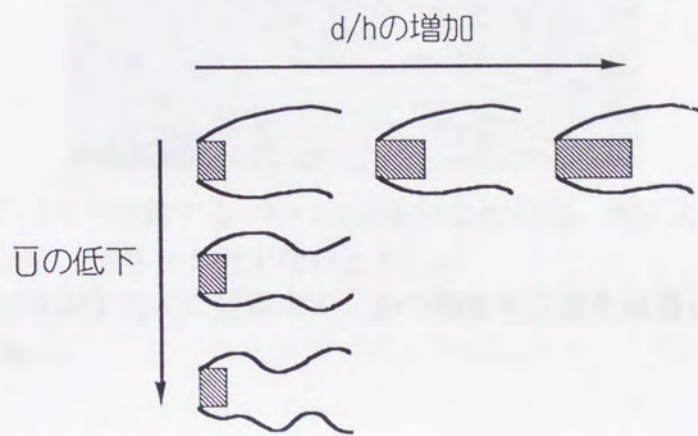


図5-10. 物体振動に伴う後流のうねりと、 U および d/h との関係.

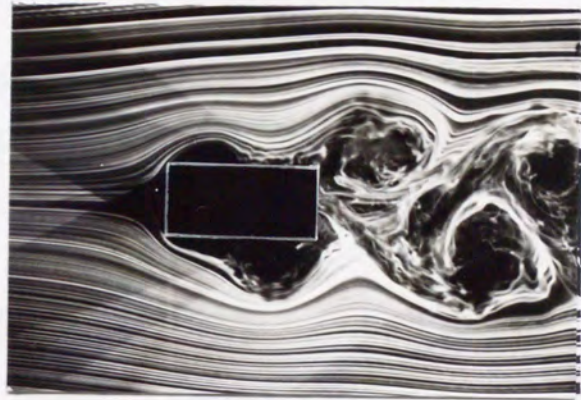


図5-11. $\bar{U}=5.0$ で振動する $d/h=2.0$ 矩形柱まわりの，煙による流れの可視化
 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。
 写真は，矩形柱が下方方向に運動中で，かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

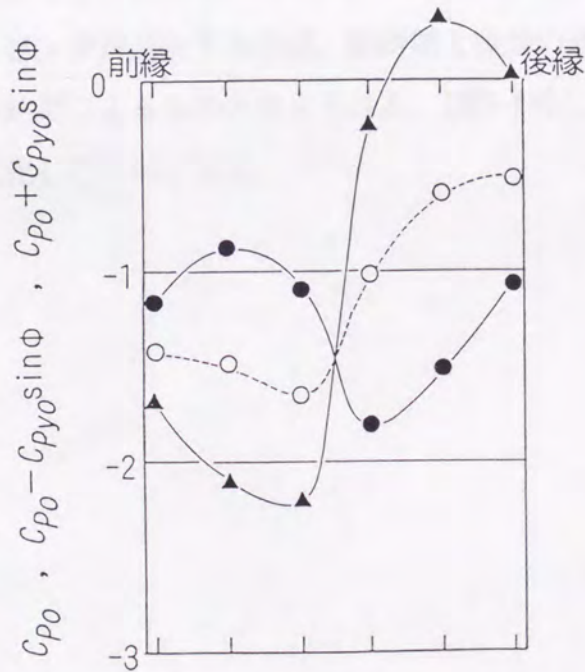


図5-12. $\bar{U}=5.0$ で振動する $d/h=2.0$ 矩形柱の側面の瞬間圧力分布
 (後流のなかにスプリッタ板がないとき)。
 瞬間圧力は，水平な主流に対して，矩形柱が下方方向に運動中で，
 かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。
 ○，時間平均圧力；●，下側面の瞬間圧力分布；▲，上側面の瞬間圧力分布。

5-2-4 上流淀み点の移動

図5-9(b)~(f)におけるもう一つの特徴は、 \bar{U} の低下にともない、前縁での瞬間圧が上側面よりも下側面で回復してくることである。この圧力回復の原因は、相対迎角の変化につれて上流淀み点が下方へ移動することに関係すると考えられる。なぜならば、振動振幅が一定のとき、相対迎角の振幅は \bar{U} の低下につれて増大し、上流淀み点の移動振幅も大きくなる。

図5-13⁴⁰⁾は、主流に対して迎角 α をもって静止している $d/h=2.0$ 矩形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。図(b) $\alpha=22^\circ$ のときは、図(a) $\alpha=8^\circ$ のときとくらべて、上流淀み点（前面で圧力が最大となる位置）が大きく下に移動していることがわかる。このとき、側面に着目するならば、下側面の前縁での圧力は、その移動につれて回復し、上側面では逆に圧力低下する。本実験において、相対迎角の最大値は $\bar{U}=2.8$ において約 13° に達する。したがって、 \bar{U} の低下によりギャロッピングが消失するのは、剪断層と後縁の直接干渉と上流淀み点の移動の二つの効果によるものと考えられる。図5-14は、この上流淀み点移動の影響を、模式化したものである。

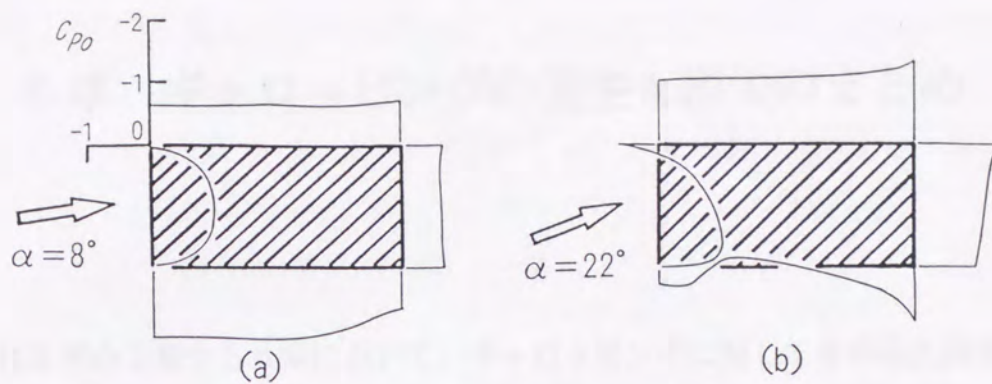


図5-13. 流れのなかに置かれた $d/h=2.0$ 矩形柱表面の時間平均圧力分布 (後流のなかにスプリッタ板がないとき).
 (a) $\alpha = 8^\circ$; (b) $\alpha = 22^\circ$. (大屋昭男 1980)

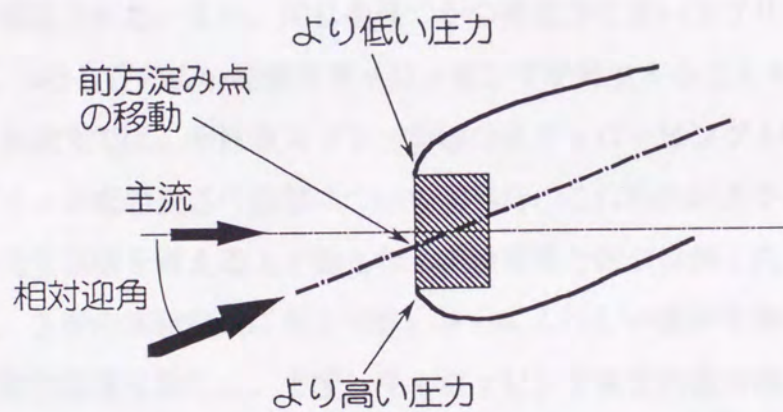


図5-14. 上流淀み点移動の影響をしめす模式図.