

断面比の小さい振動矩形柱の変動圧力特性

Pressure Fluctuations on Oscillating Rectangular Cylinders with a Long Side Normal to the Flow

平田勝哉* 中村泰治**

By Katsuya HIRATA and Yasuharu NAKAMURA

The present paper is an experimental investigation of the time-mean and fluctuating pressures induced on rectangular cylinders having side ratios of 0.4 and 0.6, with a long side normal to the flow, forced to oscillate transverse to the flow at an amplitude of 10% of the length of a long side. The range of reduced velocity investigated, 2.7 to 10.5, included the vortex-resonance velocity. Measurements of the side-face fluctuating pressures are made with particular attention to low-speed galloping whose onset reduced velocities are well below the vortex-resonance one.

1. はしがき

吊橋などの構造物では、風が引き起こす自励振動（フラッタ）への対策が大きな関心となっている。この様なフラッタには様々な種類があり、著名なものには渦励振、ギャロッピングなどがあげられる。中村・松川¹⁾は、流れに直角方向に振動する矩形柱の自由振動実験を行い、小さな断面比（後述）の矩形柱では低流速で弱い励振が起こることを示した。我々はその励振をここで低速ギャロッピングと呼び、低速ギャロッピングを調べることを主目的として、2つの振動矩形柱について表面の圧力測定を行った。以下には本論で必要とする3つの基本事項の簡単な説明を加える。

(1) ブラフな振動物体周りの流れ

一般に、流れの中に振動物体があるとき、物体周辺の流れは、主要な振動数成分としてストローハル成分（ f_v 成分）と物体振動数成分（ f_y 成分）の2つをもつ。ここで f_v とは、周期的に物体から放出される渦の周波数であり、物体を静止させたときに得られる物体からの渦放出周波数（自然渦放出周波数）にほぼ等しい。このことは今回の実験でも確認された。 f_y とは物体振動数である。本論で用いる流速の無次元量は、 f_y を使って無次元流速 $\bar{U} (= U / (h \cdot f_y))$ で定義する。ここに U は主流流速、 h は物体代表長（ここでは流れに直角方向の矩形柱断面長とする。図1を参照）である。特に2つの周波数 f_v と f_y の一致する流速を共振流速 $\bar{U}_r$ と呼ぶ、 $\bar{U}_r$ はストローハル数 $St (= (h \cdot f_v) / U)$ の逆数に等しい。

* 工修 九州大学助手 応用力学研究所 (〒816 福岡県春日市春日公園6丁目1番地)

** 工博 九州大学教授 応用力学研究所 (〒816 福岡県春日市春日公園6丁目1番地)

励振の発生・消滅を決定するのは、 f_y 成分の内でも物体変位とは 90° 或は -90° 位相のずれた成分であり、 f_v 成分は直接影響を及ぼさない。 f_y 成分は、物体振動の加速度に関係したもの（仮想質量力成分）と、物体の振動による迎角の変化に応じた後流変動によるもの（迎角効果による成分）とにほぼ分けられる。迎角効果による後流変動の波長は $\bar{U}$ の低下とともに短くなる。 $\bar{U}$ が低く、振動振幅が大きいときに、この後流変動は渦となって現れる。無次元風速 $\bar{U}$ が小さくなるにつれて、仮想質量力成分は大きくなるが、それでも後流変動の影響が消えることはない。

$\bar{U}$ が共振風速 $\bar{U}_r$ に近づくと後流変動と放出渦との共振が生じる。 $\bar{U}_r$ の近傍に限られた領域では、強い共振現象の為に、流れは定常的にも非定常的にも大きな影響を受ける。振動振幅が十分大きいときに、周辺流にはロッキング現象が現れて、 f_v 成分が f_y 成分に取り込まれる（ロックイン）。

（２）臨界面²⁾

流れの中に幅 d 、高さ h の断面長を持つ矩形柱がある時、その断面比 d/h を 0 から次第に増してやると、物体背後で形成される渦が背面に近づき、このため背圧が下がる（図１）。ある断面比で背圧は最低値を示し、更に断面比を増すと物体の後縁が渦の形成を阻害しはじめ、逆に背圧は回復へと向かう。この阻害は、最終的には側面への流れの再付着に至る。背圧が最低値を示す時の断面を臨界面という。臨界面よりも大きな d/h で側面に再付着型圧力分布³⁾が現れることは重要な特徴の１つである。また、臨界面とギャロッピングの発生には密接な関係があることには十分な注意が払われなくてはならない⁴⁾。物体が振動するときにも、無次元風速 $\bar{U}$ に応じて臨界面が現れる²⁾。物体振動の効果については、 $\bar{U}$ が小さくなるにつれて臨界面比 $(d/h)_{cr}$ が低下することが示されている。特に共振域では $(d/h)_{cr}$ が例外的に下がり、背圧も著しく低下する。

（３）低速ギャロッピング

中村・松川¹⁾は、断面比 $d/h = 0.2, 0.4, 0.6$ の３つの矩形柱の自由振動実験を行った。そこでは、風洞内に置かれたモデルはバネ支持され、流れに直角（曲げ）方向にのみ運動を許された（１自由度曲げ振動系）。図２には、 $d/h = 0.4$ 矩形柱に関するものを例として示す。ここで縦軸の空力発散率 β_a について簡単に説明する。この実験ではモデルが周囲の流体より非常に重く、従ってモデル自体の慣性力は流体から及ぼされる力の慣性力成分に比べると非常に大きい。実際、静止空気中でモデルを自由振動させた時の卓越周波数と風洞実験中の卓越周波数とはほとんど一致している。この時、静止空気中でモデルの振幅 $0.1h$ 付近での対数減衰率を（構造減衰率に等しいと考えて） δ_s とし、風洞実験中のモデルの振幅 $0.1h$ 付近での対数発散率（負の対数減衰率）を β とすると、空力発散率は $\beta_a = \beta + \delta_s$ で定義される。この図には、 $\bar{U}_r$ 付近での渦励振以外にも、低速域に比較的弱い励振の発生していることが示されている。 $d/h = 0.2$ 矩形柱でもこの励振は見られるが、 $d/h = 0.6$ 矩形柱では現れない。本論では、この励振を低速ギャロッピングと呼ぶ。低速ギャロッピングは、共振風速 $\bar{U}_r$ よりもずっと低い風速で、しかも小さな断面比で発生することが、渦励振や（高速）ギャロッピングとは異なるところである。

２．実験方法

２．１ 風洞および実験モデル

実験には、高さ 3 m ・幅 0.7 m ・長さ 2 m の測定部を有する吹き出し型低速風洞を用いた。風洞内中央に、図３に示すような矩形柱モデルを水平に設置し、風洞の外まで張り出したアルミ製パイプの軸により支えた。モデルは、風洞外部の加振装置によって振動数 $f_y = 6\text{ Hz}$ 、片振幅 $0.1h$ で振動させる。片振幅を $0.1h$ と固定したのは、今回対象としたフラッタが全てソフトフラッタであり、かつ自由振動実験¹⁾で励振が起こっ

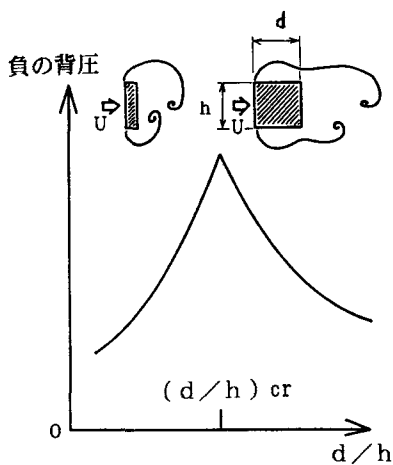


図1 静止矩形柱の臨界断面（模式図）

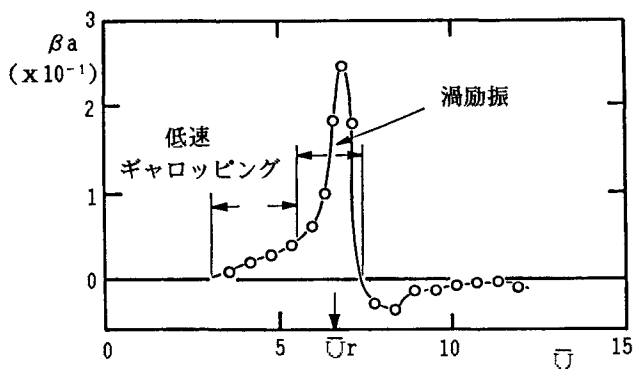


図2 $d/h = 0.4$ 矩形柱の無次元風速に対する空力発散率振幅10%（中村・松川 1987）。

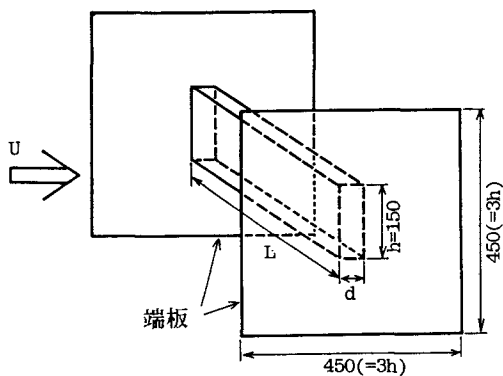


図3 風洞モデルと端板（単位：mm）

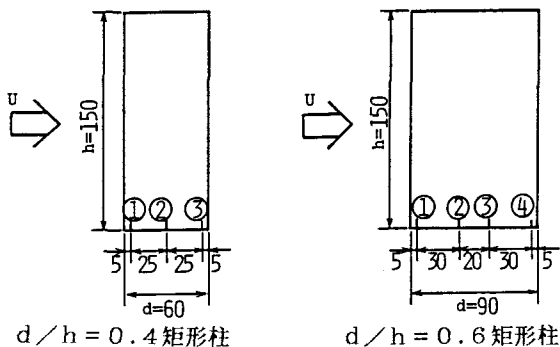


図4 強制振動実験モデルの断面寸法
①～④は表面圧力測定用の圧力孔の位置を示す。

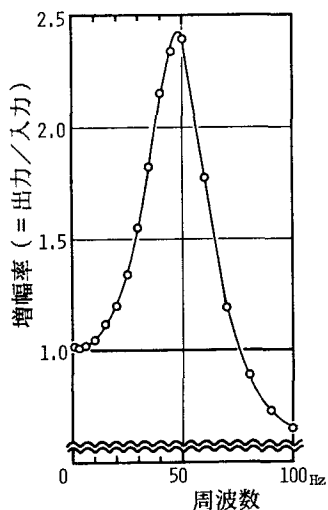


図5 圧力測定系の周波数応答特性（増幅率）

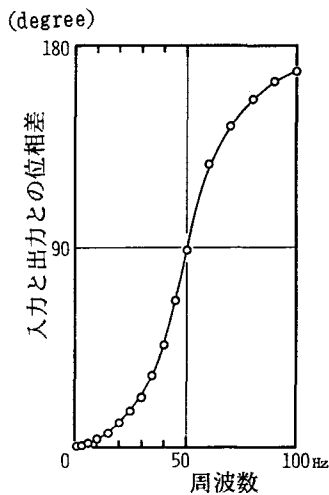


図6 圧力測定系の周波数応答特性（位相差）

た際のリミットサイクルはほとんどが0.1 hよりも遥かに大きいので、定性的な議論には支障がないと考えたからである。実際、文献1によると、片振幅が0.1 hと0.05 hの非定常揚力の結果は非常によく似た特性を示している。モデルの断面寸法は、高さ $h = 15\text{ cm}$ 、幅 d は6 cmと9 cm（断面比 $d/h = 0.4, 0.6$ ）。閉塞率は従って5 %であるが、本論で示す実験結果には閉塞率の補正を行っていない（文献5を参照）。モデルの両端には、一辺4.5 cm（= 3 h）の正方形の端板を取り付け、二次元性を保った。2枚の端板で仕切られた間隔つまりモデルのスパン長 L は、6.6 cm（= 4.4 h）である。風速 U は2.4 ~ 9.5 m/sの範囲で変化させた（ $\bar{U} = 2.7 \sim 10.5$ ）。対応するレイノルズ数は、断面長 h を代表長に使うと $Re = (2.4 \sim 9.5) \times 10^4$ となる。なおモデルからの渦放出周波数を求める為、熱線流速計のプローブをモデル前縁から1.5 h後方、モデル中心から1.5 h下方に設置した。

2.2 変動圧力の測定

表面圧力の測定を行ったモデルのスパン中央断面での点を図4に示す。図中、①~④は圧力孔の番号である。表面圧力は、内径1.7 mmの圧力孔から、内径1.7 mm・長さ30 mmの銅パイプそして内径4 mm・長さ20 mmの銅パイプを経た後、内径6 mm・外径9 mm・長さ1 mmのシリコンゴムチューブによって、外部の圧力変換器に伝えられる。この実験装置での圧力の伝達特性を図5、図6に示す。増幅率は20 Hz付近から、入力と出力との位相差は30 Hz付近から急変しているのが分かる。しかし、6 Hzでは増幅率は2 %増、位相差も2°であることから、補正は行っていない。

測定された圧力は直流成分（DC成分）と交流成分（AC成分）に分ける。直流成分は平均圧力 $\bar{p}$ である。交流成分からは、フーリエ解析を施した後、物体振動数成分（ f_y 成分）の振幅 p_y ならびに変位との位相差 ϕ 、そしてストローハル成分（ f_v 成分）の振幅 p_v が求まる。 ϕ の符号の定義は、上向きを正とした変位 $y(t) = 0.1 h \cdot \sin(2\pi f_y t)$ に対し、圧力 $p(t) = \bar{p} + p_y \cdot \sin(2\pi f_y t + \phi)$ とする（ここで f_v 成分は物体振動数成分を対象とするために無視される。）。 ϕ が正であれば、流体は物体に正の仕事をしたことになる。本論では、 $\bar{p}$ および p_y 、 p_v は、動圧 $0.5 \rho U^2$ で除して、それぞれ平均圧力係数 C_p および圧力振幅係数 C_{py} 、 C_{pv} で示した。ここに ρ は主流の空気密度である。

なお、チューブ内の慣性空気力による圧力振幅は $p_y = 0.1 \sim 0.8\text{ Pa}$ であった。モデルを静止空気中で振動させると仮想質量力が働くが、その圧力振幅は $p_y = 4 \sim 5\text{ Pa}$ 程度、また風洞実験中は $p_y = 5 \sim 50\text{ Pa}$ 程度であったことから、チューブ内の慣性空気力は十分小さいとみなせる。

3. 実験結果

3.1 表面圧力の波形とそのスペクトル

表面圧力の出力波形とそのスペクトル（ $d/h = 0.6$ 、②番孔、 $\bar{U} = 8.5$ ）を一例として図7に示す。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分かる。スペクトルは、ここでは、最大のピークが f_v 成分を、次に大きなピークが f_y 成分を示していて、出力波形の目だった変動は f_v 成分に対応していることを示す。どちらの成分が卓越するかは $\bar{U}$ によって変わり、一般に高速では f_v 成分が、低速では f_y 成分が支配的となる。

3.2 平均圧力

図8は $d/h = 0.4$ 矩形柱の①番孔での $\bar{U}$ に対する平均圧力係数 C_p の変化を示す。ここでの特徴は、図中にA、Bと記した $\bar{U} = 3.2$ 付近および $\bar{U} = \bar{U}_r$ 付近の2つのピークである。同様な特徴は②番孔③番孔でも、背面中心でも見られる（背圧については文献2を参照）。従って側面での平均圧も背圧と強い相関にあると考えれば、Aのピークは臨界断面によるものであり、Bのピークは渦との共振によるものであることがわ

かる。なお、 $d/h = 0.4$ は $\bar{U}r$ においても臨界面であり、背圧は著しく低くなっているが、側面では $\bar{U}r$ 付近のピークは極端に低圧ではないことも注目される。

図9は $d/h = 0.6$ 矩形柱の①番孔についての同様な結果である。図中のC付近($\bar{U} \approx 5.5$)にピークが存在することは、他の側面の圧力孔や背面中心でも同じだが、背圧は、図中のDと同じ風速($\bar{U} = \bar{U}r$)でのピークを示さない。

3.3 変動圧力

図10は $d/h = 0.4$ 矩形柱の①番孔での $\bar{U}$ に対する変動圧の f_y 成分と f_v 成分の振幅を、図11は f_y 成分の変位との位相差を示す。 f_y 成分については、 $\bar{U}r$ 付近で振幅のピークを示し(図10)かつ位相差が急変する(図11)という渦励振の典型的な線形共振特性がみられる{特徴No.1}。 f_v 成分については、平均圧が臨界面のピークを示す風速($\bar{U} = 3.2$ 付近)と非常に近い風速でピークを示すことから(図10中、E)、物体周辺の平均圧力場との関係が強いことがわかる{特徴No.2}。また図11中、F内の風

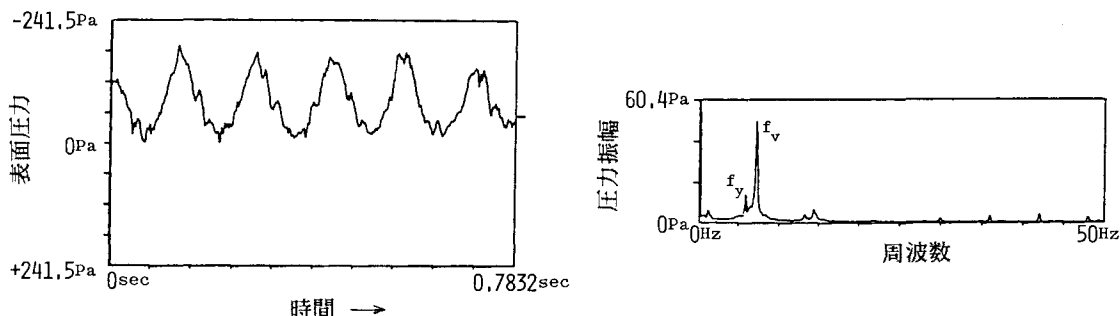


図7 表面圧力とそのスペクトルの一例
 $d/h = 0.6$ 、①番孔、 $\bar{U} = 8.5$ 。
 スペクトルは圧力振幅を表す。

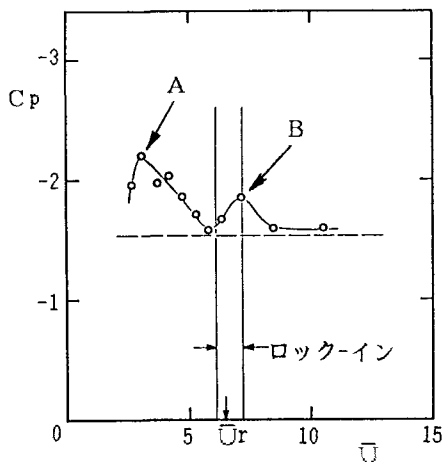


図8 側面平均圧力係数 ($d/h = 0.4$ 、①番孔)
 破線は、静止時 ($\bar{U} = \infty$) の C_p 。

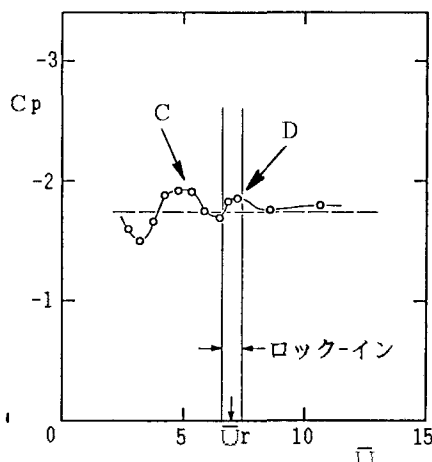


図9 側面平均圧力係数 ($d/h = 0.6$ 、①番孔)
 破線は、静止時 ($\bar{U} = \infty$) の C_p 。

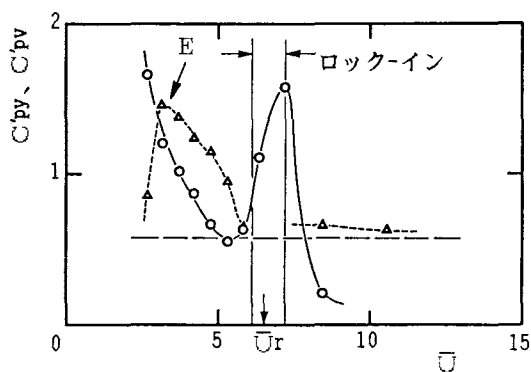


図 10 圧力振幅係数 ($d/h = 0.4$, ①番孔)
○、 C'_{py} ；△、 C'_{pv} ；破線、静止時 ($\bar{U} = \infty$) の C'_{pv} 。

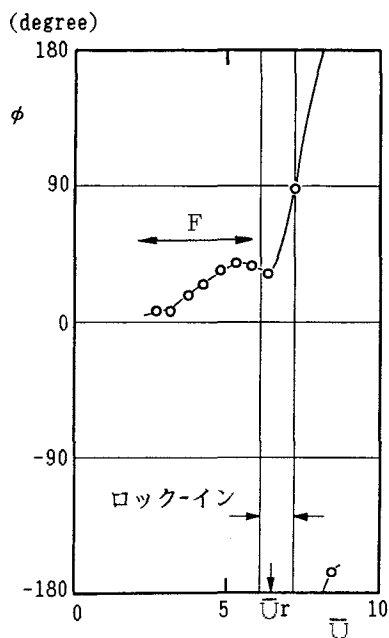


図 11 表面圧力 f_y 成分の変位との位相差
($d/h = 0.4$, ①番孔)

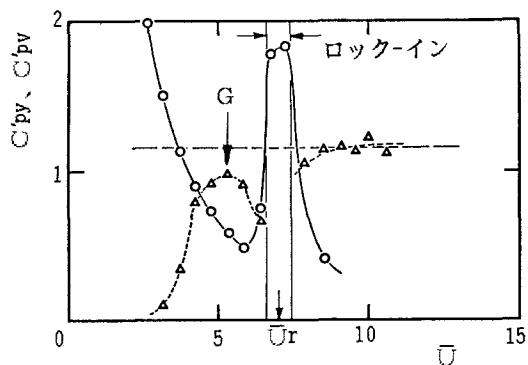


図 12 圧力振幅係数 ($d/h = 0.6$, ①番孔)
○、 C'_{py} ；△、 C'_{pv} ；破線、静止時 ($\bar{U} = \infty$) の C'_{pv} 。

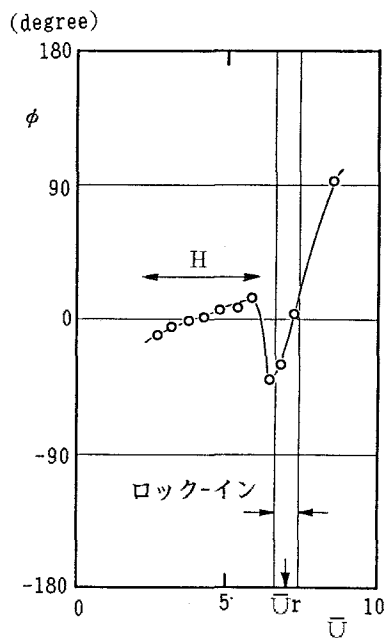


図 13 表面圧力 f_y 成分の変位との位相差
($d/h = 0.6$, ①番管)

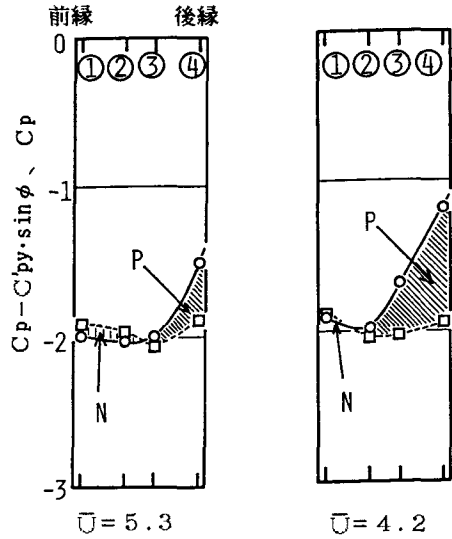
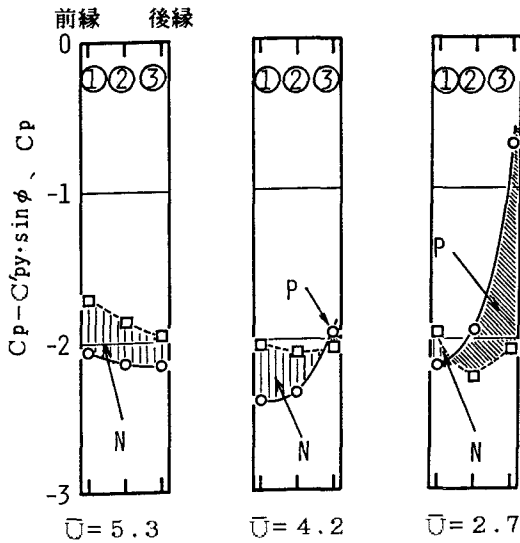


図14 迎角最大時の瞬間圧力分布 ($d/h = 0.4$) 図15 迎角最大時の瞬間圧力分布 ($d/h = 0.6$)
 ○、瞬間圧力；□、平均圧力。
 Nは負減衰力を、Pは正減衰力を示す。

速域では無次元風速 $\bar{U}$ の低下とともに位相差 ϕ が低下する {特徴No. 3}。以上の3つの特徴 {No. 1 ~ No. 3} は②番孔③番孔でもやはり同様であった。ただし、位相差は①番孔から②番孔、③番孔へと下流側に移るにつれて次第に低下してくる。しかし、図11中、F内の高速側 ($\bar{U} = 4 \sim 6$) では、それでも側面全面にわたって位相差が正なので、励振 (低速ギャロッピング) が発生することがわかる。

図12、13は、 $d/h = 0.6$ 矩形柱の①番孔についての同様な結果である。 $d/h = 0.4$ 矩形柱について述べたような f_y 成分にみられる $\bar{U}$ 付近での線形共振特性 {特徴No. 1} や f_v 成分の $\bar{U} = 5.5$ の近くでの臨界断面に関係したピーク (図12中、G) の存在 {特徴No. 2}、さらに図13中、H内の風速域では無次元風速 $\bar{U}$ の低下とともに位相差 ϕ も低下すること {特徴No. 3} などは、 $d/h = 0.6$ 矩形柱の場合にも同様にみられる。位相差 ϕ は $d/h = 0.4$ 矩形柱の場合と同じように、①番孔から②番孔、③番孔、④番孔へと下流側に移るにつれて次第に低下するので、 $d/h = 0.6$ 矩形柱については図13中のH内のどの風速においても側面全面では位相差が負の部分が多くなり励振は発生しないのである。

3.4 瞬間圧力分布

以上に示したデータを使って、低速域での流れをより詳しく知るため、いくつかの $\bar{U}$ について瞬間圧力分布を描いた。平均圧、圧力振幅、位相差の3つからさまざまな瞬間の圧力分布が得られるが、図14、15には、それぞれ $d/h = 0.4$ 、 0.6 矩形柱の迎角が最大となる時、つまりモデルが振動中心位置で下方に向かう瞬間の下側面上の瞬間圧力分布 ($C_p - \bar{C}_p \cdot y \cdot \sin \phi$) を、平均圧力分布 (C_p) とともに示した。図中、Nの部分は励振力 (負減衰力) を、Pの部分は減衰力を発生していることを示す。なお、この瞬間、上側面ではこれらの平均圧力と瞬間圧力の関係はちょうど逆である。そして側面上で瞬間圧力と平均圧力の差を積分することによって曲げ1自由度フラッタの発生の有無が判定できる。

図14で最も注目すべきことは、低速ギャロッピングが発生している時 ($\bar{U} = 5.3$)、瞬間圧力分布はむしろ平坦で、側面全体に渡ってほぼ一様に励振力を発生していることである。 $\bar{U}$ を下げて行くと ($\bar{U} = 4.2$)、平均圧力分布はまだ再付着型圧力分布を示さないが、瞬間圧力は後縁より圧力回復を起こし始める。これは流れ方向に変動圧力の位相差 ϕ が低下することに対応している。従って、側面下流側に減衰力を発生する

部分(P)が現れる。しかし、上流側での励振力(N)が依然として大きいので、低速ギャロッピングはなお発生する。更に風速を下げると($\bar{C}=2.7$)、後縁からの圧力回復が発達し、このため側面下流側の減衰力が卓越して、励振が消滅する。また、前縁での瞬間圧力も $\bar{C}=4.2$ のときと較べると回復してくる。

$d/h=0.6$ 矩形柱については、図15から、 $\bar{C}=5.3$ でもう既に後縁からの圧力回復が十分に発達していて、上流側の励振力に比べると下流側の減衰力は大きい。勿論、 $\bar{C}$ を更に低速にすると($\bar{C}=4.2$)、この傾向が強まることがわかる。従って、 $d/h=0.6$ 矩形柱で低速ギャロッピングの発生はない。

4. 結び

本実験では $d/h=0.4$ と 0.6 の2つの矩形柱を流れに直角方向に片振幅 $0.1h$ で加振して、表面の圧力を測定した。変動圧の f_v 成分は振動物体周辺の平均圧力場に強い影響を受けている。変動圧の f_y 成分は共振風速付近で渦励振の線形共振特性を示す一方、小さな d/h では低い $\bar{C}$ で励振の発生を示している。圧力分布からは、この励振の発生と更にその特徴が明らかになった。この励振の発生機構については、さらに詳しい実験と検討が必要である。

謝辞

風洞実験に際しては、深町信尊技官、渡辺公彦技官、杉谷賢一郎技官ならびに庄司忠司元技術補佐員の協力を得た。またモデルの製作にあたっては、早川愛喜技官の協力を得た。ここに深く謝意を表します。なお本研究に際して、文部省科学研究費の援助を受けた。

参考文献

- 1) Nakamura, Y. and Matsukawa, T. : Vortex excitation of rectangular cylinders with a long side normal to the flow, J. Fluid Mech. Vol. 180 pp. 171-191, 1987.
- 2) Nakamura, Y. and Hirata, K. : Critical geometry of oscillating bluff bodies, J. Fluid Mech. Vol. 208 pp. 375-393, 1989.
- 3) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : Pressure distributions on rectangular prisms at small incidences, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. Vol. 19 pp. 81-86, 1976.
- 4) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : Galloping of rectangular prisms in a smooth and in a turbulent flow, Journal of Sound and Vibration Vol. 52(2) pp. 233-244, 1977.
- 5) Nakamura, Y. and Nakashima, M. : Vortex excitation of prisms with elongated rectangular, H and cross-sections, J. Fluid Mech. Vol. 163 pp. 149-169, 1986.

(1989年10月2日受付)