

## 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 :

## 6章 ギャロッピングの発生と消失のまとめ

これまでの3章から6章において、ギャロッピングに関してその発生機構と消失機構を調べた。この章では、それらの結果をまとめる。

3章では、断面比 $d/h=0.1\sim 6.0$ 、無次元風速 $\bar{U}=1\sim 170$ 程度の範囲で矩形柱に生じる曲げ一自由度ソフト・フラッタを、長いスプリッタ板を後流中に挿入した場合もあわせて、風洞をもちいて自由振動実験により調べた。その結果、広い風速域にわたって高風速ギャロッピングの発生範囲が明らかになった。さらに、高風速ギャロッピングと渦励振以外にも、あらたに低風速ギャロッピングの発生が確認された。また、同じ条件でかつ後流中に長いスプリッタ板を設置したとき、 $d/h$ と $\bar{U}$ の広い範囲でギャロッピングが発生することもあらたに確認された。本論文では、それをスプリッタ板つきギャロッピングと呼んだ。さらに、スプリッタ板の長さの影響について調べた。これらの結果から、ギャロッピングの発生機構を考える上で鍵となる実験事実を四つ指摘した。

4章では、3章の実験結果にもとづき、さらにくわしい実験を加え、ギャロッピングの発生機構を論じた。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た。つぎに、この基本機構を機能させるためには、剥離域にある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、その前提条件を満足させる三つの例を挙げた。それらは、【1】“スプリッタ板”、【2】“低風速”、【3】“剪断層と後縁の直接干渉”の三つである。上記の三つの例に関し強制振動実験をおこない、物体表面圧測定、流れの可視化などから、この仮説を実証した。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を明らかにした。

5章では、ギャロッピングの消失機構を、強制振動実験による物体表面圧測定、流れの可視化などの結果をもとにして論じた。ギャロッピングの消失は、断面比 $d/h$ の増加、あるいは無次元風速 $\bar{U}$ の低下につれて、剪断層と後縁の直接干渉が強められた結果、主として後縁近くにはたらく減衰流体力が大きくなるためであることを明らかにした。

## 7章 ギャロッピングの防振対策

本章では、これまでのギャロッピングに関する基礎研究にもとづいて、構造物に生じるギャロッピングの防振対策について述べる。ギャロッピングなどの流体関連振動は、構造物の局部疲労あるいは大規模破壊を招くもので、その防振対策の検討は、構造物の耐風設計上、最も重要な課題になっている。とくにギャロッピングなどのフラッタは、1940年のタコマ橋の崩壊にみられるように、風速の増大とともに振動振幅が急激に大きくなり、構造物に致命的破壊をもたらすので大変危険である。防振対策は、一般に、構造物の機械的な振動特性を改善する方法と、構造物の外形を変えることによりその空気力学的特性を改善する方法の二つに大別される。前者については、構造物の質量、剛性、減衰などを高めてやる方法があるが（文献<sup>1)</sup>等を参照）、實際上、大変むずかしい。そこで、まず検討すべきは、後者の空気力学的改善である。以下では、外形変化によるギャロッピングの防止策を考察する。

これまでの研究から、少なくとも剥離剪断層の振舞いがギャロッピングの発生/消失に深く関係していることは明らかである。このことは、ギャロッピングが剥離物体に固有なフラッタであることに他ならない。以上の結果をふまえると、ギャロッピングへの対策としては、その本質的原因であるところの剥離を妨げることが一般的な手段となることがわかる。この観点から、ギャロッピングの防振対策として、構造物断面の流線形化は有効である。その例として、構造物の角を丸めることや、橋梁にみられるようなフェアリング（図7-1）による断面形状の変更が挙げられる。

さらに、ギャロッピング発生の基本機構成立の前提条件である“両側面間の圧力調整の阻害”を起こさないようにするという観点から、穴あき部材の使用や、トラス桁橋梁にグレーティング(図7-2)を設置すること、箱桁断面橋梁での二桁断面(図7-3)の採用、高層建築物において風穴を設けることなどが有効であることがわかる。

消失機構の研究からは、ギャロッピングの消失には剪断層と後縁の直接干渉が強まればよいことが明らかになった。この点を利用すると、もしも卓越する風向が決まっているのであれば、流れ方向に断面を延ばすか、あるいは下流端近くにスポイラーを設置することにより、ギャロッピングの発生を防ぐことができる。

注意すべきことは、以上に挙げた防振対策は、ギャロッピングに対して有効と考えられるのであって、その防振対策の実施がギャロッピング以外のフラッタにどのような影響を及ぼすかは不明な点が多いことである。今後の課題として、他のフラッタについても、その発生機構を明らかにし、一般的な防振対策法を確立することが挙げられる。そのためには、剥離流フラッタに関する一層の基礎研究と、その研究にもとづく正しい現象の理解が要求される。

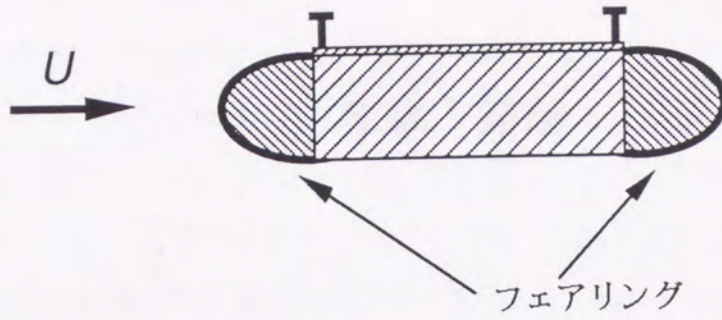


図7-1. フェアリングをもつ橋桁断面.

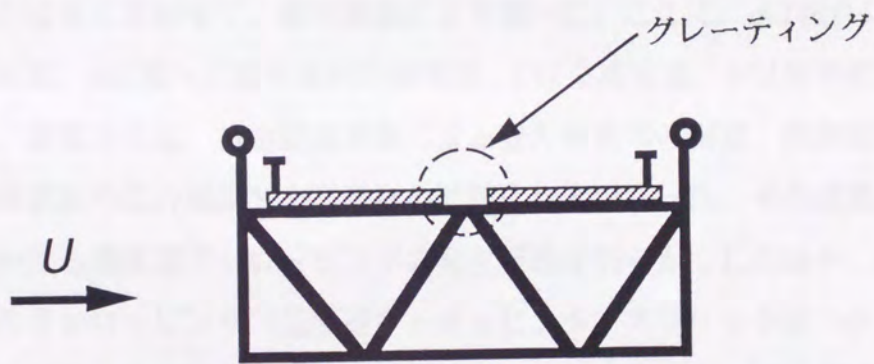


図7-2. グレーティングをもつ橋桁断面.



図7-3. 二箱桁の橋桁断面.

## 8章 結論

低風速も含む広い風速域で，ギャロッピングの発生／消失機構を解明するため，断面比 $d/h=0.1\sim 6.0$ ，無次元風速 $\bar{U} (=U/(fy h)) = 1\sim 170$ 程度の範囲で矩形柱に生じる曲げ一自由度ソフト・フラッタを，長いスプリッタ板を後流中に挿入した場合もあわせて，風洞実験により調べた．ここに， $d$ は流れに平行方向の側面長， $h$ は流れに直角方向の側面長， $U$ は主流流速， $fy$ は矩形柱の振動数である．研究方法は，自由振動実験による空力発散率の測定，強制振動実験による物体表面の圧力測定および流れの可視化などであった．その結果，広い風速域にわたる高風速ギャロッピングの発生範囲を明らかにしたほか，あらたに二種類のギャロッピング（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）の発生を確認した．その発見と，それらのギャロッピングに関するくわしい実験結果にもとづき，ギャロッピングの発生機構と消失機構を論じた．以下に，本研究の成果をまとめる．

(1) 自由振動実験をおこない， $d/h=0.1\sim 6.0$ ， $\bar{U}=1\sim 170$ 程度の範囲において，流れに直角方向の運動がゆるされた矩形柱に生じるソフト・フラッタの発生域を調べた結果，高風速ギャロッピングと渦励振のほか，あらたに低風速ギャロッピングの発生が明らかになった．また，同じ条件でかつ後流中に長いスプリッタ板を設置したとき， $d/h$ と $\bar{U}$ の広い範囲でギャロッピングが発生することが明らかになった．本論文では，それをスプリッタ板つきギャロッピングと呼んだ．

さらに、スプリッタ板の長さの影響について調べた結果、スプリッタ板長さが有限であるためのギャロッピングへの影響は、 $\bar{U}$ の低下につれて小さくなり、ある限界風速以下では消失することが明らかになった。

これらの結果から、ギャロッピングの発生機構を考える上で鍵となる実験事実を四つ指摘した。すなわち、[1] “スプリッタ板つきギャロッピングの発生”，[2] “低風速ギャロッピングの発生”，[3] “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”，[4] “高風速ギャロッピングと臨界面の相関”の四つである。

(2) ギャロッピングの発生機構に関して、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た。すなわち、主流に直角方向の運動により、運動方向側の剥離流は強く曲げられ曲率が大きくなるが、逆に反対側では曲率が小さくなる。よって、物体運動方向の流体力が生みだされ、ギャロッピングが発生する。この基本機構による説明では、すべての非流線形物体にギャロッピングが生じ得るが、たとえば、 $d/h$ の小さい矩形柱などは高風速でギャロッピングを起こさない。

そこで、この基本機構を機能させるために、“剥離域にある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た。そして、前提条件を満足させるものとして三つの例を挙げた。それらは[1] “スプリッタ板”，[2] “低風速”，[3] “剪断層と後縁の直接干渉”の三つである。上記の三つの例に関し強制振動実験をおこない、この仮説を実証した。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を明らかにした（[1]には[1]が、[2]には[2]と[3]が、[3]には[4]が対応する）。

(3) ギャロッピングの消失機構に関して、高風速で $d/h$ を増していった場合、および $d/h$ の小さい断面で $\bar{U}$ を下げていった場合をくわしく調べた。その結果、ギャロッピングの消失は、 $d/h$ の増加、あるいは $\bar{U}$ の低下につれて、ともに剪断層と後縁の直接干渉が強められた結果、主として後縁近くにはたらく減衰流体



力が大きくなるためであることを明らかにした。

(4) 上記のギャロッピングの発生機構と消失機構に関する基礎研究の結果をふまえて、構造物に生じるギャロッピングの空気力学的防振対策について述べた。ギャロッピングの防止には、〔1〕剥離を弱める方法、〔2〕両側面間の圧力調整の阻害を起さなくする方法、〔3〕剪断層と後縁の干渉を強めてやる方法などが有効であることを指摘した。

## 謝辞

九州大学大学院総合理工学研究科・松尾一泰教授をはじめ，九州大学応用力学研究所・中村泰治教授，九州大学大学院総合理工学研究科・本地弘之教授，益田光治教授には貴重なご助言をいただき感謝いたします。

本論文は，著者が九州大学大学院に入学したときより，応用力学研究所・中村泰治教授のご指導のもとでおこなった研究の成果を，まとめたものです。中村先生をはじめ，多くの方々のご教示やご支援なしでは，この研究の成就もなかったと考えます。あらためて，この様な機会を与えていただいた中村先生に，心からお礼申し上げます。また，著者の所属する流体力学研究室の皆様のご厚意には感謝の念に耐えません。とくに大屋裕二助教授，小園茂平助手には公私にわたり貴重なご助言をいただき感謝いたします。深町信尊氏，渡辺公彦氏，杉谷賢一郎氏には，風洞実験や水槽実験に際して，多大なご援助をいただきましたことに感謝いたします。大学院生であった占部達也君の，さまざまご協力に感謝いたします。このほか，ご援助いただいた多くの方々に，厚くお礼申し上げます。なお，本研究の一部において，文部省科学研究費により，財政的援助を受けたことを，ここに記します。

## 参考文献

- 1) 土木技術者のための振動便覧, 土木学会編, p. 371.
- 2) 風のはなしⅡ, 伊藤学編, 技報堂出版株式会社, p. 119, 1986.
- 3) 中村泰治: はく離流フラッタのいろいろ, 機械の研究, 第36巻, 第1号, pp. 150-156, 1984.
- 4) 谷一郎: 流れ学, 第3版, 岩波全書136, 株式会社岩波書店, p. 88, 1967.
- 5) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形断面の柱の抗力に関する一実験, 航空学会誌, 第16巻, 第168号, pp. 150-156, 1968.
- 6) 岡島厚, 杉谷賢一郎, 溝田武人: Flow Visualization 2, pp. 71-74, 1982.
- 7) Nakamura, Y. and Nakashima, M.: Vortex Excitation of Prisms with Elongated Rectangular, H and  $\Gamma$  Cross-sections, J. Fluid Mech., Vol. 163, pp. 149-169, 1986.
- 8) 木谷勝: はく離・再付着流れの乱流構造, 日本機械学会論文集 (B編), 55巻, 511号, pp. 559-564, 1989.
- 9) Nakamura, Y. and Tomonari, Y.: Galloping of Rectangular Prisms in a Smooth and a Turbulent Flow, J. Sound and Vibration, 52(2), pp. 233-241, 1977.
- 10) 友成義正: 後流スプリッタ板を有し一様流に垂直な二次元平板の空力弾性的ギャロッピング, 日本航空宇宙学会誌, 第30巻, 第345号, pp. 581-588, 1982.
- 11) Parkinson, G. V.: Aeroelastic Galloping in one Degree of Freedom, Proc. Sympo. Wind Effects on Buildings and Structures (NPL, Teddington), Vol. II, Her Majesty's Stationary Office, London, 1965.

- 1 2) Bearman, P. W. and Trueman, D. M. : An Investigation of the Flow around Rectangular Cylinders, The Aeronautical Quarterly, Vol. 23, Part 3, pp. 229-237, 1972.
- 1 3) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : The Aerodynamic Characteristics of D-section Prisms in a Smooth and in a Turbulent Flow, Aeronautical Quarterly, Vol. 32, pp. 153-168, 1981.
- 1 4) 林正徳, 大屋裕二, 岩崎直道, 槇本隆 : 二次元柱の抗力および後流に関する一実験, 九州大学工学集報, 第50巻, 第6号, 1977/12, pp. 767-773.
- 1 5) 溝田武人, 岡島厚 : 振動する角柱まわりの流れの特性と流体力に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第327号, pp. 39-47, 1982.
- 1 6) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : The Effect of Turbulence on the Drags of Rectangular Prisms, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 19, No. 44, pp. 81-86, 1976.
- 1 7) Nakamura, Y. and Tomonari, Y. : Pressure Distributions on Rectangular Prisms at Small Incidences, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 21, No. 54, pp. 81-213, 1979.
- 1 8) Nakamura, Y. and Mizota, T. : Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, ASCE Journal of the Engineering Mechanics Division, Vol. 101, EM6, pp. 855-871, 1975.
- 1 9) 友成義正 : 空力弾性的ギャロッピングの発生機構に関する研究, 九州大学学位論文, 1983.
- 2 0) 流体力学の進歩 (境界層), 谷一郎編, 丸善株式会社, 1984.
- 2 1) 平田勝哉, 中村泰治, 杉谷賢一郎 : 振動するbluff body柱の臨界断面, 九州大学応用力学研究所所報, 第65号, pp. 217-226, 1987.
- 2 2) 平田勝哉, 深町信尊, 中村泰治 : 断面比の小さい振動矩形柱の変動圧力特性, 九州大学応用力学研究所所報, 第66号, pp. 221-233, 1988.
- 2 3) 平田勝哉, 中村泰治 : 振動するブラフ・ボディの臨界断面, 第10回風工学シンポジウム論文集, pp. 103-108, 1988.

- 2 4 ) Nakamura, Y. and Hirata, K. : Critical Geometry of Oscillating Rectangular and D-section Cylinders, Recent Advances in Wind Engineering (Proceedings of the Second Asia-Pacific Symposium on Wind Engineering), Volume 1, pp. 278-284, 1989.
- 2 5 ) Nakamura, Y. and Hirata, K. : Critical Geometry of Oscillating Bluff Bodies, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 208, pp. 375-393, 1989.
- 2 6 ) 平田勝哉, 中村泰治 : 断面比の小さい振動矩形柱の変動圧力特性, 構造工学論文集, Vol. 36A, pp. 865-872, 1990.
- 2 7 ) Nakamura, Y. and Hirata, K. : Experiments on Fluctuating Surface Pressures Induced on Oscillating Rectangular Cylinders, Proceedings of the 1990 ASME Pressure Vessels and Piping Conference on Flow Induced Vibration, Vol. 189, pp. 279-285, 1990.
- 2 8 ) 平田勝哉, 占部達也, 渡辺公彦, 中村泰治 : 矩形柱ギャロッピングにおけるスプリッタ板の影響 (自由振動実験), 第11回風工学シンポジウム論文集, pp. 131-136, 1990.
- 2 9 ) Nakamura, Y. and Hirata, K. : Pressure Fluctuations on Oscillating Rectangular Cylinders with the Long Side Normal to the Flow, Journal of Fluids and Structures, Vol. 5, No. 2, pp. 165-184, 1991.
- 3 0 ) Nakamura, Y., Hirata, K. and Urabe, T. : Galloping of Rectangular Cylinders : Effects of Downstream Splitter Plate, Proceedings of Fifth International Conference on Flow Induced Vibration, Institution of Mechanical Engineers, pp. 453-458, 1991.
- 3 1 ) Nakamura, Y., Hirata, K. and Urabe, T. : Galloping of Rectangular Cylinders in the Presence of a Splitter Plate, Journal of Fluids and Structures, Vol. 5, No. 5, pp. 521-549, 1991.
- 3 2 ) 平田勝哉, 中村泰治, 占部達也, 渡辺公彦, 深町信尊 : 矩形柱の臨界断面とギャロッピング (後流にスプリッタ板があるとき), 九州大学応用力学研究所所報, 第74号, 1992.

- 3 3) 応用力学研究所台風災害実験用風洞装置について, 建設実行委員会, 九州大学応用力学研究所所報, 第36号, pp. 71-90, 1972.
- 3 4) 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.
- 3 5) 谷一郎, 小橋安次郎, 佐藤浩: 流体力学実験法, 岩波書店, 1977.
- 3 6) Fukamachi, N., Ohya, Y. and Nakamura, Y. : An Improvement of the Smoke-wire Method of Flow Visualization, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 176, pp. 23-29, 1991.
- 3 7) Owen, P. R. : The Aerodynamics of Aircraft and Other Things, *Aeronautical Journal*, Vol. 77, pp. 383-405, 1973.
- 3 8) 吉村健, 中村泰治: インディシャル応答による橋梁断面のねじりフラッタの研究, 土木学会論文報告集, 第264号, pp. 33-40, 1977.
- 3 9) Nakamura, Y. : Some Asymptotic Aspects of the Nonstationary Aerofoil, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 10, pp. 151-157, 1992.
- 4 0) 大屋昭男: 二次元矩形断面柱の空力弾性特性に関する実験的研究, 東京大学学位論文, 1980.

## 付録A 予備動機体の境界断面と再付着型圧力分布

A.1 はじめに

### 付録

図1に示すように、一般の断面形状の物体として、図1(a)に示すような形状の物体がある。この物体は、その断面形状が、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。

この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。

この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。この物体は、その断面形状の中心から中心まで均一である。

## 付録 A : 振動物体の臨界面と再付着型圧力分布

### A-1 はじめに

流れのなかに，一側面を流れに直角にして，矩形柱 ( $d$ , 流れに平行方向の側面長;  $h$ , 流れに直角方向の側面長) を置くと，その断面比  $d/h$  をゼロからしだいに増やしてやると， $d/h \approx 0.6$  で背圧が急激に低下して最低値をしめす。それ以後は， $d/h$  の増加とともに背圧は回復する。これに対応して，抗力も  $d/h \approx 0.6$  で最大値をしめす。よって，この論文では， $d/h \approx 0.6$  を矩形柱の臨界面と呼ぶ。臨界面は，中口ら<sup>5)</sup> によって最初に報告された。

Bearmanら<sup>1,2)</sup> および Nakamuraら<sup>1,3)</sup> によると，臨界面を境にした流れの変化の説明は，つぎのようなものである。 $d/h$  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 がせばまる。したがって，背圧は，徐々に低下する。ところが，臨界面を越えて  $d/h$  が大きくなると，実質的再付着，すなわち剥離剪断層と後縁の直接干渉が起こる。事実，再付着型圧力分布があらわれるのも，臨界面を越えて  $d/h$  が大きくなったときからである<sup>1,7)</sup>。この干渉のため，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のである。

このような原因のため背圧が極小値をしめす現象（ここでは臨界面現象と呼ぶ）は，さまざまな状況であられる。つまり，一般に背圧は，物体形状，主流の乱れ，無次元風速，振動振幅などをパラメータとする関数とみなせ，



臨界断面は，そのパラメーターのどれか一つを取り上げて，これをパラメトリックに変化させ，かつ他のパラメーターを一定とするとときあらわれる。

ここでは，振動物体に関して，いろいろな無次元風速  $\bar{U}$  で断面比  $d/h$  をパラメトリックに変化させても，また，断面比  $d/h$  を一定にして無次元風速  $\bar{U}$  を変化させても，背圧の極小値（臨界断面）があらわれることをしめす。さらに，静止物体と同様，振動物体でも臨界断面を境に再付着型圧力分布があらわれることをしめす。

なお，ここでの実験では，すべての場合において振動振幅は一定 ( $0.1h$ ) とした。

## A-2 実験概要

もちいた風洞測定部の寸法は，縦×横×長さ =  $3\text{m} \times 0.7\text{m} \times 2\text{m}$  であり，矩形柱模型およびD形柱模型の設置方法は本論（**図2-1**）と同様である。模型のスパン長さは  $0.7\text{m}$ （アスペクト比 = 4.7）である。流れの二次元性を確保するため，模型の両端には，一辺  $0.45\text{m} (= 3h)$  の正方形端板をとりつけた。模型の流れ直角方向の幅  $h$  は  $0.15\text{m}$  であり，閉塞率は5%になる。模型の断面形は矩形とD形であり，ここでD形とは，**図A-1**にしめすように，半円形と矩形とを，組み合わせたものである。流れに平行方向の断面長を  $d$  とするとき，実験をおこなった模型の断面比  $d/h$  は，それぞれ， $0.2 \sim 1.0$ （矩形柱）， $0.5 \sim 1.5$ （D形柱）である。

模型は，流れに直角方向の振動をおこなうように，加振装置に連結し，スパン中央付近で時間平均圧力を計測した。圧力孔の内径は， $0.3\text{mm}$  である。圧力（主流との圧力差）は，動圧 ( $0.5\rho U^2$ ) で除して無次元化し，圧力係数  $C_p$  と

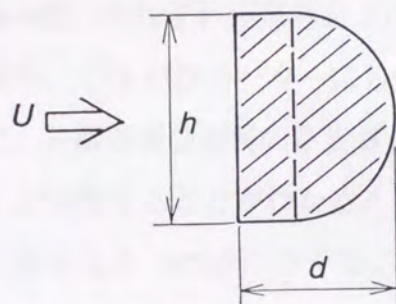
してしめた。なお、いずれの計測でも、振動数は6.0Hzとしている。

実験でのパラメーターの代表値は、つぎのとおりである。

風洞風速  $U=2.5\sim 10\text{m/s}$ 。

レイノルズ数  $Re (=Uh/\nu) = 2.4\times 10^4\sim 1.0\times 10^5$ 。

無次元風速  $\bar{U}=2.8\sim 11.1$ 。



図A-1. D形柱模型の横断面。

### A-3 結果と考察

#### A-3-1 振動物体の臨界断面

表A-1には、風洞実験をおこなった矩形柱およびD形柱模型が流れのなかで静止しているときの、ストロウハル数  $St$  と共振風速  $\bar{U}_r (=1/St)$  とをしめす。

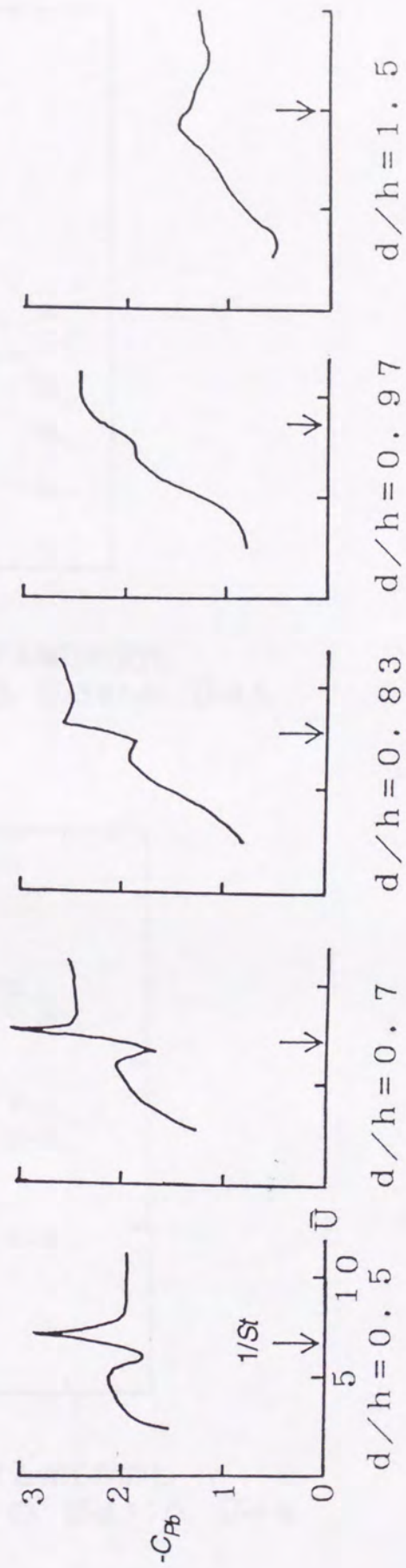
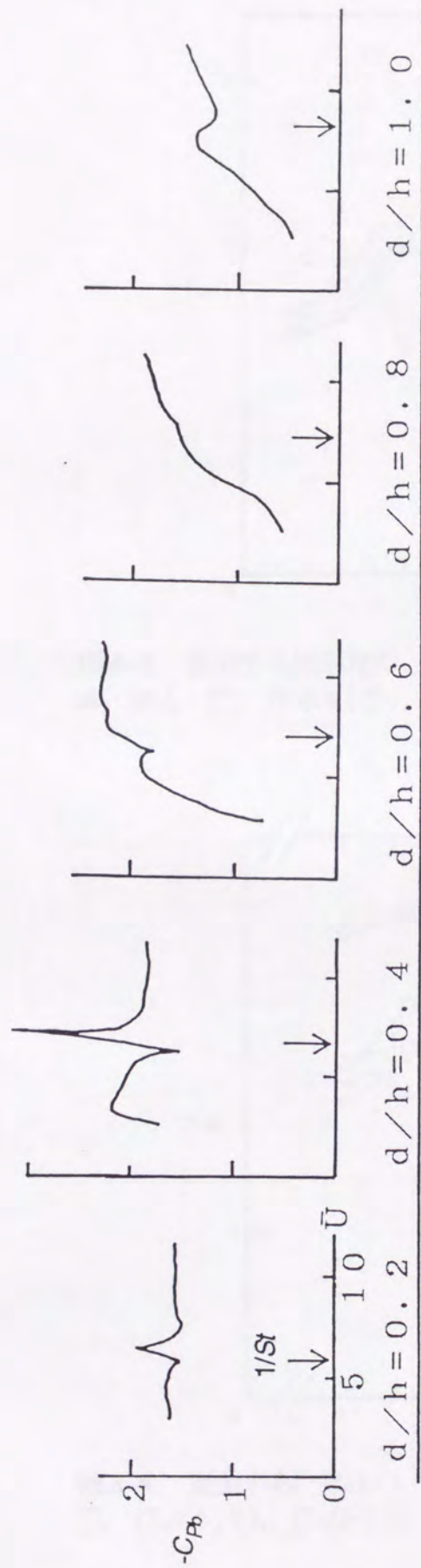
図A-2は、それらの模型についての実験結果のうちの代表的なものであり、さまざまな断面比  $d/h$  での、無次元風速  $\bar{U}$  にたいする背圧の変化をしめす。背圧の変化は複雑であるが、矩形柱とD形柱とで共通した特徴が認められる。すなわち、背圧が激しく変化する共振風速  $\bar{U}_r$  の近傍をのぞいて考えると、厚い断面(矩

形柱なら  $d/h \geq 0.6$ , D形柱なら  $d/h \geq 0.7$ ) では, 背圧は  $\bar{U}$  の低下とともに単調に回復している. 一方, 薄い断面 (矩形柱なら  $d/h \leq 0.4$ , D形柱なら  $d/h \leq 0.5$ ) では, 背圧は,  $\bar{U}$  の低下とともに最初は圧力低下してくるが, ある  $\bar{U}$  ( $d/h=0.4$  矩形柱なら  $\bar{U} \approx 3$ ,  $d/h=0.5$  D形柱なら  $\bar{U} \approx 5$ ) を境に, 逆に  $\bar{U}$  の低下とともに圧力回復をはじめ. よって, その境でも負の背圧の極大値があらわれる. この極大値は, 振動物体の臨界断面に対応したものであり, そのことは, 後でしめす **図A-5** から確認できる.

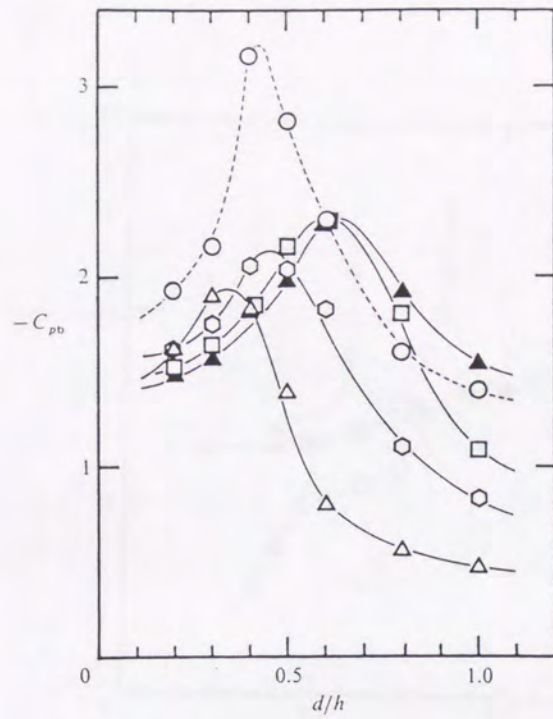
**図A-3**, **図A-4** は, それぞれ矩形柱およびD形柱について, **図A-2** にしめすような実験結果を,  $\bar{U}$  をパラメーターにして描きかえたものである.

**図A-3** からは, 共振風速  $\bar{U}_r$  以外のさまざまな  $\bar{U}$  においても, 臨界断面 (負の背圧の極大値) が存在することがわかる. これらの臨界断面は,  $\bar{U}$  の低下とともに, しだいに薄くなる ( $d/h$  が小さくなる).

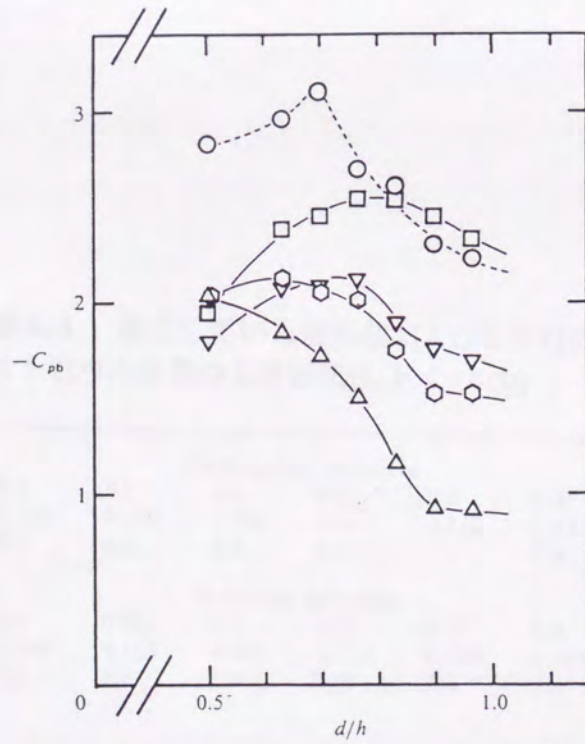
共振風速  $\bar{U}_r$  だけは, ほかの  $\bar{U}$  とくらべて例外で, そのときの臨界断面は  $d/h=0.4$  と非常に薄く, そのときの背圧は異常に低い. **図A-4** (D形柱) からも, 矩形柱と同様なことが結論できる (ただし, 矩形柱の場合ほど顕著でない). **図A-5** は, **図A-3**, **図A-4** からもとめた矩形柱とD形柱の臨界断面を,  $\bar{U}$  と  $d/h$  との関数としてまとめた図である.



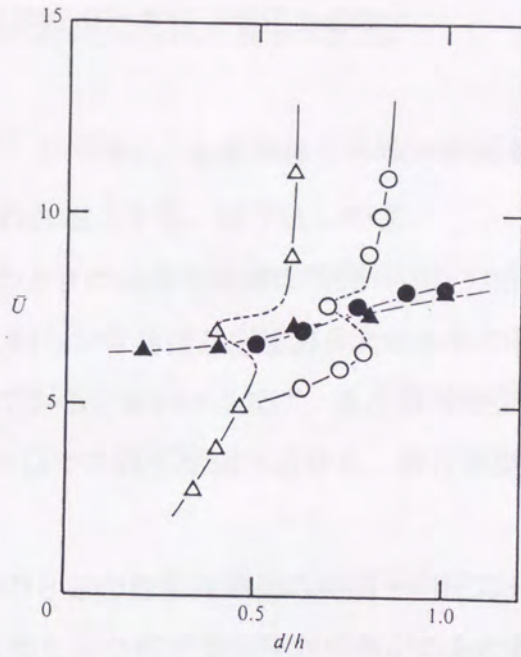
**図A-2.**  $\square$ に対する背圧の変化.  
 上段, 矩形柱; 下段, D形柱.



図A-3. 振動する矩形柱の,  $d/h$ に対する背圧の変化.  
 ▲, 静止; □,  $\bar{U}=8.9$ ; ○,  $\bar{U}=\bar{U}_r$ ; ◐,  $\bar{U}=5.0$ ; △,  $\bar{U}=2.8$ .



図A-4. 振動するD形柱の,  $d/h$ に対する背圧の変化.  
 □,  $\bar{U}=9.0$ ; ○,  $\bar{U}=\bar{U}_r$ ; ▽,  $\bar{U}=6.0$ ; ◐,  $\bar{U}=5.5$ ; △,  $\bar{U}=4.0$ .



図A-5.  $\bar{U}-d/h$ 平面上での臨界断面.  
 白抜き印は臨界断面をしめし, 黒印は共振風速をしめす.  
 $\triangle, \blacktriangle$ , 矩形柱;  $\circ, \bullet$ , D形柱.

表A-1. 静止している矩形柱およびD形柱の,  
 ストロウハル数 $St$ と共振風速 $\bar{U}_r (=1/St)$ .

| Rectangular cylinders |       |       |       |       |       |       |       |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $d/h$                 | 0.2   | 0.3   | 0.4   | 0.5   | 0.6   | 0.8   | 1.0   |
| $S$                   | 0.156 | 0.156 | 0.154 | 0.147 | 0.143 | 0.135 | 0.127 |
| $\bar{U}_r$           | 6.4   | 6.4   | 6.5   | 6.8   | 7.0   | 7.4   | 7.9   |
| D-section cylinders   |       |       |       |       |       |       |       |
| $d/h$                 | 0.5   | 0.63  | 0.7   | 0.77  | 0.83  | 0.9   | 1.0   |
| $S$                   | 0.149 | 0.145 | 0.135 | 0.132 | 0.128 | 0.125 | 0.123 |
| $\bar{U}_r$           | 6.7   | 6.9   | 7.4   | 7.6   | 7.8   | 8.0   | 8.1   |

### A-3-2 振動物体の臨界面と再付着型圧力分布

静止物体の場合<sup>1,3)</sup>と同様に、振動物体でも臨界面を境にしてそこから再付着型圧分布があらわれることを、以下にしめす。

**図A-6**は、 $\bar{U} = \bar{U}_r$ のときの矩形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。  $d/h = 0.5$ のときに、側面に明らかな再付着型圧力分布があらわれ、 $d/h$ の増加とともに再付着型も強まっている。  $d/h = 0.3$ では、まだ再付着型が認められないので、 $d/h = 0.4$ すなわち  $\bar{U} = \bar{U}_r$ での臨界面付近から、再付着型があらわれていると考えられる。

**図A-7**は、 $\bar{U} = 8.9$ のときの矩形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。  $d/h = 0.8$ のときに、側面に明らかな再付着型圧力分布があらわれている。  $d/h = 0.6$ のときは微妙であるが、 $d/h$ を増やしていったときの圧力分布の変化の傾向を考慮すると、 $d/h = 0.6$ すなわち  $\bar{U} = 8.9$ での臨界面付近から、再付着型があらわれているとみなせる。

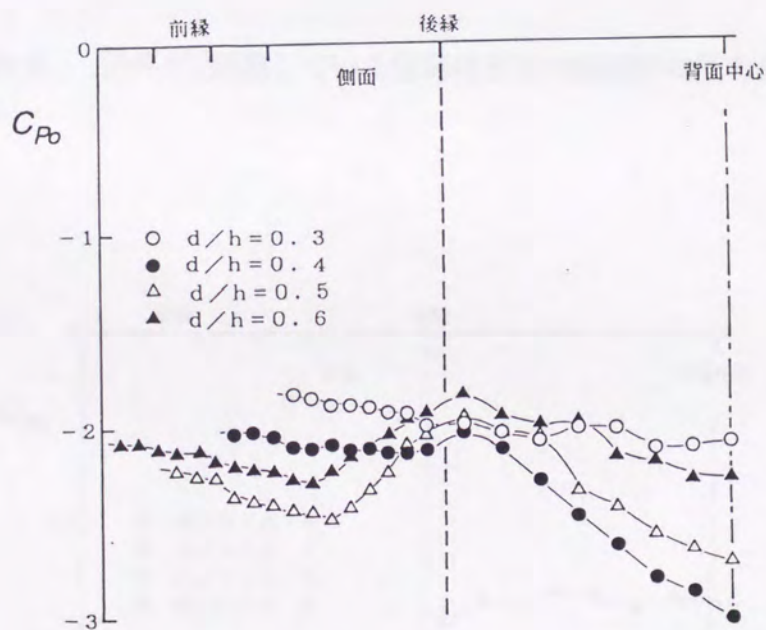
**図A-8**は、 $\bar{U} = 3.9$ のときの矩形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。  $d/h = 0.5$ のときに、側面に明らかな再付着型圧力分布があらわれている。  $d/h = 0.3$ では、まだ再付着型が認められないので、 $d/h = 0.4$ すなわち  $\bar{U} = 3.9$ での臨界面付近から、再付着型があらわれているとみなせる。

一般に、D形柱では、矩形柱とくらべると、再付着型圧力分布を認めにくい。そのおもな理由として、つぎの二つが挙げられる：【1】D形柱は、矩形柱にはない後流への背面の張り出しがあるので、圧力分布はもともと背面中心に向かってなだらかに低下する傾向があり、再付着型分布もその傾向の上に重ね合わされた形であらわれること；【2】側面と背面との区別がはっきりしないこと。

しかし、圧力分布からは、矩形柱と同様な結論が可能である。**図A-9**は、 $\bar{U} = \bar{U}_r$ のときのD形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。  $d/h = 0.83$ 、 $d/h = 0.9$ のときに、側面に明らかな再付着型圧力分布があらわれる。したがって、 $d/h =$

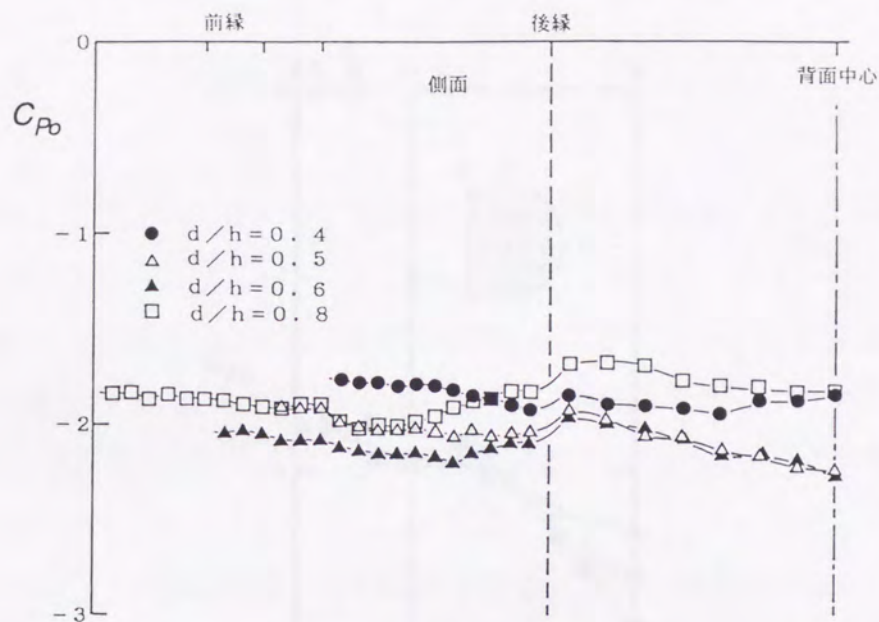
0.7すなわち  $\bar{U} = \bar{U}_r$ での臨界断面付近から、再付着型があらわれていると考えられる。

図A-5からわかるように、 $d/h$ を一定にして $\bar{U}$ だけを変えていったときにも、臨界断面はあらわれる。図A-10は、さまざまな $\bar{U}$ での、 $d/h=0.7D$ 形柱表面の時間平均圧力分布をしめす。 $\bar{U}$ が5.8, 5.0, 3.9としだいに下がるにつれて、再付着型が発達していくのがわかる。

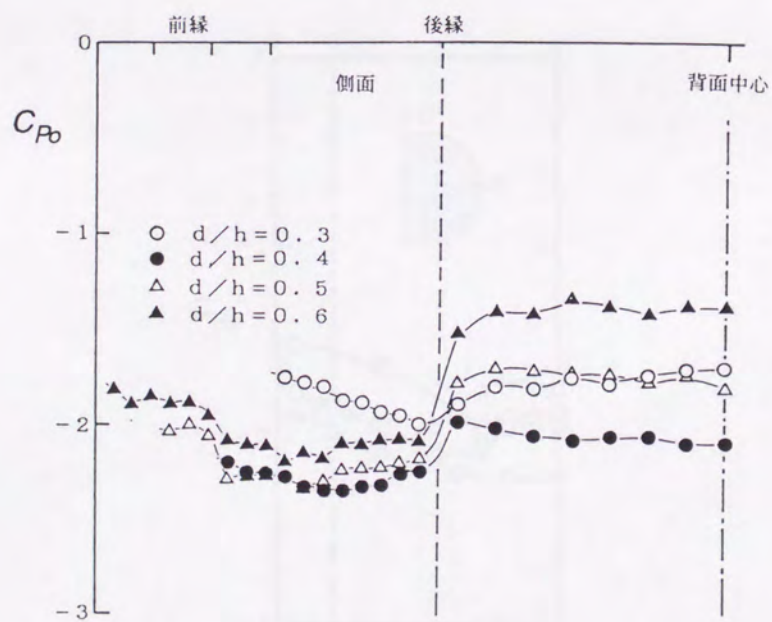


図A-6.  $\bar{U} = \bar{U}_r$ で振動している矩形柱表面の時間平均圧力分布.

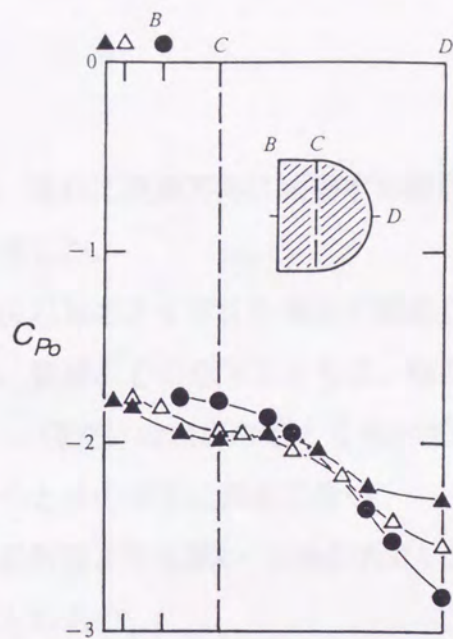




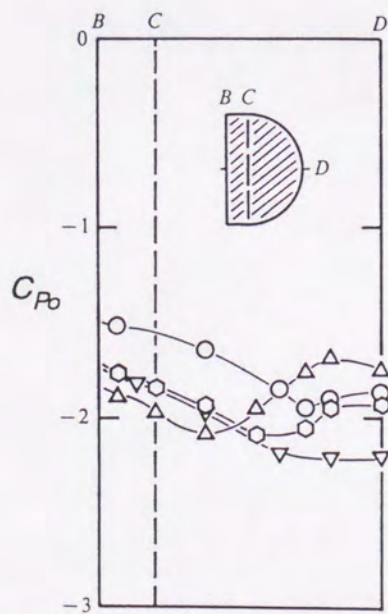
図A-7.  $\bar{U}=8.9$ で振動している矩形柱表面の時間平均圧力分布.



図A-8.  $\bar{U}=3.9$ で振動している矩形柱表面の時間平均圧力分布.



図A-9.  $\bar{U}=\bar{U}_r$ で振動しているD形柱表面の時間平均圧力分布.  
 ●,  $d/h=0.7$ ; △,  $d/h=0.83$ ; ▲,  $d/h=0.9$ .



図A-10. 振動している $d/h=0.7$ D形柱表面の時間平均圧力分布.  
 ○,  $\bar{U}=6.7$ ; ▽,  $\bar{U}=5.8$ ; ◊,  $\bar{U}=5.0$ ; △,  $\bar{U}=3.9$ .

#### A-4 むすび

風洞実験をおこない、流れに直角方向に振動する矩形柱およびD形柱の表面で、時間平均圧力を計測した。

その結果、共振風速 $\bar{U}_r$ 以外のさまざまな無次元風速 $\bar{U}$ でも、臨界断面があらわれることがわかった。普通、 $\bar{U}$ の低下とともに、臨界断面はしだいに薄くなる( $d/h$ が小さくなる)。  $\bar{U}_r$ だけはほかの $\bar{U}$ とくらべて例外で、そのときの臨界断面は非常に薄く、そのときの背圧は異常に低い。

おのおのの $\bar{U}$ で、臨界断面よりも厚い( $d/h$ が大きい)断面において、時間平均圧力分布は再付着型となる。

## 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

### B-1 はじめに

本論1-2-4で述べたように，スプリッタ板がないときの静止矩形柱は，断面比  $d/h \approx 0.6$  で負の時間平均背圧- $C_{pb}$  がピークをしめし，そのときの断面が臨界断面である<sup>7)</sup>．そして， $d/h > 0.6$  で，側面の時間平均圧力分布は，再付着型をしめす<sup>11), 16)</sup>．したがって，剪断層と後縁の直接干渉が， $d/h > 0.6$  で起こっていると考えられる．

ここでは，静止矩形柱において， $d/h$ を増したときの剪断層と後縁の直接干渉が，スプリッタ板があるときも，スプリッタ板がないときと同様に発生することを述べる．

### B-2 実験概要

もちいた風洞測定部の寸法は，縦×横×長さ=3m×0.7m×2mであり，矩形

柱模型の設置方法は本論 (図2-1) と同様である。模型のスパン長さは0.66m (アスペクト比=22) である。流れの二次元性を確保するため、模型の両端には、直径 $8h$ または $11.7h$ の円形端板をとりつけた。模型の流れ直角方向の幅 $h$ は0.03mであり、閉塞率は1%になる。実験をおこなった模型の断面比 $d/h$ は、0.27~4.0である。時間平均圧力は、スパン中央付近で計測した。圧力孔の内径は、0.3mmであり、圧力 (主流との圧力差) は動圧 ( $0.5\rho U^2$ ) で除して無次元化し、圧力係数 $C_p$ としてしめた。

実験での代表的パラメーターの値は、つぎのとおりである。

風洞風速 $U=4.0\text{m/s}$ , または $5.7\text{m/s}$ .

レイノルズ数 $Re (=Uh/\nu) =8.0\times 10^3$ , または $1.1\times 10^4$ .

スプリッタ板の長さ $C=33h$ , または $60h$ .

スプリッタ板の厚さ $S=0.18h$ .

スプリッタ板と矩形柱との間隙 $G=0.1h$ , または $0$ .

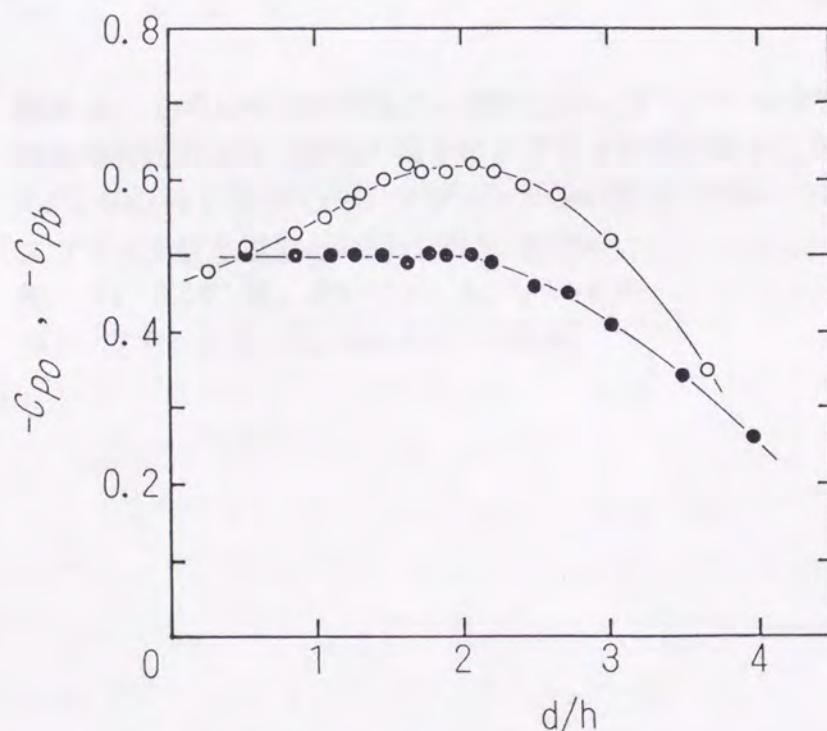
### B-3 結果と考察

図B-1は、後流中にスプリッタ板があるときに、矩形柱の断面比 $d/h$ を変えていったときの、負の背圧 $-C_{pb}$ と、後縁近くの側面での負の時間平均圧力 $-C_{pe}$ の変化である。図B-1からは、 $-C_{pe}$ が $d/h=2.0$ でゆるやかなピークをしめし、 $-C_{pb}$ は $d/h=2.0$ で傾きが変わることがわかる。

この $d/h=2.0$ での変化が、剪断層と後縁の直接干渉に関係していることを裏づけるために、図B-2をしめす。図B-2は、後流中にスプリッタ板がある矩形

柱 ( $d/h=0.27$ ,  $d/h=3.0$ ,  $d/h=6.0$ ) の、側面およびスプリッタ板表面の時間平均圧力分布である。 $d/h=0.27$ の場合、矩形柱の側面では平坦な圧力分布であり、その下流のスプリッタ板上で再付着による圧力回復をしめす。一方、 $d/h=3.0$ の場合は、矩形柱の後縁近くの側面とスプリッタ板上の二ヶ所で圧力回復がおこり、二重の再付着型分布があらわれる。すなわち、矩形柱後縁では、剪断層と後縁の直接干渉による最初の圧力回復をしめし、スプリッタ板上では、再付着による二回目の圧力回復をしめすのである。よって、スプリッタ板があるときは、剪断層と後縁の直接干渉が、 $d/h > 2.0$ で起こっていると考えられる。

なお、スプリッタ板があるときには、高風速で $d/h \approx 2.0$ がギャロッピングの発生境界にはならず、 $d/h < 2.0$ でもギャロッピングが発生している(図3-2)。これは、スプリッタ板の存在のために、剪断層と後縁の直接干渉が起きなくてもギャロッピング発生的前提条件が満足されているためである。



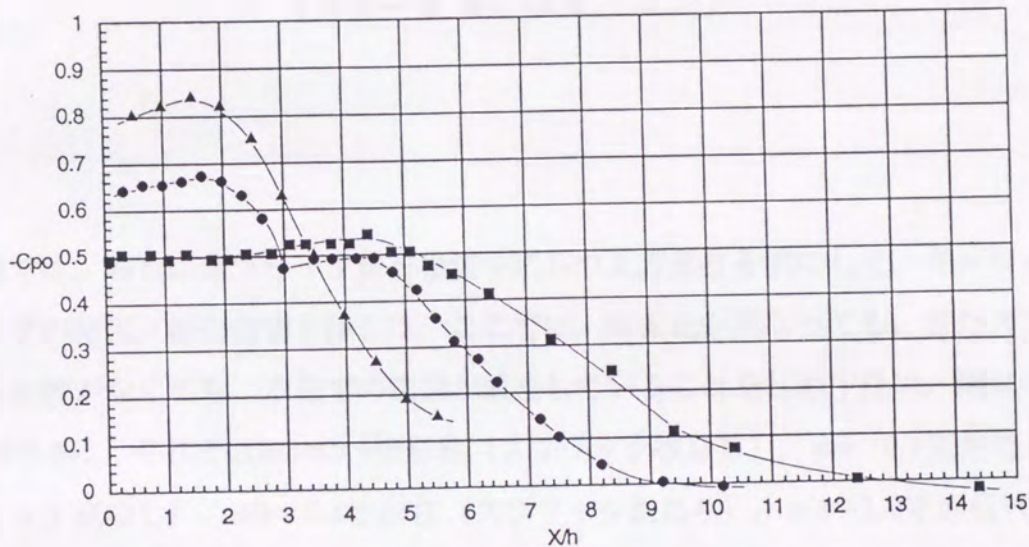
図B-1.  $d/h$ に対する時間平均圧力の変化

(後流のなかにスプリッタ板があるとき)。

$Re(=Uh/\nu)=1.1 \times 10^4$ , スプリッタ板の長さ:  $60h$ ,

スプリッタ板と模型との間隙はない。

●, 負の背圧係数 $-Cpb$ ; ○, 後縁ちかくの側面での負の時間平均圧力 $-Cpo$ .



**図B-2.** いろいろな矩形柱の、側面上およびスプリッタ板上の時間平均圧力分布（後流のなかにスプリッタ板があるとき）。

$Re(=Uh/\nu)=8.0 \times 10^3$ , スプリッタ板の長さ:  $33h$ ,

スプリッタ板と模型との間の間隙:  $0.10h$ .

■,  $d/h=0.27$ ; ●,  $d/h=3.0$ ; ▲,  $d/h=6.0$ .

$X/h$ は、計測した圧力孔の前縁からの距離。

## 付録C：振動矩形柱の表面圧力分布

( $d/h=0.4, 0.6, 2.0$ )

本論では、おもにスプリッタ板を後流中にもつ正方形柱を例にして、ギャロッピングの発生／消失機構を論じた。ここでは、断面比が異なっても、またスプリッタ板がなくても、本論での議論が成立していることをしめすため、**図C-1**～**図C-5**に、それぞれ $d/h=0.4$ 矩形柱（スプリッタ板なし）、 $d/h=0.6$ 矩形柱（スプリッタ板なし）、 $d/h=0.6$ 矩形柱（スプリッタ板あり）、 $d/h=2.0$ 矩形柱（スプリッタ板なし）、 $d/h=2.0$ 矩形柱（スプリッタ板あり）の側面圧力分布をしめす。

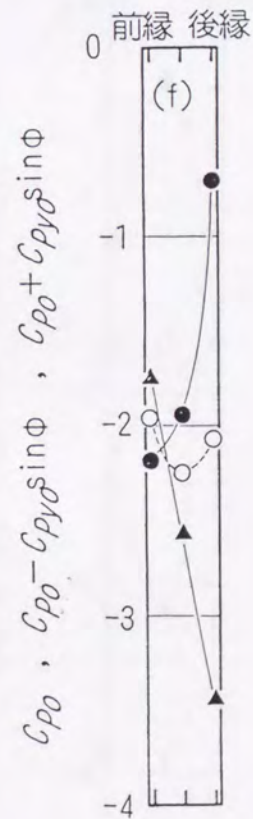
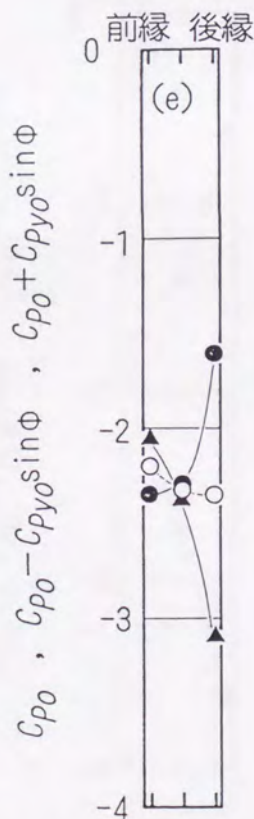
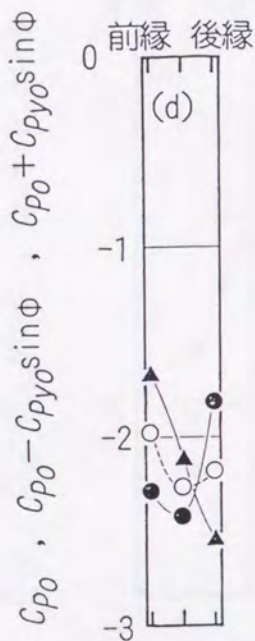
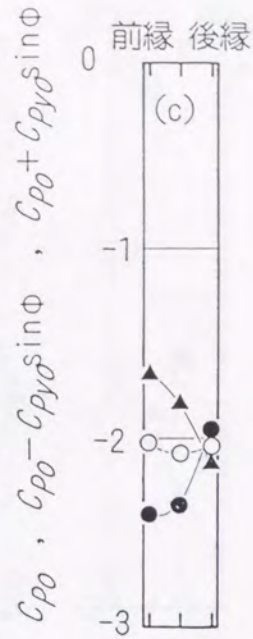
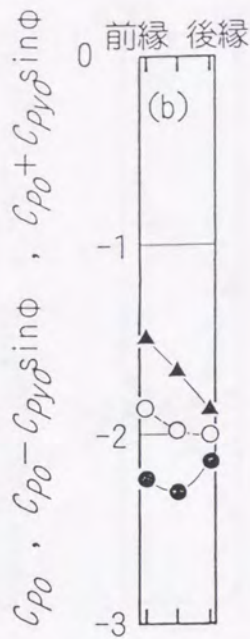
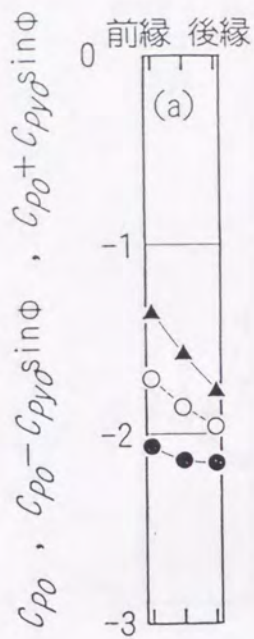
各図は、さまざまな $U$ での下側面・上側面の瞬間圧力分布と時間平均圧力分布とである。ここで、瞬間圧力分布とは、矩形柱が下方向に運動中で、かつ、振動中立点を通過した瞬間の圧力分布である。いいかえれば、相対迎角が最大のときの圧力分布である。また、すべての圧力は、動圧 ( $0.5\rho U^2$ ) で除して無次元化し、圧力係数の形にしめた。

各図からは、 $U$ を下げていったときの圧力分布の変化の特徴が、スプリッタ板をもつ正方形柱に関して本論で述べたものと同じであることが確認できる。すなわち、高風速では、平均圧分布、瞬間圧分布ともにほぼ平坦であり、下側面瞬間圧は上側面よりも低いので、側面全体に励振空気力がはたらく（**図C-1(a),(b)**、**図C-3(a),(b)**、**図C-5(a)**）。少し風速が低くなると、剪断層と後縁の直接干渉のため、下側面の後縁付近で瞬間圧が回復し、逆に上側面の後縁付近で瞬間圧が低下する結果、後縁付近に減衰空気力が生じる。この減衰空気力は、



$\bar{U}$ の低下につれてしだいに強まる。ただし、前縁付近では、高風速時と同様、まだ励振空気力がはたらいている（**図C-1(c),(d),(f)**, **図C-2(a),(b),(c)**, **図C-3(c)**, **図C-5(b)**）。さらに風速が低下すると、この後縁付近での減衰力は強まる一方、上流淀み点の移動の影響により、前縁付近にはたらいていた空気力も励振力から減衰力になる（**図C-2(d),(e)**, **図C-3(d),(e)**, **図C-5(c)**）。

なお、断面比の大きい矩形柱では、非常に低い風速において励振空気力が減衰空気力よりも大きくなる場合がみられ、フラッタの発生が予想される（**図C-4(b)**, **図C-5(f)**）。この原因として、impinging-shear-layer instabilityとの共振が挙げられる<sup>30)</sup>。



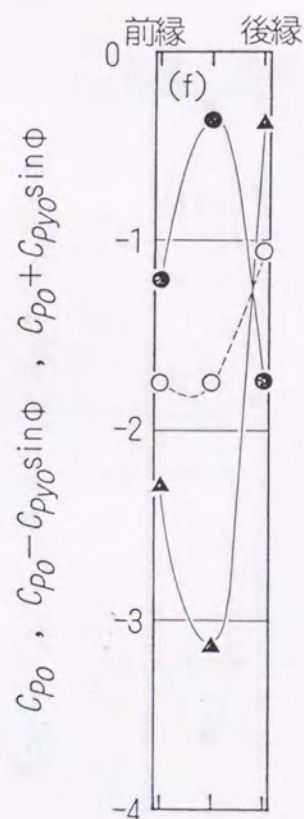
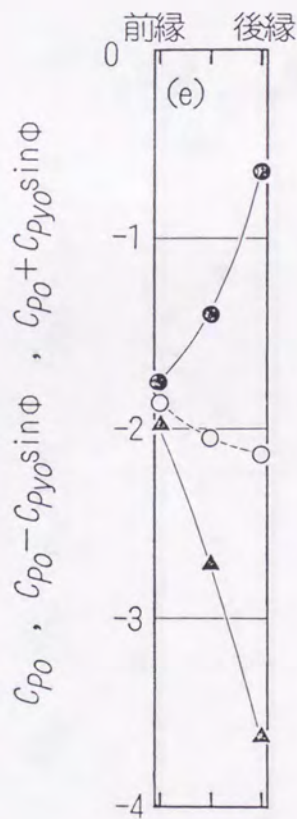
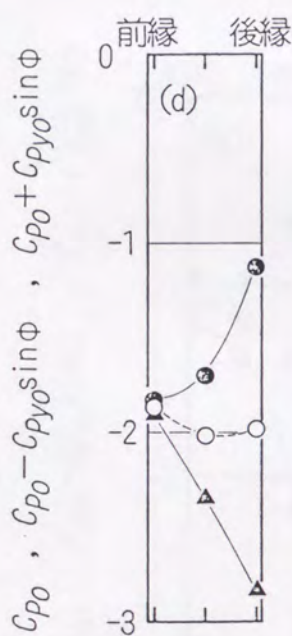
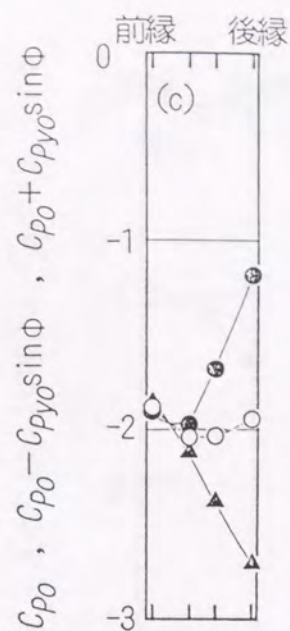
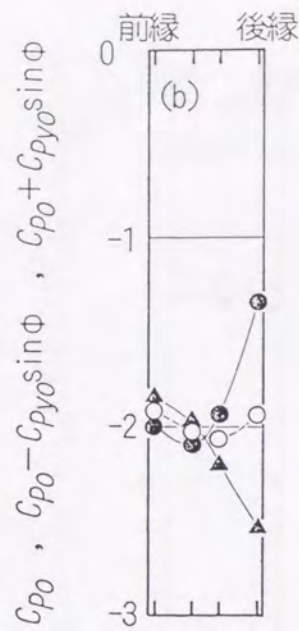
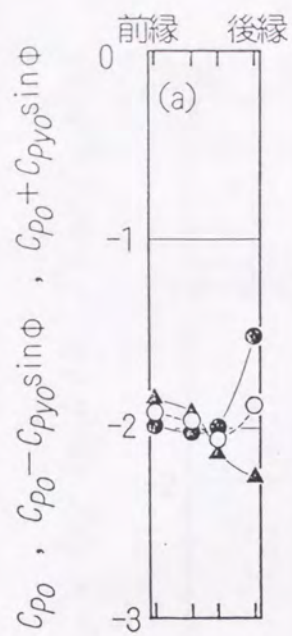
図C-1. 振動する  $d/h=0.4$  矩形柱側面の瞬間圧力分布

(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、正方形柱が下方方向に運動中で、かつ振動中立点を通り過ぎた瞬間をしめしている。

(a)  $\bar{U}=5.5$ ; (b)  $\bar{U}=5.0$ ; (c)  $\bar{U}=4.4$ ; (d)  $\bar{U}=3.9$ ; (e)  $\bar{U}=3.3$ ; (f)  $\bar{U}=2.8$ .

○, 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。



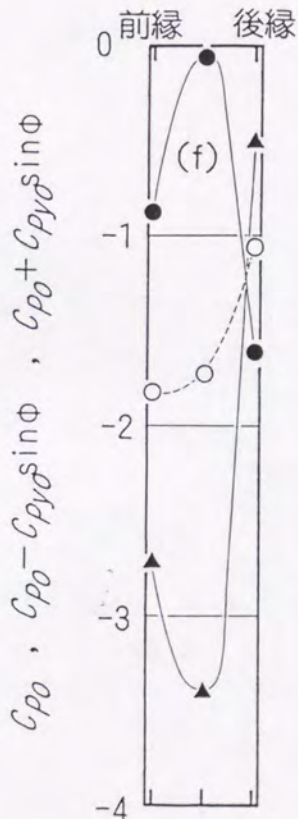
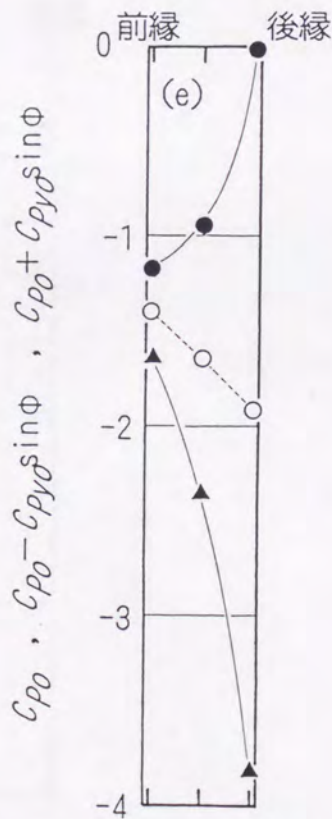
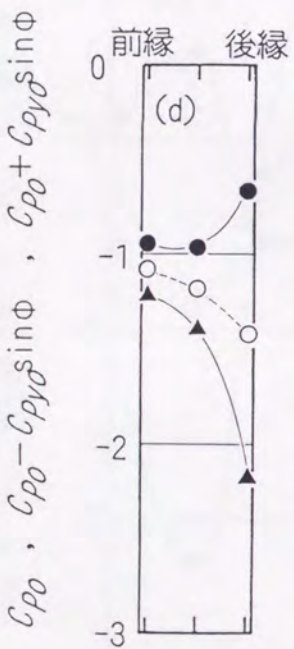
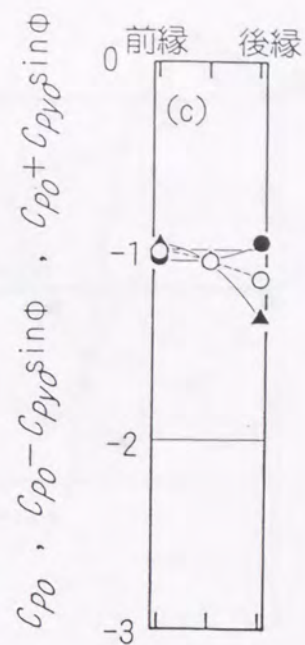
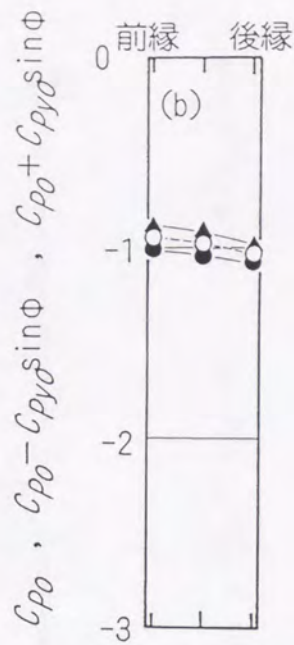
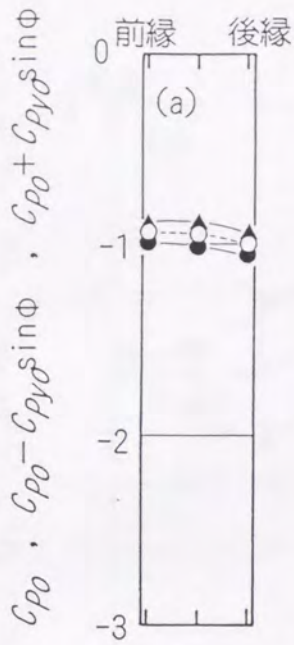
図C-2. 振動する  $d/h=0.6$  矩形柱側面の瞬間圧力分布

(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、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)  $\bar{U}=5.6$ ; (b)  $\bar{U}=5.0$ ; (c)  $\bar{U}=4.4$ ; (d)  $\bar{U}=3.9$ ; (e)  $\bar{U}=3.0$ ; (f)  $\bar{U}=2.0$ 。

○, 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。



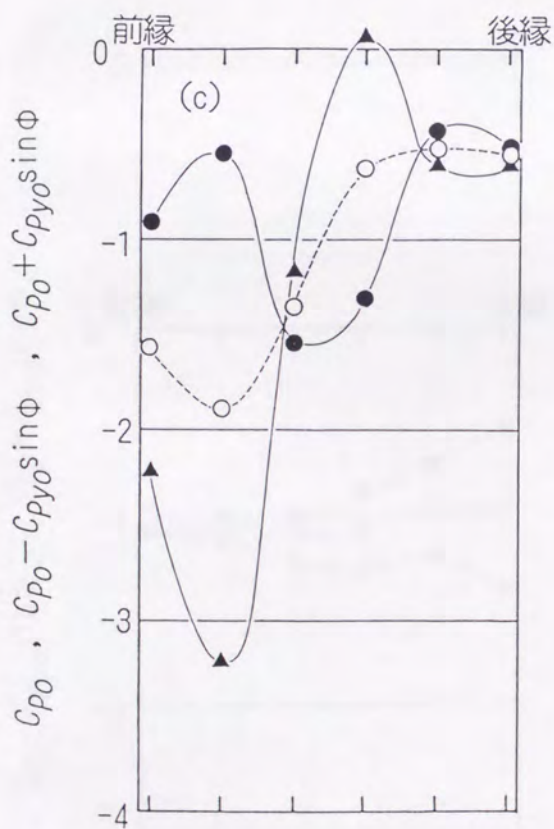
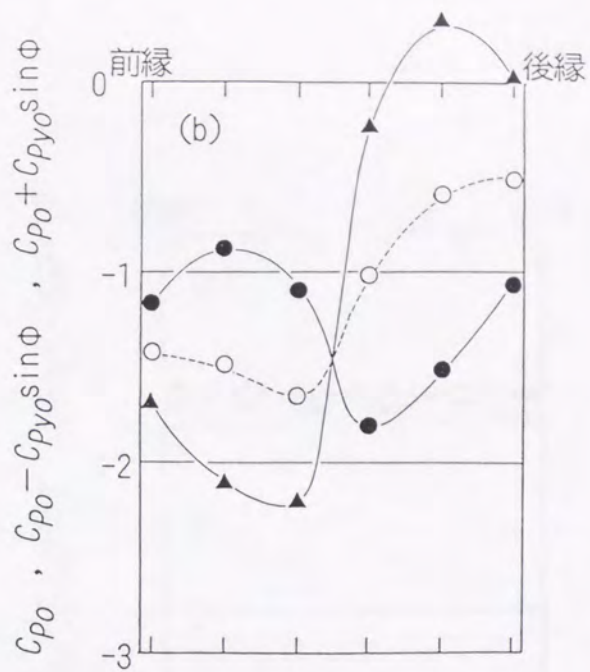
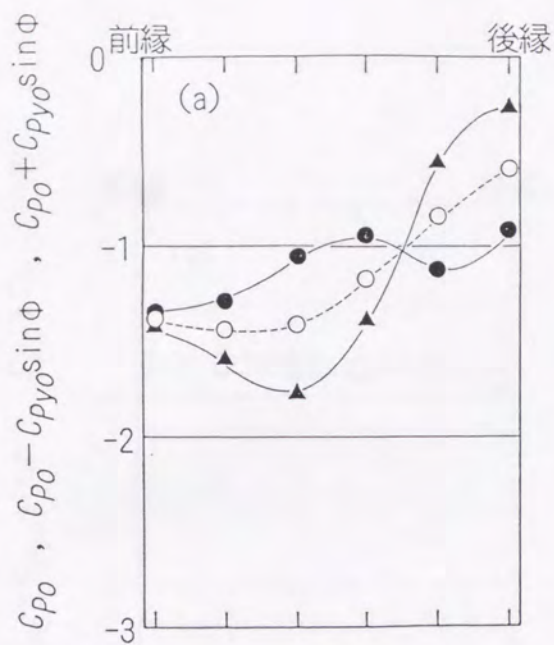
図C-3. 振動する  $d/h=0.6$  矩形柱側面の瞬間圧力分布

(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。

(a)  $\bar{U}=9.0$ ; (b)  $\bar{U}=7.0$ ; (c)  $\bar{U}=5.0$ ; (d)  $\bar{U}=4.0$ ; (e)  $\bar{U}=3.0$ ; (f)  $\bar{U}=2.0$ 。

○, 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。



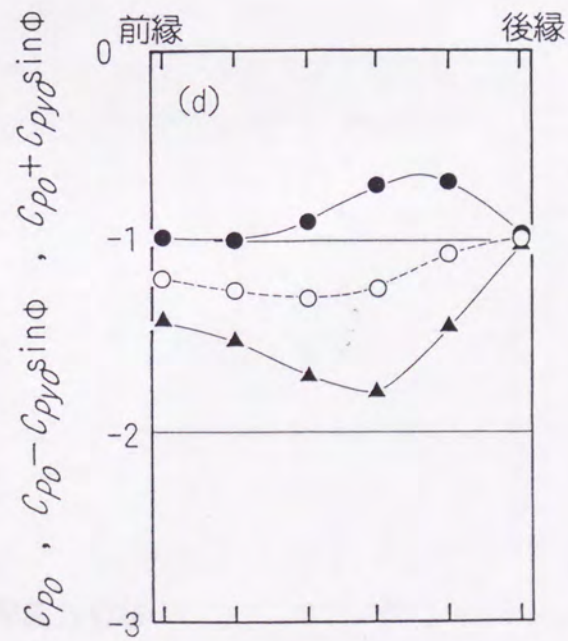
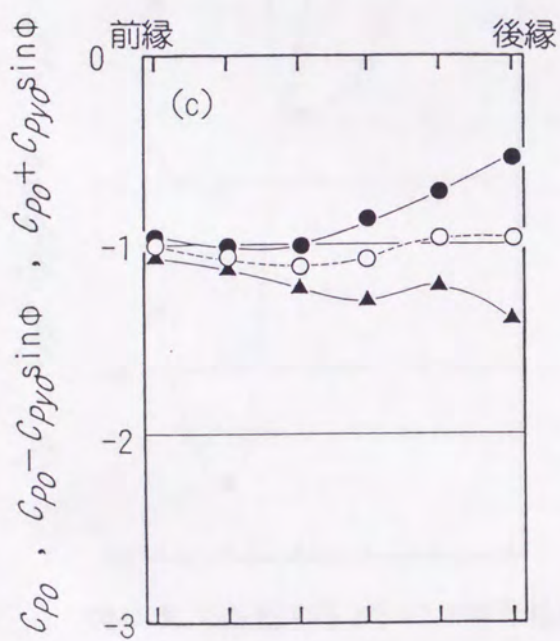
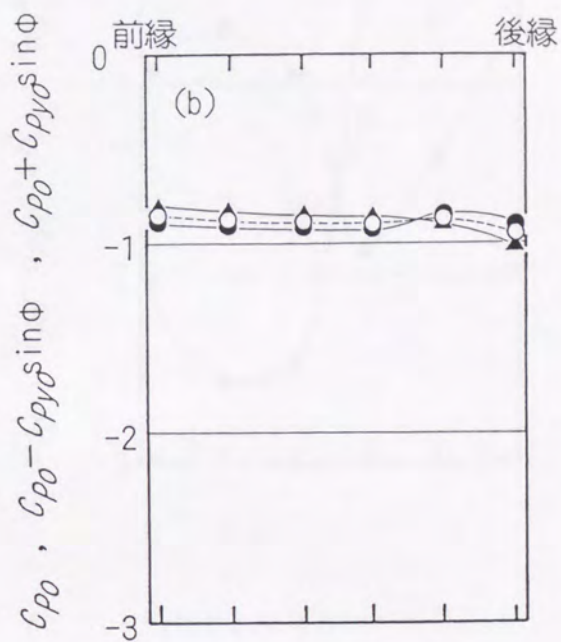
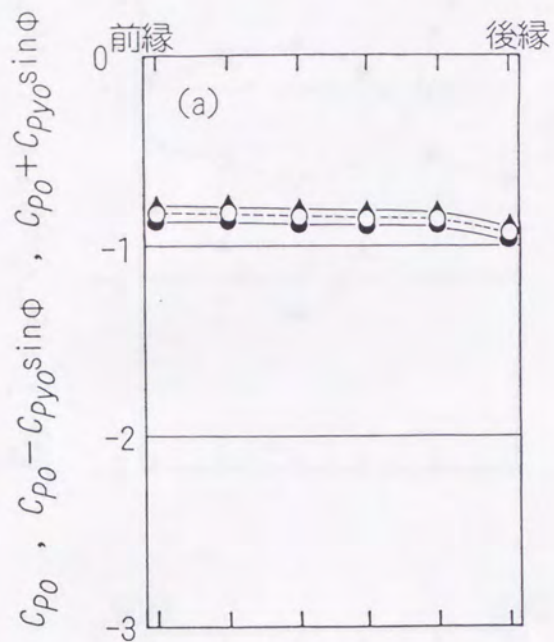
**図C-4.** 振動する  $d/h=2.0$  矩形柱側面の瞬間圧力分布

(後流のなかにスプリッタ板がないとき)。

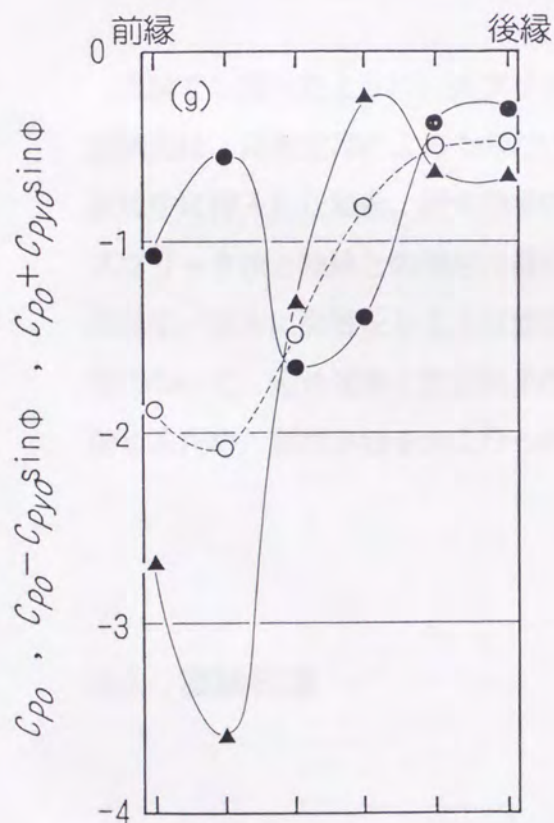
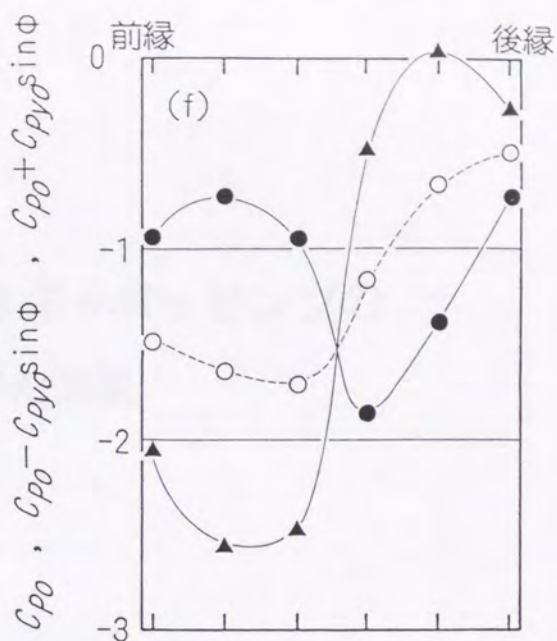
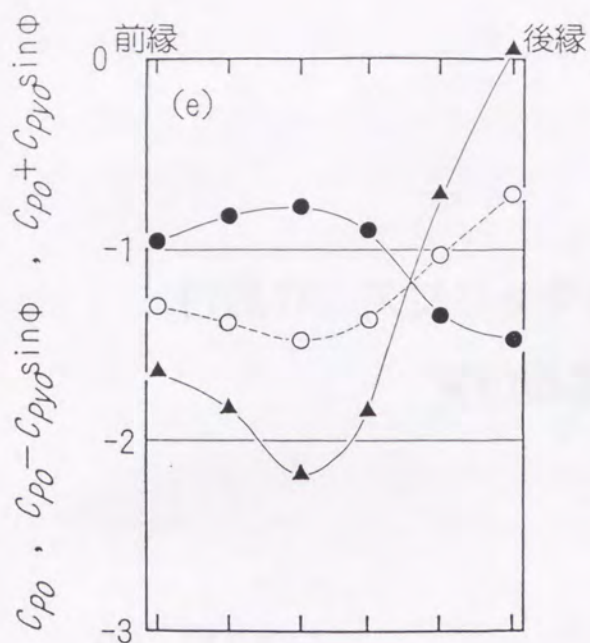
瞬間圧力は、水平な主流に対して、正方形柱が下方向に運動中で、かつ振動中立点を通過した瞬間をしめしている。

(a)  $\bar{U}=6.0$ ; (b)  $\bar{U}=5.0$ ; (c)  $\bar{U}=4.0$ .

○, 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C-5(a,b,c,d). キャプションは、つぎのページにしめす。



図C-5. 振動する  $d/h=2.0$  矩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。

(a)  $\bar{U}=3.0$ ; (b)  $\bar{U}=2.0$ ; (c)  $\bar{U}=1.3$ ; (d)  $\bar{U}=0.9$ ; (e)  $\bar{U}=0.7$ ; (f)  $\bar{U}=0.5$ ; (g)  $\bar{U}=0.4$ .

○, 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。

## 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

### D-1 はじめに

本論でも述べたように、スプリッタ板がないとき、振動物体にはたらく変動空気力は、迎角効果によるものだけを考えればよい。しかし、スプリッタ板を後流中に挿入した場合、迎角効果のほかに変位効果、すなわち振動変位に伴うスプリッタ板と物体との相対位置のずれによる流れの変化も、ギャロッピングの発生／消失に影響を与える可能性がある。そこで、スプリッタ板をもつ矩形柱において、迎角効果と変位効果の、ギャロッピングの発生／消失への影響を論じるため、風洞実験をおこなった。

### D-2 実験概要

もちいた風洞測定部の寸法は、縦×横×長さ=3m×0.7m×2mであり、そこに一辺 $h$ が0.03mの正方形柱と厚さが3mmのスプリッタ板を設置した。設置方法



は本論 (図2-1) と同様である。スプリッタ板の長さ  $L$  は  $30h$  と  $60h$ 、正方形柱のスパン長さは  $0.66\text{m}$  (アスペクト比 = 22) である。また、流れの二次元性を確保するため、正方形柱の両端には直径  $0.24\text{m}$  ( $=8h$ ) の円盤状の端板をとりつけた。

正方形柱とスプリッタ板との間隙  $G$  は  $1.5\text{mm}$  ( $=0.05h$ ) とし、スプリッタ板は風洞壁に固定する一方で、正方形柱は流れに直角方向の振動をおこなうようにばね支持 (自由振動実験) あるいは加振装置に連結し (強制振動実験)、それぞれ空力発散率およびスパン中央付近の下側面での圧力を計測した。なお、いずれの計測でも振幅は  $0.1h$  程度を対象としている。各実験でのパラメーターの代表値は、つぎのとおりである。

#### 【1】自由振動実験

スクレーン数  $Sc = 54$ 。質量比  $\mu = 5.4 \times 10^3$ 。

レイノルズ数  $Re (=Uh/\nu) = 3.0 \times 10^3 \sim 2.4 \times 10^4$ 。

振動数  $f_y = 1.8\text{Hz}$ 。  $\bar{U} = 28 \sim 220$ 。実風速  $U = 1.5 \sim 12\text{m/s}$ 。

#### 【2】強制振動実験

スプリッタ板の長さ  $C = 60h$ 。

レイノルズ数  $Re (=Uh/\nu) = 1.0 \times 10^4$ 。

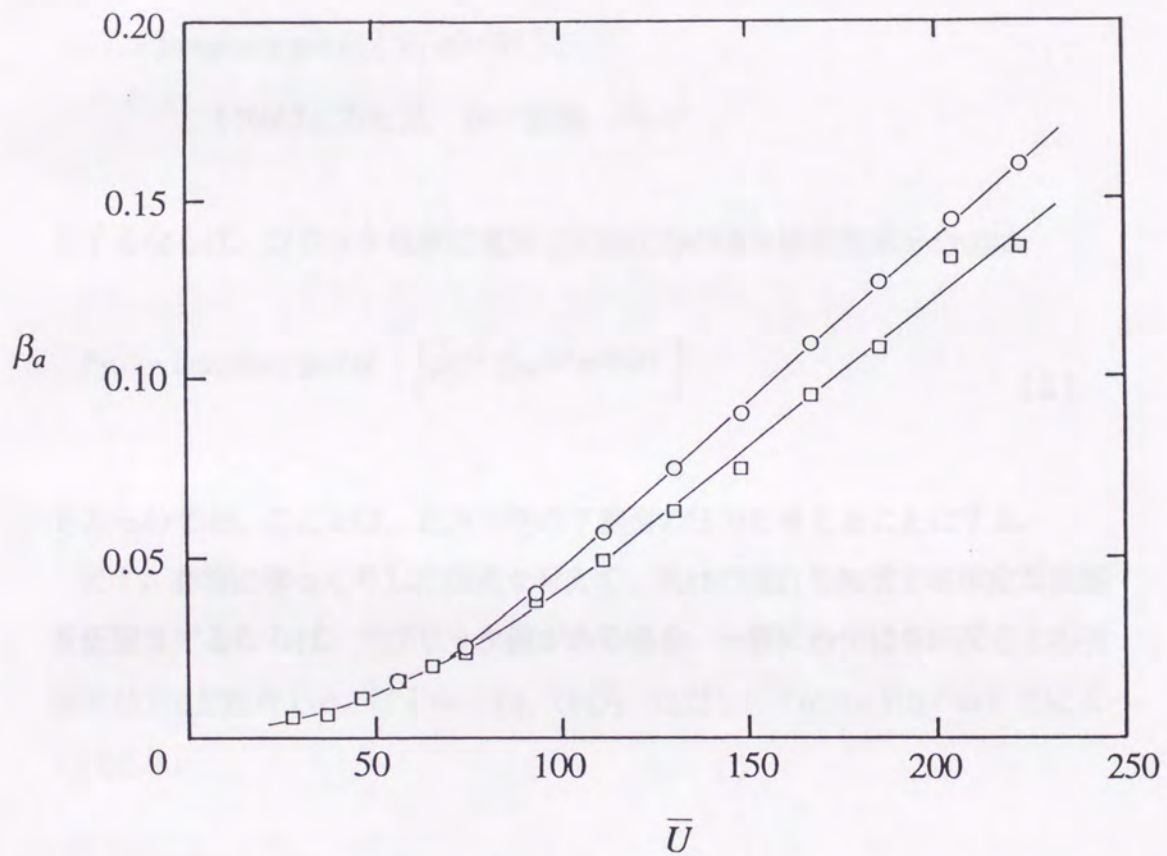
振動数  $f_y = 0.11 \sim 3.6\text{Hz}$ 。  $\bar{U} = 46 \sim 1500$ 。実風速  $U = 5\text{m/s}$ 。

## D-3 結果と考察

### D-3-1 高風速において十分なスプリッタ板の長さ

本論3-2では、無次元風速 $\bar{U}$ が高くなればなるほど、スプリッタ板の長さの影響が大きくなることをしめした。すなわち、対象とする無次元風速に応じて、そのスプリッタ板が充分長いとみなせるかどうかが決まり、その長さは場合によっては剥離流のスプリッタ板への定常再付着長さよりも長くなる。

図D-1は、正方形柱の後流中に、 $30h$ または $60h$ の長さのスプリッタ板を挿入したときの、自由振動実験の結果である。横軸は無次元風速 $\bar{U}$ であり、縦軸は空力発散率（あるいは負の空力減衰率） $\beta a$ である。 $30h$ 、 $60h$ のどちらの場合とも、 $\bar{U}$ の増大とともに励振が単調に強まる傾向をしめすが、 $\bar{U} > 70$ で、 $30h$ の場合は $60h$ の場合より励振の強まり方がやや鈍くなる。 $60h$ のスプリッタ板がどの程度の $\bar{U}$ まで充分長いとみなせるかは断言できないが、 $\beta a$ の単調増加傾向から、今回の実験範囲（ $\bar{U} < 220$ ）程度までは充分な長さであると考えられる。



**図D-1.** 曲げ一自由度支持された正方形柱の、 $\bar{U}$ に対する空力発散率の変化（後流のなかにスプリッタ板があるとき）。  
 □, スプリッタ板の長さ $C=30h$ ; ○,  $60h$ .

### D-3-2 高風速でのスプリッタ板つきギャロッピング

今、流れに直角方向の振動を考えて、物体の変位 $Y(t)$ を、

$$\begin{aligned} Y(t) &= Y_0 \sin(2\pi f_y t) \\ &= \text{Imaginary part of } [ Y_0 e^{i2\pi f_y t} ] \end{aligned} \quad (1)$$

( $Y(t)$ は上方を正,  $Y_0$ : 振幅,  $i^2 = -1$ )

とするならば、フラッタ現象に重要な変動圧力の物体振動数成分 $P_y(t)$ は、

$$P_y(t) = \text{Imaginary part of } \left[ \frac{1}{2} \rho U^2 C_{Py} e^{i\phi} e^{i2\pi f_y t} \right] \quad (2)$$

とあらわせる。ここでは、正方形柱の下側面の圧力を考えることにする。

まず、非常にゆっくりした振動を考えて、流れの遅れを無視する準定常状態を仮定をするならば、スプリッタ板がある場合、一般に $P_y(t)$ は各瞬間ごとの物体変位 $Y(t)$ と迎角 $\dot{Y}(t)/U$  ( $\propto iY(t)/(hU)$ ), ただし,  $\dot{Y}(t) = dY(t)/dt$ ) とによって決まり、

$$P_y(t) = \text{Imaginary part of } \left[ \frac{1}{2} \rho U^2 \left( -\alpha + \frac{\beta}{U} i \right) e^{i2\pi f_y t} \right] \quad (3)$$

( $\alpha, \beta$ : 定数)

と近似できる。

流れの遅れ(後流のうねりの影響)を考慮して、

$$P_y(t) = \text{Imaginary part of } \left[ \frac{1}{2} \rho U^2 A e^{-i\gamma} \left( -\alpha + \frac{\beta}{U} i \right) e^{i 2\pi f_y t} \right] \quad (4)$$

( $A e^{-i\gamma}$ : 流れの遅れ関数,  $A$ と $\gamma$ は $\bar{U}$ の関数であり,  $A > 0$ ,  $\gamma \geq 0$ ,  
 $\bar{U} \rightarrow \infty$ で,  $A \rightarrow 1$ かつ $\gamma \rightarrow 0$ .)

なお, ここでは, 仮想質量力の影響は無視している.

ギャロッピングの発生/消失に寄与するのは, 速度に同相および逆相の成分である. すなわち,

$$\text{Imaginary part of } [ C_{P_y} e^{i\phi} ] = A \left( \alpha \sin \gamma + \frac{\beta}{U} \cos \gamma \right) \quad (5)$$

### D-3-3 圧力測定結果

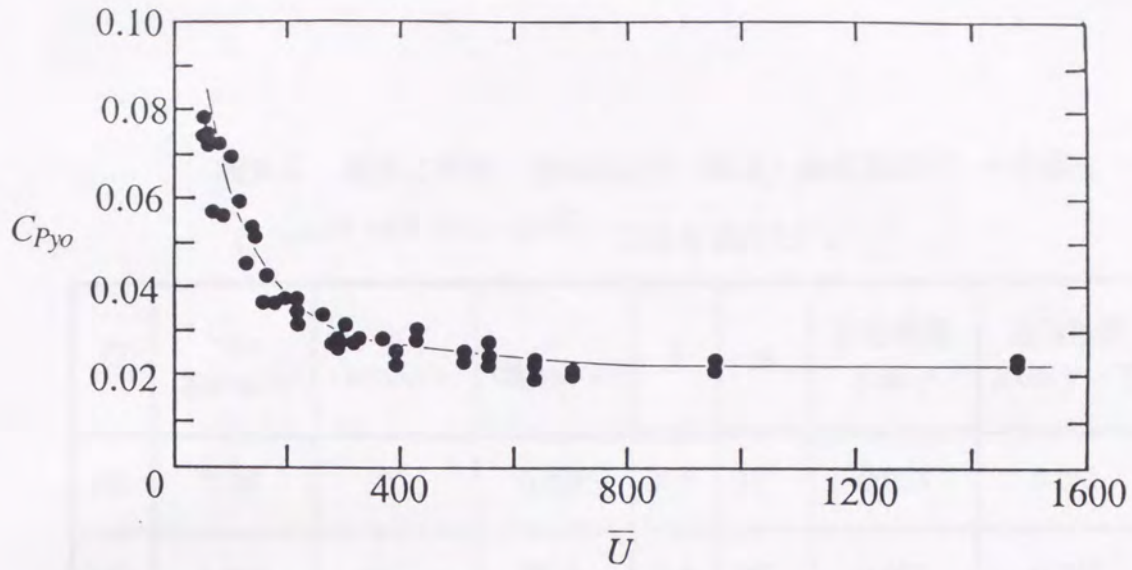
**図D-2**と**図D-3**は,  $\bar{U}$ が46~1500の範囲での, スプリッタ板を有する正方形柱の側面中央での圧力測定の結果である. **図D-2**の縦軸 $C_{P_{y0}}$ は, 変動圧のうち卓越する物体振動数成分( $P_y$ )の振幅 $P_{y0}$ を, 動圧( $0.5 \rho U^2$ )で除した無次元圧力振幅であり, **図D-3**の縦軸 $\phi$ は, 物体振動数成分( $P_y$ )の物体変位 $Y(t)$ との位相差である. ここで,  $0^\circ < \phi < 180^\circ$  のときは変動圧によってなされる物体への仕事は正であり,  $-180^\circ < \phi < 0^\circ$  のときは仕事は負である.

$\bar{U} = \infty$ の極限では,  $C_{P_{y0}}$ は0.022の値に漸近し,  $\phi$ は $180^\circ$ に漸近する.  $\bar{U}$ の低下に伴い,  $C_{P_{y0}}$ は徐々に増加する. このことは, たとえば $\bar{U} < 300$ で迎角効果が卓越することをしめしている. なぜならば, 式(4)をみると $\alpha$ ,  $\beta$ は $\bar{U}$ によらず一定なのであって, 高い $\bar{U}$ では流れの遅れの影響は小さく $A \approx 1$ であることも考えあわせると,  $C_{P_{y0}}$ の増加は迎角効果成分の振幅( $\beta/\bar{U}$ )の増大に

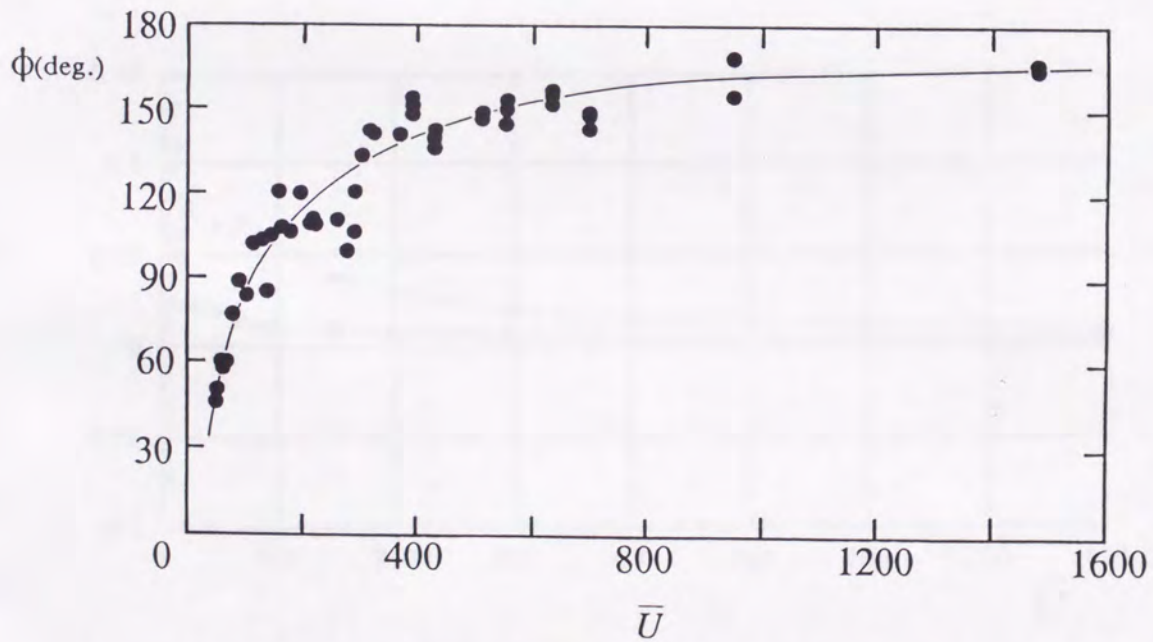
よる。再び、流れの遅れの影響が小さいとの仮定より  $\gamma \ll \pi$  とみなすと、式(5)から迎角効果が卓越することがわかる。

表D-1には、 $\bar{U} \geq 100$ では流れの遅れの影響が小さいとの仮定により  $A=1$ と おいて、式(4)を使い、圧力測定結果から変位効果成分と迎角効果成分とを 計算した値をしめす。《この仮定は、スプリッタ板のない正方形柱では  $\bar{U} = 100$ で  $\gamma \approx 0$ との事実<sup>18)</sup>からも、妥当であると思われる。》ここで、 $\alpha$ には  $C_{pyo}$ の漸近値0.022を用いた。《正方形柱が中心位置から0.1*h*だけ変位したとき、 側面の時間平均圧力係数の変化は0.024であった。》表D-1を見るとき、 $\gamma$ の値 が小さいこと( $7^\circ \sim 22^\circ$ )と $\beta$ のバラつきが小さいこと(5.4~6.1)が、採用した 仮定が妥当であることをしめしている。表D-1では、 $\bar{U} \leq 300$ の範囲では、 $\alpha \sin \gamma \ll \beta \cos \gamma / \bar{U}$ であり、変位効果よりも迎角効果が、ギャロッピングの 発生に大きな影響を及ぼしていることがわかる。

$\bar{U} > 300$ の範囲については、 $\alpha \approx C_{pyo}$ となるために誤差が大きくなり、変位 効果と迎角効果のどちらが優勢か、今回の計測精度からは判断できない。さら に、高い無次元風速では  $\gamma \ll \pi$ かつ  $\gamma \propto \bar{U}^{-1}$ であり、式(5)の右辺の二つの 項とも  $\bar{U}^{-1}$ に比例していて、一般に評価が困難になる。よって、変位効果と迎 角効果のどちらが優勢かは今後の研究に期待されるが、この場合でも迎角効果 が支配的なようすである(図D-4)。



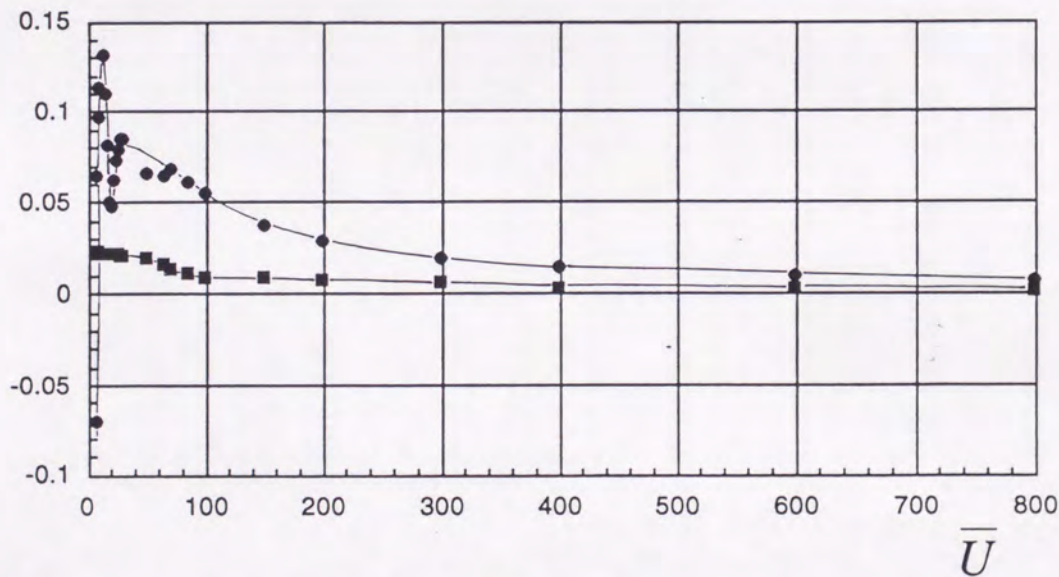
**図D-2.** 振動する正方形柱での、 $\bar{U}$ に対する側面圧力卓越成分の変動圧力振幅の変化（後流のなかにスプリッタ板があるとき）。スプリッタ板の長さ $C=60h$ 、卓越成分とは物体振動数成分、測定点は側面中央。



**図D-3.** 振動する正方形柱での、 $\bar{U}$ に対する側面圧力卓越成分の位相差 $\phi$ の変化（後流のなかにスプリッタ板があるとき）。スプリッタ板の長さ $C=60h$ 、卓越成分とは物体振動数成分、測定点は側面中央。  
 $0^\circ \sim 180^\circ$  は励振力を、 $0^\circ \sim -180^\circ$  は減衰力をしめす。

表D-1. 速度に同相・逆相の成分（減衰・負減衰成分）への寄与  
 (  $C_{Py}e^{i\phi} = e^{-i\gamma}(-\alpha + i\beta/\bar{U})$  により求めた) .

| $\bar{U}$ | $C_{Pyo}$<br>(図D-2より) | $\phi$<br>(図D-3より) | $\alpha$<br>(図D-2より) | $\beta$ | $\gamma$ | 変位効果<br>$\alpha \sin \gamma$ | 迎角効果<br>$\beta \cos \gamma / \bar{U}$ |
|-----------|-----------------------|--------------------|----------------------|---------|----------|------------------------------|---------------------------------------|
| 100       | 0.06                  | 90°                | 0.022                | 5.6     | 22°      | 0.008                        | 0.052                                 |
| 150       | 0.045                 | 100°               | 同上                   | 5.9     | 19°      | 0.007                        | 0.037                                 |
| 200       | 0.04                  | 110°               | 同上                   | 5.4     | 10°      | 0.003                        | 0.027                                 |
| 300       | 0.03                  | 125°               | 同上                   | 6.1     | 7°       | 0.003                        | 0.020                                 |



図D-4. 振動する正方形柱での、 $\bar{U}$ に対する変位効果および迎角効果の変化  
 (後流のなかにスプリッタ板があるとき) .

■, 変位効果 ( $\alpha \sin \gamma$ ) ; ●, 迎角効果 ( $\beta \cos \gamma / \bar{U}$ ) .

(ただし,  $\alpha = 0.022$ ,  $\beta = 5.8$ として,  $C_{Py}e^{i\phi} = Ae^{-i\gamma}(-\alpha + i\beta/\bar{U})$  から求めた.)

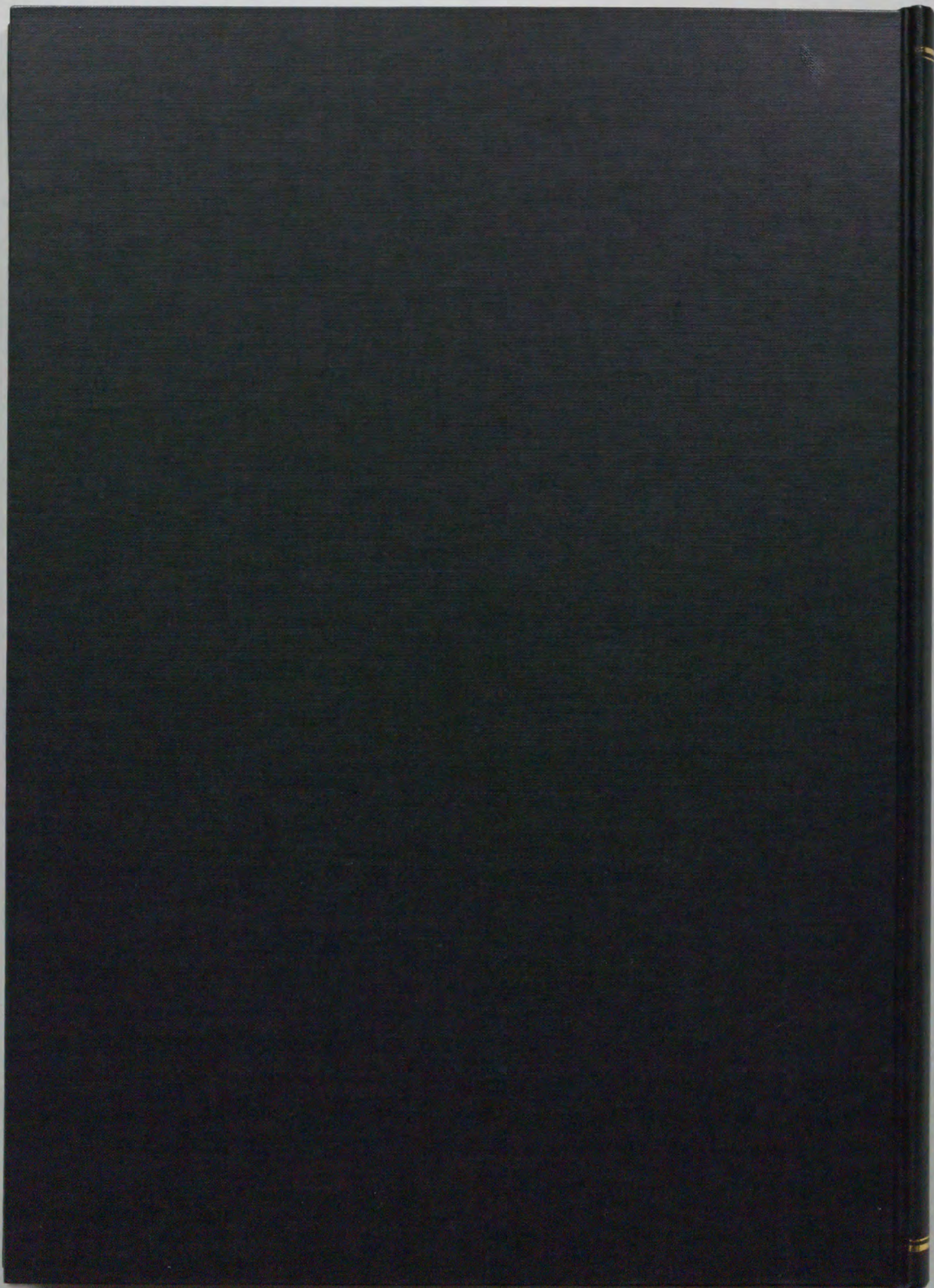


#### D-4 むすび

スプリッタ板を有する正方形柱について、高風速でのギャロッピングへの変位効果と迎角効果の寄与を評価するために、風洞実験をおこない、つぎのことが明らかとなった。

$\bar{U} < 300$ では、ギャロッピングには迎角効果が支配的であることがわかった。

$\bar{U} > 300$ では、変位効果と迎角効果のどちらが優勢か今回の計測精度からは判断できず、今後の研究に期待されるが、この場合でも迎角効果が支配的なようすである。



Inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak



# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

**A** 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

