

一様流中にある角柱前縁フラップの 振動による非定常流体力

Unsteady Aerodynamic Forces on Rectangular Prisms in a Uniform
Flow with Oscillating Flaps at Leading Edges

溝田武人* 岡島 厚**

By Taketo MIZOTA and Atsushi OKAJIMA

The main objective of this work is to demonstrate how the oscillation of separation points affects unsteady flows and aerodynamic forces of a rectangular prism in a uniform flow. Two flaps were attached at the leading edges to control steady separation angles and to give periodic disturbances on the springing shear layers. The steady and unsteady lifts were measured with different steady angles and during oscillation of these flaps. Before the description of these results is given, the characteristics of aerodynamic forces such as drag, lift and moment acting on the rectangular prisms having various depth/height ratios (0.1 ~ 2.5) are presented from preliminary tests.

1. まえがき

地上構造物は自然風の流れの中で弾性支持された非流線型物体と考えることができる。これらの物体まわりの流れは高いレイノルズ数で剥離した状況下であり、後流には規則的な周期を持つカモン渦が発生し、局所的には3次元流れになっており、乱流状態である。構造物の固有振動数やスカルト数などの条件次第ではこれらの物体には低風速励振、渦励振、キヤロピングおよびねじりモードのフラッタなど各種の空力弾性的不安定現象（フラッタ）が発生する。物体のフラッタ現象の内、キヤロピングについては実験的に求めた定常な流体力を用いた準定常理論によって定式化されている¹⁾。他のフラッタ現象については、翼理論のような体系的な理論化はいまだなされていない。

離散渦法はこのような非流線型物体まわりの流れの数値計算手法として有効である²⁾。円柱のまわりの剥離流れもこの計算手法で計算されており、弾性支持円柱にも適用されて、渦励振現象の数値的説明がなされている³⁾。この計算手法では、非流線型物体まわりの流れの中の剥離せん断層を多くの特異点（渦）を分布させて表現し、他の流れの領域は非回転のままである。物体表面の剥離点から連続的に吐き出される剥離せ

* 工博 福岡工業大学教授 工学部電子機械工学科 (〒811-02 福岡市東区和白東3丁目30番1号)

** 工博 金沢大学教授 工学部機械システム工学科 (〒920 金沢市小立野2丁目40番20号)

ん断層はこの特異点によって離散的に表される。離散渦法による計算結果から、我々は振動する非流線型物体まわりの流れのイメージの描像を物体振動に伴う剥離せん断層の挙動に注目して画くことができる。

この剥離せん断層は上下の流速分布が不連続であるので、ケルビン-ヘルムホルツ型の不安定性を持っているが、さらに物体の振動の影響が加わって波状または巻き込み運動しながら流されていく。この剥離せん断層はその出発点である剥離点の振動と、物体後方へと流れる過程でafterbody（剥離点より後方にある物体部分）の振動によって攪乱される。フラッグ現象にはどちらの振動がより大きな影響があるかと云う基本的な興味がある。

著者らは一様流中であって種々の振幅で調和的に上下振動する長方形断面柱に加わる非定常揚力の振幅と振動変位に対する揚力の位相角を測定した⁴⁾。この位相角の進み側への変化はフラッグ現象の発生を意味している。さらに、この振動物体の近くの非定常流速の位相角も測定し、非定常揚力と流速の位相角がお互いに良く対応していることを指摘した。この結果は物体振動に伴う渦放出の位相特性がフラッグ発生キーポイントであることを示している。

この報告では、風洞の一様流中に固定した鋭い角を有する長方形角柱に作用する空気力に関して3種類の実験結果を述べる。

第1のものは、非定常流体力の測定結果に関するものである。深さ／高さ比(D/H)を0.1～2.5の間で系統的に変化させた2次元角柱に作用する抗力、揚力およびモーメントの定常・非定常流体力を測定した。時間平均抗力がカスプ⁵⁾状に最大となる断面比を示す中口比⁶⁾の値が変動抗力、揚力、モーメントにも他の実験⁶⁾と同様に現れるかどうかに着目し、非定常流体力の測定精度を確認するために行った予備実験である。

第2は、前縁に付けたフラッグ⁷⁾の定常角の変化にともなうD/H=2.0角柱に加わる定常揚力の測定結果である。ギャロピング⁸⁾不安定を示す角柱は、前上げ正の迎え角変化に伴って下方向の流体力を示す⁷⁾。ここでは、角柱全体の迎え角を変化させず、前縁のフラッグ⁷⁾角度を上下でわずかに変えて、剥離せん断層の出発角度を変化させ、その結果どのような定常揚力変化が生じるかを調べた。

第3は、一様流中に置かれたD/H=2.0角柱のafterbodyを固定して流れの剥離点である前縁にだけ振動的な外乱を与えた実験である。外乱は前縁に付けたフラッグ⁷⁾をピッチングモード⁹⁾で振動させることによって与える。そして、固定したafterbodyに作用する非定常揚力の振幅と位相を測定した。また、afterbody近くの非定常流速の振幅と位相も測定し、非定常揚力と流速の位相変化の特性に注目して、角柱全体が上下振動する場合の揚力と位相の測定結果と比較する。この結果を非流線型物体の渦励振に関連して考察する。

2. 風洞、実験装置および空気力等の定義

実験装置の概要を図1に示す。この風洞の最大流速は $U_{max}=18.0\text{m/s}$ であり、高さ×幅は $1.0\text{m} \times 0.5\text{m}$ である。模型を入れていない状態で測定部の流速は壁面境界層を除く断面に亘って $\pm 1\%$ のずれの範囲であって、一様流の2次元性は良好である。接近流の乱れ度は 0.1% 以下である。

模型の旗¹⁰⁾長Sと高さHは、 $S=458\text{mm}$ 、 $H=50\text{mm}$ である。この実験の場合、フラッグ¹¹⁾長は $l=10\text{mm}$ である。この100gr程度の軽量模型は、端板と6mm厚の前面板との間に、0.5mm程度の小さなギャップ¹²⁾をもうけ、軸の両端はバネ支持部と空気力の検出部に接続し、軽量模型に加わる流体力だけを検出できる構造になっている。上下方向の固有振動数は約100Hzであ

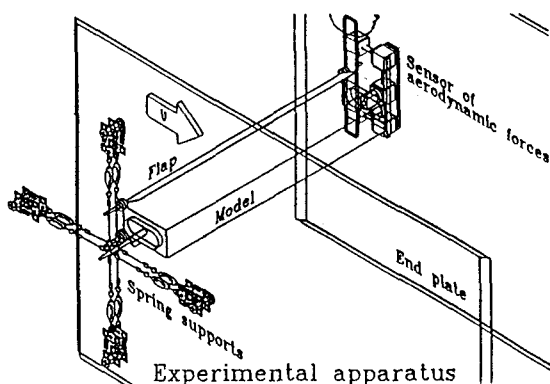


図1 風洞、フラッグ装着模型と支持装置
Fig.1 Experimental Set-up

る．図1.のように2個のフラップが前面板の上下端部に取り付けられている．これらの2本のフラップはゆり杵を使って一端を中心にビッチングモードで振動させる．

図2には抗力 $D(t)$ の時間平均成分 $\bar{D}$ と抗力 $D(t)$ ，揚力 $L(t)$ およびモーメント $M(t)$ の変動成分 $\tilde{D}$ ， $\tilde{L}$ および $\tilde{M}$ を図示し，各係数との関係を次式のように表す．

$$D(t)= \bar{D} + \tilde{D} \cdot \sin(2\pi 2F_Vt) = [\bar{C}_D + \tilde{C}_D \cdot \sin(2\pi 2F_Vt)] \cdot (0.5 \rho U^2 \cdot S \cdot H), \tag{1}$$

$$L(t)= \tilde{L} \cdot \sin(2\pi F_Vt+\phi_L) = \tilde{C}_L \cdot (0.5 \rho U^2 \cdot S \cdot D) \cdot \sin(2\pi F_Vt+\phi_L), \tag{2}$$

$$M(t)= \tilde{M} \cdot \sin(2\pi F_Vt+\phi_M) = \tilde{C}_M \cdot (0.5 \rho U^2 \cdot S \cdot D \cdot H) \cdot \sin(2\pi F_Vt+\phi_M). \tag{3}$$

ここで， $\tilde{D}$ は Karman渦振動数の2倍の抗力変動の振幅である． $\tilde{L}$ はKarman渦成分の揚力の振動振幅である． ρ は空気密度である．ストローハル数 St ，無次元流速 $\bar{U}$ ，共振流速 $\bar{U}_{ch}$ はそれぞれ， $St=F_V \cdot H/U$ ， $\bar{U}=U/(F \cdot H)$ ， $\bar{U}_{ch}=U/(F_V \cdot H)$ と記す． F_V は加マン渦放出の振動数， F はフラップの周波数（式(4)を参照のこと）である． ϕ_L と ϕ_M は適当な位置で計った流速変動を基準にした位相角である．この実験の最大流速によるレイノルズ数は $Re=UH/\nu=6.21 \times 10^4$ で， ν は作動空気の動粘性係数である．

フラップのビッチング角 $\theta(t)$ ，模型の非定常揚力 $C_L(t)$ （ x,y ）位置における非定常流速 $u(x,y,t)$ はフラップ振動数 F の成分を考え，高調波を無視すると，次のように表現される．

$$\theta(t)=\theta_0 + \Delta \theta \cdot \sin(2\pi Ft) \tag{4}$$

$$C_L(t)= \tilde{C}_L \cdot \sin(2\pi Ft+\phi_L) \tag{5}$$

$$u(x,y,t)/U= \bar{u}(x,y)/U + \tilde{u}/U \cdot \sin(2\pi Ft+\phi_u) \tag{6}$$

これらの空気力や流速の時間平均値や非定常値はすべて，アナログデータをFFTアナライザによって解析してまとめたものである．

3．静止角柱に作用する空気力

図3.には $U=2.0 \sim 17.0\text{m/s}$ の流速域において $D/H=0.94$ の角柱に作用する空気力係数 $\bar{C}_D$ ， $\tilde{C}_D$ ， $\tilde{C}_L$ および $\tilde{C}_M$ を求めた結果を示す．図中×印は角柱に作用する揚力によって求めた加マン渦振動数を意味している．

図4.と図5.(a)にはストローハル数と時間平均抗力 $\bar{C}_D$ を中口ら⁵⁾の結果と比較して示す．ほぼ同じような傾向の実験結果が得られている．

図5(b)から図5(d)には非定常抗力係数 $\tilde{C}_D$ ，揚力係数 $\tilde{C}_L$ およびモーメント係数 $\tilde{C}_M$ について断面比 D/H を系

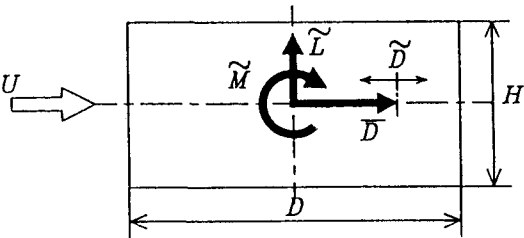


図2 空気力の定義と角柱代表長
Fig.2 Nomenclature for Aerodynamic Forces

D:Chord length =	8~120mm
H:Model height =	50mm
S:Span length =	458mm

統的に変化させて実験して求めた結果を示している。これらはすべて角柱断面比 $D/H=0.63$ で空気力係数の値が明白なカスプ状のピーク値を示している。しかし、模型に作用する変動圧力分布から求めた坂本ら⁵⁾の値よりもいずれも低い値になっている。原因は実験レイノルズ数、気流乱れ度、角柱断面のアスペクト比の違いと考えられるが、さらに本実験の場合は自動的に模型軸方向の相関性が入っているためであると考えられる。

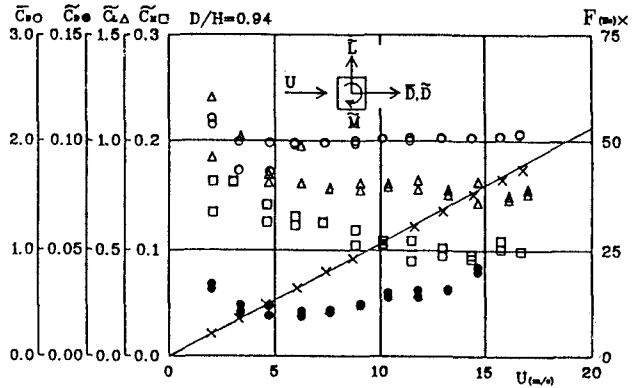


図3 流速の変化による $D/H=0.94$ 角柱の空力係数
×印はカマン渦振動数

Fig.3 Wind Velocity versus Aerodynamic Force Coefficients $\overline{C_D}$, $\overline{C_F}$, $\overline{C_M}$ and $\overline{C_R}$ ($D/H=0.94$ Model).
Cross symbols(×) signify the Karman vortex frequencies.

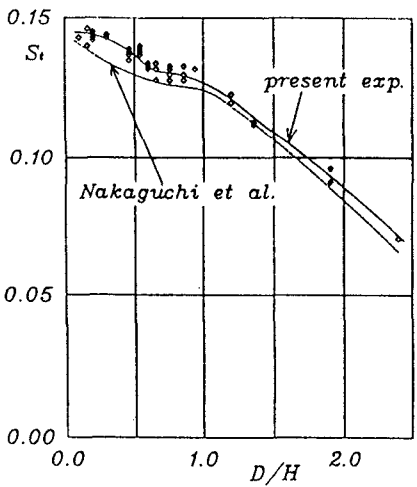


図4 断面比変化にともなうストローハル数の変化を中口らと比較⁵⁾
Fig.4 Strouhal Number Compared with Nakaguchi et al.⁵⁾

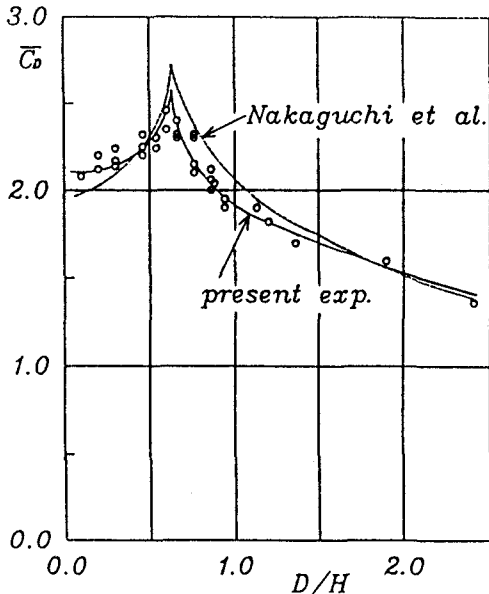


図5(a) 断面比変化にともなう抗力係数の変化を中口らと比較⁵⁾
Fig.5(a) Time-mean Drag Force Coefficient ($\overline{C_D}$) Compared with Nakaguchi et al.⁵⁾

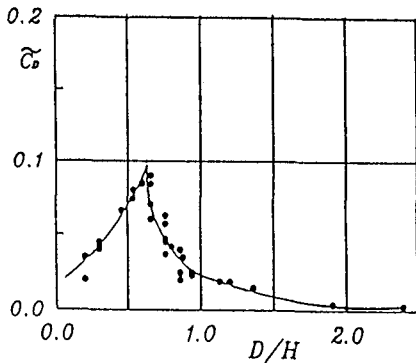


図5(b) 断面比変化にともなう変動抗力係数の変化

Fig.5(b) Unsteady Drag Coefficient ($\bar{C}_D$)

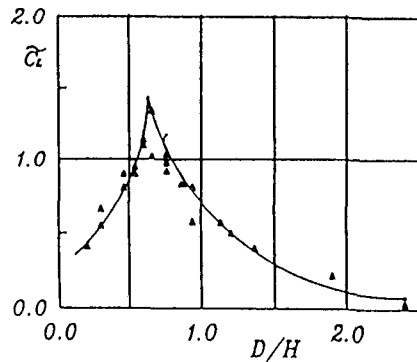


図5(c) 断面比変化にともなう変動揚力係数の変化

Fig.5(c) Unsteady Lift Coefficient ($\bar{C}_L$)

4. 定常なフラップ角の変化による時間平均揚力

剥離流フラップの中でキヤロビン⁷⁾不安定は、準定常理論⁷⁾で定式化されている。一般的には、頭上げ模型に定常で下方向の力が作用すれば、キヤロビン⁷⁾に対して不安定である。Den Hartogはこの力の発生の基本的原因は剥離せん断層の曲率差であると説明している。図6は θ_0 まわりにフラップを非対称に定常変化させた際の時間平均揚力 $\bar{C}_L$ である。フラップ長 l が10mmの場合、フラップの先端と剥離せん断層の交差点は前縁剥離点から35°の線上にある。この角度はタンデム型流速 $\vec{V}$ の外測定センサーで測定した結果による流線を参考にしている。この図では、フラップが付いていない模型の $\bar{C}_L$ の測定結果は×印で示している。この $\bar{C}_L$ が負の傾斜になることはDen Hartog⁷⁾によるキヤロビン⁷⁾不安定を示す。

フラップ定常角が $\theta_0 = 35^\circ$ (□), 40° (◇)そして 45° (○)の場合には時間平均揚力 $\bar{C}_L$ の傾斜は負になる。これらはお互いに $\Delta\theta = 0^\circ$ の近くで相似になる。これらの結果は剥離せん断層の剥離角度が負の勾配の発生原因として主要な役割を演じていることを示している。

さらに低いフラップ定常角度 $\theta_0 = 30^\circ$ (△)の場合には、フラップ表面と剥離せん断層の間に小さなキヤップが流れ観察によって観察された⁸⁾。剥離せん断層からこのキヤップ領域へ乱流エントレインメントが発生していると考えられる。すなわち、フラップ角度が上昇するにつれて剥離せん断層がフラップ表面に近づく。これが $\bar{C}_L$ が $\Delta\theta \approx 0^\circ$ 付近で逆の変化傾向を示す理由である。

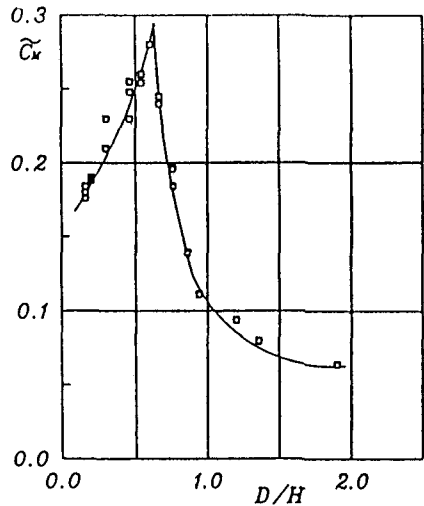


図5(d) 断面比変化にともなう変動モーメント係数の変化

Fig.5(d) Unsteady Moment Coefficient ($\bar{C}_M$)

5. フラップ振動にともなう非定常揚力

次に、フラップのピッチング振動にともなう $D/H=2.0$ 模型に加わる非定常揚力の測定結果を示す。フラップをピッチング振動させる場合に、剥離せん断層の出発点を、常にフラップ先端から剥離させる必要がある。そこでここでは、

フラップ^{*}の定常角度 θ_0 を変化させて後流のストローハル数の変化を調べた結果を図7に示す。この結果によると、 $\theta_0=35^\circ$ 付近でストローハル数が急上昇することが分かった。この理由は、フラップ^{*}角 $\theta_0=0^\circ$ から上昇させると、 35° 付近で剥離せん断層とフラップ^{*}との間で乱流によるエンtrainメントが発生し、剥離せん断層がフラップ^{*}に付着して、結果として、剥離領域が急激に狭くなって、ストローハル数が急上昇した⁸⁾、と考えられる。

そこでこの実験では、この現象の発生を避けてフラップ^{*}角は $\theta_0=45^\circ$ のまわりで変化させる。以下の実験でフラップ^{*}のビッチング^{*}振動振幅を 1° から 5° のあいだで変化させるため、フラップ^{*}の先端から剥離せん断層が常に剥離させるように $\theta_0=45^\circ$ とした。

図8には、フラップ^{*}振幅 $\Delta\theta=2.5^\circ$ 、振動数 $F=15\text{Hz}$ の場合の非定常揚力の振幅 $\bar{C}_l$ とその振動数 f を示す。 $\bar{C}_l$ は共振流速 U_{CR} 付近で増大し、 f の測定結果もロックイン現象の発生を示す。

図9にはフラップ^{*}の種々の振幅 $\Delta\theta$ に関するロックイン領域をしめす。ロックイン領域を示す流速範囲はフラップ^{*}振幅の増加と共に明らかに増加している。この傾向は角柱の上下振動の振幅の増加と同様である。

図10にフラップ^{*}振幅を種々変化させた場合の非定常揚力の振幅 $\bar{C}_l$ の測定結果を示す。 $\bar{C}_l$ の値は $\Delta\theta$ の増加と共に共振流速付近でより大きくなる。

共振流速以下で図11に示すように、フラップ^{*}振幅に応じて、非定常揚力の位相角 ϕ_L は遅れ側へ大きくシフトする。

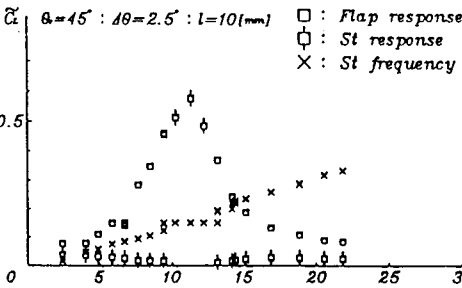


図8 無次元流速 U と変動揚力係数 $\bar{C}_l$
Fig.8 Amplitude $\bar{C}_l$ and Frequency f

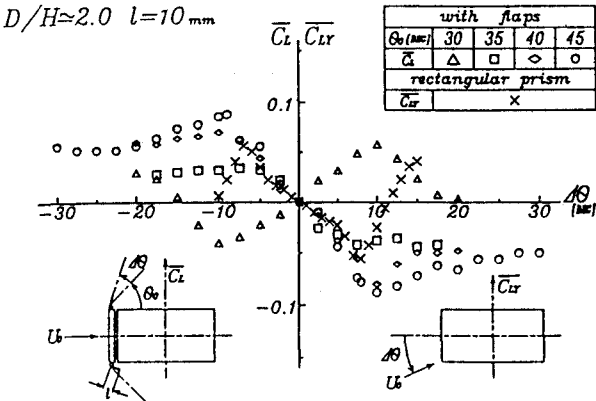


図6 フラップ^{*}角の定常変化にともなう時間平均揚力 $\bar{C}_l$ と角柱迎え角変化にともなう $\bar{C}_{lr}$ の比較
Fig.6 Time-mean Lift Force $\bar{C}_l$ with Flap Angle and Side Force $\bar{C}_{lr}$ with Change of Angle of Attack of Rectangular Model

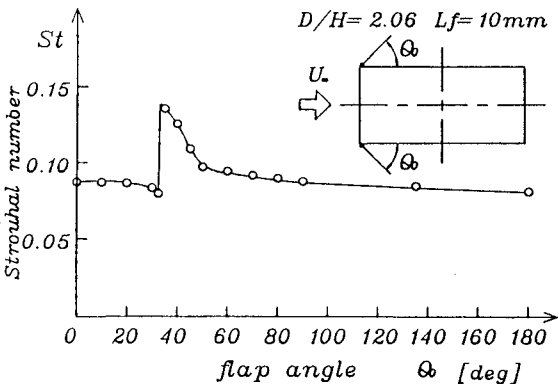


図7 フラップ^{*}の定常角度の変化にともなう後流ストローハル数の変化
Fig.7 Strouhal Number with the Change of Flap Steady angle

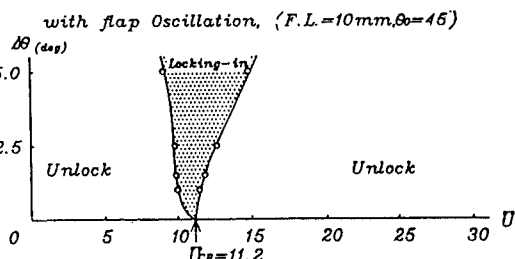


図9 フラップ^{*}振動振幅 $\Delta\theta$ の増加とロックイン領域の拡大
Fig.9 Lock-in Region with the Change of $\Delta\theta$.

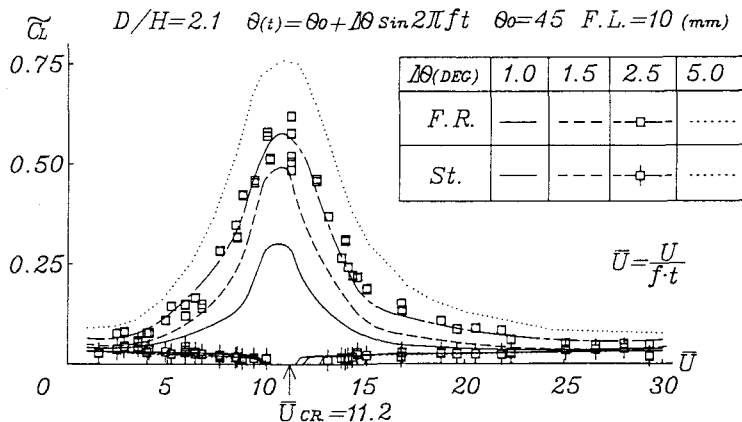


図10 無次元流速の変化と変動揚力係数 $\tilde{C}_L$

Fig.10 Amplitude of Unsteady Lift Force $\tilde{C}_L$ with Reduced Wind Velocity $\bar{U} = U/FH$

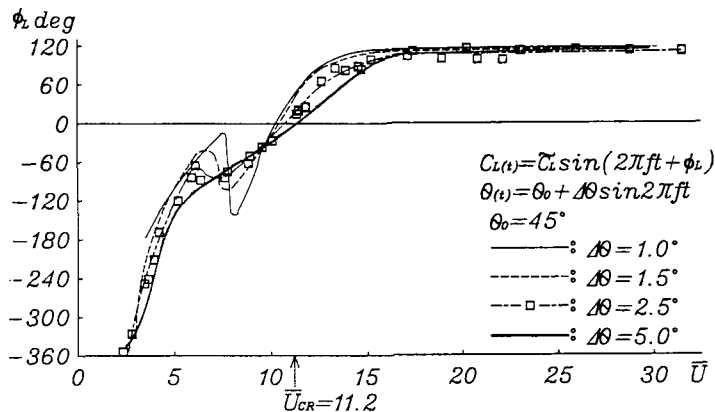


図11 無次元流速 $\bar{U}$ の変化と変動揚力の位相角変化 ϕ_L ($D/H=2.1$ 角柱)

Fig.11 The Phase ϕ_L of Unsteady Lift Force

6. フラップ^{*}振動効果の議論

図12にはI型の熱線流速測定センサを使って $(x,y)=(2H,1.5H)$ で測定したフラップ^{*}振動にともなう非定常流速の振幅を示す。この結果には、フラップ^{*}振動数とストローハル数成分の流速の結果を載せている。流速の周波数応答成分はフラップ^{*}振幅 $\Delta\theta$ の増加とともに $\bar{U}_{CR}$ を中心にして大きく増幅されている。これらの後流の共振現象は図9に示した非定常揚力の特性と相似である。

フラップ^{*}振動にともなう非定常流速の位相角 ϕ_U を $(x,y)=(2H,1.5H)$ で測定した結果を図13に示す。 $\bar{U}=15$ 以下の無次元流速域で、位相角 ϕ_U の変化傾向は図11にすでに示した非定常揚力の位相角 ϕ_L の変化傾向と同様な様相を呈した。このようにフラップ^{*}振動に関する実験結果は、剥離せん断層の出発点での強制振動が後流および角柱に加わる非定常流体力特性を変化させることに非常に有効であることを示している。

これらフラップ^{*}振動にともなう後流と非定常揚力の変化の様子は、すでに文献4)で示したように角柱全体の上下振動の場合の変化と同様である。特に $\Delta\theta$ が、 1.0° の場合先端部の変位はわずかに 0.175mm であるが、後流の共振現象が明確に観測されている。このことは、前縁に小さな攪乱を加えることによって後流の共振条

件をコントロールできることを意味している。すなわち、前縁フラップが同じようなテクニックを使って非流線型物体の能動的なフラップ制御の可能性を示している。

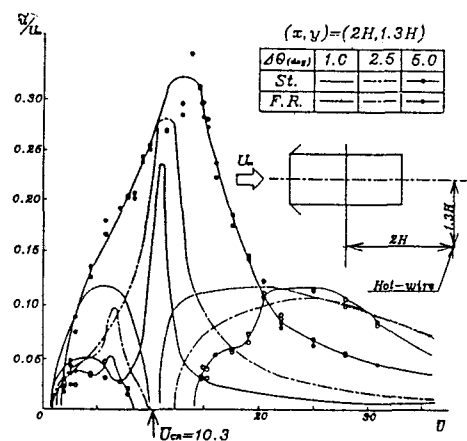


図12 無次元流速の変化と変動流速の振幅変化(D/H=2.1角柱)
Fig.12 Amplitude of Unsteady Flow Velocity with Flap Oscillation

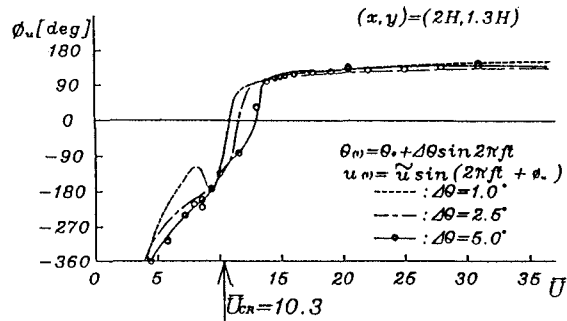


図13 無次元流速の変化と変動流速の位相角変化(D/H=2.1角柱)
Fig.13 Phase ϕ_u of Unsteady Wake Velocity with Flap Oscillation

7. 結論

- この研究の主要な結論は以下のとおりである。
- (1)長方形断面柱に作用する時間平均抗力および非定常流体力の振幅はいずれも臨界面比D/H=0.63で鋭いピーク値を持つ変化を示し、これまでの実験結果と同様であった。
 - (2)前縁フラップの定常角度変化にともなう時間平均揚力は角柱を傾けた場合の揚力変化と同様な傾向である。
 - (3)前縁で振動するフラップを有する角柱の後流と揚力の特性変化は、ロッキング現象、共振現象、位相の急激な変化など模型全体の上下振動の場合とほとんど同様な変化を示す。

なおこの論文ではD/H=2.0角柱のフラップ振動の実験結果を中心に記述したが、断面比を系統的に変化させた研究結果は別途報告する予定である。

九州工業大学 久保喜延助教授との議論は有益でした。記して謝意を表します。

参考文献

- 1)G.V. Parkinson and N.P.H. Brooks: ASME, J. of Applied Mech., Vol.28, (1961)25.
- 2)岡島 厚, 他: 風工学における流れの数値シミュレーション法入門, 土木学会, 構造工学シリーズ 5, 1992.4
- 3)T. Sarpkaya, Trans. of ASME, Vol.46, (1979)241.
- 4)Y. Nakamura and T. Mizota, ASCE, Vol.101, No.EM6, (1975)855.
- 5)中口, 他: 日本航空学会誌, 第16巻, 第168号, (1968), 1.
- 6)坂本, 他: 日本機械学会論文集 (B編), 第55巻, 第516号, (1989), 2310.
- 7)J.P. Den Hartog, Mechanical Vibration, McGraw-Hill, (1956).
- 8)T. Mizota and A. Okajima, Flow Visualization V, Proc. Fifth Int. Sympo. on Flow Visualization, Prague, Czech., (1989)377.

(1992年9月21日受付)