

角柱のギャロッピング振動に関する実験

石 崎 潑 雄・谷 池 義 人

EXPERIMENTS ON THE GALLOPING INSTABILITY OF RECTANGULAR PRISMS

Hatsuo ISHIZAKI and Yoshihito TANIKE

Synopsis

Galloping oscillation have been studied by Parkinson, Laneville, Novak et al. In their studies good agreement between the quasi-static theory and the results of experiments on the two-dimensional square prisms has been found.

The changes of the galloping instability with the aspect ratios which are the values dividing the height by the front width of the three-dimensional prisms having several rectangular cross sections are investigated in this paper.

The main results can be summarized that the galloping becomes more instable with the increase of the aspect ratios and that the validity of the quasi-static theory should be restricted to the cases of the prisms with large aspect ratios in the three-dimensional flow.

1. は じ め に

建築構造物の高層化にともない、風による振動が問題となってきている。その振動の発生機構は、以下の3種類と考えられている。第1は、風の乱れによって生ずる風向方向、あるいは風向直交方向のパフエティング振動、第2に、風が流線型でない(B luff)構造物に当たることにより交番渦を生ずるが、この渦による風向直交方向の渦励振及びそれによって引き起こされる自励振動、そして第3は、高風速域で負の減衰が働くことにより生ずる自励振動の一種である風向直交方向のギャロッピング振動である。本論文は、このギャロッピング振動を扱っている。

ギャロッピング振動の研究については、その歴史は古く、1930年代に Glaurt, Hartog 等によりおよその発生機構が説明されている。Hartog¹⁾は 寒い地方の氷に被われた送電線の断面を用いて、準定常表現による線型の微分方程式を導き、その減衰項の正負により振動の安定性を検討し、ギャロッピング振動の発振風速を求めている。その後、1960年前後に、Scruton, Parkinson 等により、正方形断面を用いたギャロッピング振動の解析が行われた。特に、Parkinson^{2,3)}は、準定常表現に基づき、非線型項を含めた一質点系の微分方程式を提案し、Bogoliubov-Krylov 法⁴⁾により、これを解いている。解の安定性に関しては、状態平面を用いて検討している。この解析結果と2次元模型を用いた実験結果とは、かなりの精度で一致しており、この手法の妥当性が認められている。Novak^{5,6,7,8,9)}は、さらに一質点系の微分方程式を拡張し、連続体の非線型の微分方程式をエネルギー法の手法を用いて解き、これにより種々のモード、及び風速のプロフィールを持つ場合にも適用できる式を提案している。また、彼は、風速と振幅の関係を示す、応答曲線(Response Curve)を、質量パラメータ(Massparameter)及び構造減衰率(Structural Damping)を用いて無次元化し、構造物の質量、及び減衰に関係なく用いることができる一般化された応答曲線(Universal Response Curve)を提案している。その後、さらに Novak, Davenport⁹⁾あるいは Parkinson, Laneville^{10,11)}等は、乱流中での角柱模型のギャロッピング振動について検討し、乱流中で、準定常表現が適用できるかどうかを調べている。これらの論文では、乱れがギャロッピング振動の性質を変える理由として、構造物に働く風向

直交方向の直接的なランダム・パフエッティングではなく、構造物の断面回りの時間平均的な流れのパターンの変化を挙げ この準定常表現が十分適用できるものであると結論づけている。

しかしながら、以上の論文では、この準定常表現の基礎となる定常空気力の検出方法として、アスペクト比（ここでは、建物の見付面の高さを幅で割った値）を無限大と仮定した2次元模型を用いて、横力係数 C_F を求めているか、あるいは3次元模型では、ある一つのアスペクト比でのみ求めた C_F を用いて準定常表現による理論式を求めている。同じ断面を持っていても、アスペクト比が変われば、 C_F が変わるかどうかという問題については、まだ分っていない。そこで構造物のアスペクト比が変わった場合の C_F をいろいろな断面形について検討し、一様流中、及び乱流中で実験を行った。得られた C_F の実験結果をもとに、準定常理論を用いて、風速と振幅の関係を示す応答曲線と振動実験によって得られた実験値との比較も行い、これにより準定常理論の適用範囲についての検討も行った。

2. 実験方法

京都大学防災研究所の吹き出し口 $1\text{m} \times 1\text{m}$ のゲッチンゲン型開放風洞を用いて実験を行った。実験は、2つに分れており、一つは、一様流中及び乱流中で3次元角柱に働く定常空気力を求める実験であり、もう一つは、角柱模型の振動実験である。前者は、Fig. 1 に示すような3分力天秤を用いて定常空気力を検出した。後者は、Fig. 2 に示すような振動台を用い、模型に取り付けたロッドをコイルバネ、及び板バネで弾性支持し、板バネに貼ったワイヤストレーンゲージにより振動変位を検出した¹²⁾。使用した模型は、パルサ材を用いてあり、両方の実験に利用できるものである。詳細を Fig. 3 に示す。断面の辺長は、 $1/1$ ($5\text{cm} \times 5\text{cm}$)、 $1/2$ ($3.5\text{cm} \times 7\text{cm}$)、 $2/1$ ($7\text{cm} \times 3.5\text{cm}$)、 $1/3$ ($2.9\text{cm} \times 8.7\text{cm}$)、 $3/1$ ($8.7\text{cm} \times 2.9\text{cm}$) の5種類であり、高さは、 15cm 、 22.5cm 、 30cm 、 37.5cm の4種類である。合計20種類の模型を用いて実験を行った。また、ここで $1/2$ とは、短辺が風に面している場合であり、 $2/1$ とは、長辺が風に面している場合である。 $1/3$ 、 $3/1$ についても同様である。

実験時の風は、一様流、乱流いづれの場合も風速のプロフィールを持たず、ほぼ高さ方向に一樣となっている。使用した乱流格子は、格子部材見付幅 4.5cm 、格子間隔 22.5cm の正方形グリッドであり、それによる乱れの強さは、風速の増加とともに、若干弱まる傾向がある。乱れの強さは、定常空気力の検出の際用いた風速の範囲 ($15\text{m/sec} \sim 20\text{m/sec}$) で約13%、振動実験で用いた風速の範囲 ($0\text{m/sec} \sim 15\text{m/sec}$)

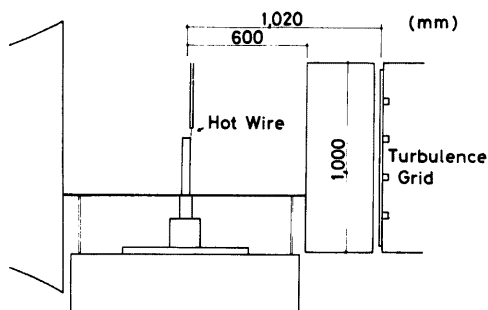


Fig. 1. Three Dimensional Balance

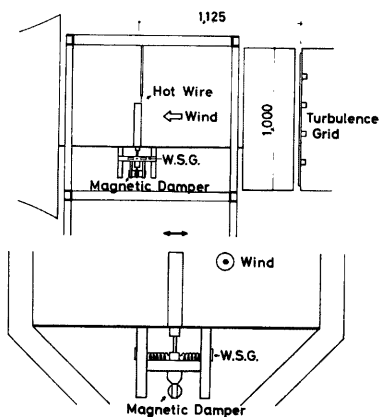


Fig. 2. Dynamic Balance

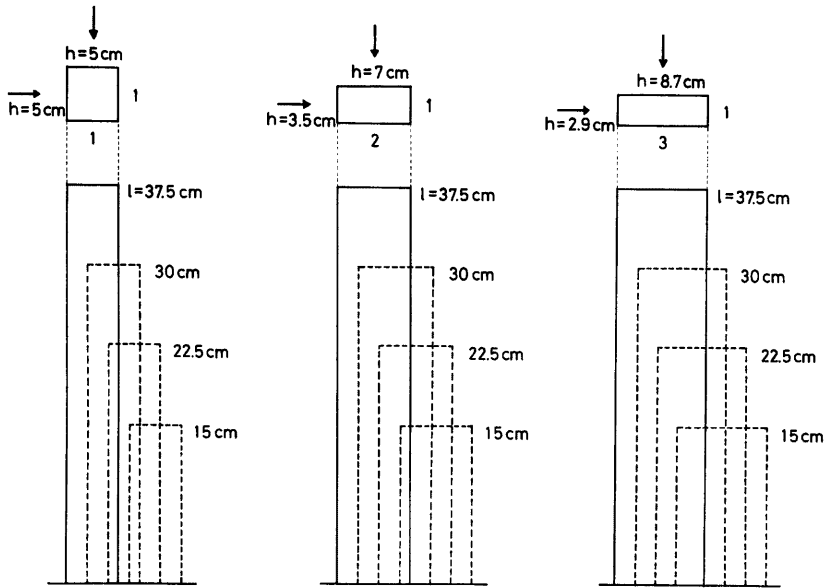


Fig. 3. Models

では、約15%となった。また、一様流の場合は 風速による乱れ強さの変化がほとんど見られず約0.5%となった。

3. 準定常理論

ギャロッピング振動における準定常表現は、Fig. 4 に示すように、構造物が風向直交方向に速度 $\dot{y}$ で振動しているある瞬間をとらえた場合に、実際に構造物に働いている力を風向角 α 、相対速度 V_{rel} で静止した構造物に働く力に等しいと置いた場合の仮定に基づいている。相対速度 V_{rel} は、実際の風速 V と構造物の振動速度 $\dot{y}$ のベクトル和となる。また、風向角 α は、 $\alpha = \tan^{-1} \frac{\dot{y}}{V}$ で表わされる。風向角 α で、風速 V_{rel} が作用するとき、構造物に働く力 F は抗力 D と揚力 L のベクトル和で表わされる。(但し、Fig. 4

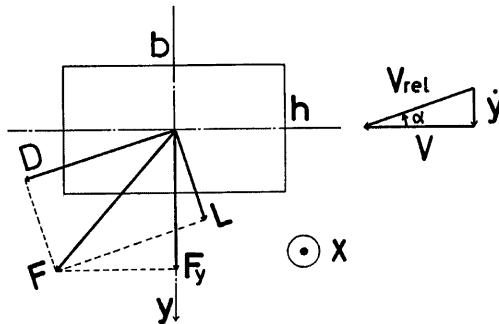


Fig. 4. Cross Section in Flow

の y 軸のとり方が Novak 等の場合と逆になっている。))

$$D = C_D \frac{1}{2} \rho h l V^2, \quad C_D = \frac{1}{2} \rho h l V^2 \sec^2 \alpha \quad \dots\dots (1)$$

$$L = C_L \frac{1}{2} \rho h l V^2, \quad C_L = \frac{1}{2} \rho h l V^2 \sec^2 \alpha \quad \dots\dots (2)$$

ここで, x 軸を構造物の高さ方向, y 軸を風向直交方向にとっている。(Fig. 4) また, ρ は空気密度, h は構造物の見付面の幅, l は構造物の見付面の高さを表わす。よって, 構造物の y 方向に働く力 F , は, D と L を用いて,

$$F_y = (C_D \sin \alpha + C_L \cos \alpha) \frac{1}{2} \rho h l V^2 \sec^2 \alpha = C_F \frac{1}{2} \rho h l V^2 \quad \dots\dots (3)$$

で表わされる。 C_F は, そのときの係数で, 横力係数と呼ばれ,

$$C_F = (C_L + C_D \tan \alpha) \sec \alpha \quad \dots\dots (4)$$

と書ける。この C_F は, $\tan \alpha = \frac{\dot{y}}{V}$ で多項式近似され,

$$C_F = \sum_{i=1}^m A_i \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^i + \sum_{j=2}^k A_j \left(\frac{\dot{y}}{V} \right)^j \frac{\dot{y}}{|\dot{y}|} \quad \dots\dots (5)$$

ここで, $A_{i,j}$ は, 定数で, i, m = 奇数, j, k = 偶数

運動方程式に代入して, 若干の変形をすると,

$$Y + \omega^2 Y + F(\dot{Y}) = 0 \quad \dots\dots (6)$$

$$F(\dot{Y}) = 2\beta\omega\dot{Y} - 2n \left(\sum_{i=1}^m A_i \omega^{2-i} \frac{\dot{Y}^i}{U^{i-2}} + \sum_{j=2}^k A_j \omega^{2-j} \frac{\dot{Y}^j}{U^{j-2}} \frac{\dot{Y}}{|\dot{Y}|} \right)$$

ここで, β は構造減衰率, n は質量パラメータ $\rho h^2 l / 4m$. Y は無次元変位 y/h , U は無次元風速 $V/\omega h$, m は構造物の質量, ω は円振動数。

(6) 式の微物方程式は, Bogoliubov-Krylov 法の一次近似を用いて, Parkinson²⁾ によって最初に解かれた。さらに Novak⁴⁾ は上記の一質点系の微分方程式を連続体に拡張し, エネルギー法の手法を用いて解いている。これによると, 振動が定常となると, 構造物全体に加わる減衰力による一周あたり全エネルギーはゼロとなり,

$$W = \int_0^T \int_0^T F(\dot{Y}) dY(t) = 0 \quad \dots\dots (7)$$

で表わされる。Bogoliubov-Krylov 法の一次近似の解を (7) 式に代入し, 無次元振幅と無次元風速に関する高次の代数方程式が得られる。

$$\frac{1}{\bar{U}} + \sum_{r=1}^S A_r B_r C_r \left(\frac{\bar{a}}{\bar{U}} \right)^{r-1} = 0 \quad \dots\dots (8)$$

ここで, $\bar{U}$, $\bar{a}$ は, 質量パラメータ n , 構造減衰率 β を用いて,

$$\bar{U} = \frac{n}{\beta} U = \frac{n}{\beta} \frac{V}{\omega h}, \quad \bar{a} = \frac{n}{\beta} a = \frac{n}{\beta} \frac{y}{h} \quad \dots\dots (9)$$

A_r は (5) 式の係数, S は (5) 式の最高次数, B_r は r が奇数か偶数かで異なり,

$$B_i = 2 \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots i}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (i+1)} \quad i = \text{奇数} \quad \dots\dots (10)$$

$$B_j = \frac{4}{\pi} \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots j}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (j+1)} \quad j = \text{偶数}$$

C_r は, 振動モード $y(x)$ と風速のプロフィール $v(x)$ を用いて

$$C_r = - \frac{\int_0^l v^{2-r}(x) |y(x)|^{r+1} dx}{\int_0^l y^2(x) dx} \quad \dots\dots (11)$$

と表わされる。ここで(5)式において、 C_F の原点での傾きは、 $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} = A_1$ で表わされる。また、(8)式において $r=1$ を代入すると $\frac{1}{\bar{U}_0} = -A_1 B_1 C_1$ となる。 B_1, C_1 は正であるから、 A_1 が負となると、発振風速 $\bar{U}_0$ が求まる。従って $-\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ が大きくなるほど発振風速 $\bar{U}_0$ が小さくなる。(8)式から、 $\frac{\bar{a}}{\bar{U}}$ を決めると、 $\frac{1}{\bar{U}}$ が求まることから一般的に $\bar{a}$ と $\bar{U}$ の関係を示すグラフが書ける。このグラフは、両軸とも n/β をかけて無次元化してあるため、任意の質量及び減衰率を持つ場合にも適用できる。これが準定常理論に基づいたギャロッピング振動の解析である。従って、横力係数 C_F を多項式近似したときの係数 A_i が分ると、(8)式により種々の振動モード及び風速のプロフィールを持つ場合にも、ギャロッピング振動の応答曲線が得られる。

4. 実験結果

4-1 空気力係数

2章で示した20種類の模型を用いて 風向角 0度～20度、70度～90度の範囲では、2度間隔で、20度～70度の範囲では、5度間隔で定常空気力 L, D を測定し、(1), (2)式によって抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L を求めた。風速は一樣流中の場合、20m/sec～30m/sec、乱流中の場合、15m/sec～20m/sec の範囲で測定した。風向角 α を変えていったときの抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L を、最後の付録に示す。これらによると、 C_D, C_L は、アスペクト比によって異なり、一般的に、アスペクト比が大きくなると C_L は小さく、 C_D は大きくなる。アスペクト比を考慮した3次元角柱の風向角 α による C_D, C_L の変化についてのくわしい考察は、直接本論文には関係がないので割愛する。

風向角 $\alpha=0^\circ$ のときの、アスペクト比による抗力係数 C_D の変化を Fig. 5～9 に示す。この実験値を求める際、一樣流中では、10m/sec～30m/sec、乱流中では、10m/sec～20m/sec と風速を変化させてそれぞれ求めた。この範囲では、レイノルズ数による C_D の値の変化は見られずほぼ一定となった。横軸のアスペクト比は、Vickery¹²⁾ の実験結果と比較するため、 $2l/h$ を使い、対数表示してある。細い実線は Vickery が乱れ強さ 10.5% の乱流中で行った実験結果で、太い実線及び太い点線は、それぞれ一樣流中及び乱流中(乱れ強さ13%)での本実験結果を示す。但し、辺長比 1/1 以外は、Vickery の用いた辺長比と本実験で用いた辺長比とが異なっているので、もっとも近い辺長比をもつ C_D の値を Fig. 5～9 に描き入れた。

一樣流中、乱流中いづれの場合も、全体的に見ると、アスペクト比の増加とともに、抗力係数 C_D が大き

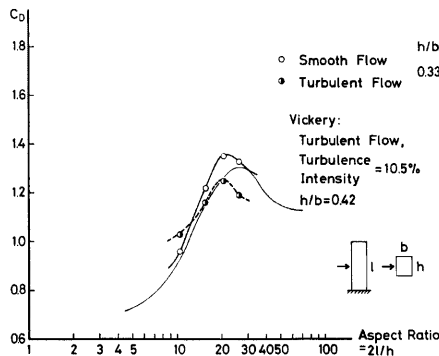


Fig. 5. Variation of Mean Drag with Aspect Ratio (Side Ratio $h/b=0.33$)

くなり、2次元の C_D に近づく。この傾向は、Vickery の実験結果と一致している。しかし、辺長比が $1/3$ と風向方向に細長くなると、あるアスペクト比で C_D の値は極大値をとる。さらにアスペクト比が大きくなると C_D は減少し、2次元の値に近づく。(Fig. 5) この興味ある現象は、Vickery の実験値 (辺長比 0.42) にも見られ、比較するとピーク値は、若干異っているが傾向はよく似ている。

辺長比 $1/2$, $1/3$ と風向方向に細長くなると、乱流中では、模型側面に再付着が生じるため、背面圧 (Base Pressure) は、一様流中より大きくなる。したがって C_D の値は小さくなる。逆に、辺長比 $2/1$, $3/1$ と風向直交方向に拡がると、乱流になっても側面に再付着が起らず、乱れのため連行効果が促進される。

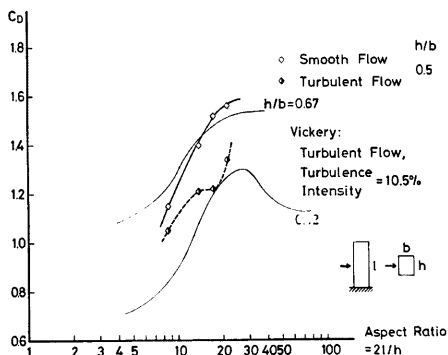


Fig. 6. Variation of Mean Drag with Aspect Ratio (Side Ratio $h/b=0.5$)

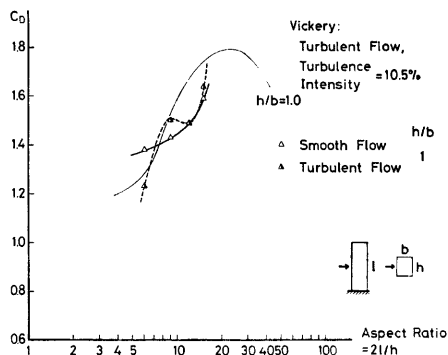


Fig. 7. Variation of Mean Drag with Aspect Ratio (Side Ratio $h/b=1.0$)

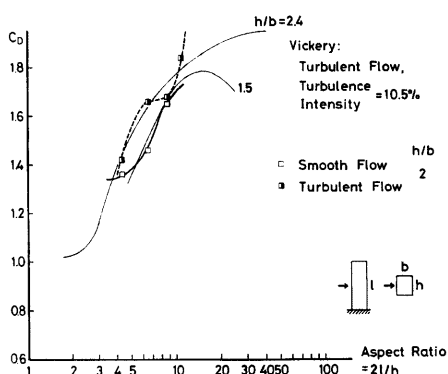


Fig. 8. Variation of Mean Drag with Aspect Ratio (Side Ratio $h/b=2.0$)

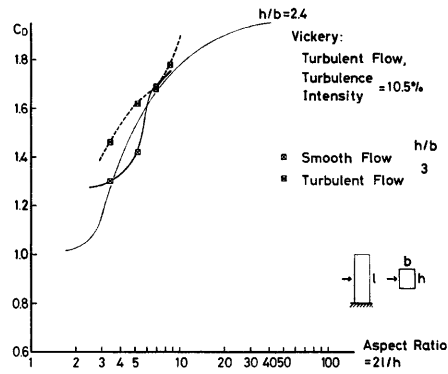


Fig. 9. Variation of Mean Drag with Aspect Ratio (Side Ratio $h/b=3.0$)

そのため後流域で、レイノルズ応力による摩擦力が大きくなり、背面圧が一様流中よりも小さくなる。したがって C_D の値は大きくなる。このような現象は、2次元モデルでは、柱¹⁴⁾あるいは Laneville¹⁵⁾等によっても指摘されている。ただ辺長比 1/1 の場合、2次元モデルでは、乱流になると側面で部分的に再付着が生じ、 C_D の値は低くなる^{11,14)}。これに反し、3次元モデルでは、アスペクト比が大きくなっても、 C_D の値は、あまり変化しない。これは後の横力係数 C_F の所でも述べているが、この断面形は、アスペクト比をかなり大きくしても、断面回りの流れのパターンが2次的になりにくいと思われる。

また、Fig. 5~9 を比較すると、一様流、乱流いずれの場合も、辺長比が大きくなるにつれて C_D の値も大きくなる。2次元モデルでは、一様流中のとき辺長比が 3/2、乱流中では 5/3 のとき、 C_D が最大となる¹⁴⁾。しかし、本実験で用いた 3次元モデルの場合には、辺長比のとり方があらなかったこともあり、どの辺長比で C_D が最大となるか、はっきりしなかった。

4-2 横力係数

横力係数 C_F は、4-1節で求めた抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L を用いて、(4) 式によって求められる。 C_F の実験結果を Fig. 10~19 に示す。横軸に風向角 α (度)、縦軸に C_F の値をとっている。

Fig. 10, 11 は、辺長比 1/1 ($h/b=5\text{cm}/5\text{cm}$)、アスペクト比 $l/h=3, 4.5, 6, 7.5$ のモデルで、それぞれ一様流中及び乱流中での実験結果である。一様流中では、 C_F のグラフ自体は、4種類とも原点付近で C_F の傾き $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ は、わずかに負となり、Weakly-Soft Galloping が起ることを示す。また、風向角 α が10度あたりまでは、アスペクト比による C_F の値にさほど変化はない。 α が10度をこすと、アスペク

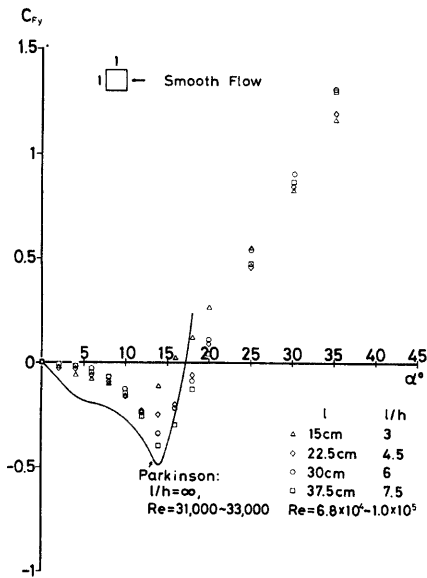


Fig. 10. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=1.0$)

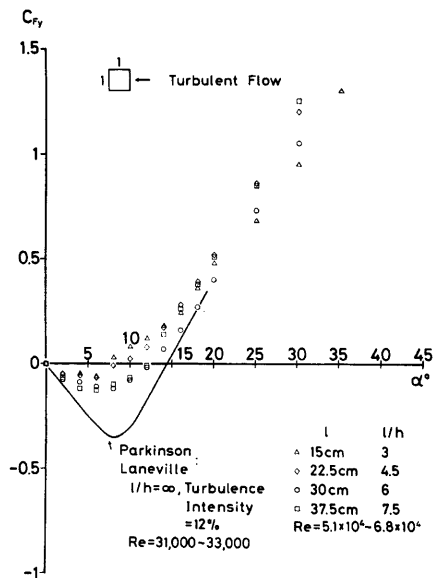


Fig. 11. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=1.0$)

ト比が大きくなるにつれ C_F の値も小さくなり、最小値をとる α の値が右側につれる。実線で示してあるのは Parkinson²⁾ が、2次元角柱で求めた C_F である。(R, 数=3.1~3.3×10⁴) これを見ると、2次元モデルの方が原点での C_F の傾き $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ は、3次元モデルに比べかなり急勾配となっており、発振風速がより低くなる。また、風向角 α が小さいところでは、グラフの形状が3次元モデルに比べ、かなり異なっている。2次元モデルの C_F は、最小値にいたる途中で Plateau などところがあるのが特徴的であり、これが振幅と風速の関係を示す応答曲線上で、ヒステリシスを描く原因となる。このような特徴は、3次元の場合には観察されなかった。ただ、3次元モデルでアスペクト比が4.5程度になると、 C_F の値を最小にする α の値は、2次元モデルの場合とほぼ等しくなる。

乱流中では、いずれの場合も $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ が負となり静止状態から発振する Soft-Galloping の性状を示す。アスペクト比が大きくなるにつれ、 C_F の値も小さくなり、よりギャロッピングの性状が強まる。実線は、Parkinson, Laneville¹⁰⁾ が2次元角柱を用いて、乱れ強さ12%の乱流中で求めた C_F である。(R, 数=3.1~3.3×10⁴) アスペクト比が約6以上になると、 $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ の値は、2次元のものとは比べ、若干小さい程度で、さほど変らなくなり、また、 C_F の値を最小にする α の値も2次元のそれとほぼ一致する。

Fig. 12, 13 は、辺長比 1/2 ($h/b=3.5\text{cm}/7\text{cm}$)、アスペクト比 $l/h=4.29, 6.43, 8.57, 10.71$ のモデルで、それぞれ一様流中及び乱流中での実験結果である。一様流中の場合、アスペクト比が約6.4以上となると、発振風速が低く、かなり強い Soft Galloping の性状を示す。アスペクト比が約4.3と小さくなると、ギャロッピングの不安定性は、かなり弱まる。さらにアスペクト比が小さくなると、 C_F のグラフはすべて

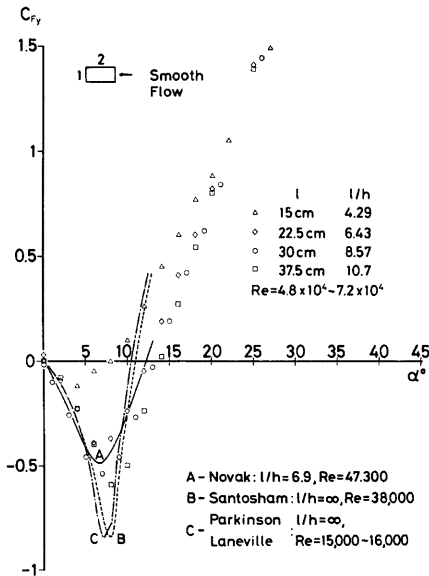


Fig. 12. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=0.5$)

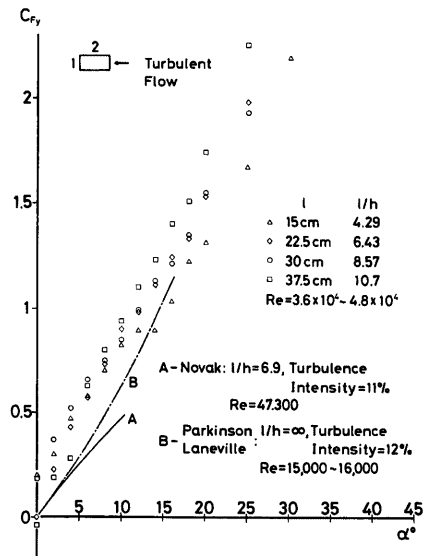


Fig. 13. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=0.5$)

正となり、ギャロッピングの性状を示さなくなると思われる。実線 A は、Novak⁹⁾ がアスペクト比 6.9 の 3 次元モデルを用いて、 R_s 数 $= 4.73 \times 10^4$ で行った実験結果である。このグラフは、本実験で求めた、アスペクト比 6.43 と 8.57 のグラフのほぼ中間に位置し、本実験結果とほぼ一致している。点線 B、及び一点鎖線 C は、それぞれ Santosham⁹⁾、Laneville¹⁰⁾ が求めた C_F で、いずれも 2 次元モデルを用いている。前者は、 R_s 数 $= 3.8 \times 10^4$ 、後者は、 R_s 数 $= 1.5 \sim 1.6 \times 10^4$ と異っているが、 C_F のグラフには、ほとんど差異はない。また、アスペクト比が約 6.4 以上の 3 次元モデルと比較すると、原点での $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ 及び C_F の値を最小にする α の値も、ほぼ等しくなる。一様流中では、アスペクト比約 6.4 以上の場合、かなり強いギャロッピングの性状を示していたが、乱流中ではどのタイプも C_F の値が正となりギャロッピングを起さない。実線 A は、Novak⁹⁾ がアスペクト比 6.9 の 3 次元モデルを用いて、一点鎖線 B は、Laneville¹⁰⁾ が 2 次元モデルを用いて、それぞれ行なった実験結果を示す。いずれの場合も、ギャロッピングの性状を示さず、本実験結果と一致する。

Fig. 14, 15 は、辺長比 1/3 ($h/b=2.9\text{cm}/8.7\text{cm}$) アスペクト比 $l/h=5.17, 7.76, 10.34, 12.93$ のモデルで、それぞれ一様流中及び乱流中での実験結果である。一様流中の場合、アスペクト比の小さい 5.17 では、 C_F の値は正となり、ギャロッピングは起らないが、約 7.8 以上になると、いずれも強い Soft Galloping の性状を示す。この傾向は、前述の 1/2 の場合とよく似ている。また C_F の値を最小にする風向角 α の値は、1/2 の場合よりもさらに小さくなり、5 度前後となっている。

1/2 の場合と同様、一様流中では、激しいギャロッピングの性状を示していたが、乱流中では、どのタイ

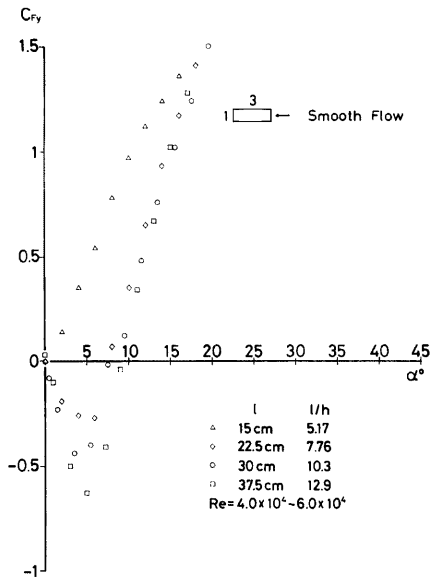


Fig. 14. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b = 0.33$)

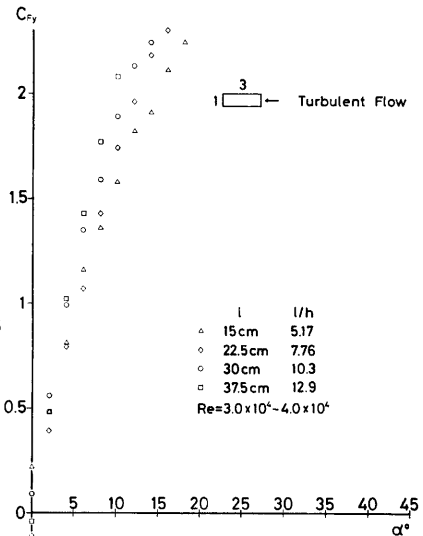


Fig. 15. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b = 0.33$)

でも C_F の値が正となりギャロッピングは起らない。この断面形のもの、他に比較するグラフがなかったので、本実験結果のみを示す。

Fig. 16, 17 は、辺長比 2/1 ($h/b=7\text{cm}/3.5\text{cm}$) アスペクト比 $l/h=2.14, 3.21, 4.29, 5.36$ のモデルで、それぞれ一様流中及び乱流中での実験結果である。一様流中の場合、いずれも $\alpha=15^\circ$ 付近まで、 C_F の値は、ほぼゼロとなり、 $\alpha>15^\circ$ になると負の値をとる。このタイプは、無次元風速を高くし、かなり大きなトリガー振幅を与えなければ発振が起らない。つまり、トリガーを与えなければ、風速が高くなっても安定な静止状態でいつづける、いわゆる Hard Galloping の性状を示す。実線 A は、Novak⁸ がアスペクト比 3.45 の 3次元モデルを用いて、 R_e 数 $=9.45 \times 10^4$ で行った実験値を示す。点線 B、及び一点鎖線 C はそれぞれ Santosham⁹、Laneville¹⁰ が 2次元モデルを用いて、行なった実験値である。(前者は、 R_e 数 $=7.6 \times 10^4$ 、後者は、 R_e 数 $=3.1 \sim 3.3 \times 10^4$) これらの実験値を比較すると、アスペクト比がもっとも小さい 2.14 の場合をのぞき、3次元モデルと2次元モデルの C_F のグラフの形状は、ほぼ一致している。グラフ B と C、あるいは A と本実験結果とを比較すると、レイノルズ数の違いによる C_F の値の変化は、ほとんどないことが分る。

乱流中の場合、アスペクト比の最も小さい 2.14 では、一様流中と同様原点での C_F の傾き $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ が、わずかに正となり、Hard Galloping の性状を示す。しかし、 α が 5 度付近で C_F の値は負となるので、Hard Galloping の発振に必要なトリガー振幅は、一様流に比べかなり小さくなる。アスペクト比が大きくなると、いずれの場合も、一様流の場合と異なり、Soft Galloping の傾向を示す。実線 A は、キャンテ

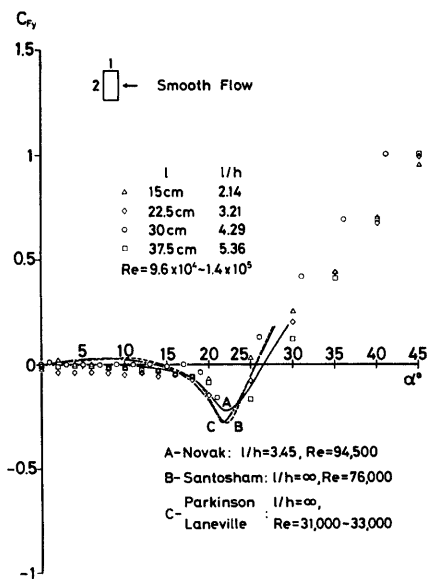


Fig. 16. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=2.0$)

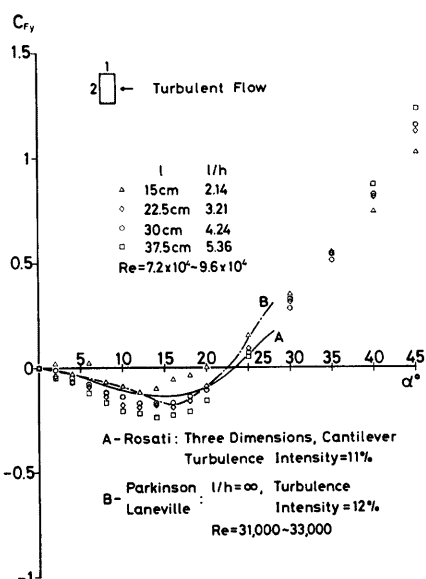


Fig. 17. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=2.0$)

イレバータイプのモデルを用いて、乱れ強さ11%の乱流中で Rosati¹⁰⁾が求めた C_F , 一点鎖線 B は, Laneville が2次元モデルを用いて、乱れ強さ12%, R_e 数=3.1~3.3×10⁴ で求めた C_F を示す。今までとは逆に、2次元の C_F の値は、3次元のものに比べわずかに低くなっているが、 C_F の値を最小にする風向角 α 及び発振風速は、ほぼ一致している。この2/1の辺長比を持つ場合、一様流中では、トリガーを与えないとギャロッピングは起らないが、乱流中では、アスペクト比2.14の場合を除き、静止状態からギャロッピングが発振し、より空力不安定さを増す。

Fig. 18, 19 は、辺長比 3/1 ($h/b=8.7\text{cm}/2.9\text{cm}$) アスペクト比 $l/h=1.72, 2.59, 3.45, 4.31$ のモデルで、それぞれ一様流中及び乱流中での実験結果である。一様流中の場合、いずれも $\alpha=20^\circ$ 付近まで、 C_F の値はほぼゼロとなり、それ以上になると負の値をとる。この傾向は、2/1 の場合と同じであるが、 C_F の値を最小にする風向角 α の値は、25度前後とさらに大きくなる。したがって Hard Galloping の発振に必要なトリガー振幅も、さらに大きくなる。

乱流中の場合、アスペクト比の最も小さい1.72では、Hard Galloping の性状を示すが、トリガー振幅は、一様流中のものに比べ、かなり小さくなる。また、アスペクト比が大きくなり、2.6以上になると、いずれも一様流中の場合と異なり、Weakly Soft Galloping の性状を示す。これらの傾向は、2/1 の場合とよく似ているが、2/1 に比べて、原点での C_F の傾き $\left. \frac{dC_F}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$ は、ゆるくなり、したがって発振風速は高くなる。又、この3/1の辺長比を持つ場合は1/3の場合と同様、他に比較する C_F のグラフがなかったので、本実験結果のみを示す。

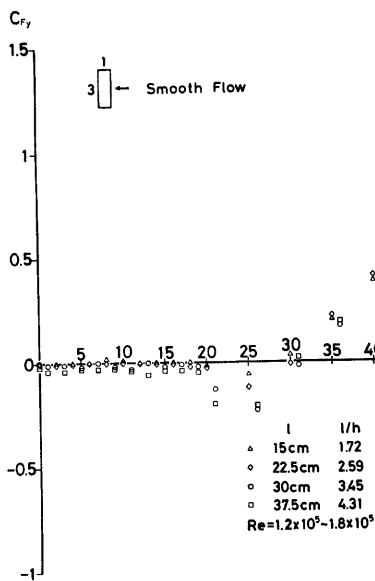


Fig. 18. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=3.0$)

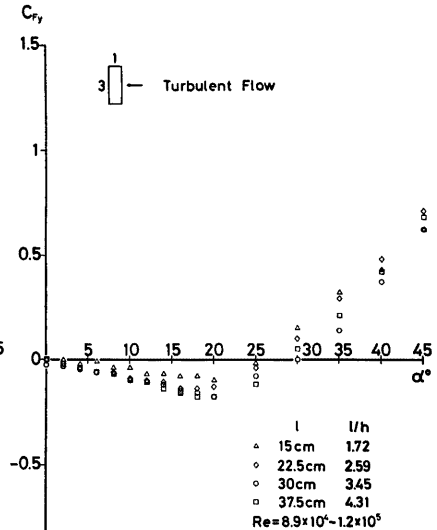


Fig. 19. Variation of Lateral Force Coefficient C_F versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=3.0$)

4-3 応答曲線

横力係数 C_F を(5)式に示す多項式で近似した。ここで $m=9, k=0$ とおき、9次の奇数項のみの多項式を用いた。Parkinson は、 C_F の多項式近似において、奇数項のみの7次の多項式を用いており、又、Novak は、主に偶数項も含めた9次の多項式を用いている。多項式の次数を上げればより正確な近似が得られるが、しかし横力係数 C_F の測定においてある程度の誤差は含まれている。そのため、近似式の精度のみをいたずらに高くしても意味はない。そこで、前節で求めた C_F の各点を十分近似しうる関数として、9次の多項式を用いた。

Fig. 20 に近似の精度を示す一例を上げた。これは一様流中での辺長比 1/3 のモデルであり、点及び曲線は、ミニコンを用いてプロットで書かせた。9次の多項式の各係数 A_i が求まると、 B_i は(10)式、 C_i は(11)式をそれぞれ用いて、無次元風速と無次元振幅との関係を示す(8)式が求まる。但し(11)式において、風速のプロフィールがない場合 $v(x) \equiv 1$ 、振動モードは $y(x) = \frac{x}{l}$ を仮定し、これらを代入して、 C_i を求めた。(8)式をわかりやすく書きなおすと

$$\frac{1}{\bar{U}} = -A_1 B_1 C_1 - A_3 B_3 C_3 \left(\frac{\bar{a}}{\bar{U}}\right)^2 - A_5 B_5 C_5 \left(\frac{\bar{a}}{\bar{U}}\right)^4 - A_7 B_7 C_7 \left(\frac{\bar{a}}{\bar{U}}\right)^6 - A_9 B_9 C_9 \left(\frac{\bar{a}}{\bar{U}}\right)^8 \quad \dots\dots(12)$$

となり、この関数を $(\bar{U}, \bar{a})$ 平面に描いたのが、ギャロッピングの応答曲線である。Fig. 21~25 に、各モデルの応答曲線を示す。

Fig. 21, 22 は、辺長比 1/1 のモデルで一様流中及び乱流中での応答曲線を示し、それぞれ Fig. 10, 11 の C_F のグラフに対応している。

一様流中の場合、発振風速は、アスペクト比によって若干異なるが、ほぼ $\bar{U}_0 = 3.8$ 前後となっている。いずれの場合も、いわゆる不安定なリミットサイクルをもつカーブを描く。トリガー振巾を与えると、もっと低い風速で発振が起り、その時の発振風速は、アスペクト比の増加とともに小さくなる。また、アスペクト比のもっとも大きい7.5の場合、2次元特有のヒステシスをもつリミットサイクルが見られる。Fig. 10 の C_F のグラフからも言えることであるが、アスペクト比が高くなると、ギャロッピングの性状は、多少強まるが定性的にはそれほど大きな差異はない。点線は、Novak が、Parkinson の2次元モデルの C_F の

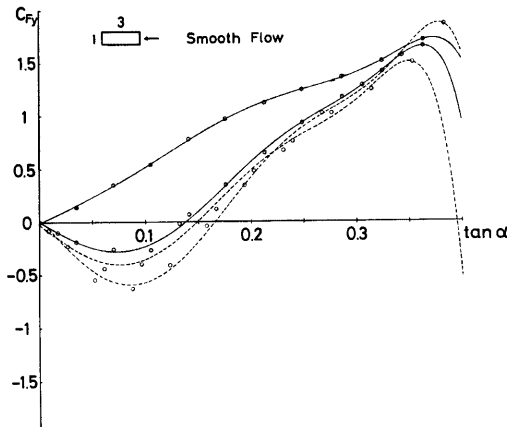


Fig. 20. Curve of Lateral Force Coefficient Computed with 9th Degree Polynomial

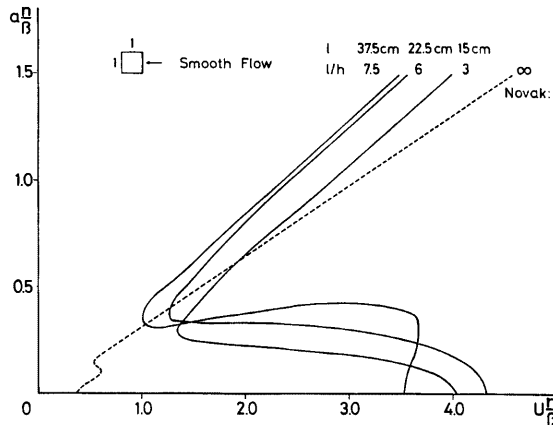


Fig. 21. Universal Galloping Response of Prismatic Bodies with Side Ratio $h/b=1$ to Smooth Flow

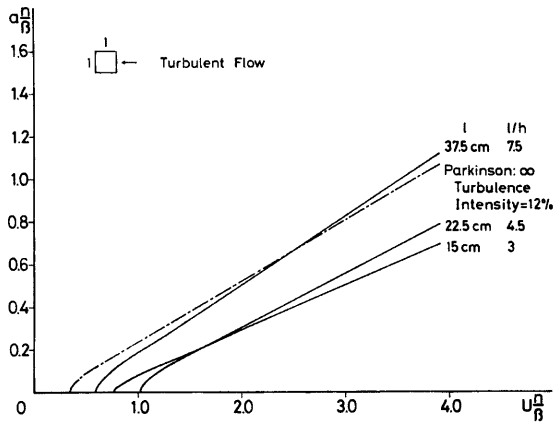


Fig. 22. Universal Galloping Response of Prismatic Bodies with Side Ratio $h/b=1$ to Turbulent Flow

実験結果をもとに、風速のプロフィール $v(x) \equiv 1$ 、振動モード x/l を考慮して求めた応答曲線である。比較すると、発振風速は後者の方がはるかに小さく、一桁オーダーが異なっている。逆に、一旦発振が始まると、前者の方がギャロッピングの性状は強くなる。また、Parkinson によれば、前縁ではくりした流れが再付着する最初の風向角 α で、横力係数 C_F がもっとも小さくなる。前節で述べたように、この場合、アスペクト比が4.5程度で C_F の値を最小にする α の値が2次元モデルとほぼ等しくなる。つまり、はくりした流れが最初に再付着する風向角 α は、アスペクト比が4.5以上となると2次元モデルと等しくなる。しか

し、発振風速及び発振後のグラフの性状は、上で示したように2次元の場合と3次元の場合とでは、かなり異なっている。このことから、断面まわりの流れのパターンは、アスペクト比が7.5をはるかに越える範囲にならないと2次元に近づかないと思われる。

乱流中の場合、一様流中に見られたリミットサイクルはなくなり、発振風速は一様流中の場合に比べ、かなり小さくなり $\bar{U}_0=0.8$ 前後となる。前節の C_F の所で示したように、アスペクト比の増加とともに、ギャロッピングの性状が強まり、アスペクト比が7.5となると、ほぼ2次元に近づく。ここで図中の一点鎖線は、Parkinson 等が Fig. 11 で示した2次元の C_F をもとに求めた応答曲線を示す。一様流中では、断面まわりの流れのパターンが、3次元の場合と2次元の場合とではかなり異っていたが、乱流中（乱れ強さ13%）では、アスペクト比が7前後になると、流れのパターンがほぼ2次元に近づく。このことから、乱れがあると3次元角柱の頂部からのはくり流が、模型断面まわりの流れに影響をおよぼさなくなるものと思われる。

Fig. 23 は、一様流中での辺長比 1/2 のモデルの応答曲線であり、Fig. 13 の C_F のグラフと対応している。アスペクト比約 6.4 以上になると、発振風速及び発振後の性状はほぼ似ているが、アスペクト比がもっとも小さい 4.3 では、発振風速は他の3つに比べ高くなり、ギャロッピングの性状もかなり弱まる。図中の一点鎖線は Novak が点線は Santosham が、それぞれ前節の Fig. 13 の C_F をもとに求めた応答曲線である。前者は、アスペクト比 6.9、後者は、2次元モデルの応答曲線（但し、風速のプロフィール $v(x) \equiv 1$ 、振動モード x/l を考慮している。）で、低風速域では、両者とも不安定なりミットサイクルが見られるが、一旦発振が始まると、アスペクト比が 6.4 以上の実験結果とはほぼ一致する。これらのことから、このタイプの断面まわりの流れのパターンは、アスペクト比が約 6.4 以上となると、2次元のものとはほとんど変らなくなる。また、ギャロッピングの不安定性は、他の断面形のものに比べ、かなり高い。

乱流中では、前節で述べたように 1/2 の断面形は、ギャロッピングを起さない。これは、乱れにより風向角が0度のところで、すではくり流の再付着が生じるため、ギャロッピングを起さないものと思われる。(Fig. 14)

Fig. 24 は、一様流中での辺長比 1/3 のモデルの応答曲線で Fig. 14 の C_F のグラフと対応している。アスペクト比が、約 7.8 以上になると発振風速が、 $\bar{U}=0.15$ 前後となり、他のギャロッピングを起す断面形

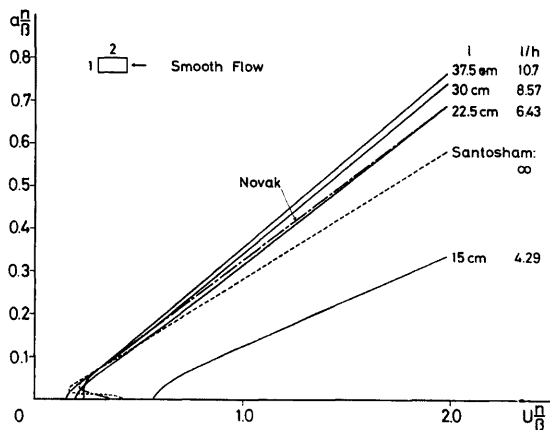


Fig. 23. Universal Galloping Response of Prismatic Bodies with Side Ratio $h/b=0.5$ to Smooth Flow

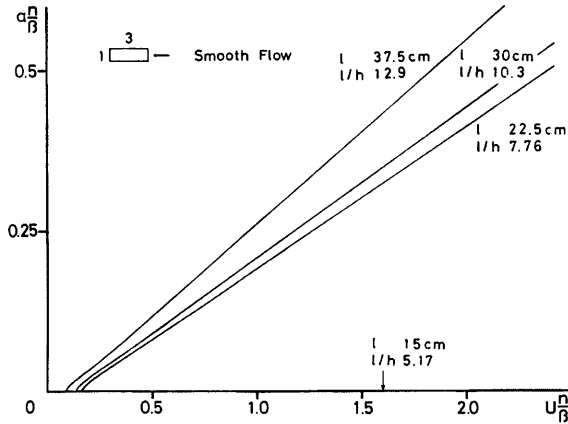


Fig. 24. Universal Galloping Response of Prismatic Bodies with Side Ratio $h/b=0.33$ to Smooth Flow

のものと比べかなり小さくなり、ひじょうに不安定な断面形となっている。また、前節の C_F のところで述べたように、アスペクト比が小さくなり 5.2 前後となると、まったくギャロッピングを起さなくなる。前述の $1/2$ のところでも、よく似た傾向が見られ、このように風向方向に細長い断面形ではアスペクト比により断面まわりの流れのパターンがいちじるしく変化する。Parkinson¹¹⁾ 等によれば、断面がさらに細長くなり、 $1/3.5$ 程度となると、風向角が 0 度の時、すでに模型側面で再付着を生じるため、ギャロッピングは起らない。この $1/3$ の断面は、少し風向角を変えると、側面で再付着が生じる。その時の C_F の値が最小となるので、 C_F の原点での傾き $-\frac{dC_F}{d\alpha} \Big|_{\alpha=0}$ も、一般的に大きくなる。このため、発振風速が他の断面形のものに比べ、より小さくなるものと思われる。しかし、アスペクト比が小さくなると、模型頂部からのほくり流の影響で、側面での再付着が促進され、ギャロッピングに対して安定なものとなる。乱流中では、 $1/2$ の場合と同様、風向角 0 度の時、すでに模型側面で再付着が起るため、ギャロッピングの性状を示さなくなる。

Fig. 25 は、乱流中での辺長比 $2/1$ のモデルの応答曲線で、**Fig. 17** の C_F のグラフと対応している。この断面形は、一様流中では、風向角 α を $22 \sim 23$ 度程度まで、変化させないと C_F が最小値をとらず、したがって模型側面での再付着も生じない。そのため、一様流中では、ギャロッピングに対し、安定な断面となっている。

乱流中では、乱れにより模型側面での再付着が促進されるため、風向角がより小さい所で C_F が最小値をとる。そのため、ギャロッピングの不安定性は増す。**Fig. 25** を見ると、この断面形でもアスペクト比の影響があり、アスペクト比が約 3.2 以上となると、発振風速 $\bar{U}$ は、 1.2 前後となり、 3 つともよく似た応答曲線を描く。また、いづれも低風速域で不安定なリミットサイクルが見られる。点線は、**Fig. 17** の曲線 A をもとに、Rosati が求めた応答曲線である。発振風速は、本実験値に比べやや高くなっているが、発振後は、ほぼ同じ軌跡を描く。2 次元モデルの応答曲線は、見あたらなかったもので比較できないが、**Fig. 17** の C_F のグラフから推察すると、アスペクト比 3.2 以上の本実験結果とほぼ一致するものと思われる。また、アスペクト比が、 2.1 程度と小さくなると、前節で述べたように、高風速域でかなり大きなトリガー振幅を与えないと、発振は起らなくなる。これらのことから、アスペクト比が 3.2 以上になると、断面まわりの流れのパターンが、ほぼ 2 次元に近づくことが分る。

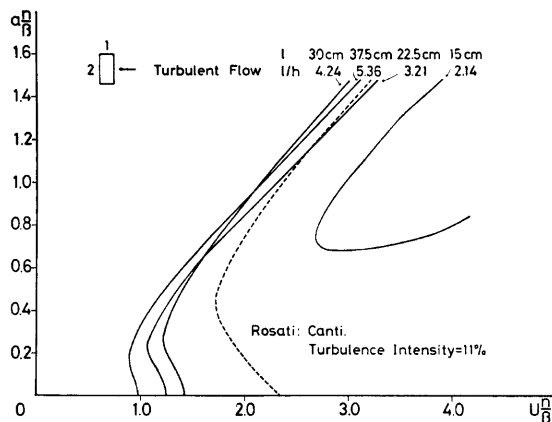


Fig. 25. Universal Galloping Response of Prismatic Bodies with Side Ratio $h/b=2.0$ to Turbulent Flow

辺長比 3/1 のモデルの応答曲線は、 C_F の実験結果からも分るように、一様流、乱流、いずれの場合も、2/1 のモデルとほぼ同様の結果が得られるので割愛した。

横力係数 C_F 、及び応答曲線から、アスペクト比の変化によるギャロッピングの不安定性について考察した。一様流中で辺長比 1/1 の場合をのぞき、いずれの断面形もアスペクト比が大きくなると、断面まわりの流れのパターンが、一様流、乱流をとわず、2次元のそれに近づく。また、アスペクト比が小さくなると、模型頂部からのほくり流が、断面まわりの流れに影響をおよぼし、流れの2次元性をそこない、一見乱れが増したのと同等の効果を生じさす。そのため、アスペクト比により、ギャロッピングの不安定性が変化する。また Parkinson によると、風向角 α を変えていった時、前縁からのほくり流が再付着するところで、 C_F が最小値をとる。したがって、もし風向角 0 度のとき、側面で再付着が生じていれば、この断面形は、ギャロッピングに対して安定となる。前節の C_F のグラフを見ると、どの断面形でもアスペクト比が大きくなると、 C_F を最小にする風向角 α が大きくなり、Parkinson 等によって示されている2次元モデルに近づく。ところで、辺長比 1/1 の一様流中の C_F 、及び応答曲線はアスペクト比が7.5と大きくなっても、Parkinson 等の2次元モデルのそれらと、かなり異なっている。(但し、 C_F を最小にする風向角 α は、アスペクト比が大きくなると、ほぼ一致している。) これは一様流中で、この断面まわりの流れのパターンは、アスペクト比が相当大きくなっても、2次元的に成りにくいことを示す。

4-4 振 動 実 験

4-2, 4-3節で、 C_F のグラフ及び応答曲線の形状から、アスペクト比によるギャロッピングの不安定性を検討した。さらにこの節では、準定常理論から求めた応答曲線と実際に振動実験を行うことにより得られる実験値とが対応するかどうかを検討した。

Parkinson は、2次元の正方形角柱を用いて求めた横力係数 C_F から、準定常理論による応答曲線を求め、2次元の振動実験結果と、ほぼ一致した結果を得ている。特に、2次元の正方形角柱の場合、応答曲線で不安定なヒステリシスをもつリミットサイクルが見られるが、この現象も振動実験によって確めている。Novak は、3次元角柱の C_F を求め、それから得られる応答曲線と振動実験結果とを、比較している。彼は C_F を求める際、5前後のアスペクト比で実験を行い、準定常理論から応答曲線を求めている。しかし、振動実験は C_F を求める際に用いたアスペクト比5前後の3次元モデルを使用せず、10倍程度アスペクト

比の大きいキャンティレバータイプの3次元モデルを用いて行っている。そして、得られた実験値と、準定常理論値とを比較し、この理論の妥当性を確認している。しかし、本実験で示したように、 C_F の値及び応答曲線は、ある断面形ではアスペクト比によって、かなり変化する。また、静止模型実験で求めた C_F の値があるアスペクト比以上になると、さほど変化しなくなり2次元のものに近づくからといって、振動中での断面まわりの流れのパターンがアスペクト比によって変化しないとは、かぎらない。よって、準定常理論が3次元モデルに適用できるかどうかを調べるためには、 C_F を求めるときに用いたのと同じ3次元モデルを用いて振動実験を行い、理論値と実験値とを比較する必要がある。

ここでは、一様流中で C_F のグラフが2次元と3次元とでは、かなり異なった様子を示す辺長比1/1のモデル、及び一様流中でアスペクト比により C_F のグラフがもっとも顕著に変化した辺長比1/3のモデルについての振動実験結果を取り上げる。

辺長比1/1の場合の実験結果を Fig. 26 に示す。両軸とも $(U \frac{n}{\beta}, a \frac{n}{\beta})$ によって無次元化されている。質量パラメータ n 及び構造減衰率 β は、アスペクト比によって異なり、アスペクト比3のとき、 $n=3.17 \times 10^{-3}$ 、 $\beta=1.99 \times 10^{-3}$ 、4.5のとき、 $n=2.50 \times 10^{-3}$ 、 $\beta=2.48 \times 10^{-3}$ 、7.5のとき、 $n=1.53 \times 10^{-3}$ 、 $\beta=3.30 \times 10^{-3}$ となった。ここで β は、振動振幅によって異なるので、ギャロッピングの振動振幅に対応した初期振幅を弾性支持模型に与え、自由振動させたときの減衰率から求めた。この図を見ると、実験値の方が、いずれも発振風速が低く、理論値に見られる不安定なリミットサイクルは検出されなかった。辺長比1/1の2次元モデルでは、Parkinson が、このリミットサイクルを振動実験でも検出しているが、Novak が行った辺長比1/2のひじょうに細長い3次元モデルでも、やはり、リミットサイクルは検出されていない。Novak の場合、トリガー振幅を与えると発振する最小の風速域あたりから、発振が起っており、本実験の場合でもほぼその傾向が見られる。しかし、本実験値は、過励振の共振風速が黒点で示したように、トリガー振幅を与えると発振する最小の風速域と、かなり接近しているため、過励振からの発振が、そのままギャロッピングに移行したと思われる。アスペクト比が4.5以上のとき、少し高風速域に入ると、理論値の応答曲線の方が実験値を若干上まわる程度ではほぼ一致している。しかし、アスペクト比が3と小さくなると、発振後の性状は、理論値と実験値とでは、かなり異なったものとなる。これらのことから、アスペクト比が大きくなるにつれて、ギャロッピングの性状は強まることが、振動実験の結果からも確められたが、定量的には理論

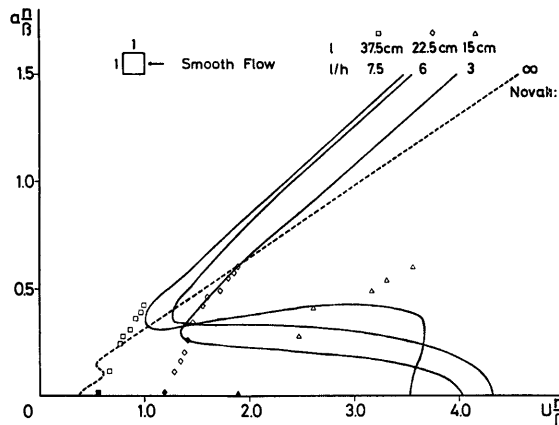


Fig. 26. Comparison Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=1.0$)

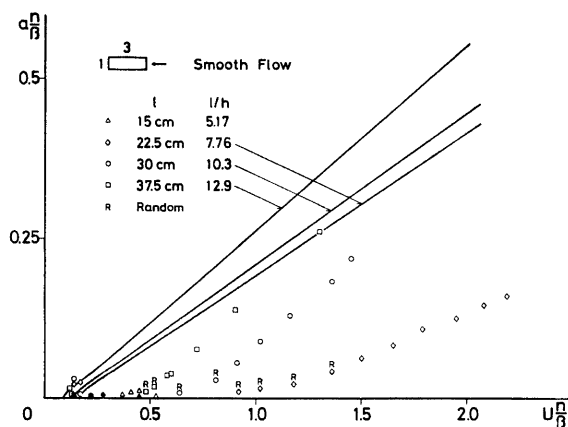


Fig. 27. Comparison Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=0.33$)

値と実験値とが若干異なっており、とくにアスペクト比が小さくなると、準定常理論が適用できなくなると思われる。

辺長比 $1/3$ の場合の実験結果を Fig. 27 に示す。質量パラメータ n 及び構造減衰率 β は、アスペクト比 5.17 のとき、 $n=1.44 \times 10^{-3}$ 、 $\beta=3.20 \times 10^{-3}$ 、 7.76 のとき、 $n=1.11 \times 10^{-3}$ 、 $\beta=3.99 \times 10^{-3}$ 、 10.3 のとき、 $n=9.95 \times 10^{-4}$ 、 $\beta=4.42 \times 10^{-3}$ 、 12.9 のとき、 $n=7.07 \times 10^{-4}$ 、 $\beta=5.02 \times 10^{-3}$ となる。また、Rと書いてあるのは、Random な振動を意味し、振動が定常になっていない状態を示す。実験では、渦励振とギャロッピング振動がいずれの場合も、きれいに分離してあらわれている。また、アスペクト比が、もっとも小さい 5.17 の場合、 $\bar{U}=0.45$ の共振風速あたりで渦励振が見られるが、その後、風速が高くなっても振動は起らない。また、アスペクト比が 7.76 から 12.9 と大きくなるにつれ、発振風速は低くなり、ギャロッピングがより強く起る。このような性状は、定性的には理論値とまったく一致する。しかし、定量的には、理論値の方が発振風速は低くなり、より強いギャロッピングの性状を示す。また、 $1/1$ の場合と同様、アスペクト比が小さくなるにつれ、その差異は、増々大きくなり、準定常理論が適用できなくなる。

以上のことから、2次元モデルの場合 Parkinson 等の実験から、この準定常理論がギャロッピング振動の解析に十分適用できるが、3次元モデルになると、アスペクト比の大きい場合をのぞいて、適用が困難となる。これは、3次元モデルの静止時の断面まわりの流れのパターンと振動中の断面まわりの流れのパターンとが、アスペクト比が小さくなると異なってくるためと思われる。今後、他の辺長比をもつ断面形についても振動実験を行い、準定常理論の適用範囲と、何故適用できなくなるかという問題についてさらに検討する必要がある。

5. む す び

構造物の面に直角に風が当たるとき（風向角 $\alpha=0^\circ$ ）の抗力係数 C_D は、一樣流、乱流、いずれの場合も、一般的にアスペクト比の増加及び辺長比の増加とともに大きくなる。また、3次元モデルでは、アスペクト比によらず、正方形断面（辺長比 $1/1$ ）のとき、乱流になっても C_D の値はほとんど変らない。辺長比が $2/1$ 、 $3/1$ と風向直交方向に拡がると、乱流中では C_D の値は増加する。逆に、辺長比が $1/2$ 、 $1/3$ と風向方

向に細長くなると、 C_D の値は減少する。

アスペクト比によって、横力係数 C_F 、及び応答曲線の性状は異なり、一般的に、アスペクト比の増加につれ、ギャロッピングの性状は強まる。特に、一様流中で辺長比が $1/2$, $1/3$ の場合、アスペクト比の影響を受けやすく、アスペクト比が大きくなると、かなり強いギャロッピングの性状を示すが、アスペクト比が小さいと、ギャロッピングは起らなくなる。また、風の乱れによっても、 C_F 、及び応答曲線の性状は異なり、 $1/1$, $2/1$, $3/1$ の断面では、乱れがあると、ギャロッピングの性状は強まり、逆に、 $1/2$, $1/3$ の断面では、ギャロッピングは起らなくなる。このような風の乱れによるギャロッピングの性状の変化に関しては、Parkinson, Novak 等によっても求められており、同様の結果が観察されている。レイノルズ数が変化しても、 C_F の値は、ほとんど変化しない。このことは、2次元モデルに関しては Parkinson, Laneville の実験結果と Santosham の実験結果との比較から、3次元モデルに関しては、Novak の実験結果と本実験結果との比較から分る。

辺長比 $1/1$ 及び $1/3$ のモデルについて、一様流中で振動実験を行った結果、いずれの場合もアスペクト比が大きくなるにつれ、ギャロッピングは強く起った。また、 $1/3$ のモデルでは、アスペクト比が最も小さい 5.17 のとき、ギャロッピングは起らなかった。これらのことは、 C_F の実験結果をもとにした準定常理論解と定性的に一致しており、アスペクト比によるギャロッピングの性状の変化については、振動実験によっても確かめられた。しかし、定量的には、発振風速が異なり、 $1/1$ の断面では、理論値の方が実験値よりも高くなり、 $1/3$ の断面では、低くなる。また、発振後は、いずれも理論値の方が実験値を上まわり、より強いギャロッピングの性状を示す。特に、アスペクト比が小さくなると、 $1/1$, $1/3$ いずれの場合も理論値と実験値とが、かなり異っており、準定常理論が適用できなくなるものと思われる。この原因についての考察は、今後の課題とする。

謝 辞

本論文の作成にあたり、多大の助言を受けた防災研究所助教授桂順治氏、実験装置を製作した羽野淳介氏、ならびに風洞実験及び図の作成に協力を得た杉政和光氏、大学院生近藤宏二君に感謝の意を表す。又、計算機の使用にあたり、多大の援助を受けた防災研究所若林研究室ならびに光田研究室に感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) Den Hartog, J.P., : Mechanical Vibrations, 1934, McGraw-Hill Book Co., Inc.
- 2) Parkinson, G.V., and Smith, J.D., : The Square Prism as an Aeroelastic Non-linear Oscillator, Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 17, Part 2, Oxford University Press, London, England, 1964, pp. 225-239.
- 3) Parkinson, G.V., and Brooks, N.P.H., : On the Aeroelastic Instability of Bluff Cylinders, Journal of Applied Mechanics, ASME, Vol. 83, 1961, pp. 252-258.
- 4) Minorsky, N., : Non-linear Oscillations, D. Van Nostrand and Co., New York, N.Y., 1962.
- 5) Norak, M., : Aeroelastic Galloping of Prismatic Bodies, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 96, EM1, Feb., 1969, pp. 115-142.
- 6) Novak, M., and Davenport, A.G., : Aeroelastic Instability of Prisms in Turbulent Flow, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 96, EM1, Feb., 1970., pp. 17-39.
- 7) Novak, M., : Galloping and Vortex Induced Oscillations of Structures, Proceedings of the Third International Conference on Wind Effects on Building and Structures, Tokyo, Japan, 1971, Paper IV-16, pp. 11.
- 8) Novak, M., : Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 98 Feb., 1972, pp. 27-46.
- 9) Novak, M., and Tanaka, H., : The Effect of Turbulence on Galloping Instability, Boundary Layer Wind Tunnel Laboratory Report-2-73, London, Ontario, Canada, May, 1973.

10) Laneville, A., and Parkinson, G. V., : Effects of Turbulence on Galloping of Bluff Cylinders, Proceedings of the Third International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Tokyo, Japan, 1971, Paper IV-15, pp. 11.

11) Laneville, A., Gartshore, I. S., and Parkinson, G. V., : An Explanation of Some Effects of Turbulence on Bluff Bodies, Proceedings of the Fourth International Conference on Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow, England, 1975, pp. 333-341.

12) 石崎澄雄, 谷池義人 : 光学変位計 歪計による構造物の風向方向振動の測定と理論解との比較について, 第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム, 1978年, 12月東京, pp. 283-288.

13) Vickery, B. J., : Load Fluctuations in Turbulent Flow, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 94, EM1, Feb. 1968, pp. 31-46.

14) 桂 順治 : 直方形建築物に加わる風圧力に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1976年, 9月, 第4章。

付録

風向角 α 及びアスペクト比と変えていったときの, 抗力係数 C_D 及び揚力係数 C_L の変化を Fig. A~J に示す。

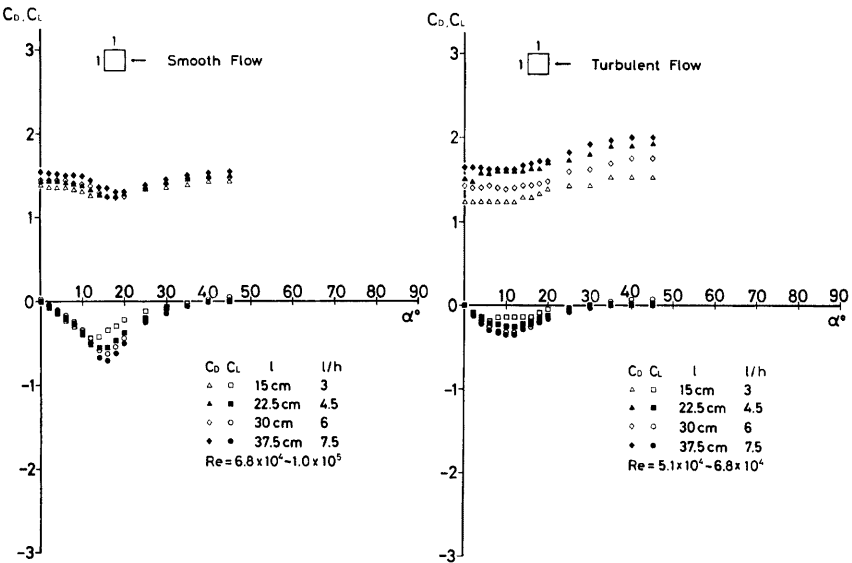
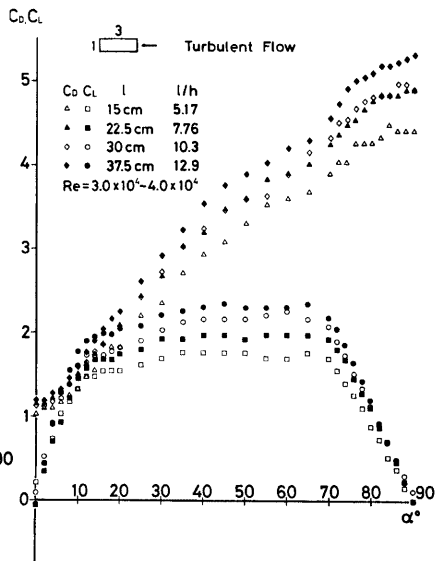
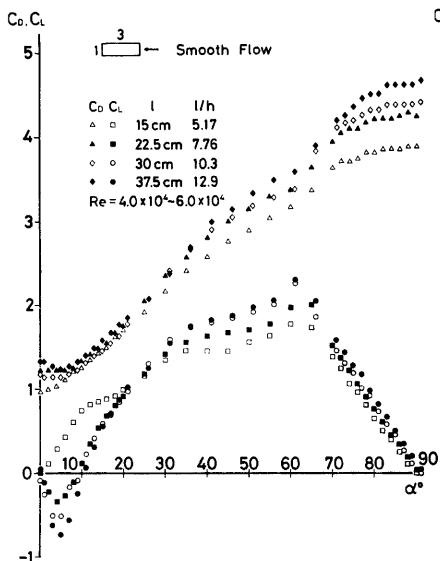
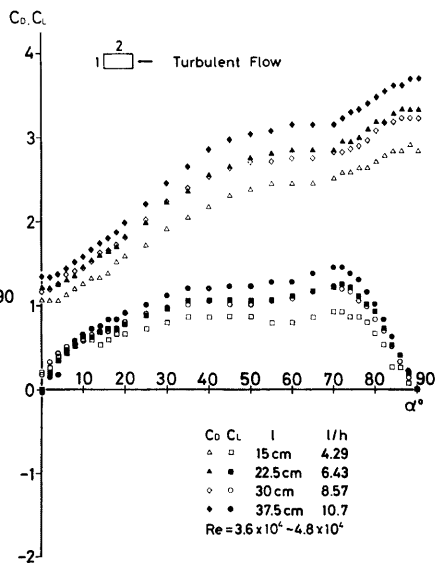
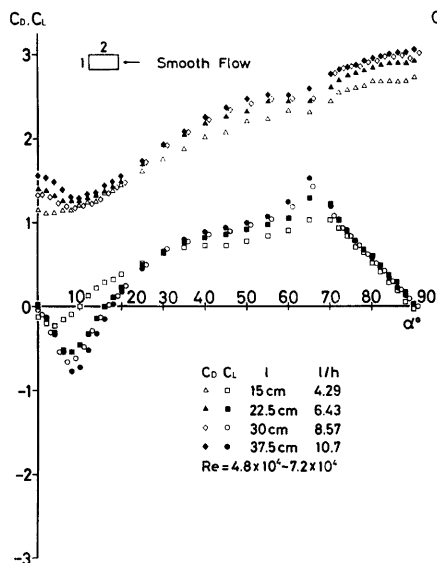


Fig. A. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=1.0$)

Fig. B. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=1.0$)



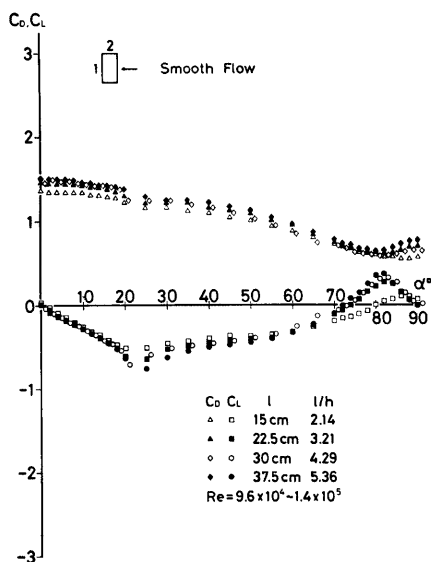


Fig. G. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=2.0$)

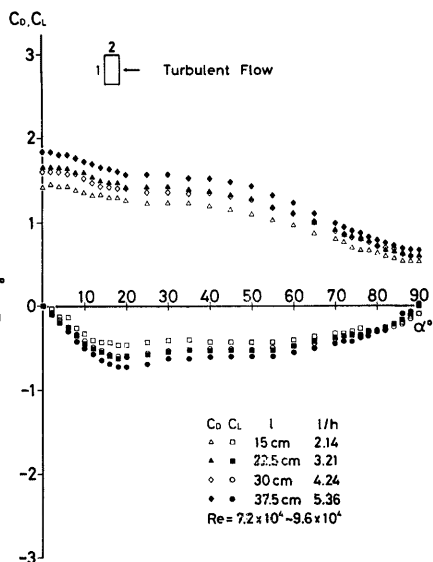


Fig. H. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=2.0$)

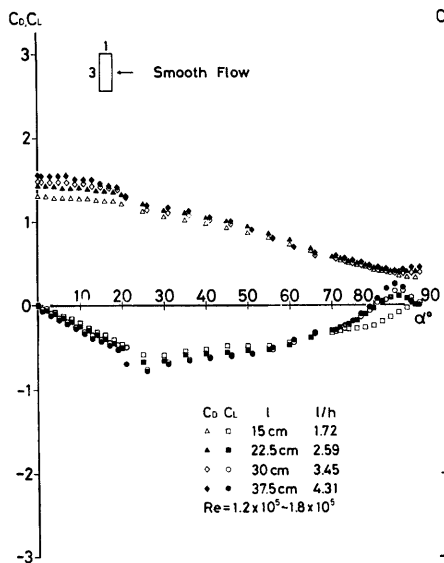


Fig. I. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Smooth Flow (Side Ratio $h/b=3.0$)

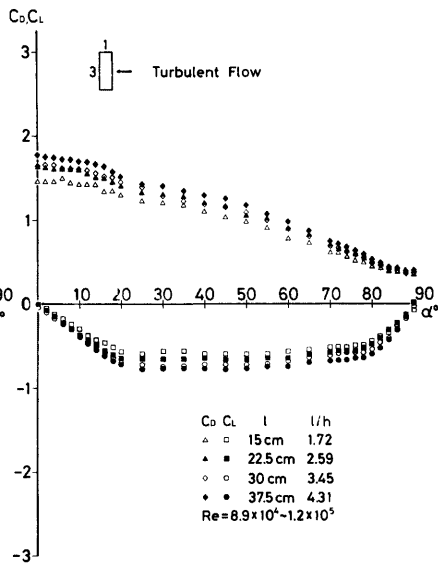


Fig. J. Variation of Mean Drag and Lift versus Angle of Attack with Aspect Ratio in Turbulent Flow (Side Ratio $h/b=3.0$)