

風による角柱の振動不安定性に対する 稜の寸法比の影響について

石崎 潑雄・谷池 義人・近藤 宏二

AEROELASTIC INSTABILITY OF RECTANGULAR PRISMS WITH VARIOUS PROPORTIONS OF EDGE LENGTHS

By *Hatsuo ISHIZAKI, Yoshihito TANIKE and Koji KONDO*

Synopsis

In the previous paper, the aeroelastic galloping of the three-dimensional prisms having several rectangular cross sections were investigated by use of the quasi-steady theory suggested by Novak. From these analytical results the galloping was found to be more unstable with the increase of the aspect ratios (the values divided the height by the front width of the prisms).

In this paper, the quasi-steady theory studied by Novak is corrected and the revised quasi-steady theory which is applicable to a rigid body oscillating with a rocking mode is obtained. The application of the revised quasi-steady theory to the galloping instability of the three dimensional prisms is investigated compared with the free oscillation experiments. The main result is that the validity of the revised quasi-steady theory is restricted to the prisms with large aspect ratios in the high reduced wind velocity.

1. ま え が き

風による構造物の振動現象のうちで、風向方向の振動に関しては、風の乱れによって生じるバフエーティング振動がある。風向直角方向の振動に関しては、構造物の背後にできる交番渦による振動、あるいは、構造物が振動することによって生じる付加的な空気力による、ギャロッピング振動などがある。

バフエーティング振動の解析には、Davenport, Vickery 等による理論がその現象の解明に役立っていると思われる。渦による振動(渦励振)に関しては、Scruton 等によって定式化が行なわれたが、その現象の複雑さにより、まだ解明されていない点も多い。

一自由度の振動と仮定した場合のギャロッピングに関しては、Parkinson¹⁾ によって定式化が行なわれた。これは、いわゆる準定常理論と呼ばれるもので、振動中の物体に加わる非定常な空気力を静止物体に加わる定常な空気力におきかえて、その現象の解明を試みたものである。彼は構造物の断面まわりの流れの性状が、断面軸方向に一様となる二次元角柱についてこの理論を展開し、実験値との比較を行なった。その結果、理論値と実験値とが精度よく一致しており、この理論の妥当性が認められた。Novak^{2,4)} は、さらにこの理論を種々の振動モードを持つ三次元連続体に拡張し、振動実験との比較からその妥当性を検討した。

このギャロッピング現象の特徴は、いったん発生すると、風速の増加にともない振幅が大きくなり、ついには構造物を破壊にいたらしめる危険性を持つ点にある。前報⁵⁾ では、Novak により導かれた準定常理論を用いて、構造物のアスペクト比(構造物の高さを見付け面の幅で割った値)が変化した場合の、ギャロッピングの振幅と風速の関係を示す応答曲線を種々の断面形状について求めた。その結果、アスペクト比の大小により応答曲線が異なり、とくに、アスペクト比がある値以下になるとギャロッピングの発振風速がかなり高くなり、ギャロッピングの性状は弱まる傾向が見られた。

本論文では、このことを実験的に確かめるために、前報で定常空気力の検出の際に用いた模型と同じものを用いて、振動実験を行なった。ここで問題となるのは、Novak が三次元連続体に適用した準定常理論は、構造物の断面軸方向に、減衰係数ならびに質量が一様分布するという仮定を設けていることである。ところで、本実験で使用した実験装置は、模型に一自由度のロッキング振動のみを生じさせる機構になっている。減衰係数も模型の回転中心に関してのみ得られる。したがって、Novak の求めた準定常理論による応答曲線と実験で得た応答曲線とをそのまま比較することはできない。そこで新たに、本実験に適用できる補正された準定常理論を導き、この理論により得られる応答曲線と振動実験により得られる応答曲線とを比較した。このことにより、アスペクト比の変化にともなって、ギャロピングの性状がどのように変化するかを実験的に確かめ、同時に、この補正準定常理論が、アスペクト比の大小、減衰係数および質量変数の変化、あるいは無次元風速の高低のいかにかわらず、実際に適用できるかどうかを調べた。

2. 実 験

2.1 模 型

実験に使用した模型は、先に行なった三次元角柱に働く定常空気力を求める実験⁹⁾の際の模型と同一のものである。材質は、側面がパルサ材、上・下面がアクリル板であり、十分な強度を持たせてある。模型の形状および寸法を Fig. 1 に示す。断面の見付け面の幅を h 、奥行きを b とすると、辺長比 h/b は、 $1/1$ (5×5 cm), $1/2$ (3.5×7 cm), $2/1$ (7×3.5 cm), $1/3$ (2.9×8.7 cm), $3/1$ (8.7×2.9 cm) の5種類であり、高さ l は15 cm, 22.5 cm, 30 cm, 37.5 cm の4種類、合計20個の模型を使用した。また、文中のアスペクト比とは l/h の値である。

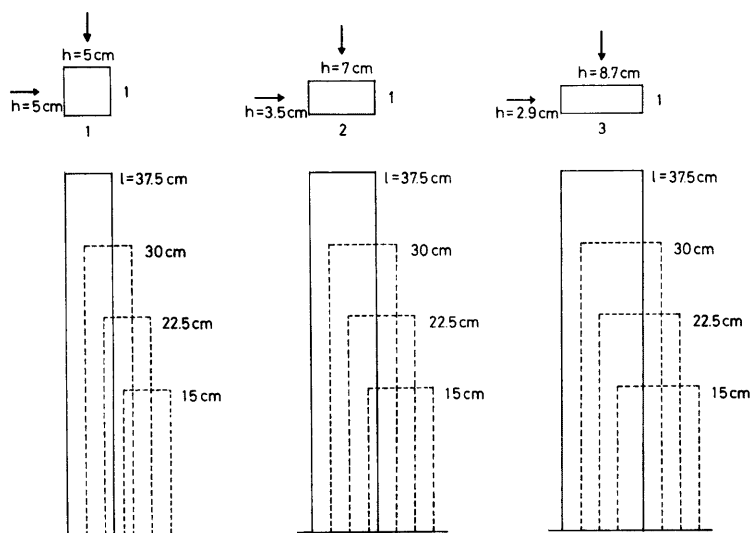


Fig. 1. Models.

2.2 実験装置

(1) 風洞

実験に使用した風洞は、京都大学防災研究所のゲッチンゲン型風洞で、吹き出し口は正八角形断面をしており、その最大径は 1 m である。乱流の発生には格子を用いた。格子は、格子部材見付面幅 4.5 cm、格子間隔 22.5 cm の正方形グリッドであり、吹き出し口の風上側 42 cm の位置に取り付けた。

風洞内の高さ方向の風速分布は、Fig. 2, 3 に示すように、一様流、乱流ともにほぼ一定であった。この風速分布の測定は、風洞内に模型を置かない状態で行ない、測定断面のほぼ中央において、定温度型の熱線風速計を用いて行なった。

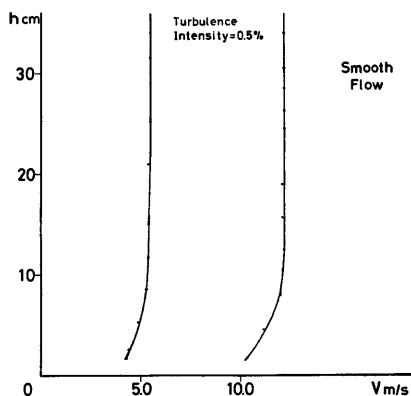


Fig. 2. Wind Profile in Smooth Flow.

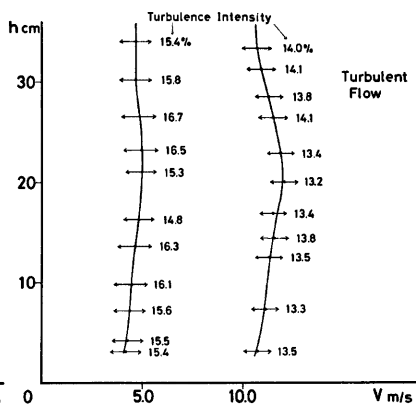


Fig. 3. Wind Profile in Turbulent Flow.

風の乱れの強さは、リアライザーに付属している r. m. s. 計を用いて計測した。一様流では、Fig. 2 に示すように約 0.5 % であり、乱流では、Fig. 3 に示すように、風速の増加にともない若干弱まる傾向が見られ、実験風速の範囲では約 15 % であった。

使用した乱流格子による乱れのスケールは、風向方向で平均 7.3 cm、風向直角方向で平均 2.7 cm であった。

(2) 振動実験装置

実験は、Fig. 4 に示すように、測定部のほぼ中央に振動実験装置を設置して行なった。模型は、回転中心から上方へ差し出したロッドの先端に堅く取り付け、地面板の上方に位置させる。模型は、風向直角方向にのみ自由度の回転運動が可能となる。回転中心の下方のロッドには電磁ダンパーが取り付けられており、振動系の減衰を変化させるこ

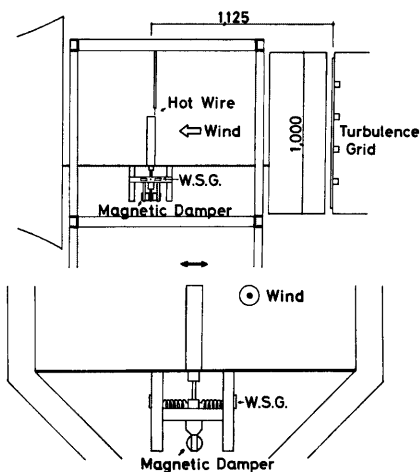


Fig. 4. Dynamic Balance.

とができる。また、下方のロッドは、振動合の外わくにコイルバネと板バネを用いて弾性支持されている。これらのバネの強さを変えることにより、振動系の固有振動数を変化させることができる。

2.3 計測装置

風速の測定には、熱線風速計を Fig. 4 に示すように、模型の風上側上部に取り付け、気流が模型による影響を受けないようにした。

模型の振動変位は、板バネにワイヤストレーンゲージ (図中 W. S. G.) を貼り、それから得られる出力をペンレコーダーおよび r. m. s. 計に入力し、片振幅を測定した。

2.4 実験方法

実験に用いた風速の範囲は 1.5~15 m/sec であり、風の性質は前述のとおりである。

実験では、角柱の断面形状および高さの変化によって、ギャロッピングの性状がどのように変わるかを調べることに主眼を置いた。また、模型の強度や風洞の許容風速などの問題上、あまり風速を上げられないので、ある程度低い風速でも振動が発振するように、減衰を比較的小さくする必要がある。反面、減衰を小さくすると、渦励振の共振風速とギャロッピングの発振風速とが接近してしまい、個々の性状を観察できなくなる。そこで、減衰を小さく抑えながらも、より良好な結果が得られるように、電磁ダンパーで調節した。

以上のように設定した条件のもとで、風速を徐々に上げて行き、個々の模型の振動性状を調べた。また、一様流中での辺長比 1/1, 1/2, 1/3 の実験結果の場合は、減衰の強弱による振動性状の変化を Novak^{3,4)} の用いた、無次元化された風速と無次元化された振幅のグラフ上にプロットして調べた。

実験において許容される、模型の回転角の最大値は、片側でおよそ 7 度であった。

3. 準定常理論の補正

Parkinson¹⁾ によって導かれた準定常理論は、構造物の断面軸方向 (構造物の高さ方向) に気流が一様となる二次元角柱を対象としている。Novak^{3,4)} は、この準定常理論を拡張し、種々の振動モードを持つ三次元連続体に適用できる手法を開発した。この手法には次の仮定を設けている。構造物は固有振動数で振動し、その振動モードは無風状態での自由振動時の振動モードと同じとする。また、構造物の質量ならびに減衰係数は、断面軸方向に一様に分布しているとする。

この仮定のもとで、構造物のギャロッピング振動時の風速と振幅との関係式は、一般に次式で表わされる。ただし、風速と振幅は基準点での測定値となり、ここでは構造物頂部の値をとる。

$$\frac{1}{U} = \sum_{i=1}^n A_i B_i C_i \left(\frac{a}{U} \right)^{i-1} \quad \dots\dots\dots (1)$$

高さ方向に風速勾配がなく、振動モードが z/L で表わされるとき、(1) 式の各係数は次のようになる。

A_i は横力係数 C_{Fy} を $\dot{y}/V$ で多項式近似したときの係数で、ここでは奇数項のみをとる。(ただし、 A_i の符号は参考文献 6) とは逆にとった)。横力係数 C_{Fy} は次式で与えられる。(Fig. 5)

$$C_{Fy} = (C_L + C_D \tan \alpha) \sec \alpha$$

ここで、 C_L は揚力係数、 C_D は抗力係数、 V は風速、 $\dot{y}$ は振動速度を示す。風向角 α は $\alpha = \tan^{-1} \dot{y}/V$ で表わされる。また、Fig. 5 の L は揚力、 D は抗力、 F は構造物に働く力、 V_{rel} は相対速度を示す。

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

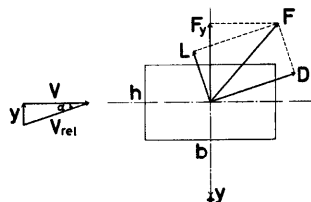


Fig. 5. Vibrating Cross Section in Flow.

$$C_i = \frac{\int_0^L \left(\frac{z}{L}\right)^{i+1} dz}{\int_0^L \left(\frac{z}{L}\right)^2 dz}, \quad i = \text{奇数} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{n}{\beta} U \\ a &= \frac{n}{\beta} a \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$U \text{ は無次元風速で,} \quad U = \frac{V}{\omega h} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$a \text{ は無次元振幅で,} \quad a = \frac{y_0}{h} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$n \text{ は質量変数で,} \quad n = \frac{\rho h^2}{4\mu} \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\beta \text{ は減衰定数で,} \quad \beta = \frac{\gamma}{2\mu\omega} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 z は構造物の高さ方向の位置、 L は構造物の回転中心から頂部までの長さ、 ω は構造物の固有円振動数、 h は構造物の見付け面の幅、 y_0 は構造物頂部の振幅、 ρ は空気密度、 μ は構造物の単位長さあたりの質量、 γ は構造物の単位長さあたりの減衰係数を示す。

ところで、本実験で使用した模型は、定常空気力係数を求める際²⁾に使用したものと同じである。この模型を前節に示した振動実験装置に取り付けて振動実験を行なった。したがって、この模型は風向直角方向にのみ一自由度のロッピング振動する。模型の回転角が小さく、この振動モードが z/L で表わされるときは、Novak により導かれた (1) ～ (4) 式が適用できそうである。しかし、これらの式は、減衰係数 γ と質量 μ が高さ方向に一様であるとして導かれたものである。実験で使用した模型は、模型と同じモードで回転する鋼鉄製のロッドに取り付けてあるため、高さ方向に一様な分布となっていない。また、減衰係数も、剛体の回転運動の場合に回転中心でのみ表わされ、高さ方向に一様とならない。したがって、(1) ～ (4) 式をそのまま適用するわけにはいかない。そこで新たに、本実験に適用できる補正された準定常理論を導くことにする。(Fig. 6)

回転角 $\theta(t)$ が小さいとき、一自由度のロッピング振動の運動方程式は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} & \int m(z) z^2 d\ddot{\theta}(t) + C\dot{\theta}(t) + K\theta(t) \\ &= \int_r^L f(z, t) z dz \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここで、 C は減衰係数、 K は回転剛性、 $m(z)$ は単位長さあたりの質量で位置 z により異なる。 r はロッドの長さ、 $\int_r^L f(z, t) z dz$ は模型に作用する外力による回転中心まわりのモーメントを示す。

回転中心まわりの慣性モーメント $\int m(z) z^2 dz$ を I とおいて、(9) 式を変形すると (10) 式となる。

$$I(\ddot{\theta} + 2\beta\dot{\theta} + \omega^2\theta) = \int_r^L f(z, t) z dz \quad \dots\dots\dots (10)$$

模型が固有振動数で一定振幅の振動をするとき、回転角 θ は、

$$\theta = \theta_0 q(t), \quad q(t) = \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (11)$$

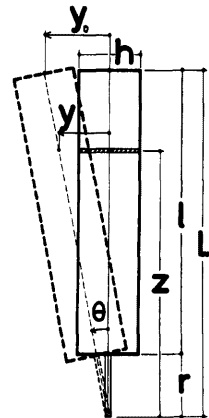


Fig. 6. Vibrating System with Nonuniform Mass.

で表わされる。ここで、 θ_0 は振幅を示す。 θ_0 が小さければ、 $\theta_0 = \frac{y_0}{L}$ となり、振動モードを z/L においてもしつかえない。したがって高さ z での一定振幅の振動は、

$$y(z, t) = \frac{y_0}{L} z q(t) = \frac{y_0}{L} z \cos \omega t \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。

Novak の導いた準定常理論によると、 z 点に加わる単位長さあたりの空気力 $f(z, t)$ は、 z 点での運動速度 $\frac{\partial y(z, t)}{\partial t}$ の関数として表わされる。

$$\left. \begin{aligned} f(z, t) &= \frac{1}{2} \rho V^2 h C_{F_y}(z, t) \\ C_{F_y}(z, t) &= \frac{A_1}{V} \frac{\partial y(z, t)}{\partial t} - \frac{A_3}{V^3} \left[\frac{\partial y(z, t)}{\partial t} \right]^3 + \frac{A_5}{V^5} \left[\frac{\partial y(z, t)}{\partial t} \right]^5 \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

ところで、三次元角柱の場合、断面まわりの時間平均的な流れの性状が高さ方向で異なる。そのため、係数 A_i は、本来、位置 z の関数となるべきである。しかし、ここでは解析上の困難から、Novak の手法と同様、 A_i の値を高さ方向に一定とし、模型全体に加わる揚・抗力からこの値を求めた。

模型が一定振幅で振動するとき、減衰力によってなされる一周期 $\left(T = \frac{2\pi}{\omega}\right)$ あたりの仕事 W は 0 となる。よって、

$$W = \int_0^T \left\{ 2\beta\omega I \dot{\theta} - \int_r^L f(z, t) z dz \right\} d\theta = 0 \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$\text{ここで、} \theta = \frac{y_0}{L} q(t), \quad d\theta = \frac{y_0}{L} \dot{q} dt \quad \dots\dots\dots(15)$$

(14) 式に (12), (13), (15) 式を代入して、

$$\begin{aligned} W &= \int_0^T 2\beta\omega I \left(\frac{y_0}{L} \right)^2 (\dot{q})^2 dt - \int_0^T \left\{ \frac{1}{2} \rho V^2 h \left\{ \frac{A_1}{V} \left(y_0 \frac{z}{L} \dot{q} \right) - \frac{A_3}{V^3} \left(y_0 \frac{z}{L} \dot{q} \right)^3 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{A_5}{V^5} \left(y_0 \frac{z}{L} \dot{q} \right)^5 - \dots \right\} \right\} \frac{y_0}{L} \dot{q} z dt dz = 0 \quad \dots\dots\dots(16) \end{aligned}$$

ここで、 $n' = \frac{\rho h^2}{4I}$, $U = \frac{V}{\omega h}$ において、(11) 式を代入して 0 から T までの積分を行なうと、

$$\begin{aligned} \text{第 1 項} &= 2\beta\omega \left(\frac{y_0}{L} \right)^2 \omega \pi = 2\beta\omega^2 I \pi \left(\frac{y_0}{L} \right)^2 = \frac{\omega \pi V \rho h y_0}{2L^2} \cdot \frac{\beta}{n'U} \\ \text{第 2 項} &= \frac{1}{2} \rho V^2 h \int_r^L \left\{ \frac{A_1}{V} y_0^2 \frac{z^2}{L^2} \cdot \pi \omega - \frac{A_3}{V^3} y_0^4 \frac{z^4}{L^4} \cdot \frac{3}{4} \pi \omega^3 + \frac{A_5}{V^5} y_0^6 \frac{z^6}{L^6} \cdot \frac{5}{8} \pi \omega^5 - \dots \right\} dz \\ &= \frac{\omega \pi V \rho h y_0^2}{2L^2} \left\{ \int_r^L A_1 z^2 dz - \frac{3}{4} \frac{y_0^2}{h^2 L^2} U^{-2} \int_r^L A_3 z^4 dz + \frac{5}{8} \frac{y_0^4}{h^4 L^4} U^{-4} \int_r^L A_5 z^6 dz - \dots \right\} \end{aligned}$$

となる。

$$\text{ここで、} C_0 = \frac{1}{\int_r^L z^2 dz}, \quad C_i' = \frac{\int_r^L \left(\frac{z}{L} \right)^{i+1} dz}{\int_r^L \left(\frac{z}{L} \right)^2 dz}, \quad i = \text{奇数} \quad \dots\dots\dots(17)$$

とおくと、(16) 式は (18) 式となる。

$$\frac{\beta}{n'U} C_0 - A_1 + \frac{3}{4} \frac{y_0^2}{h^2} U^{-2} A_3 C_3' - \frac{5}{8} \frac{y_0^4}{h^4} U^{-4} A_5 C_5' + \dots\dots = 0 \quad \dots\dots\dots(18)$$

ここで新たに、 $a = \frac{y_0}{h}$, $N = \frac{n'}{C_0}$ とおくと、(18) 式は (19) 式となる。

$$\frac{\beta}{NU} - A_1 + \frac{3}{4} a^2 U^{-2} A_3 C_3' - \frac{5}{8} a^4 U^{-4} A_5 C_5' + \dots\dots = 0 \quad \dots\dots\dots(19)$$

(19) 式は、一般に (20) 式で書ける。

$$\frac{1}{U'} = \sum_{i=1}^{\infty} A_i B_i C_i' \left(\frac{a'}{U'} \right)^{i-1}, \quad i = \text{奇数} \quad \dots\dots\dots(20)$$

ここで、 $U' = \frac{N}{\beta} U$, $a' = \frac{N}{\beta} a$, B_i は (2) 式, C_i' は (17) 式とおくと, (20) 式は, Novak の導いた (1)~(4) 式と同じ形式となる。異なる点は次の 2 点である。(3) 式と (17) 式とで積分範囲が違う点と, 質量変数の値が Novak の場合 $n = \frac{\rho h^2}{4\mu}$ であるのに対し, ここでは $N = \frac{\rho h^2 \int_r^L z^2 dz}{4 \int m(z) z^2 dz}$ となる点であ

る。とくに, $r=0$, $m(z)=\mu$ (一定), 分母の積分範囲を 0 から L までとした場合, $C_i = C_i'$, $N = \frac{\rho h^2}{4\mu} = n$ となり, Novak の値と一致する。

以上, 質量ならびに減衰係数が一様分布しない剛体の, ロッキング振動時における, 補正された準定常理論 (以下, 補正準定常理論と呼ぶ) を導いた。(なお, 回転中心まわりの慣性モーメント $I = \int m(z) z^2 dz$ は, 計算により求める必要はなく, 自由振動実験によって固有振動数を求めることにより得ることができる。 $\omega = \sqrt{\frac{K}{I}}$, この式から, ω と K が分かれば I は求まる。)

このようにして求められた $U'-a'$ の方程式を (U' , a') 平面上にプロットしたものが, 補正準定常理論にもとづくギャロッピングの応答曲線である。この平面は, 両座標軸とも $\frac{N}{\beta}$ をかけて無次元化しており, 構造物の質量および減衰に無関係に, 唯一の応答曲線が得られる^{3,4)}。したがって, 横力係数 C_F を多項式で近似したときの係数 A_i が求まれば, 種々の振動モードを持つ三次元角柱のギャロッピングの解析が可能となる。

4. 実験結果ならびに考察

三次元角柱の振動実験値と準定常理論による応答曲線との比較は, すでに Novak^{3,4)} によってなされている。Novak は, 準定常理論の基礎となる横力係数 C_F を検出する際, アスペクト比 5 前後の模型を使用している。しかし, 振動実験では同じ模型を使用せず, 10 倍程度アスペクト比の大きい模型を使用している。そして, 得られた理論値と実験値とを比較し, この理論の妥当性を確認している。しかし, 参考文献 6) で示されているように, 同一断面の模型でもアスペクト比が変わると, C_F のグラフおよび応答曲線はかなり変化しており, 振動性状も異なると考えられる。したがって, 準定常理論の三次元角柱への適用性を検討するためには, C_F を検出する際に使用したのと同じ模型を用いて, 振動実験を行なう必要がある。

実験結果の解析は, 3 章で導いた補正準定常理論を用いて行なった。この補正準定常理論の妥当性およびその適用範囲を調べるため, ギャロッピング振動時の, 理論と実験とによる振動応答の比較を $U'-a'$ 平面上で行なった。また, 減衰および質量変数の変化にともなう, 振動応答の変化を $U'-a'$ 平面上で調べた。さらに, 準定常理論と補正準定常理論とによる解析結果の相違についても検討した。

Fig. 9 の横軸は無次元化された風速 $U' (=U \frac{n}{\beta})$, 縦軸は無次元化された振幅 $a' (=a \frac{n}{\beta})$ を示す。**Fig. 7, 8** および **Fig. 10~16** の横軸は $U' (=U \frac{N}{\beta})$, 縦軸は $a' (=a \frac{N}{\beta})$ を示す。

4.1 一様流中における実験

Fig. 7 に辺長比 1/1 の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β はそれぞれ 2 種類あり, アスペクト比によって値が異なる。アスペクト比 3 のとき $N = \triangle 1.92 \times 10^{-3}$ および $\blacktriangle 1.45 \times 10^{-3}$, $\beta = \triangle 3.01 \times 10^{-3}$ および $\blacktriangle 1.99 \times 10^{-3}$; 4.5 のとき $N = \diamond 2.67 \times 10^{-3}$, $\blacklozenge 2.06 \times 10^{-3}$, $\beta = \diamond 3.69 \times 10^{-3}$, $\blacklozenge 2.48 \times 10^{-3}$; 7.5 のとき $N = \square 3.89 \times 10^{-3}$, $\blacksquare 2.92 \times 10^{-3}$, $\beta = \square 4.47 \times 10^{-3}$, $\blacksquare 3.30 \times 10^{-3}$ であった。ここで, β の値は振幅によって異なるので, 無風時に, ギャロッピングの振幅に対応する初期変位を模型に与え, 自由振動させて求めた。横軸上の $\diamond$, $\blacklozenge$ は, アスペクト比 4.5 の模型の, 共振風速 ($\frac{N}{2\pi S_r \beta}$, S_r : ストローク数) を示

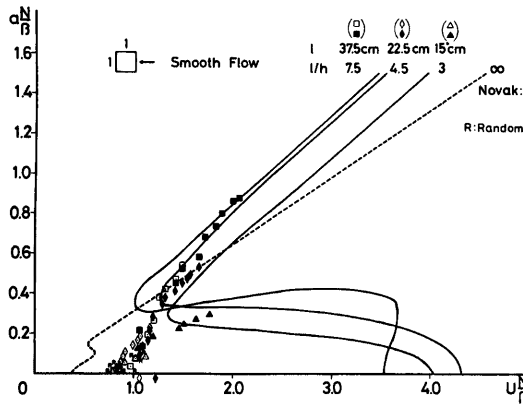


Fig. 7. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow. (Side Ratio $h/b=1$)

す。これは、静止した三次元角柱に加わる変動揚力モーメントをスペクトル解析して求めた⁷⁾。図中 R と付した点は、ランダムな振動で、振幅が一定になっていない状態を示す。

理論値では、 U' の値がおよそ 1.0~4.5 の範囲で不安定なリミットサイクルが見られ、発振風速も U' の値が 4.0 付近と高くなっている。これに対して、実験値では不安定なリミットサイクルは見られず、発振風速もかなり低くなっている。これは、アスペクト比 4.5 の場合を見れば分かるように、共振風速域から発振した渦励振が、ピーク応答を示さず、そのままギャロッピングに移行したためと考えられる²⁾。他のアスペクト比の場合も同様と思われる。

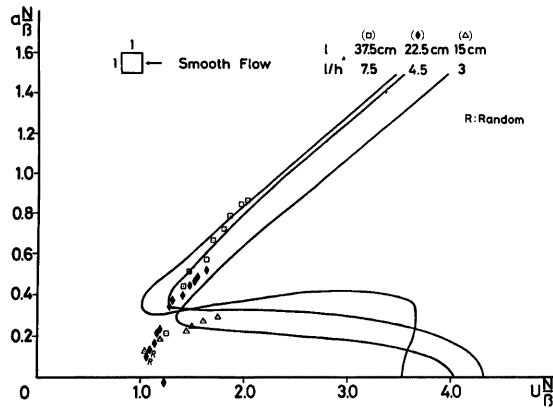
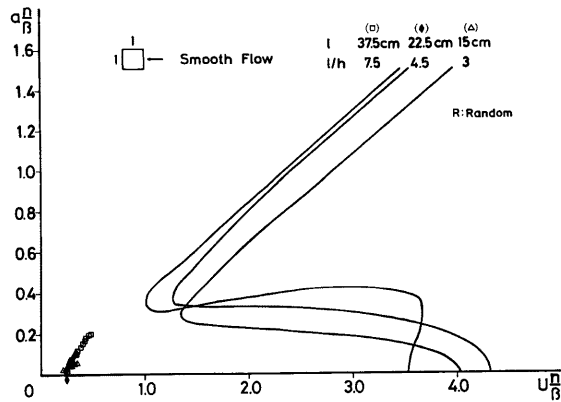
風速の増加にとともに、振動は渦励振よりもギャロッピングの影響を強く受けるようになり²⁾、アスペクト比 7.5 では、 U' の値が 2.0 付近で、理論値と実験値とが一致している。アスペクト比 4.5 では、グラフの傾向から、 U' の値が 3.0~4.0 で両者が一致するものと思われる。

しかし、アスペクト比 3 では、両者には多少の差が見られ、補正準定常理論の適用は困難となる。これは、参考文献 7) に示されているように、 $\frac{\beta}{N}$ の値が小さいためか、あるいは、横力係数 C_F の測定方法に問題があるためかとも考えられる。建築構造物のように三次元的な広がりを持つものに対する断面回りの流れは、構造物の高さ方向で異なる。したがって、 C_F を y で多項式近似したときの係数 A_i は、当然、構造物の高さ方向の位置 z によって異なってくると思われる。しかしながら、本論文では Novak の手法と同様に、補正準定常理論による応答曲線を求める際、解析上の困難から係数 A_i の値を位置 z に関して不変とし、構造物の底部で測定した、構造物全体に作用する平均的な横力をもとにして A_i を決めた。この影響も考えられる。

振動系の減衰および質量変数を変化させた場合の比較を白点と黒点で示す。図から分かるように、両者はほぼ一致している。Novak^{3,4)} の示唆どおり、両座標軸に $\frac{N}{\beta}$ をかけて無次元化しておけば、減衰および質量変数が変化した場合でも、解析結果は同一曲線上にプロットされることが確認された。

次に、補正準定常理論と準定常理論とによる解析結果を比較し検討する。

Fig. 8 は補正準定常理論によるもので、横軸は $U' (= U \frac{N}{\beta})$ 、縦軸は $\alpha' (= \alpha \frac{N}{\beta})$ で無次元化してある。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比 3 のとき $N = \Delta 1.45 \times 10^{-3}$ 、 $\beta = \Delta 1.99 \times 10^{-3}$ ；4.5 のとき


 Fig. 8. Comparison of Revised Quasi-Steady Theory with Quasi-Steady Theory Obtained by Novak. (Side Ratio $h/b=1$)

 Fig. 9. Comparison of Revised Quasi-Steady Theory with Quasi-Steady Theory Obtained by Novak. (Side Ratio $h/b=1$)

$N=\blacklozenge 2.06 \times 10^{-3}$, $\beta=\blacklozenge 2.48 \times 10^{-3}$; 7.5 のとき $N=\square 2.92 \times 10^{-3}$, $\beta=\square 3.30 \times 10^{-3}$ であった。

Fig. 9 は Novak の準定常理論によるもので、横軸は $U' (=U\frac{n}{\beta})$ 、縦軸は $a (=a\frac{n}{\beta})$ で無次元化してある。質量変数 n および減衰定数 β は、アスペクト比 3 のとき $n=\triangle 2.87 \times 10^{-4}$, $\beta=\triangle 1.99 \times 10^{-3}$; 4.5 のとき $n=\blacklozenge 4.12 \times 10^{-4}$, $\beta=\blacklozenge 2.48 \times 10^{-3}$; 7.5 のとき $n=\square 6.56 \times 10^{-4}$, $\beta=\square 3.30 \times 10^{-3}$ であった。

これによると、Fig. 8 ではアスペクト比 7.5 の場合、 U' の値が 2.0 付近で、理論値と実験値とが一致している。アスペクト比 4.5 の場合は、グラフの性状から U' の値が 3.0~4.0 で、両者が一致するものと思われる。ところが、Fig. 9 を見ると、アスペクト比のいかんにかかわらず、理論値と実験値とが大きく異なる。

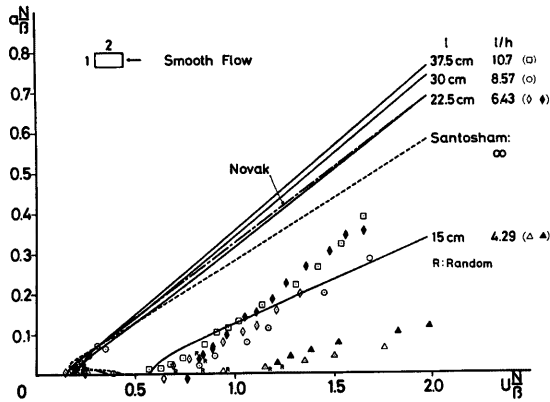


Fig. 10. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow. (Side Ratio $h/b=0.5$)

り、質量変数の値として n を用いた場合の準定常理論の適用は困難になる。このことから、補正準定常理論のほうがよりよい評価を与えていると思われる。

Fig. 10 に辺長比 $1/2$ の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比 4.29 のとき $N=\triangle 0.94 \times 10^{-3}$ および $\triangle 0.71 \times 10^{-3}$, $\beta=\triangle 2.91 \times 10^{-3}$ および $\triangle 2.05 \times 10^{-3}$; 6.43 のとき $N=\diamond 1.33 \times 10^{-3}$, $\diamond 1.01 \times 10^{-3}$, $\beta=\diamond 4.32 \times 10^{-3}$, $\diamond 2.73 \times 10^{-3}$; 8.57 のとき $N=\circ 2.03 \times 10^{-3}$, $\beta=\circ 4.67 \times 10^{-3}$; 10.7 のとき $N=\square 1.92 \times 10^{-3}$, $\beta=\square 4.88 \times 10^{-3}$ であった。

実験値を見ると、共振風速付近では渦励振と思われる振動は発生せず、振幅がランダムな振動となっている。共振風速を越えて $\bar{U}'$ の値がおよそ 0.9 で、一定振幅の振動となる。その後、風速の増加につれて振幅も大きくなり、いわゆるギャロッピングが発振しているものと思われる。共振風速のおよそ 3 分の 1 の風速域で、空力負減衰効果によると思われる振動が見られる。定性的には、アスペクト比 4.29 の場合を除いて、理論値と実験値とが一致している。しかし、定量的には両者は大きく異なり、かなり高風速域にならないと一致しないと思われる。アスペクト比が 4.29 と小さくなると、定性的、定量的に両者には大きな差が生じ、補正準定常理論の適用は困難となる。

減衰および質量変数を変化させても、実験値は辺長比 $1/1$ の場合と同様、ほぼ同じ曲線上にプロットされる。

Fig. 11 に辺長比 $2/1$ の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比 2.14 のとき $N=\triangle 2.85 \times 10^{-3}$, $\beta=\triangle 1.80 \times 10^{-3}$; 3.21 のとき $N=\diamond 4.12 \times 10^{-3}$, $\beta=\diamond 2.24 \times 10^{-3}$; 4.29 のとき $N=\circ 8.11 \times 10^{-3}$, $\beta=\circ 3.95 \times 10^{-3}$ であった。

これを見ると、共振風速よりかなり低い風速域から渦励振が発振している。この振動の発生領域はかなり広いが、高風速域で、いずれも振幅は一定とならず、振動が減衰しており、ギャロッピングへは移行しないものと思われる。これは、理論値と定性的に一致している⁹⁾。

また、アスペクト比 2.14 および 3.21 の場合、初期変位の大小により不安定なリミットサイクルが見られた。

Fig. 12 に辺長比 $1/3$ の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比 5.17 のとき $N=$

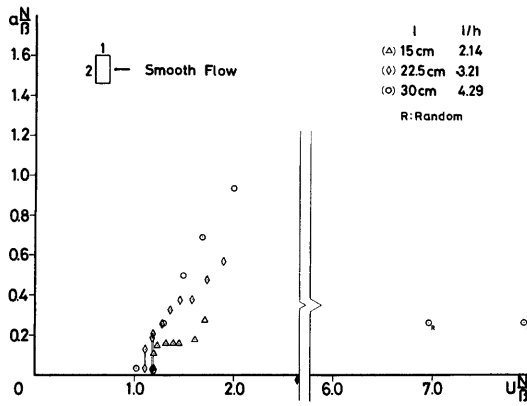


Fig. 11. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow. (Side Ratio $h/b=2$)

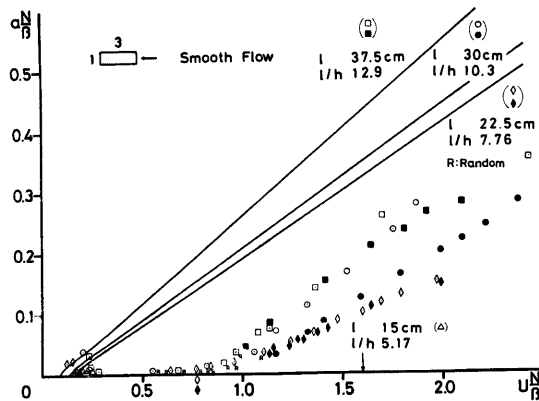


Fig. 12. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow. (Side Ratio $h/b=0.33$)

$\triangle 6.55 \times 10^{-4}$, $\blacktriangle 4.91 \times 10^{-4}$, $\beta = \triangle 3.20 \times 10^{-3}$, $\blacktriangle 2.35 \times 10^{-3}$; 7.76 のとき $N = \diamond 9.14 \times 10^{-4}$, $\blacklozenge 6.92 \times 10^{-4}$, $\beta = \diamond 3.99 \times 10^{-3}$, $\blacklozenge 2.98 \times 10^{-3}$; 10.3 のとき $N = \circ 1.30 \times 10^{-3}$, $\bullet 1.02 \times 10^{-3}$, $\beta = \circ 4.42 \times 10^{-3}$, $\bullet 3.63 \times 10^{-3}$; 12.9 のとき $N = \square 1.34 \times 10^{-3}$, $\blacksquare 1.03 \times 10^{-3}$, $\beta = \square 5.02 \times 10^{-3}$, $\blacksquare 4.48 \times 10^{-3}$ であった。

これを見ると、辺長比 $1/2$ の場合と同様の傾向を示し、共振風速のおよそ 5 分の 1 の風速域で、空力負減衰効果による振動が見られる。共振風速付近では、渦励振と思われる振動は発生せず、共振風速を越えて $\bar{U}'$ の値がおよそ 1.1 となると、アスペクト比 5.17 の場合を除いて、ギャロッピングが発振しているものと思

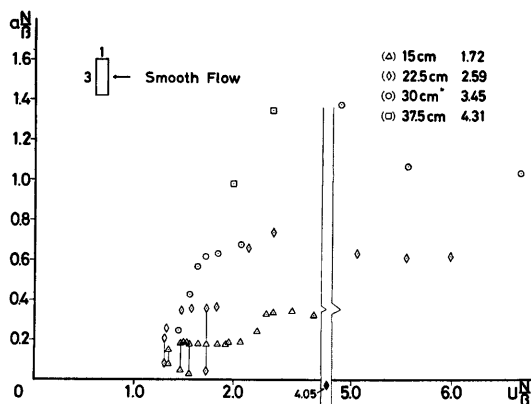


Fig. 13. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Smooth Flow. (Side Ratio $h/b=3$)

われる。

発振風速は、理論値のほうが実験値よりかなり低い。発振後も両者は大きく異なり、補正準定常理論の適用は、かなり高風速域にならないとできないと思われる。アスペクト比5.17の場合、第二の発振は見られず、ギャロッピングは発振していない。これは、理論値と定性的に一致している⁶⁾。

減衰および質量変数が変化した場合、実験値は、アスペクト比10.3のとき多少の差を生じているが、辺長比1/1および1/2の場合と同様、ほぼ同じ曲線上にプロットされる。

Fig. 13 に辺長比3/1の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比1.72のとき $N=\triangle 4.42 \times 10^{-3}$, $\beta=\triangle 1.86 \times 10^{-3}$; 2.59 のとき $N=\diamond 6.31 \times 10^{-3}$, $\beta=\diamond 2.32 \times 10^{-3}$; 3.45 のとき $N=\circ 9.20 \times 10^{-3}$, $\beta=\circ 2.57 \times 10^{-3}$; 4.31 のとき $N=\square 9.28 \times 10^{-3}$, $\beta=\square 2.91 \times 10^{-3}$ であった。

これを見ると、辺長比2/1の場合と同様の傾向を示している。渦励振はきわめて広い発生領域を持ち、ギャロッピングへは移行しない。これは、理論値と定性的に一致している⁶⁾。

また、アスペクト比1.72および2.59の場合、初期変位の大小により不安定なリミットサイクルが見られた。

4.2 乱流中における実験

Fig. 14 に辺長比1/1の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β はアスペクト比によって値が異なる。アスペクト比3のとき $N=\triangle 1.45 \times 10^{-3}$, $\beta=\triangle 1.99 \times 10^{-3}$; 4.5 のとき $N=\diamond 2.06 \times 10^{-3}$, $\beta=\diamond 2.48 \times 10^{-3}$; 7.5 のとき $N=\square 2.92 \times 10^{-3}$, $\beta=\square 3.30 \times 10^{-3}$ であった。横軸上の◆印は、一様流中の場合と同様に求めた、アスペクト比4.5の模型の共振風速である⁷⁾。

Novak, Parkinson によれば、乱流中でもギャロッピングの準定常理論の適用は可能である。ただし、前者は非常に細長い三次元角柱（アスペクト比約85）を用い、後者は二次元角柱を用いて振動実験を行ない、この理論の妥当性を確かめている。

図によると、共振風速付近では、渦励振と思われる振動は発生せず、振幅がランダムな振動となっている。共振風速を越えて $\bar{U}'$ の値がおよそ3.0で一定振幅の振動となる。その後風速の増加につれて振幅も大きくなり、ギャロッピングが発振しているものと思われる。定性的には、アスペクト比3の場合を除いて、

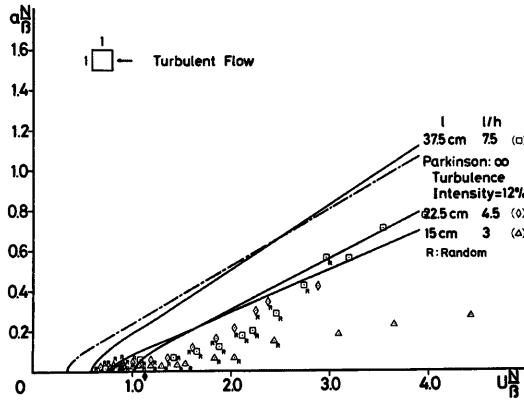


Fig. 14. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Turbulent Flow. (Side Ratio $h/b=1$)

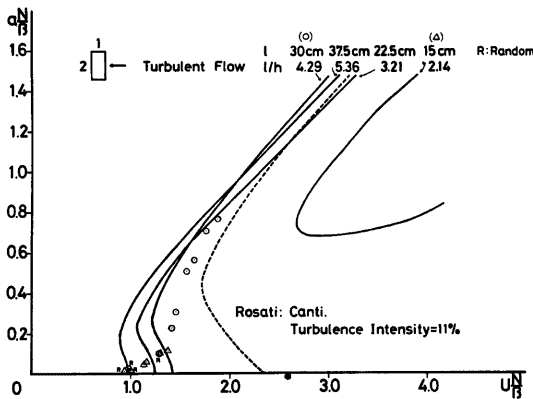


Fig. 15. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Turbulent Flow. (Side Ratio $h/b=2$)

理論値と実験値とが一致しているが、定量的に両者はかなり異なる。しかし、風速の増加につれて、その差はしだいに縮まり、高風速域になると差はほとんどなくなるものと思われる。

アスペクト比が3と小さくなると、理論値と実験値とが大きく異なり、準定常理論の適用は困難となる。

Fig. 15 に辺長比 2/1 の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比 2.14 のとき $N = \triangle 3.59 \times 10^{-3}$, $\beta = \triangle 3.11 \times 10^{-3}$; 4.29 のとき $N = \bigcirc 8.11 \times 10^{-3}$, $\beta = \bigcirc 3.95 \times 10^{-3}$ であった。

図によると、理論値ではギャロピングの発振風速付近で不安定なリミットサイクルが見られるが、実験ではこの現象は検出されなかった。

実験値を見ると、共振風速よりかなり低い風速域から発振した渦励振が、ピーク応答を示さず、そのままギャロッピングに移行しているものと思われる。

アスペクト比4.29の場合、風速の増加にともないギャロッピングの影響をより強く受けるようになり、 U' の値が2.0付近で、理論値と実験値とが一致している。しかし、アスペクト比が2.14と小さくなると両者は大きく異なり、補正準定常理論の適用は困難となる。

Fig. 16 に辺長比 3/1 の結果を示す。質量変数 N および減衰定数 β は、アスペクト比1.72のとき $N=\triangle 4.41 \times 10^{-3}$, $\beta=\triangle 1.86 \times 10^{-3}$; 2.59 のとき $N=\diamond 6.27 \times 10^{-3}$, $\beta=\diamond 2.32 \times 10^{-3}$; 3.45 のとき $N=\circ 9.09 \times 10^{-3}$, $\beta=\circ 2.57 \times 10^{-3}$; 4.31 のとき $N=\square 9.20 \times 10^{-3}$, $\beta=\square 2.91 \times 10^{-3}$ であった。

これによると、いずれも辺長比 2/1 の場合と同様、共振風速よりかなり低い風速域（共振風速の2分の1の風速域）から渦励振が発振している。アスペクト比1.72の場合、この振動は高風速域で収束し、ギャロッピングへは移行しない。アスペクト比が3.45と大きくなると、渦励振はピーク応答を示さず、そのままギャロッピングに移行しているものと思われる。これは、理論値と定性的に一致している。

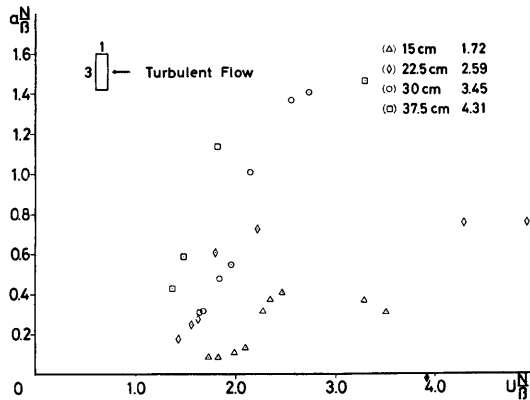


Fig. 16. Comparison of Theoretical Values with Experimental Values of Universal Galloping Response of Prismatic Bodies in Turbulent Flow. (Side Ratio $h/b=3$)

5. む す び

(1) 本実験で使用した振動実験装置の場合、実験結果の解析には、本論文で補正した準定常理論を用いると、従来の準定常理論にくらべて、よりよい評価を得られることが確認された。

(2) アスペクト比が小さい場合、理論値と実験値とは定性的、定量的に大きく異なり、補正した準定常理論の適用も困難となる。

逆に、アスペクト比が大きい場合、理論値と実験値とは、定性的によく一致している。しかし、定量的に両者は、低風速域でかなり異なり、一様流中では辺長比1/2および1/3の場合、乱流中では辺長比1/1の場合、かなり高風速域にならないと両者は一致しない。

Novak^{3,4)} によって示唆されていることではあるが、減衰および質量変数を変化させた場合でも、縦軸、横軸を $\frac{N}{\beta} \left(\frac{n}{\beta} \right)$ で無次元化することによって、実験値は同じ曲線上にプロットされることが確認された。

(3) 振動性状は4種類見られた。

一様流中で辺長比1/1の場合、ギャロッピングが発振している。これは、共振風速域から発振した渦励振が、ピーク応答を示さず、そのままギャロッピングに移行したものと思われる。

一様流中で辺長比1/2および1/3、乱流中で辺長比1/1の場合、ギャロッピングが発振している。いずれも、共振風速付近では、渦励振と思われる振動は発生せず、振幅がランダムな振動となっている。共振風速を越えて風速が増すにつれて、一定振幅の振動となり振幅は増大し、ギャロッピングが発振しているものと思われる。また、一様流中で辺長比1/2および1/3の場合、それぞれ、共振風速のおよそ3分の1、5分の1の風速域で、空力負減衰効果による振動が見られた。

乱流中で辺長比2/1および3/1の場合、ギャロッピングが発振している。これは、共振風速よりかなり低い風速域から発振した渦励振がピーク応答を示さず、そのままギャロッピングに移行したものと思われる。

一様流中で辺長比2/1および3/1の場合、共振風速よりかなり低い風速域から渦励振が発振し、非常に広い発生領域を持つが、ギャロッピングの発振は見られなかった。また、アスペクト比によっては、初期変位の大小により不安定なリミットサイクルが見られた。

謝 辞

本論文の作成にあたり、多大の助言を得た防災研究所桂順治助教授、実験装置を製作した羽野淳介技官、および風洞実験に協力してくれた杉政和光技官に深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 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.
- 2) Pakinson, G.V., and Wawzonek, M.A.,: Combined Effects of Galloping Instability and Vortex Resonance, Fifth International Conference on Wind Engineering, 1979, Paper VI-2, pp. 1-12.
- 3) Novak, M.,: Aeroelastic Galloping of Prismatic Bodies, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 96, EM1, Feb., 1969, pp. 115-142.
- 4) Novak, M.,: Galloping Oscillations of Prismatic Structures, Journal of the Engineering Mechanics Division, ASCE, Vol. 98, Feb., 1972, pp. 27-46.
- 5) 大熊武司, 金谷照男: 三次元角柱における角柱の形状と変動揚力の性状の関係について, 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. 147-154.
- 6) 石崎潑雄, 谷池義人: 角柱のギャロッピング振動に関する実験, 京都大学防災研究所年報, 第22号, B-1, 1979, pp. 349-370.
- 7) 石崎潑雄, 谷池義人, 中山久司: 角柱の振動時における3次元空気力特性について, 京都大学防災研究所年報, 第23号, B-1, 1980. (投稿中)