

角柱の振動時における 3 次元の空気力特性について

石 崎 潑 雄 ・ 谷 池 義 人 ・ 中 山 久 司

THREE DIMENSIONAL AERODYNAMIC FORCES OF AN OSCILLATING SQUARE PRISM

By *Hatsuo ISHIZAKI, Yoshihito TANIKE and Hisashi NAKAYAMA*

Synopsis

The purpose of the paper is to investigate the characteristics of the unsteady aerodynamic forces acting on a three dimensional square prism which is sinusoidally oscillated across wind direction with a rocking mode.

Wind tunnel experiments were conducted by use of the forced oscillation technique suggested by Bishop and Hassan. The following results were obtained.

- 1) The unsteady aerodynamic forces acting on an oscillating model showed the non-linear phenomenon with respect to the reduced wind velocity and the oscillating amplitude.
- 2) The application of the quasi-steady theory to the galloping oscillation is thought to be difficult below the reduced wind velocity of 30.
- 3) The existence of the locking-in region is observed. The region is expanded according to the increasing wind velocity.
- 4) The response curves related to the oscillating amplitude and the wind velocity are obtained, which are plotted with the parameters of the damping ratios.
- 5) The experiments by the forced oscillation technique are compared with the free oscillation experiments. The good agreements are observed with the both results.

1. は じ め に

高層建物、鉄塔などの建築構造物に作用する空気力は大別して、“定常なもの”と“非定常なもの”に分けられる。“定常なもの”とは、時間平均的な空気力を意味し、一般に抗力、揚力、転倒モーメント等に代表される。“非定常なもの”とは、物体に働く空気力が時間的に変動するものを意味し、第1に接近流の乱れによる変動空気力、第2に物体の背後に生じる渦による変動空気力、第3に物体自身の運動に伴う付加的な空気力の3つに分類される。この非定常な空気力が物体に作用すると、物体は振動を生じることがある。風による物体の振動は系の力学的特性により異なるが、その発生の機構により次のように分けられる。第1の空気力が主な要因となって生じる振動をバフティング、第2の空気力が主な要因となって生じる風向直角方向の振動を渦励振、そして第3の空気力が主な要因となって生じる振動をフラッターとよぶ。このフラッターには、風向直角方向に生じる曲げフラッター（ギャロッピング）、振れフラッターあるいは曲げ振れ連成フラッター等がある。

ところで、最近建築構造物が高層軽量化しその剛性が低下する傾向にあること、および部材の接合方法が進歩し溶接が多く用いられるようになったため、構造物の減衰が低下する傾向にあることから風による振動が問題になっている。上述の非定常な空気力によって生じる振動のうちで、渦励振とギャロッピングとは一旦発生すると構造物を崩壊いたらしめる危険性を多分にもっている。そのため、ここでは風向直角方向に定常な振巾で振動する渦励振とギャロッピングとを取り上げることにする。

この渦励振とギャロッピングの空力不安定現象を考える際に、作用外力である非定常な空気力を知ることは不可欠である。そこで本研究は、建築構造物のうちで代表的な断面形状をしている正方形断面をもつ3次元角柱模型を例にとり、実験的にこの模型の風による振動時に作用する非定常な空気力（この空気力を狭い意味で非定常空気力とよぶ）の特性、ならびに振動する模型後流の非定常な流れの特性等を明らかにすることを目的とする。この種の研究は、2次元円柱あるいは2次元矩形断面柱に関して、Bishop & Hassan^{1),2)}、笠口・田中^{3),4)}、伊藤・宮田・森光^{5),7),8)}、中村・溝田^{5),9),10),12)}、成田・横山¹¹⁾、鷺津・大築^{13),14),15),16)}等により行われた。しかしながら対象とする物体が2次元模型に限られているため、われわれの対象とする3次元的な拡がりをもつ建築構造物に直接適用できない。そこで、新たに3次元角柱の振動時に作用する非定常空気力を検出する装置を開発し、風洞実験によりこの空気力を求めた。

2. 実 験

2.1 強制振動法

本実験は、Bishop & Hassan²⁾が示唆する強制振動法を用いた。その概要を以下に述べる。

質量と形状が同一の2つの模型を風洞内と風洞外に設置し、同時にそれぞれを風向直角方向に一定振巾で強制的に振動させる。風洞内の模型をアクティブモデル、風洞外の模型をダミーモデルと呼ぶと、気流中のアクティブモデルの支持点の反力は、求める非定常空気力の他、運動による慣性力が加算されている。そこで非定常空気力を求めるには、慣性力成分を消去しなければならない。一方、ダミーモデルの支持点の反力は、静止空気によって受ける力を無視すれば慣性力成分とみなせるから、アクティブモデルの支持点の反力からダミーモデルのそれを差し引くと求める非定常空気力が得られる。こうして得られる非定常空気力は、振動時に働く慣性力に比べるとかなり小さいので、実験精度の向上をはかることが重要となる。

2.2 模 型

この実験を精度よく行なうには、模型による慣性力を小さくしアクティブモデルに加わる非定常空気力を大きくする必要がある¹⁶⁾。非定常空気力の絶対値を大きくする方法として、1)模型寸法を大きくとる 2)実験風速を高くするの2点が考えられる。1)については、模型寸法を大きくすると重量増加によって慣性力が大きくなる。2)については、実験装置の強制振動数は4~8 Hzの範囲が精度上最もよい。次式に示す無次元風速 $\bar{V}$ をある範囲内に保たなければならない。 $\bar{V} = \frac{V}{f_m d}$ V は実験風速、 f_m は強制振動数、 d は模型の代表的寸法でここでは巾をとる。また、計測に際しノイズ除去のためフィルターを使用しているので、模型後流域の渦発生数 f_v もある範囲内に保たなければならない。このような制約のため、実験風速をあまり高くできない。

次に、慣性力を小さくする方法として模型重量を軽くすることが考えられる。そのため、材料の選定に注意する必要がある。しかし、重量を軽くするために模型の寸法を小さくすると、非定常空気力の絶対値が小さくなること、また、前述の無次元風速 $\bar{V}$ をある範囲内に保たなければならないので、模型寸法をあまり小さくすることはできない。これらのことを考慮して、Fig. 1 に示す正方形角柱模型を製作した。(重量80 gr) この模型を実験装置に取り付けた状態での固有振動数は100 Hz 前後であり、周波数特性は充分であろう。

2.3 実験装置

本実験で使用した実験装置の概略を Fig. 2 に示す。使用したモータは、回転むらの少ない電子直流モータで任意の回転数を設定できる。モータの回転で歯車軸に取り付けたカムが回転し、このカムの運動はロッドに伝わり、そして回転シャフト右部に取り付けた支持棒へと伝わる。この支持棒にゲージを貼り、アクティブモデルとダミーモデルからの出力を引算回路に入れて、アクティブモデルに加わる非定常空気力のみを検出する。模型の振動振巾の大きさは、カムの種類によって異なり、模型頂部での片振巾で3 mm, 6 mm, 12 mm の3種類ある。この振動変位の検出には差動トランスを用いた。

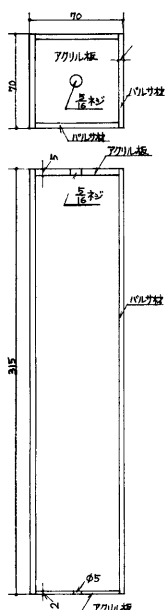


Fig. 1. Square Prism Model

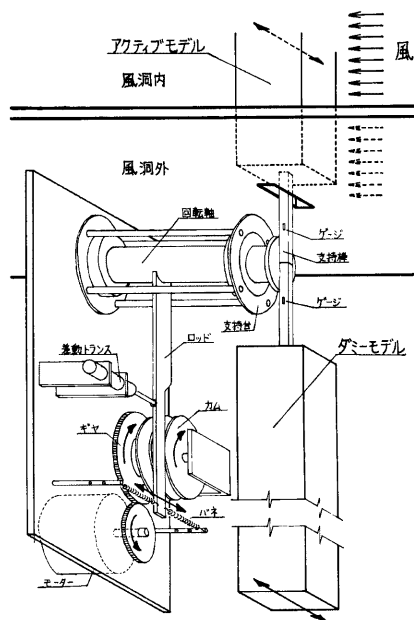


Fig. 2. Forced Oscillation Instrument

2.4 実験方法

京都大学防災研究所のゲッチンゲン型開放風洞を用いて実験を行なった。吹き出し口の断面は、直径 1 m の円に外接する正八角形をしている。模型ならびに強制振動装置を測定部のほぼ中央に設置し、ダミーモデルに風が当たらないように強制振動装置をカバーで覆った。

模型取り付け前の気流の状態は、高さ方向にほぼ一様な風速分布をなし、乱れの強さは 0.5% 以下であった。実験風速 V は、1.8 m/sec から 13.0 m/sec までの範囲であった。また、基準風速と模型後流域の風速変動は、定温度型の熱線風速計を用いて測定した。それらの設置場所を Fig. 3 に示す。

強制振動実験に先立ち模型のストローハル数 S_r を測定し、 S_r より求める共振風速 V_{rs} 近辺の実験風速を密にとり、これから離れるにつれて粗になるようにした。また、模型の強制振動数は振動板巾によって多少異なり、板巾が 3 mm のとき 6.1 Hz、6 mm のとき 5.9 Hz、12 mm のとき 6.1 Hz であった。無風時の状態でアクティブモデルとダミーモデルとを同時に強制振動させ、両者からの出力をアナログ的に差し引きその結果がほぼ 0 になるようにダミーモデルからの出力を調節する。この際、ノイズを除去するため 20~30 Hz のローパスフィルターを使用した。

以上の操作を行なった後、風洞内を設定した実験風速にする。設定した実験風速時での非定常空気力、模型の振動変位および後流域の風速変動をデータレコーダーに記録した。データレコーダーの記録時間は1ケースあたり約30秒であった。また、模型を強制振動させずに固定し、気流中のアクティブモデルからの出力、つまり静止模型に作用する変動揚力モーメントもデータレコーダーに記録した。

記録されたデータは、シグナルプロセッサを用いて解析した。後で述べる非定常空気のフーリエ級数展開、非定常空気の振動変位との位相差および後流域の風速変動と振動変位との位相差の解析には、サンプル

リング時間を1/1000秒とし、8秒間のデータを解析した。また、非定常空気力のパワースペクトルの解析には、サンプリング時間を1/200秒とし、8秒間のデータを解析した。

3. 非定常空気力

3.1 非定常空気力の定式化

実験装置に取り付けたアクティブモデルの振動は、振動数 f_m で定常振動する一自由度の剛体のロッキング振動と考えられる。回転中心は近似的に支持棒のゲージ位置とする。Fig. 4 に示すように模型の運動方程式は次のようになる。

$$\int_0^L m(z) z^2 dz \cdot \ddot{\theta}(t) + C \dot{\theta}(t) + K \theta(t) = \int_0^L f(z, t) z dz \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $m(z)$ は単位長さ当りの質量、 $\theta(t)$ は回転角、 C は減衰係数、 K は回転剛性、 $f(z, t)$ は z 点に作用する単位長さあたりの空気力、 $\int_0^L f(z, t) z dz$ はゲージからの出力で求める非定常空気力となる。回転角 $\theta(t)$ が小さいとき

$$\theta(t) = \frac{y_0}{L} \cos 2\pi f_m t = \frac{y_0}{L} q(t) \quad \dots\dots\dots (2)$$

と表わされる。ここで、 y_0 は模型頂部での片振巾、 L は回転半径、 $q(t)$ は一般化座標で $\cos 2\pi f_m t$ で表わされる。

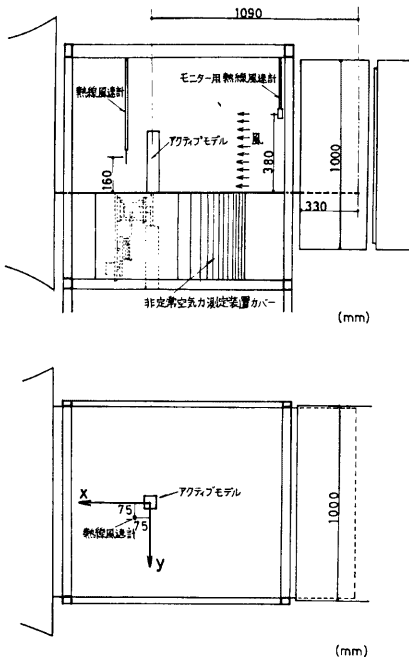


Fig. 3. Model Set-Up in Test Section of Wind Tunnel

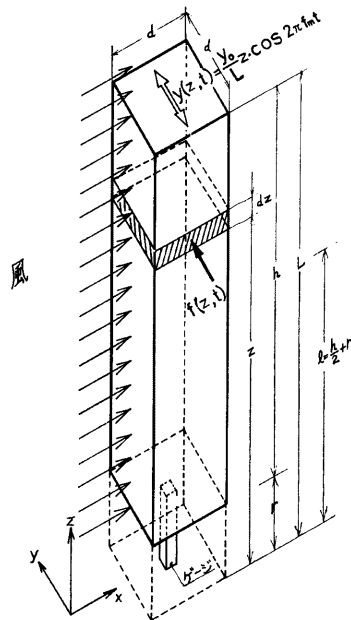


Fig. 4. Definition of Unsteady Aerodynamic Force Acting on Model Oscillating with Rocking Mode

(2) 式を(1)式に代入して整理すると

$$\bar{y}I\{\ddot{q}(t)+2\alpha\omega\dot{q}(t)+\omega^2q(t)\}=Q(t) \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 $\bar{y}=\frac{r_0}{L}$ 、 $I=\int_0^L m(z)z^2 dz$ 、 $\omega=\sqrt{\frac{K}{I}}$ 、 $\alpha=\frac{C}{2I\omega}$ 、 $Q(t)=\int_r^L f(z,t)z dz$ の関係を用いた。
 なお、 $r=60$ mm、 $h=315$ mm、 $L=375$ mm であり、無次元振巾 $\bar{y}$ は、0.008、0.016、0.032、の 3 種類である。アクティブモデルのゲージからの出力 $Q(t)$ 、つまり非定常空気力は一般に不規則となるので確率統計的な処理が必要となる。 $Q(t)$ に含まれている成分のうち、振動数 f_m の定常振動に寄与するのは、 f_m と同周波数の成分である。したがって $Q(t)$ をフーリエ級数展開し、 f_m の周波数成分 $Q_m(t)$ を求めると、

$$\left. \begin{aligned} Q_m(t) &= Q_R \cos 2\pi f_m t - Q_I \sin 2\pi f_m t \\ &= |Q_L| \cos(2\pi f_m t + \beta_Q) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。ここで

$$Q_R = \frac{1}{T} \int_{-T}^T Q(t) \cos 2\pi f_m t \cdot dt, \quad Q_I = \frac{-1}{T} \int_{-T}^T Q(t) \sin 2\pi f_m t \cdot dt \quad \dots\dots\dots(5)$$

$$|Q_L| = \sqrt{Q_R^2 + Q_I^2} \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\beta_Q = \tan^{-1} \left(\frac{Q_I}{Q_R} \right) \quad \dots\dots\dots(7)$$

となる。 T は 8 秒間の解析時間、 β_Q は $Q_m(t)$ と振動変位との位相差を示す。(2) 式を用いると(4)式は(8)式の形に書きなおせる。

$$Q_m(t) = Q_R q(t) + \frac{Q_I}{2\pi f_m} \dot{q}(t) \quad \dots\dots\dots(8)$$

したがって、 Q_R は振動変位と同位相の成分、 Q_I は振動速度と同位相の成分となる。このように Q_R 、 Q_I が求まれば $Q_m(t)$ の特性をとらえることができる。ここで Q_R 、 Q_I およびフーリエ級数展開する前の非定常空気力 $Q(t)$ の 2 乗平均値 $\sqrt{\overline{Q(t)^2}}$ を無次元化し、次の空気力係数を導入する。

$$C_R = Q_R / \frac{1}{2} \rho V^2 d h l, \quad C_I = Q_I / \frac{1}{2} \rho V^2 d h l \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$|C_L| = \sqrt{C_R^2 + C_I^2} \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$C_{rms} = \sqrt{\overline{Q(t)^2}} / \frac{1}{2} \rho V^2 d h l \quad \dots\dots\dots(11)$$

ここで ρ は空気密度、 V は実験風速、 d は模型の巾、 h は模型の高さ、 $l = \frac{h}{2} + r$ となる。

振動する模型に働く非常空気力は、模型の寸法、実験風速 V 、模型の振動数 f_m 、振動振巾 y_0 および空気密度 ρ に依存する。したがって、空気力係数を式 (9)～(11) のように表わせば、この空気力係数は無次元風速 $\bar{V} = \frac{V}{f_m d}$ と無次元振巾 $\bar{y} = \frac{y_0}{L}$ の関数と考えられる。

3.2 後流域の風速変動

アクティブモデル背後の後流域の風速変動 $v'(t)$ のうち、 f_m と同周波数の成分 $v'_m(t)$ を前節と同様の手法を用いてとり出し、模型の振動変位に対する位相差 β_V を求めた^{9,12)}。

$$\left. \begin{aligned} v'_m(t) &= v'_R \cos 2\pi f_m t - v'_I \sin 2\pi f_m t \\ \beta_V &= \tan^{-1} \left(\frac{v'_I}{v'_R} \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

位相差 β_V も $\bar{V}$ と $\bar{y}$ の関数と考えられる。但し、 $\bar{V}$ が共振風速 V_{res} をこえて高くなると、 v'_I と v'_R の絶対値がともに小さくなり、 β_V の精度に問題がでてくる。

4. 結果および考察

4.1 空気力係数 C_I

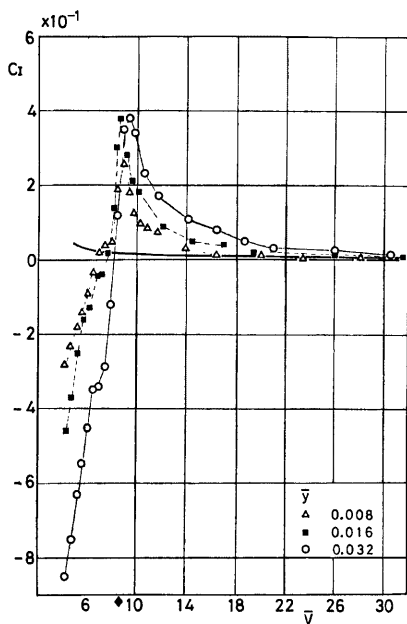
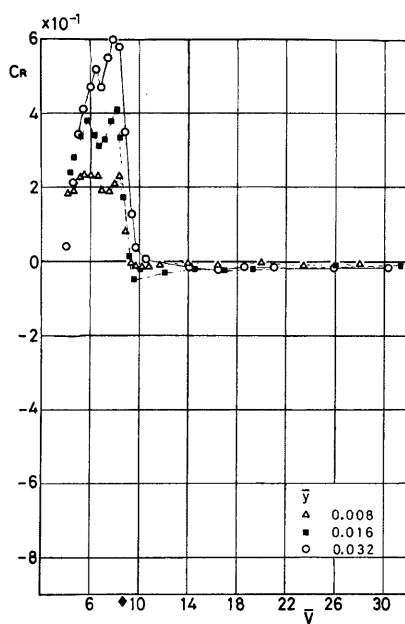
C_I は模型の振動速度と同位相の成分であるから、振動系の減衰に関係する。この C_I の値が正のとき空気力は振動系に対し負の仕事をし、負のとき正の仕事をし、つまり C_I の値が正のときは負減衰、負のとき

は正減衰となる。 C_I の値が正であり、その空力負減衰効果が振動系の減衰を上回ったとき、振動系全体の減衰力は負となり振動は発散する。空力負減衰効果と振動系の減衰とが等しいとき振動は定常となる。また、振動系全体の減衰力が負とならなくても、 C_I の値が正であると全体の減衰力は小さくなって、何らかの外乱、例えば風の変動や渦の発生に伴う強制力によって、振動が増大する可能性はある。

C_I の結果を Fig. 5 に示す。図の横軸は無次元風速 $\bar{V}$ 、縦軸は C_I の値、横軸上の◆印は共振風速 V_{res} を示す。 $V_{res}=1/S_r$ 、 S_r : ストローハル数。ここで、ストローハル数は、静止模型に働く変動揚力モーメントをスペクトル解析して求め 0.118 となった。なお、図中の実線は準定常理論による空気力係数を示す。これについては 4.5 節で述べる。

無次元風速 $\bar{V}$ が増すにつれて、共振風速 V_{res} 付近で C_I の符号が負から正へ急激に反転する。符号が負から正へと変わる点は、無次元振巾 $\bar{y}$ の大きい程、高風速側に移っている。同じ $\bar{V}$ でも C_I の符号は $\bar{y}$ の値により異なる。正への反転をした後はピークを示し単調に減少する。3 種類の $\bar{y}$ から判断するのはいささか危険な感じもするが、この C_I のピークはある振巾以上になっても変らないか、あるいは減少するかが予想され、空気力と振動振巾とは互いに制御し合うようである。ピークを示す V_{res} 付近での C_I は、 $\bar{y}$ と $\bar{V}$ に関して非線型な変化をしている。これらのことから、 V_{res} 付近で生じる渦励振は、 C_I の値は正となり自励振動的な傾向をもつが、 $\bar{y}$ と $\bar{V}$ に関して非線型であるから、この振動の特徴ともいえるピーク応答を示すのであろう。2 次元の正方形角柱を用いた実験においても同様の傾向が観察されている^{6,9,12,13)}。

$\bar{V}$ が 20 をこえると、 C_I は $\bar{V}$ の増加とともに漸次的に減少し、ある一定値に近づく。このときの C_I の値は $\bar{y}$ の増加に比例して大きくなり、一般的な自励振動の性状がうかがわれる。 $\bar{y}$ が小さい場合には

Fig. 5. C_I Versus Reduced Wind VelocityFig. 6. C_R Versus Reduced Wind Velocity

C_I の値も小さい。したがって、振動系の減衰が大きいと、その減衰を上回って空力負減衰効果を生じさせる大きな外乱を与えないと自動振動は発生しないと考えられる。

また、 V_{res} 以上で C_I の値は常に正となる。このことにより、空力負減衰効果による振動が生じる可能性があり、振動系の力学的特性に応じていろいろな振動応答が考えられる。

4.2 空気力係数 C_R

C_R は模型の振動変位と同相位の成分であるから、振動系のバネ定数に関係する。 C_R の値が正のとき振動系の剛性を弱め振動数を低くするように働き、負のときは振動系の剛性を強め振動数を高くするように働く。

C_R の結果を Fig. 6 に示す。全体的に C_R は C_I と傾向がよく似ている。 $\bar{V}$ が6付近で2つのピークをもつ。1つは V_{res} 付近で、もう1つは V_{res} 以下でみられる。 V_{res} 以下でのピークの位置は、無次元振巾 $\bar{y}$ が大きい程 V_{res} に近づくようである。このような2つのピークは他の文献でも報告されている⁹⁾。また、 V_{res} 付近では $\bar{y}$ が大きい程 C_R の値も大きくなる。 V_{res} をこえると、 C_R の値は急激に小さくなり0に近づく。

4.3 空気力係数 C_{rms} と $|C_L|$

C_{rms} の結果を Fig. 7 に、 $|C_L|$ の結果を Fig. 8 に示す。両図とも、横軸は無次元風速 $\bar{V}$ 、縦軸は C_{rms} 、 $|C_L|$ の値、横軸上の◆印は共振風速 V_{res} を示す。また、Fig. 7 の縦軸の▷印は静止模型に作用する変動揚力モーメントの2乗平均値を $\frac{1}{2}\rho V^2 d h l$ で割って無次元化したものである。

C_{rms} 、 $|C_L|$ とも、無次元振巾 $\bar{y}$ の増加につれ大きくなる。いずれも V_{res} 付近でピークを示す。このピーク領域は、強制振動数 f_m と渦の発生周波数 f_s とが一致する同期領域に相当するが、この領域付近では C_{rms} の値は $|C_L|$ の値より小さくなっている。これは非定常空気力の振巾の変動が小さくなることに対応し、空気が周期 $1/f_m$ の正弦波をなしていることを示す。また、ピーク領域付近の C_{rms} の値には、渦による強制力と模型の振動ともなう空気力とが同周期、同位相で加わるため、ピーク領域をはずれた C_{rms} の値に比べ大きくなる。このピーク領域を示す風速巾は、 $\bar{y}$ の増加につれ広がる傾向にある¹³⁾。

この領域をはずれ、 $\bar{V}$ が増すにつれて C_{rms} の値は、 $\bar{y}$ の大小にかかわらずほぼ一定値をとる。この値は、静止模型に作用する変動揚力モーメントの r.m.s 値に近い。このことは模型振動ともなう空気力の C_{rms} への寄与が小さくなり、渦による強制力の寄与が大きくなることを意味する。また、 $\bar{y}$ が小さい程よ

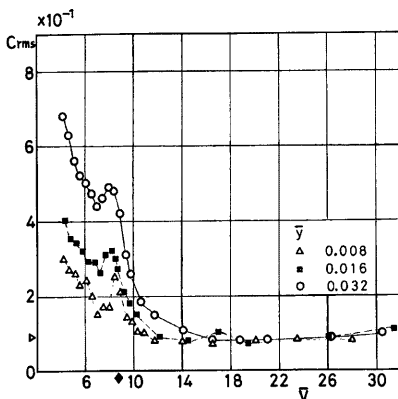


Fig. 7. C_{rms} Versus Reduced Wind Velocity

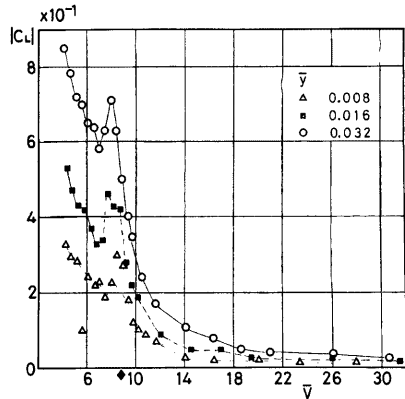


Fig. 8. $|C_L|$ Versus Reduced Wind Velocity

り低い $\bar{V}$ で一定値に近づくようである。

4.4 位相差 β_Q, β_V

β_Q, β_V の結果を Fig. 9, Fig. 10 に示す。両図とも横軸は無次元風速 $\bar{V}$ 、縦軸は β_Q, β_V の値 (度)、横軸上の◆印は共振風速 V_{res} を示す。

β_Q の値は V_{res} 付近で負から正へ急激な変化を示し90度前後の値をとる。 V_{res} をすぎると無次元振巾 $\bar{\gamma}$ のいかにかわらず100~120度の値をとっている。また、 C_I と同様、符号が負から正へと変化する点は $\bar{\gamma}$ が大きい程高風速側に移っている。この負から正への急激な位相の変化が、 C_I の値を負から正へと移行さす要因となっている。なお、 V_{res} 以下で $\bar{\gamma}$ が0.008の場合の傾向は他の場合と異なっているが、この原因については明らかでない。

β_V の値も、 V_{res} 付近では β_Q と同様の傾向を示し、負から正への急激な変化を示す。このことは、 V_{res} 付近では後流域の風速変動と非定常空気力との間には、密接な関係があると考えられる^{9,12)}。 $\bar{V}$ が V_{res} をこえて増すにつれ、解析上の精度の低下により β_V の一般的な性状を見出すことは困難となるが、 $\bar{\gamma}$ が0.008と0.032の場合には ± 180 度か -180 度に近くなる。2次元角柱の場合、 β_V の値は高風速域になると、模型の振動変位と同位相になり、0度か180度の値をとるといわれている^{9,12)}。

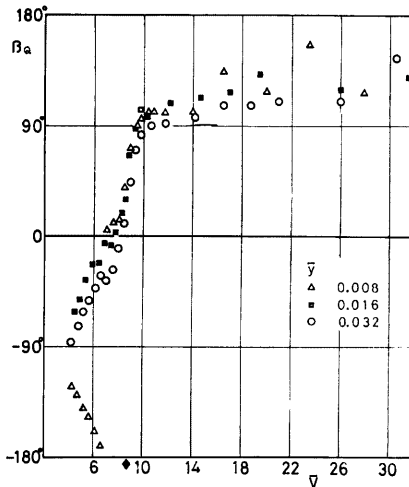


Fig. 9. β_Q Versus Reduced Wind Velocity

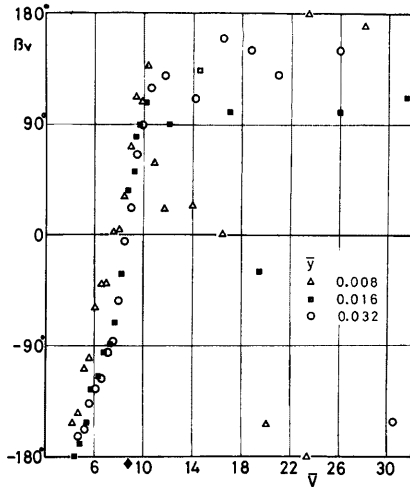


Fig. 10. β_V Versus Reduced Wind Velocity

4.5 準定常理論による C_F

準定常理論^{17,18)} による線型近似を行なうと、Fig. 4 の $f(z, t)$ は、次のように表わせる。

$$f(z, t) = C_{Fy}(z, t) \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 d \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$C_{Fy}(z, t) = \frac{A_1}{V} \frac{\partial y(z, t)}{\partial t}, \quad A_1 = \left[- \left(\frac{\partial C_L}{\partial \gamma} + C_D \right) \right]_{\gamma=0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 C_L は揚力係数、 C_D は抗力係数、 γ は迎角を示す。 $y(z, t) = \bar{y} \cdot z \cdot q(t)$ であるので (14) 式は (15) で表わされる。

$$C_{Fy}(z, t) = \frac{A_1}{V} \bar{y} z \dot{q}(t) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$Q(t)$ は (13), (15) 式を用いて (16) 式のように書きなおせる。

$$\begin{aligned} Q(t) &= \int_r^L f(z, t) z dz = \int_r^L \frac{A_1}{V} \bar{y} z \dot{q}(t) \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 d \cdot z dz \\ &= \frac{A_1}{V} \bar{y} \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 d \int_r^L z^2 dz \cdot \dot{q}(t) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (16)$$

このように準定常理論によると、非定常空気力 $Q(t)$ には $\dot{q}(t)$ の成分のみがあらわれ、 $q(t)$ の成分はあらわれない。つまり、位相差 β_Q が90度となるのである。

(16) 式の右辺と (8) 式の右辺の $\dot{q}(t)$ の項とを比較することにより、準定常理論による空気力係数 C_F^* を求めることができる。

$$\begin{aligned} \frac{A_1}{V} \bar{y} \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 d \int_r^L z^2 dz &= \frac{\frac{1}{2} \rho V^2 d h l C_F^*}{2\pi f_m}, \quad \bar{V} = \frac{V}{f_m d} \text{ を用いて} \\ C_F^* &= \frac{2\pi A_1 \bar{y} \int_r^L z^2 dz}{d h l} \cdot \frac{1}{V} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (17)$$

本実験で得られた C_F と準定常理論による C_F^* とを比較し、前述の Fig. 5 に示す。(太い実線が C_F^*) ここで無次元振幅 $\bar{y}$ はもっとも大きい0.032の場合とし、 A_1 の値は石崎、谷池¹⁹⁾による実験値を用いて $A_1=0.23$ とした。無次元風速 $\bar{V}$ が30ぐらいになると、両者は比較的良好一致する。また、グラフの傾向から $\bar{V}$ がさらに高くなると、もっとよく一致するものと思われる。ところが、Fig. 9 によると、 $\bar{V}$ が30前後となっても β_Q の値は90度になっていない^{9,12)}。にもかかわらず C_F と C_F^* の値とが一致するのは、 $C_F = |C_L| \sin \beta_Q$ より $\sin \beta_Q$ の値の減少分を $|C_L|$ の大きさに補償するためと思われる。

共振風速 V_{res} 付近では、 C_F^* の値は C_F の値に比べかなり小さくなっている。これは準定常理論では渦による強制力を考えに入れていないので、過少評価されるためと思われる。また、 $\bar{V}$ が V_{res} 以下では C_F^* の値が正のままであるのに対し、 C_F の値は負となる。このことは、準定常理論によれば $\bar{V}$ が V_{res} 以下でも空力負減衰効果を生じ、ギャロッピングは発生する。しかし、本実験結果によれば $\bar{V}$ が V_{res} 以下になると、 C_F の値は負となり空力負減衰効果は生じないという相反する結果を意味する。これらのことから、この準定常理論には適用範囲があり、本実験結果によれば $\bar{V}$ が約30前後にならないと適用できないものと思われる。

4.6 自由振動実験

強制振動法による実験結果の検証をするために、自由振動実験結果との比較を行なった。自由振動実験の詳細²⁰⁾ については省略するが、その概要は次のとおりである。この装置は、模型が風向直角方向にのみ自由にロッキング振動できるようになっており、その振動変位は板バネに取り付けたゲージにより検出する。実験は風速を段階的に上げながら、模型の振動応答を調べた。このとき模型の減衰定数 α は 2.5×10^{-3} であった。その結果を Fig. 11 の●印に示す。図の横軸は無次元風速 $\bar{V}$ 、縦軸は無次元振幅 $\bar{y}$ 、横軸上の◆印は共振風速 V_{res} を示す。また、図中の斜線部は、非定常空気力のスペクトル解析により求めた同期領域を示す。○印は Fig. 5 よりそれぞれの $\bar{y}$ に対し、 $C_F = 0$ となる $\bar{V}$ をプロットしたものである。つまり、減衰定数が0となるとき模型の応答曲線を示す。自由振動実験の減衰定数が比較的小さいため、両測定法による実験結果はよく一致している。このことより、一応強制振動実験の妥当性が自由振動実験により検証された。

自由振動実験によると、模型の減衰定数が小さいため、 V_{res} 付近で生じる渦励振とギャロッピングとは分離せず、 V_{res} 付近で生じた振動がそのままギャロッピングに移行したものと思われる。 $\bar{y}$ が0.008以下の C_F の測定を行わなかったため詳しいことは分らないが、自由振動実験による V_{res} 付近の振動は、同期領域の中から渦による強制振動とみなせるだろう。しかし、少なくとも $\bar{y}$ が0.008から0.016の範囲内の振動は、まだ同期領域に入っていないこと¹⁰⁾、また C_F の値が正であることより、振動にともない生

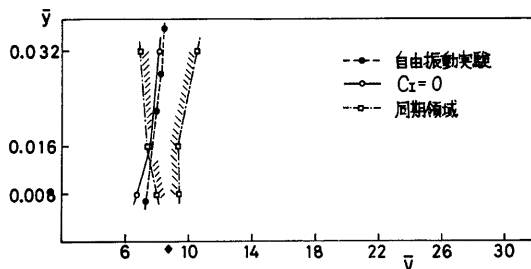


Fig. 11. Reduced Amplitude Versus Reduced Wind Velocity in Forced Oscillation Experiment Compared with Free Oscillation Experiment

じた非定常空気の負減衰効果にもとづく振動ともみなせるかもしれない。

4.7 応答曲線

3章の非定常空気の定式化のところで導いた運動方程式を用いて、振動系の減衰定数により振動が生じる不安定領域がどのようなかを調べた。

運動方程式は次のようになる。

$$\bar{y}I\{\ddot{q}(t) + 2\alpha\omega\dot{q}(t) + \omega^2 q(t)\} = \frac{1}{2}\rho V^2 dhl \left\{ C_R q(t) + \frac{C_I}{2\pi f_m} \dot{q}(t) \right\} \quad \dots\dots\dots(18)$$

ここで構造物は、固有振動数 $\omega/2\pi$ で振動するという仮定をもうけると、右辺の $q(t)$ の項を無視することができ、次のように書きなおせる。

$$\bar{y}I\ddot{q}(t) + \left\{ 2\bar{y}I\alpha\omega - \frac{1}{2}\rho V^2 dhl \frac{C_I}{\omega} \right\} \dot{q}(t) + \bar{y}I\omega^2 q(t) = 0 \quad \dots\dots\dots(19)$$

したがって、第2項が0のとき振動は定常となり、正のとき振動は発散する。このときの C_I を無次元風速 $\bar{V}$ を使って書きなおすと、

$$C_I \geq \frac{16\pi^2 I\alpha}{\rho d^3 hl} \cdot \bar{y} \cdot \frac{1}{\bar{V}^2} \quad \dots\dots\dots(20)$$

となる。ここで $\frac{16\pi^2 I\alpha}{\rho d^3 hl}$ を質量減衰パラメータと定義する。(20) 式の右辺の値と、Fig. 5 で示した

C_I の値との大小関係を調べることににより、振動応答のリミットサイクルが求まる。ここでは質量減衰パラメータの値を 0, 300, 600, 1200, 2400 においてリミットサイクルを求めた。Fig. 12 にその結果を示す。図の横軸は無次元風速 $\bar{V}$ 、縦軸は無次元振幅 $\bar{y}$ 、横軸上の◆印は共振風速 V_{res} 、図中の 0, 300, 600 の数字は質量減衰パラメータの値を示す。

質量減衰パラメータが 0, 300 のときは、自由振動実験の結果と同様の応答曲線が得られ、共振風速以上で不安定領域が存在する^{7,8,13)}。

質量減衰パラメータが 600 のときは、2つの不安定領域に分離する。その1つは渦励振、もう1つはギャロッピングと考えられる。また、 $\bar{V}$ が14から18の範囲で不安定なリミットサイクルの存在が確認され、系に与える外乱の大きさにより振動応答が異なる。これは作用空気が振動振幅により非線型となることを如実に示している。

質量減衰パラメータが1200のときは、 V_{res} 付近で渦励振のみが観察され、ギャロッピングは生じない。さらに質量減衰パラメータが大きくなり2400になると、 V_{res} 付近での不安定領域が狭まる。これよりさらに質量減衰パラメータが大きくなると、不安定領域は存在しなくなるとと思われる。そのような場合、構造物

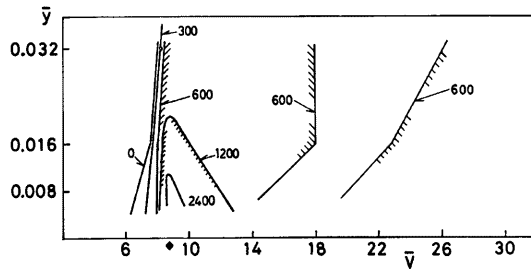


Fig. 12. Variation of Reduced Amplitude Versus Reduced Wind Velocity due to Hiss-Damping Parameter

は固有振動数で振動せず、渦発生にともなう振動数で振動する^{7,8)}。しかし、この場合の振巾は、固有振動数で振動する場合の振巾に比べて充分小さくなり無視してもさしつかえないだろう。

9. む す び

建築構造物のうちで代表的な断面形である正方形を例にとり、この正方形断面柱が風向直角方向に振動するときに作用する空気力（非定常空気力）の測定を、強制振動法により行なった。

得られた結果は次のとおりである。

- 1) 模型に作用する非定常空気力の特性が、無次元風速で4から30の範囲にわたって明らかになった。
- 2) スペクトル解析により、この非定常空気力の主要成分は、模型の振動数成分と渦の発生周波数成分の2つであることが分った。両方の周波数が一致する同期領域は、共振風速付近でみられ、振動振巾の増加にともない拡がる傾向にある。
- 3) 非定常空気力をフーリエ級数展開して得られる振動速度と同位相の空気力係数 C_F は、振動振巾と風速に関して非線型となる。共振風速付近で C_F は、負から正へと急激な変化をし、正の極値をとる。したがって、この風速付近で生じる渦励振は、自励振動的な傾向が強く、渦励振がピーク応答を示すのは C_F のピークと密接な関係がある。
- 4) ギャロッピングの解析に用いられる準定常理論は、無次元風速で30前後にならないと適用が困難となる。
- 5) 非定常空気力と振動変位との位相差は、共振風速付近で負から正へと変化をし、この変化が C_F の値を負から正へと移行さす。高風速域での位相差は、100度から120度となり90度にはならない。
- 6) 共振風速付近では、模型後流域の風速変動と非定常空気力との間には密接な関係がある。
- 7) 自由振動実験による振動応答と強制振動実験による振動応答とが、精度よく一致しており強制振動実験の妥当性が検証された。
- 8) 構造物の風による振動応答が、質量減衰パラメータの値によりどのように変化するかを、ある程度予想できた。この値が小さいと、渦励振からの発振がそのままギャロッピングに移行する。また逆に大きすぎると、渦励振のみがあらわれてギャロッピングは生じない。その中間の値で渦励振とギャロッピングとが分離する。

謝 辞

振動装置の製作と風洞実験の遂行に協力してくれた、京都大学防災研究所羽野淳介技官ならびに杉政和光技官に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) Bishop, R.E.D. and A.Y. Hassan: The Lift and Drag Forces on a Circular Cylinder in a Flowing Fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1964, pp. 32-50.
- 2) Bishop, R.E.D. and A.Y. Hassan: The Lift and Drag Forces on a Circular Cylinder Oscillating in a Flowing Fluid, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 277, 1974, pp. 51-75.
- 3) 笠口展宏, 坂田 弘: 吊り橋の耐風安定性に関する基礎研究, 航空学会誌, 第13巻, 第13号, 1965, pp. 27-36.
- 4) 笠口展宏, 田中博喜, 高原 茂, 松井友二: 振動円柱の非定常空気力に関する研究, 構造物の耐風性に関する第1回シンポジウム, 1970, pp. 153-159.
- 5) 中村泰治, 溝田武人: ある箱型構造物の空力弾性的特性について, 構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム, 1972, pp. 151-158.
- 6) 伊藤 学, 宮田利雄, 森光康夫: 正方形柱に作用する変動抗・揚力, 構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム, 1972, pp. 159-165.
- 7) 森光康夫: 非定常空気力の非線形についての考察, 構造物の耐風性に関する第2回シンポジウム, 1972, pp. 183-190.
- 8) 森光康夫, 伊藤 学, 宮田利雄: 空気力の非線形性を考慮した構造物の空力弾性振動, 土木学会論文報告集, 第219号, 1973, pp. 27-36.
- 9) 溝田武人, 中村泰治: 矩形断面柱の非定常揚力と後流の速度変動について, 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム, 1974, pp. 201-208.
- 10) 中村泰治: 構造物のうず励振と同期現象について, 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム, 1974, pp. 209-214.
- 11) 成田信之, 横山功一, 伊藤壮一: 斜張橋桁断面の空力特性(その1), 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム, 1974, pp. 223-230.
- 12) Nakamura, Y. and T. Mizota: Unsteady Lifts and Wakes of Oscillating Rectangular Prisms, Proc. ASCE, Vol. 101, EM6, 1975, pp. 855-871.
- 13) Otsuki, Y., K. Washizu, H. Tomizawa and A. Ohya: A Note on the Aeroelastic Instability of a Prismatic Bar with Square Section, Jour. Sound and Vibration, Vol. 34, 1974, pp. 233-248.
- 14) 鷺津久一, 大屋昭男, 大築志夫, 藤井邦雄: 箱型模型の空力弾性特性に関する風洞実験, 構造物の耐風性に関する第4回シンポジウム, 1976, pp. 191-198.
- 15) 藤井邦雄, 鷺津久一郎, 大屋昭男, 大築志夫, 富沢治利: 箱型建物模型の風洞実験, 清水建設研究所報, 第18号, 1971, pp. 109-142.
- 16) 富沢治利, 鷺津久一郎, 大屋昭男, 大築志夫: 箱型建物模型の風洞実験(第2報), 清水建設研究所報, 第20号, 1973, pp. 39-58.
- 17) Parkinson, G.V. and J.D. Smith: The Square Prism as an Aeroelastic Non-linear Oscillator, Quart. Jour. Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 17, Part 2, 1964, pp. 225-239.
- 18) Novak, M.: Aeroelastic Galloping of Prismatic Bodies, Proc. ASCE, Vol. 96, EMI, 1969, pp. 115-142.
- 19) 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, 1979, pp. 349-370.
- 20) 石崎潑雄, 谷池義人, 近藤宏二: 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, 京都大学防災研究所年報, 第23号 B, 1980 pp. 241-255.