変動流中における塔状構造物のギャロッピングに関する研究 (1)

メタデータ	言語: jpn
	出版者:
	公開日: 2013-11-11
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: 岡南, 博夫
	メールアドレス:
	所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00008028

変動流中における塔状構造物のギャロッピングに関する研究(I)*

Aeroelastic Galloping of Prismatic Tower in Turbulent Flow (I)*

岡 南 博 夫**
Hiroo OKANAN**

(昭和57年4月15日受理)

あらまし

構造物の空力特性に及ぼす気流の乱れの効果は，断面形状，振動系の振動特性，および気流の変動特性などによって異なることが知られている。本研究では，構造断面の静的空気力係数に及ぼす乱れの効果に関して準定常の仮定に基づいた考察を行い，さらに，高さ方向に変動特性が変化する気流の作用を受ける高層構造物に発生するギャロッピング振動の解析法を述べるものである。従来報告されている風洞実験結果より判断すれば，気流の乱れのスケールが構造断面のスケールより相当大きい場合には，本研究で得られた解析結果はギャロッピング振動に及ぼす乱れの効果を良く表している。なお，本報では，前半の静的空気力係数に及ぼす乱れの効果に関して述べ，後半の部分は次報で述べるものとする。

1．緒 論

長大構造物の耐風設計に際して風洞を利用した方法が一般に採用されるが，従来，風洞気流を一様流として，実験が行われることが多いようである。これは，風洞実験的に長大構造物の空力現象を一様流中と乱流中とで比較すれば,一般に,ガスト応答問題を除いた乱流中における空力現象が一様流中におけるものより構造物にとって安全側になるという経験的な結果に基づくものと考えられる。また，自然風を風洞内に正しくシミュレートすることの実験技術的問題,相似則の問題，および自然風の乱流構造に不明な点が多いことなどにより，風洞内の乱流中の空力現象から自然風中における空力現象を推測することには，現在のところ多くの問題を有していることに起因するものと考えられる。しかしながら，一様流と比較して乱流中における空力現象が安全側になるということは必らずしも保証されたものでは無く，合理的で信頼性の高い耐風設計を行うためには，空力現象に及ぼす乱れの影響を正しく把握する必要があろう。

充腹構造断面に働く空気力に及ぼす乱れの影響を調べた研究は数多く行われているようであるが，Laneville–Parkinson,[1] 宮田・宮崎・山田,[2] Novak–Tanaka[3] は静的空気力係数に及ぼす乱れの効果を実験的に調べ，特に文献(2)は，乱れのスケール（積分スケール）と断面側面圧との関係を調べ，乱れの効果として側面圧の回復が促進されることなどを報告している。また，

---

* 本論文の一部は，土木学会第36回年次学術講演会（昭和56年度）で講演したものである。

**土木工学科 (Department of Civil Engineering)

Novak−Tanaka[3], Novak[4] は変動流中で風洞実験的に測定した2次元模型の静的空気力係数をギャロッピング振動の解析に適用し，変動流中における構造物のギャロッピング振動を推定する方法を提案している。この方法は，塔状構造物のギャロッピング振動を解析する場合に，平均風速の高度方向の分布特性，および構造物の振動モードを考慮し，ある代表点における乱れの特性を風洞内に格子乱流でシミュレートさせ，その中で測定される2次元模型の静的空気力係数を構造物全体で一定として採用した応答解析を行っている。しかしながら，大気境界層内にある高層構造物は，高度方向に平均風速および乱流構造が変化する自然風の作用を受けることを考慮すれば，乱れの影響を敏感に受ける構造断面を有する高層構造物の耐風性を検討する場合には乱れの空間分布特性を考慮する必要があるものと考えられ，文献(3)，(4)の方法はこの点において若干の問題があろう。

本研究では，変動風成分を塔状構造物の長軸方向と直交する水平傾斜角あるいは鉛直傾斜角の変動と見做し，空気力係数の傾斜角に関する非線形項が変動風成分の寄与として空気力に影響を及ぼすものと仮定する。この仮定に基づき，一様流中における2次元模型の静的空気力係数を風の傾斜角に関して多項式で近似し，それを変動流の特性を考慮した修正を加えることにより変動流中の静的空気力係数を求め若干の考察を加えるものである。なお，次報において，高度方向の乱れの分布特性を考慮することにより，塔状構造物のギャロッピング振動を解析する方法を述べるものとする。

2．静的空気力係数に及ぼす乱れの効果

準定常空気力理論に基づいたギャロッピング振動の解析を行う際に，静的空気力係数は基本的なデータとして利用される。本章では，静止した構造断面に作用する空気力に及ぼす乱れの効果に関して，気流変動を簡単なモデル化を行うことにより考察する。すなわち，気流に含まれる乱れは，気流中に存在する物体によって変化せず，準定常的な考察が可能な程度にゆっくりした変動成分を考えるものとする。このことは，気流の乱れのスケールが構造断面のスケールより相当大きいことを仮定するものであり，従来の研究で知られているように，乱れのスケールが構造断面のスケールと同程度の場合は，接近流の乱れの増幅あるいは減衰作用といった問題が存在する。このような問題は，流れの再付着あるいはアフターボディーの問題と共に今後の研究に待つところが大きい。

2．1 周期的変動流中における静的空気力係数

図1に示すように断面幅2bの構造断面が主流方向と α（頭上げを正）なる迎角で設置され，鉛直方向変動風速 $w(x, t)$ が式(1)のように周期的変動で表されるものとし，これが主流風速に付加して構造断面に作用するものとする。

$$w(x,t)=w_0\cdot\sin\left\{\omega\left(t-\frac{x}{U}\right)\right\} \tag{1}$$

ただし，w_0：振幅，ω：円振動数，t：時間，U：平均風速，

x：断面中心を原点とする主流方向の位置を表す座標。

ここで，$w(x,t)$ は空間的，時間的に変化するものであり，これを式(2)に示すように断面幅2bの領域で空間平均をとり，これを $\overline{w}$ と表す。

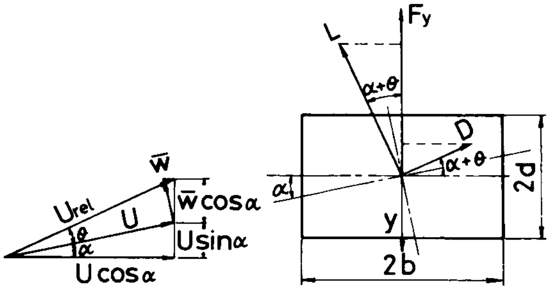


図1　風速成分および空気力成分

$$\overline{w}=\frac{1}{2b}\int_{-b}^{b} w_0\cdot \sin\left\{\omega\left(t-\frac{X}{U}\right)\right\}dx=\frac{\sin k}{k}w_0\cdot\sin(k.\tau) \tag{2}$$

ただし，αは微少であるものとし，k：換算振動数$(=b\cdot\omega/U)$，τ：無次元時間$(=U\cdot t/b)$ある時刻における変動風速成分に起因する相対風速 Urel を $\overline{w}/U$ が微少であると見做し，図1のように近似的に表すものとすれば，

$$Urel=\frac{\cos\alpha}{\cos(\alpha+\theta)}\cdot U \tag{3}$$

となり，構造断面の迎角は初期設定迎角αと変動風速に起因する相対迎角θとより成り

$$\tan(\alpha+\theta)=\tan\alpha+\frac{\overline{w}}{U} \tag{4}$$

と表される。**図1**に示すようにy 方向（構造断面の側面と直交する方向）の変動空気力を F_y^* とすると，揚力Lと抗力Dとより

$$F_y^*=L\cdot\cos(\alpha+\theta)+D\cdot\sin(\alpha+\theta) \tag{5}$$

と表される。ただし，スパン方向の単位長さ当たりの空気力を考えるものとする。ここで，次のような揚力係数C_L，抗力係数C_D，空気力（横力）係数C_{Fy} を導入すれば，

$$C_L=\frac{L}{\rho\cdot b\cdot U^2}\qquad C_D=\frac{D}{\rho\cdot b\cdot U^2}\qquad C_{Fy}=\frac{F_y}{\rho\cdot b\cdot U^2} \tag{6}$$

式(5)は，

$$F_y^*=\rho\cdot b\cdot U_{rel}^2\left\{C_L\cdot\cos(\alpha+\theta)+C_D\cdot\sin(\alpha+\theta)\right\} \tag{7}$$

となる。ただし，ρは空気密度である。式(3)を式(7)に代入することにより，

$$F_y^*=\rho\cdot b\cdot U^2\cdot C_{Fy}^* \tag{8}$$

$$C_{Fy}^*=\left\{C_L+C_D\cdot\tan(\alpha+\theta)\right\}\cdot\sec(\alpha+\theta)\cdot\cos^2\alpha=C_{Fy}\cdot\cos^2\alpha \tag{9}$$

と表される。上式で，C_L，C_D，C_{Fy} は $\alpha+\theta=\alpha_S$ を静的迎角と考えた場合，α_Sの関数となり，一様流中における C_{Fy}が，

$$C_{Fy}=\sum_{r=0}^{S}A_r\cdot\tan^r\alpha_S \tag{10}$$

のように高次多項式で表されるものとすれば，

$$C^*_{F_y}=\sum_{r=0}^{s} A_r\cdot \tan^r(\alpha+\theta)\cdot\cos^2\alpha \tag{11}$$

となり，式(4)を式(11)に代入すれば，

$$C^*_{F_y}=\sum_{r=0}^{s}\left\{\sum_{n=0}^{r} A_r\binom{r}{n}\cdot\left(\frac{\overline{w}}{U}\right)^{r-n}\cdot\tan^n\alpha\right\}\cdot\sum_{m=0}^{\infty}(-1)^m\cdot\tan^{2m}\alpha \tag{12}$$

となる。式(12)は無限項まで存在するが，α が微少であるとして s 次までの近似をとれば，

$$C^*_{F_y}=\sum_{n=0}^{s} A^*_n\cdot\tan^n\alpha \tag{13}$$

$$A^*_n=\sum_{r=n}^{s} A_r\cdot\left\{\sum_{m=0}^{n}(-1)^m\cdot\binom{r}{n-2m}\cdot\left(\frac{\overline{w}}{U}\right)^{r-n+2m}\right\} \tag{14}$$

となる。ただし，$\binom{r}{n}$は2項係数である。

式(14)に含まれる$\overline{w}/U$は変動流の空間特性を考慮した相対迎角であり，式(2)より時間に関する周期関数となっている。したがって，変動空気力 F^*_y は，式(8)，式(13)，式(14)より周期的変動流の高調波成分を含む周期的空気力であることが知られる。乱れに起因する構造物のガスト応答を対象とする場合は，空気力の変動成分が問題となるが，準定常空気力理論を適用した変動流中におけるギャロッピングタイプの自励振動を考える場合には，変動空気力そのものを対象とするのでは無く，変動流中における定常空気力すなわち時間的に平均された空気力の迎角変化特性が重要な解析要素となる。そこで，変動空気力 F^*_y を時間（周期的変動流の1周期T）で平均した空気力を $\overline{F}_y$ と表すと，式(8)より，

$$\overline{F}_y=\frac{1}{T}\int_0^T F^*_y dt=\frac{\rho\cdot b\cdot U^2}{T}\int_0^T C^*_{F_y}dt \tag{15}$$

となり，空気力係数を時間的に平均することになる，これを$\overline{C}_{F_y}$と表すと，式(13)，式(14)より，

$$C_{F_y}=\sum_{n=0}^{s}\overline{A}_n\cdot\tan^n\alpha \tag{16}$$

$$\overline{A}_n=\sum_{r=n}^{s} A_r\cdot\sum_{m=0}^{n}(-1)^m\cdot\binom{r}{n-2m}\cdot\left(\frac{w_0}{U}\cdot\frac{\sin k}{k}\right)^{r-n+2m}\cdot\left(\frac{b}{U\cdot T}\int_0^{UT/b}\{\sin(k\cdot\tau)\}^{r-n+2m}d\tau\right) \tag{17}$$

となる。式(17)の積分の項を，

$$I_{r-n+2m}=\frac{b}{U\cdot T}\int_0^{UT/b}\{\sin(k\cdot\tau)\}^{r-n+2m}d\tau \tag{18}$$

と表せば，

$$\overline{A}_n=\sum_{r=n}^{s} A_r\cdot\sum_{m=0}^{n}(-1)^m\cdot\binom{r}{n-2m}\cdot I_{r-n+2m}\cdot\left(\frac{w_0}{U}\cdot\frac{\sin k}{k}\right)^{r-n+2m} \tag{19}$$

となる。ここで，$r-n+2m$がゼロおよび偶数の場合に，

$$I_{r-n+2m}=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma\left(\dfrac{r-n+2m+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\dfrac{r-n+2m+2}{2}\right)} \tag{20}$$

であり，奇数の場合には，

$$I_{r-n+2m}=0 \tag{21}$$

である。ただし，$\Gamma(\ )$はガンマ関数であり，次のように表される。

$$\Gamma(1)=1,\qquad \Gamma\left(\frac{1}{2}\right)=\sqrt{\pi},\qquad \Gamma(0)=\infty \tag{21}$$

$$\Gamma(n+1)=n!,\qquad \Gamma\left(n+\frac{1}{2}\right)=\sqrt{\pi}\frac{(2n)!}{(2^{2n}n!)} \tag{22}$$

式(19)において，A_rは，一様流中で風洞実験的に求められた静的空気力係数を $\tan\alpha$ の s 次多

項式で近似した際のr次項の係数であり，周期的変動流中における定常空気力係数 C_{Fy} のn次項の係数 $\bar{A}_n$ は，鉛直方向変動風速成分の振幅 w_0 と平均風速Uとの比 w_0/U，換算振動数k，および A_n, A_{n+1}, ……A_S とによって表されることが知られる。

2.2 不規則変動流中における空気力係数

前節では，変動風として周期的変動風を想定した気流中における定常空気力係数を求めた。本節においては，空間的および時間的に不規則に変動した気流中における定常空気力係数を求める。ここでも，変動風速成分は準定常的な考察が可能な程度に比較的ゆるやかに変動するものを考える。これは，実測された風速変動の周期がかなり大きいものまで含まれていることに基づくものである。ただし，変動風速は正規分布するものとし，また。定常性とエルゴード性とを有する確率過程と仮定する。

空気力に及ぼす気流の乱れの効果に関して，乱れのいかなる成分の寄与が支配的であるかといった問題は議論されるところであるが，ここでは，鉛直方向成分を支配的な成分と見做すものであり，他の成分に関する準定常的効果については次報で考察する。

図1に示した構造断面の領域(2b×2d)で空間的に平均した鉛直方向変動風速 $\bar{w}$ に起因する相対迎角 $\bar{w}/U$ を導入すれば，スパン方向のストリップ部の変動空気力係数 C^*_{Fy} は，前節の式(13), 式(14)と同様に与えられ，C^*_{Fy} の期待値をとり，これを変動風中における定常空気力係数とすると，

$$E[C^*_{Fy}]\equiv\bar{C}_{Fy}=\sum_{n=0}^{S}\bar{A}_n\cdot\tan^n\alpha \tag{23}$$

$$E[A^*_n]\equiv\bar{A}_n=\sum_{r=n}^{S}A_r\cdot\left\{\sum_{m=0}^{n}(-1)^m\cdot\binom{r}{n-2m}\cdot E\left[\left(\frac{\bar{w}}{U}\right)^{r-n+2m}\right]\right\} \tag{24}$$

となる。$\bar{w}$ が平均値ゼロの変動風速成分とすれば，$E[(\bar{w}/U)^n]$ はn次の中心モーメント m_n であり，さらに $\bar{w}$ が正規分布するものと仮定すれば，

$$E[(\bar{w}/U)^{2i-1}]=m_{2i-1}=0 \tag{25}$$

$$E[(\bar{w}/U)^{2i}]=m_{2i}=(2i-1)!!\cdot m_2^i=(2i-1)!!\cdot\bar{\sigma}_a^{2i} \tag{26}$$

ただし，$(2i-1)!!=1\cdot3\cdot5\cdots\cdots(2i-1)$, $i=1,2,3,\cdots\cdots$, $\bar{\sigma}_a^2$: $\bar{w}/U$ の分散値である。したがって，$\bar{w}/U$ の高次モーメントが分散値 $\bar{\sigma}_a^2$ で表され，式(24)は，

$$\bar{A}_n=\sum_{r=n}^{S}A_r\cdot\left\{\sum_{m=0}^{n}(-1)^m\cdot\binom{r}{n-2m}\cdot\left\{2\left(\frac{r-n+2m}{2}\right)-1\right\}!!\cdot\left(\bar{\sigma}_a^2\right)^{(r-n+2m)/2}\right\} \tag{27}$$

と表される。変動流中における静止構造断面の定常空気力係数(静的空気力係数)は，式(23)と式(27)とより，気流の乱れの特性としての $\bar{\sigma}_a^2$ を考慮することにより一様流中の静的空気力係数を修正した形で求められる。

さて，次に $\bar{w}/U$ の分散値 $\bar{\sigma}_a^2$ に関して述べる。構造断面が平板状で2d≒0と見做すことのできる場合は，前節で述べた周期的変動流の空間平均した分散値が，

$$\sigma_{\bar{w}}^2=\frac{1}{2}w_0^2\cdot\left(\frac{\sin k}{k}\right)^2 \tag{28}$$

のように表されることを考慮し，さらに不規則変動流に含まれる円振動数 ω なる周期成分の振幅 w_0 が片側パワースペクトル $S(\omega)$，および微少周波数帯域 $d\omega$ とにより，

$$w_0=\sqrt{S(\omega)\cdot d\omega} \tag{29}$$

と表されるものとすれば，$\bar{\sigma}_a^2$ は

$$\bar{\sigma}_a^2=\frac{1}{2b\cdot U}\int_0^\infty S(k)\cdot\left(\frac{\sin k}{k}\right)^2 dk \tag{30}$$

と表される。S(k)として，等方性乱流の理論で Dryden のスペクトルとして知られている

$$S_w(\omega)=\sigma_w^2\cdot\frac{L}{\pi\cdot U}\cdot\frac{1+3(\omega\cdot L/U)^2}{\{1+(\omega\cdot L/U)^2\}^2} \tag{31}$$

を利用すれば，

$$\bar{\sigma}_a^2=\bar{L}\cdot\left\{1-\exp\left(-\frac{1}{\bar{L}}\right)\right\}\cdot I_w^2=\xi^2(\bar{L})\cdot I_w^2 \tag{32}$$

と表される。ただし，σ_w^2 は鉛直方向変動風速成分の分散値，Lは主流方向変動風速成分より求めた乱れのスケール（積分スケール）であり，$I_w(=\sigma_w/U)$ は鉛直方向変動風速の乱れの強さ，$\bar{L}$ $(=L/2b)$ は乱れのスケールを断面幅で無次元化した無次元乱れのスケールである。

一方，充腹構造断面のように，ある時刻における変動流の空間特性を考慮する際，平均化する領域として断面領域程度を考える場合は，以下のような統計的手法を導入するものとする。すなわち，Davenport[5]が吊橋の自然風の乱れによるガスト応答を推定する際に変動風速の2点間の周波数別空間相関係数を指数関数的に近似して空力アドミッタンスを導入したが，ここでも同様の考えに基づき，基準点の変動風速より空間相関を考慮することにより $\bar{w}/U$ を求めるものとする。ただし，風の変動特性は，構造断面の存在によって変化しないものとする。

Davenport による空間相関係数は，主流方向変動風を対象としたものであり，一様等方性乱流理論における縦方向相関係数に相当し，本研究で対象とする相対迎角に関する変動に対しては横方向相関係数を利用すべきである。しかしながら，ここでは形式の簡単な縦方向相関係数の形式を採用し，次のような指数関数で近似的に表すものとする。

$$R(f)=\exp\left\{-\lambda\frac{f\cdot|x_1-x_2|}{U}\right\} \tag{33}$$

ただし，f ：周波数，x：位置を表す座標，λ：係数，U：平均風速

ここで，風速変動の空間相関特性を考慮して，

$$X^2(f)=\frac{1}{(4b\cdot d)^2}\int_0^{2b}\int_0^{2b}\int_0^{2d}\int_0^{2d}\exp\left\{-\lambda_x\frac{f\cdot|x_1-x_2|}{U}\right\}\cdot\exp\left\{-\lambda_z\frac{f\cdot|z_1-z_2|}{U}\right\} d_{x_1}\cdot d_{x_2}\cdot d_{z_1}\cdot d_{z_2} \tag{34}$$

を導入し，また基準点の鉛直方向変動風速のパワースペクトル密度を$S_w(f)$として $\bar{w}/U$の分散値$\bar{\sigma}_a^2$を

$$\bar{\sigma}_a^2=\frac{1}{U^2}\int_0^\infty X^2(f)\cdot S_w(f)\cdot df \tag{35}$$

と表す。式(34)において，Davenport に従って $\lambda_x=\lambda_z=7$とし，また，2b＝2dの場合は，

$$X^2(k)=\left[\frac{2\pi^2}{49k^2}\left\{\frac{7}{\pi}k-1+\exp\left(-\frac{7}{\pi}k\right)\right\}\right]^2 \tag{36}$$

となり，パワースペクトルとして式(31)を利用すれば，

$$\bar{\sigma}_a^2=\xi^2(\bar{L})\cdot I_w^2$$

$$\xi^2(\bar{L})=\frac{2}{\pi}\cdot\bar{L}\int_0^\infty\frac{1+12\bar{L}^2\cdot k^2}{(1+4\bar{L}^2\cdot k^2)^2}\cdot\left[\frac{2\pi^2}{49k^2}\left\{\frac{7}{\pi}k-1+\exp\left(-\frac{7}{\pi}k\right)\right\}\right]^2\cdot dk \tag{38}$$

と表される。ここに，$\xi^2(\bar{L})$ は変動風速の空間補正係数であり，$\bar{L}$の関数となる。また，一般に式(31)で表されるスペクトルは，低周波数側で実測結果より大きく，高周波数側で小さくなる

ことが知られている。そこで，実測結果と良く一致するとされている[6] Karman 型スペクトルを利用すれば，ξ^2 は次式で表される。

$$\xi^2(\overline{L})=\frac{2}{\pi}\cdot\overline{L}\int_0^\infty\frac{1+19.12\overline{L}^2\cdot k^2}{(1+7.172\overline{L}^2\cdot k^2)^{11/6}}\cdot\left[\frac{2\pi^2}{49k^2}\left\{\frac{7}{\pi}k-1+\exp\left(-\frac{7}{\pi}k\right)\right\}\right]^2\cdot dk \tag{39}$$

式(37)，式(38)は，断面幅で無次元化した乱れのスケール $\overline{L}$ が与えられれば，ξ^2 が求められる。したがって，ある基準点の乱れの強さ，および一様流中における静的空気力係数が与えられれば，式(23)，式(27)，式(37)より不規則変動流中における構造断面の定常空気力係数 $\overline{C}_{Fy}$ が求められる。直立する高層構造物においては，静的空気力係数の鉛直方向の変化特性が必要とされる場合が考えられる。このような場合には，前述の2つのスペクトルの形式は，乱れの強さおよび乱れのスケールをパラメータとして表示されており，これらの鉛直方向の分布特性が決定されれば，$\overline{C}_{Fy}$ の鉛直方向の変化特性が求められる。また，鉛直方向変動風速のパワースペクトルの関数形は自然風の実測データに基づいた種々の経験式が提案されているが，高度Zをパラメータとする Panofsky−Mc Cormik のスペクトルを利用すれば，ξ^2 は，

$$\xi^2(\overline{Z})=\frac{4}{\pi}\cdot\overline{Z}\int_0^\infty\frac{1}{(1+\frac{4}{\pi}\overline{Z}\cdot k)^2}\cdot\left[\frac{2\pi^2}{49k^2}\left\{\frac{7}{\pi}k-1+\exp\left(-\frac{7}{\pi}k\right)\right\}\right]^2 dk \tag{40}$$

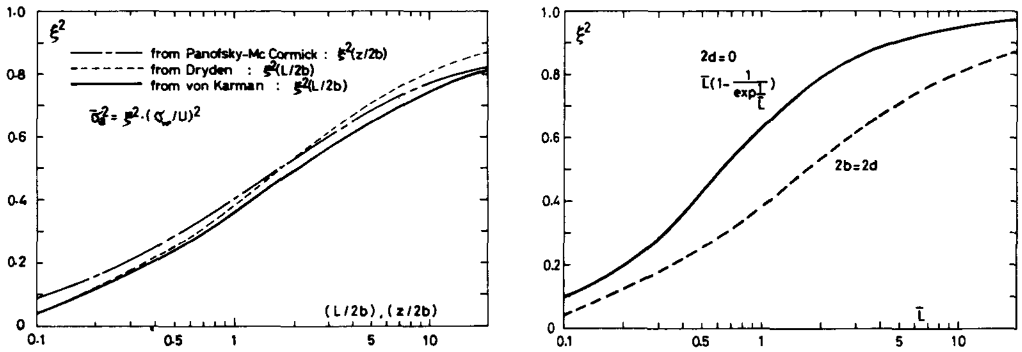
ただし，$\overline{Z}=Z/2b$

となり，空間補正係数 ξ^2 が断面幅2bで無次元化した高度 $\overline{Z}$ の関数として表される。したがって，式(37)より乱れの強さI_wの鉛直方向の分布特性が与えられれば，$\overline{\sigma}_\alpha^2$ の鉛直方向の分布特性が求められ，式(23)，式(27)より $\overline{C}_{Fy}$ の鉛直方向の変化特性が決定される。

3．計算結果および考察

3．1 空間補正係数

図2(a)は，空間補正係数 ξ^2 と乱れのスケール，および高度との関係を示すものであり，破線は式(38)，実線は式(39)をそれぞれ数値積分により求めたもので，断面幅2bで無次元化した乱れのスケールに関する変化特性を示している。また，一点鎖線は式(40)を数値積分により求めたもので，断面幅2bで無次元化した高度の変化特性を示している。破線で示した Dryden のスペクトルより求めた結果は，スペクトルの低周波数側の寄与が大きく表れており，Karman のスペクトルから求めた結果より全体的に大きくなっている。同図より，無次元化した乱れのスケー



(a)スペクトルによる相違　　(b)平板と正方形断面による相違

図2　空間補正係数

ル$\overline{\mathrm{L}}$が大きくなるに従って，ξ^2 は$\overline{\mathrm{L}}$の変化に対して敏感で無くなり，一方，$\overline{\mathrm{L}}$が小さくなるに従って，$\overline{\mathrm{L}}$の変化を敏感に受けるようになることが知られる。このことは，静的空気力係数に及ぼす乱れの影響の大きさを表すパラメータ$\overline{\sigma}_a$がξと鉛直方向変動風成分の乱れの強さとの積で表されることを考慮すれば，$\overline{\mathrm{L}}$が大きい変動風では，静的空気力係数は乱れのスケールの変化に対して大きくは影響されず，乱れの強さの影響が大きいことを示している。一方，$\overline{\mathrm{L}}$が小さい変動風に対しては，乱れのスケールの変化も静的空気力係数に相当の影響を与えることを示すものである。また Panofsky−Mc Cormick のスペクトルより求めた結果は，無次元高度$\overline{\mathrm{Z}}$が大きくなるに伴ってξ^2 が$\overline{\mathrm{Z}}$の変化に敏感で無くなることを示している。

図 2 (b)は，正方形断面(2b=2d)と平板(2d=0)に対して，Dryden のスペクトルから求めたξ^2 の$\overline{\mathrm{L}}$に関する変化特性を示す。長方形断面に対しては，実線で示した平板の結果と破線で示した正方形断面の結果との中間の特性を示すものと考えられる。

3.2 計算結果および考察

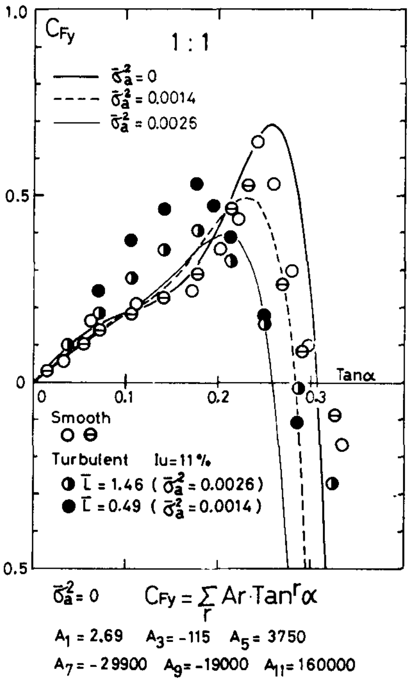


図 3 静的空気力係数(定常空気力係数)の計算結果と実験結果(2)との比較

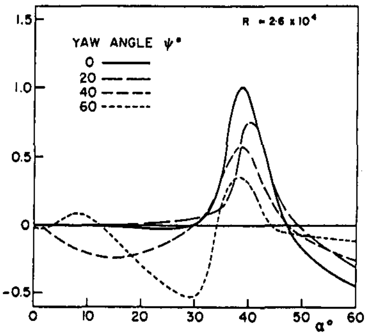


図 5 D形断面の横力係数（静的空気力係数）(8)

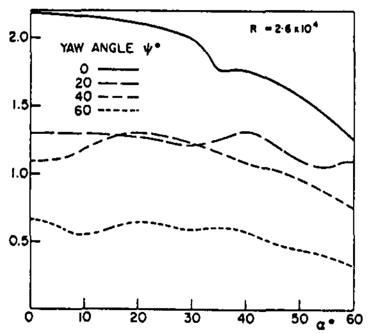


図 6 D形断面の法線方向空気力係数(8)

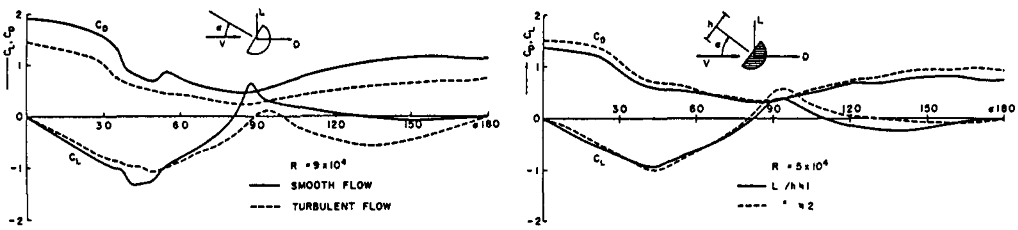


図 4 D形断面の揚力係数および抗力係数の気流変動特性による比較(3)

図3は正方形断面を対象とした静的空気力係数の迎角変化特性を示すものであり，プロットした実験結果は宮田・宮崎・山田,[2]および Laneville–Parkinson[1]によるものである。同図における $\bar{\sigma}_a^2=0$ の太い実線は，一様流中における実験結果より最小2乗法を適用して求めた一様流中における静的空気力係数の近似曲線である。図中に示すように，$\tan\alpha$ に関して11次の多項式であり，奇数次の項のみで表される奇関数である。$\bar{\sigma}_a^2=0.0014$，$\bar{\sigma}_a^2=0.0026$ の曲線は，それぞれ実験時の風洞気流の乱れの特性を考慮して求めた変動流中における静的空気力係数の迎角変化特性を示すものである。これらの曲線は，前章で述べた方法に従って一様流中における結果を修正して求めたものである。図から知られるように，乱れの効果として，ピーク値が低減しピークを示す迎角が迎角の小さい方へシフトしている。このような傾向は，実験結果が示す傾向と一致するものである。しかしながら，問題点として，迎角の大きい領域で実験結果との差が大きくなり，またピークを示す迎角のシフトが実験結果ほど大きく表れていない。これらの問題点に関して考えられることは，まず迎角の大きい領域においては，一様流中における静的空気力係数の近似関数の精度が悪いという点が考えられる。また，ピーク値近傍の一様流中における静的空気力係数の近似曲線が実験結果の示す特性を精度良く表していない。すなわち，ピークをとる迎角近傍では，断面上流側偶角部で剝離した気流が側面に再付着し，静的空気力係数が急変する特性を示すが，近似曲線を表す多項式では，そのような急変する迎角変化特性を表すことが容易でない。以上は，近似関数の精度に起因した問題点であるが，従来報告されている研究結果を参考として，ここで得られた結果と実験結果との相違に関して若干の考察を以下に行う。

充腹構造断面のように抗力成分が大きい場合には，静的空気力（横力）係数に及ぼす抗力係数の変化特性が大きく寄与することになる。特に，平均風速方向の側面に比較して，平均風速と直交する前面が大きくなるに従って抗力係数の影響は大きくなるものと考えられる。このような断面を対象とする場合には，Bearman[7]の研究に見られるような抗力に及ぼす乱れのスケール効果を考慮する必要があろう。Bearman の研究結果は，変動風に起因する正方形平板に作用する変動抗力のパワースペクトルは，乱れのスケールが小さくなるに従って低周波数側の値が小さくなる傾向を示している。このような傾向は乱れのスケールが小さくなるに従って，物体の存在に起因した接近流の乱れの変形が大きくなるものと考えられる。したがって，本研究における基本仮定は乱れのスケールが断面寸法に比較して大きい場合に成立することが推測される。また，Novak–Tanaka[3]の研究によれば，**図4**に示すように上流側前面に注目したD形断面の空気力に及ぼす乱れの効果が知られるが，乱れのスケールの小さい変動流中における抗力係数が小さくなり乱れの効果が大きいことが認められる。一方，揚力係数は，$\alpha \fallingdotseq 40°$ までの領域では乱れのスケールが大きい方が乱れの効果が大きいことが示されている。以上の点から判断すれば，乱れのスケールが小さい場合，特に乱れのスケールと断面寸法との比が1より極めて小さい場合には，抗力係数の低減効果が顕著となり，変動流中の定常空気力係数に及ぼす乱れの効果として，一様流中の空気力係数の迎角に関する非線形性に起因するとする準定常的アプローチに関しては限界が生ずるものと考えられる。**図3**に示す黒丸印でプロットした実験結果は断面幅で無次元化した乱れのスケールが0.49に対する結果であり，計算結果との差が大きくなっている。この原因として，乱れのスケールが小さいことによる前述の問題点などが考えられるが，さらに，変動風成分に起因して偶角部より発生する剝離渦との関連性などに関しては次の機会に考察したい。なお，**図5**，**図6**は，Skarecky[8]の研究結果を示すものであり，D形断面の一様流中における横力係数 C_{F_y} と法線方向空気力係数 C_{F_x} との迎角変化特性に及ぼす水平傾斜角（Yaw angle）の影響を示したものである。この図より知られるように，空気力係数

は迎角に関して非線形性を有するとともに，水平傾斜角に関しても非線形性を示している。この点に関しては次報で述べるが，鉛直方向変動風成分と同様に水平方向変動風成分に関する準定常的効果の生ずる可能性をも有するものと考えられる。前面が側面と比較して大きい場合，および構造物の三次元性を考える場合には，水平傾斜角による抗力低減効果が大きいことが推測され，変動風中における定常空気力係数に及ぼす水平方向変動風成分の寄与を考慮する必要があるものと考えられる。

前述したことより，上流側前面が大きい構造断面に対しては，鉛直方向および水平方向変動風速に起因する相対迎角および相対水平傾斜角の時間変動に伴う定常空気力係数に及ぼす準定常的効果とともに接近流の乱れの特性が物体の存在によって変曲されることによる効果が考えられる。特に，乱れのスケールが断面のスケールより小さくなるに伴って後者の効果が増大し，一方構造断面のスケールに比較して乱れのスケールが大きく，平均流方向の断面幅が平均流と直交する方向の幅より大きいほど定常空気力係数に及ぼす乱れの効果に関する準定常的効果が大きくなるものと思われる。したがって，ここで論じた方法の適用範囲が，このような点から推定される。

次に鉛直方向変動風速の分布に関して述べる。前章で述べたとうり，鉛直方向変動風速および空間平均した変動風速を正規分布するものと仮定して，高次モーメントを分散値で表示した。**図7**は，実測された気流変動の分布が正規分布とどの程度相異するものかを表すものであり，横軸にモーメントの次数をとり縦軸の係数が1の場合が正規分布することを表す。小鳴門橋上で実施した現地観測の結果は，正規分布と異なった分布形を示していることが認められる。そ

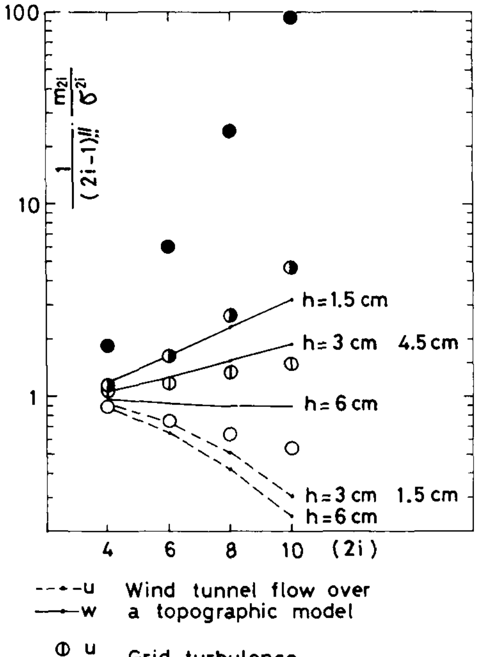


図7 気流変動の高次モーメント(正規分布との比較)

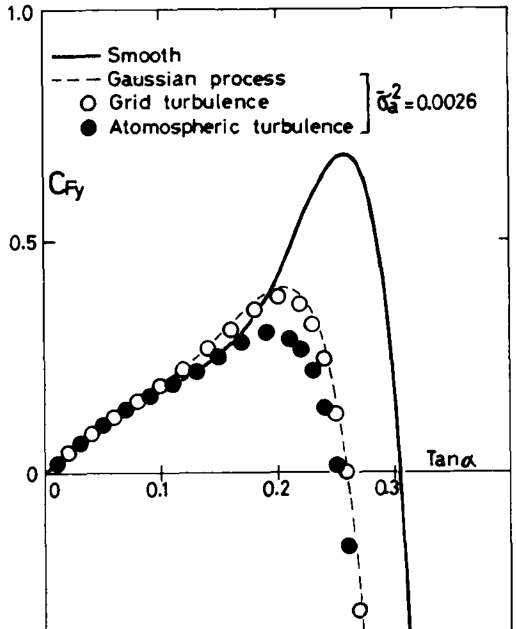


図8 静的空気力係数の気流変動特性による比較

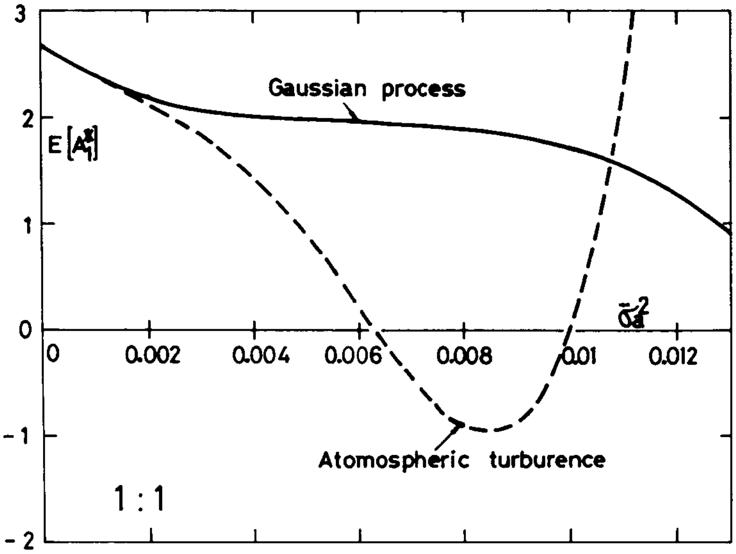


図9　迎角ゼロにおける静的空気力係数の勾配の気流変動特性による比較

こで，分布形が仮定した正規分布と相違することによって静的空気力係数にどの程度影響を与えるものかを示したのが**図8**，**図9**である。**図8**は，$\bar{\sigma}_a^2$ =0.0026に対して，格子乱流および自然風の分布形を用いて求めた静的空気力係数である。乱子乱流の結果は，正規分布で求めた結果と大きな差異は認められないが，自然風の結果はピーク値の低減が大きくなっている。また**図9**は，静的空気力係数の迎角がゼロにおける勾配の $\bar{\sigma}_a^2$ に関する変化特性を示すもので，$\bar{\sigma}_a^2$ が大きくなるに従って分布形の相違が顕著に表れている。自然風の結果は，$\bar{\sigma}_a^2$ が大きな領域で大きな変化を示しているが，一様流中における静的空気力係数の近似関数が迎角の大きい領域で精度が悪い点を考慮に入れる必要があろう。しかしながら，精度の点で問題は残されているが，変動流の分布形によって乱れの効果が変化することは興味あることと思われる。

4．結　論

矩形断面のような充腹構造断面を有する高層構造物のギャロッピング振動に関して，高度方向に乱流構造の変化する乱れの効果を準定常的気流変動を仮定して考察するものであり，ここでは第1報として，静的空気力係数に及ぼす乱れの準定常的効果を考察したものである。得られた結果は以下に述べるとうりである。

(1)，構造断面の幅で無次元化した乱れのスケールが大きい変動流においては，見かけ上，乱れの強さの変化によって静的空気力係数は変化し，乱れのスケールの変化によっては大きな影響を及ぼさない。一方，乱れのスケールの小さい変動流においては，乱れの強さと共に乱れのスケール効果が静的空気力係数に乱れの影響として表れる。

(2)，乱れのスケールの大きな風洞気流を発生させることは現在のところ難しく，したがって本研究で得られた結果と比較する実験データが十分では無い。正方形断面を対象とした従来報告されている実験結果と比較すれば，断面幅の約1.5倍の乱れのスケールを有する変動流中における計算結果は実験結果が示す傾向と比較的一致する。しかしながら，断面幅の1／2程度の

乱れのスケールでは，計算結果と実験結果との差が大きく，このような変動流では乱れの準定常効果以外に接近流の乱れの変形，非定常効果および剝離渦の影響などが大きくなる。

(3)，空気力に及ぼす乱れの効果を表すパラメータとして，従来から指適されている乱れの強さ，および乱れのスケールと共に気流の変動成分の分布形によって乱れの効果が変化する。

今後の課題として，一様流中における静的空気力係数の関数近似の精度を良くすること，および乱れのスケールの大きい変動流中における実験データの収集を行い，解析結果との比較検討を加えることが望まれる。また，乱れの準定常効果以外に他の効果が考えられるが，特に変動気流に起因して断面の偶角部から発生が予想される剝離渦の影響に関しては次の機会に考察する予定である。なお次報において，ここで得られた結果を利用することにより塔状構造物のギャロッピング振動の解析法を述べる。

最後に，本研究を遂行するに当たって貴重な御助言と御討議をいただいた京都大学白石成人教授，松本勝助教授に感謝致します。また。本研究は，昭和55年度文部省科学研究費（奨励研究A）の援助を受けたことを付記する。

参 考 文 献

(1) Laneville, A., Parkinson, G.V. : Proc. 3rd Int. Conf. Wind Effects on Buildings and Structures (Tokyo), 1972.
(2) 宮田利雄・宮崎正男・山田均 ：第26回構造工学シンポジウム論文集，1980.
(3) Novak, M., Tanaka, H. : Proc. ASCE, Vol. 100, EM1, Feb., 1974.
(4) Novak, M.: Proc. ASCE, Vol. 98, EM1, 1972.
(5) Davenport, A.G. : Proc. ASCE, Vol. 88, ST3, June, 1962.
(6) Gault, J.D., Gunter, Jr. : J. Aircraft, Vol. 5, No.6, 1968.
(7) Bearman, P.W. : J. Fluid Mech., Vol.46, Part 1, 1971.
(8) Skarecky, R.: Proc. ASCE, Vol.101, EM6, Decem., 1975.
(9) 岡南博夫 ： 大阪府立工業高等専門学校研究紀要第15巻，昭和56年９月.