

変動風中における直立構造物のギャロッピングについて

京都大学 工学部 正員 白石成人
 京都大学 工学部 正員 松本 勝
 大阪府立工業高等専門学校 正員 ○岡南博夫

1. よえがき 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。前報⁽¹⁾では、構造断面の静的空気力係数に及ぼす気流の乱れの効果に関して準定常の仮定に基づいた考察を行った。本報では、先に得られた結果を利用することにより、高さ方向に変動特性が異なる気流の作用を受ける高層構造物のギャロッピングについて論ずる。

2. 基礎式 準定常空気理論に従えば、充腹構造断面のギャロッピングは静的空気力係数を利用することにより解析される。変動流中における静的空気力係数は、一様流中におけるものと異なることが実験的に知られており、文献⁽¹⁾では、空間平均した乱れの強さ $(\bar{\sigma}_u)$ をパラメータとして変動流中の静的空気力係数を一様流中における結果を修正して求めた。その結果によれば、 $\bar{\sigma}_u$ は、変動風速の鉛直方向成分の乱れの強さ (σ_u/U) と空間変動特性を考慮した空間補正係数 (ξ) により

$$\bar{\sigma}_u^2 = (\sigma_u/U)^2 \cdot \xi^2, \quad (\xi \text{ は断面幅}(2b) \text{ で無次元化した乱れのスケールの関数}) \quad \text{---(1)}$$

のように表される。ここで、長軸が鉛直方向を有する塔状構造物に対しては、変動風速の成分としては平均風速と直交する水平方向成分を考えることになるが、自然風の水平方向変動風成分に関する資料が十分ではない。したがって、 ξ は、一様等方向性乱流の仮定に基づいて求められた主流と直交する方向の変動気流のスペクトル (Karman or Dryden) より求めるものとする。なお、 ξ^2 と $\bar{L}$ の関係を簡単な関数形で求めることは困難であり、図1は、数値積分により求めた結果を実線と破線とで示し、両曲線を近似的に $\bar{L}$ の簡単な関数で表示したのが白丸印である。変動風速の水平方向成分の分散値 (σ_u^2) と主流方向成分の分散値 (σ_v^2) との関係を $\sigma_v^2 = \nu^2 \sigma_u^2$ と表し、 $\bar{L}$ と高度 (Z) との関係を日野のスペクトルから求めた次式⁽²⁾と図1に示す近似式を利用すれば、

$$\bar{L} = 63.4 K_r^{3/2} \alpha^2 (Z/2b) (Z/Z_1)^{-2\alpha} \quad \text{---(2)}$$

ただし、 K_r は表面抗力係数、 α は平均風速の鉛直方向分布のベキ指数、 Z_1 は基準高度 (10^3 m)

$\bar{\sigma}_u^2$ の鉛直方向の変化特性として

$$\bar{\sigma}_u^2 = 6.3 \nu^2 \alpha^4 K_r^{1/3} (H/2b)^{0.2} (H/Z_1)^{-2.6\alpha} (Z/H)^{0.2-2.6\alpha} \quad \text{---(3)}$$

が得られる。ここに H は直立構造物の高さであり、直立構造物のギャロッピングの解析を行うために高度 (Z) を H で無次元化して表示した。

したがって、文献⁽¹⁾と式⁽³⁾より変動流中における

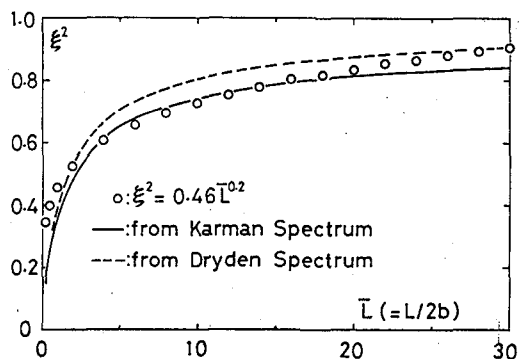


図1 $\xi^2 - \bar{L}$

Naruhito SHIRAISHI, Masaru MATSUMOTO and Hiroo OKANAN

る充腹構造断面の静的空気力係数の鉛直方向の変化特性が求められる。

解析例として、充腹断面を有する塔状構造物を対象とし、振動系は基礎部でピン支持された1自由度系とする(振動モード: $\gamma(z) = z/H$)。

ここで、次に示す無次元パラメータを導入すれば、
 $\bar{v} = (\varepsilon/\zeta) \cdot (V_H/b\omega)$, $\bar{\alpha} = (\varepsilon/\zeta) \cdot (\gamma_H/b)$ } --- (4)
 $V(z) = V_H \cdot (z/H)^\alpha$

ただし、 ε は振動系の質量パラメータ($\varepsilon = 5b^2/2m$)
 γ は空気密度、 m は構造物の単位長さ当たり質量、 b は断面半幅、 ζ は振動系の初期減衰比、 γ_H は $z=H$ における振幅、 V_H は $z=H$ における平均風速である。

無次元振幅($\bar{\alpha}$)と無次元風速($\bar{v}$)との関係は、

$$1/\bar{v} = \sum_{n=1}^s B_n \cdot C_n \cdot (\bar{\alpha}/\bar{v})^{n-1} \quad \text{--- (5)}$$

で表される。ここに、 s は静的空気力係数を相対迎角に関して高次代数方程式で近似したときの最高次の指数であり、 B_n は n が奇数 $n=i$ 、および偶数 $n=j$ に応じて、それぞれ次のように表される係数である。

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

また、 C_n は $\{1 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)m\} \cdot \kappa^{-1}$ のとき

$$C_n = 3 \sum_{r=n}^s \frac{r! \cdot \{2(\frac{r-n}{2}) - 1\}!! \cdot K^{r-n} \cdot A_r}{n! \cdot (r-n)! \cdot \{2 + 2\alpha - (1.3\alpha - 0.1)r + (0.3\alpha + 0.9)m\}} \quad \text{--- (7)}$$

$$K^2 = 6.3 \nu^2 \alpha^{\frac{1}{2}} K_r^{\frac{1}{2}} (H/2b)^{\frac{1}{2}} (H/z_i)^{-2.6\alpha} \quad \text{--- (8)}$$

である。 A_n は一様流中における静的空気力係数の n 次項の係数。

3. 計算結果 図2は、 $H=305\text{m}$, $2b=13.8\text{m}$, $z_i=10\text{m}$, $\nu=0.667$ に対して、市街地、田園地帯および海面上における $\bar{\alpha}^2$ と z/H との関係を示すものであり、図3は、図2に示す結果を利用して求めた正方形断面のギャロッピング応答特性の解析例である。同図に示す実験結果は、Novak-Davenport⁽³⁾によるものであり、振幅の大きい領域では、計算結果はギャロッピング応答特性に及ぼす乱れの効果を良く表しているものと思われる。振幅の小さい領域では、計算結果と実験結果とは異なった特性を示すようであるが、これは、気流の乱れによるバフティングの効果および剥離渦の影響などが考えられる。この点に関しては、今後の課題であろう。

参考文献 (1) 岡南・白石・松本; 工学会全国大会, I-351, 1981

(2) 岡南; 大阪府立工業高等学校 研究紀要, 第15巻, 1981

(3) Novak, M. & Davenport, A. G.; ASCE, EM1, February, 1970

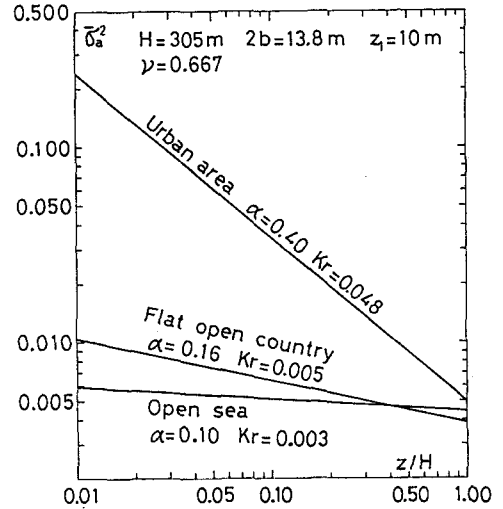


図2 $\bar{\alpha}^2 - z/H$

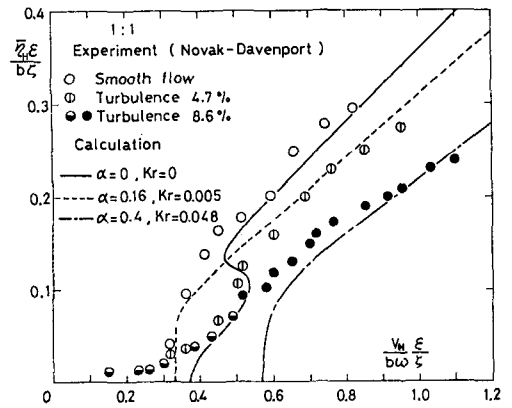


図3 計算結果と実験結果との比較 ($\bar{\alpha} - \bar{v}$)