

第 I 部門

断面辺長比 1.0 と 2.0 の矩形断面におけるカルマン渦と自励空気力の関係に関する研究

京都大学工学部

学生員 ○成田 周平

京都大学大学院工学研究科

正会員

八木 知己

京都大学大学院工学研究科

正会員 白土 博通

京都大学大学院工学研究科

学生員

中瀬 友之

1.はじめに

矩形断面に生じる風直角方向の空力振動現象には、ギャロッピングと渦励振がある。ギャロッピングは断面辺長比 $B/D=0.7\sim 2.8$ 程度において発生し、渦励振には無次元風速 $1/St$ (St : ストロハル数) で発現するカルマン渦励振と、 $B/D=2\sim 6$ において無次元風速 $1.67B/D$ で発現する自己励起渦型励振[1]とに分類できることが知られている。しかし、カルマン渦とギャロッピングや自己励起渦励振との関係は未解明な点が多い。本研究では、ギャロッピングが発現する断面で、比較的カルマン渦が強く放出される $B/D=1.0$ 矩形柱及び、自己励起型渦励振が発現し、カルマン渦強度の弱い $B/D=2.0$ 矩形柱を対象に、カルマン渦と自励空気力の関係を振幅依存性を考慮しながら風洞実験により調査した。

2.実験概要

断面幅 $B=150[\text{mm}]$ 、断面高さ $D=150[\text{mm}]$ の $B/D=1.0$ 矩形柱及び $B=150[\text{mm}]$ 、 $D=300[\text{mm}]$ の $B/D=2.0$ 矩形柱において、強制加振振幅 $2\eta/D=0.00625, 0.0125, 0.025, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ 、強制加振振動数 $f_0=2.0[\text{Hz}]$ で非定常空気力係数を測定した。なお、S.P. (主流方向長さ: $1800[\text{mm}]$ 、幅: $900[\text{mm}]$ 、模型との距離: $15[\text{mm}]$) は振動中心での断面図心に合わせ、断面後流に水平に設置した。

3.非定常空気力係数

Scanlan[2]により提案されたたわみ1自由度振動時における非定常空気力係数 H_1^* は、式(1)のように表現される。 H_1^* は、空力減衰に対応し、正の値をとる際に、励振力が働き空力的に不安定であることを表す。

$$H_1^* = -\frac{L_{\eta_0} \sin \Psi_{L_{\eta}}}{\rho b^2 \omega^2 \eta} \quad (1)$$

L_{η_0} : 鉛直たわみ1自由度振動時の非定常揚力の振幅(下向き正, N/m),

η : 鉛直たわみ変位の片振幅(下向き正),

$\Psi_{L_{\eta}}$: 鉛直たわみ変位に対する非定常揚力の位相遅れ

ρ : 空気密度(kg/m^3), ω : 円振動数(rad/sec), b : 半弦長 $B/2$ (m)

4.非定常空気力特性

Fig.1 より、 $B/D=1.0, 2.0$ では小振幅のケースにおいて、それぞれ $1.67B/D=1.67, 3.33$ の無次元風速付近で H_1^* が小さな正のピークをとっていることが確認できる。このことから、この無次元風速で自己励起渦型渦励振の発現が示唆される。なお、 $B/D=1.0$ における自己励起渦励振の発現は、これまでに報告されておらず注目に値する。

$B/D=1.0$ において模型の加振周波数 f_0 とカルマン渦放出周波数が一致する $1/St$ ($B/D=1.0$ の $1/St=7.39$, $B/D=2.0$ の $1/St=10.98$) 付近の無次元風速域において、 H_1^* が大きな負の値をとる傾向にある。一般的には $1/St$ の風速域では、模型の固有振動数にカルマン渦放出が同期することで振動が引き起こされる lock-in 現象が起こるとされているが、Fig.2 に示す風速-振幅- H_1^* 図をみると、 $B/D=1.0$ では非常に小さい振幅(特に $2\eta/D=0\sim 0.025$) のみ同風速域においてカルマン渦による励振力が確認でき、それ以上の振幅では大きな減衰力が断面に作用していることが確認された。また、 $B/D=2.0$ では H_1^* は $1/St$ 付近では低振幅から大きな負の値を取り、カルマン渦による励振力は確認できなかった。

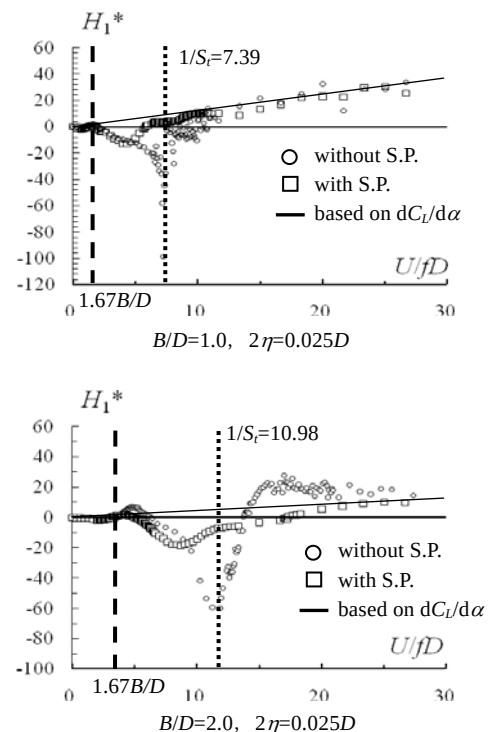


Fig.1 非定常空気力係数 H_1^*
(たわみ強制加振実験結果, 2η : 倍振幅, 一樣流中)

た．次に高風速域において H_1^* が負から正に移る風速域，すなわちギャロッピング発現風速域に関して考察する．

Fig.1より， $B/D=1.0$ では $1/St$ 付近において H_1^* が負から正に移る風速がスプリッタープレートを挿入することで低風速域に移っていることが分かる．これは， $B/D=1.0$ では比較的カルマン渦放出強度が大きい断面であるため， $1/St$ 以下の風速域では上下間で生じた圧力差は上下の剥離剪断層の干渉により解消されるため，断面に準定常的な励振力は働かないが，スプリッタープレートを挿入することによって上下の剥離剪断層が干渉し合うことがなくなり，圧力差が上下面で保たれるため， H_1^* が負から正へ移る風速が低風速側に移ったと考えられる．一方， $B/D=2.0$ では H_1^* が負から正に移る風速がスプリッタープレートを挿入することによって高風速域に移っている．ここで，Fig.3, Fig4に $B/D=2.0$ における揚力の加振周波数成分の振幅及びカルマン渦放出周波数成分の変動揚力係数の図を示す．カルマン渦成分は $1/St$ 付近前後で鋭いピークを持っているが， H_1^* は負であるため，カルマン渦励振は発生しないことがわかる．ただし， H_1^* が負から正に移っているギャロッピング発現風速付近では，揚力の振幅においては幅広くピークを持つことより，渦のlock-inが生じているものと考えられる．スプリッタープレートを挿入した際にはカルマン渦放出が抑制されるため，このlock-inの影響が抑えられ， H_1^* が負から正に移る風速域が高風速域に移ったと考えられる．したがって， $B/D=2.0$ でのギャロッピング発現には渦が関係していると思われるが，更なる検討を要する．また，両断面共，スプリッタープレートを挿入したケースでは揚力係数勾配 $dC_L/d\alpha$ から求めた H_1^* により漸近し，カルマン渦を抑制した際には，準定常理論により説明されるギャロッピングの空気力に近づいていることがわかる．

5. 結論

断面辺長比 $B/D=1.0$ 矩形柱では，カルマン渦励振とギャロッピングが連続的に発生するため発現無次元風速は， $1/St$ となるが， $B/D=2.0$ 矩形柱では，カルマン渦励振が発生しないために，より高風速域から発現することが確認できた．ただし， $B/D=2.0$ のギャロッピング発現にも，渦が関与していることが明らかとなったが，詳細は今後の課題である．

参考文献

- [1] N. Shiraishi, M. Matsumoto On classification of vortex-induced oscillation and its application for bridge structures, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Volume 14, Issues 1-3, pp. 419-430, 1983
- [2] R.H. Scanlan, J.J. Tomko: Airfoil and bridge deck flutter derivatives, *Journal of Engineering Mechanics Division, Proc. ASCE.*, vol.97, EM6, pp.1717-1737, 1971

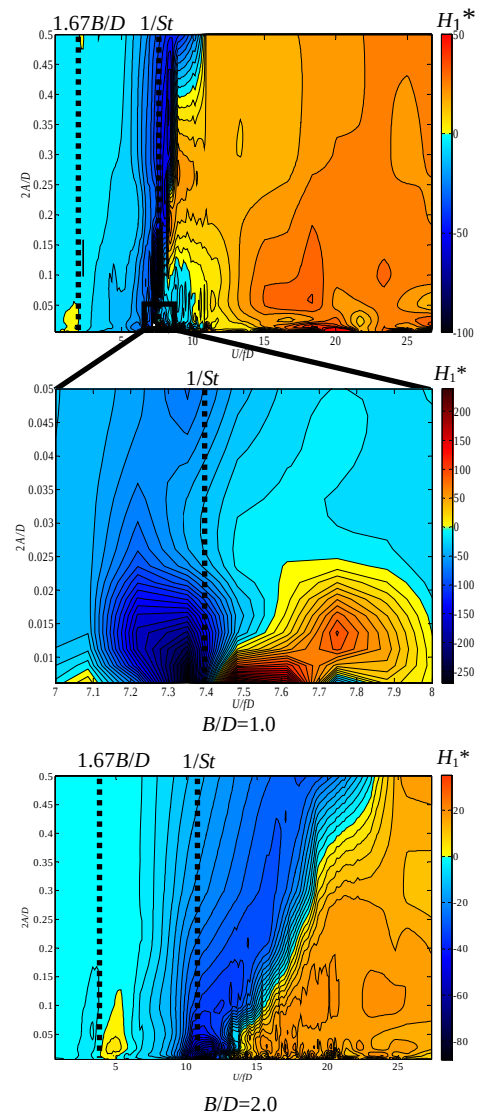


Fig.2 風速-振幅- H_1^* 図
(たわみ 1 自由度強制加振実験結果，一樣流中)

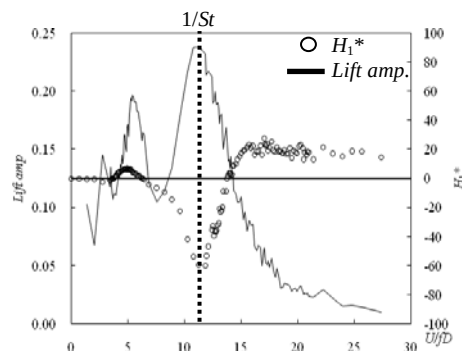


Fig.3 揚力の振幅(Lift amp., $f_0 \pm 0.1$ [Hz] bpf)及び H_1^*
($B/D=2.0$ 矩形断面，一樣流中)

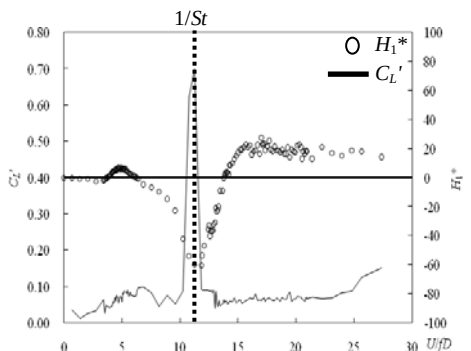


Fig.4 変動揚力係数 C_L' ($f_k \pm 0.1$ [Hz] bpf)及び H_1^*
($B/D=2.0$ 矩形断面，一樣流中)