

矩形柱の角部形状の違いによる渦放出特性の変化と空力不安定性との関係

京都大学 学生員 ○下部 開成
 京都大学 正会員 松宮 央登
 京都大学 学生員 京谷 麟太郎

京都大学 正会員 野口 恭平
 京都大学 学生員 Thinzar Hnin
 京都大学 正会員 八木 知己

1. 研究概要 橋の主塔などに用いられる断面辺長比が比較的小さい矩形柱では、高風速域でギャロッピングと呼ばれる鉛直1たわみ自由度発散振動が発現する。矩形断面の角部形状を変化させることでギャロッピングに対して安定化することは知られているが¹⁾、そのメカニズムは十分に明らかにされているとはいえない。一般にカルマン渦放出強度が小さいこと、揚力係数勾配の絶対値が大きいことは、ギャロッピング発現風速が低風速域であることを意味する。しかし、角部の形状変化による空力特性への影響を検討した既往研究²⁾によると、全ての角部形状において通常の矩形断面よりもギャロッピング発現風速が大きくなるにも関わらず、カルマン渦放出強度が小さくなることが判明した。中には矩形断面より揚力係数勾配の絶対値が大きい角部形状も確認された。そこで本研究では断面辺長比 $B/D=1.5$ (幅 $B=135\text{mm}$, 高さ $D=90\text{mm}$, 長さ $l=894\text{mm}$) の矩形模型において、カルマン渦放出強度を減少かつ揚力係数勾配の絶対値を増加させるため、迎角 0° におけるカルマン渦放出強度が大きい角部形状を使用した。その上で、接近流に対する模型の迎角を、揚力係数勾配の絶対値が最大かつカルマン渦放出強度が減少する迎角へと増加させることで、渦放出特性の変化とギャロッピング不安定性への影響に対して検討を行う。

2. 実験概要 本研究では既往研究²⁾で使用された角部形状のうち、迎角 0° におけるカルマン渦放出強度が大きい Rectangular (以下 R) と Triple Recession (以下 TR) を使用して風洞実験を行った (図1)。また既往研究²⁾の結果から、揚力係数勾配 $dC_{F_y}/d\alpha$ が最大となる迎角を含む複数の迎角を確認するため、R では迎角 4° と 9° を、TR では 2° と 4° を採用した。静的空気力測定実験からカルマン渦放出強度を表す変動揚力係数 C'_{F_y} ($= F_{y_{std}}/0.5\rho U^2 B l$) とストローハル数 St ($= f_s D/U$) を得た ($F_{y_{std}}$: 揚力の標準偏差 [N], U : 接近流風速 [m/s], ρ : 空気密度 [kg/m^3], f_s : カルマン渦放出周波数 [Hz])。また、鉛直1自由度ばね支持自由振動実験から各風速および各迎角での模型の鉛直たわみ応答変位を得た。角部形状・迎角によらず、等価質量は約 6.7kg/m 、固有振動数は約 4.6Hz 、対数減衰率 δ_η は約 0.0044 となった。さらに正弦波強制加振 (加振振動数 2.6Hz , 加振倍振幅 9mm) によって各無次元風速における空力減衰を表す非定常空気力係数 H_1^* ($=$

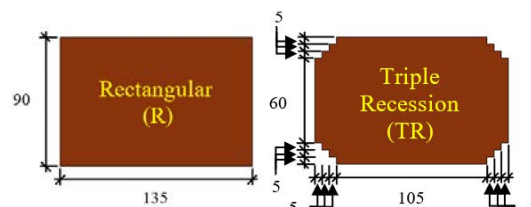


図1 本研究で使用した角部形状

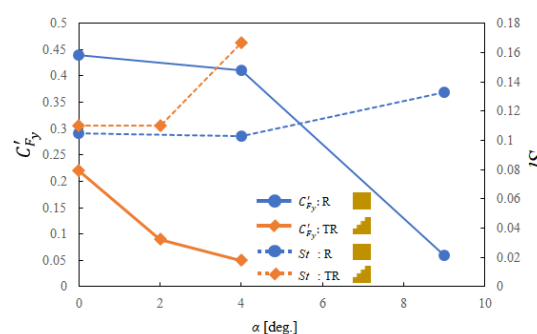


図2 変動揚力係数とストローハル数

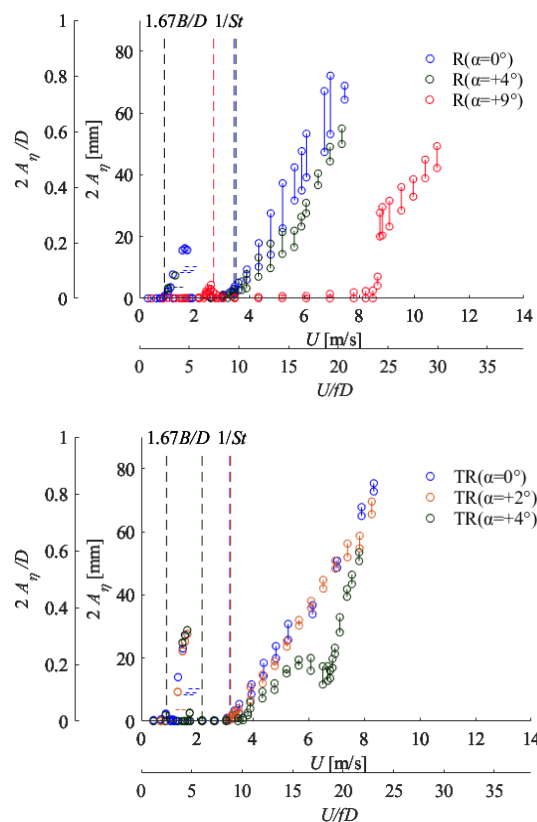


図3 自由振動応答 (上: R, 下: TR)

キーワード 揚力係数勾配 カルマン渦放出強度 ギャロッピング 非定常空気力係数

連絡先 〒615-8540 京都市西京区京都大学桂 京都大学工学研究科社会基盤工学専攻 TEL 075-383-3170

$-L_\eta \sin \Psi_{L_\eta} / \rho b^2 \omega^2 \eta_0$ を算出した(L_η :単位スパン長あたりの非定常揚力の振幅[N/m], Ψ_{L_η} :鉛直たわみ変位と揚力の位相差[rad]).

3. ギャロッピング発現風速への影響 図2に静的空気力測定実験から得られた変動揚力係数 C'_{F_y} とストローハル数 St を示す. いずれの角部形状でも迎角が大きくなると C'_{F_y} は50%以上減少し, St は25%以上増加する, すなわちカルマン渦型渦励振の発現無次元風速 $1/St$ は小さくなることが確認された. カルマン渦の影響が強い領域ではギャロッピングが発現しないことが知られているため, 得られた結果はいずれもギャロッピング発現風速は迎角の増加に伴い小さくなることを示唆するといえる.

図3に自由振動実験から得られた応答振幅を示す. 迎角を増加させるとRのみ無次元風速 $1.67B/D$ 付近の自己励起型渦励振の応答振幅が小さくなる. 両角部形状において迎角 0° ではカルマン渦型渦励振とギャロッピングが干渉し一体となった振動が無次元風速 $1/St$ 付近で発現するが, 迎角を増加させると両者は分離することが確認された. しかし, 静的空気力測定実験から予想された結果と異なり, 実際には迎角を大きくするとギャロッピング発現風速は大きくなることが判明した. 図4に正弦波強制加振実験から得られた非定常空気力係数 H_1^* を示す. H_1^* は空力減衰を表し, 負から正に転じる無次元風速でギャロッピングが発現すると考えられる. 図4の応答振幅図と同様に, H_1^* の観点からも迎角を増加させるとギャロッピング発現風速は大きくなることが確認された. したがって, 図3と図4の結果から, カルマン渦以外の因子がギャロッピングの発現に寄与している可能性が考えられる. ギャロッピングの発現に影響する原因を調べるため, 図5に非定常空気力測定実験から得られた無次元揚力振幅を示す. 無次元風速 $1.67B/D$ から始まる無次元揚力振幅のピークがある場合は自己励起渦, $1/St$ のピークはカルマン渦の放出が強いことを意味する. 迎角を増加させると, 両角部形状ともカルマン渦に対応する無次元揚力振幅は小さくなることが判明した. 以上3つの実験から, 迎角を増加させるとカルマン渦の放出が弱まり, より高風速域まで自己励起渦の影響が卓越することで, ギャロッピング発現風速は大きくなることが判明した. しかし, Rでは迎角を増加させると自己励起渦の放出も弱まることから, 自己励起渦以外の原因がギャロッピングの発現に影響する可能性も考えられる. また, 迎角の増大に伴うギャロッピング発現風速の増加は, 揚力係数勾配の絶対値の増加にも矛盾しており, さらにはギャロッピング発現後の高風速域における励振力が揚力係数勾配に対応して増加しないことなど, さらなる検討を要する.

迎角の増大に伴うギャロッピング発現風速の増加は, 揚力係数勾配の絶対値の増加にも矛盾しており, さらにはギャロッピング発現後の高風速域における励振力が揚力係数勾配に対応して増加しないことなど, さらなる検討を要する.

5. 結論 カルマン渦放出強度が減少し, 揚力係数勾配の絶対値が最大となる迎角へ増加させると自己励起渦の影響によりギャロッピング発現風速が高風速域へ移動することが判明した. しかしRでは自己励起渦以外の原因がギャロッピングの発現に影響する可能性も考えられる.

参考文献 1)白石ら:第9回風工学シンポジウム論文集, pp.193-198, 1986.

2)Hninら:2022年度日本風工学会年次研究発表会梗概集(日本風工学会誌, Vol. 47, No. 2 (No. 171)), pp.101-102, 2022.

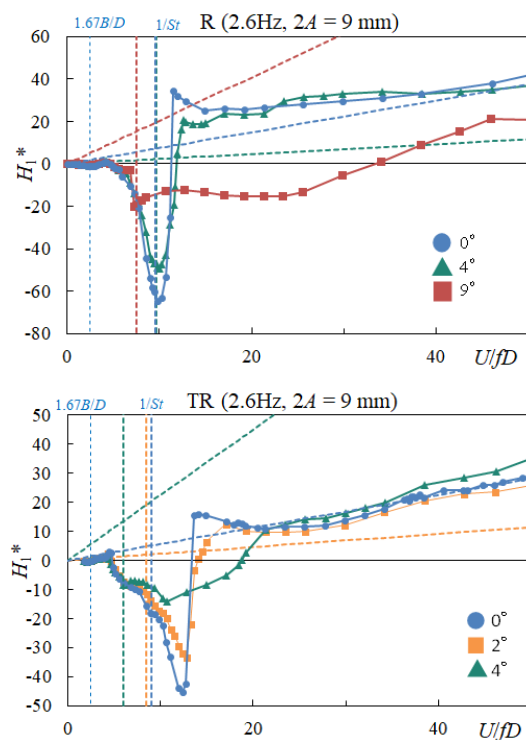


図4 非定常空気力係数 H_1^* (上: R, 下: TR)

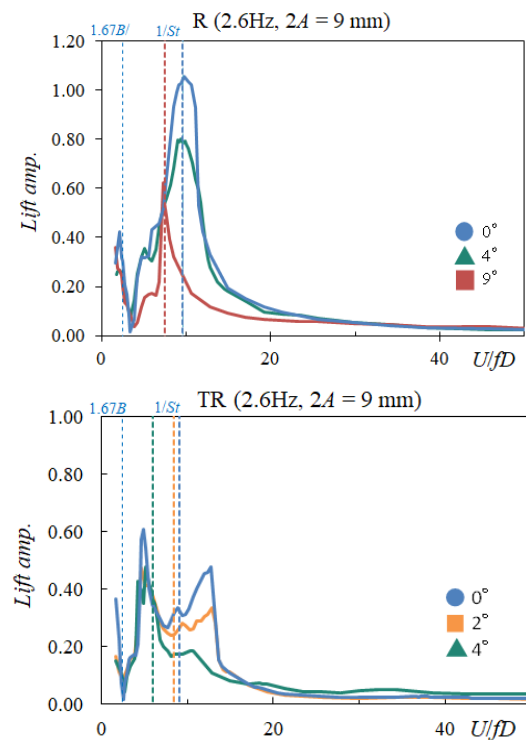


図5 無次元揚力振幅 (上: R, 下: TR)