

機関番号：12401

研究種目：基盤研究 (C)

研究期間：2008～2010

課題番号：20560211

研究課題名 (和文) 高層煙突支持部に発生する自励振動の特性と対策に関する研究

研究課題名 (英文) Study on the characteristic and the countermeasures against self-excited vibrations which are generated in the support part of high stack

研究代表者

佐藤 勇一 (SATO YUICHI)

埼玉大学・大学院理工学研究科・教授

研究者番号：30134828

研究成果の概要 (和文)：

高層煙突に隣接して配置された支持部材で観察された大きな振動のメカニズムを解明するために実験を行った。実験装置は大きな円柱の近くに弾性棒を鉛直に配置したものである。空気のながれにより弾性棒が1次の固有振動数で振れまわることが観察された。弾性棒の振れまわりは空気流速の増加にともない大きくなる。振れまわりの方向は風速にはよらずに、棒の配置による。また流れを非圧縮性の渦なし流れとして理論解析を行い、その解析結果は実際に観察された支持部材の振動および実験結果とよく一致している。

研究成果の概要 (英文)：

To clarify the mechanism of observed violent vibration of a brace adjacent to a high circular stack, experimental study was performed. A test apparatus consists of a vertical flexible rod placed close to a large solid cylinder. Accordingly, airflow makes the rod whirl at its first natural angular frequency. Whirling motion grows as airflow velocity increases. Whirling direction depends on a relative location to the cylinder and not on airflow velocity. Further, analytical study was done by assuming the flow past the cylinder is frictionless, irrotational and incompressible. Analytical results show fairly good agreement with experimental ones as well as the actual brace vibration.

交付決定額

(金額単位：円)

	直接経費	間接経費	合計
2008年度	2,000,000	600,000	2,600,000
2009年度	700,000	210,000	910,000
2010年度	800,000	240,000	1,040,000
年度			
年度			
総計	3,500,000	1,050,000	4,550,000

研究分野：工学

科研費の分科・細目：機械工学・機械力学・制御

キーワード：流体関連振動、自励振動、不安定振動

1. 研究開始当初の背景

化学プラントや発電プラントなどでは数多くの高層煙突がみられる。この高層煙突は鉄塔で支持されているものも多い。一般的に、空気流の乱れや部材の後流中に発生する渦がもとで個々の部材が振動し、一群の部材あるいは鉄塔全体の振動に発達することもある。このような風による鉄塔部材の振動はしばし

ば見られる現象である。

この度、強風時に高層煙突を支持する鉄塔の補強部材（ブレース）が風速および風向に依存して約6 Hzで強く振動する現象が観察された。ブレースは円形断面の鋼管である。各ブレースの長さは約17m、直径は0.5mである。この鉄塔のブレース部に風があたり風速が10m/sを超えると振動ははじめ風速20m

/s付近で急激に大きな振動が発生した。

一般的に風による振動はカルマン渦が原因であることが多い。しかし、カルマン渦による励振として考えた場合、風速 20m/s 付近のカルマン渦の周波数はブレースの一次の固有振動数よりかなり高い。さらに、ブレースの断面は円形であり、カルマン渦による振動は風向によらないにも関わらず発生した振動はある特定の風向でのみであった。このようなことから一般的に良く知られたカルマン渦による励振ではないことが考えられた。

2. 研究の目的

新製品の設計段階においてはカルマン渦による振動を防止することは検討されている、しかしながら本研究課題で対象とする振動についての振動防止方法は現在検討されていない。このため、この振動の制振方法と支持鉄塔の設計指針を確立することを目的としている。

3. 研究の方法

本研究は円柱近傍の流れ場とその中に様々な角度で傾けて設置された構造物部材との相互作用により発生する不安定振動の発生メカニズムを明らかにする実験を行う。実験結果は順次理論解析と比較を行うことにより、理論解析の検証を行なう。

4. 研究成果

1. はじめに

図 1 に示す高層煙突鉄塔のブレース（補強材）が比較的強い風によって大きく振動する現象が観測されたが、この振動は特定の風向のときに発生していた。この振動は、カルマン渦ではなくブレースに作用する煙突まわりの流れの流体力に起因する不安定現象として説明できることを前報において示した。

本報では、不安定現象を実験的に明らかにするため、単純化した実験装置を製作し検討している。すなわち、円柱の近傍に細い弾性棒を置き、風をあてたときに生じる現象を実験的に調べた。その結果、円柱と弾性棒の位置関係によって、弾性棒の振れ回り運動が変化することを明らかにしている。実際の鉄塔で観察された振動ではブレースが煙突の上流側に位置していることから、本報では弾性棒が円柱の上流側にあるときについて理論解析を行い、弾性棒の振れ回り現象を空気流れによる弾性棒の変位とそれによる流体力変化の相互作用によって説明できることを明らかにするとともに、実際の鉄塔のブレースに生じた振動現象についても説明できることを示している。

2. 実験装置

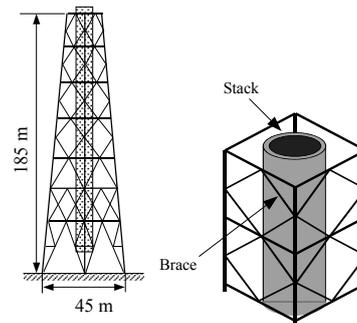


図 1 高層煙突と支持部材

実験装置を図 2(a)に示す。実際の鉄塔ではブレースは斜めに取り付けられているが、実験では円柱（煙突に相当）まわりの流れと弾性棒（ブレースに相当）の運動の基本的な関係について検討するため、弾性棒を下端固定、上端自由の状態で鉛直に設置した。円柱には直径 16 mm のステンレス管、弾性棒には直径 3 mm、長さ 987 mm のステンレス棒を用いた。打撃試験で得られた弾性棒の固有振動数は 2.05 Hz であった。計測には光学式振動計を用いた。弾性棒の振れ回り変位は計測位置に固定した直径 10 mm のリングに対して互いに直角な 2 方向からレーザを照射する方法で計測した。風洞内には整流格子を設け、一辺 200 mm の正方形の吹き出し口から一様流を流している。弾性棒は図 2(b)に示すように円柱表面から距離 s および円柱前縁から反時計回りに方位角 θ の位置に設置されている。

3. 実験結果

3・1 流れ場 円柱および弾性棒まわりの流れを調べるために、実験装置の上方にカメラを設置して流れ場をスモークワイヤ法で可視化した。その結果の一例を図 3 に示す。ここではカメラを設置するため、図 2 よりも短い 660mm の弾性棒を用いているが、風洞気流が関与しない弾性棒上部を切り落とした形としているので可視化結果には影響しないと考えられる。弾性棒は方位角 $\theta = -45^\circ$ 、円柱表面からの距離 $s = 5 \text{ mm}$ の位置にある。レイノルズ数は弾性棒直径、円柱直径を代表長さとした場合、それぞれ $Re = 760 \sim 1100, 4000 \sim 5800$ であった。弾性棒から遠く、流れに対する弾性棒の影響が小さい $\theta > 0^\circ$ の領域の円柱まわりの流れを見ると、 $\theta = 90^\circ$ よりも下流では流れが剥離しているが、上流ではポテンシャル流れと同様の流線が現れている。一方、 $\theta < 0^\circ$ の領域を見ると弾性棒の下流では渦放出が見られるが、弾性棒と円柱で挟まれた領域の流れは剥離していないことがわかる。

3・2 振動の基本的な特徴 $s = 5 \text{ mm}, 10 \text{ mm}$ について、 $\theta = 0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 90^\circ, \pm 135^\circ, 180^\circ$ の各方向に置かれた弾性棒の変位の軌跡を図 4 に示す。軌跡のまわりの矢印は弾性棒の運動方向を示しており、図中のスケールは弾性棒の変

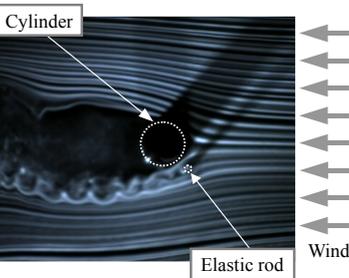
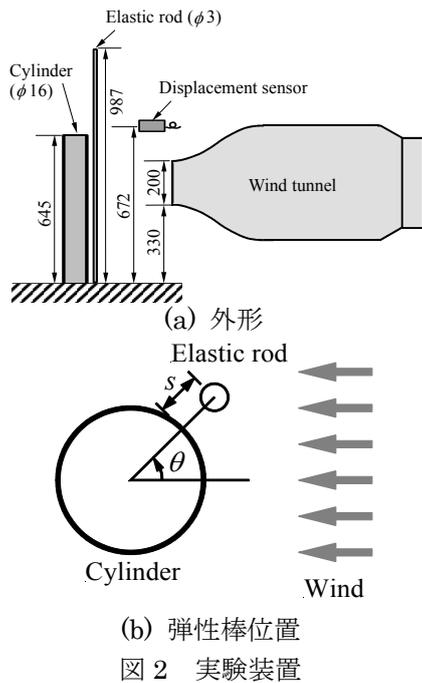


図3 円柱まわりの流れ場

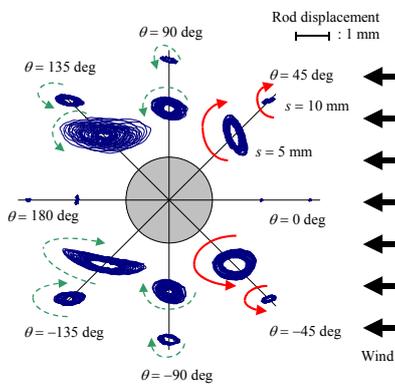


図4 弾性棒の位置と振れまわり
($U = 4.3 \text{ m/s}$)

位に関するものである。図4で $\theta > 0^\circ$ と $\theta < 0^\circ$ で振れ回りが少し違っているのは、送風機からの流れを完璧には整流できておらず、円柱まわりの流れが完全な対称形になっていなかったためと考えられる。

図のように、弾性棒が $\theta = 0^\circ$ および 180° に置かれている場合にはほとんど振動は生じない。それ以外の場合では振れ回り運動が発生し、いずれの場合も、振れ回りの周波数は弾性棒の固有振動数2.05 Hzに一致した。図3で示す

弾性棒からの渦放出の周波数は300 Hz~400 Hzであり、2.05 Hzから大きく離れていることから、弾性棒の振れ回りは渦放出によるものではないと考えられる。振れ回りの大きさを見ると、いずれも $s = 5 \text{ mm}$ の方が $s = 10 \text{ mm}$ よりも大きい。これは、弾性棒に及ぼす円柱まわりの流れの影響がより強いためと考えられる。また、弾性棒の振れ回りの向きは、 $\theta = \pm 45^\circ$ では円柱に近い側で流れ方向（実線の矢印の向き）であるのに対して、 $\theta = \pm 90^\circ, \pm 135^\circ$ ではそれと反対方向（破線の矢印の向き）になっている。長さ660 mmの弾性棒を $s = 5 \text{ mm}, \theta = -135 \text{ deg}$ の位置に設置して流れを可視化した結果を図5に示す。弾性棒は円柱後流付近で振れ回っており、後流の内側（I→II）では上流に向かって、後流の縁に接触する外側（III→IV）では下流に向かって動いていることがわかる。この運動は上流側送電線のウェーク内で生じる下流側送電線のウェークギャロッピングの特徴と類似している。ただし、図4に示した $s = 10 \text{ mm}, \theta = \pm 90 \text{ deg}$ の場合については、弾性棒が円柱から比較的離れており、後流の外側で振れ回っている可能性もあるが、振れ回りの向きは $\theta = \pm 135^\circ$ の場合と同じである。

一方、弾性棒が円柱よりも上流側に置かれた $\theta = \pm 45^\circ$ の場合には振れ回り方向がウェークギャロッピングとは反対であり、異なるメカニズムによる現象であると考えられる。この現象のメカニズムについては、第4章で考察する。なお、実際の鉄塔でも振動はブレースが煙突の上流側に位置するときに観察されている。

3・3 風速の影響 $s = 5 \text{ mm}$ について、風速 U を $U = 3.6 \text{ m/s}, 4.3 \text{ m/s}, 5.2 \text{ m/s}$ の3通りに変化させたときの弾性棒の振れ回り軌跡を図6に示す。いずれの風速でも方位角 θ が同じであれば同じ向きの振れ回りが生じている。振れ回りの大きさについて見ると、風速が高いほど振れ回りが速く成長していることが確認できる。

3・4 弾性棒の方位角の影響 円柱よりも上流に置かれた弾性棒の設置位置と振れ回りの関係を調べたのが図7である。図には $s = 5 \text{ mm}, 10 \text{ mm}$ について、方位角を $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ の3通りに変化させたときの振れ回り軌跡を示している。 $s = 5 \text{ mm}$ と $s = 10 \text{ mm}$ では、 $s = 5 \text{ mm}$ の振れ回りの方が大きい。また、 $s = 5 \text{ mm}$ の結果を見ると $\theta = 45^\circ$ のときに振動がもっとも大きい。

4. 理論解析

4・1 弾性棒に作用する流体力 第3章で示した弾性棒の振れ回り運動の中で、円柱よりも弾性棒が下流側に置かれたときの振れ回りは、ウェークギャロッピングと考えられるので、本章では上流側に置かれたときの弾性棒

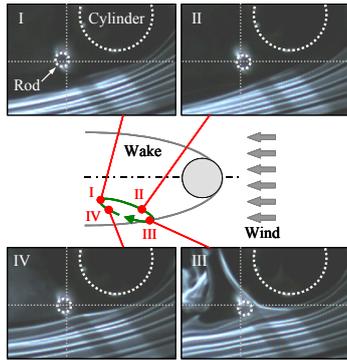


図5 弾性棒の振れまわり
($U = 3.6 \text{ m/s}$, $\theta = -135 \text{ deg}$, $s = 5 \text{ mm}$)

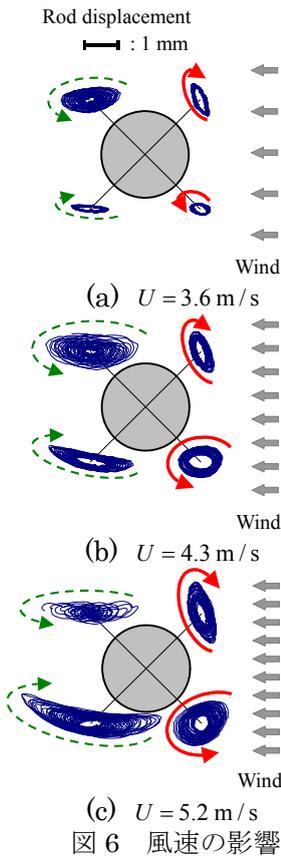


図6 風速の影響

の振れ回り運動の発生メカニズムについて考察する。この振れ回り運動は $\theta = \pm 45^\circ$ 付近で顕著であった。図3の観察結果から、解析では円柱の上流側($\theta = 0^\circ \sim \pm 90^\circ$)の流れをポテンシャル流れとみなす。弾性棒の位置を表す座標として、図8のように弾性棒の静的平衡位置から円柱中心方向に y 軸、それに直角に z 軸をとる。さらに、後述の議論のために、図のように円柱中心を原点として上流方向に x 軸、それと直角方向に y 軸をとる。

z 方向流体力について説明する。図8中の C'_q, C''_q は弾性棒中心に作用する動圧である。弾性棒が静的つり合い位置①から位置②まで y 方向に微小変位したとする。位置②では位

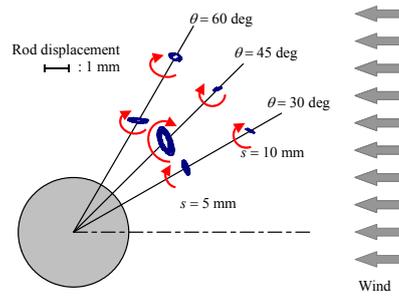


図7 円柱からの距離 s と角度 θ
($U = 4.3 \text{ m/s}$)

置①よりも流速が増加するので弾性棒に作用する動圧が大きくなる。この動圧増加は弾性棒を z 方向に押し力として作用する。

以上により弾性棒の z 方向流体力を y 方向変位による z 方向の連成ばね定数(クロスばね定数)として次のように表すことができる。

$$k_z(x) = -\partial F_z / \partial y \approx -\{F_z(x, y + \Delta y) - F_z(x, y)\} / \Delta y$$

$$= -C_p d (\rho U^2 / 2) (C''_q \cos \beta'' - C'_q \cos \beta') / \Delta y \quad (1)$$

つぎに、図9を用いて y 方向流体力について説明する。弾性棒の z 方向変位によって弾性棒と円柱で挟まれた領域の流路幅が変化する。 $\theta = \pm 45^\circ$ の付近において、円柱まわりのポテンシャル流れの向きは z 軸の方向に近いことから、弾性棒が z 方向に微小変位しても弾性棒と円柱で挟まれた領域の流量はあまり変化せず、近似的に連続の式が成り立つと考える。図中の C'_{qn} は弾性棒が静的つり合い位置①にあるときの弾性棒の円柱側表面における無次元動圧である。弾性棒が位置①から z 方向に位置⑤まで微小変位すると、弾性棒と円柱で挟まれた領域の流路幅は A_{y1} から A_{y2} に拡大するので流速が小さくなり、その分だけ圧力は上昇すると考えられる。このため、弾性棒には円柱から離す向きの力($-y$ 方向)が作用することになる。弾性棒の振れ回りが顕著な $\theta \approx \pm 45^\circ$ では、位置変化による静圧変化は小さいので、無視することにする。

以上の仮定を用いると、弾性棒の y 方向流体力を z 方向変位による y 方向の連成ばね定数として次のように表すことができる。

$$k_y(x) = -\partial F_y / \partial z \approx -\{F_y(x, z + \Delta z) - F_y(x, z)\} / \Delta z$$

$$= -d (\rho U^2 / 2) [C'_{qn} \{(A_{y1} / A_{y2})^2 - 1\}] / \Delta z \quad (2)$$

これらの流体力による弾性棒の動きを図10で説明する。弾性棒が位置①から y 方向に微小変位して位置②にくると、位置②で弾性棒が流れに押されて z 方向に変位して位置③にくる。すると、弾性棒と円柱で挟まれた流路幅が大きくなるため流速が小さくなり、圧力が上昇し、弾性棒は円柱から離れる方向に押されて位置④にくる。位置④では動圧が小さくなるため弾性棒は流れの上流方向に向かう。こうして弾性棒は円柱近くでは流れ方向、円柱から離れたところでは流れに逆らう方向に振れ回る。このようなメカニズムで図4、図6、

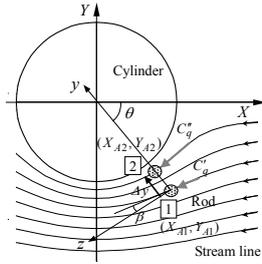


図 8 変位 Δy による z 方向の流体力の変化

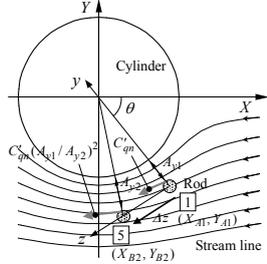


図 9 変位 Δz による y 方向の流体力の変化

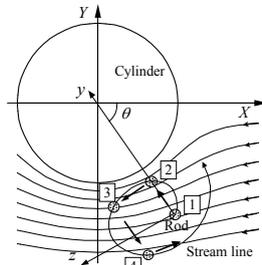


図 10 弾性棒の動き

図 7 に示した弾性棒が円柱に対し上流側に位置するときの振れ回り運動が生じていると考えられる。

4.2 弾性棒の運動方程式 弾性棒の解析モデルを図 11 に示す。4.1 節で示した y 軸および z 軸に加えて、弾性棒の軸方向に x 軸をとる。弾性棒の振動は 1 次モードと考えられるので、1 次モードのみを考慮して付録 A に示すような計算を行うと、4.1 節で示した流体力に対する弾性棒の振動モードを表す運動方程式は次のように表される。

$$m_1^* \begin{Bmatrix} \ddot{\eta}_{y1} \\ \ddot{\eta}_{z1} \end{Bmatrix} + 2m_1^* \zeta_1 \omega_1 \begin{Bmatrix} \dot{\eta}_{y1} \\ \dot{\eta}_{z1} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} k_1^* & K_y \\ K_z & k_1^* \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \eta_{y1} \\ \eta_{z1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3)$$

$$K_y = \int_0^l \phi_1(x)^2 [k_y(x)] dx \quad (4)$$

$$K_z = \int_0^l \phi_1(x)^2 [k_z(x)] dx \quad (5)$$

ここに、 η_{y1} および η_{z1} はそれぞれ y 方向および z 方向振動モード応答、 m_1^* , k_1^* および ζ_1 はモード質量、モード剛性およびモード減衰比、 ϕ_1 は規準関数、 l は弾性棒の長さである。

Routh-Hurwitz の判別式より、式(3)の安定条件は、 $\zeta_k / \zeta_1 < 1$

$$\text{となる。ただし、} \quad (6)$$

$$\zeta_k = \sqrt{-K_y K_z} / (2k_1^*) \quad (7)$$

$$\omega_1 = \sqrt{k_1^* / m_1^*} \quad (8)$$

であり、 ω_1 は固有角振動数である。式(6)に

おける ζ_k は風による励振力、 ζ_k / ζ_1 が安定性を示す。以下、 ζ_k / ζ_1 を安定度指数と呼ぶ。安定度指数が 1 を超えると弾性棒は不安定となる。また、式(3)の左辺第 3 項の剛性行列の非対角項がクロスばね項である。付録 A に示すように、 K_y は弾性棒と円柱で挟まれた領域の流路幅変化、 K_z は動圧変化によって決まる。

5. 解析結果

解析条件を実験装置に合わせて表 1 のように設定し、方位角 θ に対する安定度指数を求めた結果を図 12 に示す。図では、各 θ に対する安定度指数を原点からの距離で表している。安定度指数が単位円よりも外側にある領域では弾性棒の静的平衡状態が不安定となる。

理論解析の結果、安定度指数の最大値は $\theta = \pm 45^\circ$ 付近となり、風速が高いほうが安定度指数は大きくなる。図には、図 7 の実験データの振動振幅を原点からの距離にとり、●印、△印で表している。 $U = 4.3 \text{ m/s}$, $\theta = 45 \text{ deg}$ の実験データ (●印) に付された矢印は、弾性棒の振幅が成長してセンサの測定範囲を超えたことを示している。実験データの振動振幅も理論解析で安定度指数が最大となる $\theta = \pm 45^\circ$ 付近で大きくなっていることがわかる。振れ回り方向について解析の妥当性を検証するために式(3)をルンゲ・クッタ法で数値積分して求めた弾性棒の軌跡を図 13 に示す。解析条件は $U = 4.3 \text{ m/s}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\theta = -45^\circ$ である。この条件では図 12 の安定度指数は 1 を超えており、弾性棒は不安定域にあるため、図 13 の弾性棒の軌跡は次第に大きくなっている。振れ回り方向も図 4 の実験結果と一致する。振れ回り方向も図 4 の実験結果と一致する。振れ回り方向も図 4 の実験結果と一致する。振れ回り方向も図 4 の実験結果と一致する。

図 14 は煙突鉄塔とブレースの位置を固定し、風向 γ を変化させた状態を示しており、安定度指数の理論解析値および観測された振動加速度を原点からの距離で表している。解析対象のブレースの位置は図 14 右下に示すとおりである。図中の P, Q, S および T はそれぞれ図 1 の鉄塔最上部の各角部に対応しており、P 方向からの風を風向 $\gamma = 0^\circ$ にとっている。実線は理論解析結果であり、角度および原点からの距離がそれぞれ風向 γ および安定度指数を示している。たとえば実線上の A 点では風向 $\gamma = 0^\circ$ であり、風は横軸上を P 方向から原点に向かって吹いていること、原点からの距離は約 1.6 であり、安定度指数は約 1.6 であることを示している。また、●, ×, △ および ○ 印は風速の範囲ごとの観測結果であり、原点からの距離が加速度の大きさを示している。以前の研究では振動の大きくなる風向に関して観測データと理論解析結果との間で相違する部分がみられたが、図 14 では大きな加速度が観測された風向では安定度指数の理論解析値が 1 を超えており、振動加速度の観測データと本研究の理論解析結果は定性的

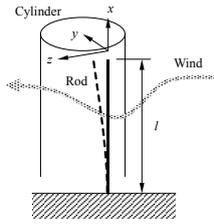


図11 解析モデル

表1 パラメータ

Rod length l	0.987 m
Rod diameter d	3 mm
Young's modulus E	193 GPa
Damping ratio ζ_1	1.0×10^{-2}
Drag coefficient C_D	1.0
Cylinder radius R	8 mm
Distance between rod center and cylinder surface s	5 mm

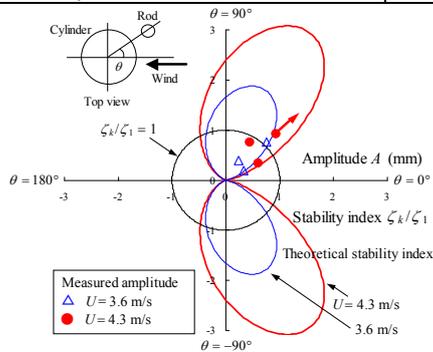


図12 実験結果と解析結果

によく合っていることがわかる。

6. 結論

得られた結論をまとめると、以下のようになる。

- (1) 円柱の下流側に弾性棒があるときにはウェークギャロッピングによる振れ回りが生ずる。一方、弾性棒が上流側あるときにも振れ回りが生じ、振れ回り方向は逆方向となる。
- (2) 上記(1)の上流側における振れ回り現象は、円柱まわりの空気流れと弾性棒の運動との間の相互作用に起因する自励振動であると考えられる。
- (3) 本研究の理論は今後の鉄塔設計のひとつの指針として役立つものと考えられる。

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕(計2件)

- ① Keiji Yoshimura, Hiroki Mori, Takuo Nagamine, Masahiro Nogami, Yuichi Sato, Flow Induced Vibration of an Elastic Adjacent to a Cylinder, Journal of

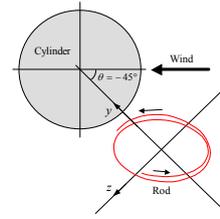


図13 弾性棒の計算した軌跡

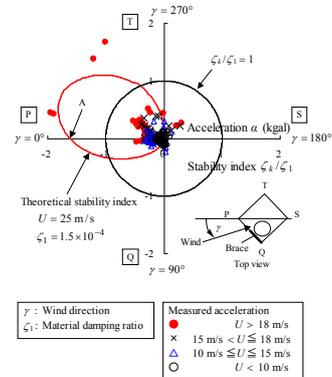


図14 計測結果と理論解析結果

System Design and Dynamics, Vol. 5, No. 1, 2011, pp. 192-203.

- ② 吉村敬二、森博輝、長嶺拓夫、野上正博、佐藤勇一、円柱まわりに置かれた弾性棒の流れによる自励振動、日本機械学会論文集C編、75巻、755号、2009、pp. 1926-1933. [学会発表] (計3件)
- ① 市村龍美、森博輝、長嶺拓夫、佐藤勇一、旋回流れ内に置かれた弾性棒の挙動、日本機械学会関東支部、第17期総会講演会、No.110-1, (2011.3.19), pp.221-222.
- ② 森博輝、長嶺拓夫、佐藤勇一、市村龍美、旋回流に置かれた弾性棒に生じる不安定振れ回り運動、日本機械学会、第9回評価・振動に関するシンポジウム、No.10-69 (2010.12.16), pp. 10-12.
- ③ 野上正博、佐藤勇一、長嶺拓夫、森博輝、円柱近傍に置かれた弾性棒に発生する振れ回り現象に関する研究、日本機械学会関東支部第14期総会講演会講演論文集、No.080-1 (2008.3.10), pp. 95-96.

6. 研究組織

(1) 研究代表者

佐藤 勇一 (SATO YUICHI)

埼玉大学・大学院理工学研究科・教授

研究者番号：30134828

(2) 研究分担者

長嶺 拓夫 (NAGAMINE TAKUO)

埼玉大学・大学院理工学研究科・准教授

研究者番号：00323379

森 博輝 (MORI HIROKI)

埼玉大学・大学院理工学研究科・助教

研究者番号：50451737