

平成 22 年度 修士論文

流れ中に置かれた回転する
円筒構造物の VIV 応答特性に関する研究

指導教員 林 昌奎 教授

東京大学大学院 新領域創成科学研究科 海洋技術環境学専攻
学籍番号 47-096646

加藤 浩一郎

目次

第1章 序論	3
1-1 研究背景	4
1-2 円柱周りの流れと VIV	6
1-3 既存の研究	8
1-4 研究目的	9
1-5 論文の構成	9
第2章 水槽実験	10
2-1 一様流中に置かれた線状構造物の振動	11
2-1-1 一様流中に置かれた静止円柱の振動	11
2-1-2 一様流中に置かれた回転円柱の振動	12
2-2 実験の目的	12
2-3 実験装置と実験手順	13
2-3-1 実験水槽	13
2-3-2 水槽実験モデルと計測装置	14
2-3-3 実験手順	18
2-4 実験パラメータ	18
2-5 実験結果	20
2-5-1 構造物の固有振動数	20
2-5-2 静水中における回転による振動	21
2-5-3 回転速度と張力を固定する場合	23
2-5-4 一様流速と張力を固定する場合	26
2-5-5 一様流速と回転速度を固定する場合	31
第3章 数値シミュレーション	35
3-1 流体力学における数値シミュレーション	36
3-2 離散渦法 (DVM, Discrete Vortex Method)	37
3-2-1 離散渦法の概要	37
3-2-2 手順	38
3-2-2-1 円筒表面の渦分布	38
3-2-2-2 フリー渦要素の生成、移流、拡散	40
3-2-2-3 円筒に働く流体力	41
3-2-2-4 フリー渦要素の消散、融合、消滅	42
3-2-2-5 円筒の振動	44

3-3 結果	45
3-3-1 円柱を固定した場合	45
3-3-2 回転のない円柱の VIV 応答	50
3-3-3 回転円柱の VIV 応答	52
第4章 結論	62
4-1 シリンダーのたわみによる影響	63
4-2 回転する円筒構造物の VIV 応答特性	63
4-3 数値シミュレーションの精度	64
4-4 固有振動数の低下	64
4-5 今後の研究展開	64
参考文献	66
謝辞	68
付録	69

第 1 章 序論

1-1 研究背景

人類の将来のエネルギー確保のための研究が多くなされている。中でも新エネルギー、代替エネルギーといったものが大きく注目を浴びているが、市場価格の優位性により、現在でも化石燃料が全エネルギーの大部分を占めている。昨今、化石燃料の枯渇は世界的な問題となっているが、深度 3000m以上の海底には依然として多くの資源が眠っているとされており¹⁾、それらを技術向上により経済的に掘削可能なものにする事は急務である。海底資源掘削の方法としては大きく分けるとレーザー掘削とレーザーレス掘削の2つがある。それぞれの手法について以下に示す。

① レーザー掘削

ドリルパイプの外側にレーザー管を配し、泥水と呼ばれる物理的、科学的調整を施した特殊な液体を船と坑底の間で循環させながら掘削を行う (Fig.1.1.1)。泥水は、船上のポンプによってドリルパイプ内に送り込まれ、坑底まで到達し、ドリルパイプの先端のビットから噴出した後、坑内では坑壁とドリルパイプの隙間、海底面から船上までは、レーザー管とドリルパイプの間隙を通過して戻ってくる。この泥水循環により掘削坑内の圧力バランスを保ち、また、防噴装置により、突発的な地層内の高圧流体の噴出を防ぎ、安全な掘削を行える。海洋研究開発機構所属の海洋深部探査船「ちきゅう」ではこの方法を用いている。¹⁾

② レーザーレス掘削

レーザーレス掘削では Fig.1.1.1 左図のように中空のドリルパイプの先に掘削刃(ドリルビット)を付け、これを船上の巨大なモーター(トップドライブ)で回転させ、ドリルパイプ内には船上から海水を注入しながら海底を掘削する。パイプの先端から地層内に出た海水が、摩擦熱を持つビットを冷却し、削り屑(カッタリングス)を運び去る。海水が孔とドリルパイプの間隙(アニュラス)を通過して海底面に放出される際にカッタリングスは海底面に排出される。レーザーレス掘削は、システムが比較的単純であるため、短期間に多数の掘削を行う事ができる。比較的大きな水深で浅い深度での掘削には適しているが、防噴装置がないため石油やガスが存在する地域での掘削が制限されるほか、坑壁が崩れやすいため、海底下の掘削深度を大きくする事が難しい欠点がある。¹⁾

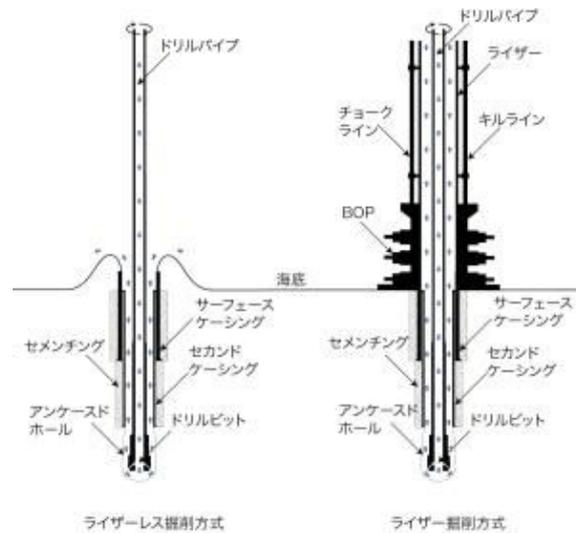


Fig.1.1.1 ライザーレス掘削とライザー掘削²⁾

上述の通り、石油存在下の海底掘削時には現在はライザー掘削が支配的であるが、海洋掘削の初期段階、大水深域での掘削、科学掘削においてライザーレス掘削システムが用いられる。また、新しい掘削方式として、Fig.1.1.2に示すようなデュアルグラディエント掘削（DGD）といったものもある。

デュアルグラディエント掘削では、坑井を密閉し、リターン泥水が海底に到達すると、ライザー管のアニュラスではなく、ドリルパイプとは別の独立した小口径のパイプを通じて、海底に設置したポンプにより泥水を海面まで揚げる。このポンプはサブシーマッドリフトポンプ（Subsea Mud Lift Pump）と呼ばれ、泥水リターンラインを坑井アニュラスから隔離する事により、坑井のアニュラス上の圧力を海水の水頭圧と同じにすることができる。この方法を用いると太いライザー管が不要となるため、重量、強度の面で有利になる事が知られている。また、ライザーレス掘削と同様に小口径のケーシングを用いる事ができるので、経済的にも有利である。²⁾

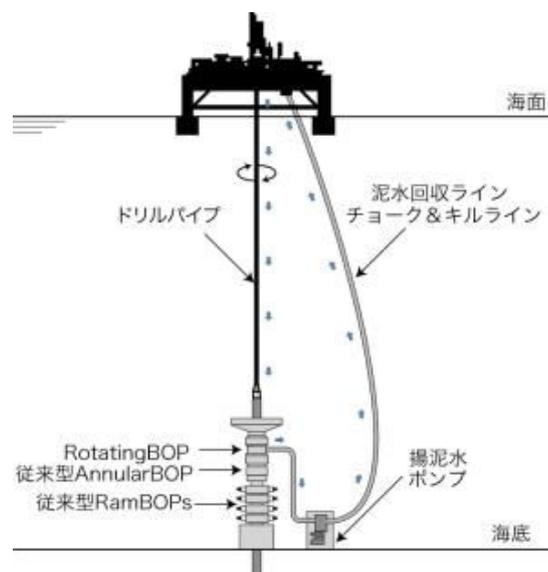


Fig.1.1.2 デュアルグラディエント掘削²⁾

これらの手法を用い、大水深域を掘削するという事を考えた場合、ライザー管やドリルパイプが長くなることによってシステムの剛性は相対的に低くなり、固有振動数が低下する。特にドリルパイプのような流れ中で回転する円筒構造物には大きく分けて2つの力が発生する。一つは回転によって発生する揚力、一つは下流に生成されるカルマン渦列の影響により周期的に変動する流体力である。流体力の変動による円筒構造物の振動、すなわち渦励起振動 (VIV, Vortex Induced Vibration) は代表的な流体関連振動問題として多くの研究が行われている。特に、円筒構造物から放出される渦の周波数が、構造物の固有振動数に近づいた際に、円筒構造物の振動に同期する事によって流れと直角な方向への構造物の振動振幅が増大する、ロックイン現象は有名である。この VIV 現象、ロックインについては次節で詳しく説明する。

将来の大水深掘削時に向け、特にデュアルグラディエント掘削方式が注目を浴びている今、回転する円筒構造物の VIV 応答について知り、ドリルパイプの振動をあらかじめ実験的、解析的に予測する事は不可欠になると考えられる。しかし、こういった振動を予測するアルゴリズムがないばかりか、回転する円筒構造物に着目した VIV 応答解析はほとんど行われておらず、どのような特性を示すかはいまだ明らかにはなっていない。

1-2 円柱周りの流れと VIV

潮流などの流れがある場所で深海底掘削を行う場合、ドリルパイプやライザー管周りには流れによって渦が発生する。このような定常流中で発生する渦のパターンは、物体に働く慣性力と粘性力の比を表す無次元パラメータである、レイノルズ数 (Re : Reynolds number) に支配される。

$$\text{Re} = \frac{UD}{\nu} \quad (1.2.1)$$

ただし、U は定常流速、D は物体の直径、 ν は流体の動粘性係数を表す。

円柱背後に生じる渦放出流れのパターンは、Re 数が非常に小さい場合は、流体は円柱の表面に沿って流れ、渦は発生しない。5<Re<40 の領域では、流れの方向に対して左右対称な1対の双子渦が発生する。40<Re<200 の領域では、流れに対して左右対称に周期的な渦が発生するようになる。この渦列はカルマン (Karman) 渦列と呼ばれている。なお、この領域では、層流剥離となっており、カルマン渦列中の乱れもほとんどない。200<Re<300 の領域で、カルマン渦列中に乱れが生じ始め、R 数が 300 を超えると乱れを伴った渦列となる。しかし Re 数が 3×10^5 までは層流剥離の形態が続き、渦放出周波数もあまり変わらない (Subcritical 領域)。 $3 \times 10^5 < \text{Re} < 3.5 \times 10^5$ の領域で、層流剥離から乱流剥離へと遷移する (Critical 領域)。 $3.5 \times 10^5 < \text{Re} < 1.5 \times 10^6$ の領域になると、完全に乱流剥離となって、渦の規模が急激に小さくなり、渦放出周波数が急激に高くなる (Supercritical 領域)。 $1.5 \times 10^6 < \text{Re}$ の領域では、円柱前面の境界層も乱流となり、もはや明確な渦列は観察できなくなる (Upper transition 領域)。

ここで、渦放出周波数 f_v を円柱の直径 D と定常流速 U を用いて無次元化したパラメータを、ストローハル数 (St : Strouhal number) と呼ぶ。

$$\text{St} = \frac{f_v D}{U} \quad (1.2.2)$$

一般にストローハル数は、Subcritical 領域も含め、きれいなカルマン渦列が生じている状態では、約 0.2 となる事が知られている。この事から物体後方の渦発生周波数は流速と比例関係にある事がわかる。

ドリルパイプのような線状の構造物は、流体力を受けると柔軟に運動する。カルマン渦列のように、規則的に左右非対称な渦が発生する場合には、円柱周りの圧力分布が前後で非対象となるだけでなく、揚力が発生するため、流れに対して直角方向 (CF 方向、Cross-flow 方向) にも振動することになる。これが前述した VIV である。なお流れに対して水平の方向を IL(In-Line)方向と呼ぶ。

VIV 現象を考える際には、振動する系の固有振動数 f_n に対する渦放出周波数 f_v の比 f_v/f_n が重要となる。ここで、St 数の定義により、

$$\frac{f_v}{f_n} = St \frac{U}{Df_v} \quad (1.2.3)$$

と表す事ができる。この右辺の

$$U_r = \frac{U}{Df_v} \quad (1.2.4)$$

は換算流速 (Reduced Velocity) と呼ばれ、St 数と並び VIV 現象を支配する重要な無次元パラメータである。

後方に渦が発生している時、物体の CF 方向の振動数はその渦の周波数に一致する事になる。先に述べたように渦発生周波数は、換算流速と比例関係にある事から、物体の振動数も換算流速と比例するという特性がある。しかし、 $5 < U_r$ になると、この特性に変化が見られる。この $U_r = 5$ とは、ストローハル数が 0.2 とした場合、 $f_v/f_n = 1.0$ 、つまり渦発生周波数が固有振動数と一致する時である。これは(1.2.3)式から明らかである。Fig1.2.1 を見ると、 $5 < U_r < 8$ の領域において渦発生周波数が固有振動数に一致したままロックされた状態となっているのがわかる。この時、Fig.1.2.2 のように構造物は大きな共振を起こし、CF 方向の振動振幅も大きくなっているのがわかる。これをロックイン (Lock-in) 現象と呼び、 $5 < U_r < 8$ の範囲をロックイン領域と呼ぶ。ロックイン現象は海中における線状構造物の破損にもつながる危険な現象であり、海洋構造物の設計の重要なポイントになっている。

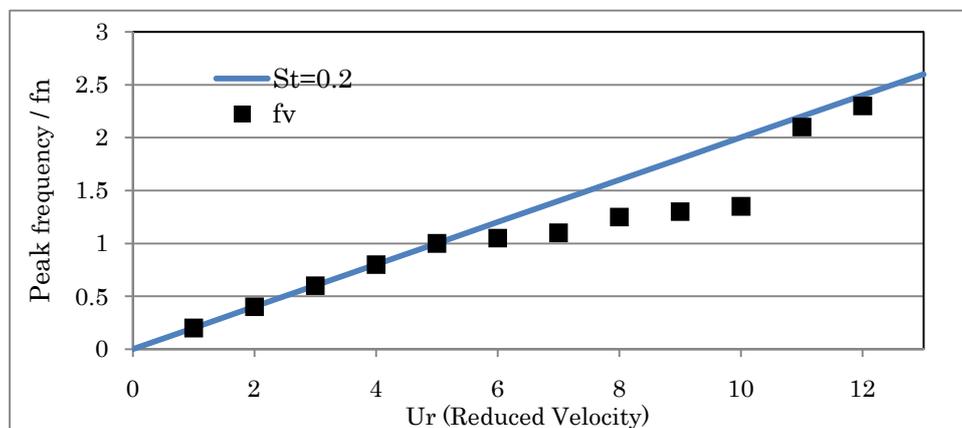


Fig1.2.1 f_v/f_n variation with U_r ³⁾

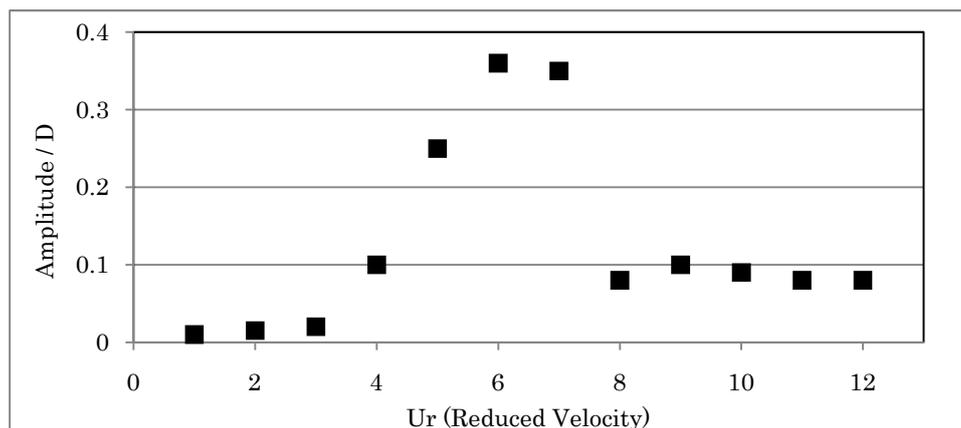


Fig1.2.2 CF_amplitude variation with Ur³⁾

1-3 既存の研究

線状構造物の VIV 応答に関する研究はこれまでも数多く提案されている。Sapkaya (2004), Griffin and Ramberg (1974), Bearman (1984), Parkinson (1989), Sumer and Fredsoe (1974)などは VIV に関する総合的な研究を行っている。Williamson and Roshko (1988)はアルミニウム製のリジッドライザーに対し、強制振動を与えた時の流れの可視化を行った。Govardhan and Williamson (2000)は円柱が自由振動する際の渦列の変化を説明するために渦力と全体力というものを導入した。Hover et al. (1998)や、Sanchis et al.(2008)の中ではテーパー状のリジッドなシリンダーに対し、自由振動や強制振動をかけた時の CF と IL 方向それぞれの振動の様子についての研究がなされている。Dahl et al.(2006)では、円柱の VIV 応答特性を CF と IL 方向の周波数の比を見る事で明らかにする方法が提案されている。Fujarra et al.(2001)の中では海洋ライザーとしてより適用がしやすいフレキシブルなシリンダーを片持ち梁の状態で固定した場合とリジッドなシリンダーを弾性的に取り付けた場合の VIV 応答特性を比較している。Lie and Kaasan (2006)は張力をかけたスチールライザーを用いて大規模なモデル実験を行っている。ステップフロー中に置かれた高アスペクト比のライザーや鉛直なライザーに関するモデル実験は Trim et al.(2005)や Chaplin et al.(2005)の中で行われている。

また、回転円柱周りの流れ解析は流体力学の代表的問題として多くの研究が行われている。Stansby and Rainey (2000)は実験と 2次元計算により一様流中において回転円柱を上端のみを固定した時の下端部の軌道解析を行い、回転速度による流体力の変動についても述べている。Mittal and Kumar (2001)はレイノルズ数を固定し回転速度を変化させていった時のカルマン渦列の変化や渦度分布について考察している。Pralits, Brandt and Giannetti (2008)は回転円柱後方の一次、二次双方の剥離モードの不安定性を解析している。

Padrino and Joseph (2005)は圧縮流れにおける回転円柱の周りの流れをシリンダーに付着する渦や 3次元効果、乱流への移行も考慮した解析手法を提案した。

この他にも VIV に関する研究、回転円柱周りの流れに関する研究は双方とも数多く存在するが、両者を組み合わせた回転円柱に対する VIV を考慮した研究はほとんどされていないのが現状である。

1-4 研究目的

海底資源掘削においてドリルパイプの振動をあらかじめ予測する事は、将来の大水深掘削時の安全性を考慮する上で必要不可欠である。しかし前述の通り、この挙動を実験的、解析的に把握する手法が確立されていないどころか、回転円筒構造物の VIV 応答が基本的にどのような特性を持つのかすらわかっていないのが現状である。

そこで本研究では円筒構造物が流れ中で回転した時に、その構造物にどのような流体力が付加し、それによりどのような振動をするのか実験的、解析的に明らかにする手法の基礎を築く。また回転を与える事により、一般に知られている VIV 現象の様相がどのような変化を見せるのかといった基礎的特性を明らかにする事を目的とする。

1-5 論文の構成

以下に本論文の構成を示す。

第 2 章では、水槽実験の手法、概要について示す。結果については、回転速度と張力を固定したもの、流速と張力を固定したもの、一様流速と回転速度を固定したものの 3 パターンを載せ、回転円筒構造物の振動における周波数、振幅の特性、円柱の軌跡について考察をする。

第 3 章では、本研究で用いるシミュレーション手法である離散渦法について紹介する。離散渦法の基礎的概念を示し、先行研究と本実験結果と比較する事でその妥当性について考える。またこの手法を用いて、回転円筒構造物の VIV 応答特性を解析し、結果を示す。

第 4 章では、第 2 章の実験結果と第 3 章のシミュレーション結果を踏まえて考察をし、今後の研究展開についても考える。

第2章 水槽実験

2-1 一様流中に置かれた線状構造物の振動

2-1-1 一様流中に置かれた静止円柱の振動

一般に円筒構造物が一様流中で振動する時、その振動は構造物の固有振動数 f_N と流れ後方に発生する渦発生周波数 f_V に支配される。

一様流中に流れと直角に線状構造物を置くと流れ後方に規則正しいカルマン渦列が発生するが、この渦の発生周波数は流れの速さに比例し、径に反比例するという性質を持っている。これより渦発生周波数は以下の式によって表現できる。

$$f_v = \frac{S_t U_\infty}{D} \quad (2.1.1.1)$$

ここで U_∞ は一様流速、 D は線状構造物の直径、 S_t はストローハル数と呼ばれ、 $4 \times 10^2 < Re < 2 \times 10^5$ の範囲においては $S_t = 0.2$ となる。

一様流中での線状構造物の支配的な振動が、固有振動数によるのか、渦発生周波数によるかは換算流速 U_r (Reduced Velocity)によって決まる。換算流速とは一様流速を物体の固有振動数と直径で割って無次元化した値であり、以下のように表される。

$$U_r = \frac{U_\infty}{f_n D} \quad (2.1.1.2)$$

線状構造物は $0 < U_r < 3$ 、 $7 < U_r$ 付近では渦発生周波数が支配的になり、 $3 < U_r < 7$ 付近では固有振動数が支配的になる事が知られている。もし線状構造物のピーク周波数が全て渦発生周波数であるとするならば、換算流速を上げていけば、ピーク周波数も比例して大きくなっていくはずである。しかし実際には $3 < U_r < 7$ の領域においてピーク周波数は固有振動数と一致するため、換算流速を上げていってもピーク周波数がロックされ一定になる。この領域をロックイン領域という。ロックイン時には周波数が一定になるばかりではなく、その振幅も大きくなる事が知られている。特に固有振動数と渦発生周波数が一致した時に共振し、振動が最も大きくなる。その時の換算流速は(2.1.1.1)式と(2.1.1.2)式において $f_N = f_V$ とする事で、 $U_r = 5.0$ となる。実験条件によって振幅最大となる換算流速には多少の違いがみられるが、総じて $U_r = 5.0$ 付近である事は一致している。

2-1-2 一様流中に置かれた回転円柱の振動

一様流中に置かれた円柱が回転する時、その振動を支配する周波数は前節で述べた固有振動数、渦発生周波数の他に回転の振動数が考えられる。角速度 ω で回転する円柱の回転周波数 f_r は以下の式で与えられる。

$$f_r = \frac{\omega}{2\pi} \quad (2.1.2.1)$$

第1章で述べたとおり、一様流中に置かれた回転円柱の振動の様子はほとんどわかっていない。そもそも一般的に言われる VIV 現象というものが実際に回転円柱に対して起こるのかという事すらわかっておらず、回転させると振動振幅がどう変化するかを知る必要がある。また、構造物の振動を決定する周波数として、 f_N, f_V, f_r の3つがあるが、それぞれがどのような条件下において支配的になるのかを明らかにしなければならない。また、前項において静止円柱では $Ur=5.0$ 付近の時、振動振幅が最大になると述べたが、これが回転数によってどのように変化していくのかを知る必要がある。

これらの課題を基に次節では実験の目的について述べる。

2-2 実験の目的

前節をもとに本研究では一様流中に置かれた円筒構造物の振動を観察するにあたり、以下の3点を目的とする。

- ① 回転がある時とない時を比較する事で、回転数をあげていくと構造物の振動はどのように変化するかを明らかにし、回転させた場合に VIV 現象が起きているのかを考える。
- ② 振動を支配する振動数として考えられる f_N, f_V, f_r がそれぞれどんな条件下において支配的になるかを考える。
- ③ 一般に回転のない構造物の VIV では $Ur=5.0$ 付近で振動振幅が最大になるが、回転を上げていった場合、振幅最大となる時の換算流速はどのように変化していくのかを明らかにする。

2-3 実験装置と実験手順

2-3-1 実験水槽

実験水槽は、東京大学生産技術研究所千葉実験所津波高潮塔内の回流水槽を使用した。水槽の形状と仕様を以下に示す。



Fig.2.3.1.1 回流水槽

Table 2.3.1.1 回流水槽仕様

主な寸法	計測部：長さ 25 m × 幅 1.8 m × 水深 1 m (最大水深 2 m)
送風能力	最大風速：20 m/sec
造波能力	造波周期：0.5 ~ 2 sec 最大造波波高：0.2 m
流れ生成能力	最大流速：1 m/sec

2-3-2 水槽実験モデルと計測装置

まず、以下に模型設置時の実験モデル図を示す。

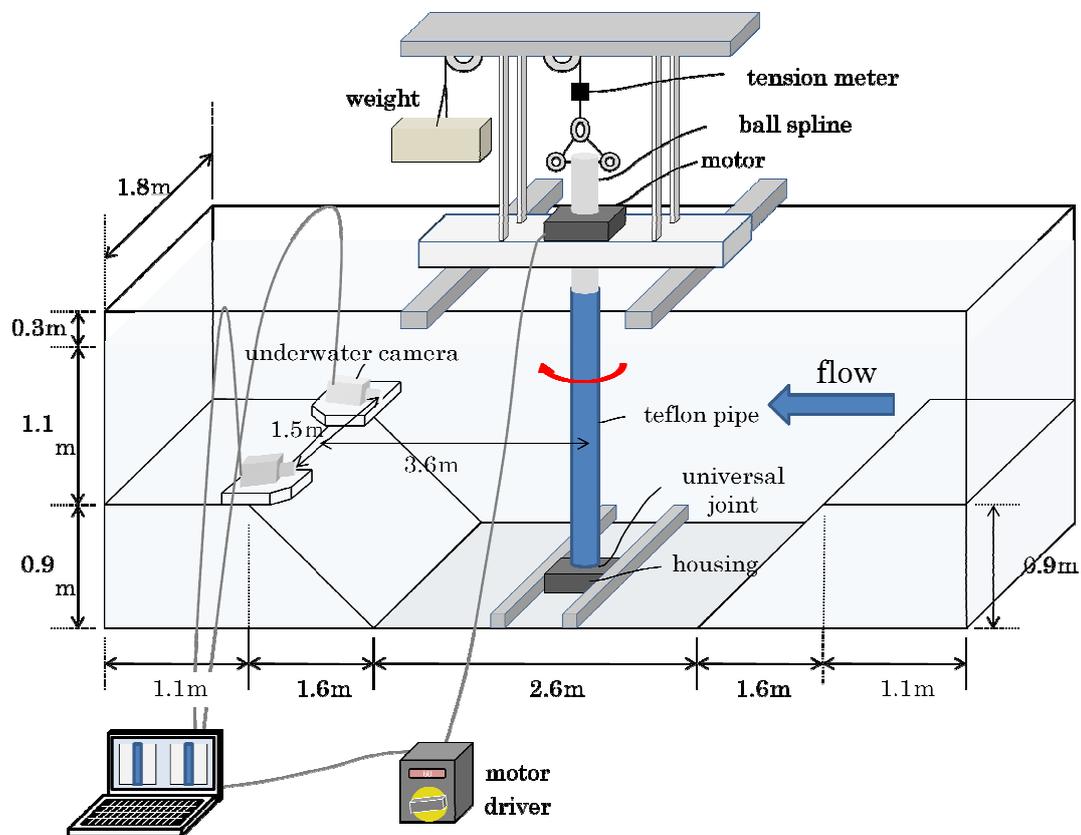


Fig.2.3.2.1 Tank experimental model

本研究では一様流中におかれたテフロンパイプをモーターで回転させ、その模様を流れ後方に置かれた2台の水中カメラを用いて撮影する。シリンダーには10cm間隔で観測対象としてビニールテープを周状に巻いている。

次に水中カメラで撮影された画像からキャリブレーションポイントを選び、Ditect社、Dipp Motion Proを用いて自動追尾を行い、キャリブレーションを施す事により3次元座標値を算出する。キャリブレーターは一辺200mmの立方体を用いた。



Fig.2.3.2.2 テフロンパイプ

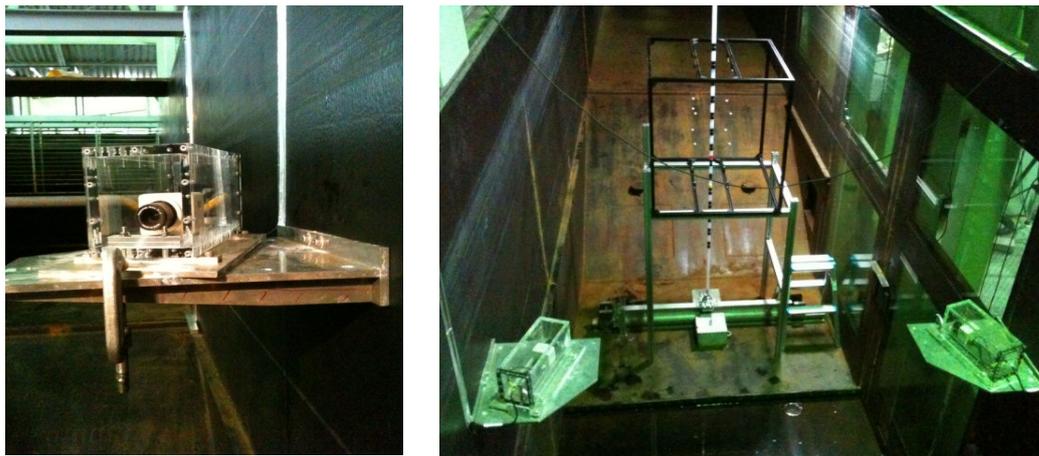


Fig.2.3.2.3 水中カメラ(左)とキャリブレーター(右)

実験で使用した線状構造物は長さ 2000mm のテフロン PFA 直管パイプで 2 種類の径のものを用いた。テフロン PFA 直管パイプは巻き癖がないため、本研究のように直線配管する時には最適なパイプである。Table 2.3.2.1 に線状構造物の諸特性を示す。

Table 2.3.2.1 Specifications of line structure

Material	Teflon	
Specific gravity	2.17	
Outer diameter	19.0 / 28.0	mm
Inside diameter	16.0 / 25.0	mm

水中カメラには Fig.2.3.2.4 のような小型カラー CCD カメラ (Mintron MTV-74K0N) および固定焦点レンズ (TOKINA TC0812) を各 2 台ずつ使い、Fig.2.3.2.3 のようにアクリル板製防水ケースの中に入れて使用した。Table 2.3.2.2 に CCD カメラ、Table 2.3.2.3 に固定焦点レンズの仕様を示す。



Fig.2.3.2.4 Mintron MTV-74K0N(左)と固定焦点レンズ TOKINA TC0812(右)

Table2.3.2.2 Specifications of CCD camera

Model No.	Mintron MTV-74K0N
TV System	NTSC
Picture Element	537(H) X 505(V)
Scanning System	525 lines, 60 fields/sec
Sync system	internal
Minimum Illumination	0.5Lux of F1.2
Resolution	400 TVL / 470 TVL (Enhanced)
S/N Ratio	52dB (MIN) / 60dB (TYP) (AGC OFF)
Gain Control	AGC
Power Source	DC 12V±1V / 80mA
Dimension	50.5mm(W) X50.5mm(H) X66mm(L)

Table2.3.2.3 Specifications of fixed focus lens

型番	TOKINA TC0812
焦点距離	8mm
絞り範囲	F1.2-C
最短撮影距離	0.3 m
画角	33.5°(水平)
本体寸法	31φ×29.5Lmm
本体重量	50g

本実験では Fig.2.3.2.1 のような実験モデルを用いる。この時、回転はモーターにより上端のみから与える。上端、下端共にユニバーサルジョイントでつなぎ、固定しているが、上端のみスライドボールスプラインを配す事によって上下方向の動きを許す構造物になっている。

水中カメラで撮影された映像信号はビデオキャプチャーボードを通してデジタル信号に変換され、PCに取り込まれる。この動画に対し、キャリブレーションを施す。キャリブレーションはあらかじめ読み込んだキャリブレーター座標値を元にして、計算をする。その後自動トラッキングを行う事でキャリブレーションポイントの3次元座標値を時間ステップごとに算出していく。キャリブレーションと3次元座標値の算出には Ditect 社の3次元高機能運動解析ソフトウェア Dipp Motion Pro を用いた。

また張力計には三英エンジニアリング社の dc strain amplifier 6m72、電磁流速計には東京計測社の sf2012 を用いた。



Fig.2.3.2.5 上端ユニバーサルジョイント(左)と下端ユニバーサルジョイント,ハウジング(右)

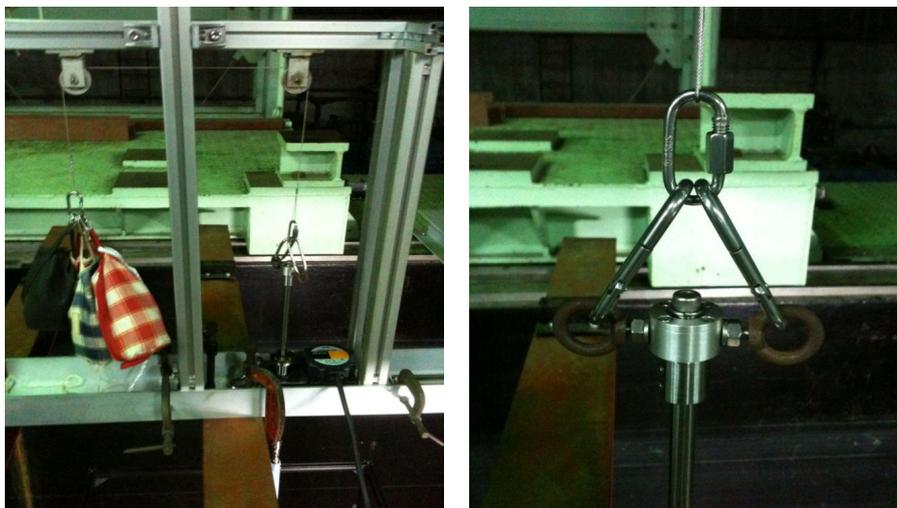


Fig.2.3.2.6 モデル上部、ウェイト、モーター(左)とボールスプライン(右)



Fig.2.3.2.7 モータードライバーとスピードメーター

2-3-3 実験手順

実験手順は以下の通り。

- ① 流速、張力、回転数の設定をする。
- ② 水中カメラでテフロンパイプの振動の様子を撮影する。
- ③ ビデオキャプチャーにより映像信号を PC へ取り込む。
- ④ Dipp Motion Pro を使ってキャリブレーションを施す。
- ⑤ Dipp Motion Pro による自動トラッキングでキャリブレーションポイントの 3 次元座標値を時間ステップごとに算出する。

2-4 実験パラメータ

本実験で変化させる事が可能なパラメータは以下の 3 つである。

- I. 流速
- II. 回転数
- III. 張力

このうちどれに振動が依存するかを知るために 3 つのうち 2 つのパラメータを固定した状態で、残り一つを変化させていくという実験を 3 パターン行った。行った実験と、そのパラメータを以下に示す。

① NF の測定

実験を始める前にまず、物体の固有振動数を知る必要がある。固有振動数は質量、長さが一定の場合、その変化は張力のみ依存するので以下のようなパラメータで実験をした。

D=19mm に対し、1~11[kgf] 1[kgf] きざみ

D=28mm に対し、1~14[kgf] 1[kgf] きざみ

② 回転による振動の測定

本実験で使用したテフロンパイプにはある程度自重によるたわみが出ていた。つまり、回転をさせていると、流れを与えなくても振動している状態である。そこでこの影響を見るため、 $U=0$ [m/s]とした状態で、回転だけ与えて実験を行った。

D=19mm

T=2,4,6,8,9,10,12[kgf]に対し、それぞれ回転数 $a=60,120,180,240$ [rpm]

D=28mm についても同様。

③ 回転速度と張力を固定する場合

D=19mm

T=7.5[kgf]の下、回転数 0,30,60,90,120[rpm]のそれぞれに対し、 $U=16\sim 48$ [m/s]まで 8[m/s]刻みで測定。

D=28mm についても同様。

④ 一様流速と張力を固定する場合

これはつまり、換算流速を一定とした場合と言いかえる事ができる。計測したパラメータは以下の通り。

D=19mm

以下の流速、張力条件下で、回転数を 0~240[rpm]まで 30[rpm]刻みで測定

- (1) U=16[m/s], T=1.5[kgf]
- (2) U=24[m/s], T=3.5[kgf]
- (3) U=24[m/s], T=5.5[kgf]
- (4) U=24[m/s], T=7.5[kgf]
- (5) U=32[m/s], T=7.5[kgf]

D=28mm

以下の流速、張力条件下で、回転数を 0~240[rpm]まで 30[rpm]刻みで測定

- (1) U=16[m/s], T=3.5[kgf]
- (2) U=24[m/s], T=1.5[kgf]
- (3) U=24[m/s], T=3.5[kgf]
- (4) U=24[m/s], T=5.5[kgf]
- (5) U=32[m/s], T=3.5[kgf]

⑤ 一様流速と回転速度を固定する場合

ここで流速を円筒表面の回転速度で割った回転速度比 α を以下のように定義する。

$$\alpha = \frac{r\omega}{U} \quad (2.5.1)$$

この下で以下のようなパラメータで実験を行った。

D=19mm

U=16[m/s]において、 $\alpha=0, 0.625, 1.0, 1.25, 1.5$ に対し、それぞれ張力を変化させる。

この時、張力は振動が大きくなる前後の領域について実験を行っており、その範囲は α によって異なる。 $\alpha=0$ に関しては U=24,32[m/s]についても測定している。

D=28mm

$\alpha=0$ に対し U=16,24,32,40[m/s]

$\alpha=0.5$ に対し U=16,24,32[m/s]

$\alpha=0.25,0.75,1.0,1.25,1.5$ に対し、U=24[m/s]

2-5 実験結果

2-5-1 構造物の固有振動数

水中線状構造物の VIV 応答特性は、構造物の軸方向の各位置での振動振幅や周期によって評価される。各計測点の変位のピーク振動周期や振幅などの振動特性は、Dipp Motion Pro の自動トラッキングによって得られた各計測点の変位の時間変動から求められる。そこで得られた振動数が固有振動数、渦発生周波数、回転周波数のいずれかに起因したものなのかを知るためにはまず、構造物の固有振動数を知る必要がある。本実験で用いられたテフロンパイプのような張力がかかった線状構造物の固有振動数の理論値は(2.5.1.1)式のようになる。

$$f_{n,t\text{-beam}} = \sqrt{f_{n,string}^2 + f_{n,beam}^2} \quad (2.5.1.1)$$

$$f_{n,string} = n \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{m_a L^2}} \quad (2.5.1.2)$$

$$f_{n,beam} = n^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{EI}{m_a L^4}} \quad (2.5.1.3)$$

ここで、 n はモード数、 T は張力、 m_a は単位長さ当たりの質量、 E は縦弾性係数、 I は断面 2 次モーメントである。空気中の均一な構造物であれば、(2.5.1.1)式から簡単に固有振動数を求める事ができるが、本研究のような空気中と水中の両方に構造物がおかれ、また質量が不均一にもなる場合においては、固有振動数を正確に求める事は困難である。

実験では、テフロンパイプは下端から 180[cm]は静水中に、上部 20[cm]は空気中にあり、静水中にある部分のみ中空部が水で満たされていた。Fig2.5.1.1 に実験で求めた静水中構造物の一次モード固有振動数と、付加質量係数を 1.0 とした時の水中部分の質量と空気部分の質量の加重平均値と水面での張力を用いて求めた構造物の 1 次モード固有振動数の理論値を示した。これを見るとほぼ理論値に一致しているのがわかる。これより、本研究では固有振動数として実験によって求められたもの以外の値については(2.5.1.1)式を用いて求める事とする。

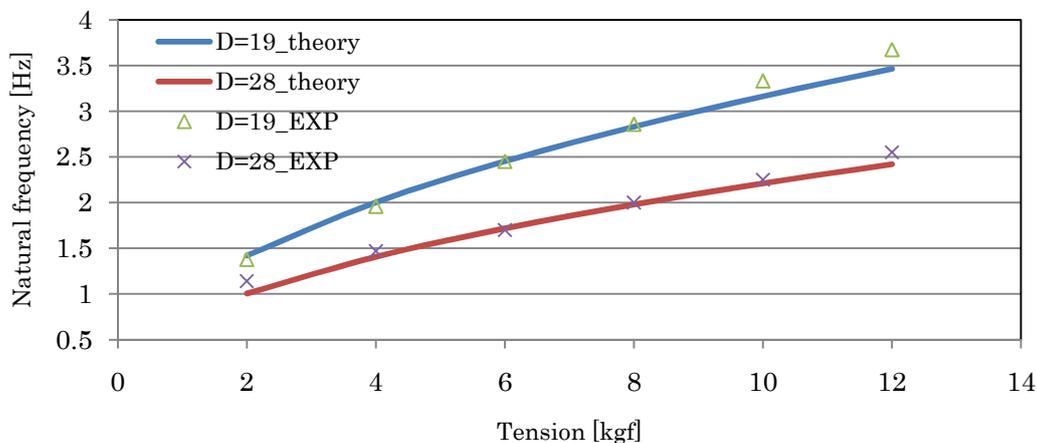
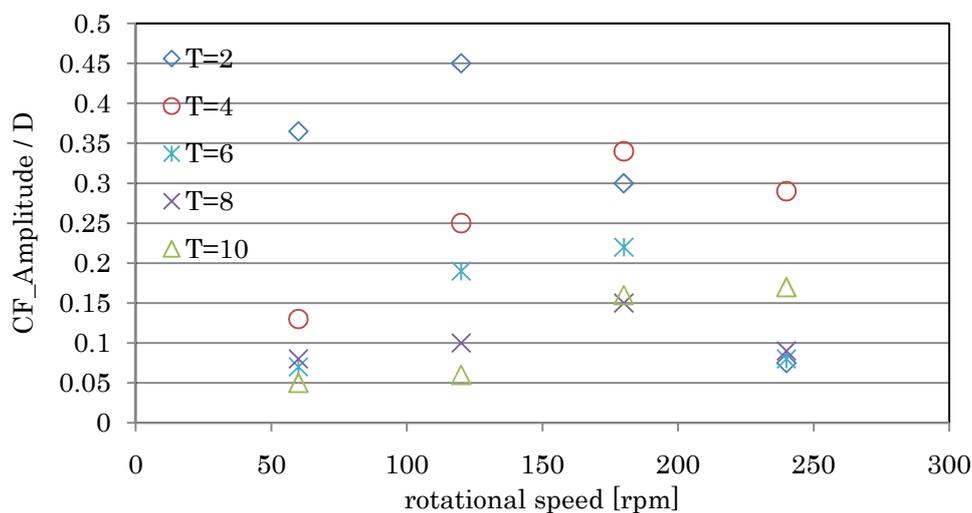


Fig 2.5.1.1 First mode Natural frequency

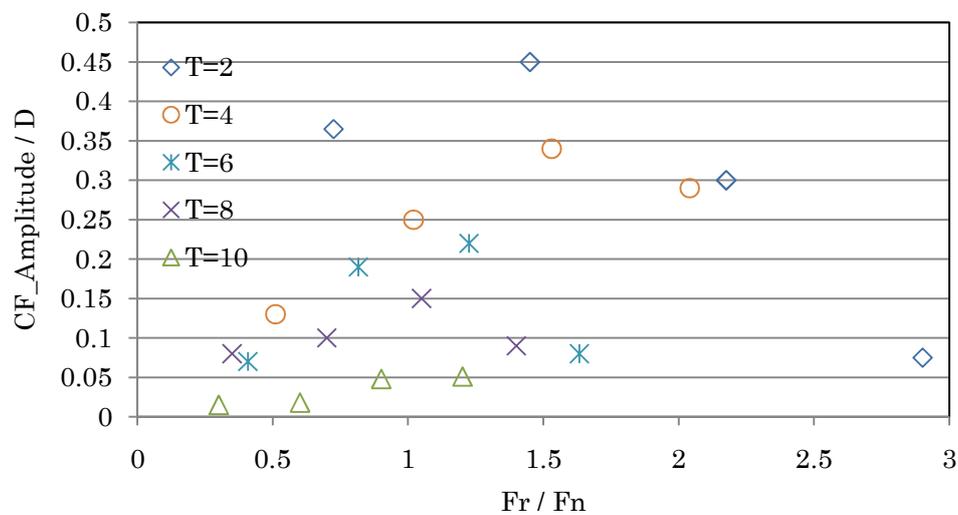
2-5-2 静水中における回転による振動

本実験で用いたテフロンパイプは自重により軸方向にたわみが出る。そこで、このたわみによる影響を見るため、静水中でテフロンパイプに回転を与えその振動の様子を観察した。Fig 2.5.2.1の横軸は回転速度、縦軸はCF方向の変位の平均値をパイプ直径で割って無次元化したものである。静水時において、テフロンパイプは円運動するため、IL方向については省略する。

Fig.2.5.2.1(a)を見ると構造物にかかる張力を上げるとたわみによる振動が低減しているのがわかる。また、張力を上げると振幅のピークは回転速度の高い領域にシフトしている。張力を上げると固有振動数が増大するという事から考えると、この結果はピーク時には固有振動数と回転周波数が一致する事によって共振を起こしている可能性を示唆している。



(a) Rotational speed on the x-axis



(b) f_r/f_n on the x-axis

Fig 2.5.2.1 Oscillation amplitude influenced by rotation in a static fluid

Fig 2.5.2.2 は Fig 2.5.2.1 の横軸を F_r/F_n に変えてプロットしたものである。これを見ると振幅がピークとなる時、 $F_r/F_n=1.0\sim 1.5$ 付近になっているのがわかる。渦発生周波数と固有振動数の共振現象は VIV 応答解析において最も重要な特徴であるが、この結果はその特徴と良く似ている。この事からも固有振動数と回転周波数が共振する可能性があると言える。なお、ピークを示す $F_r/F_n=1.0$ とならないのは、水中で構造物が振動する場合、構造物にかかる付加質量係数が増加し、固有振動数が小さくなる事が原因だと考えられる。この事は(2.5.2.1)式からもわかる。これより、フレキシブルな円柱を一様流中で回転させた時の VIV 応答を考える際には、渦発生周波数と固有振動数の共振だけでなく、回転周波数と固有振動数の共振についても考慮する必要があると考えられる。以下ではその点についても考慮したうえで実験を進めていく事にする。

2-5-3 回転速度と張力を固定する場合

以下では、回転速度と張力を固定し、回転数を上げていった時の結果を示す。ここではその周波数と平均振幅の特性についてまとめるが、それぞれのパラメータにおける周波数特性、キャリブレーションポイントの軌跡、変位量については付録1に示してある。

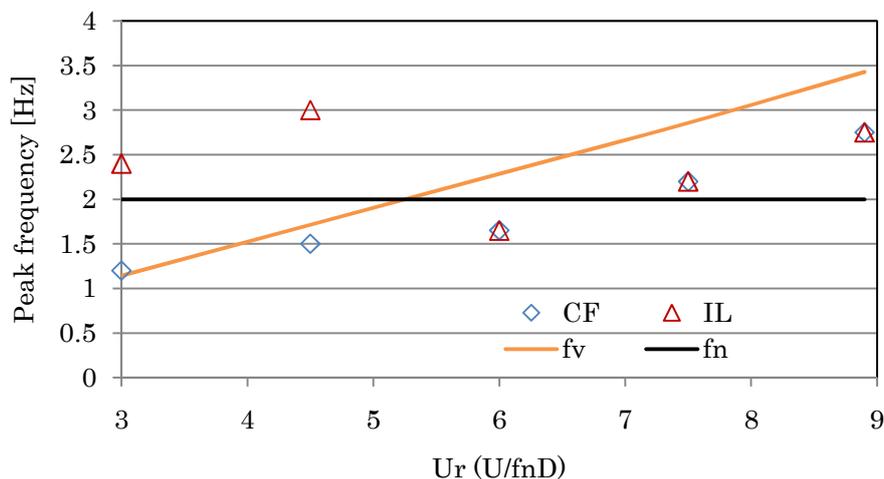


Fig 2.5.3.1 Peak frequency against Reduced Velocity

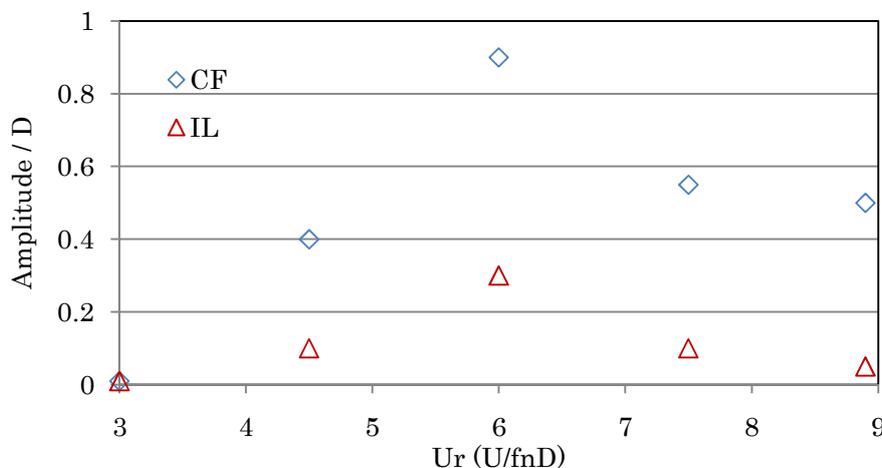


Fig 2.5.3.2 Oscillation amplitude against Reduced Velocity

Fig2.5.3.1, 2.5.3.2 にそれぞれ CF,IL 方向のピーク周波数、振動振幅を、横軸を換算流速としてプロットした。まず振動振幅は換算流速を上げていくと共に上昇していき、 $U_r = 6.0$ の時 CF、IL の双方が最大の値を取る。一般に、渦発生周期と構造物の1次モード固有周期が等しくなる1次モード共振点である $U_r = 5.0$ 付近で振動振幅が最大になるとされているが、この結果はそれに従う。さらに換算流速をあげていくと、CF、IL 方向ともに振幅は減少しているのがわかる。一般に $U_r > 10.0$ の領域において、2次、3次の共振点に達する事も知られているが、本実験では回転による影響をみる事が目的であり、 $U_r < 10.0$ の領域のみに着目する。

次にピーク周波数について考える。 $U_r = 3.0, 4.5$ の領域では CF 方向のピーク周波数は渦発

生周期と一致し、IL 方向の 1/2 の値になる。 $U_r = 6.0$ の時には CF、IL ともにピーク周波数は 1.6[Hz]になっている。 $U_r = 4.5, 6.0$ の時のように換算流速が変化しても CF 方向のピーク周波数が変化しない領域をロックイン領域という。この時、流れを与えた事により付加質量係数が増加し、構造物の固有振動数は低下するため、1次モード共振点のピーク周波数は静水時の固有振動数より低い値を示す。ここからさらに換算流速をあげていくとロックイン領域を外れ、CF、IL 方向共にピーク周波数が渦発生周波数に近づいていく。この時、ストローハル数を 0.2 とした時の経験値に比べ、その値が 0.6[Hz]ほど小さくなっているのがわかるが、これは先に述べたように本実験モデルがピットを掘られたような構造になっており、長手方向の平均流速が低下した事が原因であると考えられる。円柱周りの流速が低下すると、渦発生周波数も低下する事は(2.1.1.1)式からもわかる。

これらの結果は一般に良く知られる円柱の VIV 応答特性と一致しており、実験モデル、解析機器共に十分な精度であると言える。また、付録に示したデータを見れば、CF 方向と IL 方向のピーク周波数が等しい値をとっているものが数多く存在しているのがわかる。このことから、CF と IL 方向の双方についてある程度の精度をもって実験を行えている事がわかる。

次に回転を与えた場合について考える。CF、IL 方向について横軸を換算流速、縦軸をピーク周波数とし、回転速度 $a=60, 90, 120$ [rpm]のそれぞれについてプロットしたものが Fig 2.5.3.3、2.5.3.4 である。ここには固有振動数と渦発生周波数も記した。また、Fig2.5.3.5 には CF 方向の平均振幅をシリンダー直径で割って無次元化したものをプロットした。

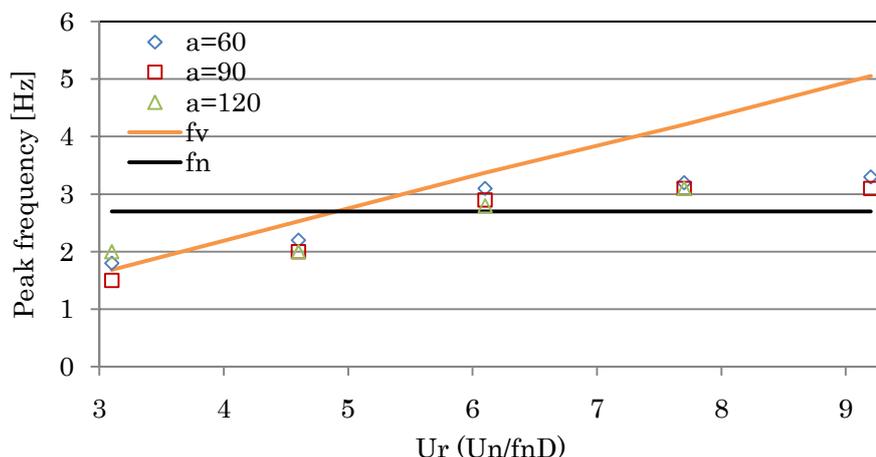


Fig 2.5.3.3 CF Peak frequency against Reduced Velocity

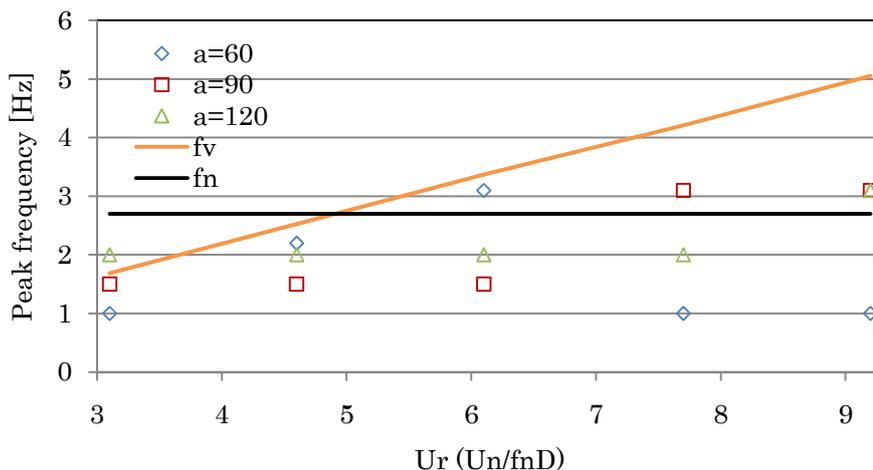


Fig 2.5.3.4 IL Peak frequency against Reduced Velocity

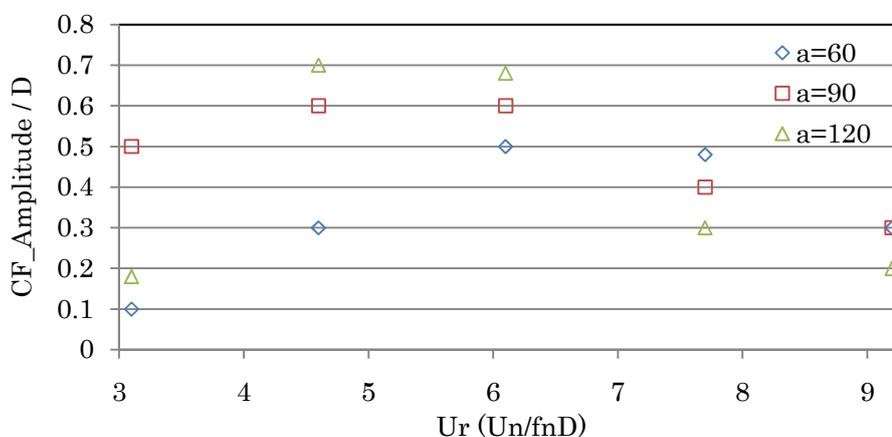


Fig 2.5.3.5 CF Oscillation amplitude against Reduced Velocity

まず Fig 2.5.3.3はCF方向のピーク周波数を示したものであるが、この結果は一般的なVIV応答特性とほとんど同様の傾向を示しているのがわかる。回転速度を上昇させた事によってピーク周波数に違いが出るのは換算流速が $U_r = 3.1$ の時だけである。ここでのピーク周波数は $a=60$ [rpm]の時、渦発生周波数に一致し、 $a=90, 120$ [rpm]の時は回転周波数に一致している。この時 $a=60, 90, 120$ [rpm]のそれぞれに対し、 $f_r/f_n = 0.37, 0.56, 0.74$ となっているが、 f_r/f_n が小さい $a=60$ [rpm]の時はたわみによる影響が少なく、渦発生周波数に一致したものと考えられる。さらに換算流速を上げると f_r/f_n は1に近づいていき、これと比較すると相対的に f_r/f_n が小さくなるため、 $U_r = 4.6$ では $a=60, 90, 120$ [rpm]の全ての時のピーク周波数が渦発生周波数に一致する。 $U_r > 6.1$ になると、渦発生周波数と固有振動数による共振現象が支配的となり、回転周波数は現れない。

次に、IL方向について考える。Fig 2.5.3.23を見るとIL方向のピーク周波数は、まず $U_r = 3.1$ の時は回転周波数に一致している事がわかる。これはCF方向の時と同様の理由による。次に $U_r = 4.6, 6.1$ では、 $a=60$ [rpm]の時は渦発生周波数、 $a=90, 120$ [rpm]の時は回転周波数に一致している。CF方向に比べるとIL方向では渦発生周波数と固有振動数による共振が起きにくいので、 $a=90, 120$ [rpm]においては回転周波数によって支配されたものと考えられる。

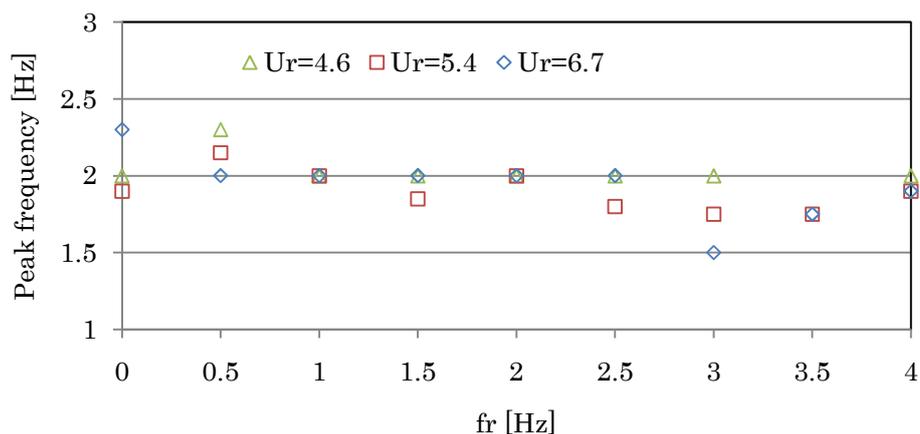
$U_r = 7.7, 9.2$ の時は $a=90$ [rpm]の時は固有振動数、 $a=60, 120$ [rpm]の時は回転周波数に一致している。 $a=90$ [rpm]の時は固有振動数が回転周波数のちょうど2倍になっているため、このような結果が出たと考えられる。

また、CF方向の平均振幅のピークについては回転速度によらず概ね一定であり、その時の換算流速は $U_r = 4.6, 6.1$ の間にある。これは回転のない円柱と同様の傾向である。

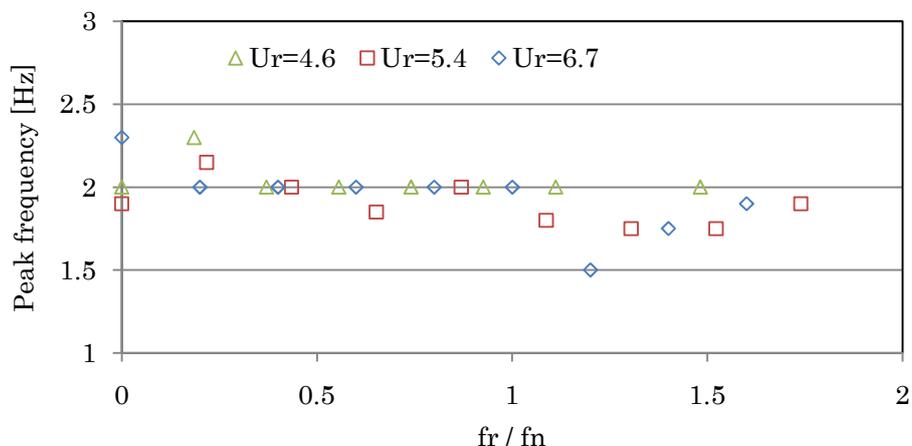
これより、回転速度と張力を一定にした場合、換算流速によるピーク周波数と平均振幅の変化は、回転のない円柱と同様の特性を示すが、ピーク周波数に関してはたわみの影響が大きい領域では回転のない円柱と異なり、回転周波数に支配されると言える。

2-5-4 一様流速と張力を固定する場合

ここでは一様流速と張力を固定する場合、つまり換算流速を一定に保ち、回転速度を変化させていった場合の結果を示す。それぞれのパラメータにおける周波数特性、キャリブレーションポイントの軌跡、変位量については付録2に示してある。

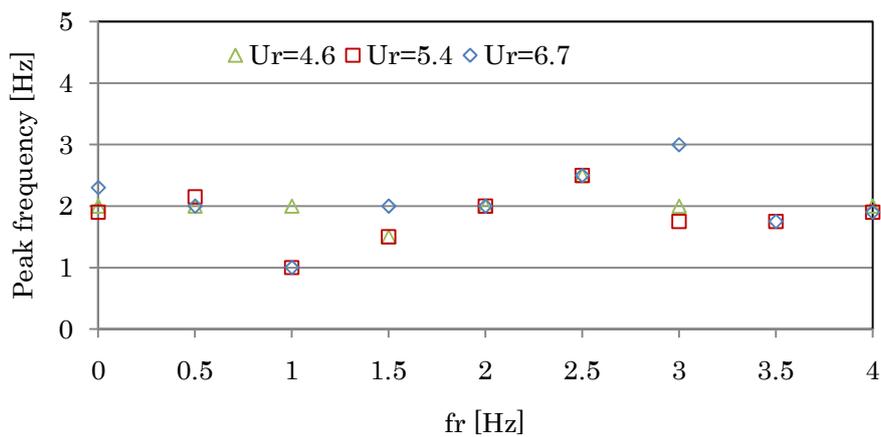


(a) f_r on the x-axis

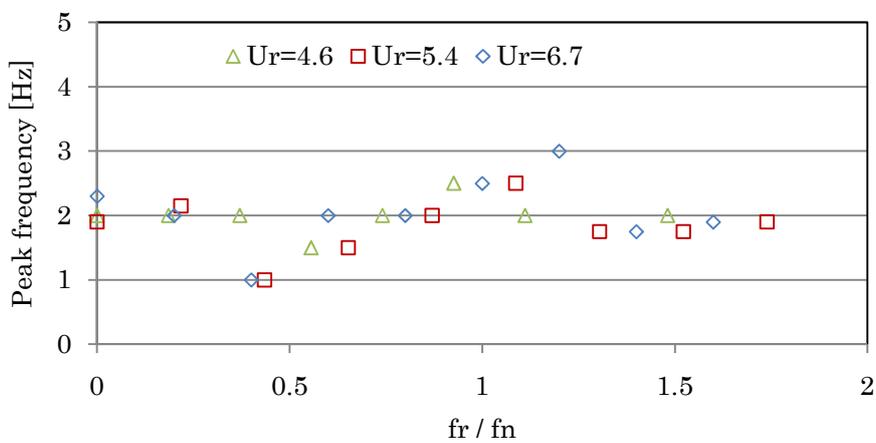


(b) f_r/f_n on the x-axis

Fig 2.5.4.1 CF peak frequency when Reduced Velocity is about 5.0



(a) f_r on the x-axis



(b) f_r/f_n on the x-axis

Fig 2.5.4.2 CF Peak frequency when Reduced Velocity is about 5.0

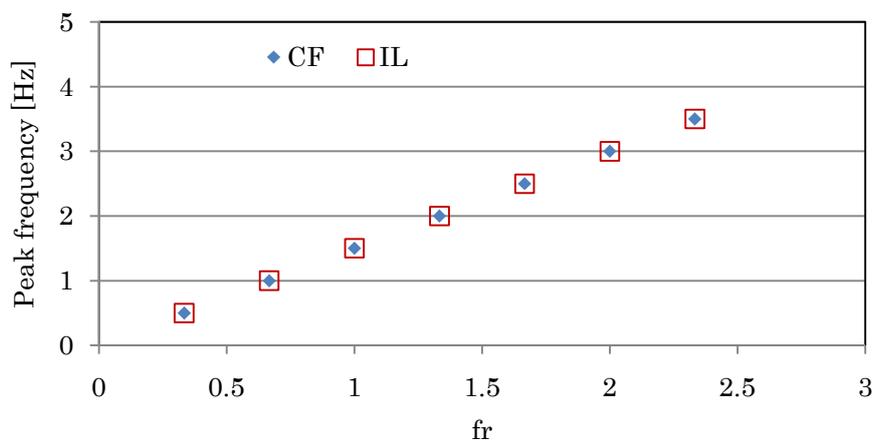


Fig 2.5.4.3 Peak frequency when Reduced Velocity is 3.8

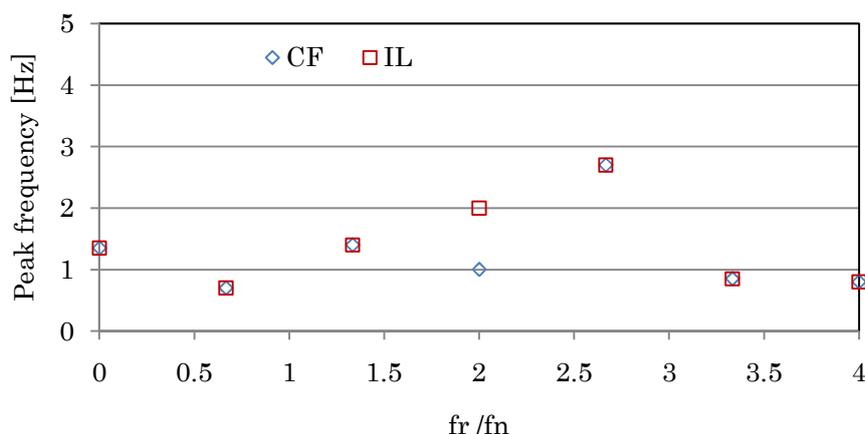


Fig 2.5.4.4 Peak frequency when Reduced Velocity is 8.5

Fig 2.5.4.1 は $U_r = 4.6 \sim 6.7$ の時の CF 方向のピーク周波数を横軸を回転速度、回転周波数比にしてプロットしたものである。これらを見ると、CF 方向は $U_r = 4.6, 5.4$ の時、そのピーク周波数は回転によらず概ね一定の値を取っているのがわかる。この時構造物はロックイン領域に入っており、回転成分より固有周波数が強くでたものと思われる。 $U_r = 6.7$ の時、 f_r/f_n が 1.2 以上になるとピーク周波数に変化が見られるが、この領域ではたわみが大きく出るはずである。そこでこれらのピーク周波数を見ると、回転周波数の 1/2 となっている事がわかった。つまり、CF 方向は $U_r = 5.0$ 付近ではロックイン周波数に支配され、 $U_r = 6.7$ になると基本的にロックイン周波数にその振動が依存するが、特にたわみの影響が強い領域では回転周波数に支配される事がわかった。

Fig 2.5.4.2 は $U_r = 4.6 \sim 6.7$ の時の IL 方向のピーク周波数を表したものである。これらを見ると、 f_r/f_n が 0.4~1.2 付近の時は回転周波数に、それ以外の領域ではロックイン周波数に一致しているのがわかる。この事から、IL に関しては $U_r = 4.6 \sim 6.7$ の時は基本的には回転周波数に一致するが、たわみの影響が非常に小さい領域では固有振動数に支配される事がわかった。

次に $U_r = 4.6 \sim 6.7$ の時の構造物の軌跡について述べる。CF 方向と IL 方向のピーク振動数が一致する範囲においては概ね構造物は Fig 2.5.4.5 のような楕円形を描く。IL 方向のピーク振動数が CF 方向のピーク振動数の 2 倍に一致する範囲においては Fig 2.5.4.6 のような“8”の字や Fig 2.5.4.7 のような“く”の字を描く。IL 方向の位相が CF 方向に比べて $\frac{\pi}{4}$ 遅れている時は“8”の字型、 $\frac{\pi}{2}$ 進んでいる時は“く”の字になる。

Fig 2.5.4.3 には換算流速が小さい時の CF、IL 方向のピーク振動数を示した。 $U_r = 3.8$ の時、CF、IL 共にピーク周波数が回転周波数に一致しているのがわかる。つまり、換算流速が小さい時にはシリンダーの振動は回転周波数に依存するという事である。

Fig 2.5.4.4 には換算流速が大きい時の CF、IL 方向のピーク振動数を示した。IL 方向については $f_r/f_n = 0.7 \sim 2.7$ の範囲においてピーク周波数は回転周波数に依存しているのがわかる。これは換算流速が $U_r = 3.8$ の結果と同様である。また、回転速度がそれ以上の値になると回転を与えない時のピーク周波数に一致しているのがわかる。この領域では $f_r/f_n > 2.7$ と大きく、

たわみの影響はほとんどない。また、CF方向については概ねIL方向と同様であるが、 $f_r/f_n=2.0$ の時はそのピーク周波数が1.0[Hz]となり、固有振動数と一致しているのがわかる。これは回転周波数のちょうど1/2の値になったため、固有振動が起きたと考えられる。

また、Fig.2.5.4.8にはこの領域におけるキャリブレーションポイントの軌跡の回転速度による変化を示す。 $a=0$ [rpm]の時にはCF方向の軸上で振動し、 $a=80$ [rpm]になると振動の軸を反時計まわりに45度傾けた状態でその中心座標は流れ後方へとシフトする。その後さらに回転速度を上げていくと、回転の影響により、その軌跡は円運動に近づきながら、中心座標はCFの正方向にシフトしていく様子が観察できる。この結果から円柱がVIVによる振動から円運動に変化しながら、揚力を受け、その中心座標がCFの正方向に移動する様子がわかる。また、こういった中心座標の大きな変化は回転周波数による影響がより大きい、 $U_r = 3.8, 8.5$ の時に突出して見受けられる。

これらの周波数特性についてまとめると、以下のようになる。

- 換算流速が $U_r = 3.8$ の時は、CF、IL方向共に回転周波数に依存する。
- 換算流速が $U_r = 4.6 \sim 6.7$ の範囲においてはCF方向は固有周波数に依存するが、 f_r/f_n が大きく、たわみの影響が小さい領域においてロックイン周波数が f_r/f_n の1/2倍になるときは、その周波数に支配される。IL方向については基本的には回転周波数に依存する。ただし、たわみの影響が小さい $f_r/f_n < 0.3$ 、 $f_r/f_n > 1.4$ の領域についてはCF方向と同様に固有周波数に依存する。
- 換算流速が $U_r = 8.5$ の時は、CF、IL方向共に回転周波数に依存するが、たわみの影響が非常に小さい $f_r/f_n > 3.2$ の領域では回転を与えない時と等しい周波数に依存する。ただし、その周波数が回転周波数の1/2倍になった時にかぎり、CF方向のピーク周波数がその値を取る。

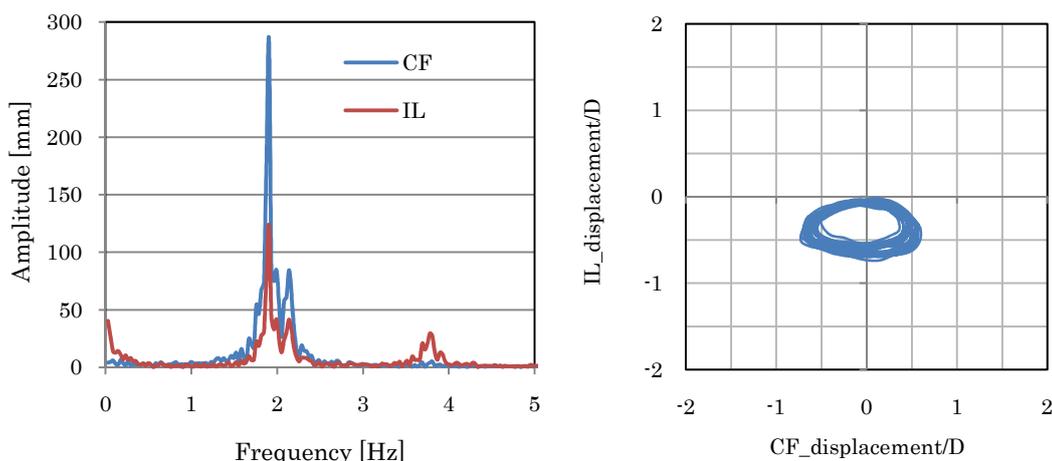


Fig.2.5.4.5 Peak frequency and cylinder trajectory variation ($U_r = 5.4$, $a = 0$ rpm)

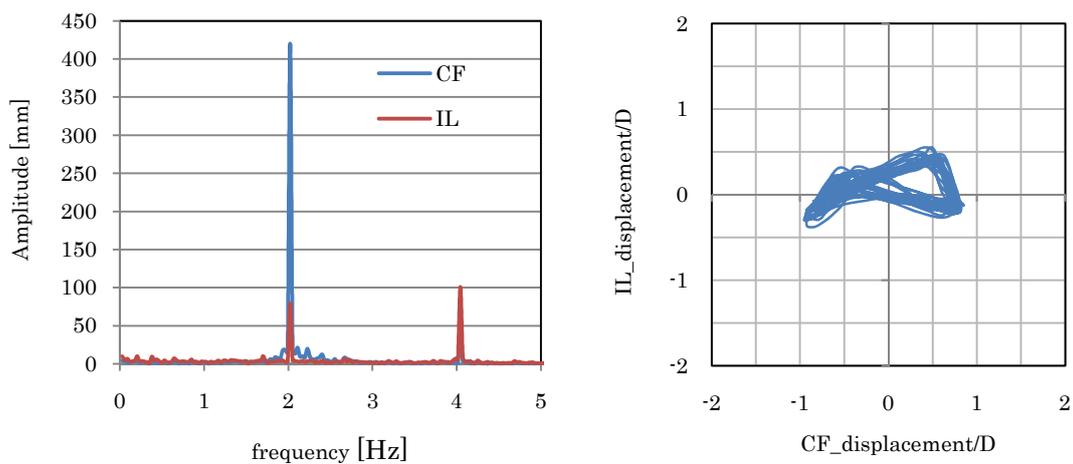


Fig.2.5.4.6 Peak frequency and cylinder trajectory variation ($U_r = 4.6$, $a = 240$ rpm)

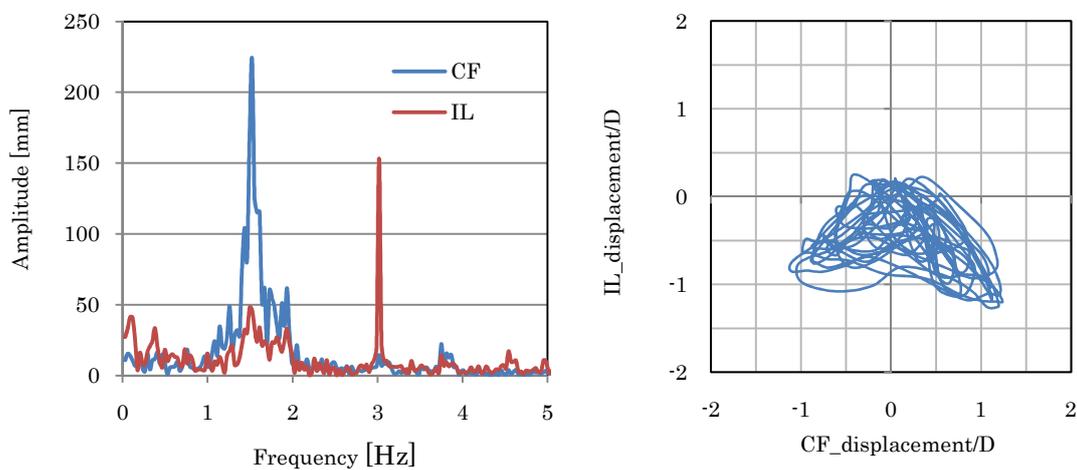


Fig.2.5.4.7 Peak frequency and cylinder trajectory variation ($U_r = 6.7$, $a = 180$ rpm)

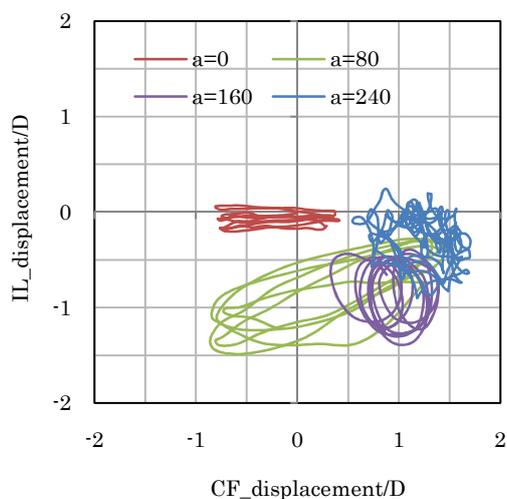


Fig.2.5.4.8 Cylinder trajectory variation with rotational speed ($U_r = 8.5$)

2-5-5 一様流速と回転速度を固定する場合

ここでは一様流速と回転速度を固定、つまり α を固定した状態で張力を変化させていった場合の結果を示す。それぞれのパラメータにおける周波数特性、キャリブレーションポイントの軌跡、変位量については付録3に示してある。

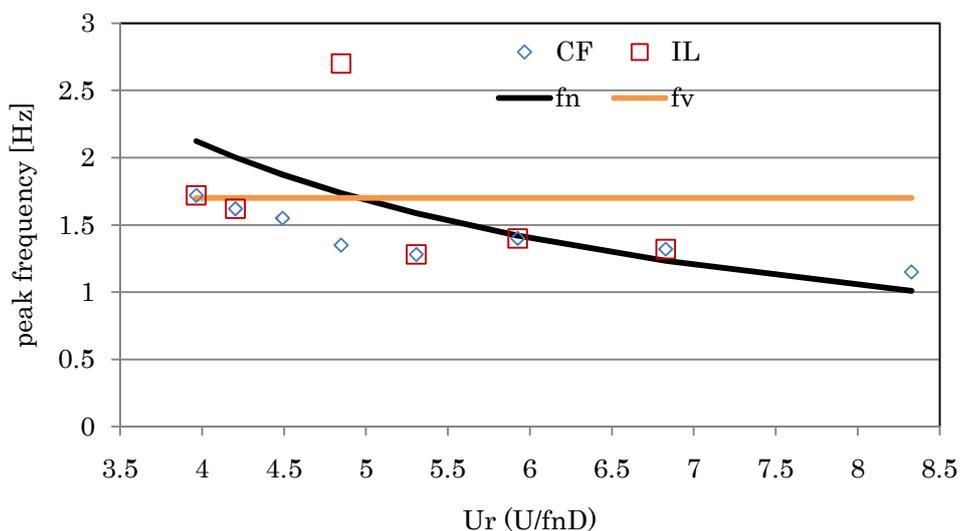


Fig 2.5.5.1 Peak frequency at $\alpha=0$

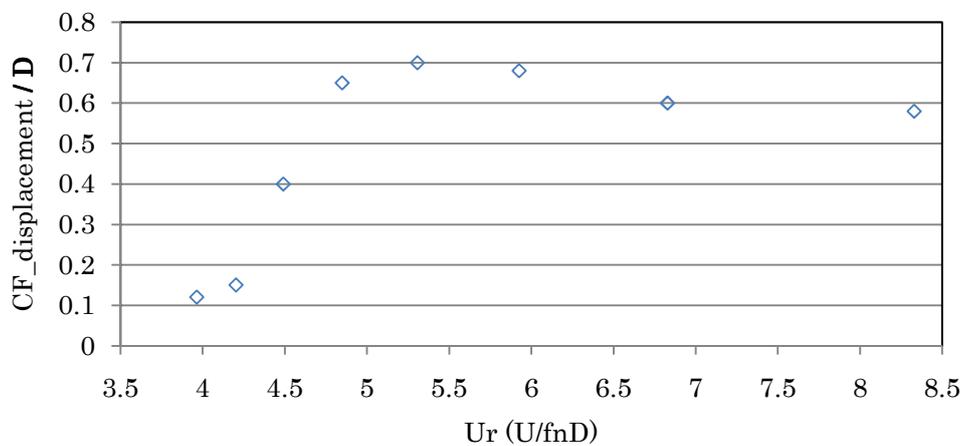


Fig 2.5.5.2 Oscillation amplitude at $\alpha=0$

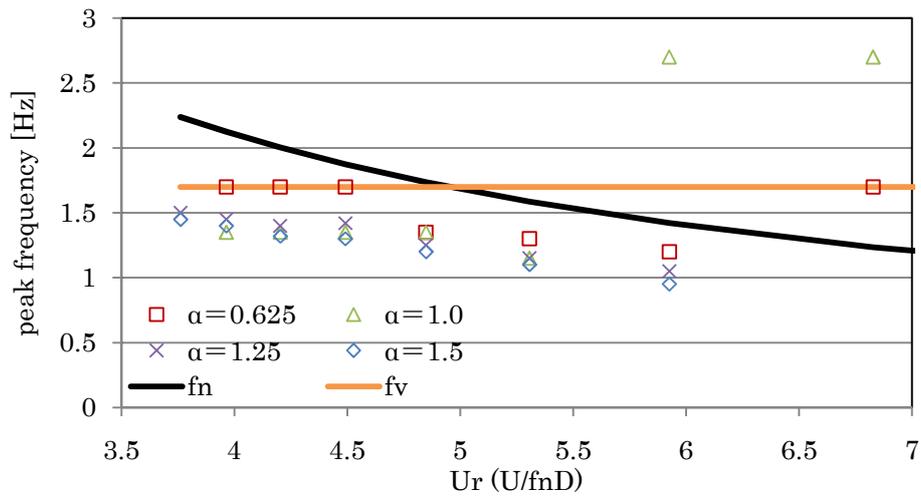


Fig 2.5.5.3 CF peak frequency variation with Reduced Velocity

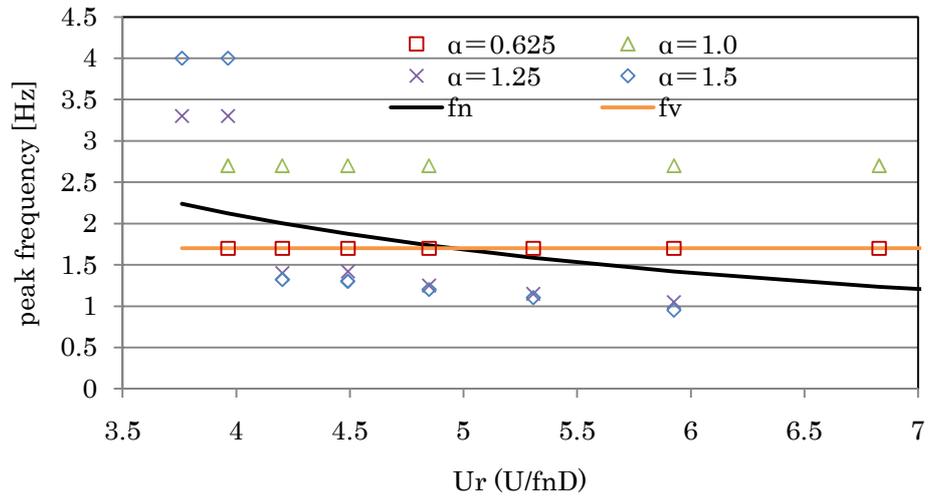


Fig 2.5.5.4 IL peak frequency variation with Reduced Velocity

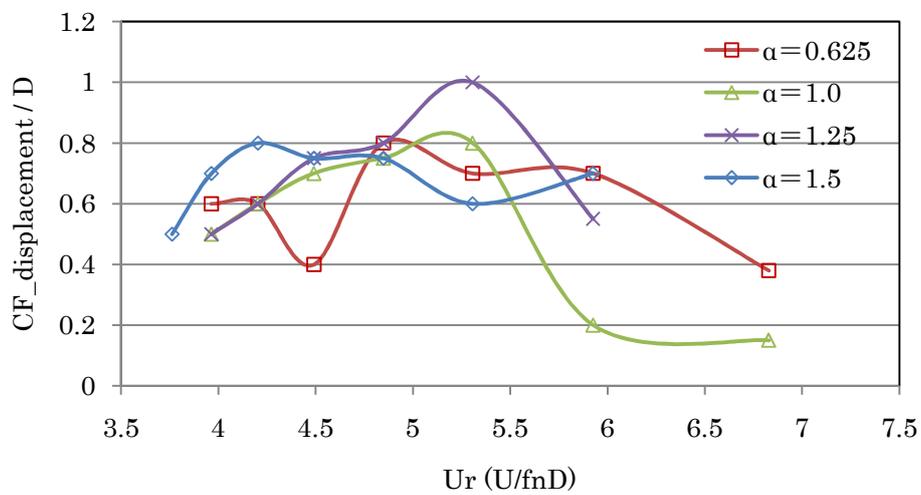


Fig 2.5.5.5 CF oscillation amplitude variation with Reduced Velocity

まず $\alpha=0$ の時について考える。Fig 2.5.5.1 に CF および IL 方向のピーク周波数を、Fig 2.5.5.2 に CF 方向の平均振幅を示した。換算流速が小さい、 $U_r = 3.9, 4.2$ の時、CF 方向の振幅は小さく、CF、IL 方向共にその振動数は渦発生周波数と一致している。この領域を非ロックイン領域という。この時、構造物は概ね CF 方向を長辺とする楕円形を描く。ここから換算流速が大きくなるにつれて CF 方向の変位が大きくなり、構造物の一次モード固有周期と固定構造物からの渦放出周期が等しくなる一時モード共振点に最も近い、 $U_r = 5.3$ の時その値が最大となる。さらに換算流速を上げていくと CF と IL 方向の双方がロックインした状態になり、固有振動数に支配される。この時 CF 方向の振幅はシリンダー直径の 0.6 倍ほどの値で一定となっている。その時、構造物は基本的に楕円形を描くが、IL 方向に CF 方向のピーク振動数の 2 倍の成分が出ているときは”8”の字型になる。

次に回転を与えた時について考える。Fig 2.5.5.3 および Fig 2.5.5.4 に CF と IL 方向のピーク周波数を、Fig 2.5.5.5 に CF 方向の平均振幅を示した。

$\alpha=0.625$ の時、渦発生周波数と静水時における固有振動数は $f_v = f_r = 1.7$ で一定になっている。この時、換算流速が $U_r = 4.5$ 以下では CF のピーク周波数は回転周波数に一致している。 $U_r = 3.9, 4.2$ の時は $U_r = 4.4$ の時より振動振幅が大きくなっているのがわかるが、この回転周波数が支配する領域において、 $U_r = 3.9, 4.2$ では $f_r/f_n=1.2$ 付近となるため、回転周波数と固有振動数の共振が起きている可能性が考えられる。振動振幅が大きくなる、 $U_r = 4.8\sim 5.9$ の時には CF 方向は固有振動数に一致し、IL 方向は回転周波数に一致している。これはロックイン領域であると考えられるが、傾きは静水時の固有振動数を示す曲線に一致しているものの、その値は $0.3[\text{Hz}]$ ほど小さくなっているのがわかる。これは $\alpha=1.0, 1.25$ の時も同様であるが、構造物を回転させた時には付加質量係数が増加するため、固有振動数が下がったと考えられる。さらに換算流速を増加させ、 $U_r = 6.8$ になった時、CF 方向のピーク周波数は回転周波数、に再び一致する。 $\alpha=0$ の時には $U_r = 8.3$ の時までロックイン状態が続いた事から考えると、回転させるとロックイン領域が狭くなるという事も言える。

$\alpha=1.0$ の時、まず IL 方向は全て回転周波数に一致しているのがわかる。2-5-4 項では、換算流速が 5.0 付近で $0.3 < f_r/f_n < 1.4$ 付近の時は IL 方向の振動は回転周波数に支配すると述べたが、この結果はこれに一致している。次に CF 方向について見る。 $U_r = 4.5$ 以下の時は非ロックイン領域であり、 $S_t = 0.16$ にした時の渦発生周波数に一致している。この条件ではその値が回転周波数の 1/2 成分に一致したため、構造物は“く”の字のような軌跡や“8”の字のような軌跡を描く。IL 方向のピーク周波数が CF 方向の 2 倍になり、“く”の字のような軌跡や“8”の字のような軌跡を描くのはロックイン時と同様の傾向であり、CF 方向の振幅がこの領域においても大きく保たれているのはロックイン時と同様の振る舞いをしたためであると考えられる。 $U_r = 4.8\sim 5.3$ の時には CF 方向はロックイン領域に入り、その値は固有振動数に一致する。

$\alpha=1.25, 1.5$ の時、そのピーク周波数は CF、IL 方向ともに同じような特性を示す。まず CF 方向については $U_r = 3.8\sim 4.5$ の領域で渦発生周波数、 $U_r = 4.8\sim 5.3$ で固有振動数に一致する。IL は $U_r = 3.8\sim 4.0$ で回転周波数、 $U_r = 4.3\sim 4.5$ で渦発生周波数、 $U_r = 4.8\sim 5.9$ で固有振動数に一致する。

これらの結果からは回転比による、周波数特性の変化があまり見られなかった。本実験では、用いたテフロンパイプの径が小さかった事、流速を低く設定しすぎると、流速の時間変動が大きくなってしまうので、流速をあまり低くできなかった事により、回転比を大きくする事ができなかった。今後の研究展開として、回転比を大きくできるようなモデルを考える必要がある。また、2-5-4章では、換算流速が小さい時はCF方向、IL方向ともに回転周波数に一致すると述べたが、ここで示す結果はそれとは矛盾している。しかし、 $U_r = 3.8$ はCF方向のピーク周波数が回転周波数から渦発生周波数に変化するぎりぎりの領域であるという事も考えられる。同条件のもと、もっと換算流速を小さくした実験を行う必要がある。

第3章 数値シミュレーション

3-1 流体力学における数値シミュレーション

流体力学的な物理現象を数値解析的に把握し、工学分野へ応用するための CFD (Computational Fluid Dynamics) は、近年具体的実用への広がりを見せており、特に注目されている数値計算手法の 1 つである。空間上に格子を設定し、格子毎の流れの方程式の近似解を求めていく方法で、様々な流体問題に応じ格子生成方法が定式化されソフトウェアの形で提供されている。しかし、モデルのデザインにはしばしば CAD が用いられるが、CAD 形状モデルが複雑になるほど表面に作成する格子の数も増え、格子依存性も高くなる。そこで既存の Navier-Stokes 方程式に準拠した解法とは別な方法として格子ポルツマン法なども一定の成果を实らせつつある。この方法は空間格子という表面格子に比べればはるかに容易な解析計算のための前処理手法を導入する事によって、流体力学解析計算法を適用するものである。しかし、いずれにせよ、モデル形状を規定する空間や面を格子に分割して本来の偏微分方程式を適用する場合には、格子の決定方法に計算結果が依存するという事が問題となる。これらの格子は系統計算の繰り返しや、実験結果との比較により決定されるものであり、本研究のような回転円柱の VIV といったように既存のデータが少ない研究に適用するのは難しい。また、移動境界を扱う場合、時間ステップごとに格子の再設定を行わなければならない、計算時間も膨大となってしまう。そこで本研究では 2 次元領域において一様流中で回転する円筒構造物の VIV 応答を見るための数値解析計算法として離散渦法(DVM, Discrete Vortex Method)と呼ばれる方法を用いた。以下では離散渦法について述べる。

3-2 離散渦法 (DVM, Discrete Vortex Method)

3-2-1 離散渦法の概要

空間に固定された閉領域における場の情報量として流体の性質を把握していく手続きから導出される Navier-Stokes 方程式の扱い方とは異なり、離散渦法には流れ場に連続的に存在する渦度分布が経過時間とともにどのように変化していくかを観測していく Lagrange 的粒子追跡法が採用される。そのためには離散的な渦要素を導入し、空間に配置する事によって渦度分布を表現する事が必要となる。この手法では、一般的な数値解析計算に特有の計算格子を必要としないため、物体表面上での境界条件のみ設定すれば、後は渦要素の変化を自由境界内で追跡していく事により計算を行えるため、移動境界の取り扱いが必要な流れ場の解析に適した手法である。海洋掘削のためのドリルパイプに発生する VIV は、物体表面での剥離渦に起因する振動現象であるため、離散渦法の利用に適した流体関連振動問題と言える。また、離散渦法は基本的な数値計算アルゴリズムが簡明であり、差分法に基づく数値計算手法では必ず現れる大きなマトリックスを用いた反復計算をする必要性がないため、通常の形状設計で求められる時間経過範囲程度内での解は高精度でかつ高速に得る事ができるという利点がある。

本研究で用いる離散渦法は、chorin が提案した RDVM (Random Discrete Vortex Method) をベースにしている。離散渦法の支配方程式は(3.2.1.1)式の Navier-Stokes 方程式に回転を取って得られる渦度方程式であるが、この渦度方程式を直接解いて、円筒に働く流体力を求めてはいない。

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \mathbf{q} \cdot \nabla \mathbf{q} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{q} \quad (3.2.1.1)$$

ここで、 \mathbf{q} は流体運動の速度ベクトル、 ∇p は圧力勾配、 ν は粘性係数である。

次節では、離散渦法において 2 次元固定円筒に働く流体力を求める手順を示す。

3-2-2 手順

離散渦法の手順の概要は以下の通りである。

- ① 円筒表面の任意の数の円筒表面要素に渦シートを作る。
- ② ある点の円筒表面速度を全ての渦シートによる誘起速度と、一様流速から求める。
- ③ 円筒表面における No-slip 条件を用いて全ての渦強さを求める。
- ④ 渦シートを同じ強さの循環を持つフリー渦要素として法線方向に移動、移流、拡散させる。
- ⑤ 円筒表面に新たな渦シートを作る。
- ⑥ 円筒表面速度を全ての渦シート、渦要素による誘起速度と、一様流速から求める。
- ⑦ ③～⑥をくり返す。

次項から、その手順について詳しく述べていく。

3-2-2-1 円筒表面の渦分布

境界要素法を用いて物体境界での No-slip 条件を満たすように円筒表面での渦度を求める。No-slip 条件とは物体表面での流速が円筒接線、法線方向ともにゼロとなる事に他ならない。このとき用いる 2 次元任意形状を有する完全流体の準定常流れ場における境界積分方程式の離散型は以下のようなものである。

$$\sum_{n=1}^M K(s_m, s_n) \gamma(s_n) = -(U_\infty \cos \beta_m + V_\infty \sin \beta_m) - \sum_{j=1}^Z \Delta \Gamma_j (U_{mj} \cos \beta_m + V_{mj} \sin \beta_m) \quad (3.2.2.1)$$

ここで $K(s_m, s_n)$ は要素 s_n の渦シートにより要素 s_m に誘起される単位渦度あたりの接線方向流速、 U_{mj} 、 V_{mj} はそれぞれフリー渦要素 j により要素 s_m に誘起される単位渦度あたりの流速である (Fig3.2.1.1)。 (U_∞, V_∞) は流れの流速、 β_m は円筒表面要素 s_m の傾斜角、 M は円筒表面要素の数、 $\gamma(s_n)$ は円筒表面要素 s_n に分布する渦シートの渦度、 Z は流体空間中のフリー渦要素の数、 $\Delta \Gamma_j$ はフリー渦要素の循環である。

$$K(s_m, s_n) = \begin{cases} \frac{\Delta s_n}{2\pi} \left(\frac{(x_m - x_n) \sin \beta_n - (y_m - y_n) \cos \beta_n}{(y_m - y_n)^2 + (x_m - x_n)^2} \right) & m \neq n \\ -\frac{1}{2} & m = n \end{cases} \quad (3.2.2.2)$$

$$U_{mj} = \frac{1}{2\pi} \frac{y_m - y_j}{(y_m - y_j)^2 + (x_m - x_j)^2} \quad (3.2.2.3)$$

$$V_{mj} = -\frac{1}{2\pi} \frac{x_m - x_j}{(y_m - y_j)^2 + (x_m - x_j)^2} \quad (3.2.2.4)$$

運動する円筒に対する流体力解析は、固定円筒に対する流体力解析に、円筒運動による円筒に対する流体の遠方での相対流速の変動を考慮すれば良い。(3.2.2.1)式を用いて円筒表面渦

シートの渦度を求めるとき、拘束条件として次の渦循環保存式を加える。

$$\sum_{N=1}^M \gamma(s_n) \Delta s_n + \sum_{j=1}^Z \Delta \Gamma_j - \Gamma_{circ} = 0 \quad (3.2.2.5)$$

ここで、 Γ_{circ} は計算中に消散及び消滅させたフリー渦要素の循環の和である。

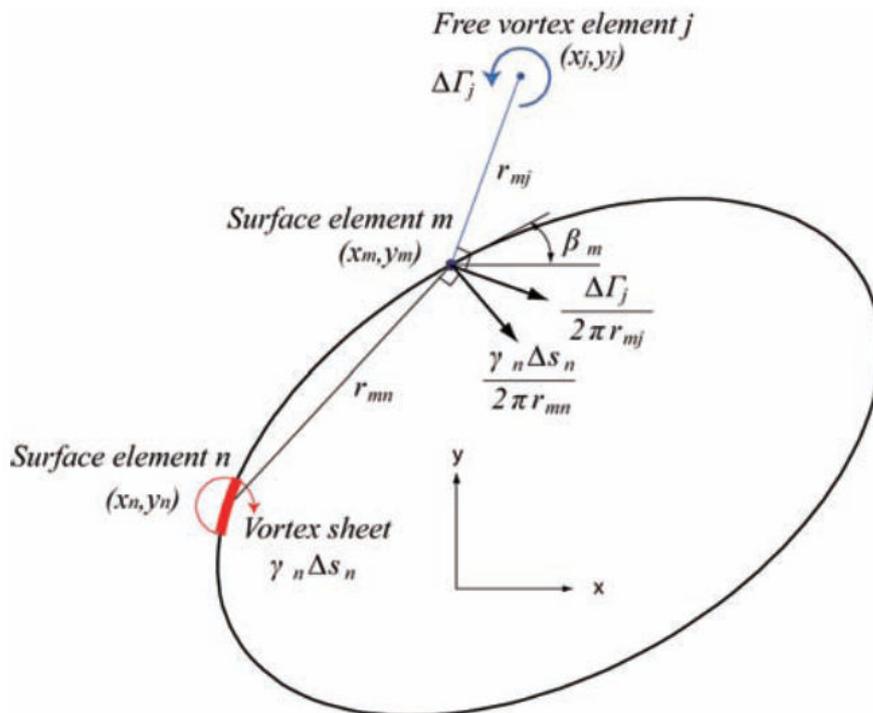


Fig3.2.2.1 円筒表面要素の渦シートとフリー渦要素による誘起速度[Rheem,2008]

3-2-2-2 フリー渦要素の生成、移流、拡散

流体の流れ中に置かれる物体表面からは、物体の粘性に起因する渦が剥離する。渦の剥離は物体形状、流速勾配などに影響されるため、渦が剥離する場所を特定することは非常に困難である。本研究の離散渦法では、計算ステップごとに (3.2.2.1) 式で求めた円筒表面要素の渦度と同じ強さ $\Delta\Gamma_m = \gamma(s_m)\Delta s_m$ を持つフリー渦要素を円筒表面付近に生成させる。それにより計算ステップごとに円筒表面要素と同じ数のフリー渦要素が生成される。生成されたフリー渦要素は流体の流れ、円筒、他のフリー要素の影響により、移流、拡散する。Fig3.2.2.1は円筒表面要素に生成した渦シートがフリー渦として移流する様子を概念図にしたものである。

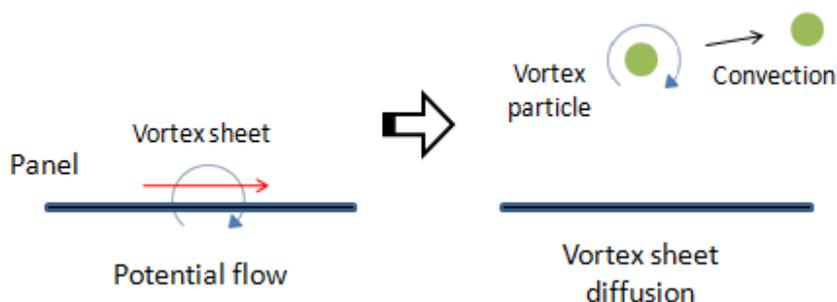


Fig3.2.2.2 フリー渦要素の生成、移流

次にフリー渦要素の移流について述べる。あるフリー渦要素の速度は他のフリー渦要素からの誘起速度と一様流速、回転によって誘起される速度を足し合わせる事によって求められる。あるフリー渦要素 k の x 軸方向の速度を $\mathbf{v}_{x,k}$ とすれば、(3.2.2.3) 式を用いて

$$\mathbf{v}_{x,k} = \sum_{j=1}^Z \Delta\Gamma_j U_{jk} + U_{\infty} + \Gamma_0 U_{0k} \quad (3.2.2.6)$$

ここで、 Γ_0 は回転によって発生する循環、 U_{0k} は原点 (x_0, y_0) からフリー渦要素 k に誘起される速度で (3.2.2.3) 式に従う。回転によって発生する循環の強さは、円筒表面における回転速度を円周にそって積分する事によって得られ、

$$\Gamma_0 = 2\pi r^2 \omega \quad (3.2.2.7)$$

と表される。ここで、 ω は円筒の回転角速度である。本研究では、この Γ_0 の強さを持つ循環が円の中心に常に存在するものとして計算を行っている。

フリー渦要素の移流ベクトルは(3.2.2.6)式から求められた速度をオイラーの式に代入する事によって求められる。オイラーの式は以下の通り。

$$\mathbf{x}(t + \Delta t) = \mathbf{x}(t) + \mathbf{v}(\mathbf{x}(t), t) \cdot \Delta t \quad (3.2.2.8)$$

本研究ではこの常微分方程式を4次のRunge-Kutta法を用いて解く。(3.2.2.8)式の解は以下の計算によって得られる。

$$\begin{aligned}
k_1 &= \Delta t \cdot \mathbf{v}(t, \mathbf{x}(t)) \\
k_2 &= \Delta t \cdot \mathbf{v}\left(t + \frac{1}{2}\Delta t, \mathbf{x}(t) + \frac{k_1}{2}\right) \\
k_3 &= \Delta t \cdot \mathbf{v}\left(t + \frac{1}{2}\Delta t, \mathbf{x}(t) + \frac{k_2}{2}\right) \\
k_4 &= \Delta t \cdot \mathbf{v}(t + \Delta t, \mathbf{x}(t) + k_3) \\
\mathbf{x}(t + \Delta t) &= \mathbf{x}(t) + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)
\end{aligned} \tag{3.2.2.9}$$

また、粘性拡散は拡散式の解が $\sqrt{2ut}$ の標準偏差を持つ確率密度関数と同様であることから、random walk 方法を用いて表す。

3-2-2-3 円筒に働く流体力

円筒に働く流体力は円筒表面の流体流速の時間変動をベルヌーイ方程式と同様の考えで求めた円筒表面圧力の積分から求める。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \mathbf{q}^2 + \frac{P}{\rho} = \text{const} \tag{3.2.2.10}$$

ここで円筒表面要素 s_m に働く圧力 P_m に関し、

$$P_m = P_{1m} + P_{2m} \tag{3.2.2.11}$$

を用いると(3.2.2.10)式は以下のように分解される。

$$P_{1m} = -\rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - c \right) \tag{3.2.2.12}$$

$$P_{2m} = -\frac{1}{2} \rho \mathbf{q}^2 \tag{3.2.2.13}$$

(3.2.2.12)式の両辺を s で偏微分すると、要素 s_m 上の圧力勾配が得られる。

$$\frac{\partial P_{1m}}{\partial s} = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial s} \right) = -\rho \frac{\partial q}{\partial t} = -\rho \frac{\gamma(s_m)}{\partial t} \tag{3.2.2.14}$$

$$\Delta P_{1m} = -\rho \frac{\gamma(s_m) \Delta s_m}{\partial t} = -\frac{\rho}{dt} \Delta \Gamma_m \tag{3.2.2.15}$$

また、ある要素 s_m にかかる P_{1m} の、ある基準点に対する相対値は次のようになる。

$$P_{1m} = P_0 + \sum_{n=1}^M \Delta P_n = P_0 - \frac{\rho}{dt} \sum_{n=1}^M \gamma(s_n) \Delta s_n \tag{3.2.2.16}$$

(3.2.2.13)式は次のように書ける。

$$P_{2m} = -\frac{1}{2} \rho \mathbf{q}^2 = -\frac{1}{2} \rho (\gamma(s_m) + r\omega)^2 \tag{3.2.2.17}$$

3-2-2-4 フリー渦要素の消散、融合、消滅

流体中の渦はエネルギーの供給がないと徐々に弱くなるはずである。しかし、RDVM では渦の強さを弱める過程がないため、人為的に渦のエネルギーを消散させる必要がある。また、計算ステップごとにフリー渦要素の数が増えるため、計算が進むにつれて計算負荷が増大する。離散渦法では、領域中のフリー渦要素の数を抑えるため、隣接するフリー渦要素同士を融合させたり、有限の計算空間を設けて計算空間外のフリー渦要素を消滅させる。

離散渦法による円筒に働く流体力の数値解析における重要な外部入力パラメータとしては、円筒表面要素の数、時間ステップの大きさ、フリー渦要素の生成場所、フリー渦要素のエネルギー消散率、渦要素の融合距離、計算空間の広さが挙げられる。まず、時間ステップについては、本研究では VIV 応答解析に重点を置き、円筒での渦剥離周期 T_V の 50 分割程度の時間ステップ($dt \equiv T_V/50$)とした。また、計算ステップごとに円筒表面要素付近に新たなフリー渦が生成されることから計算時間ステップと流れの流速の積が円筒表面要素の大きさと等しくなるように要素分割を行った。

$$U_\infty dt = \Delta s \quad (3.2.2.18)$$

$$M = \frac{\pi D}{\Delta s} = \frac{\pi D}{U_\infty dt} = \frac{\pi S_t T_V}{dt} \quad (3.2.2.19)$$

ここでストローハル数 S_t は円筒後方に発生する渦発生周期を支配する無次元パラメータであり、

$$S_t = \frac{f_V D}{U_\infty} = \frac{D}{T_V U_\infty} \quad (3.2.2.20)$$

と表され、 $4 \times 10^2 < Re < 2 \times 10^5$ の範囲においては $S_t = 0.2$ となる。この関係を 1m/sec の一様流中に置かれる直径 $D=1\text{m}$ の円筒に適用すると渦の剥離周波数 f_V は 0.2Hz となり、円筒表面要素の数は 32、時間ステップは約 0.1 秒となる。

円筒表面の渦度分布からフリー渦要素を生成して流体空間に放すとき、フリー渦要素は円筒表面要素の中心点から法線方向のある高さに生成する。円筒表面に発生した渦の強さ $\Delta\Gamma_m$ は円筒表面の速度に表面要素の大きさをかけたものであるから

$$\Delta\Gamma_m = v_{s_m} \Delta s \quad (3.2.2.21)$$

となる。フリー渦要素の円筒表面要素の中心点からの距離を ε とすると、フリー渦要素 m が近傍の円筒表面要素に与える誘起速度 $-\frac{\Delta\Gamma_m}{2\pi\varepsilon}$ と円筒表面速度 v_s の和は No-slip 条件よりゼロとなり、(3.2.2.21)式より

$$-\frac{v_{s_m} \Delta s}{2\pi\varepsilon} + v_{s_m} = 0 \quad (3.2.2.22)$$

となる。上式を解くと

$$\varepsilon = \frac{\Delta s}{2\pi} \quad (3.2.2.23)$$

を得られる。

計算進行中にフリー渦要素の生成予定場所付近に、既に別のフリー渦要素が存在すること

が考えられる。本研究ではフリー渦要素同士が隣接する場合、これらのフリー渦要素らを1つのフリー渦要素に融合させている。フリー渦要素の生成予定場所からフリー渦要素の融合距離より近い場所に既にフリー渦要素が存在する場合には、新たにフリー渦を生成せずに、生成予定の渦の強さを既存のフリー渦要素に与える事とした。このフリー渦の融合距離については先と同様の考え方により、 ε を用いた。

また、フリー渦が円筒構造物表面に近づいた時にも人為的に離す必要がある。あるフリー渦要素 m が円筒表面に与える誘起速度は前述の通り $-\frac{\Delta\Gamma_m}{2\pi r}$ となるが、 $r \ll 1$ となる場合、その絶対値が他のフリー渦からの誘起速度に比べて相対的に飛びぬけて大きくなってしまいうからである。そこで本研究では円筒表面から一定の距離に近づいたフリー渦を反射させる処理を行うが、これもフリー渦の生成高さと同じ概念により、 ε を用いるのが妥当であると考えられる。しかし、この値を用いた場合、渦シートからフリー渦要素に変化した次のステップにおいてフリー渦は物体表面に近づく動きが不可能となってしまうので後流渦列の分布に影響をきたす事が考えられる。本研究ではフリー渦が円筒表面から 0.9ε 以内の距離になった時に反射させる事とした。

次にフリー渦要素強さの消散率について考える。上述の通り、時間ステップごとにフリー渦の強さを人為的に低減させていくが、本研究では、円筒中心からの計算領域を $50D$ 以内とし、フリー渦要素が計算領域の外に達した時、エネルギーがなくなるよう、フリー渦要素の渦エネルギー消散率を以下のように設定した。

$$\Delta\Gamma_j^{t+dt} = \Delta\Gamma_j^t(1 - DR) \quad (3.2.2.24)$$

$$N = \frac{50D}{U_\infty dt} \quad (3.2.2.25)$$

$$(1 - DR)^N = 0.01 \quad (3.2.2.26)$$

また、渦要素の数は渦シート、フリー渦を合わせて 4000 個を上限と設定した。計算過程において上限を上回った場合、中心からの距離が遠いものから順に消滅させている。渦要素の数、計算領域、フリー渦を反射させる距離などのパラメータについては、Rheem(2008)を参考に設定した。

3-2-2-5 円筒の振動

本研究では円筒の振動の表現に Fig3.2.2.3 のような片持ち梁のモデルを用いた。この時、移動量は以下のようなニュートンの運動方程式に従う。

$$m\ddot{x} + kx = \mathbf{F}(t) \quad (3.2.2.27)$$

ここで m は物体の質量、 k はばね定数、 $\mathbf{F}(t)$ は物体に働く流体力である。本研究では円筒の付加質量係数を 1.0 としている。

ばね定数はフックの法則に従い、物体の固有振動数 f_N を用いて以下のように表す。

$$k = (2\pi f_N)^2 m \quad (3.2.2.28)$$

流体力は(3.2.2.11)式で求められた円筒表面要素に働く圧力を円周に沿って積分したものである。

$$\mathbf{F}(t) = \sum_{m=1}^M \mathbf{P}_m(t) \Delta s \quad (3.2.2.29)$$

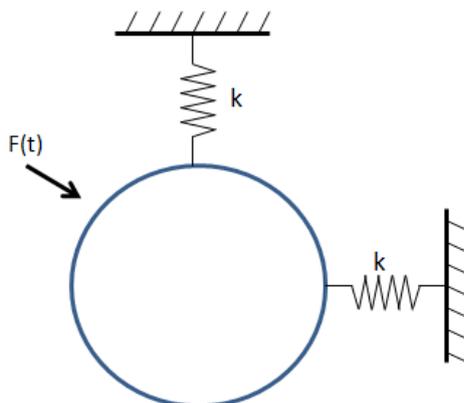


Fig3.2.2.3 円筒の振動モデル

3-3 結果

3-3-1 円柱を固定した場合

まずは円柱を流れ鉛直、水平方向に固定した状態で離散渦法を適用し、回転のない場合、回転を加えた場合の双方について解析を行い、先行研究と比較する事にした。

以下では流速を $U=1[\text{m/sec}]$ 、円柱直径を $D=1[\text{m}]$ とし、流れ鉛直、水平方向に固定した円筒に働く流体力の時間変動と、十分時間が経過した時のフリー渦要素の空間分布を $\alpha = 0 \sim 5$ について示す。流れは IL の正方向、つまり紙面左側から右側に流れており、回転は時計周りに与えた。物体に働く流体力の表現には次式によって求められる抗力係数 C_D と揚力係数 C_L を用いる。

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho D U_\infty^2} \quad (3.3.1.1)$$

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho D U_\infty^2} \quad (3.3.1.2)$$

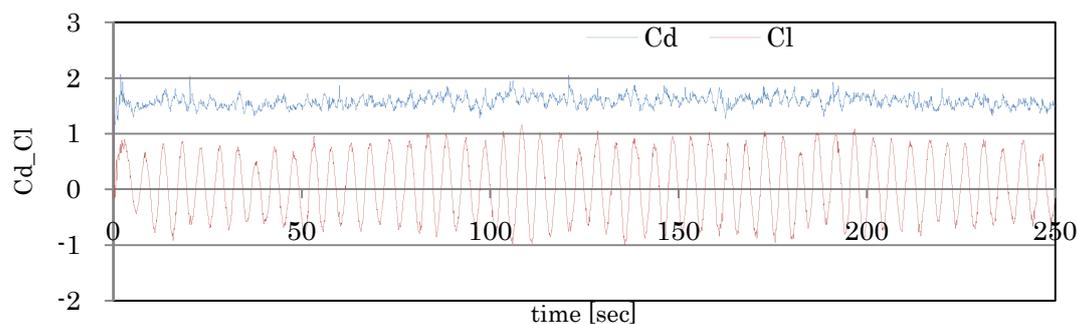


Fig.3.3.1.1 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 0$

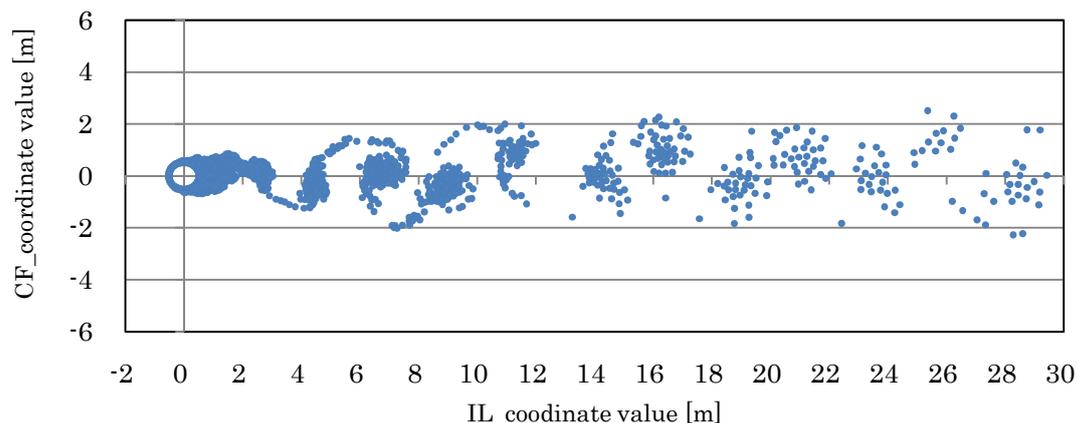


Fig.3.3.1.2 Free vortex element distribution at $\alpha = 0$

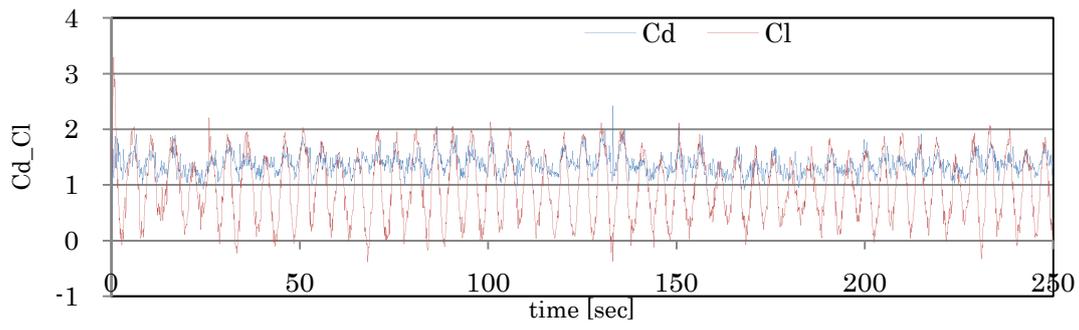


Fig.3.3.1.3 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 1$

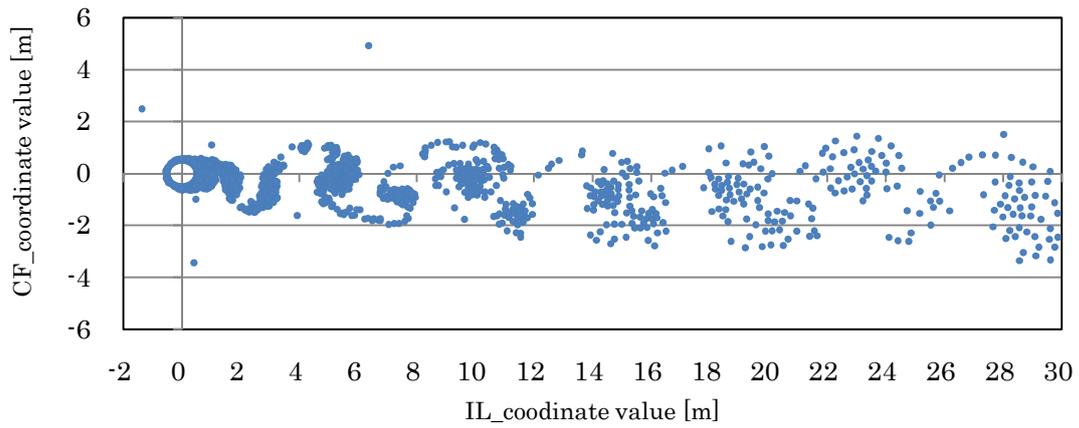


Fig.3.3.1.4 Free vortex element distribution at $\alpha = 1$

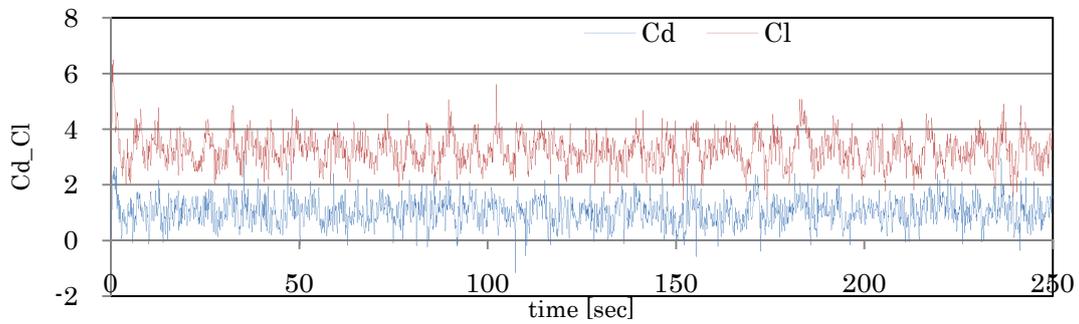


Fig.3.3.1.5 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 2$

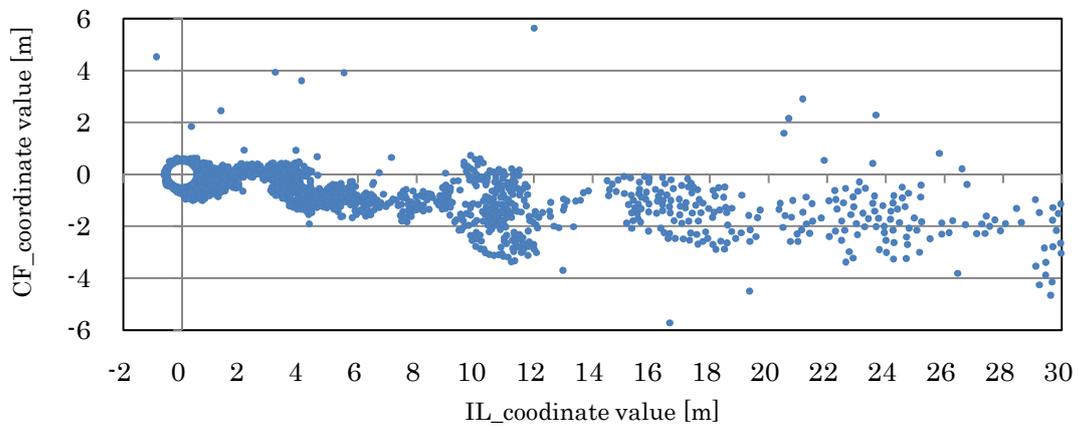


Fig.3.3.1.6 Free vortex element distribution at $\alpha = 2$

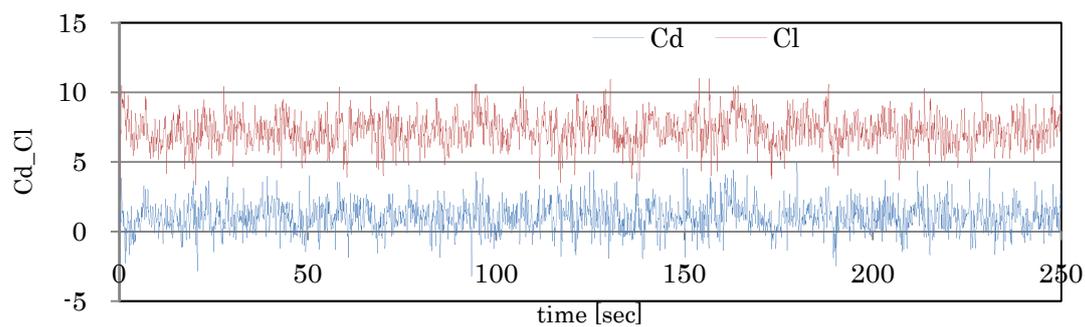


Fig.3.3.1.7 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 3$

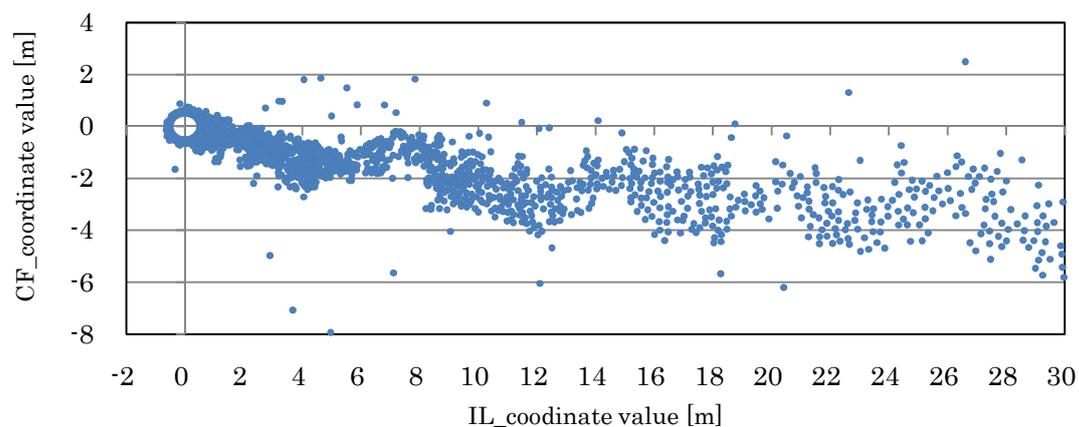


Fig.3.3.1.8 Free vortex element distribution at $\alpha = 3$

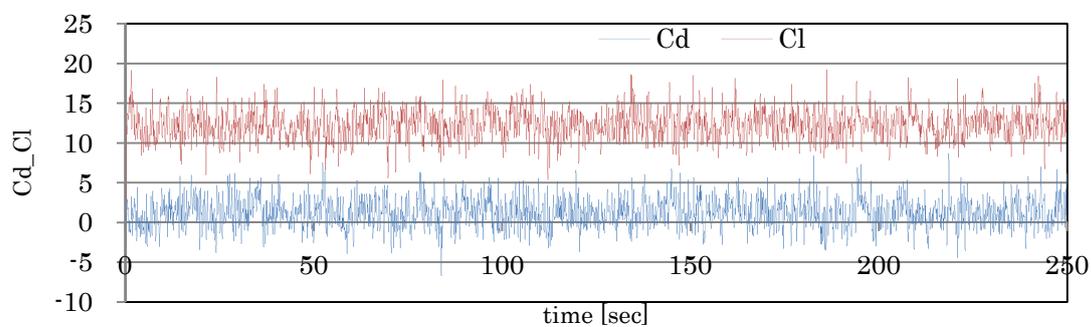


Fig.3.3.1.9 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 4$

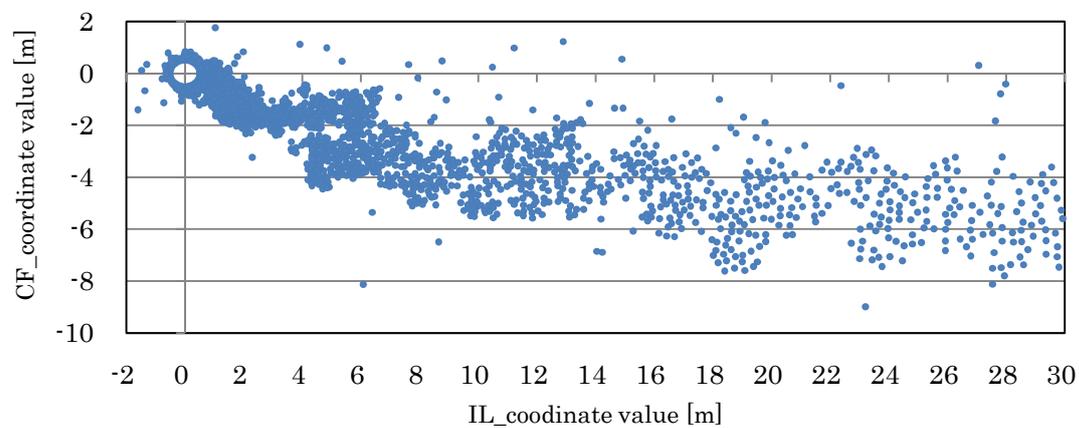


Fig.3.3.1.10 Free vortex element distribution at $\alpha = 4$

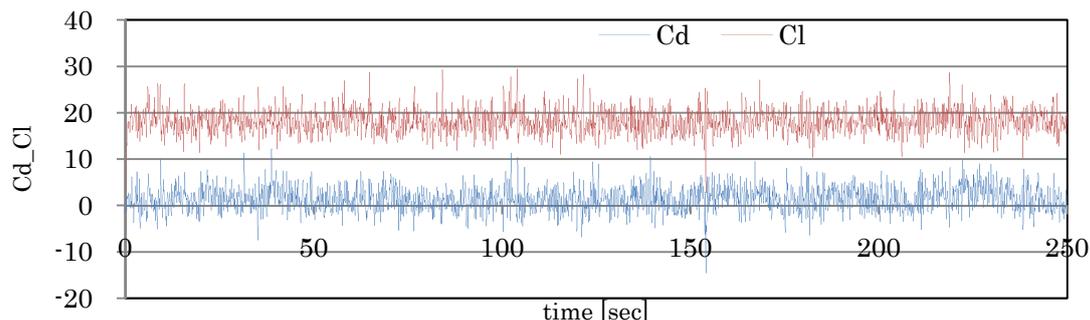


Fig.3.3.1.11 Time history of hydrodynamic force on 2D cylinder at $\alpha = 5$

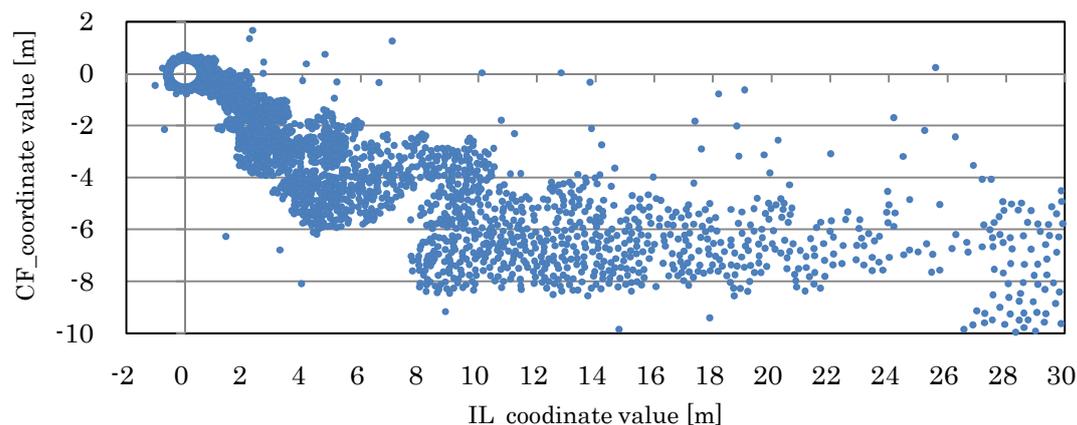


Fig.3.3.1.12 Free vortex element distribution at $\alpha = 5$

Fig.3.3.1.1,3.3.1.2 は回転のない場合についての結果を示している。これを見ると、完全流体中の 2次元計算であるため、平均抗力係数が 1.58、揚力の RMS が 0.56 と大きい、ストローハル数は 0.2 となっており、従来の流れ中に固定された回転円柱に対する実験結果と近い値となっている。完全流体中での計算でありながら渦剥離の影響を表現できる事が離散渦法の最大の特徴である。回転速度をあげていくと循環が発生するので、 C_L は上昇、 C_D は低下していくのがわかる。渦度分布は回転方向に移動していき、 $\alpha > 2$ になるとカルマン渦列の構造が崩れているのもわかる。これらと Mittal and Kumar (2001)の結果を C_L, C_D の時間平均値が α によってどう変化するかについて比較したのが Fig.3.3.1.13 である。ここで図中の potential flow なる点線は、完全流体中における C_L の理論値であり、次式で表される。

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho D U_\infty^2} = 2\pi \cdot \alpha \quad (3.3.1.3)$$

$$F_y = \rho U_\infty \Gamma \quad (3.3.1.4)$$

ここで Γ は回転により円筒に発生する循環であり、円筒表面での回転速度を円周にそって積分する事により、以下の式で表せる。

$$\Gamma = 2\pi r^2 \omega \quad (3.3.1.5)$$

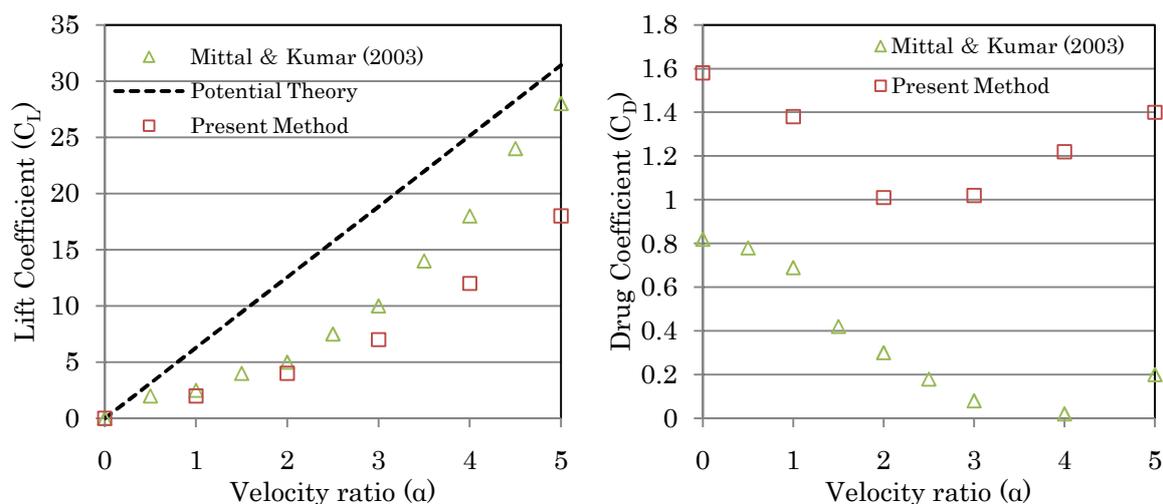


Fig.3.3.1.13 Lift and Drag coefficients in 2-D rotating cylinder

Fig.3.3.1.13を見ると、先行研究と比較して C_L については値が小さく、 C_D については値が大きくなっているのがわかる。特に α が大きくなるとその差は大きくなる。これは本研究で提案するRDVMにおいては空間上に存在するフリー渦要素の数を4000個を上限とし、それを超えた場合円筒中心から遠いフリー渦要素から消滅させる計算過程に原因があると思われる。 $\alpha=4.0$ 付近から円柱の流れ前方に回り込む渦要素が発生しており、円筒後方の流れから見て右後方に存在するフリー渦要素よりも、流れ後方に回り込んだ渦要素からの影響が強くていているため、 C_D が高い値になったと考えられる。しかし、その値自体に差はあるものの、 α を上昇させていった時、 C_D, C_L の変化の傾向としては同等のものになっているのがわかる。特に本研究では回転円筒構造物のVIV応答特性を見る事が目的であり、振動振幅の大きさを詳細に解析するアルゴリズムの構築はその目指すところではない。この観点から考えれば、回転速度による構造物に付加する流体力の変化の傾向を掴む事が可能な離散渦法は本研究においては十分実用的な手法であると言える。

3-3-2 回転のない円柱の VIV 応答

この項では $U=1[\text{m/sec}]$ の一様流に $D=1[\text{m}]$ の 2 次元円を配置し、Fig3.2.2.3 のようなモデルを用いて回転を与えずに振動させた時の結果を示す。この時、 $U_r = 1 \sim 10$ となるように、固有振動数を $F_n = 1.0 \sim 0.1[\text{Hz}]$ まで $0.1[\text{Hz}]$ 刻みで変化させる。

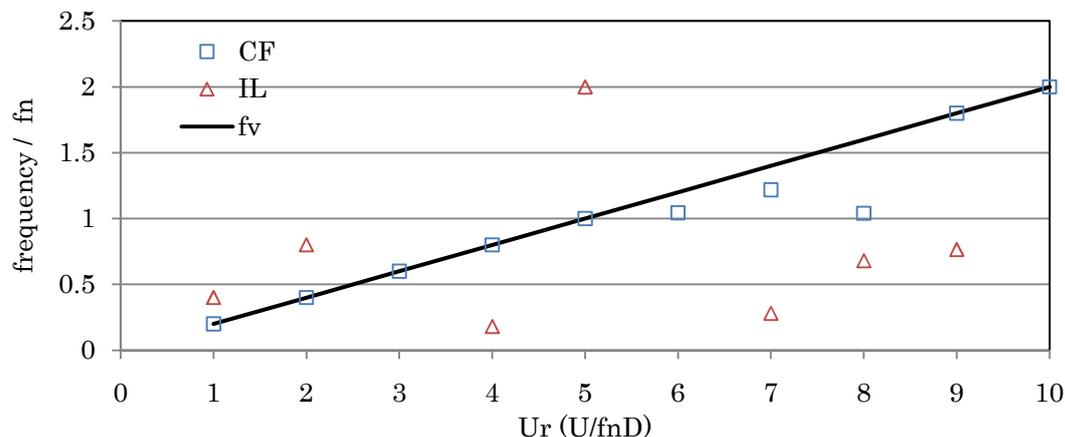


Fig.3.3.2.1 Peak frequency variation with Reduced Velocity

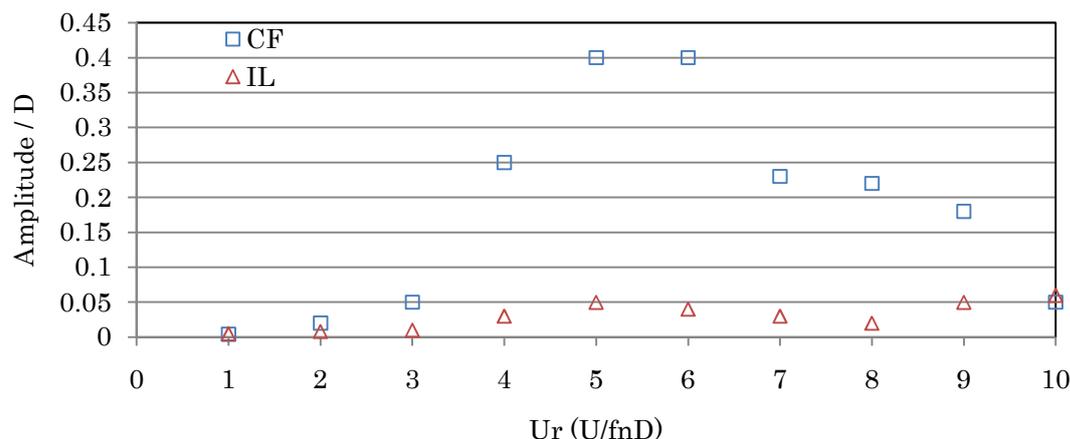


Fig.3.3.2.2 Oscillation amplitude variation with Reduced Velocity

Fig.3.3.2.1 は換算流速によるピーク周波数の変化を示したものであり、 $U_r = 5$ まではCF方向のピーク周波数が渦発生周波数に一致し、 $U_r = 5 \sim 8$ までは固有振動数に一致しているのがわかる。 $U_r = 9$ になるとそのピーク周波数はジャンプし、渦発生周波数に再び一致する。 $U_r = 5$ のときなどはIL方向のピーク周波数はCF方向の2倍の値を取る。Fig.3.3.2.2 は換算流速による平均振動振幅の変動を示したもので、 $U_r = 5 \sim 6$ のロックイン時にはCF方向の振動振幅が特に増大している様子がわかる。これらはVIVの最も重要な特徴そのものであり、本研究で用いた解析手法の有効性を示している。この結果と、Fig.2.5.3.1, 2.5.3.2 に示した本実験結果をCF方向のピーク周波数と平均振幅について比較した。その様子はのFig.3.3.2.2, 3.3.2.3 に示す。

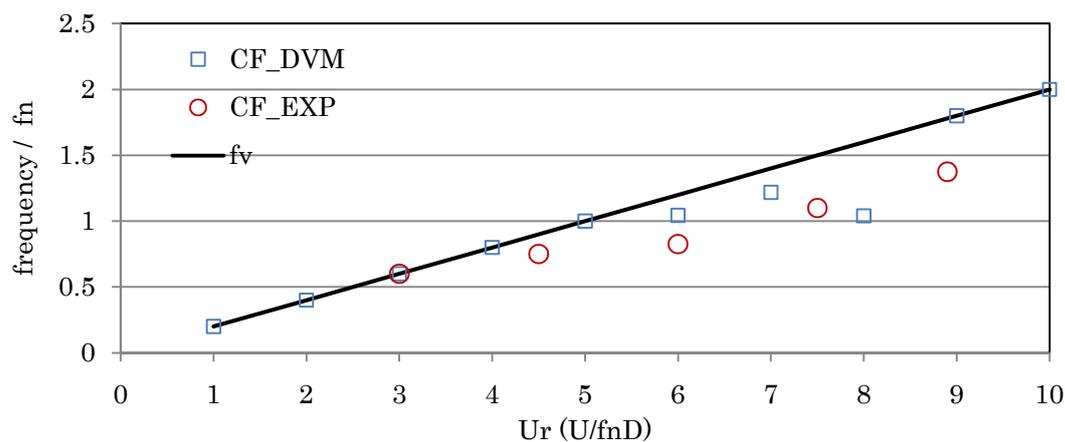


Fig.3.3.2.3 Peak frequency variation with Reduced Velocity

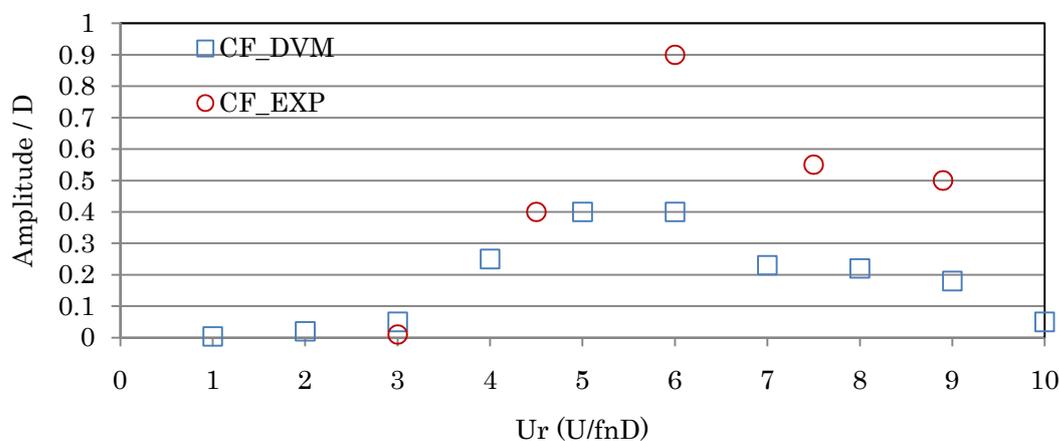


Fig.3.3.2.4 Oscillation amplitude variation with Reduced Velocity

ピーク周波数については Fig.3.3.2.3 から実験結果と数値シミュレーション結果がほとんど一致しているのがわかる。実験結果の方が、DVM による結果よりロックイン時のピーク周波数が若干小さくなっているのは実験では流速を与える事により固有振動数が低下した事が原因と考えられる。Fig.3.3.2.4 を見ると、平均振幅についてはピーク時の振幅の大きさこそ異なるもののその傾向としては同様のものになっている事がわかる。これらの結果からも本解析方法は、その値自体には大小があるものの VIV 応答特性の傾向を掴むには十分に実用的であると言える。

3-3-3 回転円柱の VIV 応答

この節では $U=1[\text{m/sec}]$ の一様流下で $D=1[\text{m}]$ の 2 次元円に対し回転を与えた場合に、Fig3.2.2.3 のようなモデルを用いて振動させた時の結果を示す。ここで $U_r = 5$ とし、この下で $\alpha = 0 \sim 13$ まで変化させていく。以下では C_D 、 C_L の時間変動、十分時間がたった後の円筒中心座標の軌跡、フリー渦要素の空間分布を記す。ここでは 3-2-1 と同様に、計算時間は 250[sec]、軌跡については 200~250[sec] の 50 秒間、フリー渦要素は 250[sec] 後の分布である。流速は紙面左から右、回転は時計周りに与える。

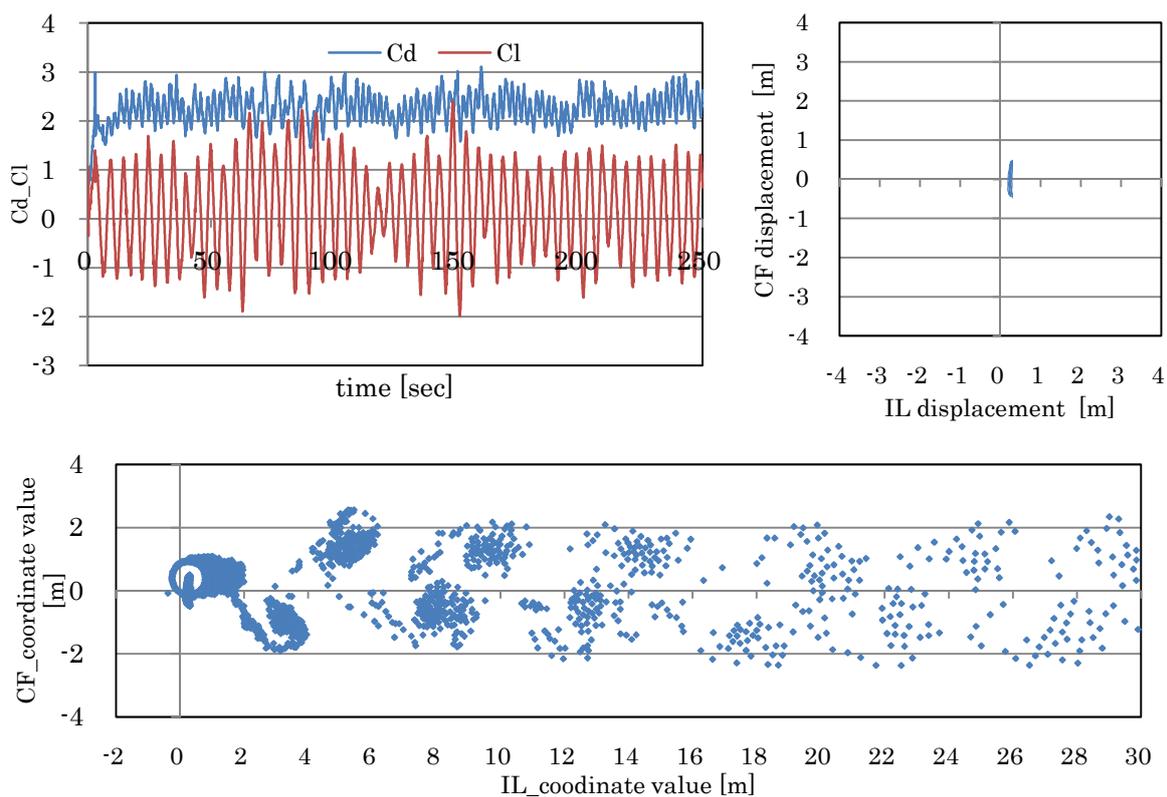


Fig.3.3.3.1 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=0$

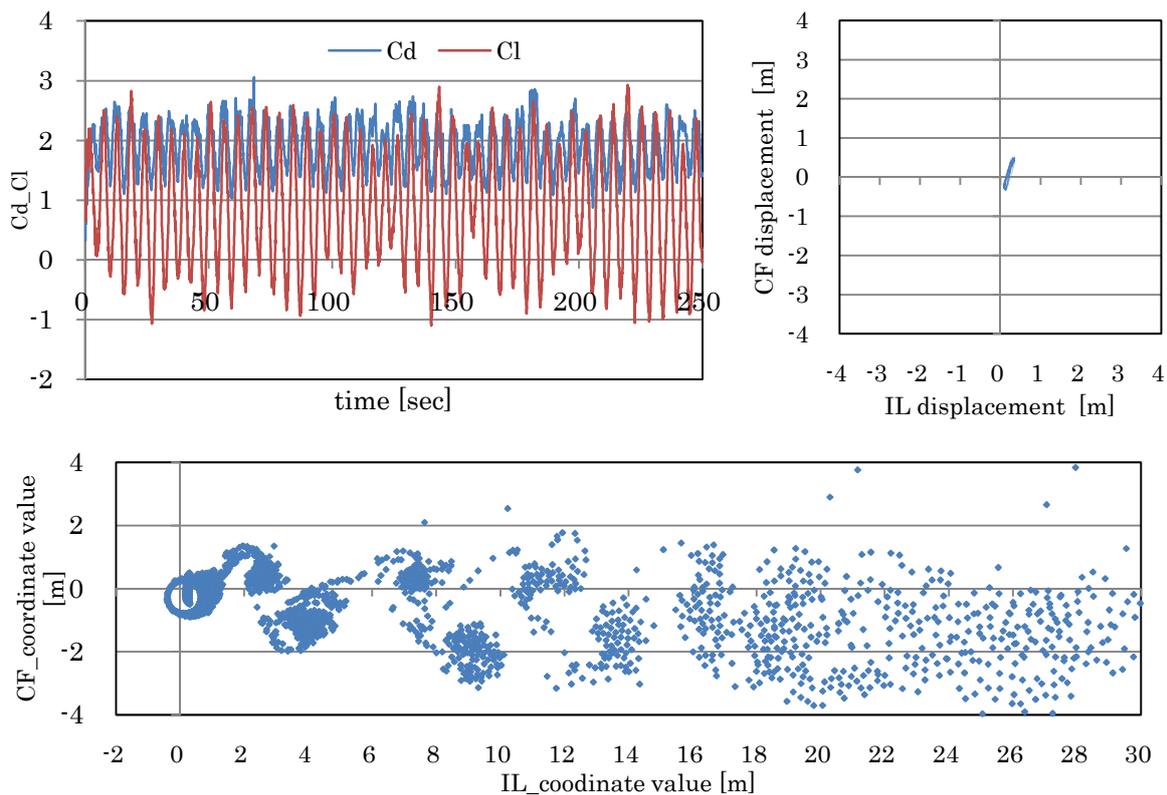


Fig.3.3.3.2 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=1$

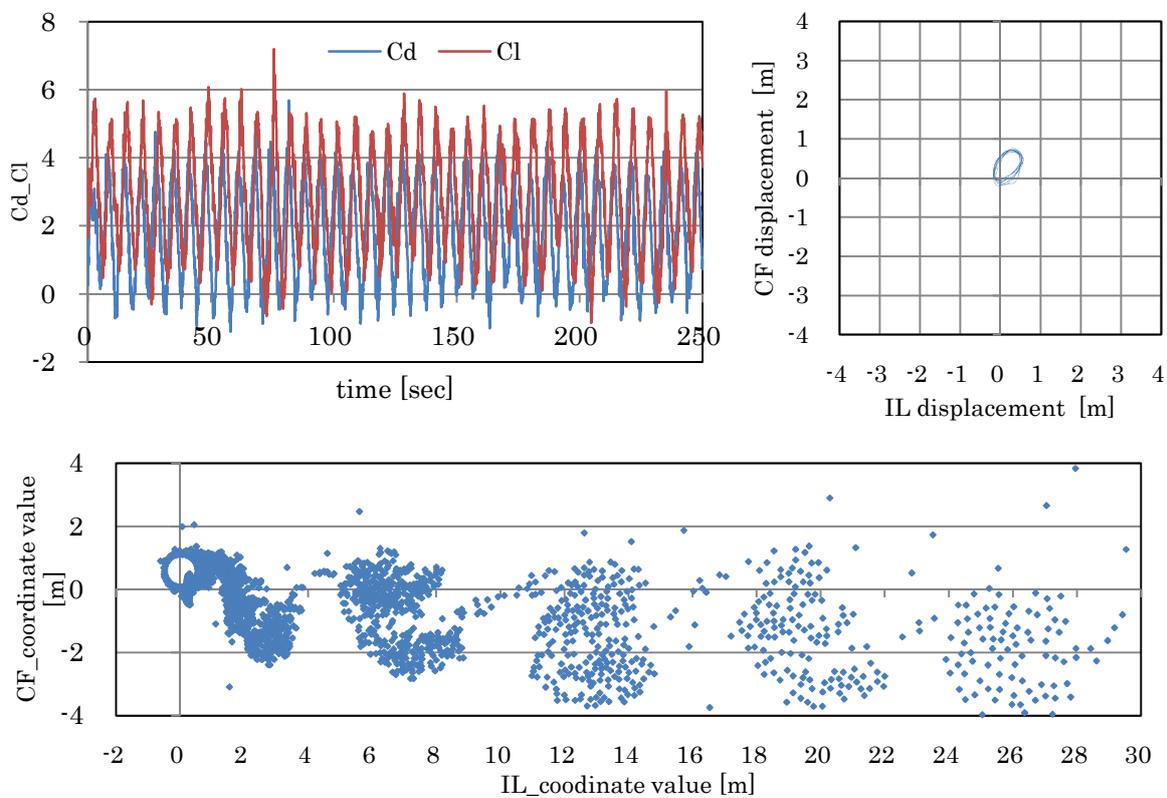


Fig.3.3.3.3 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=2$

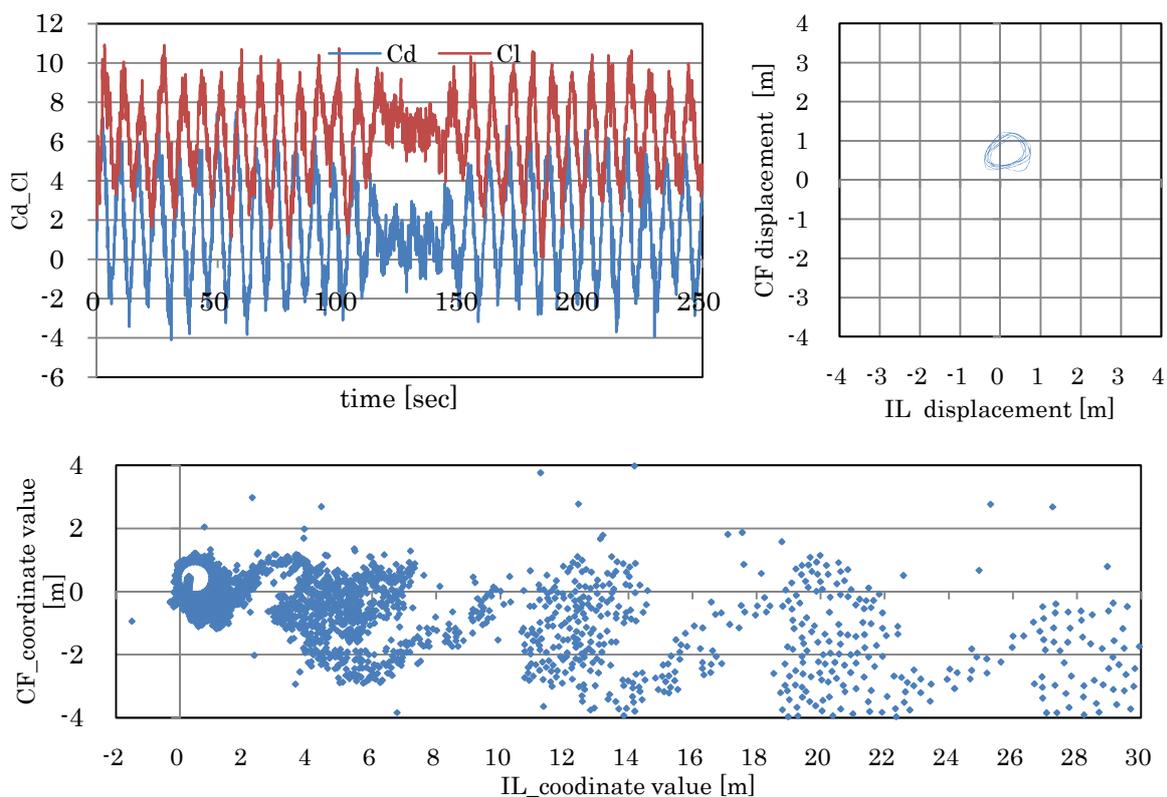


Fig.3.3.3.4 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=3$

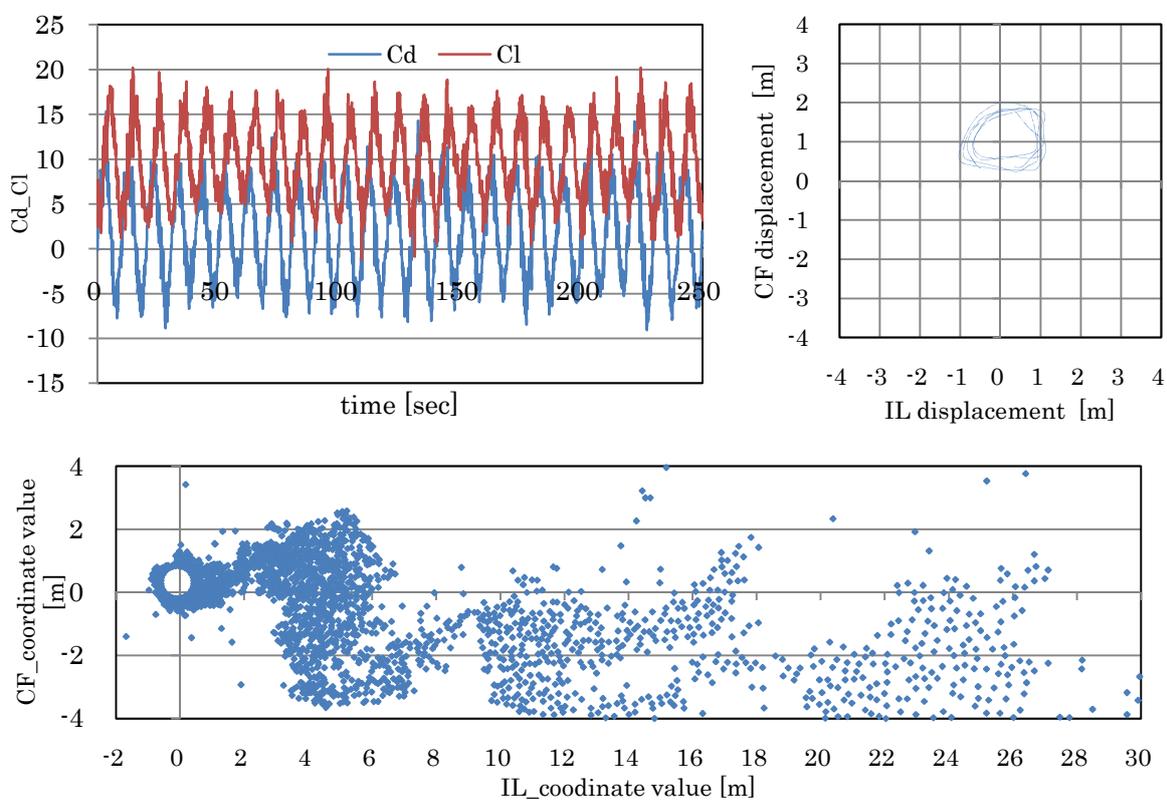


Fig.3.3.3.5 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=4$

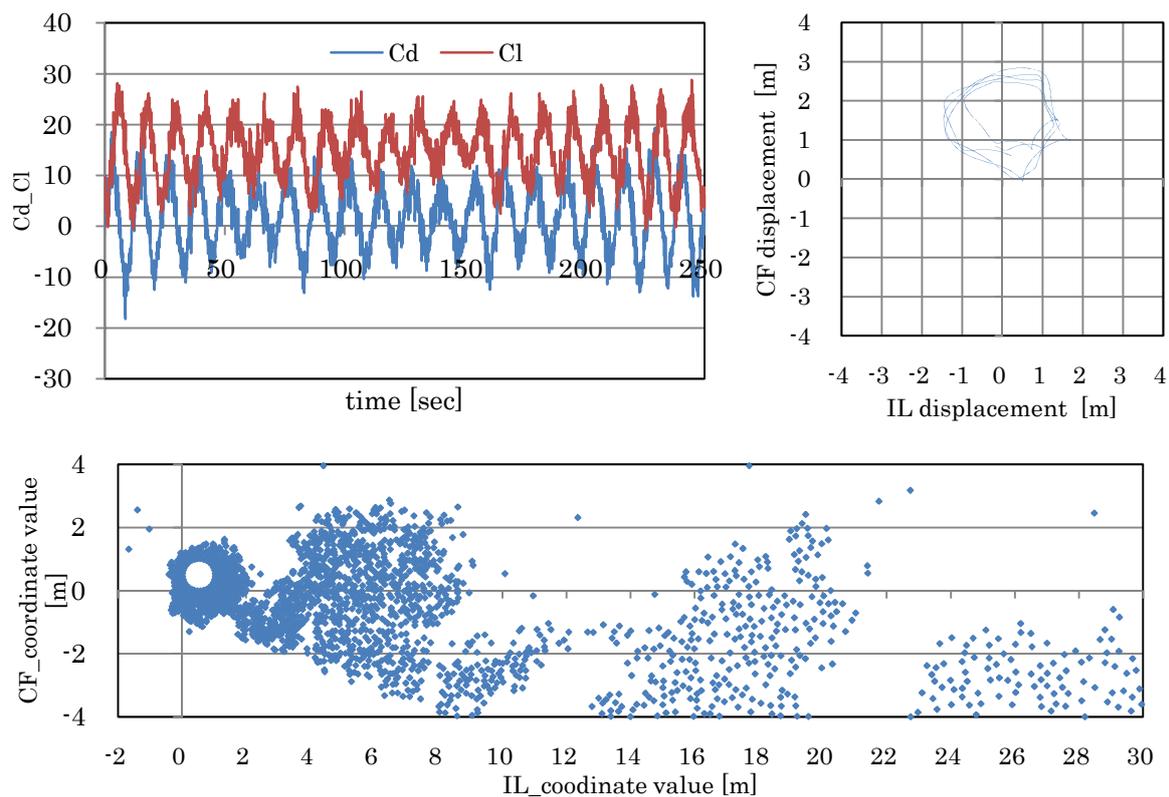


Fig.3.3.3.6 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=5$

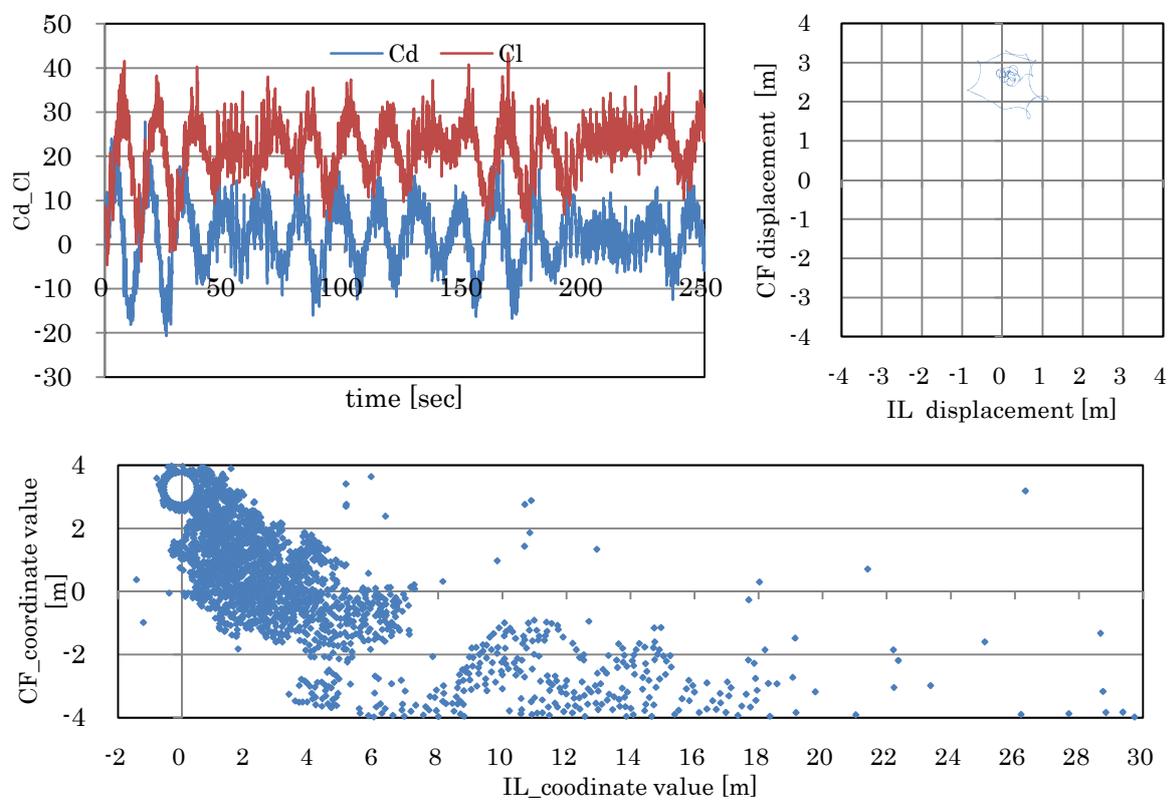


Fig.3.3.3.7 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=6$

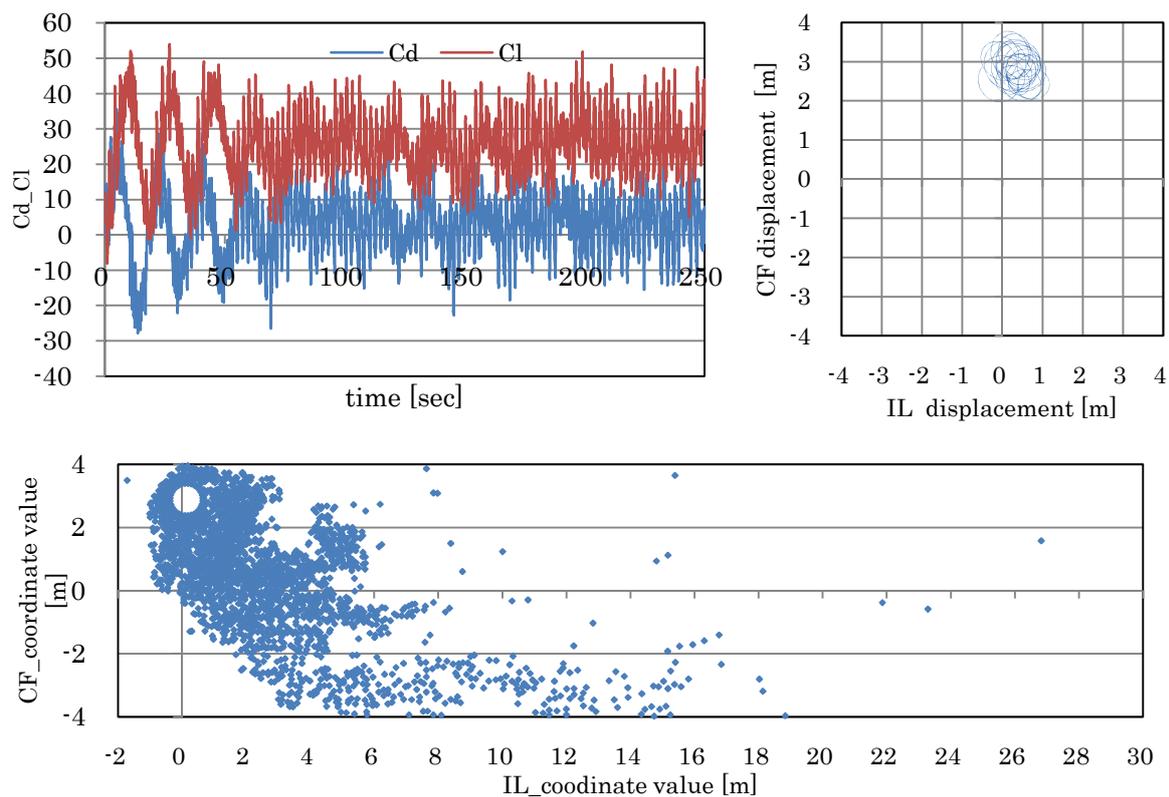


Fig.3.3.3.8 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=7$

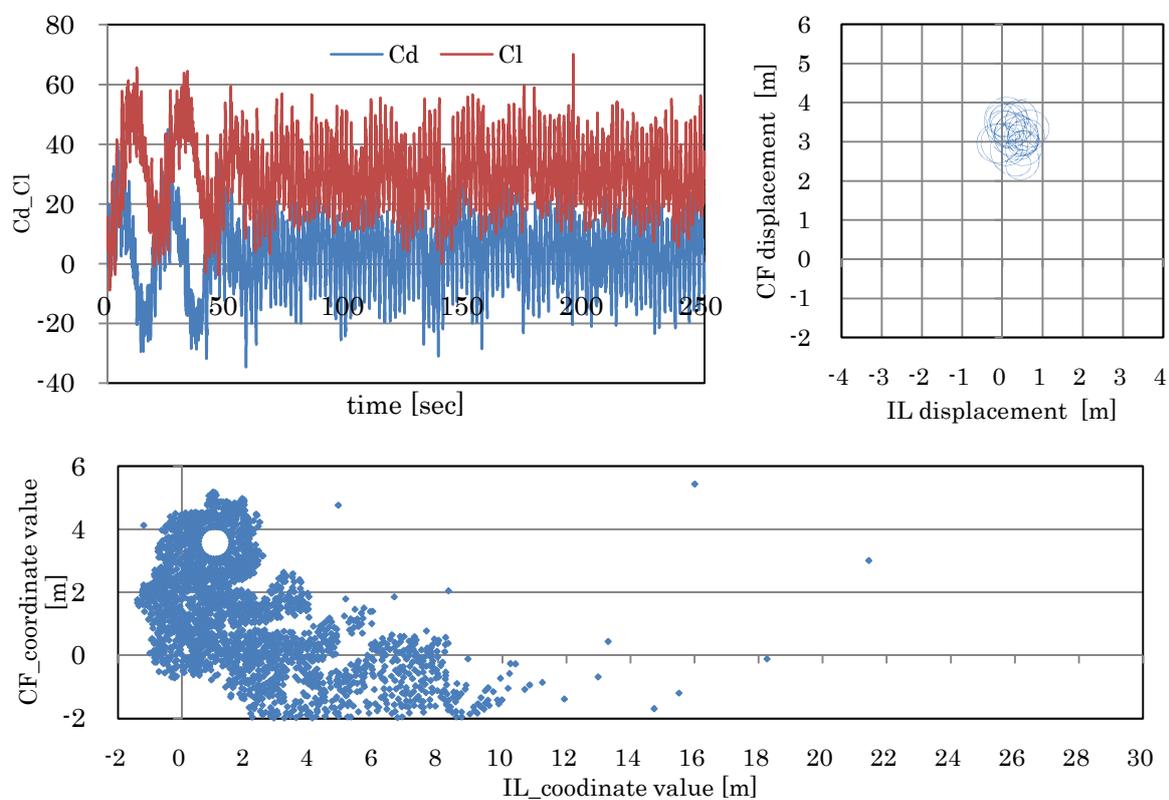


Fig.3.3.3.9 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=8$

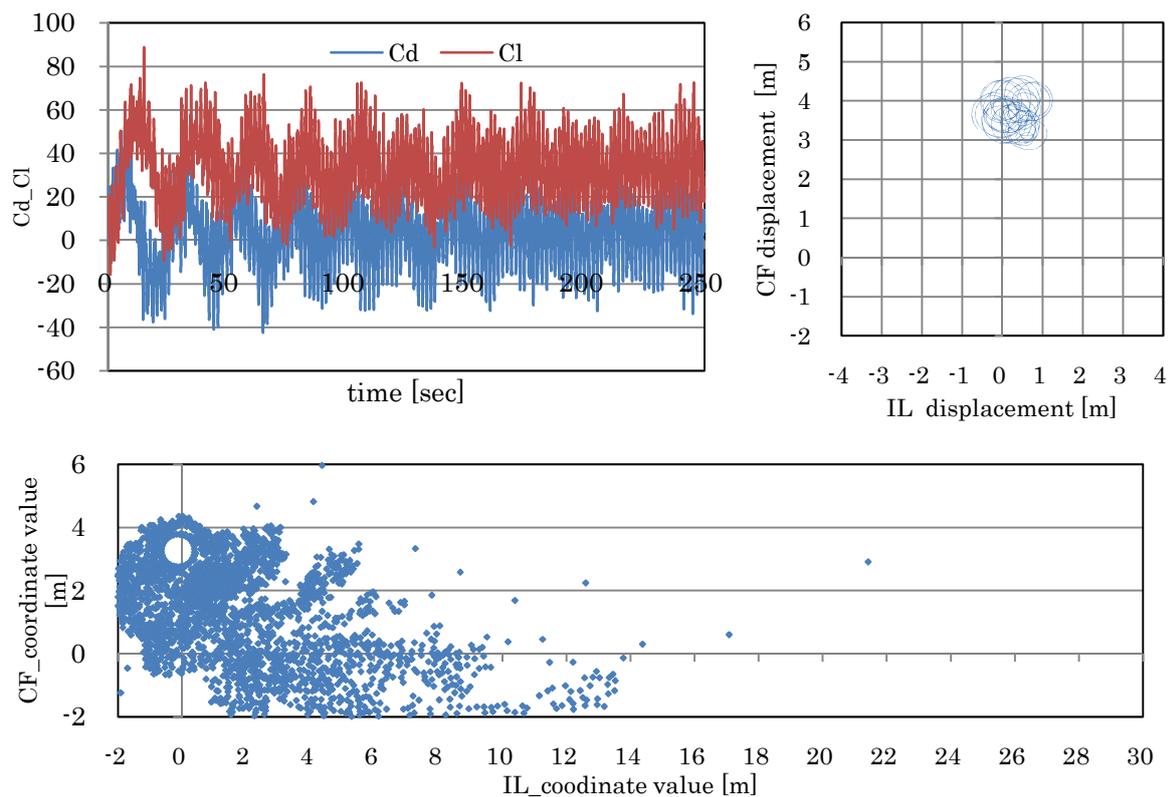


Fig.3.3.3.10 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=9$

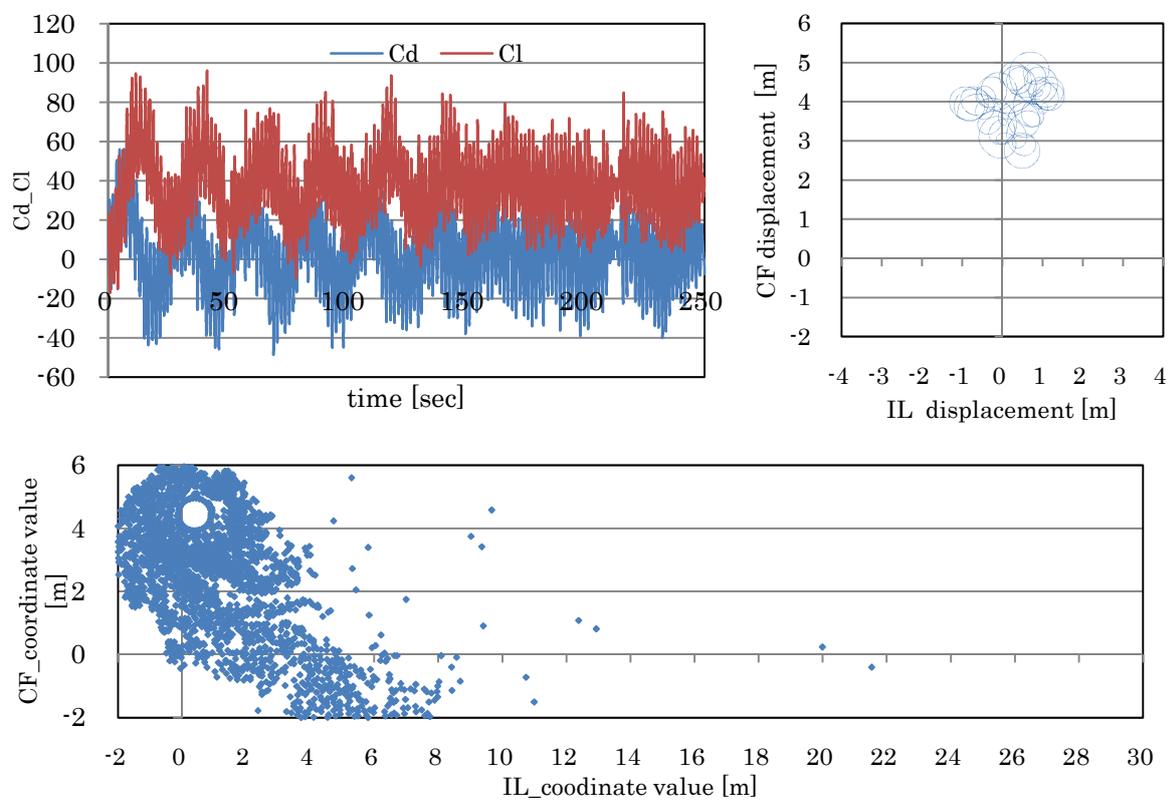


Fig.3.3.3.11 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=10$

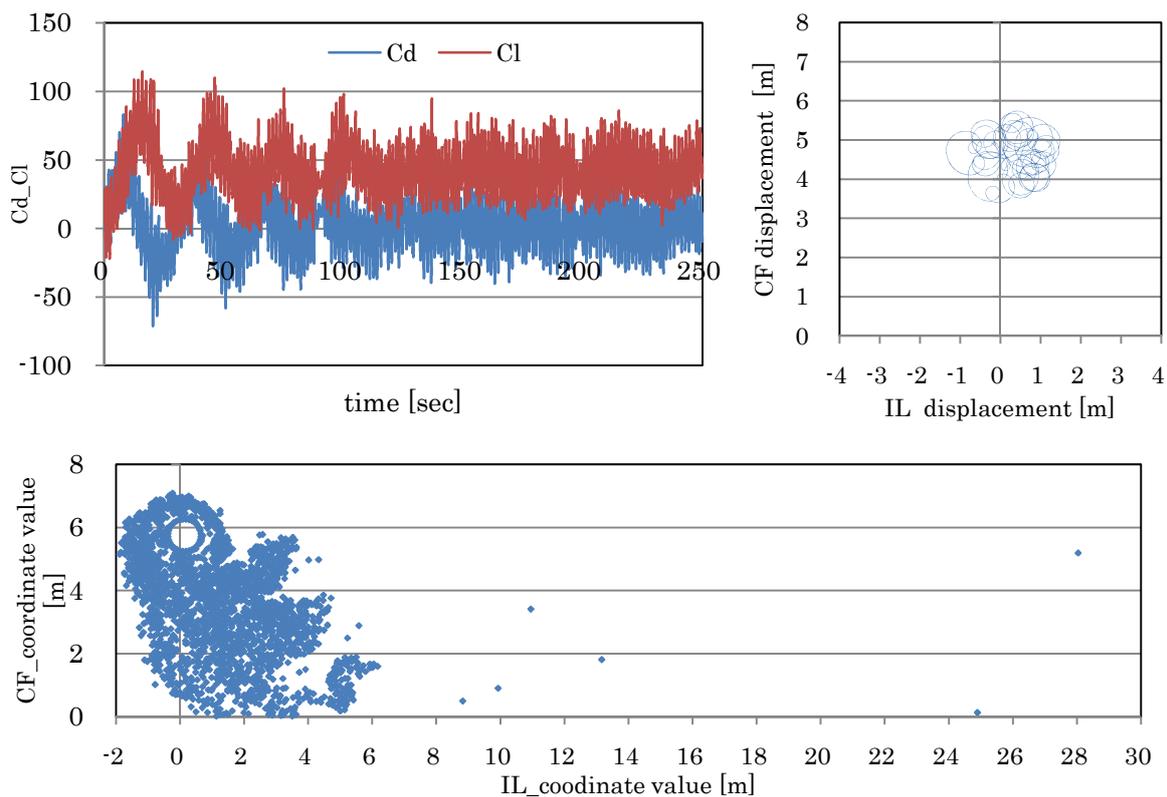


Fig.3.3.3.12 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=11$

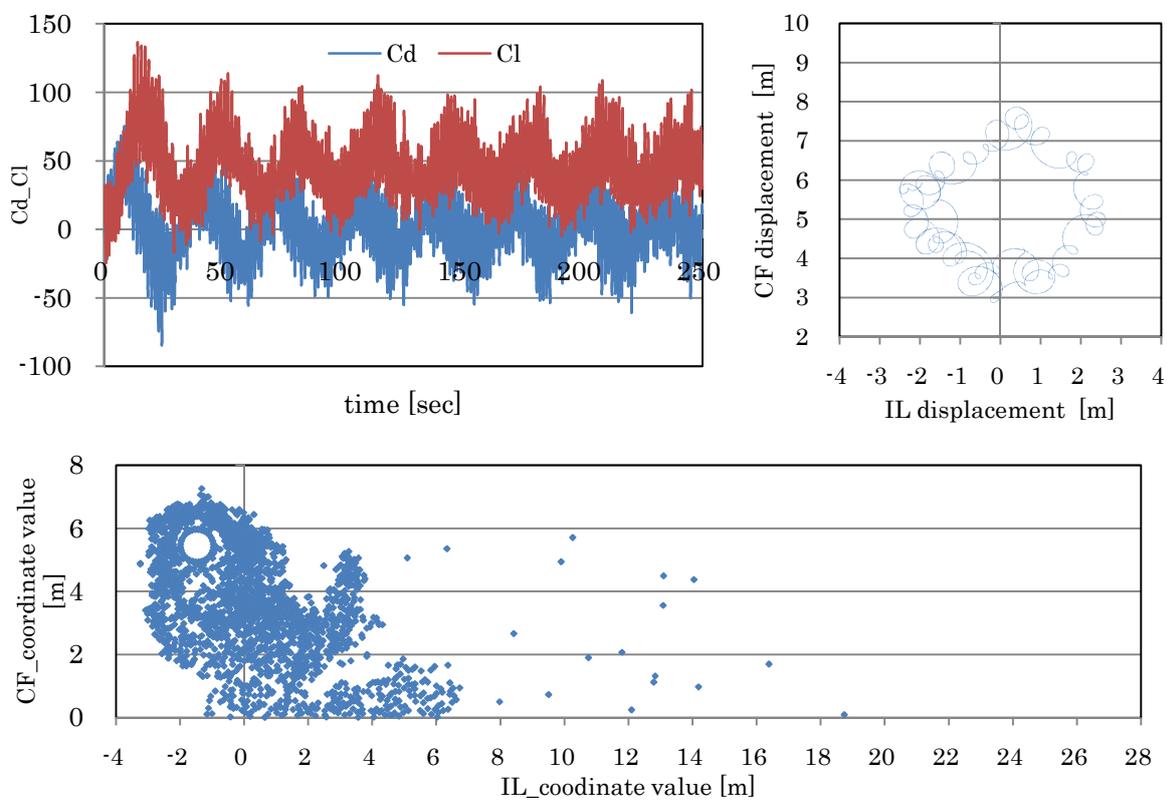


Fig.3.3.3.13 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=12$

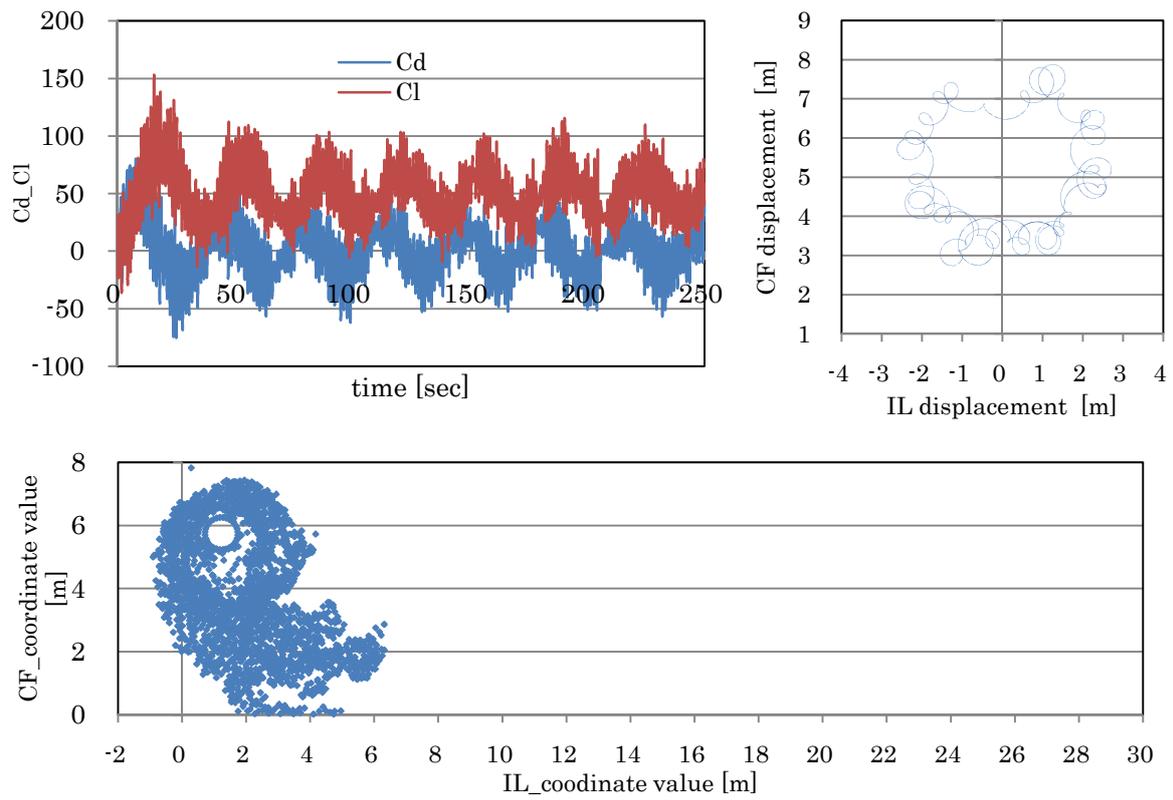


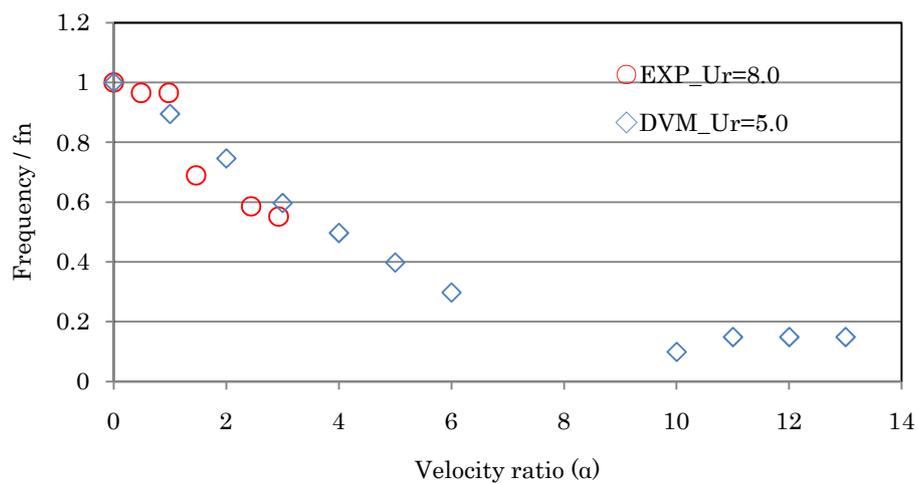
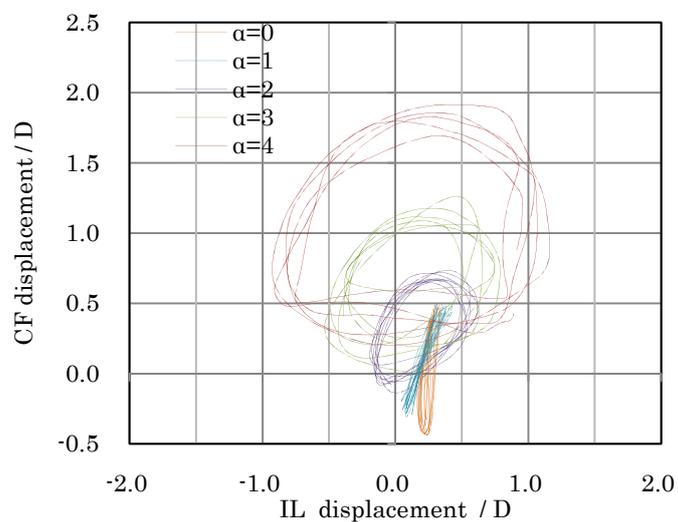
Fig.3.3.3.14 Hydrodynamic force, trajectory of central coordinate and free vortex distribution at $\alpha=13$

まずフリー渦の空間分布を見ると、 $\alpha = 3$ 付近から流れ後方の渦列が崩れ、回転方向に集まっていくのがわかる。これは円柱を固定した時の結果とほとんど同じである。円柱の軌跡は、 $\alpha = 0$ の時、一般に言われる VIV 振動と同様に CF 方向のみの振動になっているが、 α を上昇させていくと、振動の軸は流れ方向 (IL 正方向) から時計回りに回転し、全体的には揚力を受けて CF 正方向にシフトしていきながら、円運動に近づいていっている様子が見受けられる。この様子は Fig.3.3.3.16 に実験結果と共に示した。これらはほぼ同様の特性を示しているのがわかるが、数値シミュレーション結果の方が全体的に流れ後方へのシフトが少ない事が見取れる。これは Fig.3.3.1.7 に示したように、本手法は抗力の値が大きく出る事から、流れ前方へよりシフトしたものと考えられる。

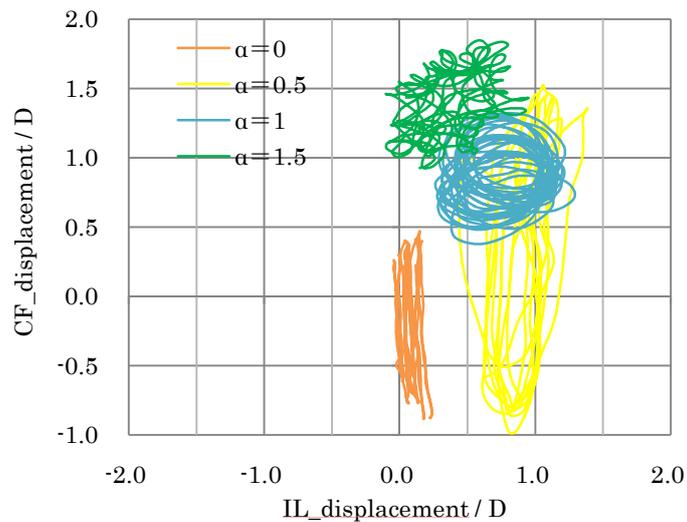
Fig3.3.3.15 では CF 方向のピーク周波数について実験結果と数値シミュレーション結果を比較した。図中で示す EXP とは実験結果を示し、この時の換算流速は $Ur=8.0$ である。また DVM とは数値シミュレーション結果であり、換算流速は $Ur=5.0$ である。これらは周波数特性、振幅特性を見る事により、ロックインしているであろう換算流速を選び、このもとで速度比を上昇させていった。双方ともに $\alpha = 0$ の時、固有振動数から始まり、回転速度比をあげていくと、その値が下がっているのがわかる。ここから回転速度比を上げると固有振動数が下がって行く様子が数値シミュレーション、実験の双方から確認された。

つぎにさらに速度比が大きい時の VIV 応答特性を見る。 $\alpha = 7$ 付近で完全に円運動になり、さらに α を上昇させていくと、Fig3.3.3.14 のように円運動の上に、VIV 振動が重なったような軌跡を描くようになる。VIV ではしばしば“く”の字型の振動が現れるが、この時、原点側を頂点とした“く”の字型の振動が円運動の上に重なっていると考えることができる。

Fig.3.3.3.15 において $\alpha = 10$ 付近から再び出てくる振動数のピークはこの円運動の上に重なる VIV 振動の振動数が現れたものである。しかし、前述の通り、本手法は粘性影響が強くなる回転流速の高い領域の表現が不十分であり、正確に再現できている可能性は高いとは言えない。今後は、 α の高いパラメータによる実験、他の数値シミュレーション法の考案などを行い、この結果と比較する必要があるであろう。

Fig.3.3.3.15 CF peak frequency variation with α 

(a) Simulation outcome



(b) Experimental result

Fig.3.3.3.16 Time history of central coordinate variation with α

第4章 結論

本研究では、回転する円筒構造物の基本的な VIV 応答特性を明らかにする事を目的とし、水槽実験と数値シミュレーションを行った。水槽実験では数値シミュレーションは離散渦法を用いた 2次元計算を行った。

4-1 シリンダーのたわみによる影響

回転円筒構造物の VIV 応答特性の基礎的特性を知る上で最も重要となるのはフレキシブルシリンダーが持つ自重によるたわみの影響である。これにより、本来円筒の VIV を支配する周波数が固有周波数と渦発生周波数であったのに対し、回転を加えるとさらに回転周波数について考える必要が生じるのである。この影響を知るために本研究では静水中でテフロンパイプを回転させ、その振動数の変化を見た。その結果、回転周波数の固有振動数に対する比 $f_r/f_n=1.2\sim 1.5$ 付近において振幅にピークが見られる事がわかった。ここから本研究では回転周波数と固有振動数が近づく事によって共振し、振幅が増大する可能性を示した。

4-2 回転する円筒構造物の VIV 応答特性

回転する円筒構造物の振動を支配する周波数は上記の通り、固有周波数、渦発生周波数、回転周波数の 3つである。換算流速に対する振動を支配する周波数の変化を CF、IL 方向共に以下で述べる。

まず $U_r=3.8$ の時、CF、IL 共に、 $f_r/f_n=0.3\sim 2.3$ の範囲においては回転周波数に支配される。 $3.8 < U_r < 4.5$ では CF 方向は渦発生周波数に支配され、IL 方向については $1 < f_r/f_n < 2.5$ の範囲内では回転周波数に支配され、それ以外の領域では渦発生周波数に支配される。 $4.5 < U_r < 8$ 付近の領域では一般に言われるロックイン現象が起きる。その時 CF 方向は固有振動数に支配される。しかし、その値が、回転周波数の $1/2$ になった時には回転周波数がピークを示す。IL については、 $f_r/f_n=1.2$ 付近の、特にたわみの影響が強い領域においては回転周波数に支配されるが、それ以外は CF 方向と同様に固有振動数に支配される。これらの結果を以下にまとめる。

Table.4.2.1 換算流速に対するピーク周波数の変化

Ur	CF	IL
~4.0	回転周波数	回転周波数
4.5~6.0	渦発生周波数	渦発生周波数 or 回転周波数
6.5~9.0	固有振動数 or 回転周波数	固有振動数 or 回転周波数

Table.4.2.1 はピーク周波数を CF、IL 方向について記したものである。基本的には回転のない場合の VIV 応答特性と変わらないが、ここで重要なのはそのピーク周波数が回転周波数に一致する領域が存在するという事である。例えば、 $f_r/f_n=1.0$ の時、遠心力による影響が強いため、回転に支配されやすく、また、 $U_r=5.0$ の時は VIV による振動の影響が大きいため回転に支配されにくくなる。

CF 方向の平均振動振幅については、基本的に静止円柱と同様の特性を示す。 $U_r=5$ 付近で最大値を取り、ロックイン領域を外れると、その値は小さくなる。しかし、 $f_r/f_n=1.2$ 付近においては、ロックイン領域の外であってもその平均振幅は大きいままである。

次に回転を上げていった時の構造物の軌跡の変化を、最大振幅を取る振動の軸、円筒中心座標の描く軌跡、円筒中心座標の時間平均値の 3 点から述べる。まず最大振幅を取る振動の軸は回転のない時 CF 方向にある。そこから α を上昇させていくと、回転を与えた方向に振動の軸も回転していく。次に円筒中心座標の描く軌跡であるが、回転のない時は CF 方向を長軸とした楕円形もしくは”8”の字型など IL 方向に対して対称の図形になる。そこから回転を与えると円運動に近づいていく。円筒中心座標の時間平均値は回転のない時は IL 軸上流れ後方にある。そこから円を描くように移動しながら、最終的には CF 軸上揚力方向に達する。つまり回転のない時には CF 軸上で IL 軸に対称な動きをしていた構造物が回転速度をあげていくとだんだんと揚力方向を中心とした円運動に近づいていくという事である。この結果は Fig.3.3.16 のように、実験、数値シミュレーションの双方から確認されている。

4-3 数値シミュレーションの精度

本研究では数値シミュレーション法として離散渦法を用いた。回転をしない構造物の振動特性の解析には離散渦法は古くから用いられてきたが、本研究ではそれを 2 次元空間で回転する円筒構造物に適用した。まずその精度を評価するために、振動をさせず円筒を回転させる条件において抗力、揚力係数を計算し、先行研究と比較した。先行研究と比較し、揚力係数は $\alpha > 3$ になるとその絶対値は小さくなり、抗力係数は全体的に大きな値になった。また、回転をさせない条件のもと一様流中で円柱を振動させ、その換算流速に対するピーク周波数、平均振幅の変化を本実験結果と比較し、良好な結果を得た。本研究で用いた離散渦法は VIV 応答解析という意味では十分な精度がある。しかし、回転円柱へ適用した場合、その特性自体は掴む事ができるが、流体力や、振動振幅の多きさ等の値には多少の誤差があるという事である。これは離散渦法が R_e 数を考慮しない完全流体における計算である事に起因している。そのため粘性の影響が大きくなる回転速度が高い領域における計算精度が低くなる。しかし、完全流体中で渦剥離の様子を再現できる事が離散渦法の特徴であり、CFD のような格子作成が必要な解析方法に比べ非常に計算時間を短く解析を行える離散渦法を本研究に適用する事は、回転する円筒構造物の VIV 応答の基礎的特性を知るという目的を満たす上で十分適用可能であると考えられる事ができる。

4-4 固有振動数の低下

ロックイン領域において回転速度を上げていった時のピーク周波数の変化を見る事で、構造物を流れ中で回転させると固有振動数が低下する事がわかった。この時、その値は回転速度比に支配され、速度比を上げていくと固有振動数も低下している事がわかった。この事は実験、数値シミュレーション双方から確認した。

4-5 今後の研究展開

本研究において回転する円筒構造物の基礎的な VIV 応答特性がわかった。ここからはその精度を上げていく必要がある。まずさらに多くのパラメータに対し実験を行う必要がある。特に本実験では換算流速が 3 以下、9 以上の領域においては実験データがない。また、回転速度比に関しても、例えばテフロン径を長くするなどして高い領域に関する実験を行うべきである。また、本実験ではカメラによる撮影範囲が長手方向に 50cm ほどであり、もっと広範囲について観察し、長手方向のモード解析など 3 次元的な挙動を観察する事が重要となるであろう。数値シミュレーションについては本研究で用いた RVDM は回転円筒の基礎的な VIV 応答特性を知る上では有用であったが、振幅の大きさを詳細にシミュレートしたい時には用いる事はできない。また、回転速度比が高く粘性影響が大きい領域に関する解析もその表現が不十分である。フリー渦の生成場所等に工夫を凝らせば今より精度の高い結果は期待できるもののポテンシャル計算である以上、限界はある上、そうした場合離散渦法の最大の利点である計算時間の短さが失われてしまう。より詳細な特性を知るためには異なる解析方法を用いるのが妥当であろう。

回転する円筒構造物の VIV 応答特性を知る事は、大水深域の開発が急速に進む次世代に向け、必ずや重要となる領域だと考える。今後の発展に期待したい。

参考文献

- 1) (社) 日本船舶海洋工学会. (2010). 海洋底掘削の基礎と応用. 成山堂.
- 2) 田村 兼吉. (2005). 大水深・大深度掘削技術の現状と技術課題. 日本マリンエンジニアリング学会.
- 3) 林 昌奎. (2008). 渦離散法による円筒構造物の VIV 応答解析. 日本船舶海洋工学会論文集(8), 249-257, 2008-12.
- 4) 林 昌奎. (2009). 傾斜を有する水中線状構造物の VIV 応答. 日本船舶海洋工学会論文集 (9),97-105.
- 5) Anders Kloven and Shan Huang. (2009). Motion Response of a Rotating Cylinder in Currents. OMAE2009-79611.
- 6) Jan O. Pralits, Luca Brandt and Flavio Giannetti. (2008). Instability and sensitivity of the flow around a rotating circular cylinder. J.Fluid Mech.(2010).
- 7) Sanjay Mittal and Bhaskar Kumar. (2003). Flow past a rotating cylinder. J.Fluid Mech.(2003),vol,476,pp.303-334.
- 8) PrastinatoWalujoRudi. (2009). An Experimental Study on Flow-Induced Vibration Characteristics of Flexible Cylinder. 大阪府立大学 博士論文.
- 9) P.K.Stansby and R.C.T.Rainey. (2001). On the orbital response of a rotating cylinder in a current. J.Fluid Mech.(2001),vol,439,pp.87-108.
- 10) R.I.Lewis. VORTEX ELEMENT METHODS FOR FLUIDDYNAMIC ANALYSIS OF ENGINEERING SYSTEMS. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.
- 11) Yoo-Chul Kim and Chang-Kyu Rheem. (2009). Cross flow response of a cylindrical structure under local shear flow. Inter J Nav Archit Oc Engng (2009) 1:101~107.
- 12) StockJ.Mark. (2006). Summary of Vortex Methods Literature.
- 13)加納 裕三. (2001). VIV を考慮したライザー管挙動の実用解析法に関する研究. 東京大学大学院 修士論文.

- 14) 金 裕徹, 林 昌奎. (2008). VIV 応答解析における渦要素法の利用. 日本船舶海洋工学会論文集(7E), 65-68, 2008-11.
- 15) 巽 友正. 新物理学シリーズ 21 流体力学. 培風館.
- 16) J.C.Padrino and D.D.Josephand. (2006). Numerical study of the steady-state uniform flow past a rotating cylinder. J.Fluid Mech.(2006), vol,557, pp.191-223.
- 17) BarbaA.Lorena. (2004). Vortex Method for computing high-Reynolds number flows; Increased accuracy with a fully mesh-less formulation.
- 18) 遠藤 満, 斎藤 俊. (1983). 有限長回転円筒かくの振動. 日本機械学会論文集(C 編) 49 巻 439 号.

謝辞

本論文は、様々な方によるご指導、サポートのもと作成させて頂きました。ここに感謝の意を表したいと思います。

担当教員である林昌奎教授には日々の研究生活において様々なアドバイスを頂きました。研究内容はもちろんの事、物事の考え方、さらには社会人としての心構え等、多くのお話を聞かせて頂き、今後の人生において非常に勉強になりました。ありがとうございました。

技術指導員の鈴木文博氏には装置の設置、その方法など実験についてのたくさんのアドバイスを頂きました。また、モデルの設置の際などにはサポートして頂き、大変感謝しております。ありがとうございました。

元博士研究員の金裕徹氏にはプログラミングの基礎知識から本研究における数値シミュレーション方法まで広くご指導頂きました。ありがとうございました。

博士1年の吉田毅郎氏には、研究のアドバイスだけでなく、私生活においてもたくさんのお付き合いをして頂きました。また研究への取り組み方についてもたくさん勉強させて頂きました。ありがとうございました。

修士2年の當金末由妃氏には、同期として互いに励まし合いながら研究に取り組む事で、精神的支えにもなっていました。ありがとうございました。

修士1年の陳俊佑氏には、公私に渡るお付き合いをして頂きました。また、異文化の方との交流は私にとって視野を広げるきっかけにもなりました。ありがとうございました。

修士1年の今泉大智氏には、その広い知識から多くのアドバイスを頂きました。ありがとうございました。

最後に、金銭面、精神面、体調面、全てに渡り、研究生活をサポートして頂いた家族、特に両親に感謝いたします。

2011年1月25日

付録

ここでは実験結果について、CF、IL方向の変位の時間変動と周波数特性、キャリブレーションポイントの軌跡を付録としてまとめる。なお、流速はIL負方向、つまり紙面上から下に与え、円柱は反時計まわりに回転している。

付録 1. 回転速度と張力を固定する場合

ここでは回転速度と張力を一定に保った場合の結果を記す。

付録 1.1 $D=28[\text{mm}], T=7.5[\text{kgf}], a=0[\text{rpm}]$ の時

ここでは $D=28[\text{mm}]$ のテフロンパイプに対し $T=7.5[\text{kgf}], a=0[\text{rpm}]$ で固定し、流速を $U=16 \sim 48[\text{m/s}]$ まで $8[\text{m/s}]$ 間隔で上昇させていく。この時 $f_N=2.0[\text{Hz}], f_r=0.0[\text{Hz}]$ で一定となる。換算流速は $U_r=3.0 \sim 8.9$ まで変化する。結果を以下に示す。

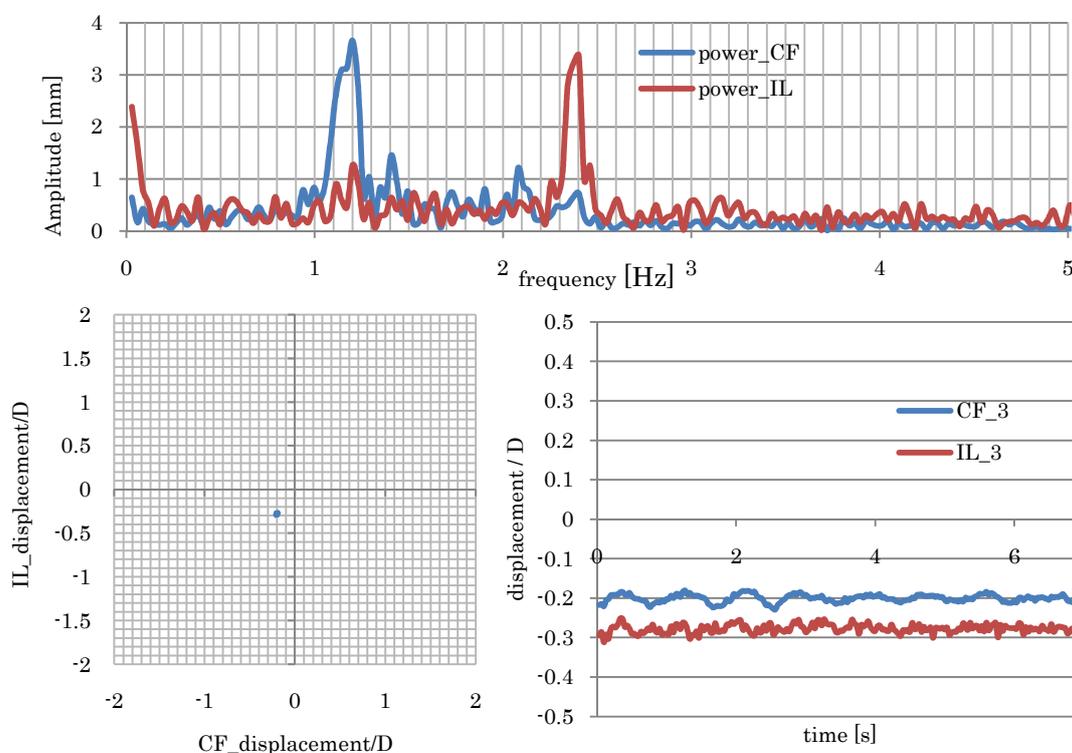


Fig.1 $U=16[\text{m/s}]_a = 0[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_{f_v}=1.7[\text{Hz}]_{f_r}=0.0[\text{Hz}]_{f_N}=2.0[\text{Hz}]_{U_r} = 3.0$

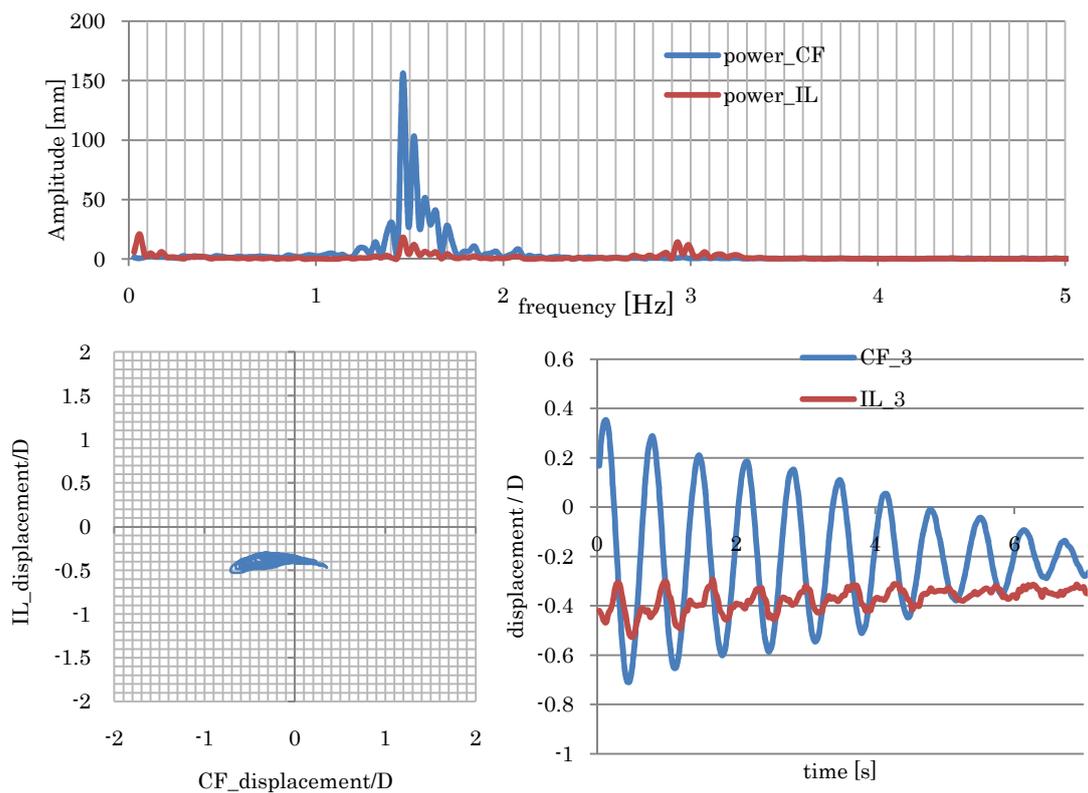


Fig.2 $U=24$ [m/s]_a = 0[rpm]_T=7.5[kgf]_f_v=1.7[Hz]_f_r=0.0[Hz]_f_N=2.0[Hz]_U_r = 4.5

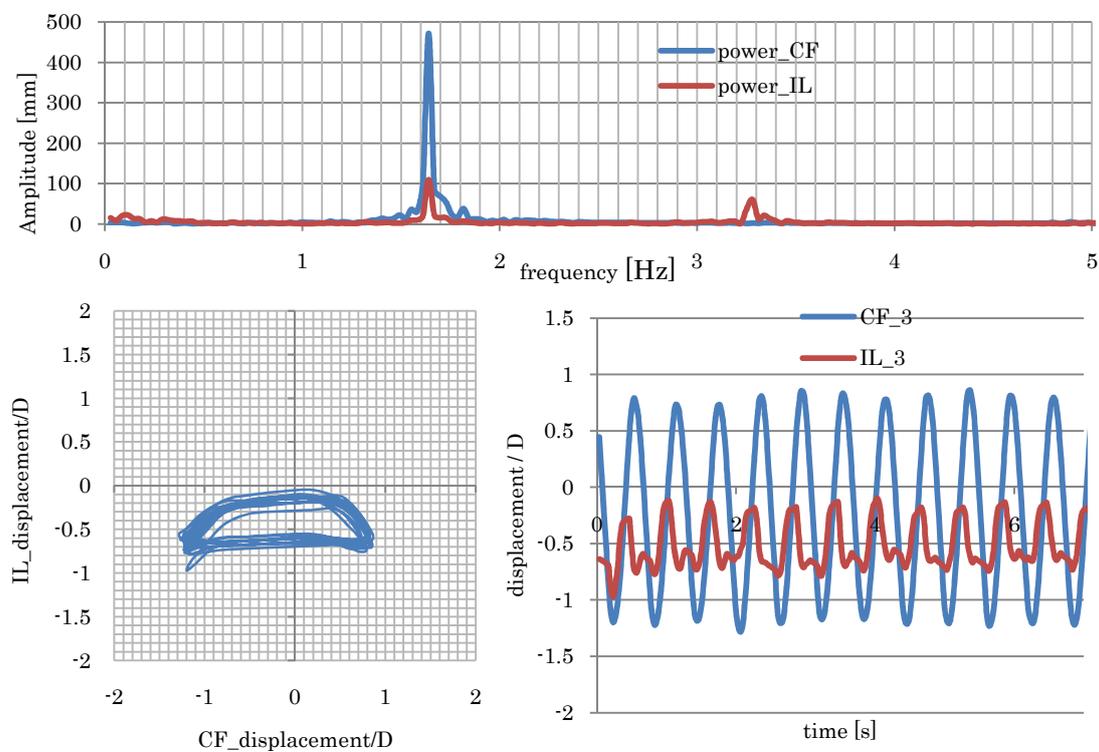


Fig.3 $U=32$ [m/s]_a = 0[rpm]_T=7.5[kgf]_f_v=2.2[Hz]_f_r=0.0[Hz]_f_N=2.0[Hz]_U_r = 6.0

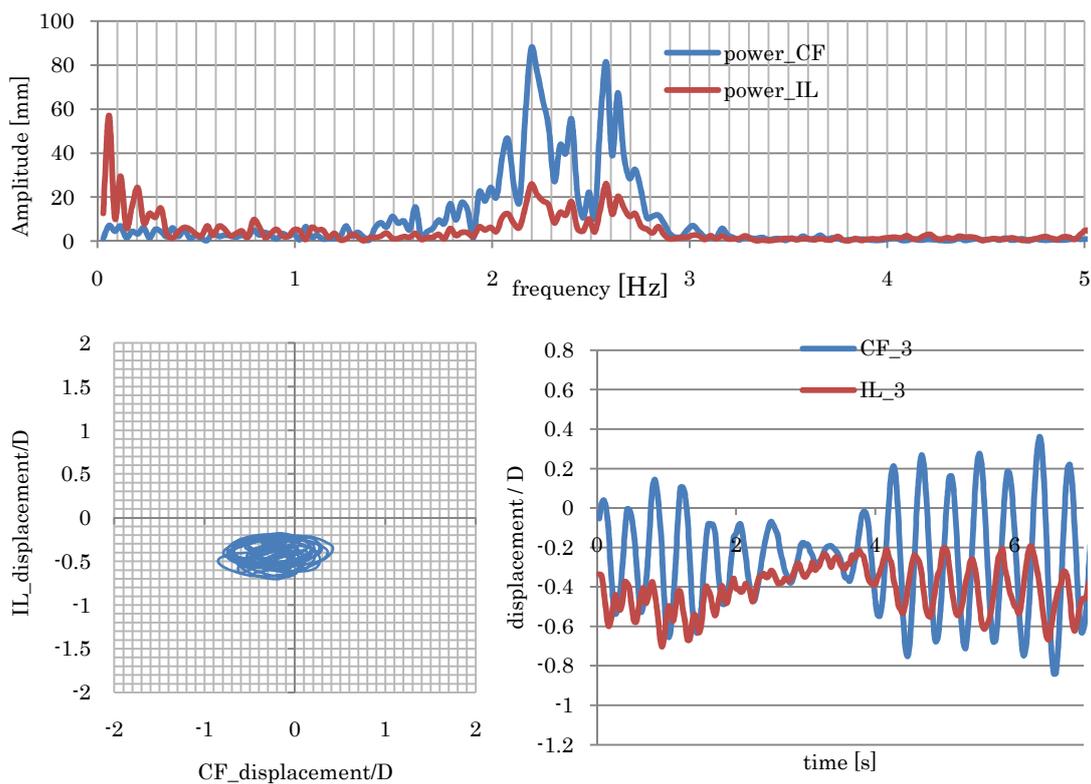


Fig.4 $U=40[\text{m/s}]$ $a = 0[\text{rpm}]$ $T=7.5[\text{kgf}]$ $f_v=2.8[\text{Hz}]$ $f_r=0.0[\text{Hz}]$ $f_N=2.0[\text{Hz}]$ $U_r = 7.5$

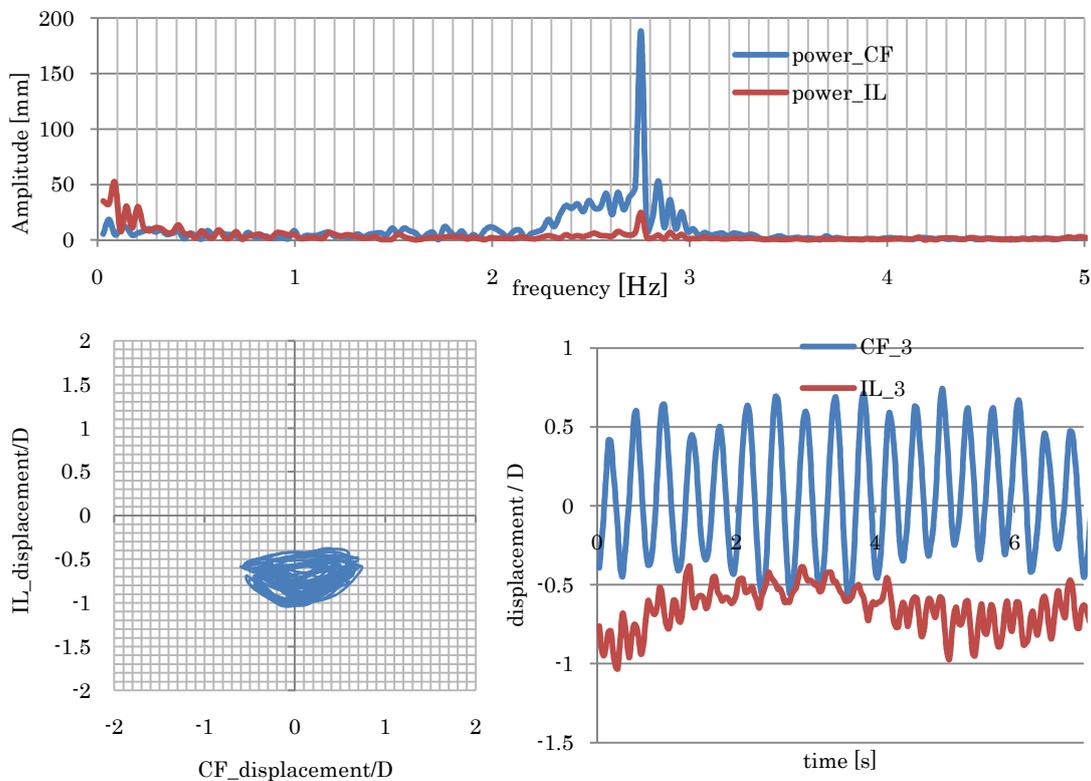


Fig.5 $U=48[\text{m/s}]$ $a = 0[\text{rpm}]$ $T=7.5[\text{kgf}]$ $f_v=3.4[\text{Hz}]$ $f_r=0.0[\text{Hz}]$ $f_N=2.0[\text{Hz}]$ $U_r = 8.9$

付録 1.2 $D=19[\text{mm}], T=7.5[\text{kgf}], a=60[\text{rpm}]$ の時

$D=19[\text{mm}]$ のテフロンパイプに対し $T=7.5[\text{kgf}], a=60[\text{rpm}]$ で固定し、流速を $U=16\sim 48[\text{m/s}]$ まで $8[\text{m/s}]$ 間隔で上昇させていく。この時 $f_N=2.7[\text{Hz}], f_r=1.0[\text{Hz}]$ で一定となる。換算流速は $U_r=3.0\sim 9.2$ まで変化する。結果を以下に示す。

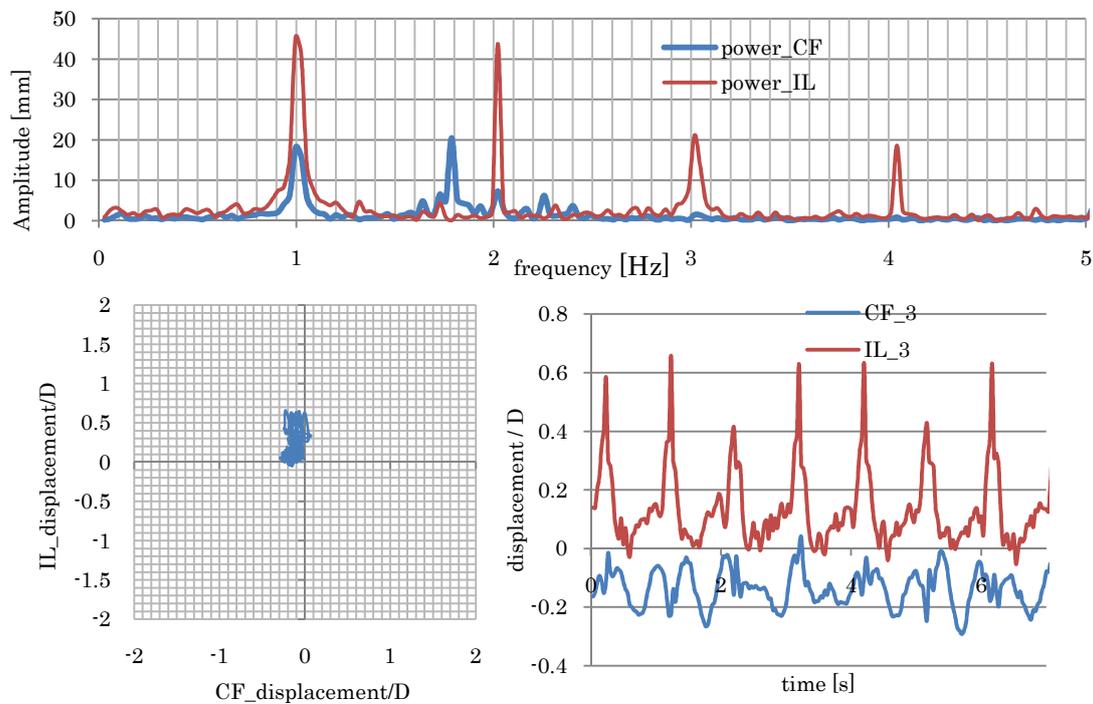


Fig.6 $U=16[\text{m/s}]_a=60[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_f_v=1.7[\text{Hz}]_f_r=1.0[\text{Hz}]_f_N=2.7[\text{Hz}]_U_r=3.0$

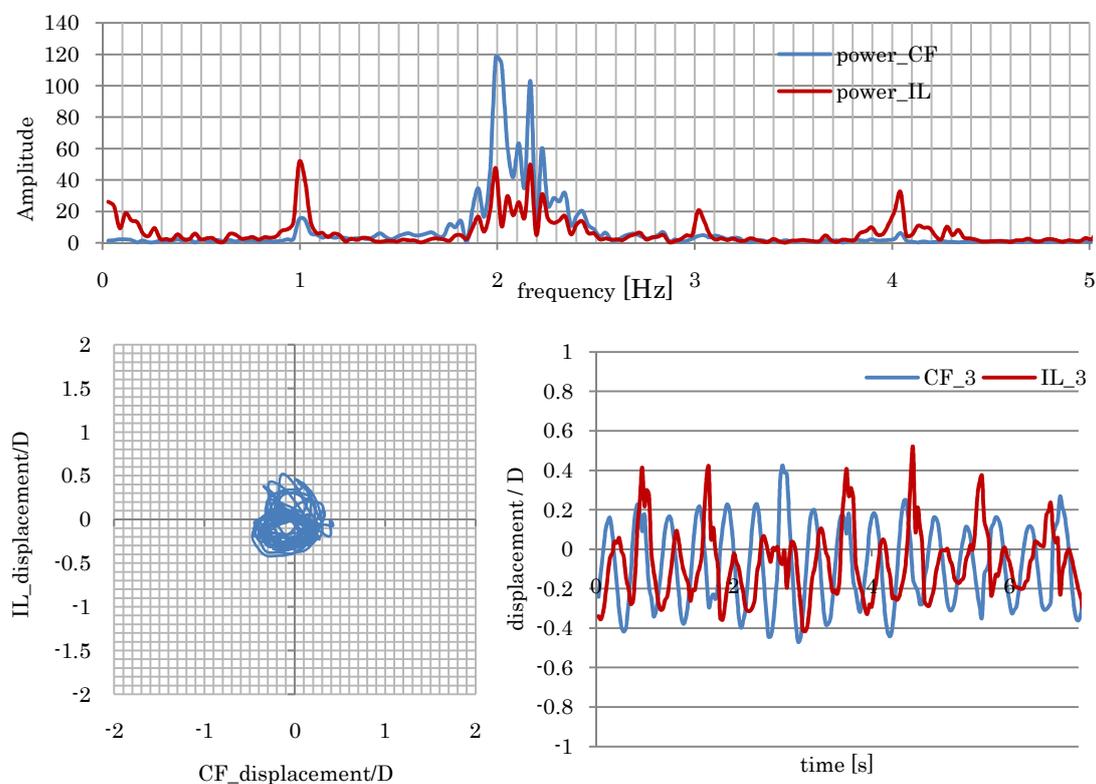


Fig.7 $U=24[\text{m/s}]_a=60[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_f_v=2.5[\text{Hz}]_f_r=1.0[\text{Hz}]_f_N=2.7[\text{Hz}]_U_r=4.6$

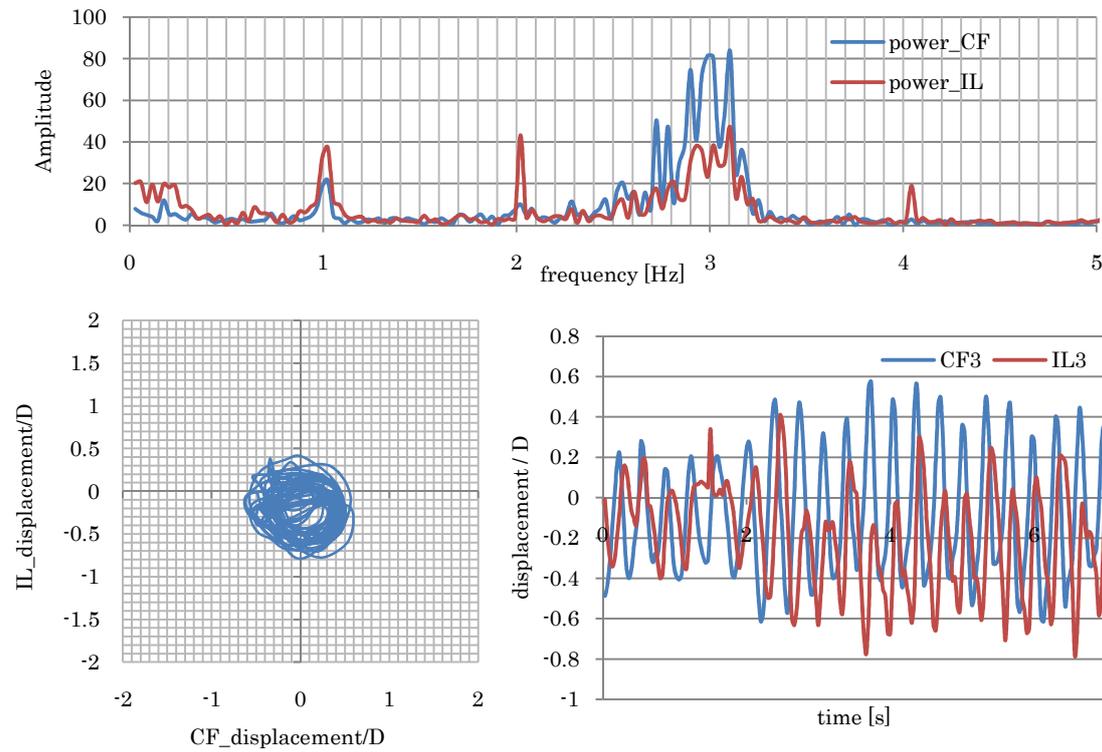


Fig.8 $U=32[\text{m/s}]_a=60[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_{f_v}=3.4[\text{Hz}]_{f_r}=1.0[\text{Hz}]_{f_N}=2.7[\text{Hz}]_{U_r} = 6.1$

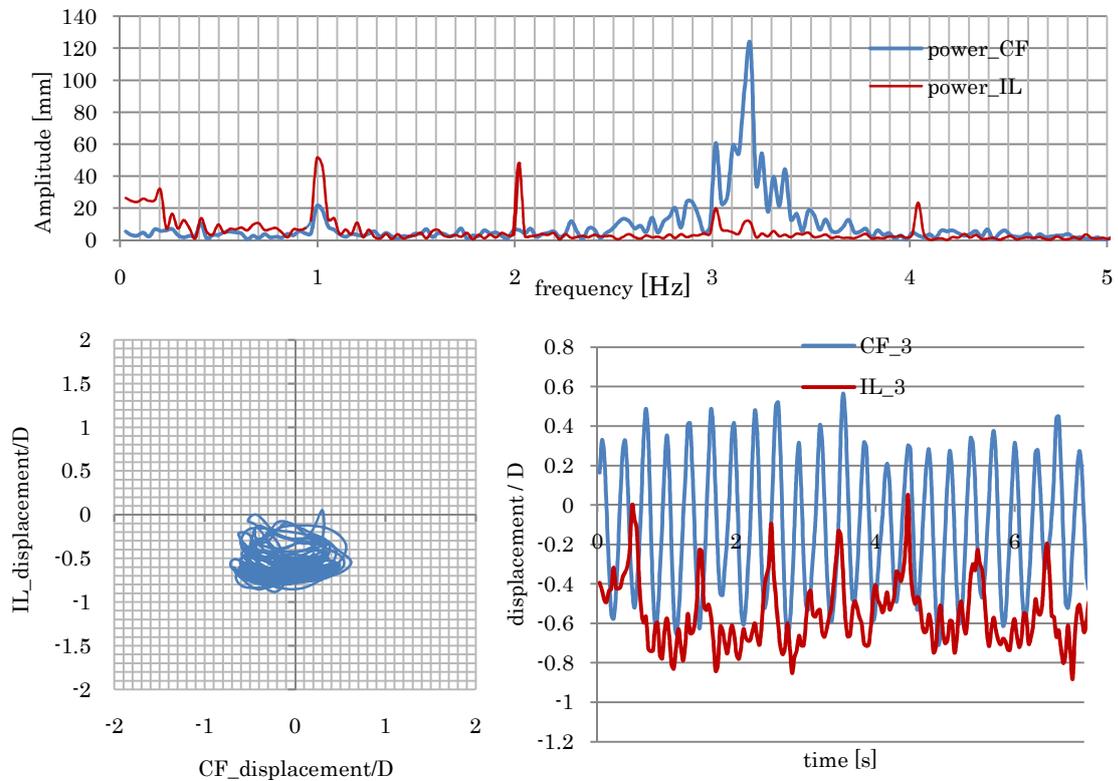


Fig.9 $U=40[\text{m/s}]_a=60[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_{f_v}=4.2[\text{Hz}]_{f_r}=1.0[\text{Hz}]_{f_N}=2.7[\text{Hz}]_{U_r} = 7.7$

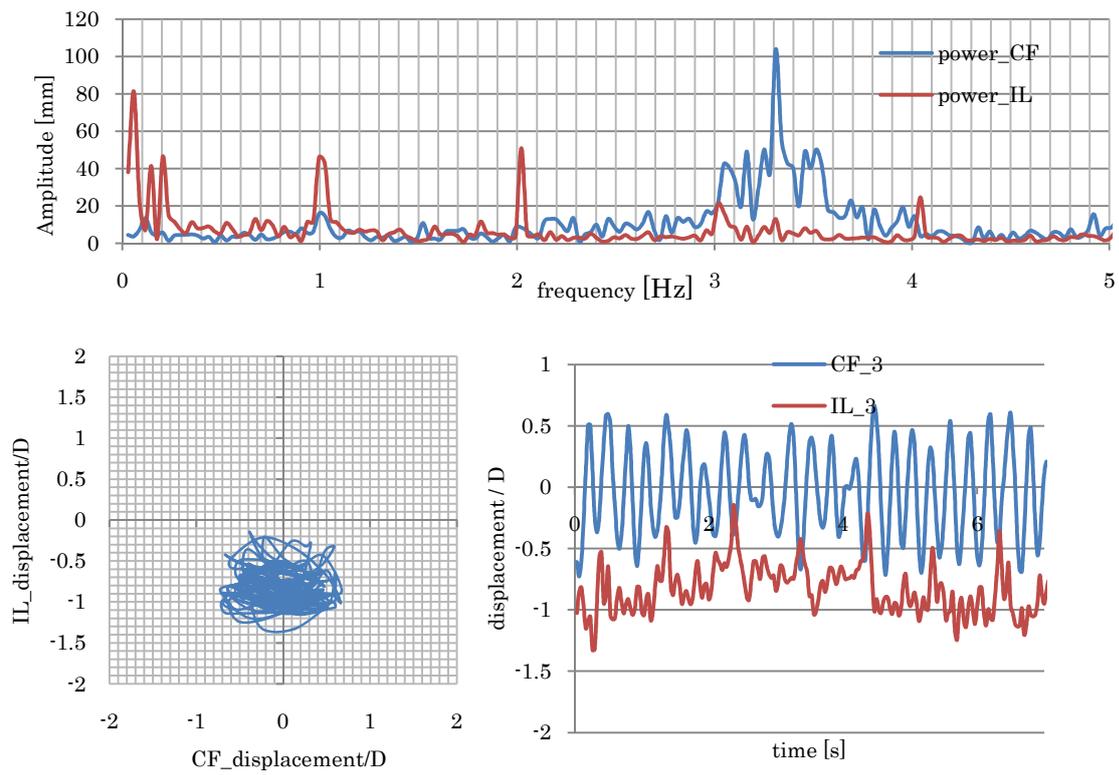


Fig.10 $U=48[\text{m/s}]$ $a=60[\text{rpm}]$ $T=7.5[\text{kgf}]$ $f_v=5.1[\text{Hz}]$ $f_r=1.0[\text{Hz}]$ $f_N=2.7[\text{Hz}]$ $U_r = 9.2$

付録 1-3 D=19[mm],T=7.5[kgf],a=90[rpm]の時

D=19[mm]のテフロンパイプに対し T=7.5[kgf],a=90[rpm]で固定し、流速を U=16~48[m/s]まで 8[m/s]間隔で上昇させていく。この時 $f_N=2.7$ [Hz], $f_r=1.5$ [Hz]で一定となる。換算流速は $U_r=3.0\sim 9.2$ まで変化する。結果を以下に示す。

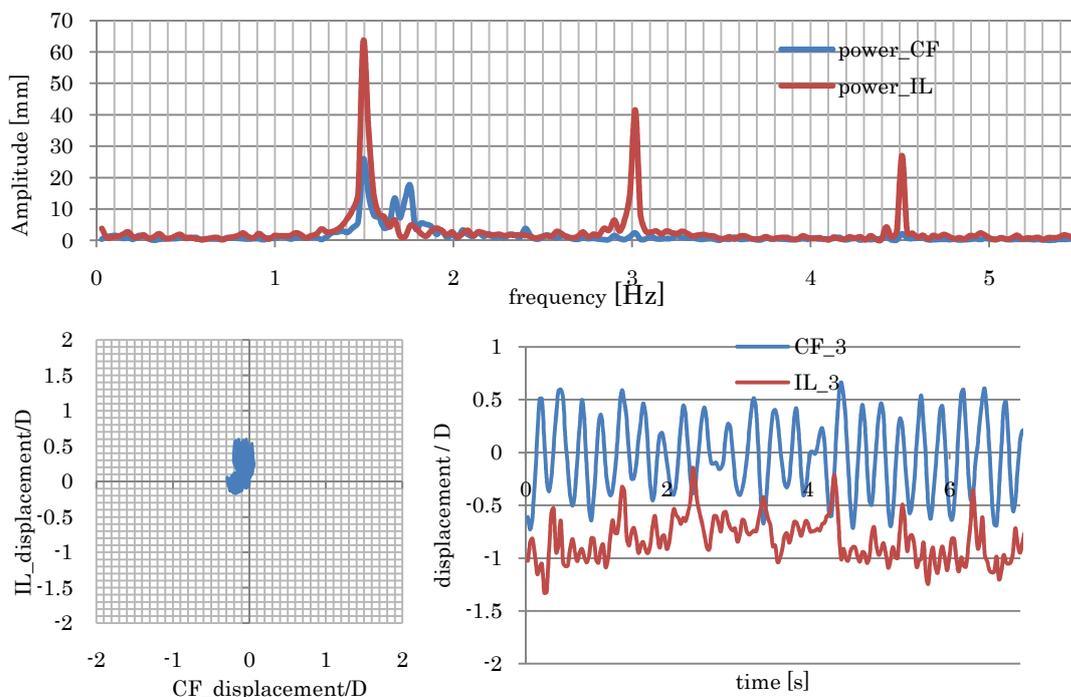


Fig.11 U=16[m/s]_a=90[rpm]_T=7.5[kgf]_ $f_v=1.7$ [Hz]_ $f_r=1.5$ [Hz]_ $f_N=2.7$ [Hz]_ $U_r=3.0$

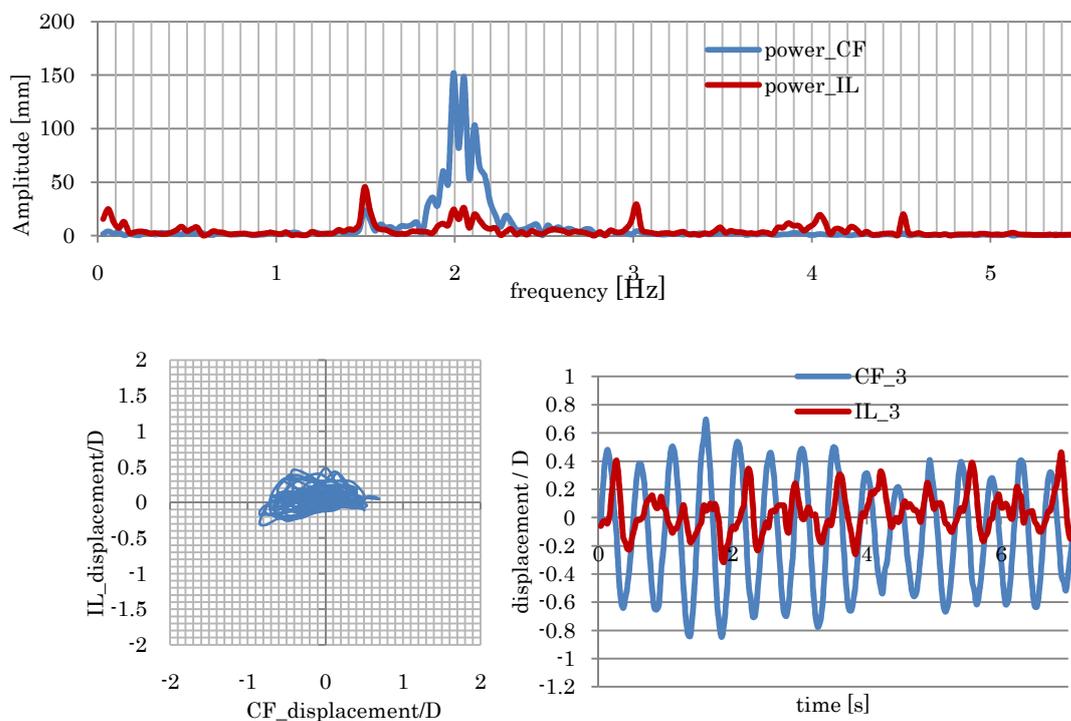


Fig.12 U=24[m/s]_a=90[rpm]_T=7.5[kgf]_ $f_v=2.5$ [Hz]_ $f_r=1.5$ [Hz]_ $f_N=2.7$ [Hz]_ $U_r=4.6$

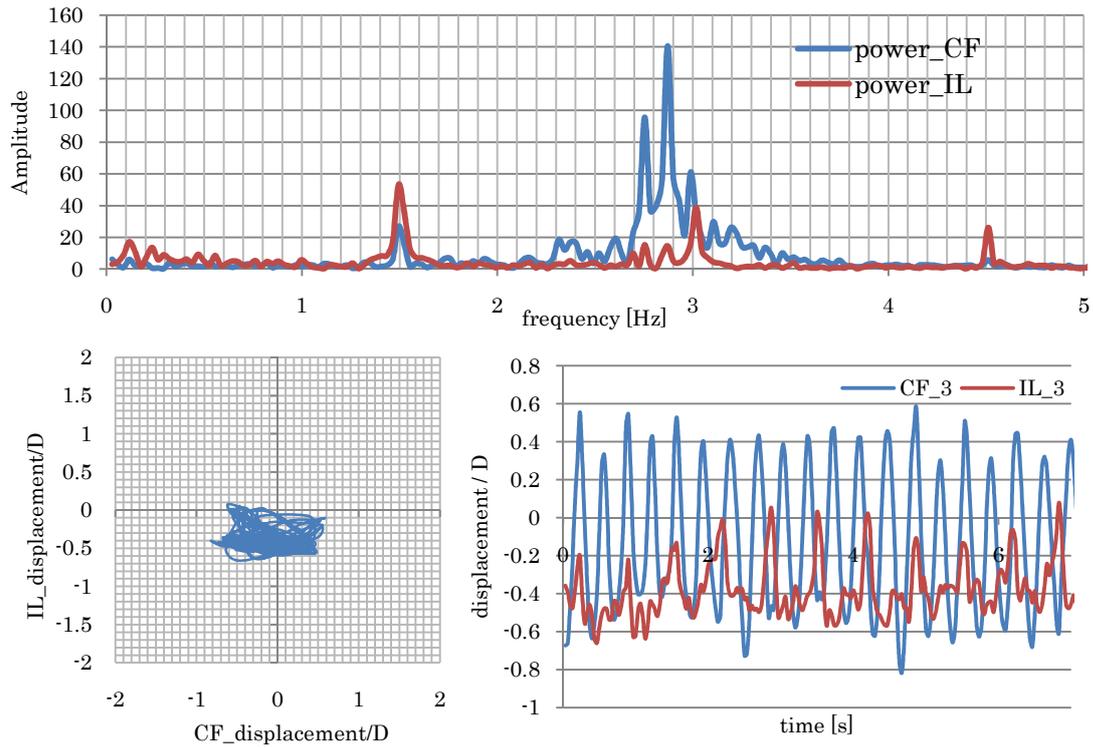


Fig.13 $U=32[\text{m/s}]_a=90[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_{f_v}=3.4[\text{Hz}]_{f_r}=1.5[\text{Hz}]_{f_N}=2.7[\text{Hz}]_{U_r} = 6.1$

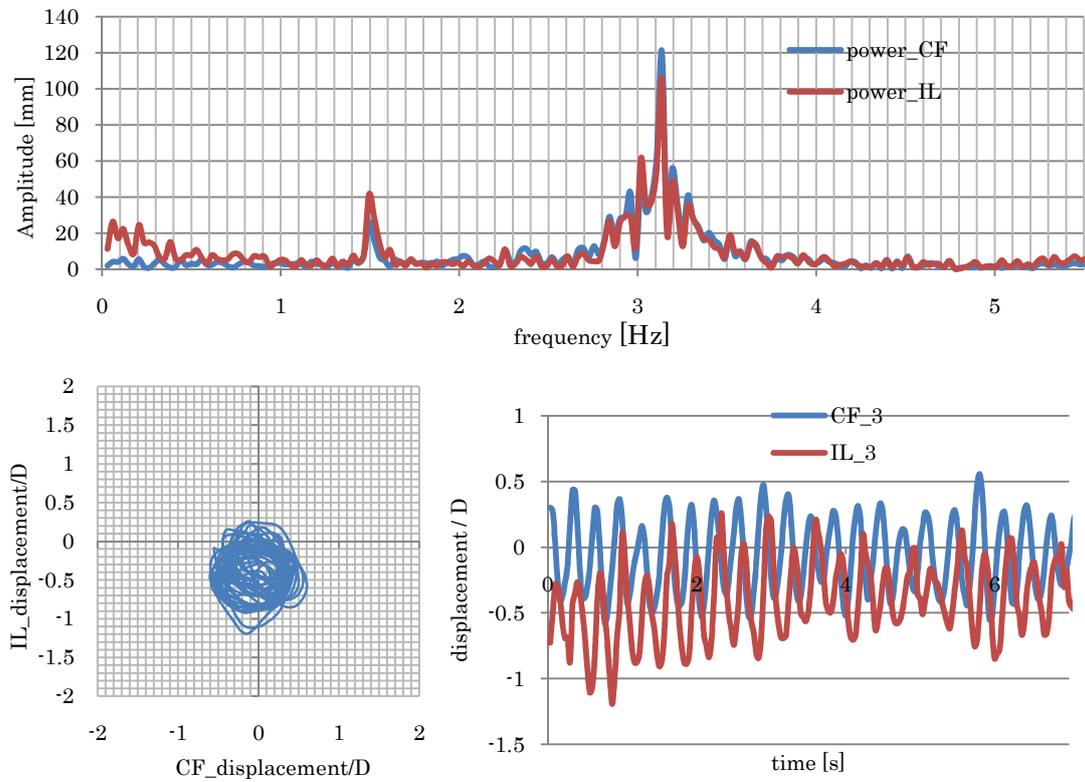


Fig.14 $U=40[\text{m/s}]_a=90[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_{f_v}=4.2[\text{Hz}]_{f_r}=1.5[\text{Hz}]_{f_N}=2.7[\text{Hz}]_{U_r} = 7.7$

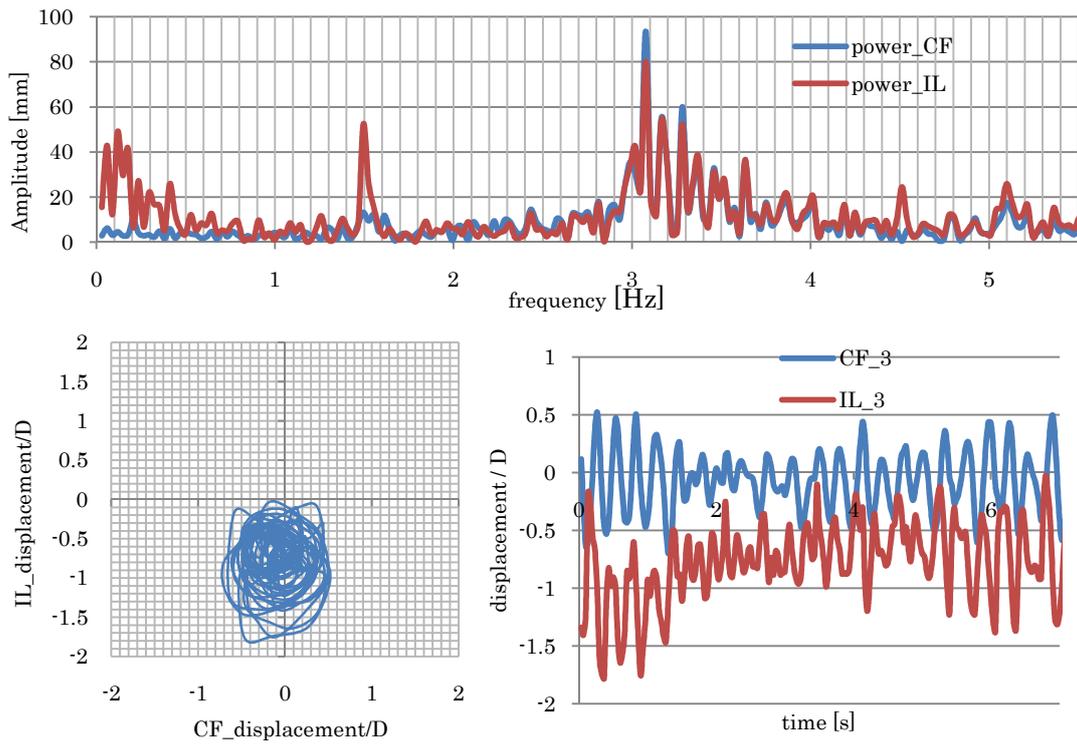


Fig.15 $U=48[m/s]$ $a=90[rpm]$ $T=7.5[kgf]$ $f_v=5.1[Hz]$ $f_r=1.5[Hz]$ $f_N=2.7[Hz]$ $U_r = 9.2$

付録 1-4 $D=19[\text{mm}], T=7.5[\text{kgf}], a=120[\text{rpm}]$ の時

$D=19[\text{mm}]$ のテフロンパイプに対し $T=7.5[\text{kgf}], a=120[\text{rpm}]$ で固定し、流速を $U=16\sim 48[\text{m/s}]$ まで $8[\text{m/s}]$ 間隔で上昇させていく。この時 $f_N=2.7[\text{Hz}], f_r=2.0[\text{Hz}]$ で一定となる。換算流速は $U_r=3.0\sim 9.2$ まで変化する。結果を以下に示す。

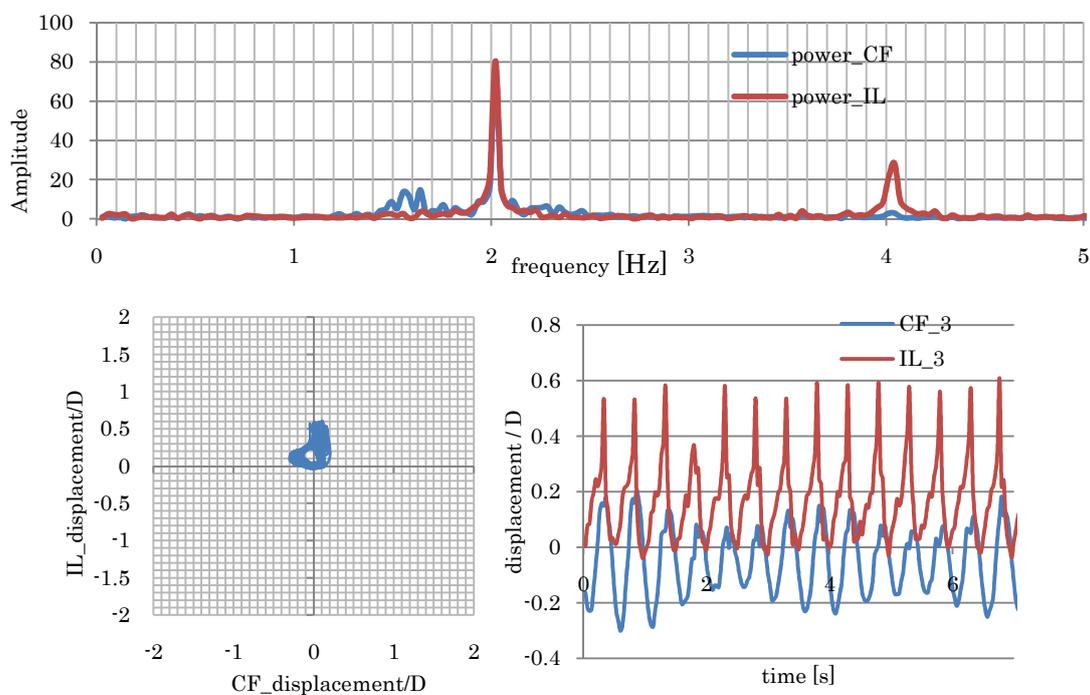


Fig.16 $U=16[\text{m/s}]_a=120[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_f_v=1.7[\text{Hz}]_f_r=2.0[\text{Hz}]_f_N=2.7[\text{Hz}]_U_r=3.0$

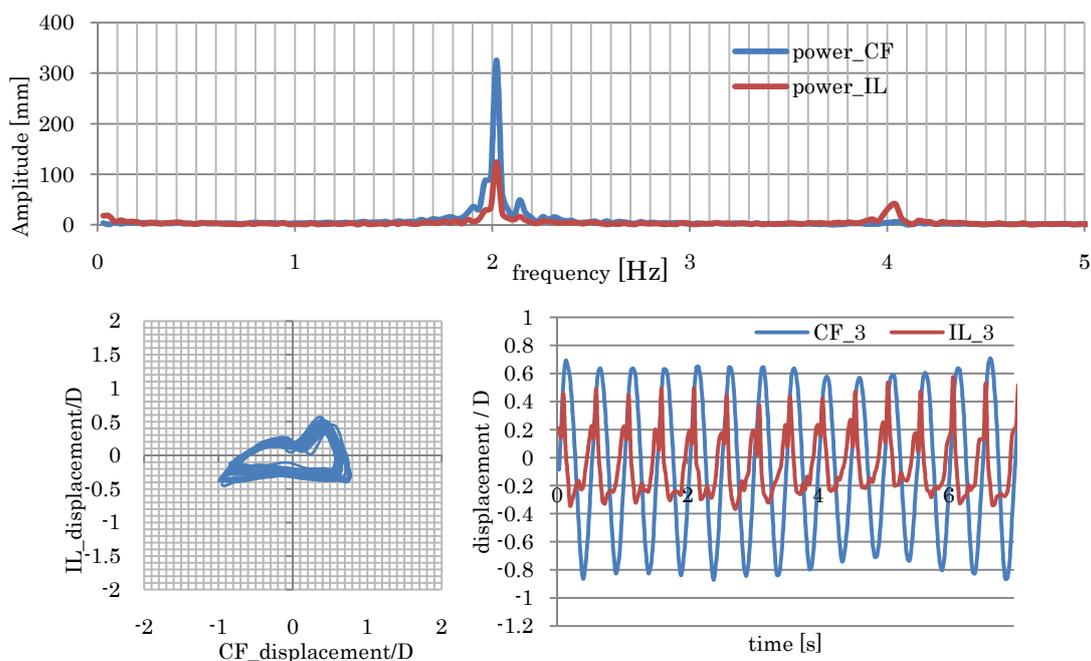


Fig.17 $U=24[\text{m/s}]_a=120[\text{rpm}]_T=7.5[\text{kgf}]_f_v=2.5[\text{Hz}]_f_r=2.0[\text{Hz}]_f_N=2.7[\text{Hz}]_U_r=4.6$

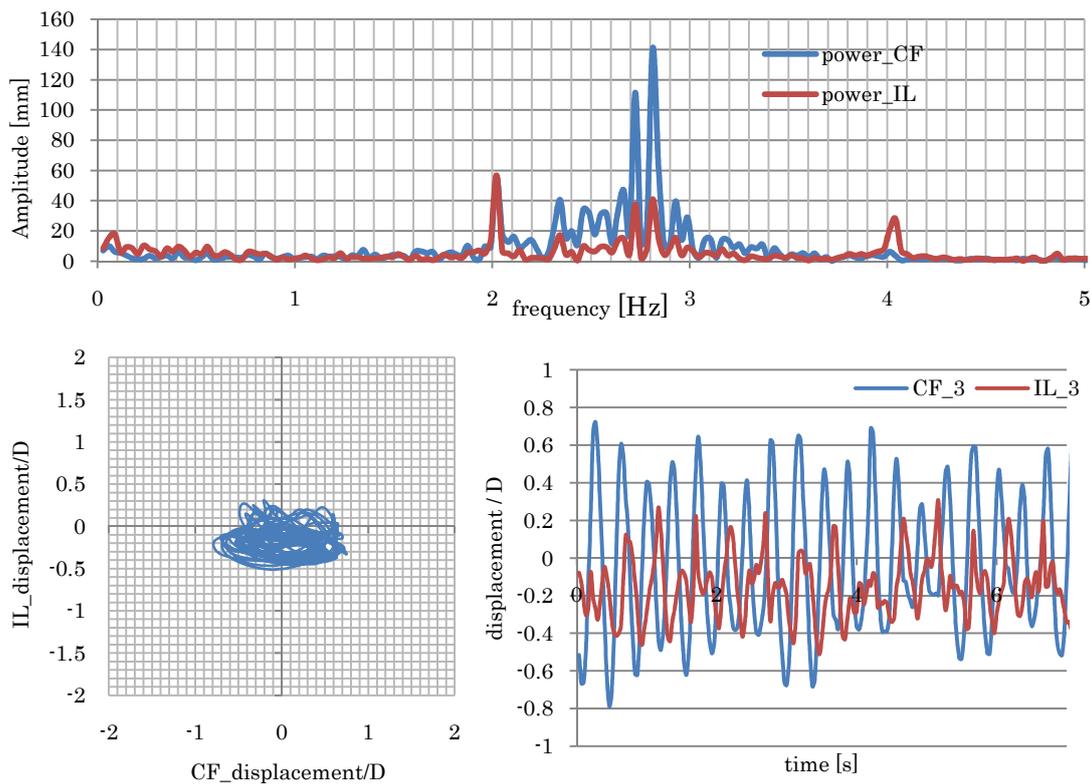


Fig.18 $U=32$ [m/s]_a=120 [rpm]_T=7.5[kgf]_f_v=3.4[Hz]_f_r=2.0[Hz]_f_N=2.7[Hz]_U_r = 6.1

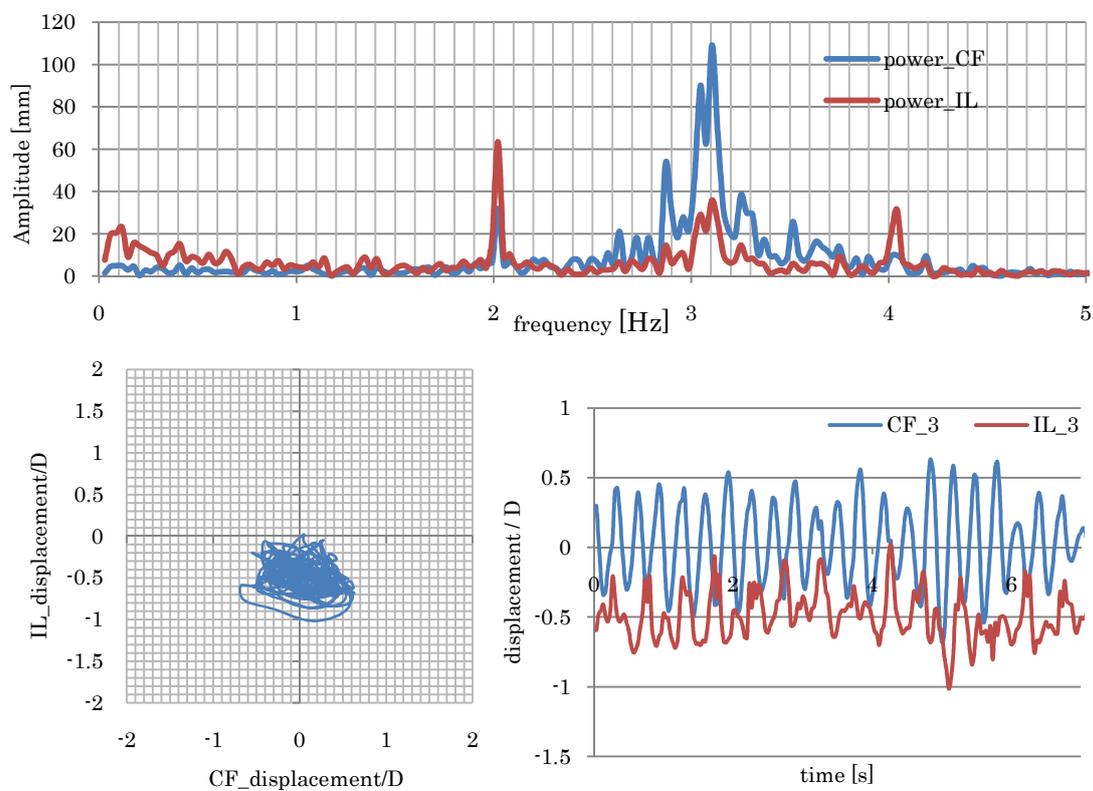


Fig.19 $U=40$ [m/s]_a=120 [rpm]_T=7.5[kgf]_f_v=4.2[Hz]_f_r=2.0[Hz]_f_N=2.7[Hz]_U_r = 7.7

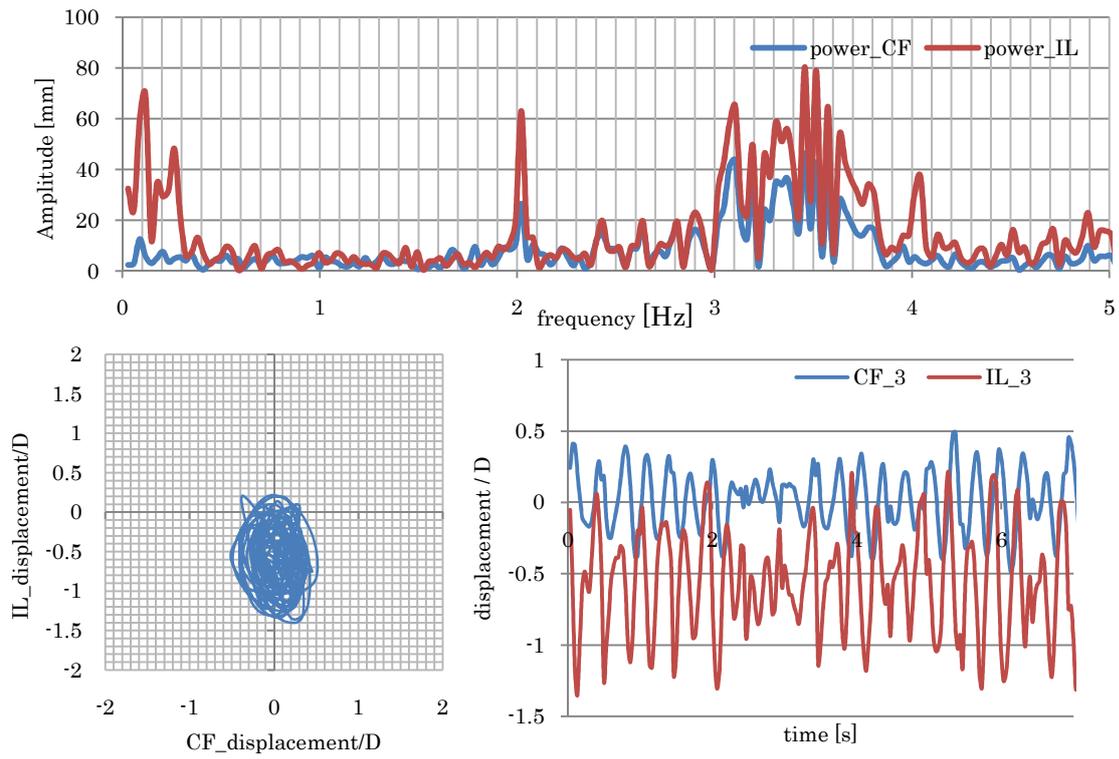


Fig.20 $U=48[\text{m/s}]$ $a=120$ [rpm] $T=7.5[\text{kgf}]$ $f_v=5.1[\text{Hz}]$ $f_r=2.0[\text{Hz}]$ $f_N=2.7[\text{Hz}]$ $U_r = 9.2$