

# 長大弾性管の渦励振とその再現性に関する研究

正員 千賀 英 敬\*      正員 小 寺 山 亘\*\*

A research on the Vortex Induced Vibration of a hanging flexible riser and its stability

by Hidetaka Senga, Member      Wataru Koterayama, Member

## Summary

A numerical scheme was developed to simulate the Vortex Induced Vibration (VIV) of a flexible riser. To validate the accuracy of this numerical scheme, some experiments were carried out. In experiments, the top end of a hanging riser model was forced to oscillate periodically or irregularly in an uniform flow. The three-dimensional motion of the model was measured four times at every experimental condition in order to analyze and discuss the stability of the VIV. Good agreements between the amplitudes and frequencies of VIV are confirmed in those comparisons.

## 1. 結 言

海洋開発の分野において多くの用途で用いられる長大弾性管は、自身の長さが管の断面に対して非常に長く、その挙動は複雑となる。長大弾性管には重力、浮体から受ける反力、波・潮流等の流体力、流出する渦による流体力等多くの外力が作用する。特に長大弾性管から流出する渦は渦励振 (Vortex induced vibration) と呼ばれる振動現象を引き起こす。

現在までに、渦励振に関する多くの実験・数値解析的な研究が成されてきた。近年の研究報告としては Bando et al.<sup>1)</sup>、Cheng et al.<sup>2)</sup>、Yamamoto et al.<sup>3)</sup> 等が挙げられる。

上記以外にも渦励振に関する多くの有用な研究が成されてきた。しかし、実海域における掘削船は常に不規則波によって動揺しているにも関わらず、弾性管上端が不規則運動を行う場合の渦励振に関する実験・研究はあまり成されていない。弾性管上端が不規則運動を行う場合、弾性管から流出する渦は不規則に変化し、結果として自身の固有振動数との共振が生じにくく、複雑な運動となると考えられる。

著者らはこれまでの研究により、上端が正弦的運動を行う弾性管の3次元挙動の数値解析プログラム<sup>4)</sup>を開発した。本研究において、そのプログラムを拡張し、上端が不規則運動を行う長大弾性管の3次元挙動解析を可能とした。

さらに長大弾性管模型を用い、一様流中において弾性管上端の規則・不規則強制動揺実験を行った。模型上端に与える

強制動揺運動は、弾性管を装備した浮体の波浪による水平方向運動を模擬している。渦励振は強非線形現象であり、弾性管上端に同じ強制動揺を与えた場合、同様の振動が再度生じるかという渦励振の再現性について議論する為、各条件での実験を4回づつ行った。

最後に数値計算結果と実験結果との比較を行い、本数値計算法の妥当性の検証を行った。

## 2. 模型実験

### 2.1 弾性管模型

本研究の主対象である弾性管の渦励振を正確に計測する為に、使用する弾性管模型はある程度の直径を必要とする。しかし、実験で使用する弾性管模型の縮尺を実機と揃える事は、実験水槽の深さが限られている為、非常に困難である。今回の実験に用いた弾性管模型 (ポリエチレンとテフロン製) は Table 1 に示される主要目のように非常に柔軟であるが、特定の实機を対象としたものではない。

Table 1: Characteristics of the riser model

Model Length (m)		6.5
Outer Diameter (mm)		22.5
Inner Diameter (mm)		12.7
Mass per Length (kg/m)		0.4
Young's Modulus (MPa)		8.847
Bottom Weight in water (N)		3.489
Natural Frequencies of the model (rad/sec)	1 <sup>st</sup>	0.571
	2 <sup>nd</sup>	1.308
	3 <sup>rd</sup>	2.207
	4 <sup>th</sup>	2.732

\* 九州大学大学院総合理工学府

\*\* 九州大学応用力学研究所

原稿受理 平成 17 年 9 月 29 日

Table 1 に示す弾性管模型の固有振動数は、模型の曲げ剛性を無視し、張力のみを考慮した自由振動方程式を解く事により近似的に求めた<sup>9)</sup>。模型は中空である為、実験時に内部は水槽内の水で満たされている。

2.2 実験装置

実験は九州大学応用力学研究所深海機器力学実験水槽 (L×B×D: 65×5×7 m) で行った。模型上端は、Fig. 1(a)に示すパラレルメカニズム型強制動揺装置<sup>6)</sup>にユニバーサルジョイントを用いて Fig. 1(b)に示すように取り付けた。このジョイントにより、模型上端における境界条件は曲げモーメントを受け持たない単純支持である。

弾性管模型の3次元な挙動は、翼型断面形状支柱内に納められた各5台の CCD カメラを用いて計測した (Fig. 2)。

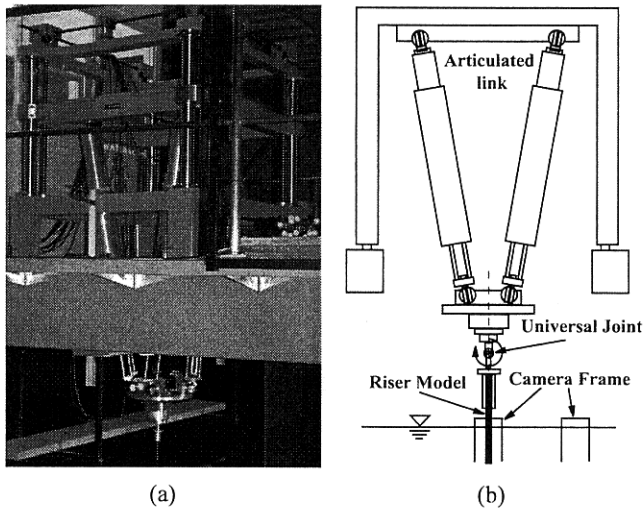


Fig. 1 Forced oscillator (a) and top end situation (b)

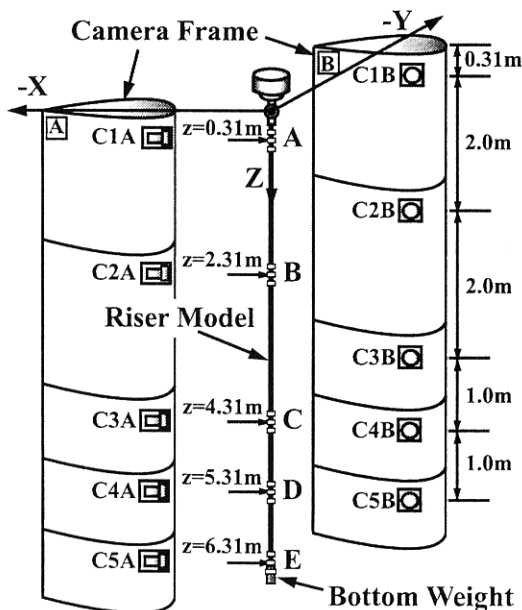


Fig. 2 Overview of the measurement system

弾性管模型には、代表計測点 A~E、またその上下 10 cm の位置に計測の目印となる蛍光テープが貼られている。模型が弾性的である為、模型の初期形状を真直ぐに保つ事を目的とした錘を下端に取り付けた。従って、下端の境界条件は集中質量付きの自由端である。

実験時、模型上端から喫水までの距離は 200 mm であり、これは模型全長の約 3% である。数値計算では、この喫水以上の部分には流体による抵抗が働かないとして考慮した。

以上の実験装置は曳航電車の上に載せられており、この曳航電車を等速で走らせる事により、一様流速  $U_0$  を発生させる事が可能である。Fig. 2 に示す通り、カメラを収めた支柱自身の渦励振による振動を防ぐ為に、支柱の断面は翼型である。実験時には、この支柱の下端に加速度計を取り付け、支柱自身の運動計測を行った。今回の実験条件での曳航速度範囲内において、加速度計による計測結果には機械的な高周波数成分のみが見られ、実験データの周波数帯における支柱の渦励振は計測されなかった。

2.3 実験条件

静水・一様流中において模型上端に X 方向 (inline) のみ規則・不規則運動を与える実験を行った。一様流速  $U_0$  を発生させる実験では、一様流による模型の主方向変形及び渦励振が規則的になるまで時間をおき、その後上端に規則・不規則運動を与えた。不規則運動は、長大弾性管を装備した浮体の波浪による水平方向運動を想定し、その波浪データとして有義波高 (Hx) と平均周期 (Tx) で定義される I.S.S.C. 型スペクトラムを用いた。模型の運動は上端に規則・不規則運動を与えてから約 3 分間計測を行った。渦励振の再現性を検証する為、各実験条件で 4 回づつ計測を行った。予備実験として、一様流速  $U_0$  のみを発生させた場合に発生する弾性管模型の渦励振も計測した。Table 2 に示される全実験条件の中で、模型の相対的な移動速度より算出した Reynolds 数の最大値は約  $2.8 \times 10^3$  であった。

Table 2: Experimental conditions

Towing + regular or irregular oscillation			
Amp. or Hx of top end motion	Regular	Irregular	
	50 (mm)	150 (mm)	
Towing speed: $U_0$	0.03 (m/s)	0 (m/s)	0.03 (m/s)
Period or Tx of top motion	4.0 (s)	Exp1~4	Exp9~12
	6.0 (s)	Exp5~8	Exp13~16
Towing			
Towing speed: $U_0$	0.02 (m/s)	0.03 (m/s)	0.04 (m/s)
	TExp1	TExp2	TExp3

### 3. 運動方程式と数値計算法

基礎となる運動方程式は ‘Hamilton’s principle’ を用いて導出した<sup>7)</sup>。

弾性管の渦励振の数値計算を行う為に、本数値計算法では弾性管の主方向運動(X方向)により、弾性管から流出する渦により発生する揚力  $F_L(z, t)$  を transverse 方向(Y方向)の運動方程式に外力として導入した。

$$F_L(z, t) = \frac{1}{2} \rho U(z)^2 DC_{LY} \sin(\omega_s(z)t + \varphi(z)) \quad (1)$$

ここで、

- $\rho$  : 流体密度
- $U(z)$  : 弾性管の主運動方向移動速度
- $D$  : 弾性管外径
- $C_{LY}$  : 揚力係数
- $\omega_s(z)$  : 渦流出円振動数 (rad/sec)
- $\varphi(z)$  : 位相
- $t$  : 時間 (sec)

である。本実験条件における Reynolds 数の範囲内において、Strouhal 数( $S_s$ )は約 0.2 であり、渦流出円振動数 $\omega_s(z)$ は(2)式のように表せる。

$$\omega_s(z) = \frac{2\pi S_s U(z)}{D} \quad (2)$$

弾性管の主運動(X方向)の速度は時刻によって変化する為、本数値計算法において(1)式中の  $U(z)$  は弾性管の主運動方向速度の符号が同じである間の平均速度を用いた。また一様流速がある場合は弾性管の相対的な移動速度を用いた。

弾性管上端が運動する事により、弾性管の各位置は上端の運動に応じた振幅・位相で運動する。各深さ位置において流出する渦の位相 $\varphi(z)$ は、このような弾性管自身の複雑な運動や、それまでの流場等の影響を受ける為、決定する事は非常に困難である。

本数値計算法では、初期状態における流出渦の位相は模型上端から下端まで全て $\varphi(z)=0$ とした。その後、各深さ位置における流出渦の位相 $\varphi(z)$ は、主運動方向が変わる時、その深さ位置で直前に流出した渦による揚力の強さに応じて $\varphi(z)=0$  又は  $\pi$ とした。

Figs. 3 に揚力の時系列の例を示す。同図 a に示されるように、主運動方向が変わる時刻 P の直前に流出した渦による揚力が小さい場合、次に流出する渦は直前に流出した渦と同

じ方向に流出するとし、位相は 0 とした。また時刻 P の直前に流出した渦による揚力が大きい場合、次に流出する渦は直前の渦と逆方向とし、位相は $\pi$ とした(Fig. 3b)。

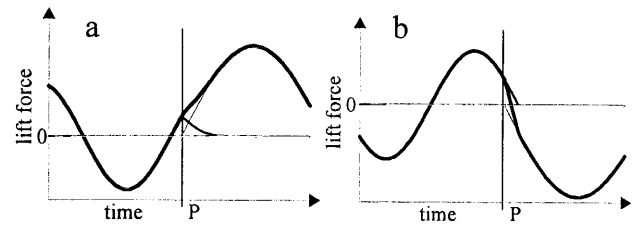


Fig. 3 The phase of the next shedding vortex and lift force (solid line: total lift force, dots: prior vortex effect, thin solid line: next shedding vortex effect)

揚力係数  $C_{LY}$  は、渦励振による振幅  $A_y$  の関数でもある事は良く知られている。しかし、本手法では計算法の簡略化の為に各深さ位置における主運動方向の振幅から求めた Keulegan-Carpenter 数のみの関数であるとし、小寺山<sup>8)</sup>による剛体円柱を用いた強制動揺実験の結果を用いた。

### 4. 実験結果及び数値計算結果

#### 4.1 主方向運動 (inline motion)

各深さ位置における主運動方向の抗力係数  $C_{DX}$  は、その位置における渦励振による振幅  $A_y$  の関数として(3)式のように影響を受ける<sup>9)</sup>。

$$\frac{C_{DX} |_{A_y > 0}}{C_{DX} |_{A_y = 0}} = 1 + 2.1(A_y/D) \quad (3)$$

従って、数値計算では反復計算が必要となる。抗力係数の初期値は弾性管全体に亘り同一の値を用い、数値計算を開始している。ある時刻における代表計測位置 A, C, E での反復回数による主方向運動の抗力係数  $C_{DX}$  の変化を Fig. 4 に示す。

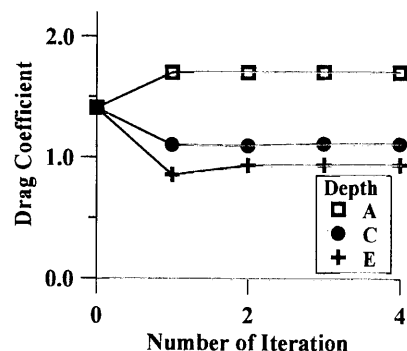


Fig. 4 Convergence of the drag coefficient at each iteration step

Fig. 4において、各深さ位置における渦励振の振幅により主運動方向の抗力係数  $C_{DX}$  が変化しているが、2~3回の反復計算で収束している事が確認出来る。また、収束値は各深さにより異なっている事が分かる。

主方向(inline)の弾性管上端における運動  $X_0$  と代表計測位置 A~E における時系列  $XA \sim XE$  を Figs. 5 に示す。

同図において、一様流速を発生させている為に模型の下端側が上端位置より下流側 (-X 方向) を中心として運動している事が確認出来る。実験値と比較し、本数値計算法は一様流速がある場合、また弾性管上端が不規則運動を行う場合でも、主方向に関しては良い計算結果をもたらす事が分かる。

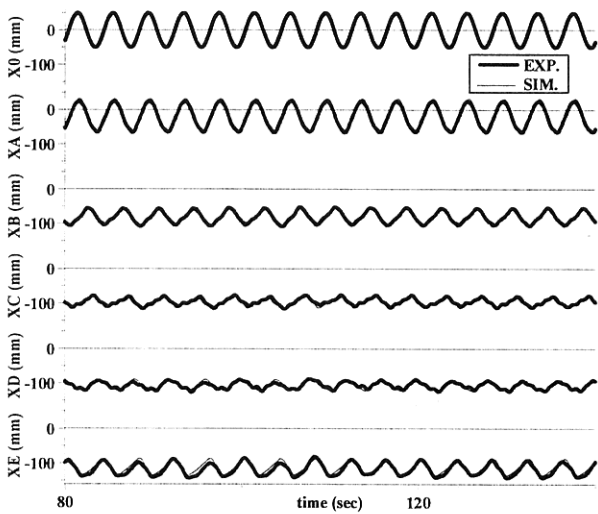


Fig. 5a Time histories of inline motion (Exp1, uniform flow + regular motion)

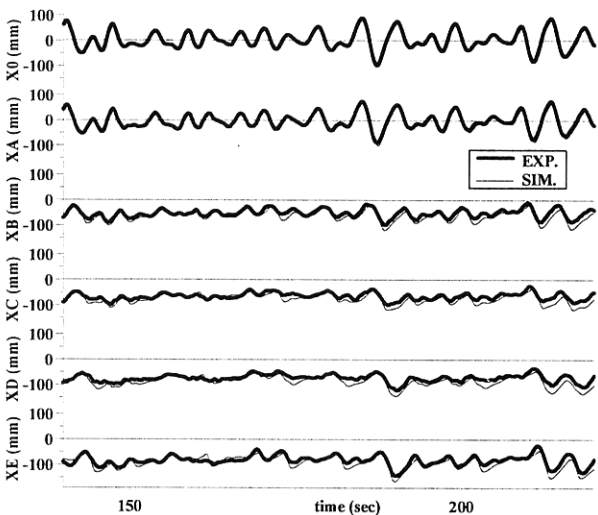


Fig. 5b Time histories of inline motion (Exp17, uniform flow + irregular motion)

4.2 渦励振の再現性 (stability of the VIV)

実験結果と数値計算結果の比較を行う前に、渦励振の再現性に関する考察を行う。弾性管模型上端に同じ運動を与えた

時、特に上端不規則運動させた場合、非線形現象である渦励振の振動振幅や振動周波数帯が毎回同様の値をとるのかという事を検証する。Figs.6 に同実験条件で4回行った計測結果の例として、代表計測点 E の主運動方向 XE と渦励振の時系列 YE を示す。主運動方向 XE については各実験における再現性には問題がなかった為、同図には各1例のみを示した。

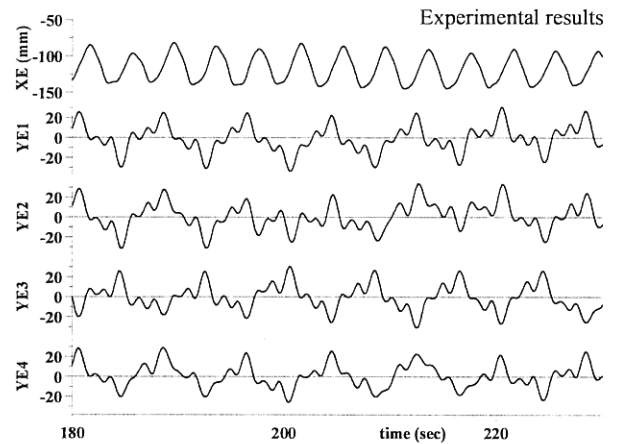


Fig. 6a Time histories of transverse motion at E (Exp1~4)

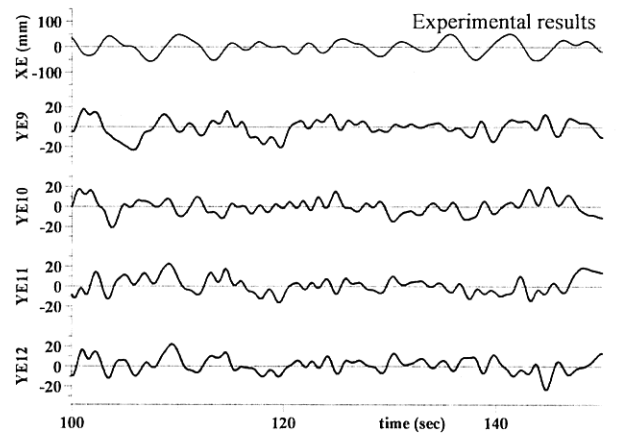


Fig. 6b Time histories of transverse motion at E (Exp9~12)

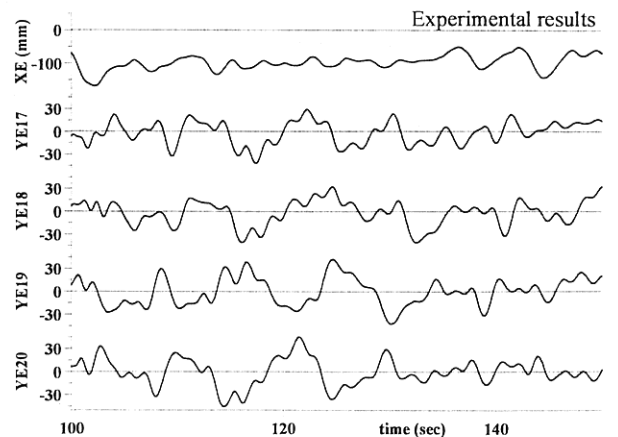


Fig. 6c Time histories of transverse motion at E (Exp17~20)

一様流速中で上端規則運動(Exp9~12)をさせた実験である Fig. 6a については、主方向運動 XE が規則的であり、流出する渦により励起される渦励振は周期的となる為、渦励振の時系列は 4 回共ほぼ一致している。しかし、YE3 については、他の 3 つ(YE1, YE2, YE4)と運動の方向が Y 軸に対して正負逆となっている事が分かる。

また不規則運動をさせた Fig.6b, 6c についても、波形は相互に類似している。また振動方向が逆となっている場合がある。しかし、規則運動をさせた場合ほど波形は一致していない。Fig. 6b と Fig. 6c の上端不規則運動は同一であり、一様流の有無がそれぞれの違いであるが、一様流速がある場合の方が渦励振の振動振幅が大きくなっている事が分かる。また、再現性については同程度である事が分かった。

渦励振の時系列を詳細に解析する為に、Figs. 6 の各時系列 XE, YE に対応した円振動数に関する FFT の結果を示す(Figs. 7)。同図においては下端付近の YE に関してのみ示したが、その他の代表計測点 A~D における 4 回の計測結果の傾向は E と同様であった。

規則運動の時系列に関する FFT の結果である Fig. 7a については、渦が周期的に流出する為、渦励振の振動モードが特定の周波数で卓越し易く、明確な振動のピークがある事が確認出来る。また、振動振幅も 4 回の実験で同様な値となり、上端規則運動の場合、渦励振の再現性が強い事が分かった。

一様流速有無の条件下で弾性管模型上端を強制不規則運動させた実験の FFT の結果である Fig.7b, 7c に関しては、主運動が不規則である為、渦励振の振動数に卓越したピーク値は確認出来ない。Fig.6b では振動方向が Y 軸に対して流出渦の位相の問題で正負逆となっている時刻も確認できたが、Fig. 7b, 7c により全体として各実験共に同様の振動振幅・周波数での渦励振が発生している事が分かる。

以上より上端の運動が不規則である場合でも、渦励振の全体的な再現性を確認出来た。

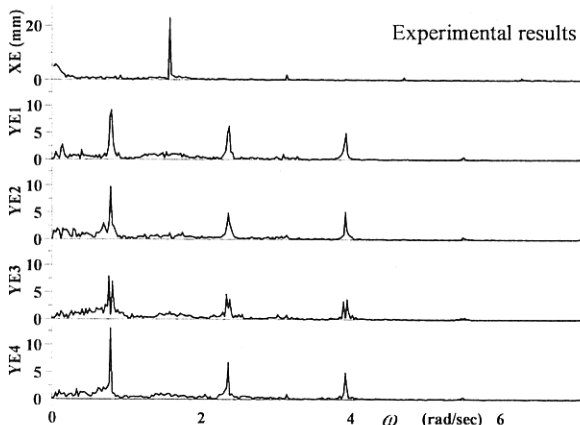


Fig. 7a FFT response of the transverse motion at E (Exp1~4, uniform flow + regular motion)

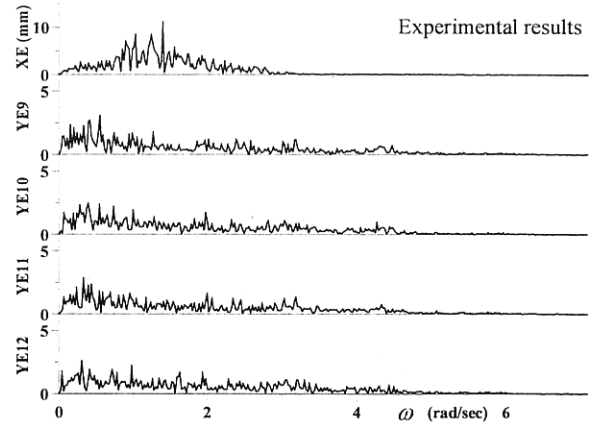


Fig. 7b FFT response of the transverse motion at E (Exp9~12, irregular motion)

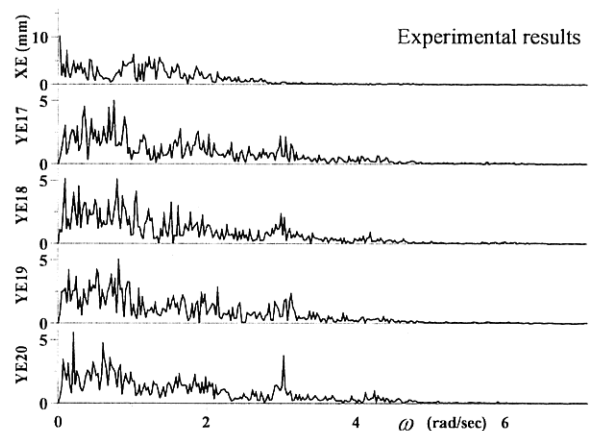


Fig. 7c FFT response of the transverse motion at E (Exp17~20, uniform flow + irregular motion)

### 4.3 渦励振に関する実験結果と数値計算結果の比較

#### 4.3.1 上端規則運動（一様流速あり）

Figs. 8 に弾性管上端の運動時系列 X0 と代表計測点 A~E における渦励振の時系列 YA~YE を示す。

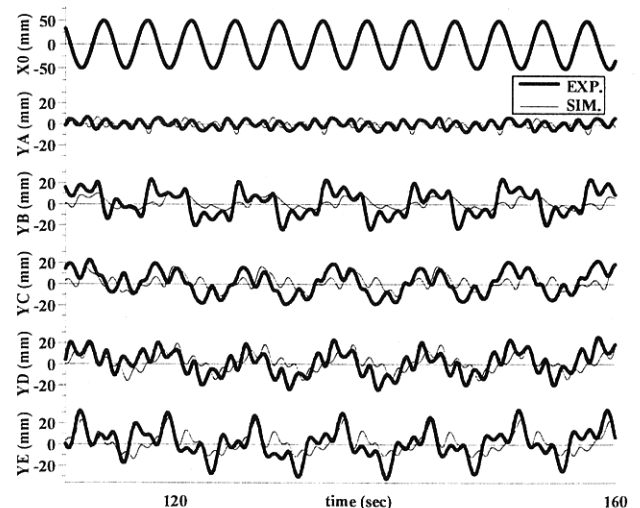


Fig. 8a Time histories of transverse motion (Exp1, uniform flow + regular motion)

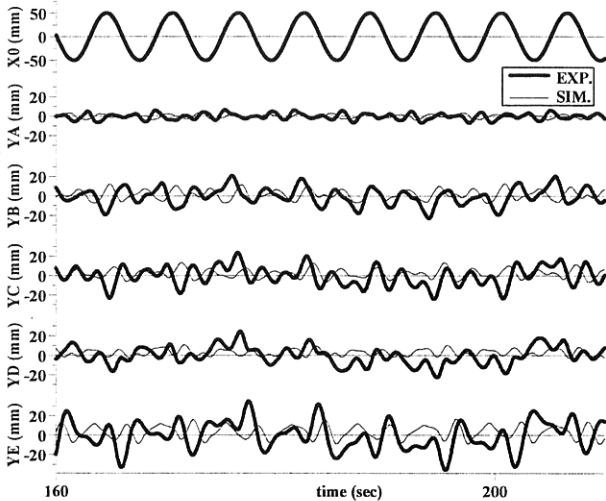


Fig. 8b Time histories of transverse motion (Exp5, uniform flow + regular motion)

Fig. 8a では実験結果と数値計算結果は振動振幅・周期共に似た結果となっている。Fig. 8b においては短周期の運動については良く一致しているが、実験結果の YE には比較的長周期の動揺が発生しており、計算結果よりも振動振幅が大きくなっている事が分かる。

渦励振の振動周波数での比較を行う為、Figs. 9 に渦励振の時系列の円振動数に関する FFT の結果を示す。

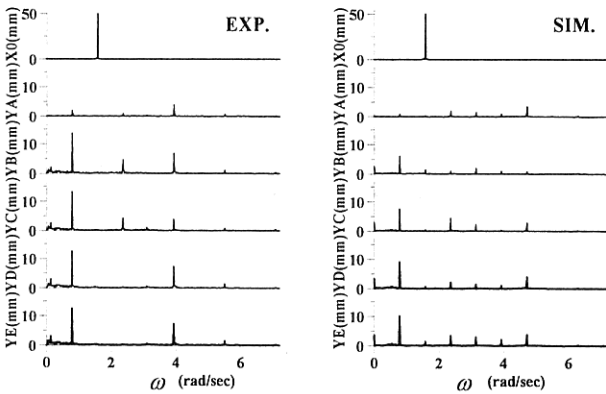


Fig. 9a FFT response of the transverse motion (Exp1)

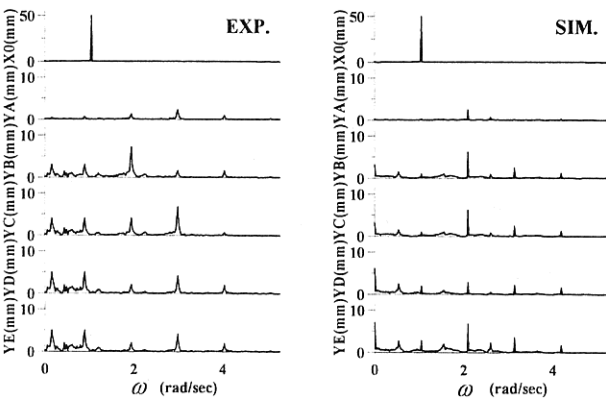


Fig. 9b FFT response of the transverse motion (Exp5)

Figs. 9 において実験結果と数値計算結果共に振動数に明確なピークがある事が確認出来る。Fig. 9a ではピーク値の円振動数 $\omega$ は両結果共に良く一致しているが、Fig. 9b に示されるように YD や YE といった下端側で Fig. 8b でも見られた長周期の動揺が発生している事が分かる。このような非線形な長周期の動揺は本数値計算法に考慮されていない為、数値計算結果にそのピーク値は存在しない。長周期の動揺に関しては、大楠<sup>10)</sup>によれば弾性管上端が上下方向に運動する事によって水平方向に励起される非線形現象である事が理論的に証明されている。しかし、本研究で行った実験で発生している運動の周期は大楠の理論から算定される周期とは異なっており、大楠による理論が全ての場合に適用されるとは限らない。長周期の動揺がどのような起振力により発生するのか、また数値計算法において考慮すべきか等は今後の課題である。

#### 4.3.2 上端不規則運動のみ

Figs. 10 に上端不規則運動を行う弾性管の上端の主運動方向時系列 X0 と代表計測点 A~E における渦励振の時系列 YA~YE の実験結果と数値計算結果を示す。また、計測時間内に励起された渦励振を振動周波数で比較する為、Figs. 11 に計測時間内に発生した渦励振のパワースペクトラムを示す。両図における実験結果については、上端に同じ不規則運動を与えて行った 4 回の実験結果の中で有義振幅(Hx)が 150 mm で平均周期(Tx)が 4.0 sec の場合について Exp9 を、また Hx = 150 mm, Tx = 6.0 sec の場合は Exp13 を代表例として示した。

Figs. 10 において、実験結果と数値計算結果の振動振幅・周期は良く一致しているが、両結果の渦流出の位相がずれた為、渦励振の振動方向が正負逆となっている時刻がある事が分かる。

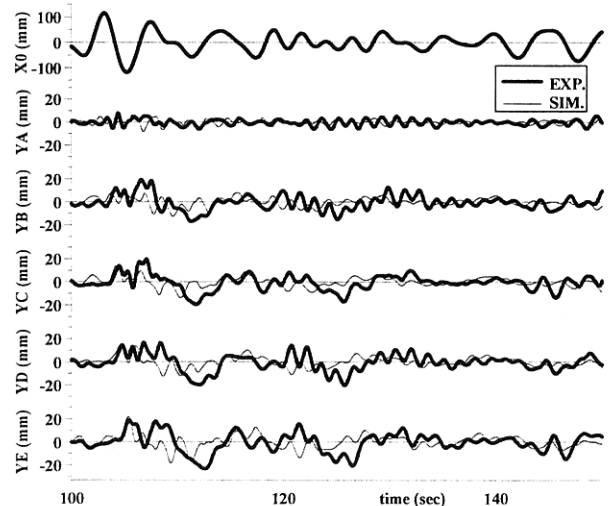


Fig. 10a Time histories of transverse motion (Exp9)

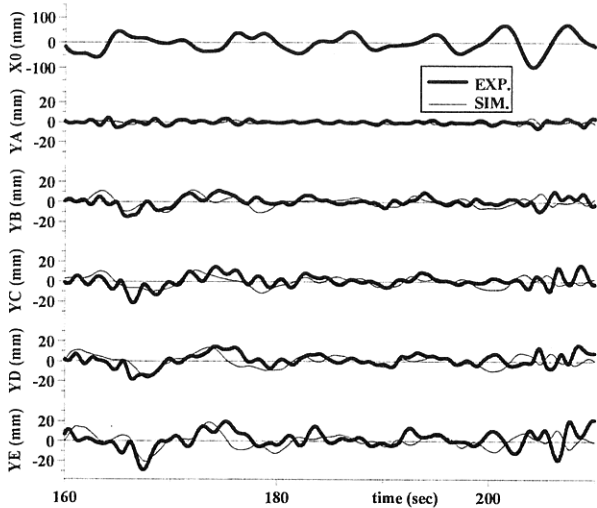


Fig. 10b Time histories of transverse motion (Exp13)

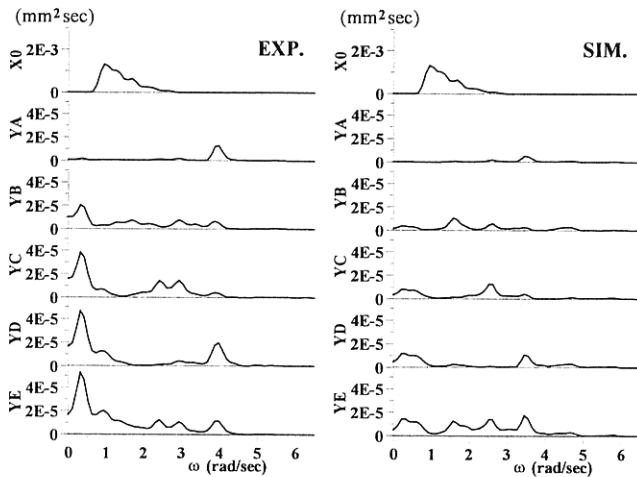


Fig. 11a Power spectrum of the transverse motion (Exp9)

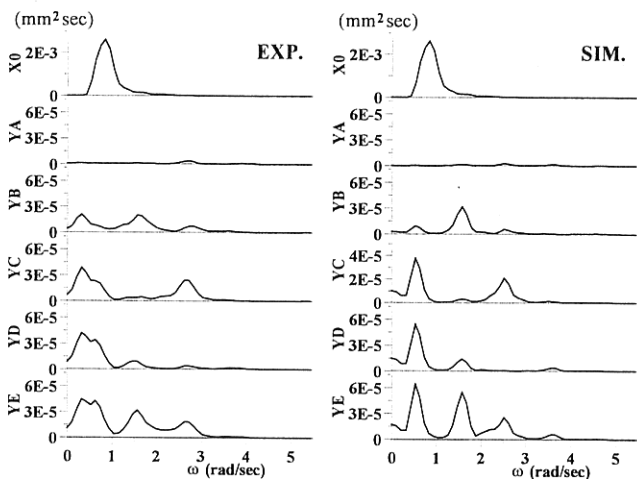


Fig. 11b Power spectrum of the transverse motion (Exp13)

Figs. 11において、各深さ位置で発生した渦励振の振動ピーク域は Exp9 と Exp13 では異なっている事が先ず分かる。殊だ、Fig. 11a では、実験結果において模型全体に発生している最も高周波側の振動ピーク域が 3.9 rad/sec であるのに対して、数値計算結果では 3.5 rad/sec である。これは、数値

計算法では主運動の平均移動速度で渦流出周波数 $\omega_s(t)$ を決定しているが、実験ではその値よりも早い周期で渦が流出した為だと考えられる。そして、Fig. 11a での実験・数値計算結果の最大の相違点は、Fig. 10a で見られたような特に下端側で長周期の振動が発生している事である。

Fig. 11b の場合、実験では Exp9 の場合と同様に模型の下端側で長周期(0.35 rad/sec 付近)の振動が発生しており、低周波域において数値計算結果との差が見られる。しかし、各深さ位置におけるその他の振動ピーク域 1.6, 2.6 rad/sec は良く一致している事が分かる。

### 4.3.3 一様流速のみ

Fig. 12 に一様流速  $U_0$  (=0.03 m/s) のみを発生させた実験 (TExp2) の渦励振の時系列 YA~YE 及びその円振動数に関する FFT の結果、また Figs. 13 に一様流速  $U_0$  (=0.02, 0.03, 0.04 m/s) を発生させた場合のある時刻における Y-Z 平面での弾性管模型の運動形状を示す。

Fig. 12 に示されるように、弾性管模型を曳航する事により一様流速  $U_0$  (=0.03 m/s) のみを発生させた場合、実験結果から得られた渦励振の円振動数 $\omega$ のピーク値は 1.58 rad/sec であった。この値は Table 1 に示されている近似的に求められた模型の固有振動数の 2 次モード 1.308 rad/sec に近く、固有振動数との lock-in が生じている事が分かる(Fig. 13b)。

また Figs. 13a より、一様流速  $U_0$  が 0.02 m/s の場合、模型は 1 次モード、そして Figs. 13c より一様流速が 0.04 m/s の場合は 2 次モードで振動している事が分かる。従って、実験に用いた弾性管模型は一様流速  $U_0$ =0.03 m/s のみでは 2 次モードの振動が励起され易いと考えられる。Exp1~8 及び Exp17~24 で発生させた一様流速はこの  $U_0$ =0.03 m/s である。

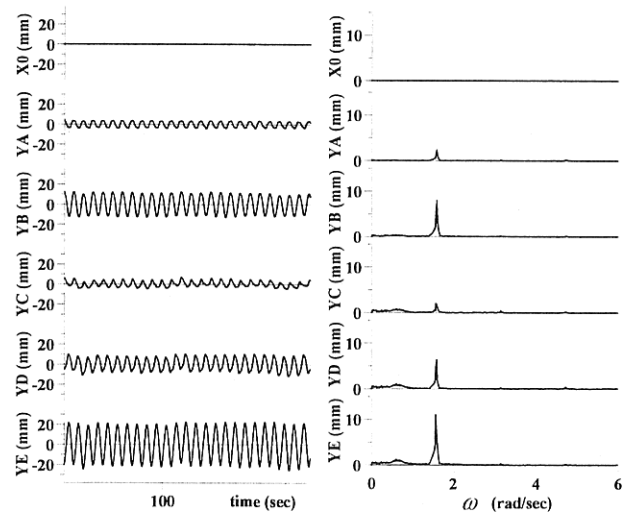


Fig. 12 Time histories of transverse motion and its FFT response (TExp2,  $U_0$  = 0.03 m/s)

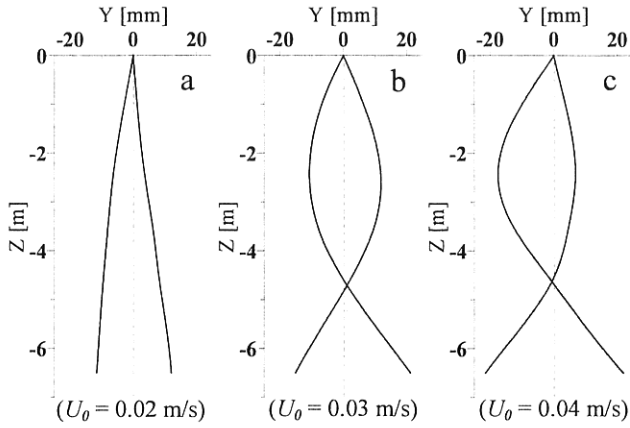


Fig. 13 Configuration profiles of the model in Y-Z plane

4.3.4 上端不規則運動（一様流速あり）

Figs. 14 に一様流中で上端不規則運動を行う弾性管の上端の主運動方向時系列  $X_0$  と代表計測点 A~E における渦励振の時系列  $Y_A \sim Y_E$  の実験結果及び数値計算結果を示す。

同図において、上端不規則運動のみの場合と比較すると、振動振幅が大きくなっている事が先ず分かる。

また、数値計算結果は実験結果と比較して短い周期の振動は似ているが、実験結果には短周期の振動に加えて長周期の動揺が発生している。数値計算結果ではそのような長周期の動揺を励起する外力が考慮されていない為、特に下端部付近で両者の結果に差が現れている。

振動周波数帯での比較として、Figs. 15 に渦励振のパワースペクトラムを示す。Fig. 15a, b の実験結果を見ると、Fig. 12 で示した一様流のみを発生させた場合に卓越していた振動数 ( $\omega = 1.58 \text{ rad/sec}$ ) にピーク値が見られない。従って、一様流速中であっても上端が不規則運動を行っている場合、渦励振は固有振動数との lock-in を生じにくい事が分かる。

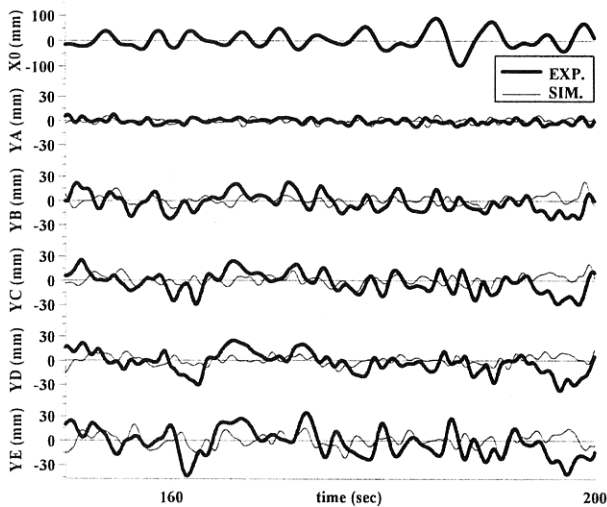


Fig. 14a Time histories of transverse motion (Exp17)

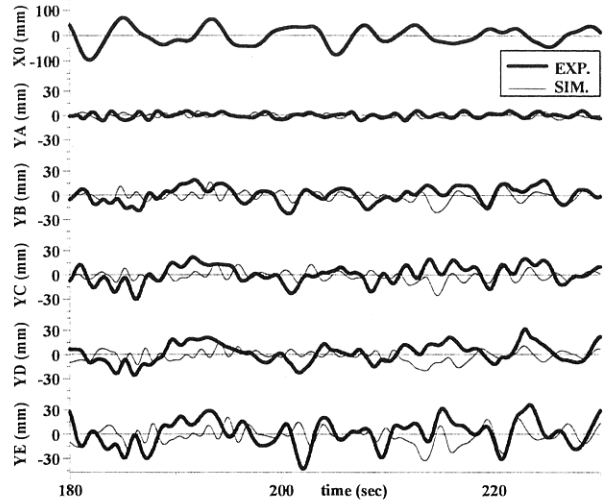


Fig. 14b Time histories of transverse motion (Exp21)

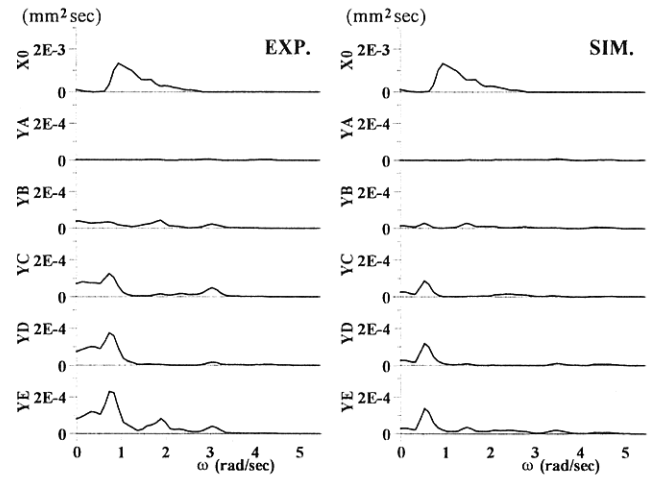


Fig. 15a Power spectrum of the transverse motion (Exp17)

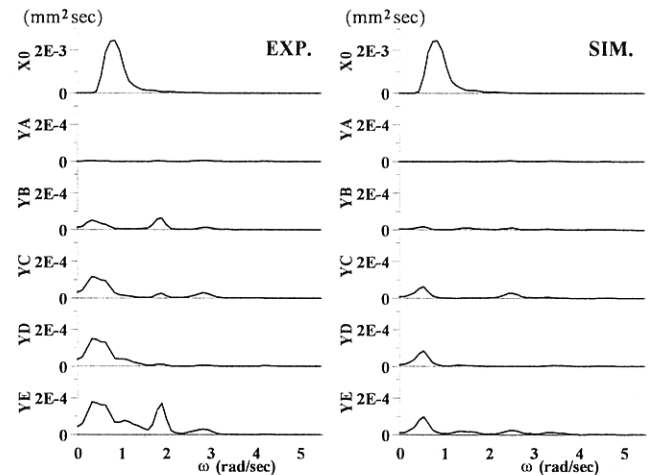


Fig. 15b Power spectrum of the transverse motion (Exp21)

また、実験結果を見ると Exp17 では  $0.77 \text{ rad/sec}$ 、Exp21 では  $0.46 \text{ rad/sec}$  付近といった低周波域（長周期）の運動が発生している事が分かる。このような長周期の動揺は、複雑な非線形現象が原因であるとされているが、結論はまだまだ得られていないと考えられる。本研究における実験結果の渦励



振時系列の図 (Fig. 14a, b) を見ると、主運動の方向が変わる時に発生しているように見られるが、現段階において主原因については明確に説明する事は出来ない。一様流速を発生させず、模型上端に同様の不規則運動を与えた実験結果の Fig. 11a, b と比較すると、このような長周期の動揺の大きさは不規則運動のみの場合よりも大きく、本数値計算法ではこのような長周期の動揺が考慮されていない為、一様流速中における不規則運動の場合、発生し得る渦励振の予測結果は実験結果よりも小さく、一致は良くない。

本研究で使用している弾性管の挙動を表す数学モデルは、弾性管の傾斜角は小さいとし、張力の動的変動成分による影響は小さいとして無視している為、弾性管上端の運動加速度が極端に大きい場合の誤差は大きくなる。また、長周期の動揺については、その発生原因に関しては張力変動と密接な関係がある事は推測可能であるが、まだ明確な答えはない。従って、本研究で提案する渦励振の計算モデルの適用限界を定量的に示す為には、弾性管上端に与える運動条件を更に細分化した実験を行う必要があると考えられる。

## 5. 結言

一様流中で上端強制動揺運動を行う弾性管に励起される渦励振の理解を深める為、模型実験を行った。再現性を考察する為、同実験条件で各4回の計測を行った。実験結果の解析及び数値計算結果との比較により、次の結論を得た。

- 1) 弾性管の上端が規則運動を行う場合、発生する渦励振は規則的となり、再現性が強い事が分かった。また上端が不規則運動を行う場合、時系列で見ると渦励振の振動方向が逆となる時刻もあるが、上端が同じ不規則運動を行った場合に発生する渦励振の振動振幅及びその周期には再現性がある事が分かった。
- 2) 主運動方向に関して、本数値計算法は弾性管上端の運動が規則・不規則に関わらず、また一様流速の有無に関わらず適切な予測結果をもたらす。
- 3) 渦励振に関して、本数値計算法は弾性管模型上端が不規則運動を行う場合、発生する渦励振の振動周波数に関しては妥当な予測結果をもたらす。しかし、一様流速中において弾性管模型が不規則運動を行う場合、実験結果には模型の下端側で比較的長周期の運動発生し、現在の計算法ではこれを予測する事はできない。

## 謝 辞

本研究は文部科学省科学研究費によって行われました。また本研究の遂行にあたっては、海洋研究開発機構宮崎剛氏、

海上技術安全研究所田村兼吉氏から多くの有意義な助言とご支援を頂きました。また実験においては、九州大学技術職員である稲田勝氏の御協力を頂きました。上記の関係者の方々に、深く感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) Bando, A., Otsuka, K. and Ikeda, Y.: Estimation of Hydrodynamic Forces on an Irregularly Oscillating Cylinder Using Symmetrical Vortices Model, Proc. Of the 11<sup>th</sup> Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Stavanger, (2001), pp.437-443.
- 2) Cheng, Y. and Vandiver, J. K.: The Linear Vibration analysis of Marine Risers using the WKB-Based Dynamic Stiffness Method, Journal of Sound and Vibration, (2002), pp. 750-760.
- 3) Yamamoto, C. T., Meneghini, J. R., Saltara, F., Fregonesi, R. A. and Ferrari Jr., J. A.: Numerical simulations of vortex-induced vibration on flexible cylinders, Journal of Fluids and Structures, (2004), pp. 467-489.
- 4) 千賀英敬、洪龍杓、吉松隆行、小寺山亘：長大弾性管の渦励振に関する基礎的研究、日本造船学会論文集、第195号、(2004)、pp.15-23.
- 5) Park, H. I., Hong, Y. P. Nakamura, M. and Koterayama, W.: An Experimental Study on Transverse Vibrations of A Highly Flexible Free-Hanging Pipe in Water, Proc. of the 12<sup>th</sup> Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Kitakyushu, Vol. 2, (2002), pp. 199-206.
- 6) Yamaguchi, S., Koterayama, W. and Inada, M.: Development of a Motion Simulator for Underwater Vehicles Using a Parallel Mechanism Proc. Of the 13<sup>th</sup> Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, Honolulu, Vol. 2, (2003), pp. 186-190.
- 7) Hong, Y. P. and Koterayama, W.: A Numerical Simulation Scheme for Dynamics of a Flexible Riser and Its Validation by Forced Oscillation Experiments, Int. Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol. 14, No. 2, (2004), pp. 110-117.
- 8) Koterayama, W. and Nakamura, M.: Wave Forces Acting on a Moving Cylinder, Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol. 110, (1988), pp. 315-319.
- 9) Blevins, R. D.: Flow-induced Vibration second edition, Florida, Krieger Publishing Co., (1990).
- 10) 大楠丹：長い弾性管の水中における挙動について、日本造船学会論文集、第167号、(1990)、pp. 137-145