

海洋深層水取水管の動的挙動解析

Dynamic Analysis of Risers for Upwelling Deep Ocean Water

板東 晃功¹・松本 吉倫¹・大塚 耕司¹

Akiyoshi BANDO, Yoshitsugu MATSUMOTO and Koji OTSUKA

Abstract

A time-domain numerical method to predict in-line dynamics of flexible risers for upwelling deep ocean water has been developed. The analysis method is based on a swing-by-swing technique with symmetrical vortices model. The symmetrical vortices model may accurately estimate instantaneous hydrodynamic forces for the K_c number lower than eight.

The effects of internal flow are considered by adding the momentum change of the internal flow, the frictional force on the inner wall of the pipe, the reduction of the internal pressure, and the reaction force of the intake flow.

To validate the present dynamic analysis method, motion measurements in steady current conditions and forced oscillation conditions in still water are performed. The results in steady current conditions show that the horizontal displacement of the pipe with internal flow is larger than that without internal flow due to the reaction force of the intake flow. The results in forced oscillation conditions demonstrate that the amplitude of the motion increases when the internal flow exists. The results in conditions with two different oscillation components showed that the present method have great potential for analyzing dynamic responses of CWP in irregularly load conditions.

Key Words: Viscous hydroelasticity, dynamic analysis, cold water pipe, swing-by-swing analysis, symmetrical vortices model

要　旨

海洋深層水を洋上で取水する場合、洋上型施設と取水管の接合部に働く荷重の推定が課題となる。本研究では大口径かつ下端フリーのような取水管の特徴を考慮した動的挙動解析法を開発し模型実験により本手法の妥当性を検討した。

揺れ止まりからの移動距離によって瞬時瞬時の流体力を推定することの出来る双子渦モデルを提案し、実験値と比較した結果精度良く推定できることがわかった。

管内流の影響は、管内流体の運動量の変化、管内摩擦、管内圧の減少、取水口における反力の要素によって表すことができる。本解析法は正弦振動する取水管の運動を精度良く推定でき、非正弦振動にも適用できることがわかった。

1. 緒　　言

著者¹⁾は、再生型資源として注目を集めている海洋深層水の大規模取水を考える上で、コスト面で陸上型よりも有利である洋上型施設の提案を行ってきた。

しかし、洋上型施設の建設を検討する時には、施設と海洋深層水取水管（Cold Water Pipe, CWP）との接合部に働く荷重の推定が問題となる。1990年に行われた豊洋の海洋実験での破損事故にも代表されるように、大きな荷重により、施設およびパイプの破損が起こることが危惧される。この荷重を知

¹⁾大阪府立大学大学院工学研究科（〒599-8531 大阪府堺市学園町1-1）

るために、CWP 全体の挙動を正確に予測することが必要となる。

従来、石油掘削用のライザー管に関しては、数多くの研究が行われてきたが、洋上型で用いられる CWP の場合には、管径が大きい、管下端がフリーである、管内を大量の水が流れるなどの異なる特徴を持ち、挙動解析を行う際にもこれらの特徴を考慮することが必要である。そこで本研究では、CWP の特徴を考慮した動的挙動解析法を開発し^{3) 4) 5)}、模型実験によって本手法の妥当性を検討した。

2. 取水管の運動方程式

CWP の挙動推定は、パイプを深さ方向にいくつかのエレメントに分割し、それぞれのエレメントに対する運動方程式を連立させて解くことによって行う。Fig.-1 に示すような座標系において、パイプの各エレメントの水平方向（y 方向）の運動方程式は、曲げ剛性、張力、水中重量、慣性力、流体力のそれぞれに関する項を用いて、次のように表される²⁾。

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} - \int_0^L (\rho_s - \rho) g (A_o - A_i) dz \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} + w \frac{\partial y}{\partial z} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = f_D \quad (1)$$

ここで EI は曲げ剛性、 L はパイプ長さ、 ρ_s 、 ρ はパイプ部材と流体の密度、 g は重力加速度、 A_o 、 A_i はパイプの外径と内径、 w 、 m は単位長さあたりのパイプの水中重量と質量、そして f_D はパイプに働く外部流体力である。

3. 双子渦モデル

3.1 従来の流体力推定法

従来ライザー管の流れ方向の流体力推定には、以下の Morison 式が用いられてきた。

$$f_D = C_d \frac{1}{2} \rho D_o \frac{dy}{dt} \left| \frac{dy}{dt} \right| + C_a \rho \frac{\pi}{4} D_o^2 \frac{d^2 y}{dt^2} \quad (2)$$

ただし、 D_o は直径である。簡略化した推定法では、式中の抗力係数 C_d と、附加質量係数 C_a に一定の値を代入する方法（ここでは Morison 1 とす

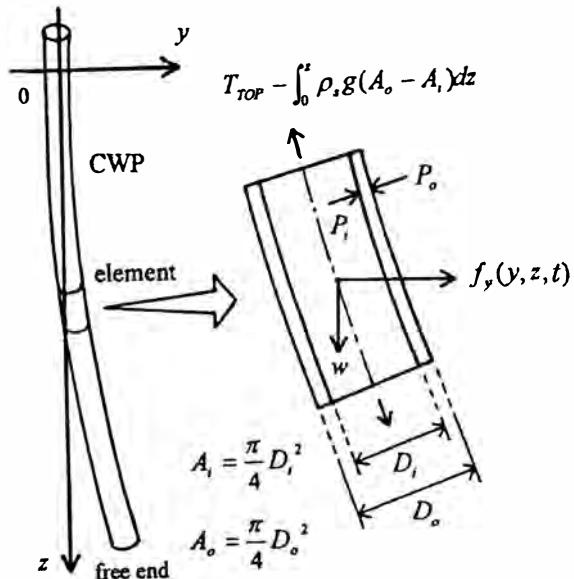


Fig.-1 Coordinate system and free body diagram of CWP element

る）を用いることが多いが、実際にはこれらの係数は以下で定義される Kc 、 Re 数の関数となっていることが知られている。

$$Kc = U_m T / D_o = 2\pi Y / D_o \quad (3)$$

$$Re = U_m D_o / v = 2\pi Y D_o / v T$$

ここで、 U_m は管の最大速度、 v は水の動粘性係数、 T は周期、 Y は運動の最大振幅を表す。

このように各流体力係数を Kc 、 Re 数の関数とする方法（ここでは Morison 2 とする）は流体力の推定精度は高いが、 Kc 数が振幅の関数となっているために、繰り返し計算が必要となる。よって Morison 2 は不規則振動するフレキシブルライザーの場合には適用できない。そこで不規則波に対応できる流体力推定法として、次節で示す双子渦モデルを考えた。

3.2 双子渦モデル

Blasius の定理と Milne-Thomson の円定理より、渦放出を伴う円柱断面に働く流れ方向の流体力は次のように表される。

$$f_D = -\rho \sum_{k=1}^n \Gamma_k (v_k - v_{ki}) + \rho \sum_{k=1}^n q_{ki} \frac{\partial \Gamma_k}{\partial t} + f_a + f_{FK} \quad (4)$$

ここで、 f_a 、 f_{FK} は附加質量力、フルードクリロ

フ力を表し、以下のように与えられる。

$$f_a = \rho \pi c^2 \frac{\partial U}{\partial t} \quad f_{FK} = \rho \pi c^2 \frac{\partial U}{\partial t} \quad (5)$$

また、 c は円柱の半径、 Γ_k は k 番目の渦の循環の強さ、 p_k 、 q_k 、 p_{ki} 、 q_{ki} は Fig.-2 に示すように k 番目の渦の位置、 u_k 、 v_k 、 u_{ki} 、 v_{ki} は渦の速度を表す。なお u_{ki} 、 v_{ki} は次式で求められる。

$$u_{ki} = \frac{c^2}{r_k^2} \left[(q_k^2 - p_k^2) u_k - 2 p_k q_k v_k \right] \quad (6)$$

$$v_{ki} = \frac{c^2}{r_k^2} \left[(p_k^2 - q_k^2) u_k - 2 p_k q_k u_k \right] \quad (7)$$

ここで、 r_k は次式で表される。

$$r_k = \sqrt{p_k^2 + q_k^2} \quad (8)$$

ここで、深層水取水管が大口径であることを考慮し、対称な双子渦が形成される低 Kc 数域のみを考えることとする。この場合流れと垂直方向の力は 0 となり、 u_k 、 v_k は以下のように表される。

$$u_k = - \frac{\Gamma_k}{4\pi q_k (r_k^2 - c^2)} \left[\frac{8q_k^4 c^2 + (r_k^2 - c^2)^3}{4q_k^2 c^2 + (r_k^2 - c^2)^2} \right] \quad (9)$$

$$v_k = \frac{\Gamma_k}{2\pi(r_k^2 - c^2)} \left[\frac{4p_k q_k^2 c^2}{4q_k^2 c^2 + (r_k^2 - c^2)^2} \right] \quad (10)$$

式(4)に、式(9)と(10)を代入すると、流れ方向の力 f_D は

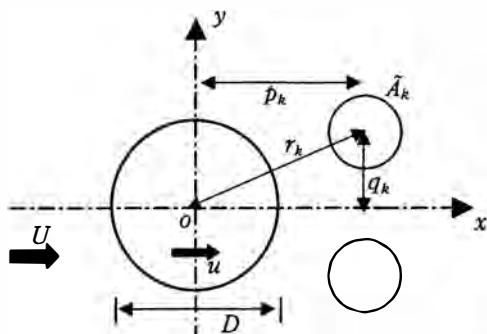


Fig.-2 Definition of coordinates (p , q and r) of separated vortices

$$f_D = \rho \frac{pc^2}{\pi r^4} \left[\frac{4q^2 r^2 - (r^2 - c^2)^2}{4q^2 c^2 + (r^2 - c^2)^2} \right] \Gamma^2 + 2\rho \frac{qc^2}{r^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial t} + 2\rho \pi c^2 \frac{\partial U}{\partial t} \quad (11)$$

また、単位時間あたりの循環の生成量は流入速度の 2 乗に比例することから、

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = KU^2 \quad (12)$$

したがって、渦の生成時間の積分値として Γ は以下の式で求められる。

$$\Gamma = \int_{t_{PEND}}^{t_{PRESENT}} KU^2 dt \quad (13)$$

ここで、 t_{PEND} は前の揺れが終わった瞬間の時刻、 $t_{PRESENT}$ は現在の時刻を示す。なお K の値については Sarpkaya ら⁶⁾が用いている 0.98 とした。

3.3 渦の挙動の推定

双子渦モデルで流体力を推定するためには、瞬時瞬時の渦の位置を決定しなければならない。そこで、まず渦の挙動を、剛体円柱による模型実験で調べることにした。

可視化実験は本学回流水槽にて行った。実験装置図を Fig.-3 に示す。円柱は直径 0.05 m の塩化ビニル製の剛体パイプを用い、強制動搖装置に垂直に装着した。円柱周りの渦の挙動は、水面に浮かせた

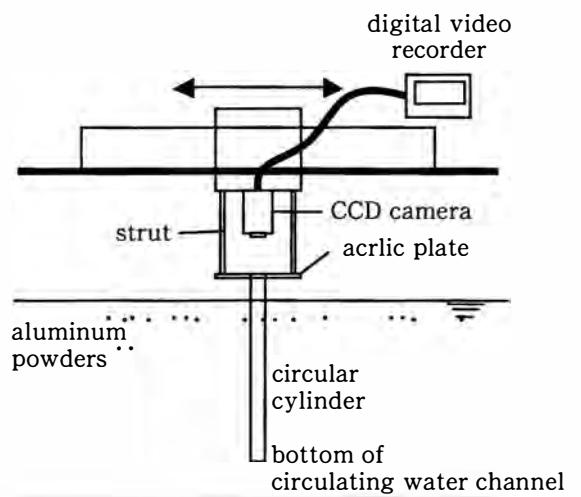


Fig.-3 Experimental arrangement for flow visualization

アルミ粉を、円柱上部から CCD カメラによって観察した。実験は、1 周期（2 揺れ）間行い、運動振幅は 0.0318, 0.0418, 0.0637 m (Kc 数 4, 6, 8)、周期はどの場合も 6 秒とした。

Fig.-4 に示すように、1 揺れ目において前の揺れ止まりから現在の位置までの距離を s 、2 揆れ目において 1 揆れ目の揺れ止まりから現在の位置までの距離を s' とする。実験で得られた 1 揆れ目の渦の位置から、渦の位置 r/D , q/D を、 s/D の関数として次式で近似した。

$$r/D = 0.5 + 0.117 s/D \quad (14)$$

$$q/D = 0.31 + 0.035 s/D \quad (15)$$

次に、実験で得られた最初に発生した渦の 2 揆れ目の間での挙動から、1 揆れ目の揺れ止まりの点からの水平、鉛直距離、 p' , q' を s/D の関数として次式で近似した。

$$p'/D = -2.86 s'/D + 1.37 (s'/D)^2 - 0.303 (s'/D)^3 \quad (16)$$

$$q'/D = 0.588 \left(1 - \frac{0.03}{0.03 + s'/D} \right) \quad (17)$$

Fig.-5 に (14) ~ (17) 式で推定した渦の位置と可視化実験結果との比較を示す。なお、2 揆れ目に関しては、 p' , q' , s' を p , q , s で換算した値をプロットしている。本モデルによる推定結果は、 $Kc = 4.0$ の揺れ戻りの q/D を除けば、実験値と比較的良い一致を示している。

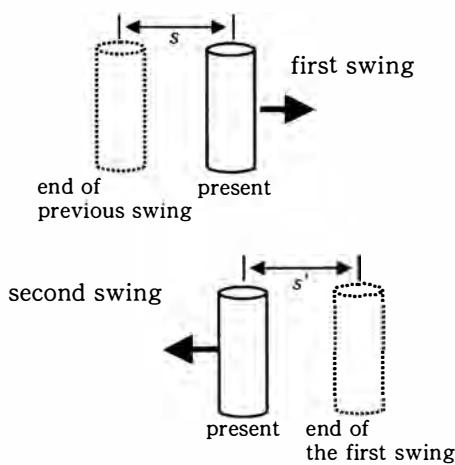


Fig.-4 Definition of relative displacements s and s' in the first and second swing

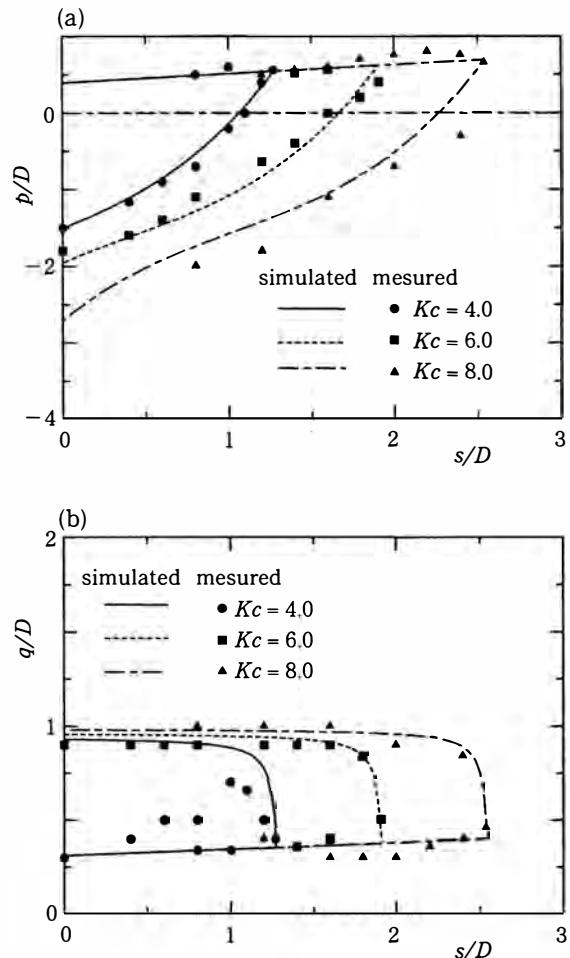


Fig.-5 Vortex formations as a function of s/D for a sinusoidally oscillating circular cylinder

3.4 流体力の推定

次に、流体力推定の妥当性を検証するため、流体力の計測を同水槽で行った。Fig.-6 に実験装置を示す。供試模型には直径 0.08 m の水平に没水した円柱を用い、円柱の両端には、3 次元影響を防ぐため円盤状エンドプレートを取り付けた。運動振幅は 0.0510, 0.0764, 0.102 m (Kc 数 4.0, 6.0, 8.0) で、周期は 2.0 秒とした。Fig.-7 に実験結果と、双子渦モデルによる推定結果との比較を示す。 $Kc = 4.0, 6.0$ の場合は、実線の実験値と推定値は良い一致を示しており、双子渦モデルで流体力を精度良く推定できていることがわかる。しかし $Kc = 8.0$ になると、 $t/T = 0.64$ 付近において、1 揆れ目で形成された渦の影響が過大に評価されている。これは本モデルが低 Kc 数域のみで適用可能であることを示している。

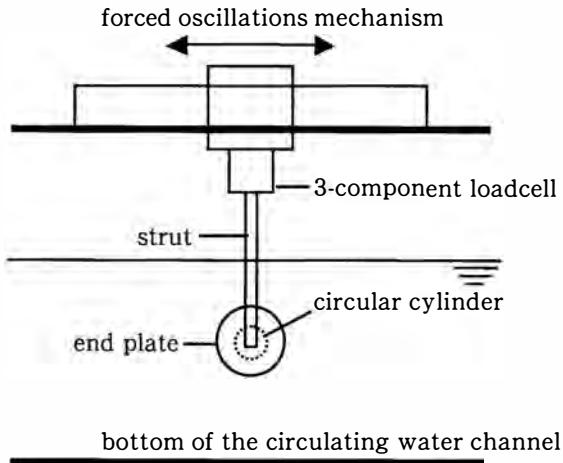


Fig. - 6 Experimental arrangement for force measurements

4. 管内流の影響

4.1 管内流体の運動量の変化

管内の流速が一定速度 V であるとすると、固定座標系から見た管内を流れる流体粒子の水平方向の速度は、実質微分により次のように表すことが出来る。

$$\frac{Dy}{Dt} = \frac{\partial y}{\partial t} - V \frac{\partial y}{\partial z} = \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial z} \right) y \quad (18)$$

また、管内の流体の加速度は、(18)式の水平方向の速度を用いると次式で示される。

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{Dy}{Dt} \right) = \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 y \quad (19)$$

上式の両辺に質量を掛けると、管内流による力として以下の力が導かれる。

$$\rho A_i \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Dy}{Dt} \right) = \rho A_i \left(\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - 2V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial z} \right) + V^2 \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} \right) \quad (20)$$

右辺第1項は、水平方向の慣性力であり、既に(1)式に含まれている。第2項はコリオリの効果を表す項であり、第3項は曲っている管内を流体が流れる場合に生じる項である。

4.2 管内壁に働く摩擦力

管壁に働く管軸方向の単位長さあたりの摩擦力は、 C_f を摩擦係数とすると次のように表される。

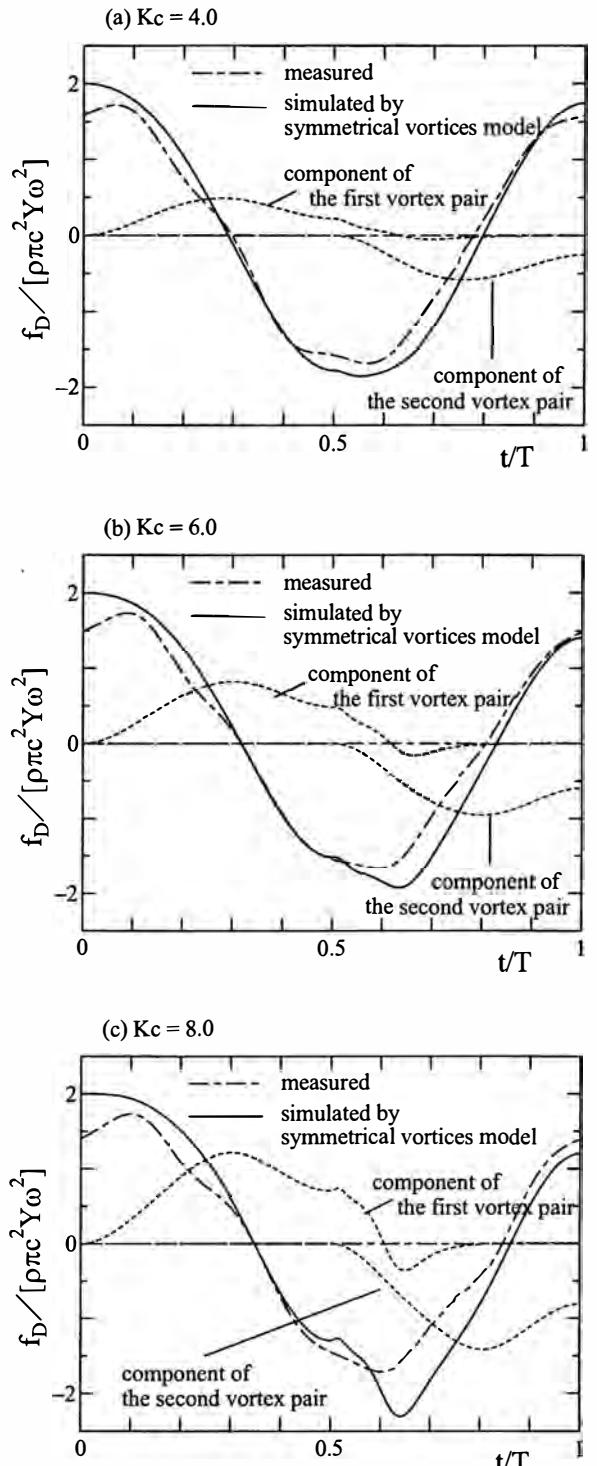


Fig. - 7 Measured time histories of dimensionless hydrodynamic forces on a sinusoidally oscillating circular cylinder, and estimated ones by symmetrical vortices model

$$f_{Fz} = \frac{C_f}{8} \rho \pi D_i V^2 \quad (21)$$

4.3 管内部圧力の減少

取水時、管内に一定速度を持った流れがあると、

圧力の低下が考えられる。この管内圧の低下は次式で示される。

$$P_i = \rho g z - \frac{1}{2} \rho V^2 - \frac{C_f}{8} \rho \pi D_i (L-z) V^2 / A_i \quad (22)$$

右辺第1項は重力による静水圧で、(1)式で既に考慮されており、第2項はベルヌイの定理から導かれる圧力減少を表す項である。また、右辺第3項は摩擦力に相当する圧力損失を表す項である。

4.4 取水口における反力

下端がフリーとなる深層水取水管の場合には、取水を行った際、取水口付近の流場の変化により何らかの外力が働くと考えられる。

ここでは、管底部の取水口において管内流の運動量に比例する反力が生じるものと考え、水平及び鉛直方向の成分をそれぞれ次式のように表す。

$$F_{ly} = \rho A_i V \left(U_0 - \frac{\partial y}{\partial t} \Big|_{z=L} \right) \quad (23)$$

$$F_{lz} = \rho A_i V^2 \quad (24)$$

4.5 管内流の影響

以上のように、Fig.-8のような4つの力を考慮した。ここで、支配方程式上において、(22)式右辺第3項は(21)式の摩擦力の効果と打ち消し合い、

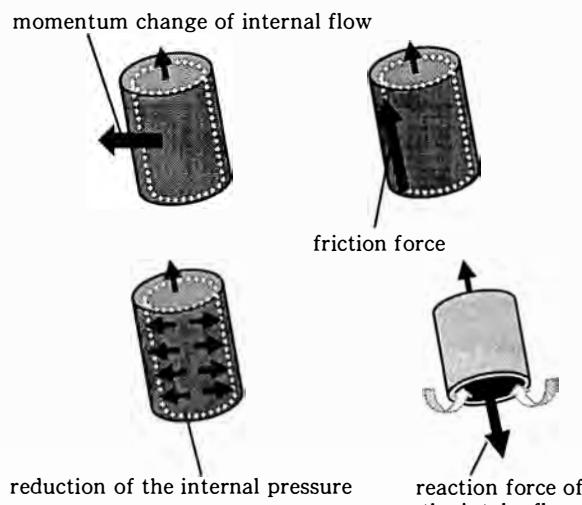


Fig.-8 The effect of internal flow

(24)式に示した F_{lz} は、(20)式中の第3項と打ち消しあう。結局、(20)式中の第2項、(22)式中の第2項および(23)式が管内流の影響として残ることとなり、支配方程式は次式のようになる。

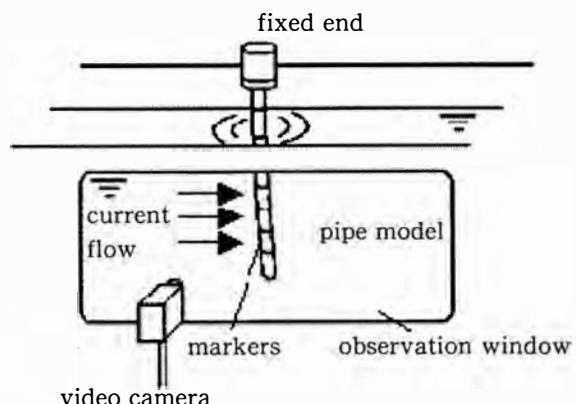
$$\begin{aligned} EI \frac{\partial^4 y}{\partial z^4} - & \left[\int_z^L (\rho_s - \rho) g (A_o - A_i) dz + \frac{1}{2} \rho A_i V^2 \right] \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} \\ & + w \frac{\partial y}{\partial z} - 2 \rho A_i V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial z} \right) + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (25) \\ & = f_D(y, z, t) + \rho A_i V \left(U_0 - \frac{\partial y}{\partial t} \Big|_{z=L} \right) \end{aligned}$$

5. 振動解析

5.1 実験方法

本解析法の妥当性を検証するために、Table-1のような模型パイプを用いた実験を行った。Fig.-9に示すように、潮流中の実験はSmallパイプを用いて、回流水槽において一定流速を与えることによって、正弦振動中および非正弦振動中の実験は、

a) steady current condition



b) forced oscillation condition

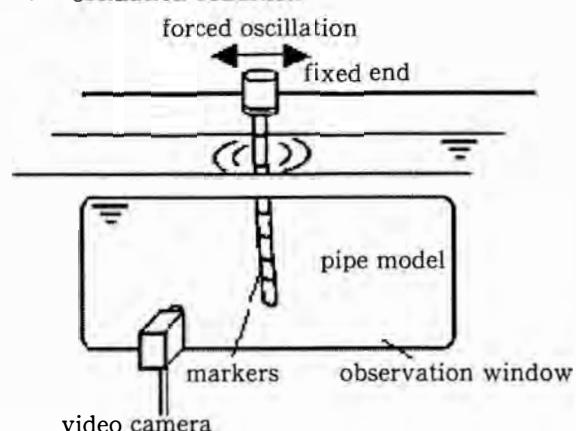


Fig.-9 Experimental arrangement for motion measurements; a) steady current condition, b) forced oscillation condition

Table-1 Geometrical and structural dimensions of the CWP used in the experiments and simulations

	Large model	Small model
Pipe length, L (m)	0.7	0.7
Outer diameter, D_o (m)	0.069	0.034
Inner diameter, D_i (m)	0.059	0.026
Bending stiffness, EI (Nm ²)	6.0	0.69
Total mass of pipe, M (kg)	1.0	0.38

正弦振動中では Small パイプを、非正弦振動中では Large パイプを用いて、同じく回流水槽において、固定したパイプの上端に強制動搖装置により振動を与えることによって行った。あらかじめパイプについておいた印をデジタルビデオで撮影し、得られた画像から変位を読み取った。Table-2 にそれぞれの実験条件を示す。ただし、 U_0 は一様流速、 V は定常な管内流の流速、 Y_F 、 T_F はそれぞれパイプ上端に与える正弦振動の振幅及び周期である。

5.2 潮流中の実験

Fig.-10 及び Fig.-11 は、定常流中 (0.17, 0.25 m/s) におけるパイプの深さ方向の変位の変化を示したものである。なお、これらのグラフは、縦軸と横軸の倍率が異なっている。

図中の○及び□印は管内流がない場合及びある場合の実験値、実線は管内流がない場合、点線はある場合の計算結果を示している。 $U = 0.17 \text{ m/s}$ の場合、 0.25 m/s の場合 (Fig.-10, 11) ともに実験値と計算結果は良い一致を示し、管内流の影響によ

Table-2 Conditions of experiments and simulations

Steady current condition				
Case	U_0 (m/s)	V (m/s)	Re	Pipe
A1	0.17	0.0	6370	Small
A2	0.17	1.09	6370	Small
A3	0.25	0.0	9954	Small
A4	0.25	1.09	9954	Small

Forced oscillation condition							
Case	Y_{F1} (m)	T_{F1} (sec)	Y_{F2} (m)	T_{F2} (sec)	Kc	β	Pipe
B1	0.014	1.3	—	—	2.58	498	Small
B2	0.014	1.3	—	—	2.58	498	Small
B3	0.025	1.3	—	—	4.61	498	Small
B4	0.025	1.3	—	—	4.61	498	Small
C1	0.084	6.0	0.0336	1.0	—	—	Large

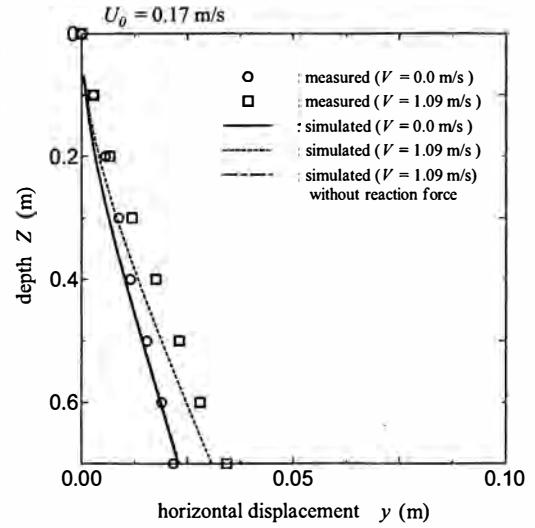


Fig.-10 Measured and simulated pipe profiles in steady current condition for $U_0 = 0.17 \text{ m/s}$ (Case A1 and A2)

るパイプの水平方向変位の増大が確認できる。また、一様流速の増加によるパイプの変位の増大も見られる。Fig.-10, 11 とともに、一点鎖線は、管内流の影響のうち取水口における反力を除いた計算結果である。この一点鎖線と点線との比較により、管内流の影響としては、取水口における反力の項が支配的であることがわかる。

反力の項は下端がフリーな深層水取水管特有の項であり、深層水取水管の挙動を推定する際には管内流の影響としてこの項を考慮することが重要であると考えられる。

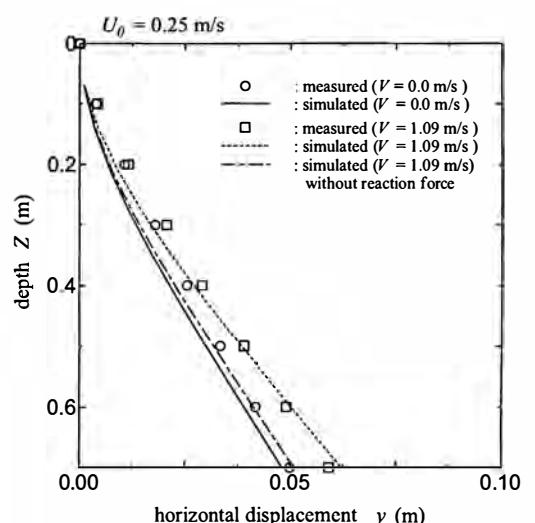


Fig.-11 Measured and simulated pipe profiles in steady current condition for $U_0 = 0.25 \text{ m/s}$ (Case A3 and A4)

5.3 正弦振動中の実験

Fig.-12, Fig.-13 に周期 1.3 秒, 振幅 0.014 m で, パイプ上端を正弦振動させた時の 1/4 周期ごとのパイプの水平方向変位を示す。なお, Fig.-12 は管内流がない場合, Fig.-13 はある場合である。いずれの場合も, パイプ自身の慣性力によって, パイプ下端では上端の強制振動より大きく振動していることがわかる。

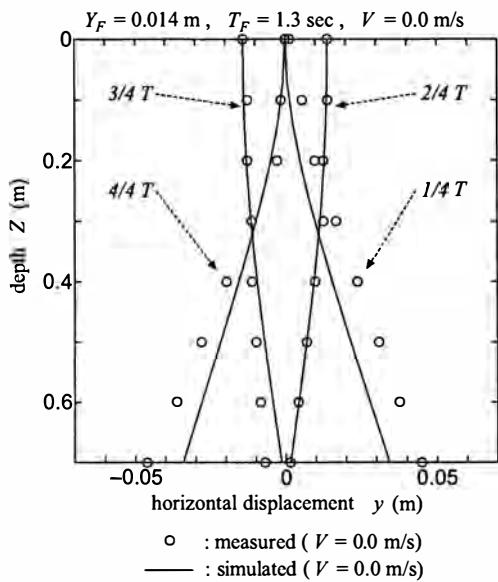


Fig.-12 Measured and simulated pipe profiles without internal flow in forced oscillation condition for $Y_F = 0.014$ m and $T_F = 1.3$ sec (Case B1)

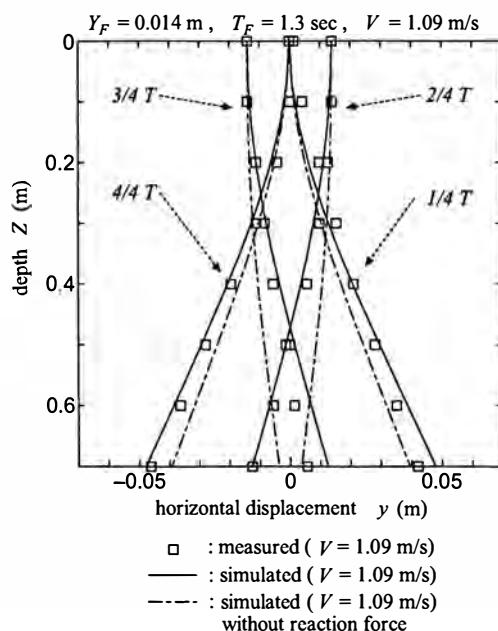


Fig.-13 Measured and simulated pipe profiles with internal flow in forced oscillation condition for $Y_F = 0.014$ m and $T_F = 1.3$ sec (Case B2)

また, 実線で示した計算結果は管内流がない場合, ある場合ともに実験値と比較的よい一致を示している。

Fig.-13 中に示した一点鎖線は, 取水口における反力を除いた計算結果であるが, この結果は Fig.-12 に示す管内流がない場合の結果に近く, 正弦振動中においても, 取水口の反力が管内流の影響の大部分を占めていることがわかる。

Fig.-14, Fig.-15 は周期 1.3 秒, 振幅 0.025 m で, パイプ上端を正弦振動させた時の 1/4 周期ごとのパイプの水平方向変位を示したものである。

Fig.-14, Fig.-15 と比較すると, 上端の振幅を大きくした場合には, パイプ下端の運動速度が大きくなるため, 取水口の反力の影響がより大きく現れていることがわかる。

Fig.-16, Fig.-17 は, それぞれ振幅 0.014 m, 0.025 m の場合における, パイプ下端の変位を時系列で示したものである。なお, 横軸の time = 0 はパイプ上端の変位が 0 となる位相である。実験結果を見ると, いずれの場合も管内流がある時に振幅が増大し位相が遅れるといった傾向が現れており, 計算結果はこれらの影響を定性的に表現できていると言える。また, 一点鎖線で示した取水口における反力を除いた結果を見ると, 正弦振動中においても

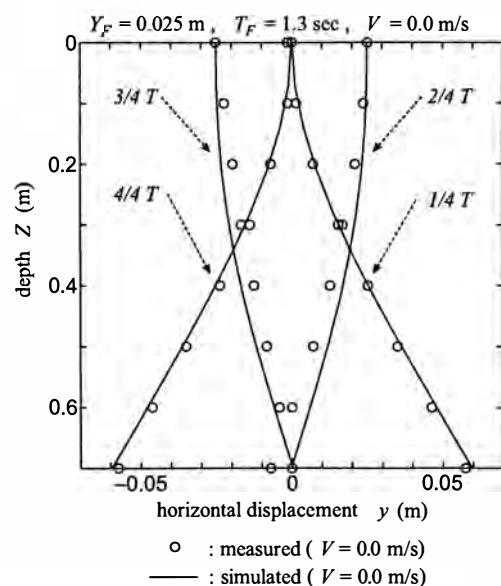


Fig.-14 Measured and simulated pipe profiles with internal flow in forced oscillation condition for $Y_F = 0.025$ m and $T_F = 1.3$ sec (Case B3)

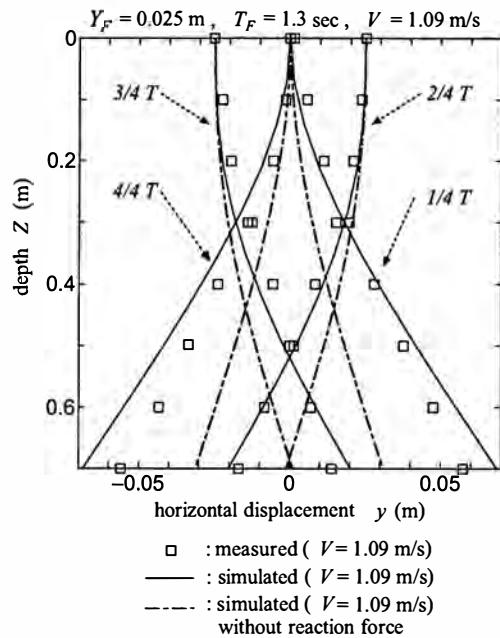


Fig. - 15 Measured and simulated pipe profiles without internal flow in forced oscillation condition for $Y_F = 0.025 \text{ m}$ and $T_F = 1.3 \text{ sec}$ (Case B4)

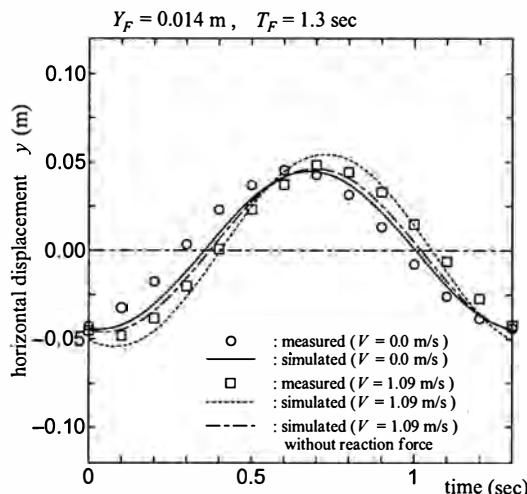


Fig. - 16 Measured and simulated horizontal displacements of pipe lower end in forced oscillation condition for $Y_F = 0.014 \text{ m}$ and $T_F = 1.3 \text{ sec}$ (Case B1 and B2)

管内流の影響として、取水口における反力が重要であることが確認できる。

5.4 非正弦振動中の実験

双子渦モデルの不規則波への適応を検証するためには、上端を非正弦振動させた場合のCWPの動的挙動解析を行った。この実験では、振幅0.084周期6.0秒の規則振動波と、振幅0.0336 m、周期1.0秒の規則振動を組み合わせることによって非正弦振

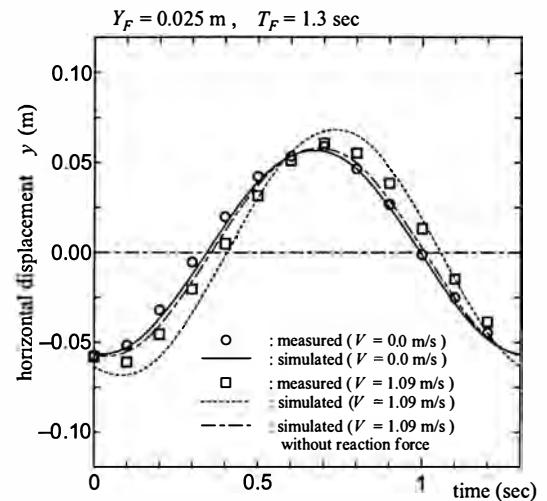


Fig. - 17 Measured and simulated horizontal displacements of pipe lower end in forced oscillation condition for $Y_F = 0.025 \text{ m}$ and $T_F = 1.3 \text{ sec}$ (Case B3 and B4)

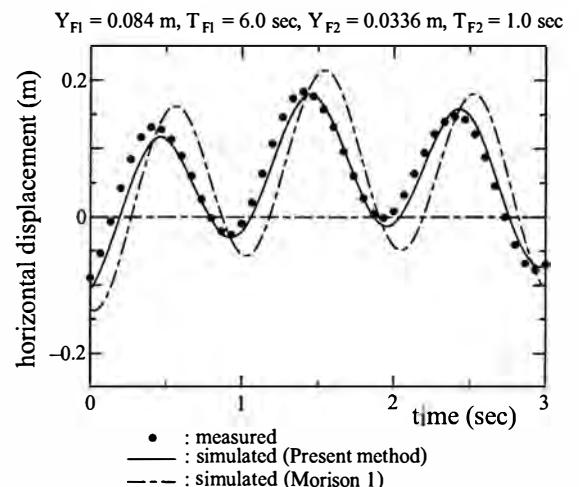


Fig. - 18 The time histories of the measured and simulated horizontal displacements of the pipe lower end in the conditions with two different oscillation components

動とした。数値計算は以下の2種類の流体力推定法を用いて行い、実験値との比較を行った。

① Morison 1 (流体力係数: $C_d = 1.17$, $C_a = 1.0$)

② 双子渦モデル

なお、非正弦振動の場合は、前述の通り Morison 2 を用いる事ができない。

Fig. - 18 に示すように、点線の Morison 1 による推定値は黒丸で示す実験値と大きく異なるのに対し、実線の双子渦モデルによる推定値は実験値とよく一致している。以上の結果は、今回開発した双子

渦モデルを用いた解析法が、非正弦振動にも適用できることを示している。

6. 結 言

揺れ止まりからの移動距離によって瞬時瞬時の流体力を推定することのできる双子渦モデルを提案し、このモデルで推定した流体力を実験値と比較した結果、 $K_c = 8.0$ 以下で精度良く推定できることがわかった。

管内流の影響は、管内流体の運動量の変化、管内摩擦、管内圧の減少、取水口における反力の四つの効果によって表すことができる。また、下端がフリーナ取水管の挙動を推定する際には、取水口における反力の影響を十分に考慮する必要がある。

このモデルを組み込んだ動的挙動解析を行った結果、本解析法は、正弦振動する CWP の運動を精度よく推定することができ、さらに非正弦振動にも適用できることができた。このことは、本解析法が不規則振動する CWP の解析にも使用可能であることを示唆している。

参考文献

- 1) 大塚耕司、板東晃功：洋上型深層水取水装置の検討、JADOWA ニュース、第 3 卷、2 号、pp 9-12、1999
- 2) Chakrabarti, SK and Frampton, RE : Review of riser analysis techniques, Applied Ocean Res, Vol 4, No 2, pp 73-90, 1982
- 3) Otsuka, K, Bando, A and Ikeda, Y "Dynamic Analysis of Deep Seawater Risers," Proc 9th Offshore and Polar Eng Conf, ISOPE, Vol 2, pp 302-308, 1999
- 4) Otsuka, K, Bando A and Ikeda, Y : Memory Effects on Dynamics of Risers for Upwelling Deep ocean Water, Proc 10th Offshore and Polar Eng Conf, ISOPE, Vol 2, pp 15-22, 2000
- 5) 大塚耕司、板東晃功、松本吉倫：海洋深層水取水管の挙動に及ぼす管内流の影響、関西造船協会誌、第 234 号、pp 287-292、2000
- 6) Sarpkaya, T and Garrison, CJ "Vortex Formation and Resistance in Unsteady Flow", J Applied Mech, Vol 30, pp 16-24. 1963b

(2001. 2. 13 受付, 2001. 4. 4 受理)