

半潜水型浮体構造物の波浪中での同調運動

Resonant Motion of a Semi-submersible in Waves

新井信一*・長尾昌朋*・上岡充男*・飯塚智樹**

Shinichi Arai, Masatomo Nagao, Mitsuo Kamioka, Tomoki, Iizuka

Abstract

The motion of semi-submersible at the resonant frequency is not always calculated correctly. The viscous effect on the motion is studied numerically and experimentally. The model consists of members of circular cylinder. The resonant frequency in calculation is corrected if the decrease of added mass of a lower hull due to the circulation effect is taken into account. In case of deep water, that is estimated from the motion at the resonance is about 6. 6 of C_D is too large in referring a few studies existed. On the contrary, 1.2 of C_D is good in use for the resonant in shallow water.

Keywords: heaving, resonance, viscous effect, Morison equation

1. はじめに

沿岸や海洋に設置される海洋構造物には様々な形態がある。その中で主要浮力部分を水面下に有する半潜水型構造物は、矩形浮体等と比べて形状が複雑な分は建造上の難しさが伴うとはいえ、波浪中の運動を小さくできる長所を有している。運動を小さくするためには、構造物の構成部材の形状や寸法を色々組み合わせて設置海域の波浪条件に対する運動を計算し、最適形状を決定しなければならない。

近年における電子計算機の目覚ましい発達により高速大容量の計算が可能になり、複数の柱状部材からなる半潜水型浮体構造物の場合も厳密な3次元ポテンシャル理論に基づく運動計算ができる。しかしながら、この3次元ポテンシャル理論は流体粘性の効果は考慮しておらず、従って、あらゆる場合に正しい結果を与えるとは限らない。その一つの例として同調時の運動がある。同調時には慣性力と復原力が相殺されるため、これらより小さいはずの粘性力が主要な力となるからである。もう一つの問題は、Takagi, et al.(1985)によって報告されたように、形状によっては3次元ポテンシャル理論が正しい慣性力も与えないと言うことである。すなわち、算出される慣性力が大きめで、同調周期が長周期側にずれる結果を与える。

一方、粘性効果も含めて流体力を表す方法としてよく知られた Morison 式がある。これは実験式であり、様々な断面の柱状体に働く流体力係数が求められているから、これらにより部材に働く力を推定して運動を計算する方法がある。この方法では部材間の干渉や部材端部の3次元効果などを正しく評価できないが、それらに対しては必要に応じた構造物固有の実験係数などを導入しなければならないことが発生する。

本研究では、半潜水型浮体構造物の運動がその同調時に必ずしも正しく評価されないことから、粘性を導入できる Molison 式を用いて運動方程式をたて、計算結果と実験結果と比較することにより、粘性効果の運動に及ぼす影響を検討することとした。対象とする構造物の構成部材は基本的形状であって比較的研究例が多く、考察のしやすい円断面柱状体とした。一方、Takagi, et al.のモデルには矩形柱体が含まれているけれど、部材の配置等はできるだけこれに合わせた。模型の部材直径と波長の比は小さくて部材間の干渉影響は小さいと期待され、また、主要浮力体であるローワーハルの長さとの比は慣性力を2次元柱状体のもので近似できるほど十分大きい。従って、模型の慣性力は Molison 式によってもほぼ正しく把握できると思われる。

2. 実験方法と模型

実験模型は図1に示すように、 B の距離にある2本の水平な太いローワーハルから左右8本の鉛直なカラムが立ち上がりプラットフォームを支えるものである。4本のブレーシングが4対のカラムを連結している。また、同図には座標系も示してある。すなわち、模型重心に固定した $G-x'y'z'$ とその上の水面に原点を持つ $O-xyz$ 座標系である。消波装置を有した幅 0.8m の水槽にこの模型を図2と図3に示すように横波状態に設置して規則波中の浮体の運動を計測した。座標系は模型の方向と連動させるので y 軸を水槽長手方向にとる。図2は水深が 78cm と 40cm の場合の実験状態であり、入射波は模型の前方 5.52m で計測し、波高は 3cm である。模型の運動は、ビデオカメラで記録した後、再生しながら人力で模型上4点の時々刻々の位置を透明紙に転記し、これを

* 正会員 足利工業大学工学部土木工学科 (〒328-8558 栃木県足利市大前町 268)

** 学生会員 足利工業大学大学院

デジタイザーで読みとった。図3は水深15cmの状態、入射波は取り去った模型の位置で計測し、波高は2cmと4cmの2種類とした。この場合の模型の運動計測においては、画像解析で自動読みとりができるように工夫した比較的大きなマーク4点を模型に取り付け、ビデオ撮影後再生して、そのマークの中心を求めながら位置の時刻歴を記録した。そのため模型は両者で重量配分が少し異なり、前者と後者では、それぞれ、重心位置が模型底面から上に7.23cmと6.80cm、また、重量が1.95kgfと2.10kgf、x軸周りの慣性モーメントが $2.94 \times 10^5 \text{gf} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^2$ と $3.61 \times 10^5 \text{gf} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^2$ となった。模型上4点のマークの時刻歴から最小自乗法で重心点の左右揺れ(Sway)と上下揺れ(Heave)と横揺れ(Roll)を算出した。

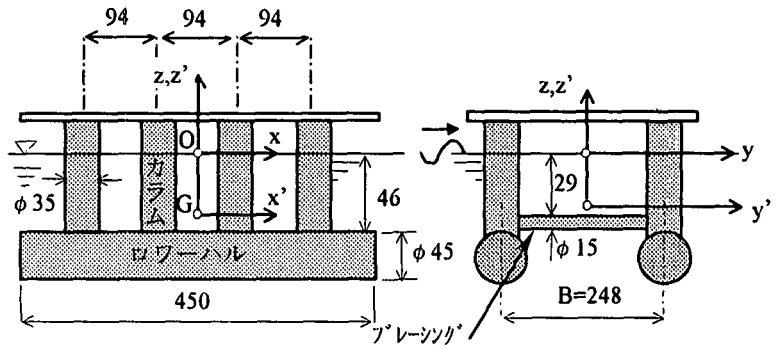


図1 半潜水型浮体構造物模型 (単位 mm)

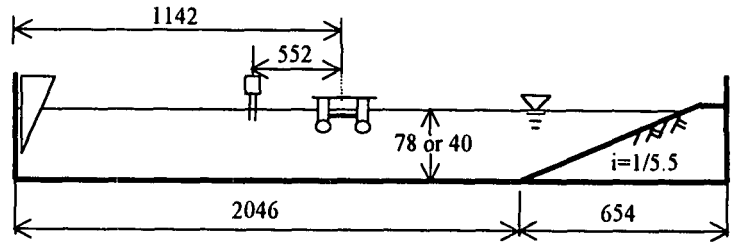


図2 実験状況、水深78cm, 40cm (単位 cm)

3. 運動計算法

構造物の柱状部材をさらに輪切りにした部分要素をとる。この模型においてはローワーハルを1本あたり10等分し、カラムとブレーシングはそれぞれ1本あたり5等分した。Morison式に基づけば、流体力 F は物体と流体の相対加速度 $\dot{V}$ による慣性力 F_M とその相対速度 V による抗力 F_N と Froude-Krylov 力 F_f からなる。よって、要素 i に働く力は

$$F_i = F_{Mi} + F_{Ni} + F_{fi} = C_{Mi} M_i \dot{V}_i + \frac{1}{2} C_{Di} \rho A_i |V_i| V_i + F_{fi} \quad (1)$$

である。ただし、力は柱状体軸法線方向成分のみを有効とする。ここに、 C_M は物体の加速度に対する要素の付加質量係数、また、 C_D は抗力係数、 M_i は要素の排水質量、 A は柱状体軸法線方向への要素投影面積、 ρ は流体密度で、ゴチック体はベクトルを表している。Froude-Krylov 力とは入射進行波の圧力による力である。

なお、例えば沢本ら(1979)や浅野ら(1984)が論じているように、渦放出に伴い往復振動流中には流れに直角方向の揚力が発生する。しかし、ローワーハルの場合は横波状態の水平円柱であるから、波動による流れの方向が1周期に1回転するため、揚力を前例と同様に論じられない。流れに直角方向には常に加速度の力である慣性力が働き、これも回転するが、実験ではそのような慣性力から付加質量力係数を求めるので、このような係数を使うならば少なくとも揚力の項をこの式に導入する必要はないことになる。カラムとブレーシングに関しては、運動に影響するかどうかは別にしても、形式的には渦放出による揚力も働くとするべきであるが、本研究の模型の状態は横波であり、その揚力がx方向の力となるので、省略する。

さて次に、非線形項である速度の自乗項について入射波の基本周期成分のみを取り、高次の成分を無視して運動方程式を線形化する。入射波を円周波数 ω の正弦波とし、構造物も正弦波に重心点の左右揺れ y_G 、上下揺れ z_G 、横揺れ ϕ の応答をとする。y、z方向の単位ベクトルをそれぞれ j と k とし、座標 (y_i', z_i') にある要素 i における進行波の水粒子速度を $v_i j + w_i k$ とおけば、要素 i での相対速度は

$$V_i = V_{yi} j + V_{zi} k = [v_i - \dot{y}_G + z_i' \dot{\phi}] j + [w_i - \dot{z}_G - y_i' \dot{\phi}] k = V_{Ayi} \cos(\omega t - E_{yi}) j + V_{Azi} \cos(\omega t - E_{zi}) k \quad (2)$$

と表すことができる。ここに、添え字の x と y は記号の量のその方向成分であること、あるいは、その方向に関する量であることを意味し、そして、添え字の A は記号の量の振動振幅値であることを意味している。E は入射波に対する位相遅れである。

まずローワーハルの場合を考えるが、非線形項の速度の自乗項 $|V_i| V_i$ において振幅の $|V_i|$ は

$$\begin{aligned}
|\mathbf{V}_i| &= \left[\frac{1}{2} \{V_{Ayi}^2 + V_{Azi}^2\} + \frac{1}{2} \{V_{Ayi}^4 + V_{Azi}^4 + 2V_{Ayi}^2 V_{Azi}^2 \cos(2E_{yi} - 2E_{zi})\}^{\frac{1}{2}} \cos(2\omega t + E_i) \right]^{\frac{1}{2}} \\
&\cong \frac{1}{\sqrt{2}} \{V_{Ayi}^2 + V_{Azi}^2\}^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\{V_{Ayi}^4 + V_{Azi}^4 + 2V_{Ayi}^2 V_{Azi}^2 \cos(2E_{yi} - 2E_{zi})\}^{\frac{1}{2}}}{\{V_{Ayi}^2 + V_{Azi}^2\}^{\frac{1}{2}}} \cos(2\omega t + E_i)
\end{aligned} \quad (3)$$

である。ここに、 E_i は入射波に対する第1右辺第2項の成分の位相遅れである。この第1右辺の第2項は常に同第1項以下の値であることから、ルートの展開公式を利用して右第2辺を得ている。ここで抗力として入射波周期のみを残すのだから、この第1項だけを採用すればよい。すなわち、

$$|\mathbf{V}_i| \cong \frac{1}{\sqrt{2}} \{V_{Ayi}^2 + V_{Azi}^2\}^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ |v_i - \dot{y}_G + z'_i \dot{\phi}|^2 + |w_i - \dot{z}_G - y'_i \dot{\phi}|^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

一方、通常実施されているように、カラムに関してのy軸方向の抗力とブレーシングに関してのz方向抗力は等価仕事の原理で時間に関して線形化する。すなわち、それぞれ、次のように置く。

$$|V_{yi}| V_{yi} \cong \frac{8}{3\pi} V_{Ayi} V_{yi}, \quad |V_{zi}| V_{zi} \cong \frac{8}{3\pi} V_{Azi} V_{zi} \quad (5)$$

従って、要素*i*に働く力とこの力による重心まわりのモーメントは、例としてハルの場合を示すと、それぞれ

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_i &= \mathbf{F}_{Mi} + \mathbf{F}_{Ni} + \mathbf{F}_{fi} \\
&= C_{Mi} M_i [\dot{V}_{yi} \mathbf{j} + \dot{V}_{zi} \mathbf{k}] + \frac{1}{2} C_{Di} \rho A_i |\mathbf{V}_i| [V_{yi} \mathbf{j} + V_{zi} \mathbf{k}] + M_i \dot{v}_i \mathbf{j} + M_i \dot{w}_i \mathbf{k}
\end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_i &= \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_{Mi} + \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_{Ni} + \mathbf{r}_i \times \mathbf{F}_{fi} \\
&= \left\{ C_{Mi} M_i (y'_i \dot{V}_{zi} - z'_i \dot{V}_{yi}) + \frac{1}{2} \rho C_{Di} A_i |\mathbf{V}_i| (y'_i V_{zi} - z'_i V_{yi}) + M_i (y'_i \dot{w}_i - \dot{v}_i z'_i) \right\} \mathbf{i}
\end{aligned} \quad (7)$$

のようになる。ここに、 $\mathbf{r}_i$ は模型重心から要素中心までの位置ベクトルである。(6)式の第2右辺の第3項と第4項は圧力積分した Froude-Krylov 力の結果の形である。

さて、運動方程式は、構造物自身の慣性力及び慣性モーメントが全要素に働く流体の力及びモーメントの合計に等しいと置くことで得られ、これを重心点で考えると、次式のごとくなる。

$$M_{all} \ddot{y}_G + \sum_i [C_{Mi} M_i (\ddot{y}_G - z'_i \ddot{\phi}) + (N_i^{hull} + N_i^{column}) (\dot{y}_G - z'_i \dot{\phi})] = \sum_i [(1 + C_{Mi}) M_i \dot{v}_i + (N_i^{hull} + N_i^{brace}) v_i] \quad (8)$$

$$M_{all} \ddot{z}_G + \sum_i [C_{Mi} M_i \ddot{z}_G + (N_i^{hull} + N_i^{brace}) (\dot{z}_G + y'_i \dot{\phi})] + K_z z = \sum_i [(1 + C_{Mi}) M_i \dot{w}_i + (N_i^{hull} + N_i^{brace}) w_i] \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
I_{all} \ddot{\phi} + \sum_i [-C_{Mi} M_i z'_i \ddot{y}_G + N_i^{hull} (-z'_i \dot{y}_G + y'_i \dot{z}_G) - N_i^{column} z'_i \dot{y}_G + N_i^{brace} y'_i \dot{z}_G \\
+ C_{Mi} M_i (y_i'^2 + z_i'^2) \ddot{\phi} + N_i^{hull} (y_i'^2 + z_i'^2) \dot{\phi} + N_i^{column} z_i'^2 \dot{\phi} + N_i^{brace} y_i'^2 \dot{\phi}] + K_\phi \phi \\
= \sum_i [(1 + C_{Mi}) M_i (-z'_i \dot{v}_i + y'_i \dot{w}_i) + N_i^{hull} (-z'_i \dot{v}_i + y'_i \dot{w}_i) - N_i^{column} z'_i v_i + N_i^{brace} y'_i w_i]
\end{aligned} \quad (10)$$

ただし、ここに、構造物の左右対称性のため消える項は除外した。また、 M_{all} と I_{all} はそれぞれ構造部の全質量と全慣性モーメントで、 K_z と K_ϕ はそれぞれ静水圧力による復原力係数と復原モーメント係数である。さらに、式の煩雑化を避けるため、

$$N_i^{hull} = \frac{1}{2} C_D^{hull} \rho A_i^{hull} \sqrt{\frac{1}{2} (V_{Ayi}^2 + V_{Azi}^2)}, \quad N_i^{column} = \frac{4}{3\pi} C_D^{column} \rho A_i^{column} |V_{Ayi}|, \quad N_i^{brace} = \frac{4}{3\pi} C_D^{brace} \rho A_i^{brace} |V_{Azi}| \quad (11)$$

と置いてある。*hull*等の肩付き記号はその名前の要素に関する値であることを意味しており、*i*につき合計する際にはその名前の要素だけを取り上げる。通常、上下揺れは左右揺れおよび横揺れと連成しないとされるが、この式では抗力により連成する形となっている。なお、運動振幅に関しては線形化されていないので、計算では運動振幅に関して収斂計算をすることになる。

4. 結果と考察

図4に水深 h が 78cm ($h/B=3.15$) と 40cm ($h/B=1.61$) の場合の結果を示した。また、水深が 15cm ($h/B=0.60$) の場合は模型の慣性モーメント等が異なるので結果は図5に別に示した。縦軸に使用されている k と η_a はそれぞれ順に波数と入射波の振幅であり、 z_a 、 y_a 、 ϕ_a はそれぞれ順に上下揺れ、左右揺れ、横揺れの運動振幅である。

横軸は $\omega^* = 2\pi\sqrt{B/g}/T$ で、ここに T は波周期、 B は模型幅、 g は重力加速度である。計算に当たり、 $C_M=1.0$ 、 $C_D=1.2$ ととった。実験と計算の結果は概ねよく一致しているといえる。

水深の影響をみると以下のことがわかる。まず、当然であるが低周波数側では水深が浅くなるほど左右揺れは大きくなってくる。次に、上下揺れおよび横揺れにおいて同調点付近より高周波数側の運動は、 $h/B=3.15$ と $h/B=1.61$ の水深を比較するとほとんど同じといえるが、 $h/B=0.60$ になると両者ともに小さくなっている。

興味の焦点である同調点付近の運動をみると、上下揺れは水深が浅くなるほど共振値が大きくなる傾向を示している。図4の場合に上下揺れの同調周波数と共振値(peak 値)において計算は実験を説明し切れていない。一方、図5の場合には同調周波数も共振値もほぼ良い結果を得ている。この理由は後で述べる。横揺れの同調現象については、実験範囲からややはずれているため言及をひかえる。なお、運動の連成構造のため、上下揺れの同調周波数付近にて上下揺れが横揺れに僅かであるが影響を及ぼしていることが図5から読みとれる。

ここで水平柱状体の周りに発生する循環流の効果を導入する。図6は循環流の説明である。水平円柱に左方から波が来襲すると図のように流速の方向が時計回りに回転する。これにつれて、粘性が誘導する2次流であるところの時計回りの循環流が発生し、マグヌス効果により流れ進行方向左向きに揚力が発生する。一方、慣性力は常にこれとは逆に流れ進行方向右向きに作用しているから、揚力は慣性力を減少させる力となる。その減少分は実験により付加質量係数の形で

$$\Delta C_M = 0.19 K_C^2 \tag{12}$$

と与えられる [新井ら(1994)]。ここに K_C は Keulegan-Carpenter 数で、水粒子速度×周期÷円断面直径である。

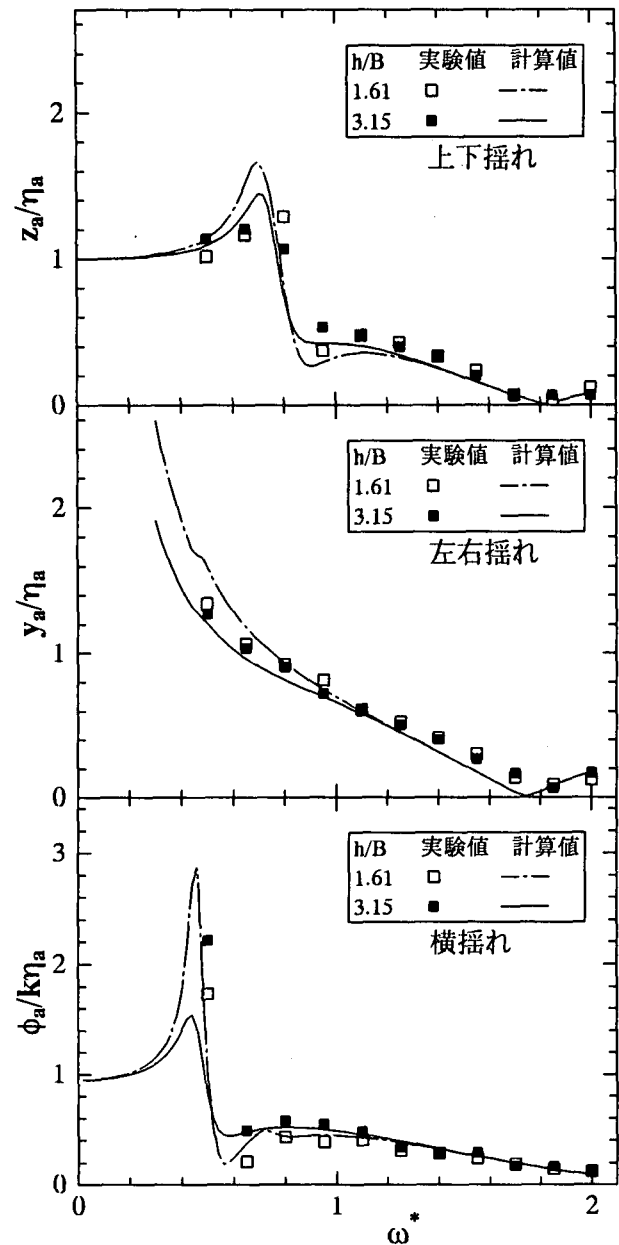


図4 構造物の運動応答($h/B=3.15, 1.61$)

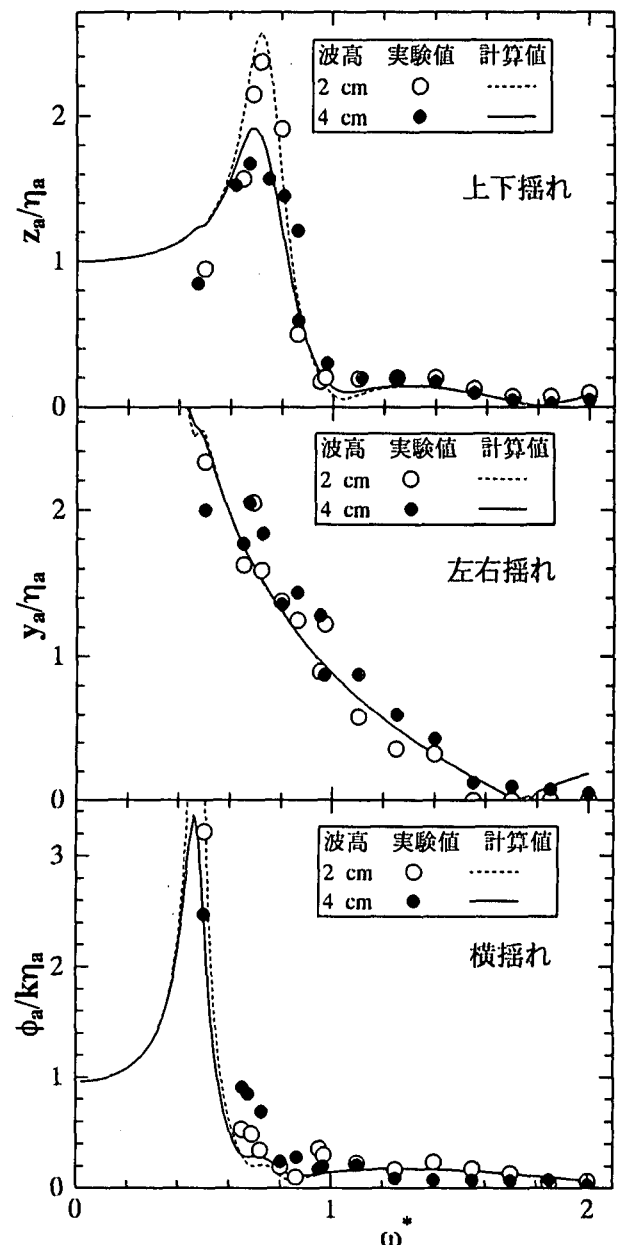


図5 構造物の運動応答($h/B=0.60$)

このようにローワーハルの付加質量係数は循環流効果により減少しているはずだから、運動方程式の中の相当部分からこれを減ずる。

ローワーハルの位置での相対速度から K_C を求め、(12)式により循環の影響を入れて $h/B=3.15$ と $h/B=1.61$ の水深の場合に対する計算を実施した。その結果が図7である。左右揺れはほとんど変化しないので図示を省略した。計算の同調周波数が実験にかなり良く一致することがわかる。 $h/B=0.60$ の水深の場合には循環効果を入れずとも計算の同調周波数が良い結果を与えている。この原因としては以下のように考えられる。すなわち、波動場流速が同じ強さでその方向を回転することにより循環流が発生するのであるが、水粒子が往復振動流的になる波の水深では循環流が発生しないからである。因みに $h/B=0.60$ において、ローワーハルの位置における水粒子楕円軌道の縦横比は上下揺れ同調周期で約0.3であり、循環流は発生しにくいと考えられ、従って、その効果を考慮しない計算で良い結果が得られると考えられる。

次に、共振値を考察する。実験値と計算値の差が大きい $h/B=3.15$ の場合について、計算の C_D 値を色々変えてみたら図8の結果を得た。この結果からすると、循環効果を入れた場合で $C_D=6.0$ 程度が実験結果をよく説明できる値となる。上下揺れ同調付近での K_C は2から3であるが、この領域における水平円柱の抗力係数については極めてデータが少ない。何故ならば、そこでは慣性力が大きいため、小さな抗力の信頼のおける計測が困難だからである。レイノルズ数が同じオーダ(10^3 台)にある小寺山ら(1987)の実験例では水平円柱の C_D は $K_C=4$ あたりで1ないし2の値をとり、そこから K_C が2までの範囲で、 K_C が小さくなるに従い C_D が減少する傾向を示している。これと比べると本実験の運動結果から逆解析した値は極めて大きいといえる。一方、興味深いのは、正方形断面の水平柱状体の例ではあるが Armenio, et al. (1997)は粘性流体数値シミュレーションを実施し、 K_C が3から0.4にかけて C_D が増加し12程度にまで大きくなることを報告している。Keulegan-Carpenter 数が小さいところの抗力は、慣性力に比べて極めて小さいとはいえ、本例のような同調現象では重要な値となるから、十分に調査される必要がある。図5の $h/B=0.60$ の水深の場合は $C_D=1.2$ のままで良い結果を得ているが、扁平な水粒子楕円軌道が原因と推測される。すなわち、扁平な分だけ大きくなる相対速度水平成分が(4)式を通して上下揺れの運動方程式(11)の減衰係数に入る構造だからである。

入射波高との比でとらえた上下揺れは、同調周波数より波周波数が小さくなると小さくなり、1に漸近していく性質を有する。しかし、水深が浅い場合である図5をみると、上下揺れの実験値は ω^* が約0.5で既に1以下の値に到達しているのがわかる。原因を調べるため、この周波数で入射波高を変化させた実験を行ってみた。その結果が図9である。この周期において波は波高に応じた浅海変形を示すが、上下揺れは概ね正弦状に近い応答をする。五角形で示した実験値は上下揺れも入射波も山から谷の波高を読みとり、その比をとったものである。参照のため計算値を実線で示した。実験によれば上下揺れの振幅比は、計算値より明らかに小さく、入射波高 H_w の増加に伴い減少していくことがわかる。図10に波高2cmと4cmの場合における上下揺れと波の波形のフーリエ級数係数を示した。波の波形は波高の増大により高次の成分が大きくなり、従って相対的に第1成分が小さくなるが、上下揺れは第1成分が卓越しており選択共振的現象を示している。そこで、入射波の第1成分に対する上下揺れの全振れ幅を求めると、図10の二重丸を得る。少なくとも波高2cmの場合は計算値と良く一致す

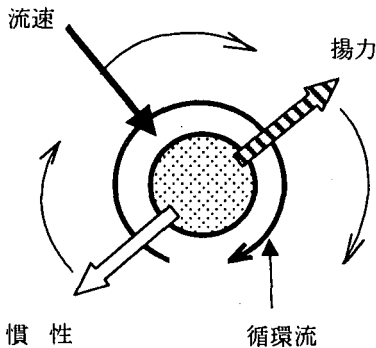


図6 慣性力と循環流による揚力

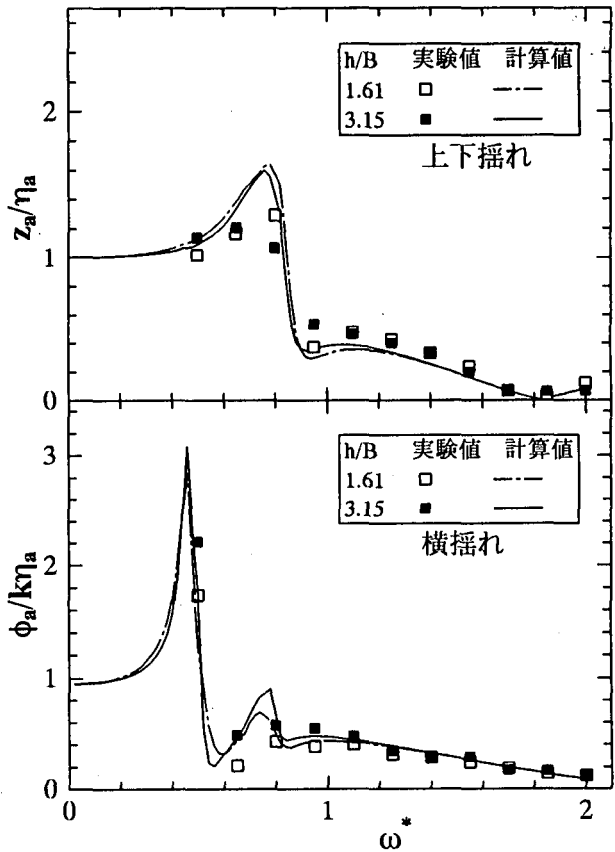


図7 循環流効果を入れた運動応答

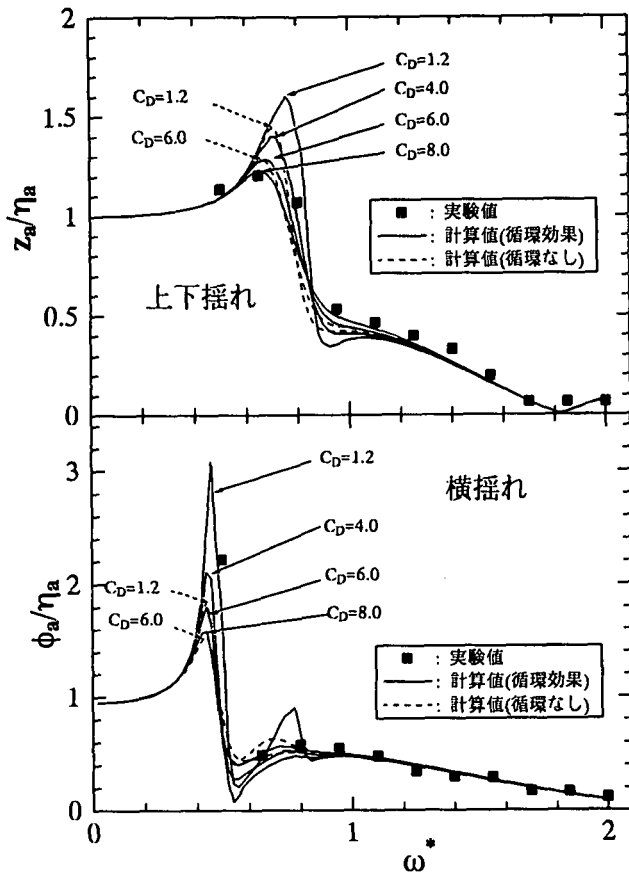


図8 抗力係数と運動応答

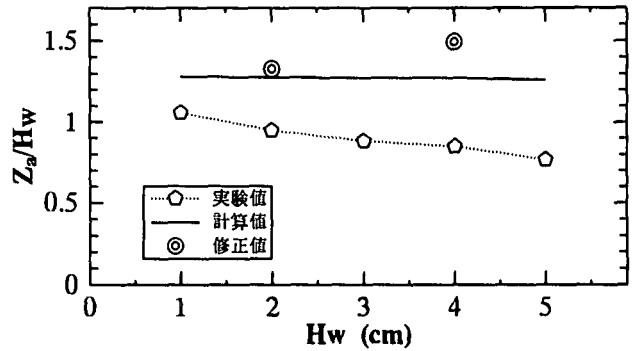


図9 波高変化と上下揺れ

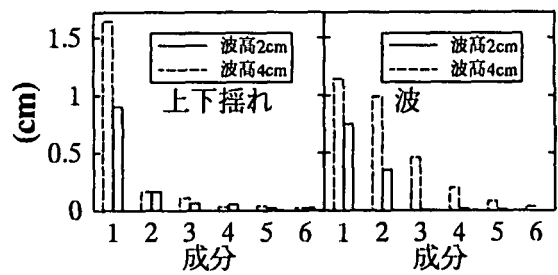


図10 上下揺れと波の波形のフーリエ級数係数

ようになった。このことから入射波に浅海変形が現れた場合は、その基本周期性分である第1成分をあらためて入射波とし、これに対して計算すればよりよい運動推定値が得られるといえる。

5. おわりに

複雑な形状を有する半潜水型浮体構造物の運動を、Molison 式を利用した運動方程式により解いて実験結果と比較検討した。その結果以下を得た。

- (1) 循環流による質量力減少を評価することにより上下揺れの同調周期は改善される。ただし、水粒子の楕円軌道が縦横比ですくなくても 0.3 以下に対しては修正する必要はない。
- (2) 運動の結果から逆算した同調時の抗力係数は水深が大きい場合 6.0 とかなり大きく、従来の研究報告例からは説明できない。 K_C の小さいところでの抗力係数は今後検討を要する課題である。
- (3) 浅海変形した波に対してはその第1成分の波に対する運動を計算すればよりよい推定値が得られる。

参考文献

- 沢本正樹、菊池健治(1979): 振動流柱におかれた円柱に作用する揚力、第26回海岸工学講演会論文集、pp.429-433
- 浅野敏之、山田哲夫、岩垣雄一(1984): 波と流れの共存場に設置された円柱に作用する揚力特性、第31回海岸工学講演会論文集、pp.615-619
- M.Takagi, S.Arai, S.Takezawa, K.Tanaka and N.Takarada (1985): A Comparison of Methods for Calculating The Motion of A Semi-submersible, Ocean Engineering, Vol.12, No. 1, pp.45-97
- 小寺山亘、田代照正(1987): 水平没水円柱に加わる波力について、日本造船学会論文集、第143号、pp.136-144.
- 新井信一、大嶋伸治、近藤圭央(1994): 規則波中水平柱状部材の低 KC 数領域での質量力減少と循環流、海岸工学論文集、第41巻、pp.861-865.
- V. Armenio and M. Favretto(1997): Development of a Viscous Numerical Wave Tank and Numerical Evaluation of Dynamic Loads on Submerged Bodies at Small KC Numbers, Proc. 7th ISOPE, Vol.3.