

複数の矩形浮体要素から構成される大型浮体 微小間隙内での流体共振特性とその発生条件

CHARACTERISTICS AND APPEARANCE CONDITIONS OF FLUID
RESONANCE IN NARROW GAPS OF VERY LARGE FLOATING STRUCTURE
COMPOSED OF RECTANGULAR MODULES

斎藤武久¹・岩田秀樹²・高橋善之³・Guoping MIAO⁴・石田 啓⁵

Takehisa SAITOH, Hideki IWATA, Yoshiyuki TAKAHASHI, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

¹正会員 博(工) 金沢大学大学院助教授 自然科学研究科 (〒920-1192 金沢市角間町)

²正会員 修(工) 株式会社本間組 土木部 (〒951-8650 新潟市西湊町通三ノ町3300-3)

³ 修(工) 仙台市 (〒980-8671 仙台市青葉区国分町3-7-1)

⁴ Ph.D. Shanghai Jiao Tong Univ. Prof. School of Naval Architecture and Ocean Eng. (Shanghai 200030, China)

⁵フェロー 工博 金沢大学大学院教授 自然科学研究科 (〒920-1192 金沢市角間町)

Characteristics of resonant phenomena in narrow gaps of very large floating structure composed of a number of rectangular modules are investigated experimentally and theoretically. Especially, this study focus on the case of three modules with two gaps in order to make clear the difference with the case of one gap in which the authors have already had the experimental confirmation of occurrence of fluid resonance in the gap. Appearance conditions of fluid resonance are derived using the conservation of energy in the gaps and around two modules on the side of incident wave. In the derivation, first, two natural frequencies in the gaps are led as the frequencies described by the gravity acceleration and the geometrical conditions of floating structure including a water depth. Then, the appearance conditions are obtained substituting a dispersion relation of incident wave into the natural frequencies as $kl_{1,2}\tanh kh = 1$ (k is the incident wave number, $l_{1,2} : l_1, l_2$ are the geometrical conditions, h is the water depth). The validity of the appearance conditions are verified by the comparison with the experimental results

Key Words : *fluid resonance, narrow gaps, appearance conditions, very large floating structure*

1. 緒 論

海洋における利用可能空間の創出は、我が国の社会基盤整備において重要な課題の一つであり、超大型浮体構造物を用いた海上空間の有効利用の実現に向けて、これまで多くの研究^{1), 2), 3)}が行われてきている。その中で、複数の浮体要素から構成される超大型浮体構造物の場合には、建設途中や建設後に、浮体要素間で微小な間隙の発生が指摘されている。しかし、このような微小間隙の間隙幅は、例えば、近接浮体の動揺問題で想定されるような浮体間距離や、浮体要素の代表長さに比べて極めて小さい。このため、微小間隙の存在が周辺波動場に及ぼす影響、あるいは浮体要素に作用する波力への影響など、微小間隙と波動場との相互干渉問題が、これまで技術

的に論じられることは少なかった。

これに関連して著者ら⁴⁾は、浮体は固定するものの、各浮体要素間の微小間隙の存在が考慮できる効率的な作用波力の理論解析手法を提案している。解析結果では、特定の周波数で波力に極値が発生するなど、微小間隙内での流体共振の発生を示唆する結果を既に報告した。さらに、著者ら⁵⁾は1つの微小間隙を伴う2つの矩形浮体要素から構成された大型浮体を対象に室内実験を実施している。この中で、微小間隙内での流体共振の発生を実験的に確認し、流体共振発生時の極端な間隙内波高の増幅に関連した多くの危険性を指摘した。加えて、流体共振の発生条件に関する定性的な特徴として、間隙内での流体共振の発生を入射波の無次元波数で整理した場合、喫水深および間隙幅の増加と共に、流体共振発生時

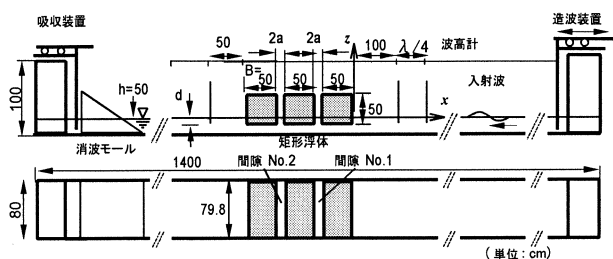


図-1 実験装置の概要

の無次元波数は低周波側へシフトすることを明らかにしている。一方、著者ら⁶⁾は、エネルギー保存則を用いた理論解析により、入射波条件および矩形浮体間の間隙幅や喫水深などの浮体幾何形状条件を含めた統一的な流体共振の発生条件を誘導し、実験結果との比較により理論解析法の妥当性を確認している。

以上の結果は、単一の間隙が存在する場合に、間隙内での流体共振特性およびその発生条件を把握するために極めて重要となる。ただし、超大型浮体構造物を対象とした場合、間隙個数が1つとなることはなく、複数の間隙の存在を想定する必要がある。

本研究では、上述の研究成果を踏まえ、間隙個数の増加に伴う流体共振特性とその発生条件を検討する第一段階として、3つの矩形浮体要素間に2つの微小間隙を伴う場合を対象に、間隙内での流体共振発生の有無および共振特性を実験的に考究する。さらに、上述の理論解析手法を発展させ、系内の固有振動数および流体共振の発生条件を理論的に誘導し、実験結果との比較から理論解の妥当性を検討する。ただし、問題を単純化するために、本研究では、浮体自身の動揺は考慮しないものとする。

2. 実験装置および実験方法

図-1に実験装置の概要を示す。実験には長さ14m、幅80cm、高さ1mの両端に吸収式造波装置を有する2次元造波水槽を用いた。水槽中央部に、間隙幅を1～7cmの範囲で変化させ、喫水深 d を25.2, 15.3, 10.3 cmとした計12通りの浮体設置状況を想定し、入射波の進行方向長さ $B=50$ cmの3つのアクリル製矩形浮体を固定した。なお、水深 h を50cmとし、浮体の入射波進行方向長さ B と等しくする。これは、実スケールの目安として、浮体構成要素と水深のオーダーが同程度となるような大型浮体を想定するものである。入射波には、周期 $T=0.69\sim 2$ s、波高 $H=2.3\sim 2.5$ cmの規則波を用い、合計276ケースの実験を行った。水位の計測は、造波開始から60s経過後の100s間を対象として、間隙内、浮体前面および背面に設置した

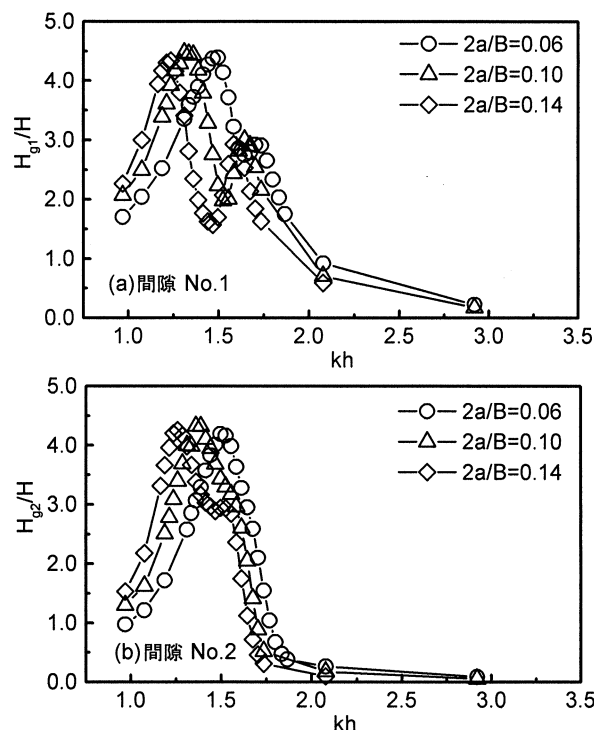


図-2 間隙内の波高変化特性 ($d/h=0.50$)

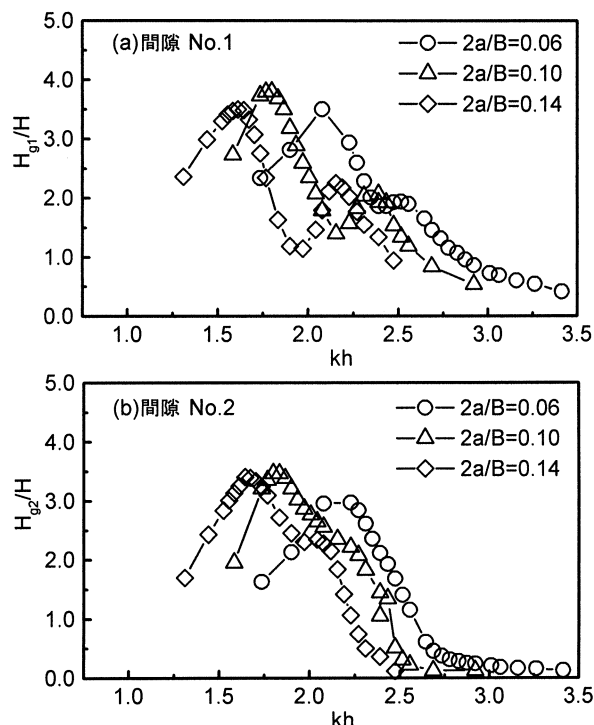


図-3 間隙内の波高変化特性 ($d/h=0.31$)

容量式波高計で行った.

3. 実験結果および考察

図-2および図-3に、喫水深25.2cm ($d/h=0.50$)および15.3cm ($d/h=0.31$)の場合に計測された間隙内の波高特性を例示する。図は(a)間隙No.1と(b)間隙No.2の場合別に、間隙幅の違いによる間隙内の波高変化

特性を入射波の無次元波数 kh を用いて整理したものである。図中、縦軸は間隙内波高 $H_{g1,g2}$ （数字は間隙の位置を表す）を入射波高 H で除した無次元波高 $H_{g1,g2}/H$ を表し、 $H_{g1,g2}$ の大きさが流体共振の発生規模を表す。なお、浮体の各設置状況（同一の喫水深および間隙幅の場合）に応じて、 $H_{g1,g2}$ に1つあるいは2つの極値（値が大きい方を $H_{g1,g2-Res-Max}$ 、他方を $H_{g1,g2-Res}$ と略記する）が発生するが、この時の無次元波数が間隙内で最も流体共振が顕著に発生する入射波条件に対応する。

図より、 $H_{g1,g2-Res-Max}$ が発生する無次元波数は、間隙No.1およびNo.2ともにほぼ等しく、 $d/h=0.50$ の場合が、 $2a/B=0.06$ で $kh=1.50$ 、 $2a/B=0.10$ で $kh=1.31$ 、 $2a/B=0.14$ で $kh=1.24$ 、 $d/h=0.31$ の場合が、 $2a/B=0.06$ で $kh=2.08$ 、 $2a/B=0.10$ で $kh=1.80$ 、 $2a/B=0.14$ で $kh=1.61$ となっていることが分かる。また、この結果は同時に、喫水深および間隙幅の増加に伴って最も流体共振が顕著となる無次元波数は低周波側へシフトしていることを示しており、前報⁴⁾と同様な定性的な特徴が確認できる。ただし、間隙が1つの場合に $H_{g-Res-Max}$ が発生した無次元波数⁴⁾と今回の $H_{g1-Res-Max}$ 発生時の無次元波数との差を図-4に整理するが、間隙が2つの場合、 $H_{g1-Res-Max}$ を伴う顕著な流体共振の発生は、より低周波側で発生することが分かった。

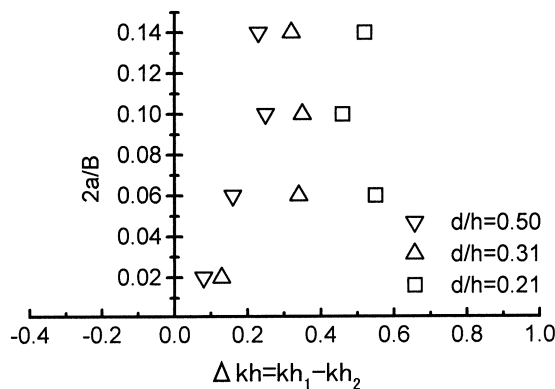


図-4 間隙個数の違いによる流体共振発生時の無次元波数の変化
(kh_1 :間隙が1つの場合、 kh_2 :間隙が2つの場合)

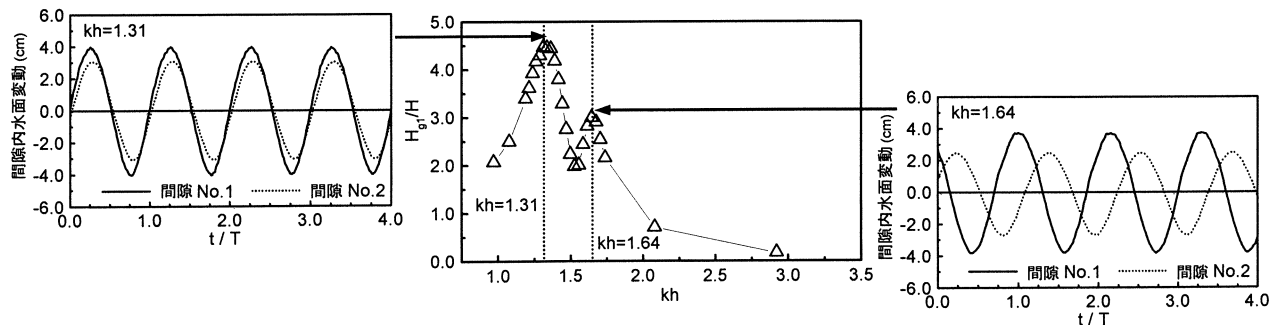


図-5 流体共振発生時の間隙内水面変動特性 ($d/h=0.5, 2a/B=0.10$)

間隙No.1内の波高変化特性に着目した場合、 $d/h=0.50$ の場合に $kh=1.5\sim 1.7$ 付近、 $d/h=0.31$ の場合に $kh=2\sim 2.5$ 付近において H_{g1-Res} が発生している。これは、間隙が1つの場合に確認されている1次モードの流体共振の発生に加えて、間隙が2つの場合に、同様な入射波条件の範囲で、2次モードの流体共振が発生することを示唆するものである。なお、図-5に、 $d/h=0.50$ および $2a/B=0.10$ の場合に計測された間隙内の水面変動の時間変化特性を例示するが、流体共振発生時において、間隙内水面変動の間隙No.1およびNo.2の間の位相は、 $H_{g1,g2-Res-Max}$ が発生する1次モードの場合には同位相となり、 H_{g1-Res} が発生する2次モードの場合には、位相差を伴うことが確認できる。

4. 流体共振発生条件に関する理論解

理論解は、著者ら⁶⁾が単一の微小間隙内での流体共振発生条件を誘導する際に用いた手法を2つの間隙の場合へ発展させることによって誘導する。なお、前報の手法は、入射波側部、入射波側浮体下部および間隙部からなる領域を管径が非一様なU字管に見立て、対象領域にエネルギー保存則を適用し、間隙内の流体固有振動数を誘導すると共に、入射波の分散関係を用いて、流体共振の発生条件を誘導するものである。理論の構築に際しては、流体共振の発生に関する定性的な特性、つまり、喫水深の増加に伴う流体共振発生時の入射波の無次元波数の低周波側へのシフトが、U字管内の流体固有振動数の変化特性（U字管を満たす流体長さの平方根に反比例する）と同様の特徴を有することに着目している。

本研究では、2つの間隙、浮体下部領域および入射波領域を含む対象領域を図-6のように分割し、各領域における運動エネルギーおよび領域全体の位置エネルギーに対してエネルギー保存則を適用する。

(1) 間隙内流体振動の固有振動数

図-6中の各領域の断面積（単位奥行き）、長さおよび流体の断面平均流速をそれぞれ $A_{I,II,III,IV,v}$ 、

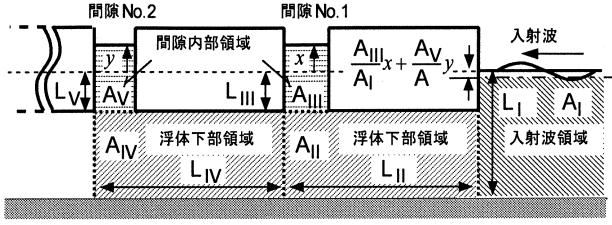


図-6 浮体の配置および領域分割

$L_{I,II,III,IV,V}$, $v_{I,II,III,IV,V}$ (添え字は、各領域を表す) とし、間隙No.1およびNo.2内の水位が静水位より x および y だけ上昇した場合を考える。なお、 A_I に関しては、入射波側ほどの程度の範囲を定義するかが議論となる。本研究では、 $A_{III,V}/A_I \ll 1$ の範囲として、直接的にはその範囲の特定を行わないものとする。

このとき、間隙No.1およびNo.2の内部領域の断面平均流速を dx/dt および dy/dt で記述した場合、連続式 $A_{IV}v_{IV}=A_{II}v_{II}$, $A_{IV}v_{IV}=A_{IV}v_{IV}$ および $A_{II}v_{II}=A_{III}v_{III}+A_{IV}v_{IV}$ を用いて、各領域の運動エネルギーの総和 K は次式で記述できる。

$$K = \frac{\rho}{2} A_{III}^2 \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{III}}{A_{III}} \right) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{\rho}{2} A_V^2 \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + 2\rho A_{III} A_V \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} \right) \left(\frac{dx}{dt} \right) \left(\frac{dy}{dt} \right) \quad (1)$$

ここに、 ρ は流体密度を表わす。また、対象領域の位置エネルギー U は、静水状態より間隙No.1およびNo.2内で x および y だけの水位上昇を実現する仕事として、次式で与えられる。

$$U = \int \rho g A_{III} \left(x + \frac{A_{III}}{A_I} x + \frac{A_V}{A_I} y \right) dx + \int \rho g A_V \left(y + \frac{A_{III}}{A_I} x + \frac{A_V}{A_I} y \right) dy = \frac{\rho g}{2} A_{III} \left(1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right) x^2 + \frac{\rho g}{2} A_V \left(1 + \frac{A_V}{A_I} \right) y^2 + 2\rho g \frac{A_{III} A_V}{A_I} xy \quad (2)$$

ここに、 g は重力加速度を表わす。ここで、壁面摩擦および角部からの渦の放出に伴うエネルギー損失を無視し、エネルギー保存則 $K + U = \text{const}$ の両辺を時間 t で微分することにより、間隙内の水位に関する連立振動方程式が式(3)のように導かれる。この際、間隙No.1とNo.2内の断面平均速度 dx/dt と dy/dt に関して、それぞれ非ゼロの条件を課している。さら

に、問題を単純化するために、非線形項を省略した。

$$\left. \begin{aligned} & A_{III}^2 \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{III}}{A_{III}} \right) \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) + A_{III} A_V \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} \right) \left(\frac{d^2 y}{dt^2} \right) + g A_{III} \left(1 + \frac{A_{III}}{A_I} \right) x + 2g \frac{A_{III} A_V}{A_I} y = 0 \\ & A_{III} A_V \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} \right) \left(\frac{d^2 x}{dt^2} \right) + A_V^2 \left(\frac{L_I}{A_I} + \frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) \left(\frac{d^2 y}{dt^2} \right) + 2g \frac{A_{III} A_V}{A_I} x + g A_V \left(1 + \frac{A_V}{A_I} \right) y = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(3)中の x および y に関して調和振動を仮定し、 $A_{III}/A_I \ll 1$ および $A_V/A_I \ll 1$ を用いると、間隙内の流体振動に関する2つの固有振動数 ω_{g1} および ω_{g2} は次式のように誘導される。

$$\omega_{g1} = \sqrt{g(\alpha - \sqrt{\beta})/\gamma}, \quad \omega_{g2} = \sqrt{g(\alpha + \sqrt{\beta})/\gamma} \quad (4)$$

ここに、 α , β および γ は次式による置き換えを行った。

$$\alpha = A_{III} \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{III}}{A_{III}} \right) + A_V \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) \quad (5)$$

$$\beta = \left\{ A_{III} \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{III}}{A_{III}} \right) - A_V \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} + \frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) \right\}^2 + 4 A_{III} A_V \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} \right)^2 \quad (6)$$

$$\gamma = 2 A_{III} A_V \left(\frac{L_{II}}{A_{II}} \right) \left(\frac{L_{III}}{A_{III}} + \frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) + 2 A_{III} A_V \left(\frac{L_{III}}{A_{III}} \right) \left(\frac{L_{IV}}{A_{IV}} + \frac{L_V}{A_V} \right) \quad (7)$$

さらに、浮体要素長さ、喫水深、間隙幅および水深を変数とする α , β および γ を用いて、幾何条件 l_1 および l_2 を、 $l_1 = \gamma/(\alpha - \beta^{1/2})$ および $l_2 = \gamma/(\alpha + \beta^{1/2})$ と定義すると、式(4)は次式のように書き換えられる。

$$\omega_{g1} = \sqrt{g/l_1}, \quad \omega_{g2} = \sqrt{g/l_2} \quad (8)$$

以上は、間隙内での流体振動に関する固有振動数が、水深を含めた浮体の幾何形状により表現されたことを意味する。

(2) 間隙内流体共振の発生条件

間隙内の流体振動に関する固有振動数が式(8)とし

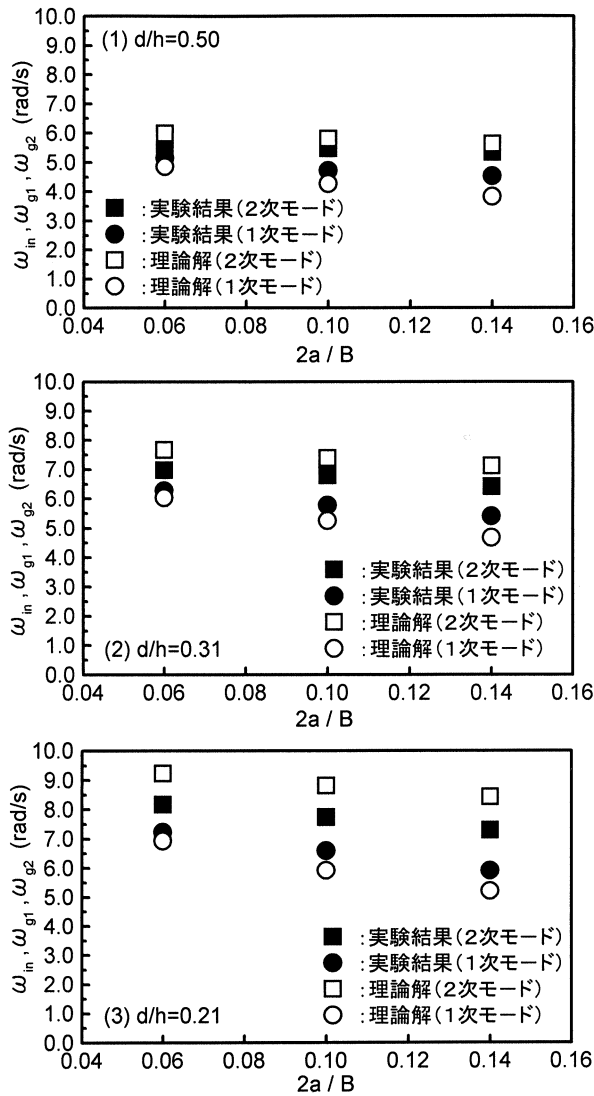


図-7 間隙内流体振動に関する流体共振発生時の入射波振動数と誘導された固有振動数との比較

て誘導された。ここで、式(8)を用いて、間隙内での流体共振の発生条件を誘導する。入射波に角振動数 ω_{in} が分散関係式 $\omega_{in}^2 = gk \tanh kh$ ($k = 2\pi/\lambda$; λ :波長)を満たす規則波を想定した場合、間隙内での流体共振の発生条件は、外力となる入射波の ω_{in} と間隙内の ω_{g1} および ω_{g2} に一致する場合として次式となる。

$$kl_1 \tanh kh = 1 \quad (9)$$

$$kl_2 \tanh kh = 1 \quad (10)$$

式(9)および式(10)が、それぞれ1次モードおよび2次モードの流体共振の発生条件に関する理論解を示す。式(8)を含めたこれら理論解の妥当性の確認は、後述の実験結果を整理することにより行う。

5. 理論解および実験結果の比較

(1) 間隙内流体振動の固有振動数

間隙内での流体共振の発生は、外力となる入射波

の角振動数と間隙内における流体振動の固有振動数が一致する場合であり、流体共振発生時における入射波角振動数の実験値と式(8)の固有振動との一致が予想される。図-7に、 $H_{g1-Res-Max}$ (1次モードの流体共振)と H_{g1-Res} (2次モードの流体共振)発生時の入射波角振動数の実験値および式(8)による固有振動数の理論値を比較した結果を示す。図より、(a) 喫水深25.2cm ($d/h=0.50$), (b) 喫水深15.3cm ($d/h=0.31$)および(c) 喫水深10.3cm ($d/h=0.21$)の場合ともに、ほぼ全ての浮体設置状況で、両者は比較的良好に一致していることが分かる。このことは、本研究で誘導した固有振動数を用いて、間隙内での流体共振の発生をおおよそ予測できることを示すものである。ただし、喫水深が浅いほど、実験結果が理論値から離れる理由の一つとして、喫水深が浅いほど、浮体下部領域では、流体運動が断面平均化された流体運動としては仮定できないことが考えられる。

(2) 間隙内流体共振の発生条件

図-8および図-9に、1次モードおよび2次モードの流体共振発生条件の理論解である、式(9)および式(10)中の左辺 $kl_{1,2} \tanh kh$ を用いて間隙No.1内の波高特性を整理した結果を示す。図より、ほぼ全ての浮体設置状況で、1次モードの流体共振の発生を示す H_{g1}/H の最大値 $H_{g1-Res-Max}$ の発生は、 $kl_1 \tanh kh$ の値が1.0付近の場合となり、同様に、2次モードの流体共振の発生を示す H_{g1-Res} の発生も、 $kl_2 \tanh kh$ の値が1.0付近の場合となっていることが確認できる。ただし、(1)でも触れたが、喫水深が浅いほど、 H_{g1}/H の極値の発生は、理論解である $kl_{1,2} \tanh kh=1$ から離れることになる。このため、入射波および浮体の幾何形状条件の変化が、 $kl_{1,2} \tanh kh$ の値に及ぼす影響を詳細に検討する必要がある。

6. 結 論

本研究では、複数の矩形浮体要素から構成される大型浮体微小間隙内での流体共振特性に関して、間隙個数の増加に伴う共振特性の変化と発生条件を検討する第一段階として、3つの矩形浮体要素間に2つの微小間隙を伴う場合を対象に、流体共振発生の有無およびその特性を実験的に考究した。さらに、間隙内における流体共振の発生条件を理論的に誘導し、実験結果との比較から理論解の妥当性を検討した。その主要な結論は以下のようにまとめられる。

1) 本研究で対象とした2つの間隙を伴う場合、流体共振の発生が既に確認されている1つの間隙の場合

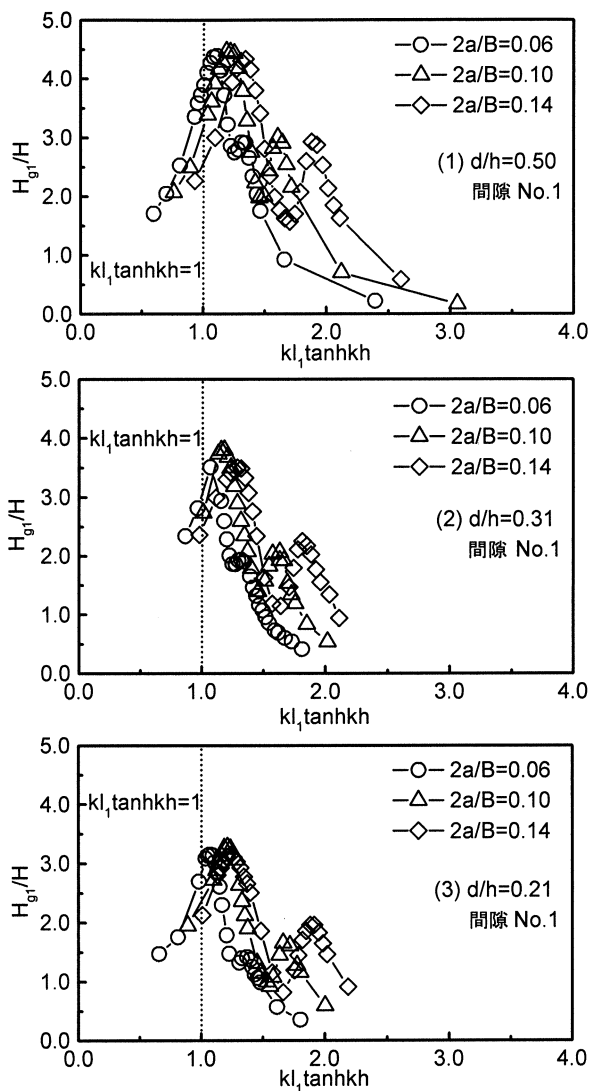


図-8 流体共振の発生条件 $kl_1 \tanh kh$ を用いて整理した間隙No.1内の波高変化特性

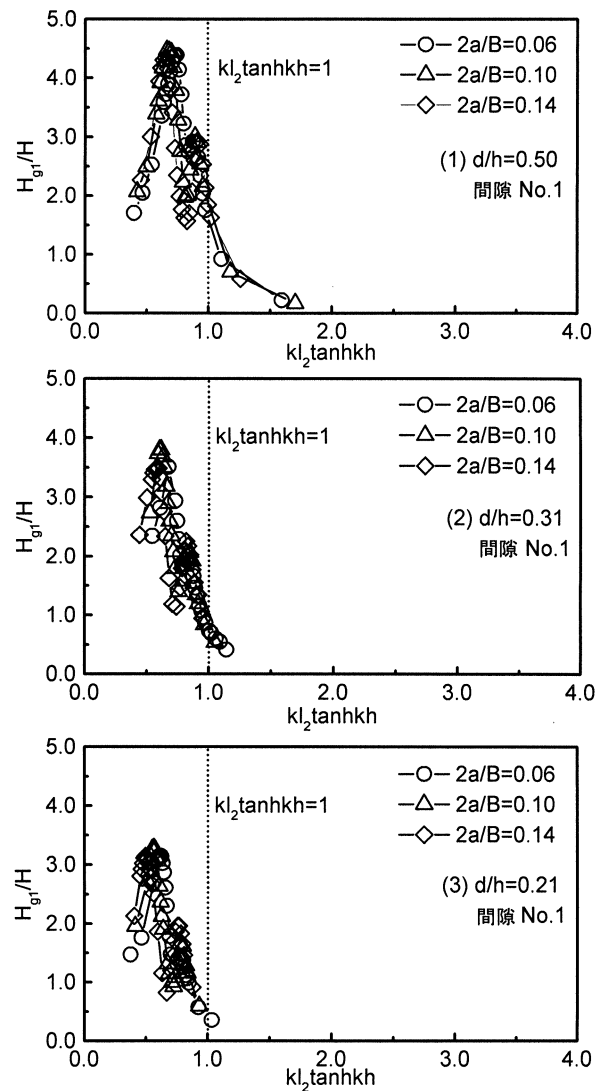


図-9 流体共振の発生条件 $kl_2 \tanh kh$ を用いて整理した間隙No.1内の波高変化特性

と同様な1次モードの流体共振の発生に加えて、間隙間で水面変動に位相差を伴う2次モードの流体共振の発生が確認された。また、1次モードの流体共振は、間隙が1つの場合に比べ、入射波が低周波の場合に発生することが分かった。

2) 間隙が1つの場合に適用した管径が非一様なU字管内の流体振動の解析法を間隙が2つの場合に発展させ、間隙内の流体振動に関する固有振動数を誘導した。さらに、入射波の分散関係式を用いて、流体共振の発生条件に関する理論解を、入射波条件と浮体の幾何形状条件からなる無次元の関係式として誘導した。実験結果との比較から、本研究で対象とした実験条件の範囲では、本理論解により比較的良好に流体共振の発生を予測できることが分かった。

参考文献

1) Kagemoto, H., Fujino, M. and Zhu, T. : On the estimation

method of hydrodynamic forces acting on a very large floating structure, *Applied Ocean Research*, Vol. 19, pp.49-60,1997.

2) Ohmatsu, S. : Overview: research on wave loading and responses of VLFS, *Marine Structures*, Vol. 18, pp.149-168,2005.

3) Suzuki, H. : Overview of Megafoat: concept, design criteria, analysis, and design, *Marine Structures*, Vol. 18, pp.111-132,2005.

4) 斎藤武久・黒崎和保・G.P.Miao・石田 啓：微小間隙を伴う複数矩形浮体要素から構成される大型浮体に作用する波力の理論解析法，海岸工学論文集，第48巻，pp.866-870，2001.

5) 斎藤武久・荒木孝之・G.P.Miao・石田 啓：大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙内における流体共振特性に関する実験的研究，海洋開発論文集，第19巻，pp.595-600，2003.

6) 斎藤武久・瀬戸 徹・G.P.Miao・石田 啓：大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙内における流体共振特性とその発生条件，海洋開発論文集，第20巻，pp.1317-1322，2004.