

大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙 における流体共振特性に関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON RESONANCE IN A NARROW GAP BETWEEN MODULES OF VERY LARGE FLOATING STRUCTURE

齋藤武久¹・荒木孝之²・Guoping MIAO³・石田 啓⁴

Takehisa SAITOH, Takayuki ARAKI, Guoping MIAO and Hajime ISHIDA

¹正会員 博(工) 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

²正会員 修(工) K K建設技術研究所 中部支社 (〒460-0006 名古屋市中区錦1-3-18)

³ Ph.D. Shanghai Jiao Tong Univ. Prof. School of Naval Architecture and Ocean Eng. (Shanghai 200030, China)

⁴正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科 (〒920-8667 金沢市小立野2-40-20)

A laboratory experiment was conducted for experimental confirmation of an appearance of resonant phenomena in a narrow gap between modules of very large floating structure under waves. Then, the characteristics of resonant waver number kh (k : incident wave number, h : water depth) were discussed at different set-up conditions of the modules. A theoretical analysis was also examined by a dividing region method combined with an asymptotic matching method in which the influence of narrow gap was considered. Furthermore, the characteristics of energy transport as the resonance happened were discussed by reflected wave energy and transmitted one.

Consequently, the appearance of resonant phenomena was confirmed in the laboratory experiments. Moreover, it was shown that the resonant wave number shifted to high frequency region as the draft and the gap width decreases. Then, it was found that the experimental results on resonant wave number agree well with the theoretical results, and that wave energy concentrates in the narrow gap as the resonance happened.

Key Words : Resonance, narrow gap, very large floating structure, resonant wave number

1. 緒 論

海洋空間の有効利用を目的とした超大型浮体構造物は、複数の浮体要素から構成されるため、従来から建設途中や建設後に、浮体要素間で微小な間隙が発生することが指摘されている。しかし、このような微小間隙の間隙幅は、例えば、浮体要素の代表長さ比べて極めて小さいため、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及ぼす影響といった微小間隙と波動場との相互干渉や共振問題が、これまで技術的に論じられることは少なかった¹⁾。一方、これに関連した研究分野として、浮体同士の近接に伴う浮体の動揺、あるいは周辺波浪場への影響に関する多くの研究^{2),3)}を挙げることができるが、間隙のように浮体同士が極端に近接した場合を取り上げた例はほとんどない。

ところが、浮体構造とは異なるものの、例えば、ケーソン防波堤や護岸の連結目地のような微小間隙内で流体共振現象が発生することが、最近の研究^{4),5)}で明らかにされ、波動場内に存在する微小間隙が周辺に及ぼす影響を検討する必要性が指摘されている。このような流体共振の発生は、海底に設置された波浪制御構造物に限らず、多くの海岸・海洋構造物が対象となる。特に、微小間隙を伴う浮体構造の場合、海底に設置されるケーソン構造よりも、間隙の存在が浮体に与える影響は大きくなる可能性がある。これに関連して、著者ら⁶⁾は、浮体は固定するものの、複数の浮体要素から構成される大型浮体に作用する波力の解析法として、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新たに提案し、理論解析結果から微小間隙内で流体共振現象が発生することを報告している。

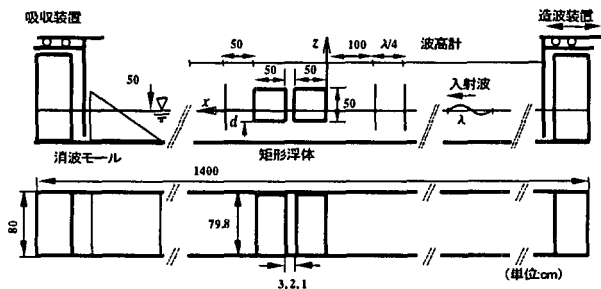


図-1 実験装置の概要

これに続き、本研究では、大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙を対象とし、間隙内での流体共振現象の発生の有無を実験的に検討する。さらに、流体共振の発生条件の特性を実験的に整理し、理論解析結果との比較を行う。また、流体共振発生時における浮体周辺の波浪特性について考究する。

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、入射波の進行方向長さ $b=50\text{cm}$ の2つのアクリル製矩形浮体を固定した。ただし、間隙幅を3,2,1cm、喫水深 d を25,2,15,3,10,3cmと変化させ、計9通りの設置状況を想定した。なお、水深 h を50cmとし、浮体の入射波進行方向長さ b と等しくするが、このことは、本研究で対象とする実スケールが、浮体構成要素の代表長さとお水のオーダーが同程度の場合を想定していることを意味する。入射波には、周期 $T=0.69\sim 2\text{s}$ 、波高 $H=2.3\sim 2.5\text{cm}$ の規則波を用い、合計132ケースの実験を行った。間隙内部の水面変動は水槽側面に設置したビデオカメラで撮影し、流体共振の発生の有無および発生条件を整理した。この際、間隙内の波高は、撮影された画像データより、10波分の水位記録を平均することにより算出した。また、浮体前面および背面に設置した波高計の記録から、反射波および透過波の算定を行った。なお、ビデオカメラおよび波高計によるデータの計測は、造波開始から60s経過後の100s間を対象とした。

3. 理論解析手法および解析結果

ここでは、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⁶⁾について簡単に触れ（詳細は参考文献を参照されたい。）、本研究で対象とする実験条件に合わせて行った理論解析結果を示す。

図-2に座標系を示すが、理論解析手法は領域分割

法に漸近接合法⁷⁾を組み合わせた手法であり、その概要は以下のである。

はじめに、領域分割法に従い、対象領域を大型浮体に対する反射波側領域(I)、浮体下部領域(II)および透過波側領域(III)に分割し、それぞれの速度ポテンシャル $\phi^{(I)}$ 、 $\phi^{(II)}$ および $\phi^{(III)}$ を次式で定義する。

$$\phi^{(I)}(x, z) = -\frac{iAg}{\omega} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0 x} \quad (1)$$

$$+ A_0 \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{-ik_0 x} + \sum_{j=1}^{\infty} A_j \cos k_j(z+h) e^{k_j x}$$

$$\phi^{(II)}(x, z) = E_0 + F_0 x \quad (2)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} (E_n e^{\beta_n(x-x_n)} + F_n e^{-\beta_n x}) \cos \beta_n(z+h) + \sigma_m \operatorname{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi \left\{ (x-x_m) + i(z+d) \right\}}{2(h-d)} \right]$$

$$\phi^{(III)}(x, z) = B_0 \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(x-x_n)} \quad (3)$$

$$+ \sum_{j=1}^{\infty} B_j \cos k_j(z+h) e^{-k_j(x-x_n)}$$

ただし、浮体下部領域では、間隙の影響が間隙端部で最も大きく、間隙外部では小さくなることから、図-3に示すように、一体化した浮体の中央部 x_m に湧き出し強さ σ_m の点湧き出しを設けることにより、間隙が浮体下部領域に及ぼす影響を考慮する。ここに、式(1)中、 A 、 A_0 および $A_j(j=1, \dots, \infty)$ は入射波、反射波および減衰定常波の振幅、 g は重力加速度、 i は虚数単位、 k_0 および k_j はそれぞれ、 $\omega^2 = gk_0 \tanh k_0 h$ および $\omega^2 = -gk_j \tan k_j h$ の分散関係を満たす波数、 ω は角振動数を表す。また、式(2)中、 E_n および $F_n(n=0, \dots, \infty)$ は減衰定常波の振幅を表し、 $\beta_n = n\pi/(h-d)$ である。なお、 Re_i は関数の実部をとることを意味する。さらに、式(3)中、 B_0 および B_j

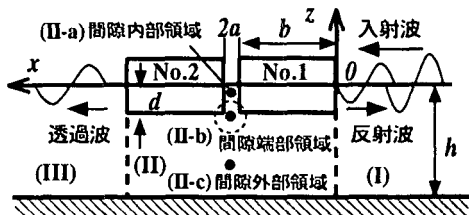


図-2 理論解析における座標系

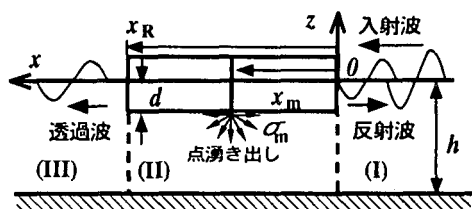


図-3 浮体下部領域における点湧き出しの配置

($j=1, \dots, \infty$)は透過波および減衰定常波の振幅を表す。
 なお、以上の式(1)~式(3)中で、未知数は、 A_j およ
 び B_j ($j=0, \dots, \infty$), E_n および F_n ($n=0, \dots, \infty$), σ_m となる。

ここで、各領域境界の圧力および速度の連続性に関する境界条件に式(1)~式(3)を代入し、三角関数の直行性を利用した鉛直方向への積分の結果として、次式の関係が得られる。

$$\bar{A}P_{n0} + A_0P_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} A_j P_{nj} \quad (4)$$

$$= \begin{cases} E_0(h-d) + \sigma_m Q_{m0}|_{x=0} & , n=0 \\ \frac{(h-d)}{2} (E_n e^{-\beta_n x_n} + F_n) + \sigma_m Q_{mn}|_{x=0} & , n \neq 0 \end{cases}$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{i}k_0 \bar{A}R_0 - \hat{i}k_0 A_0 R_0 \\ A_j k_j R_j \end{aligned} \right\} = F_0 P_{0j} + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (E_n e^{-\beta_n x_n} - F_n) P_{nj} \quad (5)$$

$$+ \sigma_m S_{mj}|_{x=0} \quad , j=0$$

$$+ \sigma_m S_{mj}|_{x=0} \quad , j \neq 0$$

$$B_0 P_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} B_j P_{nj} = \quad (6)$$

$$\begin{cases} (h-d)(E_0 + F_0 x_r) + \sigma_m Q_{m0}|_{x=x_r} & , n=0 \\ \frac{(h-d)}{2} (E_n + F_n e^{-\beta_n x_n}) + \sigma_m Q_{mn}|_{x=x_r} & , n \neq 0 \end{cases}$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{i}k_0 B_0 R_0 \\ B_j k_j R_j \end{aligned} \right\} = F_0 P_{0j} + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (E_n - F_n e^{-\beta_n x_n}) P_{nj} \quad (7)$$

$$+ \sigma_m S_{mj}|_{x=x_r} \quad , j=0$$

$$+ \sigma_m S_{mj}|_{x=x_r} \quad , j \neq 0$$

ここに、 $\bar{A} = -iAg/\omega$, P_{nj} , Q_{nj} , R_0 , R_j および S_{mj} ($n, j=0, 1, \dots, \infty$)はそれぞれ次式で与えられる。

$$P_{n0} = \int_{-h}^{-d} \cos \beta_n(z+h) \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} dz$$

$$= (-1)^n \frac{k_0}{k_0^2 + \beta_n^2} \frac{\sinh k_0(h-d)}{\cosh k_0 h}$$

$$P_{nj} = \int_{-h}^{-d} \cos \beta_n(z+h) \cos k_j(z+h) dz$$

$$= \frac{1}{2} \left[\frac{\sin(k_j + \beta_n)(h-d)}{k_j + \beta_n} + \frac{\sin(k_j - \beta_n)(h-d)}{k_j - \beta_n} \right]$$

$$Q_{mn} = \int_{-h}^{-d} \operatorname{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi [(x-x_m) + i(z+d)]}{2(h-d)} \right] \cos \beta_n(z+h) dz$$

$$R_0 = \int_{-h}^0 \frac{\cosh^2 k_0(z+h)}{\cosh^2 k_0 h} dz = \frac{h}{2 \cosh^2 k_0 h} \left(1 + \frac{\sinh 2k_0 h}{2k_0 h} \right)$$

$$R_j = \int_{-h}^0 \cos^2 k_j(z+h) dz = \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_j h}{2k_j h} \right)$$

$$S_{mj} = \begin{cases} \int_{-h}^{-d} \operatorname{Re}_i \left[\frac{\pi}{2(h-d)} \coth \frac{\pi [(x-x_m) + i(z+d)]}{2(h-d)} \right] \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} dz & , j=0 \\ \int_{-h}^{-d} \operatorname{Re}_i \left[\frac{\pi}{2(h-d)} \coth \frac{\pi [(x-x_m) + i(z+d)]}{2(h-d)} \right] \cos k_j(z+h) dz & , j \neq 0 \end{cases}$$

以上の式(4)~式(7)が、未知係数 A_j , B_j ($j=0, 1, \dots, J, \dots, \infty$), E_n , F_n ($n=0, 1, \dots, N, \dots, \infty$)および未知な湧き出し強さ σ_m からなる連立方程式となる。計算では、 $j=n=J=N$ で級数項を打ち切るが、結果として、式(4)~式(7)は $4(N+1) + 1$ 個の未知数からなる $4(N+1)$ 個の連立方程式となる。

この連立方程式を一意に解くため、浮体下部領域において漸近接合法を展開し、 σ_m に関する既知条件を誘導する。漸近接合法では、浮体下部領域を間隙内部領域(II-a)、間隙端部領域(II-b)、間隙外部領域(II-c)に分け(図-2参照)、それぞれの領域で速度ポテンシャルを定義し、各領域へ漸近展開した速度ポテンシャルをそれぞれの領域間で接合する。なお、間隙内部領域(II-a)では鉛直振動、間隙内部領域(II-b)ではシュワルツ-クリストッフ変換を用いた写像平面上の点湧き出し、間隙外部領域(II-c)では減衰定常波によって各領域の速度ポテンシャルを定義する。結果として、 σ_m に関する次式の関係が導かれる。

$$E_0 + F_0 x_m + \sum_{n=1}^N (E_n e^{\beta_n(x_n - x_r)} + F_n e^{-\beta_n x_n}) (-1)^n \quad (8)$$

$$= \frac{\pi \sigma_m}{2a} \left[\frac{2a}{\pi} \ln \frac{(h-d)e}{2a} + d - \frac{g}{\omega^2} \right]$$

さらに、式(8)を式(4)~式(7)に代入し、連立方程式を解くことにより、未知係数および湧き出し強さが一意に決定され、速度ポテンシャルが決定される。

また、各浮体要素に作用する波力 $F_{1,2}$ は得られた速度ポテンシャルを線形化されたベルヌーイの定理

$$F_{1,2} e^{-i\omega t} = e^{-i\omega t} \rho \hat{i} \omega \int_{C_{1,2}} \phi(P) n dl \quad , P \in C_{1,2} \quad \dots (24)$$

に代入して算定することができる。なお、式中、 ρ は流体の密度、 $C_{1,2}$ は各浮体要素の没水表面、 n は法線ベクトル、 l は没水表面上の長さを表す。

以上の理論解析手法を用い、浮体への作用波力に関する解析結果を図-4に例示する。なお、式(4)~式(7)および式(8)の級数の項数は $J=N=20$ とし、浮体の設置条件は、実験条件を参照して、 $d/h=0.3$ ($d=15.3$ cm, $h=50$ cm), $2a/b=0.04$ (間隙幅2cm)とした場合である。図中の横軸は、入射波の無次元波数 kh 、縦軸は、無次元鉛直方向波力を表す。また、図中○が2

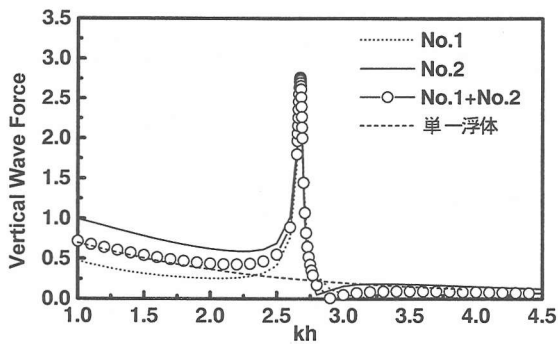


図-4 鉛直波力特性 ($d/h = 0.3, b/h = 1, 2a/b = 0.04$)

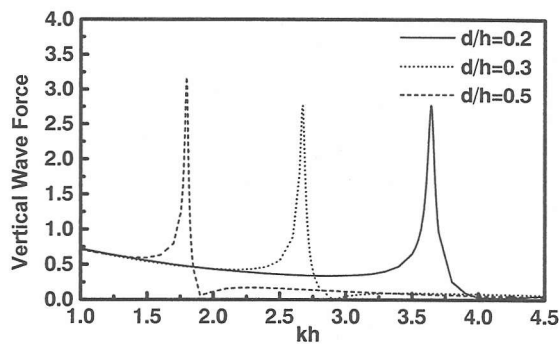


図-5 喫水深の変化に伴う鉛直波力特性 ($b/h = 1, 2a/b = 0.04$)

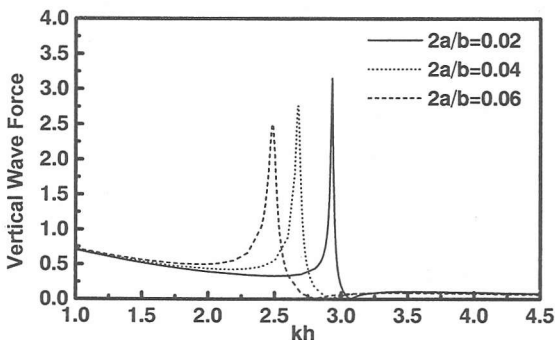


図-6 間隙幅の変化に伴う鉛直波力特性 ($d/h = 0.3, b/h = 1$)

さらに、喫水深の変化および間隙幅の変化に伴う無次元全鉛直波力 (No.2) の変化を図-5および図-6に示す。図より、喫水深および間隙幅の減少と共に、共振発生時の無次元波数は高周波側へシフトすることが分かる。ただし、本解析では、完全流体および線形波理論の仮定を用いているため、共振現象の規模を正確に評価するためには、流体の粘性および間隙角部からの剥離の影響を考慮する必要がある。

4. 実験結果および考察

図-7に、喫水深25.2cm ($d/h=0.5$)、間隙幅3cm ($2a/b=0.06$)、 $H=2.4$ cmで、(a) $T=1.15$ s, $kh=1.64$ 、(b) $T=0.77$ s, $kh=3.4$ および(c) $T=2$ s, $kh=0.77$ の場合における間隙内の最高および最低水位時の状況を例示する。(a)の場合、微小間隙内で、入射波高の4倍を超える大きな水位変動が発生した。なお、このとき、間隙内の水位変動の周期は、入射波の周期と一致していた。一方、(a)の場合よりも入射波が高周波側となる(b)および低周波側となる(c)の場合、間隙内の水位に極端な変化は確認できなかった。このように、特定の入射波周期に対する間隙内での流体

つの矩形浮体に作用する無次元全鉛直波力 ($2\rho gAb$ で無次元化)、実線および点線がNo.2およびNo.1の矩形浮体要素に作用する無次元鉛直波力 (ρgAb で無次元化)を表す。なお、比較のため微小間隙を含まない浮体長さ $2(b+a)$ の単一浮体に作用する無次元全鉛直波力 ($2\rho gA(b+a)$ で無次元化)を破線で示す。微小間隙を伴う場合、無次元波数 $kh=2.6$ 付近で無次元全鉛直波力および各浮体要素に作用する無次元鉛直波力のどちらの場合にも鋭い極値が発生していることが分かる。特定の無次元波数に対して波力に鋭い極値が発生することを示すものであり、間隙内での流体共振現象の発生を示唆するものである。

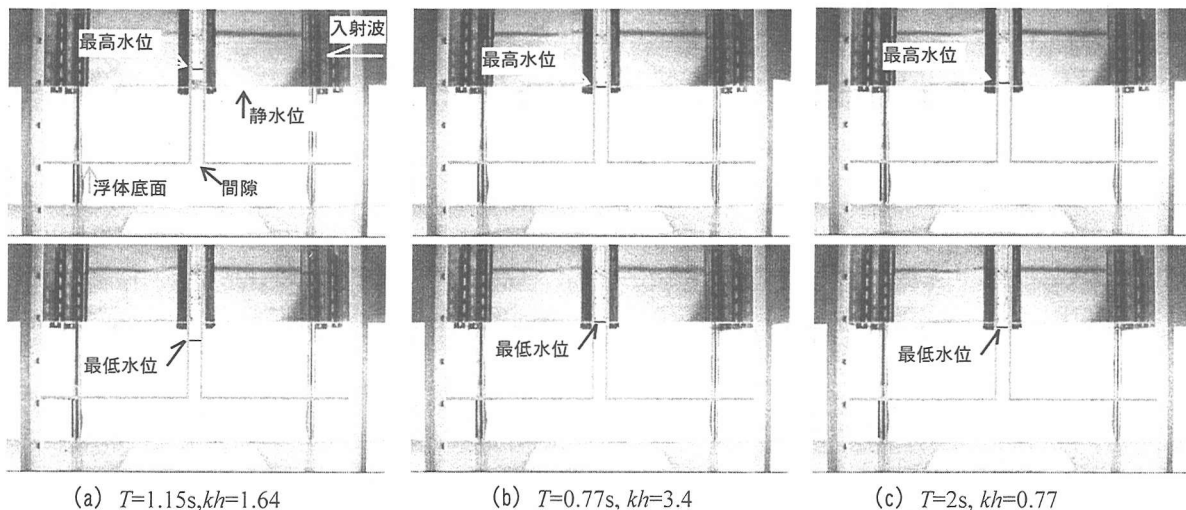
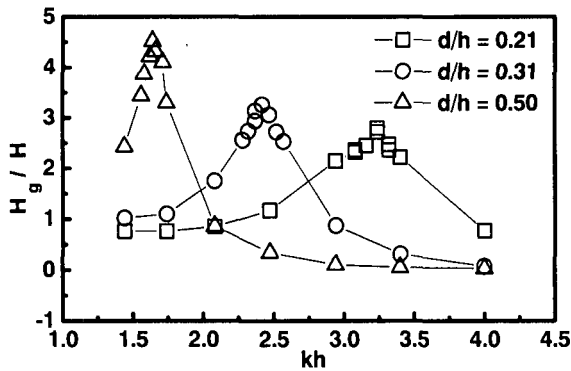
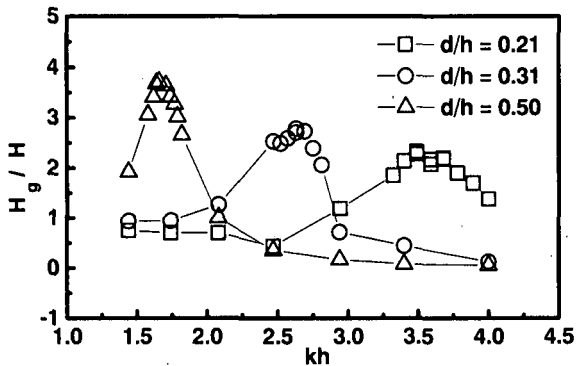


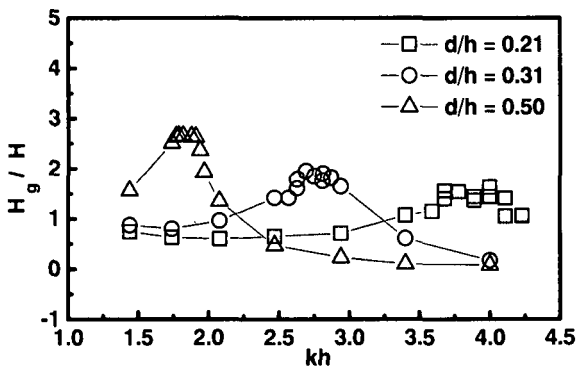
図-7 微小間隙内の水面変動 ($d/h = 0.5, 2a/b = 0.06, H = 2.4$ cm) 上段：最大水位時、下段：最低水位時



(a) 間隙幅3cm ($2a/b = 0.06$)

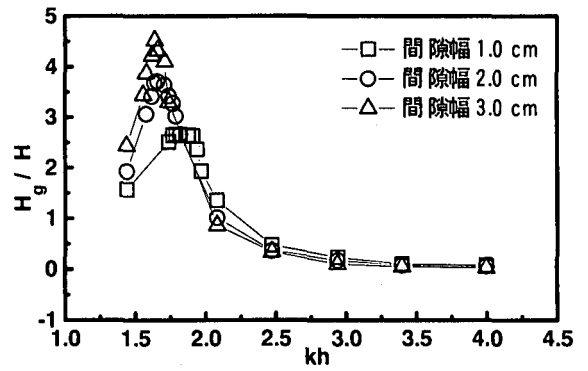


(b) 間隙幅2cm ($2a/b = 0.04$)

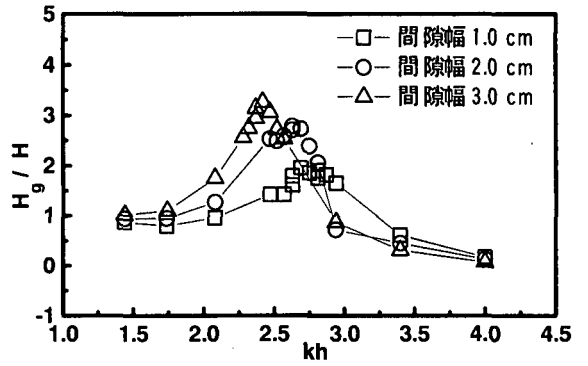


(c) 間隙幅1cm ($2a/b = 0.02$)

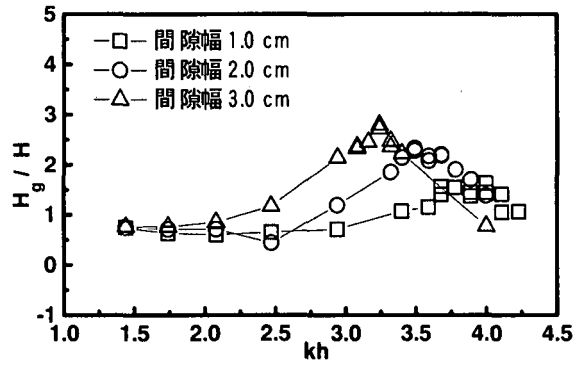
図-8 喫水深の変化に伴う間隙内水位変化 ($H = 2.3 \sim 2.5\text{cm}$)



(a) 喫水深25.2cm ($d/h = 0.50$)



(b) 喫水深15.3cm ($d/h = 0.31$)



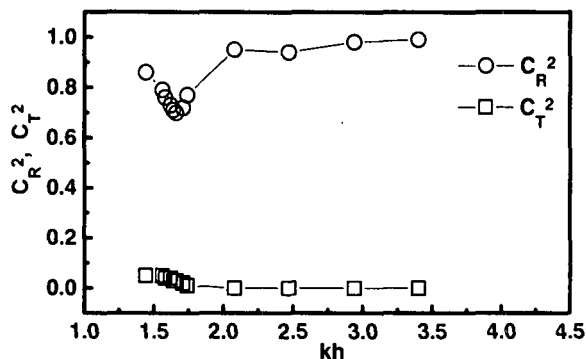
(c) 喫水深10.3cm ($d/h = 0.21$)

図-9 間隙幅の変化に伴う間隙内水位変化 ($H = 2.3 \sim 2.5\text{cm}$)

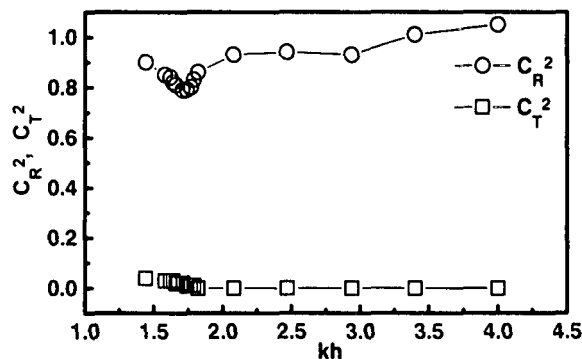
共振現象の発生を実験的に確認することができた。また、他の浮体設置条件においても、特定の入射波周期の場合に、(a)の場合と同様な、特異な間隙内の水位変動が確認されている。なお、(b)の場合、間隙内の水位変動はほとんどなかった。このことは、単一浮体において、入射波が高周波な場合に、透過率が極めて低くなることと一致する。

次に、間隙内の波高変化に着目し、間隙内における流体共振の発生条件の特性について整理する。まず、図-8に喫水深の変化に伴う間隙内波高 H_g の変化を示す。図中、横軸は入射波の無次元波数 kh を表し、縦軸は間隙内波高 H_g を入射波高 H で除した無次元波高 H_g/H を表す。図より、本実験で対象とした実験条件の範囲では、ほとんどの場合、特定の kh に対して間隙内では H_g/H が極値をとり、間隙内において流体

共振現象が発生していることが確認できる。また、流体共振の発生条件の特性に関して、 H_g/H が極値となり、最も顕著な共振状態となる kh の値は、喫水深の減少と共に、高周波側へシフトすることが分かる。なお、このときの kh の値および変化特性は、図-5に示す $2a/b=0.04$ の場合の理論解析結果との比較から、 d/h が0.5の場合は kh が約1.7、 d/h が0.3場合は kh が約2.6、 d/h が0.2の場合は kh が約3.6であり、理論解析結果と極めて良く一致していることが分かる。ただし、実験結果では、図-8(c)に示すように、間隙幅が1cm ($2a/b=0.02$)、喫水深が10.3cm ($d/h=0.21$)の場合、 H_g/H の極値を特定することは困難であるが、理論解析では、図-6に示すように、 $2a/b=0.02$ 、 $d/h=0.2$ の場合でも、顕著な共振の発生を示している。この違いに関しては、理論解析手法でも述べたように、粘性



(a) 間隙幅3cm ($2a/b = 0.06$)



(b) 間隙幅2cm ($2a/b = 0.04$)

図-10 反射・透過率特性 ($d/h=0.5, H=2.3\sim 2.5\text{cm}$)

の効果など様々な理由が考えられるが、詳細に関してはさらに検討が必要である。

一方、図-9に間隙幅の変化に伴う間隙内波高 H_g の変化を示す。図より、 H_g/H が極値となり、最も顕著な共振状態となる kh の値は、間隙幅の減少と共に、高周波側へシフトすることが分かる。また、図-6に示した $d/h=0.3$ の場合における理論解析結果との比較から、 $2a/b$ が0.06の場合は kh が約2.5、 $2a/b$ が0.04の場合は kh が約2.6、 $2a/b$ が0.06の場合は kh が約2.9であり、最も顕著な共振状態となる kh の値の変化特性が実験結果と理論解析結果では極めて良く一致した。

続いて、微小間隙内で流体共振が発生した場合の浮体周辺での波浪特性に着目する。図-10に、 $d/h=0.5$ の場合における浮体周辺の反射率 C_R および透過率 C_T の特性を例示する。図より、流体共振が最も顕著となる $kh=1.6$ 付近(図-10(a)； kh の値は図-8(a)および図-9(a)を参照されたい)および、 $kh=1.7$ 付近(図-10(b)；図-8(b)および図-9(b)参照)では、 C_R および C_T の平方和が1から大きく離れることが分かる。他の実験条件でも同様な傾向が確認されているが、この結果は、間隙内において、共振の発生に伴うエネルギー集中の発生を示すものである。

5. 結 論

本研究では、大型浮体を構成する浮体要素間の微小間隙を対象とし、間隙内での流体共振現象発生の有無を実験的に検討した。また、流体共振の発生条件の特性を実験的に整理し、理論解との比較を行った。さらに、流体共振発生時の浮体周辺の波浪特性について検討した。その主要な結論は以下のようにまとめられる。

1) 大型浮体を構成する浮体要素間に微小間隙が存在する場合、微小間隙内において流体共振現象が発生することを実験的に確認した。

2) 本研究で対象とした実験範囲において、間隙内で最も顕著な流体共振が発生する入射波の kh は、間隙幅および喫水深の減少と共に、高周波側へシフトすることが分かった。なお、この結果は領域分割と漸近接合法を組み合わせた理論解析法による流体共振の発生条件に関する理論解と非常によく一致した。

3) 間隙内で流体共振が最も顕著な場合、浮体前面および背後における反射率および透過率の平方和は1を大きく下回り、間隙内において、エネルギー集中が発生していることが分かった。

謝辞：本研究を行うに際し、実験およびデータの整理に終始助力を惜しまなかった本間組の平池智広氏(当時、金沢大学学部生)、五洋建設の南塚祐二氏(当時、金沢大学学部生)、金沢大学大学院生の稲田春野氏に厚く謝意を表す。

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) Ohkusu, M. : Ship motions in vicinity of a structure, *Proc. BOSS'76*, pp.284-306, 1976.
- 3) Oortmerssen, G.V. : Hydrodynamic interaction between two structures floating in waves, *Proc. BOSS'79*, pp.339-356, 1979.
- 4) Miao, G.P., Saitoh, T. and Ishida, H.: Water wave interaction of twin large scale caissons with small gap between, *Coastal Engineering Journal*, Vol.43, No.1, pp.39-58, 2001.
- 5) 斎藤武久・G.P.Miao・石田 啓：矩形断面柱体の近接に伴う微小間隙内での流体共振特性に関する実験的研究，海洋開発論文集，第18巻，pp.377-382，2002。
- 6) 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。
- 7) Mei, C.C.: *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific, Singapore, pp.199-206, 1989.