

微小間隙を伴う複数矩形浮体要素から構成された 大型浮体に作用する波力の理論解析法

斎藤 武久*・黒崎 和保**・G. P. Miao***・石田 啓****

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、従来から建設途中あるいは建設後に浮体要素間に微小な間隙が発生する可能性が指摘されている。しかし、浮体要素間の微小間隙が周辺波動場に及ぼす影響、あるいは微小間隙の存在が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は、これまでほとんど取り扱われていなかった (Kagemoto ら, 1997)。これに対して、著者らは既に、海底に設置した 2 つの矩形柱体同士が近接して微小間隙を伴う場合、微小間隙内において共振現象が発生することを明らかにし、さらに、柱体あるいは浮体に限らず、微小間隙が存在する場合、その影響を考慮した波力の解析が必要不可欠であることを示した (Miao ら, 2001)。

これに続き、本研究では、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理論解析法を新たに提案する。即ち、領域分割法と漸近接合法を組み合わせた理論解析法であり、以下のようである。

1) 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、浮体下部領域および透過波側領域に分割し、それぞれの速度ポテンシャルを定義する。2) 浮体下部領域に発生する微小間隙の影響を湧き出し点により考慮する。3) 微小間隙部において漸近接合法を用い、従来の領域分割法で各領域間に課される圧力および速度の連続性に関する境界条件式に加え、湧き出し強さに関する条件式を新たに誘導する。4) 各条件式からなる連立方程式を解き、速度ポテンシャルを決定し、線形化されたベルヌーイの定理を用いて波力を算定する。さらに、本研究では、理論解析結果から明らかになった、微小間隙内で発生する新たな共振現象の発生条件について考究する。

2. 理論解析手法

2.1 座標系および領域分割

図-1 に座標系を示す。本研究では、最も基本的な 2 次元回折波問題を対象に、一定水深 h 、喫水深 d 、長さ b_m ($m=1, \dots, M$) が異なる M 個の矩形浮体要素と $M-1$ 個の微小間隙 $2a_m$ ($m=1, \dots, M-1$) で構成される大型浮体を想定する。このとき、 x 軸上の m 番目の間隙中央位置は

$$x_m = \sum_{i=1}^m (b_i + 2a_i) - a_m, \quad m=1, \dots, M-1 \quad (1)$$

で与えられ、浮体の左端 x_L および右端 x_R はそれぞれ、 $x_L=0.0$ および $x_R = \sum_{i=1}^{M-1} (b_i + 2a_i) + b_M$ となる。

領域分割法に従い、解析領域を (I) 反射波側領域、(II) 浮体下部領域および (III) 透過波側領域に分割し、さらに、後述する漸近接合法では (II-a) 間隙内部領域、(II-b) 間隙端部領域および (II-c) 間隙外部領域の間で漸近接合を行う。

a) 反射波側領域 (I) の速度ポテンシャル

流体を非粘性・非圧縮流とし、非回転流れおよび角振動数 ω による調和運動を仮定すると、時間項を変数分離した反射波領域の速度ポテンシャルの空間項は線形波理論より次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi^{(I)}(x, z) = & -\frac{iAg}{\omega} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0h} e^{ik_0x} \\ & + A_0 \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0h} e^{-ik_0x} \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} A_j \cos k_j(z+h) e^{ik_jx} \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに、 A および A_0 は入射波および反射波振幅、 A_j は擬

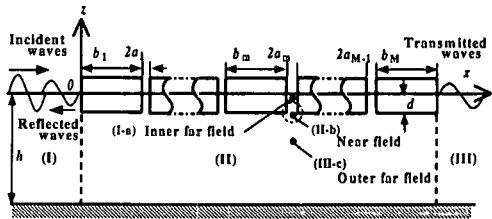


図-1 座標系

* 正会員 博(工) 金沢大学講師 工学部土木建設工学科
** 正会員 工 修 住友金属工業 建設技術部
*** Ph.D. Prof. of Shanghai Jiao Tong University
**** 正会員 工 博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科

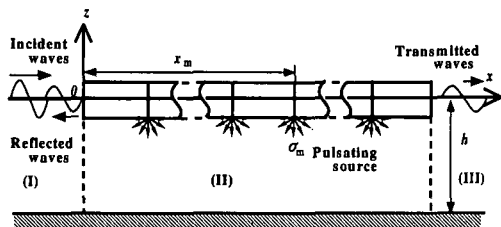


図-2 浮体下部領域

乱 (Evanescent Wave Modes) 振幅を表す。なお、 k_0 および k_j はそれぞれ、分散関係式 $\omega^2 = gk_0 \tanh k_0 h$ および $\omega^2 = -gk_j \tanh k_j h$ を満たす波数であり、 i が虚数単位、 g が重力加速度を表す。式(2)中、未知数は $A_j (j=0, 1, \dots, \infty)$ であり、後述する境界条件から決定される。

b) 浮体下部領域 (II) の速度ポテンシャル

微小間隙が流体場に及ぼす影響は、間隙付近で大きく、間隙から離れた領域では小さいと考えられる。そこで、浮体下部領域では、図-2に示すように、微小間隙の影響を湧き出し点により表現し、単一浮体と湧き出し点の和により流体場を記述する。このとき、速度ポテンシャルの空間項は、ラプラスの式および $z=-d$ および $z=-h$ の境界条件を満たす単一浮体に対する一般解および湧き出し点を用いて次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi^{(II)}(x, z) = & E_0 + F_0 z \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} (E_n e^{\beta_n(x-x_R)} + F_n e^{-\beta_n x}) \cos \beta_n(z+h) \\ & + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m \operatorname{Rei} \ln \left[\sinh \frac{\pi \{(x-x_m) + i(z+d)\}}{2(h-d)} \right] \dots (3) \end{aligned}$$

ここに、 $\beta_n = n\pi/(h-d)$ であり、 E_n および $F_n (n=1, \dots, \infty)$ が未知係数である。湧き出し項は鏡像原理より定式化されるが、式中の湧き出し強さ $\sigma_m (m=1, \dots, M-1)$ が未知数となる。なお、 Rei は関数の実部を意味する。

c) 透過波側領域 (III) の速度ポテンシャル

反射波側領域と同様に、透過波側領域の速度ポテンシャルの空間項は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \phi^{(III)}(x, z) = & B_0 \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(x-x_R)} \\ & + \sum_{j=1}^{\infty} B_j \cos k_j(z+h) e^{-k_j(x-x_R)} \quad (4) \end{aligned}$$

ここに、 B_0 および $B_j (j=1, \dots, \infty)$ はそれぞれ透過波振幅および擾乱振幅を表し、後述する境界条件から決定される未知数である。

2.2 (I)-(II) および (II)-(III) 領域間の境界条件

各領域間の境界条件は、圧力および速度の連続条件から、 $x=x_L$ および $x=x_R$ において次式で与えられる。

$$\phi^{(I)}|_{x=x_L} = \phi^{(II)}|_{x=x_L}, \quad -h < z < -d \quad \dots (5)$$

$$\frac{\partial \phi^{(I)}}{\partial x} \Big|_{x=x_L} = \begin{cases} 0, & -d < z < 0 \\ \frac{\partial \phi^{(II)}}{\partial x} \Big|_{x=x_L}, & -h < z < -d \end{cases} \dots (6)$$

$$\phi^{(II)}|_{x=x_R} = \phi^{(III)}|_{x=x_R}, \quad -h < z < d \quad \dots (7)$$

$$\frac{\partial \phi^{(II)}}{\partial x} \Big|_{x=x_R} = \begin{cases} 0, & -d < z < 0 \\ \frac{\partial \phi^{(III)}}{\partial x} \Big|_{x=x_R}, & -h < z < -d \end{cases} \dots (8)$$

式(5)に、式(2)および式(3)を代入し、両辺に対して $\cos \beta_n(z+h) (n=1, \dots, \infty)$ を掛け、さらに、 $-h$ から 0 まで鉛直積分を行うが、三角関数の直交性を用いることにより、 $x=x_L$ における圧力の連続条件式は式(9)のように整理できる。

$$\begin{aligned} \bar{A} P_{n0} + A_0 P_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} A_j P_{nj} = & \begin{cases} E_0(h-d) + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m Q_{m0} \Big|_{x=x_L}, & n=0 \\ \frac{(h-d)}{2} (E_n e^{-\beta_n x_R} + F_n) + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m Q_{mn} \Big|_{x=x_L}, & n \neq 0 \end{cases} \dots (9) \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} P_{n0} = & \int_{-h}^{-d} \cos \beta_n(z+h) \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} dz \\ = & (-1)^n \frac{k_0}{k_0^2 + \beta_n^2} \frac{\sinh k_0(h-d)}{\cosh k_0 h} \\ P_{nj} = & \int_{-h}^{-d} \cos \beta_n(z+h) \cos k_j(z+h) dz \\ = & \frac{1}{2} \left[\frac{\sin(k_j + \beta_n)(h-d)}{k_j + \beta_n} + \frac{\sin(k_j - \beta_n)(h-d)}{k_j - \beta_n} \right] \end{aligned}$$

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

また、式(6)に、式(2)および式(3)を代入し、 $j=0$ で $\cosh k_0(z+h)/\cosh k_0 h$ 、 $j=1, \dots, \infty$ に対して $\cos \beta_j(z+h)$ を使用して三角関数の直交性を用い、 $x=x_L$ での速度の連続条件式は次式のように整理できる。

$$\begin{aligned} \frac{i k_0 \bar{A} R_0 - i k_0 A_0 R_0}{A_j k_j R_j} = & F_0 P_{0j} + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (E_n e^{-\beta_n x_R} - F_n) P_{nj} \\ & + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m S_{mj} \Big|_{x=x_L}, \quad j=0 \quad \dots (10) \\ & , \quad j \neq 0 \end{aligned}$$

ここに、 R_0 、 R_j および $S_{mj} (m=1, \dots, M-1)$ は次式による置き換えを行った。

$$\begin{aligned} R_0 = & \int_{-h}^{-d} \frac{\cosh^2 k_0(z+h)}{\cosh^2 k_0 h} dz \\ = & \frac{h}{2 \cosh^2 k_0 h} \left(1 + \frac{\sinh 2k_0 h}{2k_0 h} \right) \\ R_j = & \int_{-h}^{-d} \cos^2 k_j(z+h) dz = \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_j h}{2k_j h} \right) \end{aligned}$$

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

同様に式(7)と式(8)は次のように整理できる。

$$\begin{aligned} B_0 P_{n0} + \sum_{j=1}^{\infty} B_j P_{nj} \\ = \begin{cases} (h-d)(E_0 + F_0 x_R) + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m Q_{m0}|_{x=x_R}, & n=0 \\ \frac{(h-d)}{2}(E_n + F_n e^{-\beta_n x_R}) + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m Q_{mn}|_{x=x_R}, & n \neq 0 \end{cases} \quad \dots (11) \\ \left. \begin{aligned} ik_0 B_0 R_0 \\ B_j k_j R_j \end{aligned} \right\} = F_0 P_{0j} + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (E_n - F_n e^{-\beta_n x_R}) P_{nj} \\ + \sum_{m=1}^{M-1} \sigma_m S_{mj}|_{x=x_R}, \quad j=0 \quad \dots (12) \\ j \neq 0 \end{aligned}$$

以上の式(9)～式(12)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 ($m=1, \dots, M-1$) からなる連立方程式となる。なお、本研究では、 $j=n=J=N$ で級数項を打ち切る。このため、式(9)～式(12)は $4(N+1)+(M-1)$ 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以下の漸近接合法を展開し、 σ_m ($m=1, \dots, M-1$) に対して、既知条件を誘導する。

2.3 微小間隙を伴う浮体下部領域での漸近接合

a) 間隙内部領域 (II-a) の速度ポテンシャル

角振動数 ω による調和運動の仮定から、浮体下部領域の m 番目の間隙内部において、流体場は速度ポテンシャルの空間項 $\hat{\phi}_m(x, z)$ を用いて $\hat{\phi}_m e^{-i\omega t}$ と記述できる。このとき、間隙内 $z=0$ での自由表面条件および矩形浮体壁面 $x=x_m \pm a_m$ での不透過条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \hat{\phi}_m}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \hat{\phi}_m = 0, \quad z=0$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}_m}{\partial x} = 0, \quad x=x_m \pm a_m$$

ただし、本研究では微小間隙を対象とするため、間隙内の運動は z 方向に依存し、 $\hat{\phi}_m = \hat{\phi}_m(z)$ で記述できるものとする。この場合、矩形浮体壁面 $x=x_m \pm a_m$ における不透過条件は満たされ、ラプラスの式を満たす $\hat{\phi}_m$ の一般解は任意定数 $\hat{B}_m$ と $\hat{C}_m$ を用いて $\hat{\phi}_m = \hat{B}_m z + \hat{C}_m$ で与えられる。この一般解に自由表面条件を課すことにより、 $\hat{B}_m = \omega^2 \hat{C}_m / g$ が導かれ、 $\hat{\phi}_m$ は次式のように記述できる。

$$\hat{\phi}_m = \hat{C}_m \left(\frac{\omega^2}{g} z + 1 \right) \quad \dots (13)$$

このとき、間隙内の水位変動 ζ_m と水面振幅 $\hat{A}_m$ は次式

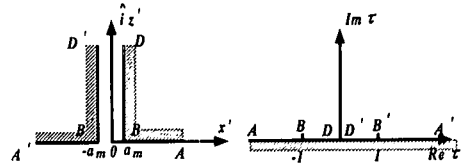


図-3 z 平面から τ 平面への写像

$$\zeta_m = \frac{i\omega}{g} \hat{\phi}_m = \frac{i}{g} \hat{C}_m = \hat{A}_m, \quad \hat{C}_m = \frac{\hat{A}_m g}{i\omega}$$

の関係にあり、 $\hat{\phi}_m$ は $\hat{A}_m$ を用いて次式で記述される。

$$\hat{\phi}_m = -i\omega \hat{A}_m \left(z + \frac{g}{\omega^2} \right) \quad \dots (14)$$

b) 間隙端部領域 (II-b) の速度ポテンシャルおよび漸近接合

m 番目の間隙端部領域の流体場は、図-3 に示すシュワルツ-クリストッフ変換

$$\hat{z} = -\frac{2a_m}{\pi} \left[(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + i \ln \frac{\tau}{(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + i} \right] \quad \dots (15)$$

を用いることにより、 τ 平面上の原点においた速度ポテンシャルの空間項

$$\phi_m = \operatorname{Re}_j W(\tau) = \operatorname{Re}_j (M_m \ln \tau + C_m) \quad \dots (16)$$

によって与えることができる (Mei, 1989)。なお、図中において、間隙部は τ 平面上の第1および第3象限へ写像され、 $\hat{z} = x' + iz'$ であり、 $x' = x - x_m$ および $z' = z + d$ の関係にある。また、 M_m および C_m は未知の実数であり、後述する漸近接合の際に決定される。

式(16)の間隙内部領域 ($|z|/a_m$ の増加が $|\tau|$ の減少に対応) への漸近ポテンシャルは、式(15)をテーラー展開して得られる次式の関係

$$-\frac{\pi i}{2a_m} = i + i \ln \tau - i \ln 2j + O(\tau^2) = i \ln \frac{e\tau}{2i}$$

$$\tau = \frac{2i}{e} e^{\frac{i\pi z}{2a_m}}, \quad \ln \tau = i \frac{\pi \hat{z}}{2a_m} - \ln \frac{e}{2i}$$

を式(16)へ代入し、次式のように導かれる。

$$\begin{aligned} \phi_m &\sim \operatorname{Re}_i \left(M_m \left[i \frac{\pi \hat{z}}{2a_m} - \ln \frac{e}{2i} \right] + C_m \right) \\ &= -M_m \frac{\pi \hat{z}'}{2a_m} - M_m \ln \frac{e}{2} + C_m \quad \dots (17) \end{aligned}$$

ここで、式(14)と式(16)の漸近接合から得る関係式

$$-M_m \ln \frac{e}{2} + C_m = -i \hat{A}_m \omega \left(\frac{g}{\omega^2} - d \right)$$

$$-M_m \frac{\pi \hat{z}'}{2a_m} = -i \hat{A}_m \omega \hat{z}'$$

を整理すると、 M_m および C_m は次式で記述できる。

$$M_m = i \hat{A}_m \omega \frac{2a_m}{\pi} \quad \dots (18)$$

$$C_m = -i\hat{A}_m\omega\left(\frac{g}{\omega^2} - d\right) + M_m \ln \frac{e}{2} \\ = i\hat{A}_m\omega\left(\frac{2a_m}{\pi} \ln \frac{e}{2} + d - \frac{g}{\omega^2}\right) \dots\dots\dots (19)$$

また、間隙外部領域 ($|\hat{z}|/a_m$ の増加が $|r|$ の増加に対応) への漸近ポテンシャルは、同様に、式 (15) をテーラー展開して得られる次式の関係

$$\hat{z} = -\frac{2a_m}{\pi}\left[\tau + O\left(\frac{1}{\tau}\right)\right], \quad \tau = -\frac{\pi\hat{z}}{2a_m}$$

を、式 (15) へ代入して、次式のように導かれる。

$$\phi_m \sim \text{Re}\left\{M_m \ln\left[-\frac{\pi\hat{z}}{2a_m}\right] + C_m\right\} = M_m \ln \frac{\pi r}{2a_m} + C_m \\ \dots\dots\dots (20)$$

式中において $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ($\hat{z} = re^{i\theta}$) である。ここで、(II) で定義された浮体下部領域の速度ポテンシャル式 (3) と式 (20) の漸近接合を行う。なお、このとき $\phi^{(II)}$ は次式

$$\phi^{(II)}\Big|_{\substack{x=x_m \\ z=z_m}} = E_0 + F_0x_m \\ + \sum_{n=1}^N (E_n e^{\beta_n(x_m - x_R)} + F_n e^{-\beta_n x_m}) (-1)^n \\ + \sum_{i=1}^{M-1} \sigma_i \text{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi(x_m - x_i)}{2(h-d)} \right] \\ - \sigma_m \ln \frac{\pi r}{2(h-d)} \dots\dots\dots (21)$$

で展開され、漸近接合の結果から得られる次式

$$E_0 + F_0x_m + \sum_{n=1}^N (E_n e^{\beta_n(x_m - x_R)} + F_n e^{-\beta_n x_m}) (-1)^n \\ + \sum_{i=1}^{M-1} \sigma_i \text{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi(x_m - x_i)}{2(h-d)} \right] + \sigma_m \ln r \\ + \sigma_m \ln \frac{\pi}{2(h-d)} = C_m + M_m \ln r + M_m \ln \frac{\pi}{2a_m}$$

より、 σ_m に関して以下の関係が導かれる。

$$M_m = \sigma_m \dots\dots\dots (22)$$

$$E_0 = F_0x_m + \sum_{n=1}^N (E_n e^{\beta_n(x_m - x_R)} + F_n e^{-\beta_n x_m}) (-1)^n \\ + \sum_{i=1}^{M-1} \sigma_i \text{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi(x_m - x_i)}{2(h-d)} \right] \\ = C_m + \sigma_m \ln \frac{h-d}{a_m} \dots\dots\dots (23)$$

さらに、式 (18)、式 (19)、式 (22) を用いて式 (23) を整理すると、 σ_m ($m=1, \dots, M-1$) に関する既知条件として、 E_n 、 F_n ($n=0, 1, \dots, N$) を含む次の関係式を得る。

$$E_0 + F_0x_m + \sum_{n=1}^N (E_n e^{\beta_n(x_m - x_R)} + F_n e^{-\beta_n x_m}) (-1)^n \\ + \sum_{i=1}^{M-1} \sigma_i \text{Re}_i \ln \left[\sinh \frac{\pi(x_m - x_i)}{2(h-d)} \right] \\ = \frac{\pi\sigma_m}{2a_m} \left[\frac{2a_m}{\pi} \ln \frac{(h-d)e}{2a_m} + d - \frac{g}{\omega^2} \right] \dots\dots\dots (24)$$

以上より、式 (9)～式 (12) および式 (24) からなる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。

m 番目の矩形浮体に作用する波力 F_m 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

$$F_m e^{-i\omega t} = e^{-i\omega t} \rho i\omega \int_{C_m} \phi(P) ndl, \quad P \in C_m \dots\dots\dots (24)$$

に代入して算定する。ここに、 ρ は流体の密度、 C_m は浮体の没水表面、 l は没水表面上の長さを表す。

3. 解析結果および考察

微小間隙が浮体に及ぼす基本的な特性を把握するため、はじめに、浮体長さ b が同一で、間隙幅 $2a=0.01b$ の 2 つの矩形浮体要素からなる浮体を対象に解析を行った。なお、式 (9)～式 (12) および式 (24) の級数の項数は $J=N=20$ とした。このとき、入射波に対する反射波と透過波のエネルギー保存から解析精度を検討したが、反射率および透過率の平方和は常に 1 であった。

図-4 に $d/h=0.3$ の場合の浮体へ作用する鉛直方向波力特性を示す。図中○が 2 つの矩形浮体に作用する無次元全鉛直波力 ($2\rho gAb$ により無次元化)、実線および点線が No. 1 および No. 2 の矩形浮体要素に作用する無次元鉛直波力 (ρgAb により無次元化) を表す。なお、比較のため微小間隙を含まない浮体長さ $2(b+a)$ の矩形浮体に作用する無次元全鉛直波力 ($2\rho gA(b+a)$ により無次元化) を破線で示す。微小間隙を伴う場合、無次元波数 $kh=3.1$ 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は共振現象の発生を意味するが、図-5 に示す間隙内の無次元水位振幅が $kh=3.1$ に

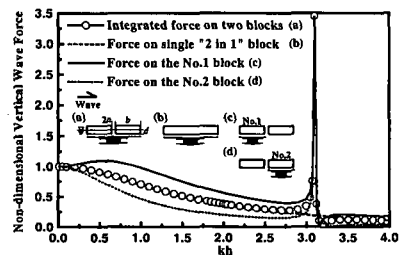


図-4 鉛直波力特性 ($d/h=0.3$, $b/h=1.0$, $2a=0.01b$)

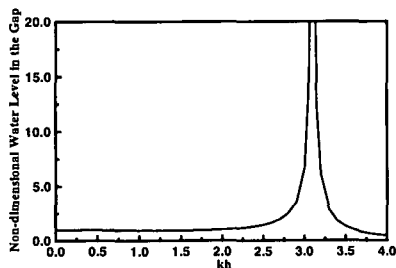


図-5 間隙内の水位幅特性 ($d/h=0.3$, $b/h=1.0$, $2a=0.01b$)

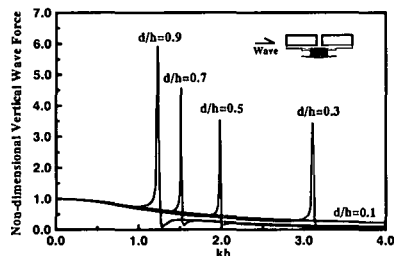


図-6 喫水深の変化に伴う鉛直波力特性 ($b/h=1.0$, $2a=0.01b$)

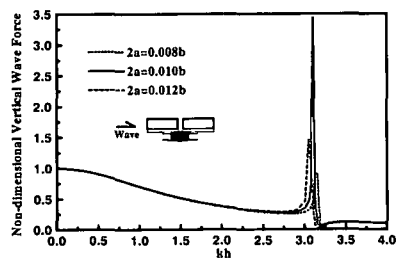


図-7 間隙幅の変化に伴う鉛直波力特性 ($d/h=0.3$, $b/h=1.0$)

において極めて大きな無次元水位振幅を示していることから、間隙内における共振現象の発生が確認できる。ただし、本研究は、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剝離の影響を考慮する必要がある。

次に、喫水深の変化に伴う無次元全鉛直波力の変化を図-6に示す。図より、喫水深の減少と共に共振発生時の無次元波数は増加し、共振現象の発生条件には無次元波数と浮体喫水深の間に反比例の関係があることが分かる。このことは、式(24)の右辺をゼロとし、間隙幅 $2a_m$ をゼロへ漸近した場合に導かれる共振発生条件の粗い評価式 $dk \tanh kh = 1$ ($d\omega^2 = g$) の関係と一致している。

図-7に間隙幅の違いに伴う無次元全鉛直波力の変化

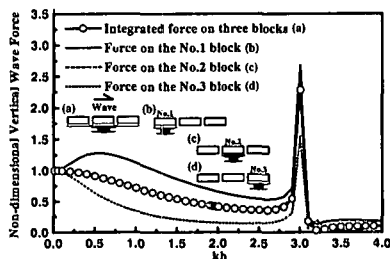


図-8 3矩形浮要素の場合における鉛直波力特性 ($d/h=0.3$, $b/h=1.0$, $2a=0.01b$)

を示すが、共振の発生は間隙幅の変化には依存しないことが分かる。なお、同一の間隙幅の場合、共振の発生は矩形浮体長さにも依存しないことが確認されている。

さらに、間隙幅 $2a=0.01b$ および $d/h=0.3$ とした3つの矩形浮要素からなる浮体に作用する鉛直波力特性を図-8に示す。図より、3つの矩形浮体に作用する無次元全鉛直波力 ($3\rho g A b$ により無次元化) および各矩形浮体要素に作用する無次元鉛直波力 ($\rho g A b$ により無次元化) のどちらの場合にも、図-5の場合と同様に、 $kh=3.1$ で波力に鋭い極値が発生することが分かる。

4. 結 論

本研究では、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理論解析法を新たに提示した。さらに、理論解析結果より間隙内での共振現象の発生条件について考究した。その主要な結論は以下のようまとめられる。1) 領域分割法に漸近接合法を組み合わせるにより、浮体間に微小間隙の存在が考慮できる効率的な波力の理論解析法を展開することに成功した。2) 微小間隙内における共振現象の発生条件には、入射波の波数と浮体喫水深の間に反比例の関係がある。3) 本研究で確認された共振現象の発生条件は、浮体間の間隙幅および浮体の長さの変化には依存しない。

参 考 文 献

- Kagemoto, H., M. Fujino and T. Zhu (1997): On the estimation method of hydrodynamic forces acting on a very large floating structure, *Applied Ocean Research*, Vol. 19, pp. 49-60.
- Mei, C. C. (1989): *The applied dynamics of ocean surface waves*, World Scientific, Singapore, pp. 199-206.
- Miao, G. P., T. Saitoh and H. Ishida (2001): Water wave interaction of twin large scale caissons with small gap between, *Coastal Engineering Journal*, Vol. 43, No. 1, pp. 39-58.