

## 말뚝계류된 부방파제의 공간파랑제어 및 동적거동에 관한 연구 Three-Dimensional Wave Control and Dynamic Response of Floating Breakwater Moored by Piers

김도삼\* · 윤희면\*

Do-Sam Kim\* and Heui-Myun Yoon\*

**要 旨** : 해수교환이 우수하고, 조차에 따라 상·하로 자유롭게 운동하며, 연약지반과 대수심역에도 설치될 수 있다는 것을 일반적인 부방파제의 주요한 특징으로 들 수 있다. 본 연구는 말뚝계류된 부방파제에 의한 3차원파랑제어와 동적인 거동을 경계적분법과 고유함수전개법을 병용하는 수치해석법으로부터 논의한다. 여기서, 말뚝계류시스템은 연직운동만이 허용되고 다른 운동성분들은 모두 구속되며, 체인계류시스템보다도 파랑에너지의 흡수가 많은 것으로 알려져 있다. 본 연구에서는 말뚝계류에 있어서 말뚝과 본체인 폰툰과의 사이에 작용하는 마찰력과 같은 저항력은 고려되지 않는다. 수치해석결과에 따르면 부방파제의 홀수와 폭의 변화는 파랑제어에 큰 영향을 미치고, 입사파의 주기가 길면 부방파제를 통한 전달파가 크다는 것을 알 수 있다. 그리고, 부방파제의 연직운동은 단주기파에서 크게 나타난다.

**핵심용어** : 부방파제, 말뚝계류, 파랑제어, 동적거동, 경계적분법, 고유함수전개법

**Abstract** □ In general, the salient features of the floating breakwater have excellent regulation of sea-water keeping the marine always clean, up and down free movement with the incoming and outgoing tides, capable of being installed without considering the geological condition of sea-bed at any water depth. This study discusses the three dimensional wave transformation of the floating breakwater moored by piers, and its dynamic response numerically. Numerical method is based on the boundary integral method and eigenfunction expansion method. It is known that pier mooring system has higher absorption of wave energy than the chain mooring system. Pier mooring system permit only vertical motion (heaving motion) of floating breakwater, other motions restricted. It is assumed in the present study that a resistant force as friction between piers and floating pontoon is not applied for the vertical motion of the floating breakwater. According to the numerical results, draft and width of the floating breakwater affect on the wave transformations greatly, and incident wave of long period is well transmitted to the rear of the floating breakwater. And the vertical motion come to be large for the short wave period.

**Keywords** : floating breakwater, piers mooring, three-dimensional wave control, dynamic response, boundary integral method, eigenfunction expansion method

### 1. 서 론

수심이 상대적으로 얇은 근해역에서의 해역공간은 항만과 해수욕장을 비롯한 여러 목적으로 이미 고밀도로 개발·이용되고 있어, 현재 경제활동에 의한 수출입화물의 증가에 대처하기 위한 신항만건설과 해상의 여가활동을 위

한 해상레크레이션공간 등의 추가적인 여유공간의 확보가 매우 어려운 실정에 있다. 따라서, 금후의 해역공간개발은 많은 경우가 지반여건이 나쁜 연약지반상 혹은 대수심해역에서 진행될 수밖에 없을 것으로 판단된다.

일반적으로 연약지반해역의 경우에는 지반개량에 대한 건설비가 막대하게 소요되어 기존의 중력식방파구조물로

\*한국해양대학교 공과대학 토목환경시스템공학부(Corresponding author: Do-Sam Kim, Division of Civil and Environmental System Engineering, College of Eng., Korea Maritime University, Busan 606-791, Korea. kimds@hanara.kmaritime.ac.kr)

서는 많은 어려움이 있고, 또한 20m를 초과하는 대수심 해역에서도 경사사석방파제나 혼성방파제와 같은 기존의 방파구조물로서는 역시 건설비가 과대하게 소요된다. 따라서, 외국의 경우에는 부체식구조물을 도입하여 선박계류 위한 항만시설물로서, 파랑을 제어하는 파랑제어구조물[浮防波堤]로서 많이 건설하여 왔고, 국내의 경우에는 처음으로 마산시 원전어항에 부방파제의 건설을 위한 설계(中村과 水谷, 2001)를 수행하고 있는 단계에 있으며, 2차원적인 부방파제의 반사율과 투과율을 사용하여 환경사방정식으로부터 항내정온도를 평가하고 있는 연구에(전 등, 2002)도 볼 수 있다. 일반적으로 부체구조물은 저면의 유수역을 통한 해수교환성이 뛰어나고, 조석간만차에 따라 상하로 운동을 하고, 연약지반에도 설치가능하며, 또한 대수심역에서도 설치가능하다는 등의 많은 장점을 가지고 있다.

본 연구에서는 파랑제어구조물로서 말뚝계류의 3차원 부체구조물에 의한 파랑제어기능과 그의 동적인 거동을 검토하는 것으로 한다. 말뚝계류시스템의 부방파제 연직운동에 대해 계류저항 및 본체와 말뚝과의 마찰저항이 없는 자유운동으로 하고 다른 운동을 구속한 2층의 부방파제를 대상으로 한다. 이와 같은 말뚝계류시스템은 체인계류시스템보다는 큰 파랑에너지 흡수할 수 있다.

수치해석법으로서 Green정리에 기초한 경계적분법과 고유함수 전개법을 병용하는 기법(井島 등, 1975; 김 등, 2001(a); 김 등, 2001(b))을 적용하여 부방파제의 동적거동으로서 연직운동의 변화특성과 부방파제 주변의 파랑제어기능을 입사파랑특성과 구조물의 크기 등의 변화와 결부시켜 논의한다.

## 2. 이론적인 해석

### 2.1 기본가정 및 경계조건

Fig. 1에 나타내는 바와 같이, 수심  $h$ 의 해역에 연직운동만이 허용되는 직사각형의 2층의 말뚝계류 부방파제를 고려한다(우측의 부방파제를 부방파제 I, 좌측의 부방파제를 부방파제 II로 칭한다). 이 때, 주파수  $\sigma (=2\pi/T$ :  $T$ 는 주기)의 입사파에 의해 부방파제가 연직방향으로 주기적인 미소운동을 하는 것으로 한다. 부방파제 I과 부방파제 II 사이의 鉛直中心軸上에 원점  $o$ 을 두고 그림과 같은 좌표계를 취하는 것으로 한다. 부방파제 I의 장축 및 단축의 길이를 부방파제 II와 동일하게 고려하고 각각  $2a$ ,  $2b$ , 개구폭을  $2c$ , 흡수율  $qh(0 < q < 1)$ , 정지시의 重心위치를 부방파

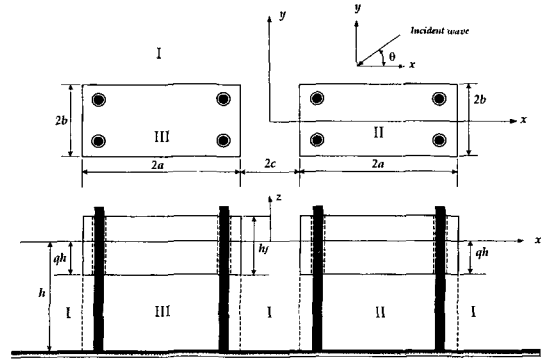


Fig. 1. Coordinates system and division of fluid regions.

제 I의 경우는  $(c+a, 0, \bar{z}_0)$ , 부방파제 II의 경우는  $(-c-a, 0, \bar{z}_0)$ 로 한다. 운동중의 임의시각  $t$ 에서 重心은 부방파제 I의 경우에  $(c+a, 0, z_1)$ 로, 부방파제 II의 경우에  $(-c-a, 0, z_2)$ 로 이동하며, 이의 변위를 각각  $\zeta_1^*, \zeta_2^*$ 로 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases} z_1 - \bar{z}_0 = \zeta_1^* e^{-i\sigma t} \\ z_2 - \bar{z}_0 = \zeta_2^* e^{-i\sigma t} \end{cases} \quad (1)$$

유체를 비압축·비점성의 완전유체로, 더욱이 파랑운동을 미소진폭파의 운동으로 가정하고, 부방파제 I과 II의 측면으로부터 외측의 외역 I과 부방파제 I과 II의 저면하의 내역 II, III에서 속도포텐셜을  $\phi_j(x, y, z)e^{-i\sigma t}$  ( $j$ 는 유체영역)로 하면  $\phi_j$ 는 다음의 Laplace방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad (j=1,2,3) \quad (2)$$

부방파제의 측면과 저면, 해저면 및 자유수면에서 경계조건은 각각 다음의 식들로 주어진다.

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = 0 & \text{at } x = \pm c, \pm(c+2a) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial y} = 0 & \text{at } y = \pm b \\ \frac{\partial \phi_2}{\partial z} = -i\sigma \zeta_1^* & \text{at } z = -qh \\ \frac{\partial \phi_3}{\partial z} = -i\sigma \zeta_2^* & \text{at } z = -qh \\ \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 & \text{at } z = -h \quad (j=1,2,3) \\ \frac{\partial \phi_1}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_1 & \text{at } z = 0 \end{cases} \quad (3)$$

입사파는 다음 식의 실수부분으로 표현되는 파수  $k$ , 진폭  $\zeta_0$ 를 갖고,  $x$ 축과  $\theta$ 의 각도로 입사하는 여현파로 한다.

$$\zeta = \zeta_0 \exp \{-i(kx \cos \theta + ky \sin \theta + \sigma t)\} \quad (4)$$

2.2 속도포텐셜의 전개

각 유체영역에서 주어지는 경계조건식 (3)을 만족하는 식 (2)의 일반해는 부방파제 저면의 경우에 Fourier변환으로부터 다음의 식으로 표현된다.

$$\begin{cases} \phi_1(x,y,z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \{f_0(x,y) + f_1(x,y)\} Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x,y) Z(k_n h) \right] \\ \phi_2(x,y,z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \varphi_0(x,y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x,y) \cos \bar{s}(z+qh) + i v_m \frac{\zeta_1}{\zeta_0} \right] \\ \phi_3(x,y,z) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \left[ \psi_0(x,y) + \sum_{v=1}^{\infty} \psi_v(x,y) \cos \bar{v}(z+qh) + i v_m \frac{\zeta_2}{\zeta_0} \right] \end{cases} \quad (5)$$

여기서,  $g$ 는 중력가속도,  $\bar{s} = s m \bar{q} h$ ,  $\bar{v} = v m \bar{q} h$ ,  $\bar{q} = 1 - q$ ,  $s, v$ 는 정수,  $v_m = \frac{1}{2\bar{q}} \frac{\sigma^2 h}{g} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{x^2 + y^2}{h^2} \right) - \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right]$ ,  $Z(kh) = \cosh k(h+z) / \cosh kh$ ,  $Z(k_n h) = \cos k_n(h+z) / \cos k_n h$ ,  $k$  및  $k_n$ 은 다음의 식으로 주어지는 근이다.

$$kh \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \frac{\sigma^2 h}{g} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (6)$$

그리고,  $f_0(x,y)$ 는 입사파에 대응하는 것으로 다음의 식으로 주어진다.

$$f_0(x,y) = -i \exp \{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)\} \quad (7)$$

식 (4)에서  $f_1(x,y)$ ,  $f_2^{(n)}(x,y) (n=1,2,3,\dots)$ ;  $\varphi_0(x,y)$ ,  $\varphi_s(x,y) (s=1,2,3,\dots)$ ;  $\psi_0(x,y)$ ,  $\psi_v(x,y) (v=1,2,3,\dots)$ 는 각각의 속도포텐셜을 식 (2)에 대입함으로 다음의 Helmholtz의 방정식을 만족하여야 하는 미지함수로 주어진다.

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial y^2} + p \phi_m = 0 \quad (8)$$

여기서,  $\phi_m = f_1$ ,  $f_2^{(n)}$ 의 경우에는 각각  $p = k^2, -k_n^2$ ;  $\phi_m = \varphi_0, \varphi_s$ 의 경우에는 각각  $p = 0, -\bar{s}^2$ ;  $\phi_m = \psi_0, \psi_v$ 의 경우에는 각각  $p = 0, -\bar{v}^2$ 으로 주어진다.

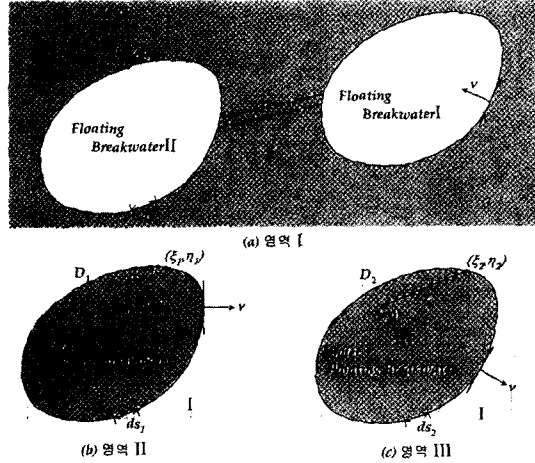


Fig. 2. Coordinates on the boundaries between each fluid region.

2.3 Green함수에 의한 미지함수의 산정

Fig. 2(a), (b), (c)와 같이 경계선을  $D, D_1, D_2$ 로, 경계선상의 점을  $(\xi, \eta)$ , 외역 I과 내역 II, III내의 임의점의  $(x, y)$ 로 나타내고, 경계선상과 영역내의 두 점간의 거리  $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$ 를 사용하여  $r \rightarrow 0$ 에서  $\log r$ 오더의 특이성을 갖고,  $r \rightarrow \infty$ 에서 Sommerfeld의 radiation condition을 만족하는 식 (8)의 특이해로서 주어지는 Green함수는  $f_1, f_2^{(n)}$ ;  $\varphi_0, \varphi_s, \psi_0, \psi_v$ 에 대해서 각각  $H_0^{(1)}(kr), K_0(k_n r); \log(1/kr), K_0(\bar{s}r); \log(1/kr), K_0(\bar{v}r)$  ( $H_0^{(1)}$ 은 제1종 Hankel함수,  $K_0$ 는 변형 Bessel함수)로 주어진다. 따라서, 외역 I 및 내역 II, III 내의  $(x, y)$ 를 경계선상의 고정점  $(\xi, \eta)$ 로 근접시키면 Green정리에 의하여 미지함수들은 각각 다음의 식으로 표현될 수 있다.

$$\phi_m(\xi', \eta') = \int_Q [\phi_m(\xi, \eta) \bar{G}(\xi, \eta; \xi', \eta') - k G(\xi, \eta; \xi', \eta') \bar{\phi}_m(\xi, \eta)] ds \quad (9)$$

여기서,  $\phi_m = f_1$ 의 경우는  $l = -1, Q = D, G = -i H_0^{(1)}(kR)/2$ ;  $\phi_m = f_2^{(n)}$ 의 경우는  $l = -1, Q = D, G = -K_0(k_n R)/\pi$ ,  $\phi_m = \varphi_0$ 의 경우는  $l = 1, Q = D_1, G = \log(1/kR)/\pi$ ,  $\phi_m = \varphi_s$ 의 경우는  $l = 1, Q = D_1, G = -K_0(\bar{s}R)/\pi$ ,  $\phi_m = \psi_0$ 의 경우는  $l = 1, Q = D_2, G = -\log(1/kR)/\pi$ ,  $\phi_m = \psi_v$ 의 경우는  $l = 1, Q = D_2, G = -K_0(\bar{v}R)/\pi$ 로 각각 주어지며,  $R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2}$ ,  $\bar{G} = \partial G / \partial v$ ,  $\bar{\phi}_m = \partial \phi_m / k \partial v$ 이다.

또한,  $D$ 를  $2N$ 개의 점으로,  $D_1$ 과  $D_2$ 를 각각  $N$ 개의 점으로 분할하고, 고정점  $(\xi, \eta)$ 를  $(i)$ 로, 유동점  $(\xi', \eta')$ 를  $(j)$ 로 표기하여 이산화하면 식 (9)는 다음과 같이 이산화된다.

$$\sum_{j=1}^{NN} [\alpha(i,j)\phi_m(j) - H(i,j)\bar{\phi}_m(j)] = 0 \quad (10)$$

여기서,  $\alpha(i,j) = l\delta(i,j) + \int_{\Delta x_j} \bar{G}(i,j)ds, H(i,j) = \int_{\Delta y_j} G(i,j)kds$ ,  $\delta(i,j)$ 는 Kronecker의 델타함수,  $\phi_m = f_1, f_2^{(m)}$ 의 경우는  $NN=2N$ ;  $\phi_m = \varphi_0, \varphi_s, \psi_0, \psi_s$ 의 경우는  $NN=N$ 으로 주어지며,  $\alpha(i,j)$ 와  $H(i,j)$ 의 구체적인 산정방법은 김 등(2001(b))을 참조바란다.

**2.4 부방파제에 작용하는 유체력**

내역 II, III에서 부방파제의 저면에 작용하는 유체압력  $p_j(j=2,3)$ 는 Bernoulli정리를 적용하면 속도포텐셜  $\phi_j(j=2,3)$ 에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$p_j = i\rho\sigma\phi_j(x_p, y_p - qh)e^{-i\sigma} \quad (j=1,2,3) \quad (11)$$

여기서,  $(x_p, y_p)$ 는 내역 II, III에서 좌표를 나타낸다.

식 (11)에 식 (5)를 대입하여 부방파제 I, II의 저면을 각각  $M$ 개의 미소면적  $\Delta\alpha_p(p=1,2,\dots,M), \Delta\alpha_q(q=1,2,\dots,M)$ 으로 분할하고, 면적요소의 중심점을  $(x_p, y_p)$ 로 하여 경계선상의 속도포텐셜함수치로부터 저면의 내부점  $(x_p, y_p)$ 에서 속도포텐셜을 산정하여 이산화하면  $z$ 방향의 합력  $P_{Z2}, P_{Z3}$ 는 다음과 같이 주어질 수 있다(윤, 2002).

$$\frac{P_{Z2}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{2} \sum_{p=1}^M \sum_{j=1}^N \left[ \bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j) + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j) \} \right] \frac{\Delta\alpha_p}{h^2} \\ & - \frac{\bar{q} \sigma^2 h}{2g} \frac{1}{h^2 \zeta_0^*} \int_c^{c+2a} \int_{-b}^b \left( \frac{x_p^2 + y_p^2}{2\bar{q}^2 h^2} - 1 \right) dx_p dy_p \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\frac{P_{Z3}}{\rho g \zeta_0 h^2} = \left\{ \begin{aligned} & \frac{i}{2} \sum_{q=1}^M \sum_{j=1}^N \left[ \bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j) + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{F}_{qj} \psi_s(j) - F_{qj} \bar{\psi}_s(j) \} \right] \frac{\Delta\alpha_q}{h^2} \\ & - \frac{\bar{q} \sigma^2 h}{2g} \frac{1}{h^2 \zeta_0^*} \int_{-c-2a}^c \int_{-b}^b \left( \frac{x_q^2 + y_q^2}{2\bar{q}^2 h^2} - 1 \right) dx_q dy_q \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

**2.5 부방파제의 운동방정식**

부방파제 I, II의 각 운동방정식은 유체력  $P_{Z2}, P_{Z3}$ , 복원력  $W_{Z2}, W_{Z3}$  및 부방파제의 질량  $M$ 로부터 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} M \frac{d^2 z_1}{dt^2} = P_{Z2} + W_{Z2} & \text{for floating breakwater I} \\ M \frac{d^2 z_2}{dt^2} = P_{Z3} + W_{Z3} & \text{for floating breakwater II} \end{cases} \quad (14)$$

여기서,  $W_{Z2}, W_{Z3}$ 는 연직운동에 대한 정수압적 복원력 성분으로 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} W_{Z2} = -\rho g(4ab)\zeta_1^* \\ W_{Z3} = -\rho g(4ab)\zeta_2^* \end{cases} \quad (15)$$

따라서, 운동방정식 (14)는 식 (12), (13) 및 (15)로부터 다음과 같이 정리될 수 있을 것이다.

부방파제 I의 경우에

$$\begin{cases} i \sum_{j=1}^N \sum_{p=1}^M \left[ \bar{C}_{pj} \varphi_0(j) - C_{pj} \bar{\varphi}_0(j) + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{D}_{pj} \varphi_s(j) - D_{pj} \bar{\varphi}_s(j) \} \right] \frac{\Delta\alpha_p}{h^2} \\ + \left[ 8 \frac{\rho' ab \sigma^2 h_f}{\rho h^2 g} - \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{b\{(c+2a)^3 - c^3 + 2ab^2\}}{3\bar{q}^2 h^4} - \frac{4ab}{h^2} \right\} - \frac{8ab}{h^2} \right] \\ \times \zeta_1^* = 0 \end{cases} \quad (16)$$

부방파제 II의 경우에

$$\begin{cases} i \sum_{j=1}^N \sum_{q=1}^M \left[ \bar{E}_{qj} \psi_0(j) - E_{qj} \bar{\psi}_0(j) + \sum_{s=1}^{\infty} \{ \bar{F}_{qj} \psi_s(j) - F_{qj} \bar{\psi}_s(j) \} \right] \frac{\Delta\alpha_q}{h^2} \\ + \left[ 8 \frac{\rho' ab \sigma^2 h_f}{\rho h^2 g} - \frac{\sigma^2 h}{g} \left\{ \frac{b\{(c+2a)^3 - c^3 + 2ab^2\}}{3\bar{q}^2 h^4} - \frac{4ab}{h^2} \right\} - \frac{8ab}{h^2} \right] \\ \times \zeta_2^* = 0 \end{cases} \quad (17)$$

여기서,  $\rho'$ 는 부방파제의 밀도,  $h_f$ 는 부방파제의 높이이다.

**2.6 영역경계면에서 연속조건**

부방파제측면에서는 식 (3)에 나타낸 운동학적인 경계조건이 성립하고, 또한 외역 I과 내역 II, III의 유체운동에 대해서는 경계  $D, D_1, D_2$ 에 있어서 동역학적인 연속성, 즉 질량프럭스와 에너지프럭스의 연속이 성립되지 않으면 안된다. 따라서, 다음의 조건식이 성립한다.

부방파제 I에 대해서

$$\frac{\partial \phi_1(\xi, \eta, z)}{\partial v} = \begin{cases} 0 & (-qh \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_2(\xi_1, \eta_2, z)}{\partial v} & (-h \leq z \leq -qh) \end{cases} \quad (18)$$

$$\phi_1(\xi, \eta, z) = \phi_2(\xi_1, \eta_2, z) \quad (-h \leq z \leq -qh) \quad (19)$$

부방파제 II에 대해서

$$\frac{\partial \phi_1(\xi, \eta, z)}{\partial v} = \begin{cases} 0 & (-qh \leq z \leq 0) \\ = \frac{\partial \phi_3(\xi_2, \eta_2, z)}{\partial v} & (-h \leq z \leq -qh) \end{cases} \quad (20)$$

$$\phi_1(\xi, \eta, z) = \phi_3(\xi_2, \eta_2, z) \quad (-h \leq z \leq -qh) \quad (21)$$

위의 관계식에 식 (3)의 경계조건식, 식 (5)의 속도포텐셜을 대입하고 함수계  $\cosh k(z+qh)$ ,  $\cos k_\eta(z+h)$ 가  $-h \leq z \leq 0$

에서 직교함수계를 이루고,  $\cos \bar{s}(z+qh)$ ,  $\cos \bar{v}(z+qh)$ 가 각각  $-h \leq z \leq -qh$ 에서 자기직교함수계를 이룬다는 고유함수의 특성을 이용하여 접합조건식을 얻는다. 이에 대한 구체적인 계산과정은 윤(2002)을 참조바란다.

### 3. 수치해석의 결과

#### 3.1 출수심의 변화에 따른 파랑변형

Fig. 3(a)-(c)는 무차원출수심이 각각  $q=0.45, 0.35,$

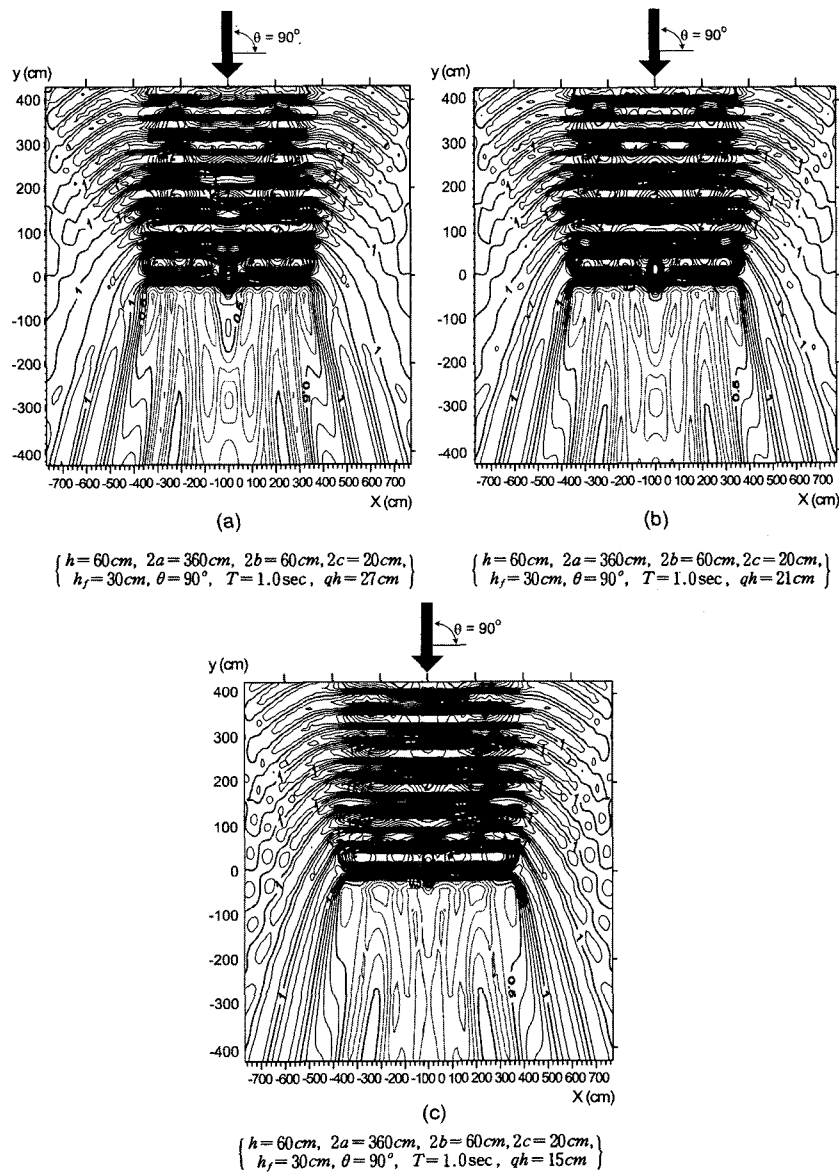


Fig. 3. Distributions of nondimensional wave height.

0.25인 경우에 있어서 회절계수(무차원파고분포)의 공간분포를 나타낸 결과이다. 모든 그림에서 부방파제에 의한 입사파의 반사로 인한 부분중복파의 형성을 볼 수 있으며, 이는 부방파제의 바로 전면에서 가장 명확하게 나타나고 부방파제에서 멀어질수록(y축의正的 방향으로) 파랑에너지의 수평분산(회절현상)에 의한 좌우확산된다. 따라서, 부방파제로부터 멀어질수록 무차원파고는 node에서 작아지고 anti-node에서 커져 입사파고에 근접하여 가는 현상을 확인할 수 있다. 여기서, 홀수심이 깊을수록 부방파제에 의한 반사파의 변화는 크지 않고, 개구부에서 파랑이 더욱 집중되는 현상을 볼 수 있으며, 이로부터 개구부를 통해 배후해역으로 보다 큰 파랑에너지가 전파된다. 이와 같은 현상은 홀수심이 깊을수록 부방파제 저면을 통한 에너지 전달이 작아지고 상대적으로 개구부를 통한 에너지 전달이 많아지기 때문에 판단된다. 그리고, 부방파제 배후해역에서 정온도를 살펴보면, 전술한 바와 같이 반사파의 변화가 작기 때문에 정온도의 차이는 크게 발생하지 않지만, Fig. 3(b)의 경우가 본 계산의 범위내에서는 가장 정온도가 좋은 경우에 상당한다. 이로부터 일반적으로 홀수심이 깊은 경우에 부방파제 저면을 통한 파랑에너지가 많이 차단되므로 정온도가 향상될 것으로 여겨지지만, 반대로 개구부를 통한 에너지전달이 상대적으로 커지기 때문에 오히려 정온도가 나빠지는 경우가 있다는 것을 알 수 있다.

3.2 입사주기의 변화에 따른 파랑변형

Fig. 4(a), 4(b)는 입사주기가 각각  $T=0.8, 1.2$  sec인 경우에 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $T=1.0$  sec인 Fig. 3(b)를 포함하여 검토하면 전체적으로는 전술한 Fig. 3과 동일한 공간적인 분포형태를 가지지만, 주기가 길어질수록 반사파가 작아지고, 그로부터 부방파제의 전면에서 형성되는 부분중복파의 형성이 작아져 부방파제의 배후해역에서 파고치가 커지는, 즉 정온도가 나빠지는 결과를 초래한다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 결과는 잘 알려져 있는 부방파제의 일반적인 결과로서 주기가 긴 파랑일수록 부방파제의 파랑제어효과가 떨어진다는 것을 3차원해석에 의해서도 확인할 수 있다. 개구부에서 파랑집중현상은 Fig. 4(a), 3(b)의 경우가 보다 긴 주기의 Fig. 4(b)보다 크다는 것을 확인할 수 있다. 따라서, Fig. 4(b)의 정온도가 다른 경우보다 나쁘다는 것은 개구부를 통한 파랑에너지의 전달이 많다는 것에 기인하는 것이 아니라고 판단된다.

3.3 입사파향각의 변화에 따른 파랑변형

Fig. 5(a), 5(b)는 입사파향각을 각각  $\theta=60^\circ, 45^\circ$ 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $\theta=90^\circ$ 인 Fig. 3(b)의 경우를 포함하여 검토

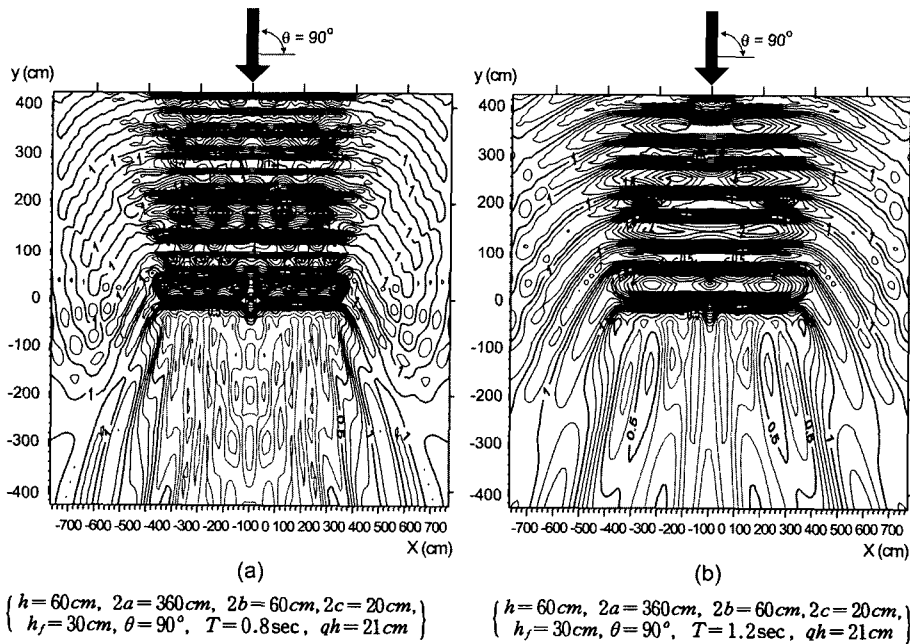


Fig. 4. Distributions of nondimensional wave height.

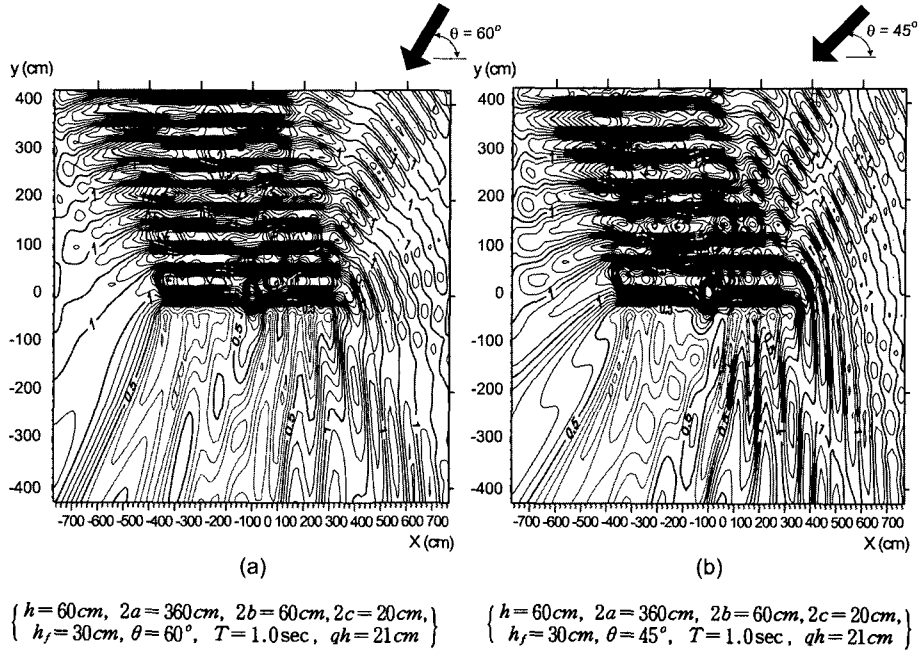


Fig. 5. Distributions of nondimensional wave height.

토하면 직각입사의 경우에는 입사파향에 대해서 동일한 각도로 반사파가 형성되므로 무차원파고분포가  $y$  축에 대해서 좌우 대칭으로 형성되지만,  $\theta=60^\circ, 45^\circ$ 의 경우에는 입사파랑이 경사지게 우측상방에서 입사하고 부방파제에서 반사파는 동일한 각도로 좌측상방으로 반사되므로 부방파제의 전면에서 부분중복파는 좌측에서 형성될 것이며, 이러한 현상은 입사파향각이 작을수록 보다 좌측으로 이동할 것이다. 따라서,  $\theta=60^\circ$ 보다는  $\theta=45^\circ$ 의 경우에 부분중복파의 형성이 좌측으로 쏠려있다는 것을 알 수 있다. 배후역의 파고분포를 살펴보면, 입사파향각이 작을수록 우측으로부터 유입되는 입사파랑에너지가 많기 때문에 상대적으로 정온역이 보다 좌측으로 치우쳐있으며, 그의 범위는 좁아진다는 것을 확인할 수 있을 것이다.

3.4 폭의 변화에 따른 파랑변형

Fig. 6(a), 6(b)는 부방파제의 폭을 각각  $b/h=0.333, 0.667$ 로 변화시킨 경우에 있어서 회절계수의 공간분포를 나타낸 결과이다. 여기서,  $b/h=0.5$ 인 Fig. 3(b)를 포함하여 검토하면 나타난 무차원파고분포의 특성으로서 폭이 증가함에 따라 반사특성이 상이함으로서 부방파제의 전면에서 형성되는 부분중복파의 양상이 다르다. 본 계산의 범위내에서는 Fig. 6(a)의 경우가 반사율이 매우 크고, 개구부를 통한 파랑에너지

의 전달이 적어서 배후해역의 정온도가 세 경우 중에 가장 좋은 것으로 되어 있다. 여기서, Fig. 6(b)의 경우는 세 경우 중에 부방파제의 폭이 가장 넓은 경우이지만, 반사율이 적고, 또한 개구부에서 높은 파랑이 형성됨에 따라 정온도가 가장 나쁜 것으로 판단된다. 이로부터 정온도의 향상을 위하여 부방파제의 폭만을 넓히는 것은 경우에 따라서는 정온도를 더욱 악화시킬 수 있다는 것을 알 수 있다.

이상과 같이 부방파제의 폭의 변화는 일반적으로 입사파랑의 파장파의 깊은 연관을 가지고 있으며, 폭이 넓을수록 파랑제어능력이 탁월하다고는 말할 수 없다.

3.5 연직운동

Fig. 7(a), 7(b)는 직각입사파랑에 대해 무차원주기의 변화에 따른 무차원연직운동량을 나타낸 수치해석결과이다. 여기서, 부방파제 I과 II의 연직운동은 입사파랑에 대해서는 동일한 연직운동을 나타내므로 부방파제 I의 경우만을 나타내며, Fig. 7(a)는  $b/h=0.6667$ 의 경우를, Fig. 7(b)는  $b/h=0.5$ 의 경우를 각각 나타낸다.

Fig. 7(a)의 경우는  $\sigma^2 h/g=1.7$ 에서 극대치를 갖고 주기의 감소와 더불어 연직운동량의 감소를 나타내다가  $\sigma^2 h/g=3.2$ 에서 급격히 떨어지며 이후에는 다시 급격히 상승하여  $\sigma^2 h/g=4.0$ 에서 극대를 다시 나타내고 약간 감소하는 경향을

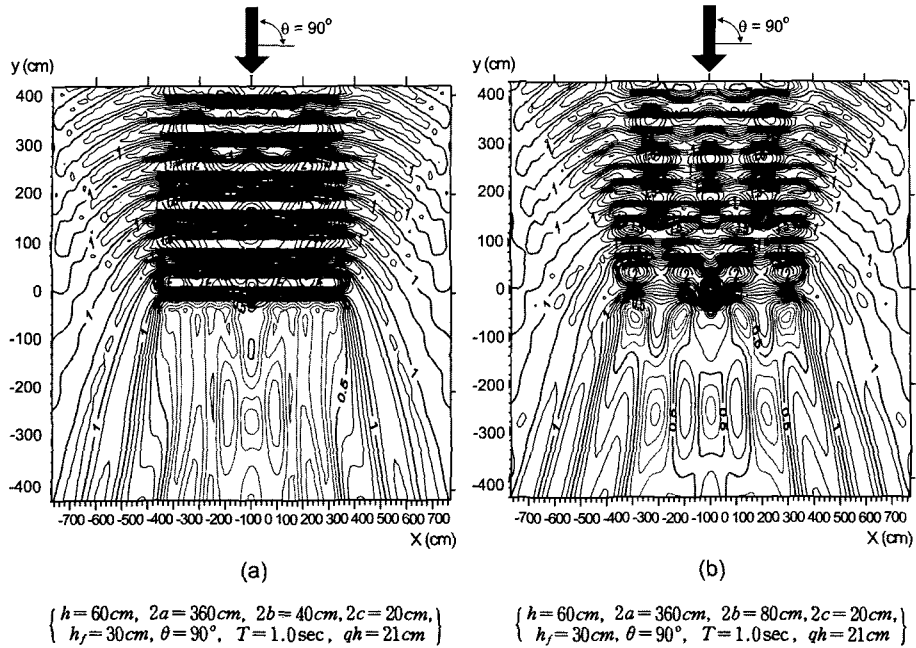


Fig. 6. Distributions of nondimensional wave height.

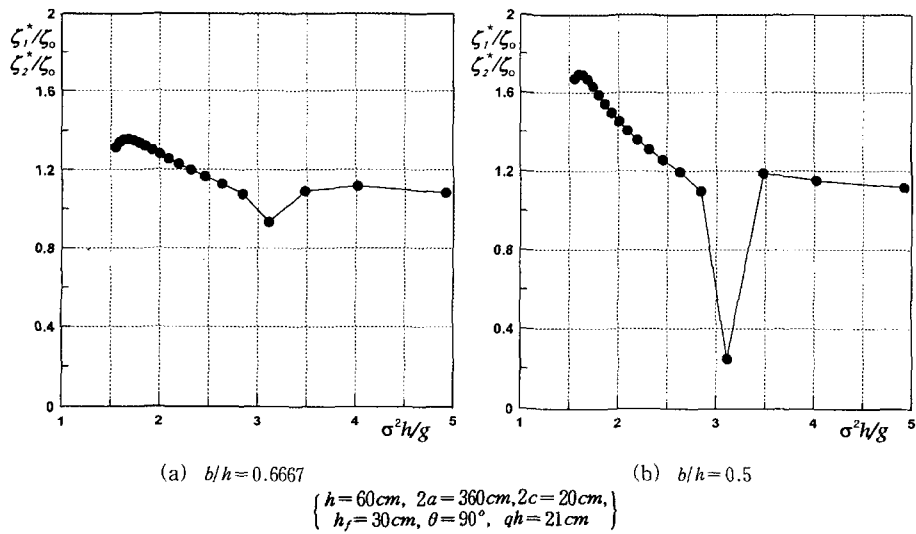


Fig. 7. Vertical motions of floating breakwater.

나타낸다. 또한, Fig. 7(b)의 경우도 주기의 감소에 따른 연직운동량의 변화는 동일한 경향을 나타낸다는 것을 알 수 있다. 그러나, 연직운동량의 크기를 비교하면 부방파제의 폭이 상대적으로 작은 Fig. 7(b)의 경우가 더 큰 값을 나타낸다. 이와 같은 결과는 Fig. 7(a)의 경우가 부방파제의 중량이 더 무겁기 때문인 것으로 판단된다.

#### 4. 결 론

본 연구에서는 연직운동만이 고려되는 말뚝계류시스템 하의 2基의 부방파제에 대해 경계적분법과 고유함수 전개법을 적용하여 3차원적인 파랑제어기능과 연직운동특성들을 입사파랑조건, 부방파제의 치수와 배치 등을 변화시켜



검토하였다. 이로부터 얻어진 중요한 사항을 아래에 기술하여 본 연구의 결론으로 한다.

1) 부방파제의 흡수심이 깊을수록 반드시 파랑제어 능력이 향상되는 것이 아니고 개구부를 통한 파랑에너지의 전달이 상대적으로 커져 배후의 정온도가 악화되는 경우도 있으므로 흡수심과 개구폭을 동시에 고려하여 판단할 필요가 있다.

2) 주기가 길어질수록 반사파가 작아지고, 그로부터 부방파제의 전면에서 형성되는 부분중복파의 형성이 작아져 부방파제의 배후해역에서 파고치가 커지는 결과를 나타낸다.

3) 부방파제의 폭의 변화는 일반적으로 입사파랑의 파장과 깊은 연관을 가지지만, 폭이 넓을수록 파랑제어능력이 탁월하다고는 말할 수 없다.

4) 부방파제의 폭이 넓을수록 연직운동의 크기는 작아지며, 전반적으로 단주기 일수록 연직운동량이 작아진다.

이상에서 얻어진 수치계산의 결과들에 대해서 일부 검증되었지만(김 등, 2001(b)), 추후 수리모형실험을 통하여 이론전개의 타당성을 확인함과 동시에 말뚝계류시스템에 대한 마찰저항을 고려한 연구를 계속 수행할 계획에 있다.

### 참고문헌

김도삼, 배은훈, 이봉재, 2001(a). 3차원파동장에 있어서 복수열불투과성감제에 의한 파랑제어에 관한 연구, 한국해양공학회지, **15**(3): 107-113.

김도삼, 이재석, 이봉재, 2001(b). 수면부근에 설치된 이열 고정부방파제에 의한 파랑제어의 해석, 한국 해양공학회지, **15**(4): 1-7.

윤희면, 2002. 말뚝계류된 부방파제의 3차원파랑변형 및 동적응답에 관한 수치해석, 석사학위논문, 한국해양대학교.

전인식, 최민호, 심재철, 오병철, 2002. 부유식방파제의 반사-투과경계조건을 적용한 항만정온도의 해석, 한국해양·해양공학회지, **14**(1): 76-85.

井島武士, 吉田明德, 湯村やす, 1975. 有限水深域の波による圓および矩形浮の運動と波の變形, 土木學會論文報告集, **244**: 91-105.

中村孝幸, 水谷法美, 2001. 浮防波堤による港内波浪の靜穩化とその耐波設計法, 災害科學研究所, 日本 195p.

Received May 15, 2002

Accepted July 1, 2002