

경사 입사파중 계류된 부유식 방파제의 운동응답과 투과율 해석

조일형* · 표상우**

*제주대학교 해양시스템공학과

** (주)리얼웹

Analysis on Motion Responses and Transmission Coefficients of a Moored Floating Breakwater in Oblique Incident Waves

Il-Hyoung Cho* and Sangwoo Pyo**

*Department of Ocean System Engineering, Jeju National University, Jeju, Korea

**Realweb Corp., Seoul, Korea

KEY WORDS: Boundary element method 경계요소법, Floating breakwater 부유식 방파제, Transmission coefficient 투과율, Added mass 부가질량, Damping coefficient 감쇠계수, Mooring system 계류시스템

ABSTRACT: Based on the boundary element method, the motion responses and transmission coefficients of a moored floating breakwater were investigated in oblique waves. To satisfy the outgoing radiation condition in the far field, the fluid domain was divided into inner and outer regions. The complete solution could be obtained by applying the matching conditions between the eigenfunction-based outer solution and BEM-based inner solution. Using the developed predictive tools, the wave exciting forces, added mass, damping coefficients, motion responses, and transmission coefficients were assessed for various combinations of breakwater configuration, wave heading, mooring cables properties, and wave characteristics. It was found that the transmission coefficient for a moored floating breakwater was closely dependent on the motion responses, which were greatly amplified at the resonant frequencies.

1. 서 론

해안 및 해양에 설치되는 시설물들을 파랑으로부터 보호하고 기능성과 안전성을 극대화하기 위해서는 방파 구조물의 설치가 필요하다. 이러한 방파 구조물은 지역적 특성, 작업의 종류 그리고 경제적 측면을 고려하여, 원하는 정온도를 확보하도록 설계된다. 일반적으로 널리 사용되는 사석 방파제, 직립식 방파제와 같은 고정식 방파제는 방파효율은 우수하지만 설치에 많은 시간과 경비가 소요되고 환경 및 생태계에 원치 않는 변화를 줄 수 있으며, 설치 예정지의 수심, 지질 그리고 육지로부터의 거리 등의 여건에 많은 제약을 받는 단점이 있다. 이를 해결하기 위하여 부유식 방파제의 도입이 최근 여러 나라에서 적극적으로 검토되고 있다. 국내에서도 마산시 원전어항에 부유식 방파제를 처음으로 도입·시공하게 되었으며(마산지방해양수산청, 2002), 이를 계기로 남해안 어장 조성 및 확장을 위해 부유식 방파제 설치를 계획하고 있다. 부유식 방파제가 해양시설물의 부속 장치로 목적인 작업의 능률과 안전성을 극대화하는데 결정적인 도움을 줄 수 있는 시설물로 자리잡을 수 있기 위해서는 해양환경조건에 따른 부유식 방파제의 방파성능과 계류계가 부유식 방파제의 운동학적 문제에 미치는 영향에 대한 충분

한 이해가 필요하다.

지금까지 부유 구조물과 경사 입사파(Oblique incident wave) 간의 상호작용문제에 관하여 많은 연구가 수행되어 왔다. 경사 입사파중 2차원 부유체의 회절문제(Diffraction problem)와 방사문제(Radiation problem)를 해석한 연구들을 크게 분류하면 수치계산 방법(유한요소법, 경계요소법, Green함수법)과 해석적인 방법(고유함수전개법)으로 나눌 수 있다. Bai(1975), Leonard et al.(1983), Sannasiraj et al.(1998) 등은 유한요소법(Finite element method)을 사용하여 경사 입사파중 파의 회절문제와 방사문제를 풀어 파기진력과 동유체력을 구하였다. Garrison (1984), 김도삼 등(2004), Politis et al.(2002) 등은 Green함수법을 사용하여 2차원 부유체와 입사파의 상호작용 문제를 해석하였다. Zheng et al.(2008)은 전경계면에 특이점을 분포시켜 해를 구하는 경계요소법(Boundary element method)을 사용하여 입사파중 부유체에 작용하는 파기진력과 동유체력을 계산하였다. Abul-Azm and Gesraha(2000), Gesraha(2004), Zheng et al. (2006) 등은 고유함수전개법(Eigenfunction expansion method)을 이용하여 경사 입사파중 사각형 폰톤의 운동응답과 투과율을 해석하였다.

본 연구는 부유식 방파제의 기본설계에 사용될 수 있는 기초

교신저자 조일형: 제주시 제주대학교로 66, 064-754-3482, cho0904@jejunu.ac.kr

적인 설계정보를 얻고자 경사 입사파중 사각형 부유식 방파제의 운동응답과 파의 차단성능을 검토하였다. 효율적인 수치계산을 위하여 유체영역을 내부영역과 외부영역으로 나누고, 고유함수 전개법을 사용하여 구한 외부영역의 해를 경계요소법을 이용하여 구한 내부영역의 해와 정합하여 완전한 해를 구하는 수치해석방법을 도입하였다.

2. 문제의 정식화

2.1 경계치 문제

진폭 A 와 주파수 ω 를 갖는 규칙파가 x 축과 입사각 θ 을 가지고 부유식 방파제를 향하여 진행한다. 직교좌표계 (x, y, z) 를 도입하였고, $x - z$ 평면을 정수면으로 취하였다. 부유식 방파제는 불투과성이며 z 축을 따라 충분히 길다고 가정하여 양끝단의 영향을 무시한다. 방파제의 단면형상은 사각형이며, 흘수는 d , 길이와 폭은 각각 L 과 $2a$ 이다(Fig. 1 참조). 유체를 비압축성, 비점성으로 유동을 비회전성이라 가정하면 속도포텐셜을 도입할 수 있으며, 파가 시간에 따라 조화운동을 하므로 속도포텐셜을 시간과 공간의 함수로 분리할 수 있다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}\{\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}\} \quad (1)$$

여기서 ϕ 는 속도포텐셜의 공간성분으로 복소함수이다. 주파수 ω 와 파수 k 는 선형분산식($\omega^2 = gk \tanh kh$)을 만족한다. 방파제의 길이가 충분히 길어 z 축 방향의 파수($k \sin \theta$)는 일정하므로 시간 성분과 마찬가지로 z 방향 성분도 분리가 가능하다.

파의 진폭이 충분히 작은 선형이론을 가정하면 전체 속도포텐셜을 입사포텐셜(ϕ)과 산란포텐셜(ϕ_s) 그리고 방사포텐셜($\phi_{2,3}$)의 합으로 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\phi(x, y, z) = \left\{ A[\phi_I(x, y) + \phi_4(x, y)] + \sum_{l=1}^3 \xi_l \phi_l(x, y) \right\} e^{ikz \sin \theta} \quad (2)$$

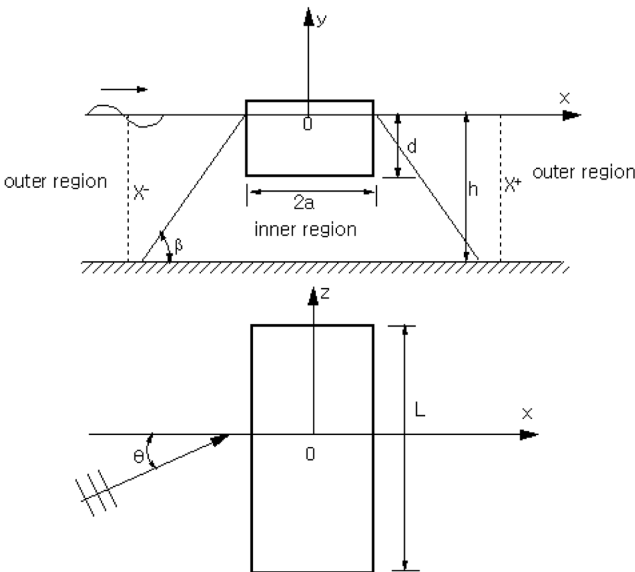


Fig. 1 Definition sketch of a floating breakwater

여기서 $l = 1, 2, 3$ 은 각각 수평(Sway), 수직(Heave), 횡(Roll)운동모드를 뜻하며 ξ_l 는 각 운동모드의 변위이다.

입사파의 속도포텐셜은 아래와 같다.

$$\phi_I(x, y) = -\frac{ig \cosh k(y+h)}{\omega \cosh kh} e^{ik \cos \theta x} \quad (3)$$

여기서 g 는 중력가속도를 나타낸다.

유체영역내에서 속도포텐셜은 3차원 라플라스(Laplace) 방정식을 만족하므로 속도포텐셜($\phi, l = 1, 2, 3, 4$)은 변형된 헬름홀츠(Helmholtz) 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_l}{\partial y^2} - k^2 \sin^2 \theta \phi_l = 0, \quad l = 1, 2, 3, 4 \quad (4)$$

지배방정식과 함께 속도포텐셜은 자유표면 경계조건, 바닥 경계조건, 방사 경계조건을 만족한다.

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial y} - \frac{\omega^2}{g} \phi_l = 0 \quad (\text{on } y = 0) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial y} = 0 \quad (\text{on } y = -h)$$

$$\lim_{x \rightarrow \mp \infty} \left[\frac{\partial}{\partial x} \pm ik \cos \theta \right] \phi_l = 0, \quad l = 1, 2, 3, 4$$

물체표면에서 산란포텐셜($l = 4$)과 방사포텐셜($l = 1, 2, 3$)이 만족하는 물체 경계조건식은 서로 다르며 그 식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi_4}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial n} = -i\omega n_l, \quad l = 1, 2, 3$$

여기서 $\partial / \partial n$ 은 물체표면에서의 외향법선미분이며, $n_1 = n_x, n_2 = n_y, n_3 = xn_2 - yn_1$ 이다.

2.2 경계요소법

2.1절에 주어진 경계치 문제에 대한 해를 구하기 위한 수치해석 기법으로 경계요소법을 사용하였다. Green 정리를 사용하여 유체 내부영역을 둘러싼 N 개의 요소들로 나누고 각 요소에서 속도포텐셜과 법선방향의 속도가 일정하다고 가정하면 아래와 같은 이산화된 경계적분방정식을 유도할 수 있다.

$$\frac{1}{2}(\phi_l)_i + \sum_{j=1}^N (\phi_l)_j \int_{\Gamma_j} \frac{\partial G}{\partial n} dS = \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right)_j \int_{\Gamma_j} G dS \quad (7)$$

여기서 G 는 헬름홀츠 방정식 $\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial y^2} - k^2 \sin^2 \theta G = -\delta(x - \xi)\delta(y - \eta)$ 를 만족하는 기본해(Fundamental solution)로 제2종 Bessel 함수로 식 (8)과 같이 표현된다. 그러나 입사각(θ)이 0도일 때는 헬름홀츠 방정식이 2차원 라플라스 방정식으로 바뀌어 기본해는 로그함수($-\ln(r)/2\pi$)가 된다.

$$G(x, y; \xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} K_0(k \sin \theta r), \quad r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \quad (8)$$

여기서 (ξ, η) 는 특이점의 위치이다. 식 (7)에서 적분항들을 아래 계수들로 정의한다면 식 (7)의 경계적분방정식은 식 (10)과 같은 대수방정식으로 표시할 수 있다.

$$\widehat{H}_{ij} = \int_{\Gamma_j} \frac{\partial G}{\partial n} dS, \quad G_{ij} = \int_{\Gamma_j} G dS \quad (9)$$

$$\sum_{j=1}^N H_{ij}(\phi)_j = \sum_{j=1}^N G_{ij} \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right)_j \quad (10)$$

여기서

$$H_{ij} = \begin{cases} \widehat{H}_{ij} & i \neq j \\ \widehat{H}_{ij} + \frac{1}{2} & i = j \end{cases} \text{이며, } \sum_{j=1}^N = \sum^F + \sum^S + \sum^B + \sum^X + \sum^{X^+} \text{이다.}$$

F, S, B, X^+ 는 유체 내부영역을 둘러싼 경계면으로 각각 자유표면, 물체표면, 바다, 개방경계면을 뜻한다.

각 경계면에 2.1절의 자유표면 경계조건식과 바닥 경계조건식을 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} & \sum^F (H_{ij} - \frac{\omega^2}{g} G_{ij}) (\phi)_j + \sum^S H_{ij} (\phi)_j + \sum^B H_{ij} (\phi)_j \\ & + \sum^X H_{ij} (\phi)_j + \sum^{X^+} H_{ij} (\phi)_j \\ & = \sum^S G_{ij} \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right)_j + \sum^X G_{ij} \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right)_j + \sum^{X^+} G_{ij} \left(\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right)_j \end{aligned} \quad (11)$$

개방경계면(X^+)에서 식 (5)에 주어진 방사 경계조건식을 적용하려면 비진행파(Non-propagating wave) 성분이 나타나지 않도록 구조물로부터 멀리 개방경계면(X^+)면을 위치시켜야 한다. 그러나 이 방법은 계산영역이 커지므로 계산효율이 크게 떨어지는 단점을 지니고 있다. 비진행파 성분들을 포함한 속도포텐셜과 법선방향 속도간의 정확한 경계조건식을 유도하기 위하여 Fig. 1과 같이 개방경계면 바깥으로 외부영역을 도입한다.

2.3 정합조건

외부영역에서는 물체 경계조건식 대신에 $x \rightarrow \pm \infty$ 에서 정의된 방사 경계조건식을 만족한다. 외부영역에서 만족하는 속도포텐셜과 법선방향의 속도를 고유함수 전개법을 이용하여 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \widetilde{\phi}_l^\pm &= A_0^\pm W_0^\pm + \sum_{m=1}^M A_m^\pm W_m^\pm \\ &= \{W_0^\pm, W_1^\pm, W_2^\pm, \dots\} \{A_0^\pm, A_1^\pm, \dots\}^T \quad \begin{matrix} X > X^+ \\ X < X^- \end{matrix} \\ \frac{\partial \widetilde{\phi}_l^\pm}{\partial x} &= A_0^\pm Z_0^\pm + \sum_{m=1}^M A_m^\pm Z_m^\pm \\ &= \{Z_0^\pm, Z_1^\pm, Z_2^\pm, \dots\} \{A_0^\pm, A_1^\pm, \dots\}^T \quad \begin{matrix} X > X^+ \\ X < X^- \end{matrix} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W_0^\pm &= e^{\pm ik \cos \theta x} \frac{\cosh kh(y+h)}{\cosh kh} \\ W_m^\pm &= e^{\mp k_m \cos \theta x} \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Z_0^\pm &= \pm ik \cos \theta e^{\pm ik \cos \theta x} \frac{\cosh kh(y+h)}{\cosh kh} \\ Z_m^\pm &= \mp k_m \cos \theta e^{\mp k_m \cos \theta x} \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \end{aligned}$$

여기서 윗첨자 T 는 전치행렬을 뜻한다. 식 (12)의 우변의 첫 번째 항은 무한원방으로 진행되는 진행파를 뜻하며 두번째 항은 비진행파 성분들을 나타낸다. 비진행파 성분의 파수는 선형분산식 $\omega^2 = -gk_n \tan kh$ 을 만족한다.

개방경계면($X = X^+$)상의 절점에서 외부영역의 해를 행렬식으로 표시하면 다음과 같다.

$$[\widetilde{\phi}_l^\pm] = [W^\pm] [A_l^\pm]^T, \quad \left[\frac{\partial \widetilde{\phi}_l^\pm}{\partial x} \right] = [Z^\pm] [A_l^\pm]^T \quad (13)$$

여기서 행렬 $[W]$, $[Z]$ 의 행의 개수는 절점의 개수이며, 열의 개수는 외부영역의 고유함수의 개수인 $(M+1)$ 이다. $[A_l^\pm]$ 는 $1 \times (M+1)$ 의 크기를 갖는 열벡터이다.

두 영역이 만나는 경계면($X = X^+$)에서 내부영역의 해와 외부영역의 해는 서로 같다.

$$[\phi_l^\pm] = [\widetilde{\phi}_l^\pm], \quad \left[\frac{\partial \phi_l^\pm}{\partial n} \right] = \pm \left[\frac{\partial \widetilde{\phi}_l^\pm}{\partial x} \right] \quad (14)$$

식 (13)과 (14)를 이용하면 $X = X^+$ 에서 만족하는 경계조건식은 다음과 같다.

$$\left[\frac{\partial \phi_l^\pm}{\partial n} \right] = \pm [Z^\pm] [W^\pm]^{-1} [\phi_l^\pm] \quad (15)$$

식 (15)을 식 (11)에 대입하면 다음과 같은 최종 행렬식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} & ([H] - \frac{\omega^2}{g} [G]) [\phi_l]_F + [H] [\phi_l]_S + [H] [\phi_l]_B \\ & + ([H] + [G] [Z^-] [W^-]^{-1}) [\phi_l]_{X^-} \\ & + ([H] - [G] [Z^+] [W^+]^{-1}) [\phi_l]_{X^+} \\ & = [G] \left[\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right]_S, \quad l = 1, 2, 3, 4 \end{aligned} \quad (16)$$

식 (16)의 우변의 법선방향의 속도값은 경계치문제나 회절문제나 또는 방사문제이나에 따라 물체 경계조건식 (6)을 이용한다. 위의 행렬식 $([A][\phi] = [B])$ 을 풀어진 경계면에서의 미지수 $[\phi]$ 을 구한다. 정합면에서의 속도포텐셜이 얻어진다면 아래식을 이용하여 외부영역의 해에 포함된 미정계수를 구할 수 있다.

$$[A_l^\pm]^T = [W^\pm]^{-1} [\phi^\pm] \quad (17)$$

2.4 동유체력

고정된 구조물에 작용하는 파기진력(Wave exciting force)은 회절포텐셜에 기인하는 동압력을 물체 표면에 따라 적분하여 얻어진다. 한편 방사포텐셜에 의한 동압력을 적분하여 얻어지는 동유체력(Hydrodynamic force)은 부가질량(Added mass)과

감쇠계수(Damping coefficient)와 관련이 있다. 동압력은 베르누이(Bernoulli) 방정식을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$p(x,y,z) = i\omega\rho A[\phi_I(x,y) + \phi_4(x,y)]e^{ik\sin\theta z} \quad (18)$$

$$= i\omega\rho\xi_l\phi_l(x,y)e^{ik\sin\theta z}, \quad l=1,2,3$$

구조물의 길이가 L 일 때 구조물에 작용하는 단위 길이당 k 방향 파기진력은 식 (18)을 이용하여 다음 식으로 얻어진다.

$$F_k^E = \text{Re} \left\{ i\omega\rho A \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{S_k} p(x,y,z) n_k e^{-i\omega t} ds \right\} \quad (19)$$

$$= \text{Re} \left\{ A f_{kl} e^{-i\omega t} \right\}$$

여기서 $f_{kl} = i\omega\rho\gamma(kL, \theta) \int_{S_k} (\phi_I + \phi_4) n_k ds, k=1,2,3$ 이며, $\gamma(kL,$

$\theta) = \frac{2\sin(\frac{kL\sin\theta}{2})}{kL\sin\theta}$ 는 부유체의 길이방향에 따른 포텐셜의 주기성에 기인한 계수로 부유체의 길이가 무한히 길 때와 $\theta = 0^\circ$ 일 때 1의 값을 갖으며, 부유체의 길이가 유한하며 $\theta \neq 0^\circ$ 일 때 1보다 작은 값을 갖는다.

l 방향 부유체의 운동에 의한 k 방향의 단위 길이당 동유체력은 식 (18)을 이용하면 다음과 같다.

$$F_{kl}^R = \text{Re} \left\{ i\omega\rho \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{S_k} p(x,y,z) n_k e^{-i\omega t} ds \right\} \quad (20)$$

$$= \text{Re} \left\{ i\omega\xi_l f_{kl} e^{-i\omega t} \right\}$$

여기서

$$f_{kl} = \rho\gamma(kL, \theta) \int_{S_k} \phi_l(x,y) n_k ds, \quad k,l=1,2,3 \text{이다.}$$

동유체력을 가속도와 속도에 비례하는 항으로 분리하여 복소 형태로 표시하면 다음과 같이 된다.

$$f_{kl} = -ia_{kl}\omega + b_{kl} \quad (21)$$

여기서 $a_{kl} = -\text{Im}\{f_{kl}\}/\omega, b_{kl} = \text{Re}\{f_{kl}\}$ 이다. a_{kl} 는 물체의 가속도에 비례하는 부가질량계수이며 b_{kl} 는 물체의 속도에 비례하는 감쇠 계수이다.

물체로부터 멀리 떨어진 영역에는 비진행파 성분이 사라지므로 진행파인 반사파와 투과파의 파형식은 다음과 같이 된다.

$$\eta_R = \frac{i\omega}{g} (AA_{40}^- + \sum_{l=1}^3 \xi_l A_{l0}^-) e^{-ik\cos\theta x} \quad (22)$$

$$\eta_T = \left\{ A + \frac{i\omega}{g} (AA_{40}^+ + \sum_{l=1}^3 \xi_l A_{l0}^+) \right\} e^{ik\cos\theta x}$$

따라서 반사율과 투과율은 다음과 같다.

$$R_f = \frac{|\eta_R|}{A} = |i\omega A_{40}^-/g + i\omega \sum_{l=1}^3 \xi_l A_{l0}^-/g A| \quad (23)$$

$$T_r = \frac{|\eta_T|}{A} = |1 + i\omega A_{40}^+/g + i\omega \sum_{l=1}^3 \xi_l A_{l0}^+/g A|$$

반사율과 투과율을 구하기 위해서는 식 (23)에 포함되어 있는 복소 운동변위(ξ)는 부유체의 운동방정식을 풀어 얻어진다.

2.4 운동방정식

부유식 방파제의 수평, 수직, 횡운동에 대한 운동방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sum_{i=1}^3 [(m_{kl} + a_{kl})\ddot{x}_i + b_{kl}\dot{x}_i + (C_{kl} + K_{kl})x_i] = F_k^E, \quad k=1,2,3 \quad (24)$$

여기서 $x_i (= \text{Re}\{\xi e^{-i\omega t}\})$ 는 운동변위이며, m_{kl} 는 질량행렬, C_{kl} 는 정복원력행렬(Hydrostatic stiffness matrix), K_{kl} 는 계류계에 의한 강성행렬(Mooring stiffness matrix)로 아래와 같다.

$$m_{kl} = \begin{pmatrix} m & 0 & -my_G \\ 0 & m & 0 \\ -my_G & 0 & I \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$C_{kl} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2\rho g a & 0 \\ 0 & 0 & mg/GM \end{pmatrix} \quad (26)$$

$$K_{kl} = \begin{pmatrix} K_{11} & 0 & K_{13} \\ 0 & K_{22} & 0 \\ K_{31} & 0 & K_{33} \end{pmatrix} \quad (27)$$

여기서 $m (= 2\rho ad)$ 은 부유체의 질량, y_G 는 무게중심의 y 좌표, I 는 관성모멘트, G 은 메타센터(Metacenter) 높이이다. 식 (27)에 주어진 계류계의 강성행렬의 각 항들은 아래와 같다.

$$K_{11} = 2(K\cos^2\beta + \frac{T_p}{L_c}\sin^2\beta), \quad K_{22} = 2(K\sin^2\beta + \frac{T_p}{L_c}\cos^2\beta)$$

$$K_{33} = 2(K\cos^2\beta + \frac{T_p}{L_c}\sin^2\beta)y_p^2 + 2(K\sin^2\beta + \frac{T_p}{L_c}\cos^2\beta)x_p^2 - (K + \frac{T_p}{L_c})\sin 2\beta|x_p y_p|$$

$$K_{13} = K_{31} = 2(K\cos^2\beta + \frac{T_p}{L_c}\sin^2\beta)|y_p| - (K + \frac{T_p}{L_c})\sin 2\beta|x_p|$$

여기서 K, T_p 는 계류라인의 강성과 초기장력을 나타내며, $(x_p, y_p), L_c$ 는 부유체에 연결된 계류라인의 끝단의 좌표와 계류라인의 길이이다. 계류라인의 경사각은 β 이다.

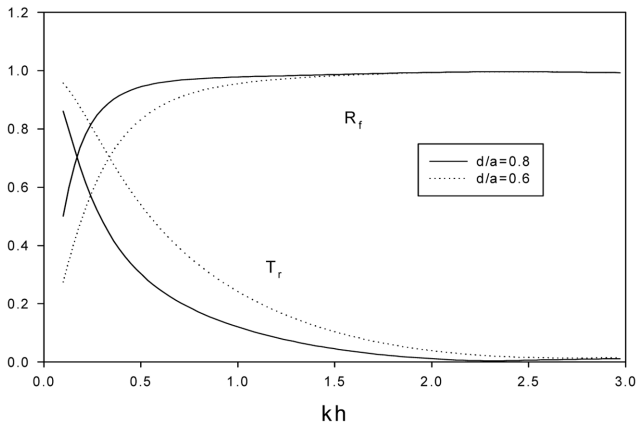
주파수영역에서 부유체의 운동방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sum_{l=1}^3 [(C_{kl} + K_{kl}) - \omega^2(m_{kl} + a_{kl}) - i\omega b_{kl}] \xi_l = A f_{kl} \quad (28)$$

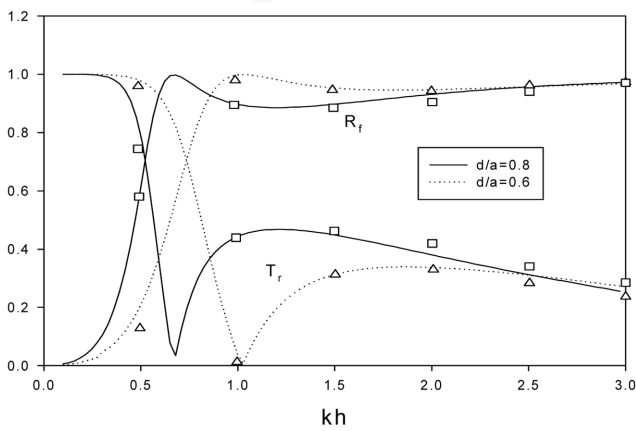
위의 연성된 운동방정식을 풀어 부유식 방파제의 수평, 수직, 횡운동 변위를 구한다.

3. 계산결과 및 고찰

Fig. 2는 고정된 방파제와 자유롭게 떠 있는 방파제에 의한 반사율과 투과율을 나타내고 있다. x 축은 수심과 파장의 비를



(a) Fixed breakwater



(b) Freely floating breakwater

Fig. 2 Comparison of the present solutions (line) of the reflection and transmission coefficient for a fixed and freely floating breakwater with results of McDougal and Sulisz (1989) (symbol) ($a/h = 1.0, \theta = 0^\circ$)

나타낸다. 계산모델은 반폭과 수심의 비가 1.0인 사각형 폰툰이며 입사각은 0도이다. 여기서 실선은 홀수와 반폭의 비(d/a)가 0.8이며, 점선은 0.6인 경우이다. Fig. 2(b)의 기호는 McDougal and Sulisz(1989)의 계산결과이다. 경계요소법을 이용한 현재의 계산결과는 McDougal and Sulisz의 계산결과를 잘 따라가고 있음을 볼 수 있다. 사각형 폰툰이 고정되었을 때는 예상대로 홀수가 깊을수록 투과율이 전파수에 걸쳐 줄어드는 것을 볼 수 있다. 그러나 부유체의 운동을 자유롭게 허용하였을 때는 고정된 경우와 다른 투과율 곡선을 보여주고 있다. 전반적으로 고정된 방파제가 구속 없이 떠 있는 방파제에 비하여 상대적으로 투과율이 낮게 나타남을 볼 수 있다.

Fig. 3는 입사각 변화에 따른 횡방향의 파기진력을 3개의 무차원화된 주파수(ka)에 대하여 Bai(1975)의 유한요소법의 결과와 Zheng et al.(2006)의 고유함수전개법의 결과와 함께 비교한 그림이다. 본 계산결과는 Zheng et al.(2006)의 해석해와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 그러나 유한요소법의 결과와는 정량적인 값 차이를 보이며 값 차이의 정도는 단파일 때 더욱 크게 나

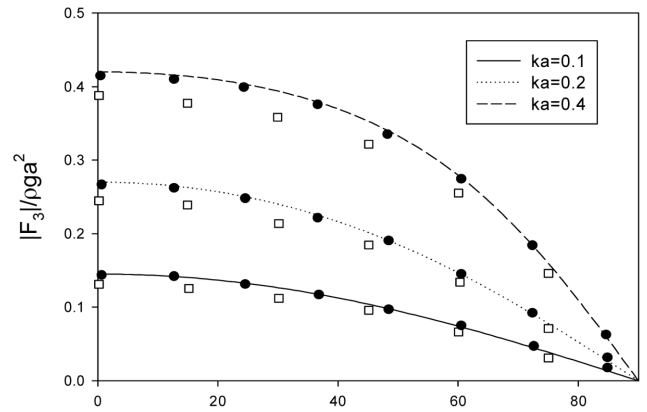


Fig. 3 Comparison of the wave exciting force obtained from present solutions (line) with the FEM of Bai (□) and the analytic solution of Zheng et al. (●) for $a/h = 0.5, d/a = 1.0$

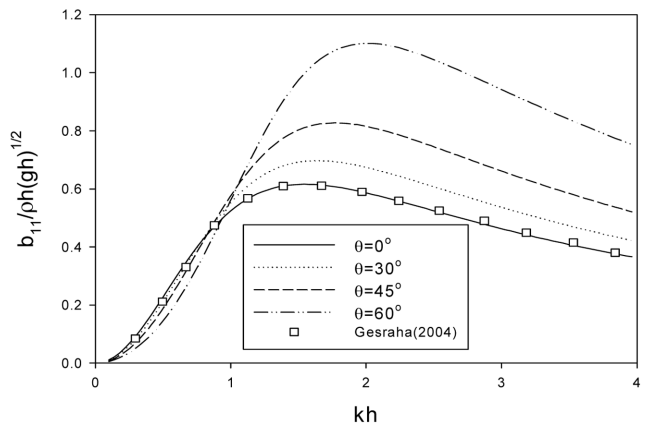
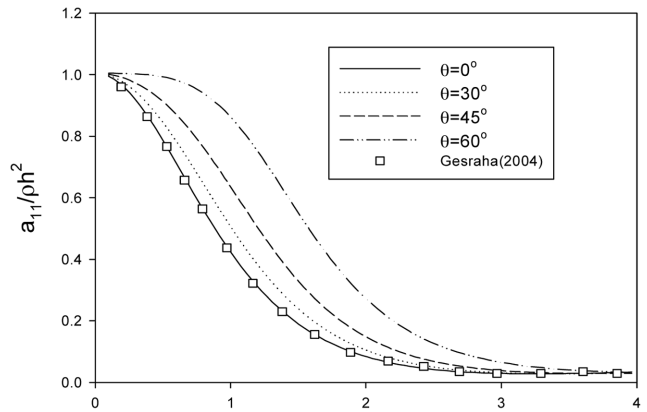


Fig. 4 Non-dimensional sway added mass and damping coefficient for $a/h = 0.5, d/a = 1.0, \theta = 0^\circ$

타나고 있다.

Fig. 4, 5는 앞에서와 동일한 계산 모델에 대하여 동유체력 계수인 부가질량과 감쇠계수를 무차원화된 주파수(kh)와 4개의 입사각 변화($\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$)에 대하여 보여주고 있다. 수평 운동의 경우 입사각이 클수록 부가질량과 감쇠계수 모두 큰 값

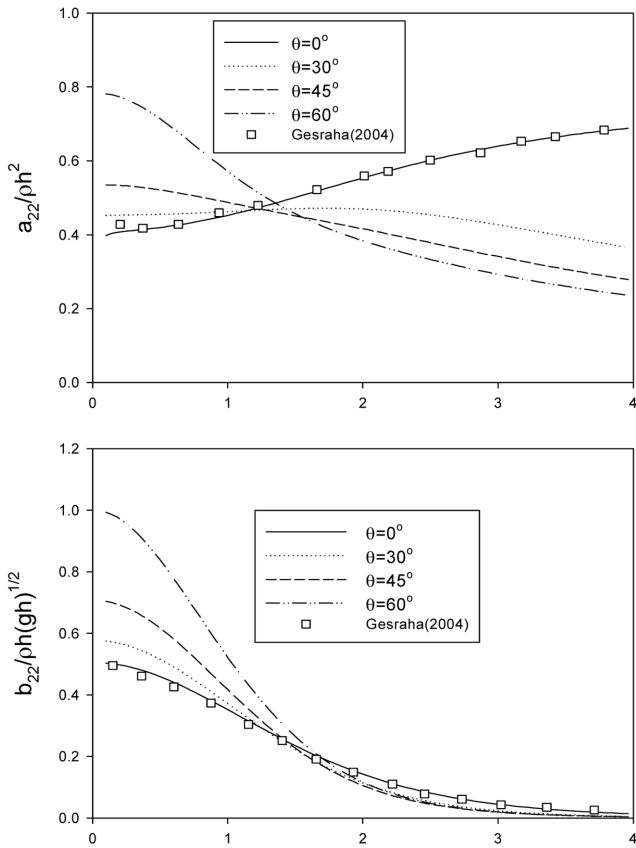


Fig. 5 Non-dimensional heave added mass and damping coefficient for $a/h = 0.5$, $d/a = 1.0$, $\theta = 0^\circ$

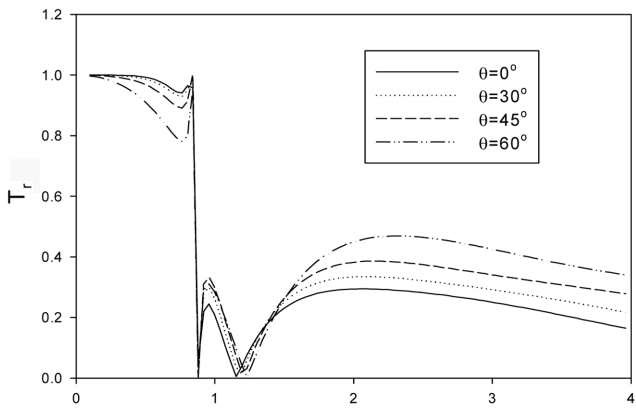
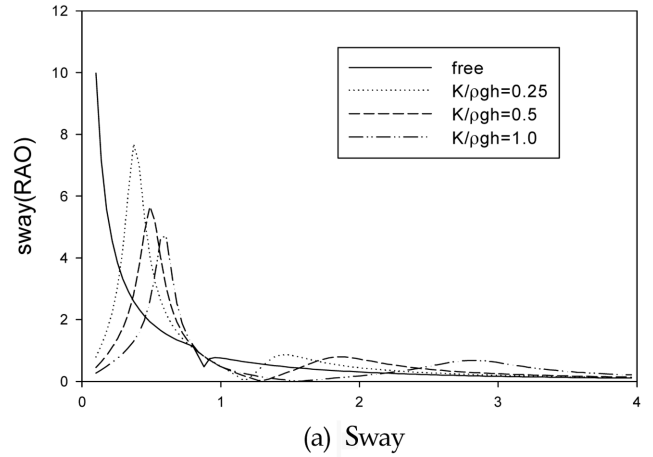


Fig. 6 Influence of the incidence angle on the transmission coefficient for a freely floating rectangular structure having $a/h = 1.0$, $d/a = 0.5$, $y_C/a = 0.0$

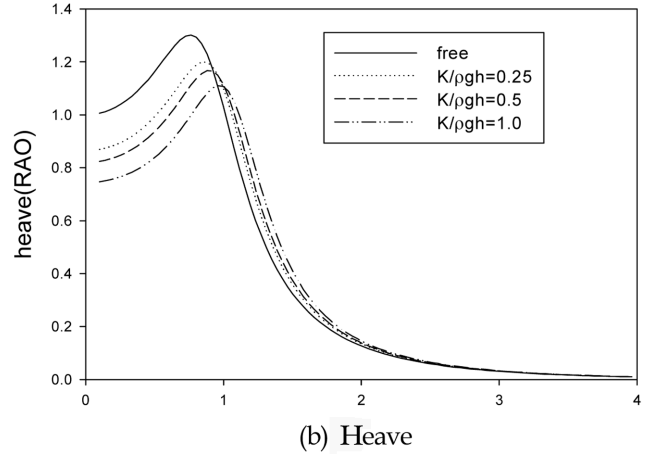
을 보이고 있다. 그러나 수직운동의 부가질량은 $kh = 1.2$ 보다 작은 저주파수영역에서는 입사각이 클수록 부가질량이 증가한 반면에 $kh=1.2$ 보다 큰 고주파수영역에서는 입사각의 증가는 부가질량의 감소를 초래한다. 감쇠계수도 부가질량과 비슷한 경향을 보여주고 있다. 본 계산결과는 고유함수전개법을 사용한 Gesraha(2004)의 결과와 잘 일치하고 있다.

Fig. 6은 구속 없이 부유체의 운동을 자유롭게 허용한 경우

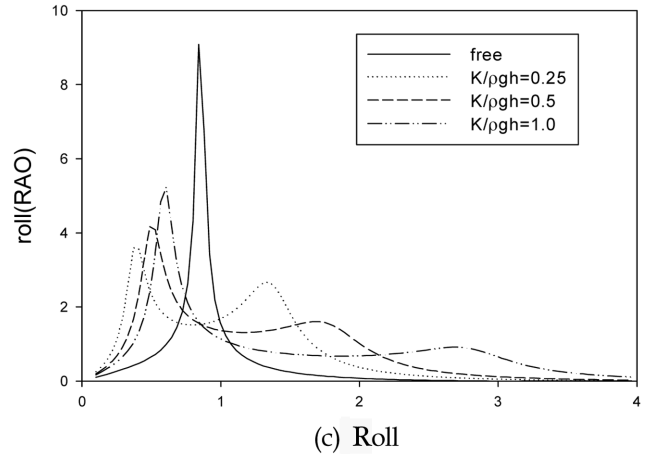
주파수와 입사각 변화에 따른 투과율을 보여주고 있다. 무차원화된 폭(a/h)과 흘수(d/a)는 각각 1.0과 0.5이다. 파장이 아주 긴 장파영역에서는 입사파를 거의 통과시키다가 $kh=0.8$ 근방에서 투과율이 갑자기 떨어지는 경향을 보이고 있다. $kh=0.8$ 근방에서 갑작스런 투과율의 변화는 부유체의 횡운동으로 야기되는 방사파의 영향으로 나타난 결과이다. 이를 입증하기 위하여 횡



(a) Sway



(b) Heave



(c) Roll

Fig. 7 Influence of the mooring line stiffness on RAO of a moored floating rectangular structure having $a/h = 1.0$, $d/a = 0.5$, $y_C/a = 0.0$, $T_f/\rho gh = 0.25$, $\theta = 0^\circ$

운동의 고유주파수($\omega_p = \sqrt{\frac{C_{33}}{(m_{33} + a_{33})}}$)를 계산하였고, 이로부터 얻은 무차원화된 고유주파수($k_p h$)는 0.802이다. 이 값은 투과율이 갑자기 떨어지는 주파수와 일치한다. 즉, 공진현상으로 크게 증폭된 횡방향의 운동변위가 투과율의 갑작스런 변화를 야기하였음을 알 수 있다. 입사각이 증가함에 따라 $kh=0.8$ 보다 작은 저주파수영역에서는 투과율은 감소하며 $kh=0.8$ 보다 큰 고주파수영역에서는 오히려 증가한다.

Fig. 7은 수평, 수직, 횡방향의 RAO(Response amplitude operator)를 계류라인의 강성을 변화시키면서 살펴보았다. 사각형 폰톤의 형상은 Fig. 6과 동일하며 계류라인에 걸리는 초기장력($T_p/\rho gh$)은 0.25이다. 계류라인과 해저면이 이루는 각도(β)는 30도이며, 부유체에 고정된 계류라인의 끝단의 좌표(x_p, z_p)은 ($a, 0$)이다. 계류라인의 강성이 증가함에 따라 수평운동의 RAO ($|\xi_1/A|$)의 최고점은 낮아지며 최고점에 위치한 주파수는 고주파수 영역으로 이동함을 볼 수 있다. 최고점을 나타내는 주파수와 수평운동의 고유주파수와 일치 여부를 살펴보기 위하여

수평운동의 고유주파수($\omega_p = \sqrt{\frac{K_{11}}{(m_{11} + a_{11})}}$)를 계산하였다. 계산에 사용한 3개의 강성($K/\rho gh=0.25, 0.5, 1.0$)값에 일치하는 무차원화된 고유주파수($k_p h$)는 각각 0.435, 0.609, 0.890이다. 이 값들은 최고점을 나타내는 주파수와 서로 일치하고 있음을 알 수 있다. 수직운동의 RAO($|\xi_2/A|$)의 최고점에서의 주파수와 수직운동의 고유주파수($k_p h=0.979, 1.011, 1.078$)도 서로 잘 일치하고 있다. 그러나 수평운동과 연성된 횡운동의 RAO($|\xi_3/A|$)는 좀더 복잡한 양상을 보인다. 수평운동과의 연성의 영향으로 $kh = 1.0$ 보다 작은 저주파수영역에 나타나는 최고점에서의 주파수는 수평운동의 고유주파수와 일치한다. 그러나 $kh=1.0$ 보다 큰 고주파수영역에서 나타나는 또 다른 최고점을 주는 주파수는 횡운동의 고유주파수($k_p h=1.145, 1.278, 1.548$)와 일치하지 않는다. 이는 계류선의 강성행렬중 수평방향과 횡방향 연성항인 $K_{13}(=K_{31})$ 의 영향으로 생긴 결과이며 최고점을 나타내는 주파수가 고주파수영역으로 크게 이동됨을 볼 수 있다.

Fig. 8은 Fig. 7과 같은 경우에 대하여 운동변위와 밀접한 관련이 있는 투과율의 변화를 보여주고 있다. Fig. 7과 함께 살펴본다면 $kh = 1.0$ 보다 작은 주파수영역에서 투과율이 갑자기 떨어지는 것은 공진현상으로 크게 증폭된 수평운동변위에 의해 발생하는 방사파의 영향임을 유추할 수 있다. $kh=1.0$ 보다 큰 고주파수영역에서 보이는 상대적으로 주파수 폭이 넓은 최고점은 횡운동에 의한 방사파의 영향이다. 다시 말해서 부유식 방파제의 투과율은 부유체의 운동변위와 밀접한 관련이 있으며 특히 공진으로 크게 증폭된 운동변위는 방파제 성능에 큰 영향을 미침을 알 수 있다. 공진주파수는 물체의 형상과 계류시스템의 특성에 따라서 달라지므로 부유식 방파제 설계시 이 값들에 대한 적절한 선택이 필요하다. 또한 계류라인의 강성 증가가 반드시 방파제 성능의 향상으로 이어지지 않고 오히려 투과율을 증가시킨다. 따라서 너무 강한 계류라인 보다는 부유식 방파제가 2차항인 파 표류력(Wave drift force)에 의해 밀려 나지 않을 정

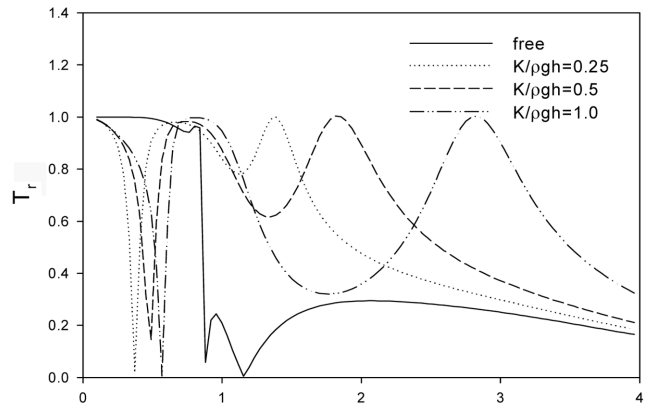


Fig. 8 Influence of the mooring line stiffness on the transmission coefficient for a moored floating breakwater $a/h = 1.0, d/a = 0.5, y_c/a = 0.0, T_p/\rho gh = 0.25, \theta = 0^\circ$

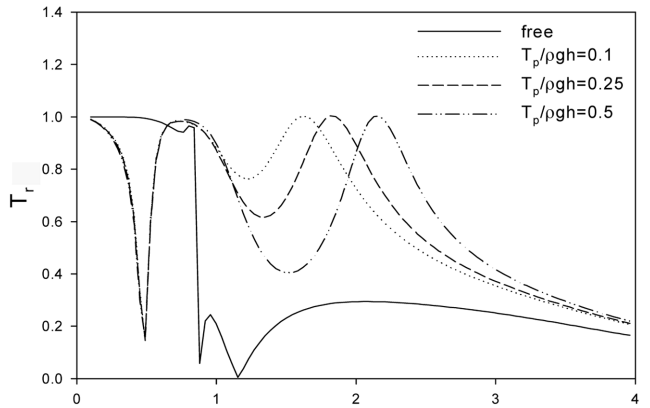


Fig. 9 Influence of the mooring line pretension on the transmission coefficient for a moored floating breakwater $a/h = 1.0, d/a = 0.5, y_c/a = 0.0, K/\rho gh = 0.5, \theta = 0^\circ$

도로 부유식 방파제를 잡아주는 강성이 약한 Catenary 계류가 바람직하다.

Fig. 9는 계류라인의 초기장력 변화에 따른 투과율의 변화를 보여주고 있다. 계류라인의 강성($K/\rho gh$)은 0.5로 고정시켰다. 초기장력의 변화는 $kh=1.0$ 보다 작은 저주파수영역에서는 투과율에 거의 영향을 주지 않지만 $kh=1.0$ 보다 큰 고주파수영역에서는 초기장력이 부유식 방파제 성능에 영향을 줌을 알 수 있다.

지금까지 결과는 부유체의 길이가 폭과 깊이에 비하여 무한히 길다고 가정하여 얻은 결과이다. 그러나 부유체의 길이가 유한할 때 파기진력과 동유체력 계산시 주파수와 입사각의 함수인 $\eta(kL, \theta)$ 를 고려하여야 한다. 부유체의 길이가 유한할 때 계산결과의 타당성을 살펴보기 위하여 Isaacson and Nwogu (1987)의 계산결과와 비교한 그림이 Fig. 10이다. 무차원화된 폭과 흘수는 각각 $a/h=0.625, d/a=0.25$ 이다. 무차원화된 부유체의 길이(L/h)는 6.25이다. 계류라인 없는 수평방향과 수직방향의 RAO 모두 Isaacson and Nwogu(1987)의 계산결과와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

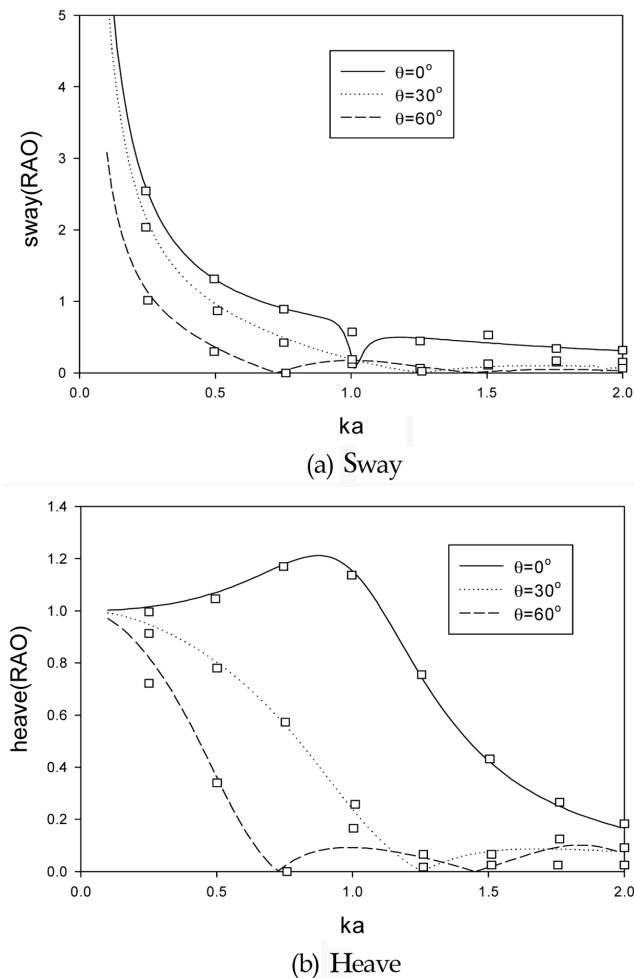


Fig. 10 Comparison of sway and heave RAO obtained from present solution with results of Isaacson and Nwogu (1987) for $a/h = 0.625$, $d/a = 0.25$, $y_c/a = 0.0$, $L/h = 6.25$

4. 결 론

본 연구에서는 부유식 방파제의 기본설계에 사용될 수 있는 기초적인 설계정보를 얻고자 경계요소법을 사용하여 계류된 부유식 방파제의 투과율과 운동변위와의 관련성을 살펴보았다. 이상의 계산결과로부터 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

(1) 계류된 부유식 방파제의 투과율은 부유체의 운동변위와 밀접한 관련이 있으며 특히 공진으로 크게 증폭된 운동변위는 투과율에 큰 영향을 미친다. 공진주파수는 물체의 형상과 계류 시스템의 특성에 따라서 달라지므로 부유식 방파제 설계시 이 값들에 대한 적절한 선택이 필요하다.

(2) 계류라인의 강성 증가가 반드시 방파성능의 향상으로 이어지지 않고 오히려 투과율을 증가시킨다. 따라서 너무 강한 계류라인 보다는 2차항인 파 표류력에 의해 밀려 나지 않을 정도의 강성이 약한 Catenary 계류라인을 설치하는 것이 바람직하다.

(3) 계류라인의 초기장력의 변화는 저주파수영역에서는 투과율에 거의 영향을 주지 않지만 고주파수영역에서는 부유식 방

파제 성능에 큰 영향을 미친다.

참 고 문 헌

- 김도삼, 이광호, 최낙훈, 윤희면 (2004). "신형식 부방파제의 파랑제어에 관한 연구", 한국해양·해양공학회지, 제16권 제1호, pp 1-9.
- 마산지방해양수산청 (2002). 원전항건설공사 부방파제 실험보고서.
- Abul-Azm, A.G. and Gesraha, M.R. (2000). "Approximations to the Hydrodynamics of Floating Pontoons under Oblique Waves", *Ocean Eng.*, Vol 27, No 4, pp 365-384.
- Bai, K.J. (1975). "Diffraction of Oblique Waves by an Infinite Cylinder", *J. Fluid Mech.*, Vol 68, No 3, pp 513-535.
- Garrison, C.J. (1984). "Interaction of Oblique Waves with an Infinite Cylinder", *Appl. Ocean Res.*, Vol 6, No 1, pp 4-15.
- Gesraha, M.R. (2004). "An Eigenfunction Expansion Solution for Extremely Flexible Floating Pontoons in Oblique Waves", *Appl. Ocean Res.*, Vol 26, pp 171-182.
- Isaacson, M. and Nwogu, O.U. (1987). "Wave Loads and Motions of Long Structures in Directional Seas", *J. Offshore Mech. Eng.*, Vol 109, pp 126-132.
- Leonard, J.W., Huang, M.C. and Hudspeth, R.T. (1983). "Hydrodynamic Interference between Floating Cylinders in Oblique Seas", *Appl. Ocean Res.*, Vol 5, No 3, pp 158-166.
- McDougal, W.G. and Sulisz, W. (1989). "Sea Bed Stability Near Floating Structures. Wave Loads and Motions of Long Structures in Directional Seas", *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng. ASCE*, Vol 115, No 6, pp 727-739.
- Sannasiraj, S.A., Sundar, V. and Sundaravadeivelu, R. (1998). "Mooring Forces and Motion Responses of Pontoon-Type Floating Breakwater", *Ocean Eng.*, Vol 25, No 1, pp 27-48.
- Politis, C.G., Papalexandris, M.V. and Athanassoulis, G.A. (2002). "A Boundary Integral Equation Method for Oblique Water-wave Scattering by Cylinders Governed by the Modified Helmholtz Equation", *Appl. Ocean Res.*, Vol 24, No 4, pp 215-233.
- Zheng, Y.H., Shen Y.M., You, Y.G., Wu, B.J. and Jie, D.S. (2006). "Wave Radiation by a Floating Rectangular Structure in Oblique Seas", *Ocean Eng.*, Vol 33, pp 59-81.
- Zheng, Y.H., Shen Y.M. and Ng, C.O. (2008). "Effective Boundary Element Method for the Interaction of Oblique Waves with Long Prismatic Structures in Water of Finite Depth", *Ocean Eng.*, Vol 35, pp 494-502.

2009년 2월 6일 원고 투고

2009년 5월 7일 심사 완료

2009년 6월 22일 게재 확정