

경사 입사파중 부분 반사 안벽과 부유체의 상호작용 Interaction of a Floating Body with a Partially Reflective Sidewall in Oblique Waves

조일형*
Il-Hyoung Cho*

요 지 : 선형포텐셜이론을 가정하여 부분 반사 안벽 앞에 계류된 부유체의 동유체력과 운동응답을 해석할 수 있는 경계요소법을 개발·적용하였다. 동유체력인 부가질량과 감쇠계수는 부유체의 잠긴깊이와 안벽에서의 반사율 그리고 부유체와 안벽사이의 떨어진 거리에 밀접한 관련이 있다. 특히 안벽에서의 반사율은 안벽과 부유체사이의 제한유체영역내에서 발생하는 공진현상에 의하여 증폭된 운동변위의 피크값을 줄이는 등 운동응답에 중요한 영향을 미친다. 개발된 수치해석법은 부유체의 형상, 입사각, 안벽의 속성, 입사파의 특성 등의 변화에 따른 부유체의 운동성능을 평가하는데 이용될 것이며, 또한 항만내 계류된 선박의 운동특성을 고려한 항만설계의 기초자료로 활용될 것이다.

핵심용어 : 경계요소법, 부유체, 부분 반사 안벽, 부가질량, 감쇠계수, 운동응답.

Abstract : Based on a linear potential theory, the boundary element method(BEM) is developed and applied to analyze the hydrodynamic forces and the motion responses of a floating body with a partially reflective sidewall. The hydrodynamic forces (added mass and damping coefficients) are dependent on not only the submergence of a floating body and the reflection of a sidewall, but also the gap between body and sidewall. In particular, the partial reflection of a sidewall plays an importance role in the motion responses of a floating body at resonant frequencies. It reduces the resonant peaks caused by resonance phenomenon due to the wave trapping in an enclosed fluid domain between body and sidewall. Developed predictive tools can be used to assess the motion performance of a floating body for various combinations of configuration of a floating body, wave heading, sidewall properties, and wave characteristics and applied to supply the basic informations for the harbour design considering the motion characteristics of a moored ship.

Keywords : boundary element method, floating body, partially reflective sidewall, added mass coefficient, damping coefficient, motion response.

1. 서 론

항만내 계류된 선박과 같이 부유체 주변에 안벽 경계가 존재하는 경우에는 부유체의 운동에 의해 방사된 파가 안벽 경계에서 채반사되어 다시 부유체에 영향을 주기 때문에 무한유체영역에서의 부유체의 운동과는 다른 독특한 현상들이 발생한다. 특히 안벽과 부유체 사이의 제한유체영역내에 존재하는 고유주파수들과 입사파의 주파수가 일치

될 때 발생하는 공진현상으로 특정주파수에서 부유체의 운동은 급격한 변화를 보인다. 안벽 경계가 부유체에 미치는 영향은 둘 사이의 거리가 멀어질수록 부유체의 잠긴깊이가 줄어들수록 약해진다. 또한 전반사가 일어나는 불투과성 안벽과 달리 부분 반사가 일어나는 투과성 안벽이 존재하는 경우에는 그 영향력은 감소된다. 부유체와 안벽사이의 상호작용 문제의 특징으로는 부유체의 동유체력(Hydrodynamic force)인 부가질량(Added mass)과 감쇠계

*제주대학교 해양시스템공학과(Department of Ocean System Engineering, Jeju National University, Ara 1, Jeju 690-756, Korea, cho0904@jejunu.ac.kr)

수(Damping coefficient)가 부유체의 형상뿐만 아니라 안벽 경계와 밀접한 관련이 있다는 점이다. 특히 안벽과 부유체 사이의 제한유체영역내에서 발생하는 공진현상으로 부가질량은 음의 값을 갖고 감쇠계수는 피크값을 갖는다. 또한 부유체의 운동으로 방사된 파가 안벽 경계에서의 반사되어 새로운 입사파로서 부유체에 작용하기 때문에 주변 경계가 없는 무한유체영역에서는 일어나지 않는 수평/횡운동과 수직운동 사이에 연성효과로 인해 수평/횡운동은 수직운동에 영향을 미친다.

지금까지 2차원 부유체의 회절(Diffraction)문제와 방사(Radiation)문제에 관하여 많은 연구가 수행되어 왔다. Zheng et al.(2008)과 조.표(2009)는 전경계면에 특이점을 분포시켜 해를 구하는 경계요소법(Boundary element method)을 사용하여 경사 입사파중 부유체에 작용하는 파기진력(Wave exciting force)과 동유체력을 계산하였다. Hsu and Wu(1997)는 경계요소법을 사용하여 전반사가 일어나는 안벽을 고려한 사각형 부유체의 동유체력을 계산하였다. 무한유체영역내의 부유체의 동유체력 특성과 달리 공진주파수에서 부가질량이 음의 값을 갖고 감쇠계수가 급격한 피크값을 갖는 독특한 현상을 밝혔다. Zheng et al.(2004)는 고유함수전개법(Eigenfunction expansion method)을 이용하여 전반사 안벽을 고려한 사각형 폰톤의 산란문제와 방사문제를 풀어 파기진력과 동유체력을 구하였다. Elchahal et al.(2008)은 입사파가 부유체에 수직으로 들어올 때 부분 반사를 고려한 안벽이 사각형 부유체의 운동특성에 미치는 영향을 살펴보았다. 유한요소법을 사용하여 파기진력과 동유체력을 계산하였고, 계류력을 포함한 3자유도(수평, 수직, 횡운동)의 운동방정식을 라그랑지안(Lagrangian) 방정식으로 유도하였다. 안벽에서의 반사율, 부유체의 잠긴깊이, 부유체와 안벽사이의 거리, 계류계의 강성계수를 바꿔가면서 부유체를 통과한 투과파의 특성을 살펴보았다.

본 연구에서는 부분 반사를 허용하는 안벽 앞에 계류된 부유체의 운동특성을 파악하기 위하여 안벽과 부유체의 상호작용 문제를 살펴보았다. 선형포텐셜이론을 사용하여 경사 입사파와 부유체간의 상호작용을 해석할 수 있는 경계치문제를 회절문제과 방사문제과 분리하여 파기진력, 부가질량, 그리고 감쇠계수를 구하였다. 이로부터 부유체와 안벽사이의 제한유체영역내에서 발생하는 공진주파수에서의 동유체력 특성을 살펴보고, 운동방정식을 풀어 수평, 수직, 횡운동 변위를 구하고, 부유체의 운동으로 발생하는 방사파의 영향을 고려한 안벽에서의 파의 증폭비를 계산하였다. 효율적인 수치계산을 위하여 유체영역을 부유체와 안벽을

포함한 내부영역과 외부영역으로 나누고, 고유함수전개법을 사용하여 구한 외부영역의 해를 경계요소법을 이용하여 구한 내부영역의 해와 정합하여 완전한 해를 구하였다.

2. 문제의 정식화

2.1 경계치문제

진폭 A 와 주파수 ω 를 갖는 규칙파가 x 축과 입사각 θ 을 가지고 부분 반사를 허용하는 안벽 앞에 위치한 부유체를 향하여 진행한다. 직교좌표계(x, y, z)를 도입하였고, x - z 평면을 정수면으로 취하였다. 부유체는 z 축을 따라 충분히 길다고 가정하여 양끝단에서의 회절파의 영향을 무시한다. 부유체는 사각형이며 흘수는 d , 길이와 폭은 각각 L 과 $2a$ 이다(Fig. 1 참조). 수심은 h 로 일정하며 부유체와 안벽사이의 간격은 s 이다. 유체를 비압축성, 비점성으로 유동을 비회전성이라 가정하면 속도포텐셜을 도입할 수 있다. 파가 시간에 따라 조화운동을 하므로 속도포텐셜을 시간과 공간의 함수로 분리할 수 있다.

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

여기서 ψ 는 속도포텐셜의 복소 공간함수이다. 주파수 ω 와 파수 k 는 선형분산식($\omega^2 = gk \tanh kh$)을 만족한다. 부유체의 길이가 충분히 길어 z 축 방향의 파수($ksin\theta$)는 일정하므로

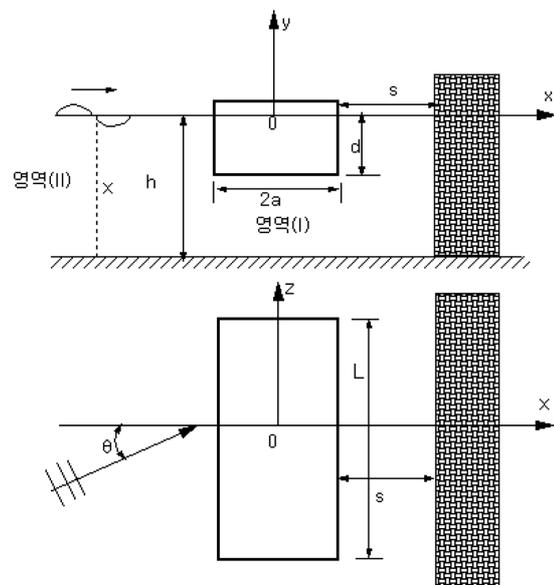


Fig. 1. Definition sketch of a floating body with a partially reflective sidewall.

시간과 마찬가지로 z 방향 성분도 복소 공간함수로부터 분리 가능하다. 선형이론을 가정하여 전체 속도포텐셜을 입사포텐셜(ϕ)과 산란포텐셜 그리고 방사포텐셜($\phi_{1,2,3}$)의 합으로 표현하면 아래와 같다.

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

여기서 $l=1,2,3$ 은 각각 수평(Sway), 수직(Heave), 횡(Roll) 방향을 뜻하며, ξ_l 는 각 방향의 운동변위이다.

입사파의 속도포텐셜은 아래와 같다.

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

여기서 g 는 중력가속도를 나타낸다.

유체영역내에서 속도포텐셜은 3차원 라플라스(Laplace) 방정식을 만족하므로 속도포텐셜($\phi_l, l=1,2,3,4$)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 자유표면경계조건, 바닥경계조건, 개방경계조건을 만족한다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_l}{\partial y} - \frac{\omega^2}{g} \phi_l &= 0, \quad (\text{on } y=0) \\ \frac{\partial \phi_l}{\partial y} &= 0, \quad (\text{on } y=-h) \\ \frac{\partial \phi_l}{\partial x} + ik \cos \theta \phi_l &= 0, \quad x \rightarrow -\infty \quad (l=1,2,3,4) \end{aligned} \quad (5)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_4}{\partial n} &= \frac{\partial \phi_l}{\partial n}, \\ \frac{\partial \phi_l}{\partial n} &= -i \omega n_l, \quad l=1,2,3 \end{aligned} \quad (6)$$

여기서 $\partial/\partial n$ 은 물체표면에서의 외향법선미분이며, $n_1=n_x, n_2=n_y, n_3=zn_2-yn_1$ 이다.

안벽($x=s+a$)에서 부분 반사를 고려한 경계조건식은 다음식과 같다(천,안, 2006; Elchahal, et al., 2008).

$$\frac{\partial \phi_l}{\partial x} - ik \cos \theta \left(\frac{1-K_r e^{ik\gamma}}{1+K_r e^{ik\gamma}} \right) \phi_l = 0, \quad l=1,2,3,4 \quad (7)$$

여기서 K_r 는 안벽에서의 반사율을 나타내며, γ 는 입사파와 반사파의 위상차를 뜻한다. 본 연구에서의 계산결과는 γ 값에 크게 영향을 받지 않으므로 모든 계산에서 $\gamma=0$ 로 하였다.

2.2 경계요소법

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

$$\frac{1}{2}(\phi)_i + \sum_{j=1}^N (\phi)_j \int_{\Gamma_j} \frac{\partial G}{\partial n} dS = \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_j \int_{\Gamma_j} G dS, \quad (8)$$

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 Bessel함수로 식 (9)와 같이 표현된다. 그러나 입사각(θ)이 0도일 때는 헬름홀츠 방정식이 2차원 라플라스 방정식으로 바뀌어 기본해는 로그함수($-\ln(r)/2\pi$)가 된다.

$$G(x,y;\xi,\eta) = \frac{1}{2\pi} K_0(k \sin \theta r), \quad r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \quad (9)$$

여기서 (ξ,η) 는 특이점의 위치이다. 식 (8)에서 적분항들을 아래 계수들로 정의한다면 식 (8)의 경계적분방정식은 식 (10)과 같은 대수방정식으로 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N H_{ij}(\phi)_j &= \sum_{j=1}^N G_{ij} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_j, \\ \hat{H}_{ij} &= \int_{\Gamma_j} \frac{\partial G}{\partial n} dS, \quad G_{ij} = \int_{\Gamma_j} G dS, \end{aligned} \quad (10)$$

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

F, S, B, X, W 는 유체영역을 둘러싼 경계면으로 각각 자유표면, 물체표면, 바닥, 개방, 안벽 경계면을 뜻한다.

각 경계면에 (2.1)절의 자유표면경계조건식, 바닥경계조건식, 안벽경계조건식을 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^F \left(H_{ij} - \frac{\omega^2}{g} G_{ij} \right) (\phi)_j + \sum_{j=1}^S H_{ij}(\phi)_j + \sum_{j=1}^B H_{ij}(\phi)_j + \sum_{j=1}^X H_{ij}(\phi)_j \\ + \sum_{j=1}^W (H_{ij} - ik \cos \theta \frac{1-K_r e^{ik\gamma}}{1+K_r e^{ik\gamma}} G_{ij})(\phi)_j = \sum_{j=1}^S G_{ij} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_j + \sum_{j=1}^X G_{ij} \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_j \end{aligned} \quad (11)$$

개방경계면(X)에서 식 (5)에 주어진 방사경계조건식을 적용하려면 비진행파 성분이 나타나지 않도록 부유체로부터 멀리 떨어진 영역($x \rightarrow \infty$)에 개방경계면(X)을 위치시켜야 한다. 그러나 이 방법은 계산영역이 커짐에 따라 계산효율도 크게 떨어지는 단점을 지니고 있다. 개방경계면을 부유체와 가깝게 위치시키면서 비진행파 성분을 고려하는 개방경계면에서의 새로운 경계조건식이 필요하다. 두 영역이 만나는 개방경계면에서 경계요소법에 입각한 내부영역(I)의 해와 고유함수 전개법으로 구한 외부영역(II)의 해가 서로 같다는 정합조건식으로부터 다음과 같은 개방경계면에서의 경계조건식을 얻을 수 있다(조.표, 2009).

$$\left[\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right] = -[Z][W]^{-1}[\phi_l] \quad (12)$$

여기서

$$W_0 = e^{-ik \cos \theta x} \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh}, W_m = e^{k_m \cos \theta x} \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} \quad (m=1,2,3,\dots)$$

$$Z_0 = -ik \cos \theta e^{-ik \cos \theta x} \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh}$$

$$Z_m = k_m \cos \theta e^{k_m \cos \theta x} \frac{\cos k_m(y+h)}{\cos k_m h} \quad (m=1,2,3,\dots)$$

여기서 비진행파 성분의 파수($k_m, m=1,2,3,\dots$)는 선형분산식 $\omega^2 = -gk_m \tan k_m$ 을 만족한다.

식 (12)을 식 (11)에 대입하면 다음과 같은 행렬식을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left([H] - \frac{\omega^2}{g} [G] \right) [\phi_l]_F + [H][\phi_l]_S + [H][\phi_l]_B \\ & + ([H] + [G][Z][W]^{-1})[\phi_l]_X \\ & + \left([H] - ik \cos \theta \frac{1 - K_r e^{ik\gamma}}{1 + K_r e^{ik\gamma}} [G] \right) [\phi_l]_W = [G] \left[\frac{\partial \phi_l}{\partial n} \right]_S \end{aligned} \quad l=1,2,3,4 \quad (13)$$

식 (13)의 우변의 법선방향의 속도값은 경계치문제가 회절문제이나 또는 방사문제이나에 따라 물체경계조건식 (6)을 이용한다. 위의 행렬식($[A][\phi]=[B]$)을 풀어 전 경계면에서의 미지수 $[\phi]$ 를 구한다.

2.3 운동방정식

부유체에 작용하는 파기진력은 회절포텐셜에 기인하는 동압력을 물체 표면에 따라 적분하여 얻어진다. 한편 방사포

텐셜에 의한 동압력을 적분하여 얻어지는 동유체력은 부가질량과 감쇠계수와 관련이 있다. 동압력은 베르누이(Bernoulli) 방정식을 이용하여 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} p(x,y,z) &= i\omega\rho A[\phi_l(x,y) + \phi_4(x,y)]e^{ik \sin \theta z} \\ &= i\omega\rho \xi_l \phi_l(x,y)e^{ik \sin \theta z}, \quad l=1,2,3 \end{aligned} \quad (14)$$

부유체의 길이가 L 일 때 부유체에 작용하는 단위 길이당 방향 파기진력은 식 (14)을 이용하여 다음 식으로 얻어진다.

$$\begin{aligned} F_k^B &= i\omega\rho A \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{S_0} p(x,y,z) n_k e^{-i\omega t} ds \\ &= A f_{k4} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, $f_{k4} = i\omega\rho\gamma(kL, \theta) \int_{S_0} (\phi_l + \phi_4) n_k ds, (k=1,2,3)$ 이며, $\gamma(kL, \theta) = 2\sin(kL \sin \theta/2)/kL \sin \theta$ 는 부유체의 길이방향에 따라 주기적으로 변하는 속도포텐셜에 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(Gerraha, 2006).

l 방향 부유체의 운동에 의한 k 방향의 단위 길이당 동유체력은 식 (14)을 이용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} F_{kl}^R &= i\omega\rho \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_{S_0} p(x,y,z) n_k e^{-i\omega t} ds \\ &= i\omega \xi_l f_{kl} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (16)$$

여기서 $f_{kl} = \rho\gamma(kL, \theta) \int_{S_0} \phi_l(x,y) n_k ds, k,l=1,2,3$ 이다.

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

$$f_{kl} = -ia_{kl}\omega + b_{kl} \quad (17)$$

여기서 $a_{kl} = -Im\{f_{kl}\}/\omega, b_{kl} = Re\{f_{kl}\}$ 이다. a_{kl} 는 물체의 가속도에 비례하는 부가질량이며, b_{kl} 는 물체의 속도에 비례하는 감쇠계수이다.

파기진력과 동유체력을 가지고 아래 주어진 운동방정식을 풀어 부유체의 3자유도(수평, 수직, 횡) 운동변위(ξ)를 구한다.

$$\begin{aligned} & [-\omega^2(m+a_{11}) - i\omega b_{11} + S_1] \xi_1 \\ & + (\omega^2 m y_G - \omega^2 a_{13} - i\omega b_{13}) \xi_3 = A f_{14} \\ & [-\omega^2(m+a_{22}) - i\omega b_{22} + 2\rho g a] \xi_2 = A f_{24} \\ & [\omega^2 m y_G - \omega^2 a_{31} - i\omega b_{31}] \xi_1 \\ & + [-\omega^2(I+a_{33}) - i\omega b_{33} + mg\overline{GM}] \xi_3 = A f_{34} \end{aligned} \quad (18)$$

여기서 m 는 질량, S_1 는 수평방향 계류계의 강성계수, y_G 는 무게중심의 y 좌표, L 는 관성모멘트, \overline{GM} 은 메타센터(Metacenter) 높이이다.

3. 계산결과 및 고찰

Fig. 2는 완전반사가 일어나는 안벽 앞에 놓인 사각형 부유체에 작용하는 수평, 수직, 횡방향의 무차원화된 파기진

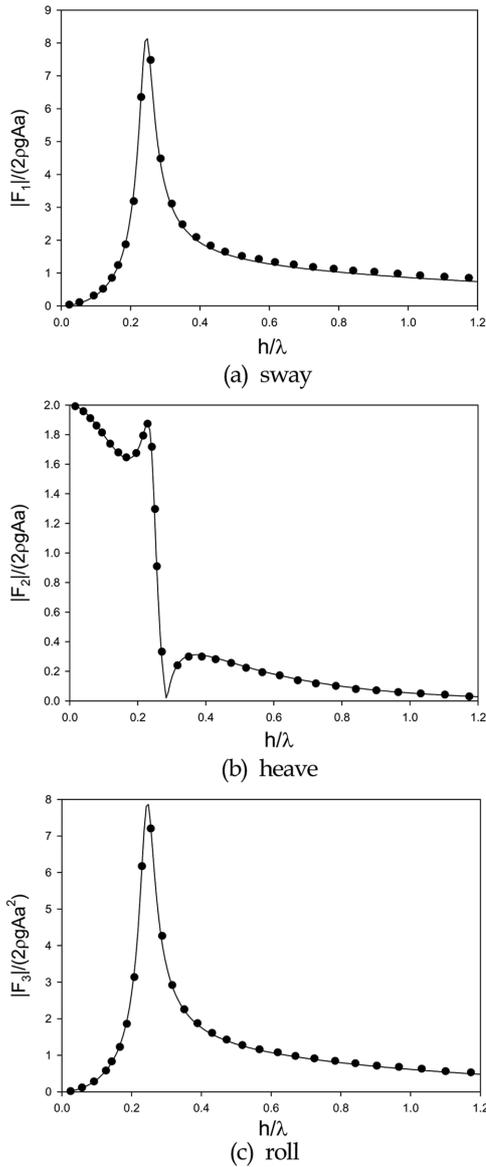


Fig. 2. Comparison of wave exciting forces obtained from present solution with results of Zheng et al.(symbol) for $h/a = 6$, $d/h = 0.4$, $s/h = 0.2$, $K_r = 1.0$, $\theta = 0^\circ$.

력을 보여주고 있다. 여기서 x 축은 수심과 입사파의 파장의 비(h/λ)이다. 계산모델의 주요제원은 수심과 반폭의 비(h/a)가 6.0, 수심으로 무차원화된 잠긴깊이(d/h)가 0.4, 안벽과 부유체 사이의 거리(s/h)는 0.2이다. 입사각은 0° 로 파는 x 축의 양의 방향으로 진행한다. 여기서 실선은 BEM을 사용한 현재의 계산결과이며, 동그라미 기호는 고유함수전개법을 사용한 Zheng et al.(2004)의 해석결과이다. BEM 수치계산은 계산결과가 안정적으로 수렴하도록 전 경계면에 총 160개의 절점을 분포하였다. BEM을 이용한 현재의 계산결과는 Zheng et al.(2004)의 해석결과와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 3의 계산모델은 무차원화된 부유체의 폭과 잠긴깊이는 각각 $h/a = 2.0$, $d/h = 0.5$ 이며, 부유체와 안벽사이의 거리는 $s/h = 0.6$ 이다. 입사파는 x 축의 양의 방향으로 진행한다. 안벽에서의 반사율(K_r)이 변할 때 수평방향의 무차원화된 부가질량과 감쇠계수를 보여주고 있다. 부가질량과 감쇠계수

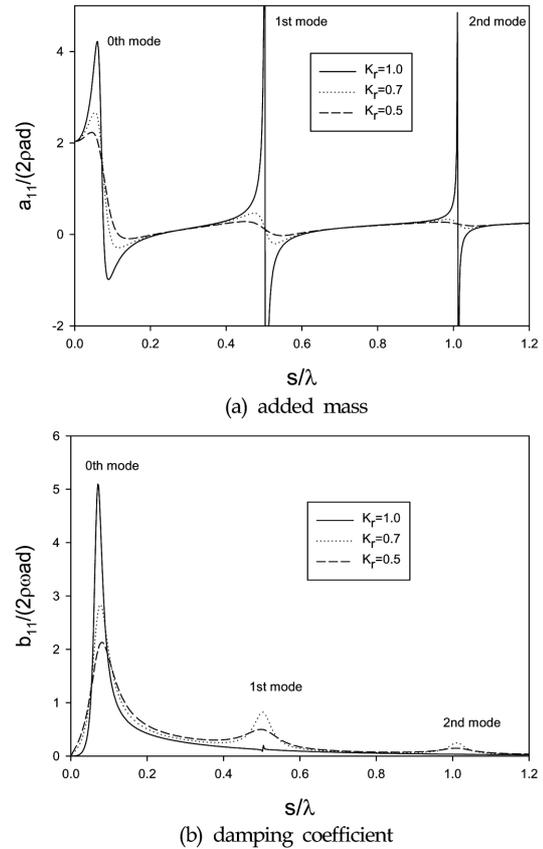


Fig. 3. Non-dimensional sway added mass and damping coefficients for $h/a = 2$, $s/h = 0.6$, $d/h = 0.5$, $\theta = 0^\circ$.

의 곡선은 독특한 특징을 보여주고 있다. 즉, 어떤 특정한 주파수($s/\lambda = 0.07, 0.5, 1.0$)에서 부가질량은 갑자기 커졌다가 줄어들어 음의 부가질량을 가지며 감쇠계수는 피크값을 갖는다. 이러한 현상은 부유체 운동시 발생한 방사파의 주파수와 부유체와 안벽사이의 제한유체영역내에 존재하는 고유주파수($\omega^2 s/g = n\pi, n = 0, 1, 2, \dots$)가 일치될 때 발생하는 공진이라는 물리적 현상으로 설명될 수 있다. 공진주파수에서 부유체와 안벽사이에는 정지파(Standing waves)가 형성되며 파 에너지는 밖으로 빠져 나가지 못하고 제한유체영역내에 갇힌다. 이를 wave trapping 현상이라 한다. 특히, $n=0$ 인 0차 공진모드를 Helmholtz 모드라 부르며 부유체와 안벽사이에서 수면은 일정하게 상승과 하강을 반복한다. $n=1, 2$ 인 공진주파수는 각각 부유체와 안벽사이에서 반 파장과 한 파장의 정지파가 형성되어 진행 없이 상하로 움직이는 경우이다. 그림에서 안벽에서 반사율이 작아질수록 모든 공진주파수에서 부가질량의 피크값이 줄어드는 경향을

보여준다. 그러나 감쇠계수의 피크값은 Helmholtz 모드에서는 줄어드나 1차 모드와 2차 모드에서의 피크값은 오히려 커지는 경향을 보여주고 있다.

Fig. 4는 Fig. 3과 같은 경우에 대하여 부유체의 잠긴깊이가 변할 때 횡방향의 무차원화된 부가질량(a_{33})과 감쇠계수(b_{33})를 보여주고 있다. 안벽에서의 반사율은 0.7이다. 횡방향의 부가질량과 감쇠계수는 Fig. 3에서 살펴본 결과와 비슷한 경향을 보여주고 있다. 피크값을 보이는 공진주파수의 위치도 서로 같다. 부유체의 잠긴깊이가 증가하면 부유체와 안벽사이에서 존재하는 중복파의 에너지가 외부영역으로 더욱 더 빠져나가지 못하여 Helmholtz 모드에서 부가질량과 감쇠계수의 피크값은 증가하여 더욱 급격한 변화를 보여주고 있다. 그러나 1차 모드와 2차 모드에서의 잠긴깊이에 따른 부가질량과 감쇠계수의 변화는 양 자체가 작기 때문에 변화 폭은 작다.

Fig. 5는 계류계 없이 부유체의 운동을 자유롭게 허용한 경우에 수평, 수직, 횡방향 운동변위를 입사파의 진폭으로 나눈 RAO(Response amplitude operator)를 보여주고 있다. 부유체의 무게중심의 y 좌표는 $y_G/h = -0.2$ 이며 횡방향의 관성모멘트(I)는 $mk^2(k/2a=0.3)$ 이다. 완전반사 즉, $K_r=1.0$ 일 때 앞에서 살펴본 Helmholtz 모드와 1차 모드의 공진주파수에서 피크값이 뚜렷이 나타나지만 안벽으로부터 부분 반사가 일어나는 경우 피크값은 크게 줄어들어 거의 나타나지 않는다. Helmholtz 모드에서의 공진주파수는 $s/\lambda = 0.133$ 이며, 1차 모드에서의 공진주파수는 $s/\lambda = 0.520$ 이다. Fig. 3에서 부가질량과 감쇠계수의 계산결과에서 살펴본 공진주파수보다 약간 고주파수영역으로 이동한 것을 알 수 있다. 본 해석모델은 부유체와 안벽사이의 제한유체영역내에 존재하는 공진주파수뿐만 아니라 부유체의 운동이 크게 일어나는 각 운동모드의 고유주파수도 존재한다. Fig. 5c에서 횡운동 변위가 갑자기 커지는 주파수($s/\lambda = 0.16$)는 횡운동의 고유주파수($\omega_p = \sqrt{mgGM/(I+a_{33})}$)와 일치한다. 식 (18)에서 수평운동은 횡운동과 연성이 되어 있기 때문에 횡운동의 고유주파수에서 수평운동 변위도 크게 증폭되는 것을 Fig. 5a에서 볼 수 있다. 그러나 수직운동은 수평운동과 달리 횡운동과 연성이 되어 있지 않지만 횡운동 고유주파수에서 작게나마 수직운동 변위가 증폭된 것을 볼 수 있다. 이러한 현상은 부유체 주변에 안벽이 존재하여 횡운동으로 발생한 파가 안벽에 부딪혀 다시 부유체에 입사파로 작용하여 수직운동에 영향을 주기 때문이다.

앞에서 살펴본 계산결과에서 안벽과 부유체의 상호작용의 계산모델 안에는 2가지 종류의 공진현상이 존재함을 확

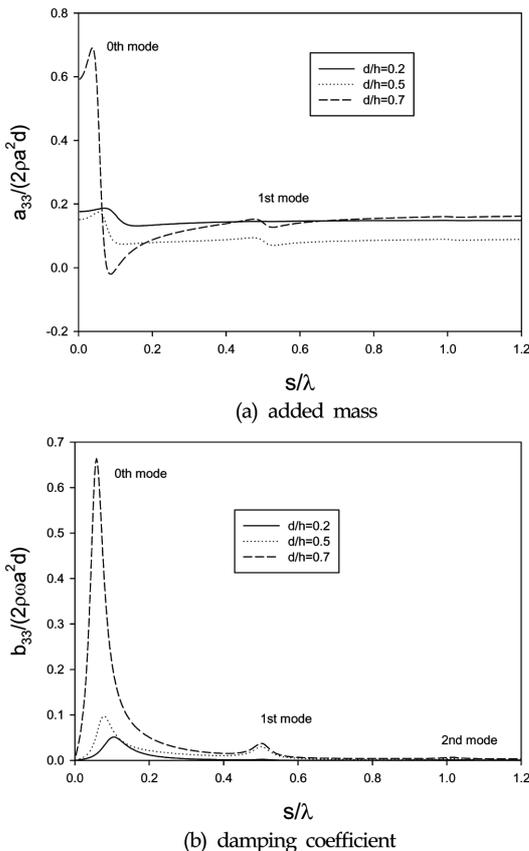


Fig. 4. Non-dimensional roll added mass and damping coefficients for $h/a = 2, s/h = 0.6, K_r = 0.7, \theta = 0^\circ$.

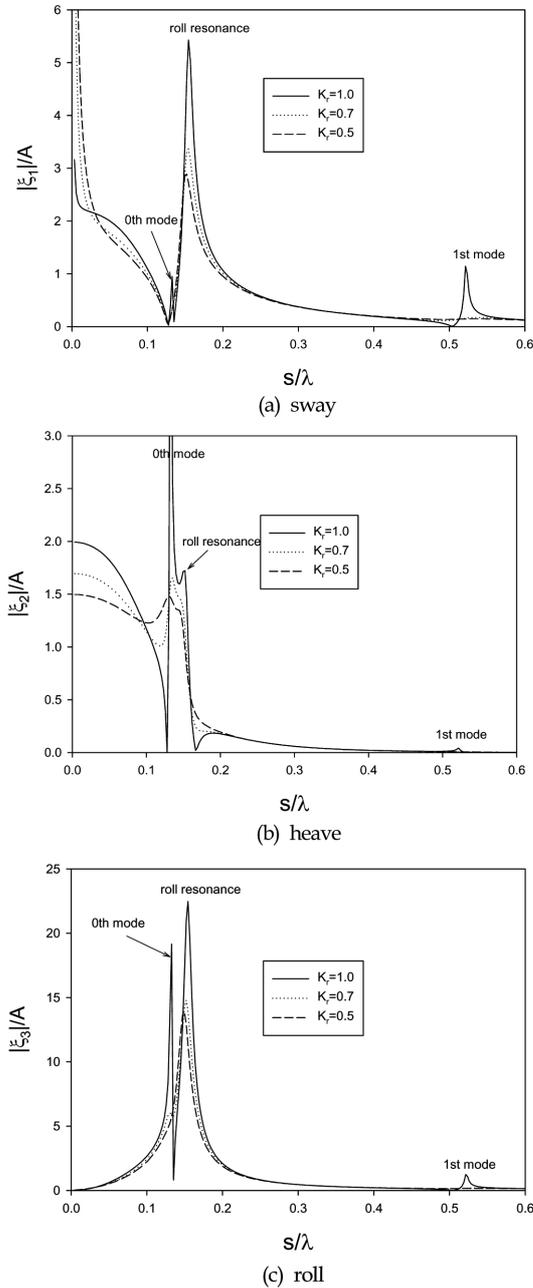


Fig. 5. Influence of the reflection boundary on sway, heave and roll RAO for a freely floating body having $h/a=2$, $s/h=0.6$, $d/h=0.5$, $\theta=0^\circ$.

인하였다. 이상의 공진현상을 좀 더 명확히 살펴보기 위하여 안벽에서의 수면변위를 입사파의 진폭으로 나눈 증폭비 ($|\eta_w/A|$)를 Fig. 6에 그렸다. 계산된 주파수 범위($0 < s/\lambda < 1.2$) 내에 4개의 공진주파수가 존재하며 주파수에 따라 순서대

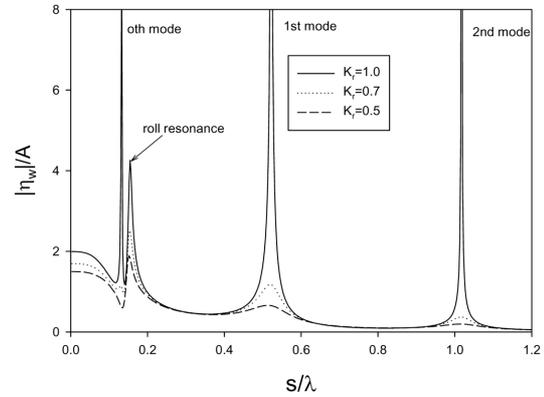
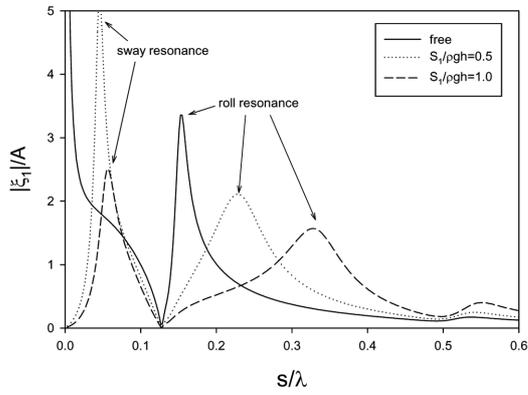


Fig. 6. Influence of the reflection boundary on the wave elevation at sidewall ($x=s+a$) for a freely floating body having $h/a=2$, $s/h=0.6$, $d/h=0.5$, $\theta=0^\circ$.

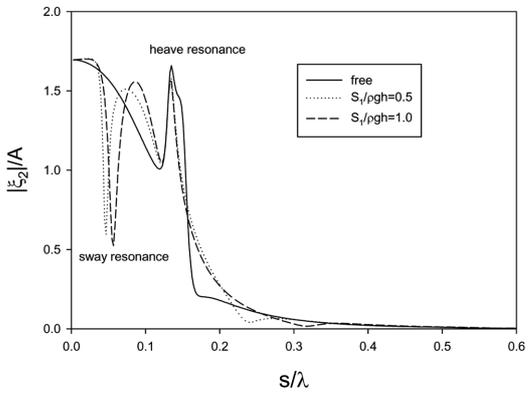
로 나열하면 Helmholtz 모드의 공진주파수, 횡운동의 공진주파수, 1차 모드의 공진주파수, 2차 모드의 공진주파수이다. 앞에서 살펴본 바와 같이 안벽에서 부분 반사가 일어날 때 공진주파수에서의 증폭비는 크게 줄어드는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 수평, 수직, 횡방향의 RAO를 계류계의 수평방향 강성계수를 변화시키면서 살펴보았다. 부유체가 자유롭게 떠 있는 경우와 달리 수평방향의 강성계수를 포함시킨 경우 $s/\lambda=0.05$ 부근에 새로운 피크값이 존재한다. 이 값은 계류계가 없을 때는 존재하지 않은 수평운동의 고유주파수($\omega_p = \sqrt{S_1/(m+a_{11})}$)와 일치한다. Fig. 7a,c에서 나타나듯이 계류계의 강성계수가 증가함에 따라 수평운동의 고유주파수는 고주파수영역으로 이동하며 수평운동과 횡운동의 연성으로 횡운동의 고유주파수도 고주파수영역으로 크게 이동하는 것을 볼 수 있다. 예상대로 두 운동모드의 연성으로 수평운동의 공진현상은 횡운동 운동변위에 큰 영향을 주는 것을 알 수 있다. 그러나 수직운동은 수평운동과 서로 연성되지 않았음에도 불구하고 수평운동의 공진주파수에서 수직운동도 급격한 변동을 보이고 있음을 알 수 있다. 이는 앞에서 언급하였듯이 수평운동으로 방사된 파가 안벽에 의해 반사되어 부유체의 수직운동에 영향을 주었기 때문이다.

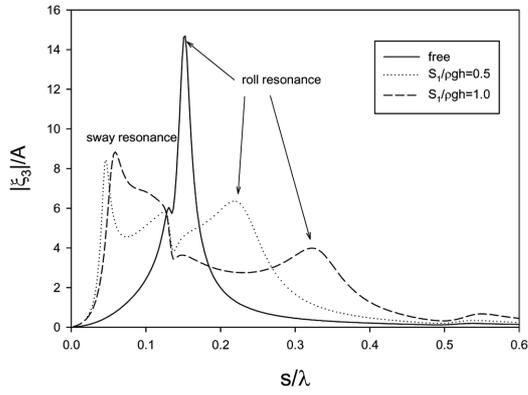
지금까지 결과는 입사각이 0도일 때의 결과이다. 따라서 $\gamma(kL, \theta)=1$ 이다. 그러나 입사각이 0도가 아니고 부유체의 길이가 유한할 때 파기진력과 동유체력 계산시 주파수와 입사각의 함수인 $\gamma(kL, \theta)$ 를 고려하여야 한다. Fig. 8은 경사 입사파중 입사각 변화에 따른 수평, 수직, 횡방향의 운동변



(a) sway



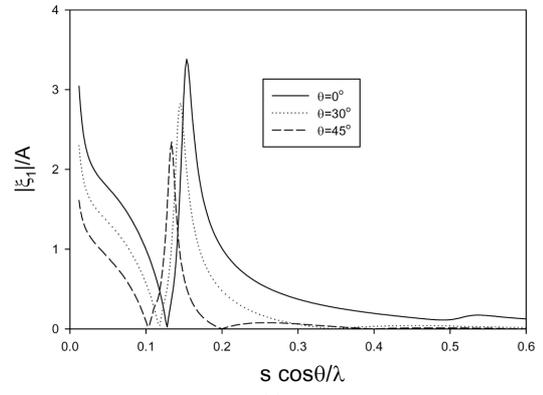
(b) heave



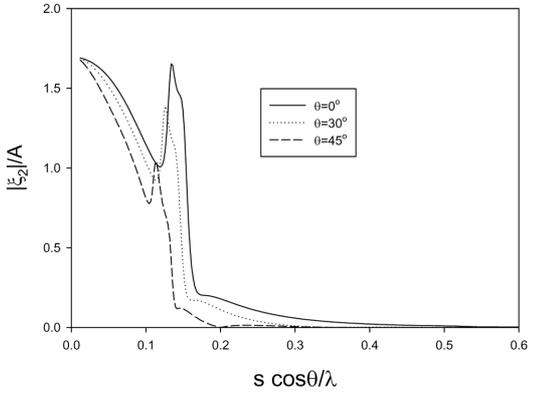
(c) roll

Fig. 7. Influence of the mooring line stiffness on sway, heave and roll RAO for a moored floating body having $h/a = 2$, $d/h = 0.5$, $s/h = 0.6$, $K_r = 0.7$, $\theta = 0^\circ$.

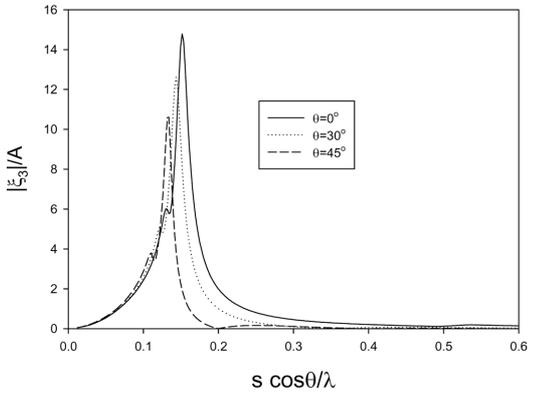
위를 그린 그림이다. 무차원화된 부유체의 길이(L/h)는 3.0이다. 입사각이 증가할수록 공진주파수에서의 진폭비가 줄어들며 공진주파수가 저주파수영역으로 이동함을 알 수 있다.



(a) sway



(b) heave



(c) roll

Fig. 8. Influence of the incidence angle on sway, heave and roll RAO for a freely floating body having $h/a = 2$, $d/h = 0.5$, $s/h = 0.6$, $L/h = 3.0$, $K_r = 0.7$, $S_t/\rho gh = 0.0$.

4. 결 론

본 연구는 항만내 안벽의 기본설계에 사용될 수 있는 기초적인 설계정보를 제공하고자 부분 반사를 허용하는 안벽

앞에 계류된 부유체의 운동특성을 살펴보았다. 이상의 계산결과로부터 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

1) 부유체와 안벽사이의 제한유체영역내에 발생하는 공진현상으로 공진주파수에서 부가질량은 갑자기 커졌다가 줄어들어 음의 값을 가지며 감쇠계수는 피크값을 갖는다. 이러한 현상은 공진을 유발하는 제한유체영역을 가진 부유체 문제에서 발생하며, 대표적인 예로는 Moon-pool을 가진 해양구조물, 쌍동선, 수면아래 잠긴 수중물체 등이다.

2) 안벽과 부유체의 상호작용을 나타내는 현재의 계산모델 안에는 2가지 종류의 공진현상이 존재함을 확인하였다. 첫 번째 공진현상은 부유체와 안벽사이의 제한유체영역내에서 발생하며, 두 번째 공진현상은 부유체의 체원과 밀접한 관련이 있는 고유주파수에서 발생한다.

3) 안벽에서 반사율이 작아질수록 모든 공진주파수에서 부가질량의 피크값이 줄어드는 경향을 보여준다. 그러나 감쇠계수의 피크값은 Helmholtz 모드에서는 줄어드나 1차 모드와 2차 모드에서의 피크값은 오히려 커지는 경향을 보였다.

4) 운동방정식내에서 부유체의 수직운동은 수평/횡운동과 연성되어있지 않지만 수평/횡운동이 크게 변하는 공진주파수에서 수직운동도 변동을 보였다. 이는 수평/횡운동으로 발생한 파가 안벽에 부딪혀 다시 부유체에 입사파로 작용하여 수직운동에 영향을 주기 때문이다.

5) 항만과 같은 제한유체영역내에서의 부유체의 운동해석은 하역성과 관련하여 실제적으로 매우 중요한 문제임에도 불구하고 국내외적으로 연구가 부족한 실정이다. 본 연구를 통하여 얻어진 기초자료는 항만내 계류된 선박의 운동특성을 고려한 항만설계에 활용되는데 도움을 줄 것으로 기대된다.

감사의 글

본 연구는 2009년도 제주 씨그라트 사업의 지원금에 의해 수행되었음을 밝히며, 연구지원에 감사드립니다.

참고문헌

- 조일형, 표상우 (2009). 경사 입사파중 계류된 부유식 방파제의 운동응답과 투과율 해석, 한국해양공학회지, **23**(3).
- 천제호, 안경모 (2006). 완경사 방정식에서의 간편화된 파의 부분 반사 및 투과 처리기법, 한국해양-해양공학회, **18**(1), 84-96.
- Elchahal, G., Younes, R. and Lafon, P. (2008). The effects of reflection coefficient of the harbour sidewall on the performance of floating breakwaters. *Ocean Eng.*, 35, 1102-1112.
- Gesraha, M.R. (2006). Analysis of shaped floating breakwater in oblique waves: I. Impervious rigid wave boards, *Appl. Ocean Res.*, 28, 327-3382.
- Hsu, H.H. and Wu, Y.C. (1997). The hydrodynamic coefficients for an oscillating rectangular structure on a free surface with sidewall, *Ocean Eng.*, 24(2), 177-199.
- 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.*, 35, 494-502.
- Zheng, Y.H., Shen Y.M., You, Y.G., Wu, B.J., and Jie, D.S. (2004). On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular structure with a sidewall. *Ocean Eng.*, 31, 2087-2104.

원고접수일: 2009년 6월 25일

수정본채택: 2009년 8월 17일(1차), 2009년 10월 7일(2차)

게재확정일: 2009년 10월 26일