

속도포텐셜접속법과 특이점분포법에 의한 방파제에 근접한 부유식 해상공항에 대한 유탄성 응답 해석

이호영*, 곽영기**, 박종환***

Hydroelastic Responses for a VLFS close to a Breakwater by the Velocity Potential Continuation and Singularity Distribution Method

Ho-Young Lee*, Young-Ki Kwak** and Jong-Hwan Park***

요 약

본 논문은 착저식 방파제를 고려하여 방파제 후면에 위치한 부유식 해상공항의 파도 중에서 유탄성 응답을 계산하는 방법을 제시하였다.

방파제 효과를 고려한 일반화된 방사문제를 해석하기 위하여 소오스-다이폴 분포법을 사용하였고, 산란문제를 해석하기 위하여 속도포텐셜접속법과 소오스-다이폴 분포법을 이용하였다. 구조물의 응답은 자유-자유 보의 고유 모드함수에 의한 모드 해석법을 사용하여 계산하였다. 계산 모델로 길이가 1000m의 해상공항 구조물을 도입하였고, 방파제의 효과를 살펴보기 위해 방파제와 해상공항사이의 거리 및 입사파랑의 각도를 변화시키면서 수직 응답 및 굽힘 모우먼트 등을 계산하였다.

※Keywords : Velocity Potential Continuation Method(속도포텐셜접속법), Source-dipole Distribution Method(소오스-다이폴 분포법), Straight Breakwater(일자형 방파제), Hydroelastic Response(유탄성 응답), Very Large Floating Structure(부유식 해상공항)

Abstract

In this paper, the method calculating hydroelastic responses of very large floating structure close to a breakwater in waves is presented. The source-dipole distribution method is used to calculate the generalized radiation problem considering breakwater effects and the diffraction problem is analyzed by using the source-dipole distribution and velocity potential continuation method. The response of a VLFS is approximated by an expansion in terms of a free-free beam. Calculated model is a VLFS with 1000m in

접수일자: 2001년 11월 15일, 승인일자: 2002년 3월 22일

* 정회원, 목포대학교 선박해양공학과 계약교수(E-mail: ocean-ship@hanmail.net)

** 정회원, 목포대학교 선박해양공학과 조교수(E-mail: ykkwak@chungkye.mokpo.ac.kr)

*** 정회원, 목포대학교 선박해양공학과 조교수(E-mail: jongpark@chungkye.mokpo.ac.kr)

length in a sea with a straight breakwater. The vertical displacements and bending moments around a VLFS are calculated by variations for distance between a VLFS and a breakwater and incident wave angle to know the effect of a breakwater.

1. 서언

폰톤(Pontoon)형태의 부유식 해상 공항은 미래에는 육지 공항의 대안으로 대두될 가능성이 크며 이에 대한 연구가 일본을 비롯하여 여러나라에서 왕성하게 이뤄지고 있다. 이런 형태의 구조물은 형태가 바아지식이며 원통형태인 푸팅(Footing) 형태보다 건조하기 쉬우나 입사파랑에 취약하므로, 태풍 내습시를 대비하여 해상공항의 주위로 착지식 방파제를 설치하여 해역을 정온화 함으로서 구조물의 운동을 현저히 줄일 수 있다. 이와같은 문제를 해석하려면 착지식 방파제 효과를 고려하여 동유체력을 계산해야하며 동시에 해상공항의 유탄성 효과도 고려해야되는 복잡한 경계치 문제를 풀어야만 된다.

방파제를 고려하지 않은 경우에 주파수영역과 시간영역에서 해상공항에 대한 유탄성 연구는 국내에서도 꾸준히 수행되어 왔다(구자삼등(1998), 심인환등(1999), 신현경등(2000), 이호영과 신현경(2000), 이호영과 신현경(2000), 이호영등(2000), 이호영등(2000)). 또한 방파제를 고려하여 유탄성 해석을 수행한 경우도 일부 발표되고 있다(이호영등(2001)). 지금까지 방파제 효과를 고려한 해상공항에 대한 유탄성 연구는 일본에서 주로 수행되었다. 기존의 연구를 요약하면 방파제 효과를 고려하여 유탄성 해석을 수행한 방법으로는 특이점 분포법과 속도 포텐셜 접속법으로 나눌 수 있다. Utsunomiya and Watabnabe(1998)는 특이점분포법과 모드(Mode) 해석법을 사용하여 일자형 방파제 후면의 해상공항에 대한 유탄성 해석을 수행하였다.

이호영등(2001)은 소오스-다이폴 분포법을 사용하여 유체력을 해석하고 산란포텐셜은 수치정합 기법을 사용하여 모드해석법을 통하여 구조물의

운동을 해석하였다. 속도 포텐셜 접속법은 수직 방향의 해를 변수분리하여 라플라스(Laplace) 방정식에 대입하면 지배방정식은 헬름홀츠(Helmholtz)형태의 편미분 방정식이 도출되며 방파제 전면의 해, 후면의 해 및 구조물이 놓이는 면의 해를 수치정합하여 구조물의 변위를 모드 해석법을 사용하여 계산하였다(Nagata et. al.(1999), Ohmatsu(1999)).

본 연구에서는 일반화된 방사문제를 해석하기 위하여 방파제를 포함한 소오스-다이폴 분포법을 사용하였다. 방파제의 산란효과는 방파제 후면에 입사하는 파랑을 해석하기 위해 속도포텐셜 접속법을 사용하였고, 유체영역을 방파제 전면 및 후면의 두 부분으로 나누어 수치 정합하는 방법을 사용하였다(이호영등(2001)). 또한 속도포텐셜 접속법에 의해 계산된 방파제 후면의 입사파랑을 특이점 분포법에 입력으로 사용하여 산란 포텐셜을 계산하였다. 구조물의 응답은 고유 모드를 이용한 판 방정식을 도입하여 계산하였다.

본 연구의 검증을 위해 Nagata et. al.(1999)의 계산 결과와 비교하여 정성적으로 일치하는 결과를 얻었다. 계산 예로 길이가 1000m인 부유식 해상 공항을 사용하여 입사하는 파랑의 입사각을 바꾸어 계산을 수행하였고, 방파제가 없는 경우의 계산과 비교하여 방파제가 구조물의 유탄성 응답에 미치는 영향에 대하여 토론하였다.

2. 문제의 정식화

Fig.1에서 일자형 방파제로 둘러싸인 사각형 모양의 구조물을 본 계산의 모델로 도입하고 방파제의 두께는 0으로 놓는다. 좌표계의 원점 o는 정수면 위의 구조물 중심에 놓이고 x 축과 y 축은 수평면에 놓이고 z 축은 상방으로 향하는 우수좌

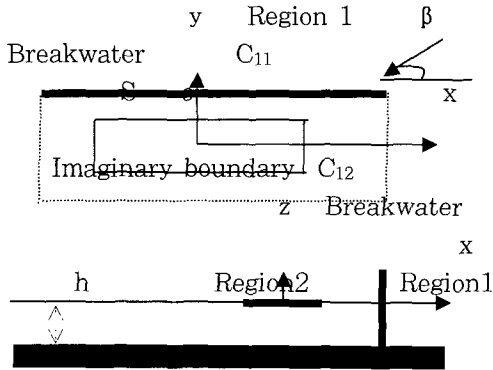


Fig. 1 Definition of coordinate

표계를 사용한다

구조물은 길이 L, 폭 B인 사각형 형태이고, 흘수 d는 아주 작다. 유체의 흐름이 비점성, 비압축성 및 비회전적 유동이면 속도 포텐셜 $\phi = Re[\phi e^{-i\omega t}]$ 이 존재하며 속도포텐셜은 시간에 조화함수이며 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = i\omega a\phi_s + \sum_{j=1}^{\infty} i\omega X_j \phi_j \quad (1)$$

여기서, $\phi_s = \phi_I + \phi_D$

하첨자 I는 입사파와 관련된 성분을 표시하고, D는 산란성분을 나타내며 j는 복소진폭 X_j 와 운동의 j번째 모드의 방사성분을 표시한다. 식 (1)에서 ϕ_j 는 방파제 후면에서 계산되어지며 본 논문에서는 속도포텐셜 접속법을 사용하였다.

수직 변위는 자유-자유 보의 모드 형상을 사용하여 표현되며 x 방향의 모드(um)는 다음과 같다.

$$w = \sum_j X_j \xi_j(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} X_{mn} u_m(x) v_n(y) \quad (2)$$

$$u_0(x) = 1, u_1(x) = \frac{x}{L/2} \quad (3)$$

$$u_{2m}(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\cos x_{2m} \frac{x}{L/2}}{\cos x_{2m}} + \frac{\cosh x_{2m} \frac{x}{L/2}}{\cosh x_{2m}} \right] \quad (4)$$

$$u_{2m+1}(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin x_{2m+1} \frac{x}{L/2}}{\sin x_{2m+1}} + \frac{\sinh x_{2m+1} \frac{x}{L/2}}{\sinh x_{2m+1}} \right] \quad (5)$$

$$(-1)^m \tan x_m + \tanh x_m = 0 \quad (6)$$

y방향의 모드(vm)의 형태도 식 (3)~(6)과 같다. 식 (6)에서 x_m 은 양단이 자유인 보의 고유치를 나타낸다. Fig.1에서 유체영역은 두 영역으로 분리하고 영역1은 방파제 바깥쪽 영역을 둘러싸며 영역2는 구조물이 놓이는 방파제 안쪽 면을 둘러싸는 것을 나타낸다.

방사 문제를 해석하기 위해 영역 2에서 다음과 같은 적분방정식을 이용하여 방사 포텐셜을 구하였다.

$$2\pi\phi_j(x) + \iint_{S+S_{11}} \phi_j(\xi) \frac{\partial G(\xi, x)}{\partial n_\xi} dS(\xi) = \int \int_S \xi_j G(\xi, x) dS(\xi) \quad (7)$$

여기서, S ; 해상공항의 물체표면

S11 ; 방파제 표면

여기서 $G(\xi, x)$ 는 유한수심에서 중요한 그린함수(이호영과 신현경(2000))이며, x는 관측점이고 ξ 는 소오스점이다.

해상공항이 놓이는 방파제 후면의 ϕ_j 를 계산하기 위하여 영역 1에 대한 산란 속도포텐셜 ϕ_1 및 영역 2에 대한 산란 속도포텐셜 ϕ_2 는 라플라스 방정식과 자유표면 경계조건, 해저면조건 및 방사조건을 각각 만족하며 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\phi_1 = \frac{g\xi}{\omega} \left[(f_0(x, y) + f_1(x, y)) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_2^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (8)$$

$$\phi_2 = \frac{g\xi}{\omega} \left[(f_3(x, y)) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_4^{(n)}(x, y) \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \right] \quad (9)$$

여기서 k, k_n 는 아래 고유치에 대한 방정식에서 결정된다.

$$k h \tanh kh = -k_n h \tan k_n h = \omega^2 h / g \quad (10)$$

$f_0(x, y)$ 는 입사하는 파랑을 표시하며 다음과 같다.

$$f_0(x, y) = -i \exp[-ik(x \cos \beta + y \sin \beta)] \quad (11)$$

여기서 β 는 입사파랑의 양의 x축과 이루는 입사각도를 나타낸다. 식 (8), 식 (9)를 라플라스 방정식에 대입하면 헬름홀츠 형태의 편미분 방정식이 도출된다.

$$\nabla^2 f_1 + k^2 f_1 = 0, \quad \nabla^2 f_3 + k^2 f_3 = 0 \quad (12)$$

$$\nabla^2 f_2^{(n)} - k_n^2 f_2^{(n)} = 0, \quad \nabla^2 f_4^{(n)} - k_n^2 f_4^{(n)} = 0 \quad (13)$$

(n=1,2,3,...∞)

Fig.1에서 방파제 경계선은 C11으로 표시하고, 나머지 가상의 경계선은 C12로 나타내며 두 경계선의 합은 C1으로 표시한다. 여기서 경계선 C1은 z=0에 놓이는 선을 나타낸다. 식 (12)를 만족하는 해는 제 1종 한켈(Hankel) 함수 $H_0^{(1)}(kR)$ 이며 식 (13)을 만족하는 해는 수정된(modified) 베셀함수 $K_0(k_n R)$ 이다.

여기서 $R = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ 이다. 경계선 C1, C11, C12를 N1, N11, N12로 분할하여 그린(Green) 제 2 정리에 대입하면 다음과 같은 행렬식이 도출된다.

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\alpha_{ij}^{(0)} f_1(j) - A_{ij} \overline{f_1}(j)] = 0. \quad (14)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\alpha_{ij}^{(n)} f_2^{(n)}(j) - B_{ij}^{(n)} \overline{f_2^{(n)}}(j)] = 0. \quad (15)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\theta_{ij}^{(0)} f_3(j) - C_{ij} \overline{f_3}(j)] = 0. \quad (16)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\theta_{ij}^{(n)} f_4^{(n)}(j) - D_{ij}^{(n)} \overline{f_4^{(n)}}(j)] = 0. \quad (17)$$

여기서, $N_1 = N_{11} + N_{12}$

$$\alpha_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \overline{A_{ij}}, \quad \alpha_{ij}^{(n)} = -\delta_{ij} + \overline{B_{ij}^{(n)}}$$

$$\theta_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \overline{C_{ij}}, \quad \theta_{ij}^{(n)} = -\delta_{ij} + \overline{D_{ij}^{(n)}}$$

$$A_{ij} = C_{ij} = \int_{AC_j} [-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij})] k ds$$

$$\overline{A_{ij}} = \overline{C_{ij}} = \int_{AC_j} \frac{\partial}{\partial n} [-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij})] ds$$

$$B_{ij} = D_{ij} = \int_{AC_j} [-\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij})] k_n ds$$

$$\overline{B_{ij}} = \overline{D_{ij}} = \int_{AC_j} \frac{\partial}{\partial n} [-\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij})] ds$$

$$\overline{f_1}(j) = \frac{\partial f_1(j)}{k \partial n}, \quad \overline{f_1^{(n)}}(j) = \frac{\partial f_1^{(n)}(j)}{k_n \partial n}$$

$$\overline{f_3}(j) = \frac{\partial f_3(j)}{k \partial n}, \quad \overline{f_4^{(n)}}(j) = \frac{\partial f_4^{(n)}(j)}{k_n \partial n}$$

δ_{ij} : Kronecker's delta

식 (14)~(17)은 미지수 수가 많기 때문에 추가적인 경계조건을 도입해야 한다. 경계선 C1에서 운동학적 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_1}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \phi_2}{\partial n} = 0 \quad \text{on } C_{11} \\ \phi_1 = \phi_2, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial n} = \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \quad \text{on } C_{12} \end{aligned} \quad (18)$$

경계선 C1에서 $f_1, f_2^{(2)}, f_3, f_4^{(n)}$ 은 C11에서 첨자 1을 붙이고 C12에서 첨자 2을 붙여서 나타내자. 식 (18)로부터 $\cosh k(z+h), \cos k_n(z+h)$ 의 직교성을 이용하여 z를 제거하면 다음식이 도출된다.

$$\begin{aligned} \overline{f_{11}}(j) = -\overline{f_{01}}(j), \quad \overline{f_{21}^{(n)}}(j) = 0, \\ \overline{f_{31}}(j) = 0, \quad \overline{f_{41}^{(n)}}(j) = 0, \\ \overline{f_{12}}(j) = -\overline{f_{02}}(j) + \overline{f_{32}}(j), \quad \overline{f_{22}^{(n)}}(j) = \overline{f_{42}^{(n)}}(j), \\ f_{12}(j) = -f_{02}(j) + f_{32}(j), \quad f_{22}^{(n)}(j) = f_{42}^{(n)}(j), \end{aligned} \quad (19)$$

식 (14)~(17)의 미지수 수를 줄이기 위해 식 (19)를 적용하면 행렬식의 개수와 미지수 수가 일치하고, 동시에 행렬식을 풀면 $f_1, f_2^{(2)}, f_3, f_4^{(n)}$ 을 계산할 수 있다. 식 (9)를 이용하면 해상공랑이 놓이는 곳에서 방파제에 의해 산란된 $\phi_1, \frac{\partial \phi_1}{\partial n}$ 를 구할 수 있다.

$$\phi_1 = \phi_2, \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial n} = \frac{\partial \phi_2}{\partial n} \quad (20)$$

식 (9)에서 계산된 $\phi_1, \frac{\partial \phi_1}{\partial n}$ 로부터 산란 문제의 경계조건을 구하고 구조물에 대한 산란문제의 적분방정식은 그린 제2정리를 사용하여 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} 2\pi\phi_D(x) + \int_S \phi_D(\xi) \frac{\partial G(\xi, x)}{\partial n_\xi} dS(\xi) = \\ - \int_S \frac{\partial \phi_1}{\partial n_\xi} G(\xi, x) dS(\xi) \end{aligned} \quad (21)$$

구조물의 변위를 계산하기 위하여 사각형 판의 운동방정식은 아래와 같이 범함수 형태로 나타낼 수 있다.

$$\Pi = \frac{D}{2} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} (\nabla^2 w)^2 dx dy + \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} (-p + \rho g w - \omega^2 m w) dx dy = 0 \quad (22)$$

여기서, $D = Et^3/12(1-\nu^2)$; flexural rigidity
 E ; Young's modulus
 ν ; Poisson's ratio
 $m (= M/LB)$; 질량분포
 $p(x,y)$; 판에서 동 유체 압력

식 (22)에 변분을 취하면 다음과 같은 식이 도출되며, (2)를 대입하면 유탄성 해석을 위한 운동 방정식이 도출된다.

$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} [\delta w (-\omega^2 m w - p + \rho g w) + \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} (\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2})] dx dy = 0 \quad (23)$$

식 (23)을 이용하면 수직변위를 계산할 수 있고 굽힘 모멘트는 이호영등(2000)의 문헌을 참고하여 계산하였다.

3. 계산결과 및 고찰

본 논문의 계산 모델은 Table 1에 나타내었다.

Table 1 Numerical data for computation

$L \times B \times \text{draft}$: 1000m × 200m × 1.5m
h : 60m
T : 14sec
β : 45, 90 degree
$EI (= EI/B)$: 7.5×10^9 kgfm
LB (length of breakwater) : 1400m
c : distance between a structure and a breakwater

수직변위, 굽힘 모멘트등의 무차원화는 이호영등(2000)에서 사용한 것과 같게 하였다.

본 논문의 계산에서 패널수의 분할은 x 방향으로 60, y 방향으로 12로 하였고, x 방향의 모드 수는 $m=50$ 이고 y 방향의 모드 수는 $n=1$ 로 하였다.

Fig. 2는 $T=14\text{sec}$, $C=200\text{m}$, $\beta=90\text{deg}$ 인 경우에 구조물의 수직변위를 방파제가 없는 경우에 Nagata(1999)의 계산 결과와 비교하여 도시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 Nagata의 계산치와 정성적으로 일치하는 것을 알 수 있고 따라서 본 계산 방법이 유효함이 입증된다. 또한 방파제가 있는 경우에 구조물의 운동 변위가 현저히 줄어드는 것을 알 수 있다.

Fig. 3은 $T=14\text{sec}$, $C=200\text{m}$, $\beta=45\text{deg}$ 인 경우에 구조물의 수직변위를 방파제가 없는 경우와 비교하여 도시하였다. 그림에서 볼 때 우측면의 최대 200m 가 입사파랑에 직접적으로 노출되어 있으므로 $\beta=90\text{deg}$ 인 경우와 비교해 보면 방파제를 설치한 효과가 떨어지는 것을 알 수 있다. 위의 결과로부터 가능한 입사 파랑이 구조물에 직접 침투하지 않도록 방파제를 설치하는 것이 효과적이라 생각된다.

Fig. 4는 $T=14\text{sec}$, $\beta=90\text{deg}$ 인 경우에 c 값의 변화에 따른 수직변위를 구조물 전체 위치에서 평균한 값을 도시하였다. 그림에서 c 값이 커지면 방파제 안쪽으로 입사파랑이 많이 스며들기 때문에 구조물의 수직변위도 커진다는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 5는 $T=14\text{sec}$, $\beta=90\text{deg}$ 인 경우에 c 값의 변화에 따른 수직변위를 판 전체의 위치에서 도시하였다. 그림에서 c 값의 변화에 따라 전체적인 구조물의 운동변위의 형태도 달라지는 것을 알 수 있다.

Fig. 6은 $T=14\text{sec}$, $c=200\text{m}$, $\beta=45\text{deg}$ 인 경우에 수직변위를 판 전체의 위치에서 도시하였다. 입사하는 파랑에 직접 노출되어 있는 면에서 수직 응답이 큰 것을 볼 수 있다.

Fig. 7은 $T=14\text{sec}$, $\beta=90\text{deg}$ 인 경우에 c 값의 변화에 따른 굽힘 모멘트를 판 전체의 위치에서 도시하였다. 그림으로부터 운동 변위와 마찬가지로

로 c 값이 커지면 굽힘 모멘트도 약간 증가하는 경향을 볼 수 있다.

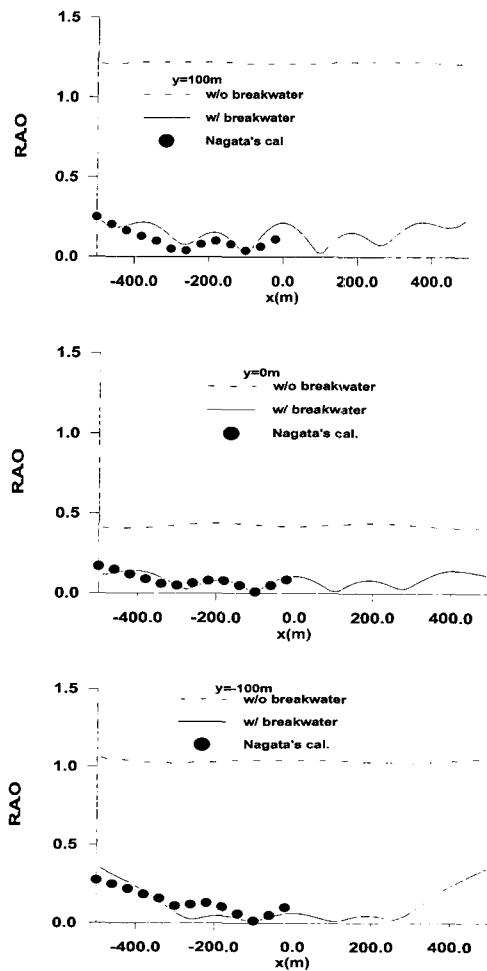


Fig. 2 Distribution of vertical displacement of the structure along the length direction ($T=14\text{sec}$, $\beta=90\text{deg}$)

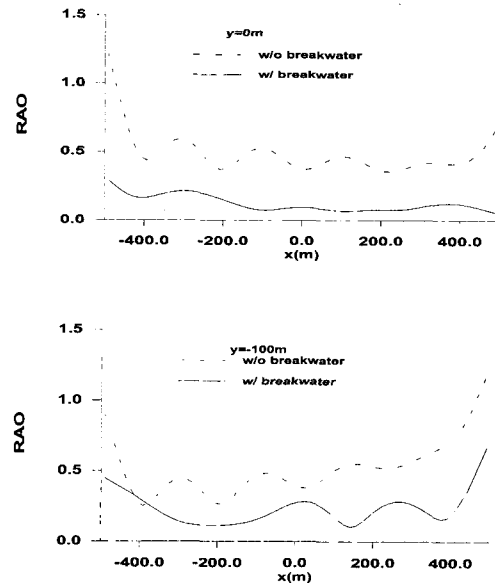
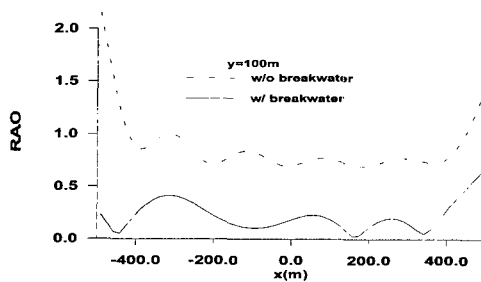


Fig. 3 Distribution of vertical displacement of the structure along the length direction ($T=14\text{sec}$, $\beta=45\text{deg}$)

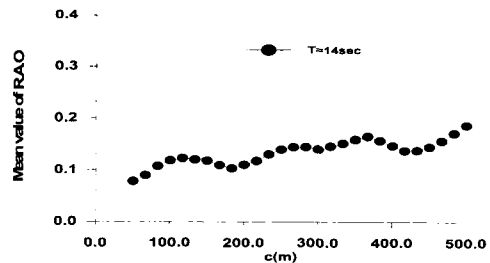
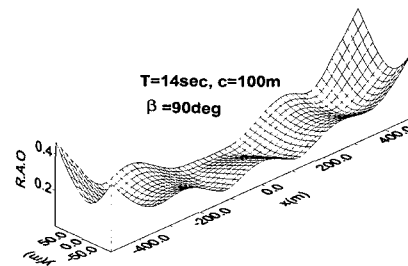


Fig. 4 Mean value of vertical displacement ($\beta=90\text{deg}$)



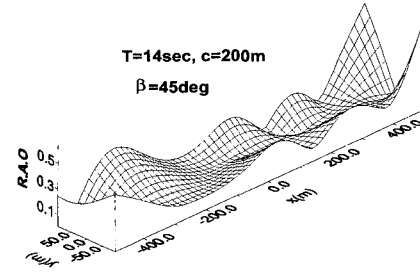
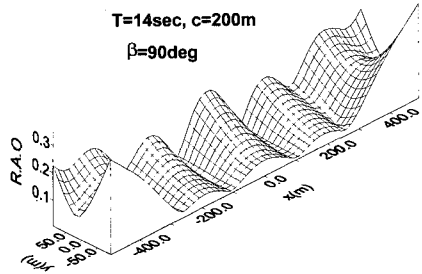


Fig. 6 Vertical displacement amplitude

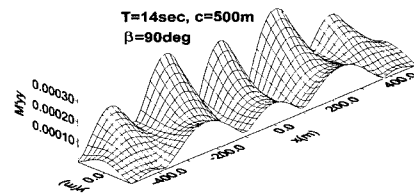
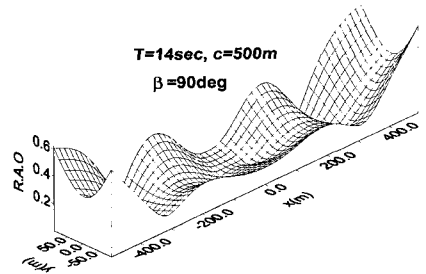
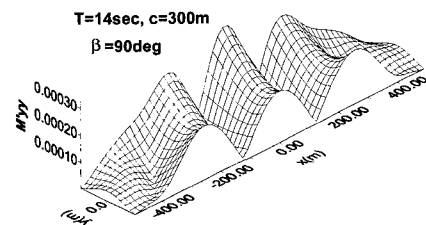
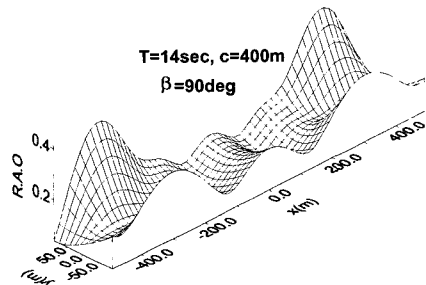
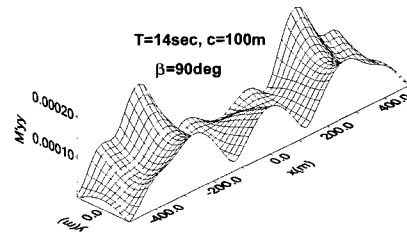
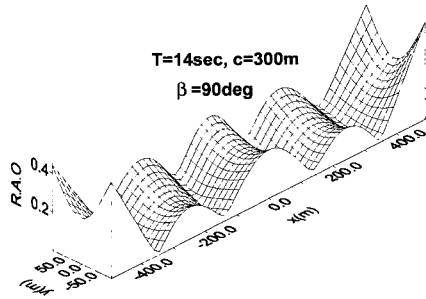


Fig. 5 Vertical displacement amplitude

Fig. 7 Bending moment distribution

4. 결론

본 논문은 일반화된 방사문제를 해석하기 위하여 소오스-다이폴 분포법을 사용하여 유체압력을 계산하였고, 산란문제는 속도포텐셜 접촉법과 소오스-다이폴 분포법을 사용하여 방파제 후면의 입사파랑의 포텐셜과 산란 포텐셜을 해석하였다. 구조물의 변위는 모드해석법을 사용하여 계산하였고 계산 결과의 경도를 통하여 다음 결론을 도출하였다.

1) 본 해석 방법은 방파제 설계 시에 산란문제 해석에도 사용 할 수 있고 방파제를 포함한 부유식 해상공항의 시설계시에 직접 이용될 수 있다. 또한 설계파에 따라 방파제를 적절히 설치하면 해상공항의 응답을 상당히 줄일 수 있는 가능성을 제시하였다.

2) 방파제와 구조물 사이의 떨어진 거리가 커지면 구조물의 응답이 약간씩 증가하는 것을 확인하였다.

3) 일본에서 수행된 연구에서도 이론치와 실험치의 비교는 없으므로 앞으로 이론치의 정확한 검증을 위해 방파제를 설치하여 실험이 반드시 수행되어야 한다.

참 고 문 헌

- 구자삼, 조효재, 김병현, 이창호 1998 “바아지식 초대형 부유식 구조물의 유탄성 응답 해석,” 한국해양공학회지, 제12권 제2 호, pp.43-56.
- 심인환, 윤재돈, 최항순 1999 “사파중에 놓인 거대 부유체의 응답에 대한 유탄성 해석,” 대한조선학회논문집, 제36권 제3 호, pp.83-92.

- 이호영, 신현경 2000 “천흡수 초대형 부유식 해양구조물에 관한 연구,” 한국해양공학회지, 제14권 제2호.
- 이호영, 신현경 2000 “시간영역에서 초대형 부유식 해양구조물에 대한 유탄성 응답 해석,” 한국해양공학회지, 제14권 제3호.
- 이호영, 신현경, 신현수, 박인규 2000 “압력분포법에 의한 초대형 부유식 해양 구조물의 유탄성 해석,” 대한조선학회논문집, 제37권 제4 호.
- 이호영, 신현경, 김외현, 강정문, 윤영철 2001 “방파제를 고려한 초대형 부유식 해양구조물에 대한 유탄성 응답,” 대한조선학회논문집, 제38권 제2호.
- Nagata, S. et al. 1999 “Wave-Induced Motion of an Elastic Floating Plate in a Sea with a Breakwater”, Pro. of the 3rd VLFS, Hawaii, Vol. I, pp114-122.
- Ohmatsu, S. 1999 “Numerical Calculation Method of Hydroelastic Response of Pontoon-type VLFS close to a Breakwater” Pro. of the 3rd VLFS, Hawaii, Vol. II, pp805-811.
- Utsunomiya, T. et al. 1998 “Wave Response Analysis of a Box-like VLFS Close to a Breakwater”, Pro. of 17th OMAE, OMAE98-4331.



< 이 호 영 > < 곽 영 기 > < 박 종 환 >