

유탄성 응답을 고려한 수직 실린더에 작용하는 극한파의 파랑하중 수치해석

† 경조현* · 홍사영* · 김병완*

*한국해양연구원 해양시스템안전연구소

Numerical Computations on Hydroelastic Response of a Vertical Cylinder in Extreme Wave Loads

† Jo-Hyun Kyoung* · Sa-Young Hong* · Byoung-Wan Kim*

*Maritime & Ocean Engineering Research Institute, Daejeon 305-343, Korea

요 약 : 해양구조물에 유기되는 파랑력과 해양파에 의한 해양 구조물의 운동특성에 대한 연구는 선형이론에 근거한 통계적인 방법에 의해 꾸준히 진행되어왔다. 이러한 연구는 선형이론의 제한성으로 인해 파 스펙트럼의 극한에 해당하는 극한파에 대해서는 적용하기 어려운 점이 있다. 본 연구에서는 극한파에 의해 구조물에 작용하는 파랑하중을 추정하는 수치기법을 개발하였다. 수치기법으로는 변분법에 근거한 유한요소법을 사용하였다. 선형 파랑 집중법을 이용하여 수치적으로 극한파를 구현하였으며, 이를 이용하여 바닥면에 고정된 수직 실린더에 작용하는 파랑하중을 추정하였다. 또한 수직 실린더의 유탄성 응답을 고려하여 강체인 경우와 탄성체의 경우에서 극한파에 의한 파랑하중 변화를 고찰하였다.

핵심용어 : 극한파, 선형 파랑 집중법, 유탄성 응답, 파랑하중, 유한요소법

Abstract : The wave load and its influence on the response of offshore structure have been well investigated through the statistical approach based on the linear theory. The linear approach has a limitation to apply the extreme condition such as extreme wave, which corresponds to extreme value of wave spectrum. The main topic of present study is to develop an efficient numerical method to predict wave load induced by extreme wave. As a numerical method, finite element method based on variational principle is adopted. The frequency-focusing method is applied to generate the extreme wave in the numerical wave tank. The wave load on the bottom mounted vertical cylinder is investigated. The hydroelastic response of the vertical cylinder is also investigated so as to compare the wave loads with the rigid body case in the extreme wave condition.

Key words : Extreme wave, Frequency focusing, Hydroelastic response, Wave load, Finite element method

1. 서 론

해양 구조물의 설계 및 운용과 관련하여 구조물 자체의 운동, 구조물에 작용하는 유체력과 그에 따른 굽힘 응력 등은 안전한 구조물 운용에 있어서 매우 중요한 인자가 된다. 해양구조물에 유기되는 파랑력과 그로 인한 해양구조물의 운동특성에 대한 연구는 통계적인 방법에 의존하여 꾸준히 진행되어왔다. 대부분의 선형연구는 선형이론에 근거한 방법으로서 해양구조물의 운용조건에서 매우 적합하며 해양공학에서 통상적인 방법으로 적용되어왔다. 반면 파 스펙트럼의 극한에 해당하는 극한파에 대해서는 선형이론을 적용하기 매우 어렵다.

극한파(Extreme wave)라는 것은 통상 유의 파고의 2배 이상의 파고를 갖는 단일파로서 전후파가 해당 파고의 50% 이하이고, 파정의 높이가 파고의 65%이상인 파를 의미한다.

Peregrine(1976)은 이러한 거대한 파가 비교적 천해역에서 해양파와 조류 그리고 해저지형의 상호간섭에 의해 발생할 수 있음을 제시하였다. Chaplin et al.(1997)은 실험을 통하여 다양한 주파수대역의 선형파를 한 곳에 집중하는 방법(Chaplin, 1996)으로 극한 파랑을 재현하기도 하였다. 극한 파랑 중에서는 매우 큰 파랑 하중이 구조물에 작용하게 되며 심각한 해양 구조물 파손을 발생시킨다.(Buchner and Voogt, 2004) 이로 인해 극한 파랑에 의해 해양 구조물에 작용하는 파랑하중에 대한 연구가 최근 들어 활발히 진행되어지고 있다.

극한파에 의한 파랑하중을 수치적으로 해석하기 위해서는 극한파를 수치적으로 재현해야한다. 선형연구에서 주로 사용된 극한파 재현 방식은 크게 두 가지로 나눌 수 있는데, 그 중 하나는 선형이론에 근거한 방법으로서 한 장소에 선형파를 집중시키는 방법이다. 최근까지 이 방법으로 많은 수치적,

† 교신저자 : 경조현, johyun@moeri.re.kr 042)868-7522

* Johyun@moeri.re.kr 042)868-7522

* Johyun@moeri.re.kr 042)868-7522

실험적 연구가 이루어져왔다.(홍 등, 2002; Zou and Kim, 1995; Chaplin, 1996; Clauss, 1999; Smith and Swan, 2002; Contento et al., 2001). 두 번째 방법은 비선형 상호 간섭에 근거한 파랑의 self-modulation에 의해 극한파를 생성하는 방법이다. Benjammin-Feir instability라고도 알려져 있는 Stokes wave의 Type-1 instability는 이러한 self-modulation을 유발하는 중요한 역할을 하는 것으로 알려져 있다(Mclean, 1982). Cubic nonlinear Schrödinger 방정식과 같은 Weakly nonlinear 파랑 모델은 극한파의 생성에 관련하여 비선형 상호작용을 설명하는데 적용되어왔다(Trulsen and Dysthe, 1997; Osborne, 2001; Grue, 2002).

본 연구의 주요한 목적은 간단한 구조물에 대하여 극한파의 파랑하중을 추정하고 이에 따른 구조물의 유탄성 응답을 효율적으로 계산할 수 있는 수치기법을 개발하는 데 있다. 본 연구에서는 선형 파랑 집중법에 의해 극한파를 구현하는 수치기법을 개발하고 바닥에 고정된 수직 실린더에 작용하는 파랑하중을 추정하였다. 또한 수직 실린더를 간단한 보로 가정하여 유탄성 응답 특성을 고찰하였다. 이를 위하여 유체장은 포텐셜 유동으로 가정하였으며, 수치기법으로는 변분법에 기초한 유한요소법이 사용되었다. 자유표면 경계조건으로는 완전 비선형 자유표면 조건식이 사용되었다. 수직 실린더는 단순 보로 가정하였으며, 유한 요소법을 사용하여 파랑하중에 대한 유탄성 거동을 해석하였다.

2. 수학적 정식화

극한파에 의한 비선형 자유표면파 운동을 효율적으로 기술하기 위해 직각좌표계를 사용하였다. 좌표계 $Oxyz$ 에서는 Oz 가 중력방향과 반대방향이고 $z=0$ 는 교란되지 않은 정수면과 일치한다. Fig. 1은 본 연구에서 쓰인 좌표계를 나타낸다.

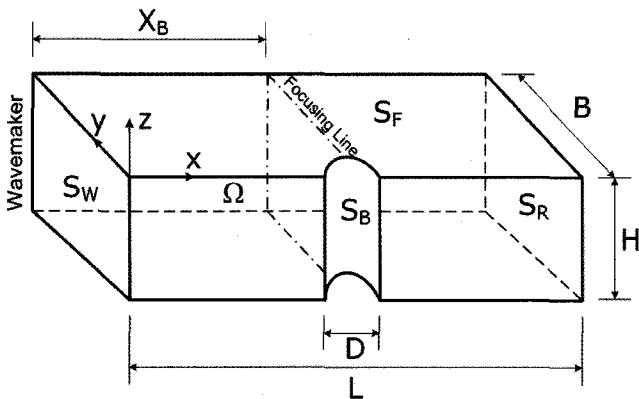


Fig. 1 Definition of the computation domain

S_W 는 조파기가 작동하는 경계면이며, S_B 는 물체 경계면 및 수치수조의 벽면 경계면이다. S_F 는 자유표면 경계

면을 나타낸다. x_b 는 파가 집중되는 곳의 위치이다. 파가 집중되는 위치에 놓인 실린더의 지름은 D 이다. 수조의 길이, 폭과 수심은 각각 L, B, H 로 표시하였다. 유체는 이상유체로 가정하였다. 따라서 유동 속도는 포텐셜 함수의 미분값으로 표시될 수 있으며, 지배방정식은 라플라스 방정식이 된다.

$$\vec{u} = \nabla \phi. \quad (1)$$

$$\nabla^2 \phi(x, y, z; t) = 0 \text{ in } \Omega \quad (2)$$

법선벡터 $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ 는 유체장 밖을 향하는 단위벡터로 정의한다. 자유표면 상($z = \eta(x, y, t)$)에서의 비선형 자유표면 경계조건은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\eta_t = \frac{\phi_n}{n_z} \text{ on } S_F \quad (3)$$

$$\phi_t = -\frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 - g\eta \text{ on } S_F \quad (4)$$

여기서 g 는 중력가속도이다. 초기조건으로는 유체장이 아무런 교란이 없다고 가정하였다.

$$\phi = \phi_t = 0 \text{ at } t=0 \quad (5)$$

조파면의 반대면인 방사 경계면(S_R)에서는 다음과 같은 조건을 만족한다.

$$\phi \rightarrow 0 \text{ as } x^2 + y^2 \rightarrow \infty \quad (6)$$

바닥 경계면과 조파 경계면을 제외한 벽면 경계면에서는 다음과 같은 경계조건을 만족한다.

$$\phi_n = 0 \text{ on } z = -H \quad (7)$$

$$\phi_n = 0 \text{ on } y = \pm B \quad (8)$$

조파기가 설치되어있는 벽면 S_W 와 구조물의 경계면인 S_B 에서의 경계 조건은 다음과 같다.

$$\phi_n = \vec{V} \cdot \vec{n} \text{ on } S_W \text{ and } S_B \quad (9)$$

조파경계면에서의 \vec{V} 는 피스톤 형태 조파기의 이동속도이다. 물체 경계면에서의 속도 \vec{V} 는 유탄성 거동 해석에 의해 얻어지는 값이다.

3. 시간영역 유체장 해석

시간영역에서 비선형 자유표면 유동문제를 엄밀히 해석하기 위해서는 수치기법의 안정성이 매우 중요하다. 이를 위해 본 연구에서는 변분원리에 근거한 방법으로 수치해석을 수행하였다. 우선 변분식 J 를 도입한다. 이 때 라그랑지안 L 은 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$J = \int_0^t L dt \quad (10)$$

$$L = \iint_{S_F} \phi \eta_t dS - \frac{1}{2} \iint_{S_F} \eta^2 dS - \frac{1}{2} \iiint_D |\nabla \phi|^2 dV \quad (11)$$

여기서 $\overline{S_F}$ 는 S_F 의 Oxy 평면으로 투영된 평면을 뜻한다. 위 식을 η 와 ϕ 로 각각 변분을 취하여 정류치를 구하면 식(2)에서 (4)까지 주어진 지배방정식 및 경계조건과 동일한 식이 얻어진다. 수치기법으로는 유한요소법이 적용되었으며, 포텐셜 함수 ϕ 에 기저함수로는 선형함수를 사용하였다. 기저함수 집합을 $\{N_j\}$ 라 표시하면 포텐셜 함수는 유한요소공간에서 다음과 같이 표시된다.

$$\phi = \sum_j \phi_j^e N_j \quad (12)$$

이때 ϕ_j^e 는 유한요소 내에서 정의된 속도 포텐셜 함수값이다. 식 (10)과 (11)에 의해 주어진 변분식의 정류치를 구하면 아래와 같다. 단, k 는 자유표면에서의 격자점을 의미한다.

$$T_{kj} \dot{\zeta}_j = K_{kj} \phi_j \quad (13)$$

$$T_{kj} \dot{\phi}_j = -\frac{1}{2} \phi_i \frac{\partial K_{kj}}{\partial \eta_k} \phi_j - g P_{kj} \eta_j \quad (14)$$

$$K_{ij} \phi_j = 0 \quad (15)$$

여기서 K_{ij} , P_{kj} , T_{kj} 등은 아래와 같다.

$$K_{ij} = \iiint_D \nabla N_i \cdot \nabla N_j dV \quad (16)$$

$$P_{kj} = \iint_{S_F} N_k N_j dS \quad (17)$$

$$T_{kj} = \iint_{S_F} N_k N_j dS \quad (18)$$

식 (13)에서 (18)까지 주어진 식을 식(12)에서 주어진 기저함수를 이용하여 유한 요소화하면 다음과 같다.

$$T_{kj} \dot{\eta}_j = T_{kj} \left. \frac{\phi_n}{n_z} \right|_j \quad (19)$$

$$T_{kj} \dot{\phi}_j = \frac{1}{2} \overline{C}_{kij}(\phi_i, \eta_j) - g P_{kj} \eta_j \quad (20)$$

여기서 \overline{C}_{kij} 는 다음과 같이 정리된다.

$$\overline{C}_{kij}(\phi_i, \eta_j) = \iint_{S_F} N_k \left[n_z^2 \left(\frac{\phi_n}{n_z} + \nabla_s \phi \cdot \nabla_s \eta \right)^2 - \nabla_s \phi \cdot \nabla_s \phi \right] dS \quad (21)$$

여기서 $\nabla_s = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$ 로 정의된다. 최종적으로 식(19), (20), (21)으로 주어진 방정식을 해석하였다. 이때 시간 적분법은 4차의 Runge-Kutta방법을 사용하여 계산을 수행하였다.

4. 파랑집중기법

파랑집중기법은 선형이론에 근거하여 서로 다른 주파수의 자유표면파들이 서로 다른 전파속도를 갖는다는 성질을 이용하여 수치수조나 모형수조의 원하는 위치에서 극한파를 재생성하는 방법이다. 선형 이론을 이용하여 서로 다른 주파수를 가진 선형파들에 의해 유기되는 자유표면은 다음과 같이 주어질 수 있다.

$$\eta(x, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos(k_n x - 2\pi f_n t - \psi_n) \quad (22)$$

여기서 N 은 서로 다른 주파수 성분의 파 개수이며, a_n 은 각각의 주파수 f_n 에 해당하는 파의 파고이다. ψ_n 은 각각의 파 성분의 위상을 의미한다. k_n 은 파수이며 선형이론에서 분산관계식에 의해 주파수와 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$(2\pi f_n)^2 = g k_n \tanh k_n H \quad (23)$$

선형파 집중이 이루어지는 곳의 좌표가 x_b 이고 이때의 시간을 t_b 라 하면 식 (22)에서 다음과 같은 조건을 얻을 수 있다.

$$\psi_n = 2m\pi + k_n x_b - 2\pi f_n t_b, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (24)$$

식 (24)를 이용하면 자유표면의 수면변동은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\eta(x, t) = \sum_{n=1}^N a_n \cos [k_n (x - x_b) - 2\pi f_n (t - t_b)] \quad (25)$$

한편 조파기의 위치가 $x=0$ 에 있다면 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$\eta(0, t') = \sum_{n=1}^N a_n \cos[-k_n x_b - 2\pi f_n t'], t' = t - t_b \quad (26)$$

Rapp and Melville(1990)에 의하면 선형집중시각에 해당되는 t_b 는 집중되는 파군의 형상에는 아무런 영향을 주지 않는다고 한다. 식 (26)에 의해 생성된 파는 선형이론에 근거한 방법이므로 비선형 효과에 의해 x_b 에서 정확하게 집중파가 형성되지 않는다. 따라서 적절한 기법을 통해 파가 원하는 위치에서 집중되도록 만들어야한다. 본 연구에서는 Chaplin(1996)의 방법을 사용하여 원하는 위치에서 파가 집중되도록 하였다.

5. 유탄성 응답해석

수직 실린더에 작용하는 파랑하중에 의한 유탄성 거동을 고찰하기 위해 본 논문에서는 구조물을 간단한 보 요소로 가정하였다. 본 연구에 적용된 보 요소의 운동 방정식은 아래와 같다.

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EI \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) + \rho A \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = p(x, t) \quad (27)$$

여기서 v 는 보의 변위를 의미하며, EI 는 보의 굽힘강성, ρ 는 보의 밀도, A 는 보의 단면적을 의미한다. 또한 $p(x, t)$ 는 단위 길이 당 외력을 의미한다. 식 (27)을 수치적으로 해석하기 위해 유한요소법을 적용하였다. 구조물의 유탄성 응답을 엄밀하게 해석하기 위해서는 구조물과 유체장을 매 계산시간마다 연성하여 해석하여야하나, 본 연구에서는 구조물의 운동학적 경계조건을 유체장에 적용하고, 유체장의 동력학적 경계조건을 구조물에 적용하는 방식으로 문제를 해석하였다. 따라서 매번 계산시간마다 반복법을 통한 수렴식을 적용하지 않았다. 구조물의 시간영역 응답은 Newmark 적분법을 적용하였다. 식(27)의 이산화된 방정식인 식(28)은 Newmark 적분을 통하여 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$[M]\{\ddot{v}\} + [K]\{v\} = \{p\} \quad (28)$$

$$[M^*]\{v_{n+1}\} = \{p_{n+1}^*\} \quad (29a)$$

$$[M^*] = \frac{1}{\beta \Delta t^2} [M] + [K] \quad (29b)$$

$$\begin{aligned} \{p_{n+1}^*\} &= \{p_{n+1}\} \\ &+ [M] \left\{ \frac{1}{\beta \Delta t^2} \{v_n\} + \frac{1}{\beta \Delta t} \{\dot{v}_n\} + \left(\frac{1}{2\beta} - 1 \right) \{\ddot{v}_n\} \right\} \end{aligned} \quad (29c)$$

여기서 β 값은 0.25 를 취하였다. 위 식에 의해 유체장에서 주어진 외력은 식 (29)에 의해 구조물에 전달되고, 구조물의 변형에 의해 얻어진 구조물 경계조건은 식 (9)의 형태로 유체장에 영향을 주게 된다.

6. 수치해석결과

극한파 재현을 검증하기 위해 Chaplin et al.(1997)의 실험결과와 비교하였다. 수치검증에 사용된 수치수조의 길이, 폭 그리고 수심은 각각 28m, 1.5m, 0.525m이며, 지름이 0.1m인 수직 실린더가 조파관으로부터 12.5m에 위치해 있다. 본 수치기법에서는 계산기의 용량제한과 수치계산 시간의 제한으로 조밀하지 못한 격자계가 적용되었다. 수평면 상에서의 격자간격은 약 0.1m이며 수직면으로는 총 6개의 격자를 적용하였다. 특히, 구조물 주변에서는 조밀한 격자계를 적용하였으며, 수직면으로는 코사인 간격법을 적용하여 절점 사이의 간격이 수면에 가까워질수록 조밀해지도록 하였다. 조파관과 반대면에 위치한 수직벽면근처에서는 파 감쇠구역을 적용하여 조파된 파가 흡수되도록 하였다. 조파관에서 만들어지는 파는 주파수가 $f_1=0.511$ Hz에서 $f_{34}=1.244$ Hz까지 등 간격으로 34개 분할된 값을 사용하였다. 파 기울기는 $A_T K_c=0.33$ 을 적용하였다. 여기서 A_T 는 파 집중 시에 발생하는 최대 파고를 의미하며, K_c 는 $K_c = K \left[\frac{1}{2} (f_1 + f_{34}) \right]$ 이다. 모든 성분의 파는 동일한 파기울기를 갖는다. 시적분 간격은 34개의 파 성분 중 가장 짧은 주기를 120등분하는 값을 사용하였다.

Fig. 2는 수직 실린더가 없을 때 집중파가 형성된 근방에서의 파고의 공간분포이다. Chaplin et al.(1997)의 실험과의 비교에서 파 집중 시 파고의 공간분포가 거의 동일한 결과를 보여주고 있다. 특히, 파고의 공간분포에서는 극한파의 특징인 파정 주위의 가파른 자유표면 형상을 잘 나타내주고 있다.

Fig. 3에서는 수직 실린더가 없을 때, 파 집중지점에서 파고의 시간 변화를 보여준다. 그림에서 보듯 최대 파정이 형성된 후 뒤따르는 파고의 변화는 급격한 파저를 형성한다. 이러한 현상으로 인해 극한파를 조우하는 해양 구조물은 전복의 위험이 매우 높을 것으로 추정된다. Fig. 4에서는 수직 실린더에 작용하는 굽힘 모멘트의 시간변화를 보여준다.

이상에서 Chaplin et al.(1997)의 실험과 비교하여 최대 파고, 파고의 시간분포, 최대 파랑력 등은 좋은 일치율을 보여주고 있다.

수직 실린더의 유탄성 응답을 해석하기 위해 다음과 같은 구조물을 가정하였다. 강성변화에 대한 유탄성 응답을 살펴보기 위해 구조물의 굽힘강성 EI 는 1.62×10^3 N-m²과 1.62×10^4 N-m² 두 가지 경우를 택하여 계산을 수행하였다.

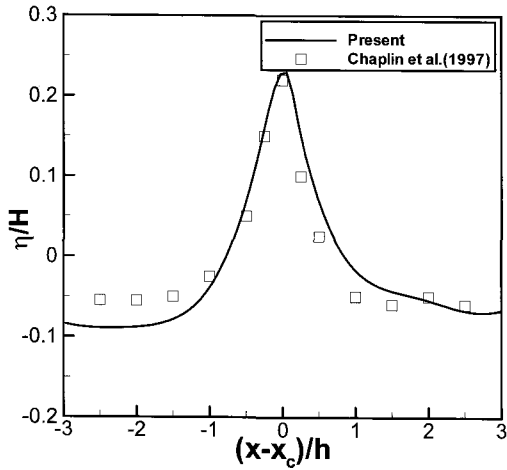


Fig. 2 Spatial distribution of wave elevation around focusing point without vertical cylinder

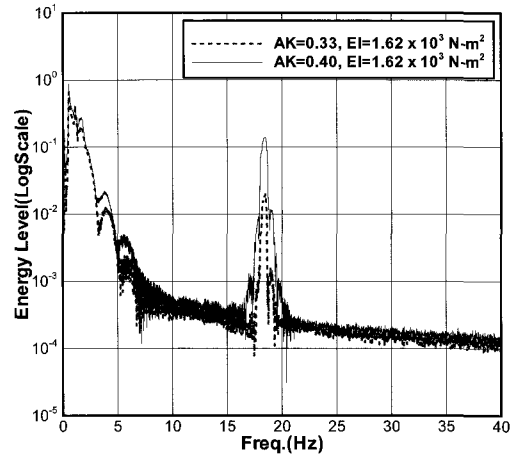


Fig. 5 Comparative spectral analysis of hydroelastic response of the vertical cylinder between $A_T K_C=0.33$ and $A_T K_C=0.40$ when $EI=1.62 \times 10^3 \text{ N-m}^2$

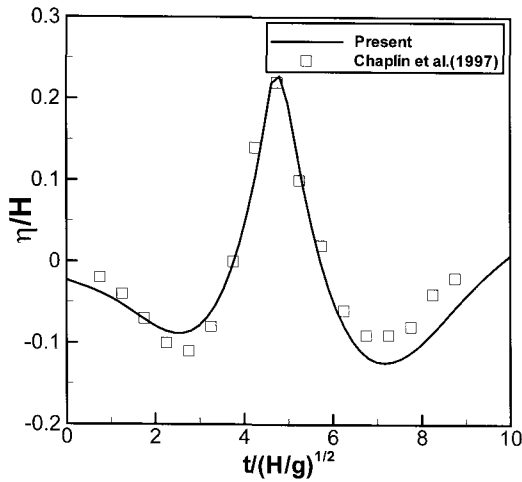


Fig. 3 Time history of wave elevation at focusing point without vertical cylinder.

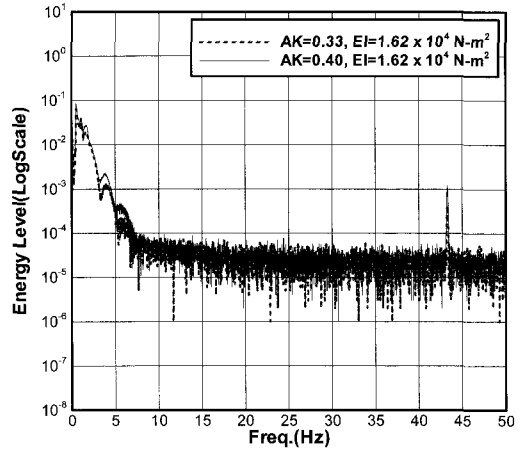


Fig. 6 Comparative spectral analysis of hydroelastic response of the vertical cylinder between $A_T K_C=0.33$ and $A_T K_C=0.40$ when $EI=1.62 \times 10^4 \text{ N-m}^2$

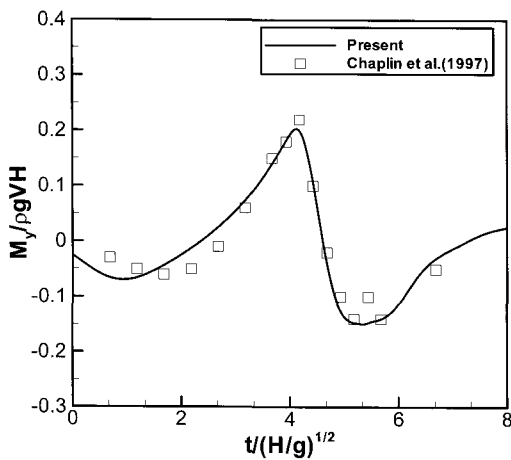


Fig. 4 Time history of bending moment on vertical cylinder

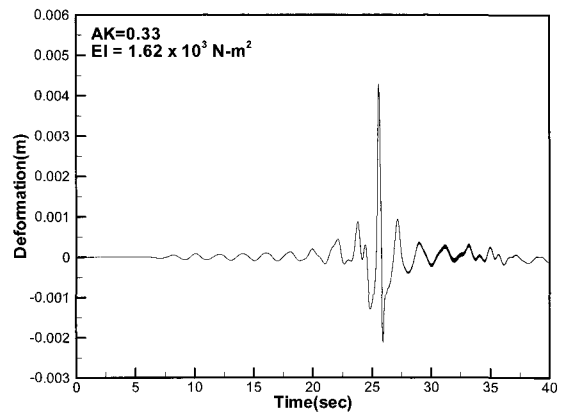


Fig. 7 Time history of hydroelastic response of the vertical cylinder at $z = 0$ when $A_T K_C=0.33$ and $EI=1.62 \times 10^3 \text{ N-m}^2$

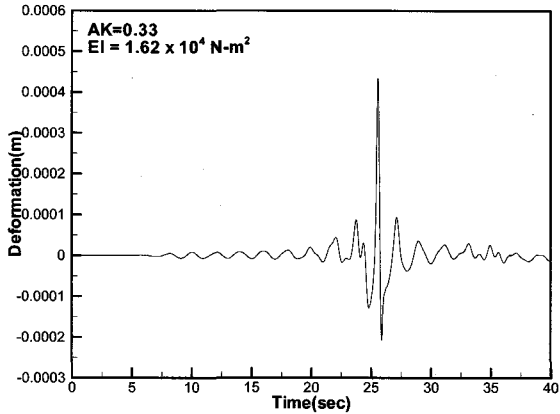


Fig. 8 Time history of hydroelastic response of the vertical cylinder at $z = 0$ when $A_T K_C = 0.33$ and $EI = 1.62 \times 10^4 \text{ N-m}^2$

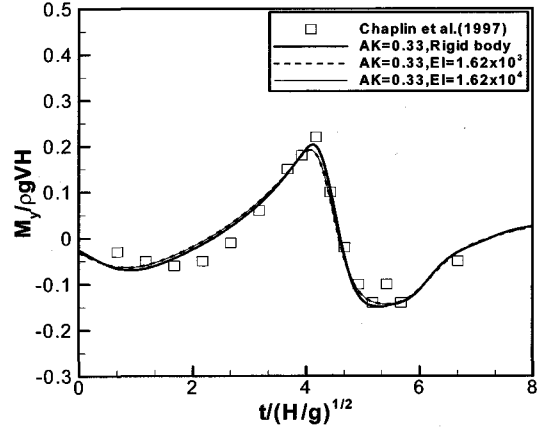


Fig. 11 Comparison of bending moment between $EI = 1.62 \times 10^3 \text{ N-m}^2$ and $EI = 1.62 \times 10^4 \text{ N-m}^2$ when $A_T K_C = 0.33$

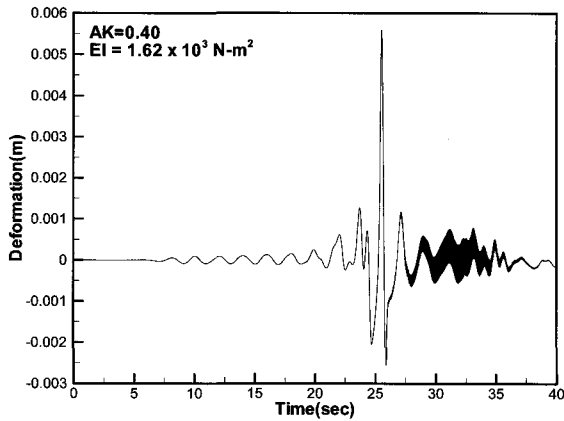


Fig. 9 Time history of hydroelastic response of the vertical cylinder at $z = 0$ when $A_T K_C = 0.40$ and $EI = 1.62 \times 10^3 \text{ N-m}^2$

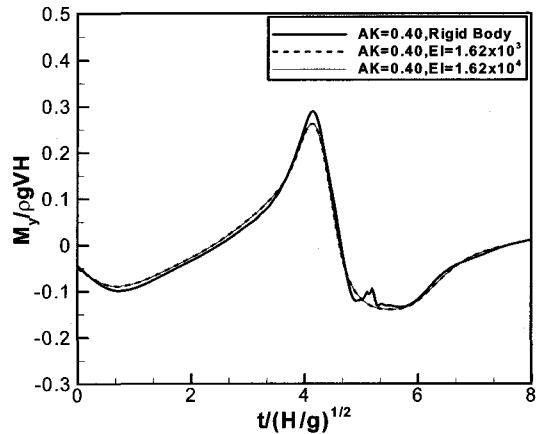


Fig. 12 Comparison of bending moment between $EI = 1.62 \times 10^3 \text{ N-m}^2$ and $EI = 1.62 \times 10^4 \text{ N-m}^2$ when $A_T K_C = 0.40$

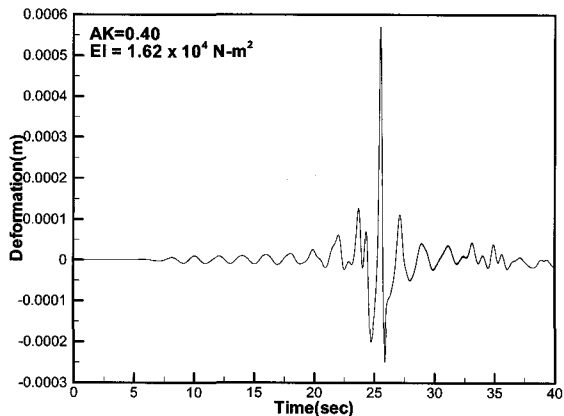


Fig. 10 Time history of hydroelastic response of the vertical cylinder at $z = 0$ when $A_T K_C = 0.40$ and $EI = 1.62 \times 10^4 \text{ N-m}^2$

구조물의 밀도 ρ 는 7850 kg/m^3 이며, 단면적 A 는 $1.56 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ 을 택하였다. 수직 실린더는 총 길이가 1.025 m 이며 정수면 위로 0.5 m 돌출되어 있다. 수직 실린더는 길이 방향으로 21개의 균등한 유한 요소로 나누어 계산을 수행하였다. 또한, 구조물에 작용하는 파랑력 변화를 살펴보기 위해 두 가지 파 기울기, 즉 $A_T K_C = 0.33, 0.40$ 을 택하여 수치실험을 수행하였다.

Fig. 5와 Fig. 6에서는 동일한 강성인 경우에서 파 기울기를 변화시켰을 때 유탄성 응답 성분을 분석한 것이다. 주파수 범위가 0.5 Hz 에서 1.25 Hz 사이에서는 입사파의 주파수 성분이 대부분임을 알 수 있다. 단지 0.5 Hz 보다 작은 부분과 1.25 Hz 이상에서 5 Hz 사이에 나타나는 주파수 대역은 비선형 파랑에서 발생하는 파 사이의 간섭현상 때문으로 판단된다. Fig. 5에서 보여지는 18 Hz 부근의 값은 적용된 보의 고유주기인 19.4 Hz 에 근접한 것으로 보아 고유주기에 해당하는 것으로 보인다. 단지 구조물의 운동이 유체장에 영향을 주는 유탄성 거동특성으로 인해 다소 작게 도출된 것으로 판단

된다. 강성이 증가된 경우에 해당되는 Fig. 6에서는 Fig. 5에서 나타난 에너지 값에 비해 1/10의 값을 보여주고 있다.

Fig. 7에서부터 Fig. 10까지는 자유수면 근처에 위치한 보의 절점 변위를 시간에 따라 나타낸 것이다. 동일한 파랑조건에서는 강성이 10배 증가함에 따라 변위 또한 선형적인 특성을 나타냄을 알 수 있다. Fig. 9에서는 파 집중이 일어난 후에 구조물의 진동 주파수 성분 중 고유주기 성분이 Fig. 7의 경우에서보다 상대적으로 크게 관찰되었다. 한편, 유탄성 거동에 따른 파랑하중의 변화를 보기 위해 Fig. 11과 Fig. 12에서는 파 기울기 변화에 따른 파랑하중의 굽힘 모멘트를 도시하였다. 본 연구에 사용된 보 구조물에서는 강제인 경우와 비교하여 파랑하중에 의한 굽힘 모멘트가 큰 차이를 보이고 있지 않다. 다만, 파 집중이 일어나는 지점에서는 강제인 경우에 비해 다소 굽힘 모멘트가 감소한 경향을 관찰할 수 있다. 이러한 현상은 구조물의 탄성거동특성 때문인 것으로 판단되며, 향후 보다 면밀한 연구가 필요하다.

7. 결 론

본 연구에서는 수직 실린더에 작용하는 비선형 파랑하중을 포텐셜 유동을 이용한 수치기법으로 해석하였다. 수치 해법으로는 범함수법에 근거한 유한요소법이 사용되었다. 극한파의 재현방법으로는 선형파 집중법을 사용하였다. 수직 실린더를 단순한 보로 가정하여 유탄성 거동특성을 살펴보았다. 실험결과와 비교하여 파 집중 시 최대 파고, 파고의 공간 분포 및 최대 파랑하중 모멘트 등이 큰 차이를 보이지 않음을 보였다. 유탄성 거동해석에서는 두 가지 파 기울기와 굽힘 강성에 대하여 파 집중 시에 발생하는 유탄성 응답을 해석하였다. 유탄성 거동해석에서는 파랑력에 의한 굽힘 모멘트가 강제인 경우와 비교하여 큰 차이를 보이지 않으나, 파 집중 시에는 다소 감소한 결과를 보였다.

본 연구를 통해 개발된 수치기법은 기동구조를 가지는 해양구조물의 극한파 충격시 안전성 해석에 기본적인 설계해석 기법으로 적용될 수 있다.

후 기

본 논문의 내용은 한국해양연구원 기본연구사업인 "기상재난파에 의한 해양구조물의 안전성 평가기술개발"과제와 해양수산부의 "초대형 부유식 해상구조물 기술개발"과제의 일부분으로 수행되었습니다.

참 고 문 헌

[1] 홍기용, 류슈췌, 홍석원.(2002), "다방향 극한파 생성의 이론적 연구", 대한조선학회지, 제39권 제1호, pp. 38-48.
 [2] Buchner, B. and Voogt, A. (2004), "Wave impacts due

to steep fronted waves", Rogue Waves, Brest, Oct. 20-22.
 [3] Chaplin, J. R. (1996), "On Frequency-Focusing Unidirectional Waves", International Journal on Offshore and Polar Engineering, Vol. 6, No. 2, pp. 131-137.
 [4] Chaplin, J. R., Rainey, R. C. T., and Yemm, R. W. (1997), "Ringling of a Vertical Cylinder in Waves", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 350, pp. 119-147.
 [5] Clauss, G. (1999), "Task-Related Wave Groups for Seakeeping Tests or Simulation of Design Storm Waves", Applied Ocean Research, Vol. 21, pp. 219-234.
 [6] Contento, G., Codiglia, R., D'Este, F. (2001), "Nonlinear Effect in 2D Transient Nonbreaking Waves in a Closed Flume", Applied Ocean Research, Vol. 23, pp. 3-13.
 [7] Grue, J. (2002), "On Four Highly Nonlinear Phenomena in Wave Theory and Marine Hydrodynamics", Applied Ocean Research, Vol. 24, pp. 261-274.
 [8] McLean, J. W. (1982), "Instabilities of Finite-Amplitude Water Waves", J. Fluid Mech., Vol. 114, pp. 315-330.
 [9] Osborne, A. R. (2001), "The Random and Deterministic Dynamics of Rogue Waves in Unidirectional, Deep Water Wave Trains", Marine structures, Vol. 14, No. 3, pp. 275-293.
 [10] Peregrine, D. H. (1976), "Interaction of Water Waves and Currents", Advanced Applied Mechanics, Vol. 16, pp. 9-117.
 [11] Rapp, R. J. and Melville, W. K. (1990), "Laboratory Measurements of Deep-Water Breaking Waves", Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 331, pp. 735-800.
 [12] Smith, S. and Swan, C. (2002), "Extreme Two-Dimensional Water Waves: An Assessment of Potential Design Solutions", Ocean Engineering, Vol. 29, pp. 387-416.
 [13] Trulsen, K. and Dysthe, K. B. (1997), "Freak Waves: A 3-D Wave Simulation", Proc. 21st Int. Symp. on Naval Hydrodyn., Trondheim, Norway.
 [14] Zou, J. and Kim, C. (1995), "Extreme Wave Kinematics and Impact Loads on a Fixed Truncated Circular Cylinder", Proc. 5th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., pp. 216-225.

원고접수일 : 2006년 12월 28일
 원고채택일 : 2007년 2월 22일