

불규칙파중의 인장계류식 해양구조물의 비선형 응답 해석

이 창 호* · 구 자 삼** · 조 효 제*** · 홍 봉 기**
(98년 2월 3일 접수)

A Nonlinear Response Analysis of Tension Leg Platforms in Irregular Waves

Chang-Ho Lee* · Ja-Sam Goo** · Hyo-Jae Jo*** · Bong-Ki Hong**

Key Words : Tension Leg Platforms(인장계류식 해양구조물), Second Order Wave Exciting Force(2차 파강제력), Resonant Response(공진응답), Difference Frequency(차주파수), Sum Frequency (합주파수), Nonlinear Response(비선형 응답)

Abstract

In the presence of incident waves with different frequencies, the second order sum and difference frequency waves due to the nonlinearity of the incident waves come into existence. Although the magnitudes of the forces produced on a Tension Leg Platform(TLP) by these nonlinear waves are small, they act on the TLP at sum and difference frequencies away from those of the incident waves. So, the second order sum and difference frequency wave loads produced close to the natural frequencies of TLPs often give greater contributions to high and low frequency resonant responses. The second order wave exciting forces and moments have been obtained by the method based on direct integration of pressure acting on the submerged surface of a TLP. The components of the second order forces which depend on first order quantities have been evaluated using the three dimensional source distribution method. The numerical results of time domain analysis for the nonlinear wave exciting forces in regular waves are compared with the numerical ones of frequency domain analysis. The results of comparison confirmed the validity of the proposed approach.

* 중신회원, 부경대학교 대학원 조선해양시스템공학과

** 중신회원, 부경대학교 조선해양시스템공학과

*** 중신회원, 한국해양대학교 조선해양공학부

1. 서론

해양구조물에 파가 입사하면, 입사파의 주기를 가지는 파강제력 이외에 입사파 자유표면의 비선형성에 기인하는 합주파수(sum-frequency)와 차주파수(difference-frequency)의 2차(second-order) 파강제력이 작용한다. 합주파수의 파강제력의 영향으로 인한 스프링잉(Springing) 응답은 고유주기가 1~4sec인 TLP의 수직면내 운동과의 공진이 초래될 수 있으며, 스프링잉 응답중에 고주파수 구조응답인 링잉(ringing) 현상이 발생할 수 있다¹⁻⁸⁾. 링잉은 비선형파의 작용으로 인한 약충격 하중에 기인하는 고유주파수 응답이며, 스프링잉(Springing)과 링잉(ringing)은 TLP 인장계류 부재의 피로문제에 아주 큰 영향을 미칠 수 있다. 또한 차주파수의 파강제력(표류력)의 영향으로 고유주기가 40~120sec인 TLP의 수평면내 운동과 공진이 초래될 수 있으며, 이로 인하여 계류부재에 과도한 인장력을 유발시켜 TLP의 인장계류 부재의 강도문제에 큰 영향을 미칠 수 있다.

이러한 비선형에 의한 2차 파강제력에 대한 TLP의 파력 특성 및 합주파수 혹은 차주파수의 파강제력에 기인하는 운동응답에 대한 연구는 다소 진행되고 있으나, 합·차주파수의 파강제력을 모두 고려한 운동응답 및 장력 평가에 대한 연구는 드문 실정이다.

Go⁹⁻¹²⁾은 최근 3차원 특이점 분포법과 Yoshida 등의 탄성응답 해석법¹³⁾을 결합하는 것에 의해 유체력의 정밀평가 및 구성부재간의 유체역학적 상호간섭을 고려할 수 있는 규칙파중에서의 TLP의 탄성응답 해석법을 개발하였으며, Petrauskas와 Liu¹⁴⁾는 1차 포텐셜에 기인하는 2차 성분의 영향만을 고려하여 TLP에 작용하는 합주파수의 파강제력을 평가하였다.

Kim과 Yue¹⁵⁾는 입사파의 주파수들의 임의 결합에 대한 전달함수에 의해 축대칭 물체에 작용하는 2차 파강제력을 계산하는 방법을 개발하여, TLP에 대한 합주파수(sum-frequency)의 파강제력 및 운동응답을 평가하였으며, Kato⁷⁾은 2차 diffraction 문제를 계산하기 위해, 고차 경계요소법의 적분방정식에 보조 Green 함수를 도입하여 TLP에 작용하는 2차 파강제력을 계산하여 실험치와 비교하였고, 언직원주에 작용하는 고차 파력에 대한 연구(Faltinsen

등¹⁶⁾, Malenica와 Molin¹⁷⁾ 결과를 이용하여 TLP에 작용하는 3차 파강제력을 계산하여 실험치와 비교하였다⁸⁾.

본 연구에서는 TLP의 비선형에 기인하는 합·차주파수 성분의 파강제력을 고려하여 불규칙파중에서의 TLP의 비선형 파강제력, 운동응답 및 변동장력을 평가하였다.

2차 파강제력 주파수 응답함수를 Fourier변환함으로써 2차 임펄스 응답함수를 구하고, 2차 임펄스 응답함수를 콘볼루션 적분하여 시간영역에서의 비선형 파강제력을 산정하였으며, 시간영역 운동방정식에서 구조물에 작용하는 동유체력은 주파수 영역에서의 조파감쇠 계수로부터 구해지는 메모리 영향함수와 운동속도와의 콘볼루션 적분에 의해서 매시간 단계마다 변동하는 항으로 표현하였다. 비선형 파강제력을 고려한 시간영역에서의 운동방정식을 Newmark- β 법에 의해 매 시간마다 풀어 TLP의 운동응답 및 변동장력을 해석하였다.

2. 이론해석

2.1 인장계류식 해양구조물에 작용하는 비선형 유체력

인장계류식 해양구조물에 작용하는 파강제력과 모멘트는 섭동전개에 의해 얻어지는 1차 및 2차항을 취하여 1차 파강제력과 모멘트 및 2차 파강제력과 모멘트를 구할 수 있으며, 1차 파강제력과 모멘트는 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \{F_{\alpha}^{(1)}\} &= Re \sum_{k=1}^2 [a_k^{(1)} (\rho \int_{S_m} -i\omega_k (\phi_{ik}^{(1)} + \phi_{Dk}^{(1)}) \{ \hat{n} \} dS) e^{-i\omega_k t}] \\ &= Re \sum_{k=1}^2 [a_k^{(1)} \{ f_{Fk}^{(1)} \} e^{-i\omega_k t}] \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \{M_{\alpha}^{(1)}\} &= Re \sum_{k=1}^2 [a_k^{(1)} (\rho \int_{S_m} -i\omega_k (\phi_{ik}^{(1)} + \phi_{Dk}^{(1)}) (\{ \hat{X} \} \times \{ \hat{n} \}) dS) e^{-i\omega_k t}] \\ &= Re \sum_{k=1}^2 [a_k^{(1)} \{ f_{Mk}^{(1)} \} e^{-i\omega_k t}] \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, $\{f_{Fk}^{(1)}\}$ 와 $\{f_{Mk}^{(1)}\}$ 는 각각 파 주파수 ω_k 인

1차 파 강제력과 파 강제모멘트의 전달함수이다.

또, 2차 파강제력 $\{F_{ex}^{(2)}\}$ 과 모멘트 $\{M_{ex}^{(2)}\}$ 는 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \{F_{ex}^{(2)}\} = & \\ & -\frac{1}{2} \rho g \int_{\mathcal{W}} \zeta_R^{(1)2} \{\hat{n}\} dl + \{\Omega^{(1)}\} \times \{F^{(1)}\} \\ & + \int \int_{S_w} \left[\frac{1}{2} \rho |\nabla \Phi^{(1)}|^2 + \rho (\Phi_H^{(2)} + \Phi_D^{(2)}) \right. \\ & + \rho (\{X^{(1)}\} \cdot \nabla \Phi_i^{(1)}) \left. \right] \{\hat{n}\} dS \\ & - \rho g A_w \Omega_3^{(1)} (\Omega_1^{(1)} \hat{X}_f + \Omega_2^{(1)} \hat{Y}_f) \{k\} \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \{M_{ex}^{(2)}\} = & \\ & -\frac{1}{2} \rho g \int_{\mathcal{W}} \zeta_R^{(1)2} (\{\hat{X}\} \times \{\hat{n}\}) dl \\ & + \{\Omega^{(1)}\} \times \{M^{(1)}\} \\ & + \int \int_{S_w} \left[\frac{1}{2} \rho |\nabla \Phi^{(1)}|^2 + \rho (\Phi_H^{(2)} + \Phi_D^{(2)}) \right. \\ & + \rho (\{X^{(1)}\} \cdot \nabla \Phi_i^{(1)}) \left. \right] (\{\hat{X}\} \times \{\hat{n}\}) dS \\ & - \rho g \left\{ \begin{array}{l} -(\hat{X}_B V \Omega_2^{(1)} - S_{12} \Omega_3^{(1)}) \Omega_1^{(1)} \\ -(\hat{Z}_B V + S_{11}) \Omega_1^{(1)} \Omega_3^{(1)} \\ \hat{Y}_B V \Omega_1^{(1)} \Omega_3^{(1)} \end{array} \right. \\ & + (\hat{Z}_B V + S_{22}) \Omega_2^{(1)} \Omega_3^{(1)} - \frac{1}{2} \hat{Y}_B V (\Omega_3^{(1)2} - \Omega_1^{(1)2}) \\ & - S_{12} \Omega_2^{(1)} \Omega_3^{(1)} - \frac{1}{2} \hat{X}_B V (\Omega_2^{(1)2} - \Omega_3^{(1)2}) \\ & \left. - \hat{X}_B V \Omega_2^{(1)} \Omega_3^{(1)} \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

식(3)과 식(4)의 2차 파강제력과 모멘트를 2성분 입사파에 대한 합주파수 성분과 차주파수 성분의 전달함수로 나누어 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \{F_{ex}^{(2)}\} = & Re \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 \left[a_k^{(1)} a_l^{(1)} \{f_{Fkl}^{+(2)}\} e^{-i(\omega_k + \omega_l)t} \right. \\ & \left. + a_k^{(1)} a_l^{(1)*} \{f_{Fkl}^{-(2)}\} e^{-i(\omega_k - \omega_l)t} \right] \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \{M_{ex}^{(2)}\} = & Re \sum_{k=1}^2 \sum_{l=1}^2 \left[a_k^{(1)} a_l^{(1)} \{f_{Mkl}^{+(2)}\} e^{-i(\omega_k + \omega_l)t} \right. \\ & \left. + a_k^{(1)} a_l^{(1)*} \{f_{Mkl}^{-(2)}\} e^{-i(\omega_k - \omega_l)t} \right] \quad (6) \end{aligned}$$

여기서, $\{f_{Fk}^{+(2)}\}$ 는 2차 합·차주파수의 파 강제력 전달함수이고, $\{f_{Mk}^{+(2)}\}$ 는 2차 합·차주파수의 파 강제모멘트의 전달함수이다.

본 논문에서는 1차항들의 조합으로 발생하는 비

선형 항만 고려하고, 2차 속도포텐셜에 기인하는 비선형항은 무시하기로 한다.

2.2 시간영역 응답 시뮬레이션

2.2.1 유체력 계산

시간영역에서의 유체력 계산법으로서 주파수영역에서의 radiation포텐셜에 의한 동유체력을 Fourier 변환하여 메모리 영향함수(memory effect function)를 계산하고, 물체의 운동속도와 메모리 영향함수를 콘볼루션 적분함으로써 시간영역 유체력을 추정하는 방법을 사용하였다. 시간영역에서 단위속도의 l 방향 운동에 의해 k 방향으로 발생하는 유체력을 $f_{kl}(t)$ 라 하고, $t=0$ 인 순간의 관성력을 제외한 유체력을 메모리 영향함수 K_{kl} 라 정의하면, 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} K_{kl}(t) & \equiv -f_{kl}(t) - \mu_{kl}(\infty) \delta'(t) \\ & = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \nu_{kl}(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (7) \end{aligned}$$

여기서, $\mu_{kl}(\infty)$ 는 무한 주파수에서의 부가질량 계수이고, $\delta'(t)$ 는 Dirac δ 함수의 시간미분이며, 메모리 영향함수의 Fourier 변환은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} K_{kl}(\omega) & = \int_{-\infty}^\infty K_{kl}(t) e^{i\omega t} dt \\ & = \int_0^\infty K_{kl}(t) e^{i\omega t} dt \quad (8) \end{aligned}$$

이 식은 $K_{kl}(t)$ 가 물리적으로 $t < 0$ 일 때 0이기 때문에 성립한다. 식(7)을 Fourier 변환하면 주파수영역에서의 유체력은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{kl}(\omega) & = -K_{kl}(\omega) + i\omega \mu_{kl}(\infty) \\ & = -Re[K_{kl}(\omega)] + i\omega \left\{ \mu_{kl}(\infty) - \frac{Im[K_{kl}(\omega)]}{\omega} \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

또, 주파수영역에서 단위속도의 부체운동에 의해 부체 자신이 받는 유체력은 다음과 같이 운동속도 및 운동가속도에 비례하는 성분으로 나누어 쓸 수 있다.

$$F_{kl}(\omega) = [-\nu_{kl}(\omega) + i\omega\mu_{kl}(\omega)] \quad (10)$$

여기서, $\mu_{kl}(\omega)$, $\nu_{kl}(\omega)$ 는 각각 주파수영역에서 3차원 특이점분포법에 의해 계산되는 부가질량과 감쇠계수이다. 식(9)와 식(10)를 비교해 보면, 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} \nu_{kl}(\omega) &= Re[K_{kl}(\omega)] \\ &= \int_0^{\infty} K_{kl}(t) \cos \omega t dt \\ \mu_{kl}(\omega) &= \mu_{kl}(\infty) - \frac{Im[K_{kl}(\omega)]}{\omega} \\ &= \mu_{kl}(\infty) - \frac{1}{\omega} \int_0^{\infty} K_{kl}(t) \sin \omega t dt \quad (11) \end{aligned}$$

여기서, Re 와 Im 은 각각 복소함수의 실수부와 허수부를 나타낸다. 식(11)로부터 메모리 영향함수의 정도를 검정할 수 있다. 또한, 무한 주파수에서의 부가질량 $\mu_{jk}(\infty)$ 는 다음의 식에 따라 계산된다.

$$\begin{aligned} \mu_{kl}(\infty) &= \mu_{kl}(\omega) + \frac{Im[K_{kl}(\omega)]}{\omega} \\ &= \mu_{kl}(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^{\infty} K_{kl}(t) \sin \omega t dt \quad (12) \end{aligned}$$

2.2.2 2차 파강제력

2차 파강제력과 모멘트의 전달함수가 구해지면, 파강제력과 모멘트의 시간이력(time history) 해석은 주파수영역에서 구해지는 파강제력과 모멘트의 주파수 응답함수를 Fourier 변환함으로써 얻어지는 임펄스 응답함수를 콘볼루션 적분하여 구한다.

먼저, 파강제력 $\{F_w(t)\}$ 와 모멘트 $\{M_w(t)\}$ 를 Volterra 급수로 표현하여 2차항까지 취하면, 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \{F_{ex}(t)\} &= \{F_{ex}^{(1)}(t)\} + \{F_{ex}^{(2)}(t)\} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \{h_F^{(1)}(\tau)\} \zeta(t-\tau) d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{h_F^{(2)}(\tau_1, \tau_2)\} \zeta(t-\tau_1) \zeta(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \{M_{ex}(t)\} &= \{M_{ex}^{(1)}(t)\} + \{M_{ex}^{(2)}(t)\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \int_{-\infty}^{\infty} \{h_M^{(1)}(\tau)\} \zeta(t-\tau) d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{h_M^{(2)}(\tau_1, \tau_2)\} \zeta(t-\tau_1) \zeta(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (14) \end{aligned}$$

또, $\{h_F^{(1)}(\tau)\}$, $\{h_F^{(2)}(\tau)\}$ 및 $\{h_M^{(1)}(\tau)\}$, $\{h_M^{(2)}(\tau)\}$ 는 각각 1차 및 2차 파강제력과 모멘트의 임펄스 응답함수로서 다음과 같이 표현된다.

$$\{h_F^{(1)}(\tau)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{H_F^{(1)}(\omega)\} e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \{h_F^{(2)}(\tau_1, \tau_2)\} &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\{H_F^{(2)}(\omega_1, \omega_2)\} \\ &\cdot e^{-i(\omega_1\tau_1 + \omega_2\tau_2)}] d\omega_1 d\omega_2 \quad (16) \end{aligned}$$

$$\{h_M^{(1)}(\tau)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{H_M^{(1)}(\omega)\} e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \{h_M^{(2)}(\tau_1, \tau_2)\} &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\{H_M^{(2)}(\omega_1, \omega_2)\} \\ &\cdot e^{-i(\omega_1\tau_1 + \omega_2\tau_2)}] d\omega_1 d\omega_2 \quad (18) \end{aligned}$$

여기서, $\{H_F^{(1)}(\omega)\}$, $\{H_M^{(1)}(\omega)\}$ 는 각각 1차 파강제력과 모멘트의 전달함수이고, $\{H_F^{(2)}(\omega_1, \omega_2)\}$, $\{H_M^{(2)}(\omega_1, \omega_2)\}$ 는 각각 2차 파강제력과 모멘트의 전달함수이다.

1차 파강제력 및 모멘트의 전달함수 $\{f_{Fk}^{(1)}\}$ 와 $\{H_F^{(1)}(\omega_k)\}$ 및 $\{f_{Mk}^{(1)}\}$ 와 $\{H_M^{(1)}(\omega_k)\}$ 사이에는 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} \{H_F^{(1)}(\omega_k)\} &= \{f_F^{(1)}(\omega_k)\} = \{f_{Fk}^{(1)}\} \\ \{H_M^{(1)}(\omega_k)\} &= \{f_M^{(1)}(\omega_k)\} = \{f_{Mk}^{(1)}\} \quad (19) \end{aligned}$$

또, 2차 파강제력과 모멘트의 전달함수 $\{f_{Fkl}^{(2)\pm}\}$ 와 $\{H_F^{(2)}(\omega_k, \pm\omega_l)\}$ 및 $\{f_{Mkl}^{(2)\pm}\}$ 와 $\{H_M^{(2)}(\omega_k, \pm\omega_l)\}$ 사이에는 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} \{H_F^{(2)}(\omega_k, \omega_l)\} &= 2\{f_F^{+(2)}(\omega_k, \omega_l)\} = 2\{f_{Fkl}^{+(2)}\} \\ \{H_F^{(2)}(\omega_k, -\omega_l)\} &= 2\{f_F^{-(2)}(\omega_k, \omega_l)\} = 2\{f_{Fkl}^{-(2)}\} \quad (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \{H_M^{(2)}(\omega_k, \omega_l)\} &= 2\{f_M^{+(2)}(\omega_k, \omega_l)\} = 2\{f_{Mkl}^{+(2)}\} \\ \{H_M^{(2)}(\omega_k, -\omega_l)\} &= 2\{f_M^{-(2)}(\omega_k, \omega_l)\} = 2\{f_{Mkl}^{-(2)}\} \end{aligned} \quad (21)$$

이상과 같이 파강제력과 모멘트의 전달함수가 구해지면, 식(15) ~ 식(18)의 Fourier 역변환에 의해 파강제력과 모멘트의 임펄스 응답함수를 계산할 수 있고, 식(13), 식(14)에 의해 임펄스 응답함수와 수면변위의 시간이력의 곱을 적분함으로써 파강제력과 모멘트의 시간이력을 구할 수 있다.

2.2.3 시간영역 운동방정식

이상과 같이 시간영역에서의 동유체력 계수 및 파강제력과 모멘트가 구해지면, 운동방정식을 다음과 같이 표현한다.

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^6 \{M_{kl} + \mu_{kl}(\infty)\} \ddot{U}_l(t) \\ + \int_{-\infty}^t K_{kl}(t-\tau) \dot{U}_l(\tau) d\tau + C_{kl} U_l(t) = f_k(t) \end{aligned} \quad (k=1 \sim 6) \quad (22)$$

여기서, U_l : 정수면상의 원점에서 평가된 각 방향 변위

M_{kl} : 부체의 관성질량

$\mu_{kl}(\infty)$: 무한 주파수에서의 부가질량

$K_{kl}(t)$: 메모리 영향함수

C_{kl} : 중력, 정수압 및 계류력에 의한 복원력 계수

$f_k(t)$: 파강제력

식(22)와 같이 미분-적분 방정식으로 표현되는 운동방정식을 수치적으로 푸는 방법은 여러가지가 있지만, 본 논문에서는 Newmark- β 법을 사용하여 각 시간단계에서의 값들을 계산한다.

3. 수치계산 및 결과 고찰

Table 1은 수치계산에 사용된 TLP의 주요목을 나타낸 것이다. 주파수 영역에서 유체력을 계산하기 위해 TLP의 침수표면을 544개의 패넬로 분할하였으며, 계산결과는 수심 500 cm, 입사파의 입사각은 90°의 횡파에 대한 것이다.

Fig. 1은 주파수 $\omega = 5.0 \text{ rad/sec}$ 인 규칙파에

대한 Sway, Heave, Roll 운동응답의 시간이력(time history)을 나타내고 있다. Fig. 2 ~ Fig. 4는 시간영역 응답 시뮬레이션의 정도를 검증하기 위

Table 1. Particulars of the Tension Leg Platform

Length	72 cm
Breadth	72 cm
Height	59 cm
Draft	30 cm
Center of gravity above base	36.28 cm
Transverse radius of gyration	36.23 cm
Weight	27.7 kg _f
Pretefnsion	11.7 kg _f
Displacement volume	39.4 kg _f

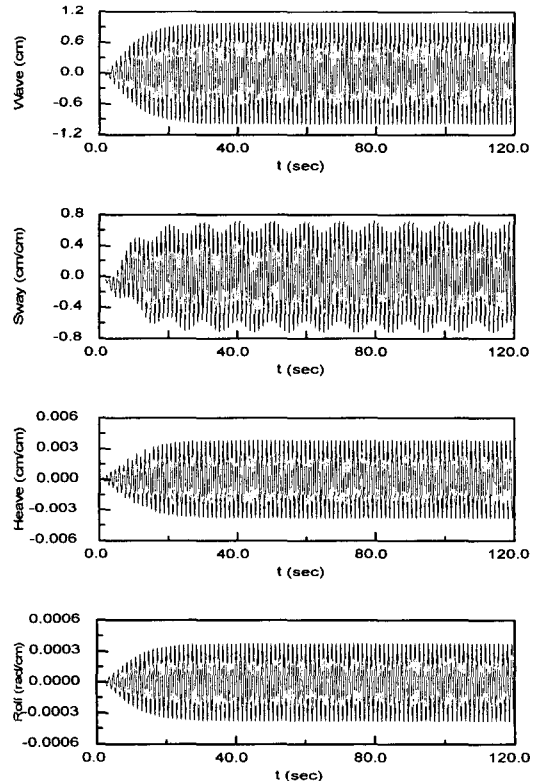


Fig. 1 Time Histories of Motions in Regular Waves

하여 주파수 $\omega = 3.5, 5.0, 7.5, 9.0 \text{ rad/sec}$ 인 규칙파에 대해 계산된 시간영역에서의 1차 Sway, Heave, Roll 운동응답 결과(●)와 주파수 영역에서 TLP를 강체로 가정한 경우의 1차 운동응답(○) 및 탄성체로 취급한 경우의 운동응답(△)을 Fukuoka의 실험치¹⁸⁾(▲)와 비교한 것이며, Sway와 Heave 운동에서는 탄성에 의한 영향이 거의 나타나지 않고 있으며, Roll 운동에서는 탄성의 영향이 다소 나타나고 있음을 알 수 있다. 또 Sway, Roll 운동응답은 시간영역에서의 결과와 약간의 차이를 보이고 있지만, Heave 운동응답은 시간영역에서의 결과와 잘 일치함을 알 수 있다.

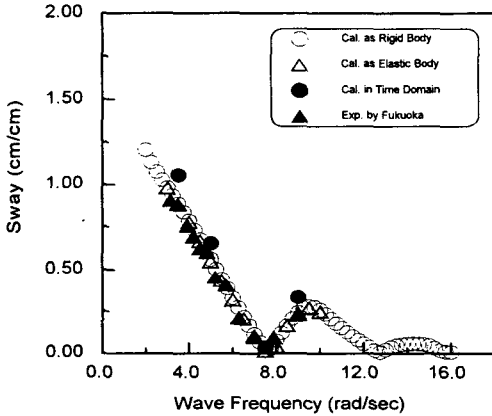


Fig. 2 Comparison of the Sway Motions

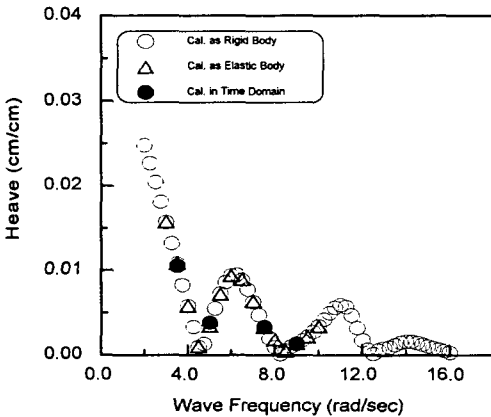


Fig. 3 Comparison of Heave Motions

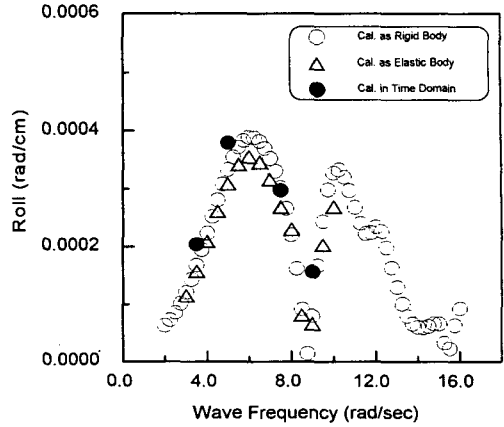


Fig. 4 Comparison of the Roll Motions

이상의 결과에 따라 시간영역 시뮬레이션의 타당성이 검증되었으며, Fig. 5는 시간영역에서의 불규칙파의 시계열 및 TLP의 Sway, Heave, Roll의 1차 운동의 시계열을 나타내고 있다. 1차 운동응답은 입

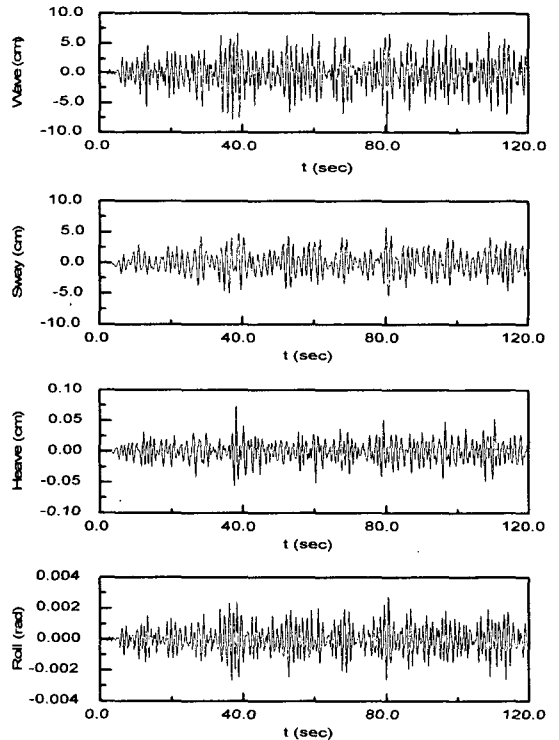


Fig. 5 Time Histories of the 1st Order Motions in Irregular Waves

사파의 영향이 지배적임을 알 수 있다. 계산에 사용된 불규칙파의 스펙트럼은 유의파고 16 cm, 평균주기 1.1 sec 인 ISSC 스펙트럼이고, 시간을 120 sec 까지 0.04 sec 씩 증분시키면서 계산을 수행하였다.

Fig. 6은 1차 및 2차 합·차주파수 파강제력을 모두 고려한 경우의 주파수 $\omega = 6.0 \text{ rad/sec}$ 인 규칙파에 대하여 Sway, Heave, Roll 운동응답을 나타내고 있다.

Sway 운동에서는 표류운동의 영향이 나타남을 알 수 있고, Heave 운동에서는 계류계의 초기장력으로인하여 표류운동이 거의 나타나지 않으며, Roll 운동에서는 Sway 표류운동의 영향으로 약간의 set down 현상이 나타남을 알 수 있다.

Fig. 7은 Fig. 5의 불규칙파에 대한 1차 및 2차 합·차주파수 파강제력을 모두 고려한 경우의 Sway, Heave, Roll 운동응답을 나타내고 있다.

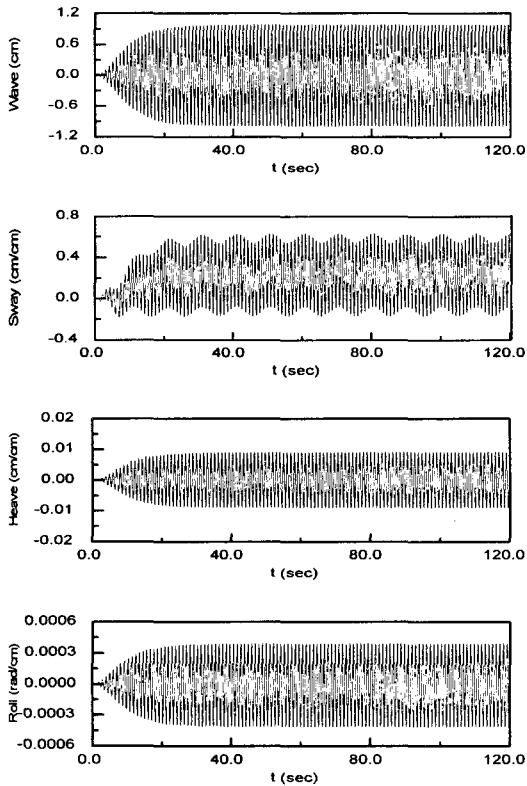


Fig. 6 Time Histories of Nonlinear Motions in Regular Waves

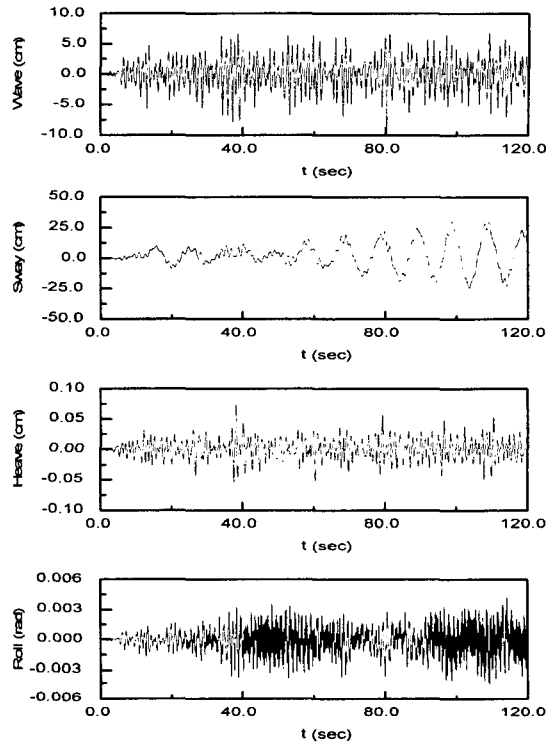


Fig. 7 Time Histories of the 1st and 2nd Order Motions in Irregular Waves

Sway운동에서는 장주기 변동 표류운동의 영향이 지배적으로 나타났으며, Heave운동은 1차 운동과 비슷한 경향을 보이고, Roll운동은 합주파수의 영향이 다소 나타나고 있다.

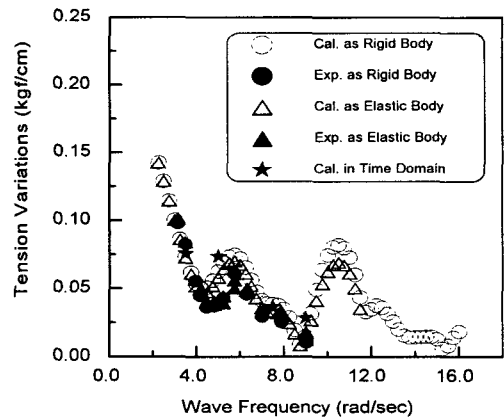


Fig. 8 Comparison of the Tension Variations on the Weather Side in Time and Frequency Domains

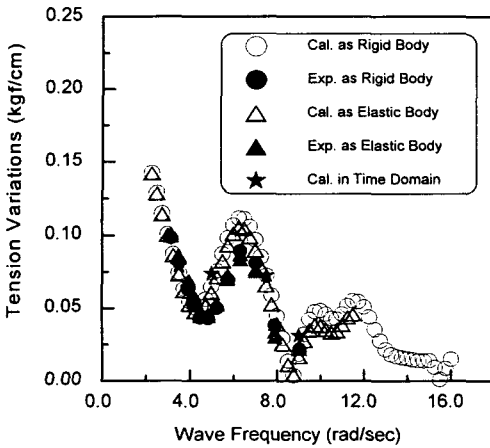
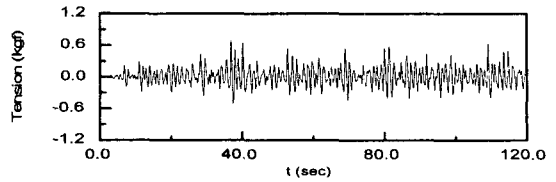


Fig. 9 Comparison of the Tension Variations on the Lee Side in Time and Frequency Domains

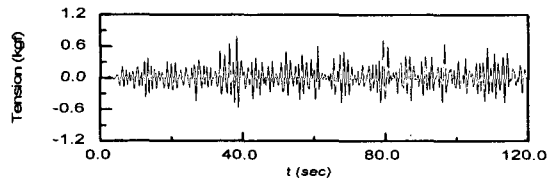
Fig. 8과 Fig. 9는 주파수 $\omega = 3.5, 5.0, 7.5, 9.0 \text{ rad/sec}$ 인 규칙파에 대해 시간영역에서 계산된 정상상태에서의 파상측(weather side)과 파하측(lee side)의 변동장력 응답(★)을 주파수 영역에서 TLP를 탄성체로 취급한 경우와 강체로 취급한 경우의 계산결과(○,△) 및 실험치(●,▲)를 비교하여 나타낸 것으로 주파수 영역 계산치 및 실험치와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

또, 탄성체로 취급한 경우보다 강체로 취급한 경우의 응답이 peak치 부근에서 다소 크게 나타났으며, 이는 강체인 경우에는 탄성체인 경우보다 에너지 흡수율이 작은 것에 기인하여 응답이 다소 크게 나타난 것으로 사료된다.

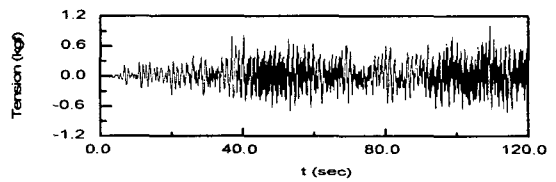
Fig. 10의 (a), (b)는 Fig. 5의 불규칙파에 대한 1차 파강제력만 고려한 경우의 변동 장력의 시간이력을 나타내고, (c), (d)는 1차 및 2차 합·차주파수 파강제력을 모두 고려한 경우의 변동 장력의 시간이력을 나타내고 있으며, 2차 파강제력을 고려한 경우의 변동 장력은 2차 운동의 영향으로 변동 장력의 다소 크게 나타나며, 시간이력의 전체적인 경향은 Roll운동의 영향이 지배적으로 나타나는 것을 알 수 있다.



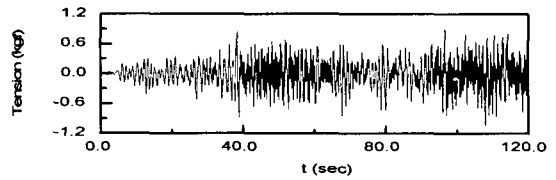
(a) Tension Variations on Weather Side for the 1st Order



(b) Tension Variations on Lee Side for the 1st Order



(c) Tension Variations on Weather Side for the 2nd Order



(d) Tension Variations on Lee Side for the 2nd Order

Fig. 10 Time Histories of Tension Variations in Irregular Waves

4. 결 론

본 논문에서 취급한 계산모델 및 계산조건 하에서 얻어진 주요한 결론은 다음과 같다.

- (1) 인장계류식 해양구조물(TLP)에 작용하는 비선형 합·차주파수 성분의 파강제력을 산정하

고, 시간영역에서 TLP의 비선형 운동응답 및 변동장력 응답을 시뮬레이션 할 수 있는 해석법을 개발하였으며, 본 해석법은 반잠수식 해양구조물 등과 같은 다른 해양구조물에도 적용이 가능할 것으로 사료된다.

- (2) 앞으로 2차 속도포텐셜에 대한 해석과 이를 고려한 경우의 비선형 응답 해석에 대한 연구가 지속되어야 할 것이며, 본 해석법을 이용하여 비선형 합-차주파수 성분의 2차 파강제력을 고려한 TLP의 비선형 동적 구조 응답의 수치계산 및 해석에 대한 지속적인 연구가 필요하다.

후 기

본 연구는 교육부 학술연구조성비(기계공학 ME96-D-10)의 지원에 의해 수행된 것이며, 이에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Natvig,B.J., "Review of Hydrodynamic Challenges in TLP Disign", International Journal of Offshore and Polar Engineering, Vol.3, No.4, 1993
- 2) Natvig,B.J., "A Proposed Ringing Analysis Model for Higher Order Tether Response", Proceedings of the fourth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.40-51, 1994
- 3) Natvig,B.J. and Vogel,H., "TLP Design Philosophy - Past, Present, Future", Proceedings of the fifth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.64-69, 1995
- 4) Kim,C.H., Zhao,C. and Zou,J., "Springing and Ringing Due to Nonlinear Waves on a Coupled TLP", Proceedings of the fifth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.64-69, 1995
- 5) Huse,E. and Utnes,T., "Springing Damping of Tension Leg Platforms", Offshore Technology Conference 7446, pp259-267, 1994
- 6) Huse,E. and Stansberg,T.S., "Third and Higher Order Content of TLP Springing Excitation", Offshore Technology Conference 7813, pp.97-103, 1995
- 7) 加藤俊司, Teng,B., 齊藤昌勝, "緊張係留構造物(TLP)의不規則波中非線形應答 -2次を含めた高次の波力特性-", 日本造船學會論文集, 第178號, pp.245-258,1995
- 8) 加藤俊司, Teng,B., 安藤裕友, "緊張係留構造物(TLP) のリングング應答 -3次波力の解析-", 日本造船學會論文集, 第180號, pp.175-192, 1996
- 9) 구자삼,이창호,홍봉기, "인장계류식 해양구조물의 동적응답 해석법의 개발", 한국해양공학회지, 제7권 1호, 1993
- 10) 구자삼,김진하,이창호, "인장계류식 해양구조물의 동적응답 해석(I)", 한국해양공학회지, 제9권 1호, 1995
- 11) 구자삼,박찬후,이창호, "인장계류식 해양구조물의 동적응답 해석(II)", 한국해양공학회지, 제10권 1호, 1996
- 12) Goo,J.S.,Lee,C.H.,Park,C.H. and Kim,J.H., "A Dynamic Response Analysis of Tension Leg Platforms Including Hydrodynamic Interactions in Waves", Proceedings of the fourth Pacific/Asia Offshore Mechanics Symposium, pp.9-18, 1996
- 13) 吉田宏一郎,尾崎雅彦,岡徳昭, "緊張繫留プラットフォームの構造應答特性", 日本造船學會論文集, 第152號, pp.329-335, 1982
- 14) Petrauskas,C. and Liu,S.V., "Springing Force Response of a Tension Leg Platform", Offshore Technology Conference 5458, 1987
- 15) Kim,M.H. and Yue,D.K.P., "The Nonlinear Sum-Frequency Wave Excitation and Response of a Tension Leg Platform", BOSS, 1988
- 16) Faltinsen,O.M.,Newman,J.N. and Vinje,T., "Non-linear Loads on Slender Vertical

Cylinder”, Journal of Fluid Mechanics,
Vol.289, pp.179-198, 1995

Journal of Fluid Mechanics, Vol.302,
pp.203-229, 1995

17) Malenica, S. and Molin, B., “Third-harmonic
Wave Diffraction by a Vertical Cylinder”,

18) 福岡哲二, “JOIA-TLP의 彈性應答計算”, 三井造
船昭島研究所, 1988