

다방향 불규칙파중의 인장계류식 해양구조물에 작용하는  
파강제력 및 정상표류력 해석(주파수영역 해석)

이 창 호\*

\*동명대학 조선해양시스템과  
(2000년 9월 29일 접수)

**Analysis of the Wave Exciting Forces and  
Steady Drift Forces on a Tension Leg Platform in  
Multi-directional Irregular Waves  
(Frequency Domain Analysis)**

**Lee, Chang-Ho\***

\* Dept. of Shipbuilding and Marine System, TongMyong College

(Received September 29, 2000)

**Abstract**

A numerical procedure is described for simultaneously predicting the wave exciting forces and drift forces on a Tension Leg Platform(TLP) in multi-directional irregular waves. The numerical approach is based on a three dimensional source distribution method to the wave exciting forces, a far-field method to the steady drift forces and a spectral analysis technique of directional waves. The spectral description for the linear system of TLP in the frequency domain is sufficient to completely define the wave exciting forces and steady drift forces. This is because both the wave inputs and the outputs are stationary Gaussian random process of which the statistical properties in the amplitude domain are well known.

Numerical results of steady drift forces are compared with the experimental and numerical ones, which are obtained in the literature. The results of comparison confirmed the validity of the proposed approach.

서 론

해양에 관련된 공학과 기술은 해양의 석유와 천연가스의 개발과 더불어 급속히 발달하였지만, 지금부터 대수심역 해양공간 이용 및 해저자원과 에너지의 개발을 중심으로 점점 더 발전해 나갈 것이며, 21세기의 새로운 해저자원 개발은 대부분

500m이상의 심해에서 이루어질 것으로 예상된다.

본 논문에서는 심해의 석유자원의 시추 및 생산을 위한 대표적인 유연 구조물로서 최근 많은 관심을 모으고 있는 인장계류식 해양구조물(Tension Leg Platform, TLP)에 작용하는 파강제력 및 정상표류력 해석을 다방향 불규칙파중에서 수행하고자 한다.

해상에서의 위치유지 및 조업성능이 뛰어난 TLP에 대한 많은 연구가 수행되고 있지만, 파랑 응답에 대한 대부분의 연구가 장파정파(Long Crested Waves)를 환경외력의 하나로 취급하고 있으나, 실제 구조물이 계류되는 실해역은 단파정파(Short Crested Waves)이므로 이를 고려한 연구가 요구되고있는 실정이다.

지금까지 수행된 다방향파(단파정파)중의 해양 구조물에 대한 연구로는 파력<sup>2),3)</sup>, 선형응답<sup>4)-6)</sup> 및 비선형 응답<sup>7)-9)</sup>을 들 수 있다. 선형응답에 대해서는 Jo<sup>4)</sup>, Sand et al.<sup>5)</sup>, Takezawa<sup>6)</sup> 등의 이론 및 실험을 통하여 선형증첩에 의해 정도 좋게 추정할 수 있다는 것이 실증되고 있다.

본 논문에서는 3차원 특이점분포법에 의해 TLP에 작용하는 파강제력을 산정하고, far-field 법에 의해 정상표류력을 산정하였으며, 산정된 파강제력 및 정상표류력 주파수 응답함수와 다방향 파 스펙트럼을 이용하여 다방향파 불규칙파중의 TLP에 작용하는 파강제력 및 정상표류력 스펙트럼을 구하였다.

### 이론해석

#### 1. 기초 방정식과 경계조건

운동 방정식의 정식화를 위하여 Fig.1과 같이 정수면상에 원점 O를 가지고, Z축의 양의 방향이 위쪽으로 향하는 공간고정 좌표계 O-XYZ, 물체와 함께 운동하는 물체고정 좌표계 및 공간고정

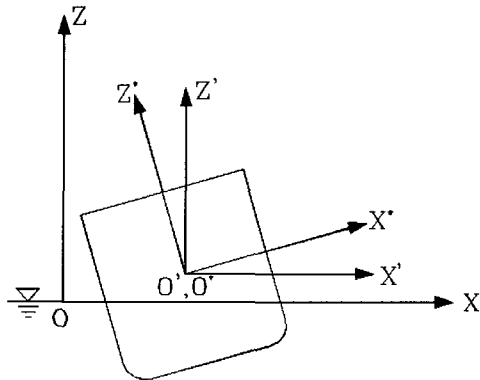


Fig. 1. Coordinate Systems.

좌표계 O\*-X\*Y\*Z\*와 평행한 물체고정 좌표계 O'-X'Y'Z'를 사용한다.

유체는 비점성, 비압축성인 이상유체로 가정하고, 유체의 운동은 비회전인 것으로 가정하면 유체의 속도는 다음 식으로 정의되는 속도포텐셜에 의해 기술할 수 있다.

$$V = \nabla \Phi(X, Y, Z, t) \quad (1)$$

여기서, V는 유체의 속도벡터이고, 속도포텐셜은 입사파의 포텐셜과 구속된 부체에 의한 입사파의 산란을 나타내는 산란파 포텐셜 및 부체의 운동에 의해 발생하는 방사파 포텐셜의 합으로서 생각할 수 있다.

또, 방사파 포텐셜은 그 자유도에 따라 6개의 성분으로 나눌 수 있다. 이 경우에 유장 전체의 속도포텐셜은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Phi(X, Y, Z, t) = \text{Re}\{a\phi(X, Y, Z)e^{-i\omega t}\} \quad (2)$$

$$\phi = \phi_I + \phi_D + \sum_{j=1}^6 -i\omega\eta_j\phi_j \quad (3)$$

여기서, a는 평면 입사파의 진폭,  $\phi$ 는 복소 속도포텐셜,  $\phi_I$ 는 입사파의 속도포텐셜,  $\phi_D$ 는 산란파포텐셜,  $\phi_j$ 는 단위 속도진폭으로 j방향의 운동에 의해 발생하는 방사파 포텐셜이다. 또, i는 허수단위,  $\omega$ 는 평면 입사파의 원주파수,  $\eta_j$ 는 j방향의 복소 변위진폭이다. 또한, X축의 양의 방향과  $\beta$ 의 각을 이루며 입사하는 평면 입사파의 포텐셜은 유한수심의 경우에는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_I = -\frac{ig}{\omega} \frac{\cosh k_0(Z+h)}{\cosh k_0h} e^{ik_0(X \cos \beta + Y \sin \beta)} \quad (4a)$$

또, 무한수심의 경우에는 다음과 같이 된다.

$$\phi_I = -\frac{ig}{\omega} e^{k_0Z} e^{ik_0(X \cos \beta + Y \sin \beta)} \quad (4b)$$

여기서, g는 중력 가속도, h는 수심,  $k_0$ 는 파수이다. 또, 파수  $k_0$ 는 유한수심의 경우에는 다음 식의 실정근이다.

$$k_0 \tanh k_0h = \frac{\omega^2}{g} \equiv K \quad (5a)$$

무한수심의 경우에는 다음 식의 실정근이다.

$$k_0 = \frac{\omega^2}{g} \equiv K \quad (5b)$$

입사파의 포텐셜  $\phi_I$ 는 단독으로, 기초방정식인 Laplace 방정식과 자유표면 및 해저면에 있어서의 경계조건을 만족하고 있다. 산란파 포텐셜  $\phi_D$  및 방사파 포텐셜  $\phi_j(j=1\sim 6)$ 은 각각 다음과 같은 경계치 문제의 해로서 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} & \text{(산란파 문제)} \\ \nabla \phi_D &= 0 & \text{in } \Omega & \quad (6) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial Z} - K \phi_D = 0 \quad \text{on } S_F \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial Z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (8a)$$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \nabla \phi_D = 0 \quad \text{on } S_B \quad (8b)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} - \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad \text{on } S_H \quad (9)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left( \frac{\partial \phi_D}{\partial R} - ik_0 \phi_D \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \text{(방사파 문제)} \\ \nabla^2 \phi_j &= 0 & \text{in } \Omega & \quad (11) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial Z} - K \phi_j = 0 \quad \text{on } S_F \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial Z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (13a)$$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \nabla \phi_j = 0 \quad \text{on } S_B \quad (13b)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_j^* \quad \text{on } S_H \quad (14)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left( \frac{\partial \phi_j}{\partial R} - ik_0 \phi_j \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (15)$$

여기서, 식(8a) 및 식(13a)는 유한수심의 경우이고, 식(8b) 및 식(13b)는 무한수심의 경우이다. 또한, 식(6)~(9) 및 식(11)~(14)는 각각 유체내부  $S_F$ 에서의 유체의 연속성, 자유표면  $S_F$ 에 있어서의 경계조건, 유한수심의 경우의 해저면  $S_B$ 에 있어서의 불투과 조건, 무한수심의 경우의 해저면  $S_B$ 에 있어서의 유체는 유속을 갖지 않는 조건, 부체 침수표면  $S_H$ 에 있어서의 부체와 유체의 속도의 연속 조건을 나타내고 있으며, 또 식(10) 및 식(15)는 무한원방에 있어서의 방사조건이며, 무한원방에 있

어서는 산란파와 방사파 둘 다 방사상으로 펼쳐져 가는 진행파 성분만으로 된다는 물리적인 조건을 나타내고 있다. 또,  $n$ 에 의한 미분은 부체표면에서 유체중으로 향하는 법선 방향 미분을 나타내고,  $\nabla^2$ 은 Laplacian 연산자이다. 또,  $R$ 은 source 점과 field 점의 수평거리이다.

$n_j^*$ 는 다음 식에 있듯이, 각 축에 평행한 단위 속도 운동에 의한 부체 표면에서의 운동속도의 법선 방향 성분 ( $j=1\sim 3$ ) 및 각 축둘레의 단위 각속도 운동에 의한 부체표면에서의 운동속도의 법선 방향 성분 ( $j=4\sim 6$ )이다.

$$\begin{aligned} n_1^* &= n_X, \quad n_2^* = n_Y, \quad n_3^* = n_Z \\ n_4^* &= (Y - Y_m)n_X - (Z - Z_m)n_Y \\ n_5^* &= (Z - Z_m)n_X - (X - X_m)n_Z \\ n_6^* &= (X - X_m)n_Y - (Y - Y_m)n_X \end{aligned} \quad (16)$$

단,  $n_X, n_Y, n_Z$ 는 각각 부체 표면상의 단위 법선벡터의  $X, Y, Z$ 성분이며,  $(X_m, Y_m, Z_m)$ 은 부체의 운동 기준점의 좌표이다. 식(11)~(15)는  $j=1\sim 6$ 의 각 운동성분에 대해 성립해야 할 관계식이며,  $j=1\sim 6$ 은 각각 다음의 운동을 나타내는 것으로 한다.

$$\begin{aligned} j=1 &: \text{surge} & j=4 &: \text{roll} \\ j=2 &: \text{sway} & j=5 &: \text{pitch} \\ j=3 &: \text{heave} & j=6 &: \text{yaw} \end{aligned}$$

발산파 포텐셜  $\phi_D$ 는 식(6)~식(10)을 만족하는 함수로서 구해지고, 단위 속도진폭으로  $j$ 방향의 운동에 의해 발생하는 방사파 포텐셜  $\phi_j(j=1\sim 6)$ 은 식(11)~(15)를 만족하는 함수로서 구해진 문제의 해로서 구해진다. 파에 의한 힘(파강제력) 또는 부체의 운동에 의해 부체가 주변의 유체로부터 받는 반력(유체력)을 구하는 문제는 발산파 문제와 방사파 문제를 비교해 보면 알 수 있듯이, 양자는 물체 표면에 있어서의 경계조건이 다를 뿐이므로, 해법의 과정은 거의 동일하다.

물체의 형상이 복잡한 경우에는 상기의 경계치 문제를 해석적으로 구할 수 없기 때문에 이것을 Green 함수와 Green 정리를 이용하여 적분방정식으로 변환한 후에 수치적으로 푸는 것에 의해 해를 구하면, 발산파 포텐셜  $\phi_D$ 와 방사파 포텐셜

$\phi_j(j=1\sim 6)$ 가 얻어진다.

## 2. 유체력과 파강제력

부체의 운동에 의한 유체반력인 유체력을 고려하기 위해 방사파 포텐셜  $\phi_j(j=1\sim 6)$ 는 단위속도 진폭으로  $j$ 방향의 운동에 의해 발생하는 포텐셜이므로,  $j$ 방향의 운동  $\eta_j e^{-i\omega t}$ 에 의해 생기는 방사파 포텐셜은  $-i\omega\eta_j\phi_j e^{-i\omega t}$ 이며, 그 때의 방향의 유체반력은 다음과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} f_{kj}e^{-i\omega t} &= -\iint_{S_H} P_j n_k dS \\ &= -\iint_{S_H} -\rho \frac{\partial}{\partial t} (-i\omega\eta_j\phi_j e^{-i\omega t}) n_k dS \\ &= -\iint_{S_H} -\rho\phi_j n_k dS \cdot (-i\omega)^2 \eta_j e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (17)$$

여기서,  $\rho$ 는 유체의 밀도이고,

$$P_j(X,Y,Z,t) = -\rho \frac{\partial}{\partial t} (-i\omega\eta_j\phi_j e^{-i\omega t}) \quad (18)$$

은 부체가  $j$ 방향으로 복소변위 진폭  $\eta_j$ 로 운동하는 것에 의한 유체의 변동압력이다.

$$\phi_j = \phi_{jc} + i\phi_{js} \quad (19)$$

로 두면

$$\begin{aligned} f_{kj}e^{-i\omega t} &= -\iint_{S_H} \rho\phi_{jc} n_k dS \cdot (-i\omega)^2 \eta_j e^{-i\omega t} \\ &\quad + \iint_{S_H} \rho\omega\phi_{js} n_k dS \cdot (-i\omega)\eta_j e^{-i\omega t} \\ &= -\mu_{kj} \frac{\partial^2(\eta_j e^{-i\omega t})}{\partial t^2} - \nu_{kj} \frac{\partial(\eta_j e^{-i\omega t})}{\partial t} \end{aligned} \quad (20)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \mu_{kj} &= -\rho \iint_{S_H} \phi_{jc} n_k dS \\ \nu_{kj} &= -\rho\omega \iint_{S_H} \phi_{js} n_k dS, (j, k=1\sim 6) \end{aligned} \quad (21)$$

이고, 뒷 식이 유체력 계수의 표시식이며, 각각  $j$ 방향의 운동에 의한  $k$ 방향에의 부가질량 및 감쇠계수이다.

구속된 부체에 파가 입사한 경우의 변동 유체압력에 의한 힘, 즉 파강제력을 생각한다. 이 유체압력  $P_w$ 는 평면 입사파의 속도포텐셜  $\phi_I$ 와 평면 입사파에 의한 발산파 포텐셜  $\phi_D$ 를 이용하여 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} P_w(X,Y,Z,t) &= -\rho \frac{\partial}{\partial t} \{(\phi_I + \phi_D) e^{-i\omega t}\} \\ &= i\omega\rho(\phi_I + \phi_D) e^{-i\omega t} \end{aligned}$$

이 유체압력  $P_w$ 에 의한  $k$ 방향의 파강제력을  $F_k e^{-i\omega t}$ 라 하면

$$\begin{aligned} F_k e^{-i\omega t} &= -\iint_{S_H} P_w n_k dS \\ &= -\iint_{S_H} i\omega\rho(\phi_I + \phi_D) n_k dS \cdot e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (22)$$

로 된다. 따라서 파강제력의 복소진폭  $F_k$ 는 다음과 같다.

$$F_k = -i\rho\omega \iint_{S_H} (\phi_I + \phi_D) n_k dS (k=1\sim 6) \quad (23)$$

발산파 포텐셜  $\phi_D$ 가 구해지면, 뒷식에 의해 파강제력을 계산할 수 있다.

## 3. 운동방정식

부체의 운동이 입사파의 주파수와 조화인 것으로 가정하면, 어떤 임의의 운동 기준점의 좌표( $X_m, Y_m, Z_m$ ) 주위의 운동 방정식은 다음과 같이 표시된다.

$$\sum_{j=1}^6 [-\omega^2(M_{kj} + \mu_{kj}) - i\omega\nu_{kj} + (C_{kj} + C_{kj}')] U_j = F_k, (k=1\sim 6) \quad (24)$$

여기서,  $M_{kj}$ 은 부체의 관성력 계수,  $C_{kj}$ 은 정수압에 의한 복원력 계수,  $C_{kj}'$ 은 계류계에 의한 복원력 계수이다.

## 4. 정상표류력

인장계류식 해양구조물에 작용하는 정상표류력을 평가하기 위해 본 논문에서는 유체의 운동량 변화율을 시간평균 취하여 경계조건을 적용하는 운동량 보존법칙에 의한 far-field 법에 의해 정상표류력을 다음과 같이 표현한다<sup>10)</sup>.

$$\overline{F_{Dx}} = \frac{\rho k_0^2}{8\pi D} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\cos\beta - \cos\theta) d\theta \quad (25)$$

$$\overline{F_{Dy}} = \frac{\rho k_0^2}{8\pi D} \int_0^{2\pi} |H(\theta)|^2 (\sin\beta - \sin\theta) d\theta \quad (26)$$

여기서,  $D$ 는 수심 파라메타로서

$$D = \frac{2k_0 h + \sinh 2k_0 h}{1 + \cosh 2k_0 h} \quad (27)$$

이며,  $h \rightarrow \infty$  일때  $D \rightarrow 1$  이 된다. 즉, 무한수심일때  $D$ 는 1이 된다.

표류력의 표현식은 입사파의 포텐셜  $\phi_I$  및 *Kochin* 함수  $H(\theta)$ 의 정의에 따라 달라지므로 주의해야 한다. 여기서 *Kochin* 함수  $H(\theta)$ 는 유한수심인 경우 다음과 같다.

$$H(\theta) = \iint_{S_H} \sigma \frac{\cosh[k_0(\zeta+h)]}{\cosh k_0 h} e^{-ik_0(\zeta \cos \theta + \eta \sin \theta)} dS \quad (28)$$

여기서  $\sigma$ 는  $S_H$ 상의 소오스 면밀도이고, 무한수심인 경우는  $h \rightarrow \infty$ 이므로 다음과 같이 표현된다.

$$H(\theta) = \iint_{S_H} \sigma e^{k_0 \zeta} e^{-ik_0(\zeta \cos \theta + \eta \sin \theta)} dS \quad (29)$$

### 5. 다방향 불규칙파중의 응답해석

다방향파의 스펙트럼  $S_{\zeta\zeta}(\omega, \chi)$ 는 다음과 같이 방향 분포 함수 (Directional Distribution Function)  $D(\omega, \chi)$ 와 일차원 파 스펙트럼  $S_{\zeta\zeta}(\omega)$ 를 이용하여 표현할 수 있다.

$$S_{\zeta\zeta}(\omega, \chi) = D(\omega, \chi) S_{\zeta\zeta}(\omega) \quad (30)$$

방향분포함수의 일반적인 모델은 주파수에 대해 독립인 코사인함수로서 다음과 같이 표현된다<sup>11)</sup>

$$\Gamma(\chi) = \frac{\Gamma(S+1)}{\sqrt{\pi}\Gamma(S+\frac{1}{2})} \cos^{2S}(\chi - \theta_0) \quad (31)$$

여기서,  $\chi = \theta + \theta_0$ 이다.

단,  $\theta_0$ 는 입사파의 주방향,  $\theta$ 는 주방향과 성분파의 진행방향이 이루는 각을 표시하고,  $S$ 는 에너지의 방향에 따른 분포를 나타내는 파라메타이고,  $S \rightarrow \infty$ 일때, 한방향파(Onedirectional Waves) 즉, 장파정파가 된다. 그리고 방향분포 파라메타  $S$ 를 변화시켜도 에너지가 일정하게 되도록 다음과 같이 정규화 시킬 필요가 있다.

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D(\theta) d\theta = 1 \quad (32)$$

본 연구에서 사용된 일차원 파 스펙트럼은 ISSC 스펙트럼으로 다음과 같이 표현된다<sup>12)</sup>.

$$S_{\zeta\zeta}(\omega) = \frac{1}{2\pi} 0.11 H_{1/3}^2 T_1 \left( \frac{T_1}{2\pi} \omega \right)^{-5} \cdot \text{EXP} \left[ -0.44 \left( \frac{T_1}{2\pi} \omega \right)^{-4} \right] \quad (33)$$

여기서,  $\omega$ 는 파의 원주파수(Circular Freq., rad/sec),  $H_{1/3}$ 는 유의파고(Significant Wave Height),  $T_1$ 은 평균주기(Mean Period)이다.

선형 입출력계에 있어서, 입력에 대한 출력은 단위충격 응답함수(unit impulse response function)와 입력의 시간력과의 콘블루션 적분으로 표현되어진다. 여기서는 입력으로서 방향파의 수면상승량  $\zeta(t, \bar{X})$ 를 취했을 때 출력을 TLP에 작용하는 파강제력 및 정상표류력 응답  $x(t, \bar{X})$ 로 표시한다. 단  $t$ 는 시간,  $\bar{X}$ 는 위치벡터를 나타낸다.

수면 상승량 및 응답의 자기상관함수는 다음과 같이 표기된다.

$$R_{\zeta\zeta}(\tau, \bar{\delta}) = E[\zeta(t, \bar{x}) \cdot \zeta(t + \tau, \bar{x} + \bar{\delta})] \quad (34)$$

$$R_{xx}(\tau, \bar{\delta}) = E[x(t, \bar{x}) \cdot x(t + \tau, \bar{x} + \bar{\delta})] \quad (35)$$

이때,  $\tau$ 는 시간차이고,  $\bar{\delta}$ 는 위치벡터의 차를 나타낸다. 응답의 자기상관함수는 단위충격함수를 이용하여 표현하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} R_{xx}(\tau, \bar{\delta}) &= \iiint \iiint \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) h(\tau_2, \delta_2) \cdot \\ &E[\zeta(t - \tau_1, \bar{x} - \delta_1) \zeta(t + \tau - \tau_2, \bar{x} + \bar{\delta} - \delta_2)] \\ &d\tau_2 d\delta_2 d\tau_1 d\delta_1 \\ &= \iiint \iiint \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) h(\tau_2, \delta_2) \cdot \\ &R_{\zeta\zeta}(\tau + \tau_1 - \tau_2, \bar{\delta} + \delta_1 - \delta_2) d\tau_2 d\delta_2 d\tau_1 d\delta_1 \end{aligned}$$

여기서, Wiener-Khintchine 공식

$$R_{xx}(\tau, \bar{\delta}) = \iint \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega, K) e^{i(K \cdot \bar{\delta} - \omega\tau)} dK d\omega \quad (36)$$

을 윗식에 대입하면 다음과 같이 응답 스펙트럼이 구해진다.

$$\begin{aligned} &\iint \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega, K) e^{i(K \cdot \bar{\delta} - \omega\tau)} dK d\omega \\ &= \iint \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \iint \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_2, \delta_2) e^{-i(K \cdot \bar{\delta}_2 - \omega\tau_2)} d\delta_2 d\tau_2 \right. \\ &\quad \cdot \left. \iint \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) e^{i(K \cdot \bar{\delta}_1 - \omega\tau_1)} d\delta_1 d\tau_1 \right] \\ &\quad \cdot S_{\zeta\zeta}(\omega, K) e^{i(K \cdot \bar{\delta} - \omega\tau)} dK d\omega \\ &= \iint \int_{-\infty}^{\infty} H_x(\omega, K) H_x(\omega, K) \\ &\quad \cdot S_{\zeta\zeta}(\omega, K) e^{i(K \cdot \bar{\delta} - \omega\tau)} dK d\omega \\ S_{\zeta\zeta}(\omega, K) &= |H_x(\omega, K)|^2 S_{\zeta\zeta}(\omega, K) \quad (37) \end{aligned}$$

주방향  $\theta_0$ 인 다방향파에 대한 주파수 응답 스펙트럼  $S_{xx}(\omega, \theta_0)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$S_{xx}(\omega, \theta_0) = \int_{-\pi}^{\pi} |H_{x\xi}(\omega, \theta_0 + \theta)|^2 S_{\xi\xi}(\omega, \theta_0 + \theta) d\theta \quad (38)$$

단,  $H_{x\xi}(\omega, \theta_0 + \theta)$ 는 앞에서 구해지는 단위진폭의 규칙파에 대한 TLP에 작용하는 파강제력 및 정상표류력 응답함수이고,  $S_{xx}(\omega, \theta_0 + \theta)$ 는 다방향파 스펙트럼을 나타내고 있다. 이와같은 방법으로 응답 스펙트럼이 구해지면 다방향 불규칙파중에서의 응답 진폭의 유의치(significant value)는 다음과 같이 주어진다<sup>2)</sup>.

$$X_{1/3}(\theta_0) = 2.0 \sqrt{m_0(\theta_0)} \quad (39)$$

$$m_0(\theta_0) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega, \theta_0) d\omega \quad (40)$$

여기서,  $m_0(\theta_0)$ 는 스펙트럼의 0차 모우먼트로서 분산을 나타낸다.

### 수치계산 및 고찰

본 논문에서의 파강제력 및 정상표류력 해석법의 타당성을 검토하기 위해 Pinkster<sup>(13)</sup>가 사용한 바아지(barge)의 침수표면을 284개의 패넬로 분할하여 정상표류력을 계산하고, Pinkster의 실험치 및 계산치와 비교·검토하였다. Table 1은 바아지의 주요목을 나타낸다. Fig.2는 본 논문에서 far-field법에 의해 계산된 정상표류력 결과를 Pinkster의 near-field법에 의한 계산치 및 실험치와 비교하여 나타낸 것이다. 정상표류력은  $0.5\rho g \nabla^{1/3} a^2$ 에 의해 무차원화된 것이며, 주파수  $\omega = 5.0 \text{ rad/sec}$  이후에서 약간의 정량적 차이를 보이는 것은 계산 방법의 차이로 사료되며, 비교적 잘 일치함을 보이고 있다. 따라서 본 논문에서 사용된

Table 1 Particulars of a barge

Length (m)	150.0
Breadth (m)	50.0
Draught (m)	10.0
Displaced volume ( $m^3$ )	73750.0
Centre of gravity above base (m)	10.0
Longitudinal radius of gyration (m)	39.0
Transverse radius of gyration (m)	20.0

계산기법의 타당성을 확인할 수 있다.

Fig.3은 본 논문의 계산에 사용된 TLP모델이며, 주요목은 Table 2와 같다. 유체력 및 파강제력을 계산하기 위해 Fig.4와 같이 TLP모델의 침수표면을 544개의 패넬로 분할하였다.

TLP모델에 대한 다방향 불규칙파중의 파강제력 및 정상표류력 해석의 계산에 사용된 일차원 파 스펙트럼은 유의파고 16cm, 평균주기 1.1sec인 ISSC 스펙트럼이고, 수심은 5m, 방향분포 파라메타 S는 1에서 무한대까지 변화시키면서 계산을 수행하였다.

방향분포 파라메타 S가 무한대이면 한방향파를 나타내고, S가 작아짐에 따라 다방향으로 에너지가 분산됨을 나타낸다. 방향분포 파라메타 S가 변하더라도 모든 파의 에너지는 일치하도록 하였다.

Fig.5는 본 논문의 계산에 사용된 방향분포함수의 한 예로서 방향분포 파라메타 S의 값을 1에서 13까지 변화시키면서 나타내었다.

Fig.6~Fig.11은 각각 TLP에 작용하는 파강제력 및 모우먼트의 유의치를 나타내고 있다. 파의 주방향 및 주방향을 중심으로 양쪽으로 썩 취한 각각 18개의 성분파의 방향을 합쳐 37개의 다방향파로 계산한 결과이다. 횡축은 파의 주방향을  $0^\circ$ 에서  $5^\circ$ 씩 변화시키면서  $90^\circ$ 까지 나타내고 있고, 종축은 유의치를 취하여 통계치의 변화를 나타내

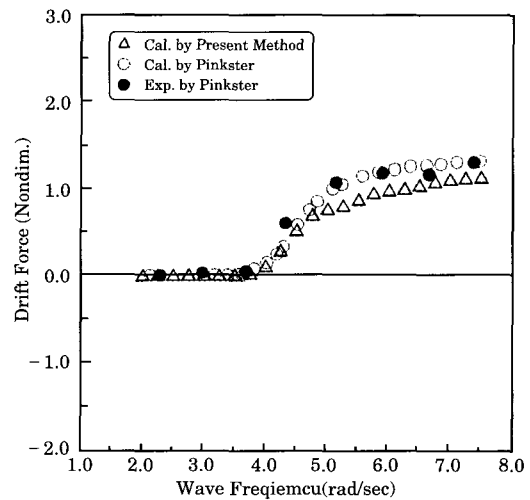
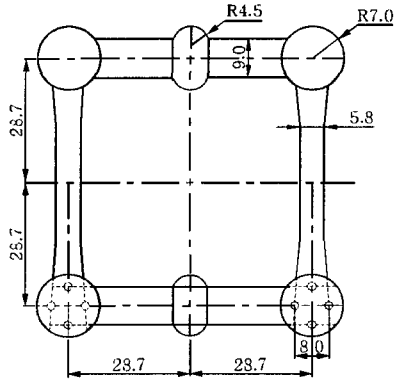


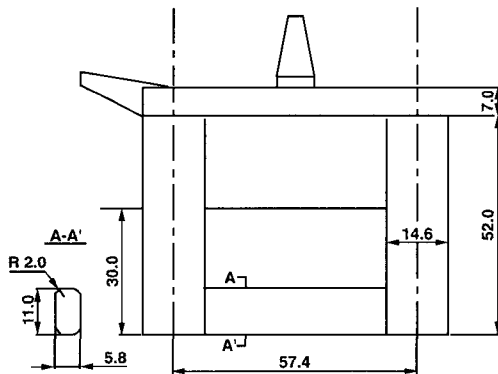
Fig. 2. Steady Drift Force on a Barge in Head Sea.

고 있다. 방향분포 파라메타  $S$ 의 변화에 따라 Heave이외의 운동모우드에 대해서는 다방향파

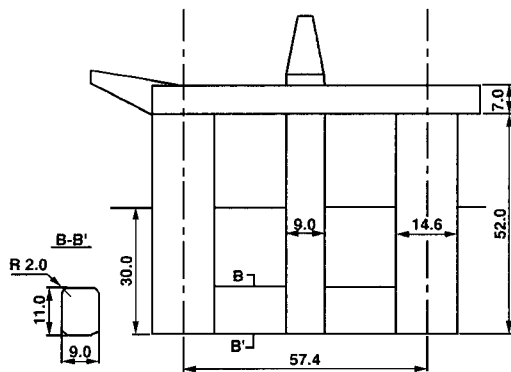
Unit : cm



(a) Plan view of lower hull



(b) Forward profile



(c) Starboard profile

Fig. 3. Configuration of the TLP.

의 영향이 나타나고 있고, 한방향파와 비교해 보면 한방향파의 파강제력 및 모우먼트가 크게 나타나는 주방향에 대해서는 작게 나타나고, 한방향파의 파강제력 및 모우먼트가 작게 나타나는 주방향에 대해서는 크게 나타남을 알 수 있다. 즉, 다방향파의 영향을 요약하면 한방향파인  $S \rightarrow \infty$ 의 파강제력과  $S=1$ 의 파강제력이 일치하는 주방향을 기점으로 역전현상이 나타나고 한방향파의 파강제력이 큰 영역은 작게 나타나고 작은 영역은 크게 나타남을 알 수 있다. 또, 주방향이  $0^\circ$  및  $90^\circ$ 인 한방향파의 경우에는 Sway와 roll 및 Surge와 Pitch에 대한 파강제력이 0이지만, 다방향파의 영향을 고려하면 파강제력의 크기가 나타남을 알 수 있다. 결국 본 연구의 선형계에서 다방향파의 영향은 파강제력을 평균화시키는 방향으로 작용하므로 큰 한방향파의 파강제력을 다소 경감시키고 있음을 알 수 있다. ITTC에서 권장하는 방향

Table 2 Particulars of the TLP model

	수치계산 모델
길이	72 cm
폭	72 cm
높이	59 cm
흘수	30 cm
무게중심 높이	36.28 cm
Roll 회전반경	36.23 cm
중량	27.7 kgf
초기장력	11.7 kgf
배수량	39.4 kgf

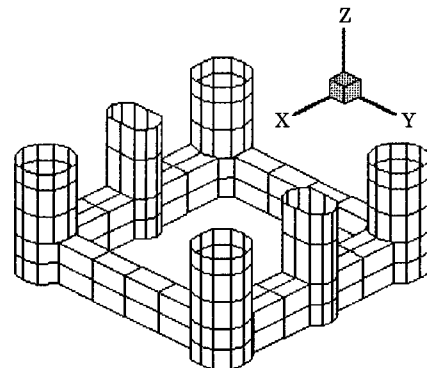


Fig. 4. Submerged surface of the TLP represented by 544 panels.

분포<sup>11)</sup>와 동일한 형으로 주어지는  $S=2$ 인 경우의 파강제력과 한방향파의 최대 파강제력을 비교하면 Heave의 경우는 거의 변동이 없고, Surge, Sway, Roll, Pitch, Yaw는 다방향파의 영향으로 최대 파강제력의 크기가 현저하게 감소하고 있음을 알 수 있다.

Fig.12와 Fig.13은 far-field법에 의한 TLP에 작용하는 정상표류력(x-방향 및 y-방향)의 유의치를 나타내고 있다. 정상표류력의 유의치에서도 다

방향파의 영향은 파강제력과 거의 유사하게 나타난다.

### 결 론

본 논문에서 취급한 계산모델 및 계산조건하에서 얻어진 주요한 결론은 다음과 같다.

- (1) 다방향 불규칙파중에서 TLP에 작용하는 파강제력 및 정상표류력의 유의치를 구할 수

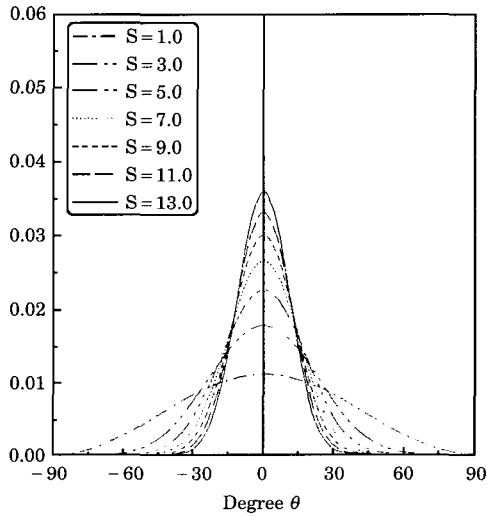


Fig. 5. Direction distribution function.

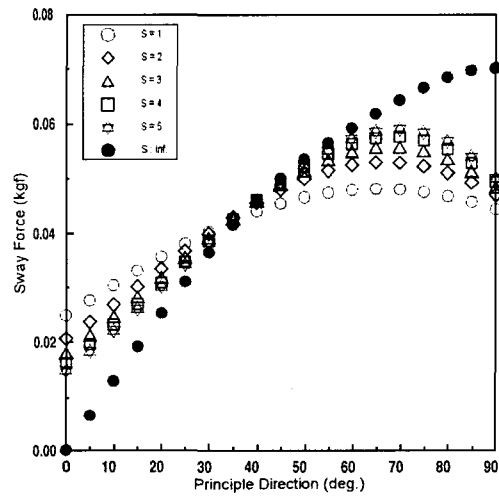


Fig. 7. Significant values of sway force.

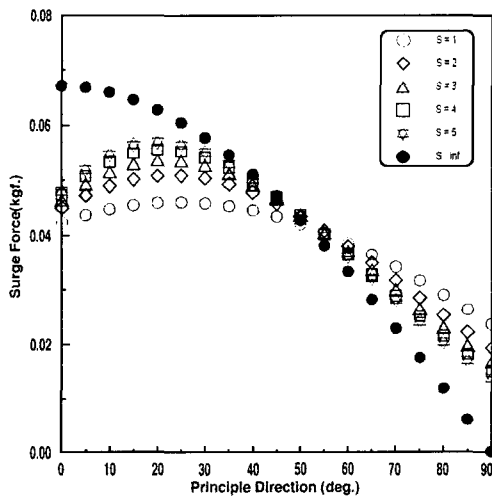


Fig. 6. Significant values of surge force.

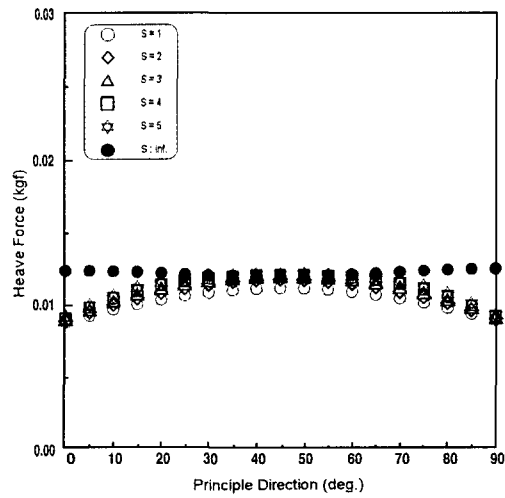


Fig. 8. Significant values of heave force.



다방향 불규칙 파중의 인장계류식 해양구조물에 작용하는 파강제력 및 정상표류력 해석(주파수영역 해석)

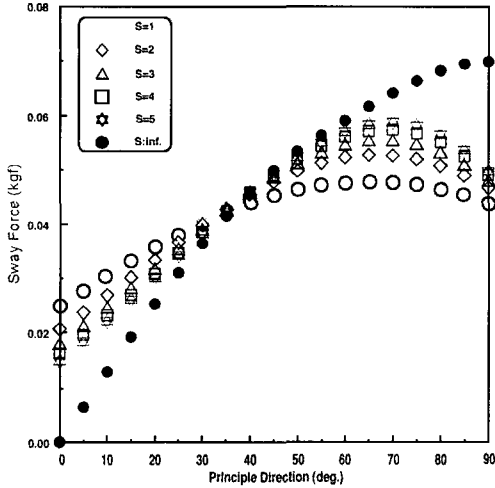


Fig. 9. Significant values of roll moment.

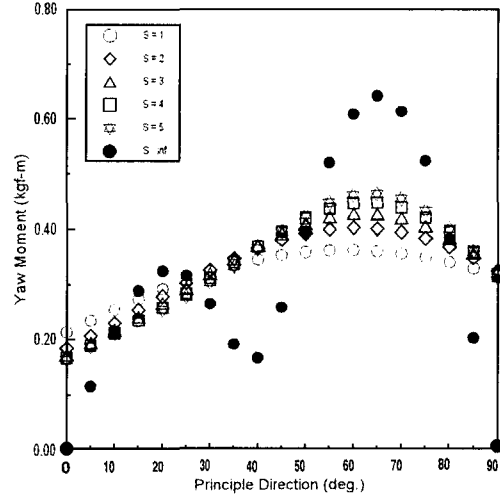


Fig. 11. Significant values of yaw moment.

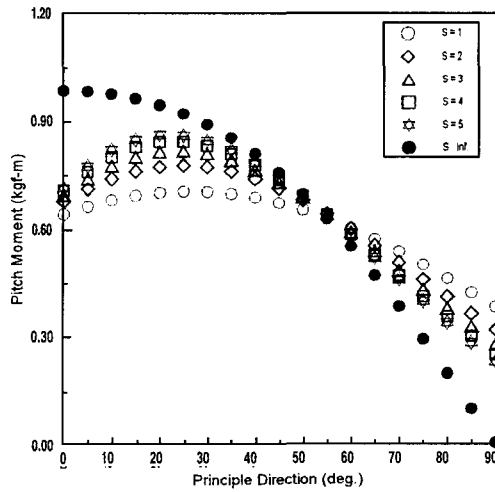


Fig. 10. Significant values of pitch moment.

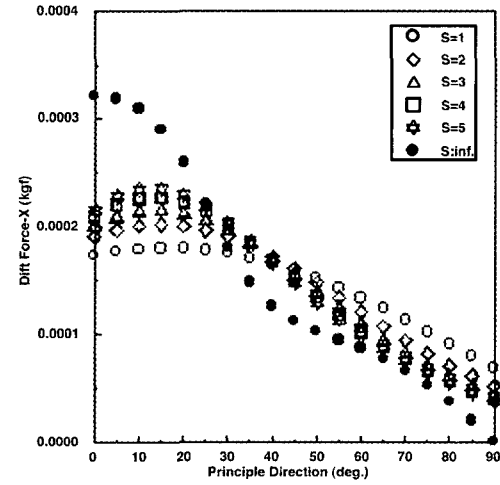


Fig.12. Significant values of drift force on x-direction by far-field method.

있는 프로그램을 개발하였다.

- (2) 한방향파중에서 파강제력 및 정상표류력이 큰 모드에 대해서는 다방향파의 영향으로 감소하는 경향을 보이고, 한방향파중에서 작은 모드에 대해서는 다방향파의 영향이 무시할 수 없을 정도로 나타났다.
- (3) 다방향파의 상호작용에 의해 실해역을 재현할 수 있으며, 다방향파의 영향으로 최대 파강제력 및 정상표류력의 크기가 감소한다는

결과에 따라 다방향파의 영향을 고려하면 보다 현실적인 결과를 얻을 수 있을 것으로 사료된다.

### 참고문헌

- 1) Mercier, J. A., Birell, N. D., Chivvis, J.C. and Hunter, A. F.(1991) : "Tension Leg Platforms-

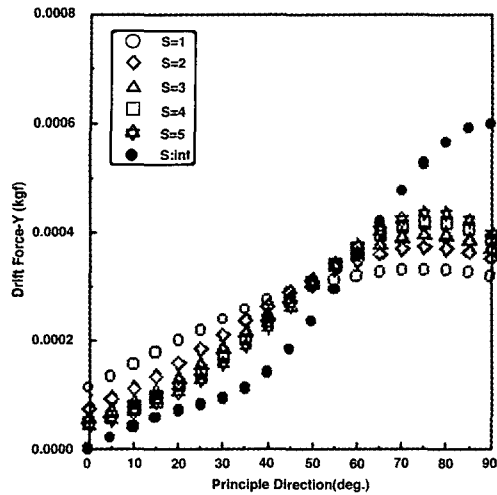


Fig.13. Significant values of drift force on y-direction by far-field method.

Progress and Prospects”, SNAME Transactions, Vol.99, pp.249~279.

- 2) Isaacson, M. and Nwogu, O.(1988) : "Short-crested Wave Forces on a Vertical Pile", OMAE, pp.47~54.
- 3) Aage, C. et al.(1989) : "Wave Loads on a Cylinder in 2-D and 3-D Deep Water Waves", OMAE, pp.175~181.
- 4) Jo, H. J., Maeda, H. and Miyajima, S.(1992) : "Effects of Directional Waves on the Behaviour of Semisubmersible Rigs", PRADS, pp.116~129.

- 5) Sand, S. E., Romeling, J. and Kirkegaard, J.(1987) : "Influence of Wave Directionality on Response of Semisubmersible", OMAE, pp.239~245.
- 6) 竹澤誠二, 小林顯太郎(1989) : "方向スペクトル波中における海洋構造物の応答-その1線形一次応答-", 日本造船學會論文集, 165號, pp.141~152.
- 7) Maeda, H., Jo, H. J. and Miyajima, S.(1992) : "Effects of Directional Waves on the Low-frequency Motions of Moored Floating Structures", ISOPE, pp.489~495.
- 8) Pinkster, J. A.(1988) : "The Influence of Directional Spreading of Waves on Mooring Forces", OTC 5629, pp.129~140.
- 9) 竹澤誠二, 小林顯太郎(1989) : "方向スペクトル波中における海洋構造物の応答-その2非線形応答-", 日本造船學會論文集, 166號, pp.139~150.
- 10) Newman, J. N.(1967) : "The drift Force and Moment on Ships in Waves", Journal of Ship Research, 1967
- 11) 高石敬史, その他(1991) : "海洋波の方向波スペクトルについて", 日本造船學會誌, 第740號, pp.94~113.
- 12) 山内保文(1986) : "不規則現象論", 海文堂, pp.138~149.
- 13) Pinkster, J. A.(1980) : "Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures", Publication No.650 Netherlands Ship Model Basin.