
 論 文

大韓造船學會誌
 第23卷 第3號 1986年 9月
 Journal of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol.23, No.3, September 1986

축대칭 부표의 규칙파중 운동특성에 대한 연구

홍 기 용* · 김 호 철** · 최 향 순**

A Study on the Dynamic Response of an Axisymmetric Buoy in Regular Waves

by

Key Y. Hong* · Hyochul Kim** · Hang S. Choi**

Abstract

Herein the dynamic response of an axisymmetric buoy to regular waves is studied within linear potential theory. The buoy has a particular geometry so that it should experience minimum wave-exciting force in the vertical direction at a prescribed wave number in water of finite depth.

Invoking the Green's theorem a velocity potential is generated by distributing pulsating sources and doublets on the immersed surface of the buoy at its mean position. Hydrodynamic forces and moments are obtained approximately by summation of the products of linear pressure and directional mesh area over the immersed surface.

Model tests are carried out to measure the wave-exciting forces, hydrodynamic forces and motion responses. The experimental results in general agree fairly well with the numerical ones.

From the analytical and experimental works, it is found that the pitching motion and its coupling effect affect significantly the motion characteristics of the freely-floating axisymmetric buoy in regular waves.

1. 서 론

해상에서 여러가지 목적으로 이용되고 있는 부표는 설치된 위치에서 멀리 이탈하지 않아야하며, 또한 가장 큰 외력으로 작용하는 파랑하중에 의하여 과도한 운동을 나타내어서는 안된다. 이 중에서 수평방향운동은 계류장치에 의하여 어느 정도 억제될 수 있으나, 수직방향운동을 구속할 수 있는 장비의 설치는 어려운 실정이다. 이러한 관점에서 Choi et al.[1]⁺은 유한수심의 특정파수에서 수직운동이 최소가 되는 부표의 형

상을 찾아내고, 이 부표의 수직운동을 계산하였다.

그러나 저자들이 이 부표에 대한 실험을 수행하는 과정에서 파진행방향에 수직인 수평축에 대한 회전운동(pitch)이 매우 크게 일어남을 발견하였다. 따라서 본 논문에서는 수직운동 뿐 아니라 수평운동 및 회전운동 그리고 이들간의 연성효과를 고려하여 부표의 규칙파중 운동 특성을 밝히고자 하였다.

해석적인 방법으로는 Black[2]이 사용한 pulsating source에 대한 표현식을 Green 정리에 적용하여 속도 포텐셜을 구하였고, 선형동압을 부표 표면에 걸쳐 적분함으로써 동유체력 및 모우먼트를 계산하였다[3].

接受日字: 1986年 4月 18日, 再接受日字: 1986年 5月 9日

* 學生會員: 서울大學校 大學院

** 正 會 員: 서울大學校 工科大学 造船工學科

+ []안의 숫자는 본문말미에 수록한 참고문헌의 번호임.

한편, 홀수가 70 cm, 수선면의 직경이 61.6 cm인 모형을 제작하여 강제동요실험, 파라하중계측실험 및 파라하중 운동계측실험을 수행하여 계산치와 비교하였다.

2. 문제의 수식화

수심(d)이 일정한 해역에서 진폭이 a_0 이고 원진동수가 ω 인 평면규칙파가 입사할때, 수면상에 자유로이 놓인 축대칭부표의 운동을 생각한다.

이 문제를 수식적으로 기술하기 위하여 Fig. 1에 보인바와 같이 우수직교좌표계 (x, y, z)와 원통좌표계 (r, θ, z)를 도입한다.

이 문제를 해석적인 방법으로 처리하기 위한 수학적 모델에는 다음과 같은 가정들이 요구된다.

(i) 유체는 비점성, 비압축성으로 가정한다. 또한 유체입자의 운동을 비회전성으로 가정하던 속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$ 를 도입할 수 있다 ($\vec{v} = \nabla\Phi$, \vec{v} 는 물입자의 속도 벡터).

(ii) 입사파의 진폭과 부표의 운동이 작다고 가정하던 John[4]의 선형이론에 따라 속도포텐셜은 incident wave potential Φ_I , diffraction potential Φ_D 그리고 radiation potential Φ_R 로 구분할 수 있다.

(iii) 부표를 강체로 가정한다.

(iv) 긴 시간이 경과하여 부표의 운동과 유동은 조화운동을 하고 있다고 가정한다.

이러한 가정에 따라 속도 포텐셜은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_D + \Phi_R = (\phi_I + \phi_D + \phi_R)e^{i\omega t} \tag{1}$$

이제 단위세기의 pulsating source의 속도포텐셜을 나타내는 Green's function G 와 속도포텐셜이 만족해야할 방정식과 경계조건을 생각해 보자.

(i) 연속 방정식

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (G) = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \delta(r-\xi, \theta-\beta, z-\zeta) \frac{1}{r} \end{array} \right\} \tag{2}$$

여기서 δ 는 Dirac delta 함수를, (ξ, β, ζ)는 특이점의 원통좌표를 뜻한다.

(ii) 해저면 경계조건

$$\frac{\partial}{\partial z} (G) = 0 \text{ on } z = -d \tag{3}$$

(iii) 선형화된 자유표면 경계조건

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \nu \right) (G) = 0 \text{ on } z = 0 \left(\nu = \frac{\omega^2}{g} \right) \tag{4}$$

여기서 g 는 중력가속도를 나타낸다.

(iv) radiation condition

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial}{\partial R} + i\nu \right) (G) = 0 \tag{5}$$

여기서 R 은 수평거리 ($R = r - \xi$)를 나타낸다.

이상의 방정식과 경계조건을 만족시키는 Green's function G 의 Fourier무한급수 전개식은 다음과 같다 [2].

$$G(r, \theta, z; \xi, \beta, \zeta) = \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m g^m(r, z; \xi, \zeta) \cos m\beta \cos m\theta \tag{6}$$

$$g^m = \frac{i}{4} f_1(z) f_1(\zeta) \left\{ \begin{array}{l} H_m(kr) J_m(k\xi) \\ J_m(kr) H_m(k\xi) \end{array} \right\} - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=2}^{\infty} f_n(z) f_n(\zeta) \left\{ \begin{array}{l} K_m(k_n r) I_m(k_n \xi) \\ I_m(k_n r) K_m(k_n \xi) \end{array} \right\}$$

$$f_1(z) = \frac{\cosh k(z+d)}{\sqrt{N_1(d)}}, \quad N_1(d) = \frac{d}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2kd}{2kd} \right)$$

$$f_n(z) = \frac{\cos k_n(z+d)}{\sqrt{N_n(d)}}, \quad N_n(d) = \frac{d}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_n d}{2k_n d} \right)$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & (m=0) \\ 2 & (m \geq 1) \end{cases}$$

$J_m = m$ 차의 제 1종 Bessel 함수

$H_m = m$ 차의 제 2종 Hankel 함수

$I_m = m$ 차의 제 1종 수정된 Bessel 함수

$K_m = m$ 차의 제 2종 수정된 Bessel 함수

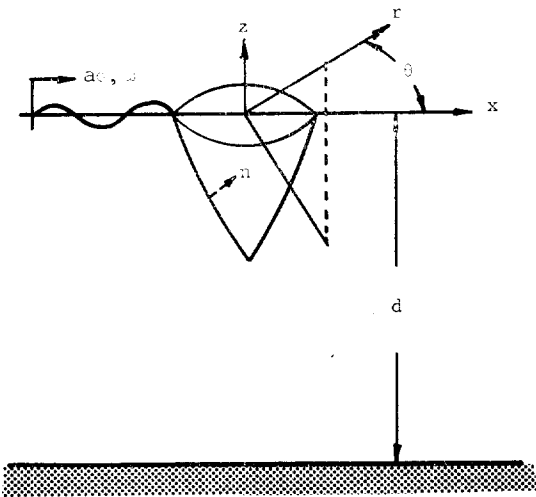


Fig. 1 Coordinate system

식(6)에서 { } 안의 뒷식은 $r > \xi$ 일때 그리고 아랫식은 $r < \xi$ 일때 사용한다. 한편 k 와 $k_n (n=1, 2, \dots)$ 은 $k \tanh kd = \nu$ 와 $k_n \tanh k_n d = -\nu$ 의 해인바, 수심 d 에 대한 eigenvalue로 각각 자유파수와 국부파수를 뜻한다. 평면입사파는 Fourier무한급수 전개식으로 표시하면 다음과 같다.

$$\phi_I = a_1 \sum_{m=0}^{\infty} A^m \cos m\theta \quad (7)$$

여기서

$$a_0 = -\frac{i\omega}{g} a_1 f_1(0)$$

$$A^m = f_1(z) \varepsilon_m (-i)^m J_m(kr)$$

인 관계가 성립한다. Diffraction 및 radiation potential은 Green 정리를 적용하여 부표의 침수면 S 에 source와 doublet를 분포시킴으로써 구할 수 있다.

한편 세장체 근사이론을 사용하면 수직 방향으로 작용하는 파랑하중은 Kochin 함수에 비례한다. Choi et al. [1]은 유한수심에서 수직운동이 최소가 되는 축대칭 부표의 형상을 얻기 위하여 Kochin함수에 연산자 $(\nu_1 - \partial^2/\partial z^2)(\nu_2 - \partial^2/\partial z^2)$ 을 적용하여 특정파수 $k = \sqrt{\nu_1}$ 과 $k = \sqrt{\nu_2}$ 에서 수직운동이 최소인 형상을 다음과 같이 구하였다.

$$x = \frac{B}{2} \frac{\exp(-\sqrt{\nu_2} z) - \exp(\sqrt{\nu_1} T)}{1 - \exp(\sqrt{\nu_1} T)} \quad (8)$$

$$\nu = \nu_1 + \nu_2 - k^2$$

여기서 B 는 수선면의 폭을, T 는 흘수를 나타낸다.

본 논문에서는 $\sqrt{\nu_1} T = 1.5$ 이며 흘수가 70 cm, 수선면에서의 직경이 61.6 cm인 모형을 택하고 부차원화된 수심 d/T 이 5.0인 경우를 취급하였다.

3. 속도포텐셜

입사된 파가 고정된 부표에 의하여 교란된 유동을 표시하는 diffraction 포텐셜은 평면입사파와 같은 형태를 가정할 수 있다.

$$\phi_D = a_1 \sum_{m=0}^{\infty} B^m \cos m\theta \quad (9)$$

이제 부표의 침수표면에서 성립하는 경계조건

$$\nabla(\phi_I + \phi_D) \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on } S \quad (10)$$

을 고려하여 Green 정리에 대입하여 β 에 대한 적분을 수행하면 다음과 같은 Fredholm의 제 2종 적분 방정식을 얻는다.

$$\frac{B^m}{4\pi} = \int_C B^m (\nabla g^m \cdot \vec{n}) \xi dl + \int_C g^m (\nabla A^m \cdot \vec{n}) \xi dl$$

$$(m=0, 1, 2, \dots) \quad (11)$$

수치적분을 위하여 중심면에 사영된 부표의 한쪽 contour를 분할하여 각 구간의 중점에서 구한 적분함수의 값에 그 구간의 길이를 곱한 값들의 합으로 적분방정식을 근사시킬 수 있다. 이렇게 구한 속도포텐셜을 Bernoulli 방정식에 대입하여 선형동압을 구하고 이를 다시 부표침수면적에 걸쳐 적분하면 수평·수직방향으로 작용하는 파랑하중을 구할 수 있다(문헌 3참조).

$$F = \frac{2\pi \rho g a_0 e^{i\omega t}}{\varepsilon_m f_1(0)} \sum_{i=1}^N (A_i^m + B_i^m) n_i^m r_i dl_i \quad (12)$$

대칭성으로 인하여 수직력은 $m=0$ 인 경우에 해당하고 수평력은 $m=1$ 인 경우에 해당한다. 따라서 뒷식에서 $n^0 = n_z$ 이고 $n^1 = n_r$ 이다. 또한 $x=0, z=0$ 를 지나는 y 축에 관한 파랑강제 모우먼트는 다음과 같이 구하여진다.

$$M = \frac{\pi \rho g a_0 e^{i\omega t}}{f_1(0)} \sum_{i=1}^N (A_i^1 + B_i^1) \{z_i r_i n_{ri} - r_i^2 n_{zi}\} dl_i \quad (13)$$

부표의 배수용적을 V 로 표시하고 힘은 $\rho g a_0 V^{2/3}$ 으로 그리고 모우먼트를 $\rho g a_0 V$ 로 무차원화시키어 하중계수들을 구할 수 있다. 수평·수직하중계수는 참고문헌 3에 주어져 있으며 파랑강제 모우먼트 계수는 아래와 같다.

$$f_\alpha = \frac{2\pi}{f_1(0)V} \sum_{i=1}^N f_1(z_i) J_1(kr_i) [z_i r_i n_{ri} - r_i^2 n_{zi}] dl_i$$

$$e_\alpha = -\frac{\pi}{f_1(0)V} \sum_{i=1}^N \text{Im}\{B_i^1\} [z_i r_i n_{ri} - r_i^2 n_{zi}] dl_i$$

$$d_\alpha = \frac{\pi}{f_1(0)V} \sum_{i=1}^N R_e\{B_i^1\} [z_i r_i n_{ri} - r_i^2 n_{zi}] dl_i \quad (14)$$

여기서 f 는 Froude-Krylov force 계수를 그리고 e 와 d 는 각각 교란된 압력장에 의하여 각속도 위상과 속도 위상에서 작용하는 성분이다. 따라서 파랑 강제력 계수와 파랑 강제 모우먼트 계수는 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$E_x = \{d_x - i(f_x + e_x)\} e^{i\omega t}$$

$$E_z = \{(f_z + e_z) - i d_z\} e^{i\omega t}$$

$$E_\alpha = \{d_\alpha - i(f_\alpha + e_\alpha)\} e^{i\omega t} \quad (15)$$

자유로이 떠 있는 부표에 파랑하중이 가해지면 부표는 운동을 하게되며, 이 운동은 다시 주위의 유체를 교란하게 된다. 축대칭 부표는 기하학적 특성 때문에 수직·수평운동과 파 진행방향에 수직인 수평축에 대한 회전운동을 하며 이들 운동에 의하여 교란된 유동을

표시하는 선형 radiation포텐셜은 diffraction에서와 마찬가지로 다음과 같은 급수식으로 가정할 수 있다.

$$\phi_R = z_0 \sum_{m=0}^{\infty} Z^m \cos m\theta + x_0 \sum_{m=0}^{\infty} X^m \cos m\theta + \alpha_0 \sum_{m=0}^{\infty} Y^m \cos m\theta \quad (16)$$

여기서 z_0 는 부표의 수직운동 진폭, x_0 는 수평운동의 진폭 그리고 α_0 는 회전운동의 진폭을 뜻한다.

부표의 침수 표면에서는 운동으로 인한 상대유량이 0이 되어야 한다는 운동학적 경계조건이 만족되어야 한다.

$$\nabla\phi_R \cdot \vec{n} = i\omega \{z_0 n_z + x_0 n_r \cos\theta + \alpha_0 (z_n r_r - r_n z_z) \cos\theta\} \quad (17)$$

직선운동에 대한 문제는 문헌 3에서 취급한 방식에 따라 쉽사리 취급할 수 있으므로 여기서는 회전 운동에 대한 경우만을 설명하기로 한다. Diffraction포텐셜을 구하였을 때와 마찬가지로 운동학적 경계조건인 식 (17)과 Green함수 식 (6) 및 radiation포텐셜 식 (16)을 Green정리에 대입하고 β 에 대한 적분을 수행하면

$$\frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} Y^m \cos m\theta = 2\pi \int_C \left[\sum_{m=0}^{\infty} Y^m (Vg^m \cdot \vec{n}) \cos m\theta - i\omega g^1 (z_n r_r - r_n z_z) \cos\theta \right] r dl \quad (18)$$

이 된다.

앞에서와 같이 Contour C 를 N 개로 분할하여 각 선분에서는 Y_j^m 이 일정하다고 가정하여 수치적분을 수행하면 잘 알려져 있는 바와 같이 대수방정식을 얻게 된다.

$$\sum_{j=1}^N \left(a_{ij}^m - \frac{\delta_{ij}}{4\pi} \right) Y_j^m = h_i^m \quad (19)$$

$$(i=1, 2, \dots, N; m=0, 1, 2, \dots)$$

여기서

$$a_{ij}^m = (Vg_{ij}^m \cdot \vec{n}) r_j dl_j$$

$$h_i^m = \begin{cases} i\omega \sum_{j=1}^N g_{ij}^1 (z_j n_{r_j} - r_j n_{z_j}) r_j dl_j; & m=1 \\ 0 & m \neq 1 \end{cases}$$

따라서 일반적으로 $m=1$ 일 때에는 Y_j 의 해가 존재하지만, $m \neq 1$ 일 때에는 $Y_j^m \equiv 0$ 이거나 eigenvalue를 갖는다. 결과적으로는 동유체모우먼트에는 $m=1$ 일때만 기여하게 된다. 즉, 동유체모우먼트는 다음과 같다.

$$M_\alpha = -\pi i \omega \rho a_{0e} e^{i\omega t} \sum_{i=1}^N Y_i^1 \{z_i r_i n_{r_i} - r_i^2 n_{z_i}\} dl_i \quad (20)$$

이 모우먼트는 다시 가속도 위상과 속도 위상에서

작용하는 성분으로 나눌 수 있으며, 이렇게 얻어지는 부가관성 모우먼트와 감쇠모우먼트를 각각 $\rho V^{5/3}$ 과 $\omega \rho V^{5/3}$ 으로 무차원화시킨 계수 m_α 와 b_α 는 다음과 같다

$$\begin{Bmatrix} m \\ b \end{Bmatrix}_\alpha = \frac{\pi}{\omega V^{5/3}} \sum_{i=1}^N \text{Re} \{ Y_i^1 \} [z_i r_i n_{r_i} - r_i^2 n_{z_i}] dl_i \quad (21)$$

한편 직선강제운동에서 얻어지는 부가질량과 감쇠 계수를 각각 ρV 와 $\omega \rho V$ 로 무차원화시키면 부가질량 계수 (m_x, m_z)와 조파감쇠계수 (b_x, b_z)도 쉽사리 얻을 수 있다.

4. 운동 방정식

선형포텐셜이론에 따른 부표의 수평·수직 및 회전 운동에 관한 운동방정식은 다음과 같다.

$$\left(A_{mn} \frac{d^2}{dt^2} + B_{mn} \frac{d}{dt} + C_{mn} \right) x_n = E_m \quad (22)$$

$$(m, n, = 1, 2, 3)$$

$A_{mn} = n$ 방향의 운동에 기인하는 m 방향의 일반화된 질량 또는 관성모우먼트

$B_{mn} = n$ 방향의 운동에 기인하는 m 방향의 조파감쇠계수

$C_{mn} = n$ 방향의 운동에 기인하는 m 방향의 복원계수

그리고 첨자 1은 수평방향운동을, 첨자 2는 수직방

Table 1 Coefficients for motion of axisymmetric buoy

$a_{11} = 1 + m_x$
$a_{22} = 1 + m_z$
$a_{33} = r^2/V^{2/3} + m_\alpha$
$a_{31} = a_{13} = \frac{\pi}{\omega V^{5/3}} \int_C I_m \{ Y^1 \} n_r r dl$
$a_{21} = a_{12} = a_{32} = a_{23} = 0$
$b_{11} = b_x$
$b_{22} = b_z$
$b_{33} = b_\alpha$
$b_{31} = b_{13} = \frac{\pi}{\omega V^{5/3}} \int_C \text{Re} \{ Y^1 \} n_r r dl$
$b_{21} = b_{12} = b_{32} = b_{23} = 0$
$c_{22} = A_w/V^{2/3}$
$c_{33} = GM/V^{1/3}$
$c_{11} = c_{21} = c_{12} = c_{31} = c_{32} = c_{23} = 0$
$E_1 = E_x$
$E_2 = E_z$
$E_3 = E_\alpha$

향운동을 그리고 첨자 3은 회전운동을 나타내며 x 는 부표의 운동진폭을 그리고 E 는 파랑강제력을 의미한다

Table 1에는 A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} 을 무차원화시킨 a_{mn} , b_{mn} , c_{mn} 을 열거하였다. a_{mn} 과 b_{mn} 의 무차원화는 앞에서 설명한 바와 같으며 복원력계수는 $\rho g V$ 로 복원모우먼트 계수는 $\rho g V^4/3$ 으로 무차원화 시켰다.

여기서 r_y 는 y 축에 대한 부표의 관성곡을 반경이며, A_w 는 수선면적 그리고 GM 은 메타센터 높이를 의미한다.

$$x = x_0 e^{i(\omega t + \epsilon x)}, \quad z = z_0 e^{i(\omega t + \epsilon z)}, \quad \alpha = \alpha_0 e^{i(\omega t + \epsilon \alpha)}$$

로 표시하여 식 (22)에 대입하면 진폭과 위상을 계산할 수 있다.

5. 수치계산과 실험 및 결론

수치계산과 실험은, 지정된 파수에서 최소수직 운동을 하게되는 형상의 유한 수심에 대한 근식적인, 식 (8)에서 $\sqrt{d} T = 1.5$, 홀수 $T = 0.7m$, 수선면의 폭 $0.616m$ 인 모형을 택하여 무차원수심 $d/T = 5.0$ 인 경우에 대하여 수행하였다.

속도포텐셜을 구하기 위하여 부표의 표면에 소오스와 다브렛을 분포시켰으며 수치계산을 위하여 부표의 사영면상 수선면에서 홀수까지를 12구간으로 분할하여 각 구간에서는 특이점의 세기가 일정하다고 가정하였다. 물론 파진동수가 커짐에 따라 분할 갯수를 증가시

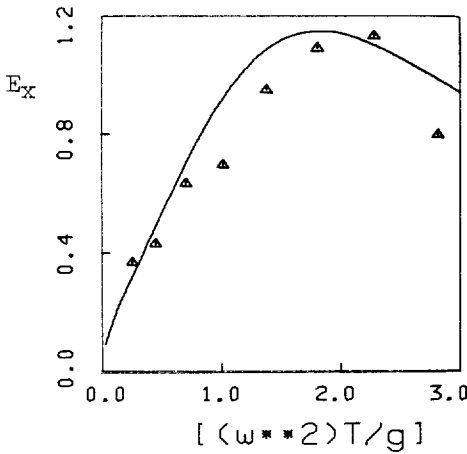


Fig. 2 Wave exciting force coefficient for surge motion

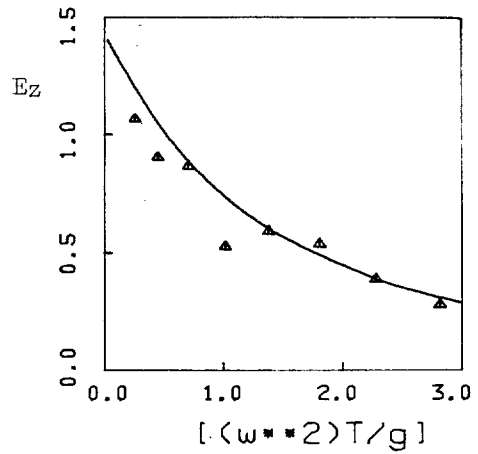


Fig. 3 Wave exciting force coefficient for heave motion

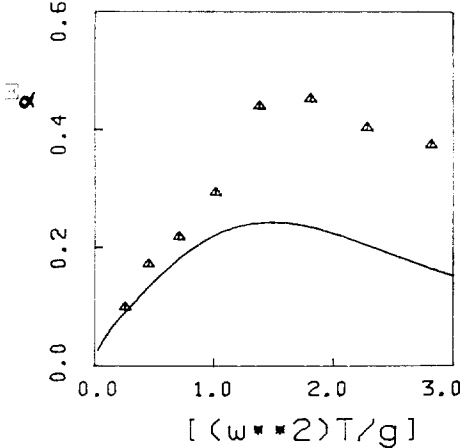


Fig. 4 Wave exciting moment coefficient for pitch motion

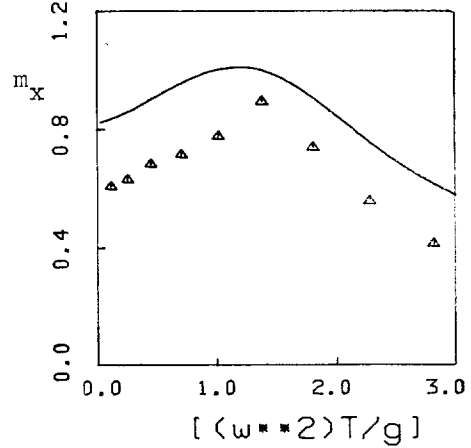


Fig. 5 Added mass coefficient for surge motion

켜야 하나 본 연구에서 취급한 최대 파진동수인 $\omega^2 T/g = 3.0$ 까지는 분할갯수 12로 충분한 계산상의 정밀도를 얻을수 있었으므로 모든 파진동수에서 분할갯수를 일정하게 잡아 계산의 편의를 도모하였다. 한편 극부파수의 갯수를 10에서 80까지 변화시켜가며 수치결과를 검토한 결과 극부 파수의 갯수를 30으로 잡았을 때 모든 파진동수에서 좋은 수렴도를 보였기 때문에 극부파수의 갯수를 30개로 일정하게 택하였다.

수치계산에서는 무차원의 파진동수 11개를 택하였다. 실험은 목재모형을 제작하여 서울대학교 공과대학 선형시험수조에서 강제동요실험과 규칙파중 파랑강제력 및 운동응답 계측실험을 수행하였으나 연성함에 대

한 실험은 장비의 부족으로 수행하지 않았다. 수치 및 수평강제동요실험에서 진폭은 2cm로 회전강제동요실험에서 진폭은 3°로 취하였다. 강제동요실험은 무차원의 파진동수를 수치계산에서 택한 11개의 경우에 대하여 수행하였으며 규칙파중 파랑제력 및 운동계측 실험은 무차원의 파진동수 $\omega^2 T/g = 0.254, 0.451, 0.704, 1.014, 1.380, 1.803, 2.282, 2.817$ 등 8개의 경우에 대하여 실시하였다.

실험시 나타나는 표류력 성분을 제거하기 위하여 기록지에서 시간에 따라 일정하게 증가되는 힘의 성분을 제외하여 결과를 처리하였으며 검출기와 실험기기 자체의 영향은 사전에 조사하여 고려하였다.

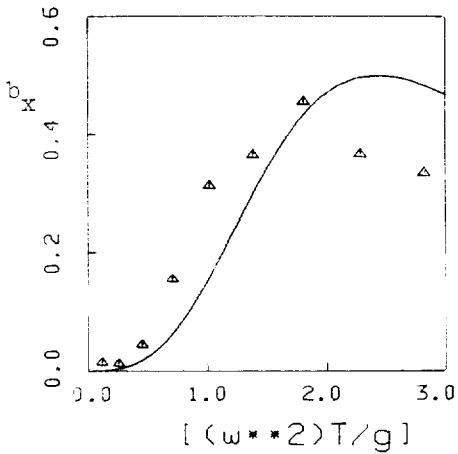


Fig. 6 Wave damping coefficient for surge motion

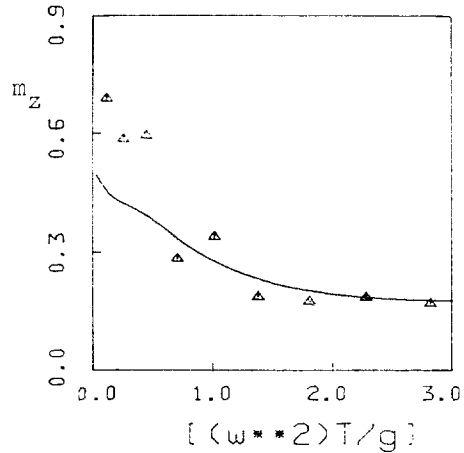


Fig. 7 Added mass coefficient for heave motion

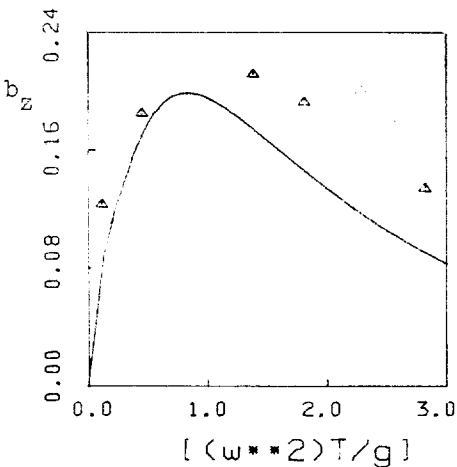


Fig. 8 Wave damping coefficient for heave motion

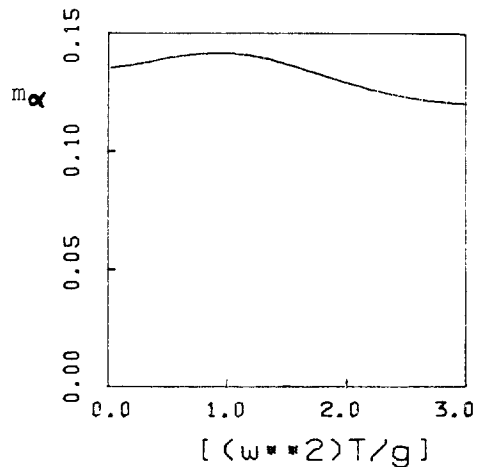


Fig. 9 Added moment of inertia coefficient for pitch motion

Fig. 2~Fig. 18에 계산치와 실험치를 비교하여 도시하였다. 실선은 수치 계산결과이며 삼각형으로 표시된 점들은 계측치를 나타낸다.

Fig. 2~Fig. 4에는 파랑강제력과 모우먼트가 도시되어 있다. 파랑강제력은 실험치와 계산치가 잘 일치하고 있으나 모우먼트의 경우에는 경향은 서로 유사하나 절대치에 큰 차이를 보이고 있다. 즉, 계측치가 계산치보다 거의 2배정도 큰 값을 갖는다. 이에 대한 원인은 분명히 밝히기가 어려우나 계측장비의 설치에 문제가 있었던 것으로 추측된다.

Fig. 5~Fig. 10에 각 운동에 대한 부가질량 또는 부가관성모우먼트 계수와 동유체감쇠계수를 도시하였다. 계측장비의 미비로 강제회전운동에 대한 실험은 수행

하지 않아 Fig. 9와 10에는 계산치만 도시하였다. 실험장비의 미비로 위상차를 정확히 측정할 수 없었으며 이로인한 오차가 Fig. 5~Fig. 8에 제시한 계측치에 내포되어 있으리라 사료된다. 대체로 실험치와 계산치가 일치하고 있으나 만족스러운 결과를 얻지 못하였다.

Fig. 11과 12에는 수평운동과 회전운동간의 연성항에 대한 계산결과를 수록하였다. 계산의 결과는 상당히 큰 연성효과를 보이고 있다.

Fig. 13~18에는 규칙파중 수평·수직 그리고 회전운동의 진폭비와 위상차를 도시하였다. 진폭비는 3가지 운동 모두에서 실험치와 이론치가 잘 일치하고 있으나 저진동수에서의 위상차에는 약간의 차이가 나타

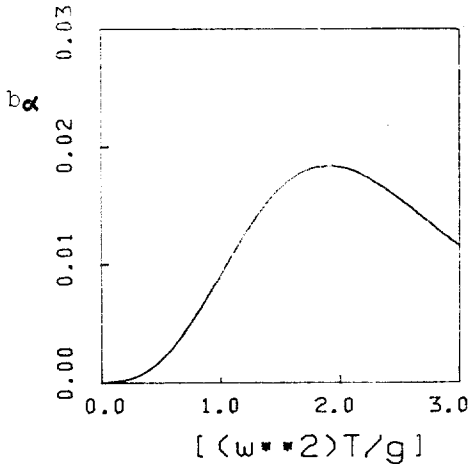


Fig. 10 Wave damping coefficient for pitch motion

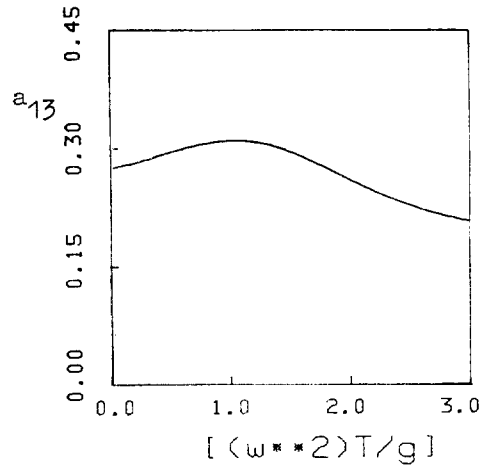


Fig. 11 Added moment of inertia coefficient for surge motion due to pitch motion

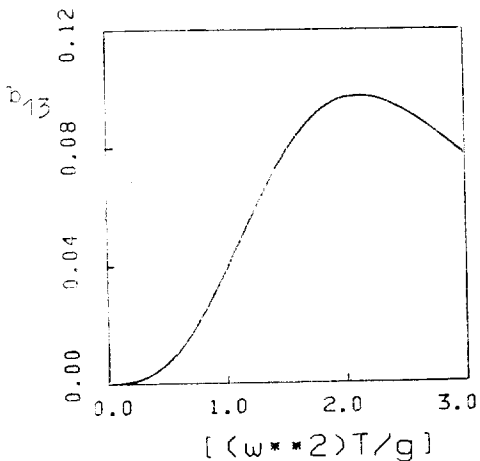


Fig. 12 Wave damping coefficient for surge motion due to pitch motion

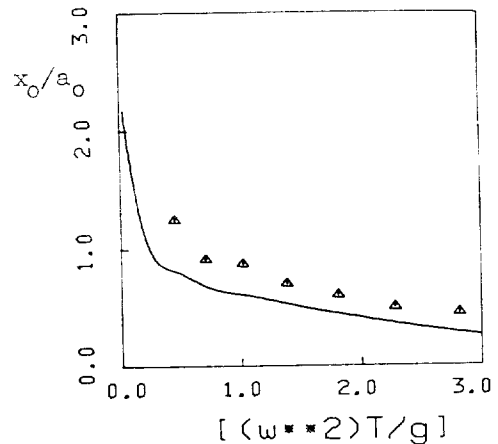


Fig. 13 Amplitude ratio of surge motion

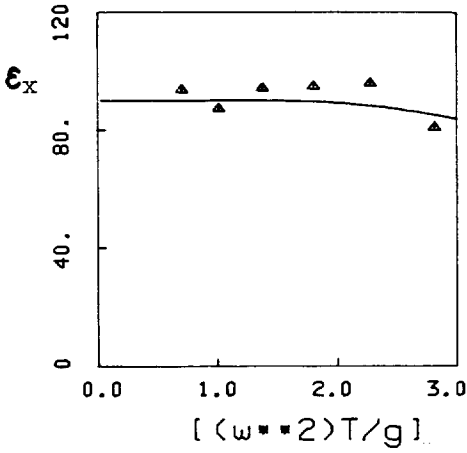


Fig. 14 Phase lag of surge motion

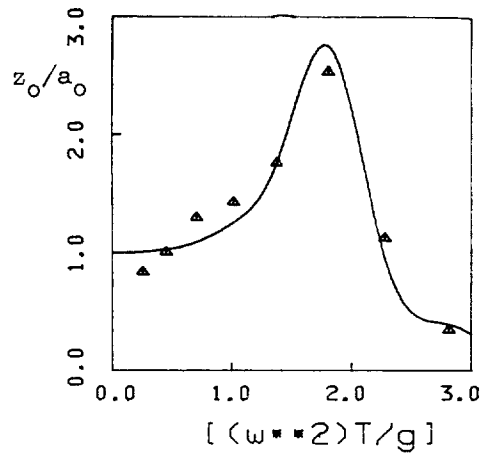


Fig. 15 Amplitude ratio of heave motion

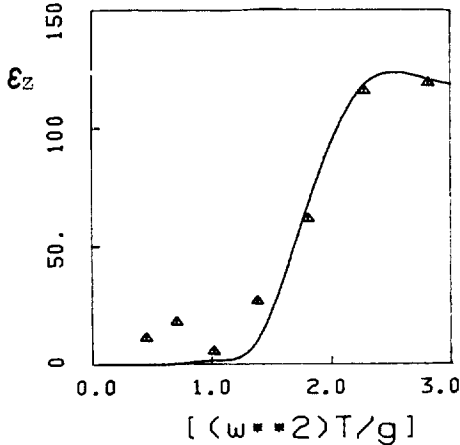


Fig. 16 Phase lag of heave motion

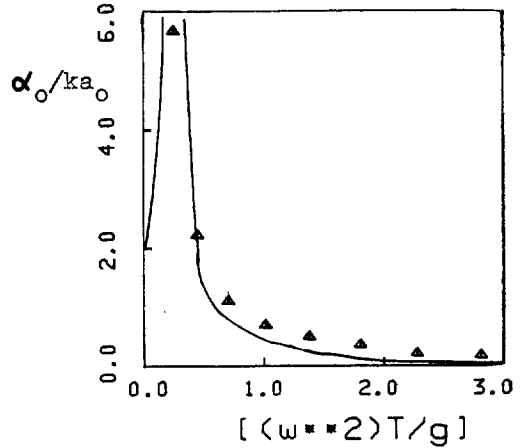


Fig. 17 Amplitude ratio of pitch motion

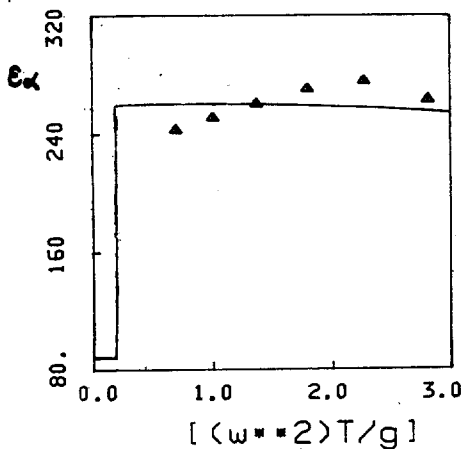


Fig. 18 Phase lag of pitch motion

나고 있다. 연성항을 고려하지 않고 계산한 Choi et al.[1]의 결과에 비하여 크게 개선되었음을 볼 수 있다.

이상의 고찰로부터 본 연구에서 택한 축대칭 부표가 규칙파중에서 운동할때에는 회전운동 및 회전운동과 수평운동간의 연성효과가 매우 크며 따라서 이들을 고려한 계산치는 실험치와 잘 일치하고 있다는 결론을 내릴 수 있다.

끝으로 본 연구는 한국과학재단의 지원에 의하여 수행되었음을 밝히며 이 자리를 빌어 한국과학재단에 감사의사를 표하는 바이다.

참 고 문 헌

[1] 최항순, 김효철, 성우제, "수직운동이 최소인 부

표의 불규칙파중 제류상태에 대한 동역학적 해석” 대한조선학회지, 제21권 제 3 호, 1984.

[2] Black, J.L., “Wave Forces on Vertical Axisymmetric Bodies”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 67, Part 2, 1975, pp.369-376.

[3] 최항순, 김성균. “유한 수심의 해상에서 규칙파

에 놓인 구의 운동특성”, 대한조선학회지, 제19권 제 1 호, 1982, pp.23-32.

[4] John, F., “On the Motion of Floating Bodies-I”, *Communications on Pure and Applied Mathematics*, Vol. 2, 1949.