

바이지선에 작용하는 정상표류력에 관한 연구

조효제* · 이창호** · 김인철** · 서규열***

한국해양대학교*, 부경대학교**, 동명전문대학***

(1996년 11월 15일 접수)

A Study on the Steady Drift Forces on Barge

Hyo - Jae Jo*, Chang - Ho Lee**, In - Chul Kim** and Kyu - Youl Seh***

Korea Maritime University*, Pukyong National University**, Dong - Myung Junior College***

(Received November 15, 1996)

Abstract

The steady drift forces on a barge in waves are investigated. The steady drift forces due to a near - field method which is based on direct integration of the pressure acting on the submerged surface of barge are compared with those due to far - field method which is based on the theory of momentum conservation.

Numerical results of the linear motions are compared with the experimental and numerical ones which was submitted in the literature. A convergence of the steady drift forces according to the increase of the number of panels which represent the submerged surface are discussed.

1. 서 론

해상에 계류중인 선박이나 부유식 해양구조물에 파가 입사하면, 선형 파강제력과 표류력이 발생하게 된다. 선형 파강제력은 파진폭에 비례하며 6자유도 선형운동을 야기시키고, 표류력은 파진폭의 제곱에 비례하는 비선형항으로 계류중인 선박이나 부유식 해양구조물의 표류운동을 야기시킨다. 이와같은 표류운동은 계류부재의 과도한 인장력을 야기시키며, 위치이동으로 인해 부유식 해양구조물의 작업조건을 악화시키는 요인이 된다.

입사파 자유표면의 비선형성에 기인하는 표류력에 대한 연구로 Suyehiro¹⁾는 실험적 방법을 이용하여 선체에 작용하는 정상표류력을 설명하려고 시도하였으며, 그 이후 Maruo²⁾는 무한수심에서 단순형상의 물체에 작용하는 정상표류력을 운

동량 변화율의 시간평균을 취하여 소위 far - field 법에 의해 계산하였고, Newman³⁾, Lee & Newman⁴⁾는 표류모우먼트를 유도하여 세장선에 적용하였으며, Faltinsen & Michelsen⁵⁾은 Newman의 이론을 수정하여 운동량이론에 의해 유한수심에서의 표류력 및 표류모우먼트를 유도하였다. Pinkster & Oortmerssen⁶⁾, Pinkster⁷⁾는 물체의 침수표면의 압력을 적분하여 2차 파강제력을 계산하는 소위 near - field법을 제시하고, 불규칙파중에서 임의의 형상 물체에 작용하는 변동표류력을 계산하였다.

그리고 far - field법과 near - field법에 의해 구해지는 정상표류력을 비교한 예는 그다지 많지 않으나, Teng 등¹²⁾은 1차 포텐셜을 고차 경계요소법을 사용하고, 이를 이용한 두 방법에 의한 계산결과를 제시하였다. 그들에 의하면 far - field법이 더

높은 정도와 수렴성을 준다고 주장하였다.

본 논문에서는 1차 속도포텐셜의 계산을 가장 보편화되어 있는 3차원 특이점 분포법으로 부터 계산을 수행하고, 이를 이용하여 far-field법과 near-field법에 의한 정상표류력의 수치계산 결과를 비교 검토하고자 한다. 먼저 본 계산의 타당성을 검증하기 위하여 바이지의 선형운동에 대해 본 계산에 의한 결과와 기존의 실험 및 계산치를 비교하였다. 그리고 바이지 형상을 나타내는 패널 개수를 증가시키면서 far-field법과 near-field법에 의한 정상표류력을 수치계산하고, 그 결과의 수렴성을 조사하였다.

2. 이론 해석

2.1 기초 방정식과 경계조건

운동방정식의 정식화를 위해서 좌표계는 Fig. 1과 같이 XY-평면은 평균수면에 두고 Z축은 연직상방으로 향하는 공간고정 좌표계 O-XYZ를 취하고, 물체의 중심에 원점을 가지고 물체와 함께 움직이는 물체고정 좌표계를 O*-X*Y*Z*로 하며, O*-X*Y*Z*와 같은 원점을 가지고 O-XYZ와 평행한 좌표계를 O'-X'Y'Z'로 하며, 모든 좌표계는 右手系를 따른다.

유체는 비점성, 비압축성인 이상유체로 가정하고, 유체의 운동은 비회전인 것으로 가정하면, 유체운동은 다음 식으로 정의되는 속도포텐셜에 의

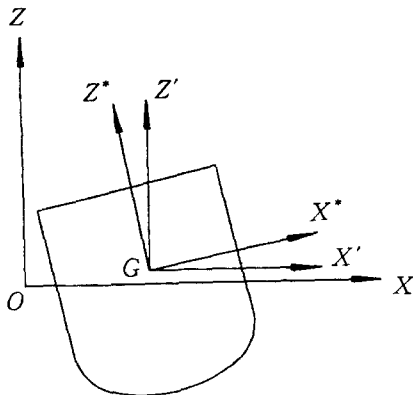


Fig. 1 Coordinate Systems

해 기술할 수 있다.

$$V = \nabla\Phi(x, y, z, t) \quad (1)$$

여기서, V는 유체의 속도 벡터이고, 속도포텐셜은 입사파의 포텐셜과 구속된 부체에 의한 입사파의 산란을 나타내는 diffraction 포텐셜 및 부체의 운동에 의해 발생하는 radiation 포텐셜의 합으로서 생각할 수 있다.

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

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}\{\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}\} \quad (2)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_7 + \sum_{j=1}^6 -i\omega\eta_j\phi_j \quad (3)$$

여기서, ϕ 는 복소 속도포텐셜, ϕ_0 는 입사파의 속도포텐셜, ϕ_7 은 diffraction 포텐셜, ϕ_j 는 단위 속도진폭으로 j방향의 운동에 의해 발생하는 radiation 포텐셜이다. 또, i는 허수단위, ω 는 평면 입사파의 각주파수, η_j 는 j 방향의 복소 변위 진폭이다. 또한, x 축의 음의 방향에서 양의 방향으로, x 축과 β 의 각을 이루며 입사하는 평면 입사파의 포텐셜은 유한 수심의 경우에는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_0 = \frac{g\zeta_\infty}{i\omega} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0h} e^{ik_0(x \cos \beta + y \sin \beta)} \quad (4a)$$

또, 무한 수심의 경우에는 다음과 같이 된다.

$$\phi_0 = \frac{g\zeta_\infty}{i\omega} e^{k_0z} e^{ik_0(x \cos \beta + y \sin \beta)} \quad (4b)$$

여기서, ζ_∞ 는 평면 입사파의 진폭, g는 중력 가속도, h는 수심, k_0 는 파수이다. 또, 파수 k_0 는, 유한 수심의 경우에는 다음 식의 實正根이다.

$$k_0 \tanh k_0 h = \frac{\omega^2}{g} = K \quad (4'a)$$

무한 수심의 경우에는 다음 식의 實正根이다.

$$k_0 = \frac{\omega^2}{g} = K \quad (4'b)$$

입사파 포텐셜 ϕ_0 는 단독으로, 지배방정식인 Laplace 방정식과 자유표면 및 해저면에서의 경계

조건을 만족하고 있다. diffraction 포텐셜 ϕ_7 및 radiation 포텐셜 $\phi_j(j=1\sim 6)$ 는 각각 다음과 같은 경계치 문제의 해로서 구할 수 있다.

(Diffraction 문제)

$$\nabla^2 \phi_7 = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial z} - K\phi_7 = 0 \quad \text{on } S_F \quad (6)$$

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (7a)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \nabla \phi_7 = 0 \quad \text{on } S_B \quad (7b)$$

$$\frac{\partial \phi_7}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} \quad \text{on } S_H \quad (8)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_7}{\partial R} - ik_0 \phi_7 \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (9)$$

(Radiation 문제)

$$\nabla^2 \phi_j = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} - K\phi_j = 0 \quad \text{on } S_F \quad (11)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (12a)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \nabla \phi_j = 0 \quad \text{on } S_B \quad (12b)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = n_j \quad \text{on } S_H \quad (13)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial R} - ik_0 \phi_j \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (14)$$

여기서, 식(7a) 및 식(12a)는 유한수심의 경우이고, 식(7b) 및 식(12b)는 무한수심의 경우이다. 식(8)과 식(13)의 n 에 의한 미분은 부체표면에서 유체중으로 향하는 법선 방향 미분을 나타낸다. 또, 식(9) 및 식(14)는 무한원방에 있어서의 방사조건이며, R 은 source 점과 field 점의 수평거리이다.

2.2 적분방정식

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 구한다. 여기서, Green 함수 $G(P, Q)$ 는 $Q(\xi, \eta, \zeta)$ 점에서의 단위 크기의 pulsating source에 의한 $P(x, y, z)$ 점에서의 포텐셜을 말한다. 즉, $1/r$ 의 특이성을 가지고, $r=0$ 의 경우의 특이점을 제외하여,

부체표면 이외의 경계조건과 기초방정식인 3차원 Laplace 방정식을 만족하는 함수를 말한다. 유한수심인 경우의 Green 함수는 Wehausen & Laitone⁸⁾에 의해 다음과 같이 구해지고 있다.

$$\begin{aligned} -4\pi G(P, Q) &= \frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \\ &+ 2P.V. \int_0^\infty \frac{(\mu + K)e^{-\mu h} \cosh \mu(z+h) \cosh \mu(\zeta+h)}{\mu \sinh \mu h - K \cosh \mu h} \\ &\quad \cdot J_0(\mu R) d\mu \\ &+ i \frac{2\pi(k_0^2 - K^2) \cosh k_0(z+h) \cosh k_0(\zeta+h)}{k_0^2 h - K^2 h + K} \\ &\quad \cdot J_0(k_0 R) \end{aligned} \quad (15)$$

여기서,

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \\ r_1 &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta+2h)^2} \\ R &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \end{aligned} \quad (16)$$

이고, $P.V.$ 는 Cauchy의 주치, J_0 는 제 1종 0차 Bessel 함수이다.

무한수심인 경우의 Green 함수는 Noblesse⁹⁾에 의해 수치계산에 편리한 형으로 구해지고 있으며, 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{aligned} -4\pi G(P, Q) &= \frac{1}{r} + \frac{1}{r^2} + 2K[R_0(H, V) + i\pi J_0(HV)] \end{aligned} \quad (17)$$

여기서,

$$\begin{aligned} r_2 &= \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta)^2} \\ H &= KR, \quad V = K(z+\zeta) \end{aligned} \quad (18)$$

이고, R_0 는 Telste et al.¹⁰⁾에 의해 정의된 함수이다. 일반적으로 영역 Ω 내에서 Green 정리를 적용하면, 부체의 운동에 의한 radiation 포텐셜 $\phi_j(j=1\sim 6)$ 과 입사파의 산란에 의한 diffraction 포텐셜 ϕ_7 에 대해서 다음의 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \phi_j(P) &= \iint_{S_H} \sigma_j(Q) G(P, Q) dS_Q, \\ P &\in \Omega, \quad \notin S_H, \quad (j=1\sim 7) \end{aligned} \quad (19)$$

여기서,

$$\sigma_j(Q) = \frac{\partial \phi_j(Q)}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi_j'(Q)}{\partial n_Q}, (j=1\sim 7) \quad (20)$$

는 S_H 상의 source의 면밀도이다.

식(19)는 유체영역중의 임의의 점 P 에 있어서의 포텐셜 $\phi_j (j=1\sim 7)$ 가 면밀도 $\sigma_j(j=1\sim 7)$ 의 source를 부체표면에 분포시키는 것에 의해 표현된다고 하는 것을 말해주고 있다.

또한, Green 함수 G 는 $r \rightarrow 0$ 일 때, $G \sim -1/(4\pi r)$ 이므로, 식(19)의 양변을 법선방향으로 미분하고, 더우기 P 를 법선에 따라서 유체영역 Ω 에서 물체 표면 S_H 상으로 접근시키면, 다음과 같은 적분방정식이 얻어진다.

$$\frac{\partial \phi_j(P)}{\partial n_P} = \frac{1}{2} \sigma_j(P) + \iint_{S_H} \sigma_j(Q) \frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_P} dS_Q, \quad P \in S_H, (j=1\sim 7) \quad (21)$$

이 식은 $\sigma_j(j=1\sim 7)$ 에 관한 적분방정식이며, 이 같은 적분방정식을 Fredholm의 제2종 적분방정식이라 한다. 이 적분방정식을 풀어 $\sigma_j(j=1\sim 7)$ 가 구해지면, 이것을 식(19)에 대입하는 것에 의해 radiation 포텐셜 $\phi_j(j=1\sim 6)$, diffraction 포텐셜 ϕ_7 이 구해진다. 그런데 Green 함수의 특이항의 적분과 이 항의 법선미분항의 적분은 Faltinsen & Michelsen⁵⁾ 및 Hess & Smith¹¹⁾의 수법에 의해 계산한다.

2.3 정상표류력

파랑중 부유구조물에 작용하는 비선형 유체력 및 파강제력을 평가하기 위해 포텐셜이론을 사용하여, 섭동법에 의한 전개식을 2차항까지 취하여 경계치 문제를 푸는 것에 의해 1차 및 2차 유체력 및 파강제력을 구하는 방법을 설명하고자 한다. 섭동법을 적용하기 위하여 유속, 파고, 압력, 유체력, 물체의 운동 등을 미소 파라메타 ϵ 에 대해 전개할 수 있는 것으로 가정하면, 공간고정 좌표계로 표현되는 부재 절점의 병진 변위벡터 $\{\Xi\} = \{\Xi_1, \Xi_2, \Xi_3\}^T$ 와 회전 변위벡터 $\{\Omega\} = \{\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3\}^T$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\{\Xi\} = \epsilon \{\Xi^{(1)}\} + \epsilon^2 \{\Xi^{(2)}\} + O(\epsilon^3) \quad (22)$$

$$\{\Omega\} = \epsilon \{\Omega^{(1)}\} + \epsilon^2 \{\Omega^{(2)}\} + O(\epsilon^3) \quad (23)$$

여기서, $\{\Xi^{(1)}\}$ 와 $\{\Omega^{(1)}\}$ 는 각각 부재 절점의 1차 병진 운동벡터와 회전 운동벡터이고, $\{\Xi^{(2)}\}$ 와 $\{\Omega^{(2)}\}$ 는 각각 부재 절점의 2차 병진 운동벡터와 회전 운동벡터이다.

입사파, 발산파, 산란파 및 이들의 상호간섭까지 포함한 속도포텐셜 $\Phi(X, Y, Z, t)$ 를 미소 파라메타 ϵ 에 대해 섭동전개하면 다음과 같이 된다.

$$\Phi(X, Y, Z, t) = \epsilon \Phi^{(1)} + \epsilon^2 \Phi^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (24)$$

압력에 의한 유체력을 계산하기 위해 Bernoulli 방정식으로부터 압력 P 를 평균위치에 대하여 Taylor 전개하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} P(X, Y, Z, t) &= -\rho g Z^* - \epsilon \rho [\Phi_{mt}^{(1)} + g Z^{(1)}] \\ &\quad - \epsilon^2 [\rho \Phi_{mt}^{(2)} + \frac{\rho}{2} |\nabla \Phi_m^{(1)}|^2 \\ &\quad + \rho \{X^{(1)}\} \cdot \nabla \Phi_{mt}^{(1)} + \rho g Z^{(2)}] + O(\epsilon^3) \\ &= P^{(0)} + \epsilon P^{(1)} + \epsilon^2 P^{(2)} + O(\epsilon^3) \end{aligned} \quad (25)$$

여기서,

$$P^{(0)} = -\rho g Z^*$$

$$P^{(1)} = -\rho \Phi_{mt}^{(1)} - \rho g Z^{(1)}$$

$$P^{(2)} = -\rho \Phi_{mt}^{(2)} - \frac{\rho}{2} |\nabla \Phi_m^{(1)}|^2 - \rho \{X^{(1)}\} \cdot \nabla \Phi_{mt}^{(1)} - \rho g Z^{(2)} \quad (26)$$

이고, $P^{(0)}$ 는 정적 유체압력이고 $P^{(1)}$ 은 선형 유체압력이며, $P^{(2)}$ 는 2차 비선형 유체압력이다. 이 압력을 물체표면에 대해서 적분하고 시간영역에서 평균을 취하면 다음과 같은 물체에 작용하는 정상표류력을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \{F^{(2)}\} &= -\frac{1}{2} \rho g \int_{wL} \zeta_R^{(1)2} \{n^*\} dl + \{\Omega^{(1)}\} \times (m \cdot \{\dot{X}_G^{(1)}\}) \\ &\quad - \int_{S_m} \left\{ -\frac{1}{2} \rho |\nabla \Phi_m^{(1)}|^2 - \rho \Phi_{mt}^{(2)} - \rho \{X^{(1)}\} \cdot \nabla \Phi_{mt}^{(1)} \right\} \{n^*\} dS \end{aligned} \quad (27)$$

여기서, $\zeta_R^{(1)} = \zeta^{(1)} - Z_{wL}^{(1)}$ 은 상대수면 변위이고, dl 은 수선(water line)의 요소이다.

또, far-field법에 의한 정상표류력은 유체의 운동량 변화율을 시간영역에서 평균을 취하여 경계 조건을 적용하는 운동량 보존법칙에 의해 구할 수 있으며, 다음과 같이 표현된다³⁾.

$$\overline{F}_x = \frac{\rho k_0^2}{8\pi D} \int_0^{2\pi} H(\theta)^2 (\cos \beta - \cos \theta) d\theta \quad (28)$$

$$\overline{F}_y = \frac{\rho k_0^2}{8\pi D} \int_0^{2\pi} H(\theta)^2 (\sin \beta - \sin \theta) d\theta \quad (29)$$

여기서,

$$D = \frac{2k_0 h + \sinh 2k_0 h}{1 + \cosh 2k_0 h} \quad (30)$$

이며, 수심 파라메타이다. $h \rightarrow \infty$ 일 때 $D \rightarrow 1$ 이 된다. 즉, 무한수심일 때 D 는 1이 된다.

또한, $H(\theta)$ 는 Kochin 함수이며, 다음과 같다.

$$H(\theta) = \iint_{S_H} \sigma \frac{\cosh[k_0(\zeta + h)]}{\cosh k_0 h} e^{-ik_0(\xi \cos \theta + \eta \sin \theta)} dS \quad (31)$$

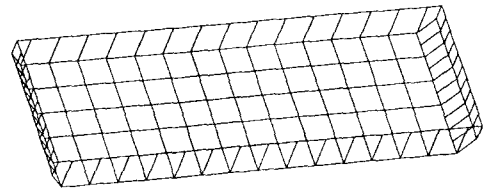
3. 수치계산 및 고찰

본 수치계산의 타당성을 검증하기 위해 Fig. 2와 같은 바이지선의 계산모델에 대한 선형 운동응답을 Pinkster의 실험 및 계산치⁷⁾와 비교 검토하였다. 패널의 개수를 증가시키면서 far-field법과 near-field법에 의한 정상표류력 수치계산의 수렴성을 평가한다. Table 1은 계산모델에 대한 주요 목을 나타낸다. Fig. 3은 바이지선의 침수표면을 각각 142개, 284개, 636개의 패널로 분할한 것이다. Fig. 4~Fig. 6은 각각 입사파의 입사각이 0°인

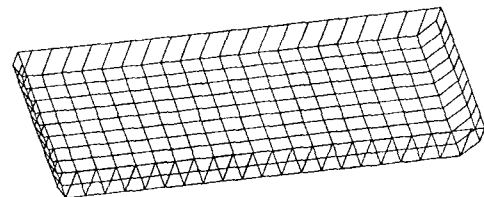
경우의 Surge, Heave 그리고 Pitch의 선형 운동응답을 나타내고 있다. Surge와 Heave 응답의 경우에는 본 계산의 결과와 Pinkster의 계산치 및 실험치가 잘 일치하고 있다. 그리고 Pitch 응답의 경우에도 본 계산의 결과치와 Pinkster의 계산치는 잘 일치하고 있으며, 저주파수 영역에서 실험치와는 다소 차이가 있지만, 이는 실험시 관성반경의 오차에 기인하는 것으로 생각된다. 이들 그림에서 알

Table 1. Particular of a barge

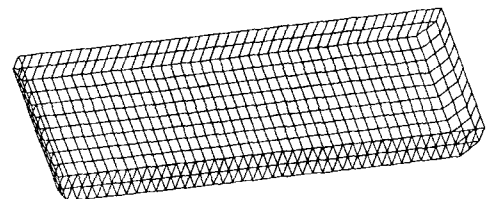
Length(m)	150.0
Breadth(m)	50.0
Draught(m)	10.0
Displacement(m ³)	73750.0
Centre of gravity above base(m)	10.0
Longitudinal radius of gyration(m)	39.0
Transverse radius of gyration(m)	20.0



(a) Number of Panels : 142



(b) Number of Panels : 284



(c) Number of Panels : 636

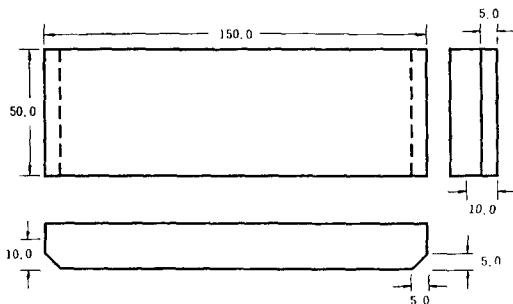


Fig. 2. Configuration of a Barge

Fig. 3. Submerged Surface of a Barge according to Number of Panels

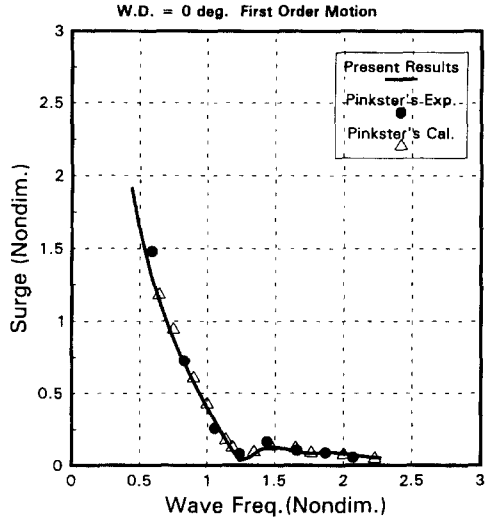


Fig. 4 Surge Responses of a Barge

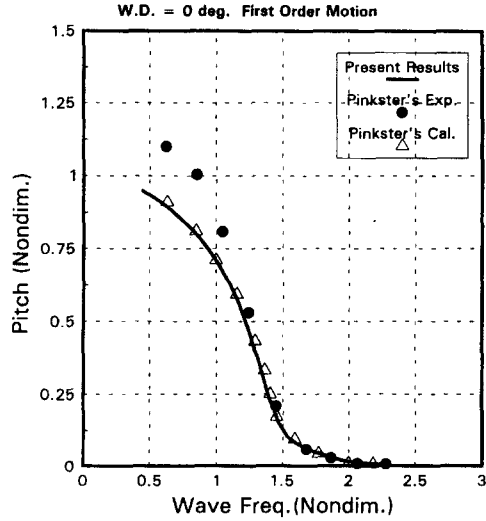


Fig. 6 Pitch Responses of a Barge

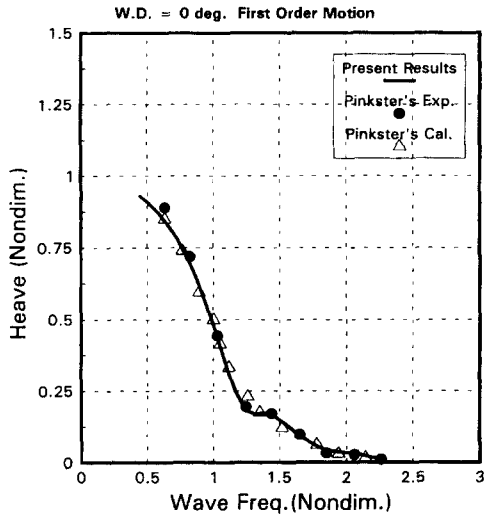


Fig. 5 Heave Responses of a Barge

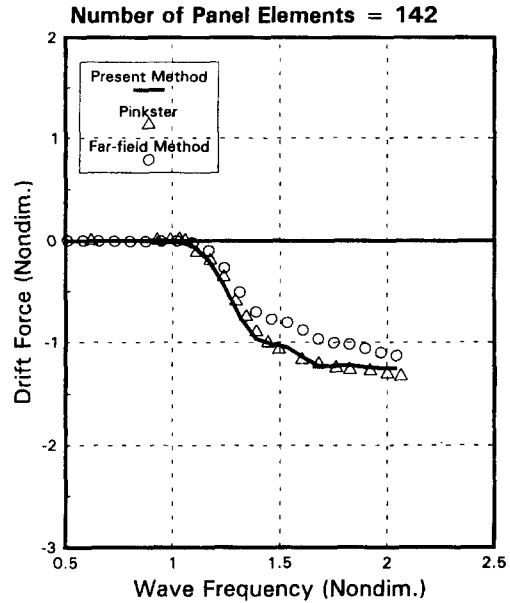


Fig. 7 Steady Drift Forces on a Barge (Number of Panels = 142)

수 있는 바와 같이 본 계산에 사용된 3차원 특이점 분포법의 계산정도의 타당성은 충분히 인정된다.

Fig. 7~Fig. 9는 head sea인 경우에 대하여 바이지선의 침수표면을 각각 142개, 284개, 636개의 패널로 분할하였을 때, 각각의 정상표류력을 나타내고 있다. 패널의 개수가 142개 및 284개에 대한 Fig. 7과 Fig. 8에서는 near-field법을 사용한 본 계산의 결과와 Pinkster의 계산치가 잘 일치하고 있다. 그러나, near-field법과 far-field

법 사이의 계산치는 상당한 차이를 보이고 있으며, Fig. 9에서는 패널의 개수를 한층 증가시킨 636개인 경우의 정상표류력을 계산하여 그 결과를 나타내고 있다. 이에 의하면, near-field법을 사용한 계산결과는 far-field법에 의한 계산에 한층 가깝게 접근해 감을 알 수 있다. Fig. 10과 Fig.

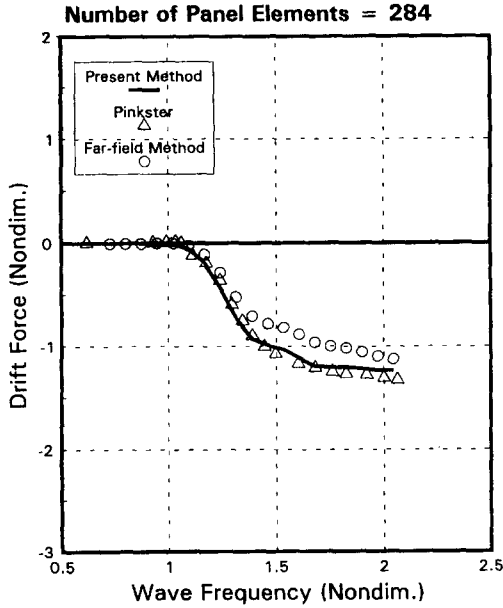


Fig. 8 Steady Drift Forces on a Barge (Number of Panels=284)

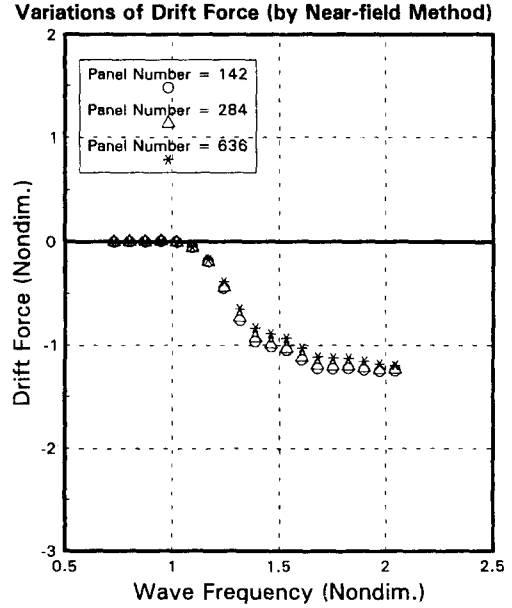


Fig. 10 Variations of Steady Drift Forces (by Near-field Method)

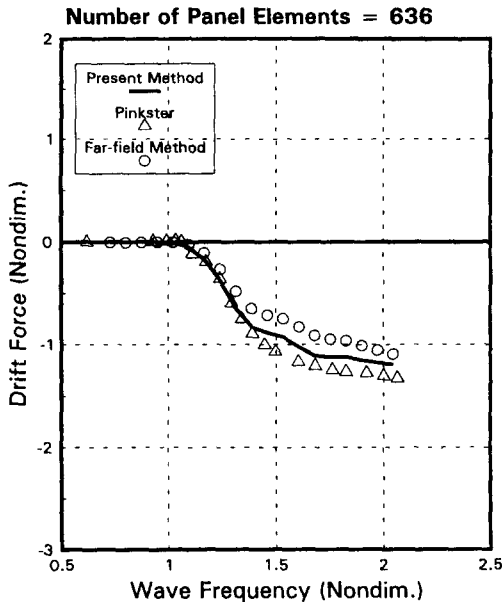


Fig. 9 Steady Drift Forces on a Barge (Number of Panels=636)

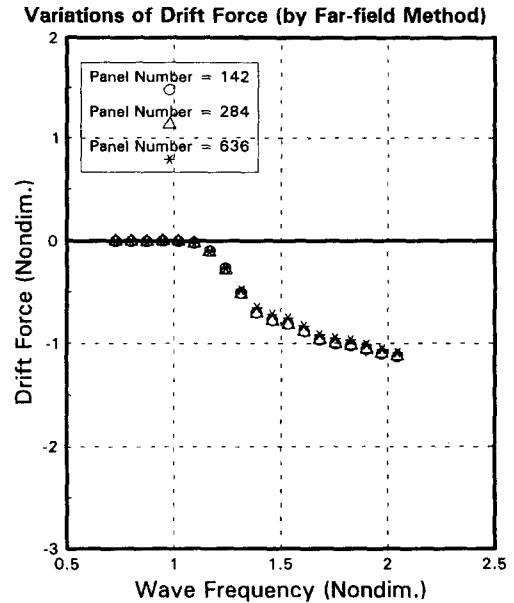


Fig. 11 Variations of Steady Drift Forces (by Far-field Method)

11은 각각 패널 개수의 증가에 따른 near-field 법과 far-field 법에 의한 정상표류력의 변화를 나타내고 있다. Fig. 10의 near-field 법에 의한 계

산결과는 패널의 개수를 증가시킴에 따라 표류력이 다소 감소함을 알 수 있으며, Fig. 11의 far-field 법에 의한 계산결과는 패널 개수의 증가에 따

라 정상표류력의 감소량이 미소한 것을 보이고 있다. 이는 near-field법에 비해 far-field법에 의한 계산이 패널 개수의 증가에 따른 수렴속도가 빠른 것을 나타낸다.

4. 결 론

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

(1) 입사파의 입사각이 0° 인 경우의 Surge, Heave 그리고 Pitch의 응답에 대한 본 계산의 결과와 기존의 계산치 및 실험치를 비교 검토함으로써, 본 계산에서의 1차 포텐셜에 대한 수치계산의 타당성을 검증하였다.

(2) 바이지선 침수표면의 패널의 개수를 증가시킴으로서, 정상표류력의 크기는 작아지며, near-field법에 의한 정상표류력의 크기는 far-field법에 의한 계산치쪽으로 접근해 감을 알 수 있다.

(3) 패널의 개수를 증가시킴으로서, near-field법에 비해 far-field법에 의한 계산의 수렴속도가 빠름을 알 수 있다.

5. 참고 문헌

- 1) Suyehiro, K., "On the Drift of Ship", Trans. Institute of Naval Architects, 66, 1924
- 2) Maruo, H., "The Drift of a Body Floating on Waves", Journal of Ship Research, 1960
- 3) Newman, J. N., "The drift Force and Moment on Ships in Waves", Journal of Ship Research, 1967
- 4) Lee, C. M. and Newman, J. N. "The Vertical Mean Force and Moment of Submerged Bodies under Waves", Journal of Ship Research, 15,

- 1971
- 5) Faltinsen, O. M. and Michelsen, F. C., "Motion of Large Structures in Waves at Zero Froude Number", International Symposium on the Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves, pp. 91~106, 1974
- 6) Pinkster, J. A. and van Oortmerssen, G., "Computation of the First and Second Order Wave Forces on Oscillating Bodies in Regular Waves", Proc. of Second International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 136 - 159, 1977
- 7) Pinkster, J. A., "Low Frequency Second Order Wave Exciting Forces on Floating Structures", Publication No. 650 Netherlands Ship Model Basin, 1980
- 8) Wehausen, J. V. and Linton, E. V., "Surface Waves", Encyclopedia of Physics, Vo. 19 Springer-Verlag, Berlin, pp. 446 - 778, 1960
- 9) Noblesse, F., "The Green Function in the Theory of Radiation and Diffraction of Regular Water Waves by a Body. Journal of Engineering Mathematics", Vol. 16, pp. 137 - 169, 1982
- 10) Telste, J. G. and Noblesse, F., "Numerical Evaluation of the Green Function of Water-Wave Radiation and Diffraction", Journal of Ship Research, Vol. 30, No. 2, pp. 69 - 84, 1986
- 11) Hess, J. L. and Smith, A. M. O., "Calculation of Nonlifting Potential Flow about Arbitrary Three-Dimensional Bodies", Journal of Ship Research, Vol. 8, No. 2, pp. 22 - 44, 1964
- 12) Bin Teng, 齊藤昌勝, 加藤俊司, "淺吃水箱形浮體式大規模海洋構造物に鬚く定常波漂流力について", 第13回 海洋工學シンポジウム, 日本造船學會, pp. 337 - 344, 1995