
 論 文

大韓造船學會論文集
 第 30 卷 第 1 號 1993 年 2 月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol. 30, No.1, February 1993

주상체의 비선형 운동(II)
 —전진동요문제, 파랑중의 운동—

이호영*, 황종홀**

The Nonlinear Motions of Cylinders(II)
 —Translating and Heaving Problem, Body Motion in Waves—

by

H.Y. Lee* and J.H. Hwang**

요 약

본 논문에서는 전 논문 주상체의 비선형운동(I)[16]의 정합방법과 비선형해법을 이용한 원형실린더의 전진동요문제와 파랑중에서의 실린더의 운동에 관한 결과를 중심으로 보고한다. 완전한 물체표면 조건의 부과에 관하여 스펙트럴방법은 잠수된 경우에 적용할 수 있으나 물체가 부유된 경우에 적용이 어렵다. 그러나 본 방법은 어떤 구속없이 완전하게 적용할 수 있고 자유표면에서는 완전한 비선형 자유표면조건을 시간적분하여 추적한다. 본 논문에서는 예로 첫째는 원형실린더가 수면하에서 전진하면서 상하동요하는 경우의 동유체력을 계산하여 Grue[6], Kim[12]의 선형계산과 비교하였고 또 다른 적용으로 부유된 원형주상체의 전진동요 문제를 수치적인 어려움 없이 성공적으로 수행하였다. 두번째는 파랑 중에서 주상체의 운동문제에 관한 계산을 수행하였다. 초기조건의 부과를 위해 가상적인 조파기를 설치하여 2차원 수치수조를 만든 다음 잠수된 원형 실린더를 고정시켜서 계산을 수행하여 비선형동유체력을 구하였고 다음은 2차원 실린더가 파랑중에서 운동할 때 계산을 수행했다.

Abstract

This paper dealt with the application of a numerical method developed by the authors using the matching method proposed in the previous paper on "The Nonlinear motions of cylinders(I)[16]", and Cauchy's theorem to the problems associated with hydrodynamic forces acting on a heaving cylinders translating in a calm water and also motions of cylinders in waves. In spectral method, body boundary condition in submerged case is satisfied exactly

발 표 : 1992년도 대한조선학회추계연구발표회('92. 11. 14.)

접수일자: 1992년 8월 6일, 재접수일자: 1992년 9월 21일

* 정회원, 현대중공업(주) 선박해양연구소

** 정회원, 서울대학교 조선해양공학과

大韓造船學會論文集 第30卷 1號 1993年 2月

but one in floating case is not satisfied exactly. In the numerical code developed here, the boundary condition at the free-surface and body surface is satisfied exactly at its instantaneous position. It is of interest to note that the present scheme could be applied to a free-surface-piercing body without experiencing a difficulty in the numerical convergence. The computed results are compared with other results([6], [12])

1. 서 언

수평 방향으로 일정한 속도를 가지고 전진하며 동요하는 2차원 원형 실린더에 작용하는 동유체력계수는 선형이론의 해석에서 $\tau(=U\omega/g)=0.25$ 근처에서 특이점으로 생각되어 왔다. 이에 대한 연구로는 주로 주파수 영역의 선형이론에 의해 수행되어 왔다. 2차원 주상체에 대한 연구로서 Park(1983)은 Haskind의 그린함수를 이용한 특이점 분포방법에 의해 선형해를 구하였다. 물체 표면 조건에서 물체의 전진에 의한 유동과 동요에 의한 유동의 상호작용을 무시한 결과로 Park은 $\tau=0.25$ 를 경계로 동유체력의 불연속성을 보여주었다. 그러나 Grue & Palm(1985), Grue(1986)는 물체표면 경계조건에 전진에 의한 유동과 동요에 의한 유동의 상호작용을 고려하고 통상의 특이점 분포방법에 의해 적분방정식을 Fourier 변환하여 선형해를 구함으로써 $\tau=0.25$ 에서 동유체력이 연속적으로 변하는 것을 보였다. 한편 위와 같은 주파수 영역의 연구와 달리 Dagan & Miloh(1982)는 비선형 자유표면 조건을 적용한 섭동법(Perturbation method)를 이용하였는데, 이에 의하여 고차항을 무시한 선형계에서 $\tau=0.25$ 에서 특이점이 나타났고 3차항까지 고려한 결과 그 특이점이 제거되었다. 한편 Kim(1985), Kim & Hwang(1986)은 시간영역 해법을 이용하여 전진하는 2차원 주상체의 상하동요를 다루어 $\tau=0.25$ 에서의 동유체력의 불연속성이 나타나지 않음을 보여 주었는데, 이 방법은 전진에 의한 유동과 동요에 의한 유동의 상호작용을 고려하였다. Kim, Hwang & Lee(1987)는 같은 방법으로 전진 속도가 클 때 $\tau=0.25$ 의 파수가 부가질량의 극소점, 감쇠력의 급격한 변화점이 되어 $\tau=0.25$ 근처를 제외하고 Grue(1986)의 결과와 대체적으로 일치함을 보였다. Hong(1987)은 물체표면 경계조건에 전진에 의한 유동과 동요에 의한 유동의 상호작용을 무시하고, 그린함수를 사용한 통상의 특이점 분포방법에 의해 적분방정식을 유도하고, 선형해를 구함으로써 $\tau=0.25$ 에서 동유체력이 연속이고 유한하다는 것을 보였다. 그러나 유동의 상호작용을 무시한 결과 $\tau=$

0.25 근처에서 부가질량이 Grue 처럼 음의 값을 가지지 않았다.

2차원 주상체의 파강제력 문제에 대한 기존의 연구는 주파수 영역 해법으로는 2차 섭동법에 의한 연구가 선행되어 왔다. Ogilvie(1963), Inoue & Kyozyuka(1982)는 자유표면의 비선형성을 포함했으나 물체 운동에 의한 물체 위치 변화 효과를 다룰 수 없었다. 시간 영역 해법으로 스펙트럴 방법(Spectral method)을 사용한 Kim(1985)의 연구는 잠수된 원형 주상체에 대한 파 강제력 문제와 부유된 주상체에 대해 계산을 수행했다. 이는 자유표면의 비선형성을 고려할 수 없는 단점과 초기조건을 부과하는데 엄밀하지 못하다. Semi-Lagrangian time-stepping method는 자유표면의 비선형성과 물체표면조건에 엄밀성을 모두 고려할 수가 있는데 반하여 섭동법이나 스펙트럴 방법보다는 엄청난 계산 시간을 필요로 한다. 이 방법에 대한 연구로는 Vinje & Brevig(1981), Greenshow(1982) 등이 코시정리(Cauchy's theorem)를 이용하여 배전복 문제를 계산 했다. 이들은 무한 원방 조건을 주기성 조건을 부과했고 초기조건은 실험을 하여 계산을 행했다. 본 연구는 코시(Cauchy)이론을 이용하여 무한 원방은 파도 그린 함수를 사용하여 파의 반사를 막았고, 초기 조건은 조파기를 사용하여 2차원 수치구조를 형성하였다.

2. 문제의 정식화

2.1 시간영역에서의 강제운동문제의 형성

본 논문에서는 시간영역에서의 2차원 경계치 문제의 해를 완전한 비선형 자유표면 경계조건과 정확한 물체 표면 경계조건을 만족하도록 구하였다.

유체는 비점성, 비압축성 유체이며 유체의 유동은 비회전적이라 가정하면 속도 포텐셜은 존재한다. 아울러 표면장력은 무시하고, 수심은 무한하다고 가정한다. 계산영역은 비선형 자유표면 조건을 만족하는 수치 계산영역과 선형 자유표면 조건을 만족하는 외부영역으로 나누자. 우선 내부영역에서 해를

정립하면 전체 속도포텐셜 Φ 은 다음과 같은 2-D Laplace 방정식을 만족한다.

$$\Delta\Phi(x,y;t)=0 \quad , t \geq 0 \text{ in Fluid domain} \quad (2.1)$$

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2} w w^* - g y - \frac{p_s}{\rho} \quad , y = \eta \quad (2.2)$$

$$\frac{Dz}{Dt} = u + iv = w^* \quad , y = \eta \quad (2.3)$$

$$\vec{n} \cdot \nabla\Phi = \vec{V} \cdot \vec{n} \quad , t \geq 0 \quad (2.4)$$

$$\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0 \quad , y \leq 0, t < 0 \quad (2.5)$$

위의 식에서 p_s 는 대기압이고 η 는 자유표면의 변위이다. 다음은 외부영역에서의 속도포텐셜을 φ 라 하면 위에서의 기본가정으로 부터 φ 는 2-D Laplace 방정식을 만족한다.

$$\Delta\varphi(x,y;t)=0 \quad , t \geq 0 \text{ in Fluid domain} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial\varphi}{\partial y} = 0 \quad , y = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y} = 0 \quad , \text{at } y = -\infty \quad (2.8)$$

$$|\nabla\varphi| \rightarrow 0 \quad , \text{at } |z| \rightarrow \infty \quad (2.9)$$

$$\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0 \quad , y \leq 0, t < 0 \quad (2.10)$$

2.2 시간영역에서의 운동응답문제의 형성

본 논문에서는 초기조건의 설정을 위해 조파기를 설치하였고 시간 영역 경계치 문제의 해를 비선형 자유표면 경계조건과 완전한 물체 표면 경계조건을 만족하도록 구한다. 이로부터 대진폭 운동에 따른 물체 위치의 변화를 고려하여 파강제력 및 운동응답을 해석하였다. 속도 포텐셜은 응답 포텐셜과 입사파의 포텐셜을 모두 포함한 전체 포텐셜이다. 좌표계는 Fig.1에서와 같이 x축을 정수면에 y축은 윗 방향으로 하는 공간 고정좌표계 O_{xy} 와 물체 고정 좌표계 $G_{x'y'}$ 로 구성된다. 반경 벡타 OG 를 \vec{x}_{OG} 로 표현하고 O_{xy} 에 대한 좌표를 \vec{x} 로 표현하고 $G_{x'y'}$ 에 대해서도 \vec{x}' 로 표현하면 양 좌표계에 대한 관계식은 다음과 같다.

$$\vec{x} - \vec{x}_{OG} = [R]^T \vec{x}' \quad (2.11)$$

$$[R] = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

R은 회전 행렬이고 θ 는 O_{xy} 에 대한 $G_{x'y'}$ 의 각 변위이다. 내부 영역에서의 포텐셜 Φ 는 (2.1)-(2.5)을 만족하며 외부영역의 포텐셜 φ 는 (2.6)-(2.10)을 만족한다.

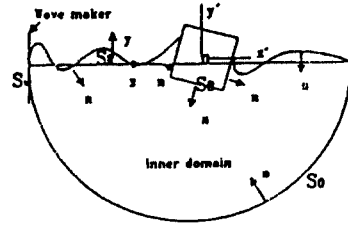


Fig.1 Coordinate system and calculation-domain

3.1 문제의 해법과 강제운동문제의 수치계산 방법

본 절은 전 논문 "주상체의 비선형 운동(I)[16]"의 정합방법과 비선형 해법인 코시(Cauchy) 정리를 이용하였다.

3.2 시간영역에서의 운동응답 문제의 수치 계산 방법

Newton의 법칙으로 부터 다음과 같은 물체에 대한 운동방정식을 유도할 수 있다.

$$m_B \ddot{x}_G = \int_{sS} p n_x dS \quad (3.1)$$

$$m_B \ddot{y}_G = \int_{sS} p n_y dS - m_B g \quad (3.2)$$

$$I_B \ddot{\theta} = \int_{sS} p [-(y - y_G) n_x + (x - x_G) n_y] dS \quad (3.3)$$

G는 중력 중심이고 m_B 와 I_B 는 물체 질량과 관성모멘트이다. p는 압력인데 베르누이 방정식으로 부터 다음과 같다.

$$\frac{-p}{\rho} = \frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} w \cdot w^* + g y \quad (3.4)$$

p를 알기위해 $\partial\Phi/\partial t$ 를 계산하여야 한다. 물체 표면에서의 $\partial\Phi/\partial t$ 를 다음과 같이 표현하자.

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial t} \right]_{S_B} = & (y - y_G) \ddot{x}_G - (x - x_G) \ddot{y}_G \\ & - \frac{1}{2} R^2 \ddot{\theta} + \dot{x}_G v - \dot{y}_G u \\ & + \dot{\theta} [(\dot{x}_G - u)(x - x_G) + (\dot{y}_G - v)(y - y_G)] \end{aligned} \quad (3.5)$$

(3.5)에서 S_B 는 물체표면을 나타내고 u, v 는 유체입자의 속도를 나타내며 Ψ 는 유동함수이다. 물체 표면은 $\partial \Psi / \partial t$ 를 알고 자유 표면은 $\partial \Phi / \partial t$ 를 알며 정합경계면에서도 $\partial \Phi / \partial t$ 와 $\partial \Psi / \partial t$ 의 관계식에서 $\partial \Phi / \partial t$ 를 안다고 가정한다. (3.5)을 다음과 같은 형태로 표현하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial t} = & \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} \ddot{x}_G + \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} \ddot{y}_G \\ & + \frac{\partial \Psi_3}{\partial t} \ddot{\theta} + \frac{\partial \Psi_4}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.6)$$

이다. 자유표면에서는

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{1}{2} \mathbf{w} \cdot \mathbf{w}^* - gy = \frac{\partial \Phi_4}{\partial t} \quad (3.7)$$

이다. 경계 S위의 모든 해를 다음과 같은 형태로 표현하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = & \beta_{1t} \ddot{x}_G + \beta_{2t} \ddot{y}_G \\ & \beta_{3t} \ddot{\theta} + \beta_{4t} \end{aligned} \quad (3.8)$$

이다. $\beta_j = \Phi_j + \Psi_j$ 이고, β_{jt} 는 β_j 를 t 로 미분한 것을 나타낸다. $\partial \Psi_j / \partial t (j=1,2,3)$ 에 대한 경계조건을 알아보면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, & \quad \text{on the free surface} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, & \quad \text{on the matching boundary} \\ \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial \Psi_j}{\partial t} & \quad \text{on the body boundary} \end{aligned} \quad (3.9)$$

β_{4t} 에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_4}{\partial t} \quad \text{on the free surface}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_4}{\partial t} \quad \text{on the matching boundary} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial \Psi_4}{\partial t} \quad \text{on the body boundary}$$

물체 표면에서 $\partial \Phi / \partial t$ 를 구하기 위해 경계조건 (3.9), (3.10)를 이용하여 행렬 방정식을 4번 풀면 $\partial \Phi / \partial t$ 를 구할 수 있고 $\partial \Phi / \partial t$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = & \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \ddot{x}_G + \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} \ddot{y}_G \\ & + \frac{\partial \Phi_3}{\partial t} \ddot{\theta} + \frac{\partial \Phi_4}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.11)$$

(3.11)을 (3.4)에 대입하고 (3.4)을 (3.1), (3.2), (3.3)에 대입하여 정리하면 다음과 같은 행렬 방정식도출된다.

$$\begin{aligned} (m_B + A_{xx}) \ddot{x}_G + A_{xy} \ddot{y}_G + A_{x\theta} \ddot{\theta} = & F_x \\ A_{yx} \ddot{x}_G + (m_B + A_{yy}) \ddot{y}_G + A_{y\theta} \ddot{\theta} = & F_y - m_B g \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} A_{\theta x} \ddot{x}_G + A_{\theta y} \ddot{y}_G + (I_B + A_{\theta\theta}) \ddot{\theta} = & F_\theta \\ A_{pq} = & \int_{S_b} \rho \frac{\partial \Phi_q}{\partial t} n_p dS \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} F_p = & - \int_{S_b} \rho \left[\frac{\partial \Phi_4}{\partial t} + \frac{1}{2} \mathbf{w} \cdot \mathbf{w}^* \right. \\ & \left. + gy \right] n_p dS \end{aligned} \quad (3.14)$$

(3.13)의 A_{pq} 는 부가질량(Added mass)을 나타내고 (3.14)에서는 감쇠계수(Damping Coefficient)에 관한 항과 정력학적인 힘 항을 모두 포함한다. (3.12)로부터 대수방정식을 풀면 $\ddot{x}_G, \ddot{y}_G, \ddot{\theta}$ 를 구할 수 있다. $\dot{x}_G, \dot{y}_G, \dot{\theta}, x_G, y_G, \theta$ 를 구하기 위해 아래와 같이 치환하자.

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = \dot{x}_G, \quad \frac{dx}{dt} = \dot{x}_G, \quad \frac{dy}{dt} = \dot{y}_G, \\ \frac{dy}{dt} = \dot{y}_G, \quad \frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}, \quad \frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta} \end{aligned} \quad (3.15)$$

(3.15)을 풀 때 일관성을 유지하기 위해 자유표면을 추적하는 방법과 같이 Runge-Kutta-4th order 방법과

Hamming's predictor-corrector 방법을 적용하여 변위, 속도를 구하였다[15].

3.3 수치오차의 대략적인 검정

3.3.1 수치 오차

적분방정식을 대수 방정식으로 바꿀 때 절단오차를 알기 위해 복소포텐셜(β)를 Taylor 전개하면 다음과 같다.

$$\beta = \beta_j + (\Delta z)\beta'_j + \beta''_j(\Delta z^2) \quad (3.16)$$

(3.16)를 적분 방정식에 대입하면 복소 포텐셜의 절단오차는 대략 $\beta''(\Delta s^2)$ 가 된다. 비선형 자유표면 조건은 다음과 같다.

$$\frac{D\vec{x}}{Dt} = \vec{u} \quad (3.17)$$

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{1}{2} \nabla\Phi \nabla\Phi - gy \quad (3.18)$$

(3.17)에서 $\vec{u} = \nabla\Phi$ 인데 적분방정식으로 부터 Φ 를 구한 후 $\nabla\Phi$ 를 구하기 위해 중심 차분법(Centered difference scheme)을 적용하면

$$\nabla\Phi = \frac{\Phi_{i+1} - \Phi_{i-1}}{2\Delta s} + \beta''_j(\Delta s^2) + O(\Delta s^4) \quad (3.19)$$

이다. $\beta''_j(\Delta s^2)$ 는 적분방정식으로 부터 대수방정식으로 바꿀 때 절단오차이고 $O(\Delta s^4)$ 는 중심차분에 의한 오차이다. (3.17)를 Runge-Kutta-4th order 법으로 시간 적분하면

$$\vec{x}^{n+1} - \vec{x}^n = \frac{\Delta t}{6} (u_1 + u_2 + u_3 + u_4) + K(\Delta t^5) \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} u_1 &= \nabla\Phi(t, \vec{x}) \\ u_2 &= \nabla\Phi(t + 0.5\Delta t, \vec{x} + 0.5\nabla\Phi^n) \\ u_3 &= \nabla\Phi(t + 0.5\Delta t, \vec{x} + 0.5u_2) \\ u_4 &= \nabla\Phi(t + 0.5\Delta t, \vec{x} + 0.5u_3) \end{aligned}$$

이다. 우선 u_1 을 구하고 u_2, u_3, u_4 를 연이어 음성적(Implicit)으로 구하므로 오차가 상호 복합적으로

서로 영향을 준다. 서로의 상호작용을 무시하고 (3.19)을 (3.20)에 적용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \vec{x}^{n+1} - \vec{x}^n &= \frac{\Delta t}{6} (u_1 + u_2 + u_3 + u_4) \\ &+ K(\Delta t^5) + \beta''_j(\Delta s^2\Delta t) + O(\Delta s^2\Delta t) \end{aligned} \quad (3.21)$$

(3.18)로부터 다음을 유도할 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi^{n+1} - \Phi^n &= \frac{\Delta t}{6} (k_1 + k_2 + k_3 + k_4) \\ &+ K(\Delta t^5) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} k_1 &= gy^n + \frac{1}{2} \nabla\Phi^n \nabla\Phi^n + \beta''_j(\Delta s^2\Delta t) \\ &+ O(\Delta s^2\Delta t) + \beta''_j(\Delta s^2) + O(\Delta s^2) \\ &+ O(\beta''^2\Delta s^4) \end{aligned} \quad (3.23)$$

(3.23)를 (3.22)에 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Phi^{n+1} - \Phi^n &= \frac{\Delta t}{6} (k_1 + k_2 + k_3 + k_4) \\ &+ K(\Delta t^5) + \beta''_j(\Delta s^2\Delta t) \\ &+ O(\Delta s^2\Delta t) + O(\beta''^2\Delta s^4\Delta t) \end{aligned} \quad (3.24)$$

3.3.2 자유표면의 안정성 판정

비선형 자유표면 조건에서는 직접적인 안정성 판정이 곤란하다. 안정성 조건은 수치 오차를 ϵ 라 하면 다음과 같다.

$$\frac{\epsilon^{n+1}}{\epsilon^n} < 1 \quad (3.25)$$

Fourth-order-Runge-Kutta 기법에 대한 선형화된 자유표면조건에 대해 Dommermuth[4]가 다음과 같은 불안정성 쿠란트(Stability Courant) 조건을 구하였다.

$$\Delta t^2 \leq \frac{8\Delta x}{\pi g}, \text{ necessary condition} \quad (3.26)$$

Δt 는 시간 간격이고 Δx 는 국부적인 요소 간격이

다. (3.26)에서 볼 때 Δx 가 작으면 Δt 를 줄이면 된다. 그러나 실제 비선형 문제에서의 쇄파를 추적할 때 아무리 Δt 를 줄이더라도 불안정성을 피할 수 없다. 그러므로 근본적으로 Δx 를 키워야 한다. 그리하여 본 논문에서는 Δt 일정하게 유지하고 요소 크기가 작아지면 다시 요소를 같은 크기의 길이로 요소를 재배열(Regriidding)하는 알고리즘(Algorithm)을 사용했다.

4. 전진 속도를 갖는 실린더의 대진폭 상하동요 ($U \neq 0, \omega \neq 0$)

4.1 주파수 영역의 파의 특성[6, 8]

무한 수심에서 단위세기를 가진 소오스가 전진속도 U 를 갖고 평균 위치에서 동요하는 경우를 생각하자. 이 경우 속도 포텐셜은

$$\Phi(x,y,t) = \varphi(x,y)e^{i\omega t} \tag{4.1}$$

이다. 물체 고정 좌표계에서의 선형화된 자유표면 조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \varphi_y - 2i\tau(1-i\gamma)\varphi_x - k(1-2i\gamma)\varphi \\ + \frac{\tau^2}{k^2}\varphi_{xx} = 0, \text{ on } y=0 \end{aligned} \tag{4.2}$$

$$\tau = \frac{U\omega}{g}, \quad \gamma = \frac{\mu}{2\omega}, \quad \omega^2 = gk$$

μ ; Coefficient of dissipation forces

$\varphi(x,y)$ 를 다음과 같이 특이성(Singular) 부분과 조화적(Harmonic) 부분으로 구분하자.

$$\begin{aligned} \varphi(x,y) = \log \frac{1}{r} - \log \frac{1}{r'} + F \\ r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2} \\ r' = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y+\eta)^2} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Field point ; (x, y)

Source point ; (ξ, η)

(4.3)를 (4.2)에 대입시키고 Schwartz의 반사(reflection) 이론을 이용하여 $F(z, \bar{z}) = F_1(z) + F_2(\bar{z})$ 로 놓고

정리하면

$$\begin{aligned} \frac{\tau^2}{k} \frac{\partial^2 F_1}{\partial z^2} - i[2\tau(1-i\gamma)-1] \frac{\partial F_1}{\partial z} \\ - k(1-2i\gamma)F_1 = \frac{-i}{z-\xi} \end{aligned} \tag{4.4}$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau^2}{k} \frac{\partial^2 F_2}{\partial \bar{z}^2} - i[2\tau(1-i\gamma)+1] \frac{\partial F_2}{\partial \bar{z}} \\ - k(1-2i\gamma)F_2 = \frac{i}{z-\xi} \end{aligned} \tag{4.5}$$

이다. $F_1(z) = e^{-\nu z}$, $F_2(\bar{z}) = e^{-\nu \bar{z}}$ 로 놓고 (4.4), (4.5)에 대입하면 ν 에 대한 특성 방정식을 얻어서 그 해를 아래와 같이 $k_{1,2}$, $k_{3,4}$ 로 나타내자.

$$\begin{aligned} k_{1,2} = \frac{k}{2\tau^2} [1 - 2\tau + 2i\tau\gamma \\ \pm \sqrt{1 - 4\tau - 4\tau^2\gamma^2 + 4i\tau\gamma}] \end{aligned} \tag{4.6}$$

$$\begin{aligned} k_{3,4} = \frac{k}{2\tau^2} [1 + 2\tau - 2i\tau\gamma \\ \pm \sqrt{1 + 4\tau - 4\tau^2\gamma^2 - 4i\tau\gamma}] \end{aligned} \tag{4.7}$$

(4.6), (4.7)를 $\gamma=0$ 에 대해 Taylor 전개를 하여 $O(1)$ 항까지 취하면 다음과 같다.

$$k_{1,2} = \frac{k}{2\tau^2} [1 - 2\tau \pm \sqrt{1 - 4\tau}] \tag{4.8}$$

$$k_{3,4} = \frac{k}{2\tau^2} [1 + 2\tau \pm \sqrt{1 + 4\tau}] \tag{4.9}$$

(4.9)에서 아래의 관계를 이용하여 ω 에 대한 2차 방정식으로 표현하면

$$\begin{aligned} k = \frac{g\tau^2}{U^2}, \quad \tau = \frac{U\omega}{g} \\ \frac{\omega^2}{g} - \frac{2Uk}{g} \omega + \frac{U^2k^2}{g} - k = 0 \\ , (k=k_{3,4}) \end{aligned} \tag{4.10}$$

이다. (4.10)을 근과 계수의 관계로 부터 ω 를 k 로 표현하면

$$\omega = Uk \pm \sqrt{kg}, \quad (k=k_{3,4}) \tag{4.11}$$

Table.1 Group velocity and phase velocity by wave number

	V_p	V_g	propagating direction
k_1	$\frac{2U}{1+\sqrt{1-4\tau}} = >U$	$0 < \frac{U}{1+\sqrt{1-4\tau}} = <U$	Downstream
k_2	$\frac{2U}{1-\sqrt{1-4\tau}} = >U$	$\frac{U}{1-\sqrt{1-4\tau}} = >U$	Upstream
k_3	$0 < \frac{2U}{1+\sqrt{1+4\tau}} = <U$	$0 < \frac{U}{1+\sqrt{1+4\tau}} = <U$	Downstream
k_4	$\frac{-2U}{-1+\sqrt{1+4\tau}} = <0$	$\frac{U}{-1-\sqrt{1-4\tau}} = <0$	Negative velocity

이다. ω 는 양수이고 알려진 값이다. (4.8)로부터 (4.10), (4.11)과 같은 과정을 거쳐 ω 를 $k_{1,2}$ 에 의해 표현하면 다음과 같다.

$$\omega = -Uk \pm \sqrt{kg} \quad , (k=k_{1,2}) \quad (4.12)$$

$\tau \Rightarrow 0.25$ 로 갈 때 (4.8)에서 $k_{1,2} = g/4U^2$ 와 같고, $V_p = 2U$ 이고, $V_g = U$ 이다. (6.11), (6.12)에서 k 를 구하면 다음과 같다.

$$\sqrt{k_{1,2}} = \frac{1}{2U} [\sqrt{g} \pm \sqrt{g-4U\omega}] \quad (4.13)$$

$$\sqrt{k_4} = \frac{1}{2U} [1 - \sqrt{g} \pm \sqrt{g+4U\omega}] \quad (4.14)$$

$$\sqrt{k_3} = \frac{1}{2U} [\sqrt{g} \pm \sqrt{g+4U\omega}] \quad (4.15)$$

$\tau < 0.25$ 때 군속도(V_g)와 위상속도(V_p)는 다음과 같다.

$\tau < 0.25$ 일 때 $x \Rightarrow \infty$ 때 k_2 wave가 존재하고 $x \Rightarrow -\infty$ 일 때 k_1, k_3, k_4 wave가 존재한다. $\tau > 0.25$ 일 때 $x \Rightarrow \infty$ 때 wave가 존재하지 않고 $x \Rightarrow -\infty$ 일 때 k_3, k_4 wave가 존재한다.

4.2 잠수된 원형실린더에 대한 전진동요문제의 계산결과 및 고찰

수치계산은 잠수원형 주상체에 대하여 수행되었

다. 잠수 깊이 h 는 정수면으로부터 물체 중심까지 거리이고, 원형 주상체의 반지름은 R 로 나타내며, 물체는 초기 정지상태로부터 x -축의 음의 방향으로 $t=0$ 부터 가속을 시작하여 어느 정도 시간이 지나면 일정한 속도 U 로 전진하고, 동요는 항상 $-A_3 \cos(\omega t)$ 로 진동하도록 했다. 여기에서 무차원화한 전진 속도인 Froude 수와 파수는 $F_R = U/\sqrt{gR}$, $K_R = \omega^2 R/g$ 이다. 계산 경계에서의 Mesh 수는 자유표면에는 240~270 개 정합 경계에는 110~130개 물체표면은 항상 25개로 구성하고 무차원화한 파수가 작아지면 자유표면에서는 위의 최대치로 요소(Mesh)를 구성했고, 무차원화한 파수의 값에 따라 정합경계까지 거리 x_0 를 자유로이 변화시키면서 계산을 수행했고 시간 진행은 7-8 주기까지 계산했다. 계산 예로는 원형 실린더가 $F_R = 0.25$, $h/R = 1.5$ 인 경우와 $F_R = 0.4$, $h/R = 2$ 인 경우에 대해 수행하였다. 우선 Fig.2-a, b는 단축과 장축의 비가 0.25인 타원형 주상체를 $F_R = 0.25$, $\omega^2 L/g = 1$, $A_3/L = 0.3$, $h/L = 2$ 인 경우의 파형과 동유체력을 보여주고 있는데 동유체력은 고차 스펙트럴 방법과 완전히 일치함을 확인했고 y -방향의 운동에 기인한 x -방향의 힘은 아주작게 작용하고 있다. Table.2은 원형 실린더를 급속가속시키면서 동요시킨 경우와 점진가속시키면서 동요시킨 경우의 동유체력을 Fourier 변환하여 무차원화한 다음 성분 별로 힘을 비교하고 있는데 대체로 잘 일치하고 있으며, Table.2 속의 $f_0, f_{1,c}, f_{1,s}, f_2, f_3$ 는 다음과 같이 무차원화 하였다.

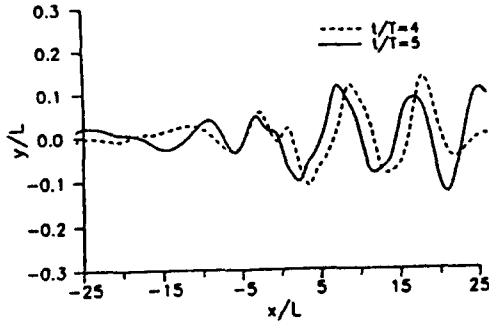


Fig.2-a Wave profile generated by translating and heaving elliptic cylinder($F_L=0.25, K_L=1, A_3/L=0.3, h/L=2, T_{acc}/\Delta t=50, a/L=0.25, T/\Delta t=50$)

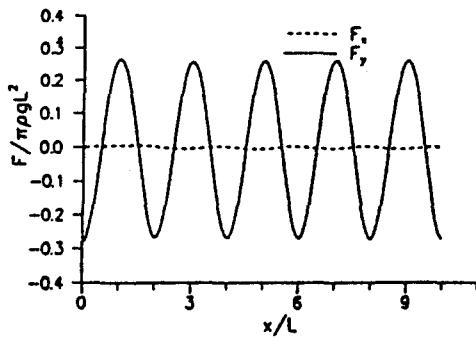


Fig.2-b Time history of forces for translating and heaving elliptic cylinder($F_L=0.25, K_L=1, A_3/L=0.3, h/L=2, T_{acc}/\Delta t=50, a/L=0.25, T/\Delta t=50$)

$$f_0 = \frac{F_0}{\pi\rho g R^2 \left(\frac{A_3}{R}\right)^2} \tag{4.16}$$

$$f_{1,c} = \frac{-F_{1,c}}{\pi\rho \omega^2 A R^2} \tag{4.17}$$

$$f_{1,s} = \frac{F_{1,s}}{\pi\rho \omega^2 A R^2} \tag{4.18}$$

$$f_2 = \frac{F_2}{\pi\rho g R^2 \left(\frac{A_3}{R}\right)^2} \tag{4.18}$$

$$f_3 = \frac{F_3}{\pi\rho g R^2 \left(\frac{A_3}{R}\right)^2} \tag{4.19}$$

본보(I)[16]에서 전진 만하는 경우에서 급속 전진하는 경우에는 정상상태에 도달하기 매우 어렵고 파가 깨어지는데 반해 본절에서는 동요하는 성분에 의해 파를 양쪽으로 전파하는 성분이 있어서 파가 깨어지는 것을 막고 정상 상태에 도달하는 것을 촉진시키는 구실도 한다. Fig.3-a, b는 $F_R=0.25, A_3/R=0.5, T_{acc}=3T$ 인 경우 파형과 동유체력을 보여주는 데 $\tau > 0.25$ 이기에 앞쪽으로 전파되는 파는 거의 보이지 않고 동유체력도 정상 상태에 잘 도달하고 있다. Fig.4-a,b,c,d는 $F_R=0.4, T_{acc}=4T$ 인 경우 파형과 동유체력을 보여준다. Fig.5은 $F_R=0.25$ 인 경우 $\tau < 0.25$ 때의 파형과 동유체력을 보여준다. 선형 계산의 경우처럼 파형이 확연하게 구별되는

Table.2 Hydrodynamic force comparison for Impulsive start and Smooth start

i) $F_R=0.25, h/R=1.5, A_3/R=0.2, \tau=1/4$

y-force	Impulsive start	Smooth start
f_0	0.4818488	0.45856115
$f_{1,c}$	0.5793301	0.58162183
$f_{1,s}$	0.1574586	0.16068248
f_2	0.2479565	0.23791209
f_3	0.1576779	0.14321092

x-force	Impulsive start	Smooth start
f_0	0.2442207	0.19497118
$f_{1,c}$	0.1262962	0.12998441
$f_{1,s}$	-0.2227725	-0.20848069
f_2	0.1326449	0.12310419
f_3	0.1502574	0.15433605

i) $F_R=0.4, h/R=2, A_3/R=0.2, \tau=1/4$

y-force	Impulsive start	Smooth start
f_0	0.4105429	0.40837126
$f_{1,c}$	0.6177463	0.62253086
$f_{1,s}$	0.0920343	0.10170971
f_2	0.0750870	0.07609592
f_3	0.0381823	0.01546679

x-force	Impulsive start	Smooth start
f_0	0.199388	0.1927224
$f_{1,c}$	0.0425871	0.0440086
$f_{1,s}$	-0.4033967	-0.3952667
f_2	0.0579462	0.05705435
f_3	0.0155801	0.02074628

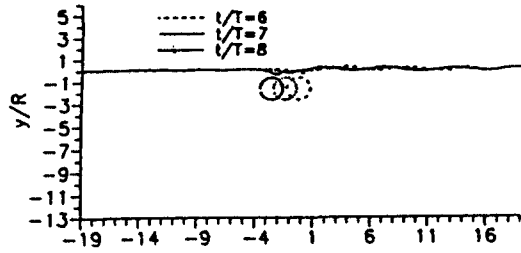


Fig.3-a Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.25$, $T=1.5\text{sec}$, $T_{acc}/T=3$, $A_3/R=0.2$)

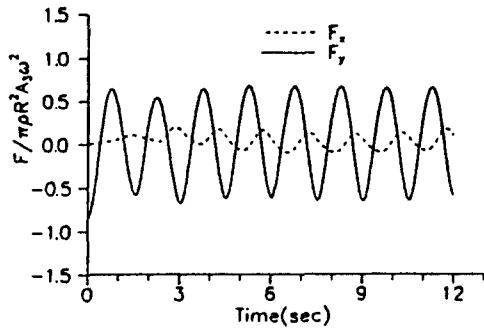


Fig.3-b Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.25$, $T=1.5\text{sec}$, $T_{acc}/T=3$, $A_3/R=0.2$)

것이 아니라 파형의 변화도 τ 따라 연속적으로 변한다. $\tau > 0.25$ 일 때는 물체 앞쪽으로 파가 전파되지 못하며 $\tau = 0.25$ 에서는 물체 앞에서의 국부적인 파가 보이며 파고는 물체 뒤쪽있는 파보다도 낮고, $\tau < 0.25$ 에서는 물체 앞쪽의 파가 존재하며 τ 가 줄어들면 물체 앞의 파의 파고도 높아진다. 동유체력은 y-방향의 운동에 기인한 x-방향의 연성력이 확연하게 존재한다. Fig.6은 $F_R=0.4$ 인 경우 $\tau < 0.25$ 일 때 파형과 동유체력을 보여준다. $F_R=0.25$ 와 비교하면 $\tau < 0.25$ 때 물체 뒤에 존재하는 또하나의 파 성분이 확연하게 보이며 파고도 작아진다. 전반적으로 물체 바로 뒤의 국부적인 파가 아래쪽으로 쳐지는데 이런 현상은 프루드 수가 적은 경우 단순한 전진에 의해서도 나타난 바 있다.[15] Fig.7은 $F_R=0.4$, $T=3.3\text{sec}$ 인 경우 자유표면과 물체표면을 선형화한 경우의 파형과 선형 동유체력을 보여준다. Fig.8은 $F_R=0.4$ 에서 급속 가속한 경우인데 $\tau=0.25$ 에서 물체 앞쪽으로

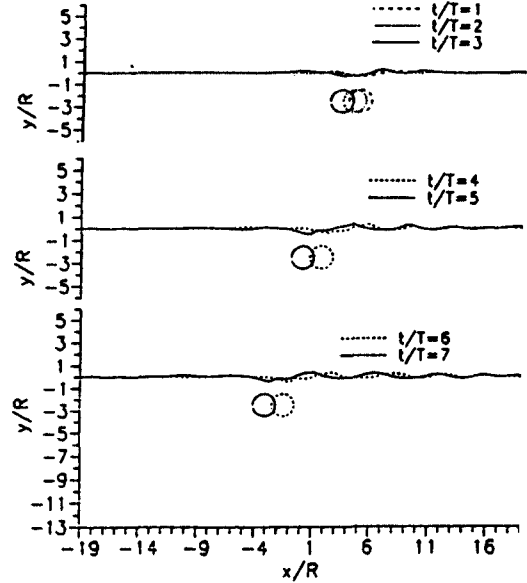


Fig.4-a,b,c Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $T=1.3\text{sec}$, $A_3/R=0.5$)

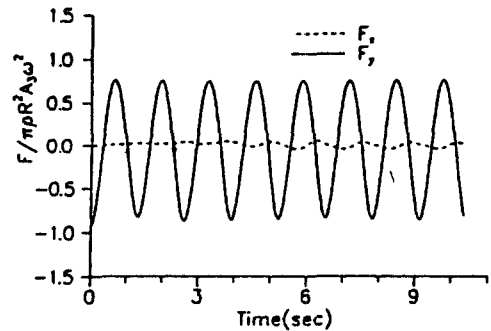


Fig.4-d Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $T=1.3\text{sec}$, $A_3/R=0.5$)

국부적으로 짧은 파가 전파되고 있으며 동유체력은 대개 3주기 이후에는 정상상태에 도달하는 것을 보여준다. 4.1 절에서 선형이론에 의한 파형 해석을 토대로 볼 때 본 계산은 어느 정도 4.1 절에서 해석한 결과에 가깝게 접근하고 있다. Fig.9-Fig.12는 $F_R=0.25$, 0.4일 때 무차원화한 파수에 따라 1차 조화 성분력, 시간 평균력, 2차 조화 성분력등을 보여주고 있다. $F_R=0.25$, 0.4일 때 무차원화한 주파

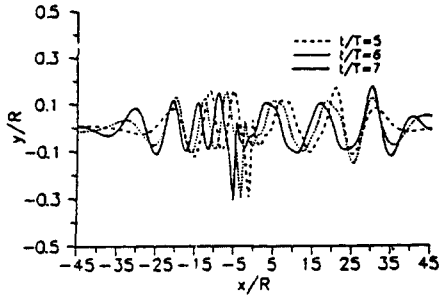


Fig.5-a Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.25$, $T=2.5$ sec, $h/R=1.5$, $A_3/R=0.2$, $T_{acc}/T=3$)

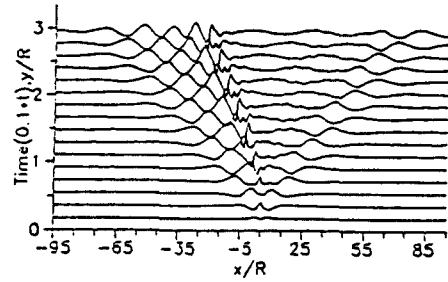


Fig.6-a Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $h/R=2$, $A_3/R=0.2$, $T=3.7$, $T_{acc}/T=4$)

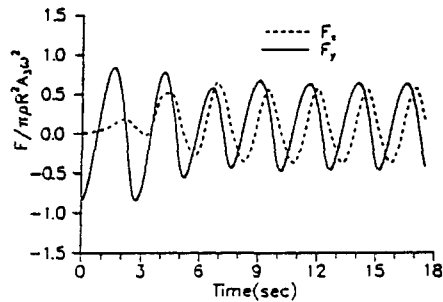


Fig.5-b Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.25$, $T=2.5$ sec, $h/R=1.5$, $A_3/R=0.2$, $T_{acc}/T=3$)

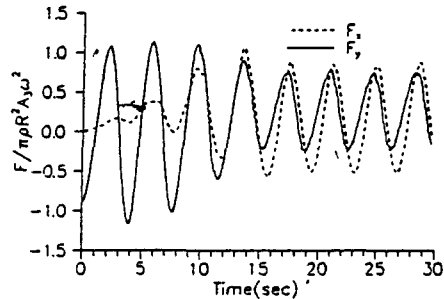


Fig.6-b Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $T=3.7$ sec, $h/R=2$, $A_3/R=0.2$, $T_{acc}/T=4$)

수에 따라 1차 조화 성분력은 Kim[12] 계산의 선형 계산의 동유체력 계수와 비교하고 있다. y-방향의 힘은 감쇠계수는 대체로 일치하고 있고 부가질량 값은 Kim 보다도 좌측으로 최저점이 이동된 형태를 보여주는데 이는 본 계산이 전진의 효과가 더 크게 작용한 듯하다. 왜냐하면 물체가 평균위치에서 진동만 하는 경우보다도 진진하면서 진동하는 경우가 부가질량의 최저점을 좌측으로 이동시킨다. x-방향의 연성력은 Kim의 계산과 경향은 일치하나 파수가 작아지면 본 계산값이 -쪽으로 더 커진다. $F_R=0.4$ 일 때 부가질량과 감쇠계수 값을 Grue[6,7]의 계산과 비교한 결과 y-방향 부가질량은 Grue는 $\tau=0.25$ 에서 -값을 갖고 최저점인데 반해 본 계산은 최저점이 좌측으로 약간 평행이동하며 -값은 갖지는 않는다. 참고로 Kim의 계산은 $\tau=0.25$ 에서 아주 작은 -값을 가졌다. 감쇠계수도 본 계산은 $\tau=0.25$ 에서 급격하게 변하지 않았고 Grue의 결과와 차이가 크다. x-방향의 연성력도 본 계산의 최저점이

좌측으로 평행이동하고, Grue의 계산이 $\tau=0.25$ 에서 감쇠계수와 부가질량 값이 급하게 변하는데 반해 본 계산은 완만하게 변화한다. Grue는 비선형 유체력을 구할 때 비선형항을 Taylor 전개하여 운동변위에 대한 선형항만 취했다. 다음은 본 방법과 다른 방법의 동유체력 계수를 구하는 차이점을 설명한다 [12]. 물체 고정 좌표계에서 포텐셜 Φ 를 전진에 의한 교란 포텐셜 χ 와 동요 포텐셜 ϕ_0 로서 다음과 같이 나타내자.

$$\Phi(x,y,t) = U(-x + \chi) + \phi_0(x,y)e^{i\omega t} \quad (4.20)$$

Bernoulli 방정식으로 부터 (4.20)를 대입하여 식의 형태를 바꾸면 다음과 같다.

$$\frac{P}{\rho} = -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2\right) \quad (4.21-a)$$

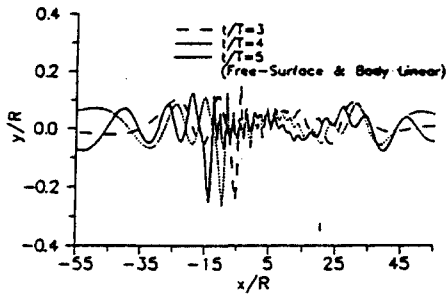


Fig.7-a Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $h/R=2$, $A_3/R=0.2$, $T_{acc}/T=0$, $T=3.3\text{sec}$)

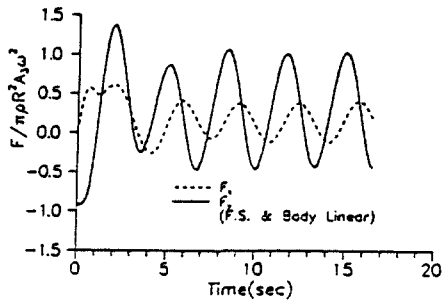


Fig.7-b Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $T=3.3\text{sec}$, $h/R=2$, $A_3/R=0.2$, $T_{acc}/T=0$)

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\partial \varphi_0 e^{i\omega t}}{\partial t} - \frac{1}{2} |\nabla \varphi_0|^2 \\
 &\quad + \nabla \varphi_0 e^{i\omega t} \\
 &= -\left(\frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x}\right) \varphi_0 e^{i\omega t} - U \nabla \chi \nabla \varphi_0 e^{i\omega t} \\
 &\quad - \frac{1}{2} |\nabla \varphi_0 e^{i\omega t}|^2 \\
 &\quad - \frac{U^2}{2} |\nabla(-x+\chi)|^2 \quad (4.21-b)
 \end{aligned}$$

(4.21-b)에서 첫항이 Park[18]의 계산에서와 같이 통상 주파수 영역에서 다루어지는 선형 유체력이며, Kim은 (4.21-b)에서 첫항만 포함한 계산은 선형이라 했고 모든항을 포함한 경우를 비선형 경우라 했다. 본 논문은 (4.21-a)를 직접 계산했다. 동유체력의 물체의 영향을 알아보기 위해 물체고정 좌표계에서 전진 속도에 의한 교란 유동인 $\nabla \chi$ 을 0(1)으로

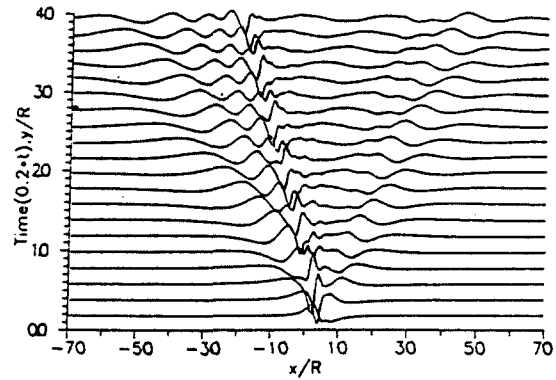


Fig.8-a Wave profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $A_3/R=0.2$, $h/R=2$, $T_{acc}/T=0$, $T=3.3\text{sec}$)

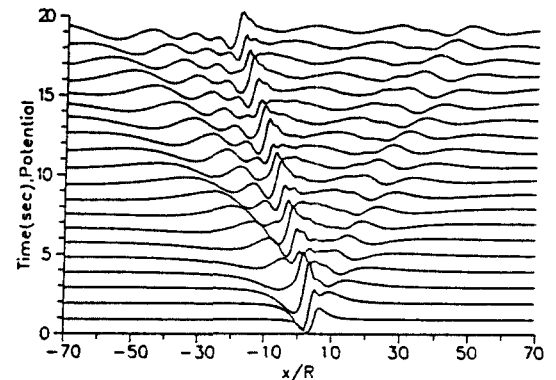


Fig.8-b Potential profile generated by translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $A_3/R=0.2$, $h/R=2$, $T_{acc}/T=0$, $T=3.3\text{sec}$)

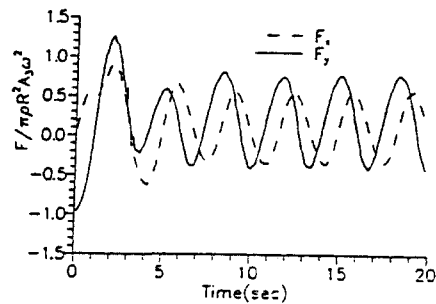


Fig.8-c Time history of forces for translating and heaving circular cylinder($F_R=0.4$, $A_3/R=0.2$, $h/R=2$, $T_{acc}/T=0$, $T=3.3\text{sec}$)

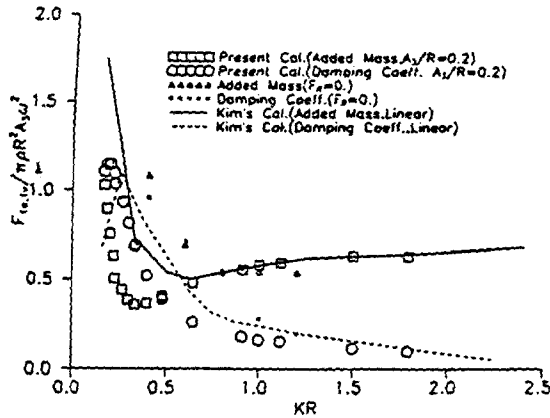


Fig.9-a Heave-induced heaving added mass and damping coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.25$, $h/R=1.5$, F_y)

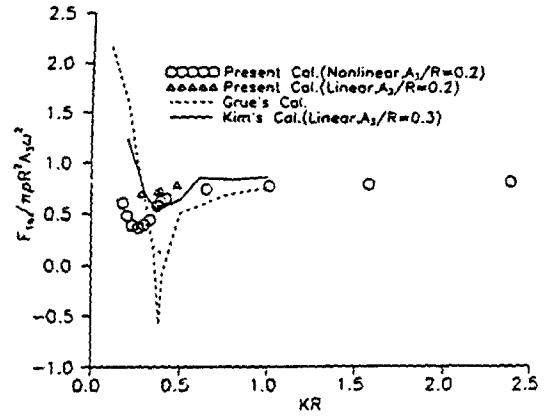


Fig.10-a Heave-induced heaving added mass coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.4$, $h/R=2$)

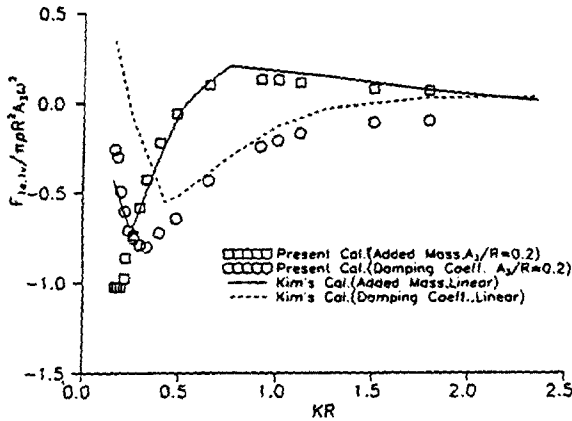


Fig.9-b Heave-induced swaying added mass and damping coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.25$, $h/R=1.5$, F_x)

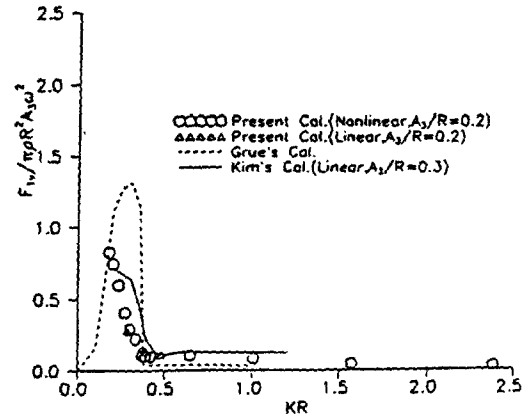


Fig.10-b Heave-induced heaving damping coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.4$, $h/R=2$)

가정하고 물체운동벡터 α 에 대한 선형항을 고려하면 물체경계조건은 다음과 같다.(부록 참조)

$$\Phi_n = \vec{n} \cdot (\alpha - \alpha \cdot \nabla [-x + \chi])_{S_B} \quad (4.22)$$

식(4.22)은 선형자유표면 조건을 부과한 주파수영역 법과 시간영역법에서의 비선형 물체경계 조건이다. 우변의 첫항은 선형 경우의 동유체력에 영향을 주고, 둘째항은 전진에 의한 교란과 물체의 동요운동 효과의 상호 작용 효과이다. 본 논문에서는 우변의

둘째항의 영향은 물체를 직접 움직여주므로 모든 비선형 항을 순간 순간 고려한다. 물체 경계를 선형화한 경우는 둘째항을 무시하여 계산하고 물체표면을 비선형으로 계산하면 둘째항을 포함하는데 두 경우를 비교하면 선형화한 경우는 $\tau=1/4$ 근처에서 동유체력 계수가 완만히 변하며 비선형 경우는 $\tau=1/4$ 근처에서 동유체력 계수가 급격하게 변하고 부가 질량의 값이 음의 값을 갖게 한다. 다음은 자유표면의 영향을 고찰하면 비선형 자유표면 조건은 다음과 같다.

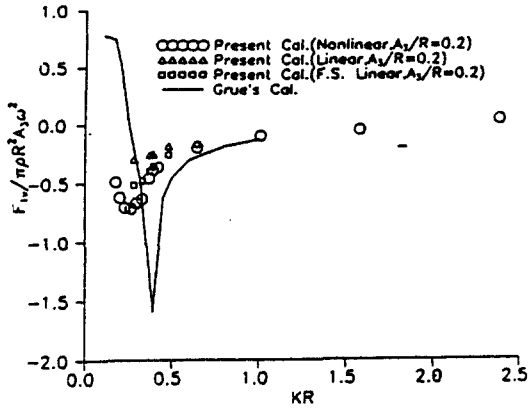


Fig.10-c Heave-induced swaying damping coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.4, h/R=2, F_n$)

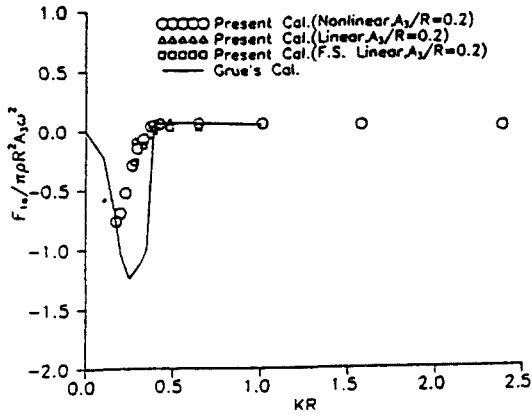


Fig.10-d Heave-induced swaying added mass coefficient of translating and heaving circular cylinder ($F_R=0.4, h/R=2, F_n$)

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial y} + 2 \nabla \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial t} \\
 & + \frac{1}{2} \nabla \Phi \nabla (\nabla \Phi \nabla \Phi) + \eta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \\
 & + 2 \nabla \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla \Phi \nabla (\nabla \Phi \nabla \Phi) \\
 & + \dots, \quad y=0 \tag{4.23}
 \end{aligned}$$

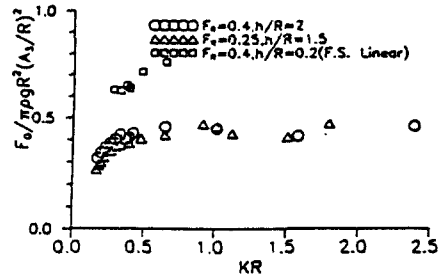


Fig.11 Time-mean forces for translating and heaving circular cylinder (F_y)

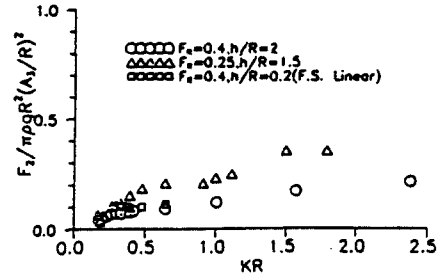


Fig.12 2nd-Harmonic amplitude vertical forces of translating and heaving circular cylinder (F_y)

특히 물체표면 근처의 자유표면은 (4.23)은 비선형 항이 커지므로 자유표면의 비선형성이 중요하게 작용하리라 본다. 또 선형자유표면조건에 의한 파계는 4.1 절에서 보았듯이 4개의 파계로 구성되는데 (4.23)에 의한 파계와 서로 차이를 줄 것으로 보인다.

4.3 부유된 원형실린더에 대한 전진동요 문제의 계산 및 고찰

부유된 원형실린더가 전진속도($F_R=0.25$)를 갖고 $t=0$ 에서 부터 U 라는 속도로 급속가속하면서 상하동요($y=\sin(\omega t)$)하는 경우이고, 본 계산 방법에 의하여 부유체에도 안정적으로 적용할 수가 있었다. 교차점의 처리는 Vinje & Brevig[20]에서와 같이 자유표면으로 부터 교차점의 위치는 외삽하고 경계조건은 물체표면으로 처리하는 방법을 사용하였고, 상당히 안정적으로 본 계산 예에서도 성공적으로 수행할 수 있었다. 그렇지만 엄밀하게 연속성을 만족시킬 수 없는 문제점을 안고 있다. Fig.13-a,b,c는 $T=2.2\text{sec}, A_3/R=0.3$ 인 경우에 파형을 보여주고 있는

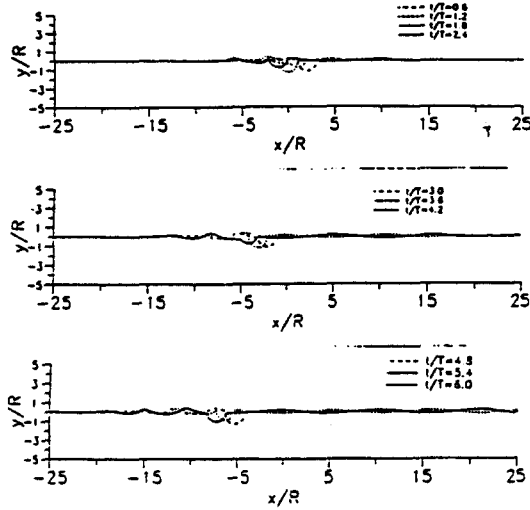


Fig.13-a,b,c Wave profile generated by translating & heaving floating circular cylinder ($F_R=0.25$, $T=2.2\text{sec}$, $A_3/R=0.3$, $\Delta t/T=50$)

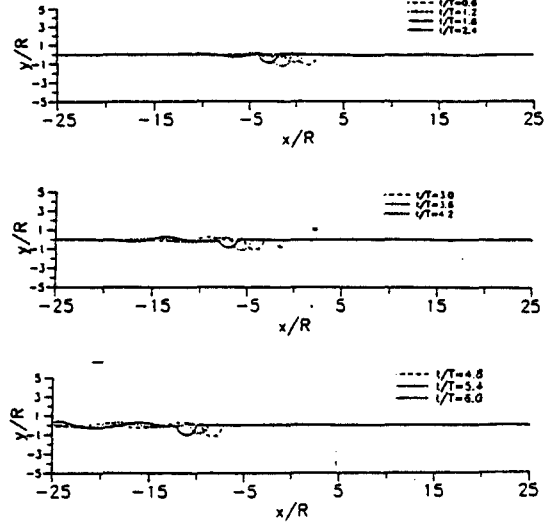


Fig.14-a,b,c Wave profile generated by translating & heaving floating circular cylinder ($F_R=0.25$, $T=2.9\text{sec}$, $A_3/R=0.2$, $\Delta t/T=50$)

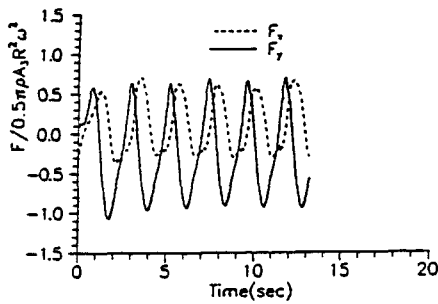


Fig.13-d Time history of forces for translating and heaving floating circular cylinder ($F_R=0.25$, $T=2.2\text{sec}$, $A_3/R=0.3$, $\Delta t/T=50$)

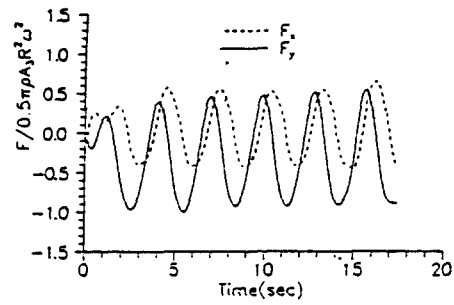


Fig.14-d Time history of forces for translating and heaving Floating circular cylinder ($F_R=0.25$, $T=2.9\text{sec}$, $A_3/R=0.2$, $\Delta t/T=50$)

데, 실린더 앞쪽으로 전파되는 파가 실린더 뒤쪽으로 전파되는 파보다도 파장이 짧은 것은 잠수된 실린더의 경우와 같으나 파고는 앞쪽으로 전파되는 파가 높은 것은 잠수된 경우와 다르다. Fig.13-d는 동유체력을 보여주고 있다. 잠수된 경우와 다르게 y 방향의 힘이 상당히 -쪽으로 평행이동해 있는 모습을 보여주고 있다. Fig.14-a,b,c는 $T=2.9\text{sec}$, $A_3/R=0.2$ 인 경우에 파형을 보여주고 있는데 Fig.13와 비교하면 앞쪽으로 전파되는 파는 파고도 조금 높아졌고 파장은 더 길어진 것을 볼 수가 있고, 뒤쪽으로 전파되는

파는 파고가 Fig.13 보다도 작아진 것을 볼 수가 있다. Fig.14-d는 동유체력을 보여주는데 힘의 모양은 앞의 경우와 비슷하나 수직 방향의 힘과 수평방향의 힘의 위상차는 조금 달라진 것을 볼 수가 있다. Fig.15-a는 수직방향에 대한 힘을 Fourier 변환한 결과인 부가질량 계수와 감쇠계수를 보여주고 있는데 전진속도가 없는 경우와 비교해 보면 부가질량은 저주파수에서 전진속도가 있는 경우가 값이 크며 고주파수에서는 별차이가 없다. 감쇠계수는 고주파수에서 전진속도가 있는 경우가 값이 작으며 저주파수

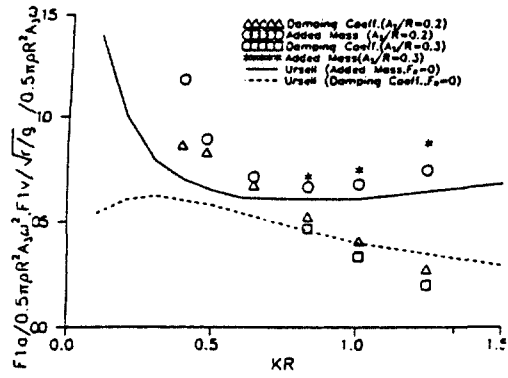


Fig.15-a Heave-induced heaving added mass and damping coefficient of translating and heaving Floating circular cylinder ($F_R=0.25$, F_y)

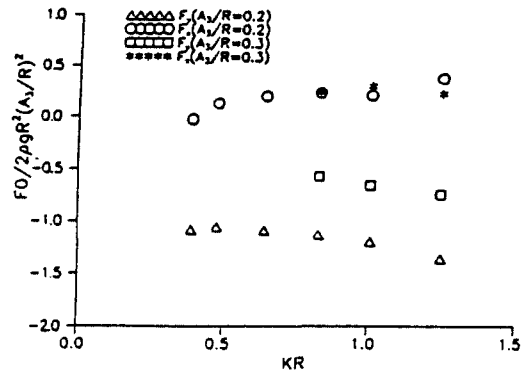


Fig.16 Time mean vertical and horizontal forces of translating and heaving Floating circular cylinder ($F_R=0.25$)

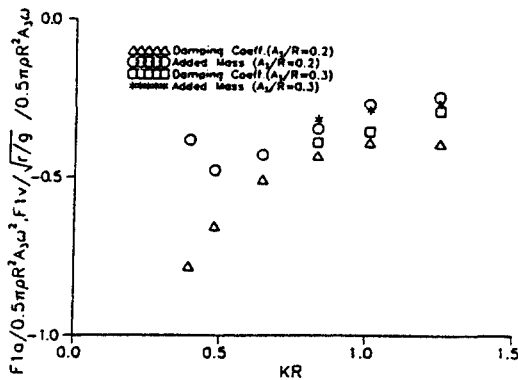


Fig.15-b Heave-induced swaying added mass and damping coefficient of translating and heaving Floating circular cylinder ($F_R=0.25$, F_x)

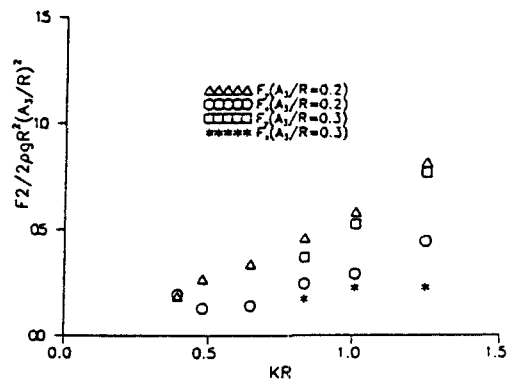


Fig.17 2nd-Harmonic amplitude vertical and horizontal forces of translating and heaving Floating circular cylinder ($F_R=0.25$)

에서는 값이 커진다. 감쇠계수와 부가질량의 진폭비에 대한 변화는 전진 속도가 없는 경우와 경향이 같다. Fig.15-b는 수직동요에 의한 수평방향의 연성력에 대하여 Fourier 변환한 부가질량과 감쇠계수를 보여주고 있다. 위에서 볼 때 1차 조화 성분력은 고주파수일 때보다도 저주파수일 때 전진속도의 효과가 강하게 작용함을 알 수 있다. Fig.16은 수평방향의 힘과 수직방향힘의 시간평균력에 대한 그림인데 수직방향의 힘은 전진속도가 없는 경우보다도 상당히 큰 - 값을 갖고 있고 주파수가 커지면 값도 음의 방향으로 조금 증가한다. 수평방향의 힘은 + 값

을 갖고 있고 전반적으로 주파수가 커지면 값도 조금 증가한다. Fig.17은 2차 조화 성분력의 진폭을 보여주는데 수직방향의 힘은 전진속도가 없는 경우와 경향은 같고 값이 조금 커진다. 수평방향의 힘은 수직방향의 힘보다도 조금 작다.

5. 파중에서의 물체의 운동문제($U=0, \omega_e \neq 0$)

계산 영역의 도시는 Fig.1에서와 같고 왼쪽에 Plunge 형태의 조파기를 설치 하였다. 조파기의 작동에 따른 작동부의 x 축에 대한 위치 변화는 고려

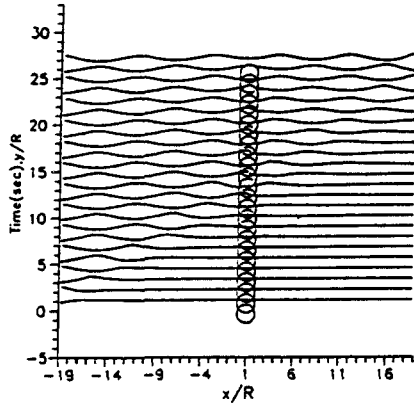


Fig.18-a Wave profile generated by wave maker and fixed circular cylinder($K_R=0.8$, $h/R=1.5$, $A_0/R=0.2$)

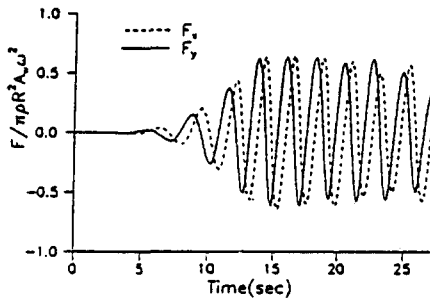


Fig.18-b Time history forces for wave maker and fixed circular cylinder ($K_R=0.8$, $h/R=1.5$, $A_0/R=0.2$)

하지 않았고 조파기의 속도는 아래와 같이 여현 위상으로 주었다.

$$U(y,t) = A\omega_e \cos(\omega_e t) \quad , \quad t \geq 0 \quad (5.1)$$

5.1 잠수된 원형실린더의 파강제력 문제

파강제력 계산은 잠수원형 주상체(반경 R, 잠수깊이 h)에 대해 수행하였다. 다른 방법과의 비교를 위해 우선 원형실린더를 고정시키고 계산을 행했다. Fig.18-a,b, Fig.19은 원형 실린더를 $h/R=1.5$ 에 고정시키고, $t=0$ 부터 조파기를 작동시키고 시간 진행은 11-12 주기까지 계산하였고, 무차원화한 파수가 변함에 따라 파형과 동유체력을 보여주고 있다. Fig.20은 동유체력이 Steady가 되었다고 가정하고

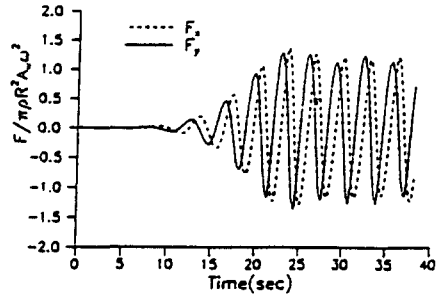


Fig.19 Time history forces for wave maker and fixed circular cylinder ($K_R=0.4$, $h/R=1.5$, $A_0/R=0.2$)

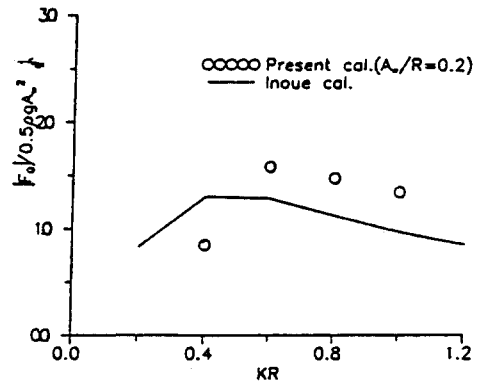


Fig.20 Comparison of vertical time-mean forces with the results of inoue & kyojuka-wave exciting force for fixed circular cylinder($h/R=1.5$)

일괄적으로 9주기~10주기 y-방향의 힘을 Fourier 변화한 시간 평균력을 Inoue & Kyojuka[11]의 결과와 비교하고 있다.

5.2 대진폭 운동 응답

파중에서 운동 응답의 계산으로 잠수 원형 주상체의 운동과 사각형 단면을 갖는 부유주상체의 운동이 다루어졌다. 잠수 원형 주상체는 초기 잠수 깊이가 $h=2R$ 로 주어지고 중립 부양 상태에서 계산을 진행하였다. Fig.21-a,b,c은 조파기에서 쇄파를 만들어 물체에 다가갈 때 물체의 운동변위와 동유체력을 구한 결과 물체는 강하게 파가 진행되는 방향으로 밀린다. Fig.22은 무차원화한 파수가 변함에 따라 물체 운동변위, 파형, 동유체력을 구하였다. 계산결과

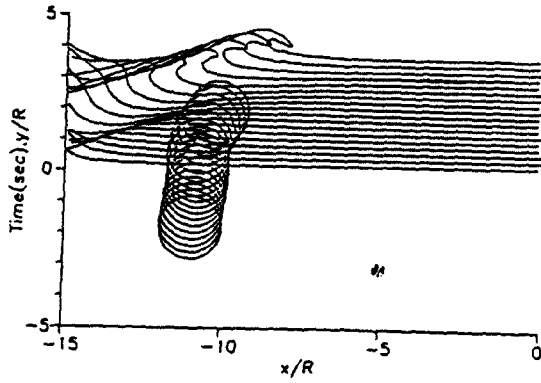


Fig.21-a Wave profile generated by wave maker and body motion ($K_R=1$, $h/R=2$, $A_w/R=0.6$, $X_{G_{int}}/R=-11$, $Y_{G_{int}}/R=-2$)

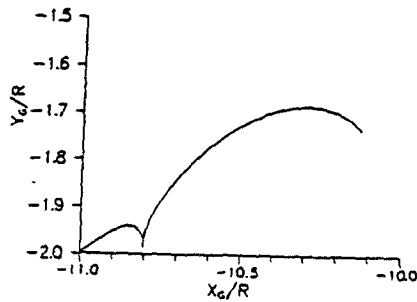


Fig.21-b Mass center position by wave maker and body motion ($K_R=1$, $h/R=2$, $A_w/R=0.6$, $X_{G_{int}}=-11$, $Y_{G_{int}}=-2$)

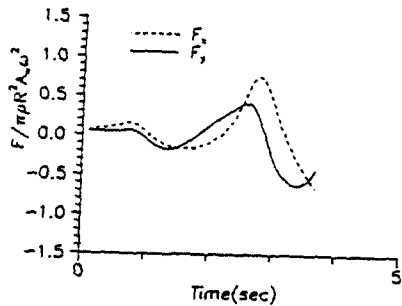


Fig.21-c Time history forces for wave maker and body motion ($K_R=1$, $h/R=2$, $A_w/R=0.6$, $X_{G_{int}}=-11$, $Y_{G_{int}}=-2$)

초기에는 물체가 파가 진행하는 방향으로 밀리면서 주기운동을 하다가 시간이 지나면 물체가 자유표면 쪽으로 올라간다. 파가 물체에 도달하면 자유표면의

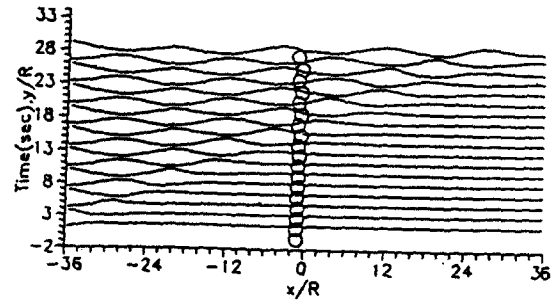


Fig.22-a Wave profile and body motion for incident wave ($K_R/R=0.4$, $h/R=2$, $A_w/R=0.5$)

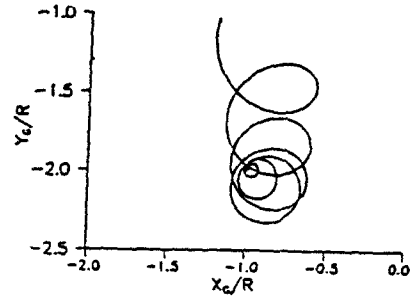


Fig.22-b Mass center position by wave maker and body motion ($K_R=0.4$, $A_w/R=0.5$, $X_{G_{int}}/R=-1$, $Y_{G_{int}}/R=-2$, $h/R=2$)

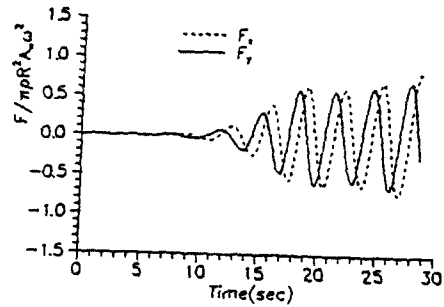


Fig.22-c Time history forces for wave maker and body motion ($K_R=0.4$, $A_w/R=0.5$, $X_{G_{int}}/R=-1$, $Y_{G_{int}}/R=-2$, $h/R=2$)

영향에 기인한 부양력(Suction force)이 작용됨을 알 수가 있다.

부유 추상체의 운동응답 계산에는 반폭 홀수비 $H_0=1.0$, 단면적 계수 1인 사각형 단면을 갖는 추상체가 다루어졌다. 운동 방향의 구속은 없고 G에 대한 질량 관성 모멘트는 $I_b/\rho b^4=0.6772$, G의 위치는 정수면으로부터 $y_G=-0.285b$ 인 위치로 주었다. Fig.

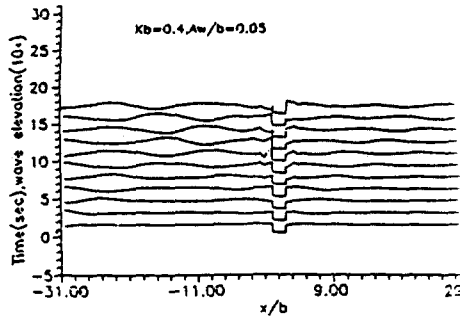


Fig.23-a Transient motion of rectangular cylinder

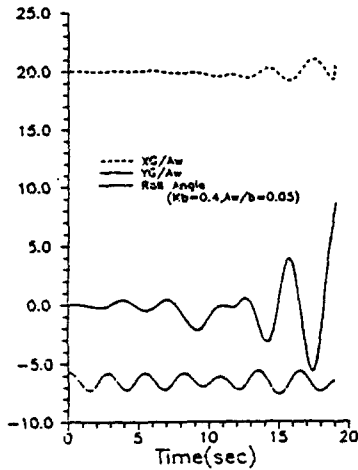


Fig.23-b Transient roll angle, heave & sway of rectangular cylinder

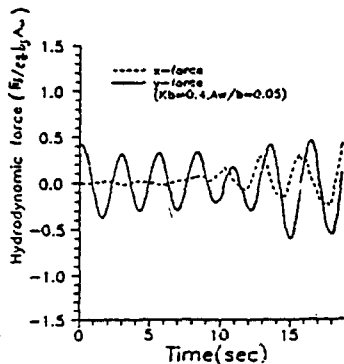


Fig.23-c Time history of forces for rectangular cylinder by waves

23-a,b,c는 사각형 주상체의 공진 주파수는 $\omega_b=1.892021$ 이고 이 주파수와 비슷한 파수 $K_b=0.4$, $A_w/b=0.05$ 로 파를 넣어 주었더니 파가 물체에 도달하여 어느 정도 운동하다가 횡동요에 의해 전복되었다. 이는 점성에 의한 감쇠력을 고려하지 않는다는 오는 결과인 듯하다.

6. 결 론

원형 주상체가 전진하면서 동요하는 경우의 동유체력을 계산한 다음 Fourier 변환하여 동유체력 계수를 구하였다. 잠수된 원형주상체의 운동응답을 계산하기 위하여 산란파 문제를 다루었고, 이어서 물체의 운동과 동유체력을 계산하였다. 수치계산 결과의 검증을 위해 본 계산치를 다른 이론해 및 실험치와 비교하였다.

이상의 연구를 통하여 다음의 결론을 얻었다.

1) 이제까지의 연구 결과에서는 저 주파수에서는 물체경계조건을 부과할 때 전진에 의한 상호작용 효과를 고려하면 Grue[6, 7]와 같이 $\tau=1/4$ 근처에서 부가질량이 음의 값을 가지면서 급격히 변하는 것으로 알려져 있고, 이 상호 작용 효과를 고려하지 않은 Hong[9]의 결과는 $\tau=1/4$ 에서 부가질량이 완만하게 변하는 결과를 보여주고 있다. 본 계산에서는 모든 비선형 항을 고려하였으나 물체 표면을 선형화한 Hong의 계산치와 경향이 같고, $\tau=1/4$ 근처에서 부가질량이 급격하게 변하는 현상을 관찰할 수 없었고, $\tau < 1/4$ 인 경우 물체표면만 비선형화한 Grue 결과와 큰 차이를 보여 주었다. 앞으로 $\tau=1/4$ 근처에서 정확한 현상을 규명하기 위해 다른 비선형 해법에 의한 계산 결과와의 더 엄밀한 비교가 필요하다고 생각된다.

2) 부유 원형 실린더가 전진동요하는 경우는 푸루우드수 0.25인 경우에 $\tau=1/4$ 근처에서 동유체력 계수가 잠수된 경우의 계산과 마찬가지로 완만하면서 연속적으로 변한다. 동유체력 계수를 전진속도가 없는 경우와 비교하면 전진 속도가 있는 경우는 시간 평균력, 2차 조화 성분력의 진폭의 값이 크다. $\tau=1/4$ 근처에서 파의 모양은 물체 앞쪽으로 전파되는 파고 뒤쪽으로 전파되는 파고보다 큰데 비하여, 잠수된 경우의 계산 결과는 그 반대 경향을 보여 주었다.

앞으로 3차원 문제에 대한 비선형 해법의 연구 개발이 필요하다고 생각된다.

참 고 문 헌

[1] Abramowitz, M. and I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Function." Dover Publication, 1965.

[2] Bender, Carl M. and Orszag, Steven A., "Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers", 1978.

[3] Dagan, G. and Miloh, T., "Free Surface Flow Past Oscillating Singularities", *J. Fluid Mech.*, 1982.

[4] Dommermuth, D.G. and Yue, D.K., "Numerical Simulations of Nonlinear Axisymmetric Flows with Free Surface", *J. of Fluid Mech.* Vol. 178, pp.195-219, 1987.

[5] Greenhow, M.C, Vinje, T. Brevig, P. and Taylor, J., "A Theoretical and Experimental Study of the Capsize of Salter's Duck in Extreme Waves", *J. Fluid Mech.*, 118, pp.221-239, 1982.

[6] Grue, J. and Palm, E., "Wave Radiation and Wave Diffraction from a Submerged Body in a Uniform Current", *J. Fluid Mech.*, 1985.

[7] Grue, J., "Time-Periodic Wave Loading on a Submerged Circular Cylinder in a Current", *J. Ship Res.*, 1986.

[8] Haskind, M.D., "On the Motion of Heavy Fluid", *PMM*, 1954.

[9] Hong, D.C., "Unsteady Wave Generation by Oscillating Cylinder Advancing under the Free Surface", *Proc. Seminar on Ship Hydrodyn.*, Seoul, 1988.

[10] Hwang, J.H. Kim, Y.J. and Lee, S.S., "Forward Speed Effects on the Linear and Nonlinear Hydrodynamic Forces on Oscillating Submerged Cylinders", *J. of SNA of Korea*, 1987.

[11] Inoue, R. and Kyojuka, Y., "On the Nonlinear Wave Forces Acting on Submerged Cylinders", Autumn Lecture, the Soc. Naval of Japan, 1984.

[12] Kim, Y.J., "On Two Dimensional Transient Motions with Large Amplitude by Time Domain Method", Ph.D. Dissertation, Seoul National University, 1984.

[13] Kim, Y.J. and Hwang, J.H., "The Two Dimensional Transient Motions with Large-Amplitude by Time Domain Analysis", *Proc. 16th ONR Symp.*, 1986.

[14] Kim, Y.J., "On Two-Dimensional Large-Amplitude Motions in Regular Waves", *J. of SNA of Korea*, Vol.26, 1989.

[15] Lee, H.Y., "A Numerical Study on Boundary Value Problems Subjected to Nonlinear Motions in Two Dimensions", Ph.D. Dissertation, Seoul National University, 1992.

[16] Lee, H.Y. and Hwang, J.H., "The Nonlinear Motions of Cylinders (I)", *J. of SNA of Korea*, 1992.

[17] Kyojuka, Y., "Experimental Study on Second-Order Forces Acting on a Cylindrical Body in Waves", *Proc. 14th ONR Symp.*, 1982.

[18] Park, S.H., "Oscillation of Cylinders Near the Free Surface of Deep Fluid in Horizontal Currents", Ph.D. Dissertation, SIT, 1983.

[19] Peter, H., "Applied and Computational Complex Analysis", Vol.1, Vol.2, 1974.

[20] Vinje, T. and Brevig, P., "Nonlinear Ship Motion", *Proc.3rd Int. Conf.on Num. Ship Hydrodyn.*, 1981.

부 록

우리는 물체와 함께 움직이는 좌표에 상대적인 정상 유동의 속도벡터 W 는 다음과 같다.

$$W = U \nabla (-x + \chi) \tag{1}$$

W 는 물체고정 좌표계에서 아래와 같은 물체표면 경계조건을 만족한다.

$$W \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on } \overline{S_B} \tag{2}$$

공간고정 좌표계에서 속도포텐셜을 다음과 같이 표시하고 운동속도 벡터를 표시하면 다음과 같다.

$$\varphi(x, t) = U\chi + \Phi(x, t) \tag{3}$$

$$\vec{V} = U\vec{i} + \vec{\alpha} \tag{4}$$

전체 포텐셜에 대한 물체표면 조건은 다음과 같다.

$$(\vec{V} - \nabla\phi) \cdot \vec{n} = 0 \quad \text{on } S_B \tag{5}$$

(1), (3), (4)를 이용하여 (5)에 대입하면 다음과 같다.

$$\Phi_n = \vec{\alpha} \cdot \vec{n} - W \cdot \vec{n} \quad \text{on } S_B \tag{6}$$

(6)의 둘째항을 운동평균위치에서 동요변위 α 에 대해 Taylor 전개하여 1차항까지 취하면 다음과 같다.

$$(W \cdot \vec{n})_{S_B} = ([W + \alpha \cdot \nabla W] \cdot \vec{n})_{\overline{S_B}}$$

$$+ O(\alpha^2) \tag{7}$$

(2)를 이용하고 (7)을 (6)에 대입하면 다음과 같다.

$$\Phi_n = \vec{n} \cdot (\vec{\alpha} - \alpha \cdot \nabla [-x + \chi])_{\overline{S_B}} \tag{8}$$

(8)의 둘째항의 χ (lee wave)에 대한 항이 물체를 고정시키고 계산하되 전진에 의한 동요위치를 고려하는 항이다. 이항의 χ 에 대한 기여를 빼면 물체표면을 선형화한 Park[18], Hong[9]의 계산예가 되며, 이항의 χ 에 대한 기여를 포함하면 Grue[6, 7]의 계산예가 된다.
